

POLITECNICO DI MILANO

Scuola di Ingegneria Civile, Ambientale e Territoriale

Dipartimento di Ingegneria Ambientale, Idraulica, Infrastrutture Viarie e  
del Rilevamento



V.I.V. SU UN CILINDRO: ANALISI SPERIMENTALE E  
MODELLAZIONE NUMERICA

RELATORE: prof. Stefano Malavasi

Tesi di Laurea Specialistica in Ingegneria Civile di:

Simone MANDELLI

Matr. n. 751945

Anno Accademico 2010 – 2011



# Indice

<b>1.</b>	<b>Introduzione .....</b>	<b>1</b>
1.1	Motivazioni .....	3
1.2	Oggetto dell'elaborato.....	4
<b>2.</b>	<b>Analisi Bibliografica.....</b>	<b>5</b>
2.1	Distacco di vortici da cilindri .....	7
2.1.1	Campo di moto a valle di un cilindro fisso .....	7
2.1.2	Numero di Strouhal.....	8
2.1.3	Numero di Reynolds.....	10
2.1.4	Forza di Lift e Drag .....	13
2.2	Vortex Induced Vibration.....	16
2.2.1	L'intervallo di sincronismo .....	17
2.2.2	Influenza dello smorzamento e del rapporto di massa.....	21
2.2.3	Modo 2S.....	26
2.2.4	Modo 2P.....	28
2.3	Fluidodinamica computazionale.....	30
2.3.1	VIV in fluidodinamica computazionale .....	31
<b>3.</b>	<b>Analisi Sperimentale .....</b>	<b>37</b>
3.1	Set-up sperimentale.....	40
3.1.1	Caratteristiche Dinamiche.....	41
3.1.2	Strumentazione.....	42
3.2	<i>Tecnica PSV</i> .....	47
3.2.1	Caratteristiche del set-up in Galleria del Vento .....	48
3.3	Elaborazione dei dati .....	51
3.3.1	Elaborazione delle immagini .....	51
3.3.2	Media in fase.....	52
3.4	Visualizzazioni del campo di moto in scia al cilindro .....	58
3.4.1	Streamline.....	59
3.4.2	Vorticità.....	60
3.4.3	Vortex core detection .....	71
<b>4.</b>	<b>Analisi computazionale (CFD) .....</b>	<b>75</b>
4.1	Caratteristiche di StarCCM+ <sup>®</sup> .....	77

---

4.2	Validazione del modello numerico.....	80
4.3	Modellazione del caso sperimentale .....	86
4.4	Analisi delle dimensioni del dominio e della mesh con cilindro fisso .....	89
4.4.1	L'errore di discretizzazione.....	94
4.5	Cilindro Oscillante .....	96
4.6	Confronto con i casi sperimentali .....	102
4.6.1	Prova a $V/V_s = 1, 138$ .....	104
4.6.2	Prova a $V/V_s = 1, 273$ .....	107
4.6.3	Errore di discretizzazione .....	112
<b>5.</b>	<b>Conclusioni.....</b>	<b>113</b>
<b>6.</b>	<b>Appendice I: Ulteriori visualizzazioni del campo di moto .....</b>	<b>117</b>
6.1	Campi sperimentali .....	120
6.2	Campi numerici .....	135
<b>7.</b>	<b>Appendice II: Analisi Numerica della sfera oscillante .....</b>	<b>139</b>
7.1	VIV su una sfera oscillante .....	141
7.2	Modello numerico.....	143
7.3	Prove numeriche .....	148
7.3.1	Caso 1: $U^*=4$ .....	148
7.3.2	Caso 2: $U^*=12$ .....	151
7.4	Considerazione sulla turbolenza nel modello numerico .....	153
<b>8.</b>	<b>Bibliografia.....</b>	<b>157</b>

# Indice delle Figure

<b>Figura 2.1-1:</b> Separazione flusso da un cilindro fisso (Zdravkovich, 1996) .....	7
<b>Figura 2.1-2:</b> Variazione del numero di Strouhal rispetto al numero di Reynolds (Zdravkovich 1996) .....	9
<b>Figura 2.1-3:</b> Numero di Strouhal in funzione del numero di Reynolds per $47 < Re < 10^{4.5}$ (Fay, Konig e Eckelmann 1998) .....	9
<b>Figura 2.1-4:</b> Distacco di vortici a bassa velocità .....	10
<b>Figura 2.1-5:</b> Separazione del flusso in regime subcritico (S.Muggiasca(2006)).....	11
<b>Figura 2.1-6:</b> Primo e secondo punto di separazione per il regime TrLB0 .....	12
<b>Figura 2.1-7:</b> Regime TrBL1 .....	12
<b>Figura 2.1-8:</b> Regime TrBL3 .....	13
<b>Figura 2.1-9:</b> Variazione di Cd e Cl in funzione del numero di Reynolds (Zdravkovich 1996).....	14
<b>Figura 2.1-10:</b> Variazione del $C_l'$ in funzione del numero di Reynolds (Norberg 2002).....	15
<b>Figura 2.2-1:</b> Campana di sincronismo con sovrapposte le tipologie di orbite realizzate dal cilindro in funzione della velocità ridotta (Blevins 2009).....	17
<b>Figura 2.2-2:</b> Campana di sincronismo ottenuta incrementando( UP) e diminuendo( DOWN) le velocità del vento incidente (Muggiasca 2006).....	18
<b>Figura 2.2-3:</b> $f^*$ in funzione di $U^*$ aumentando o diminuendo le velocità (Brika e Laneville 1993) .....	19
<b>Figura 2.2-4:</b> Risposta in frequenza attraverso diversi regimi di $m^*$ (Khalak 1999) .....	20
<b>Figura 2.2-5:</b> Ampiezza del campo di sincronismo in termini di $U^*$ in funzione del numero di Scruton (Sarpkaya 2004) .....	21
<b>Figura 2.2-6:</b> Massime ampiezze adimensionali in funzione del numero di Scruton (Sarpkaya 2004).....	22
<b>Figura 2.2-7:</b> Ampiezza della zona di sincronismo in funzione di $m^*$ (Govardhan e Williamson 2000) .....	22
<b>Figura 2.2-8:</b> "Griffin plot", + dati sperimentali di Feng( 1963), ° Khalak & Williamson( 1999), ρ Govardhan & Williamson( 2000), (Govardhan e Williamson 2000) .....	23
<b>Figura 2.2-9:</b> Due tipologie di risposta: (a) risposta di sistemi ad elevato mass damping (Feng 1968).(b) risposta di sistemi a basso mass damping (Govardhan e Williamson 2000).....	24
<b>Figura 2.2-10:</b> "Modified Griffin plot". a) asse delle ascisse in scala logaritmica. b) Asse (Williamson e Govardhan 2006) .....	25
<b>Figura 2.2-11:</b> Mappa di vorticità di Williamson and Roskho (Williamson e Roskho 1988) .....	26
<b>Figura 2.2-12:</b> Modalità di distacco 2S (Williamson e Roskho 1988).....	27
<b>Figura 2.2-13:</b> Modalità di distacco 2S: vorticità (Govardhan e Williamson 2000).....	27
<b>Figura 2.2-14:</b> Modalità di distacco 2P (Williamson e Roskho 1988).....	28
<b>Figura 2.2-15:</b> modalità di distacco 2P relativa all'upper branch (Govardhan e Williamson 2000) .....	29
<b>Figura 2.2-16:</b> modalità di distacco 2P relativa al lower branch (Govardhan e Williamson 2000).....	29

<b>Figura 2.3-1:</b> Risposta in ampiezza e in frequenza per $m^*=2,4$ , confronto risultati sperimentali con le simulazioni numeriche (Pan 2006) .....	32
<b>Figura 2.3-2:</b> Modalità di distacco 2P confrontata con i risultati ottenuti da Williamson (Pan 2006) ( $A^*=0.544$ , $U^*=4,4$ , $Re=3800$ ).....	33
<b>Figura 2.3-3:</b> Campana di sincronismo ottenuta da Guilmineau con tre differenti condizioni di inlet (Guilmineau e Quentey 2004).....	34
<b>Figura 2.3-1:</b> Vista complessiva della "Galleria del Vento" .....	39
<b>Figura 3.1-1:</b> Cilindro vincolato all'interno della galleria .....	40
<b>Figura 3.1-2:</b> End-Plates poste agli estremi del cilindro.....	40
<b>Figura 3.1-3:</b> Sistema di sospensione.....	41
<b>Figura 3.1-4:</b> Smorzamento adimensionale in funzione dell'ampiezza adimensionale di oscillazione (Muggiasca 2006) .....	42
<b>Figura 3.1-5:</b> Laser a triangolazione .....	43
<b>Figura 3.1-6:</b> Schema dell'Helium Bubble Generator.....	44
<b>Figura 3.1-7:</b> Diffusori delle bolle di sapone .....	45
<b>Figura 3.1-8:</b> Supporto delle lampade e piano di luce .....	45
<b>Figura 3.1-9:</b> Telecamera Olympus I-Speed TR .....	46
<b>Figura 3.2-1:</b> Relazione tra la frequenza di Strouhal, il numero di Strouhal e il numero di Reynolds (Muggiasca 2006) .....	49
<b>Figura 3.2-2:</b> Campana di sincronismo di S.Muggiasca sovrapposta alla mappa di vorticità di Williamson e Roskho. I pallini blu rappresentano le prove effettuate da R.Corretto, in azzurro sono raffigurate le prove del presente lavoro non ancora analizzate ed in giallo le prove analizzate. ....	50
<b>Figura 3.3-1:</b> Traiettoria del cilindro per $U^*=6.87$ .....	54
<b>Figura 3.3-2:</b> Spostamento del cilindro in direzione Y nei primi 10 cicli per $U^*=6.87$ .....	54
<b>Figura 3.3-3:</b> Campi di vorticità di una medesima fase con quattro dimensioni di griglia diverse. A partire dall'alto a sinistra e procedendo verso il destra e verso il basso 1,5cm-2cm-3cm-4cm. In verde la posizione del cilindro. ....	56
<b>Figura 3.3-4:</b> Interfaccia grafica del programma per l'analisi dei campi mediati in fase. Permette il calcolo delle streamline, vorticità e della swirling strength.....	57
<b>Figura 3.4-1:</b> Streamlines delle fasi 0 e 3 relative alle 4 prove, in rosso la posizione del cilindro a fine fase in verde a inizio fase.....	60
<b>Figura 3.4-2:</b> Numero di dati della fase 2 per la prova V4 .....	61
<b>Figura 3.4-3:</b> Curve di livello a pari vorticità $\Omega$ a passo 0,4 .....	63
<b>Figura 3.4-4:</b> Campana di sincronismo sovrapposta alla mappa di vorticità. In giallo i punti analizzati.....	64
<b>Figura 3.4-5:</b> Confronto tra la modalità di distacco osservata da Williamson (Govardhan e Williamson 2000) e quella nel presente lavoro per la prova V4 .....	65

<b>Figura 3.4-6:</b> Confronto campi di vorticità delle fasi 0, 6 e 9 per la prova V9 con le visualizzazioni di Williamson	67
<b>Figura 3.4-7:</b> Confronto campi vorticità della prova V9 con la modalità di distacco 2S osservata da Williamson	68
<b>Figura 3.4-8:</b> Confronto tra fasi simili per la media effettuata con 12 e 20 fasi nella condizione V11. A sinistra le figure dalla media con 12 fasi a destra quelle con 20	69
<b>Figura 3.4-9:</b> Confronto modalità di distacco 2P con le visualizzazioni della prova V11 nella media con 20 fasi	70
<b>Figura 3.4-10:</b> Swirling strength della fase 0 per la prova V9	72
<b>Figura 3.4-11:</b> Prova V11, a sinistra i campi di vorticità a destra la swirling strength per fasi corrispondenti	74
<b>Figura 4.1-1:</b> Esempio di geometria	77
<b>Figura 4.1-2:</b> Esempio di mesh deformata (a) e fissa (b)	79
<b>Figura 4.2-1:</b> Modello del caso riprodotto da Zaho (Zhao, Cheng e An 2012)	80
<b>Figura 4.2-2:</b> Mesh attorno al cilindro nel modello di Zaho (Zhao, Cheng e An 2012)	82
<b>Figura 4.2-3:</b> Mesh composta da 350k celle utilizzata nel presente lavoro	82
<b>Figura 4.2-4:</b> Ampiezza di oscillazione adimensionale osservata da Zaho per $KC=10$ e $Vr=10$ (Zhao, Cheng e An 2012)	83
<b>Figura 4.2-6:</b> Spostamento adimensionale del cilindro	83
<b>Figura 4.2-5:</b> Spettro dello spostamento del cilindro (Zhao, Cheng e An 2012)	84
<b>Figura 4.2-7:</b> PSD dello spostamento del cilindro	84
<b>Figura 4.3-1:</b> Modello di un cilindro oscillante (Farshidianfar e Zanganeh 2010)	86
<b>Figura 4.3-2:</b> Esempio di geometria del modello numerico. a) è la superficie di inlet, U velocità in inlet. b) la superficie di outlet. c) e d) superfici di simmetria. k è la rigidità del sistema cilindro e c il suo coefficiente di smorzamento.	87
<b>Figura 4.4-1:</b> Esempio di mesh con 1700k celle	89
<b>Figura 4.4-2:</b> Dimensioni del dominio	91
<b>Figura 4.4-3:</b> Profili di velocità a monte del cilindro-effetto della distanza dell'inlet dal cilindro	91
<b>Figura 4.4-4:</b> Confronto di $C_d$ - $C_L$ - $St$ in funzione del numero di celle	93
<b>Figura 4.5-1:</b> a) Ampiezza di oscillazione del cilindro in aria ferma. b) Analisi in frequenza dell'ampiezza di oscillazione	97
<b>Figura 4.5-2:</b> Relazione tra numero di Reynolds e frequenza di distacco dei vortici	98
<b>Figura 4.5-3:</b> Transitorio dell'ampiezza di oscillazione e del $C_L$ (Muggiasca 2006)	99
<b>Figura 4.5-4:</b> Prova di transitorio con velocità in inlet costante per la condizione V4	100
<b>Figura 4.5-5:</b> Prova di transitorio per la condizione V4 con velocità in inlet gradualmente crescente e andamento del coefficiente di Lift	101
<b>Figura 4.6-1:</b> Campana di sincronismo. In giallo le prove sperimentali V4 e V11	102

<b>Figura 4.6-2:</b> (a)-(b)-(c) Campi di vorticità numerici per la condizione V4 corrispondenti rispettivamente a inizio, metà e fine fase (d) Campo di vorticità per la fase 9 della condizione V4 .....	103
<b>Figura 4.6-3:</b> Oscillazione numerica del cilindro per la prova V4. Ultimi 100 cicli della simulazione .....	104
<b>Figura 4.6-4:</b> Oscillazione del cilindro misurata sperimentalmente .....	105
<b>Figura 4.6-5:</b> PSD dell'oscillazione del cilindro. In blu quella numerica in arancione quella sperimentale .....	105
<b>Figura 4.6-6:</b> Confronto campi di vorticità numerici e sperimentali per la condizione V4 .....	107
<b>Figura 4.6-7:</b> Campana di sincronismo con sovrapposta in giallo la prova V11 e in arancione le prove numeriche a differenti valori di smorzamento riportati nelle etichette .....	108
<b>Figura 4.6-8:</b> Oscillazione misurata numericamente per la prova V11 .....	108
<b>Figura 4.6-9:</b> Prova V11: spostamento del cilindro in direzione trasversale al flusso .....	109
<b>Figura 4.6-10:</b> Analisi in frequenza dell'oscillazione del cilindro. In blu lo spettro riferito all'analisi numerica, in verde quello sperimentale .....	110
<b>Figura 4.6-11:</b> A sinistra campi di vorticità istantanei numerici a destra quelli sperimentali per la prova V11111	
<b>Figura 5.1-1:</b> Campana di sincronismo con sovrapposta la mappa di vorticità. I pallini blu rappresentano le prove effettuate da R. Corretto. I triangoli azzurri le prove del presente lavoro non analizzate. In giallo le prove analizzate e in arancione le prove effettuate numericamente. ....	119
<b>Figura 7.1-1:</b> Modi di vibrare di una sfera per diversi rapporti di massa (Jauvits, Govardhan e Williamson 2001) .....	142
<b>Figura 7.1-2:</b> a) "Griffin Plot" risposta in ampiezza della sfera in funzione del <i>mass damping</i> . b) curve di risposta in ampiezza a pari <i>mass damping</i> (Govardhan e Williamson 2005) .....	143
<b>Figura 7.2-1:</b> Geometria del modello numerico del canale e della sfera .....	144
<b>Figura 7.2-2:</b> Campo di velocità istantaneo con sovrapposta la mesh deformata .....	145
<b>Figura 7.2-3:</b> Riferimento globale e locale del sistema sfera-filo .....	146
<b>Figura 7.3-1:</b> Spostamento in direzione y misurato sperimentalmente .....	148
<b>Figura 7.3-2:</b> Spostamento in direzione x e y calcolati numericamente .....	149
<b>Figura 7.3-3:</b> Traiettoria misurata sperimentalmente .....	150
<b>Figura 7.3-4:</b> Traiettoria calcolata numericamente .....	150
<b>Figura 7.3-5:</b> Spostamenti in direzione x e y misurati sperimentalmente .....	151
<b>Figura 7.3-6:</b> Spostamenti in direzione x e y calcolati numericamente .....	151
<b>Figura 7.3-7:</b> Traiettoria misurata sperimentalmente .....	152
<b>Figura 7.3-8:</b> Traiettoria numerica .....	153
<b>Figura 7.4-1:</b> Spostamenti adimensionali in direzione x e y della sfera per $U^* = 6$ . In blu e rosso spostamenti x e y relativi alla prova con sorgente turbolenta. In verde e viola gli spostamenti x e y in assenza di sorgente turbolenta. ....	155



# Indice delle Tabele

<b>Tabella 2-1:</b> Valori del coefficiente di Drag in funzione del tipo di regime.....	14
<b>Tabella 3-1:</b> Prove effettuate nella campagna di acquisizione .....	50
<b>Tabella 3-2:</b> Principali parametri adimensionali relativi alle prove analizzate .....	58
<b>Tabella 4-1:</b> Dati della simulazione di Zaho .....	81
<b>Tabella 4-2:</b> Caratteristiche dinamiche del cilindro .....	88
<b>Tabella 4-3:</b> Valori dei parametri della mesh utilizzata .....	90
<b>Tabella 4-4:</b> Variazione del numero di Strouhal in funzione della distanza dell'inlet dal cilindro .....	92
<b>Tabella 4-5:</b> Calcolo GCI per il coefficiente di Drag del cilindro e per il numero di Strouhal.....	95
<b>Tabella 4-6:</b> Scarto quadratico medio e errore delle misure delle ampiezze di oscillazione sperimentale e numerica .....	104
<b>Tabella 4-7:</b> Valori delle frequenze di oscillazione .....	106
<b>Tabella 4-8:</b> RMS dell'ampiezza di oscillazione sperimentale e numerica.....	109
<b>Tabella 4-9:</b> Valori delle frequenza di picco dei due spettri e l'errore relativo .....	110
<b>Tabella 4-10:</b> Calcolo dell'errore di discretizzazione per l'ampiezza di oscillazione del cilindro .....	112
<b>Tabella 7-1:</b> Caratteristiche geometriche del modello della sfera oscillante nel canale a superficie libera.....	144
<b>Tabella 7-2:</b> Principali caratteristiche della mesh adottata .....	146
<b>Tabella 7-3:</b> Frequenza di oscillazione naturale in acqua e smorzamento della sfera per il caso numerico e per quello sperimentale .....	147



# Abstract

Il presente lavoro riguarda l'analisi del fenomeno di vortex induced vibration su un cilindro circolare oscillante caratterizzato da un elevato valore di *mass-ratio*, un basso valore di *mass damping* e un alto numero di Reynolds. Nel lavoro è stata effettuata una prima fase sperimentale condotta nella Galleria del Vento del Politecnico di Milano e successivamente una seconda fase in cui si è cercato di riprodurre il fenomeno per via numerica mediante l'uso del software di fluidodinamica computazionale StarCCM+<sup>®</sup>.

Lo scopo principale del lavoro è stato indagare la modalità di distacco dei vortici per cercare di osservare la transizione tra la modalità di distacco 2S a quella 2P attraverso la regione di sincronizzazione. L'analisi sperimentale è stata condotta mediante l'uso della tecnica PSV estrapolando i campi di moto, vorticità e *swirling strength* per l'identificazione dei vortici. È stata osservata un'estensione della modalità di distacco 2S lungo tutto il ramo *initial* anche dove sarebbe prevista una modalità 2P mentre è stata riscontrata la modalità 2P solamente nell'*upper branch*.

Le simulazioni RANS hanno riprodotto i casi sperimentali analizzati. Inizialmente è stato validato il codice riproponendo un'analisi di VIV presente in letteratura e in seguito è stata condotta la medesima campagna sperimentale ma per via numerica. I risultati si sono mostrati in accordo con le prove sperimentali sia per la risposta in ampiezza del cilindro sia per le modalità di distacco di vortici osservate.



# **1. Introduzione**



## 1.1 Motivazioni

Il presente lavoro di tesi si inserisce all'interno delle ricerche sperimentali riguardanti le strutture oscillanti in corso presso il Dipartimento di Ingegneria Idraulica e presso la "Galleria del Vento" del Politecnico di Milano e si inserisce all'interno del progetto di ricerca denominato SISSI (Sollecitazioni Idrodinamiche su Strutture Sommerse). Il progetto SISSI è afferente al bando Lisa (Laboratorio Interdisciplinare per la Simulazione Avanzata), bando di collaborazione tra Regione Lombardia e Cilea (Consorzio Interuniversitario Lombardo per l'Elaborazione Automatica) atto a promuovere la ricerca sul territorio.

L'analisi di strutture oscillanti è di grande interesse in quanto la conoscenza approfondita dell'interazione tra fluido e struttura permette di conoscere le forze che si generano e la risposta della struttura a tali sollecitazioni. I campi di interesse applicativo riguardano innumerevoli problemi come strutture sommerse, galleggianti o semigalleggianti quali strutture di supporto per aerogeneratori, breakwaters, tunnel sommersi, cavi sottomarini strutture quali ciminiere, edifici alti, cavi dell'alta tensione e sistemi per la produzione di energia. In particolare si indaga maggiormente la zona in scia all'oggetto in quanto è la regione in cui si formano le strutture vorticose responsabili delle sollecitazioni che si scaricano sulla struttura,

Il problema è stato affrontato sia sperimentalmente che numericamente. Oltre alla campagna sperimentale oggetto di questo lavoro, sono state svolte precedenti campagne di acquisizioni condotte sempre all'interno della Galleria del Vento del Politecnico, in particolare si cita lo studio condotto da Malvasi (Malvasi, Corretto e Fossati 2011). Alla prosecuzione di questo lavoro sperimentale si è voluto accoppiare l'analisi numerica al fine di aumentare le possibilità di analisi del fenomeno.

L'analisi numerica permette, una volta calibrato il modello grazie ai dati sperimentali, di estendere le prove con condizioni al contorno differenti potendo così ampliare in maniera considerevole lo studio del fenomeno. Le simulazioni numeriche in questo genere di problemi risultano molto complesse dovendo trattare problemi in cui è implicato anche il movimento della struttura. Per questo motivo la collaborazione con il centro di calcolo del Cilea risulta essenziale in quanto garantisce la possibilità di utilizzare macchine con una capacità di calcolo elevata che consentono di ottimizzare le tempistiche delle simulazioni.

---

## 1.2 Oggetto dell'elaborato

Nella prima parte dell'elaborato (capitolo 2) è presentata in maniera riassuntiva lo stato dell'arte relativo alle studi effettuati sui cilindri oscillanti. Viene fornito un panorama relativo alle cause del fenomeno ed ai parametri in gioco. In particolare vengono introdotti il rapporto di massa e lo smorzamento adimensionale che, come illustreremo in maniera più approfondita, sono i principali fattori che determinano il comportamento dinamico del sistema. Il capitolo si conclude con una descrizione fluidodinamica del fenomeno andando a studiare le differenti modalità di distacco di vortici osservate in letteratura.

Nel capitolo successivo viene descritto il set up sperimentale implementato presso la "Galleria del Vento" del Politecnico di Milano. Oltre alla strumentazione si illustra anche la particolare tecnica di visualizzazione del campo di moto adottata e già sviluppata nella precedente campagna di acquisizioni. In seguito si studia la tecnica di elaborazione delle immagini utilizzata, con particolare riguardo al nuovo metodo di analisi utilizzando codici sviluppati in ambiente *Matlab*. Vengono quindi presentati i risultati ottenuti dalle analisi di immagine comprendenti i campi di moto, di vorticità e della *swirling strength* per una migliore identificazione delle strutture vorticose.

Nel capitolo 4 viene presentato il modello numerico sviluppato con il codice CFD StarCCM+. Come prima analisi sono state effettuate delle simulazioni di un modello di una sfera oscillante sviluppato in un precedente elaborato di tesi, sviluppato da R.Quadri. In un secondo tempo è stato sviluppato il modello del cilindro oscillante. Si è scelto innanzitutto di validare il codice riproducendo un caso presente in letteratura successivamente sono stati riprodotti alcuni casi sperimentali, per la validazione sono stati confrontati il movimento del cilindro e i campi di vorticità.

In appendice vengono presentati in maniera più approfondita i risultati sperimentali e le validazioni numeriche svolte.



## **2. Analisi**

# **Bibliografica**



## 2.1 Distacco di vortici da cilindri

Il distacco di vortici da corpi cilindrici è un fenomeno molto complesso, che è stato ampiamente studiato in passato. In questo capitolo viene illustrato lo stato dell'arte in merito a studi sperimentali e numerici effettuati su cilindri fissi e liberi di oscillare.

In generale il distacco di vortici assume notevole importanza nei problemi di ingegneria in quanto è responsabile della resistenza di forma che il corpo oppone al flusso, pertanto è importante descrivere correttamente la fluidodinamica del problema per poter conoscere le forze che si esercitano sui corpi e gli effetti che queste possono generare.

### 2.1.1 Campo di moto a valle di un cilindro fisso

Quando un fluido investe un corpo tozzo l'interazione tra i due corpi dipende strettamente dal fenomeno della separazione del flusso. La separazione avviene all'interno dello *strato limite* che è una zona prossima alla superficie del corpo nel quale gli effetti viscosi risultano essere importanti, si hanno alti gradienti di velocità per l'importanza che assumono gli sforzi tangenziali.

La corrente nei corpi tozzi, in prossimità della parete, non ha sufficiente inerzia per vincere il gradiente di pressione avverso e quindi non riesce più a seguire la superficie del corpo nella regione posteriore. Si genera così una regione di scia a valle dell'oggetto in cui si ha ricircolo del flusso e dove, di conseguenza nascono strutture vorticose che si staccano con differenti modalità dal corpo.

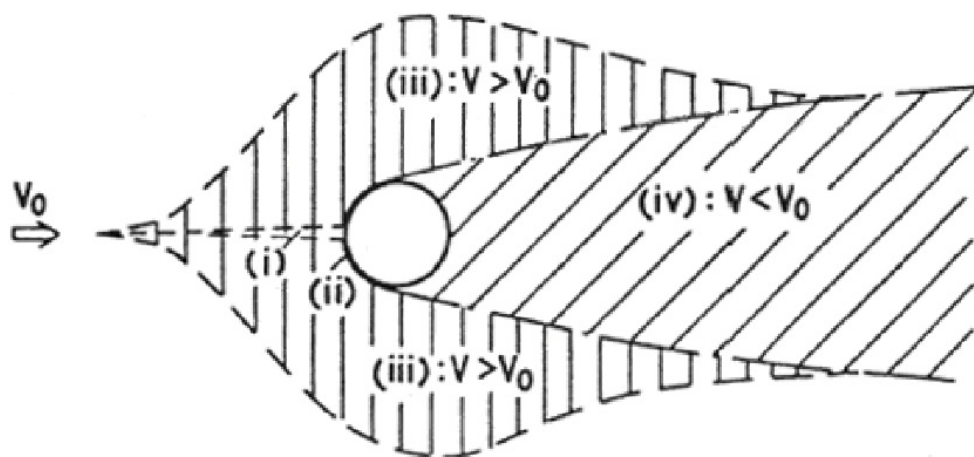


Figura 2.1-1: Separazione flusso da un cilindro fisso (Zdravkovich, 1996)

---

Il punto di separazione nei cilindri circolari non è sempre costante ma dipende dal tipo di *strato limite* che si sviluppa in prossimità della superficie del cilindro, che dipende dal numero di Reynolds relativo all'oggetto.

In prossimità del cilindro, secondo la trattazione di Zdravkovich (Zdravkovich 1996), si identificano quattro zone come illustrato in **Figura 2.1-1**:

- i. Flusso ritardato
- ii. Strato limite
- iii. Flusso accelerato
- iv. Regione di scia

La fluidodinamica che regola il distacco di vortici è governata da diversi parametri quali il numero di Strouhal, di Reynolds e la turbolenza del flusso. Possono inoltre essere presenti altri fattori, non legati alla fluidodinamica, che modificano i parametri del sistema come l'effetto di bloccaggio, la scabrezza del cilindro, la distanza dalla parete di fondo.

### 2.1.2 Numero di Strouhal

Storicamente i primi studi relativi al distacco di vortici furono effettuati da Strouhal nel 1878 osservando l'emissione sonora da fili e cavi sottoposti all'azione del vento. Si accorse di come il suono del cavo fosse dipendente dalla velocità del vento e dal diametro del cavo. Gli esperimenti di Strouhal mostrarono una proporzionalità tra la velocità del vento incidente  $V$ , il diametro del cavo  $D$  e la frequenza di distacco dei vortici  $f_{S_t}$ , la costante di proporzionalità è il numero di Strouhal definito come:

$$S_t = \frac{f_{S_t} \cdot D}{V} \quad [2-1]$$

Il valore del numero di Strouhal è proprio di ogni oggetto ed è legato al numero di Reynolds come mostrano la **Figura 2.1-2** e la **Figura 2.1-3** nel caso di cilindri circolari.

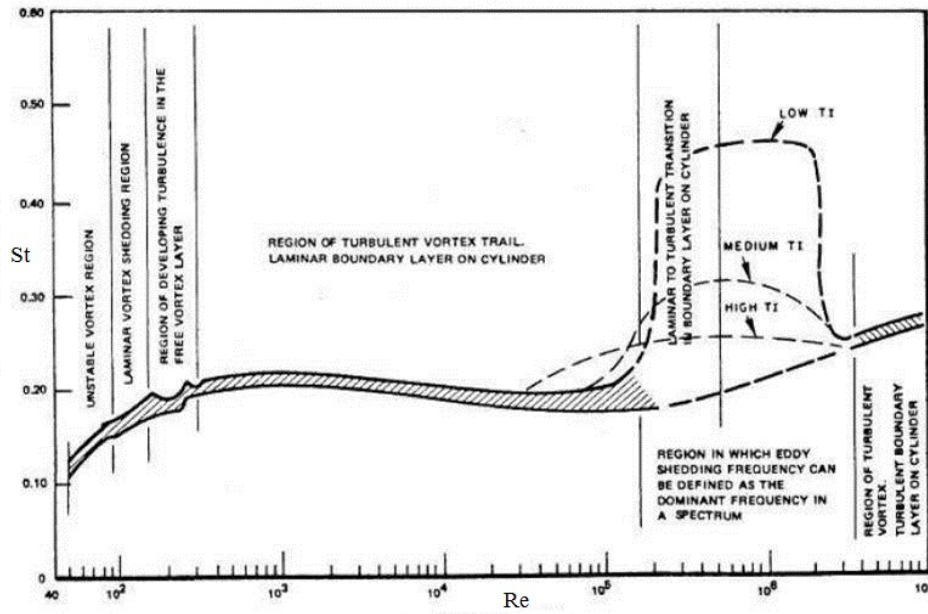


Figura 2.1-2: Variazione del numero di Strouhal rispetto al numero di Reynolds (Zdravkovich 1996)

È stata proposta da Fay (Fay, König e Eckelmann 1998) una relazione sperimentale tra numero di Strouhal e di Reynolds in regime subcritico.

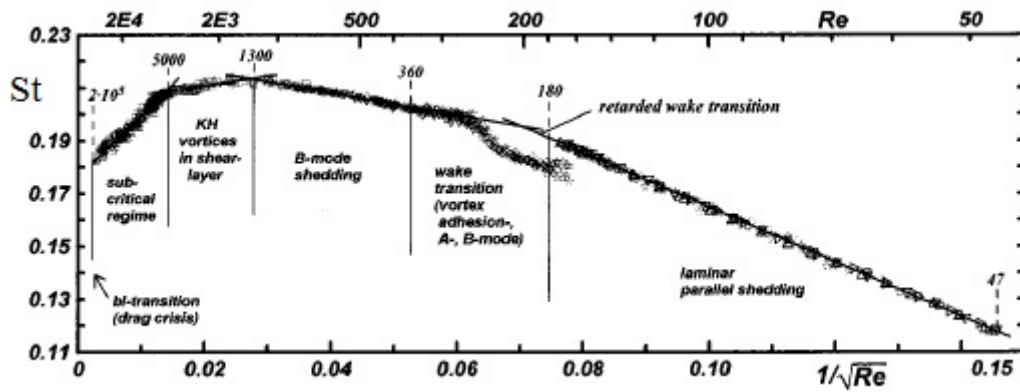


Figura 2.1-3: Numero di Strouhal in funzione del numero di Reynolds per 47 < Re < 10<sup>5</sup> (Fay, König e Eckelmann 1998)

$$S_t = S_t^* + \frac{m}{\sqrt{Re}} \quad [2-2]$$

dove  $S_t^*$  e  $m$  sono coefficienti tabulati in funzione del numero di Reynolds, in **Figura 2.1-3** e **Figura 2.1-2** vengono illustrate le relazioni rispettivamente tra Strouhal e numero di Reynolds e tra Strouhal e  $1/\sqrt{Re}$ .

---

### 2.1.3 Numero di Reynolds

Il numero di Reynolds è definito come rapporto tra le forze inerziali e quelle viscosi

$$Re = \frac{\rho \cdot V \cdot D}{\mu} \quad [2-3]$$

dove  $D$  è una dimensione caratteristica dell'oggetto, nel caso di corpi cilindrici circolari, il diametro,  $\rho$  la densità del fluido,  $\mu$  la viscosità dinamica e  $V$  la velocità del flusso incidente.

Le condizioni del flusso sono funzione del numero di Reynolds pertanto anche le modalità di distacco di vortici sono funzioni di questo parametro. In condizioni di  $Re$  molto basso ( $Re < 300$ ) il regime viene detto laminare, prevalgono gli sforzi viscosi su quelli turbolenti all'interno del flusso. Si osserva, comunque, un distacco alternato di vortici detto distacco di vortici a bassa velocità in cui i vortici non si staccano direttamente dal cilindro ma si formano gradualmente a causa della perturbazione dovuta dall'oggetto e vengono trasportati a valle dal flusso (**Figura 2.1-4**).



**Figura 2.1-4:** Distacco di vortici a bassa velocità

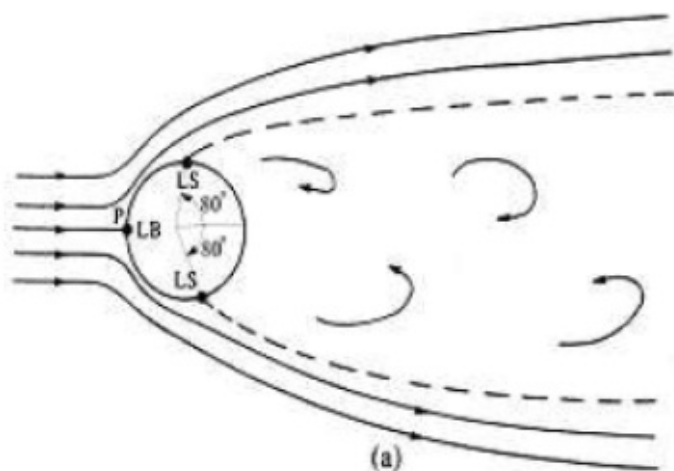
Per  $Re > 300$  si instaura, invece, il distacco di vortici ad alta velocità nel quale i vortici non sono collegati, come in **Figura 2.1-4**, da linee di flusso ma si staccano in maniera alternata dal cilindro. All'aumentare di Reynolds possiamo definire diversi regimi. In letteratura sono state proposte differenti definizioni per i vari regimi. In questo lavoro presentiamo la nomenclatura di Zdravkovich (Zdravkovich 1996) adottata nei precedenti lavori condotti nella "Galleria del Vento" del Politecnico di Milano (Muggiasca 2006), (Boiocchi e Morganti 2008), (Corretto 2009).

Si identificano due principali regimi di transizione denominati rispettivamente  $TrSL$  (Transition in shear layer state) che avviene per  $300 < Re < 10^5$ ,  $TrBL$  (Transition in boundary layer state) che si osserva per  $Re$  maggiori. Ogni regime si sviluppa attraverso fasi differenti.

La transizione  $TrSL$  si sviluppa attraverso:

- $TrSL1$  (regime subcritico inferiore): transizione alla turbolenza nella regione di scia
- $TrSL2$  (regime subcritico intermedio) la transizione si avvicina al punto di separazione della scia
- $TrSL3$  (regime subcritico superiore) transizione alla turbolenza nel punto di separazione accompagnata da un accorciamento della scia.

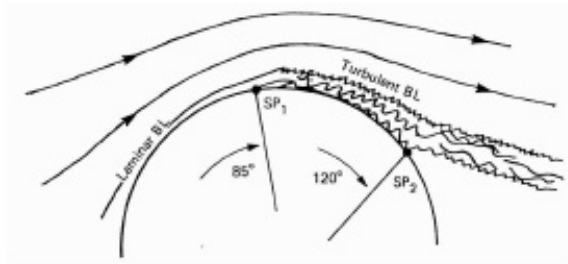
In regime subcritico notiamo come lo strato limite rimanga attaccato al cilindro fino al punto di separazione posto a un'inclinazione di circa  $80^\circ$  rispetto al punto di stagnazione come mostrato in **Figura 2.1-5**, la transizione avviene all'interno dello strato limite.



**Figura 2.1-5:** Separazione del flusso in regime subcritico (S.Muggiasca(2006))

La transizione  $TrBL$  si sviluppa in quattro differenti regimi che presentano differenti comportamenti fluidodinamici.

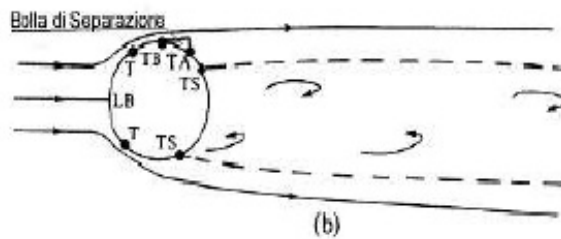
- $TrBL0$  (regime precritico): definito per  $10^5 < Re < 3 \cdot 10^5$



**Figura 2.1-6:** Primo e secondo punto di separazione per il regime TrLB0

La transizione avviene ancora nel *free shear layer* in corrispondenza del punto SP1 come mostrato in **Figura 2.1-6**, ma per effetto della turbolenza lo shear layer tende a riattaccarsi sotto forma di strato limite turbolento per poi separarsi in SP2.

- TrBL1 (regime *One Bubble*):  $3 \cdot 10^5 < Re < 3.8 \cdot 10^5$



**Figura 2.1-7:** Regime TrBL1

Come mostrato in **Figura 2.1-7** lo strato limite si separa in TB per poi riattaccarsi in TA formando una bolla di separazione, per poi separarsi definitivamente in TS. La scia raggiunge la sua ampiezza minima e quindi vengono minimizzati gli effetti di forma, è la regione in cui si ha la “crisi del Drag”. Il distacco di vortici non è più periodico.

- TrBL3 (regime supercritico):  $5 \cdot 10^5 < Re < 3 \cdot 10^6$



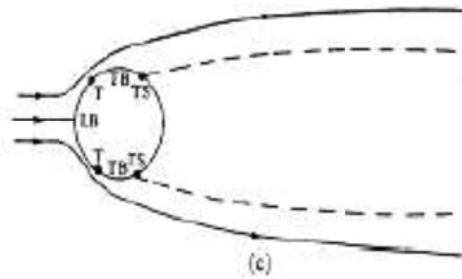


Figura 2.1-8: Regime TrBL3

Non sono più presenti le bolle di separazione e la scia risulta più ampia rispetto al caso critico. Il distacco di vortici è casuale sia in frequenza che in ampiezza

- TrBL4( regime postcritico):  $3 \cdot 10^6 < Re$  la transizione da strato limite laminare a turbolento avviene in corrispondenza del punto di separazione, si assiste alla ricomparsa del fenomeno del distacco di vortici periodico

Nel successivo paragrafo vengono illustrate le conseguenze dei possibili regimi sopra descritti in termini di forze che si scaricano sulla struttura. Dall'ampiezza della scia e dal tipo di distacco di vortici dipendono, infatti, l'entità e l'andamento di tali forze.

#### 2.1.4 Forza di Lift e Drag

Nel fenomeno di interazione fluido-struttura è particolarmente importante, come veniva sottolineato nel precedente paragrafo, determinare le forze che il fluido scarica sulla struttura. La forza di resistenza è composta dalla differenza di pressione che si crea tra il lato di monte e quello di valle dell'oggetto e dalle azioni tangenziali.

Per i corpi affusolati, come ad esempio i profili alari, la vena fluida tende a rimanere attaccata al profilo e quindi la differenza di pressione tra monte e valle può essere ritenuta trascurabile rispetto alle azioni tangenziali che invece forniscono il contributo principale alla forza di resistenza. Mentre per i corpi tozzi, come sfere e cilindri, la resistenza di forma dovuta alla differenza di pressione risulta considerevole e le azioni tangenziali trascurabili.

In generale è possibile scomporre in due contributi la somma di azioni tangenziali e pressioni sulla superficie del corpo.

- Forza di Drag (resistenza): forza diretta parallelamente alla velocità relativa flusso incidente rispetto al corpo definita come:

$$F_D = \frac{1}{2} \cdot C_D \cdot \rho \cdot U^2 \cdot A \quad [2-4]$$

dove  $\rho$  è la densità del fluido  $U$  è la velocità del flusso incidente  $A$  è l'area frontale dell'oggetto, mentre  $C_d$  è il coefficiente di Drag.

- Forza di Lift (portanza): forza perpendicolare a quella di Drag

$$F_L = \frac{1}{2} \cdot C_L \cdot \rho \cdot U^2 \cdot A \quad [2-5]$$

dove  $C_L$  è il coefficiente di Lift

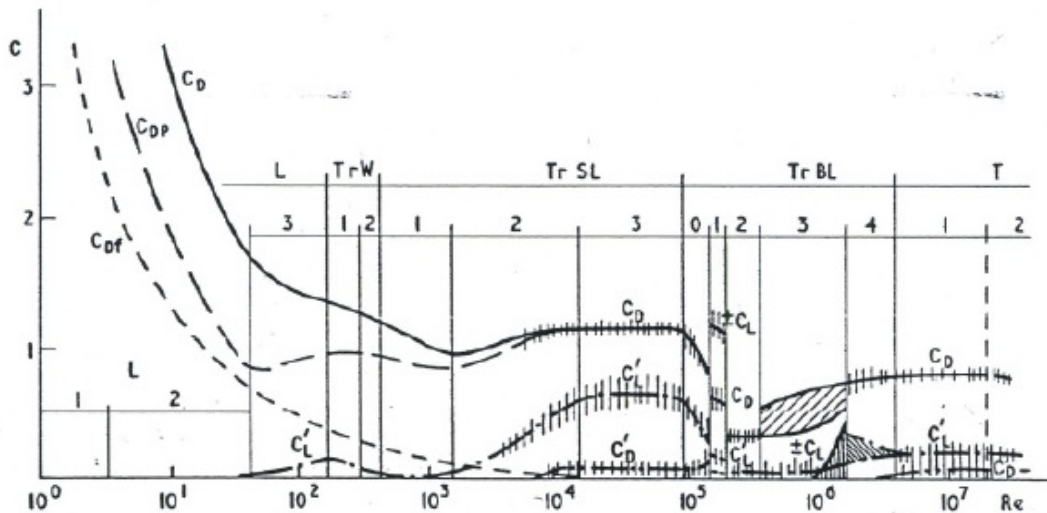


Figura 2.1-9: Variazione di  $C_d$  e  $C_l$  in funzione del numero di Reynolds (Zdravkovich 1996)

I coefficienti aerodinamici dipendono dalla forma dell'oggetto, dalla scabrezza, dal tipo di flusso che si instaura in corrispondenza del corpo. Per la determinazione delle forze si fa riferimento ai coefficienti adimensionali che possono essere determinati sperimentalmente.

In **Tabella 2-1** sono riportati i valori del coefficiente di Drag in funzione del numero di Reynolds mentre in **Figura 2.1-9** è possibile vedere l'andamento del coefficiente di Drag nei vari regimi esposti da Zdravkovich.

Regime di flusso	Reynolds	$C_d$
Subcritico	$300 \div 2 \cdot 10^5$	1,2
Critico	$2 \cdot 10^5 \div 5 \cdot 10^5$	1,2÷0,3
Supercritico	$5 \cdot 10^5 \div 2 \cdot 10^6$	0,5÷0,7
Ipercritico	$> 3 \cdot 10^6$	0,7

Tabella 2-1: Valori del coefficiente di Drag in funzione del tipo di regime

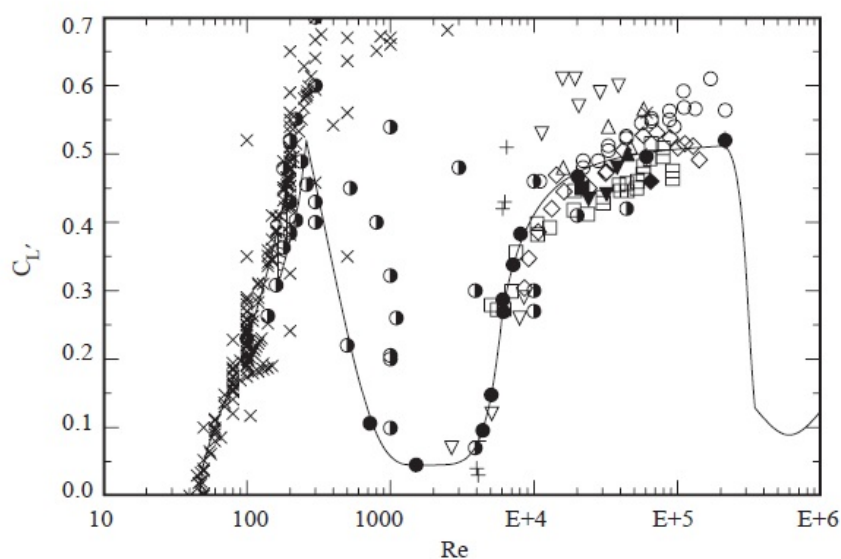
Notiamo come in regime critico, spostandosi a valle il punto di separazione, si abbia una diminuzione della resistenza fino a un valore critico pari a 0,3. All'aumentare del numero di Reynolds i valori del coefficiente aumentano fino a stabilizzarsi intorno a un valore di 0,7.

Quando si ha un distacco di vortici periodico il coefficiente di Lift risulta avere un andamento sinusoidale nel tempo con frequenza di oscillazione pari a quella di *vortex shedding*. È proprio il distacco alternato che crea una forzante sincronizzata ad esso. C.Norberg ha proposto una formula empirica per la stima dell'RMS (scarto quadratico medio) del  $C_L$ , il valor medio infatti risulta essere nullo in assenza di effetti dovuti al bloccaggio o alla vicinanza da una parete.

$$C_L' = 0.045 + 3 \cdot x^{4.6} \text{ per } 1.6 < \frac{Re}{10^3} < 5.4 \quad [2-6]$$

$$C_L' = 0.52 - 0.06 \cdot x^{-2.6} \text{ per } 5.4 < \frac{Re}{10^3} < 220$$

dove  $x = \log\left(\frac{Re}{1600}\right)$ . In **Figura 2.1-10** è rappresentata con una linea continua la curva sperimentale ricavata dalla formula di Norberg interpolante una serie di valori ricavati sia sperimentalmente sia numericamente. È stata inoltre evidenziata una certa variabilità dei valori in funzione della turbolenza, del coefficiente di bloccaggio e del rapporto diametro-lunghezza.



**Figura 2.1-10:** Variazione del  $C_L'$  in funzione del numero di Reynolds (Norberg 2002)

---

## 2.2 Vortex Induced Vibration

Quanto detto finora è valido nel caso di cilindro rigido e fisso. Nel caso il cilindro sia lasciato libero di vibrare si può generare un complesso fenomeno di interazione fluidoelastica detto vibrazioni indotte da distacco di vortici ( VIV, vortex induced vibration). Accade infatti che un cilindro, libero di vibrare, immerso in una corrente uniforme inizia ad oscillare con ampiezze significative quando la frequenza di distacco dei vortici è prossima alla frequenza naturale del cilindro.

Possiamo definire una velocità, detta di Strouhal, per la quale la frequenza di distacco è pari a quella propria della struttura.

$$V_S = \frac{f_N \cdot D}{S_t} \quad [2-7]$$

dove  $f_N$  è la frequenza propria del cilindro, le oscillazioni sono rilevanti quando la velocità della vena fluida incidente è prossima a quella di Strouhal e si verificano condizioni di risonanza per il cilindro dovute al forzamento aerodinamico. Il forzamento produce effetti sensibili in direzione *cross flow*, quelli in direzione *in line* sono spesso trascurabili.

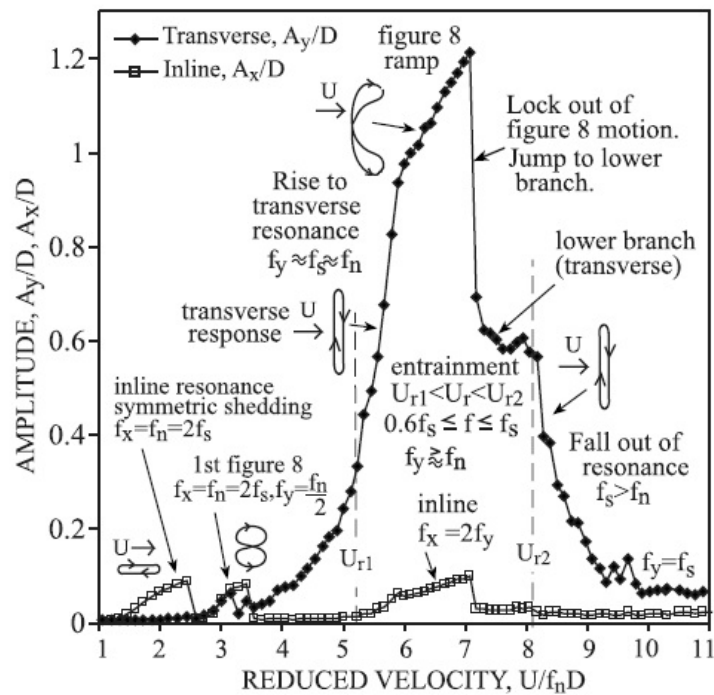
In fluidoelasticità spesso si fa riferimento al parametro adimensionale velocità ridotta ( $U^*$ ) per caratterizzare il fenomeno.

$$U^* = \frac{V}{f_N \cdot D} \quad [2-8]$$

In funzione della velocità ridotta possono essere definiti diversi comportamenti del cilindro:

- $U^* < 1.25$  piccole vibrazioni dovute alla turbolenza del flusso in entrambe le direzioni
- $1.25 < U^* < 2.7$  oscillazioni in direzione *in line*
- $2.7 < U^* < 4.5$  oscillazioni in entrambe le direzioni, in quella *in line* con frequenza pari a  $2 \cdot f_N$  e in direzione *cross flow* pari a  $f_N$ . Il distacco di vortici avviene in maniera alternata.
- $4.5 < U^* < 8$  oscillazioni in direzione *cross flow* di entità pari al diametro del cilindro, condizione di massimo forzamento.

Blevins ha analizzato a fondo le diverse tipologie di traiettorie percorse dal cilindro in funzione della velocità ridotta (Blevins 2009). Le traiettorie sono riportate in **Figura 2.2-1** sovrapposte alla campana di sincronismo.



**Figura 2.2-1:** Campana di sincronismo con sovrapposte le tipologie di orbite realizzate dal cilindro in funzione della velocità ridotta (Blevins 2009)

### 2.2.1 L'intervallo di sincronismo

È stato osservato che quando la frequenza di *shedding* è prossima alla frequenza propria della struttura questa prende controllo del distacco di vortici che non si staccano con una frequenza che segue la legge di Strouhal. Per un certo range di velocità si assiste a un distacco di vortici alla frequenza naturale della struttura che inizia a oscillare in maniera sincronizzata al distacco con spostamenti dell'ordine di grandezza del diametro del cilindro

Questo fenomeno è detto *lock in*, e l'intervallo di velocità in cui avviene questo fenomeno intervallo di sincronismo. Se ora consideriamo un cilindro libero di oscillare solo in direzione *cross flow*, la forzante può essere scritta come:

$$F_Y(t) = F_{Y_0} \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_N \cdot t + \phi_y) \quad [2-9]$$

dove  $\phi_y$  è la fase tra spostamento del cilindro e  $F_Y(t)$ , la forza agente. La fase è molto importante per determinare la direzione del trasferimento di energia tra fluido e corpo, in questo caso la forzante è data dalla forza di Lift. Mentre l'equazione del moto per sistemi vibranti a 1 DOF(1 degree of freedom) può essere scritta come

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = F_Y(t) \quad [2-10]$$

con  $m$  massa del sistema vibrante,  $c$  coefficiente di smorzamento e  $k$  rigidità del sistema. L'equazione del moto appena scritta ammette come soluzione:

$$y(t) = A_y \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot t) \quad [2-11]$$

$A_y$  è l'ampiezza di oscillazione e  $f_N$  la frequenza naturale della struttura.

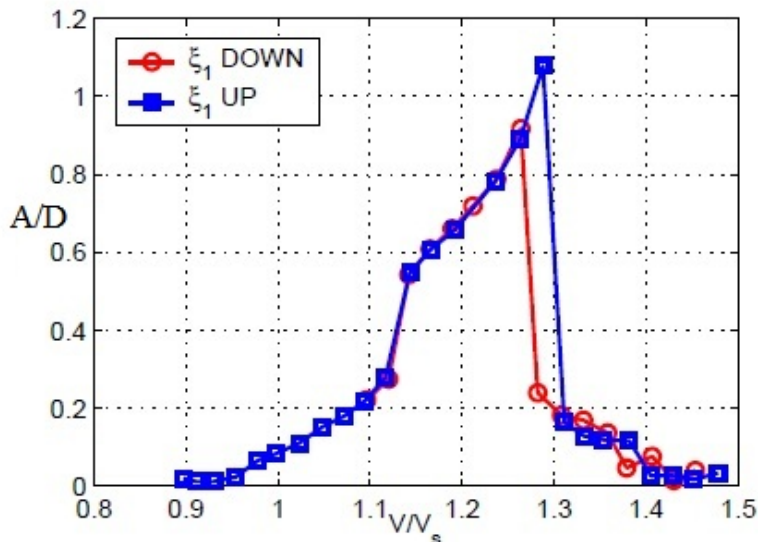
In particolare è possibile riscrivere il problema secondo alcuni gruppi adimensionali che rappresentano il moto del corpo cilindrico sono:

- l'ampiezza adimensionale  $A^* = \frac{A_y}{D}$ ;
- *frequency ratio*  $f^* = \frac{f}{f_N}$ ;
- *mass ratio*, rapporto tra la massa dell'oggetto e la massa di fluido spostata  $m^* = \frac{m}{\rho \cdot \pi \cdot D^2 / 4}$ , dove  $m$  è la massa per unità di lunghezza;
- lo smorzamento adimensionale  $\xi = \frac{c}{2 \cdot \sqrt{k \cdot (m + m_A)}}$
- la velocità ridotta  $U^*$ ;

Sostituendo la [2-11] e la [2-9] nell'equazione del moto [2-10] possiamo ottenere l'equazione dell'ampiezza di oscillazione.

$$A^* = \frac{1}{4 \cdot \pi^3} \cdot \frac{F_y \cdot \sin(\varnothing)}{(m^* + C_A) \cdot \xi} \cdot \left(\frac{U^*}{f^*}\right)^2 \cdot f^* \quad [2-12]$$

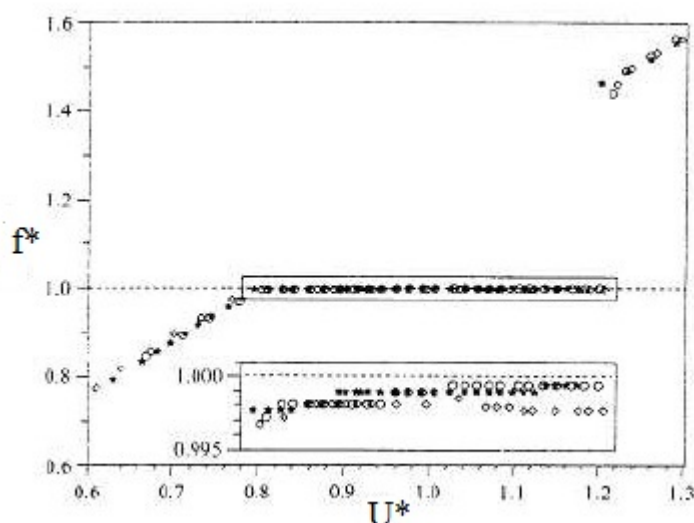
dove  $C_A$  è il coefficiente di massa aggiunta potenziale, che per i cilindri circolari è pari a 1.



**Figura 2.2-2:** Campana di sincronismo ottenuta incrementando( UP) e diminuendo( DOWN) le velocità del vento incidente (Muggiasca 2006)

In **Figura 2.2-2** mostriamo l'intervallo di sincronismo ottenuto col set up implementato da S.Muggiasca (Muggiasca 2006) presso la Galleria del Vento. Sono state condotte prove su un cilindro libero di oscillare in direzione trasversale al moto. Per velocità prima crescenti e poi decrescenti è stata misurata l'ampiezza di oscillazione. Il grafico è funzione del rapporto  $V/V_s$  e dell'ampiezza adimensionale  $A/D$  ed è ottenuto per velocità prima crescenti e poi decrescenti. Si misura per ogni valore di velocità nel campo di sincronismo l'ampiezza di oscillazione registrata. L'intervallo di sincronismo si estende per un rapporto  $0,9 < V/V_s < 1,4$ , le massime ampiezze vengono raggiunte non in corrispondenza della velocità di Strouhal ma per valori maggiori. Inoltre si vede come le ampiezze, a pari velocità, siano differenti a seconda del tipo di transitorio effettuato, per velocità crescenti o decrescenti.

L'intervallo di sincronismo risulta ancora più evidente andando ad analizzare il rapporto tra la frequenza di *shedding* e quella propria della struttura. Riportiamo il grafico in **Figura 2.2-3** ottenuto da Laneville che lega  $f^*$  in funzione di  $U$ , dove  $U = \frac{V}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot D}$ , ricavato sempre con velocità crescenti e decrescenti.



**Figura 2.2-3:**  $f^*$  in funzione di  $U^*$  aumentando o diminuendo le velocità (Brika e Laneville 1993)

Khalak e Williamson (Khalak 1999) mostrarono come per sistemi a basso *mass ratio* lungo il regime di sincronizzazione per  $4 < U^* < 12$ ,  $f^*$  non si mantenga intorno all'unità ma risulti essere crescente fino ad un valore di 1,4 (**Figura 2.2-4**). Questo fatto risulta essere strettamente dipendente dal basso valore di  $m^*$ , come si può osservare dall'equazione [2-13].

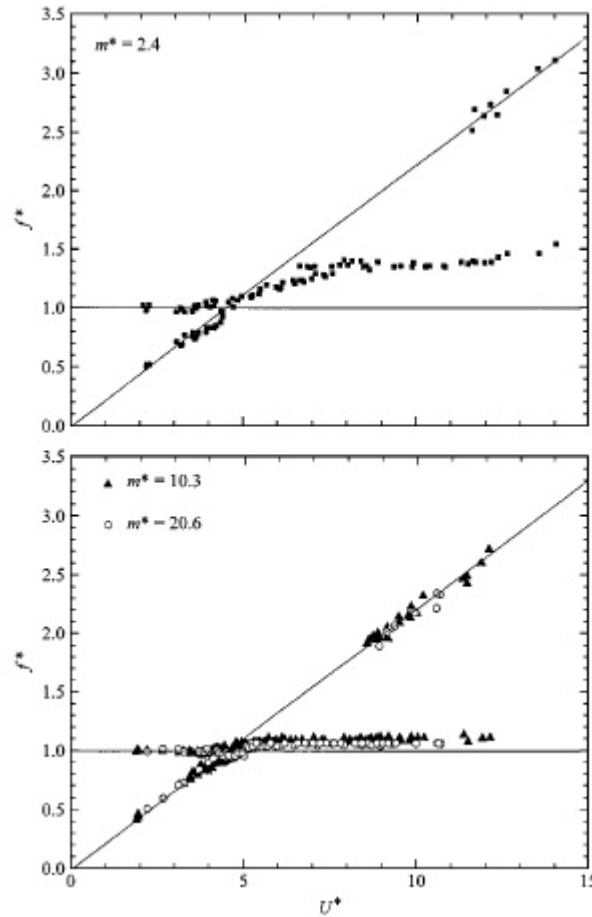
$$f^* = \sqrt{\frac{m^* + C_A}{m^* + C_{EA}}} \quad [2-13]$$

$C_A$  è il coefficiente di massa aggiunta,  $C_{EA}$  è il coefficiente di massa aggiunta effettiva ed è proporzionale al valore della forza di Lift in fase con l'oscillazione secondo la relazione:

$$C_{EA} = \frac{1}{2 \cdot \pi^3} \cdot \frac{C_L \cdot \cos\phi}{A^*} \cdot \left(\frac{U^*}{f^*}\right)^2 \quad [2-14]$$

questo parametro include la forza apparente in fase con l'accelerazione del corpo.

In sistemi con basso *mass ratio* i coefficienti di massa aggiunta hanno un peso maggiore nell'equazione [2-13], in sistemi a elevato  $m^*$  ( $m^* > 80$ ) l'effetto può essere considerato trascurabile. Per questo, in sistemi a basso  $m^*$  per velocità crescenti  $f^*$  non si mantiene costante ma cresce, in **Figura 2.2-4** notiamo come per  $m^*$  maggiori  $f^*$  sia più costante.



**Figura 2.2-4:** Risposta in frequenza attraverso diversi regimi di  $m^*$  (Khalak 1999)



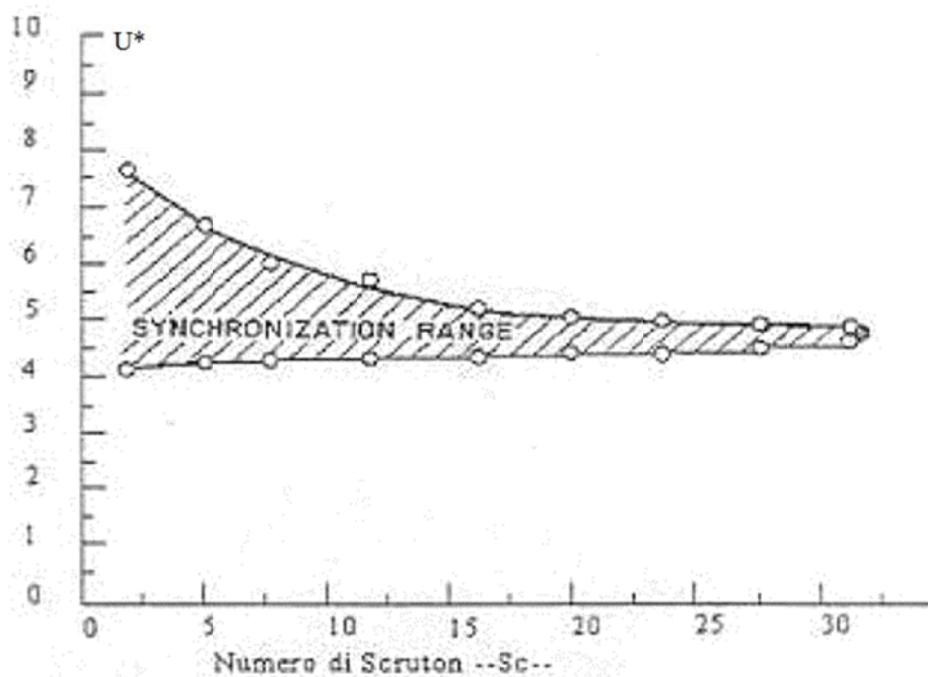
### 2.2.2 Influenza dello smorzamento e del rapporto di massa

Numerosi esperimenti hanno mostrato come lo smorzamento e  $m^*$  abbiano influenza sull'estensione del campo di sincronismo e sulle massime ampiezze raggiungibili. Generalmente in letteratura si fa riferimento a un parametro adimensionale, il numero di Scruton che esprime il rapporto tra forze di inerzia e di smorzamento:

$$S_c = \frac{2 \cdot \pi \cdot m \cdot c}{\rho \cdot D^2} \quad [2-15]$$

con  $c$  coefficiente di smorzamento,  $m$  massa del corpo,  $D$  diametro del cilindro.

Secondo questo numero possono essere espresse le ampiezze massime di oscillazione e l'estensione del campo di sincronismo.



**Figura 2.2-5:** Ampiezza del campo di sincronismo in termini di  $U^*$  in funzione del numero di Scruton (Sarpkaya 2004)

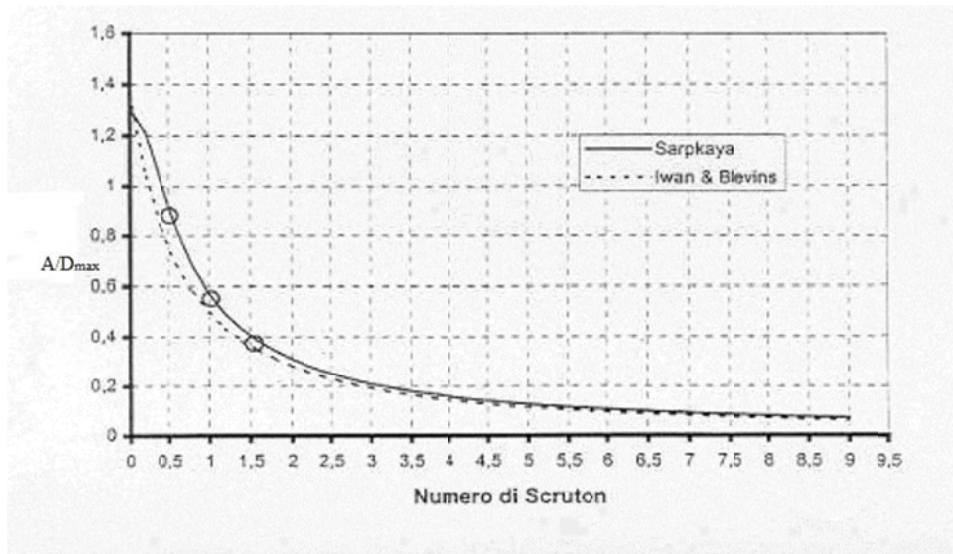


Figura 2.2-6: Massime ampiezze adimensionali in funzione del numero di Scruton (Sarpkaya 2004)

Nella **Figura 2.2-5** l'ampiezza del campo di sincronismo è in termini di velocità ridotta, notiamo come all'aumentare del numero di Scruton l'ampiezza diminuisca e per  $Sc > 32$  il *lock in* non si verifichi.

Abbiamo mostrato nel paragrafo 2.2.1 come nella regione di *lock in* il parametro  $f^*$  si mantenga pressoché costante. È possibile inoltre analizzare l'ampiezza della zona di sincronismo in funzione di  $m^*$ .

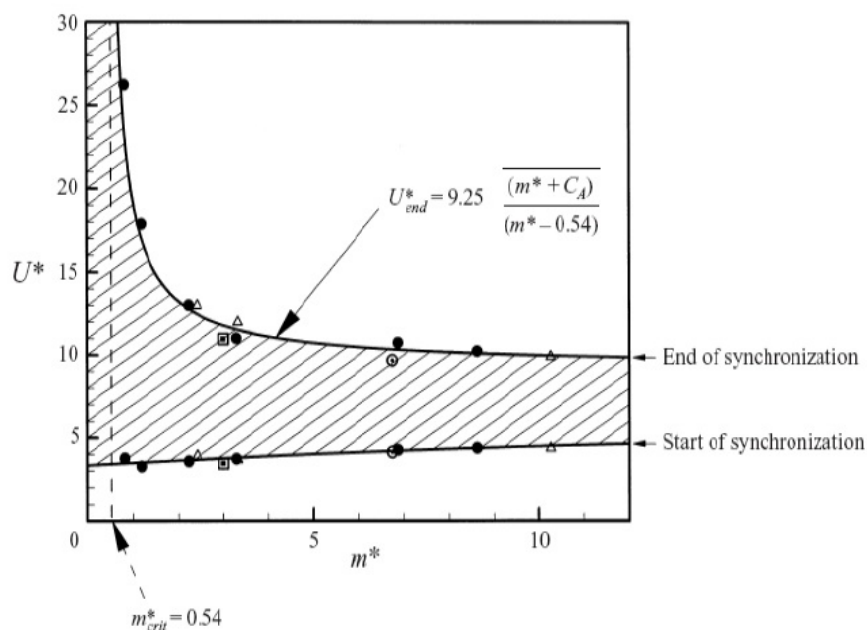


Figura 2.2-7: Ampiezza della zona di sincronismo in funzione di  $m^*$  (Govardhan e Williamson 2000)

In **Figura 2.2-7** è riportato il grafico che lega l'estensione della zona di sincronismo al *mass ratio*, è possibile esprimere con delle espressioni la zona di inizio e fine sincronizzazione.

$$\left(\frac{U^*}{f^*}\right)_{start} = 5,75 \quad [2-16]$$

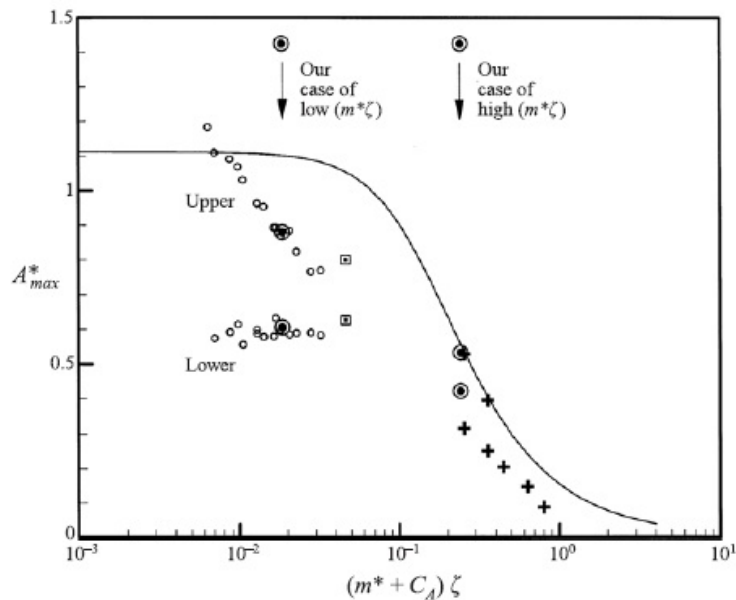
$$U^*_{end} = 9,25 \cdot \sqrt{\frac{m^* + C_A}{m^* - m^*_{crit}}} \quad [2-17]$$

dove  $m^*_{crit}$  è pari a 0,54. Le equazioni mostrano che per elevati valori di  $m^*$  l'intervallo risulta costante e all'abbassarsi del rapporto di massa si allarga il campo di velocità per il quale si è in *lock in* fino a un valore critico per il quale il campo di risonanza è infinito (R. W. Govardhan 2002).

È possibile utilizzare anche a un altro parametro, il parametro di *Skop Griffin*,  $S_G$ , che lega il numero di Strouhal  $S_t$ , il *mass ratio*  $m^*$  e lo smorzamento adimensionale  $\xi$ .

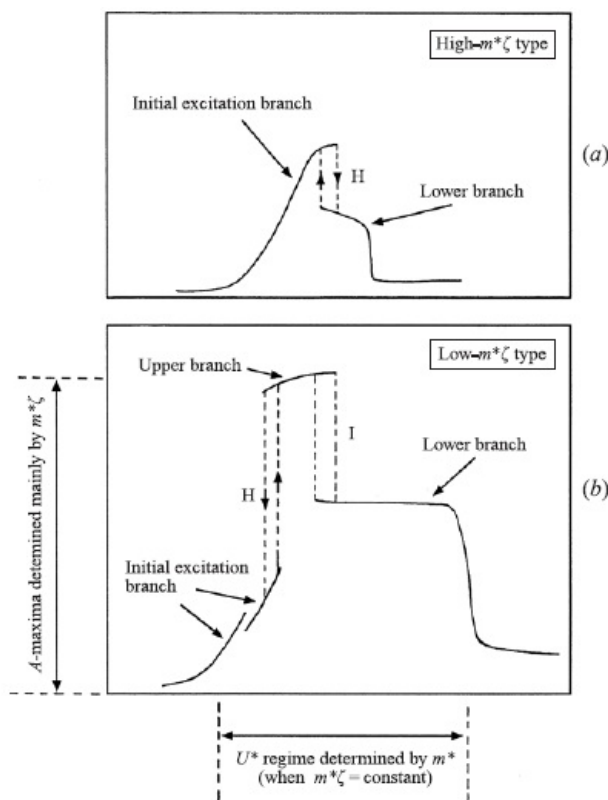
$$S_G = 2 \cdot \pi^3 \cdot S_t^2 \cdot (m^* \cdot \xi) \quad [2-18]$$

La dipendenza dell'ampiezza di oscillazione massima dal prodotto  $m^* \cdot \xi$  è stata dedotta proprio dall'espressione di  $A^*$  come si può osservare dall'equazione [2-12], considerando che si ritengono costanti  $U^*$  e  $f^*$  ed è stato anche proposto un grafico che lega proprio il parametro  $S_G$  con  $A^*_{max}$ , nella **Figura 2.2-8** è riportato in ascissa il *mass damping* che è proporzionale al numero di *Skop Griffin*.



**Figura 2.2-8:** "Griffin plot", + dati sperimentali di Feng( 1963), ° Khalak & Williamson( 1999), ə Govardhan & Williamson( 2000), (Govardhan e Williamson 2000)

Govardhan e Williamson, come si può vedere anche dalla **Figura 2.2-8**, hanno mostrato l'esistenza di due tipologie di sistemi, a basso o elevato  $m^* \cdot \xi$ . Per  $m^* \cdot \xi < 10^{-2}$  le ampiezze raggiungono spostamenti pari al diametro del cilindro mentre per valori di *mass damping* maggiori le ampiezze massime sono minori.



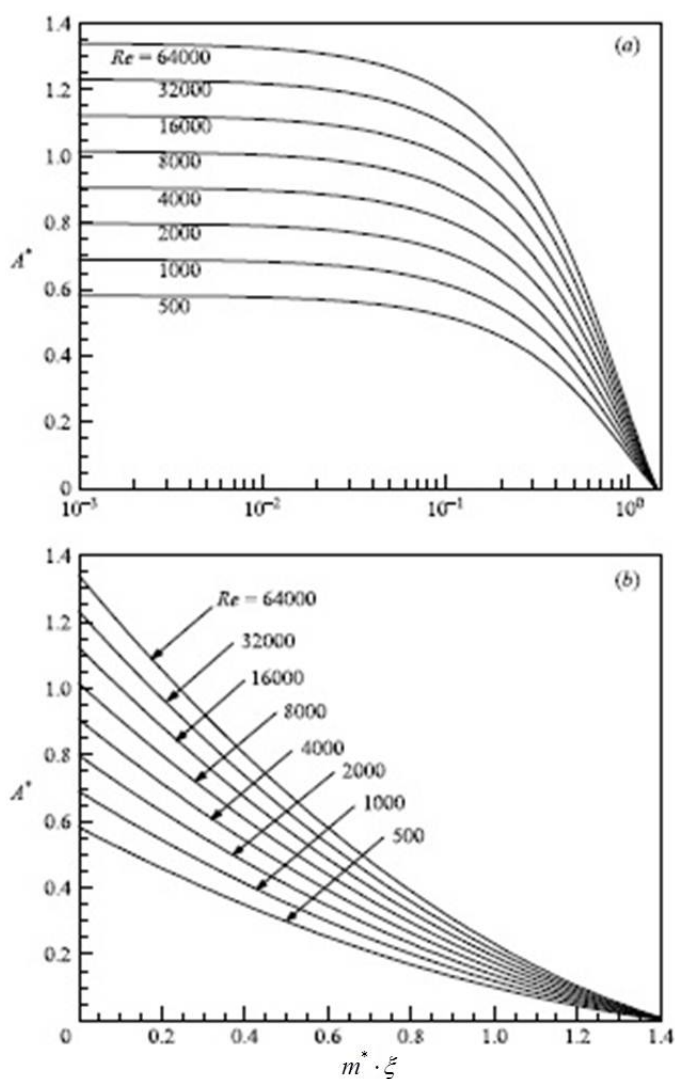
**Figura 2.2-9:** Due tipologie di risposta: (a) risposta di sistemi ad elevato mass damping (Feng 1968). (b) risposta di sistemi a basso mass damping (Govardhan e Williamson 2000)

Per sistemi a elevato mass damping **Figura 2.2-9b** il sistema presenta solo due tipi di risposta in funzione della velocità ridotta che sono detti *intial* e *lower branch*. Per sistemi a basso  $m^* \cdot \xi$  è stata evidenziata la presenza del ramo *upper* nel quale vengono raggiunte le massime ampiezze di oscillazione. Tra il ramo *intial* e *upper* è presente un salto isteretico mentre tra il ramo *upper* e quello *lower* è stato osservato un modo intermittente di passaggio. Inoltre a parità di *mass damping* il *mass ratio* ha influenza sull'estensione della zona di sincronismo.

Secondo Sarpkaya (Sarpkaya 2004), invece,  $m^*$  e  $\xi$  sono parametri fondamentali per caratterizzare il problema ma agiscono in maniera indipendente e non sotto forma di un unico parametro. Inoltre, in tale lavoro, viene messo in evidenza il problema della determinazione dello smorzamento adimensionale. È stato mostrato infatti come il decadimento dell'oscillazione di un cilindro in aria ferma sia dovuto principalmente allo smorzamento dovuto alla resistenza del fluido.

Ci si pone quindi il problema di come confrontare valori di smorzamento tra sistemi in aria e in acqua a causa della valutazione del contributo potenziale del fluido. Secondo Sarpkaya non risulta accurato confrontare sistemi in funzione del solo *mass damping* proprio a causa del possibile passaggio aria-acqua tra differenti sistemi.

Sempre Govardhan e Williamson (Williamson e Govardhan 2006) hanno esteso i loro studi all'influenza del *mass damping* in relazione al "Griffin plot" introducendo anche una dipendenza dal numero di Reynolds ottenendo un grafico chiamato "*modified Griffin Plot*" (**Figura 2.2-10**). Hanno notato, infatti, che alcuni dati sperimentali non si accordavano bene al "Griffin plot" come si può osservare dalla **Figura 2.2-8**.



**Figura 2.2-10:** "Modified Griffin plot". a) asse delle ascisse in scala logaritmica. b) Asse (Williamson e Govardhan 2006)

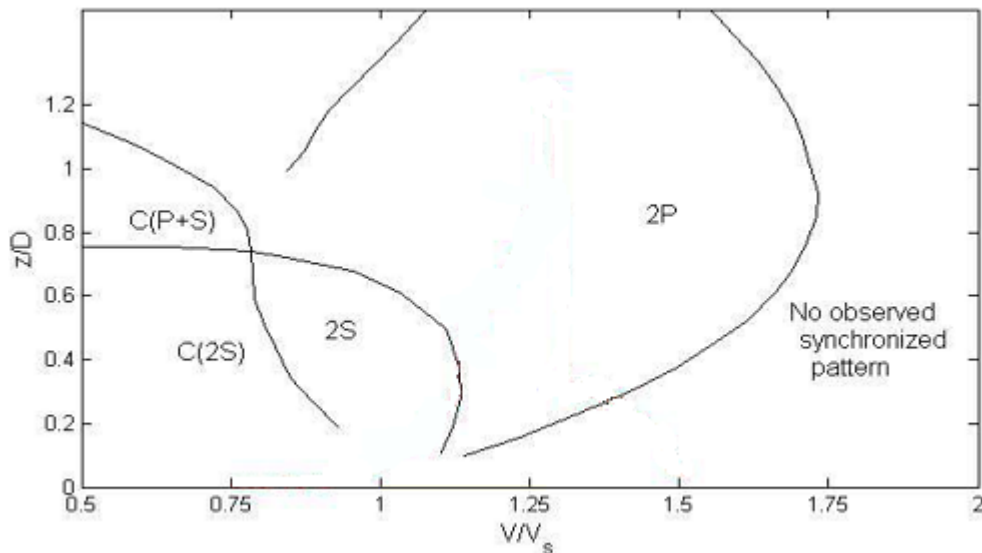
È stato proposto dai due autori un legame funzionale del tipo:

$$A^* = f(g(m^* \cdot \xi); h(Re)) \quad [2-19]$$

In **Figura 2.2-10** vediamo una serie di curve, funzione di Reynolds che legano  $m^* \cdot \xi$  alla massima ampiezza adimensionale di oscillazione. È stata indagata la risposta a questo tipo di relazione solo in campo subcritico nel quale la risposta tende ad aumentare all'incrementare di Reynolds. Non è possibile un continuo aumento delle ampiezze di oscillazione al crescere di Reynolds, a un certo punto ci si dovrebbe aspettare un andamento asintotico o addirittura una diminuzione. Bearman sostiene che si dovrebbe indagare la risposta a questo tipo di relazione in regime critico e post critico dove ci si dovrebbe aspettare una sorta di regime critico per le ampiezze di oscillazione con ampiezze decrescenti (Bearman 2011).

### 2.2.3 Modo 2S

Williamson e Roshko nel 1988 (Williamson e Roskho 1988) approntarono una campagna sperimentale indagando le zone vicino al campo di sincronismo per definire le diverse topologie di distacco di vortici. Il loro apparato sperimentale permetteva di controllare sia l'ampiezza di oscillazione che la frequenza, in questo modo hanno riportato nel piano  $A^*-U^*$  la modalità di distacco corrispondente a ogni punto del piano come mostrato in **Figura 2.2-11**

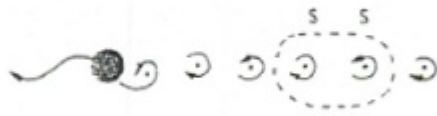


**Figura 2.2-11:** Mapa di vorticità di Williamson and Roskho (Williamson e Roskho 1988)

Diversi autori hanno condotto esperimenti condotti con cilindri liberi di vibrare (Feng 1968), (Brika e Laneville 1993), (Khalak 1999), (Govardhan e Williamson 2000), (Muggiasca 2006) riportando in funzione della velocità adimensionale l'ampiezza registrata sulla mappa di vorticità di

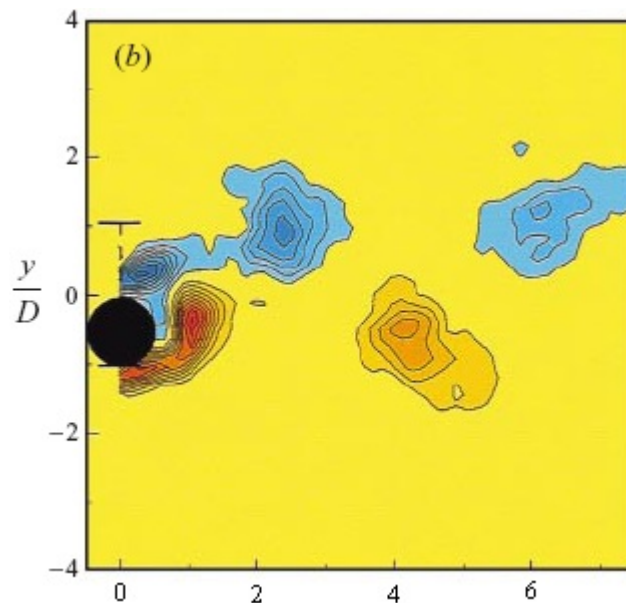
Williamson e Roskko. Si possono notare le differenze ottenute dai vari autori per la tipologia di setup utilizzato ma si riconosce la presenza di due sole topologie di distacco, denominate 2P e 2S. Gli andamenti delle curve ottenute sono sempre a “campana” ma a seconda del valore di  $m^* \cdot \xi$  possiamo riconoscere la presenza o meno dell'*upper branch* come esposto nel precedente paragrafo.

La modalità di distacco 2S è caratterizzata dal distacco di un vortice ogni mezzo ciclo e ogni vortice ha un verso di rotazione opposto al precedente (**Figura 2.2-12**). Questa è la modalità classica che avviene anche in caso di cilindro fisso denominata *Von Karman vortex shedding*.



**Figura 2.2-12:** Modalità di distacco 2S (Williamson e Roskko 1988)

Nel campo di sincronismo la frequenza di distacco è, ovviamente, pari a quella propria della struttura e la forzante è sincronizzata al movimento ed introduce quindi potenza nel sistema.

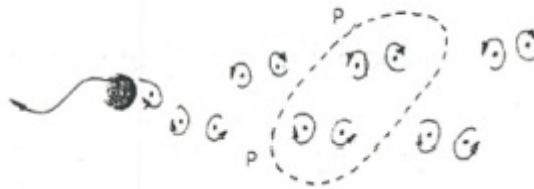


**Figura 2.2-13:** Modalità di distacco 2S: vorticità (Govardhan e Williamson 2000)

---

## 2.2.4 Modo 2P

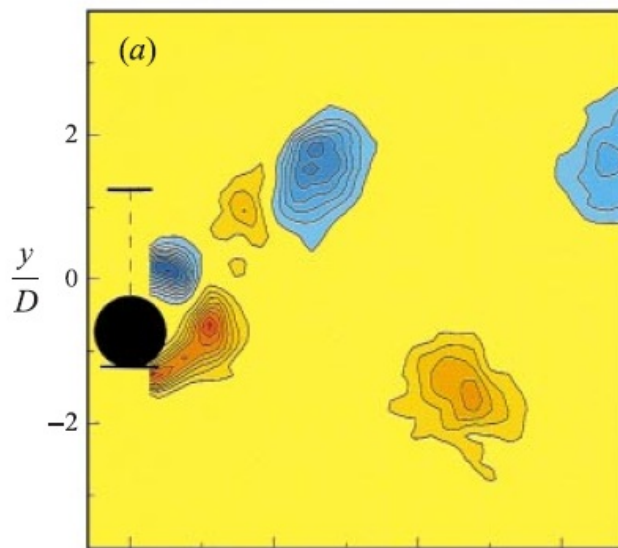
La modalità di distacco 2P prevede il distacco di una coppia di vortici di ugual senso di rotazione ogni mezzo ciclo: il primo della coppia si stacca dalla parte superiore del cilindro, il secondo da quella inferiore.



**Figura 2.2-14:** Modalità di distacco 2P (Williamson e Roskho 1988)

Le campagne sperimentali di Williamson ( (Khalak 1999); (Govardhan e Williamson 2000)) hanno evidenziato come sia presente un salto nella fase tra la forzante (forza di Lift) e lo spostamento del cilindro. Siccome la forza fluidodinamica è strettamente legata alla modalità di distacco necessariamente quest'ultima deve implicare un cambiamento. Si è visto come lo sfasamento tra oscillazione e forzante sia legato al cambio di modalità tra 2S e 2P nel passaggio dall'*initial branch* all'*upper branch*. Invece nel passaggio inverso dall'*upper* al *lower* non si osserva questo sfasamento e quindi si mantiene la modalità di distacco di tipo 2P. Sono state eseguite dai vari autori visualizzazioni del campo di moto e calcolati i campi di vorticità. Williamson è stato il primo a legare misure di pressione sul cilindro ad acquisizioni del campo di moto mediante tecnica DPIV. Il set up da lui utilizzato consisteva in cilindri di 3 e 1 cm di diametro con prove effettuate in acqua, per cui con valori di  $m^*$  inferiori a 10, a numero di Reynolds intorno a 3000. I dati sperimentali hanno confermato le analisi effettuate sulla fase e legarle alle visualizzazioni dei campi di vorticità e al comportamento del sistema nel piano  $A^*-U^*$ .

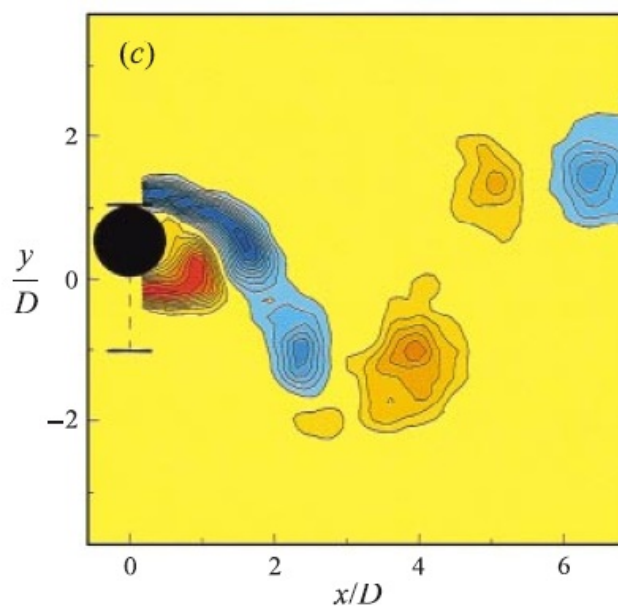




**Figura 2.2-15:** modalità di distacco 2P relativa all'upper branch (Govardhan e Williamson 2000)

Williamson ha anche evidenziato come nell'*upper branch* uno dei due vortici abbia energia ridotta rispetto al primo (è circa il 20% in dimensione del secondo), e come siano quindi strutture che decadono rapidamente, come si nota dalla **Figura 2.2-15** già a 4D dal cilindro, la struttura vorticoso sembra già essere decaduta.

Se osserviamo ora un campo riferito al *lower branch* (**Figura 2.2-16**) vediamo come il vortice più "debole" abbia dimensioni pari al 60% del primo e la struttura si "conservi" maggiormente andando verso valle.



**Figura 2.2-16:** modalità di distacco 2P relativa al lower branch (Govardhan e Williamson 2000)

---

## 2.3 Fluidodinamica computazionale

Negli ultimi anni a fianco delle analisi sperimentali è aumentata la sperimentazione numerica grazie allo sviluppo, sempre crescente, delle capacità di calcolo. L'uso di calcolatori sempre più potenti e la ricerca nel campo del calcolo ad alte prestazioni (HPC, *high performance computing*) ha permesso lo sviluppo contestuale della fluidodinamica numerica che richiede l'uso, per avere risultati in tempi ragionevoli, di tali mezzi. La fluidodinamica computazionale permette di poter estendere il numero di prove su un certo fenomeno senza dipendere dai tempi e dai costi delle prove sperimentali avendo soltanto limiti numerici dati dalla potenza di calcolo disponibile.

Bisogna tenere presente che sono comunque necessari test, visualizzazioni e misure sperimentali per la taratura dei modelli numerici, che hanno sempre bisogno di una validazione prima di procedere ad analisi ulteriori. È quindi impensabile uno sviluppo della fluidodinamica computazionale separato da test sperimentali in gallerie del vento o canalette idrauliche. Principalmente negli ultimi anni sono stati svolti lavori utilizzando *Direct Numerical Simulation (DNS)*, *Large Eddy Simulation (LES)* o codici *RANS* (Reynolds Averaged Navier Stokes Equation).

Le *DNS* possono risolvere tutte le scale della turbolenza, risolvendo in maniera diretta le equazioni di Navier-Stokes; per contro richiedono una proibitiva capacità di calcolo, infatti per risolvere tutte le scale della turbolenza necessitano di un infittimento della griglia funzione del numero di Reynolds secondo la relazione di Kolmogorov:

$$N \approx (Re)^{9/4} \quad [2-20]$$

Per *Re* elevati si avrebbe un numero di celle che richiederebbe una potenza di calcolo generalmente poco sostenibile e quindi la maggior parte dei lavori effettuati con questa tecnica riguarda casi a *Re* bassi.

Per questo motivo sono stati sviluppati modelli approssimati come le *LES* che usano dei modelli di sottogriglia per risolvere le scale turbolente dissipative, oppure i modelli *RANS* che si basano sulla risoluzione delle equazioni di Reynolds con l'utilizzo di opportuni modelli di chiusura. Questi codici, usando grandezze mediate nel tempo, risultano essere computazionalmente più accessibili rispetto ai precedenti, non possono però rappresentare le fluttuazioni tipiche di un flusso turbolento delle varie grandezze rispetto al loro valore medio. L'effetto della turbolenza è infatti racchiuso nel modello di turbolenza utilizzato che cerca di rappresentare al meglio l'andamento dell'energia cinetica turbolenta e della dissipazione turbolenta.

Gli studi sui *bluff bodies* richiedono l'utilizzo di un modello che rappresenti in modo adeguato la separazione del flusso, fondamentale nella fluidodinamica del problema, e la zona di ricircolo a forte gradiente di pressione avverso.

Unlar, Atlar e Goren (Unal, Atlar e Goren 2010) hanno condotto uno studio tramite simulazioni *URANS*, riguardante l'influenza del modello di turbolenza su un caso di distacco di vortici da cilindro circolare, mostrando come il miglior accordo con i dati sperimentali si ottenga con l'utilizzo di modelli di turbolenza di tipo  $k-\omega$ . La ragione di ciò, secondo gli autori, è proprio nella possibilità di rappresentare al meglio le zone con un elevato gradiente avverso di pressione.

La maggior parte degli studi numerici su cilindri negli ultimi 10 anni è stata finalizzata a indagare le instabilità dello *shear layer* la formazione di vortici e a stimare dei coefficienti di Drag e Lift.

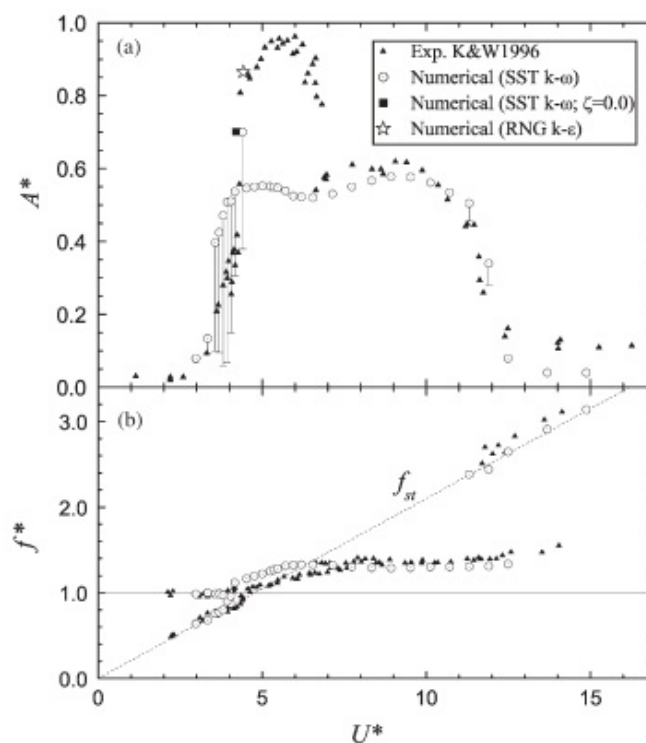
Una gran parte degli studi è stata condotta a bassi numeri di Reynold perché risulta molto più semplice simulare un flusso poco turbolento o addirittura laminare e computazionalmente è molto meno oneroso. Tra i lavori sviluppati con DNS (Ma, Karamos e Karniadakis 2000), (Dong e Karniadakis 2005) citiamo il lavoro di Karniadakis del 2005 che ha eseguito una DNS sia di un cilindro fermo sia libero di vibrare a  $Re=10000$  mentre i precedenti lavori si erano spinti al massimo fino a  $Re=3900$ .

I lavori svolti con simulazioni LES al contrario, poiché meno onerosi rispetto alle DNS come costo computazionale, sono stati svolti in misura maggiore e anche ad alti numeri di  $Re$ . Ad esempio il lavoro di Catalano (Catalano 2003) mostra un confronto tra simulazioni LES e URANS in cui il metodo LES risulta più accurato e meglio rappresentativo in termini di coefficienti adimensionali indagati.

### 2.3.1 VIV in fluidodinamica computazionale

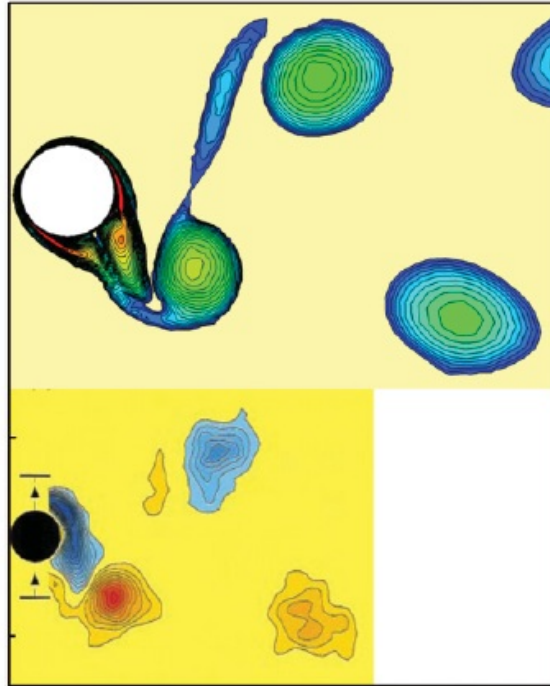
Il fenomeno delle VIV è approfonditamente stato studiato da molti autori. In particolare sono stati condotti numerosi studi bidimensionali, il movimento del cilindro aumenta il grado di complessità della soluzione numerica e quindi, ove possibile, il passaggio alle due dimensioni permette di ridurre sensibilmente il costo computazionale. Blackburn ha confrontato delle simulazioni 2-D svolte con le DNS con misure tramite PIV (Blackburn 2000) trovando che le simulazioni 2-D non riescono a rappresentare correttamente la risposta dinamica del cilindro e sono necessarie simulazioni 3-D. Molti autori tra cui (Pan 2006) (Guilmenau e Quentey 2004) (Bahmani

2010) hanno validato i rispettivi codici RANS basandosi su precedenti esperimenti indagando anche l'influenza di *mass e damping ratios*



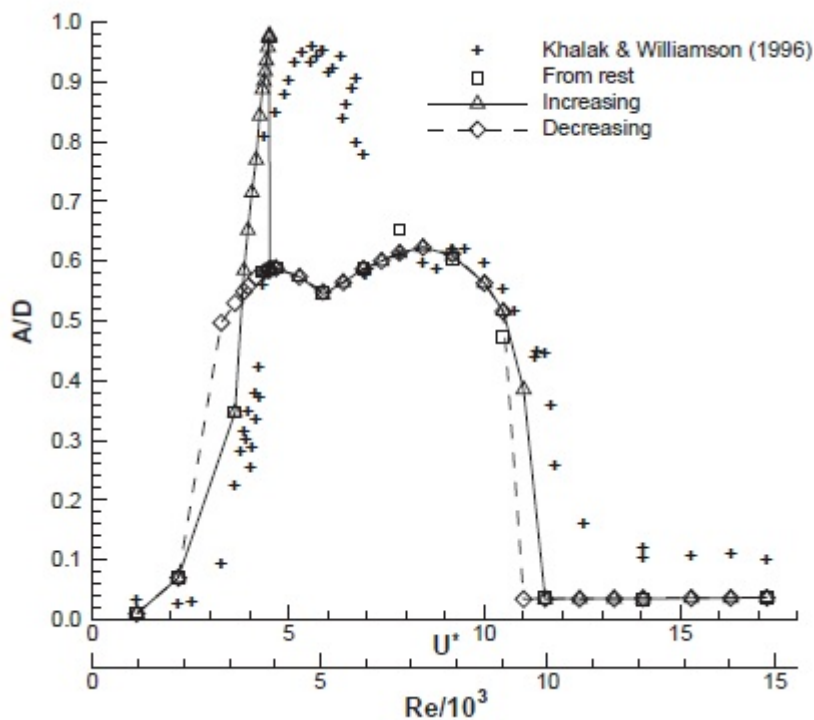
**Figura 2.3-1:** Risposta in ampiezza e in frequenza per  $m^*=2,4$ , confronto risultati sperimentali con le simulazioni numeriche (Pan 2006)

Pan ha mostrato, anche in questo caso, i limiti della modellazione 2-D, infatti ha riprodotto la campana di sincronismo dell'esperimento di Khalak e Williamson (Khalak 1999) senza cogliere l'*upper branch* come si può vedere dalla **Figura 2.3-1**. Secondo gli autori l'*upper branch* sarebbe una zona in cui si può descrivere la risposta come un "*intermittent switching*" tra l'*initial* e il *lower branch* che il modello 2-D non riesce a rappresentare. La modalità di distacco è stata rappresentata correttamente (**Figura 2.3-2**), ed è stata osservata la modalità 2P verso la parte finale del ramo *initial* e nel ramo *lower* con l'atteso sfasamento di  $180^\circ$  tra forzante e movimento nel passaggio al *lower*.



**Figura 2.3-2:** Modalità di distacco 2P confrontata con i risultati ottenuti da Williamson (Pan 2006) ( $A^*=0.544$ ,  $U^*=4,4$ ,  $Re=3800$ )

Guilminenau (Guilmenau e Quentey 2004) analizzò sistemi a basso *mass damping* confrontando la risposta del sistema con i risultati sperimentali di Williamson (Khalak 1999) e mise in evidenza come la risposta dinamica dipenda dal tipo di condizione di inlet.



**Figura 2.3-3:** Campana di sincronismo ottenuta da Guilmineau con tre differenti condizioni di inlet (Guilmineau e Quentey 2004)

In **Figura 2.3-3** si possono osservare le diverse risposte in ampiezza in funzione del tipo di condizione di inlet utilizzata. Notiamo come la massima ampiezza di oscillazione è raggiunta utilizzando velocità crescenti a step. In tale lavoro non è stato possibile però riprodurre tutto l'*upper branch* ottenuto sperimentalmente da Williamson. Con le altre due condizioni di inlet, velocità decrescenti e velocità costante con cilindro libero di oscillare dopo aver ottenuto condizioni stazionarie, non si riesce infatti a riprodurre l'*upper branch*. Notiamo come anche in questo caso la simulazione sia 2-D e che anche questo fattore possa aver influenzato i risultati benchè questi siano comunque già incoraggianti.

In letteratura sono stati trovati pochi studi su sistemi dotati di elevato *mass ratio*, come già spiegavamo in precedenza. Questo è strettamente legato al fatto che anche in campo sperimentale tali sistemi non sono stati ampiamente indagati.

Akbari ha condotto uno studio su sistemi a elevato  $m^*$  in regime laminare (Bahmani 2010) usando il *vortex method* sviluppato precedentemente da Anagnostopoulos e da Prasanth e Mittal (Prasanth 2008). Le risposte in ampiezza, anche variando il *mass damping*, risultano in accordo con i dati presenti in letteratura anche se non è stata riscontrata l'attesa modalità di distacco 2P in

corrispondenza del ramo *upper*. Viene suggerita, anche se non approfondita, la dipendenza della modalità di distacco dal *mass damping*.





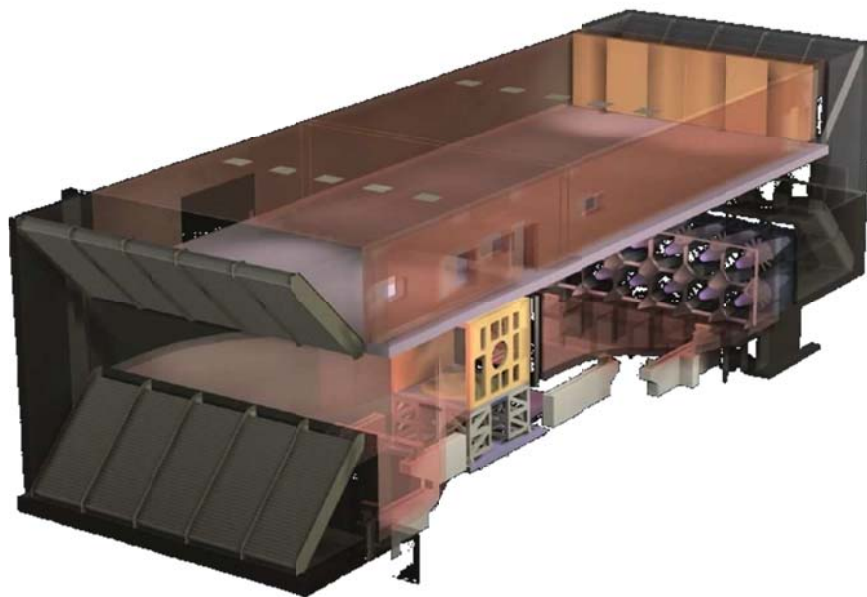
# **3. Analisi Sperimentale**



Il set-up sperimentale è stato approntato all'interno della "Galleria del Vento" del Politecnico di Milano presso il Campus Bovisa.

L'impianto si sviluppa in verticale e consta di due camere, una camera inferiore laminare che può raggiungere velocità massime di 55m/s ed una camera superiore, a strato limite. La camera di prova a strato limite, nella quale sono state effettuate le prove, ha dimensioni di 14m x 4m x 36m e può raggiungere una velocità massima di 16m/s; le ampie dimensioni consentono l'utilizzo di modelli a grande scala con effetti di bloccaggio limitati e garantiscono la stabilizzazione dei parametri di velocità a monte della zona in cui sono effettuate le misurazioni. In **Figura 2.3-1** è riportato il rendering dell'impianto. Si può osservare il lungo tratto della camera superiore che precede la sezione di misura garantendo la stabilizzazione dei parametri di velocità.

Il set up sperimentale e la strumentazione usata sono le medesime della precedente campagna di acquisizione (Corretto 2009). Nel capitolo vengono riportate brevemente la descrizione delle principali caratteristiche del set-up sperimentale, della strumentazione utilizzata, le caratteristiche meccaniche del modello e la modalità di esecuzione delle prove concentrandosi sulle differenze rispetto al set up precedente.



**Figura 2.3-1:** Vista complessiva della "Galleria del Vento"

---

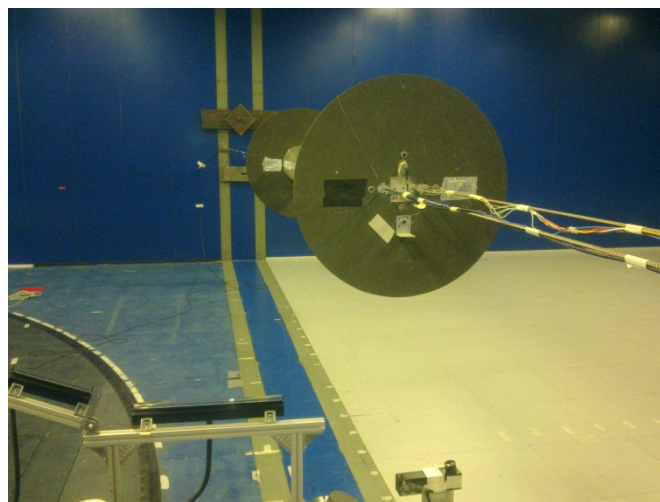
### 3.1 Set-up sperimentale

Le prove in galleria sono state effettuate utilizzando un cilindro avente diametro  $D = 0.2\text{m}$  e lunghezza  $L = 2\text{m}$ . Il cilindro è stato vincolato alle pareti laterali con cavi d'acciaio che permettono l'oscillazione in direzione *in-line* e *cross-flow* come mostrato in **Figura 3.1-1**



**Figura 3.1-1:** Cilindro vincolato all'interno della galleria

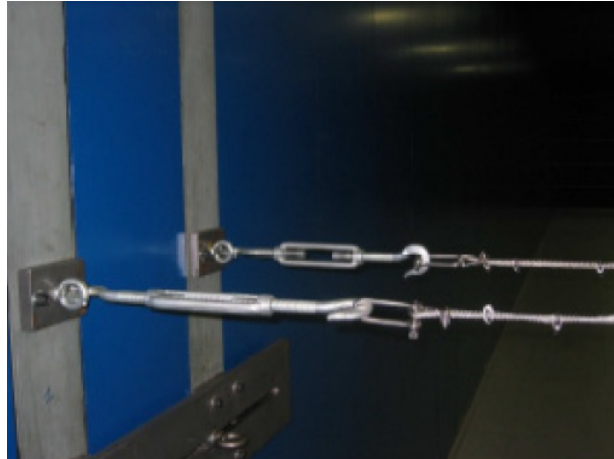
Agli estremi del cilindro sono state poste delle *end-plates* come mostrato in **Figura 3.1-2** per garantire la bidimensionalità del flusso evitando il manifestarsi degli effetti di bordo che porterebbero uno sviluppo non uniforme del flusso lungo il cilindro.



**Figura 3.1-2:** End-Plates poste agli estremi del cilindro

Il sistema di sospensione è costituito da due cavi d'acciaio collegati alle pareti laterali in modo da creare delle cerniere per ridurre al minimo la resistenza alla rotazione dei cavi stessi,

inoltre i cavi sono stati montati leggermente divergenti per evitare il moto *in-line* e garantire quello *cross-flow* (**Figura 3.1-3**). È stato garantito il moto verticale puro distanziando la frequenza verticale da quella torsionale evitando quindi l'accoppiamento dei due movimenti. Il cilindro risulta attraversato dai cavi e il collegamento è realizzato per evitare che la forza risultante dalla tensione dei cavi fosse scaricata sul cilindro andando a influenzare il movimento.



**Figura 3.1-3:** Sistema di sospensione

L'effetto di bloccaggio dovuto dalle pareti della galleria è estremamente ridotto, il coefficiente di bloccaggio risulta essere pari a  $D/H = 0.05$ , valore che secondo studi di letteratura (West e Apelt 2006), (Zovatto e Pedrizzetti 2001) non influenza il campo di pressioni e il numero di Strouhal come verificato anche da Boiocchi (Boiocchi e Morganti 2008).

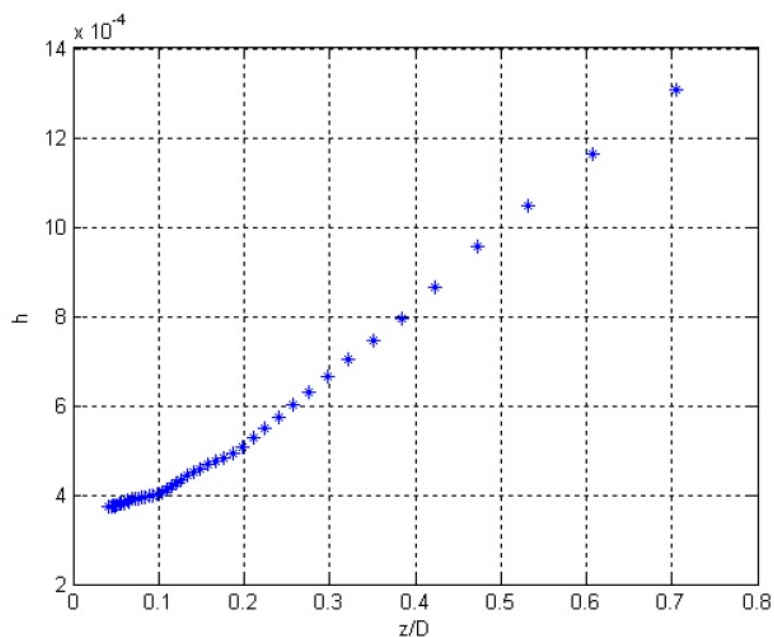
### 3.1.1 Caratteristiche Dinamiche

Il set-up descritto precedentemente ha permesso di ottenere un sistema con frequenza propria pari a  $f_N = 3.2\text{Hz}$  con valori di *damping* strutturale bassi ( $4 \cdot 10^{-4} < \zeta < 13 \cdot 10^{-4}$ ). I valori della frequenza naturale e di smorzamento sono stati determinati grazie a prove di decay in aria ferma eccitando il sistema e lasciandolo libero di vibrare; vengono misurate la frequenza di vibrazione ed il decremento logaritmico dell'ampiezza di oscillazione per determinare lo smorzamento adimensionale. La massa modale è pari a 5,5Kg/m ed è circa pari alla somma di tutte le componenti del sistema (cilindro, strumentazione, cavi), con questo valore si ottiene una struttura con un elevato valore di  $m^* = 145$ .

Lo smorzamento strutturale ottenuto con questo set-up è molto basso e non può essere considerato un parametro costante all'interno del range di prove effettuate in quanto è funzione

---

dell'ampiezza di oscillazione (**Figura 3.1-4**), per cui sarebbe errato considerarne il valor medio come rappresentativo.



**Figura 3.1-4:** Smorzamento adimensionale in funzione dell'ampiezza adimensionale di oscillazione (Muggiasca 2006)

Il basso valore di smorzamento si concretizza in un basso valore del numero di Scruton, che si mantiene attorno all'unità. Il numero di Scruton minimo è pari a  $Sc = 0.36$  mentre il massimo è di  $Sc = 1.18$ , tali valori permettono di raggiungere alte ampiezze di oscillazione.

### 3.1.2 Strumentazione

Per studiare il comportamento fluidodinamico del cilindro nel campo di sincronismo sono state effettuate contemporaneamente, esattamente come nella precedente campagna sperimentale, misure di:

- Pressione sulla superficie del corpo
- Spostamento in direzione *cross-flow*
- Campo di moto mediante l'uso della tecnica PSV

Le misure di pressione sono state effettuate installando all'interno del cilindro celle di pressione collegate mediante tubi in PVC ad uno scanner ESP composto da 32 trasduttori al silicio

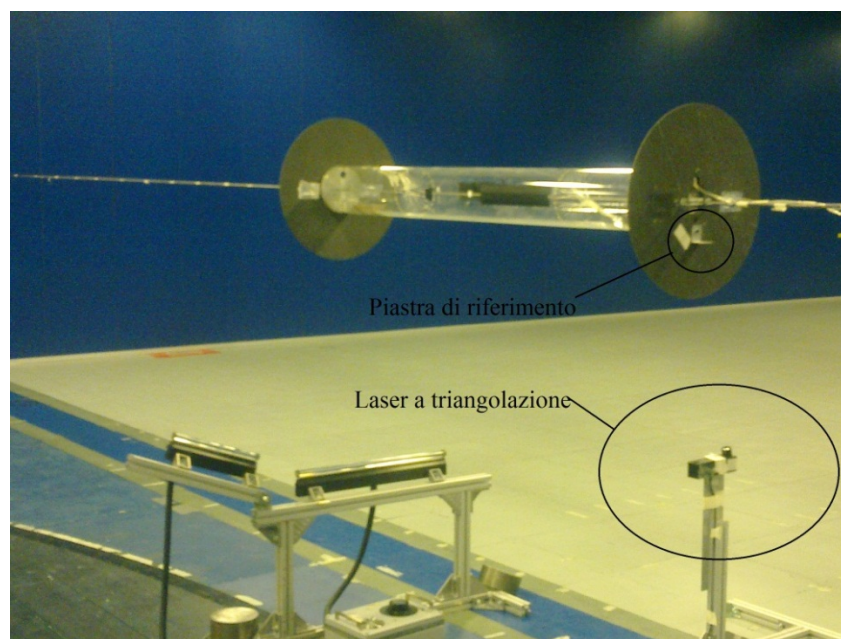
con amplificatore e multiplexer interni, il tutto gestito da un sistema di acquisizione dati ad alta frequenza( Psi-System 8400).

Sono state inserite prese di pressione in due posizioni poste simmetricamente rispetto al baricentro per avere una verifica della bidimensionalità del flusso lungo il cilindro. La frequenza di acquisizione utilizzata è stata di 225Hz, con tali misure di pressione è possibile calcolare le forze di Drag e Lift.

A monte del cilindro è stato installato un tubo di Pitot per la misura della pressione dinamica e quindi della velocità del vento incidente mentre le misure della pressione statica sono state effettuate mediante opportune prese poste in posizioni diverse nella camera di prova.

Le misure di spostamento sono state effettuate mediante due piezo-accelerometri miniaturizzati a singolo asse ed un laser a triangolazione. Gli accelerometri sono stati posizionati nelle sezioni terminali del cilindro mentre il laser è posizionato a terra vincolato ad una struttura di appoggio, come mostrato in **Figura 3.1-5** con un nastro isolante per isolarlo elettricamente e evitare il formarsi di correnti parassite che compromettano la misura.

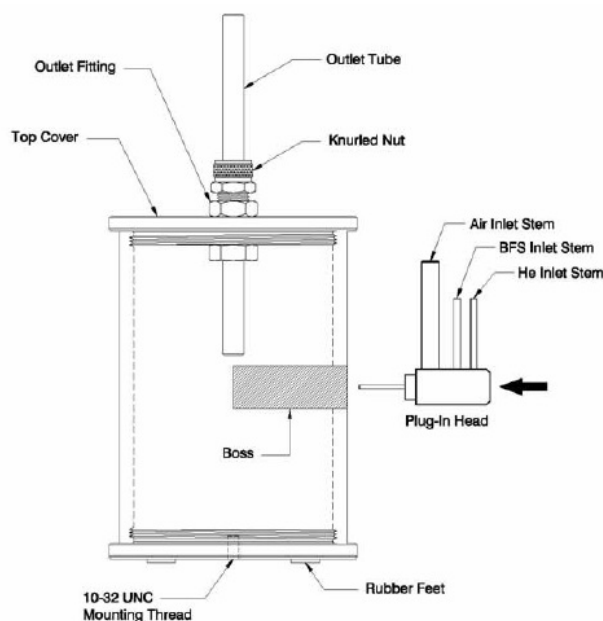
Durante la precedente campagna di acquisizione si era trovata una discordanza tra le misure degli accelerometri e quelle effettuate con la telecamera. Il laser è stato utilizzato per avere un'ulteriore verifica sulla misura degli spostamenti del cilindro. Le misure del campo di moto sono state realizzate mediante la tecnica PSV, sviluppata da Malavasi ( S.Malavasi, G,Blois, (2006)), e applicata in galleria del vento da Corretto (Corretto, Malavasi, et al. 2010).



**Figura 3.1-5:** Laser a triangolazione

---

L'inseminazione del flusso è stata ottenuta con bolle di sapone e elio generate dall'Helium Bubble Generator. Tale strumento riceve in ingresso aria, sapone e elio, i tre componenti sono convogliati in un miscelatore tramite un particolare ugello ( Plug-in Head) che genera le bolle. La dimensione delle bolle è regolata dalla portata di aria in ingresso, aumentando la pressione sono eliminate le bolle di dimensioni maggiori; mentre regolando la quantità di elio e sapone è possibile cambiare la quantità di bolle prodotte. Uno schema dello strumento è riportato in **Figura 3.1-6**.



**Figura 3.1-6:** Schema dell'Helium Bubble Generator

In questo caso specifico si è scelto di utilizzare la regolazione nominale dello strumento per ottenere la massima quantità di bolle possibile, in quanto decisiva per ottenere la migliore misura possibile. Le bolle ottenute vengono poi convogliate fuori dal miscelatore mediante dei tubi raccordati a due diffusori posti a circa 5 diametri dal cilindro ad un'altezza circa pari a quella di equilibrio del cilindro come mostrato in **Figura 3.1-7**.

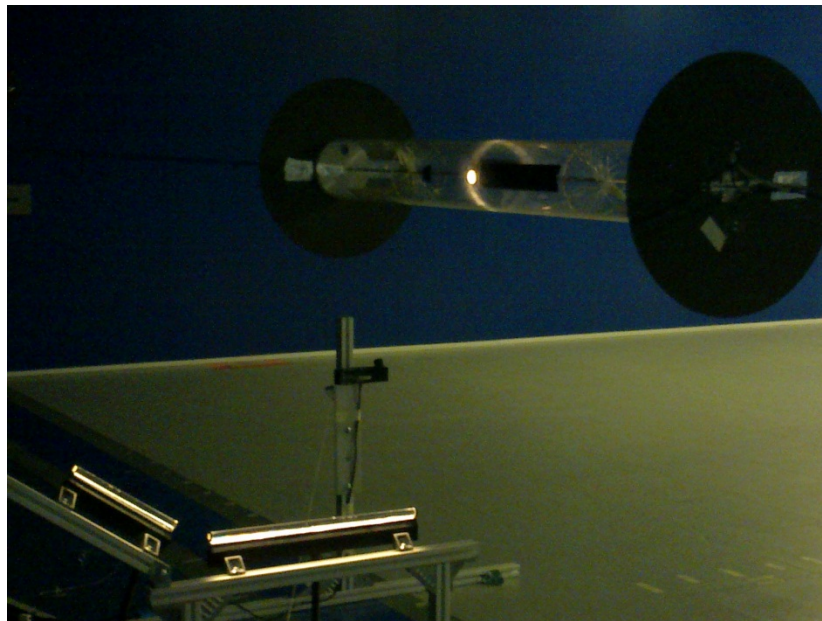




**Figura 3.1-7:** Diffusori delle bolle di sapone

La regolazione del generatore di bolle è stata di importanza fondamentale per una buona qualità delle misurazioni. A causa di diversi problemi verificatisi durante le prove è stato quindi scelto, per non avere in fase di post-processing una carenza di dati, di acquisire un numero sufficiente di filmati.

Il piano di misura è costituito da un piano di luce generato da due lampade in fibra ottica. Le lampade sono state installate su un supporto regolabile, come si può osservare in **Figura 3.1-8**. Le due lampade hanno lunghezze rispettivamente di 60cm e 30cm.



**Figura 3.1-8:** Supporto delle lampade e piano di luce

---

La luce uscente dalla lampada viene poi diffusa mediante delle lenti cilindriche di diametro 2cm, le lenti sono fissate mediante due pioli regolabili con due viti di bloccaggio, in questo modo è possibile regolare la distanza della lente dalla lampada per poter mettere a fuoco correttamente il piano di luce e regolare l'apertura del fascio generato. È necessario, infatti, ottenere un fascio che si disperda poco nello spazio in quanto la misura vuole essere quasi bi-dimensionale.

Le riprese, invece, sono state realizzate con la telecamera *Olympus I-Speed TR*, telecamera digitale a scansione progressiva che è in grado di acquisire immagini a esposizione prolungata e ad alta frequenza (**Figura 3.1-9**). Rispetto alla precedente campagna è stata utilizzata questa telecamera che ha permesso di acquisire il medesimo piano di misura con una risoluzione dell'immagine maggiore e ad una frequenza più elevata. È stata infatti misurata un'area di circa  $1\text{m}^2$  con una risoluzione dell'immagine di  $1280 \times 1024$  px. Il tempo di esposizione utilizzato è stato quello massimo cioè pari all'inverso della frequenza di acquisizione, la frequenza usata influisce quindi anche sulla bontà della misura, nel presente lavoro è stata usata una frequenza di acquisizione doppia rispetto al lavoro precedente (Corretto 2009). Su ogni immagine, per ogni blob, rimane impressa una strisciata data dallo spazio percorso dal blob nel tempo di esposizione dell'immagine, aumentando la frequenza di acquisizione, il tempo massimo di esposizione viene ridotto ottenendo una misura che tende alla misura della velocità istantanea.



**Figura 3.1-9:** Telecamera Olympus I-Speed TR

La telecamera è dotata di un controller che permette di impostare la frequenza di acquisizione, il tempo di esposizione e regolare la modalità di registrazione del filmato e il tipo di

trigger. La telecamera è dotata di una memoria *buffer* interna di 4 GB, una volta partita la ripresa video vengono salvati in maniera ciclica i frame nella memoria interna. Per poter salvare un filmato è necessario fornire un trigger. La dotazione della telecamera prevede l'utilizzo di un pulsante collegato con un cavo BNC alla telecamera. Nel nostro caso è stato usato un cavo BNC che è stato però collegato al sistema di acquisizione degli accelerometri e dei sensori di pressione, in questo modo è stato possibile dare un trigger unico alla singola acquisizione per poter avere dati sincronizzati tra di loro. Una volta terminata una singola ripresa il filmato è stato salvato in un formato compresso (\*.hsv) ,proprio della telecamera, e trasferito su una scheda di memoria esterna liberando così il buffer della memoria interna e potendo passare alla successiva acquisizione.

La memoria interna della telecamera riesce a registrare al massimo 2440 frame, questo costituisce il vero limite dello strumento in quanto il tempo di acquisizione risulta dipendente strettamente da questo valore. Aumentando la frequenza di acquisizione la durata della ripresa video si riduce sensibilmente, nel nostro caso è stata scelta una frequenza di 150Hz alla quale corrispondono 16,02s di acquisizione. Anche per questo motivo è stato scelto di acquisire un numero sufficiente di filmati al posto di avere un'unica ripresa di durata maggiore.

### 3.2 *Tecnica PSV*

Le tecniche PIV sono state sviluppate e sono ampiamente utilizzate in questo tipo di studi in quanto consentono misurazioni inerenti al campo di moto in maniera non intrusiva, quindi non modificando il campo stesso.

Tali tecniche prevedono l'inserimento di un materiale solidale alla corrente, in grado di muoversi in maniera solidale ad essa senza modificare le caratteristiche del campo. Illuminando con un laser pulsante il campo ed acquisendo tramite videocamera è possibile stimare gli spostamenti delle particelle che avvengono nel lasso di tempo della pulsazione del laser.

Presso il laboratorio G.Fantoli del Dipartimento di Idraulica del Politecnico di Milano è stata sviluppata una tecnica denominata PSV (*Particle Streak Velocimetry*) che prevede l'acquisizione con una fotocamera del campo inseminato con un elevato tempo di esposizione dell'obiettivo. Ogni fotogramma conterrà, sotto forma di strisciata (blob), lo spostamento percorso da una singola particella ed effettuato nel tempo di esposizione dell'obiettivo. Ad esso è quindi possibile associargli un vettore di spostamento relativo ( Malavasi e Blois, 2009) e ottenere una matrice di valori, per ogni frame, rappresentativa del campo cinematico. Nel lavoro di S.Malavasi, R. Corretto

---

e S.Muggiasca (Corretto, Malavasi, et al. 2010) è stata utilizzata la medesima tecnica nella “Galleria del Vento” del Politecnico di Milano. È stato condotto uno studio aerodinamico su un’area di dimensioni maggiori rispetto al canale idraulico presente nel laboratorio G.Fantoli. In aggiunta è stato posto un marker sul baricentro del cilindro in grado di riflettere la luce per poter misurare la posizione del cilindro necessaria per le analisi di post-processing.

### 3.2.1 Caratteristiche del set-up in Galleria del Vento

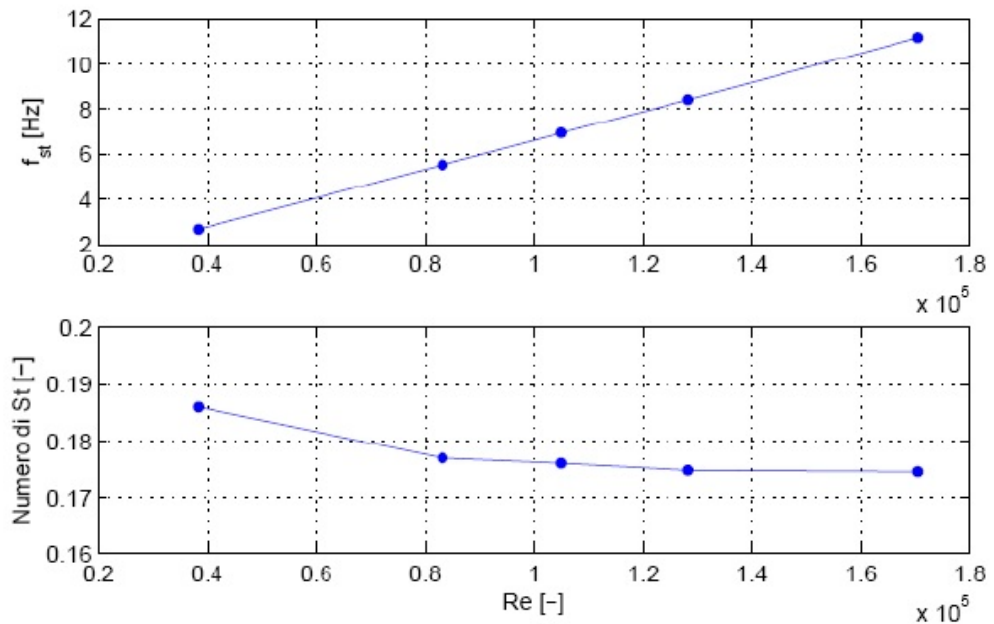
Le principali difficoltà incontrate nell’utilizzo della tecnica PSV in *Galleria del Vento*, riportate anche da R.Corretto (Corretto 2009) sono state:

- Posizionamento della telecamera
- Inseminazione del campo
- Illuminazione

La telecamera, a causa delle notevoli dimensioni del piano di misura, è posizionata lontano dal campo di misura stesso. Inoltre, a causa della presenza delle *end-plates*, e dei cavi di acciaio non può essere posizionata perfettamente perpendicolare al piano di misura. Sempre a causa delle notevoli dimensioni della galleria è difficile ottenere una distribuzione omogenea dell’inseminante, sarebbe più opportuno l’utilizzo di un generatore che erogasse una quantità di bolle maggiore. Inoltre il piano di misura, costituito dal piano di luce generato dalle due lampade, dovrebbe essere il più possibile sottile per garantire la misura di un flusso quasi bi-dimensionale ma a causa delle dimensioni elevate del campo di misura è inevitabile l’allargarsi del piano di luce per altezze crescenti.

Per poter eseguire le prove è stato necessario conoscere il valore di alcuni parametri e numeri adimensionali caratteristici del sistema. Nelle precedenti campagne di acquisizione sono state effettuate numerose prove per determinare il valore della frequenza naturale del sistema, della variazione del numero di Strouhal in funzione di Reynolds e conseguentemente del valore della velocità di Strouhal.

Le prove per indagare questi valori sono state eseguite con velocità fuori dall’intervallo di sincronismo dove, quindi, il cilindro rimane fisso ed è stata ricavata la dipendenza di Strouhal dal numero di Reynolds come mostrato in **Figura 3.2-1**



**Figura 3.2-1:** Relazione tra la frequenza di Strouhal, il numero di Strouhal e il numero di Reynolds (Muggiasca 2006)

Nel campo di velocità indagato è possibile considerare il numero di Strouhal costante e pari a  $St = 0.18$  ottenendo una velocità di Strouhal di  $V_S = \frac{f_N \cdot D}{St} = 3.57 \text{ m/s}$ .

Per il set-up utilizzato, quindi dotato di un basso valore di *mass damping* ed un alto  $Re$  è lecito aspettarsi la presenza dei tre rami *initial*, *upper* e *lower* con, in corrispondenza del ramo *upper*, ampiezza adimensionale di oscillazione dell'ordine di grandezza del diametro del cilindro.

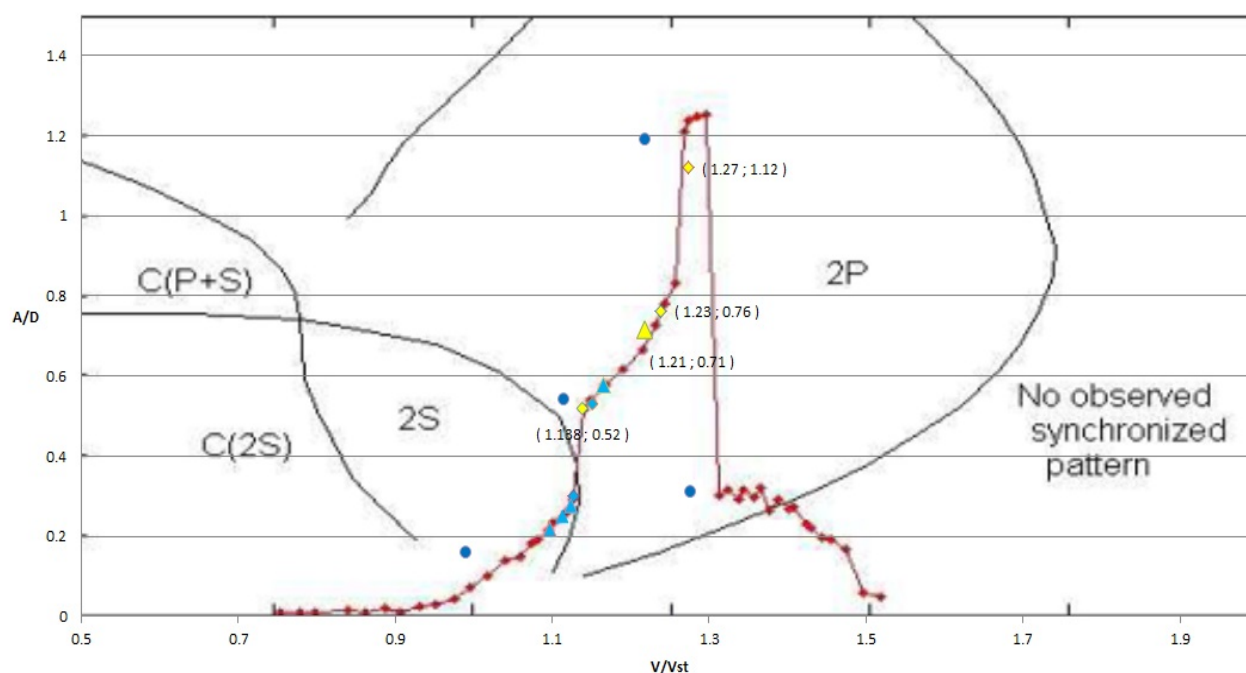
L'elevato valore di  $m^*$  influisce invece sull'estensione del campo di sincronismo, che risulterà piuttosto ridotto. Ci si attende infatti che il sistema abbia un  $f^*$  prossimo all'unità e pertanto i valori di inizio  $U_{inizio}^*$  e fine  $U_{fine}^*$  del campo di sincronismo saranno dati, rispettivamente, da:

$$U_{inizio}^* = 5.75 \quad [3-1]$$

$$U_{fine}^* = 9.25 \quad [3-2]$$

La zona indagata è stata quella dell'*initial* e dell'*upper branch* per cercare di osservare la transizione della modalità di *vortex shedding* da 2S a 2P e sono state misurate 10 differenti condizioni. Per la lunghezza delle elaborazioni è stato scelto di analizzare in modo approfondito solo 4 condizioni di cui due di queste con visualizzazioni anche sopravento. Le analisi si sono concentrate nella parte di ramo della campana in cui ci si aspetta una modalità 2P di distacco dei vortici. In **Figura 3.2-2** possiamo vedere in giallo le condizioni analizzate e in **Tabella 3-1** le condizioni al contorno e le ampiezze raggiunte in ogni prova. Dato l'elevato numero di acquisizioni

e i tempi di elaborazione è stato scelto di analizzare solo alcuni filmati nei punti di maggiore interesse, come la parte finale del ramo *initial* e il ramo *upper*.



**Figura 3.2-2:** Campana i sincronismo di S.Muggiasca sovrapposta alla mappa di vorticità di Williamson e Roskko. I pallini blu rappresentano le prove effettuate da R.Corretto, in azzurro sono raffigurate le prove del presente lavoro non ancora analizzate ed in giallo le prove analizzate.

Nome prova	V/Vst	U*	A*	Analizzata
V1	1.1	6.09	0.22	No
V2	1.12	6.24	0.27	No
V3	1.151	6.39	0.53	No
V4	1.138	6.32	0.52	Si
V5	1.165	6.47	0.58	No
V7	1.128	6.26	0.3	No
V8	1.218	6.76	0.72	Si
V9	1.238	6.87	0.76	Si
V11	1.273	7.07	1.12	Si
V14	1.11	6.18	0.25	No

**Tabella 3-1:** Prove effettuate nella campagna di acquisizione

### 3.3 Elaborazione dei dati

L'elaborazione delle immagini si divide in due fasi: la prima finalizzata a estrarre le informazioni di ogni blob secondo lo stesso metodo adottato da R. Corretto (Corretto 2009) utilizzando i programmi *Flow Process* e *Flow Field*. La seconda parte, invece, usando la tecnica della media in fase utilizza le informazioni ricavate in precedenza per estrarre campi di moto bidimensionali con codici sviluppati in ambiente *Matlab*<sup>®</sup>.

La tecnica della media in fase richiede l'acquisizione di un sufficiente numero di periodi del fenomeno. Per questo sono stati ripresi circa 9 filmati per condizione analizzata della durata di 16,02s ciascuno garantendo una media su più 400 cicli.

Nel capitolo descriveremo in particolare la seconda fase dove rispetto alle elaborazioni di R. Corretto sono stati sviluppati dei nuovi codici che hanno permesso di ottenere una qualità e una regolarità maggiore dei campi di moto riducendo in maniera sensibile il costo computazionale. Le analisi dei dati sono state concentrate sull'elaborazione dei campi di moto, dove c'era il maggiore interesse per l'osservazione delle modalità di distacco. Verranno quindi trascurate in questo lavoro le analisi delle pressioni e della risposta in ampiezza del cilindro che sono rimandate a una futura elaborazione.

#### 3.3.1 Elaborazione delle immagini

I filmati acquisiti sono usati come input per il software *FlowProcess* che esegue l'analisi dei blob. Il programma richiede il caricamento di tutte le immagini prima dell'analisi pertanto, date le dimensioni dei singoli filmati ricavati con la nuova telecamera (9GB per filmato), è stato necessario suddividere in 9 parti ciascun filmato. La capacità del software di elaborare le immagini è legata alla memoria RAM del calcolatore, quindi si è dovuto procedere alla divisione in parti più piccole del filmato per poi riunire i dati in fase di post processing.

Una volta caricato il filmato si passa alle operazioni di binarizzazione e analisi dei blob:

- Binarizzazione: le immagini vengono binarizzate tramite l'uso di un apposito filtro che agisce sul valore di luminanza dei singoli pixel dell'immagine. Si imposta manualmente una soglia, che nel nostro caso è stata scelta pari a 15 su 100. Generalmente la soglia permette di eliminare il "rumore" presente nell'immagine causato da riflessi. Ad esempio, in questo caso si è preferito usare un valore basso come nell'esperienza precedente di R. Corretto per cercare di non filtrare dei blob o parte di essi.

- 
- Analisi dei blob: il secondo passaggio è il riconoscimento sulla singola immagine dei blob. Per la corretta identificazione è utilizzato un filtro sull'area in pixel occupata dalle strisciate. È possibile senza l'utilizzo di un filtro interpretare come blob delle riflessioni di luce, della polvere sull'obiettivo oppure il marker del cilindro.

Nelle nostre elaborazioni è stata scelta un'area minima di 6pixel e una massima di 160px, sono state fatte diverse prove con differenti valori per definire il range più adeguato.

Dall'analisi dei blob il software salva, per ogni frame, la posizione del baricentro e le dimensioni del blob secondo un riferimento cartesiano.

Con i dati così salvati il successivo software, *FlowField*, permette di assegnare un verso a ogni blob andando a definire dei vettori nello spazio in ogni immagine.

Alla fine di questa iniziale fase dell'analisi d'immagine sono ricavati tre file di output contenenti le seguenti informazioni:

- \*.unc: coordinate del baricentro del blob, lunghezza in direzione x e y del blob. Dati ordinati per ogni frame.
- \*.nrg: numero di vettori appartenenti a ciascun frame
- \*.grf: dimensioni in pixel dell'immagine e numero di frame totali

I precedenti file di output ottenuti dalla prima analisi vengono utilizzati con file di input per applicare la tecnica della media in fase.

In questa fase a causa delle dimensioni dei file da analizzare la procedura risulta molto lenta sia nel compiere le singole operazioni sia per la ripetitività delle operazioni stessa dovuta alla suddivisione in più parti dei filmati. I programmi di analisi erano stati pensati inizialmente solo per uno studio della tecnica di elaborazione delle immagini comprendendo alcuni passaggi, come le visualizzazioni a schermo ad esempio, che rallentano e appesantiscono il calcolo.

### 3.3.2 Media in fase

La media in fase è stata scelta per migliorare la qualità delle acquisizioni sfruttando la periodicità del fenomeno. L'ipotesi fondamentale che sta alla base di questa tecnica è che si assume che il periodo medio, che caratterizza la componente periodica del campo di velocità, sia il medesimo di quello del cilindro. Quest'ipotesi è vera solamente nel campo di sincronismo dove il movimento del cilindro e il distacco di vortici hanno la medesima frequenza, quella naturale del cilindro.



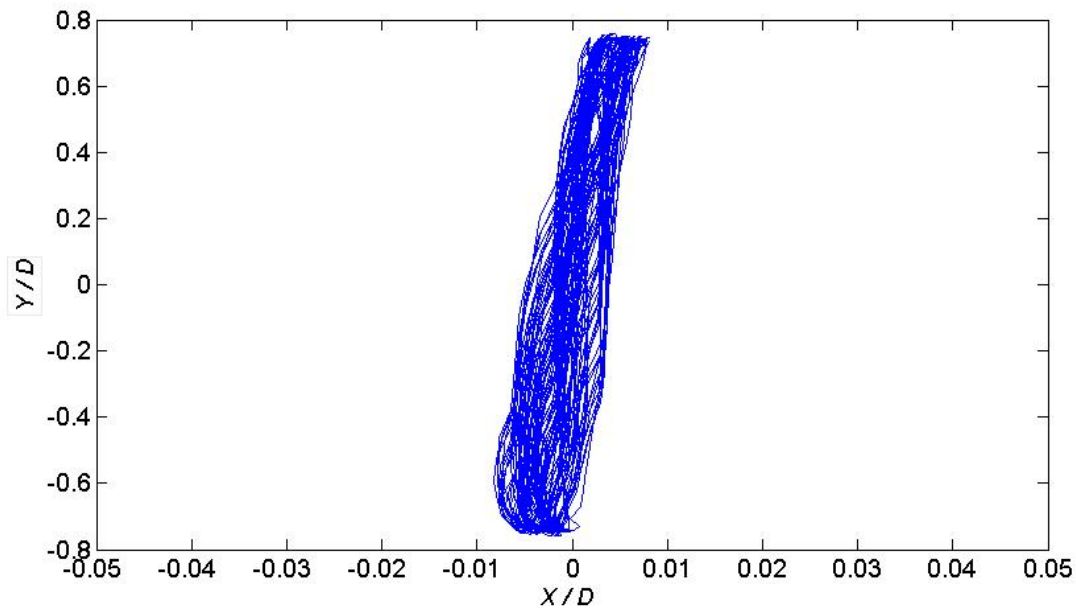
Il movimento del cilindro viene quindi usato come *trigger* esterno per l'individuazione della fase relativa ad ogni frame, l'operazione di media in fase consiste in una discretizzazione in fasi della sinusoide che rappresenta il movimento del cilindro a cui si associa un dato campo di moto. Essendo una media di campi di velocità il risultato sarà tanto più rappresentativo della situazione reale quanto maggiore darà il numero delle. Per poter adottare un alto numero di slot sono necessari anche un gran numero di dati. In letteratura, ad esempio nei lavori di Williamson (Govardhan e Williamson 2000) il numero di slot adottati è pari a 12 o 20 per ogni periodo; nel precedente lavoro sono state adottate 12 fasi.

La analisi teorica della media in fase secondo la trattazione di Hussain e Reynolds è stata esposta ampiamente nel lavoro di tesi di R. Corretto (Corretto 2009) pertanto non la esporremo di seguito e proseguiremo sull'applicazione di tale metodo.

Nel precedente metodo di elaborazione i file di output sopra descritti venivano usati come input per il programma *FlowAnalysis*, che per ogni immagine crea una discretizzazione del campo tramite una grigliatura uniforme decisa dall'utente e prende tutti i vettori contenuti in una cella mediando i valori delle velocità. In questo modo si ottiene un campo discretizzato in cui a ogni cella è associato un unico valore di velocità. In seguito viene applicata la media in fase. Nel presente lavoro avendo suddiviso i filmati iniziali in tante parti, l'operazione di grigliatura e media del campo deve essere applicata a ogni parte di filmato. Così facendo si opererebbe una media locale con un numero esiguo di dati nelle celle a causa della qualità delle acquisizioni e inoltre sarebbe anche in questo caso un'operazione da ripetere per ogni parte di filmato.

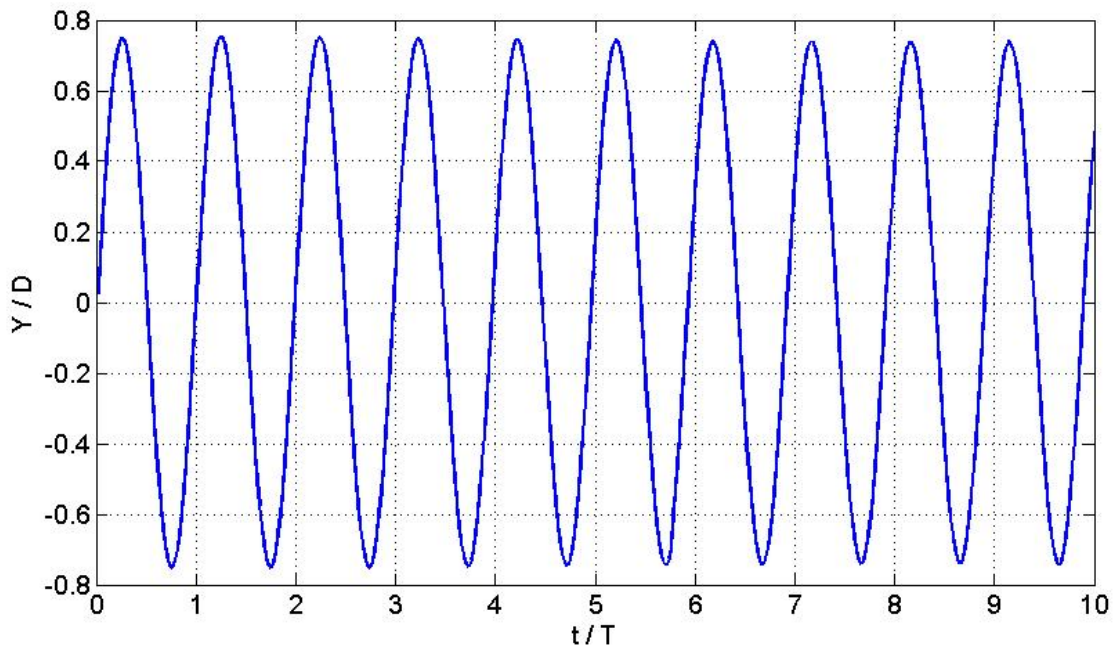
Si è scelto quindi, per ottimizzare sia a livello computazionale che di qualità dei risultati, di eseguire prima la media in fase dei vettori associati a ogni immagine e di eseguire come ultimo passaggio la grigliatura del campo e l'estrazione dei valori di velocità medi associati alle celle del campo. L'operazione più dispendiosa come tempi di calcolo viene eseguita una sola volta per tutto il filmato e la media effettuata su ogni cella è fatta su tutti i vettori già mediati in fase e quindi rispetto a prima su un campione più numeroso a valle del processo.

Nessuna modifica è stata apportata, invece, al programma sviluppato in Matlab<sup>®</sup> *Marker34* che consente l'analisi dello spostamento del marker posto sul cilindro. Viene restituita la matrice "datiSPT" per ogni filmato contenente le coordinate dello spostamento assoluto in direzione verticale e orizzontale e le dimensioni del marker.



**Figura 3.3-1:** Traiettoria del cilindro per  $U^*=6.87$

In **Figura 3.3-1** vediamo un esempio di traiettoria del cilindro, gli spostamenti in figura sono adimensionali, l'oscillazione *in-line* è trascurabile rispetto a quella *cross flow* che presenta un'ampiezza di 0,76. Inoltre la traiettoria è della stessa tipologia di quella mostrata in **Figura 2.2-1** nella parte finale dell'*initial branch*.



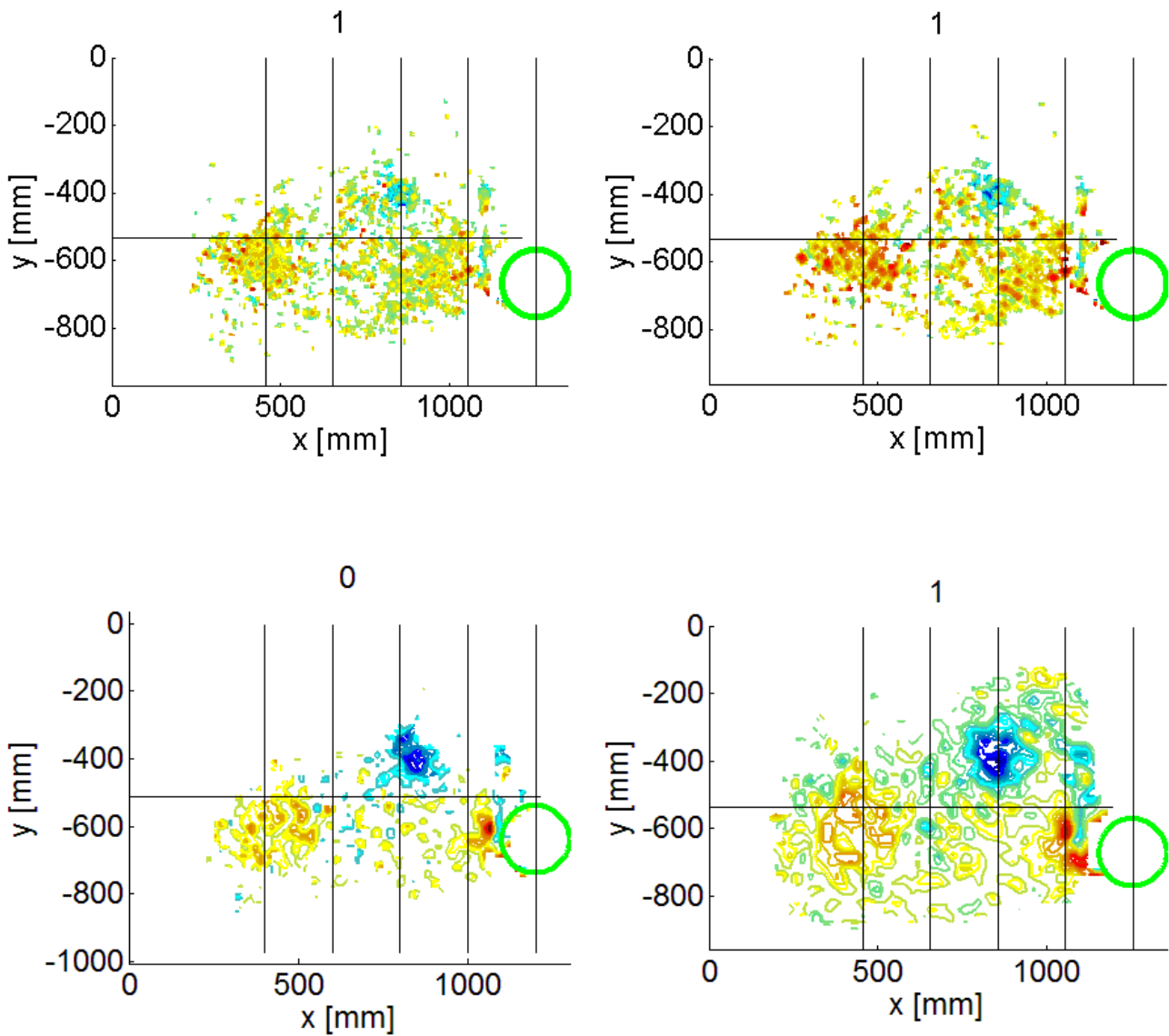
**Figura 3.3-2:** Spostamento del cilindro in direzione Y nei primi 10 cicli per  $U^*=6.87$

In **Figura 3.3-2** è riportato il grafico dello spostamento del cilindro nei primi 10 cicli acquisiti per  $U^*=6,87$ , il periodo è pari a 0,31s ricavato con un'analisi in frequenza del segnale.

Una volta analizzate le nove parti in cui è diviso un filmato, il programma *Marker34* è utile per l'identificazione degli istanti temporali che definiscono i vari periodi. Rispetto al lavoro precedente è stato scelto di calcolare i tempi in corrispondenza dei picchi della sinusoide. Il programma *SPT\_cylinder\_analysis.fig* permette di calcolare l'ampiezza della sinusoide, il periodo medio di oscillazione e restituisce un file *tempi\_picchi.txt* contenente i tempi relativi ai picchi dello spostamento del cilindro.

A questo punto è possibile mediare in fase tutti i dati relativi a un filmato, il file dei tempi picchi permette di riconoscere i periodi. Grazie al programma *FlowAnalysis\_Vet.fig* vengono mediate in fase le matrici contenenti i vettori in ogni frame. Il risultato è una matrice tridimensionale con nella terza dimensione il numero di fasi adottate e per ogni fase le coordinate e le componenti dei vettori spostamento.

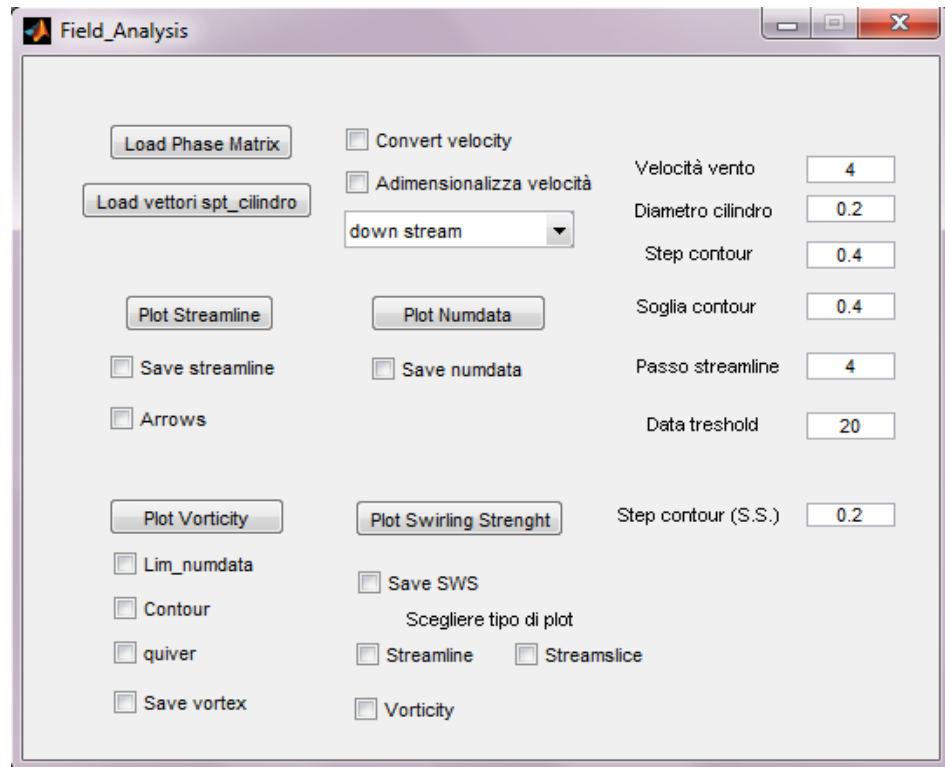
Da ultimo si procede alla fase di discretizzazione del campo e di media nelle singole celle, *Phase\_Grid.fig* permette di scegliere la grigliatura del campo e di operare la media dei vettori contenuti in ciascuna cella. Le dimensioni delle celle sono state scelte dopo un'analisi di griglia; si è usato come primo tentativo la dimensione usata nel lavoro di Corretto, ossia celle quadrate di 3cm, si sono fatte poi prove con 1,5cm, 2cm e con 4cm per verificare l'influenza della dimensione della griglia. A parità di numero di vettori in una certa zona diminuendo le dimensioni della cella si dovrebbero evidenziare le discontinuità del campo andando a definire dei valori locali e non propriamente medi di una certa area. Di contro, con dimensioni della cella maggiori si rischia una media su un'area troppo elevata perdendo in definizione del campo. In **Figura 3.3-3** sono riportati quattro campi di vorticità di una medesima condizione calcolati con quattro differenti dimensioni delle celle. Notiamo come per le prime due il campo risulti molto irregolare e non si riescano a definire in maniera precisa le strutture vorticide, mentre per la cella di dimensioni 3cm, si ha qualitativamente la definizione migliore.



**Figura 3.3-3:** Campi di vorticità di una medesima fase con quattro dimensioni di griglia diverse. A partire dall'alto a sinistra e procedendo verso il destra e verso il basso 1,5cm-2cm-3cm-4cm. In verde la posizione del cilindro.

Le elaborazione dei campi di moto generati sono state effettuate con il programma *Field\_Analysis.fig* la cui interfaccia è riportata in **Figura 3.3-4**. Il programma permette di inserire le condizioni al contorno e di scegliere il tipo di visualizzazione, se sopra o sotto vento.

È necessario caricare la matrice mediata in fase e i vettori di spostamento del cilindro, in seguito è possibile calcolare le streamline, la vorticità, il numero di dati e la swirling strength. Ogni opzione prevede varie scelte e l'impostazione di opportuni filtri per una migliore visualizzazione dei relativi campi.



**Figura 3.3-4:** Interfaccia grafica del programma per l'analisi dei campi mediati in fase. Permette il calcolo delle streamline, vorticità e della swirling strength

Su ogni visualizzazione è anche riportata la posizione di inizio (in rosso) e fine fase (verde) del cilindro, oltre che per una corretta visualizzazione del campo è anche un indicatore dell'approssimazione introdotta nell'operazione di media in fase. Maggiore è la distanza tra il cerchio verde e quello rosso, maggiore è la velocità del cilindro della fase e il campo risultante sarà frutto di una media di campi di posizioni differenti tra di loro. Le fasi con una definizione migliore saranno quelle in cui il cilindro ha velocità nulla, cioè quando raggiunge il massimo spostamento si può osservare in **Figura 3.3-3**. La fase riportata è la prima corrispondente alla posizione di ampiezza minima. Il numero di fasi usate in queste elaborazioni è stato di 12, come nel precedente lavoro. Si è scelto però di analizzare anche filmati con 20 fasi per verificare che l'utilizzo un numero inferiore di fasi non sia un parametro limitante ma comunque rappresentativo dei dati a disposizione.

---

### 3.4 Visualizzazioni del campo di moto in scia al cilindro

Con la procedura descritta sono state analizzate quattro condizioni, tre appartenenti alla parte finale dell'*initial branch* ed una al ramo *upper*. L'obiettivo principale delle visualizzazioni è stato di riconoscere le modalità di distacco nelle varie condizioni cercando di verificare la transizione dalla modalità di distacco 2S a quella 2P.

Dalla **Figura 3.2-2** vediamo come le prove analizzate dovrebbero ricadere nella zona della mappa a cui è associata una modalità di distacco 2P. In letteratura sono già state osservate delle incongruenze tra le modalità di shedding osservate e quelle teoriche riportate sulla mappa di vorticità.

Williamson e Roskko avevano infatti ricavato tale mappa in condizioni di acqua ferma imponendo la frequenza e l'entità delle oscillazioni. Già alcuni autori tra cui Laneville (Brika e Laneville 1993) avevano evidenziato un'estensione della zona con modalità di distacco 2S in quella con modalità 2P. Anche Blackburn (Blackburn e Henderson 1999) non è riuscito a osservare l'attesa modalità 2P nella parte finale dell'*initial branch* ma solo nel ramo *upper*.

Le visualizzazioni, per ogni fase, sono composte dalle linee di flusso (streamline), i campi di vorticità e i centri dei vortici (*vortex core*). Riportiamo in **Tabella 3-2** i principali parametri adimensionali che caratterizzano le prove di seguito analizzate.

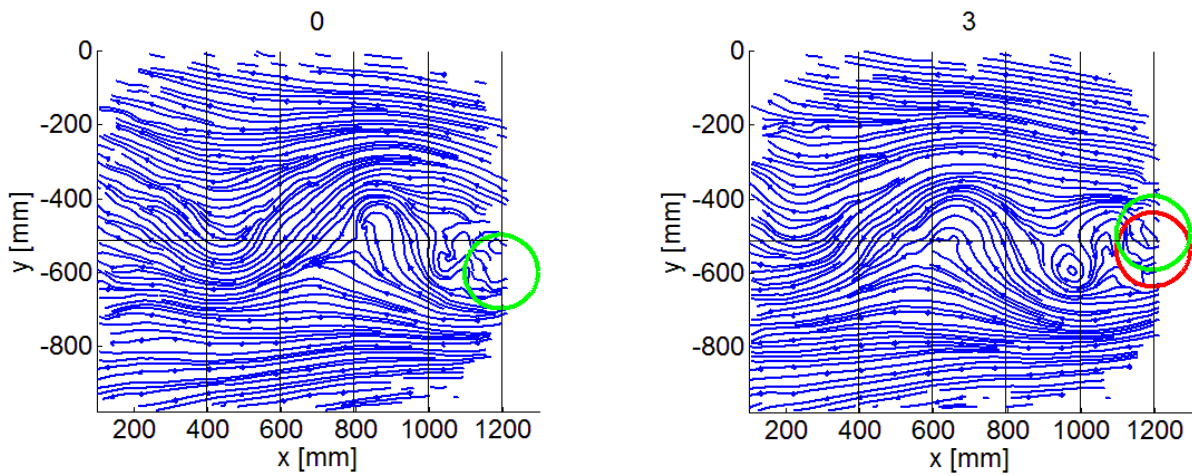
Nome prova	$V/V_{st}$	$U^*$	$A^*$
V4	1.138	6.32	0.48
V8	1.218	6.76	0.71
V9	1.238	6.87	0.76
V11	1.276	7.07	1.12

**Tabella 3-2:** Principali parametri adimensionali relativi alle prove analizzate

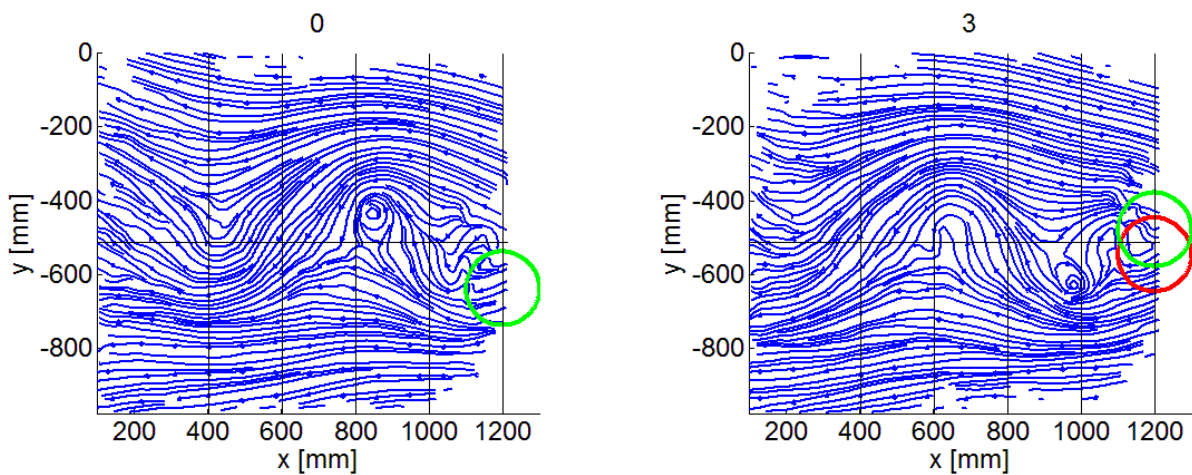
Per ragioni di spazio non è possibile riportare tutte le visualizzazioni ricavate e sarebbe inoltre un'operazione ridondante, pertanto ci limiteremo a riportare per ogni prova la prima e la quarta fase.

### 3.4.1 Streamline

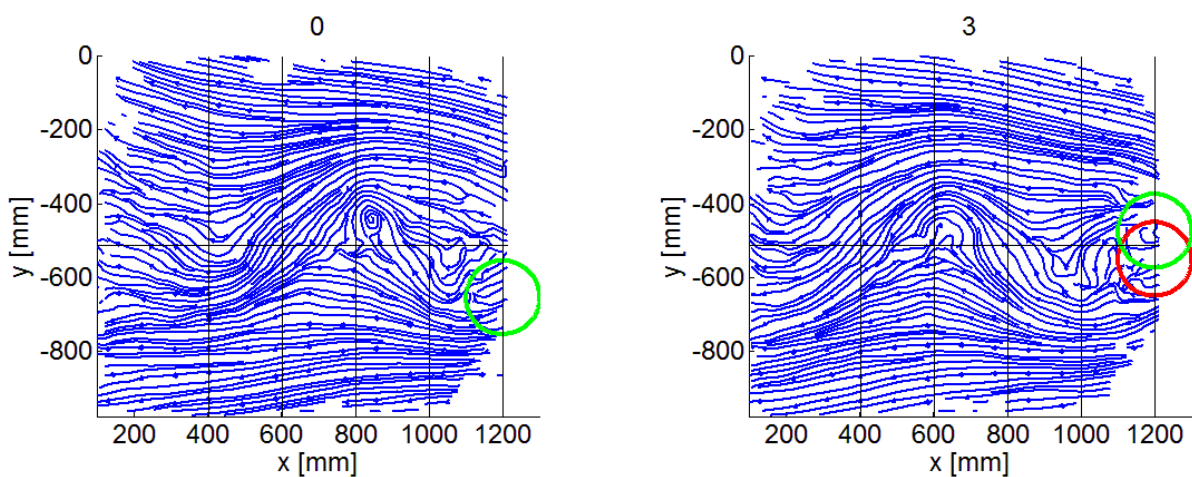
Nella **Figura 3.4-1** riportiamo le streamlines delle prove V4,V8,V9,V11



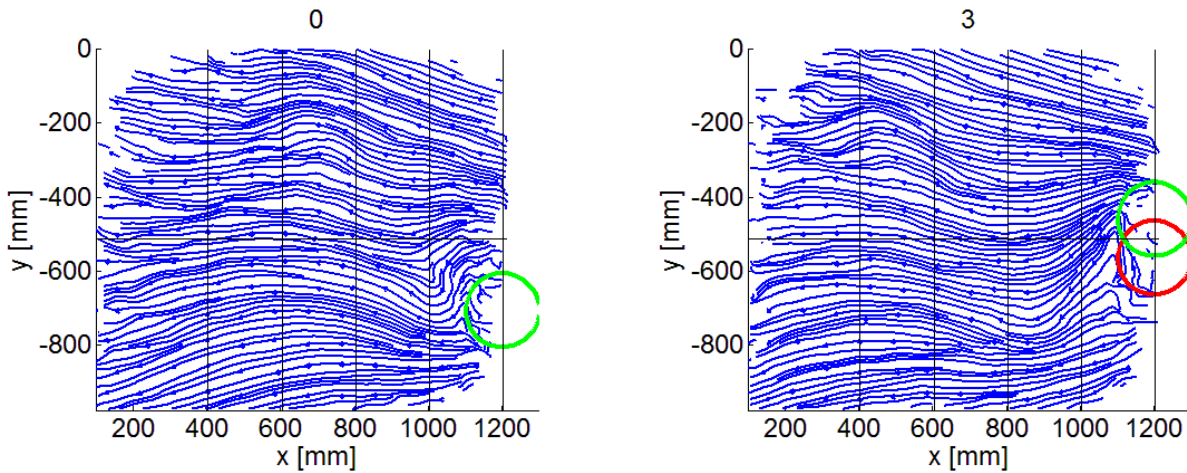
**Prova a  $V/V_s=1.138$**



**Prova a  $V/V_s=1.218$**



**Prova a  $V/V_s=1.238$**



### Prova a $V/V_s=1.276$

**Figura 3.4-1:** Streamlines delle fasi 0 e 3 relative alle 4 prove, in rosso la posizione del cilindro a fine fase in verde a inizio fase

Dalle streamlines notiamo come le strutture vorticosose siano difficilmente riconoscibili e possiamo avere solo un'indicazione sull'andamento del flusso. È necessario utilizzare dei metodi più approfonditi per la ricerca di vortici. La presenza del flusso medio impedisce di identificare correttamente le zone di ricircolo del flusso già a pochi diametri dal cilindro. Sarebbe possibile fare visualizzazioni del campo di moto sottraendo il campo medio secondo la decomposizione Galileiana delle velocità, ad esempio usando le visualizzazioni di Hussain (Jeong e Hussain 1995). Si è scelto per un'analisi più approfondita calcolare la vorticità del campo e successivamente di localizzare il centro dei vortici con il metodo della *swirling strength*.

### 3.4.2 Vorticità

La vorticità è definita come il rotore della velocità:

$$\vec{\omega} = \vec{\nabla} \times \vec{V} \quad [3-3]$$

Il nostro problema è bidimensionale e l'equazione può essere riscritta come:

$$\omega_z = -\frac{dv}{dx} + \frac{du}{dy} \quad [3-4]$$

dove  $u$  e  $v$  sono rispettivamente la componente di velocità orizzontale e verticale. Per una buona qualità dei risultati il campo di velocità deve essere il più regolare possibile per questo si possono avere problemi nelle zone del campo dove si ha mancanza di dati e quindi nelle quali si hanno dei gradienti elevati dovuti però alle irregolarità del campo ed ai problemi di misura. La vorticità



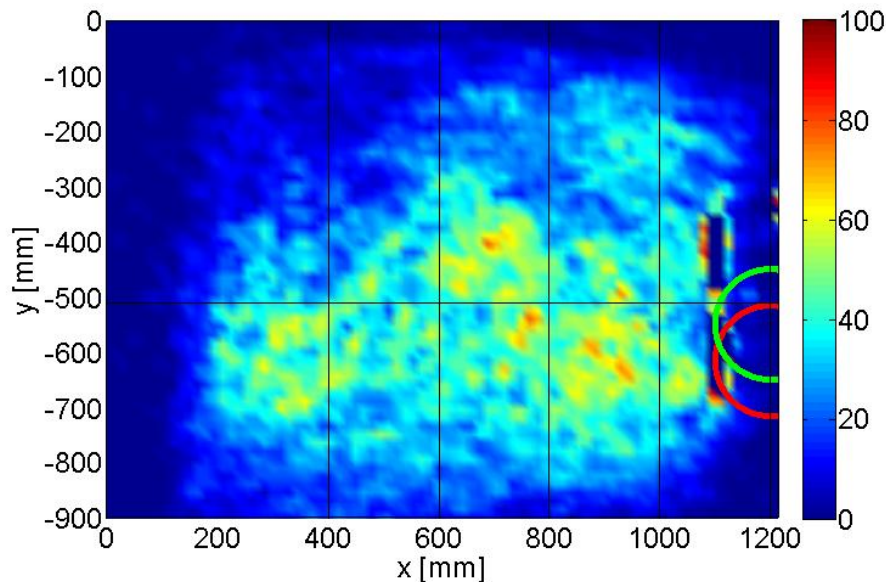
generalmente è espressa come parametro adimensionale secondo la forma utilizzata da vari autori come Williamson

$$\Omega = \omega_z \cdot \frac{V}{D} \quad [3-5]$$

dove  $V$  è la velocità del flusso indisturbato e  $D$  il diametro del cilindro.

Sarà opportuno prevedere degli opportuni filtri per cercare di non visualizzare zone a elevata vorticità dovuta a irregolarità del campo in modo da poter ottenere campi confrontabili con risultati di letteratura, come quelli ricavati da Williamson (Govardhan e Williamson 2000). Il filtro dei risultati ottenuti dal calcolo dei campi di vorticità è stato effettuato in base a due parametri: il numero di dati e una soglia minima sul valore di vorticità adimensionale.

Il numero di dati è il numero di vettori contenuti da una certa cella nella fase di discretizzazione del campo. Questo valore è indicativo di quanto è rappresentativo il valore di velocità assegnato a una certa cella. Ad esempio se consideriamo una cella il cui valore di velocità è ottenuto dalla media di due soli vettori, il dato risultante sarà molto sensibile alle fluttuazioni locali e random del campo di moto quindi anche il valore di vorticità associato a quella cella statisticamente non è rappresentativo del valore reale. Bisogna anche tenere presente che le zone a maggiore numero di dati sono proprio quelle in cui sono presenti i vortici dove il flusso è rallentato e in cui si concentrano maggiormente i blob.

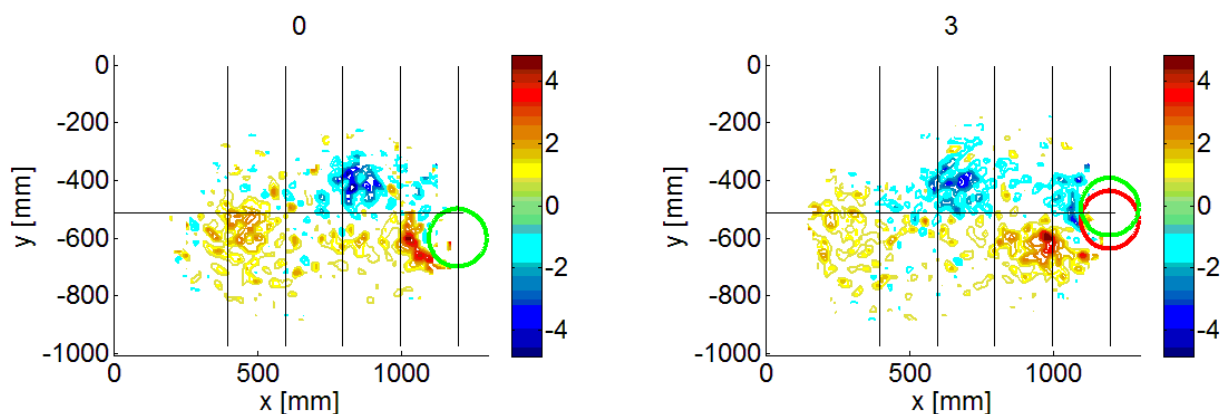


**Figura 3.4-2:** Numero di dati della fase 2 per la prova V4

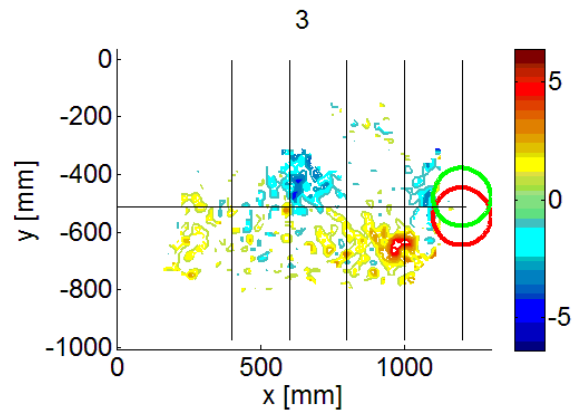
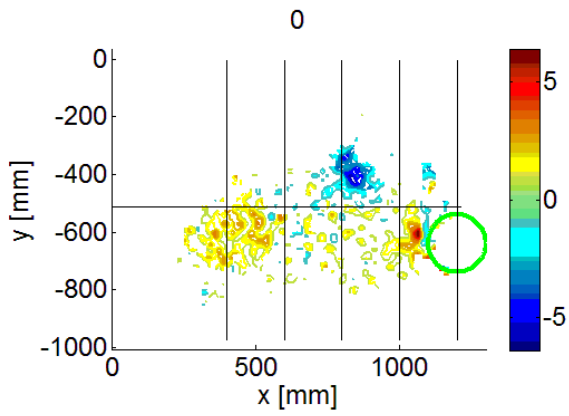
Dalla **Figura 3.4-2** notiamo come agli estremi del campo siano quasi assenti i vettori mentre sono presenti zone con un alto numero di vettori, nelle nostre visualizzazioni è stato adottato un treshold di 25 dati. Sotto questa soglia i risultati non vengono plottati e non si considerano celle contenenti poche informazioni che quindi non sono considerabili un campione correttamente rappresentativo.

Per determinare il valore ottimale di treshold è stata eseguita un'analisi di sensitività al parametro del numero di dati confrontando diverse visualizzazioni con valori di treshold differenti. Non riportiamo le varie prove effettuate per il confronto in ogni caso. Come si può osservare in **Figura 3.4-2**, le zone filtrate sono nella gran parte il bordo del campo visualizzato. Questo fatto è causato dalla presenza di poche bolle che non riescono a investire tutta l'area visualizzata evidenziando quindi la carenza nella strumentazione per quanto riguarda l'inseminazione del campo.

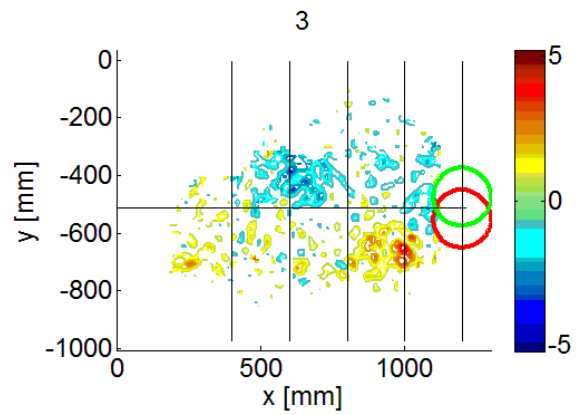
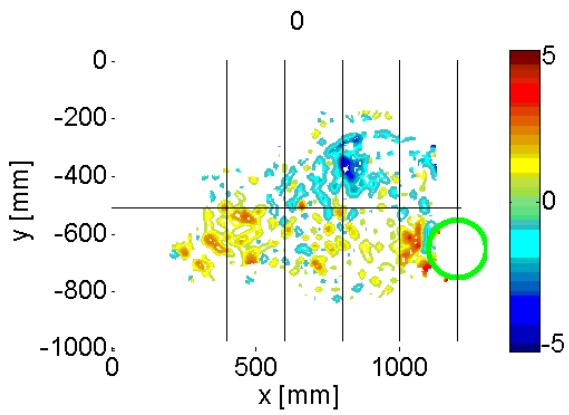
I campi di vorticità sono stati visualizzati come curve di livello a pari  $\Omega$  a passo 0,4. È stata impostata una soglia minima pari a 0,4. La soglia e lo step tra le curve di livello sono stati scelti seguendo le visualizzazioni proposte in letteratura (Govardhan e Williamson 2000). In rosso sempre secondo le convezioni adottate in letteratura sono riportati i vortici giranti in senso orario (a  $\Omega$  positivo), in blu quelli giranti in senso antiorario ( $\Omega$  negativo). Riportiamo di seguito, come per le streamline le visualizzazioni dei campi per la prima e la quarta fase di tutte le prove analizzate.



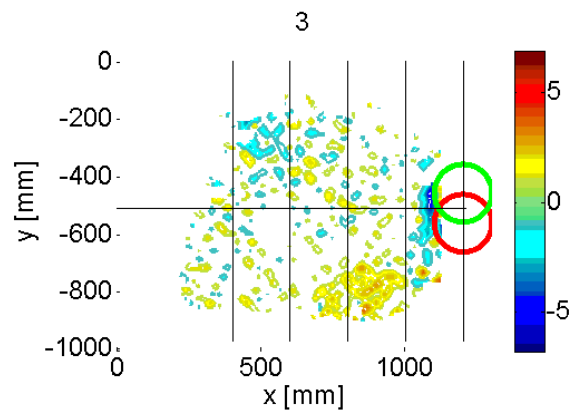
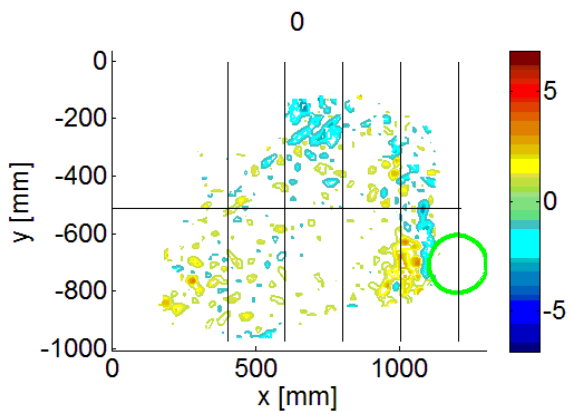
**Prova a  $V/V_s=1.138$**



**Prova a  $V/V_s=1.218$**



**Prova a  $V/V_s=1.238$**

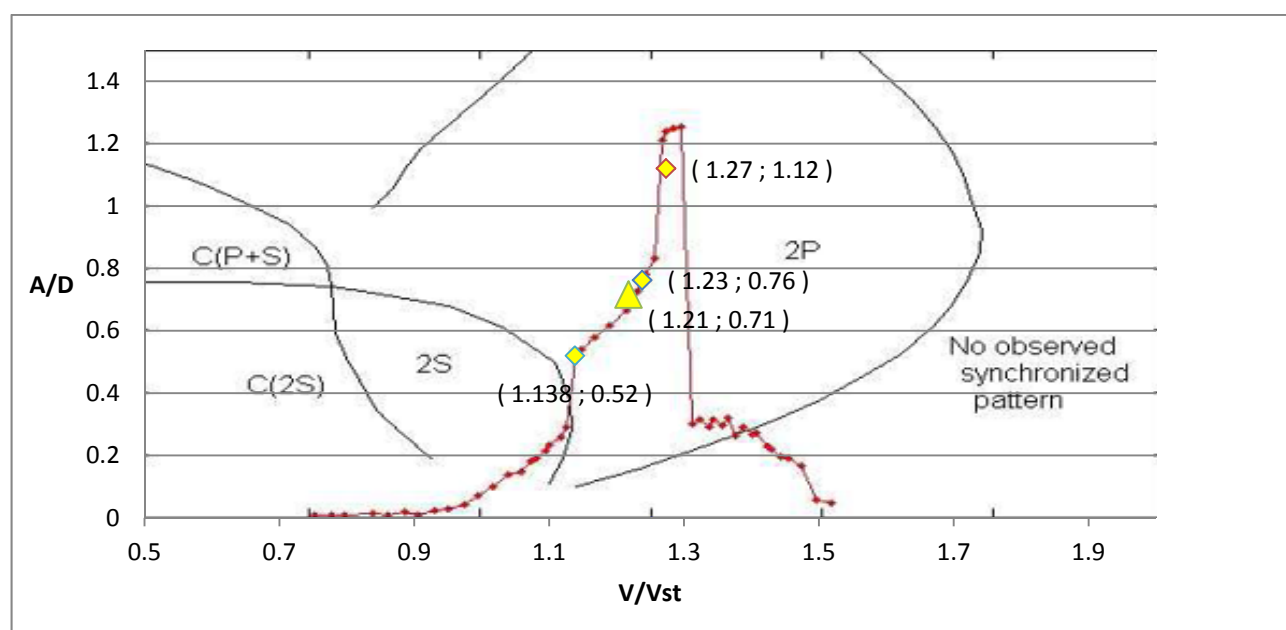


**Prova a  $V/V_s=1.276$**

**Figura 3.4-3: Curve di livello a pari vorticità  $\Omega$  a passo 0,4**

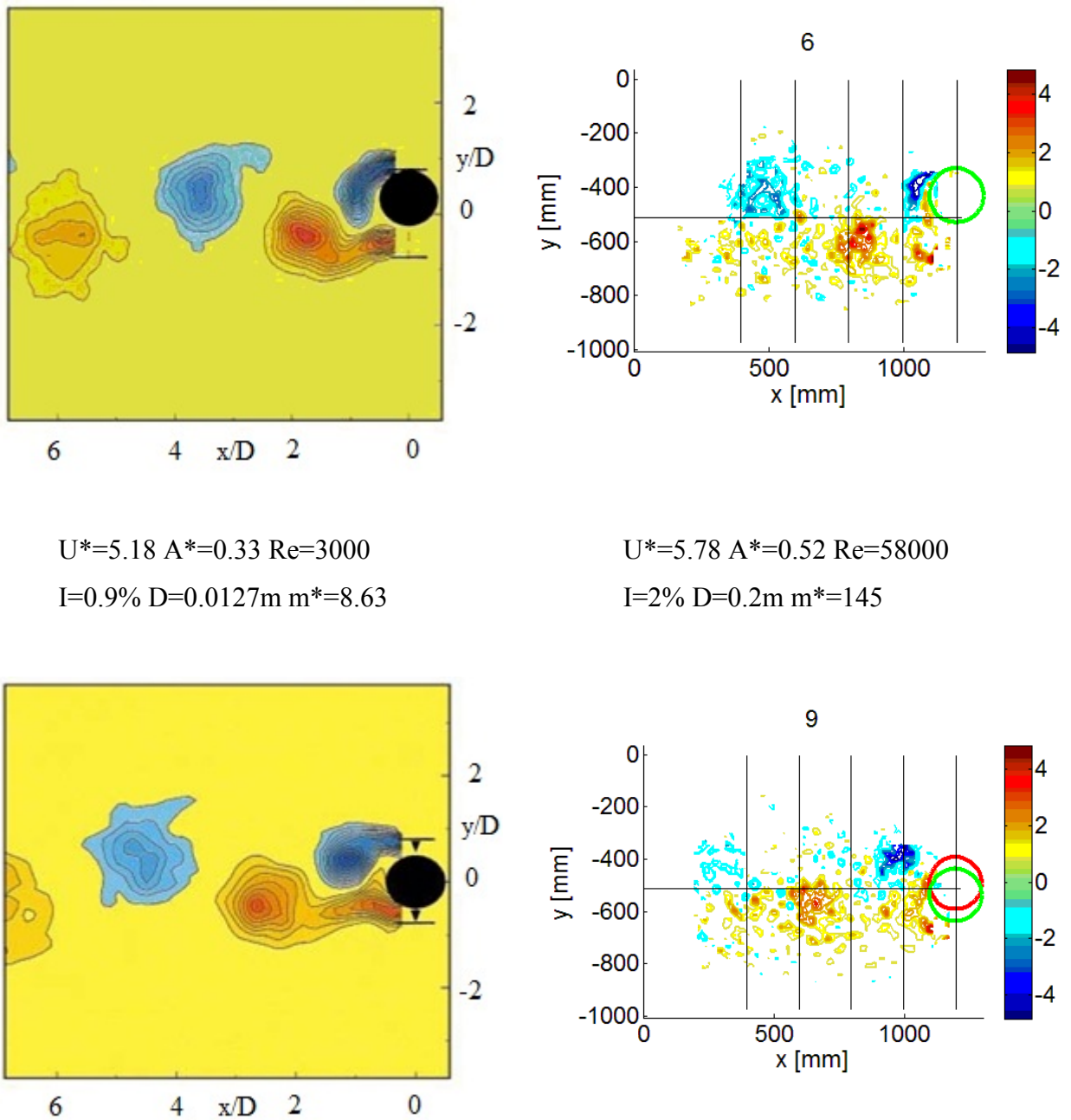
Da queste visualizzazioni si nota come le strutture vorticose ora siano ben definite. Si notano con l'utilizzo dei filtri descritti, soprattutto all'aumentare della velocità zone a vorticità non nulla che però non rappresentano vortici reali ma semplicemente delle irregolarità del campo di velocità. L'ultima visualizzazione di **Figura 3.4-3** è relativa alla prova situata nell'*upper branch* l'ampiezza di oscillazione supera il diametro del cilindro e è molto influente il flusso medio. Le strutture vorticose, infatti, dopo due diametri risultano già dissipate è distinguibile la presenza di due soli vortici per fase; in questo caso sarebbe opportuno l'utilizzo di 20 fasi per migliorare la media dato che sono presenti velocità di oscillazione del cilindro maggiori. Sarebbe opportuno mediare su spostamenti minori. Per questo riportiamo il confronto effettuato su quest'ultima prova anche se per le altre condizioni l'utilizzo di più fasi non ha portato a un miglioramento sensibile dei risultati.

Proponiamo prima un confronto tra le modalità di distacco osservate nelle nostre prove e quelle osservate da altri autori come Williamson e Sheridan (Govardhan e Williamson 2000), (Carberry 2001) per poi confrontare anche l'effetto per la prova V11 dell'aumento del numero delle fasi sulla qualità dei risultati.



**Figura 3.4-4:** Campana di sincronismo sovrapposta alla mappa di vorticità. In giallo i punti analizzati

In **Figura 3.4-4** vediamo come le analisi fatte siano collocate in una zona avente una modalità di distacco 2P quindi in tutte le visualizzazioni dovremmo riscontrare questo tipo di modalità.



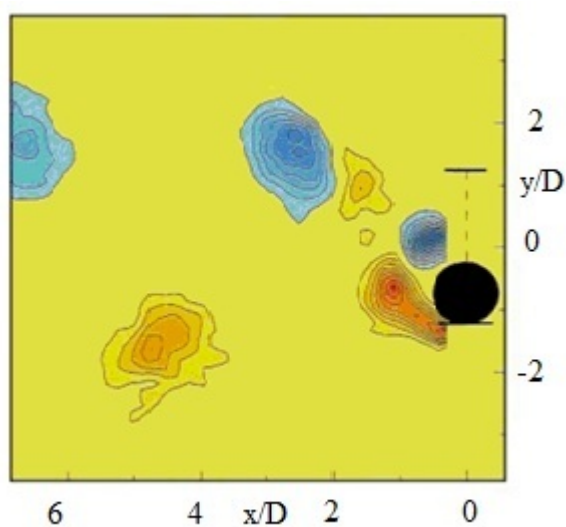
**Figura 3.4-5:** Confronto tra la modalità di distacco osservata da Williamson (Govardhan e Williamson 2000) e quella nel presente lavoro per la prova V4

Le condizioni confrontate in **Figura 3.4-5** sono sensibilmente differenti; il confronto è solo sulla modalità di shedding che come possiamo osservare è la medesima.

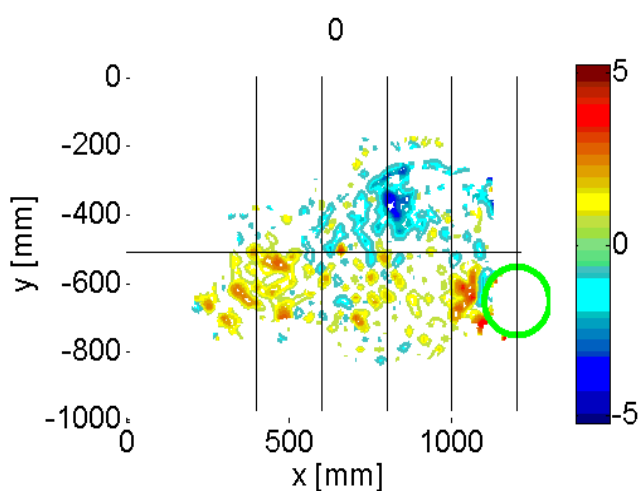
La prova analizzata è la V4, la posizione dei vortici è esattamente la stessa riscontrata da Williamson ed è evidente il distacco alternato di vortici di senso di rotazione opposto ogni mezzo ciclo. Se osserviamo la fase 9 il vortice rotante in senso antiorario (blu) è posizionato in entrambe le

figure a 1 diametro dal cilindro mentre il secondo vortice (in rosso) è compreso tra i 2 e i 3 diametri, oltre i 3 diametri nelle nostre prove i vortici decadono e quindi le strutture non sono più riconoscibili all'interno del campo. Sebbene la modalità attesa è di tipo 2P è possibile anche un'estensione della zona 2S anche su questa parte del ramo della campana di sincronismo, come osservato da Laneville (Brika e Laneville 1993).

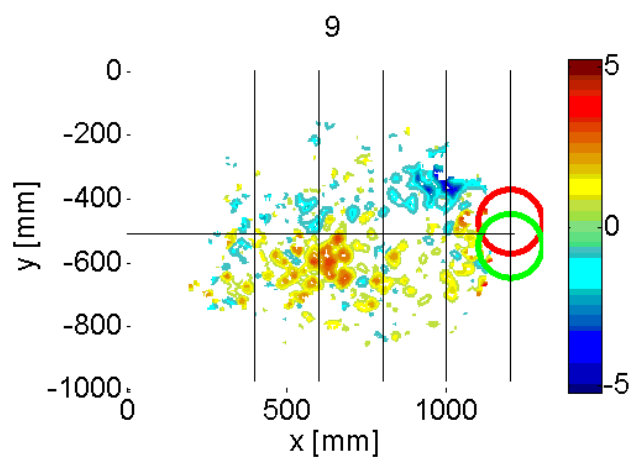
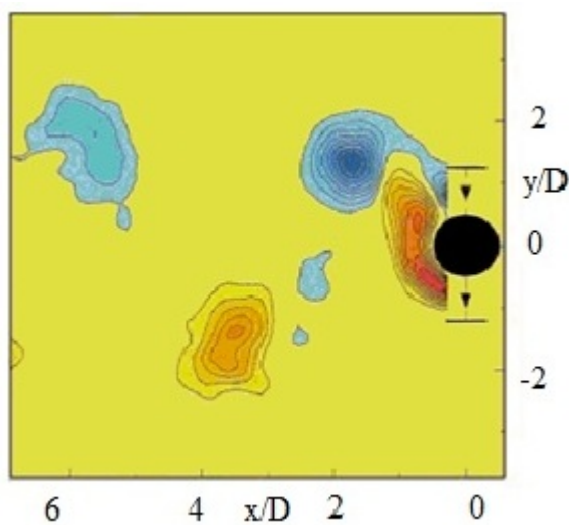
Proponiamo ora il confronto con la prova V9, prima con la modalità 2P e successivamente con la modalità 2S.

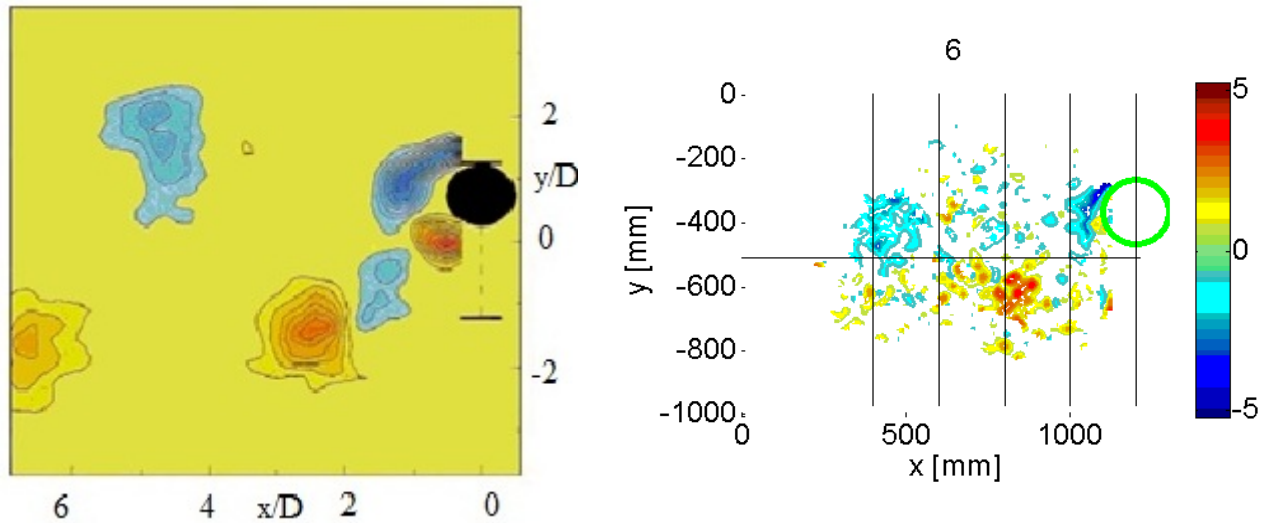


$U^*=5.39$   $A^*=0.81$   $Re=3000$   
 $I=0.9\%$   $D=0.0127m$   $m^*=8.63$



$U^*=6.87$   $A^*=0.76$   $Re=67000$   
 $I=2\%$   $D=0.2m$   $m^*=145$

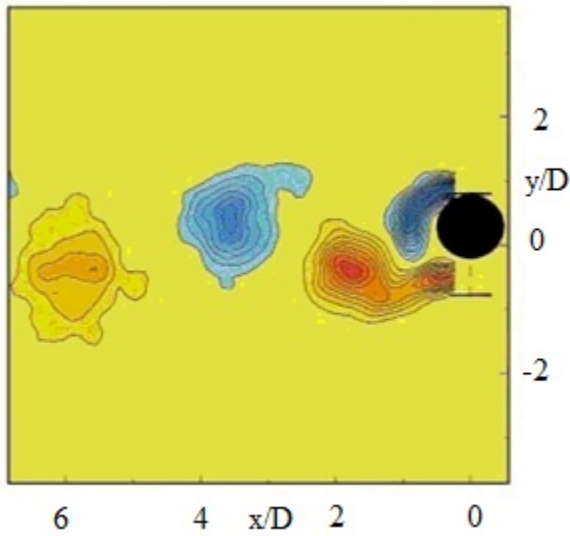




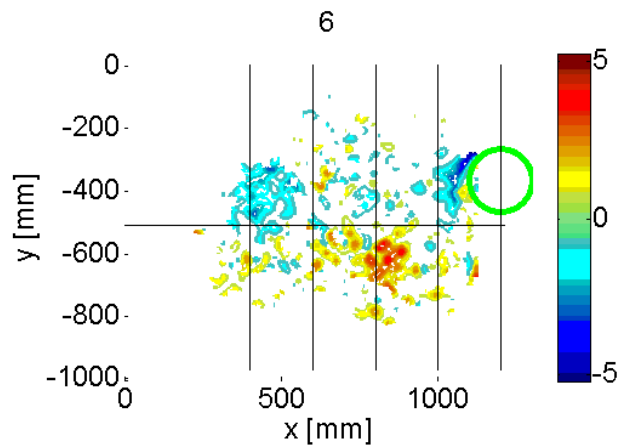
**Figura 3.4-6:** Confronto campi di vorticità delle fasi 0, 6 e 9 per la prova V9 con le visualizzazioni di Williamson

In questo caso possiamo notare come le posizioni dei vortici non coincidano tra le due visualizzazioni di destra e sinistra per ogni fase. Commentiamo solamente l'ultimo confronto dove vediamo come il primo vortice blu nel nostro caso è situato entro un diametro dal cilindro mentre nel campo a sinistra è compreso tra 1 e 2 diametri; così come il vortice rosso è tra i 1 e i 2 diametri mentre per Williamson è tra i 2 e i 3 diametri. Inoltre nelle nostre visualizzazioni non compare nemmeno il primo vortice della coppia che è caratteristico della modalità 2P (nella figura in blu), sottolineiamo però che il primo vortice della coppia è di entità molto minore al secondo in misura del 20% e quindi potrebbe essere ragionevole un suo rapido decadimento.

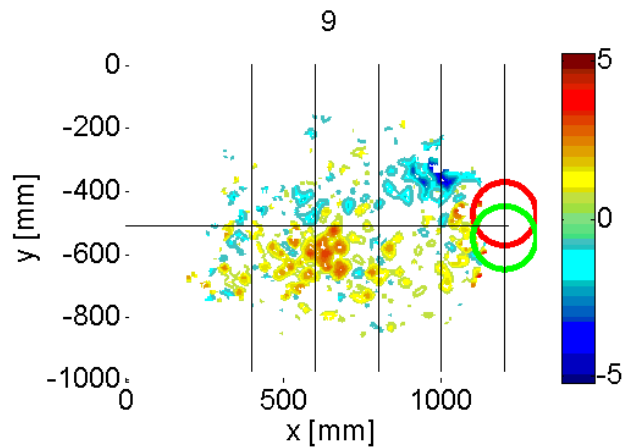
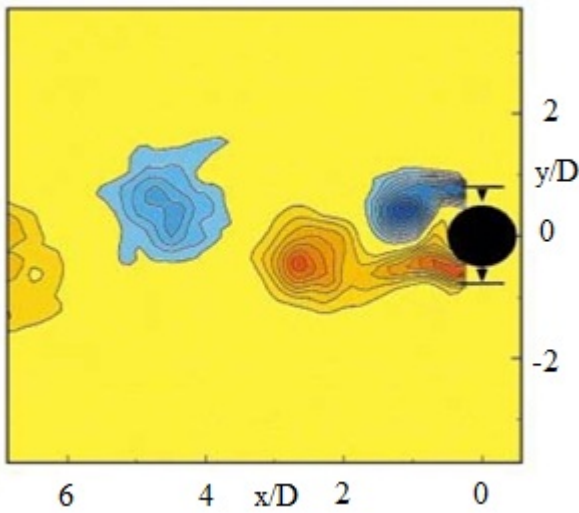
Confrontiamo ora le stesse fasi con la modalità di distacco 2S sempre dalle visualizzazioni di Williamson. In **Figura 3.4-7** è evidente, dopo le osservazioni fatte in precedenza, come la modalità di distacco sia la medesima



$U^*=5.39$   $A^*=0.81$   $Re=3000$   
 $I=0.9\%$   $D=0.0127m$   $m^*=8.63$



$U^*=6.87$   $A^*=0.76$   $Re=67000$   
 $I=2\%$   $D=0.2m$   $m^*=145$

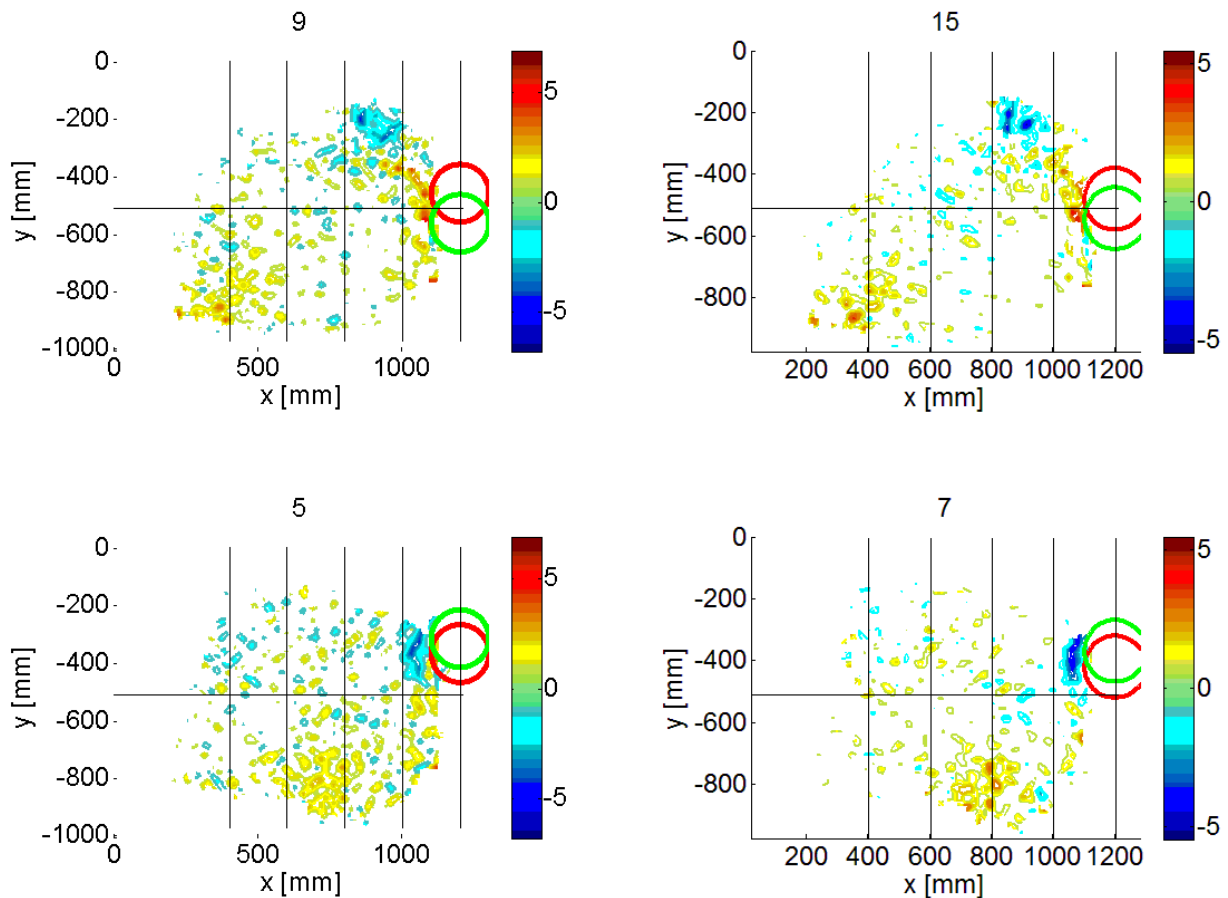


**Figura 3.4-7:** Confronto campi vorticità della prova V9 con la modalità di distacco 2S osservata da Williamson

Da ultimo proponiamo il confronto tra la prova V11 con 12 e 20 fasi e poi con le visualizzazioni di Williamson. Dal confronto in **Figura 3.4-8** vediamo che nella media a 20 fasi riportata a destra i vortici risultano meglio definiti rispetto alle corrispondenti fasi di sinistra, è possibile quindi applicare dei filtri più restrittivi per eliminare la presenza di zone a bassa vorticità che disturbano la visualizzazione del campo.

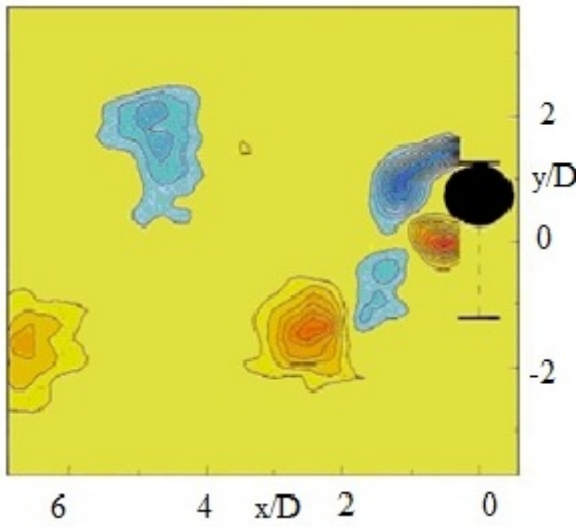


Nelle fasi a destra la soglia minima impostata è di 0,8, il campo risulta meno disturbato e sono quindi più distinguibili le strutture vorticosi.

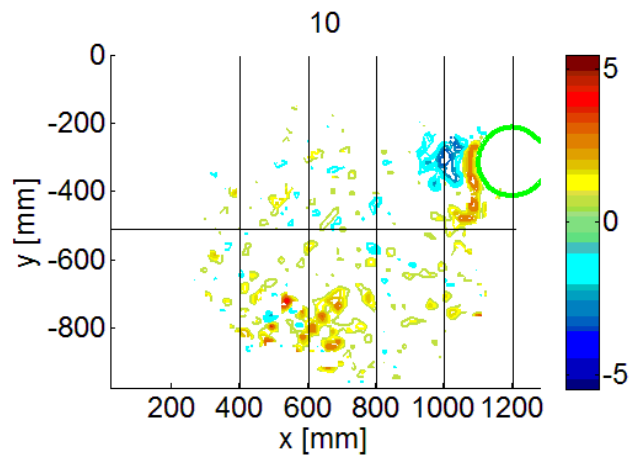


**Figura 3.4-8:** Confronto tra fasi simili per la media effettuata con 12 e 20 fasi nella condizione V11. A sinistra le figure dalla media con 12 fasi a destra quelle con 20

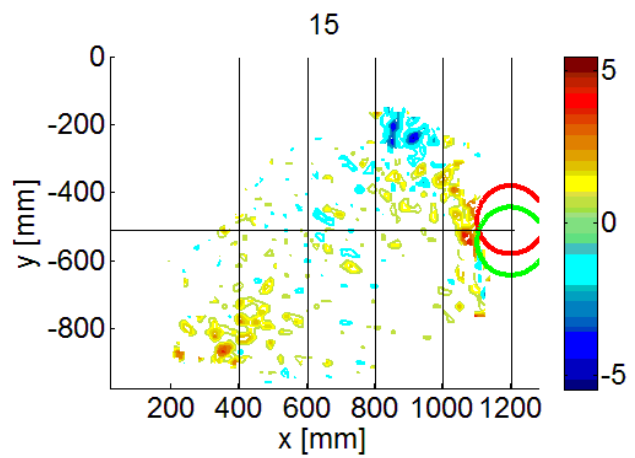
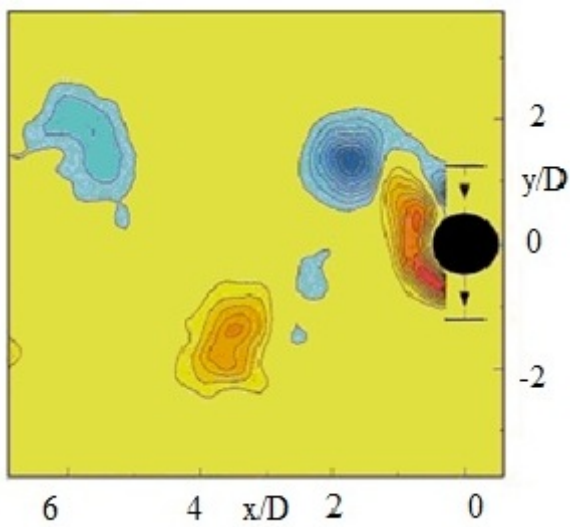
Per le altre prove la differenza non è sensibile, in questa, avendo spostamenti maggiori del diametro del cilindro, si perde di definizione con l'uso di meno fasi. In **Figura 3.4-9** vediamo dal confronto che anche in questo caso non sono distinguibili i vortici di dimensione minore, però possiamo chiaramente riconoscere come le posizioni dei vortici principali coincidano con quelle mostrate nelle immagini di sinistra. La modalità di distacco nell'*upper branch* sembra dunque l'attesa modalità 2P anche se non è possibile distinguerla chiaramente.



$U^*=5.18$   $A^*=0.33$   $Re=3000$   
 $I=0.9\%$   $D=0.0127m$   $m^*=8.63$



$U^*=7.07$   $A^*=1.1$   $Re=70000$   
 $I=2\%$   $D=0.2m$   $m^*=145$



**Figura 3.4-9:** Confronto modalità di distacco 2P con le visualizzazioni della prova V11 nella media con 20 fasi

### 3.4.3 Vortex core detection

L'analisi sulle modalità di distacco svolta nel precedente paragrafo inizialmente è sembrata essere esauriente in quanto le principali formazioni vorticosi sono ben riconoscibili, si è voluto però sperimentare un ulteriore metodo di identificazione dei vortici che consente una determinazione analiticamente più accurata. Infatti la vorticità assume valori molto elevati nelle zone di separazione del flusso, dello *shear layer*, con i metodi di identificazione del centro dei vortici si riescono a distinguere chiaramente le zone di separazione del flusso da quelle in cui sono presenti realmente i vortici.

I vortici possono essere definiti in vari modi, Lugt (1979) definisce un vortice come “un insieme di particelle rotanti a un unico centro comune”. Secondo Chong, Perry e Cantwell (1990) un vortice è una zona con autovalori complessi del gradiente di velocità mentre per Hunt, Wray e Moin (1988) si identifica un vortice in una zona che contiene un' invariante secondo del gradiente di velocità ed un minimo di pressione. Per Hussain il *vortex core* è una regione connessa con due autovalori negativi del tensore  $S^2 + \Omega^2$ .  $S$  e  $\Omega$  sono rispettivamente la parte simmetrica e antisimmetrica del  $\nabla u$ , il gradiente delle velocità (Jeong e Hussain 1995).

La trattazione teorica che abbiamo seguito è quella di Wu e Christensen (Wu e Christensen 2006) che rielaborano le precedenti definizioni e i precedenti metodi. Questo metodo si propone di identificare i vortici secondo il calcolo della *swirling strength* che utilizza la parte immaginaria degli autovalori complessi del tensore dei gradienti di velocità. La *swirling strength* è un invariante Galileiano per cui non identifica regioni a intenso sforzo tangenziale che non hanno rotazione.

Si introduce il parametro *swirling strength* della forma:

$$\Lambda_{ci}(x, y) = \lambda_{ci}(x, y) \cdot \frac{\omega_z(x, y)}{|\omega_z(x, y)|} \quad [3-6]$$

dove  $\lambda_{ci}(x, y)$  sono la parte immaginaria degli autovalori complessi del tensore dei gradienti di velocità e  $\omega_z$  la vorticità.

Rispetto alla formulazione di Zhou (Zhou 1999) si introduce il segno della vorticità locale per distinguere i vortici rotanti in senso orario o anti-orario. Wu e Christensen hanno anche ricercato un valore di threshold che potesse avere valenza universale proponendo una particolare normalizzazione della *swirling strength* come base per definire un threshold universale

$$\tilde{\Lambda}_{ci}(x, y) = \frac{\Lambda_{ci}(x, y)}{\Lambda_{ci}^{rms}(y)} \quad [3-7]$$

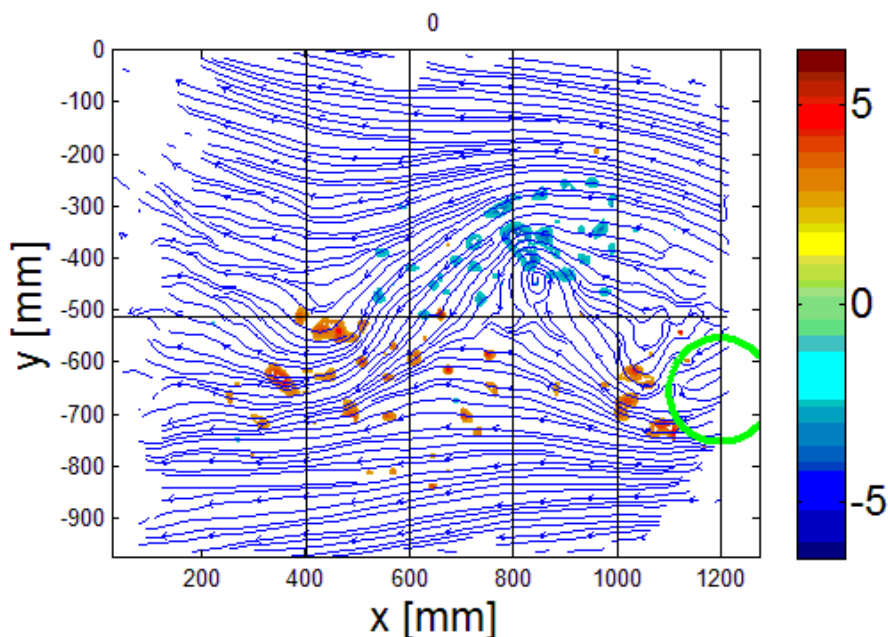
threshold definito come:

---

$$|\tilde{\Lambda}_{ci}(x, y)| \geq 1,5 \quad [3-8]$$

per limitare il rumore associato alle misure PIV. Le irregolarità del campo possono portare a valori non nulli della forza di swirling anche in assenza di vortici.

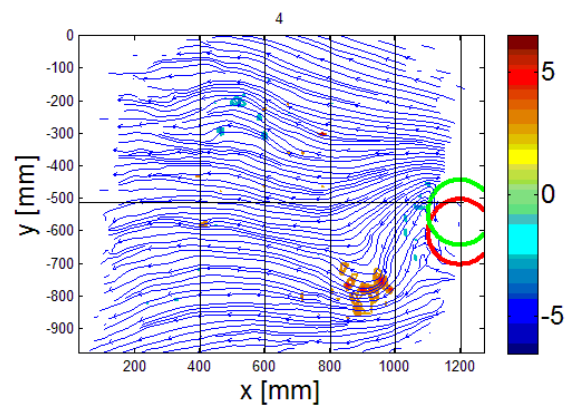
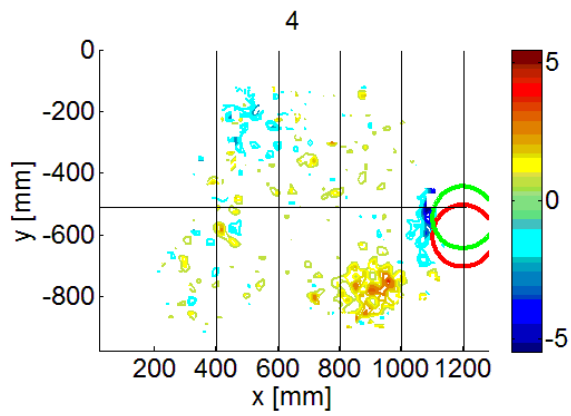
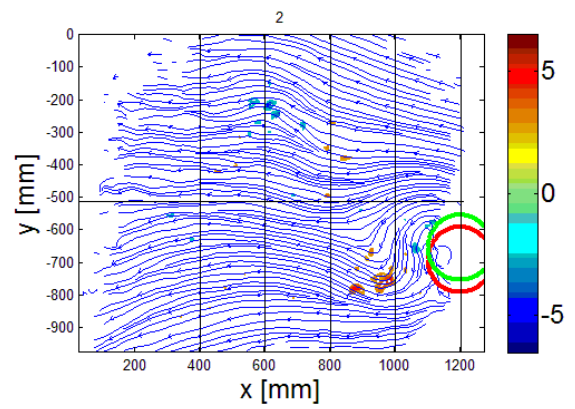
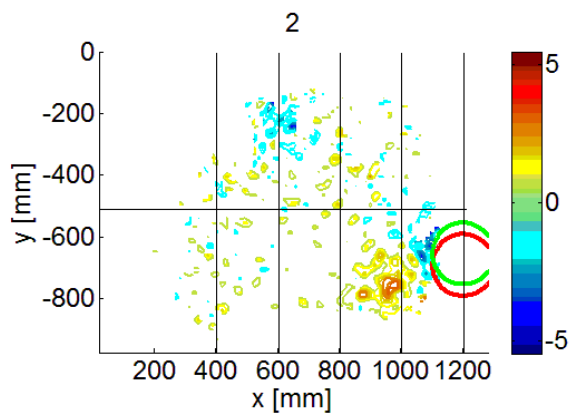
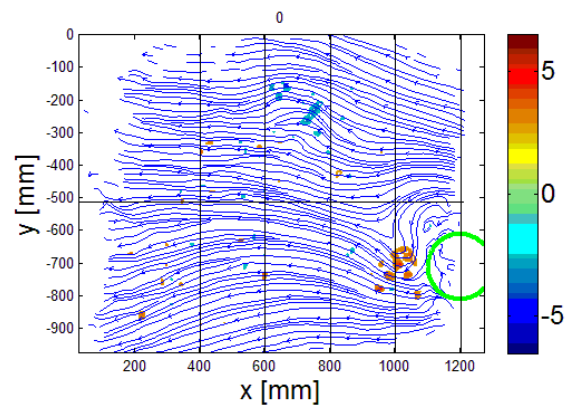
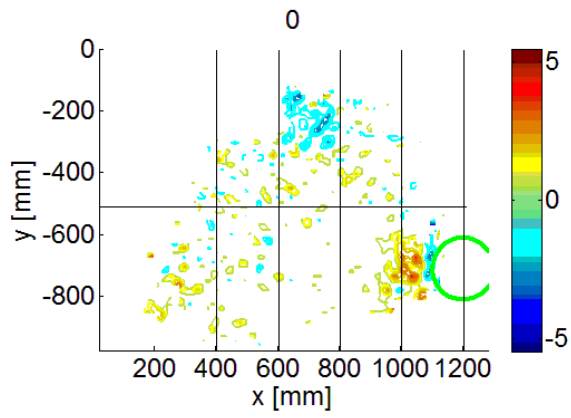
Abbiamo applicato questo metodo ai campi di moto delle nostre prove e abbiamo effettuato un confronto con i campi di vorticità ottenuti in precedenza per osservare le differenze.

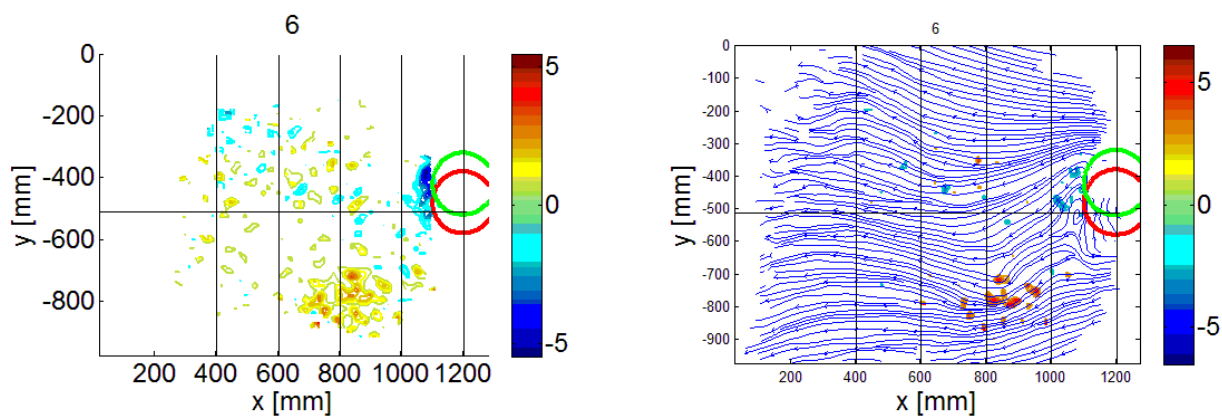


**Figura 3.4-10:** Swirling strength della fase 0 per la prova V9

Dalla **Figura 3.4-10** si distingue chiaramente la presenza di tre vortici ma, nonostante il threshold utilizzato, sono presenti regioni con valore di swirling strength sopra la soglia in zone teoricamente irrotazionali. Questo molto probabilmente è dovuto alla qualità non ottimale delle acquisizioni.

Riportiamo i campi relativi alla prova V11 per le prime 4 fasi confrontati con i rispettivi campi di vorticità.





**Figura 3.4-11:** Prova V11, a sinistra i campi di vorticità a destra la swirling strength per fasi corrispondenti

Dalle immagini si nota come i vortici risultino meglio identificati soprattutto nella regione vicino al cilindro dove non si ha più l'influenza dello *shear layer*, è altrettanto evidente come non siano ancora distinguibili i vortici più deboli. Ci si sarebbe aspettato di visualizzare il vortice più piccolo della coppia tipico della modalità 2P ma dalle visualizzazioni presentate in **Figura 3.4-11** non è chiaramente distinguibile.

# **4. Analisi computazionale (CFD)**





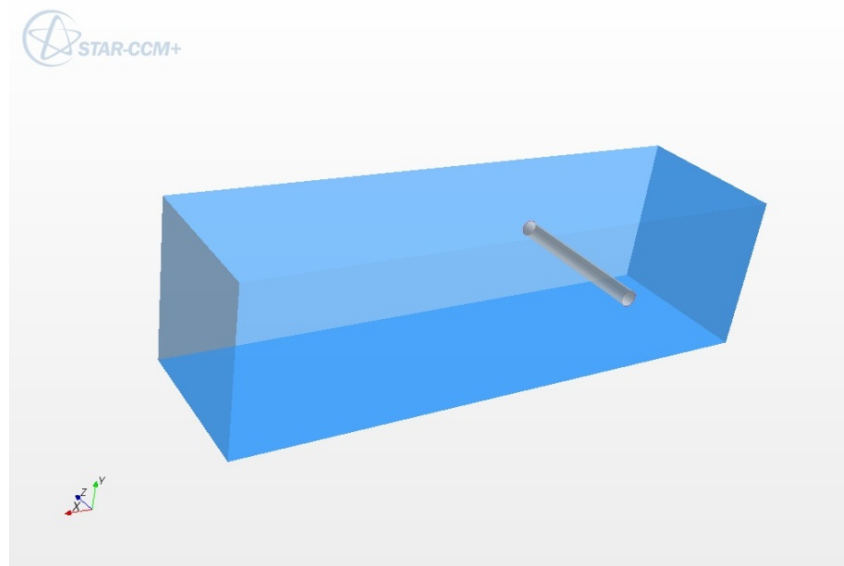
In seguito all'analisi sperimentale è stato scelto di affrontare il problema per via numerica attraverso l'uso di un software, StarCCM+®. Prima di poter modellare il cilindro oscillante è stato necessario lo studio delle caratteristiche del software e di modelli già esistenti per passare poi all'elaborazione del modello del caso sperimentale.

Inizialmente è stato affrontato il fenomeno di vortex shedding con cilindro fisso, successivamente, dovendo imparare a modellare un fenomeno in cui è implicato anche il movimento del cilindro, sono state effettuate delle analisi a partire dal modello della sfera oscillante sviluppato da R.Quadri (Quadri 2010). Questa prima fase è servita per l'apprendimento nell'utilizzo del codice CFD, in seguito abbiamo validato il modello numerico riproducendo un caso di cilindro oscillante presente in letteratura per poi passare alla modellazione del caso sperimentale esposto nel precedente capitolo.

Le caratteristiche numeriche e della mesh riguardanti StarCCM+ sono state largamente esposte nel lavoro di tesi di Quadri (Quadri 2010), pertanto ci limiteremo a richiamare alcuni concetti e caratteristiche utili per la presentazione dei risultati.

## 4.1 Caratteristiche di StarCCM+®

StarCCM+® è un programma commerciale per la fluidodinamica computazionale di largo utilizzo, basato sulla tecnica dei volumi finiti. StarCCM+® è un software che si presenta completamente integrato contenendo in un unico pacchetto la fase di *pre-processing*, il solutore, e la fase di *post-processing*.



**Figura 4.1-1:** Esempio di geometria

---

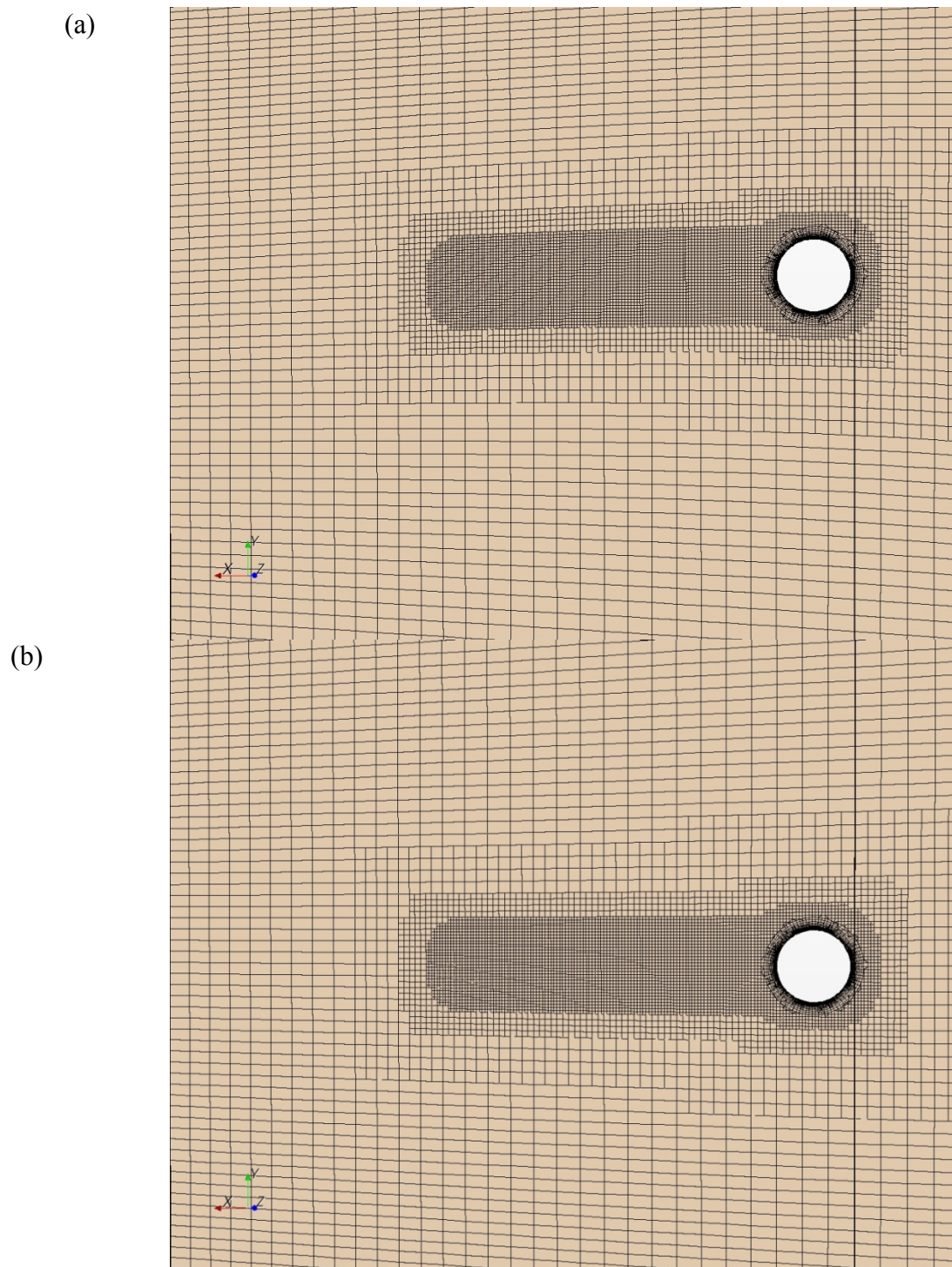
StarCCM+<sup>®</sup> permette di creare la geometria attraverso un CAD integrato nel programma e attraverso l'inserimento di oggetti dalle forme standard, come parallelepipedi, coni, cilindri e sfere. In alternativa è possibile importare geometrie più complesse sviluppate in altri ambienti, oppure è possibile importare direttamente delle mesh. Nel nostro caso è stato sufficiente utilizzare le funzionalità già presenti nel programma. In **Figura 4.1-1** vediamo una geometria creata per modellare il caso sperimentale, un cilindro immerso in un canale.

In StarCCM+<sup>®</sup> è possibile creare numerose tipologie di mesh, per il problema in esame è stato scelto il *Trimmer Meshing Model*, che è un metodo molto robusto e garantisce mesh di elevata qualità e alto livello di personalizzazione. Le celle sono esaedriche, è presente un raffinamento automatico in presenza di curvature elevate e soprattutto è una mesh indipendente dalla condizione della superficie di partenza. Tra le opzioni di personalizzazione di tale metodo è stato utilizzato il *trimmer wake refinement* che permette un infittimento della zona in scia a oggetti. In aggiunta a questo modello è stato attivato anche il *Prism Layer Boundary* che permette la creazione di strati prismatici posti in prossimità di condizioni di parete per aumentare l'infittimento della mesh per modellare meglio la zona dello strato limite dove i gradienti di velocità e pressione sono molto elevati.

La fase di generazione della mesh è fondamentale nei problemi di fluidodinamica, a seconda della qualità della discretizzazione spaziale dipende, in larga misura, la bontà dei risultati. Un maggiore infittimento comporta una migliore rappresentazione della geometria di partenza, ma si traduce anche in maggiore onere computazionale. È necessario cercare un compromesso tra numero di celle e la velocità di calcolo, per questo è necessaria un'analisi di griglia proprio per verificare l'indipendenza dei risultati dalla mesh adottata in funzione della capacità di calcolo a disposizione.

Nella discretizzazione del problema è importante considerare la discretizzazione temporale, e i metodi numerici utilizzati per risolvere le equazioni di Reynolds. L'utilizzo ad esempio di una discretizzazione temporale inadeguata può impedire la riproduzione corretta di un fenomeno fisico oppure utilizzare un metodo numerico con un'accuratezza spaziale del primo ordine può generare un'elevata diffusione numerica con possibili conseguenze sull'accuratezza della soluzione. È importante per poter valutare la qualità dei risultati e per poterli confrontare con quelli sperimentali stimare l'errore di discretizzazione associato al modello utilizzato. Non è sufficiente un confronto dei risultati delle simulazioni numeriche con i dati sperimentali, in letteratura non esiste un unico metodo riconosciuto. Si è scelto di riferirsi al *GCI method* (Grid convergence index) sviluppato da

Roache (Roache 1994) e proposto dall'ASME (*American Society of Mechanical Engineers*) (Celik 2012) come metodo consigliato per la stima dell'errore di discretizzazione.



**Figura 4.1-2:** Esempio di mesh deformata (a) e fissa (b)

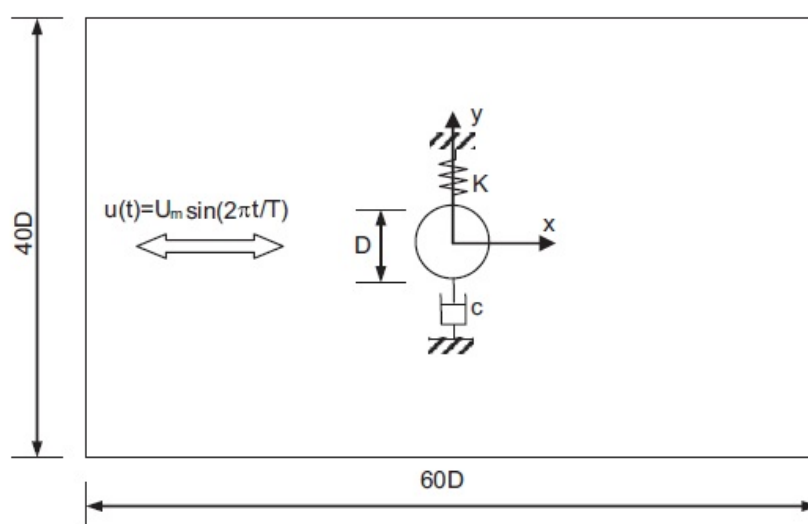
La scelta del modello di turbolenza per la chiusura delle equazioni RANS è stata effettuata basandosi su studi presenti in letteratura (Unal, Atlar e Goren 2010) e sul lavoro di tesi di Quadri

(Quadri 2010). È stato quindi scelto un modello  $k-\omega$  secondo la formulazione SST ( Shear stress turbulence) di Menter.

Da ultimo, per la modellazione del movimento del cilindro è stato usato il 6DOF *Morphing* (Six degree of freedom morphing). Tale modello prevede la risoluzione dell'equazione del moto per il cilindro per ad ogni time-step e la conseguente rigenerazione della mesh (morphing) eseguita in funzione della nuova posizione del cilindro, in **Figura 4.1-2** vediamo un esempio di mesh fissa e deformata. La conoscenza di questi modelli e del loro corretto utilizzo è stata favorita dalle analisi svolte sul modello della sfera oscillante sviluppato da Quadri (Quadri 2010). Nell'Appendice II sono riportate in maniera approfondita le analisi eseguite sul modello della sfera oscillante svolte durante il tirocinio curricolare antecedente al lavoro di tesi.

## 4.2 Validazione del modello numerico

Per validare il modello utilizzato si è fatto riferimento ai dati di letteratura proposti da Zhao (Zhao, Cheng e An 2012) che ha simulato un caso di vortex induced vibration per un cilindro posto una corrente oscillatoria in acqua. Nell'ingegneria *offshore* spesso l'effetto delle onde è modellato come una corrente oscillatoria quando è investigata la fluidodinamica attorno a strutture snelle. Sebbene il fenomeno può risultare più complesso dal punto di vista fisico, il modello numerico risulta già approntato.



**Figura 4.2-1:** Modello del caso riprodotto da Zaho (Zhao, Cheng e An 2012)

Il dominio adottato da Zaho è mostrato in **Figura 4.2-1** ed è 2D, il sistema dinamico del cilindro è stato modellato come un sistema massa-molla smorzatore a 1DOF ( 1 Grado di libertà). Come modello di turbolenza è stato adottato il *Shear Stress Transport k- $\omega$  turbulence model*. Le condizioni al contorno adottate sono di simmetria per la parete inferiore e superiore, per la superficie di sinistra è stata imposta una velocità sinusoidale mentre per la superficie di destra una condizione di pressione nulla. La velocità in ingresso è pari a

$$u(t) = U_m \sin(2 \cdot \pi \cdot t / T) \quad [4-1]$$

con T periodo di oscillazione della corrente e  $U_m$  la velocità media. In **Tabella 4-1** sono riassunte le principali caratteristiche del set-up:

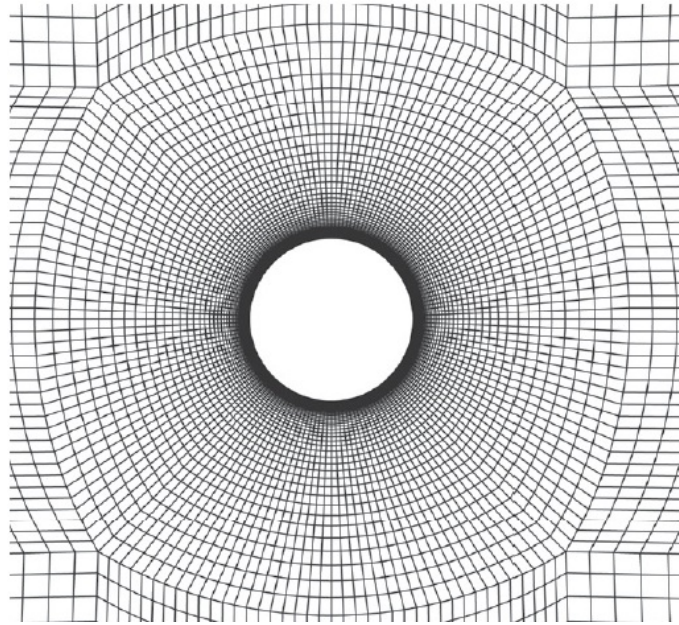
KC	10
$\rho$	998 Kg/m <sup>3</sup>
$f_N$	0,77 Hz
$m^*$	1,62
$\xi$	0.0012
T	1.28 s
$V_r$	10
Re	3842
d	0.02 m
m	0.5 Kg
k	19,21 Kg/m
c	0.009 Ns/m

**Tabella 4-1:** Dati della simulazione di Zaho

dove KC è il numero di Keulegan-Carpenter, utile per ricavare il periodo di oscillazione T mentre  $V_r$  è la velocità ridotta.

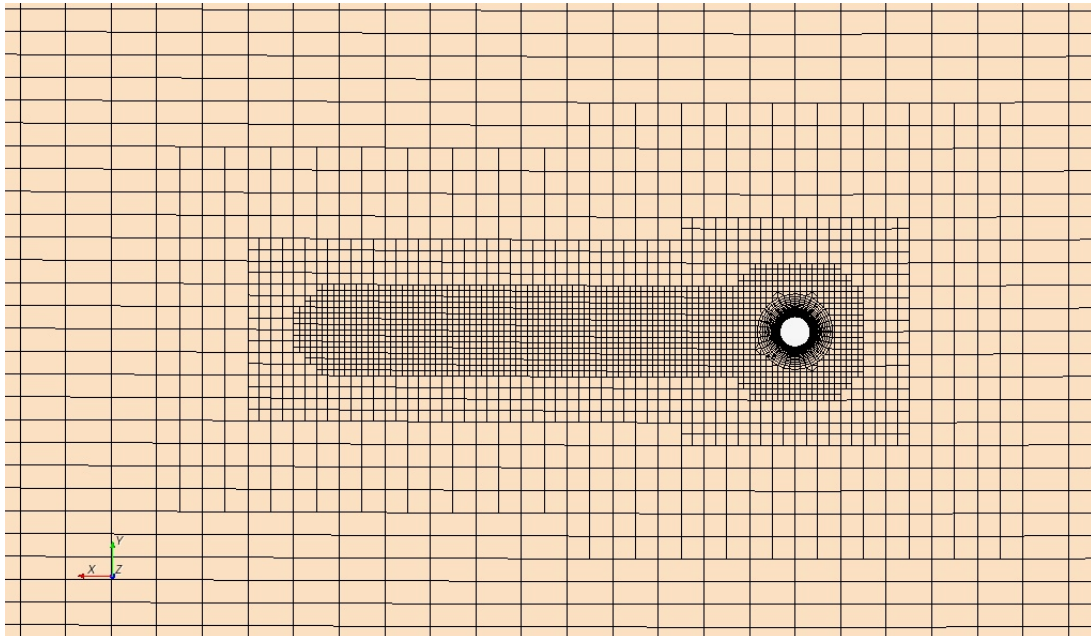
$$KC = \frac{T \cdot U_m}{L} \quad [4-2]$$

$U_m$  è la velocità media e L è una dimensione caratteristica del problema, in questo caso il diametro del cilindro.



**Figura 4.2-2:** Mesh attorno al cilindro nel modello di Zaho (Zhao, Cheng e An 2012)

Nella **Figura 4.2-2** la mesh usata nel caso di letteratura mentre nella **Figura 4.2-3** è riportata la mesh sviluppata nel presente lavoro composta da celle esaedriche ottenuta attivando il *Trimmer Meshing Model*.

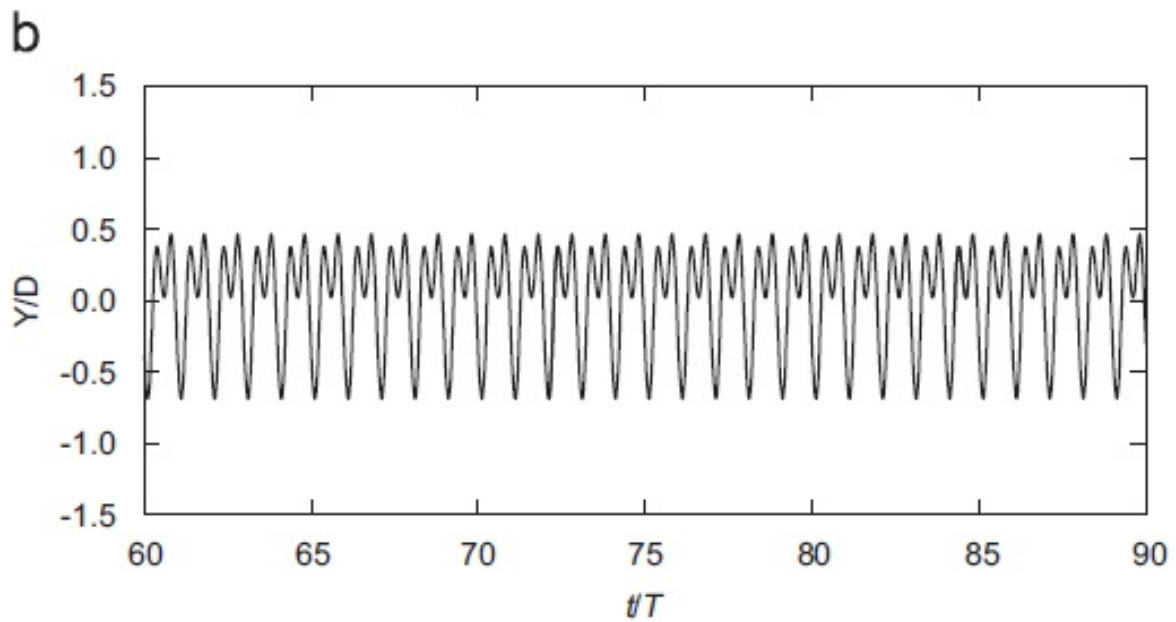


**Figura 4.2-3:** Mesh composta da 350k celle utilizzata nel presente lavoro

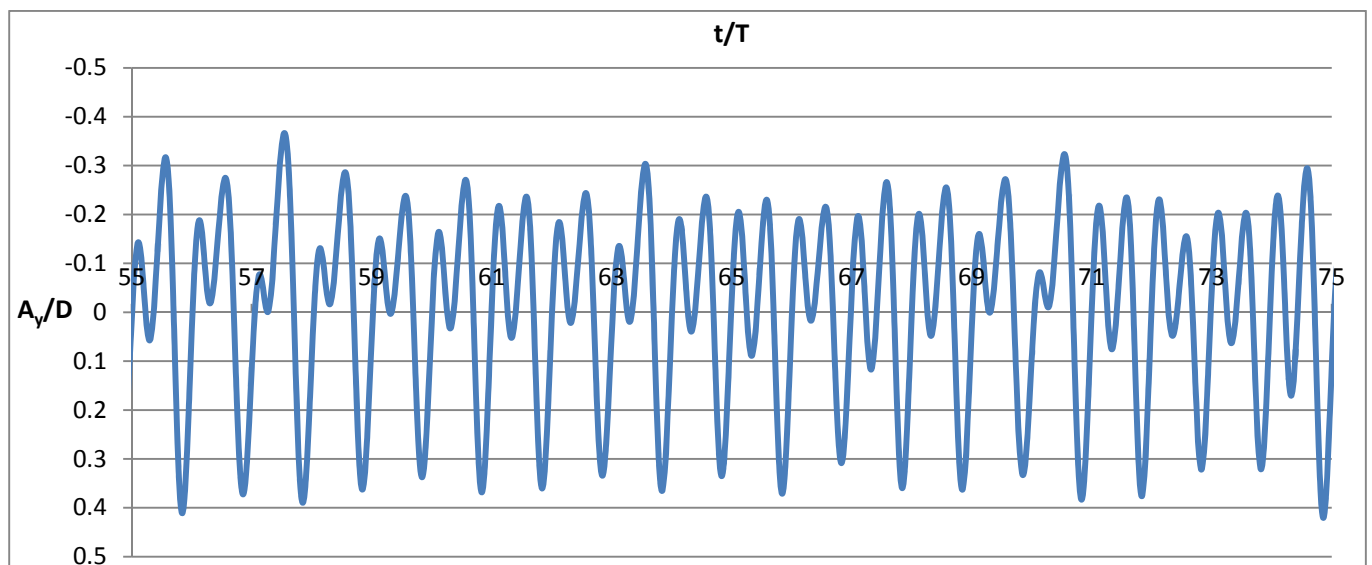
La mesh utilizzata inevitabilmente è differente da quella del caso di letteratura, si è scelto di usare una mesh abbastanza lasca da 350k celle per ottenere una simulazione dal basso costo

computazionale. Per modellare il movimento è stato attivato il modello 6DOF bloccando tutti i gradi di libertà presenti tranne quello in direzione  $y$ , trasversale al moto. Sono state applicate al cilindro una forza elastica per modellare la rigidità del sistema e la forza di smorzamento.

Con questo set up sono stati confrontati gli spostamenti adimensionali e i relativi spettri di frequenza ottenuti nel caso di letteratura e in quello riprodotto nel presente lavoro

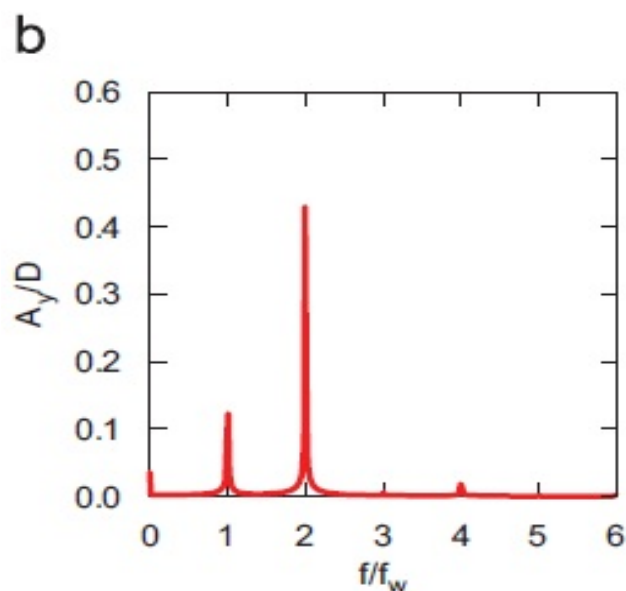


**Figura 4.2-4:** Ampiezza di oscillazione adimensionale osservata da Zaho per  $KC=10$  e  $Vr=10$  (Zhao, Cheng e An 2012)

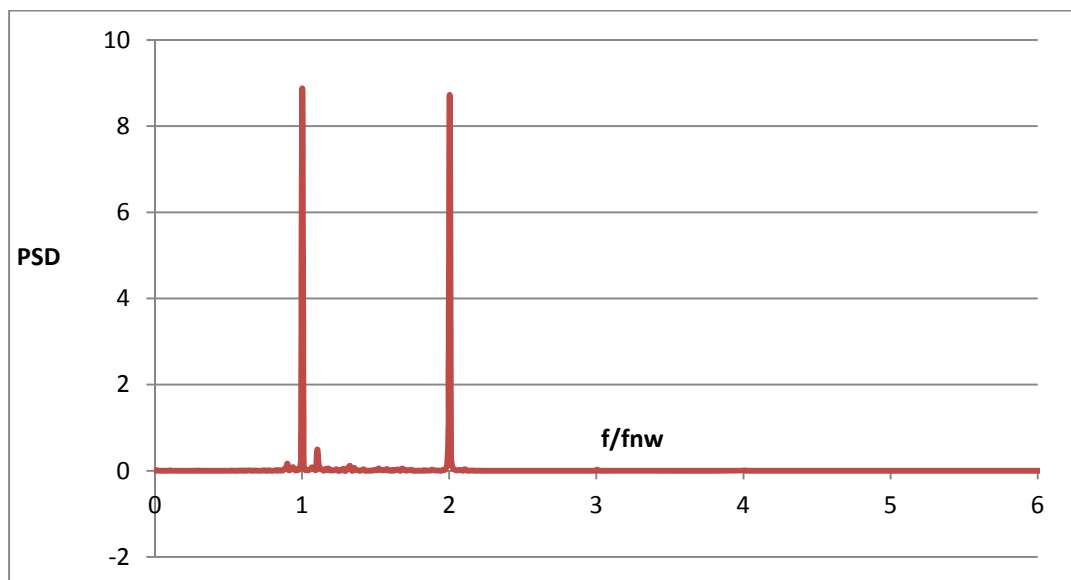


**Figura 4.2-5:** Spostamento adimensionale del cilindro

Come possiamo osservare dal confronto tra la **Figura 4.2-4** e la **Figura 4.2-5** qualitativamente l'andamento dell'oscillazione è analogo nei due casi anche se l'ampiezza di oscillazione computata da Zaho è però maggiore, nel nostro caso è stata ottenuta un'ampiezza di 0,3 mentre nel caso di letteratura di 0.4 per quanto riguarda l'oscillazione principale.



**Figura 4.2-6:** Spettro dello spostamento del cilindro (Zhao, Cheng e An 2012)



**Figura 4.2-7:** PSD dello spostamento del cilindro

Lo spettro di entrambe le simulazioni è lo stesso e presenta due armoniche in corrispondenza della frequenza naturale e del doppio di questa. La differenza riscontrata nelle ampiezze è

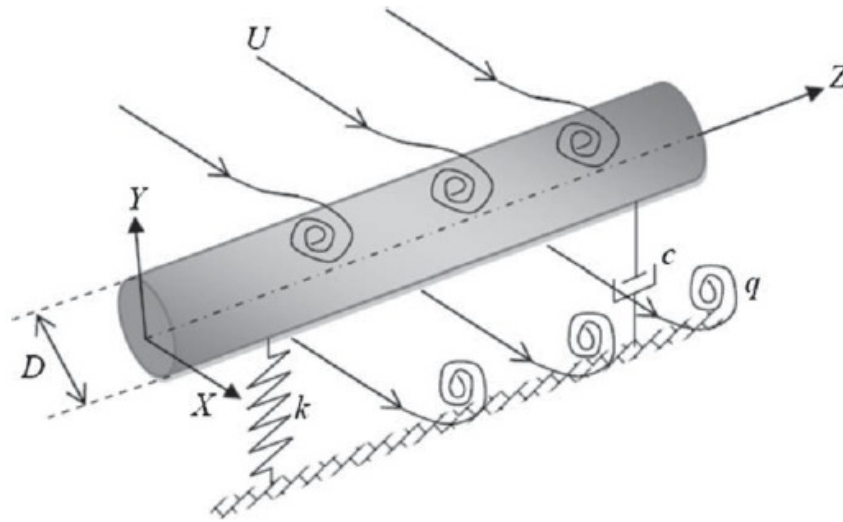


probabilmente da imputare alla mesh usata. Non è stata, infatti, eseguita un analisi preliminare della mesh ma la simulazione è servita a confermare la bontà del codice e del modello *6DOF Morphing* di StrarCCM+<sup>®</sup> a riprodurre questa tipologia di fenomeno.

---

### 4.3 Modellazione del caso sperimentale

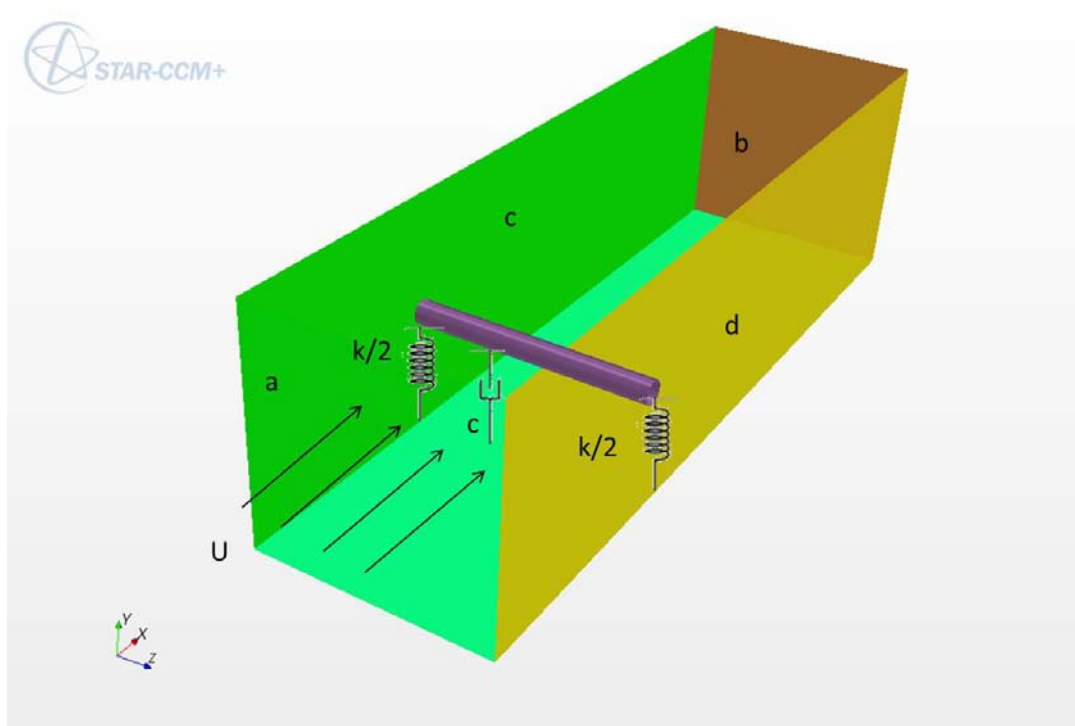
Nella modellazione del set-up sperimentale il caso precedente è stato propedeutico così come le simulazioni effettuate sulla sfera oscillante. Il sistema del cilindro con i cavi sospesi è modellabile secondo lo schema usato nel caso del precedente paragrafo, un sistema massa molla smorzatore come mostrato in **Figura 4.3-1**. Nel modello numerico è stato attivato un solo grado di libertà in direzione trasversale al moto, le rotazioni sono impediti così come nel caso sperimentale.



**Figura 4.3-1:** Modello di un cilindro oscillante (Farshidianfar e Zanganeh 2010)

È stato scelto di porre due molle agli estremi del cilindro per garantire la simmetria nel comportamento dinamico e una forza di smorzamento costante (**Figura 4.3-2**). Le dimensioni del dominio sono state ridotte rispetto a quelle reali della galleria per ridurre il costo computazionale. La larghezza del dominio è pari alla lunghezza del cilindro, infatti la presenza delle *end-plates* nel caso sperimentale garantisce l'assenza di effetti di bordo che modificherebbero l'uniformità del flusso lungo al cilindro.

Le condizioni al contorno imposte sono di flusso non confinato. È stato verificato sperimentalmente e anche con confronti con casi di letteratura che il bloccaggio del cilindro è una condizione influente nel problema.



**Figura 4.3-2:** Esempio di geometria del modello numerico. a) è la superficie di inlet,  $U$  velocità di inlet. b) la superficie di outlet. c) e d) superfici di simmetria.  $k$  è la rigidezza del sistema cilindro e  $c$  il suo coefficiente di smorzamento.

Nella Galleria del Vento la turbolenza è inferiore al 2%. Nel modello numerico è stato verificato che la condizione al contorno in *inlet* di intensità turbolenta dopo pochi diametri viene assorbita. Pertanto il flusso incidente il cilindro indipendentemente dalla condizione al contorno di turbolenza ha intensità turbolenta nulla. È possibile inserire turbolenza nel dominio in due modi: avvicinando il cilindro alla superficie di *inlet* oppure inserendo nel modello di turbolenza una sorgente turbolenta. La prima opzione non è praticabile in quanto non è possibile garantire la stabilizzazione dei parametri di velocità come mostrato nel successivo paragrafo; la seconda opzione, invece, potrebbe essere presa in considerazione. In questo caso, però, avendo una turbolenza sperimentale bassa è stato scelto di utilizzare un modello che presenta una turbolenza nulla del flusso indisturbato a monte del cilindro.

Le caratteristiche dinamiche del cilindro sono state imposte in base ai dati sperimentali, riportiamo nella seguente tabella i dati utilizzati

---

m	5,5 Kg/m
d	0,2 m
L	2 m
k	4400 N/m
f <sub>N</sub>	3,2 Hz

**Tabella 4-2:** Caratteristiche dinamiche del cilindro

m è la massa per unità di lunghezza, d il diametro del cilindro, L la lunghezza e k la rigidezza. La rigidezza è stata determinata a partire dalla frequenza naturale f<sub>N</sub> secondo la [4-3]

$$k = (2 \cdot \pi \cdot f_N)^2 \cdot m \cdot L \quad [4-3]$$

Il valore totale è stato poi ripartito in maniera uniforme tra le due molle sempre per garantire la simmetria nella risposta dinamica.

Un volta definito il set up di base è fondamentale definire le dimensioni del dominio e le caratteristiche della mesh. La soluzione può essere molto influenzata dalla vicinanza delle condizioni di outlet e inlet e dalla tipologia di discretizzazione.

## 4.4 Analisi delle dimensioni del dominio e della mesh con cilindro fisso

La determinazione delle dimensioni del dominio e della mesh è stata effettuata col medesimo modello esposto nel precedente paragrafo ma bloccando tutti i gradi di libertà quindi ottenendo un caso di cilindro fisso e non più mobile. Come parametri di controllo sono stati scelti il coefficiente di Drag, di Lift e il numero di Stouhal. Il valore di questi parametri è conseguenza del tipo di separazione del flusso dal cilindro, un errata stima di essi comporterebbe una modellazione poco aderente al caso sperimentale.

Per il confronto tra le varie mesh è stata valutata la convergenza dei parametri all'aumentare del numero di celle e il confronto con i valori presenti in letteratura e con i dati ricavati sperimentalmente. È stata usata una mesh uniforme lungo tutto il dominio a celle esaedriche, caratterizzate da una spiccata anisotropia nelle direzioni perpendicolari all'asse principale del moto. È stato utilizzato un particolare raffinamento intorno al cilindro applicando il *Prism Layer Boundary* che consente l'inserimento di strati prismatici a partire dalla superficie del cilindro e il *Trimmer wake refinement* che infittisce la griglia in scia al cilindro per meglio modellare le strutture vorticosi, di fondamentale importanza in questo fenomeno. Riporteremo nel dettaglio solo i parametri della mesh utilizzata per le successive elaborazioni, per presentare questi risultati indicheremo solo il numero di celle.

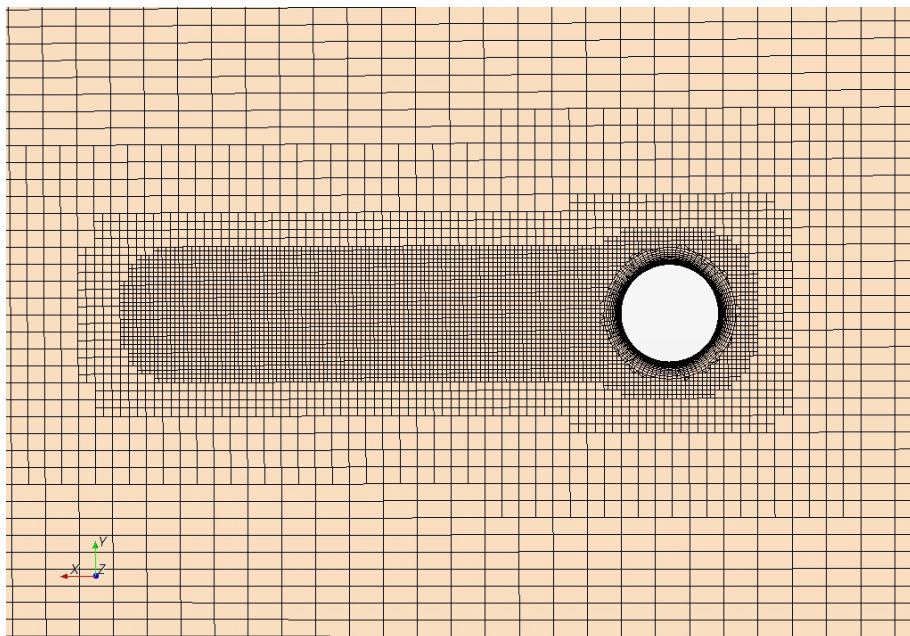


Figura 4.4-1: Esempio di mesh con 1700k celle

---

Un esempio di mesh è riportata in **Figura 4.4-1**, che poi sarà utilizzata per le simulazioni a cilindro mobile. Le caratteristiche della mesh sono:

Dimensione base	0.07m
Dimensione Y (%)	60
Dimensione Z(%)	150
Dimensione celle zona infittimento(%)	20
Lunghezza zona infittimento	1m
Numero strati prismatici	22
Spessore totale strati prismatici	0,04m

**Tabella 4-3:** Valori dei parametri della mesh utilizzata

La mesh al di fuori della zona di infittimento è stata creata con un'ispiccata anisotropia in direzione del moto. Per ottimizzare il numero di celle, in direzione Z è stato scelto di ottenere celle con un lato molto grande. Questo può comportare una distorsione elevata delle celle che è accettabile in quanto in tale direzione sono assenti flussi ed è una direzione di omogeneità. Nella zona di infittimento in scia al cilindro le celle sono state mantenute di forma quadrata. Per evitare brusche discontinuità tra la zona infittita e quella esterna è stato imposto un passaggio graduale e lento tra le due zone.

Inizialmente è stato scelto un dominio con le dimensioni mostrate in **Figura 4.4-2**. Le dimensioni di partenza sono state determinate osservando alcuni casi di letteratura (Zhao, Cheng e An 2012), (Chen 2012).

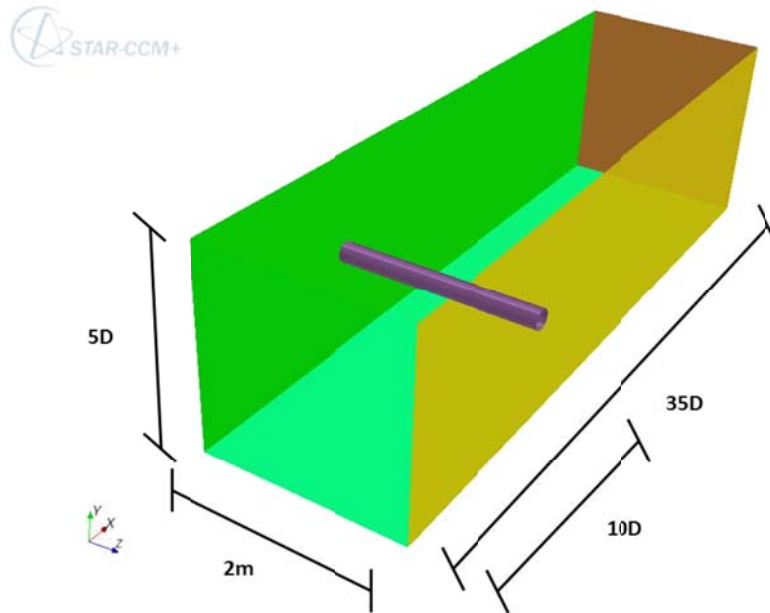


Figura 4.4-2: Dimensioni del dominio

È stato verificato che la distanza scelta delle superfici di inlet e outlet non influenza la soluzione. Consideriamo un dominio quando in prossimità dell'inlet e dell'outlet i parametri di velocità sono stabili e non sono quindi influenzati dalle dimensioni del dominio e dalla posizione del cilindro. L'instabilità di questi parametri si rifletterebbe anche sulla riproduzione del fenomeno di shedding dal cilindro e sulla stima dei coefficienti aerodinamici. Sono stati confrontati a titolo esemplificativo i profili di velocità nella direzione longitudinale prima al variare della distanza a monte del cilindro e successivamente a valle.

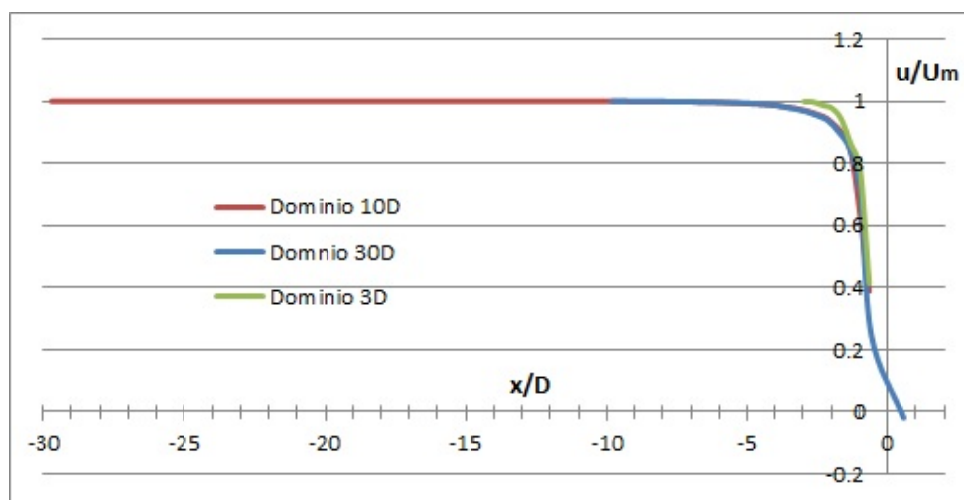


Figura 4.4-3: Profili di velocità a monte del cilindro-effetto della distanza dell'inlet dal cilindro

---

Osserviamo dalla **Figura 4.4-3** come già a 7D a monte dal cilindro il profilo di velocità per le curve rossa e blu sia stabile e assume il valore assegnato in inlet. Mentre il profilo in verde è fortemente condizionato dalla presenza del cilindro in prossimità dell'*inlet*.

L'effetto del dominio è stato anche osservato per la distanza della superficie di *outlet* analizzando il fenomeno dello *shedding*. Riportiamo le analisi su tre distanze differenti tra cilindro e *outlet*: a 10D, 25D, 30D con una distanza del cilindro dall'*inlet* di 25D. La scia del cilindro si propaga per molti diametri a valle del cilindro. Secondo la definizione precedente ricerchiamo una distanza minima che restituisca un profilo di velocità stabile tale da influenzare il fenomeno di distacco. Confrontiamo nella **Tabella 4-4** i valori di Strouhal ottenuti nei diversi casi. Nel caso "Dominio\_10D" il fenomeno di *vortex shedding* non è osservabile, non si riconosce una frequenza ben definita del fenomeno fisico. Per gli altri due casi il numero è circa medesimo.

Nome Caso	Strouhal	Lunghezza dominio
Dominio_10D	X	20D
Dominio_25D	0,172	35D
Dominio_30D	0.174	45D

**Tabella 4-4:** Variazione del numero di Strouhal in funzione della distanza dell'inlet dal cilindro

Alla fine si è scelto il dominio lungo 35D riportato in **Figura 4.4-2** e su queste dimensioni è stata effettuata un'analisi di griglia.

Si è partiti da griglie molto lasche diminuendo man mano la dimensione delle celle ma mantenendo inalterata la struttura della mesh che è quella proposta in **Figura 4.4-1**. È stata progressivamente diminuita la dimensione di riferimento delle celle tenendo invariati i rapporti con essa dei restanti parametri che caratterizzano la mesh.



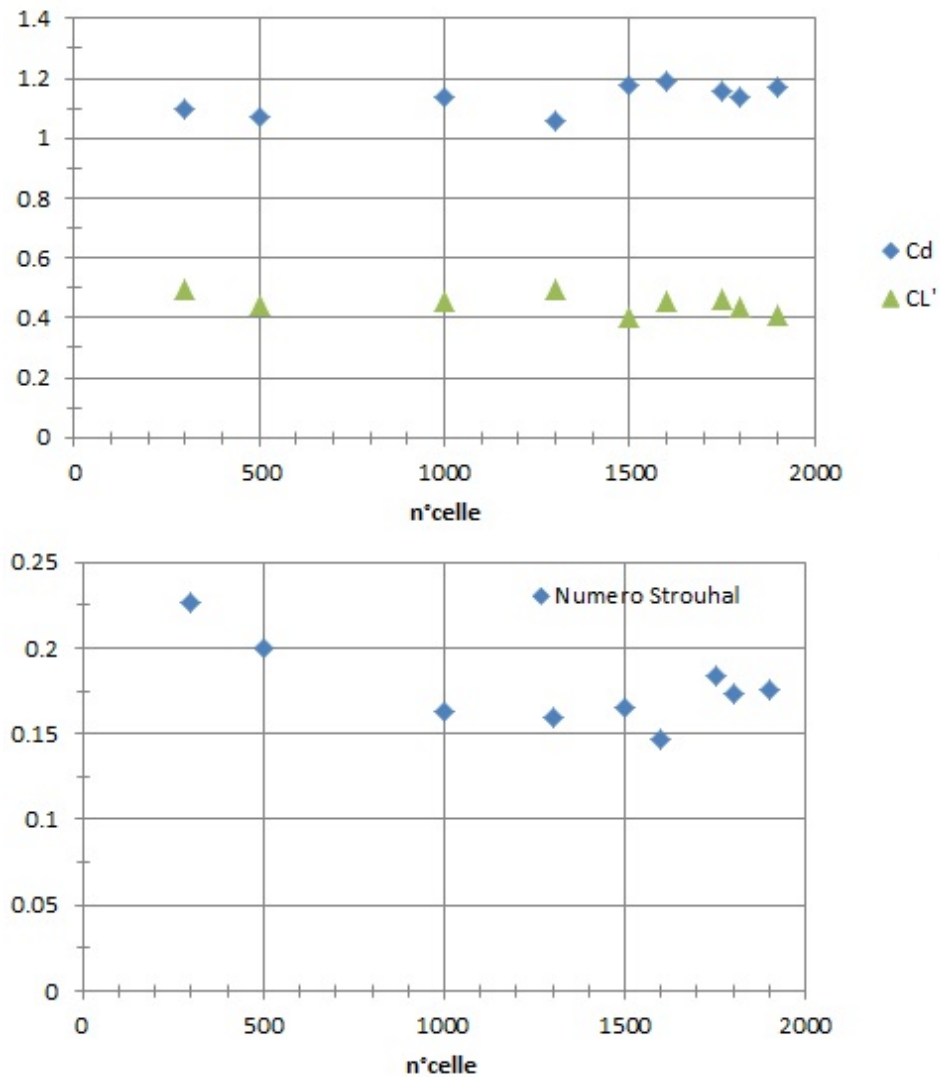


Figura 4.4-4: Confronto di Cd-CL-St in funzione del numero di celle

Dalla **Figura 4.4-4** vediamo come il confronto con il  $C_L'$  sia poco significativo, i valori sono nell'intorno di  $0,4 \div 0,5$  che è circa il valore atteso secondo Norberg (Norberg 2002). È interessante l'andamento del  $C_d$  che sembra convergere verso il valore di 1,2 che trova riscontri sia in letteratura (Cantwell e Coles 1983) che negli studi dell'ing. S.Muggiasca che ha effettuato misure sperimentali sul medesimo cilindro (Muggiasca 2006). Per il numero di Strouhal, le considerazioni sono analoghe, osserviamo una convergenza per valori attorno a 0,175, quando il valore sperimentale misurato è stato di 0,18 (Muggiasca 2006). Oltre la mesh con 1700k celle la soluzione è stata considerata indipendente dalla griglia. Si è voluto però riportare la stima dell'errore di discretizzazione associato al modello numerico adottato. Le equazioni discretizzate che governano il problema sono state risolte con uno schema *up-wind* del secondo ordine, anche la discretizzazione

temporale adotta è del secondo ordine. È consolidato che schemi numerici di questo tipo minimizzano la dissipazione numerica.

#### 4.4.1 L'errore di discretizzazione

Il *GCI method* (Celik 2012) è basato sull'estrapolazione di Richardson generalizzata ed è una misura della differenza tra la quantità calcolata e il valore numerico asintotico che si otterrebbe con una griglia a spaziatura nulla tra le celle. È un metodo che può anche essere usato per prevedere il guadagno in accuratezza raffinando la griglia.

Il parametro GCI è definito come:

$$GCI_{fine}^{12} = \frac{1,25 \cdot e_a^{21}}{r_{21}^p - 1} \quad [4-4]$$

con  $e_a^{21}$  errore relativo approssimato

$$e_a^{21} = \left| \frac{\phi_1 - \phi_2}{\phi_1} \right| \quad [4-5]$$

dove  $\phi_1$  e  $\phi_2$  sono i valori delle variabili usate come confronto per una griglia fitta o lasca.

Mentre  $r_{21}$  è il rapporto di raffinamento tra la dimensione caratteristica della griglia fitta e quella lasca.  $p$  è l'ordine apparente del metodo di convergenza.

$$r_{21} = \frac{h_2}{h_1} \quad [4-6]$$

$$p = \frac{1}{\ln(r_{21})} \cdot \left| \ln \left| \frac{\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{21}} \right| + q(p) \right| \quad [4-7]$$

$$q(p) = \ln \left( \frac{r_{21}^p - s}{r_{32}^p - s} \right) \quad [4-8]$$

$s$  è definito come il  $s = \text{sign} \left( \frac{\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{21}} \right)$ .

Le griglie usate per il calcolo del parametro sono la 1700k, 1000k e la 500k. In **Tabella 4-5** è riportata l'applicazione del metodo. I parametri scelti per investigare l'errore sono stati il coefficiente di Drag e il numero di Strouhal. Il parametro per valutare l'infittimento della griglia è  $h$ , che per l'analisi di parametri di carattere globale può essere valutato come

$$h = \left( \frac{1}{N} \cdot \sum \Delta V_i \right)^{1/3} \quad [4-9]$$

Dove  $\sum \Delta V_i$  rappresenta il volume totale del dominio e  $N$  il numero di celle totali. In **Tabella 4-5** sono riportati i risultati utilizzati per il calcolo del GCI.

	$\Phi=C_d$	$\Phi=C_L$	$\Phi=S_t$
N1,N2,N3	1700k, 1000k, 500k	1700k, 1000k, 500k	1700k, 1000k, 500k
$\Phi_1$	1,16	0,459	0,178
$\Phi_2$	1,14	0,452	0,163
$\Phi_3$	1,07	0,445	0,201
$r_{21}$	1,179	1,179	1,179
$r_{32}$	1,272	1,272	1,272
p	4,19	3,10	4,14
$e_a^{21}$	0,017	0,015	0,084
$GCI_{fine}^{21}$	2,17%	2,86%	10,36%

**Tabella 4-5:** Calcolo GCI per il coefficiente di Drag del cilindro e per il numero di Strouhal

Dai valori ottenuti con la mesh 1700k l'errore sui parametri indagati è minore del 3%, tranne che per il numero di Strouhal. Per le successive analisi, in cui è stato simulato il fenomeno delle vibrazioni indotte, la variabile maggiormente indagata è stata l'ampiezza di oscillazione del cilindro. Per questo motivo sarà calcolato il corrispondente GCI nel paragrafo successivo.

---

## 4.5 Cilindro Oscillante

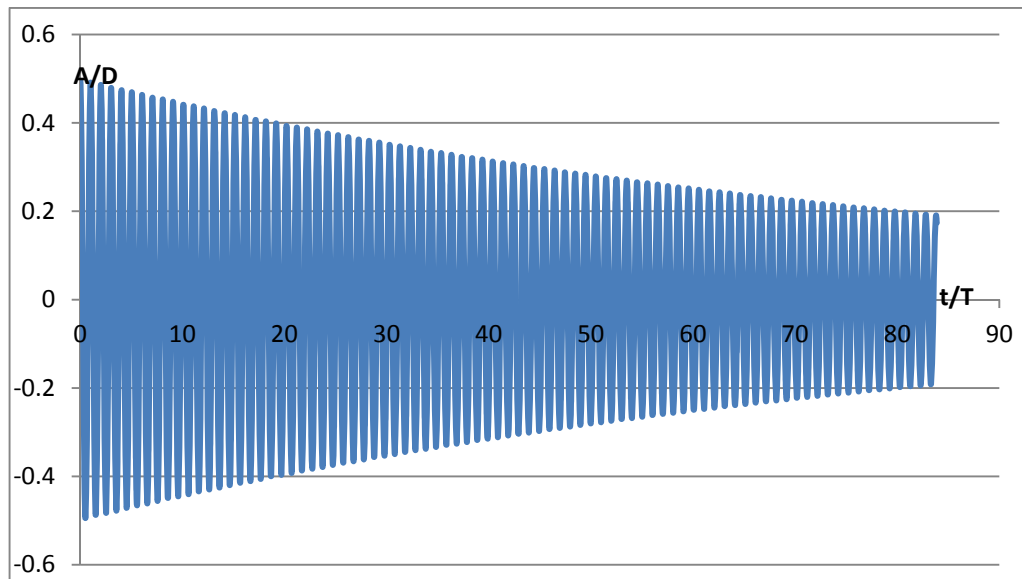
Le simulazioni sul cilindro oscillante sono state svolte effettuando il confronto su due casi sperimentali, le prove V4 e V11. La prima presenta un'ampiezza di oscillazione di circa  $0,5D$ , che è stata ritenuta un'ampiezza contenuta ed è situata in una zona della campana di sincronismo non a pendenza elevata. La prova V4 in conclusione è stata ritenuta una condizione abbastanza semplice da simulare. Mentre la prova V11 è situata nell'*upper branch* in cui si registrano le massime ampiezze di oscillazione. Nelle zone più ripide della curva piccole variazioni della velocità o dello smorzamento possono cambiare notevolmente l'ampiezza di oscillazione. Si è scelto di riprodurre questa condizione in cui nelle analisi sperimentali è stata debolmente riconosciuta la modalità di distacco 2P.

Sono state svolte, prima dell'effettive simulazioni delle prove sperimentali, alcune analisi in maniera speculare ai passaggi svolti in fase sperimentale:

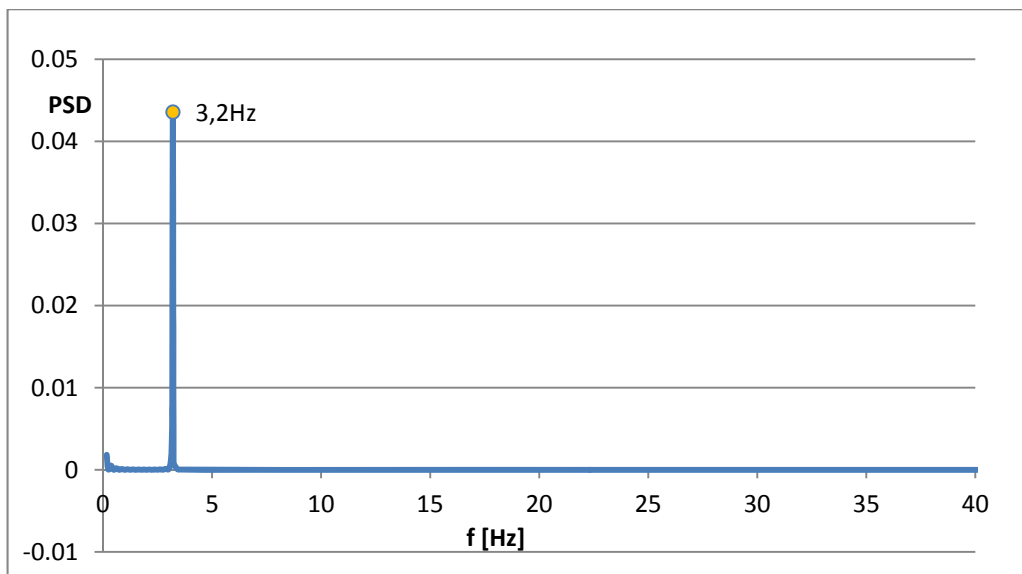
- Prova di decay in aria ferma
- Prove al di fuori della zona di sincronismo per ricavare la relazione tra i numeri di Reynolds e Strouhal

In aggiunta è stata anche verificata l'influenza del tipo di inlet sul fenomeno come suggerito da Guilmenau (Guilmenau e Quentey 2004).

Con la prova di decay in aria ferma si è voluto verificare l'effettiva frequenza propria della struttura (**Figura 4.5-1**). Sperimentalmente è anche possibile valutare lo smorzamento della struttura che, come abbiamo visto, è funzione dell'ampiezza di oscillazione. Il software non permette questa valutazione, lo smorzamento è una costante che è data in ingresso al modello e non può essere un parametro variabile. La frequenza naturale ottenuta è di  $3,2\text{Hz}$  rispetto alla frequenza sperimentale misurata di  $3,22\text{Hz}$ .



(a)

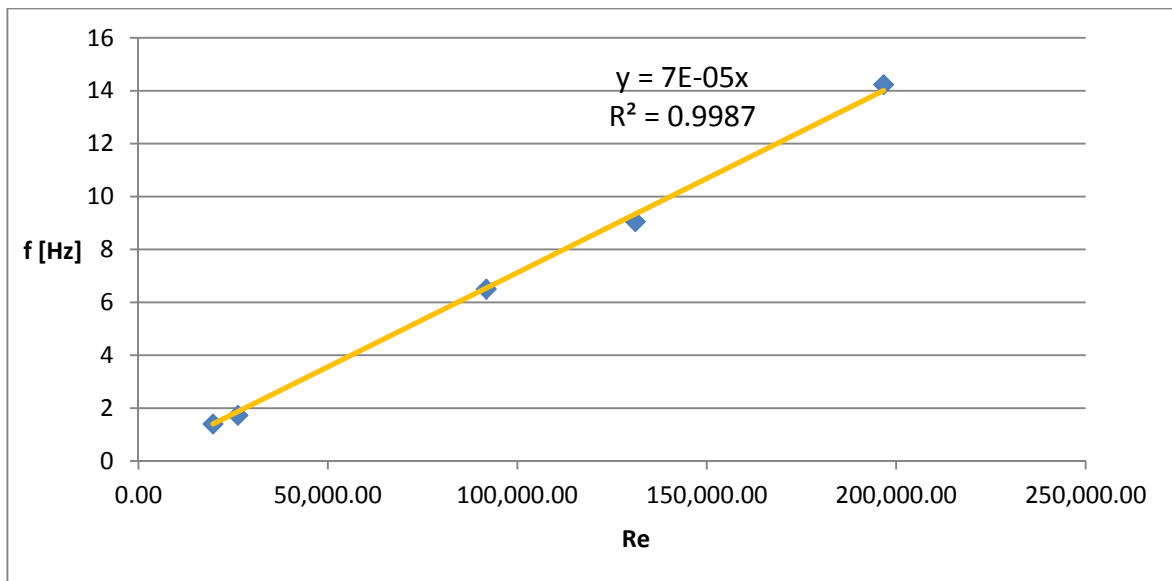


(b)

**Figura 4.5-1:** a) Ampiezza di oscillazione del cilindro in aria ferma. b) Analisi in frequenza dell'ampiezza di oscillazione

Come secondo passaggio è stato calcolato il numero di Strouhal in funzione della velocità del flusso indisturbato e quindi di Reynolds. È importante definire il numero di Strouhal per poter poi assegnare le corrette velocità di *inlet*. Le prove sono state effettuate attivando il modello *6DOF Morphing* con il solo grado di libertà in direzione *y* attivato. Sono state imposte diverse velocità

costanti in *inlet* fuori dal campo di sincronismo ed è stata misurata la risposta in frequenza del coefficiente di Lift, che ha il medesimo andamento, in frequenza, del distacco di vortici.



**Figura 4.5-2:** Relazione tra numero di Reynolds e frequenza di distacco dei vortici

Dal coefficiente della retta interpolante i punti sperimentali di **Figura 4.5-2** è stato ricavato un numero di Strouhal pari a 0,183.

Lo Strouhal stimato è quindi in accordo sia con i dati di letteratura (Fay, Konig e Eckelmann 1998) sia con le analisi sperimentali dell'ing. Muggiasca come si vede anche dalla **Figura 3.2-1**. È interessante notare fuori dal campo di sincronismo le oscillazioni rilevate sono di qualche millimetro e presentano una frequenza principale attorno ai 3Hz legata quindi alla frequenza naturale e non alla frequenza di distacco dei vortici. Una volta noto il numero di Strouhal è possibile calcolare la velocità di Strouhal.

$$V_s = \frac{f_N \cdot D}{S_t} = 3,57 \text{ m/s} \quad [4-10]$$

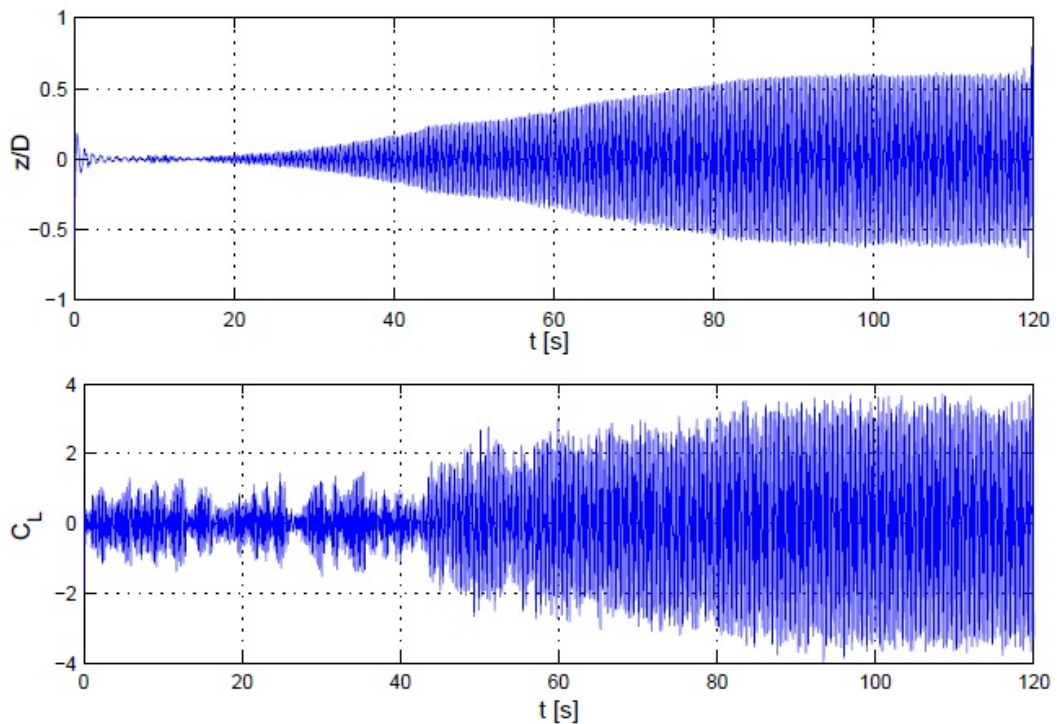
Il valore sperimentale era di  $V_s = 3,55 \text{ m/s}$ .

Le prove V4 e V11 corrispondono a un rapporto  $V/V_s$  rispettivamente pari a 1,138 e 1,273.

Le caratteristiche della mesh e le condizioni al contorno sono già state presentate in precedenza, presteremo, però, attenzione alla particolare condizione di *inlet* imposta. Come osservato da Guilemenau (Guilmenau e Quentey 2004) la risposta in ampiezza e la corretta modellazione del fenomeno fisico sono strettamente dipendenti dal tipo di condizione in ingresso. Anche nella prove

sperimentali per raggiungere l'ampiezza desiderata è necessario procedere per velocità crescenti "accompagnando" il cilindro nella crescita graduale dell'oscillazione.

Nel modello numerico è stata osservata la differente risposta in ampiezza utilizzando un profilo di velocità costante in ingresso rispetto a un profilo crescente linearmente col tempo fino al valore di velocità corrispondente alla condizione scelta. Nel primo caso non sono state ottenute oscillazioni sensibili, ma semplicemente delle piccole vibrazioni della struttura, nel secondo caso invece è stata osservata la corretta risposta in ampiezza con un transitorio simile a quello osservato sperimentalmente.



**Figura 4.5-3:** Transitorio dell'ampiezza di oscillazione e del  $C_L$  (Muggiasca 2006)

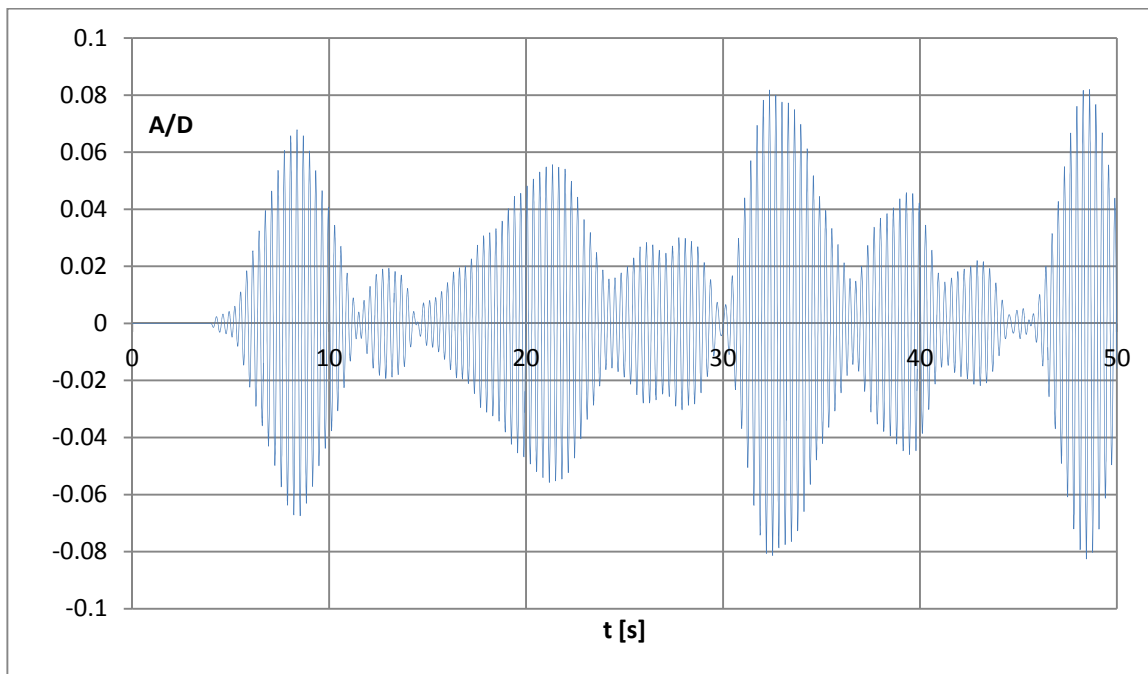
La **Figura 4.5-3** riporta la prova di transitorio ricavata sperimentalmente, mentre la **Figura 4.5-5** è il transitorio ricavato numericamente imponendo una velocità in *inlet* gradualmente crescente. In StarCCM+<sup>®</sup> è possibile creare delle funzioni, chiamate *Field Function*, da utilizzare come parametri all'interno della simulazione. In questo caso è stata creata la funzione *Velln* definita come:

$$V = (V_c < V) ? V_c : V; 0; 0 \quad [4-11]$$

dove  $V_c$  è una velocità che cresce linearmente con il tempo a partire dallo 0. La velocità in ingresso rimane uguale a  $V_c$  finché non raggiunge un valore prefissato.

---

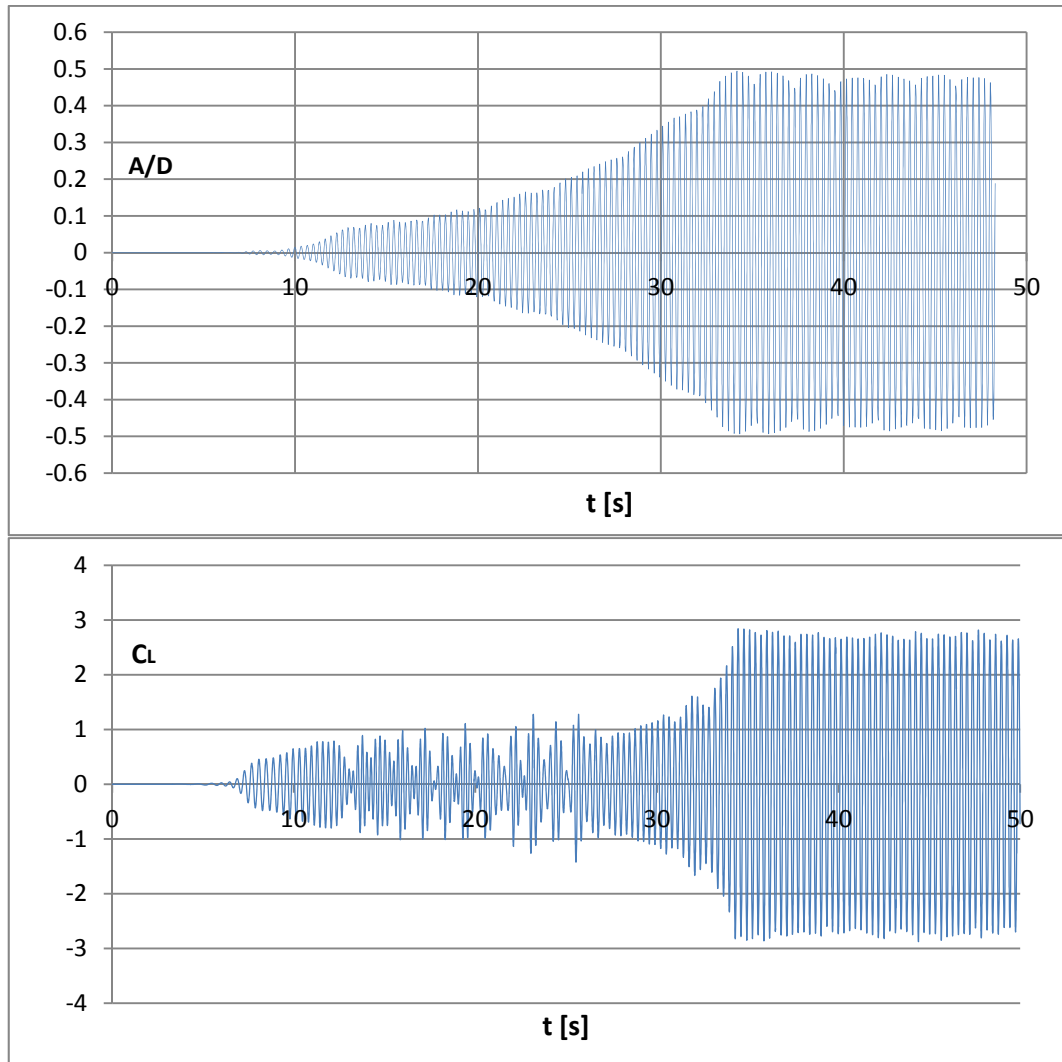
Nel caso di velocità in ingresso costante osserviamo dalla **Figura 4.5-4** come la risposta in ampiezza non sia regolare. La frequenza di oscillazione è quella naturale ma l'ampiezza non è regolare e risulta instabile nel tempo.



**Figura 4.5-4:** Prova di transitorio con velocità in inlet costante per la condizione V4

Guilmenau nelle sue prove ha constatato come con una velocità in inlet costante non si riusciva a riprodurre l'*upper branch* (Guilmenau e Quentey 2004), nel nostro caso è proprio l'oscillazione che risulta instabile.



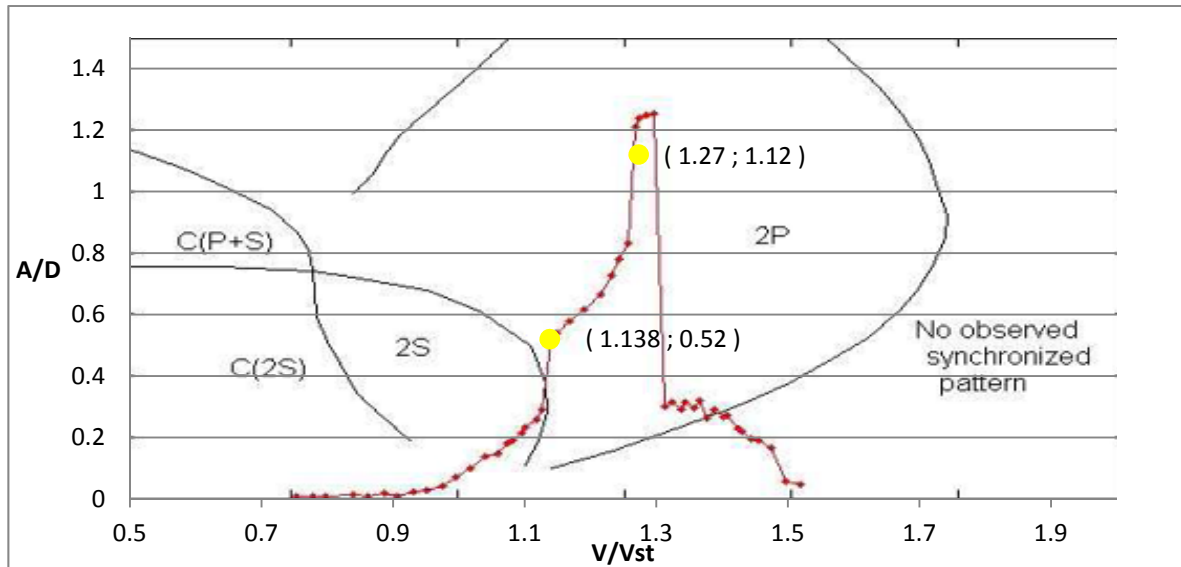


**Figura 4.5-5:** Prova di transitorio per la condizione V4 con velocità in inlet gradualmente crescente e andamento del coefficiente di Lift

Benché il transitorio del caso numerico sia differente da quello sperimentale la risposta in ampiezza è simile e, soprattutto, rimane costante nel tempo una volta raggiunta l'ampiezza massima. Nel modello numerico lo smorzamento è modellato come una forza costante mentre nella realtà è funzione dell'ampiezza di oscillazione; pertanto si riesce a riprodurre correttamente la risposta in ampiezza ma non il transitorio. L'andamento del coefficiente di Lift tra la prova sperimentale e numerica è analogo ed entrambi si stabilizzano attorno ad un'ampiezza di 3 (**Figura 4.5-5**).

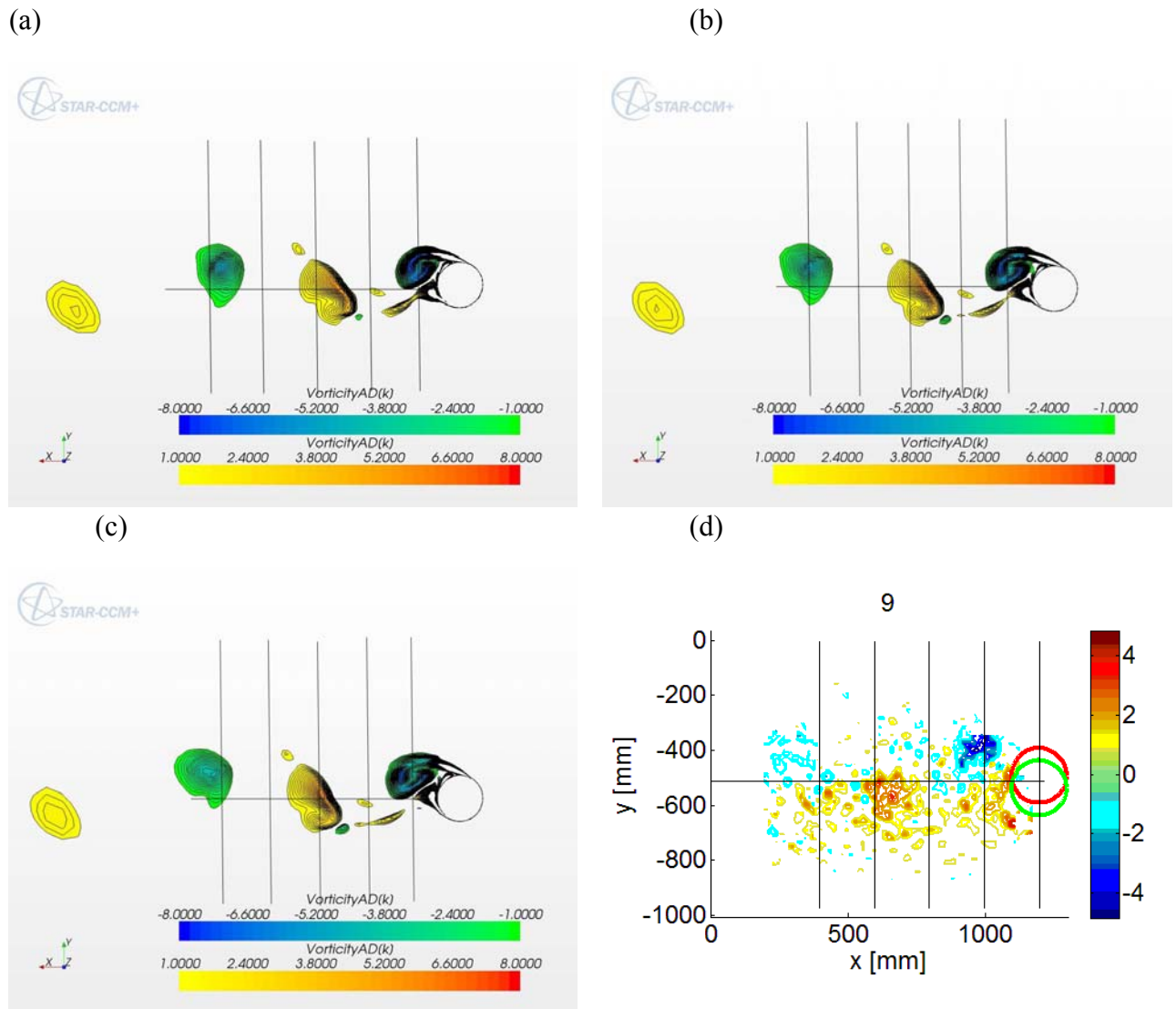
## 4.6 Confronto con i casi sperimentali

Le due prove riprodotte per via numerica sono riportate in **Figura 4.6-1**. Sono stati confrontati l'ampiezza di oscillazione del cilindro e i campi di vorticità.



**Figura 4.6-1:** Campana di sincronismo. In giallo le prove sperimentali V4 e V11

I campi di vorticità numerici confrontati con quelli sperimentali sono campi di vorticità istantanei, più precisamente mediati su un timestep molto inferiore rispetto all'intervallo della fase sperimentale. Allo stato attuale del lavoro non è stato possibile elaborare una media in fase dei risultati numerici pertanto sono stati analizzati quelli istantanei.



**Figura 4.6-2:** (a)-(b)-(c) Campi di vorticità numerici per la condizione V4 corrispondenti rispettivamente a inizio, metà e fine fase (d) Campo di vorticità per la fase 9 della condizione V4.

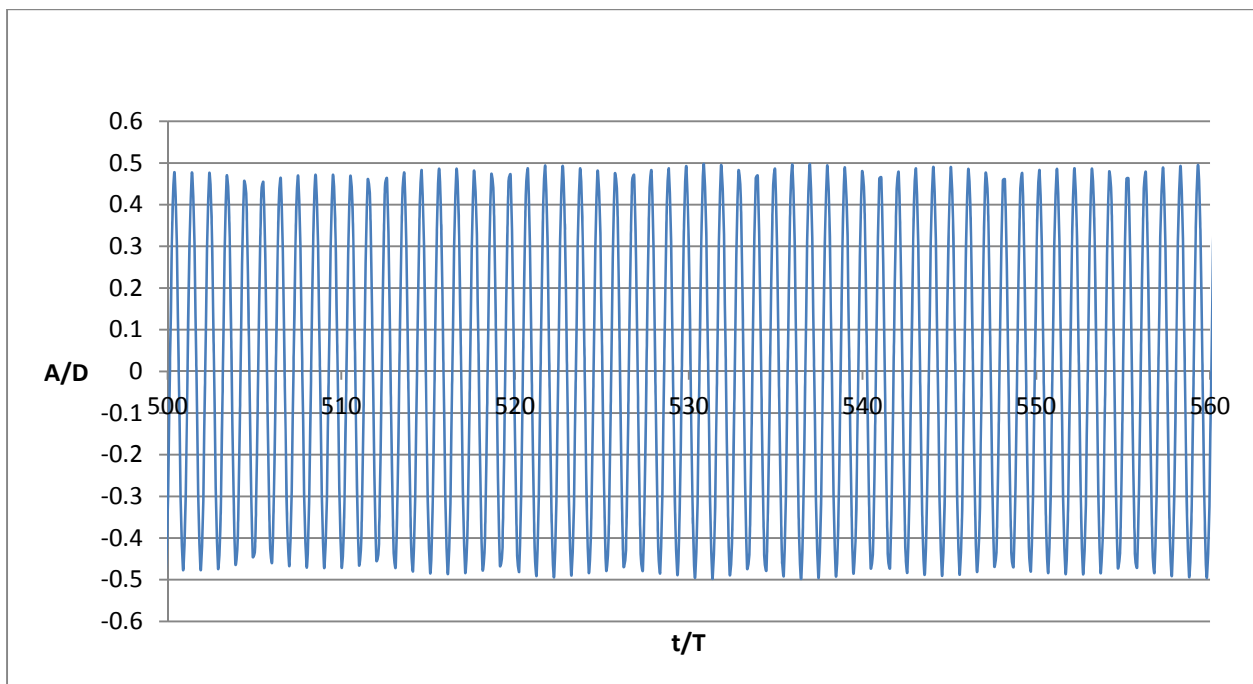
In **Figura 4.6-2** mostriamo tre campi istantanei presenti in un intervallo di tempo corrispondente all'inizio, metà e fine di una fase dell'oscillazione del cilindro e un campo sperimentale mediato in fase. Le posizioni dei vortici sono le medesime tra le tre visualizzazioni numeriche e tra il campo sperimentale. È possibile quindi considerare come rappresentativa una visualizzazione istantanea.

#### 4.6.1 Prova a $V/V_s = 1,138$

La prova V4 ha una velocità in ingresso pari a  $V = 4,07 \text{ m/s}$ , il valore di smorzamento misurato sperimentalmente è pari a  $0,45 \text{ N} \cdot \text{s/m}$ . La simulazione svolta ha una durata di 185s nei primi 40s si ha una fase di transitorio poi i parametri tendono a stabilizzarsi, in **Figura 4.6-3** abbiamo riportato gli ultimi 50 cicli della simulazione effettuata. L'ampiezza adimensionale media di oscillazione è di 0,49 valore che risulta in ottimo accordo con i dati sperimentali come si può vedere dalla **Figura 4.6-4**.

RMS sperimentale	0,355
RMS numerico	0,346
Scarto relativo	2,5%

**Tabella 4-6:** Scarto quadratico medio e errore delle misure delle ampiezze di oscillazione sperimentale e numerica



**Figura 4.6-3:** Oscillazione numerica del cilindro per la prova V4. Ultimi 100 cicli della simulazione

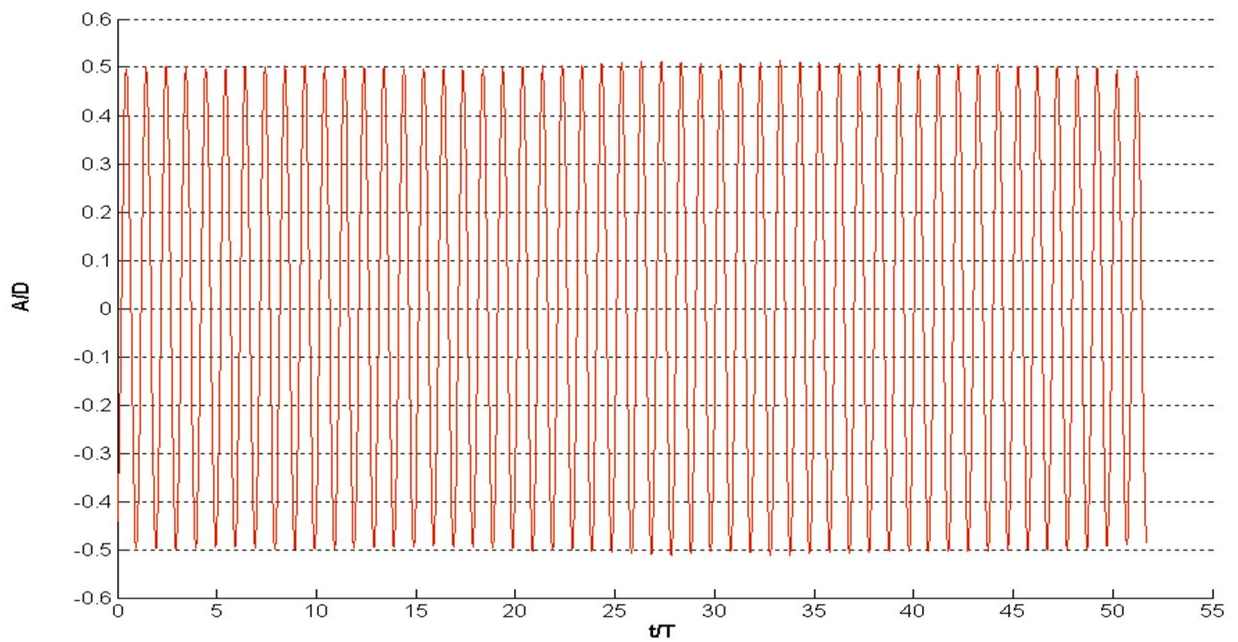


Figura 4.6-4: Oscillazione del cilindro misurata sperimentalmente

In **Tabella 4-6** è riportato lo scarto commesso dal modello numerico rispetto allo sperimentale che risulta essere pari al 2,5%. Sono presenti delle piccole oscillazioni attorno al valore di ampiezza medio che nel caso sperimentale non vengono registrate.

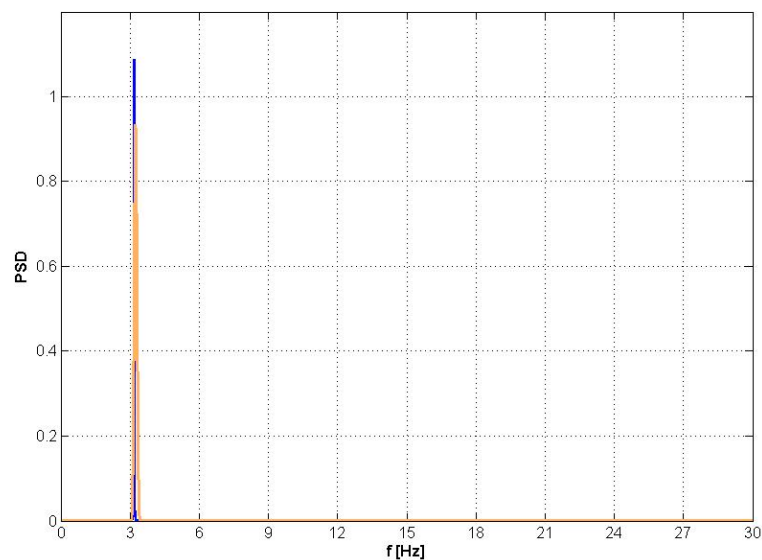


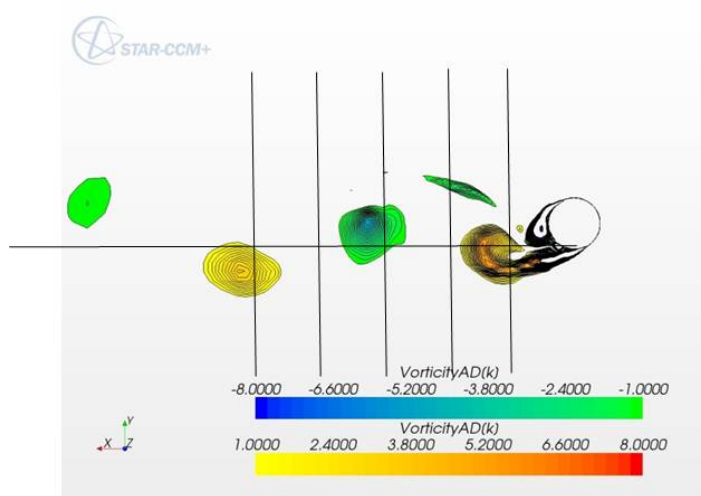
Figura 4.6-5: PSD dell'oscillazione del cilindro. In blu quella numerica in arancione quella sperimentale

L'analisi in frequenza dei due segnali in **Figura 4.6-5** mostra come la frequenza di oscillazione sia la medesima pari a quella naturale della struttura.

$f_{\text{sperimentale}}$	3.22Hz
$f_{\text{numerica}}$	3.19Hz
Scarto relativo	0,9%

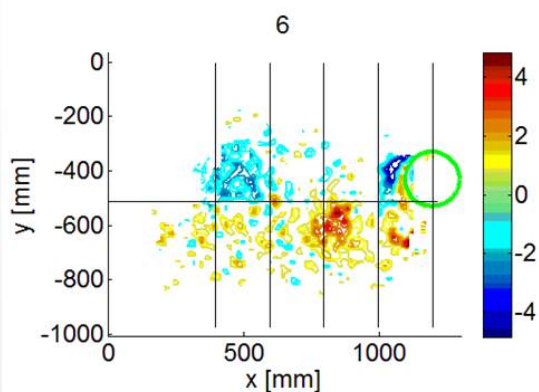
**Tabella 4-7:** Valori delle frequenze di oscillazione

Ora confrontiamo i campi di vorticità ottenuti nei due casi. Per quanto riguarda la simulazione numerica i campi estratti sono istantanei e non mediati in fase.



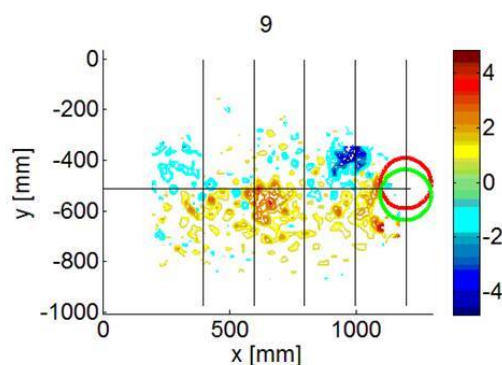
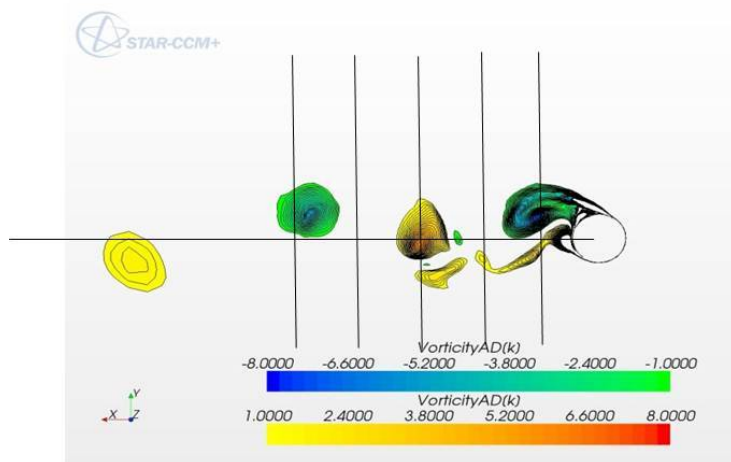
$U^*=5.78$   $A^*=0.49$   $Re=58000$

$I=0\%$   $D=0.2m$   $m^*=145$



$U^*=5.78$   $A^*=0.52$   $Re=58000$

$I=2\%$   $D=0.2m$   $m^*=145$



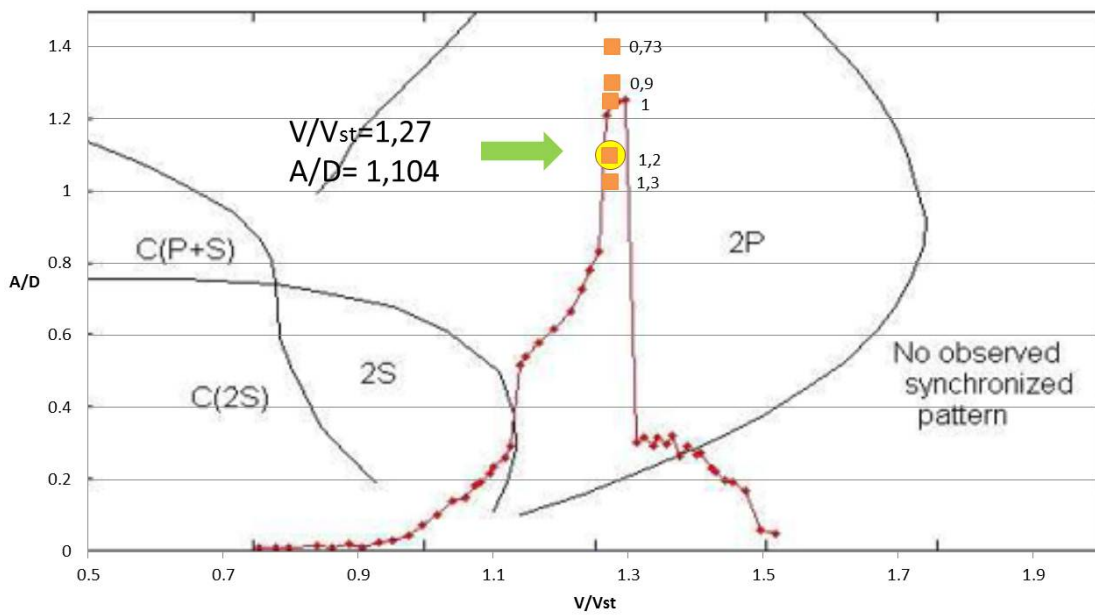
**Figura 4.6-6:** Confronto campi di vorticità numerici e sperimentali per la condizione V4

Confrontiamo medesime posizioni del cilindro in **Figura 4.6-6**. La modalità di distacco è la medesima, le posizioni dei vortici sono le stesse in entrambe le figure. Vediamo il distacco alternato di un vortice ogni mezzo ciclo caratteristico del modo 2S riscontrato in questa condizione. Notiamo anche come le strutture vorticosi ottenute dalle simulazioni numeriche sono più stabili e si mantengono meglio nello spazio.

#### 4.6.2 Prova a $V/V_s = 1,273$

A questa condizione corrisponde una velocità a regime in *inlet* di  $4,55 \text{ m/s}$ , per il valore del coefficiente di smorzamento è stata necessaria una calibrazione del parametro. È stata svolta un'analisi di sensitività al parametro partendo da un valore di smorzamento ricavato dalla equazione [2-12] che rappresenta il legame teorico tra smorzamento e ampiezza di oscillazione. Sono state effettuate prove a diversi valori del coefficiente di smorzamento, essendo infatti in una zona della campana molto ripida, piccole variazioni del coefficiente restituiscono valori di ampiezza sensibilmente differenti.

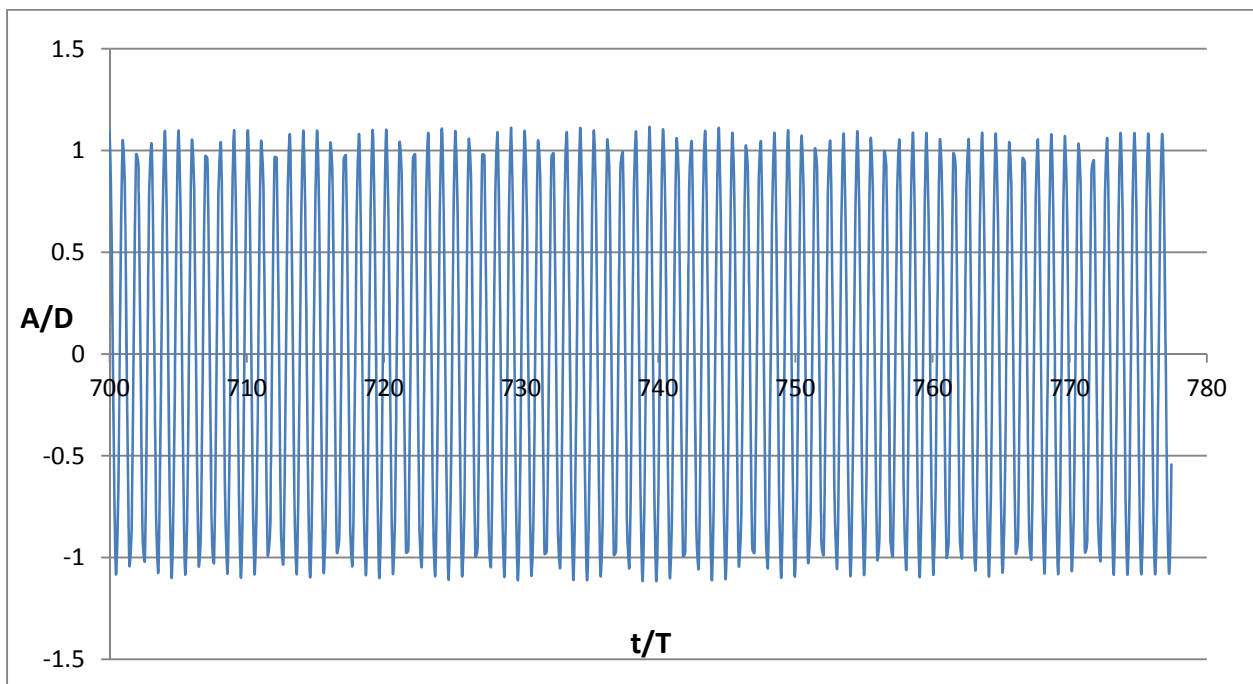
Riportiamo sulla campana di sincronismo in **Figura 4.6-7** le 5 prove effettuate per poi analizzare quella che restituisce la medesima risposta in ampiezza della prova sperimentale.



**Figura 4.6-7:** Campana di sincronismo con sovrapposta in giallo la prova V11 e in arancione le prove numeriche a differenti valori di smorzamento riportati nelle etichette

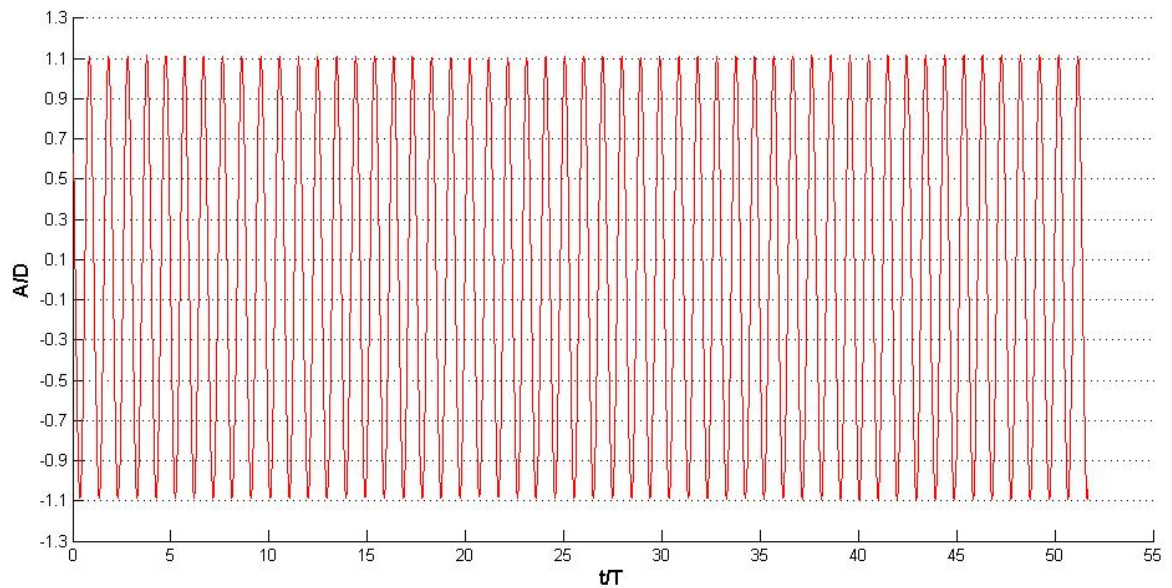
La prova con coefficiente di smorzamento pari a  $1,2 \text{ N} \cdot \text{s}/\text{m}$  ha restituito una risposta in ampiezza simile alla prova sperimentale.

In **Figura 4.6-9** è riportato lo spostamento adimensionale del cilindro in direzione *cross flow*



**Figura 4.6-8:** Oscillazione misurata numericamente per la prova V11





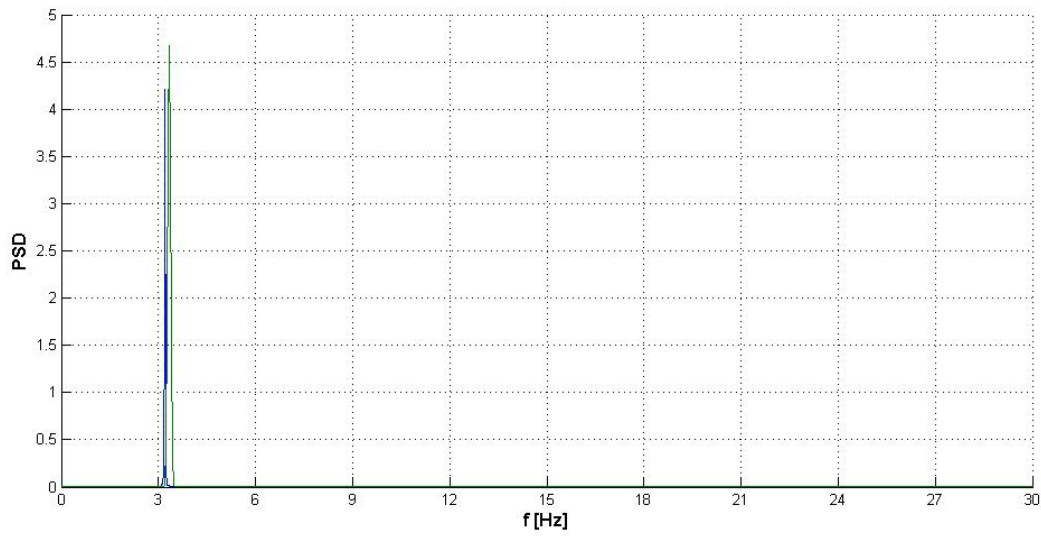
**Figura 4.6-9:** Prova V11: spostamento del cilindro in direzione trasversale al flusso

La **Figura 4.6-8** mostra l'oscillazione computata numericamente, l'ampiezza registrata e la differenza rispetto al valore sperimentale è riportata in **Tabella 4-8**. Notiamo, come per la precedente simulazione, delle leggere oscillazioni dell'ampiezza della sinusoide attorno al valore di ampiezza medio che non si verificano nel caso sperimentale da imputare probabilmente

RMS sperimentale	0,774
RMS numerico	0,771
Scarto relativo	0,96%

**Tabella 4-8:** RMS dell'ampiezza di oscillazione sperimentale e numerica

Gli spettri delle oscillazioni presentano una frequenza pari a quella naturale della struttura per la simulazione numerica e leggermente superiore per la prova sperimentale come riportato anche in **Figura 4.6-10**.

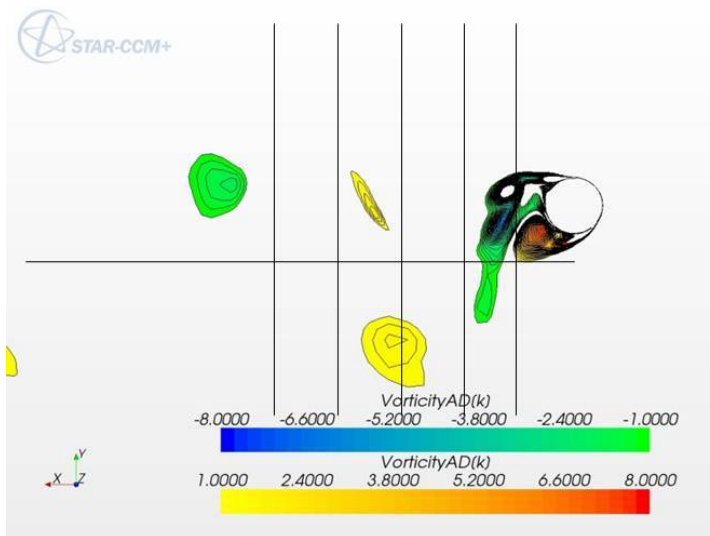


**Figura 4.6-10:** Analisi in frequenza dell'oscillazione del cilindro. In blu lo spettro riferito all'analisi numerica, in verde quello sperimentale

$f_{\text{sperimentale}}$	3.32Hz
$f_{\text{numerica}}$	3.21Hz
Scarto relativo	3,2%

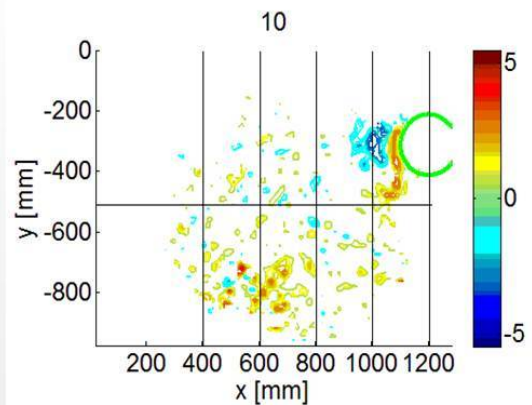
**Tabella 4-9:** Valori delle frequenze di picco dei due spettri e l'errore relativo

Da ultimo confrontiamo in **Figura 4.6-11** i campi di vorticità sperimentali con i campi istantanei ricavati numericamente.



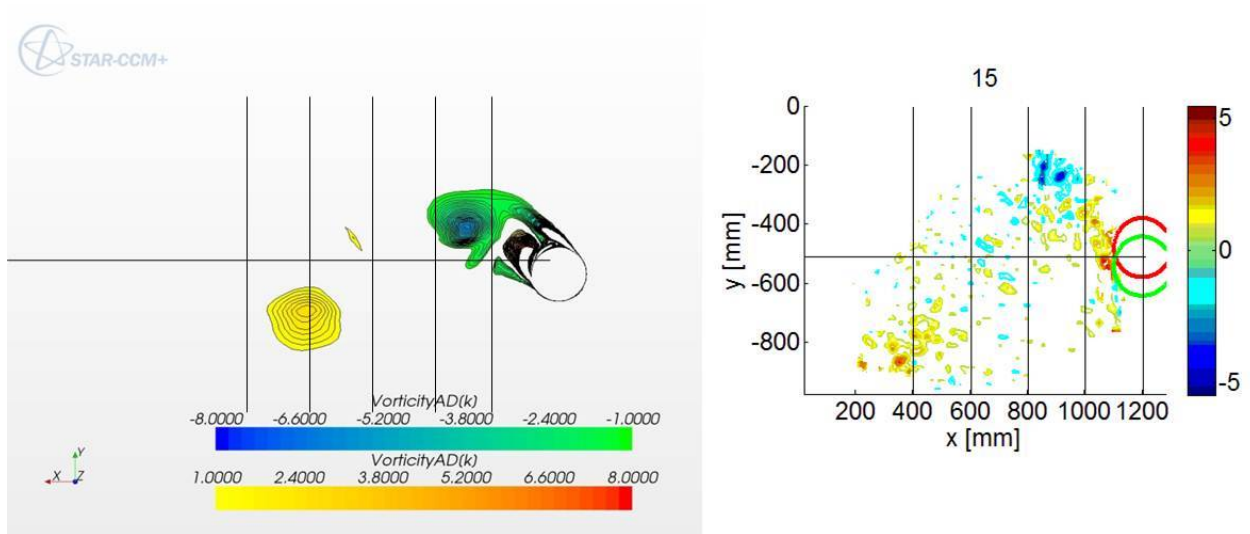
$U^*=7.07$   $A^*=1.09$   $Re=70000$

$I=0\%$   $D=0.2m$   $m^*=145$



$U^*=7.07$   $A^*=1.1$   $Re=70000$

$I=2\%$   $D=0.2m$   $m^*=145$



**Figura 4.6-11:** A sinistra campi di vorticità istantanei numerici a destra quelli sperimentali per la prova V11

Come per la porva V4, i campi risultano in buono accordo tra di loro le posizioni dei vortici sono le medesime. Per i campi numerici possiamo osservare come risultino più regolari e come per quelli sperimentali le strutture vorticose decadono dopo 4D. È sensibilmente più evidente il fenomeno dello splitting dei vortici con cui si generare il vortice minore della coppia di vortici come si vede dal primo campo. È altrettanto evidente come questo secondo vortice decade rapidamente e non si riesce a osservarlo con chiarezza esattamente come nel caso sperimentale.

---

### 4.6.3 Errore di discretizzazione

Come in fase di scelta della mesh più adeguata al problema, si è calcolato l'errore di discretizzazione mediante il metodo GCI per l'ampiezza di oscillazione. La condizione analizzata è per il rapporto  $V/V_s = 1,138$ . In **Tabella 4-10** sono riportati i passaggi per il calcolo del GCI per la mesh più fitta con cui sono state eseguite tutte le simulazioni analizzate nei due precedenti paragrafi. Notiamo come i rapporti  $r_{21}$  e  $r_{32}$  sono superiori a 1,3 che è una soglia minima ricavata empiricamente. Per rapporti inferiori a tale soglia non è detto che il metodo sia efficace

	$\Phi=A$
N1,N2,N3	1700k, 768k, 285k
$\Phi_1$	0.096
$\Phi_2$	0,205
$\Phi_3$	0.189
$r_{21}$	1,31
$r_{32}$	1,35
p	9,57
$e_a^{21}$	1,14
$GCI_{fine}^{21}$	9,52%

**Tabella 4-10:** Calcolo dell'errore di discretizzazione per l'ampiezza di oscillazione del cilindro

L'errore di discretizzazione associato alla mesh adottata da 1700k celle è inferiore al 10%. Oltre ad avere un benchmark con un dato sperimentale che risulta essere molto in accordo al dato numerico, l'errore associato alla mesh adottata è contenuto. La misura effettuata per le varie prove è quindi da ritenersi molto affidabile avendo un errore intrinseco nella misura e un errore rispetto al dato sperimentale inferiori al 10%. Notiamo però come, rispetto alla stima degli errori dei coefficienti di lift e drag, la misura dell'ampiezza di oscillazione, implicando il movimento della mesh, sia molto più influenzata dalla dimensione delle celle. Quando è implicato il movimento della struttura e della mesh è importante definire correttamente tutto il campo fluidodinamico.

## **5. Conclusioni**



Nel presente lavoro è stata studiata la transizione della modalità di distacco dei vortici da 2S a 2P per un cilindro oscillante attraverso un'analisi sperimentale condotta nella Galleria del Vento del Politecnico di Milano e un'analisi numerica condotta con StarCCM+<sup>®</sup>. Nel caso studiato il cilindro è dotato di un elevato valore di *mass ratio*, basso *mass damping* e un alto numero di Reynolds (60000) in un dominio sperimentale molto ampio ( $14 \times 4 \times 36$ ). Inoltre sono state eseguite simulazioni URANS, utilizzando il modello SST *k- $\omega$*  di Menter, per supportare le osservazioni sperimentali ed estenderne i risultati per via numerica

Come risultati preliminari sono stati migliorati i risultati di galleria rispetto alla precedente campagna di acquisizioni (Malvasi, Corretto e Fossati 2011) grazie allo sviluppo di un nuovo metodo di elaborazione dei dati sperimentali e all'uso di una strumentazione più avanzata come la telecamera *Olympus I-Speed-TR*. Per la validazione del modello numerico è stato riprodotto un caso di letteratura (Zhao, Cheng e An 2012) dove si sono ottenuti risultati in accordo. Sono state quindi simulate due condizioni sperimentali corrispondenti a una prova situata nel ramo *initial* e una nel ramo *upper* che hanno restituito risultati sulla risposta in ampiezza del cilindro con uno scarto relativo rispetto al caso sperimentale inferiore al 2%. Dall'analisi dei risultati sperimentali e numerici è stato possibile osservare la modalità di distacco 2S lungo tutto il ramo *initial* e la modalità 2P nel ramo *upper*. È stata confrontata la posizione dei vortici con le visualizzazioni ricavate da Williamson (Govardhan e Williamson 2000) ottenute con cilindri di piccolo diametro a bassi numeri di Reynolds ed è possibile riconoscere che le posizioni sono le medesime anche se non è possibile distinguere chiaramente la presenza del vortice più debole della coppia nella modalità 2P. In letteratura sono presenti studi analoghi sia sperimentali (Govardhan e Williamson 2000), (Carberry 2001) (Brika e Laneville 1993) che numerici (Pan 2006) dove è stata osservata la transizione della modalità di distacco ma in nessun caso con un set-up sperimentale come quello usato nel presente lavoro. Sarpkaya (Sarpkaya 2004) aveva mostrato come anche altri autori ((Brika e Laneville 1993) (Williamson e Govardhan 2006)) hanno osservato la modalità 2P solamente nella passaggio dal ramo *initial* al ramo *upper* e che molto probabilmente la differenza con la mappa di vorticità è dovuta essenzialmente alla differenza di set-up sperimentale e del numero di Reynolds.

Nei campi di vorticità numerici è evidente, per la modalità 2P, il fenomeno di *splitting* dei vortici sebbene il decadimento della struttura avviene in uno spazio molto breve. Questo risultato può essere a conferma del fatto che gioca un ruolo fondamentale l'alto numero di Reynolds anche per i campi sperimentali dove si poteva imputare la responsabilità alla qualità delle immagini acquisite. Per questo motivo possiamo ritenere i nostri risultati in accordo con quanto è già stato

---

osservato in letteratura. È stato anche calcolato l'errore di discretizzazione associato alla mesh adottata secondo il *GCI method*. Sono stati ottenuti errori molto contenuti sulla stima dei coefficienti aerodinamici e sull'ampiezza di oscillazione del cilindro.

Nonostante i risultati sono stati molto soddisfacenti e abbiano portato un contributo significativo alla ricerca nel campo delle vibrazioni indotte, riportiamo i limiti riscontrati e i possibili sviluppi individuati a partire dal lavoro svolto..

Per la parte sperimentale:

- Produzione di bolle: è necessaria una maggiore produzione di bolle e un'erogazione di bolle più costante nel tempo.
- Analisi di immagine: i software attualmente in uso sono inadeguati per la lunghezza tempi di calcolo, sono necessari nuovi software che consentano un'analisi più efficiente che comprenda anche l'analisi dello spostamento del cilindro.
- Elaborazione delle misure di pressione e unione dei risultati con le visualizzazioni dei campi di moto.
- Visualizzazioni in corrispondenza del ramo *lower*. Verifica della presenza della modalità 2P e della presenza di tutti e due i vortici della coppia dato che presentano un lento decadimento.

Dal punto di vista numerico:

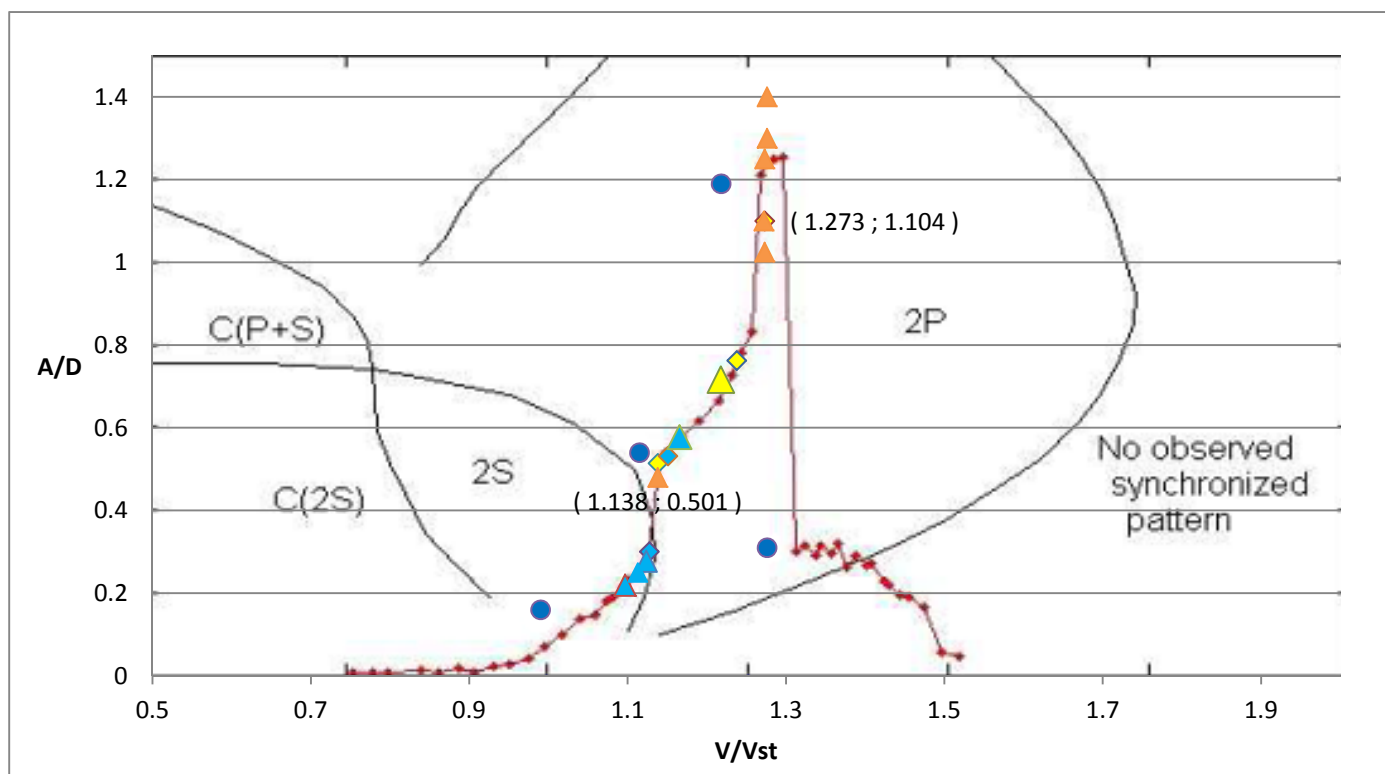
- Smorzamento: bisognerebbe implementare un metodo per esprimere il coefficiente di smorzamento in funzione dell'ampiezza di oscillazione e della forza di Lift. Solo in questo modo sarebbe possibile rappresentare correttamente il transitorio ed estendere la campagna di prove per via numerica.
- Estrazione di campi numerici istantanei lungo un periodo per effettuare la media in fase.
- Utilizzo del *Lagrangian Particle Tracking* per l'inserimento di un insemiante solidale al flusso e la misura dello spostamento delle singole particelle. È una misura lagrangiana analoga a quella effettuata sperimentalmente utile e dal basso costo computazionale rispetto all'estrazione dei campi numerici.



**6. Appendice I:  
Ulteriori  
visualizzazioni  
del campo di  
moto**



In questa sezione riportiamo in maniera più estesa le visualizzazioni sperimentali e numeriche dei campi di vorticità e *swirling strength* per le prove analizzate. Si sottolinea la presenza della modalità di distacco 2S per tutto il ramo *initial* mentre nel ramo *upper* la modalità 2P sia nelle simulazioni numeriche che nei campi sperimentali. Per quanto riguarda la *swirling strength* notiamo come non compare più lo *shear layer* ma sono identificati solo i *vortex core*.

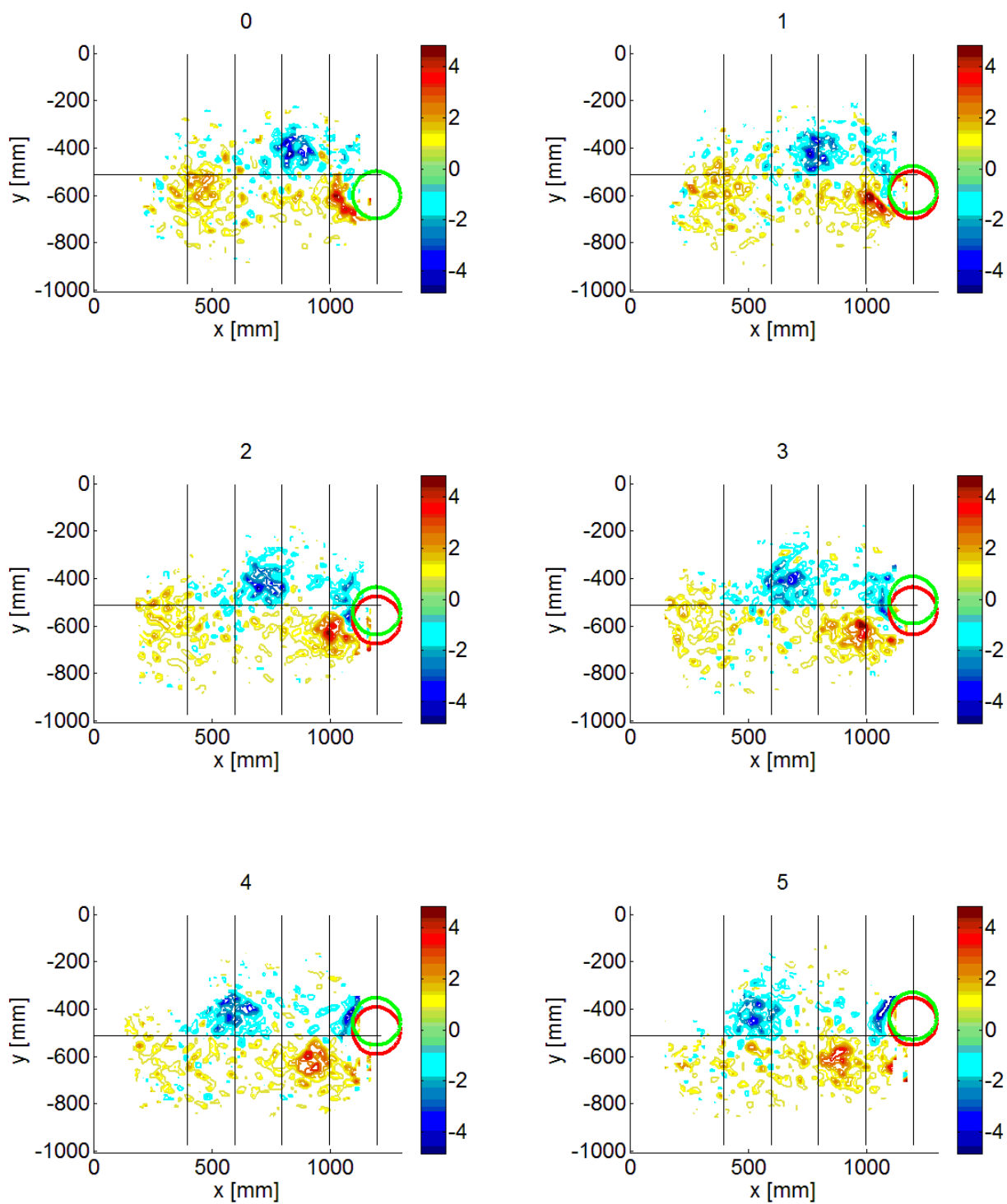


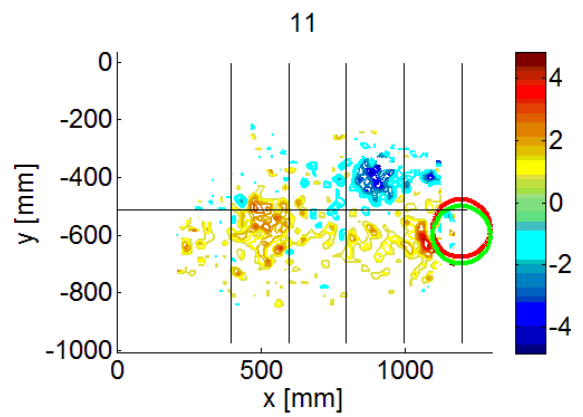
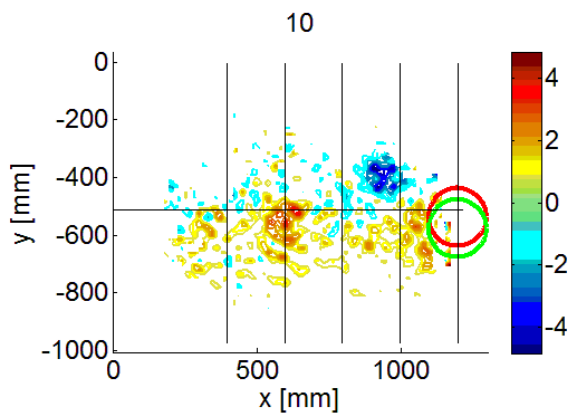
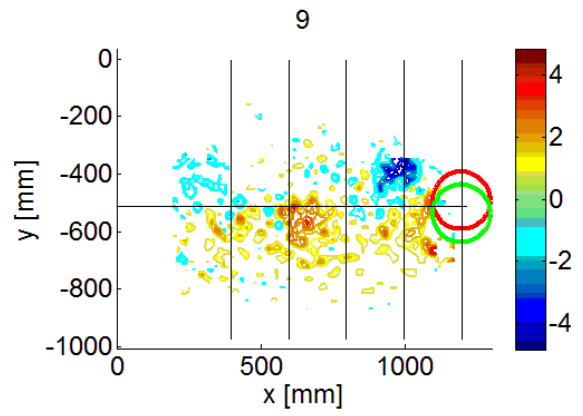
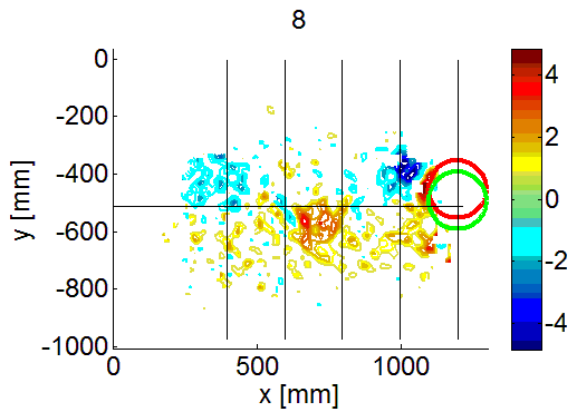
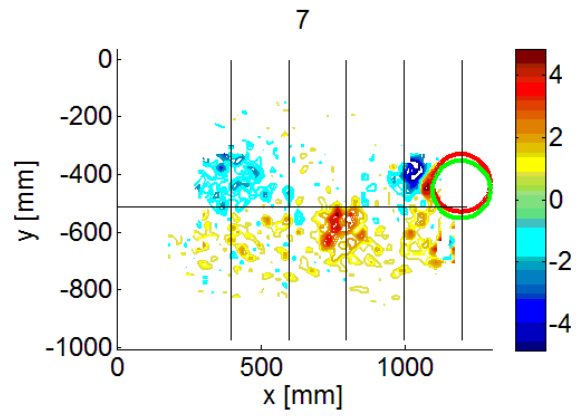
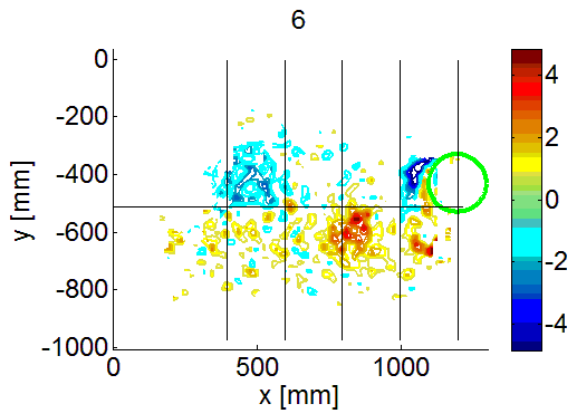
**Figura 4.6-1:** Campana di sincronismo con sovrapposta la mappa di vorticità. I pallini blu rappresentano le prove effettuate da R. Corretto. I triangoli azzurri le prove del presente lavoro non analizzate. In giallo le prove analizzate e in arancione le prove effettuate numericamente.

In **Figura 4.6-1** è mostrato un riassunto di tutte le prove fino ad ora effettuate sia numeriche che sperimentali. Sono comprese anche le prove svolte nella precedente campagna sperimentale (Malvasi, Corretto e Fossati 2011). Nella presente sezione riportiamo in maniera estesa i campi delle prove analizzate in questo lavoro mentre le restanti visualizzazioni sono raccolte nel cd in allegato.

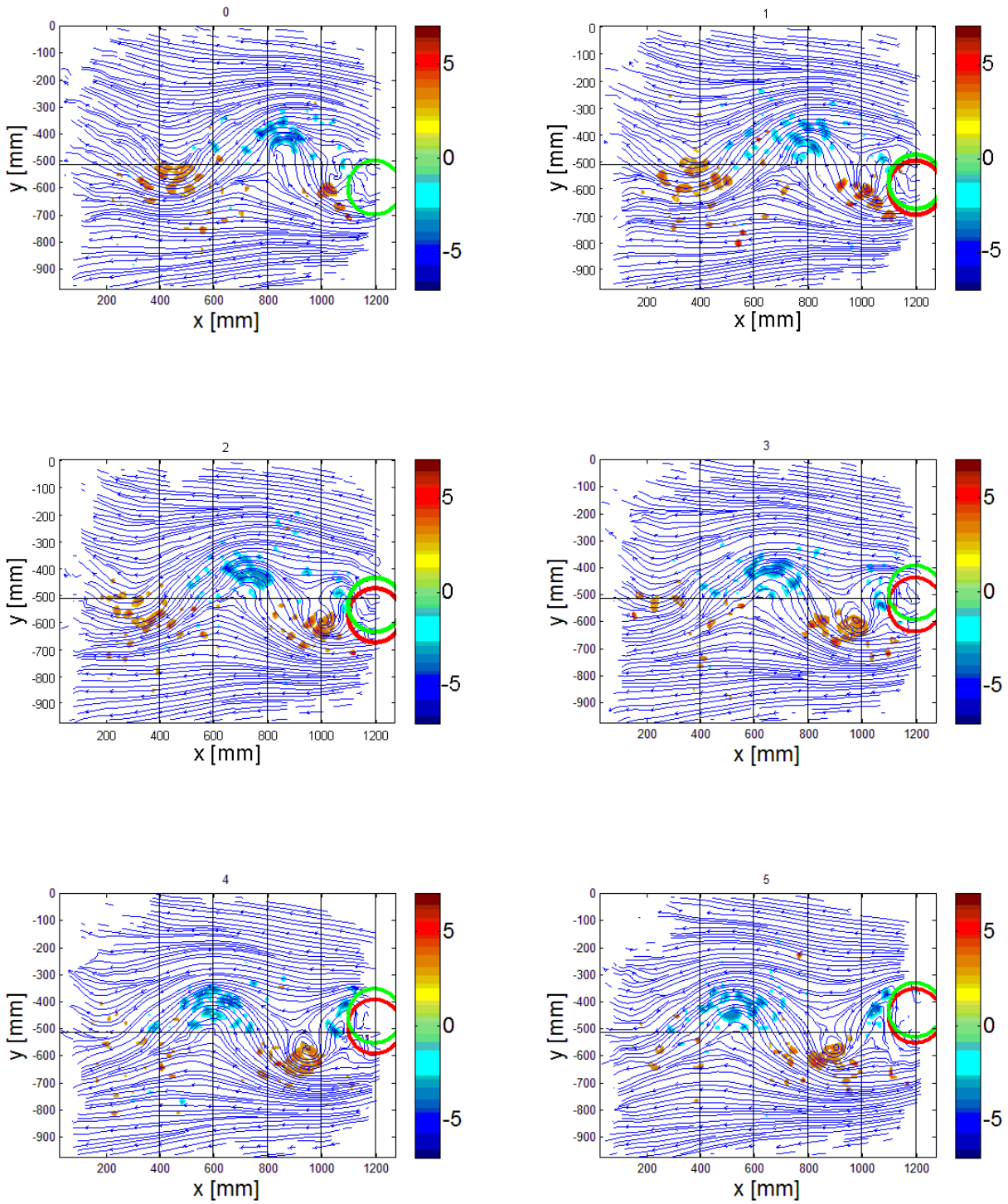
## 6.1 Campi sperimentali

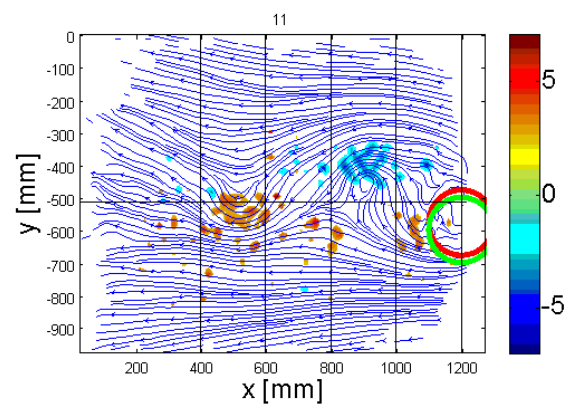
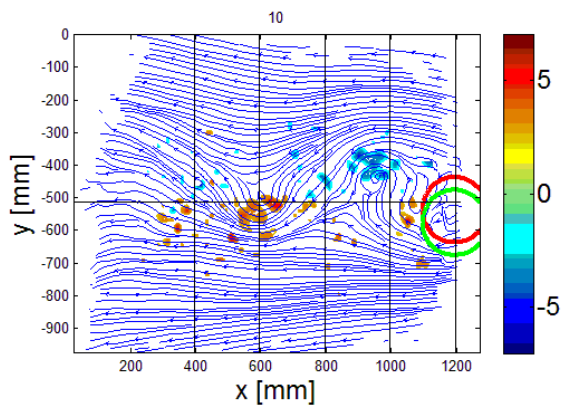
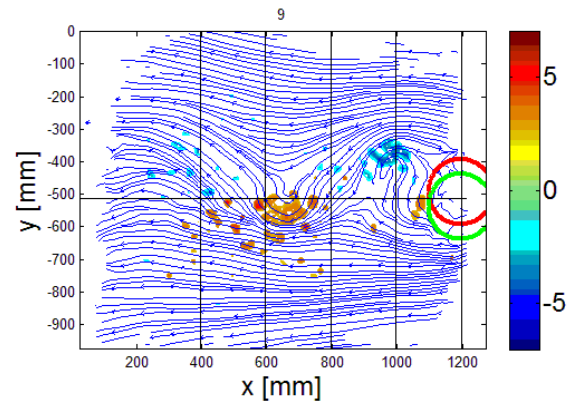
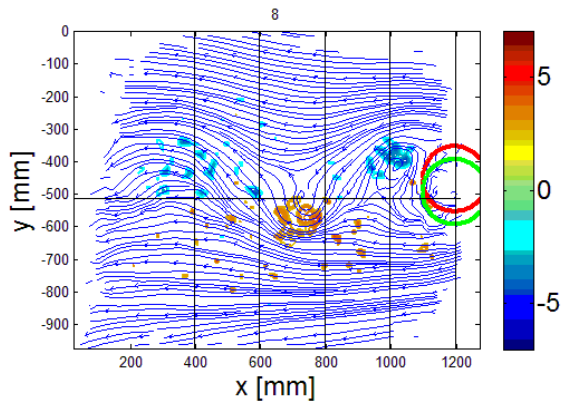
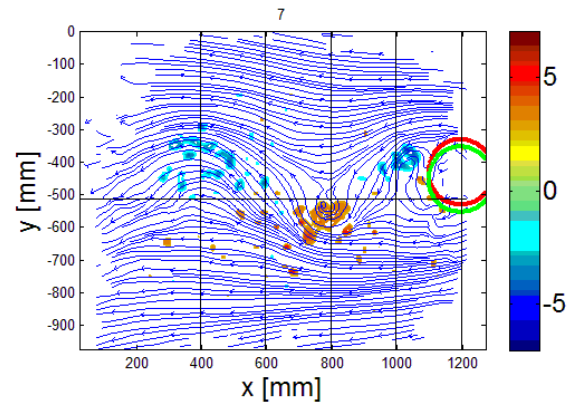
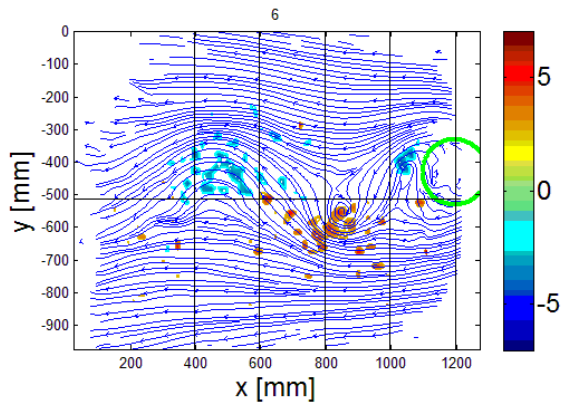
$$V/V_{st} = 1.138 - \text{Vorticit\`a}$$



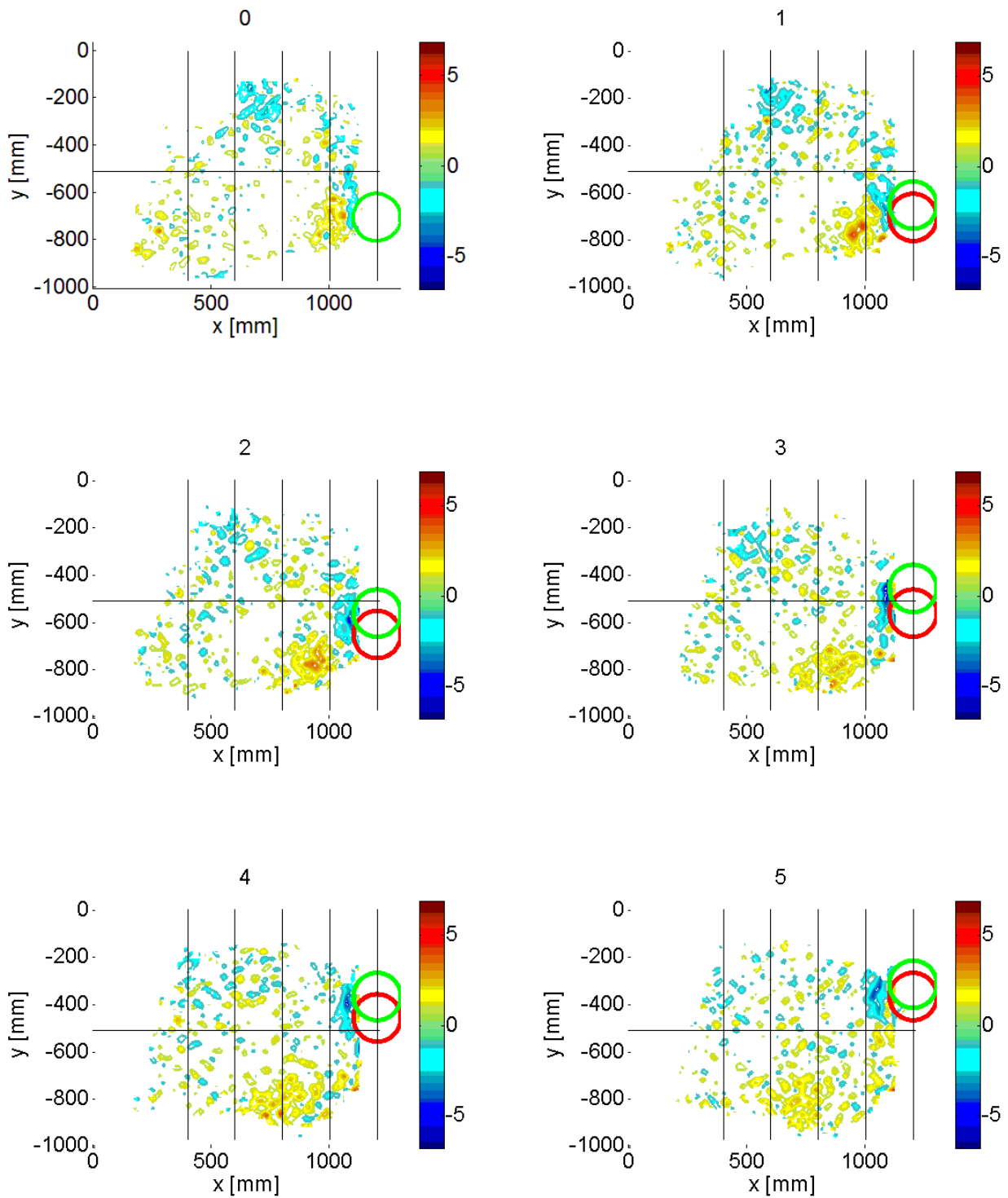


$V/V_{st} = 1.138$  – Swirling Strength

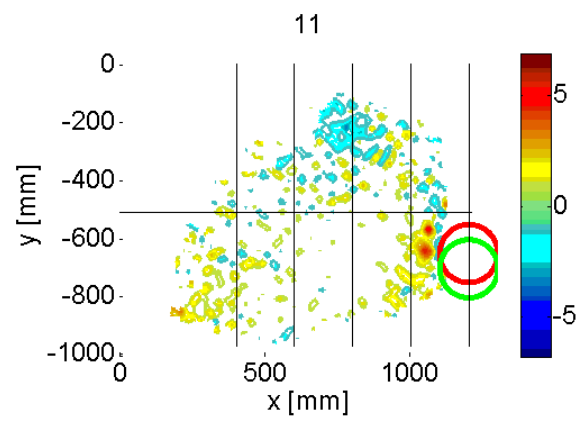
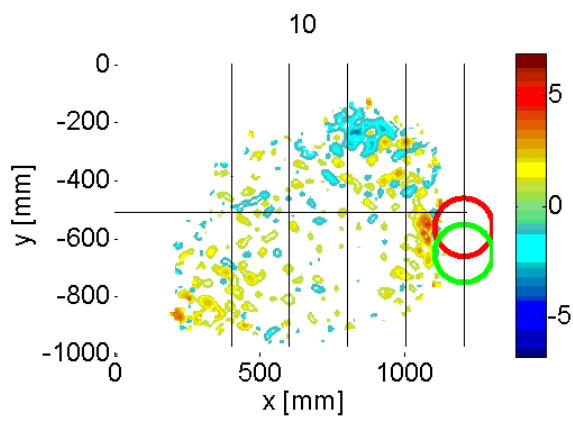
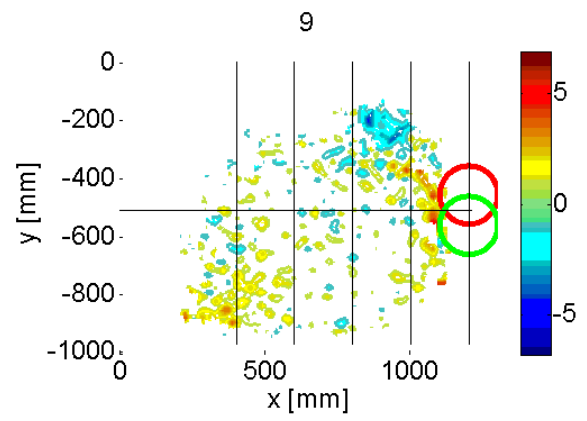
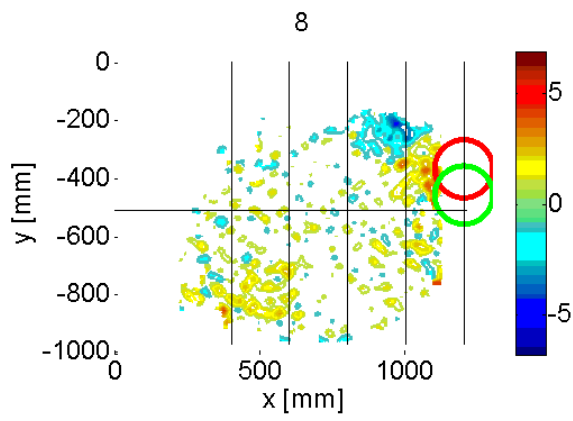
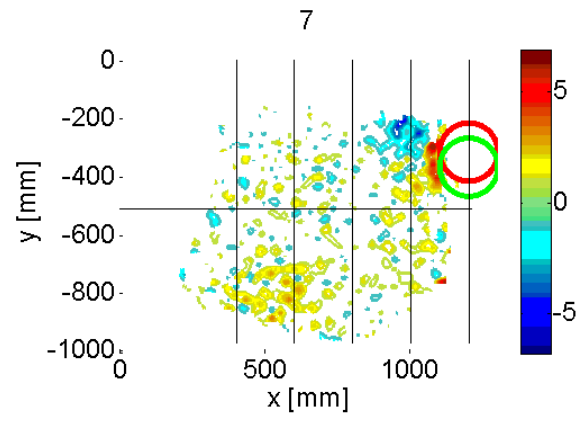
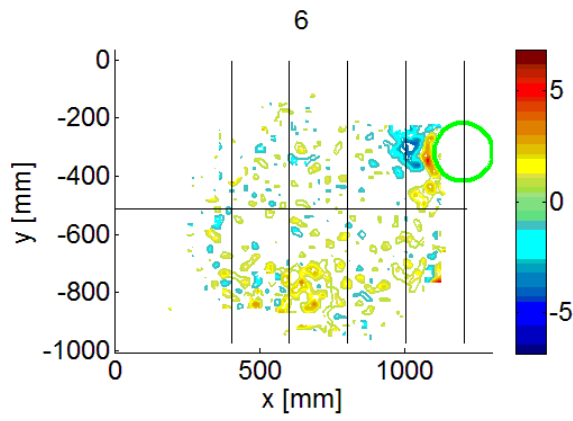




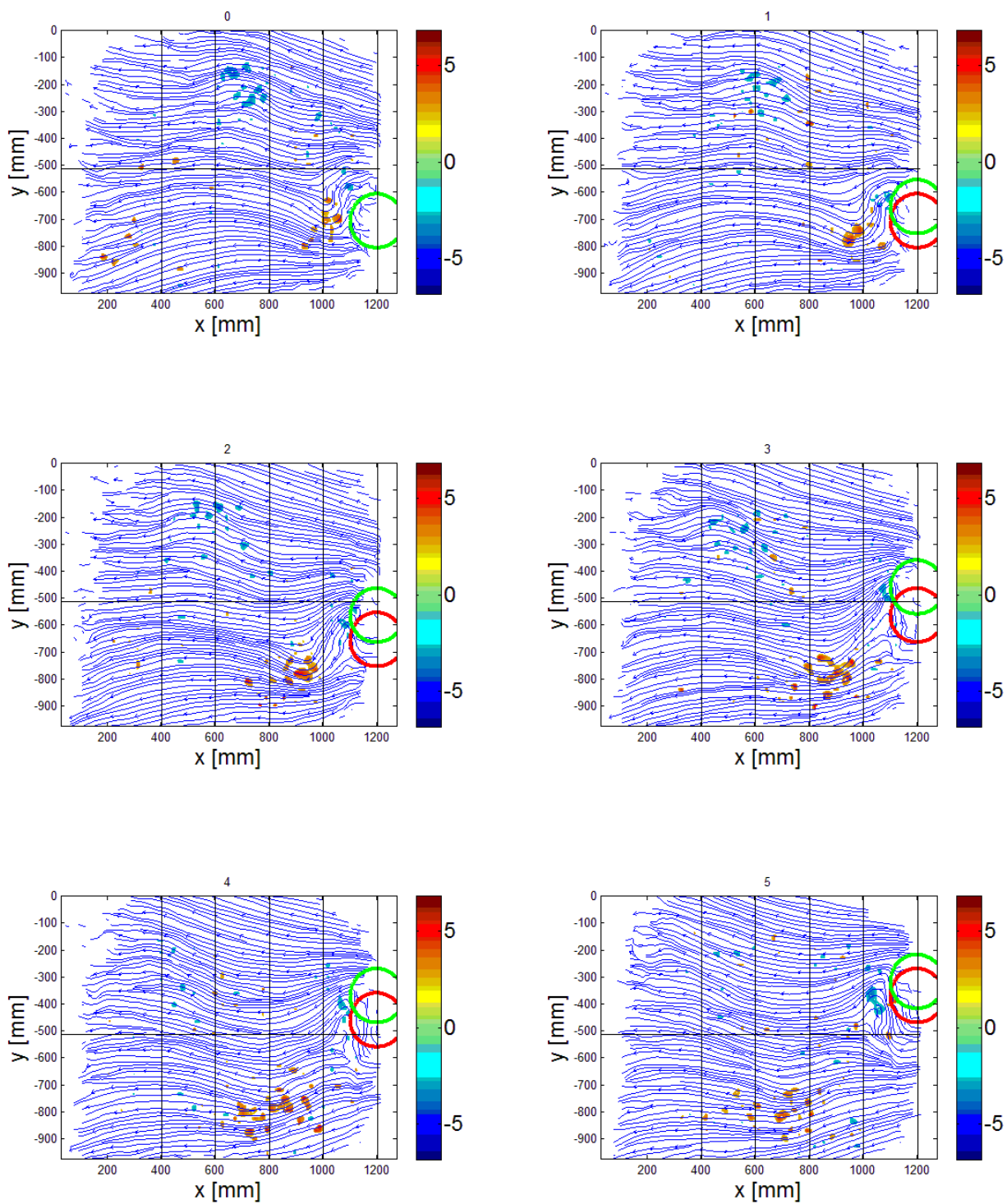
$V/V_{st} = 1.273$  (12 fasi) - Vorticità

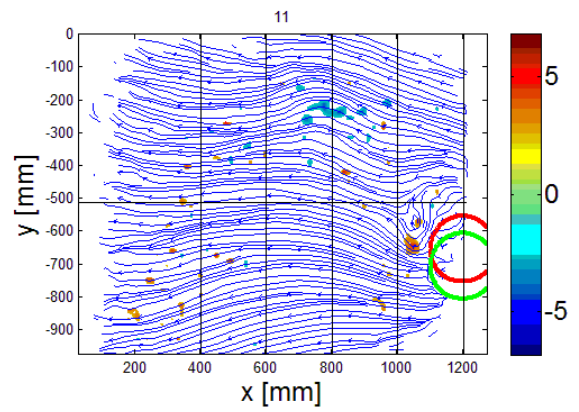
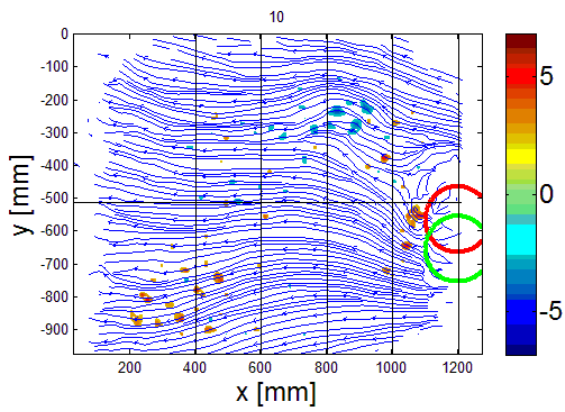
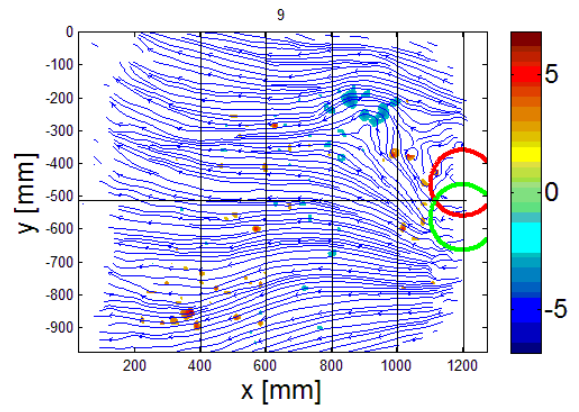
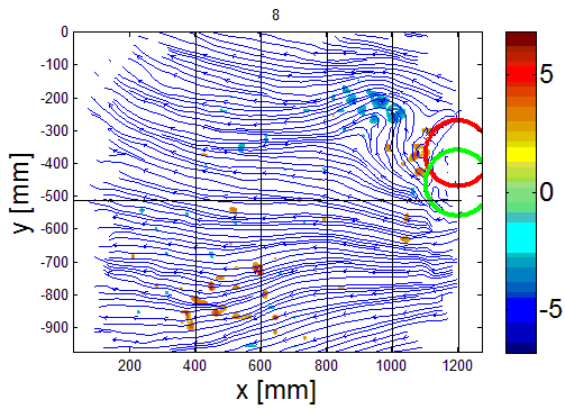
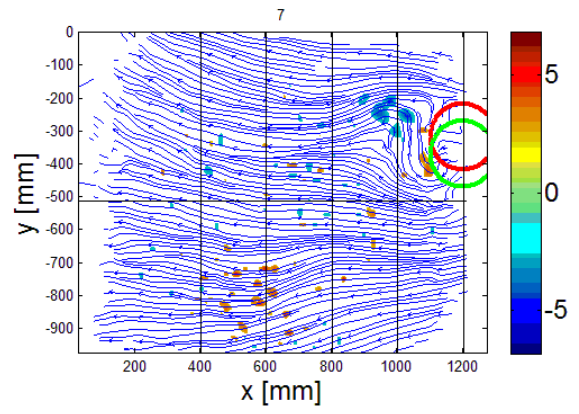
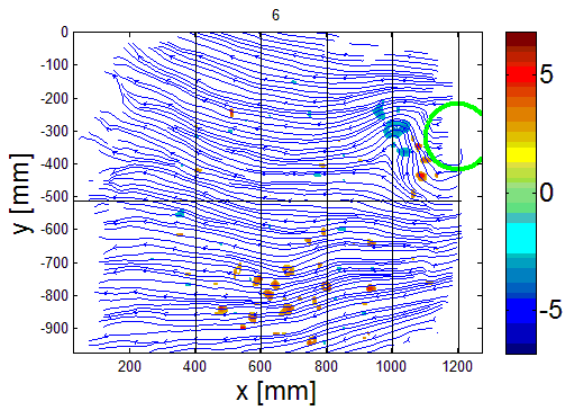




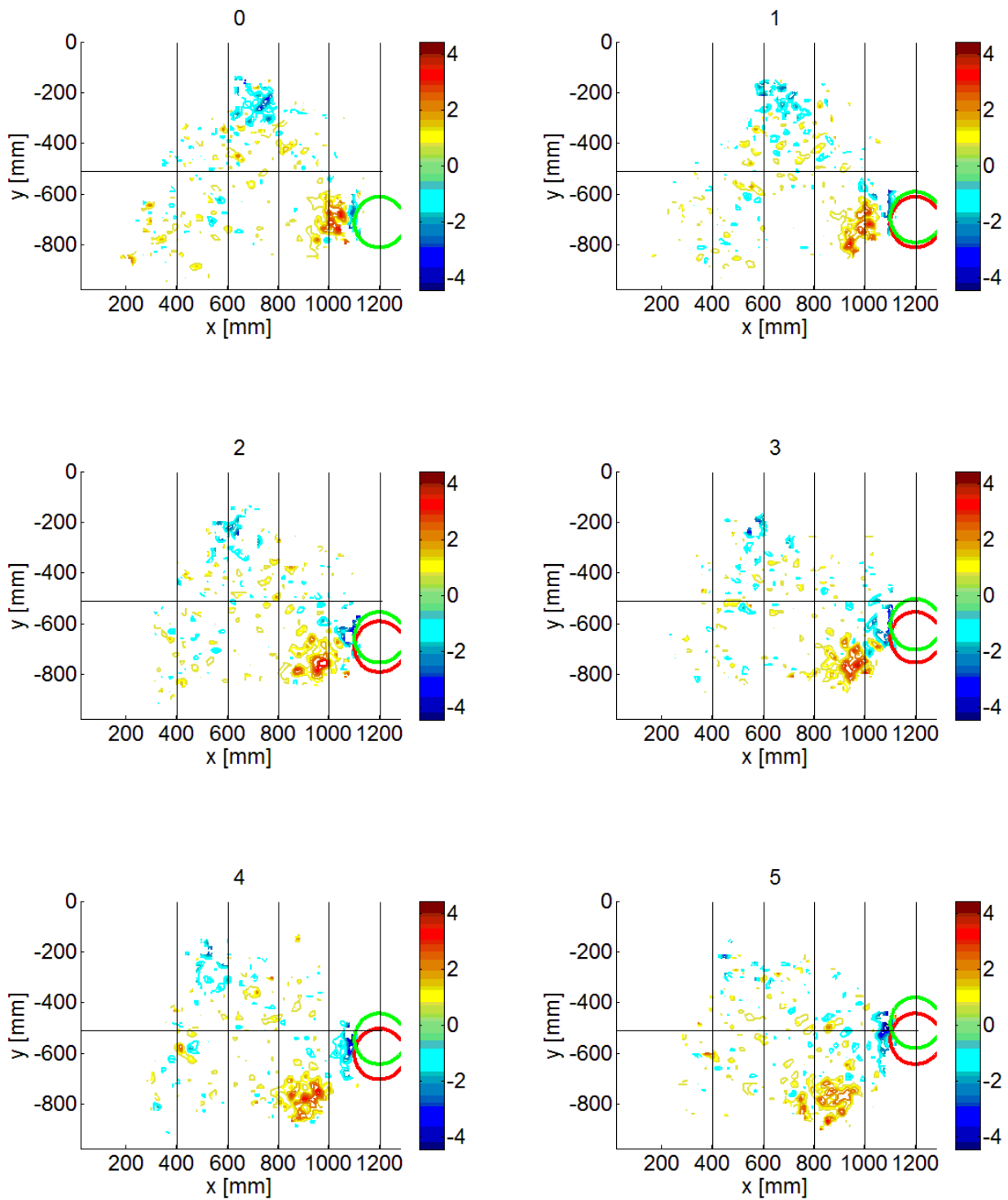


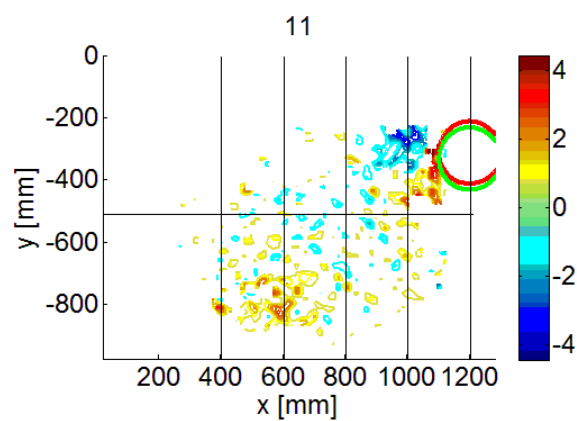
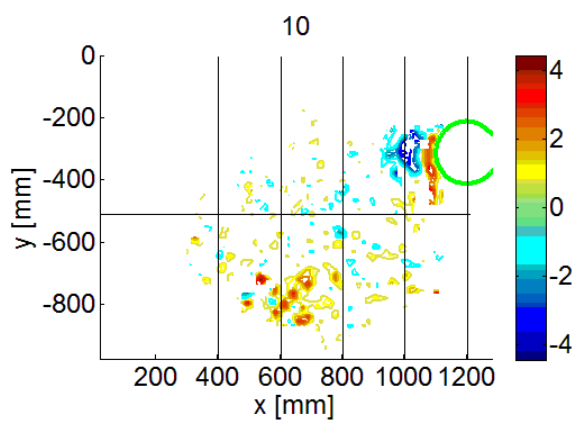
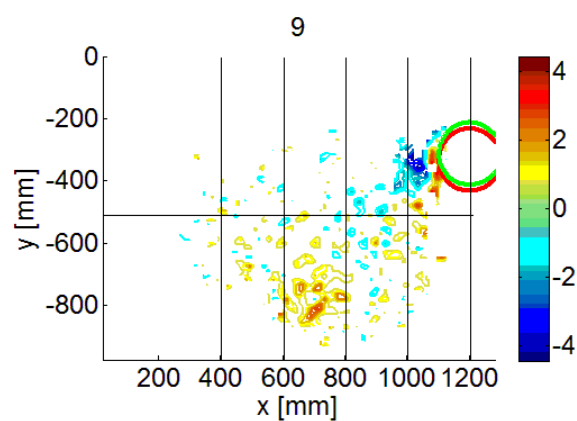
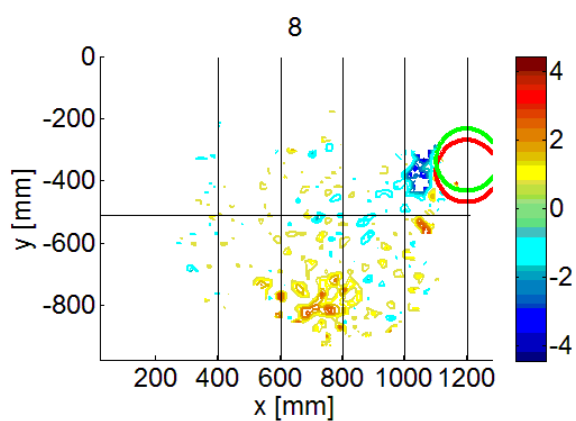
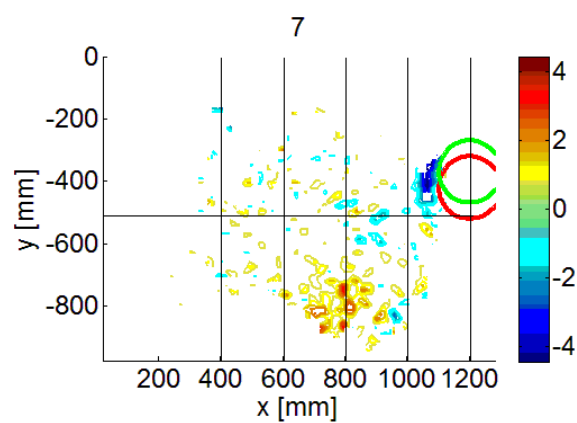
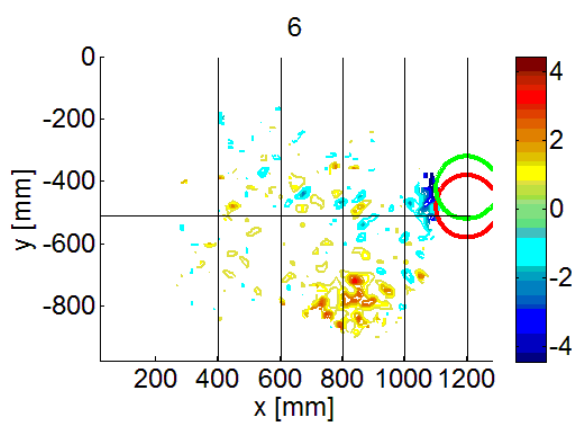
$V/V_{st} = 1.273$  (12 fasi) – Swirling Strength

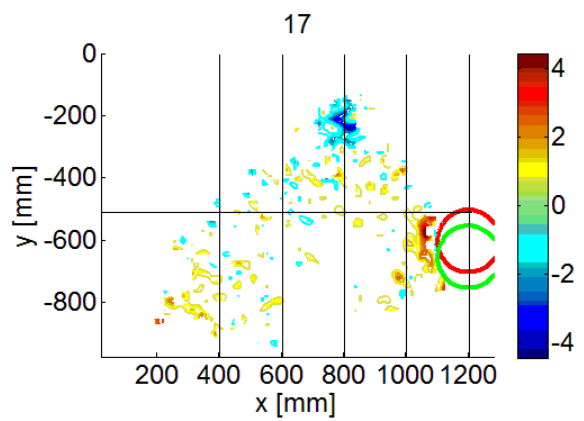
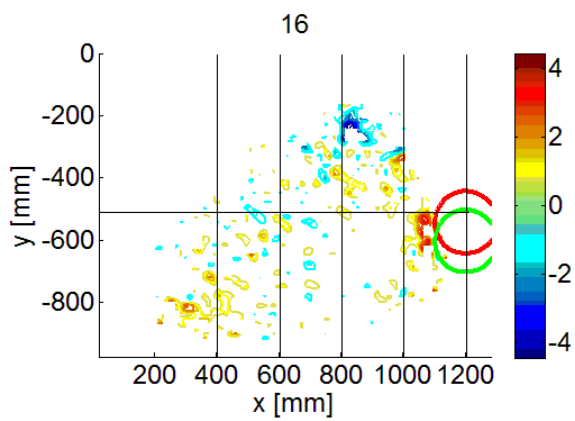
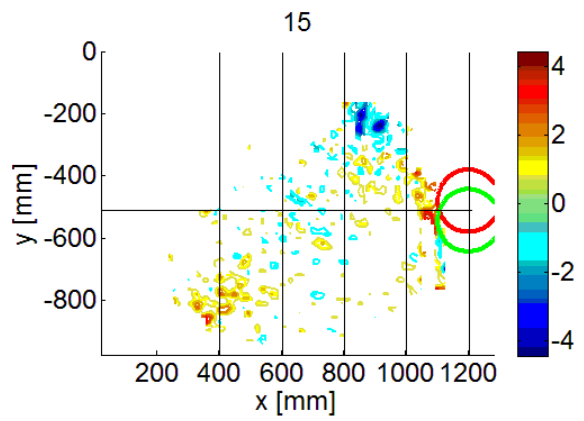
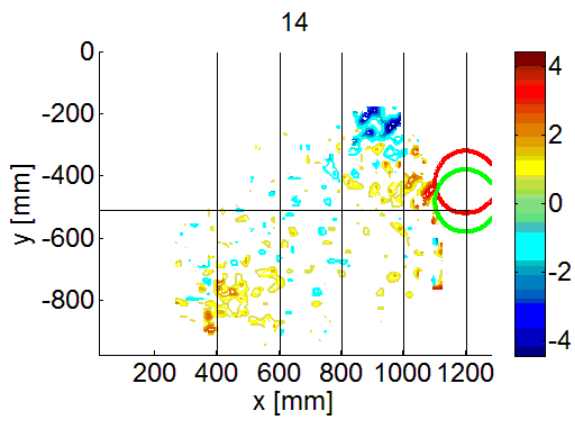
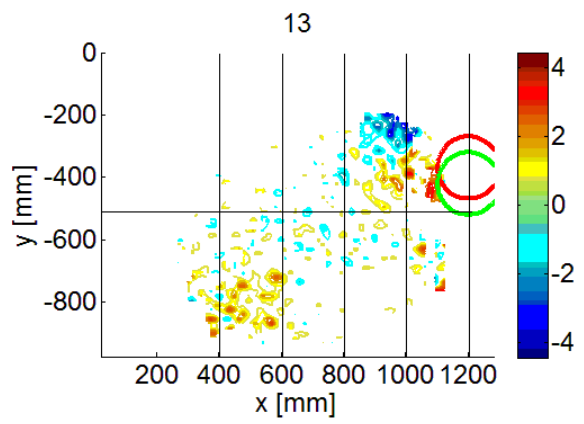
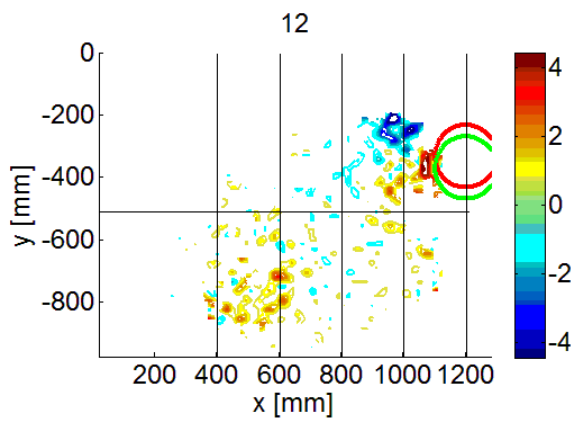


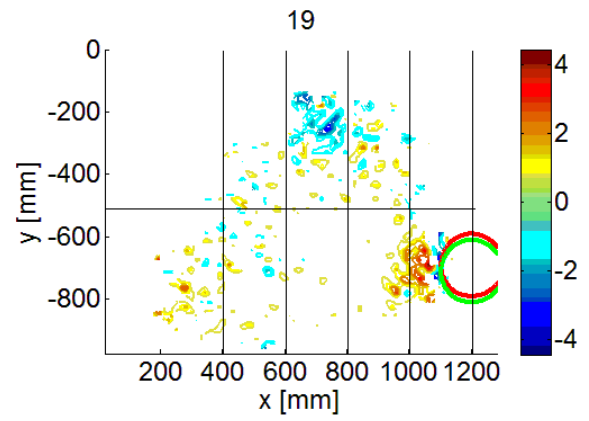
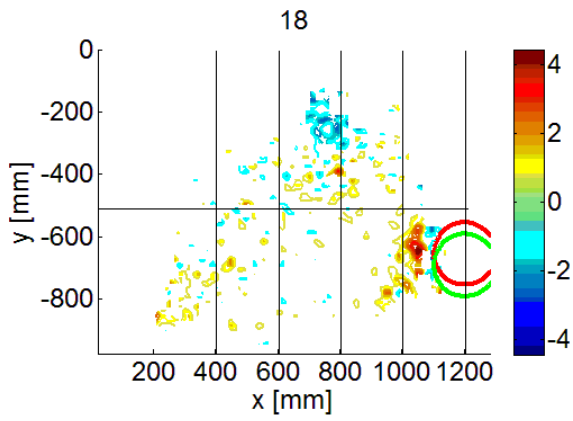


$V/V_{st} = 1.273$  (20 fasi) - Vorticità

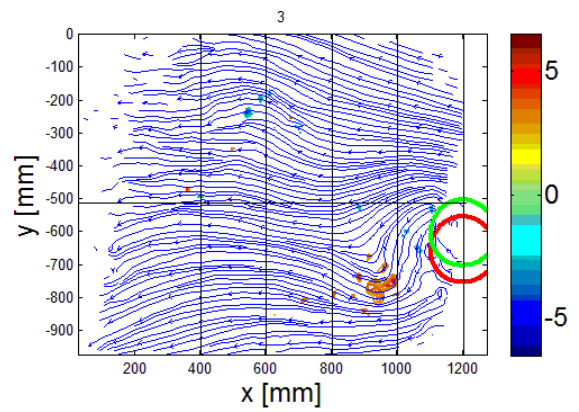
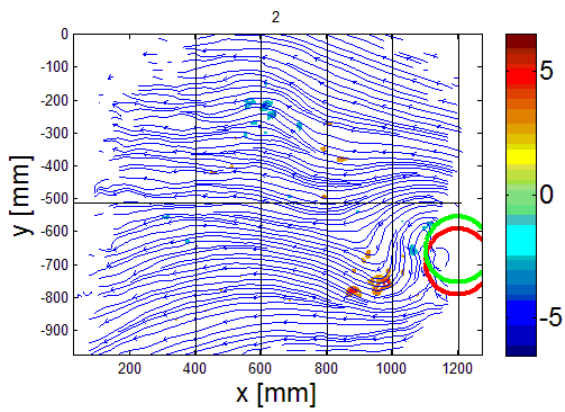
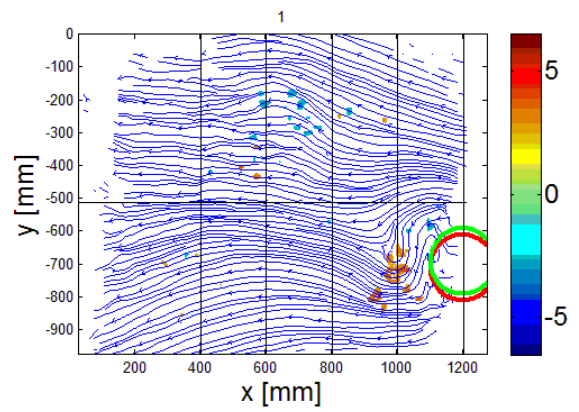
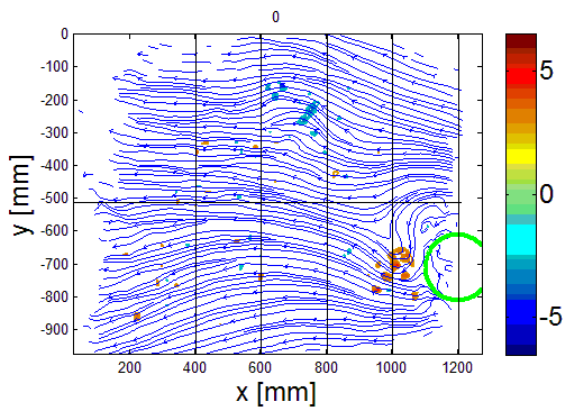


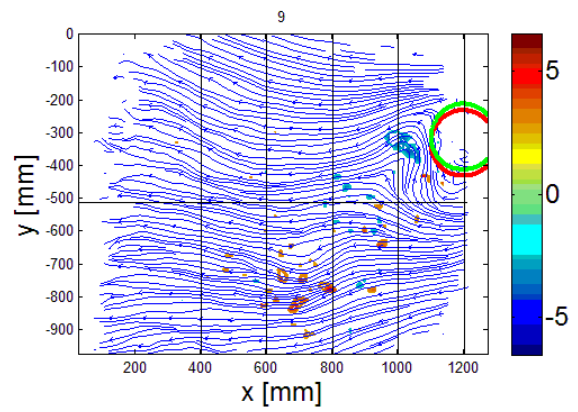
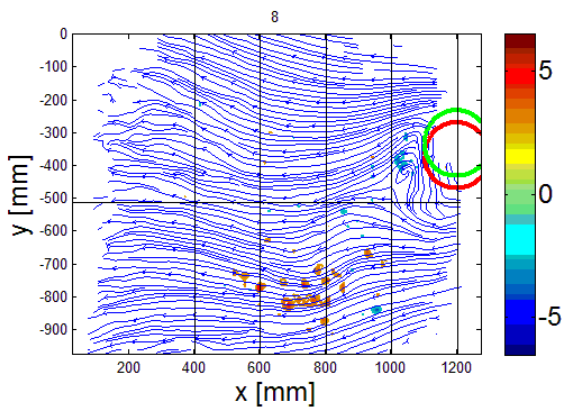
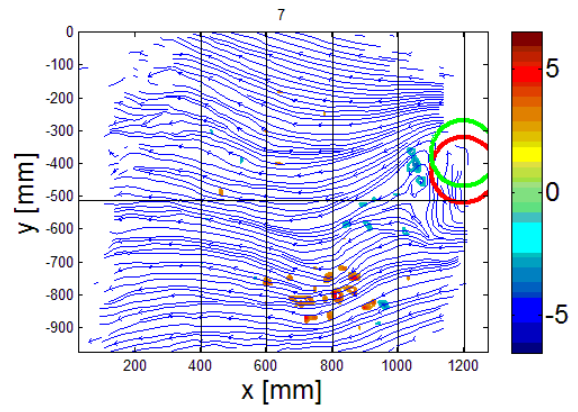
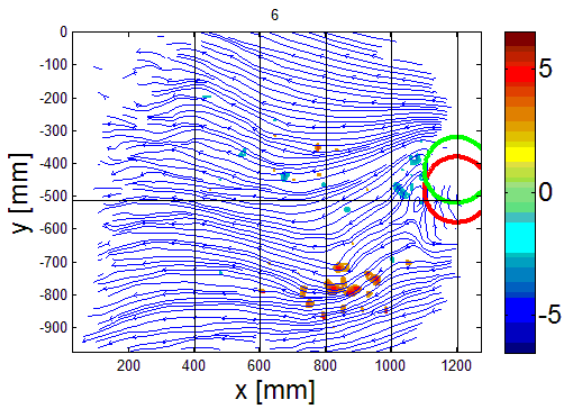
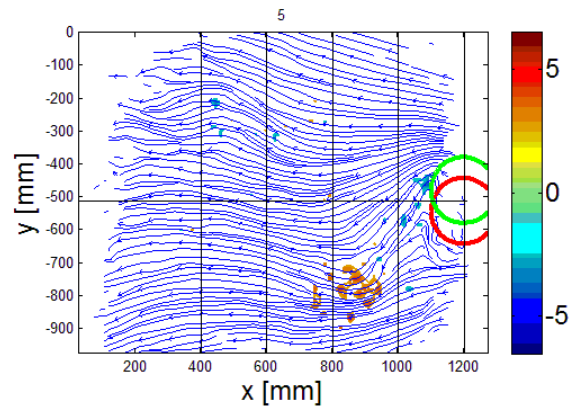
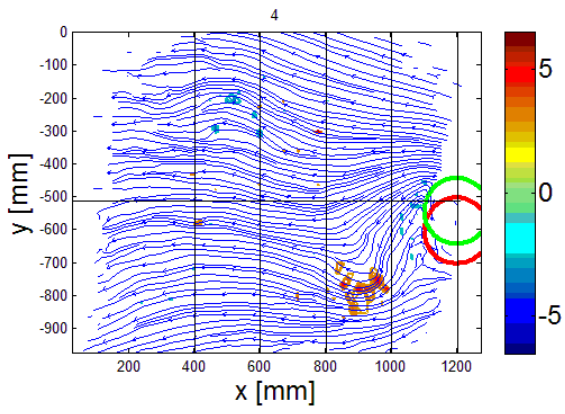




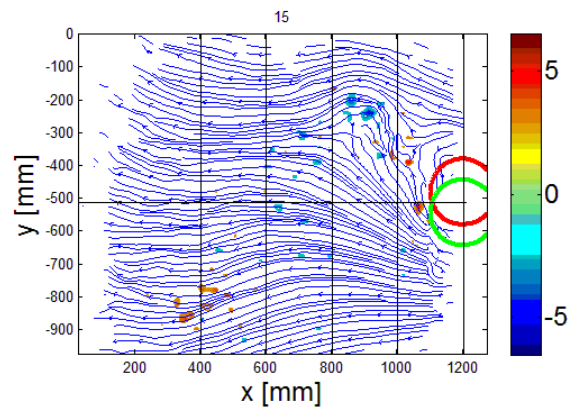
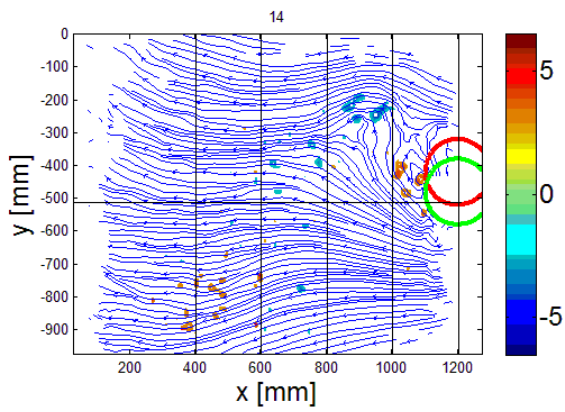
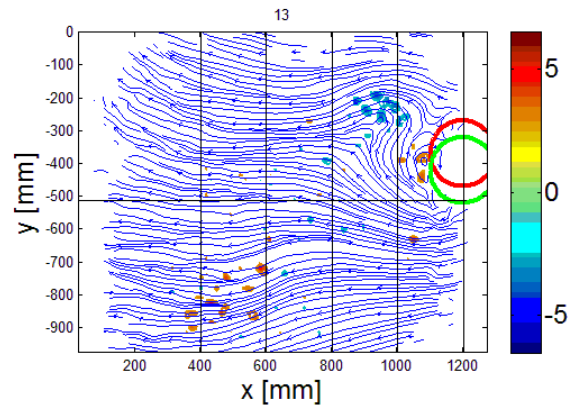
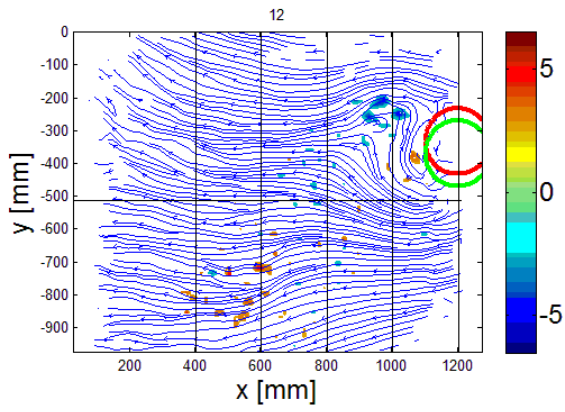
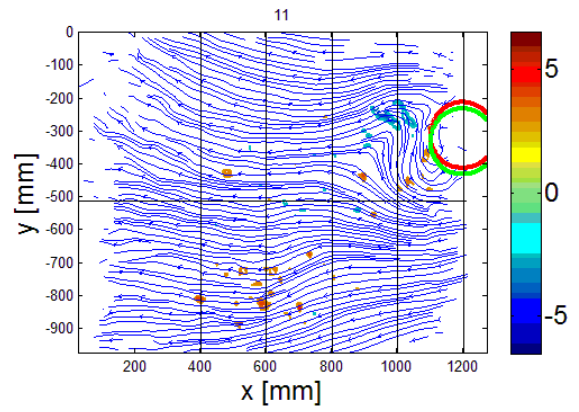
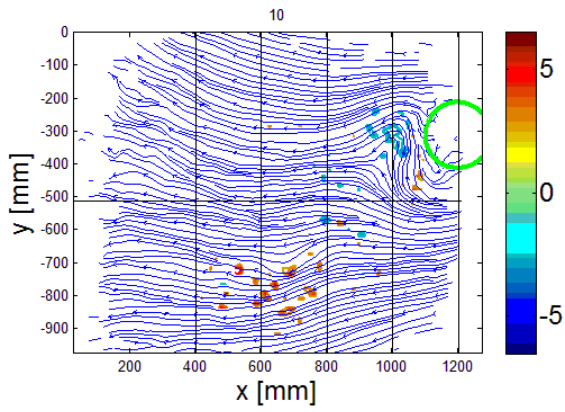


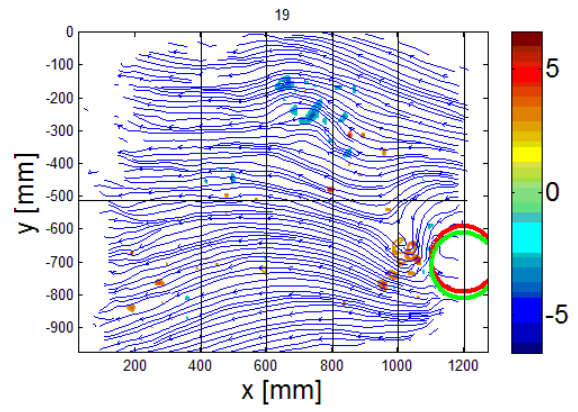
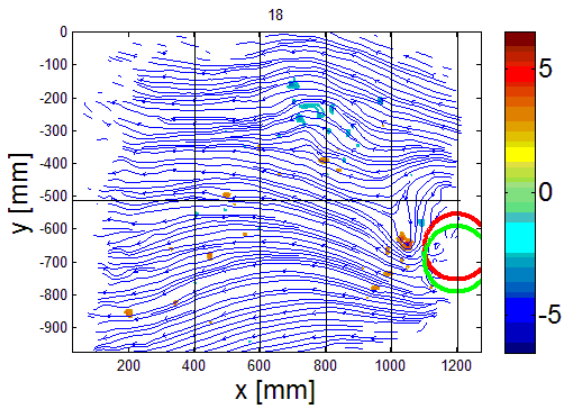
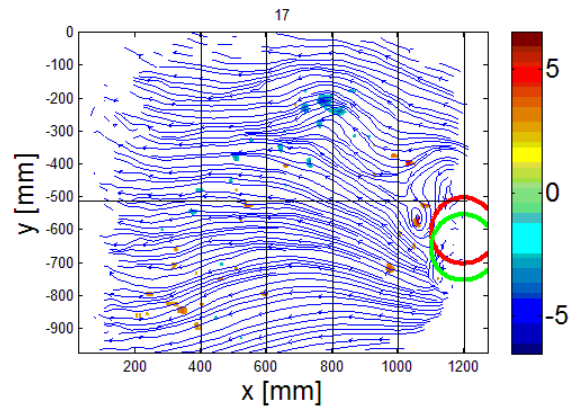
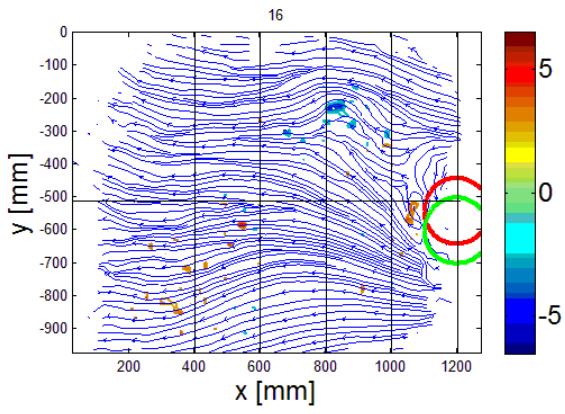
$V/V_{st} = 1.273$  (20 fasi) – Swirling Strength





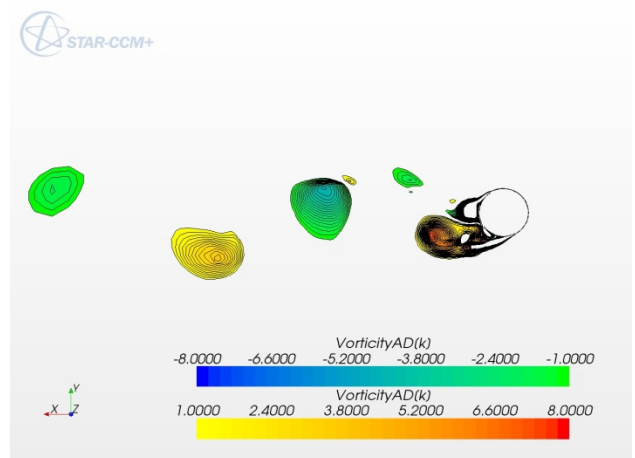
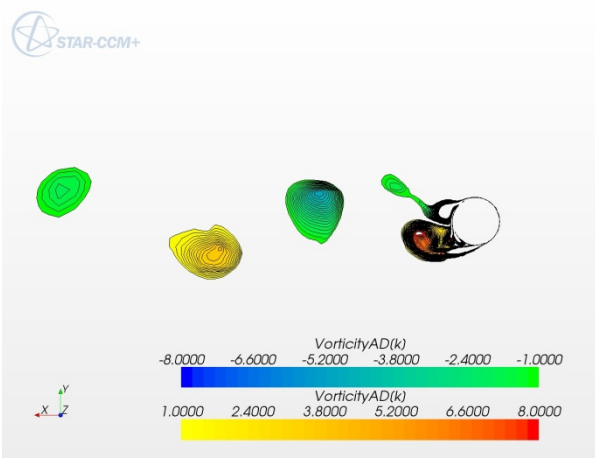
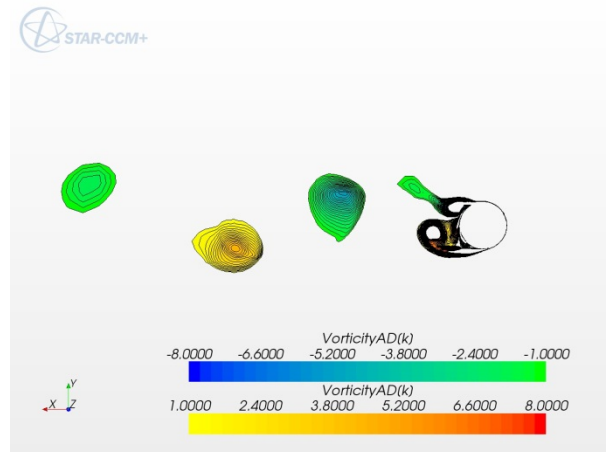
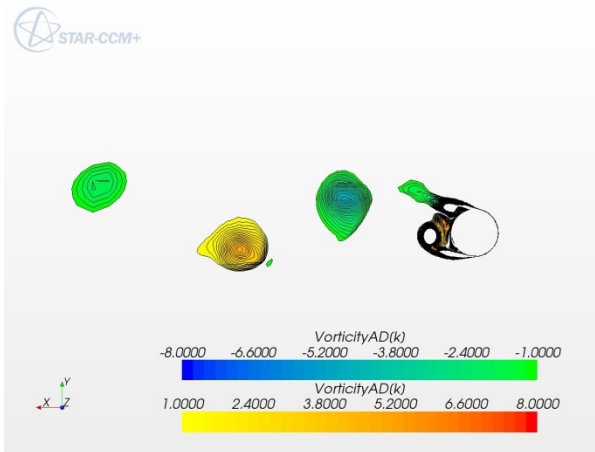
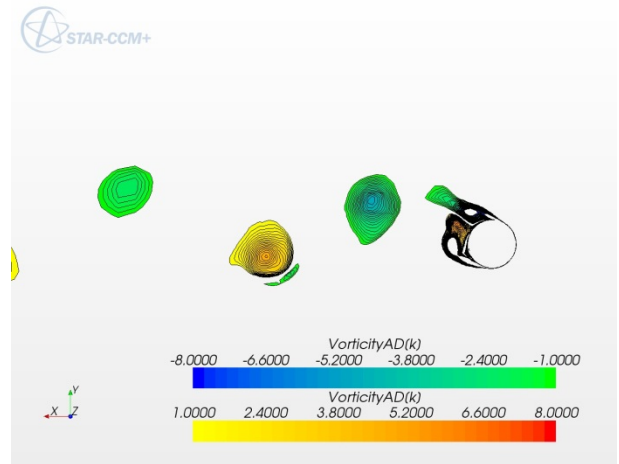
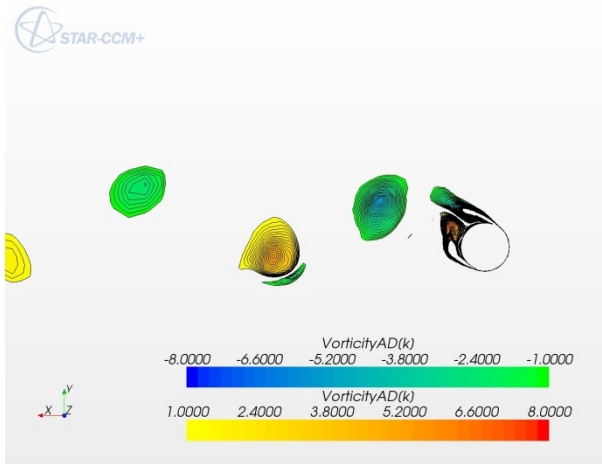


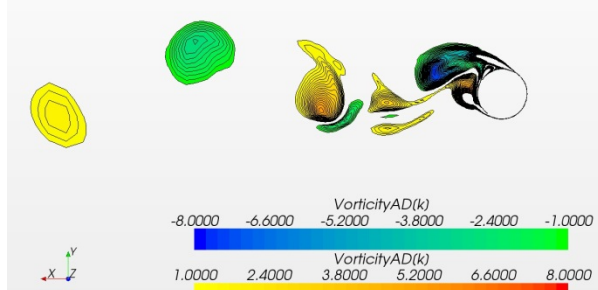
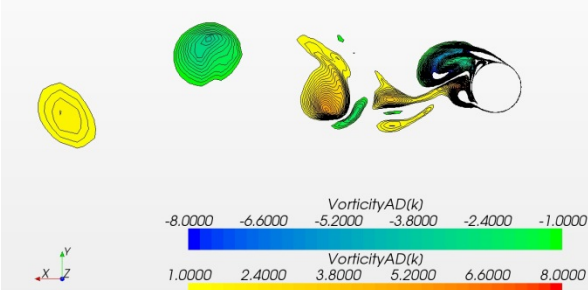
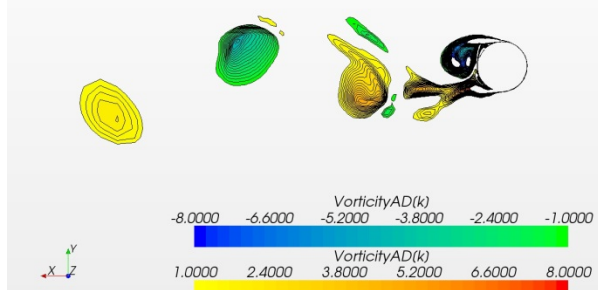
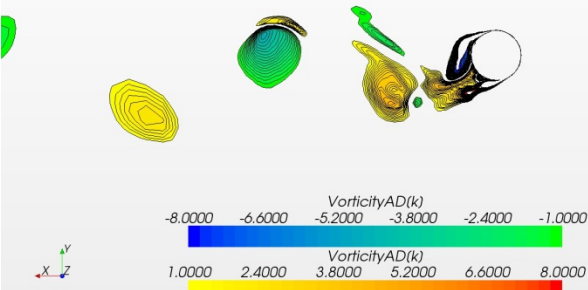
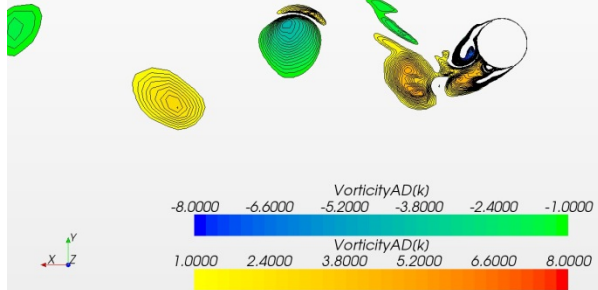
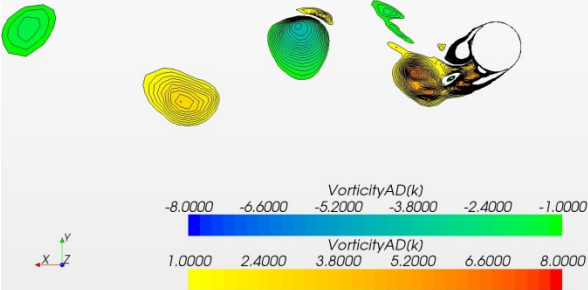




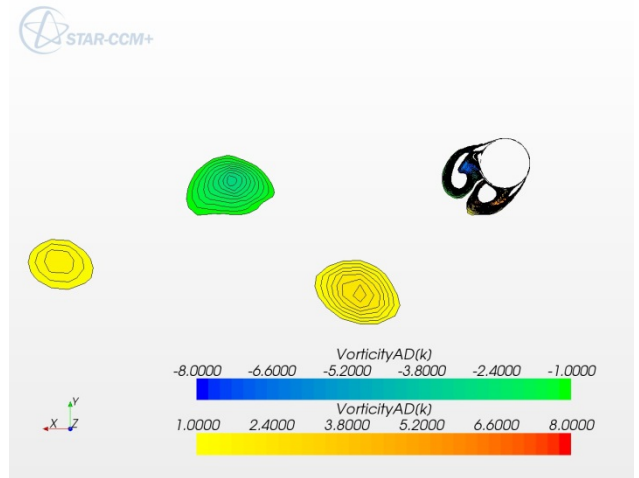
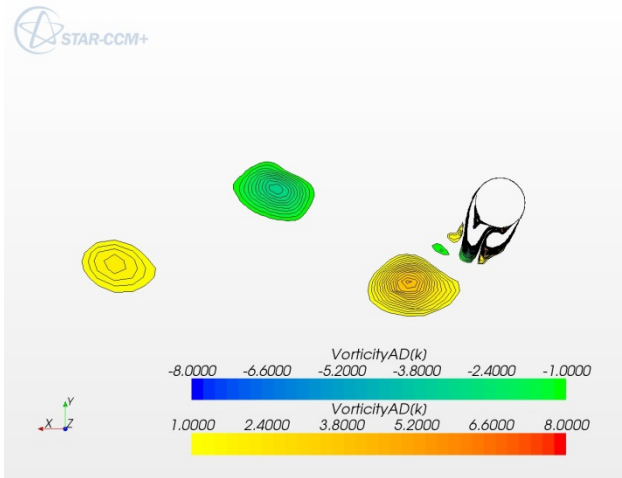
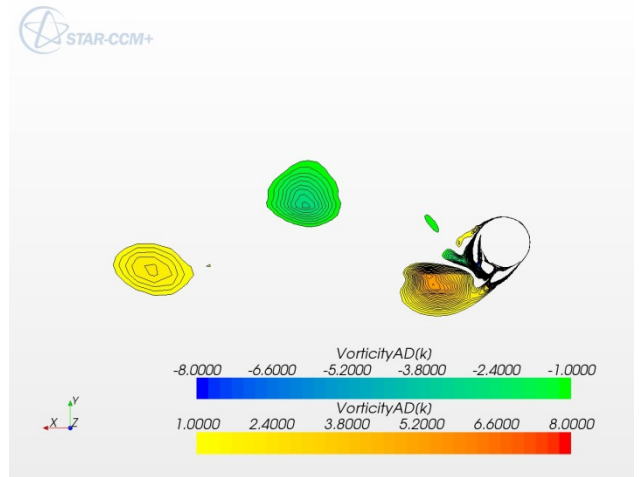
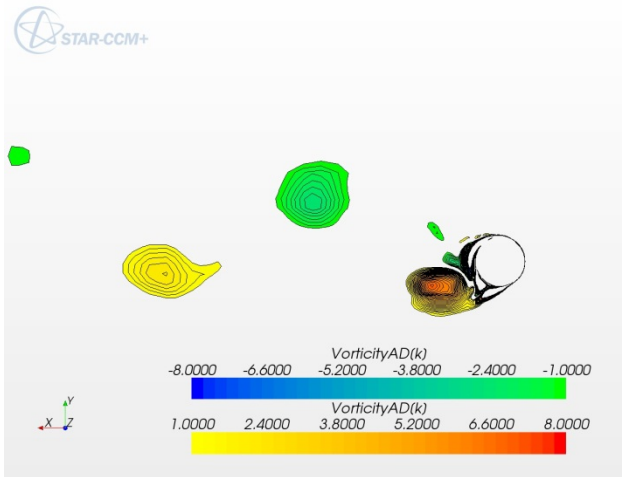
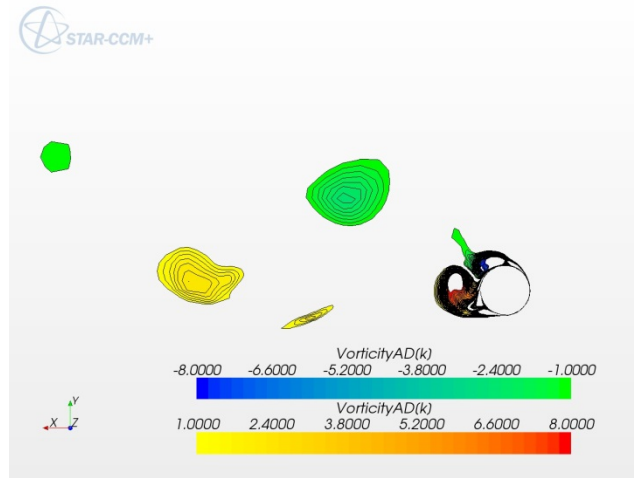
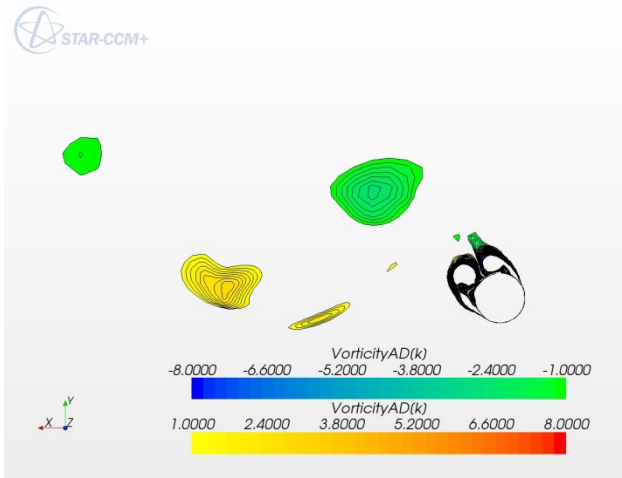
## 6.2 Campi numerici

$$V/V_{st} = 1.138 - \text{Vorticità}$$





$$V/V_{st} = 1.273 - \text{Vorticità}$$





**7. Appendice II:  
Analisi  
Numerica della  
sfera oscillante**





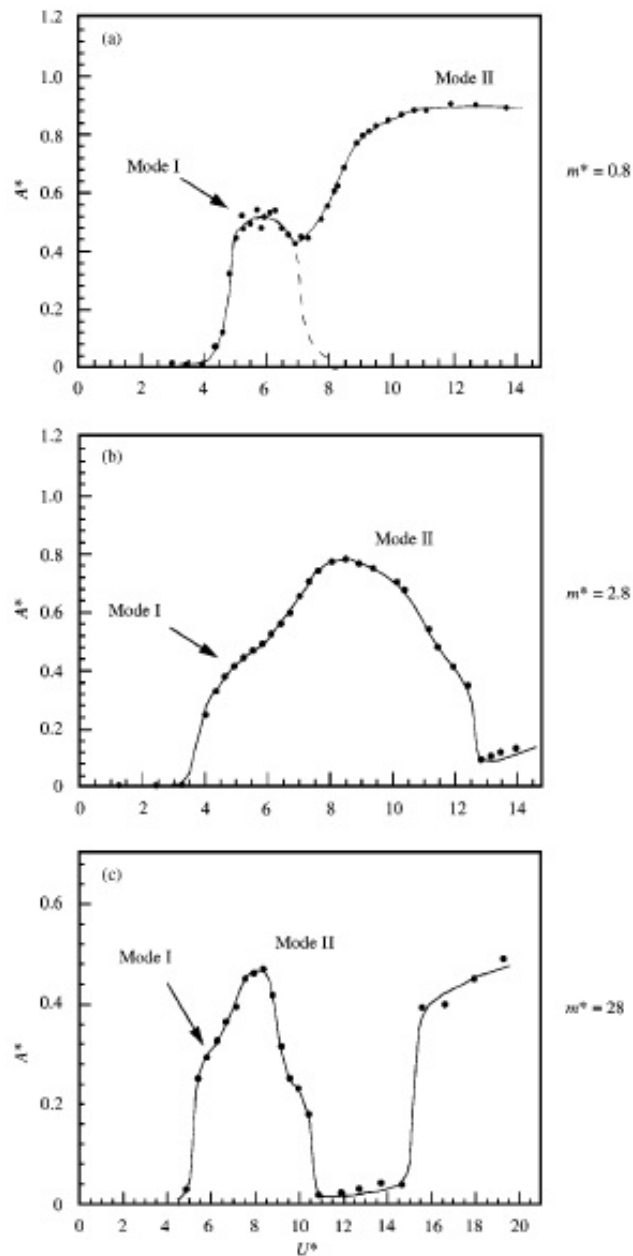
Lo studio delle caratteristiche del codice StarCCM+<sup>®</sup> è stato effettuato a partire dal lavoro di tesi di R. Quadri (Quadri 2010). Il lavoro collocato all'interno del tirocinio curricolare ha consentito di apprendere le principali caratteristiche del software, in particolare del modello *6DOF Morphing* che permette il movimento dell'oggetto e il conseguente movimento della mesh. È stato considerato il modello sviluppato da Quadri di una sfera oscillante posta in un canale a superficie libera dal quale è stata estesa la campagna di prove numeriche confrontate poi con i dati sperimentali e di letteratura. Lo studio effettuato in questo lavoro ha riguardato l'analisi del modello, l'estensione della campagna di prove numeriche e studi sulla turbolenza.

## 7.1 VIV su una sfera oscillante

Dal punto di vista teorico, quanto esposto nel caso di cilindro circolare sul fenomeno delle vibrazioni indotte è generalmente valido anche per una sfera. Si osserva un certo intervallo di velocità per il quale la sfera si trova in condizioni di risonanza e si registrano spostamenti, principalmente in direzione trasversale al moto, dell'ordine del diametro della sfera con la sincronizzazione della frequenza di distacco dei vortici con l'oscillazione. Principalmente si fa riferimento a due differenti tipologie di set-up. Il primo riguarda sfere supportate elasticamente il secondo a sfere sospese nella corrente. Nel primo caso oltre all'effetto del fluido è presente una rigidità e uno smorzamento dati dal supporto nel secondo caso è solo l'azione della massa e del fluido a dare rigidità e smorzamento.

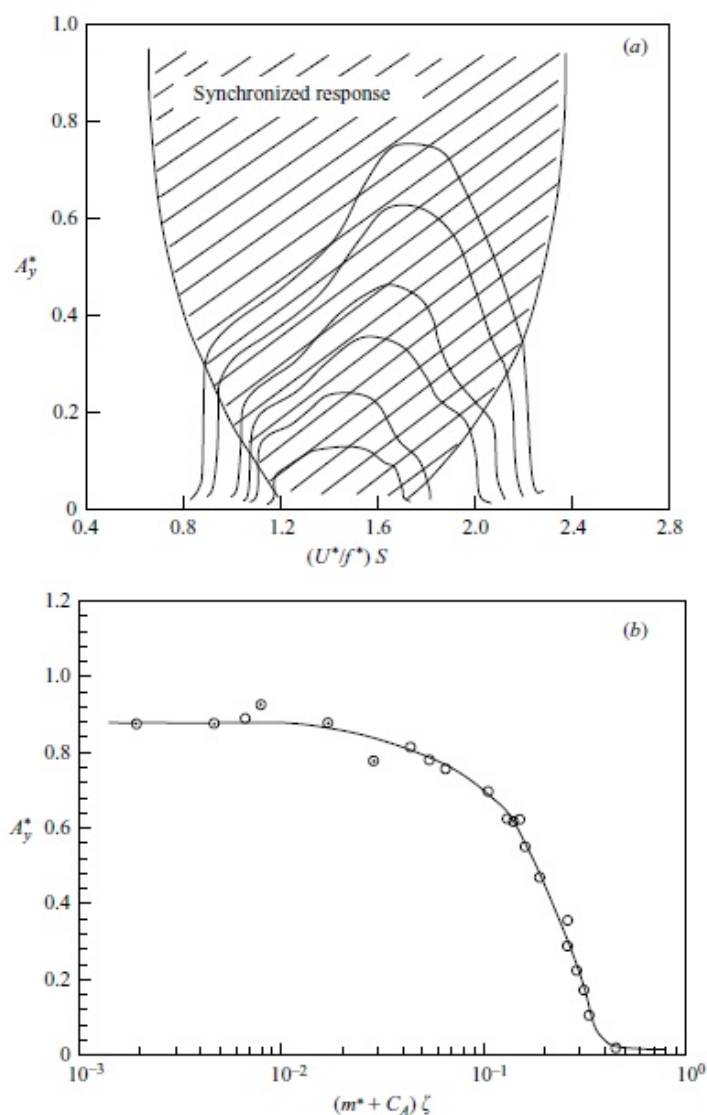
I modi di vibrazione della sfera sono differenti a seconda della velocità ridotta. Il modo I si verifica in corrispondenza di  $U^* \approx 6$  l'ampiezza di oscillazione è generalmente pari a  $0,5D$ , con  $D$  diametro della sfera. Per  $U^* > 8$  i raggiungono ampiezze anche pari al diametro della sfera, il modo di vibrare è detto modo II. In Figura 7.1-1 sono mostrati i due modi di vibrare in funzione di diversi *mass ratio*.

Per valori di  $U^*$  maggiori Govardhan e Williamson hanno osservato l'esistenza di due ulteriori modi di vibrare che si verificano rispettivamente per  $20 < U^* < 40$  e per  $U^* < 100$ . La curva della risposta in ampiezza è molto influenzata dal rapporto di massa. In **Figura 7.1-1** possiamo vedere come variano le curve al variare del rapporto di massa.



**Figura 7.1-1:** Modi di vibrare di una sfera per diversi rapporti di massa (Jauvits, Govardhan e Williamson 2001)

Il *mass damping* ha influenza, come per il cilindro per quanto riguarda la risposta in ampiezza. In **Figura 7.1-2** è riportato il “Griffin plot” che lega l’ampiezza di oscillazione trasversale con il parametro *mass damping*. Al diminuire del parametro abbiamo un aumento dell’ampiezza di oscillazione in maniera analoga al cilindro; anche la curva è qualitativamente simile al caso di cilindro oscillante.



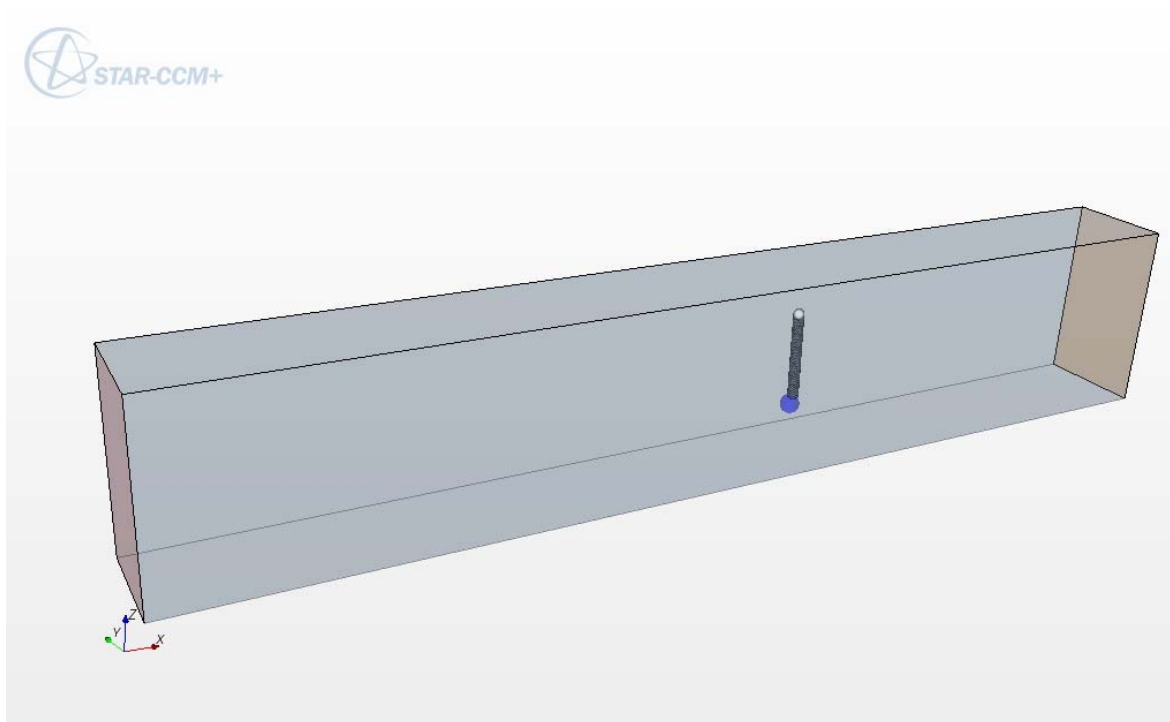
**Figura 7.1-2:**a) "Griffin Plot" risposta in ampiezza della sfera in funzione del *mass damping*. b) curve di risposta in ampiezza a pari *mass damping* (Govardhan e Williamson 2005)

## 7.2 Modello numerico

Le prove sperimentali sulla sfera oscillante sono state svolte presso il Laboratorio "G.Fantoli" del Politecnico di Milano. Gli esperimenti sono stati condotti in una canaletta idraulica a superficie libera lunga 5m e larga 0,5m, la sfera utilizzata di 0,09m di diametro sospesa mediante un filo lungo 0,4m.

Il dominio numerico è stato approntato per riprodurre in maniera fedele l'apparato sperimentale. È stato quindi necessario l'introduzione di un modello multifase per rappresentare il pelo libero dell'acqua. In realtà la profondità a cui è stata posta la sfera nel canale non dovrebbe

causare perturbazioni sulla superficie libera e quindi sarebbe possibile semplificare il modello. È stato scelto di mantenere a superficie libera per consentire negli sviluppi futuri del lavoro l'influenza della superficie in funzione dell'affondamento della sfera.



**Figura 7.2-1:** Geometria del modello numerico del canale e della sfera

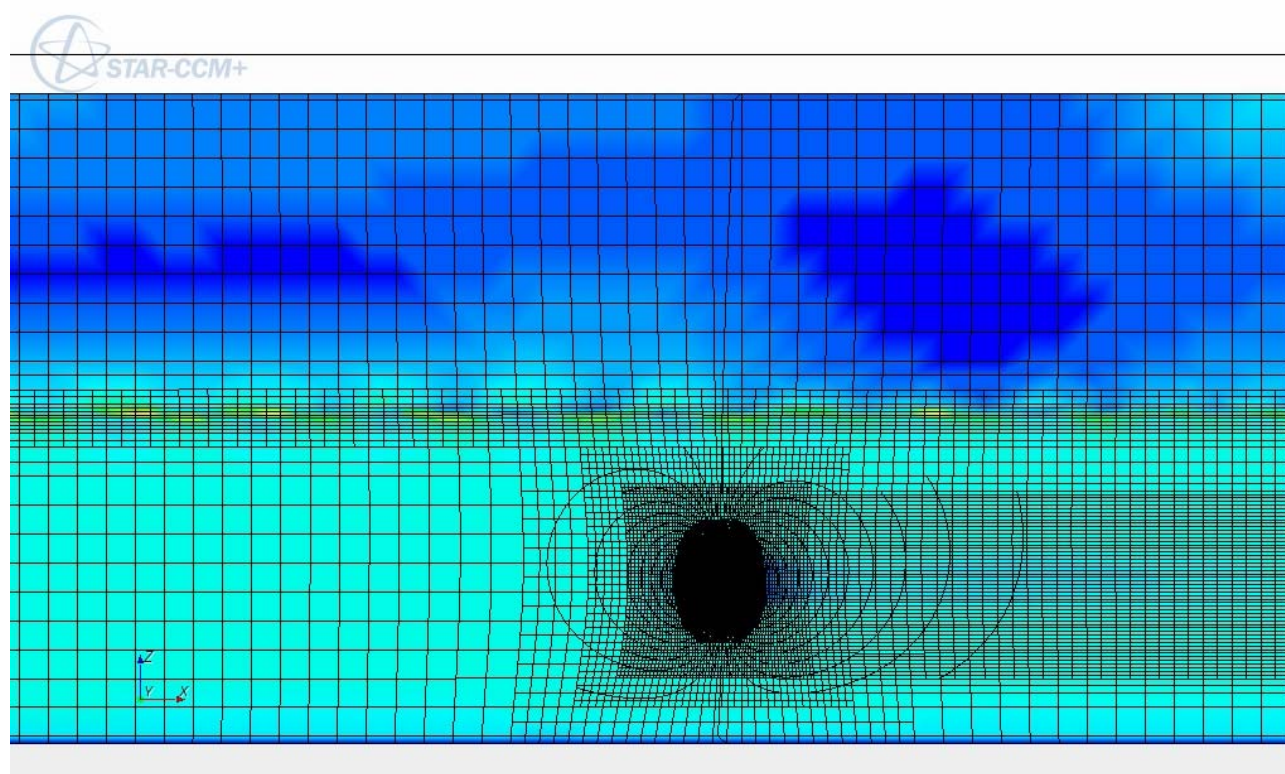
In **Figura 7.2-1** è mostrata la geometria del canale e della sfera, le dimensioni del dominio sono tali da garantire sia a monte che a valle dell'oggetto soluzioni indipendenti dalle condizioni al contorno. In riportiamo i valori della geometria del problema in esame

D	0,09m
m	0,476Kg
$m^*$	1,25
L	0,4m
h	0,18
$H_{corr}$	0,45m
Larghezza canale	0,5m
Lunghezza canale	5m
$Tu_x$	10%

**Tabella 7-1:** Caratteristiche geometriche del modello della sfera oscillante nel canale a superficie libera

con  $h$  affondamento del baricentro della sfera,  $H_{corr}$  l'altezza del pelo libero,  $D$  diametro della sfera e  $m$  la sua massa.  $Tu_x$  è la turbolenza in direzione  $x$ , ed è un valore molto alto

Per la generazione della mesh è stato attivato il *Trimmer Meshing Model* con l'opzione *Prism Layer Boundary* per creare strati prismatici a ridosso delle pareti e della sfera per discretizzare al meglio lo strato limite.



**Figura 7.2-2:** Campo di velocità istantaneo con sovrapposta la mesh deformata

In **Figura 7.2-2** è riportato un esempio di mesh deformata a causa del movimento della sfera. Notiamo l'infittimento in corrispondenza della superficie libera e in scia alla sfera. In **Tabella 7-2** sono riportate le principali caratteristiche della mesh.

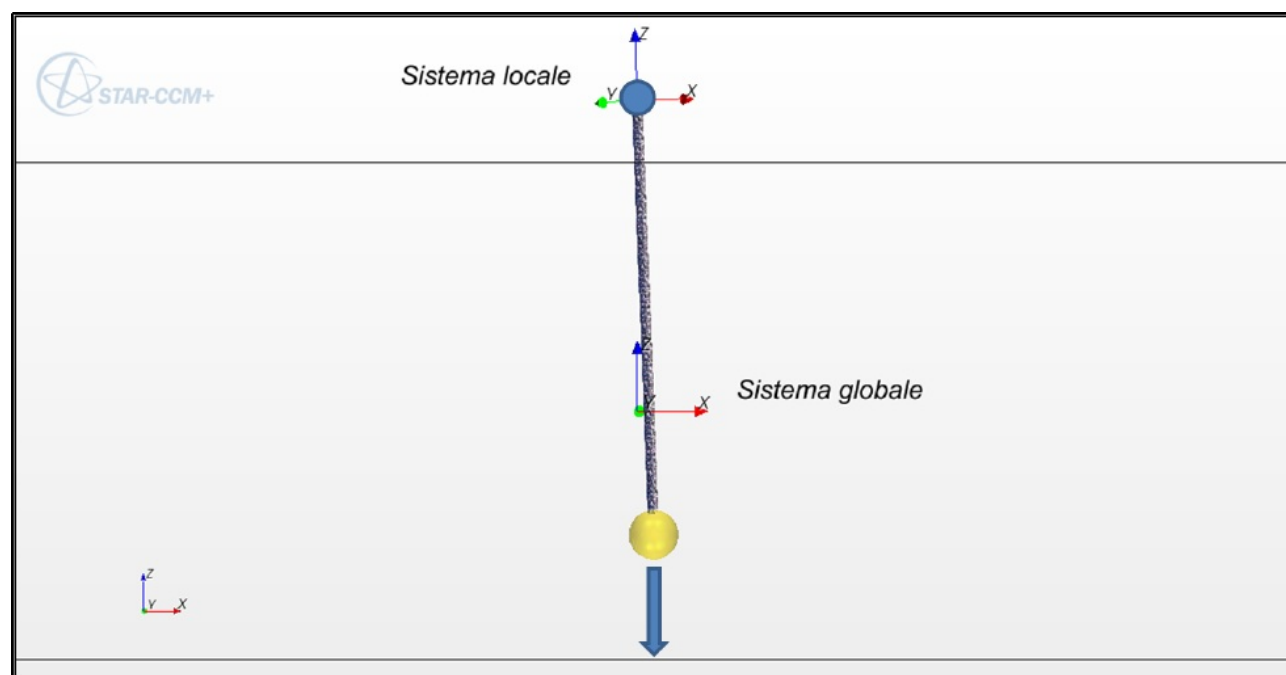
Dimensione di riferimento celle	0.04m
Numero strati prismatici (sfera)	48
Spessore strati prismatici (sfera)	0,03m
Infittimento in scia alla sfera	
Dimensione celle direzione x	0,02m
Dimensione celle direzione y	0,005m
Dimensione celle direzione z	0,005m

Infittimento in corrispondenza del pelo libero	
Dimensione celle direzione x	0,02m
Dimensione celle direzione y	0,02m
Dimensione celle direzione z	0,005m
Numero totale celle	1700k

**Tabella 7-2:** Principali caratteristiche della mesh adottata

Dalla **Tabella 7-2** notiamo come in scia e in corrispondenza del pelo libero le celle si presentano allungate nella direzione del moto. Dal punto di vista numerico le equazioni URANS del problema sono state risolte mediante l'uso di un modello Standard  $k-\varepsilon$  con un trattamento di parete a doppio strato. Il doppio strato permette un maggiore infittimento della mesh in corrispondenza dello strato limite fino ad arrivare a ottenere valori delle  $y^+$  nell'intorno di 1 in corrispondenza della sfera per una buona modellazione.

Lo schema numerico utilizzato per la soluzione del sistema è del tipo *upwind* del secondo ordine. La discretizzazione temporale è stata del secondo ordine con un timestep di 0,005s.



**Figura 7.2-3:**Riferimento globale e locale del sistema sfera-filo

Per la caratterizzazione del comportamento dinamico è stato definito un sistema di riferimento locale in corrispondenza del c.i.r.(centro istantanea rotazione) della sfera posto all'estremo vincolato del filo. Gli spostamenti della sfera sono stati calcolati come rotazioni rispetto

al c.i.r., pertanto nel modello 6DOF i gradi di libertà attivati della struttura sono proprio le rotazioni rispetto al sistema di riferimento locale. L'unica forza esterna, oltre alle forzanti fluidodinamiche, che entra in gioco nell'equazione del moto è la forza peso della sfera applicata nel centro di massa come indicato in **Figura 7.2-3**.

Dal punto di vista dinamico lo smorzamento è dato solamente dall'azione del fluido, il filo è solamente un vincolo non deformabile che limita i gradi di libertà della sfera.

Sono state applicate le seguenti condizioni al contorno:

- Inlet: velocità costante di acqua e aria ferma
- Pareti: condizione di aderenza al fondo
- Outlet: pressione idrostatica per l'acqua, nulla per l'aria
- Inizializzazione: velocità costante nel dominio e pressione idrostatica in tutte le sezioni

Per questo caso non è stato trovato in letteratura uno studio sulla dipendenza della soluzione dalle condizioni di velocità in ingresso quindi non è stata sperimentata l'influenza di questo parametro sulla soluzione. Inoltre nel modello sono bloccati tutti i gradi di libertà della sfera per i primi 5s in modo da lasciar sviluppare il flusso.

In **Tabella 7-3** riportiamo i valori sperimentali e numerici della frequenza naturale in acqua e dello smorzamento della sfera. Per i valori numerici sono state condotte prove in acqua ferma imponendo uno spostamento iniziale al cilindro.

	Sperimentale	Numerica
$f_{NW}$	0,27	0.276
$\xi$	0,02	0,03÷0,042

**Tabella 7-3:** Frequenza di oscillazione naturale in acqua e smorzamento della sfera per il caso numerico e per quello sperimentale

La frequenza naturale in acqua per una sfera è esprimibile secondo l'equazione

$$f_{NW} \approx \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{g}{l} \cdot \sqrt{\frac{|m^* - 1|}{m^* + C_A}} \quad [7-1]$$

con  $C_A = 0,5$ . La [7-1] mostra, quindi, come la frequenza naturale sia legata al rapporto di massa. Lo smorzamento è stato assunto con comportamento lineare. Nel nostro problema lo smorzamento è

---

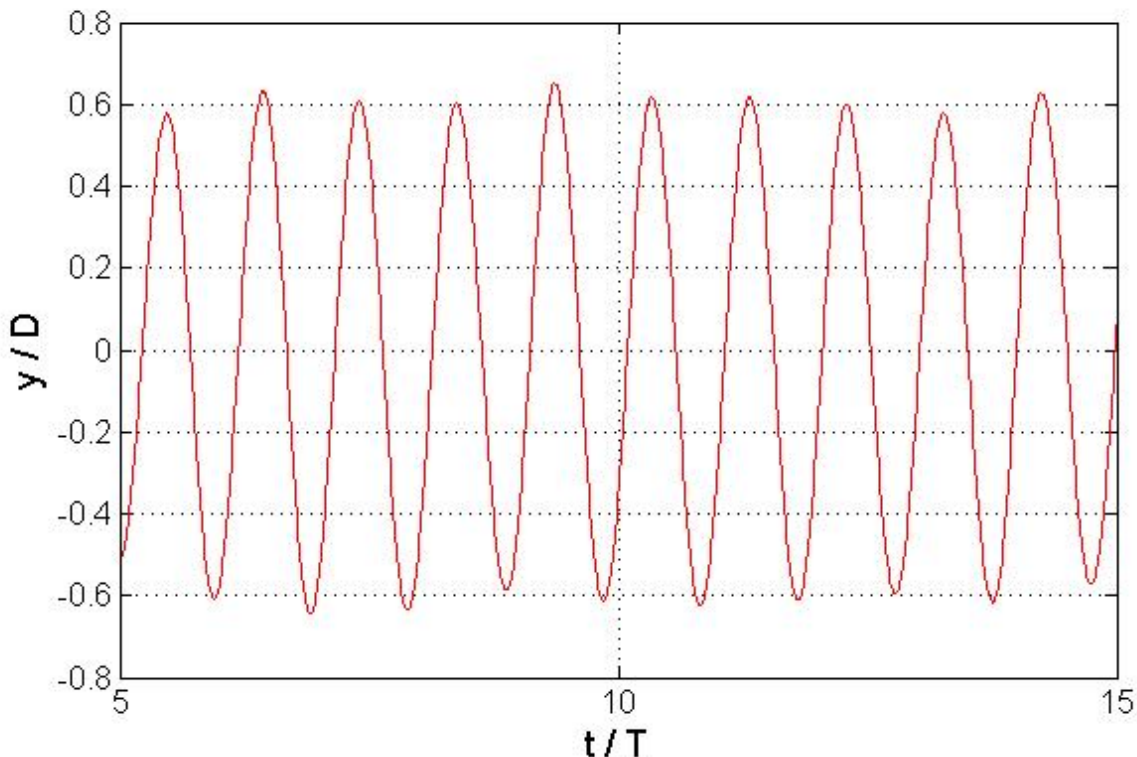
dato solamente dall'azione del fluido ed il comportamento per alte ampiezze di oscillazione non è lineare, diventa lineare solo per piccole ampiezze.

### 7.3 Prove numeriche

Nel lavoro di tesi di Quadri (Quadri 2010) era stato validato il modello della sfera presentato nel precedente paragrafo attraverso un confronto con i dati sperimentali. Nel presente lavoro si è voluto estendere la campagna di prove numeriche e il confronto coi dati sperimentali. In particolare sono state indagate due condizioni per  $U^*=4$  e  $U^*=12$  dal punto di vista della traiettoria e dello spostamento in direzione trasversale al moto.

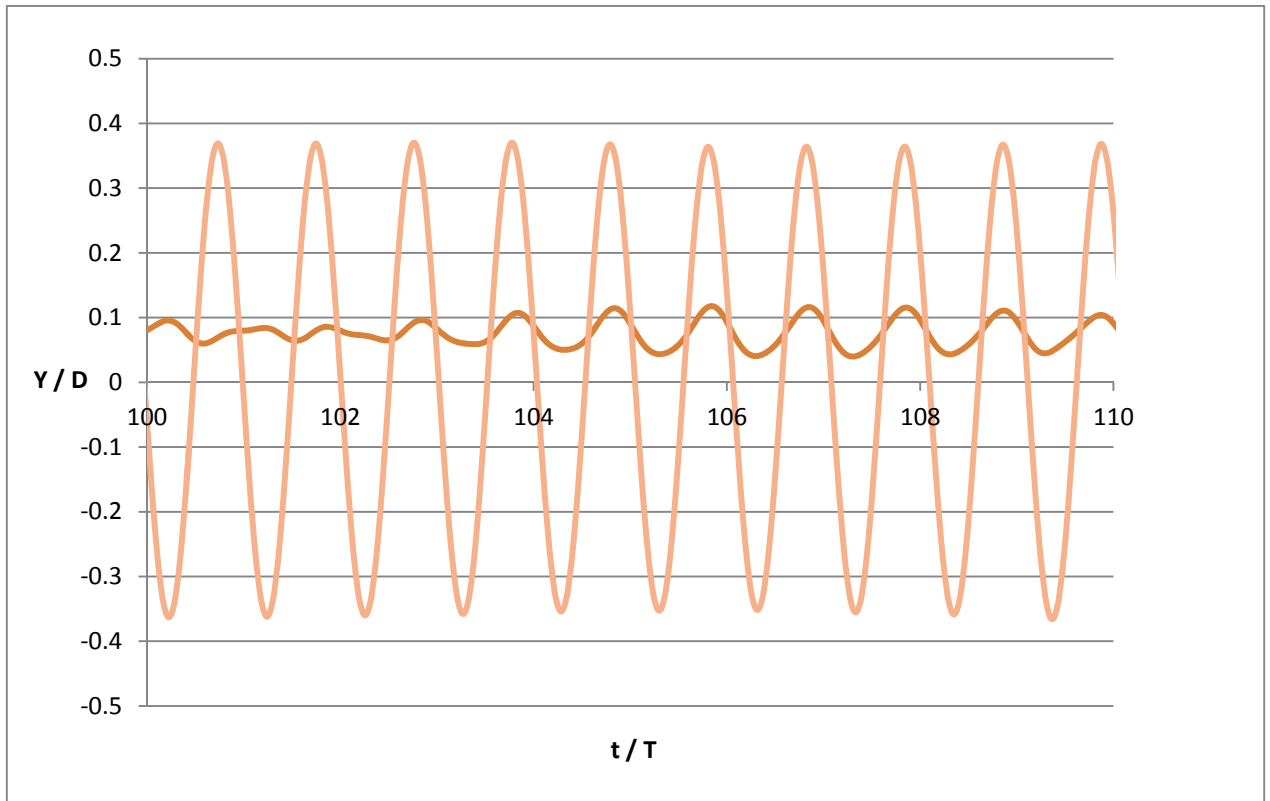
#### 7.3.1 Caso 1: $U^*=4$

Riportiamo lo spostamento misurato sperimentalmente e calcolato numericamente per 10 cicli dell'oscillazione.



**Figura 7.3-1:** Spostamento in direzione y misurato sperimentalmente





**Figura 7.3-2:** Spostamento in direzione x e y calcolati numericamente

Dalla **Figura 7.3-1** e dalla **Figura 7.3-2** vediamo come le ampiezze di oscillazione siano differenti. Per il caso sperimentale abbiamo registrato un'ampiezza di circa 0,6 mentre numericamente è stata calcolata un'ampiezza di 0,36. Anche le traiettorie riportate in **Figura 7.3-3** e in **Figura 7.3-4** sono differenti. Oltre all'ampiezza di oscillazione in direzione y anche lo spostamento in direzione x è sensibilmente differente.

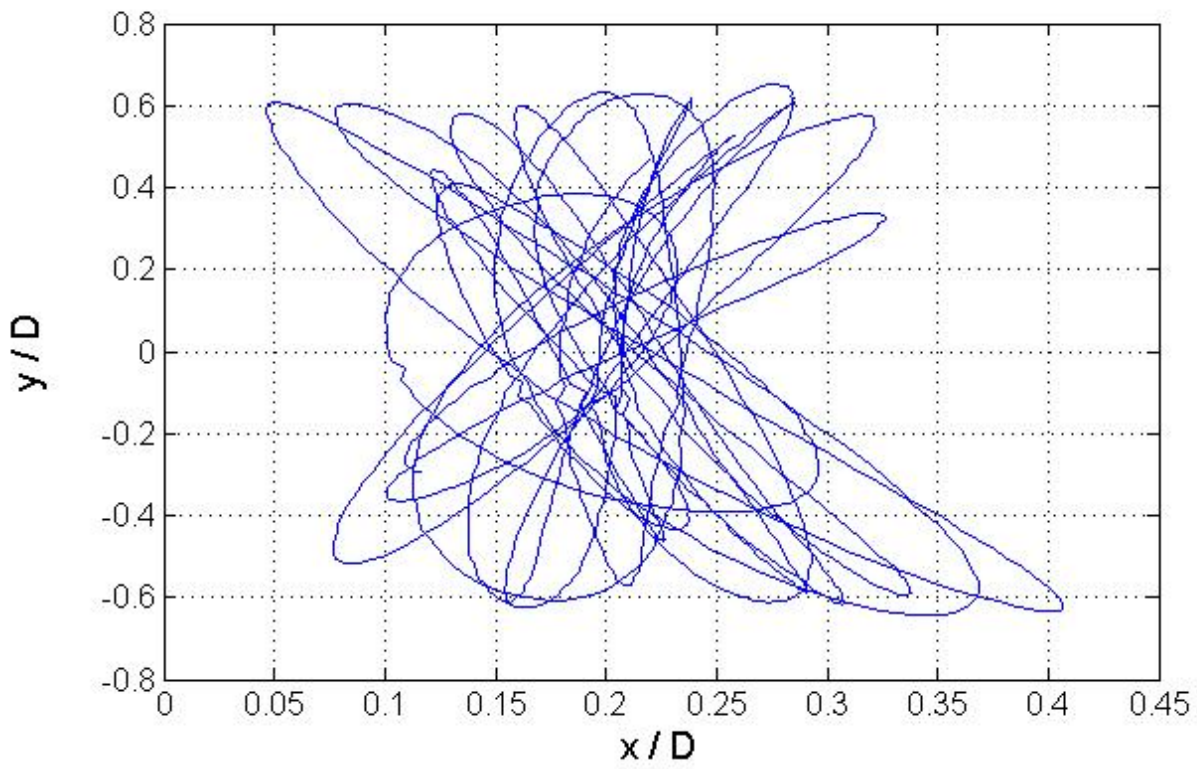


Figura 7.3-3: Traiettorie misurate sperimentalmente

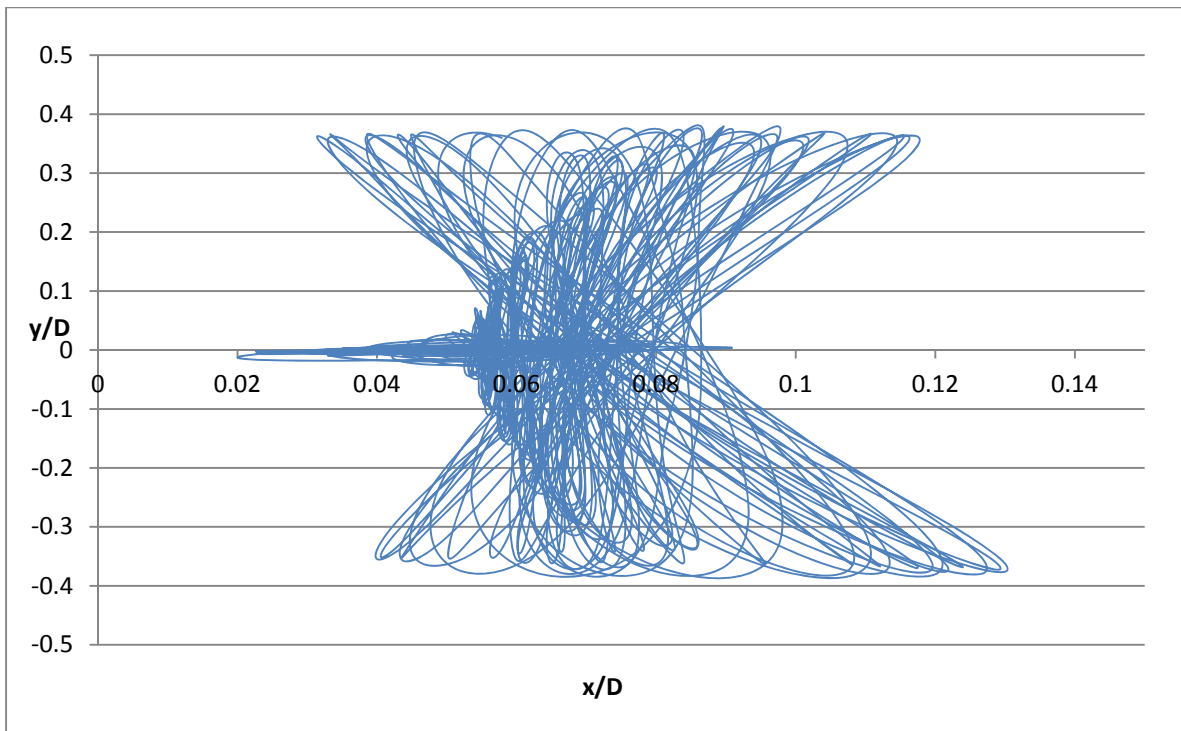


Figura 7.3-4: Traiettorie calcolate numericamente

### 7.3.2 Caso 2: $U^* = 12$

Per questa condizione troviamo maggiore accordo tra i dati sperimentali e i risultati numerici per quanto riguarda l'ampiezza di oscillazione in direzione  $y$ .

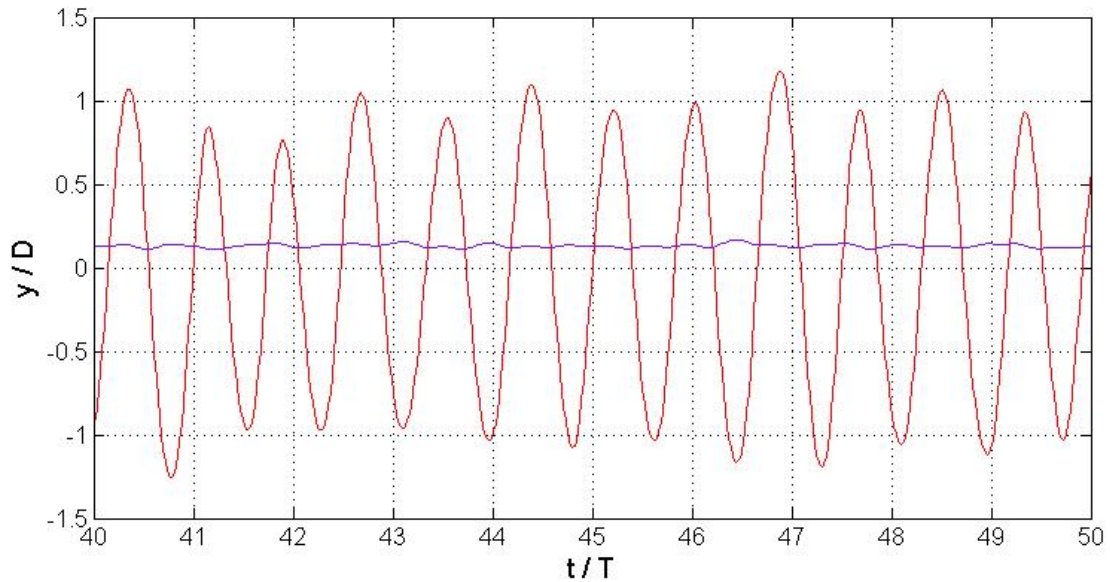


Figura 7.3-5: Spostamenti in direzione  $x$  e  $y$  misurati sperimentalmente

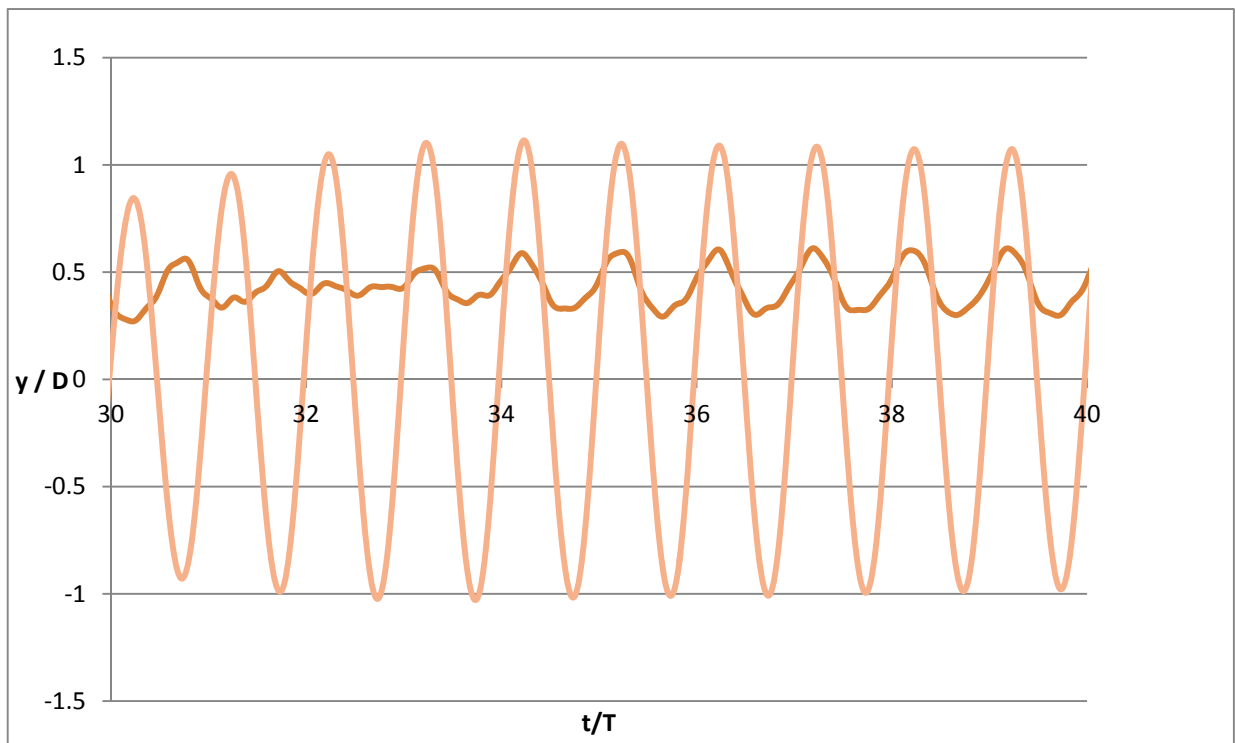
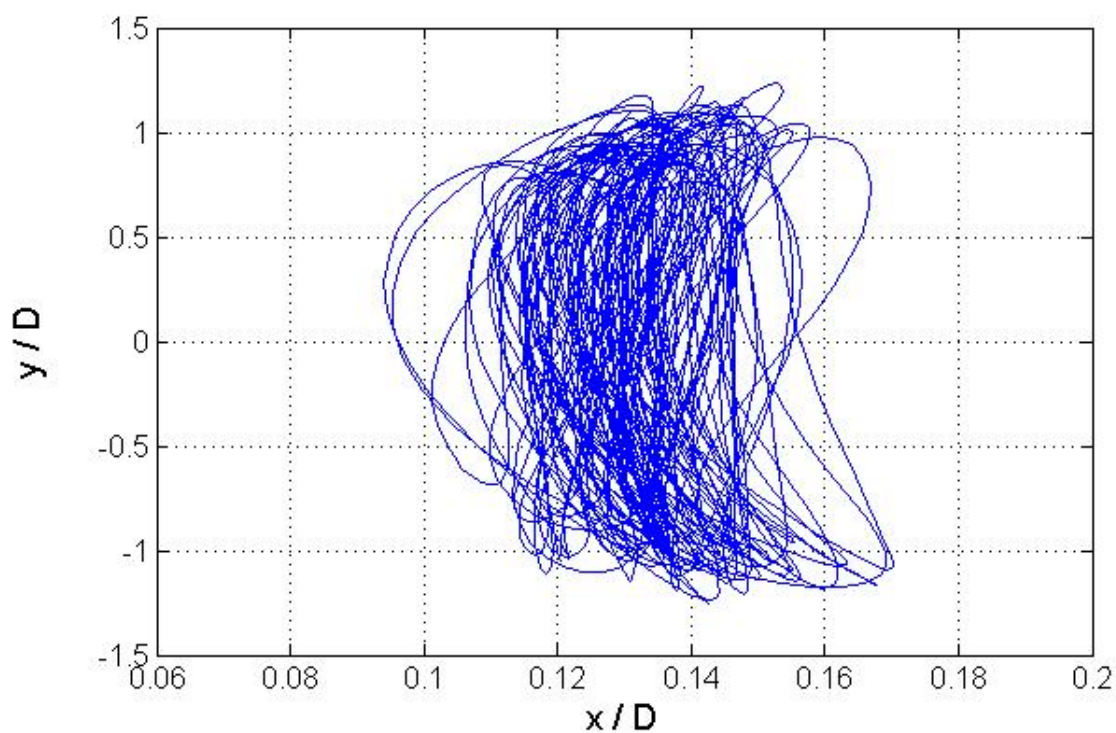


Figura 7.3-6: Spostamenti in direzione  $x$  e  $y$  calcolati numericamente

---

Dalla **Figura 7.3-5** e dalla **Figura 7.3-6** vediamo come le ampiezze in direzione  $y$  sono circa le medesime mentre in direzione  $x$  le oscillazioni numeriche sono rilevanti rispetto a quelle sperimentali che possono essere ritenute trascurabili.



**Figura 7.3-7:** Traiettoria misurata sperimentalmente

Anche dalle traiettorie in **Figura 7.3-7** e in **Figura 7.3-8** notiamo come le ampiezze in direzione  $x$  sono differenti di un ordine di grandezza.

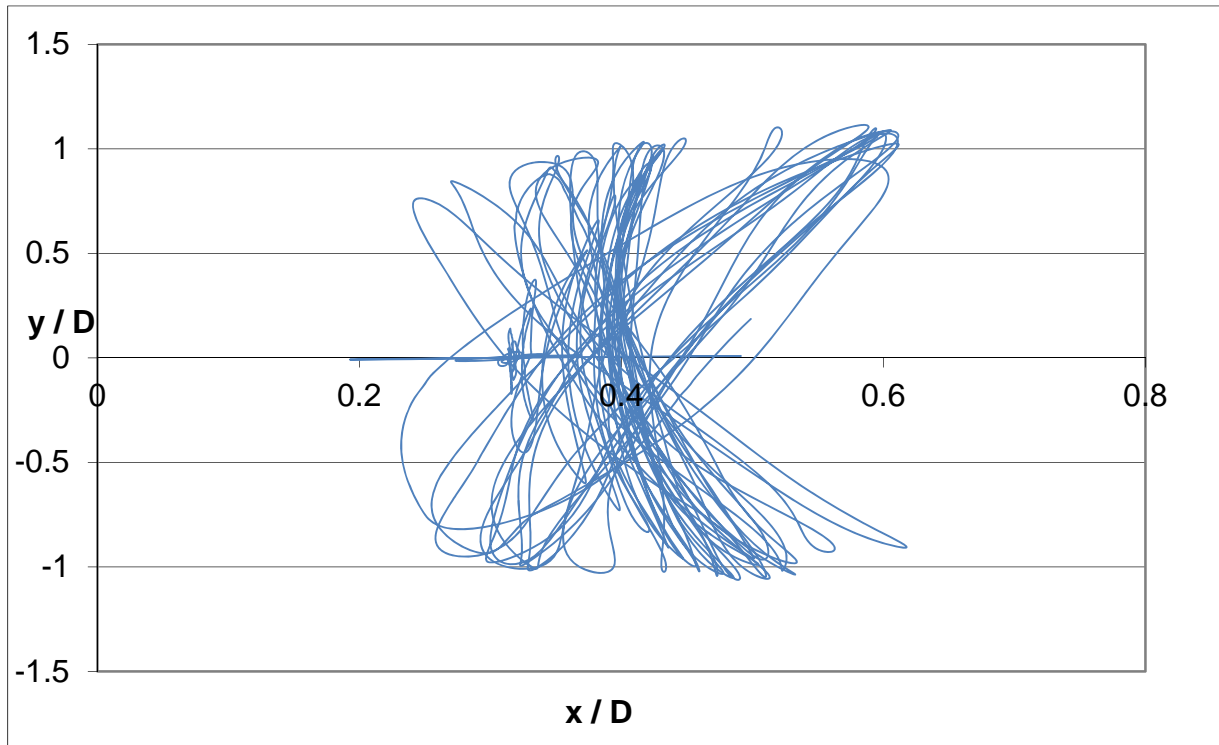


Figura 7.3-8: Traiettoria numerica

## 7.4 Considerazione sulla turbolenza nel modello numerico

Il confronto tra numerico e sperimentale da un lato ha portato risultati incoraggianti dall'altro lato è stata evidenziata una differenza nelle traiettorie riportate e negli spostamenti computati. Abbiamo notato come già in fase di modellazione sono state assunte alcune ipotesi forti. Il valore di smorzamento ottenuto nel modello numerico è sensibilmente differente rispetto alle prove sperimentali e la risposta in ampiezza è strettamente dipendente dal valore dello smorzamento del sistema. Inoltre le prove sperimentali sono state effettuate in canale con elevata turbolenza. In letteratura infatti sono presenti numerosi studi ma a bassi numeri di Reynolds e quindi con turbolenza trascurabile. Per questo motivo si è voluto studiare la generazione di turbolenza nella corrente che investe la sfera e verificare l'effetto sulle oscillazioni.

La turbolenza nei modelli RANS è espressa come energia cinetica turbolenta  $k$ , definita come

$$k = \sum_{i=1}^3 \frac{1}{2} \cdot (u'_i \cdot u'_i) \quad [7-2]$$

---

dove  $u'_i$  è la componente di velocità fluttuante. Nel modello numerico la turbolenza è considerata isotropa, quindi ugualmente distribuita in tutte e tre le direzioni. L'indice di turbolenza può quindi essere espresso come intensità turbolenta pari a:

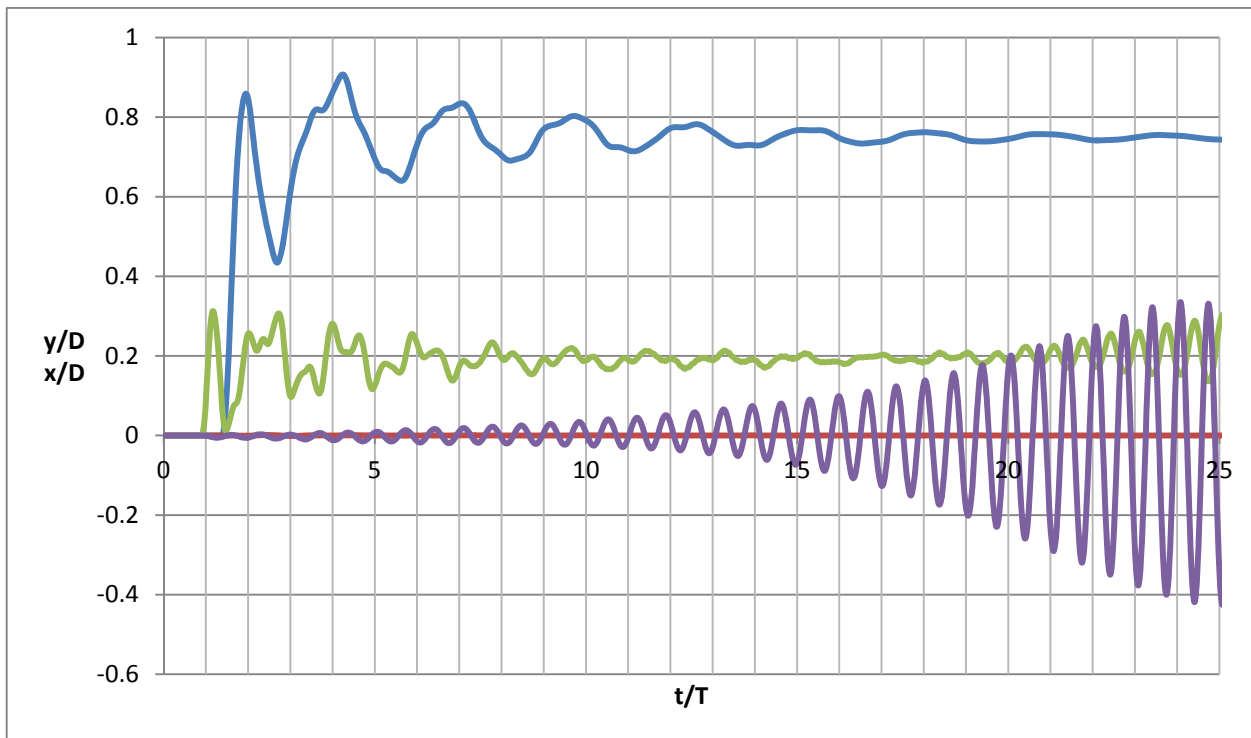
$$I = \frac{\sqrt{2/3 \cdot k}}{U} \quad [7-3]$$

con  $U$  velocità del flusso indisturbato.

In StarCCM+® è possibile inserire come condizione al contorno in ingresso un valore di intensità turbolenta, che equivale ad assegnare un valore di  $k$  al profilo di velocità in ingresso. In un canale con un oggetto posto a tanti diametri di distanza dall'*inlet* la turbolenza data come condizione al contorno viene dissipata e sono necessari circa un centinaio di altezze del canale per l'instaurarsi di un profilo completamente turbolento. La turbolenza cresce infatti nella zona dello strato limite per poi propagarsi e diffondersi lungo l'altezza del canale. Quindi sarebbe necessario un canale molto lungo per lo sviluppo corretto del profilo oppure portare la sfera a pochi diametri dalla superficie di inlet. La prima via risulta poco praticabile in quanto richiederebbe una capacità di calcolo poco sostenibile. Portare l'oggetto a poca distanza dall'inlet causerebbe una dipendenza della soluzione dalla condizione al contorno che non sarebbe accettabile.

È stata sperimentata una modifica all'equazione del trasporto di  $k$ . È possibile, infatti, inserire un termine di sorgente all'equazione del trasporto che modifica l'energia cinetica turbolenta all'interno del dominio. È stato verificato che l'inserimento di un termine di sorgente nell'equazione del trasporto di  $k$  in un canale libero consente lo sviluppo di un profilo di velocità completamente turbolento in una lunghezza minore rispetto a un modello senza la presenza del termine di sorgente.

Riportiamo il confronto tra gli spostamenti computati in caso in assenza di sorgente turbolenta e in un caso con un valore di sorgente turbolenta pari a  $0,14 \text{ Kg/m} \cdot \text{s}^3$  necessario per ottenere un valore di intensità turbolenta a monte della sfera pari al 10%.



**Figura 7.4-1:** Spostamenti adimensionali in direzione x e y della sfera per  $U^*=6$ . In blu e rosso spostamenti x e y relativi alla prova con sorgente turbolenta. In verde e viola gli spostamenti x e y in assenza di sorgente turbolenta.

La **Figura 7.4-1** mostra i risultati della prova effettuata. In assenza di sorgente di turbolenza si instaurano condizioni di sincronismo come evidenziato anche nelle altre prove. Vediamo come lo spostamento in direzione y della prova con sorgente turbolenta sia nullo ed è invece considerevole lo spostamento nella direzione del moto.

La modellazione della turbolenza con questo tipo di modello non sembra portare a risultati soddisfacenti. Il modello non riesce più a riprodurre la condizione di sincronismo. È necessario indagare maggiormente l'influenza della turbolenza sulle prove sperimentali e la corretta modellazione nel caso numerico.





## **8. Bibliografia**



- Bahmani, M.H., Akbari, M.H. «Effect of mass damping ratios on VIV of a circular cylinder.» *Ocean Engineering*, 2010: 511-519.
- Bearman, P.W. «Circular cylinder wakes and vortex-induced vibrations.» *Journal of Fluids and Structures*, 2011: 648-658.
- Blackburn, H.M., e R.D. Henderson. «A study of a two dimensional flow past an oscillating cylinder.» *Journal of Fluid Mechanics*, 1999: 255-286.
- Blackburn, H.M., Govardhan, R., Williamson, C.H.K. «A complementary numerical and physical investigation of vortex induced vibration.» *Journal of Fluids and Structures*, 2000: 481-488.
- Blevins, R.D., Coughran, C.S. «Experimental Investigation of Vortex-Induced Vibration in one and two dimension with variable mass, damping, and reynolds number.» *Journal of Fluids Engineering*, 2009.
- Boiocchi, M., e S. Morganti. «Vibrazioni indotte dal distacco di vortici ad alti numeri di Reynolds.» *Tesi di Laurea Magistrale*, 2008.
- Brika, D., e A. Laneville. «Vortex Induced Vibration of a long flexible circular cylinder.» *Journal of Fluid Mechanics*, 1993: 481-508.
- Cantwell, B., e D. Coles. «An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder.» *Journal of Fluid Mechanics*, 1983: 321-374.
- Carberry, J., Sheridan, J. «Forces and wake modes of an oscillating cylinder.» *Journal of Fluid and Structures*, 2001: 523-532.
- Catalano, P., Wang, M., Iaccarino, G., Moin, P. «Numerical Simulation on the flow around a circular cylinder at high Reynolds number.» *Journal of heat and fluid flow*, 2003: 463-469.
- Celik, I.B. «Procedure for estimation and reporting of discretization error in CF applications.» *Journal of Fluids Engineering Editorial Policy*, 2012.
- Chen, W., Xu, F. «Investigation of a hybrid approach combining experimental test and numerical simulation to study vortex-induced vibration in a circular cylinder.» *Journal of Sound and Vibration*, 2012: 1164-1182.
- Corretto. «Analisi della scia di un cilindro oscillante mediante tecnica SPIV.» *Tesi di Laurea Magistrale*, 2009.
- Corretto, R., S. Malavasi, S. Muggiasca, e S. Giappino. «Wake visualization and pressure field analysis on an oscillating cylinder.» *European & African conference on wind engineering*. Florence, Italy, 2010.

- 
- Dong, S., e G.E. Karniadakis. «DNS of flow past a stationry and oscillatind cylinder at  $Re=10000$ .» *Journal of Fluids and Structures*, 2005: 519-531.
- Farshidianfar, A., e H. Zanganeh. «A modified wake oscillator model for vortex-induced vibration of circular cylinder for a wide range of mass-damping ratios.» *Journal of Fluid and Structures*, 2010: 430-441.
- Fay, Konig, e Eckelmann. «A new Strouhal Reynolds number relationship between the range  $47 < Re < 2 \cdot 10^5$ .» *Physic Fluid*, 1998.
- Feng, C. «The measurements of vortex induced effects in flow past a stationary and oscillating cylinder and D section cylinder.» *Master's Thesis*, 1968.
- Govardhan, R., e C.H.K. Williamson. «Modes of vortex formation and frequency response of a freely vibrating cylinder.» *Journal of Fluid Mechanics*, 2000: 85-130.
- Govardhan, R., Williamson, C.H.K. «Resonance forever: existence of a critical mass and a infinte regime of resonance in vortex induced vibration.» *Journal of Fluid Mechanics*, 2002: 147-166.
- Govardhan, R.N., e C.H.K. Williamson. «Vortex induced vibration of a sphere.» *Journal of Fluid Mechanics*, 2005: 11-47.
- Guilmenau, E., e P. Quentey. «Numerical simulation of vortex induced vibration of a circular cylinder at high Reynolds number.» *Journal of Fluids and Structures*, 2004: 449-466.
- Jauvits, N., R.N. Govardhan, e C.H.K. Williamson. «Multiple modes of vortex induced vibration of a sphere.» *Journal of Fluids and Structures*, 2001: 555-563.
- Jeong, J., e F. Hussain. «The identification of a vortex.» *Journal of Fluid Mechanics*, 1995: 69-94.
- Khalak, A., Williamson, C.H.K. «Motions, forces and mode transitions in vortex-induced vibrations at low mass damping.» *Journal of Fluids and Structures*, 1999: 813-851.
- Ma, X., G. Karamos, e G.E. Karniadakis. «Dynamic and low dimensionality of a turbulent near wake.» *Journal of Fluid Mechanics*, 2000: 29-65.
- Malvasi, S., R. Corretto, e F. Fossati. «PSV and marker detection techniques for investigation on the wake of an oscillating cylinder in large wind tunnel.» *Flow measurement and instrumentation*, 2011: 428-437.
- Muggiasca, S. «Vibrazioni Indotte dal fenomeno di distacco di vortici su corpi cilindrici: dall'analisi sperimentale allo sviluppo di un modello numerico.» *Tesi di dottorato*, 2006.
- Norberg, C. «Fluctating lift on a circular cylinder: review and new measurements.» *Journal of Fluids and Structures*, 2002: 57-96.

- Pan, Z.Y., Cui, W.C., Miao, Q.M. «Numerical Simulation of vortex-induced vibration of a circular cylinder at low mass-damping using RANS code.» *Journal of Fluids and Structures*, 2006: 23-37.
- Prasanth, T.K., Mittal, S. «Vortex-Induced Vibrations of a circular cylinder at low Reynolds number.» *Journal of Fluid Mechanics*, 2008: 463-491.
- Quadri, R. «Progetto SISSI: modellazione numerica di una sfera immersa in una corrente a superficie libera.» *Tesi di Laurea Magistrale*, 2010.
- Roache, P.J. «Perspective: A method for uniform reporting of grid refinement studies.» *Journal of Fluids Engineering*, 1994: 405-413.
- Sarpkaya, T. «A critical review of the intrinsic nature of vortex induced vibration.» *Journal of Fluids and Structures*, 2004: 389-447.
- Unal, U.O., M. Atlar, e O. Goren. «Effect of turbulence modelling on the computation of the near wake flow of a circular cylinder.» *Ocean Engineering*, 2010: 387-399.
- West, G.S., e C. Apelt. «The effects of tunnel blockage and aspect ratio on the mean flow past a circular cylinder with Reynolds between  $10^4$ - $10^5$ .» *Journal of Fluid and Structures*, 2006.
- Williamson, C.H.K., e A. Roskho. «Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder.» *Journal of Fluid and Structures*, 1988: 355-381.
- Williamson, e Govardhan. «Defining the modified Griffin plot in vortex induced vibration: revealing the effect of Reynolds number using controlled damping.» *Journal of Fluid Mechanics*, 2006: 147-180.
- Wu, M., Wen, C., Yen, R., Weng, M., Wang, A. «Experimental and numerical study of the separation angle for flow around a circular cylinder at low Reynolds number.» *Journal of Fluid Mechanics*, 2004: 233-260.
- Wu, Y., e K.T. Christensen. «Population trends of spanwise vortices in wall turbulence.» *Journal of Fluid Mechanics*, 2006: 55-76.
- Zdravkovich, M.M. «Flow around circular cylinder.» *Oxford University Press*, 1996.
- Zhao, M., L. Cheng, e H. An. «Numerical investigation of vortex-induced vibration of a circular cylinder in transverse direction in oscillatory flow.» *Ocean Engineering*, 2012: 39-52.
- Zhou, J., Adrian, R.J., Balachandar, S., Kendall, T.M. «Mechanism for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow.» *Journal of Fluid Mechanics*, 1999: 353-396.
- Zovatto, L., e G. Pedrizzetti. «Flow about a circular cylinder between parallel walls.» *Journal of Fluid Mechanics*, 2001: 1-25.

