Politecnico di Torino

Facoltà di Ingegneria Aerospaziaele

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Aersoapziale

Misure di riduzione di resistenza su superfici con riblettatura sinusoidale usando Particle Image Velocimerty

Candidato:
Raffaele Ternaova
Matr. 251295

Relatore: Prof. Gaetano Iuso
Correlatore: Dott: Gioacchino Cafiero

Anno Accademico 2019/2020

Abstract

Il lavoro di tesi è volto alla sperimentazione di particolari superfici riblettate al fine di dimostrare che esse possano produrre una riduzione di resistenza d'attrito. L'unione della tecnica attiva di oscillazione spanwise della superficie e della tecnica passiva della superficie riblettata ha portato alla sperimentazione di una placca con riblettatura sinusoidale. L'obiettivo primario è quello di dimostrare la maggiore efficienza della riblettatura sinusoidale rispetto alla classica riblettatura longitudinale utilizzando risultati provenienti da prove sperimentali condotte in galleria del vento. I maggiori benefici apportati da questa particolare conformazione della superficie sono stati dimostrati da precedenti studi che hanno utilizzato software di calcolo computazionale. Lo studio è stato condotto su quattro tipologie di placche differenti: placca liscia, placca con riblet longitudinali e due placche con riblettatura sinusoidale aventi tra loro ampiezze differenti. Ognuna delle placche è stata studiata in galleria del vento a diversi valori di velocità per mezzo di tre differenti tecniche di misura: Hot-Wire Anemometry, Particle Image Velocimetry (PIV) e Stereo PIV.

Indice

1 Introduzione **1**

2 Strato Limite **3**
2.1 Caratteristiche dello Strato Limite 4
2.2 Legge di Distribuzione della Velocità 7
2.3 Strutture Turbolente 10
2.4 Statistiche Turbolente 15

3 Tecniche di Riduzione di Resistenza **18**
3.1 Tecniche Attive 19
3.1.1 Oscillazione della superficie 20
3.2 Tecniche Passive 22
3.2.1 Superfici Riblettate 22
3.3 Tecniche Combinate 28
3.3.1 Riblet Osicllanti 28
3.3.2 Riblet Sinusoidali 29

4 Setup Sperimentale **31**
4.1 Galleria del Vento 31
4.2 Placche Piane 32
4.3 Tubo di Pitot e Trasduttore di Pressione 33
4.4 Movimentatori 34
4.5 Sistema Acquisizione dei Dati 35
4.6 Setup Sperimentale 35

5 Tecniche di misura **38**
5.1 Anemometria a Filo Caldo 38
5.1.1 Principio di Funzionamento 38
5.1.2 Sonda a Filo Caldo 40
5.1.3 Procedura di Misura e Acquisizione Dati 40
5.2 Particle Image Velocimetry 42

5.2.1 Principio di Funzionamento 42
5.2.2 Componenti della Tecnica PIV 44
5.2.3 Acquisizione delle Immagini e Pre-Processing 47
5.3 Stereoscopic PIV 50
5.3.1 Principio di Funzionamento 50
5.3.2 Calibrazione del Sistema 52
5.3.3 Disparity 53

6 Risultati **55**
6.1 Validazione del Flusso 55
6.1.1 Profili 57
6.1.2 Convergenza Dati 63
6.2 Profili di Velocità Medi 70
6.3 Analisi Statistica della Turbolenza 76
6.4 Analisi dei Quadranti 82
6.5 Mappe di Energia 90
6.6 P.O.D. - Proper Orthogonal Decomposition 95
6.7 Contributi Energetici 101

7 Conclusioni **109**

Bibliografia **111**

Elenco delle figure

2.1 Strato limite su placca piana 4
2.2 Contributi profili di velocità 9
2.3 Profili velocità media DeGraaf 10
2.4 Esempio analisi quadranti con rimozione punti 12
2.5 Analisi quadranti 13
2.6 Hairpin Vortex 14
2.7 Pacchetto hairpin 14
2.8 Rappresentazione pacchetti vortici 15
2.9 Turbolenza streamwise 16
2.10 Turbolenza normalwise 16
2.11 Andamento sforzo di Reynolds 17

3.1 Fluttuazioni placca non oscillante 20
3.2 Fluttuazioni placca oscillante 21
3.3 Riduzione coefficiente d'attrito con ω^+ 22
3.4 Superficie riblettata 23
3.5 Sezione riblet 24
3.6 Grafici riduzione resistenza riblet in funzione di s^+ e ℓ_g^+ 24
3.7 Riduzione resistenza riblet in funzione di $\Delta\tau/\tau_0$ 25
3.8 Profili velocità medi riblet e superficie liscia 26
3.9 Origini virtuali dei moti longitudinali e trasversali 28
3.10 Riduzione resistenza riblet oscillanti 29
3.11 Rappresentazione riblet sinusoidale 30

4.1 Schematizzazione galleria del vento 32
4.2 Schema riblet utilizzate 33
4.3 Schema movimentazione placca e sonda 35
4.4 L490 Heavy Duty Lab Jack 36
4.5 Montaggio placca in camera di prova 37

5.1 Rappresentazione sonda a filo caldo 40

5.2 Fotografia sonda in camera di prova 41
5.3 Schematizzazione apparato PIV 42
5.4 Fotografia laser in azione 44
5.5 Fotografia macchine generatrici di fumo 46
5.6 Fotografia telecamera PIV 47
5.7 Pre-Processing 49
5.8 Analisi componenti stereo-PIV 50
5.9 Configurazioni stereo-PIV 51
5.10 Fotografia setup per stereo-PIV 52
5.11 Fotografia target stereo-PIV 53
5.12 Disparity 54

6.1 Validazione - Profilo velocità media 56
6.2 Validazione - Turbolenza streamwise 57
6.3 Profili medi di velocità placca liscia 58
6.4 Profili $\overline{u'}$ placca liscia 59
6.5 Profili $\overline{u'v'}$ placca liscia 62
6.6 Convergenza $\overline{u}$ HW 65
6.7 Convergenza $\overline{u'}$ HW 66
6.8 Convergenza skewness media HW 66
6.9 Convergenza $\overline{u}$ PIV 67
6.10 Convergenza fluttuazione$\overline{u'}$ PIV 67
6.11 Convergenza $\overline{u'v'}$ PIV 68
6.12 Convergenza velocità media $\overline{u'}$ SPIV 68
6.13 Convergenza fluttuazione media $\overline{w'}$ SPIV 69
6.14 Profili di velocità medi $\overline{u}$ riblet u_τ HW 70
6.15 Profili di velocità medi $\overline{u}$ riblet $u_{\tau 0}$ HW 71
6.16 Profili di velocità medi $\overline{u}$ riblet u_τ PIV e SPIV 72
6.17 Profili di velocità medi $\overline{u}$ riblet $u_{\tau 0}$ PIV 73
6.18 Grafico riduzione di resistenza con spacing adimensionale . . . 74
6.19 Profili turbolenza $\overline{u'^2}/u_{\tau 0}^2$ HW 76
6.20 Profili turbolenza $\overline{u'^2}/u_{\tau 0}^2$ PIV 77
6.21 Profili turbolenza $\overline{u'^2}/u_\tau^2$ HW 78
6.22 Profili turbolenza $\overline{v'^2}/u_{\tau 0}^2$ PIV 79
6.23 Profili turbolenza $\overline{u'v'}/u_{\tau 0}^2$ PIV 80
6.24 Profili di turbolenza $\overline{w'}/u_{\tau 0}^2$ SPIV 82
6.25 Analisi quadranti sforzo Reynolds Q1 84
6.26 Analisi quadranti sforzo Reynolds Q2 85
6.27 Analisi quadranti sforzo Reynolds Q3 86
6.28 Analisi quadranti sforzo Reynolds Q4 87
6.29 Analisi dei quadranti a $y^+ = 100$ e $Re_\theta = 2790$ 89

6.30 Analisi dei quadranti a $y^+ = 500$ e $Re_\theta = 2790$ 89
6.31 Mappa energia $Re_\theta = 2190$ 90
6.32 Mappa energia $Re_\theta = 2790$ 91
6.33 Mappa energia $Re_\theta = 3900$ 91
6.34 Mappa energia $Re_\theta = 4895$ 92
6.35 Mappa energia $Re_\theta = 2790$ adimensinalizzata con u_τ 93
6.36 Mappa energia $Re_\theta = 3900$ adimensinalizzata con u_τ 94
6.37 Grafico contributi energetici 97
6.38 POD placca liscia 98
6.39 POD placca RLong 99
6.40 POD placca RS1 99
6.41 POD placca RS2 100
6.42 Mappe produzione $Re_\theta = 2790$ 103
6.43 Mappe produzione $Re_\theta = 3900$ 103
6.44 Andamento produzione $Re_\theta = 2790$ e $Re_\theta = 3900$ 104
6.45 Mappe trasporto $Re_\theta = 2790$ 105
6.46 Mappe trasporto $Re_\theta = 3900$ 105
6.47 Andamento trasporto $Re_\theta = 2790$ e $Re_\theta = 3900$ 106
6.48 Mappe dissipazione $Re_\theta = 2790$ 107
6.49 Mappe dissipazione $Re_\theta = 3900$ 107
6.50 Andamento dissipazione $Re_\theta = 2790$ e $Re_\theta = 3900$ 108

Elenco delle tabelle

4.1 Parametri caratteristici placche sperimentazione 32
4.2 Parametri strato limite su placca piana 33

5.1 Parametri sperimentali per prove con hotwire anemometry . . 40
5.2 Parametri sperimentali per prove PIV 43

6.1 C_f placca liscia ed errori percentuali 57
6.2 Valori picco turbolenza 60
6.3 Autovalori POD 96

Capitolo 1

Introduzione

La ricerca sulle metodologie per la riduzione di resistenza sui velivoli da trasporto ha ricevuto una particolare attenzione nelle ultime 3-4 decadi. Nel contesto dell'aviazione civile, in relazione alla grandezza del velivolo, la resistenza d'attrito ha un peso nel computo della resistenza totale di circa il $40 - 50\%$ in condizioni di crociera. Nei dipartimenti della Nasa, *Walsh e Lindemann (1984)* [1] stimarono che una riduzione del 10% della resistenza d'attrito potesse comportare ogni anno un risparmio di 350 milioni di dollari di carburante per le compagnie aeree oltre che un enorme quantità di CO_2 immessa nell'ambiente. La riduzione dell'emissione di anidride carbonica e dei rumori provenienti dai velivoli sono tra i principali obiettivi delle ricerche svolte. Questo lavoro di tesi, infatti, è stato svolto anche grazie ai finanziamenti provenienti dal progetto promosso dall'Unione Europea chiamato Clean Sky, il quale ha come scopo la promozione e il finanziamento di progetti di ricerca che mirano a raggiungere miglioramenti in questi due ambiti.
La ricerca sulla riduzione della resistenza d'attrito ha portato ad una comprensione più profonda dei meccanismi di trasporto di energia e al comportamento delle strutture vorticose all'interno dello strato limite turbolento arrivando a capire che, una tecnica di riduzione efficace, avrebbe dovuto comportare il controllo degli eventi vorticosi all'interno dello strato limite. Con tale scopo sono state sviluppate tecniche attive, come l'oscillazione della superficie investita da corrente, e tecniche passive, come l'utilizzo di particolari superfici riblettate.
Le sperimentazioni successive hanno portato alla progettazione di superfici riblettate con forma sinusoidale delle scanalature, in modo da indurre passivamente alla corrente che scorre sopra la superficie il movimento oscillante e unire i vantaggi apportati dalle tecniche attive e passive.
Questo lavoro di tesi si pone come scopo l'analisi della riduzione di resistenza indotto da questo tipo di superfici confrontandole con una riblet calssica

(longitudinale alla corrente) e una superficie liscia. Verrà analizzata anche l'influenza dell'ampiezza della sinusoide che caratterizza la scanalatura della riblet sinusoidale per capire se esista un'ampiezza preferenziale alla riduzione di resistenza. Verranno analizzate approfonditamente quattro placche poste nella galleria del vento a circuito aperto del Politecnico di Torino per mezzo di prove sperimentali utilizzando tre differenti tecniche di misura: anemometria a filo caldo, Particle Image Velocimetry (PIV) e Stereoscopic PIV (Stereo PIV). Le prove sperimentali hanno permesso di ricavare i profili medi di velocità attraverso i quali si sono ricavati i coefficienti di attrito delle singole placche utilizzando metodologie differenti per la placca liscia e quelle ribletate. Successivamente, utilizzando i dati acquisiti nelle prove sperimentali, sono state calcolate le statistiche turbolente e si è passati allo studio sull'apporto energetico all'interno dello strato limite e all'analisi dei quadranti. Queste analisi hanno permesso di relazionare la riduzione di resistenza alla la diminuzione degli eventi responsabili dell'aumento di energia cinetica turbolenta all'interno dello strato limite. Infine, si procederà con l'analisi delle strutture responsabili della produzione di resistenza andando a studiarne i modi propri e valutando i contributi energetici prodotti.

Capitolo 2

Strato Limite

In fluidodinamica per strato limite si intende la zona di flusso in movimento in prossimità di una superficie nella quale risultano intensi gli effetti provocati dalla vicinanza di una parete. Il fluido a contatto con la parete deve rispettare le condizioni di aderenza imposte dalla presenza dell'attrito e per questo motivo ha velocità nulla mentre, allontanandosi dalla parete, la velocità del fluido aumenta fino a raggiungere la velocità della corrente indisturbata a monte della superficie. Il meccanismo che genera la differenza di velocità allontanandosi dalla parete risulta essere una combinazione di sforzi d'attrito e viscosi unito al naturale fenomeno di diffusione molecolare. L'interazione tra zone a diverse velocità genera una reciproca influenza in quanto si verifica un'accelerazione della zona lenta da parte del flusso che scorre più velocemente e un mutuo rallentamento della corrente più veloce causata dalla zona più lenta. Si genera quindi un profilo di velocità caratteristico che parte dalla velocità nulla di parete e si raccorda alla velocità esterna, come osservabile in figura 2.1 . Lo spessore dello strato limite risulta essere dipendente dalle caratteristiche del corpo, del fluido che lo investe e dalla distanza da cui ha iniziato il contatto. Generalmente alla sua nascita lo strato limite si presenta nella sua forma laminare nel quale si ha un moto del flusso ordinato e parallelo rispetto alla parete sopra il quale scorre. In questa fase si ha una bassa diffusione molecolare e si ha una variazione di velocità regolare a partire dalla parete. Tuttavia, la natura di questo stato limite è instabile e presto si verifica una transizione verso una seconda tipologia di strato limite che prende il nome di strato limite turbolento. Questa fase è caratterizzata da un forte mescolamento caotico delle particelle e una prevalenza del termine diffusivo. La fase di transizione tra strato limite laminare e turbolento è generata dall'attrito in quanto le molecole più vicine a parete perdono velocità e questo effetto unito alla rugosità superficiale del corpo genera un disordine iniziale che viene propagato al resto del flusso.

Nel corso del nostro studio faremo riferimento allo strato limite generato da un flusso che investe una placca piana. Tale tipologia di studio è tra i più affrontati nella letteratura classica e ci permetterà di avere un riscontro tra i risultati prodotti nel corso dell'opera e quelli già presenti in letteratura derivanti sia da studi teorici che da sperimentazioni effettuate in laboratorio.

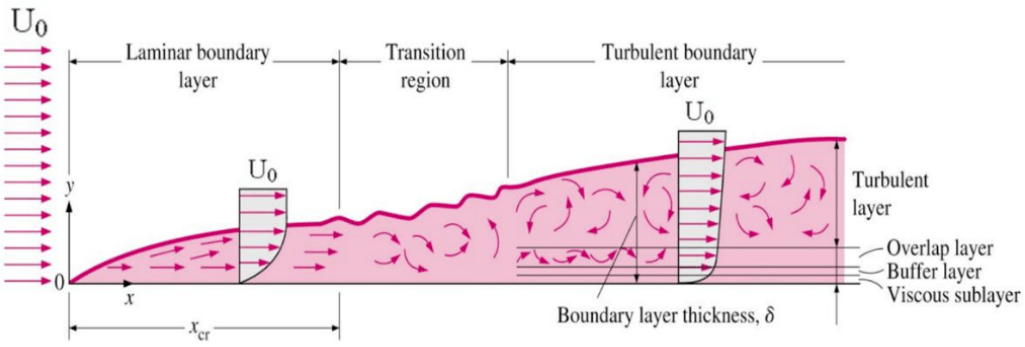


Figura 2.1: Rappresentazione strato limite che si sviluppa su una placca piana [39]

2.1 Caratteristiche dello Strato Limite

Lo strato limite che si forma sopra una placca piana presenta alcune caratteristiche peculiari tra le quali abbiamo che lo strato limite si sviluppa con continuità nella direzione del flusso e il suo spessore risulta essere crescente con la direzione della corrente che investe la placca piana. Per questo motivo le componenti di velocità lungo la direzione del flusso sono di ordine superiore rispetto alle restanti componenti di velocità. Una seconda peculiarità dello strato limite che si sviluppa su una placca piana risiede nel fatto che lo *sforzo di attrito a parete* τ_w dipende dal profilo di velocità all'interno dello strato limite.
È possibile inoltre definire alcune grandezze caratteristiche dello strato limite che valgono per ogni tipo di strato limite e non solo per quello che si sviluppa su una placca piana. Per fare ciò, è necessario in primo luogo impostare un sistema di riferimento per definire direzioni e grandezze del flusso. Indichiamo con la coordinata x la direzione principale della corrente indisturbata *(streamwise)*, indichiamo con y la coordinata relativa all'asse che si allontana dalla placca piana *(normalwise)* e con z la coordinata relativa alla terza direzione *(spanwise)*. Rispetto ai tre assi stabiliti le componenti di velocità

risultano essere rispettivamente u,v e w. Chiamiamo con U_0 la corrente a monte che investe la placca piana. La prima grandezza caratteristica che viene definita è lo *spessore di strato limite* $\delta(x)$ il cui valore è definito come il valore di y per cui la componente di velocità $u \approx 0.99U_0$. Definiamo ancora lo *spessore di spostamento* δ^* e lo *spessore di quantità di moto* θ come

$$\delta^*(x) = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U_0}\right) dy \tag{2.1}$$

$$\theta^*(x) = \int_0^\infty \frac{u}{U_0}\left(1 - \frac{u}{U_0}\right) dy \tag{2.2}$$

Lo spessore di spostamento rappresenta la perdita di portata di flusso causata dalla presenza di fenomeni viscosi nelle vicinanze della parete mentre lo spessore di quantità di moto rappresenta la perdita di quantità di moto subita dalla portata vera causata dai fenomeni viscosi. È possibile definire un ulteriore parametro che prende il nome di *parametro di forma* H definito come il rapporto tra lo spessore di spostamento e lo spessore della quantità di moto

$$H = \frac{\delta^*}{\theta} \tag{2.3}$$

Tale grandezza assume i seguenti valori caratteristici per la lamina piana

$$H_{lam} = 2.605 \qquad\qquad H_{turb} \approx 1.3 \tag{2.4}$$

Per mezzo delle due grandezze introdotte è possibile definire diversi numeri di Reynolds:

$$Re = \frac{U_0 x}{\nu} \qquad Re_\delta = \frac{U_0 \delta}{\nu} \qquad Re_{\delta^*} = \frac{U_0 \delta^*}{\nu} \qquad Re_\theta = \frac{U_0 \theta}{\nu} \tag{2.5}$$

dove con ν si è indicata la *viscosità cinematica*. Nel caso di placca piana con gradiente di pressione nullo abbiamo uno strato limite di tipo laminare al bordo di attacco ($x = 0$) fino al punto della placca in cui il numero di Reynolds raggiunge il valore critico di $Re \approx 10^6$ oltre il quale lo strato limite transisce a turbolento.
Come già accennato precedentemente, lo sforzo di attrito a parete non è conosciuto a priori ma dipende dal profilo di velocità che si sviluppa all'interno dello strato limite. A partire dall'equazione della quantità di moto lungo la direzione della corrente è possibile ottenere, integrando in maniera opportuna lungo la componente normale alla parete,l' *equazione di Von Karman*

$$\tau_w(x) = \rho U_0^2 \frac{d\theta}{dx} + \delta^* U_0 \frac{dU_0}{dx} \tag{2.6}$$

Ricordiamo ora che pressione e velocità del flusso indisturbato sono legate tra loro dalla *legge di Bernoulli* che afferma che

$$-\frac{dp_0}{dx} = \rho U_0 \frac{dU_0}{dx} \tag{2.7}$$

Possiamo osservare che ad un flusso accelerato corrisponde un gradiente di pressione negativo (favorevole) mentre ad un flusso decelerato corrisponde un gradiente di pressione positivo (sfavorevole). Nel nostro caso consideriamo il gradiente di pressione nullo e di conseguenza il secondo termine dell'equazione dello sforzo d'attrito, fortemente legato all'equazione di Bernoulli, risulta essere nullo riducendo l'equazione di Von Karman a

$$\tau_w(x) = \rho U_0^2 \frac{d\theta}{dx} \tag{2.8}$$

Lo sforzo d'attrito a parete può essere visto come la somma di due componente: una componente viscosa proporzionale al gradiente di velocità media e una componente convettiva che viene definita come *Reynolds stress* e che dipende dalle componenti fluttuanti di velocità. A parete il termine convettivo risulta essere nullo a causa della no-slip condition e lo sforzo d'attrito risulta essere definito solamente dal termine viscoso. Un ulteriore parametro utilizzato per definire lo strato limite è il *coefficiente di attrito locale* indicato con C_f e definito come

$$C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \tag{2.9}$$

Tale coefficiente di attrito locale, per una lamina investita senza incidenza, corrisponde al coefficiente di resistenza e, se moltiplicato per la superficie bagnata è indice della resistenza della placca.
All'interno dello strato limite la viscosità gioca un ruolo molto importante rispetto al flusso esterno dove regnano gli sforzi inerziali e per questo il profilo di velocità risulta essere dipendente dal numero di Reynolds. In quest'ottica diventano molto importanti le grandezze τ_w e ν che vengono usate per adimensionalizzare le grandezze all'interno dello strato limite. Vengono generalmente introdotte le grandezze denominate *velocità di attrito* u_τ e *lunghezza viscosa* l_τ definite come

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \tag{2.10}$$

$$l_\tau = \nu \sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}} = \frac{\nu}{u_\tau} \tag{2.11}$$

Per mezzo di queste grandezze possiamo un introdurre un ulteriore coefficiente adimensionale che va ad aggiungersi ai numeri di Reynolds introdotti in precedenza; questo numero di Reynolds prende il nome di *Reynolds turbolento* indicato con Re_τ e definito come

$$Re_\tau = \frac{u_\tau \delta}{\nu} = \frac{\delta}{l_\tau} \tag{2.12}$$

Confrontando questo valore con gli altri numeri di Reynolds presi in considerazione osserviamo che questo risulta essere inferiore di qualche ordine di grandezza a causa delle piccole dimensioni dei parametri da cui dipende. Nella visualizzazione dei risultati sperimentali, in particolare dei profili di velocità, risulta essere molto conveniente utilizzare delle grandezze adimensionali alle quali riferirsi. In particolare, vengono introdotte le quantità y^+ e u^+ che prendono il nome di *variabili di parete* e vengono definite come

$$y^+ = \frac{y}{l_\tau} = \frac{u_\tau y}{\nu} \qquad\qquad u^+ = \frac{u}{u_\tau} \tag{2.13}$$

Possiamo osservare come la grandezza y^+ risulti essere pari al numero di Reynolds turbolento Re_τ e per questo motivo possiamo considerare lo strato limite terminato quando $y^+ = Re_\tau$.

2.2 Legge di Distribuzione della Velocità

Adimensionalizzando le grandezze rispetto alle variabili di parete si sta assumendo che la velocità sia dipendente unicamente dalla distanza da parete, cioè significa affermare che

$$u^+ = f_w(y^+) \tag{2.14}$$

È possibile arrivare a questa relazione andando ad analizzare l'equazione dello stress totale unita alla condizione di Boussinesq secondo cui

$$\frac{\tau}{\tau_w} = \nu \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + \nu_T \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} = \nu \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + \ell_m^2 \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right)^2 \tag{2.15}$$

dove con ℓ_m si è indicato il *libero cammino medio molecolare* che rappresenta la distanza statistica che percorre una particella prima di entrare in contatto con un'altra particella e con ν_T la *viscosità turbolenta*. Questa quantità viene adimensionaizzata attraverso le scale viscose e permette di scrivere la precedente equazione come

$$\frac{\tau}{\tau_w} = \frac{\partial u^+}{\partial y^+} + \left(\ell_m^2 + \frac{\partial u^+}{\partial y^+} \right)^2 \tag{2.16}$$

Questa è un'equazione quadratica per $\frac{\partial u^+}{\partial y^+}$ che ha per soluzione

$$\frac{\partial u^+}{\partial y^+} = \frac{2\tau/\tau_w}{1 + \left[1 + \left(\frac{4\tau}{\tau_w}\right)(\ell_m^+)^2\right]^{1/2}} \tag{2.17}$$

Nello strato limite interno la grandezza $\frac{\tau}{\tau_w}$ risulta essere circa unitaria e si giunge pertanto al legame cercato andando ad integrare questa quantità

$$u^+ = f_w(y^+) = \int_0^{y^+} \frac{2}{1 + \sqrt{1 + 4\ell_m^+(y^+)^2}} dy \tag{2.18}$$

Per distanze prossime a 0 dalla parete gli sforzi di Reynolds possono essere considerati nulli, pertanto può essere considerato nullo anche il libero cammino medio molecolare. In questa regione la relazione si semplifica riducendosi ad una relazione lineare tra le due grandezze

$$u^+ = y^+ \tag{2.19}$$

Tale regione prende il nome di *sottostrato viscoso (viscous sublayer)* e si estende da parete fino ad $y^+ \approx 5$. Oltre il valore di $y^+ = 30$ e fino ad $y^+ \approx 500$ si entra nella regione logaritmica (log layer) nella quale il libero cammino medio viene definito come

$$\ell_m^2 = ky^+ \tag{2.20}$$

La relazione tra le grandezze prese in analisi in questa regione risulta avere un andamento logaritmico

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + C \tag{2.21}$$

con $k = 0.41$ che prende il nome di *costante di Von Karman* e $C = 5.2$ La regione compresa tra il sottostrato viscoso e la regione logaritmica prende il nome di *buffer layer* e presenta un valore del libero cammino medio in grado di raccordare le due regioni. In particolare, *Van Driest (1956)*[2] propose la seguente relazione

$$\ell_m^+ = ky^+ \left[1 - e^{-y^+/A^+}\right] \tag{2.22}$$

dove A^+ risulta essere una costante a cui Van Driest assegnò il valore 26 ma che, in relazione a dove termina il buffer layer, può arrivare ad assumere un valore fino a 30.

Al di fuori della regione logaritmica si entra nello *strato esterno (outer layer)* dove gli andamenti sono fortemente dipendenti dai numeri di Reynolds e la velocità media si discosta dal valore dettato dalla legge logaritmica. Attraverso un intenso studio dello strato limite, *Coles (1956)*[3] mostrò che, oltre lo strato limite il profilo di velocità media potesse essere rappresentato come la somma di due funzioni come mostrati in figura 2.2. La prima funzione è la legge di parete rappresentativa della regione logaritmica mentre la seconda funzione prende il nome di *legge di scia (law of the wake)*, la quale risulta essere dipendente da y e δ

$$u^+ = \frac{1}{k}\ln y^+ + C + \frac{1}{k}\Pi(x)w\left(\frac{y}{\delta}\right) \tag{2.23}$$

dove $\Pi(x)$ è detto *parametro di profilo* e dipende dal gradiente di pressione (per la lamina piana il gradiente di pressione è nullo e si assume il valore $\Pi = 0.55$), mentre $w\left(\frac{y}{\delta}\right)$ è detta *legge di scia* e viene solitamente espressa attraverso la formulazione empirica

$$w\left(\frac{y}{\delta}\right) = 2\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{y}{\delta}\right) = 1 - cos\left(\pi\frac{y}{\delta}\right) \tag{2.24}$$

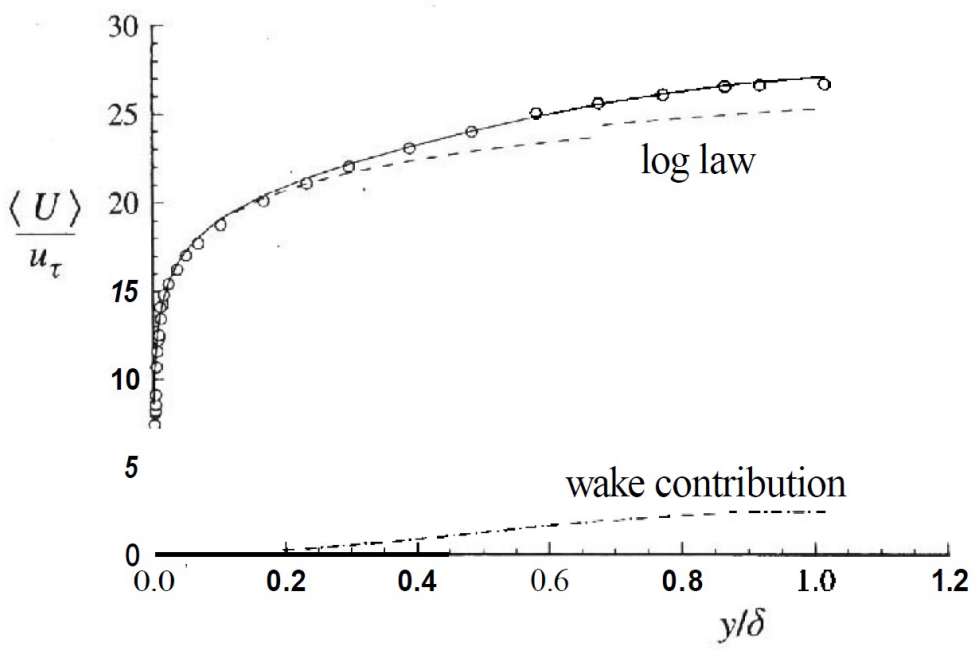


Figura 2.2: Contributi di un profilo medio di velocità misurati da *Klebanoff (1954)*[4]

La validità di queste leggi è rispecchiata dai risultati delle analisi sperimentali che sono state effettuate nel tempo anche con metodi differenti. In particolare, è possibile osservare in figura 2.3 che, avendo utilizzato quantità adimensionali per riportare i grafici, le regioni del sottostrato viscoso, buffer layer e regione logaritmica si sovrappongano per prove effettuate a diversi numeri di Re_θ e per mezzo di strumentazioni differenti, ad indicare l'universalità delle leggi trovate.

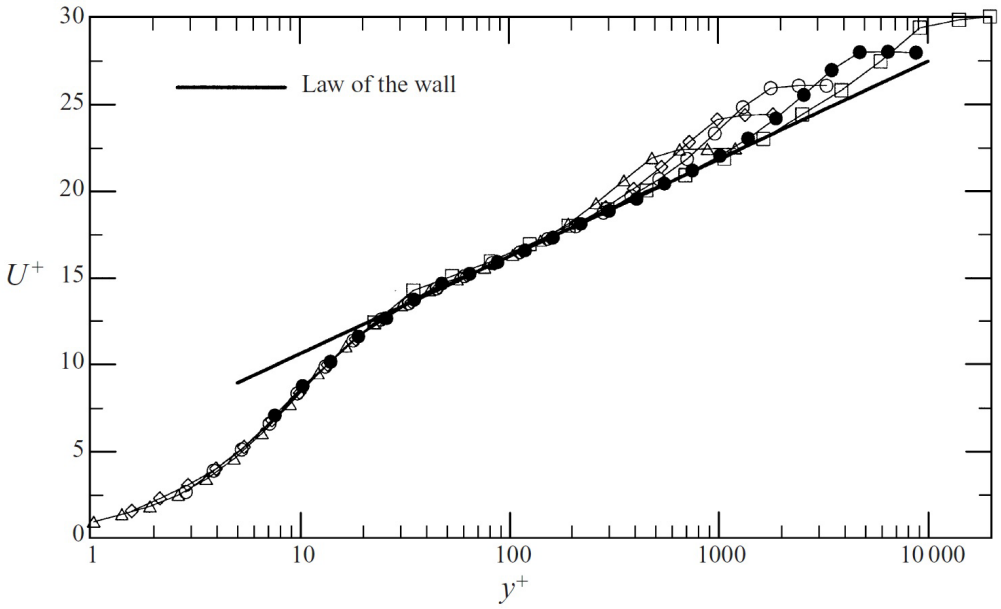


Figura 2.3: Profili medi di velocità a diversi numeri di Reynolds. $\triangle Re_\theta = 1430$; $\diamond Re_\theta = 2900$; $\circ Re_\theta = 5200$; $\bullet Re_\theta = 13000$; $\square Re_\theta = 31000$.Prove di *DeGraaf e Eaton (2000)*[5]

2.3 Strutture Turbolente

A partire dagli anni ′60, una buona parte degli studi sullo strato limite turbolento si è indirizzata nell'identificazione di *strutture quasi coerenti (quasi-coherent structures)*. Fino a quegli anni le strutture turbolente erano di facile visualizzazione ma di difficile definizione in quanto le tecnologie presenti non ne permettevano uno studio approfondito. L'idea è che esistano, all'interno dello strato limite turbolento, delle strutture posizionate in posizioni spaziali e temporali differenti, che mantengono tuttavia delle caratteristiche simili tra loro. Attraverso questi studi si è cercato quindi di dare un'organizzazione ad un moto apparentemente dominato solamente dal caos, si è cercato di spiega-

re i meccanismi che regolano la turbolenza in termini di strutture elementari e di identificare le strutture turbolente più importanti con lo scopo di poterle modificare al fine di migliorare il comportamento del flusso e raggiungere obbiettivi in ambito ingegneristico come la riduzione di resistenza. Tra gli studi più importanti nell'identificazione di queste strutture si riportano quelli di *Kline e Robinson (1990)*[6], *Zhou et al. (1999)*[7] e *Adrian et al.(2000)*[8] nei quali sono state individuate diverse categorie di strutture:

- *Low speed streaks* nelle regioni di sottostrato viscoso e buffer layer $0 \leqslant y^+ \leqslant 40$
- *Ejections* movimenti di allontanamento di flusso dalla parete verso la regione esterna
- *Sweeps* movimenti di richiamo del fluido dalla regione esterna all'interno dello strato limite
- Grandi strutture nell'outer layer

Analizziamo più dettaglio le varie categorie. Le *low speed streaks* sono zone di flusso con velocità nella direzione principale che è circa la metà rispetto al fluido circostante. Queste vengono originate dalla differenza di quantità di moto lungo la direzione spanwise originata da un'irregolarità della superficie o da una turbolenza in arrivo da monte che altera lo stato di equilibrio e porta al meccanismo di generazione dei vortici. In questo processo le streaks tendono a muoversi verso l'alto, allontanandosi dalla parete, e questo comportamento caratteristico prende il nome di*bursting*. Le streaks tendono a migrare lentamente fino ad una distanza di circa $y^+ = 10$ oltre la quale queste cominciano a ruotare e aumentano la loro velocità di risalita verso la zona di flusso esterno in un processo che prende il nome di *streak lifting* o *ejection*. Per rispettare l'equazione di continuità, una parte di fluido uscente richiede che vi sia una compensazione e che nasca quindi un processo che richiama flusso dalle zone esterne dello strato limite verso l'interno. Tale meccanismo prende il nome di *sweeps*. Sweeps ed ejection sono quindi importanti indicatori della presenza o meno di strutture turbolente e sono tra i primi responsabili della produzione di energia cinetica turbolenta all'interno dello strato limite. Infatti, se si analizzano le componenti di fluttuanti di velocità che caratterizzano sweep ed ejection, è possibile osservare che il loro prodotto è un termine negativo e quindi di produzione di energia cinetica turbolenta. Ricordiamo che questa è definita come

$$P_{TKE} = -\overline{u'v'}\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \tag{2.25}$$

osserviamo che un evento di tipo ejection possiede $u' < 0$ e $v' > 0$ mentre un evento di tipo sweep possiede $v' > 0$ e $u' < 0$.Il prodotto delle velocità turbolente porta ad avere un termine positivo di produzione di energia turbolenta.
È possibile rappresentare le componenti di velocità fluttuanti dei singoli punti dello strato limite in un determinato istante di tempo ricorrendo all'analisi dei quadranti, come mostrato nel lavoro di *Nolan et al. (2010)*[9] in figura 2.5. In particolare, possiamo è possibile osservare che nei quadranti Q2 e Q4 abbiamo il prodotto delle velocità fluttuanti u' e v' negativo e quindi in questi quadranti abbiamo un contributo positivo alla produzione di energia. Questi infatti sono i quadranti relativi ai fenomeni di ejection (Q2) e sweep (Q4). È inoltre possibile andare ad escludere nel computo dei vari contributi alla produzione di energia cinetica turbolenta le regioni il cui prodotto delle componenti di velocità risulta essere trascurabile e che quindi non influiscono in maniera significativa alla produzione di energia(figura 2.4).

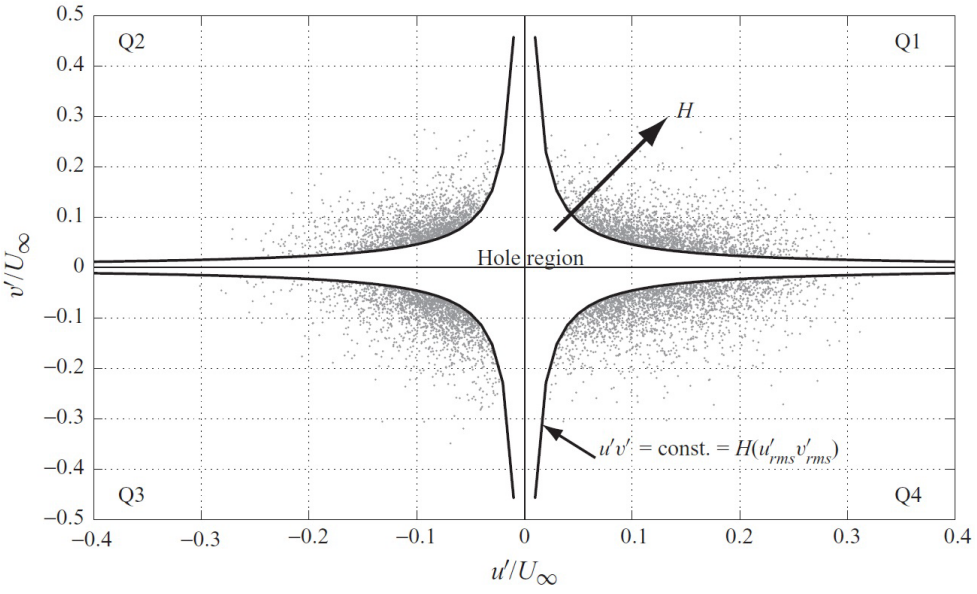


Figura 2.4: Rappresentazione analisi dei quadranti ottenuta dagli studi di *Nolan et al.* che evidenzia la rimozione dei punti a minor contributo di produzione di energia cinetica turbolenta

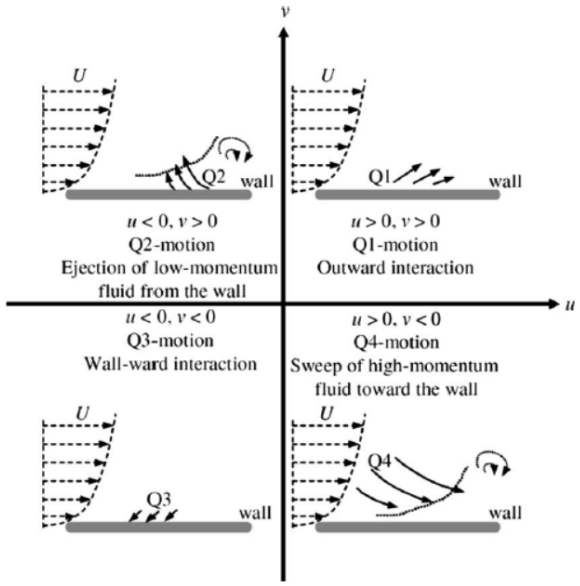


Figura 2.5: Divisione dei quadranti per la rappresentazione delle componenti di velocità dei punti appartenenti ad un campo di moto

Dopo essersi allontanato da parete questo vortice si unisce con un altro vortice generato da un'altra streak che ha seguito lo stesso comportamento dando origine ad una struttura più complessa, teorizzata per primo da *Theodorsen (1952)*[10], che prende il nome di *horseshoe o hairpin vortex* e la cui rappresentazione grafica è riportata in figura 2.6. Queste strutture sono risultate essere, dopo diversi studi condotti, la principale componente nella produzione e nel trasporto di energia turbolenta. È stato osservato che gli hairpins tendono a viaggiare in gruppi che prendono in nome di *hairpins packet*(figura 2.7) e che, pur occupando solamente una porzione di piano, contribuiscono per più del 30% allo sforzo di Reynolds totale, come riportato da *Ganapathisubramani, Longmire e Marusic (2006)*[11]. Il meccanismo che porta alla formazione di questi pacchetti è spiegato da *Elsinga et al. (2010)*[12] e prende il nome di *autogenerazione*: in seguito alla formazione di un vortice primario, se questo ha sufficiente energia, si ha la formazione di due vortici secondari a monte e a valle del primario. Questi vortici secondari a loro volta, se in possesso di sufficiente energia, inducono alla formazione di vortici terziari. Una volta formatosi, l'hairpin primario tende ad aumentare la sua altezza rispetto agli hairpin secondari che si formano successivamente e tale aumento di altezza porta la testa dell'hairpin ad interagire con zone di flusso a velocità maggiore rispetto alla base. Questo provoca uno stretching dell'hairpin che si vede allungare nella forma, trascinato dalla velocità media

maggiore dello strato superiore. Abbiamo quindi la possibilità di osservare pacchetti più lenti e compatti vicino a parete mentre osserviamo pacchetti più alti, veloci e deformati allontanandoci da parete.

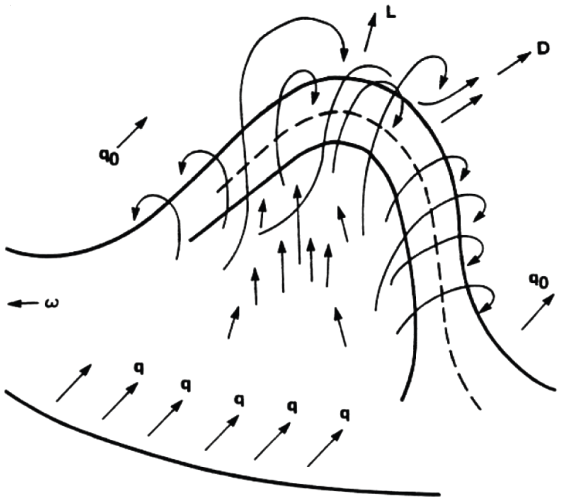


Figura 2.6: Rappresentazione di un hairpin vortex

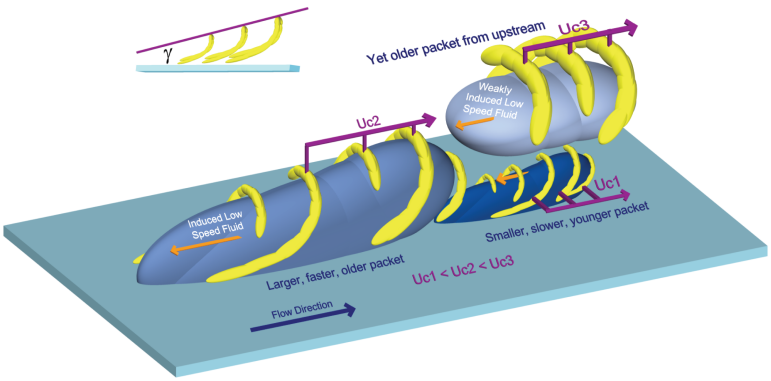


Figura 2.7: Rappresentazione dei pacchetti di hairpin vortex che crescono all'aumentare delle unità viscose di parete. Immagine tratta da *Adrian(2007)*[13]

Quando un hairpins packet esaurisce la sua energia si ha un interruzione dello strato limite caratterizzato da un richiamo di flusso dalle regioni esterne

che energizza lo strato limite portando alla formazione di nuovi gruppi di hairpins. Tra gruppi differenti di hairpins è quindi possibile visualizzare delle valli di flusso esterno, generalmente inclinate di $20° - 25°$ che penetrano all'interno dello strato limite, come schematizzato da *Falco (1977)*[14] in figura 2.8 .

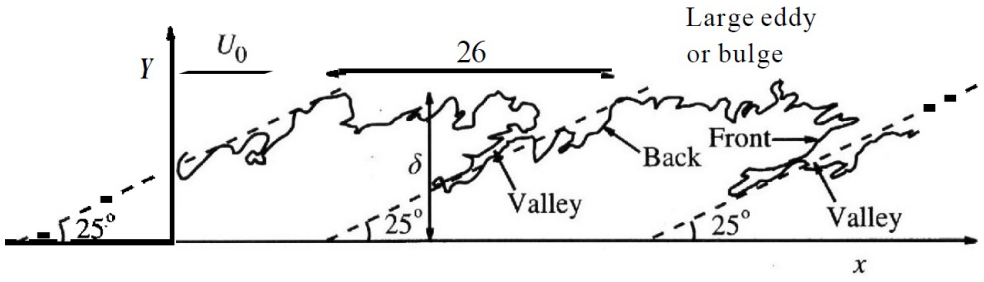


Figura 2.8: Rappresentazione schematica dei pacchetti di vortici che si generano a parete dove sono chiaramente visibili le valli di flusso esterno. Immagine tratta da *Pope (2000)*[15]

La conoscenza e lo studio dei meccanismi di generazione, propagazione e interazione di queste strutture turbolente occupa ancora oggi una grande fetta dello studio effettuato sullo strato limite.

2.4 Statistiche Turbolente

Nello studio dello strato limite turbolento risultano essere interessanti i profili di turbolenza in funzione della distanza dalla parete in forma adimensionale. Tali studi, condotti in particolare da *De Graaf*[5], hanno evidenziato dei comportamenti particolari delle componenti di turbolenza nelle direzioni streamwise e normalwise. In particolare, per il profilo di $\overline{u'^2}$ presentato in figura 2.9 ,è stato possibile osservare come il picco di turbolenza cambi il suo valore in funzione del numero di Re_θ e che tale divario cresca in maniera molto significativa all'aumentare della distanza dalla parete tra i vari numeri di Re_θ. Diversi studi hanno provato a fornire una formulazione che permettesse di regolare il valore del picco per il valore di velocità e di turbolenza. Nelle varie sperimentazioni ai diversi Re_θ il picco si è assestato sempre tra le 12 e le 16 unità di parete e raggiunge una velocità di circa 7.34.

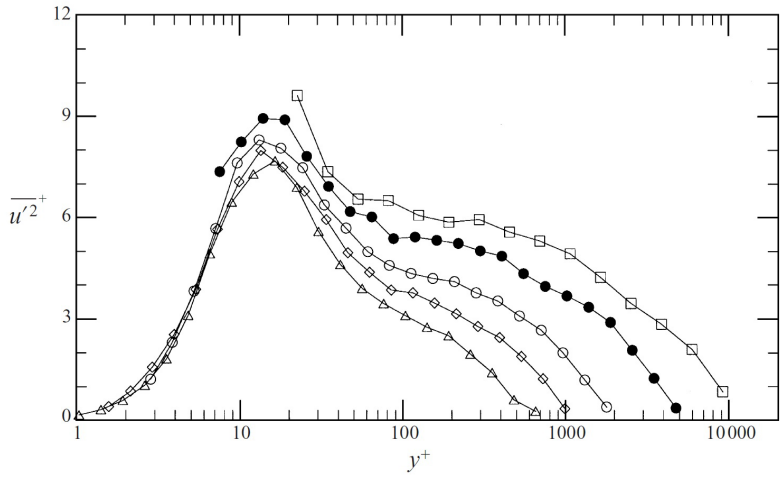


Figura 2.9: Profili di turbolenza in direzione streamwise delle prove di *DeGraaf e Eaton*[5]

Comportandosi in maniera analoga è possibile individuare un profilo per la turbolenza in direzione normalwise $\overline{v'^2}$ (figura 2.10) . In questo caso è possibile osservare come il picco di turbolenza rimanga per le varie prove ai diversi Re_θ ad un valore di circa 1.35, che si sposti leggermente verso posizioni più lontane da parete e che, rispetto alla componente in direzione della corrente, risulti non essere un picco ben definito ma essere più esteso, formando un plateau

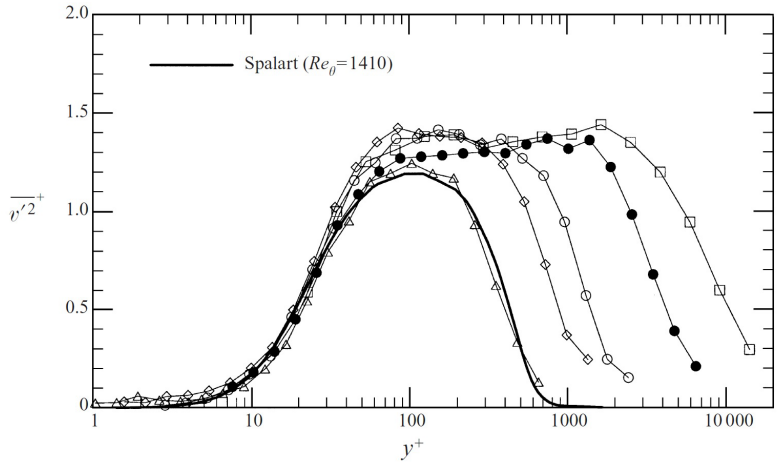


Figura 2.10: Profili di turbolenza in direzione normalwise delle prove di *DeGraaf e Eaton*[5]

Seguendo lo stesso modus operandi è possibile tracciare l'andamento degli stress di Reynolds $\overline{u'v'}$ (figura 2.11) dato dal prodotto tra le componenti di velocità turbolenta nelle due direzioni. Analogamente al caso precedente non osserviamo una grande dipendenza del valore picco in funzione del numero di Re_θ, in quanto si assesta nell'intorno del valore unitario, mentre osserviamo una dipendenza della posizione rispetto alla parete. Rispetto ai casi precedenti, il grafico dello stress di Reynolds risulta essere più complicato da tracciare in quanto necessita di un numero maggiore di dati per arrivare a convergenza. Questa grandezza riveste un ruolo molto importante nella determinazione dello sforzo totale all'interno dello strato limite e conseguentemente nella determinazione della resistenza d'attrito.

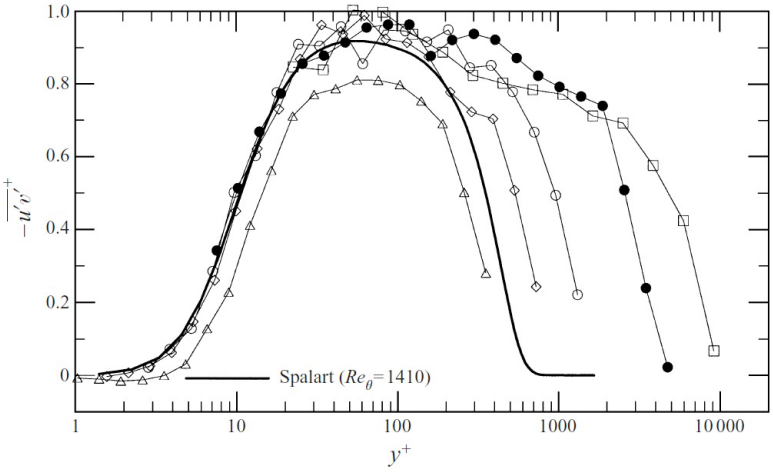


Figura 2.11: Profili sforzo di Reynolds delle prove di *DeGraaf e Eaton*[5]

Capitolo 3

Tecniche di Riduzione di Resistenza

Per controllo dello strato limite si intendono una serie di tecniche e azioni volte al prevenire o ritardare il distacco dello strato limite e alla riduzione dell'attrito di parete. Possiamo definire la resistenza a parete come il prodotto tra l'integrale superficiale del coefficiente d'attrito a parete e la pressione dinamica.

$$D_f = \int_A \tau_w(x,y)dS = \frac{1}{2}\rho U_0 \int_A C_f(x,y)dS \tag{3.1}$$

Esistono diverse tecniche per ridurre il valore della resistenza d'attrito, ma considerando di non agire sul flusso esterno e di non variare l'estensione della superficie bagnata dal flusso, rimane come opzione percorribile, agire sul coefficiente di attrito a parete C_f.
Le prime tecniche di riduzione dell'attrito a parete miravano a ritardare la transizione dello strato limite laminare a quello turbolento. Abbiamo visto infatti che uno strato limite laminare comporta un valore inferiore degli sforzi a parete e quindi ad una minore resistenza, per questo motivo i primi studi di riduzione della resistenza si sono indirizzati verso questo tipo di soluzione. In particolare, si sono studiate soluzioni che per mezzo di tecniche di aspirazione ritardassero la transizione, offrendo grandi vantaggi in termini di prestazioni del velivolo. Tuttavia, in seguito all'introduzione dell'angolo di freccia e all'aumento delle velocità di crociera dei velivoli, e quindi ad un aumento dei numeri di Reynolds, unita ad una naturale difficoltà nel preservare lo strato limite laminare, di sua natura instabile, in presenza di rugosità sulla superficie alare, hanno fatto si che l'attenzione si spostasse verso tecniche differenti. In particolar modo si sono cercati modi di ridurre l'attrito generato dallo strato limite turbolento accettando quindi l'impossibilità di mantenere lo strato limite laminare nelle applicazioni pratiche. I primi studi

in questa direzione si sono concentrati sulla riduzione della rugosità superficiale in quanto si riteneva che una superficie completamente liscia fosse la condizione di minima resistenza. Con il proseguire degli studi si comprese che una tecnica di riduzione della resistenza in uno strato limite turbolento dovesse prevedere un meccanismo che avesse efficacia su tutte le scale di turbolenza che lo compongono. Lo strato limite turbolento è infatti un fenomeno multiscala, composto da fenomenologie di larga scala molto energiche che, in un processo che prende il nome di cascata inerziale, cedono parte della loro energia a fenomeni di scala inferiore. Il processo di cascata inerziale prosegue fino a quando si raggiungono le scale più piccole della turbolenza, che prendono il nome di *scale di Kolmogorov* dove la viscosità manifesta i suoi effetti dissipando l'energia cinetica turbolenta. Ridurre la resistenza di uno strato limite turbolento deve prevedere quindi una tecnica efficace al controllo di tutte le scale turbolente che lo compongono.Nel corso degli anni sono state sviluppate sia tecniche di controllo attive che di controllo passive. Le prime prevedono che venga effettuato del lavoro sul flusso che risponde con una riduzione dell'energia cinetica turbolenta maggiore del lavoro che si è introdotto; la seconda tipologia di tecnica prevede una modifica della superficie bagnata dal flusso in modo da modificare l'interazione di quest'ultima con le strutture proprie dello strato limite turbolento.

3.1 Tecniche Attive

Le principali tecniche attive di controllo dello strato limite prevedono l'utilizzo di dispositivi di aspirazione o soffiaggio. I primi prevedono l'aspirazione dello strato più vicino alla parete, lungo la direzione principale del flusso, in maniera da rimuovere la parte meno energetica e permettere di spostare il punto di separazione dello strato limite più lontano dal bordo di attacco rispetto ad una superficie sprovvista di tale dispositivo. L'aspirazione può avvenire in maniera discreta, utilizzando pareti porose, o in maniera continua, utilizzando fessure trasversali collegate ad una pompa che genera una depressione tale da aspirare la zona più lenta dello strato limite. Le tecniche di soffiatura si basano, anziché sulla rimozione dello strato più lento vicino a parete, sull'energizzazione di quest'ultimo tramite l'utilizzo di dispositivi volti ad iniettare una corrente d'aria a velocità superiore nei pressi della parete. Un ulteriore tecnica attiva di riduzione della resistenza d'attrito prevede la movimentazione della superficie nella direzione spanwise rispetto alla corrente che la investe. Analizzeremo più dettagliatamente questa metodologia d'azione in quanto essa è a fondamento dell'ideazione del lavoro di tesi sulla riblettatura sinusoidale delle superfici.

3.1.1 Oscillazione della superficie

I primi studi sulla riduzione di resistenza per mezzo di un'oscillazione in direzione spanwise della superficie sono attribuibili a *Jung*[17] a partire dal 1992. Tale metodologia prevede la movimentazione della superficie a contatto con il fluido in modo da generare una componente di vorticità in grado di ridurre i livelli di turbolenza presenti all'interno dello strato limite; grazie a ciò è stimato che sia possibile un risparmio netto di energia muovendo la superficie con un'oscillazione di velocità inferiore alla metà della velocità della corrente che la investe come riportato da *Kwing-So Choi (2002)*[18]. È stato ampiamente dimostrato inoltre, tramite sperimentazioni di varia natura, che questo tipo di azione porta ad una riduzione della durata di eventi di tipo sweep del 78% e ad una riduzione dell'intensità di questi ultimi del 64% che conducono ad una riduzione massima della resistenza del 45% e portando ad un risparmio netto di energia del 10% considerando l'energia spesa per muovere la superficie (*A.Baron e M.Quadrio(1995)*[19]). Come dimostrato dal lavoro di *Kwing-So Choi (2002)*[18], la movimentazione della superficie ha una maggiore influenza sulle strutture turbolente vicino alla parete mentre ha un'influenza più lieve allontanandoci dalla parete. Tale comportamento è osservabile andando a confrontare gli andamenti della velocità in determinati punti dello strato limite, più meno lontani dalla parete, tra una placca ferma e una oscillante nelle figure 3.1 e 3.2 tracciati a partire da dati DNS.

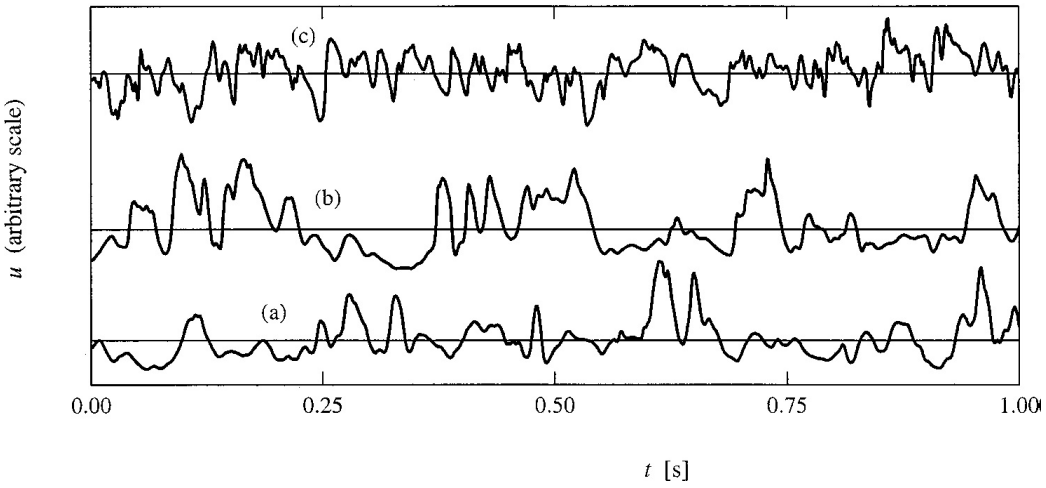


Figura 3.1: Andamento fluttuazioni direzione streamwise in punti differenti dello strato limite per una placca non oscillante: (a) $y^+ = 2$ (b) $y^+ = 4$ (c) $y^+ = 20$. Dati di *Choi (2002)*[18]

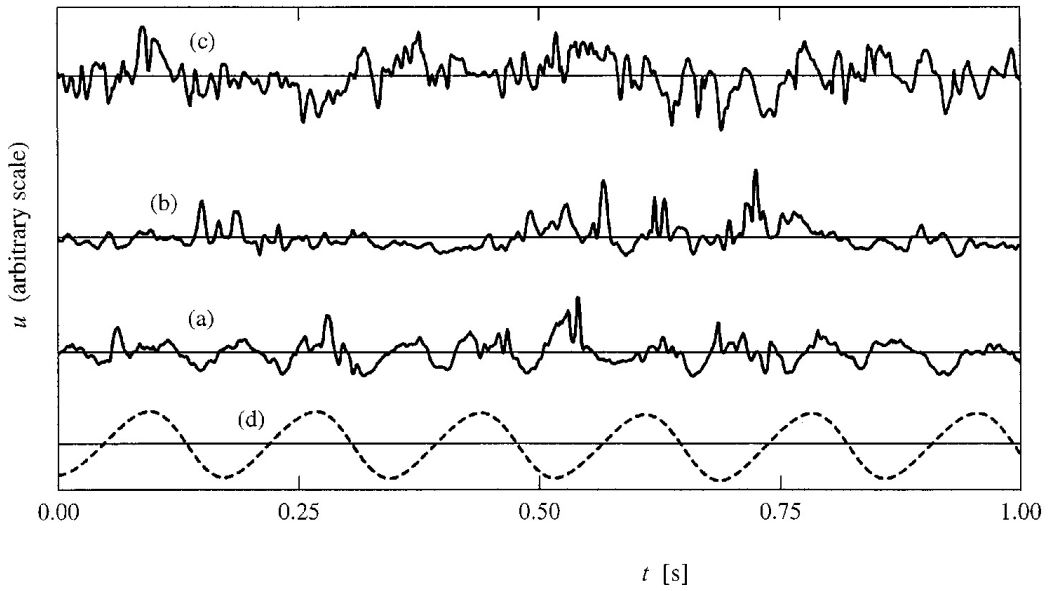


Figura 3.2: Andamento fluttuazioni direzione streamwise in punti differenti dello strato limite per una placca oscillante: (a) $y^+ = 2$ (b) $y^+ = 4$ (c) $y^+ = 20$. Dati di *Choi (2002)*[18]

I riferimenti per l'acquisizione della velocità sono stati presi a $y^+ = 2$, $y^+ = 4$ e $y^+ = 20$ e l'oscillazione della placca è fissata ad una frequenza di $6Hz$. Possiamo osservare come effettivamente i valori di velocità vicino alla parete della placca oscillante siano visibilmente inferiori rispetto a quelli della placca fissa mentre nel punto più lontano da parete questi rimangano pressoché analoghi. Questa azione smorzante nel sottostato viscoso permette un indebolimento delle low speed streaks e di conseguenza ha un effetto anche sui fenomeni di sweeps ed ejections.
Ciò che accade all'interno del *viscous sublayer* è la formazione di una vorticità in direzione spanwise sempre negativa, sia quando la placca si muove in direzione negativa sia quando la placca si muove in direzione positiva (in questo caso è indotta dalla vorticità che si genera in direzione streamwise). Definendo due parametri adimensionali per descrivere la velocità di oscillazione della parete e il periodo di tale oscillazione come:

$$w^+ = \frac{\Delta z^+ \omega^+}{2} = \frac{\Delta z \omega^+}{2u_\tau} \tag{3.2}$$

$$T^+ = \pi \frac{\Delta z^+}{\omega^+} \tag{3.3}$$

è possibile individuare un picco di riduzione della resistenza. In particolare, è stato trovato da *Choi*[18] che tale picco si trovi intorno ad un valore di tempo

di oscillazione $T^+ = 100$.Per quanto riguarda la velocità di oscillazione è stato osservato che per un valore $\omega^+ = 15$ si ha un comportamento asintotico del comportamento monotono decrescente della riduzione di resistenza come osservabile in figura 3.3. Tuttavia, considerando il fatto che aumentare la velocità di oscillazione della placca richieda un maggiore dispendio di energia a discapito del risparmio netto di energia, si è stimato un valore ottimo della velocità pari a $\omega^+ \approx 5 - 8$

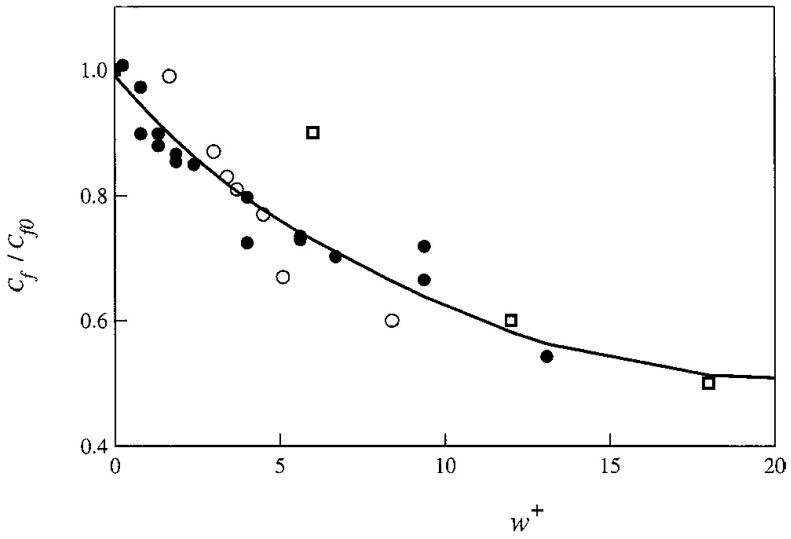


Figura 3.3: Andamento del coefficiente d'attrito al variare del valore ω^+. Dati di *Choi (2002)*[18]

3.2 Tecniche Passive

Le tecniche passive per la riduzione di resistenza sono state ideate per venire incontro alle difficoltà applicative che si incontrano nell'attuazione delle tecniche attive e al fatto che esse non richiedano dispendi di energia per essere applicate potendo garantire, qualora se ne trovasse un'applicazione in grado di farlo, un risparmio netto di energia superiore rispetto a quelle attive. Una delle tecniche di riduzione di resistenza passive molto investigate è l'utilizzo di superfici riblettate che andremo a discutere nel seguito.

3.2.1 Superfici Riblettate

Lo idea riguardo l'efficacia delle superfici riblettate come metodo di riduzione dei resistenza nasce in seguito all'osservazione di alcune peculiarità presenti

sulla pelle di alcuni squali particolarmente veloci in acqua [20]. A partire dagli anni ′80 molti degli studi riguardo la riduzione di resistenza si sono incentrati sull'utilizzo e sulla comprensione del funzionamento di queste superfici riblettate e sulla loro ottimizzazione al fine di ottenere la maggiore riduzione di resistenza possibile [1].
Le riblets sono una serie di piccole protrusioni geometriche della superficie allineate con la direzione del flusso che conferiscono una rugosità anisotropa alla superficie (figura 3.4). I parametri principali che definiscono la geometria di una riblet sono l'altezza h delle creste e lo spacing s tra esse. Generalmente vengono utilizzate tali grandezze adimensionalizzate con le grandezze di parete

$$s^+ = \frac{s}{l_\tau} = \frac{sU_0}{\nu}\sqrt{\frac{C_f}{2}} \qquad\qquad h^+ = \frac{h}{l_\tau} = \frac{hU_0}{\nu}\sqrt{\frac{C_f}{2}} \tag{3.4}$$

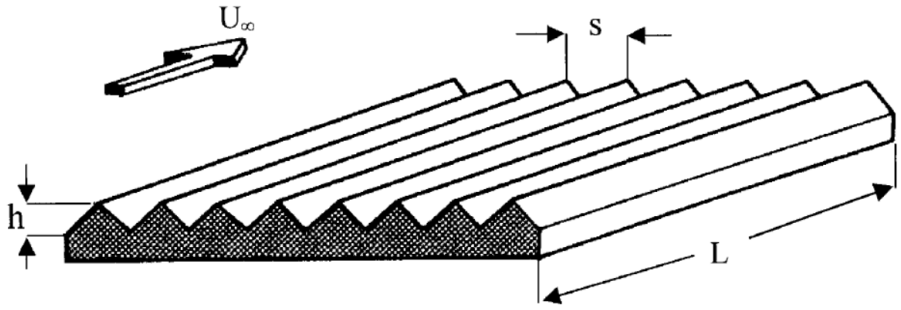


Figura 3.4: Rappresentazione di una superficie riblettata riportante le grandezze caratteristiche. Figura da *P.R.Viswanath(2002)*[21]

Nel corso degli anni di sperimentazione delle superfici riblettate si è osservato un differente comportamento e differenti valori della riduzione di resistenza in base alla geometria della riblettatura, come riportato dallo studio di *Bechert et al. (1997)*[22]. In particolare, sono state testate creste di forme rettangolari, trapezioidali, triangolari e paraboliche, ognuna caratterizzata da differenti parametri geometrici in termini di altezza e spacing. Ulteriori studi condotti da *Garcia-Jimenez e Mayoral (2011)*[23] sulle superfici riblettate hanno evidenziato che esistono ulteriori parametri ai quali rapportare l'efficienza delle riblet e uno di questi risulta essere l'area della sezione trasversale compresa tra due creste, la cui rappresentazione è riportata in figura 3.5, definita come

$$\ell_g^+ = \sqrt{\frac{A_g}{s^2}} = \sqrt{A_g^+} \tag{3.5}$$

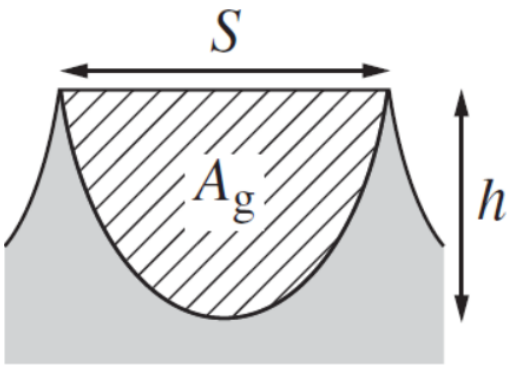


Figura 3.5: Sezione di una scanalatura della riblet riportante le grandezze per il calcolo del *groove aspect ratio*. Figura da *Garcia-Jimenez e Mayoral (2011)*[23]

Adimensionalizzando il questo modo i due parametri caratteristici è possibile osservare che l'andamento della riduzione di resistenza in funzione di queste nuove grandezze di differenti riblet si compatta in un'unica zona, come osservabile in figura 3.6

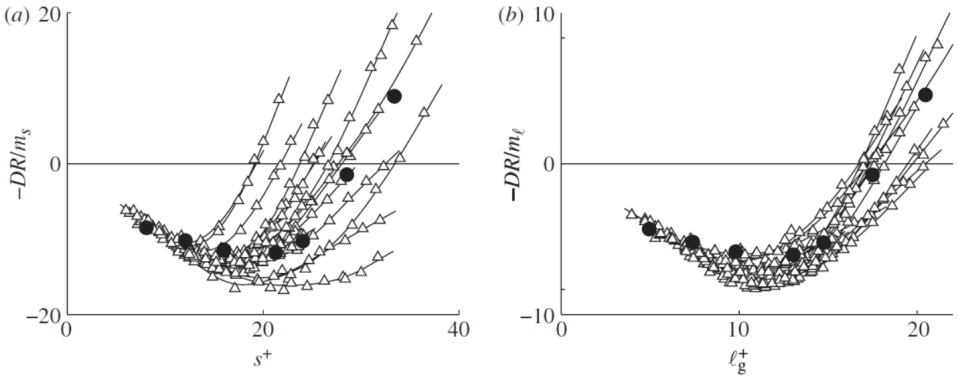


Figura 3.6: Grafici riduzione resistenza di una superficie riblettata in funzione di s^+ e ℓ_g^+. Dati di *Garcia-Jimenez e Mayoral (2011)*[23]

Andiamo ad analizzare più nel dettaglio la rappresentazione della riduzione di resistenza delle riblet di figura 3.6. Questo andamento può essere rappresentato in maniera alternativa (figura 3.7), rispetto ai grafici presentati precedentemente, utilizzando due parametri: il primo parametro, analogo alla rappresentazione già presentata, è il parametro di spacing adimensionale s^+, mentre il secondo è la riduzione di resistenza espressa come variazione percentuale dello sforzo d'attrito $\Delta\tau/\tau_0$.

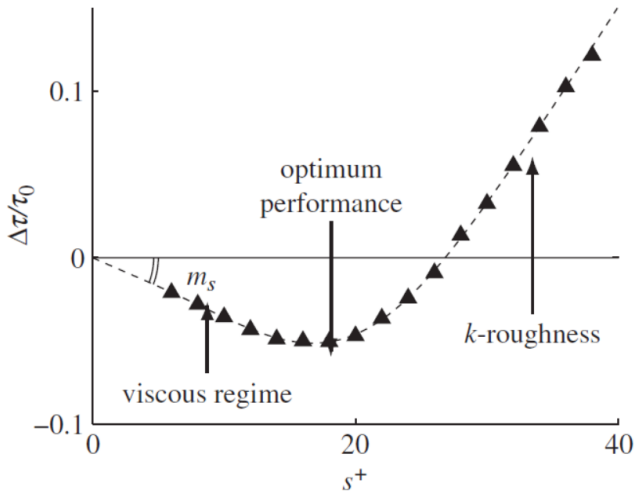


Figura 3.7: Grafico variazione percentuale dello sforzo d'attrito $\Delta\tau/\tau_0$ in fuznione di s^+. Dati di *Bechert et al. (2006)*[22]

Dal grafico è possibile osservare che, a partire dall'origine, a cui corrisponde un valore del parametro s^+ nullo, si ha una riduzione lineare della resistenza all'aumentare dello spacing adimensionale. Questo andamento iniziale prende il nome di *regime viscoso* e si estende fino a valori di s^+ di circa $10-20$ a seconda del tipo di riblet analizzata. In questo regime il contributo dei termini non lineari del flusso nelle immediate vicinanze della riblettatura può essere trascurato, rendendo l'andamento della riduzione di resistenza lineare con l'aumento del valore s^+. La pendenza di resta retta può essere calcolata come

$$m_s = -\left(\frac{\partial\left(\Delta\tau/\tau_0\right)}{\partial s^+}\right)_{s^+=0} \tag{3.6}$$

Una volta raggiunta la condizione di minimo della curva osserviamo che un aumento dello spacing s^+ porta ad un aumento della resistenza fino ad incorrere ad una situazione di *drag increase* oltre il quale la resistenza risulta essere superiore a quella della superficie non riblettata.
Molteplici studi condotti sulle riblet hanno riportato che una riduzione della resistenza di un flusso possa essere visualizzata come un innalzamento della curva rappresentativa del profilo medio di velocità in termini adimensionali come riportato in figura 3.8 tratta da uno studio di *K.S.Choi (1989)*[24]. Questo comportamento può essere interpretato come un adattamento nell'equazione di bilancio dell'energia tra la dissipazione viscosa e la produzione di energia cinetica turbolenta come conseguenza della presenza di vortici meno intensi nel buffer layer. Questa minore produzione di energia provoca l'in-

nalzamento della curva nella regione logaritmica rispetto al profilo generato da una placca liscia.

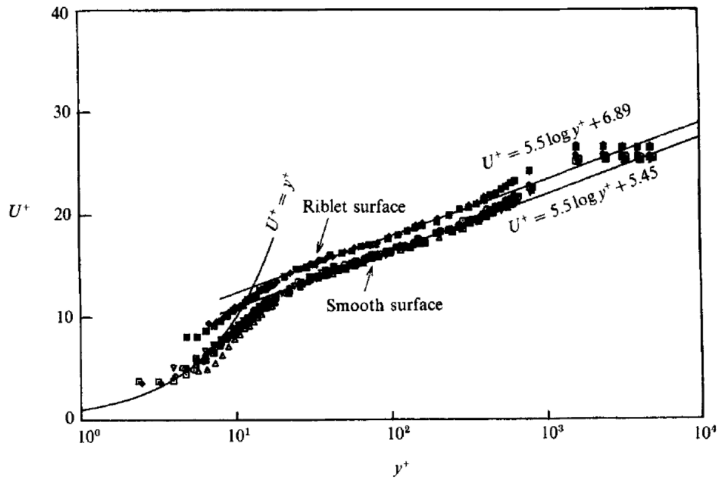


Figura 3.8: Profili di velocità medi su placca liscia a placca riblettata dove si evidenza l'innalzamento generale del profilo a seguito della riduzione di resistenza. Studio di *K.S.Choi (1989)*[24]

Osservando questo comportamento possiamo calcolare in maniera quantitativa la riduzione della resistenza d'attrito partendo dalla legge della regione logaritmica del profilo di velocità

$$U_\delta^+ = \frac{1}{k} \ln \delta^+ + B \tag{3.7}$$

Inoltre definendo:

$$U_\delta^+ = \frac{U_\delta}{u_\tau} = U_\delta \sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}} = \sqrt{\frac{2}{C_f}} \tag{3.8}$$

possiamo esprimere la variazione del coefficiente d'attrito in funzione della variazione d'altezza della curva logaritmica ΔB come riportato da *Garcia-Jimenez e Mayoral*[23]nel seguente modo

$$DR = \frac{\Delta C_f}{C_{f_0}} = \frac{\Delta \tau}{\tau_0} = -\frac{\Delta B}{(2C_{f_0} 9^{-1/2} + (2k)^{-1}} \tag{3.9}$$

Il parametro ΔB si suppone essere dipendente dall'altezza di protrusione della riblet in maniera lineare. Infatti, avendo visto che, per dimensioni delle riblet molto piccole rispetto allo strato limite queste facciano sentire la loro influenza solamente nella regione del sottostrato viscoso, la variazione del parametro B deve dipendere dalla geometria della riblet e influenzare il resto

dello strato limite. Il legame tra il parametro ΔB e l'altezza di protrusione è espresso tramite la relazione

$$\Delta B = \mu_0 \delta h^+ \tag{3.10}$$

dove μ_0 è un coefficiente ricavato sperimentalmente ma di cui non si è ancora trovato un valore che sia universalmente condiviso dai vari studiosi in quanto si trovano valori che oscillano da $\mu_0 = 0.66 \div 0.785$ [25] [22].
Fino a questo momento non si è fatta menzione del meccanismo che genera la riduzione di resistenza utilizzando superfici riblettate e sulle motivazioni del fatto che, questo comportamento subisca una radicale inversione superato il punto di ottimo dell'altezza adimensionale della protrusione. Ciò non è casuale in quanto, ad oggi, non è ancora stabilito con certezza e univocità il meccanismo con cui queste superfici riescano a portare i benefici riscontrati. *Bechert et al. (1989)*[26] e *Luchini et al.(1991)*[27] hanno proposto come spiegazione di questo comportamento che esso sia legato all'altezza di protrusione Δh delle scanalature, definita come differenza di altezza tra le origini virtuali dei flussi longitudinali e trasversali del moto 3D vicino alla parete. Se consideriamo l'origine virtuale come il punto di partenza del viscous sublayer, possiamo considerare l'esistenza di una differenza tra l'origine del flusso longitudinale e del flusso trasversale. Infatti è possibile considerare, come origine del flusso in direzione delle scanalature, la superficie delle valli delle protrusioni mentre come origine virtuale del flusso trasversale alle scanalature la cima delle creste (*figura 3.9*). Questo significa che gli eventi che si sviluppano in direzione crossflow vengono allontanati da parete, rendendo minore l'intensità dell'interazione degli eventi che agiscono su di essa. Uno dei requisiti necessari a garantire una maggiore riduzione di resistenza è quello di avere una grande differenza tra i valori delle origini virtuali

$$\Delta h = h_c - h_l \tag{3.11}$$

dove con h_l si è indicata l'altezza dell'origine del flusso longitudinale mentre con h_c l'altezza dell'origine del flusso trasversale. Riguardo il meccanismo che porta al *drag increase* esistono varie teorie che provano a spiegarne il funzionamento. Una delle teorie più accreditate, supportata dai risultati di DNS ottenuti da *H.Choi et al. (1993)*[28], vede la degradazione dei vortici iniziare quando questi, riducendosi di dimensioni, entrino nei canali generati dalle protrusioni della riblettatura, aumentando la superficie a contatto e aumentando di conseguenza lo sforzo di sforzo a parete.

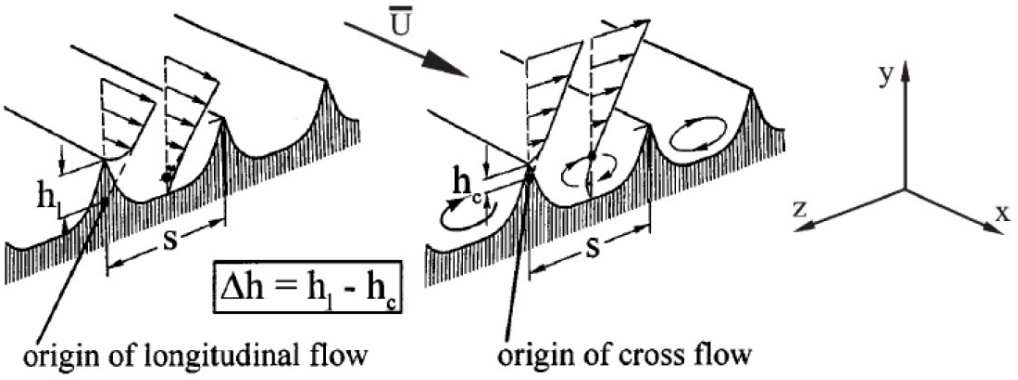


Figura 3.9: Origini virtuali dei moti longitudinali e trasversali. Figura da *Bechert et al. (2006)*[22]

3.3 Tecniche Combinate

Gli studi più recenti si sono indirizzati nella ricerca di metodologie che potessero portare ad un ulteriore decremento della resistenza d'attrito rispetto alle tecniche fino ad ora mostrate. Una delle strade percorse è stata quella che consiste nell'unione delle tecniche di riduzione passive a quelle attive. L'idea alla base di queste ricerche risiede nel fatto che, se le due tecniche lavorano con gli stessi meccanismi per la riduzione della resistenza, l'unione delle due, possa portare ad una riduzione di resistenza maggiore rispetto alla singola tecnica. Ciò vale in particolar modo per le tecniche attive, dove si ha una spesa di energia per l'applicazione della tecnica.

3.3.1 Riblet Osicllanti

Nei laboratori dell'*Institute of Aerodynamics* dell'*RWTH Aachen University* è stato recentemente condotto uno studio da *W.Li et al.(2015)*[29] sulla riduzione di resistenza derivante dall'unione della tecnica passiva della superficie riblettata e la tecnica attiva della placca oscillate. L'esperimento è stato condotto in una galleria del vento a circuito chiuso collegando il centro della placca riblettata ad un attuatore che ne permettesse l'oscillazione in direzione spanwise. Le misurazioni sono state effettuate per mezzo della tecnica PIV (Particle Image Velocimetry) e μ-PTV (micro-Particle Tracking Velocimetry). Le prove sono state effettuate su una placca liscia non attuata, su una superficie riblettata non attuata e sulla superficie riblettata mossa dall'attuatore eletttrico a due differenti numeri di Reynolds $Re_\theta = 1200$ e $Re_\theta = 2080$ variando l'ampiezza delle oscillazioni tra le due velocità. I risultati ottenuti,

presentati in figura 3.10, mostrano come, rispetto alla superficie liscia non attuata, la superficie riblettata non movimentata comporti una diminuzione di resistenza locale del 4.7% mentre, eccitando la placca con un'oscillazione, il decremento di resistenza locale sale al 9.4% nelle prove effettuate a $Re_\theta = 1200$. Il decremento di resistenza risulta essere inferiore nelle prove a $Re_\theta = 2080$ dove è stata ottenuta una diminuzione dello 0.7% nel caso di riblet non movimentata mentre nel caso di movimentazione della superficie è stato ottenuto un decremento del 2.7%. Ciò prova che l'unione delle tecniche attive e passive possano essere considerate complementari per la riduzione della resistenza e che abbia senso continuare a investigare in questa direzione per la ricerca di soluzioni più efficienti.

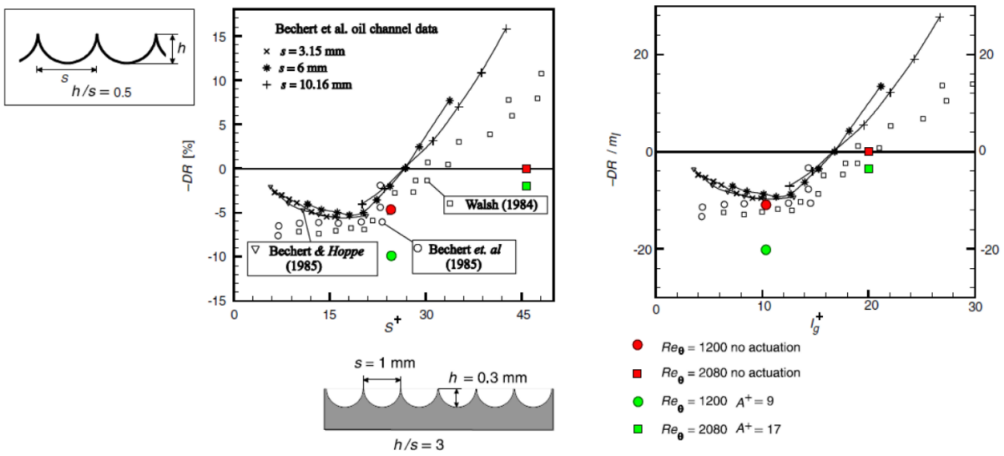


Figura 3.10: Confronto tra riduzione di resistenza di una superficie riblettata e di una superficie riblettata mossa in maniera oscillatoria in direzione spanwise. Dati di *W.Li et al. (2015)*[29]

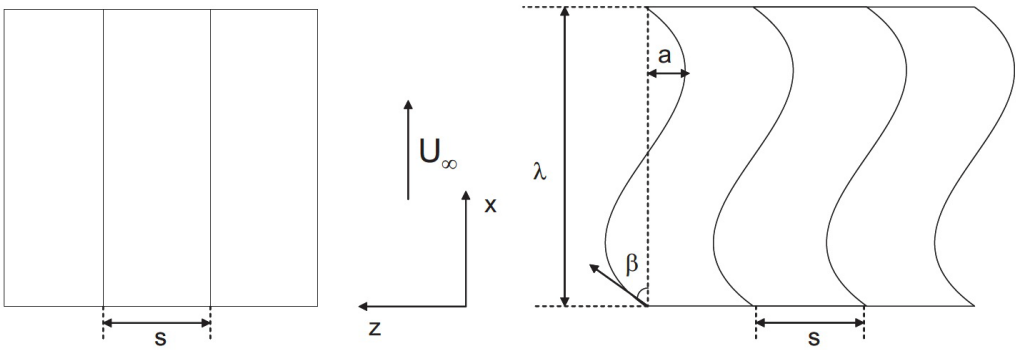
3.3.2 Riblet Sinusoidali

Il progetto delle riblet sinusoidali nasce dalla volontà di unire, come visto in precedenza, i benefici apportati dalla tecnica passiva della superficie riblettata, a quelli apportati dalla tecnica attiva della placca oscillante nel piano. Abbiamo visto in precedenza che la tecnica della placca oscillante produce ottimi risultati in termini di riduzione di resistenza e di risparmio netto di energia ma risulta essere una tecnica scarsamente applicabile in campo aeronautico in quanto è molto complesso permettere la movimentazione della superficie, come richiesto dalla tecnica. Con l'utilizzo della riblettatura sinusoidale si vuole imporre al flusso il moto oscillatorio in modo da riuscire a replicare, in maniera passiva, i comportamenti del flusso sopra la placca

oscillante e ricavarne gli stessi vantaggi in termini di riduzione di resistenza. Le riblettature, presentate in figura 3.11, sono progettate in modo da indurre al flusso un moto spaziale che segua il seguente andamento

$$z(x) = a \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} x\right) \tag{3.12}$$

dove a è l'ampiezza dell'oscillazione e λ la lunghezza d'onda. Gli studi effettuati su questo tipo di superfici mostrano una maggiore efficienza rispetto alla riblettatura longitudinale, il che sembra confermare il fatto che le due tecniche possano essere combinate per l'ottenimento di una tecnica passiva più efficiente di quelle esistenti. Tuttavia, gli studi effettuati sono stati condotti per via numerica utilizzando software di calcolo [30]. Lo scopo di questo lavoro di tesi risiede, principalmente, nel confermare questi risultati utilizzando prove sperimentali tramite anemometria a filo caldo e Particle Image Velocimetry.



(a) Straight riblets (b) Sinusoidal riblets

Figura 3.11: Rappresentazione superficie con riblettatura sinusoidale e grandezze caratteristiche

Capitolo 4

Setup Sperimentale

In questo capitolo saranno analizzate nel dettaglio i componenti dell'apparato sperimentale, comune a tutte le prove, utilizzato per condurre la sperimentazione, tralasciando quindi le strumentazioni peculiari delle diverse metodologie di misurazione.

4.1 Galleria del Vento

La galleria del vento utilizzata nel nostro lavoro di tesi è una galleria subsonica di tipo *Eiffel* (o a circuito aperto) posta all'interno del laboratorio di aerodinamica *Modesto Panetti* del *Politecnico di Torino*. Questo tipo di galleria prevede che il flusso d'aria sia preso dall'esterno in maniera continua e accelerato per mezzo di un sistema di due eliche. Il flusso in entrata viene convogliato all'interno di una *camera di tranquillizzazione*, composta da una serie di maglie e reti, che ha come scopo quello di abbattere la turbolenza naturalmente presente nel flusso e di renderlo omogeneo e raddrizzato. Dopo essere passato in questa camera, il flusso passa attraverso una sezione convergente avente un rapporto di contrazione pari a 12, dove viene aumentata la sua velocità. In questa fase abbiamo una ulteriore diminuzione della componente di turbolenza in direzione streamwise e un aumento contenuto di quella in direzione spanwise. Il flusso entra quindi nella componente fondamentale ai fini delle prove che è la *camera di prova (o test section)*. La test section della galleria del vento utilizzata è del tipo completamente guidato e ha una forma rettangolare con un'altezza di $0.7m$, una larghezza di $0.9m$ e una lunghezza di $5.3m$. La camera di prova possiede un angolo di divergenza di $0.5\,\mathrm{deg}$ che permette di avere un gradiente di pressione nullo all'interno di quest'ultima. La galleria è controllata attraverso un pannello di controllo che ne permette l'azionamento, il blocco e la variazione della velocità di rotazione

delle eliche con conseguente modifica della velocità del flusso in camera di prova. Il numero di giri corrente delle eliche è visualizzabile per mezzo di una coppia di display (uno per ognuno delle due eliche) e la velocità del flusso massima raggiungibile all'interno della test section è di $30m/s$.

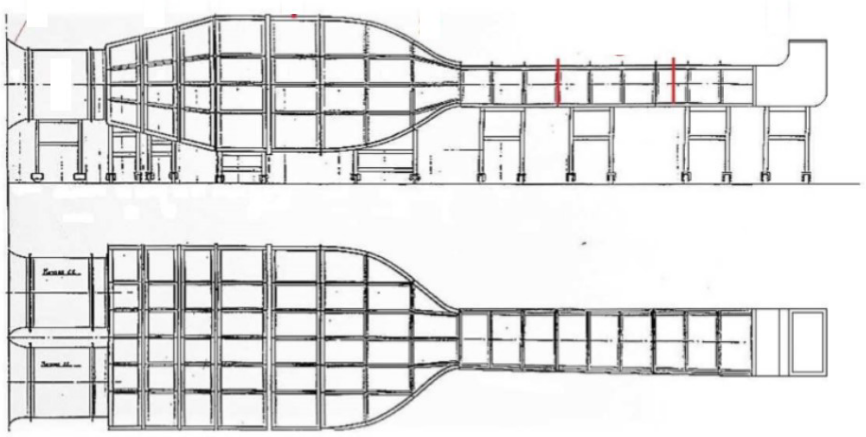


Figura 4.1: Rappresentazione della galleria del vento utilizzata per la sperimentazione. In rosso è segnata la posizione della camera di prova

4.2 Placche Piane

Per lo studio dello strato limite sono state utilizzate quattro differenti tipi di placca costruite in polimetilmetacrilato *(PMMA)*. Le placche riblettate utilizzate sono caratterizzate dall'avere la sezione trasversale delle scanalature a forma di U. Si riportano, nella tabella sottostante, tutte le misure che caratterizzano le placche

	Lunghezza	*Larghezza*	*Spessore*	*Altezza cresta*	*Spacing*
Liscia	$25cm$	$25cm$	$1cm$	–	–
Longitudinale	$25cm$	$25cm$	$1cm$	$300\mu m$	$210\mu m$
Sinusoidale 1	$25cm$	$25cm$	$1cm$	$300\mu m$	$210\mu m$
Sinusoidale 2	$25cm$	$25cm$	$1cm$	$300\mu m$	$210\mu m$

Tabella 4.1: Parametri caratteristici placche utilizzate per la sperimentazione

Le placche con riblettatura sinusoidale sono caratterizzate da una particolare ampiezza della sinusoide che le caratterizza e in particolar modo la

placca con riblettatura sinusoidale 1 (RS1) è caratterizzata da un'ampiezza di $0.15mm$ e una lunghezza d'onda di $19.2mm$ mentre la placca con riblettatura sinusoidale 2 (RS2) è caratterizzata da un'ampiezza di $0.6mm$ e una lunghezza d'onda di $19.2mm$

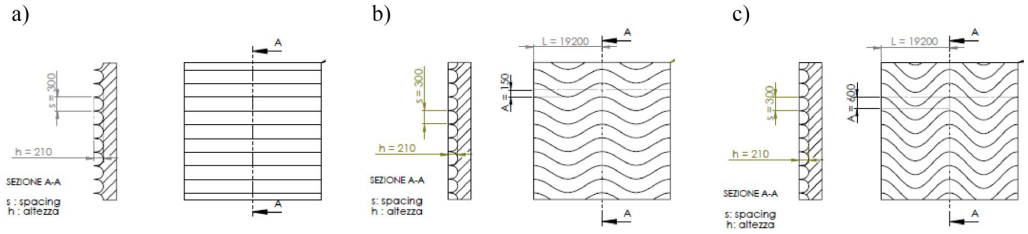


Figura 4.2: Rappresentazione delle varie tipologie di placche riblettate utilizzate per la sperimentazione

Le placche sono state testate per quattro diverse velocità della corrente indisturbata e di seguito si riportano i valori caratteristici dello strato limite alle varie velocità, misurate al centro della placca liscia

Re_θ	Re_δ	Re_τ	$U_\infty[m/s]$	$\delta[mm]$	$\theta[mm]$	$u_\tau[m/s]$	$\ell_\tau[\mu m]$	δ^+	H
2190	25000	1050	8.3	44.9	3.9	0.36	42.5	0.0053	1.36
2790	30500	1210	13.4	34.5	3.2	0.53	28.4	0.0043	1.34
3900	33500	1235	17.9	28.3	3.4	0.65	23.1	0.0047	1.38
4895	41000	1470	22.0	28.3	3.4	0.79	19.2	0.0047	1.38

Tabella 4.2: Parametri caratteristici strato limite alle varie condizioni di velocità con riferimento ai valori di placca liscia

4.3 Tubo di Pitot e Trasduttore di Pressione

Il tubo di Pitot è una sonda utilizzata per misurare la velocità di un fluido attraverso la misura della pressione totale e pressione statica del fluido. Il funzionamento di un tubo di Pitot si basa sulla *legge di Bernoulli* che prevede il seguente bilancio tra pressione totale, statica e dinamica:

$$P_0 = P_{stat} + \frac{1}{2}\rho V^2 \tag{4.1}$$

La sonda è essenzialmente costituita da due tubi cilindrici coassiali piegati ad 'L' messi in comunicazione con le prese (+) e ($\breve{}$) di un trasduttore di pressione

differenziale. Il trasduttore di pressione utilizzato è un trasduttore elettrico differenziale capacitivo bidirezionale *Setra mod. 239C*. I dati di pressione totale e statica provenienti dal tubo di Pitot vengono vengono trasformati dal trasduttore in un valore di tensione secondo la legge

$$(E - E_{off}) = K_t \Delta p \tag{4.2}$$

dove K_t è la costante di taratura che per il nostro trasduttore vale $227 Pa/V$. Il trasduttore utilizzato è caratterizzato da un fondo scala di $\pm 0.2 psi$, un'accuratezza dello 0.14% del fondo scala e fornisce un segnale di output con fondo scala di $\pm 2.5 V$.

4.4 Movimentatori

I movimentatori permettono la movimentazione controllata dei *motori passo-passo* che sono stati utilizzati per permettere lo spostamento automatizzato della sonda utilizzata per l'anemometria a filo caldo e per il posizionamento della placca da testare in camera di prova. Sono strumenti indispensabili per poter garantire una regolazione accurata e precisa dello spostamento in fase di regolazione dell'esperimento e durante le fasi di misura. Come osservabile nella schematizzazione del funzionamento in figura 4.3, nel corso delle nostre misurazioni sono stati utilizzati due movimentatori differenti: il primo è stato utilizzato per lo spostamento della sonda a filo caldo mentre il secondo ha permesso la regolazione dell'altezza della placca in camera di prova in maniera tale che essa fosse allineata con il pianetto all'interno del quale era alloggiata e si evitasse quindi l'*effetto gradino* che avrebbe alterato il flusso e conseguentemente le misurazioni. Un parametro estremamente importante in questo strumento è rapporto di conversione tra passi comandati per mezzo del movimentatore e spostamento effettivo in millimetri del motore passo-passo. Tale valore ci permette di convertire il numero di passi effettuati dallo stepper in uno spostamento in millimetri e permette di comandare con precisione lo spostamento rispetto alla placca della sonda a filo caldo. In particolare, il movimentatore assegnato alla sonda possedeva un rapporto di conversione di $161 passi/mm$ che evidenzia l'accuratezza che è stata possibile applicare allo spostamento all'interno dello strato limite.

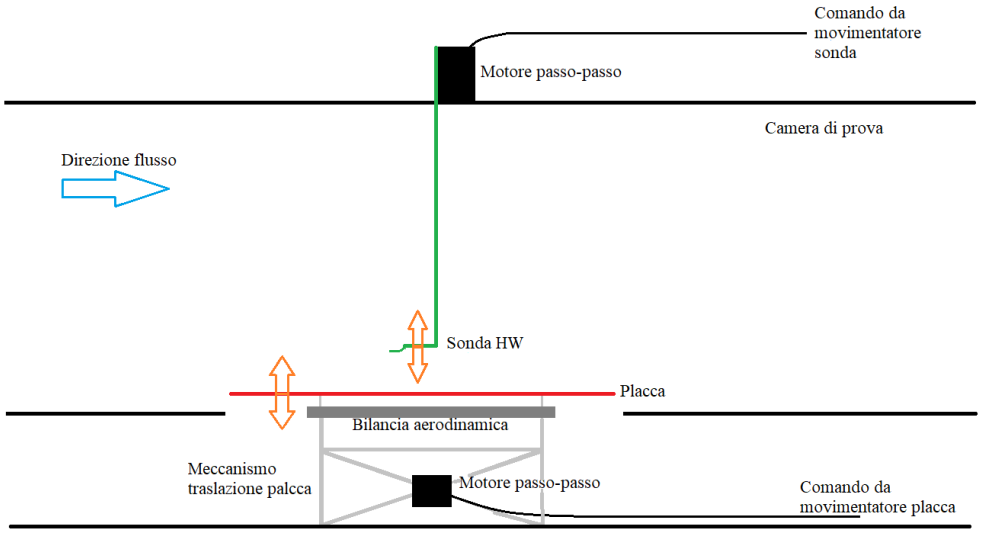


Figura 4.3: Schematizzazione del funzionamento di movimentazione della placca e della sonda inserite in galleria del vento

4.5 Sistema Acquisizione dei Dati

I dati acquisiti tramite le sonde e trasformati in segnale elettrico necessitano di essere digitalizzati e inviati al pc per poter essere elaborati. È quindi necessario disporre di particolari sistemi che permettono la conversione di segnali analogici in segnali digitali ossia dei *SAD*. Sono stati utilizzati moduli di input di tensione C Series a quattro canali, con ingresso simultaneo, $\pm 10V$, $50kS/s$, a $24bit$ della *National Instruments (NI-9239)* sia per la conversione dei segnali provenienti dal trasduttore di pressione che per i dati provenienti dalla sonda a filo caldo utilizzata per il rilevamento della velocità della corrente sulla placca in camera di prova. I moduli sono stati montati su uno chassis capace di ospitare più slot simultaneamente (*cDAQ-9172*) opportunamente collegato al pc.

4.6 Setup Sperimentale

Per poter posizionare la placca da analizzare all'interno della galleria del vento è stato creato un pianale che permettesse di dividere la camera di prova in due parti. Il pianale è stato collegato direttamente alle pareti della galleria del vento in modo da evitare la presenza di un bordo d'attacco e

permettendo quindi di avere una zona della galleria del vento che rimanesse isolata dal flusso d'aria e che rimanesse quindi a pressione costante. La parte superiore della test section è stata utilizzata per ricreare lo strato limite da analizzare mentre nella parte inferiore del pianale sono state inserite le varie strumentazioni necessarie alle prove. In particolare in questa zona è stata inserita piattaforma mobile *L490 Heavy Duty Lab Jack* veduta da *Thorlabs* (figura 4.4)al di sopra della quale è stata montata una bilancia aerodinamica collegata alla placca. La piattaforma mobile è stata utilizzata per evitare la presenza una disomogeneità tra il livello del pianale e la placca, tale che questa potesse compromettere la continuità dello strato limite generando quello che comunemente prende il nome di *"effetto gradino"*. Il sistema di spostamento della placca è stato motorizzato collegando l'albero principale ad un motore passo passo il quale era azionato da un movimentatore esterno alla galleria. Questo ha permesso uno spostamento molto preciso (μm) della placca per permettere un allineamento quanto più accurato possibile con il pianale anche con la galleria del vento in azione.

Figura 4.4: L490 Heavy Duty Lab Jack utilizzato per sostenere la bilancia aerodinamica e la placca in camera di prova

Il controllo dello spostamento della placca e del suo allineamento con il pianale è stato verificato per mezzo di un sensore laser inserito nella parte inferiore del pianale e solidale a quest'ultimo. Grazie all'utilizzo di questo sensore laser è stato possibile allineare in maniera quasi perfetta ogni placca testata con il pianale. Per poter analizzare uno strato limite turbolento ben sviluppato, sono state posizionate sulla parte superiore del pianale, in corrispondenza dell'ingresso in camera di prova, delle *strip di transizione* che permettessero di anticipare il passaggio dello strato limite da laminare a turbolento. Al centro del pianale è stata creata un'apertura di dimensioni leggermente superiori a quella delle placche in modo tale che queste ultime potessero esservi alloggiate all'interno mantenendo comunque la possibilità

di muoversi all'interno della sede. Ciò è indispensabile per poter effettuare le misurazioni per mezzo della bilancia aerodinamica la quale necessita del movimento della placca per la misura dello sforzo d'attrito. Una riproduzione CAD che permette di comprendere il montaggio della placca in galleria è presentata in figura 4.5 Per limitare al minimo i trafilamenti d'aria dalla sede che ospita la placca, generati dalla differenza di pressione tra la parte inferiore e quella superiore del pianale, è stato creato un sistema di lamelle in balsa in modo da ridurre al minimo le luci disponibili al passaggio d'aria. In ultimo, per limitare qualsiasi effetto dovuto all'interazione tra lo strato limite e la zona di trafilamento tra pianale e placca, le misure sono state effettuate al centro della placca, nel punto più distante dalle zone di possibile interferenza. Per scegliere questa zona per effettuare le misure sono state effettuate numerose prove in vari punti della placca in modo tale da trovare un punto il cui profilo di velocità fosse analogo a quello ricavato a monte di quest'ultima.

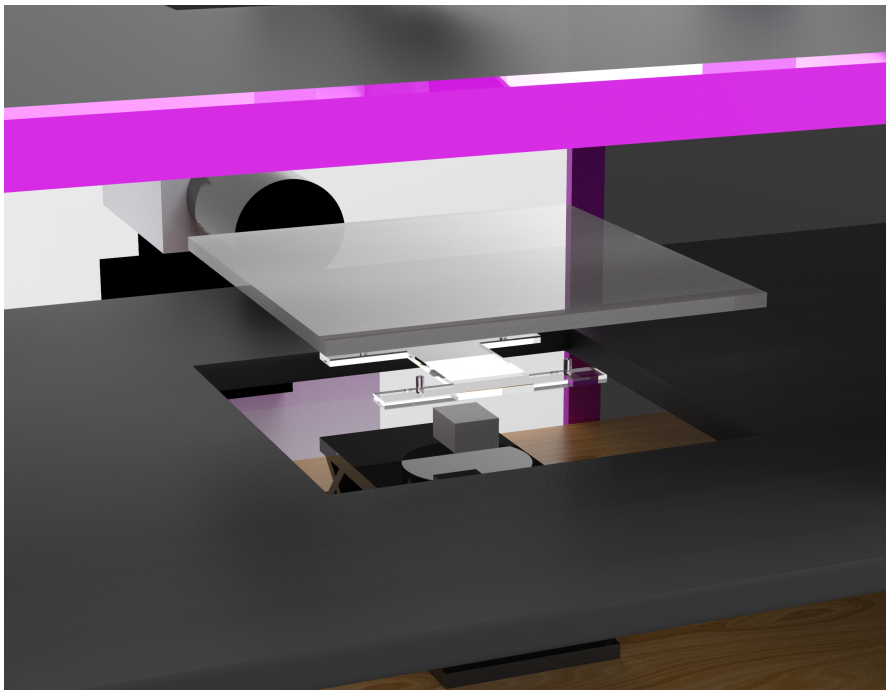


Figura 4.5: Riproduzione CAD del montaggio della placca in galleria del vento. È possibile osservare il sistema di regolazione dell'altezza sopra il quale è montata la bilancia aerodinamica fissata alla placca

Capitolo 5

Tecniche di misura

L'utilizzo di diverse tecniche di misura permette un confronto tra prove effettuate nelle stesse condizioni ma con metodologie differenti e che quindi devono fornire gli stessi valori e andamenti ricavati tra di esse. La mancanza di dati e di risultati ottenuti tramite prove sperimentali sulle riblet sinusoidali non permette un confronto dei risultati ottenuti da questo lavoro di tesi con dati di letteratura, mentre, per quanto concerne la placca liscia e la placca riblettata longitudinalmente, l'ampio lavoro di ricerca effettuato dai diversi studiosi permette un confronto dei risultati ottenuti e quindi una validazione del processo di misura effettuato nella rilevazione delle misure. Per i nostri studi sono state utilizzate tre differenti tecniche che hanno permesso di effettuare differenti tipi di analisi grazie ai dati raccolti da esse. In particolare sono state effettuate misurazioni di *anemometria a filo caldo*, misurazioni di *Particle Image Velocimetry* e misurazioni di *Stereoscopic PIV*. Di seguito verrà spiegato il funzionamento delle tecniche e la strumentazione specifica necessaria per poter effettuare le misurazioni

5.1 Anemometria a Filo Caldo

5.1.1 Principio di Funzionamento

L'anemometria a filo caldo è una tecnica puntuale di misura della velocità di una corrente che sfrutta l'*effetto Joule* prodotto da un piccolo filo metallico percorso da corrente mantenuto a temperatura costante. Lo scambio termico tra la corrente e il filo percorso da corrente, genera un raffreddamento in quest'ultimo provocandone una diminuzione della resistenza e conseguentemente una diminuzione di tensione ai capi della sonda. Le sonde delle prove sono state utilizzate con un modulo *CTA (Constant Temperature Anemometer)*

che svolge due funzioni: la prima è quella di alimentare la sonda posta in galleria del vento mentre la seconda è quella di tenere bilanciato il *ponte di Wheatstone* variando l'intensità della corrente. Queste due operazioni sono strettamente collegate tra loro in quanto la sonda che misura la corrente in galleria è una delle quattro resistenze del ponte di Wheatstone. Prima di effettuare le misurazioni infatti, è necessario bilanciare il ponte in modo che esso possa leggere in maniera precisa la variazione di resistenza della sonda e per farlo si tiene conto di diversi parametri nel settaggio del modulo inserito all'interno del ponte, in particolare i parametri sono la temperatura impostata per la sonda, i suoi parametri caratteristici leggibili nel datasheet della sonda stessa e della lunghezza del filo che collega la sonda al ponte. La sonda è stata calibrata utilizzando una calibrazione in situ, posizionandola all'esterno dello strato limite nelle condizioni di flusso indisturbato ed utilizzando il tubo di Pitot come strumento per l'acquisizione della velocità della corrente. La formulazione matematica dello scambio termico tra la corrente e la sonda venne proposta da *King* nel 1914 e prevede che

$$E^2 = A + Bu^n \tag{5.1}$$

Tarare la sonda significa determinare i parametri A, B, n in maniera da determinare in maniera univoca la relazione che lega la velocità del flusso che investe la sonda alla variazione di tensione ai suoi capi. È noto che il valore di n sia all'incirca 0.5 in quanto risultato della relazione che intercorre tra il *numero di Nusselt* e il *numero di Reynolds*. È possibile inoltre approssimare l'andamento tra la tensione e la velocità corrispondente grazie a delle funzioni polinomiali di quarto o di sesto grado che risultano essere in maniera empirica, quindi senza fondamento fisico, analoghe alla curva tracciata dal *polinomio di King*. Durante le nostre sperimentazioni sono stati utilizzati i coefficienti interpolativi del polinomio di quarto grado dopo aver effettivamente testato che lo scarto presente con il polinomio di King fosse trascurabile. L'utilizzo del polinomio di quarto grado è stato preferito in quanto molto più pratico da maneggiare all'interno dei codici utilizzati per effettuare i calcoli relativi ai vari test di misura. Questa tecnica di misura risulta essere molto valida nella misura dello strato limite turbolento in quanto permette di avere una grande risoluzione sia spaziale che temporale e permette di acquisire dati ad una frequenza molto elevata (fino a $100KHz$) permettendo di ottenere dati validi per effettuare delle analisi spettrali del campo di moto senza alterare in maniera significativa il flusso grazie alle sue ridottissime dimensioni.

5.1.2 Sonda a Filo Caldo

Le sonde utilizzate per le misurazioni sono prodotte dalla *Dantec* ed in particolare è stato utilizzato il modello *55P15*. Queste sonde sono costituite da un filamento conduttore in tungsteno platinato e sono progettate appositamente per la misurazione dello strato limite in quanto la forma dei sostegni, incurvata vero il basso, permette di avvicinare il filamento alla parete della placca senza che il corpo del sensore influenzi il comportamento del flusso in prossimità della zona di misura. Il filamento della sonda ha un diametro di $5\mu m$ e una lunghezza di $1.25mm$ consentendo di avere il rapporto ottimale $l/d = 250$. Il filo metallico è caratterizzato da un valore di resistenza a temperatura di 20 deg pari a $R_{20} = 3.5\Omega$ e permette di poter misurare velocità del campo di moto che vanno da $0.05m/s$ fino a $500m/s$. Di seguito vengono riportate le caratteristiche dimensionali e adimensionali delle misure della sonda a filo caldo nelle varie condizioni di velocità della galleria utilizzate.

Re_θ	$l[mm]$	l^+	$d[\mu m]$	d^+	l/d	$f_s[KHz]$	t^+
2190	1.25	29	5	0.12	250	20	0.42
2790	1.25	44	5	0.18	250	20	0.93
3900	1.25	54	5	0.22	250	20	1.39
4895	1.25	65	5	0.26	250	20	2.08

Tabella 5.1: Parametri sperimentali per prove con hotwire anemometry

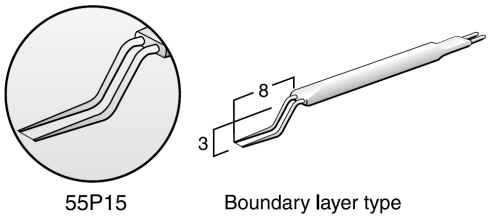


Figura 5.1: Rappresentazione sonda a filo caldo *Dantec 55P15* utilizzata per la sperimentazione. [40]

5.1.3 Procedura di Misura e Acquisizione Dati

Ogni processo di misurazione dello strato limite è stato preceduto e seguito da un processo di calibrazione della sonda a filo caldo per verificare che durante la prova non ci fossero stati sbilanciamenti del ponte o fenomeni che

possano aver alterato il corretto funzionamento della sonda e di conseguenza le misure rilevate. Dopo aver effettuato la calibrazione preliminare, la galleria del vento è stata portata alla velocità prestabilita e si è provveduto ad avvicinare la sonda il più possibile vicino alla placca per poter cogliere il profilo di velocità a partire dai più piccoli valori di y^+ possibile. In questa fase di avvicinamento un contributo fondamentale è stato offerto dalle camere successivamente utilizzate per la PIV in quanto hanno permesso di avvicinare la sonda molto vicina alla parete senza correre il rischio di toccarla, provocando in tal modo la rottura certa della sonda. La sonda è stata mossa grazie ad un accoppiamento vite-madrevite collegato ad un motore passo-passo a sua volta azionato dal movimentatore che ne permetteva spostamenti dell'ordine dei μm. Per ogni profilo di strato limite sono state effettuate 40 misurazioni a partire dalla parete fino a raggiungere la zona esterna allo strato limite. Ciascuna misurazione è stata effettuata ad una frequenza di campionamento di $20KHz$ per una durata di 60 secondi permettendo di raccogliere un numero di campioni totali pari a $N_c = 1200000$. L'elevato numero di campioni è necessario per descrivere in maniera accurata il fenomeno e permettere lo studio della convergenza delle misurazioni.

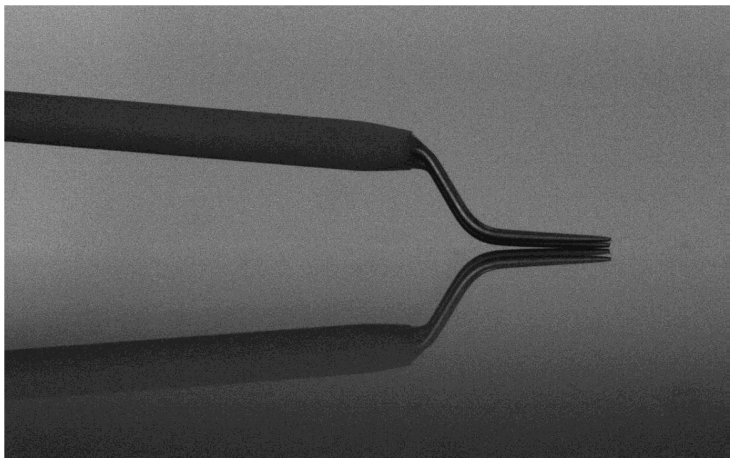


Figura 5.2: Fotografia sonda in camera di prova inquadrata dalla camera utilizzata per la PIV per garantire l'avvicinamento a parete in sicurezza

5.2 Particle Image Velocimetry

5.2.1 Principio di Funzionamento

La *Particle Image Velocimetry*, o *PIV*, è una tecnica di misura del campo di velocità non invasiva. A differenza della tecnica dell'anemometria a filo caldo ha il vantaggio di non alterare in alcun punto del campo di moto il flusso e di poter misurare istantaneamente la velocità su uno o più piani di tutti i punti del campo di moto. Questa tecnica ottica assume una differente dicitura a seconda delle componenti di velocità e del numero di dimensioni del campo di moto che si analizza:

- 2C2D (PIV),due componenti analizzate in un piano
- 3C2D (Stereoscopic-PIV), tre componenti in un piano
- 3C3D (Thomographic-PIV), tre componenti in uno spazio

In figura 5.3 viene presentata una schematizzazione del funzionamento della tecnica PIV.

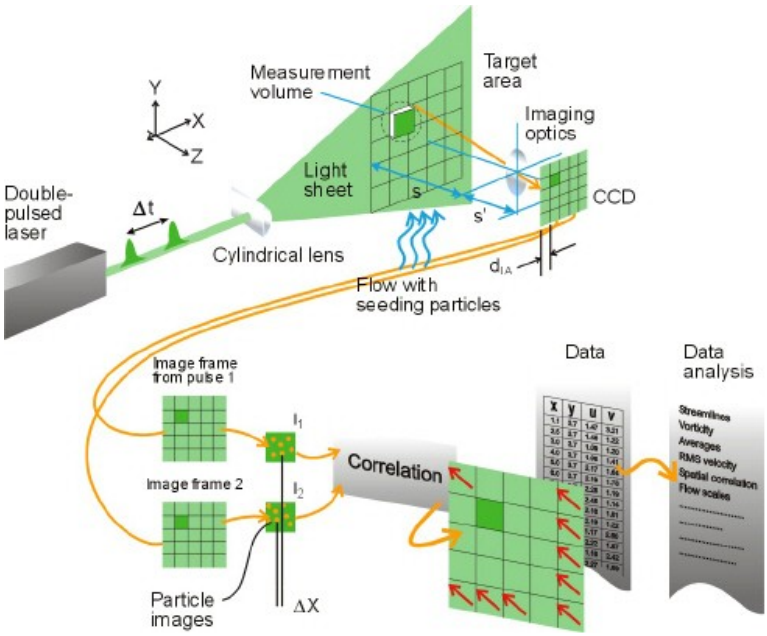


Figura 5.3: Schematizzazione funzionamento PIV

Per poter effettuare le misurazioni occorre in primo luogo inseminare il flusso con delle opportune *particelle traccianti*, le quali devono avere una

densità più possibile vicina a quella del fluido da analizzare in modo tale che possano seguirne fedelmente il moto anche nelle più piccole oscillazioni. La zona del campo di moto da analizzare viene illuminata con un fascio di luce laser sottoforma di lama di luce generata da una *sorgente laser*. Caratteristica necessaria per poter cogliere lo spostamento delle particelle è che la il fascio laser non venga emesso in maniera continua ma venga rilasciato ad impulsi di cui si conosce la distanza temporale. La scelta del corretto *spacing temporale* è fondamentale per la buona riuscita della misurazione. Infatti, prendendo un intervallo di troppo lungo aumenta la probabilità che una particella, catturata nella prima istantanea, non sia più presente in quella successiva rendendo la misurazione meno efficace. Inoltre, scegliere un intervallo temporale grande fornirebbe un'informazione sulla velocità media e non più su quella istantanea delle particelle. Al contrario, scegliendo un intervallo temporale troppo breve, lo spostamento delle particelle sarebbe troppo corto e in questa condizione diventano molto significativi i disturbi dovuti al rumore ed alla non perfetta correlazione delle coppie di *finestre di interrogazione*, all'interno delle quali il software ricerca le particelle, rispetto allo spostamento reale che viene quindi letto in maniera errata dal sistema.Le particelle inseminate nel flusso vengono illuminate dal laser e ne riflettono la luce. Il terzo strumento fondamentale all'analisi è la telecamera la quale consente di catturare le immagini della posizione delle particelle. Per mezzo di un sincronizzatore, che permette di coordinare l'emissione dell'impulso laser con la frequenza di cattura delle immagini, otteniamo delle istantanee delle particelle a tempi molto ravvicinati tra loro, riuscendo a coglierne, attraverso il confronto, il vettore spostamento. La telecamera è collegata al pc che riceve in ingresso la sequenza di immagini e utilizzando un apposito software è in grado di analizzarle e restituire i dati relativi al campo di velocità. Di seguito vengono riportati i principali parametri per le prove PIV.

Re_θ	$Nimg$	$Nvettori$	Δx^+	Δy^+	y^+_{min}	y_{min}/δ	x_{max}/δ	y_{max}/δ
2790	2000	890×830	820	760	10	0.008	0.68	0.63
3900	2000	890×830	1005	940	12	0.010	0.82	0.76
4895	2000	890×830	1210	1125	20	0.014	0.84	0.78

Tabella 5.2: Parametri sperimentali per prove PIV

A causa dell'elevata risoluzione spaziale impostata per la prova, in modo da cogliere i piccoli spostamenti di particelle presenti vicino a parete, non è stato possibile raggiungere l'esterno dello strato limite e si è assunto che lo spessore dello strato limite fosse uguale a quello calcolato tramite anemometria a filo caldo alla stessa velocità.

5.2.2 Componenti della Tecnica PIV

Passiamo ora alla descrizione dei componenti necessari ad effettuare le misurazioni con la tecnica laser

Sorgente Laser

La sorgente laser utilizzata è venduto dalla *Dantec Dynamics* e permette di generare un raggio coerente e monocromatico. All'interno del sistema laser è presente una lente che permette la generazione di una lama di luce verde con lunghezza d'onda $\lambda = 532mm$. La sorgente laser appartiene alla categoria dei *Low Speed Laser* (gruppi di impulsi tra $1 - 15Hz$ con un'energia massima di $200mJ$) permette di generare due impulsi di luce consecutivi ad una frequenza di $15Hz$. Il sistema è collegato ad un sistema di raffreddamento ad acqua che ne evita l'eccessivo surriscaldamento durante l'utilizzo. Come osservabile in figura 5.4, il sistema laser è stato posizionato nella parte superiore della galleria del vento in maniera tale che il fascio di luce potesse attraversare due lenti (una sferica per rendere il fascio puntiforme e una cilindrica per rendere il fascio planare) ed entrare quindi in camera di prova dopo averne modificato la forma. Le lenti sono state poste volutamente lontano dalla sorgente laser in maniera da poter ottenere il minimo spessore possibile del piano laser nella zona preposta alla misurazione in camera di prova

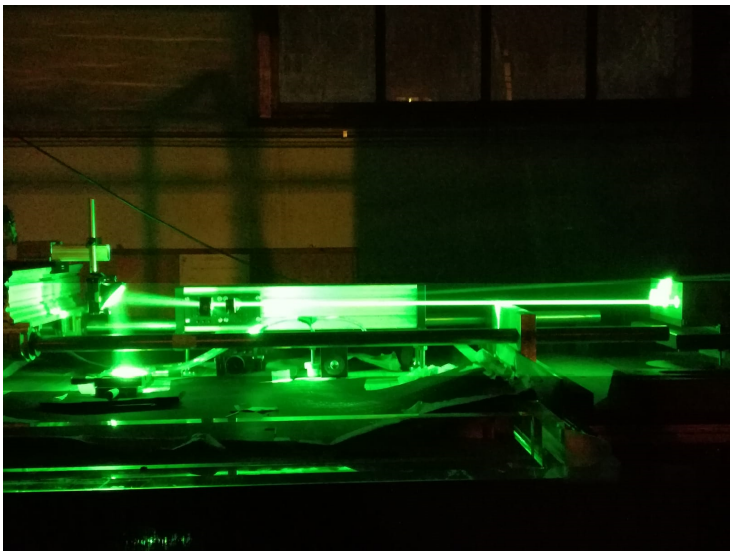


Figura 5.4: Fotografia del laser in azione durante le prove. si può osservare come la forma del laser cambi dopo aver attraversato le due lenti prima di entrare all'interno della galleria

Particelle Inseminanti

Le particelle inseminanti hanno il compito di seguire il flusso nella maniera più fedele possibile cercando di seguirne anche le più piccole fluttuazioni senza al contempo essere una fonte di disturbo per quest'ultimo. Un parametro utile a stabilire se le particelle scelte possano comportarsi in tale maniera è il *numero di Stokes* della particella che deve essere molto inferiore all'unità. Il numero di Stokes viene definito come il rapporto tra i tempi caratteristici della particella e quello del flusso

$$S_t = \frac{t_p}{t_0} << 1 \tag{5.2}$$

dove il tempo t_0 può essere ottenuto conoscendo la velocità del flusso e una dimensione caratteristica, mentre il tempo caratteristico della particella t_p può essere ottenuto sfruttando la seguente relazione

$$t_p = \frac{d_p^2 \rho_p}{\mu} \tag{5.3}$$

con d_p diametro della particella, ρ_p densità della particella e μ viscosità del fluido da caratterizzare. Una caratteristica fondamentale che devono possedere è quella di riflettere la luce principalmente nella direzione dalla quale la ricevono. In questo modo si evita che i fenomeni di irragiamento nelle altre direzioni possano creare disturbo raggiungendo altre particelle in un processo incontrollato. Un ulteriore aspetto che deve essere preso in grande considerazione è la quantità di particelle che vengono immesse nel flusso. Se la concentrazione è bassa non si otterrà una descrizione completa del campo di moto nonostante sia più semplice seguire il movimento della singola particella, se la concentrazione di particelle è troppo alta si avrà il problema opposto ovvero quello di non poter distinguere più i movimenti della singola particella rispetto alle altre nonostante l'aiuto dei software. Il seeding risulta essere quindi un parametro molto importante e necessita di essere correttamente impostato. Per immettere le particelle all'interno della galleria del vento sono state utilizzate due macchine generatrici di fumo (figura 5.5) in grado di immettere all'interno del flusso particelle d'olio del diametro di $2 - 3\mu m$ con una portata variabile a seconda delle necessità di seeding. Tali macchine sono state poste nel punto in cui la galleria del vento aspira aria dall'ambiente esterno in modo tale che, prima di giungere in camera di prova, le particelle potessero uniformemente distribuirsi all'interno del flusso senza creare zone a maggiore e minore densità.

Figura 5.5: Fotografia delle due macchine generatrici di fumo utilizzate per l'immissione delle particelle traccianti all'interno della galleria del vento

Telecamera

L'ultimo elemento caratteristico delle misurazioni PIV è la telecamera. Per i nostri test è stata utilizzata una camera *Andor Zyla 5.5* dotata di un sensore *sCMOS* da $5.5 MPixel$. Queste camere hanno il pregio di essere particolarmente luminose grazie al loro sensore con risoluzione a $16 bit$. Per poter sfruttare la maggiore risoluzione spaziale possibile, la camera è stata dotata di un obiettivo *Nikon 200mm Micro* a focale fissa impostato con la corretta messa a fuoco sul piano del laser in camera di prova con un'apertura $f/11$. La telecamera è stata montata su una testa fotografica a 3 assi in modo da poterne regolare la posizione e correggere eventuali inclinazioni della camera come osservabile in figura 5.6. Prima di procedere con il processo di misurazione è necessario effettuare una calibrazione geometrica del piano. Questa operazione permette di ottenere la relazione che lega lo spostamento letto in pixel dalla camera con lo spostamento effettivo in mm. Per effettuare questa operazione è necessario posizionare sul piano del laser in camera di prova uno strumento che prende il nome di *target plane* che consiste in un piano caratterizzato dalla presenza di una serie di pallini equidistanti di cui è nota la distanza reciproca. Una volta messo a fuoco il piano immagine con la camera e impostata la corretta apertura in modo da avere la giusta luminosità e profondità di campo viene catturata un'immagine da cui verrà calcolato il coefficiente di conversione. Nei nostri test i risultati migliori sono stati ottenuti utilizzando una risoluzione spaziale pari a $77 pixel/mm$.

Figura 5.6: Fotografia della telecamera utilizzata per la cattura delle immagini per la PIV

5.2.3 Acquisizione delle Immagini e Pre-Processing

Dopo aver effettuato il processo di calibrazione è stata avviata la galleria del vento e sono state azionate le macchine generatrici di fumo. Abbiamo già spiegato l'importanza di avere un buon seeding per poter avere delle immagini utilizzabili dal software di calcolo e per questo motivo è stato controllato che la presenza di particelle fosse sufficiente prima di iniziare il processo di misurazione. Il secondo parametro fondamentale che è stato impostato è l'intervallo di tempo tra uno scatto e il successivo. Ciò è stato fatto inserendo nel programma di sincronizzazione tra sorgente laser e telecamera lo scarto in μs a seconda della velocità della galleria del vento. A questo punto è stato possibile iniziare il processo di acquisizione delle immagini. Sono state catturate 2000 immagini per ognuna delle placche alle varie velocità. Una volta terminato il processo di acquisizione delle immagini è stato necessario procedere ad una fase di pre-processing poiché, per quanto accurata possa essere la calibrazione e la cattura delle immagini, sono sempre presenti difetti e imperfezioni di varia natura. In particolare, i difetti più frequenti riguardano la presenza di zone a più alta luminosità, la differenza di luminosità tra le due immagini successive dovuta alla differente sorgente che emette luce all'interno del laser, le imperfezioni dell'irradiazione del laser, il rumore e la riflessione del fascio laser sulla placca. In particolar modo quest'ultima problematica è risultata essere preponderante rispetto alle altre e ha costretto a rivestire

la parte inferiore delle placche con del nastro nero per attenuare questa riflessione. Per poter ripulire le immagini da tutte queste imperfezioni è stata effettuata un'analisi *POD (Proper Orthogona Decomposition)* che permette di rendere le immagini utilizzabili per la fase di processing successiva come osservabile in figura 5.7. In questa fase è sorta una seconda problematica: la POD non riesce a ricostruire in maniera accurata la zona vicino a parete in quanto la forte riflessione non permette al software di riconoscere le particelle e restituisce un comportamento delle particelle ricostruito artificialmente che non trova riscontro con ciò che succede realmente in quella zona, come osservabile in figura 5.7. Per questo motivo la zona del viscous sublayer e una parte del buffer layer non possono essere acquisite in maniera appropriata e conseguentemente non si hanno risultati affidabili riguardo gli andamenti dei profili in queste regioni. Una volta ottenute le immagini ripulite è possibile avviare il software che le processa per ricavare le informazioni relative al campo di velocità. Il software suddivide le immagini in finestre più piccole che prendono il nome di *finestre di interrogazione*, all'interno delle quali il software di calcolo applica dei particolari *algoritmi di cross-correlazione* al fine di valutare il vettore velocità. Per una buona riuscita di questo processo è importante osservare un parametro, indicatore dell'affidabilità del calcolo, che prende il nome di *fattore di correlazione* e viene valutato nel seguente modo

$$\Phi_{lm} = \frac{\sum_{i,j}^{w_1,w_2} \left(f(i,j) - \mu_f\right)\left(g(i+l,j+m) - \mu_g\right)}{\sigma_{lm}} \tag{5.4}$$

I valori tipici di questo fattore oltre il quale i risultati della correlazione sono reputati affidabili, sono $0.5 - 0.6$.
All'interno delle finestre di interrogazione ogni particella presente contribuisce alla formazione di un unico picco di correlazione e di conseguenza di un unico vettore di velocità. La grandezza delle finestre di interrogazione deve essere scelta in modo da contenere un numero sufficiente di particelle ($10-15$ per PIV planare) e per questo motivo risulta importante la quantità di particelle presenti nel fluido. Una densità di particelle troppo bassa porta a dover scegliere dimensioni delle finestre di interrogazioni troppo grandi mentre una densità di particelle troppo alta porta a dei falsi positivi a causa della non sufficiente risoluzione della fotocamera nel riconoscimento delle particelle. Il *processing* dei dati è stato effettuato partendo con finestre di interrogazione quadrate delle dimensioni di $96 \times 96 pixel$ e infittendole fino a raggiungere le dimensioni di $16 \times 16 pixel$ dopo 5 iterazioni. Allo stesso tempo le finestre sono state sovrapposte tra loro in maniera tale da avere un numero maggiore di vettori ed in questo modo si è arrivati a ricavare quattro vettori velocità per ogni finestra di interrogazione

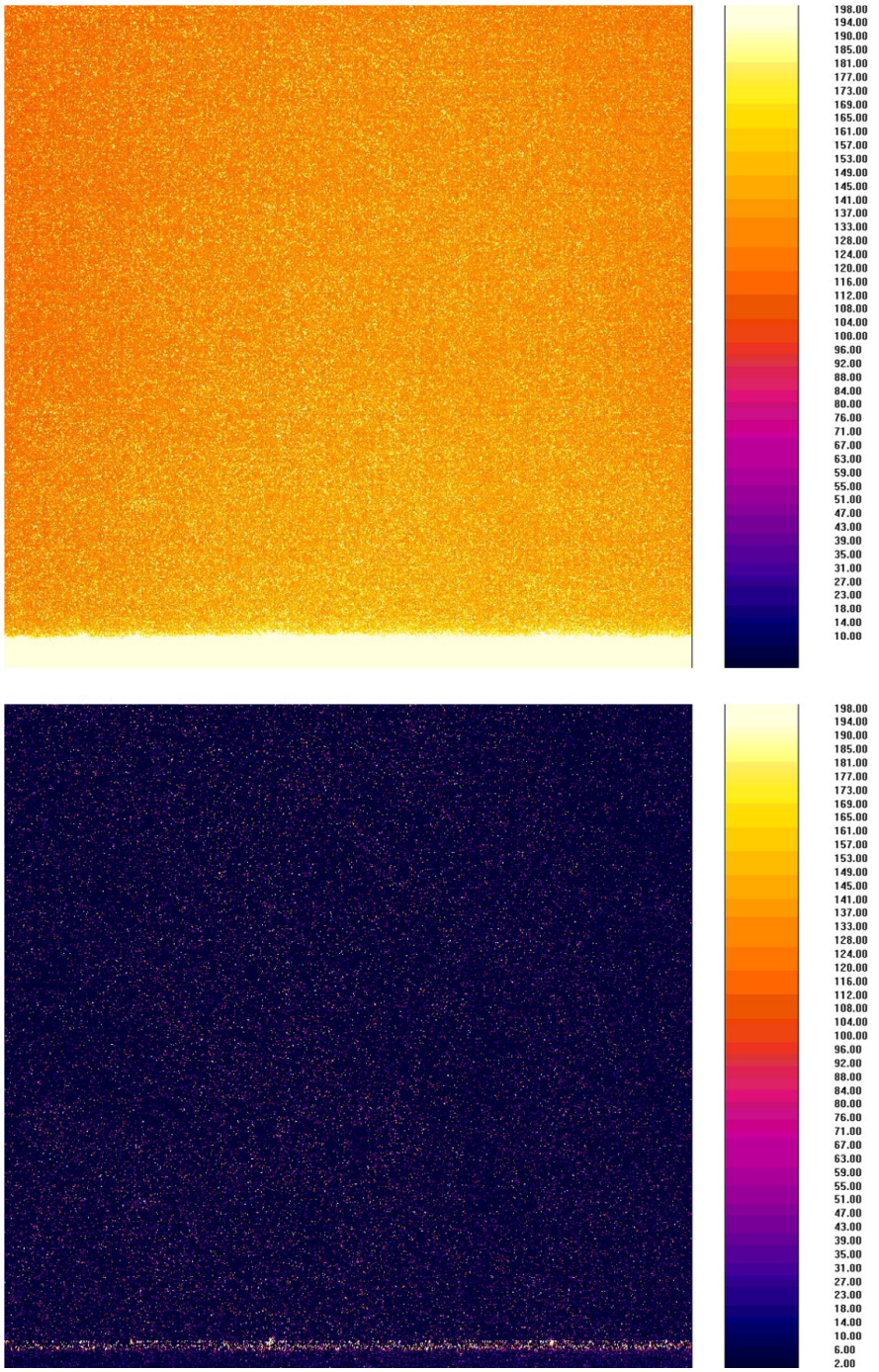


Figura 5.7: In alto è mostrata l'immagine grezza catturata dalla fotocamera, in basso viene mostrata la stessa istantanea in seguito alla *Proper Orthogonal Decomposition*

5.3 Stereoscopic PIV

5.3.1 Principio di Funzionamento

La *stereoscopic PIV* è un'evoluzione della PIV planare che permette di misurare la componente della velocità perpendicolare al piano di acquisizione permettendo quindi di calcolare tre componenti in un piano (3C2D). La principale differenza a livello strumentale rispetto alla PIV planare consiste nell'utilizzo di una camera aggiuntiva. L'utilizzo della seconda camera permette di catturare il piano laser da angolazioni diverse e ottenere le tre componenti del vettore velocità ricostruendole attraverso un'analisi trigonometrica. Facendo riferimento allo schema presentato in figura 5.8, lo spostamento della particella dx viene catturato in maniera differente dalle due camere in maniera tale che

$$dx = (x_p + dx_1) + dz \tan \alpha_1 = (x_p + dx_2) + dz \tan \alpha_2 \tag{5.5}$$

dove sono stati trascurate le variazioni $d\alpha$ degli angoli di Eulero in quanto di ordine inferiore. Gli spostamenti dx_1 e dx_2 sono rispettivamente gli spostamenti della particella letti dalla camera 1 e dalla camera 2. Dall'equazione precedente ricaviamo che

$$dx_1 + dz \tan \alpha_1 = dx_2 + dz \tan \alpha_2 \tag{5.6}$$

da cui

$$dz = \frac{dx_2 - dx_1}{\tan \alpha_1 - \tan \alpha_2} \tag{5.7}$$

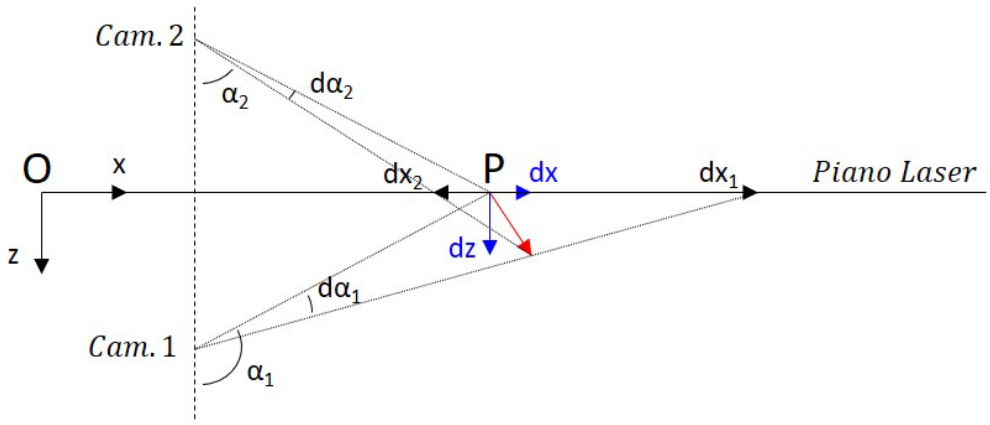


Figura 5.8: Analisi trigonometrica delle componenti di spostamento viste dalle camere durante la stereo-PIV. In rosso viene riportato lo spostamento reale della particella e in blu le componenti dello spostamento

Analogamente è possibile calcolare le componenti nelle altre due direzioni, utilizzando gli altri angoli di Eulero del sistema. Per poter effettuare delle misurazioni accurate è necessario considerare un ulteriore parametro da impostare in maniera precisa e prende il nome di *angolo di Scheimpflug*. Questa ulteriore condizione deriva dal fatto che le camere non possono essere considerate come punti materiali e posizionandole con un angolo di inclinazione rispetto al piano laser manifestano differenti tipi di problematiche a seconda della configurazione adottata. Le configurazioni di montaggio delle camere maggiormente utilizzate sono quella *traslazionale* e *rotazionale*, presentate in figura 5.9. Il sistema traslazionale prevede il montaggio delle camere in modo che i piani immagine e delle lenti risultino paralleli con il piano laser e regolare il punto di vista con il disallineamento tra lente e camera. Il vantaggio di questa configurazione è la facilità di messa a fuoco mentre il principale svantaggio risiede nella limitazione portata dall'apertura angolare perché, oltre ad un determinato angolo, la lente inizia a deformare l'immagine. Questa problematica è superata con la configurazione rotazionale che prevede la presenza di un angolo di incidenza tra piano laser e piano lente e tra piano lente e piano immagine. In questo modo l'apertura non risulta essere più un problema e si ha la possibilità di avere angoli maggiori e ridurre l'errore di misura commesso ma, per contro, si ha una maggiore difficoltà con la messa a fuoco del piano laser a causa del non parallelismo tra piano immagine e piano laser. Tale problematica può essere superata con la *condizione di Scheimpflug* la quale risulta verificata se i tre piani in oggetto (immagine lente e laser) si intersecano in uno stesso punto. Il sistema utilizzato per le prove di SPIV è stato quello rotazionale ed un'immagine del setup utilizzato è presentata in figura 5.10.

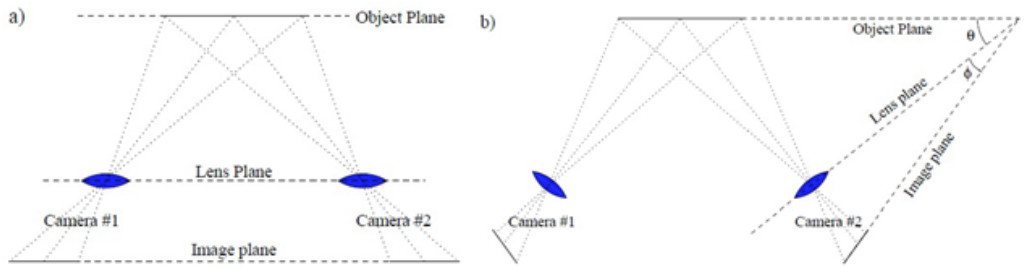


Figura 5.9: Rappresentazione schematica delle due principali configurazioni di stereo-PIV. a)Sistema traslazionale b)Sistema rotazionale (condizione di Scheimpflug)[31]

Figura 5.10: Fotografia setup fotocamere per stereo-PIV con target posizionato in camera di prova

5.3.2 Calibrazione del Sistema

Prima di poter iniziare ad effettuare le misurazioni è indispensabile effettuare la calibrazione del sistema. Tale processo risulta essere molto differente da quello effettuato per le misurazioni di PIV classica pur essendo le due metodologie di misura simili. Mentre nella PIV planare era presente il parallelismo tra i piani di lente, immagine e lama di luce laser, che riduceva la calibrazione ad una conversione dello spostamento in pixel letto sullo schermo ad uno spostamento reale in *mm*, nella stereoscopic PIV questo processo risulta più complesso e delicato in quanto ha lo scopo di definire la posizione che occupano nello spazio il piano laser e le due camere. Per effettuare la calibrazione è necessario un particolare strumento che prende il nome di *target di calibrazione* il quale possiede un'origine ed un sistema di riferimento associato come quello mostrato in figura 5.11. Il software di calibrazione è in grado di associare gli stessi punti del target selezionati dalle differenti immagini delle due telecamere e di ricavare gli angoli di Eulero necessari per poter effettuare il raddrizzamento delle immagini (*dewarping*). Per ottenere una calibrazione completa in tutte e tre le direzioni è necessario utilizzare più piani di riferimento paralleli tra loro attraverso il quale ripetere l'operazione. La calibrazione è stata eseguita utilizzando un apposito target con pallini

aventi diametro di $1mm$ e con una distanza tra di essi di $3.3mm$. Sono stati utilizzati tre piani di riferimento spaziati tra loro di $1mm$ per mezzo di una slitta con accuratezza micrometrica sulla quale è stato montato il target.

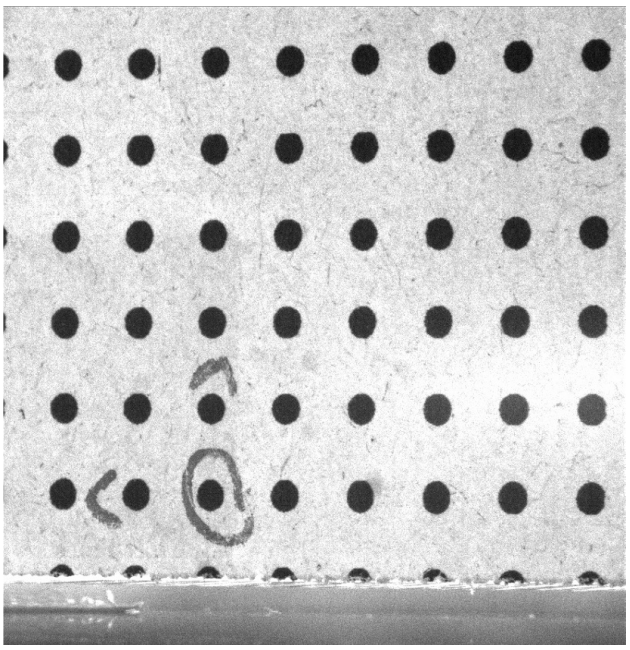


Figura 5.11: Fotografia target utilizzato per la calibrazione della stereo-PIV. Si nota il sistema di riferimento associato necessario per avere un indicazione univoca dei pallini scelti per effettuare la calibrazione

5.3.3 Disparity

Una volta terminata la calibrazione del sistema ciò che si ha a disposizione è una funzione, che prende il nome di *mapping function*, la quale permette di legare i punti dell'istantanea della singola camera con i punti dello spazio fisico tridimensionale

$$(x_i, y_i) = M_i(X, Y, Z) \tag{5.8}$$

Se la calibrazione è stata effettuata in maniera ottimale, le funzioni M_i relative alle singole camere permetteranno di posizionare la stessa particella, vista dalle due camere, nello stesso punto dello spazio fisico (X, Y, Z). Al contrario, se durante il processo di calibrazione si commettessero delle imprecisioni, ciò che risulta è un errore di offset nella posizione delle particelle che porta ad un incertezza *(disparity)* nel piano immagine

$$(x_i, y_i) = M_i(X, Y, Z) + (\Delta x_i, \Delta y_i) \tag{5.9}$$

Per poter correggere questo errore risulta necessario agire sugli offset che vengono generati costruendo una mappa di correlazione tra immagini che, se il processo di calibrazione fosse avvenuto senza imprecisioni, dovrebbero essere coincidenti. Tali mappe vengono costruite andando a correlare le due immagini ottenute nelle varie direzioni del piano; in assenza di errori il picco di correlazione di avrebbe al centro della mappa, nella posizione $(0, 0)$. A causa dell'errore prodotto dalle camere le immagini risulteranno disallineate tra loro e ciò farà si che il picco della mappa di correlazione vari la sua posizione rispetto al caso ideale. Il valore di questo spostamento è definito come

$$d_{12} = e_{12_x}(\Delta X_2 - \Delta X_1) + e_{12_y}(\Delta Y_2 - \Delta Y_1) \tag{5.10}$$

Da questa equazione è possibile ricavare i valori di offset ΔX e ΔY con cui è possibile rendere minimi i valori di disparity delle fotocamere. Il processo di disparity è stato effettuato sui set di immagini acquisite e già pre-processate e sono stati utilizzati dal software blocchi di trenta immagini in modo da avere dei buoni valori di convergenza. Il software agisce dividendo le immagini in varie zone alle quali ha applicato gli algoritmi di processo. Di seguito si riporta un'istantanea del processo concluso caratterizzato da una "strisciata" centrale indice della buona riuscita del nostro processo.

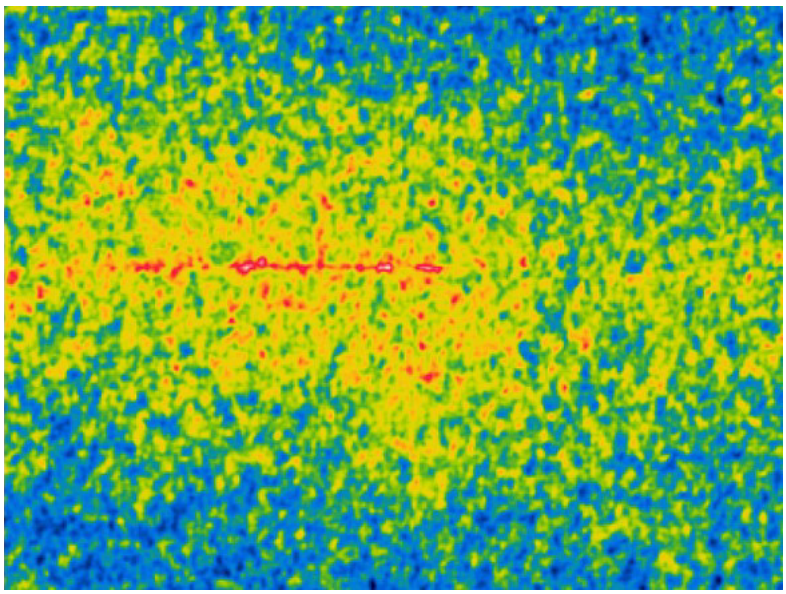


Figura 5.12: Esempio di un risultato del processo di disparity

Capitolo 6

Risultati

In questo capitolo verranno esposti i risultati ottenuti durante le prove sperimentali effettuate. Per poter ritenere i risultati ottenuti dalla sperimentazione affidabili è necessario verificare che l'apparato sperimentale sia ben costruito e che nulla, compresa la placca da testare inserita in galleria, alteri il flusso che la investe e che quindi ci si possa ricondurre ai casi presenti in letteratura per un confronto dei risultati. Per questo motivo vengono presentati in principio dei risultati utili alla validazione del flusso in galleria del vento. In seguito si procederà ad analizzare i profili di velocità media e le statistiche turbolente andando ad esaminare i loro parametri in funzione delle variabili di parete. Si passerà poi all'analisi dei quadranti che ci darà modo di verificare l'efficacia delle riblets sugli eventi turbolenti e a seguire verranno presentate le mappe di energia cinetica turbolenta relative alle singole placche le quali ci permetteranno di visualizzare la presenza o meno di una riduzione di energia presente all'interno dello strato limite. In seguito, si andranno ad analizzare dettagliatamente le strutture che si ritengono essere responsabili della produzione di resistenza a studiare i modi propri del campo di moto mostrando i risultati ottenuti dalla POD. Infine verranno presentate le mappe riguardanti i contributi energetici di produzione, dissipazione e trasporto di energia cinetica turbolenta all'interno dello strato limite.

6.1 Validazione del Flusso

La principale fonte di disturbo del flusso, oltre alla presenza della placca, abbiamo visto essere la spaziatura presente tra quest'ultima e il pianale all'interno della quale è alloggiata che, per quanto minima, permette trafilamenti d'aria tra la parte inferiore e quella superiore del pianale. Per poter validare i risultati ottenuti dalle prove sperimentali è stato necessario dimostrare che

questi fattori non alterassero la struttura dello strato limite in alcun modo ed è stato necessario trovare una zona della placca libera da queste influenze dove poter effettuare le misurazioni. Il primo passo per dimostrare ciò è stato effettuare misure di anemometria a filo caldo nella parte di pianale lontana dalla placca, dove non è presente alcuna influenza dovuta alla placca da testare e al suo alloggiamento. In seguito, sono state effettuate misurazioni in diversi punti della placca per controllare che non fossero presenti effetti dovuti al gradino tra placa e pianale ed effetti dovuti al trafilamento d'aria. Tali problematiche sono risultate assenti effettuando le misurazioni al centro della placca, come osservabile dai profili di velocità media e turbolenza in direzione streamwise a $Re_\theta = 3900$ riportati rispettivamente in figura 6.1 e figura 6.2.
Dai grafici possiamo osservare come il centro della placca sia effettivamente esente da qualsiasi tipo di influenza derivante da un ipotetico effetto gradino o dai trafilamenti d'aria della sede della placca in quanto i due andamenti risultano essere identici. Effettuando le misurazioni in questo punto tutti i vantaggi di riduzione di resistenza ricavati con le placche riblettate saranno totalmente imputabili alla conformazione della placca e quindi all'effettivo funzionamento della riblettatura. Il processo di validazione è stato effettuato confrontando i dati ricavati sperimentalmente per la placca liscia con quelli ampiamente presenti in letteratura.

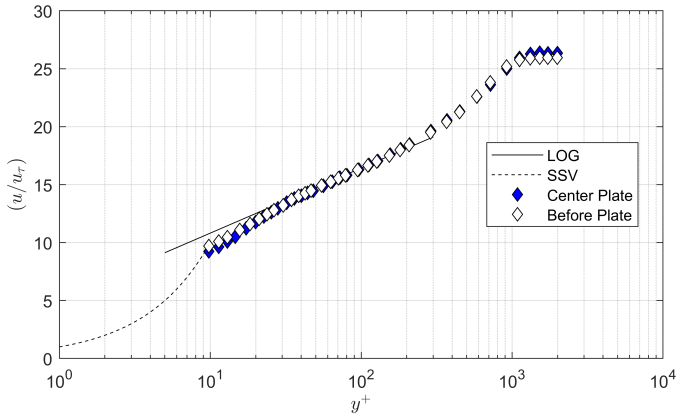


Figura 6.1: Confronto tra i profili medi di velocità misurati prima della placca e al centro della stessa tramite HWA.

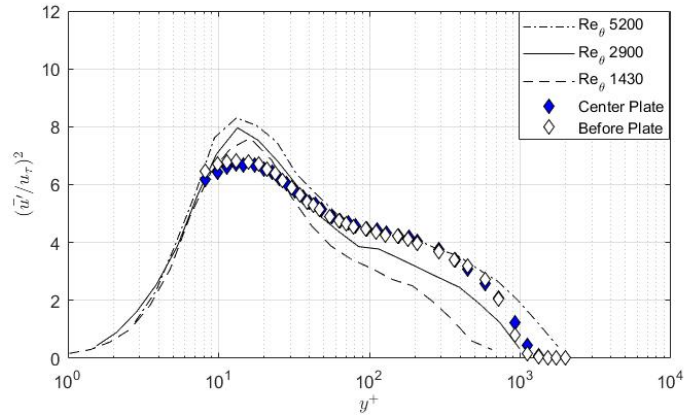


Figura 6.2: Confronto dei profili di $\overline{u'}$ misurati a monte della placca e al centro della stessa tramite HWA. I dati bibliografici presenti sono presi *DeGraaf ed Eaton (2000)*[5]

6.1.1 Profili

Profili Velocità Medi

In figura 6.3 vengono riportati i profili medi di velocità misurati sulla placca liscia per mezzo delle varie tecniche di misura. Il confronto tra di essi permetterà di dimostrare che, indipendentemente dalla tecnica di misura utilizzata, il profilo di velocità risultante sia analogo.
Osservando i grafici è possibile affermare che, per tutte le tecniche di misura utilizzate, i risultati ottenuti siano identici e che tutti presentino valori del coefficiente di attrito C_f pressoché analoghi. Tale risultato è osservabile anche in tabella 6.1, dove sono riportati i valori di C_f, ottenuti a partire dalle misure di anemometria a filo caldo, e l'errore percentuale di questo valore quando è stato misurato con le tecniche PIV e SPIV. In particolare per la placca liscia i coefficienti di attrito C_f tramite il metodo di Clauser mentre per le placche riblettate sono state utilizzate le leggi empiriche ricavate da *Garcia-Mayoral Jimenez*[23] e presentate all'equazione 3.9.

Re_θ	2190	2790	3900	4895
C_f	0.0035	0.0033	0.0029	0.0027
$\varepsilon[\%]PIV$	-	1.03	1.51	0.06
$\varepsilon[\%]SPIV$	-	-	0.6	-

Tabella 6.1: C_f

Una limitazione al corretto calcolo del profilo di velocità è data dall'impossibilità, specialmente per elevati numeri di Reynolds, di poter raccogliere in maniera accurata i dati nelle regioni del sottostrato viscoso e del buffer layer a causa delle eccessive dimensioni della sonda rispetto alle dimensioni di queste zone dello strato limite.

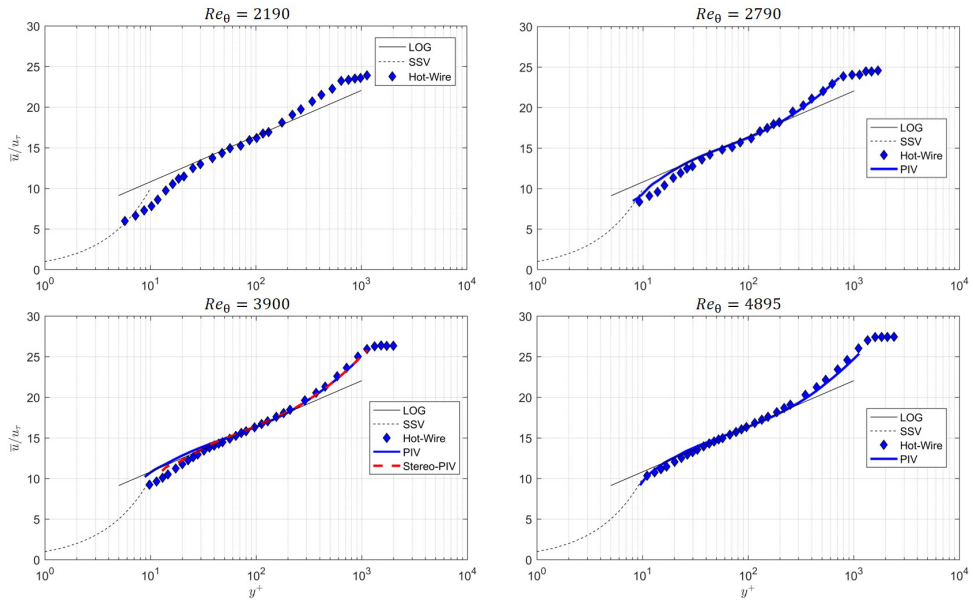


Figura 6.3: Profili medi di velocità ricavati con misure HW, PIV e SPIV

Profili Turbolenza Streamwise

Passando all'analisi della turbolenza in direzione streamwise $\overline{u'}$, presentati in figura 6.4, è possibile affermare che anche in questo caso i risultati sperimentali delle varie tipologie di prove risultino essere analoghi ai dati bibliografici riportati da *De Graaf ed Eaton (2000)* [5].
Appare evidente però che il picco di turbolenza nel buffer layer misurato tramite anemometria a filo caldo risulti essere molto attenuato confrontandolo con il corrispettivo riferimento bibliografico. La motivazione di questa attenuazione è da ricercare nella risoluzione della sonda utilizzata per le misurazioni, le cui eccessive dimensioni della parte sensibile rispetto alla zona dello strato limite implica una modulazione del segnale che porta ad un abbassamento del valore massimo letto. È dimostrato che per ridurre tale attenuazione sia fondamentale che la lunghezza dell'elemento sensibile, adimensionalizzata rispetto alle unità viscose l^+, sia minore di 20 ma anche che il rapporto tra lunghezza e diametro della parte sensibile sia superiore a 200. Garantendo che i valori di questi rapporti rimangano sotto tali valori

rimane valida l'*ipotesi di lunghezza del filo infinita* ed è possibile trascurare l'influenza dei supporti dell'elemento sensibile nel computo dei componenti che entrano in gioco nello scambio termico (*Hutchins et al. (2009)*[32]).

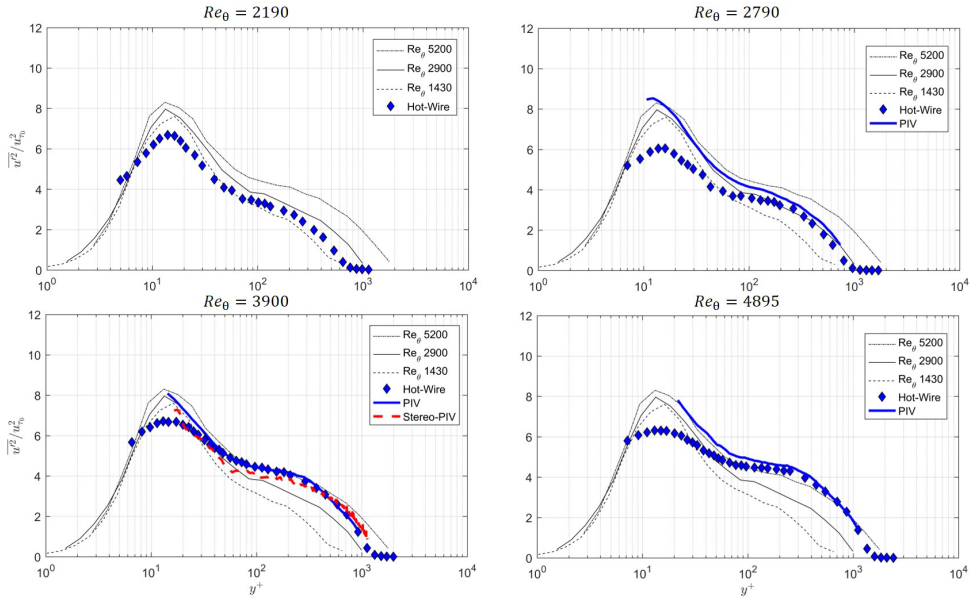


Figura 6.4: Profili di $\overline{u'}$ sulla placca liscia ricavati con misure HW, PIV e SPIV. I dati bibliografici presenti sono presi *DeGraaf ed Eaton (2000)*[5]

Purtroppo in tabella 5.1 è possibile constatare come il valore di l^+ sia superiore a 20 fin dai primi numeri di Reynolds testati e all'aumentare della velocità tali problemi di attenuazione risultano essere sempre più marcati avendo utilizzato sempre la stessa sonda per effettuare le misure.
Conoscendo la radice di questa problematica è stato possibile utilizzare un equazione contenente una correzione prodotta da *Hutchins et al.(2009)* [32] la quale permette di tener conto dell'influenza degli effetti di l^+ e Re_τ. All'interno di questa equazione compaiono diversi termini che passiamo ad analizzare: il primo e l'ultimo termine della relazione indicano che il picco di turbolenza sia direttamente proporzionale al numero Re_τ, coerentemente con quanto riportato da *DeGraaf ed Eaton (2000)*[5]; il secondo termine invece mostra come il picco di turbolenza abbia un andamento linearmente decrescente all'aumentare della lunghezza del filo; il terzo termine infine esprime il rapporto tra ℓ e δ. Il range di validità all'interno del quale è possibile applicare questa correzione dipende, ovviamente dai valori di l^+ e Re_τ e sono rispettivamente $3 < l^+ < 153$ e $316 < Re_\tau < 25000$.

$$\bar{u}'^2_{max} = A \log_{10} Re_\tau + Bl^+ - C\left(\frac{l^+}{Re_\tau}\right) + D \tag{6.1}$$

con

$$A = 1.0747 \qquad B = 0.0352 \qquad C = 23.0833 \qquad D = 4.8371 \qquad (6.2)$$

Inserendo i valori sperimentali da noi ricavati all'interno della formula di correzione è possibile effettuare un confronto tra valori di picchi attesi e ottenuti, riportati in tabella 6.2

Re_θ	$\overline{u'^2_{max}}atteso$	$\overline{u'^2_{max}}calcolato$
2190	6.43	6.68
2790	5.76	6.05
3900	5.25	6.67
4895	4.93	6.31

Tabella 6.2: Confronto tra valori picchi turbolenza calcolati con correzione e attesi

Dalla tabella 6.2 possiamo osservare come la relazione fornisca buoni risultati per bassi numeri di Reynolds mentre il valore calcolato tende ad allontanarsi dal valore atteso all'aumentare della velocità. Le motivazioni di questo comportamento sono spiegate dallo stesso *Hutchins* e sono da ricercare, oltre che nell'eccessiva lunghezza del filo, anche nel cambiamento di altri parametri come le condizioni ambiente (temperatura, umidità, pressione), problemi di degrado o pulizia dell'elemento sensibile che ne alterano le proprietà di scambio termico o presenza di gradienti di pressione all'interno della galleria. Nelle nostre sperimentazionini un ruolo determinante nell'attenuazione del picco è stato giocato dalla presenza di un angolo di inclinazione, in direzione spanwise, del filo della sonda. Tale inclinazione, chiaramente osservabile in figura 5.2, è determinata dal disallineamento dei supporti di sostegno all'elemento sensibile che sono visibilmente posizionati a distanze diverse dalla parete. Questa imperfezione dei sostegni, impossibile da correggere data l'estrema delicatezza del filo, portato ad una modulazione del segnale integrandolo in un range di altezza dato dalla differenza di altezza dei sostegni dalla parete. Osservando nuovamente il grafico in figura 6.4 è possibile osservare come il picco esterno risulti essere meno sensibile alle problematiche legate alla sonda, presentando infatti un andamento analogo a quello misurato da *De Graaf ed Eaton*. Le misure effettuate con le tecniche laser evidenziano un comportamento dello strato limite su placca liscia analogo a quello presente in letteratura per tutto l'outer layer e nelle rimanenti zone mostra un comportamento più simile a quello bibliografico rispetto alle misure effettuate con anemometria a filo caldo.

Queste problematiche unite ad un ulteriore problema legato allo scambio termico tra la sonda a filo caldo e la placca (che si è tentato di correggere utilizzando la correzione fornita da *Bathia et al.(1982)*[33])non hanno permesso di ottenere dati utili al tracciamento del profilo nel sottostrato viscoso.

Stress di Reynolds

In ultimo è possibile studiare il comportamento dello sforzo di Reynolds. In questo caso le uniche tecniche di misura utilizzabili risultano essere solamente la PIV e la stereo-PIV in quanto la sonda a filo caldo utilizzata per le misure non permette la raccolta di dati della turbolenza in direzione spanwise v'. Osservando i grafici riportati in figura 6.5 possiamo affermare che gli andamenti ricavati dalle prove sperimentali siano coerenti con quelli presenti in letteratura. Lo spostamento del picco di turbolenza verso la parte esterna è stato osservato, in forma più lieve, anche nei risultati presenti in bibliografia ed è probabilmente determinato dalle condizioni della prova che potrebbero aver aggiunto della turbolenza in test section più che da errori di misura. La differenza tra la misura effettuata con la tecnica PIV e quella effettuata con la stereo-PIV osservabile a $Re_\theta = 3900$ è probabilmente generata da una non perfetta calibrazione oppure da una mancata convergenza dei dati acquisiti.

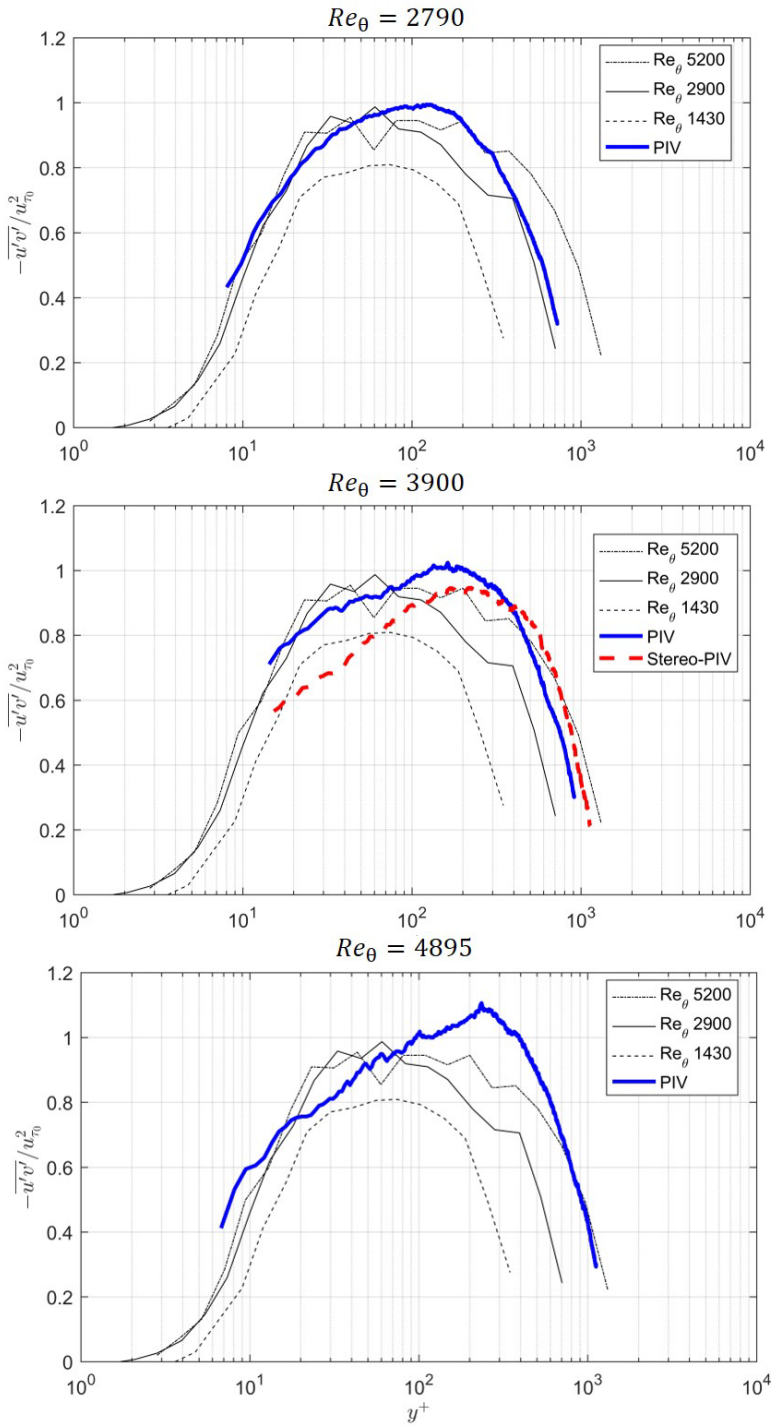


Figura 6.5: Profili stress d Reynolds $\overline{u'v'}$ ricavati con PIV e SPIV. Riferimenti bibliografici *DeGraaf ed Eaton (2000)*[5]

6.1.2 Convergenza Dati

In questa sezione verranno presentati gli andamenti della convergenza dei set di dati rilevati. Tale tipo di studio è di fondamentale importanza al fine di poter validare le prove effettuate in quanto fornisce un'indicazione del fatto che il numero di campioni presi in fase di acquisizione dei dati sia sufficiente a descrivere le fenomenologie presenti all'interno dello strato limite. Per tutte le tecniche sono state scelte le misurazioni effettuate a $Re_\theta = 3900$ per effettuare l'analisi di convergenza.
In primo luogo viene analizzata la convergenza riguardo la velocità media del flusso relativa alle misure di anemometria a filo caldo effettuate a tre diverse distanze da parete. Definiamo il parametro $\varepsilon(\overline{u})$ come

$$\varepsilon(f) = \frac{f^N - f^{N_{tot}}}{f^{N_{tot}}} \tag{6.3}$$

dove f^N è il valore ottenuto dopo aver mediato N campioni del dato set di dati mentre il valore $f^{N_{tot}}$ è il valor medio relativo all'intero set di dati. Tale parametro non può essere considerato una misura di errore relativo in quanto non si ha certezza della presenza o meno di errori sistematici che allontanino il valore $f^{N_{tot}}$ dal valor medio reale. Tuttavia è un parametro valido a comprendere dopo quanti campioni il valor medio smetta di discostarsi da quello finale. Un parametro utile a comprendere quanto il valor medio finale si discosti da quello reale è dato dall'*errore standard* che viene definito come

$$ES = \frac{\sigma_u}{\sqrt{N_{tot}}} \tag{6.4}$$

Nelle prove di hot-wire sono stati acquisiti set da 1200000 campioni e questo elevato numero porta ad avere valori di errori standard molto bassi, trovando infatti $ES = 0.23\%$ in $y^+ = 10$, $ES = 0.22\%$ in $y^+ = 30$ ed $ES = 0.18\%$ in $y^+ = 200$.
Dai grafici riportati in figura 6.6 è possibile osservare come in generale la velocità media arrivi molto velocemente a convergenza per tutte e tre le altezze. Nella misurazione effettuata vicino a parete ($y^+ = 10$) l'avvicinamento alla condizione di convergenza è più lenta rispetto al caso lontano da parete ($y^+ = 200$) e questo avviene ovviamente a causa della maggiore presenza di turbolenza vicino a parete che ne rallenta il processo. Tuttavia, è possibile osservare come si abbia uno scarto inferiore all'1% già dopo l'acquisizione di 20000 campioni a quest'altezza da parete e ciò ci porta ad affermare che il numero di campioni raccolti sia ampiamente sufficiente a descrivere con accuratezza il campo medio di velocità.
Oltre alla velocità media nel corso del lavoro verranno analizzati anche egli

eventi turbolenti ed è necessario quindi verificare che il numero di dati raccolto sia sufficiente a descrivere in maniera esaustiva anche questo tipo di fenomenologie le quali necessitano di un numero di dati superiore alla velocità media per arrivare a convergenza. In quest'ottica vengono riportati i grafici (figura 6.7 e figura 6.8) degli andamenti della componente di velocità fluttuante $\overline{u'}$ e della *skewness* (momento di terzo ordine, più lento della turbolenza u' ad arrivare a convergenza).
Osservando i grafici è possibile constatare come il numero di campioni acquisiti sia sufficiente anche in questo caso per poter arrivare a convergenza. Entrambi gli studi di convergenza sono riferiti al set di dati acquisito vicino alla placca ($y^+ = 10$), dove l'attività turbolenta è più alta e le statistiche necessitano di un numero maggiore di dati per arrivare a convergenza; in questo modo siamo sicuri di avere dati a sufficienza per analizzare le strutture turbolente dello strato limite.
Per le analisi di convergenza sui dati ottenuti con PIV planare gli andamenti sono stati tracciati effettuando una somma delle immagini acquisite e differenziando gli andamenti in base all'altezza della placca. I grafici riportati in figura 6.9 si riferiscono ad un'altezza adimensionale dalla placca di $y^+ = 30$ che è risultata essere la distanza più vicina da parete in cui il rumore provocato dalla riflessione del laser sulla placca fosse assente. È possibile osservare come il valore $\varepsilon\overline{u}$ scenda al di sotto dell'1% dopo circa 50000 campioni (meno di un terzo del totale) per tutte le placche testate. Allo stesso modo le statistiche di ordine superiore, riportate in figura 6.10 e figura 6.11, risultano arrivare a convergenza, sintomo del fatto che il numero di immagini acquisite sia sufficiente ad analizzare le fenomenologie turbolente presenti. Anche per le analisi PIV l'errore standard ottenuto rimane contenuto ($ES < 0.2\%$) grazie alla grande quantità di immagini acquisite.
Infine, si riportano gli andamenti della velocità media e della fluttuazione in direzione spanwise $\overline{w'}$, rispettivamente in figura 6.12 e figura 6.13, ottenute con le prove di stereo-PIV ad un'altezza adimensionale da parete $y^+ = 30$. In questo caso possiamo osservare un buon andamento della convergenza della velocità media mentre per quanto riguarda la statistica turbolenta l'andamento non risulta essere buono come avremmo voluto in quanto presenta un comportamento troppo discontinuo, probabilmente causato da variazioni nei set di dati che sono stati raccolti. Nonostante i successivi processi di disparity e dewarping il problema legato alla non convergenza di questi dati non è stato risolto, motivo per cui i risultati legati alle analisi statistiche turbolente ottenute con questa tecnica di misura verranno comunque presentate nonostante non possano essere considerati totalmente affidabili.

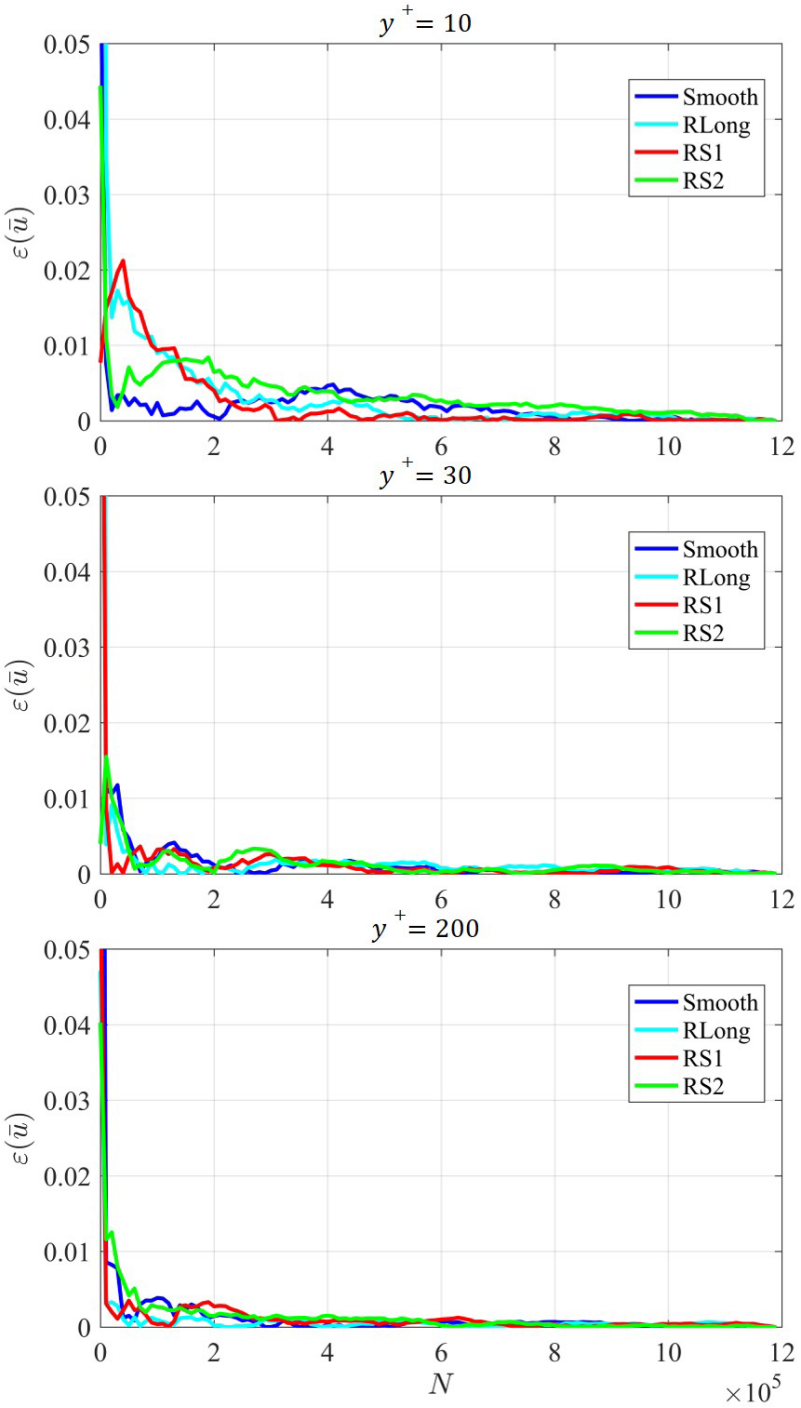


Figura 6.6: Convergenza velocità media con HW misurata a tre differenti altezze $y^+ = 10, y^+ = 30, y^+ = 200$ a $Re_\theta = 3900$

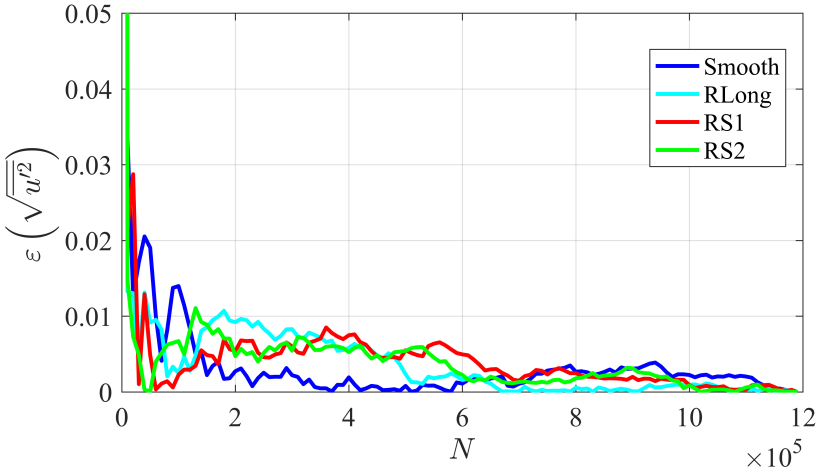


Figura 6.7: Convergenza fluttuazione con HW misurata a $y^+ = 10$ e $Re_\theta = 3900$

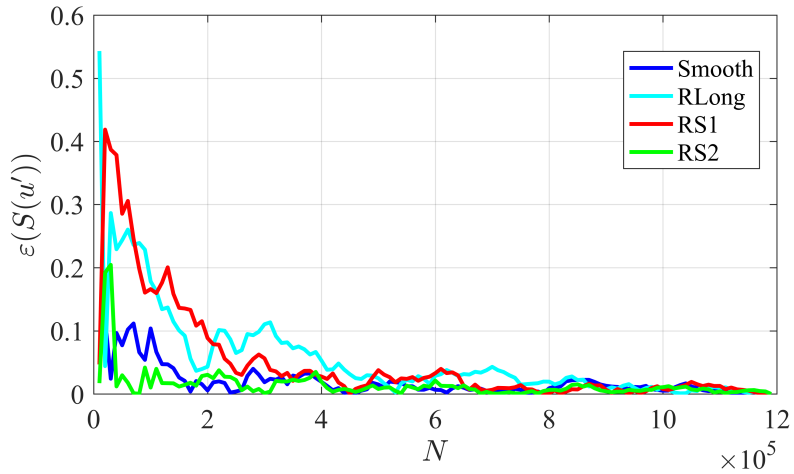


Figura 6.8: Convergenza skewness media con HW misurata a $y^+ = 10$ e $Re_\theta = 3900$

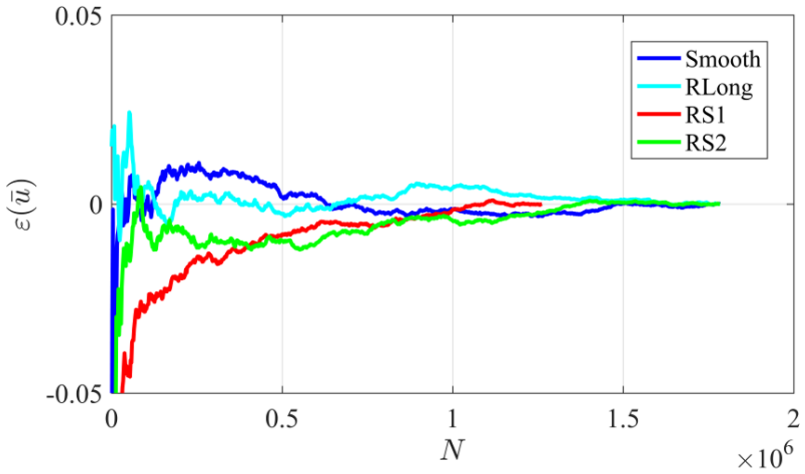


Figura 6.9: Convergenza velocità media $\overline{u}$ misurata con PIV a $y^+ = 30$ e $Re_\theta = 3900$

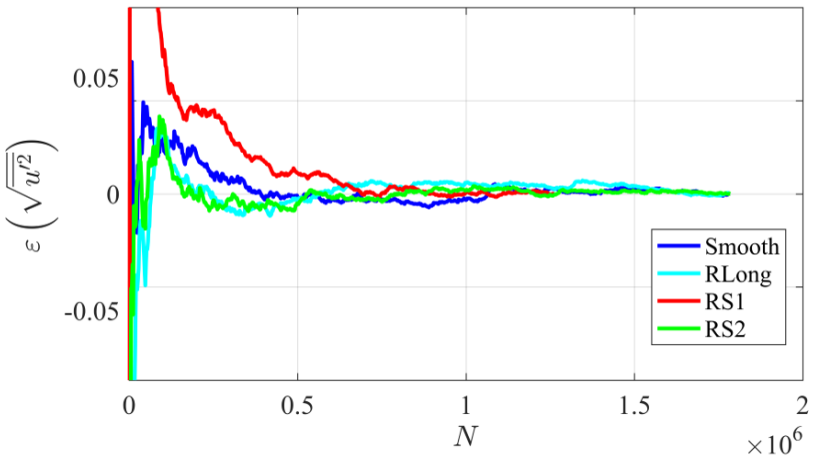


Figura 6.10: Convergenza fluttuazione media $\overline{u'}$ misurata con PIV a $y^+ = 30$ e $Re_\theta = 3900$

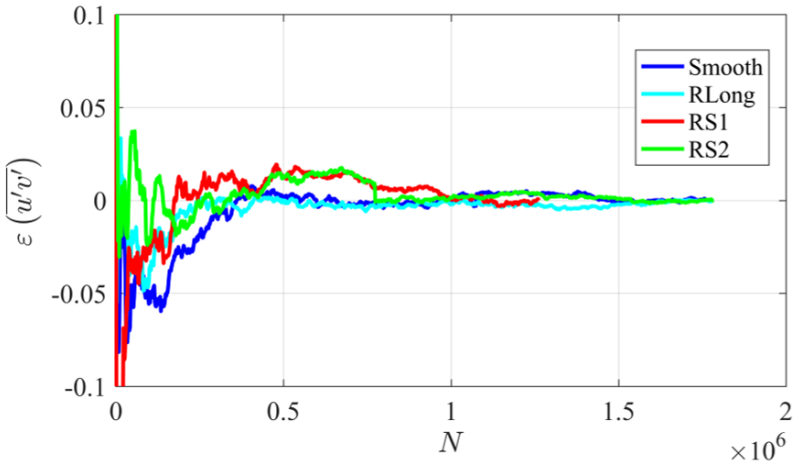


Figura 6.11: Convergenza fluttuazione media $\overline{u'v'}$ misurata con PIV a $y^+ = 30$ e $Re_\theta = 3900$

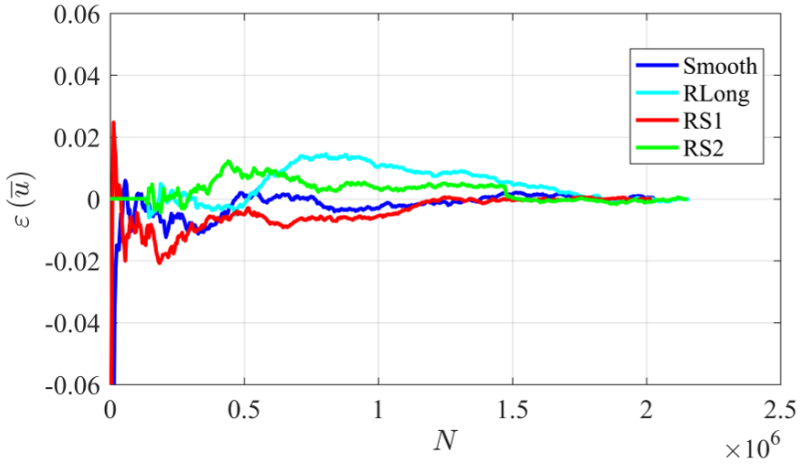


Figura 6.12: Convergenza velocità media $\overline{u'}$ misurata con SPIV a $y^+ = 30$ e $Re_\theta = 3900$

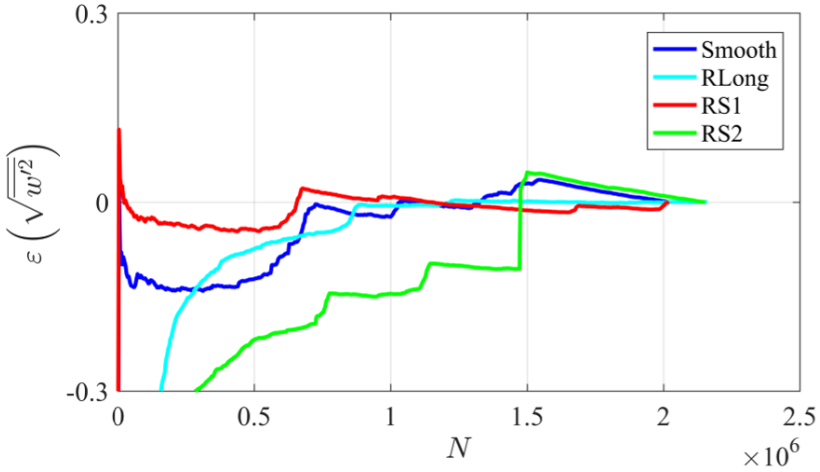


Figura 6.13: Convergenza fluttuazione media $\overline{w'}$ misurata con SPIV a $y^+ = 30$ e $Re_\theta = 3900$

6.2 Profili di Velocità Medi

In questa sezione vengono presentati i grafici relativi agli andamenti dei profili medi di velocità ricavati dalle sperimentazioni effettuate sulle placche. Analizziamo per primi i profili ricavati dalle misure di anemometria a filo caldo.

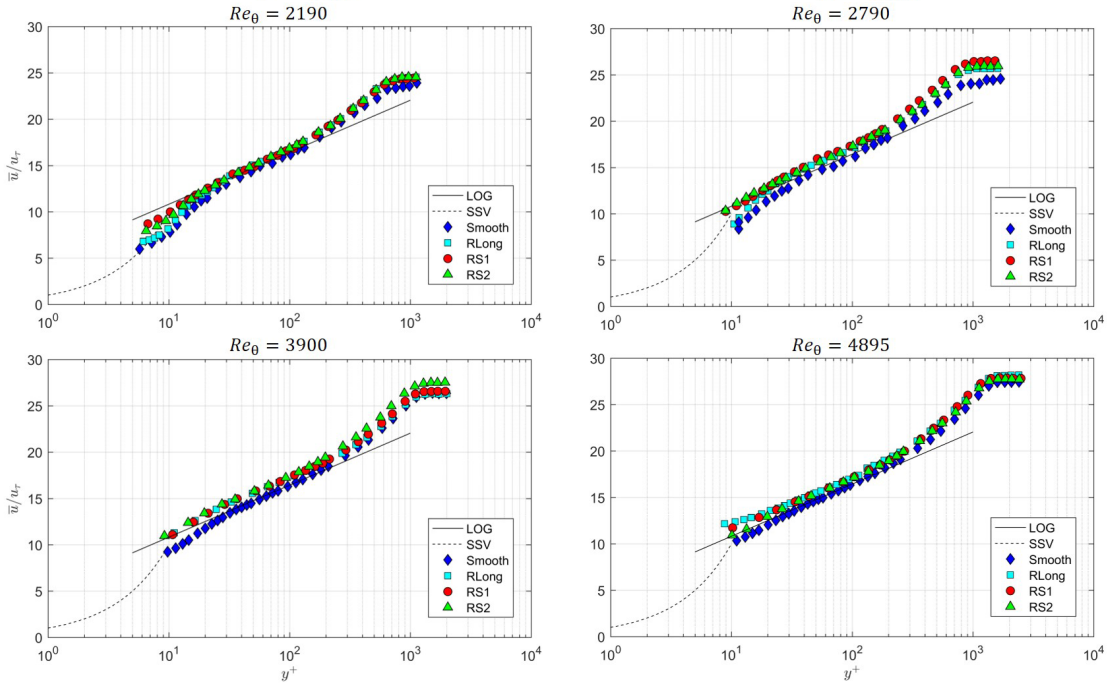


Figura 6.14: Profili di velocità medi $\overline{u}$ sulle placche misurati con HWA adimensionalizzati tramite u_τ propria di ciascuna placca.

In figura 6.14 possiamo osservare come, per tutte le condizioni di velocità analizzate, vi sia un innalzamento del valore di velocità media nella regione logaritmica nei profili di velocità delle placche riblettate rispetto a quello relativo alla placca liscia. Abbiamo visto in precedenza che questo è sinonimo di una riduzione di resistenza d'attrito a parete. I grafici riportano l'andamento della velocità media ottenuta in seguito ad un adimensionalizzazione rispetto alla u_τ propria di ciascuna delle placche, il che rende più evidente la traslazione verso l'alto del profilo relativo alla placca riblettata rispetto a quella liscia. Dal momento che le placche riblettate possiedono un coefficiente d'attrito (C_f) più piccolo rispetto a quello della placca liscia, la velocità di attrito risulterà avere un valore maggiore e ciò porta a due conseguenze visualizzabili sul profilo medio di velocità; in primo luogo questo subirà una traslazione

verso l'alto in quanto si agisce sul rapporto $\overline{u}/u_\tau$ e secondariamente permette di mantenere il parallelismo nella regione logaritmica del profilo e quella teorica. Analizzando in dettaglio gli andamenti possiamo osservare come per le due velocità intermedie ($Re_\theta = 2790$,$Re_\theta = 3900$) vi sia un incremento di velocità delle palcche riblettate maggiore rispetto alle altre velocità testate. Interessante è il fatto che tra le placche con riblettatura sinusoidale quella con ampiezza d'oscillazione minore (RS1) presenti una riduzione di resistenza maggiore rispetto a quella con ampiezza maggiore (RS2) e ancora che, nel grafico relativo a $Re_\theta = 2790$, la placca sinusoidale RS2 mantenga gli stessi livelli di riduzione di resistenza della placca con riblettatura longitudinale. Tale comportamento però mostra un'inversione nel grafico a $Re_\theta = 3900$ dove la placca RS2 mostra una riduzione di resistenza maggiore rispetto alla placca RS1 la quale risulta avere gli stessi valori della placca con riblettatura longitudinale. Per quanto riguarda infine il comportamento a $Re_\theta = 4895$ le placche riblettate mostrano livelli di riduzione di resistenza molto simili tra loro, senza che nessuna prevalga sull'altra. Questo comportamento porta a pensare che l'efficienza della riblettatura sinusoidale possa essere legata in maniera diretta con il valore della velocità della corrente nella quale si trova a lavorare.

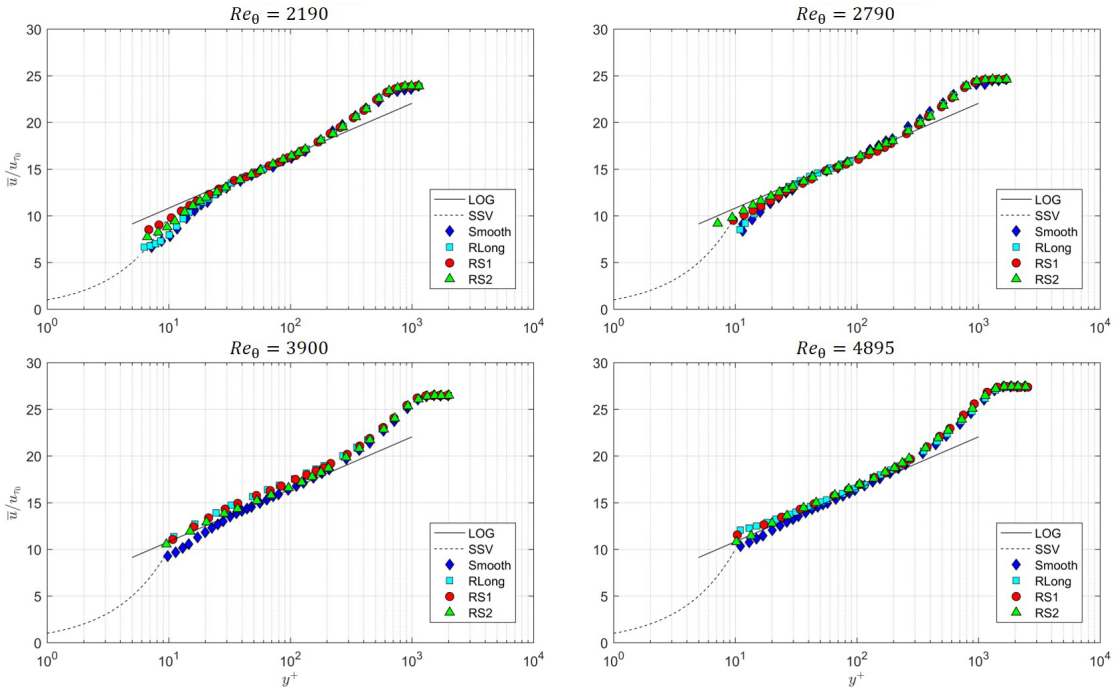


Figura 6.15: Profili di velocità medi $\overline{u}$ sulle placche misurati con HWA adimensionalizzati tramite $u_{\tau 0}$ propria di ciascuna placca

Una rappresentazione alternativa, riportata in figura 6.15, prevede l'adimensionalizzazione delle velocità medie con il valore della velocità d'attrito relativo alla placca liscia ($u_{\tau 0}$) per tutte le placche. Utilizzando questo tipo di adimensionalizzazione viene resa più evidente la differenza di velocità all'interno dello strato limite tra placche in quanto tutti i profili vengono riferiti ad uno stesso valore costante e non più ad un valore caratteristico differente in base al tipo di placca. In questo modo è reso più evidente quanto affermato da *Garcia-Mayoral e Jimenez* riguardo all'allungamento del sottostrato viscoso fino ad un'altezza adimensionale da parete $y^+ > 5$ che modifica la pendenza del profilo di velocità nella regione logaritmica. Questo perchè la velocità di uscita U_∞ rimane costante per tutti i profili, come osservabile dalla totale sovrapposizione dei profili nella regione esterna dello strato limite. Tuttavia, questo tipo di rappresentazione rende più difficile calcolare il vantaggio offerto dalle riblet in termini di riduzione di resistenza in quanto i profili risultano essere quasi sovrapposti nella regione logaritmica.

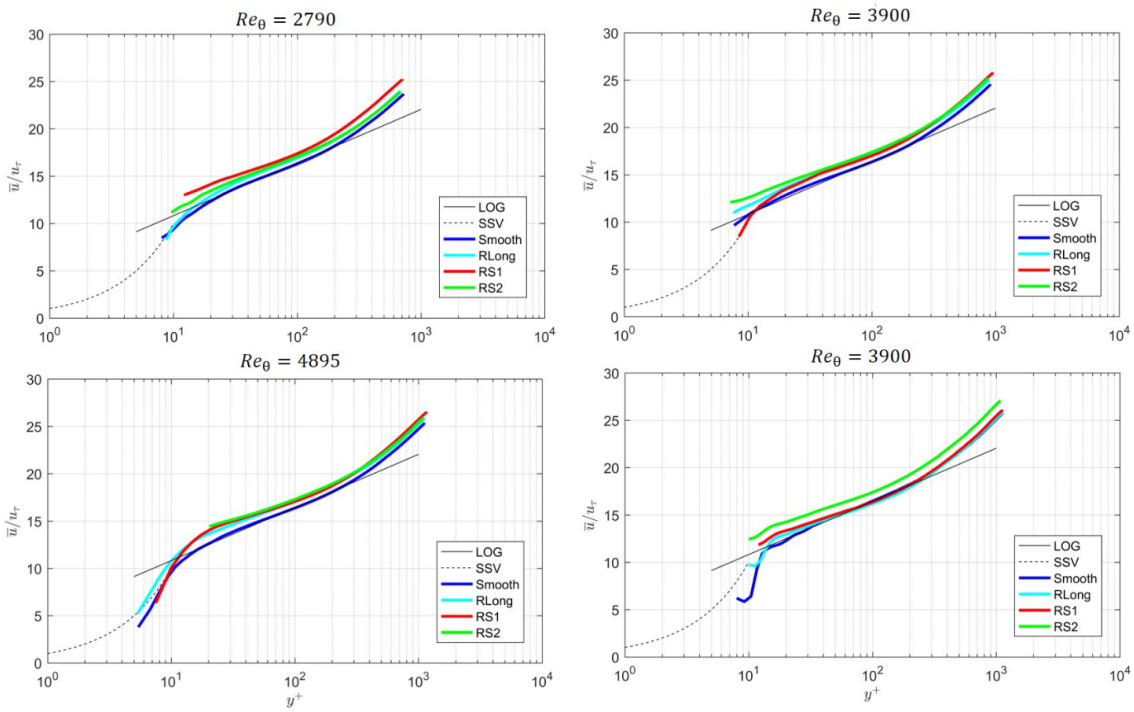


Figura 6.16: Profili di velocità medi $\overline{u}$ sulle placche misurati con PIV adimensionalizzati tramite u_τ propria di ciascuna placca. In basso a destra profilo a $Re_\theta = 3900$ misurato con SPIV.

In figura 6.16 e 6.17 sono riportati gli andamenti dei profili calcolati me-

diante PIV e stereo-PIV adimensionalizzati sia rispetto alle u_τ delle placche in esame sia alla $u_{\tau 0}$ della placca liscia. In questo modo abbiamo visto essere possibile osservare caratteristiche differenti in base al tipo di rappresentazione. Dai grafici è possibile osservare come i comportamenti delle placche siano pressoché analoghi a quelli calcolati per mezzo dell'anemometria a filo caldo. Le differenze presenti tra gli andamenti delle due tecniche di misura sono imputabili ad incertezze relative agli errori di misura in quanto, nonostante le prove siano state effettuate nelle stesse condizioni, l'acquisizione dei dati non è avvenuta in maniera simultanea. La distanza temporale tra le prove è stata anche dell'ordine di giorni e ciò ha sicuramente portato ad avere delle variazioni delle condizioni ambientali (temperatura, pressione, umidità) tra le varie prove e, non meno importati, delle variazioni di assetto delle placche che hanno portato ad avere delle differenze apparentemente rilevanti date dall'elevata accuratezza delle misurazioni.

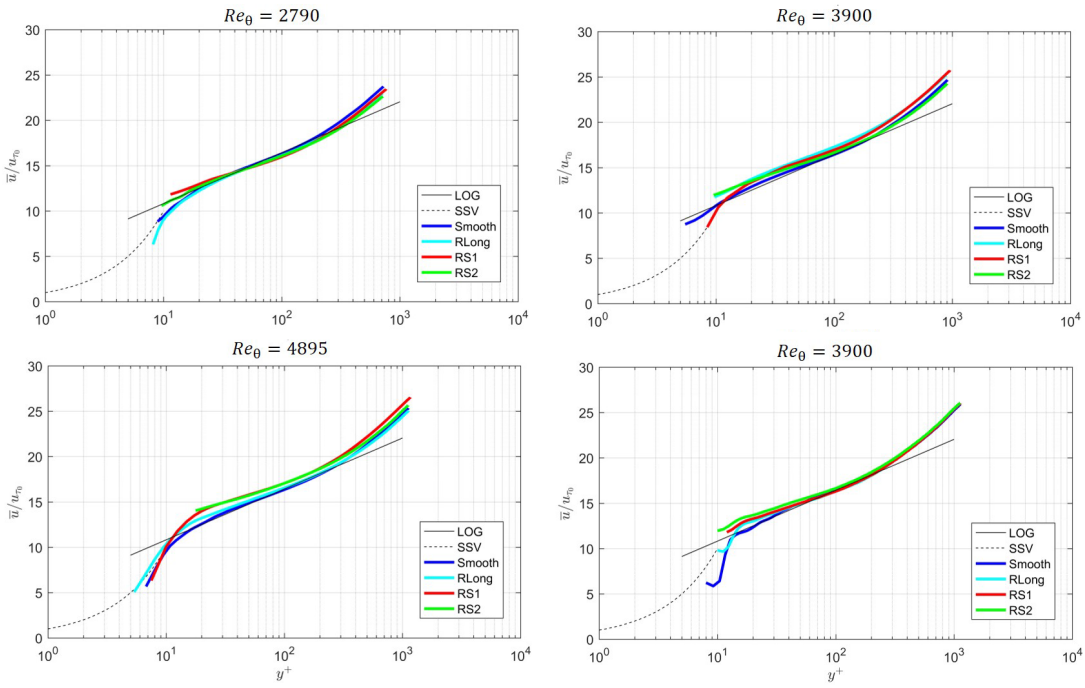


Figura 6.17: Profili di velocità medi $\overline{u}$ sulle placche misurati con PIV adimensionalizzati tramite $u_{\tau 0}$ propria di ciascuna placca. In basso a destra profilo a $Re_\theta = 3900$ misurato con SPIV.

Gli andamenti ricavati dalle misurazioni con le tecniche laser risultano essere coerenti con quelli ricavati con anemometria a filo caldo osservando, anche in questo caso, un migliore comportamento della placca RS1 a $Re_\theta =$

2790 rispetto a RS2 e un inversione di comportamento salendo a $Re_\theta = 3900$. Anche in questo caso il tracciamento del profilo nel sottostrato viscoso è precluso a causa della forte riflessione del laser che non permette al sistema di cogliere in maniera efficiente lo spostamento delle particelle.
Si riporta ora, in figura 6.18, l'andamento della riduzione di resistenza in funzione dello spacing adimensionale delle placche per le varie tipologie di misurazione effettuate

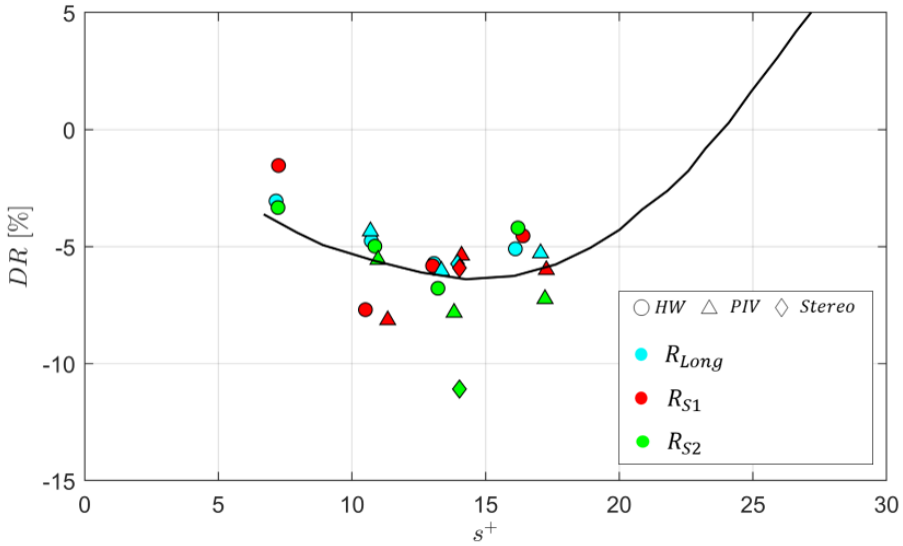


Figura 6.18: Andamento riduzione di resistenza d'attrito DR in funzione del parametro di spacing adimensionale s^+. ——, dati di *Bechert et al.(1997)*

Analizzando il grafico riportato possiamo osservare come i dati delle prove producano dei risultati che rispecchiano il riferimento bibliografico preso da *Bechert et al.(1997)*. In particolare, i dati relativi alla riduzione di resistenza della placca con riblettatura longitudinale risultano essere lievemente inferiori (circa 1%) rispetto a quelli di bibliografia, con un picco di riduzione di resistenza del 6% con spacing $s^+ \approx 13.5$. Osservando gli andamenti della riduzione di resistenza generati dalle placche con riblettatura sinusoidale osserviamo dei picchi di riduzione di resistenza dell'8% in accordo con quanto calcolato dalla differenza di altezza dei profili medi di velocità. Il valore di riduzione di resistenza della placca RS2, misurato con la stereo-PIV riporta un valore irregolare arrivando ad una riduzione dell'11% che però non trova riscontro con altre sperimentazioni. Per questo motivo tale valore è ritenuto inaffidabile e di conseguenza viene trascurato ai fini delle considerazioni finali.

Un'osservazione deve essere avanzata anche sulla posizione dei picchi in quanto è possibile evidenziare come per la placca RS1 il picco si trovi ad un valore di spacing adimensionale $s^+ \approx 10$ mentre per la RS2 il picco sia spostato a valori superiori $s^+ \approx 14$. Tale differenza di posizionamento è certamente una conseguenza dei diversi valori di ampiezza della sinusoide delle rispettive placche in quanto questo è l'unico parametro a differenziare le due pacche. Ricordando quanto affermato da *Choi*[18] riguardo condizione di ottimo di riduzione della resistenza per $T^+ = 100$ di una placca oscillante, è possibile ipotizzare che il meccanismo che regola lo spostamento dei valori di spacing adimensionale del picco sia legato alla diversa velocità del flusso in galleria la quale agisce allo stesso modo della velocità di oscillazione della placca nella tecnica attiva. In questo modo, per mantenere la condizione di ottimo all'aumentare della velocità, è necessario agire sull'ampiezza dell'oscillazione aumentandola.

6.3 Analisi Statistica della Turbolenza

Terminata l'analisi dei profili medi passiamo ora all'analisi delle statistiche turbolente. Si presentano inizialmente, in figura 6.19, gli andamenti dei profili di turbolenza ricavati dalle misure di anemometria a filo caldo adimensionalizzati rispetto alla velocità $u_{\tau 0}$ della placca liscia.

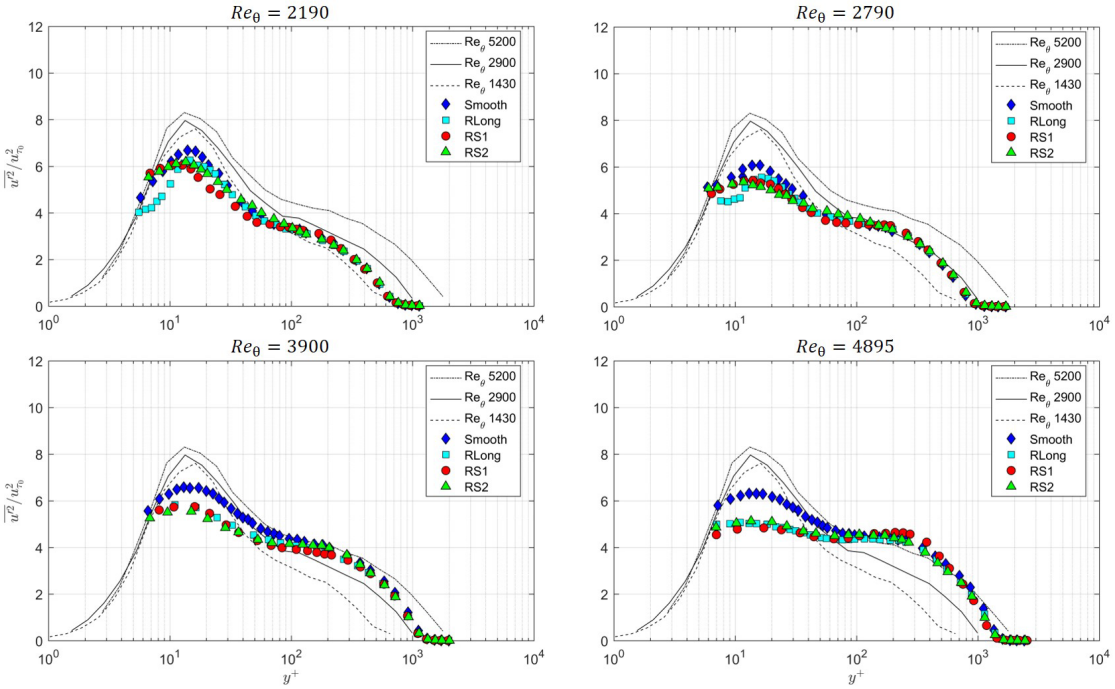


Figura 6.19: Profili turbolenza in direzione streamwise adimensionalizzati tramite velocità di attrito della placca liscia misurati tramite HW

Possiamo evidenziare una riduzione dell'attività turbolenta da parte delle placche riblettate osservando come il picco di turbolenza nel buffer layer sia, per tutti i casi analizzati, inferiore in queste rispetto a quello della placca liscia. Osservando gli andamenti risulta evidente che nessuna delle placche riblettate domini rispetto alle altre in quanto i picchi di turbolenza hanno pressappoco gli stessi valori ed inoltre sono posizionati alla stessa altezza adimensionale da parete $y^+ \approx 14$ del picco della placca liscia. Questo dato ci porta a supporre che la presenza delle riblet non alteri la posizione delle strutture turbolente rispetto alla superficie ma che agiscano unicamente sull'intensità della turbolenza. La riduzione di picco maggiore tra le placche riblettate e quella liscia si ha per $Re_\theta = 4895$, tuttavia è necessario evidenziare che questo risultato potrebbe essere affetto da un'eccessiva modulazione

del segnale dovuto alla grandezza della sonda e al suo non perfetto orientamento all'interno dello strato limite. Tale risultato infatti non risulta essere confermato dagli andamenti ricavati con le tecniche di misurazione laser riportate in figura 6.20.
Un altro aspetto su cui è necessario porre l'attenzione è dato dalla presenza di un secondo picco di turbolenza posto a valori di $y^+ \approx 200 - 300$ avente valore massimo inferiore al picco presente nel buffer layer. La presenza di tale picco, confermata anche dalle tecniche PIV e SPIV come osservabile in figura 6.20, risulta essere più evidente all'aumentare del numero di Reynolds della prova ed in particolar modo nella placca RS1. Un ipotesi sul motivo della presenza di questo picco secondario unito alla riduzione del picco del buffer layer potrebbe essere la presenza di un meccanismo in grado di spostare le strutture turbolente dal buffer layer verso zone più esterne dello strato limite, ciò spiegherebbe contemporaneamente la minore intensità turbolenta nella regione del buffer layer e la maggiore intensità in zone più lontane da parete.

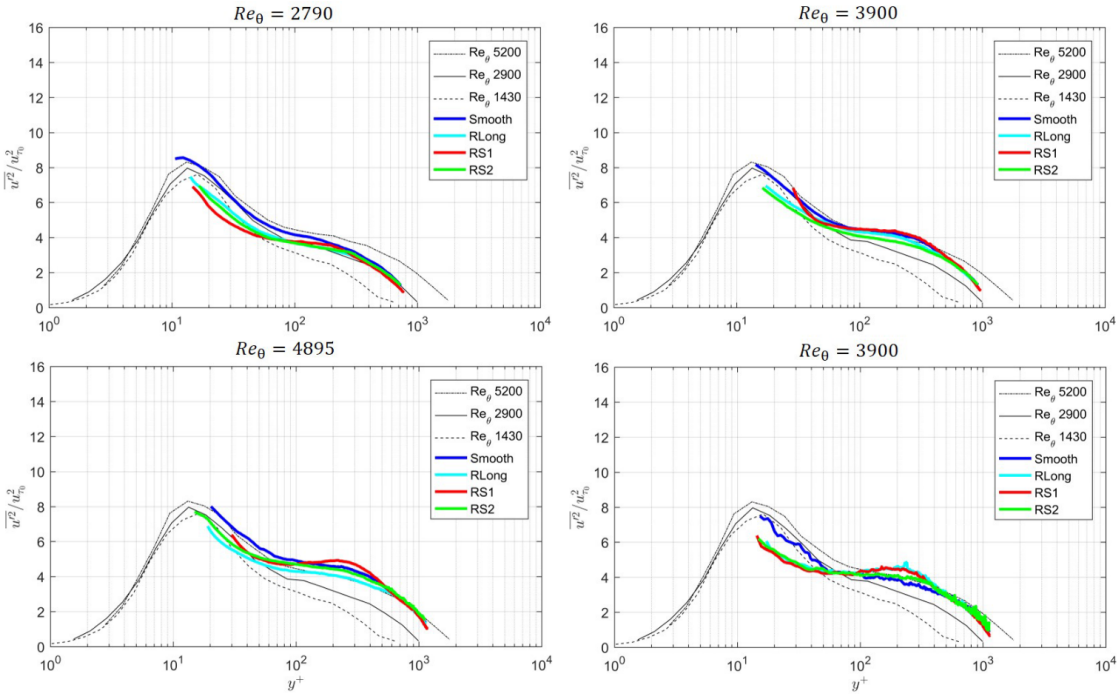


Figura 6.20: Profili turbolenza in direzione streamwise adimensionalizzati tramite velocità di attrito della placca liscia misurati tramite PIV. In basso a destra profilo a $Re_\theta = 3900$ misurato con SPIV

Anche per le statistiche turbolente viene presentata in figura 6.21 il se-

condo tipo di rappresentazione dove i valori di velocità vengono adimensionalizzati per le u_τ delle rispettive placche.

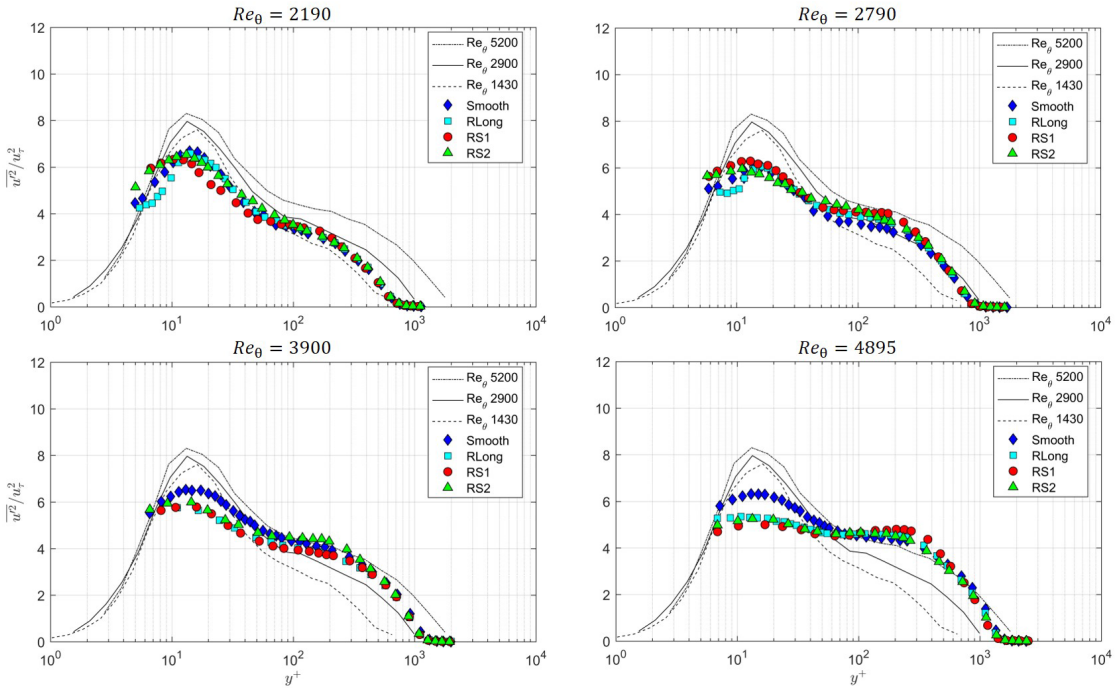


Figura 6.21: Profili turbolenza in direzione streamwise adimensionalizzati tramite velocità di attrito della singole placche misurati tramite HW

L'adimensionalizzazione attraverso la velocità di attrito della placca liscia u_{τ_0} permette di analizzare in maniera più accurata gli effetti che le placche riblettate producono sul flusso che le investe ed in particolare gli andamenti del buffer layer. Adimensionalizzando invece per le velocità di attrito proprie delle singole placche u_τ vengono messi in evidenza altri tipi di effetti prodotti, come ad esempio la maggiore attività delle placche riblettate nella zona logaritmica. Anche con questa rappresentazione il caso più interessante da analizzare risulta essere quello a $Re_\theta = 4895$ dove possiamo osservare un livello quasi costante del picco di turbolenza dalla regione buffer layer, dove le placche riblettate hanno valori minori rispetto alla liscia, a quella logaritmica, dove al contrario le placche riblettate hanno un picco che supera quello relativo alla placca liscia. La motivazione di ciò può essere data dal fatto che ci si trova in una zona del flusso lontana da parete, dove gli effetti positivi dati dalla presenza delle riblet vengono contrastati da un contributo che ne penalizza le prestazioni. Una seconda spiegazione di questo comportamento può essere dovuta ad errori relativi alla risoluzione spaziale della sonda a filo

caldo che in tre delle quattro placche ha mostrato i suoi effetti.
Passiamo ora ad analizzare i profili di turbolenza in direzione normalwise, ricordando che tali misure sono state effettuate solamente attraverso le tecniche laser in quanto la sonda a filo caldo utilizzata non era predisposta per catturare i dati in questa direzione.

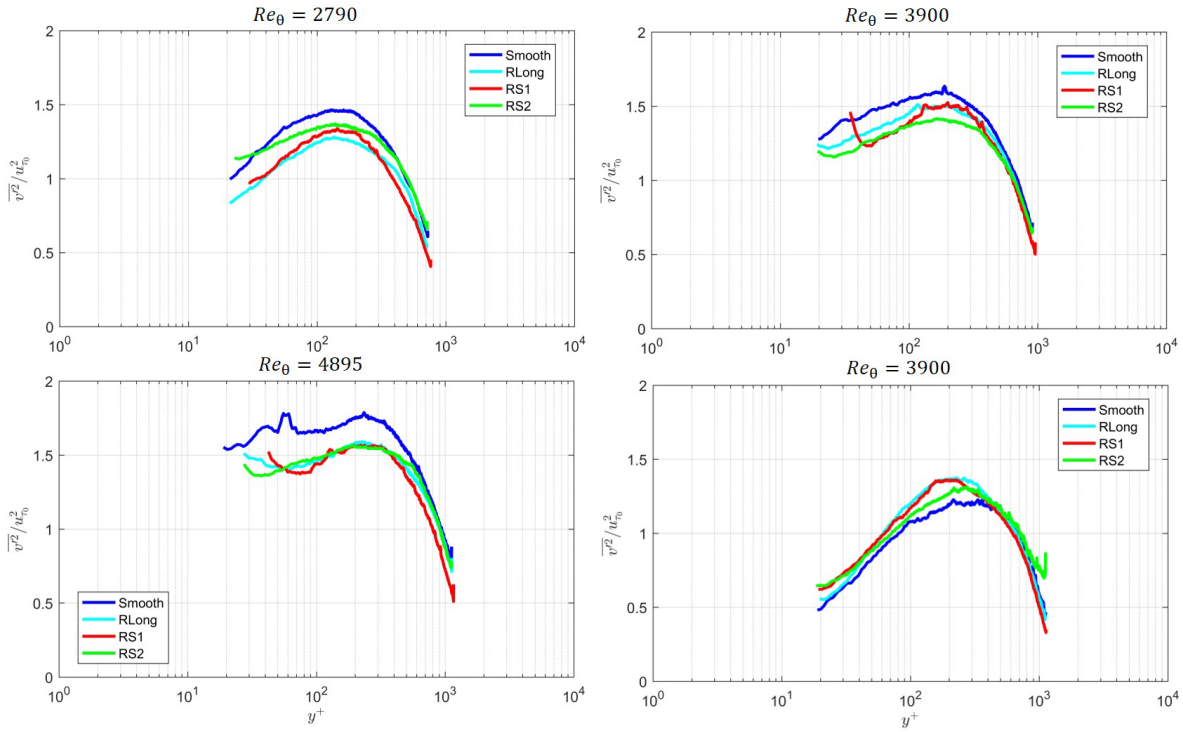


Figura 6.22: Profili di turbolenza in direzione normalwise adimensionalizzati tramite velocità di attrito della placca liscia e misurati tramite tecnica PIV. In basso a destra profilo a $Re_\theta = 3900$ misurato tramite tecnica SPIV

Osservando gli andamenti della componente normalwise della velocità,presentati in figura 6.22, possiamo affermare la presenza di una riduzione del valore di turbolenza lungo tutto lo strato limite relativo alle placche riblettate rispetto alla placca liscia. In particolar modo possiamo osservare come a $Re_\theta = 3900$ la placca RS2 abbia valori di turbolenza inferiori rispetto alla altre placche riblettate e questo comportamento risulta essere in linea con quanto già dedotto analizzando i profili di velocità media rafforzando l'ipotesi che l'efficienza delle placche con riblettatura sinusoidale sia legata alla velocità del flusso che le investe.
Il picco di turbolenza si posiziona intorno a valori $y^+ \approx 100 - 200$ per tutte le tipologie di placche. Osservando con attenzione l'andamento tracciato con

i dati di stereo-PIV risulta evidente la presenza di un comportamento anomalo della placca liscia la quale presenta valori della componente turbolenta inferiori rispetto alle placche riblettate. Tale comportamento è probabilmente dovuto ad un'errato processo di calibrazione preliminare alla prova e per questo motivo i dati risultanti legati a questa non verranno presi in considerazione. Le misure relative alle placche riblettate, al contrario, ricalcano il comportamento ottenuto con le misure di PIV classica confermando il fatto che solamente la misura della placca liscia sia affetta da errore.
Le riduzioni dei valori di turbolenza nelle direzioni streamwise e normalwise portano inevitabilmente ad una variazione anche dei valori di sforzo di Reynolds, i quali risultano essere fortemente ridotti rispetto agli sforzi prodotti sulla placca liscia.

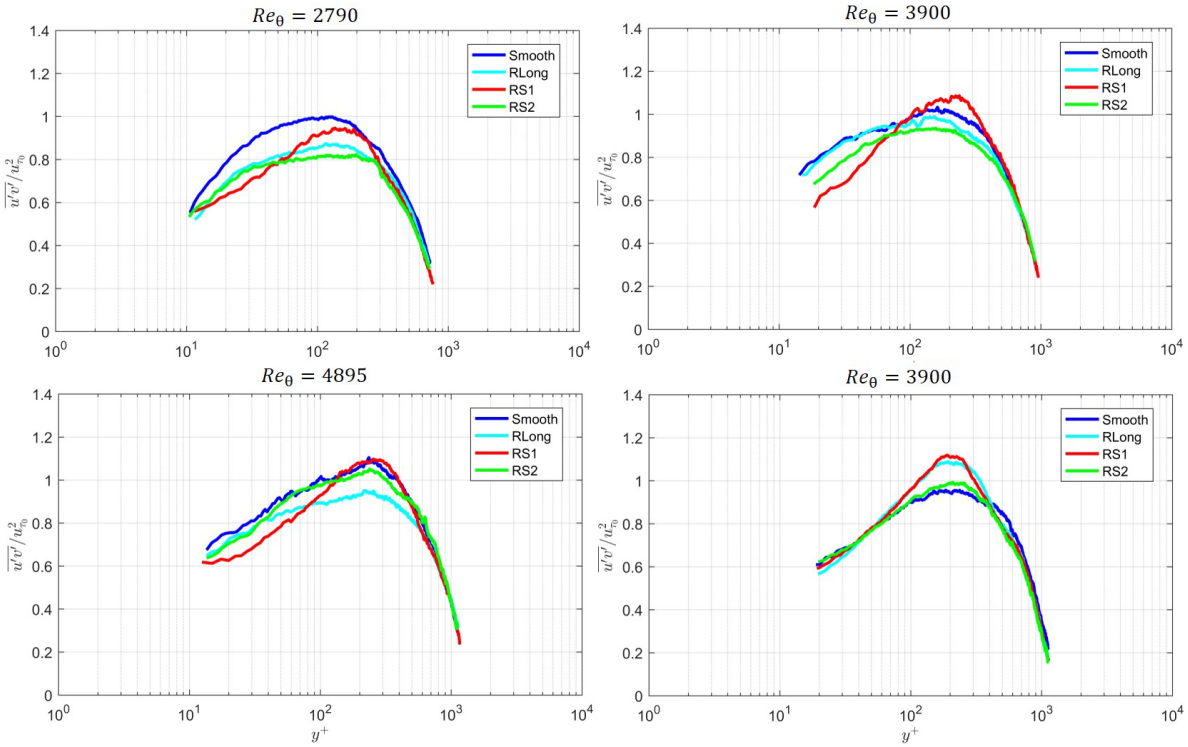


Figura 6.23: Profili di stress di Reynolds adimensionalizzati tramite velocità di attrito della placca liscia e misurati tramite tecnica PIV. In basso a destra profilo a $Re_\theta = 3900$ misurato tramite tecnica SPIV

In figura 6.23 possiamo osservare come il picco si posizioni anche in questo caso intorno al valore $y^+ \approx 200$, vale a dire nella regione esterna dello strato limite. La placca con riblettatura sinusoidale RS1 presenta un picco

nella regione esterna per tutte le velocità testate, come era stato visto nella turbolenza in direzione streamwise, nonostante mantenga valori molto bassi di stress nella parte interna dello strato limite. Rispetto al caso precedente però, la presenza di questo picco può essere tenuta maggiormente in considerazione per via del fatto che questo sia presente per tutte le velocità testate mentre nelle misure della componente $\overline{u'}$ la presenza del picco era più accentuata in una delle tre velocità. È infine importante osservare la presenza di una discrepanza tra i grafici relativi alle misure PIV e stereo-PIV ottenute alla stessa velocità $Re_\theta = 3900$. Tale differenza è sicuramente dovuta al fatto che nelle misure SPIV le statistiche turbolente non arrivano a convergenza e conseguentemente i grafici relativi ad esse risultano essere poco affidabili. Anche in questa analisi è possibile constatare come la placca RS2 abbia un comportamento migliore delle altre a $Re_\theta = 3900$ mostrando livelli di stress di Reynolds inferiori alle altre placche testate.
In ultimo, è interessante analizzare i grafici relativi apolipolilla turbolenza in direzione spanwise $\overline{w'}$ riportati in figura 6.24. Questi dati possono essere rilevati solamente dalla stereo-PIV e questo è il motivo principale per cui si è deciso di affiancare alla classica PIV, già di per sé ottima in termini di valori forniti per le componenti $\overline{u'}$ e $\overline{v'}$, questa seconda tecnica laser.
Come già premesso nel paragrafo relativo alla convergenza dei dati, quelli relativi alla turbolenza $\overline{w'}$ non sono arrivati a convergenza e i risultati raccolti non possono essere considerati affidabili per effettuare delle considerazioni definitive ma è comunque possibile porre attenzione su determinati comportamenti che le placche risultano avere.
In figura 6.24 possiamo osservare come la placca liscia, la placca con riblettatura longitudinale classica e la placca con riblettatura sinusoidale RS1 presentino tutte un andamento analogo tra di loro, raggiungendo un picco in prossimità del valore $y^+ \approx 100$ come avveniva per le altre componenti della velocità turbolenta. La mancata convergenza dei dati non permette di rappresentare l'andamento nella regione più interna dello strato limite dove, teoricamente, i valori di turbolenza decadono fino ad annullarsi a parete. Osservando il grafico possiamo notare un andamento anomalo della placca RS2 la quale presenta un comportamento simile alle altre ma spostato verso valori superiori di turbolenza. La misura di stereo-PIV è stata effettuata ad un valore $Re_\theta = 3900$ dove la placca RS2 nelle precedenti analisi mostrava un comportamento migliore rispetto alle altre. Ciò sembra confermare ancora una volta che le placche con riblettatura sinusoidale si comportino diversamente a seconda della velocità del flusso che le investe.
Prima di procedere è necessario ricordare che gli studi sulla convergenza hanno mostrato delle criticità proprio sulla placca sinusoidale RS2 e che quindi sarebbero opportuni degli approfondimenti e delle ulteriori prove per poter

risolvere le incertezze legate al comportamento di questa placca.

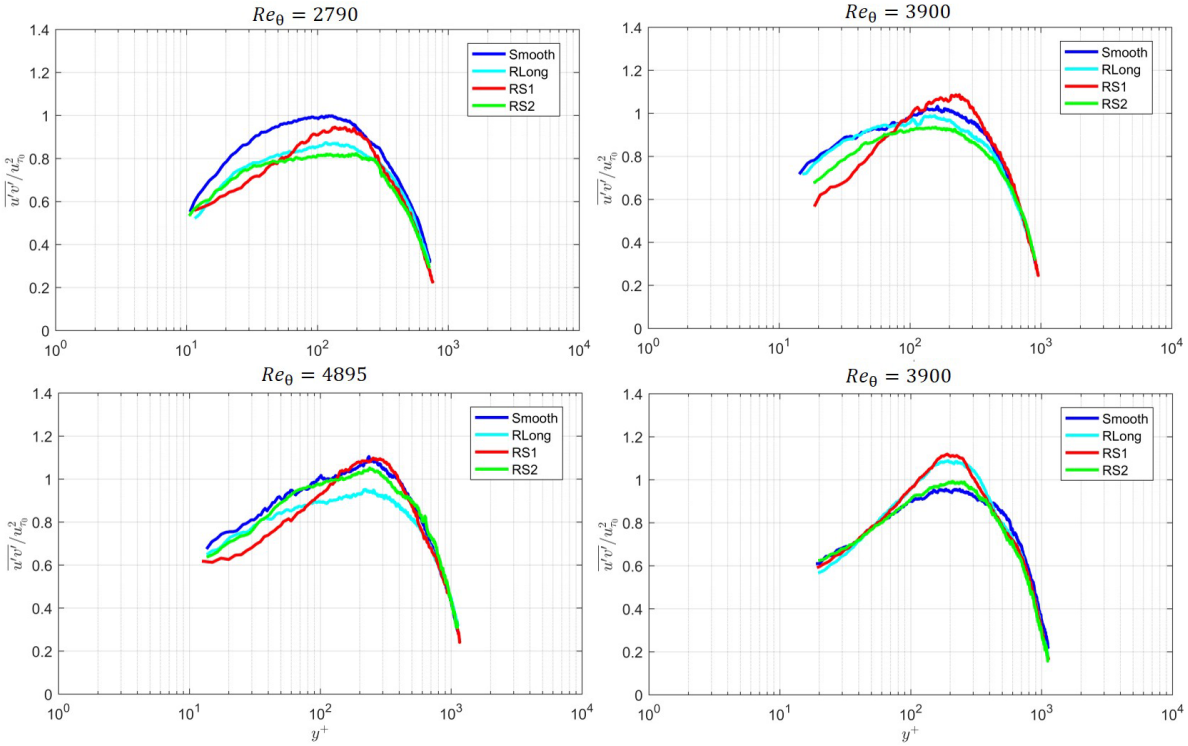


Figura 6.24: Profili turbolenza in direzione spanwise adimensionalizzati tramite velocità di attrito della placca liscia misurati tramite tecnica SPIV

6.4 Analisi dei Quadranti

Nella sezione 2.3 è stato introdotto un tipo di analisi che permette di rappresentare le componenti di velocità fluttuanti dei singoli punti dello strato limite in un determinato istante di tempo in un piano. Tale tipo di rappresentazione prende il nome di *analisi dei quadranti* e fu utilizzata per la prima volta da *Wallace et al. (1972)* [34] per meglio comprendere il comportamento delle fenomenologie turbolente dello strato limite e la loro relazione con i fenomeni di generazione di resistenza, arrivando a comprendere l'importanza dei segni delle fluttuazioni di velocità nel processo di generazione di resistenza. Facendo riferimento alla figura 2.4 osserviamo come sia possibile dividere il piano in quattro quadranti nei quali inserire i punti in base al segno delle loro componenti di velocità fluttuanti u' e v';. In particolare avremo: Q1 con $+u'$ e $+v'$, Q2 con $-u'$ e $+v'$, Q3 con $-u'$ e $-v'$ e Q4 con $+u'$ e $-v'$. Ricordando quanto precedentemente detto sui fenomeni di sweep ed ejection

è possibile affermare che utilizzando questo tipo di rappresentazione, questi fenomeni siano collocati in corrispondenza rispettivamente dei quadranti Q2 e Q4. L'importanza di queste due particolari fenomenologie turbolente è legata al fatto che essi sono i principali responsabili della produzione di stress di Reynolds, secondo quanto spiegato da *Wallace (2016)* [35]. Questi fenomeni vengono generati dal flusso verticale di quantità di moto dovuto alla diminuzione e all'aumento del gradiente di velocità medio causato da una quantità di moto in direzione streamwise minore nel caso delle ejections o maggiore nel caso delle sweeps, rispetto alla media locale.
Le fenomenologie legate ai punti dei quadranti Q1 e Q3 invece sono definite come semplici moti verso l'esterno o verso l'interno dello strato limite. Come già anticipato in precedenza, non tutti gli eventi presenti nei quadranti Q2 e Q4 sono associabili a fenomeni di sweep ed ejection ma la differenza a livello quantitativo rispetto agli eventi presenti negli altri due quadranti provoca un bilancio non nullo a favore di una maggiore produzione di stress di Reynolds.
Nelle figure 6.25, 6.26, 6.27 e 6.28 riportate di seguito sono mostrati i risultati ottenuti dall'analisi dei quadranti effettuata sui dati ottenuti dalle prove PIV suddivise nei contributi nei vari quadranti.
Analizzando i grafici risulta evidente come la scarsa risoluzione vicino a parete porti alla generazione di un errore che si riflette sugli andamenti delle curve, le quali tendono a divergere avvicinandosi alla parete anziché convergere verso il valore nullo. Entrando nel merito del confronto tra gli andamenti delle varie placche possiamo osservare che per i quadranti Q1 e Q3 tutte le placche presentino degli andamenti analoghi tra loro mentre per i quadranti Q2 e Q4 vi è una retta riduzione da parte delle placche riblettate rispetto alla placca liscia per tutte le velocità testate. Ciò è sintomo del fatto che le riblet riescano ad agire sulle strutture responsabili della produzione dello sforzo di Reynolds andando quindi ad influenzare i fenomeni di ejections e sweeps, caratteristici del secondo e quarto quadrante, e lasciando inalterate le fenomenologie collocate nei restanti due quadranti. Effettuando ora una comparazione tra i grafici dei singoli quadranti tracciati per numeri di Reynolds differenti possiamo affermare che i risultati ottenuti siano in linea con quanto evidenziato dalle precedenti analisi e cioè che per $Re_\theta = 2790$ la placca RS1 fornisce prestazioni superiori rispetto alle altre placche sia per gli eventi presenti in Q2 che per gli eventi presenti in Q4, mentre all'aumentare del valore di Re_θ il suo andamento si avvicina a quello della placca liscia. Arrivati a $Re_\theta = 3900$ la placca RS2 presenta una riduzione degli eventi legati alla produzione di stress di Reynolds superiore alle altre ed in particolar modo quelli legati al quarto quadrante. Questo ultimo risultato trova riscontro con tutti i risultati precedenti che vedono la placca RS2 essere più efficiente a $Re_\theta = 3900$

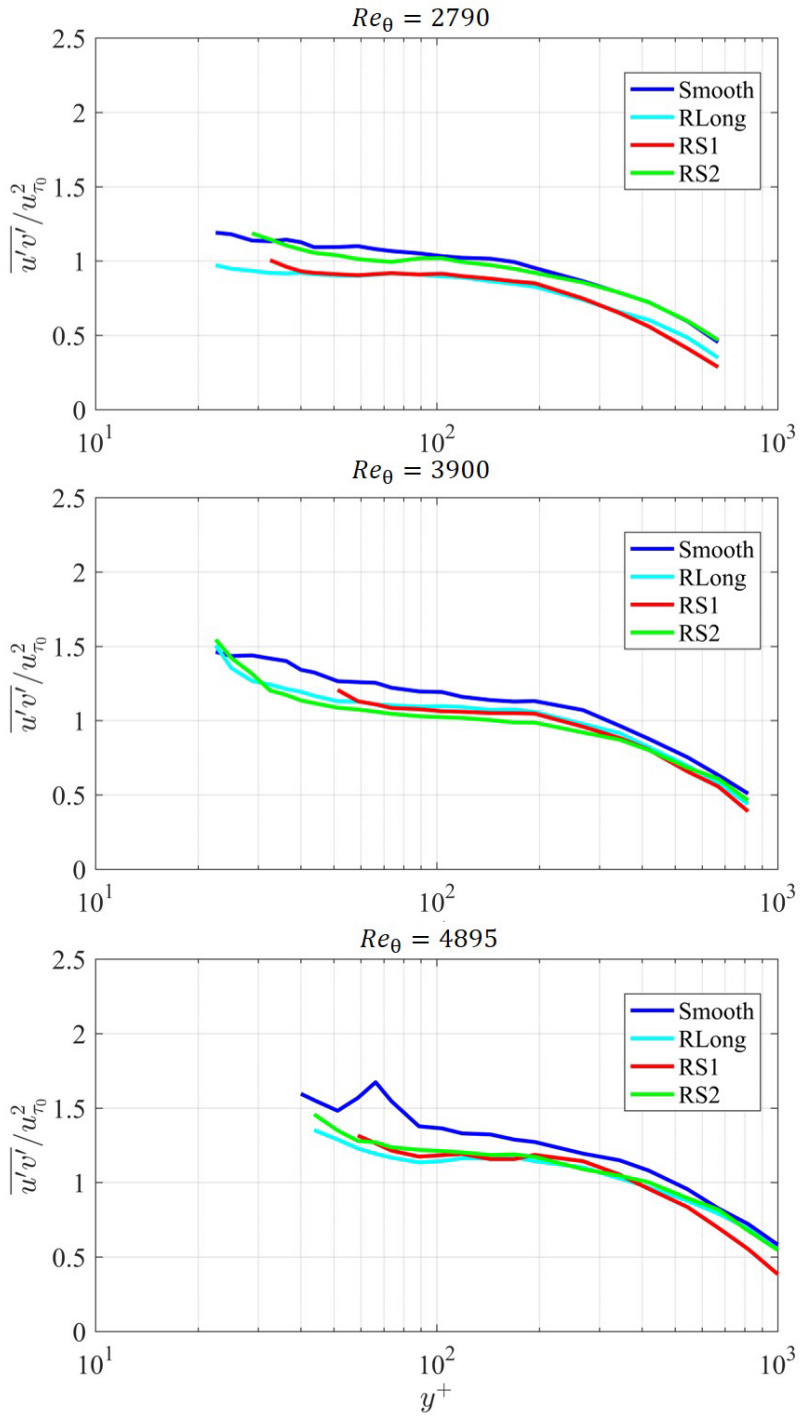


Figura 6.25: Andamenti $\overline{u'v'}$ di Q1

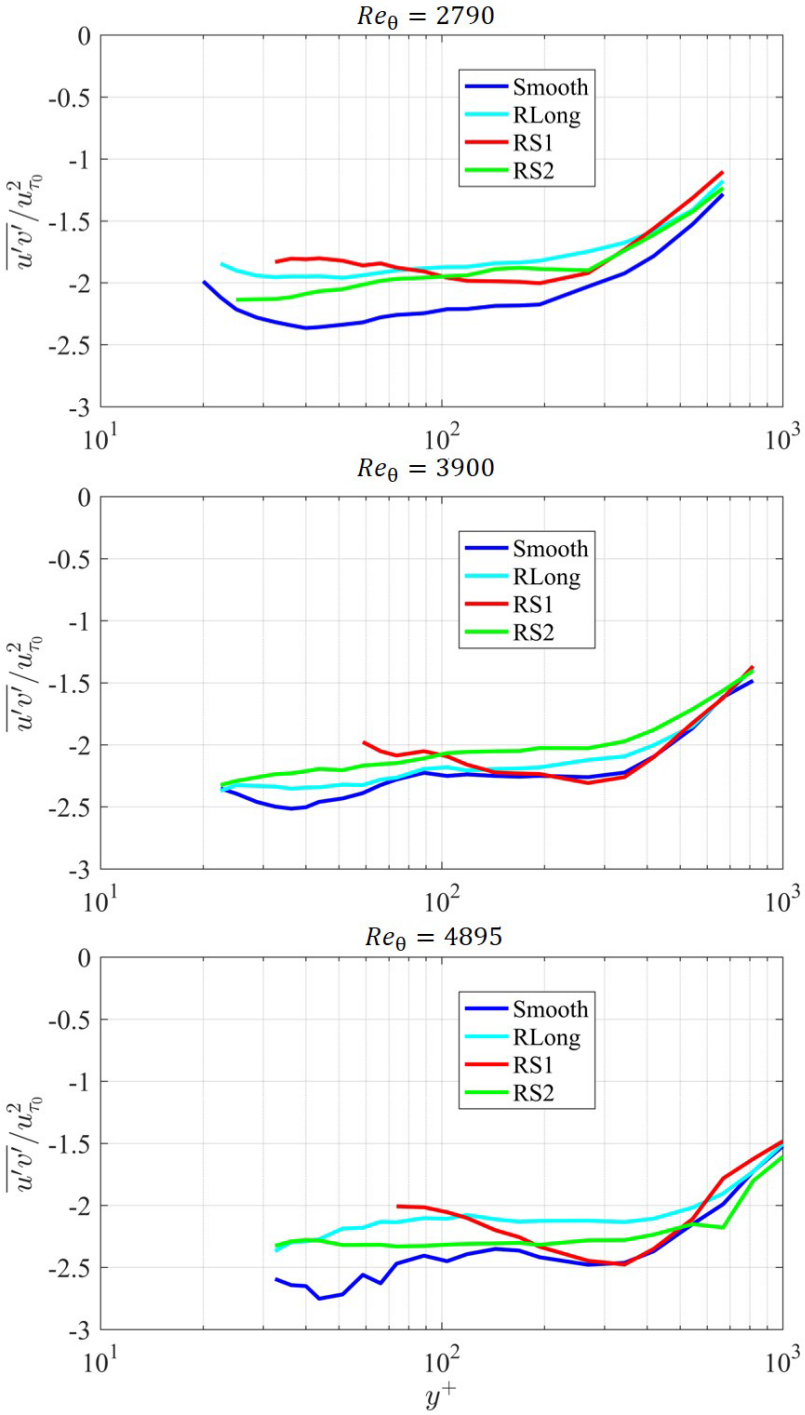


Figura 6.26: Andamenti $\overline{u'v'}$ di Q2

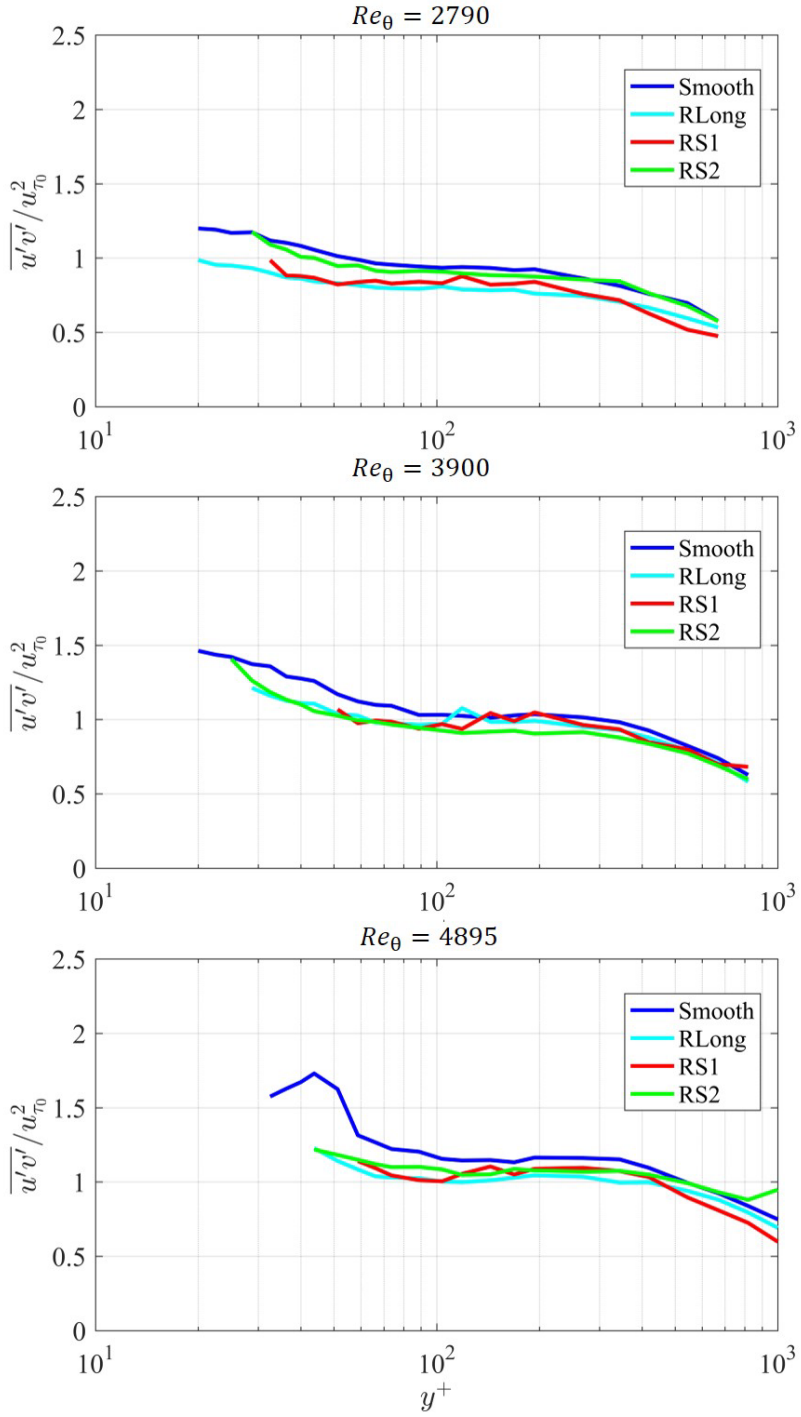


Figura 6.27: Andamenti $\overline{u'v'}$ di Q3

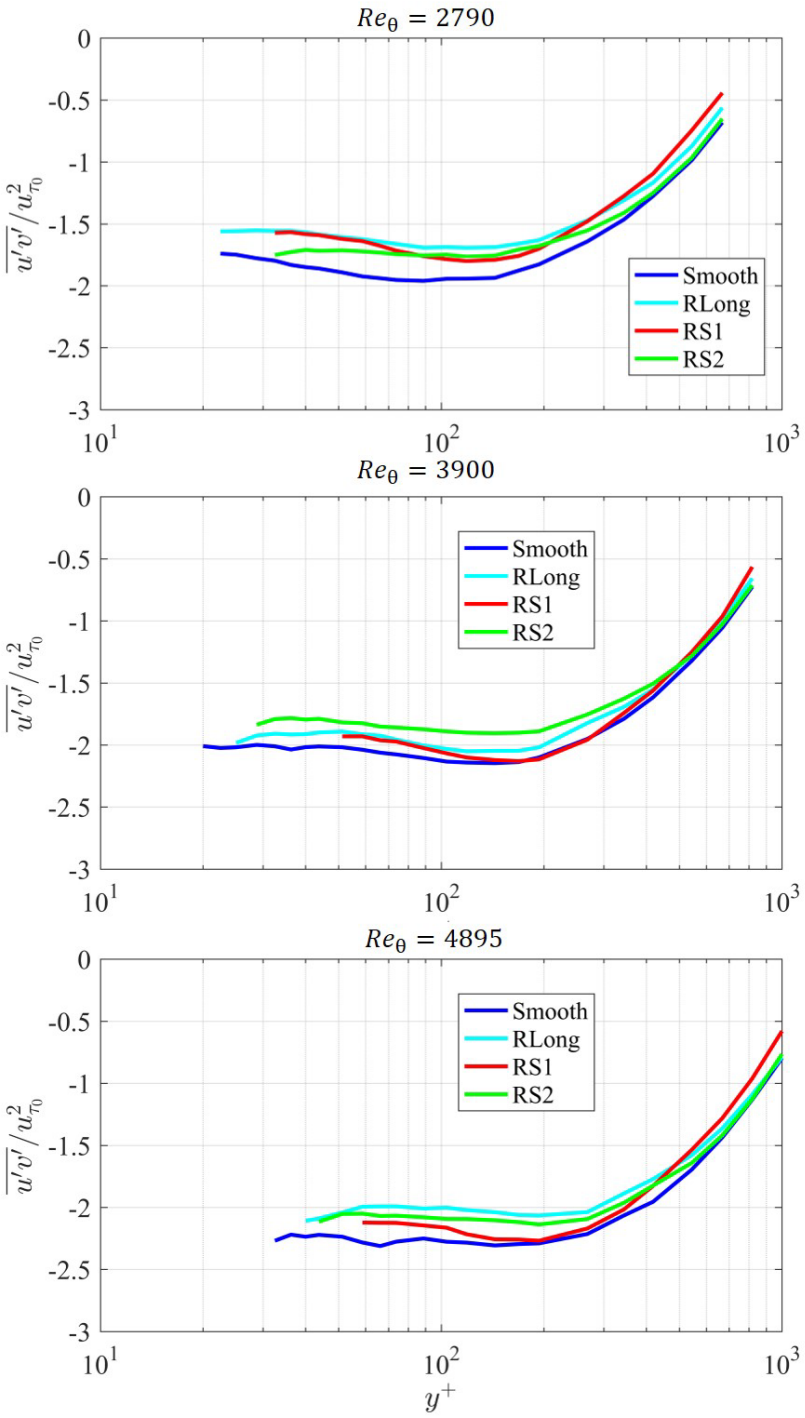


Figura 6.28: Andamenti $\overline{u'v'}$ di Q4

Ricordiamo ancora una volta che la mancanza di dati relativi al buffer layer limita notevolmente le considerazioni che possono essere avanzate in quanto è proprio in quella zona dello strato limite che si concentra l'attività turbolenta. Nonostante ciò possiamo comunque affermare che la riduzione presente nella regione esterna dello strato limite è sicuramente generata da una minore intensità delle strutture turbolente delle zone più vicine a parete che a loro volta influenzano quelle nelle zone esterne.
Al fine di rendere più evidenti i risultati ottenuti e appena descritti è utile rappresentare le componenti turbolente di velocità dei punti del campo di moto, adimensionalizzati rispetto alla velocità della corrente indisturbata, nel piano caratteristico dell'analisi dei quadranti. Nelle figure 6.29 e 6.30 vengono presentati i punti presi al valore $Re_\theta = 2790$ per tutte le placche a due differenti altezze da parete $y^+ = 100$ e $y^+ = 500$. I grafici presentano una zona vuota al centro in quanto su di essi è stata effettuata una rimozione dei punti i cui valori di u' e v' davano luogo a valori di sforzo di Reynolds trascurabili. Ciò ha permesso di alleggerire le immagini in maniera notevole in quanto la zona rimossa pur contenendo la maggior parte dei punti rispetto al totale dei punti influisce in maniera ridotta rispetto alle restanti parti.
Dall'analisi dei grafici risulta chiara una riduzione del numero di punti presenti all'interno dei quadranti Q2 e Q4 delle placche riblettate rispetto alla placca liscia. Risulta ancora una volta evidente come la placca RS1 mostri un comportamento migliore alla velocità $Re_\theta = 2790$, andando ancora una volta a confermare quanto già ricavato dalle precedenti analisi.

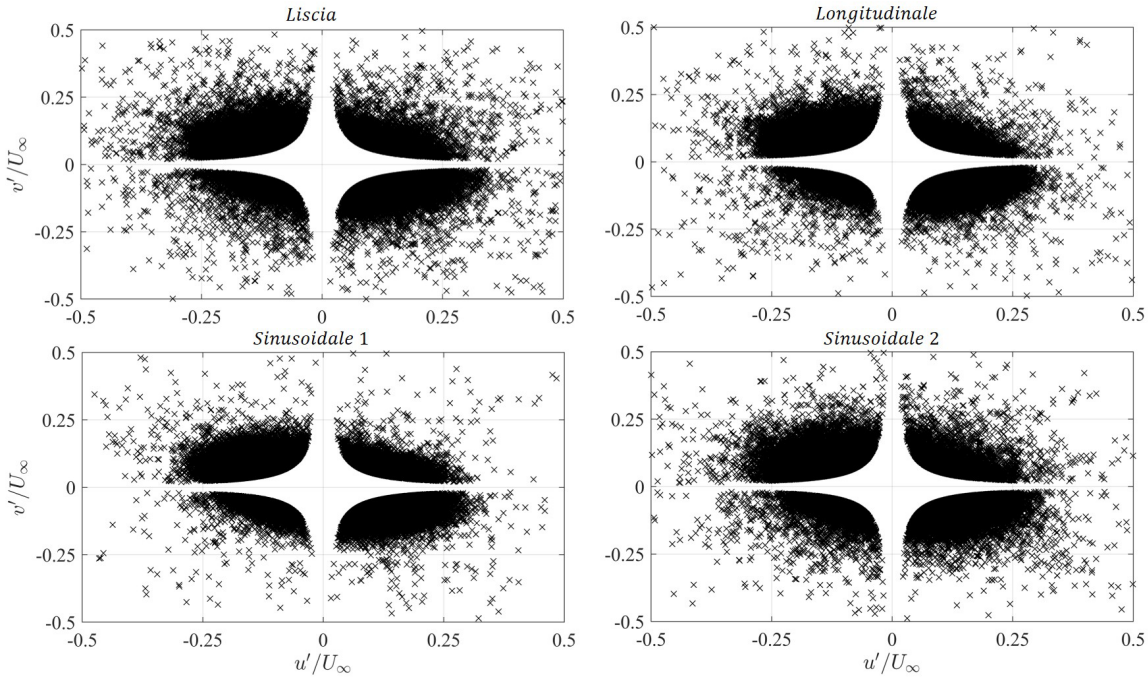


Figura 6.29: Analisi dei quadranti a $y^+ = 100$ e $Re_\theta = 2790$

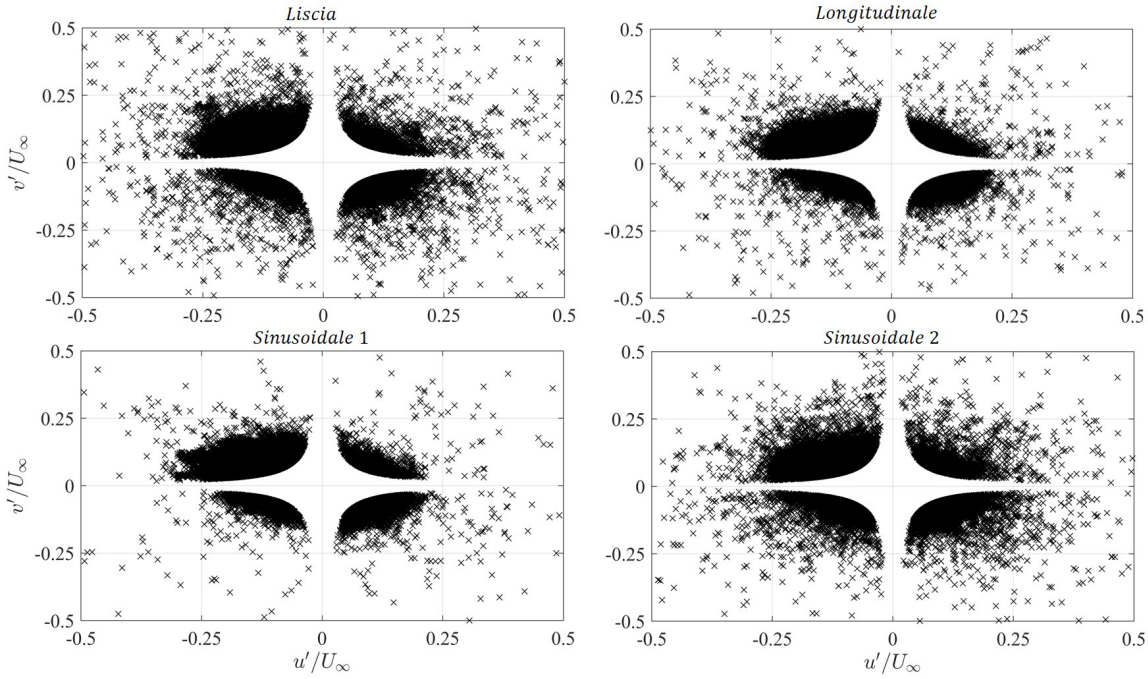


Figura 6.30: Analisi dei quadranti a $y^+ = 500$ e $Re_\theta = 2790$

6.5 Mappe di Energia

Le mappe di energia che verranno presentate in questa sezione sono state ottenute a partire dai set di dati acquisiti per mezzo dell'anemometria a filo caldo. Il processo compiuto è stato quello di ricavare le densità spettrali di potenza $P(f)$ di ciascun set di dati tramite un'analisi di Fourier. Ripetendo lo stesso processo per ognuna delle placche per tutte le altezze è possibile tracciare un grafico riportante la mappa di energia in funzione dell'altezza da parete y^+ ed in funzione della lunghezza d'onda λ_x^+, entrambe adimensionalizzate rispetto alla $u_{\tau 0}$. All'interno della mappa vengono inseriti i valori di densità spettrale adimensionalizzati rispetto alla velocità d'attrito della placca liscia $u_{\tau 0}$, rispetto alla velocità media del flusso caratteristica del set di dati analizzato e rispetto alla frequenza di acquisizione dei campioni ottenendo quindi

$$k_x \Phi_{uu} = \frac{P(f,y) 2\pi f_s}{\overline{U} u_{\tau 0}} \tag{6.5}$$

Le mappe riportate in figura 6.31, 6.32, 6.33 e 6.34 sono riferite a tutte e quattro le placche per quattro diversi numeri di Reynolds: $Re_\theta = 2190$, $Re_\theta = 2790$,$Re_\theta = 3900$ e $Re_\theta = 4895$.

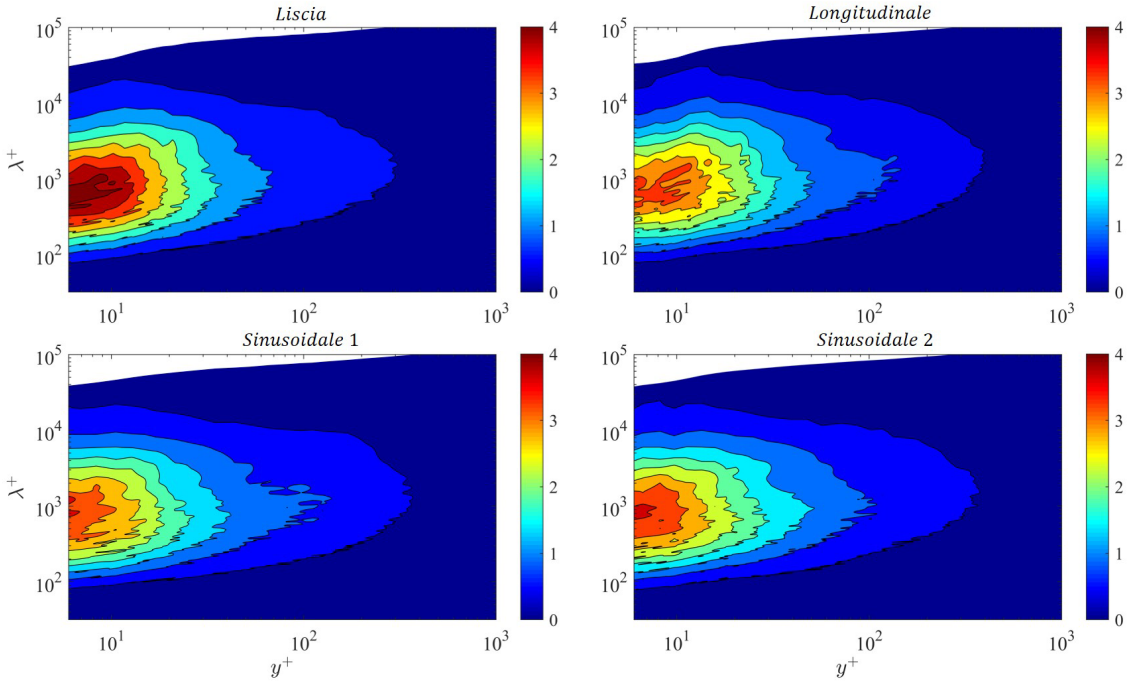


Figura 6.31: Mappa energia $Re_\theta = 2190$ adimensinalizzata con $u_{\tau 0}$

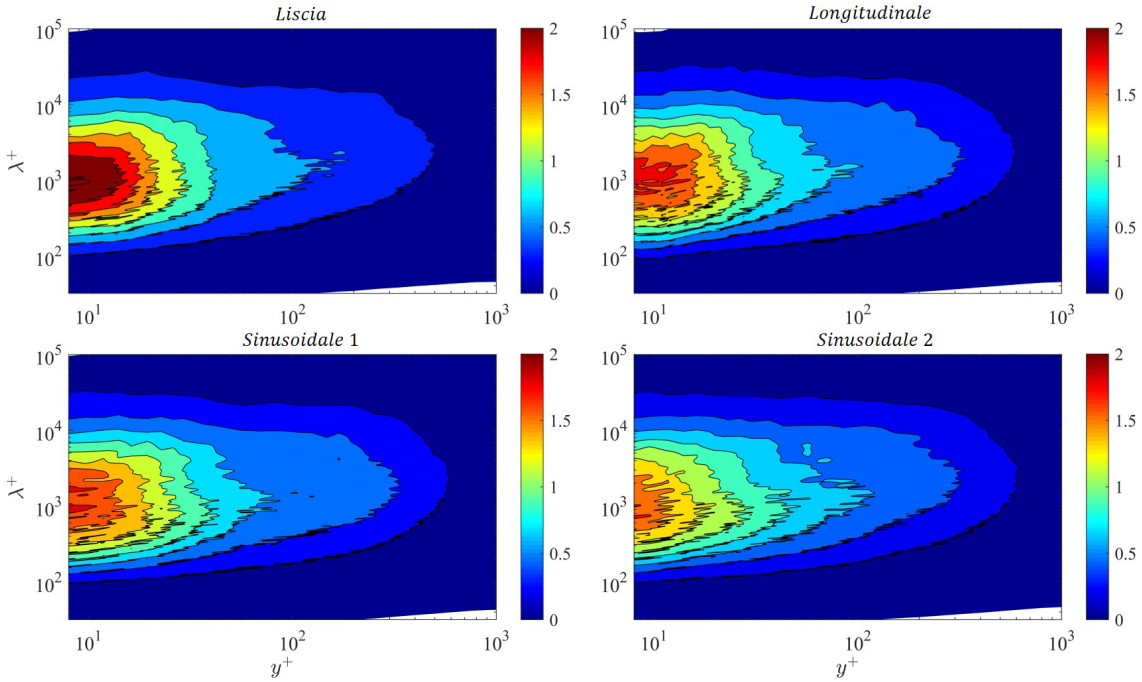


Figura 6.32: Mappa energia $Re_\theta = 2790$ adimensinalizzata con $u_{\tau 0}$

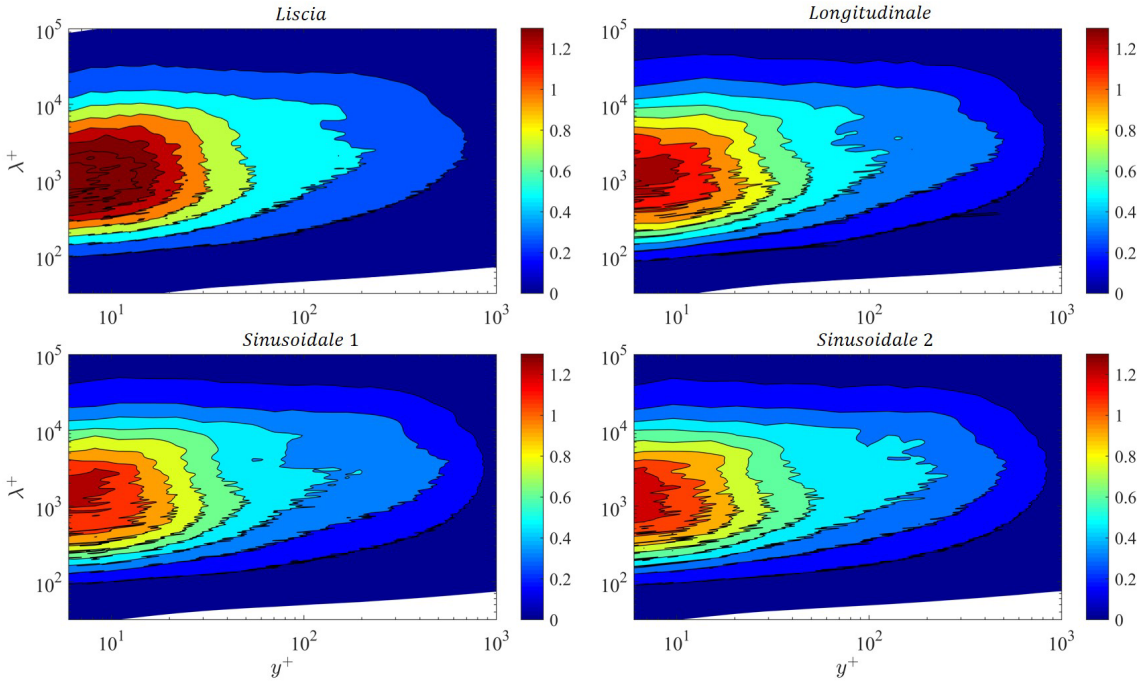


Figura 6.33: Mappa energia $Re_\theta = 3900$ adimensinalizzata con $u_{\tau 0}$

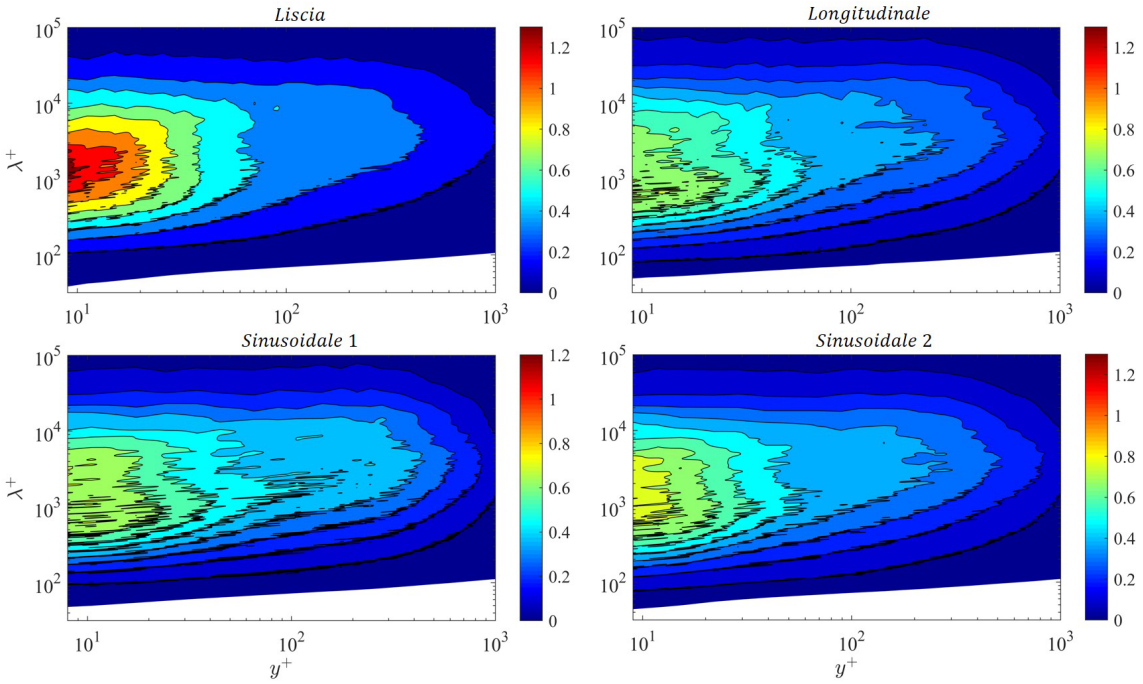


Figura 6.34: Mappa energia $Re_\theta = 4895$ adimensinalizzata con $u_{\tau 0}$

Analizzando i grafici risulta evidente come vi sia una netta diminuzione di energia all'interno del buffer layer nelle placche riblettate rispetto alla placca liscia per ognuna delle velocità testate. In tutti i casi il picco di energia si posiziona all'interno del buffer layer, ad un'altezza adimensionale di parete di circa $y^+ = 10$ e con una lunghezza d'onda adimensionale $\lambda^+ = 10^3$. Confrontando i risultati ottenuti con quelli bibliografici presi da *Monty et al. (2009)* [36] troviamo una corrispondenza tra gli andamenti, le posizioni e la lunghezza d'onda dei picchi. Passando ad un confronto tra le placche riblettate si può osservare che la placca con riblettatura longitudinale classica possiede livelli di energia sempre superiori alle placche con riblelttatura sinusoidale per tutte le velocità testate. Analizzando le mappe a $Re_\theta = 3900$ delle due placche sinusoidali possiamo osservare come la placca RS2 possieda un picco di energia di intensità minore vicino a parete ma un'intensità maggiore lontano da parete rispetto alla RS1. Questo risultato rafforza ancora di più l'ipotesi che le sinusoidi della riblettatura agiscano in maniera migliore quando agiscono ad un determinato valore di velocità della corrente.
Un'ulteriore osservazione da effettuare riguarda l'intensità dell'energia che risulta essere decrescente all'aumentare del numero di Reynolds della prova. Questo fenomeno è coerente con l'ipotesi che a basse frequenze le grandi scale siano indipendenti dal numero di Reynolds e, poiché l'adimensionalizzazione

dei valori di densità spettrale è stato effettuato anche rispetto alla velocità della corrente $\overline{U}$ che continua a crescere, i valori di energia diventino quindi sempre più piccoli.
Come nei grafici dei profili di velocità turbolenta, anche per le mappe di energia è possibile una rappresentazione differente dei valori, non più adimensionalizzandoli rispetto alla velocità di attrito della placca liscia ma rispetto alle rispettive velocità di attrito. Queste sono riportate in figura fig:mappautau600 e fig:mappautau800 dove sono riportate le mappe a $Re_\theta = 2790$ e $Re_\theta = 3900$.
Osservando gli andamenti con questa rappresentazione appare evidente come il picco di energia sia circa costante e distribuito nella stessa area tra le placche riblettate e quella liscia. Appare inoltre molto interessante il fatto che, specialmente nelle placche con riblettatura sinusoidale, sia presente una quantità maggiore di energia nella regione logaritmica rispetto alla placca liscia; in particolare tale energia sembra estendersi verso la parte esterna dello strato limite con due particolari frequenze $\lambda^+ = 10^3$ e $\lambda^+ = 10^4$. Questo comportamento spinge a confermare quanto ipotizzato in precedenza riguardo il fatto che la riblettatura tenda a ridistribuire l'energia, principalmente concentrata nel buffer layer, verso le zone più esterne dello strato limite.

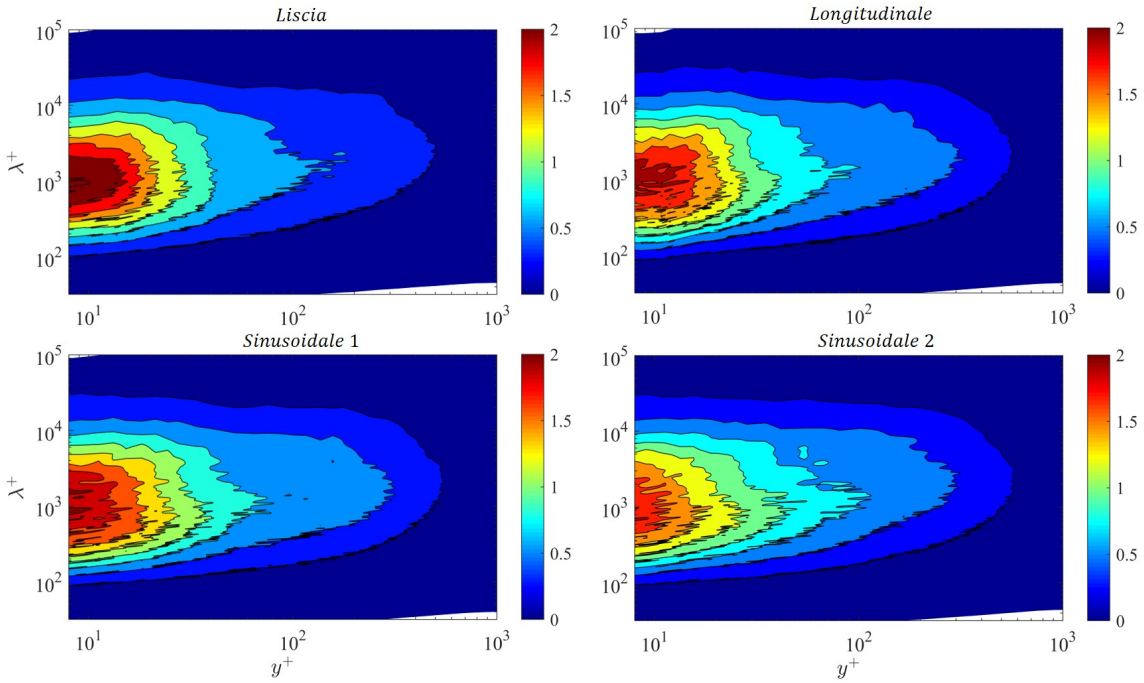


Figura 6.35: Mappa energia $Re_\theta = 2790$ adimensinalizzata con u_τ delle singole placche

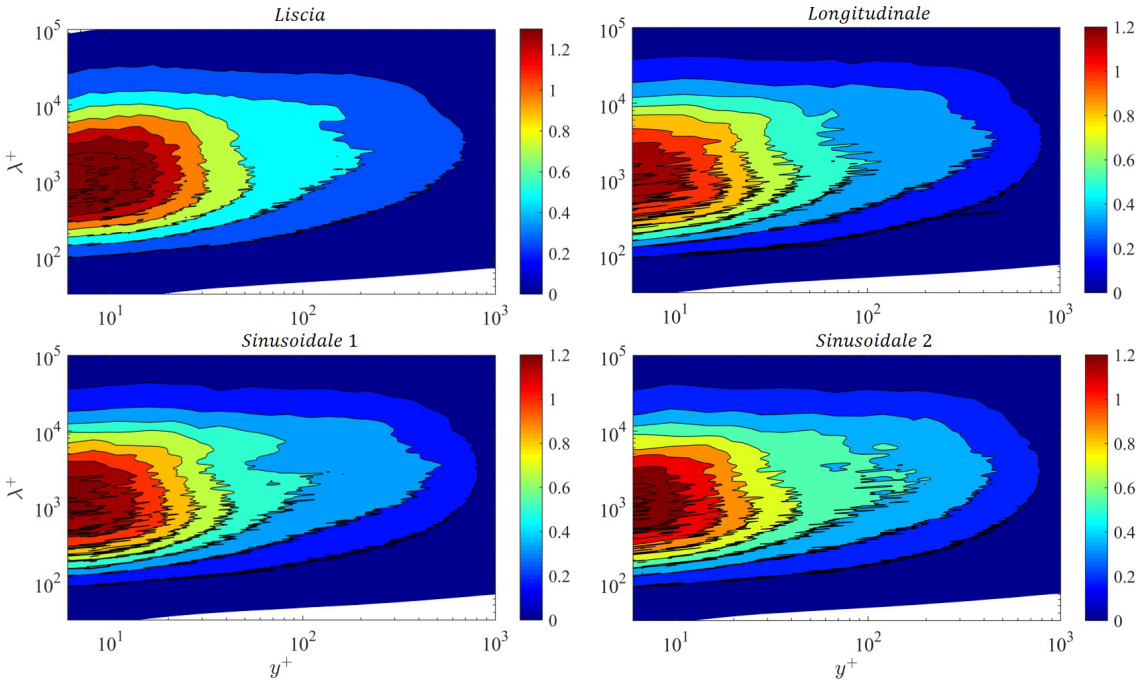


Figura 6.36: Mappa energia $Re_\theta = 3900$ adimensinalizzata con u_τ delle singole placche

6.6 P.O.D. - Proper Orthogonal Decomposition

La decomposizione ortogonale propria è un'analisi che permette di visualizzare ed analizzare le strutture coerenti presenti all'interno dello strato limite turbolento. Le analisi POD si basano sull'assunzione che qualunque tipo di moto possa essere espresso come la combinazione lineare di un numero infinito di modi e che possano assumere la seguente forma

$$\vec{v}(\vec{x},t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(t)\varphi_n(\vec{x}) \tag{6.6}$$

Il numero di modi che è possibile ottenere analizzando un numero finito di immagini è pari al numero stesso di immagini analizzate e di conseguenza non è possibile conoscere tutti i modi caratteristici del moto analizzando un numero finito di immagini. Tuttavia, questo tipo di analisi è considerata la metodologia più efficiente per catturare le componenti dominanti di un fenomeno multiscala come quello turbolento in quanto necessita solamente di un numero finito (talvolta anche pochi) di autovalori, come evidenziato da *Cai et al. (2009)* [37]. Il funzionamento dell'analisi è il seguente; in primo luogo, viene identificata una base ortonormale partendo da una matrice composta dai dati della parte fluttuante del moto ottenuti tramite la PIV. Chiamando n il numero di immagini raccolte in fase di acquisizione e p il numero di punti che caratterizzano l'immagine, la matrice risultante sarà del tipo $U \in \mathbb{R}^(n \times p)$. Successivamente la matrice ottenuta può essere scomposta mettendo in evidenza le basi dei coefficienti spaziali Ψ e temporali Φ nel seguente modo

$$U = \Psi\Sigma\Phi^T \tag{6.7}$$

Tali basi hanno dimensioni diverse; Ψ ha dimensioni $n \times m$ mentre Φ ha dimensioni $m \times p$ con m numero di modi. Σ è una matrice diagonale di dimensione $m \times m$ i cui valori sono legati ai modi del campo di moto. Tuttavia, questo modo di procedere risulta essere poco conveniente da utilizzare a causa dell'elevata differenza tra il numero di immagini utilizzate n ed il numero di punti che caratterizzano l'immagine p in quanto $p >> n$. Ciò che si fa è quindi utilizzare un metodo differente, ideato da *Sivorich (1987)* [38] che prende il nome di *metodo degli snapshot*. Tale metodo permette di snellire la parte di calcolo in quanto dimostra che i modi del campo di moto possono essere calcolati a partire da una matrice U^TU

$$U^TU = \Phi\Sigma\Sigma\Phi^T = \Phi\Lambda\Phi^T \tag{6.8}$$

dove Λ è una matrice diagonale contenente gli autovalori caratteristici del modo in ordine di grandezza e dei quali quest'ultima ne indica il contributo energetico apportato. Tale matrice risulta avere dimensione $n \times n$ in quanto il numero di autovalori è uguale al numero di immagini utilizzate.
Una volta applicata questo secondo tipo di rappresentazione ai set di dati PIV delle varie tipologie di placche testate è stato possibile valutare il contributo energetico che i singoli modi apportano e allo stesso tempo è stato possibile visualizzare le strutture dei modi. Nella tabella 6.3 sono riportati gli autovalori caratteristici dei modi ed il loro contributo energetico per ognuna delle placche.

Modi	Liscia		RLong		RS1		RS2	
n	λ	$E(\%)$	λ	$E(\%)$	λ	$E(\%)$	λ	$E(\%)$
1	8.711	19.81	9.317	24.07	9.304	20.65	11.470	24.12
2	3.911	28.70	4.012	34.44	4.188	29.94	4.491	33.57
3	3.625	36.94	2.154	40.01	2.633	35.79	3.437	40.79
4	1.878	41.22	1.883	44.87	2.005	40.24	1.775	44.53
5	1.469	44.56	1.369	48.51	1.330	43.19	1.355	47.38
6	0.998	46.82	1.023	51.05	1.107	45.65	1.060	49.61
7	0.904	48.88	0.883	53.33	0.857	47.55	0.950	51.60
8	0.617	50.28	0.624	54.94	0.666	49.03	0.875	53.44
10	0.591	53.01	0.519	57.85	0.575	51.62	0.575	55.99
50	0.077	68.90	0.069	75.11	0.079	67.78	0.068	70.33
100	0.034	74.57	0.029	80.61	0.042	73.88	0.040	75.59
300	0.014	83.95	0.009	88.84	0.014	8.22	0.014	85.61
800	0.004	92.63	0.002	94.07	0.004	92.36	0.004	93.04

Tabella 6.3: Autovalori ottenuti tramite l'analisi POD effettuata su tutte le placche moltiplicati per un fattore 10^8. Vengono riportati anche i contributi energetici relativi alla ricostruzione con i primi *nmodi*. Dati riferiti a $Re_\theta = 3900$

Analizzando i risultati in tabella 6.3 è possibile affermare che per tutte le placche testate, il primo modo contiene circa il 20% di energia e che tale valore tende a decrescere all'aumentare del numero di modi. Appare evidente che la placca con riblettatura longitudinale e la placca RS2 siano quelle il cui primo modo ha il più alto contenuto energetico (circa 24%). È necessario a questo punto capire quanti modi servano per poter descrivere in maniera approfondita le strutture coerenti presenti all'interno dello strato limite turbolento. Gli studi di *Cai et al.(2009)* [37] affermano che le strutture

coerenti possono essere viste come la somma degli autovalori che possiedono una parte dominante dell'energia assumendo come valore il 90%; è quindi necessario aumentare il numero di modi dell'analisi per poter arrivare a livelli energetici più alti e capire quanti modi siano necessari per descrivere le strutture coerenti. Dalla tabella possiamo osservare che per poter raggiungere questi livelli sono necessari un elevato numero di modi, indice del fatto che lo strato limite ha raggiunto la completa turbolenza; in particolare sono necessari 590 modi alla placca liscia, 360 alla placca RLong, 590 alla placca RS1 e 510 alla RS2. Gli andamenti dei dati presentati in tabella possono essere rappresentati graficamente come viene presentato in figura 6.37

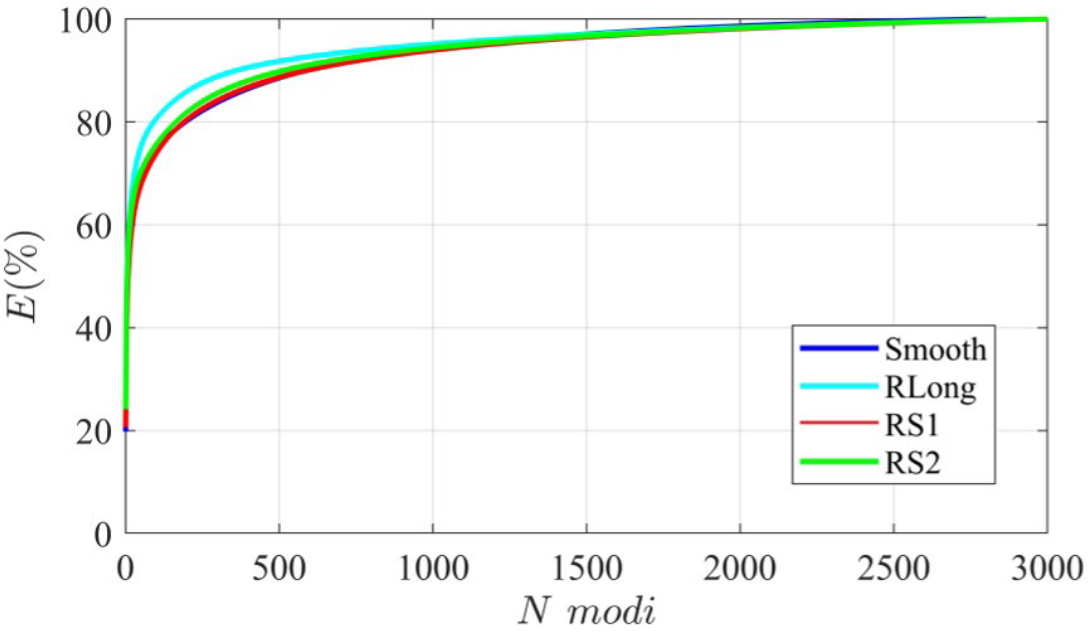


Figura 6.37: Andamento della percentuale energetica relativa alle singole placche al variare del numero di modi utilizzati per calcolarla

Passando ad un confronto tra le placche, il minor numero di modi necessario alla placca RLong e alla placca RS2 può essere significativo del fatto che l'energia sia maggiormente contenuta all'interno di scale più grandi e che quindi sia presente un moto maggiormente ordinato delle strutture turbolente. La conseguenza di ciò è che si ha una minor quantità di energia che viene dissipata dalle scale più piccole del moto ed è necessario un numero minore di modi a descrivere tali moti. Nel confronto tra le due placche con riblettatura sinusoidale risulta ancora una volta un miglior comportamento della placca RS2 rispetto alla placca RS1 a $Re_\theta = 3900$, dando conferma di

quanto risultato dalle rappresentazioni precedenti.
Con il metodo di calcolo ideato da *Sivorich* abbiamo visto che vengono utilizzate due matrici per poter calcolare i modi relativi al campo di moto analizzato. La matrice Λ permette di calcolare gli autovalori del sistema mentre la seconda matrice Φ, che contiene i coefficienti spaziale del campo U e ha per dimensioni il numero di modi calcolati m e il numero di punti della griglia dell'immagine p, può essere utilizzata per visualizzare i modi del campo indipendenti dal tempo. Si riportano nelle figure 6.38, 6.39, 6.40 e 6.41 le mappe scalari delle fluttuazioni u' del campo di moto dei primi otto modi per ciascuna placca uniti ad un'analisi dei quadranti degli stress di Reynolds; tale rappresentazione consente di comprendere in maniera più efficace in che modo i singoli eventi contribuiscano allo sforzo di Reynolds.

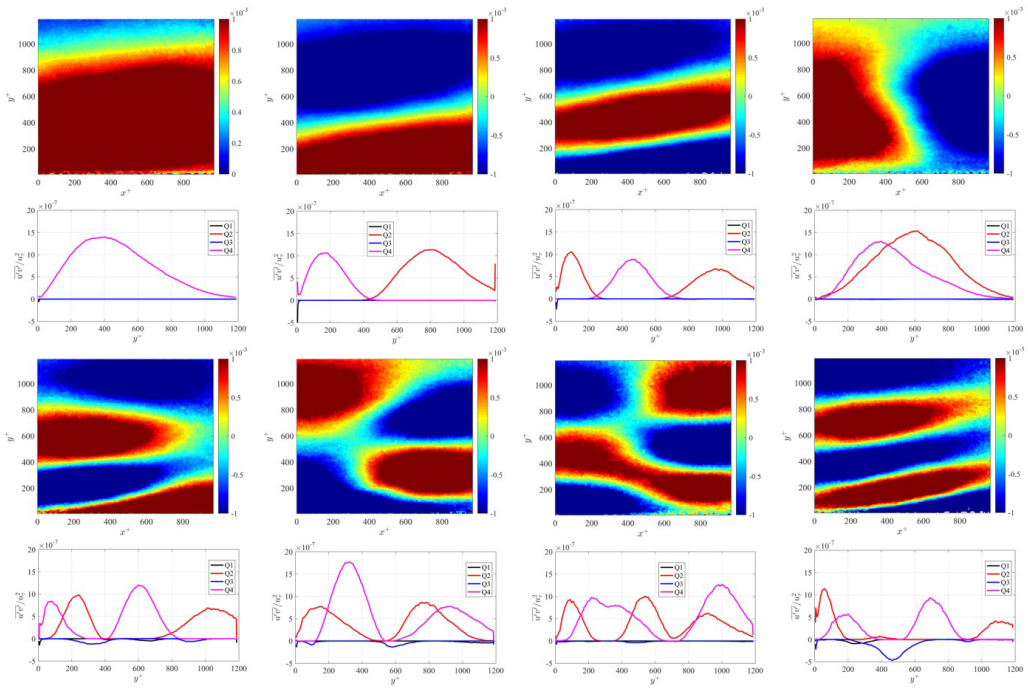


Figura 6.38: Mappe scalari dei primi otto modi uniti all'analisi dei quadranti per la placca liscia

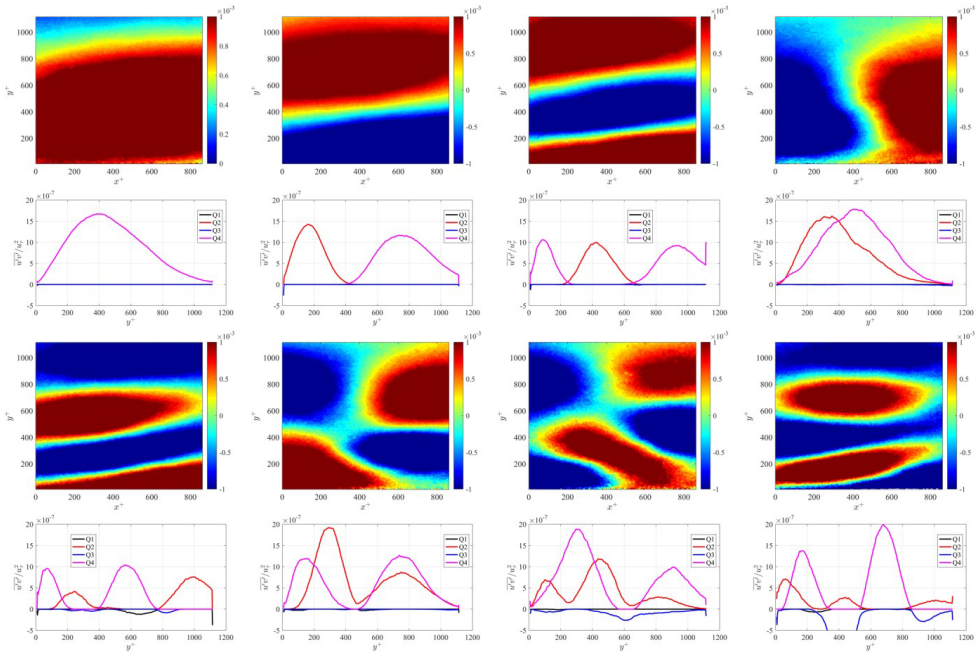


Figura 6.39: Mappe scalari dei primi otto modi uniti all'analisi dei quadranti per la placca RLong

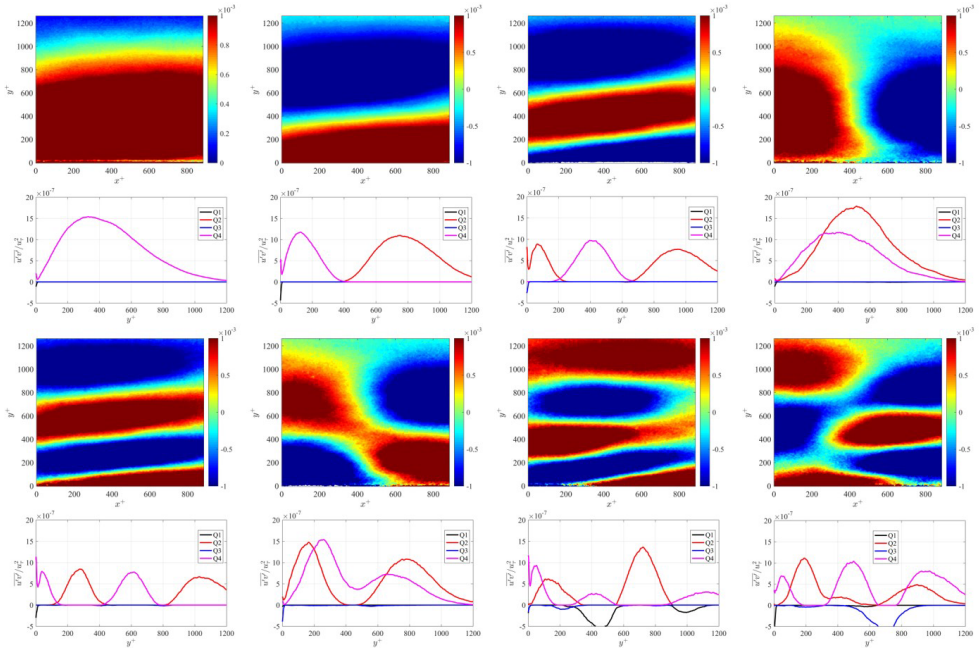


Figura 6.40: Mappe scalari dei primi otto modi uniti all'analisi dei quadranti per la placca RS1

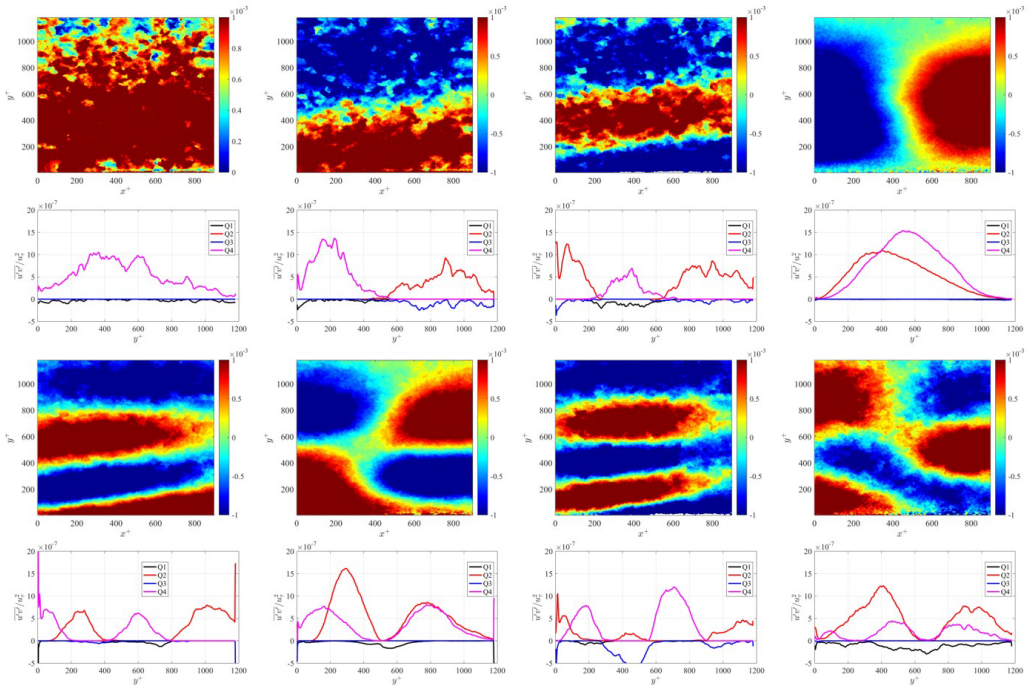


Figura 6.41: Mappe scalari dei primi otto modi uniti all'analisi dei quadranti per la placca RS2

Prima di iniziare la fase di confronto tra i modi delle varie placche è opportuno sottolineare la presenza di un forte segnale di disturbo, sia nelle rappresentazioni grafiche sia negli andamenti delle analisi dei quadranti, nei modi della placca RS2. Tale disturbo è molto probabilmente legato ad un errore nel set di dati generato da un problema nelle fasi di dewarping o disparity, successivi al processo di acquisizione dei dati. Passando al confronto dei modi tra le placche è possibile osservare che i primi cinque modi siano sostanzialmente gli stessi per tutte e quattro le placche in esame mentre a partire dal sesto modo sono presenti delle differenze tra esse, in particolare nel settimo e ottavo modo. Le analogie e differenze dei modi si riflettono ovviamente sugli andamenti dell'analisi dei quadranti. Possiamo osservare come per tutte le placche analizzate, il primo modo presenti un andamento similare con un solo grande contributo nel quarto quadrante (eventi sweeps), mentre confrontando gli eventi associati al secondo modo è possibile osservare un contributo maggiore in termini di eventi ejections nelle zone vicine a parete per le placche riblettate rispetto alla placca liscia. Per quanto riguarda ancora il secondo modo e il terzo è possibile osservare come sia presente un allontanamento degli eventi di sweeps ed ejections rispetto alla parete con un angolo che rimane circa costante e pari a 12°. Un'ultima osservazione

riguarda i fenomeni relativi al primo e al terzo quadrante che risultano essere assenti fino al settimo modo, indice del fatto che questi contributi non siano particolarmente rilevanti nelle analisi delle strutture coerenti.

6.7 Contributi Energetici

In ultima analisi passiamo alla valutazione dei contributi energetici all'interno dello strato limite, la cui variazione all'interno di quest'ultimo porta alla generazione di resistenza d'attrito a parete. Per poter analizzare al meglio i vari contributi è necessario considerare l'equazione di bilancio di energia cinetica turbolenta. Tale equazione è ricavata a partire dalle equazioni di *Navier-Stokes* alle quali viene sottratta l'equazione di bilancio della quantità di moto mediata alla Reynolds ed in seguito moltiplicate per la velocità fluttuante in direzione streamwise $\overline{u'}$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = -\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \nu \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} \overline{\frac{\partial u_j'}{\partial x_j}} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\overline{u_j'^2 u_i'}}{2} + \frac{\overline{u_i' p'}}{\rho} - \nu \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) \quad (6.9)$$

dove k è l'*energia cinetica turbolenta* che viene definita come

$$k = \overline{u_i'^2} = 0.5(\overline{u_i'^2} + \overline{v_i'^2} + \overline{w_i'^2}) \quad (6.10)$$

L'equazione presentata è di tipo scalare; il secondo termine del membro di destra rappresenta la *dissipazione di energia cinetica turbolenta* alle scale più piccole tramite viscosità. I gradienti delle fluttuazioni operano in trasformando l'energia cinetica in energia interna e conseguentemente si ha un termine di dissipazione positivo che contribuisce negativamente all'equazione di bilancio. L'ultimo termine rappresenta il *trasporto di energia cinetica turbolenta* dalle scale più grandi a quelle più piccole tramite un processo di diffusione. Il termine più importante dell'equazione è senza dubbio il termine di produzione. Questo è generato dall'azione dei gradienti di velocità media che agiscono in direzione opposta rispetto a quella degli sforzi di Reynolds e che rimuovono energia cinetica dal flusso medio andando ad immetterla nel campo delle fluttuazioni. A dimostrazione della sua importanza, questo temine è presente sia nell'equazione del campo medio sia in quella del campo fluttuante ma nella prima equazione il suo contributo è positivo, in quanto contribuisce ad immettere energia nel sistema, mentre nella seconda è negativo in quanto contribuisce a toglierla al campo medio. Quindi andando a togliere energia dal moto medio per alimentare quello delle fluttuazioni, che è responsabile della dissipazione di energia cinetica dal campo di moto, la presenza di questo contributo è considerata negativa. I termini di produzione,

trasporto e dissipazione possono essere definiti come:

$$Produzione \quad P = -\overline{u'v'}\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \tag{6.11}$$

$$Diffusione \quad D = \nu\left[\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} + 2\overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial x}\right)^2} + 4\overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial y}\right)^2} + 2\overline{\left(\frac{\partial v'}{\partial y}\right)^2}\right] \tag{6.12}$$

$$Trasporto \quad T = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial x}\overline{(u'^2v' + 2v'^3} + \frac{\partial}{\partial y}\overline{(u'^3 + 2u'v'^2)}\right) \tag{6.13}$$

Questi valori possono essere adimensionalizzati rispetto alla velocità della corrente a monte della placca U_∞ e allo spessore della quantità di moto θ ottenendo

$$P^+ = \frac{P\theta}{U_\infty^3} \qquad D^+ = \frac{D\theta}{U_\infty^3} \qquad T^+ = \frac{T\theta}{U_\infty^3} \tag{6.14}$$

Di seguito verranno presentate le mappe riportanti i contributi energetici,a partire dai dati acquisiti con la tecnica PIV, relativi a due differenti velocità:$Re_\theta = 2790$ e $Re_\theta = 3900$.

Produzione

Iniziamo analizzando le mappe relative alla produzione presentate in figura 6.42 e 6.43 dove vengono riportati gli andamenti per ognuna delle placche testate alle due velocità in esame. Per entrambi i numeri di Reynolds risulta evidente una diminuzione del termine produttivo relativo alle placche ribletate, in particolar modo di quelle sinusoidali, rispetto a quello della placca liscia. Risulta ancora una volta confermato che, nel confronto tra le due placche sinusoidali, la placca RS1 sia più efficiente se utilizzata a numeri di Reynolds più bassi in quanto presenta livelli di produzione di energia cinetica turbolenta inferiori rispetto alla placca RS2 a $Re_\theta = 2790$. Al contrario la placca RS2 presenta livelli di produzione più bassi a $Re_\theta = 3900$ in accordo con quanto trovato analizzando i precedenti risultati.

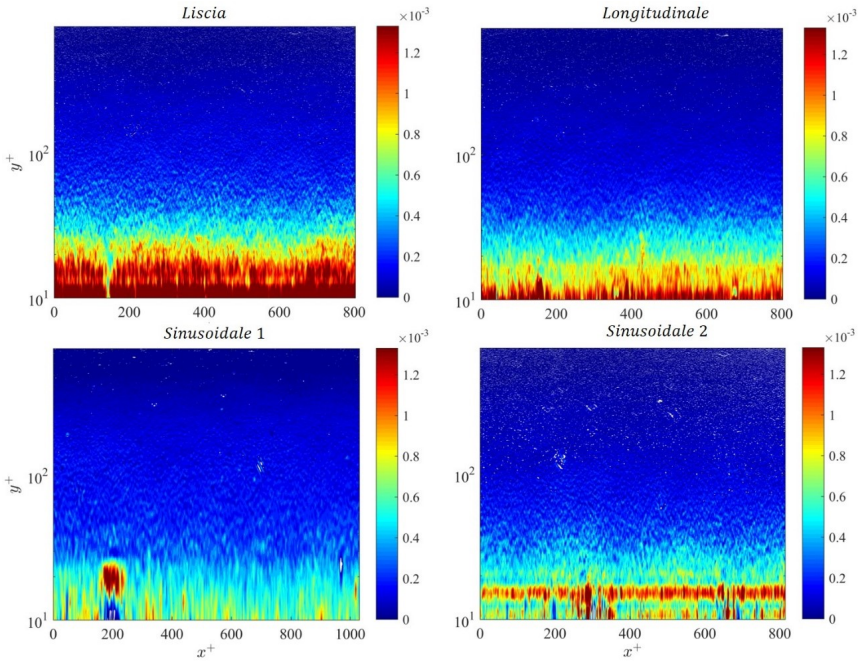


Figura 6.42: Mappe produzione $Re_\theta = 2790$

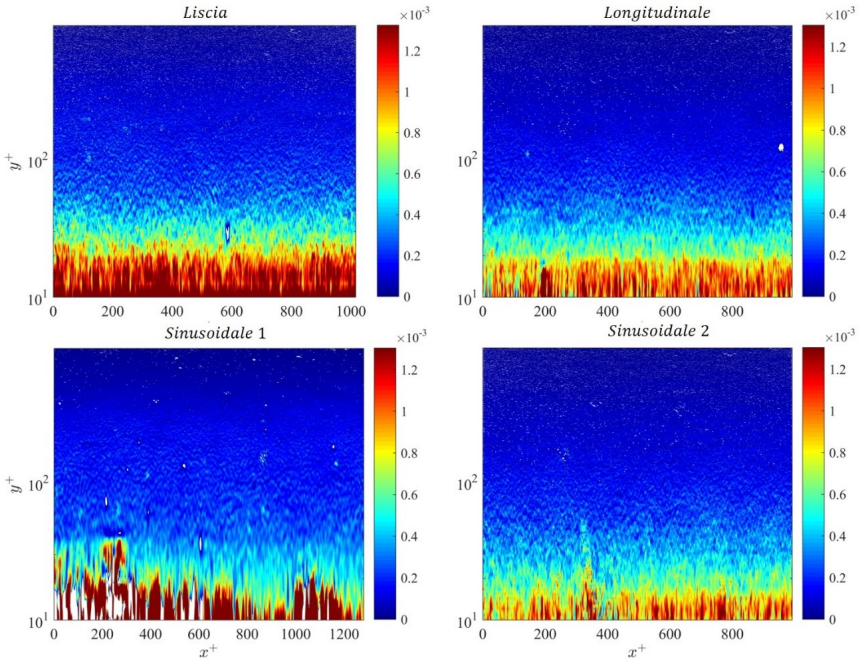


Figura 6.43: Mappe produzione $Re_\theta = 3900$

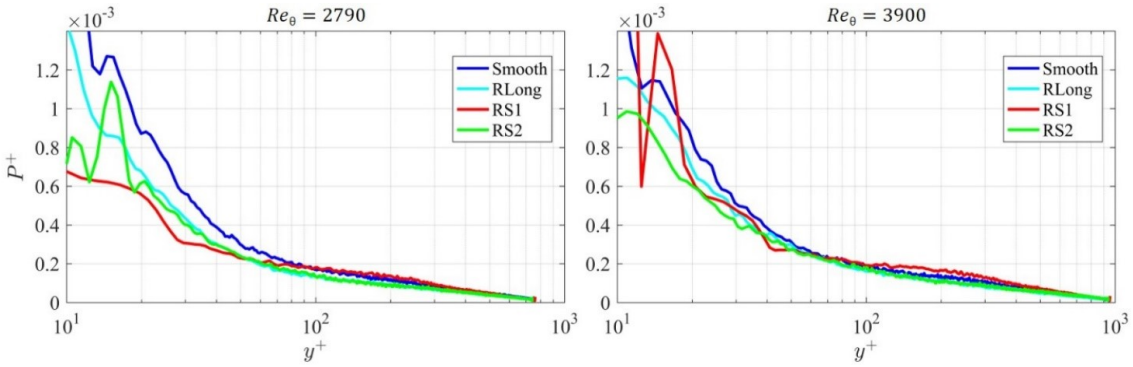


Figura 6.44: Andamento produzione $Re_\theta = 2790$ e $Re_\theta = 3900$

Da un'osservazione più attenta delle mappe è necessario osservare come la placca RS1 presenti un comportamento anomalo a $Re_\theta = 3900$, infatti nelle vicinanze della parete questa presenta valori molto superiori e molto inferiori alla scala utilizzata. Tale anomalia è probabilmente dovuta alla presenza di un forte rumore che va ad influenzare la misurazione. Nonostante ciò risulta evidente la presenza di due picchi di produzione, presenti anche nella prova effettuata a velocità inferiore, a $x^+ = 200$ e $x^+ = 1100$. La placca RS2 invece sembra presentare dei contributi maggiori alla produzione turbolenta in corrispondenza dei valori $x^+ = 300$ e $x^+ = 700$.
I valori riportati nelle mappe possono essere convertiti in un grafico cartesiano (presentato in figura 6.44) che riporta i valori adimensionali di produzione in funzione della distanza adimensionale da parete i quali confermano quanto affermato dall'analisi delle mappe.

Trasporto

Abbiamo visto che le placche riblettate mostrano livelli di produzione di energia cinetica turbolenta inferiori rispetto alla placca liscia e questo implica che sia presente una quantità minore di energia nel sistema del campo turbolento che viene trasportato dalle scale di turbolenza più grandi a quelle più piccole. Passando all'analisi della componente di trasporto di energia è opportuno osservare come le mappe di questa componente, riportate in figure 6.45 e 6.46, siano affette in maniera molto significativa da rumore e pertanto i risultati che esse forniscono non possono essere considerati attendibili.

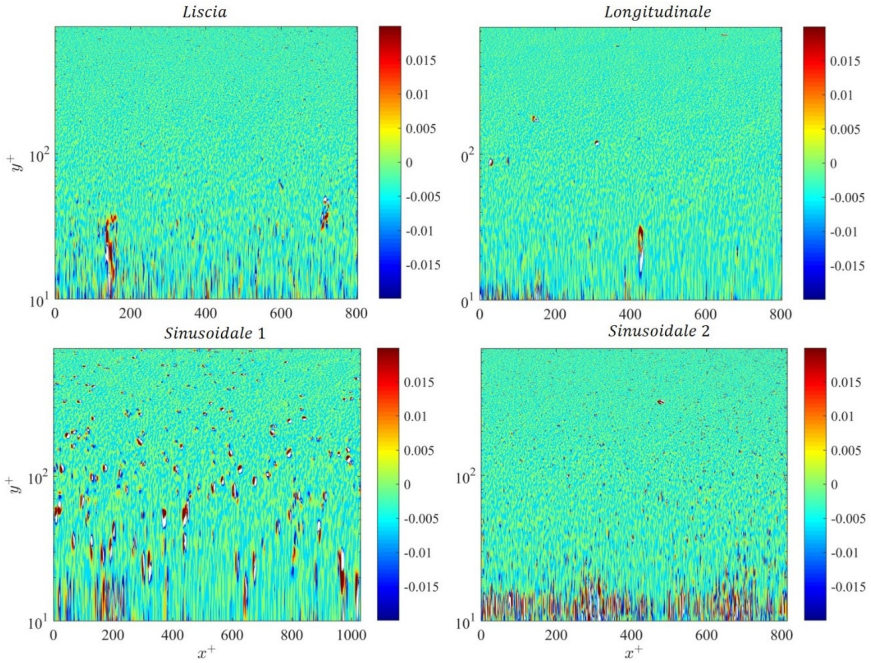


Figura 6.45: Mappe trasporto $Re_\theta = 2790$

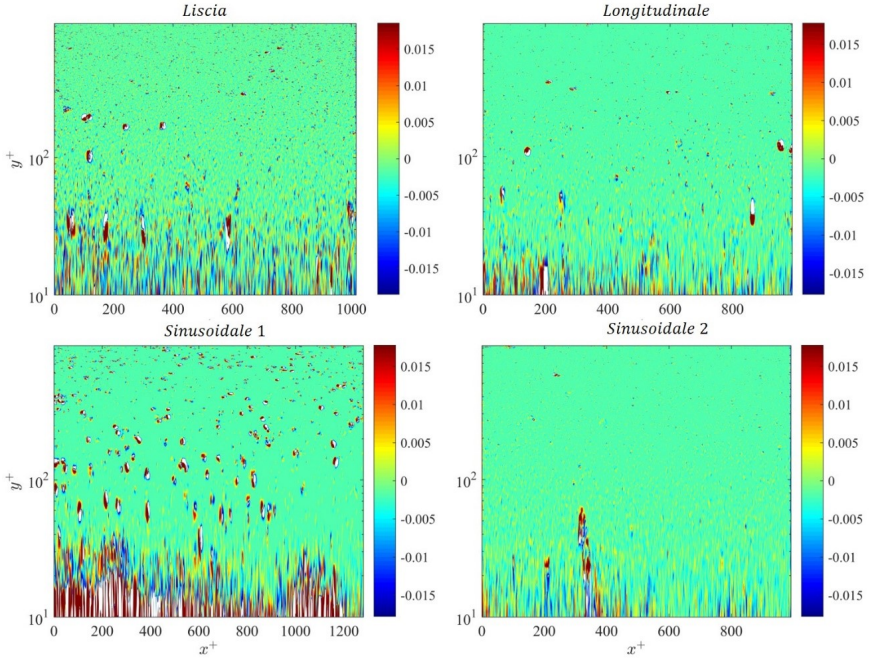


Figura 6.46: Mappe trasporto $Re_\theta = 3900$

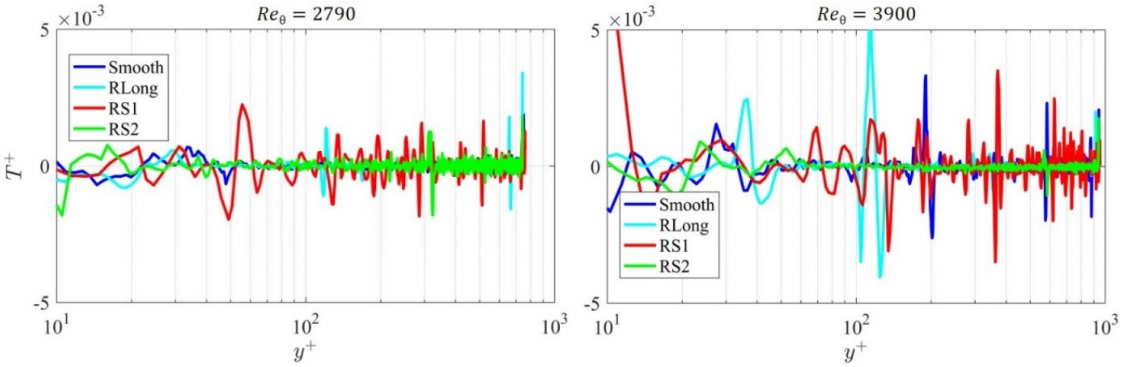


Figura 6.47: Andamento trasporto $Re_\theta = 2790$ e $Re_\theta = 3900$

Osservando le mappe sembra che i termini di trasporto siano più influenti nelle placche con riblettatura sinusoidale ma, andando ad osservare l'andamento sul piano cartesiano, riportato in figura 6.50, tale impressione viene smentita in quanto non si osservano picchi di una delle due placche sinusoidali rispetto alle altre nonostante l'andamento fortemente rumoroso. Risulta quindi impossibile fornire risultati riguardo questa componente del bilancio energetico che confermino il comportamento ipotizzato per le placche sinusoidali.

Dissipazione

In ultimo si analizzano le mappe relative al contributo dissipativo, riportate in figura 6.48 e 6.49, le quali offrono dei risultati di notevole importanza in quanto confermano le ipotesi avanzate riguardo alla riduzione di energia dissipata alle scale più piccole nelle placche riblettate.
La mappa relativa a $Re_\theta = 2790$ mostra come la placca RS2 produca una dissipazione maggiore rispetto alla placca liscia mentre a $Re_\theta = 3900$ risulta che ad avere livelli maggiori di dissipazione vicino a parete, sia la placca RS1. Questo comportamento è in linea con quanto affermato precedentemente riguardo al fatto che le placche sinusoidali sembrano lavorare meglio ad un determinato numero di Re_θ della corrente. Infatti livelli minori di dissipazione derivano da livelli minori di produzione di energia cinetica turbolenta e questi sono coerenti con i risultati precedenti secondo cui la placca RS2 lavori meglio a $Re_\theta = 3900$ e RS1 a $Re_\theta = 2790$. Al contrario la placca liscia e la placca con riblettatura longitudinale non sembrano risentire della variazione del numero di Reynolds nelle loro prestazioni in termini di dissipazione di energia.

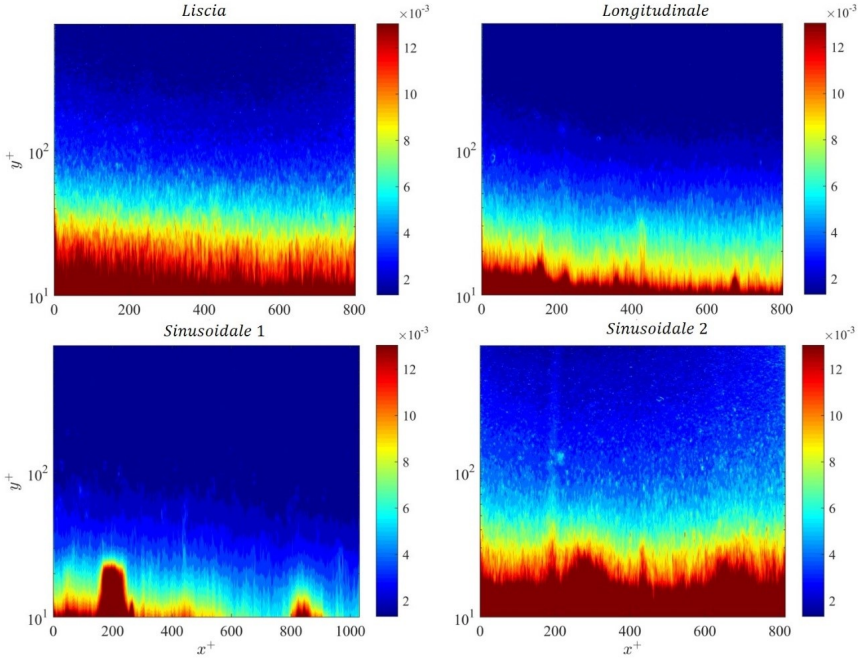


Figura 6.48: Mappe dissipazione $Re_\theta = 2790$

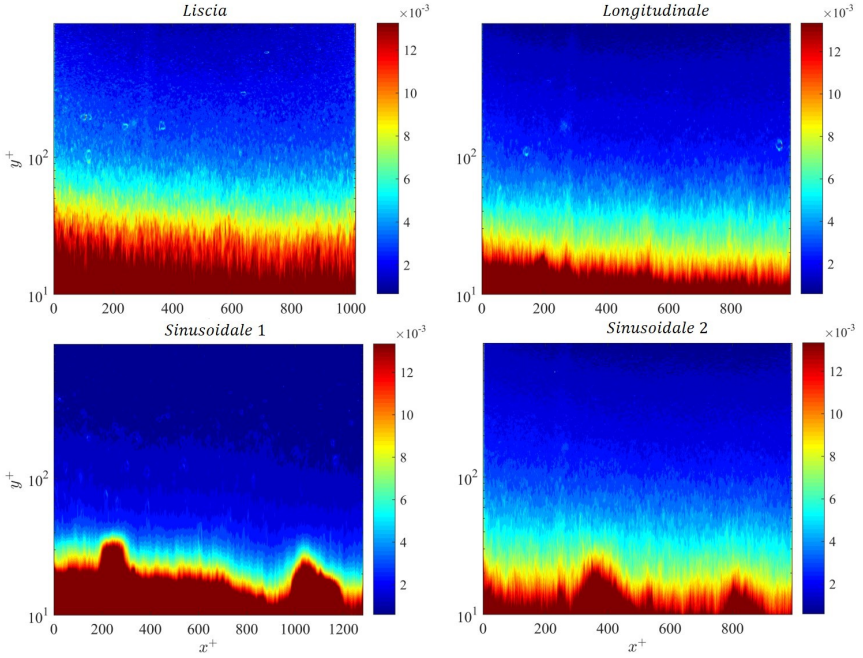


Figura 6.49: Mappe dissipazione $Re_\theta = 3900$

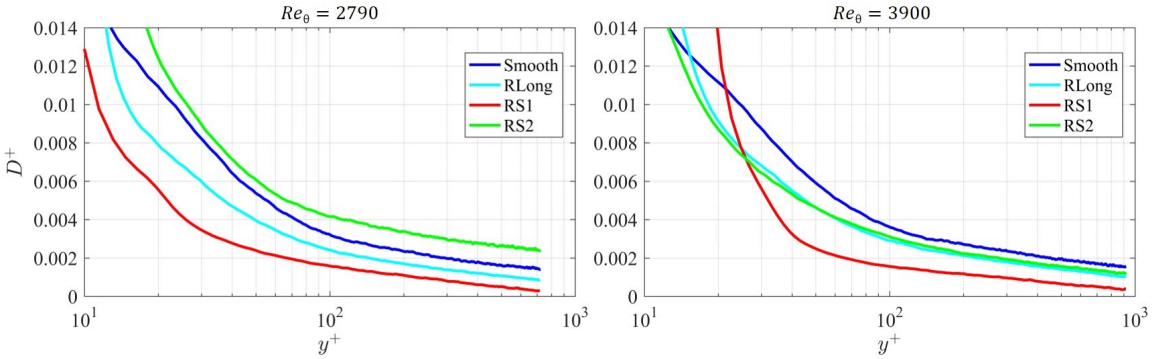


Figura 6.50: Andamento dissipazione $Re_\theta = 2790$ e $Re_\theta = 3900$

Osservando le mappe relative alle placche sinusoidali possiamo affermare che i picchi di dissipazione siano posizionati nelle stesse posizioni dei picchi delle mappe di produzione. Inoltre è possibile osservare come la distanza tra questi picchi non sia casuale ma che questa risulti essere legata alla lunghezza d'onda della sinusoide della placca. La distanza tra i picchi della mappa relativa alla pacca RS1 risulta essere di $18.7mm$ e la lunghezza d'onda della sinusoide della riblettatura è di $19.2mm$, mentre per la placca RS2 la distanza tra i picchi risulta essere pari alla metà della lunghezza d'onda che caratterizza la sinusoide. Una possibile spiegazione a questo fenomeno può essere che sia presente un processo di dissipazione maggiore in determinati punti della sinusoide dove la presenza di un angolo di incidenza maggiore tra le creste della riblettatura e la corrente in direzione streamwise porti ad un aumento dell'energia cinetica turbolenta che viene prodotta e successivamente dissipata. Questo fenomeno, pur essendo penalizzante nei punti di inversione della sinusoide della riblettatura, sembra portare ad una riduzione di energia cinetica turbolenta prodotta nelle altre zone e rende il valore medio dell'energia minore rispetto a quello della placca liscia. Il ragionamento effettuato porta a concludere che debba essere presente un picco ogni mezza lunghezza d'onda, come effettivamente accade per la placca RS2 e possiamo supporre la presenza di un terzo picco tra i due presenti per la placca RS1.

Capitolo 7

Conclusioni

In conclusione al lavoro di tesi, viene fornito un rapido riepilogo dei risultati ottenuti dalle varie prove effettuate sulle placche con le diverse tecniche di misura. Innanzitutto, è opportuno evidenziare che il modus operandi utilizzato permette di poter avere un valido confronto con i risultati bibliografici di altri studi. Infatti, in primo luogo si è proceduto alla validazione del flusso sulla placca liscia in modo da poter affermare che il flusso in galleria portasse a risultati analoghi a quelli presenti in letteratura; i risultati delle prove sulla placca liscia hanno mostrato come gli andamenti dei profili di velocità media e di turbolenza in direzione streamwise fossero coerenti con i risultati bibliografici. Le misurazioni ottenute tramite anemometria a filo caldo hanno generato degli andamenti dei profili di turbolenza il cui picco risulta essere meno intenso rispetto ai dati bibliografici ma correttamente posizionato; tale anomalia è stata giustificata dalla bassa risoluzione della sonda a filo caldo, dal degrado e pulizia del filo e soprattutto dal disallineamento dei sostegni che ha portato ad una eccessiva modulazione del segnale.
I risultati ottenuti dalle prove effettuate sulla placca con riblettatura longitudinale hanno trovato riscontro con i risultati presenti in letteratura sia per l'andamento complessivo dei profili medi di velocità, per quello dei profili turbolenti e quello degli stress di Reynolds, sia per quanto riguarda i valori relativi alla riduzione di resistenza ottenuti dalle prove che risultano essere coerenti con quelli trovati da *Bechert et al.(1997)*[22] avendo ottenuto una riduzione del 6% ad uno spacing di $s^+ = 13.5$. Oltre al valore di riduzione di resistenza, che deriva direttamente dai profili medi di velocità, anche i campi di turbolenza e di Reynolds stress hanno mostrato risultati molto interessanti in termini di riduzione di attività turbolenta vicino alla parete rispetto al caso di una placca liscia.
Tutta questa analisi introduttiva effettuata sulla placca liscia e sulla placca con riblettatura longitudinale è servita principalmente come strumento

per confermare la validità delle tecniche di misurazione che sono state poi utilizzate per le misurazioni delle stesse grandezze sulle placche con riblettatura sinusoidale. Di queste ne sono state testate due versioni le quali si differenziano per l'ampiezza delle sinusoidi ma sono caratterizzate dalla stessa lunghezza d'onda. I risultati hanno evidenziato un valore di riduzione di resistenza massimo intorno all'8% per entrambe le placche sinusoidali ma calcolati a differenti velocità tra le due mostrando quindi un migliore comportamento rispetto alla placca con riblttatura classica. Tale differenza si pensa essere dovuta alla stessa tipologia di meccanismo che determina la riduzione di resistenza generata dall'oscillazione della placca. Anche in quel caso è presente una condizione di ottimo che genera una riduzione di resistenza maggiore e tale valore dipende dal rapporto tra ampiezza e velocità dell'oscillazione il cui ottimo si assesta intorno a $T^+ \approx 100$. Ipotizzando che il meccanismo sia lo stesso, l'aumento di velocità in galleria porta necessariamente a dover aumentare dell'ampiezza dell'oscillazione della sinusoide per mantenere il valore ottimo, così come all'aumento di velocità nel metodo attivo richiedeva un aumento della velocità di oscillazione della placca. Infine, l'analisi delle mappe di energia ha evidenziato un minore livello di produzione di energia cinetica turbolenta e conseguentemente ad un minore livello di dissipazione di energia cinetica turbolenta di questa tipologia di placca rispetto alla placca liscia. Inoltre le mappe di energia hanno mostrato l'esistenza di un legame tra i picchi di produzione e il periodo della sinusoide delle riblettature collocando i picchi nei punti di inversione della sinusoide.
Uno degli obiettivi della tesi era di arrivare ad una maggiore comprensione del funzionamento a livello fluidodinamico di queste superfici, cioè arrivare a comprendere in che modo queste agiscano sulle strutture turbolente. Come spiegato nel corso del lavoro, le tesi maggiormente accreditate sono due che si pensa possano anche agire in maniera combinata: la prima ipotizza che le strutture turbolente vengano allontanate dalla parete a causa di un flusso all'interno delle scanalature che rimane fermo; la seconda ipotizza che le riblet siano in grado di agire sulle strutture coerenti andando a ridurne il numero e ad indebolire quelle presenti. Purtroppo la strumentazione in nostro possesso non ha permesso la verifica della prima ipotesi in quanto gli strumenti non possedevano risoluzione spaziale tale da poterla confermare anche se da alcuni risultati ottenuti sembra effettivamente che le strutture vengano allontanate dalla parete. Per quanto riguarda la seconda ipotesi siamo riusciti a confermare il fatto che il flusso al di sopra delle superfici riblettate presenti un livello minore di energia cinetica turbolenta. Ulteriori studi dovranno provare a capire per le riblet sinusoidali in che modo la forma oscillatoria delle creste agisca sulle strutture turbolente e in che modo questo porti ad una riduzione di resistenza maggiore rispetto alla riblettatura

classica. In tal senso sarà utile condurre delle misurazioni PIV utilizzando il piano laser nella direzione $X - Z$ in modo da poter cogliere, in maniera più accurata di quanto siamo riusciti con la tecnica SPIV, il comportamento del flusso in direzione spanwise sopra la riblettatura sinusoidale
In conclusione, le misurazioni effettuate confermano quanto ipotizzato riguardo l'ulteriore riduzione di resistenza fornita dalla riblettatura sinusoidale rispetto alla riblettatura classica. È tuttavia necessario affrontare il tema riguardante la concreta applicabilità di questa tecnica nei casi reali. È stato ampiamente spiegato come le prestazioni delle superfici con riblettatura sinusoidale varino sensibilmente al variare delle condizioni nelle quali si trovano a dover lavorare ed inoltre permane un problema generale riguardante i metodi produttivi e la pulizia delle superfici. Sebbene portino ad una comprovata riduzione di resistenza, permane un forte ostacolo in termini di costi di produzione di queste superfici e non si hanno garanzie sulla durata in termini di ore di volo per le quali queste possano apportare il miglioramento sperato. Tutto ciò senza considerare il fatto che valori di riduzione di resistenza sono stati ottenuti in condizioni controllate e con delle superfici al limite della perfezione in termini di pulizia. È certo che l'accumulo di sporcizia all'interno delle scanalature porti ad un repentino calo delle performance della superficie e che quindi la pulizia della superficie giochi un ruolo determinante con un relativo costo di manutenzione che gioca a sfavore dell'utilizzo di questa tecnica in ambito aeronautico. Per poter pensare all'applicazione di queste tipologie di superfici è quindi necessario trovare delle metodologie di produzione e delle tecniche di mantenimento della pulizia efficaci e al contempo economiche tali che possano rendere ancora più conveniente l'utilizzo delle superfici riblettate.

Bibliografia

[1] Walsh, M., and A. Lindemann. "Optimization and application of riblets for turbulent drag reduction." 22nd aerospace sciences meeting. 1984.

[2] Van Driest, Edward R. "On turbulent flow near a wall." Journal of the aeronautical sciences 23.11 (1956): 1007-1011.

[3] Coles, Donald. "The law of the wake in the turbulent boundary layer." Journal of Fluid Mechanics 1.2 (1956): 191-226.

[4] Klebanoff, PoSo. Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient. National Bureau of Standards Gaithersburg MD, 1955.

[5] De Graaff, David B., and John K. Eaton. "Reynolds-number scaling of the flat-plate turbulent boundary layer." Journal of Fluid Mechanics 422 (2000): 319-346.

[6] Kline, S. J., and S. K. Robinson. "Quasi-coherent structures in the turbulent boundary layer. I-Status report on a community-wide summary of the data." (1990).

[7] Zhou, Jigen, et al. "Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow." Journal of fluid mechanics 387 (1999): 353-396.

[8] Adrian, Ronald J., Carl D. Meinhart, and Christopher D. Tomkins. "Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer." Journal of fluid Mechanics 422 (2000): 1-54.

[9] Nolan, K. P., E. J. Walsh, and D. M. McEligot. "Quadrant analysis of a transitional boundary layer subject to free-stream turbulence." Journal of fluid mechanics 658 (2010): 310-335.

[10] Theodorsen, Theodore. "Mechanisms of turbulence." Proceedings of the 2^{nd} Midwestern Conference on Fluid Mechanics, 1952.

[11] Ganapathisubramani, Bharathram, Ellen K. Longmire, and Ivan Marusic. "Characteristics of vortex packets in turbulent boundary layers." Journal of Fluid Mechanics 478 (2003): 35-46.

[12] Elsinga, G. E., et al. "Three-dimensional vortex organization in a high-Reynolds-number supersonic turbulent boundary layer." Journal of Fluid Mechanics 644 (2010): 35-60.

[13] Adrian, Ronald J. "Hairpin vortex organization in wall turbulence." Physics of Fluids 19.4 (2007): 041301.

[14] Falco, R. E. "Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers." The Physics of Fluids 20.10 (1977): S124-S132.

[15] S.B.Pope. "Turbulent Flows". Cambridge University Press. (2000).

[16] Bushnell, D. M. (2003). Aircraft drag reduction—a review. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering, 217(1), 1–18.

[17] Jung, Wen-Je, Norberto Mangiavacchi, and Rayhaneh Akhavan. Suppression of turbulence in wall-bounded flows by high-frequency spanwise oscillations. Physics of Fluids A: Fluid Dynamics 4.8 (1992): 1605-1607.

[18] Choi, Kwing-So. Near-wall structure of turbulent boundary layer with spanwise-wall oscillation. Physics of Fluids 14.7 (2002): 2530-2542.

[19] Baron, Arturo, and Maurizio Quadrio. Turbulent drag reduction by spanwise wall oscillations. Applied Scientific Research 55.4 (1995): 311-326.

[20] Bechert, D., and W. Reif. "On the drag reduction of the shark skin." 23rd Aerospace sciences meeting. 1985.

[21] Viswanath, P.R. (2002). Aircraft viscous drag reduction using riblets. Progress in Aerospace Sciences. 38. 571-600. 10.1016/S0376-0421(02)00048-9.

[22] Bechert, D. W., Bruse M. e Hage W. e J.G.T. e Van Der Hoeven e Hoppe G.. "Experiments on drag-reducing surfaces and their optimization with an adjustable geometry." Journal of fluid mechanics 338 (1997): 59-87.

[23] García-Mayoral, Ricardo, and Javier Jiménez. "Drag reduction by riblets." Philosophical transactions of the Royal society A: Mathematical, physical and engineering Sciences 369.1940 (2011): 1412-1427.

[24] Choi, Kwing-So. "Near-wall structure of a turbulent boundary layer with riblets." Journal of fluid mechanics 208 (1989): 417-458.

[25] Jiménez, Javier. "On the structure and control of near wall turbulence." Physics of Fluids 6.2 (1994): 944-953.

[26] Bechert, D. W., and M. Bartenwerfer. "The viscous flow on surfaces with longitudinal ribs." Journal of fluid mechanics 206 (1989): 105-129.

[27] Luchini, Paolo, Fernando Manzo, and Amilcare Pozzi. "Resistance of a grooved surface to parallel flow and cross-flow." Journal of fluid mechanics 228 (1991): 87-109.

[28] Choi, Haecheon, Parviz Moin, and John Kim. "Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets." Journal of fluid mechanics 255 (1993): 503-539.

[29] Li, W., et al. "Turbulent drag reduction by spanwise traveling ribbed surface waves." European Journal of Mechanics-B/Fluids 53 (2015): 101-112.

[30] Peet, Yulia, Pierre Sagaut, and Yves Charron. "Turbulent drag reduction using sinusoidal riblets with triangular cross-section." 38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit. 2008.

[31] M.Raffel, C.willert, S.Wereley, J.Kompenhans. "Particle Image Velocimetry - A Practical Guide" Second Edition - Springer (2007)

[32] Hutchins, Nicholas, et al. "Hot-wire spatial resolution issues in wall-bounded turbulence." Journal of Fluid Mechanics 635 (2009): 103-136.

[33] Bhatia, Jagdish C., Franz Durst, and J. Jovanovic. "Corrections of hot-wire anemometer measurements near walls." Journal of Fluid Mechanics 122 (1982): 411-431.

[34] Wallace, James M., Helmut Eckelmann, and Robert S. Brodkey. "The wall region in turbulent shear flow." Journal of Fluid Mechanics 54.1 (1972): 39-48.

[35] Wallace, James M. "Quadrant analysis in turbulence research: history and evolution." Annual Review of Fluid Mechanics 48 (2016): 131-158.

[36] Monty, J. P., et al. "A comparison of turbulent pipe, channel and boundary layer flows." Journal of Fluid Mechanics 632 (2009): 431-442.

[37] Cai, W-H., et al. "Study on the characteristics of turbulent drag-reducing channel flow by particle image velocimetry combining with proper orthogonal decomposition analysis." Physics of Fluids 21.11 (2009): 115103.

[38] Sirovich, Lawrence. "Turbulence and the dynamics of coherent structures. I, II, III" Quarterly of applied mathematics 45.3 (1987): 561-571.

Sitografia

[39] https://www.theengineeringconcepts.com/boundary-layer/

[40] https://www.dantecdynamics.com/product/miniature-wire-probe-boundary-layer/