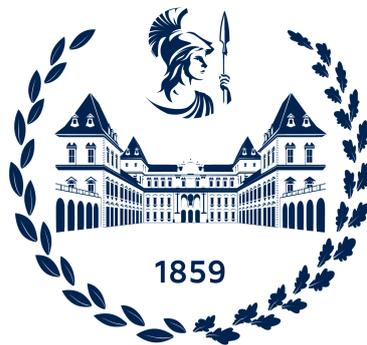


# Politecnico di Torino

Corso di Laurea Magistrale  
in Ingegneria Aerospaziale



## Politecnico di Torino

*Tesi di Laurea Magistrale*

**Studio numerico - sperimentale di uno strato limite  
turbolento manipolato mediante *riblets***

**Relatori:**

Gioacchino Cafiero  
Gaetano Iuso

**Candidato:**

Simone Saggiomo  
Matr. S273879

**Anno Accademico 2021/2022**



# Indice

<b>1</b>	<b>Strato limite</b>	<b>6</b>
1.1	Transizione . . . . .	10
1.2	Strato limite turbolento . . . . .	13
1.3	Organizzazione dello strato limite turbolento . . . . .	16
1.4	Proprietà dei flussi turbolenti . . . . .	20
1.4.1	Statistiche della turbolenza . . . . .	22
1.4.2	Cascata energetica e scale della turbolenza . . . . .	26
1.5	Strutture coerenti in uno strato limite turbolento . . . . .	30
<b>2</b>	<b>Manipolazione dello strato limite</b>	<b>38</b>
2.1	Riblets in natura . . . . .	38
2.2	Riblets longitudinali . . . . .	39
2.3	Riblets sinusoidali . . . . .	41
<b>3</b>	<b>Apparato sperimentale e setup numerico</b>	<b>44</b>
3.1	Set up sperimentale . . . . .	44
3.1.1	Particle Image Velocimetry (PIV) . . . . .	46
3.1.2	Superfici testate . . . . .	50
3.1.3	Processing delle immagini PIV . . . . .	51
3.2	DNS ( <i>Direct Numerical Simulation</i> ) . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Analisi dei risultati</b>	<b>54</b>
4.1	Correlazione a due punti . . . . .	55
4.2	Dispersive stresses . . . . .	57
4.3	Analisi dei dati sperimentali . . . . .	58
4.3.1	PIV - Dispersive stresses . . . . .	58
4.3.2	PIV - Correlazione a due punti . . . . .	60
4.4	Analisi dei dati simulati con DNS . . . . .	65
4.4.1	DNS - Stress turbolenti . . . . .	76
4.4.2	DNS - Dispersive stresses . . . . .	78
4.4.3	DNS - Analisi <i>streaks</i> . . . . .	86
4.5	Confronto PIV - DNS . . . . .	88
<b>5</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>92</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>94</b>

# Introduzione

Negli ultimi anni è sempre di maggiore interesse la ricerca relativa a modi per ridurre la resistenza d'attrito, dal momento che una larga parte di energia nei velivoli di aviazione civile, è spesa proprio a causa di quest'ultima. Inoltre, l'impatto ambientale è una problematica quantomai attuale, soggetta a regolamentazioni sempre più severe. Il contributo dell'attrito si attesta attorno al 40-50% della resistenza totale in condizioni di crociera [1]. Anche una minima diminuzione della *skin friction* comporterebbe quindi un notevole risparmio in termini di consumi (aumento di payload) ed un minore impatto ambientale. La trattazione dell'attrito a parete si rivela tutt'altro che semplice, la sua entità, infatti, aumenta significativamente nel passaggio del flusso dal regime laminare a quello turbolento e quindi è importante studiare lo strato limite e le fenomenologie ad esso associate.

Al fine di ridurre la resistenza, a partire dalla conoscenza del fenomeno, si sono messe a punto varie tecniche di controllo della turbolenza:

- Tecniche di controllo passivo, che non prevedono immissione di energia nel sistema
- Tecniche di controllo attivo, che prevedono immissione di energia nel sistema tramite l'uso di attuatori

I vantaggi offerti dalle tecniche passive sono legati alla loro semplicità di produzione e manutenzione, anche se offrono prestazioni nettamente inferiori rispetto alle tecniche attive. Nell'ambito delle tecniche passive per la riduzione della resistenza di attrito, trova spazio la tecnica *riblets*, che si dimostra essere tra le più promettenti.

Le *riblets* sono delle micro-scanalature superficiali caratterizzate da una particolare geometria, allineate alla direzione della corrente, tramite le quali le strutture turbolente di parete vengono influenzate e destabilizzate. Alcuni studi hanno dimostrato una riduzione del 4-8 % della resistenza di attrito in condizioni di laboratorio [2].

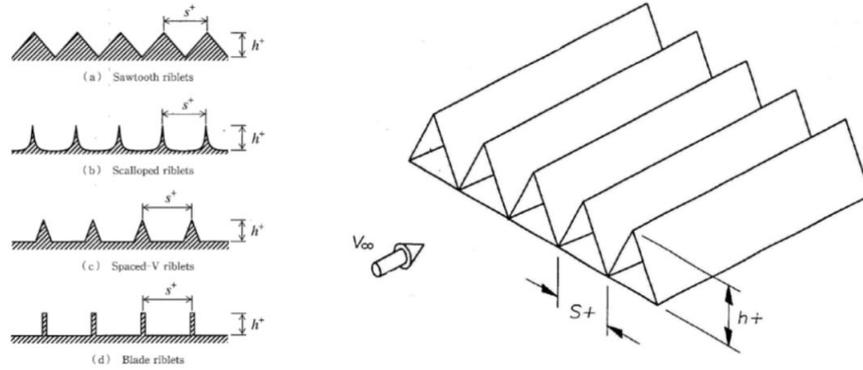


Figura 1: Sketch della geometria delle riblets [3]

Le caratteristiche geometriche delle *riblets* influenzano le performance di queste ultime. In particolare, si notano variazioni sostanziali al variare della forma della sezione trasversale, dell'altezza  $h^+$ , della spaziatura  $s^+$  e come vedremo in questo caso di studio, con l'andamento lungo la superficie (rettilinee e parallele al flusso, oppure sinusoidali). Un esempio significativo può essere legato al parametro  $h^+ = \frac{hu_\tau}{\nu}$ , per cui si vede che il range di massima riduzione di resistenza è  $8 < h^+ < 15$  [1].

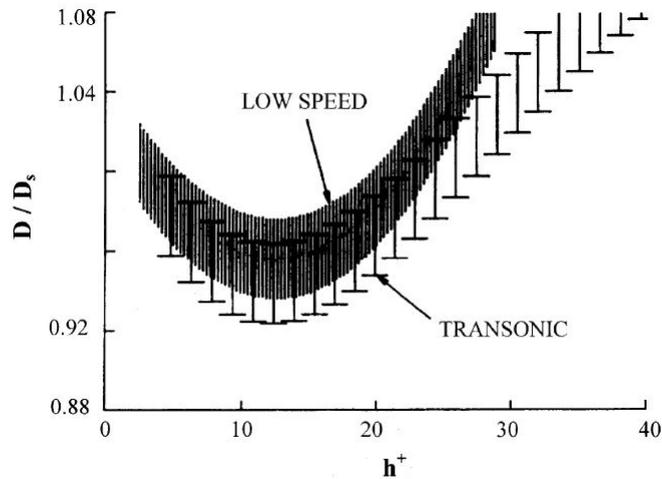


Figura 2: Drag performance rispetto ad  $h^+$  [2]

Sono diversi i meccanismi tramite i quali le *riblets* diminuirebbero la resistenza di attrito ed uno degli scopi di questo lavoro è fare ulteriore chiarezza su questi modi di azione. Alcuni dei meccanismi di riduzione indagati nel tempo sono di seguito riportati:

- Indebolimento del processo di *bursting* [4]
- Rallentamento del flusso nelle valli tra le scanalature per effetti viscosi [5]

- Aumento dello spessore del sottostrato laminare [6]
- Inibizione del movimento *spanwise* dei vortici longitudinali [6]

Come anticipato trattare la resistenza a parete non è affatto semplice dal punto di vista tecnico, dovendo analizzare il fenomeno ad  $y^+$  relativamente piccoli. Si vede infatti che i meccanismi sopraccitati avvengono in un range  $0 < y^+ < 70$ . La difficoltà di questo lavoro sarà quindi maggiormente rappresentata dalla vicinanza alla parete. In particolare, nel nostro caso di studio, analizzeremo principalmente l'effetto delle *riblets* sulle strutture coerenti conosciute come *streaks*, regioni allungate di fluido ad alta e bassa velocità, vicine a parete, che si alternano in direzione trasversale.

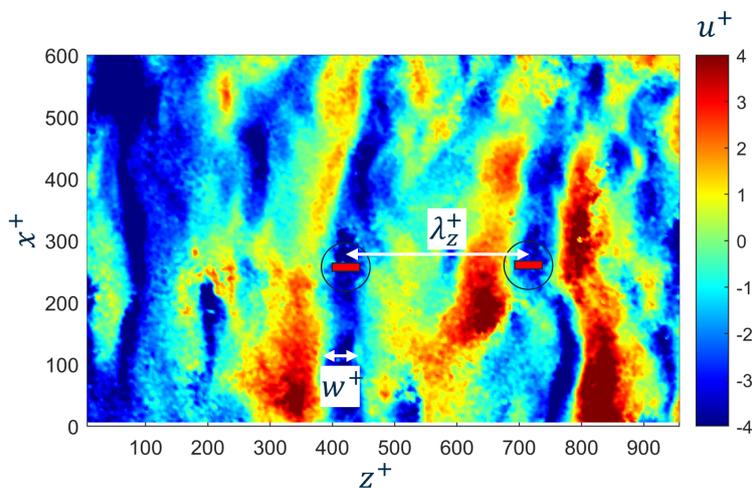


Figura 3: Visualizzazione delle *streaks* tramite immagine PIV

In Figura 3 sono evidenziate spaziatura  $\lambda_z^+$  nella direzione *spanwise* e larghezza  $w^+$  delle *streaks*.

L'effetto delle *riblets* è legato all'interferire con il ciclo di produzione di turbolenza, smorzandone gli effetti nei pressi della parete.

Aldilà del meccanismo di riduzione di resistenza, bisogna sottolineare che nelle applicazioni realistiche vanno tenuti in considerazione i gradienti di pressione, gli effetti tridimensionali e gli effetti della comprimibilità, fenomeni trascurabili o talvolta assenti nella sperimentazione in laboratorio. Tali complicazioni riducono drasticamente l'effetto positivo delle *riblets*, motivo per il quale le applicazioni sono ancora limitate. Alcuni studi forniscono risultati incoraggianti, come ad esempio quelli condotti su un Airbus A-320 a numero di Mach transonico [7]. Coustols & Schmitt (1990) hanno infatti testato un modello 1:11 di Airbus A-320 ed hanno riscontrato una riduzione di 1.6 % della resistenza totale, stimando un 4.85 % di riduzione della resistenza di attrito. Questi risultati sembrano piuttosto incoraggianti.

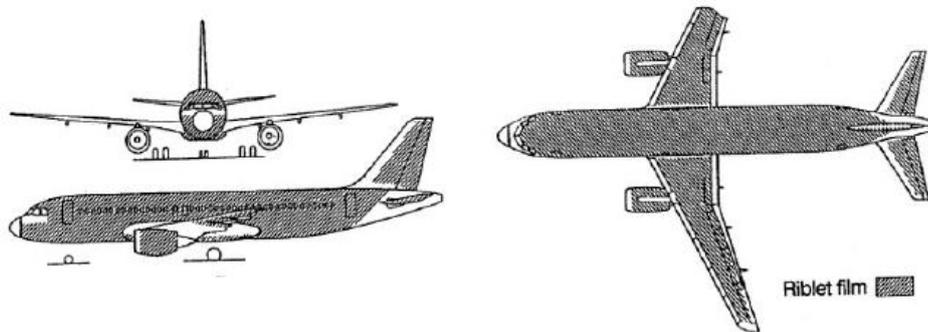


Figura 4: A-320 ricoperto da un film di *riblets*

Nonostante ciò, i film di *riblets* ancora non sono usati su larga scala, perché la riduzione di circa il 2 % della resistenza totale (riportato anche da Szodruch (1991) oltre che Coustols & Schmitt (1990)), diventa marginale se si tengono in considerazione i costi di manufacturing e manutenzione. Gli studi quindi si stanno muovendo verso l'ottimizzazione della forma delle scanalature e della loro spaziatura, tenendo in conto che i maggiori limiti derivano dalla scarsa conoscenza di come avvenga chiaramente la riduzione di resistenza.

L'acquisizione dei dati raccolti grazie alle prove in galleria del vento, svolte nel laboratorio Modesto Panetti del PoliTo tramite PIV (*Particle Image Velocimetry*), ci ha permesso misure per tre differenti tipologie di pareti provviste di *riblets*. Una volta acquisite le immagini, queste sono state processate e confrontate con il caso di riferimento a parete liscia con l'ausilio di strumenti di analisi statistica per valutare il comportamento del flusso. Infine, è stato possibile un confronto con i risultati di una simulazione DNS forniti da Alves Portela Felipe & Busse Angela (2022), per una geometria di *riblets* uguale ad uno dei nostri casi.

## Capitolo 1

# Strato limite

Nel modello di flusso ideale la velocità sul corpo impermeabile è tangente ad esso. Nella realtà, su di un corpo lambito da una corrente, si forma invece uno strato limite, ovvero una regione adiacente al corpo, di spessore  $\delta$  piccolo rispetto alla dimensione caratteristica  $L$  del corpo in esame, in cui la velocità passa da valori finiti a 0. Ciò accade perché nella realtà gli effetti della viscosità non sono trascurabili come nell'ipotesi di flusso ideale, ma si possono confinare in questa sottile regione detta strato limite. Prandtl, infatti, ricava le equazioni dello strato limite ipotizzando a priori che i termini diffusivi e convettivi siano dello stesso ordine in questa zona.

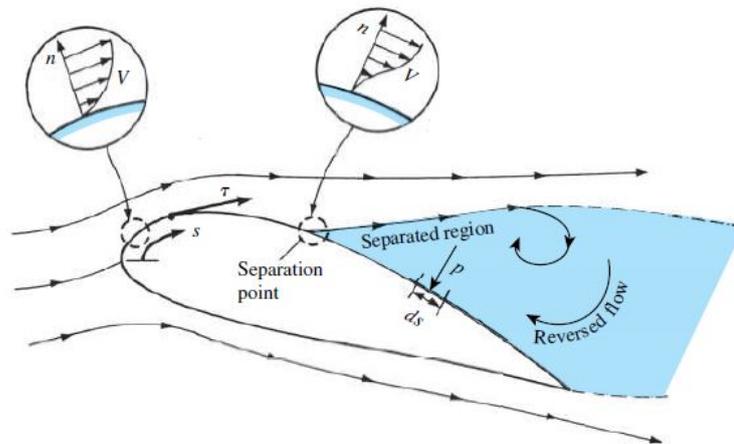


Figura 1.1: Effetti della viscosità [8]

L'influenza della viscosità genererà inoltre una forza  $\tau$  tangenziale alla superficie lambita, direttamente responsabile della resistenza di attrito.

Nell'ipotesi di numero di Reynolds  $Re$  elevato, divideremo il campo in due zone distinte: una zona esterna in cui considereremo il fluido inviscido e l'altra in cui varranno le equazioni di strato limite. In quest'ultima regione si può notare come la scala di riferimento per la lunghezza sarà  $\delta$  (di ordine  $\frac{\delta}{L} \approx \frac{1}{\sqrt{Re_\infty}}$ ) e la velocità normale alla parete  $v$  sarà molto più piccola rispetto

a quella tangenziale alla parete  $u$ . A partire dalle equazioni di Navier-Stokes, tramite l'analisi degli ordini di grandezza, si ottengono così le equazioni di Prandtl 2D per lo strato limite su lastra piana:

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

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

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0$$

con le relative condizioni al contorno

$$u(x, 0) = v(x, 0) = 0$$

$$\lim_{y \rightarrow \infty} u(x, y) = V_\infty$$

$$p = p(x) = p_\infty$$

Notiamo che ad una certa stazione  $x$ , la pressione è costante lungo  $y$ . La pressione è infatti data dal campo di moto ideale (esterno allo strato limite) e quindi  $p(x, y) = p_e(x)$ . Inoltre come anticipato, dato che nel caso laminare  $\delta = \frac{L}{\sqrt{Re_\infty}}$ , dove  $Re_\infty = \frac{V_\infty L}{\nu}$ , al crescere del numero di Reynolds lo strato limite sarà sempre più sottile.

Nello strato limite si genera un'elevata vorticità  $\zeta = \frac{du}{dy}$ , che grazie al teorema di Stokes giustifica la circolazione presente intorno a corpi bidimensionali portanti.

Le equazioni di Prandtl sono state riportare per il caso di lastra piana, ma si dimostra che con alcuni accorgimenti le stesse sono valide per un generico corpo bidimensionale.

Di seguito analizziamo alcune grandezze caratteristiche dello strato limite.

- Spessore di strato limite  $\delta$

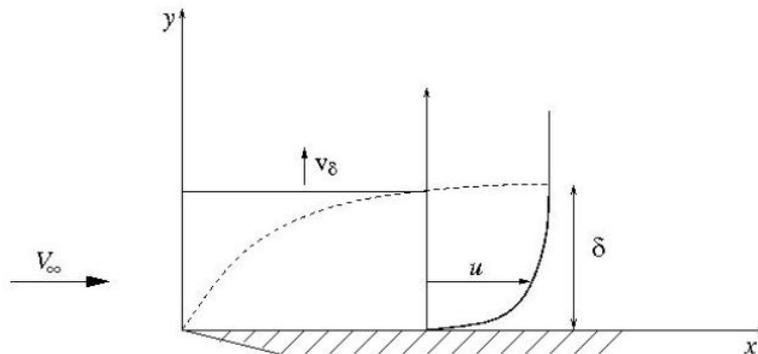


Figura 1.2: Spessore di strato limite  $\delta$

Lo spessore di strato limite teoricamente è determinato da

$$u[x, \delta(x)] = U_e(x)$$

ma la definizione risulta ambigua, poichè solo per  $y \rightarrow \infty$  si raggiungerebbe la suddetta condizione. Si sceglie quindi per convenzione di definire

$$u[x, \delta(x)] = 0.99U_e(x)$$

- Spessore di spostamento  $\delta^*$

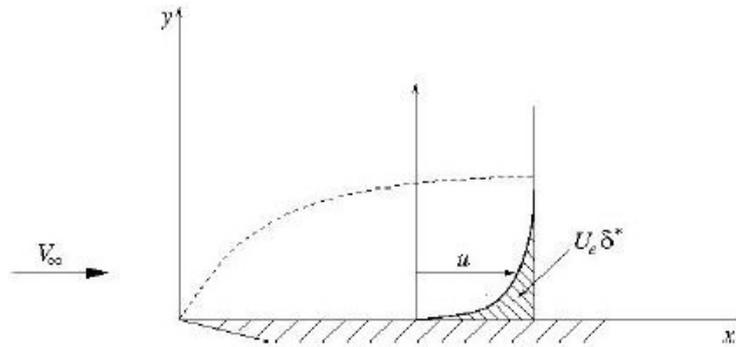


Figura 1.3: Spessore di spostamento  $\delta^*$

$$\delta^*(x) = \int_0^\infty \left[ 1 - \frac{u(x, y)}{U_e(x)} \right] dy$$

$\delta^*$  è univocamente determinato ed è indicativo della distanza dalla parete di cui è spostata la corrente esterna, come conseguenza del difetto di velocità nello strato limite. Il corpo si comporterà come un corpo di geometria  $y_c = \delta^*(x)$  immerso in una corrente a potenziale

- Spessore di quantità di moto  $\theta$

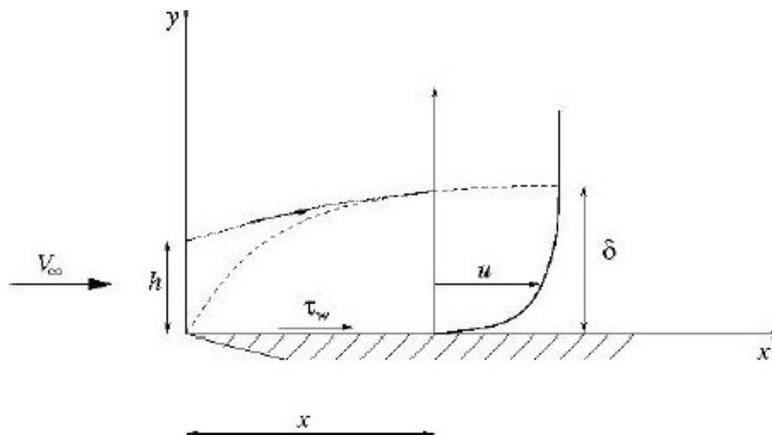


Figura 1.4: Spessore di quantità di moto

$$\theta(x) = \int_0^\infty \left[ 1 - \frac{u(x, y)}{U_e(x)} \right] \frac{u(x, y)}{U_e(x)} dy$$

Questo tiene conto della diminuzione di flusso di quantità di moto nello strato limite rispetto al flusso potenziale. Inoltre  $C_d(x) = 2 \frac{\theta(x)}{x}$ , infatti lo spessore di quantità di moto è indice della resistenza viscosa della lastra piana.

- Fattore di forma  $H(x) = \frac{\delta^*}{\theta}$

$H$  caratterizza la forma del profilo di velocità  $u = u(y)$  all'interno dello strato limite. Convenzionalmente  $H = 2.59$  (strato limite di Blasius) è tipico di uno strato limite laminare, mentre  $H = 1.3 - 1.4$  è indicativo di un flusso turbolento [9].

In assenza di forzature, uno strato limite nasce laminare, ma al crescere del numero di Reynolds può essere presto condotto alla transizione.

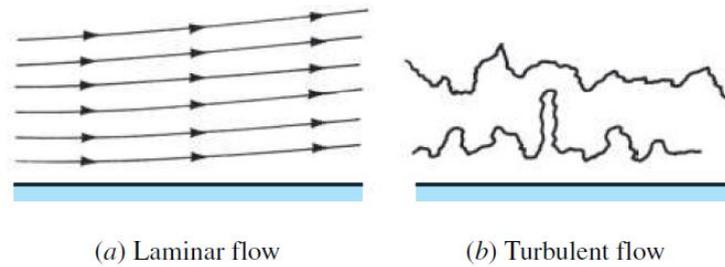


Figura 1.5: Linee di corrente per flussi laminare e turbolento [8]

Le linee di corrente per un flusso turbolento sono estremamente più irregolari e tortuose. A causa del moto agitato e caotico, la maggiore energia porta ad un forte rimescolamento, che forza elementi fluidi dagli strati più esterni verso gli strati più interni. Di conseguenza la velocità media vicino alla parete solida è maggiore per un flusso turbolento, rispetto ad un flusso laminare.

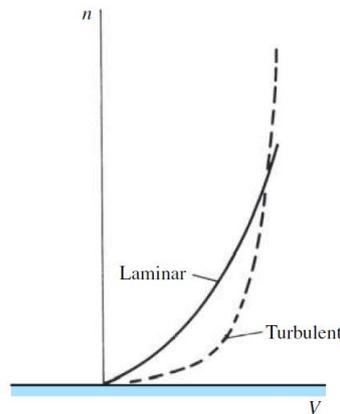


Figura 1.6: Profili di velocità per flussi laminare e turbolento [8]

Il profilo di velocità medio turbolento è più panciuto del corrispondente laminare: a parità di numero di Reynolds, in uno strato limite turbolento gli sforzi di attrito sono molto più grandi.

## 1.1 Transizione

Un indicatore della stabilità del flusso è come anticipato il numero di Reynolds. All'aumentare del  $Re$  infatti l'effetto smorzante della viscosità non è tale da tenere lo strato limite laminare stabile. Si presenterà pertanto un valore critico del Reynolds locale, indicato come  $Re_{cr}$ , oltre il quale avverrà la transizione a turbolento.

Aumentando il numero di Reynolds locale, il flusso diventa intermittente per poi diventare interamente turbolento. Il fattore di intermittenza  $\gamma$  è definito come il rapporto tra il tempo in cui il flusso è turbolento ed il tempo totale di osservazione e varia da 0 a 1, dove gli estremi sono indicativi di un flusso completamente laminare e di un flusso completamente turbolento.

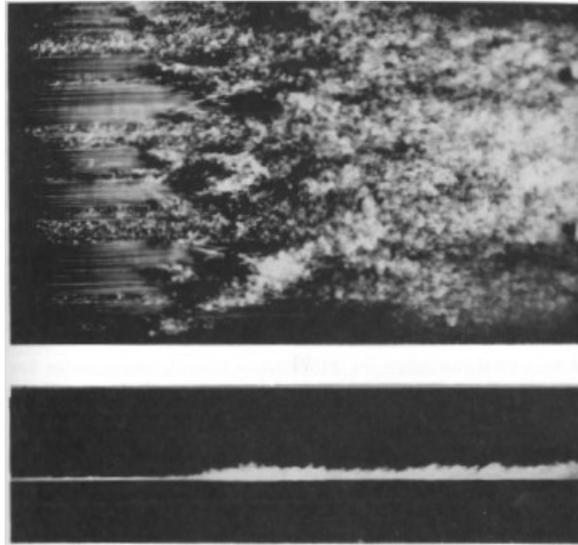


Figura 1.7: Visualizzazione mediante fumi di un flusso d'aria su lastra piana,  $V_\infty = 3.3m/s$

Il numero di Reynolds locale è definito come  $Re_x = \frac{Ux}{\nu}$  e per la lastra piana il  $Re_{cr} \approx 5 \times 10^5$ . Il fenomeno della transizione non è puntuale, infatti in base al gradiente di pressione, la rugosità superficiale e la *free stream turbulence*, può variare la distanza tra il punto di instabilità ed il punto in cui il flusso transisce.

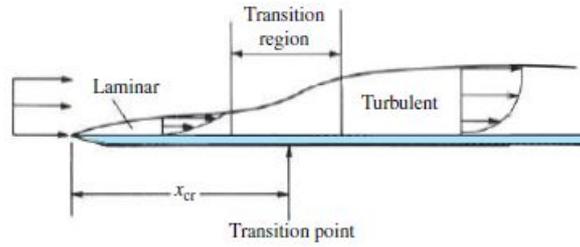


Figura 1.8: Transizione da laminare a turbolento [8]

Supponendo un flusso inizialmente 2D su di una lastra piana, in campo laminare osserviamo un moto di pura traslazione. Successivamente all'instabilizzarsi del flusso (crescendo il numero di Reynolds locale  $Re_x$ ), il flusso è perturbato da onde di Tollmien-Schlichting che inizialmente sono configurabili con dei tubi vorticosi 2D, ma che poi in seguito allo *stretching* e *tilting* vorticoso diventano 3D sempre più a valle.

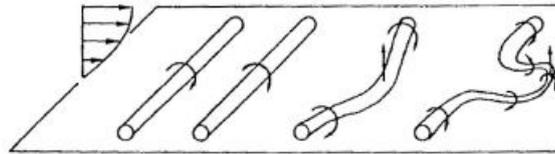


Figura 1.9: Onde di Tollmien-Schlichting

Infine, si formano degli spot turbolenti, che crescendo sempre più, interagiscono maggiormente rendendo il flusso interamente turbolento.

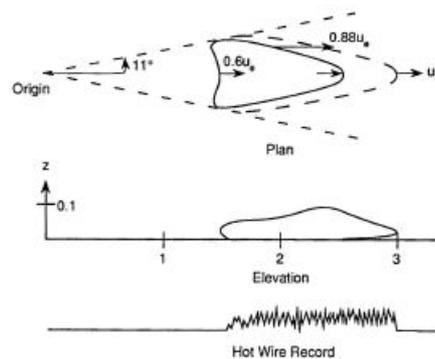


Figura 1.10: Spot turbolenti

La maggior parte dei campi di moto di interesse ingegneristico risultano essere turbolenti. Pertanto, presentano le medesime seguenti proprietà:

- Fluttuazione di pressione e velocità

- Strutture vorticosose (*eddies*) su diverse scale
- Variazioni randomiche delle proprietà del fluido
- Moto autosostenibile tramite cascata energetica
- Mescolamento più forte che nel caso laminare

Inoltre, uno dei cambiamenti più evidenti oltre al maggiore spessore di strato limite, è che il coefficiente di attrito aumenta in maniera repentina nel passaggio da laminare a turbolento.

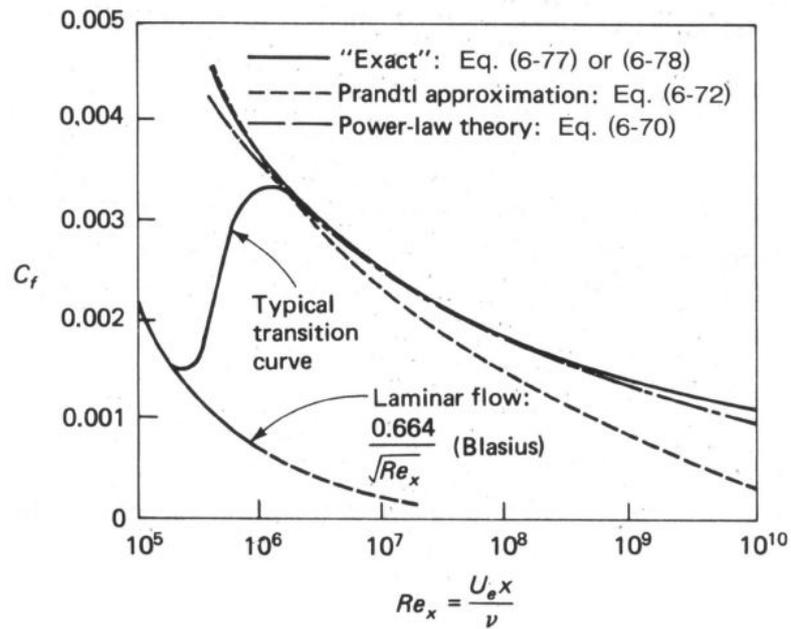


Figura 1.11: Coefficiente di attrito  $C_f$  in funzione del numero di Reynolds locale

Come anticipato la turbolenza è un problema multi-scala. Nascono infatti delle fluttuazioni di velocità in tutte le direzioni  $u', v', w'$ . Ogni *eddy* agisce su più scale spaziali e temporali.

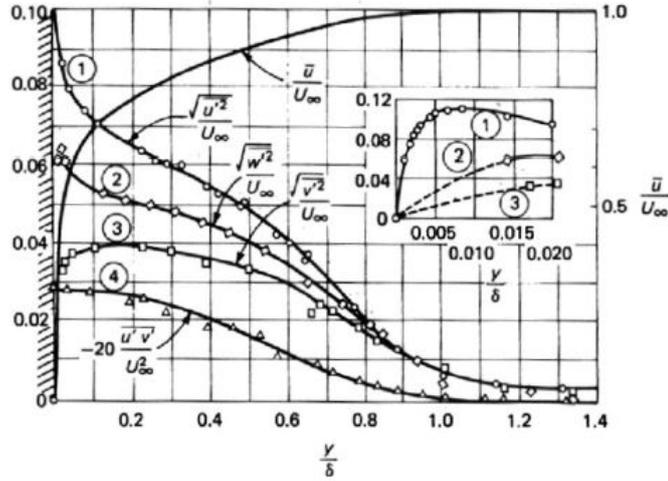


Figura 1.12: Fluttuazioni di velocità

Nel rispetto della condizione di *no slip* a parete ( all'interno del sottostrato laminare), le fluttuazioni vanno a 0. Allontanandosi dalla parete le fluttuazioni di velocità convergono allo stesso valore: la turbolenza diventa isotropa. Inoltre, anche se il flusso è mediamente 2D, ci saranno delle fluttuazioni di velocità in tutte le direzioni.

Oltre alle proprietà elencate, la turbolenza è anche fortemente dissipativa a causa dell'azione della viscosità che dissipa energia cinetica in favore dell'energia interna del fluido. Per quest'ultimo aspetto si intuisce come la turbolenza necessiti di un continuo apporto energetico per sostenere le dissipazioni viscosi e non decadere rapidamente.

## 1.2 Strato limite turbolento

Per un flusso incompressibile le equazioni di Navier - Stokes sono le seguenti:

$$\nabla \cdot V = 0$$

$$\rho \frac{DV}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 V$$

Nel caso di strato limite turbolento ricorreremo alle equazioni di Navier - Stokes mediate alla Reynolds. Assumeremo quindi:

$$u = \bar{u} + u'$$

$$v = \bar{v} + v'$$

$$w = \bar{w} + w'$$

$$T = \bar{T} + T'$$

$$p = \bar{p} + p'$$

dove i valori contrassegnati dall'apice sono le fluttuazioni di pressione, temperatura e velocità nelle tre direzioni, rispetto ai valori soprassegnati che sono invece i valori medi delle grandezze prese in considerazione. La loro somma darà vita ai valori istantanei. Otteniamo in questo modo le RANS (*Reynolds averaged Navier-Stokes equations*).

L'equazione di continuità diventa:

$$\nabla \cdot \bar{V} = 0$$

dove  $V = \bar{V} + V'$ , mentre l'equazione di quantità di moto sarà:

$$\rho \frac{D\bar{u}}{Dt} = -\bar{p}_x + \mu \nabla^2 \bar{u} - \rho [(\overline{u'u'})_x + (\overline{v'u'})_y + (\overline{w'u'})_z]$$

$$\rho \frac{D\bar{v}}{Dt} = -\bar{p}_y + \mu \nabla^2 \bar{v} - \rho [(\overline{u'v'})_x + (\overline{v'v'})_y + (\overline{w'v'})_z]$$

$$\rho \frac{D\bar{w}}{Dt} = -\bar{p}_z + \mu \nabla^2 \bar{w} - \rho [(\overline{u'w'})_x + (\overline{v'w'})_y + (\overline{w'w'})_z]$$

Possiamo osservare come sia la velocità media che la velocità fluttuante rispettino l'equazione di continuità incompressibile:

$$\frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_i} = 0$$

$$\frac{\partial V'_i}{\partial x_i} = 0$$

Mediando invece il termine convettivo, assistiamo alla nascita di un termine aggiuntivo che contiene la correlazione tra le componenti fluttuanti della velocità. Posto

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{V'_i V'_j}$$

il bilancio di quantità di moto diventa

$$\frac{D\bar{V}}{Dt} = -\nabla \bar{p} + \nabla \cdot \underline{\underline{\tau}}$$

Il termine  $-\rho \overline{V'_i V'_j}$  è chiamato tensore degli sforzi di Reynolds, rappresenta il flusso di quantità di moto media dovuto alle fluttuazioni turbolente e appare come un ulteriore termine di sforzo fittizio.

In regime turbolento possiamo notare come il termine inerziale di cui sopra, eccetto che nella regione prossima alla parete, è molto maggiore rispetto al termine di natura viscosa già presente anche nel caso di regime laminare.

$$\left| -\frac{\partial \overline{V'_i V'_j}}{\partial x_j} \right| \gg \left| \nu \frac{\partial^2 V_i}{\partial x_j \partial x_j} \right|$$

Formalmente l'equazione di quantità di moto è uguale al caso laminare, ma la comparsa del tensore di Reynolds la complica di gran lunga. In questo modo, considerando che il tensore di Reynolds è simmetrico, introduciamo altre 6 incognite che rendono il sistema indeterminato: le equazioni di Reynolds rappresentano infatti un sistema di 4 equazioni in 10 incognite. Nasce così il problema di chiusura della RANS, per cui si possono adottare diversi modelli più o meno accurati.

Per semplicità consideriamo il caso di flusso bidimensionale, in modo da poter esporre uno dei modelli di riferimento. In particolare Boussinesq formulò la seguente ipotesi (TVH - *Turbulent Viscosity Hypothesis*):

$$-\overline{\rho u'v'} = \mu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$$

dove  $\mu_t$  è detta viscosità turbolenta. In questo modo le equazioni dello strato limite turbolento diventano formalmente uguali alle equazioni dello strato limite laminare, sostituendo i valori medi ai valori istantanei e ricordando che  $\mu_{tot} = \mu + \mu_t$ . In questo modo lo *shear stress* totale può essere espresso come

$$\tau = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \rho \nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$$

Per molti flussi questa ipotesi perde di validità: si basa infatti sull'ipotesi che a priori la parte anisotropa del tensore di Reynolds sia linearmente legata al tensore degli sforzi medi. Inoltre al contrario della viscosità molecolare,  $\nu_t$  non è una proprietà fisica del fluido, ma può variare in un modo non noto a priori.

Possiamo notare come a parete, essendo le velocità medie e le fluttuazioni nulle, il termine  $-\overline{\rho u'v'} = 0$ . Avremo quindi lo sforzo di attrito a parete uguale sia nel caso laminare che nel caso turbolento:

$$\tau_w = \mu \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)_{y=0}$$

Lo sforzo viscoso, quindi, risulta dominante a parete, mentre come anticipato in precedenza, il contributo di sforzo turbolento comincia ad essere predominante più lontano.

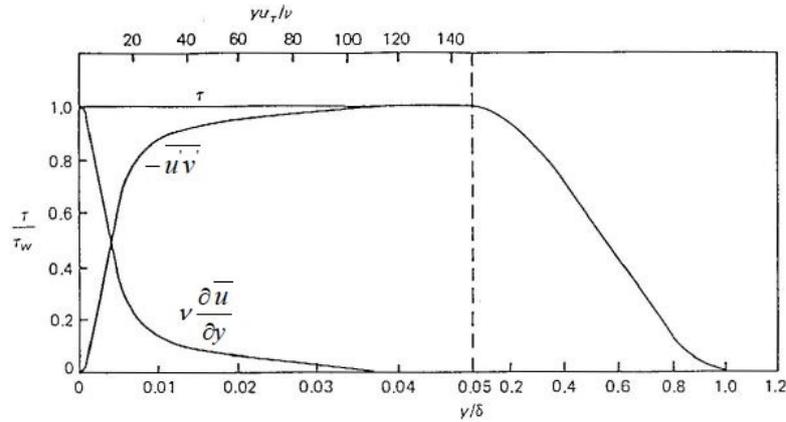


Figura 1.13: Andamento degli sforzi di Reynolds e degli sforzi viscosi

Inoltre, lo sforzo di attrito a parete è direttamente legato al coefficiente di attrito secondo la seguente relazione:

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2}$$

### 1.3 Organizzazione dello strato limite turbolento

Possiamo ora indagare più nello specifico la struttura interna dello strato limite turbolento. Dobbiamo innanzitutto individuare delle leggi che ci permettono di modellizzare il comportamento delle diverse zone che individueremo. Introduciamo quindi delle scale di riferimento che saranno utili per adimensionalizzare le grandezze in gioco. Abbiamo così la velocità di attrito  $u_\tau$  e la lunghezza viscosa  $l_\tau$ :

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

Possiamo così normalizzare le grandezze velocità media  $\bar{u}$  e distanza dalla parete  $y$ , in modo tale che grazie alla similarità del comportamento del flusso in prossimità della parete, possiamo definire delle relazioni in forma adimensionale:

$$\bar{u}^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} \quad y^+ = \frac{y}{l_\tau}$$

Le quantità  $\bar{u}^+$  e  $y^+$  sono dette variabili interne.

Come visto in precedenza nello strato limite turbolento, lo sforzo tangenziale è dato ad ogni stazione  $y$  da due contributi, quello viscoso e quello turbolento

$$\tau = \tau_{visc} + \tau_{turb}$$

Dalle osservazioni sperimentali è una buona approssimazione assumere che in vicinanza della parete la somma dei due contributi si mantenga costante

$$\tau = \tau_{visc} + \tau_{turb} = \tau_w$$

Possiamo ora descrivere la struttura multistrato dello strato limite turbolento, all'interno delle quali il profilo di velocità adimensionalizzato assumerà un andamento universale.

- Sottostrato laminare (*Viscous sublayer*)

L'estensione di tale regione è fino a  $y^+ \leq 5$  ed è la regione in cui lo stress viscoso domina rispetto agli stress di Reynolds dovuti alle fluttuazioni turbolente. Avremo un profilo di velocità lineare

$$\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \tau_w \quad \longrightarrow \quad \bar{u}^+ = y^+$$

- *Buffer layer*

Questa è una regione di raccordo tra il sottostrato laminare e la regione logaritmica e si estende per  $5 < y^+ < 30$ . In questa regione avremo la maggior attività turbolenta in relazione alla produzione di energia cinetica turbolenta  $q$ .

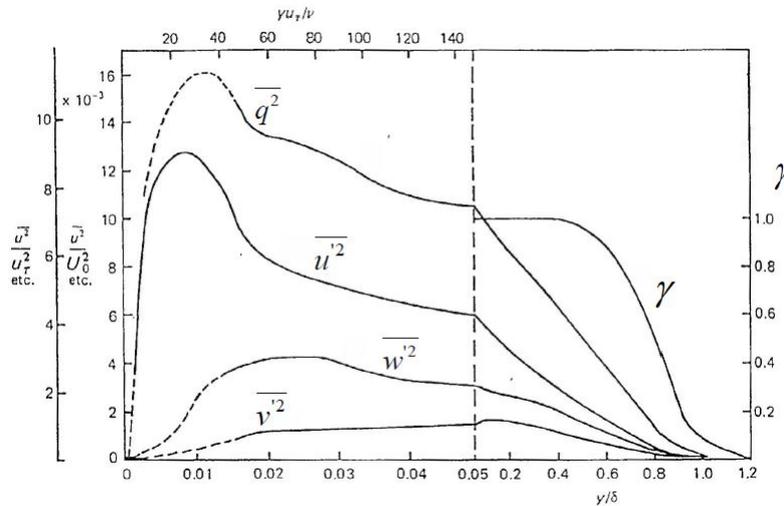


Figura 1.14: Energia cinetica turbolenta  $q$

Come anticipato possiamo osservare il picco di produzione di energia cinetica  $q$ . In questa regione sia lo sforzo tangenziale che gli stress viscosi hanno uguale importanza.

- Sottostrato logaritmico (*Logarithmic layer*)

Tale regione si estende per  $30 \leq y^+ \leq 500 - 1000$  (un'indicazione più precisa dell'estremo superiore del sottostrato logaritmico è  $y = 0.2\delta$ ) ed il profilo di velocità segue una legge logaritmica (*Log law*)

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

dove  $k = 0.41$  è la costante di Von Karman e  $C = 5.1$  è la costante di Coles. L'intervallo di estensione di questa zona è dipendente dal numero di Reynolds e dal gradiente di pressione. Inoltre in questa regione gli stress viscosi risultano trascurabili rispetto agli stress tangenziali turbolenti.

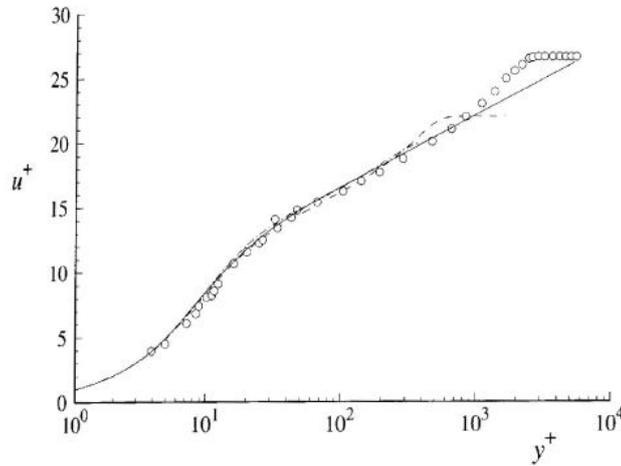


Figura 1.15:  $\circ$  Dati sperimentali (Klebanoff 1954)  
 - - Simulazione DNS (Spalart 1988)  
 — Leggi proposte

Come si vede, il tratto continuo proposto dalle precedenti leggi, segue bene i dati sperimentali.

- Regione esterna (*Outer layer - Wake region*)

Questa regione copre il restante  $0.8\delta$  ed il profilo di velocità si discosta dall'andamento logaritmico, facendo da raccordo con la velocità esterna.

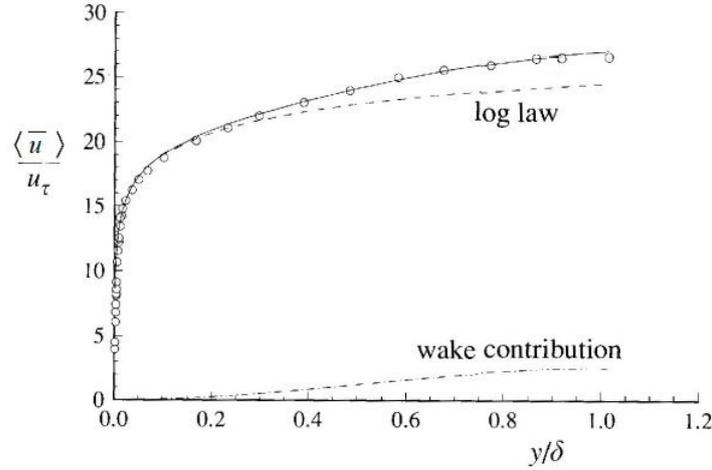


Figura 1.16: Profilo di velocità dello strato limite

Il profilo di velocità medio è ben rappresentato dalla somma di due funzioni: legge logaritmica a cui va aggiunto il contributo di una *wake law* dipendente dal rapporto  $y/\delta$  che è responsabile del suddetto scostamento.

Tutta la regione fino a  $0.2\delta$  è conosciuta anche come *inner layer* ed in questa zona è valida l'approssimazione  $\tau = \tau_{visc} + \tau_{turb} = cost$ . In questo strato interno il comportamento della velocità non è influenzato dalle condizioni sotto le quali si sviluppa lo strato limite, si nota infatti una certa indipendenza rispetto alle quantità  $\delta(x)$  e  $U_e(x)$ . La velocità è completamente determinata dalle caratteristiche del fluido, avremo infatti

$$U = U(y, \rho, \mu, \tau_w)$$

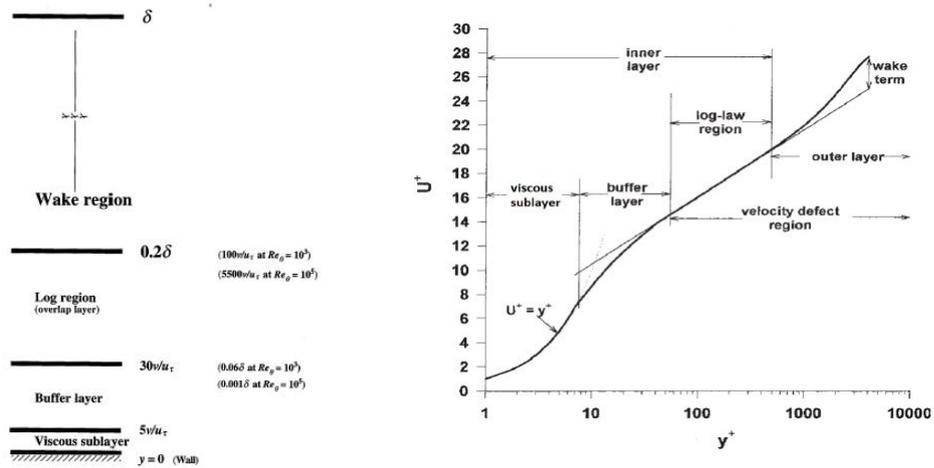


Figura 1.17: Schematizzazione dello strato limite turbolento

## 1.4 Proprietà dei flussi turbolenti

I flussi turbolenti sono dipendenti da spazio e tempo con un gran numero di gradi di libertà e sono quindi non prevedibili nel dettaglio. Il processo è fortemente 3D, oltre che un problema multi-scala. Inoltre, l'elevata sensibilità alle condizioni iniziali delle Navier-Stokes, ci porta a definire il campo di velocità come random.

Un esempio più semplice di elevata sensibilità alle condizioni iniziali può essere il problema di Lorentz. Riportiamo un caso dove saremo di fronte allo stesso problema ma con condizioni iniziali lievemente variate:

- Caso (a):  $x(0) = 0.1; y(0) = 0.1; z(0) = 0.1$
- Caso (b):  $x(0) = 0.100001; y(0) = 0.1; z(0) = 0.1$

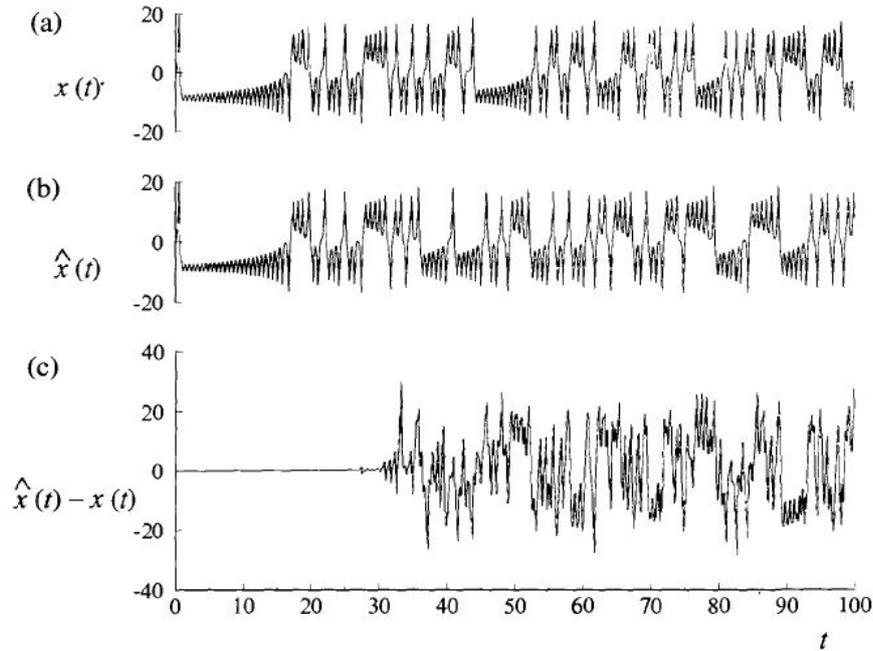


Figura 1.18: Evoluzione temporale dell'equazione di Lorentz

Come è intuibile lo stato del sistema non può essere previsto e analogamente accade per le Navier-Stokes. Per questo motivo ci affideremo ad un'analisi statistica della turbolenza

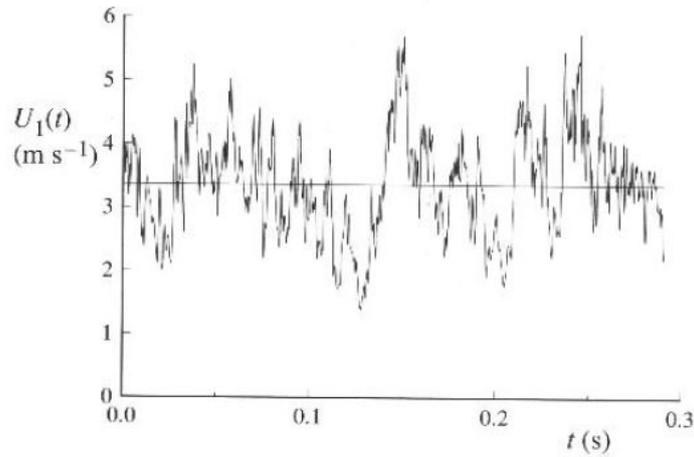


Figura 1.19: Evoluzione temporale della componente di velocità assiale della *centerline* di un getto turbolento

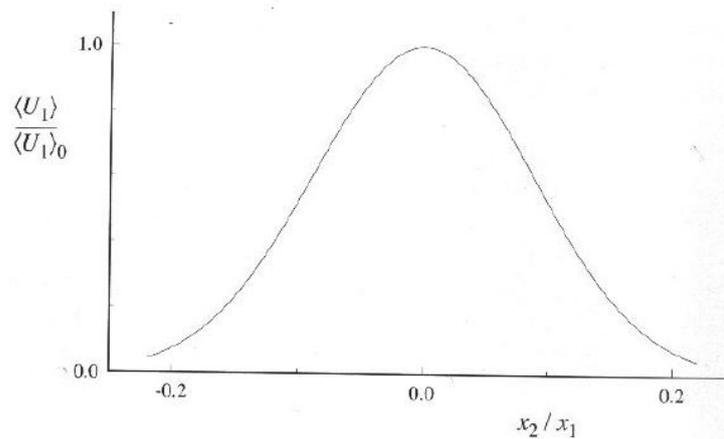


Figura 1.20: Velocità assiale in un getto turbolento.  $x_2$  coordinata radiale,  $x_1$  distanza dall'ugello

Come si vede dagli esempi riportati, la dinamica della turbolenza coinvolge una grande varietà di scale che coesistono, in particolare le piccole scale si annidano nelle più grandi. Come analizzato in precedenza la transizione avviene per instabilizzazione del flusso laminare a numeri di Reynolds elevati: l'energia viene estratta dal flusso medio per alimentare le scale sempre più piccole, tramite il processo di cascata energetica, fino a che le azioni viscose non dissipano le scale più piccole (giungiamo alla scala di Kolmogorov, dove il numero di Reynolds locale è prossimo a 1). Il processo di cascata energetica a  $Re$  elevati è essenzialmente inviscido e quindi l'energia meccanica si conserva; questo fino alle più piccole scale dove le azioni viscose avranno lo stesso peso delle azioni inerziali e l'energia verrà dissipata rapidamente. Le strutture caratteristiche della turbolenza sono denominate *eddy* o impropriamente vortici e sono la causa principale della maggiore diffusività rispetto al flusso laminare.

### 1.4.1 Statistiche della turbolenza

Di seguito introdurremo alcune quantità usate per caratterizzare set di variabili random.

#### Probabilità

La probabilità  $p$  di un evento si scrive come:

$$p = P\{U < V\}$$

dove  $0 < p < 1$ .

#### CDF - Cumulative Distribution Function

La probabilità di un evento può essere determinata dalla CDF che è definita come:

$$F(V) = P\{U < V\}$$

#### PDF - Probability Density Function

È definita come la derivata della CDF:

$$f(V) = \frac{dF(V)}{dV}$$

ed in particolare

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(V)dV = 1$$

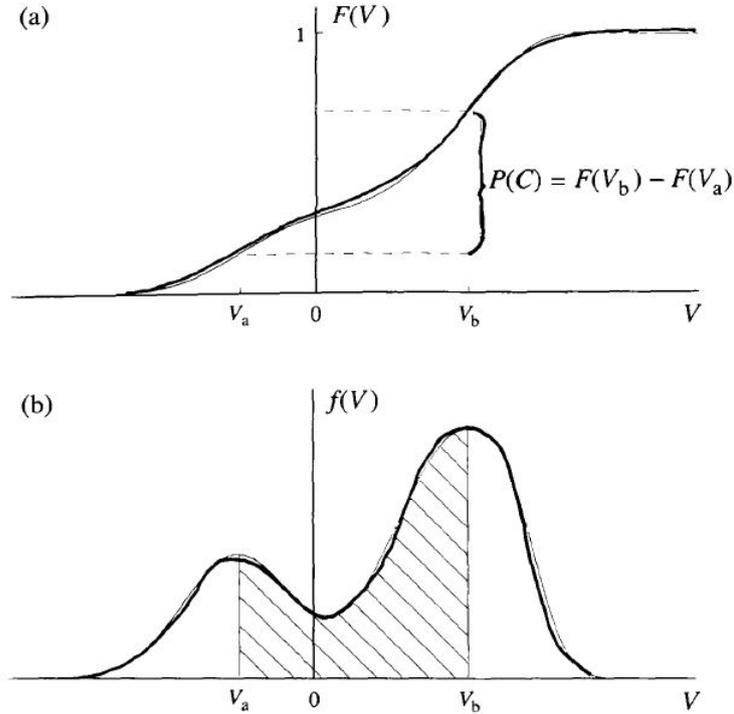


Figura 1.21: (a) CDF di una variabile random e (b) la PDF corrispondente

### *Media e momenti*

La media di una variabile random è definita come:

$$\mu = \bar{U} = \int_{-\infty}^{\infty} V f(V) dV$$

e quindi la fluttuazione di  $U$  sarà

$$U' = U - \bar{U}$$

Abbiamo poi i momenti statistici di ordine  $\nu$ :

$$\bar{U}^\nu = \int_{-\infty}^{\infty} U^\nu f(U) dU$$

ed i relativi momenti statistici centrali

$$\mu_\nu = \overline{(U - \bar{U})^\nu} = \int_{-\infty}^{\infty} (U - \bar{U})^\nu f(U) dU$$

La media è un momento statistico del primo ordine. Altri momenti centrali meritano una particolare menzione:

- Varianza,  $\nu = 2$ :  $\mu_2 = \overline{(U - \bar{U})^2}$ . Il momento statistico del secondo ordine ci dà informazioni su quanto il valore istantaneo si discosta dalla media  $\mu$ . La radice quadrata della varianza è detta deviazione standard:

$$\sigma = \sqrt{\mu_2}$$

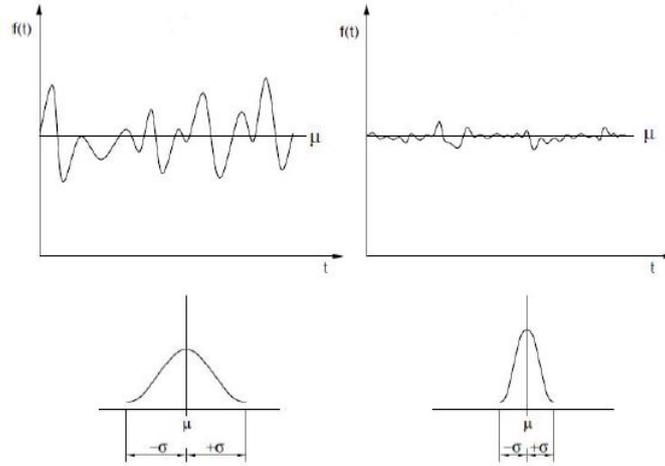


Figura 1.22: Deviazione standard

Essendo un momento del secondo ordine, assumerà solo valori positivi. Più è piccolo il valore  $\sigma$  e più i valori istantanei di  $U$  sono vicini al valore medio.

- Skewness,  $\nu = 3$ :  $\alpha = \mu_3 = \overline{(U - \bar{U})^3}$ . La skewness misura la perdita di simmetria della distribuzione di  $U$  rispetto al suo valore medio

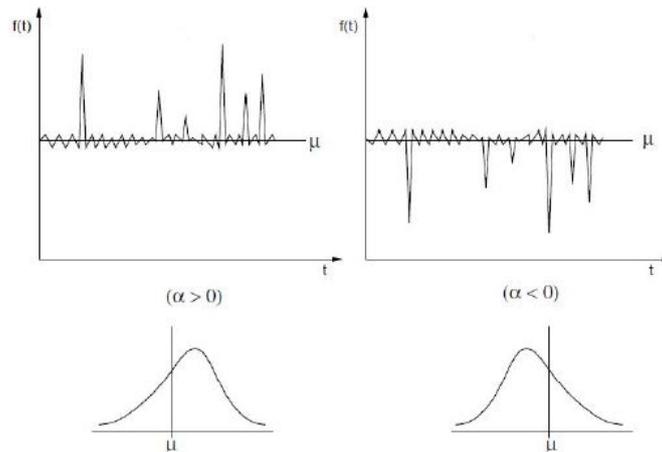


Figura 1.23: Skewness

Essendo un momento del terzo ordine, porterà con sé un segno, indicativo della direzione in cui c'è perdita di simmetria della distribuzione.

- Flatness,  $\nu = 4$ :  $\beta = \mu_4 = \overline{(U - \bar{U})^4}$ . La flatness fornisce informazioni su quanto sono estese le code della distribuzione ed è quindi una misura dell'intermittenza del flusso turbolento.

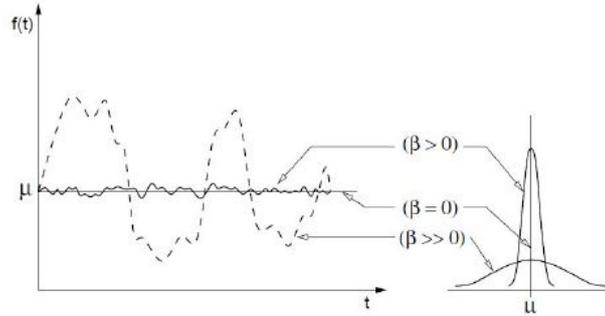


Figura 1.24: Flatness

Al pari della varianza può avere solo segno positivo e al crescere di  $\beta$  avremo delle code più estese e quindi una distribuzione più intermittente. Passiamo ora alla definizione di alcune funzioni statistiche.

### Correlazione

La correlazione misura la dipendenza statistica di due variabili  $U_a$  e  $U_b$ :

$$R = \overline{(U_a - \bar{U}_a)(U_b - \bar{U}_b)}$$

ed il relativo coefficiente di correlazione sarà:

$$\rho = \frac{\overline{(U_a - \bar{U}_a)(U_b - \bar{U}_b)}}{\sigma_a \sigma_b}$$

$\rho$  è compresa tra 1 e -1, ed assume valore 0 per variabili statisticamente indipendenti.

### Auto-correlazione

L'autocorrelazione descrive la dipendenza del segnale con se stesso a diversi tempi o diverse posizioni nello spazio. Supponiamo di voler conoscere l'autocorrelazione di  $U$  ai tempi  $t$  e  $t + \tau$

$$R_U(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T U(t)U(t + \tau)dt$$

calcolando anche il coefficiente di autocorrelazione

$$\rho(\tau) = \frac{R_U(\tau)}{\sigma^2}$$

otteniamo un'indicazione della scala integrale temporale  $T_1$

$$T_1 = \int_0^{\infty} \rho(\tau) d\tau$$

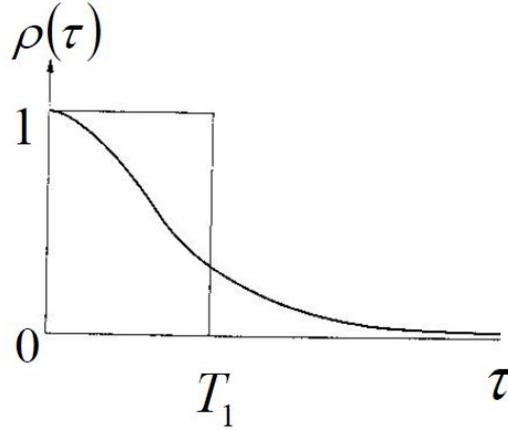


Figura 1.25: Coefficiente di autocorrelazione

Il tempo  $T_1$  ci dà indicazione della separazione temporale per la quale  $U(t)$  e  $U(t + \tau)$  sono correlate.

### Cross-correlazione

Descrive la dipendenza di due set di dati a tempi o spazi diversi.

$$R_{ab}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T U_a(t) U_b(t + \tau) dt$$

#### 1.4.2 Cascata energetica e scale della turbolenza

La turbolenza può essere considerata come composta da *eddies* di differenti grandezze, dove un *eddy* può essere definito come una struttura turbolenta coerente. In accordo con la definizione avremo che gli *eddies* che occupano le regioni più estese saranno caratterizzati da una scala spaziale  $\ell_0$  e da velocità  $U_L$  (comparabili con le scale maggiori del flusso turbolento in esame  $\mathcal{L}$  e  $V$ ), presentando così dei numeri di Reynolds molto elevati.

$$Re_L = \frac{\rho U_L \ell_0}{\mu} \gg 1$$

Il processo di cascata energetica che porta alla formazione di strutture turbolente sempre più piccole, è dovuto all'instabilità degli *eddies* più grandi che tendono a frantumarsi in strutture più piccole. La cascata si interrompe solo quando il numero di Reynolds del vortice che si sta formando è prossimo ad 1 e quindi gli effetti viscosi cominciano a dissipare l'energia cinetica turbolenta. La cascata energetica è infatti considerata non dissipativa, per via degli alti

numeri di Reynolds in gioco: l'energia immessa è infatti quella presente sulle grandi scale dove  $Re \gg 1$ .

La più piccola scala che possiamo incontrare è denominata scala di Kolmogorov, con una scala spaziale  $\eta$ .

$$Re_\eta = \frac{\rho U_\eta \eta}{\mu} \approx 1$$

Come anticipato la dissipazione avviene alla fine della cascata energetica, ma l'energia immessa è dovuta al primo processo in sequenza: avremo quindi un contenuto energetico dell'ordine  $U_L^2$  ed un rateo di dissipazione  $\varepsilon = \frac{U_L^3}{\ell_0}$ .

Da questa assunzione nasce l'ipotesi di Kolmogorov, secondo cui i moti turbolenti di piccola scala possono essere considerati con buona approssimazione statisticamente isotropi. Le statistiche delle piccole scale secondo Kolmogorov sono determinate esclusivamente dalla viscosità cinematica  $\nu$  e dal rateo di dissipazione  $\varepsilon$

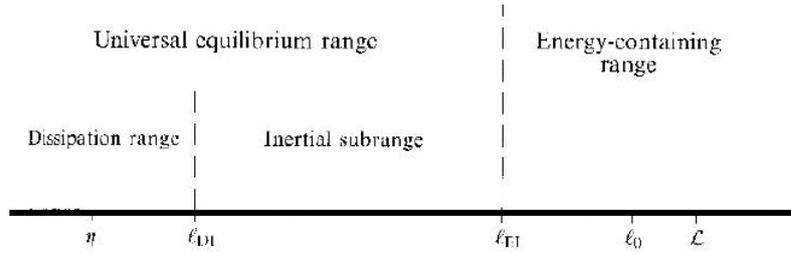


Figura 1.26: Scale dei moti turbolenti

La lunghezza  $\ell_{EI}$  è la demarcazione tra le scale anisotrope e le piccole strutture considerabili isotrope. Con  $\ell < \ell_{EI}$  siamo nel *universal equilibrium range*, che può essere ulteriormente diviso in *inertial subrange* ( $\ell_{EI} > \ell > \ell_{DI}$ ) e *dissipation range* ( $\ell < \ell_{DI}$ ). Fino al limite del range dissipativo, gli effetti viscosi sono trascurabili.

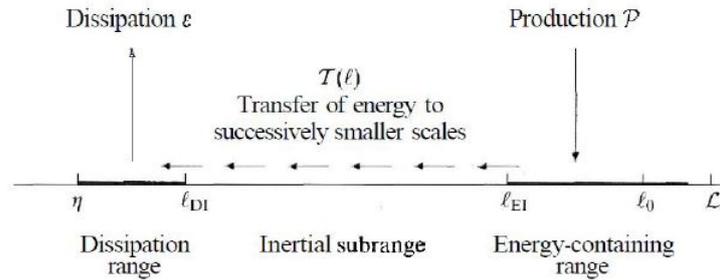


Figura 1.27: Meccanismo della cascata energetica

La dissipazione come possiamo vedere dallo schema proposto entra in gioco solo nella parte finale della cascata, mentre la trascureremo alle scale intermedie.

Sotto le ipotesi semplificative della teoria di Kolmogorov, grazie all'analisi dimensionale possiamo dedurre le scale dissipative:

$$\text{Scala spaziale: } \eta = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4}$$

$$\text{Scala di velocità: } U_\eta = (\varepsilon \nu)^{1/4}$$

$$\text{Scala temporale: } \tau_\eta = \frac{\eta}{U_\eta} = \left( \frac{\varepsilon}{\nu} \right)^{1/2}$$

Sperimentalmente è confermato il carattere continuo delle strutture turbolente oltre alla similitudine delle piccole scale al variare del Reynolds, proposta da Kolmogorov.

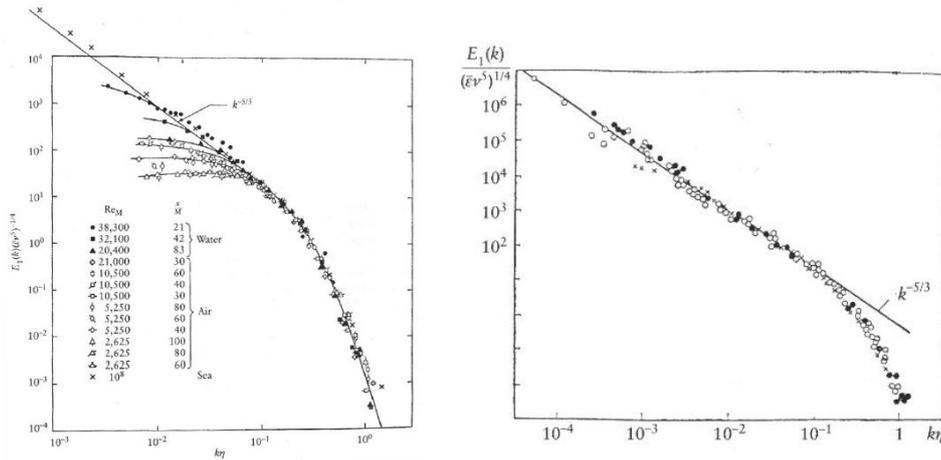


Figura 1.28: Spettro dell'energia cinetica turbolenta al variare del numero di Reynolds

In figura va evidenziato come a bassi numeri d'onda  $k = \frac{2\pi}{l}$  (grandi scale), abbiamo il maggior contenuto energetico che si tiene circa costante, a testimonianza del fatto che la dissipazione non è presente su queste scale. All'aumentare del numero d'onda abbiamo invece un decadimento sempre più marcato: è possibile riconoscere la zona in cui transitiamo per il limite del *universal equilibrium range* ( $\ell < \ell_{EI}$ ) dove avremo un decadimento del tipo  $k^{-5/3}$ . Ancora, nel *dissipation range* ( $\ell < \ell_{DI}$ ) avremo un decadimento più ripido molto vicino a  $k^{-5}$ .

Abbiamo introdotto così le più grandi e le più piccole scale della turbolenza, osservando come sia caratterizzata da un continuo di strutture. Un ultimo appunto va fatto sul concetto di scala integrale, già vista nel precedente esempio dove è stata introdotta la scala integrale temporale. A partire dalla correlazione

$$R_{ij} = \overline{u'_i \cdot u'_j}$$

otteniamo

$$\rho_{ij} = \frac{R_{ij}}{\sigma_{u'_i} \sigma_{u'_j}}$$

così da avere

$$L_{ij} = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{ij} dr_1$$

dove  $L_{ij}$  è la scala integrale di lunghezza nella generica direzione  $r_1$  e sarà dello stesso ordine della più grande scala della turbolenza  $\ell_0$ . Analogamente definiremo la scala integrale temporale  $\Theta_L$  e di velocità  $U_L$ .

Ora possiamo anche analizzare le relazioni tra le grandi e piccole scale:

$$\frac{\eta}{\ell_0} = Re_L^{-3/4}$$

$$\frac{U_\eta}{U_L} = Re_L^{-1/4}$$

$$\frac{\tau_\eta}{\Theta_L} = Re_L^{-1/2}$$

Risulta chiaro come all'aumentare del numero Reynolds avremo maggiore distanza tra le più piccole e le più grandi scale della turbolenza. È così giustificabile l'indipendenza delle piccole strutture, che porta all'ipotesi di isotropia delle piccole scale.

Un'ultima scala notevole da citare è la microscala di Taylor  $\lambda$ , indicativa della più piccola scala dinamicamente significativa.

$$\eta \ll \lambda \ll \ell_0$$

per cui

$$Re_\lambda = \left( \frac{20}{3} \cdot Re_L \right)^{1/2}$$

Il  $Re_\lambda$  è un buon riferimento soprattutto nel caso di simulazione numeriche, in modo tale da riuscire a cogliere la dinamica del fenomeno, senza eccedere con il numero di celle in cui andrebbe diviso il dominio di calcolo.

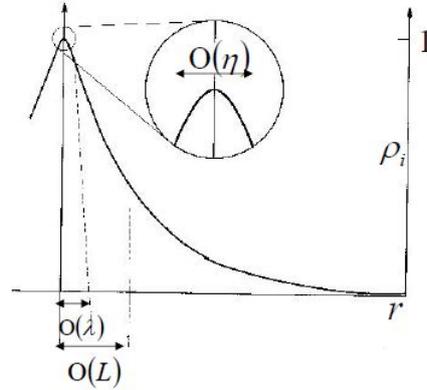


Figura 1.29: Rappresentazione delle scale significative

## 1.5 Strutture coerenti in uno strato limite turbolento

Nonostante la natura complessa e caotica del moto turbolento, siamo in grado di riconoscere al suo interno delle strutture coerenti. Con le prime visualizzazioni di flusso istantaneo è stato possibile riconoscere alcuni pattern che si ripetono nello spazio e nel tempo: si tratta di strutture fortemente vorticosi ed energetiche, caratteristica che gli permette di viaggiare quasi indisturbate nell'apparente caos del moto turbolento. L'importanza di tali strutture è legata al fatto che ci permettono di riconoscere dei pattern non random all'interno dello strato limite turbolento che sono causa del termine di sforzi di Reynolds (che sarebbe altrimenti nullo nel caso di flusso completamente random), ci guidano nell'alterazione dello strato limite e ci aiutano con la predizione dello strato limite stesso.

Possiamo definire un moto coerente come una regione tridimensionale all'interno del flusso per cui almeno una variabile fondamentale (velocità, densità, temperatura, ecc.) mostra una significativa correlazione con se stessa o con un'altra variabile su un ampio range di spazio e/o di tempo. [17]

Le strutture coerenti di maggior interesse per il nostro caso di studio sono le seguenti:

- *Large scale motions* (LSM) o *turbulent bulges*
- *Sweeps*
- *Ejections*
- *Hairpin vortex* o *Horseshoes vortex*
- *Streaks*

Generalizzando potremmo dire che un campo turbolento è dato dalla sovrapposizione del moto medio, di moti incoerenti randomici e moti coerenti organizzati. Tali strutture, quindi, occupano posizioni di spazio autonome

e definite in convivenza con tutte le strutture randomiche, che a loro volta influenzano e/o vengono influenzate dai moti coerenti stessi. A seconda della scala del moto analizzato, troveremo la collocazione tra *inner layer* e *outer layer*. Inoltre, i moti coerenti con direzione normale alla parete saranno causa del trasporto di massa e quantità di moto verso il moto medio, mentre i vortici più grandi saranno causa di disturbi di pressione.

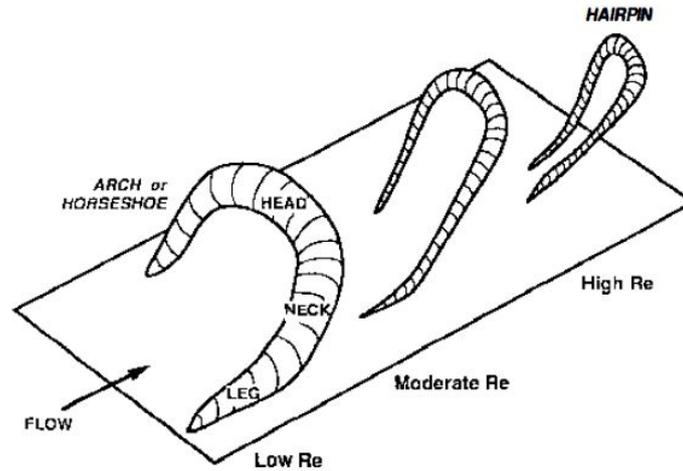


Figura 1.30: Struttura di *Hairpin vortex* ed influenza del numero di Reynolds [10]

Fino alle dirette visualizzazioni del flusso tramite PIV e anemometria a filo caldo, o alle più recenti simulazioni DNS, si sono susseguiti diversi modelli concettuali.

Theodorsen (1952) propose un modello di *hairpin vortex*, che prevede dei vortici inclinati di  $45^\circ$  rispetto al piano su cui si forma lo strato limite, giungendo a tali conclusioni in seguito a visualizzazioni tramite fumo.

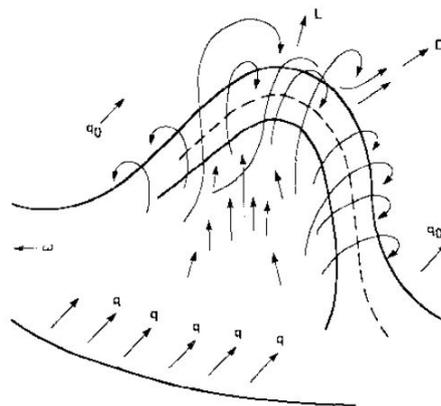


Figura 1.31: Struttura primaria del modello di Theodorsen [11]

Secondo Theodorsen, dei filamenti vorticosi configurabili con gli *hairpin*

*vortex* presentano una testa più lontana dal piano rispetto alle gambe e quindi immersa in un fluido a velocità più alta, causandone un maggiore *stretching* ed intensificazione che provocano l'innalzamento di tale parte di filamento.

Willmarth & Lu (1972) suggeriscono inoltre che tali vortici sono cause degli *intermittent turbulent bulges*.

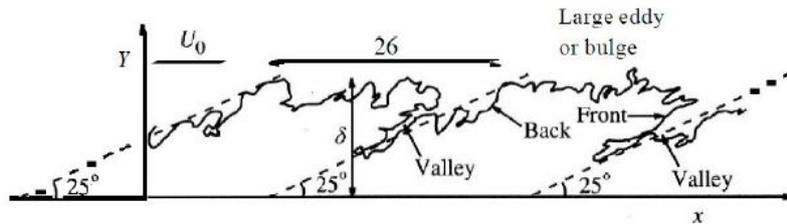


Figura 1.32: *Large scale motions* [12]

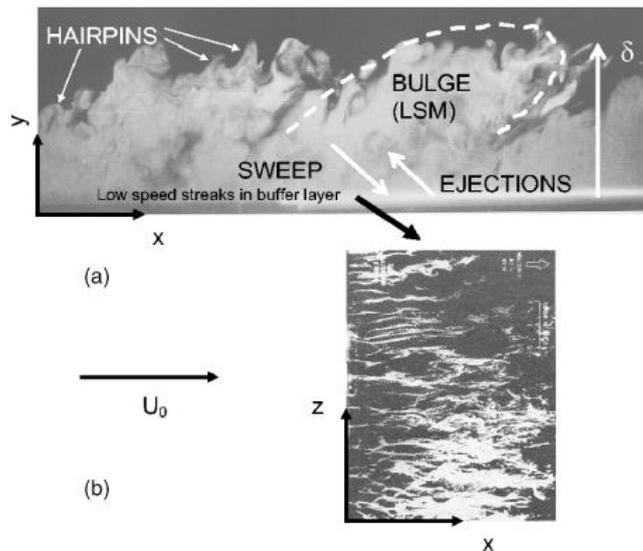


Figura 1.33: Visualizzazione tramite fumo di LSM [13]

Tali strutture sono fortemente intermittenti, possono arrivare ad altezze di  $2 - 3\delta$  e sono strutture proprie del *outer region*.

Black (1968) invece propose un modello di strato limite turbolento basato sulle instabilità prossime alla parete, configurabili con tanti *horseshoes vortices*.

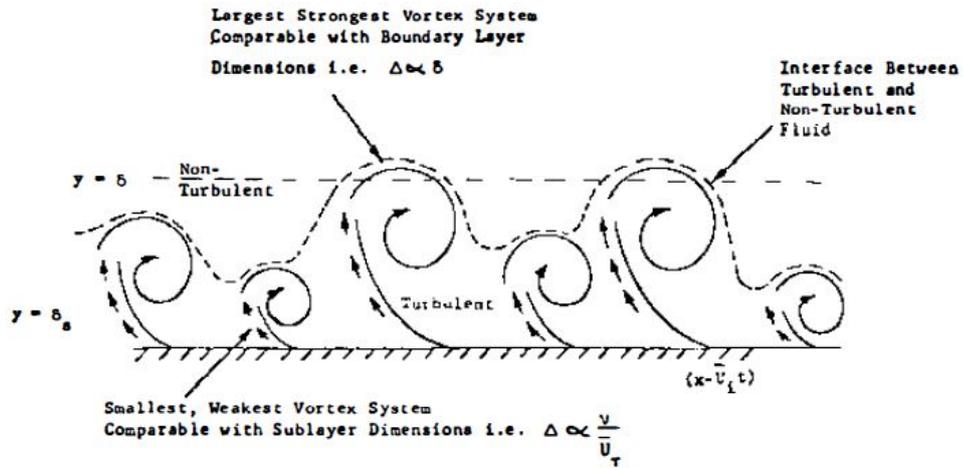


Figura 1.34: Spiegazione dell'intermittenza  $\gamma$  secondo la teoria di Black [14]

Le strutture vorticosi provocano l'eiezione a bassa velocità di fluido prossimo a parete, generando dei picchi intermittenti di stress di Reynolds.

Hinze (1975) anche ha tentato di collegare la struttura dei vortici vicini a parete con la nascita dello strato limite turbolento. Secondo questa teoria il fluido sollevato tra le gambe degli *hairpin vortices*, ciclicamente dà vita ad uno *shear layer* instabile che si rompe (meccanismo conosciuto come *bursting*) per generare dei blob di fluido ad elevata turbolenza.

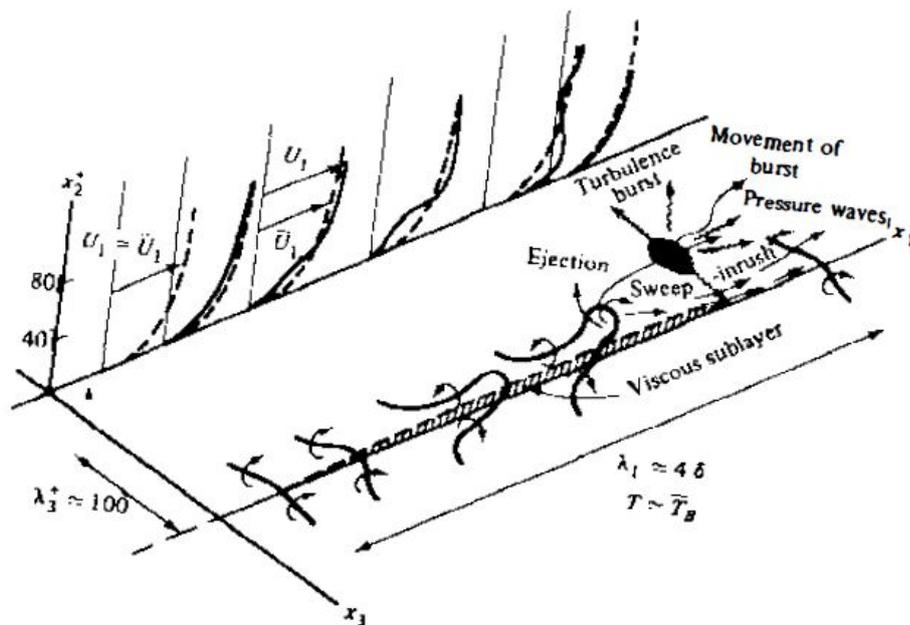


Figura 1.35: Modello concettuale di Hinze [15]

Alla fine del ciclo di *bursting* si annulla anche la relazione tra le varie strut-

ture vorticosse connesse, per dare vita successivamente ad un nuovo processo di autogenerazione.

Praturi & Brodkey (1987) provano invece a legare le strutture coerenti nell'*outer layer* con quelle vicine a parete. Ipotizzano uno strato di altezza  $\delta$ , tra il fluido ad alta e bassa velocità in cui i vortici si arrotolano dando vita ai LSM.

Secondo questa teoria i moti dell'*outer layer* causano l'eiezione di fluido vicino a parete ed inducono dei vortici *quasi-streamwise*.

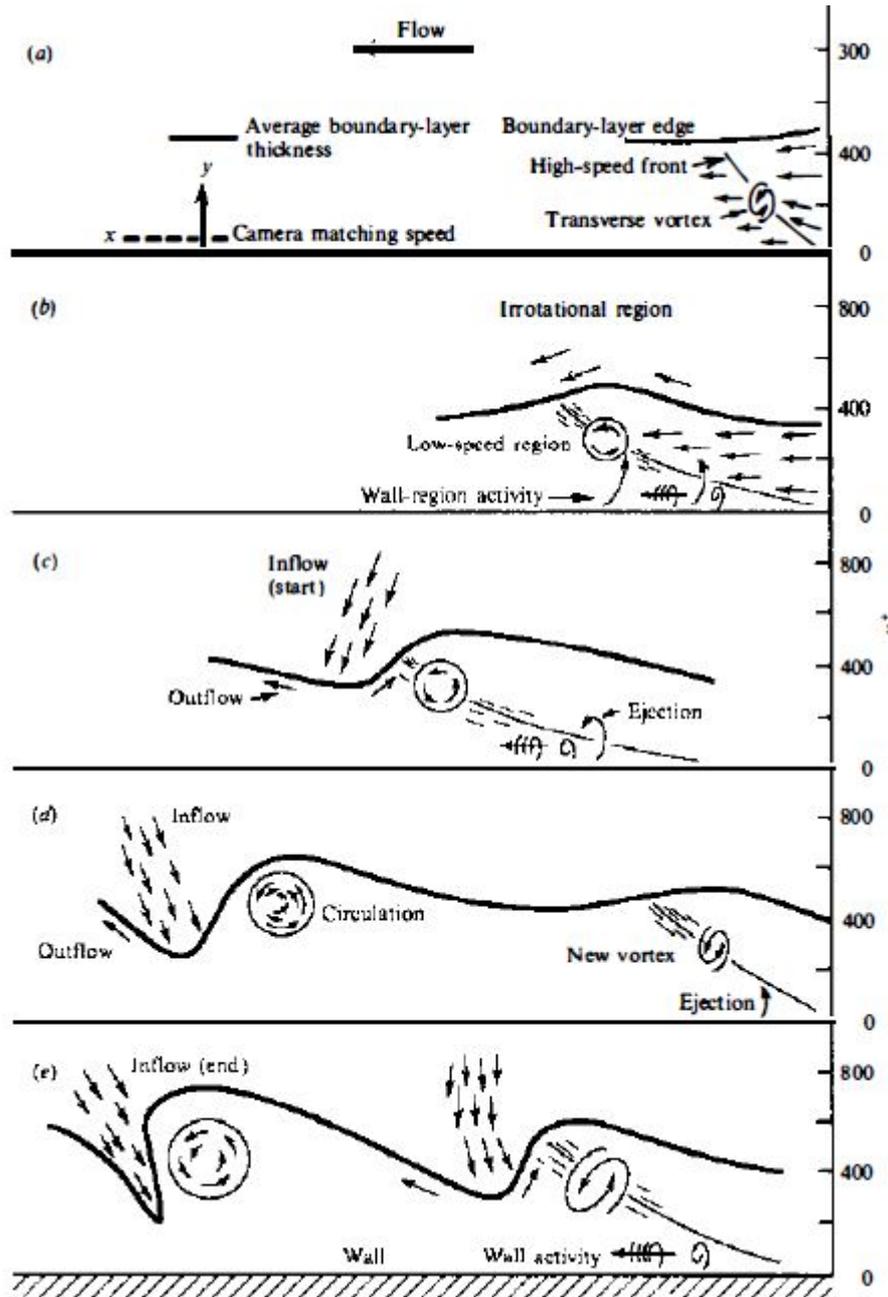


Figura 1.36: Modello concettuale di Praturi & Brodkey [16]

Definiamo ora gli eventi *sweeps* ed *ejections*, che saranno protagonisti della teoria di Robinson che proporremo. Introduciamo innanzitutto un sistema di riferimento che ci aiuterà a distinguere precisamente i due eventi.



Figura 1.37: Sistema di riferimento e relativa nomenclatura

*Sweeps* sono definiti come eventi  $(u'v')_4$  mentre *ejections* saranno eventi  $(u'v')_2$ , secondo lo splitting dei quadranti proposto.

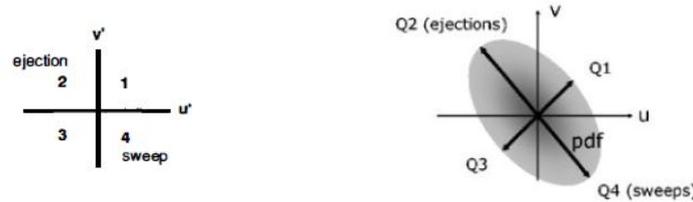


Figura 1.38: Quadranti delle  $u'v'$  istantanee e PDF delle fluttuazioni  $u'$  e  $v'$

*Sweeps* ed *ejections* sono inoltre la causa della maggior parte della produzione di turbolenza nella *buffer layer*, data l'immissione di fluido ad alta velocità verso la parete e l'eiezione di fluido a bassa velocità verso l'esterno.

Possiamo ora analizzare la teoria di Robinson (1990) che propone un modello in cui vengono individuati vari tipi di strutture per ogni strato.

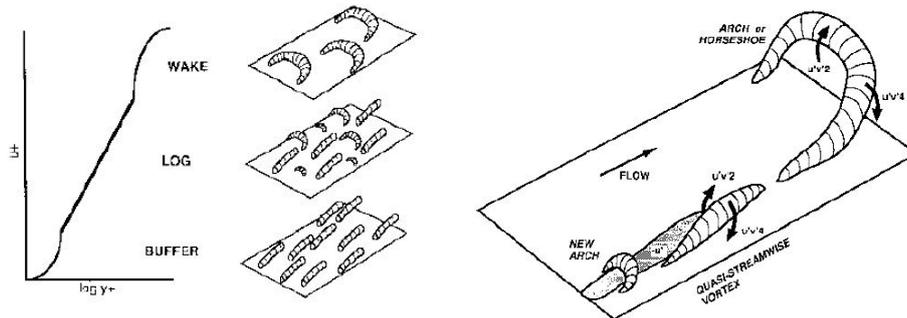


Figura 1.39: Modello concettuale di Robinson [17]

Secondo questa teoria nella *buffer region* dominano dei vortici *quasi-streamwise*, mentre gli *horseshoe vortices* dominano la *wake region*. Ritrova anche un legame tra *sweeps*, *ejections* e produzione di turbolenza.

Possiamo così passare alla definizione di *streaks*, per cui c'è da fare una distinzione tra *low speed streaks* e *high speed streaks*. Si tratta di zone di flusso relativamente più lento o più veloce rispetto al flusso medio. La direzione di queste strisce di fluido è *streamwise* e generano quindi delle disomogeneità in direzione *spanwise*, mentre la loro collocazione è parallela alla parete lungo la quale si sviluppa lo strato limite. Tali strisce di fluido sono configurabili secondo molte teorie come coalescenze di gambe degli *hairpin vortices* e presentano fluttuazioni sia longitudinali che trasversali, presentando un carattere quantomeno bidimensionale. Le dimensioni sono variabili, circa  $500/1000l_\tau$  in direzione del flusso, con spessore  $20/80l_\tau$ . La spaziatura invece è di circa  $100l_\tau$  nel *buffer layer* mentre si estendono fino al *buffer layer* per  $20/30l_\tau$ .

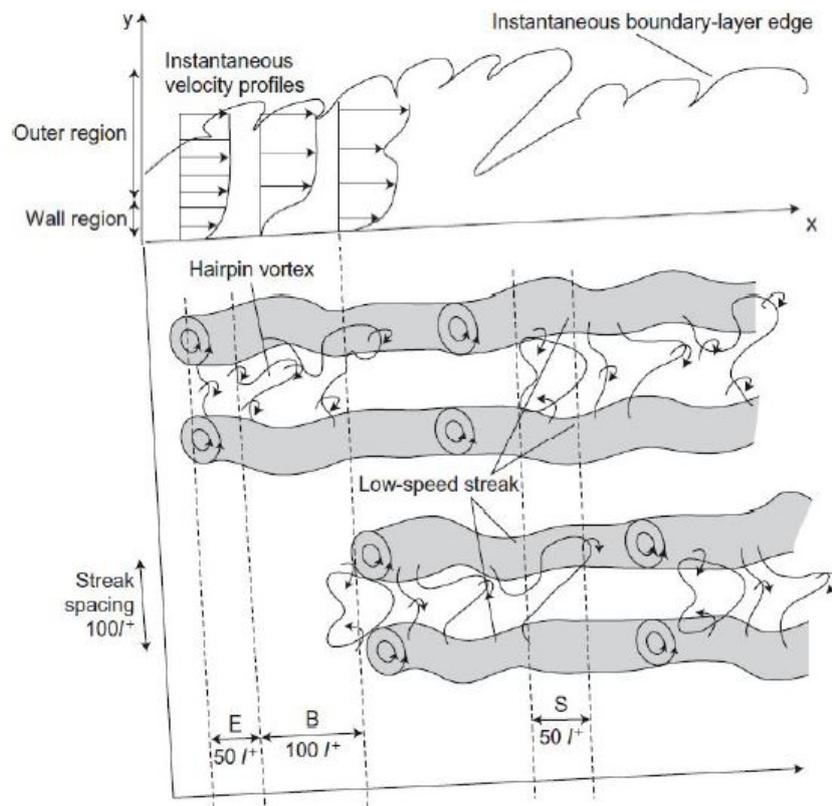


Figura 1.40: Modello di formazione delle *streaks*

La formazione delle *streaks* è quindi attribuita alla coalescenza di filamenti vorticosi prossimi a parete. Assistiamo ad una prima “fase E” di *ejection*, una successiva “fase B” di *breakup* ovvero di instabilità con conseguente rottura degli *hairpin vortices* ed una finale “fase S” di *sweep*. Questo è rappresentativo di un ciclo di *bursting*, al termine del quale le *streaks* si dissipano.

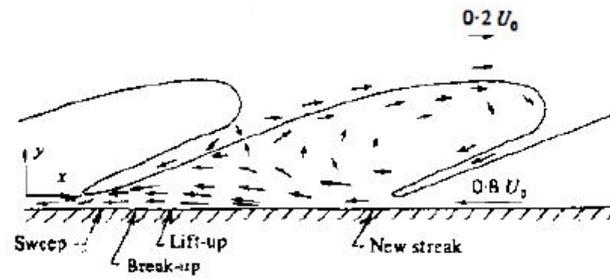


Figura 1.41: LSM e genesi di *streaks* [18]

Smith (1984) propose un modello concettuale che spiega il processo di *bursting* ed il suo legame con *sweeps*, *ejection* e *hairpin vortices*. Secondo Smith il *bursting* è segno di un vortice che si è arrotolato in uno *shear layer* instabile che si è formato sul top e sui lati delle *streaks*.

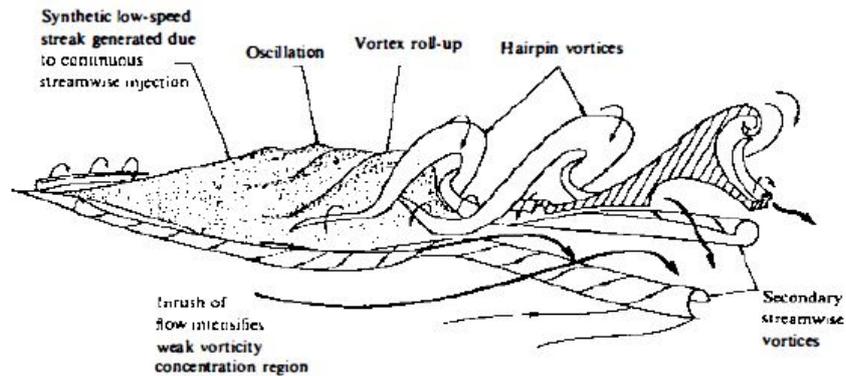


Figura 1.42: *Bursting cycle* [19]

Risulta evidente come tutte i moti coerenti dello strato limite siano fortemente legati tra loro e sono i protagonisti stessi del meccanismo di autogenerazione di cui fanno parte.

## Capitolo 2

# Manipolazione dello strato limite

Una volta analizzato lo strato limite su parete liscia e comprese le strutture coerenti caratterizzanti, possiamo passare alla manipolazione di queste ultime in ottica di riduzione di resistenza. Nell'ambito delle tecniche di alterazione passive, la più promettente è la tecnica che ricorre alle *riblets*: analizzeremo il comportamento sia di *riblets* classiche con scanalature longitudinali, sia tridimensionali con scanalature sinusoidali. L'obiettivo è quello di ridurre la resistenza legata alla viscosità alterando le strutture turbolente che si formano in prossimità della parete.

### 2.1 Riblets in natura

La riduzione di resistenza d'attrito può essere raggiunta ispirandosi a superfici presenti in natura. Ad esempio, in alcune specie di squali è possibile riscontrare delle strutture riblettate lungo la superficie corporea. I primi esperimenti sulle *riblets* sono stati proprio ispirati a questa particolare struttura.

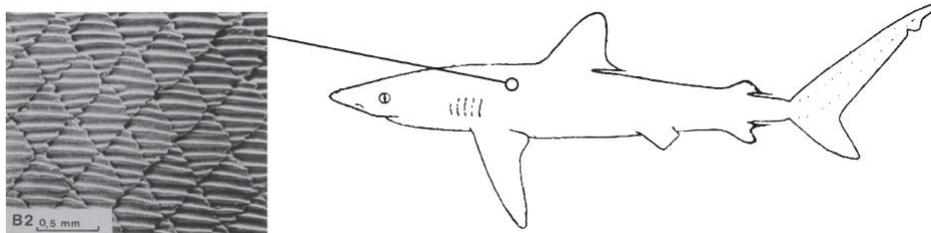


Figura 2.1: Microstruttura della pelle dello squalo delle Galapagos [20]

Le scale delle *riblets* di questi squali veloci sono di circa un terzo di millimetro. Da queste osservazioni Reif e Dinkelacker [21] iniziarono a studiare queste particolari strutture con l'obiettivo di ridurre la resistenza di attrito per strati limite turbolenti. Walsh [22] dagli USA, poco prima aveva già co-

minciato a ragionare su come le superfici riblettate potessero essere un buon metodo per ridurre la resistenza.

Il flusso turbolento in prossimità di una parete mostra delle forti deviazioni istantanee.

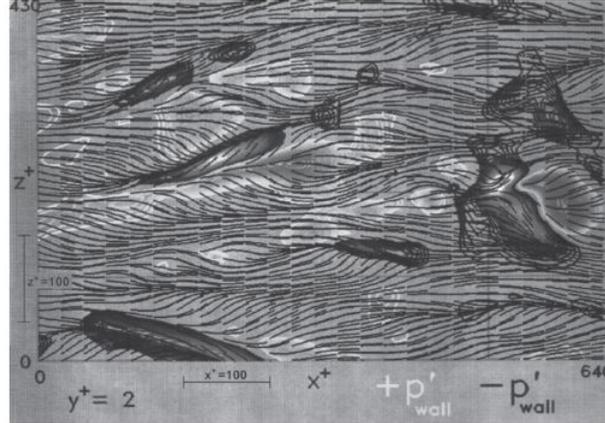


Figura 2.2: Linee di corrente istantanee vicino a parete,  $25 < p^+ < -25$  [17]

dove  $p^+ = \frac{p}{\tau_0}$  è la pressione adimensionalizzata.

I forti scambi di quantità di moto in un flusso turbolento sono maggiormente dovuti ai fenomeni di *sweeps* ed *ejections*, direttamente correlati all'andamento di pressione. Questo scambio di fluido in direzione normale alla parete genera la maggior parte dello *shear stress*, causa della resistenza di attrito.

Come è possibile vedere in Figura 2.2, *sweeps* ed *ejections* inducono un movimento in direzione laterale  $z$ . Un'idea è quindi quella di ridurre le variazioni di velocità  $w$  in direzione  $z$ , per ridurre il trasferimento di quantità di moto (quindi di resistenza), dapprima con scanalature allineate al flusso medio.

## 2.2 Riblets longitudinali

Nello studio preliminare di scanalature longitudinali bisogna tenere in considerazione che sperimentalmente è dimostrato che il valore soglia da non superare per avere degli effetti positivi è  $h^+ \approx 5$  [9] (dove  $h^+$  è l'altezza adimensionale della scanalatura). Inoltre, per rugosità dell'ordine  $h^+ \approx 3-5$ , restiamo all'interno del sottostrato laminare, dove il fluido ha un comportamento altamente viscoso e quindi possiamo utilizzare proprio la teoria viscosa per descrivere il comportamento del fluido attorno a tali sporgenze: il termine convettivo delle Navier - Stokes può essere trascurato

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0.$$

Sotto queste condizioni risulta che le superfici riblettate appaiono come superfici lisce con un'origine virtuale.

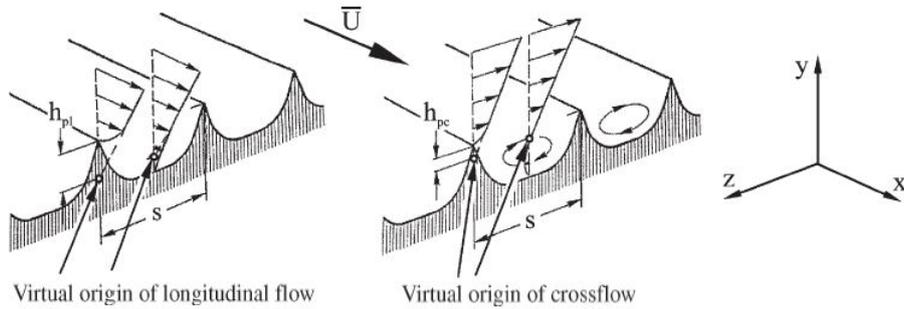


Figura 2.3: Flusso longitudinale e trasversale su superfici riblettate [23]

Come si evince dalla figura la locazione del punto di origine varia a seconda della direzione del flusso: ad esempio per il *crossflow* l'origine è più vicina all'estremità delle *riblets*. La differenza di altezza  $\Delta h$  tra i punti di origine dei flussi *crossflow* e *streamwise* è detta altezza di protrusione: si dimostra che per ottimizzare la riduzione di *shear stress* dobbiamo scegliere superfici riblettate che restituiscano una massima differenza di origini virtuali. La spiegazione del meccanismo di riduzione di resistenza è che il flusso longitudinale è meno affetto dalla presenza delle *riblets* rispetto al flusso trasversale ( $h_{pc} < h_{pl}$  Figura 2.3). Le fluttuazioni di velocità  $w'$  risentiranno maggiormente della presenza delle protrusioni, causandone una diminuzione ed una conseguente riduzione di scambio di quantità di moto perpendicolare alla superficie. In genere quindi la soppressione di  $w'$  porterà alla riduzione di resistenza.

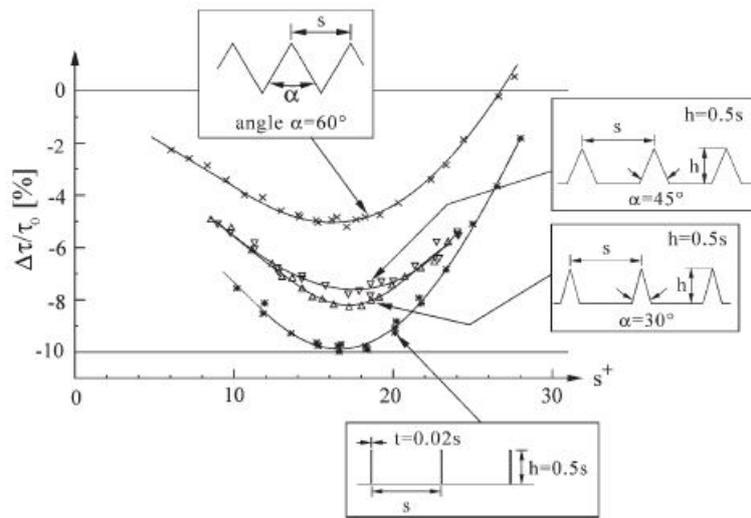


Figura 2.4: Riduzione di resistenza per differenti *riblets* [23]

Si può notare come la forma ottimale sia quella con *riblets* estremamente

sottili, ma molto difficili da produrre e mantenere. In genere quindi si opta per *riblets* triangolari. Si vede inoltre come ci sia uno specifico range di  $s^+$  (quindi di condizioni di flusso) all'interno del quale otteniamo una risposta massima in termini di riduzione di resistenza.

L'effetto benefico delle *riblets* può ulteriormente migliorare in modo da essere realmente efficace per applicazioni industriali: scanalature longitudinali riducono i movimenti trasversali di flusso, ritardando l'interazione tra *streaks* e quindi posticipando gli inevitabili eventi di *ejection* e *sweep*. Si può anche pensare di andare ad agire direttamente sui suddetti moti verticali movimentando la parete tramite delle oscillazioni in direzione *spanwise* che smorzano l'ampiezza delle strutture coerenti dello strato limite turbolento. Questo tipo di tecnica di controllo è attivo e porta ad una riduzione di resistenza di attrito fino al 40-45 %. [24] [25]

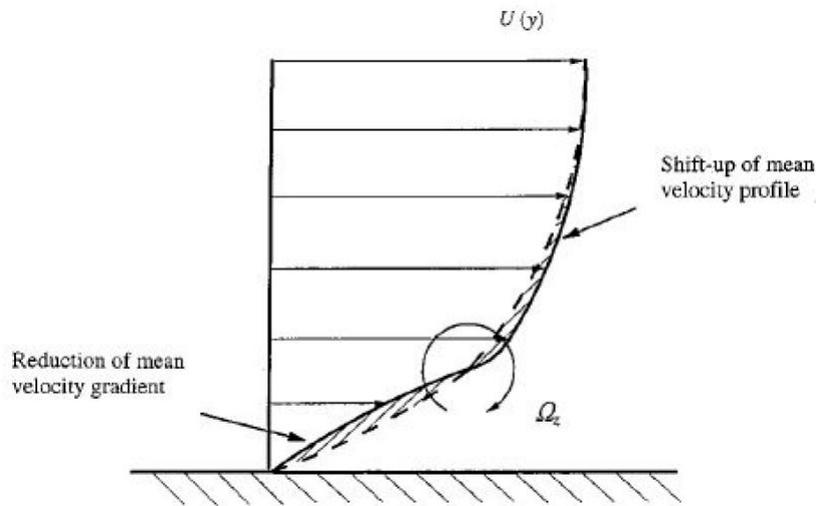


Figura 2.5: Profilo di velocità di uno strato limite turbolento soggetto ad oscillazioni trasversali

In particolare, nella regione vicino a parete dello strato limite turbolento la velocità *streamwise* è ridotta, come si evince dalla Figura 2.5. È proprio tale riduzione sul modulo della velocità che sembra ostacolare lo *stretching* dei vortici controrotanti vicino a parete.

Data l'impossibilità per applicazioni reali di installare pareti oscillanti, si è trovato un modo alternativo di replicare la stimolazione periodica dei vortici longitudinali dello strato limite, facendo variare in maniera sinusoidale il percorso delle *riblets*.

### 2.3 Riblets sinusoidali

Come anticipato, di recente c'è particolare interesse nell'uso di *riblets* che guidino il flusso in un moto oscillatorio di parete tramite variazioni sinusoidali in direzione *streamwise* delle *riblets* stesse, con una legge di tipo:

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

Entrano quindi in gioco altri due parametri oltre ad  $s$  e  $h$ , e sono la lunghezza d'onda  $\lambda$  e l'ampiezza  $a$ .

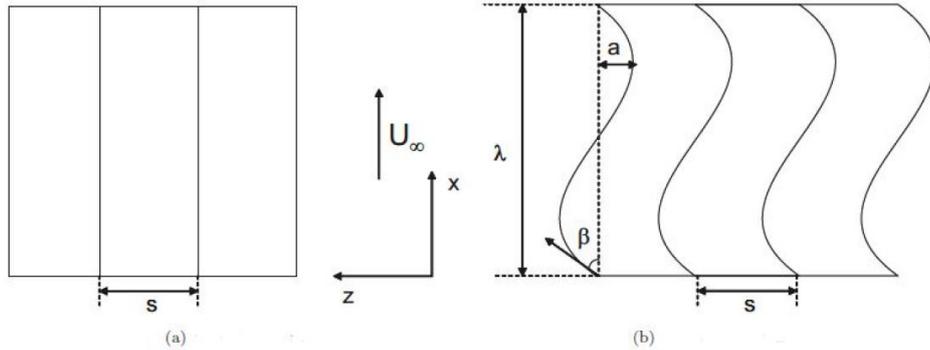


Figura 2.6: Parametri geometrici delle *riblets*

Secondo Peet & Sagaut (2009) [26] si vede una diminuzione del 50 % rispetto al caso con *riblets* longitudinali . Dal medesimo studio si evince anche una forte dipendenza dalla lunghezza d'onda: maggiore beneficio per valori crescenti e tendenza opposto per valori decrescenti.

Il meccanismo di azione è molto simile a quello della parete oscillante, infatti, le scanalature che si espandono e si contraggono sinusoidalmente inducono riduzioni in ampiezza del moto trasversale, restituendo un flusso medio molto simile a quello ottenuto con la suddetta tecnica attiva. Analizziamo di seguito alcuni dei comportamenti che portano le scanalature sinusoidali ad avere maggiori benefici. Le seguenti immagini sono ricavate da analisi LES (*Large Eddy Simulation*) dello studio di Peet & Sagaut (2009).

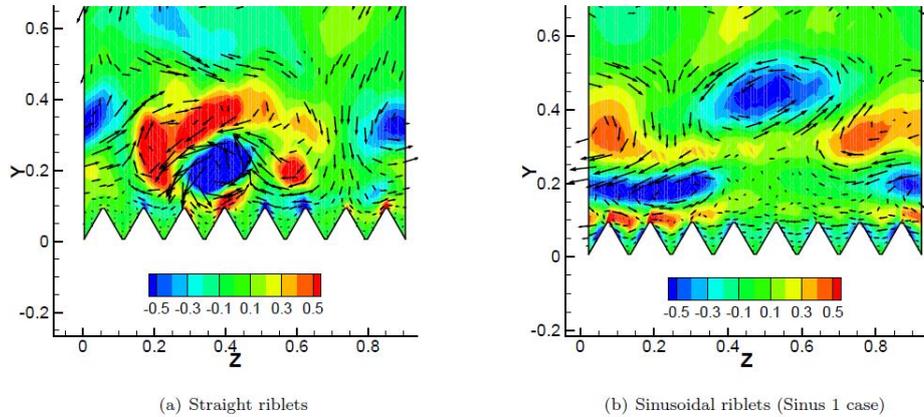


Figura 2.7: Vorticità istantanea  $\Omega_x$  *streamwise* e vettori velocità  $(v, w)$ [26]

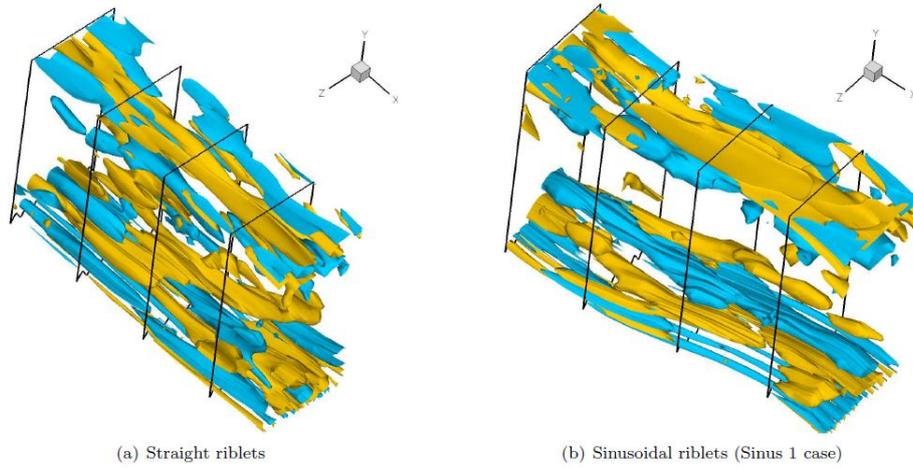


Figura 2.8: Iso-superfici di vorticità istantanea [26]

Immediatamente si può notare una netta differenza tra i pattern relativi alla vorticità istantanea nei due casi: la struttura dello strato limite turbolento è completamente differente, infatti, per le *riblets* sinusoidali i vortici contro-rotanti sono mediamente più lontani da parete e non sono sullo stesso piano come per le *riblets* longitudinali. L'allontanamento dei vortici dalla parete e la diversa organizzazione delle strutture turbolente porta ad una riduzione di interazione tra le strutture coerenti stesse ed una successiva diminuzione di attività di *bursting*, risultando in una diminuzione di sforzo d'attrito.

## Capitolo 3

# Apparato sperimentale e setup numerico

Le misure sono state effettuate nella galleria del vento del dipartimento di ingegneria meccanica e aerospaziale del Politecnico di Torino (DIMEAS). La tecnica di misurazione utilizzata è la PIV (*Particle Image Velocimetry*), una tecnica anemometrica non intrusiva che consente di valutare campi istantanei di velocità caratterizzati da un elevato numero di vettori velocità, maggiormente indicata per il riconoscimento delle strutture coerenti di nostro interesse, ovvero le *streaks*. Precisamente la PIV utilizzata è di tipo planare 2C2D e sono stati acquisiti campi di moto in un piano orizzontale, parallelo al piano. Il maggiore difetto della tecnica PIV è la bassa risoluzione temporale a fronte di una elevata risoluzione spaziale, ma nel nostro caso di studio non ha influito questa limitazione tecnica.

La sperimentazione è stata condotta su quattro piastre, di cui una liscia e tre con differenti pattern di *riblets*.

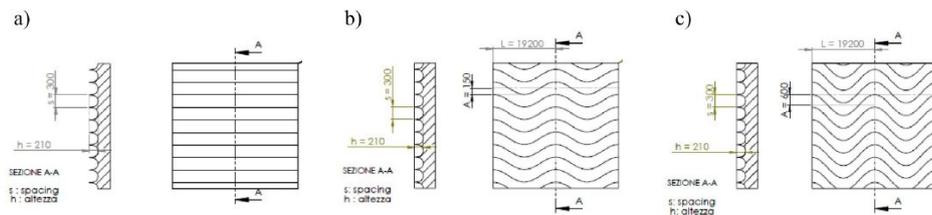


Figura 3.1: Rappresentazione delle piastre riblettate

I risultati ottenuti dall'indagine sperimentale sono stati successivamente confrontati con le simulazioni numeriche DNS (*Direct Numerical Simulation*) fornite dallo studio di Alves Portela Felipe & Busse Angela (2022)

### 3.1 Set up sperimentale

Le misure sono state condotte all'interno del Laboratorio di Aerodinamica M. Panetti del PoliTo, nella galleria a circuito aperto in figura.

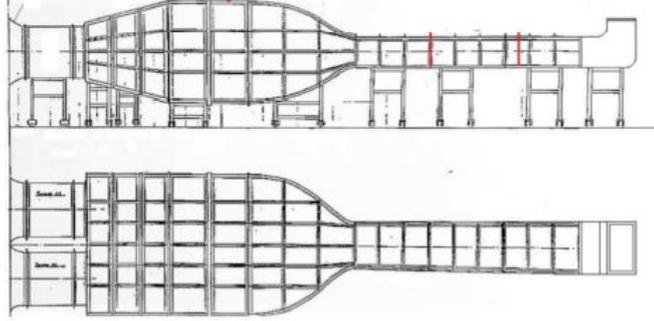


Figura 3.2: Schema della galleria del vento fucsia



Figura 3.3: Galleria del vento fucsia

La camera di prova è rettangolare, di sezione  $500 \times 700\text{mm}$  ed una lunghezza di  $5.3\text{m}$ , per una velocità massima di  $30\text{m/s}$ . La camera di prova è divisa in due parti: nella parte inferiore è alloggiata la strumentazione, mentre nella parte superiore avremo lo sviluppo del flusso e la formazione dello strato limite sulla lastra oggetto di studio. In particolare, la superficie divisoria presenta una cavità quadrata dove alloggianno le varie piastre con diverse *riblets*, in modo tale da non avere uno step positivo o negativo al bordo d'attacco, posizionando correttamente la lastra a filo con la superficie.

Il flusso è generato da due fan posizionati a monte della galleria e variando il numero di giri si può regolare la velocità nella camera di prova.

$N[\text{rpm}]$	$U_\infty[\text{m/s}]$	$u_\tau[\text{m/s}]$	$l_\tau[\text{mm}]$	$\delta[\text{mm}]$
400	8.3	0.36	0.0425	44.9
600	13.4	0.53	0.0284	34.5
800	17.9	0.65	0.0231	28.3
1000	22.0	0.79	0.0192	28.3

Tabella 3.1: Parametri di prova della galleria



Figura 3.4: (a) Posizionamento della lastra, (b) fan e generatore di fumo

### 3.1.1 Particle Image Velocimetry (PIV)

Come anticipato la PIV utilizzata è di tipo planare 2C2D, che quindi ci permette di ricavare due componenti di velocità istantanea in un piano piuttosto esteso, con elevata risoluzione spaziale. La tecnica necessita di alcune componenti:

- Sorgente laser coerente e monocromatico, fatto passare attraverso un sistema di lenti per renderlo una lama di luce di spessore di decimi di millimetro che serve ad illuminare il piano di misura
- Particelle traccianti per insemnare la corrente, di opportune dimensioni e densità per seguire fedelmente il flusso
- Telecamera perpendicolare al piano illuminato, per riprendere le immagini PIV su cui sono riportate le tracce delle particelle
- Software di gestione e acquisizione, provvede a garantire il sincronismo tra sorgente luminosa ed acquisizione della telecamera

Con la PIV misuriamo il campo di velocità attraverso la misura dello spostamento di particelle insemnanti iniettate a monte della galleria del vento tramite un generatore di fumo. In ogni punto del campo avremo la velocità direttamente dalla sua definizione:

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

dove  $\Delta s$  è lo spostamento delle particelle e  $\Delta t$  è l'intervallo di tempo imposto al sistema dopo aver stimato a priori le massime velocità in gioco. Il tracciante dovrà quindi rispondere a precisi requisiti legati a densità e dimensione, tali da rendere possibile alle particelle di seguire fedelmente il comportamento della corrente. Il rapporto di densità tra particelle insemnanti e fluido deve essere dell'ordine dell'unità:

$$\frac{\rho_p}{\rho_f} \approx 1$$

questo per evitare effetti di galleggiamento  $\left(\frac{\rho_p}{\rho_f} < 1\right)$  o di affondamento  $\left(\frac{\rho_p}{\rho_f} > 1\right)$ . Per quanto riguarda le dimensioni invece bisogna trovare il giusto compromesso: una particella troppo piccola non rifletterebbe bene la luce, ma una particella troppo grande avrebbe troppa inerzia e potrebbe perturbare il flusso. Tipicamente un buon diametro  $D_p$  per misure in aria è dell'ordine di  $1\mu m$ .

Il parametro adimensionale che scaturisce da questa analisi è il numero di Stokes, definito come il rapporto tra due tempi caratteristici:

$$St = \frac{t_p}{t_o}$$

dove  $t_o$  è il tempo caratteristico del campo di moto, mentre  $t_p$  è detto *relaxing time* ed è il tempo di reazione da parte della particella sotto l'azione del campo di moto stesso.  $t_p$  è definito come:

$$t_p = \frac{D_p^2 \rho_p}{\mu_f}$$

ed è legato quindi ai parametri densità e diametro, in relazione alla viscosità del fluido. Affinché la particella segua fedelmente il flusso vogliamo  $St \ll 1$ .

Le particelle come detto saranno illuminate dalla lama di luce prodotta dalla sorgente laser e verranno riprese dalla telecamera posta perpendicolarmente al piano di luce. È fondamentale che la luce di fondo del laboratorio sia ridotta al minimo per non influenzare l'intensità luminosa emessa dalle particelle.

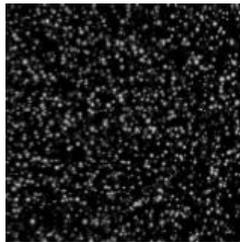


Figura 3.5: Tipica immagine PIV

Nella tecnica utilizzata la sorgente laser emette impulsi in moto intermittente e ad intervalli di tempo regolari. Per questo motivo è necessario un sistema di sincronismo che renda possibile la simultaneità tra laser e telecamera. Sarà quindi a carico del computer e del software di gestione il sincronismo, l'acquisizione e la memorizzazione delle immagini PIV.

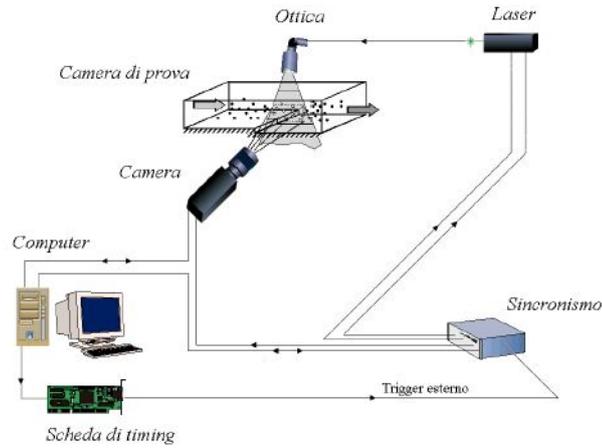


Figura 3.6: Sistema PIV completo

Le immagini si presentano quindi con uno sfondo nero ed una moltitudine di puntini bianchi. Acquisendo coppie di immagini ad istanti successivi  $t$  e  $t' = t + \Delta t$  (con  $\Delta t$  scelto opportunamente), tramite algoritmi di cross-correlazione è possibile calcolare lo spostamento  $\Delta s$  di nostro interesse.

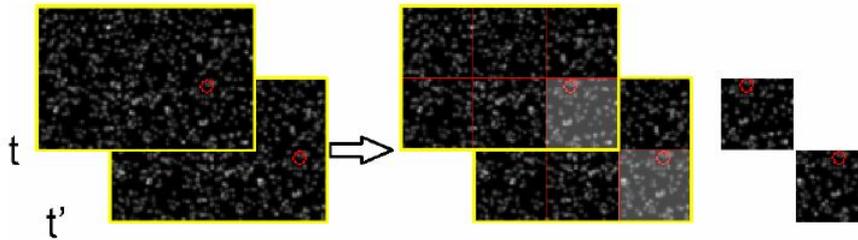


Figura 3.7: Schema dell'algoritmo di correlazione

Mediante la funzione di correlazione viene valutato lo spostamento più probabile, tra tutti i possibili spostamenti delle particelle contenute all'interno di un'area di interrogazione  $A_N$ .

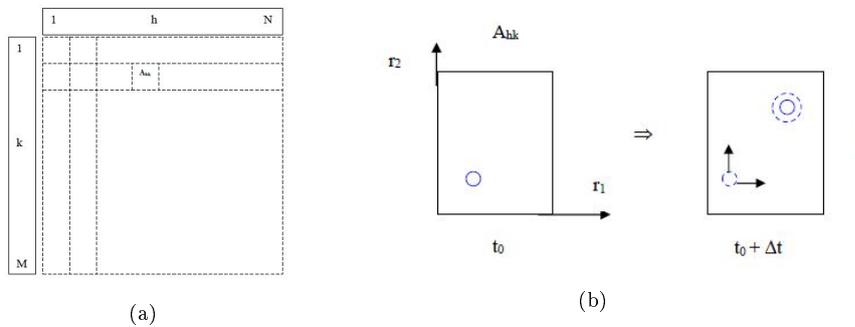


Figura 3.8: (a) Aree di interrogazione, (b) spostamento delle particelle

La funzione di cross-correlazione presenta il valore di picco nel punto di massima probabilità  $r_0$  definito dalla distanza tra l'origine e il centroide del picco più intenso:

$$\Delta s_{A_N} = \sqrt{r_{01}^2 + r_{02}^2}$$

ed è proprio questa distanza che ci darà  $\Delta s_{A_N}$ . Si ripete la procedura di calcolo per tutte le aree di interrogazione fino ad ottenere il campo di velocità completo.

La separazione temporale invece, deve essere tale da assicurarci che il tracciante, tra un frame e l'altro, si sposti in un range di 8-12 pixel per non incorrere in errori durante il processo di correlazione. Altro parametro fondamentale ai fini della buona riuscita della correlazione di immagini e per raggiungere una buona risoluzione spaziale, è la densità di particelle: sperimentalmente si è visto che il valore ottimale in ogni area di interrogazione è di circa 10 particelle.

Nell'esperimento condotto ogni immagine viene illuminata una sola volta, avremo infatti delle immagini singolarmente esposte.

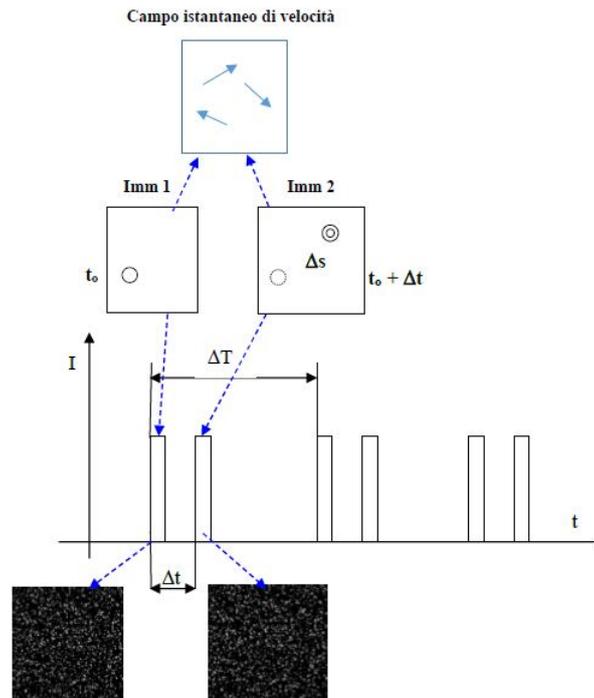


Figura 3.9: Immagini singolarmente esposte

Come detto l'emissione del raggio avviene ad intervalli  $\Delta t$  regolari e prefissati. Avremo così delle coppie di immagini PIV che saranno utilizzate insieme per calcolare lo spostamento delle particelle: due immagini PIV generano un singolo campo di velocità.

Il tempo  $\Delta T$  sarà dettato dalla parte hardware e caratterizza la risposta in frequenza del sistema stesso:

$$f = \frac{1}{\Delta T}$$

Ogni  $\Delta T$  il sistema è nuovamente pronto per la successiva operazione di registrazione delle immagini.

Vediamo ora nel dettaglio le componenti ed i parametri utilizzate per l'acquisizione ed il processing delle immagini:

- Fotocamera Andor di tipo sCMOS con risoluzione di  $2560 \times 2160$  pixel
- Laser verde monocromatico di lunghezza d'onda  $\lambda = 532nm$
- Una lente sferica per collimare il fascio laser ed una lente cilindrica per generare il piano di luce
- $\Delta T = 10\mu s$ ,  $f = 15Hz$
- *Magnification factor*  $M = 93.3pixel/mm$ , utilizzato per passare dalle dimensioni in pixel alle dimensioni reali dell'immagine, ottenuto in seguito alla calibrazione delle immagini PIV
- Dimensioni del campo inquadrato  $2.7 \times 2.3cm$ , a partire da piastre quadrate di lato  $25.8cm$
- Numero di campi acquisiti  $N = 2000$  al fine di effettuare delle analisi statisticamente valide

### 3.1.2 Superfici testate

Come anticipato, le superfici su cui abbiamo effettuato la sperimentazione sono una piastra liscia e tre piastre riblettate: in particolare avremo un pattern di *riblets* rettilineo e due sinusoidali con differenti lunghezze d'onda per analizzare la sensibilità della riduzione di resistenza rispetto alla componente *spanwise* del flusso. Le placche utilizzate sono in plexiglass e di dimensione  $25.8 \times 25.8cm$ , mentre la sezione delle *riblets* è parabolica. Sono alloggiate in una cavità della galleria del vento in modo da ridurre al minimo lo step positivo o negativo rispetto alla superficie del fondo della camera di prova, questo per permettere lo sviluppo dello strato limite riducendo al minimo eventuali effetti spuri.

La denominazione che utilizzeremo è la seguente:

- FLAT: piastra liscia (*Flat*)
- RLONG: piastra con scanalature rettilinee (*Riblets Longitudinali*)
- RS1: piastra con scanalature sinusoidali di lunghezza d'onda  $\lambda = 19.2mm$  e ampiezza  $a = 0.15mm$  (*Riblets Sinusoidali 1*)
- RS2: piastra con scanalature sinusoidali di lunghezza d'onda  $\lambda = 19.2mm$  e ampiezza  $a = 0.60mm$  (*Riblets Sinusoidali 2*)

### 3.1.3 Processing delle immagini PIV

Al fine di migliorare la qualità delle immagini e quindi della correlazione, è stata necessaria un'operazione di *pre-processing* volta alla rimozione del rumore di fondo. La complessa geometria delle scanalature e la vicinanza del piano di luce alla parete sono causa delle imperfezioni che affliggono le immagini:

- differenza di luminosità tra zone dello stesso campo
- differenza di luminosità tra esposizioni consecutive (difetto intrinseco al sistema laser)
- riflessioni del fascio laser

Queste imperfezioni riducono il contrasto delle particelle incidendo negativamente sui coefficienti di correlazione e si è quindi reso necessario l'utilizzo della tecnica *Proper Orthogonal Decomposition* (POD) [27], per la rimozione del background. L'analisi POD ci permette di ricavare i modi energetici rilevanti dopo il confronto di tutte le immagini, in modo tale da isolarli e migliorare l'esposizione.

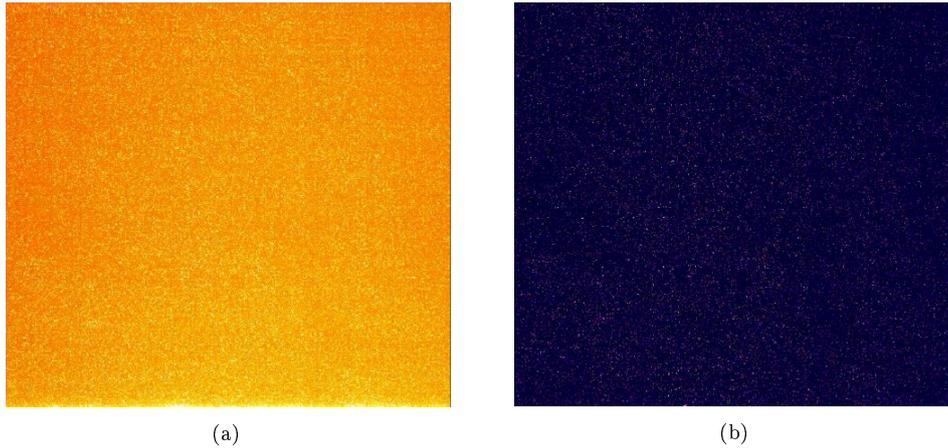


Figura 3.10: (a) Immagine non processata, (b) immagine processata

Le immagini proposte hanno la stessa scala di luminosità ed è evidente come il contrasto delle particelle sia nettamente migliore dopo il *pre-processing*. Inoltre, la POD non impatta la valutazione del campo di velocità e non ha un costo computazionale elevato.

In seguito alla rimozione del background è possibile effettuare il *processing* delle immagini tramite l'algoritmo di correlazione in modo da ottenere le due componenti di velocità *streamwise* e *spanwise*.

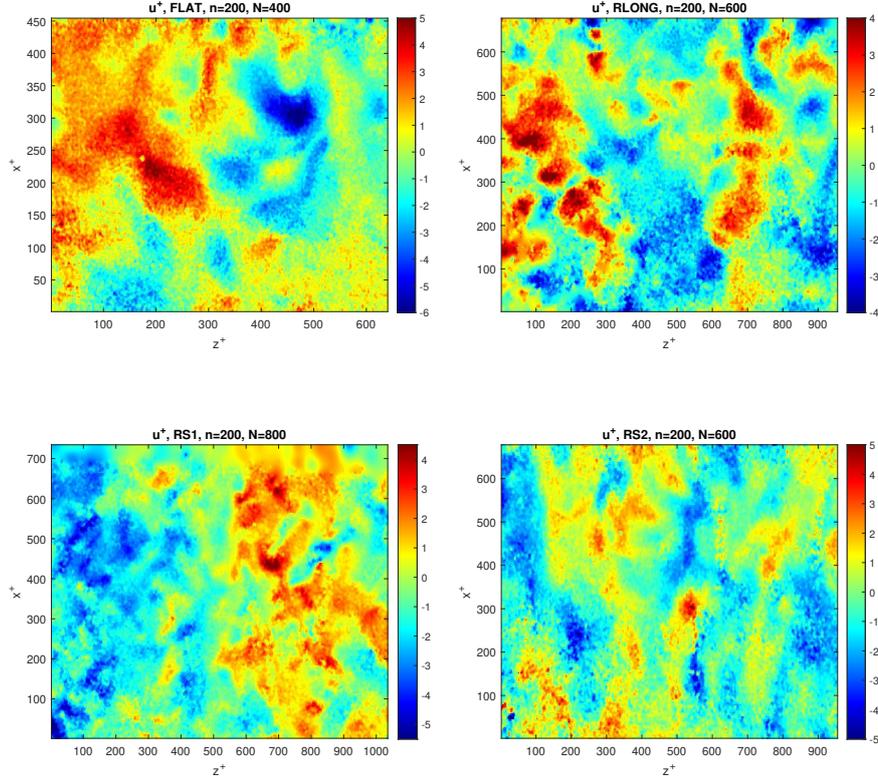


Figura 3.11: Esempi di campo istantaneo

Le immagini sono rappresentative della componente *streamwise* normalizzata  $u^+$ . In alcune possiamo notare delle anomalie nel campo, come delle zone in cui c'è un inspiegabile cambio repentino di velocità (macchie di colore non congruenti con il campo di velocità che le circonda), frutto di errori di correlazione dovuti ai difetti inevitabili di alcune delle immagini PIV. Questi errori non influiranno sulla nostra analisi che non a caso si affida agli strumenti statistici sul campione di  $n = 2000$  campi di velocità istantanei. La nostra attenzione sarà maggiormente rivolta alla componente *streamwise*, perché è la direzione in cui si sviluppano le strutture coerenti di nostro interesse.

### 3.2 DNS (*Direct Numerical Simulation*)

Una DNS è una tecnica usata in CFD (*Computational Fluid Dynamic*) in cui non è coinvolto alcun tipo di approssimazione, se non quelle dovute alla discretizzazione. La simulazione numerica diretta risolve numericamente le equazioni di Navier - Stokes instazionarie e 3D su tutte le scale.

In particolare, analizzeremo i risultati di una simulazione DNS all'interno di un canale caratterizzato da *riblets* sinusoidali localizzate sulle pareti superiore ed inferiore e con parametri geometrici uguali al caso RS1. Secondo la normale convenzione per i flussi di canale, chiameremo la semi-altezza  $H$ . In questo particolare caso dove le superfici non sono lisce,  $H$  sarà misurato dalla

cresta della *riblet* fino al piano mediano: avremo quindi una distanza cresta - cresta di  $2H$  e valle - valle di  $2.031H$ .

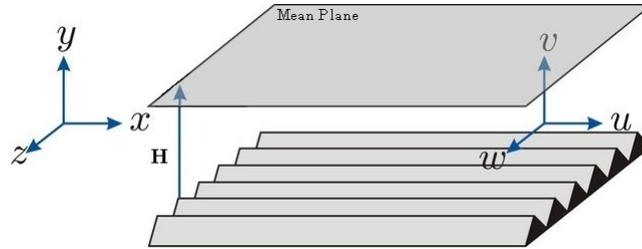


Figura 3.12: Semi-altezza del canale riblettato e sistema di riferimento

Il canale simulato è largo  $0.933H$ , per una lunghezza di  $2.901H$ . Le condizioni al contorno applicate ai bordi del canale sono di tipo periodico. Le equazioni di Navier - Stokes sono discretizzate su una griglia sfalsata ed integrate nel tempo con un metodo Adams-Bashforth. Le discretizzazioni spaziale e temporale sono entrambe accurate al secondo ordine. Sulle diverse superfici sono imposte le condizioni di *no-slip* ed impermeabilità [28].

## Capitolo 4

# Analisi dei risultati

Passiamo infine all'analisi dei risultati ottenuti. Disporremo quindi di campi di velocità in piani paralleli alla parete per quattro tipologie di lastre piane:

- placca liscia, denominata FLAT
- placca con *riblets* longitudinali, denominata RLONG
- placca con *riblets* sinusoidali di tipo 1, denominata RS1
- placca con *riblets* sinusoidali di tipo 2, denominata RS2

Placca	$s[\mu m]$	$h[\mu m]$	$a[mm]$	$\lambda[mm]$
RLONG	300	210	-	-
RS1	300	210	0.15	19.2
RS2	300	210	0.6	19.2

Tabella 4.1: Geometrie delle *riblets*

Abbiamo di seguito anche i parametri fondamentali dello strato limite per ogni numero di giri  $N$  della galleria:

$N$	$U_\infty[m/s]$	$\delta[mm]$	$H$	$Re_\theta$	$Re_\tau$	$u_\tau[m/s]$	$l_\tau[\mu m]$	$y^+$
400	8.3	44.9	1.36	2200	1070	0.36	42.5	70
600	13.4	34.5	1.34	2800	1210	0.53	28.4	80
800	17.9	28.3	1.38	3900	1220	0.65	23.1	165

Tabella 4.2: Parametri caratteristici dello strato limite

È utile valutare le prestazioni delle scanalature a diversi valori di  $s^+$  e  $h^+$  (anche  $a^+$  e  $\lambda^+$  per le *riblets* tridimensionali). Le grandezze adimensionali che confronteremo sono tutte rapportate ad  $u_\tau$  ed  $l_\tau$  della placca liscia, in modo da effettuare confronti consistenti tra le diverse configurazioni.

$Re_\theta$	$s^+$	$h^+$	$a_{RS1}^+$	$a_{RS2}^+$	$\lambda^+$
2200	7.1	5.0	3.6	14.1	452
2800	10.6	7.4	5.3	21.2	675
3900	13.0	9.1	6.5	26.0	830

Tabella 4.3: Parametri adimensionali delle *riblets*

Quindi una volta definito il numero di giri della galleria, sarà definita la velocità  $U_\infty$  in camera di prova e potremo acquisire finalmente i dati di velocità istantanea  $V_i(x, z, t)$ .

Per i risultati ottenuti dalla DNS invece, avremo dei campi di velocità istantanei  $V_i(x, y, z, t)$  per una geometria a scanalature tridimensionale uguale al caso RS1.

Per tutti i dati ottenuti la prima operazione che faremo è il calcolo della media dei campi di velocità istantanei a disposizione. Successivamente otterremo le fluttuazioni di velocità come segue:

$$V = V_i - \bar{V}$$

Da questa operazione preliminare seguiranno tutti i risultati sviluppati, dapprima analizzando i dati ottenuti in galleria, poi i campi simulati con la DNS ed infine un confronto tra i due. Gli strumenti utilizzati per l'analisi dei dati sono la correlazione a due punti ed il calcolo dei *dispersive stresses*.

## 4.1 Correlazione a due punti

Risulta utile studiare il comportamento medio dei campi ottenuti, in modo da evidenziare le strutture ad alta e bassa velocità con l'analisi statistica.

Per quantificare la coerenza spaziale ricorreremo nello specifico alla correlazione a due punti delle fluttuazioni di velocità secondo la notazione seguente:

$$R_{AB} = \frac{\overline{A(x, y)B(x + \Delta x, y + \Delta y)}}{\sigma_A \sigma_B}$$

dove  $\sigma_A$  e  $\sigma_B$  sono le deviazioni standard delle grandezze generiche  $A$  e  $B$ , mentre  $\Delta x$  e  $\Delta y$  sono le separazioni in piano tra le due componenti.

Come vedremo le funzioni di correlazione verranno calcolate con la *Fast Fourier Transform (FFT)* [29]. Successivamente normalizziamo i risultati ottenuti in modo che

$$R_{AB}(0, 0) = 1$$

Di seguito è riportato un estratto del codice *MATLAB*<sup>®</sup> utilizzato per il calcolo delle correlazioni nel caso dei dati sperimentali PIV:

```

%u_prime
I=double(u_prime); %convert to double
I=I-mean(I(:)); %subtract mean
I=I/sqrt(sum(I(:).^2)); %normalize magnitude
fft_I=fft2(I); %compute fft2

% v_prime
J=double(w_prime); %convert to double
J=J-mean(J(:)); %subtract mean
J=J/sqrt(sum(J(:).^2)); %normalize magnitude
fft_J=fft2(J); %compute fft2

% R_uu
A=real(fftshift(iff2(fft_I.*conj(fft_I)))); % autocorrelation
A_mean_1=mean(A,3);

% R_ww
B=real(fftshift(iff2(fft_J.*conj(fft_J)))); % autocorrelation
B_mean_1=mean(B,3);

% R_uw
C=real(fftshift(iff2(fft_J.*conj(fft_I)))); % autocorrelation
C_mean_1=mean(C,3);

indice_x = ceil(size(u,1)/2);
indice_z = ceil(size(u,2)/2);

sec_1_1 = A_mean_1(indice_x,:);
sec_2_1 = B_mean_1(indice_x,:);
sec_3_1 = C_mean_1(indice_x,:);
sec_4_1 = A_mean_1(:,indice_z);
sec_5_1 = B_mean_1(:,indice_z);
sec_6_1 = C_mean_1(:,indice_z);

```

dove `u_prime` e `w_prime` sono le fluttuazioni di velocità. Il risultato di tali operazioni è una mappa di questo tipo:

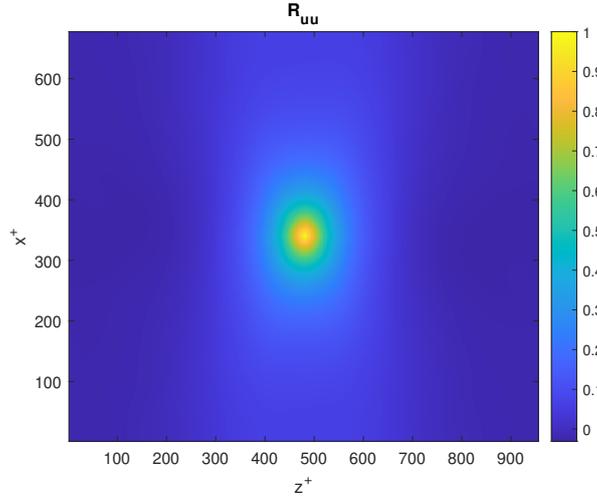


Figura 4.1: Mappa  $R_{uu}$  per il caso RS1 con  $N = 600$

da cui estrarremo le sezioni centrali lungo l'asse  $x$  e lungo l'asse  $z$ .

## 4.2 Dispersive stresses

L'effetto delle superfici riblettate sull'organizzazione delle strutture turbolente può essere esaminato usando una tripla decomposizione del flusso. Questo metodo è di solito usato su flussi eterogenei per quantificare la grandezza degli stress originati dalle inomogeneità del flusso medio [30]. In questo schema la velocità *streamwise* può essere scritta

$$\underbrace{u_i(y, z, t)}_{\text{Instantaneous velocity}} = \underbrace{\langle U(y) \rangle_S}_{\text{Spatial-time-averaged velocity}} + \underbrace{\tilde{u}(y, z)}_{\text{Dispersive velocity component}} + \underbrace{u(y, z, t)}_{\text{Random velocity component}}$$

dove  $\langle U(y) \rangle_S$  è la media temporale e spaziale orizzontale della velocità,  $\tilde{u}(y, z)$  è la deviazione spaziale tempo invariante del campo, mentre  $u(y, z, t)$  è la parte del campo dipendente da tempo e spazio (parte fluttuante della decomposizione di Reynolds). Possono così essere valutate le componenti turbolente e dispersive dei tensori di stress, e nello specifico lo *shear stress* totale come:

$$\underbrace{\tau_{xy}}_{\text{total shear stress}} = \underbrace{\nu \frac{\partial U}{\partial y}}_{\text{viscous shear stress}} - \underbrace{\overline{uv}}_{\text{turbulent shear stress}} - \underbrace{\overline{\tilde{u}\tilde{v}}}_{\text{dispersive shear stress}}$$

Da notare come il contributo viscoso è presente solo vicino alla parete e trascurabile lontano da essa.

Di seguito è riportato parte del codice *MATLAB*<sup>®</sup> usato in una delle nostre analisi disponendo preliminarmente i dati relativi al campo medio.

```
load('y100.mat');
u_100 = y100(:,:,1);
U_100 = mean(u_100,2);
u_tilde_100 = u_100 - U_100;
u2_tilde_100 = u_tilde_100.*u_tilde_100;
wu_tilde_100 = w_tilde_100.*u_tilde_100;
uv_tilde_100 = u_tilde_100.*v_tilde_100;
```

Viene riportato un esempio di estrazione dei dati relativi al piano  $y^+ = 100$  per il campo simulato con DNS, e la successiva elaborazione per il calcolo dei *dispersive stresses*. Nelle variabili `u2_tilde_100`, `wu_tilde_100`, `uv_tilde_100` vengono calcolate le correlazioni delle componenti di velocità dispersive, che successivamente saranno mediate e daranno così i *dispersive stresses*.

## 4.3 Analisi dei dati sperimentali

### 4.3.1 PIV - Dispersive stresses

La prima analisi svolta relativamente ai dati PIV è legata agli stress dispersive. L'obiettivo di questa prima indagine è stato cercare di trovare una correlazione tra un recente studio sperimentale (T. Medjnoun et al.(2021)) [30] e i nostri dati. Nonostante i diversi  $y^+$ , estremamente maggiori nel nostro caso, e  $Re_\tau = \frac{u_\tau \delta}{\nu}$  differenti, il primo approccio è stato di questo tipo per ricercare dei pattern simili che si riproducessero nella direzione  $y$  perpendicolare alla parete. In questa prima parte analizzeremo i casi  $Re_\theta = 2200$  ( $N = 400$ ) e  $Re_\theta = 2800$  ( $N = 600$ ), ovvero i casi con  $y^+$  minori. Purtroppo come testimoniano le immagini che seguiranno, questa indagine non ha dato i risultati sperati, fornendo però informazioni su come a distanza dalla parete ( $y^+ = 70 - 80$  per i casi studiati) l'effetto di mescolamento proprio dello strato limite turbolento, non ci permetta di riconoscere le zone direttamente influenzate dalla scanalature superficiali.

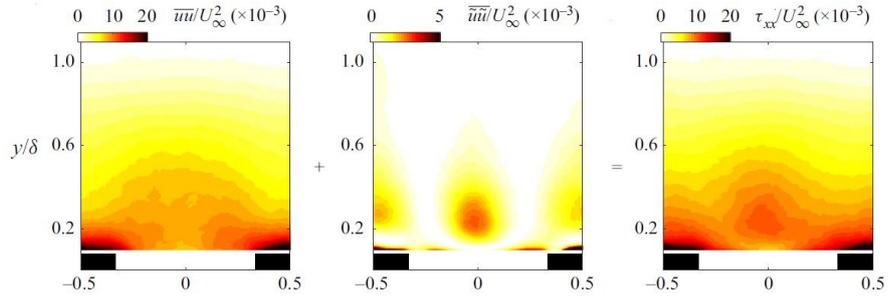


Figura 4.2: Contour maps delle componenti *streamwise* (dati PIV articolo di riferimento [30])

Lo scopo principale è individuare il numero di picchi  $n$  di stress tra una scanalatura e la seguente: presentiamo i risultati ricavati dall’analisi del caso RLONG a numero di giri  $N = 400$  ( $Re_\theta = 2200$ ), anticipando che si può giungere alle medesime conclusioni per tutte le altre piastra, e allo stesso modo per il caso  $N = 600$  ( $Re_\theta = 2800$ ).

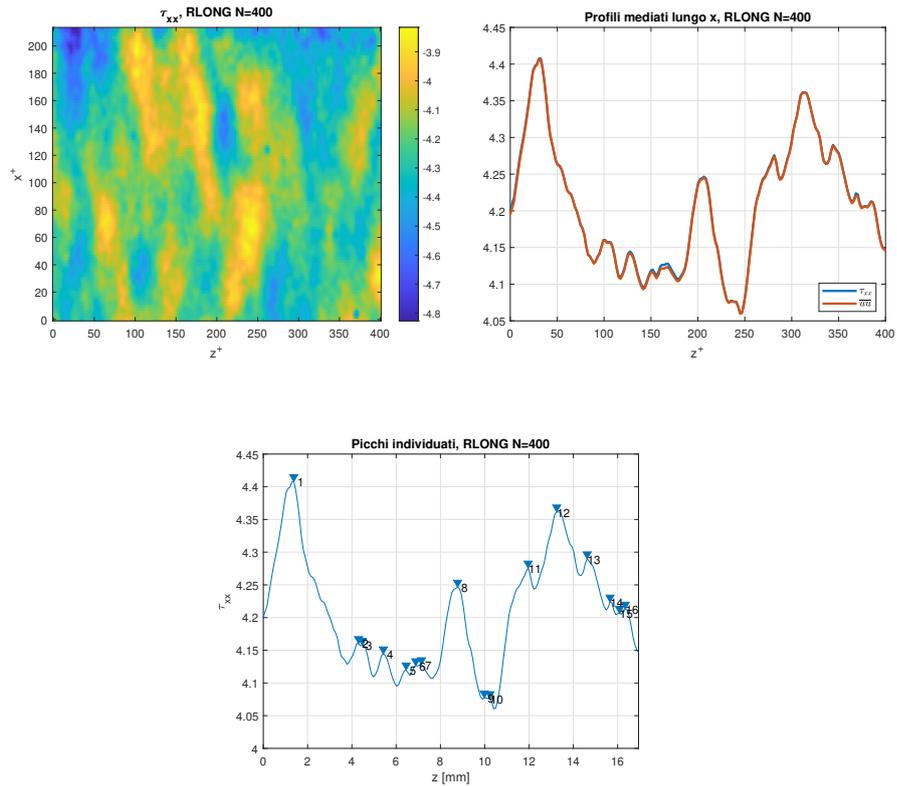


Figura 4.3: Contour maps e profili mediati delle componenti *streamwise* (dati PIV, piastra RLONG  $Re_\theta = 2800$ )

Considerando la spaziatura delle nostre *riblets* ( $s = 0.3mm$ ) si nota come non ci sia corrispondenza tra  $n = 3$  picchi evidenti nell’esperienza di riferimento e i nostri dati: a grande distanza dalla parete, considerando i profili

mediati lungo  $x$  notiamo dei picchi di *shear stress* nettamente inferiori in numero. L'intensità degli stress tende ad omogeneizzarsi (risultato già intuibile dalla Figura 4.2). Inoltre, dal confronto tra  $\tau_{xx}$  e  $\overline{uu}$  in Figura 4.3, si nota come i valori di stress dispersivi siano trascurabili, come è possibile vedere nuovamente in Figura 4.2, oltre che già previsto nell'articolo di Modesti et al. (2021) [31].

Vale la pena a questo punto valutare possibili evoluzioni nella direzione *streamwise*, alla ricerca di strutture che si ripetano.

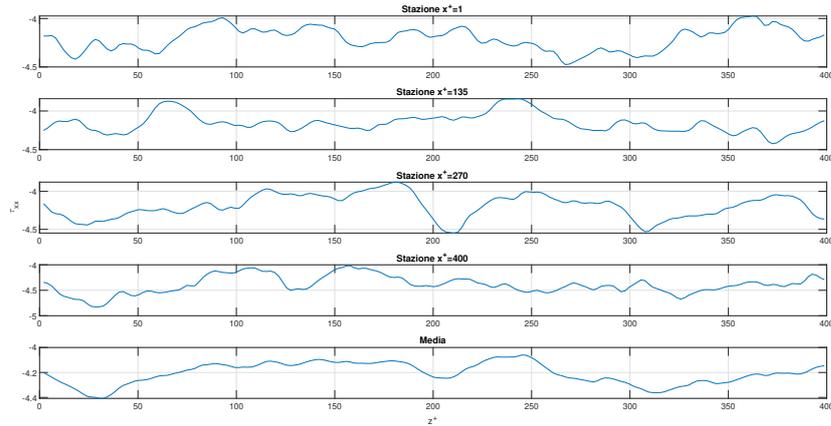


Figura 4.4: Evoluzione lungo  $x$  dei profili  $\tau_{xx}$  (piastra RLONG  $N = 400$ )

Vengono riportate solo quattro stazioni simboliche, più il dato mediato lungo  $x$ , ma l'analisi approfondita dimostra come ancora una volta non risultino strutture ricorrenti: è chiaro come il flusso tenda ad omogeneizzarsi lontano dalla parete.

### 4.3.2 PIV - Correlazione a due punti

La PIV 2C2D ci permette di avere le due componenti di velocità  $u$  e  $w$  nel piano  $x - z$ , di conseguenza è possibile calcolare solo alcune delle correlazioni di velocità. Da notare come per tutte le correlazioni *streamwise* - *spanwise* il flusso corra dal basso verso l'alto (direzione  $x$  positiva), quindi un  $\Delta x$  positivo corrisponde ad una correlazione ( $R_{AB}$ ) della variabile  $B$  più a valle rispetto all'variabile  $A$ .

Di seguito sono presentati i confronti tra le correlazioni delle diverse piastre: sono raggruppati nei casi a pari velocità in camera di prova e quindi a pari  $y^+(Re_\theta)$ .

$$Re_\theta = 2200, y^+ = 70$$

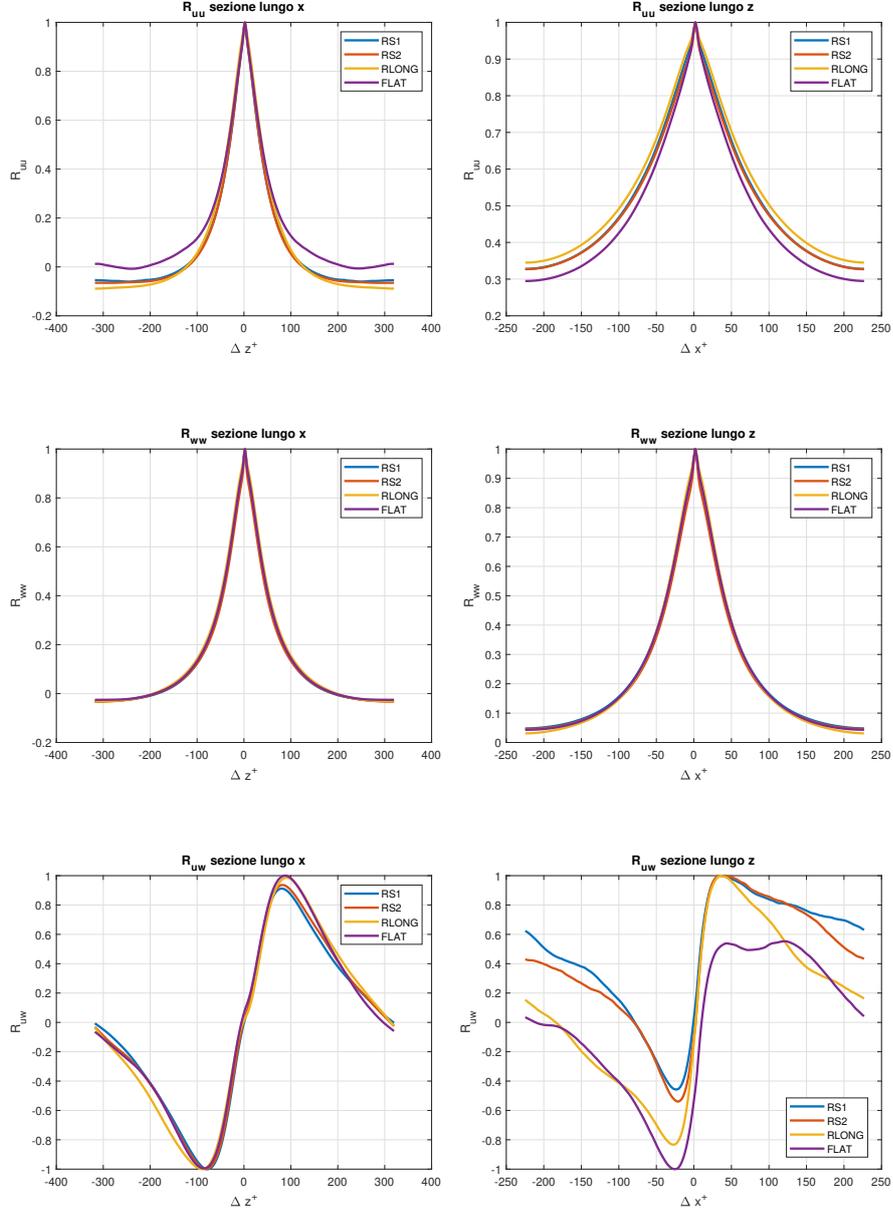


Figura 4.5: Sezioni di mezzeria delle correlazioni ad  $y^+ = 70$

I risultati proposti mostrano come ci sia una significativa coerenza spaziale nella direzione *streamwise* rispetto alla direzione *spanwise*, osservando i coefficienti delle correlazioni soprattutto nella sezione lungo  $z$  ( $R_{uu}$  sempre maggiore di  $R_{ww}$ ), comportamento in linea con la presenza di strutture vorticosi allungate configurabili come *streaks*.

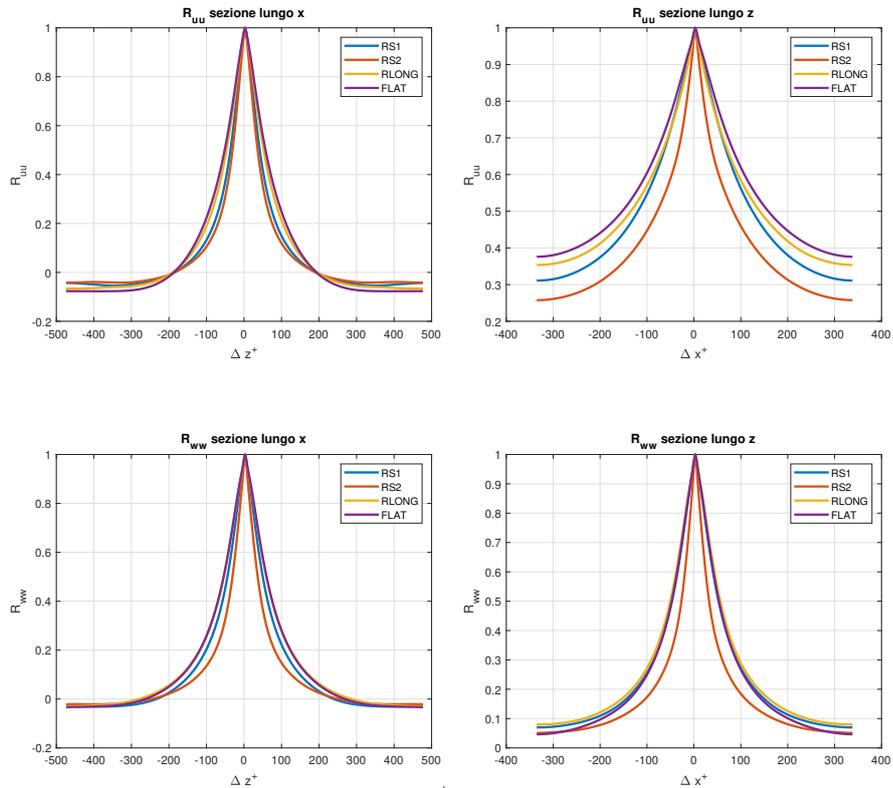
Il comportamento di  $R_{uu}$  nella sua sezione lungo  $z$  non è in linea con le aspettative, infatti ci aspetteremmo una correlazione minore nei casi RS1 ed

RS2, dovuta alle strutture coerenti proprie dello strato limite più frammentate. Possiamo spiegare questa incoerenza dato che, in questa condizione di flusso, le *riblets* non sono ancora nel loro picco di performance.

Analizzando  $R_{uw}$  si nota un comportamento peculiare per le piastre RS1 ed RS2. Ci aspetteremmo un coefficiente  $R_{uw}$  nella sua sezione lungo  $z$ , simmetrico rispetto a  $\Delta x^+ = 0$ , mentre si osserva come da entrambi i lati ci sia una convergenza agli stessi valori positivi: si può spiegare notando che le velocità longitudinale e trasversale sono entrambe affette dalla traccia sinusoidale delle scanalature, che porta le oscillazioni delle stesse a correlare maggiormente. Anche il valore stesso a cui convergono, ci indica la presenza di questo fenomeno, che varia infatti a seconda dell'ampiezza delle sinusoidi. Per le placche FLAT ed RLONG non affette dal disturbo periodico, possiamo invece notare la simmetria di cui sopra.

Ancora per  $R_{uw}$  nella sua sezione lungo  $x$ , vediamo come a questa distanza da parete l'effetto delle sinusoidi definitivamente non restituisca un comportamento in linea con l'ipotesi di base: le strutture coerenti non si frammentano come dovrebbero e le cross-correlazioni assumono quindi valori molto simili.

$$Re_\theta = 2800, y^+ = 80$$



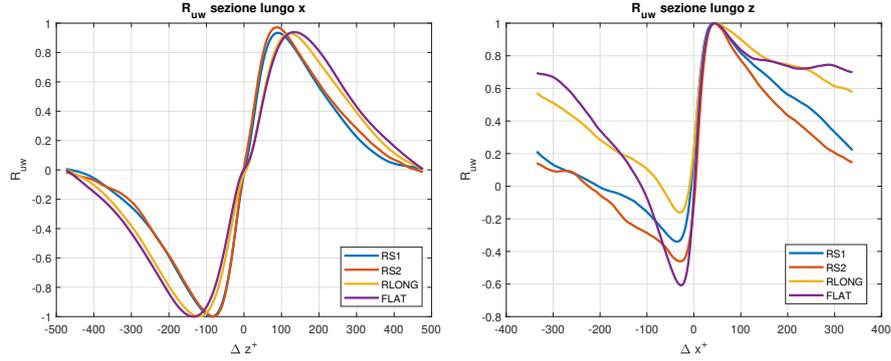


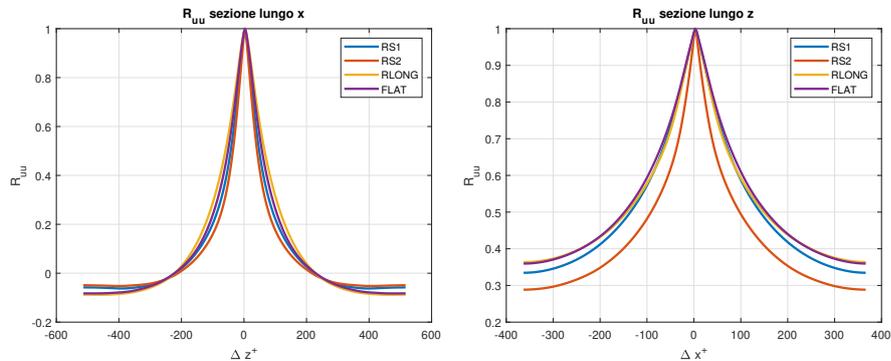
Figura 4.6: Sezioni di mezzeria delle correlazioni ad  $y^+ = 80$

In questo caso siamo in una condizione di picco in termini di riduzione di resistenza, possiamo infatti notare i valori più bassi di correlazione per entrambi  $R_{uu}$  ed  $R_{ww}$ . È evidente anche nel caso  $R_{uw}$  sezione lungo  $x$  come le strutture coerenti siano maggiormente frammentate, infatti, nonostante i picchi delle correlazioni siano uguali, notiamo come per le placche RS1 ed RS2 siano compresi in un intervallo  $\Delta z^+$  minore, indicativo di strutture coerenti meno spesse (si nota una diminuzione di circa il 43% nella distanza tra i picchi di cross-correlazione, rispetto al caso RLONG).

Anche in questo caso possiamo notare maggiore correlazione  $R_{uu}$ , ancora una volta per la presenza di *streaks*. A differenza del caso  $y^+ = 70$ , si notano delle sostanziali differenze tra le diverse superfici: per le piastre con *riblets* tridimensionali si notano valori di correlazione in generale più bassi. Con l'introduzione di un disturbo *spanwise* diminuiscono le interazioni tra le strutture vorticosi, diminuendo di netto gli scambi di quantità di moto e quindi di sforzi di attrito.

Il comportamento dei coefficienti  $R_{uw}$  nella sezione lungo  $z$  invece risultano anomali per le piastre FLAT ed RLONG, infatti, ci aspetteremmo una simmetria rispetto a  $\Delta x^+ = 0$ . Questo risultato al momento non ha un'interpretazione ed andrebbe indagato più a fondo.

$$Re_\theta = 3900, y^+ = 165$$



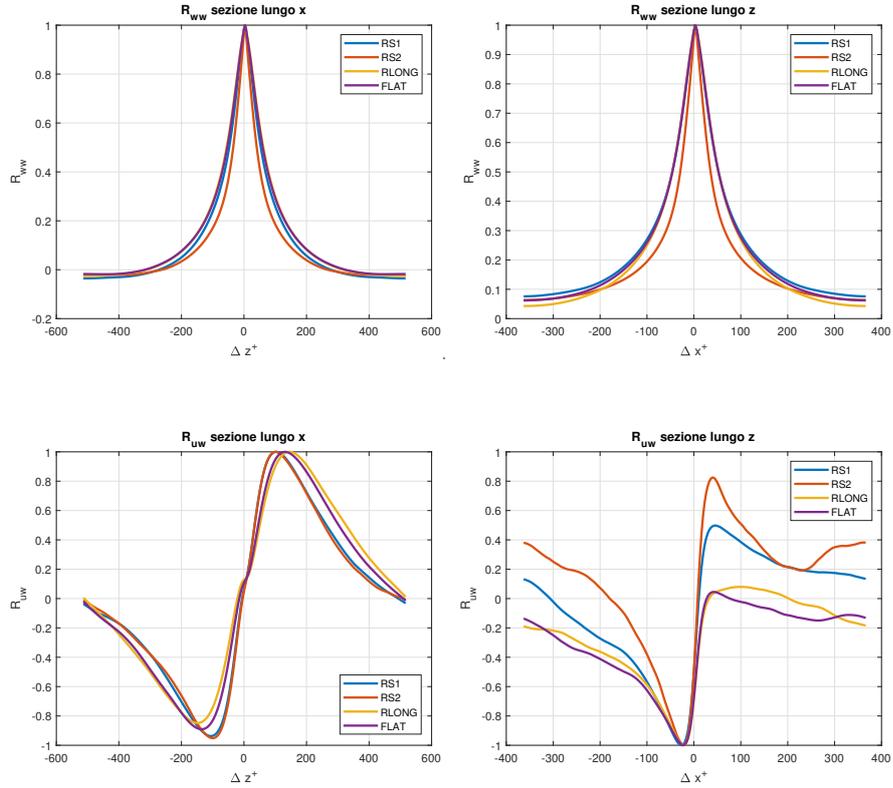


Figura 4.7: Sezioni di mezzeria delle correlazioni ad  $y^+ = 165$

Si evince dalle immagini come anche più lontani da parete i coefficienti di correlazione delle piastre con scanalature tridimensionali siano più simili tra loro rispetto a quelli delle altre piastre: l'effetto delle *riblets* sinusoidali si propaga per molte unità di parete. Ancora riscontriamo i medesimi aspetti già analizzati per il caso  $Re_\theta = 2800$ , con una diminuzione attorno al 44% della dimensione trasversale tra i valori massimi di cross-correlazione, rispetto al caso RLONG.

**Confronto  $Re_\theta = 2800 - Re_\theta = 3900$**

Valutiamo ora il range di efficacia delle *riblets* sinusoidali.

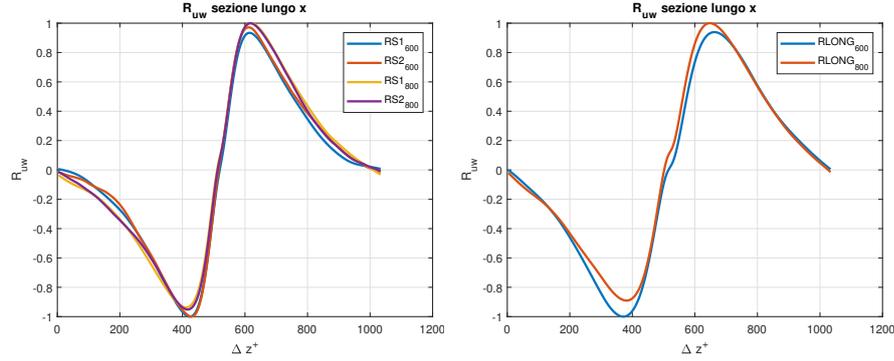


Figura 4.8: Confronto delle cross-correlazioni

Si vede come per i casi RS1 ed RS2 il range che intercorre tra i picchi delle cross-correlazioni resti pressoché invariato, mentre per la placca RLONG si vede come all'aumentare del  $Re_\theta$  ci sia una diminuzione della suddetta distanza. Questo risultato è interessante e lascia intuire come il range di applicabilità per le *ribelts* tridimensionali sia più esteso.

### Confronto generale

Infine, confrontando i vari risultati tra loro si evince che ad  $y^+ = 165$  lo spessore della regione a correlazione positiva *spanwise* ( $R_{ww}$ ) è maggiore rispetto ai casi con  $y^+$  minore. Il risultato è consistente con B. Ganapathisubramani *et al.* (2021) [29] e dimostra che le strutture vorticosi aumentano mediamente la loro dimensione geometrica allontanandosi dalla parete. Inoltre, in tutti e tre i casi analizzati notiamo una estesa regione in cui i coefficienti di correlazione  $R_{uu}$  (sezione lungo  $x$ ) sono negativi, risultato consistente con il modello dei vortici ad uncino che prevede zone a bassa ed alta velocità adiacenti che si alternano in direzione *spanwise*. Ancora possiamo notare come  $R_{ww}$  aumenti il range di valori positivi (allo stesso modo negativi poiché simmetrica rispetto allo 0) all'aumentare della distanza da parete, a testimonianza del maggiore mescolamento del flusso e quindi della maggior interazione delle strutture vorticosi.

## 4.4 Analisi dei dati simulati con DNS

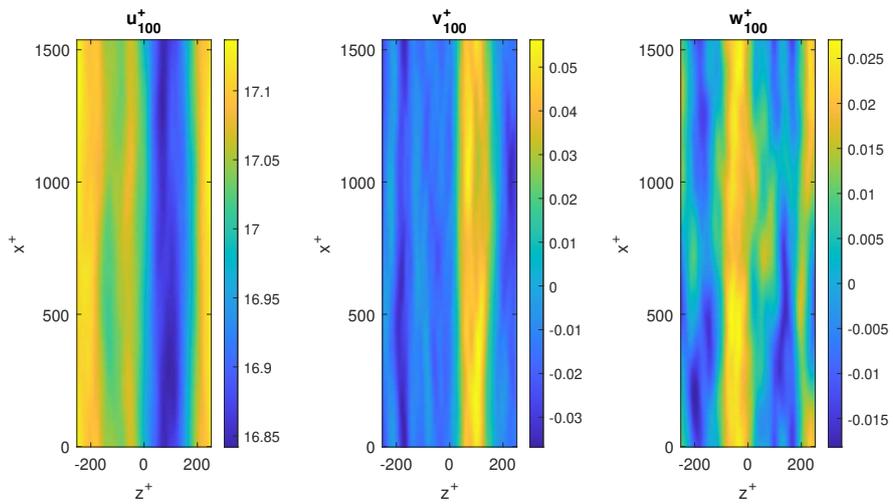
Un ulteriore supporto di cui ci serviremo ai fini della comprensione del meccanismo di riduzione di resistenza indotto dalle *riblets* saranno i risultati di un'analisi DNS (Alves Portela Felipe & Busse Angela, (2022)) che ci da informazioni sull'intero campo 3D all'interno del canale descritto in precedenza. In una prima analisi studieremo le quantità mediate nel tempo ed in seguito indagheremo le quantità istantanee per approfondire eventuali comportamenti anomali del flusso.

**Profili di velocità a vari  $y^+$**

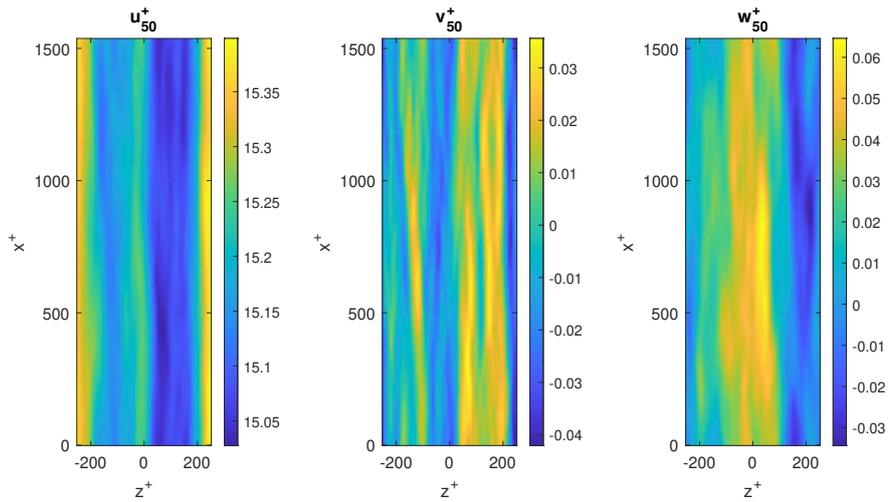
Si è innanzitutto scelto di prendere alcune stazioni rappresentative in direzione normale alla parete ( $y^+ = [100, 50, 30, 20, 10, 5]$ ), in modo da analizzare dei piani  $x - z$  paralleli alla superficie e rapportarli in seguito ai risultati ottenuti dall'indagine sperimentale PIV.

Visualizziamo le velocità normalizzate  $u^+ = \frac{u}{u_\tau}$  del campo di velocità mediato.

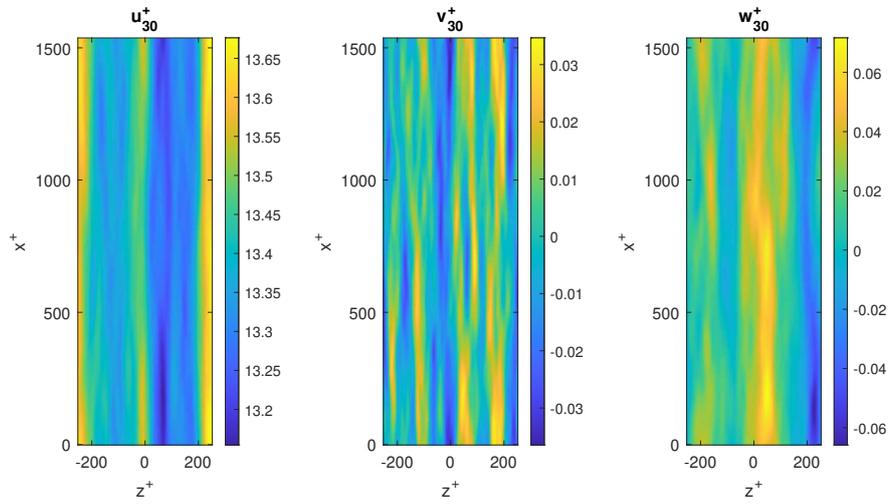
$y^+ = 100$



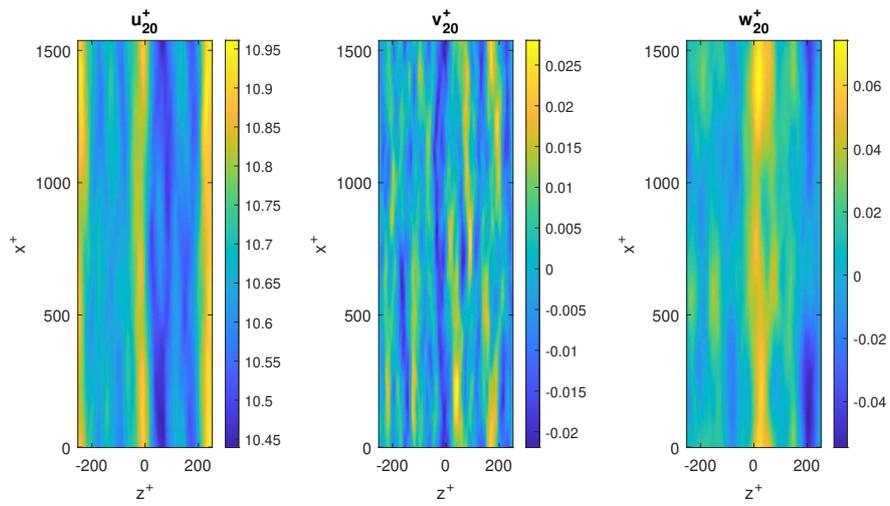
$y^+ = 50$



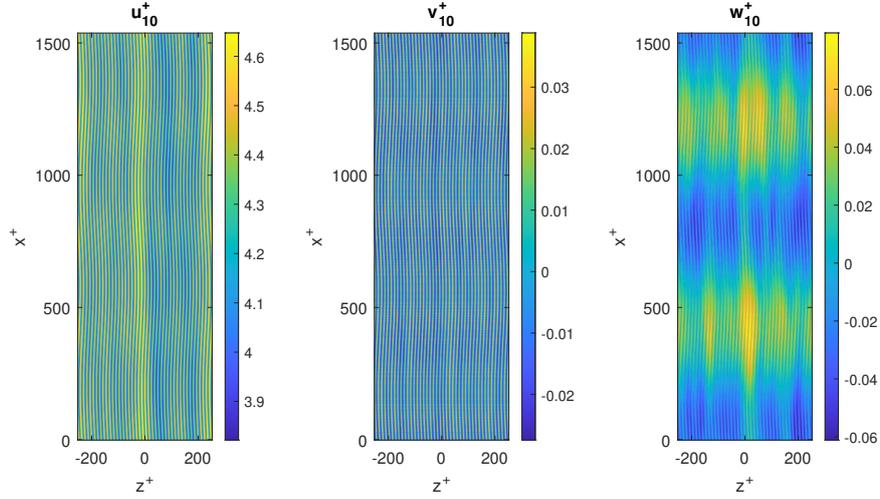
$y^+ = 30$



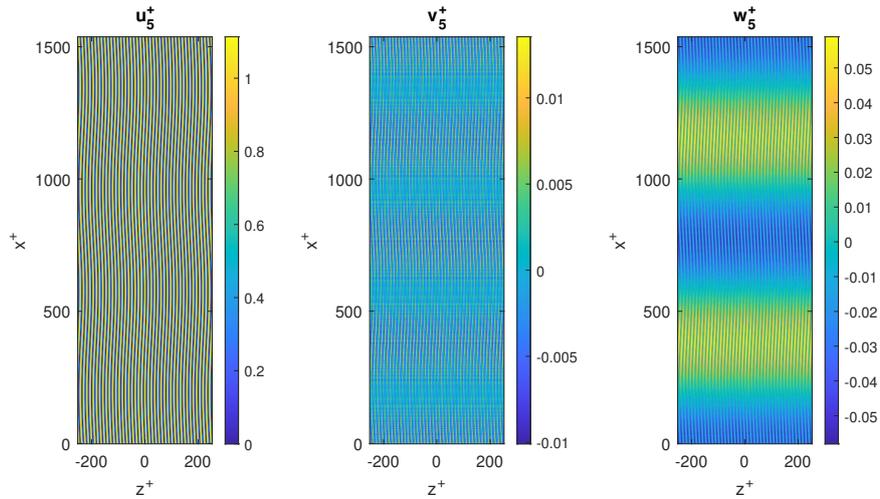
$y^+ = 20$



$$y^+ = 10$$



$$y^+ = 5$$



Possiamo notare la traccia delle *riblets* sinusoidali per i casi  $y^+ = 10$  e  $y^+ = 5$ . Per  $u^+$  l'andamento è quello atteso: al diminuire di  $y^+$  c'è una diminuzione di velocità longitudinale. Per  $v^+$  i picchi di massimo e minimo sono pressoché invariati tra  $50 < y^+ < 10$  e come ci si può ragionevolmente aspettare i valori sono simmetrici rispetto allo 0. Allo stesso modo per  $w^+$  nel range  $50 < y^+ < 5$  abbiamo dei valori massimi e minimi quasi invariati. La sola analisi dei campi di velocità mediati da interessanti risultati: al di sotto di  $y^+ = 50$  non ci sono notevoli differenze per le velocità trasversali e fuori dal piano, essendo coinvolte negli stessi tipi di strutture coerenti proprie dello strato limite turbolento.

Si evince che in prossima della parete, in particolare per  $y^+ = 5$  e  $y^+ = 10$ , risultano evidenti le tracce dei sinusoidi lungo le quali corrono le *riblets*.

Avendo a disposizione i parametri della curva descritta dalle scanalature, possiamo considerare i soli valori lungo le creste o le valli.

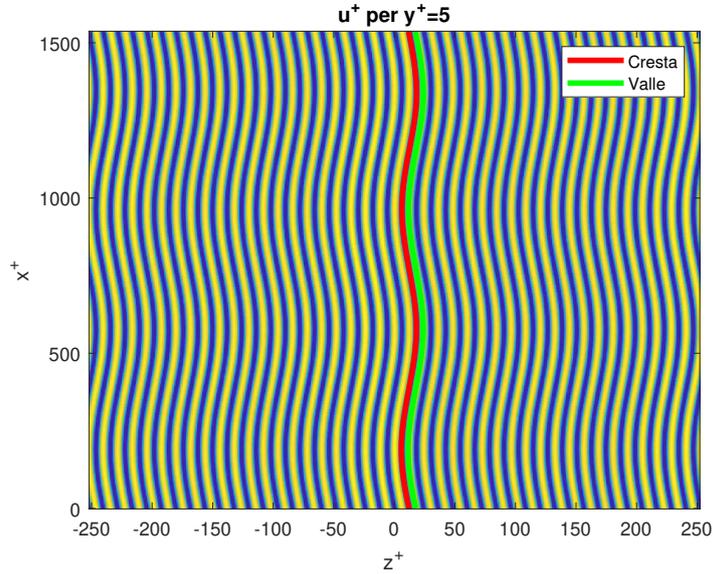
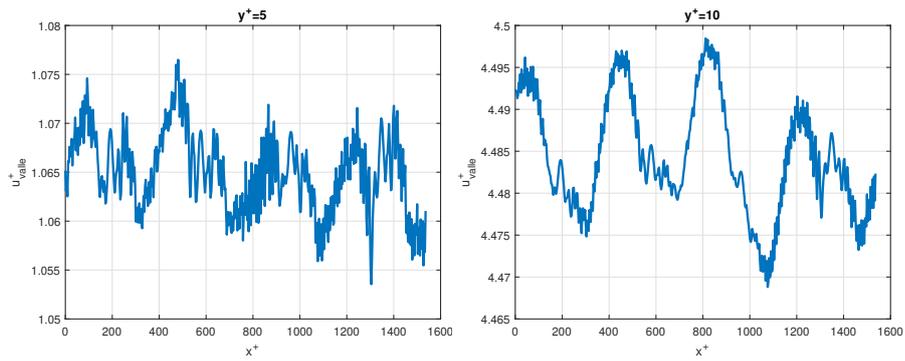


Figura 4.9: Evidenziazione delle curve lungo creste e valli delle *riblets*

In Figura 4.9 un'immagine esplicativa dei valori che andremo ad estrarre ed analizzare. Per avere dei valori consistenti sono stati estratti i profili di velocità per tutte le curve valli e creste e successivamente mediati.

**Estrazione dei valori lungo le valli delle *riblets***



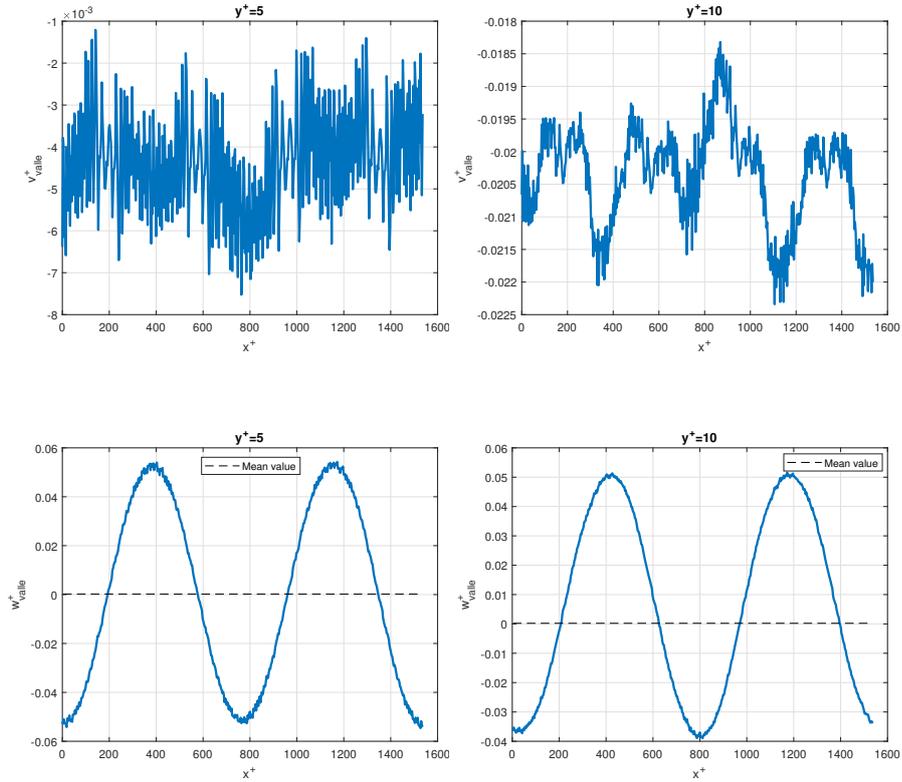


Figura 4.10: Velocità normalizzate lungo le valli

Un primo evidente risultato è la traccia che la velocità  $w^+$  porta con se. È evidente un andamento sinusoidale a media nulla, con la medesima frequenza delle curve descritte dalle scanalature superficiali. Per i valori di *wall distance* normalizzata rappresentati, la media della  $w^+$  è nulla, mentre allontanandoci da parete possiamo notare un discostamento dal valore 0. Questo effetto verrà analizzato in seguito, considerando  $y^+$  maggiori.

La traccia delle sinusoidi si può riconoscere anche sulla velocità longitudinali  $u^+$ , che presenta un carattere vagamente periodico, dovuto alla componente di velocità longitudinali indotta periodicamente dalle sinusoidi.

Per quanto riguarda invece la velocità normale  $v^+$  si vede un valore medio negativo, che dovrà essere bilanciato da un valore medio positivo sulla parete opposta per la continuità.

### Estrazione dei valori lungo le creste delle *riblets*

Da notare come saranno presenti solo i valori per  $y^+ = 10$ , dato che per  $y^+ = 5$  saremmo internamente alle *riblets* e avremmo quindi delle velocità sempre uguali a 0.

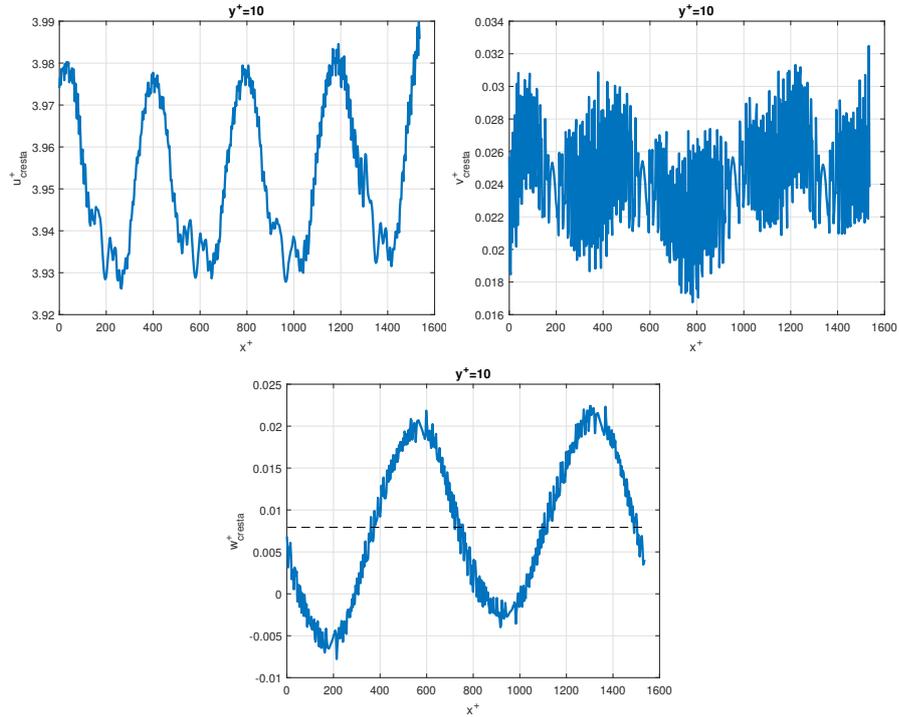


Figura 4.11: Velocità normalizzate lungo le creste

Per i valori di cresta la traccia delle sinusoidi sui valori di  $u^+$  è molto evidente e l'andamento presenta una frequenza doppia rispetto alla sinusoida lungo la placca: questa non è altro che la componente longitudinale indotta periodicamente.

Niente si può dire sulla velocità normale  $v^+$ , estremamente randomica, se non che la media rispetto ai valori di valle risulta essere positiva: questo comportamento andrebbe indagato in maniera più approfondita.

È interessante il comportamento della velocità trasversale  $w^+$  che anche in questo caso assume un andamento sinusoidale con la medesima frequenza delle scanalature sulla piastra, ma con qualche grado di sfasamento rispetto al caso valle.

**Confronto  $w^+$  per  $y^+$  crescenti**

Come anticipato, di seguito viene effettuato quindi un confronto tra le  $w^+$  a varie  $y^+$  per indagare la propagazione dell'effetto sinusoidale verso l'alto, in direzione perpendicolare alla parete.

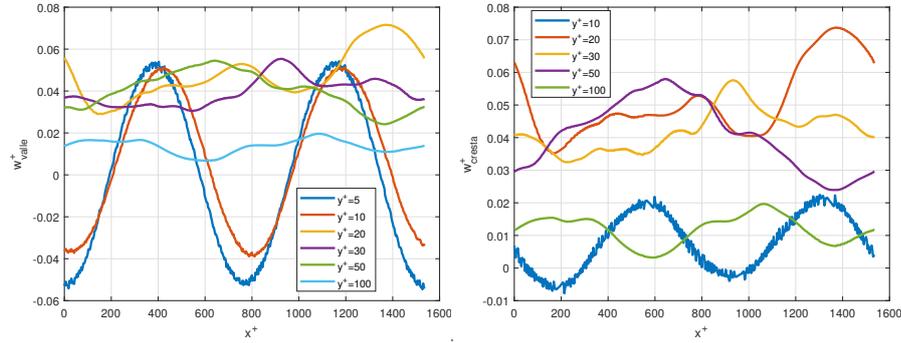


Figura 4.12: Velocità  $w^+$  lungo valli e creste per differenti  $y^+$

L'effetto immediatamente si dissolve a favore del mescolamento del flusso lontano da parete. Una osservazione interessante va fatta anche sui valori  $w^+$  nei casi  $y^+ > 10$ : ci si aspetterebbe un valore medio di  $w^+$  prossimo allo 0, mentre abbiamo dei valori positivi, che per il rispetto della condizione di continuità si traduce in un effetto opposto sull'altra parete del canale analizzato.

**Profili di velocità a vari *grid points*  $z^+$**

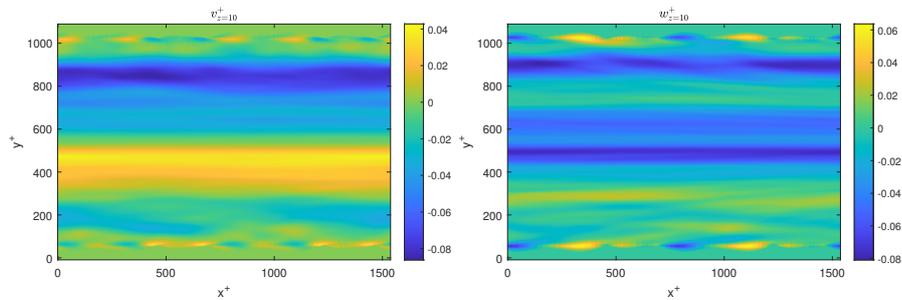
La stessa analisi è stata svolta in piani  $x - y$  perpendicolari alla parete ( $z^+ = [10, 60, 110, 160, 210, 260, 310, 360, 410, 460]$ ), alla ricerca di comportamenti significativi. I dati sono stati forniti in forma matriciale, motivo per il quale verranno estratti i valori di interesse come segue:

```

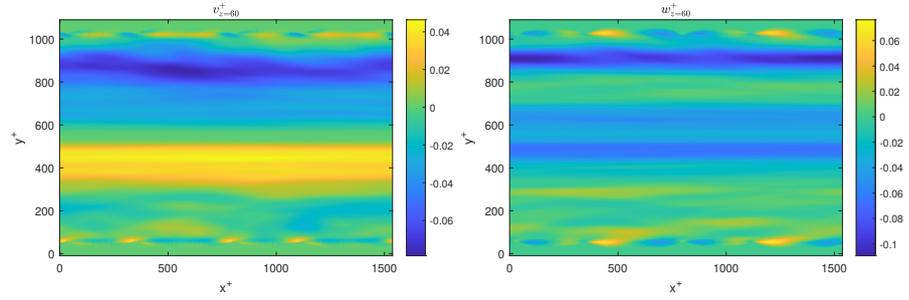
u = Mat (:, :, 1);
w = Mat (:, :, 3);
v = Mat (:, :, 5);
    
```

Per ogni *grid point* avremo una generica matrice **Mat** ben definita e denominata diversamente. Non riporteremo gli andamenti di  $u^+$ , dato che non ci sono cambiamenti nel profilo di velocità lungo il canale.

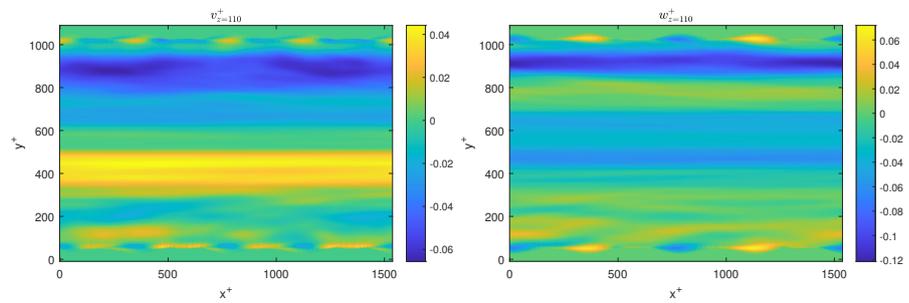
$$z^+ = 10$$



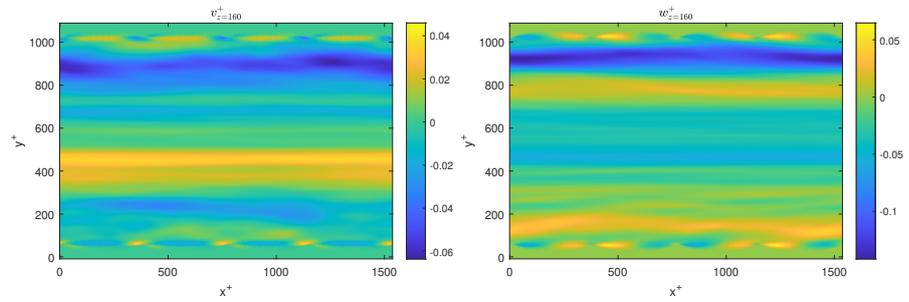
$z^+ = 60$



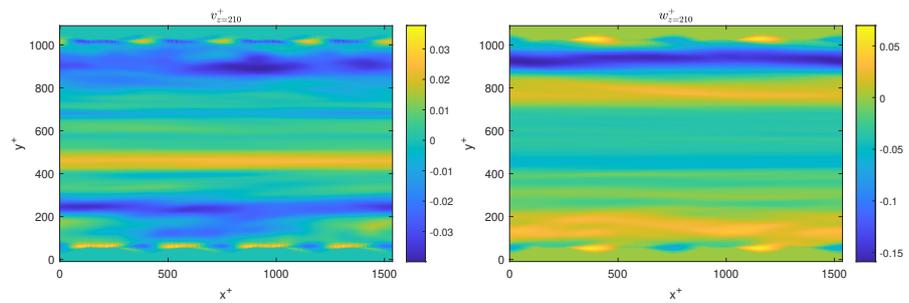
$z^+ = 110$



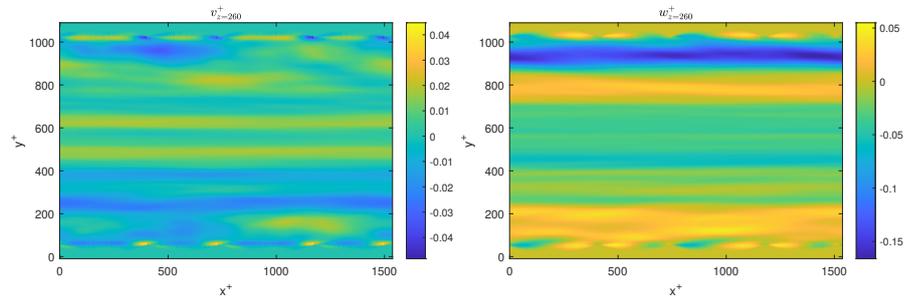
$z^+ = 160$



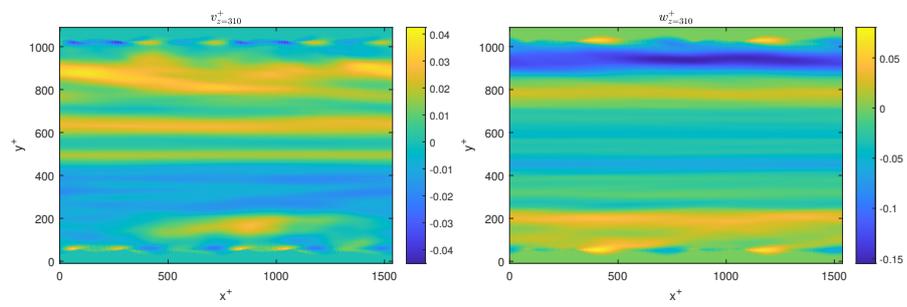
$z^+ = 210$



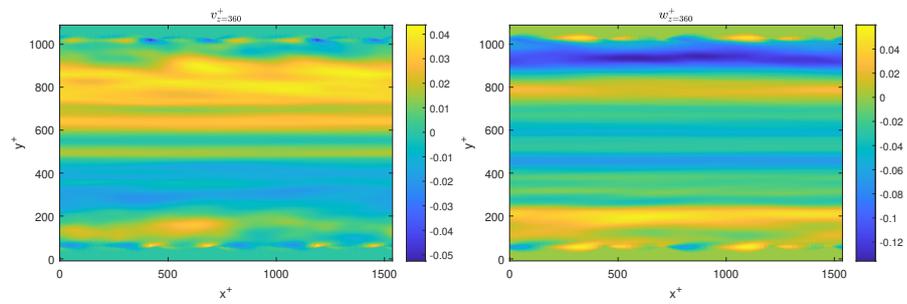
$z^+ = 260$



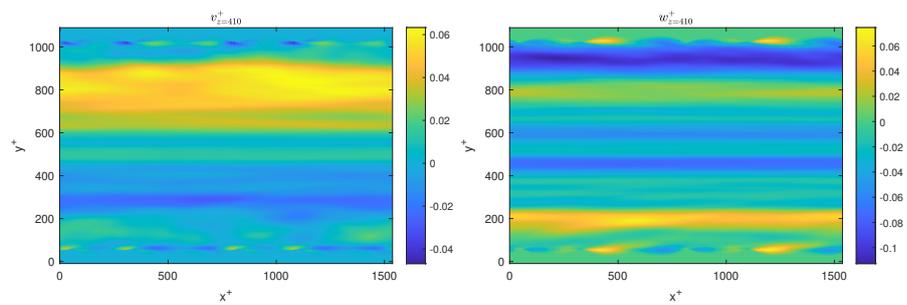
$z^+ = 310$



$z^+ = 360$



$z^+ = 410$



$$z^+ = 460$$

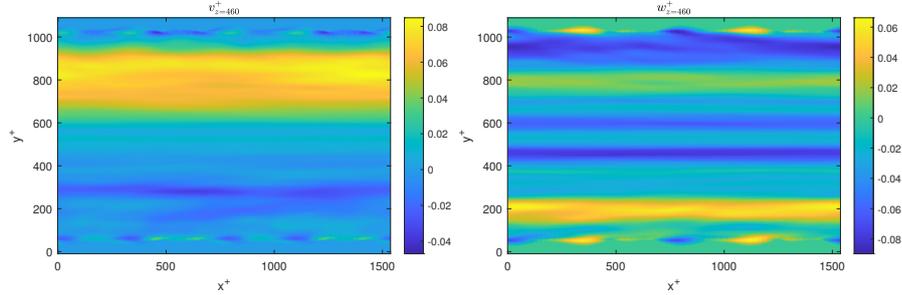


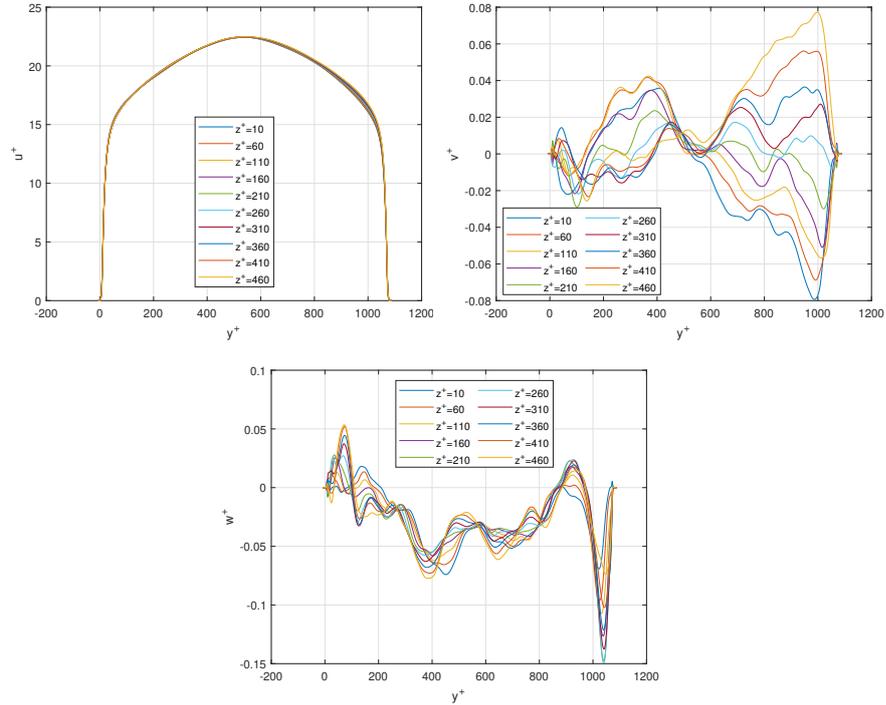
Figura 4.13: Velocità normalizzate per alcuni *grid points*

La prima osservazione è che i campi di velocità  $u^+$  sono tutti uguali e simmetrici trattandosi di un canale, assolutamente in linea con lo sviluppo di uno strato limite turbolento. Si può notare inoltre come tra  $z^+ = 10$  e  $z^+ = 460$ , per la quantità  $v^+$ , ci sia un comportamento diametralmente opposto ed infatti tra i piani intermedi si può vedere come il passaggio di segno della velocità sia graduale. Possiamo mettere in evidenza questo comportamento indagando i profili medi di velocità.

Di seguito le operazioni svolte per il calcolo dei profili medi lungo  $z^+$ :

```
u_mean = mean (u,1);
v_mean = mean (v,1);
w_mean = mean (w,1);
```

Operando una media sul primo indice, indicativo della direzione longitudinale  $x$ , per ogni *grid point*  $z^+$ , otteniamo i seguenti andamenti:

Figura 4.14: Velocità mediate lungo  $x$ 

Viene confermata l'evidenza sulla velocità  $v^+$  osservata nelle visualizzazioni precedenti. L'andamento rispetta a pieno la condizione di continuità, ma al momento non ci sono spiegazioni per questo comportamento che andrebbe analizzato in seguito.

#### 4.4.1 DNS - Stress turbolenti

Per l'analisi degli stress turbolenti ci soffermeremo maggiormente per il caso  $y^+ = 10$ , analizzando i valori estratti lungo le sinusoidi. Ancora una volta l'operazione di estrazione è stata fatta per tutte le valli e creste, operando successivamente una media di tutti questi dati estratti.

Di seguito un estratto del codice *MATLAB*<sup>®</sup> utilizzato per il calcolo degli stress turbolenti.

```
load('y10.mat')
load('u_y10')
load('v_y10')
load('w_y10')
u_10 = y10(:,:,1); % velocita streawise
w_10 = y10(:,:,3); % velocita spanwise
v_10 = y10(:,:,5); % velocita verticale (wall normal)
u_10_prime = u_y10 - u_10;
v_10_prime = v_y10 - v_10;
w_10_prime = w_y10 - w_10;
```

```

strs_uu = mean(u_10_prime.*u_10_prime,3);
strs_vv = mean(v_10_prime.*v_10_prime,3);
strs_wv = mean(w_10_prime.*w_10_prime,3);
strs_uv = mean(u_10_prime.*v_10_prime,3);
strs_vw = mean(v_10_prime.*w_10_prime,3);
strs_uw = mean(u_10_prime.*w_10_prime,3);

```

Nella matrice `y10.mat` ci sono i valori del campo di velocità istantaneo per  $y^+ = 10$ , mentre in `u_y10`, `v_y10`, `w_y10` ci sono i campi di velocità mediati nel tempo. Successivamente si calcolano le oscillazioni di velocità `u_10_prime`, `v_10_prime`, `w_10_prime` ed infine si calcolano gli stress.

Verranno riportati solo i risultati degli stress nel piano  $x - z$ , gli unici a dare informazioni significative.

### Stress turbolenti lungo le valli delle *riblets*

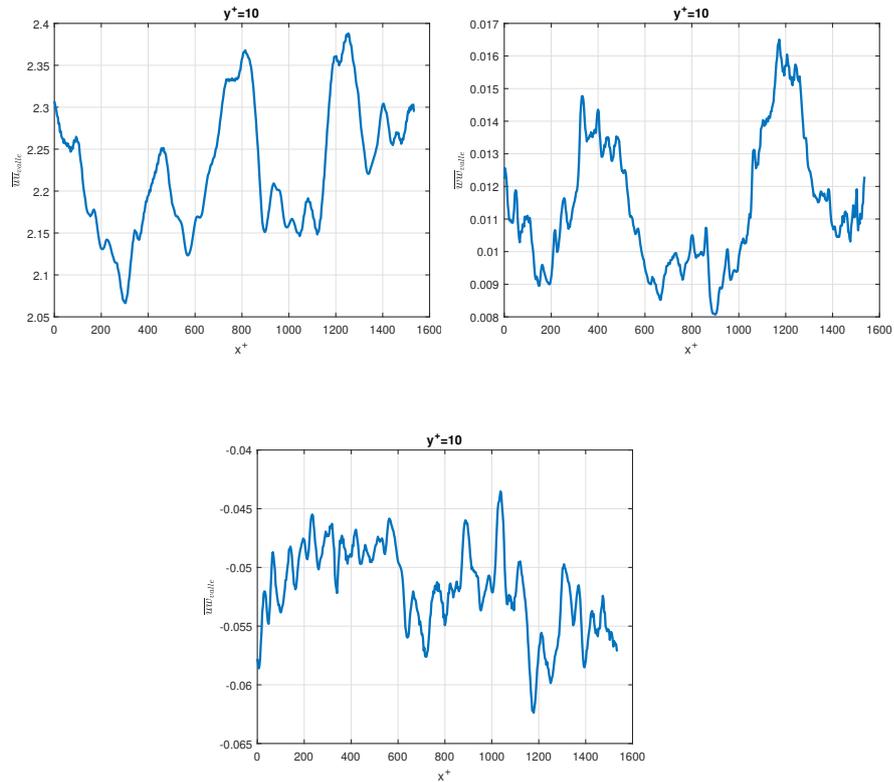


Figura 4.15: Stress turbolenti nelle valli

Gli andamenti degli stress  $\overline{uu}$  e  $\overline{vv}$  risultano periodici, ma tra loro sfasati. L'evidenza di ciò è l'andamento di  $\overline{uv}$  che non presenta alcuna periodicità evidente.

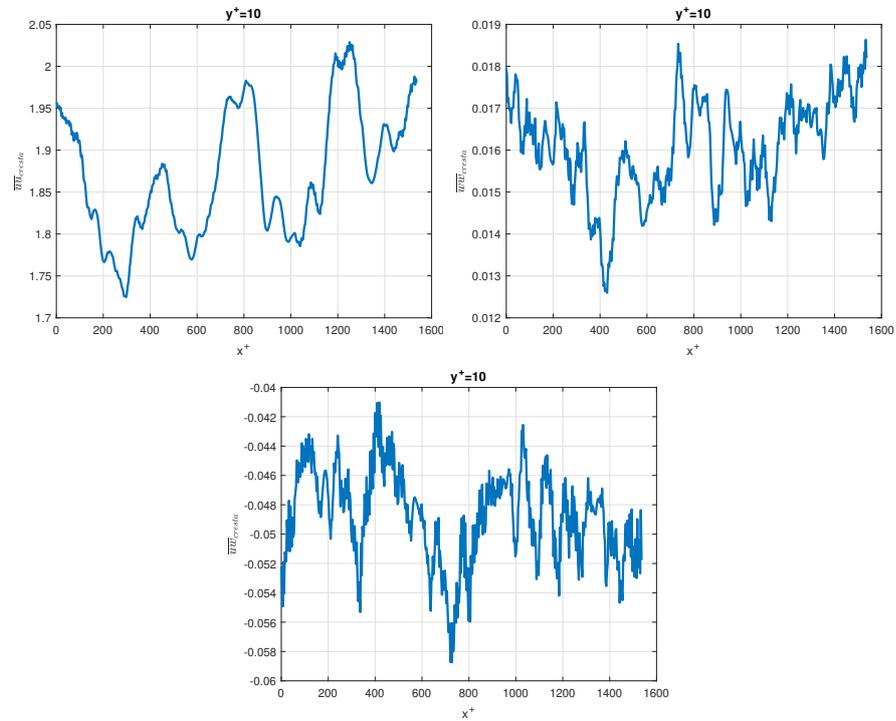
Stress turbolenti lungo le creste delle *riblets*

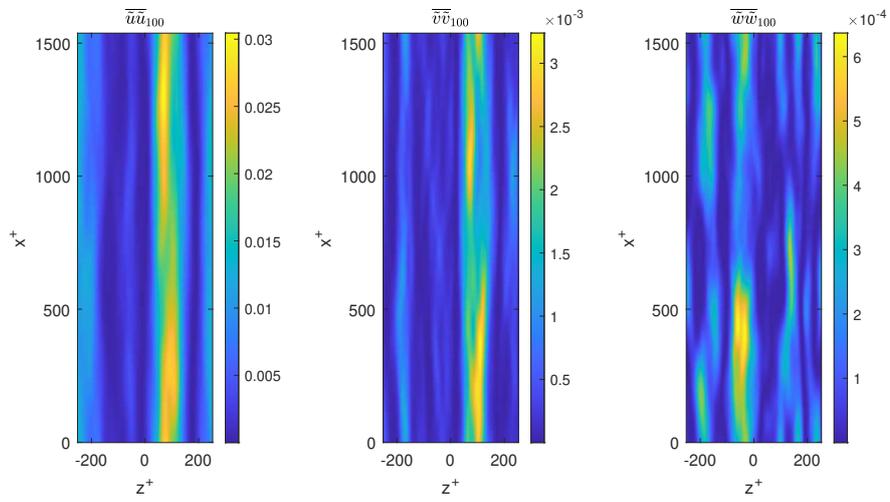
Figura 4.16: Stress turbolenti nelle creste

Per i valori di cresta è maggiormente evidente la periodicità di  $\overline{u'u'}$ , con frequenza ancora doppia rispetto alla sinusoide tracciata sulla parete del canale, mentre i dati  $\overline{w'w'}$  e  $\overline{u'w'}$  non danno alcuna informazione rilevante.

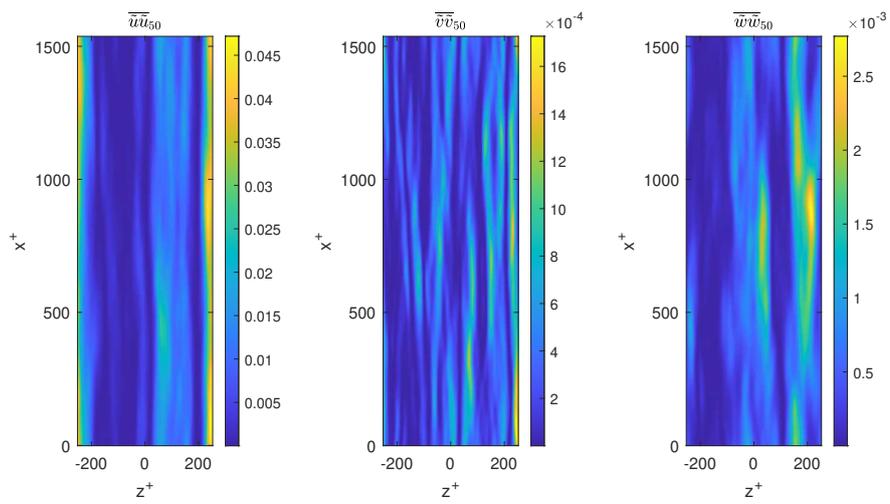
## 4.4.2 DNS - Dispersive stresses

Di seguito le mappe di valori ottenuti sui vari piani.

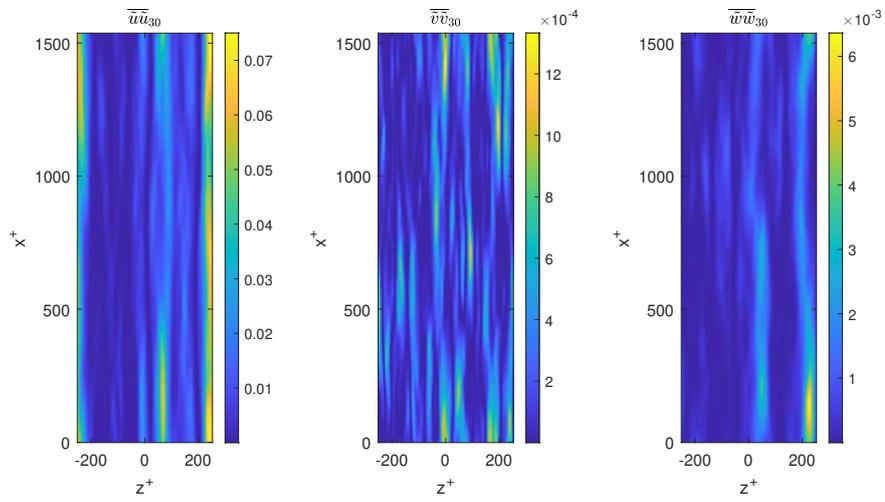
$y^+ = 100$



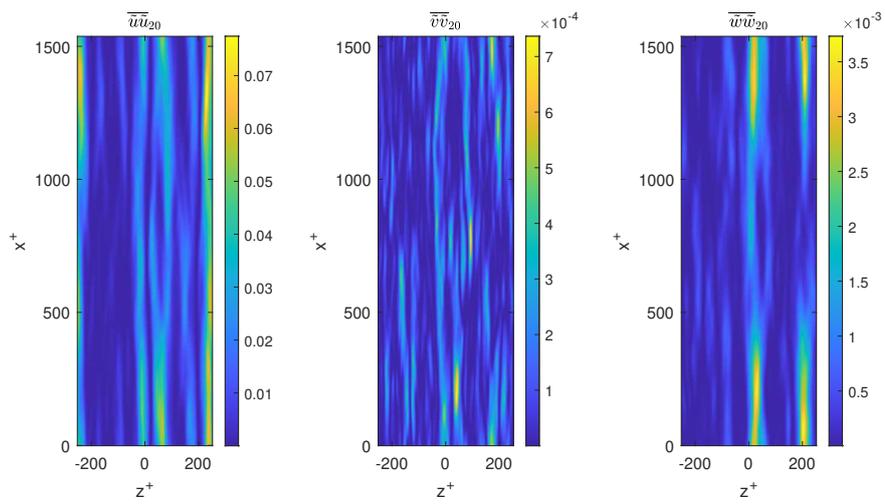
$y^+ = 50$



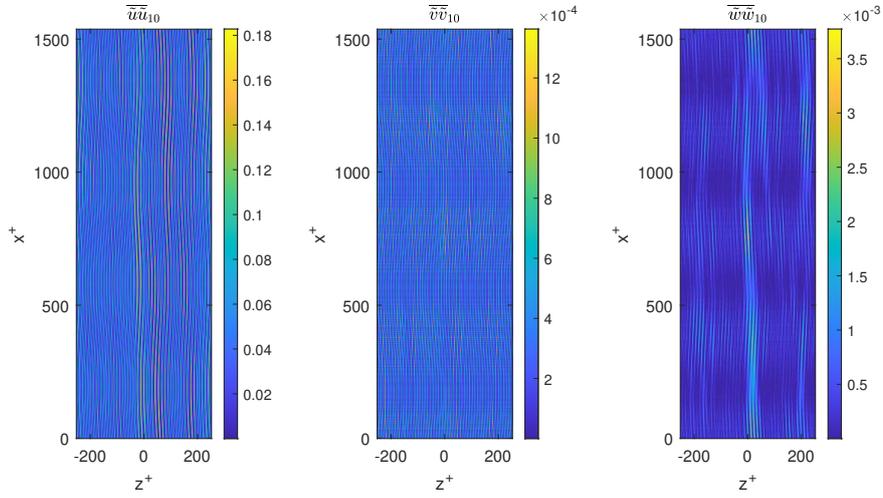
$y^+ = 30$



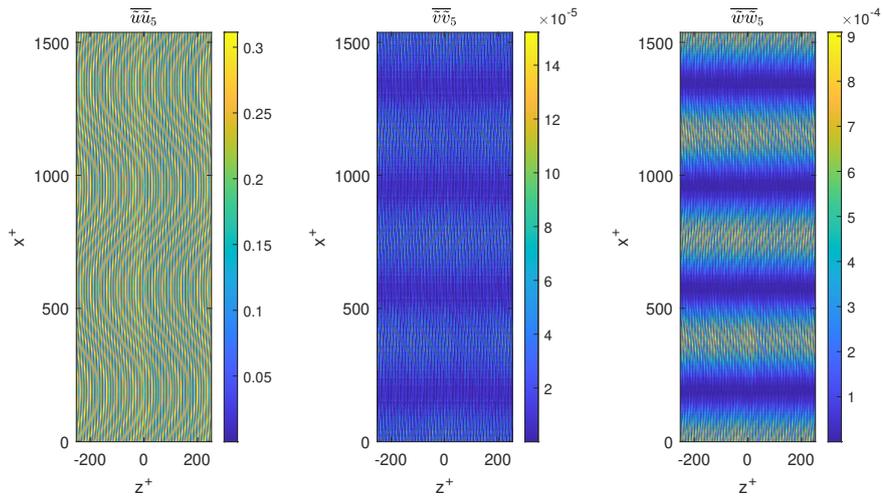
$y^+ = 20$



$$y^+ = 10$$



$$y^+ = 5$$



Come ci si aspetta il valore massimo di  $\overline{uu}$  è maggiore al diminuire di  $y^+$ , mentre risulta il contrario per la quantità  $\overline{vv}$ , anche questo in linea con le aspettative. Per gli stress dispersivi trasversali  $\overline{ww}$  abbiamo invece un comportamento anomalo: non c'è un trend definito avvicinandosi alla parete, ma i valori di picco continuano ad oscillare in maniera imprevedibile.

Con lo scopo di confermare le osservazioni sui valori mappati lungo le direzioni  $z$  e  $x$ , confrontiamo i valori mediati lungo  $x$ . Dal punto di vista operativo si effettua una media sul primo indice, relativo alla direzione *streamwise*.

```
u2_tilde_100_prof = mean(u_tilde_100.*u_tilde_100,1);
v2_tilde_100_prof = mean(v_tilde_100.*v_tilde_100,1);
w2_tilde_100_prof = mean(w_tilde_100.*w_tilde_100,1);
```

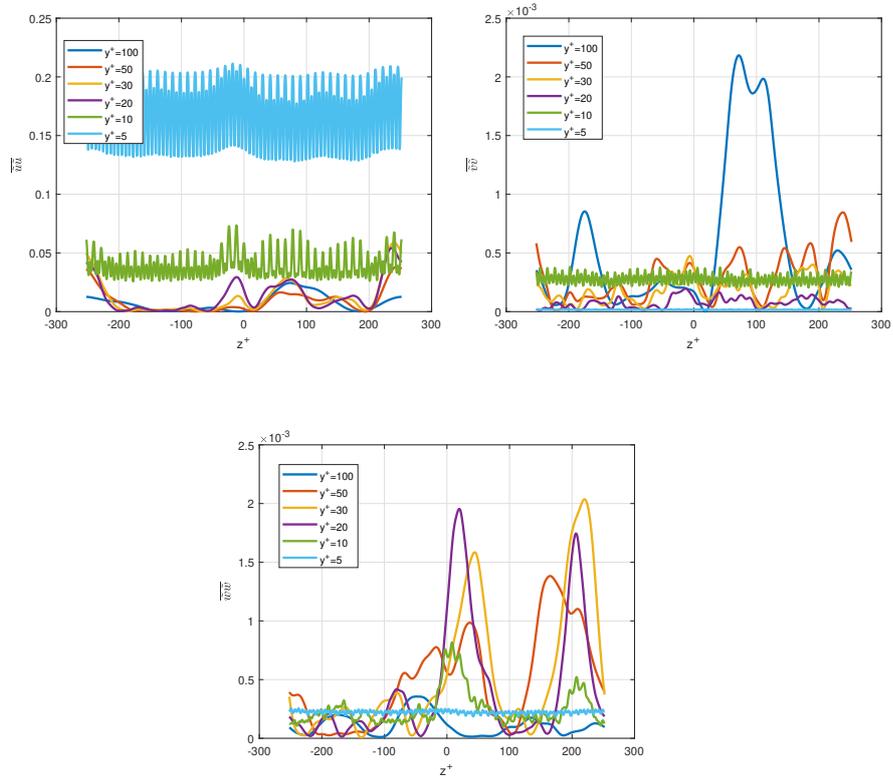


Figura 4.17: Profili di *dispersive stresses* mediati lungo  $x$

Risulta molto evidente la traccia delle *riblets* per i valori  $y^+ = 10$  e  $y^+ = 5$ : nonostante ciò possiamo evincere che gli stress  $\overline{v'v'}$  sono inibiti fortemente nei pressi della parete, mentre gli stress *streamwise* seguono un andamento opposto. Per maggiore chiarezza e per indagare meglio ciò che accade sugli altri piani, confrontiamo ora i valori medi solo per i dati da  $y^+ = 20$  in poi.

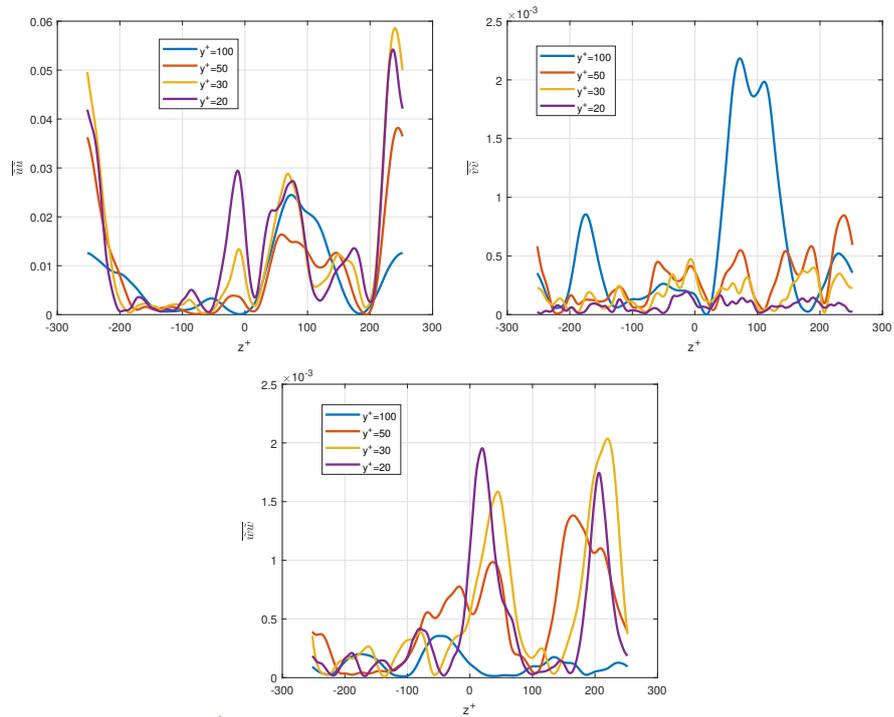
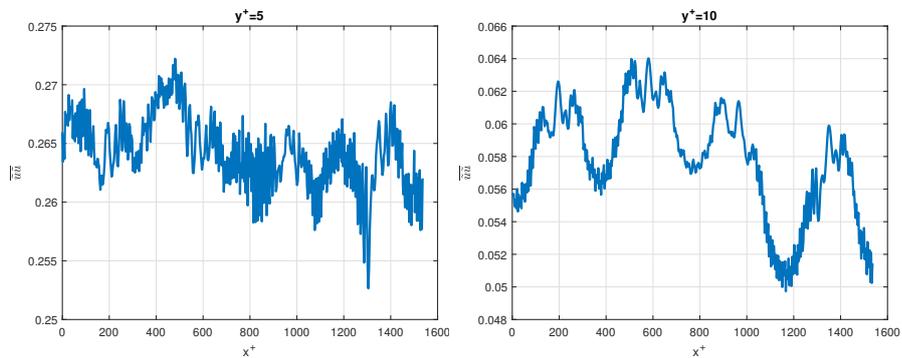


Figura 4.18: Profili di *dispersive stresses* mediati lungo  $x$

Per le grandezze  $\overline{u'u'}$  e  $\overline{w'w'}$  gli andamenti sono simili su tutti i piani, tranne che per  $y^+ = 100$  che mostra dei valori inferiori: il trend continua ad essere decrescente al crescere di  $y^+$ , ma non in maniera così marcata come vicino alla parete. Il valore di picco per la grandezza  $\overline{v'v'}$  invece è proprio ad  $y^+ = 100$ . Di seguito riportiamo alcune estrazioni solo per gli stress nel piano  $x - z$ , che sono gli unici a dare informazioni significative.

### Dispersive stresses per i valori valle



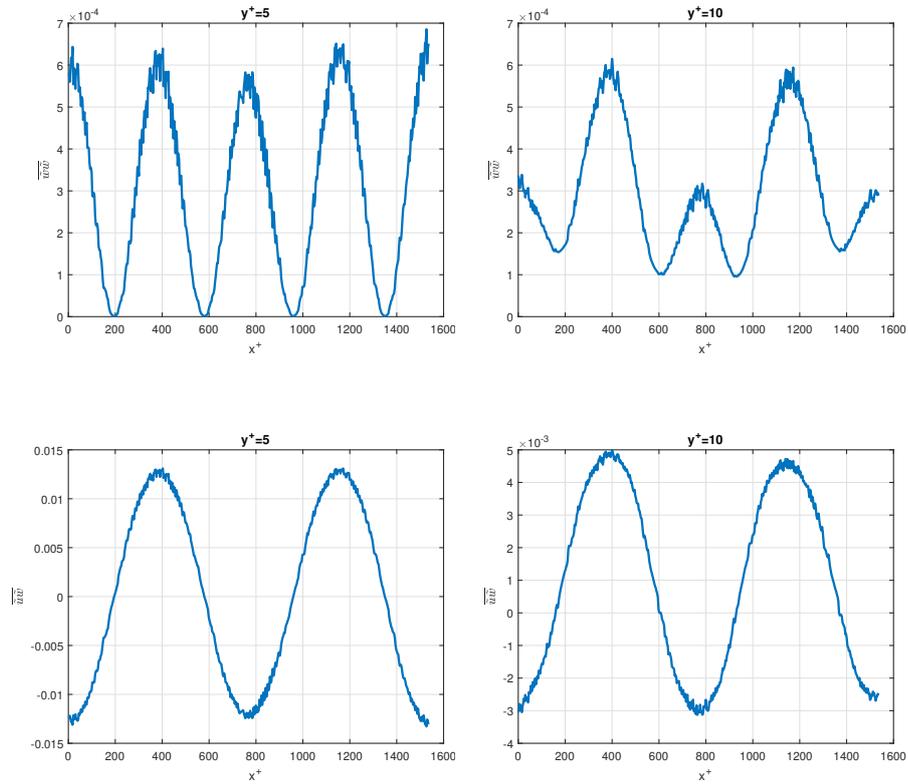


Figura 4.19: Stress dispersivi nelle valli

La caratteristica interessante è che i valori di picco dello stress  $\overline{w\tilde{w}}$  sono esattamente nei punti di derivata delle sinusoidi per entrambe le distanze da parete.

Per gli stress  $\overline{u\tilde{w}}$  è invece dominante il contributo determinato dalla velocità trasversale, abbiamo infatti un andamento oscillatorio in fase con le sinusoidi tracciate sul canale.

Dispersive stresses per i valori cresta

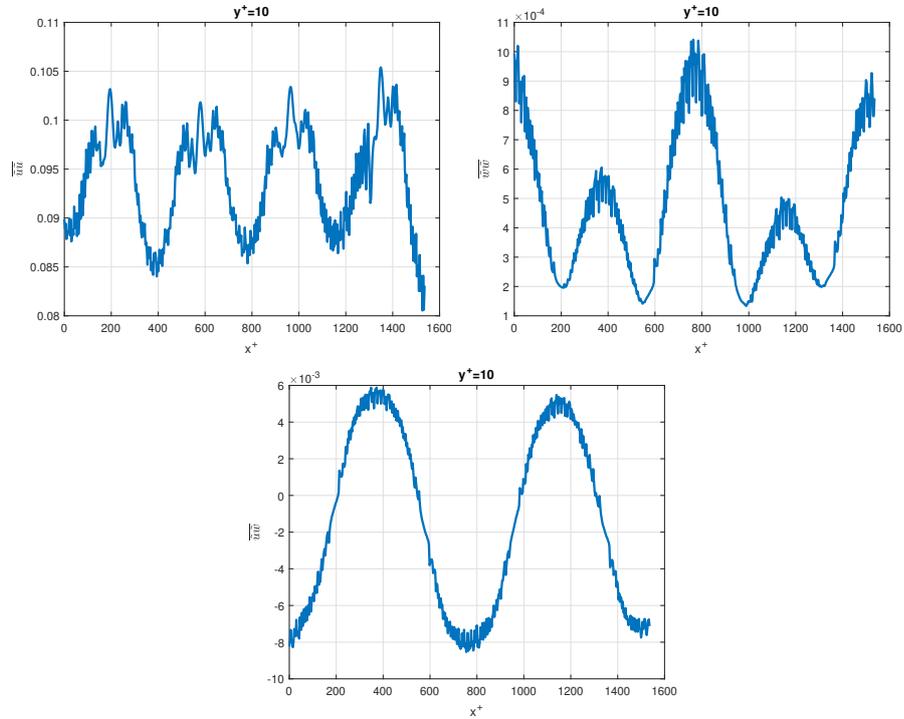


Figura 4.20: Stress dispersivi nelle creste

Per i valori di cresta c'è un'evidenza maggiore della traccia delle sinusoidi anche per gli stress longitudinali  $\overline{u'u'}$ , in linea con le osservazioni sulla velocità  $u^+$ .

Confronto stress turbolenti - stress dispersivi

In questa sezione ci saranno confronti tra i vari stresses nel piano  $x - z$  per evidenziare alcuni comportamenti analoghi. Per maggiore chiarezza nella rappresentazione è stata utilizzata la funzione `smoothdata` di *MATLAB*<sup>®</sup>.

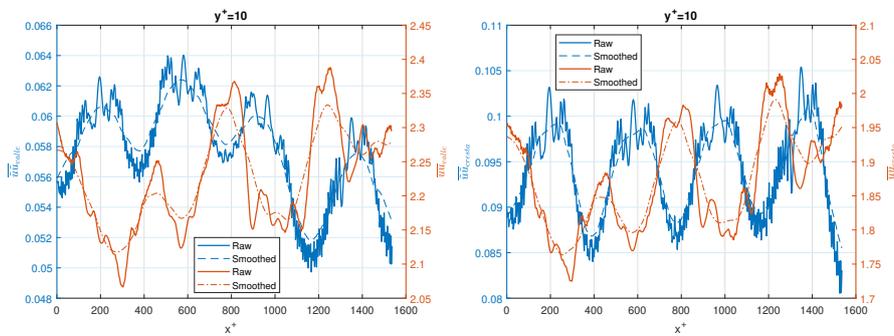


Figura 4.21: Confronto stress longitudinali

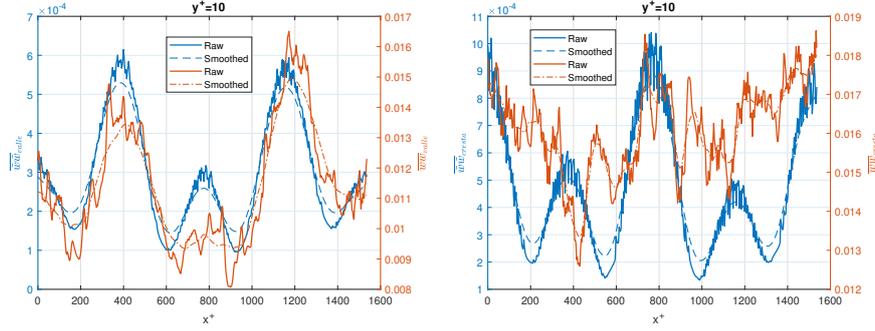


Figura 4.22: Confronto stresses trasversali

Gli stress turbolenti longitudinali risultano essere sfasati di  $180^\circ$  rispetto agli stress dispersivi, mentre gli stress trasversali risultano in fase solo per il caso valle. Come evidenziato per la velocità  $w^+$  lungo le creste, si vede che queste subiscono un piccolo sfasamento che ritroviamo anche nel confronto tra stress lungo le creste.

#### 4.4.3 DNS - Analisi *streaks*

L'analisi delle *streaks* viene effettuata con un codice *MATLAB*<sup>®</sup> che ne calcola alcune proprietà statistiche. Per ognuno degli  $n = 276$  campi di velocità istantanei simulati con la DNS, ad una distanza dalla parete di  $y^+ = 50$ , vengono individuate ed analizzate le *streaks*. Le quantità rilevanti che riporteremo sono:

- larghezza  $w^+$ : per ogni *streak* viene individuata la larghezza in direzione *spanwise* e successivamente mediata su tutte le strutture riconosciute
- velocità condizionata *streamwise*  $\hat{u}^+$ : viene rilevato il profilo di velocità *streamwise* lungo le *streaks* e ne viene fatta la media su tutta la lunghezza della struttura
- vorticità condizionata  $\hat{\omega}_y^+$ : si calcola il profilo di vorticità lungo le *streaks* e ne viene fatta la media su tutta la lunghezza della struttura.  $\hat{\omega}_y^+ = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}$
- spaziatura  $\lambda_z^+$ : distanza media delle *streaks* in direzione *spanwise*

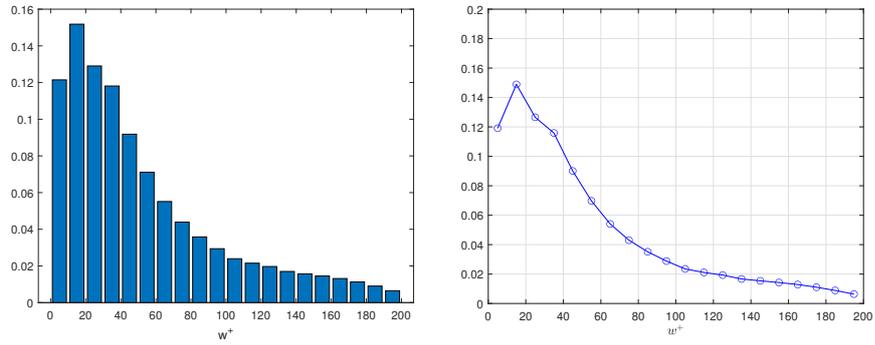


Figura 4.23: PDF della larghezza

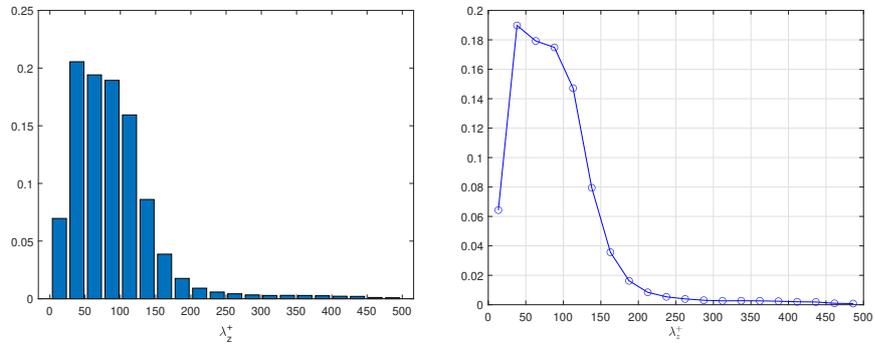


Figura 4.24: PDF della spaziatura

Gli istogrammi rappresentano la *probability density function* (PDF) di larghezza e spaziatura delle *streaks*. I picchi sono quindi identificativi di valori statisticamente più probabili.

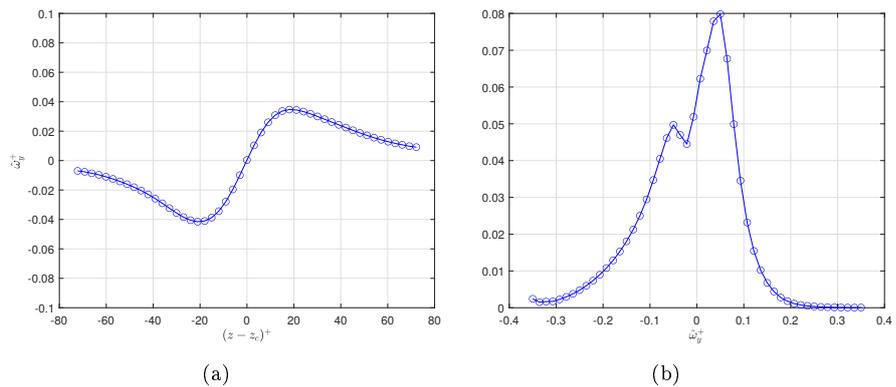


Figura 4.25: (a) Vorticità condizionata (b) PDF della vorticità condizionata

Il picco anomalo della vorticità condizionata si può spiegare ricordando come mediamente ci sia una velocità  $w$  positiva immediatamente lontano dalla parete.

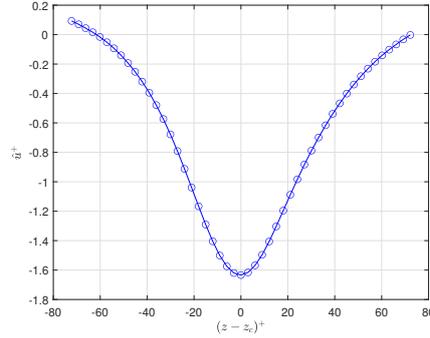


Figura 4.26: Velocità condizionata *streamwise*

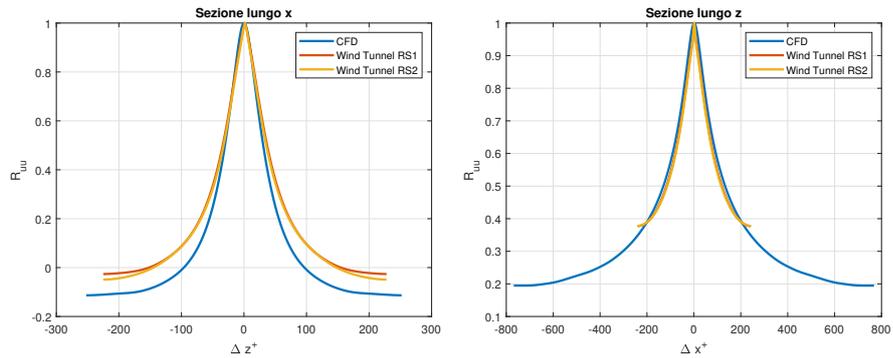
Gli andamenti ed i valori assunti dalle quantità elaborate sono in linea con i valori attesi e ritrovati in letteratura. Seguirà un confronto con la medesima analisi svolta sulla base dati PIV.

## 4.5 Confronto PIV - DNS

In questa ultima sezioni ricerchiamo una correlazione tra i dati PIV di galleria per il caso  $y^+ = 80 (Re_\theta = 2800)$  ed i dati dell'analisi DNS per  $y^+ = 50$ . Vanno tenute in conto alcune differenze fondamentali:

- Numero di Reynolds:  $Re_{\tau_{PIV}} = 1210$ ,  $Re_{\tau_{DNS}} = 540$
- Test case: placca riblettata per la PIV e canale con pareti riblettate per la DNS

### Confronto correlazioni



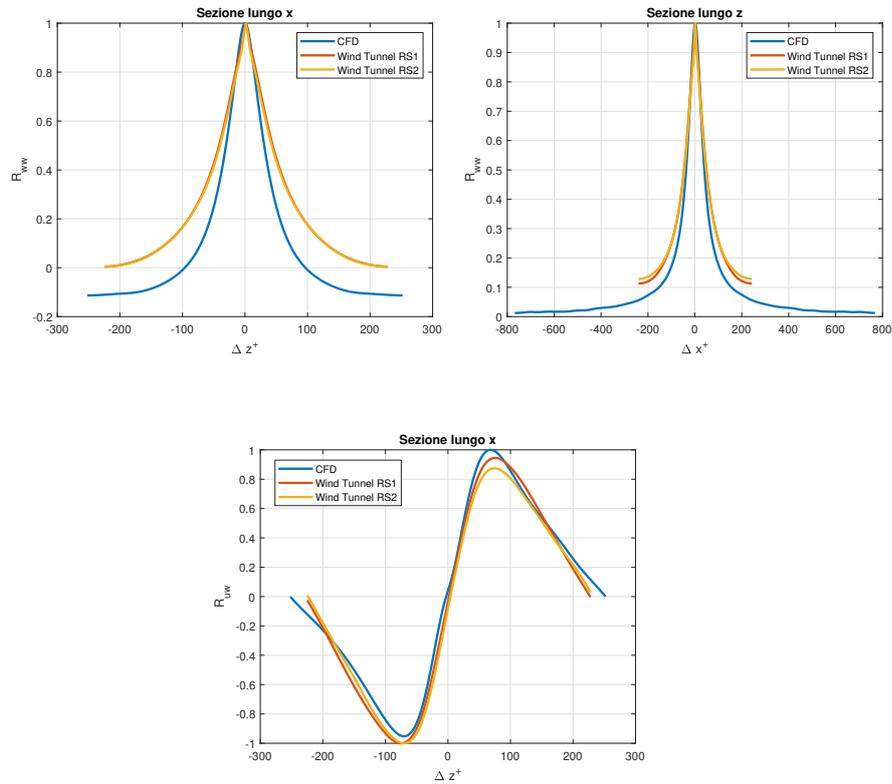


Figura 4.27: Confronto delle correlazioni

L'analisi è sulle correlazioni a due punti e nonostante le differenze è possibile trarre alcune conclusioni interessanti. Le condizioni al contorno differenti per il caso di studio canale, oltre alle differenze già citate in precedenza, portano a valori di correlazione minore sulle velocità  $u$  e  $w$ . Per quanto riguarda lo spessore delle strutture invece abbiamo dei risultati molto soddisfacenti: osservando  $R_{uw}$  nella sezione lungo  $x$  abbiamo valori di correlazione molto prossimi e quindi un effetto molto simile per quanto riguarda l'effetto sulle strutture coerenti proprie dello strato limite turbolento.

### Confronto analisi *streaks*

Di seguito un confronto con i risultati ottenuti nel lavoro svolto da Fabrizio Casagrande (2022) [32], sull'analisi delle *streaks* per i dati PIV.

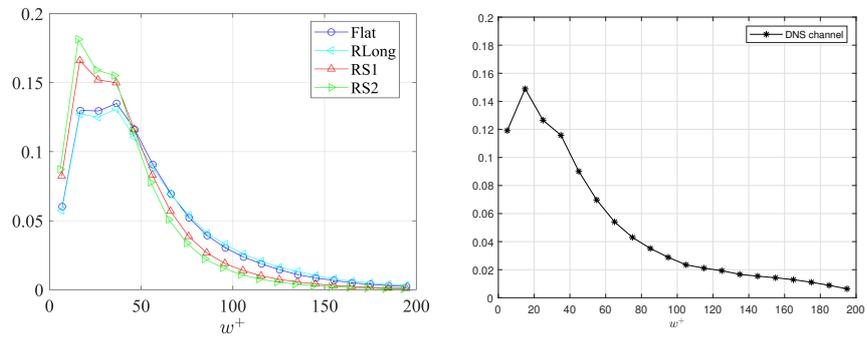


Figura 4.28: PDF della larghezza

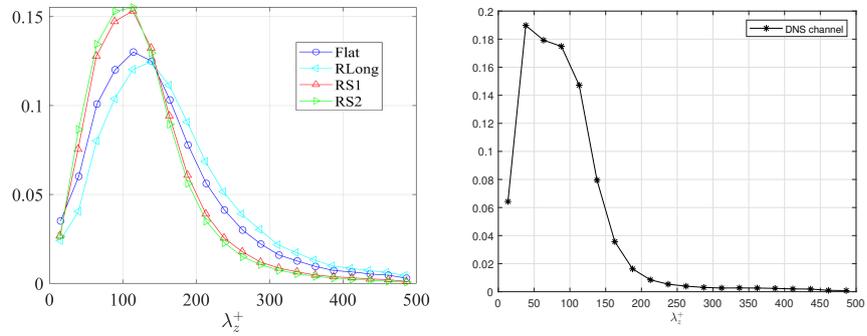


Figura 4.29: PDF della spaziatura

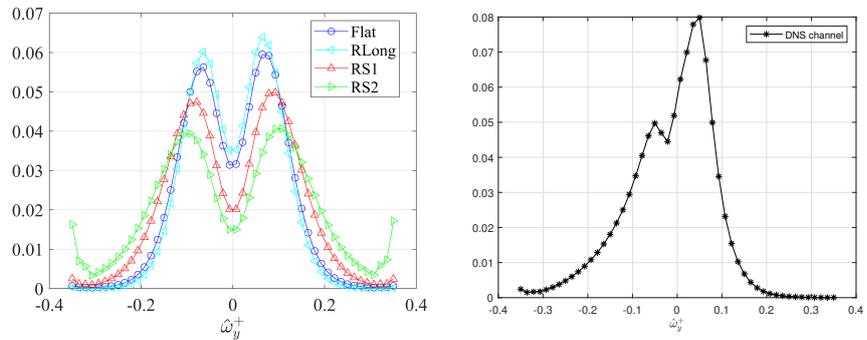


Figura 4.30: PDF della vorticità condizionata

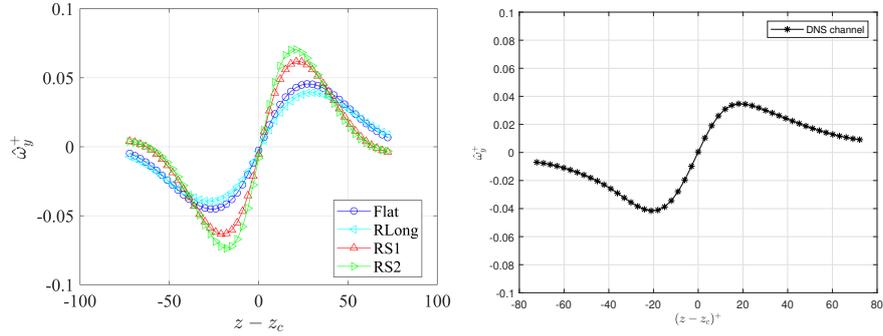


Figura 4.31: Vorticità condizionata

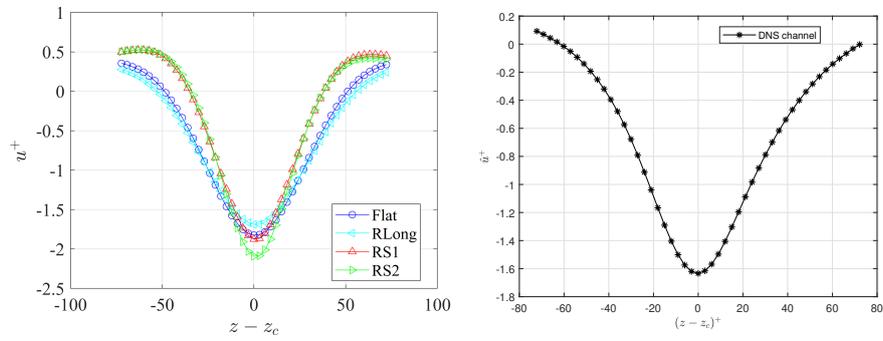


Figura 4.32: Velocità condizionata *streamwise*

Osservando i grafici proposti, è immediato notare come qualitativamente le placche RS1 e RS2 abbiano un comportamento molto simile tra loro ed anche molto simile ai risultati ottenuti dalla DNS per quanto riguarda spaziatura e larghezza delle *streaks*, conservando l'effetto di frammentazione delle strutture vorticosi. L'evidente differenza rispetto alle altre quantità può essere imputabile al diverso caso di studio.

## Capitolo 5

# Conclusioni

L'obiettivo di questo lavoro è stato analizzare il flusso di strato limite che si sviluppa su lastra piana con superficie liscia o riblettata, con l'ausilio di sperimentazione in galleria del vento e simulazioni DNS, portando a risultati promettenti. Dalle misure PIV su piani paralleli alla parete abbiamo quindi visto una certa alterazione delle strutture proprie dello strato limite turbolento. Questo effetto è visibile soprattutto negli immediati pressi della parete, diventando poi difficilmente individuabile a grandi distanze, complice l'effetto di mescolamento ed omogeneizzazione del flusso di grande scala. L'effetto principale è la modifica delle strutture vorticosi a parete, maggiormente frammentate e con una dimensione trasversale minore, soprattutto nei casi con *riblets* sinusoidali (a patto di individuare le condizioni di flusso ottimali e quindi di numero di Reynolds). Il disturbo periodico indotto dalle sinusoidi ha come effetto una minore interazione dei vortici in direzione trasversale, mostrando valori minori di correlazione in questa direzione.

I dati PIV sono stati successivamente confrontati con dei dati ottenuti da una simulazione DNS, con il duplice scopo di validare le nostre misure e ricercare eventuali interessanti correlazioni. Si vede come nonostante i differenti casi di studio, l'effetto delle sinusoidi induca il medesimo effetto sulle strutture vorticosi, che risultano meno spesse e più frammentate. Inoltre, molto vicino alla parete abbiamo potuto vedere come la traccia delle sinusoidi induca delle velocità ad andamento periodico, che in alcuni casi restituisce una inaspettata maggiore cross-correlazione tra le velocità longitudinale e trasversale, proprio accomunate dalle frequenze indotte dalle *riblets*.

Dall'analisi dei dati raccolti per le piastre con *riblets* sinusoidali, sulla base dei risultati ottenuti ai diversi  $Re_\theta$ , si conclude immediatamente che per il caso  $Re_\theta = 2200$  non siamo in una condizione di ottimo di riduzione di resistenza ed infatti non fornisce alcun risultato utile al nostro studio. Sono stati maggiormente approfonditi i casi  $Re_\theta = 2800$  e  $Re_\theta = 3900$  per i quali abbiamo dei risultati più interessanti. Per entrambi i casi abbiamo una riduzione poco maggiore del 40% nella dimensione trasversale tra i picchi della cross-correlazione nel piano  $x - z$ , rispetto al caso con *riblets* longitudinali. Entrambe le piastre RS1 ed RS2 si comportano quasi allo stesso modo (nonostante le diverse forme d'onda), mentre la RLONG dà risultati inter-

medi tra queste e la FLAT, con una maggiore tendenza alle performance di quest'ultima.

Un altro interessante risultato è emerso dall'analisi dei dati DNS per quanto riguarda gli stress: il disturbo periodico introdotto è direttamente riscontrabile nell'andamento degli stress immediatamente vicini alla parete, che presentano un carattere periodico. Un interessante sviluppo futuro potrebbe essere un'indagine su come sfruttare questa risposta in frequenza per abbattere la formazione di strutture vorticose di grandi dimensioni.

Nonostante la maggiore superficie bagnata dovuta alle scanalature, è possibile osservare una diminuzione di resistenza dovuta alla frammentazione e conseguente diminuzione dell'intensità delle strutture vorticose a parete, che si traduce in uno sforzo d'attrito minore. I vortici più frammentati interagiscono meno e la diretta conseguenza è una minore intensità delle strutture coerenti. L'effetto per le *riblets* bidimensionali è maggiormente sentito in piano, mentre per *riblets* tridimensionali c'è un ulteriore effetto in direzione normale alla parete che porta al maggior indebolimento delle strutture vorticose.

Un ultimo aspetto da analizzare è legato al range di picco di performance che possono offrire le *riblets* tridimensionali. Dall'analisi delle cross-correlazioni si evince che rispetto al caso RLONG, il range di numeri di Reynolds per i quali le placche RS1 ed RS2 offrono delle buone prestazioni è maggiore: questo dato è incoraggiante e ci dice che anche al di fuori delle condizioni di progetto, le *riblets* tridimensionali possono essere ancora abbastanza efficienti.

# Bibliografia

- [1] P.R. Viswanath, "*Aircraft drag reduction using riblets*", 2002.
- [2] Walsh MJ, "*Progress in astronautics and aeronautics*", 1990.
- [3] P. Catalano, D. de Rosa, B. Mele, R. Tognaccini, F. Moens, "*Effects of riblets on the performances of a regional aircraft configuration in NLF conditions*", 2019.
- [4] Schwarz-van Manen AD, Thijssen JHH, Nieuwvett C, Prasad KK, "*The bursting process over drag reducing grooved surfaces*", 1990.
- [5] Coustols, Choi KS, Prasad KK, Truong TV, "*Emerging techniques in drag reduction*", 1994.
- [6] Choi KS, "*Near-wall structures of a turbulent boundary layer with riblets*", 1993.
- [7] Coustols E, Schmitt V, "*Synthesis of experimental riblet studies in transonic conditions*", 1990.
- [8] John Anderson, "*Fundamentals of Aerodynamics*", 2016.
- [9] H. Schlichting, "*Boundary Layer Theory*", 2016.
- [10] Head, Bandyopadhyay, "*New aspects of turbulent boundary layer structure*", 1981.
- [11] T. Theodorsen, "*Mechanism of turbulence*", 1952.
- [12] S. B. Pope, "*Turbulent Flows*", 2000.
- [13] E. Falco, "*Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers*", 1977.
- [14] T. J. Black, "*An analytical study of the measured wall pressure field under supersonic turbulent boundary layers*", 1968.
- [15] J.O. Hinze, "*Turbulence*", 1975.
- [16] Praturi, Brodkey, "*A stereoscopic visual study of coherent structures in turbulent shear flow*", 1978.

- 
- [17] Robinson, "The kinematics of turbulent boundary layer structure", 1991.
- [18] Thomas, A . S . W., Bull, M . K ., "On the role of wall-pressure fluctuations in deterministic motions in the turbulent boundary layer", 1983.
- [19] Acarlar, M . S., Smith, "A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer", 1987.
- [20] Reif, W.-E., " Squamation and ecology of sharks", 1985.
- [21] Reif, Dinkelacker, " Hydrodynamics of the squamation in fast swimming sharks", 1988.
- [22] Walsh, M.J., " Drag reduction of V-groove and transverse curvature riblets", 1980.
- [23] Bechert DW, Bruse M, Hage W, " Experiments on drag-reducing surfaces and their optimization with an adjustable geometry", 1997.
- [24] H. Choi, P. Moin, J. Kim, " Active turbulence control for drag reduction in wall-bounded flows", 1993.
- [25] A. Baron, M. Quadrio, " Turbulent drag reduction by spanwise wall oscillation", 1996.
- [26] Yulia Peet, Pierre Sagaut, " Turbulent drag reduction using sinusoidal riblets with triangular cross - section", 2009.
- [27] M. A. Mendez, M. Raiola, A. Masullo, S. Discetti, A. Ianiro, R. Theunissen, J.M. Buchlin, "POD-based Background Removal for Particle Image Velocimetry", 2017.
- [28] F. Alves Portela, A. Busse and N. D. Sandham, "Numerical study of Fourier-filtered rough surfaces", 2021.
- [29] B. Ganapathisubramani, N. Hutchins, W. T. Hambleton, E. K. Longmire, I. Marusic, "Investigation of large-scale coherence in a turbulent boundary layer using two-point correlations", 2004.
- [30] T. Medjnoun, E. Rodriguez-Lopez, M.A. Ferreira, T. Griffiths, J. Meyers, B. Ganapathisubramani, "Turbulent boundary-layer flow over regular multiscale roughness", 2021.
- [31] Davide Modesti, Sebastian Endrikat, Nicholas Hutchins, Daniel Chung, "Dispersive stresses in turbulent flow over riblets", 2021.
- [32] Casagrande Fabrizio, "Manipolazione delle streaks di bassa velocità mediante riblets sinusoidali", 2022.