

POLITECNICO DI TORINO

Corso di Laurea Magistrale
in Ingegneria Aerospaziale



**Politecnico
di Torino**

Tesi di Laurea Magistrale

Struttura della turbolenza di parete in uno strato limite manipolato con riblets sinusoidali

Relatori

Prof. Gaetano Iuso

Prof. Gioacchino Cafiero

Studente

Giulio Virgillito

matricola: s261387

Aprile 2022

Indice

Introduzione	5
1 Lo Strato Limite	10
1.1 Equazioni dello strato limite.....	12
1.2 La turbolenza	13
1.3 Lo Strato limite turbolento.....	16
1.4 Strutture coerenti dello Strato Limite	20
1.5 Controllo dello Strato Limite mediante riblets.....	24
2 Apparato sperimentale	31
2.1 Galleria del Vento.....	31
2.2 Particle Image Velocimetry	35
2.3 Pre-processing e processing delle immagini	39
3 Analisi dei dati	49
3.1 Analisi Statistica	49
3.2 Analisi VISA.....	51
4 Risultati	57
4.1 Analisi Statistica	57
4.2 Analisi VISA.....	72
5 Conclusioni	90
Bibliografia	92
Indice delle Figure.....	95

Introduzione

Il problema dell'inquinamento sta diventando sempre più importante nell'ambito industriale, come testimoniano i numerosi eventi ascrivibili al cambiamento climatico. In particolare, dal momento che il trasporto aereo ha subito una forte crescita negli ultimi vent'anni e si prevede che tale crescita non cesserà in futuro, fattori come l'inquinamento acustico nelle zone aeroportuali e l'emissione di gas inquinanti in atmosfera sono ormai protagonisti nello sviluppo dell'aviazione, tanto da rappresentare i principali obiettivi dell'ACARE Flightpath 2050.

Per quanto concerne la riduzione del consumo di combustibile, strettamente correlato al problema delle emissioni, la tendenza è quella di ridurre la resistenza aerodinamica del velivolo, con particolare enfasi nella resistenza d'attrito che ne rappresenta il maggior contributo, circa il 50%. Basti pensare che una riduzione del 2% porterebbe ad un risparmio di combustibile di circa 1.6 tonnellate o, analogamente, consentirebbe l'inserimento di 10 passeggeri in più per aeromobile, portando ad una crescita dei profitti nell'ordine del milione di dollari all'anno per ciascun velivolo, come sottolineato da Bechert & Hage (2006).

La resistenza di attrito aumenta notevolmente a transizione avvenuta, ovvero quando lo Strato Limite passa da laminare a turbolento. A tal proposito, nel corso degli ultimi anni sono state sviluppate tecniche di riduzione dell'attrito che vanno generalmente in due direzioni: metodi di ritardo nella transizione laminare-turbolenta, tecniche di controllo della turbolenza attive e passive. Le tecniche di controllo attive realizzano elevate riduzioni della resistenza a fronte di una certa complessità e di una spesa energetica che deve essere più bassa possibile affinché il processo risulti ingegneristicamente conveniente.

Le tecniche di controllo passivo risultano meno costose e molto più semplici in termini di installazione e manutenzione, ma hanno lo svantaggio di raggiungere minori riduzioni di resistenza, seppur gradevoli.

Delle diverse tecniche di controllo passivo, quelle che hanno suscitato il maggior interesse sono le riblets, ovvero microscalature allineate con la direzione della corrente fluida su superfici aerodinamiche concepite per modificare il flusso a parete senza alterarne la natura, tanto che oggi se ne testa l'efficacia in diversi settori nonostante l'idea nacque per l'impiego aeronautico. Più in dettaglio, noto che un campo di moto turbolento vede la sovrapposizione di moto caotico ad una serie di strutture organizzate, le riblets vanno a modificare le *streaks*, regioni allungate di fluido ad alta e bassa velocità disposte vicino a parete in modo alternato che sono responsabili degli eventi di "*bursting*", e i vortici longitudinali controrotanti che rappresentano le strutture predominanti nella regione vicino alla parete. Lo scopo delle riblets è quello di limitare la loro interazione con i e mitigare l'attività turbolenta nella regione vicino alla parete.

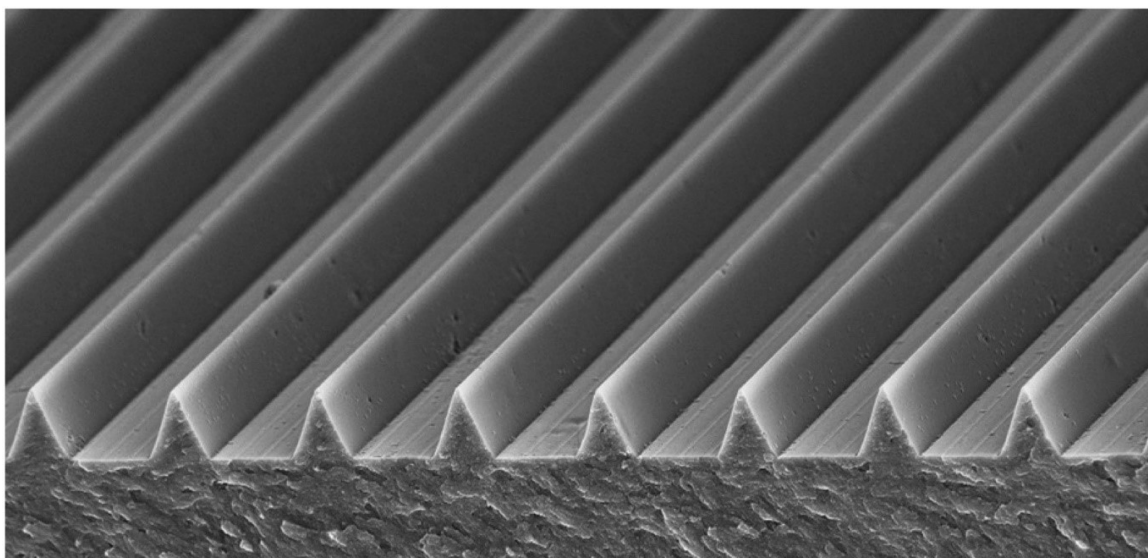


Figura 1: esempio di superficie con riblets

Nel tempo sono state proposte diverse configurazioni, partendo dalle riblets bidimensionali, le cui scanalature non variano in direzione parallela al flusso, fino a pareti che simulavano le micro-rugosità superficiali nella pelle di alcuni squali, mostrati in *figura 2*, nell'analisi condotta da Bechert & Hage (2006) o le piume di abili volatili introdotte da Chen et al. (2014).

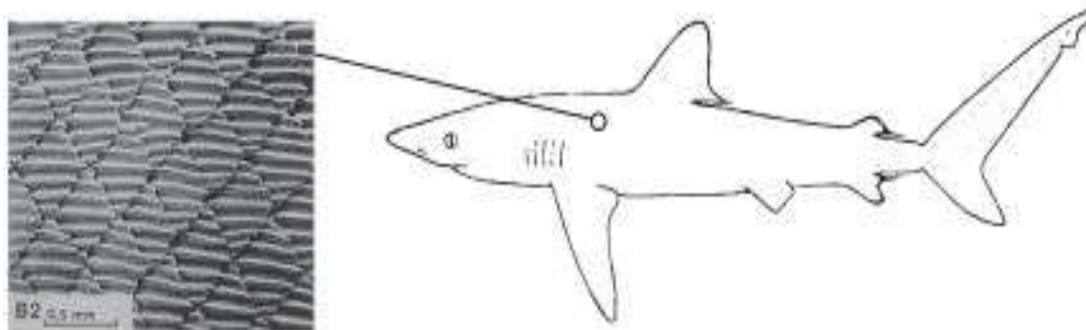


Figura 2: microrugosità della pelle di un Carcharhinus galapagensis

L'efficacia delle riblets dipende fortemente dalla geometria della loro sezione trasversale, sia in termini di forma che di spaziatura e profondità delle scanalature.

Diversi esperimenti con le più disparate geometrie trasversali si sono avvicinati a riduzioni della resistenza di attrito del 10%. Ad esempio, Viswanath (2002) ha raggiunto valori del 5-8% su un profilo alare 2D con riblets di opportuna geometria e successivamente su un intero modello Airbus A-320, evidenziando che un simile valore porterebbe a riduzioni del 2% della resistenza complessiva, come confermato dalla compagnia aerea Airbus.

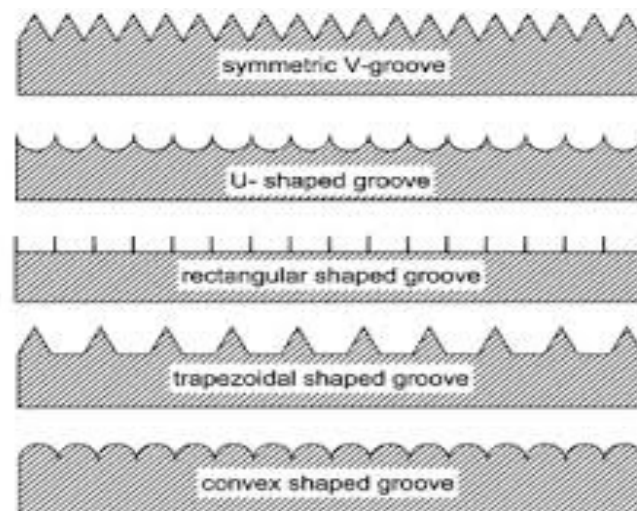


Figura 3: varie geometrie di riblets studiate

Tuttavia, se ci si focalizza sul risparmio in termini economici bisogna considerare tutti i costi che derivano dalla loro applicazione, in aggiunta al fatto che non sempre si vola nelle condizioni ottimali e che tali superfici non possono essere disposte sull'intero aeromobile. Questi aspetti pongono dei dubbi sulla reale convenienza della loro applicazione ed hanno portato allo sviluppo di configurazioni che potessero incrementarne ulteriormente i benefici, come le riblets sinusoidali. Le ultime sono basate sull'idea di accoppiare le peculiarità delle scanalature alle oscillazioni trasversali della parete, caratteristica sfruttata dalla relativa tecnica di controllo attivo, e potrebbero incrementare del 50% i benefit rispetto alle classiche riblets longitudinali, secondo lo studio analitico e computazionale di Peet & Sagaut (2008) (2009). Invece, dai risultati ottenuti da Kramer et al. (2010) sembrerebbe che esse non diano ulteriori riduzioni rispetto alle longitudinali.

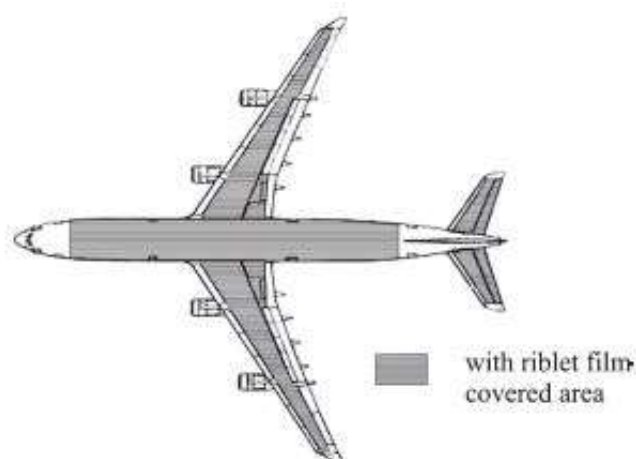


Figura 4: riblets su velivolo commerciale Airbus A340-300 (Cathay Pacific Airways)

Dunque, noto che l'applicazione di riblets su una superficie riduce la resistenza di attrito, l'obiettivo del presente lavoro di tesi è quello di analizzare ed approfondire l'efficacia delle riblets a pattern sinusoidale, confrontandole con il caso longitudinale, attraverso un'indagine sperimentale fatta presso il laboratorio di Aerodinamica del Politecnico di Torino, con l'ausilio della Particle Image Velocimetry (PIV), che rappresenta una delle tecniche più promettenti e sofisticate nell'aerodinamica sperimentale e, in particolar modo, negli studi riguardanti i flussi di parete.

1 Lo Strato Limite

Per molti anni, la fluidodinamica venne studiata sotto le ipotesi di fluido inviscido, perché si era compreso che l'effetto della viscosità si faceva sentire in una zona molto piccola rispetto alle dimensioni caratteristiche del campo di moto fluido e ciò non permetteva di determinare accuratamente la coppia di azioni elementari aerodinamiche agenti su un generico corpo, pressione e sforzo di attrito. Solo nell'ultimo secolo, Ludwig Prandtl comprese che se da un lato la parete imponeva la condizione di aderenza nelle sue immediate vicinanze e dall'altro, all'aumentare della distanza, la velocità dovesse tendere alla velocità del flusso esterno indisturbato, ci doveva essere una regione di flusso con forti gradienti di velocità $\partial u / \partial y$, nonostante le piccole dimensioni, in cui non si poteva più presupporre che la viscosità avesse effetti lievi, ma anzi fungesse da forza motrice dell'intero processo.

In sostanza, la condizione di aderenza implica che il flusso in prossimità della parete debba avere velocità pari a quella della parete stessa, mentre il flusso libero, supposto irrotazionale, ha una velocità diversa. Quindi la diffusione molecolare, attraverso l'immissione di vorticità nel sistema, raccorda la velocità esterna a quella di parete e per effetto di questo processo nasce uno strato rotazionale che, oggi, è noto come Strato Limite.

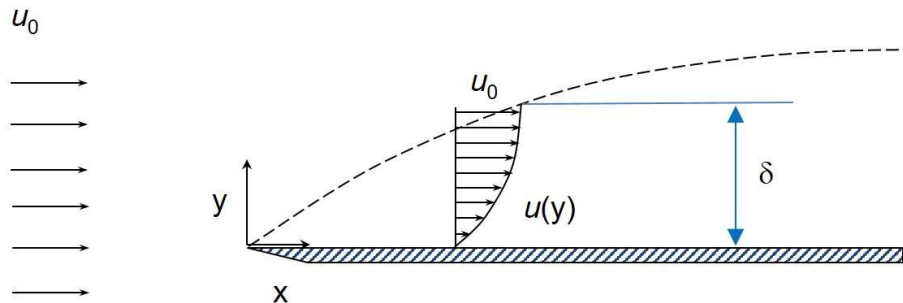


Figura 1.1: Strato limite su lastra piana

Il decantato passaggio di velocità avviene gradualmente ed in modo asintotico, tanto che convenzionalmente si definisce lo spessore dello Strato Limite δ , cioè la lunghezza che identifica la regione in cui le forze di inerzia e le forze viscosi hanno lo stesso ordine di grandezza, come la dimensione normale alla parete entro il quale la velocità passa dal valore nullo fino al 99% di U_e . Oltre allo spessore dello Strato Limite, per caratterizzare gli effetti della viscosità, si definiscono rispettivamente lo spessore di spostamento e lo spessore di quantità di moto:

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

$$\theta(x) = \int_0^\infty \frac{\bar{u}}{u_e} \left(1 - \frac{\bar{u}}{u_e}\right) dy$$

Il primo denuncia il difetto di massa dello strato limite, mentre il secondo denuncia il difetto di quantità di moto dello strato limite.

L'entità di questi varia a seconda che lo strato limite sia laminare o turbolento e ciò viene quantificato dal fattore di forma:

$$H = \frac{\delta^*}{\theta} \approx \begin{cases} 2.6 & \rightarrow \text{Flusso laminare} \\ 1.3 & \rightarrow \text{Flusso turbolento} \end{cases}$$

Infatti, lo Strato Limite nasce laminare e successivamente, avvenuta la transizione, presenta una zona turbolenta.

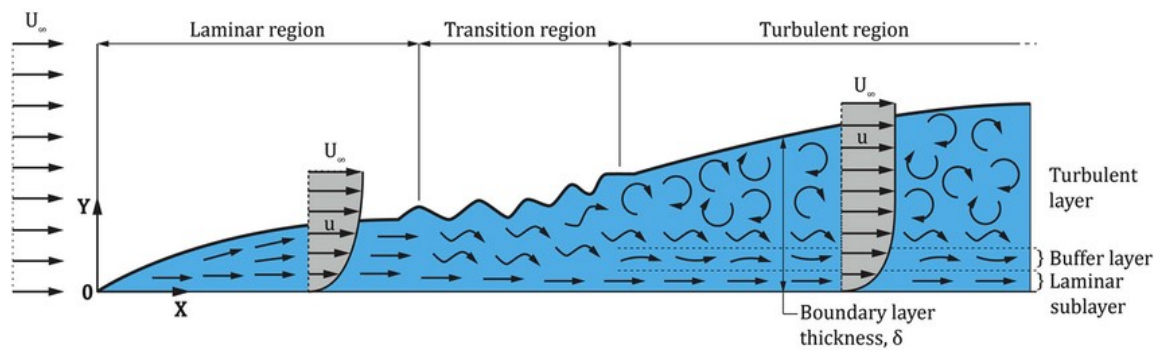


Figura 1.2: transizione dello Strato Limite su Lastra Piana

Sebbene non si conosca dettagliatamente la dinamica della transizione, è noto che già nel laminare sono presenti delle perturbazioni di velocità che crescono e si accoppiano, per la natura non lineare del fenomeno, portando alla generazione della turbolenza.

Il parametro regolatore, che rappresenta il peso degli effetti inerziali rispetto a quelli viscosi, è il numero di Reynolds: $Re = \frac{\rho V L}{\mu}$

Quando l'inerzia è preponderante, a Re elevati, le non linearità diventano tali da rendere il flusso laminare instabile e portarlo alla transizione. A tal proposito, si definisce il numero di Reynolds critico come il valore che identifica l'ascissa oltre il quale lo strato limite diventa turbolento:

$$Re_{cr} = \frac{\rho V x_{cr}}{\mu} = 5 \cdot 10^5 \rightarrow x_{cr} = \frac{\mu Re_{cr}}{\rho V}$$

A rigore quanto detto avviene in modo graduale, come si può notare dallo sketch in figura 1.2, fino a raggiungere un regime completamente turbolento. In questa condizione, al campo di velocità stazionario e di sola traslazione, caratteristico del regime laminare, si vanno a sommare le diverse oscillazioni che conferiscono al flusso il carattere instazionario, tridimensionale e multi-scala tipico dei flussi turbolenti, rendendone la risoluzione molto più complessa.

1.1 Equazioni dello strato limite

Con la scoperta dello Strato Limite, Prandtl intuì che le azioni inerziali operano sulle grandi scale spaziali, dell'ordine della dimensione caratteristica del corpo in esame L , mentre gli effetti viscosi operano su piccole scale, con dimensione caratteristica δ .

Pertanto, quando si normalizzano le equazioni di governo, al fine di svincolarci dalla dimensione fisica del problema, bisogna considerare il fatto che lo Strato Limite presenta due lunghezze L e δ , con il quale vanno scalate rispettivamente le grandezze in direzione x e y .

Partendo dalle equazioni di Navier-Stokes nel caso di Strato Limite stazionario e bidimensionale:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$$

Si effettua un'analisi degli ordini di grandezza e si applica l'ipotesi che la scala longitudinale è molto maggiore della scala trasversale: $L \gg \delta$

Dal bilancio di massa:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \rightarrow v \sim \frac{U\delta}{L} \rightarrow [v] = O(\delta)$$

nel rispetto della continuità della portata, dato che le variazioni trasversali sono dell'ordine di δ , la componente di velocità v è molto minore di u .

Dal bilancio di quantità di moto lungo x , in modo simile, si nota che il termine viscoso $\nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ può essere trascurato:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

Dal bilancio di quantità di moto lungo y , si osserva che il gradiente di pressione moltiplica un termine molto grande. Quindi per essere paragonabile agli altri termini deve essere: $\frac{\partial p}{\partial y} \simeq 0$

Questo risultato permette di dedurre che la pressione all'interno dello strato limite è pari a quella del flusso esterno $p = p_e(x)$, dipendente dalla geometria del corpo in esame. Ponendoci nel caso più semplice di placca piana ad incidenza nulla rispetto alla corrente, il problema si riduce ad un sistema di due equazioni nelle due incognite u , v :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

Le equazioni sopra possono essere usate per lo studio dello Strato Limite sia nel caso laminare che turbolento e possono essere risolte senza troppa difficoltà, dal momento che appartengono alla famiglia di equazioni differenziali alle derivate parziali di tipo parabolico, a differenza delle Navier-Stokes complete.

1.2 La turbolenza

Nonostante la maggior parte dei campi fluidodinamici che si instaurano in natura sono turbolenti, risulta difficile dare una definizione precisa della turbolenza. Può essere agevole considerarla come uno stato di continua instabilità che rende il fenomeno fortemente variabile nel tempo e nello spazio, oltre che multiscala. Dire che il problema è multiscala implica che esso coinvolge strutture con dimensioni molto diverse tra loro, dalle più grandi dell'ordine della dimensione caratteristica del campo di moto alle scale più piccole in cui le forze di inerzia sono bilanciate dalla diffusione molecolare. La più piccola dimensione delle strutture è detta scala di Kolmogorov:

$$Re_\eta \sim \frac{\eta V_\eta}{\nu} \sim 1 \rightarrow \eta \sim \frac{\nu}{V_\eta}$$

È bene evidenziare che nonostante questa dimensione sia decisamente piccola, risulta molto maggiore rispetto al libero cammino medio λ , garantendo l'ipotesi del continuo e l'applicabilità delle equazioni di governo.

Come risultato dell'instabilità, il flusso cambia in ogni momento e questo riduce il livello di predicibilità al punto che risulta più appropriato descrivere il flusso statisticamente. Infatti, se da un lato il flusso presenta delle caratteristiche random, dall'altro il fatto che ci siano delle equazioni atte a descriverne il comportamento non consente di affermare che il flusso sia completamente caotico. Quindi, la domanda è se la casualità risulta tale da rendere l'analisi statistica più appropriata.

In caso di risposta affermativa, la descrizione statistica di un flusso turbolento inizia dividendo le variabili del campo di moto in una componente media ed una fluttuante, dipendente dal tempo, attorno alla media. Ad esempio, la componente di velocità longitudinale:

$$u = \bar{U} + u'(t)$$

Le informazioni riguardanti la struttura delle fluttuazioni di velocità, quindi della turbolenza stessa, sono date dai momenti centrali di ordine k , definiti come:

$$\mu_k = \overline{(U - \bar{U})^k} = \int_{-\infty}^{\infty} (U - \bar{U})^k P(U) dU$$

dove $P(U)$ è la funzione di densità di probabilità, la cui area rappresenta la probabilità di trovare un generico valore della variabile in esame entro lo spazio definito dagli estremi dell'integrale.

Ponendoci nel discreto, per $k = 1$ si determina la velocità media del flusso:

$$\mu_1 = \sum_{i=1}^N \frac{U_i}{N}$$

Per $k = 2$, si determina il momento del secondo ordine, noto come varianza, che fornisce informazioni su quanto il valore istantaneo si discosta dal valor medio:

$$\mu_2 = \sum_{i=1}^N \frac{(U_i - \mu_1)^2}{N}$$

La radice σ , ovvero la deviazione standard, risulta una buona misura dell'ampiezza delle fluttuazioni dato che l'esponente pari evita che fluttuazioni positive e negative si elidano.

Per $k = 3$, dividendo il momento per la σ elevata all'opportuno esponente, in modo che la grandezza statistica risulti adimensionale, si ottiene la Skewness:

$$S = \frac{\mu_3}{\sigma^3} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(U_i - \mu_1)^3}{\sigma^3}$$

questa fornisce informazioni sull'asimmetria nella distribuzione delle fluttuazioni rispetto alla distribuzione gaussiana.

Per $k = 4$, in modo analogo al caso precedente si determina la Flatness legata all'ampiezza delle code, che confronta gli estremi della distribuzione al caso gaussiano:

$$F = \frac{\mu_4}{\sigma^4} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(U_i - \mu_1)^4}{\sigma^4}$$

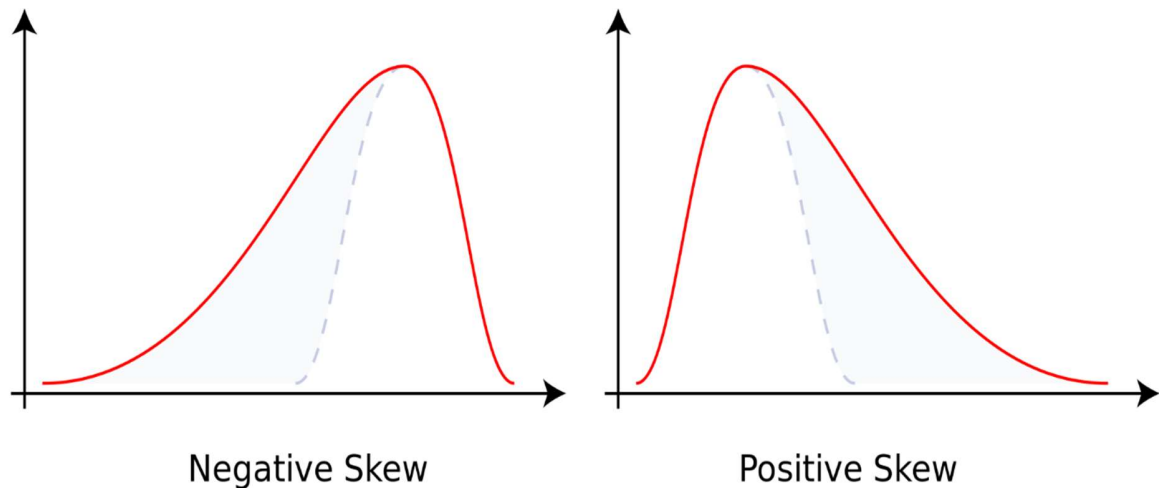


Figura 1.3: effetto della Skewness sulla pdf

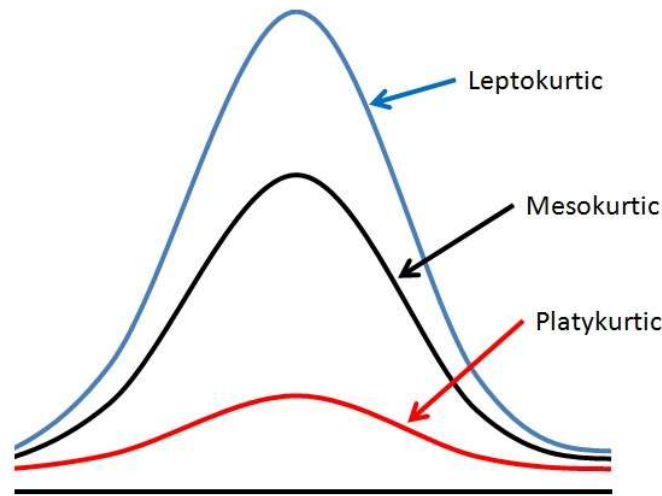


Figura 1.4: effetto della Flatness sulla pdf

I valori di S e F sono molto importanti nell'analisi statistica e, in particolare, nello studio della turbolenza poiché valori diversi da quelli canonici che competono ad una distribuzione Gaussiana, considerata come modello di riferimento dato che rappresenta la tipica distribuzione di un fenomeno casuale, indicano la presenza di strutture coerenti nello strato limite turbolento e di moti organizzati che si sovrappongono al moto random.

Ulteriori informazioni sulle fluttuazioni di velocità e sulle caratteristiche della turbolenza sono date dalle funzioni di correlazione spaziale e temporale. Il coefficiente di correlazione relativo a due fluttuazioni di velocità è definito come:

$$R = \frac{\overline{u_1 u_2}}{(\overline{u_1^2} \overline{u_2^2})^{1/2}}$$

tale quantità misura il livello di dipendenza statistica, cioè quanto le grandezze abbiano proprietà simili.

La suddivisione delle variabili, anche se attribuibile a Boussinesq, è nota come decomposizione di Reynolds in onore del fatto che egli la applicò alle equazioni di governo, ricavando le equazioni della turbolenza.

Dal bilancio di massa, si determina:

$$\begin{cases} \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \\ \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \end{cases}$$

cioè la componente media e quella fluttuante devono soddisfare indipendentemente la continuità.

Nel bilancio di quantità di moto:

$$U_j \frac{\partial U_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j}$$

L'equazione ricavata differisce dal caso laminare per l'ultimo termine legato alla natura non lineare del problema, rappresentativo delle interazioni fra le strutture interne del sistema di differente scala. La generazione di diverse scale in un flusso turbolento è un fenomeno intrinseco e spontaneo che porta, attraverso il processo di cascata energetica, alla formazione delle strutture vorticosi che si sovrappongono al moto casuale chiamati “*eddies*” in letteratura. In pratica, al flusso medio viene sottratta energia dagli eddies più grandi e viene trasmessa agli eddies sempre più piccoli che si sviluppano all'interno dei primi, fino ad arrivare ai vortici di scala più piccola in cui avviene la dissipazione viscosa della stessa energia.

Raggruppando gli ultimi due termini dell'equazione:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_i u'_j} \right)$$

appare evidente che i termini legati alla media del prodotto delle fluttuazioni si sommano agli effetti viscosi e, dato che sono generalmente qualche ordine di grandezza maggiori rispetto agli ultimi, incrementano in modo sostanziale l'entità della dissipazione, quindi l'attrito a parete:

$$\tau_w = \tau_{VISC} + \tau_{TURB} \gg \tau_{VISC}$$

Questi sono comunemente noti come Sforzi di Reynolds $\tau_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j}$ e rappresentano il trasporto di quantità di moto ad opera delle fluttuazioni durante il meccanismo di cascata energetica.

Seguendo il modello di Boussinesq si introduce una viscosità turbolenta ν_t che consente di scrivere gli sforzi di Reynolds in modo simile a quelli viscosi:

$$\tau_{TURB} = -\overline{\rho u'v'} = \rho \nu_t \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} \right)$$

A differenza della viscosità molecolare, che rappresenta una proprietà del fluido, la controparte turbolenta rappresenta una possibile modellizzazione dell'azione turbolenta.

Infatti, la decomposizione causa un aumento delle variabili a fronte di un minor numero di equazioni. Risulta ovvio che per risolvere numericamente il problema bisogna utilizzare modelli di chiusura che caratterizzino il tensore degli Sforzi di Reynolds o procedere per via sperimentale.

1.3 Lo Strato limite turbolento

Come precedentemente accennato, lo Strato Limite turbolento possiede una natura multistrato che ne rende la trattazione molto più complicata rispetto al caso laminare. Pertanto, gli studi sulla turbolenza di parete necessitano dell'aiuto dell'analisi numerica e/o sperimentale.

Consideriamo per semplicità il caso di uno strato limite bidimensionale ed incomprimibile, applicando separatamente la condizione di aderenza a parete alla velocità media ed alle fluttuazioni:

$$U_i = 0; \quad u' = v' = 0;$$

di conseguenza:

$$(-\overline{u'v'})_w = 0$$

Lontano dalla parete invece la turbolenza genera sforzi molto più grandi di quelli viscosi, che diventano sempre meno importanti. Ricordando che lo sforzo di attrito totale è:

$$\tau = \mu \frac{\partial U}{\partial y} - \rho \overline{u'v'}$$

se lo sforzo variasse rapidamente come le fluttuazioni con y il flusso dovrebbe essere soggetto ad accelerazioni che non rispecchiano la sua reale distribuzione, osservata in laboratorio. Seguendo questa logica, vicino a parete lo sforzo viscoso dovrà compensare ciò che gli sforzi di Reynolds fanno più lontano. Così non si esclude che le due tipologie di sforzo varino in modo rapido se considerate separatamente e lo sforzo di attrito complessivo varierà lentamente lungo y .

La regione in cui l'attrito viscoso dà un largo contributo è una piccola frazione dello Strato Limite in cui sono state osservate le più grandi variazioni di velocità, il profilo di velocità dalla parete sale molto rapidamente per poi appiattirsi quando ci si allontana. Inoltre, concentrandosi sul tasso di produzione di energia cinetica turbolenta:

$$-\overline{u'v'} \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \left(\tau - \mu \frac{\partial U}{\partial y} \right) \frac{\partial U}{\partial y}$$

matematicamente, se τ si mantiene circa costante, vicino a parete il contributo preponderante sarà quello viscoso, lontano dalla parete domineranno le fluttuazioni turbolente e la massima produzione si verifica laddove cambia il peso dei singoli contribuenti.

Queste considerazioni hanno permesso di dividere lo Strato Limite turbolento in Inner Layer, ovvero la regione in cui l'introduzione di nuova energia ed il processo di dissipazione si bilanciano, che costituisce il 20% dello spessore δ e l'Outer Layer, dal quale la struttura dell'Inner Layer sarà indipendente, che identifica la restante parte.

Nell'Inner Layer vale:

$$\tau_w = \tau_{VISC} + \tau_{TURB} = \mu \frac{\partial U}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} = cost$$

All'interno il profilo di velocità non dipende dalle condizioni che hanno portato allo sviluppo dello Strato Limite $\delta(x)$ e $U_e(x)$, quindi il campo di moto: $\bar{U} = \bar{U}(y, \rho, \mu, \tau_w)$

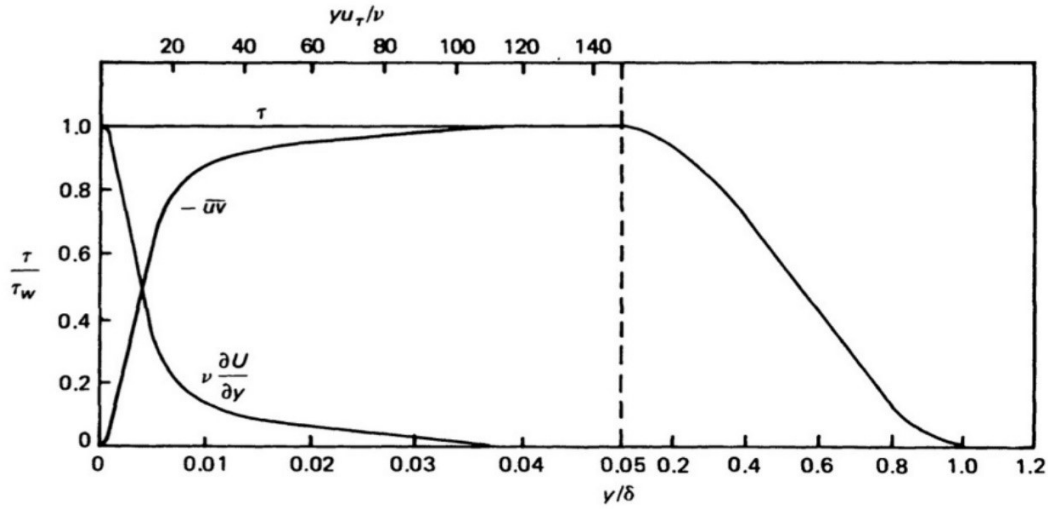


Figura 1.5: sforzo di attrito all'interno dello Strato Limite, D. J. Tritton (1988)

Introducendo una velocità caratteristica della regione a parete $u_\tau = (\tau_w/\rho)^{\frac{1}{2}}$, si normalizzano U e y in modo da ottenere un profilo di velocità quasi universale.

Nella regione prossima a parete, per $y^+ < 5$: $\tau_w \simeq \mu \frac{\partial U}{\partial y}$

Questa zona in cui gli effetti viscosi dominano sugli effetti turbolenti prende il nome di Viscous Sublayer e vede un profilo di velocità lineare:

$$u^+ = \frac{\bar{U}}{U_e} = \left(\frac{yu_\tau}{\nu}\right) = y^+$$

Lontano dalla parete, per $30 < y^+ < 500 \div 1000$, la viscosità perde di importanza a favore delle fluttuazioni ed il gradiente di velocità media:

$$\frac{\partial U}{\partial y} = f(u_\tau, y) = \frac{u_\tau}{ky}$$

Integrando:

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau} = \frac{1}{k} \left[\ln \left(\frac{yu_\tau}{\nu} \right) + A \right]$$

dove la costante di Von Karman $k = 0.4$, dipendente dalle proprietà dello Strato Limite, e la costante di integrazione $C \simeq 5.1$, dipendente dalle condizioni al contorno, sono state confermate da dati sperimentali.

Tale sottostrato noto come Logarithmic Layer, per via del profilo di velocità, comprende circa il 70 ÷ 80% dell'Inner Layer in cui si sviluppano la maggior parte delle strutture vorticosi, responsabili degli elevati sforzi di Reynolds.

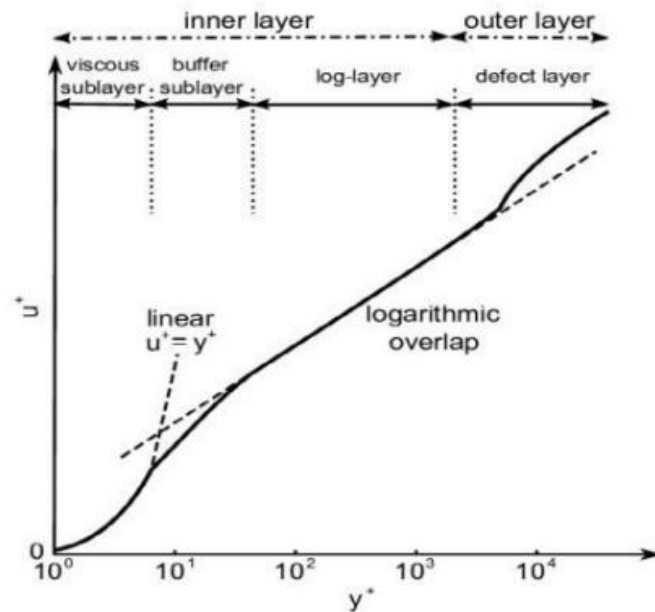


Figura 1.6: regioni caratteristiche dello Strato Limite Turbolento

Per $5 < y^+ < 30$, ci si trova nella zona di raccordo tra le due già viste, chiamata Buffer Layer. Qui si riscontra la maggiore attività turbolenta in termini di produzione di energia cinetica.

Le leggi di parete appena viste costituiscono il più importante risultato della teoria dello Strato Limite turbolento. In particolare, la zona logaritmica che si estende a distanze y^+ dipendenti dal numero di Reynolds costituisce la regione in cui tipicamente si effettuano le misure sperimentali indirette, cioè le tecniche che misurano grandezze legate allo sforzo di attrito come la velocità a partire dalle quali si deducono gli sforzi stessi.

Infatti, mentre nel caso laminare risulta agevole sfruttare la linearità del profilo di velocità nell'intorno della parete, nel caso turbolento il tratto lineare è ridotto al Viscous Sublayer che costituisce solo una piccolissima parte dell'Inner Layer. Risulta evidente la difficoltà nell'effettuare misurazioni in questa zona e tale difficoltà aumenta con il numero di Reynolds, dal momento che lo spessore dei singoli strati diminuisce con esso.

Oltre il Logarithmic Layer, si entra nell'Outer Layer in cui il profilo di velocità è stato determinato da Coles. Egli ha dedotto che la distribuzione è simile a quella trovata nella zona adiacente:

$$\frac{U}{u_\tau} = \frac{1}{k} \ln(y^+) + C + \frac{\pi}{k} w\left(\frac{y}{\delta}\right)$$

In pratica, al profilo precedente si somma la funzione d'onda $w\left(\frac{y}{\delta}\right)$, che risulta trascurabile sotto $\frac{y}{\delta} \simeq 0.15$, valore ricavato sperimentalmente.

Oltre l'Outer Layer si trova infine la zona di interfaccia che collega lo strato limite rotazionale al flusso esterno inviscido ed irrotazionale, che nel caso turbolento risulta più piccola del corrispettivo laminare. Per comprendere, supponiamo che il flusso nella regione non turbolenta è irrotazionale,

il processo di diffusione della turbolenza, parte del processo di entrainment del flusso, che vede l'immissione di vorticità può avvenire esclusivamente ad opera della viscosità e, di conseguenza, influisce sugli eddies in cui il suo contributo è significativo, ovvero i più piccoli. Come vedremo, gli eddies più grandi, invece, vengono chiamati "Strutture Coerenti" perché responsabili dei moti coerenti periodici ed organizzati.

1.4 Strutture coerenti dello Strato Limite

Le strutture coerenti identificano quegli eddies che inducono moto periodico ed organizzato viaggiando all'interno del campo di moto caotico abbastanza a lungo da modificare significativamente la statistica dello stesso grazie alla grande quantità di vorticità e di energia che le caratterizza. Cioè quelle strutture di dimensioni caratteristiche comparabili alle scale del fenomeno in esame.

In questa direzione, Adrian (2007) ha concepito un modello che vede l'Hairpin Vortex come struttura predominante. Queste sono strutture, frequenti nel Logarithmic Layer e nell'Outer Layer, inclinate di circa 45° rispetto alla parete, composte da una coppia di vortici controrotanti in direzione streamwise che costituiscono le gambe e da un filamento di vortice ad arco in direzione spanwise collegato alle gambe che ne costituisce la testa.

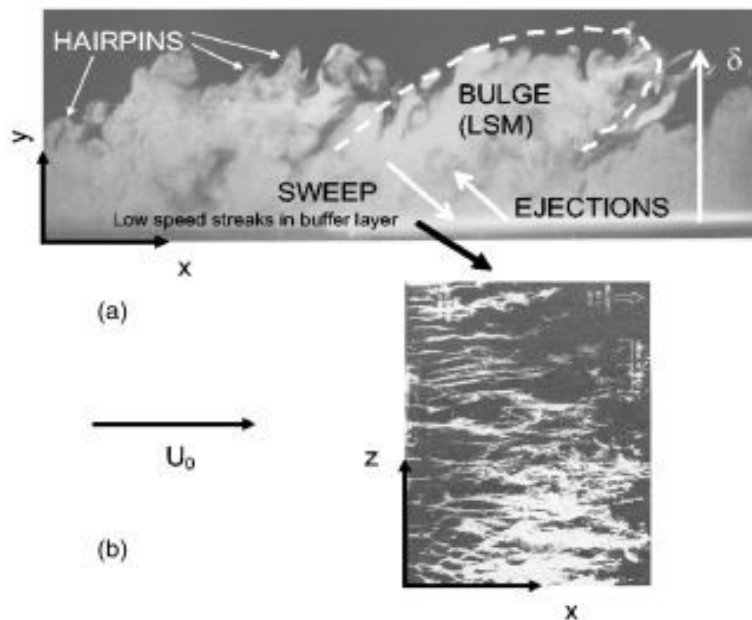


Figura 1.7: visualizzazioni di uno Strato limite turbolento: (a) visualizzazione nel piano x-y; (b) visualizzazione nel piano x-z

Dunque, le gambe, più basse, sperimentano velocità medie minori rispetto alla testa, trasportata più rapidamente dal flusso convettivo. Da quanto detto deriva la tendenza delle gambe ad essere stirate ed intensificate, causando un ulteriore sollevamento delle teste degli hairpin.

Osservando la *figura 1.8*, frutto dell'analisi numerica condotta dallo stesso Adrian, si suppone che tra le gambe dei vortici il flusso viene spinto verso l'alto in una forte *ejections*, circa perpendicolare all'inclinazione dell'hairpin, o formando un'altra struttura coerente riportata nella *figura 1.7b* con inclinazioni minori, la Low-Speed Streak causando complessivamente una grande concentrazione di fluido nella regione interna. Esternamente alle gambe, il flusso ad alta velocità viene spinto verso il basso formando gli *sweeps*.

Quanto detto è in accordo con l'osservata tendenza degli eventi di *ejections* e di *sweeps* di avvenire quasi allo stesso momento e di formare per effetto della loro interazione uno shear layer inclinato al punto di stagnazione delle due famiglie di eventi, probabilmente responsabile degli elevati sforzi di Reynolds. Pertanto, si comprende l'interesse che negli ultimi anni è stato rivolto nei confronti degli Hairpin Vortex.

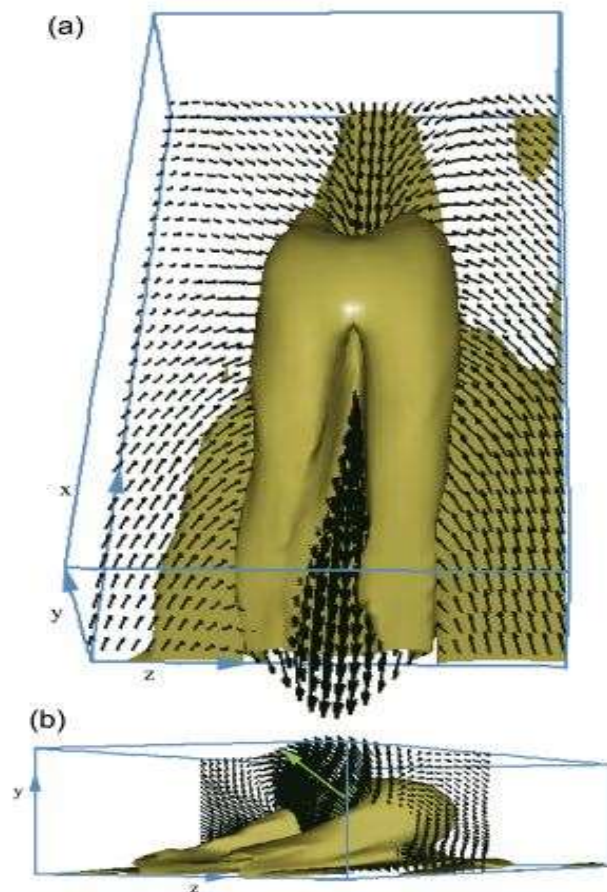


Figura 1.8: risultato della media condizionata sul vettore velocità determinata da Adrian (2007). a) vista dall'alto; b) vista laterale

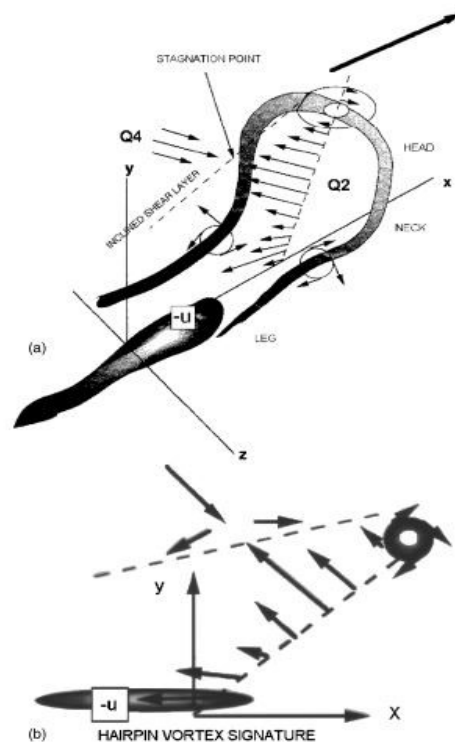
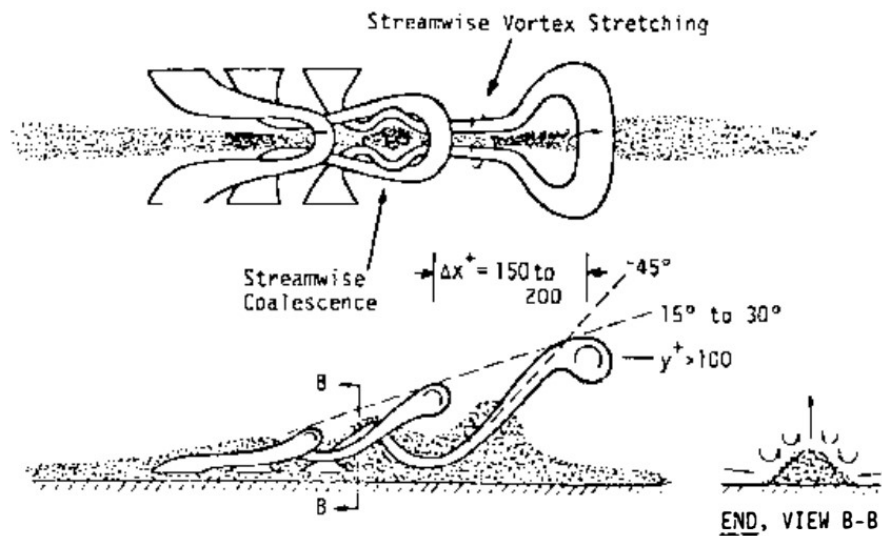


Figura 1.9: a) schema dell'azione degli hairpin vortex a parete;
b) traccia degli hairpin vortex nel piano x-y

L'idea di Adrian è stata confermata da diverse osservazioni, come quelle condotte da Onorato et al. (2005). Nelle loro analisi, ai lati delle Low-Speed Streaks appaiono i vortici longitudinali con rotazioni opposte che ne determinano la nascita per effetto dell'induzione di flusso a bassa quantità di moto, allontanandolo dalla parete. In pratica, dalle gambe degli Hairpin Vortex il flusso spinto in alto porta alla formazione delle Low-Speed Streaks e delle High-Speed Streaks che appaiono come fasce alternate di fluido a bassa ed alta velocità allineate nella direzione della corrente. Inoltre, le strisce a bassa quantità di moto talvolta si estendono a lunghezze considerevolmente maggiori rispetto a qualsiasi altra struttura presente. Questo non è così strano se si pensa che gli Hairpin Vortex di rado si sviluppano singolarmente.

Infatti, sempre secondo Adrian gli Hairpin Vortex si presentano in pacchetti allineati in direzione streamwise. All'interno di questi gruppi i primi Hairpin generati avanzano aumentando in dimensione e superano gli Hairpin più giovani e più bassi, sviluppati a valle, per la maggior velocità di convezione, formando insieme di strutture più lunghe e al di sotto della quale si trovano le streaks. Già molto tempo prima, Smith (1984) propose un modello concettuale relativo agli Hairpin Vortex completo e schematizzato nella figura 1.10, che descriveva in modo simile a quanto fatto da Adrian la loro cinematica e dinamica. Smith sosteneva che il bursting delle Low-Speed Streaks è la prova visiva dell'arrotolamento dei vortici nello shear layer instabile situato al di sopra ed ai lati delle

stesse. Una volta formato, l'anello vorticoso si muove per auto induzione verso l'esterno aumentando in dimensioni e verso il basso a causa del gradiente di velocità della corrente. Pertanto, le gambe degli Hairpin rimangono nella zona vicino alla parete allungandosi e formando i vortici quasi-streamwise che da un lato pompano il fluido lontano dalla parete nelle espulsioni, mentre dall'altro accumulano il flusso a bassa velocità tra le gambe. La coalescenza delle gambe di più vortici annidati spiega, inoltre, il motivo per cui le Low-Speed Streaks osservate hanno lunghezze molto maggiori in senso longitudinale di qualunque Hairpin Vortex.



d) vortex ejection, stretching and interaction

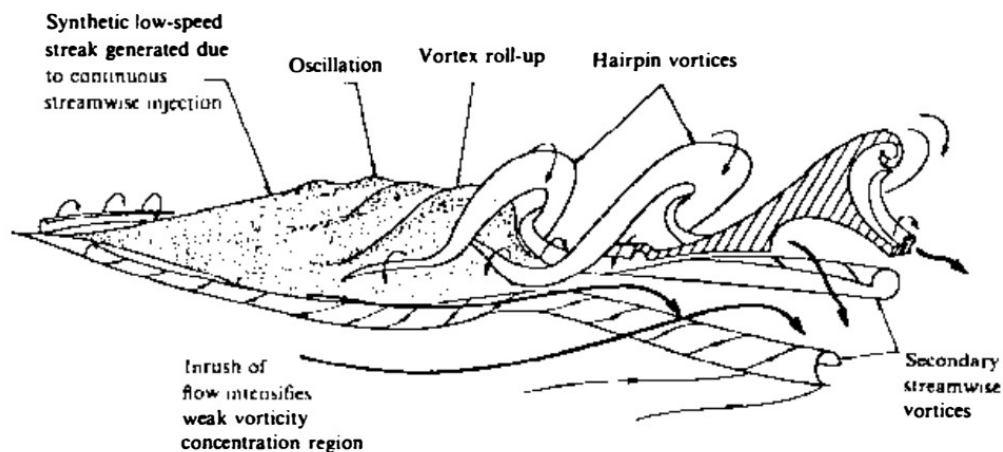


Figura 1.10 schema concettuale proposto da Smith (1984)

Più recentemente, Jiang et al. (2020) hanno proposto una visione alternativa che vede protagonista il comportamento ondoso 3D delle streaks. Queste andando verso valle interagiscono con il flusso ad alta velocità, diventano instabili, si amplificano e successivamente si arrotolano generando ulteriori strutture, come gli Hairpin Vortex, oppure si scompongono. Man mano che il fluido racchiuso dall'onda si muove verso l'alto, il flusso circostante viene spostato verso il basso a causa della conservazione della massa. Durante questo processo, la differenza nelle velocità di flusso tra l'onda e il fluido che si muove verso il basso creerà un'interfaccia ad alto taglio che abbraccia i bordi dell'onda 3D, la quale successivamente si rompe, si arrotola in Hairpin oppure in altri vortici. Inoltre, l'elevata concentrazione di vorticità e l'elevato strato locale di taglio tridimensionale sono considerate condizioni necessarie per lo sviluppo di un Hairpin Vortex o di un vortice ad arco.

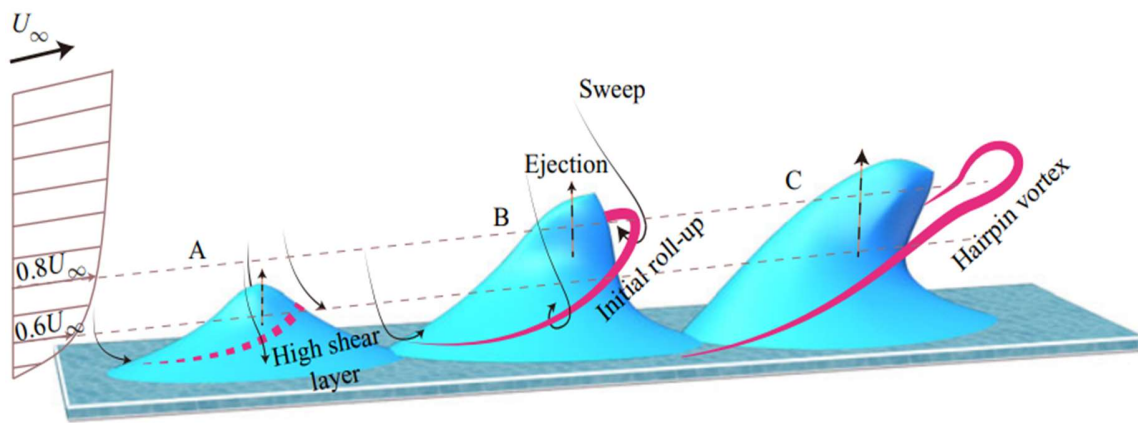


Figura 1.11: schema del modello ondoso proposto da Jiang et al. (2020)

Quale che sia la forza motrice dell'intero processo di produzione della turbolenza, sappiamo che questo è caratterizzato dalla continua formazione di Hairpin Vortex e Low-Speed Streaks, che per tal motivo sono alla base dei diversi metodi di controllo della turbolenza, fondati proprio sull'idea di ostacolarli.

1.5 Controllo dello Strato Limite mediante riblets

Noto che le strutture coerenti giocano un ruolo fondamentale nella produzione e nel trasporto della turbolenza, si intuisce subito il motivo per cui una buona parte delle tecniche di riduzione della resistenza si focalizzano sul controllo e la manipolazione delle stesse. Le tecniche di controllo attivo consistono principalmente nell'immissione di vortici di grande scala lungo la direzione longitudinale nello strato limite o a perturbazioni dovute ad oscillazioni delle pareti in diverse direzioni, mentre con controllo passivo si intende principalmente l'introduzione di riblets, ovvero di piccole scanalature allineate con la direzione del moto medio che conferiscono alla superficie

anisotropia in termini di rugosità. Dal momento che le riblets rappresentano una delle poche tecniche capaci di ridurre la resistenza di attrito in uno Strato Limite turbolento, ne sono state testate diverse tipologie, in termini di forma e di dimensioni. Per quanto riguarda le dimensioni, i principali parametri sono la spaziatura laterale tra le scanalature e l'altezza di protusione, che adimensionalizzate:

$$s^+ = \frac{su_\tau}{\nu}; \quad h^+ = \frac{hu_\tau}{\nu}$$

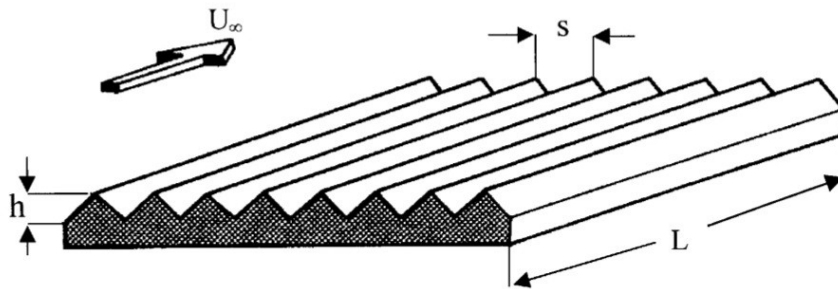


Figura 1.12: sketch di riblets longitudinali

Numerosi studi hanno mostrato che le riblets rettificano il flusso medio lungo la direzione del moto smorzando le fluttuazioni in direzione spanwise w' , di conseguenza ostacolano il trasporto di quantità di moto trasversale e mitigano l'interazione tra diverse strutture. Tali studi si basano sull'assunzione che le riblets siano completamente immerse nel Viscous Sublayer dello strato limite senza modificare la parte superiore dell'Inner Layer. In questa regione alterano prevalentemente i vortici longitudinali controrotanti e le Low Speed Streaks, si è visto che questi sono predominanti nello strato viscoso, e spostano il moto trasversale indotto dagli stessi più lontano dalla parete. Pertanto, il flusso trasversale avrà un'origine più alta di quello longitudinale.

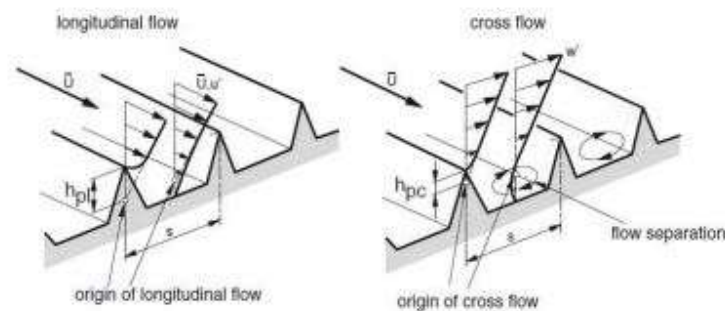


Figura 1.13: origini virtuali del flusso longitudinale e del flusso trasversale

A tal proposito, Luchini et al. (1991) hanno identificato un'importante quantità, nota come altezza di protusione:

$$\Delta h = \Delta_w - \Delta_u$$

Dove Δ_w , Δ_u definiscono rispettivamente le origini virtuali del flusso trasversale e del flusso longitudinale. Quindi, risulta intuitivo che se il cross-flow ha un'origine virtuale più alta $\Delta h > 0$ il flusso spanwise, maggiormente ostacolato, comporta un minor trasferimento di flusso a bassa quantità di moto verso le zone ad alta velocità. Ne consegue un minore mixing turbolento, legato allo shear layer che si genera per l'impatto delle regioni a diversa velocità, quindi un minore sforzo di attrito.

D'altra parte, la teoria classica della turbolenza sostiene che l'introduzione delle riblets modifica soprattutto l'intercetta del profilo di velocità logaritmico:

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln(y^+) + C'$$

Infatti, per effetto dell'allontanamento del flusso trasversale dalla parete aumenta lo spessore del Viscous Sublayer e la Logarithmic Region risulterà traslata in alto. Per quantificare la traslazione, ipotizzando per semplicità che i due strati non siano separati dal Buffer Layer, si considera il punto di intersezione dei differenti profili di velocità:

$$y_0^+ = 2.5 \ln y_0^+ + C'$$

in cui:

$$C' = C + \mu_0 \Delta h^+ = C - 0.785 \Delta h^+$$

si noti che il valore della costante μ_0 non è universale, molti autori hanno proposto valori diversi, seppur vicini.

Il profilo di velocità corrispondente:

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln(y^+) + C + \mu_0 \Delta h^+ = \frac{1}{k} \ln(y^+) + C - \Delta U^+$$

Il termine aggiuntivo ΔU^+ caratterizza l'effetto delle riblets sul flusso. Considerando questa variazione sullo sforzo di attrito a parete:

$$\frac{\Delta C_f}{C_f} = \frac{\Delta \tau}{\tau_0} = - \frac{\mu_0 \Delta h^+}{(2C_f)^{-1/2} + (2k)^{-1}}$$

Quest'ultima relazione permette di quantificare la variazione della resistenza di attrito:

- $\Delta \tau < 0 \rightarrow$ riduzione della resistenza
- $\Delta \tau > 0 \rightarrow$ aumento della resistenza

In sostanza, se le riblets sono completamente immerse nel Viscous Sublayer, i termini non lineari sono trascurabili e la riduzione di resistenza dipende linearmente dalla dimensione delle riblets s^+ fino ad un punto di ottimo oltre il quale le riduzioni diventano sempre meno intense. Successivamente, una volta avvenuto il breakdown del regime viscoso, h non è più trascurabile rispetto alle dimensioni dello Strato Limite e la riduzione si converte in un aumento della resistenza, dato che la rugosità influenza l'intero Strato Limite. Secondo diversi studi $s_{opt}^+ \approx 10 \div 15$.

A rigore, il valore esatto di s^+ oltre il quale avviene il breakdown dipende dalla geometria della sezione trasversale.

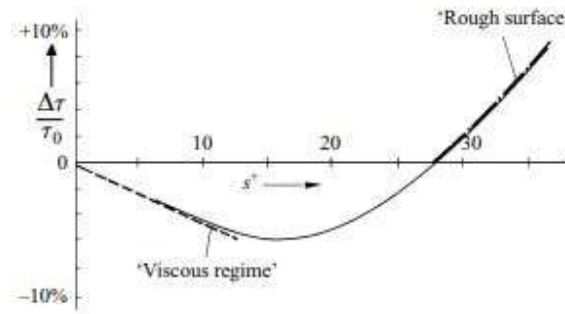


Figura 1.14: andamento tipico della curva di riduzione della resistenza

Per tenere conto della forma delle scanalature sono stati studiati diversi parametri nel corso delle analisi, tra i più importanti $l_g^+ = (A_g^+)^{1/2}$ che è stato determinato da Jimenez & Mayoral (2011). Tale parametro dipende anche dalla sezione trasversale A_g^+ attraverso cui le curve di resistenza scalate collassano molto bene, presentando livelli di dispersione di gran lunga minori rispetto a quelle scalate classicamente con la spaziatura, fino a $l_g^+ \lesssim 15$ e raggiungono tutte un punto di ottimo vicino a $l_g^+ \approx 11$.

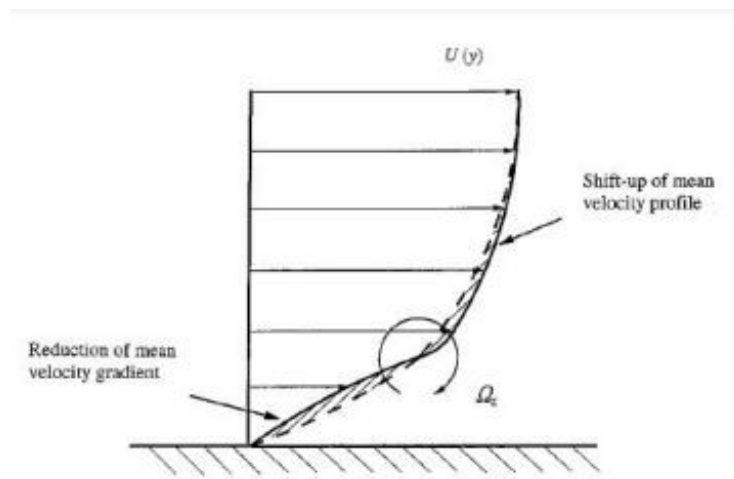


Figura 1.15: modifica del profilo di velocità di uno Strato Limite Turbolento soggetto ad oscillazioni trasversali della parete

Più recentemente, dal momento che nelle applicazioni industriali subentrano una serie di problematiche che riducono l'efficacia delle riblets longitudinali, sono state attenzionate le riblets tridimensionali che combinano moti oscillatori trasversali della parete alla tecnica passiva. Infatti, una delle più importanti tecniche di controllo attivo consiste nell'imporre al flusso oscillazioni

spanwise della parete. Con oscillazioni di questo tipo, è stato trovato che il gradiente di velocità si riduce vicino alla parete ed il profilo logaritmico risulta traslato in alto, come in *Figura 1.15*.

Secondo Choi (2002) queste variazioni sono principalmente legate alla vorticità negativa che si genera in direzione spanwise indebolendo la stessa velocità media vicino a parete ed ostacolando lo stretching dei vortici quasi-streamwise.

Inspirandosi a questa tecnica, sono state proposte le riblets sinusoidali, ovvero riblets tridimensionali in cui la spaziatura laterale varia lungo la direzione del flusso con andamento:

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

In questo modo, alla spaziatura laterale ed alla forma della sezione si aggiungono altri due parametri: la lunghezza d'onda λ e l'ampiezza di oscillazione a .

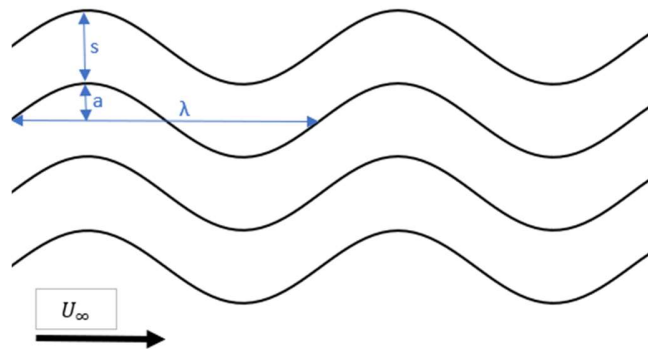
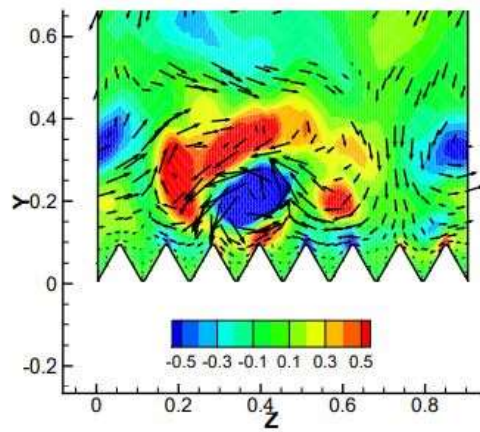


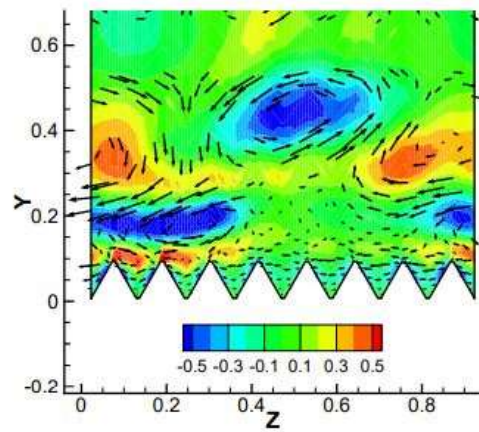
Figura 1.16: schema di riferimento delle riblets sinusoidali

Il meccanismo che porta alla riduzione della resistenza è analogo al caso delle riblets bidimensionali, ma secondo Peet & Sagaut (2008) con scanalature che si espandono e si contraggono sinusoidalmente si inducono cambiamenti di direzione sul flusso che indeboliscono ulteriormente il moto e spostano le strutture organizzate a maggiori distanze dalla parete, con caratteristiche simili a quanto accade nella tecnica attiva, determinando una ulteriore variazione dello strato limite turbolento con riduzioni della resistenza maggiori anche del 50% rispetto alla configurazione bidimensionale.

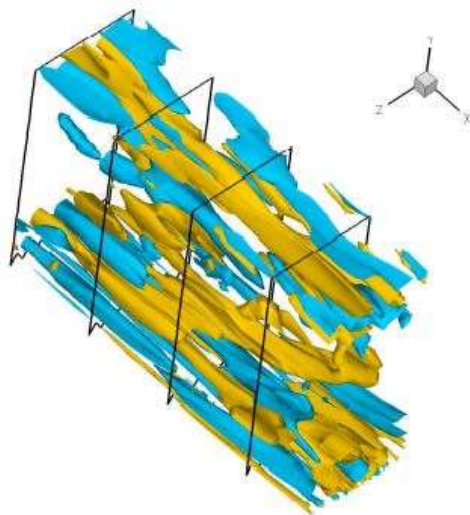
Più in dettaglio, nel caso sinusoidale la struttura dello strato limite turbolento appare completamente diversa alle grandi lunghezze d'onda. Dalla *figura 1.17*, frutto della loro indagine numerica, i vortici controrotanti sembrano essere disposti uno sopra l'altro, allungati in direzione trasversale, più sottili in direzione verticale e con una forma sinusoidale che li rende decisamente più organizzati.



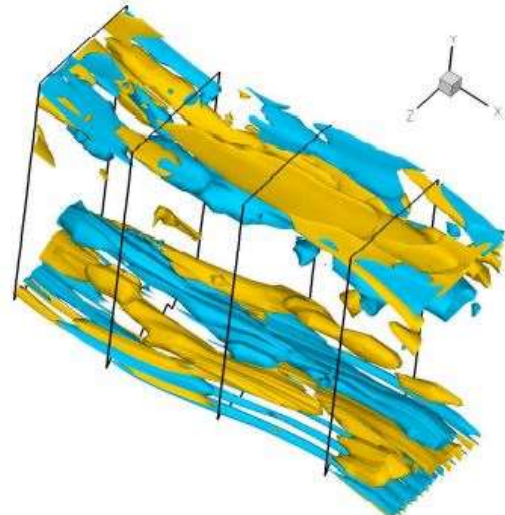
(a) Straight riblets



(b) Sinusoidal riblets (Sinus 1 case)



(a) Straight riblets



(b) Sinusoidal riblets (Sinus 1 case)

Figura 1.17: vorticità istantanea in direzione streamwise determinata da Peet & Sagaut (2008)

2 Apparato sperimentale

Data la complessità nel determinare soluzioni analitiche per uno Strato Limite turbolento, nel presente lavoro di tesi si è fatto ricorso ad un'analisi sperimentale dello stesso.

L'attività sperimentale è stata svolta nel laboratorio di aerodinamica "Modesto Panetti" presso il Politecnico di Torino ed in particolare nella Galleria Fucsia presente al suo interno, mediante la Particle Image Velocimetry, ovvero una delle tecniche di misura più all'avanguardia e più adatte allo studio dello Strato Limite.

2.1 Galleria del Vento

Le gallerie del vento rappresentano il primo strumento per lo studio aerodinamico per motivi storici e pratici. Il motivo storico è che la prima fu concepita dai fratelli Wright ad inizio Novecento, quando ancora non erano nati i primi calcolatori e, di conseguenza, l'analisi numerica; il motivo pratico, ancora attuale, è legato alla possibilità di fare analisi ad elevati numeri di Reynolds rispetto alla controparte numerica. È noto che studiare un fenomeno fluidodinamico con numeri di Reynolds simili al vero rappresenta un enorme vantaggio.

Durante l'attività, si è fatto ricorso all'utilizzo della galleria Fucsia mostrata in *figura 3.1*, che viene spesso impiegata per lo studio dello Strato Limite.

Si tratta di una galleria a circuito aperto che lavora nel subsonico incomprimibile con velocità massime raggiungibili dell'ordine dei 20 m/s. Il circuito aperto ha il vantaggio di avere minori ingombri e rende più semplice la visualizzazione dei flussi rispetto alle gallerie a circuito chiuso, ma con maggiori potenze da spendere e maggiori rumori data la comunicazione diretta con l'ambiente esterno.

La galleria presenta una camera di prova guidata lunga 5300 mm e con una sezione rettangolare di area 900 mm x 700 mm, più adatta per lo studio dei flussi di parete dato che il pavimento della stessa si presenta come una lastra piana. Precisamente, la camera di prova viene divisa in due aree rettangolari di 900 mm x 350 mm, la sezione inferiore viene utilizzata per il sistema di posizionamento della piastra e quella superiore costituisce l'area effettiva in cui si sviluppa lo Strato Limite. Nonostante sezioni di questo tipo generano dei corner flow agli angoli che minano la qualità della vena fluida, si accetta il problema dato che questi hanno un effetto minimo sul centro della camera, in cui vengono fatti i test. Infatti, il pavimento della galleria è caratterizzato da una cavità centrata di dimensioni 260 mm x 260 mm in cui si allocano le diverse piastre sul quale si effettua l'indagine.

Dato che le piastre sono a sezione quadrata con lati di 258 mm e spessori di 10 mm, adiacentemente alla cavità è stata montata una tenuta a labirinto in modo da evitare qualunque tipo di perdita legata al gap che si crea inevitabilmente per le diverse dimensioni tra le piastre e la cavità stessa.



Figura 2.1: galleria Fucsia del laboratorio Modesto Panetti



Figura 2.2: a) vista laterale sinistra della galleria; b) vista laterale destra della galleria

Il posizionamento verticale delle piastre è garantito da un motore passo-passo e misurato mediante il laser di posizionamento ottico optoNCDT 1320, presentando accuratèzze dell'ordine del micrometro.



Figura 2.3: motore passo-passo di posizionamento verticale

Sono state testate e confrontate quattro piastre: una piastra piana Flat, una piastra con riblets longitudinali RLong, due piastre con riblets a pattern sinusoidale a diversa ampiezza RS1 e RS2. Nella tabella sotto vengono riportate le caratteristiche geometriche delle piastre riblettate, tutte con scanalature a profilo parabolico:

	s (mm)	h (mm)	a (mm)	λ (mm)
RLong	0.30	0.21	0	∞
RS1	0.30	0.21	0.15	19.2
RS2	0.30	0.21	0.6	19.2

Tabella 1: caratteristiche geometriche delle piastre con riblets

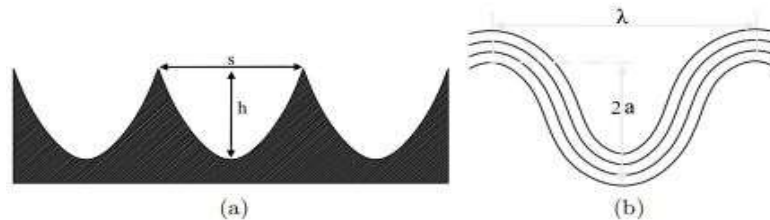


Figura 2.4: a) area trasversale delle riblets con profilo parabolico; b) vista dall'alto delle riblets sinusoidali

Per definire le condizioni dell'esperimento, è stata introdotta nella sottosezione inferiore della camera di prova una cella di carico a tre componenti che misura la resistenza, la portanza e le forze laterali.

La velocità del flusso libero viene misurata mediante un tubo di Pitot posto a monte della camera di prova e collegato ad un trasduttore di pressione differenziale Setra 239C, mostrato in figura 2.5, con accuratezza di $\pm 0.14\%$ FS, a fronte di un fondo scala $FS = 0.2$ psi. Nella stessa immagine si vede il sistema di acquisizione dati National Instruments, connesso via USB con il PC attraverso cui si gestisce l'acquisizione dei dati e la loro registrazione mediante un software scritto in linguaggio LabView.

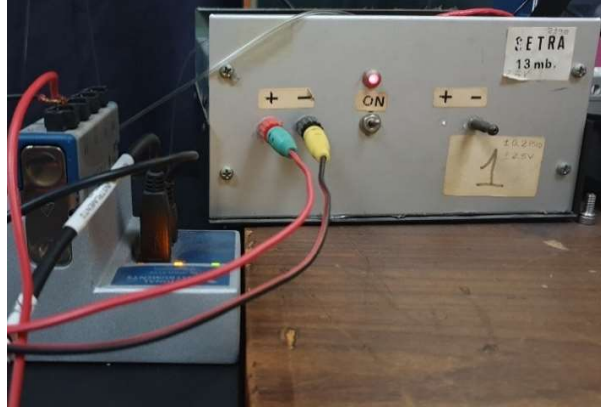


Figura 2.5: trasduttore di pressione e sistema di acquisizione dati

La velocità può essere variata a partire dal numero di giri dei due fan installati a monte della galleria, che si può regolare tramite il pannello di controllo.



Figura 2.6: a) ventole della galleria; b) pannello di controllo

Infatti, per variare il parametro s^+ dal quale dipende l'efficacia delle stesse riblets le alternative sarebbero variare la spaziatura delle scanalature o la velocità. Tuttavia, la prima possibilità risulta limitata dalla difficoltà di reperire ulteriori piastre in polimetilmetacrilato (PMMA) e dai costi aggiuntivi che comporterebbero. Pertanto, nel corso dell'attività sono stati considerati tre diversi valori di velocità, quindi del numero di Reynolds, riportati in tabella 2:

giri/min	U_∞ (m/s)	δ (mm)	H	Re_θ	u_τ (m/s)	l_τ (μ m)	y^+	s^+
400	8.3	44.9	1.36	2200	0.36	42.5	70	7
600	13.4	34.5	1.34	2800	0.53	28.4	80	11
800	17.9	28.3	1.38	3900	0.65	23.1	165	13

Tabella 2: parametri caratteristici dello strato limite nelle due condizioni

Si noti infine che la velocità di attrito u_τ è stata ricavata applicando il metodo di Clauser al profilo di velocità nella zona logaritmica dell'Inner Layer.

2.2 Particle Image Velocimetry

Per caratterizzare il campo di moto si è fatto ricorso alla Particle Image Velocimetry (PIV), tecnica di misura che ha permesso di determinare campi istantanei di velocità piani e paralleli alle placche ed alla parete stessa.

La PIV ha il vantaggio di essere una tecnica ottica non invasiva, la quale non prevede l'immissione di corpi solidi che possano sporcare la qualità del flusso, e ad elevata risoluzione spaziale, cioè in grado di misurare campi con una grande densità di vettori velocità. Per quanto detto, appare evidente come essa si presti bene allo studio dei flussi di parete, particolarmente sensibili alle deviazioni innaturali della corrente e caratterizzati da ampie variazioni delle grandezze in spazi ristretti, a scapito dell'elevato costo per l'apparato e della necessità di iniezione del flusso.

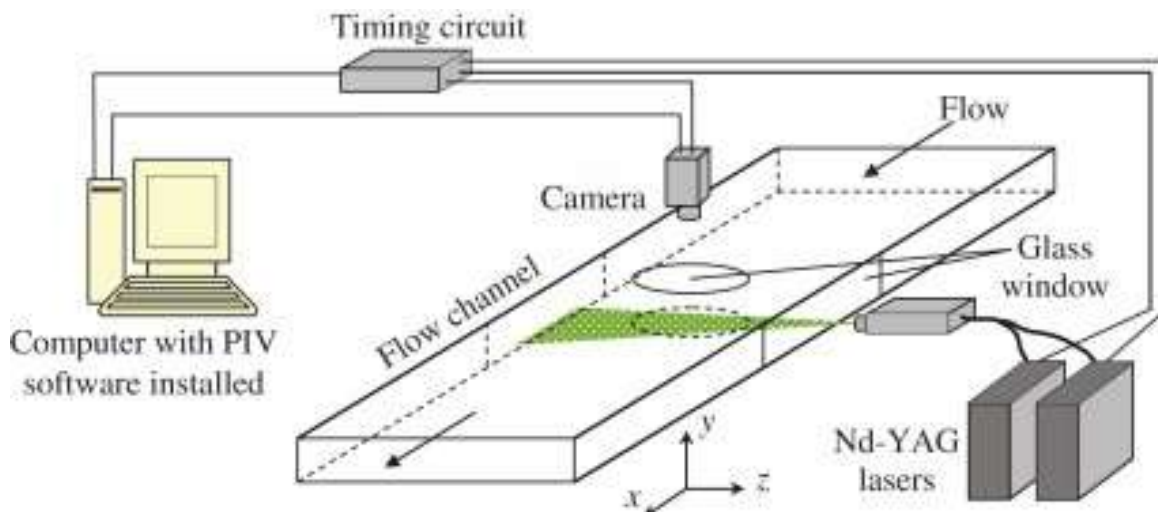


Figura 2.7: schema del sistema DPIV completo

Lo schema mostrato in *figura 2.7* sintetizza un tipico set up di misura relativo alla tecnica utilizzata nel caso in esame, facilitandone la comprensione.

A monte della galleria, al flusso d'aria si aggiungono particelle di gas, mediante il generatore di fumo Safex Fog generator FOG 2010, caratterizzate da un'importante capacità di riflessione nei confronti della luce con il quale viene illuminato il piano di misura. Se da un lato è importante che le particelle riescano a seguire fedelmente la corrente senza introdurre velocità fittizie di galleggiamento o di affondamento, dall'altro queste non possono essere troppo piccole perché rifletterebero poco, diametri dell'ordine del micrometro rappresentano un buon compromesso.



Figura 2.8: sorgente laser utilizzata nell'esperimento



Figura 2.9: sistema di lenti e specchi dell'apparato di misura

In corrispondenza della camera di prova, è disposto il Dantec Dynamics Nd:YAG Dual Power 200 laser operante in modalità di doppia pulsata che emette due raggi luminosi a 200 mJ di energia con ritardi di 10 μs , coerenti e monocromatici. I raggi vengono fatti passare attraverso un sistema di due lenti sferiche, una lente cilindrica e due specchi così da formare piani di luce di spessore dell'ordine di 0.7 mm paralleli alle piastre in esame.

Perpendicolarmente alla lama di luce, è presente la telecamera One Andor Zyla 5.5Mpix sCMOS che riprende le particelle traccianti passanti per il piano stesso di dimensioni $27.5 \times 19.5 \text{ mm}^2$ con risoluzione spaziale di $2560 \times 1860 \text{ pix}$, quindi con rapporti di 93.3 pix/mm e dimensioni dei pixel di circa $10.7 \mu m$.



Figura 2.10: dettaglio telecamera sCMOS

Più in dettaglio, attraverso un Computer ed un software dedicato alla tecnica si gestisce il sistema di sincronismo che regola la sorgente laser e la telecamera in modo tale che l'emissione dei doppi impulsi e le riprese della telecamera avvengano contemporaneamente. Lo stesso Computer gestisce l'acquisizione delle immagini PIV e la loro memorizzazione in memoria di massa.

L'intera immagine PIV ripresa viene suddivisa in aree di interrogazione A_N di dimensione uguale, scelta seguendo opportuni criteri. Tale dimensione definisce la distanza tra un vettore velocità ed il successivo, essendo questi assegnati al centro di ciascuna area, con un effetto simile alla dimensione del sensore di una sonda tradizionale.

Ogni area di interrogazione viene individuata da un certo numero di pixel $\Delta h, \Delta k$ nelle due direzioni del piano che possono anche variare. Nel nostro caso, si effettua un primo calcolo con dimensioni maggiori per poi andare a ridurle in modo da raffinare il calcolo. Tuttavia, essa deve rimanere abbastanza grande da contenere un numero di particelle sufficiente a valutare uno spostamento statistico affidabile al suo interno.

Pertanto, in ogni area di interrogazione la tecnica misura il vettore velocità istantaneo attraverso lo spostamento medio delle particelle inseedanti, a partire dalla sua definizione canonica:

$$V = \frac{\Delta s}{\Delta t}$$

dove Δt viene imposto dall'operatore in base all'entità delle velocità in gioco, mentre Δs viene valutato mediante appositi algoritmi di correlazione.

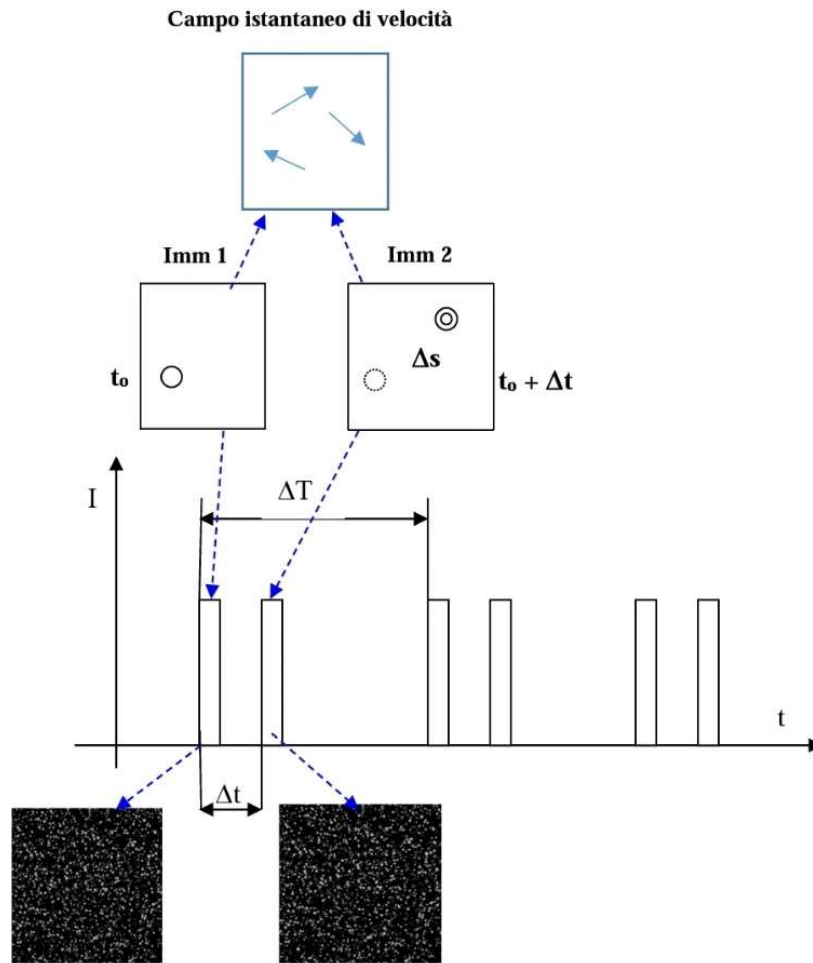


Figura 2.11: sistema ad immagini singolarmente esposte

Infatti, nell'esperimento delle diverse tipologie disponibili per la tecnica è stato adottato un sistema di misura con immagini singolarmente esposte che comporta l'emissione di due pulsate sfasate di $10 \mu s$, registrando coppie di immagini. In tal modo, al tempo t_0 le particelle della prima immagine occupano una certa posizione e nell'immagine successiva, al tempo $t_0 + \Delta t$, si saranno spostate di una determinata quantità Δs .

Un ulteriore tempo caratteristico è legato alla distanza temporale tra le coppie di impulsi, dipendente dai tempi caratteristici di ciascun componente all'interno della catena di misura, che definisce la risposta in frequenza del sistema $f = \frac{1}{\Delta T} \text{ Hz} = 15 \text{ Hz}$

Il processo appena descritto e schematizzato in figura 2.11 si ripete 2000 volte cosicché il numero di campi istantanei di velocità misurati sia sufficientemente elevato da poter calcolare valori statistici che vadano a convergenza.

2.3 Pre-processing e processing delle immagini

Una volta acquisite, le immagini vengono pre-processate al fine di ridurre il rumore di fondo che le caratterizza. Infatti, se da un lato la piastra piana porta ad inquinamenti luminosi di poco conto, dall'altro le scanalature delle riblets comportano riflessioni talmente importanti da non permettere la stessa visualizzazione delle particelle.

Per fare ciò, si è fatto ricorso ad un metodo concepito da Mendez et al. (2017), che applica la Proper Orthogonal Decomposition (POD) all'intera sequenza di immagini registrata e sfrutta la differente coerenza spaziale e temporale tra il background e le particelle. In particolare, il metodo consiste nel costruire un Modello di Ordine Ridotto che mantiene le particelle delle immagini in movimento lungo la sequenza temporale e rimuove il rumore di fondo che rimane circa costante nella stessa sequenza, tutto con costi computazionali comparabili alle tecniche già esistenti anche se notevoli.

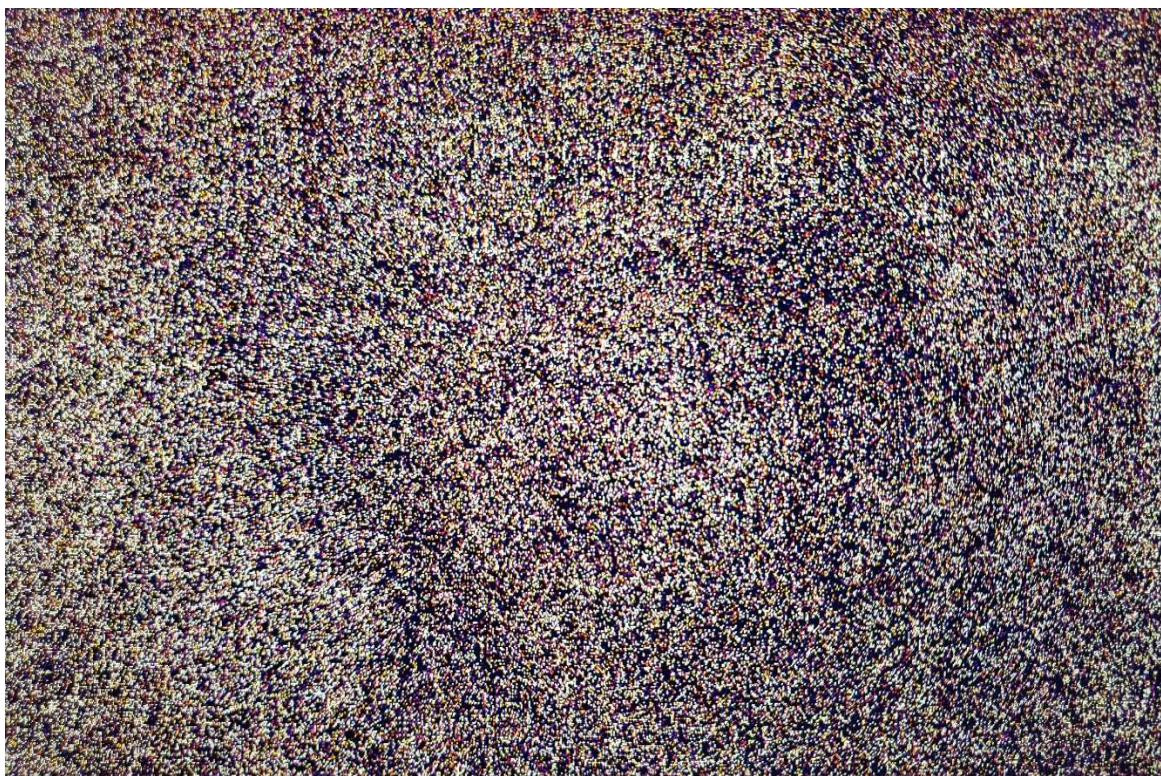


Figura 2.12: immagine PIV a seguito del pre-processing

Depurate le coppie di immagini, ci si trova a visualizzare le particelle rappresentate da punti luminosi come in *figura 2.12*. Per determinare i relativi spostamenti è stata fatta un'analisi nel dominio dello spazio in cui si utilizzano potenti algoritmi basati sulla valutazione delle funzioni di cross-correlazione, ottenendo lo spostamento più probabile delle particelle all'interno di ciascuna area di interrogazione.

In pratica, si considera la medesima area di interrogazione corrispondente alle due immagini, J e J+1, indicate come $A_{N_{t_0}}$ e $A_{N_{t_0+\Delta t}}$ all'interno della quale si calcola la funzione di cross-correlazione applicata alle funzioni di intensità luminosa relative alle immagini. Nel discreto:

$$R_{J,J+1}(r_1, r_2) = \sum_{h=1}^{\Delta h} \sum_{k=1}^{\Delta k} F_J(h, k) F_{J+1}(h + r_1, k + r_2) \Delta h \Delta k$$

dove Δh , Δk rappresentano, rispettivamente, il numero di colonne ed il numero di righe dell'area di interrogazione A_N .

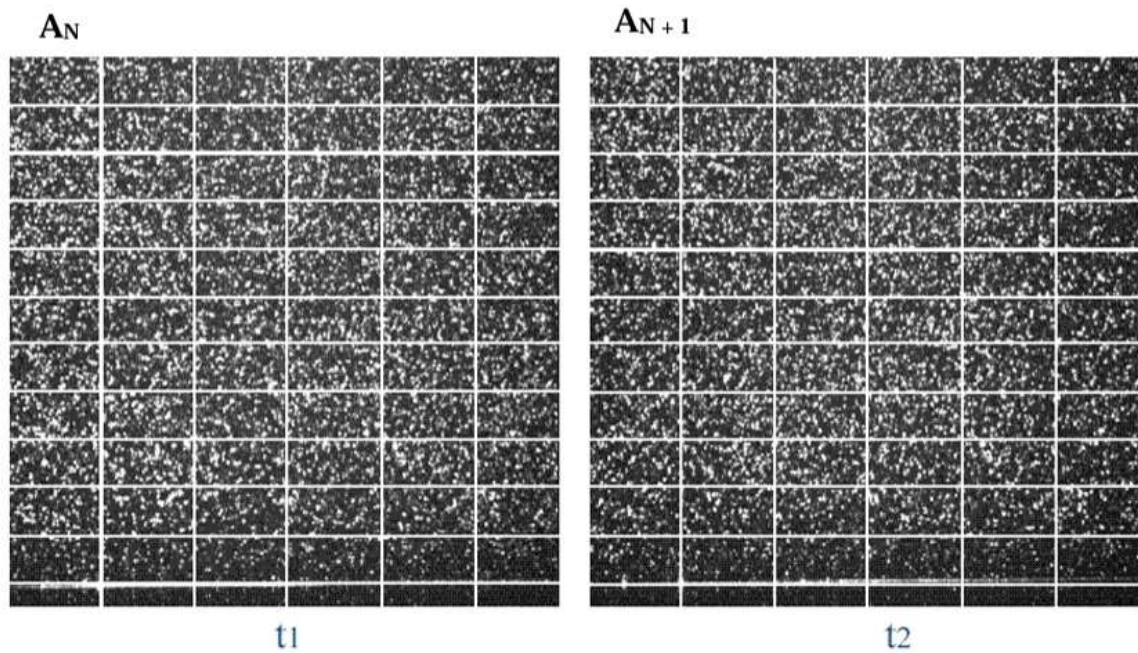


Figura 2.13: aree di interrogazione ai tempi t_0 e $t_0 + \Delta t$

In tal modo, le funzioni di intensità luminosa $F(x, z)$ nel piano della coppia di immagini vengono moltiplicate, con la seconda traslata attraverso due spostamenti fittizi r_1 e r_2 imposti attraverso il software concepito da Astarita (2006) (2007).

Si parte moltiplicando le immagini con degli spostamenti nulli e, successivamente, viene sfasata l'area $A_{N_{t_0+\Delta t}}$ della quantità (r_1, r_2) fino a quando i valori sono tali da sovrapporre il picco di luminosità della prima istantanea alla controparte relativa al Δt successivo. Quando accade, si ottiene la massima intensità luminosa che corrisponde ad un massimo di R, come si vede nella figura 2.14 riportata di seguito.

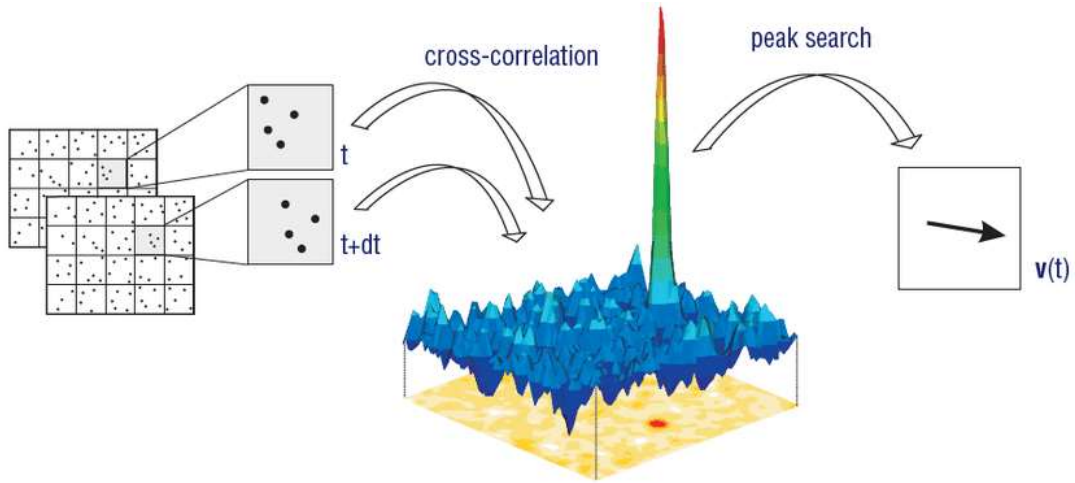


Figura 2.14: esempio di Cross-correlazione picco e del relativo picco

Dunque, la funzione di correlazione presenta il picco nel punto di massima probabilità r_0 definito come la distanza tra l'origine ed il centroide del picco più intenso, che consente di determinare lo spostamento più probabile competente all'area:

$$\Delta S_{A_{hk}} = \sqrt{r_{01}^2 + r_{02}^2}$$

Successivamente, si passa allo spostamento reale attraverso il magnification factor:

$$\Delta S_{vero} = M \cdot \Delta S_{A_{hk}}$$

Una volta determinato, si procede facilmente con il calcolo del vettore velocità che avrà direzione e verso conformi allo spostamento subito dalle particelle dalla prima alla seconda immagine, mentre il modulo:

$$V = \frac{\Delta S_{vero}}{\Delta t}$$

La procedura descritta si ripete per tutte le aree di interrogazione fino alla completa mappatura dell'immagine PIV, che descriverà il vettore di velocità istantaneo nel piano di misura:

$$\vec{V} = V_{xy}(x, y, t)$$

Di seguito sono riportati alcuni esempi riguardanti la procedura spiegata, che è stata ripetuta in modo da ottenere 2000 coppie di immagini per ogni tipologia di placca e considerando i tre diversi numeri di Reynolds.

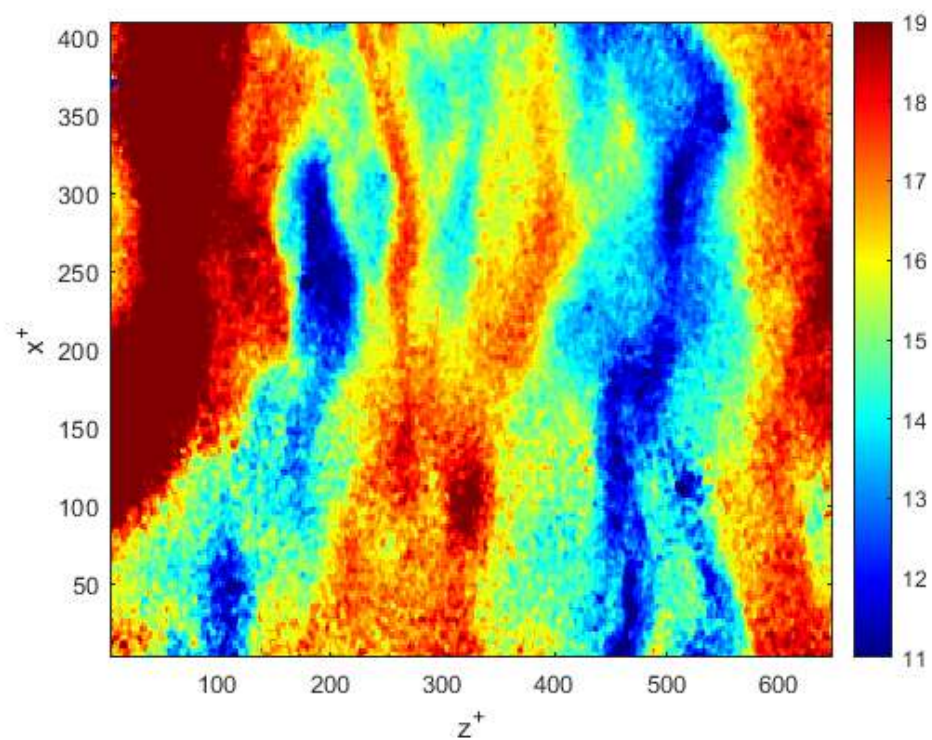


Figura 2.15: Campo di velocità nel caso di Placca Flat a $Re_\theta = 2200$

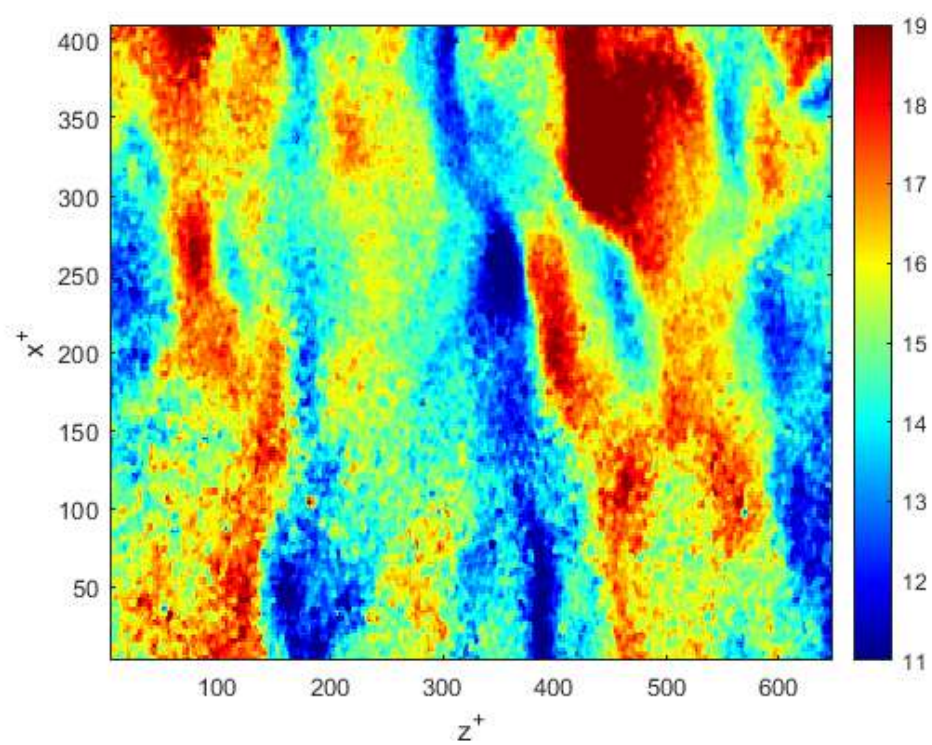


Figura 2.16: Campo di velocità nel caso di Placca RLong a $Re_\theta = 2200$

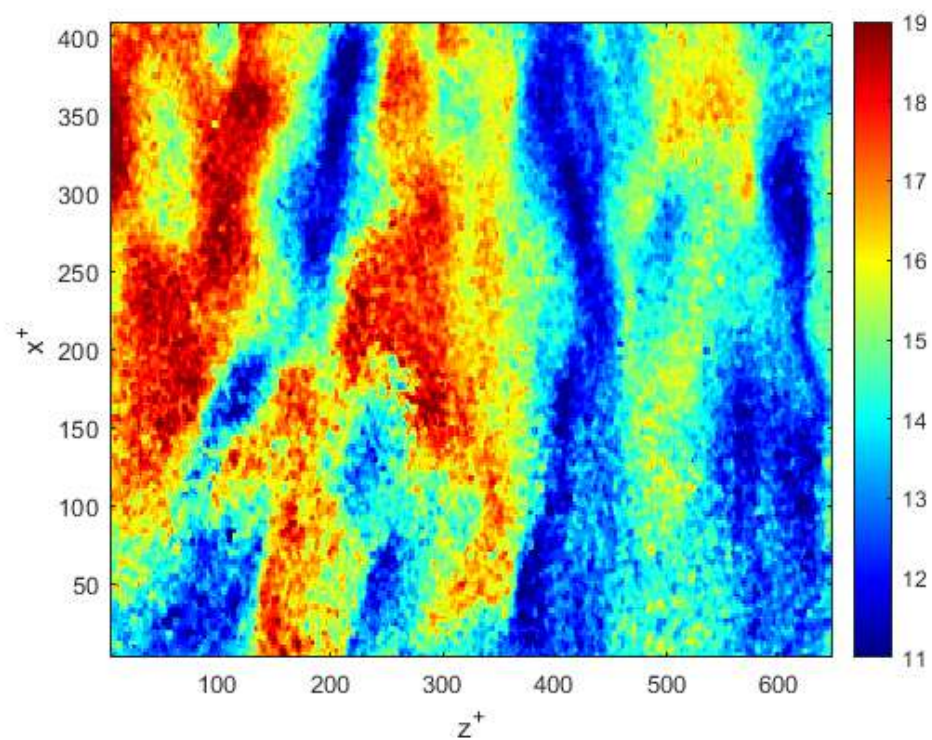


Figura 2.17: Campo di velocità nel caso di Placca RS1 a $Re_\theta = 2200$

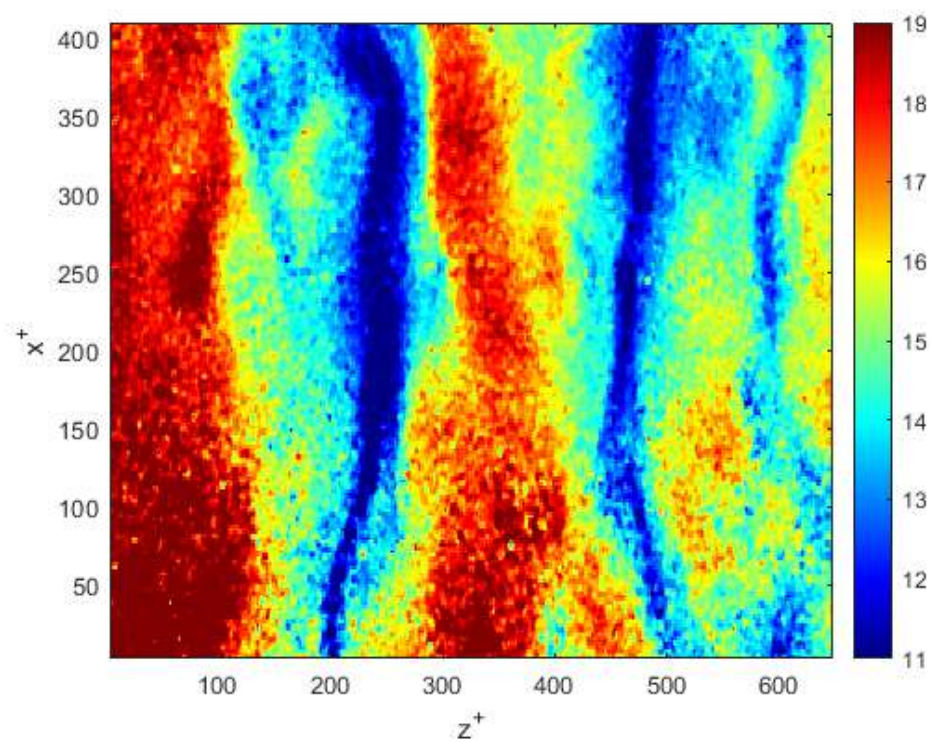


Figura 2.18: Campo di velocità nel caso di Placca RS2 a $Re_\theta = 2200$

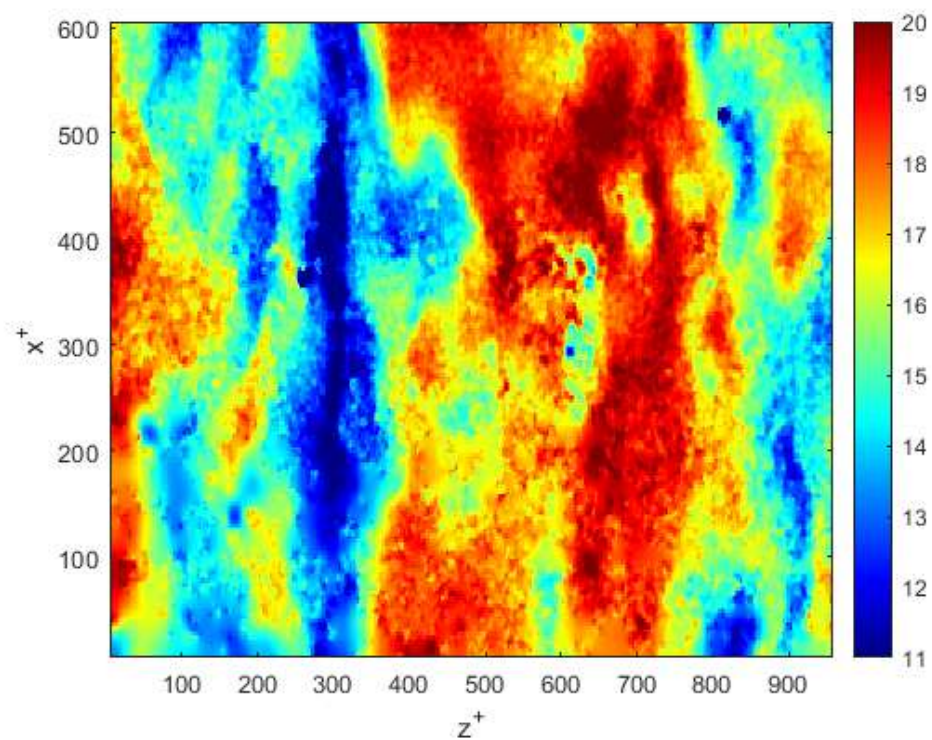


Figura 2.19: Campo di velocità nel caso di Placca Flat a $Re_\theta = 2800$

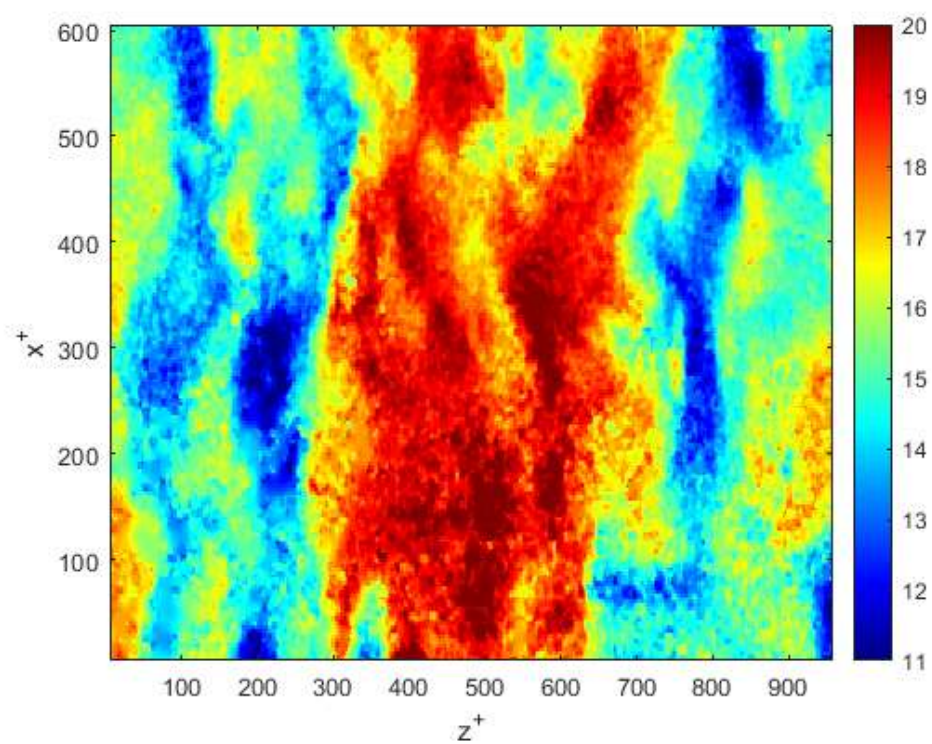


Figura 2.20: Campo di velocità nel caso di Placca RLong a $Re_\theta = 2800$

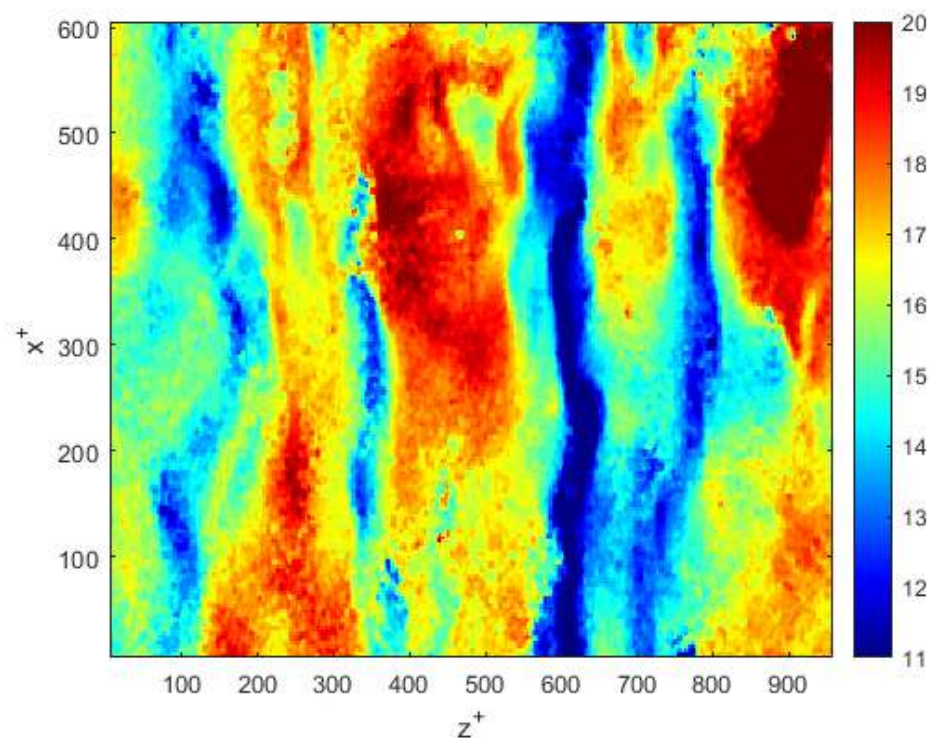


Figura 2.21: Campo di velocità nel caso di Placca RS1 a $Re_\theta = 2800$

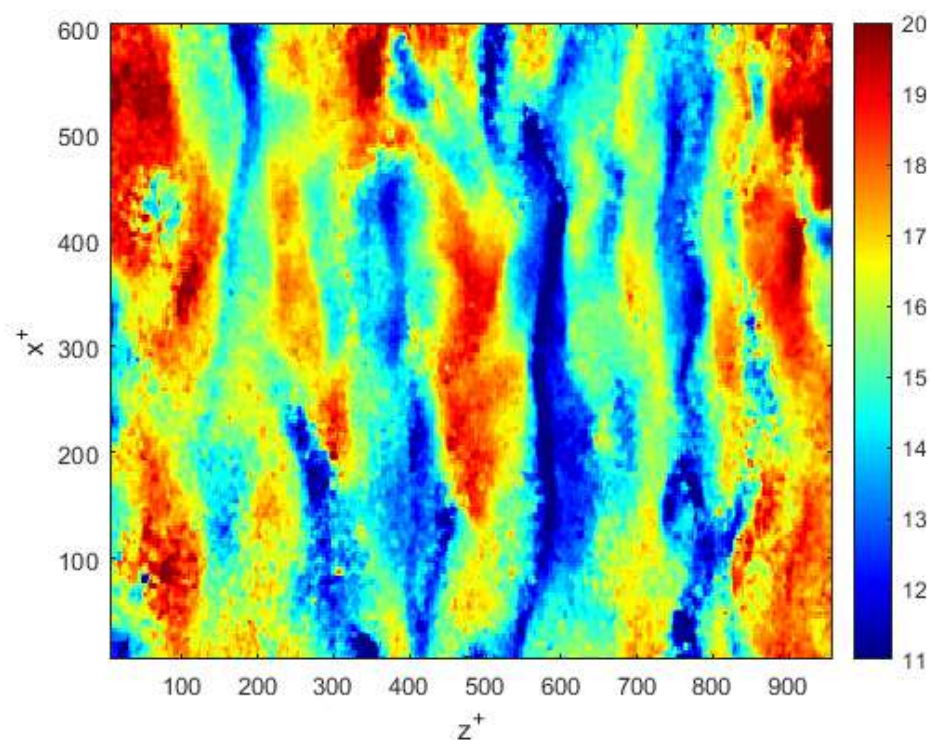


Figura 2.22: Campo di velocità nel caso di Placca RS2 a $Re_\theta = 2800$

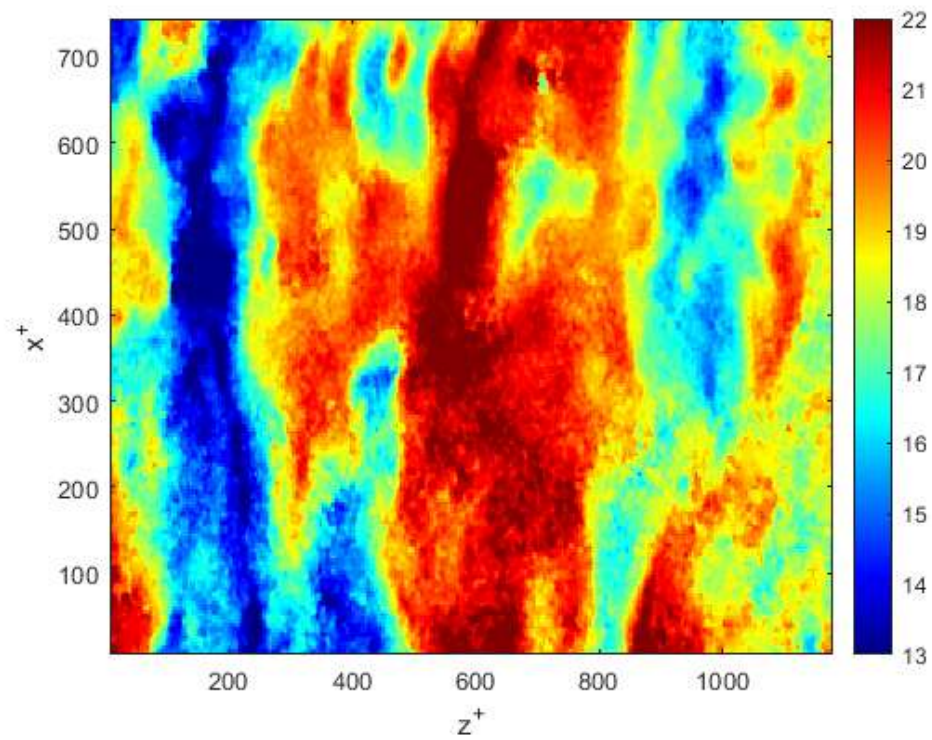


Figura 2.23: Campo di velocità nel caso di Placca Flat a $Re_\theta = 3900$

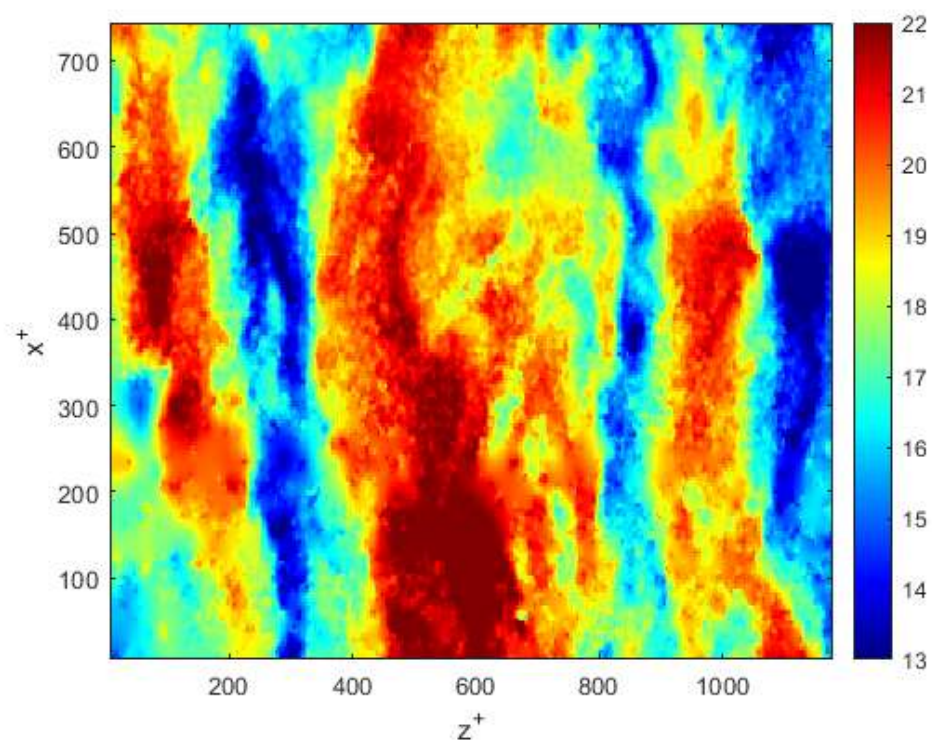


Figura 2.24: Campo di velocità nel caso di Placca RLong a $Re_\theta = 3900$

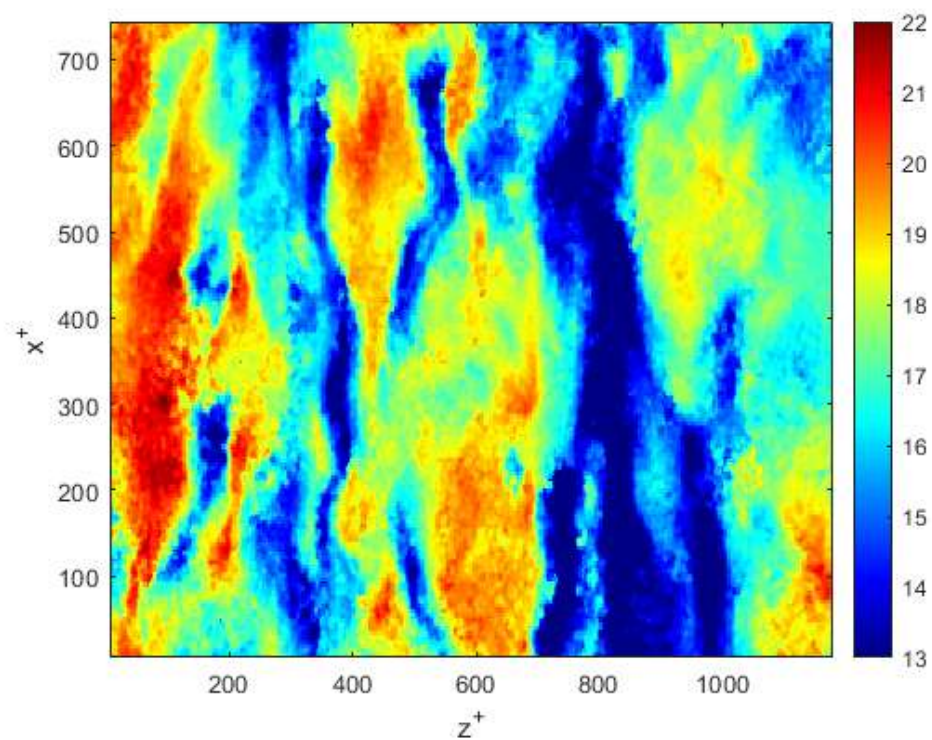


Figura 2.25: Campo di velocità nel caso di Placca RS1 a $Re_\theta = 3900$

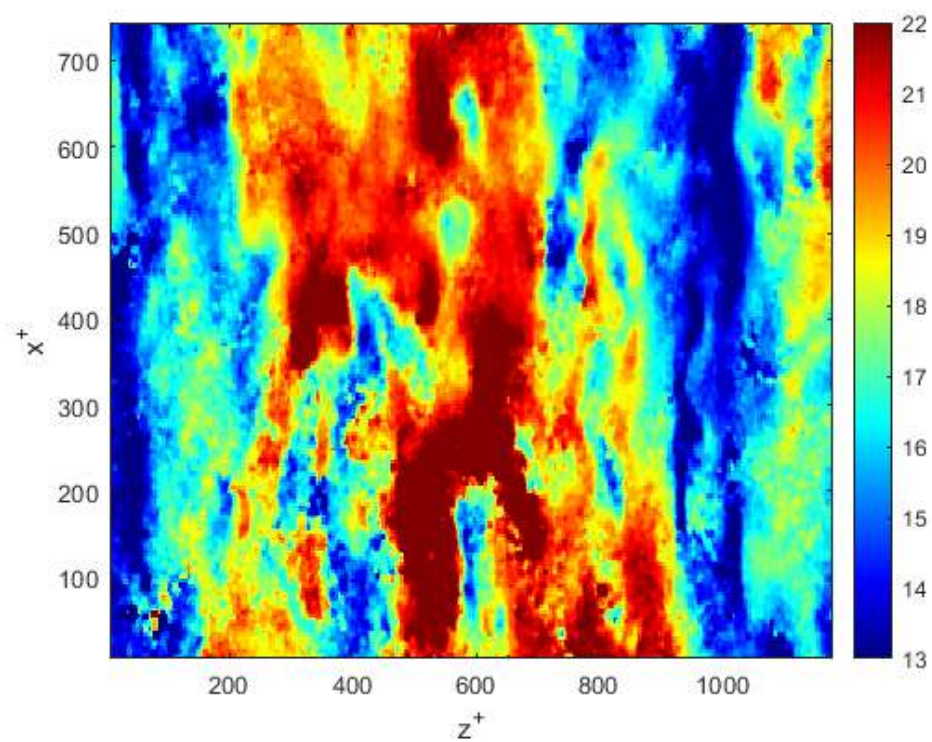


Figura 2.26: Campo di velocità nel caso di Placca RS2 a $Re_\theta = 3900$

3 Analisi dei dati

Una volta fatte le misure, si dispone dei campi di velocità in piani paralleli alla parete. Tali campi di velocità si riferiscono alle quattro tipologie di placche piane descritte in precedenza, per differenti condizioni di funzionamento della galleria in termini di numero di giri e, di conseguenza, in termini di numero di Reynolds. Infatti, dal momento che risulta utile valutare l'efficacia delle riblets per diversi valori di s^+ dal quale la stessa dipende conviene variare la lunghezza di attrito l_τ piuttosto che modificare i parametri geometrici. I parametri geometrici adimensionalizzati per i diversi casi sono riportati nella *tabella 3*.

Re_θ	s^+	h^+	a_1^+	a_2^+	λ^+
2200	7.1	5.0	3.6	14.1	452
2800	10.6	7.4	5.3	21.2	676
3900	13.0	9.1	6.5	26.0	831

Tabella 3: parametri adimensionali delle riblets

Definito il numero di giri, la velocità in camera di prova U_∞ risulta fissata e si procede alla misura del singolo campo di velocità istantanea $V_{xz}(x, z, t)$, che avrà un aspetto simile a quelli mostrati nel precedente capitolo.

3.1 Analisi Statistica

A partire dal campo di velocità istantanea, si applica la decomposizione di Reynolds al vettore velocità. Nel caso della componente longitudinale:

$$\vec{U} = \bar{U} + u'(x, t)$$

con

$$\bar{U} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i \text{ velocità media del flusso.}$$

Sottraendo alla componente di velocità istantanea la velocità media, si ricava facilmente la componente longitudinale delle fluttuazioni turbolente attorno alla media, tale che $\overline{u'} = 0$, ma il discorso si può estendere a tutte le componenti di velocità.

Come accennato in precedenza, laddove non è possibile definire analiticamente le caratteristiche della turbolenza risulta utile studiare il flusso avvalendosi di un'analisi di natura statistica che parte proprio dal calcolo della media temporale, dato che questa risulta la più immediata da determinare. Una volta calcolata, si fa la statistica attorno alle fluttuazioni di velocità che conservano importanti informazioni sulla struttura della turbolenza. Tuttavia, dato che le fluttuazioni hanno media nulla risulta più interessante ricavare il root mean square, evitando l'elisione di valori positivi e negativi delle fluttuazioni grazie all'esponente pari:

$$\sigma = u_{rms} = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{(U_i - \bar{U})^2}{N}}$$

Più in dettaglio, in un fenomeno quasi-casuale sono i momenti centrali di ordine k a dare indicazioni utili a comprenderne la natura:

$$\mu_k = \overline{(U - \bar{U})^k} = \int_{-\infty}^{\infty} (U - \bar{U})^k P(U) dU$$

dove $P(U)$ è la funzione di densità di probabilità, la quale definisce la probabilità che la variabile fluttuante si trovi all'interno di un certo intervallo.

Considerando che la variabile in esame è la velocità istantanea del flusso, per $k = 1$ si determina la media temporale della funzione:

$$\mu_1 = \overline{(U - \bar{U})} = \int_{-\infty}^{\infty} (U - \bar{U}) P(U) dU$$

Per $k = 2$, si determina il momento del secondo ordine, noto come varianza:

$$\mu_2 = \overline{(U - \bar{U})^2} = \int_{-\infty}^{\infty} (U - \bar{U})^2 P(U) dU$$

Questa fornisce informazioni su quanto il valore istantaneo si discosta dal valor medio e la sua radice è proprio la deviazione standard σ che risulta una buona misura dell'ampiezza delle fluttuazioni.

Per $k = 3$ si determina il momento del terzo ordine:

$$\mu_3 = \overline{(U - \bar{U})^3} = \int_{-\infty}^{\infty} (U - \bar{U})^3 P(U) dU$$

Per $k = 4$, analogamente, si determina il momento del quarto ordine:

$$\mu_4 = \overline{(U - \bar{U})^4} = \int_{-\infty}^{\infty} (U - \bar{U})^4 P(U) dU$$

Solitamente, gli ultimi due vengono adimensionalizzati attraverso la σ elevata all'esponente opportuno:

$$S = \frac{\mu_3}{\sigma^3} = \frac{\overline{(U - \bar{U})^3}}{\sigma^3}$$

$$F = \frac{\mu_4}{\sigma^4} = \frac{\overline{(U - \bar{U})^4}}{\sigma^4}$$

La Skeweness S e la Flatness F sono parametri che caratterizzano la Probability Density Function delle fluttuazioni, indicando rispettivamente il livello di asimmetria e la piattezza della PDF rispetto ad una distribuzione gaussiana, considerata come metro di paragone perché rispecchia il caso di un fenomeno puramente casuale.

In quest'ultimo caso:

$$P(U) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(U - \bar{U})^2}{2\sigma^2}}$$

Tale distribuzione avrà sempre $S = 0$ perché è simmetrica ed $F = 3$.

Pertanto, quando si studia un fenomeno non del tutto casuale il valore di questi momenti si discosta da quelli canonici e la natura di tali variazioni è indice della presenza di strutture coerenti.

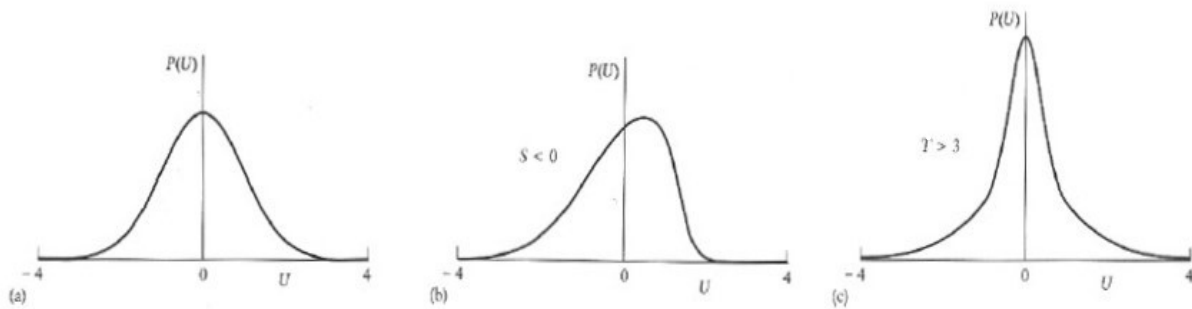


Figura 3.1: tipico andamento di una distribuzione gaussiana

Come si nota dalla *figura 3.1*, se la Skeweness è negativa, allora è maggiore la probabilità di trovare valori positivi dato che la media della distribuzione si trova a destra, mentre aumenta l'escursione di valori negativi dato che la coda della curva è più estesa a sinistra, nel caso in cui S sia positiva la situazione si inverte. Invece, se la Flatness presenta valori minori di tre la curva è platycurtica, ovvero più piatta, mentre per valori maggiori la curva è leptocurtica, ovvero più appuntita.

3.2 Analisi VISA

Una volta che le fluttuazioni turbolente vengono analizzate statisticamente, ci si rende conto che tra queste se ne verificano alcune più marcate rispetto alle altre che sono riconducibili agli eventi di *bursting*, come sweeps ed ejections. Dal momento che questi sono responsabili di un'elevata attività turbolenta, si intuisce subito l'attenzione posta nel definire degli algoritmi che riuscissero ad individuare tali eventi e studiarli separatamente, soprattutto nella regione vicino alla parete dove risulta molto più complicato rilevarli.

A tal proposito, una tecnica che si è rivelata utile è la tecnica VITA (Variable Interval Time Averaging) introdotta da Lu & Willmarth (1973) ed approfondita da Blackwelder & Kaplan (1976). Questa rileva degli eventi quando una grandezza significativa della fenomenologia come la varianza locale del segnale di velocità è maggiore della varianza del segnale, a partire dalla storia temporale della grandezza misurata, in una regione localizzata dello spazio. Dunque, si presta molto bene alle misure fatte in prossimità della parete attraverso l'anemometria a filo caldo, caratterizzate da grandi campioni temporali ma su distanze molto piccole.

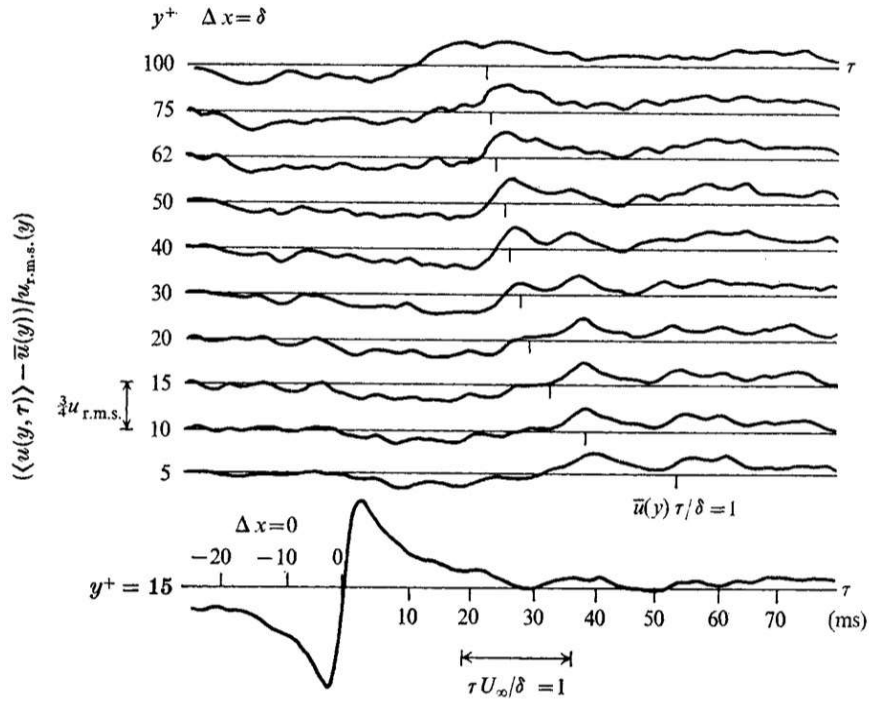


Figura 3.2: media condizionata della velocità streamwise ottenuta da Blackwelder & Kaplan (1976)

Tuttavia, dato che la tecnica prevede di concentrarsi su una regione localizzata di spazio non permette di comprendere le relazioni spaziali degli eventi e dei moti organizzati all'interno del flusso. Ma tali informazioni si possono ottenere attraverso la tecnica VISA (Variable Interval Space Averaging), rappresentante la controparte spaziale dell'analisi VITA, che si accoppia bene alle misure PIV nel piano.

Per una quantità fluttuante $Q(x, t)$ la Variable Interval Space Averaging è definita da:

$$\hat{Q}(x, \Delta x, t) = \frac{1}{L} \int_{x-\frac{1}{2}L}^{x+\frac{1}{2}L} Q(s, t_i) ds$$

dove L rappresenta la breve distanza di integrazione in direzione longitudinale, nell'ipotesi di fluttuazioni longitudinali.

L'estensione di questa distanza viene solitamente ricavata riferendosi ad un tempo medio di integrazione T^+ . Precisamente:

$$L^+ = T^+ \cdot U^+ \cong 10 \cdot \frac{\bar{U}}{u_\tau}$$

Si considera quindi una dimensione che sia dell'ordine della scala longitudinale dei fenomeni studiati, mentre il valore $T^+ \cong 10$ è stato utilizzato in diverse applicazioni della corrispettiva tecnica temporale.

Può risultare utile applicare la tecnica alla varianza locale, la quale fornisce una misura localizzata dell'energia turbolenta:

$$\widehat{u'^2}(x, t) = \widehat{u'^2}(x, \Delta x, t) - (\widehat{u'}(x, \Delta x, t))^2$$

cioè la varianza locale è valutata come differenza tra la media delle fluttuazioni al quadrato ed il quadrato delle fluttuazioni medie riferiti alla finestra spaziale.

A questo punto, si può identificare la presenza di eventi se è soddisfatta la condizione:

$$\widehat{u'^2}_w \geq k \overline{u^2}$$

dove $\overline{u^2}$ rappresenta la varianza globale dell'intero segnale misurato, mentre k è un valore di soglia che nel nostro caso è pari all'unità.

Si nota dalla *figura 3.4* che Blackwelder & Kaplan (1976) hanno dimostrato che la soglia influisce solo sull'ampiezza dei picchi degli eventi e sul numero di eventi rilevati; quindi, per elevate soglie si necessita di campioni di dati più grandi affinché le medie condizionate vadano a convergenza.

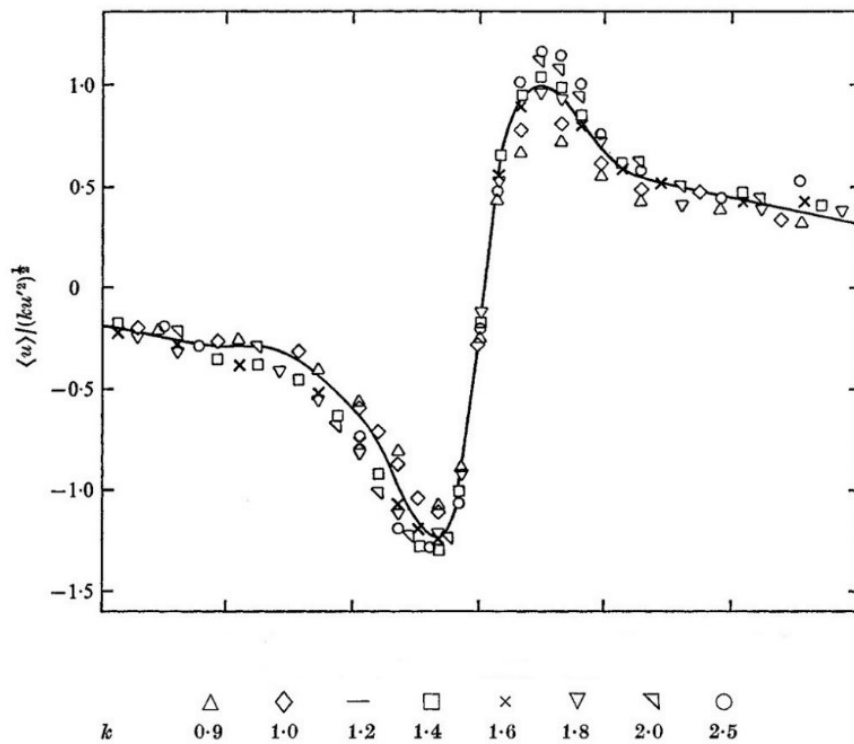


Figura 3.3: Media condizionata della componente longitudinale di velocità al variare della soglia

Alla prima si aggiunge una seconda condizione che riguarda la derivata della velocità:

$$\frac{du}{dx} > 0;$$

Si considerano eventi accelerati lungo x per caratterizzare la tipologia di regioni del campo da individuare, ovvero le code streaks e quei bordi tali per cui si verificano gradienti positivi della velocità, presentando elevati livelli di varianza locale.

Si noti che la procedura descritta si applica per slot di ampiezza $\Delta z^+ \approx -15 \div 10$, in accordo con l'osservazione di Blackwelder & Kaplan (1976) che le accelerazioni dovute al passaggio degli eventi di *bursting* risultano evidenti fino a tali ampiezze rispetto ai picchi degli stessi.

Una volta rilevato il singolo evento, si memorizza la posizione in cui è centrato che corrisponde ai picchi della varianza locale. Successivamente, si applica una media condizionata in modo da riferirsi all'andamento medio degli stessi, a partire dai centri degli eventi:

$$\hat{u}(x, z, t) = \sum_{j=1}^{N_{ev}} u(x_j + \Delta x, z_j + \Delta z, t)$$

dove x_j, z_j indicano le coordinate del centro dell'evento j -esimo nel piano, Δz lo spessore medio degli eventi scelto dell'ordine dei valori più probabili riguardo alle Low-Speed Streaks in accordo con i risultati statistici di Iuso et al. (2003), mentre N_{ev} è il numero di eventi trovati.

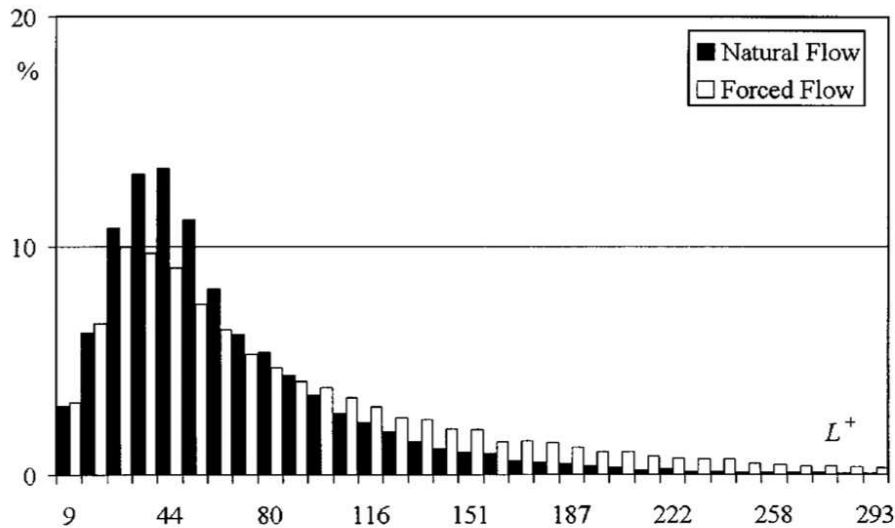


Figura 3.4: istogramma dello spessore delle Low-Speed Streaks di Iuso et al. (2003)

Seguendo la procedura descritta, si ottiene un unico evento medio che conserva molte delle caratteristiche degli strati di taglio ai bordi delle streaks come il carattere segmentato o l'andamento dei gradienti di velocità. Di conseguenza, è evidente che l'analisi VISA applicata nel caso in esame rappresenta un importante strumento per comprendere come gli eventi legati al passaggio delle strisce di differente velocità vengono modificati mediante l'applicazione delle riblets.

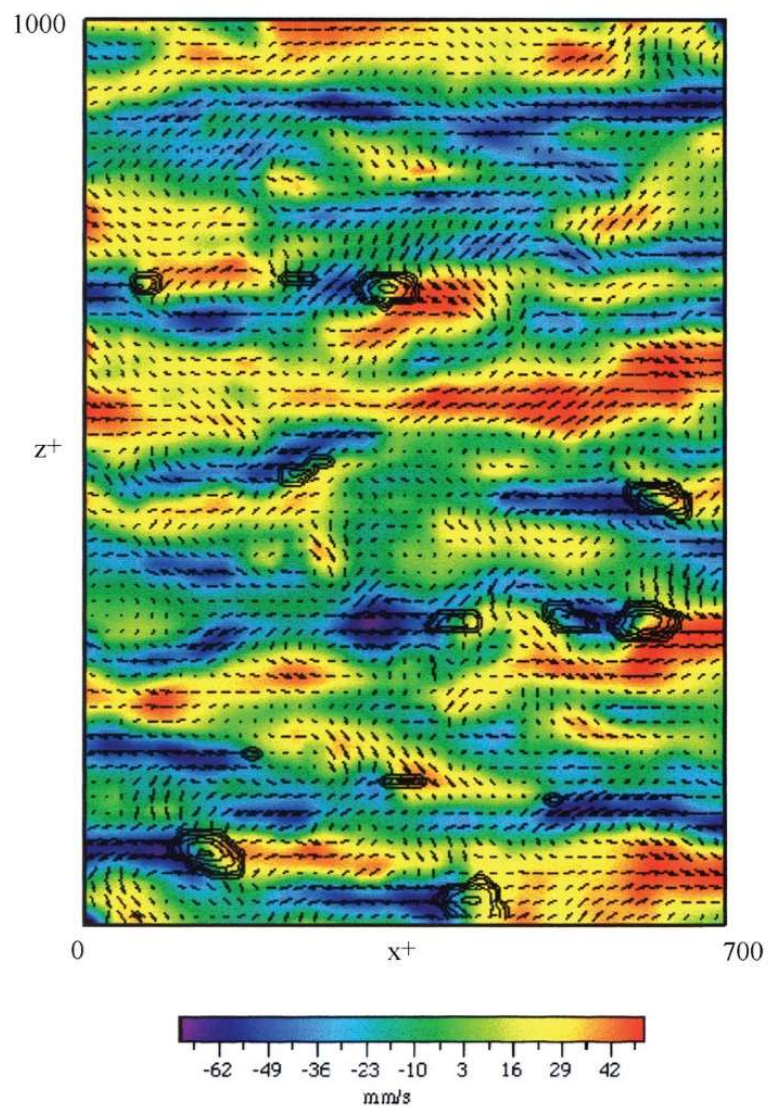


Figura 3.5: Campo istantaneo di velocità ed eventi VISA associati di Gottero & Onorato (2000)

4 Risultati

Nel corso del seguente capitolo verranno riportati i risultati relativi alla fase di post-processing dei dati caratterizzata dalle analisi descritte nel precedente paragrafo al fine di poter ricavare informazioni sulla fisica del fenomeno in esame. Così, si osserverà la natura dello Strato Limite turbolento per i tre numeri di Reynolds e, successivamente, le peculiari variazioni che questo subisce, rispetto al caso di parete piana, in seguito all'applicazione delle riblets. Per il confronto delle quattro tipologie di parete, queste verranno chiamate:

- Flat, la placca piana;
- RLong, la placca con riblets longitudinali;
- RS1, la placca con riblets sinusoidali di semiampiezza $a = 0.15 \text{ mm}$;
- RS2, la placca con riblets sinusoidali di semiampiezza $a = 0.60 \text{ mm}$;

4.1 Analisi Statistica

A seguito di un'attenta analisi statistica, in generale si è visto che le relative grandezze sono molto vicine sia in termini di valori mediati che di distribuzioni lungo x e che esse diventano sempre più simili tra loro all'aumentare del numero di Reynolds, dato che il suo aumento comporta maggiori distanze dalla parete normalizzata y^+ . Infatti, nonostante moltissimi autori abbiano osservato importanti variazioni a seguito dell'applicazione della tecnica di controllo passiva, la maggior parte di essi ha osservato che tali differenze diventavano sempre meno significative oltre certe distanze dalla parete ed in particolare superato $y^+ \cong 100$.

Consideriamo adesso i risultati mostrati nella *tabella 4* e nei diversi grafici riportati di seguito per confrontare alcune delle grandezze caratteristiche nei casi di parete piatta naturale e parete soggetta ai metodi di controllo, al variare del numero di Reynolds.

In prima istanza, le misure fatte a $400 \text{ giri}/\text{min}$, corrispondenti a $Re_\theta = 2200$, mostrano valori della velocità media molto vicini con un massimo di 5.70 m/s ottenuto nel caso di RLong. I momenti statistici e l'intensità turbolenta I sembrano indicare un maggiore livello di turbolenza nei casi RS1, RS2 rispetto alla piastra Flat, mentre la RLong si distingue, seppur di poco, per il minore livello degli stessi in accordo con la più elevata velocità media della corrente fluida. Quanto detto è stato confermato in particolare dagli andamenti riguardanti la deviazione standard anche se molto vicini, perché risultano maggiori nei casi RS1 e RS2, mentre la RLong presenta i valori più bassi. Sempre graficamente si osserva che le perturbazioni trasversali rappresentative dei casi con riblets a pattern sinusoidale risultano maggiori rispetto al caso longitudinale e di parete naturale. Anche gli Sforzi di Reynolds ed i momenti di ordine superiore mostrano dei valori molto vicini, in accordo con i livelli delle deviazioni standard. Tuttavia, dal momento che in questo primo caso la spaziatura

adimensionale delle scanature $s^+ \cong 7$ non rispecchia un'ottima configurazione di riduzione della resistenza, il fatto che le grandezze conseguenti all'applicazione delle riblets non siano tanto diverse rispetto al caso di parete naturale non suscita alcuno stupore.

Aumentando il Reynolds a $Re_\theta = 2800$, a cui corrisponde $s^+ \cong 11$, la situazione cambia leggermente. Infatti, la RLong presenta ancora un più basso livello della deviazione standard, mentre risultano maggiori nei casi RS1 e RS2, con differenze più marcate del caso precedente.

Per quanto riguarda i momenti di ordine superiore, la Skewness risulta positiva solo per la RLong, probabilmente per l'effetto di frantumazione delle fluttuazioni negative, mentre si avvicina allo zero nel caso della placca Flat in accordo con la più elevata y^+ .

Le grandezze relative alle fluttuazioni trasversali risultano molto vicine, ciò insieme al fatto che non si apprezza un particolare beneficio legato all'applicazione delle riblets sinusoidali rispetto alla placca Flat in termini di Sforzi di Reynolds induce a pensare che queste siano molto più sensibili alle condizioni ottimali di Drag Reduction ed alla distanza dalla parete.

Placca	$\bar{U}$ [m/s]	S_u	S_w	F_u	F_w	I_u	I_w
$Re_\theta = 2200; y^+ = 70; u_\tau = 0.36 \text{ m/s}$							
Flat	5.63	-0.0913	-0.0082	2.81	3.07	0.1309	0.0940
RLong	5.70	-0.1111	-0.0204	2.84	3.07	0.1306	0.0943
RS1	5.52	-0.0699	-0.0193	2.88	3.07	0.1332	0.0962
RS2	5.67	-0.1177	-0.0077	2.86	3.12	0.1332	0.0948
$Re_\theta = 2800; y^+ = 80; u_\tau = 0.53 \text{ m/s}$							
Flat	8.47	-0.0397	0.0165	2.76	3.21	0.1288	0.0877
RLong	8.51	0.0558	-0.0072	2.78	3.12	0.1281	0.0923
RS1	8.02	-0.0644	0.0094	2.82	3.19	0.1328	0.0915
RS2	8.12	-0.0868	-0.0083	2.85	3.24	0.1343	0.0914
$Re_\theta = 3900; y^+ = 165; u_\tau = 0.65 \text{ m/s}$							
Flat	11.51	0.0307	0.0086	2.73	3.24	0.1232	0.0868
RLong	11.43	0.0251	0.0078	2.74	3.18	0.1188	0.0852
RS1	10.79	0.0231	0.0242	2.81	3.27	0.1238	0.0870
RS2	10.87	-0.0076	-0.0069	2.83	3.37	0.1235	0.0862

Tabella 4: risultati dell'analisi statistica per i diversi numeri di Reynolds

Aumentando ulteriormente il numero di Reynolds a $Re_\theta = 3900$ la spaziatura delle scanalature diventa $s^+ \cong 13$, ma nonostante ci troviamo in una configurazione ottimale in termini di riduzione della resistenza la distanza dalla parete risulta $y^+ \cong 165$. Quindi, è ragionevole supporre che la statistica della turbolenza non dia più informazioni utili a descrivere il campo di moto e, dato che le differenze in termini di fluttuazioni risultano ancora meno marcate per i casi Flat, RS1 ed RS2 basterebbero delle leggerissime variazioni riguardanti le condizioni di prova o il calcolo dei momenti relativi al flusso, a fare in modo che i risultati statistici risultino compromessi. A supporto di questa supposizione, si osserva che ad eccezione delle RLong che presentano un livello di deviazione nettamente più basso le altre placche hanno livelli di deviazione standard molto vicini. Le differenze si fanno ancora meno marcate per i momenti di ordine superiore e per le deviazioni standard relative alla componente w' , anche se si intravede l'amplificazione della componente trasversale a seguito delle pareti sinusoidali come dovrebbe accadere.

Inoltre, dalla *tabella 4* si osserva che tutti i casi di parete con riblets presentano una minore velocità media della corrente fluida rispetto alla parete naturale, nonostante quest'ultima presenti i più elevati Sforzi di Reynolds. Questo aspetto induce a pensare che ad $y^+ \cong 165$ siamo al di fuori della regione di Strato Limite in cui si sente l'effetto indotto dall'applicazione delle riblets e che le leggere variazioni trovate in questo caso siano piuttosto la conseguenza di ciò che accade sotto, in prossimità della parete.

A supporto di quanto detto sopra, una spiegazione legata al minor valore riscontrato per la velocità media nel caso delle riblets potrebbe essere legata alla modifica del profilo di velocità. Infatti, numerosi studi fatti sulle tecniche di controllo della turbolenza in esame hanno mostrato come uno dei principali effetti che queste esercitano nei confronti della corrente fluida sia la variazione del profilo di velocità media a seguito della riduzione del relativo gradiente, quindi dello sforzo di attrito a parete, che spiegherebbe i minori valori della velocità media. Invece, i maggiori livelli di fluttuazione e la maggiore intensità turbolenta osservati per le riblets a pattern sinusoidale potrebbero essere legati al sollevamento delle Low-Speed Streaks a maggiori distanze dalla parete, che rappresenta uno dei principali effetti indotti dalle oscillazioni delle scanalature.

Per quanto detto, dai risultati statistici sembra che l'effetto di mitigazione delle fluttuazioni turbolente imposto dalle pareti a scanalature sinusoidali si presenta nelle immediate vicinanze della parete ed in condizioni ottimali, mentre oltre la regione logaritmica tende a scemare o addirittura a scomparire. Invece, lo spostamento delle Low Speed Streaks e la variazione del profilo di velocità media a seguito della riduzione del gradiente, oltre alle condizioni dell'esperimento, potrebbero essere, rispettivamente, le ragioni dei maggiori valori delle fluttuazioni e della minore velocità media riscontrati in conseguenza alle distanze normali a parete che sono state considerate.

- $Re_\theta = 2200$ (N = 400 giri/min)

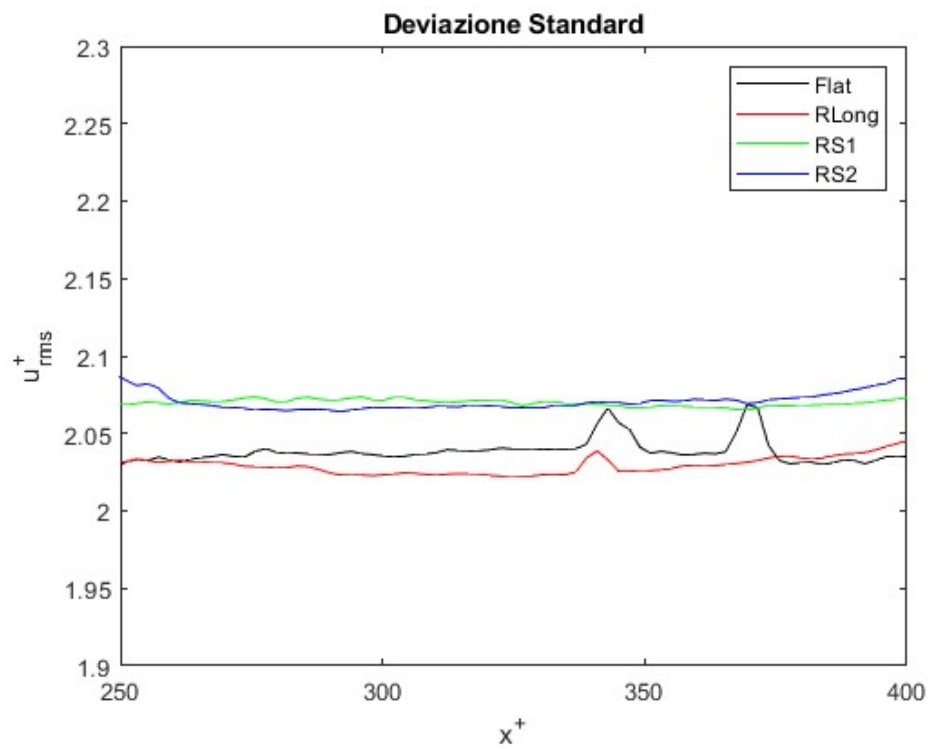


Figura 4.1: Confronto della deviazione standard relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re_\theta = 2200$

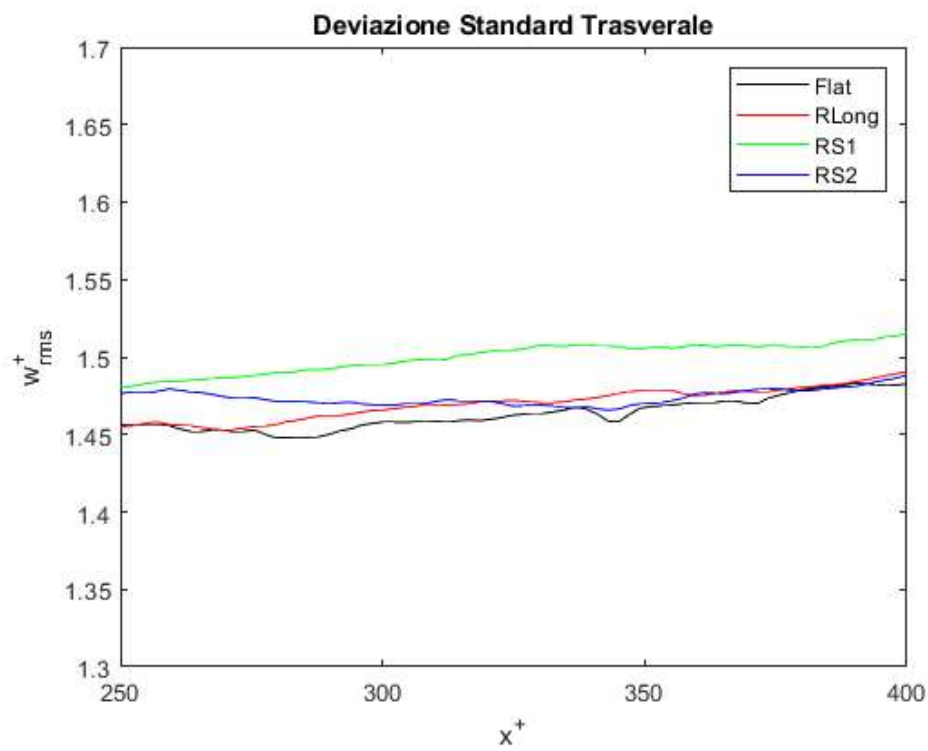


Figura 4.2: Confronto della deviazione standard relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re_\theta = 2200$

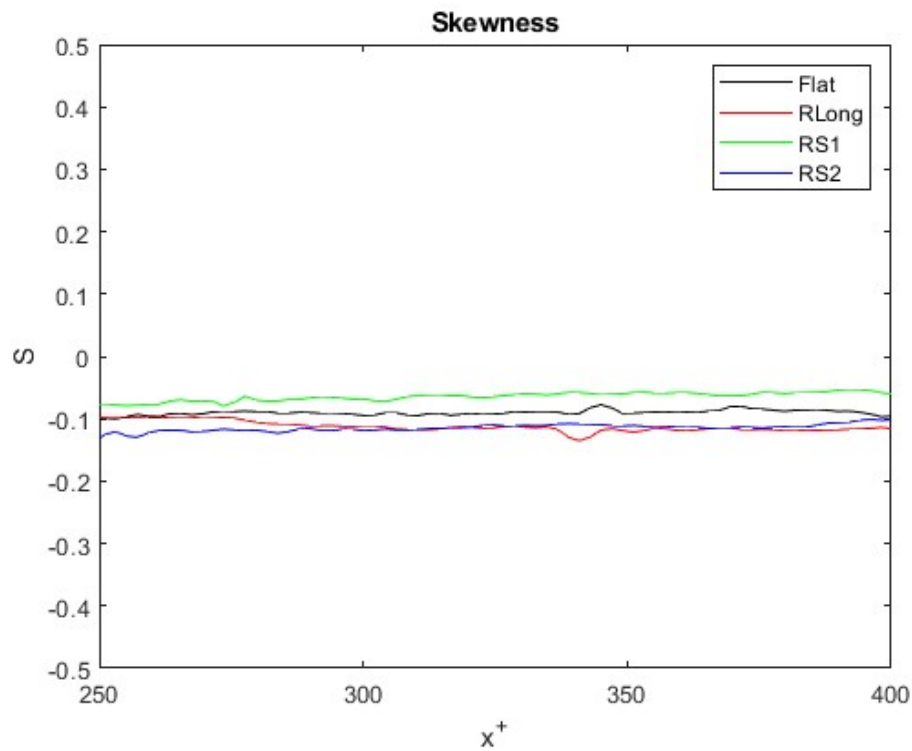


Figura 4.3: Confronto della Skewness relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re_\theta = 2200$

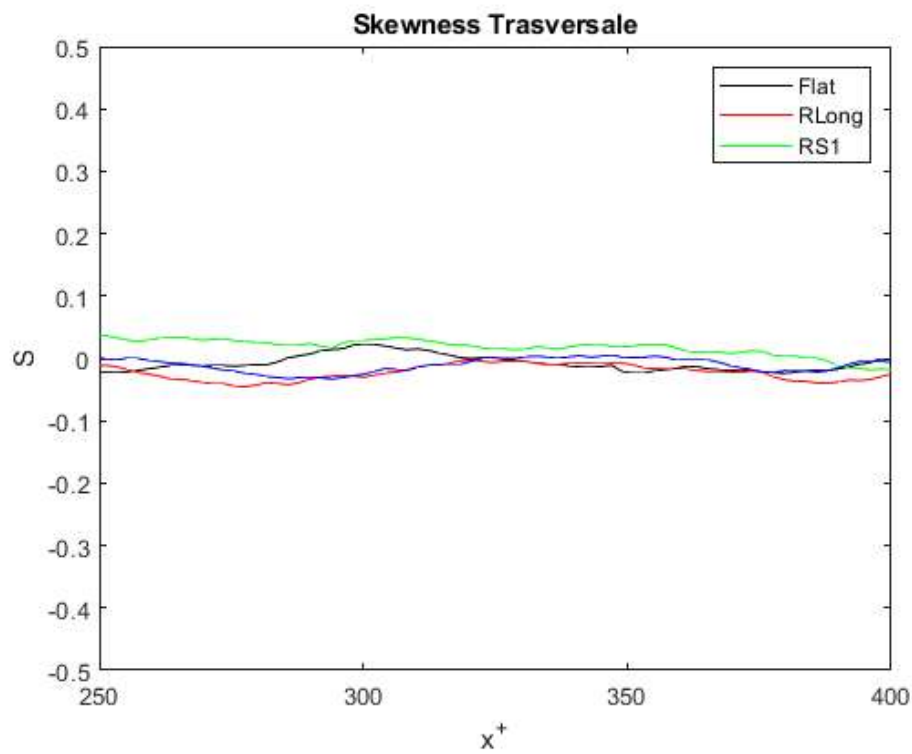


Figura 4.4: Confronto della Skewness relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re_\theta = 2200$

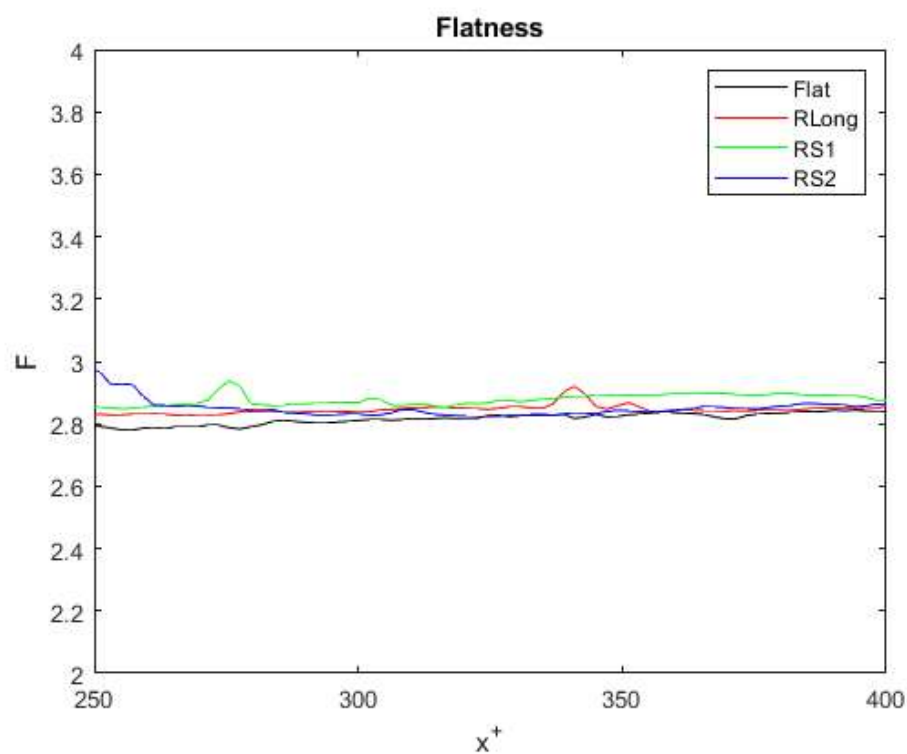


Figura 4.5: Confronto della Flatness relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re_\theta = 2200$

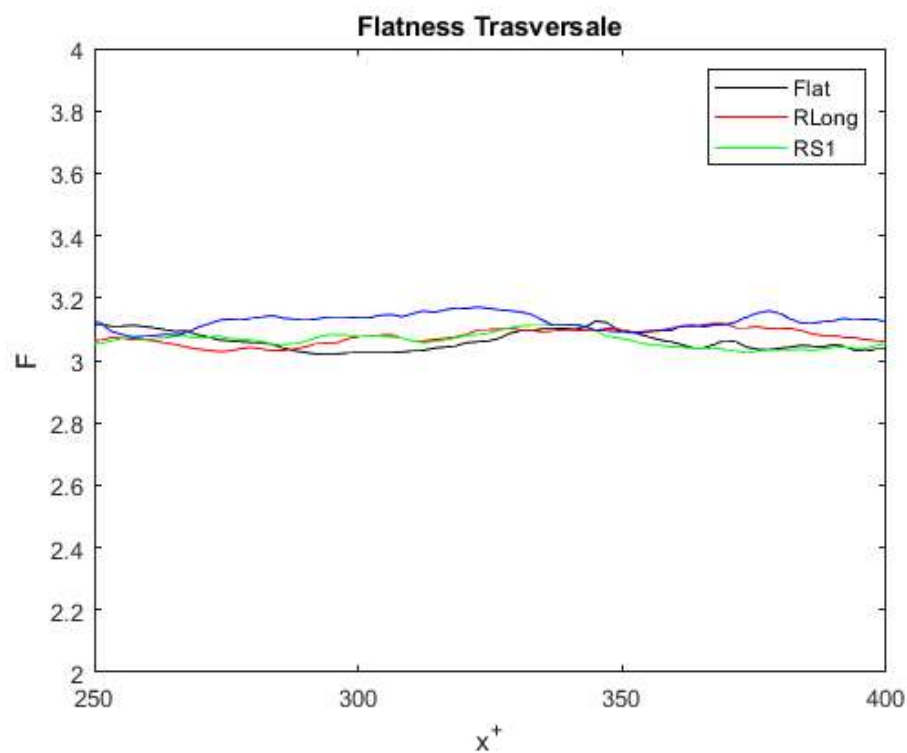


Figura 4.6: Confronto della Flatness relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re_\theta = 2200$

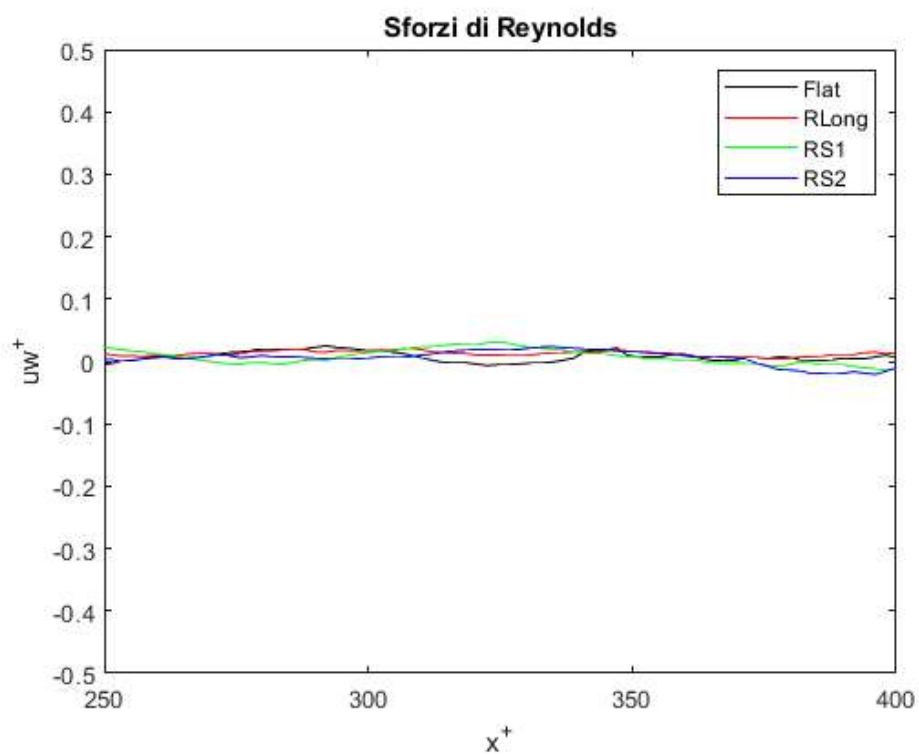


Figura 4.7: Confronto degli Sforzi di Reynolds per $Re_\theta = 2200$

- $Re_\theta = 2800$ (N = 600 giri/min)

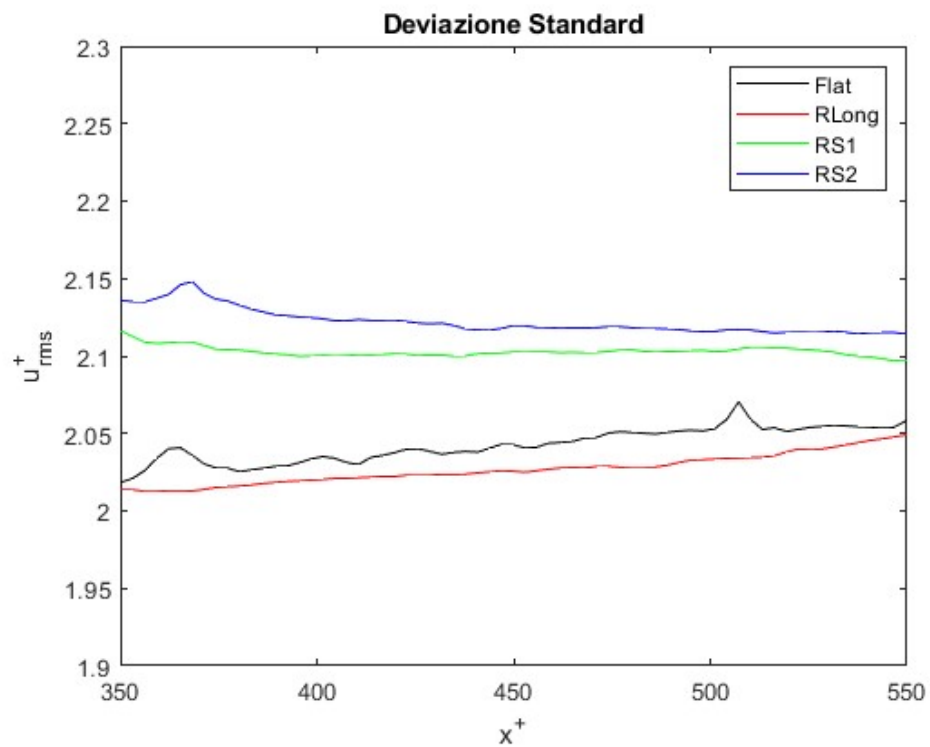


Figura 4.8: Confronto della deviazione standard relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re_\theta = 2800$

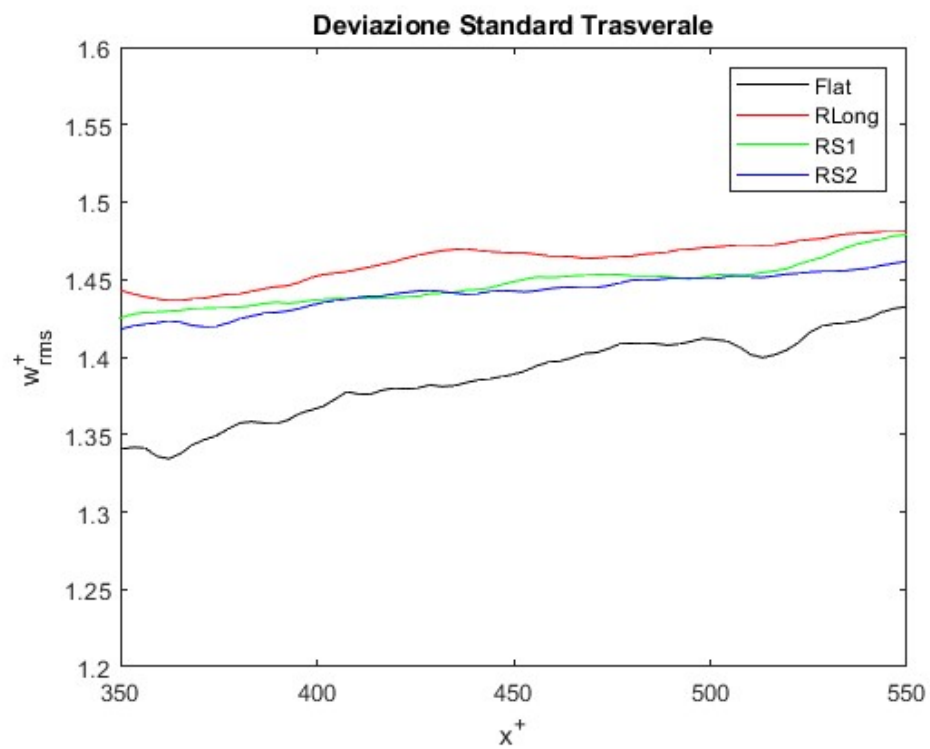


Figura 4.9: Confronto della deviazione standard relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re_\theta = 2800$

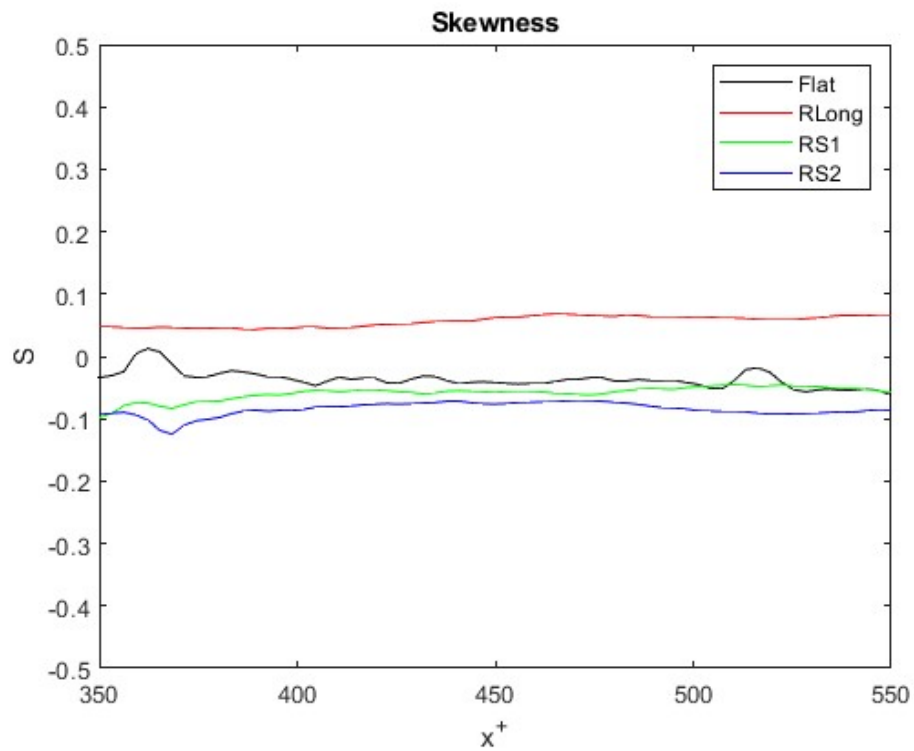


Figura 4.10: Confronto della Skewness relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re_\theta = 2800$

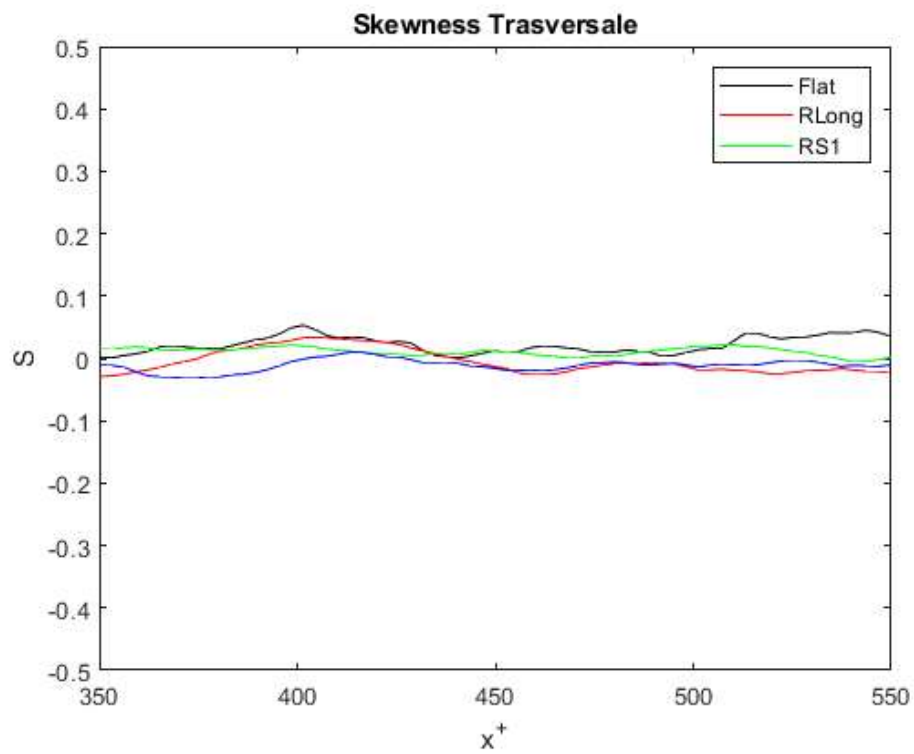


Figura 4.11: Confronto della Skewness relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re_\theta = 2800$

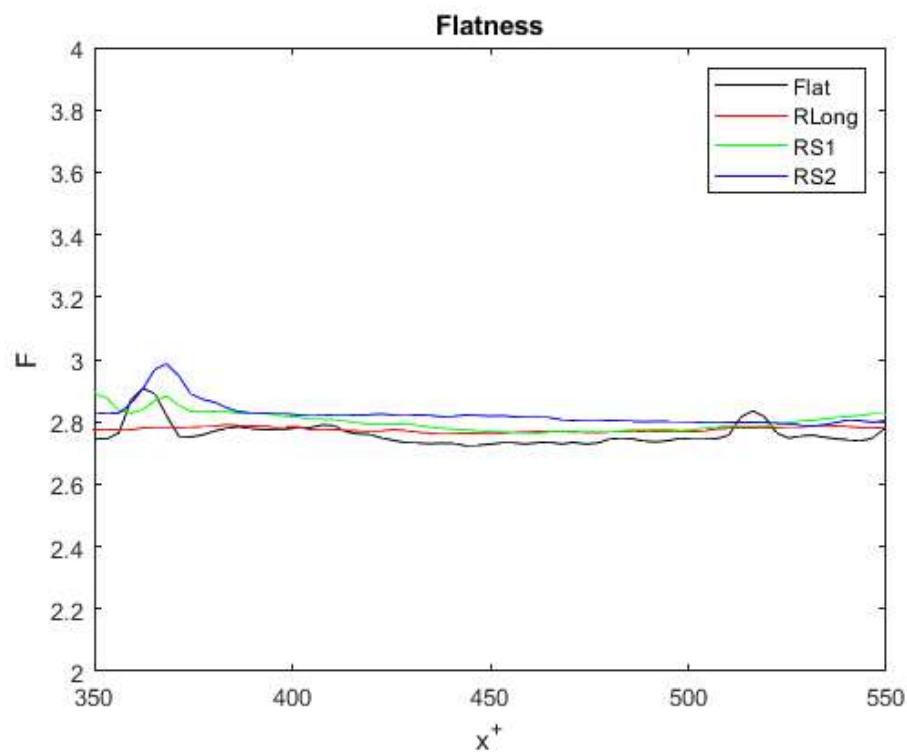


Figura 4.12: Confronto della Flatness relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re_\theta = 2800$

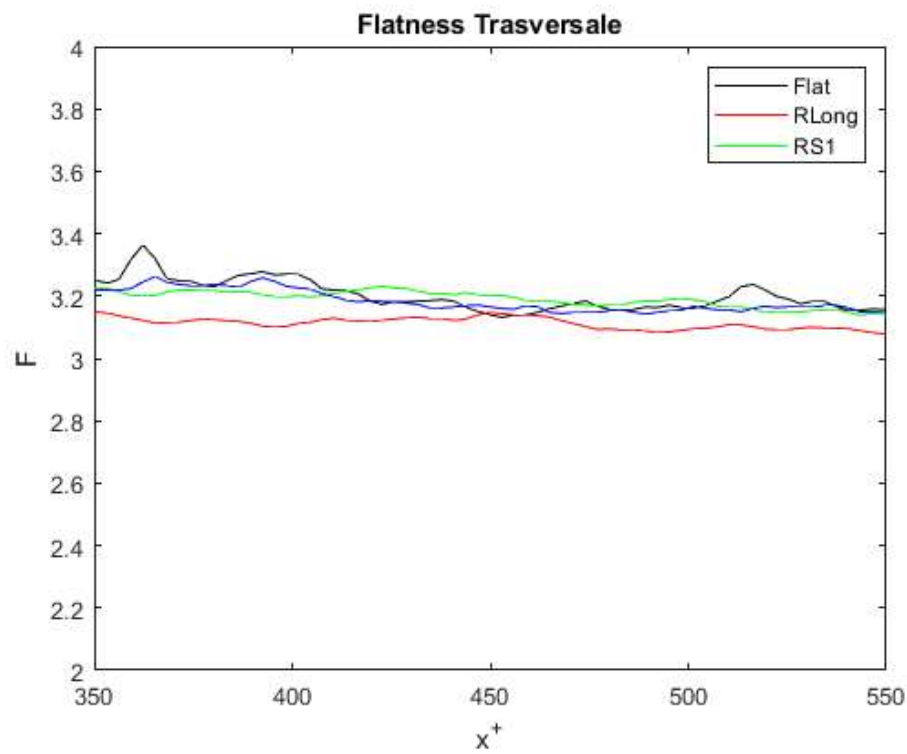


Figura 4.13: Confronto della Flatness relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re_\theta = 2800$

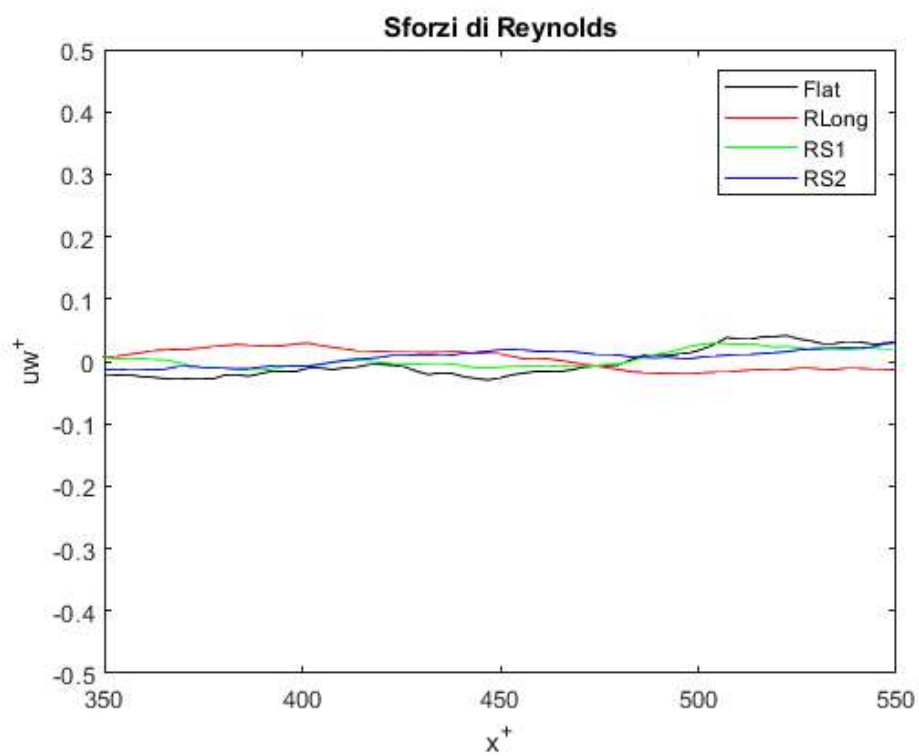


Figura 4.14: Confronto degli Sforzi di Reynolds per $Re_\theta = 2800$

- $Re_\theta = 3900$ (N = 800 giri/min)

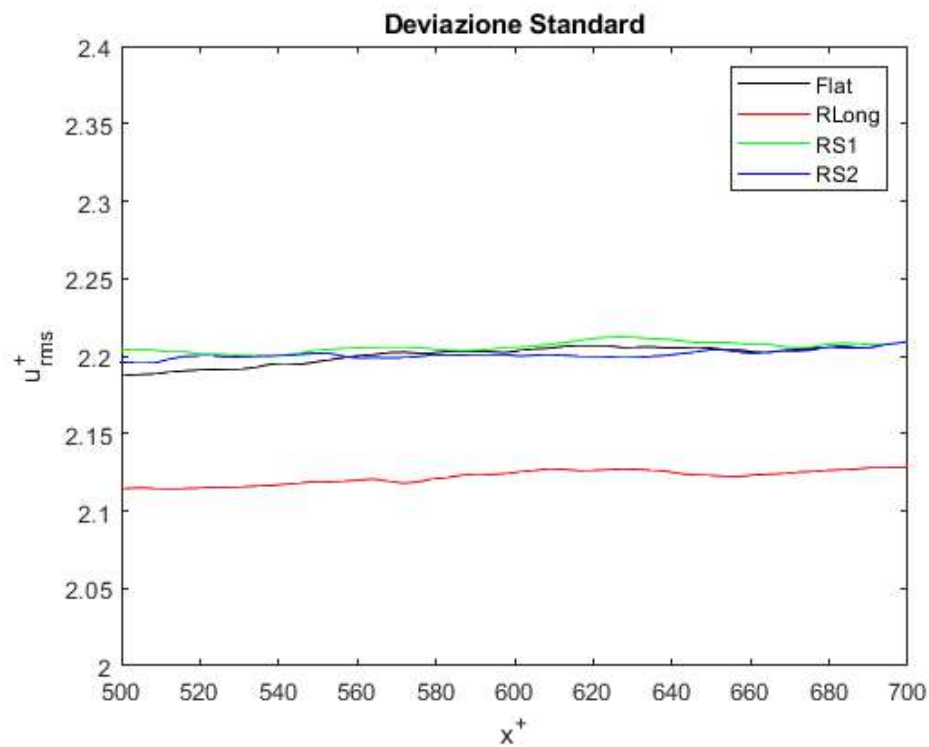


Figura 4.15: Confronto della deviazione standard relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re_\theta = 3900$

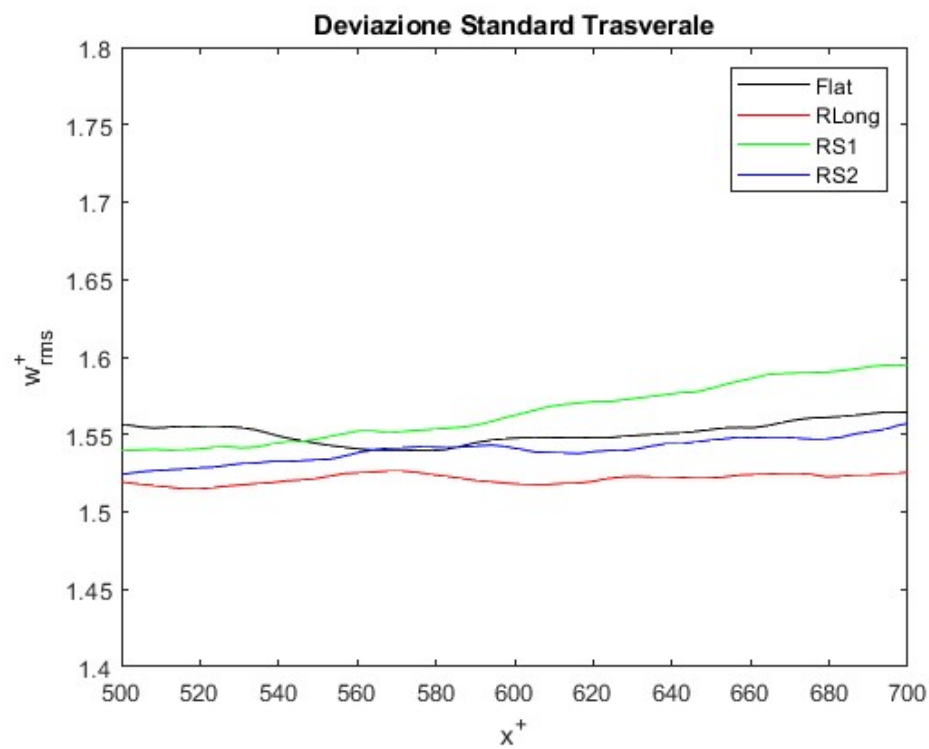


Figura 4.16: Confronto della deviazione standard relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re_\theta = 3900$

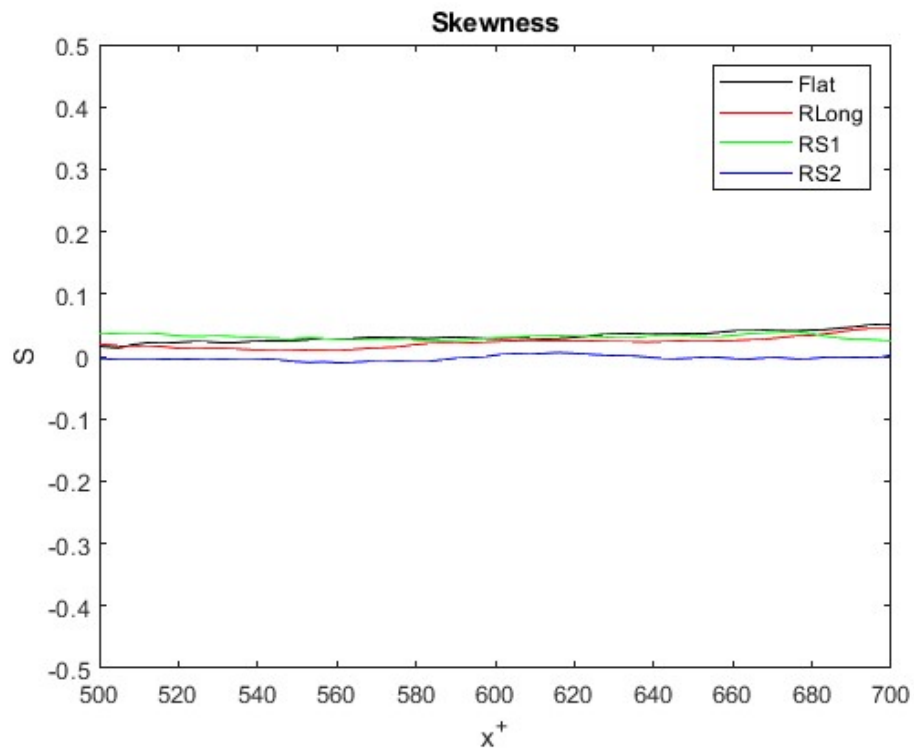


Figura 4.17: Confronto della Skewness relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re_\theta = 3900$

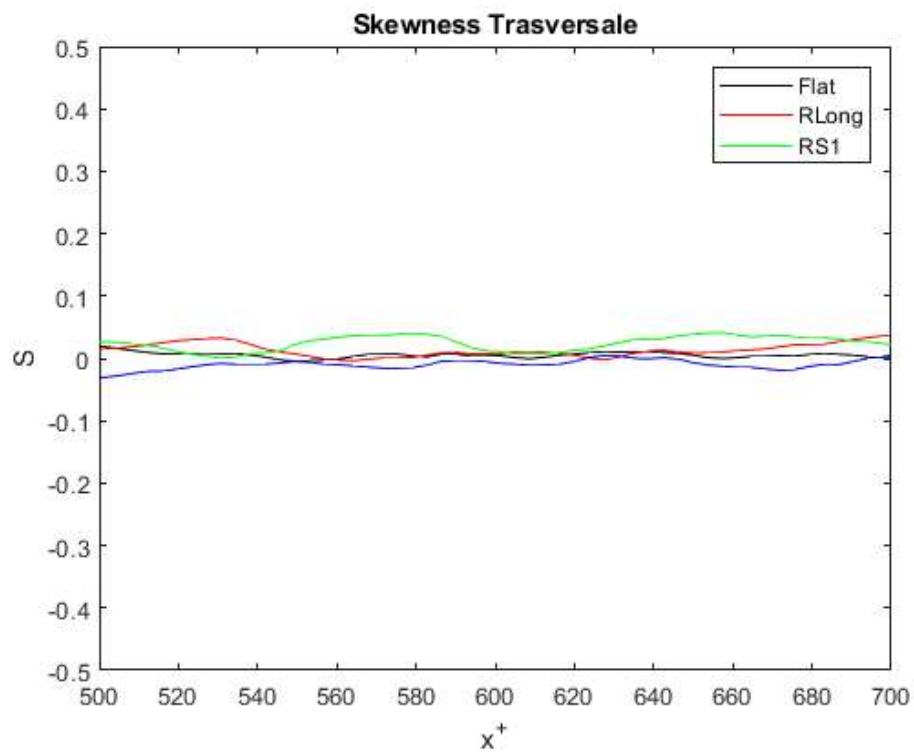


Figura 4.18: Confronto della Skewness relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re_\theta = 3900$

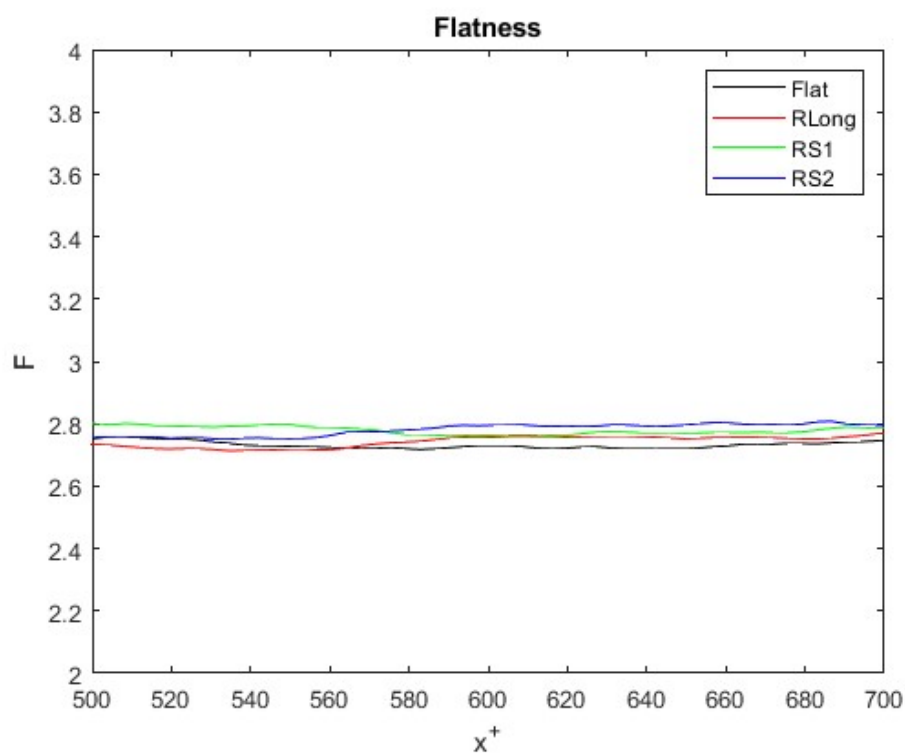


Figura 4.19: Confronto della Flatness relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re_\theta = 3900$

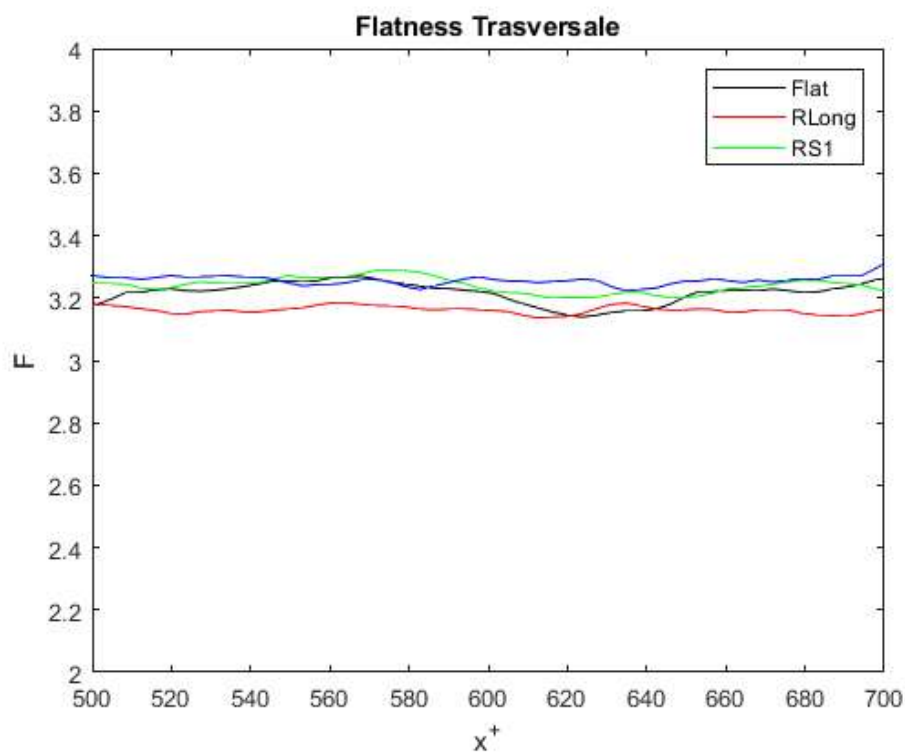


Figura 4.20: Confronto della Flatness relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re_\theta = 3900$

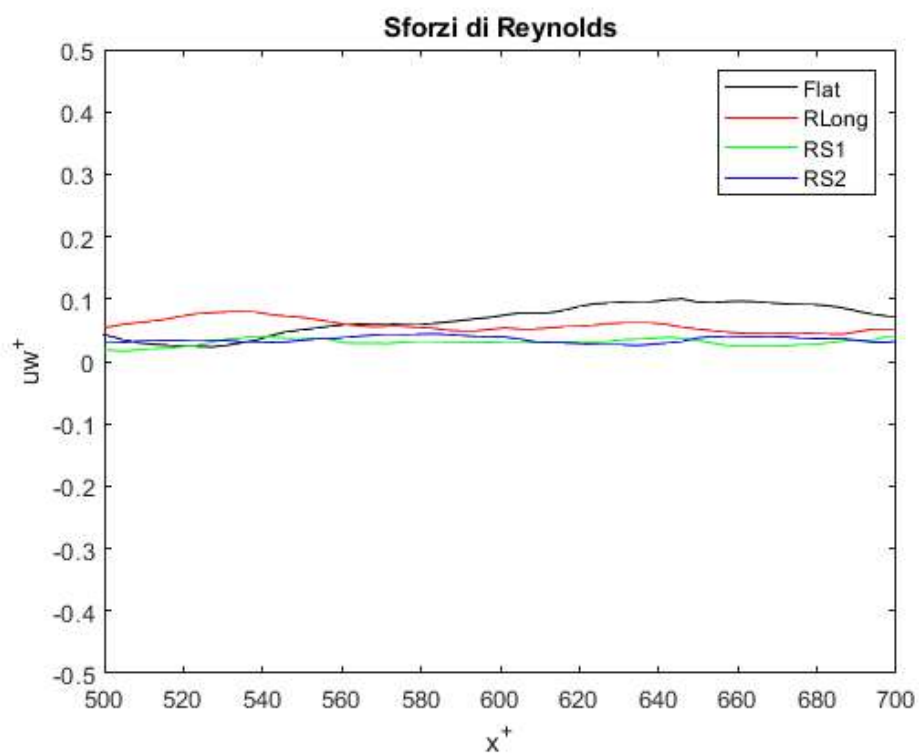


Figura 4.21: Confronto degli Sforzi di Reynolds per $Re_\theta = 3900$

4.2 Analisi VISA

Per quanto detto nel precedente paragrafo, dai risultati statistici sembra che l'effetto di mitigazione delle fluttuazioni turbolente imposto dalle oscillazioni della parete a scanalature sinusoidali risulti assente o di poco conto nelle condizioni considerate dagli esperimenti relativi alla presente attività di tesi. Dunque, al fine di indagare con un maggior livello di dettaglio su quanto ottenuto dalla statistica ed in particolare sulle strutture caratterizzate da strati di taglio interni tridimensionali ed inclinati rispetto alla parete che si verificano ai bordi delle strisce a differente velocità, storicamente associati agli istanti di più larga produzione dell'energia turbolenta, è stata condotta l'analisi VISA.

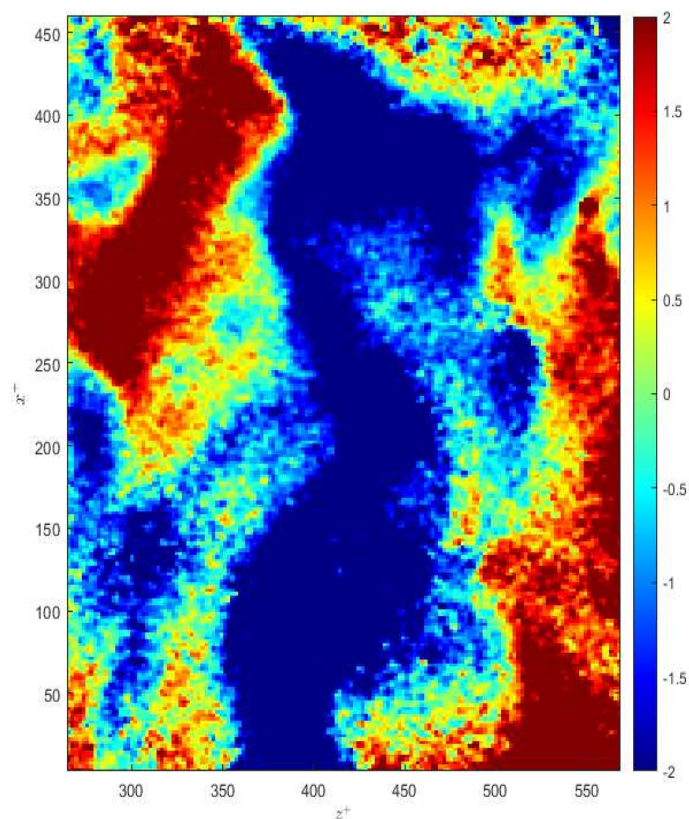


Figura 4.22: esempio del campo di velocità nell'intorno delle Low Speed Streaks

Tuttavia, prima di procedere vale la pena evidenziare che dei campi di velocità sono stati considerate le parti nell'intorno delle Low Speed Streaks, simili a quella mostrata in *figura 4.22*, per essere sicuri che nella media condizionata relativa agli eventi VISA fossero identificati gli shear layer interni che si formano lungo i loro bordi, evitando l'influenza di altre strutture. Questo passo preliminare, sebbene non sia previsto di norma, è diventato necessario in conseguenza alle elevate altezze alle quali sono state fatte le misure. Infatti, alcuni studi hanno mostrato che tali strutture risultano prevalenti nella regione vicino a parete. In particolare, Blackwelder e Kaplan (1976)

hanno osservato che oltre $y^+ = 25$ le forti accelerazioni relative agli eventi di “*bursting*” dovuti al passaggio delle Low Speed Streaks tendono a diventare più casuali poiché più deboli, meno frequenti e con una minore correlazione in termini di fase.

Una volta concluso questo passo intermedio per tutti i casi, è stata determinata la Variable Interval Space Average attraverso la scelta di opportuni parametri.

Dalla tabella sotto, si nota la presenza di ΔL^+ che rappresenta la breve distanza di integrazione descritta nel *paragrafo 3.2*, scelta dello stesso ordine di grandezza della scala del fenomeno in esame considerando $T^+ \approx 10$, e Δz^+ con valori che rappresentano alcuni degli spessori più probabili delle Low-Speed Streaks determinati statisticamente da Iuso (2003). Di seguito vengono riportati i più importanti risultati, suddivisi per i diversi numeri di Reynolds.

$Re_\theta = 2200; \Delta L^+ = 125; \Delta z^+ = 40$	
Placca:	N° eventi accelerati
Flat	189
RLong	156
RS1	243
RS2	300
$Re_\theta = 2800; \Delta L^+ = 138; \Delta z^+ = 48$	
Placca:	N° eventi accelerati
Flat	451
RLong	251
RS1	611
RS2	629
$Re_\theta = 3900; \Delta L^+ = 141; \Delta z^+ = 52$	
Placca:	N° eventi accelerati
Flat	115
RLong	281
RS1	649
RS2	800

Tabella 5: numero di eventi accelerati determinati per le diverse placche attraverso l'analisi VISA

- $Re_\theta = 2200$ (N = 400 giri/min)

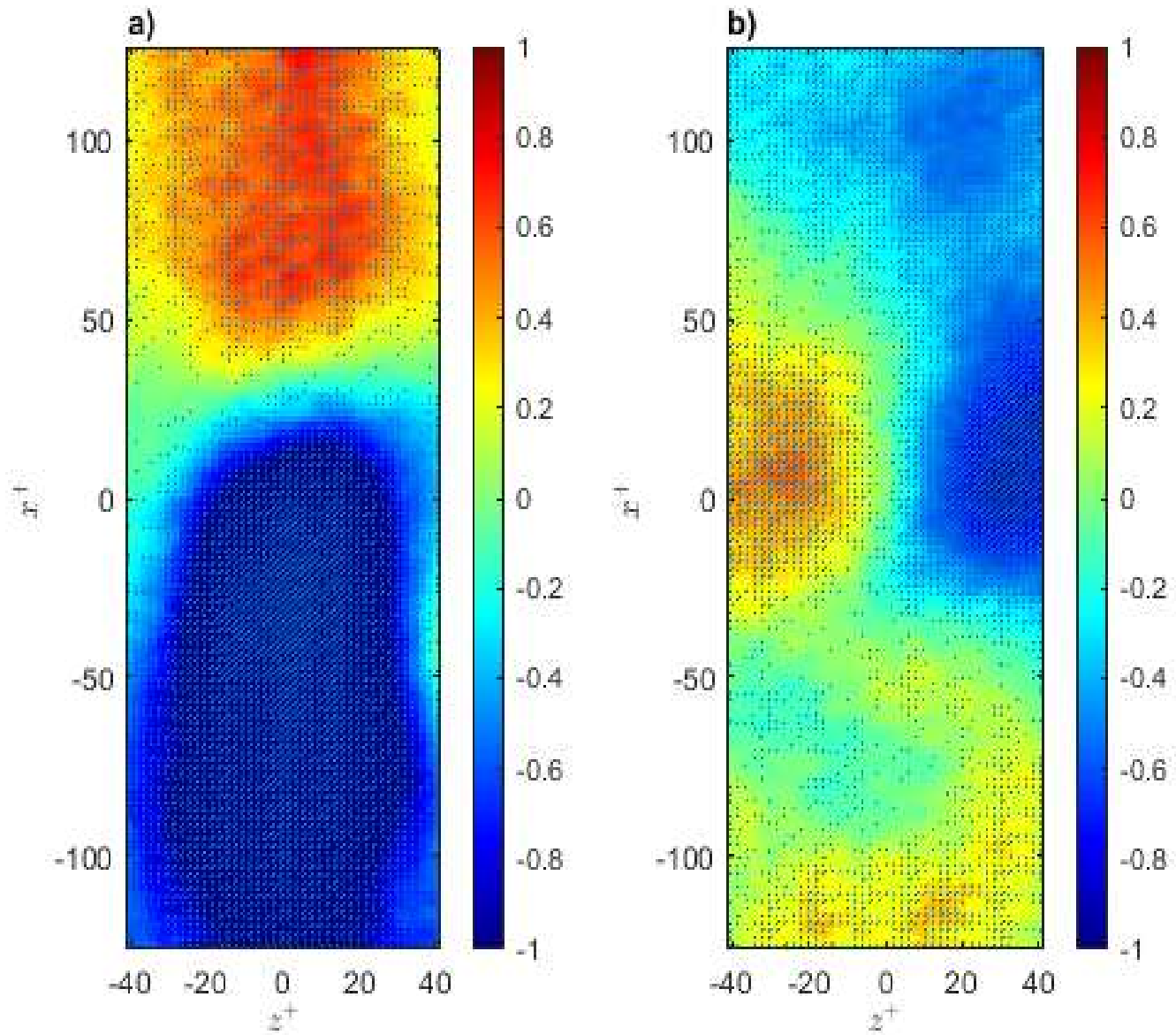


Figura 4.23: eventi VISA relativi alla placca Flat nel piano (x, z) : a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali

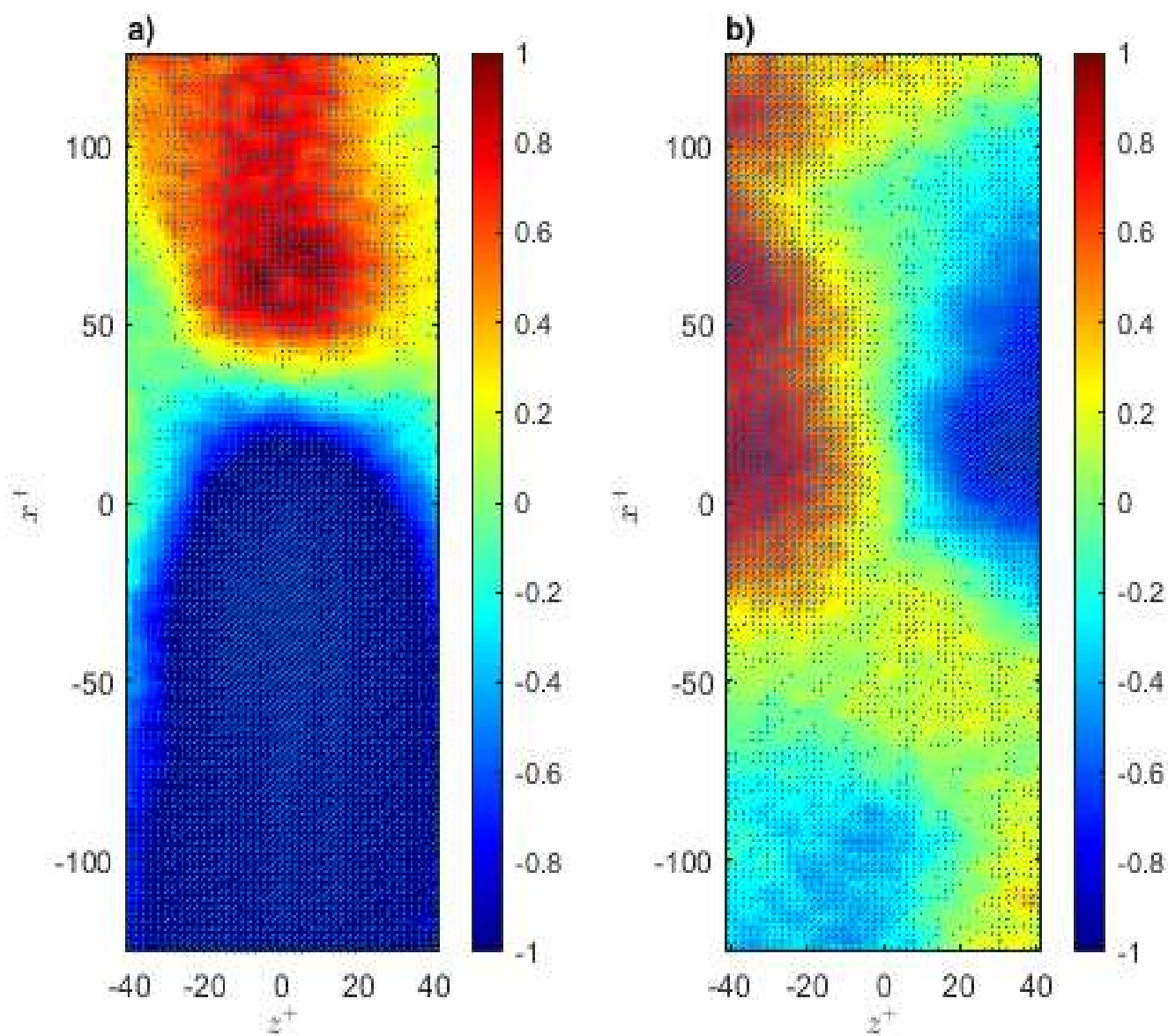


Figura 4.24: eventi VISA relativi alla placca RLong nel piano (x, z) : a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali

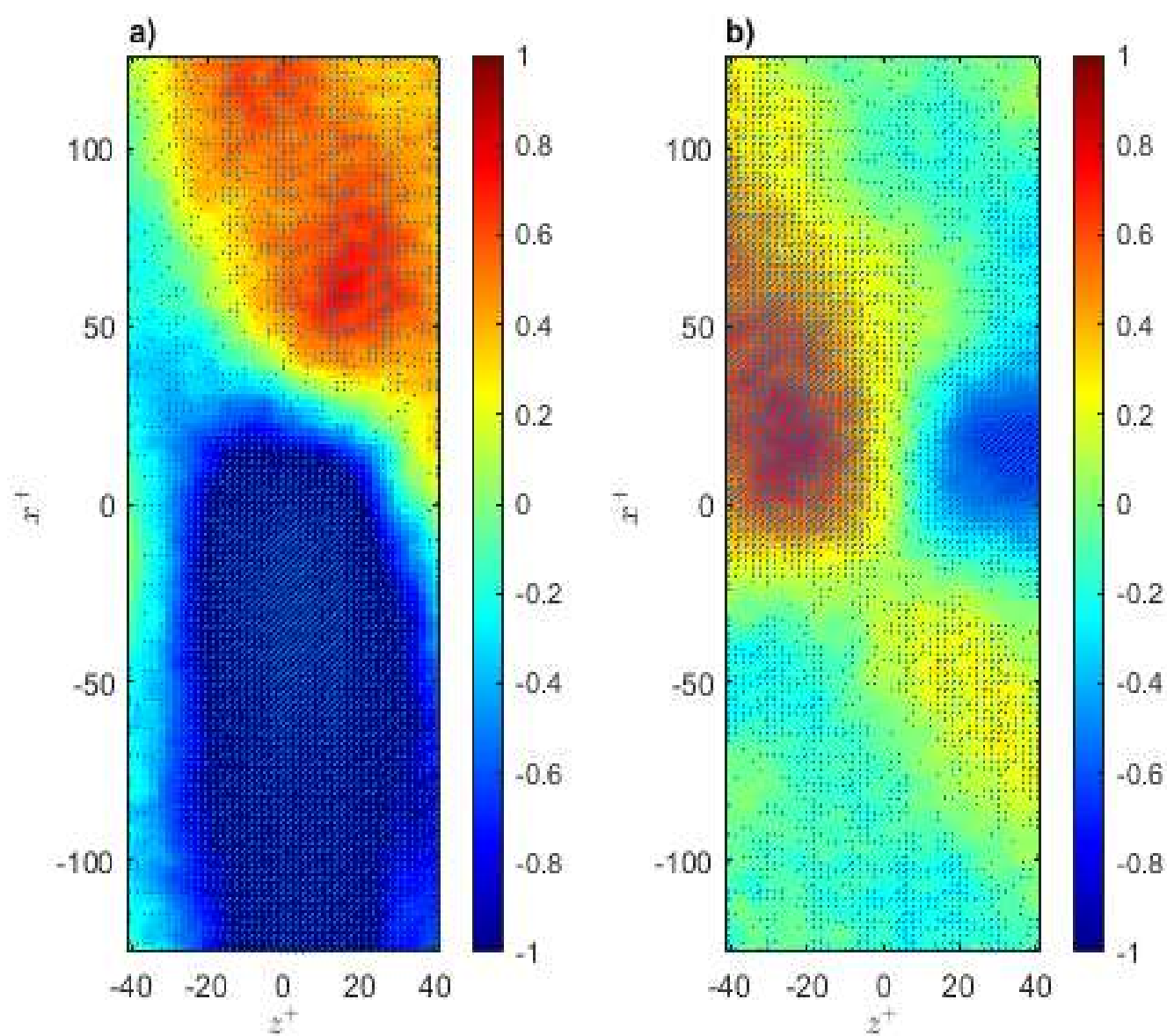


Figura 4.25: eventi VISA relativi alla placca RS1 nel piano (x, z) : a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali

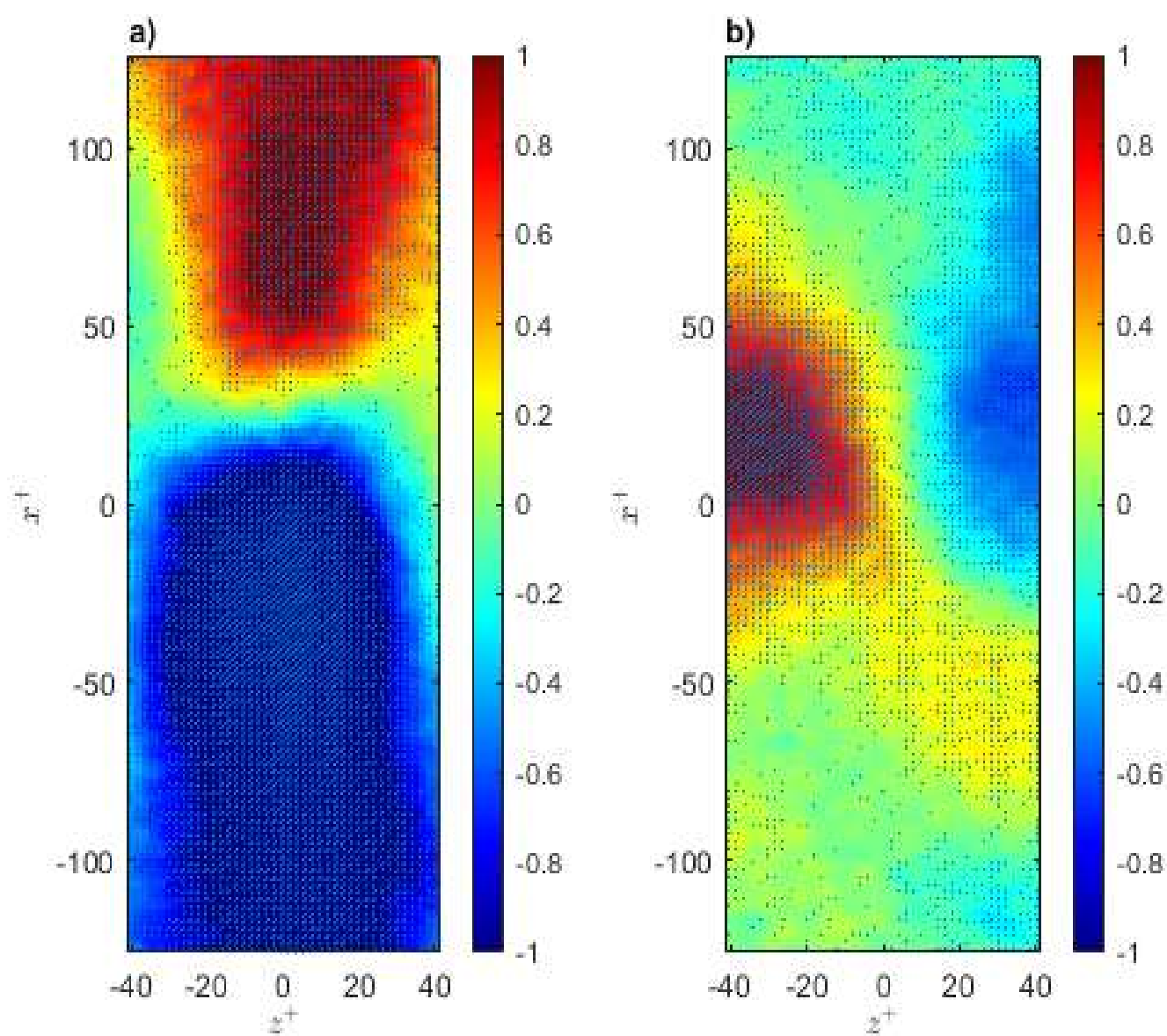


Figura 4.26: eventi VISA relativi alla placca RS2 nel piano (x, z) : a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali

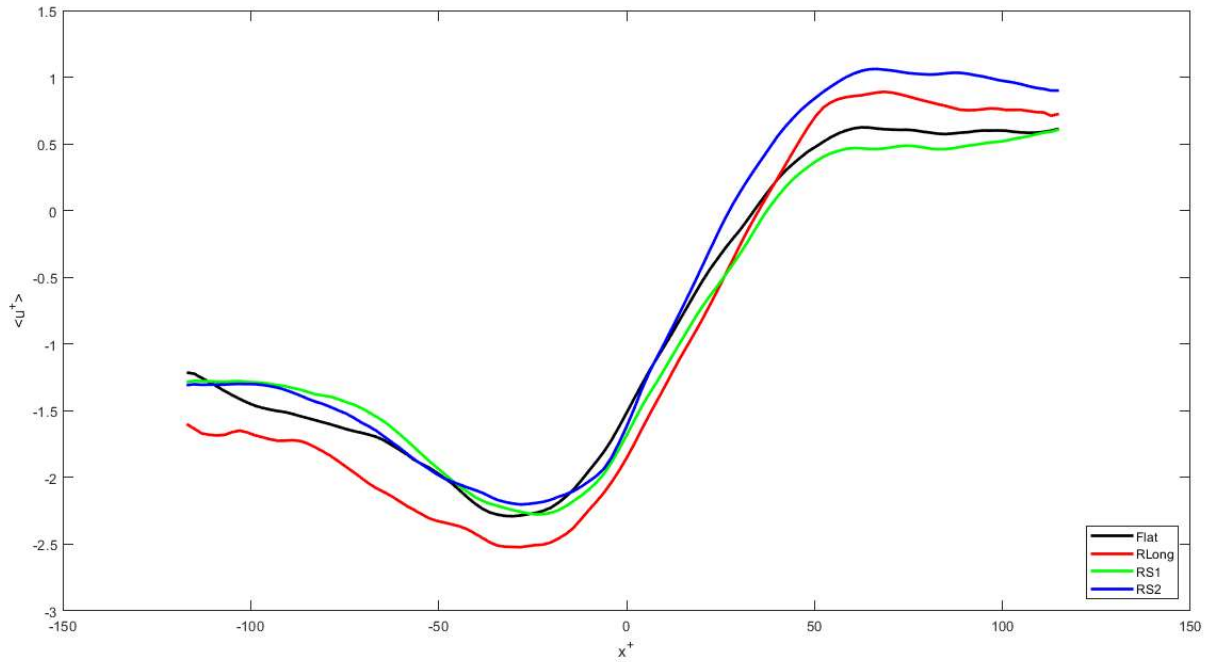


Figura 4.27: confronto delle distribuzioni lungo x degli eventi medi condizionati per le quattro placche

Considerando i casi a $Re_\theta = 2200$, le mappe delle fluttuazioni turbolente longitudinali negli interni degli eventi medi condizionati risultano minori per le RS1, mentre non mostrano grandi variazioni in merito agli shear layer interni negli altri casi. Per quanto riguarda le medie condizionate delle fluttuazioni trasversali nell'intorno delle regioni in cui si trovano gli eventi VISA si vedono maggiori livelli di variazione nel caso delle riblets, con valori massimi attribuibili alle RS2 in accordo con le maggiori oscillazioni che il fluido subisce per l'induzione da parte delle scanalature. Però, quando si vogliono apprezzare le differenze quantitative delle fluttuazioni streamwise nella zona degli eventi VISA, conviene confrontare gli eventi medi condizionati applicando un taglio a $z^+ \approx 0$ come in figura 4.27. Così, emerge che le riblets RLong presentano eventi medi della componente di fluttuazione longitudinale con una maggiore ampiezza dei picchi a fronte di un numero di eventi rilevati minore rispetto a tutti gli altri casi, che spiega il minore livello di fluttuazioni e la velocità media maggiore che sono stati determinati dalla statistica. Le riblets sinusoidali RS1 rappresentano il caso in cui si riscontrano gli eventi medi delle fluttuazioni longitudinali con la minore escursione in termini di ampiezza, ma in numero maggiore. Le riblets sinusoidali con la più elevata ampiezza di oscillazione RS2 hanno escursioni leggermente maggiori rispetto alle RS1 ma traslate in alto, con minori picchi negativi e maggiori picchi positivi, e con il numero maggiore di eventi rilevati.

Da quanto detto, il più elevato numero di eventi determinato per le riblets sinusoidali rispetto agli altri casi potrebbe essere la ragione della maggiore attività turbolenta riscontrata statisticamente.

- $Re_\theta = 2800$ ($N = 600$ giri/min)

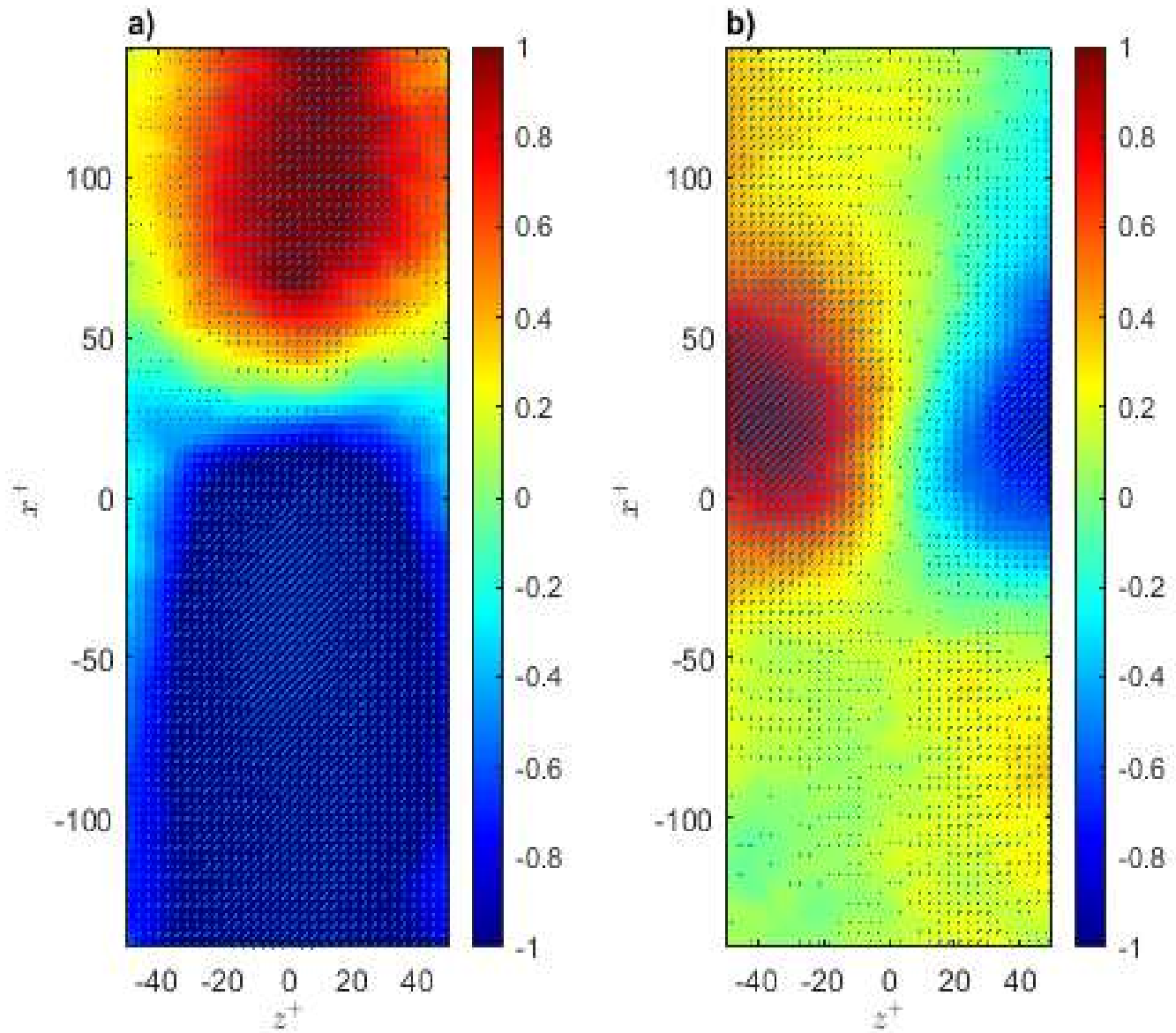


Figura 4.28: eventi VISA relativi alla placca Flat nel piano (x, z) : a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali

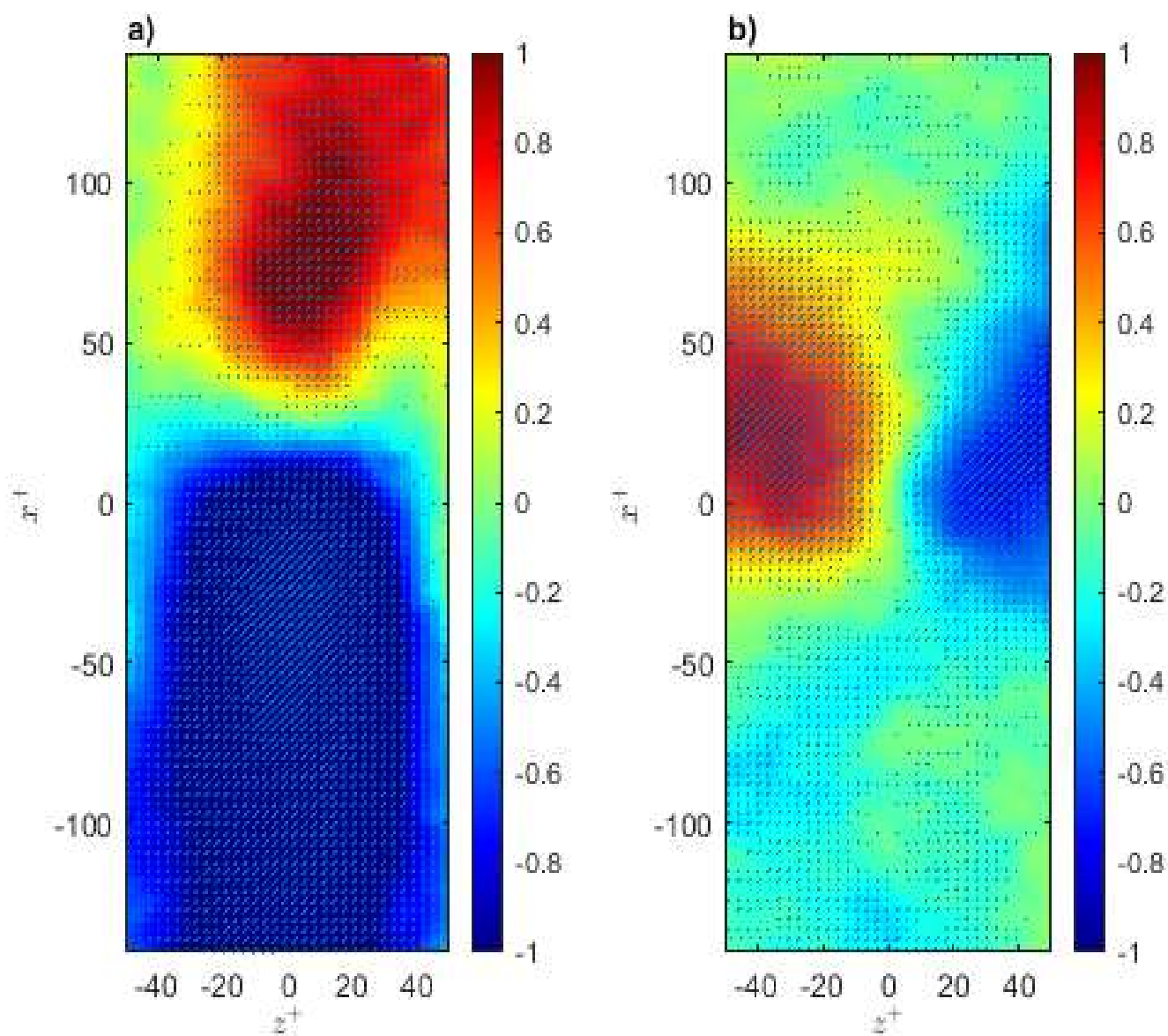


Figura 4.29: eventi VISA relativi alla placca RLong nel piano (x, z) : a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali

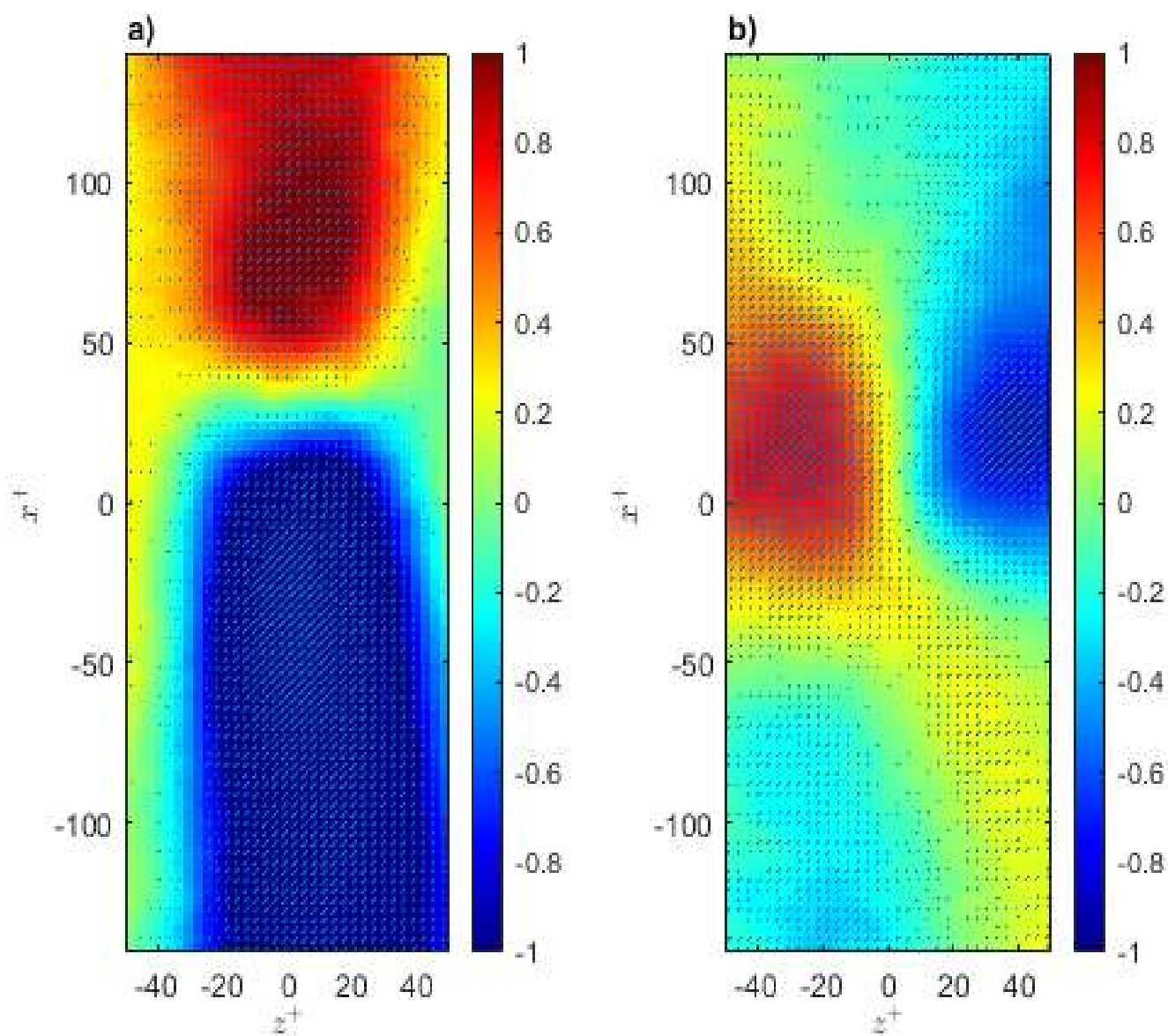


Figura 4.30: eventi VISA relativi alla placca RS1 nel piano (x, z) : a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali

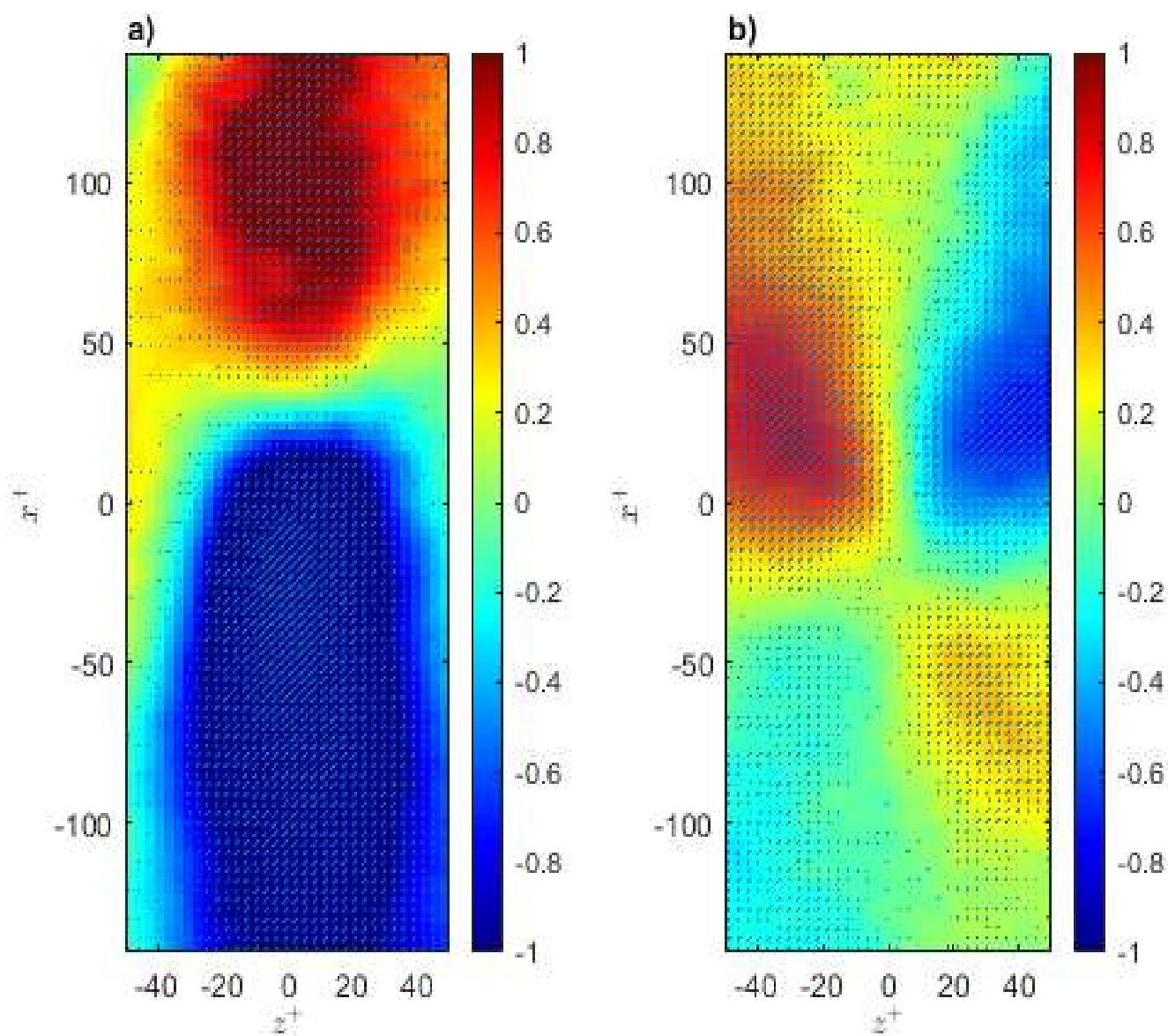


Figura 4.31: eventi VISA relativi alla placca RS2 nel piano (x, z) : a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali

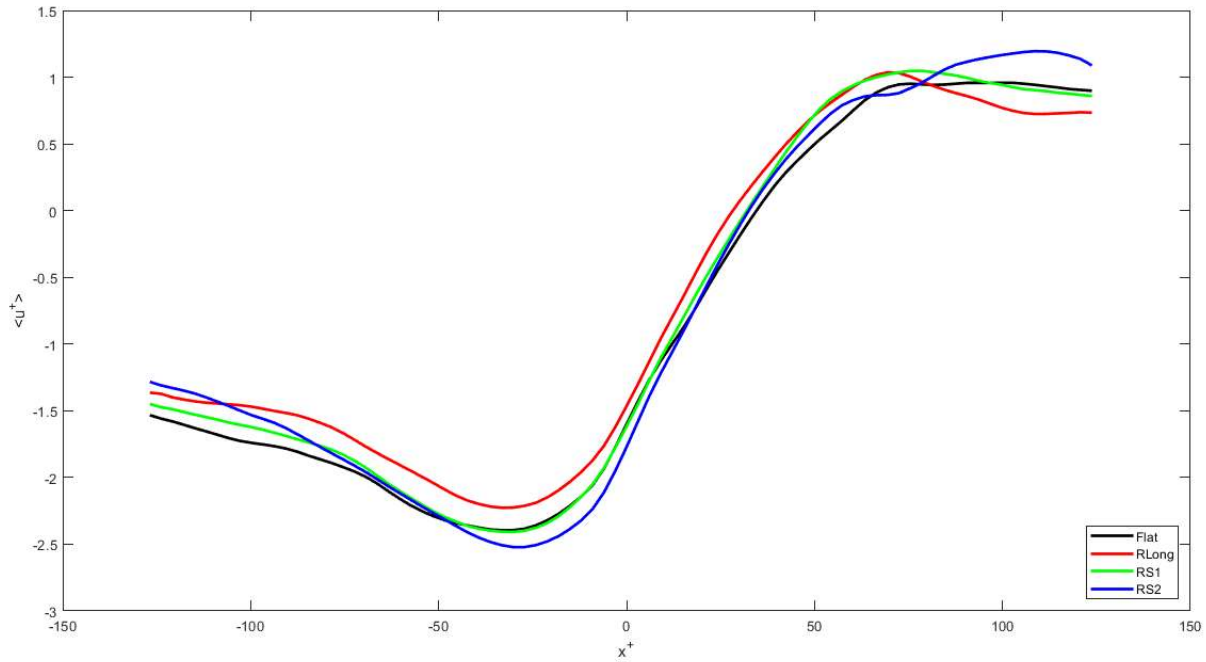


Figura 4.32: confronto delle distribuzioni lungo x degli eventi medi condizionati per le quattro placche

Considerando $Re_\theta = 2800$, le variazioni riguardanti le mappe degli eventi medi condizionati mostrano dei contorni meno definiti nei casi della placca RLong e della RS1 se paragonate con gli altri casi. Per quanto riguarda le fluttuazioni trasversali, dalle mappe raffiguranti gli intorni degli eventi VISA si vedono maggiori livelli di variazione nel caso delle riblets sinusoidali con i massimi valori per le RS2 come ci aspettiamo che accada, mentre nel caso di riblets longitudinali la componente trasversale risulta minore.

Applicando nuovamente il taglio delle mappe di velocità a $z^+ \approx 0$, come in figura 4.32, si vede che le riblets RLong presentano gli eventi medi longitudinali minori in ampiezza, oltre che un numero di eventi molto minore degli altri casi. L'insieme di tali fattori spiega il ridotto livello di fluttuazioni turbolente e la maggiore velocità media riscontrati statisticamente, in accordo con i benefici relativi alla riduzione di resistenza. Le riblets sinusoidali RS1 sono caratterizzate da eventi medi condizionati molto simili alla placca piana per quanto concerne l'ampiezza, mentre il loro numero è maggiore rispetto alla stessa. La placca RS2 mostra gli eventi medi con maggiori escursioni e con il più elevato numero.

Quanto trovato spiega che l'effetto delle riblets sinusoidali risulta più intenso in prossimità della parete, ma confinato a minori distanze. Infatti, la frammentazione delle strutture ed il loro spostamento oltre il Buffer Layer motiverebbe il maggior numero di eventi ed il maggiore livello di turbolenza determinati, mentre la grande riduzione del gradiente di velocità in seno alla parete modifica ulteriormente il profilo rispetto alle classiche riblets, anticipando le minori velocità medie.

- $Re_\theta = 3900$ ($N = 800$ giri/min)

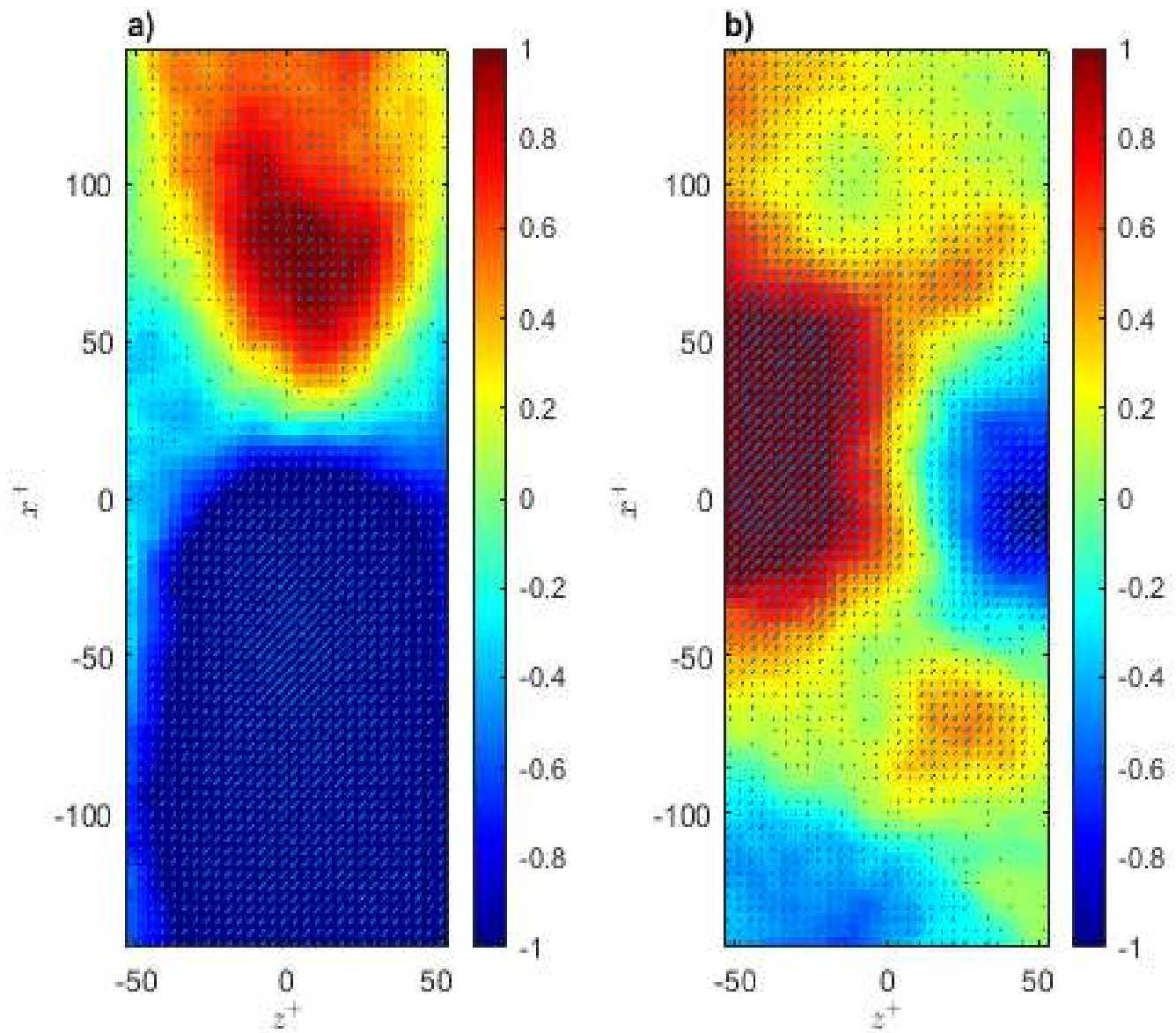


Figura 4.33: eventi VISA relativi alla placca Flat nel piano (x, z) : a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali

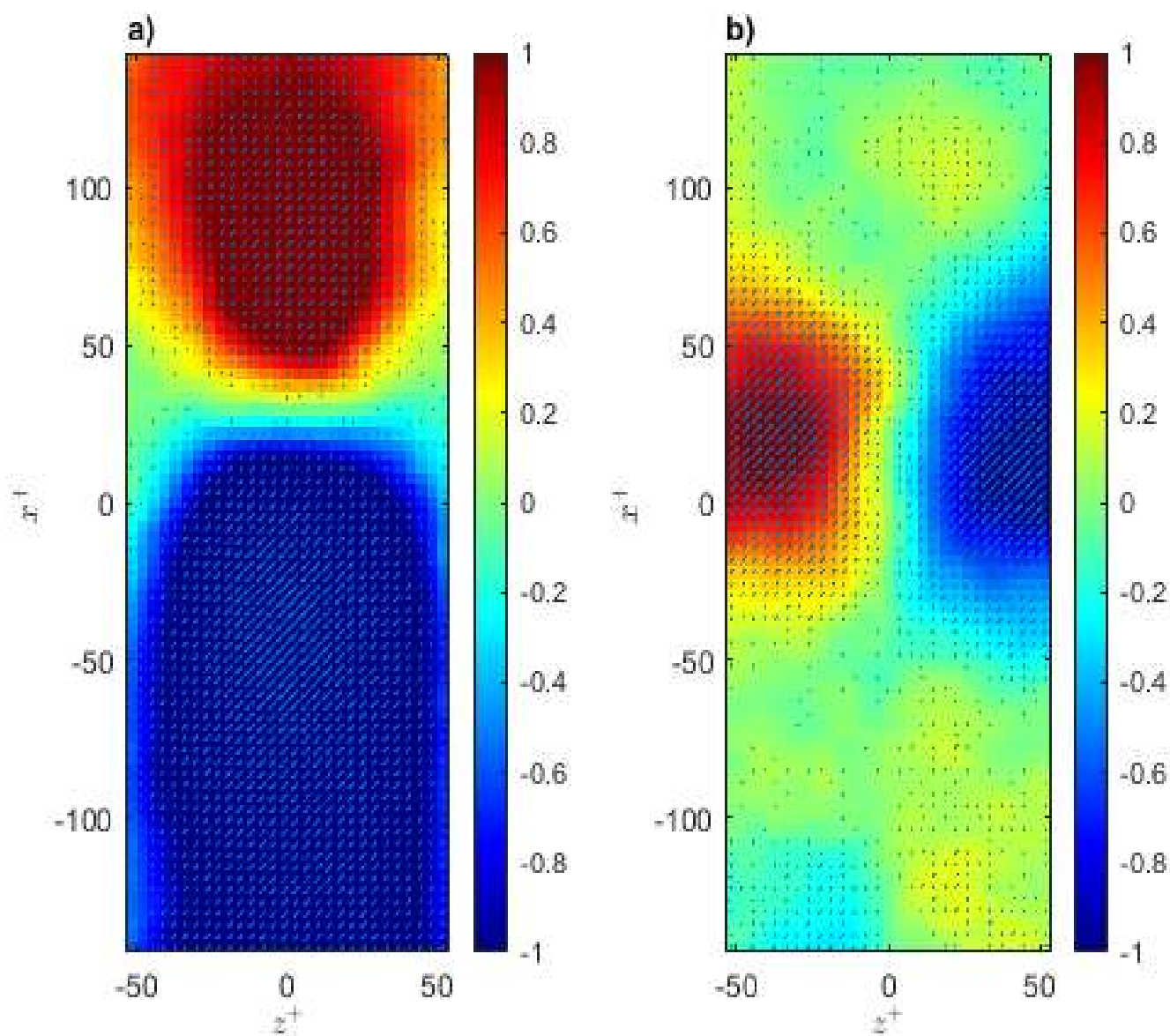


Figura 4.34: eventi VISA relativi alla placca RLong nel piano (x, z) : a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali

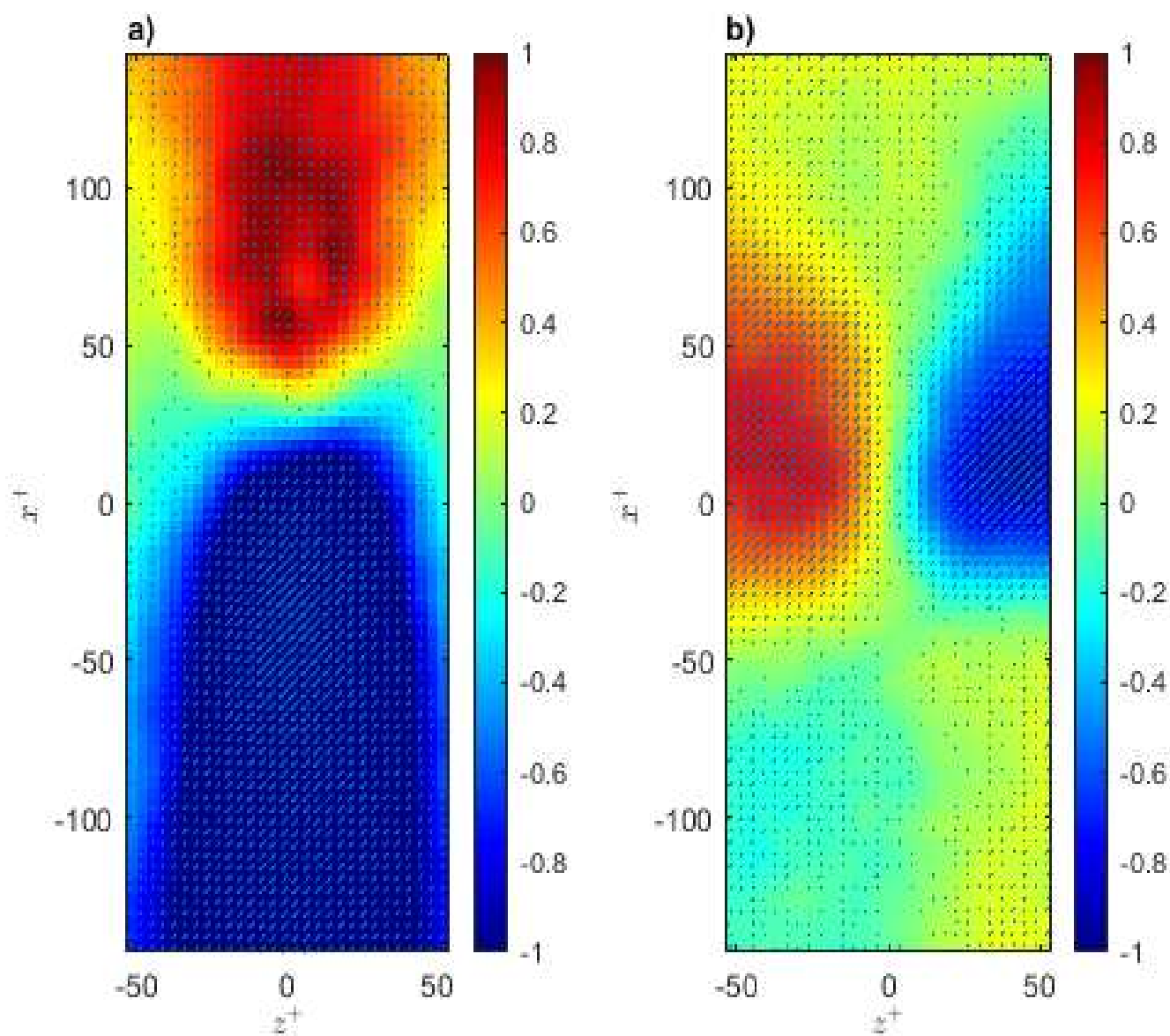


Figura 4.35: eventi VISA relativi alla placca RS1 nel piano (x, z) : a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali

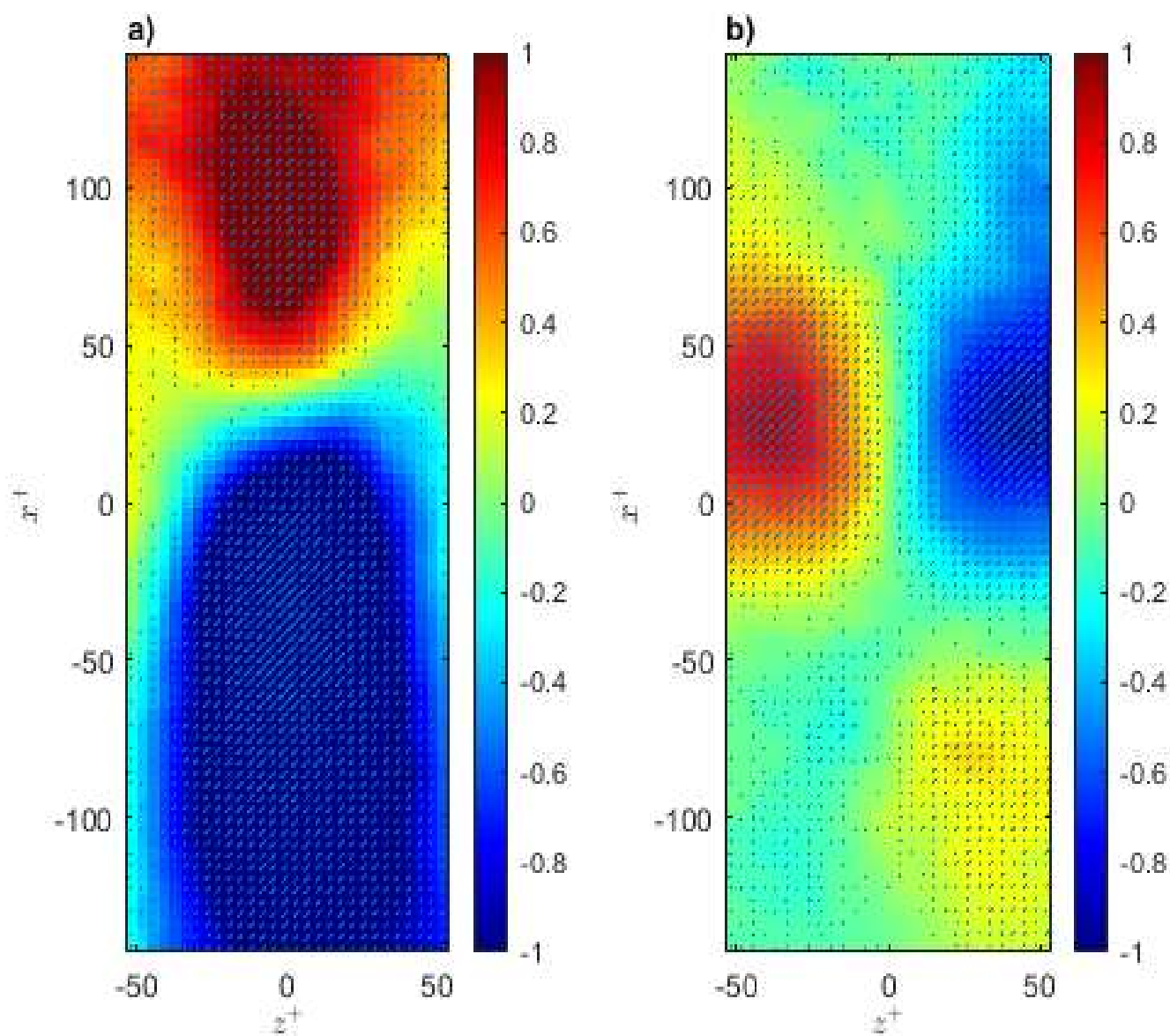


Figura 4.36: eventi VISA relativi alla placca RS2 nel piano (x, z) : a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali

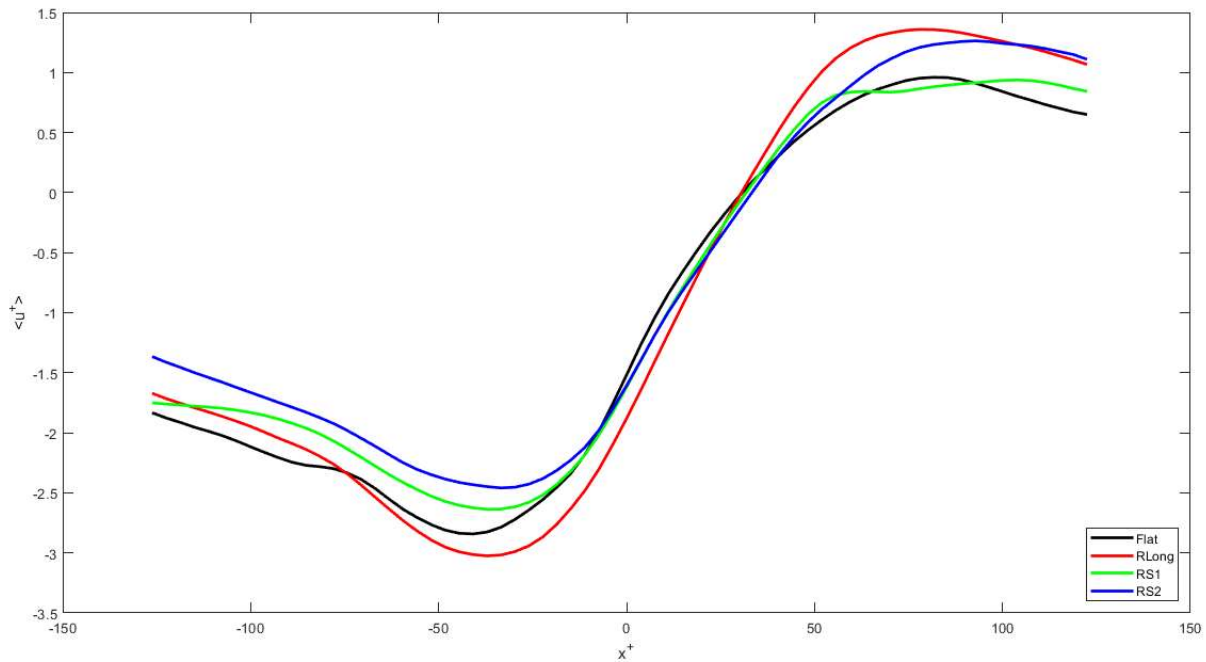


Figura 4.37: confronto delle distribuzioni lungo x degli eventi medi condizionati per le quattro placche

Considerando il caso a $Re_\theta = 3900$, dalle mappe raffiguranti le fluttuazioni longitudinali negli intorno degli eventi VISA l'effetto benefico sembra svanito. Infatti, ad eccezione delle riblets RS1 che mostrano variazioni simili al caso di placca piana, le altre mostrano gradienti maggiori rispetto alla stessa. Per quanto riguarda il moto trasversale, dalle mappe degli eventi VISA si vedono maggiori gradienti nel caso della placca Flat diversamente da quanto ci aspettiamo.

Considerando il confronto degli eventi medi condizionati mostrato in *figura 4.37*, le riblets bidimensionali RLong presentano eventi medi longitudinali di maggiore ampiezza lungo x ed un numero di eventi poco più elevato rispetto alla placca Flat, confermando che i risultati statistici non sono molto utili a $y^+ = 165$. Le riblets sinusoidali presentano eventi medi condizionati con escursioni minori rispetto alle riblets longitudinali, probabilmente legate ad un indebolimento degli eventi di *bursting* che si fa sentire anche a distanze maggiori e per maggiori numeri di Reynolds. Invece, il numero di eventi decisamente più grande rispetto alla placca naturale è frutto della frammentazione dei vortici, come indicano i maggiori livelli di intermittenza riscontrati.

Più in dettaglio, a rendere maggiore l'attività turbolenta delle riblets sinusoidali, in modo simile al caso precedente, contribuisce lo spostamento delle strutture coerenti nella zona della regione logaritmica al quale sono state fatte le misure, spiegando insieme alla frantumazione delle stesse la più grande quantità di eventi rilevata. Tuttavia, in accordo con le minori intensità degli eventi tali strutture vorticosi sono indebolite al punto da risultare sterili in termini di produzione della energia turbolenta.

5 Conclusioni

Nel precedente capitolo si vede un buon livello di accordo tra i risultati ottenuti dall'analisi statistica e quelli relativi all'analisi VISA.

In generale, si è visto che le riblets longitudinali RLong sono caratterizzate da eventi medi di maggiore ampiezza ed in quantità minore rispetto alla parete naturale. Questo spiega la minore attività turbolenta che le caratterizza nei casi esaminati. In aggiunta, il moto trasversale meno intenso conferma che quanto trovato è frutto del beneficio indotto dalle scanalature che ostacolano i moti coerenti frequenti nell'Inner Layer e mitigano le relative interazioni.

Le riblets a pattern sinusoidale si comportano in modo simile tra loro, mostrando eventi di più debole intensità in direzione streamwise, soprattutto per quanto riguarda i picchi di velocità negativa che risultano ridotti rispetto agli altri casi, questo potrebbe essere indice di Low-Speed Streaks più deboli, e maggiori variazioni delle fluttuazioni trasversali. Tuttavia, queste placche sono sempre caratterizzate da un numero di eventi sensibilmente maggiore rispetto alla Flat, in accordo con la maggiore attività turbolenta ed i maggiori livelli di Flatness riscontrati statisticamente. Quanto detto suggerisce che l'ingente numero di eventi è frutto dello spezzettamento e dell'indebolimento dei moti organizzati ad opera delle scanalature sinusoidali. Infatti, sebbene siano in grande quantità, le strutture vorticose associabili ai confini delle strisce a differente velocità appaiono meno intense per le placche RS1 ed RS2 rispetto agli altri casi. Quest'ultimo aspetto indica un minore trasporto di flusso a bassa velocità in regioni di alta velocità e di flusso ad alta velocità in zone di bassa velocità, riducendo gli shear layer interni e di conseguenza la resistenza di attrito. Però, dal momento che è stato riscontrato un più elevato livello di fluttuazioni turbolente, è opinione del candidato che l'effetto delle riblets sinusoidali sia confinato nella parte inferiore dell'Inner Layer e che un ulteriore fenomeno contribuisca all'incremento del numero di eventi e dell'attività turbolenta. Cioè lo spostamento delle Low Speed Streaks e dei vortici quasi-streamwise a distanze y^+ appartenenti alla regione logaritmica, alle quali sono state fatte le misure, che si verifica a causa delle oscillazioni indotte dalla parete.

Infine, per quanto riguarda il gradiente degli eventi medi condizionati relativi agli eventi VISA accelerati mostrati nelle figure 4.27, 4.32 e 4.37 che rappresenta il modo in cui varia la velocità in corrispondenza degli strati di taglio ai bordi delle regioni di diversa velocità, si osservano pendenze molto simili. Questo fa supporre che, in tutti i casi, l'applicazione delle riblets non induce a variazioni qualitative nella struttura degli eventi, ma piuttosto ad un indebolimento dei moti organizzati e, di conseguenza, del ciclo di auto-generazione della turbolenza.

Bibliografia

- Adrian, 2007. Hairpin vortex organization in wall turbulence. *Physics of Fluids*.
- Astarita, 2006. Analysis of interpolation schemes for image deformation methods in PIV: Effect of noise on the accuracy and spatial resolution.. *Experiments in Fluids* 40, pp. 977-987.
- Astarita, 2007. Analysis of velocity interpolation schemes for image deformation methods in PIV.. *Experiments in Fluid* 43, pp. 859-872.
- Bechert & Hage, 2006. "Drag reduction with riblets in nature and engineering". *Flow Phenomena in Nature: a challenge to engineering design*.
- Blackwelder, R. & Kaplan, R., 1976. On the wall structure of the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech*, pp. 89-112.
- Chen, et al., 2014. Flow over bio-inspired 3D herringbone wall riblets. *Exp. Fluid* , p. 1698.
- Choi, 2002. Near-wall structure of turbulent boundary layer with spanwise-wall oscillation. *Physics of Fluids*, pp. 2530-2542.
- Gottero, M. & Onorato, M., 2000. Low-speed streak and internal shear layer motions in a turbulent boundary layer. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, pp. 23-36.
- Iuso, G. et al., 2003. Velocity streak structure modifications induced by flow manipulation. *Physics of Fluids* 15, pp. 2602-2612.
- Jiang, X. Y. et al., 2020. Experimental study on low-speed streaks in a turbulent boundary layer at low Reynolds number. *J. Fluid Mech*.
- Jimenez & Mayoral, 2011. Drag reduction by riblets. *Phil. Trans.*, pp. 1412-1427.
- Kline, Reynolds, Schraub & Runstadler, 1967. The structure of turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech*, pp. 741-773.
- Kramer, G. T. H. M., 2010. Wavy riblets for turbulent drag reduction. *5th AIAA Flow Control Conference*. doi:10.2514/6.2010-4583.
- Luchini, Manzo & Pozzi, 1991. Resistance of a grooved surface to parallel flow and cross-flow. *J. Fluid Mech.*, pp. 87-109.
- Lu, S. & Willmarth, W., 1973. Measurement of the Reynolds stress in turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech*, pp. 481-511.
- Mendez, et al., 2017. POD-based Background Removal for Particle Image Velocimetry. *Experimental Thermal and Fluid Science* 80, pp. 181-192.
- Onorato, et al., 2005. Turbulent boundary layer and their control: quantitative flow visualization results. *Transition and Turbulence Control*, pp. 247-282.
- Peet & Sagaut, 2009. Teoretical prediction of turbulent skin friction on geometrically complex surfaces. *Physics of Fluids* 21. doi:10.1063/1.3241993.
- Peet, Sagaut & Charron, 2008. Turbulent drag reduction using sinusoidal riblets with triangular cross-section. *38th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. doi:10.2514/6.2008-3745.
- Smith, 1984. A synthesized model of the near-wall behaviour in turbulent boundary layers. *Proceeding of Eighth Symposium of Turbulence*, pp. 299-327.

Tritton, D. J., 1988. *Physical Fluid Dynamics*. Second Edition ed. s.l.:s.n.

Viswanath, 2002. Aircraft drag reduction using riblets. *Elsevier Science*, pp. 571-600.

Walsh, 1982. Turbulent boundary layer drag reduction using riblets. *AIAA Journal*, p. 82.

Walsh, 1984. Riblets as a viscous drag reduction technique. *AIAA Journal*, pp. 485-486.

Walsh & Weinstein, 1980. Drag characteristics of v-groove and transverse curvature riblets. *Viscous Flow Drag Reduction in AIAA Journal*, pp. 168-184.

Indice delle Figure

Figura 1: esempio di superficie con riblets	6
Figura 2: microrugosità della pelle di un <i>Carcharhinus galapagensis</i>	6
Figura 3: varie geometrie di riblets studiate	7
Figura 4: riblets su velivolo commerciale Airbus A340-300 (Cathay Pacific Airways)	7
Figura 1.1: Strato limite su lastra piana	10
Figura 1.2: transizione dello Strato Limite su Lastra Piana.....	11
Figura 1.3: effetto della Skewness sulla pdf	14
Figura 1.4: effetto della Flatness sulla pdf.....	15
Figura 1.5: sforzo di attrito all'interno dello Strato Limite, D. J. Tritton (1988)	18
Figura 1.6: regioni caratteristiche dello Strato Limite Turbolento	19
Figura 1.7: visualizzazioni di uno Strato limite turbolento: (a) visualizzazione nel piano x-y; (b) visualizzazione nel piano x-z.....	20
Figura 1.8: risultato della media condizionata sul vettore velocità determinata da Adrian (2007). a) vista dall'alto; b) vista laterale	21
Figura 1.9: a) schema dell'azione degli hairpin vortex a parete; b) traccia degli hairpin vortex nel piano x-y.....	22
Figura 1.10 schema concettuale proposto da Smith (1984).....	23
Figura 1.11: schema del modello ondoso proposto da Jiang et al. (2020)	24
Figura 1.12: sketch di riblets longitudinali	25
Figura 1.13: origini virtuali del flusso longitudinale e del flusso trasversale.....	25
Figura 1.14: andamento tipico della curva di riduzione della resistenza.....	27
Figura 1.15: modifica del profilo di velocità di uno Strato Limite Turbolento soggetto ad oscillazioni trasversali della parete.....	27
Figura 1.16: schema di riferimento delle riblets sinusoidali.....	28
Figura 1.17: vorticità istantanea in direzione streamwise determinata da Peet & Sagaut (2008).....	29
Figura 2.1: galleria Fucsia del laboratorio Modesto Panetti	32
Figura 2.2: a) vista laterale sinistra della galleria; b) vista laterale destra della galleria.....	32
Figura 2.3: motore passo-passo di posizionamento verticale	33
Tabella 1: caratteristiche geometriche delle piastre con riblets.....	Error! Bookmark not defined.
Figura 2.4: a) area trasversale delle riblets con profilo parabolico; b) vista dall'alto delle riblets sinusoidali	33
Figura 2.5: trasduttore di pressione e sistema di acquisizione dati.....	34
Figura 2.6: a) ventole della galleria; b) pannello di controllo	34
Tabella 2: parametri caratteristici dello strato limite nelle due condizioni	34
Figura 2.7: schema del sistema DPIV completo.....	35
Figura 2.8: sorgente laser utilizzata nell'esperimento	36
Figura 2.9: sistema di lenti e specchi dell'apparato di misura	36
Figura 2.10: dettaglio telecamera sCMOS.....	37
Figura 2.11: sistema ad immagini singolarmente esposte	38
Figura 2.12: immagine PIV a seguito del pre-processing.....	39
Figura 2.13: aree di interrogazione ai tempi t_0 e $t_0 + \Delta t$	40
Figura 2.14: esempio di Cross-correlazione picco e del relativo picco	41
Figura 2.15: Campo di velocità nel caso di Placca Flat a $Re\theta = 2200$	42
Figura 2.16: Campo di velocità nel caso di Placca RLong a $Re\theta = 2200$	42
Figura 2.17: Campo di velocità nel caso di Placca RS1 a $Re\theta = 2200$	43

Figura 2.18: Campo di velocità nel caso di Placca RS2 a $Re\theta = 2200$	43
Figura 2.19: Campo di velocità nel caso di Placca Flat a $Re\theta = 2800$	44
Figura 2.20: Campo di velocità nel caso di Placca RLong a $Re\theta = 2800$	44
Figura 2.21: Campo di velocità nel caso di Placca RS1 a $Re\theta = 2800$	45
Figura 2.22: Campo di velocità nel caso di Placca RS2 a $Re\theta = 2800$	45
Figura 2.23: Campo di velocità nel caso di Placca Flat a $Re\theta = 3900$	46
Figura 2.24: Campo di velocità nel caso di Placca RLong a $Re\theta = 3900$	46
Figura 2.25: Campo di velocità nel caso di Placca RS1 a $Re\theta = 3900$	47
Figura 2.26: Campo di velocità nel caso di Placca RS2 a $Re\theta = 3900$	47
Tabella 3: parametri adimensionali delle riblets.....	49
Figura 3.1: tipico andamento di una distribuzione gaussiana.....	51
Figura 3.2: media condizionata della velocità streamwise ottenuta da Blackwelder & Kaplan (1976).....	52
Figura 3.3: Media condizionata della componente longitudinale di velocità al variare della soglia.....	53
Figura 3.4: istogramma dello spessore delle low-speed streaks di Iuso et al. (2003).....	54
Figura 3.5: Campo istantaneo di velocità ed eventi VISA associati di Gottero & Onorato (2000).....	55
Tabella 4: risultati dell'analisi statistica per i diversi numeri di Reynolds.....	58
Figura 4.1: Confronto della deviazione standard relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re\theta = 2200$	60
Figura 4.2: Confronto della deviazione standard relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re\theta = 2200$	60
Figura 4.3: Confronto della Skewness relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re\theta = 2200$	61
Figura 4.4: Confronto della Skewness relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re\theta = 2200$	61
Figura 4.5: Confronto della Flatness relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re\theta = 2200$	62
Figura 4.6: Confronto della Flatness relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re\theta = 2200$	62
Figura 4.7: Confronto degli Sforzi di Reynolds per $Re\theta = 2200$	63
Figura 4.8: Confronto della deviazione standard relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re\theta = 2800$	64
Figura 4.9: Confronto della deviazione standard relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re\theta = 2800$	64
Figura 4.10: Confronto della Skewness relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re\theta = 2800$	65
Figura 4.11: Confronto della Skewness relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re\theta = 2800$	65
Figura 4.12: Confronto della Flatness relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re\theta = 2800$	66
Figura 4.13: Confronto della Flatness relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re\theta = 2800$	66
Figura 4.14: Confronto degli Sforzi di Reynolds per $Re\theta = 2800$	67
Figura 4.15: Confronto della deviazione standard relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re\theta = 3900$	68
Figura 4.16: Confronto della deviazione standard relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re\theta = 3900$	68
Figura 4.17: Confronto della Skewness relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re\theta = 3900$	69
Figura 4.18: Confronto della Skewness relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re\theta = 3900$	69
Figura 4.19: Confronto della Flatness relativa alle fluttuazioni longitudinali di velocità per $Re\theta = 3900$	70
Figura 4.20: Confronto della Flatness relativa alle fluttuazioni trasversali di velocità per $Re\theta = 3900$	70
Figura 4.21: Confronto degli Sforzi di Reynolds per $Re\theta = 3900$	71
Figura 4.22: esempio del campo di velocità nell'intorno delle Low Speed Streaks.....	72
Tabella 5: numero di eventi accelerati determinati per le diverse placche attraverso l'analisi VISA.....	73
Figura 4.23: eventi VISA relativi alla placca Flat nel piano (x,z): a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali.....	74
Figura 4.24: eventi VISA relativi alla placca RLong nel piano (x,z): a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali.....	75
Figura 4.25: eventi VISA relativi alla placca RS1 nel piano (x,z): a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali.....	76

Figura 4.26: eventi VISA relativi alla placca RS2 nel piano (x,z): a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali	77
Figura 4.27: confronto delle distribuzioni lungo x degli eventi medi condizionati per le quattro placche.....	78
Figura 4.28: eventi VISA relativi alla placca Flat nel piano (x,z): a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali.....	79
Figura 4.29: eventi VISA relativi alla placca RLong nel piano (x,z): a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali	80
Figura 4.30: eventi VISA relativi alla placca RS1 nel piano (x,z): a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali	81
Figura 4.31: eventi VISA relativi alla placca RS2 nel piano (x,z): a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali	82
Figura 4.32: confronto delle distribuzioni lungo x degli eventi medi condizionati per le quattro placche.....	83
Figura 4.33: eventi VISA relativi alla placca Flat nel piano (x,z): a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali.....	84
Figura 4.34: eventi VISA relativi alla placca RLong nel piano (x,z): a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali	85
Figura 4.35: eventi VISA relativi alla placca RS1 nel piano (x,z): a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali	86
Figura 4.36: eventi VISA relativi alla placca RS2 nel piano (x,z): a) fluttuazioni longitudinali; b) fluttuazioni trasversali	87
Figura 4.37: confronto delle distribuzioni lungo x degli eventi medi condizionati per le quattro placche.....	88

