



Politecnico di Torino

Dipartimento di Ingegneria Meccanica e Aerospaziale

Corso di laurea in Ingegneria Aerospaziale

Tesi di laurea magistrale

**Caratterizzazione della scia di un veicolo
tramite tecnica PIV**

Relatori

prof. Gaetano IUSO

Correlatore:

prof. Giocchino CAFIERO

Laureando

Simone VINCI

ANNO ACCADEMICO 2018 – 2019

Indice

1	Introduzione	4
1.1	Corpi e scie	4
1.2	Corpi tozzi	6
1.3	Controllo del flusso	9
1.3.1	Controllo passivo	9
1.3.2	Controllo attivo	10
2	La tecnica Particle-Image Velocimetry	13
2.1	Elementi del sistema PIV	14
2.1.1	Particelle	14
2.1.2	Sistema d'illuminazione	17
2.1.3	Sistema di ripresa	19
2.2	Creazione dell'immagine	20
2.2.1	L'immagine delle particelle	20
2.2.2	Campo d'intensità	22
2.2.3	Distribuzione delle particelle	22
2.3	Metodi di acquisizione	23
2.3.1	Metodi single frame	23
2.3.2	Metodi multi-frame	25
2.4	Processing delle immagini	26
2.4.1	Trasformata di Fourier ottica: le frange di interferenza di Young.	26
2.4.2	L'autocorrelazione	27
3	Apparato sperimentale	29
3.1	Galleria del vento	29
3.2	Modello del veicolo	30
3.3	Sistema PIV	31
3.4	Esperimento	32
4	Risultati	35
4.1	Campi Medi	35
4.2	Tracking dei vortici	37
4.2.1	Il codice MATLAB	38
4.2.2	Validazione codice	40

4.2.3	Immagini reali	44
4.3	Risultati del tracking	46
4.3.1	Caso Streamwise	46
4.3.2	Caso Crosswise	53
4.3.3	Storia temporale	57
5	Conclusione	63
	Bibliografia	65

Capitolo 1

Introduzione

L'automobile è un mezzo di trasporto e come tale ha l'obiettivo di portare a destinazione il carico, assicurandosi che rimanga integro. Dalla sua invenzione fin oltre la metà del secolo scorso, la carrozzeria delle automobili ha risposto soltanto a questo bisogno; l'aspetto aerodinamico è stato quasi completamente tralasciato, non essendo realmente necessari dei miglioramenti in tal senso. Le crisi energetiche degli anni '70 prima e le normative sul controllo dell'emissione degli inquinanti poi, cambiarono radicalmente le carte in tavola: era necessario ridurre il consumo di carburante.

Il consumo di carburante è essenzialmente una questione di bilancio: da un lato c'è la richiesta di energia per la propulsione del veicolo e per il funzionamento dei vari sistemi accessori, dall'altro c'è l'efficienza con la quale questa può essere generata.

Il ruolo che lo studio aerodinamico assume in questo scenario è quello di comprendere il campo di moto intorno al mezzo di trasporto per modificarlo e far sì che la resistenza prodotta dell'aria, la quale si oppone all'avanzamento, sia ridotta il più possibile. Oggi sappiamo che l'aerodinamica del veicolo è estremamente complessa, con zone di ricircolo, separazioni, sviluppo e distacco di vortici, ma fino a cinquant'anni fa la sua comprensione era molto scarsa ed era impossibile agire in tal senso.

1.1 Corpi e scie

Per avere un quadro completo e chiaro della situazione, conviene fare un passo indietro. Un corpo in moto relativo rispetto ad un fluido è soggetto a degli sforzi normali e tangenziali. Integrando questi sforzi sulla sua superficie, si ottengono le risultanti delle forze F_i e dei momenti M_i agenti sul corpo stesso. Generalmente queste quantità sono espresse in termini adimensionali, semplificando il confronto fra modelli simili.

$$C_{F_i} = \frac{F_i}{\frac{1}{2}\rho U^2 S} \quad C_{M_i} = \frac{M_i}{\frac{1}{2}\rho U^2 S l}$$

Con F_i ed M_i le forze e i momenti nelle direzioni x_i , U la velocità del flusso indisturbato e S ed l delle superfici e lunghezze di riferimento. Oltre a questi coefficienti si utilizza

molto spesso anche il coefficiente di pressione C_p che da un'indicazione della pressione agente sulla superficie del corpo nel punto in cui è calcolata:

$$C_p = \frac{p - p_{\text{inf}}}{\frac{1}{2}\rho U^2}$$

La resistenza è la componente della forza che agisce in direzione e verso della velocità relativa del fluido rispetto al corpo e che perciò si oppone al moto stesso. Tutti i corpi possono essere suddivisi in due categorie: i corpi affusolati e i corpi tozzi.

Il campo di moto che si sviluppa intorno ad un corpo affusolato in movimento in un fluido segue molto bene la forma stessa del corpo e genera una scia sottile; la distribuzione della pressione è di poco differente da quella che si avrebbe in un fluido inviscido e il suo integrale è prossimo allo zero, che significa avere una resistenza di forma o di pressione estremamente ridotta. Il contributo principale alla resistenza nei corpi affusolati è dato dagli sforzi tangenziali, concentrati nello strato limite, che costituiscono la resistenza d'attrito.

Il flusso intorno ad un corpo tozzo differisce nettamente da quello del corpo affusolato; questo è caratterizzato da una separazione del flusso dalla superficie del corpo molto lontana dal punto di ristagno posteriore, generando così un'ampia scia le cui dimensioni sono comparabili a quelle del corpo stesso. La separazione anticipata impedisce la ricomprensione del fluido e nella scia si registrano valori di pressione molto più bassi rispetto a quelli propri della condizione di infinito a monte. Si osserva quindi un drastico aumento della resistenza di forma rispetto a quella d'attrito, tanto che quest'ultima può anche essere trascurata.

La resistenza può anche essere interpretata in termini di scambi energetici. Nel movimento relativo tra corpo e fluido avviene uno scambio di forze. Analizzando la situazione dal punto di vista del corpo, il fluido imprime sul corpo una forza e il lavoro fatto da questa forza ne modifica l'energia cinetica. Se si analizza il tutto dal punto di vista del fluido, è il corpo ad eseguire lavoro sul fluido e a modificarne l'energia totale. Da queste osservazioni si possono facilmente collegare differenti valori di resistenza a differenti contenuti energetici nelle scie.

Prendiamo come esempio due corpi che generano campi di moto bidimensionali: un profilo alare e un cilindro di estensione infinita. Come già detto, la resistenza opposta da un corpo affusolato è molto bassa e in effetti, visto che il flusso segue molto bene le curve del profilo alare, il campo di moto risulta poco perturbato e la sottile scia che si genera è poco energizzata. Nel caso del cilindro invece, dove la resistenza è molto maggiore, si osserva una scia con un'energia ben più elevata. Tipica di questo caso e dei corpi tozzi bidimensionali in genere, è la scia di Von Karman, una scia in cui due file di vortici controrotanti si formano e si distaccano dal corpo in maniera alternata, trasferendo notevoli quantità di energia al fluido e perturbando considerevolmente il campo di moto.

Dall'analisi appena esposta si giunge alla conclusione che i corpi più adatti allo scopo sono quelli affusolati perché hanno un C_D minore. Sfortunatamente l'utilizzo di tali forme per il design della carrozzeria è di fatto impossibile in quanto la vicinanza al terreno ne modifica pesantemente il campo di moto; bisogna ricordare inoltre che

ci sono dei vincoli imposti dal mezzo stesso, come le dimensioni del compartimento dei passeggeri o delle merci, il posizionamento del motore, criteri di sicurezza, che influiscono sulla forma della carrozzeria. Tutto ciò significa che il corpo non potrà che esser tozzo.

1.2 Corpi tozzi

Uno dei primi corpi tozzi utilizzati in ambito automobilistico e sicuramente il più studiato è il corpo di Ahmed. Il corpo di Ahmed è un solido tridimensionale costruito a partire da un parallelepipedo le cui dimensioni di lunghezza, larghezza e altezza sono in rapporto $3.36 : 1.37 : 1$, quindi l'altezza è presa come riferimento. In sede di simulazione, la dimensione della lunghezza è quella allineata con la direzione del flusso. Il parallelepipedo di partenza viene diviso in tre sezioni: una anteriore, una centrale e una posteriore. Nella parte anteriore, tutti gli spigoli sono arrotondati con appropriati raggi di curvatura per far sì che il flusso non si separi al primo contatto, ma sia in grado di seguire adeguatamente il corpo; la parte centrale non viene modificata mentre in quella posteriore una delle facce è inclinata in modo da creare una rampa discendente nella parte superiore del corpo come in figura.

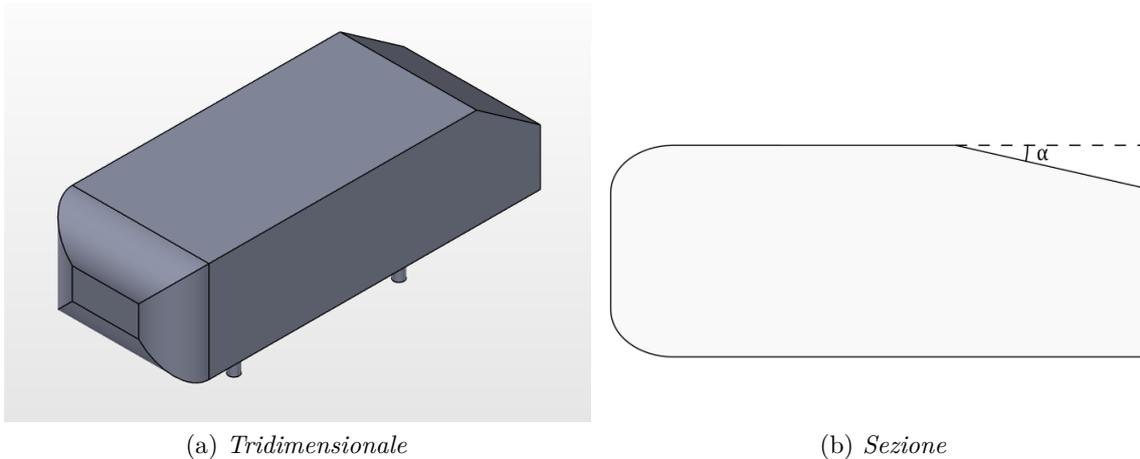


Figura 1.1: Corpo di Ahmed

Generalmente la sezione posteriore può essere sostituita o modificata per variare l'angolo α e studiare il comportamento in funzione di questo [2][3].

Il lavoro di Ahmed *et al.* [4] studia l'omonimo corpo immerso in un flusso con velocità $u_\infty = 60\text{m/s}$ che corrisponde ad un numero di Reynolds pari a $Re = 4.29 \cdot 10^6$. I risultati presentati in questo articolo gettano la base per i numerosi studi svolti successivamente e costituiscono un punto di riferimento per la validazione degli esperimenti in campo automobilistico. Inizialmente viene studiata la distribuzione delle componenti di resistenza. Circa il 15% è dovuta alla resistenza d'attrito mentre il restante 85% è resistenza di forma. Successivamente si indaga in quale misura ognuna

delle sezioni è responsabile della resistenza di forma. La maggior parte è dovuta alla sezione posteriore, con solo il 5 – 10% dovuto alla sezione anteriore. Sostanzialmente questi risultati confermano l'importanza della scia nella genesi della resistenza.

Lo studio però non si conclude qui. Vengono presentate le caratteristiche principali del campo medio della scia. Prendendo in considerazione il caso ad $\alpha = 0^\circ$ si riconosce la presenza di una zona di ricircolo in corrispondenza della parete verticale posteriore e due vortici che partono dagli spigoli della faccia superiore allineati con il flusso. Il fluido segue bene le superfici superiore e inferiore del corpo e i due flussi, dopo essersi separati in corrispondenza degli spigoli, si ricongiungono più a valle seguendo la superficie che delimita la zona di ricircolo. Il flusso superiore entra in contatto con i vortici generati dagli spigoli e ne sostiene la rotazione a valle del corpo. Si può osservare che questi vortici tendono ad allargarsi sempre più man mano che ci si allontana dal corpo e diventando sempre meno intensi. Per quanto riguarda la zona di ricircolo, si rileva la presenza di due vortici controrotanti a *staffa di cavallo*; nella parte centrale l'asse di questi vortici è parallelo sia alla superficie verticale del corpo, sia al pavimento mentre le parti allungate tendono ad unirsi o ai vortici superiori o al flusso laterale. Se si considerano angoli diversi da 0° la situazione cambia relativamente poco. L'inclinazione della parete superiore rende più intensi i vortici che nascono dagli spigoli superiori mentre rende più deboli quelli all'interno della zona di ricircolo. Sulla parete stessa, all'aumentare dell'inclinazione, il flusso segue bene il corpo finché gli angoli sono ridotti; in un secondo momento nasce una bolla di separazione in quanto lo strato limite si separa e si riattacca poco più a valle; infine per $\alpha > 30^\circ$ il flusso si separa e non si riattacca più, generando una zona di ricircolo molto estesa. Successivi studi [5][6][7][8] hanno corretto alcuni di questi risultati. In particolare si osserva che all'interno della zona di ricircolo non ci sono due vortici ma quattro, ognuno dei quali ha asse parallelo allo spigolo da cui si separa il flusso che lo genera; ciò che si viene a formare è una struttura toroidale all'interno di una vera e propria bolla di ricircolo chiusa.

La scia che si osserva analizzando il campo medio però, è ben diversa da quella che effettivamente si genera a valle del piano verticale e più in generale, a valle di un qualsiasi corpo tozzo. Una delle ragioni è che la bolla di ricircolo non è statica ma rilascia periodicamente dei vortici i quali, a causa del flusso esterno, vengono trasportati a valle e, interagendo con esso, si dissipano. Il fenomeno del vortex shedding è ben conosciuto ed è causa di notevoli oscillazioni all'interno del flusso in quanto i vortici si distaccano con frequenze ben precise. Le relazioni che esistono fra la frequenza e gli altri parametri del flusso sono generalmente espresse in termini adimensionali di numero di Strouhal e numero di Reynolds e sono state ampiamente analizzate.

Una seconda ragione è che i vortici all'interno della bolla non sono tutti contemporaneamente presenti e non hanno le stesse intensità. Questo vuol dire che, in un qualunque momento, la scia si trova in una configurazione asimmetrica per la quale la bolla di ricircolo risulta deformata, più estesa dove i vortici si intensificano e più ristretta dove invece si indeboliscono. Questo fenomeno è stato scoperto solo di recente e lo studio di Grandemange *et al.* [9] è uno dei primi a darne una descrizione dettagliata. Nel loro lavoro viene osservato il comportamento della scia di un corpo di Ahmed con $\alpha = 0^\circ$ in un intervallo di numeri di Reynolds compreso fra 260 e 1300. Dall'esperimento condotto

si nota che la scia in un primo momento si trova in una configurazione simmetrica e stabile; superato il valore di $Re = 340$ si osserva una transizione verso un'altra configurazione stabile ma asimmetrica, nella quale la scia tende nel verso positivo o negativo dell'asse z , come si osserva nella figura 1.2.

Il fenomeno prende il nome di *bistabilità* in quanto esistono due configurazioni stabili. Studi successivi [10] hanno osservato che queste configurazioni si presentano anche a numeri di Reynolds più alti ($Re \approx 10^5$) ed è stato notato che, nonostante siano stabili, la scia può passare da uno stato all'altro in maniera casuale. La presenza di ognuno dei possibili stati è equiprobabile [10] ed è per questo motivo che il campo medio ottenuto con lunghi tempi di osservazione presenta la struttura vorticoso toroidale con le caratteristiche precedentemente descritte. La causa del passaggio da una configurazione stabile all'altra probabilmente è da ricercare nella presenza di instabilità all'interno del flusso che interagiscono con la scia stessa. Questa, infatti, sembra essere molto sensibile alle perturbazioni e la presenza di una specifica configurazione potrebbe essere causa di queste ultime. Quest'ipotesi è supportata dai risultati di Grandemange *et al.* [11]; in questo studio è stato analizzato il comportamento della bolla di ricircolo all'inserimento di un cilindro, piccolo in relazione alle dimensioni della scia, e si evince che la perturbazione dovuta alla presenza di un corpo può modificare radicalmente la scia stessa. Anche la direzione del flusso è una discriminante come dimostra il lavoro di Bonnavion *et al.* [12] nel quale si indaga il legame tra la scia e l'angolo di imbardata e cabrata del modello rispetto al flusso. I risultati indicano che angoli superiori ad 1° possono già determinare la presenza di una sola specifica configurazione.

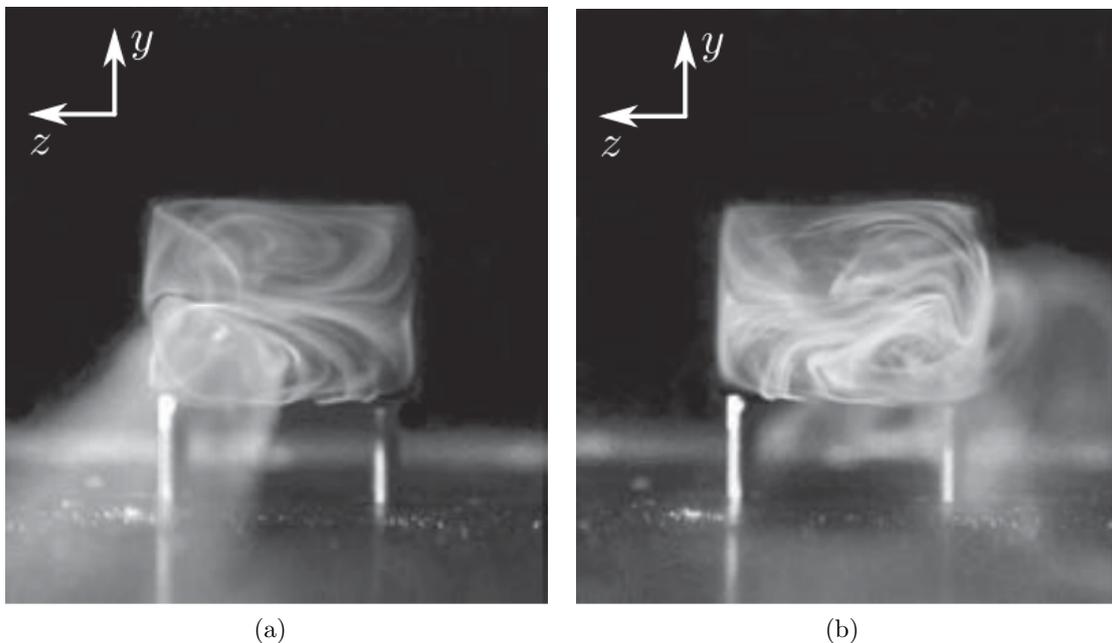


Figura 1.2: Assimetria della bolla di ricircolo. [9]

1.3 Controllo del flusso

Una volta studiato il comportamento del flusso a valle del veicolo è possibile ipotizzare e studiare delle tecniche per modificare le caratteristiche del campo di moto e ottenere delle riduzioni di resistenza. È questo il campo del **controllo del flusso**. Il controllo può essere suddiviso in due categorie:

- il controllo **passivo**, con il quale si va ad agire sul flusso attraverso la modifica del corpo stesso per esempio tramite l'aggiunta di superfici aerodinamiche, il posizionamento di elementi in grado di generare vortici o l'aumento della rugosità delle superfici. Queste soluzioni hanno il vantaggio di non richiedere alimentazione elettrica e di essere generalmente più economiche rispetto a quelle attive. D'altra parte però non possono essere controllate perciò performano bene nelle condizioni di progetto, ma potrebbero essere molto meno utili quando ci si allontana da queste ultime;
- il controllo **attivo**, con il quale si modifica il flusso tramite dei dispositivi attivabili quando necessario come getti continui o pulsati, o aspirazione. Il vantaggio di questi dispositivi è che permettono di ottenere risultati differenti in base alle necessità o alle condizioni di lavoro. Le riduzioni di resistenza però devono tener conto dell'energia necessaria per l'attivazione dei dispositivi stessi, perciò non sempre la massima riduzione di resistenza corrisponde al maggior risparmio di carburante. Inoltre bisogna considerare il posizionamento del dispositivo stesso, il quale andrà ad occupare spazio all'interno della vettura.

Adesso si andrà ad analizzare brevemente alcune delle soluzioni studiate finora.

1.3.1 Controllo passivo

Il controllo passivo è un efficace metodo di controllo del flusso che viene messo in atto attraverso l'installazione di dispositivi che ne modificano alcune caratteristiche. Se per esempio si vuole andare ad agire sullo strato limite, è possibile utilizzare dei generatori di vortici. I generatori di vortici sono spesso utilizzati in aeronautica per indurre lo strato limite a diventare turbolento in quanto è in grado di seguire meglio i contorni del corpo separando più tardi. L'idea è stata riproposta in ambito automobilistico e studiata da Dubey *et al.* [13] e da Koike *et al.* [14]. Nei loro lavori viene analizzata la scia di un modello di auto di tipo fastback (1.3(b)). Dato che nel caso non controllato la separazione del flusso avviene in corrispondenza del piano inclinato posteriore, si è cercato di mitigare il fenomeno con l'installazione di generatori di vortici sporgenti poco a monte del punto di separazione. Nel complesso, considerando l'aumento di resistenza dovuto a generatori di vortici e la riduzione dovuta alla separazione ritardata, si evince una diminuzione del C_D dell'ordine del 1 – 2%. Altri lavori hanno studiato invece dei generatori di vortici incavati, ottenendo risultati più promettenti, con riduzioni del 4% [15].

Un'altra soluzione adottata per controllare il flusso è l'aggiunta di superfici aerodinamiche. L'obiettivo è indirizzare il flusso nella maniera desiderata per ottenere variazioni

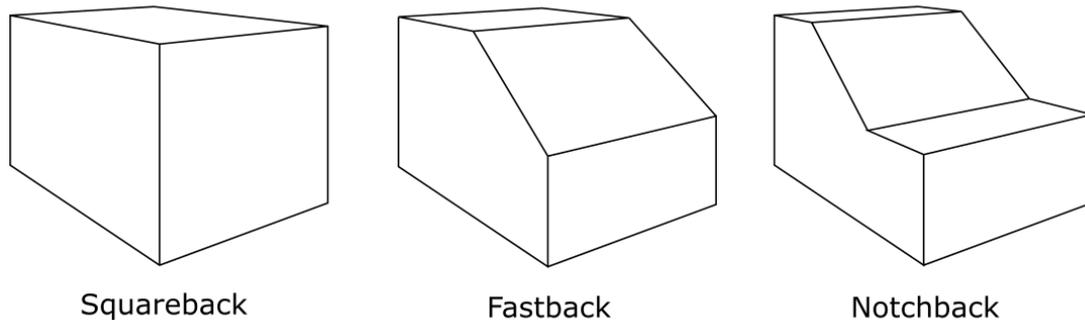


Figura 1.3: Possibili configurazioni della sezione posteriore

sui C_D e C_L . Si distinguono in spoiler, che sono delle estensioni delle forme della carrozzeria, e alettoni che sono elementi distinti collegati in vario modo alla carrozzeria. Uno studio condotto da Kim *et al.* [16] ha indagato il flusso attorno ad un veicolo di tipo squareback (1.3(a)) con e senza la presenza di uno spoiler posteriore. I risultati ottenuti evidenziano una riduzione della resistenza pari al 5% ed un aumento del C_L superiore al 100%. Nel lavoro di Hu e Wong [17] viene presentata una simulazione numerica fatta su un veicolo notchback (1.3(c)) al quale è stato installato un alettone posteriore. I risultati mostrano una riduzione del C_D pari all'1,7%.

In alcuni studi, l'installazione delle superfici non va a modificare il flusso a monte della scia, ma interferisce direttamente con la scia stessa, restituendo risultati interessanti. Negli studi di Gilliéron e Kourta [18] si analizza il caso in cui degli schermi vengono posizionati a valle di un corpo di Ahmed in configurazione squareback. La presenza di una superficie perpendicolare alla direzione del flusso, interferisce con la formazione dei vortici ed è in grado, se si ottimizza il sistema, di restituire riduzioni fino al 10,6%. Il lavoro di Rohatgi [19] prosegue la sperimentazione su un veicolo SUV reale ottenendo risultati più modesti ma comunque importanti, con riduzioni del 6,5%.

Lo studio di Khalighi *et al.* [20] presenta i risultati di una simulazione numerica in cui, nella parte posteriore di un corpo di Ahmed in configurazione squareback, sono state installate delle pareti a formare una cavità. La configurazione ottenuta è in grado di ridurre di molto le dimensioni della bolla di ricircolo con riduzione della resistenza fino al 18%.

Queste sono solo alcune delle possibilità studiate finora e se da un lato possono sembrare promettenti, visto le consistenti riduzioni della resistenza, dall'altro bisogna ricordare che tutti gli studi sono eseguiti in galleria del vento in condizioni controllate i risultati ottenuti sono frutto di configurazioni ampiamente ottimizzate.

1.3.2 Controllo attivo

A differenza del controllo passivo, nel quale è la presenza stessa del dispositivo a modificare il flusso, il controllo attivo permette di agire solo in caso di necessità e in

Autori	Metodo di controllo	Riduzione C_D (%)
Koike <i>et al.</i> (2009) [14]	Generatori di vortici	2
Kim <i>et al.</i> (2010) [15]	Generatori di vortici	4
Kim <i>et al.</i> (2006) [16]	Spoiler	5
Hu <i>et al.</i> (2011) [17]	Alettone posteriore	1,7
Gilliéron <i>et al.</i> (2010) [18]	Schermo posteriore	10,6
Rohatgi <i>et al.</i> (2012) [19]	Schermo posteriore	6,5
Khalighi <i>et al.</i> (2013) [20]	Cavità	18

maniera mirata in base alle condizioni. I dispositivi più utilizzati sono sicuramente i getti. Nel lavoro di Aubrun *et al.* [21], per esempio, è descritto come si modifica il flusso intorno ad un corpo di Ahmed in configurazione fastback in presenza di una serie di microgetti installati sulla parete inclinata, appena a valle dello spigolo che induce la separazione. Questi getti soffiano ininterrottamente e simulano l'azione di una fessura che soffia, utilizzando però portate d'aria inferiori. Al variare del numero di Reynolds Re e del coefficiente di momento C_μ , che da un'indicazione della velocità e della portata d'aria immessa in relazione ai parametri del flusso indisturbato, sono stati effettuati diversi esperimenti e i risultati mostrano una riduzione delle dimensioni della bolla di separazione sulla parete inclinata e della bolla di ricircolo a valle del veicolo stesso. La configurazione più efficace ha permesso diminuzioni del C_D comprese fra il 9% e il 14%.

Se invece di soffiare in continuo si decide di soffiare in maniera pulsata con una determinata frequenza, si ottengono comunque risultati promettenti ma inferiori in termini assoluti. Per esempio nello studio di Krentel *et al.* [22], su un corpo di Ahmed in configurazione fastback, sono stati installati dei getti sullo spigolo tra parete verticale posteriore e parete inclinata. I parametri dell'esperimento condotto sono il numero di Reynolds Re , il coefficiente di momento C_μ , la frequenza di attivazione f . Con la configurazione più efficace è stato ottenuto un ΔC_D pari a $-5,7\%$.

Lo svantaggio principale dei getti è che necessitano di un sistema di alimentazione in grado di fornire la portata d'aria necessaria al corretto funzionamento del sistema. In realtà esistono dispositivi in grado di generare lo stesso effetto ma con un flusso netto di massa pari a zero e sono i getti sintetici. In questi apparecchi, dell'aria viene alternativamente soffiata e aspirata da un piccolo foro. Nella fase di aspirazione l'aria si raccoglie all'interno di una piccola camera; successivamente il fluido viene espulso e in corrispondenza degli spigoli del foro si separa e genera un anello vorticoso. Se si riesce ad configurare il meccanismo in modo che l'aspirazione non disturbi troppo gli anelli vorticosi, si ottiene un flusso simile a quello di un getto nello spazio delimitato dall'involuppo dei vari anelli prodotti. Negli studi di Kourta e Leclerc [23] e di Tounsi *et al.* [24] i getti sintetici sono stati utilizzati per posticipare la separazione sulla parete inclinata di un corpo di Ahmed in configurazione fastback. Gli esperimenti sono stati condotti al variare del numero di Reynolds Re del coefficiente di momento C_μ e della frequenza di attivazione f . I risultati evidenziano riduzioni che variano dal 6% al 10%.

Un'altra tecnica presa dall'aeronautica è quella dell'aspirazione in cui si sottrae al

Autori	Metodo di controllo	Riduzione C_D (%)
Aubrun <i>et al.</i> (2011) [21]	Getti continui	9-14
Krentel <i>et al.</i> (2010) [22]	Getti pulsati	5,7
Kourta <i>et al.</i> (2013) [23]	Getti sintetici	6-8
Tounsi <i>et al.</i> (2016) [24]	Getti sintetici	10
Rouméas <i>et al.</i> (2009) [25]	Aspirazione	13-17
Harinaldi <i>et al.</i> (2012) [26]	Aspirazione	14-16

flusso lo strato meno energetico spostando più a valle il punto di separazione. Questa stessa idea è stata trasposta su un corpo di Ahmed in configurazione fastback nello studio di Rouméas *et al.* [25] con la creazione di una fessura nel tettuccio, sullo spigolo che induce la separazione del flusso, dalla quale viene aspirata l'aria. Il sistema è stato studiato al variare del rapporto fra la velocità di aspirazione e la velocità del flusso indisturbato al fine di individuare le configurazioni che producessero la maggior diminuzione di resistenza e il minor consumo di carburante. I risultati evidenziano un $\Delta C_D = -12,7\%$ per la configurazione energeticamente più economica che raggiunge il valore di $-17,2\%$ nella configurazione più efficace.

Nel lavoro di Harinaldi *et al.* [26] invece, vengono presentati i risultati per un modello di automobile semplificato simil-squareback. La parete verticale posteriore presenta gli spigoli arrotondati e in corrispondenza dell'arrotondamento superiore è stata posizionata la fessura per l'aspirazione. Le simulazioni di CFD e gli esperimenti effettuati evidenziano riduzioni della resistenza compresi fra il 14% e il 16%.

Capitolo 2

La tecnica Particle-Image Velocimetry

La tecnica **Particle-Image Velocimetry**, comunemente abbreviata con l'acronimo PIV, è una tecnica di misura della velocità dei fluidi.

Il principio alla base della PIV è molto semplice: si osserva la traiettoria di un corpo immerso in un fluido e da questa si desume il comportamento del fluido che lo ha trasportato. Non è altrettanto semplice però ottenere delle informazioni quantitative a partire da questa idea perciò per comprendere il funzionamento di questa tecnica è conveniente presentare un semplice sistema tipo e osservare le varie componenti.

Si immagini di voler studiare il flusso all'interno di una galleria del vento. A monte della camera di prova c'è un generatore di fumo il quale genera delle particelle traccianti, in grado di riflettere in maniera efficace la luce. Queste particelle vengono trasportate dal fluido e raggiungeranno la camera di prova. A questo punto un laser, posto all'esterno della galleria, emetterà un breve impulso luminoso che illuminerà la zona di fluido che si vuole esaminare. La luce riflessa dalle particelle viene catturata da una macchina fotografica, generando una immagine che congela la posizione delle particelle ad un dato istante. Scattando più fotografie successive, dopo una approfondita analisi delle immagini (*Processing*), è possibile definire lo spostamento compiuto dalle particelle e, noto l'intervallo di tempo trascorso tra le due istantanee, si ricava la velocità sfruttandone la definizione stessa:

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \frac{\Delta \mathbf{x}(\mathbf{x}, t)}{\Delta t} \quad (2.1)$$

con \mathbf{u} che indica la velocità, $\Delta \mathbf{x}$ che indica lo spostamento delle particelle traccianti e Δt che indica l'intervallo di tempo trascorso tra due fotografie.

Già con questa breve descrizione è possibile definire alcune caratteristiche peculiari della PIV:

- è una tecnica **non intrusiva**. Ipotizzando che le particelle non siano in grado di modificare il comportamento del flusso, non ci sono strumenti all'interno del campo di moto che ne possono alterare le caratteristiche;

- è una tecnica di misura **indiretta**. La velocità che viene misurata è quella delle particelle e si suppone che queste seguano fedelmente il flusso;
- è una tecnica di misura **globale**. A differenza di altre tecniche di misura, come per esempio la sonda a filo caldo che permette di determinare la velocità in un solo punto, la PIV consente di conoscere direttamente l'intero campo di moto del piano che si va ad illuminare.

Per evidenziare tutte le caratteristiche di questa tecnica e comprenderne a pieno i vantaggi e gli svantaggi è però necessario andare più nel dettaglio. Nel proseguimento del capitolo si descriveranno gli elementi principali che compongono un sistema per la misura con tecnica PIV, il legame che c'è fra il movimento della particella e la sua rappresentazione e il processing delle immagini.

2.1 Elementi del sistema PIV

Un sistema PIV è composto da numerosi elementi e di questi ce ne sono tre che assumono un ruolo fondamentale: la particelle, il sistema d'illuminazione e il sistema di ripresa. La buona riuscita della misura passa necessariamente dalla scelta oculata di questi ultimi perciò se ne descriveranno le caratteristiche salienti.

2.1.1 Particelle

Le particelle sono il mezzo attraverso il quale si può estrarre il dato richiesto ovvero la velocità. Affinché ciò sia possibile è necessario che queste siano in grado di seguire quanto più fedelmente il movimento del fluido e che siano facilmente distinguibili nell'immagine acquisita.

Diffusione ottica

Nei paragrafi precedenti si è detto che la particella all'interno del flusso deve essere in grado di riflettere adeguatamente la luce. Il termine utilizzato, seppur efficace per la definizione delle caratteristiche basilari della tecnica, non è adatto a descrivere il fenomeno fisico che effettivamente si verifica nel momento in cui la luce prodotta dal sistema d'illuminazione colpisce le particelle. Questo perché la dimensione delle particelle è spesso comparabile alla lunghezza d'onda della luce incidente e perciò è più corretto parlare di **diffusione** o **scattering**. La diffusione ottica è un fenomeno descritto dalla fisica quantistica che si distingue dagli altri fenomeni ottici in quanto la deflessione della luce non è determinabile in maniera rigorosa come per la riflessione, ma è disordinata e può essere descritta solo in maniera probabilistica. Presentare in maniera dettagliata il fenomeno non è d'aiuto ai fini della comprensione della tecnica PIV. Tuttavia occorre discuterne alcuni aspetti per poter effettuare la scelta del tracciante.

Si definisca una particella sferica di raggio r all'interno di un sistema di riferimento X, Y, Z . Gli angoli θ e ϕ sono definiti a partire dagli assi Z e X rispettivamente. Si

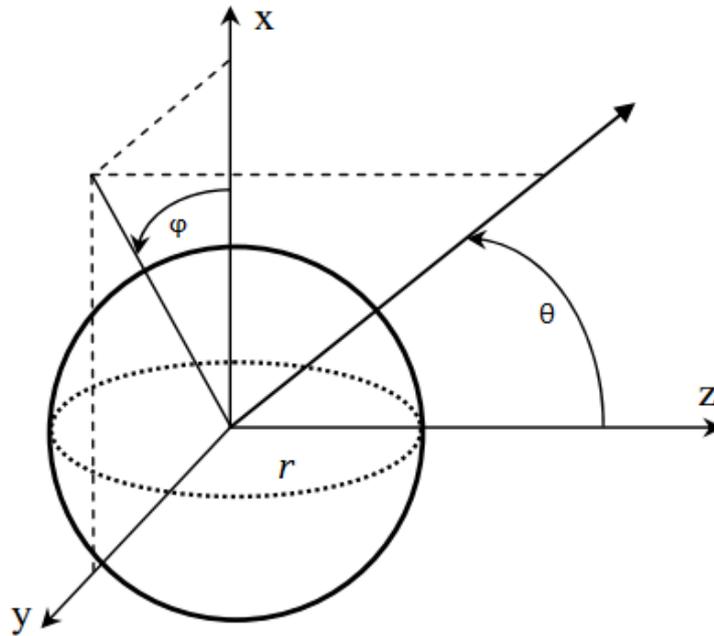


Figura 2.1: Sistema di riferimento. [27]

ipotizzi che una radiazione luminosa che si muove lungo l'asse Z con lunghezza d'onda λ colpisca la particella. Si vuole conoscere con quale intensità e in quale direzione viene deflessa la radiazione. Si definisce un parametro adimensionale α che lega il raggio r della particella alla lunghezza d'onda λ della radiazione incidente nella seguente maniera:

$$\alpha = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (2.2)$$

In base al valore assunto da questo parametro adimensionale si ha un comportamento differente della particella:

- per $\alpha \ll 1$ si parla di *diffusione di Rayleigh*;
- per $\alpha \approx 1$ si parla di *diffusione di Mie*;
- per $\alpha \gg 1$ si parla di *regime ottico*; in questo caso si applicano le nozioni di ottica della fisica classica e perciò non si parla più di scattering.

Per i regimi diffusivi, l'intensità del raggio diflesso può essere espresso come:

$$I = I_0 \frac{1}{r^2} \sigma_{sct} \quad (2.3)$$

Con σ_{sct} la sezione d'urto diffusiva, fattore che dovrà ulteriormente essere analizzato e dal quale dipende il comportamento dell'intensità nello spazio tridimensionale. Questo fattore può essere interpretato come un'area intorno alla particella, all'interno della quale avviene l'interazione tra la particella stessa e la radiazione. Nel regime di Rayleigh, la sezione d'urto è data da:

$$\sigma_{sct,R} = \frac{2\lambda^2}{3\pi} \alpha^6 \mathcal{F}(m, \theta) \quad (2.4)$$

Con m indice di rifrazione del mezzo in cui si muove il raggio luminoso. La funzione $\mathcal{F}(m, \theta)$ dipende da θ come $\sim (1 + \cos^2)$ mentre non dipende affatto da ϕ perciò l'intensità si distribuisce simmetricamente rispetto all'asse Z con il suo massimo lungo l'asse e il minimo nel piano perpendicolare ad esso. Nel regime di Mie invece, la sezione d'urto è data da:

$$\sigma_{sct,M} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \mathcal{F}(\alpha, m, \theta, \phi) \quad (2.5)$$

Nel regime di Mie la sezione d'urto dipende da una funzione $\mathcal{F}(\alpha, m, \theta, \phi)$ più complessa. La dipendenza da α va come $\sim \alpha^n$ con n variabile ma superiore all'unità. La dipendenza dai due angoli determina nella distribuzione spaziale dell'intensità una serie di lobi; il lobo principale è nel verso positivo dell'asse Z , mentre i lobi secondari circondano tutta la particella e la loro intensità è molto inferiore rispetto a quella irradiata dal lobo principale ma comunque non trascurabile. Il numero e la disposizione dei lobi dipende anche da α perciò quando si lavora in regime di Mie conviene che le particelle siano approssimativamente della stessa dimensione per evitare che abbiano un comportamento ottico differente lungo la direzione della camera. Da questa breve analisi si può facilmente concludere che ci sono due modi per aumentare l'intensità luminosa irradiata dalle particelle e sono: aumentare la potenza del laser o aumentare le dimensioni delle particelle; generalmente la seconda opzione è più conveniente. Si osserva infine che per entrambi i regimi diffusivi sarebbe conveniente lavorare lungo l'asse del raggio luminoso per ricevere quanta più luce possibile dalle particelle ma, i limiti dovuti al sistema di acquisizione impongono che si lavori in direzione perpendicolare.

Proprietà meccaniche

L'altra caratteristica che si richiede al tracciante è che sia in grado di seguire quanto più fedelmente possibile il movimento del fluido affinché non si commettano errori.

La causa di uno degli errori più frequenti è la differenza tra la densità del fluido da analizzare ρ e la densità della particella tracciante ρ_p in presenza di accelerazioni. Per descrivere quantitativamente il fenomeno si introduce la legge di Stokes. Si consideri la particella come una sfera di raggio r_p in moto in un fluido con velocità relativa \mathbf{v} . La sfera è soggetta ad una forza di attrito viscoso \mathbf{F}_d pari a:

$$\mathbf{F}_d = -6\pi\mu r_p \mathbf{v} \quad (2.6)$$

dove μ è la viscosità dinamica del fluido. La relazione (2.6) è valida se il numero di Reynolds della particella non supera il valore di 10^4 .

Si ipotizzi che la particella sia soggetta ad una accelerazione costante come l'accelerazione di gravità \mathbf{g} . Quando le forze agenti sulla particella sono in equilibrio, questa si muove con velocità \mathbf{v} data dalla seguente relazione:

$$\mathbf{v} = \frac{2(\rho_p - \rho)}{9\mu} \mathbf{g} r_p^2 \quad (2.7)$$

Questo implica che l'accelerazione di gravità genera un errore, ma in realtà, nella maggior parte delle applicazioni pratiche, può essere trascurato.

Partendo dall'equazione (2.7) e ragionando per analogia si può trovare una relazione che descriva il comportamento della particella quando è il fluido ad accelerare con accelerazione \mathbf{a} :

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_p - \mathbf{v}_f = \frac{2(\rho_p - \rho)}{9\mu} \mathbf{a} r_p^2 \quad (2.8)$$

con \mathbf{v}_p e \mathbf{v}_f le velocità della particella e del fluido rispettivamente. Da quest'ultima relazione si nota che finché il fluido accelera esiste una differenza di velocità e questa differenza è tanto più accentuata quanto maggiori sono le dimensioni della particella.

Se l'accelerazione si annulla, la velocità della particella si adatta a quella del fluido secondo una legge esponenziale descritta dalla seguente relazione:

$$\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}(0) \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \right] \quad (2.9)$$

con τ_c il tempo caratteristico dato da:

$$\tau_c = r_p^2 \frac{2\rho_p}{9\mu} \quad (2.10)$$

Da quest'ultima equazione si osserva che la particella impiega tanto più tempo ad adattarsi alla velocità del fluido quanto maggiori sono le sue dimensioni.

Nel caso in cui non ci siano le condizioni per applicare la teoria di Stokes (numeri di Reynolds troppo alti) allora il ragionamento condotto finora perde di rigore ma i risultati ottenuti rimangono delle buone stime del comportamento delle particelle.

Come detto all'inizio, questo errore nasce dalla differenza di densità tra il fluido e il tracciante quindi scegliendo correttamente il tracciante è possibile ridurre fortemente l'influenza del fenomeno sulla qualità della misurazione. Quando il fluido da studiare è un liquido, non è troppo difficile trovare un tracciante con le giuste proprietà meccaniche; quando si studiano gas invece, è molto più complesso far coincidere le due densità, e ciò impone dimensioni delle particelle molto ridotte se non si vuole commettere gravi errori laddove i gradienti di velocità sono molto forti come nei vortici o all'interno degli strati limite.

2.1.2 Sistema d'illuminazione

Il sistema di illuminazione ha il compito di rendere visibili alla fotocamera le particelle all'interno del flusso. Nello svolgimento di questo compito si distinguono due fasi, la creazione del raggio luminoso e la sua modellazione.

Fonti luminose

Laser Il laser è una sorgente luminosa in grado di produrre luce **monocromatica** ovvero con una lunghezza d'onda λ unica e ben definita, e **collimata** ovvero i raggi luminosi si propagano paralleli fra loro generando un fronte d'onda piano. Queste due caratteristiche permettono rispettivamente di studiare e prevedere con più accuratezza l'interazione tra luce e particelle e di plasmare il fascio luminoso per ottenere la forma desiderata con maggior semplicità, perciò le sorgenti laser sono tra le più utilizzate in ambito PIV.

Il principio di funzionamento del laser è presentato dal suo stesso nome, acronimo di *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation* ovvero amplificazione della luce generata mediante emissione stimolata di radiazione. Senza entrare troppo nel dettaglio della meccanica quantistica, il fenomeno dell'emissione stimolata è il risultato dell'impatto di un fotone contro un elettrone eccitato che provoca l'emissione da parte di quest'ultimo di un secondo fotone. Nel laser questo fenomeno è utilizzato in una reazione a catena nella quale i fotoni emessi vanno a stimolare nuovi elettroni a patto che questi siano nelle opportune condizioni energetiche.

Un sistema in grado di innescare e sostenere un processo di questo tipo è composto tre elementi:

- un **mezzo attivo**, ovvero un materiale in grado di generare luce se opportunamente stimolato. Può essere un gas (e.g. elio-neon, vapori di rame), un semi-conduttore (e.g. granato di ittrio e alluminio drogato al neodimio Nd:YAG) o un materiale solido (e.g. cristalli di rubino). Dal mezzo attivo dipendono la maggior parte delle caratteristiche del laser, come la lunghezza d'onda λ ;
- un **sistema di pompaggio** che fornisce energia al mezzo attivo. Dipende principalmente dal mezzo che si utilizza e solitamente consiste in lampade, diodi o emissione di scariche elettriche rispettivamente per materiali solidi, semiconduttori o gassosi;
- un **risonatore ottico**, che confina la radiazione luminosa in uno spazio ristretto al fine di sostenere la reazione a catena. Intervenendo su questo elemento si può temporaneamente aumentare la potenza emessa dal laser tramite il Q-switch. Questa tecnica si mette in pratica rendendo temporaneamente inefficace il risonatore ottico. Il sistema di pompaggio rimane in funzione ed inizia a sovraccaricare il mezzo attivo. Quando si mette nuovamente in funzione il risonatore, il primo impulso emesso ha una potenza molto superiore a quella che caratterizza il sistema.

Il laser può operare in modo continuo o pulsato. Nel primo caso viene prodotto un raggio luminoso senza interruzioni, mentre nel secondo viene emesso un breve impulso luminoso ad un ritmo costante. Non tutti i laser possono operare in entrambe le modalità e perciò occorre tenere conto di queste limitazioni in fase di scelta.

Luce bianca Le fonti di luce bianca possono essere utilizzate in ambito PIV. Rispetto ai laser, pagano le minori potenze e l'emissione in un ampio spettro che complica la

generazione di un raggio di luce collimato. Nonostante ciò il basso prezzo le rende una possibile scelta.

Modellazione del raggio

Scelto il metodo d'illuminazione delle particelle, bisogna far sì che il raggio luminoso abbia le giuste caratteristiche ai fini dell'acquisizione dell'immagine. Nel maggior parte delle applicazioni PIV il raggio luminoso deve essere adeguatamente modificato in modo da illuminare soltanto le particelle che si muovono nel piano in cui si vuole effettuare la misura. Il metodo più utilizzato per generare la superficie luminosa è l'utilizzo di un sistema di lenti.

L'elemento principale di questo sistema è una lente cilindrica che diffonde il raggio luminoso in una direzione ma lo lascia inalterato lungo la direzione perpendicolare: il risultato è un piano di luce il cui spessore è pari al diametro del raggio di partenza. Se lo spessore è adeguato allora è sufficiente soltanto una lente altrimenti a questa se ne aggiunge un'altra per far sì che lo spessore sia quello desiderato. Sistemi a due lenti non permettono di apportare modifiche allo spessore e alla larghezza del fascio in maniera indipendente e perciò ulteriori lenti vengono aggiunte a questo scopo.

Nella costruzione di un sistema di questo tipo occorre fare attenzione agli eventuali punti focali che vengono a crearsi a seguito delle deflessioni dei raggi luminosi. Le elevate intensità in gioco possono portare a fenomeni di ionizzazione dell'aria, che impediscono il corretto funzionamento oppure possono danneggiare le lenti stesse.

2.1.3 Sistema di ripresa

Il sistema di ripresa ha il compito di intercettare la luce diffusa dalle particelle e di generare le immagini dalle quali si potrà estrapolare il dato dello spostamento. L'elemento alla base di questo sistema è la fotocamera. Tutte le fotocamere hanno quattro elementi fondamentali: l'obiettivo, il diaframma, l'otturatore e il sensore.

L'obiettivo è un elemento molto complesso, composto da una serie di specchi e lenti che deflettono e concentrano i raggi luminosi proiettandoli sul piano dell'immagine. È caratterizzato principalmente dalla lunghezza focale la quale indica la distanza fra il centro ottico dell'obiettivo e il piano focale. Siccome la posizione di quest'ultimo varia in base a dove è posizionato l'oggetto che si vuole fotografare, l'indicazione si riferisce al caso di messa a fuoco all'infinito.

Il diaframma è un elemento che agisce in maniera simile all'iride di un occhio: aprendosi o chiudendosi permette il passaggio di una quantità luce maggiore o minore. L'apertura del diaframma viene indicata attraverso il rapporto fra la distanza focale e il diametro del foro che permette il passaggio della luce e prende il nome di rapporto focale f . L'apertura massima corrisponde al diametro della lente ed è ovviamente un limite dettato dal costruttore.

Dal rapporto focale dipende un parametro molto importante che è la profondità di campo. La profondità di campo rappresenta la zona in cui gli oggetti nell'immagine

appaiono sufficientemente a fuoco. Il piano di perfetta messa fuoco è solo uno ma se l'oggetto fotografato si trova in questa zona, l'effetto della sfocatura è impercettibile.

L'otturatore è l'elemento che ha il compito di controllare il tempo di esposizione alla luce del sensore. Nel momento in cui si aziona la fotocamera, l'otturatore si apre e la luce può attraversare l'obiettivo. Per tutto il tempo in cui l'otturatore è aperto, la luce interagisce con l'elemento fotosensibile modificando la composizione dell'immagine. Alla chiusura dell'otturatore, il passaggio della luce è interrotto e l'immagine è stata completamente acquisita.

Infine il sensore è l'elemento foto sensibile che reagisce alla luce e permette l'acquisizione dell'immagine. Esistono diversi tipi di sensori e questi possono essere divisi in analogici come le pellicole e le lastre fotografiche e digitali come i sensori CCD o CMOS. Uno dei vantaggi principali dei sensori digitali è che permettono una visualizzazione immediata dell'immagine e ne permettono una successiva modifica. Dalle dimensioni del sensore dipende l'ultima caratteristica importante della fotocamera, l'angolo di campo. Se si riproiettano le dimensioni del supporto nello spazio, la zona che si va a delimitare è quella sottesa dall'angolo di campo.

2.2 Creazione dell'immagine

Una volta scelte le componenti del sistema PIV, questo entra in funzione: le particelle seguono il flusso fino alla camera di prova, il laser le illumina e la camera le fotografa. Per estrapolare delle informazioni dall'immagine acquisita è necessario conoscere il legame che c'è fra la posizione della particella nel fluido e la posizione della particella nell'istantanea.

2.2.1 L'immagine delle particelle

Si ipotizzi di avere un sistema come quello in figura 2.2.

La posizione della particella nel piano reale è definita dal vettore \mathbf{x} mentre la posizione nel piano dell'immagine è data dal vettore $\boldsymbol{\eta}$. La relazione che c'è tra le due posizioni è:

$$\boldsymbol{\eta} = -M\mathbf{x} \quad (2.11)$$

dove il fattore moltiplicativo M è l'ingrandimento ed è definito come:

$$M(z) = \frac{r_i}{r_r - z} \quad (2.12)$$

con z che indica la distanza della particella dal piano reale. Se si considera r_i come un parametro proprio della camera, è facile concludere che l'ingrandimento è tanto maggiore quanto più si è vicini al piano reale.

Una volta che si è in grado di determinare la posizione della particella, bisogna ricostruire il suo movimento a partire da due rilevazioni memorizzate dall'immagine. Si ipotizzi uno spostamento della particella nel piano dell'immagine pari a $\Delta\boldsymbol{\eta}$ conseguenza

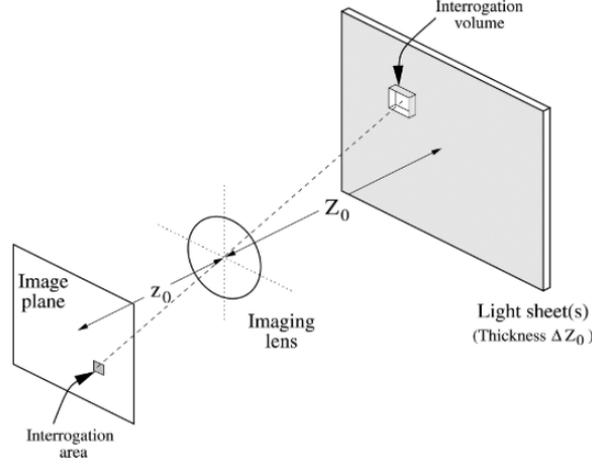


Figura 2.2: Piano reale e piano dell'immagine [28]

di un movimento nel fluido. Il legame tra i due spostamenti è dato dalla seguente relazione:

$$\Delta \boldsymbol{\eta} = M(z=0)\Delta \mathbf{x} + M(z=0)\frac{\mathbf{x}}{r_r}\Delta z \quad (2.13)$$

Il primo addendo dipende solo dallo spostamento $\Delta \mathbf{x}$ della particella sul piano reale mentre il secondo addendo dipende dallo spostamento perpendicolare ad esso. Per determinare lo spostamento fuori dal piano è necessario l'utilizzo di almeno due camere, con conseguente aumento della complessità e dei costi del sistema. La soluzione quindi è minimizzare il peso del secondo addendo andando ad agire sul rapporto \mathbf{x}/r_r ; se le dimensioni caratteristiche del piano reale sono piccole rispetto alla sua distanza dalla camera ci si trova nella condizione *parassiale* e lo spostamento risulta:

$$\Delta \boldsymbol{\eta} = M(z=0)\Delta \mathbf{x} \quad (2.14)$$

Data una sorgente puntiforme, come quella rappresentata da una particella che diffonde la luce, la funzione di diffusione del punto rappresenta come questa viene percepita dalla camera. Purtroppo l'immagine che si ottiene non è puntiforme ma ha una dimensione finita data dalla convoluzione della funzione di diffusione τ e la geometria della particella stessa. Se si considera una lente ideale la dimensione minima che la particella può avere nel piano dell'immagine è data dalla relazione:

$$d_s = 2.44(1+M)f\lambda \quad (2.15)$$

dove f indica il rapporto focale della camera. Se una particella restituisce una immagine di queste dimensioni allora può essere considerata puntiforme. Se invece le sue dimensioni sono maggiori, allora le dimensioni nel piano dell'immagine si stimano tramite la formula [32]

$$d_i = \sqrt{(M^2 d_p^2 + d_s^2)} \quad (2.16)$$

L'equazione (2.16) è corretta solo se la particella è a fuoco, ovvero è all'interno della profondità di campo δz della camera; questa può essere facilmente ricavata dalla formula:

$$\delta z = 4 \left(1 + \frac{1}{M}\right)^2 f^2 \lambda \quad (2.17)$$

Se la particella è all'esterno di questa zona, essa potrebbe apparire sfocata, con dimensioni maggiori rispetto a quelle calcolate o non comparire affatto.

2.2.2 Campo d'intensità

Nell'immagine che si acquisisce, però, la particella non è semplicemente rappresentata dalla sua sezione con un contrasto netto rispetto allo sfondo: si ha una distribuzione di grigi nella quale il colore dei pixel sarà tanto più intenso quanto più sono stati colpiti dalla luce diffusa dalle particelle. Si ipotizzi di avere nel piano reale n particelle puntiformi le cui posizioni sono descritte dai vettori \mathbf{x}_i . L'intensità che si ha nell'istantanea acquisita è data dall'equazione:

$$I(\boldsymbol{\eta}, \mathbf{x}) = \tau(\boldsymbol{\eta}) * \sum_{i=1}^N V_0(\mathbf{x}_i) \delta(\boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta}_i) \quad (2.18)$$

dove τ è la funzione di diffusione del punto, V_0 è la funzione che descrive come la luce irradiata dalle particelle nel volume illuminato viene percepita dalla camera e δ è il delta di Dirac e rappresenta la geometria di una particella puntiforme. Come è stato detto nel paragrafo precedente, la convoluzione della funzione di diffusione del punto e la geometria della particella descrive la rappresentazione della particella sull'istantanea perciò l'equazione (2.18) può essere semplificata

$$I(\boldsymbol{\eta}, \mathbf{x}) = \sum_{i=1}^N V_0(\mathbf{x}_i) * \tau(\boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta}_i) \quad (2.19)$$

La funzione V_0 è molto complessa e racchiude in sé una vasta serie di fenomeni come le proprietà di scattering delle varie particelle, la distribuzione della luce nel piano illuminato, la sensibilità della camera. Se si descrive il caso più semplice, quando le proprietà di particelle e camera costanti, la funzione si riduce a

$$V_0(\mathbf{x}) = W_0(x, y) I_0(z) \quad (2.20)$$

con $I_0(z)$ il profilo d'intensità del raggio luminoso e $W_0(x, y)$ la geometria dell'immagine riproiettata nel piano reale, e descrive la geometria del volume illuminato.

2.2.3 Distribuzione delle particelle

Con queste informazioni si è in grado di determinare lo spostamento di una particella e da questo la velocità in quel punto. Teoricamente ciò basterebbe a studiare un fluido

in moto uniforme ma ovviamente nella pratica non basta e le particelle devono essere presenti in tutto il piano di misura.

Il campo di moto di un fluido è molto complesso e presenta diversi fenomeni come vortici, strati limite e turbolenze, per ognuno dei quali si può definire una lunghezza caratteristica λ_c . Se le particelle fossero distribuite nello spazio in maniera regolare come a formare una griglia, il teorema di Nyquist ci garantirebbe una ricostruzione perfetta del campo di moto a patto che la distanza r fra le particelle soddisfacesse la condizione $2r \leq \lambda_{cl}$ con λ_{cl} la più piccola fra le lunghezze caratteristiche. Ovviamente la distribuzione delle particelle è casuale e il risultato, a rigore, non può essere utilizzato. Il lavoro di Adrian e Yao [31] però fornisce un risultato interessante: se la distribuzione dei campioni è casuale la condizione da soddisfare è

$$2\bar{r} \leq m\lambda_{cl} \quad (2.21)$$

con \bar{r} che rappresenta la distanza media fra le particelle e m un fattore moltiplicativo nell'ordine delle unità. Questa informazione permette di fare dei semplici ragionamenti per stimare con quale concentrazione di particelle inseminare il flusso. Detto C il numero di particelle presente per unità di volume, utilizzando le equazioni che descrivono le distribuzioni di Poisson, è possibile determinare con quale probabilità un numero k di particelle è presente in un dato volume V :

$$P = \frac{(CV)^k}{k!} e^{-CV} \quad (2.22)$$

Ci si riferisce al prodotto CV come densità di particelle e lo si indica con N . Riprendendo il risultato (2.21) è possibile affermare che per ottenere delle misure accurate è necessario rispettare la condizione:

$$N_{cl} = C\lambda_{cl}^3; \quad N_{cl} \gg 1$$

dalla quale si estrapola facilmente il valore di C .

2.3 Metodi di acquisizione

Sappiamo che per ottenere la misura della velocità servono almeno due posizioni consecutive delle particelle. Per acquisire queste posizioni si ha a disposizione una varietà di tecniche che si distinguono per numero di immagini e di esposizioni di ogni singola immagine. Se il numero di immagini acquisite è solo uno allora si parla di **Single Frame**; se al contrario si acquisiscono due o più immagini si parla di **Multi Frame**. Ognuna di queste immagini può essere esposta alla luce una sola, due o più volte e allora si parlerà di **Single**, **Double** o **Multi Exposure**.

2.3.1 Metodi single frame

Il metodo più semplice che si può immaginare è quello in cui una singola immagine viene esposta una sola volta e prende il nome di **streak photography**, letteralmente

fotografia a scie. In questo metodo, il piano di misura deve essere continuamente illuminato e la lunga esposizione cattura il movimento dalle particelle. Il risultato è un'immagine con una serie di scie che rappresentano la traiettoria delle particelle.

Affinché si possa ottenere una misurazione valida, le scie catturate nell'immagine non devono interrompersi né sovrapporsi. Se la scia è interrotta, significa che la particella non è rimasta all'interno del piano illuminato per tutto il tempo di esposizione ma ad un certo momento è uscita a causa della componente della velocità perpendicolare al piano, non risultando più visibile. Calcolare la probabilità P_0 che le scie non siano interrotte è molto semplice e si ottiene usando la seguente formula:

$$P_0(w\Delta t) = 1 - \frac{|w|\Delta t}{\Delta z_r} \quad (2.23)$$

con $|w|$ il valore assoluto della componente di velocità perpendicolare al piano, Δt il tempo di esposizione e Δz_r lo spessore del piano illuminato. Anche se l'equazione restituisce valori negativi per $|w|\Delta t > \Delta z_r$, la probabilità non può essere negativa e in quei casi è nulla.

Spiegare cosa è successo se le scie si sovrappongono invece, non è così immediato e per spiegarlo occorre fare un esempio. Si ipotizzi di avere un fluido che si muove a velocità costante \mathbf{u} . Acquisendo un'immagine, una particella idealmente solidale al fluido produce una scia rettilinea lunga $|\Delta \boldsymbol{\eta}|$ e larga d_i . Riproiettando la superficie della scia sul piano illuminato e moltiplicando per lo spessore dello stesso si ottiene il volume V_t all'interno del quale la particella si è mossa durante l'intervallo di esposizione.

$$V_t = \left(\frac{2d_i|\Delta \boldsymbol{\eta}|}{M^2} \right) \Delta z_r \quad (2.24)$$

Se una seconda particella si trova in questo volume all'istante t di inizio esposizione allora la scia presa in considerazione sarà sovrapposta a quella di questa seconda particella. Ma le particelle possono entrare in questo volume in un secondo momento perciò bisogna considerare anche il volume di fluido V_{in} che viene trasportato all'interno di V_t ; le scie delle eventuali particelle presenti in V_{in} andranno ad intersecare la scia iniziale.

Alla luce di ciò che è stato detto si può trovare la probabilità con cui le scie rispettano entrambe le condizioni ed è:

$$P_g = P_0 e^{-CV_t} e^{-CV_{in}} \quad (2.25)$$

Dall'equazione (2.25) e (2.24) si osserva come sia conveniente avere degli spessori ridotti per il piano illuminato dal laser. Se Δz_r è ridotto, anche il volume V_t è limitato e la probabilità che ci sia solo una particella all'interno dello stesso aumenta. Ancora maggiore è l'importanza di avere $|w|\Delta t$ ridotti, quindi flussi quanto più possibile bidimensionali. Osservando l'equazione (2.23) infatti, si nota che la probabilità P_0 di registrare una scia non interrotta diminuisce all'aumentare di velocità e questo legame diventa la fonte di un errore sistematico nella misura, il *velocity bias*: il sistema rileva con più facilità le particelle lente perché sono le uniche che non riescono ad uscire dal piano illuminato.

La streak photography può essere vista come il risultato che si ottiene se si fa tendere all'infinito il numero di impulsi luminosi. Riducendo il numero di impulsi, sull'immagine acquisita non appaiono più scie continue ma una serie di punti, ovvero le posizioni delle particelle al momento di ognuno degli impulsi. Tutte le considerazioni che sono state fatte finora, possono essere fatte anche se si opera in questa maniera, ma essendo l'immagine composta da una serie di punti e non da scie continue, si hanno alcuni vantaggi:

- è possibile determinare con più facilità la posizione delle particelle, in quanto è più semplice determinare il centroide di un punto piuttosto che quello dell'estremità di una scia;
- aumenta il numero di misurazioni valide in quanto diminuendo la superficie occupata dalle immagini delle particelle, diminuiscono anche i valori di V_t e V_{in} ;
- utilizzando un numero di punti inferiore rispetto a quelli rilevati nell'immagine, si ottengono misure anche da particelle che sono uscite dal piano illuminato, mitigando così il *velocity bias*;
- non è necessario che tutti gli impulsi luminosi siano della stessa durata: utilizzando Δt differenti per i vari impulsi è possibile collegare ogni punto sull'immagine a ciascun impulso e determinare la direzione del moto delle particelle.

È possibile ridurre a piacere il numero di impulsi fino ad arrivare al minimo di due. In quest'ultimo caso però, dato che non si può utilizzare impulsi di durata diversa senza perdere accuratezza, bisogna ricorrere a metodi alternativi per determinare la direzione del moto; tra questi c'è l'*image shifting*. Questa tecnica consiste nell'imporre uno spostamento artificiale alle particelle in modo che l'immagine della particella impressa sull'istantanea dal secondo impulso restituisca sempre uno spostamento nella direzione prescelta. Risulta chiaro che occorre avere una conoscenza a priori del flusso ed essere in grado di quantificare lo spostamento massimo nella direzione opposta; cionondimeno è un metodo valido ed in grado di restituire misurazioni accurate anche quando l'intervallo tra due impulsi è una frazione di un millisecondo.

2.3.2 Metodi multi-frame

Se per una singola misura si utilizzano più istantanee allora si sta utilizzando una tecnica multi frame. Per ogni istantanea si possono utilizzare tutti i metodi presentati nel paragrafo precedente, ma l'acquisire più immagini separate offre alcuni vantaggi. Per esempio risolve il problema di determinare la direzione del flusso in quanto la sequenza delle immagini è nota e questa, da sola, è in grado di indicare come si muove la particella. Permette, inoltre, di ridurre il numero di immagini delle particelle sulla singola istantanea, aumentandone la qualità.

2.4 Processing delle immagini

Per ottenere le informazioni sullo spostamento è necessario analizzare le immagini acquisite. Si ipotizzi di avere un'immagine in cui sono impresse le immagini delle particelle prese a due istanti successivi. In teoria basterebbe osservare l'immagine, associare ad ognuna delle particelle le due posizioni assunte e misurare la distanza; nella pratica ciò è impossibile e per questo motivo sono stati sviluppati differenti metodi statistici per svolgere la suddetta analisi come l'autocorrelazione.

L'**autocorrelazione** è il metodo numerico più diretto per ottenere l'informazione desiderata e consiste nel calcolare il coefficiente di correlazione di un segnale e con una sua copia traslata in funzione dello spostamento; in questo caso il segnale è il campo di intensità luminosa rappresentato dall'immagine acquisita.

Purtroppo, quando la tecnica PIV ha iniziato a svilupparsi, non erano disponibili le potenze di calcolo necessarie a svolgere queste operazioni e bisognava trovare vie alternative. La più importante poggia le basi sull'enunciato del teorema di **Wiener-Khinchin** il quale afferma che, dato un segnale, la trasformata di Fourier della sua densità spettrale di energia coincide con la funzione di autocorrelazione del segnale stesso. Sfruttando questo teorema, diventa possibile ottenere la funzione di autocorrelazione eseguendo due trasformate di Fourier. Si delinea quindi un algoritmo abbastanza immediato per trovare la funzione di autocorrelazione: si esegue la prima trasformata per ottenere lo spettro complesso, si esegue l'operazione di modulo per ottenere la densità spettrale di energia, infine si esegue l'antitrasformata. Anche la trasformata stessa ha un elevato costo computazionale ma, la possibilità di eseguire quest'operazione tramite tecniche ottiche offriva l'opportunità di ottenere il risultato desiderato in tempi ragionevoli.

2.4.1 Trasformata di Fourier ottica: le frange di interferenza di Young.

Il metodo della frange di interferenza di Young è una tecnica che permette di eseguire una trasformata di Fourier di un'onda luminosa attraverso l'utilizzo di una lente. In figura è riportato il setup nei suoi elementi basilari: una fonte di luce, una pellicola, una lente e una camera.

La fonte di luce genera un raggio luminoso il cui fronte d'onda può essere considerato piano. La pellicola è l'oggetto su cui è impressa l'immagine delle particelle. Nelle posizioni in cui le particelle sono presenti, la pellicola è trasparente e permette il passaggio della luce, mentre la superficie rimanente è opaca. Ogni zona trasparente costituisce una piccola fenditura, attraversando la quale il fronte d'onda luminoso viene diffratto. I raggi luminosi che hanno attraversato la pellicola sono poi deviati dalla lente e messi a fuoco per la camera la quale acquisisce la figura d'interferenza. L'immagine delle frange ottenuta costituisce la densità spettrale di energia del segnale di partenza.

Per ricavare delle informazioni dalle frange bisogna conoscere il comportamento di quest'ultime al variare dell'immagine impressa sulla pellicola. Si ipotizzi di avere un'istantanea nella quale è rappresentata una sola particella a due istanti successivi:

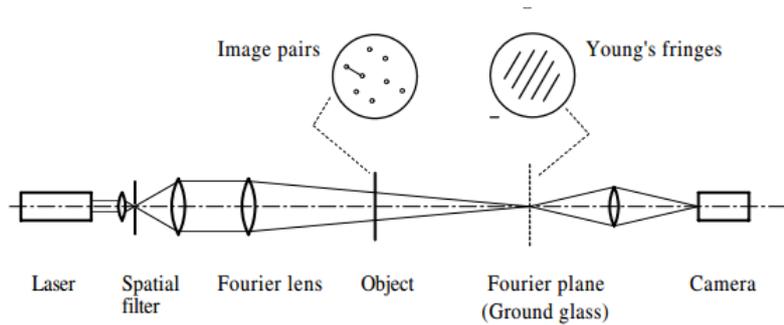


Figura 2.3: Setup semplificato per la trasformata ottica. [28]

la pellicola si presenta completamente opaca se non per soli due punti di raggio r e distanza s . La luce che attraversa questa pellicola genera una figura d'interferenza molto ben definita. La distanza fra due creste d dipende dalle due variabili precedentemente definite ed è perciò possibile ricavare uno dei tre dati noti i primi due. Nella realtà però, sulla pellicola sono presenti numerosissime coppie di particelle ed ogni coppia genera la propria figura d'interferenza. Se però più coppie hanno la stessa distanza s le loro figure d'interferenza andranno a sovrapporsi, risultando più evidenti rispetto alle altre. Quando si esegue una misura PIV ci si aspetta che le particelle abbiano mediamente lo stesso spostamento perciò da un'analisi di questo tipo si otterrà una figura d'interferenza con uno schema predominante dal quale si ricava la distanza media s_m . Rimane da definire soltanto la direzione del moto data dalla direzione perpendicolare alle frange stesse; il verso invece è definito in base alle tecniche precedentemente descritte.

In un primo momento, l'analisi delle frange veniva eseguita manualmente. Successivamente si sono resi disponibili degli algoritmi in grado di eseguire le trasformate di Fourier molto velocemente (Fast Fourier Transform, FFT) rendendo più accurate le misure; rendeva inoltre possibile dei sistemi completamente digitali. I sistemi di analisi basati solo su sistemi ottici sono stati sviluppati solo in seguito in quanto, anche se la tecnologia era la stessa, non esisteva un modo conveniente per salvare le immagini in modo che potessero essere utilizzate come input di un sistema come quello appena descritto.

2.4.2 L'autocorrelazione

Con l'introduzione di calcolatori sempre più performanti e sempre meno costosi, sono stati abbandonati gli strumenti ottici e si è passati alla soluzione originale del problema: il calcolo della funzione di autocorrelazione. Si ipotizzi di avere un'immagine doppiamente esposta, il cui campo di intensità è dato dall'equazione (2.19)

$$I(\boldsymbol{\eta}, \mathbf{x}) = \sum_{i=1}^N V_0(\mathbf{x}_i) \tau(\boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta}_i)$$

Si prenda in considerazione una superficie Σ_{fi} che sarà la finestra d'interrogazione. L'auto correlazione dell'intensità è data da:

$$R(\mathbf{s}) = \int_{\Sigma_{fi}} I(\boldsymbol{\eta}) I(\boldsymbol{\eta} + \mathbf{s}) d\boldsymbol{\eta} \quad (2.26)$$

dove \mathbf{s} è un vettore spostamento bidimensionale. Si va quindi ad analizzare una zona delimitata dalla finestra d'interrogazione in relazione ad un'altra zona delle stesse dimensioni traslata rispetto alla prima di \mathbf{s} . Per $\mathbf{s} = 0$ si ha un picco della funzione di correlazione e si indica con R_p . Non essendoci nessuna traslazione, l'immagine si sovrappone perfettamente a se stessa e perciò la funzione di correlazione assume il valore più alto possibile. Quando il valore di \mathbf{s} coincide con lo spostamento medio, si presenta un massimo locale detto picco positivo ed indicato con R_{D+} . Questa è la situazione in cui le immagini dovute all'esposizione al primo istante t_1 si sovrappongono a quelle dell'esposizione all'istante t_2 . Il caso opposto invece, quando sono le seconde a sovrapporsi alle prime, genera un massimo di eguale valore chiamato picco negativo ed indicato con R_{D-} . Osservando soltanto i valori della funzione di correlazione è impossibile determinare quale sia il picco positivo e quale quello negativo, perciò nasce la necessità di definire in maniera univoca la direzione del moto. A questo punto, noto lo spostamento \mathbf{s}_{D+} corrispondente al picco positivo, la velocità si trova facilmente come:

$$\mathbf{u} = \mathbf{s}_{D+}/(M\Delta t) \quad (2.27)$$

Il valore assunto dalla funzione di autocorrelazione dipende dal numero di particelle presenti all'interno della finestra di interrogazione; bisogna però considerare che alcune di esse escono dal piano illuminato. Se si considera un flusso uniforme con velocità \mathbf{u} è possibile stimare il valore del picco dello spostamento come:

$$\frac{1}{2}R_p(0)F_0(w\Delta t)\exp\left(\frac{-4|M\mathbf{u}\Delta t|^2}{d_{fi}^2 + d_i^2}\right) \quad (2.28)$$

con F_0 che rappresenta la frazione di particelle uscenti perpendicolarmente dal piano, mentre l'esponenziale rappresenta la frazione di particelle uscenti dal piano parallelamente ad esso. Ciò significa che all'aumentare della velocità, il picco è sempre meno evidente. Se il valore della funzione si abbassa troppo, il picco più accentuato (escluso R_p) potrebbe risultare dovuto al rumore, quindi a una sovrapposizione casuale delle varie immagini. In questo caso l'analisi restituisce un risultato sbagliato. Esistono vari metodi per evitare che ciò avvenga come il verificare che la velocità misurata in un punto sia coerente con quelle misurate nei punti adiacenti o imponendo una soglia sotto la quale un picco viene automaticamente scartato.

Tutti i metodi presentati finora valgono per un'immagine multiesposta. Concettualmente sono ancora validi nel caso di più immagini esposte singolarmente ma, per eseguire l'analisi bisognerà fare le dovute correzioni.

Capitolo 3

Apparato sperimentale

Nel primo capitolo è stato presentato il fenomeno che si vuole studiare, mentre nel secondo capitolo sono state presentate le caratteristiche della tecnica da utilizzare per lo studio. In questo terzo capitolo verrà presentato l'apparato sperimentale, ovvero tutta l'attrezzatura utilizzata ai fini dell'esecuzione concreta dell'esperimento.

3.1 Galleria del vento

La galleria utilizzata è una galleria subsonica a circuito aperto con camera di prova a vena guidata. Il sistema è alimentato da due ventole a passo fisso posizionate a monte della camera di prova, le quali raccolgono l'aria dall'ambiente circostante e la immettono nel circuito della galleria. La velocità del flusso prodotto è controllata attraverso la variazione dei giri motore e può raggiungere il valore massimo di $15m/s$. Subito a valle delle eliche c'è la camera di tranquillizzazione all'interno della quale sono posizionate dei raddrizzatori di flusso di tipo honeycomb e delle reti per la riduzione della turbolenza. Il raddrizzatore di flusso è composto da una serie di tubi a sezione esagonale disposti in modo da creare una struttura a nido d'ape (dalla quale deriva il nome) che copre l'intera sezione trasversale. Le caratteristiche del flusso, costretto ad attraversare questi piccoli condotti, subiscono una duplice modifica: la prima è che la direzione del flusso si modifica diventando parallela all'asse dei tubi; la seconda è che le strutture turbolente presenti nel campo di moto si infrangono sulla griglia riducendo il livello di turbolenza del flusso. La riduzione ottenuta tramite l'honeycomb però non è sufficiente e perciò sono state installate delle reti per assolvere a questa funzione. La rete installata è caratterizzata da una dimensione delle barre pari a $20mm$ e una larghezza delle maglie pari a $65mm$. Attraversando la rete, la dimensione caratteristica della turbolenza si riduce in base a quanto strette sono le maglie che compongono la rete stessa ed è possibile arrivare ad ottenere una turbolenza omogenea e isotropa. Procedendo verso valle, si incontra una sezione di condotto divergente con rapporto di contrazione circa pari a 10. La sua funzione è quella di accelerare il flusso prima dell'ingresso in camera di prova ma, come effetto collaterale si ha anche una riduzione dell'intensità delle fluttuazioni turbolente longitudinali. Si arriva quindi in camera di



Figura 3.1: Galleria del vento

prova. All'ingresso la sezione trasversale ha dimensioni pari a di $0.9m$ di altezza e $1.2m$ di larghezza e si allarga man mano che si procede per la sua lunghezza pari a $6.5m$. Questo allargamento dovuto a un angolo di divergenza pari all'1%, serve per contrastare l'effetto dello strato limite sulle pareti i quali, procedendo verso valle, diventano sempre più spessi e comportano una riduzione della sezione effettiva; se non corretto questo effetto produrrebbe un'accelerazione del flusso. Tutta via questa correzione non è sufficiente in quanto la presenza dello strato limite sulla parete inferiore introduce una fonte di errore per le misurazioni: nel caso reale è l'automobile che si muove rispetto all'aria idealmente ferma e perciò lo strato limite non è presente. Per questo motivo, all'ingresso della camera di prova è presente una fessura di dimensioni $250 \times 5mm$ dalla quale il flusso viene aspirato che riduce al minimo le dimensioni dello strato limite.

3.2 Modello del veicolo

Il modello utilizzato riproduce le fattezze di un veicolo di tipo squareback in scala $1 : 10$. La dimensione di riferimento è l'altezza pari a $H = 200mm$; la larghezza è pari a $W = 170mm$ mentre la lunghezza è pari a $L = 412mm$. La parte anteriore del modello è simile a quella di un corpo di Windsor ma la parete frontale è molto meno inclinata, mentre quella posteriore presenta una rastremazione con un angolo pari a 10° . Il modello è posizionato all'interno della camera di prova ad una distanza di $1900mm$ dall'ingresso della stessa attraverso un supporto che lo sostiene sollevato da terra ad un'altezza $h = 20mm$. Per ridurre l'influenza del supporto sul campo di moto, questo è alloggiato all'interno di una carena la cui sezione è un profilo alare simmetrico con spessore relativo pari a 0.2 . In corrispondenza degli spigoli della parete verticale

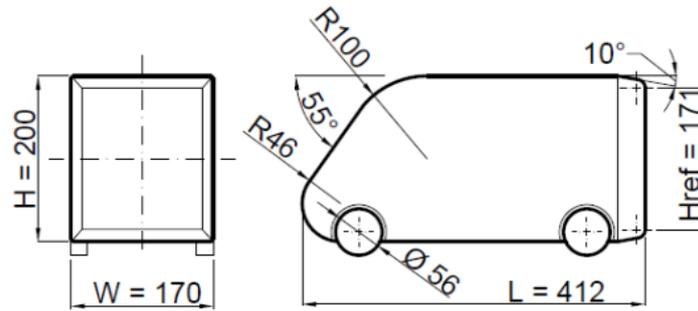


Figura 3.2: Proiezioni del modello utilizzato [34]

posteriore del modello, sono presenti delle fessure attraverso le quali dei getti orientabili soffiano aria. Questi sono alimentati per mezzo di tubi che passano attraverso il modello e il supporto carenato e sono regolati per mezzo di valvole. Il controllo delle valvole avviene da remoto tramite software e il flusso generato è monitorato tramite manometri e flussimetri.

3.3 Sistema PIV

Come detto nel capitolo precedente, gli elementi principali di un sistema di misurazione PIV sono le particelle e gli strumenti per la sua produzione ed introduzione nel flusso, il laser per l'illuminazione e la camera per l'acquisizione delle immagini.

Le particelle sono prodotte attraverso l'utilizzo di un atomizzatore il quale è in grado di generare un aerosol disperdendo delle piccole gocce di liquido in aria. Il liquido utilizzato è una miscela acquosa di glicoli di densità $\rho \approx 1.05g/cm^3$, sicuro per la salute e non dannoso per l'ambiente, prodotto dalla SAFEX® e distribuito dalla Dantec Dynamics con il nome di "Fog Fluid – Extra Clean". Il liquido viene inserito nel serbatoio dell'atomizzatore nel quale sono presenti uno o più ugelli di Laskin. Questi ugelli consistono in un tubo al quale vengono praticati dei fori sulla parete laterale, come a formare una circonferenza, in prossimità di una delle estremità; questa stessa estremità è sigillata in modo che l'aria possa uscire solo dai fori praticati generando dei getti mentre l'altra estremità è collegata ad un serbatoio d'aria compressa. L'ugello viene immerso all'interno del fluido e i getti d'aria creano delle bolle nelle quali è presente l'aerosol. Per controllare la quantità delle particelle si agisce sulla quantità e sulla pressione dell'aria compressa, mentre il diametro è determinato dalle dimensioni della fessura di sbocco. L'atomizzatore viene posizionato all'interno della camera di tranquillizzazione all'interno della quale l'aerosol si accumula e viene trasportato a valle dal flusso d'aria.

Il laser utilizzato è un "Evergreen" prodotto della Quantel Laser, un laser Nd:YAG a doppio impulso, creato specificatamente per l'utilizzo in ambito PIV. Il laser è un laser a semiconduttore in cui il mezzo attivo è il granato di ittrio e alluminio drogato al

neodimio, un semiconduttore appunto, mentre il mezzo di pompaggio è una lampada stroboscopica. Il vantaggio che hanno questi laser è quello di essere molto efficienti dal punto di vista energetico, con un'efficienza complessiva del sistema intorno al 7%, ma sono anche molto compatti e permettono di essere maneggiati e spostati con facilità. Questo tipo di laser opera in modo continuo e per operare in maniera pulsata necessita del Q-switch che permette l'emissione di impulsi ad alta energia. Il laser utilizzato emette un raggio luminoso a 532nm con una frequenza massima di 15 Hz; ogni impulso dura 10 ns ed emette 200mJ, pari ad una potenza di 20 MW. Date le caratteristiche del laser, questo strumento è classificato come laser di categoria IV e ciò vuol dire che il suo utilizzo necessita di attrezzatura di sicurezza per ridurre al minimo le possibilità di danni agli occhi. Il laser è posizionato sotto la camera di prova e l'impulso luminoso raggiunge l'area di misurazione passando attraverso la parete trasparente della camera stessa.

La fotocamera utilizzata per la ripresa delle immagini è una "Zyla" da 5.5 Megapixel basata su tecnologia sCMOS prodotta dalla Andor Technology (Oxford Instruments), alla quale è montato un obiettivo Nikon da 105mm. La tecnologia CMOS, come la tecnologia CCD, si basa sul fotodiodo. Il fotodiodo è un diodo a semiconduttore nel quale la giunzione p-n presenta una zona debolmente drogata detta intrinseca. Questa zona, se colpita dalla luce, genera una coppia elettrone-lacuna che contribuisce al passaggio di corrente attraverso il diodo. Il fotodiodo è quindi un trasduttore da un segnale ottico ad un segnale elettrico. Il vantaggio dei sensori CMOS rispetto ai CCD è che ogni pixel può essere controllato separatamente permettendo un pre-processing del segnale fin dalla sua acquisizione. La tecnologia sCMOS rappresenta un'evoluzione dei sensori CMOS, che garantisce frame rate e risoluzioni maggiori con un rumore del segnale ridotto. A seconda della piano di misura scelto, la camera è posizionata in camera di prova a valle del modello o all'esterno della camera di prova.

3.4 Esperimento

L'esperimento consiste nell'indagine del campo di moto del fluido a valle del modello, nella zona in cui si crea la scia. L'analisi viene ripetuta per 3 casi detti naturale, best compromise e maximum drag reduction. I dati relativi a queste configurazioni sono presi dallo studio di Cerutti *et al.* [34]

Il caso naturale è il caso non controllato nel quale tutti i getti sono spenti. La velocità del flusso in camera di prova corrisponde a $V_\infty = 9m/s$. Il caso best compromise corrisponde al controllo del flusso con la maggior efficienza dal punto di vista energetico. In questo caso il getto inferiore e quelli laterali sono attivi mentre il superiore è spento; il primo soffia ad una velocità $V_{low} = 4.5m/s$ pari a $\frac{V_{low}}{V_\infty} = 0.5$, mentre i secondi soffiano ad una velocità $V_{lat} = 3.6m/s$ pari a $\frac{V_{lat}}{V_\infty} = 0.4$. Infine, il caso maximum drag reduction corrisponde alla configurazione che produce la riduzione del coefficiente di resistenza più consistente. Anche in questo caso solo il getto inferiore e quelli laterali sono attivi; il primo soffia ad una velocità $V_{low} = 10.8m/s$ pari a $\frac{V_{low}}{V_\infty} = 1.2$, mentre i secondi soffiano ad una velocità $V_{lat} = 13.5m/s$ pari a $\frac{V_{lat}}{V_\infty} = 1.5$. L'asse dei getti, in

tutte le configurazioni, è inclinato con un angolo $\phi = 65^\circ$ rispetto al piano della parete posteriore.

Viene definito un sistema di riferimento $\{X, Y, Z\}$ nel quale l'origine è posizionata nell'intersezione di 3 piani: il pavimento della camera di prova, la parete posteriore del modello e il piano di simmetria del modello. L'asse X corrisponde alla direzione del flusso ed è allineato con la lunghezza del modello, l'asse Z è perpendicolare al pavimento della galleria e l'asse Y completa la terna destrorsa. Le coordinate all'interno del sistema di riferimento sono normalizzate con la larghezza W del modello.

Le misurazioni sono state effettuate in due piani: il primo corrisponde al piano di simmetria del modello ovvero $Y/W = 0$ mentre il secondo è parallelo alla parete posteriore del modello e corrisponde a $X/W = 1$. Le misurazioni nel primo piano sono indicate come streamwise mentre quelle nel secondo sono indicate come crosswise.

Per ognuno dei casi precedentemente definiti e per ognuno dei piani di misura, sono state acquisite 3000 immagini, con una frequenza di acquisizione pari a 7.5Hz e per un tempo totale di 400s. Ogni istantanea acquisita è una double frame, single exposure, con una distanza temporale dei due frame pari a $\Delta t = 40\mu s$. Tutte le immagini acquisite hanno una risoluzione spaziale di 8.8 *pixel/mm*, mentre la loro dimensione totale cambia da caso a caso:

- Streamwise, naturale: 2140×1380 ;
- Streamwise, best compromise e maximum drag reduction: 2132×2080 ;
- Crosswise, tutti i casi: 984×1284 .

Una volta conclusa l'acquisizione, le immagini sono state preprocessate; in particolare è stata eseguita la sottrazione del minimo che permette la riduzione del rumore dovuta a riflessi all'interno della camera di prova o altre fonti luminose impossibili da eliminare.

Capitolo 4

Risultati

4.1 Campi Medi

Attraverso l'apparato sperimentale descritto nel capitolo precedente, è stato possibile raccogliere un gran numero di immagini in due piani e per tre configurazioni differenti.

Le prime immagini presentate in figura 4.1 mostrano il campo di moto medio nel piano X-Z, piano di simmetria del modello e parallelo alla direzione del flusso indisturbato. Nell'immagine 4.1(a) è possibile osservare il campo di moto nel caso naturale. Il modello occupa la zona che va da $0.12 Z/W$ a $1.29 Z/W$ perciò è possibile osservare i flussi che si muovono sul tetto e sul fondo del modello e che poi si espandono andando a delimitare la regione della bolla di ricircolo. Questa si estende per tutta l'altezza del modello e almeno $1 X/W$ a valle di quest'ultimo. Purtroppo dall'immagine non è possibile vedere dove è posizionato il punto di sella e per ciò non si può determinare con certezza dove si chiude la bolla. All'interno della bolla si osservano chiaramente due vortici: il primo che ruota in senso orario e occupa gran parte della superficie interna alla zona di ricircolo, la cui forma segue i limiti della stessa (modello e linea separatrice), ed un secondo più piccolo, che ruota in senso antiorario ed ha una spiccata eccentricità. Passando al caso best compromise 4.1(b), si osserva che complessivamente, la scia conserva la stessa struttura ma ci sono molti dettagli che differiscono. Prima di tutto si nota che, rispetto al caso naturale, le estensioni dei due vortici sono più simili tra loro e la loro forma risulta più circolare. La bolla di ricircolo sembra essersi spostata verso l'alto, assumendo una forma più simmetrica. In questo secondo caso è visibile con chiarezza il punto di sella, posizionato a $X/W = 1$ e $Z/W = 0.6$ e, anche se non è possibile fare un confronto esatto fra le due configurazioni, sembra che sia più in alto e più indietro rispetto al caso naturale. Arrivando infine al caso di maximum drag reduction 4.1(c), si nota che la struttura della scia cambia radicalmente. L'estensione della scia si riduce notevolmente arrivando a chiudersi a $X/W \approx 0.8$ e complessivamente si sposta verso l'alto. Dei due vortici all'interno, il superiore è quasi scomparso, schiacciato dal flusso proveniente dal tetto del modello, il quale a valle di quest'ultimo si muove quasi indisturbato, e dal vortice inferiore il quale è diventato così esteso da occupare l'intera bolla.

Successivamente vengono presentate le immagini 4.2 che mostrano il campo di moto

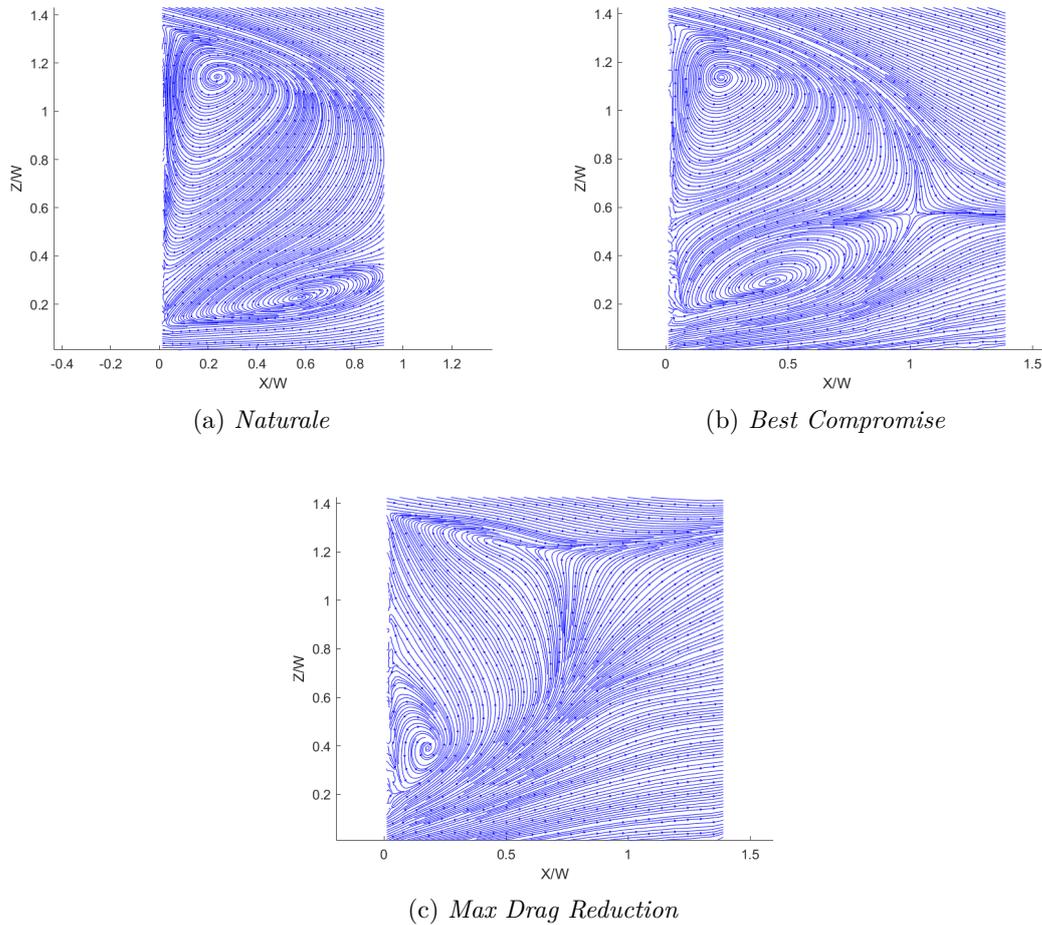


Figura 4.1: Campi Medi Stream-wise

medio in un parallelo al piano Y-Z perpendicolare alla direzione del flusso indisturbato. Il piano di misura è posizionato ad una distanza pari a 1 X/W . Il caso naturale è mostrato nell'immagine 4.2(a). Il campo medio calcolato presenta due vortici controrotanti molto estesi i cui centri sono posizionati a $Y/W = \pm 0.17$ simmetricamente rispetto al piano X-Z e ad un'altezza $Z/W \approx 0.3$. Dall'immagine non è possibile vedere i flussi esterni alla bolla di ricircolo in quanto la proiezione del modello sul piano di misura si estende ben oltre i limiti dell'immagine; tuttavia osservando le linee di moto del fluido, è possibile ipotizzare che siano proprio i flussi che circondano il modello, espandendosi a valle dello stesso, a generare i vortici evidenziati. Passando al caso best compromise 4.2(b), si nota come, nonostante i due vortici siano ancora presenti, la loro forma, dimensione e posizione è cambiata. Il vortice di sinistra risulta deformato, mentre quello di destra si presenta più piccolo rispetto al caso naturale. I due vortici si sono allontanati fra di loro e si sono spostati verso l'alto, con quello di sinistra che raggiunge l'altezza di $Z/W = 0.3$. La differenza più grande che si osserva in questo campo di moto è

è cercato di estrapolare informazioni sui vortici, in particolare frequenza con cui questi compaiono, intensità e posizione. Per ottenere la posizione del vortice, è stato utilizzato il metodo proposto da Graftieaux et al. [33]. Il cuore del vortice viene indicato dal massimo della funzione:

$$\gamma(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{(\mathbf{PM} \wedge (\mathbf{u}_M - \mathbf{u}_P))}{|\mathbf{PM}| |\mathbf{u}_M - \mathbf{u}_P|} dS \quad (4.1)$$

con S la finestra d'interrogazione centrata nel punto P , M è il generico punto all'interno della superficie S , \mathbf{PM} è il vettore che indica la posizione del generico punto M rispetto a P , \mathbf{u}_M è il vettore velocità in M ed infine $\mathbf{u}_P = \frac{1}{S} \int_S \mathbf{u} dS$ rappresenta la velocità media in quella porzione di dominio.

La formula assume un valore tra $[-1; 1]$ con il valore 0 indice di un flusso rettilineo e con i valori negativi e positivi indice di una rotazione oraria o anti-oraria rispettivamente. Il massimo in valore assoluto si ottiene solo nel centro di un vortice assialsimmetrico.

4.2.1 Il codice MATLAB

Una volta scelto il metodo da utilizzare per indagare il campo di moto, è stato necessario scrivere un codice in grado di analizzare i dati. Ciò è dovuto principalmente alla mole di dati che richiede un algoritmo automatizzato. La scelta del linguaggio di programmazione è ricaduta sul linguaggio MATLAB, in grado di gestire agevolmente le matrici di dati di partenza e, nonostante la complessità dell'algoritmo, sufficientemente veloce da non richiedere l'utilizzo di linguaggi con un più basso livello d'astrazione. Il codice si compone di due parti principali:

- il calcolo della funzione γ ;
- la valutazione dei punti di massimo e minimo della funzione.

Valutazione della funzione γ

L'idea alla base della prima parte del codice è la traduzione in linguaggio macchina della formula (4.1). Il dominio in cui si va a lavorare non è continuo ma è stato discretizzato con una griglia rettangolare equispaziata. Le coordinate dei punti sono riportate in una prima matrice. Per ognuno dei punti è noto il valore della velocità, precedentemente calcolato con la PIV, ed è salvato in una seconda matrice. Queste due matrici costituiscono l'input del codice di calcolo.

In ogni punto P in cui si calcola il valore della funzione γ , si definisce una superficie S sulla quale calcolare il valore medio della velocità \mathbf{u}_P . Questa superficie, che viene denominata finestra d'interrogazione, è un parametro importante in quanto definisce la dimensione minima del vortice che il metodo è in grado di rilevare. All'interno del codice la finestra di interrogazione è stata scelta quadrata e la variabile *Semidim_finestra* che ne definisce le dimensioni, rappresenta il principale input del codice definito dall'utente.

Per ogni punto M all'interno della superficie si calcolano il vettore \mathbf{PM} e il vettore $\mathbf{u}_M - \mathbf{u}_P$ per poi calcolare l'argomento dell'integrale. L'ultimo passo è l'esecuzione

dell'integrale; vista la regolarità della griglia, questo passaggio si riduce al calcolo di una sommatoria.

Il codice, così scritto, è in grado di calcolare la funzione gamma solo sulla zona centrale del dominio e non fornisce informazioni su una cornice esterna che risulta tanto più estesa quanto più grande è la finestra d'interrogazione. Il problema è strettamente legato al calcolo delle grandezze medie, le quali vengono valutate a partire dai punti all'interno della finestra d'interrogazione centrata sul generico punto P . Questa prima versione del codice non esegue il calcolo se la finestra oltrepassa i bordi del dominio. Figura 4.3

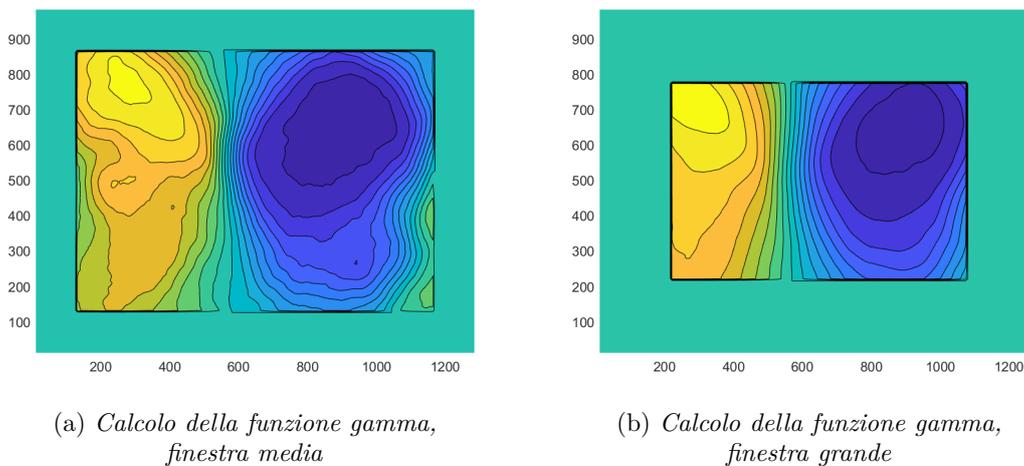


Figura 4.3: Variazione della zona in cui viene calcolato il γ al variare della dimensione della finestra.

Le possibilità per ovviare al problema sono due: ridurre progressivamente le dimensioni della finestra man mano che ci si avvicina alle estremità oppure trascurare la superficie che non ricade all'interno del dominio. Entrambe le soluzioni comportano degli errori in quanto la prima renderebbe visibili dei vortici sempre più piccoli, mentre la seconda utilizza delle finestre d'interrogazione che non sono sempre centrate; dei due errori, il secondo è meno grave e perciò è stata scelta questa strada. Figura 4.4

Valutazione punti di massimo e minimo

Una volta che è stata calcolata la funzione γ su tutto il dominio, si è passati a calcolare i punti di massimo e minimo. Essendo una funzione in due variabili è necessario calcolare la derivata lungo due direzioni perpendicolari, in questo caso lungo l'asse x e l'asse y . Si trova un punto critico quando si rileva che, a monte e a valle di un punto, lungo entrambe le direzioni, la derivata cambia segno.

Le derivate sono state discretizzate con tecniche di polynomial fitting con accuratezza dal primo al terzo ordine. Dato il generico punto i con coordinata x_i e dato il generico

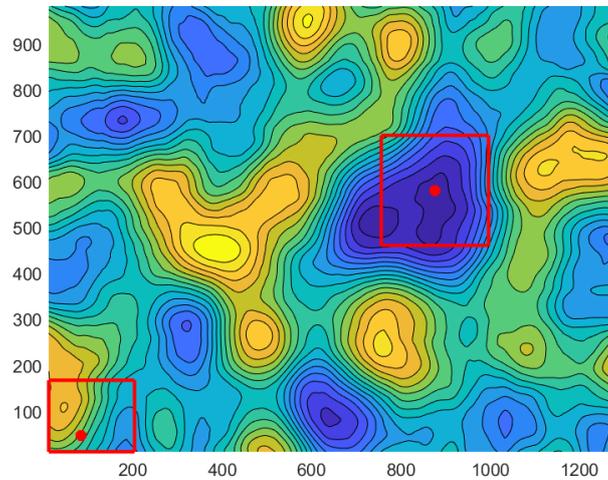


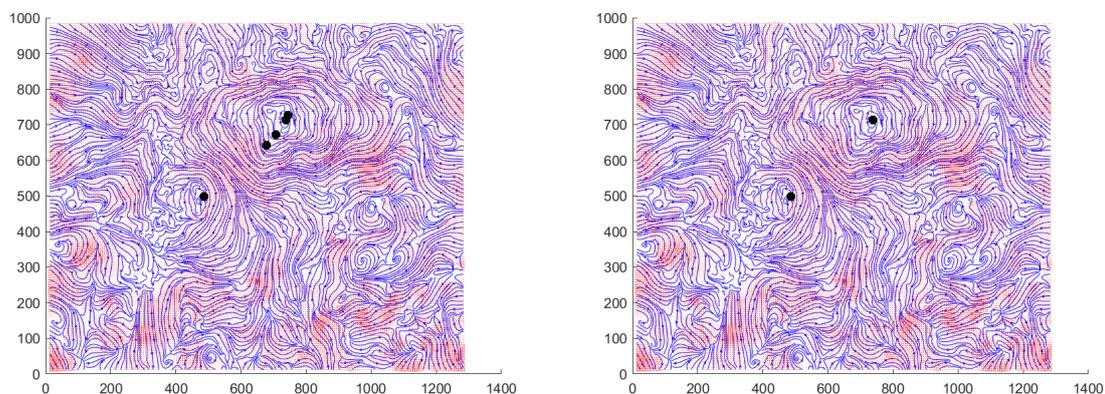
Figura 4.4: Variazione della dimensione della finestra in base alla posizione del punto P .

intervallo $\Delta_i = x_i - x_{i-1}$, è stata calcolata la derivata e il suo valore attribuito all'intervallo Δ_i . Questa scelta è stata fatta per poter identificare in maniera non ambigua un punto del dominio come minimo o massimo locale quando si registra un cambiamento di segno della derivata; attribuendo il valore della derivata al punto, si può concludere che l'eventuale punto critico è all'interno dell'intervallo Δ_i , sul quale però non si hanno informazioni. Per rendere lecita questa scelta, sono stati utilizzati solo metodi backward. Dalle varie prove effettuate, è stato notato che l'utilizzo di una accuratezza di ordine superiore al primo non comporta alcun beneficio.

Imposte queste condizioni, il codice è già in grado di determinare i punti critici ma non senza imprecisioni; in particolare vengono rilevate coppie di massimi o minimi con coordinate $[(x_i, y_j); (x_{i+1}, y_{j+1})]$. Questo problema può essere ricondotto al fatto che condizioni che sono valide su un dominio continuo, non sempre lo sono su un dominio discretizzato. Per risolvere questo difetto è stata imposta una nuova condizione ovvero che ogni punto critico fosse l'unico all'interno della sua finestra d'interrogazione e quello con il valore assoluto di γ più alto. Questa modifica, all'apparenza drastica, è stata fatta considerando che il codice è in grado di rilevare vortici con dimensione non troppo inferiore a quella della finestra d'interrogazione, e quindi è improbabile che possa distinguere due vortici nella stessa finestra. Così facendo è stata risolta la criticità. Figura 4.5

4.2.2 Validazione codice

Per la validazione del codice è stato deciso di eseguire dei test su un campo fermo e un campo casuale, all'interno dei quali è stato inserito un vortice di rankine per



(a) *Streamline del campo istantaneo, tutti i punti critici segnati.*

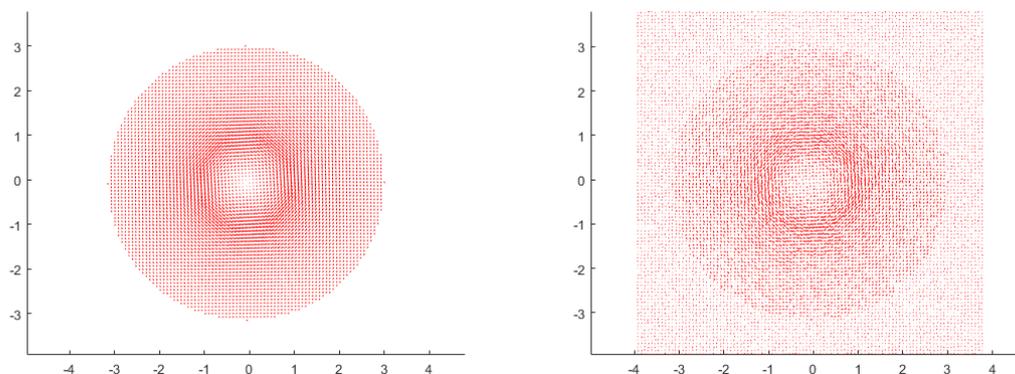
(b) *Streamline del campo istantaneo, eliminati i punti sbagliati.*

Figura 4.5: Selezione dei punti critici.

sovrapposizione. Con r_{lin} viene indicato il raggio della parte lineare del vortice sintetico mentre con $r_{tot} = k \cdot r_{lin}$ il raggio al quale viene tagliata la zona iperbolica.

Dal test su campo fermo è stato osservato che il codice è facilmente in grado di trovare il cuore del vortice assegnandogli il massimo valore possibile per la funzione gamma, ovvero 1, finché la finestra d'interrogazione è più piccola del vortice stesso. Dato che il vortice ha forma circolare mentre la finestra d'interrogazione è quadrata, il codice ha iniziato a restituire valori inferiori all'unità a partire da $d_{fi} > \sqrt{2} \cdot r_{tot}$ ma continuando a individuare in maniera corretta il centro del vortice.

Il caso di sovrapposizione su un campo casuale è più complesso in quanto i risultati dipendono anche dal campo stesso. È stata eseguita un'analisi più lunga e articolata a variare di due parametri: il rapporto tra la dimensione della finestra e la dimensione del



(a) *vortice su campo nullo*

(b) *vortice su campo casuale*

vortice $\delta = d_{fi}/r_{lin}$ e al variare del rapporto tra la velocità massima del vortice $v_{vtx,max}$ e la velocità massima del campo $v_{ff,max}$ $\nu = v_{vtx,max}/v_{ff,max}$. Inoltre per rendere più accurati i risultati, ogni prova è stata ripetuta 10 volte e il risultato calcolato sulla media dei risultati dei 10 casi. Dal test è risultato che il valore massimo di gamma aumenta all'aumentare di ν . Ciò era prevedibile in quanto l'influenza del campo casuale diventa sempre meno importante. All'aumentare del rapporto delle dimensioni δ si nota che il valore di gamma in un primo momento aumenta, raggiunge un picco e poi diminuisce.

Il picco è localizzato intorno a $\delta = 1$ per rapporti di velocità bassi, mentre si sposta verso $\delta > 1$ per rapporti di velocità maggiori. È possibile spiegare questo comportamento considerando il campo casuale come fonte di un contributo negativo dato che nel primo caso il valore di gamma era sempre il massimo possibile. Posizioniamo la finestra d'interrogazione al centro del vortice. Per $\delta < 1$ si sta utilizzando una finestra d'interrogazione più piccola della zona lineare del vortice. Questo vuol dire che la zona del campo presa in considerazione non è quella con le velocità più alte. Arrivati a valori di $\delta = 1$, tutta la parte lineare del vortice è presa in considerazione, quindi anche la zona con la velocità massima. Per $\delta > 1$ si considera anche parte della zona iperbolica del vortice: qui le velocità sono inferiori a quella massima, ma l'andamento è tale che le velocità rimangono comunque elevate a lungo. Per qualsiasi valore di ν il contributo del campo casuale si fa sentire di più dove le velocità sono più basse, ovvero al centro della zona lineare e nella zona iperbolica più distante, spiegando perché il picco si posiziona nei pressi di $\delta = 1$. Ad alti ν però il contributo del campo casuale è *relativamente* meno importante e l'inclusione di zone di campo ad alta velocità risulta benefica per il valore

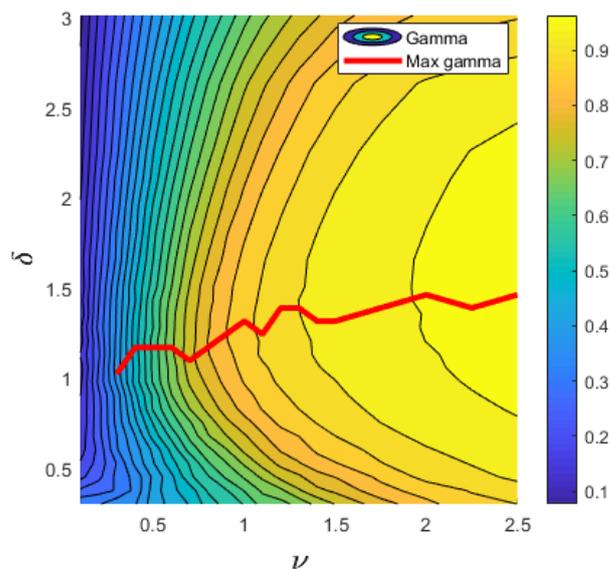


Figura 4.6: Gamma al variare di δ e ν

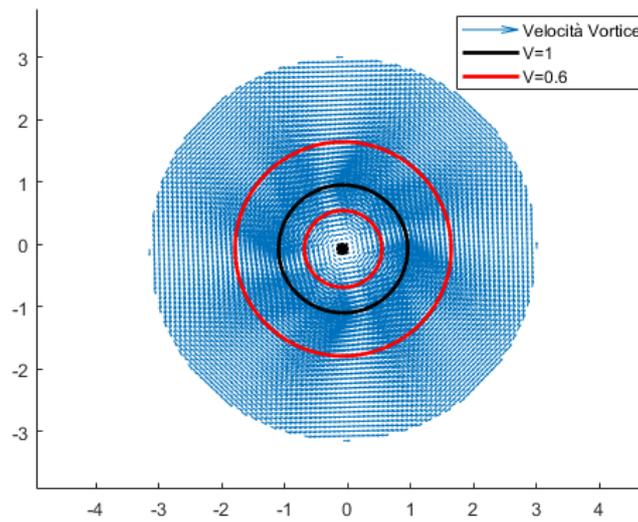


Figura 4.7: Velocità della corrente all'interno del vortice di Rankine

di gamma.

Successivamente è stata effettuata una prova che consiste nel sovrapporre ad un campo fermo due vortici di rankine ad una distanza variabile; al variare della distanza è stato osservato il variare della funzione gamma e i suoi massimi. La prova ha un duplice

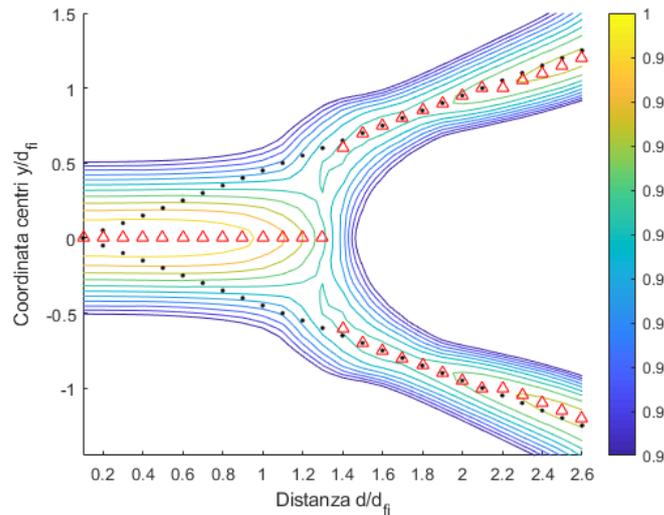


Figura 4.8: Variazione del gamma al variare della distanza tra i vortici. In ordinate la distanza del centro dei vortici dal punto medio, in ascisse la distanza tra i due centri.

intento: verificare la risoluzione spaziale del codice stesso e verificare se la condizione utilizzata per eliminare rilevazioni troppo vicine fosse ragionevole. Dai risultati si osserva che il codice rileva un solo vortice finché la distanza fra i due centri è inferiore a $1.2 \cdot d_{fi}$. La posizione del cuore è assegnata al punto medio del segmento che congiunge i due centri. Per distanze superiori a $1.4 \cdot d_{fi}$, invece il codice rileva correttamente la posizione del centro per entrambi i vortici. Per distanze intermedie, si osservano più massimi ma in posizione diverse dal centro di entrambi i vortici.

4.2.3 Immagini reali

Conclusi i test, è stato possibile iniziare l'analisi delle immagini reali. La prima immagine analizzata è stata quella del campo medio nel piano perpendicolare alla direzione del flusso.

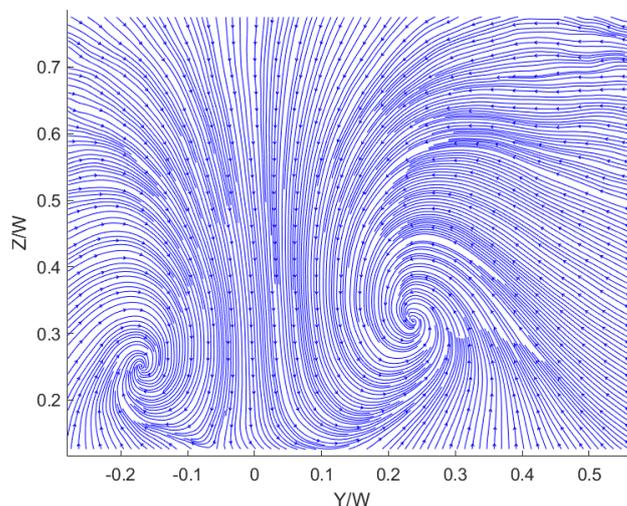


Figura 4.9: Campo medio naturale cross-wise

Il motivo della scelta è che il campo medio, a differenza di un campo istantaneo, non presenta turbolenze o disturbi di qualsivoglia natura ma soltanto due vortici molto simili a quello sintetico utilizzato per i test. Ci si aspetterebbe quindi dei valori di γ prossimi all'unità, ma in realtà non è esattamente così: scegliendo diverse finestre d'interrogazione (tutte più piccole dei due vortici), i valori massimi registrati sono compresi fra $0.92 \sim 0.95$ e, seppur molto alti, indicano che la forma del vortice è un parametro da tenere in considerazione.

Successivamente, si è passati ad analizzare le immagini del campo istantaneo, sempre sul piano perpendicolare alla direzione del flusso. Osservando i risultati del codice al variare della finestra d'interrogazione si osservano due comportamenti: per finestre molto piccole, il codice assegna valori molto alti ad ogni variazione di direzione dettata dalla turbolenza del flusso; per finestre molto grandi il codice restituisce valori generalmente bassi che sono una media dei vari fenomeni del flusso a livello locale.

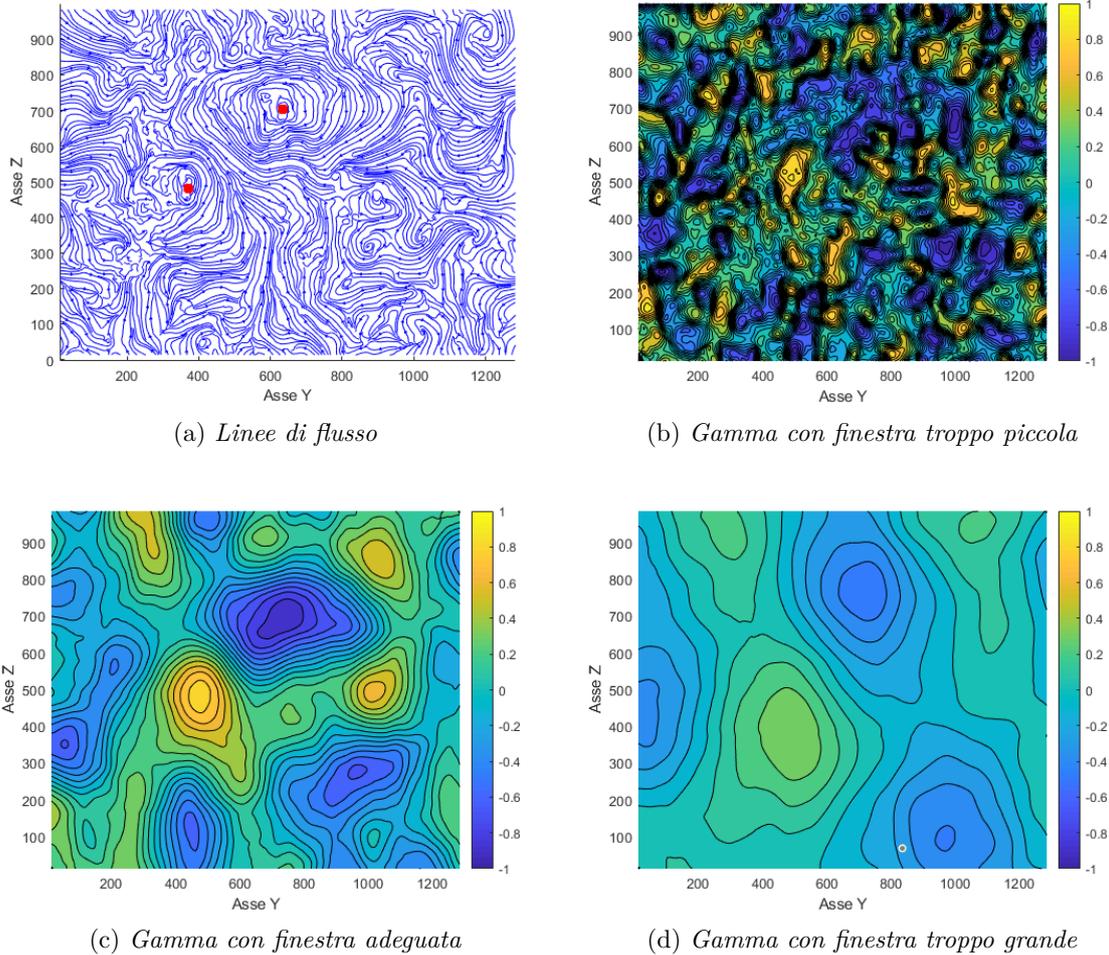


Figura 4.10: Variazione del gamma al variare della dimensione della finestra.

Da queste due osservazioni si evince che conviene utilizzare delle finestre d'interrogazione le cui dimensioni siano pari o leggermente inferiori a quelle tipiche del vortice in quanto allontanandosi dal centro il flusso perde velocemente le caratteristiche di vortice. Questa conclusione è apparentemente in contrasto con i risultati dei test ma in realtà evidenzia che finché il flusso ha la conformazione tipica del vortice, il codice è in grado di rilevarlo; nel caso sintetico questo accade per zone molto estese, nel caso reale no.

Si è deciso quindi di avviare la rilevazione dei vortici per un primo gruppo di 50 immagini, imponendo un valore di soglia pari a $base_thr = 0.68$. Questo valore impedisce al codice di segnalare tutti quei punti critici il cui gamma ha un valore inferiore a quello di soglia. I dati ottenuti mostrano che il codice esegue bene la sua funzione ma riporta anche dei falsi positivi, ovvero indica come vortici zone del flusso che in realtà non lo sono. L'esclusione di questi punti è avvenuta in due passaggi. In un primo momento è stata imposta una condizione sulla velocità. Studiando la struttura

del vortice, è facile osservare che il cuore ha velocità prossima allo zero. Purtroppo il codice non aveva nessun controllo sulla velocità del flusso e per questa ragione venivano indicati come vortici zone palesemente non vorticose. L'imposizione di un'ulteriore condizione però, ha ridotto drasticamente il numero di rilevazioni e per compensare è stato deciso di rendere meno forte il vincolo sulle derivate: ogni volta che un punto viene indicato come punto critico, il codice prende in considerazione il punto stesso e una piccola zona intorno ad esso come possibile sede del cuore di un vortice. I valori più adatti per la soglia di velocità e per l'estensione della zona vanno scelti di volta in volta per ottenere risultati quanto più possibile puliti. In un secondo momento sono stati modificati i valori di soglia, singolarmente per i vortici orari e antiorari, per escludere alcuni vortici troppo piccoli o poco interessanti ai fini dell'analisi.

Tutto ciò che è stato detto finora è valido per le immagini catturate nel piano perpendicolare al flusso; per le istantanee del piano parallelo al flusso bisogna fare alcune correzioni. Il campo di moto rilevato in questo caso è molto meno disturbato dalla turbolenza e le varie strutture hanno una coerenza maggiore; questo fa sì che i vortici siano più simili a quelli sintetici e permette l'utilizzo di finestre più grandi dei vortici che si vanno ad analizzare. Tutto ciò però implica che si dovrà impostare con più cura il valore di soglia per non escludere rilevazioni corrette.

4.3 Risultati del tracking

Una volta messo a punto il codice, è stata avviata l'analisi sui set di immagini acquisite. I dati estratti dalla ricerca dei vortici, sono la posizione e il valore di gamma per ognuno dei punti indicato come cuore di un vortice.

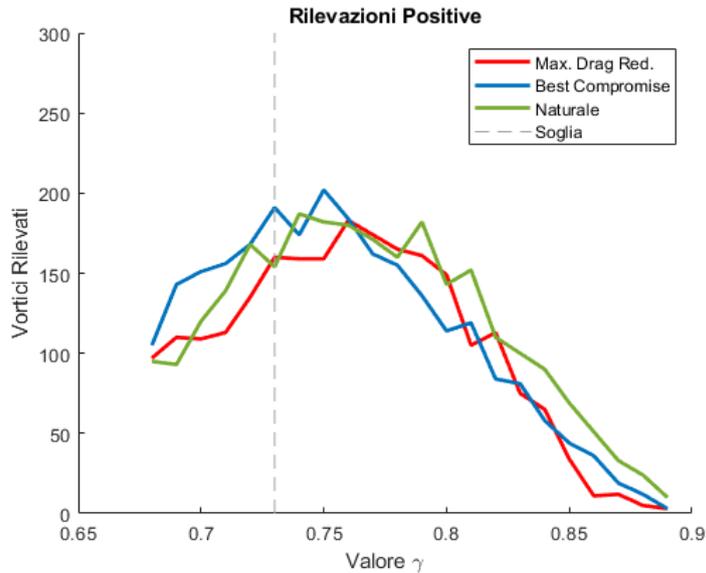
4.3.1 Caso Streamwise

Per quanto riguarda il caso stream-wise, sono stati impostati dei valori di soglia di 0.73 e 0.75 per i valori di gamma positivi e negativi rispettivamente; il valore di soglia per la velocità è stato impostato a 1 che corrisponde all'11% della velocità del flusso indisturbato. Il primo risultato che si può estrapolare è la presenza o meno dei vortici.

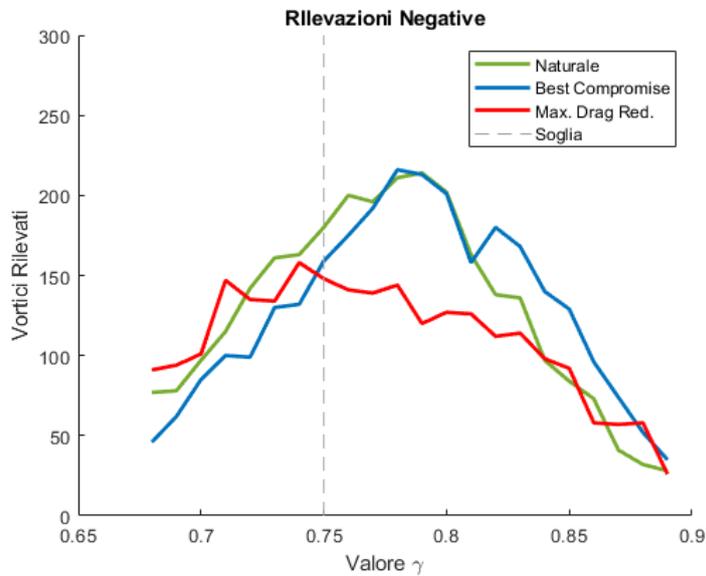
Nel caso naturale si osserva che il numero di vortici rilevati è molto alto; in particolare sia i vortici positivi che quelli negativi sono presenti in 2/3 delle istantanee, con una compresenza di vortici controrotanti in quasi il 44% delle immagini. Passando al caso

Stream-wise	Naturale (%)	Best Comp. (%)	Max DR (%)
Entrambi i vortici	43.90	43.83	28.60
Solo vortici positivi	23.03	15.50	29.17
Almeno un vortice pos.	66.93	59.33	57.77
Vortici negativi	23.03	30.57	24.87
Almeno un vortice neg.	66.93	74.40	53.47
Nessun vortice	10.04	10.10	17.36

best compromise, si può notare come il numero di rilevazioni sia rimasto invariato, ma la distribuzione tra vortici positivi e negativi è cambiata; in particolare si registra un aumento dei vortici negativi di circa 7 punti percentuali e una riduzione dei positivi di poco meno di 8 punti percentuali. Infine nel caso di maximum drag reduction si osserva che il numero delle rilevazioni è calato; non solo è quasi raddoppiato il numero

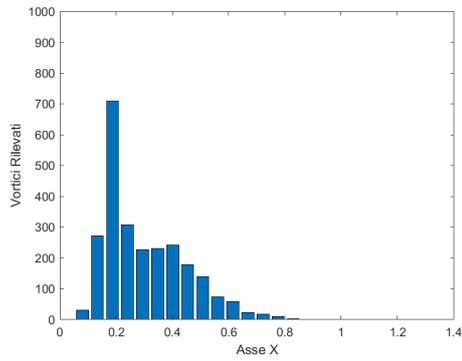


(a) Rilevazioni positive

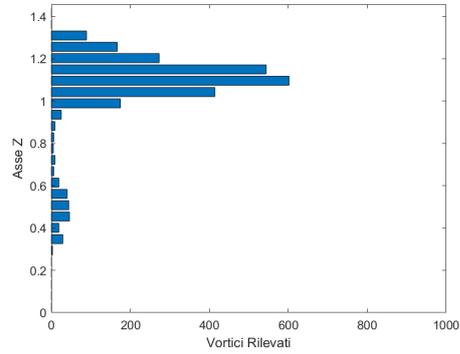


(b) Rilevazioni Negative

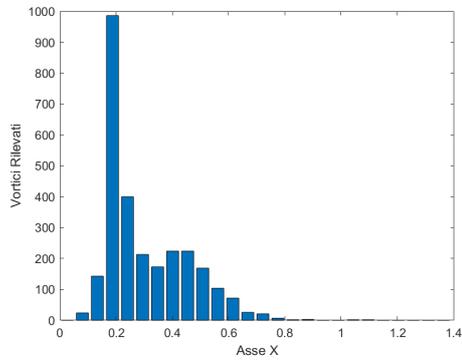
Figura 4.11: Valore del gamma delle rilevazioni, caso stream-wise.



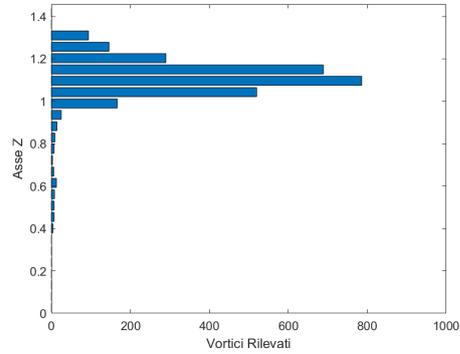
(a) *Caso Naturale, asse X*



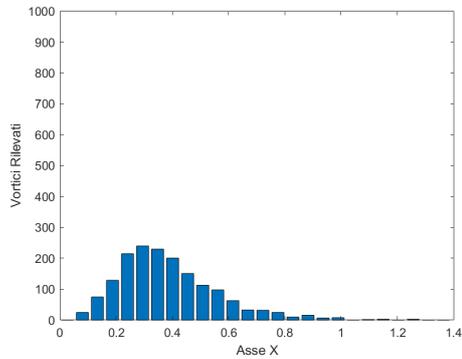
(b) *Caso Naturale, asse Y*



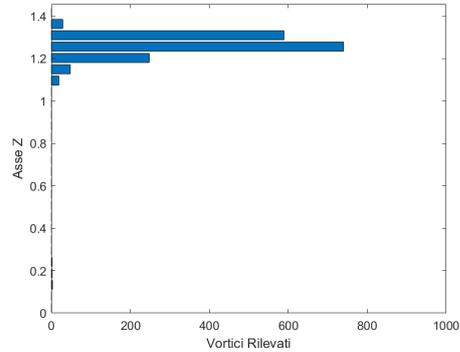
(c) *Caso Best Compromise, asse X*



(d) *Caso Best Compromise, asse Y*



(e) *Caso Max Drag Red., asse X*

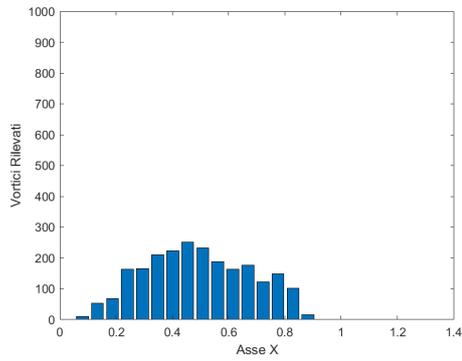


(f) *Caso Max Drag Red., asse Y*

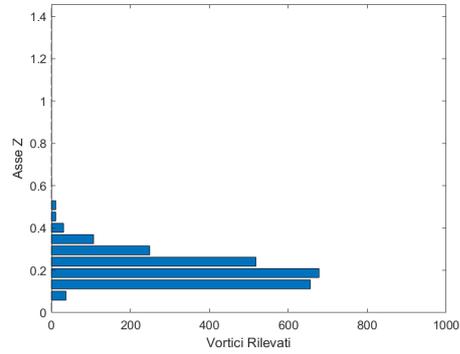
Figura 4.12: Posizione dei vortici negativi, caso stream-wise.

di immagini in cui i vortici sono assenti, ma questi ultimi tendono più di frequente a presentarsi singolarmente, come sottolinea il calo di 15 punti percentuali del numero di immagini in cui sono presenti vortici controrotanti.

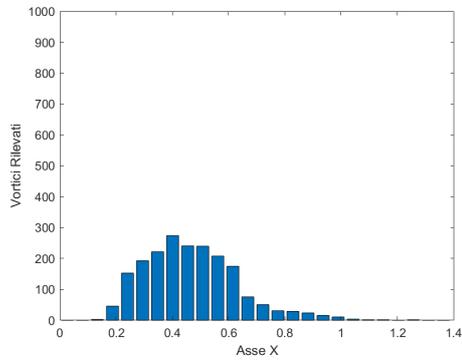
Come possono essere interpretati questi dati? Un aumento di rilevazioni vuol dire



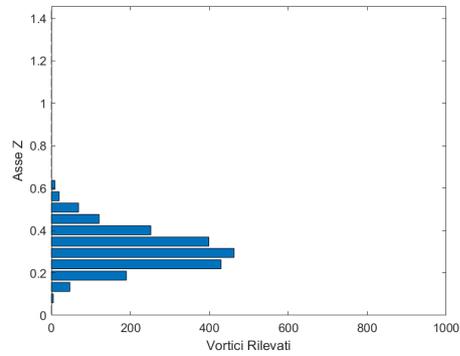
(a) *Caso Naturale, asse X*



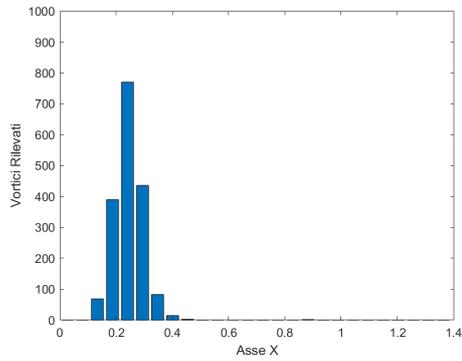
(b) *Caso Naturale, asse Y*



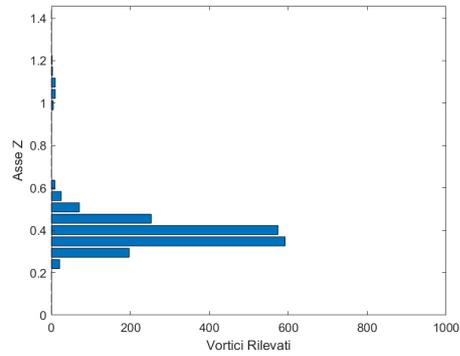
(c) *Caso Best Compromise, asse X*



(d) *Caso Best Compromise, asse Y*



(e) *Caso Max Drag Red., asse X*



(f) *Caso Max Drag Red., asse Y*

Figura 4.13: Posizione dei vortici positivi, caso stream-wise.

che è aumentato il numero di punti con un gamma sufficientemente alto. Un valore di gamma alto implica che il vortice ha una forma molto vicina a quella circolare o che la velocità della corrente vorticoso è alta in relazione alla velocità del fluido circostante. Quello che è stato notato dall'osservazione dei campi medi è che nel caso

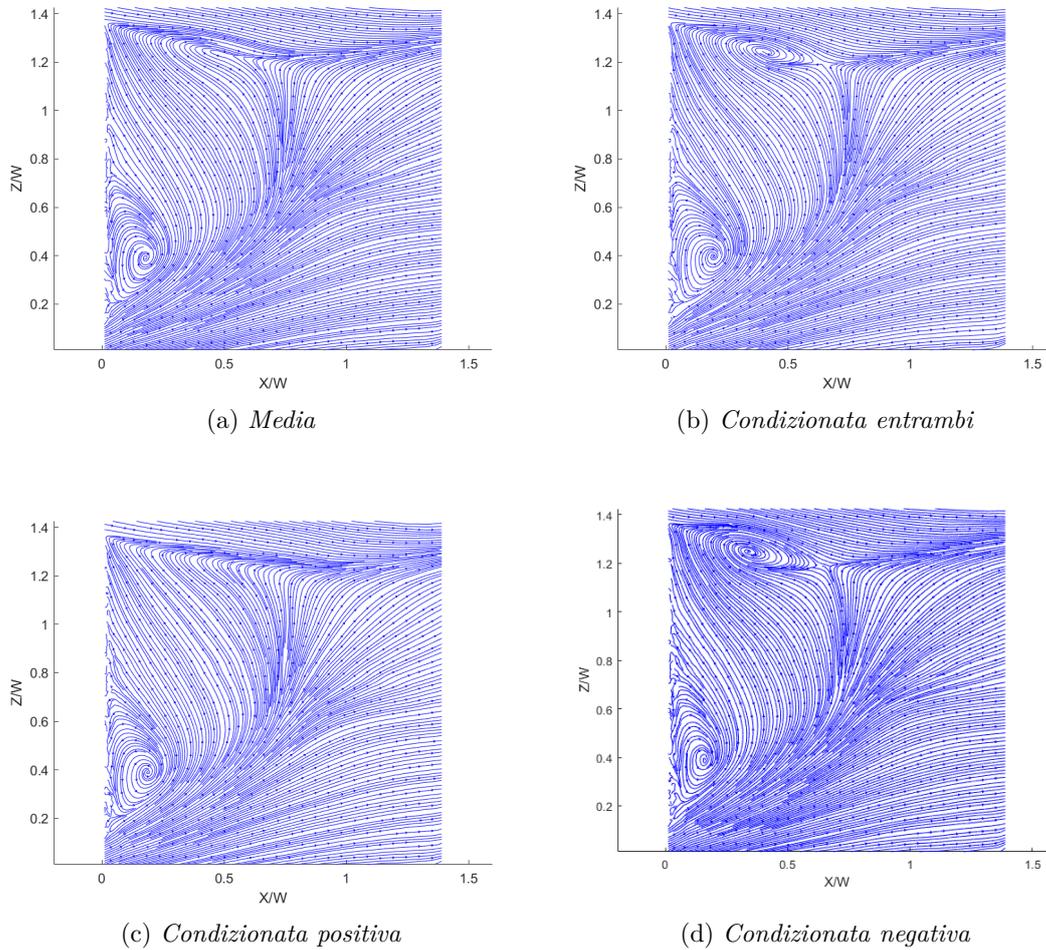


Figura 4.16: Medie condizionate SW, caso maximum drag reduction.

lungo tutta l'immagine. Nel caso best compromise invece, la distribuzione cambia e si osserva che sono più presenti nell'intervallo $[0.2 \ 0.6]$ e pressoché assenti al di fuori di esso. Quello che si è visto con i campi medi, si riflette perfettamente nella distribuzione dei vortici ottenuta nel caso di maximum drag reduction. Questa si avvicina molto ad una distribuzione a campana con la media posizionata a $X/W = 0.3$, coordinata del centro del vortice medio. Lungo l'asse Y, così come appena visto per l'asse X, si osserva un progressivo spostamento dei vortici verso l'alto. In particolare si passa dall'evidente picco posizionato a $Y/W = 0.2$ nel caso naturale a quello altrettanto accentuato a $Y/W \approx 0.4$ del caso di maximum drag reduction, passando per la configurazione intermedia del caso best compromise nella quale i vortici si distribuiscono su una zona più ampia.

Sapendo in quali immagini sono presenti i vortici, si è deciso di calcolare i campi medi condizionati. Per ognuno dei set sono state suddivise le istantanee contenenti

solo i vortici positivi da quelle che contenevano solo i vortici negativi o li contenevano entrambi; poi, a partire dai tre gruppi, sono stati calcolati i campi medi presentati nelle figure 4.14, 4.15 e 4.16.

Iniziamo ad analizzare i campi per il caso naturale. Da un confronto fra 4.14(a) e 4.14(b), si osserva che le scie hanno una struttura molto simile; anche i singoli vortici non presentano differenze notevoli se non quello inferiore, leggermente più grande nel campo 4.14(b). Le dimensioni di questo vortice aumentano ulteriormente nella media positiva, sottraendo spazio al vortice superiore; nonostante ciò la struttura della scia rimane invariata. Non si può dire la stessa cosa guardando la media negativa, nella quale il vortice superiore è diventato molto più esteso spingendo notevolmente più a valle il vortice positivo, tanto da non essere più visibile in figura. Non è possibile sapere se il vortice positivo esiste ancora e quindi la bolla risulta più allungata o se invece rimane soltanto il vortice superiore ad occupare tutto lo spazio.

Nel caso best compromise, si notano molte meno differenze tra le varie medie. Si può osservare come la bolla di ricircolo abbia sempre le stesse dimensioni e i vortici siano sempre presenti senza deformazioni eccessive. Ciò che cambia è l'estensione relativa dei vortici che aumenta in favore di uno o dell'altro a seconda della media condizionata che si prende in considerazione. Nel caso in figura 4.15(b) si raggiunge un compromesso fra i casi 4.15(c) e 4.15(d).

Più interessanti invece, sono le immagini ottenute per il caso di maximum drag reduction. Se nel campo medio il vortice superiore sembrava essere completamente scomparso, la figura 4.16(b) smentisce questa ipotesi: il vortice è ancora presente ma le sue dimensioni sono estremamente ridotte rispetto ai casi precedenti. Osservando le figure 4.16(d) e 4.16(c) è possibile fare un parallelo con il caso naturale nelle figure 4.14(c) e 4.14(d): a seconda del campo che si prende in considerazione, il vortice superiore svanisce del tutto o si intensifica influenzando la posizione dell'altro vortice. Nel complesso le dimensioni della scia rimangono costanti.

4.3.2 Caso Crosswise

Per quanto riguarda il caso cross-wise invece, sono stati impostati dei valori di soglia di 0.75 e 0.73 per i valori di gamma positivi e negativi rispettivamente; il valore di soglia per la velocità è stato impostato a 0.7 che corrisponde all'8% della velocità del flusso indisturbato. I vortici rilevati sono ripartiti come descritto in tabella. Nel caso naturale, sono stati individuati vortici in circa l'88% delle immagini, con la presenza contemporanea di vortici orari e antiorari nella metà delle suddette istantanee. Complessivamente, i vortici positivi sono leggermente più numerosi.

Nel caso di best compromise, il numero delle rilevazioni cala in maniera significativa. Si registra quasi un raddoppio delle immagini senza vortici e una riduzione di circa il 20% del numero di rilevazioni positive e negative; inoltre i vortici, oltre a comparire più raramente, tendono a più spesso a presentarsi singolarmente. Infine, nel caso di maximum drag reduction, i vortici sono quasi del tutto scomparsi. In quasi il 70% delle immagini non è stato rilevato nulla mentre nelle restanti istantanee, i vortici positivi e negativi si presentano in numero simile ma praticamente mai contemporaneamente.

Passando ad osservare come sono distribuiti i vortici, in figura 4.17 e 4.18 sono riportate le distribuzioni dei vortici lungo i due assi per ognuno dei tre casi. Prima si osservano come si distribuiscono i vortici positivi, lungo l'asse X. Nel caso naturale si può notare l'elevato numero di rilevazioni, distribuite principalmente nell'intervallo $[0 \ 0.4]$ con un picco intorno a $Y/W = 0.2$, posizione del centro del vortice antiorario nel campo medio. La distribuzione si mantiene simile nel caso best compromise ma, con un numero di vortici trovati molto inferiore e un leggero spostamento del picco verso destra. Completamente differente è invece il caso di maximum drag reduction; in figura 4.17(e) si può notare come quasi tutti i vortici siano scomparsi con qualche rilevazione in più nell'intervallo $[0 \ 0.1]$ ma comunque molto limitate.

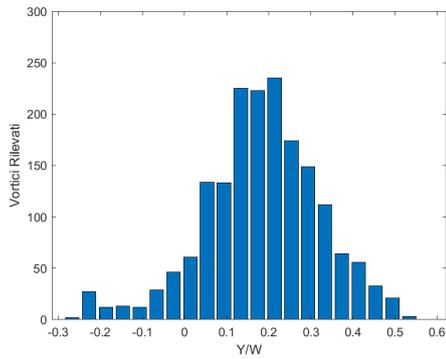
L'andamento visto per le distribuzioni lungo l'asse X, si ritrova anche analizzando quelle lungo l'asse Y. Nel caso naturale si ha il numero di rilevazioni più elevato; queste sono localizzate principalmente nella zona inferiore delle istantanee e diventano sempre più rare man mano che ci si sposta verso l'alto. Nel caso best compromise i vortici sono meno numerosi e concentrati nell'intervallo $[0.2 \ 0.45]$, scomparendo quasi completamente al di fuori di questi limiti. In questo stesso intervallo sono contenute sostanzialmente tutte le rilevazioni ottenute nel caso di maximum drag reduction, ma il loro numero è esiguo se confrontato con i casi precedenti.

Spostando l'attenzione ai vortici negativi, osserviamo come sono distribuiti lungo l'asse X. Nel caso naturale si notano due zone all'interno delle quali si vanno a formare i vortici: la prima che va da -0.3 a 0 , nella quale è collocata la maggior parte dei vortici e la seconda che va da 0.35 a 0.5 , dove si trova la restante parte. La prima zona corrisponde alla posizione del vortice negativo nel campo medio mentre la seconda è poco a destra della posizione del vortice positivo nel campo medio. Una distribuzione non troppo dissimile si presenta nel caso best compromise, nel quale però i vortici sono assai meno frequenti. Si registra un picco in corrispondenza del valore $Y/W = -0.08$. Infine, nel caso di maximum drag reduction, i vortici spariscono quasi del tutto, al punto che diventa difficile riconoscere dei pattern.

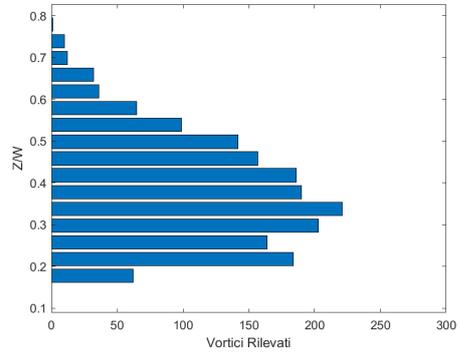
Ciò che è stato detto per le distribuzioni lungo l'asse Y dei vortici positivi, può essere ripetuto anche per quelli negativi. Anche in questo caso, i vortici si concentrano nella zona inferiore, diventando sempre meno numerosi passando dal caso naturale al best compromise e poi al maximum drag reduction.

Passiamo adesso ad analizzare le medie condizionate ricavate per la configurazione cross-wise. Le prime saranno quelle del caso naturale, mostrate in figura 4.19. Subito

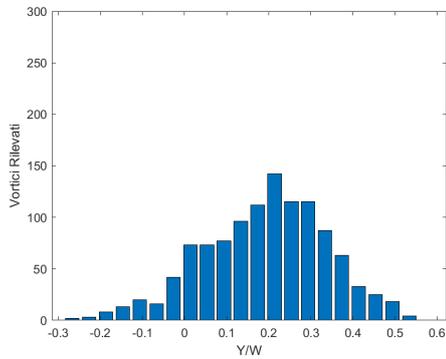
Cross-wise	Naturale (%)	Best Comp. (%)	Max DR (%)
Entrambi i vortici	42.15	26.77	2.15
Solo vortici positivi	27.00	27.65	15.25
Almeno un vortice pos.	69.15	54.42	17.40
Vortici negativi	18.60	22.37	13.23
Almeno un vortice neg.	60.75	49.14	15.38
Nessun vortice	12.25	23.21	69.37



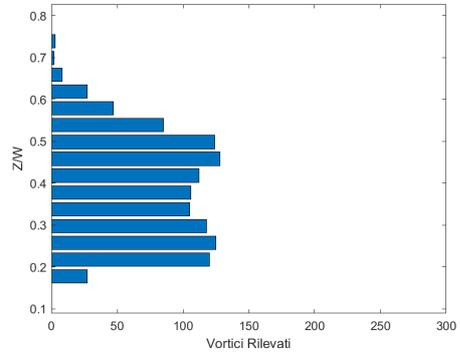
(a) *Caso Naturale, asse X*



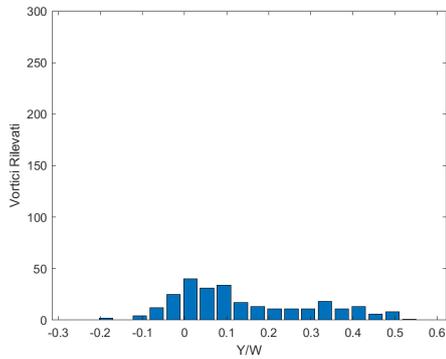
(b) *Caso Naturale, asse Y*



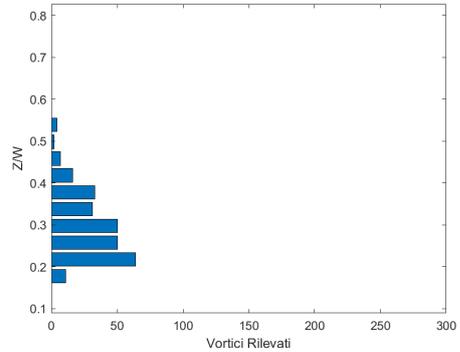
(c) *Caso Best Compromise, asse X*



(d) *Caso Best Compromise, asse Y*



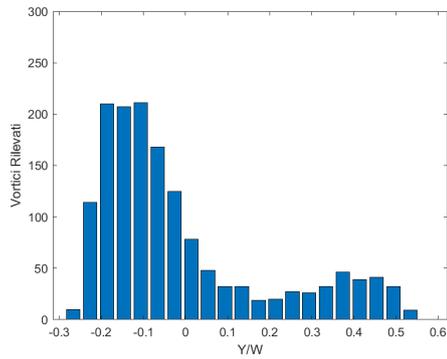
(e) *Caso Max Drag Red., asse X*



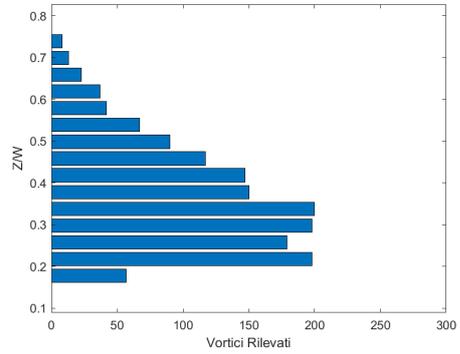
(f) *Caso Max Drag Red., asse Y*

Figura 4.17: Posizione dei vortici positivi, caso cross-wise.

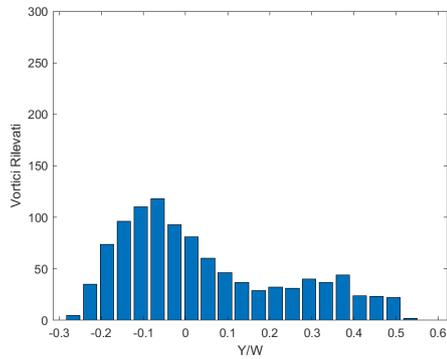
si notano i due vortici molto estesi presenti sia nel caso 4.19(a) che nel caso 4.19(b). Non ci sono differenze degne di nota tra questi due casi. Molto più interessanti sono invece i casi 4.19(c) e 4.19(d) che rappresentano rispettivamente la media positiva e negativa. Quello che si osserva è che uno dei due vortici si indebolisce notevolmente



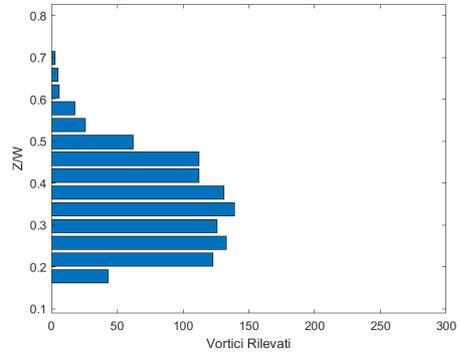
(a) *Caso Naturale, asse X*



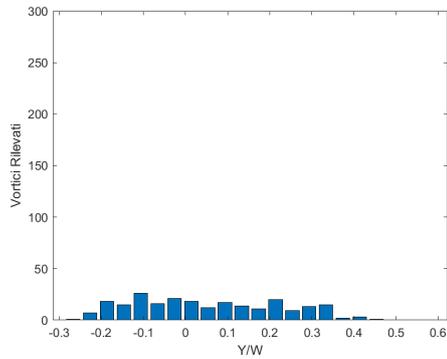
(b) *Caso Naturale, asse Y*



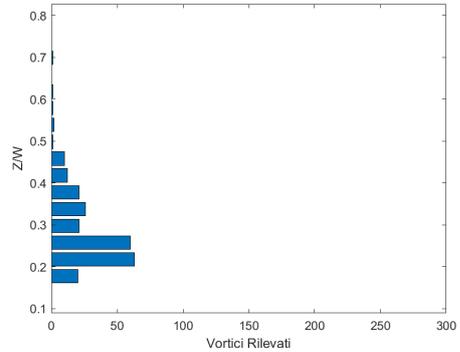
(c) *Caso Best Compromise, asse X*



(d) *Caso Best Compromise, asse Y*



(e) *Caso Max Drag Red., asse X*



(f) *Caso Max Drag Red., asse Y*

Figura 4.18: Posizione dei vortici negativi, caso cross-wise.

rispetto all'altro fin quasi a sparire nel secondo caso e sparendo del tutto nel primo.

A differenza di quanto visto nel caso naturale, per il caso di best compromise le figure 4.20(a) e 4.20(b) presentano delle differenze evidenti. La media condizionata infatti mostra due vortici molto più regolari e la posizione del punto di sella risulta

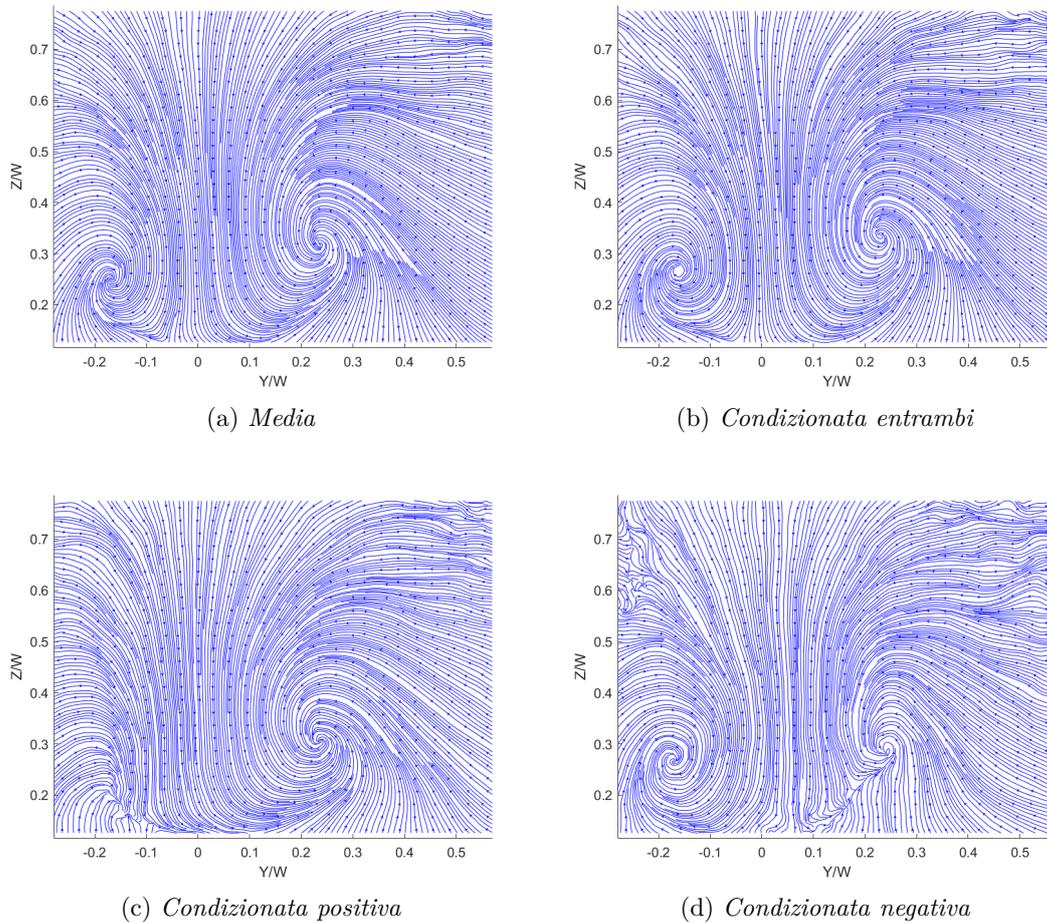


Figura 4.19: Medie condizionate CW, caso naturale.

più bassa. Per le altre due medie invece, si osserva un comportamento simile a quello descritto per il caso naturale; anche qui, in entrambe le medie positiva e negativa, si presenta un solo vortice mentre l'altro scompare del tutto.

Infine, per il caso di maximum drag reduction, le medie condizionate si presentano molto disordinate. Se il campo medio di figura 4.21(a) mostra delle linee di corrente che confluiscono nel punto di sella circa al centro dell'immagine, nella figura 4.21(b) è difficile riuscire a riconoscere un qualsiasi tipo di struttura. Anche le successive medie positive e negative si presentano in maniera analoga, con l'unica differenza che appaiono dei piccoli vortici nella zona inferiore dell'immagine.

4.3.3 Storia temporale

L'ultimo dato che è possibile estrarre dalle misure è la storia temporale della scia. Collegando il dato della presenza dei vortici all'istante in cui è stata acquisita un certa

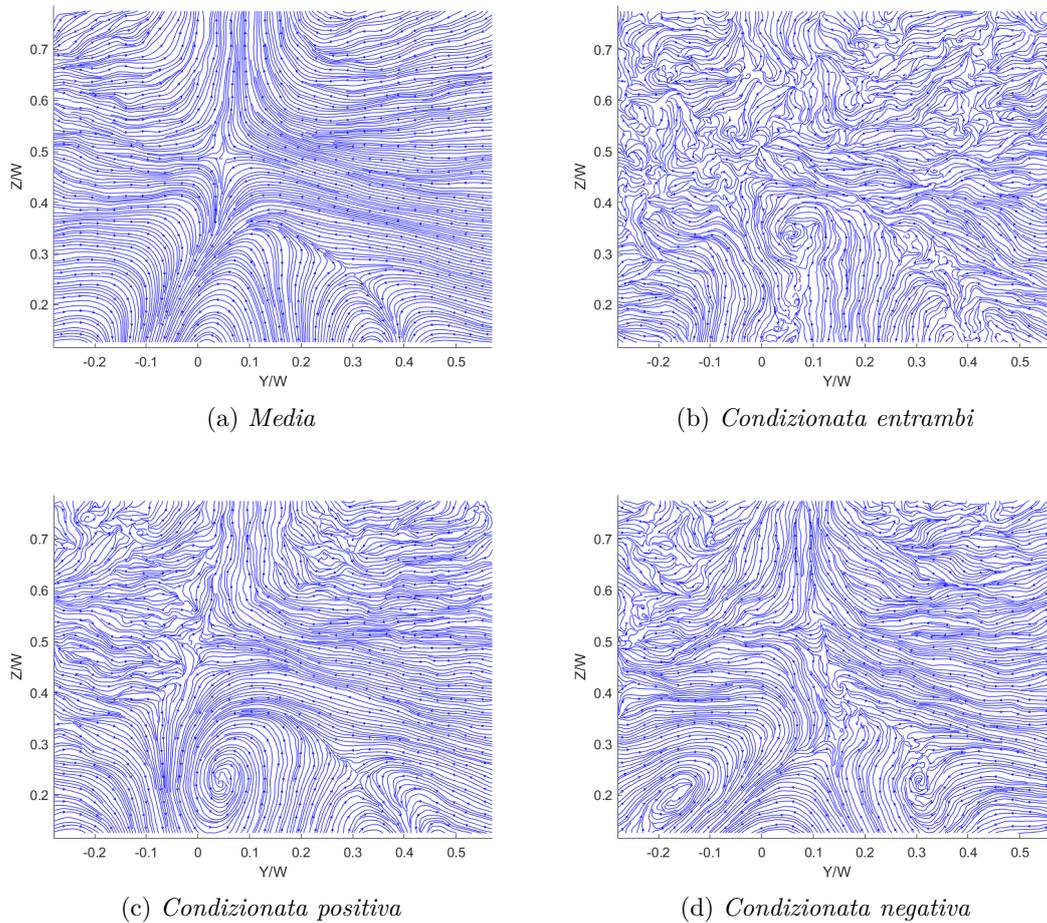


Figura 4.21: Medie condizionate CW, caso maximum drag reduction.

presenti in una zona, la scia abbia una configurazione asimmetrica per la quale uno dei due vortici si espande e si intensifica, a discapito dell'altro controrotante, in maniera simile a quanto visto nelle medie condizionate presentate in precedenza. Tutto ciò può essere associato al comportamento bistabile osservato da Grandemange *et al.*[10] o da Bonnavion *et al.*[12]. Questo fenomeno però, non è visibile chiaramente per tutto il periodo di osservazione e probabilmente, per ottenere dei risultati migliori, occorrerebbe effettuare un ulteriore post-processing dei dati acquisiti; inoltre non è da escludere che i parametri dell'esperimento non siano adatti per i tempi caratteristici del fenomeno, il quale potrebbe richiedere risoluzioni temporali maggiori o tempi di osservazione più lunghi.

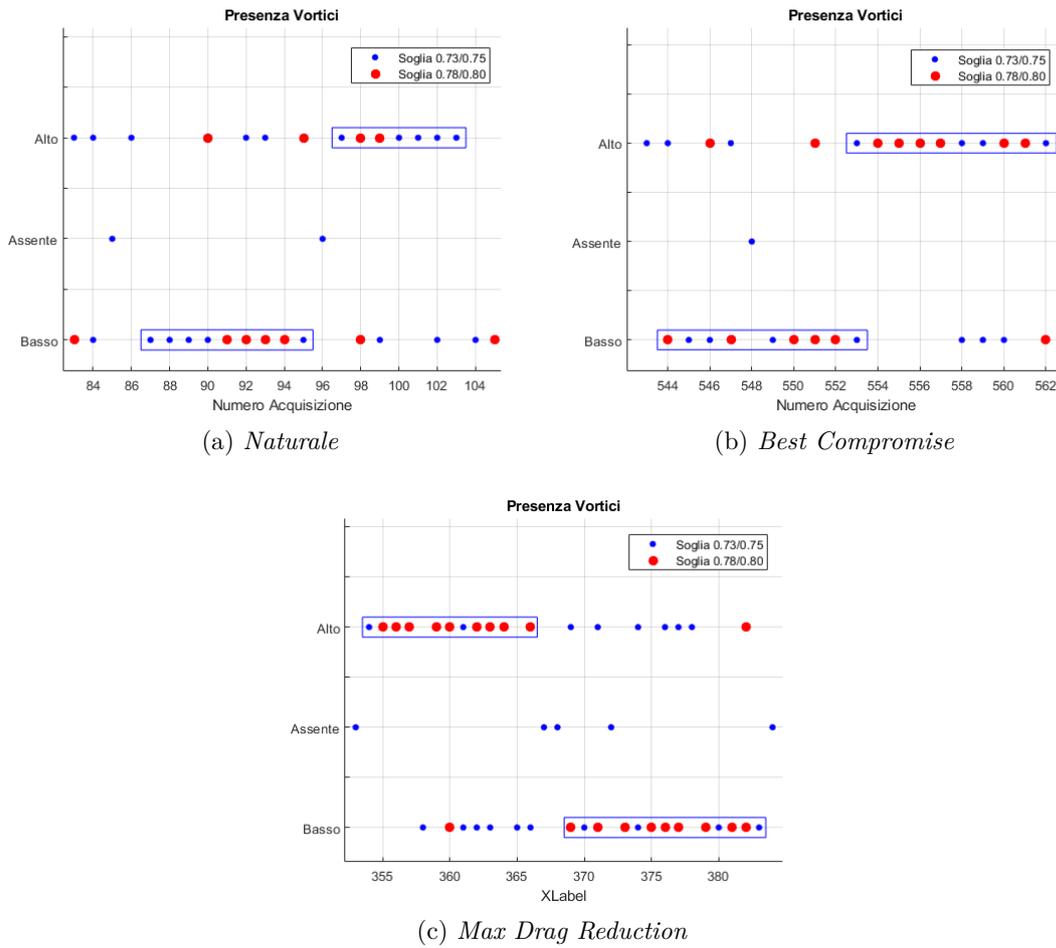


Figura 4.22: Presenza vortici Streamwise

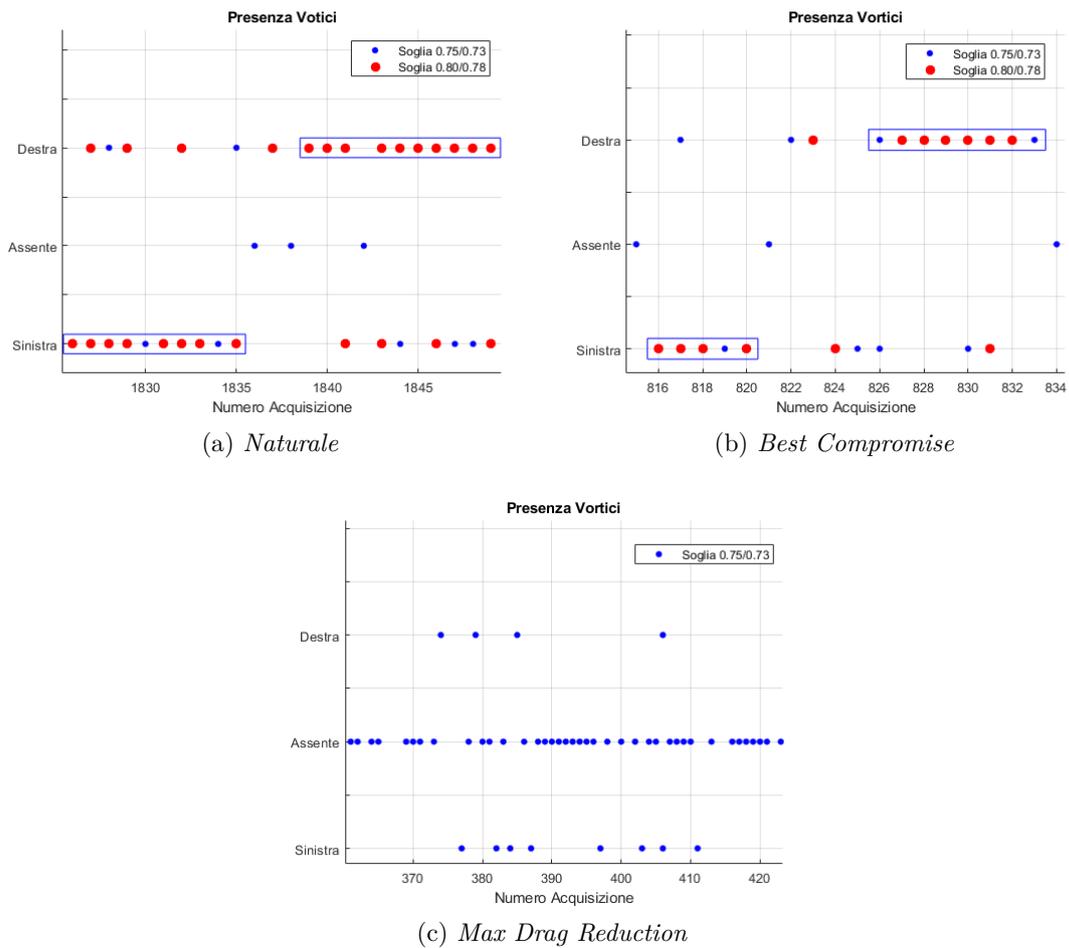


Figura 4.23: Presenza vortici Crosswise

Capitolo 5

Conclusione

Nel lavoro appena presentato è stato eseguito lo studio della scia di un veicolo squareback al quale è stato installato un sistema di controllo attivo del flusso. Il sistema consiste in quattro fessure dalle quale l'aria viene soffiata, andando a modificare la struttura della scia.

Volendo caratterizzare la scia nella sua interezza è stato necessario utilizzare tecniche di misura globali, in grado di restituire un campo di moto nella sua totalità e non solo informazioni puntuali. La scelta è ricaduta sulla Particle Image Velocimetry. Dopo una prima fase di studio della tecnica, nella quale sono stati analizzati gli elementi principali, è stato messo a punto l'apparato sperimentale grazie al quale è stato possibile riprodurre il campo di moto di interesse e si è potuto acquisire migliaia di istantanee del campo stesso. L'indagine è stata effettuata per due configurazioni controllate più una di riferimento in modo da poterne apprezzare le differenze.

Le immagini dei campi di moto, nel caso naturale, hanno mostrato una estesa bolla di ricircolo come già visto in precedenti lavori; nei casi controllati invece, è stato possibile osservare come l'azione dei getti modifica la struttura della scia, sia in termini di dimensioni complessive, sia in termini di strutture interne. Lo studio però non si è concluso qui: a partire dal metodo proposto da Graftieaux, è stato sviluppato e applicato un algoritmo in grado di localizzare i vortici. Questo ha permesso una caratterizzazione della scia più approfondita, fornendo ulteriori informazioni a livello spaziale e temporale. Da questi ulteriori dati è stato possibile osservare che la configurazione della scia non rimane sempre la stessa ma evolve nel tempo assumendo conformazioni differenti da quelle mostrate dai campi medi.

Grazie al lavoro svolto, è possibile comprendere con maggior chiarezza il comportamento e l'evoluzione della scia a valle di un veicolo; con queste informazioni è possibile ottimizzare i sistemi di controllo attivo per raggiungere risultati ancora migliori di quelli odierni, già molto promettenti. Non bisogna dimenticare però che le condizioni simulate sono ancora lontane dalla realtà: se si vuole portare sviluppare un sistema che possa essere lanciato sul mercato con risultati soddisfacenti è necessario approfondire questa ricerca, simulando condizioni differenti, come il vento laterale o il traffico, o estendendo il volume di misura.

Bibliografia

- [1] Hucho, W. H. and Sovran, G. (1993) Aerodynamics of road vehicles, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 25(1), pp485-537.
- [2] T. Morel: The Effect of Base Slant on the Flow Pattern and Drag of three-dimensional Bodies with Blunt Ends. Proceedings of Symposium on Aerodynamic Drag Mechanisms of Bluff Bodies and Road Vehicles, (Editors G. Sovran et al.), Plenum Press, New York, 1978, pp. 191 - 226.
- [3] S.R. Ahmed: Influence of Base Slant on Wake Structure and Drag of Road Vehicles. ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 105, 1983, pp. 429-434
- [4] Ahmed, S. R., Ramm, R., Faltin, G. (1984) Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake. SAE Tech. Paper 840300, pp. 1-30. Society of Automotive Engineers.
- [5] Krajnović, S., and Davidson, L., 2003, "Numerical Study of the Flow Around the Bus-Shaped Body," ASME J. Fluids Eng., 125, pp. 500-509.
- [6] Duell, E. G., and George, A. R., 1999, "Experimental Study of a Ground Vehicle Body Unsteady Near Wake," SAE Paper No. 1999-01-0812.
- [7] Han, T., 1989, "Computational Analysis of Three-Dimensional Turbulent Flow Around a Bluff Body in Ground Proximity," AIAA J.,27(9), pp. 1213-1219.
- [8] Duell, E. G., 1994, "Experimental Investigation of Unsteady Near Wakes of Ground Vehicle Bodies," Ph.D. thesis, Cornell University, Ithaca, NY.
- [9] Mathieu Grandemange, Olivier Cadot, Marc Gohlke. Reflectional symmetry breaking of the separated flow over three-dimensional bluff bodies. Physical Review E Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics, American Physical Society, 2012, 86 (3).
- [10] Grandemange, M., Gohlke M., and Cadot, O. 2013 Turbulent wake past a three-dimensional blunt body. Part 1. Global modes and bi-stability. J. Fluid Mech. 722, 51-84.
- [11] Grandemange, M., Gohlke M., and Cadot, O. 2014 Turbulent wake past a three-dimensional blunt body. Part 2. Experimental sensitivity analysis. J. Fluid Mech. 752, 439-461.
- [12] Bonnavion, G., Cadot, O., 2018 Unstable wake dynamics of rectangular flat-backed bluff bodies with inclination and ground proximity. J. Fluid Mech. 854, 196-232.
- [13] Dubey, A., Chheniya, S., and Jadhav, A. (2013) Effect of Vortex generators on Aerodynamics of a Car: CFD Analysis. International Journal of Innovations in Engineering and Technology (IJJET), Vol. 2(1), pp137-144.

- [14] Koike, M., Nagayoshi, T., and Hamamoto, N. (2004) Research on aerodynamic drag reduction by VGs, Mitsubishi Motors Technical Review, No. 16, pp11-16.
- [15] Kim, I., and Chen, H. (2010) Reduction of aerodynamic forces on a minivan by a pair of vortex generators of a pocket type, International journal of vehicle design, Vol.53(4), pp300-316.
- [16] Inchul Kim, Huailei Chen and Roger C. Shulze, "ARear Spoiler of a New Type that Reduces the Aerodynamic Forces on a Mini-Van", SAE Technical Paper Series, 2006-01-1631.
- [17] Hu, X. X., and Wong, T. T. (2011) A numerical study on rear-spoiler of passenger vehicle, World Academy of Science, Engineering and technology, Vol. 57, pp636-641.
- [18] Gilliéron, P., and Kourta, A. (2010) Aerodynamic drag reduction by vertical splitter plates, Experiments in Fluids, Vol.48(1), pp1-16.
- [19] Rohatgi, U. S. (2012), Methods of reducing vehicle aerodynamic drag, ASME 2012 Summer Heat Transfer Conference, Puerto Rico, USA, July 8-12.
- [20] Khalighi, B., Balkanyi, S. R., and Bernal, L. P. (2013) Experimental investigation of aerodynamic flow over a bluff body in ground proximity with drag reduction devices, International Journal of Aerodynamics, Vol.3(4), pp217-233.
- [21] Aubrun, S. , McNally, J. , Alvi, F., Kourta, A. (2011) Separation flow control on a generic ground vehicle using steady microjet arrays. Exp. Fluids 51, 1177–1187.
- [22] Krentel, D., Muminovic, R., Brunn, A., Nitsche , W., King , R. 2010 Application of active flow control on generic 3D car models. Active Flow Control. NFM 108, 223–239.
- [23] Kourta, A., Leclerc, C. (2013) Characterization of synthetic jet actuation with application to Ahmed body wake. Sensors Actuators A 192, 13–26.
- [24] Tounsi, N., Mestiri, R., Keirsbulck, L, Oualli, H., Hanchi, S. Aloui, F. (2016) Experimental study of flow control on bluff body using piezoelectric actuators. J. Appl. Fluid Mech. 9, 827–838.
- [25] Rouméas, M., Gilliéron, P., and Kourta, A. (2009) Drag reduction by flow separation control on a car after body, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 60(11), pp 1222-1240
- [26] Harinaldi, B., Warjito, E.A.K., and Rustan Tarakka, S.P.S.(2012) Modification of flow structure over a van model by suction flow control to reduce aerodynamics drag. Makara Seri Teknologi, Vol. 16(1), pp15-21.
- [27] Hahn, D.W. (2009). Light Scattering Theory. Department of Mechanical and Aerospace Engineering, University of Florida.
- [28] Raffel, M., Willert, C., Wereley, S. and Kompenhans, J. (2007). Particle Image Velocimetry. 2 edn Springer.
- [29] Adrian, R. J. (1991). Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. Annual Review of Fluid Mechanics 23: 261–304,
- [30] Adrian, R. J., Yao, C.-S. 1985. Pulsed laser technique application to liquid and gaseous flows and the scattering power of seed materials. Appl. Opt. 24: 44-52
- [31] Adrian, R. J., Yao, C.-S. 1987. Power spectra of fluid velocities measured by laser Doppler velocimetry. Exp. Fluid 5: 17-28

- [32] Goodman J.W. (2004): Introduction to Fourier optics, Roberts and Company Publishers, Greenwood village.
- [33] L. Graftieaux, M. Michard, N. Grosjean, Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows, Meas. Sci. Technol. 12 (2001) 1422–1429.
- [34] J.J. Cerutti, C. Sardu, G. Cafiero, G. Iuso, (2019) Wake control of a square back road vehicle using continuous jets.