



POLITECNICO DI TORINO

Corso di Laurea in Ingegneria Aerospaziale

Tesi di Laurea Magistrale

**Riduzione di resistenza mediante  
microrugosità superficiale:  
Analisi wavelet  
di segnali anemometrici a filo caldo**

**Relatori**

prof. Gaetano Iuso  
prof. Gioacchino Cafiero

**Studente**

Mauro SARDONE  
matricola: s263178

Marzo 2021



# Indice

<b>1</b>	<b>Proprietà dei flussi turbolenti</b>	9
1.1	Studio sperimentale della turbolenza	10
1.1.1	Costanti di forma	10
1.1.2	Funzioni statistiche	13
1.2	Macroscala, microscala e cascata inerziale	14
1.2.1	Teoria di Kolmogorov	15
1.2.2	Microscala di Taylor	18
1.3	Strutture coerenti	18
<b>2</b>	<b>Strato limite turbolento</b>	21
2.1	Organizzazione generale strato limite turbolento	23
2.1.1	Inner layer	24
2.1.2	Outer layer	27
2.1.3	Strato limite come campo di moto a due scale dominanti	28
2.2	Strutture coerenti in uno strato limite turbolento	29
2.3	Meccanismo di produzione della turbolenza a parete	33
2.3.1	Modello di Hinze	34
2.3.2	Modello di Smith	35
2.3.3	Altri modelli	37
2.3.4	Influenza dell'outer layer	37
<b>3</b>	<b>Alterazione strato limite</b>	41
3.1	Alterazione mediante riblets	41
3.1.1	Riblets bidimensionali	47
3.2	Alterazione mediante oscillazione di parete	52
3.3	Riblets tridimensionali	57
<b>4</b>	<b>Analisi dati sperimentali</b>	61
4.1	Anemometria a filo caldo	62
4.2	Analisi statistica	64
4.3	Analisi su macroscala e microscala turbolenta	65
4.4	Analisi Eventi VITA	66
4.5	Analisi wavelet	69
4.5.1	Teoria dei segnali	69
4.5.2	Trasformata Fourier short-time	71
4.5.3	Trasformata wavelet	73
4.5.4	Analisi wavelet-Energy Spectrum	76
4.5.5	Analisi wavelet-Eventi LIM	77

<b>5 Risultati</b>	81
5.1 Analisi statistica	81
5.2 Analisi su macroscale e microscale turbolenta	97
5.3 Analisi Eventi VITA	105
5.4 Analisi wavelet	124
5.4.1 Analisi wavelet-Energy Spectrum	126
5.4.2 Analisi wavelet-Eventi LIM	139
5.5 Conclusioni	158
<b>Bibliografia</b>	161

# Introduzione

Nelle applicazioni industriali dedicate al trasporto ha assunto importanza la problematica relativa ai consumi e all'impatto ambientale. Questa problematica vede in primo piano il settore aeronautico, sempre più persone viaggiano usando l'aereo così che la domanda per velivoli economici e favorevoli all'ambiente sta crescendo. Fattori ambientali come il rumore, l'inquinamento attorno agli aeroporti e l'impatto sul cambiamento climatico sono divenuti fondamentali per la futura crescita dell'aviazione. La tendenza è ridurre il consumo di combustibile ed aumentare il range operativo con una maggiore autonomia, si tratta di obiettivi realizzabili solo tramite miglioramenti aerodinamici come la riduzione di resistenza.

Tra le varie forme di resistenza agenti su di un velivolo ci si è incentrati principalmente sulla riduzione della resistenza d'attrito. Dall'analisi sulla resistenza aerodinamica di un aereo da trasporto in crociera si nota infatti come l'attrito costituisce la principale sorgente di resistenza. L'attrito ricopre più della metà della resistenza globale di un aereo pertanto ridurre la resistenza viscosa è la chiave per aumentare le performance aerodinamiche ma anche per diminuire i consumi di combustibile. Trattare l'attrito a parete non è semplice; tra le diverse forme, la resistenza d'attrito è quel tipo di resistenza fluidodinamica che va ad aumentare significativamente con l'instaurarsi della condizione di turbolenza a parete. La turbolenza è sempre preceduta da un flusso in stato laminare; il flusso nel lambire la superficie di un corpo subisce una sua evoluzione durante la quale, per effetto di transitorie instabilità interne o per disturbi indotti dal corpo stesso, si verifica il passaggio da laminare a turbolento. Prima della transizione il flusso è tale da presentare un campo di velocità con solo moto di pura traslazione. A transizione avvenuta, viene persa stazionarietà ed al moto di traslazione si vanno a sommare altri moti responsabili di un carattere tridimensionale del flusso. Per le differenti caratteristiche tra flusso laminare e turbolento, in condizioni di flusso turbolento viene modificata fortemente la coppia di azioni elementari, pressione e forza d'attrito a parete, esercitata in ogni punto dalla corrente fluida sul corpo che lambisce. In particolare passando da laminare a turbolento lo sforzo d'attrito a parete assume un valore più elevato e quindi la resistenza del corpo esposta al flusso aumenta. E' chiaro che questo aumento di resistenza, di fatto onnipresente nell'evoluzione del flusso, non è un aspetto positivo per il suo conseguente impatto negativo sulla dinamica di un velivolo. In diverse applicazioni al fine di ridurre e limitare l'aumento di resistenza viscosa si sono messe a punto tecniche di controllo sulla turbolenza [1]. Tali tecniche possono essere suddivise in:

- Tecniche di controllo passivo, non prevedono immissione di energia nel sistema. Non si utilizzano né sensori e né attuatori ma si sfrutta l'interferenza tra parete e flusso nelle sue immediate vicinanze per agire sul meccanismo di generazione della turbolenza.
- Tecniche di controllo attivo, prevedono immissione di energia nel sistema tramite l'uso di attuatori. Si inducono oscillazioni di parete in direzione parallela alla stessa oppure si immettono nel flusso getti sintetici che ne modificano completamente la dinamica.

I controlli attivi realizzano alte riduzioni di resistenza ma impongono l'immissione d'energia nel sistema per cui va verificata l'efficienza del processo confrontando l'energia risparmiata con l'energia immessa. Come tecniche da applicare sono molto complesse e per tale motivo a queste si preferiscono i controlli passivi. I controlli passivi sono quelli maggiormente usati nelle applicazioni pratiche soprattutto per il loro basso costo di produzione e la loro facile manutenzione, tendono a modificare il flusso senza alterare il suo stato naturale con l'unico problema di offrire basse riduzioni di resistenza.

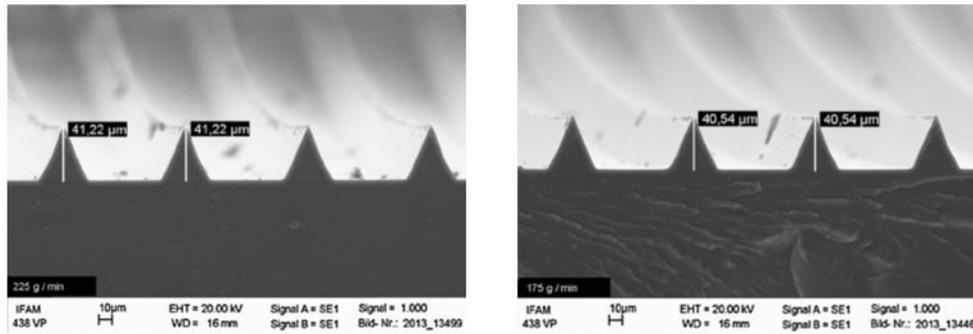


Figura 1: Esempio applicativo di *riblets* su di una superficie aerodinamica.

Tra tutte le tecniche di controllo passivo le *riblets* sono state quelle a cui si è dato maggior interesse. Inizialmente la loro idea di sviluppo nasce per impiego aeronautico ma oggi il loro campo di applicazione è molto vasto; diverse ricerche cercano di sfruttare l'utilità delle *riblets* anche per applicazioni industriali inerenti a pale eoliche, a treni e non solo. Possono essere installate con successo su di un'ala di un aereo ma anche sullo scafo di un sottomarino o sulle parti interne di un condotto a gas aggiungendo a parete speciali film in plastica riblettati. Con *riblets* si intende scanalature sottili allineate con la direzione del flusso, rifiniture dalla dimensione del micrometro, realizzate su superfici aerodinamiche e progettate per alterare la struttura del flusso a parete; figura 1. Le strutture di flusso ampiamente osservate e su cui le *riblets* vanno ad agire sono le *streaks*, regioni allungate di fluido ad alta e bassa velocità, vicine a parete, che si alternano in direzione trasversale. Dalle prime visualizzazioni su flusso a parete, condotte da Kline *et al.* (1967) [4], si è notato che la produzione di turbolenza a parete è largamente dovuta ad eventi detti di *bursting* che si compongono in una fase di lift-up, oscillazione e break-up delle *streaks*. L'evento del *bursting* è una conseguenza dell'avvicinamento alle *streaks* di vortici singoli o controrotanti in coppia, Kim & Moin (1986) [5]. Il passaggio di un vortice rialza *streaks* a bassa velocità prossime a parete, solo ad una certa distanza queste iniziano ad oscillare ed a diventare instabili. Tale comportamento da parte delle *streaks* è dimostrato anche da Jacobs & Durbin (2001) [6], le *streaks* sono molto stabili quando rimangono vicino a parete e l'instabilità si manifesta solo quando si spostano verso l'alto ed interagiscono con strutture vorticosi a piccola scala. Il lift-up delle *streaks* è di solito indicato con il termine di espulsione e sperimentalmente si è osservato che a tali eventi di espulsione si alternano eventi di *sweeps*, descritti da Corino & Vrookey (1969) [7] come afflusso di fluido ad alta velocità verso parete ed anch'essi ritenuti responsabili della produzione di turbolenza. A parete per un flusso turbolento completamente sviluppato si ha pertanto la presenza di eventi quasi periodici, caratterizzati da allontanamento ed avvicinamento di fluido a diversa velocità, a cui vanno a prendere parte le strutture organizzate. Le strutture giocano dunque un ruolo importante nel trasporto della turbolenza e ciò che si tende a fare tramite l'impiego delle *riblets* è proprio quello di manipolare tali strutture ed in particolare l'interazione tra *streaks* e vortici. In altri termini il target della strategia di controllo passivo tramite *riblets* è andare ad interferire con il ciclo di produzione di turbolenza smorzando gli eventi di espulsione e *sweeps* nella regione vicino a parete. Il controllo dei vortici a parete è cruciale se si vuole ottenere una riduzione della resistenza d'attrito e tutto dipende molto dalla forma delle *riblets*. In una fase iniziale del loro impiego la forma delle scanalature realizzate a parete è stata sempre tale da non variare in direzione parallela al flusso, si parla di *riblets* bidimensionali. Su tale tipologia, in particolare *riblets* bidimensionali con scanalature a V, Walsh (1980,1982,1983) [8] [9] [10] ha mostrato sperimentalmente che superfici di questo tipo possono produrre riduzioni di resistenza persino più grandi dell'8% sotto determinate condizioni di spaziatura ed altezza delle scanalature. Generalmente, poi dipende dalla forma della sezione trasversale assegnata alla scanalatura, le *riblets* bidimensionali sono in grado di raggiungere riduzioni di resistenza minime dell'ordine del 6 ÷ 7% per sezioni triangolari o semicircolari; una riduzione massima

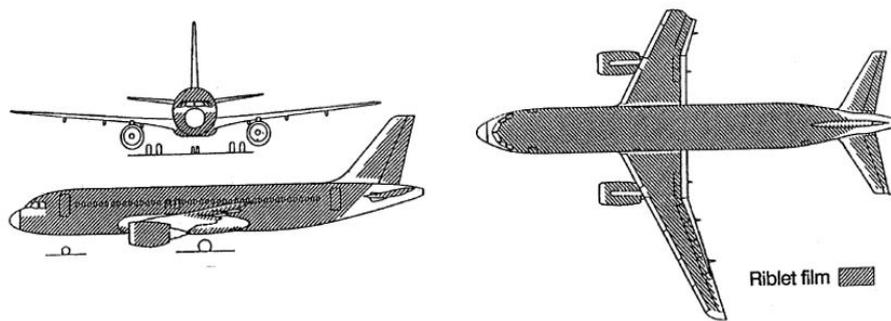


Figura 2: A-320 ricoperto da un film di *riblets*.

pari ad un 10% si ha solo con una configurazione ottimale di *riblets* a lama. Con questa tipologia di controllo passivo, valutandone l'applicazione sugli aerei commerciali, l'uso delle *riblets* porterebbe ad una riduzione di resistenza complessiva di un 2%. Dato confermato dalla compagnia aerea Airbus, Viswanath (2002) [1] ha condotto alcuni test in galleria del vento su un modello di A-320 con *riblets* incollate sull'intera superficie modello; figura 2. Secondo tali stime con una riduzione dell'1% di resistenza si va a ridurre i costi operativi annuali di un aereo per più di un milione di dollari. La riduzione della resistenza d'attrito ha pertanto un significativo impatto economico. Anche la Japan Aerospace Agency ha indagato sull'utilità delle *riblets* per ridurre la resistenza d'attrito, come parte del loro progetto sulla sostenibilità dell'ambiente, giungendo alle stesse conclusioni. Tuttavia l'effetto di riduzione di resistenza tramite *riblets* non è del tutto sufficiente se si va a tener conto anche del costo di manutenzione delle stesse *riblets*. Al di fuori di un comportamento ideale che comunque non può esserci, per un uso delle *riblets* finalizzato ad un complessivo risparmio economico è necessario considerare i costi di fabbricazione, manutenzione e sostenibilità della tecnica. Per adottare tale tecnica ci si è pertanto indirizzati verso un percorso di ottimizzazione di design delle *riblets* che porti la superficie riblettata a garantire più alti effetti di riduzione di resistenza. Al fine di migliorare le performance sono state sviluppate *riblets* multidimensionali come le *riblets* a zig-zag e le *riblets* sinusoidali. Queste si presentano come *riblets* bidimensionali la cui forma, in questo caso, è fatta variare in direzione parallela al flusso ed è stato confermato sperimentalmente che risultano essere maggiormente efficaci se comparate con le convenzionali *riblets* bidimensionali. Sull'effettiva riduzione di resistenza c'è una certa influenza data dalla lunghezza d'onda e dall'ampiezza, parametri che vanno a stabilire come la forma delle *riblets* tridimensionali varia in direzione parallela al flusso. Certe combinazioni di forma e rapporto altezza/spessore possono migliorare la riduzione di resistenza; su tale argomento Peet *et al.* (2010) [12] [13], dedicandosi ai criteri per il design di *riblets* sinusoidali tridimensionali, hanno dimostrato che scegliendo opportunamente i parametri di forma può essere raggiunto un miglioramento del 2% sulla riduzione di resistenza rispetto alle *riblets* convenzionali. Le *riblets* tridimensionali, con una geometria ben progettata per il campo d'interesse, sono considerate le uniche efficaci nella riduzione della resistenza d'attrito.

Quelle appena descritte sono tipologie di *riblets* d'utilizzo standard ma nel corso degli anni sono state pensate anche particolari configurazioni, sempre inerenti a tale tipo di controllo. Nel 1970 il Lorgley Research Center della NASA ha portato avanti un progetto in cui si è riprodotta la struttura sottile della pelle di uno squalo [2]. Sono state realizzate superfici con a parete repliche di pelle di squalo al fine di emulare le formidabili prestazioni in acqua dei più famosi predatori marini; figura 3. Recentemente, come applicazione, si sono viste anche pareti dalla struttura simile a quella delle piume dei volatili; a riguardo Chen *et al.* (2014) hanno condotto un'accurata analisi sperimentale sul comportamento del flusso a parete, figura 4, [3]. Seppure realizzazioni dalle geometrie diverse tra loro il concetto base su cui si fondano è lo stesso, modificare i complessi meccanismi di produzione della turbolenza che si instaurano in prossimità di parete in modo tale da andare a ridurre la resistenza viscosa.

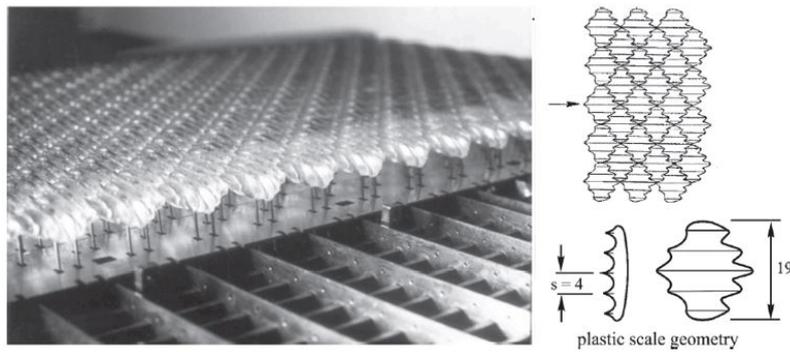


Figura 3: Replica tramite *riblets* della pelle di squalo.

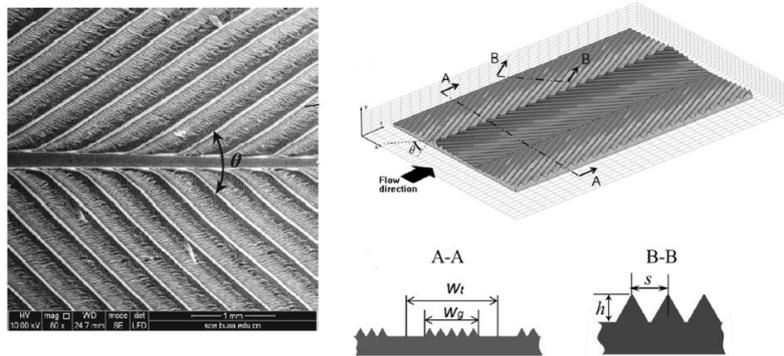


Figura 4: Replica tramite *riblets* delle piume di volatili.

### Obiettivo della tesi

E' noto che la realizzazione di *riblets* su una superficie porta a ridurre la resistenza d'attrito, con l'uso di *riblets* tradizionali è fornita una moderata riduzione di resistenza dal 4% fino ad un 8% mentre con l'uso di *riblets* tridimensionali si può ottenere un aumento del 50% di riduzione rispetto al caso bidimensionale. Tuttavia non sono ancora completamente chiari i meccanismi all'interno del flusso che, alterati, portano ad una riduzione della resistenza. Per questo motivo, nel lavoro presentato in seguito, si cerca di andare ad analizzare in dettaglio il comportamento del flusso a parete sfruttando i dati rilevati sperimentalmente tramite l'uso di una sonda a filo caldo. L'acquisizione dei dati tramite anemometria a filo caldo ha permesso rapide misure ad alta risoluzione per tre differenti tipologie di parete riblettate. Una volta acquisiti i segnali dalla sonda, questi sono stati processati e confrontati rispetto al caso riferimento di parete liscia. Analisi statistiche e di autocorrelazione sono state impiegate per valutare il comportamento del flusso al variare della distanza da parete. Vista la natura fortemente complessa del flusso turbolento, caratteristica comune per questo tipo di flusso, un utile strumento di analisi è stato l'uso della trasformata wavelet. In generale è piuttosto difficile studiare la dinamica associata ad un flusso turbolento; la problematica è principalmente dovuta al fatto che ad un certo istante il flusso è popolato da diverse strutture con un ampio range di scale. Inoltre ci sono associate iterazioni molto complesse per cui è difficile seguire l'evoluzione temporale di una data struttura sul lungo periodo. Nonostante tali problematiche l'uso della trasformata wavelet ha permesso uno studio attento del flusso.

# Capitolo 1

## Proprietà dei flussi turbolenti

La maggior parte dei campi di moto, flussi che si instaurano in natura (correnti oceaniche o moti dell'atmosfera terrestre) e flussi ad applicazione industriale (flusso attorno ad un corpo tozzo o ad un corpo aerodinamico) risultano essere turbolenti. Più in dettaglio in ambito ingegneristico la turbolenza trova interesse in flussi:

- di strato limite, ovvero flussi nelle immediate vicinanze di parete;
- all'interno di condotti;
- di scia, ovvero flussi che si formano a valle di un corpo;
- all'interno di un getto;
- di mescolamento, ovvero correnti caratterizzate da velocità differenti che si mescolano;

Qualsiasi sia il tipo di flusso è possibile comunque individuare caratteristiche comuni per la turbolenza. In generale la turbolenza appare come continuo processo random, fortemente intermittente, intrinsecamente tridimensionale ed avente la peculiarità di presentarsi come problema multi-scala. Una volta che questa si insatura si vede la presenza di fluttuazioni di velocità  $u'$ ,  $v'$  e  $w'$  nelle tre direzioni ed il sistema fisico si sviluppa nello spazio e nel tempo presentando al suo interno delle organizzazioni. Nell'ambito della turbolenza queste organizzazioni vengono comunemente indicate con il nome di strutture o *eddy*. Il termine più corretto sarebbe quello di strutture nelle quali, per effetto del campo dinamico flottante, si osserva una vorticità diversa da zero; tuttavia nel gergo comune si parla anche più semplicemente di vortici. Ogni struttura si presenta a dimensioni nello spazio e nel tempo molto diverse tra loro ed ecco il motivo per cui, indicando con il termine scala la dimensione di tali strutture, la turbolenza appare come problema multi-scala. In pratica si ha coesistenza di strutture a scale differenti, all'interno di strutture più grandi sono annidate altre strutture via via più piccole, e sono proprio queste la causa di tutto il comportamento turbolento.

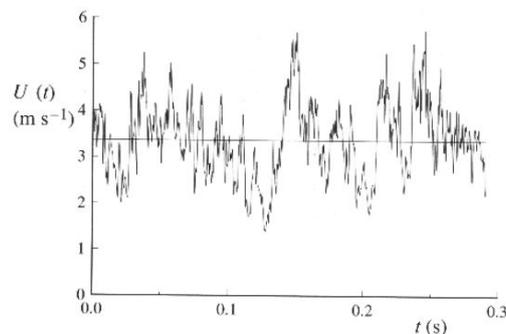


Figura 1.1: Time history componente assiale di velocità lungo l'asse di un getto.

Oltre alle proprietà elencate, la turbolenza è anche fortemente dissipativa e dispersiva. E' considerata dispersiva perchè qualsiasi grandezza scalare o vettoriale, presente in un volume ristretto di fluido, viene rapidamente dispersa spazialmente. E' detta dissipativa per l'azione prevalente della viscosità di dissipare energia cinetica a favore dell'energia interna del fluido. Soprattutto per quest'ultimo aspetto si comprende come la turbolenza necessiti di un continuo apporto d'energia al fine di sostenere le dissipazioni viscosi e non decadere rapidamente. In figura 1.1 è rappresentato un tipico segnale turbolento, [14].

## 1.1 Studio sperimentale della turbolenza

Vista la complessità con cui si presenta un flusso turbolento, sperimentalmente è possibile trattare questa tipologia di flussi ricorrendo a strumenti statistici che ne vanno a descrivere il comportamento attraverso costanti sintetiche. L'uso della statistica è giustificato ancora di più dal fatto che la misurazione di una generica grandezza fisica nei test sperimentali avviene sempre per campionamento della stessa ad intervalli di tempo stabiliti  $\Delta t$ ; in figura 1.2 è mostrato il campionamento di un generico segnale  $f(t)$ . Il campionamento ha come risultato quello di fornire migliaia di valori numerici che, una volta memorizzati, vanno elaborati per ottenere delle distribuzioni dei valori misurati. A tal proposito in figura 1.3 è mostrato come si costruisce una distribuzione di probabilità di un campione: una volta diviso l'intervallo della totalità dei valori in classi, per ciascuna di esse si calcola la percentuale con cui un certo valore si è verificato. Ne segue un raggruppamento discreto dei valori misurati in classi; quella così ottenuta è la distribuzione di frequenza discreta. Se l'intervallo di definizione della classe tende a 0 si ottiene una distribuzione continua di probabilità, meglio nota come PDF.

### 1.1.1 Costanti di forma

Al fine di diagnosticare maggiormente un campione di dati risulta utile calcolare alcune grandezze dette costanti di forma. Intendendo con  $f_i = f(t_i)$  ed indicando con  $N$  la totalità dei valori campionati, di seguito sono elencate le costanti di forma maggiormente utilizzate:

- media,  $\mu$ . Si tratta del momento di primo ordine e fornisce informazioni sulla posizione, sulla dislocazione dei valori in esame.

$$\mu = \sum_{i=1}^N \frac{f_i}{N}$$

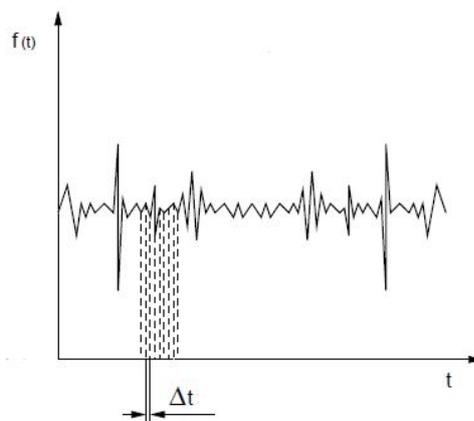


Figura 1.2: Campionamento di un generico segnale  $f(t)$ .

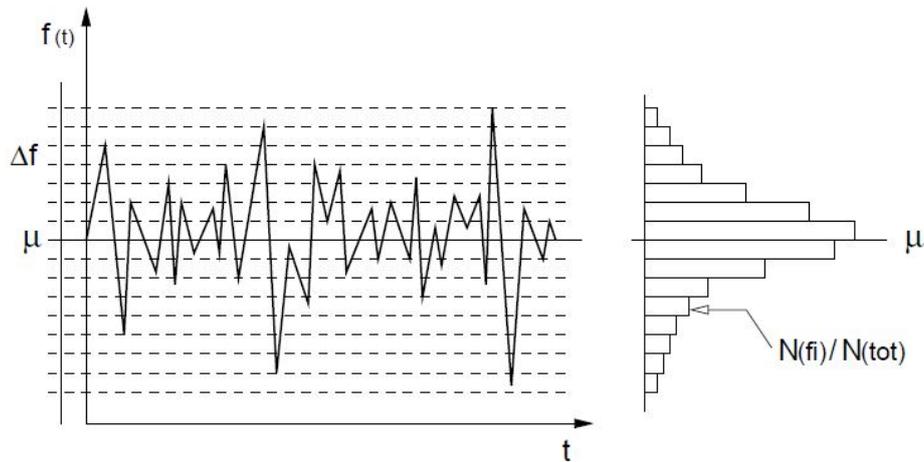


Figura 1.3: Costruzione della PDF (Probability Density Function).

- varianza,  $\sigma^2$ . Si tratta del momento di secondo ordine e fornisce informazioni su quanto il valore istantaneo si discosta dalla media  $\mu$ .

$$\sigma^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(f_i - \mu)^2}{N}$$

Essendo un momento del secondo ordine evita che i valori positivi e negativi si elidano. E' tanto più piccola quanto più i valori sono accentrati attorno a  $\mu$  ed è per questo che funge da indice di dispersione. La radice della varianza,  $\sigma$ , è detta anche deviazione standard e la figura 1.4 ne riporta una rappresentazione abbinata alla forma del segnale da cui viene estratta.

- skewness,  $\alpha$ . Si tratta del momento di terzo ordine e fornisce informazioni sull'asimmetria della distribuzione di campioni.

$$\alpha = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{f_i - \mu}{\sigma} \right)^3$$

A differenza della varianza, la skewness può avere segno positivo o negativo visto che il termine in parentesi è un momento del terzo ordine dello scarto rispetto alla media. Il segno di  $\alpha$  indica se i valori campionati, pur attestandosi attorno al valor medio  $\mu$ , sono sbilanciati al di sopra (segno positivo) o al di sotto (segno negativo) come mostrato in figura 1.5.

- flatness,  $\beta$ . Si tratta del momento di quarto ordine e fornisce informazioni sul peso delle code, cioè i valori estremi della distribuzione.

$$\beta = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{f_i - \mu}{\sigma} \right)^4$$

Così come la varianza, la flatness assume sempre valore positivo. Un valore di  $\beta$  prossimo a 0 indica un forte addensamento dei valori attorno alla media, il che si traduce in una forma appuntita della PDF, come mostrato in figura 1.6.

Le costanti di forma fanno parte dei momenti centrali detti anche momenti rispetto alla media in quanto contengono i momenti della variabile casuale scarto  $(f_i - \mu)$ .

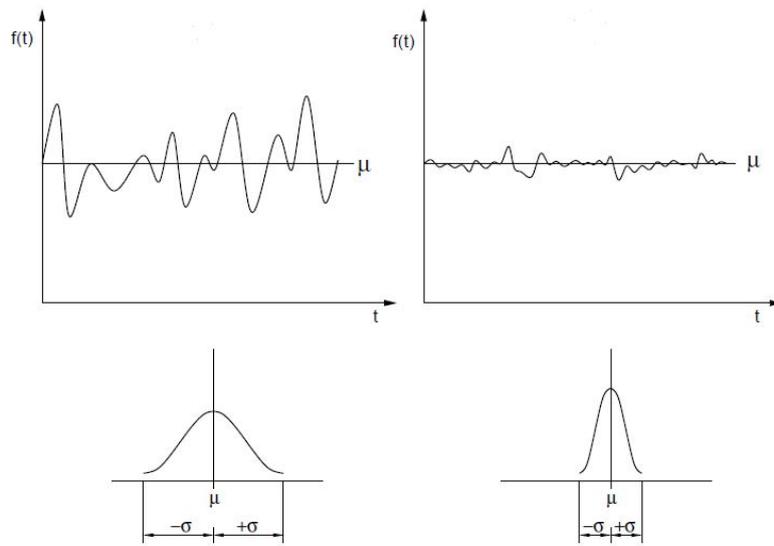


Figura 1.4: Deviazione standard.

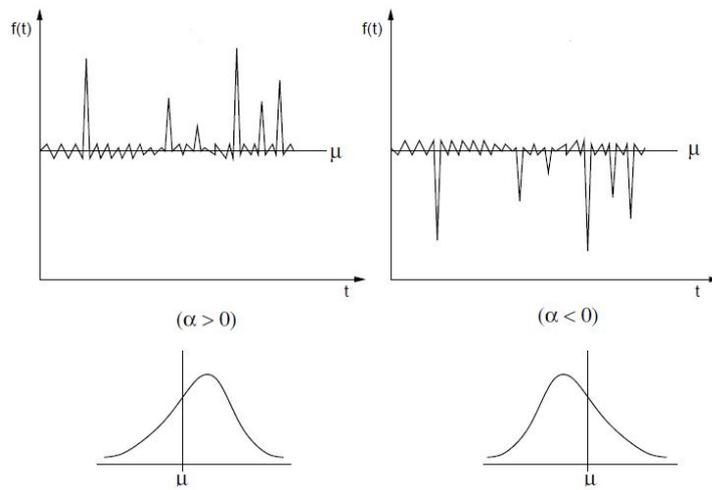


Figura 1.5: Skewness.

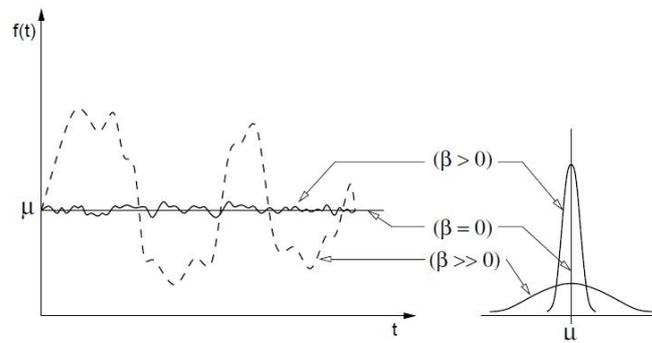


Figura 1.6: Flatness.

### 1.1.2 Funzioni statistiche

Attraverso le costanti di forma si da una descrizione della PDF. E' possibile che si abbia la necessità di indagare ulteriormente la struttura temporale del segnale, come la presenza di periodicità o la cadenza con la quale un certo valore di picco compare nel tempo. E' inoltre interessante capire se e quanto un segnale, che è poi la rappresentazione di una grandezza fisica, sia in relazione con quello di un'altra. Più in generale esistono casi in cui, trovandosi alle prese con due variabili  $X$  e  $Y$ , assume rilevante importanza analizzare se esse variano concordemente o meno. Nel caso fluidodinamico si può essere interessati a capire se, nello stesso punto di un campo fluido tridimensionale, esiste ad esempio una relazione tra le variazioni temporali di due componenti di velocità. Analogamente si potrebbe indagare, se in punti diversi dello stesso campo fluido, vi sia una relazione fra la variazione temporale della stessa variabile misurata. A tal fine si ricorre ad altre funzioni statistiche; indicando con  $\tau$  lo sfasamento temporale imposto tra due segnali  $f(t)$  ed  $g(t)$  si può valutare:

- la covarianza, misura il grado con cui due variabili risultano essere legate linearmente. Si dice, a riguardo, che due variabili hanno una certa tendenza a muoversi insieme.

$$cov(\tau) = \langle f(t); g(t-\tau) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(t_i)g(t_i-\tau) \quad (1.1)$$

- la correlazione, misura quanto due segnali abbiano proprietà comuni, se si assomigliano, in relazione ad un loro ritardo nel tempo.

$$\rho(\tau) = \langle f_{N(t)}; g_{N(t-\tau)} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{f(t_i) - \mu_1}{\sigma_1} \right) \left( \frac{g(t_i-\tau) - \mu_2}{\sigma_2} \right) \quad (1.2)$$

Si parla di autocorrelazione quando  $f(t) = g(t)$ , ovvero si vuole indagare la somiglianza di un segnale con se stesso ritardato nel tempo.

Soprattutto la funzione di autocorrelazione ha un significato molto importante nello studio dei moti turbolenti. In figura 1.7 si riporta l'autocorrelazione di un segnale in tempi diversi. La linea tratteggiata rappresenta l'autocorrelazione del segnale nel caso di moto laminare e stazionario, ovvero il segnale è sempre uguale a se stesso. La linea continua rappresenta invece l'autocorrelazione dello stesso segnale nel caso di moto turbolento. E' importante sottolineare che l'integrale sotteso da questa curva rappresenta la scala temporale integrale, ossia l'arco temporale entro il quale il segnale dipende dai suoi valori precedenti: se si associa alla variazione del segnale la presenza di una struttura vorticoso, la scala integrale rappresenta il tempo entro cui una struttura turbolenta è coerente.

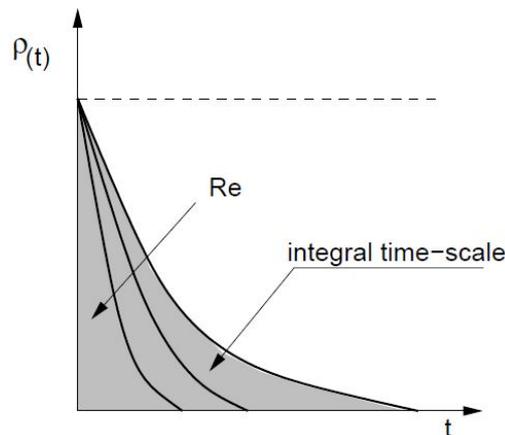


Figura 1.7: Funzione di autocorrelazione time-scale.

## 1.2 Macroscala, microscala e cascata inerziale

Il concetto di scala integrale richiama l'interpretazione della turbolenza vista come insieme di strutture a differente scala, difficili da descrivere nella loro totalità. Tale interpretazione è dovuta a Richardshon (1992) con l'introduzione del concetto di cascata energetica. Dato un flusso pienamente turbolento, con velocità caratteristica  $U$  e dimensione del campo di interesse  $\mathcal{L}$  per cui si hanno alti numeri di Reynolds,  $Re = \rho U \mathcal{L} / \mu$ , si è detto che all'interno del campo si identificano strutture vorticosi. In generale, anche se alle strutture vorticosi non è possibile associare una forma (la forma cambia a seconda della grandezza fisica che si sta valutando) comunque queste si presentano con delle proprie dimensioni. E' proprio in base alle dimensioni che può essere fatta una suddivisione tra:

- grandi strutture caratterizzate da una scala  $l_0$ , quest'ultima necessariamente dello stesso ordine della dimensione  $\mathcal{L}$  associata al fenomeno turbolento in esame. Per le grandi strutture, oltre alla scala  $\mathcal{L}$ , importante è anche la loro velocità caratteristica  $U_0 \equiv u(l_0)$  equiparabile ad  $U$ .

$$l_0 \sim \mathcal{L}; \quad U_0 \sim U; \quad \tau_0 = l_0/U_0;$$

A partire da queste stime sulle grandezze caratteristiche del moto a larga scala è possibile calcolare il Reynolds riferito alle strutture vorticosi più grandi

$$Re_{l_0} = \frac{\rho U_0 l_0}{\mu} \sim \frac{\rho U \mathcal{L}}{\mu} \gg 1$$

Per dimensioni e caratteristiche si hanno valori di  $Re_{l_0}$  molto elevati quindi si può concludere che nelle grandi strutture è l'inerzia a prevalere sugli effetti viscosi.

- piccole strutture caratterizzate da una generica scala intermedia  $l$ . In grandi strutture c'è analogia con la regione di definizione del problema per cui una volta definito il campo di interesse sono già note le grandezze caratteristiche del moto vorticoso a larga scala. Nelle piccole strutture questa analogia viene persa e non si può dire nulla, almeno a priori, su come queste si presentano. Unico aspetto certo è che man mano ci si sposta verso strutture vorticosi più piccole gli effetti della viscosità sono sempre più importanti e quindi al massimo la struttura più piccola sarà quella per cui

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

Le strutture vorticosi più piccole sono quelle a dimensione caratteristica  $\eta$  e velocità associata  $U_\eta$ , soggette a maggior dissipazione di energia. La dissipazione per effetti viscosi è tale da bilanciare completamente l'inerzia,  $Re_\eta \cong 1$ .

Le scale più grandi sono comunque le scale vorticosi a maggiore energia ed è da queste che secondo Richardshon, per effetto della dinamica della vorticità, si vengono a generare le scale vorticosi più piccole. Le grandi strutture, alimentate da una forzante esterna, sono instabili e tendono a frantumarsi in strutture più piccole. Prevalde l'azione dell'inerzia ( $Re \rightarrow \infty$ ) e, secondo la dinamica tridimensionale della vorticità, le strutture vorticosi si allungano e si restringono al fine di conservare la propria quantità di moto. L'energia viene quindi ceduta alle scale intermedie secondo un meccanismo inerziale poco influenzato dalla viscosità, meccanismo che prende il nome di cascata inerziale. Il processo di formazione di strutture vorticosi via via sempre più piccole viene interrotto solo quando si è arrivati all'equilibrio di turbolenza,  $Re_\eta \cong 1$ ; ovvero quando l'effetto dell'inerzia, che tende a conservare l'energia, è completamente bilanciato dall'effetto della viscosità, che tende invece a dissipare energia. Raggiunta la condizione di bilancio di effetti tra inerzia e viscosità allora la produzione di scale più piccole è bloccata. In figura 1.8 è riportato uno schema del processo descritto. Un aspetto importante della cascata inerziale è che la dissipazione prende parte solo alla fine del processo. C'è sempre una dissipazione che va considerata sulle scale intermedie, solo che sulle scale a dimensione  $\eta$  la dissipazione è molto più intensa. Una volta noto il valore di

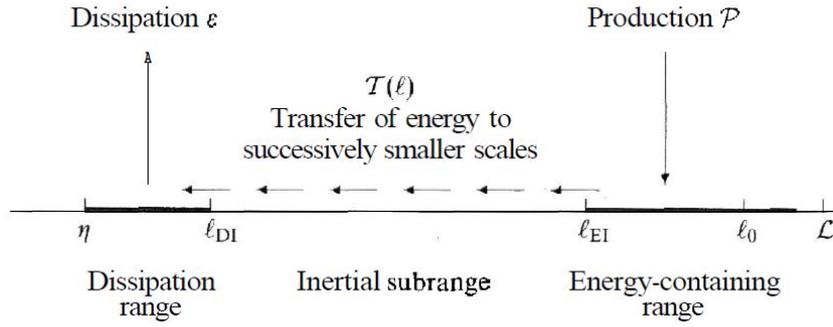


Figura 1.8: Diagramma del processo cascata energetica ad alti numeri di Reynolds.

energia per unità di massa,  $U_0^2$ , associata alle grandi scale è possibile stimare il rateo  $\epsilon$  di dissipazione di energia cinetica dell'intero processo come

$$\epsilon = C_\epsilon \frac{U_0^2}{\tau_0} = C_\epsilon \left( U_0^2 \frac{U_0}{l_0} \right) \sim \frac{U_0^3}{l_0} \sim \frac{U^3}{\mathcal{L}}$$

Quanto presentato permette una stima di prima approssimazione che va a quantificare la dissipazione di energia nell'unità di tempo e quindi a stabilire quanta energia nell'unità di tempo va immessa per tenere in equilibrio il sistema. Non è possibile determinare il valore esatto di  $\epsilon$  con delle stime sulle grandezze di larga scala infatti  $C_\epsilon$  è un parametro non noto, almeno preliminarmente, in quanto funzione del flusso in analisi. Per un'analisi più accurata andrebbero costruite le funzioni di correlazione a partire da dati sperimentali o da dati provenienti da simulazioni, solo da tali funzioni si ottengono i corretti valori di  $l_0$  e  $\tau_0$ .

$$l_0(t) = \int_0^\infty \rho(t, r_1, r_2 = r_3 = 0) dr_1 \quad (1.3)$$

$$\tau_0(\mathbf{x}) = \int_0^\infty \rho(\mathbf{x}, \tau) d\tau \quad (1.4)$$

Il calcolo della scala spaziale è relativo alla direzione  $x$  del campo, definizioni simili possono essere ricavate anche per la direzione  $y$  e  $z$ . Tuttavia si suppone che le dimensioni delle scale nelle tre direzioni siano tutte dello stesso ordine del loro modulo  $L$ , con quest'ultima che rappresenta la più larga scala turbolenta. Invece per una valutazione corretta di  $\epsilon$  si dovrebbe partire dalla propria definizione

$$\epsilon = -\frac{3}{2} \nu \left( \frac{du'_j}{dx_i} \right)^2 \quad (1.5)$$

Da notare che ragionando in maniera esatta, per determinare  $\epsilon$  sarebbe necessario disporre delle variazioni spaziali delle fluttuazioni di velocità  $\partial u'_j / \partial x_i$ , variazioni che possono essere però legate alle variazioni temporali solo sotto l'ipotesi di Taylor di turbolenza congelata; ovvero  $\partial / \partial t = |U| \partial / \partial x$ .

### 1.2.1 Teoria di Kolmogorov

Di solito per trattare in maniera semplificata il comportamento delle piccole strutture si applicano le ipotesi della teoria di Kolmogorov (1941) valide per una turbolenza omogenea ed isotropa. Visto che i processi dominanti durante la cascata inerziale sono il processo di trasferimento di energia a scale più piccole e la dissipazione viscosa, Kolmogorov considera come parametri importanti il rateo,  $T \cong \epsilon$ , con cui le strutture più piccole ricevono energia da quelle più grandi e la viscosità cinematica  $\nu$ . Combinando opportunamente i parametri  $\epsilon$  e  $\nu$  si ricava che è possibile valutare un'unica scala spaziale ed un'unica scala di velocità.

$$\eta \equiv (\nu^3 / \epsilon)^{1/4}; \quad U_\eta \equiv (\epsilon \nu)^{1/4}; \quad \tau_\eta = \eta / U_\eta \equiv (\nu / \epsilon)^{1/2}; \quad (1.6)$$

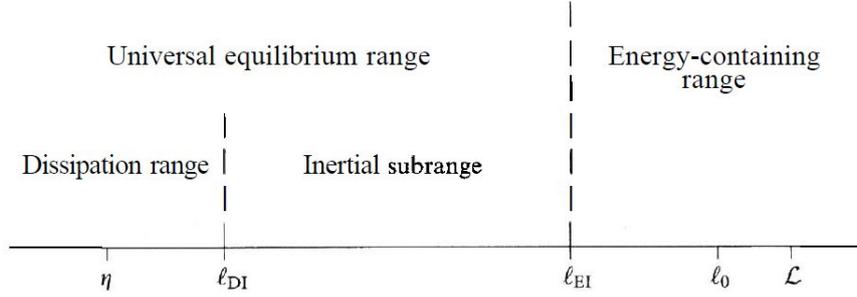


Figura 1.9: Differenti tipi di scale per alti numeri di Reynolds.

È facile verificare come  $Re_\eta = \eta U_\eta / \nu = 1$ ; si ricade nella definizione precedente di più piccola scala e per questo motivo la più piccola scala è detta anche scala di Kolmogorov. Dal rapporto tra la scala di Kolmogorov e le scale più grandi, sfruttando la stima  $\epsilon \sim U^3/L$ , si ottiene anche che

$$\eta/l_0 \sim Re^{-3/4}; \quad U_\eta/U_0 \sim Re^{-1/4}; \quad \tau_\eta/\tau_0 \sim Re^{-1/2}$$

Ad alti numeri di Reynolds, la scala spaziale  $\eta$  e di velocità  $U_\eta$  risultano essere molto piccole rispetto ad  $l_0$  ed  $U_0$ . In particolare dato che il rapporto  $\eta/l_0$  decresce al crescere del Reynolds con una potenza pari a  $3/4$ , si può concludere che esiste un range di scale  $l$  che è molto più piccolo se comparato ad  $l_0$  ma che tuttavia è ancora molto più grande rispetto ad  $\eta$ . Il range di scale a cui si fa riferimento è quello intermedio,  $\eta \ll l \ll l_0$ , che in precedenza si è detto parte attiva del processo di cascata inerziale; infatti il Reynolds a questo associato,  $Re_l = lu(l)/\nu$ , risulta abbastanza grande da non essere ancora influenzato dalla viscosità. Da un punto di vista pratico per individuare il range intermedio è conveniente definire:

- la lunghezza di scala  $l_{EI} \cong l_0/6$ , scala di riferimento al di sotto della quale alle strutture può essere associato un comportamento isotropo;
- la lunghezza di scala  $l_{DI} \cong 60\eta$ , scala di riferimento al di sotto della quale cominciano a prendere parte gli effetti viscosi;

Da queste due lunghezze si ricava una suddivisione tra scale, figura 1.9, del tipo:

- Per  $l_{EI} < l < 6l_0$ , si è nel *energy-containing range*. Le grandi scale prendono energia dall'esterno, energia che successivamente è trasferita alle scale più piccole. Aspetto da considerare è che queste scale, avendo le stesse dimensioni del sistema, sono influenzate dalle condizioni al contorno imposte al flusso e quindi sono sicuramente anisotrope.
- Per  $l_{DI} < l < l_{EI}$ , si è nell'*inertial subrange*. Prende parte la cascata inerziale con la condizioni di anisotropia, ovvero vortici dalle caratteristiche variabili a seconda dell'orientazione considerata, che viene meno passando alle scale più piccole. Le piccole scale tendenzialmente sono presenti in ogni parte del campo di moto turbolento ma, per la loro dimensione caratteristica, sono comunque lontane dai confini del sistema. Risulta plausibile ipotizzare che le scale più piccole non sono fortemente condizionate da quelle più grandi quindi le piccole scale tendono ad essere indipendenti da ciò che accade a grandi scale. Il concetto di indipendenza da parte delle piccole scale porta al concetto di isotropia per strutture dalla scala  $l < l_{EI}$ .
- Per  $l < l_{DI}$  si è nel *dissipation range*. Termina il processo della cascata inerziale ed inizia ad essere predominante la dissipazione indotta dalla viscosità.

Al range  $l < l_{EI}$  è attribuito uno stato di equilibrio, *universal equilibrium range*, in quanto il tempo scala  $\tau = l/u(l)$  è così piccolo rispetto ad  $\tau_0$  che le strutture si adattano rapidamente a variazioni termodinamiche per mantenere un proprio equilibrio.

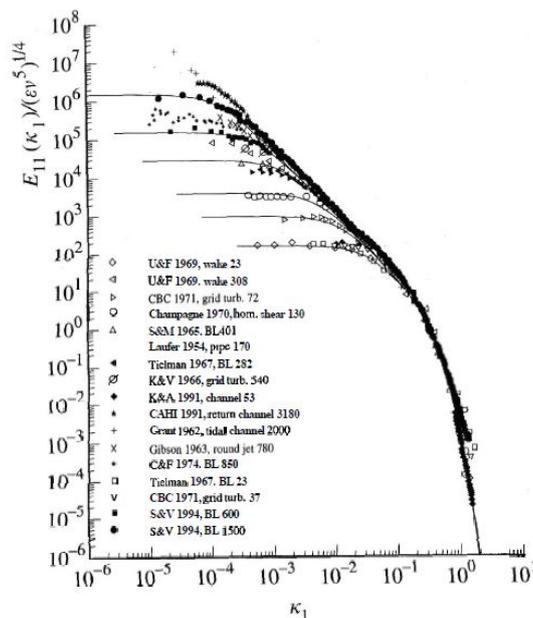


Figura 1.10: Misure sperimentali dello spettro di velocità longitudinale unidimensionali (simboli) e modello spettrale di Kolmogorov (linea).

Come l'energia cinetica turbolenta va a distribuirsi tra le strutture a differenti dimensioni è mostrato in figura 1.10. In particolare si ha che per bassi numeri d'onda,  $k = 2\pi/l$ , le grandi scale non collassano e lo spettro risulta circa costante con un andamento del tipo

$$E(k) = k^{-s} \quad \text{per } k < k_0$$

dove con  $k_0$  si indica il numero d'onda in corrispondenza del quale si ha il massimo valore dell'energia. Man mano che aumenta il numero d'onda, quindi spostandoci verso strutture sempre più piccole, si rientra nell'inertial subrange. In accordo con le ipotesi di Kolmogorov lo spettro mostra nel piano logaritmico un decadimento di tipo lineare. Il decadimento dell'energia al variare del numero d'onda segue un andamento del tipo

$$E(k) = C\epsilon^{2/3}k^{-5/3} \sim k^{-5/3} \quad \text{per } k > k_0$$

con  $C$  costante universale. Tale legge non è una condizione necessaria e sufficiente per la turbolenza tuttavia dalla sua forma è possibile concludere che, per la presenza dell'esponente negativo, le scale più piccole hanno minore energia rispetto alle scale più grandi. Una volta instaurato il decadimento lineare, secondo la trattazione teorica adottata, si è sotto l'ipotesi di strutture isotrope. La condizione di isotropia delle piccole scale è un risultato importante della teoria di Kolmogorov anche se, in fondo, si tratta di un'ipotesi completamente falsa. All'interno di un moto turbolento anche le piccole scale sono anisotrope soltanto che la loro anisotropia è ben diversa da quella delle grandi scale. Si è detto che le grandi scale, avendo la stessa dimensione del sistema, sono condizionate dai confini del sistema stesso e quindi sono sicuramente anisotrope mentre per le scale piccole sembrerebbe giusta l'ipotesi di considerarle isotrope. Tuttavia bisogna tenere in conto che tra le scale si instaurano sempre iterazioni di tipo non lineare e sono queste iterazioni che rendono il sistema anisotropo a qualsiasi scala. Nonostante, in figura 1.10, tra i diversi  $Re$  si osservino le curve collassare in modo equivalente, con una certa similitudine, non è vero che tale similitudine corrisponda ad un'isotropia delle strutture più piccole. Procedendo ancora con il decadimento inerziale alla fine si giunge in prossimità del numero d'onda corrispondente alla più piccola scala che è quella di Kolmogorov. È importante osservare, nella visualizzazione dello spettro, come quanto appena detto da un punto di vista teorico trova riscontro nei risultati sperimentali.

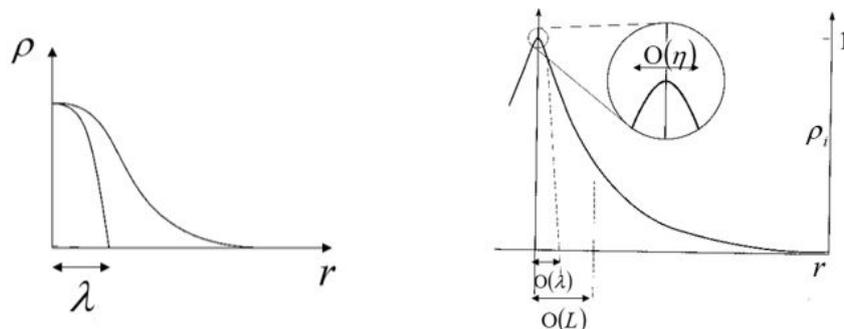


Figura 1.11: Microscala di Taylor.

### 1.2.2 Microscala di Taylor

Un altro modo con cui è possibile stimare le piccole scale vorticosi è far riferimento alla microscala di Taylor. La microscala di Taylor  $\lambda$  può essere dedotta a partire dalla funzione di autocorrelazione, figura 1.11, e per come definita ha dimensioni leggermente superiori della microscala di Kolmogorov

$$\lambda^2 = -\frac{2}{(\partial^2 \rho / \partial^2 r)_0} = \frac{2\overline{u'^2}}{(\partial u' / \partial x)^2} \quad (1.7)$$

Si ha la presenza della scala integrale, del range inerziale e della scala di Kolmogorov dove all'interno del range inerziale si va a posizionare la microscala di Taylor. Mentre la scala di Kolmogorov è correlata alla condizione di  $Re_\eta \simeq 1$ , per la microscala di Taylor ciò non accade

$$Re_\lambda = (20/3 \cdot Re_\eta)^{1/2}$$

## 1.3 Strutture coerenti

La descrizione del processo della cascata inerziale ci ha permesso di comprendere la natura fortemente caotica che accomuna tutti i flussi turbolenti. In generale al moto medio del flusso si vanno a sovrapporre fluttuazioni quasi-casuali responsabili della formazione di vortici, con quest'ultimi suddivisi in scale. Ci sono però particolari tipologie di flusso dove è possibile individuare la presenza di strutture ben organizzate per cui al moto medio, oltre alla parte incoerente legata a fluttuazioni, si vede l'aggiunta di una parte coerente di larga scala. Tali strutture, dette appunto strutture coerenti, rendono il flusso turbolento meno caotico. Sono strutture che contengono una grande quantità di energia, e di vorticità, che permette loro di viaggiare indisturbate all'interno del campo di moto caotico costituendo un'anomalia per le caratteristiche con cui si presenta la turbolenza.

In particolare per strutture coerenti si intende una regione tridimensionale di un flusso turbolento nella quale almeno una variabile fondamentale (velocità, densità, temperatura,...) mostra una significativa correlazione con sé stessa, o con un'altra variabile, su un intervallo spazio-temporale decisamente più ampio della più piccola scala locale del flusso; definizione fornita da Robinson (1991) [15]. La definizione è generale ed interessa tutte le scale ma da un punto di vista pratico, alla fine, con il termine strutture coerenti si indicano soprattutto quelle a dimensioni caratteristiche dell'ordine della scala spaziale del fenomeno considerato. Sono soprattutto le grandi strutture coerenti ad essere state, nel corso degli ultimi anni, oggetto di numerosi studi al fine di comprendere il loro ruolo nel meccanismo di produzione della turbolenza stessa. In seguito è presentata una dettagliata trattazione sulle strutture coerenti presenti in uno strato limite turbolento su placca piana, figura 1.12, [16] [17] [18].

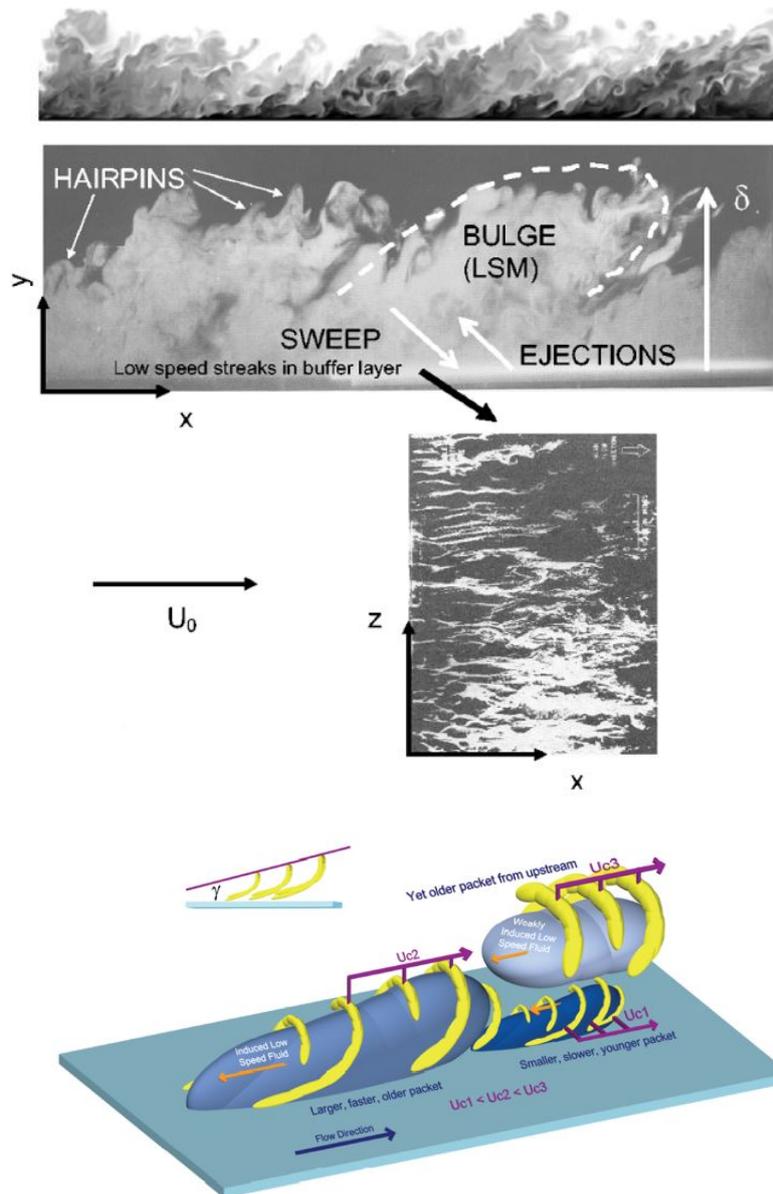


Figura 1.12: Organizzazione strato limite turbolento e rappresentazione schematica delle strutture turbolenti presenti al suo interno, *hairpin vortex* e *streaks*; Adrian (2007).



## Capitolo 2

# Strato limite turbolento

Data una corrente fluida che lambisce un corpo, per effetto della viscosità, nelle vicinanze della parete del corpo si sviluppa un campo di moto, detto strato limite. Il flusso all'interno dello strato limite, nel rispetto della condizione d'aderanza, mostra a parete velocità nulla rispetto ad  $U_e(x)$ , velocità dello stesso flusso ma esterna a tale campo. Il passaggio dalla velocità nulla a parete a quella esterna avviene in maniera graduale; solo allontanandoci progressivamente da parete, la velocità aumenta fino a raggiungere asintoticamente la velocità esterna. Tale velocità esterna  $U_e(x)$  risulta predominante in direzione  $x$  e fortemente legata al gradiente di pressione dall'equazione di Bernoulli,  $p_e(x) + \frac{1}{2}\rho U_e(x)^2 = cost$ , infatti in forma differenziale

$$\frac{dp_e}{dx} + \rho U_e \frac{dU_e}{dx} = 0$$

Un flusso che sta accelerando,  $dU_e/dx > 0$ , corrisponde ad un gradiente di pressione negativo,  $dp_e/dx < 0$ , e viceversa per cui  $U_e$  in generale dipende dalla distanza  $x$  dal bordo d'attacco del corpo in esame,  $U_e = U_e(x)$ . Nel caso particolare di placca piana il gradiente di pressione che questa impone al flusso è nullo,  $dp_e/dx = 0$ , ed il bilancio delle forze, non intervenendo quelle di pressione, è realizzato tra forze viscosi e forze d'inerzia,  $U_e = U_\infty$ . Nel seguito è presentata una descrizione fisica del flusso di strato limite proprio su placca piana, flusso usato come riferimento per valutare successivamente l'effetto sulla riduzione di resistenza dato dalle *riblets*. Nella descrizione il sistema d'assi  $x$ ,  $y$  e  $z$  è orientato rispettivamente in direzione *streamwise*, *wall-normal* e *spanwise* con corrispondenti velocità  $u$ ,  $v$  e  $w$ ; [14] [19].

Per convenzione lo strato limite individua tutta quella regione a spessore  $\delta(x)$  che vede variare la velocità  $u$  in direzione  $y$ , normale a parete, dal valore nullo a parete fino al 99% della velocità esterna, figura 2.1. Gli effetti legati alla viscosità della corrente sono tutti concentrati in questa regione, l'influenza viscosa è maggiore a parete per poi diminuire allontanandoci. E' fuori da tale tratto che vale Bernoulli, all'esterno dello strato limite la corrente non risente degli effetti viscosi ed il flusso è considerabile inviscido.

$$\delta \quad t.c. \quad u(x, y = \delta) = 0.99 \cdot U_e(x) \quad \forall x$$

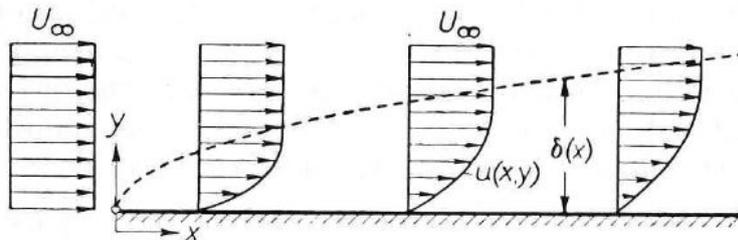


Figura 2.1: Strato limite su placca piana.

Oltre allo spessore di strato limite  $\delta(x)$  è possibile definire grandezze integrali molto più utili a caratterizzare l'effetto della viscosità sul flusso, come lo spessore di spostamento  $\delta^*(x)$  rappresentativo del difetto di massa nello strato limite

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

e lo spessore quantità di moto  $\theta$  rappresentativo del difetto di quantità di moto

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

In base a queste grandezze possono essere definiti diversi numeri di Reynolds, parametro adimensionale che quantifica le forze di inerzia rapportandole a quelle viscosive.

$$Re_x \equiv \frac{U_\infty x}{\nu}; \quad Re_\delta \equiv \frac{U_\infty \delta}{\nu}; \quad Re_{\delta^*} \equiv \frac{U_\infty \delta^*}{\nu}; \quad Re_\theta \equiv \frac{U_\infty \theta}{\nu};$$

Il Reynolds è il parametro che determina le condizioni del moto nello strato limite, infatti in relazione al valore assunto localmente dal  $Re_x$  lo strato limite può risultare:

- **laminare.** Il campo di velocità è costante nel tempo con solo moto di pura traslazione;  $\mathbf{u} = u(y)\hat{i} = \bar{U}(y)\hat{i}$ . All'interno dello strato limite si instaura trasporto di quantità di moto, da una particella fluida all'altra, per effetto delle sole fluttuazioni molecolari e lo sforzo d'attrito a parete risulta

$$\tau_w = \tau_{yx} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \simeq \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \tau_{visc}$$

L'approssimazione della componente  $\partial v/\partial x$  è conseguente a considerazioni sullo spessore di strato limite, questo è molto più piccolo della lunghezza  $L$  della placca su cui si sviluppa ( $\delta \ll L$ ).

- **turbolento.** Il campo di velocità non è più stazionario e al moto di sola traslazione si vanno a sommare altri moti trasversali responsabili di un carattere tridimensionale del flusso. In condizioni turbolente la velocità è scomposta in una componente media e in una componente fluttuante, quest'ultima sicuramente tridimensionale e che cambia nel tempo attorno alla velocità media;  $\mathbf{u} = (\bar{U}(y) + u'(y, t))\hat{i} + v'(y, t)\hat{j} + w'(y, t)\hat{k}$ . All'interno dello strato limite si instaura trasporto di quantità di moto, da una particella fluida all'altra, per effetto di fluttuazioni molecolari combinate all'inerzia delle fluttuazioni turbolente e lo sforzo d'attrito a parete risulta

$$\tau_w = \tau_{yx} = \tau_{visc} + \tau_{turb} = \mu \left( \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right) - \overline{\rho u'v'} \gg \tau_{visc}$$

In condizioni di strato limite turbolento, la presenza di un trasporto inerziale, a contributo positivo per lo sforzo di attrito dovuto a fluttuazioni di velocità  $u'$  e  $v'$  correlate tra loro e mediate nel tempo, è responsabile di un profilo di velocità media che risale molto più rapidamente rispetto a quello laminare ed è anche più piatto una volta lontani da parete. In condizioni turbolente il profilo di velocità è più panciuto e ciò viene quantificato dal fattore di forma  $H$  definito come rapporto tra spessore spostamento e spessore quantità di moto. Per il laminare  $H \simeq 2.6$ , per il turbolento  $H \simeq 1.3$ .

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

In generale si può dire che lo strato limite che si sviluppa su placca piana liscia parte laminare dal bordo di attacco e rimane tale fino a quando il Reynolds locale raggiunge un valore critico  $Re_{cr} = 5 \cdot 10^5$ . Un modo per stimare velocemente l'ascissa di transizione è quello di valutare il rapporto tra il  $Re_{x_{tr}}$  locale reso critico con il  $Re_L$  globale del corpo,  $x_{tr}/L = Re_{x_{tr}}/Re_L$ , anche se in realtà la transizione interessa un tratto  $\Delta x_{tr}$ . Infatti esperimenti condotti su

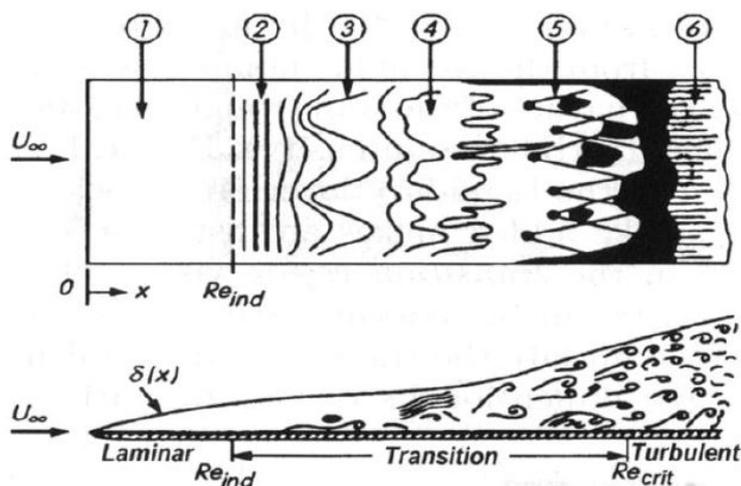


Figura 2.2: Evoluzione strato limite: (1) Laminare stabile; (2) TS waves; (3) Onde 3-D e formazione di vortici; (4) Decadimento vortici; (5) Turbulent spots; (6) Turbolento.

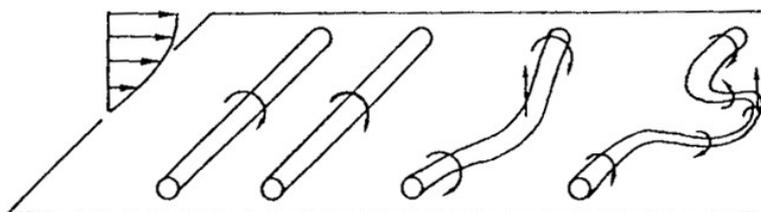


Figura 2.3: Evoluzione TS wave in onde tridimensionali.

lamina piana mostrano che la transizione da laminare a turbolento avviene con l'iniziale formazione di onde asimmetriche a frequenza caratteristica che si propagano nel senso della corrente. Queste onde, note come onde di Tollmien-Schlichting (TS waves), possono essere inizialmente modellate come tubi di vortici 2-D che progressivamente, per via della velocità indotta dallo stesso vortice, vedono la loro parte centrale alzarsi e le loro estremità abbassarsi verso parete. Il tubo di vortice da bidimensionale diventa tridimensionale allungato con il fluido nella zona attorno alla testa a velocità più alta rispetto alle gambe, figura 2.2. A questo punto il flusso diventa turbolento ad intermittenza e "spot" turbolenti appaiono in modo random sia nello spazio che nel tempo. Solo a transizione avvenuta il flusso di strato limite è completamente turbolento, figura 2.3. Va tenuto conto che il valore del  $Re_{cr}$  varia a seconda della natura e del livello di disturbo indotto sul flusso; infatti è possibile che il flusso sia influenzato da altri eventuali disturbi presenti, come rugosità a parete o turbolenza già nel flusso a monte, che ne anticipano la transizione.

## 2.1 Organizzazione generale strato limite turbolento

Tralasciando i dettagli che sarebbero utili ad una migliore comprensione del fenomeno di transizione, lo strato limite turbolento, a differenza del caso laminare, si presenta con una struttura multistrato molto complessa da trattare. Nello strato laminare vale la condizione di autosimilarità, profili di velocità in due punti a parete differenti coincidono se valutati con opportune variabili adimensionalizzate, per cui ne risulta più facile lo studio analitico. Mediante un corretto cambio di variabili si riesce a risolvere in maniera semi-analitica le equazioni di governo per il caso laminare ottenendo una soluzione, sotto forma di tabella; soluzione di Blasius. Per lo strato limite turbolento non c'è una trattazione rigorosa che

porta a risolvere le equazioni di strato limite pertanto l'analisi si basa tutta a partire da osservazioni sperimentali:

- nello strato limite turbolento, in una regione molto prossima a parete lo sforzo tangenziale si mantiene costante spostandoci in direzione normale; figura 2.4.

$$\tau_w = \tau_{visc} + \tau_{turb} = \mu \left( \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right) - \overline{\rho u'v'} = cost \quad (2.1)$$

La regione di strato turbolento a sforzo costante è molto prossima a parete,  $y < 0.2\delta$ , e prende il nome di *inner layer*. La restante parte è coperta dall'*outer layer*.

- la struttura del profilo di velocità nell'*inner layer* risulta indipendente dalle condizioni sotto le quali si sviluppa lo strato limite. Per questo motivo si assume che  $\delta(x)$  e  $U_e(x)$  non hanno alcuna influenza sulla struttura dello strato limite vicino a parete. Segue che il profilo è completamente determinato solo dalle caratteristiche del fluido  $\rho$  e  $\mu$  insieme con lo sforzo di attrito a parete  $\tau_w$ .

$$\bar{U} = \bar{U}(y, \rho, \mu, \tau_w) \quad (2.2)$$

Eseguendo un'opportuna analisi dimensionale si ottiene una dipendenza tra variabili adimensionali  $u^+$  ed  $y^+$ , dette variabili interne o variabili di parete

$$\frac{\bar{U}}{u_\tau} = u^+ = f_w(y^+) = f_w\left(\frac{y}{l_\tau}\right) \quad (2.3)$$

con

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

Nel caso strato limite turbolento subentra un altro modo di valutare il profilo di velocità a parete. Il profilo, almeno nell'*inner layer*, è regolato da una funzione di parete  $f_w(y^+)$  che risulta essere universale, nel senso che è indipendente dallo spessore di strato limite  $\delta$ , dal numero di Reynolds  $Re$  e dal gradiente di pressione esterno  $dp_e/dx$ .

### 2.1.1 Inner layer

Una relazione esplicita della funzione  $f_w(y^+)$  può essere ottenuta a partire dall'espressione dello sforzo di attrito  $\tau_w$  in base al tipo di regione dell'*inner layer* che si sta considerando.

Per  $y^+ < 5$  si è in una regione, detta **viscous sublayer**, molto prossimi a parete in cui gli sforzi viscosi dominano sugli sforzi turbolenti. A partire da (2.1)

$$\tau_w = \tau_{visc} + \tau_{turb} = cost \simeq \mu \left( \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right)$$

Integrando e ricordando come sono definiti  $u^+$  ed  $y^+$  è facile verificare come

$$f_w(y^+) = y^+ \quad (2.4)$$

In tale regione il profilo di velocità normalizzato è lineare, inoltre si registra il maggior gradiente di velocità. Se lo strato limite si sviluppa su fondo liscio lo spessore del *viscous sublayer* è così piccolo che risulta difficile fare misure al suo interno.

Per  $5 < y^+ < 30$  si è in una regione, detta **buffer layer**, in cui gradualmente gli sforzi viscosi perdono di importanza a favore degli sforzi turbolenti. La distanza da parete è tale che gli sforzi turbolenti cominciano ad essere dello stesso ordine di grandezza di quelli viscosi. La forma del profilo di velocità nel *buffer layer* è puramente empirica ma in dettaglio si ha sempre che in  $y^+ = 12 \div 15$  le fluttuazioni turbolente raggiungono il loro più alto valore; figura 2.5. Tale porzione di strato è sede di un ciclo autosostenuto, non lineare, responsabile della generazione di maggior parte dell'energia cinetica turbolenta.

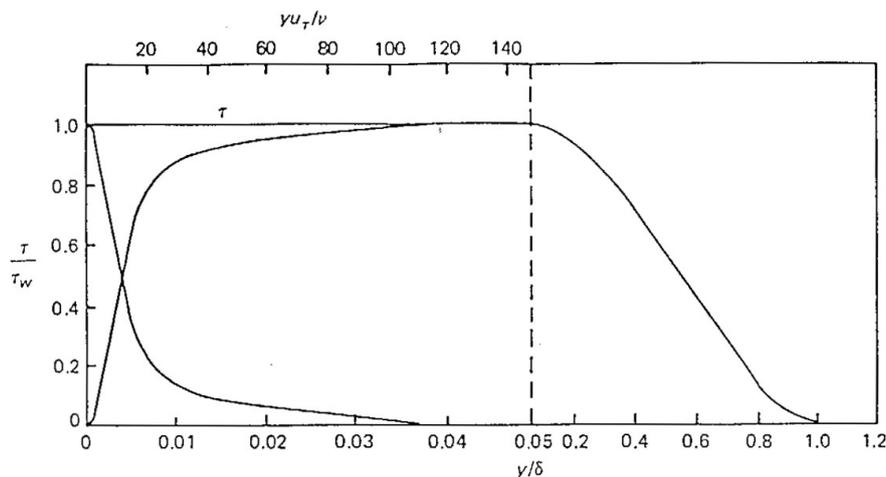


Figura 2.4: Risultati sperimentali strato limite.

Per  $30 < y^+ < 500 \div 1000$  si è in una regione, detta **logarithmic layer**, in cui gli sforzi turbolenti dominano sugli sforzi viscosi. A partire da (2.1)

$$\tau_w = \tau_{visc} + \tau_{turb} = cost \simeq -\rho \overline{u'v'}$$

Secondo il modello proposto da Boussinesq (1877) si introduce una viscosità turbolenta  $\nu_t$  per cui è possibile valutare gli sforzi turbolenti in modo analogo a quelli viscosi

$$\tau_w = -\rho \overline{u'v'} = \rho \nu_t \left( \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right) = \rho l_m^2 \left( \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right)^2 \simeq \rho (ky)^2 \left( \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \right)^2$$

La viscosità può essere sempre vista nella sua tipica struttura di velocità per una lunghezza caratteristica,  $\nu_t = l_m^2 (\partial \bar{U} / \partial y)$ . Sapendo che la viscosità cinematica  $\nu$  è data dal prodotto tra velocità d'agitazione molecolare e libero cammino medio, per la viscosità turbolenta  $\nu_t$  è ragionevole pensare ad una struttura simile motivo per cui si introduce una lunghezza caratteristica  $l_m$  (modello mixing length). Il valore da associare ad  $l_m$  in generale è scelto in seguito ad osservazioni sperimentali ma nel caso di strato limite turbolento, avendo piccoli valori di  $y$ , si sceglie per  $l_m$  un andamento lineare,  $l_m = ky$  (espressione di Klebanoff). Applicando la serie di modelli elencati si ottiene un'uguaglianza del tipo

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} = \frac{\tau_w^{1/2}}{\rho^{1/2} ky}$$

Integrando e ricordando come sono definiti  $u^+$  ed  $y^+$  è facile verificare come

$$f_w(y^+) = \frac{1}{k} \ln y^+ + C = 2.5 \ln y^+ + 5.5 \quad (2.5)$$

In tale regione il profilo di velocità normalizzato è logaritmico. Tale legge logaritmica è confermata da dati sperimentali con  $k = 0.4$ , detta costante di Von-Kàrmàn, e una costante d'integrazione  $C = 5.5$ . La costante di Von-Kàrmàn dipende solo dalle proprietà dello strato limite ed è universale mentre la costante d'integrazione dipende dalle condizioni al contorno d'aderanza a parete, condizioni al contorno imposte tramite *buffer layer* e *viscous sub-layer*. Il *logarithmic layer* è molto importante perchè fa riferimento al 70 ÷ 80% della differenza di velocità totale lungo lo strato limite ed è, per le strutture vorticose che si formano al suo interno, il vero responsabile di tutta la produzione di energia cinetica turbolenta. Le strutture nel *logarithmic layer* inducono piccoli vortici controrotanti *quasi-streamwise* che interagiscono con lunghe *streaks* longitudinali di alta e bassa velocità generando turbolenza di parete. Il meccanismo di produzione di energia cinetica turbolenta è spiegato in seguito.

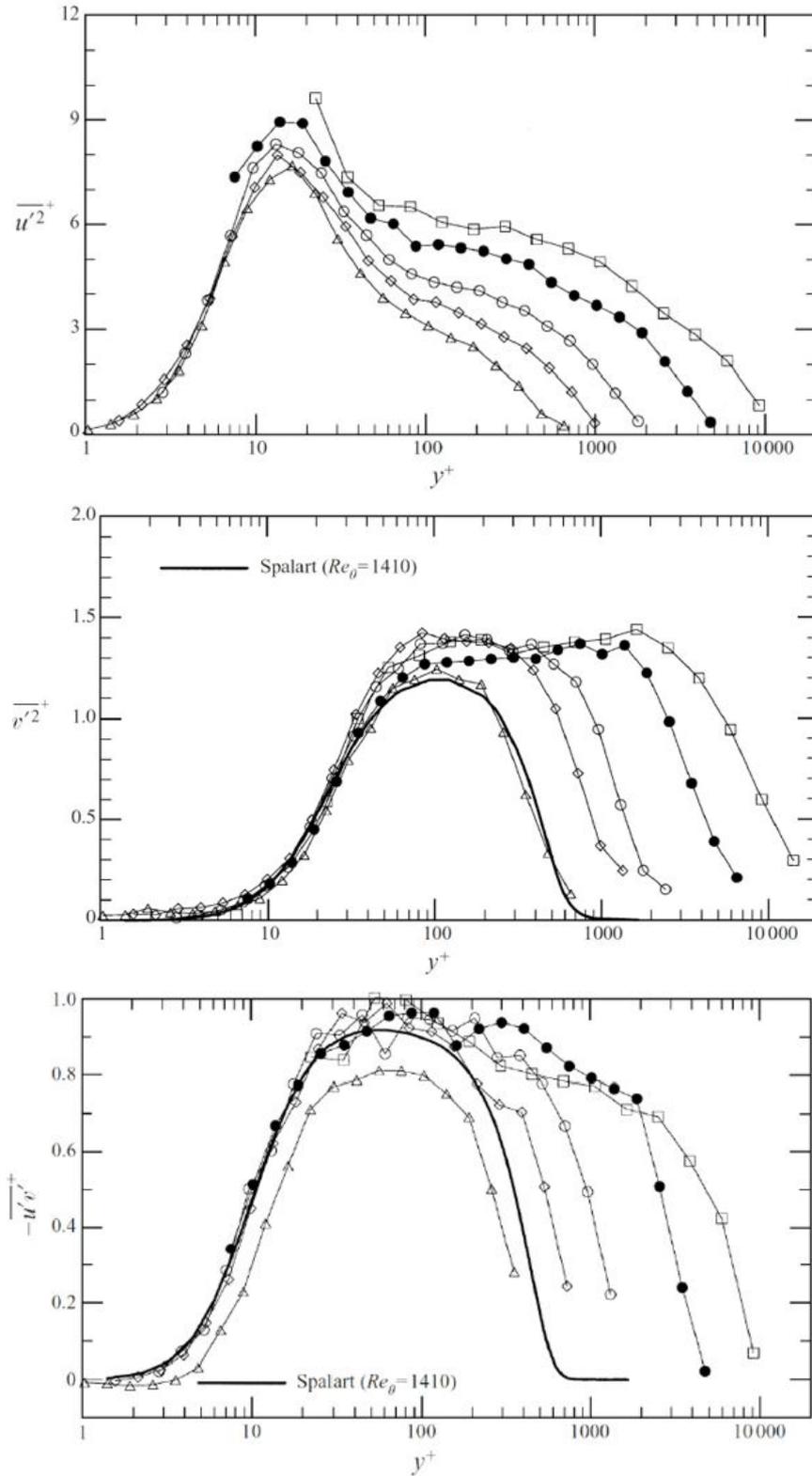


Figura 2.5: Profilo di turbolenza *streamwise*, *wall-normal* e stress di Reynolds.

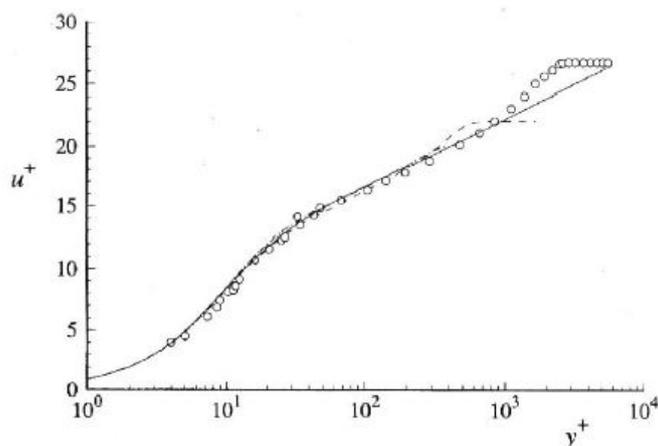


Figura 2.6: Profilo di velocità media in unità di parete.  $\circ$ , dati strato limite Klebanoff (1954) a  $Re_\theta = 8000$ . - -, DNS su strato limite di Spalart (1988).

### 2.1.2 Outer layer

Le leggi che descrivono il profilo di velocità all'interno dell'*inner layer*, prendono il nome di leggi di parete, figura 2.6, e sono il risultato più importante nella teoria dello strato limite turbolento tale da essere sempre incluse, sia in modo esplicito che implicito, in tutti i modelli di turbolenza. Queste leggi, in particolare la legge logaritmica, hanno validità fino a valori di distanza da parete  $y^+ = 500 \div 1000$  (varia in base al Reynolds), andando oltre il profilo di velocità media devia dall'andamento logaritmico e si entra nella regione dell'*outer layer*. Nell'**outer layer** l'andamento del profilo di velocità è stato dedotto da Coles (1956) [20]. Dopo attente valutazioni su dati sperimentali di strato limite, si è visto che il profilo di velocità media sull'intero strato è ben rappresentato dalla somma di due funzioni; la prima funzione è la precedente funzione di parete  $f_w(y^+)$  mentre la seconda è una nuova funzione, detta funzione d'onda,  $w(y/\delta)$ .

$$u^+ = f_w(y^+) + \frac{\Pi}{k} w\left(\frac{y}{\delta}\right)$$

Per  $y^+ \geq 50$ , la funzione di parete  $f_w(y^+)$  sicuramente assume un andamento logaritmico pertanto si può riscrivere il profilo di velocità media, figura 2.7, come

$$\frac{\bar{U}}{u_\tau} = u^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + C + \frac{\Pi}{k} w\left(\frac{y}{\delta}\right) = \frac{1}{k} \ln y^+ + B\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad (2.6)$$

dove  $B(y/\delta)$  include sia l'intercetta a parete che il contributo al profilo di velocità dato dalla funzione d'onda  $w(y/\delta)$ . Quest'ultima, trascurabile sotto  $y/\delta \simeq 0.15$  (limite superiore della regione logaritmica), è universale e da un best fit sui dati risulta che la più conveniente approssimazione di tale funzione assume una forma del tipo

$$w\left(\frac{y}{\delta}\right) = 2 \sin^2\left(\frac{\pi y}{2\delta}\right)$$

Come dice il nome, la forma della funzione  $w(y/\delta)$  è simile a un profilo di velocità in un'onda piana con piano di simmetria ad  $y = 0$ . È importante notare come la funzione d'onda  $w(y/\delta)$  rispetta la condizione d'aderenza a parete,  $w(0) = 0$ , mentre in corrispondenza dello spessore di strato limite,  $w(1) = 2$ , per cui

$$\frac{U_e}{u_\tau} = u_e^+ = C + 2 \frac{\Pi}{k} \quad (2.7)$$

Mentre la costante d'integrazione  $C$  misura l'influenza dello strato vicino a parete, il parametro  $\Pi$  misura quindi il contributo dell'*outer layer* al profilo di velocità media. Il valore del parametro  $\Pi$ , detto parametro di forma d'onda, dipende dal tipo di flusso.

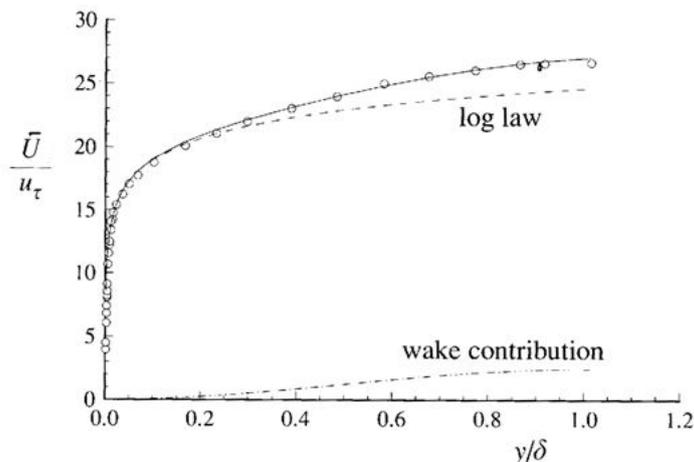


Figura 2.7: Influenza legge d'onda su profilo di velocità media in uno strato limite turbolento.  $\circ$ , dati strato limite Klebanoff (1954) a  $Re_\theta = 8000$ . - -, legge logaritmica. - · -, contributo d'onda  $\Pi w(y/\delta)$ . Linea continua, legge complessiva.

In particolare sottraendo alla (2.7) la (2.6) si ottiene quella che prende il nome di legge del difetto di velocità, figura 2.8, valida sempre per  $y^+ \geq 50$

$$\frac{U_e - \bar{U}}{u_\tau} = \frac{1}{k} \left\{ -\ln\left(\frac{y}{l_\tau}\right) + \Pi \left[ 2 - w\left(\frac{y}{\delta}\right) \right] \right\} \quad (2.8)$$

### 2.1.3 Strato limite come campo di moto a due scale dominanti

Dall'analisi appena conclusa sul profilo di velocità media in uno strato limite turbolento si rileva la presenza di due set di scale,  $l_\tau$  e  $\delta$ , che governano il flusso secondo un'influenza stratificata in funzione della distanza da parete. A parete il parametro di scala rilevante è la velocità di attrito  $u_\tau$  e quindi la corrispondente scala spaziale  $l_\tau$ . A distanza dell'ordine spessore strato limite l'estensione di qualsiasi evento è limitata da  $\delta$ , che risulta la scala spaziale rilevante quando ormai le non linearità della turbolenza prevalgono sulla viscosità. Definendo

$$\delta^+ = \frac{\delta u_\tau}{\nu} = \frac{\delta}{l_\tau}$$

rapporto tra le due scale spaziali dominanti, il valore di  $\delta^+$  permette di capire la scala di separazione tra lunghezze esterne, *outer layer*, ed interne, *viscous sublayer*. Solo se  $\delta^+$  è grande abbastanza allora si instaura un layer di sovrapposizione nel quale  $y/l_\tau$  è troppo grande affinché la viscosità sia importante ma al tempo stesso  $y/\delta$  è troppo piccolo per avere eventi rilevanti rispetto a  $\delta$ . E' nel layer di sovrapposizione che prendono parte gli eventi turbolenti ed una stima della distanza da parete,  $y_0^+$ , oltre la quale tale layer si sviluppa, può essere fatta supponendo per semplicità che *viscous sublayer* e *logarithmic layer* non siano separati dalla regione di *buffer layer*. All'inizio del layer di sovrapposizione devono valere contemporaneamente (2.4) e (2.5) per cui

$$y_0^+ = 2.5 \ln y_0^+ + 5.5$$

In definitiva  $y_0^+$ , il cui valore stimato risulta  $y_0^+ = 11.635$ , separa due diverse regioni. Per  $y^+ < y_0^+$  domina la scala spaziale  $l_\tau$  di dissipazione viscosa. Solo oltre la distanza  $y_0^+$ , si instaura una scala spaziale associata ad un layer di sovrapposizione che segue in prevalenza una distribuzione logaritmica di  $y/l_\tau$ ; viene usato in prevalenza perchè in un certo tratto si instaurano forti eventi turbolenti. La scala è unica fino a quando per  $y^+ \geq 50$  comincia a sentirsi anche l'effetto della scala spaziale  $\delta$  ed il profilo di velocità rispetta la relazione (2.6)

$$\frac{\bar{U}}{u_\tau} = \frac{1}{k} \ln y^+ + B\left(\frac{y}{\delta}\right) = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{y u_\tau}{\nu}\right) + B\left(\frac{y}{\delta}\right)$$

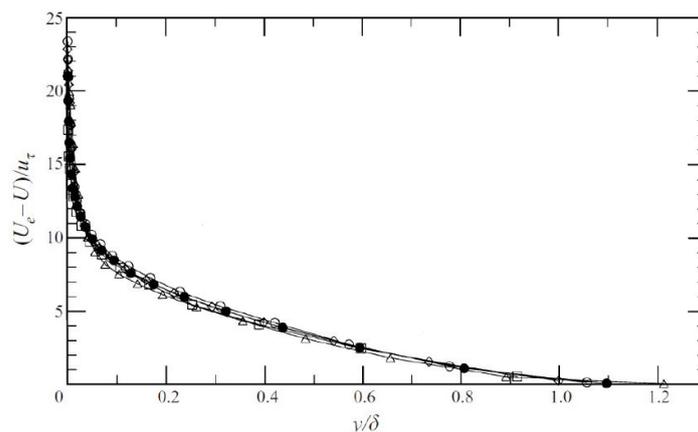


Figura 2.8: Legge difetto di velocità. Dati di De Graff e Eaton (2000) per:  $\triangle Re_\theta = 1430$ ,  $\diamond Re_\theta = 2900$ ,  $\circ Re_\theta = 5200$ ,  $\bullet Re_\theta = 13000$ ,  $\square Re_\theta = 3100$

L'influenza da parte delle scale  $l_\tau$  e  $\delta$ , essendo percepita sul profilo di velocità, ricade anche sul coefficiente di sforzo d'attrito a parete  $C_f$ . Infatti ponendoci ad  $y = \delta$ , dalla precedente legge del profilo di velocità

$$\frac{U_e}{u_\tau} = \frac{1}{k} \ln \left( \frac{\delta u_\tau}{\nu} \right) + B(1) = \frac{1}{k} \ln \left( \frac{\delta u_\tau U_e}{\nu U_e} \right) + B_\delta$$

per definizione di  $u_\tau = \sqrt{\tau_w}/\rho$

$$U_e \sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}} = \frac{1}{k} \ln \left[ \frac{\delta U_e}{\nu} \left( \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \frac{1}{U_e} \right) \right] + B_\delta$$

ricordando che  $C_f = \tau_w/(1/2\rho U_e^2)$

$$\sqrt{\frac{2}{C_f}} = \frac{1}{k} \ln \left( U_\delta^+ \sqrt{\frac{C_f}{2}} \right) + B_\delta \quad (2.9)$$

Il coefficiente d'attrito  $C_f$ , allo stesso modo del profilo di velocità, dipende dall'influenza dello strato vicino a parete e dal contributo dell'*outer layer*. La dipendenza è tutta contenuta nella costante  $B_\delta = C + 2\Pi/k$ . Come spiegato in seguito, nel caso di parete dotata di *riblets* il parametro che cambia in prevalenza è proprio  $B_\delta$ ; si ha un diverso comportamento del flusso a parete che determina un diverso valore della costante di integrazione  $C$  e ciò porta ad una variazione del  $C_f$ . Solo per alcune configurazioni geometriche il flusso a parete risulta svincolato dal flusso esterno, ciò che accade a parete dipende fortemente dalla geometria delle *riblets* e l'unica scala dominante risulta essere  $\delta$  con un'associata riduzione di resistenza.

## 2.2 Strutture coerenti in uno strato limite turbolento

Analizzata la struttura tipica di uno strato limite turbolento, figura 2.9, in dettaglio diversi esperimenti hanno evidenziato all'interno dello strato la presenza di strutture quasi-coerenti. Sembrerebbe che la condizione di aderenza imposta dalla parete sulla corrente, porti il flusso in condizioni turbolente ad organizzarsi secondo una configurazione interna, ben definita, caratterizzata da strutture quasi-coerenti. La maggior parte dei primi esperimenti ne hanno permesso soltanto la visualizzazione mentre è stato solo in seguito che le ricerche hanno sfruttato tecniche sperimentali per la misura di velocità e pressione istantanea. Tecniche come l'anemometria a filo caldo, laser doppler e PIV hanno consentito studi di correlazione spazio-temporali utili ad individuare le strutture nello strato. Solo in questo modo si è compreso il legame tra le proprietà medie della turbolenza e i moti piuttosto ordinati, ripetibili e non stazionari, presenti nonostante la natura caotica della turbolenza stessa.

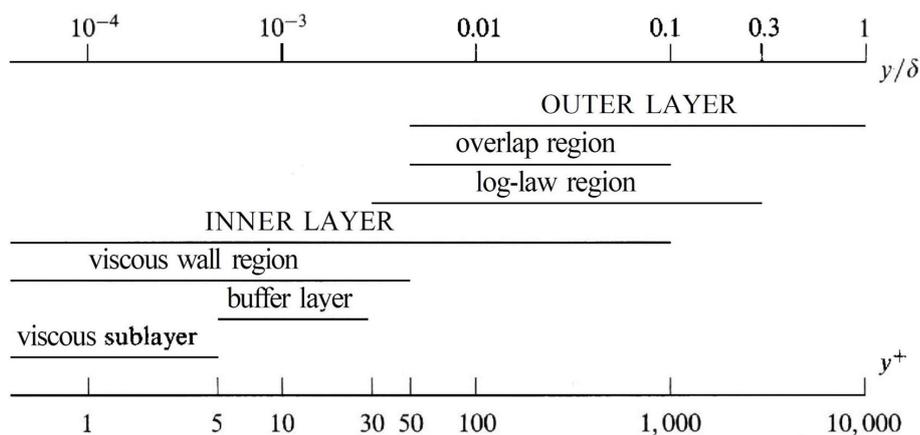


Figura 2.9: Suddivisione strato limite turbolento.

L'individuazione di strutture organizzate all'interno di uno strato limite turbolento non è immediata. Si è accennato come generalmente un campo turbolento, in presenza di strutture coerenti, risulta dato dalla sovrapposizione al moto medio di moti incoerenti, fluttuazioni quasi-casuali, e moti coerenti organizzati di larga scala. Anche se i moti coerenti occupano posizioni di spazio autonome, attorno sono circondati dai moti incoerenti. C'è una perfetta convivenza tra parte coerente e parte incoerente del moto turbolento dove però la parte incoerente nasconde e modifica, per iterazione reciproca, le strutture che si vogliono rilevare. La parte coerente del moto non è solo mascherata da quella incoerente ma viene da essa anche condizionata e distorta. In definitiva nella turbolenza le strutture si presentano all'interno di una regione ad ampio comportamento caotico rendendone complicato il rilevamento. Tutto questo trova riscontro anche nella turbolenza di parete con un'ulteriore complicazione aggiuntiva, all'interno dello stesso strato limite turbolento non esiste un unico tipo di struttura coerente. Ci sono regioni nello spazio, molto più grandi della più piccola scala turbolenta, nelle quali si distribuiscono casualmente differenti tipi di strutture coerenti. A seconda della zona di strato limite, *inner layer* o *outer layer*, si instaurano certe strutture piuttosto che altre. Ogni struttura ha delle sue caratteristiche ed è legata a quelle adiacenti tramite iterazioni particolari che ne influenzano il processo evolutivo. In seguito viene fatto un elenco di strutture a larga scala che è possibile individuare in ogni regione dello strato.

### Nell'*outer layer*

E' possibile individuare un primo shear layer, detto *viscous superlayer*, che separa il fluido contenuto nello strato turbolento dal fluido irrotazionale esterno; figura 2.10. Formatosi per impatto della corrente esterna con lo strato limite, si tratta di una struttura a larga scala, fortemente intermittente, a dimensione dell'ordine di  $\delta$ , che regola il meccanismo di scambio flusso all'interfaccia strato limite-corrente esterna. Il *viscous superlayer* lungo l'interfaccia si manifesta con protuberanze tridimensionali, *large eddies* o *bulges*, inclinate di un angolo caratteristico di  $20^\circ \div 25^\circ$  ed aventi dimensione longitudinale di circa  $26\delta$ . A fissata  $x$ , la posizione del *viscous superlayer* è con buona approssimazione normalmente distribuita con un media di 0.86 ed una deviazione standard di 0.156. Le caratteristiche a larga scala del *viscous superlayer* sono facilmente valutabili tramite visualizzazioni fluide che vedono nello strato limite turbolento la presenza di fumo, esperimento di Falco (1977) [22]. Il fluido pulito a monte incontrando strato limite pieno di fumo evidenzia i contorni del *viscous superlayer*.

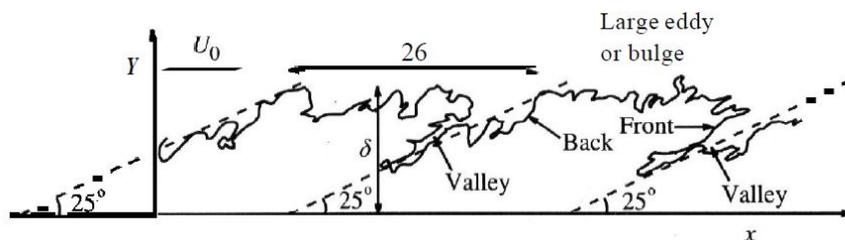


Figura 2.10: Caratteristiche di larga scala per strato limite turbolento a  $Re_\theta = 4000$ .

### Nella regione di raccordo tra *inner layer* ed *outer layer*

E' possibile individuare treni di strutture vorticosi a ferro di cavallo il cui sviluppo interessa buona parte dell'altezza di strato limite. Tra i vari vortici presenti in tale regione, vortici controrotanti ( $y^+ < 100$ ) e vortici ad arco ( $y^+ > 100$ ), l'interesse maggiore ricade su strutture che, per la loro forma, sono dette a ferro di cavallo. Composte da una testa che ricopre le parti alte della regione di raccordo e da delle gambe che invece interessano la parte bassa, sono frutto di un processo d'aggregazione di vortici a forcella. Secondo il modello proposto da Theodorsen (1952) [23], figura 2.11, sono approssimativamente inclinati di  $45^\circ$  con una dimensione trasversale di circa un'unità viscosa  $l_\tau$  e una dimensione longitudinale che può arrivare anche a  $6l_\tau$ . Tra un vortice e il successivo si ha una distanza variabile tra  $100 \div 200l_\tau$ . Con le loro gambe sono ritenuti responsabili del meccanismo attivo di formazione della turbolenza a parete, infatti su questi vortici sono stati eseguiti numerosi studi per comprenderne la dinamica della loro formazione ed evoluzione.

### Nell'*inner layer*

E' possibile individuare strutture striate, distribuite casualmente, dette *streaks*. Le strutture in questione sono vere e proprie fasce alternate di fluido, allineate con la corrente, il cui campo di velocità non è uno strato di vero moto laminare. Sono presenti importanti fluttuazioni sia sulla componente longitudinale che trasversale di velocità, sinonimo di un flusso quanto meno bidimensionale. Riguardo alle dimensioni di tali strutture non si hanno a disposizione dati certi. Diversi autori hanno stimato per le *streaks* una dimensione in direzione del flusso variabile tra  $500 \div 1000l_\tau$  con uno spessore, anch'esso variabile, attestato tra  $20 \div 80l_\tau$ . La spaziatura che separa una *streak* dall'altra è indipendente dal Reynolds; nel *viscous sublayer* e nella parte iniziale del *buffer layer* è di media  $100l_\tau$ , variabile tra  $50 \div 300l_\tau$ , mentre cresce fino ad un valore medio di  $140l_\tau$  verso l'esterno. Si ipotizza che le *streaks* siano generate per coalescenza delle gambe dei vortici a ferro di cavallo, Robinson (1991) [15]; figura 2.12. La configurazione estremamente stirata delle gambe spiegherebbe il motivo per cui le *streaks* si sviluppano per lunghezze superiori a qualsiasi altra struttura presente.

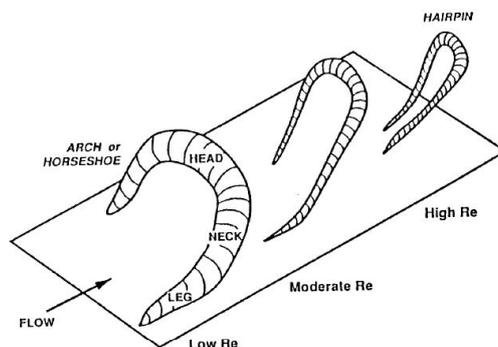


Figura 2.11: Modello di Theodorsen (1952), vortice a ferro di cavallo al variare del  $Re$ .

Le strutture elencate sono responsabili di due differenti tipi di moti nello strato:

- moti inattivi;
- moti attivi;

La struttura di larga scala, che prende vita ai margini dell'**outer layer**, induce solo moti inattivi che non estraggono energia dal flusso medio ma la trasportano a strutture via via più piccole, alimentandole. Il trasporto è gestito da deboli vortici rotazionali, detti *typical eddies*, presenti all'interno dei *large eddies*. I *large eddies* sono separati ai margini da avvallamenti di flusso potenziale. Per effetto dei *typical eddies* questi avvallamenti evolvono e ruotano lentamente, secondo un senso di rotazione concorde alla direzione del flusso esterno, fino ad essere immessi nello strato limite. Protuberanze unite ad avvallamenti sono fortemente non stazionari; ad un certo istante la configurazione dei vortici di larga scala è tale da presentare un contorno, all'istante successivo contorno cambia con conseguente trascinato nel flusso interno di una parte di flusso esterno a certa energia. L'energia del flusso esterno trascinato è l'alimentazione del flusso turbolento e consente di mantenere i moti nell'intero strato. Infatti a partire dai vortici di larga scala, per cascata energetica, l'energia viene poi trasferita ai vortici più piccoli. Nonostante la presenza delle strutture coerenti il modello a cascata continua ancora ad essere valido per descrivere il meccanismo di scambio energetico. Secondo il modello a cascata sono le strutture più piccole a dissipare energia e se si vuole comprendere quali sono le strutture che prendono parte ai moti attivi, ovvero i moti associati al mantenimento della turbolenza a parete, è chiaro che va posta attenzione sui vortici a ferro di cavallo e sulle *streaks*. I vortici a ferro di cavallo sono considerati i responsabili del meccanismo attivo di formazione della turbolenza di parete. In particolare sono le gambe dei vortici che portano alla formazione delle *streaks* nell'**inner layer**, come in figura 2.13. In accordo con le dinamiche del *viscous superlayer*, la regione occupata da inner layer ed outer layer varia continuamente nello spazio e nel tempo per cui in alcune circostanze le strutture vorticosi dell'outer layer penetrano l'inner layer, avvicinandosi molto a parete. Ciò che penetra nell'inner layer sono le gambe dei vortici a ferro di cavallo. Per ogni vortice le due gambe si comportano come coppia di vortici controrotanti, detti *quasi-streamwise* in quanto allineati con il flusso ma ad inclinazione media di  $9^\circ$ . Prossimi a parete, la coppia di vortici *quasi-streamwise* risulta essere l'unica struttura dominante e tra i vortici stessi, essendo controrotanti, si realizza convergenza di flusso in piani paralleli a parete. L'estrema vicinanza dei vortici *quasi-streamwise* porta a moti laterali di fluido all'interno dell'inner layer, in particolare nel *viscous sublayer* e nel *buffer layer*, con conseguente formazione di *streaks*, figura 2.14. I moti laterali di fluido sono indotti da perturbazioni, portate delle gambe dei vortici, in termini di gradiente di pressione e possono essere a diversa velocità:

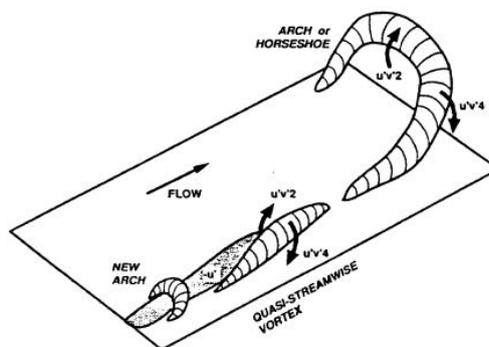


Figura 2.12: Modello di Robison (1991), processo formazione delle *streaks*.

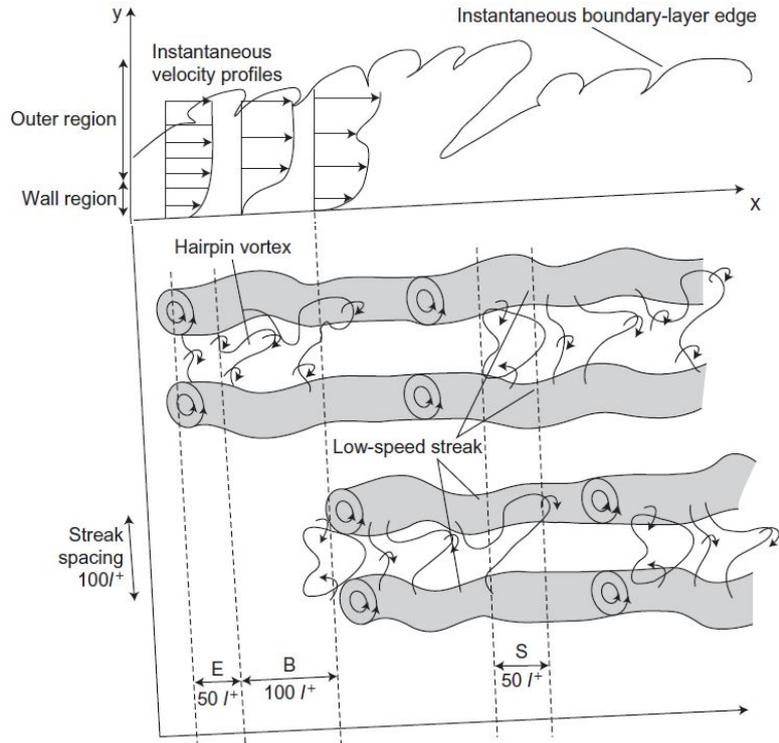


Figura 2.13: Formazione delle *streaks* per effetto di vortici a ferro di cavallo ed il loro ruolo nel ciclo di *bursting*: E, fase di eiezione; B fase di breakup; S fase di *sweep*.

- nella regione a gradiente favorevole, si hanno strisce di fluido (high speed streaks) in moto a velocità maggiore di quella del flusso medio locale. Generate per avvicinamento di fluido a parete, sono strisce più lunghe, meno contorte e a carattere di moto inattivo in quanto destinate ad essere sopresse per effetto della viscosità.
- nella regione a gradiente avverso, si hanno strisce di fluido (low speed streaks) in moto a velocità minore di quella del flusso medio locale. Generate per allontanamento di fluido da parete, sono strisce più corte, fortemente oscillanti e a carattere di moto attivo. Guardando il profilo di velocità assiale descritto da tali moti è presente un punto di inflessione, l'inflessione porta ad instabilità viscosa.

La formazione di *streaks* è attribuita pertanto a coppie di vortici controrotanti vicine a parete. Solo se coppie di vortici penetrano l'inner layer e raggiungono le vicinanze di parete si ha passaggio di flusso indotto dai vortici con conseguente formazione di *streaks*. La presenza delle *streaks* non è perenne. Una volta che i vortici, responsabili di aver generato le *streaks*, si allontanano da parete si ha che le stesse *streaks*, rimaste invece ferme nella loro posizione, o finiscono per essere dissipate a causa di effetti viscosi o subiscono evoluzioni instabili; quest'ultime di interesse per il meccanismo di generazione di turbolenza. Le prime sono *streaks* inattive mentre le seconde sono quelle attive, si tratta di strutture transitorie il cui destino è legato solo all'evoluzione delle coppie di vortici che li ha generati.

## 2.3 Meccanismo di produzione della turbolenza a parete

Tra *inner layer* ed *outer layer* predono parte strutture vorticosi a varie dimensioni ed energia che, oltre ad avere un ruolo nel trasporto di quantità di moto tra le due regioni, hanno anche un'influenza sulla produzione della turbolenza interna allo strato. L'obiettivo è determinare le cause della generazione e dell'autosostentamento della turbolenza cercando di comprendere i differenti contributi dati da parete, strato esterno ed iterazione *inner layer-outer layer*.

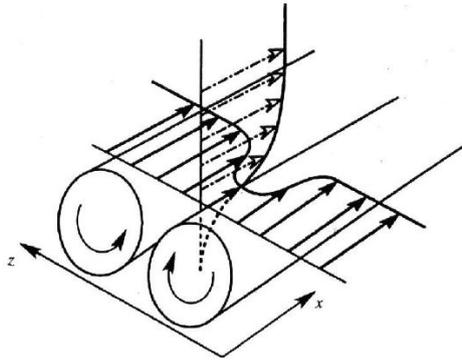


Figura 2.14: Moto indotto da vortice contro-rotante vicino a parete.

Ciò che accade nello strato limite con evidenti conseguenze sulla produzione turbolenta non è ancora chiaro. L'unica idea base, ampiamente accettata, è che il flusso a grande scala va considerato come una scia che si viene a creare solo dopo una sequenza di eventi vicino a parete. Tali eventi fanno parte di un processo quasi ciclico ed autosostenuto di produzione turbolenta, denominato **bursting**, che si va a concentrare prevalentemente nell'inner layer. Il processo di *bursting* avviene in modo intermittente per instabilità del flusso a parete e stravolge le strutture presenti per un tempo notevolmente più breve rispetto alle caratteristiche scale temporali di tutti i moti vorticosi presenti. Per la comprensione dell'intero processo sono fondamentali le dinamiche dei vortici più interni, in particolare l'evoluzione dei vortici a ferro di cavallo e come questi interagiscono con le strutture *streaks* più vicine a parete. Su tali dinamiche sono stati elaborati diversi modelli a partire da numerosi studi condotti, studi sia numerici che sperimentali. Uno degli aspetti da tenere conto nella valutazione dei modelli su strutture di strato limite è il valore del numero di Reynolds. La maggior parte dei modelli sono costruiti su risultati ottenuti a numeri di Reynolds relativamente bassi e per questo caratterizzati da una limitata gamma di scale di lunghezza turbolenta. Le implicazioni del basso Reynolds sulle leggi di scala sono importanti per un discorso più generale.

### 2.3.1 Modello di Hinze

Un primo modello è quello di Hinze (1975) [24] [25]. Viene ipotizzato un processo ciclico con molte caratteristiche simili a quello di transizione da moto laminare a turbolento. Per effetto di disturbi turbolenti, già presenti nelle parti d'*inner layer* più vicine a parete, il ciclo inizia con la nascita di un vortice ad arco bidimensionale, simmetrico o non simmetrico, che ha una distorsione iniziale tridimensionale. Iniziando dalla parte a maggior curvatura, lungo il vortice, per azione degli sforzi tangenziali, si formano vortici a forcella secondari con tendenza a diventare simmetrici e distanziati l'uno dall'altro in base allo sforzo presente. L'insieme dei vortici a forcella viene deformato dal flusso in una forma ad U sempre più pronunciata nella direzione del moto ed i vortici secondari si avvicinano, figura 2.15. Per autoinduzione le teste dei vortici a forcella si allontanano da parete e, giungendo in zone della corrente dove la velocità del fluido è sempre maggiore, subiscono un processo di stiramento che aumenta la vorticità. Le teste incontrano flusso a velocità sempre più alta fino a quando iniziano ad essere spinte verso il basso dal flusso stesso che gli va contro. Contemporaneamente le code dei vortici a forcella inducono movimento di fluido a bassa velocità da parete verso l'esterno. Fluido a bassa velocità è in moto verso regioni a velocità più elevata e l'incontro tra porzioni di fluido a differente quantità di moto provoca un aumento di resistenza globale. Il flusso lento in espulsione ad una certa distanza da parete risente però di un'instabilità locale, simile a quella in transizione. L'instabilità distrugge le strutture del vortice e onde di pressione si propagano all'interno dello strato. Le onde di pressione generate, insieme con la corrente ad alta velocità, spingono ulteriormente la testa del vortice verso parete al fine di compensare i precedenti moti verso l'esterno.

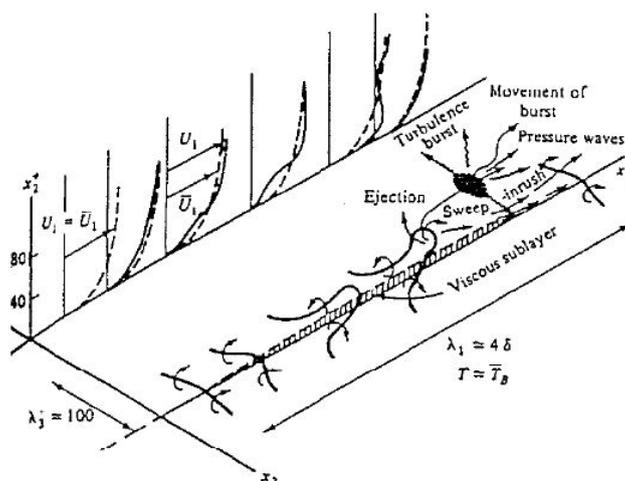


Figura 2.15: Modello concettuale di Hinze (1975).

### 2.3.2 Modello di Smith

Il modello più considerato è quello proposto da Smith (1984) [26] [27], modello concettuale relativamente semplice che spiega la cinematica e le complesse dinamiche dell'evoluzione dei vortici a ferro di cavallo durante il *bursting*. Del modello di Hinze si accetta la formazione iniziale dei vortici a forcella ma la loro dinamica evolutiva è molto più complessa. Nella dinamica dei vortici, oltre all'influenza della viscosità, entra in gioco l'interazione tra vortici adiacenti. Creatosi il vortice a forcella, questo in direzione longitudinale si fonde insieme ad altri vortici per semplice scontro e cresce in termini di scala. Contemporaneamente, in direzione normale, avvicinandosi a parete ogni vortice risente anche di sforzi a taglio crescenti. Le gambe, vicine a parete e quindi soggette a maggiori sforzi, si comprimono aumentando la vorticità ad esse associata mentre per le teste accade il contrario. Inoltre non si è tenuto conto del Reynolds, al crescere di  $Re$  il vortice a forcella si evolve verso una configurazione molto più sottile. Tutti questi effetti elencati portano alla coalescenza dei vortici a forcella in un'unica grande struttura a scala molto più grande, struttura che prende il nome di vortice a ferro di cavallo. Ottenuti dalla complessa evoluzione che hanno subito i vortici a forcella, i vortici a ferro di cavallo portano alla formazione di *streaks* nell'*inner layer*. La configurazione è quella inizialmente descritta; si ha una doppia natura di strutture tra *inner layer* ed *outer layer*, ovvero una coesistenza priva di forti interazioni tra *streaks* e vortici a ferro di cavallo. Tale configurazione è mantenuta solo per certi intervalli di tempo, detti *periodi di stabilità*. Al di fuori di tali periodi, in determinati istanti l'*inner layer* è soggetto ad un processo locale di collasso che erompe nell'*outer layer* modificando completamente le strutture. La vorticità concentrata a parete è così espulsa, viene fornita nuova vorticità all'*outer layer* garantendo la sostanziazione della turbolenza stessa. Il collasso dell'*inner layer* va interpretato come una reazione viscosa del fluido in seguito al passaggio dei vortici provenienti dall'*outer layer*. La figura 2.16 mostra come il fluido dell'*inner layer* reagisce all'avvicinarsi del vortice a ferro di cavallo. In prossimità delle gambe e dietro alla testa del vortice, regioni a gradiente di pressione avverso, *streaks* a bassa velocità si sollevano come creste ed evolvono a forma di lingue. Per effetto di oscillazioni sempre più marcate, innescate da gradienti di velocità in direzione verticale e trasversale, ad una distanza da parete di  $8 < y^+ < 12$  le lingue si separano dallo strato superficiale dell'*inner layer*. Si realizza un'**espulsione**; evento, frequente per  $5 < y^+ < 15$ , con fluido a bassa velocità verso l'esterno del flusso,  $u' < 0$  e  $v' > 0$ . Le lingue, ormai separate, penetrano in regioni a velocità crescenti fino a quando per  $10 < y^+ < 40$  subiscono un evento singolare, *breakdown*, di forte instabilità. L'instabilità del moto ad altezze maggiori porta le lingue ad arrotolarsi formando un vortice secondario, simile a quello a forcella. Una volta formato il vortice secondario, questo si solleva per autoinduzione e si muove lungo la parete come impone il flusso esterno. Per continuità la creazione del vortice, causata dallo spostamento di fluido

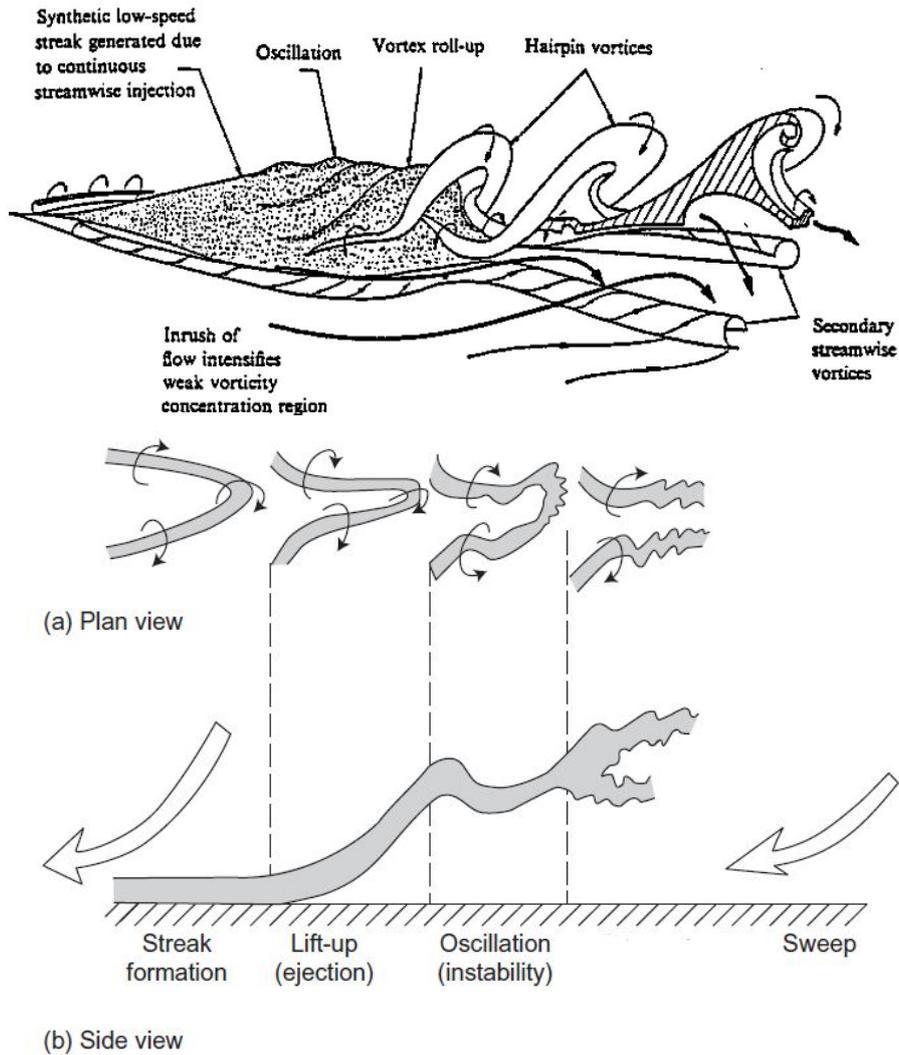


Figura 2.16: Modello di Smith (1984): (1) sollevamento, oscillazione e rottura di *streaks* a bassa velocità; (2) espulsioni generate da *streaks* a bassa velocità; (3) eventi singolari (individuabili tramite la tecnica VITA); (4) interfaccia di attrito tra *sweeps* ed espulsioni.

da parete verso l'esterno, viene controbilanciata da un afflusso di fluido ad alta velocità dall'esterno a parete. Si realizza uno **sweep**; evento, frequente a parete, con fluido ad alta velocità verso la parete,  $u' > 0$  e  $v' < 0$ . Come conseguenza della dinamica delle strutture vorticosi, masse di fluido veloce incontrano l'ostacolo esposto da masse di fluido più lento e si insaturano forti gradienti locali di velocità. Nasce, per contatto tra espulsioni e *sweeps*, uno shear layer interno legato a gradienti di velocità microscopici e a dimensioni ben più piccole rispetto al *viscous superlayer*, lo shear layer esterno. A differenza di quello esterno, nello shear layer interno è presente una forte interazione tra fluido espulso altamente viscoso, vortici e fluido immesso non viscoso motivo per cui espulsioni e *sweeps* sono interpretate come gli eventi responsabili della produzione degli sforzi di Reynolds. In definitiva lo strato di parete, per effetto di instabilità verticali nell'inner layer, è sottoposto ad un processo quasi ciclico di sviluppo e rottura delle *streaks* accompagnando da espulsioni e *sweeps*. Quest'ultimi due eventi hanno un ruolo essenziale nella produzione degli sforzi di Reynolds, quindi nella produzione di energia cinetica turbolenta  $q = -(\overline{u'v'})\partial\bar{U}/\partial y$ .

### 2.3.3 Altri modelli

Molti lavori successivi, come quelli di Robinson (1990), Grass *et al.* (1991), Barnerjee (1992) e Jimenez (1994), identificano all'interno dello strato limite turbolento la stessa struttura:

- moti di larga scala nell'*outer layer* con *bulges*, *viscous superlayer* e valli di fluido a corrente indisturbata che vengono immerse nello strato;
- strutture vorticosi dalla diversa forma tra cui vortici a ferro di cavallo;
- *streaks* di bassa ed alta velocità predominanti nella regione  $0 < y^+ \leq 10$ ;
- espulsioni di fluido a bassa velocità da parete verso l'esterno;
- *sweeps* di fluido ad alta velocità dall'esterno verso parete;
- *shear layer* interni nella zona a parete  $y^+ < 80$ ;

E' raccolta l'impostazione di base del modello di Smith contestandone solo la sua struttura simmetrica. Infatti in base a risultati forniti da visualizzazioni e simulazioni numeriche, emerge che, soprattutto per alti valori del numero di Reynolds, sia le teste dei vortici a ferro di cavallo che le gambe appaiono sbilanciati o incompleti. I vortici *quasi-streamwise* delle gambe a parete si presentano solo raramente come coppie simmetriche e controrotanti. In altra direzione si muove l'articolo di Kaffori (1994) [28] che introduce un originale modello riassuntivo del fenomeno. Il modello parte dalla supposizione che i fenomeni di più piccola scala finora osservati (vortici longitudinali di parete, espulsioni, breakdown e *sweeps*) sono le manifestazioni più evidenti di un'unica struttura sovrastante. Tale struttura, a forma di spirale, ha inizio in prossimità di parete e si muove in direzione flusso medio aumentando progressivamente le sue dimensioni, figura 2.17. Come principale responsabile del fenomeno turbolento a parete quindi non si ha più il tradizionale vortice a ferro di cavallo ma una spirale. La spirale, durante la sua crescita, si estende in zone sempre più distanti da parete incontrando così masse di fluido a velocità locale sempre più elevata. Ad un certo punto l'estremità superiore della spirale diventa instabile ed inizia a ruotare attorno al suo asse trasversale. Si instaurano in questo modo i movimenti vorticosi trasversali tipici delle regioni più esterne alla turbolenza di parete. Questi vortici inducono, verso parete, movimenti di masse fluide ad elevata velocità che, attraversando regioni più lente, portano alle tipiche strutture a strisce. La continuità del vortice a spirale, secondo l'autore, è dovuta alla formazione di shear layer locali tra strisce di fluido lento e veloce. L'attrito tra zone di fluido in moto porterebbe alla nascita di una nuova spirale nella zona vicina di fluido indisturbato.

### 2.3.4 Influenza dell'outer layer

I modelli presentati si sviluppano su un'unica ipotesi base. Si ha un processo autorigenerativo di produzione turbolenta alimentato da strutture coerenti di scala prossime a parete con i vortici di grande scala, nella zona esterna di strato limite, a ruolo passivo. I moti più esterni dipendono da ciò che accade a parete, nella *generation region*,  $5 < y^+ < 100$ , dove violente ed intermittenti eiezioni di fluido a bassa velocità, seguite da spazzate di fluido veloce dall'esterno, sono responsabili della produzione di turbolenza. Quasi tutta la produzione di energia cinetica turbolenta è così legata ad un processo di *bursting* collocato nel buffer layer.

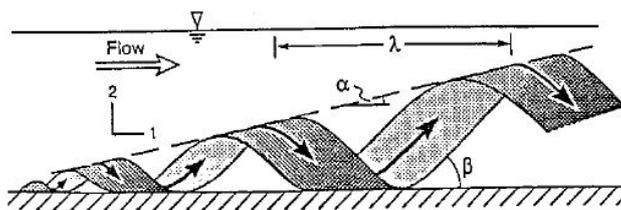


Figura 2.17: Modello Kaffori (1994)

L'outer layer non prende parte nel processo di *bursting* anche se sperimentalmente è stato osservato che la regione esterna non è poi così inattiva; durante la fase di instabilità diventa rilevante l'influenza delle zone esterne a parete. In particolare Falco (1974;1977) [21] [22], tramite visualizzazioni condotte a diversi numeri di Reynolds, ha osservato come i typical eddies, contenuti nei *bulges* della regione esterna, mostrano un comportamento particolare. Per valori molto alti del numero di Reynolds i typical eddies si presentano sempre più come strutture di piccola scala ed inoltre si muovono a differente velocità a seconda della posizione occupata. I typical eddies più esterni si muovono con velocità maggiore rispetto ai bulges circostanti mentre quelli prossimi alla regione logaritmica a velocità minore. Si hanno regioni con typical eddies a differente velocità e di conseguenza nasce uno sforzo tangenziale di tipo turbolento che, tramite vortici trasversali a larga scala, sposta i typical eddies più lenti verso il basso. Sembrerebbe che le strutture esterne di grande scala prendano quindi parte al processo di *bursting* tramite eventi *sweeps*. Falco aggiunge che i typical eddies più vicini a parete non si autorigenerano direttamente durante il *bursting* ma sono il risultato di una redistribuzione di vorticità nella regione logaritmica indotta dalle strutture di grande scala. Anche secondo Praturi e Brodkey (1978), figura 2.18, il vortice trasversale a scala più ampia, formatosi per incontro di masse di fluido a differente velocità, sarebbe responsabile dei moti di espulsione e di *sweeps* a parete, nonché della formazione di bulges all'esterno. In figura è messa in risalto l'interfaccia dello strato di taglio tra fluido a bassa ed alta velocità.

Altri studi mostrano come, nonostante i risultati ottenuti negli ultimi anni, il quadro generale del fenomeno sia ancora incerto e necessiti di approfondite analisi. Non si riesce a comprendere se sono le strutture coerenti a regolare il processo di produzione turbolenta oppure se questo processo è influenzato dal passaggio di moti più esterni. L'uno o l'altro porterebbe a stabilire quali variabili, tra interne o esterne, hanno maggior importanza. La mancanza di risultati precisi non permette di chiudere in modo soddisfacente la discussione anche se sembra plausibile che la dinamica del *bursting* sia governata dalle variabili di parete.

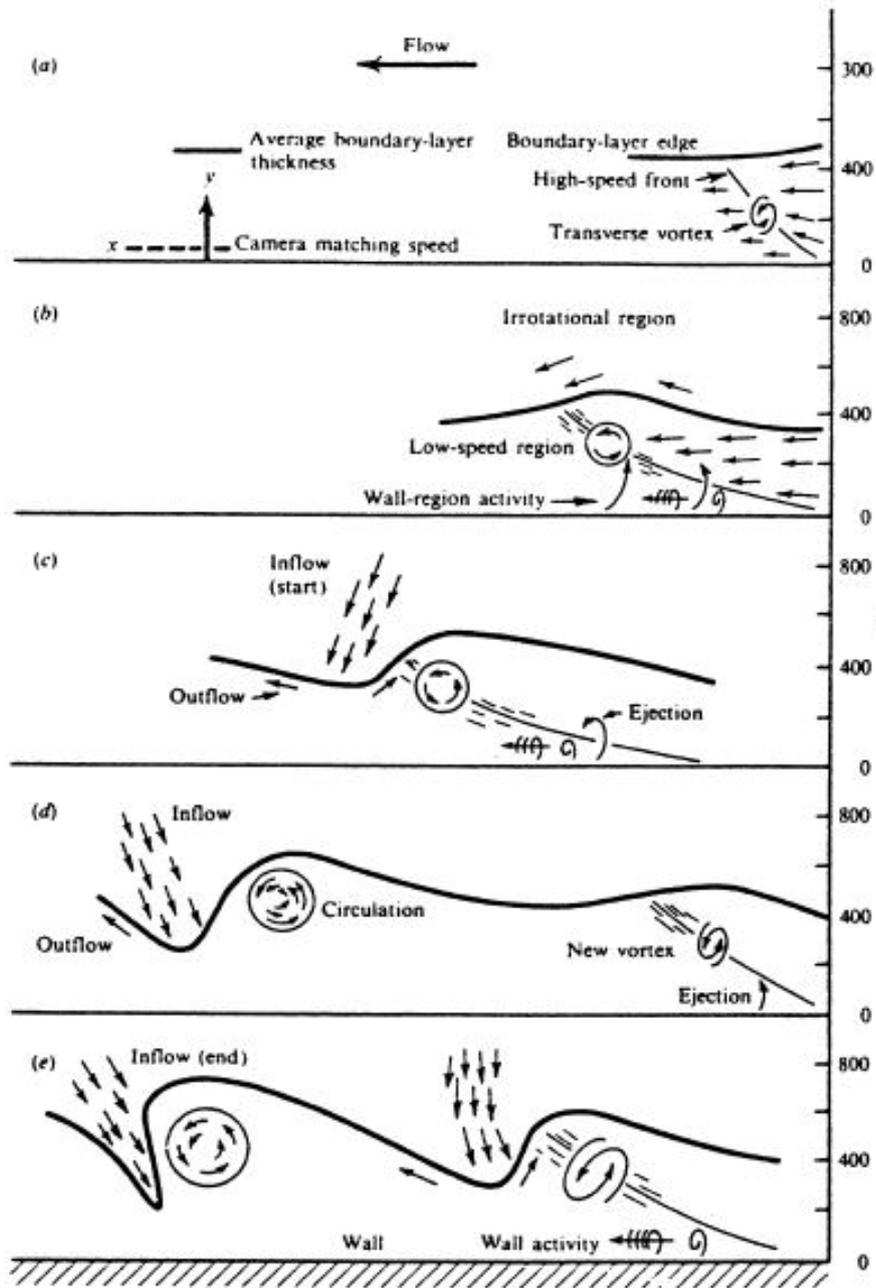


Figura 2.18: Interazione regione a parete/regione esterna secondo Praturi e Brodkey (1978).



## Capitolo 3

# Alterazione strato limite

Studiata la struttura dello strato limite turbolento su parete liscia, una volta identificati i moti organizzati e gli eventi che governano la dinamica della turbolenza di parete sono state sviluppate tecniche di controllo sulla turbolenza al fine di ridurre la resistenza d'attrito. Tali tecniche possono essere:

- a controllo attivo;
- a controllo passivo;

Il controllo attivo fa ricorso sia a getti sintetici immessi nello strato sia a perturbazioni dovute ad oscillazioni trasversali rispetto alla direzione del moto medio. Il controllo passivo prevede l'uso di superfici con microscanalature longitudinali, *riblets*, sia classiche (scanalature dritte) sia tridimensionali (scanalature sinusoidali). Nel seguito è presentata una trattazione dettagliata proprio sull'uso delle *riblets* e come tale tecnica si è evoluta negli anni.

### 3.1 Alterazione mediante riblets

Numerose attività di ricerca si sono interessate all'alterazione della struttura di strato limite mediante *riblets*. Tale tecnica promettente prevede l'uso di una rugosità di tipo anisotropa indotta da piccole alterazioni superficiali, *riblets*, figura 3.1. Si tratta di vere e proprie righe longitudinali allineate con la direzione del flusso, che si presentano in sezione trasversale con scanalature, *grooves*, e protusioni, *peacks*, la cui forma può essere di vario tipo. La forma definisce la tipologia di *riblets* implementata ma indipendentemente dalla forma è sempre possibile individuare delle caratteristiche geometriche comuni:

- spaziatura laterale  $s$  di ogni scanalatura;
- altezza  $h$  di ogni protusione;

E' in base a tali caratteristiche che va a definirsi il comportamento generale del flusso attorno alle *riblets*. Lungo una parete perfettamente liscia il meccanismo di produzione d'energia cinetica turbolenta prevede forti interazioni tra moti longitudinali e trasversali, moti indotti da vortici controrotanti a parete. I vortici controrotanti sono le uniche strutture dominanti nell'*viscous sublayer* e in presenza di *riblets* sono le prime strutture ad essere alterate con successive conseguenze lungo tutto lo spessore di strato limite. Il tipo di alterazione dipende dai valori scelti per  $h$  ed  $s$  e tutto si riconduce, almeno in prima approssimazione, ad uno studio per valutare l'influenza della geometria sul flusso tramite i seguenti parametri utili

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

Le *riblets* guidano il flusso in prossimità di parete, dove gli effetti viscosi sono dominanti e gli effetti inerziali non lineari trascurabili. Operano in prevalenza nel *viscous sublayer* in

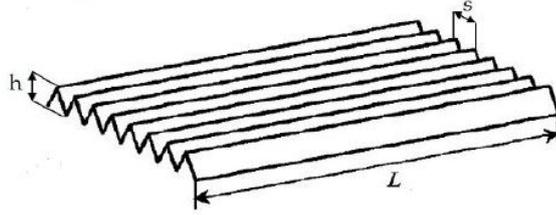


Figura 3.1: Tipiche forme convenzionali di ribbles.

modo da ostacolare i vortici controrotanti e quindi vanno a ritardare i corrispondenti moti nel piano longitudinale  $x-y$

$$u \propto y - \Delta u = y - h_{pc} \simeq y$$

e nel piano trasversale  $z-y$

$$w \propto y - \Delta w = y - h_{pl} \simeq y - h$$

Rispetto al caso parete liscia si osserva che flusso trasversale e longitudinale si originano ad altezze da parete differenti. Una grandezza che quantifica l'effetto d'intralcio delle *ribbles* è proprio la differenza di altezza  $\Delta h$  tra le origini dei flussi nei due piani, figura 3.2.

$$\Delta h = h_{pl} - h_{pc} \propto h$$

dove con  $h_{pl}$  ed  $h_{pc}$  si indica rispettivamente la distanza dell'origine media del profilo di velocità longitudinale e trasversale rispetto al tip della protusione, quantità dette altezze di protusione longitudinale e trasversale. Luchini *et al.* (1991) [29] per primi hanno evidenziato l'importanza della traslazione dei profili di velocità sul comportamento del flusso a parete. Hanno stabilito che l'effetto prevalente delle *ribbles* è quello di ostacolare maggiormente il moto trasversale indotto dai vortici controrotanti; il moto longitudinale rimane sempre attaccato a parete ma il moto trasversale si separa tra le protusioni, figura 3.3. Inoltre, mentre il flusso longitudinale non risente di grosse variazioni, con parete dotata di *ribbles* le scanalature smorzano trasversalmente il flusso fino ad una certa altezza ed è solo oltre tale altezza che inizia a formarsi flusso trasversale. Quanto esposto da Luchini *et al.* (1991) è stato confermato da calcoli numerici DNS condotti da Choi, Main & King (1993) [30], da Goldestein, Hondler & Sirovich (1995) [31] e sperimentalmente da Weiss (1993). L'origine del flusso trasversale viene quindi ritardata,  $\Delta h > 0$ , e il flusso parte più vicino al tip della protusione modificando, di conseguenza, l'intensità degli eventi di *sweeps* alternati ad espulsioni. Infatti, con un flusso trasversale disposto molto più lontano da parete, la regione in cui dominano gli effetti viscosi si estende fino ad una distanza  $Y_0^+ > y_0^+$

$$Y_0^+ = y_0^+ + \frac{\Delta h \cdot u_\tau}{\nu} = y_0^+ + \Delta h^+ = 11.635 + \Delta h^+ \quad (3.1)$$

consentendo un maggior smorzamento delle fluttuazioni trasversali. Quando ormai il flusso trasversale prende parte, nella regione non viscosa si ha sempre trasporto di flusso da parete verso l'esterno ma, rispetto al caso parete liscia, il trasporto risulta inferiore. Con meno trasferimento di bassa quantità di moto verso zone di flusso ad alta velocità si ha formazione di shear layer locali ma lo sforzo d'attrito che ne deriva è molto più basso. In pratica le *ribbles* riducono il mixing turbolento di quantità di moto per allontanamento da parete dei vortici controrotanti ed il profilo di velocità risultante è molto diverso dal caso parete liscia. La variazione si ipotizza interessi soltanto la funzione a parete  $f_w(y^+)$

$$u_r^+ = f_{w,r}(y^+) + \frac{\Pi}{k} w\left(\frac{y}{\delta}\right)$$

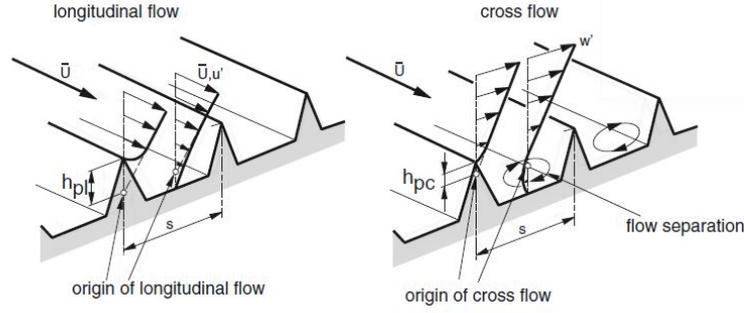


Figura 3.2: Variazione indotta dalle riblets sui profili di velocità.

inoltre, assumendo che l'origine del flusso turbolento sopra lo strato di parete prenda parte con la formazione del flusso trasversale, allora la porzione di profilo di velocità che risulta maggiormente modificata è quella ad un andamento logaritmico

$$f_{w,r}(y^+) = \frac{1}{k} \ln y^+ + C_r = 2.5 \ln y^+ + C_r \quad (3.2)$$

La teoria classica della turbolenza ipotizza che la manipolazione della superficie tramite *riblets* vada a modificare solamente l'intercetta del profilo di velocità mentre la costante di Von-Kàrmàn,  $k = 0.4$ , e la funzione d'onda,  $w(y/\delta)$  rimangono inalterate in modo tale che

$$u_r^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + C_r + \frac{\Pi}{k} w\left(\frac{y}{\delta}\right)$$

Ripetto al caso parete liscia cambia solamente la costante di integrazione, il cui valore va adesso quantificato. Supponendo per semplicità che *viscous sublayer* e *logarithmic layer* non siano separati dalla regione di *buffer layer*, una condizione utile per determinare  $C_r$  risulta quella per cui in  $Y_0^+$  devono valere contemporaneamente (2.4) e (3.2)

$$Y_0^+ = 2.5 \ln Y_0^+ + C_r$$

Sfruttando le proprietà dei logaritmi e linearizzando, dopo aver sostituito (3.1)

$$11.635 + \Delta h^+ \simeq 2.5 \left\{ \ln(11.635) + \frac{\Delta h^+}{11.635} \right\} + C_r$$

si ottiene che

$$C_r = C + \mu_0 \Delta h^+ = C - \Delta U^+ \quad (3.3)$$

con  $\mu_0 = 0.785$ , ovvero  $C_r$  assume valori molto più elevati rispetto a quello di parete liscia. Il valore trovato per  $\mu_0$  non è universale, diversi autori presentano valori diversi. Noto come cambia la costante di integrazione  $C$  passando dal caso parete liscia al caso parete con *riblets*, il profilo di velocità corrispondente risulta essere

$$u_r^+ = \frac{1}{k} \ln(y^+) + C - \Delta U^+ + \frac{\Pi}{k} w\left(\frac{y}{\delta}\right) = \frac{1}{k} \ln y^+ + B_r\left(\frac{y}{\delta}\right) \quad (3.4)$$

Il profilo di velocità, alterato dalla traslazione del coefficiente di integrazione  $C$  per effetto della rugosità, presenta un termine aggiuntivo  $\Delta U^+$  detto funzione di rugosità ed è utile per caratterizzare l'effetto delle *riblets* sul flusso;  $\Delta U^+$  è determinato unicamente da  $\Delta y^+$ <sup>1</sup>. In

<sup>1</sup>Nella descrizione del profilo di velocità alterato dalle *riblets* una relazione equivalente a (3.4), molto usata per applicazioni ingegneristiche, è quella proposta da Nikuradse (1993) sull'effetto della rugosità.

$$u_r^+ = \frac{1}{k} \ln\left(\frac{y^+}{k_s^+}\right) + 8.5 + \frac{\Pi}{k} w\left(\frac{y}{\delta}\right)$$

dove  $k_s^+ = k_s u_\tau / \nu$ , con  $k_s$  che prede il nome di rugosità equivalente a parete. Così come  $\Delta U^+$ , anche  $k_s^+$  è unicamente determinato da  $\Delta y^+$ ; sono due modi equivalenti di analizzare l'alterazione sul profilo di velocità.

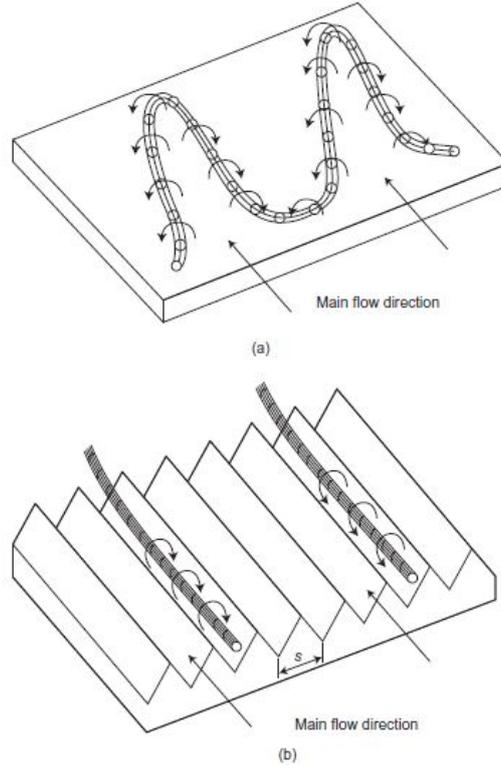


Figura 3.3: Vortici controrotanti: caso parete liscia (a); caso parete dotata di *riblets* (b).

particolare confrontando (2.6) con (3.4) si nota come entrambe le equazioni, una riferita al caso liscio e una a parete con *riblets*, hanno stessa forma ma differenti quantità al secondo membro. Per differenza dell'equazione elencate

$$u_r^+ - u^+ = \Delta C \propto \Delta h^+$$

si ha in modo esplicito che il profilo di velocità in regione logaritmica subisce una traslazione verso l'alto, figura 3.4. Riprendendo l'equazione (2.9) riferita al  $C_f$  per il caso parete liscia

$$\sqrt{\frac{2}{C_f}} = \frac{1}{k} \ln \left( U_\delta^+ \sqrt{\frac{C_f}{2}} \right) + B_\delta$$

se, con il passaggio a parete dotata di *riblets*, la costante  $B_\delta = C + \Pi/k$  varia per sola variazione della costante  $C$  allora, a fissato valore  $U_\delta^+$ , si hanno anche variazioni di  $C_f$ . In termini infinitesimi queste variazioni di  $C_f$  possono essere espresse nel modo seguente

$$\frac{\Delta C_f}{C_{f_0}} = \frac{\Delta \tau}{\tau_0} = - \frac{\Delta C}{(2C_f)^{-1/2} + (2k)^{-1}}$$

dove con  $\tau_0$  si indica lo sforzo d'attrito su parete liscia, preso come sforzo di riferimento. Nota come varia il coefficiente di integrazione, (3.3), si ha una relazione utile a quantificare la variazione di resistenza d'attrito

$$\frac{\Delta C_f}{C_{f_0}} = \frac{\Delta \tau}{\tau_0} = - \frac{\mu_0 \Delta h^+}{(2C_f)^{-1/2} + (2k)^{-1}} \quad (3.5)$$

dove, avendo che  $\Delta \tau = \tau - \tau_0$ , ad un:

- $\Delta \tau < 0$ , corrisponde una riduzione di resistenza;
- $\Delta \tau > 0$ , corrisponde un aumento di resistenza;

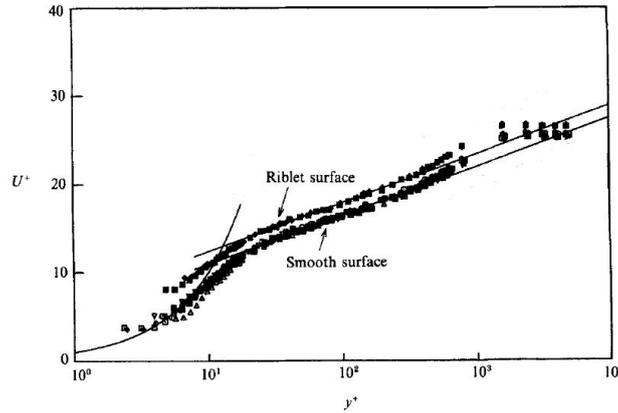


Figura 3.4: Effetto della variazione costante d'integrazione  $C$  sul profilo di velocità.

Ragionando in termini di parametri utili

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

nella variazione di resistenza, indicata anche con l'acronimo  $DR$ , a parità di  $\Delta h \propto h$  in base al valore di  $s^+$  è possibile distinguere due tipi di rugosità associata alle *riblets*:

- **rugosità tipo-d**, si parla anche di regime viscoso-lineare. E' una rugosità che non stravolge la *buffer layer*; la parte alta delle *riblets* si trova a distanza da parete tale per cui le fluttuazioni della componente trasversale di velocità sono ridotte, senza modificare la parte superiore dell'*inner layer*. L'iterazione che ne deriva tra *riblets* e flusso è un'iterazione di tipo viscoso-lineare il cui unico effetto coincide con una riduzione delle fluttuazioni trasversali a parete. Riducendo le fluttuazioni, il trasferimento di quantità di moto da *viscous sublayer* a *buffer layer* diminuisce e conseguentemente anche lo sforzo d'attrito. In una superficie rugosa tipo-d lo sforzo d'attrito a parete è inferiore rispetto al caso di superficie liscia.

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_0} \propto -\frac{\Delta h}{s} s^+ \quad (3.6)$$

Al limite si rientra in questo tipo di rugosità per  $s^+ \ll 1$  anche se sperimentalmente si osserva che  $s^+$  può essere dell'ordine di qualche unità di parete,  $s^+ < 10 \div 15$ .

- **rugosità tipo-k**. E' una rugosità che stravolge completamente il *buffer layer*; la parte alta delle *riblets* si trova a distanza da parete tale per cui non si verifica più la riduzione sulle fluttuazioni della componente trasversale di velocità, modificando la struttura superiore dell'*inner layer*. L'iterazione che ne deriva tra *riblets* e flusso non è più in prevalenza viscosa, subentrano contributi non lineari di resistenza esposta dagli stessi elementi di rugosità ed il flusso è asintoticamente indipendente dalla viscosità. L'effetto di queste iterazioni porta in una superficie rugosa tipo-k ad uno sforzo d'attrito a parete superiore rispetto al caso superficie liscia.

$$\Delta h^+ \propto h, \delta$$

Al limite si rientra in questo tipo di rugosità per  $s^+ \gg 1$ . In questo caso il valore di  $h$  non è trascurabile rispetto a  $\delta$  ed il cambiamento della sola costante  $C$  non è sufficiente per descrivere il profilo di velocità in quanto la rugosità agisce sull'intero strato limite. Per una corretta analisi vanno considerate variazioni anche sul parametro d'onda  $\Pi$ .

Pertanto possono essere definiti due diversi regimi di resistenza, figura 3.5, a seconda del valore di  $s^+$  a fissato  $\Delta h/s$  o in modo analogo a fissato  $h/s$ . Oltre che dal valore di  $s^+$ ,

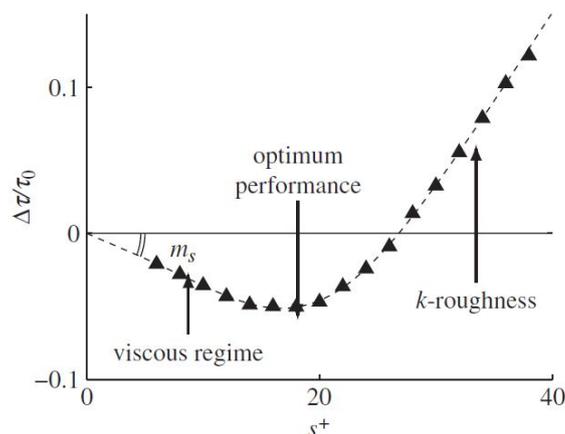


Figura 3.5: Struttura generale della curva di riduzione di resistenza.

numero di Reynolds costruito sulla spaziatura  $s$ , c'è una forte dipendenza dalla geometria. Come mostra l'esempio in figura 3.6 relativo ad un caso di *riblets* a scanalatura quadrata con differente rapporto  $h/s$ , in particolare si ha che:

- per una rugosità tipo-d tra le scanalature delle *riblets* si instaurano ricircoli stabili di vortici che isolano il flusso interno. Non c'è comunicazione tra flusso interno ed esterno; il flusso interno si sviluppa seguendo le caratteristiche geometriche delle *riblets* mentre il flusso esterno vede come condizione al contorno una condizione fissa di no-slip traslata solo di una quantità  $\Delta y$  da parete. Si ha una scala dominante,  $\Delta h^+ \propto \delta$ .
- per una rugosità tipo-k tra le scanalature delle *riblets* si instaurano ricircoli instabili di vortici che in modo alternato si staccano e riattaccano a parete. C'è comunicazione tra flusso interno ed esterno; il flusso interno risente sempre della geometria delle *riblets* ma il flusso esterno vede una condizione al contorno variabile tra no-slip sulla sommità delle protusioni e slip parziale sulla cavità. Le scale dominanti rimangono  $l_\tau$  e  $\delta$ .

Anche a Reynolds fissato, variando il rapporto  $h/s$  si ha cambiamento di rugosità. Con  $h/s$  che aumenta, le scanalature sono più profonde ed il comportamento non lineare tipico della rugosità tipo-k si presenta sempre più a bassi numeri di Reynolds con il tratto di regime viscoso-lineare che si riduce. Più aumenta  $h$  e più è probabile che si instauri sloshing di fluido tra le scanalature, lo sloshing induce alte fluttuazioni  $v'$  che portano ad un maggior trasferimento di quantità di moto e con esso alto sforzo d'attrito. Il maggior trasferimento di quantità di moto è dato dalla nascita, sotto  $y^+ \cong 30$ , di nuovi vortici trasversali, quasi bidimensionali, connessi ad un'instabilità simile a quella tipo di Kelvin-Helmholtz. Almeno intuitivamente sembrerebbe benefico aumentare  $h$ , infatti aumentando  $h$  le *riblets* ostacolano maggiormente le fluttuazioni, e lo è ma solo fino a saturazione di  $(\Delta h/s)_{max}$  raggiunta. Oltre  $(h/s)_{max} \cong 0.6$ , lo sloshing diventa importante e le performance si deteriorano, [35] [36].

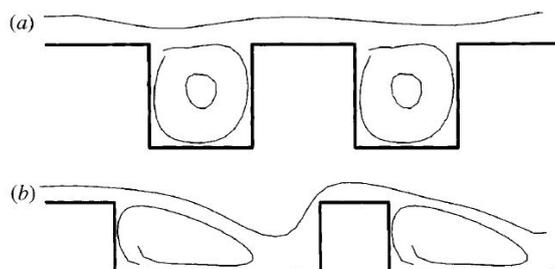


Figura 3.6: Rugosità tipo-d,  $s/h < 3 \div 4$ , (a); rugosità tipo-k,  $s/h > 3 \div 4$ , (b).

### 3.1.1 Riblets bidimensionali

La prima suddivisione tra rugosità tipo-d e tipo-k è stata presentata da Perry *et al.* (1969) mentre invece una prima descrizione dettagliata del meccanismo di funzionamento è stata presentata da Bechert & Bartenwefer (1989) [32] e da Baron & Quadrio (1993) [33]. In regime viscoso-lineare, la riduzione di resistenza è proporzionale alla dimensione delle *riblets* tuttavia per *riblets* più grandi, tali da essere in rugosità tipo-k, la proporzionalità viene meno e la riduzione di resistenza diventa un aumento. Si cerca di operare in regime viscoso

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

Relazione (3.5) ottenuta da Luchini *et al.* (1992) a valle di una trattazione basata sulla traslazione uniforme del profilo di velocità con  $\mu_0 = 0.785$ . Altri autori hanno trovato valori non così diversi per  $\mu_0$ . Jiménez (1994) da simulazioni numeriche dirette su flussi turbolenti nei canali, inglobando le opportune condizioni al contorno, ottiene  $\mu_0 = 0.9$ . Bechert *et al.* (1997) analizzando sperimentalmente il comportamento delle *riblets*, da misure dirette sul  $C_f$  combinate a dati semi-empirici proposti da Schlichting (1979), giunge alla stima

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_0} = \begin{cases} 0.809\Delta y^+ & \text{per Re}=11632 \\ 0.725\Delta y^+ & \text{per Re}=26816 \end{cases}$$

La discrepanza tra i valori di  $\mu_0$  non è eccessiva e va ricondotta ad errori di misura durante le sperimentazioni. Comunque non è compromessa l'utilità della relazione (3.5) che permette il confronto tra *riblets* a differenti Reynolds almeno in condizioni di regime viscoso lineare.

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_0} \propto \frac{\Delta h}{s}s^+$$

Noto  $s^+ = su_\tau/\nu$ , un confronto tra *riblets* può essere fatto direttamente in termini di  $\Delta h$ . In definitiva  $\Delta h$  diventa il parametro che va quantificato sperimentalmente per determinare la riduzione di resistenza data dalle *riblets*; non può essere ricavato per via analitica vista la sua stretta dipendenza dalla geometria scelta. A seconda della geometria associata alle *riblets* i profili di velocità longitudinale e trasversale a parete cambiano con conseguenti cambiamenti nel  $\Delta h$ . Dettagliate operazioni di caratterizzazione per il  $\Delta h$  sono state eseguite da Bechert & Bartenwefer (1989) e Luchini *et al.* (1991); in particolare questi ultimi hanno evidenziato come a fissata forma

$$\frac{\Delta h}{s} = \text{cost} \quad \text{per } \frac{h}{s} \text{ fissato} \quad (3.7)$$

Stabilito il tipo di *riblets* e fissato  $h/s$ ,  $\Delta h$  è una frazione costante della spaziatura  $s$  ed in dettaglio  $\Delta h$  aumenta con  $h/s$  fino al massimo valore di  $\Delta h_{max}$ . In figura 3.7 e 3.8 sono riportati gli andamenti sperimentali di  $h_{pl}$  ed  $h_{pc}$  al variare di  $h/s$ ; andamenti ricavati, dagli autori prima citati, dopo studi sul flusso viscoso per varie tipologie di *riblets* convenzionali:

- a dente di sega, parametrizzate con  $s$ ,  $h$  ed  $\alpha$ ;
- a dente di pettine semi-circolare, parametrizzate con  $s$ ,  $h$ ,  $t$  ed  $\alpha$ ;
- a lama, parametrizzate con  $s$ ,  $h$  ed  $t$ ;

Questi dati sono stati successivamente verificati da Bechert (1997) [34] mediante confronto tra stima fornita dalla relazione (3.5) e misure dirette del  $C_f$ , figura 3.9. La previsione sulla parte iniziale della curva di riduzione della resistenza, secondo la trattazione semplificata di Luchini *et al.* (1992), non è poi così lontana dai dati sperimentali. La relazione sicuramente è migliore per le *riblets* a lama prive di spessore al tip,  $t \cong 0$ , mentre porta a sovrastimare leggermente la riduzione di resistenza per quelle geometrie che hanno uno spessore finito. Comunque la stima copre sempre l'andamento iniziale dei dati sperimentali e la (3.5) è un'ottima linea guida, almeno in prima approssimazione, per lo studio sulla riduzione di resistenza indotta dalle *riblets*.

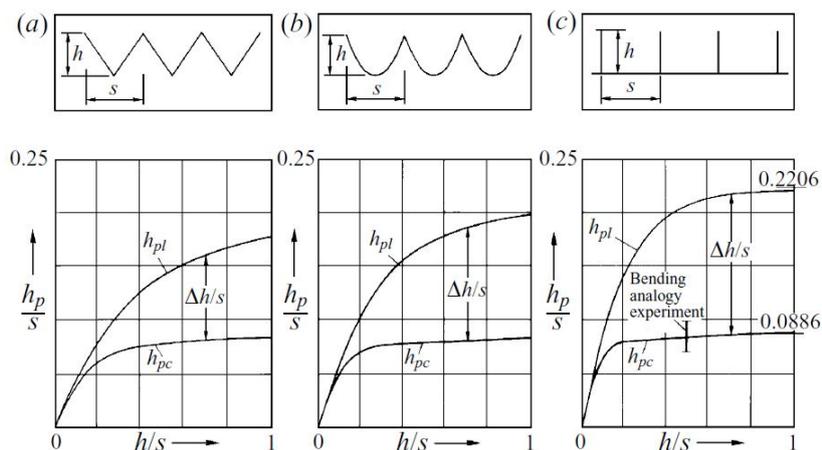


Figura 3.7: Altezze  $h_{pl}$  ed  $h_{pc}$  per *riblets* triangolari (a), paraboliche (b) ed a lama (c).

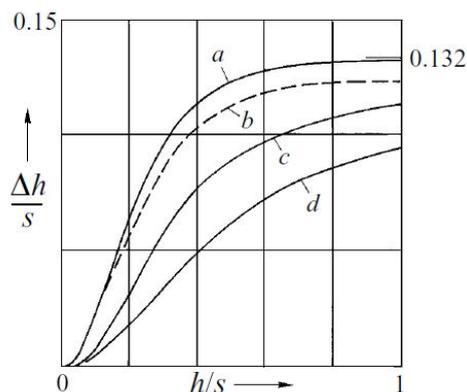


Figura 3.8: Confronto altezze  $h_{pl}$  ed  $h_{pc}$  a diverse configurazioni di *riblets*: a lama estremamente sottile (a), a lama con  $h/s = 0.02$  (b), paraboliche (c) e triangolari (c).

Le relazioni (3.5) ed (3.7) portano a fissare un concetto generale. Scelta la forma di *riblets*, fissato un valore di  $s$  a questo corrisponde un valore  $\Delta h$  per una certa  $h$ , con  $h$  che aumenta anche  $\Delta h$  aumenta con un effetto di intralciamento sul flusso da parte delle *riblets* più preponderante da ridurre lo sforzo d'attrito; sempre a patto di rimanere nel regime viscoso perchè se si va oltre il valore  $\Delta h_{max}$  allora si passa ad una rugosità tipo-k. Pertanto risulta utile selezionare le *riblets* guardando quelle configurazioni con più alti valori di  $\Delta h/s$ . L'unico problema sembrerebbe la mancanza di dati per  $h_{pc}$  anche se Luchini *et al.* (1991) hanno stimato che l'altezza di protusione trasversale rimane prossima al tip della protusione e non varia molto dalla sua posizione per  $h/s > 0.2$ . Si semplifica la procedura di selezione.

### Influenza data dalla forma

Le relazioni usate in precedenza consentono un'analisi di prima approssimazione che sicuramente evita prove sperimentali su tutte le configurazioni di *riblets* concepibili ma non riesce a quantificare gli effetti della geometria, come visto da figura 3.9. Il comportamento delle *riblets* in prevalenza è stabilito dall'altezza  $h$  delle protusioni, dalla spaziatura trasversale  $s$  delle scanalature scelte, entrambe connesse al  $\Delta h$ , ed infine dalla forma scelta. Per un'ottimizzazione della resistenza, su geometrie che non siano *riblets* a lama, va condotta un'analisi che tenga conto di più parametri oltre ad  $h$  ed  $s$ . I parametri aggiuntivi sono parametri di forma che per *riblets* a dente di sega o a pettine semi-circolare è facile ricondurre ad  $\alpha$  e  $t$ , ovvero angolo interno associato alla protusione e spessore al tip.

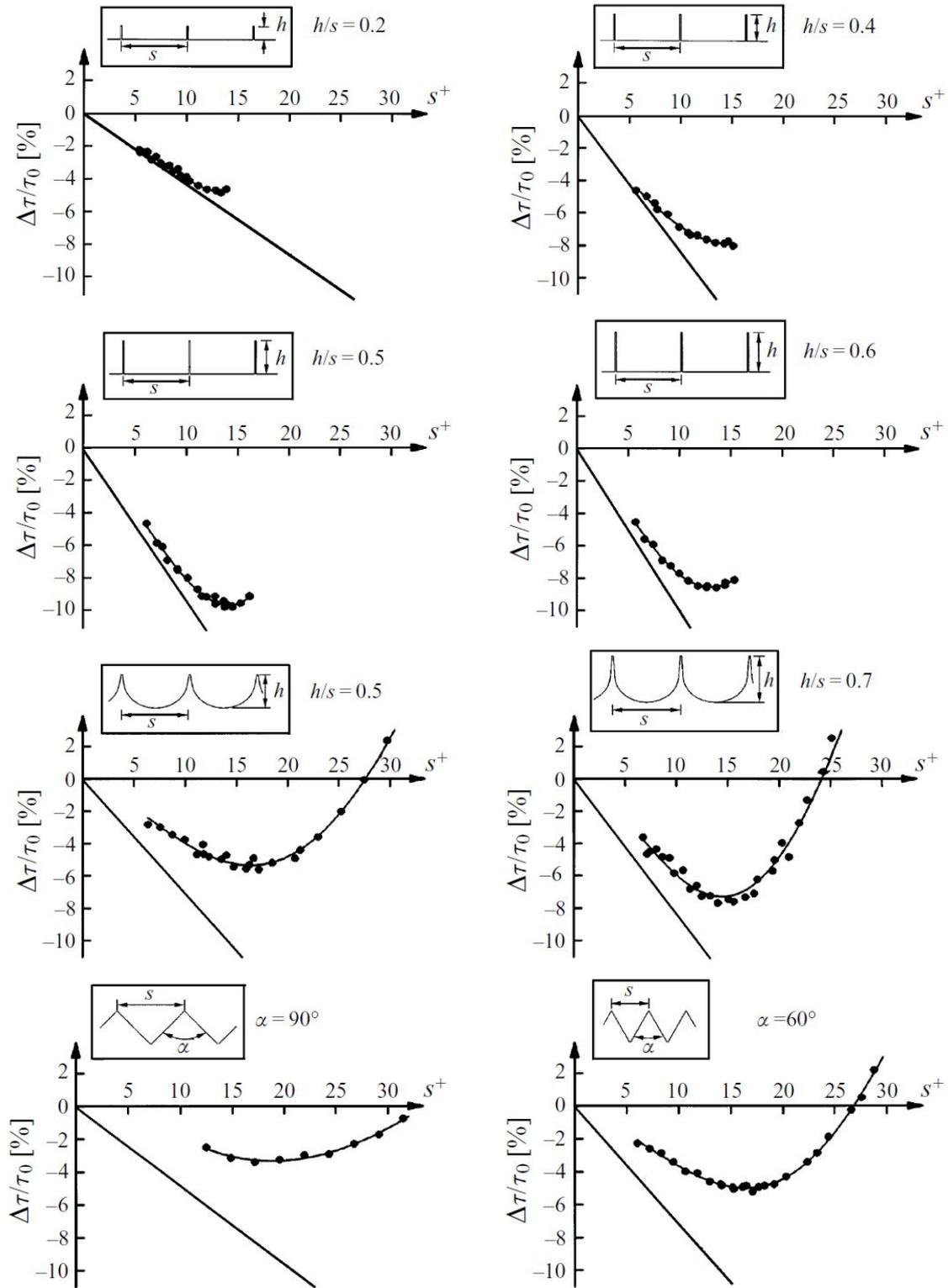


Figura 3.9: Confronto tra curva di resistenza stimata tramite la relazione (3.5), prendendo  $\mu_0 = 0.785$  e come  $\Delta y^+$  i valori rappresentati in figura 3.8, e risultati sperimentali ● forniti da Bechert *et al.* (1997) per diverse configurazioni di *riblets*.

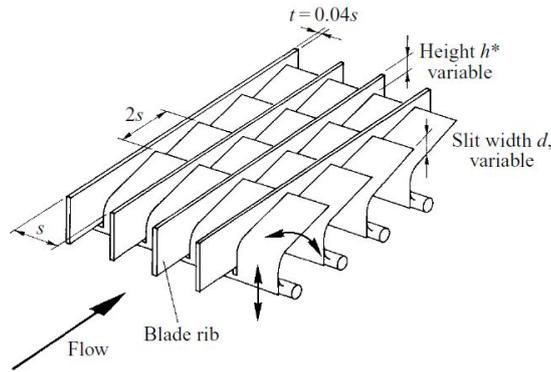


Figura 3.10: Variazione della superficie con tagli e righe longitudinali,  $h = h^* + d$ .

Un'idea chiara di come tali parametri di forma definiscono il flusso attorno alle *riblets* è fornita da Bechert *et al.* (1997) [34] con un esperimento di misura diretta del  $C_f$  su una placca piana in un canale ad olio<sup>2</sup>. Le *riblets* a parete sono realizzate tramite un particolare meccanismo. Sulla placca l'alternanza di righe longitudinali crea delle scanalature lungo cui si presentano dei tagli, la loro profondità può variare separatamente in maniera continua, figura 3.10. Facendo in modo che la superficie a parete sia perfettamente chiusa,  $d/s = 0$ , l'obiettivo iniziale è quello di valutare le curve di riduzione della resistenza per *riblets* a lama al variare del rapporto  $h/s$ . Con uno spessore al tip  $t = 0.01s$ , variando  $h/s$  si osserva che il valore ottimale, in corrispondenza del quale si ha il minimo di resistenza, risulta  $(h/s)_{optm} = 0.5$ ; figura 3.11. Fissato  $h/s = 0.5$ , solo successivamente si è valutata anche l'influenza del rapporto  $t/s$  realizzando placche piane in plexiglas con *riblets* a lama. Il minimo di resistenza, riduzione pari ad 8.7%, si osserva per i più bassi valori di  $t/s$ . Questi risultati sono molto importanti perché possono essere estesi al caso di *riblets* a dente di sega, infatti le *riblets* a lama sono il corrispondente caso degenero ad  $\alpha = 0^\circ$ . In figura 3.12, scegliendo sempre come valore ottimale  $h/s = 0.5$ , si osserva come all'aumentare  $\alpha$  diventa sempre più basso il valore di  $h_{pl}$  e con esso  $\Delta h/s$ . Una decrescita di  $\Delta h/s$  è anche legata ad una riduzione di resistenza inferiore. E' facile riconoscere che l'angolo  $\alpha$  deve essere il più piccolo possibile, sempre a patto che i processi di realizzazione lo consentano. Di solito un angolo a cui corrisponde una riduzione accettabile di resistenza e che può essere realizzato tecnologicamente, senza particolari problemi, risulta  $\alpha = 30^\circ$ .

<sup>2</sup>Si preferisce eseguire esperimenti in canale ad olio per avere una dimensione delle *riblets* molto più grande ed un migliore controllo della geometria, sebbene prove di questo tipo si sviluppano a più bassi numeri di Reynolds e per brevi lunghezze di galleria. L'allestimento del setup sperimentale può essere eseguito con metodi convenzionali ma esperimenti in galleria del vento e in canali ad olio non sono strettamente comparabili

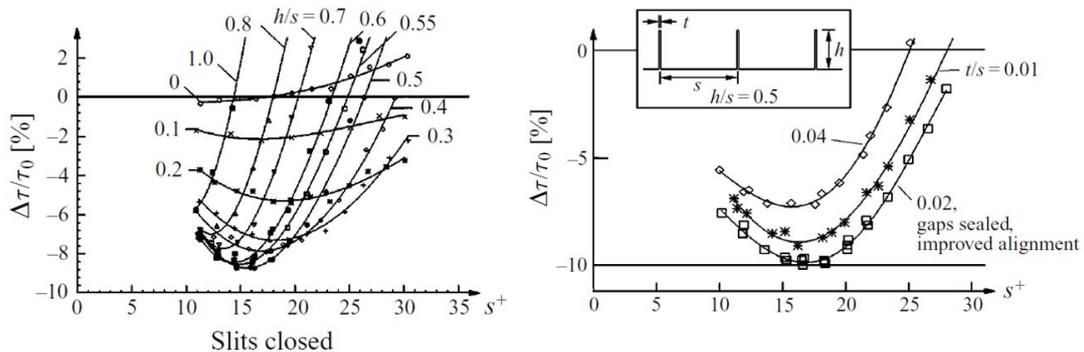
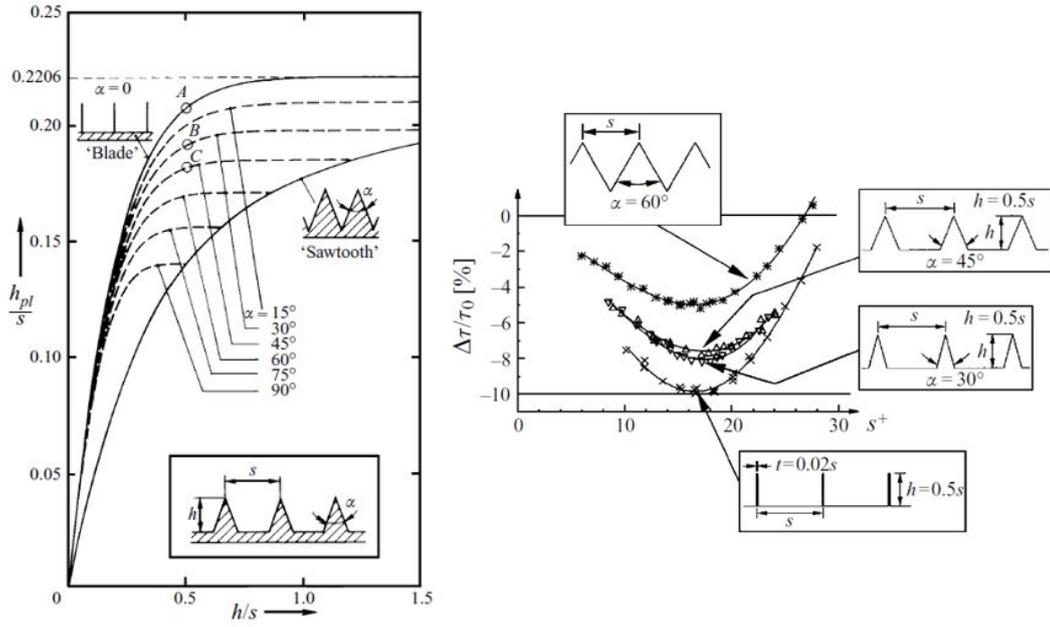


Figura 3.11: Ottimo per *riblets* a lama: variando  $h/s$  a fissato  $t/s$ ; variando  $t/s$  a  $(h/s)_{opt}$ .


 Figura 3.12: Effetto di  $\alpha$  sulle curve  $h_{pl} - h/s$  e  $\Delta\tau/\tau_0 - s^+$  per *riblets* a dente di sega.

Da un punto di vista ingegneristico è chiaro che sarebbe conveniente avere un'unica quantità utile che meglio caratterizza il comportamento della superficie dotata di *riblets*. A seguito di valutazioni sperimentali Jimenez & Mayoral (2011) [36], testando diverse *riblets*, hanno individuato come miglior parametro da usare  $l_g^+ = (A_g^+)^{1/2}$ . La radice quadrata della sezione trasversale  $A_g$  è il parametro che cattura sia l'influenza del rapporto  $h/s$  e sia la forma delle *riblets*. In figura 3.13 si nota come le curve di resistenza sperimentali espresse in termini di  $l_g^+$ , per un'ampia varietà di *riblets*, si impacchettano tutte raggiungendo un minimo ad  $l_g^+ \leq 15$ ; si ha che con il parametro  $l_g^+$  le curve si impacchettano maggiormente<sup>3</sup>. Il punto di minimo nella curva di riduzione della resistenza è il punto di ottimo, punto per il quale la riduzione di resistenza è massima e solo oltre si ha rugosità tipo-k. Di solito per *riblets* convenzionali  $s_{opt}^+ \cong 15$  mentre il corrispondente  $(l_g^+)_{opt} \cong 10.7$ . Un modo per stimare la riduzione di resistenza che si ottiene in corrispondenza del punto di ottimo è considerare la seguente approssimazione, valida se si opera in regime viscoso lineare,

$$DR \cong -m_{l_g} l_g^+ \quad (3.8)$$

dove  $m_{l_g} = (\partial(\Delta\tau/\tau_0)/l_g^+)_{l_g^+=0}$ , ovvero  $m_{l_g}$  coincide con la pendenza iniziale associata al tratto di regime viscoso e può essere ricavato per confronto tra (3.5) e (3.8)

$$m_{l_g} = \frac{\mu_0}{(2C_{f_0})^{-1/2} + (2K) - 1} \frac{\partial(\Delta h^+)}{\partial l_g^+}$$

In accordo con i dati sperimentali si osserva che in corrispondenza del valore  $(l_g^+)_{opt}$  si ha una riduzione di resistenza effettiva che coincide con circa l'85% del valore di riduzione stimato tramite (3.8)

$$DR_{opt-eff} = 0.83DR_{opt} \cong -0.83m_{l_g}(l_g^+)_{opt} = -8.9m_{l_g}$$

Va considerato che il valore di  $s_{opt}^+$  è meno accurato rispetto ad  $(l_g^+)_{opt}$ ; l'ottimo per  $s^+$  ha una dispersione dell'ordine del 40%, l'ottimo per  $l_g^+$  varia solo di un 10% attorno ad  $(l_g^+)_{opt} \cong 10.7$  per tutte le geometrie valutate.

<sup>3</sup>La scalatura con  $l_g^+$  può essere considerata solamente come una curva di fit empirica che funziona bene rispetto ad altri esperimenti su geometrie esistenti ma che non dovrebbe essere usata senza criticismo per configurazioni che sono differenti da quelle convenzionali, come ad esempio le repliche di pelle di squalo.

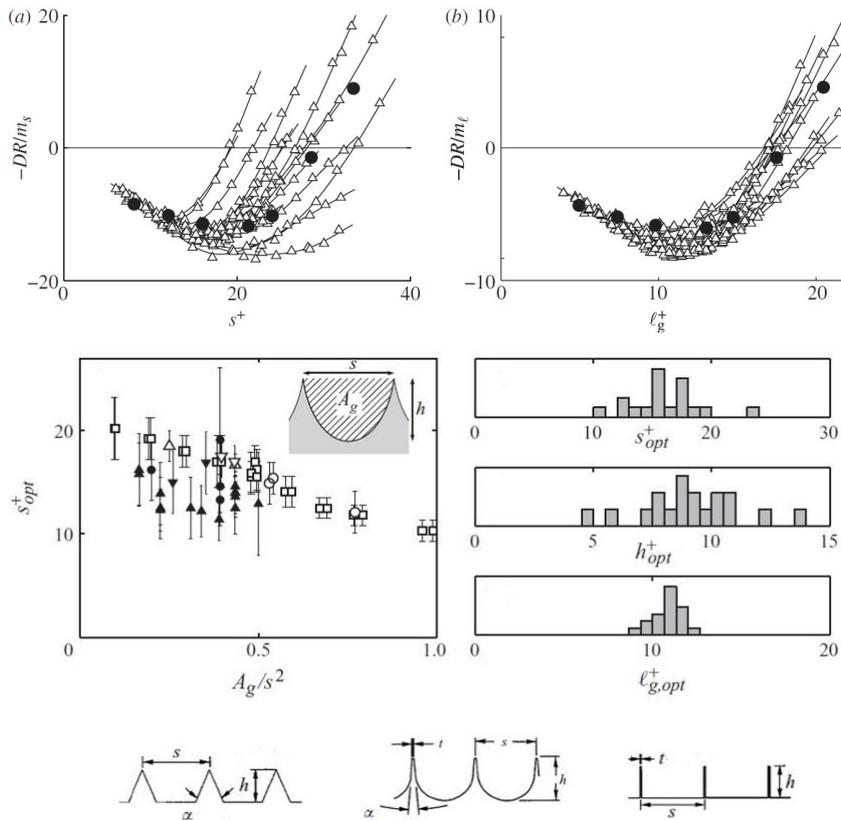


Figura 3.13: Drag reduction per *riblets*:  $\triangle$  a dente di sega;  $\circ$  a dente di pettine;  $\square$  a lama.

## 3.2 Alterazione mediante oscillazione di parete

Le *riblets*, come tecnica di controllo passivo, bloccano i moti trasversali di flusso andando ad indebolire i moti vortici controrotanti che si stabiliscono in prossimità di parete. Sono i vortici controrotanti a contribuire, in uno strato limite turbolento, alla produzione dello sforzo di Reynolds attraverso gli eventi di espulsione e *sweeps*. Quest'ultimi trasportano quantità di moto all'interno dello strato limite mentre altri eventi, che inducono moti di fluido, possono essere soltanto correlati ad una turbolenza di background. Ostacolando lo spostamento laterale di fluido a bassa velocità, le *riblets* ritardano l'interazione tra *streaks* e vortici con conseguente alterazione dei soli moti organizzati di espulsione e *sweeps*. Tutto ciò è valido a patto che la spaziatura delle *riblets* sia più grande della dimensione dei vortici. Secondo una stima di Kim *et al* (1986) [5] i centri dei vortici controrotanti sono posizionati mediamente ad una distanza da parete attorno ad  $y^+ \simeq 20$  mentre il loro diametro medio risulta  $d^+ \simeq 30$ . Solo nel caso in cui il diametro medio dei vortici è più grande della spaziatura delle *riblets* allora i vortici sono costretti dalle *riblets* stesse ad allontanarsi da parete con tutte le relative conseguenze sul flusso già descritte in precedenza, figura 3.14.

L'azione indiretta delle *riblets* è pertanto quella di ridurre l'intensità dei moti a parete con conseguente meno sforzo d'attrito turbolento, tuttavia non è l'unico metodo di riduzione che è possibile attuare. La restrizione sul movimento trasversale indotto dai vortici longitudinali è un primo meccanismo per la riduzione della resistenza turbolenta, si può anche pensare di andare ad agire direttamente sui moti di espulsione e *sweeps* semplicemente facendo oscillare la parete; in questo caso si rientra nei metodi di controllo attivo. Tramite un'oscillazione di parete cambiano le condizioni al contorno, imposte dalla parete sul flusso, in modo tale che le strutture coerenti, dinamicamente significative, vengano smorzate nelle regioni di interesse. Un valido metodo di controllo attivo per ridurre la resistenza in un flusso turbolento confinato a parete prevede un movimento ciclico in direzione trasversale. Nel caso in cui l'ampiezza e la frequenza dell'oscillazione siano ottimizzate si possono raggiungere riduzioni di resistenza

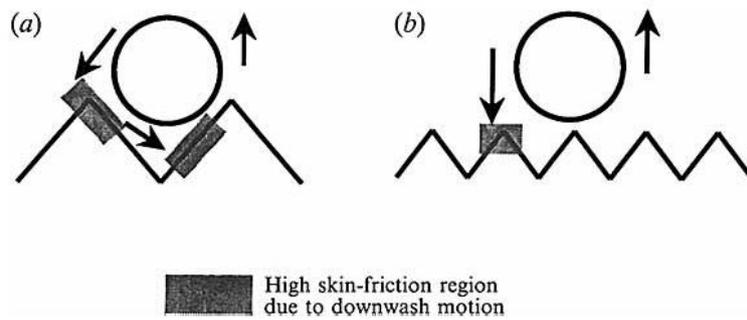


Figura 3.14: Diagramma schematico del meccanismo di aumento e riduzione di resistenza tramite *riblets*: (a)  $s^+ \simeq 40$  aumento di resistenza (estesa area influenzata dal downwash); (b)  $s^+ \simeq 20$  riduzione di resistenza (limitata area influenzata dal downwash).

decisamente superiori all'uso di un controllo passivo; la resistenza può essere ridotta fino ad un 40%. Valutazioni dettagliate dell'alterazione di strato limite dovuta ad oscillazioni a parete sono fornite da Choi (1993) [37] e da Baren & Quadrio (1996) [38] sfruttando simulazioni numeriche dirette. L'obiettivo di studio, dichiarato nel lavoro proposto da Choi, è quello di indagare i concetti chiave per controlli attivi su di uno strato limite turbolento. Partendo dalla caratterizzazione del flusso di strato limite in presenza di *riblets*, figura 3.15, è stato prima confermato il meccanismo di riduzione di resistenza dedotto sperimentalmente. Dalla visualizzazione dei vettori velocità media nel piano trasversale, come risultato delle simulazioni numeriche, si denota la presenza di flussi secondari che trasferiscono quantità di moto dalla regione centrale delle *riblets*, prima verso valle e poi verso il tip. La presenza dei vortici controrotanti è chiaramente visibile a parete con una netta riduzione dell'intensità turbolenta nella configurazione a riduzione di resistenza,  $s^+ \simeq 20$ . Questi risultati sono stati utilizzati per un confronto tra l'alterazione del flusso a parete indotta dalle *riblets* e l'alterazione dello stesso flusso per effetto di controlli attivi basati su un criterio di velocità. Proprio per i controlli attivi sono state investigate diverse strategie al fine di individuare una configurazione ottimale di riduzione di resistenza:

- controllo sulla velocità imposta a parete in direzione normale  $v$ ;
- controllo sulla velocità imposta a parete in direzione trasversale  $w$ ;
- controllo sulla velocità imposta a parete in direzione sia normale  $v$  che trasversale  $w$ ;
- controllo sulla velocità imposta a parete in direzione longitudinale  $u$ ;

A seconda del metodo si impone a parete una velocità lungo una certa direzione e con ben precisi criteri d'attuazione. Il comportamento del flusso cambia in base al metodo di controllo ma gli effetti del controllo sono sempre quelli tipicamente presenti in un flusso a ridotto sforzo d'attrito; si osserva una traslazione virtuale dell'origine dello strato limite ed un inspessimento del *viscous sub-layer* con significative riduzioni dell'intensità turbolenta. Il controllo di velocità trasversale risulta, fra tutti, quello in grado di garantire maggior riduzione di resistenza, fino ad un 40% con periodo d'oscillazione  $T^+ = Tu_\tau^2/\nu \simeq 100$ ; ciò si nota anche dalle istantanee del layer di vorticità ottenute dalle simulazioni. Muovendo la parete in direzione trasversale va a disgregarsi la coerenza spaziale tra vortici e *streaks*. Sulla parete oscillante si sviluppa uno strato limite trasversale in cui sono confinati tutti gli effetti tridimensionali. L'oscillazione instaura flusso trasversale nella regione più prossima a parete, si ha un moto di cross-flow all'interno dello strato limite che va ad alterare il tipico meccanismo di generazione della turbolenza. Tale movimento trasversale di flusso in prossimità di parete si riconduce abbastanza fedelmente al problema dello Stokes layer. Lo Stokes layer è una soluzione analitica dell'equazioni di Navier-Stokes per flusso laminare su placca che oscilla tangenzialmente ma può essere esteso al turbolento in prossimità di parete.

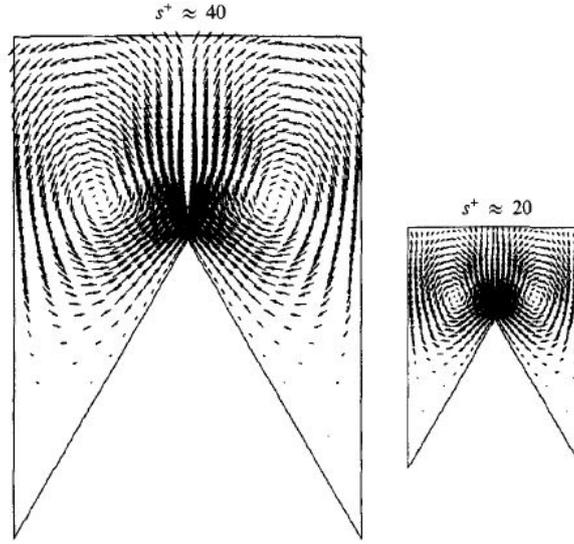


Figura 3.15: Vettori velocità media  $(v, w)$  su superficie riblettata per  $s^+ \approx 40$  ed  $s^+ \approx 20$ .

Il profilo di velocità nello Stokes layer scala con la velocità a parete  $w_0$ , infatti i profili teorici della velocità trasversale locale all'interno dello Stokes layer sono dati dalla seguente legge

$$w = w_0 e^{-\Phi} \cos(\omega t - \Phi)$$

dove  $\Phi = y\sqrt{\omega/2\nu}$  è il lag di fase alla posizione  $y$  rispetto alla velocità di parete mentre  $\omega$  è la velocità angolare. Seguendo la particella nello strato limite trasversale, la particella descrive una traiettoria oscillatoria con periodo di oscillazione

$$T = \frac{\lambda}{u^*}$$

dove  $u^*$  indica la velocità caratteristica del moto trasversale in uno strato limite turbolento. Il periodo di oscillazione  $T$ , e quindi il conseguente comportamento del flusso a parete, è legato all'ampiezza dell'oscillazione. Lo Stokes layer mostra uno spessore  $\delta_g = \pi\sqrt{2\nu u/\omega}$ ; per definizione lo spessore  $\delta_g$  è quella distanza da parete alla cui altezza la velocità trasversale locale diventa in fase con la velocità di parete. Trattandosi di una grandezza molto piccola se comparata con lo spessore di strato limite  $\delta$ , circa 30 unità di parete, può essere attuata la seguente approssimazione

$$\frac{u^*}{U_e} \sim \frac{\delta_g}{\delta}$$

Espandendo la definizione di  $\omega$

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi u^*}{\lambda} = \frac{2\pi U_e \delta_g}{\lambda 2\delta} = \frac{\pi U_e \delta_g}{\lambda \delta}$$

e sostituendo l'espressione di  $\delta_g$ , una volta riordinato,

$$\omega = \sqrt[3]{\pi^4 2 \left(\frac{U_e}{\lambda \delta}\right)}$$

è chiaro come il comportamento della particella a parete è fortemente legato all'ampiezza dell'oscillazione  $a/\lambda$  oltre che alle grandezze caratteristiche del flusso. L'espressione ha validità solo per piccole ampiezze di oscillazione a parete avendo implicitamente considerato che il moto trasversale di flusso, quantificato con  $u^*$ , non va ad influenzare la velocità media in direzione streamwise. Per grandi ampiezze questa ipotesi viene meno ottenendo velocità effettive e frequenze più piccole rispetto a quelle predette dall'equazione appena ricavata.

Frequenza ed ampiezza dell'oscillazione di parete giocano un ruolo di primo piano nella quantità di riduzione di resistenza turbolenta, tuttavia non è stato ancora ben compreso il meccanismo che va ad insaturarsi all'interno dello strato limite e porta ad una tale riduzione. Da un punto di vista fisico l'oscillazione di parete fa passare lo strato limite da bidimensionale a tridimensionale, in modo simile a ciò che accade su di un'ala con un dato angolo di freccia. Nel momento in cui la parete si muove verso la direzione trasversale negativa, lo Stokes layer va a crearsi vicino a parete con un layer vorticoso contenente solo velocità trasversale positiva. Durante il moto di parete, il layer di vortici è tiltato verso l'alto generando una componente negativa di vorticità trasversale. Con la parete che si muove in direzione opposta si ha sempre un layer a vorticità trasversale negativa; spostandosi verso la direzione trasversale positiva il layer di vortici, a velocità trasversale negativa, è tiltato verso il basso creando di nuovo una componente trasversale negativa di vorticità. In pratica, durante i movimenti negativi e positivi di oscillazione trasversale di parete, nello strato limite è presente una vorticità trasversale negativa. Questa vorticità trasversale negativa tilta la vorticità streamwise nella direzione trasversale andando a ridurre il gradiente di velocità media; figura 3.16. In particolare, nella regione vicino a parete dello strato limite turbolento la velocità streamwise è ridotta in seguito alla presenza di vorticità trasversale negativa. E' proprio tale riduzione sul modulo della velocità che sembra ostacolare lo stretching dei vortici controrotanti vicino a parete. Ridotta la vorticità streamwise, anche l'attività turbolenta a parete viene indebolita con una conseguente riduzione di resistenza.

Rispetto ad un controllo passivo che prevede l'uso di *riblets*, il controllo attivo cambia l'evoluzione del layer di vorticità prevenendo il lifting soprattutto di vorticità prossima a parete, figura 3.17. Con un controllo attivo si va a sopprimere la sorgente di nuovi vortici controrotanti indebolendo quest'ultimi. Nel caso non manipolato è evidente il sollevamento del layer lontano da parete sulle *streaks* a bassa velocità; si evince come il sollevamento delle *streaks* sia principalmente dovuto ai vortici controrotanti sopra parete. Nel caso manipolato tramite un'oscillazione trasversale a parete il sollevamento del layer scompare; le linee di vortice, modificate dal controllo, mostrano l'assenza del sollevamento di vorticità limitando la formazione di vorticità streamwise e quindi attenuando lo sviluppo delle *streaks*. Il controllo sul moto trasversale di fatto fa traslare lateralmente i vortici controrotanti che finiscono per andare ad agire maggiormente sulle *streaks* ad alta velocità piuttosto che sulle *streaks* a bassa. Il meccanismo di autosostentamento della generazione di turbolenza vicino a parete viene alterato garantendo una riduzione di resistenza. Tutto questo è stato dimostrato empiricamente da K.S. Choi (2002) [39] sfruttando misure con anemometria a filo caldo e studi di visualizzazioni di flusso della struttura turbolenta vicina a parete. Inoltre è stato proposto anche un modello concettuale a riguardo che mostra gli effetti, di quanto appena descritto, sul profilo di velocità media; il modello concettuale viene mostrato in figura 3.16. A riguardo altri risultati interessanti sono stati ottenuti da Pank *et al.* (2003) [40].

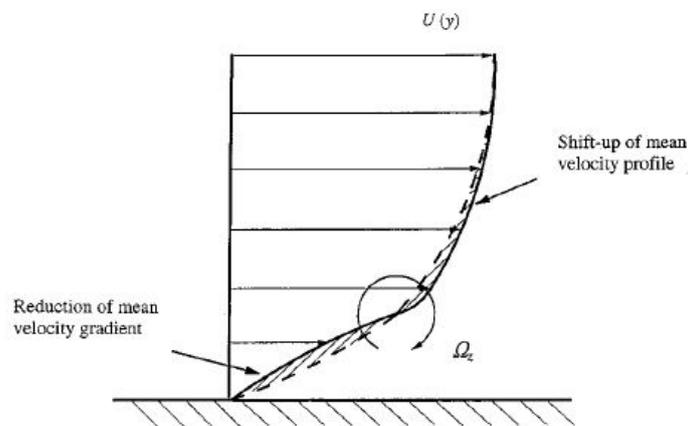


Figura 3.16: Modello concettuale per uno strato limite turbolento sopra parete oscillante mostrante l'effetto della vorticità trasversale negativa creato dallo Stokes layer periodico.

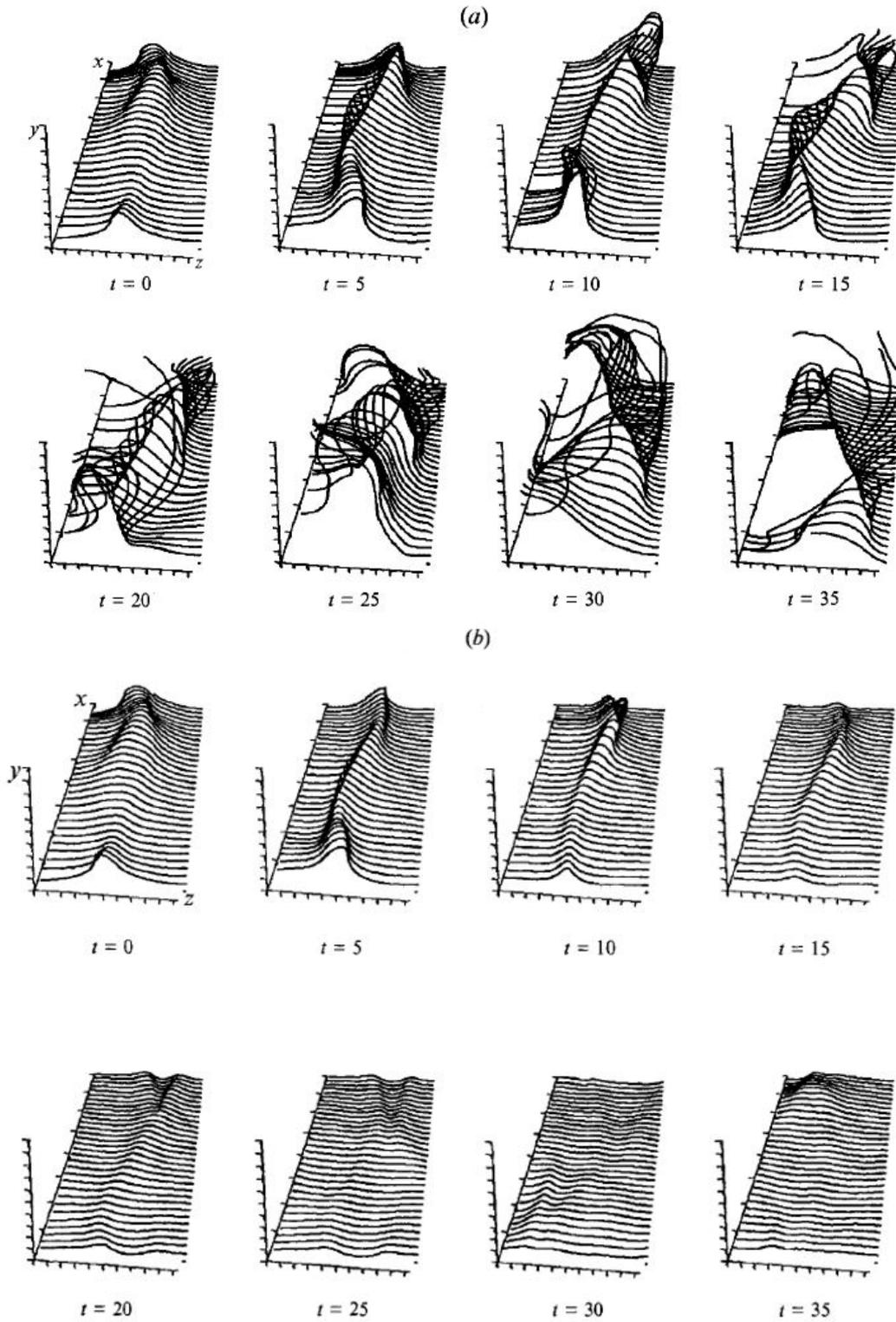


Figura 3.17: Sequenza temporale dell'evoluzione del layer di vorticità a parete per il flusso minimale in un canale: (a) condizione senza alcun controllo; (b) condizione controllo su  $w$ .

### 3.3 Riblets tridimensionali

Le configurazioni di controllo attivo sul flusso, nonostante la loro utile azione di riduzione di resistenza, non risultano flessibili ad implementazioni future. In applicazioni pratiche non è affatto possibile fornire oscillazioni sostenibili alla superficie, tuttavia si possono simulare i moti oscillatori di parete con l'aiuto di dispositivi passivi che, opportunamente progettati, dovrebbero riportare sul flusso circa gli stessi effetti ma senza la tipica complicazione di un sistema attivo. Con questo obiettivo è stato recentemente proposto l'uso di riblets che guidano il flusso in un moto oscillatorio di parete tramite cambiamenti di forma, in direzione streamwise, da parte delle stesse riblets; si parla di *riblets tridimensionali*. Le riblets sono modificate per avere una dimensione variabile anche in direzione longitudinale, figura 3.18. Inspirandosi ad un controllo di flusso pulsante, per cui sul flusso si impongono accelerazioni e decelerazioni periodiche attraverso sollecitazioni a parete, sono state per prima attuate riblets tridimensionali a zig-zag. In seguito, notato che addolcendo le variazioni di geometria il comportamento del flusso migliora, si è passati a riblets a forma ondosia; riblets sinusoidali. In quest'ultimo caso la spaziatura laterale delle riblets è fatta variare sinusoidalmente in direzione streamwise seguendo una legge del tipo

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

dove  $z'(x)$  è la deviazione della coordinata trasversale della superficie di riblets sinusoidali dalle corrispondenti riblets dritte. I cambiamenti di forma delle riblets sinusoidali sono pertanto quantificati da due parametri: la lunghezza d'onda  $\lambda$  e l'ampiezza d'oscillazione  $a$ . Lunghezza d'onda ed ampiezza si vanno ad aggiungere ai principali parametri, già esistenti nel caso di riblets bidimensionali, di spaziatura laterale  $s$  tra le riblets e forma della sezione.

Per studiare come la realizzazione di riblets tridimensionali altera il comportamento del flusso a parete e per capire come possono essere scelti i due nuovi parametri di forma,  $\lambda$  e  $a$ , al fine di ottimizzare le performance di riduzione di resistenza sono state condotte diverse simulazioni numeriche e prove sperimentali. Le prove hanno mostrato che l'introduzione di variazioni sinusoidali trasversali simula proprio la tecnica di oscillazione a parete rendendo il flusso medio, nei due diversi casi, molto simile e ricavando maggiore riduzione di resistenza. Il meccanismo di riduzione di resistenza è sempre quello tipico del caso riblets ma, con la spaziatura laterale che si espande e si contrae linearmente in direzione streamwise, si vanno ad indurre sul flusso accelerazioni e decelerazioni spaziali nella regione prossima a parete. L'unica differenza rispetto al caso bidimensionale è che, per le riblets in questione, si hanno flussi secondari verso il basso e verso l'alto per il passaggio in regioni espanse e contratte. Rappresentativo di ciò che accade al flusso è la mappa della vorticità streamwise media con i vettori velocità istantanea nel piano trasversale, figura 3.19, ottenuta da Peet e Sagaut

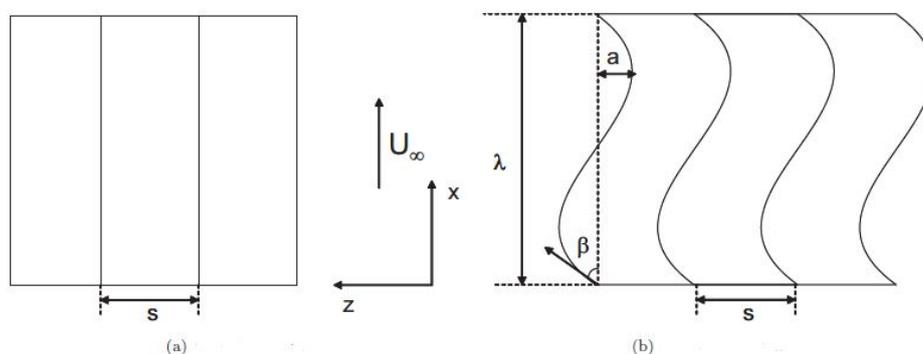


Figura 3.18: Confronto riblets bidimensionali dritte e riblets tridimensionali sinusoidali.

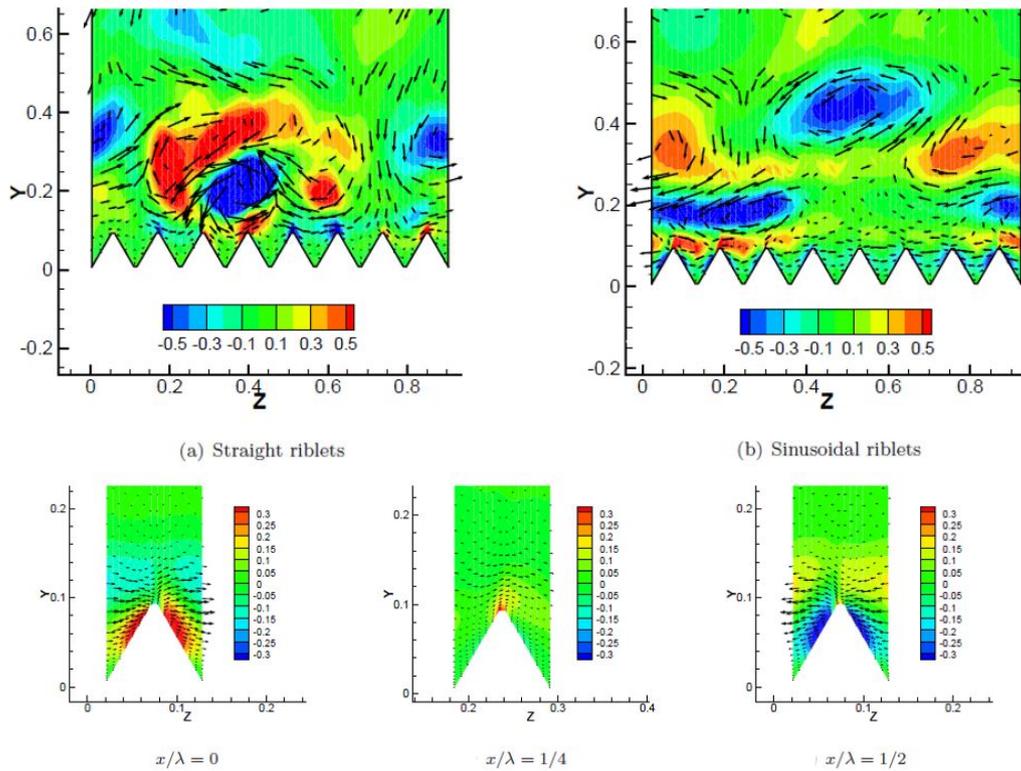


Figura 3.19: Vorticità istantanea streamwise  $\Omega_x$  e vettori di velocità istantanea  $(v, w)$  nel piano trasversale per i casi di riblets bidimensionali e tridimensionali.

(2009) [13] tramite simulazioni numeriche LES. Ad  $x/\lambda = 0$  il flusso svolta in una direzione trasversale positiva con risultante vorticità  $\Omega_x$  positiva; ad  $x/\lambda = 1/4$  il flusso è allineato con la direzione streamwise e la vorticità  $\Omega_x$  è largamente diminuita; ad  $x/\lambda = 1/2$  il flusso si ribalta per seguire la direzione trasversale negativa e si osservano valori negativi di  $\Omega_x$ . Sembra che, per via dei cambiamenti di direzione sul flusso, venga formata vorticità sopra la superficie. Questa è trasportata a valle con il flusso medio e a circa metà lunghezza d'onda di distanza,  $x/\lambda = 1/2$ , si viene a formare uno strato di vorticità di segno opposto che indebolisce il moto trasversale. E' presente un'organizzata struttura a vortex shedding che inibisce la formazione dei classici vortici controrotanti e viola la loro coerenza spaziale. Guardando anche alle differenze con il caso di riblets bidimensionali, dalle caratteristiche istantanee del flusso si evince come i vortici controrotanti siano perfettamente visibili in entrambi i casi. Tuttavia per le riblets tridimensionali i vortici non si posizionano più l'uno affianco all'altro ma uno sopra l'altro, sono più lontani da parete. Con l'allontanamento dei vortici si previene che questi vadano a sbattere a parete; si evita quell'aumento di sforzo d'attrito sul tip delle riblets, aumento comunque presente nel caso bidimensionale nonostante la complessiva riduzione di resistenza (figura 3.14). Come conseguenza l'area bagnata dalle riblets sinusoidali è più piccola inoltre vortici sono allungati in direzione streamwise, sono appiattiti in direzione verticale e sembrano meno caotici. Infatti in figura 3.20 le strutture vorticosi appaiono molto più organizzate rispetto alle classiche strutture nello strato limite. Tutto questo porta a nette riduzioni di resistenza, circa di un 12%, a patto di scegliere la lunghezza d'onda in modo opportuno. Il parametro fondamentale risulta la lunghezza d'onda dell'oscillazione fittizia imposta a parete; per piccole lunghezze d'onda non è osservata alcuna riduzione di resistenza mentre è solo per grandi lunghezze d'onda che si osservano i benefici della modifica sulla struttura di parete.

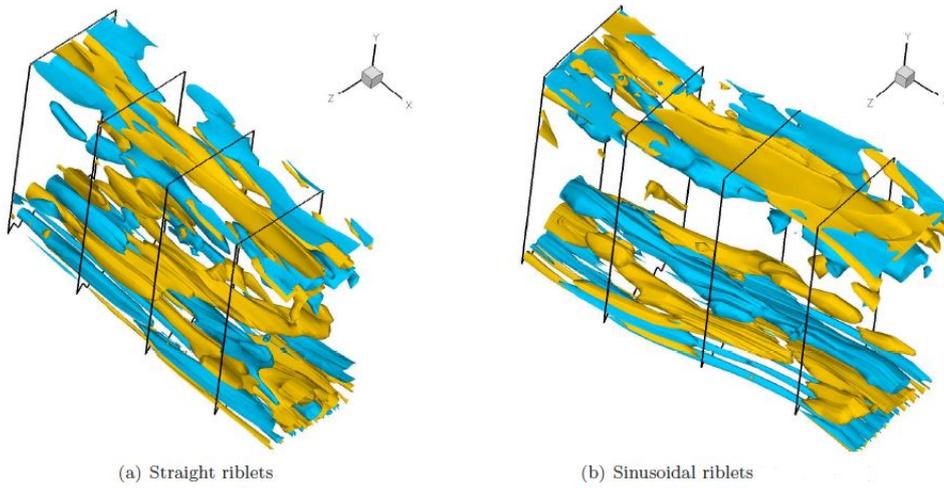


Figura 3.20: Confronto isosuperfici di vorticità longitudinale a parete, Peet e Saugaut (2008).



# Capitolo 4

## Analisi dati sperimentali

Si dispone di segnali di velocità  $U(t)$  rilevati da una sonda a filo caldo per quattro tipologie di placche piane:

- una placca liscia, denominata nel seguito con Smooth;
- una placca con *riblets* longitudinali, denominata nel seguito con RLong;
- due placche con *riblets* sinusoidali, denominate nel seguito con RS1 ed RS2;

I dati di velocità in riferimento sono a diverse distanze da parete  $y$  e per diverse condizioni di funzionamento galleria. I parametri geometrici delle placche riblettate sono mostrati nelle tabelle 4.1 e 4.3 mentre le caratteristiche dello strato limite nelle condizioni analizzate sono riportate in tabella 4.2. Le grandezze adimensionali che compaiono sono tutte rapportate con i valori di  $u_\tau$  ed  $l_\tau$  riferiti al caso liscio. I valori di velocità e lunghezza d'attrito relativi al caso liscio sono presi come riferimento per effettuare, in seguito, confronti tra le diverse configurazioni di parete riblettata.

Tabella 4.1: Dati geometria delle diverse *riblets*.

Placca	$s$ [ $\mu\text{m}$ ]	$h$ [ $\mu\text{m}$ ]	$a$ [ $\text{mm}$ ]	$\lambda$ [ $\text{mm}$ ]
<i>Riblets longitudinali</i> (RLong)	300	210	—	—
<i>Riblets sinusoidali 1</i> (RS1)	300	210	0.15	19.2
<i>Riblets sinusoidali 2</i> (RS2)	300	210	0.6	19.2

Tabella 4.2: Parametri fondamentali dello strato limite alle varie condizioni.

giri/min	$Re_\delta$	$Re_\theta$	$U_\infty$ [ $\text{m/s}$ ]	$\delta$ [ $\text{mm}$ ]	$\theta$ [ $\text{mm}$ ]	$u_\tau$ [ $\text{m/s}$ ]	$l_\tau$ [ $\mu\text{m}$ ]	$H$
600	30500	2790	13.4	34.5	3.2	0.5271	28.4	1.34
800	33500	3900	17.9	28.3	3.4	0.6587	23.1	1.38
1000	41000	4895	22.0	28.3	3.4	0.790	19.2	1.38

Tabella 4.3: Parametri adimensionali delle placche riblettate.

$Re_\theta$	$s^+$	$h^+$	$a_1^+$	$a_2^+$	$\lambda^+$
2790	10.6	7.4	5.3	21.1	675
3900	13.0	9.1	6.4	25.9	830
4895	15.6	10.9	7.8	31.2	1000

## 4.1 Anemometria a filo caldo

La prova sperimentale da cui sono stati ottenuti i dati di velocità, successivamente elaborati, ha visto l'uso di una sonda anemometrica a filo caldo appositamente progettata per misure in strato limite. L'anemometria a filo caldo, insieme all'anemometria ottica, risulta essere una delle tecniche più affidabili ed efficaci per lo studio dei flussi turbolenti vista la sua elevata sensibilità, alta risposta in frequenza ed intrusività minima. Il suo funzionamento prevede l'uso di un filo d'acciaio che funge da sonda e all'interno del quale viene fatta passare della corrente ad una certa intensità  $I$ . Il filo è portato nel punto di prelievo attraverso due supporti molto sottili che permettono di instaurare una differenza di potenziale ai capi del filo facendo passare corrente. Per effetto Joule il filo si riscalda portandosi ad una temperatura  $T_w$ , sicuramente più grande rispetto alla temperatura  $T_f$  della corrente fluida in cui è immerso. La differenza di temperatura  $\Delta T = T_w - T_f$  instaura trasferimento di calore tra filo metallico e corrente fluida. Si ha flusso termico, dal filo verso l'esterno, indotto dal calore prodotto per effetto Joule e regolato principalmente dalla velocità  $U$  della corrente che investe il filo. Il meccanismo dominante in tale trasferimento di calore è quello della convezione forzata. In base al valore di  $U$ , il flusso asporta dal filo una certa quantità di calore ed il filo si porta ad una data temperatura causando una variazione di tensione  $E$  ai suoi capi. La variazione di tensione è legata alla velocità in modi differenti a seconda del sistema in uso:

- CCA (*Constant Current Anemometry*),  $I = cost$ ;
- CTA (*Constant Temperature Anemometry*),  $T_w = cost$ ;

Nel caso in analisi si è preferito l'utilizzo di un sistema CTA viste le alte risposte in frequenza comunque richieste nella misurazione. In un sistema a  $T_w = cost$ , la risposta in termini di potenza elettrica dissipata al variare della velocità di raffreddamento incidente sulla sonda, per effetto della sola convezione forzata, è perfettamente descritta dalla relazione

$$E^2 = A + B \cdot U^n$$

Tale relazione, valida in condizioni stazionarie, è nota con il nome di *legge di King*.

Tabella 4.4: Caratteristiche geometriche sonda a filo caldo.

$Re_\theta$	$l$ [mm]	$l^+$	$d$ [ $\mu m$ ]	$d^+$	$l/d$	$f_s$ [kHz]	$t^+$
2790	1.25	44	5	0.18	250	20	0.93
3900	1.25	54	5	0.22	250	20	1.39
4895	1.25	65	5	0.26	250	20	2.08

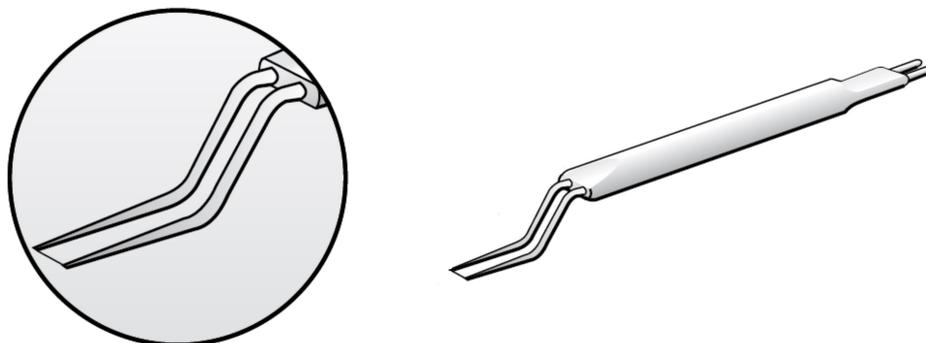


Figura 4.1: Tipica sonda hot wire per misure in strato limite.

Tabella 4.5: Grandezze valutate in fase di taratura e in fase di misura.

Fase	flusso	grandezze note	grandezze misurate	grandezze ricavate
Taratura	noto	$U_i$	$E_i$	$A, B, n$
Misura	incognito	–	$E_i$	$U_i = \sqrt[n]{(E_i^2 - A)/B}$

Il legame tra tensione e velocità assume un andamento non lineare fortemente dipendente dai valori delle costanti  $A$ ,  $B$  ed  $n$ :

- $A \equiv E(U = 0)$ , potenza dissipata per convezione naturale;
- $B$  ed  $n$  ottenuti dalle misure dei punti di taratura;

L'utilizzo della tecnica anemometrica ha richiesto pertanto una taratura preliminare della sonda al fine di conoscere i valori delle costanti. La taratura, dovendo procedere ad una successiva indagine di strato limite turbolento su placca piana, è stata eseguita in situ. Portata la sonda fuori dallo strato limite, dove il flusso è potenziale, sulla sonda incide un flusso uniforme di galleria del vento ed è possibile tarare semplicemente variando la velocità in camera di prova. Solo a taratura completata si procede con la vera indagine sperimentale. Una volta avviata la galleria e raggiunte le prestabilite condizioni di misura in camera, la sonda è posizionata a distanza,  $x_s = 800mm$ , dal bordo d'attacco della placca tale per cui il flusso di strato limite, nel punto misurato, è completamente turbolento ( $H \simeq 1.3$ ). Riguardo all'avvicinamento sonda a parete questo è eseguito con automatismi. Per consentire il movimento della sonda, quindi per avere le misure sulle velocità istantanee al variare della distanza da parete, la sonda è montata su un porta-sonde ancorato ad un blocco munito di sistema vite-madrevite. Un motore passo-passo si impegna sul sistema vite-madrevite, fa ruotare la vite e consente il movimento della sonda nella direzione normale a parete. Misure molto vicine a parete sono state ottenute grazie alla geometria poco intrusiva della sonda. Tutte le operazioni appena descritte hanno portato a rilevare i valori di tensione  $E_i$  messi in uscita dalla sonda e ad associare, tramite taratura, i corrispondenti valori di velocità  $U_i$ . E' stata implementata un'opportuna catena di misura ma, essendo soltanto utenti finali dei dati ricavati, quest'ultima non viene descritta in dettaglio. Le uniche informazioni a noi utili per le successive analisi riguardano l'acquisizione dati, eseguita con:

- una frequenza di campionamento,  $f_s = 20kHz$ ;
- un tempo totale di acquisizione,  $T = 60s$ ;

per un numero totale dati acquisiti  $N = 1200000$ . In seguito sono fornite alcune immagini della prova svolta inoltre, in tabella 4.4, è anche presentata la geometria della sonda usata.

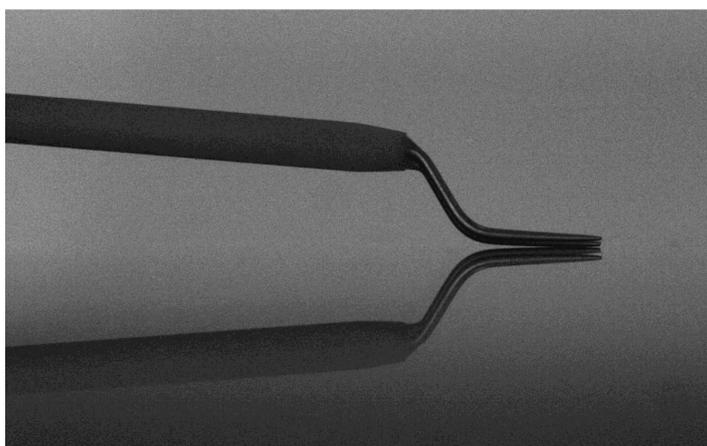


Figura 4.2: Dettaglio sonda hot wire in prossimità di parete.

## 4.2 Analisi statistica

A velocità fissata  $U_c$  in camera di prova, posizionato la sonda ad  $x_s = 800\text{mm}$ , a diverse posizioni  $y$  da parete si dispone dei valori di tensione  $E_i$  prelevati dalla sonda durante il tempo d'acquisizione. Della sonda si conosce l'equazione di taratura, in quanto i coefficienti  $A$ ,  $B$  ed  $n$  sono noti, ed è quindi possibile valutare la velocità istantanea  $U_i(t)$ , tabella 4.4,

$$U_i(t) \simeq U_{n_i}(t) = \bar{U} + u_i(t)$$

con

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

Si applica la decomposizione alla Reynolds. A rigore il campo di moto turbolento, seppure a componente di moto medio 1D, è composto da tre fluttuazioni turbolente ma sapendo che:

- la sonda è allineata con la direzione media della corrente;
- è presente un basso livello di turbolenza;

è plausibile ipotizzare che la velocità misurata dalla sonda coincida con la componente di velocità normale al sensore,  $U_i(t) \simeq U_{n_i}(t)$ . Con la sonda a singolo sensore in uso si è in grado di valutare solo la fluttuazione di velocità  $u$  normale, altre informazioni vanno perse. Dal ribaltamento in termini di velocità dei dati campionati, una volta noti  $\bar{U}$  ed  $u_i(t)$ , è possibile eseguire come post-processing un'analisi statistica che vede il calcolo:

- del momento statistico del secondo ordine, la varianza.

$$\overline{u^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i^2 \quad (4.1)$$

La varianza delle fluttuazioni turbolente,  $\overline{u^2}$ , quantifica l'energia cinetica turbolenta traslazionale nel punto di strato limite  $x_s$  in esame e da questa è possibile valutare anche la deviazione standard  $u_{rms}$ .

$$u_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i^2} \quad (4.2)$$

- del momento statistico del terzo ordine, la skewness.

$$S = \frac{\overline{u^3}}{u_{rms}^3} \quad \text{con} \quad \overline{u^3} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i^3 \quad (4.3)$$

- del momento statistico del quarto ordine, la flatness.

$$F = \frac{\overline{u^4}}{u_{rms}^4} \quad \text{con} \quad \overline{u^4} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i^4 \quad (4.4)$$

Tutte grandezze che descrivono la PDF associata ai dati fluttuazioni di velocità ottenuti a fissata distanza  $y$  da parete, la PDF può essere ricavata come presentato in sezione 1.1. Oltre le grandezze statistiche, risulta interessante valutare come l'energia cinetica turbolenta, quantificata con la varianza, si distribuisce tra le strutture a differenti dimensioni nel flusso. A tale scopo il segnale fluttuazione di velocità va rappresentato spettralmente come somma pesata dei modi di Fourier,  $e^{i\omega t} = \cos(\omega t) + i \sin(\omega t)$ , a differenti frequenze ottenendo quella che prende il nome di PSD (Power Spectral Density). Proprietà fondamentale risulta

$$\overline{u^2} = \int PSD(\omega) d\omega$$

### 4.3 Analisi su macroscale e microscale turbolenta

Dallo spettro di frequenza, spesso valutato nella forma  $PSD \cdot f$  per mettere meglio in evidenza il contributo energetico alle basse frequenze, è possibile determinare il rateo di dissipazione d'energia cinetica turbolenta  $\epsilon$ . Rispetto alla definizione generale (1.5), per i dati a disposizione, rientrando in un caso unidimensionale, il tensore  $du_j/dx_i$  si semplifica notevolmente per cui

$$\epsilon = 15\nu \overline{\left(\frac{du}{dx}\right)^2} = 15\nu \int_0^\infty k^2 PSD dk$$

Riprendendo le relazioni (1.6), una volta noto  $\epsilon^1$ , secondo le ipotesi di Kolmogorov è possibile determinare la microscale

$$\eta \equiv (\nu^3/\epsilon)^{1/4}; \quad U_\eta \equiv (\epsilon\nu)^{1/4}; \quad \tau_\eta = \eta/U_\eta \equiv (\nu/\epsilon)^{1/2};$$

Va ricordato che le ipotesi di Kolmogorov si riferiscono a turbolenza omogenea isotropa, di sicuro non sono valide per il caso in esame ma si tratta di un utile strumento di stima. Riguardo alla macroscale, questa va valutata costruendo la funzione di autocorrelazione. L'autocorrelazione per le componenti fluttuanti di velocità si ottiene tramite la (1.2)

$$\rho(\tau) = \rho\left(\frac{m}{f_s}\right) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N-m} \left( \frac{u_i \cdot u_{i+m}}{u^2} \right)^2$$

e l'integrale di tale funzione coincide con il tempo di macroscale

$$T_L = \int_0^\infty \rho(\tau) d\tau \simeq \int_0^{t_0} \rho(\tau) d\tau$$

Nell'integrazione, per come si presenta la funzione  $\rho(\tau)$ , si tiene conto che l'integranda assume valore significativo soltanto nel tratto  $0 < \tau < t_0$ . In corrispondenza dell'istante  $t_0$  si verifica il primo passaggio per lo zero da parte di  $\rho(\tau)$ ; oltre  $\rho(\tau)$  inizia debolmente ad oscillare intorno allo zero ed il suo effetto sul tempo di macroscale è trascurabile. Per questo è stato troncato l'integrale, si cerca di ridurre l'incertezza quando si integra verso l'infinito anche perchè il limite superiore dell'integrazione dipende dalla lunghezza dei dati acquisiti. Dal tempo di macroscale  $T_L$ , scegliendo come velocità convettiva  $U_L = \bar{U}$ , si ottiene anche la lunghezza di scala  $L$

$$L = U_L \cdot T_L$$

Relazione valida sotto ipotesi di turbolenza congelata, di solito applicata in casi a  $u/\bar{U} \ll 1$ . Come velocità convettiva è stata scelta la velocità media associata ai dati di velocità per la fissata distanza  $y$  da parete. Una scelta più accurata, valida soprattutto quando ci si trova a distanze  $y^+ \leq 30$ , è quella di prendere come velocità convettiva  $U_L = 10u_\tau$ , Jimenez (2004). Noto il tempo di macroscale e la lunghezza di scala, come anche spiegato in sezione 1.2, si hanno indicazioni statistiche sulle più grandi strutture vorticose. Tali strutture contengono la maggior parte dell'energia del flusso, energia che prende parte nel processo di cascata inerziale e viene trasferita alle strutture più piccole. In particolare, specialmente nelle regioni prossime a parete, le grandezze di macroscale possono essere ricondotte alle *streaks*. Si comprende come tali strutture coerenti sono manipolate per semplice modifica di parete guardando proprio le grandezze finora definite.

---

<sup>1</sup>Valutazione analoga su  $\epsilon$  sfrutta l'ipotesi di Taylor di turbolenza congelata,  $\partial/\partial t = |U|\partial/\partial x$ . Non si dispone di informazioni sulle variazioni spaziali di velocità ma l'ipotesi di turbolenza congelata permette di ovviare a tale problema, infatti

$$\epsilon = 15\nu \overline{\left(\frac{du}{dx}\right)^2} = \frac{15\nu}{U_L} \overline{\left(\frac{du}{dt}\right)^2}$$

Tra i due modi di valutare  $\epsilon$ , il più attendibile è sicuramente quello che fa ricorso allo spettro di frequenza. Determinare  $\partial/\partial x$  tramite  $\partial/\partial t$  richiede l'uso di un segnale comunque soggetto a forti oscillazioni spurie.

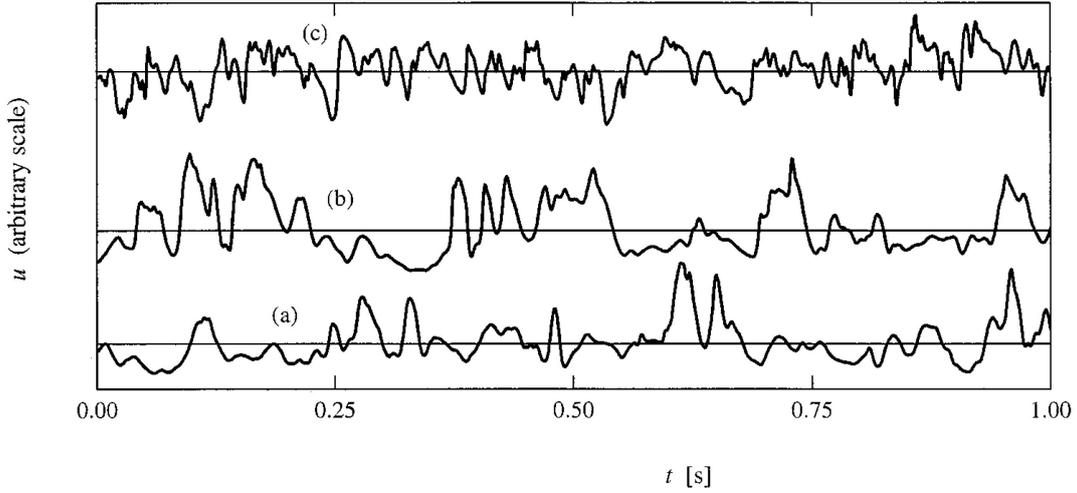


Figura 4.3: Esempio tipiche fluttuazioni velocità streamwise in strato limite turbolento per distanze da parete: (a)  $y^+ = 2$ ; (b)  $y^+ = 4$ ; (c)  $y^+ = 20$ .

#### 4.4 Analisi Eventi VITA

Si è analizzato il segnale di velocità  $U_i(t)$  ricavando le rispettive fluttuazioni  $u_i(t) = U_i(t) - \bar{U}$ . Per decomposizione alla Reynolds applicata su  $U_i(t)$ , la fluttuazione  $u_i(t)$  oscilla nel tempo attorno allo zero come mostrato in figura 4.3. Tra le varie oscillazioni presenti è evidente il manifestarsi di oscillazioni più marcate, quest'ultime possono essere associate alla presenza di eventi nel flusso come espulsioni e *sweeps*. Un modo per caratterizzare tali eventi, sia in numero che in forma media, fa ricorso all'analisi VITA (Variable Interval Time Averaging), tecnica introdotta da Lu & Willmarth (1973) [41], da Blackwelder & Kaplan (1976) [42]. Nella tecnica citata si procede per confronto tra:

- varianza globale associata al segnale,  $\overline{u^2}$ ;
- varianza locale costruita su un certo numero di punti,  $\overline{u_w^2}$ ;

La varianza globale del segnale totale è nota, precedentemente calcolata (4.1), mentre la varianza locale si ottiene valutando, volta per volta, soltanto una porzione del segnale totale. A partire dal tempo d'acquisizione  $T = 60s$ , l'estensione temporale  $T_w$  della porzione segnale utile al calcolo della varianza locale  $\overline{u_w^2}$  è presa come

$$T_w = \frac{T^+ \cdot \nu}{u_\tau^2} = \frac{10 \cdot \nu}{u_\tau^2}$$

ovvero, corrispondente ad un tempo adimensionale  $T^+ = 10$  (sperimentalmente confermato). Si ha che  $T_w$  fornisce la finestra di analisi sul segnale, finestra che interessa un numero di punti  $N_w = T_w \cdot f_s$  come mostrato in figura 4.4. Definita la finestra e fatta scorrere nel tempo in modo progressivo, possiamo calcolare la varianza locale ad essa associata

$$\overline{u_w^2} = \frac{1}{N_w} \sum_{i=1}^{N_w} (U_{iw} - \bar{U}_w)^2 \quad (4.5)$$

indicando con il pedice  $w$  tutte le grandezze riferite alla finestra. La varianza locale, nella sua forma pratica, è spesso riportata in termini di fluttuazioni globali di velocità,  $u_{iw} = U_{iw} - \bar{U}$ ; infatti aggiungendo e sottraendo  $\bar{U}$  nel termine a sommatoria dell'equazione precedente

$$\overline{u_w^2} = \frac{1}{N_w} \sum_{i=1}^{N_w} (U_{iw} - \bar{U})^2 - \left[ \frac{1}{N_w} \sum_{i=1}^{N_w} (U_{iw} - \bar{U}) \right]^2 \quad (4.6)$$

Pertanto la varianza locale è data dalla differenza tra media delle fluttuazioni al quadrato,  $mean(fluttuazione)^2$ , e quadrato della fluttuazione media,  $(mean(fluttuazione))^2$ , riferiti entrambi all'interno della finestra in studio. Nel passare da (4.5) a (4.6) viene usata la definizione di  $u_{iw} = U_{iw} - \bar{U}$ ; la fluttuazione che ricade nella finestra è sempre rispetto alla media del segnale globale per cui  $\overline{u'_{iw}} \neq 0$ . La  $\overline{u'_{iw}}$  per essere diversa da zero va definita rispetto alla media segnale totale, altrimenti l'ultima relazione scritta per  $\overline{u'_{iw}}$  non ha senso. Dalla varianza locale associata alla finestra, tramite (4.6), è possibile individuare la presenza di un evento nel momento in cui è soddisfatta una **prima condizione**

$$\overline{u'^2_{iw}} \geq K\overline{u^2}$$

con  $K$  valore di soglia, nel nostro caso preso pari all'unità,  $K = 1$ . Si ha un evento solo quando, facendo scorrere la finestra nel tempo, è soddisfatta la prima condizione riportata. Per come costruito la finestra, all'evento è possibile associare un tempo  $T_0$ , istante di tempo che si colloca nel mezzo della finestra e su cui si può valutare una **seconda condizione**:

- $(du/dt)_{T_0} > 0$ , evento accelerato;
- $(du/dt)_{T_0} < 0$ , evento decelerato;

La seconda condizione riguarda appunto la derivata della velocità in  $T_0$  per classificare il tipo di evento energetico individuato ma non permette di quantificarne l'andamento. Per studiare l'andamento degli eventi energeticamente forti è comodo riferirsi ad un andamento medio; si memorizzano gli istanti corrispondenti agli eventi, che siano accelerati o meno, e solo dopo si applica una media condizionata (condizionata al caso accelerato o decelerato). La media viene eseguita a partire dal centro dell'evento, scelto in  $T_0$ , e spostandosi di una data ampiezza  $\Delta$  di segnale prima e dopo il centro fissato. Stabilendo con  $j$  l'evento a cui si fa riferimento e continuando ad indicare con  $i$  il campionamento temporale

$$\langle u \rangle_i = mean(u_{j+i}) \quad \text{con } i \in (-\Delta; +\Delta)$$

La media condizionata  $\langle u \rangle_i$  di solito è riportata su di un diagramma adimensionale con in ascisse un tempo di media condizionato  $t_m^+$  e in ordinate  $\langle u \rangle / u_\tau$  oppure  $\langle u \rangle / u_{rms}$ , figura 4.5. Del diagramma condizionato sono rilevanti la pendenza del tratto lineare, il salto di velocità, oltre al numero degli eventi utili a definirlo,  $f_{VITA} = \#eventi/T$ . Un dato confermato in letteratura riguarda il numero di eventi accelerati, in forma adimensionale  $f_{VITA}^+ \simeq 0.001$ . Descrizioni sulla tecnica sono riportate anche da Bogard & Tiederman (1986) [43].

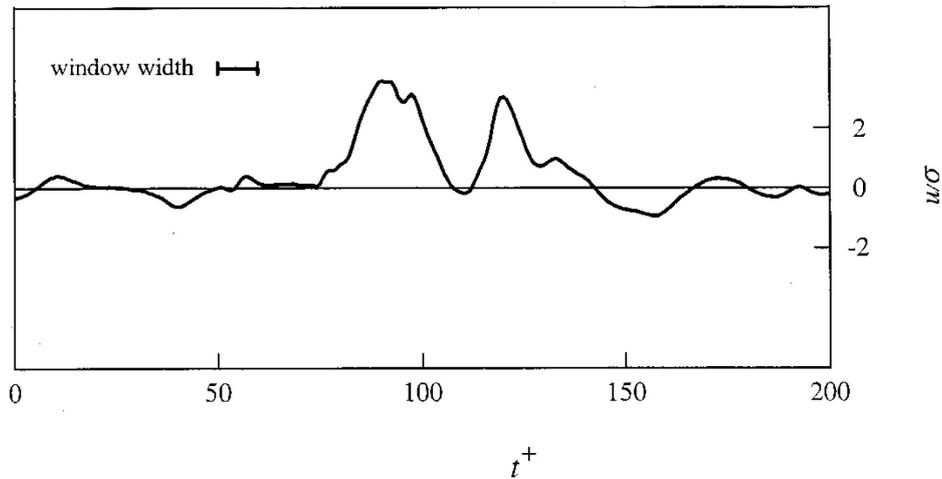


Figura 4.4: Esempio finestra applicata a tipiche fluttuazioni velocità streamwise in strato limite turbolento per distanze da parete  $y^+ = 2$ .

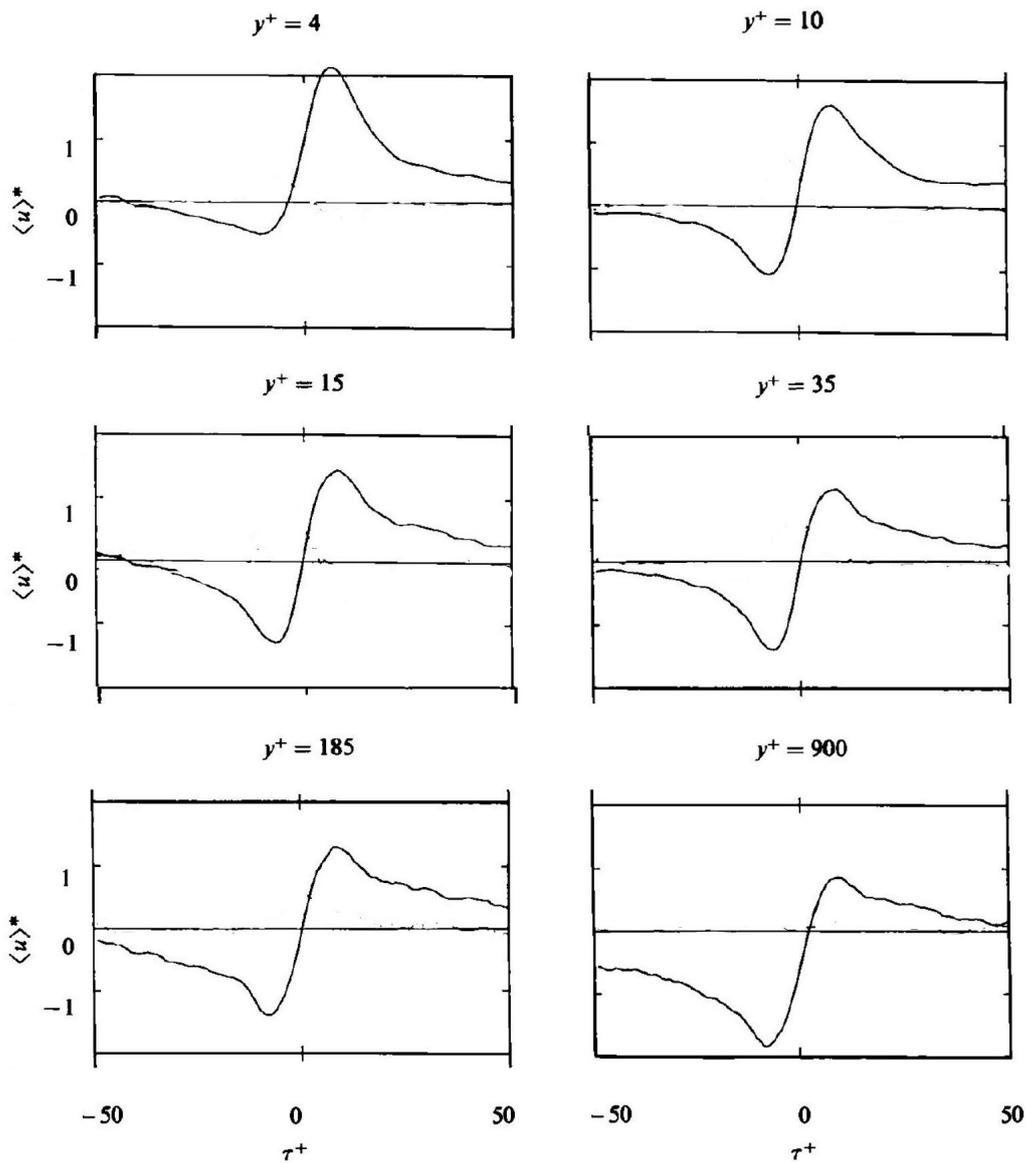


Figura 4.5: Media condizionata eventi VITA accelerati per diverse distanze da parete  $y^+$ , in ordinate  $\langle u \rangle^* = \langle u \rangle / u_{rms}$ . Andamenti ottenuti da Johansson *et al.* (1987) [44].

Gli eventi VITA, individuati con la procedura descritta, sono riconducibili alla presenza di note strutture coerenti organizzate, come vortici quasi-streamwise e streaks all'interno di strato limite. Posizionata la sonda a filo caldo, fissa ad una certa distanza da parete, il passaggio di un'eventuale vortice ha un effetto sul segnale misurato inducendo aumento o diminuzione di velocità. Oltre ai vortici quasi-streamwise può esserci il passaggio di una low-speed-streaks, in questo caso sulla sonda viene percepita sicuramente una fluttuazione che si riduce nel tempo. Eventi accelerati e decelerati sono legati al passaggio di strutture di questo tipo, capire come tali eventi vengono modificati dall'alterazione di parete può essere utile per studiare il meccanismo di produzione di turbolenza nello strato limite.

## 4.5 Analisi wavelet

### 4.5.1 Teoria dei segnali

L'analisi wavelet richiama alla teoria dei segnali. Va detto che per analizzare e studiare le caratteristiche di un segnale prima di tutto è necessario trovare una rappresentazione adeguata del segnale stesso, rappresentazione da cui sia facile estrarre le informazioni che interessano. Un modo è quello di decomporre un segnale  $x(t)$  in componenti elementari  $x_k$

$$x(t) = \sum_{k=1}^N x_k(t) = \sum_{k=1}^N c_k f_k(t)$$

con le componenti  $x_k$  di numero  $N$  sufficiente per essere correlate in modo adeguato alle proprietà fisiche del segnale. Scelto un sistema di basi  $f_k(t)$  opportuno, le componenti  $x_k$  possono essere determinate per convoluzione tra il segnale di partenza  $x(t)$  ed  $f_k(t)$ . La convoluzione quantifica la "somiglianza" di ogni funzione del sistema di basi con il segnale originale tramite i coefficienti  $c_k$ . Affinchè la rappresentazione possa avere un reale interesse applicativo è necessario disporre di algoritmi veloci:

- per calcolare le componenti  $x_k$ , decomposizione;
- per ricostruire il segnale  $x(t)$  dalle componenti elementari, ricostruzione;

**Analisi in frequenza.** Usualmente per l'analisi dei segnali si fa uso della teoria di Fourier. Preso un segnale analogico  $x(t)$  l'idea alla base della teoria di Fourier è quella di decomporre il segnale nelle armoniche di base  $e^{i\omega t}$ , con  $\omega \in \mathbb{R}$ , per cui la sua trasformata nel caso continuo risulta

$$FT[x(t)] = X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)e^{-i\omega t} dt \quad (4.7)$$

Anche se si sta limitando l'attenzione a valori reali, per ogni frequenza  $f$  il valore di  $X(f)$  è un numero complesso a cui si può associare un modulo  $|X(f)|$  ed uno sfasamento  $\Phi(f)$

$$|X(f)| = \sqrt{\text{Re}[X(f)]^2 + \text{Im}[X(f)]^2} \quad \Phi(f) = \arctan\left(\left|\frac{\text{Im}[X(f)]}{\text{Re}[X(f)]}\right|\right)$$

La ricostruzione del segnale passa attraverso la trasformata inversa, operazione che permette di trasformare la funzione integrabile  $X(f)$  dal dominio della frequenza al dominio del tempo

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(f)e^{i\omega t} dt \quad (4.8)$$

La trasformata di Fourier fornisce informazioni accurate sul contenuto in frequenza del segnale perdendo però indicazioni sulla localizzazione temporale di una data frequenza. Questo aspetto è chiarito in seguito considerando come segnali da trasformare:

- un tono puro con frequenza  $f'$ ,  $x(t) = \sin(2\pi f't)$ ;
- un impulso di Dirac centrato all'istante  $t'$ ,  $x(t) = \delta(t - t')$ ;

In figura 4.6 sono mostrati i moduli delle relative trasformate di Fourier per i due segnali. Si nota come la sinusoidale risulta perfettamente localizzata in frequenza essendo individuata nel piano delle frequenze da soli due impulsi centrati in  $f'$ . Al contrario per rappresentare la delta di Dirac sono necessarie tutte le componenti frequenziali. La trasformata di Fourier risulta un potente strumento per l'analisi dei segnali stazionari ma se il segnale presenta caratteristiche variabili nel tempo la trasformata ha difficoltà a catturare effetti locali. Tali effetti locali sono transitori che vanno a dispersi su larghe regioni del dominio trasformato. Il problema della trasformata di Fourier è legato alla decomposizione del segnale mediante armoniche di base, le funzioni trigonometriche oscillano sempre delocalizzando informazioni contenute in  $x(t)$  su tutto lo spettro. Diventa difficile studiare le proprietà di  $x(t)$  da  $X(f)$ .

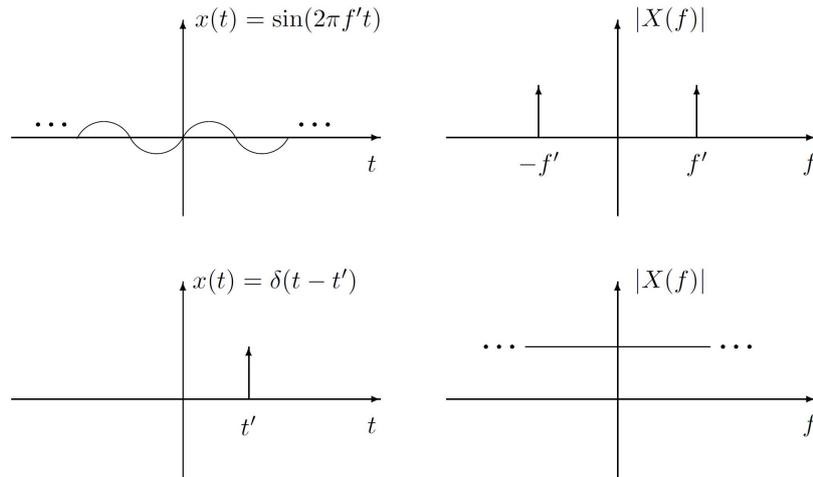


Figura 4.6: Segnale sinusoidale e impulso di Dirac con le relative trasformate di Fourier.

**Analisi tempo-frequenza.** Se l'obiettivo è studiare segnali a brusche transizioni allora è conveniente operare nel dominio del tempo per localizzare perfettamente le singolarità. Supponendo che tali transizioni siano degli impulsi ideali rappresentabili tramite funzioni delta di Dirac, è possibile applicare al segnale  $x(t)$  una tipica trasformata identità

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(\tau)\delta(t - \tau)d\tau$$

Indicando invece con  $T_x(\gamma)$  una generica trasformazione  $\gamma$  applicata ad  $x(t)$

$$T_x(\gamma) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)\phi_\gamma^*(t)dt$$

in quest'ultimo caso il segnale di partenza  $x(t)$  viene localizzato tramite la funzione  $\phi_\gamma(t)$ . La capacità di localizzazione della trasformata  $T_x(\gamma)$  è legata proprio alla durata in tempo e in frequenza della funzione  $\phi_\gamma(t)$ . In particolare:

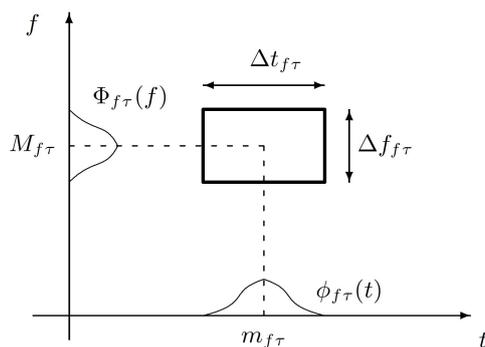
- per la trasformata di Fourier risulta che  $\phi_\gamma(t) \equiv \phi_f(t) = e^{i\omega t}$ , per cui le funzioni hanno durata temporale infinita ( $\Delta t \rightarrow \infty$ ) e durata frequenziale nulla ( $\Delta f = 0$ ). Localizzazione in frequenza perfetta.
- per la trasformata identità risulta che  $\phi_\gamma(t) \equiv \phi_\tau(t) = \delta(t - \tau)$  per cui le funzioni hanno durata temporale nulla ( $\Delta t = 0$ ) e durata frequenziale infinita ( $\Delta f \rightarrow \infty$ ). Localizzazione nel tempo perfetta.

A seguito di quanto detto, ritornando al problema iniziale, con un segnale  $x(t)$  da analizzare che presenta sia andamenti lentamente variabili (simili a sinusoidi) che brusche variazioni (simili a delle delta di Dirac) sarebbe desiderabile avere una trasformata con una buona localizzazione temporale e frequenziale. A tale scopo, del segnale  $x(t)$  si cerca di individuare una trasformata tempo-frequenza

$$T_x(f, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)\phi_{f,\tau}^*(t)dt \tag{4.9}$$

caratterizzata da funzioni  $\phi_{f,\tau}$ , anche note come atomi tempo-frequenza, ad energia unitaria

$$E_\phi = \|\phi_{f,\tau}\|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} |\phi_{f,\tau}|^2 dt = 1 \tag{4.10}$$


 Figura 4.7: Cella di risoluzione relativa a  $\phi_{f,\tau}$ .

e ben localizzate in tempo e in frequenza. Tale requisito è soddisfatto una volta scelti atomi tempo-frequenza  $\phi_{f,\tau}$  a durata temporale  $\Delta t$  e durata frequenziale  $\Delta f$  più piccola possibile. Per quantificare  $\Delta t$  e  $\Delta f$  si va a misurare l'intervallo temporale e frequenziale in cui è concentrata la maggior parte dell'energia del segnale attraverso il concetto di durata efficace

$$(\Delta t)_{f,\tau}^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (t - m_{f,\tau})^2 \cdot |\phi_{f,\tau}(t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\phi_{f,\tau}(t)|^2 dt} \quad (4.11)$$

e banda efficace

$$(\Delta f)_{f,\tau}^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (f - M_{f,\tau})^2 \cdot |\Phi_{f,\tau}(f)|^2 df}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\Phi_{f,\tau}(f)|^2 df} \quad (4.12)$$

con

$$m_{f,\tau} = \int_{-\infty}^{+\infty} t |\phi_{f,\tau}(t)|^2 dt \quad M_{f,\tau} = \int_{-\infty}^{+\infty} f |\Phi_{f,\tau}(f)|^2 df$$

In pratica  $\Delta t$  e  $\Delta f$  sono ricavati come indici di dispersione della distribuzione di energia di  $\phi_{f,\tau}(t)$  e  $\Phi_{f,\tau}(f) = F.T.[\phi_{f,\tau}(t)]$  attorno al valor medio. Un modo per visualizzare la capacità di localizzazione tempo-frequenza è l'uso del piano  $t$ - $f$  che da una rappresentazione astratta, bidimensionale, della dispersione tempo-frequenza delle funzioni utilizzate nella trasformata. Ogni funzione è rappresentata generalmente da una regione di una forma rettangolare, detta cella di risoluzione, la cui larghezza ed altezza sono proprio pari alla durata e alla banda della funzione; figura 4.7.

### 4.5.2 Trasformata Fourier short-time

Nell'ambito dell'analisi dei segnali, la tipica trasformata tempo-frequenza vede l'applicazione della trasformata di Fourier su intervalli temporali, di durata finita, ottenuti moltiplicando il segnale per una finestra  $g(t)$ . Prima si individua la porzione di segnale da elaborare e poi si effettua la trasformata di Fourier. Ciò equivale a valutare atomi tempo-frequenza del tipo

$$\phi_{f,\tau}(t) = g_{f,\tau}(t) = g(t - \tau)e^{i\omega t}$$

La scelta delle componenti elementari, utili a scomporre il segnale, ricade sempre sulle armoniche di base con la differenza che adesso sono localizzate nel tempo dalla finestra  $g(t)$ . La funzione  $g(t)$  permette la localizzazione temporale delle proprietà del segnale, cosa non possibile nella trasformata di Fourier. Si parla di trasformata di Fourier *short-time*, da (4.9)

$$STFT[x(t)] = X[f, \tau] = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)g^*(t - \tau)e^{-i\omega t} dt \quad (4.13)$$

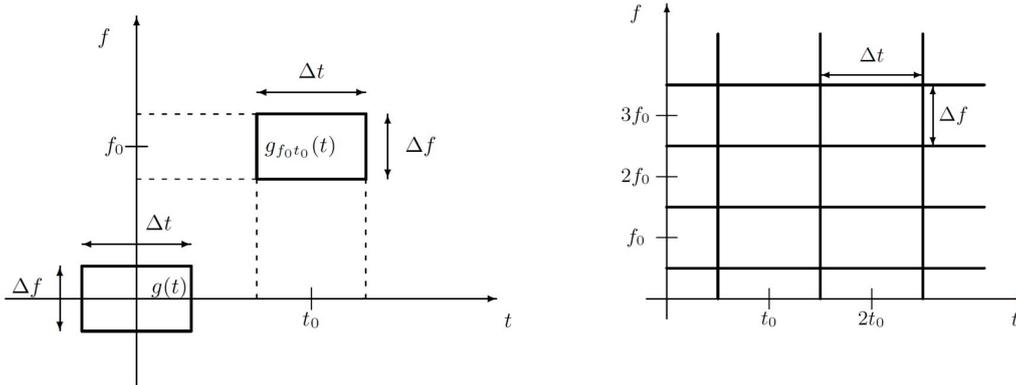


Figura 4.8: Cella di risoluzione (sinistra) e copertura del piano  $t$ - $f$  (destra) per la STFT.

Si dimostra che la trasformata definita in (4.13) è invertibile e la formula di ricostruzione è

$$x(t) = \int \int_{-\infty}^{+\infty} X(f, \tau) g_{f, \tau}(t) df d\tau \quad (4.14)$$

Gli atomi tempo-frequenza presenti nelle relazioni appena scritte sono versioni traslate e modulate della funzione finestra  $g(t)$ <sup>2</sup> ottenute variando con continuità i parametri  $f$  e  $\tau$ ; per questo motivo tali atomi prendono il nome di finestre elementari, figura 4.8. La variazione continua dei parametri  $f$  e  $\tau$  in alcuni casi può essere estremamente ridondante ed il problema viene risolto discretizzando la trasformata, da (4.13)

$$STFT[x(t)] = X[m, n] = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) g^*(t - n\tau_0) e^{-i(2\pi m f_0)t} dt$$

In figura 4.8 è mostrata anche la copertura del piano  $t$ - $f$  relativa alla trasformata con parametri discretizzati. La copertura tiene conto che, per come definite le finestre elementari, queste hanno sempre una stessa risoluzione tempo-frequenza qualsiasi sia la traslazione nel tempo e/o modulazione in frequenza applicata. Infatti, indicando con  $G(f) = FT[g(t)]$ , a partire da (4.11) e (4.12) per il caso di interesse

$$(\Delta t)^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} t^2 |g(t)|^2 dt = (\Delta t)_{f_0 t_0}^2$$

$$(\Delta f)^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} f^2 |G(f)|^2 df = (\Delta f)_{f_0 t_0}^2$$

E' evidente come la copertura della trasformata non permette di discriminare due toni puri con distanza in frequenza inferiore a  $\Delta f$  o due singolarità a distanza temporale non oltre  $\Delta t$ . Una buona trasformata tempo-frequenza dovrebbe avere  $\Delta t$  e  $\Delta f$  molto piccoli ma questi non possono essere piccoli a piacimento. Va soddisfatto un principio di incertezza, disuguaglianza di Heisenberg, che esclude la possibilità di avere una risoluzione arbitrariamente elevata sia nel tempo che in frequenza

$$\Delta t \Delta f \geq \frac{1}{4\pi}$$

<sup>2</sup>Generalmente si preferisce non usare una finestra rettangolare, questa porta a discontinuità "artificiali" non presenti nel segnale originale. Spesso si opta per una finestra Gaussiana,  $g(t) = \alpha e^{-\beta t^2}$ , in tal caso si parla di trasformata di Gabor.

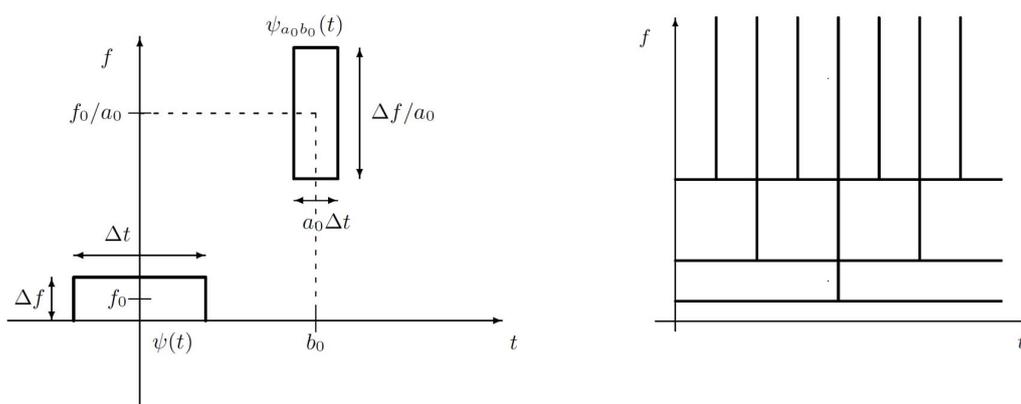


Figura 4.9: Cella di risoluzione (sinistra) e copertura del piano  $t$ - $f$  (destra) per la CWT.

### 4.5.3 Trasformata wavelet

Un vantaggio evidente dell'uso della trasformata di Fourier *short-time* è quello di essere in grado di localizzare il contenuto frequenziale in un intervallo di durata  $\Delta t$ . Tuttavia, come aspetto negativo, indipendentemente dal contributo in frequenza, le porzioni di segnale estratte dalla trasformata sono tutte della stessa lunghezza d'onda. Per la localizzazione nel piano  $t$ - $f$  sarebbe meglio poter utilizzare coperture con rettangoli di ampiezze diverse al fine di individuare con la stessa precisione fenomeni che evolvono rapidamente (*anomalies*) e fenomeni che, invece, evolvono lentamente (*trend*). Si deve optare su un'analisi a risoluzione variabile per avere, all'aumentare della frequenza  $f$ , una banda  $\Delta f$  che aumenta in modo proporzionale. Ciò è facilmente ottenuto costruendo un insieme di funzioni base mediante traslazione e cambiamento di scala di un'unica funzione,  $\psi(t)$ , anche detta *mother wavelet*.

$$\phi_{f,\tau}(t) = \psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right)$$

con  $a, b \in \mathbb{R}$ ; in particolare:

- $a$  è il parametro detto fattore di scala che controlla l'ampiezza della finestra;
- $b$  è il parametro di traslazione corrispondente alla posizione della finestra;

Il fattore moltiplicativo  $1/\sqrt{a}$  è una normalizzazione applicata a tutte le funzioni wavelet per garantire la condizione (4.10). È possibile così definire la trasformata wavelet, da (4.9)

$$CWT[x(t)] = \tilde{x}(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \psi^*\left(\frac{t-b}{a}\right) dt \quad (4.15)$$

La trasformata wavelet può essere determinata in un altro modo analogo sfruttando le proprietà della trasformata di Fourier. Infatti è valido il teorema di convoluzione per cui

$$\tilde{x}(a, b) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{a,b}^*(\omega) X(\omega) d\omega$$

con  $\Psi_{a,b}(f) = FT[\psi_{a,b}(t)]$ , quindi la trasformata wavelet può essere anche definita come<sup>3</sup>

$$CWT[x(t)] = \tilde{x}(a, b) = \frac{\sqrt{a}}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^*(a\omega) X(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega \quad (4.16)$$

<sup>3</sup>La (4.16) è usata per facilità d'implementazione; noto  $\Psi_{a,b}^*(\omega)$ , detta forma analitica, e il segnale originale  $X(\omega)$  nel dominio delle frequenze si determina  $CWT[x(t)]$  con l'algoritmo Fast-Fourier-Transform. Questa è la procedura seguita nel Toolbox Matlab "Wavelet Transforms" in uso per l'analisi dei dati.

Si dimostra che la trasformata definita in (4.15) è invertibile e la formula di ricostruzione è

$$ICWT[\tilde{x}(a, b)] = x(t) = \frac{1}{C_\psi} \int \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{x}(a, b) \psi_{a,b}(t) \frac{da}{a^2} db \quad (4.17)$$

dove  $C_\psi$ , detta costante di ammissibilità, è così definita

$$C_\psi = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\Psi(\omega)|^2}{\omega} d\omega$$

Anche per la trasformata wavelet si è interessati alla versione discreta, da (4.15)

$$CWT[x(t)] = \tilde{x}[m, n] = a_0^{\frac{m}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \psi^*(a_0^m t - nb_0) dt$$

In figura 4.9 è mostrata la copertura del piano  $t$ - $f$  relativa alla trasformata con parametri discretizzati. La copertura, a differenza della trasformata di Fourier *short-time*, mostra una discretizzazione del parametro  $b$  legata a quella del parametro  $a$ . Per avere funzioni wavelet compresse/espansive sull'asse dei tempi traslate di un passo piccolo/grande a coprire l'intero range temporale, la discretizzazione applicata è la seguente

$$\begin{cases} a = a_0^{-m} & a_0 > 1, m \in \mathbb{Z} \\ b = nb_0 a_0^{-m} & b_0 > 0, n \in \mathbb{Z} \end{cases}$$

E' facile verificare come sostituendo tali relazioni in (4.15) si ricade nella forma discretizzata scritta sopra. La copertura tiene così conto della capacità di localizzazione tempo-frequenza della trasformata; a partire da (4.11) e (4.12) per la *mother wavelet*

$$(\Delta t)^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} t^2 |\psi(t)|^2 dt$$

$$(\Delta f)^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} f^2 |\Psi(f)|^2 df$$

mentre considerando un generico atomo centrato in  $b = b_0$  e in  $a = a_0$

$$(\Delta t)^2_{a_0 b_0} = \int_{-\infty}^{+\infty} (t - b_0)^2 |\psi_{a_0, b_0}(t)|^2 dt = a_0 \Delta t$$

$$(\Delta f)^2_{a_0 b_0} = \int_{-\infty}^{+\infty} (f - f_0)^2 |\Psi_{a_0, b_0}(f)|^2 df = \Delta f / a_0$$

Ciò dimostra che le celle di risoluzione per la trasformata wavelet sono variabili nel piano  $t$ - $f$ ; figura 4.10 e 4.11. E' usata la discretizzazione su griglia diadica;  $a_0 = 2$ ,  $b_0 = 1$ ,  $m = -j$ .

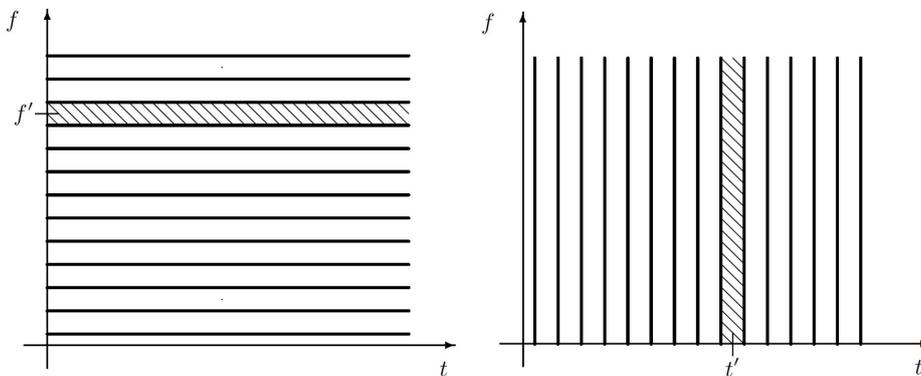


Figura 4.10: Localizzazione tempo-frequenza della FT e della trasformata identità.

### Algoritmo per la trasformata wavelet continua

La base dell'algoritmo per la trasformata wavelet continua prevede un insieme di prodotti di convoluzione tra il segnale  $x(t)$  e la famiglia wavelets  $\psi_{a,b}(t)$  ottenuta da *mother wavelet*  $\psi(t)$  dilatata e traslata. Nell'eseguire la trasformata si compara il segnale con una copia traslata e scalata di una wavelet base. Se  $\psi(t)$  è una wavelet centrata in  $t = 0$  con supporto temporale su  $[-T/2, T/2]$  allora  $1/a \cdot \psi((t-b)/a)$  è centrata in  $t = b$  con supporto  $[-b \cdot T/2, b \cdot T/2]$  e, variando in modo continuo i parametri  $a$  e  $b$ , si eseguono i confronti con il segnale originale. Da un punto di vista operativo:

- si genera la famiglia di tutte le wavelets dilatate e traslate,  $\psi_{a,b}(t)$ ;
- si elabora il prodotto di convoluzione:
  - nello spazio fisico tramite integrazione di (4.15) sulle posizioni discretizzate  $t = p\Delta t$ ;
  - nello spazio di Fourier usando FFT (Fast Fourier Transform) su (4.16) per poi, infine, riportare il risultato nello spazio fisico antitrasformando (4.8); **opzione scelta**

Nel calcolare la trasformata continua anche questa viene discretizzata ma c'è differenza tra trasformata wavelet continua e trasformata wavelet discreta. La differenza dipende dalla discretizzazione del fattore di scala  $a$ ; nel caso continuo la scala è discretizzata molto più finemente rispetto al caso discreto. Tipicamente per la trasformata continua si fissa come base una frazione di potenza 2 per cui  $a_0 = 2^{1/nv}$ , con  $nv$  numero intero più grande dell'unità. Fissato  $nv$ , si hanno differenti valori di  $a$  aumentando la base della scala di un intero positivo di potenza,  $j = 1, \dots, j_{max}$ . La traslazione  $b$  è discretizzata con un numero intero  $p$ .

$$\begin{cases} a = a_{min} 2^{j/nv} & j = 0, 1, \dots, no \cdot nv \\ b = p\Delta t & b_0 = \Delta t > 0, p \in \mathbb{N} \end{cases}$$

Il parametro  $nv$  è detto numero di voci per ottave ed alcuni valori comuni sono 10,12,14,16,32. Più è grande il valore di  $nv$  e più è fine la discretizzazione del parametro di scala  $a$  che, con tale modo di procedere, indicandone il valore minimo con  $a_{min}$  presenta un valore massimo

$$a_{max} = a_{min} 2^{\frac{1}{nv}}$$

Con  $no$  si indica il numero di ottave per ogni voce

$$no = \max(\log_2(a_{max}/a_{min}), 1/nv)$$

I parametri  $nv$  ed  $a_{min}$  caratterizzano la discretizzazione della trasformata wavelet continua. Nella discretizzazione della trasformata wavelet discreta, caso griglia diadica, il parametro di scala è discretizzato con potenze di interi a base due così da avere  $nv = 1$  ed  $a_{min} = 1$ . Con  $nv = 1$  il campionamento scala è più grezzo e per questo la trasformata discreta fornisce una rappresentazione sparsa del segnale, non adatta a localizzare in modo preciso un transiente.

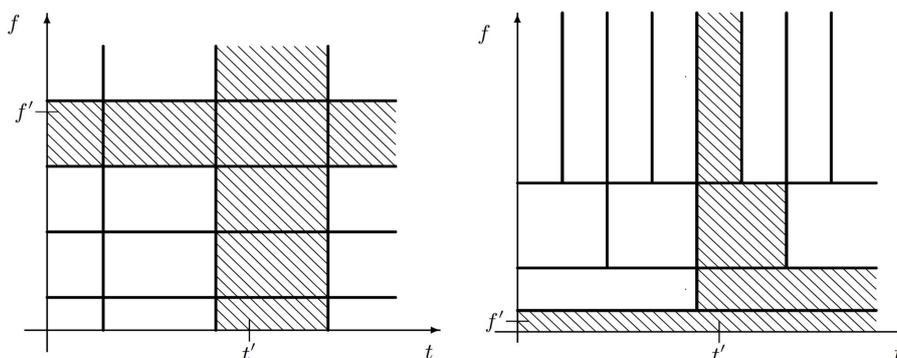


Figura 4.11: Localizzazione tempo-frequenza della STFT e della CWT.

#### 4.5.4 Analisi wavelet-Energy Spectrum

Applicando la trasformata wavelet al segnale di velocità campionato  $U_i(t)$ , tramite (4.15) si ottengono i coefficienti della trasformata

$$\tilde{u}(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_0^{+\infty} U(t) \psi^* \left( \frac{t-b}{a} \right) dt$$

segundo una notazione pratica

$$w(l, t) = \frac{1}{\sqrt{l}} \int_0^{+\infty} U(t') \psi^* \left( \frac{t'-t}{l} \right) dt'$$

Noti i coefficienti  $w(l, t)$ , per la condizione di ammissibilità la trasformata wavelet preserva l'energia del segnale originario

$$E = \int_0^{+\infty} |U(t)|^2 dt = \frac{1}{C_\psi} \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} |w(l, t)|^2 \frac{dl}{l^2} dt$$

dove la quantità  $|w(l, t)|^2$  definisce il *wavelet power spectrum*. E' usato il modulo in quanto nella maggior parte dei casi, per analisi su flussi turbolenti, si sceglie una *mother wavelet* a valori complessi. Con una *mother wavelet* a valori complessi, la quadratura di fase a  $\pi/2$  tra parte reale e parte immaginaria consente di eliminare le oscillazioni della wavelet quando si va a determinare il modulo dei coefficienti. Il modulo è così importante perchè, grazie all'estrema ridondanza della trasformata continua, permette di individuare discontinuità. Transizioni improvvise nel segnale si tramutano in grandi valori di  $|w(l, t)|^2$ ; i coefficienti diventano più grandi nelle vicinanze di un brusco cambiamento nel segnale e le singolarità possono essere visualizzate con una semplice mappa, figura 4.12. I coefficienti elevati al quadrato danno anche indicazioni sulla densità di energia locale; in modo analogo allo spettro di Fourier soltanto che adesso è possibile valutare il contributo nel tempo ad ogni frequenza. A partire dal *wavelet power spectrum* è possibile ricondursi allo spettro di Fourier mediando nel tempo  $|w(l, t)|^2$ , figura 4.13. La densità di energia ricavata può essere anche rapportata alle scale per metter meglio in evidenza il contributo energetico ad ogni frequenza

$$E(l, t) = \frac{|w(l, t)|^2}{l} \tag{4.18}$$

Come spiegato da Farge (1992) [45], da  $E(l, t)$  è possibile ottenere la densità di energia locale

$$E(t) = \frac{1}{C_\psi} \int_0^{+\infty} E(l, t) \frac{dl}{l}$$

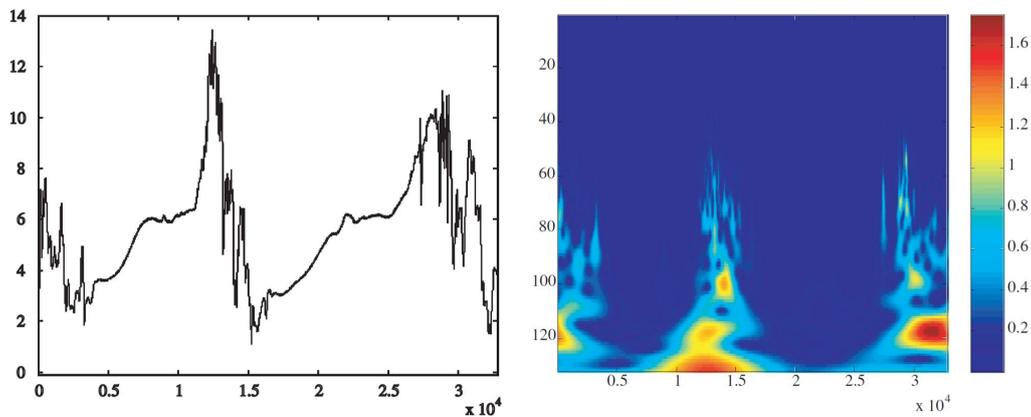


Figura 4.12: Esempio di una trasformata wavelet continua 1D: a sinistra, segnale analizzato; a destra, mappa del modulo coefficienti wavelet elevato al quadrato.

e la densità di energia per scala

$$E(l) = \frac{1}{C_\psi} \int_0^{+\infty} \frac{E(l, t)}{l} dt$$

In modo alternativo, la densità di energia tempo-scala (4.18) può essere integrata nel tempo per ottenere il *global wavelet energy spectrum*

$$\mathcal{E}(l) = \int_0^{+\infty} E(l, t) dt$$

Il fattore di scala è correlato alla frequenza attraverso la relazione  $l = \omega_\psi/\omega$ , dove  $\omega_\psi$  è la pulsazione centrata associata alla wavelet in uso. Il *global wavelet energy spectrum* risulta pertanto legato allo spettro di Fourier  $E(f)$

$$\mathcal{E}(l) = \int_0^{+\infty} E(f) |\Psi(lf)|^2 df$$

Si nota chiaramente che il *global wavelet energy spectrum* corrisponde allo spettro di Fourier smorzato dallo spettro della wavelet ad ogni scala. L'energia totale del segnale è recuperata integrando su tutte le scale

$$E = \frac{1}{C_\psi} \int_0^{+\infty} \mathcal{E}(l) \frac{dl}{l}$$

#### 4.5.5 Analisi wavelet-Eventi LIM

Dalle proprietà della trasformata wavelet, elencate in precedenza, secondo cui i coefficienti permettono di individuare singolarità, dato il segnale di velocità campionato  $U_i(t)$

$$w(l, t) \sim u_i(t)$$

cioè i coefficienti wavelet scalano con le fluttuazioni di velocità; vedere Biferale (1992) [46]. Questo comportamento da parte della trasformata può essere utile per individuare eventi energetici presenti all'interno del segnale, in modo analogo a quanto fatto con l'analisi VITA. Rispetto all'analisi VITA, l'unico vantaggio di operare con la trasformata wavelet è quello di poter analizzare il segnale localmente e non tramite l'uso di una finestra a fissata ampiezza. Scelta una scala  $\bar{l}$  di analisi, è possibile calcolare la LIM (Local Intermittency Measure)

$$I(\bar{l}, t) = \frac{|w(\bar{l}, t)|^2}{\langle |w(\bar{l}, t)|^2 \rangle_t}$$

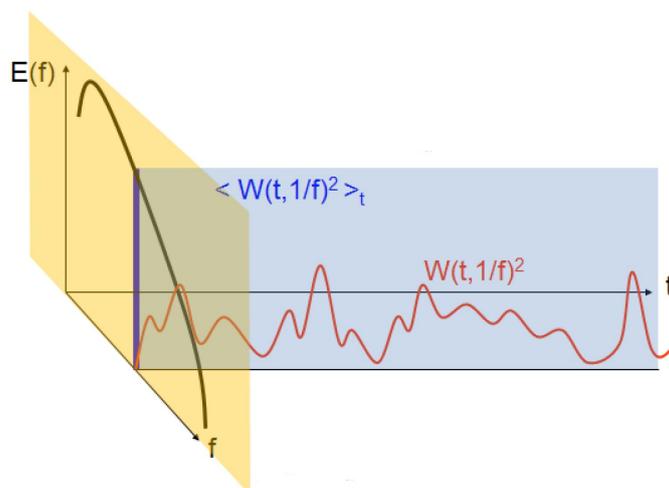


Figura 4.13: Rappresentazione del legame tra spettro di Fourier e *power wavelet spectrum*.

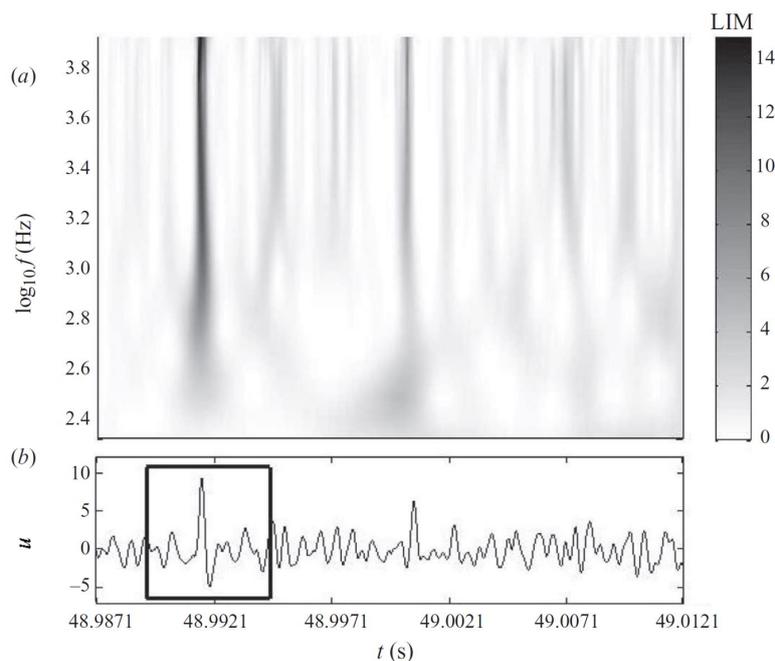


Figura 4.14: Esempio procedura di selezione: (a) grandi valori LIM indicano la presenza di un evento per  $t_j \sim 48.992s$ . Una volta che l'evento è individuato, (b) la porzione di segnale di velocità  $u$  centrata in  $t_j$  è estratta per eseguire la media condizionata. La media viene eseguita una volta scansionato nel tempo l'intero segnale.

In pratica viene rapportato il valore locale dell'energia sull'energia locale media, tutto alla data scala. La quantità  $I(\bar{l}, t)$  è solo funzione del tempo e fissando un'opportuna soglia  $\mathbf{I}$  è possibile individuare gli istanti  $t_j$  in corrispondenza dei quali  $I(\bar{l}, t_j) > \mathbf{I}$ . Gli istanti  $t_j$ , raggruppati e consecutivi, possono essere visti come eventi fortemente energetici presenti alla data scala  $\bar{l}$ . Variando la soglia si selezionano eventi a diversi livelli di energia mentre aumentando la scala,  $l > \bar{l}$ , si riduce l'estensione della singolarità come eventi raggruppati. Tutto questo considerando l'intermittenza locale scala per scala ma può essere anche definita una grandezza che misura l'intermittenza globale associata all'intero segnale, si parla di GIM (Global Intermittency Measure)

$$GIM = \frac{1}{T} \int \int_0^{+\infty} |I(l, t)|^2 \frac{dl}{l} dt$$

Individuati gli eventi fortemente energetici tramite la condizione  $I(\bar{l}, t_j) > \mathbf{I}$ , in maniera analoga all'analisi VITA, è possibile ricavare anche l'evento medio. L'andamento medio della singolarità si ottiene con una media a partire dal primo punto dell'evento  $j$  raggruppati e spostandosi di una data ampiezza  $\Delta$  di segnale prima e dopo, figura 4.14. Stabilendo con  $j$  l'evento a cui si fa riferimento e continuando ad indicare con  $i$  il campionamento temporale

$$\langle u \rangle_i = \text{mean}(u_{j+i}) \quad \text{con } i \in (-\Delta; +\Delta)$$

Tra gli eventi fortemente energetici ottenuti dalla mappa dell'intermittenza locale  $I(l, t)$  ci sono eventi maggiormente responsabili dell'intermittenza nel segnale. L'intermittenza locale fornisce una chiara caratterizzazione dell'attività locale del campo di velocità a ciascuna scala ma non è sufficiente, per individuare gli eventi intermittenti tra quelli fortemente energetici va definito un secondo indicatore. Tale indicatore è detto fattore di flatness

$$FF(l) = \frac{\langle w(l, t)^4 \rangle_t}{\langle w(l, t)^2 \rangle_t^2}$$

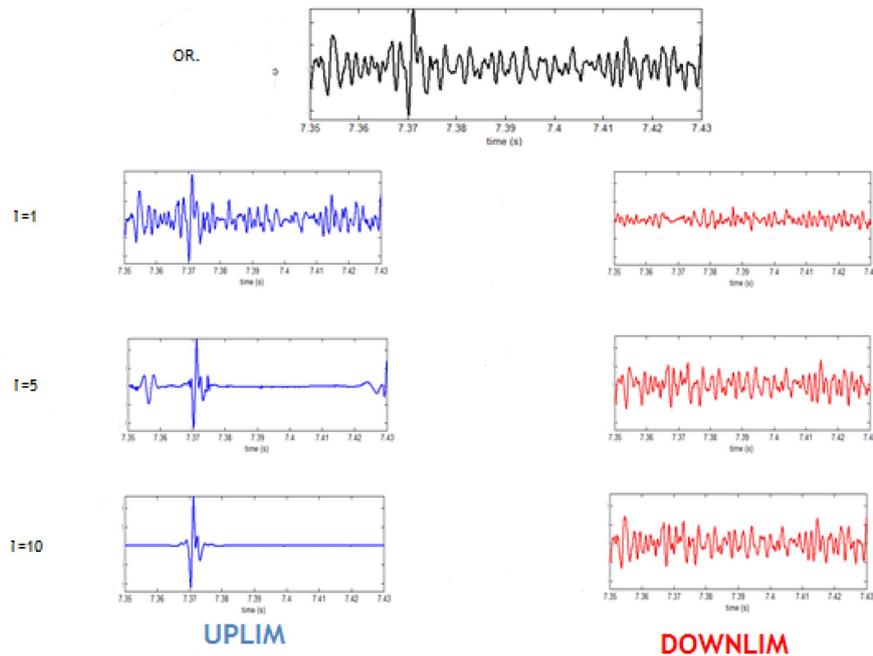


Figura 4.15: Esempio decomposizione segnale UP-LIM e DOWN-LIM al variare soglia  $I$ .

L'evento intermittente è individuato allo stesso modo soltanto che adesso nell'individuazione rientrano  $I(l, t)$  e  $FF(l)$ . Senza alcuna soglia imposta, si calcola  $FF(l)$  e si ricercano gli eventi intermittenti solo a quelle scale  $\hat{l}$  tali per cui  $FF(\hat{l}) > 3$ . Fissata la scala  $\hat{l}$ , si impone una soglia di prova  $I'$  e si ricalcola il fattore di flatness escludendo le regioni in cui  $I(\hat{l}, t) > I'$ . Escluse tali regioni, se il fattore di flatness continua ad essere maggiore di 3,  $FF_{no}(\hat{l}) > 3$ , allora la soglia di prova viene abbassata. Il processo è iterato fino a quando non è raggiunta la condizione  $FF_{no} \simeq 3$ . Alla fine si dispone di una soglia  $I'$  che permette di dividere il segnale in due contributi, figura 4.15:

- segnale UP-LIM ricostruito dai coefficienti wavelet degli eventi intermittenti;
- segnale DOWN-LIM ricostruito dai coefficienti wavelet degli eventi non intermittenti;

Nel segnale UP-LIM sono incluse tutte quelle scale  $\hat{l}$  responsabili di anomalie mentre nel segnale DOWN-LIM le scale presenti hanno una distribuzione quasi-Gaussiana. Importante sottolineare come la condizione  $FF_{no} \simeq 3$  non implica che la PDF associata sia Gaussiana in quanto la PDF è univocamente determinata da tutti i suoi momenti statistici; il segnale privo di eventi intermittenti, sebbene a  $FF_{no} \simeq 3$ , non è necessariamente Gaussiano.



# Capitolo 5

## Risultati

Nel seguito sono riportati i risultati delle analisi, descritte nel capitolo precedente, per i quattro casi di parete Smooth, RLong, RS1 ed RS2. I risultati vengono sempre presentati nello stesso ordine, ovvero:

- Analisi statistica, sezione 5.1;
- Analisi su macroscale e microscale turbolenta, sezione 5.2;
- Analisi Eventi VITA, sezione 5.3;
- Analisi wavelet
  - Energy Spectrum, sezione 5.4.1;
  - Eventi LIM, sezione 5.4.2;

Inoltre in ogni sezione si riportano commenti sul confronto tra i diversi casi di parete.

### 5.1 Analisi statistica

Dalla valutazione delle grandezze statistiche si evince come in seguito all'alterazione della struttura di parete, indipendentemente dal valore di  $Re_\theta$ , a fissata  $y^+$  aumenta il valore della velocità media. I profili di velocità media relativi a parete alterata si spostano verso valori più alti, figura 5.1a per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.10a per  $Re_\theta=3900$ , tuttavia non si osservano differenze rispetto al profilo caso liscio superata una certa distanza da parete. L'aumento in termini di velocità media a fissata  $y^+$  è dovuto alla traslazione verso l'alto dell'origine del flusso trasversale in seguito alla modifica di parete. Per la presenza di riblets il flusso trasversale causato dall'interazione tra vortici e streaks si instaura con ritardo a velocità streamwise maggiori. I profili traslano verso l'alto, lo spessore del viscous sublayer aumenta. La viscosità è predominante su di una regione più ampia ed avendo un flusso che deve raccordarsi all'asintoto comune  $U_\infty$ , a pari spessore strato limite  $\delta$ , in media la velocità fuori dal viscous sublayer aumenta. Nonostante l'aumento di velocità media, nel caso di modifica a parete, la deviazione standard delle fluttuazioni di velocità va a ridursi; ciò significa che il segnale campionato, rispetto al corrispettivo valor medio, è caratterizzato da fluttuazioni meno intense, figura 5.1b per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.10b per  $Re_\theta=3900$ . La riduzione della deviazione standard suggerisce che la superficie riblettata sopprime la produzione d'energia cinetica turbolenta. L'andamento di  $u_{rms}$  al variare di  $y^+$ , indipendentemente dal caso in esame, mostra un massimo in  $y^+=10$  e poi decresce all'aumentare della distanza da parete. Un indicatore di basso ordine utile a valutare l'influenza della parete sul flusso è l'intensità turbolenta, figura 5.1c per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.10c per  $Re_\theta=3900$ ; ovvero l'intensità delle fluttuazioni di velocità quantificata dal rapporto tra deviazione standard e velocità media. Con il presentarsi della rugosità l'intensità turbolenta si riduce, quindi si riduce anche lo sforzo di Reynolds. La rugosità globalmente genera turbolenza sterile con nessun sforzo di Reynolds associato, si evince come tale effetto perde di efficacia al di fuori del layer rugoso.

Tabella 5.1: risultati Analisi statistica,  $Re_\theta=2790$ .

$y^+ = 10$	$\bar{U}$ [m/s]	$u_{rms}/u_\tau$	$S$	$F$	$u_{rms}/u_\tau - f.pos.$	$u_{rms}/u_\tau - f.neg.$
<i>Smooth</i>	4.44	2.370	0.257	2.535	2.507	2.235
<i>RLong</i>	4.82	2.245	0.253	2.581	2.368	2.125
<i>RS1</i>	5.19	2.268	0.154	2.541	2.332	2.204
<i>RS2</i>	5.64	2.346	0.165	2.583	2.424	2.269
<b><math>y^+ = 30</math></b>						
<i>Smooth</i>	6.77	2.261	-0.025	2.652	2.233	2.286
<i>RLong</i>	7.21	2.106	0.007	2.691	2.102	2.111
<i>RS1</i>	6.67	2.097	0.021	2.659	2.100	2.093
<i>RS2</i>	7.02	2.162	0.072	2.669	2.193	2.131
<b><math>y^+ = 100</math></b>						
<i>Smooth</i>	8.59	1.906	0.043	2.707	1.925	1.888
<i>RLong</i>	8.62	1.880	0.036	2.713	1.895	1.865
<i>RS1</i>	8.26	1.835	0.076	2.713	1.871	1.799
<i>RS2</i>	8.77	1.971	-0.006	2.713	1.963	1.979

Per comprendere nel dettaglio l'effetto dell'alterazione di parete sul flusso sono riportati gli andamenti degli indicatori statistici di skewness e flatness al variare della  $y^+$ : la skewness, figura 5.1e per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.10e per  $Re_\theta=3900$ , in regioni prossime a parete prima decresce e poi aumenta; la flatness, figura 5.1f per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.10f per  $Re_\theta=3900$ , aumenta per tutte le distanze  $y^+$  indicando come il flusso più si è distanti da parete e più risulta globalmente intermittente. Riguardo ai diversi casi di flusso alterato, è vicino a parete che si osserva avere maggiori differenze nei valori degli indicatori statistici riportati. Il valore degli indicatori statistici, per i diversi casi di flusso alterato, rimane circa costante oltre  $y^+ \simeq 100$  mentre i cambiamenti, seppur piccoli, si hanno solo sotto tale distanza. Ciò è una diretta conseguenza dovuta alla traslazione verso l'alto dell'origine del flusso trasversale. L'interazione tra vortici e streaks in prossimità di parete viene meno per via dell'ostacolo offerto dalle riblets sul flusso, infatti modificando la parete cambia l'evoluzione dei vortici. La presenza di riblets sembra spezzettare i vortici causando maggiori fluttuazioni nel segnale (alta flatness), fluttuazioni che tuttavia sono più uniformi tra loro (bassa skewness). Questo spezzettamento dei vortici è risentito maggiormente in  $y^+=10$ ; nel calcolare  $u_{rms}$ ,  $S$  ed  $F$  vicino a parete subentrano fluttuazioni legate alla frantumazione dei vortici, fluttuazioni che non hanno effetto oltre una certa distanza. L'interazione tra vortici e streaks è comunque un qualcosa di confinato a parete, in una regione con spessore di circa 5 unità viscosive, per questo, al di fuori dell'inner layer, lo strato limite turbolento non mostra segni di modifica. Al fine di esaminare in dettaglio il legame tra valori statistici e comportamento del flusso, è condotta un'analisi sulla densità di probabilità delle fluttuazioni di velocità in  $y^+=10$ ,  $y^+=30$ ,  $y^+=100$ ; figura 5.2, 5.3, 5.4 per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.11, 5.12, 5.13 per  $Re_\theta=3900$ . Prendendo come termine di confronto la distribuzione Gaussiana, la funzione densità di probabilità caso liscio mostra un andamento simile alla distribuzione di riferimento indicando che le fluttuazioni di velocità, almeno in prima approssimazione, possono essere trattate come dati random. Il flusso è sempre decomposto in contributo coerente quasi ciclico e contributo random ma la situazione trovata testimonia come il contributo random sia quello predominante; in tal caso si è prossimi alla condizione di turbolenza omogenea ed isotropa. Soffermandoci invece sul confronto per i diversi casi di parete, le forme delle densità di probabilità confermano una modulazione delle fluttuazioni in seguito alla presenza di riblets. La coda delle fluttuazioni negative, associabile alle low-speed-streaks, appare più manipolata rispetto alla coda delle positive, quest'ultima associabile alle high-speed-streaks. La coda delle positive per  $y^+=10$ , qualunque sia il  $Re_\theta$ , con la modifica a parete tende sempre ad allontanarsi dal comportamento Gaussiano, il contrario accade per la coda delle negative.

Tabella 5.2: risultati Analisi statistica,  $Re_\theta=3900$ .

$y^+ = 10$	$\bar{U}$ [m/s]	$u_{rms}/u_\tau$	$S$	$F$	$u_{rms}/u_\tau - f.pos.$	$u_{rms}/u_\tau - f.neg.$
<i>Smooth</i>	6.02	2.473	0.269	2.591	2.614	2.334
<i>RLong</i>	7.47	2.410	0.177	2.584	2.503	2.319
<i>RS1</i>	7.03	2.310	0.177	2.595	2.310	2.222
<i>RS2</i>	6.97	2.356	0.239	2.636	2.481	2.234
<b><math>y^+ = 30</math></b>						
<i>Smooth</i>	8.45	2.401	0.052	2.614	2.419	2.383
<i>RLong</i>	9.68	2.221	0.030	2.665	2.226	2.216
<i>RS1</i>	9.09	2.150	0.019	2.663	2.153	2.147
<i>RS2</i>	9.15	2.210	0.083	2.683	2.244	2.177
<b><math>y^+ = 100</math></b>						
<i>Smooth</i>	10.63	2.061	0.054	2.705	2.088	2.035
<i>RLong</i>	11.54	2.015	-0.001	2.696	2.012	2.019
<i>RS1</i>	11.11	1.909	0.038	2.738	1.927	1.890
<i>RS2</i>	10.97	2.049	0.094	2.726	2.097	2.002

La coda delle negative, almeno per  $y^+=10$ , nei casi di parete alterata si avvicina molto alla distribuzione Gaussiana dimostrando ancora come, almeno in prossimità di parete, le riblets inducono maggiori fluttuazioni per l'ostacolo che esse stesse offrono al flusso. Le fluttuazioni indotte nel segnale si mostrano più uniformi, vanno ad interessare maggiormente la coda delle fluttuazioni negative e meno quella delle positive. Quanto detto trova riscontro nel calcolo dell'area sottesa alla distribuzione di probabilità; in figura 5.5a, 5.5b per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.14a, 5.14b per  $Re_\theta=3900$  è evidente come, con la modifica a parete, si abbia un maggior contributo alla varianza dato dalla coda negativa mentre la coda positiva diventi sempre meno preponderante. In accordo con l'andamento di skewness e flatness trovato, i cambiamenti nella statistica di turbolenza sembrano provenire dalla riduzione della coda di probabilità positiva a favore della negativa, condizione non più vera lontani da parete. Spostandosi progressivamente verso l'esterno dello strato limite, le distribuzioni tendono verso la Gaussiana ed in questo la parete liscia sembra più reattiva; la distribuzione caso parete liscia per  $y^+=30$  è quella che si avvicina maggiormente al riferimento. Tuttavia ad  $y^+=100$ , quando si è ormai nella regione logaritmica con un flusso quasi del tutto omogeneo ed indipendente da ciò che accade a parete, ogni distribuzione si avvicina al riferimento. L'effetto delle riblets sul flusso si osserva ad  $y^+=10$ , già in  $y^+=30$  si è prossimi alla regione logaritmica e ciò che accade per tali distanze da parete non è più di utile lettura. I risultati ottenuti ad  $y^+=10$  sono importanti per capire l'effetto delle riblets sul flusso ma va anche tenuto conto che quello che accade in  $y^+=10$  comunque ha ripercussioni alle altre distanze. A conferma dei risultati ottenuti sono presentate le densità di probabilità sulle durate delle fluttuazioni negative e positive, figura 5.6 per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.15 per  $Re_\theta=3900$ . Dalle distribuzioni in questione si evince lo spezzettamento delle fluttuazioni da parte delle riblets, in modo netto almeno per  $y^+=10$  ed in modo sempre meno evidente all'aumentare della  $y^+$ . La modifica di parete spezzetta le fluttuazioni, con le riblets c'è un abbattimento sistematico della loro durata media; figura 5.5c e 5.5d per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.14c e 5.14d per  $Re_\theta=3900$ . Dagli spettri di energia, figura 5.7 per  $Re_\theta=2790$  e 5.16 per  $Re_\theta=3900$ , per la modifica di parete si osserva invece come a bassa frequenza le fluttuazioni di velocità sono ridotte mentre l'energia turbolenta ad alte frequenze aumenta in accordo con lo spezzettamento. Persiste una correlazione tra spettro e fluttuazioni; l'integrale dello spettro sull'intero range di frequenze coincide con la varianza delle fluttuazioni di velocità. Nel caso di flusso alterato la varianza si riduce e nello spettro con scala logaritmica è difficile fare confronti tra i casi, soprattutto a basse frequenze dove le curve sono quasi l'una sovrapposta all'altra. Alle alte frequenze le curve relative a parete riblettata sono tutte più alte, ovvero minor dissipazione.

Se ad alte frequenze le curve relative a parete modificata sovrastano quelle del caso liscio, con il vincolo dell'area sottesa allo spettro pari alla varianza ed una varianza che diminuisce allora a basse frequenze nei casi alterati si devono necessariamente avere contributi minori. Importante da tenere in conto è che la parte responsabile del maggior contributo alla varianza delle fluttuazioni, soffermandoci sull'area sottesa allo spettro, riguarda le fluttuazioni a bassa frequenza. Da quanto osservato, almeno inizialmente, sembra che siano le modifiche su basse frequenze a portare minor varianza, figura 5.1d per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.10d per  $Re_\theta=3900$ . E' vero che il contributo sulla varianza dato dalle fluttuazioni ad alta frequenza aumenta ma la diminuzione del contributo a bassa frequenza è predominante. Questo cambiamento nello spettro è probabile sia legato ad un diverso comportamento d'instabilità nelle streaks. In accordo con l'ipotesi iniziale dello spezzamento dei vortici, i vortici agiscono su frequenze caratteristiche attorno a  $5000Hz$  ed un loro spezzettamento, seppur li renda deboli, porta ad aumentare l'energia contenuta a tali frequenze. Questa maggior energia ad alta frequenza, dovuta all'aumento del numero di fluttuazioni, sembra avere effetto sull'energia legata alle fluttuazioni a bassa frequenza. L'aver spezzettato i vortici permette di dire che le streaks, agenti su frequenze caratteristiche attorno ai  $100Hz$ , siano meno toccate. La modifica di parete rende più stabili le streaks, c'è meno produzione di energia turbolenta a larghe scale mentre si ha un incremento nella produzione a piccole scale. Sono tutte ipotesi iniziali ma quanto appena visto per lo spettro, insieme con la riduzione dell'intensità turbolenta, suggerisce di sicuro una modifica nel trasferimento di energia dalle larghe alle piccole scale.

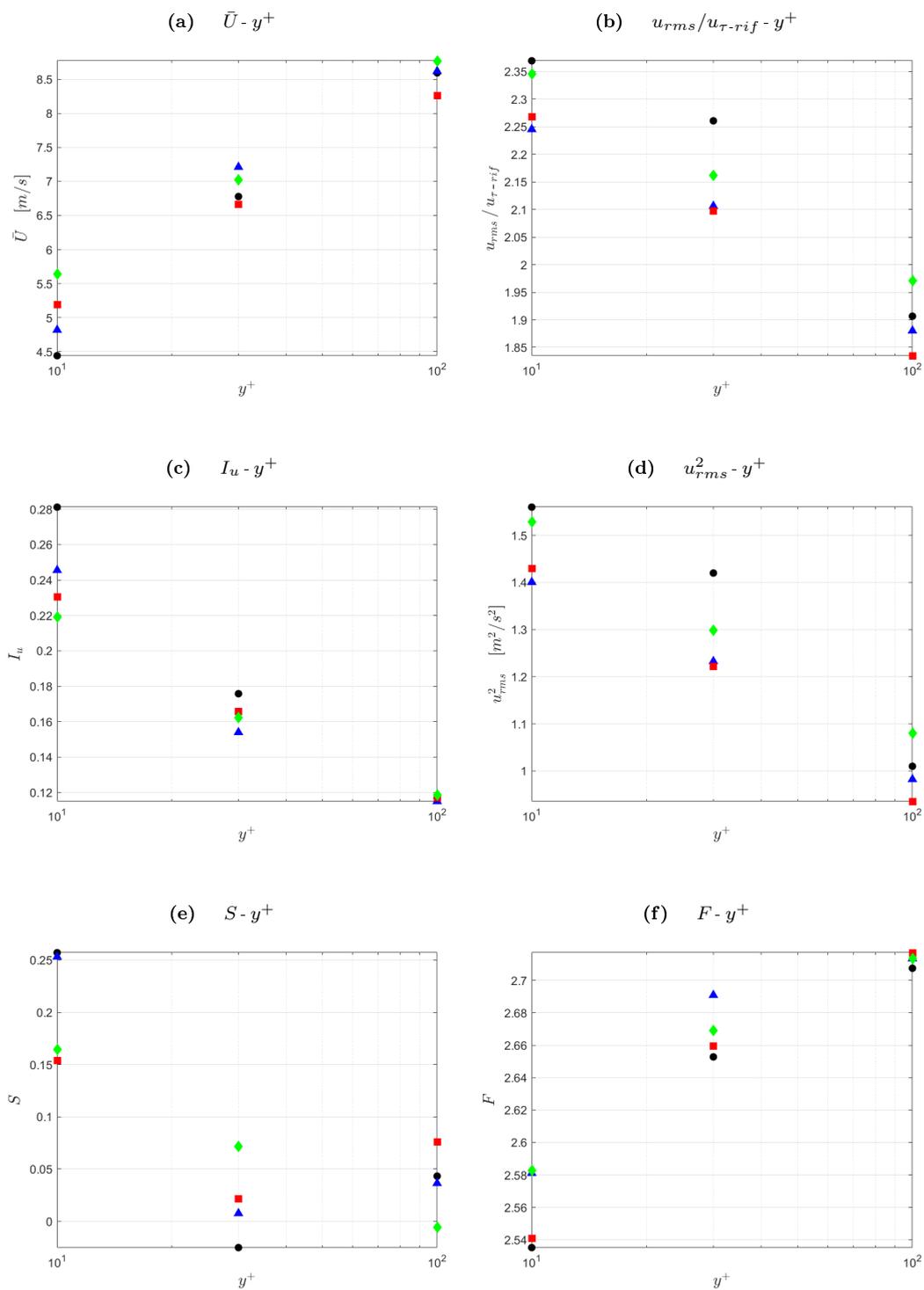


Figura 5.1: Andamento al variare di  $y^+$ ,  $Re_\theta = 2790$ : velocità media,  $\bar{U}$ , 5.1a; deviazione standard,  $u_{rms}/u_{\tau-rif}$ , 5.1b; intensità turbolenta,  $I_u = u_{rms}/\bar{U}$ , 5.1c; varianza,  $u_{rms}^2$ , 5.1d; skewness,  $S$ , 5.1e; flatness,  $F$ , 5.1f. ● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

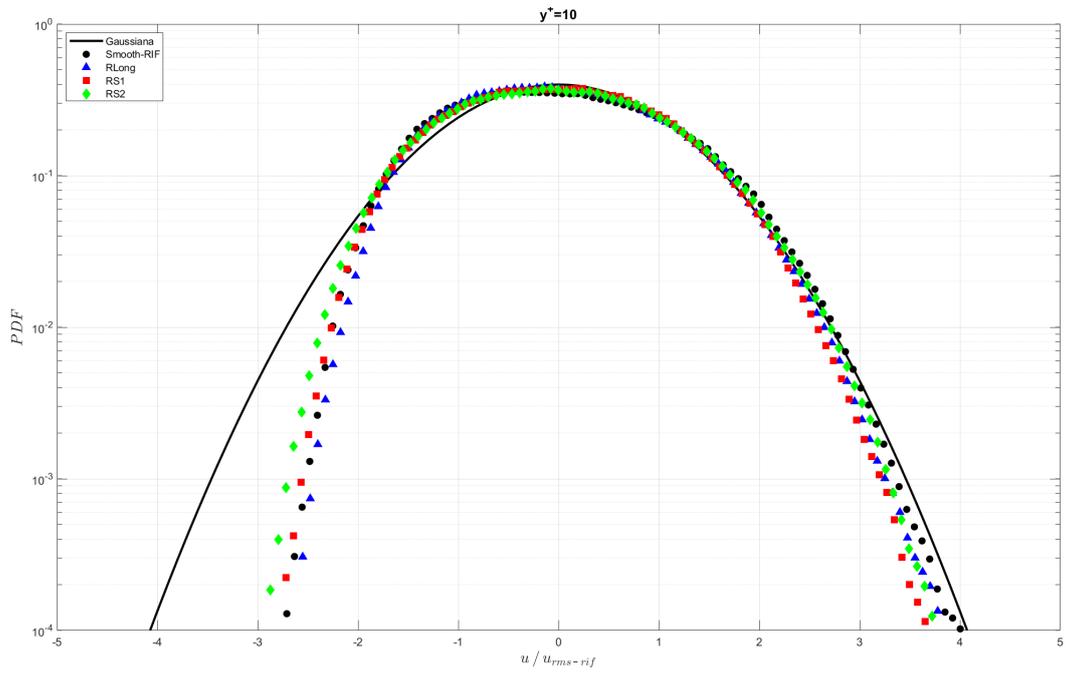


Figura 5.2: *PDF* fluttuazioni velocità,  $u/u_{rms-rif}$ , per  $y^+ = 10$ ;  $Re_\theta = 2790$ .

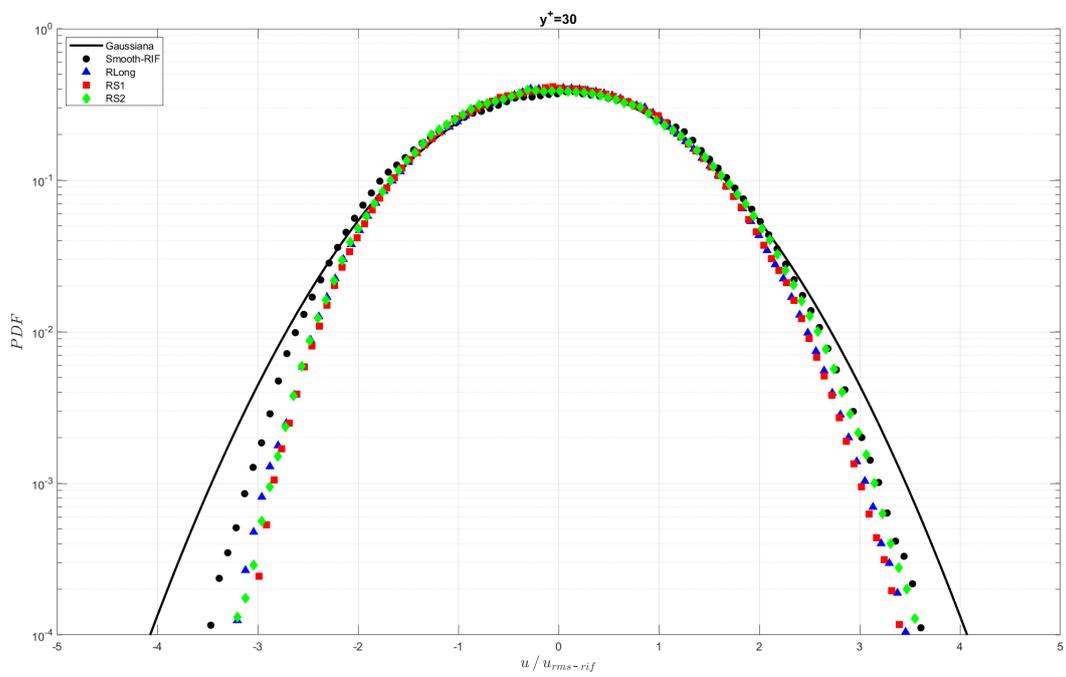


Figura 5.3: *PDF* fluttuazioni velocità,  $u/u_{rms-rif}$ , per  $y^+ = 30$ ;  $Re_\theta = 2790$ .

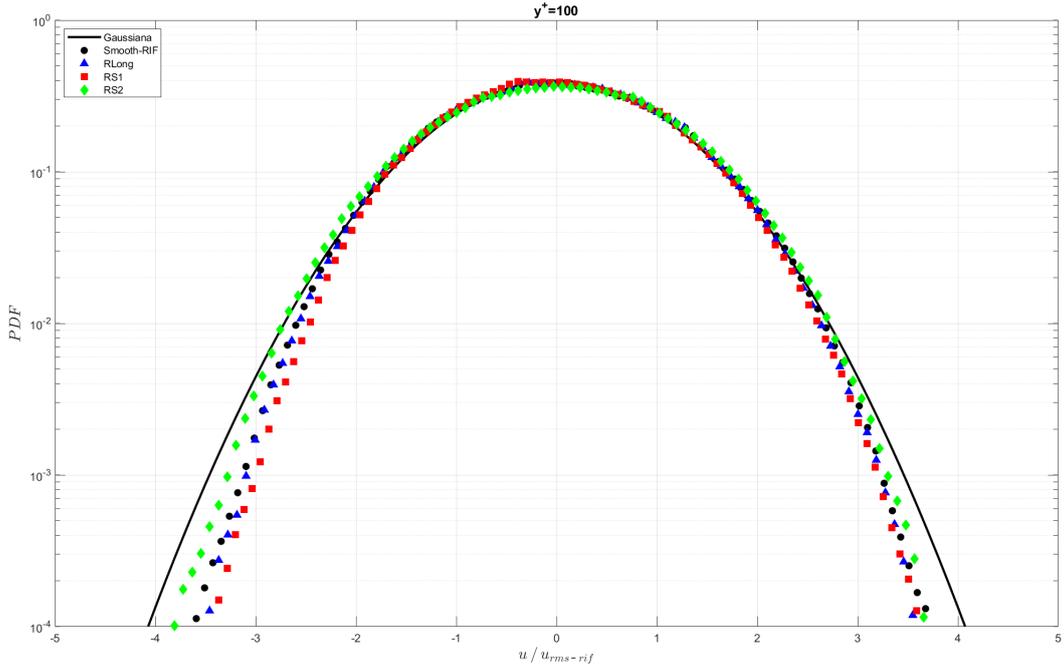


Figura 5.4: PDF fluttuazioni velocità,  $u/u_{rms-rif}$ , per  $y^+=100$ ;  $Re_\theta = 2790$ .

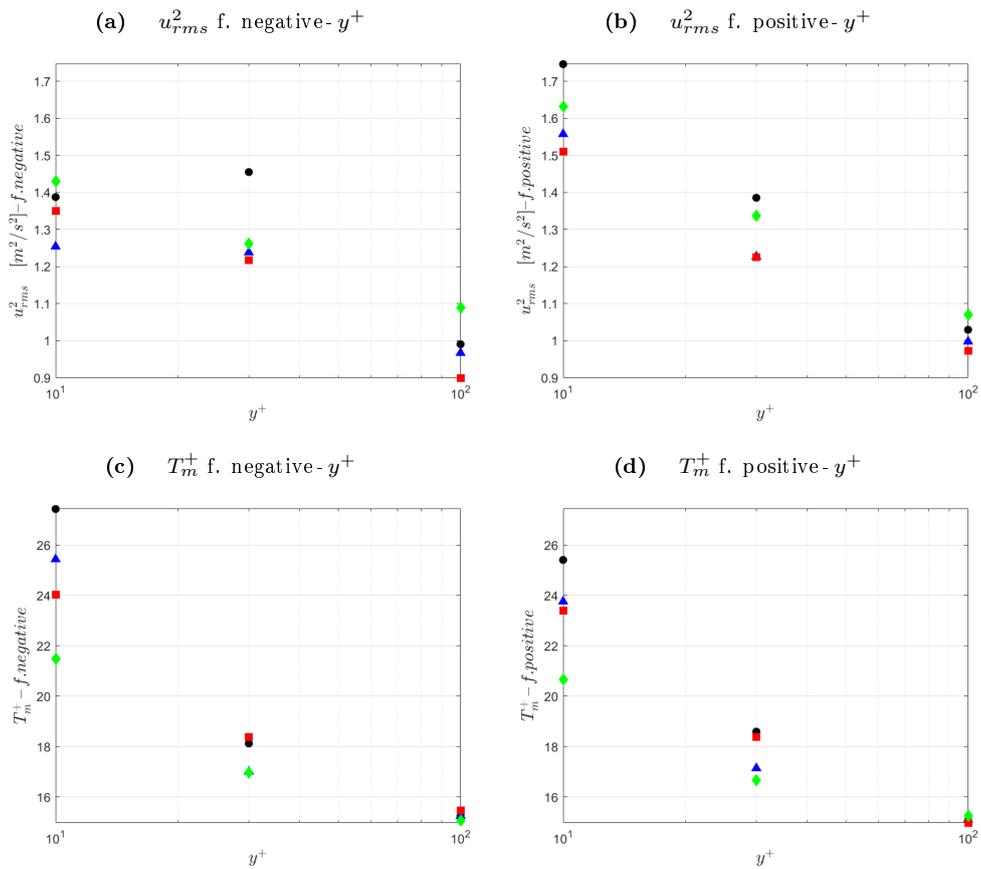


Figura 5.5: Andamento al variare di  $y^+$ ,  $Re_\theta = 2790$ : varianza,  $u_{rms}^2$ , delle fluttuazioni negative, 5.5a, positive, 5.5b; tempo medio,  $T_m^+$ , fluttuazioni negative, 5.5c, positive, 5.5d. ● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

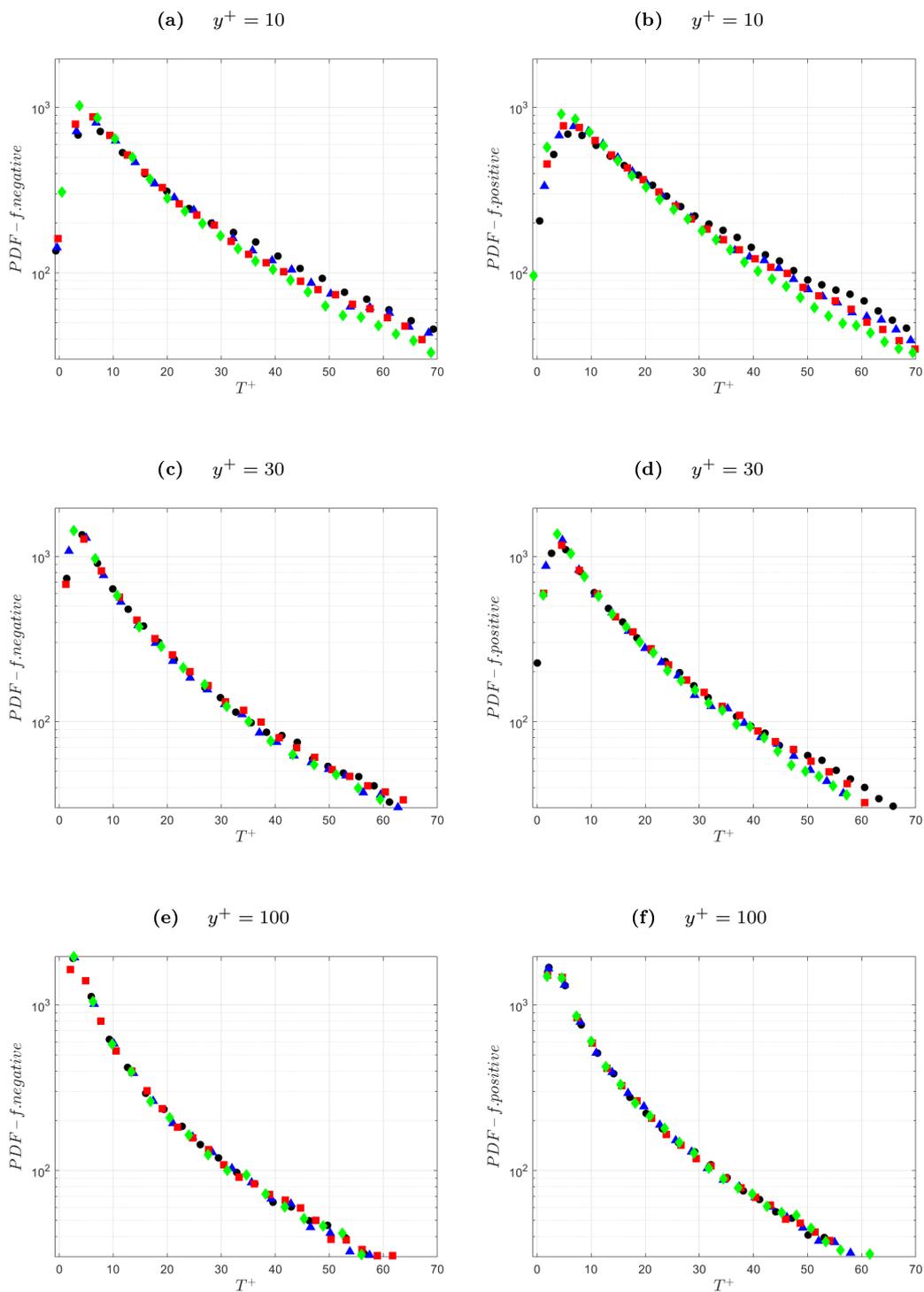


Figura 5.6: *PDF* durante fluttuazioni,  $T^+$ , negative/positive:  $y^+ = 10$ , 5.6a/5.6b;  $y^+ = 30$ , 5.6c/5.6d;  $y^+ = 100$ , 5.6e/5.6f.  $Re_\theta = 2790$ . ● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

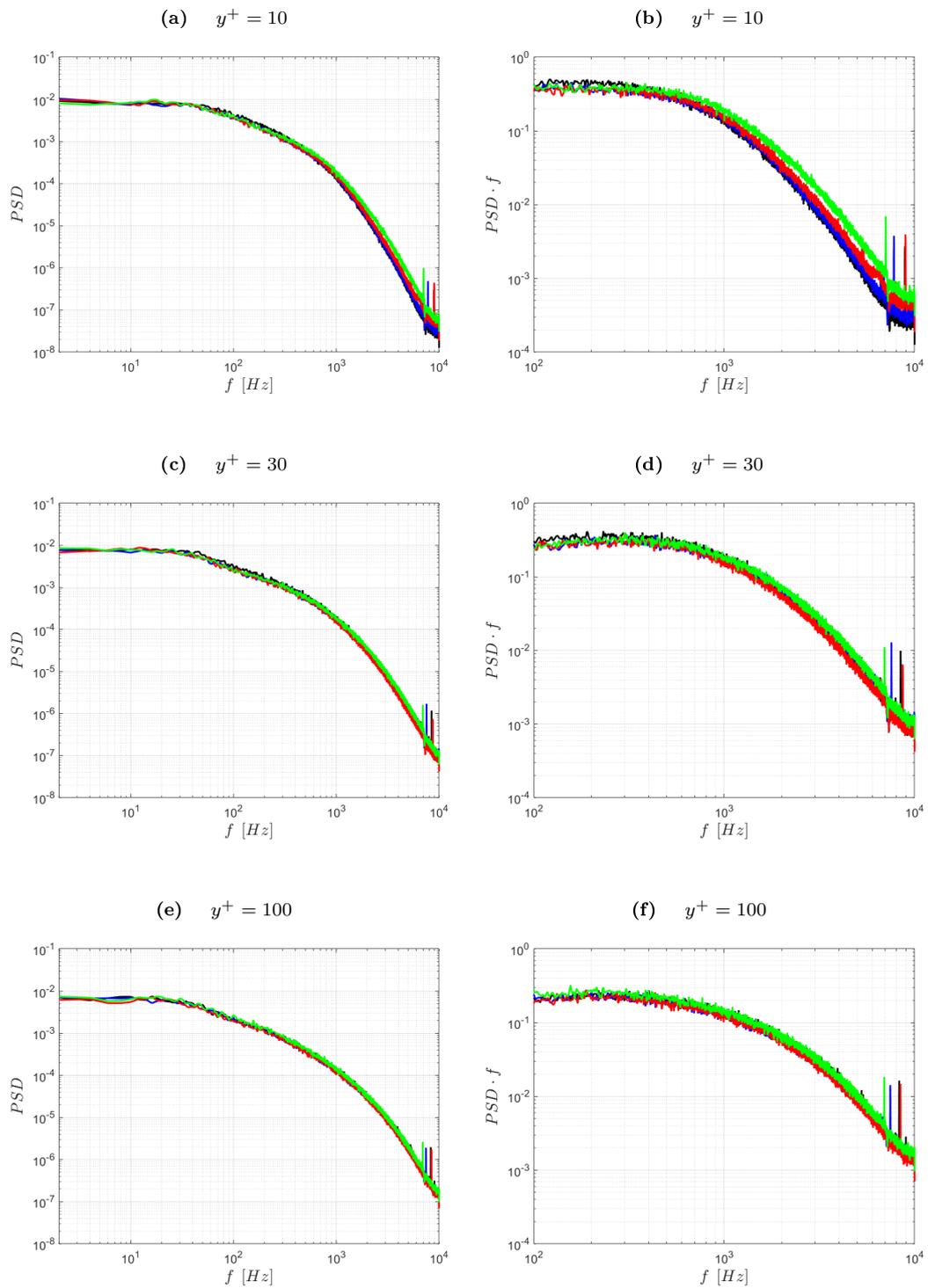


Figura 5.7:  $PSD$  e  $PSD \cdot f$  fluttuazioni velocità:  $y^+ = 10$ , 5.7a/5.7b;  $y^+ = 30$ , 5.7c/5.7d;  $y^+ = 100$ , 5.7e/5.7f.  $Re_\theta = 2790$ . — Smooth, — RLong, — RS1, — RS2.

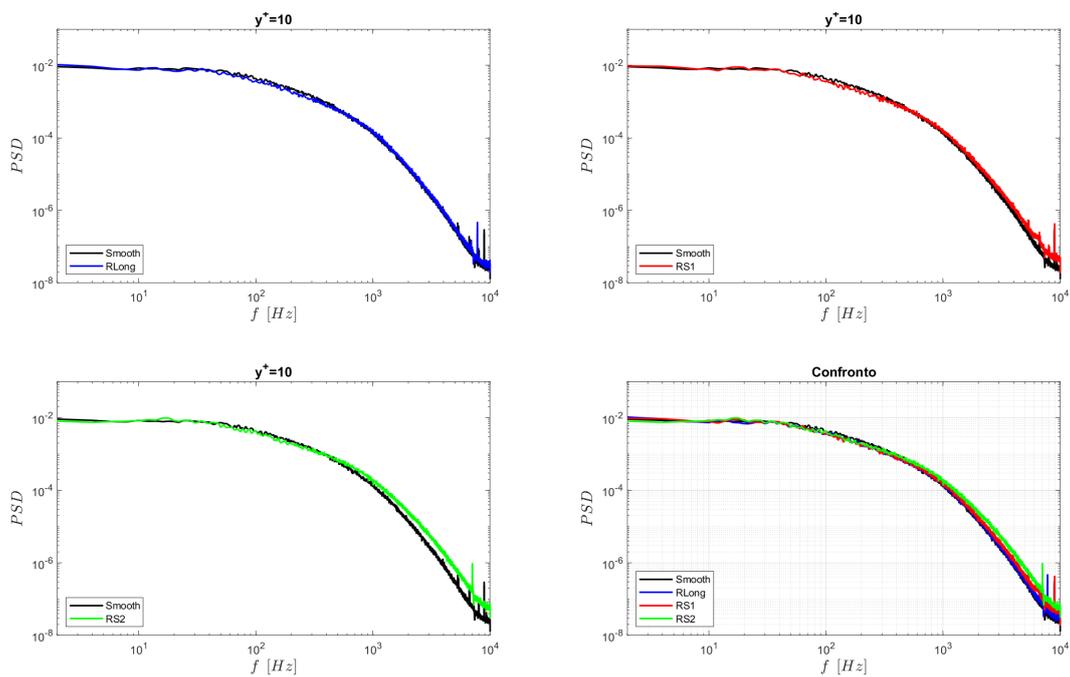


Figura 5.8: Dettaglio  $PSD$  fluttuazioni velocità per  $y^+ = 10$ ;  $Re_\theta = 2790$ .

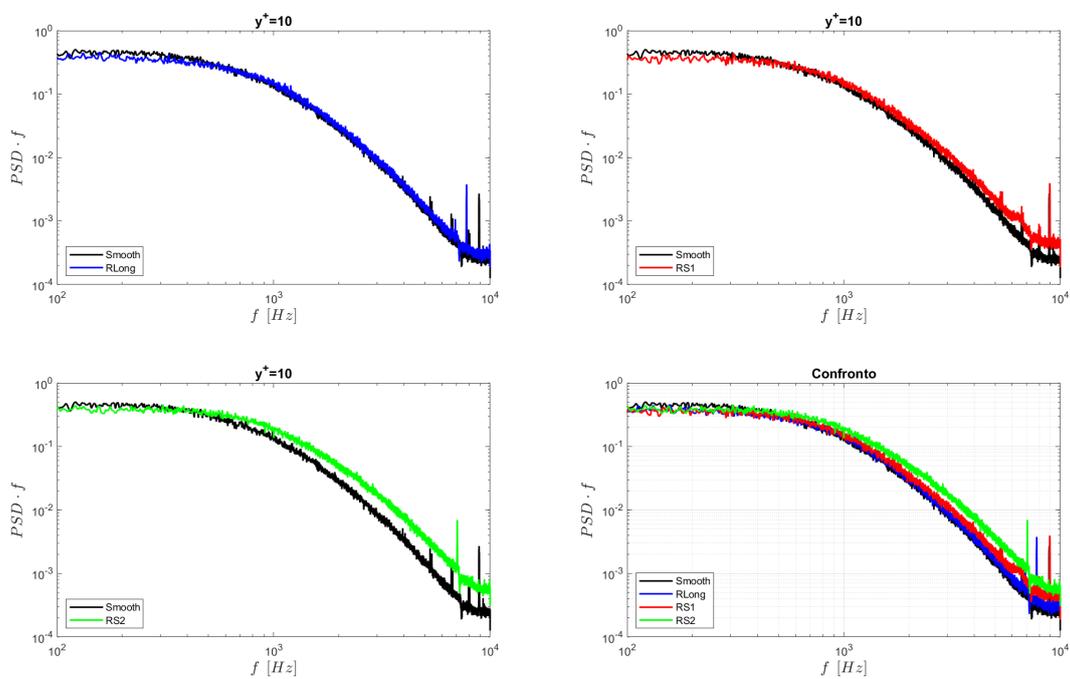


Figura 5.9: Dettaglio  $PSD \cdot f$  fluttuazioni velocità per  $y^+ = 10$ ;  $Re_\theta = 2790$ .

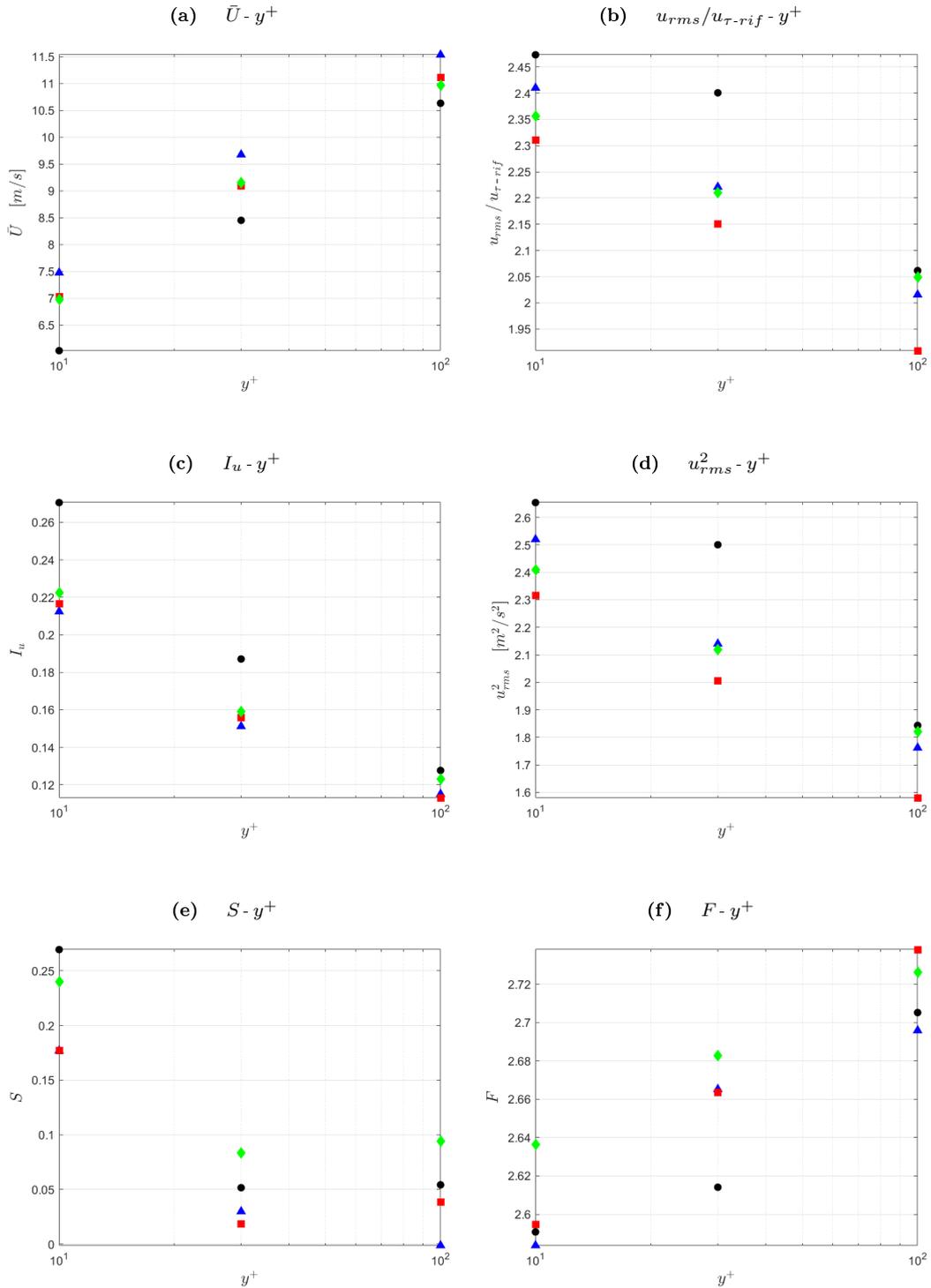


Figura 5.10: Andamento al variare di  $y^+$ ,  $Re_\theta = 3900$ : velocità media,  $\bar{U}$ , 5.10a; deviazione standard,  $u_{rms}/u_{\tau-ri f}$ , 5.10b; intensità turbolenta,  $I_u = u_{rms}/\bar{U}$ , 5.10c; varianza,  $u_{rms}^2$ , 5.10d; skewness,  $S$ , 5.10e; flatness,  $F$ , 5.10f. ● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

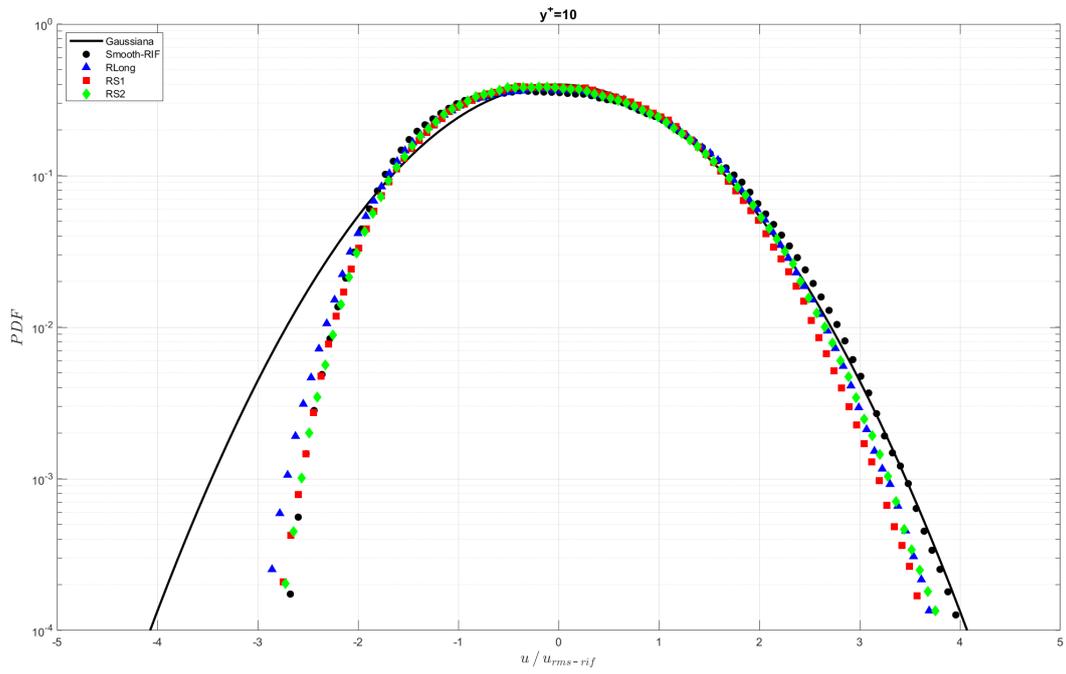


Figura 5.11: *PDF* fluttuazioni velocità,  $u/u_{rms-rif}$ , per  $y^+ = 10$ ;  $Re_\theta = 3900$ .

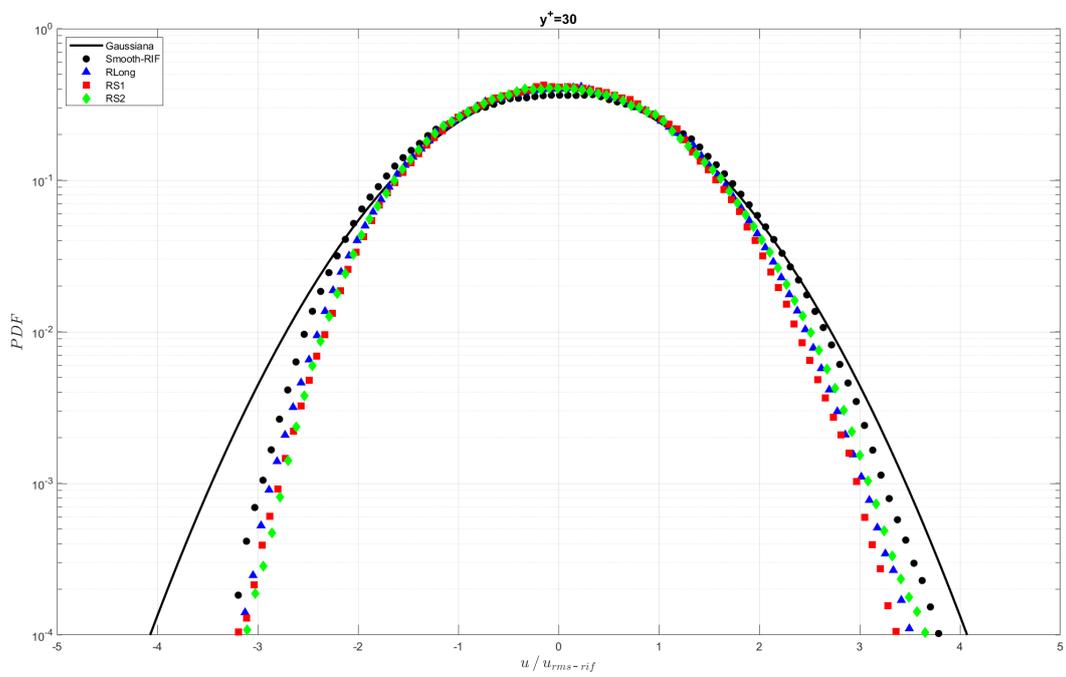


Figura 5.12: *PDF* fluttuazioni velocità,  $u/u_{rms-rif}$ , per  $y^+ = 30$ ;  $Re_\theta = 3900$ .

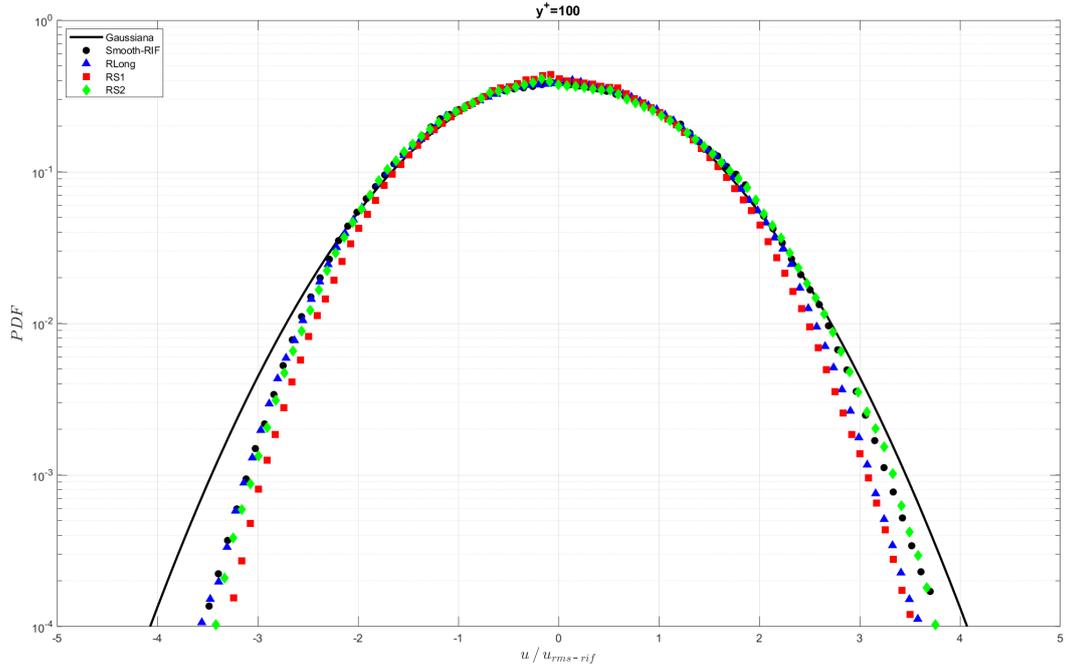


Figura 5.13: *PDF* fluttuazioni velocità,  $u/u_{rms-rif}$ , per  $y^+=100$ ;  $Re_\theta = 3900$ .

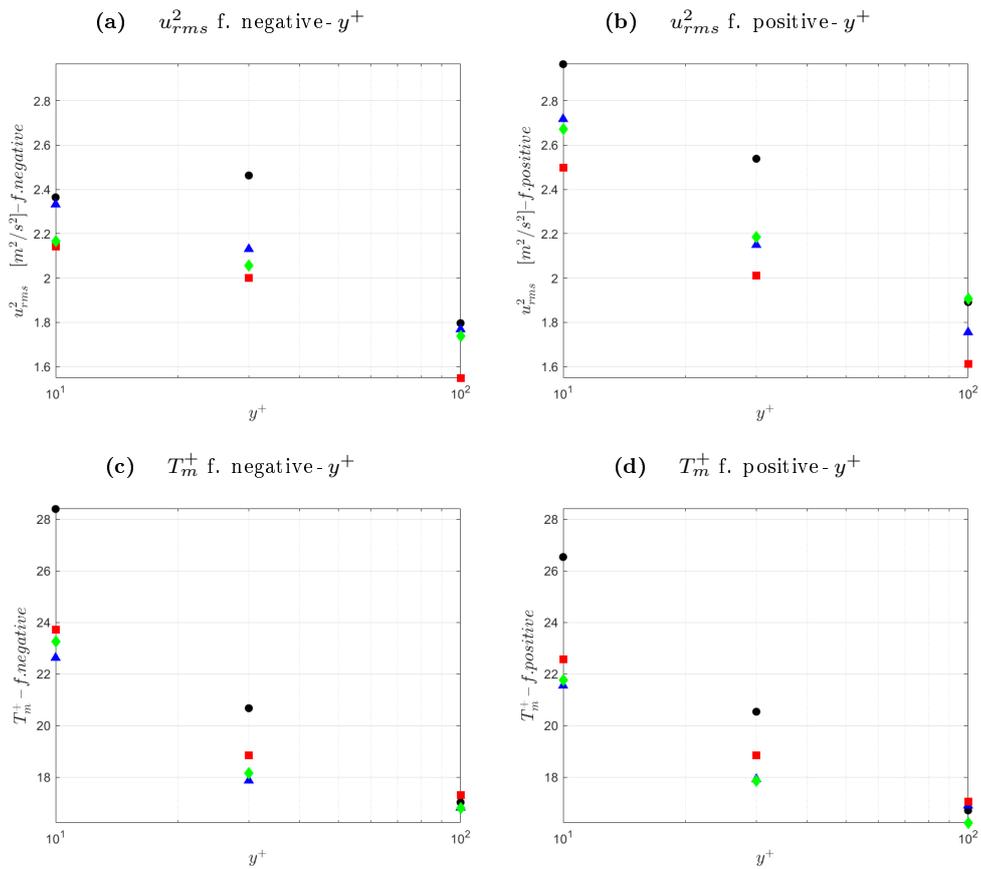


Figura 5.14: Andamento al variare di  $y^+$ ,  $Re_\theta = 3900$ : varianza,  $u_{rms}^2$ , delle fluttuazioni negative, 5.14a, positive, 5.14b; tempo medio,  $T_m^+$ , fluttuazioni negative, 5.14c, positive, 5.14d. ● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

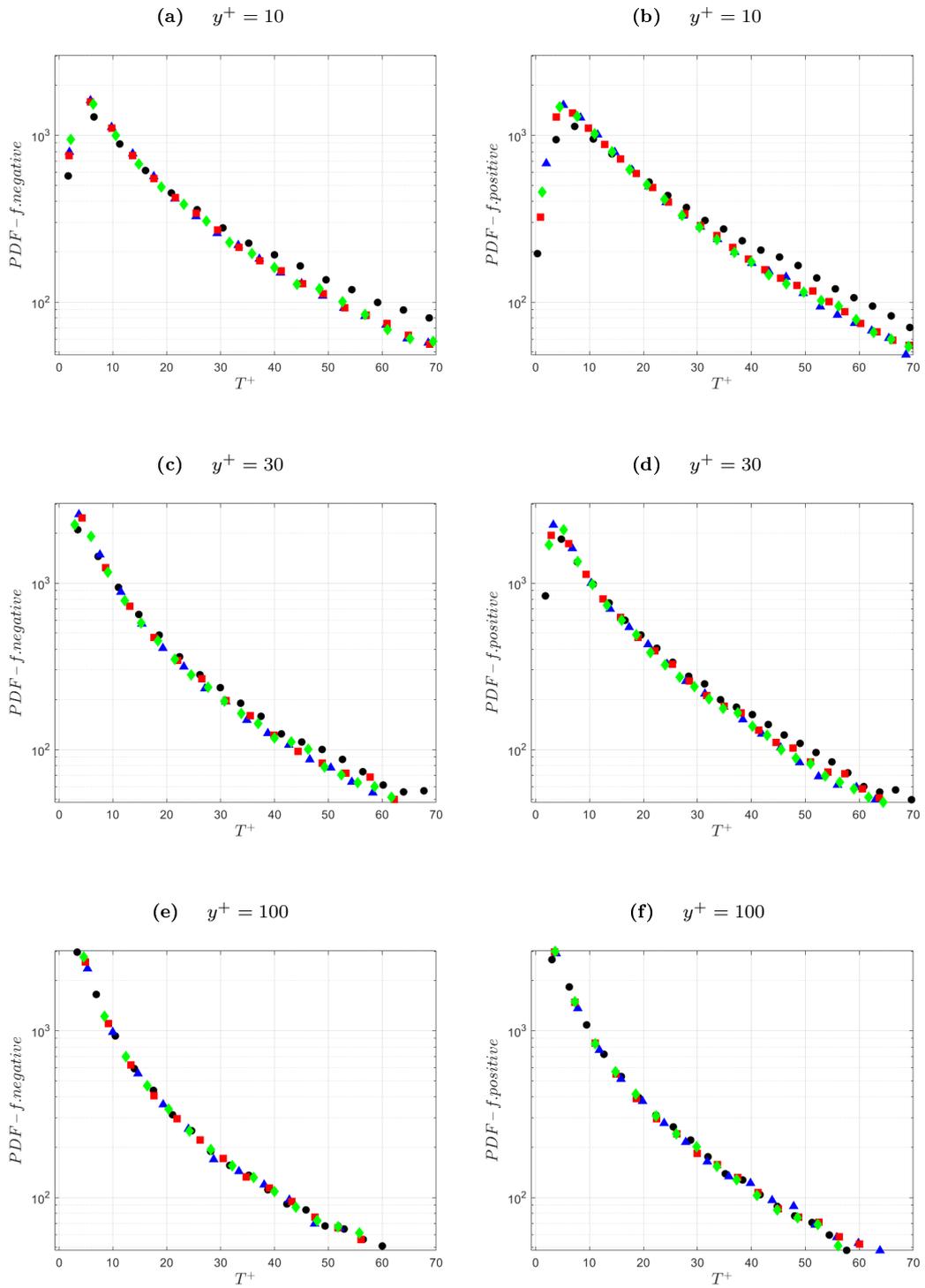


Figura 5.15:  $PDF$  durante fluttuazioni,  $T^+$ , negative/positive:  $y^+=10$ , 5.15a/5.15b;  $y^+=30$ , 5.15c/5.15d;  $y^+=100$ , 5.15e/5.15f.  $Re_\theta = 3900$ . • Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

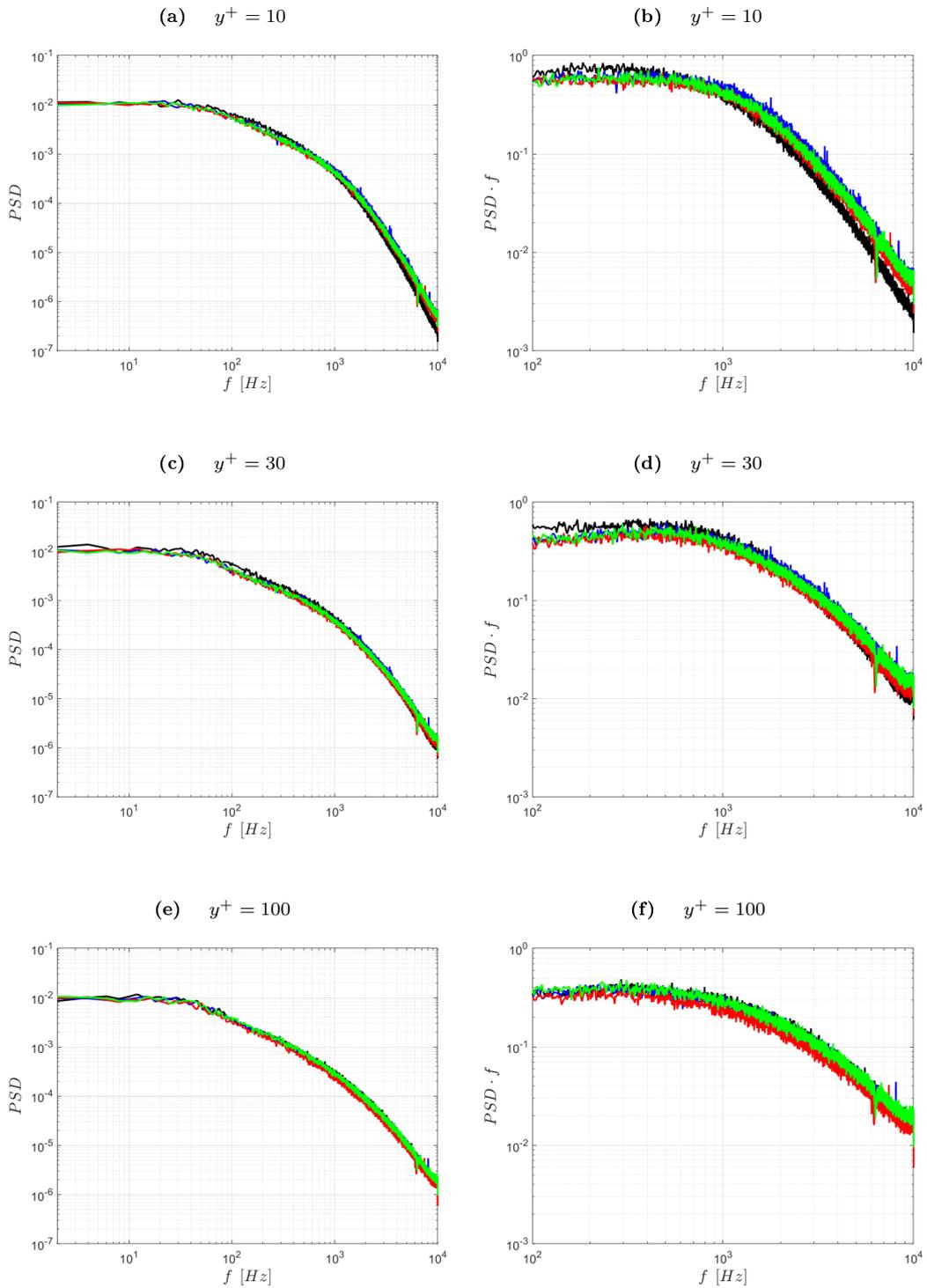


Figura 5.16:  $PSD$  e  $PSD \cdot f$  fluttuazioni velocità:  $y^+ = 10$ , 5.16a/5.16b;  $y^+ = 30$ , 5.16c/5.16d;  $y^+ = 100$ , 5.16e/5.16f.  $Re_\theta = 3900$ . — Smooth, — RLong, — RS1, — RS2.

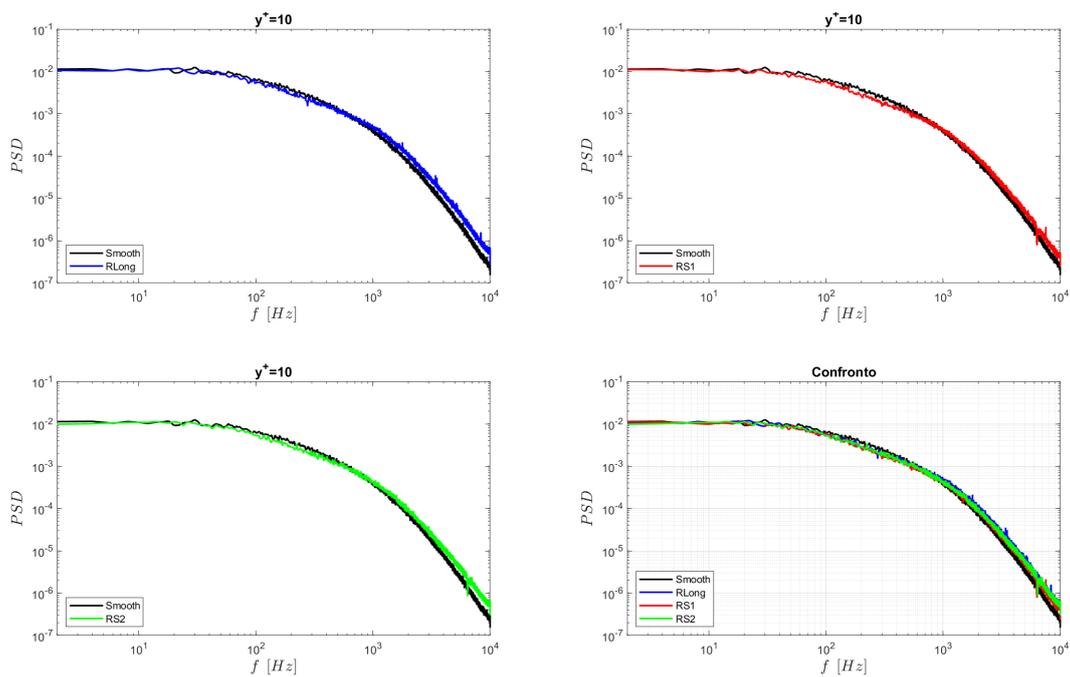


Figura 5.17: Dettaglio  $PSD$  fluttuazioni velocità per  $y^+ = 10$ ;  $Re_\theta = 3900$ .

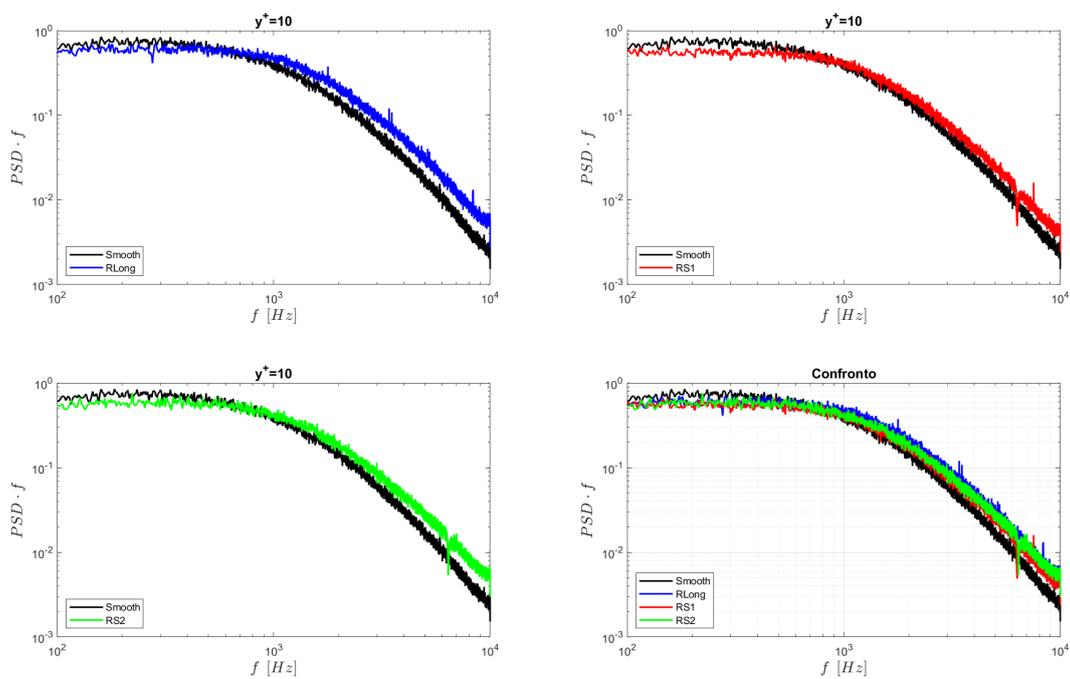


Figura 5.18: Dettaglio  $PSD \cdot f$  fluttuazioni velocità per  $y^+ = 10$ ;  $Re_\theta = 3900$ .

## 5.2 Analisi su macroscale e microscale turbolenta

Nella precedente sezione, dall'analisi sulla statistica ed in particolare dallo spettro, si notano delle modifiche nel trasferimento di energia dalle larghe verso le piccole scale; il meccanismo di autogenerazione della turbolenza di parete si sposta verso scale più piccole a discapito delle grandi scale. Tutte le valutazioni precedenti sullo spettro trovano riscontro nel calcolo: del rateo di dissipazione, in figura 5.19f per  $Re_\theta=2790$  e in figura 5.23f per  $Re_\theta=3900$ ; della microscale, in figura 5.19c per  $Re_\theta=2790$  e in figura 5.23c per  $Re_\theta=3900$ ; della macroscale, in figura 5.19a per  $Re_\theta=2790$  e in figura 5.23a per  $Re_\theta=3900$ . Il rateo di dissipazione con la modifica a parete diminuisce mentre tutte le grandezze associate alle scale aumentano, tra queste in particolare il tempo di macroscale integrale. La scala integrale è molto importante in quanto corrisponde al tempo scala più grande della turbolenza e rappresenta le strutture nel flusso contenenti la maggior parte di energia usata nel processo di cascata energetica. In media la superficie riblettata, nella diminuzione d'intensità turbolenta, va ad aumentare la scala integrale indicando come le grandi strutture coerenti diventano favorevoli ad una riduzione della resistenza d'attrito. Questo si osserva anche nell'andamento della funzione di autocorrelazione, mostrata in figura 5.20 per  $Re_\theta=2790$  e in figura 5.24 per  $Re_\theta=3900$ . Ancor più evidente come in prossimità di parete alterata cambia il bilancio tra produzione e dissipazione di energia con le strutture coerenti che si allungano. Un andamento anomalo per la scala integrale si presenta a  $Re_\theta=2790$  nel caso di parete sinusoidale RS2; è l'unica situazione in cui la macroscale diminuisce nell'alterazione del flusso rispetto alla parete RS1, probabilmente per l'ampiezza troppo grande nelle oscillazioni trasversali imposte a parete. E' importante ricordare che le misure vengono rilevate sopra al tip delle scanalature e la geometria a riblets sinusoidali impone flussi normai a parete, motivo per cui l'allungamento delle streaks potrebbe essere compromesso dalla forte ampiezza nelle oscillazioni trasversali. L'ampiezza imposta con RS2 sembrerebbe eccessiva rispetto al caso parete sinusoidale RS1 dato che a basso Reynolds si risente maggiormente dell'influenza di ciò che accade a parete. Se la scala integrale diminuisce significa che c'è maggior disomogeneità nel flusso medio in direzione streamwise ma nonostante questo l'intensità turbolenta per il caso RS2 si riduce. La riduzione dell'intensità turbolenta è netta rispetto al caso parete liscia e va ricondotta alla soppressione della formazione di vortici intensi. I vortici inducono turbolenza trasversale che comporta resistenza d'attrito; a fluttuazioni trasversali ridotte, è ridotta la quantità di moto, trasferita da parete alle zone più distanti, con conseguente sforzo d'attrito che diminuisce. Con le riblets sinusoidali, che impongono oscillazioni trasversali a parete, questo meccanismo

Tabella 5.3: risultati Analisi su macroscale e microscale turbolenta,  $Re_\theta=2790$ .

$y^+ = 10$	$\epsilon [m^2/s^3]$	$\eta^+$	$\tau_\eta^+$	$L^+$	$T_L^+$	$\lambda^+$
<i>Smooth</i>	187.67	2.298	5.279	436.62	51.80	68.52
<i>RLong</i>	152.56	2.420	5.856	550.98	60.26	72.01
<i>RS1</i>	137.35	2.484	6.172	573.27	58.22	76.67
<i>RS2</i>	142.27	2.463	6.064	547.59	51.15	77.92
$y^+ = 30$						
<i>Smooth</i>	101.48	2.680	7.180	698.42	54.31	88.91
<i>RLong</i>	84.23	2.807	7.881	788.01	57.60	90.92
<i>RS1</i>	91.89	2.747	7.545	767.57	60.69	86.66
<i>RS2</i>	99.23	2.695	7.261	750.51	56.35	65.99
$y^+ = 100$						
<i>Smooth</i>	51.12	3.181	10.116	1014.06	62.20	105.63
<i>RLong</i>	48.53	3.222	10.385	1063.09	65.02	106.93
<i>RS1</i>	52.44	3.160	9.988	912.54	58.26	100.38
<i>RS2</i>	51.56	3.174	10.073	970.91	58.35	108.75

viene accentuato ma in compenso si generano flussi normali che intaccano le streaks. L'azione delle riblets sinusoidali sembra quella di bloccare maggiormente le fluttuazioni trasversali indotte dai vortici; le fluttuazioni trasversali hanno un minor effetto sulla turbolenza ma nel bloccarle, di contro, nascono flussi normali con conseguenze, seppur minime, sulle streaks. Quanto visto per le grandi strutture coerenti accade anche per le strutture più piccole, le riblets spezzettano i vortici entro una certa dimensione garantendo tuttavia l'esistenza di vortici più grandi; la dimensione delle strutture più piccole aumenta con la modifica a parete. Lo spezzettamento dei vortici entro una certa dimensione è probabile che avvenga per un effetto di bloccaggio dei vortici stessi all'interno delle riblets; tra un tip e l'altro delle riblets i vortici incanalati subiscono un'evoluzione forzata interagendo con la rugosità di parete. Fuori dal layer rugoso, in cui è posta la sonda, permangono invece i vortici più grandi, quelli con una dimensione caratteristica tale da non poter rientrare all'interno delle scanalature. Abbiamo già potuto notare come i vortici incanalati tra le riblets e spezzettati hanno un effetto non indifferente sul flusso a piccole distanze da parete, soprattutto a basso Reynolds.

Tabella 5.4: risultati Analisi su macroscale e microscale turbolenta,  $Re_\theta=3900$ .

$y^+ = 10$	$\epsilon$ [ $m^2/s^3$ ]	$\eta^+$	$\tau_\eta^+$	$L^+$	$T_L^+$	$\lambda^+$
<i>Smooth</i>	333.05	2.488	6.189	563.62	61.65	83.85
<i>RLong</i>	255.88	2.657	7.062	709.97	62.57	93.32
<i>RS1</i>	253.42	2.664	7.096	725.14	67.97	89.80
<i>RS2</i>	285.18	2.586	6.689	691.56	65.31	86.34
$y^+ = 30$						
<i>Smooth</i>	208.36	2.798	7.826	888.06	69.22	102.91
<i>RLong</i>	158.62	2.995	8.969	1028.87	70.04	109.11
<i>RS1</i>	159.61	2.990	8.941	1037.35	75.15	105.30
<i>RS2</i>	178.76	2.907	8.449	977.11	70.32	102.28
$y^+ = 100$						
<i>Smooth</i>	113.21	3.258	10.616	1321.27	81.84	119.86
<i>RLong</i>	84.67	3.504	12.276	1385.41	79.07	135.51
<i>RS1</i>	81.73	3.535	12.495	1445.79	85.69	130.62
<i>RS2</i>	104.76	3.322	11.036	1314.36	78.91	123.85

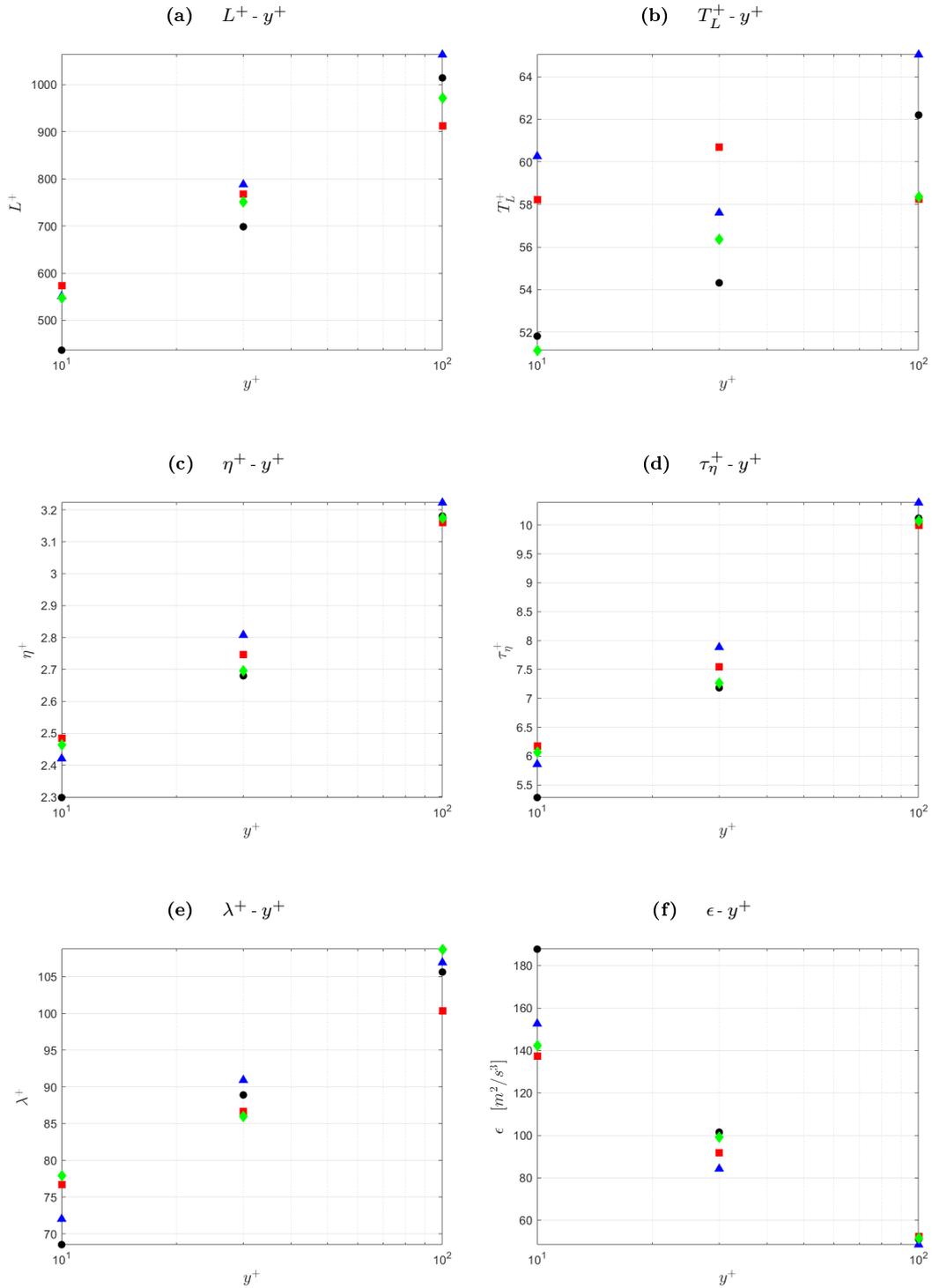


Figura 5.19: Andamento al variare di  $y^+$ ,  $Re_\theta = 2790$ : macroscale spaziale,  $L^+$ , e temporale,  $T_L^+$ , 5.19a/5.19b; microscale spaziale,  $\eta^+$ , e temporale,  $\tau_\eta^+$ , 5.19c/5.19d; microscale di Taylor,  $\lambda^+$ , 5.19e; rateo di dissipazione,  $\epsilon$ , 5.19f. • Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

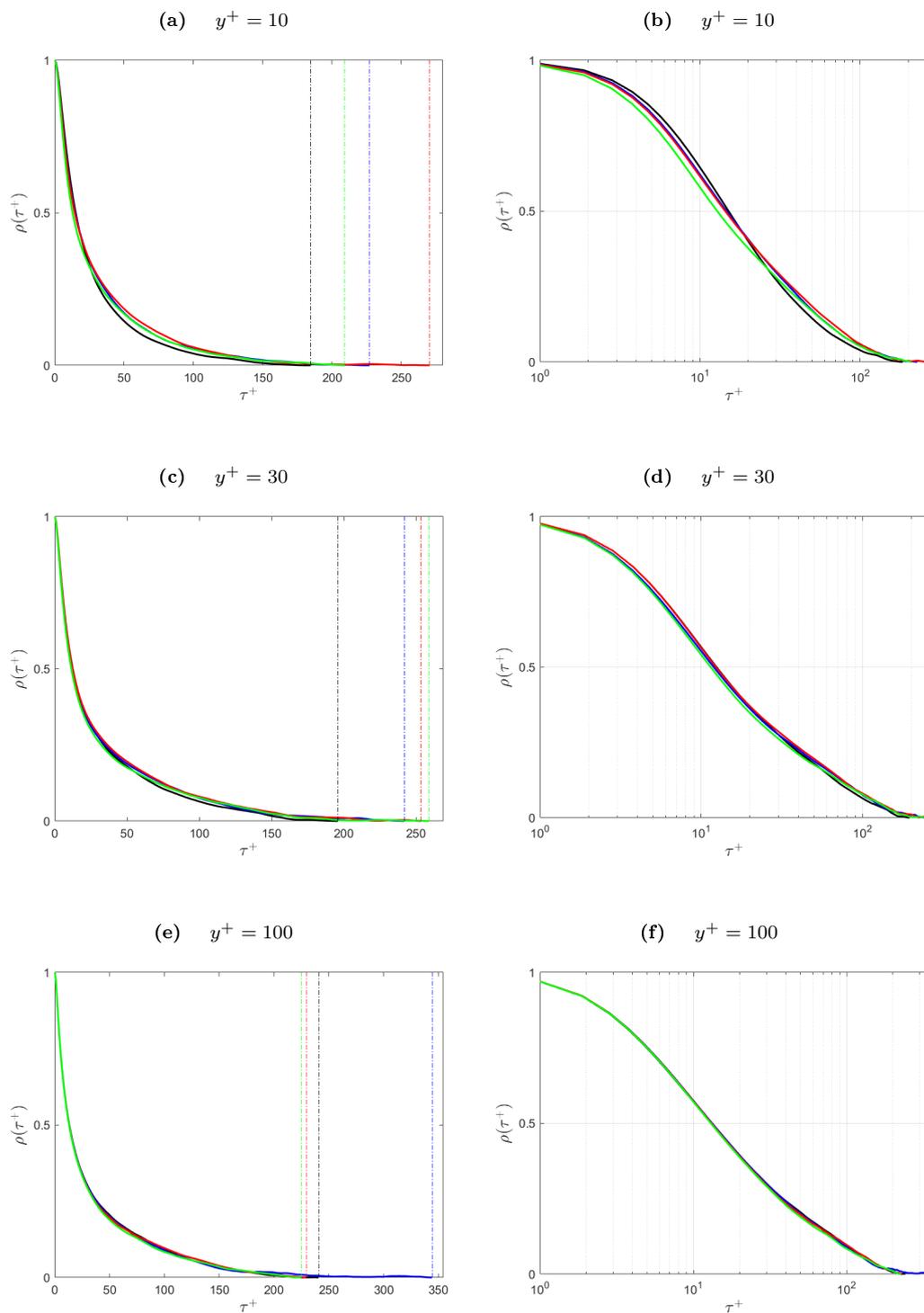


Figura 5.20: Autocorrelazione,  $\rho(\tau^+)$ :  $y^+=10$ , 5.20a/5.20b;  $y^+=30$ , 5.20c/5.20d;  $y^+=100$ , 5.20e/5.20b.  $Re_\theta = 2790$ . — Smooth, — RLong, — RS1, — RS2.

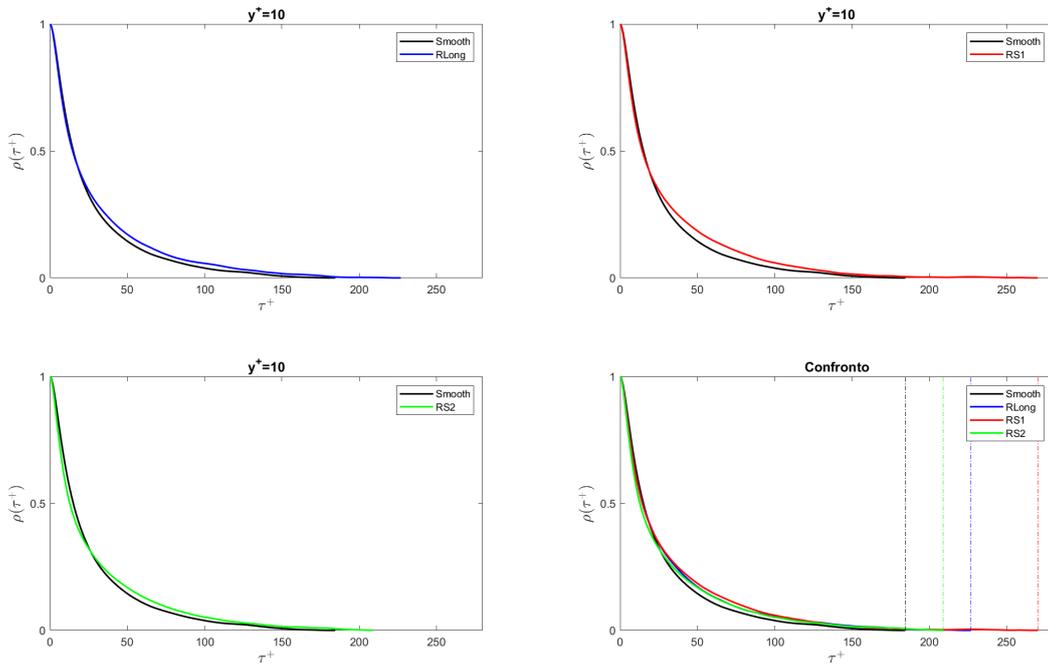


Figura 5.21: Dettaglio autocorrelazione,  $\rho(\tau^+)$ , scala lineare per  $y^+=10$ ;  $Re_\theta = 2790$ .

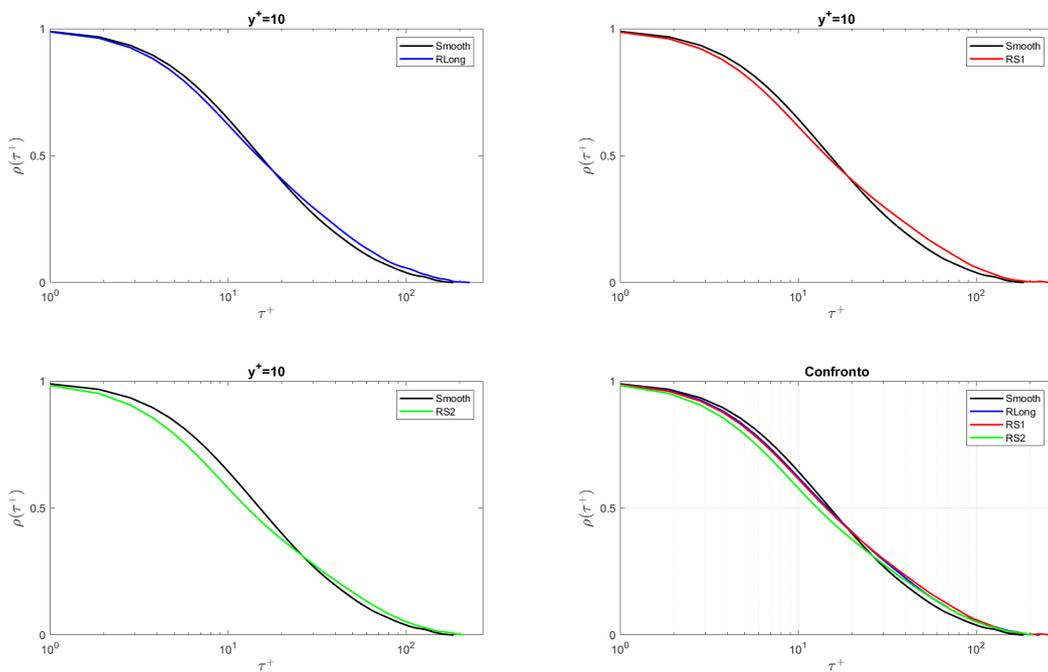


Figura 5.22: Dettaglio autocorrelazione,  $\rho(\tau^+)$ , scala logaritmica per  $y^+=10$ ;  $Re_\theta = 2790$ .

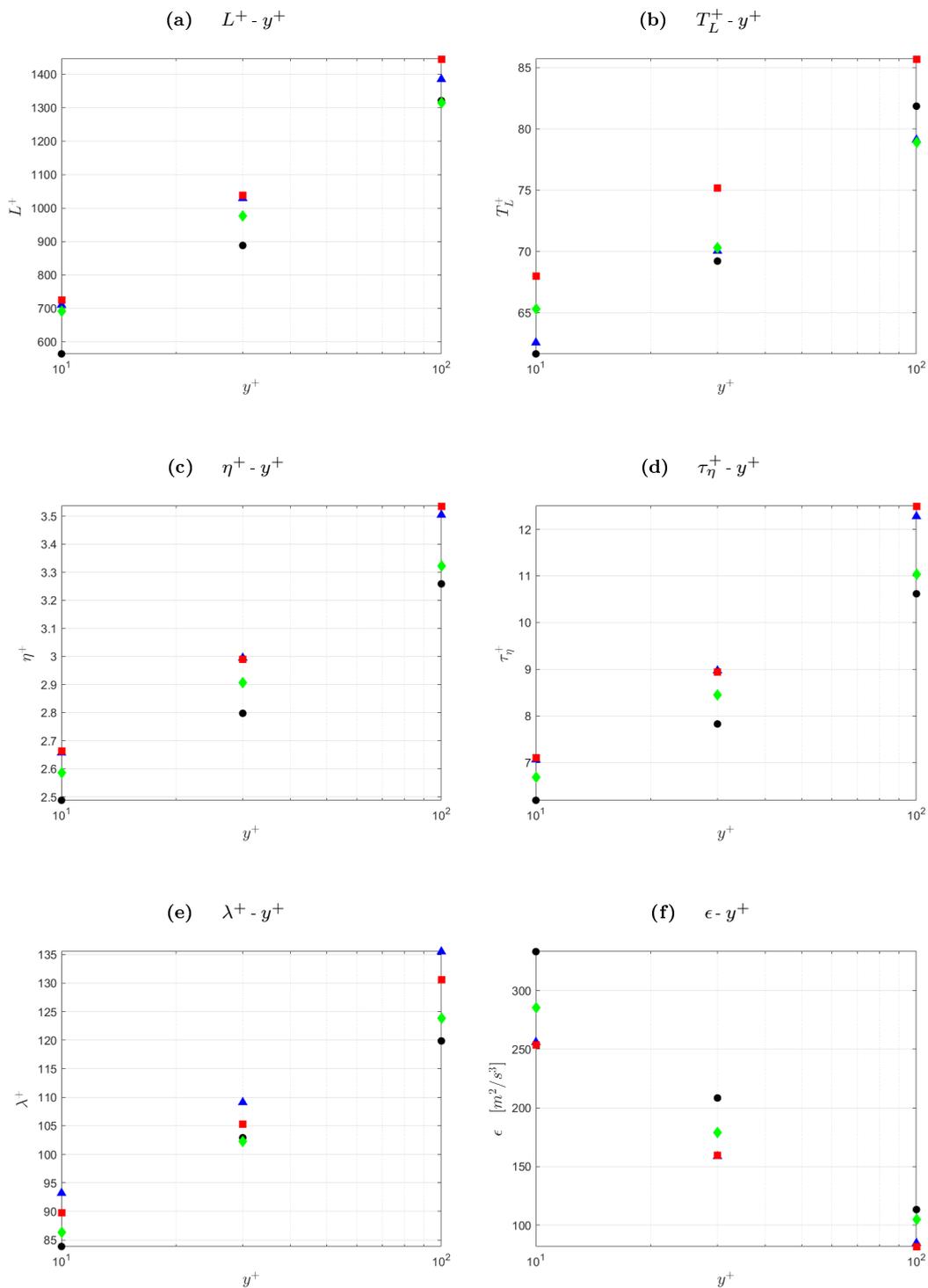


Figura 5.23: Andamento al variare di  $y^+$ ,  $Re_\theta = 3900$ : macroscala spaziale,  $L^+$ , e temporale,  $T_L^+$ , 5.23a/5.23b; microscala spaziale,  $\eta^+$ , e temporale,  $\tau_\eta^+$ , 5.23c/5.23d; microscala di Taylor,  $\lambda^+$ , 5.23e; rateo di dissipazione,  $\epsilon$ , 5.23f. • Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

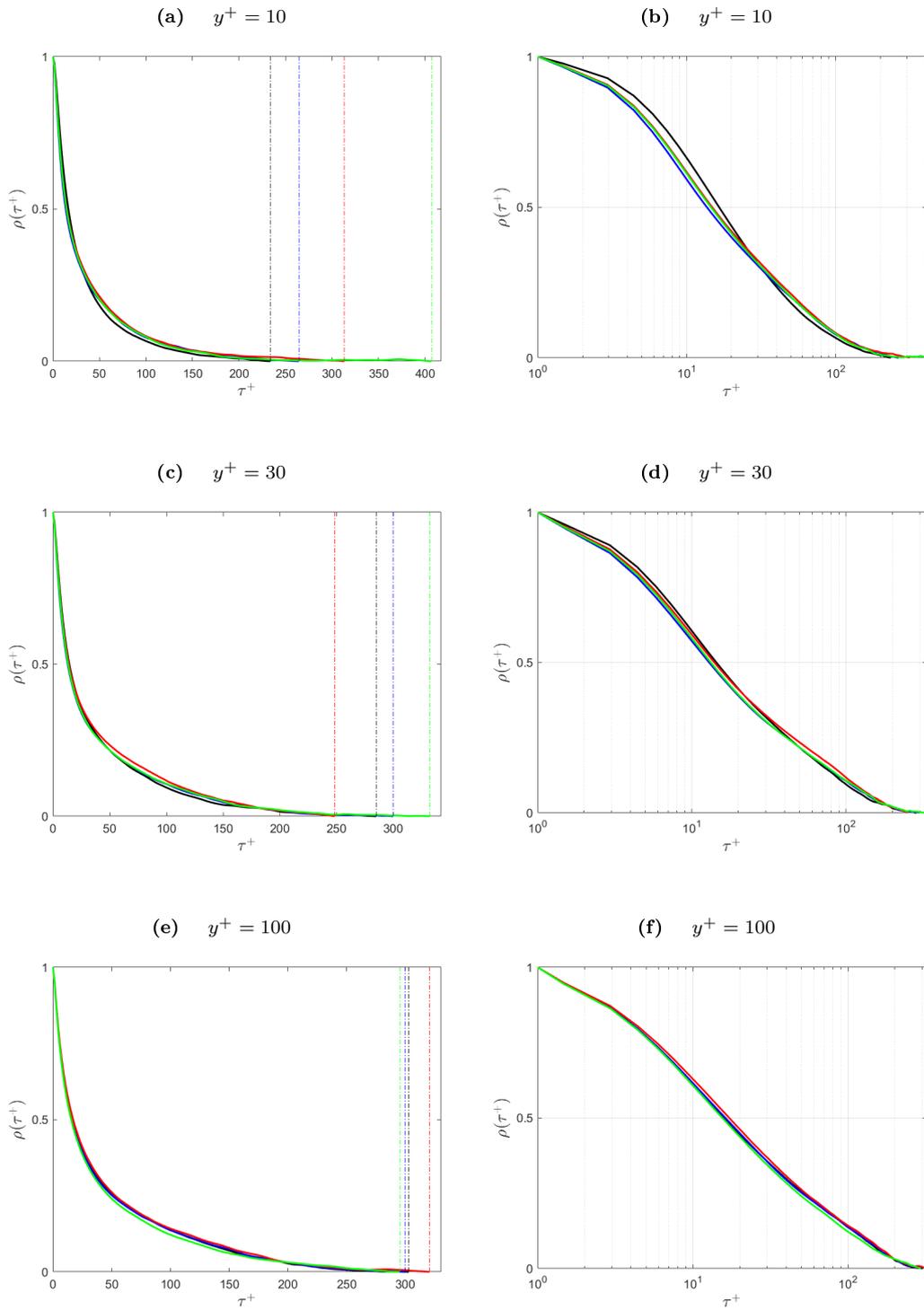


Figura 5.24: Autocorrelazione,  $\rho(\tau^+)$ :  $y^+=10$ , 5.24a/5.24b;  $y^+=30$ , 5.24c/5.24d;  $y^+=100$ , 5.24e/5.24b.  $Re_\theta = 3900$ . — Smooth, — RLong, — RS1, — RS2.

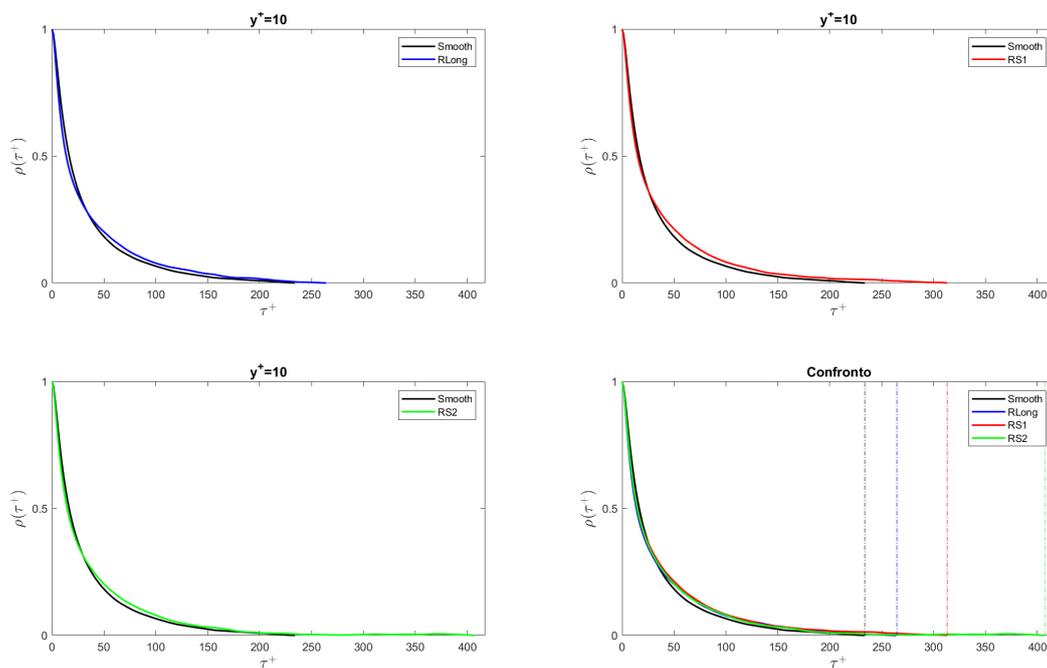


Figura 5.25: Dettaglio autocorrelazione,  $\rho(\tau^+)$ , scala lineare per  $y^+=10$ ;  $Re_\theta = 3900$ .

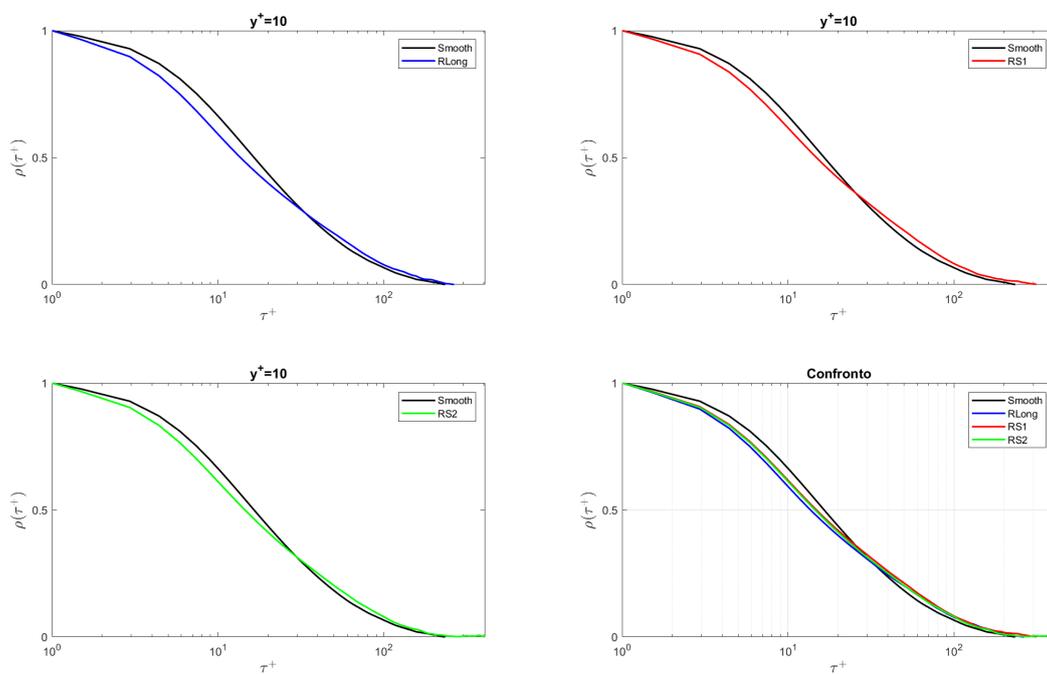


Figura 5.26: Dettaglio autocorrelazione,  $\rho(\tau^+)$ , scala logaritmica per  $y^+=10$ ;  $Re_\theta = 3900$ .

### 5.3 Analisi Eventi VITA

Oltre alle alterazioni nel bilancio tra produzione e dissipazione di energia, con la modifica di parete ci si aspetta anche cambiamenti nei moti di espulsione e sweeps, moti caratterizzanti il flusso stesso di strato limite. Uno dei migliori parametri per andare ad individuare tali eventi è la derivata nel tempo delle fluttuazioni di velocità facendo ricorso all'analisi VITA. Prima degli eventi è importante capire come si presenta la distribuzione della varianza locale,  $u_{rms-w}^2$ , varianza che è calcolata sulla finestra fatta scorrere sull'intero segnale campionato; figura 5.27a, 5.27c, 5.27e per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.29a, 5.29c, 5.29e per  $Re_\theta=3900$ . Con la modifica a parete le fluttuazioni di velocità si spostano verso distribuzioni a varianze locali leggermente più elevate. Nei casi di parete riblettata, qualunque sia il  $Re_\theta$ , su di una finestra a fissata ampiezza,  $T^+=10$ , si ha maggior probabilità di avere fluttuazioni di una certa intensità. In altri termini, il flusso alterato è caratterizzato da fluttuazioni maggiormente presenti che sulla finestra portano ad avere alti valori di  $u_{rms-w}$ ; in accordo con quanto detto in precedenza sullo spezzettamento delle fluttuazioni indotte dalle riblets. Sul passaggio di eventuali vortici legati ai moti di espulsione e sweeps oppure sul passaggio da low-speed-streaks ad high-speed-streaks e viceversa, situazioni identificate come eventi e accompagnate da forti valori di  $u_{rms-w}$ , le distribuzioni ottenute non danno informazioni. Al fine di individuare gli eventi presenti nel segnale si sfrutta la condizione  $\overline{u_w^2} \geq K\overline{u^2}$  con  $K=1$ ; per le finestre che hanno superato tale condizione, dette finestre eventi, è riportata la distribuzione della varianza locale ad esse relativa in figura 5.27b, 5.27d, 5.27f per  $Re_\theta=2790$  e in figura 5.29b, 5.29c, 5.29e per  $Re_\theta=3900$ . Dalle varianze calcolate sulle finestre eventi, in seguito alla modifica di parete, si osserva una riduzione in termini di intensità degli eventi. La distribuzione di probabilità della varianza locale per i casi di parete alterata è incentrata su valori di  $u_{rms-w}$  inferiori rispetto al caso liscio, indipendentemente dalla distanza  $y^+$  da parete considerata. Le finestre eventi legate al caso di parete RS2 per  $Re_\theta=2790$  ed RLong per  $Re_\theta=3900$  in  $y^+=10$  sono quelle che si avvicinano maggiormente al caso di parete liscia, mentre per entrambi i valori di  $Re_\theta$  la RS1 sembra indurre sempre eventi meno intensi. Qualunque sia il Reynolds, il caso di parete RS1 sembra più efficace nell'azione di blocco sui piccoli vortici. L'ampiezza della finestra ci permette di capire cosa accade alle piccole strutture e i comportamenti osservati possono essere correlati proprio alla forma delle riblets. La situazione può essere letta in questo modo: • con  $Re_\theta$  che aumenta le riblets dritte sono le prime a perdere di efficacia, le strutture vorticoso diventano più grandi e l'ostacolo offerto dalle riblets non è più in grado di limitare i moti trasversali; • le riblets sinusoidali, a parità

Tabella 5.5: risultati Analisi Eventi VITA,  $Re_\theta=2790$ .

$y^+ = 10$	$f_{eventi}^+$	$\Delta(\langle u \rangle / u_\tau)$	$d(\langle u \rangle / u_\tau) / dt_m^+$	$\langle T^+ \rangle$	$f_{eventi\ acc.}^+$	$f_{eventi\ dec.}^+$
<i>Smooth</i>	$1.2 \cdot 10^{-3}$	6.101	1.157	13.03	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$5.31 \cdot 10^{-5}$
<i>RLong</i>	$1.5 \cdot 10^{-3}$	5.630	1.075	13.06	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$8.58 \cdot 10^{-5}$
<i>RS1</i>	$1.5 \cdot 10^{-3}$	5.805	1.214	13.15	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$7.43 \cdot 10^{-5}$
<i>RS2</i>	$2.0 \cdot 10^{-3}$	5.736	1.227	13.19	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$1.24 \cdot 10^{-4}$
$y^+ = 30$						
<i>Smooth</i>	$2.4 \cdot 10^{-3}$	5.208	1.184	13.11	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$1.94 \cdot 10^{-4}$
<i>RLong</i>	$2.6 \cdot 10^{-3}$	4.534	1.059	13.23	$2.3 \cdot 10^{-3}$	$3.03 \cdot 10^{-4}$
<i>RS1</i>	$2.4 \cdot 10^{-3}$	4.790	1.095	13.16	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$2.01 \cdot 10^{-4}$
<i>RS2</i>	$2.6 \cdot 10^{-3}$	4.670	1.104	13.16	$2.4 \cdot 10^{-3}$	$3.01 \cdot 10^{-4}$
$y^+ = 100$						
<i>Smooth</i>	$2.0 \cdot 10^{-3}$	3.213	0.666	12.86	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$3.91 \cdot 10^{-4}$
<i>RLong</i>	$1.9 \cdot 10^{-3}$	3.161	0.619	12.77	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$3.88 \cdot 10^{-4}$
<i>RS1</i>	$1.9 \cdot 10^{-3}$	3.088	0.664	12.79	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$3.72 \cdot 10^{-4}$
<i>RS2</i>	$2.0 \cdot 10^{-3}$	3.523	0.718	12.96	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$3.73 \cdot 10^{-4}$

di  $Re_\theta$  e d'apertura, per effetto della loro geometria, rispetto alle dritte, inducono maggior spezzettamento sulle fluttuazioni ed il passaggio dei vortici sulla sonda risulta meno intenso. Per le sinusoidali i moti trasversali di parete ritardano la perdita d'efficienza del sistema passivo ma tutto dipende dall'ampiezza di queste oscillazioni. Nel passaggio da RS1 a RS2 cambia solo l'ampiezza dell'oscillazione di parete, l'ampiezza aumenta e con questa il range di  $Re_\theta$  in cui si verifica riduzione di resistenza si sposta verso valori più alti. Nelle sinusoidali le strutture vorticosi, diventate più piccole per via dello spezzettamento, si inseriscono tra le scanalature ma le oscillazioni di parete smorzano i moti indotti verso l'alto dai vortici solo se l'ampiezza è quella giusta per il  $Re_\theta$  in esame. Per alti  $Re_\theta$  è necessaria grande ampiezza d'oscillazione a parete per smorzare in modo efficace l'interazione vortici-streaks. La distribuzione di probabilità della  $u_{rms-w}$  sulle finestre eventi, per come costruita, non fornisce indicazioni sul numero eventi ma solo come si vanno a distribuire rispetto al totale. Nel visualizzare il numero d'eventi, figura 5.28b per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.30b per  $Re_\theta=3900$ , è importante prima raggruppare le finestre eventi VITA adiacenti al fine di ottenere l'esatto numero di eventi. Bisogna ricordare che la finestra scorre gradualmente su tutto il segnale; nello spostamento della finestra, rispetto alla posizione precedente si ha un solo nuovo dato campionato per cui se due finestre consecutive soddisfano la condizione di evento è alquanto lecito associarle ad un unico evento. Con la modifica di parete il numero di eventi aumenta ma l'aumento è un qualcosa di relativo alla varianza globale del caso proprio. Se venisse presa un'unica varianza di riferimento per individuare gli eventi nei diversi casi di parete, quindi ragionando a parità di intensità, oltre una certa soglia si osserverebbe una riduzione degli eventi e non un aumento. Questo è suggerito dal fatto che comunque il salto di velocità degli eventi, con le riblets, diminuisce; figura 5.28d per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.30d per  $Re_\theta=3900$ . Il problema è che con questo tipo di analisi non si è in grado di stabilire un criterio che ci possa far scegliere in modo opportuno una varianza globale di riferimento per individuare gli eventi; la condizione  $u_w^2 \geq K u^2$  con  $K=1$  non è detto sia corretta per il confronto tra i casi. Il salto di velocità dato dagli eventi diminuisce ma il numero d'eventi aumenta, nel complesso il prodotto tra le grandezze aumenta; figura 5.28f per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.30f per  $Re_\theta=3900$ . Questo è in accordo con l'aumento di energia ad alta frequenza riscontrato nello spettro. Inoltre si potrebbe associare gli eventi individuati alle parti più estreme delle PDF sulle fluttuazioni, studiate in precedenza; figura 5.2 per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.11 per  $Re_\theta=3900$  entrambe in  $y^+=10$ . Tuttavia il numero di eventi è troppo basso, attorno al migliaio, e nelle regioni estreme delle PDF rientrano anche fluttuazioni che non hanno nessun legame con gli eventi coerenti individuati. Di sicuro gli eventi coerenti individuati con la modifica di

Tabella 5.6: risultati Analisi Eventi VITA,  $Re_\theta=3900$ .

$y^+ = 10$	$f_{eventi}^+$	$\Delta(\langle u \rangle / u_\tau)$	$d(\langle u \rangle / u_\tau) / dt_m^+$	$\langle T^+ \rangle$	$f_{eventi\ acc.}^+$	$f_{eventi\ dec.}^+$
<i>Smooth</i>	$1.2 \cdot 10^{-3}$	6.366	1.187	12.55	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$6.91 \cdot 10^{-5}$
<i>RLong</i>	$2.0 \cdot 10^{-3}$	5.698	1.242	12.60	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$2.13 \cdot 10^{-4}$
<i>RS1</i>	$1.6 \cdot 10^{-3}$	5.602	1.156	12.52	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.43 \cdot 10^{-4}$
<i>RS2</i>	$1.6 \cdot 10^{-3}$	5.714	1.144	12.51	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.47 \cdot 10^{-4}$
<b><math>y^+ = 30</math></b>						
<i>Smooth</i>	$1.9 \cdot 10^{-3}$	5.729	1.132	12.57	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$2.05 \cdot 10^{-4}$
<i>RLong</i>	$2.5 \cdot 10^{-3}$	4.807	1.143	12.64	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$4.28 \cdot 10^{-4}$
<i>RS1</i>	$2.0 \cdot 10^{-3}$	4.839	1.126	12.61	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$2.89 \cdot 10^{-4}$
<i>RS2</i>	$2.2 \cdot 10^{-3}$	4.948	1.110	12.63	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$3.29 \cdot 10^{-4}$
<b><math>y^+ = 100</math></b>						
<i>Smooth</i>	$1.7 \cdot 10^{-3}$	3.840	0.814	12.39	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$3.28 \cdot 10^{-4}$
<i>RLong</i>	$1.6 \cdot 10^{-3}$	3.537	0.721	12.31	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$3.34 \cdot 10^{-4}$
<i>RS1</i>	$1.3 \cdot 10^{-3}$	3.648	0.732	12.27	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$2.52 \cdot 10^{-4}$
<i>RS2</i>	$1.6 \cdot 10^{-3}$	3.670	0.747	12.29	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$3.25 \cdot 10^{-4}$

parete diventano più attenuati ma questo non si osserva dall'andamento delle PDF citate. Per effetto delle riblets, gli eventi non casuali risultano immersi in un flusso maggiormente caotico; per le PDF nei casi di flusso alterato tutto appare oscurato dal contributo random. Dalle finestre eventi si ottiene l'evento medio per semplice operazione di media sugli eventi; figure 5.31a, 5.31c, 5.31e per  $Re_\theta=2790$  e figure 5.39a, 5.39c, 5.39e per  $Re_\theta=3900$ . Di tale evento medio sono riportate le caratteristiche al variare di  $y^+$ , figura 5.35 per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.43 per  $Re_\theta=3900$ ; trovano riscontro le osservazioni precedenti, si ha una riduzione in  $d\langle u \rangle/dt$  e  $\Delta\langle u \rangle$ . Per la forma dell'evento medio, tra gli eventi quelli preponderanti sono gli eventi accelerati, associabili agli eventi di sweeps. Gli eventi decelerati, associabili agli eventi di espulsione, sono dominanti lontano da parete soprattutto all'aumentare del  $Re_\theta$ . Per questo motivo con un'analisi VITA in prossimità di parete, se  $Re_\theta$  ha valore elevato, diventa difficile stabilire con esattezza la traccia degli eventi decelerati. A  $Re_\theta=2790$  è stato comunque possibile ricavare la traccia dell'evento medio accelerato e decelerato, figura 5.47. Nel confronto per i diversi casi di parete, la forma degli eventi medi si presenta con piccole variazioni. In seguito alla presenza di riblets l'aspetto più evidente è la maggior simmetria nell'evento; con la modifica a parete l'evento è più simmetrico, il flusso si sta omogeneizzando, inoltre la parte che si sviluppa per tempi positivi è più duratura di quella a tempi negativi. Da quanto ricavato usando la tecnica VITA si può concludere che: i moti di sweeps sono responsabili della produzione di shear layer interni allo strato limite, lo shear layer interno genera alto sforzo d'attrito ma usando le riblets si ha una riduzione nell'intensità degli eventi. Riducendo l'intensità degli eventi di sweeps tramite riblets è chiaro adesso come la modifica di parete sia sempre accompagnata da una riduzione di resistenza viscosa, nonostante la presenza di un flusso alterato in generale più caotico.

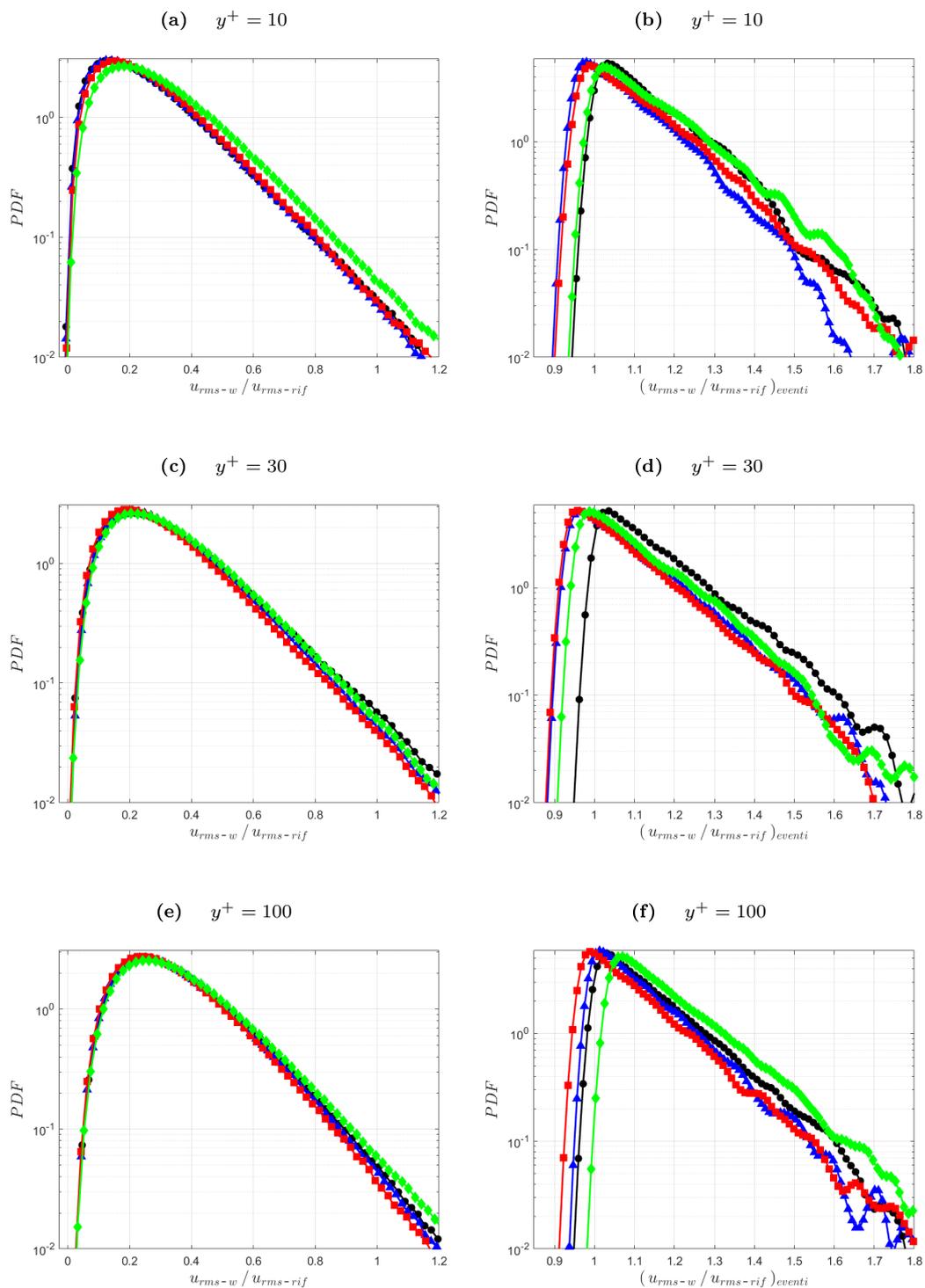


Figura 5.27: PDF deviazione standard,  $u_{rms-w}$ , finestre VITA/finestre eventi VITA:  $y^+=10$ , 5.27a/5.27b;  $y^+=30$ , 5.27c/5.27d;  $y^+=100$ , 5.27e/5.27f.  $Re_\theta = 2790$ . ● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

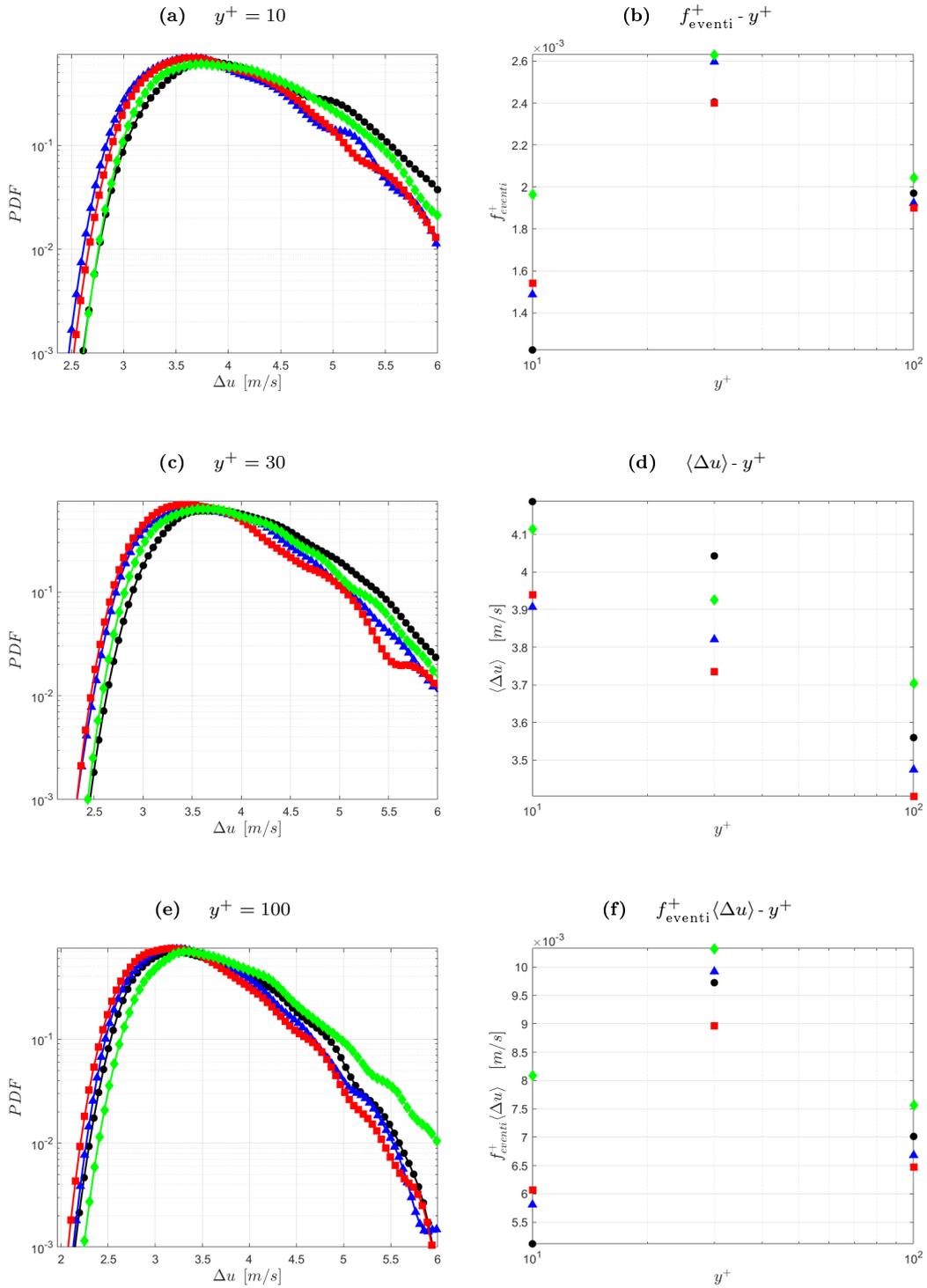


Figura 5.28: *PDF* salto di velocità,  $\Delta u$ , degli eventi VITA:  $y^+ = 10$ , 5.28a;  $y^+ = 30$ , 5.28c;  $y^+ = 100$ , 5.28e.  $Re_\theta = 2790$ . Andamento al variare di  $y^+$ : frequenza eventi,  $f_{eventi}^+$ , 5.28b; salto velocità medio eventi,  $\langle \Delta u \rangle$ , 5.28d;  $f_{eventi}^+ \langle \Delta u \rangle$ , 5.28f. Gli eventi VITA sono ottenuti raggruppando le finestre eventi VITA adiacenti. ● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

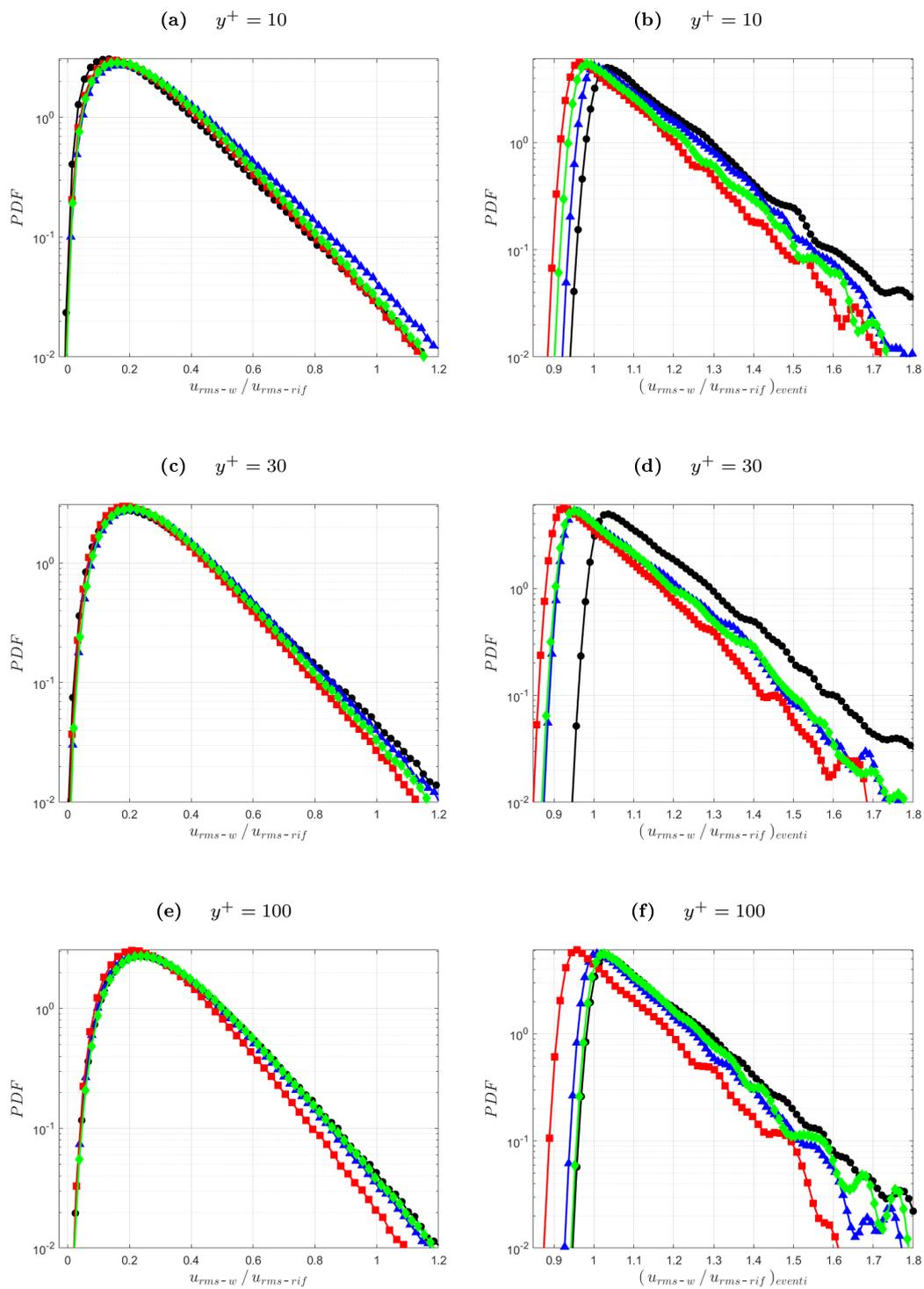


Figura 5.29: PDF deviazione standard,  $u_{rms-w}$ , finestre VITA/finestre eventi VITA:  $y^+=10$ , 5.29a/5.29b;  $y^+=30$ , 5.29c/5.29d;  $y^+=100$ , 5.29e/5.29f.  $Re_\theta = 3900$ . ● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

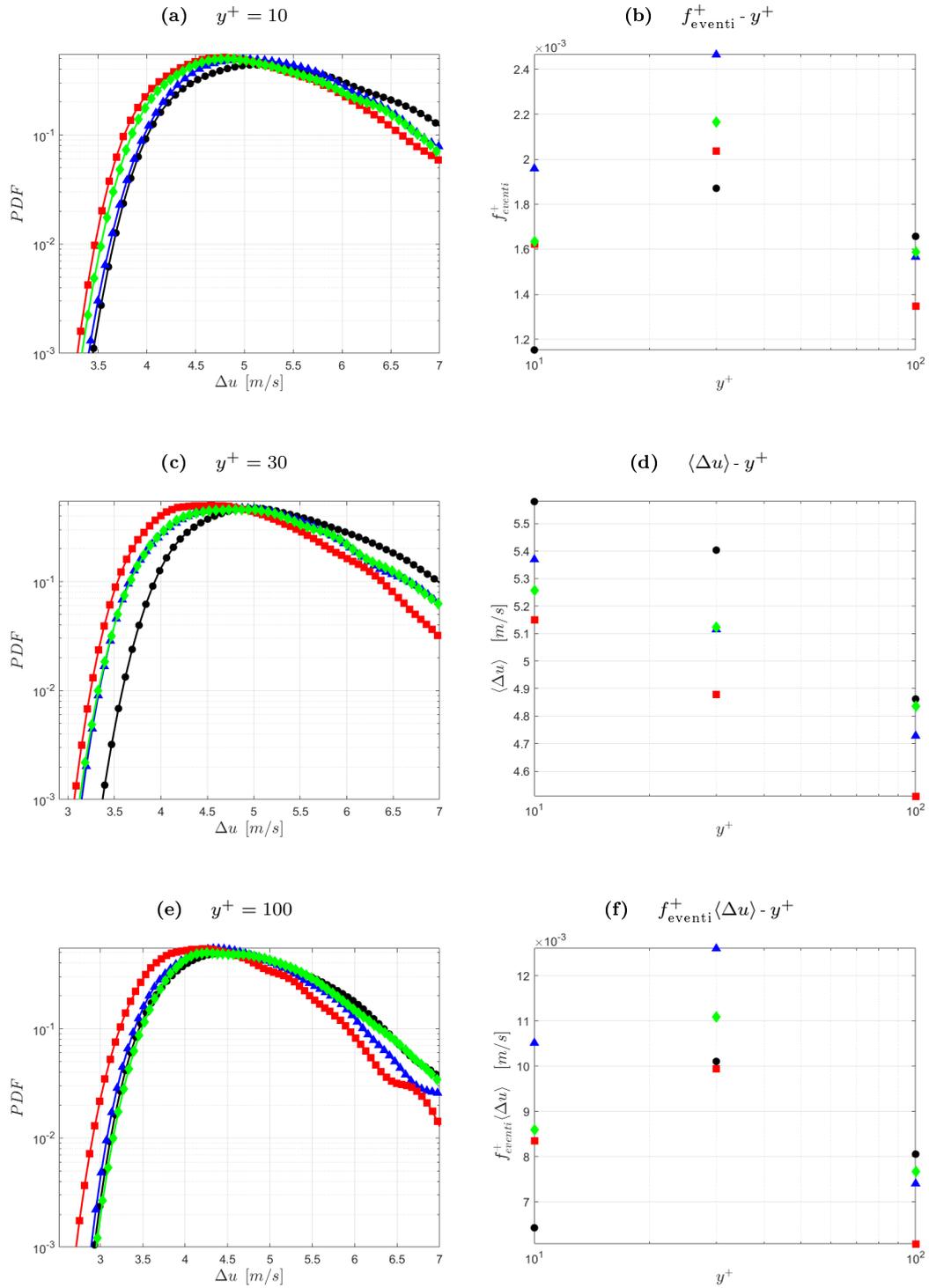


Figura 5.30: *PDF* salto di velocità,  $\Delta u$ , degli eventi VITA:  $y^+ = 10$ , 5.30a;  $y^+ = 30$ , 5.30c;  $y^+ = 100$ , 5.30e.  $Re_\theta = 3900$ . Andamento al variare di  $y^+$ : frequenza eventi,  $f_{eventi}^+$ , 5.30b; salto velocità medio eventi,  $\langle \Delta u \rangle$ , 5.30d;  $f_{eventi}^+ \langle \Delta u \rangle$ , 5.30f. Gli eventi VITA sono ottenuti raggruppando le finestre eventi VITA adiacenti. ● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

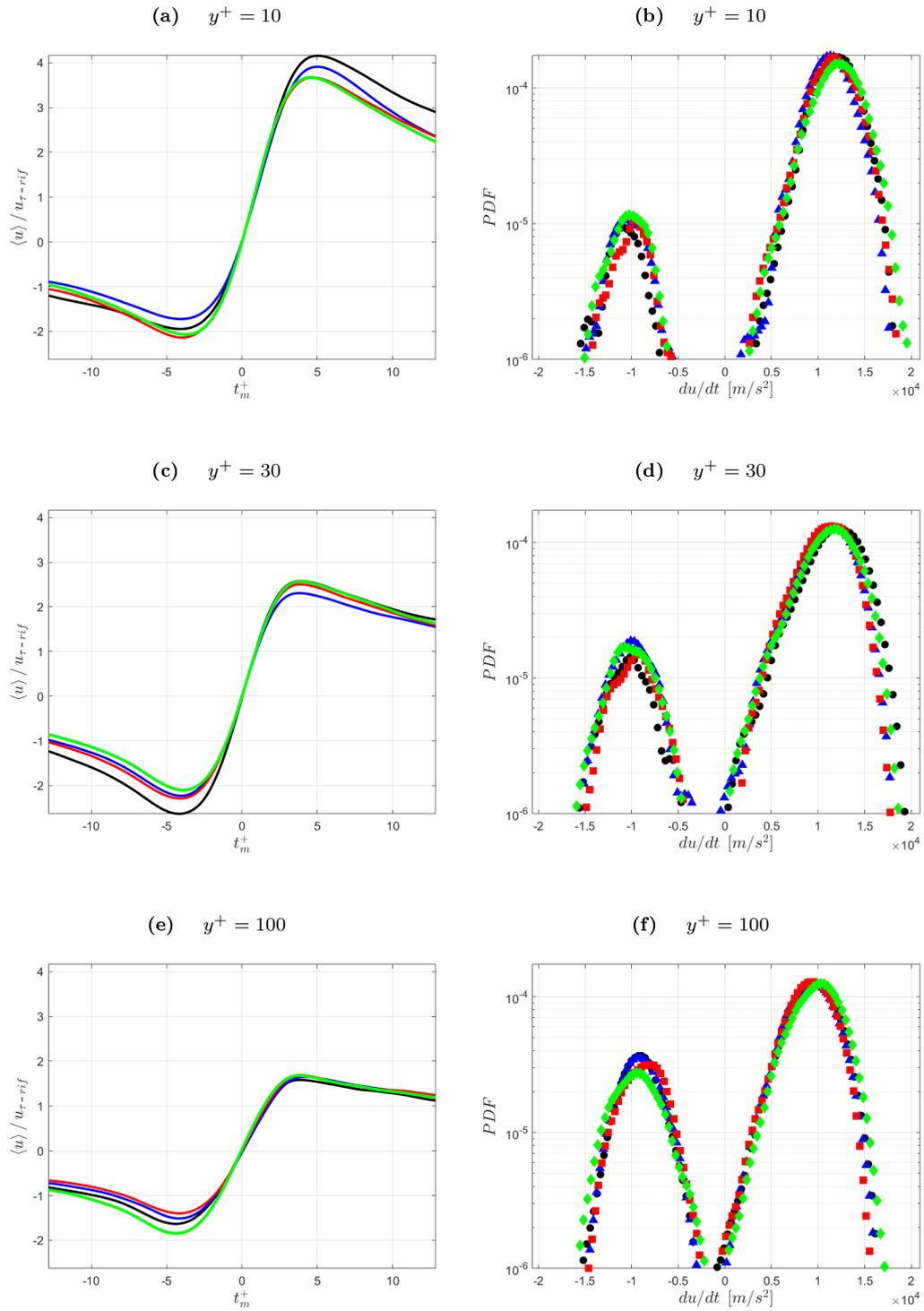


Figura 5.31: Evento medio VITA rispetto  $u_\tau$  caso Smooth con  $PDF$  derivata di velocità,  $du/dt$ , degli eventi VITA:  $y^+=10$ , 5.31a/5.31b;  $y^+=30$ , 5.31c/5.31d;  $y^+=100$ , 5.31e/5.31f.  $Re_\theta = 2790$ . L'evento medio VITA è ottenuto tramite semplice media sugli eventi VITA. — Smooth, — RLong, — RS1, — RS2.

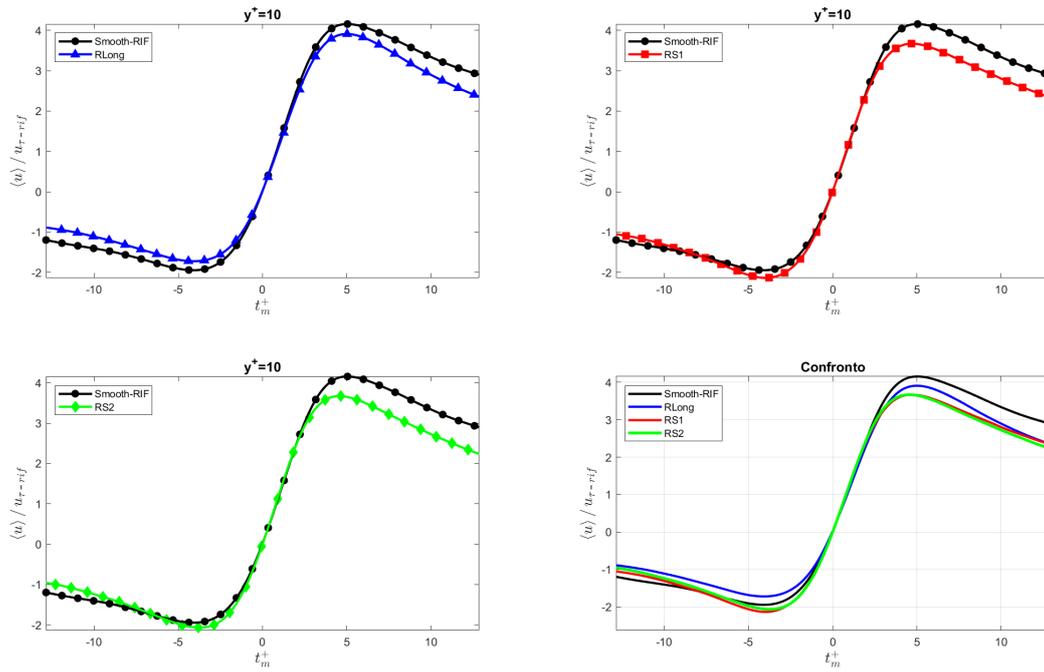


Figura 5.32: Dettaglio evento VITA riferimento  $u_{\tau}$  caso Smooth per  $y^+ = 10$ ;  $Re_{\theta} = 2790$ .

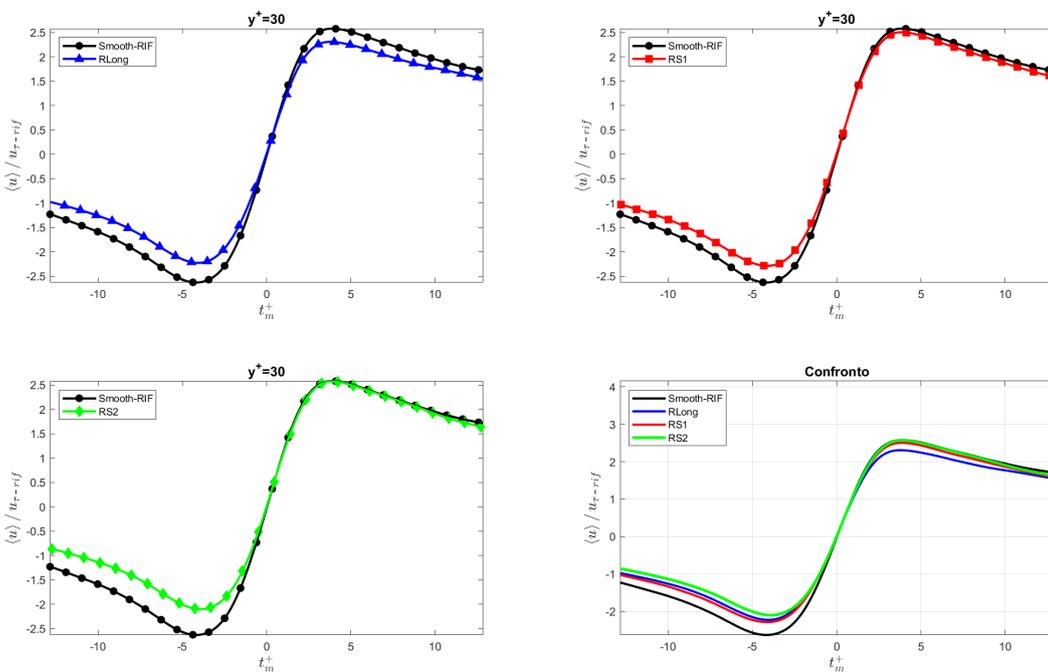


Figura 5.33: Dettaglio evento VITA riferimento  $u_{\tau}$  caso Smooth per  $y^+ = 30$ ;  $Re_{\theta} = 2790$ .

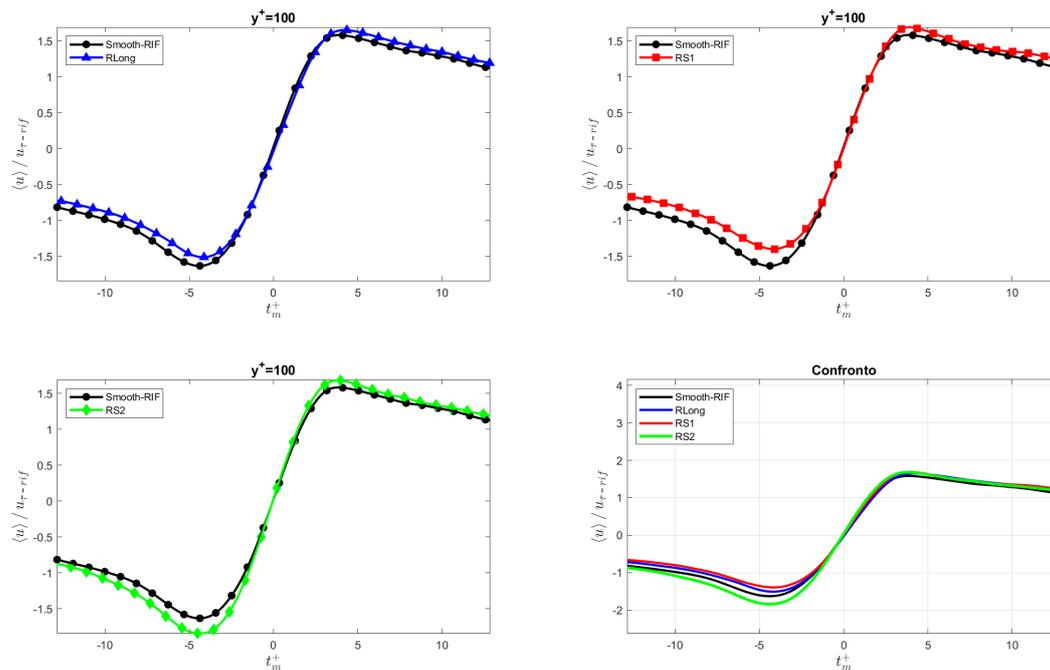


Figura 5.34: Dettaglio evento VITA riferimento  $u_{\tau}$  caso Smooth per  $y^+ = 100$ ;  $Re_{\theta} = 2790$ .

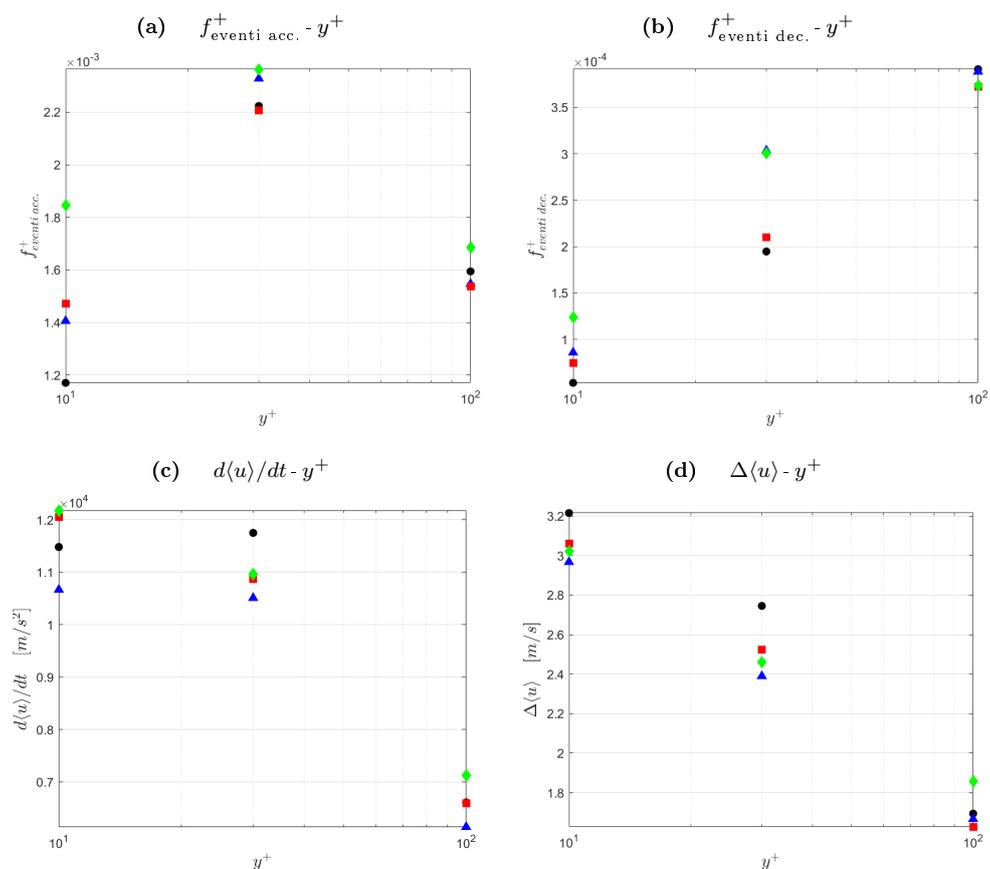


Figura 5.35: Andamento al variare di  $y^+$ ,  $Re_{\theta} = 2790$ : frequenza eventi accelerati/decelerati, 5.35a/5.35b; derivata evento medio,  $d\langle u \rangle / dt$ , 5.35c; salto velocità evento medio,  $\Delta\langle u \rangle$ , 5.35d. ● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

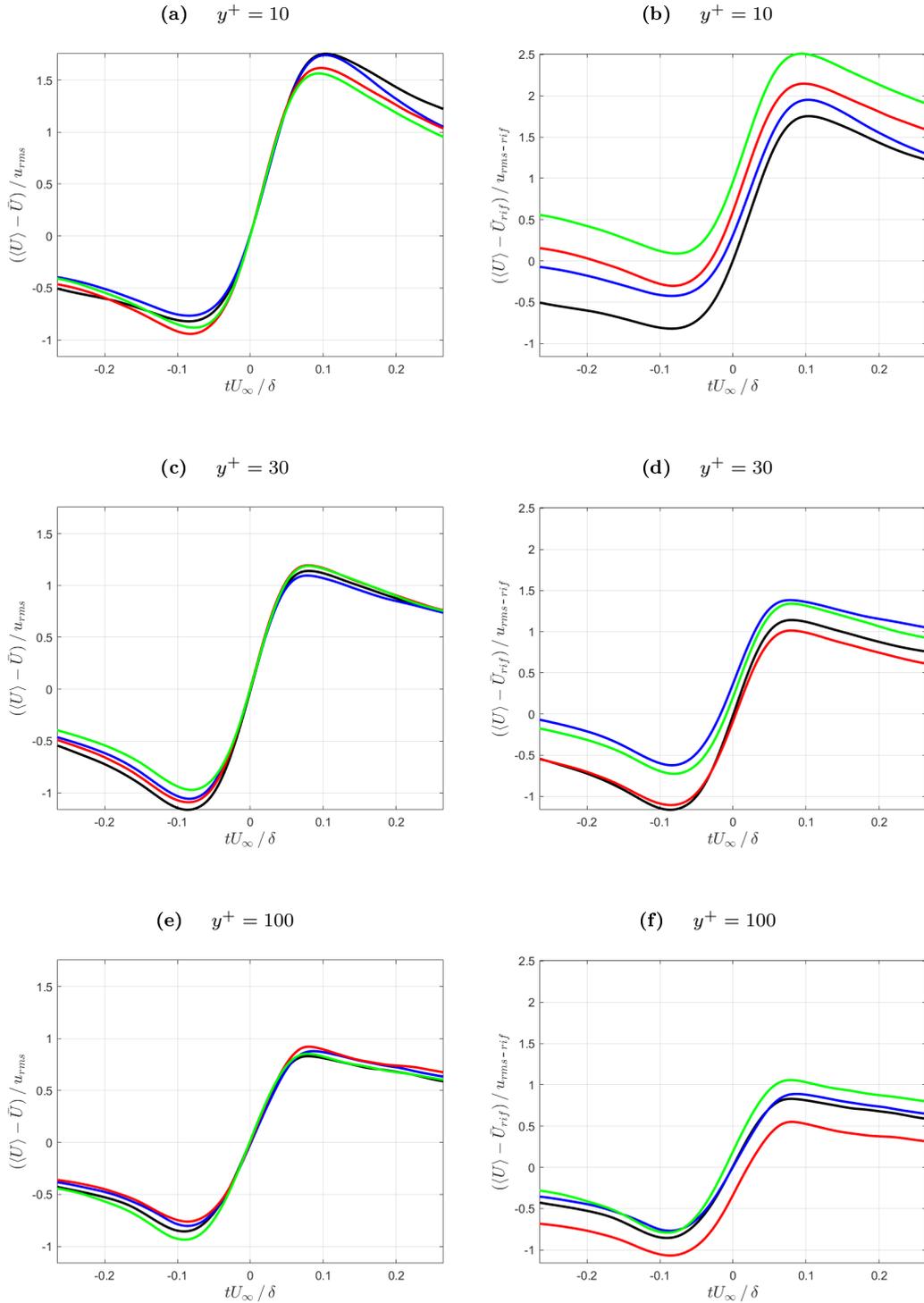


Figura 5.36: Evento medio VITA rispetto  $u_{rms}$  caso proprio,  $\langle u \rangle / u_{rms} = (\langle U \rangle - \bar{U}) / u_{rms}$ , e caso Smooth,  $(\langle U \rangle - \bar{U}_{rij}) / u_{rms-rij}$ :  $y^+ = 10$ , 5.36a/5.36b;  $y^+ = 30$ , 5.36c/5.36d;  $y^+ = 100$ , 5.36e/5.36f.  $Re_\theta = 2790$ . — Smooth, — RLong, — RS1, — RS2.

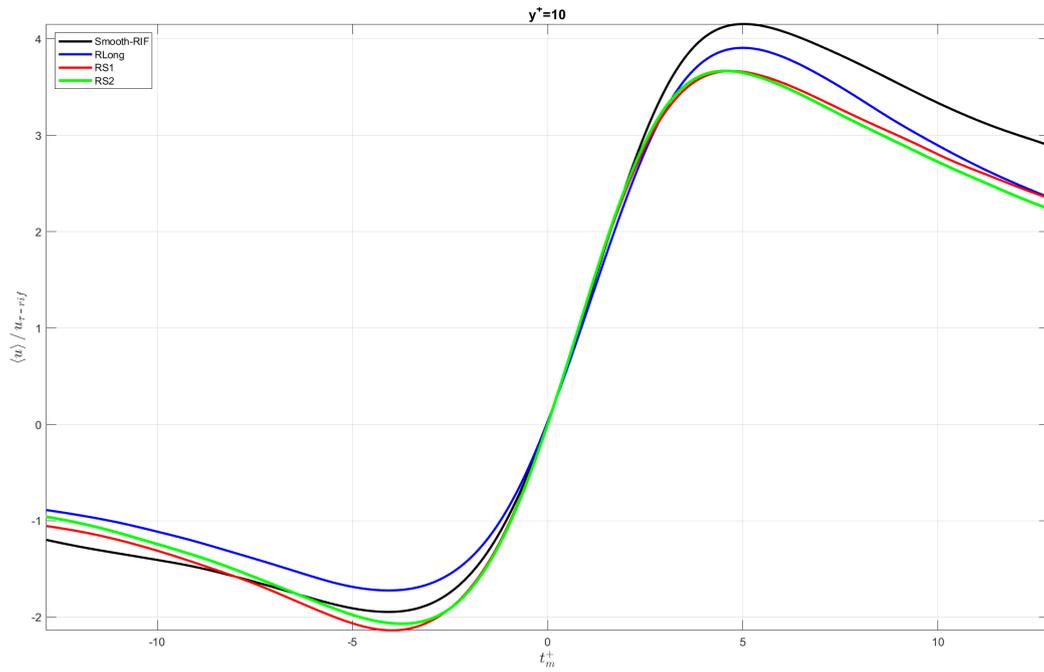


Figura 5.37: Confronto  $y^+ = 10$ , evento VITA riferimento  $u_\tau$  caso Smooth;  $Re_\theta = 2790$ .

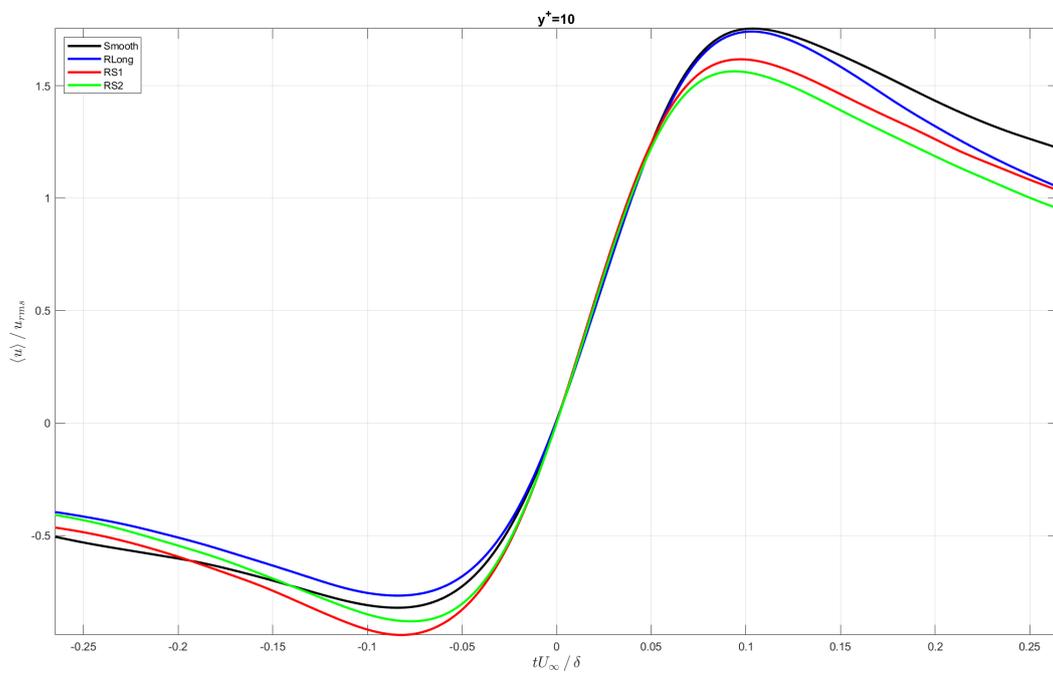


Figura 5.38: Confronto  $y^+ = 10$ , evento VITA riferimento  $u_{rms}$  caso proprio;  $Re_\theta = 2790$ .

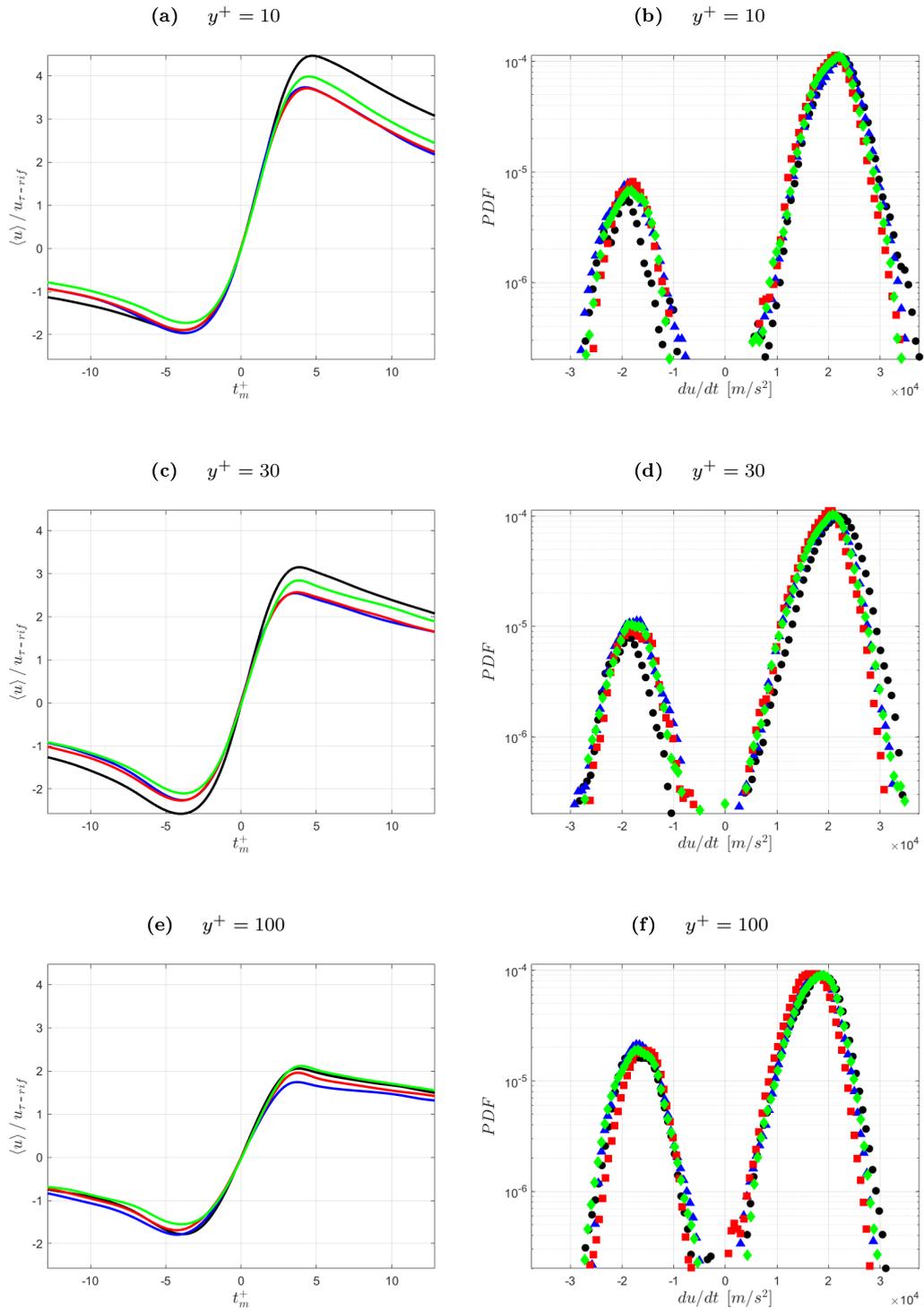


Figura 5.39: Evento medio VITA rispetto  $u_\tau$  caso Smooth con  $PDF$  derivata di velocità,  $du/dt$ , degli eventi VITA:  $y^+=10$ , 5.39a/5.39b;  $y^+=30$ , 5.39c/5.39d;  $y^+=100$ , 5.39e/5.39f.  $Re_\theta = 3900$ . L'evento medio VITA è ottenuto tramite semplice media sugli eventi VITA. — Smooth, — RLong, — RS1, — RS2.

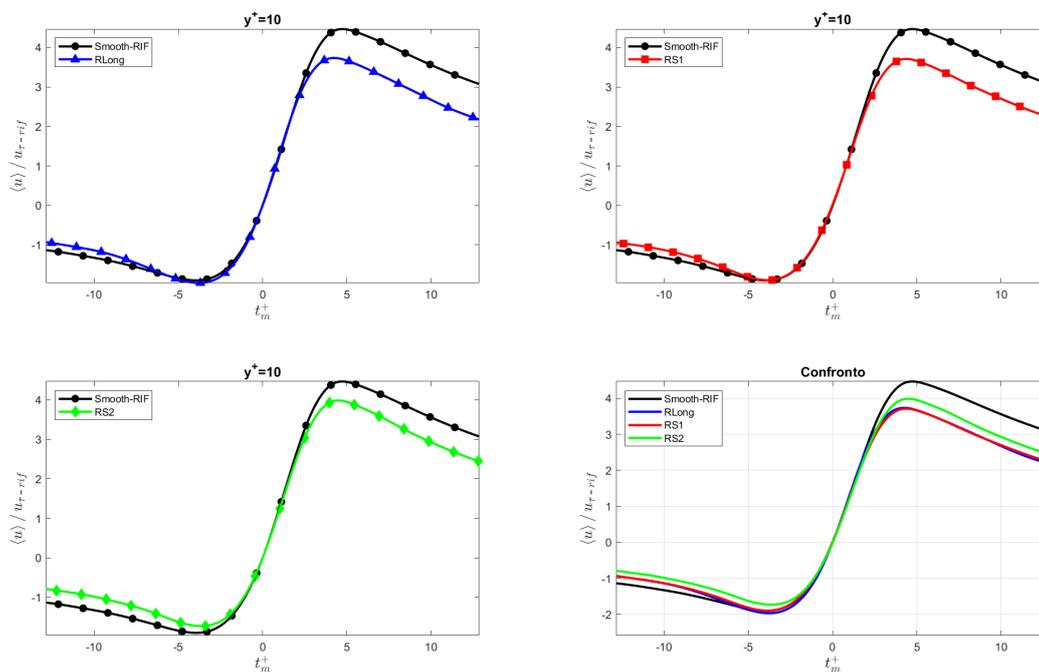


Figura 5.40: Dettaglio evento VITA riferimento  $u_\tau$  caso Smooth per  $y^+=10$ ;  $Re_\theta = 3900$ .

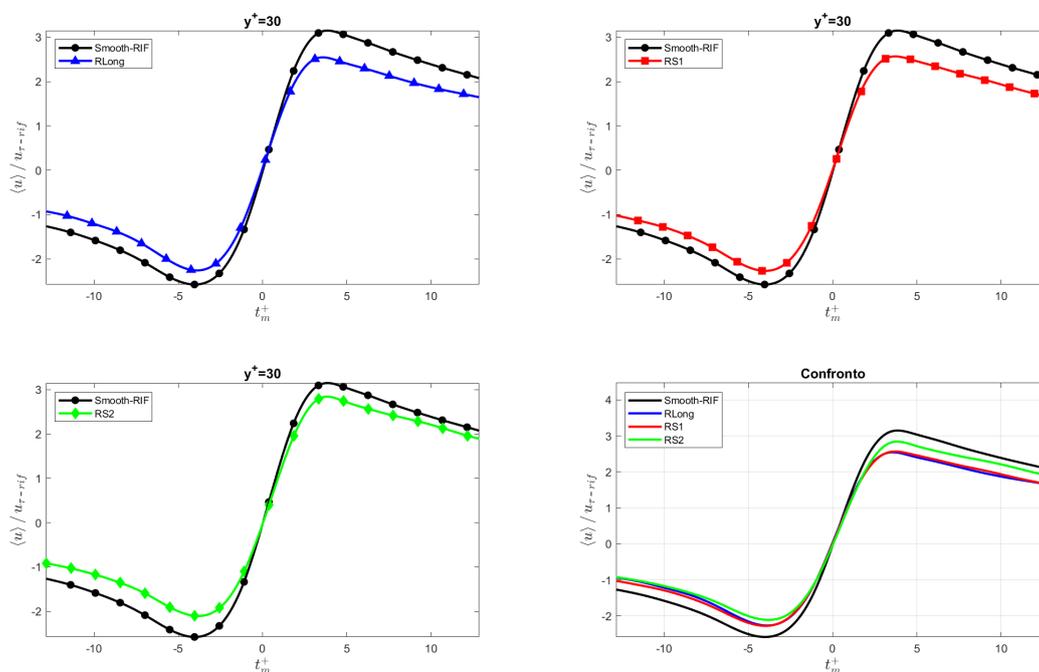


Figura 5.41: Dettaglio evento VITA riferimento  $u_\tau$  caso Smooth per  $y^+=30$ ;  $Re_\theta = 3900$ .

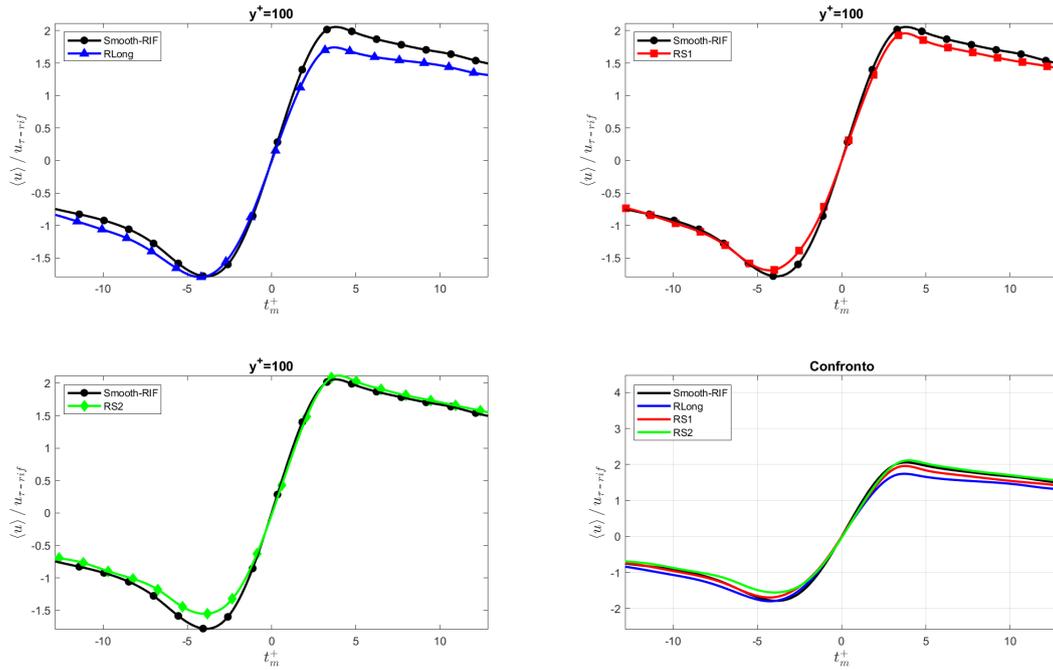


Figura 5.42: Dettaglio evento VITA riferimento  $u_{\tau}$  caso Smooth per  $y^+ = 100$ ;  $Re_{\theta} = 3900$ .

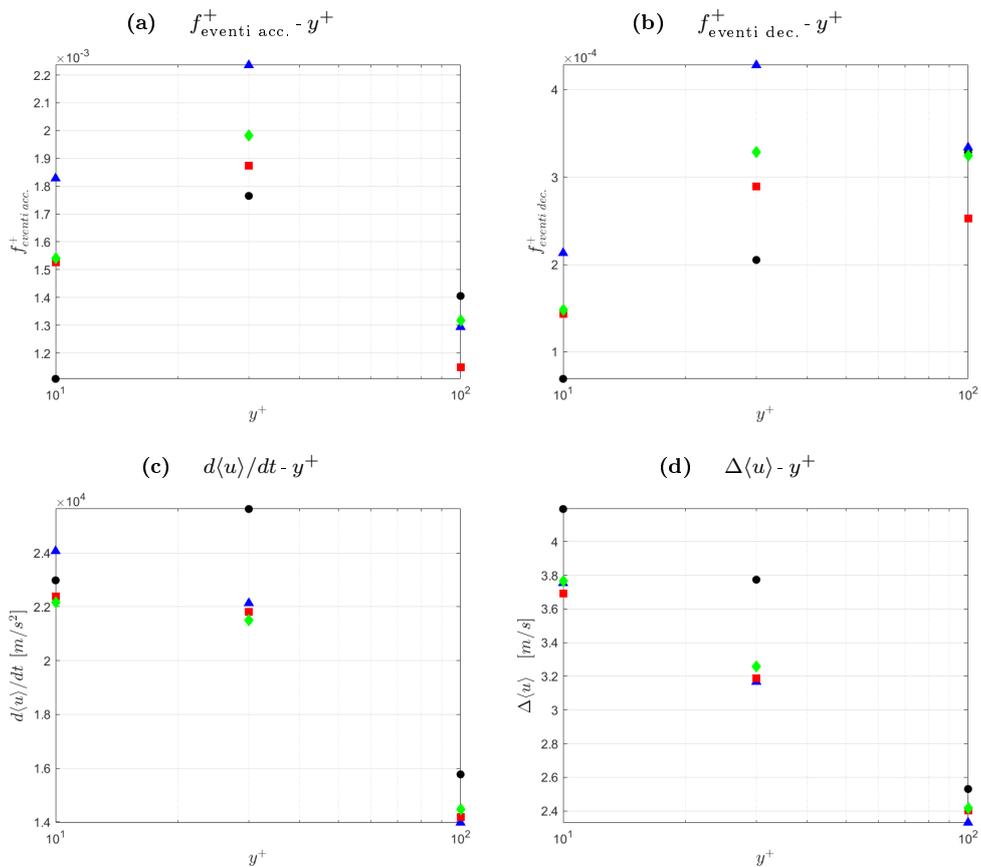


Figura 5.43: Andamento al variare di  $y^+$ ,  $Re_{\theta} = 3900$ : frequenza eventi accelerati/decelerati, 5.43a/5.43b; derivata evento medio,  $d\langle u \rangle / dt$ , 5.43c; salto velocità evento medio,  $\Delta\langle u \rangle$ , 5.43d.

● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

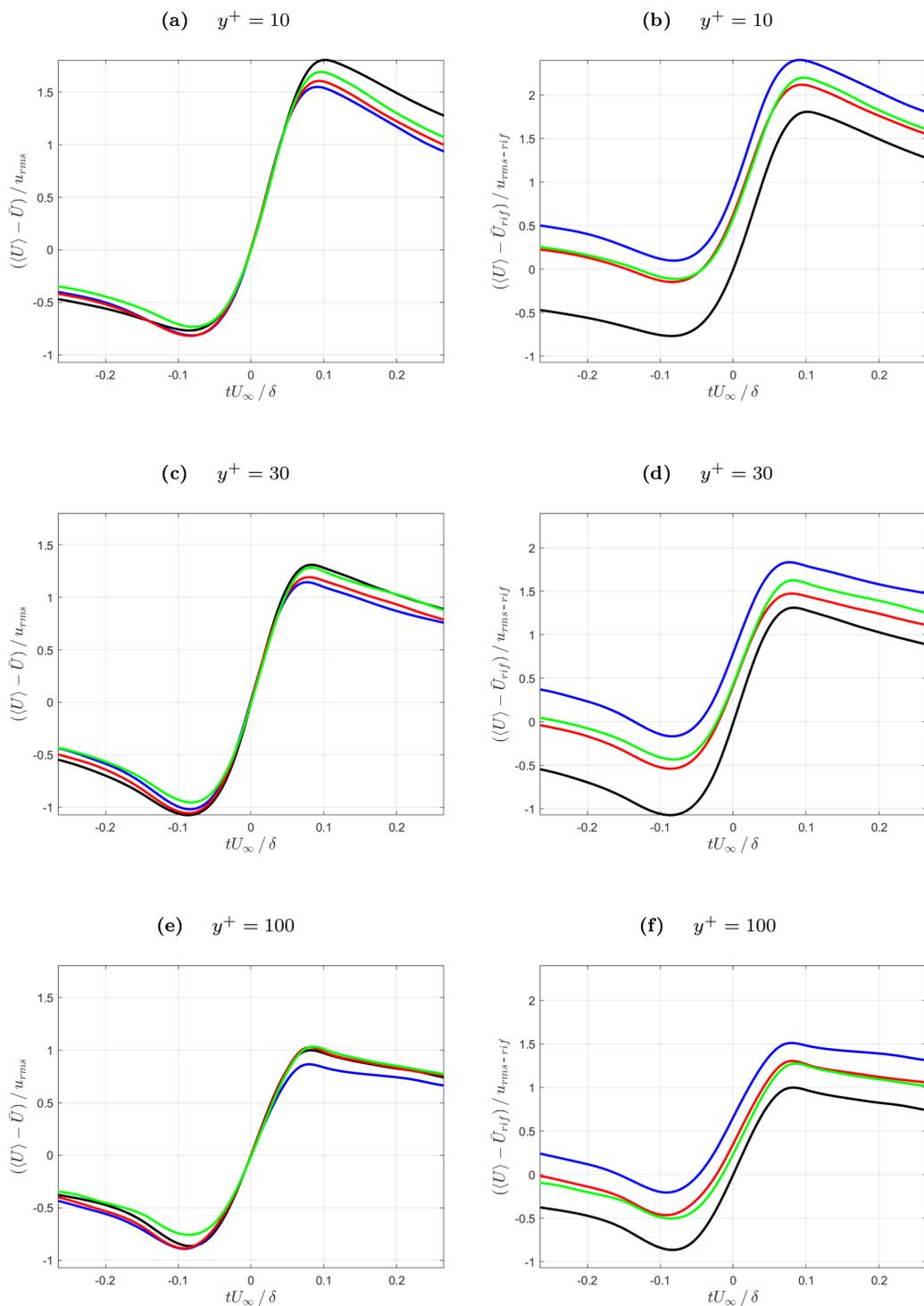


Figura 5.44: Evento medio VITA rispetto  $u_{rms}$  caso proprio,  $\langle u \rangle / u_{rms} = (\langle U \rangle - \bar{U}) / u_{rms}$ , e caso Smooth,  $(\langle U \rangle - \bar{U}_{rij}) / u_{rms-rij}$ :  $y^+ = 10$ , 5.44a/5.44b;  $y^+ = 30$ , 5.44c/5.44d;  $y^+ = 100$ , 5.44e/5.44f.  $Re_\theta = 3900$ . — Smooth, — RLong, — RS1, — RS2.

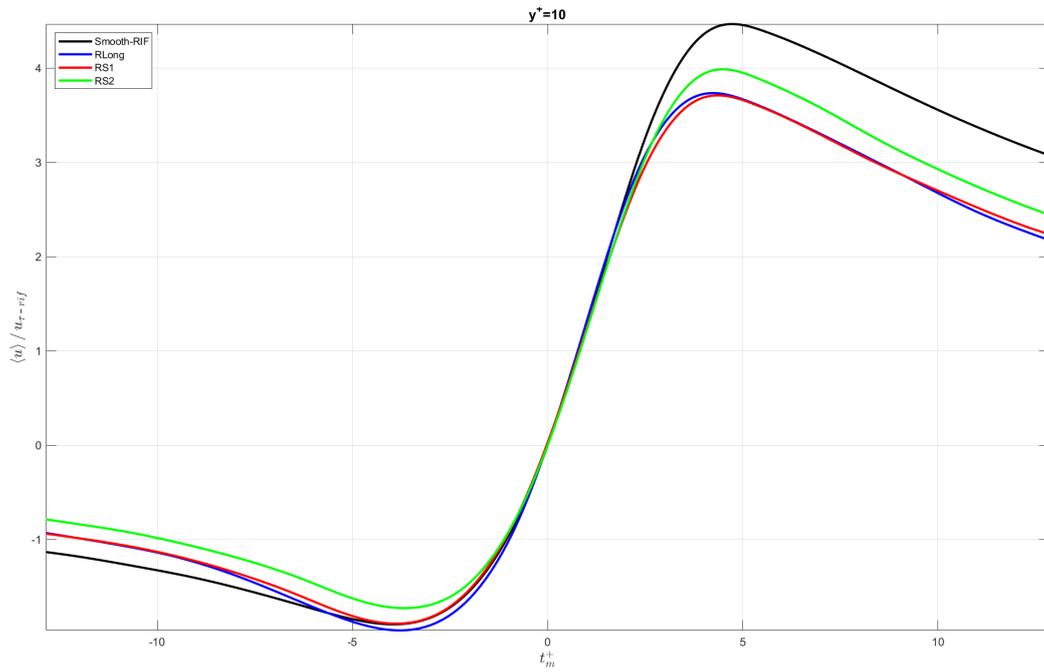


Figura 5.45: Confronto  $y^+ = 10$ , evento VITA riferimento  $u_{\tau}$  caso Smooth;  $Re_{\theta} = 3900$ .

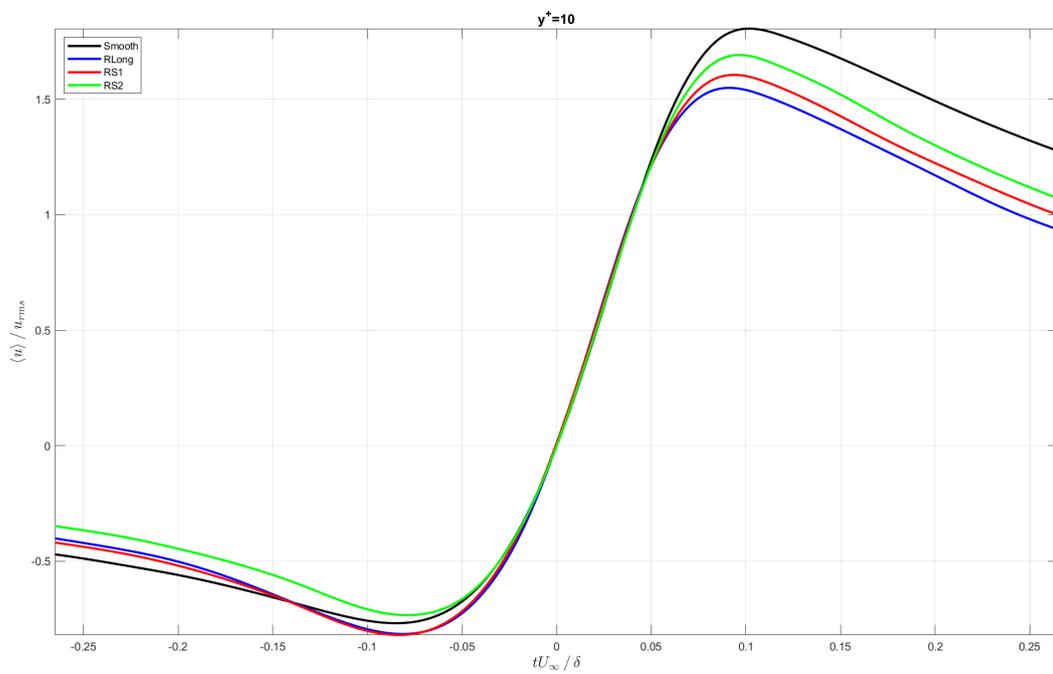


Figura 5.46: Confronto  $y^+ = 10$ , evento VITA riferimento  $u_{rms}$  caso proprio;  $Re_{\theta} = 3900$ .

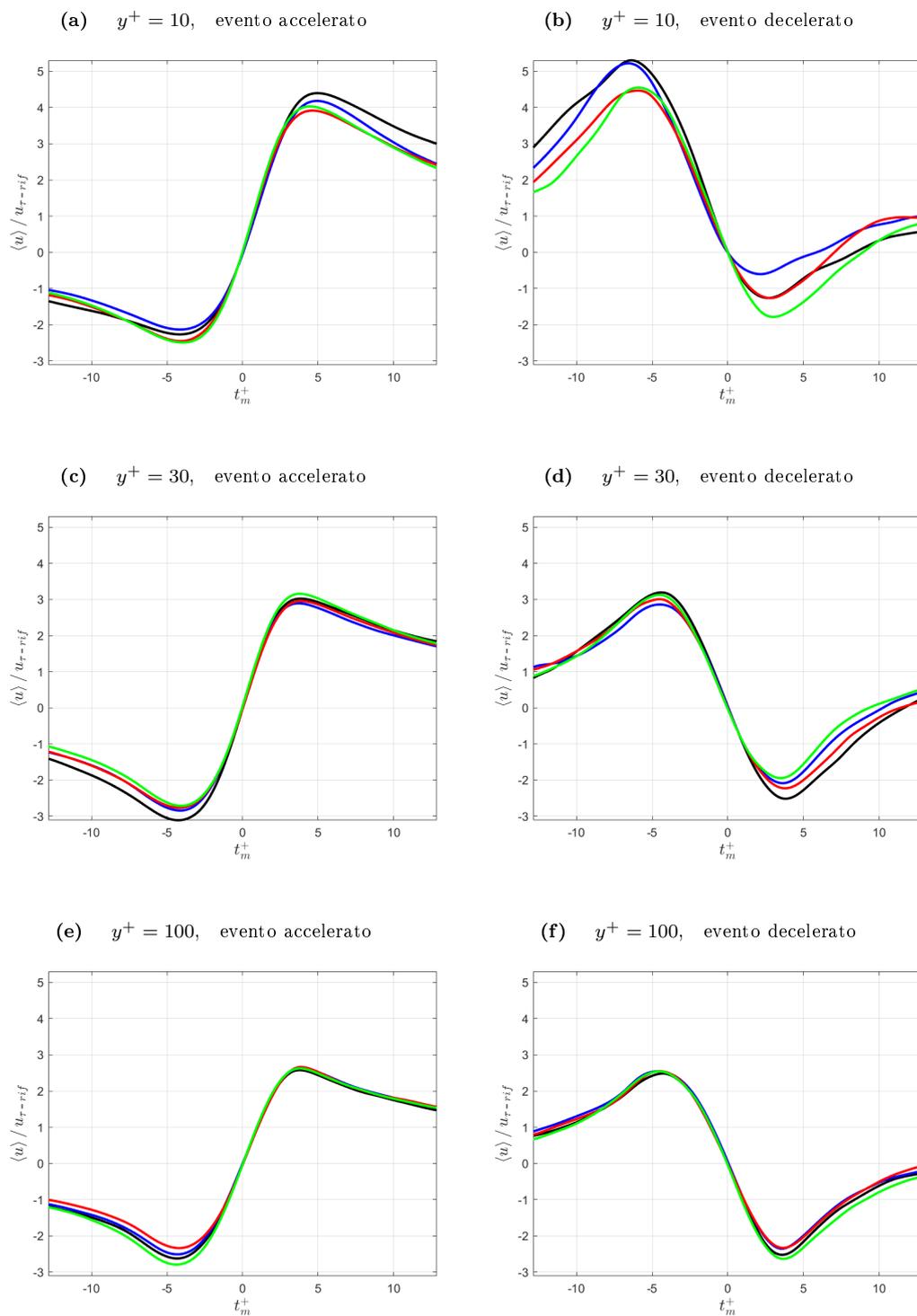


Figura 5.47: Distinzione traccia evento medio VITA tra accelerato/decelerato riferimento  $u_\tau$  caso Smooth,  $Re_\theta = 2790$ :  $y^+ = 10$ , 5.47a/5.47b;  $y^+ = 30$ , 5.47c/5.47d;  $y^+ = 100$ , 5.47e/5.47f. — Smooth, — RLong, — RS1, — RS2.

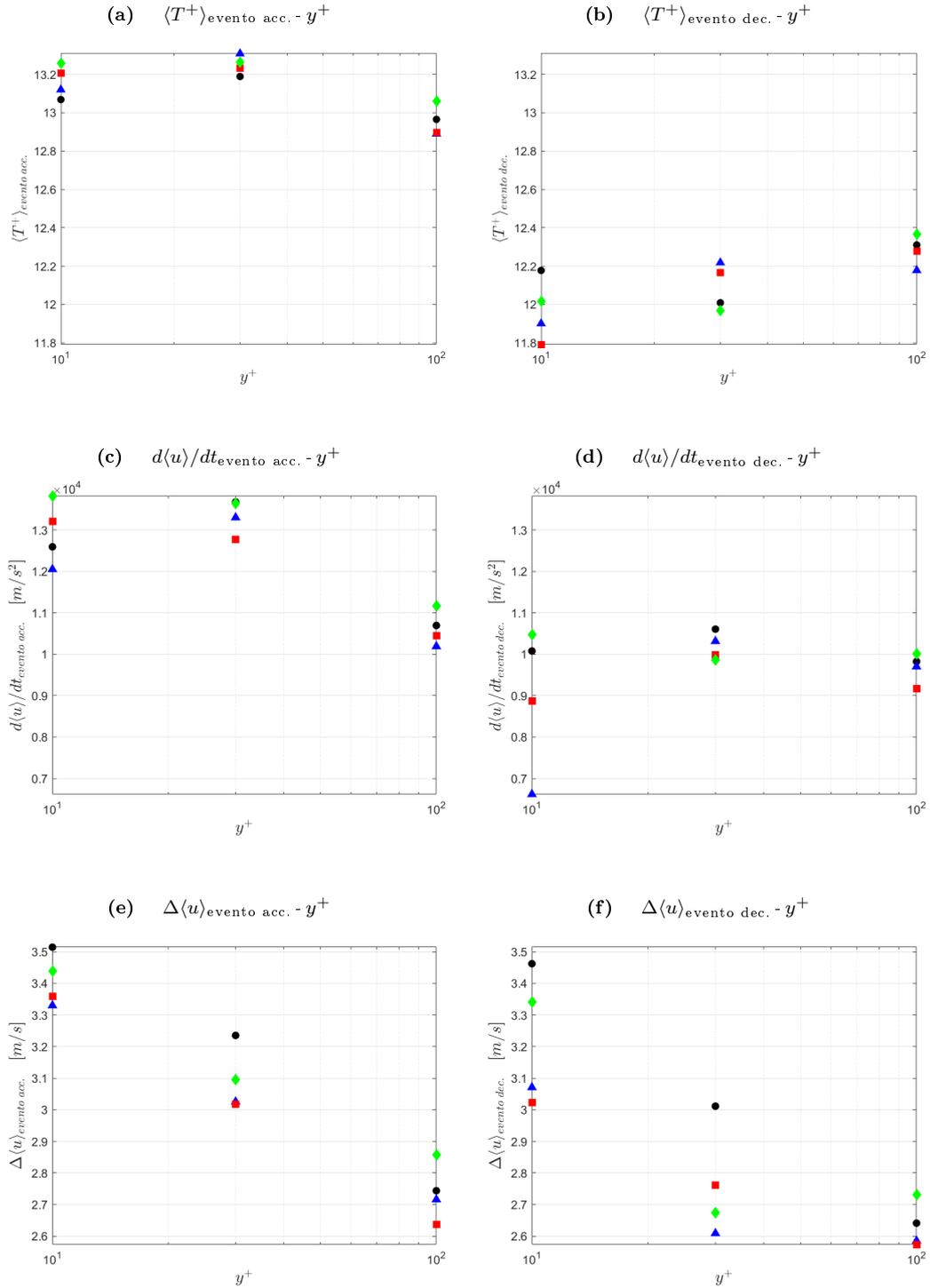


Figura 5.48: Caratteristiche evento accelerato/decelerato al variare di  $y^+$ ,  $Re_\theta = 2790$ : tempo medio evento,  $\langle T^+ \rangle$ , 5.48a/5.48b; derivata evento medio,  $d\langle u \rangle / dt$ , 5.48c/5.48d; salto velocità evento medio,  $\Delta \langle u \rangle$ , 5.48e/5.48f. ● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

## 5.4 Analisi wavelet

L'algoritmo in sezione 4.5.3 è implementato nel Toolbox Matlab "Wavelet Transforms". Sull'algoritmo non è stata apportata alcuna modifica, l'unica scelta ha riguardato che tipo di *mother wavelet* usare. Per la trasformata è importante scegliere la *mother wavelet*  $\psi(t)$  da cui si ottiene la famiglia di funzioni wavelets  $\psi_{a,b}(t)$  traslate e dilatate. La *mother wavelet*, in generale a valori reali o complessi, deve essere tale da soddisfare determinati requisiti:

- **Similarità.** Con una decomposizione in fattore di scala  $a$  realizzata per traslazione e dilatazione della funzione madre, la similarità garantisce che tutte le wavelets di analisi siano mutualmente simili. La forma della famiglia wavelets è covariante alla scala garantendo una buona risoluzione temporale nel rispetto del principio di incertezza.
- **Ammissibilità.** Per essere catalogata come *mother wavelet* la funzione di analisi  $\psi(t)$  deve essere ammissibile, cioè la sua media deve essere nulla

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi(t) dt = 0 \quad \text{o} \quad \Psi(0) = 0$$

La proprietà di ammissibilità impone che il coefficiente della trasformata wavelet risulti

$$C_\psi = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\Psi(\omega)|^2}{\omega} d\omega < \infty$$

per questo motivo,  $C_\psi$  è detta costante di ammissibilità.

- **Invertibilità.** Proprietà che consente l'utilizzo della formula di ricostruzione (4.17) per recuperare il segnale esattamente dai suoi coefficienti wavelet.
- **Regolarità.** La *mother wavelet* deve essere ben localizzata sia nel tempo che nella scala della trasformata, concentrata in un dominio temporale finito e in tale dominio deve essere sufficientemente regolare.
- **Cancellazione.** Oltre al valor medio nullo, per applicazioni come l'analisi di segnali turbolenti, alcuni momenti di ordine superiore della *mother wavelet* devono decadere. Questa richiesta permette di studiare fluttuazioni di alto ordine nel segnale e possibili singolarità in alcune sue derivate.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi(t) t^m dt = 0$$

con  $m \leq M$ . Secondo tale proprietà i coefficienti wavelet sono molto più piccoli nelle regioni dove il segnale  $x(t)$  è piatto, la trasformata wavelet reagisce solo con i più alti ordini di variazione. Per studiare la derivata M-esima del segnale  $x(t)$  la wavelet deve avere cancellazione di ordine M in modo da non reagire con le variazioni a basso ordine.

Per l'analisi dei dati è usata la funzione wavelet di Morlet. E' una funzione complessa

$$\psi(t) = \frac{1}{\pi^{1/4}} \left( e^{i\omega_\psi t} - e^{-\omega_\psi^2/2} \right) e^{-t^2/2}$$

con  $\omega_\psi$  pulsazione centrata associata alla *mother wavelet*, cioè il baricentro del supporto wavelet nello spazio spettrale, definita come

$$\omega_\psi = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \omega |\Psi(\omega)| d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(\omega)| d\omega}$$

Il termine  $1/\pi^{1/4}$  è un fattore di normalizzazione che assicura alla wavelet energia unitaria.

$$E_\psi = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(t)|^2 dt = 1$$

La  $\psi(t)$  scelta non è una vera e propria wavelet in quanto non ha valor medio nullo, solo imponendo  $\omega_\psi = 6 > 0$  la wavelet di Morlet è considerabile marginalmente ammissibile

$$\psi(t) = e^{i\omega_\psi t} e^{-t^2/2} \quad \text{con } \omega_\psi = 6$$

La  $\omega_\psi$  è imposta grande abbastanza per cui  $\psi(t)$  soddisfa la condizione di ammissibilità; si trascura il termine  $e^{-\omega_\psi^2/2t}$  e la  $\psi(t)$  diventa una sinusoide complessa,  $e^{i\omega_\psi t}$ , a sviluppo gaussiano,  $e^{-t^2/2}$ . La *mother wavelet* è stata però usata nella sua forma analitica

$$\Psi(\omega) = \frac{\sqrt{2}}{\pi^{1/4}} e^{-(\omega - \omega_\psi)^2/2}$$

al fine di sfruttare la facilità di implementazione dell'algoritmo che vede l'uso della (4.16) per determinare i coefficienti della trasformata. Nella ricostruzione del segnale a partire dai suoi coefficienti, l'aver scelto una wavelet analitica permette anche l'uso di una formula computazionalmente meno pesante rispetto a (4.17)

$$x(t) = \text{Re} \left[ \frac{2}{C_{\psi,\delta}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{x}(a,b) \frac{da}{a} \right] \quad (5.1)$$

con

$$C_{\psi,\delta} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\Psi^*(\omega)|}{\omega} d\omega$$

Per motivare questa nuova formula di ricostruzione, prese le funzioni  $\psi_1$  e  $\psi_2$  che soddisfano la seguente condizione di ammissibilità

$$C_{\psi_1,\psi_2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|\Psi_1^*(\omega)| |\Psi_2(\omega)|}{\omega} d\omega < \infty$$

indicando con  $f(t)$  e  $g(t)$  due funzioni ad energia finita si può scrivere

$$C_{\psi_1,\psi_2} \langle f; g \rangle = \int \int_{-\infty}^{+\infty} \langle f; \psi_1 \rangle \langle g; \psi_2 \rangle \frac{da}{a} db$$

dove  $\langle ; \rangle$  denota il prodotto interno. La condizione di ammissibilità sulle funzioni  $\psi_1$  e  $\psi_2$  è soddisfatta anche se una delle due non è ammissibile; non è necessario che  $\psi_1$  e  $\psi_2$  siano separatamente ammissibili. Per ricondursi alla (5.1) va preso  $\psi_1(t) = \psi(t)$  e  $\psi_2(t) = \delta(t)$ . L'uso della forma analitica riduce i tempi di calcolo e in tale forma è ancora più evidente come la wavelet di Morlet coincide con una funzione gaussiana a pulsazione centrata  $\omega_\psi$ . Tale pulsazione è una caratteristica della *mother wavelet* scelta da cui, tramite il fattore di scala  $a$ , è possibile ricondursi anche alle frequenze caratteristiche della famiglia di wavelets

$$f = \frac{\omega_\psi}{2\pi a} f_s \sim \frac{1}{a}$$

dove la quantità  $2\pi/\omega_\psi$  è detta Fourier Factor. E' chiaro che la relazione tra fattore di scala e frequenza della famiglia wavelets è un qualcosa di generale. La  $\omega_\psi$  è una pulsazione associata ad un unico segnale periodico che, fra tutte le pulsazioni possibili, massimizza la trasformata di Fourier della wavelet ma non è la pulsazione della wavelet; ecco perchè  $f$  è spesso indicata come pseudo-frequenza. L'unico legame esatto è l'inversa proporzionalità tra  $a$  ed  $f$ ; a scale grandi corrispondono wavelet allungate quindi basse frequenze e viceversa. Scelta la *mother wavelet* è anche possibile definire la minima scala risolta dalla trasformata

$$a_{min} = \frac{f_{zero}(\Psi(\omega), [\omega_\psi; \omega_{max}])}{\pi}$$

Va ricordato che nel seguito il fattore di scala, per notazione pratica, viene indicato con  $l$ .

### 5.4.1 Analisi wavelet-Energy Spectrum

La trasformata wavelet si presenta come uno strumento molto importante. Per il caso in esame, a partire dalle misure puntuali della sonda a filo caldo, questa consente di ottenere informazioni aggiuntive sul meccanismo della riduzione di resistenza ottenuto tramite riblets. L'analisi wavelet è una forma di analisi più complessa che permette di capire come va a distribuirsi l'energia presente nel segnale sia nel tempo che nella frequenza, sezione 5.4.1, ma anche se ci sono strutture in cui l'energia è maggiormente contenuta, sezione 5.4.2. Soprattutto per quest'ultima tematica l'analisi VITA è stata utilissima, ha fornito un'idea generale sulla struttura media di un evento che si presenta all'interno dello strato limite. Tramite l'analisi VITA statisticamente si è potuto osservare l'effetto del passaggio di una struttura vorticoso sulla sonda in quanto il passaggio di uno stesso tipo di struttura produce nel segnale acquisito sempre la stessa variazione temporale. Si è visto come l'alterazione di parete non va a manipolare tanto la forma degli eventi ma piuttosto l'intensità ed il numero. Ritornando all'analisi wavelet, dalla valutazione iniziale di come va a distribuirsi l'energia in tempo e in frequenza si sono ricavate, per le diverse distanze  $y^+$  da parete, delle mappe sul quadrato del modulo dei coefficienti wavelet; figure 5.49, 5.51, 5.53 per  $Re_\theta=3900$ . Per dettaglio, di tali mappe è presentato un tratto specifico di segnale, figure 5.50, 5.52, 5.54. Il modulo dei coefficienti wavelet è proporzionale alle fluttuazioni di velocità e l'aspetto importante da osservare è che il valor massimo del modulo diminuisce all'aumentare di  $y^+$ . Più si allontana da parete e più le fluttuazioni di velocità si riducono; le mappe, con  $y^+$  che aumenta, appaiono sempre più uniformi ed al tempo stesso l'energia del segnale totale aumenta solo per aumento della velocità media. Grandi variazioni nelle fluttuazioni di velocità si hanno solo in prossimità di parete, ad  $y^+=10$ ; è analizzando la mappa relativa a tale caso che si osserva come le maggiori variazioni nelle fluttuazioni di velocità si hanno attorno alla frequenza di  $100Hz$  e  $5000Hz$ . Attorno ai  $100Hz$  ci sono variazioni di energia che perdurano per un ampio intervallo temporale, non così intense se si tiene conto della frequenza in esame ma comunque forti. Il numero di queste variazioni di energia appare inferiore rispetto al numero di variazioni presenti attorno a  $5000Hz$ . Si vede la presenza di brevi eventi ad alta frequenza contrapporsi invece ad eventi molto estesi in bassa frequenza. Anche in accordo con quanto visto in precedenza, si può dire che la frequenza dei  $100Hz$  caratterizza il passaggio di streaks mentre i  $5000Hz$  il passaggio dei vortici. Tuttavia solo con il modulo dei coefficienti wavelet non si comprende appieno ciò che accade nel segnale, soprattutto se si vuole eseguire un confronto tra i casi di parete alterata. Per i quattro casi di parete il Wavelet Power Spectrum risulta simile, figura 5.59, 5.61, 5.63, 5.65 per  $Re_\theta=2790$ . Ad  $y^+=10$  non ci sono molte differenze tra i diversi casi di parete; nel passare da un caso all'altro non si evidenziano drastici cambiamenti e se si vuole studiare bene le differenze bisogna analizzare più in dettaglio il segnale, come fatto con l'analisi LIM. Va tenuto conto che si riscontrano variazioni di drag reduction attorno al 10% quindi non possiamo aspettarci variazioni nelle proprietà del flusso che sono molto grandi, devono restare in quell'ordine di grandezza. Le modeste riduzioni di resistenza sono associate a modeste variazioni nel flusso. L'analisi sui coefficienti wavelet permette però di confermare quanto visto, in precedenza, su macroscale e microscale turbolenta, figura 5.55 per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.56 per  $Re_\theta=3900$ . Con la modifica a parete viene alterato il bilancio tra produzione e dissipazione d'energia, si ha minor dissipazione d'energia per cui quest'ultima è contenuta maggiormente a piccole scale. La minor dissipazione sembra essere dovuta, come già notato in precedenza, ad un indebolimento nell'interazione tra vortici e streaks. Infatti ricostruendo il segnale  $\tilde{u}$  tra i coefficienti wavelet appartenenti a due scale adiacenti, dalla  $\tilde{u}_{rms}$  del segnale ricostruito si evidenzia come modificando la parete si ha minor contributo di varianza per basse frequenze e maggior contributo ad alte frequenze; figura 5.57 per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.58 per  $Re_\theta=3900$ . La riduzione della  $\tilde{u}_{rms}$  a bassa frequenza, associata a streaks più intatte, è preponderante rispetto all'aumento della  $\tilde{u}_{rms}$  ad alte frequenze, associato ad uno spezzettamento di vortici. Lo spezzettamento è vero che indebolisce i vortici ma li rende anche più numerosi facendo in modo che l'alterazione di parete porti a maggior energia ad alte frequenze. Tutto questo trova riscontro nel calcolo della distribuzione di probabilità fatta sul modulo dei coefficienti wavelet al quadrato a certe frequenze, figura 5.65 per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.66 per  $Re_\theta=3900$ .

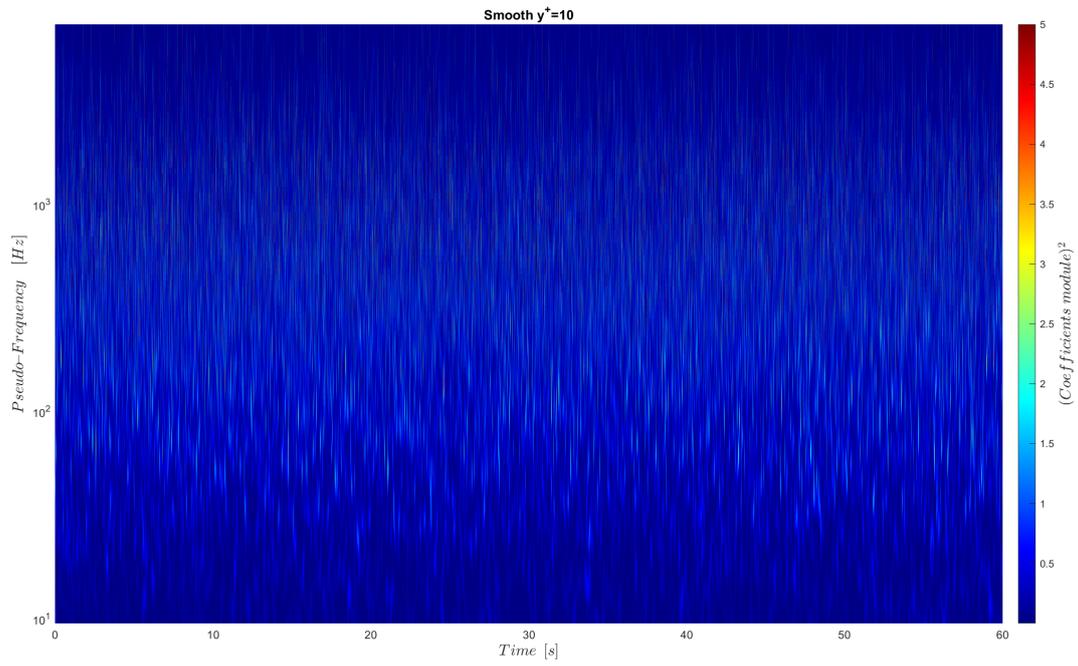


Figura 5.49: Wavelet Power Spectrum su segnale intero,  $y^+=10$  Smooth;  $Re_\theta = 3900$ .

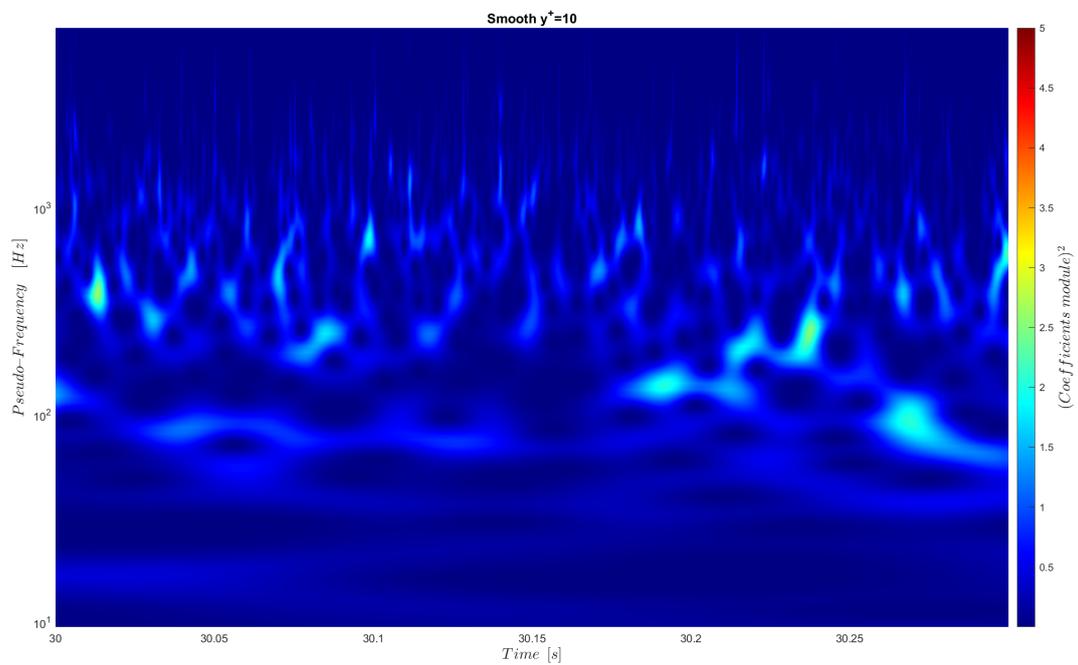


Figura 5.50: Wavelet Power Spectrum su tratto di segnale,  $y^+=10$  Smooth;  $Re_\theta = 3900$ .

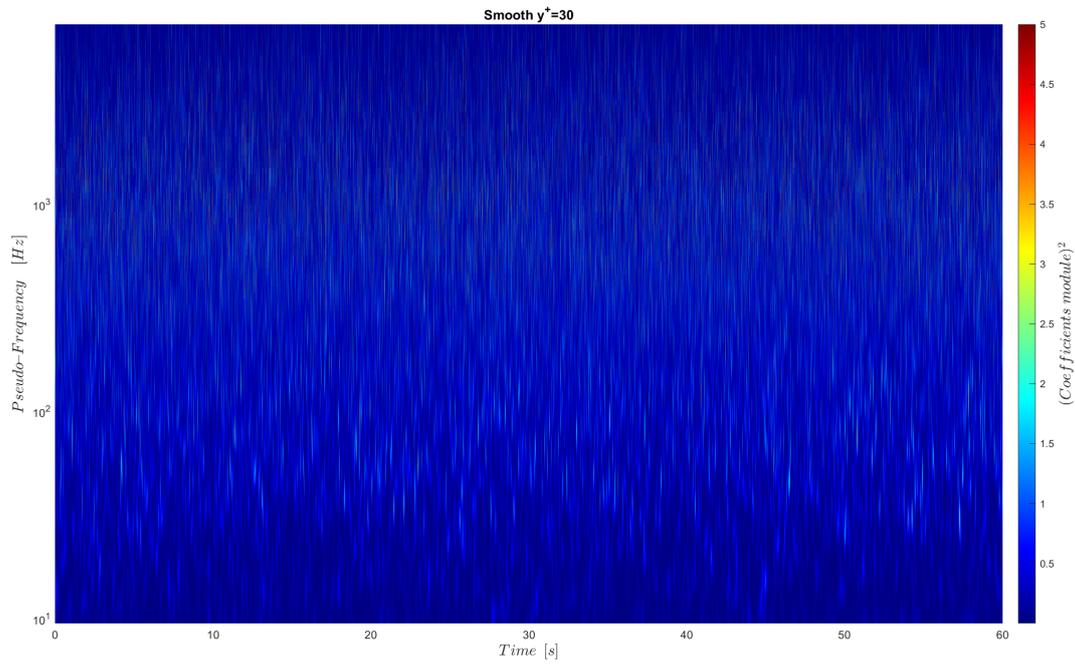


Figura 5.51: Wavelet Power Spectrum su segnale intero,  $y^+=30$  Smooth;  $Re_\theta = 3900$ .

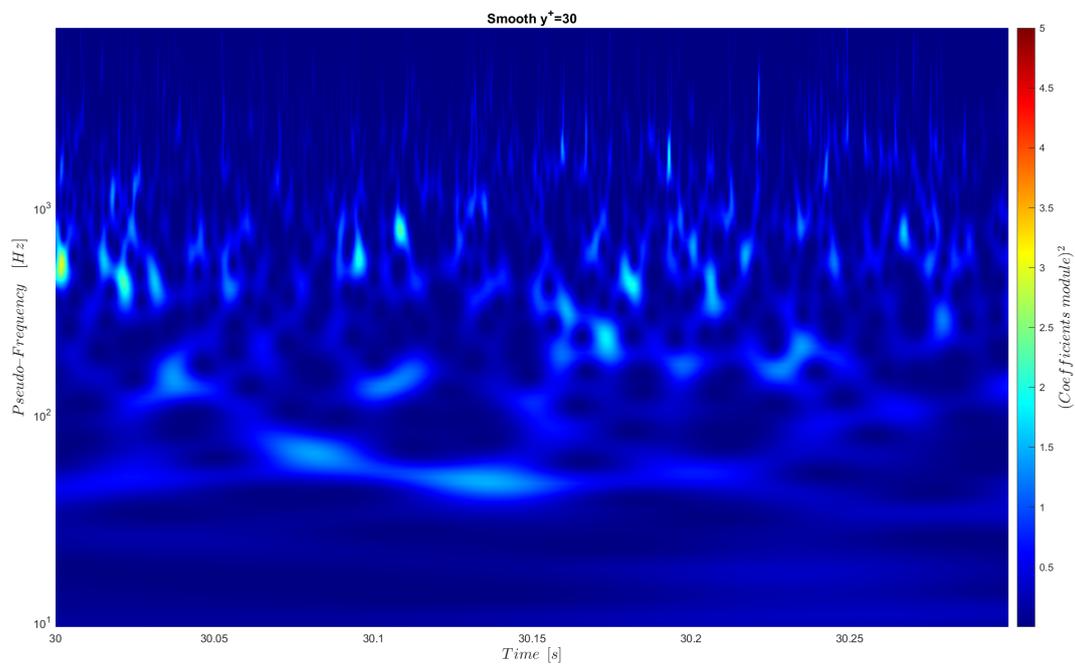
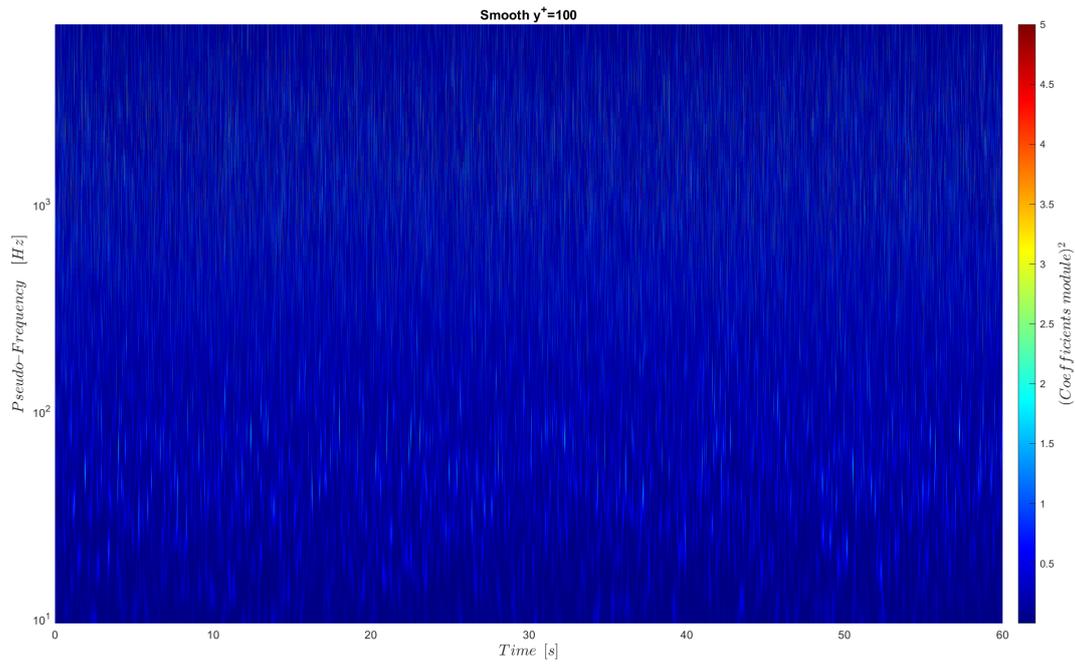
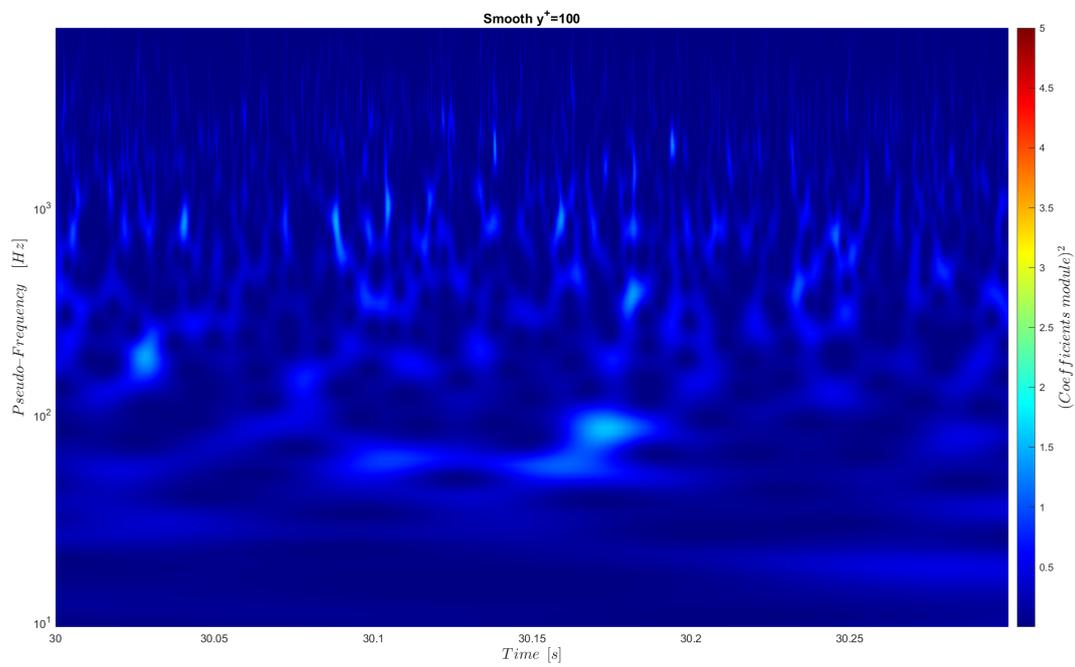


Figura 5.52: Wavelet Power Spectrum su tratto di segnale,  $y^+=30$  Smooth;  $Re_\theta = 3900$ .

Figura 5.53: Wavelet Power Spectrum su segnale intero,  $y^+=100$  Smooth;  $Re_\theta = 3900$ .Figura 5.54: Wavelet Power Spectrum su tratto di segnale,  $y^+=100$  Smooth;  $Re_\theta = 3900$ .

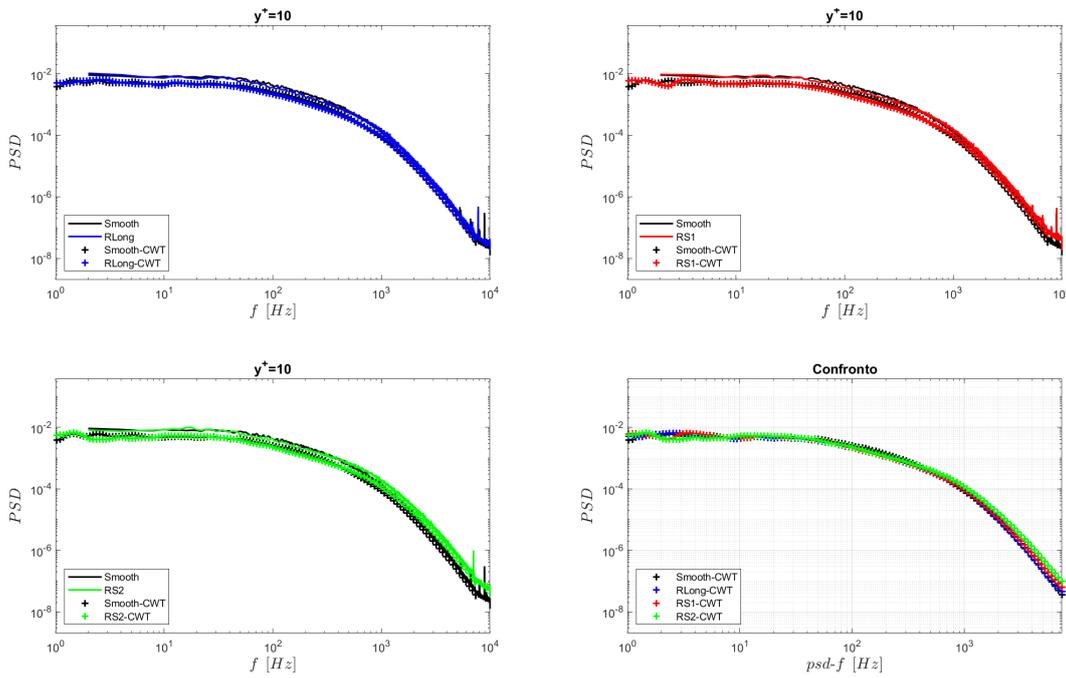


Figura 5.55: Legame tra spettro e coefficienti Wavelet per  $y^+=10$ ;  $Re_\theta = 2790$ .

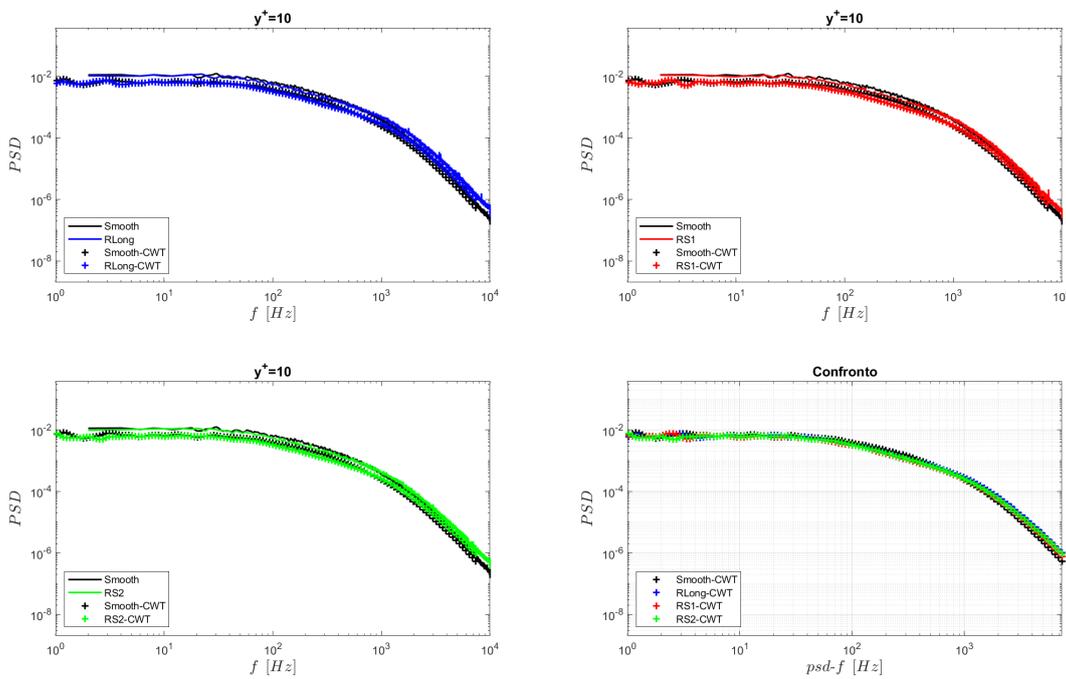


Figura 5.56: Legame tra spettro e coefficienti Wavelet per  $y^+=10$ ;  $Re_\theta = 3900$ .

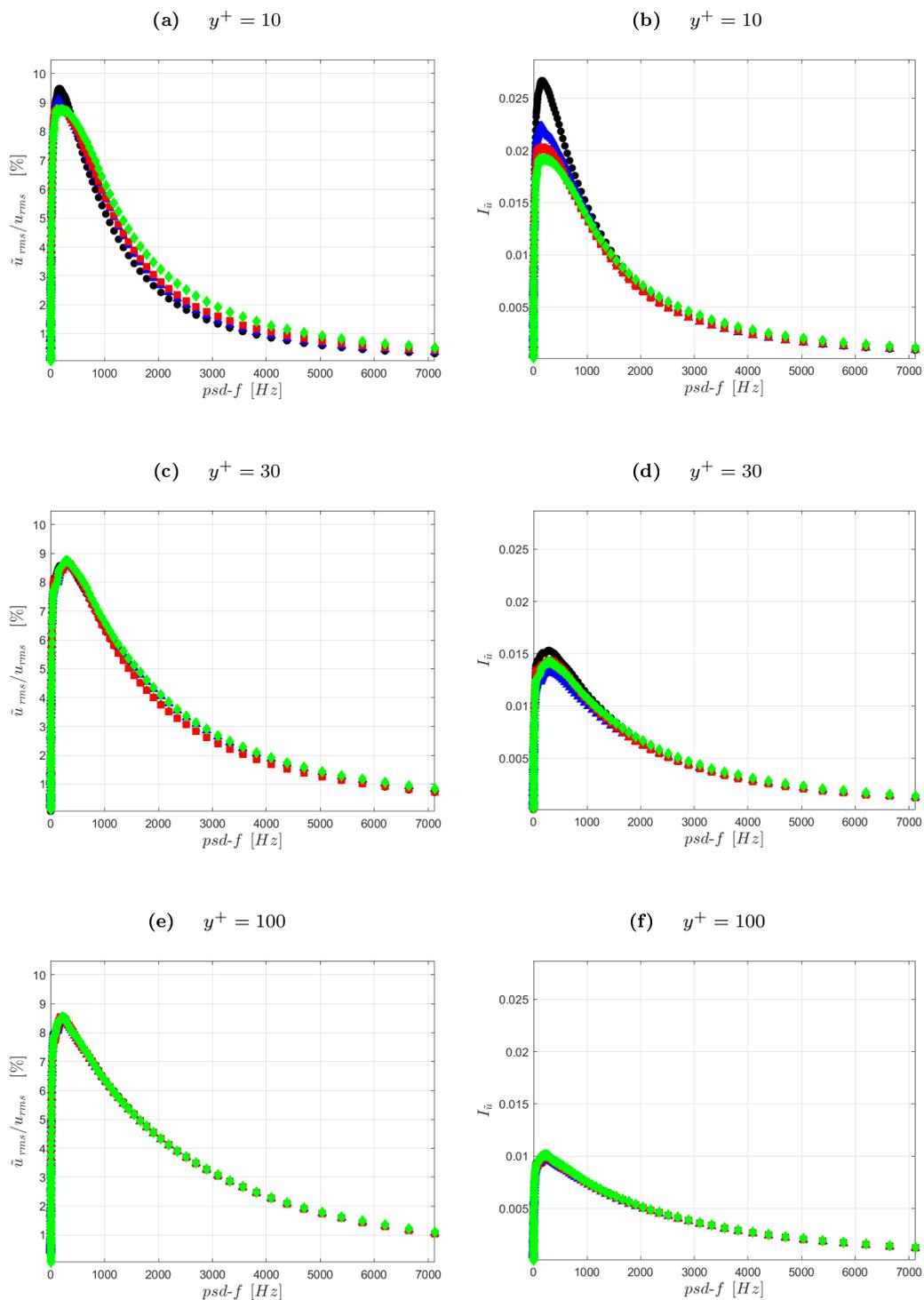


Figura 5.57: Deviazione standard,  $\tilde{u}_{rms}$ , ed intensità turbolenta,  $I_{\tilde{u}} = \tilde{u}_{rms}/\bar{U}$ , del segnale  $\tilde{u}$  ricostruito tra scale adiacenti,  $Re_{\theta} = 2790$ , per:  $y^+ = 10$ , 5.57a/5.57b;  $y^+ = 30$ , 5.57c/5.57d;  $y^+ = 100$ , 5.57e/5.57f. • Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

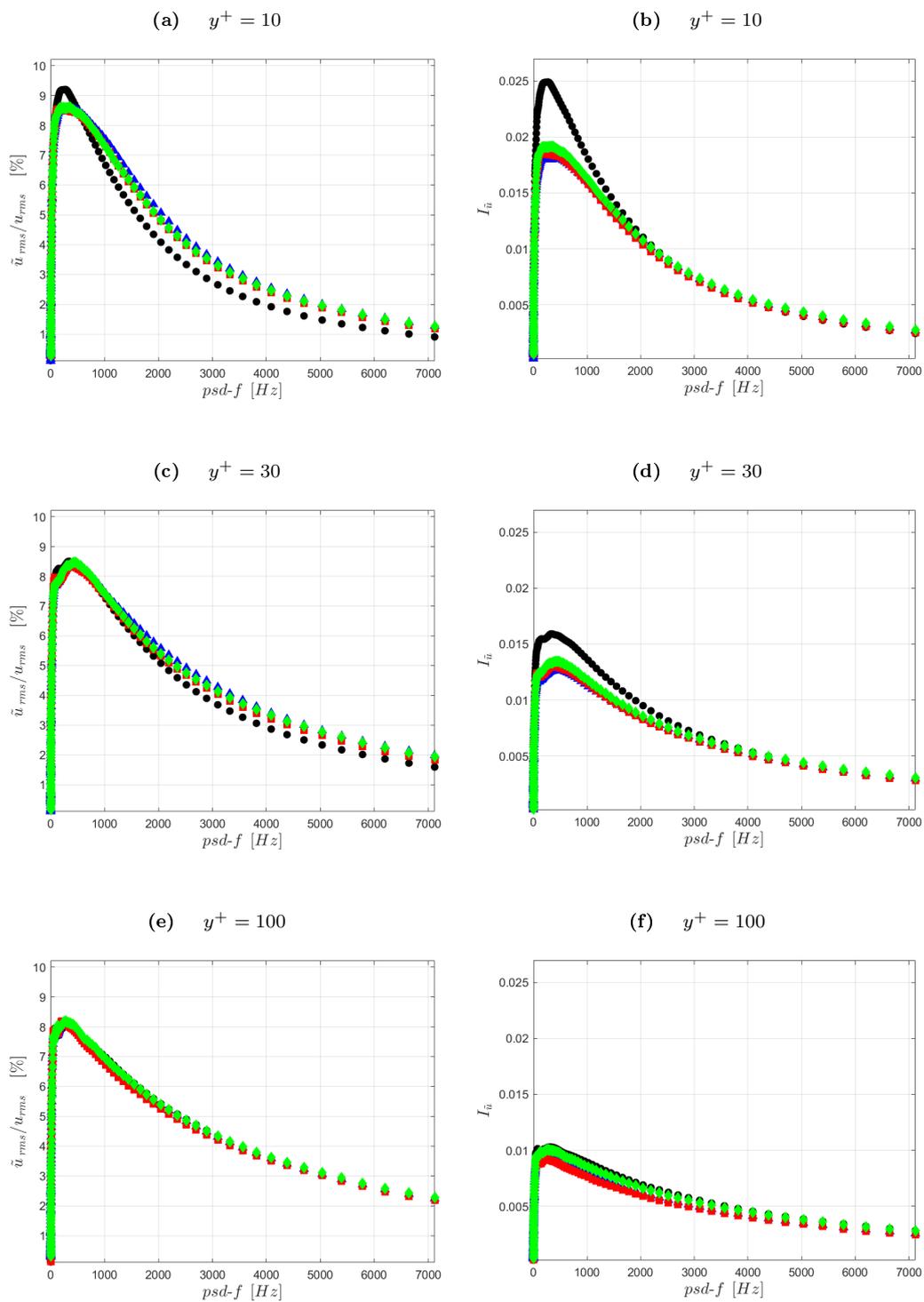


Figura 5.58: Deviazione standard,  $\tilde{u}_{rms}$ , ed intensità turbolenta,  $I_{\tilde{u}} = \tilde{u}_{rms}/\bar{U}$ , del segnale  $\tilde{u}$  ricostruito tra scale adiacenti,  $Re_{\theta} = 3900$ , per:  $y^+ = 10$ , 5.58a/5.58b;  $y^+ = 30$ , 5.58c/5.58d;  $y^+ = 100$ , 5.58e/5.58f. ● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

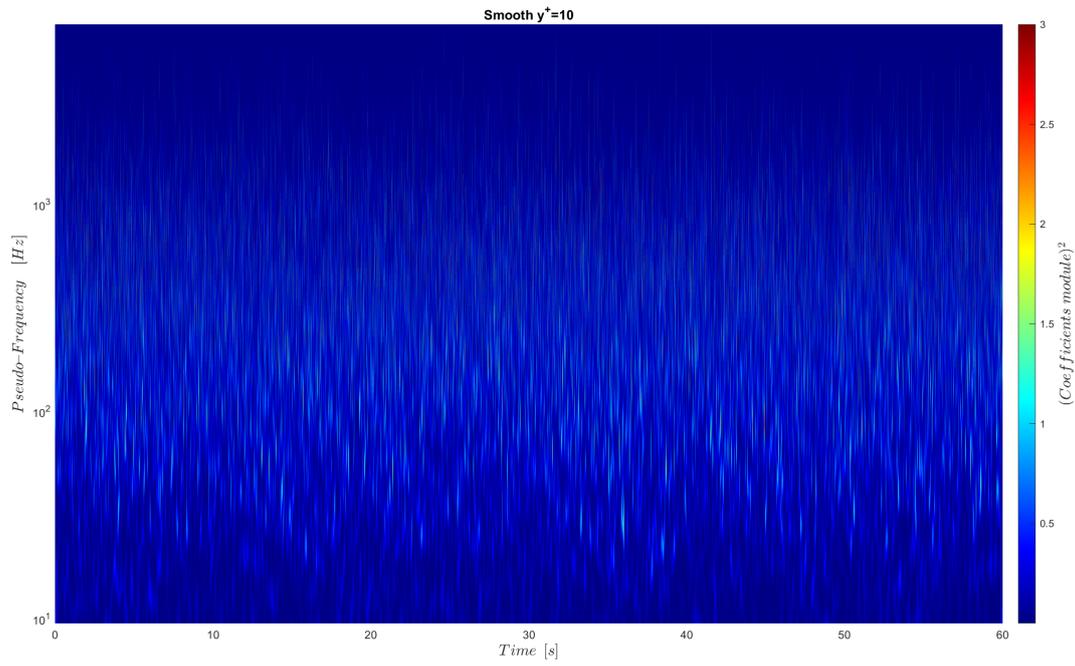


Figura 5.59: Wavelet Power Spectrum su segnale intero,  $y^+=10$  Smooth;  $Re_\theta = 2790$ .

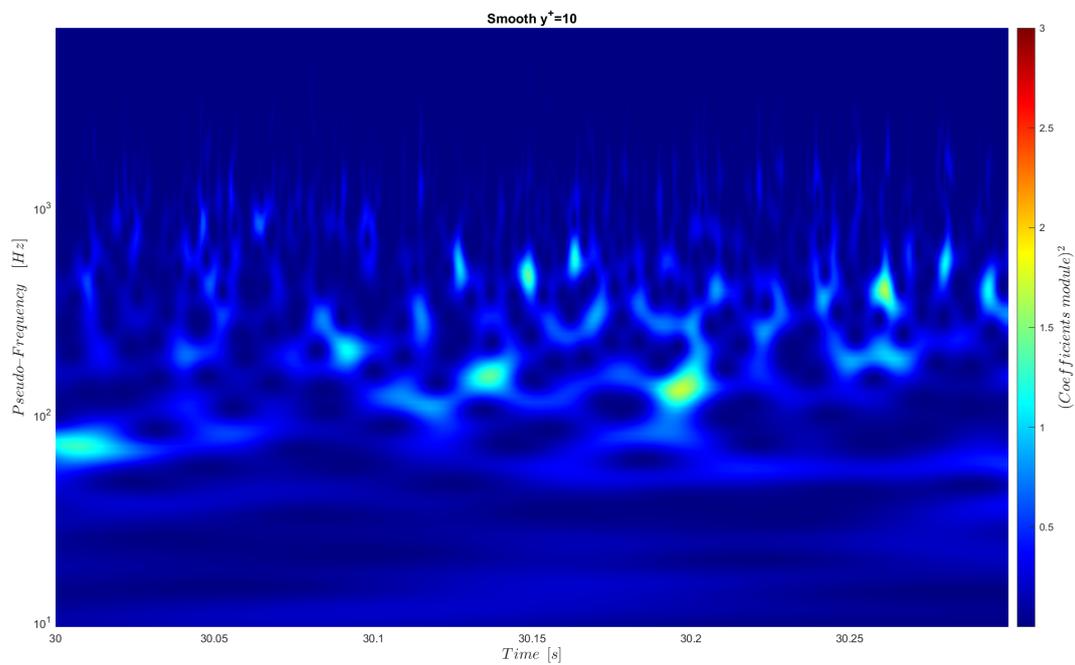


Figura 5.60: Wavelet Power Spectrum su tratto di segnale,  $y^+=10$  Smooth;  $Re_\theta = 2790$ .

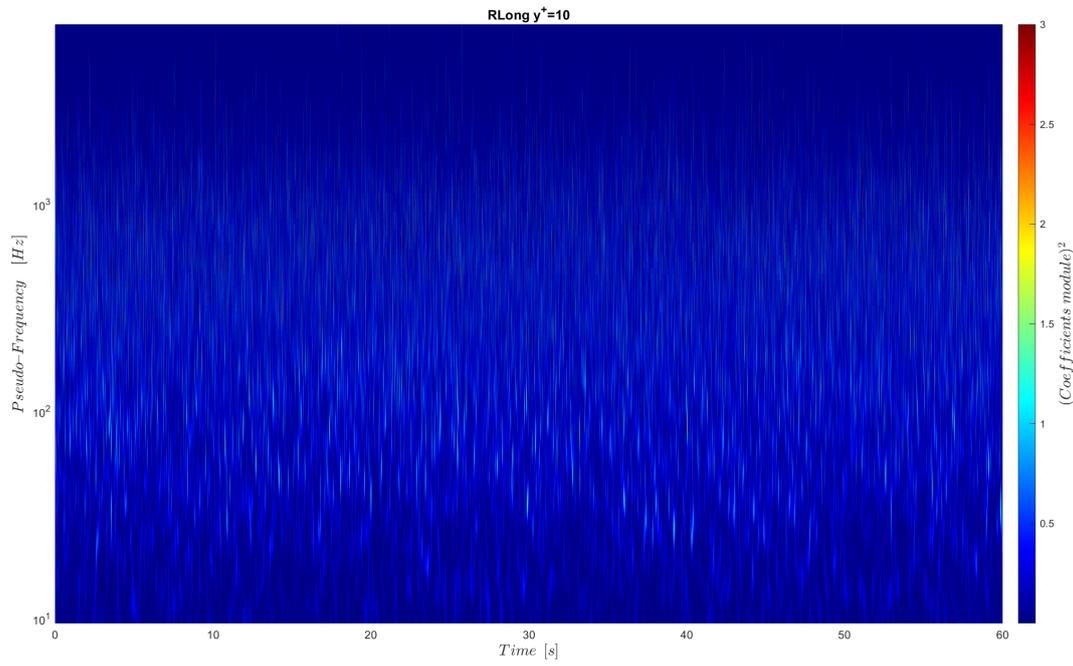


Figura 5.61: Wavelet Power Spectrum su segnale intero,  $y^+=10$  RLong;  $Re_\theta = 2790$ .

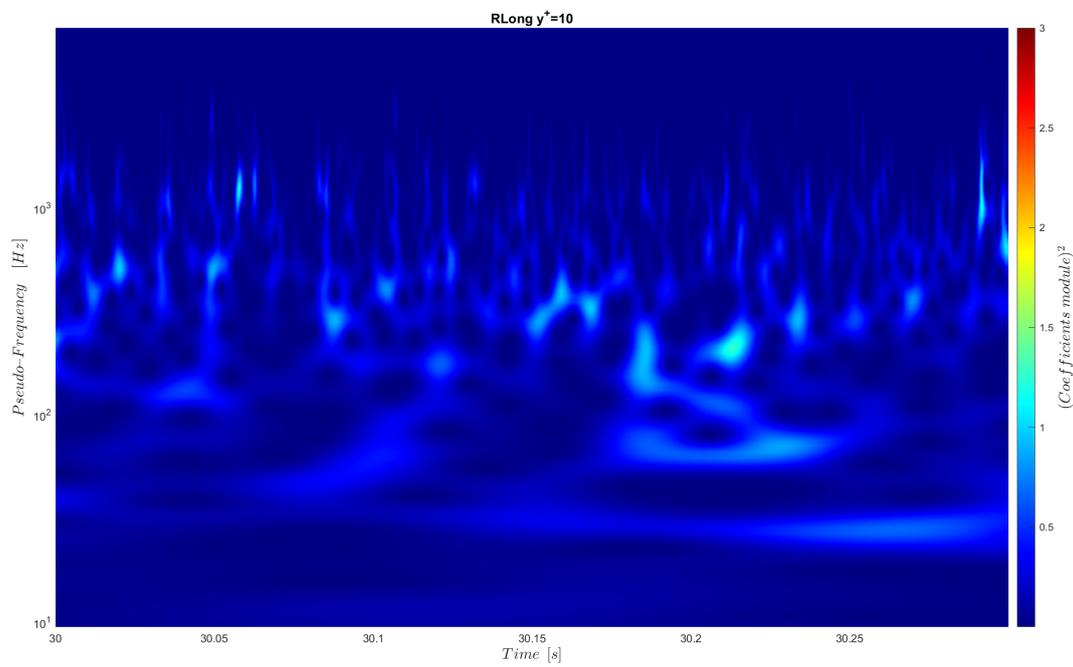
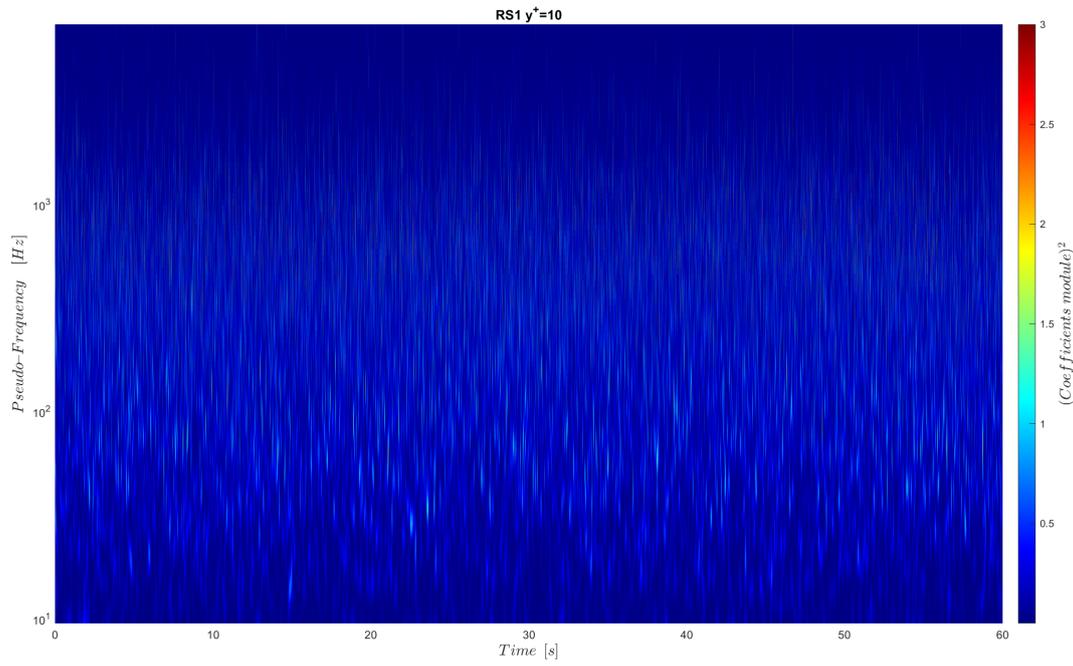
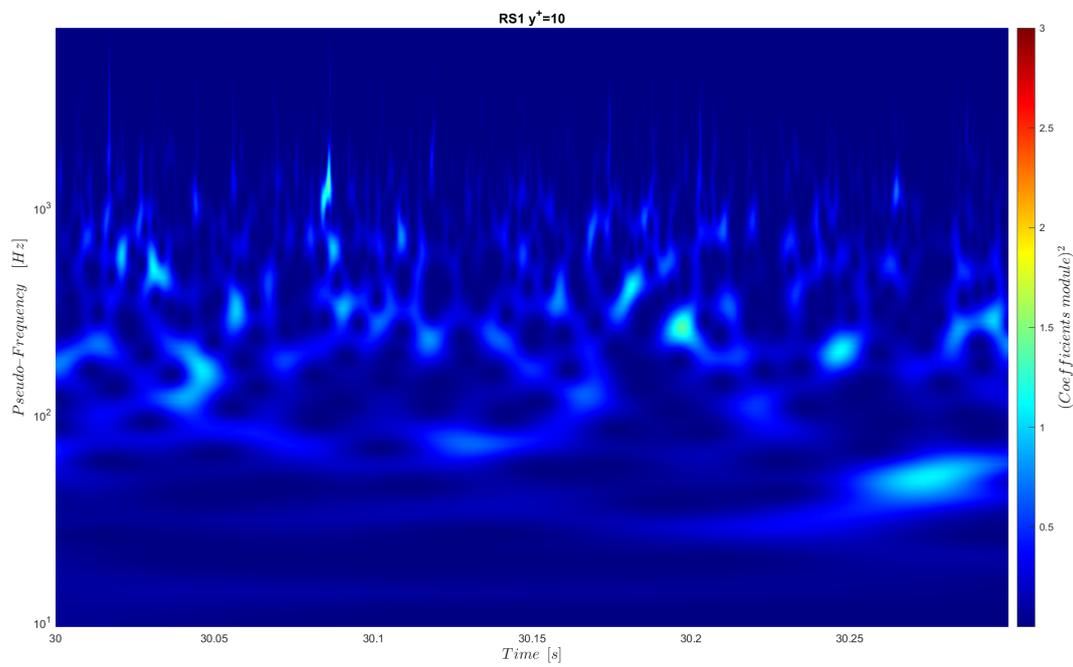


Figura 5.62: Wavelet Power Spectrum su tratto di segnale,  $y^+=10$  RLong;  $Re_\theta = 2790$ .

Figura 5.63: Wavelet Power Spectrum su segnale intero,  $y^+ = 10$  RS1;  $Re_\theta = 2790$ .Figura 5.64: Wavelet Power Spectrum su tratto di segnale,  $y^+ = 10$  RS1;  $Re_\theta = 2790$ .

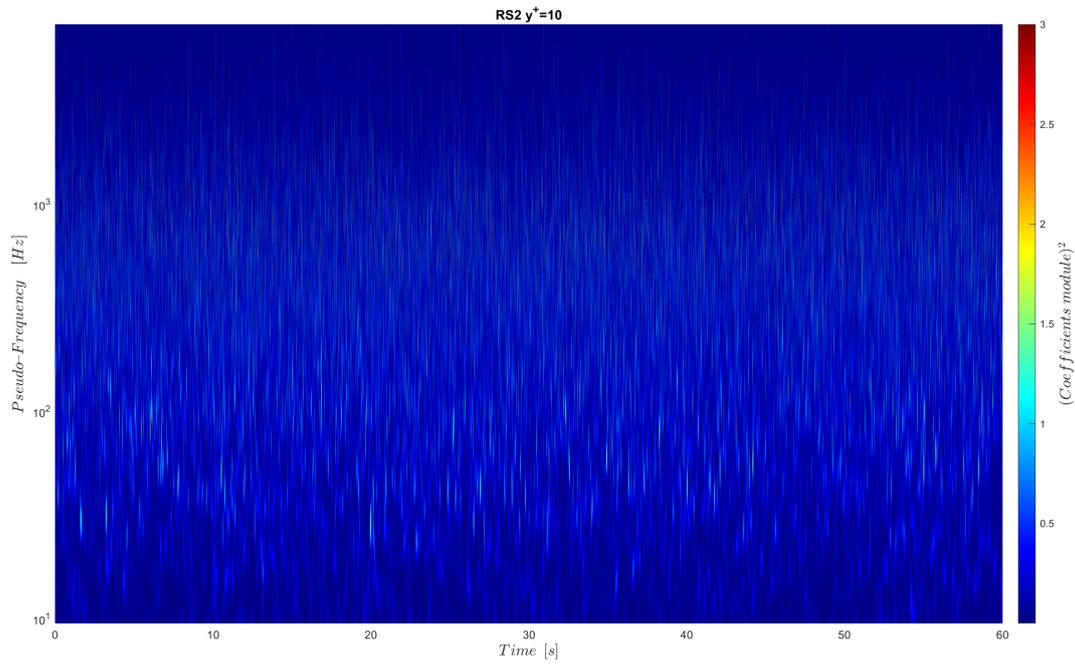


Figura 5.65: Wavelet Power Spectrum su segnale intero,  $y^+=10$  RS2;  $Re_\theta = 2790$ .

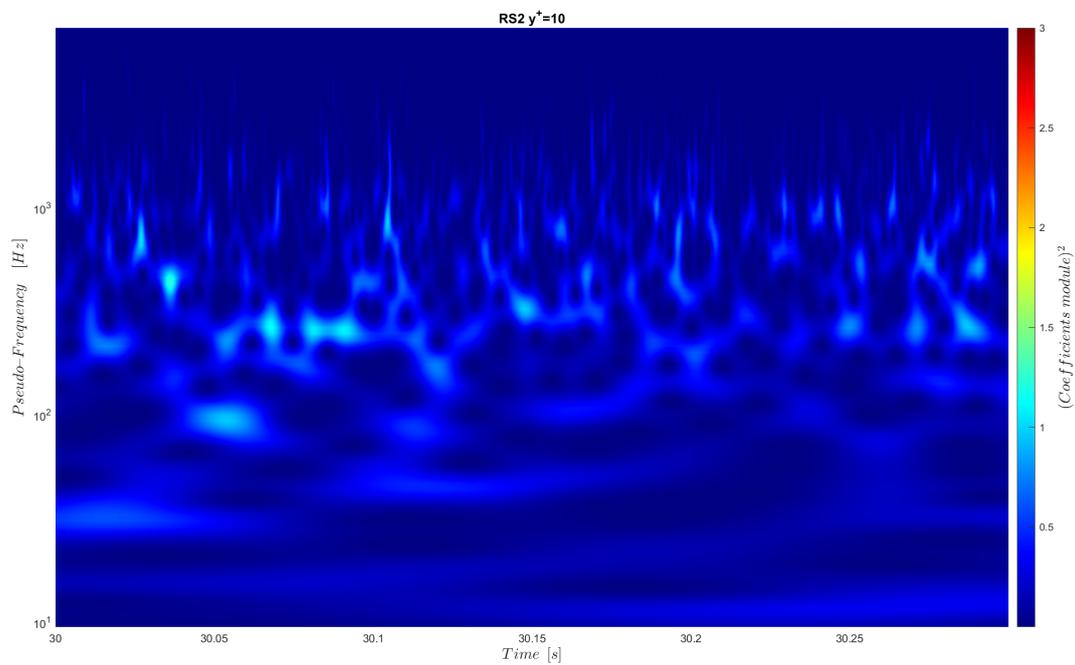


Figura 5.66: Wavelet Power Spectrum su tratto di segnale,  $y^+=10$  RS2;  $Re_\theta = 2790$ .

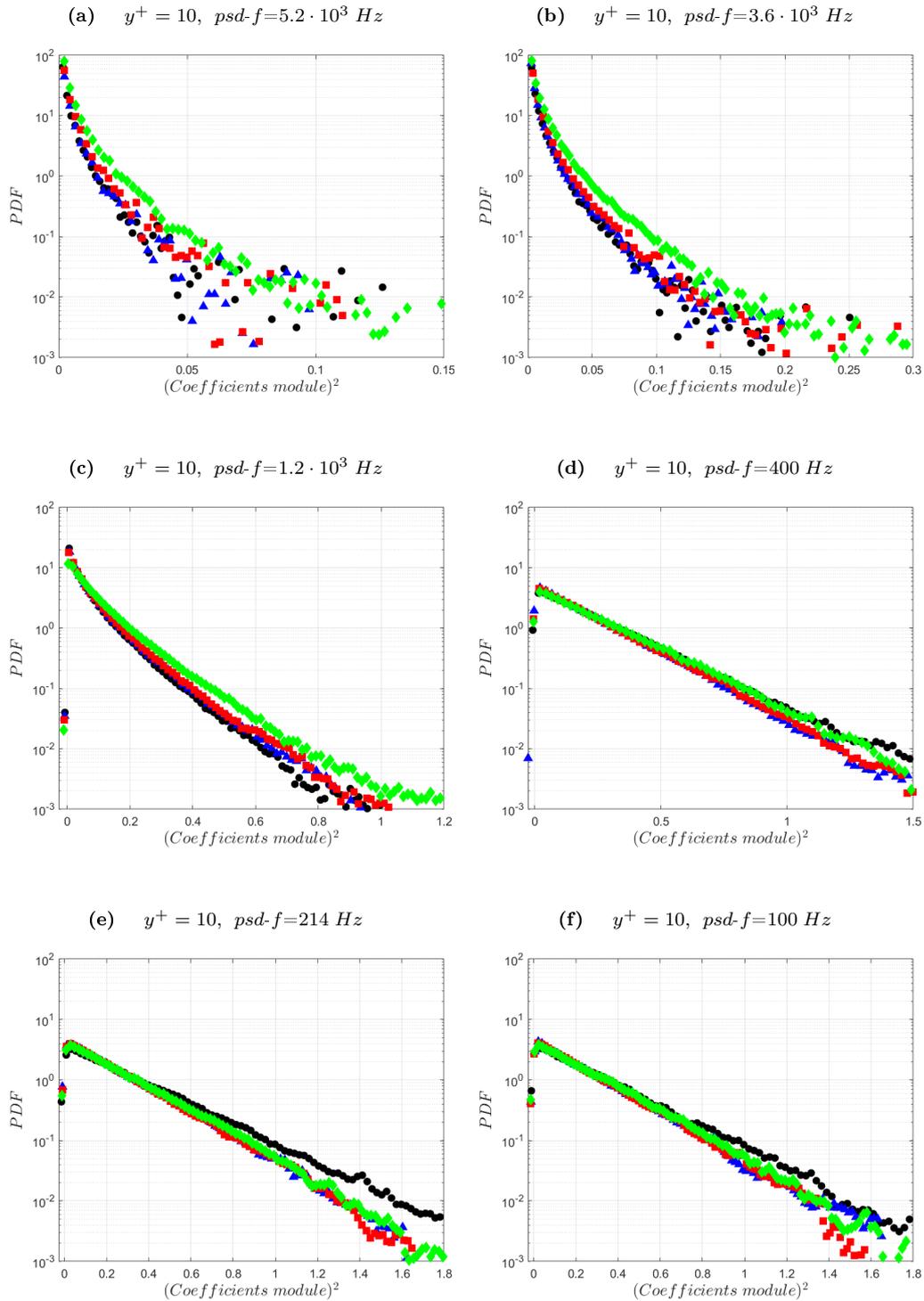


Figura 5.67: PDF modulo coefficienti wavelet al quadrato,  $Re_\theta = 2790$ :  $psd-f = 5.2 \cdot 10^3 \text{ Hz}$ , 5.67a;  $psd-f = 3.6 \cdot 10^3 \text{ Hz}$ , 5.67b;  $psd-f = 1.2 \cdot 10^3 \text{ Hz}$ , 5.67c;  $psd-f = 400 \text{ Hz}$ , 5.67d;  $psd-f = 214 \text{ Hz}$ , 5.67e;  $psd-f = 100 \text{ Hz}$ , 5.67f. ● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

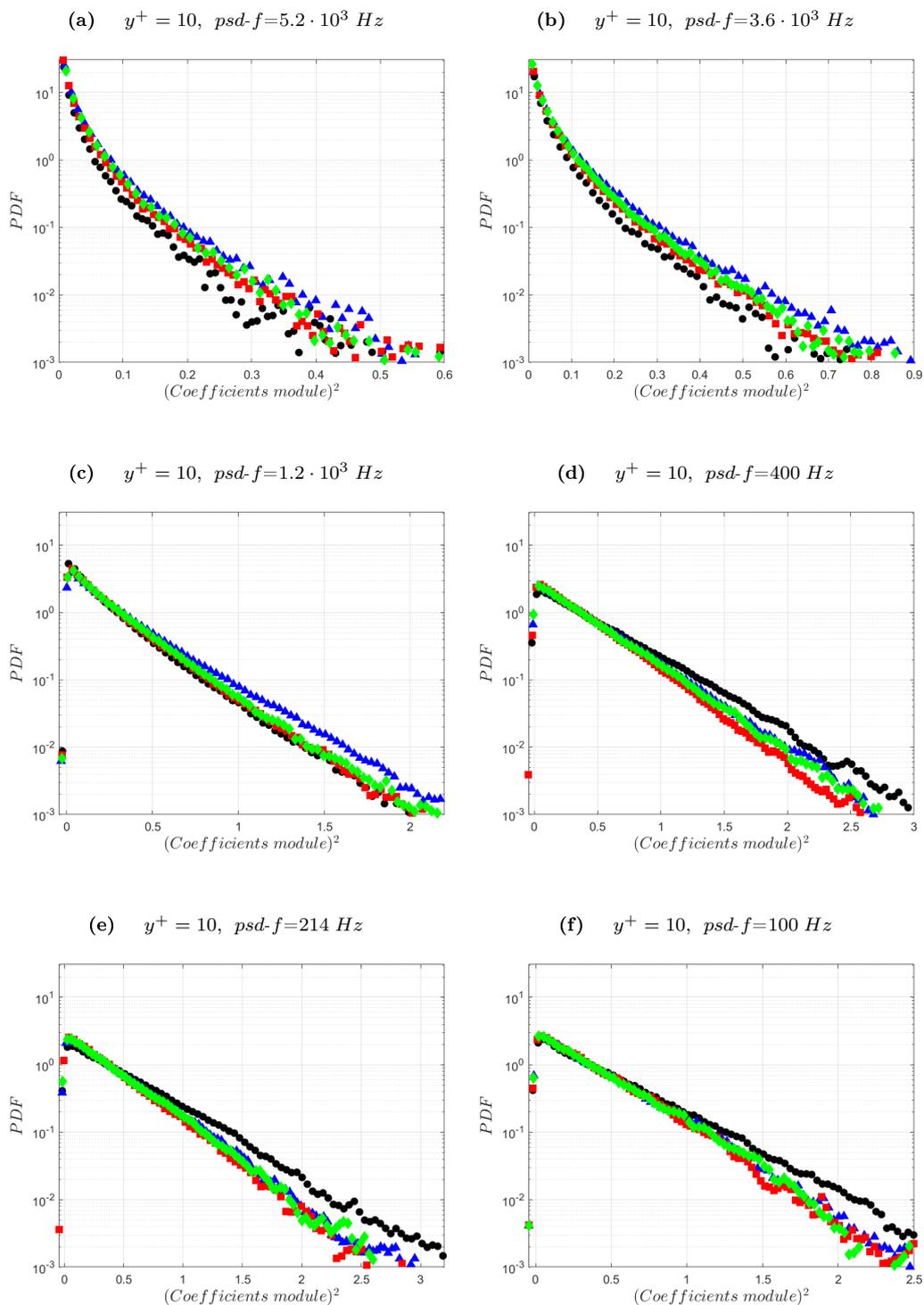


Figura 5.68: *PDF* modulo coefficienti wavelet al quadrato,  $Re_\theta = 3900$ :  $psd-f = 5.2 \cdot 10^3 \text{ Hz}$ , 5.68a;  $psd-f = 3.6 \cdot 10^3 \text{ Hz}$ , 5.68b;  $psd-f = 1.2 \cdot 10^3 \text{ Hz}$ , 5.68c;  $psd-f = 400 \text{ Hz}$ , 5.68d;  $psd-f = 214 \text{ Hz}$ , 5.68e;  $psd-f = 100 \text{ Hz}$ , 5.68f. ● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

### 5.4.2 Analisi wavelet-Eventi LIM

Con la trasformata wavelet, come detto in precedenza, si può condurre una ricerca di eventi LIM presenti nel segnale, ad una data scala, sfruttando valori locali ottenuti dal rapporto tra modulo locale dei coefficienti wavelet al quadrato e valor medio del modulo al quadrato, riferiti alla scala scelta. Questi valori locali, appunto detti di Local Intermittency Measure, sono visualizzati al variare della  $y^+$  nelle mappe di figura 5.69, 5.71, 5.73 per un  $Re_\theta=2790$ . La ricerca eventi LIM è svolta in modo analogo all'analisi VITA ma con leggere differenze; la ricerca è svolta localmente e non su di una finestra a fissata ampiezza, memorizzando gli istanti temporali in cui il modulo dei coefficienti wavelet al quadrato supera di una certa soglia il valor medio del modulo al quadrato, calcolato per la scala in esame. In pratica per ogni scala si valutano le variazioni dei coefficienti wavelet al quadrato rapportandole al valor medio dei coefficienti alla stessa scala, quest'ultimo indica una varianza associata alla scala. Al variare della scala cambia il valor medio e quindi cambia il modo con cui sono pesate le variazioni dei coefficienti per catturare ad ogni scala gli istanti temporali relativi agli eventi. Terminata la ricerca di questi istanti e raggruppati quelli adiacenti si ottiene l'evento LIM, la traccia dell'evento si ricava ritornando nel segnale originale. La frequenza eventi LIM, individuati scala per scala, dipende fortemente dal valore della soglia scelto; come mostrato in figura 5.75, 5.76, 5.77 per  $Re_\theta=2790$ . Alle piccole scale la frequenza degli eventi LIM aumenta in presenza di riblets, queste differenze sulla frequenza degli eventi svaniscono con soglie più grandi. Si osserva ancora come la modifica di parete comporta maggiori eventi, eventi che comunque sono concentrati su intensità non così elevate; ad aumentare sono eventi meno intensi infatti le differenze maggiori tra i casi di parete si hanno con una soglia bassa. Alle grandi scale non si evidenziano invece grandi cambiamenti, anzi con la modifica di parete il numero di eventi LIM sembra diminuire. Volendo capire cosa accade all'interno del segnale da un punto di vista globale, e non scala per scala, è riportato il valore dell'intermittenza globale  $GIM$ ; figura 5.78a per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.78b per  $Re_\theta=3900$ . Almeno globalmente introducendo le riblets a parete va a ridursi l'intermittenza; ovvero, visto ciò che accade alle piccole scale, prevale soprattutto l'effetto di riduzione dell'intermittenza alle grandi scale. Importante notare che la frequenza eventi LIM è molto più grande di quella eventi VITA ma per i primi si tratta di valori che comunque non hanno alcun significato fisico. In altri termini, fissata la scala, con l'analisi LIM si sta osservando il numero di volte per cui l'intermittenza locale supera una data soglia fissata tuttavia l'operazione non è diretta sul segnale originale. Il fatto che ci sia un evento LIM ad una data scala non implica che ci sia un evento VITA anche nel segnale originale. C'è comunque un'analogia tra analisi LIM ed VITA; in VITA si applica un filtro che sfrutta la varianza calcolata sulla finestra, in LIM si guarda al valore locale dei coefficienti wavelet. Inoltre in VITA si procede mediando su un minimo numero di punti che coincide con un tempo  $T^+=10$  mentre in LIM si raggruppano gli istanti adiacenti. In figura 5.78c per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.78d per  $Re_\theta=3900$  è mostrato il tempo medio degli eventi LIM subito dopo essere stati raggruppati; è evidente la presenza di brevi eventi LIM nelle elevate frequenze contrapporsi ad eventi molto estesi nelle basse frequenze. Alla fine le due analisi dovrebbero coincidere a patto di scegliere una soglia opportuna; la traccia dell'evento medio LIM, mostrato in figura 5.79 per  $Re_\theta=2790$  e in figura 5.80 per  $Re_\theta=3900$ , evidenzia come al diminuire della frequenza l'evento medio si attenua e si arriva ad avere deboli fluttuazioni che si protraggono maggiormente nel tempo, gli eventi vanno a dilatarsi. L'evento medio LIM si mostra come un evento accelerato ma sembra che a questo siano stati sommati altri contributi che nel segnale vero, con l'analisi VITA, non sarebbero stati considerati. Infatti ponendo un limite sulla durata degli eventi LIM, ovvero scartando tutti gli eventi raggruppati di durata inferiore a  $T^+=6$  (tempo medio minimo), ad alte scale si scopre proprio come gli eventi VITA siano nascosti all'interno degli eventi LIM. Gli eventi VITA nascosti negli eventi LIM, figura 5.90 per  $Re_\theta=2790$  e in figura 5.91 per  $Re_\theta=3900$ , di fatto sono eventi LIM fortemente energetici ritrovandosi nelle scale per cui  $FF(\tilde{l}) > 3$ . Pertanto gli eventi VITA sono responsabili dell'intermittenza nel segnale presente alle alte frequenze, questi eventi possono essere associati al passaggio di vortici oppure all'alternanza da low-speed-streaks ad high-speed-streaks e viceversa. Per gli eventi LIM a bassa frequenza, non riconducibili agli eventi VITA, questi possono essere associati alle streaks data la loro

grande estensione e debole intensità. Tutto è in accordo con quanto descritto in precedenza. In figura 5.81, 5.83, 5.85 a  $Re_\theta=2790$  è riportato un confronto tra gli eventi medi LIM per i quattro casi di parete. Nel confronto gli eventi medi LIM rispetto al caso liscio si mostrano più attenuati come ricavato anche dall'analisi VITA. Tutta la parte appena descritta riferita all'evento medio LIM tiene conto di ciò che accade per  $y^+=10$  a  $Re_\theta=2790$ , ciò che accade al variare della distanza  $y^+$  è mostrato nelle figure 5.87, 5.88, 5.89 per ben precise frequenze. Con l'intermittenza locale, ricavata nelle mappe, oltre ad individuare gli eventi intermittenti si è anche in grado di stabilire se effettivamente l'alterazione di parete riduce il numero di eventi fortemente energetici a discapito di un aumento di eventi comunque meno intensi. Non è stato possibile capire questo tramite analisi VITA ed analisi LIM in quanto la ricerca degli eventi è condotta usando rispettivamente una varianza ed una varianza scala per scala relative al caso di parete in esame; un valido modo è invece quello di osservare come si presenta l'intermittenza locale tramite l'indicatore statistico scala per scala di flatness factor, figura 5.96 per  $Re_\theta=2790$  e figura 5.97 per  $Re_\theta=3900$ . Si quantificano le variazioni dei coefficienti wavelet come fatto tramite la flatness con le fluttuazioni di velocità riuscendo ad individuare le scale  $\tilde{l}$  con  $FF(\tilde{l}) > 3$ . Queste scale sono quelle intermittenti e cercare gli eventi esclusi i quali la  $FF(\tilde{l}) \simeq 3$  è sicuramente un criterio universale per studiare l'effetto dell'alterazione di parete. Nei risultati ottenuti è confermata l'ipotesi iniziale, la presenza di riblets riduce gli eventi responsabili dell'intermittenza scala per scala: il flatness factor si riduce mentre la flatness aumenta in accordo con la presenza di un flusso più caotico.

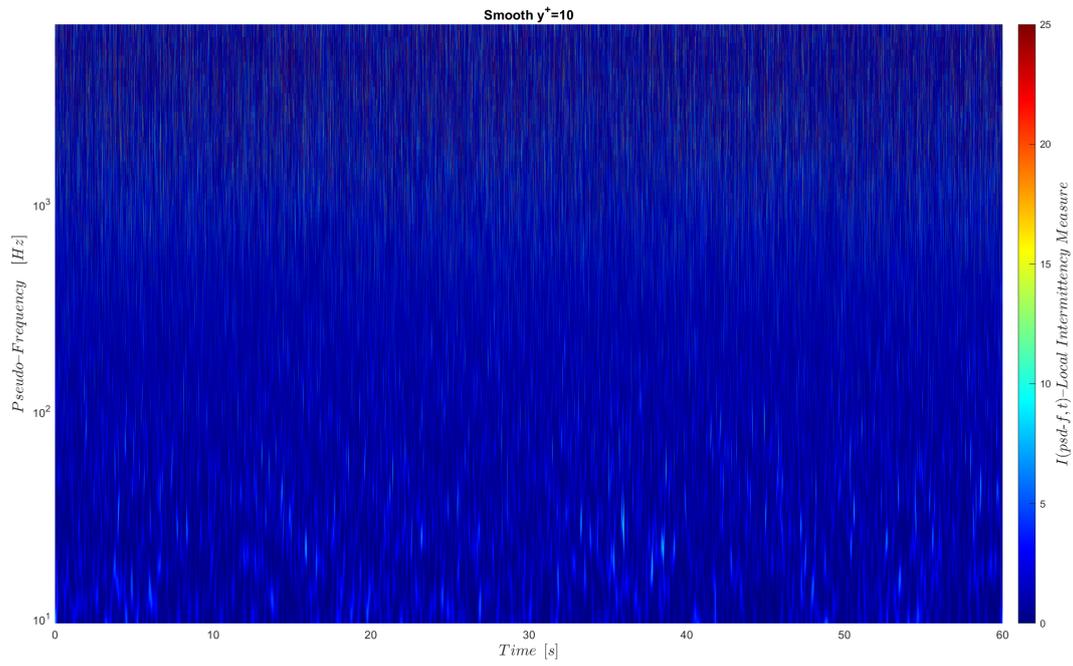


Figura 5.69: Local Intermittency Measure su segnale intero,  $y^+=10$  Smooth;  $Re_\theta = 2790$ .

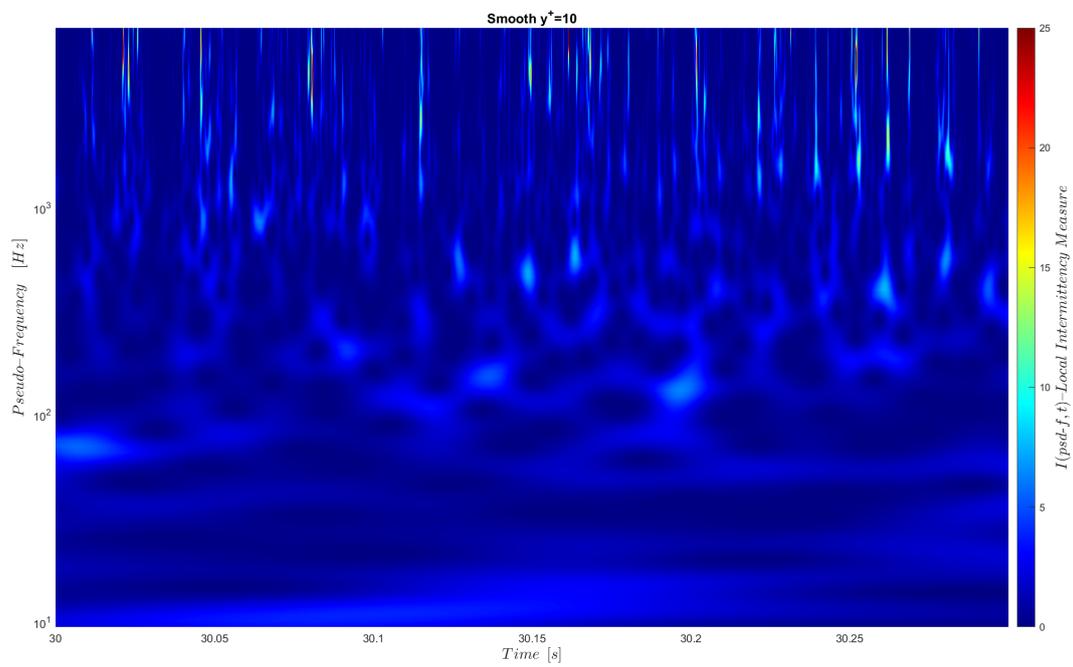


Figura 5.70: Local Intermittency Measure su tratto di segnale,  $y^+=10$  Smooth;  $Re_\theta = 2790$ .

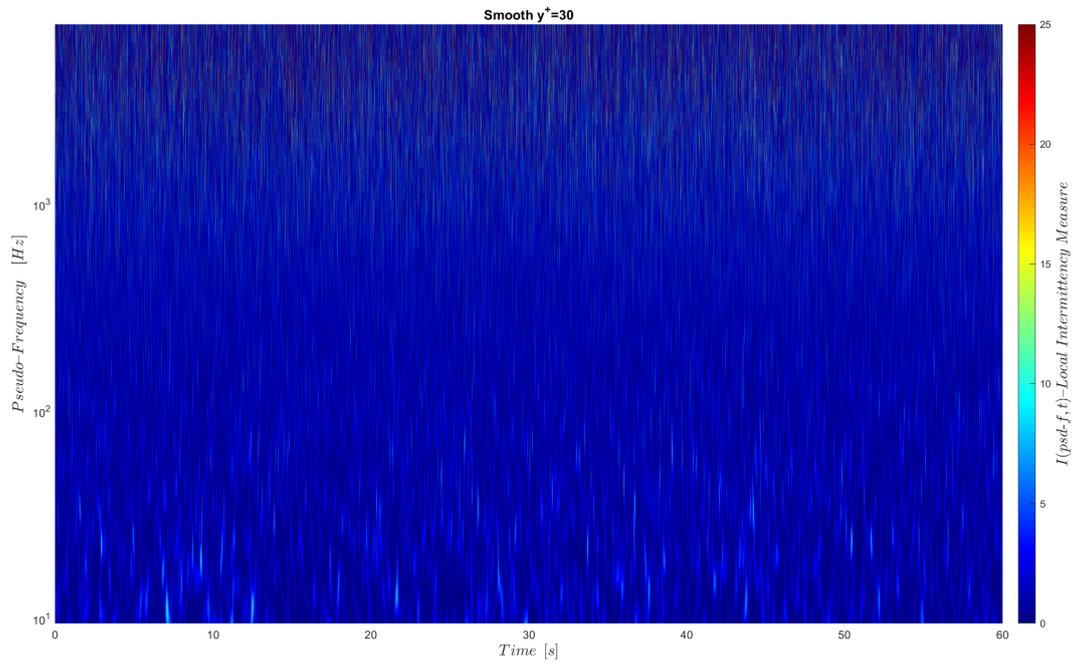


Figura 5.71: Local Intermittency Measure su segnale intero,  $y^+=30$  Smooth;  $Re_\theta = 2790$ .

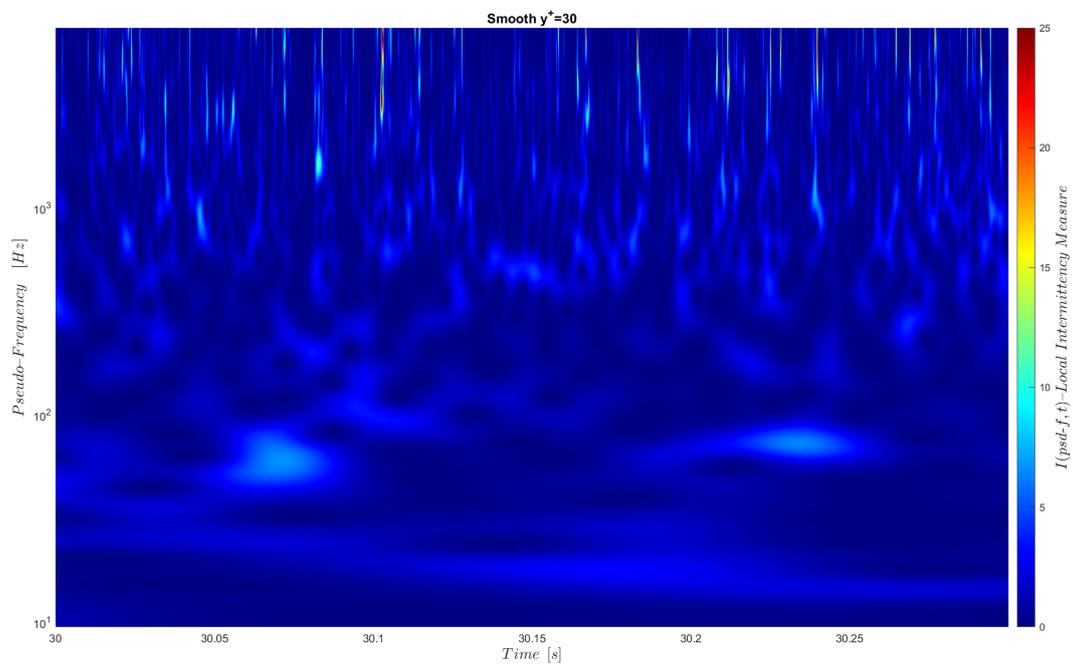


Figura 5.72: Local Intermittency Measure su tratto di segnale,  $y^+=30$  Smooth;  $Re_\theta = 2790$ .

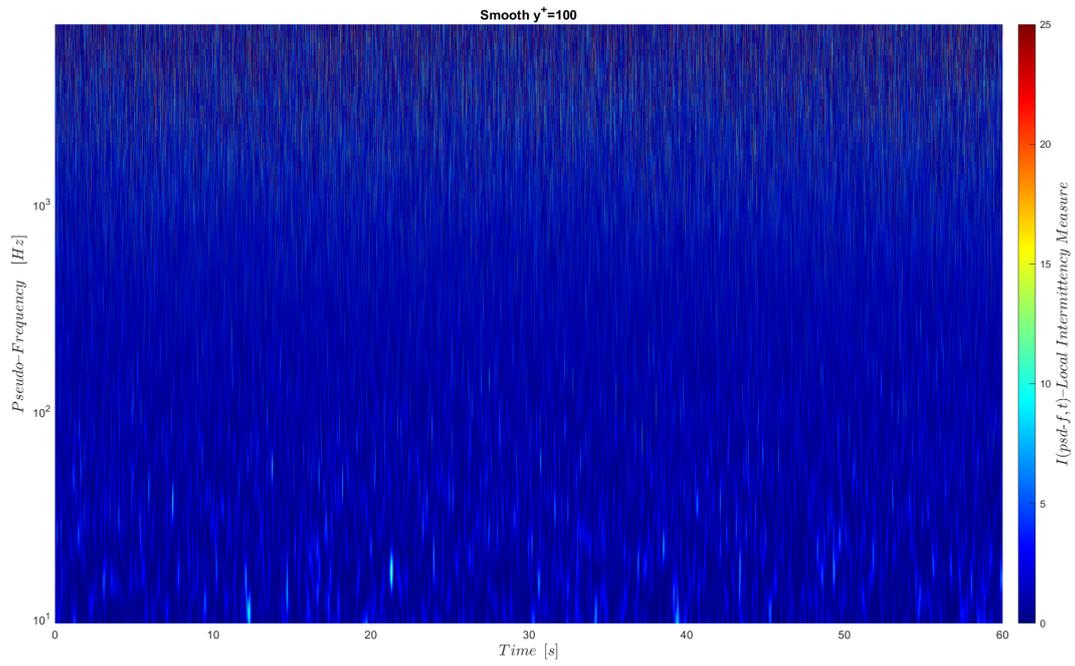


Figura 5.73: Local Intermittency Measure su segnale intero,  $y^+=100$  Smooth;  $Re_\theta = 2790$ .

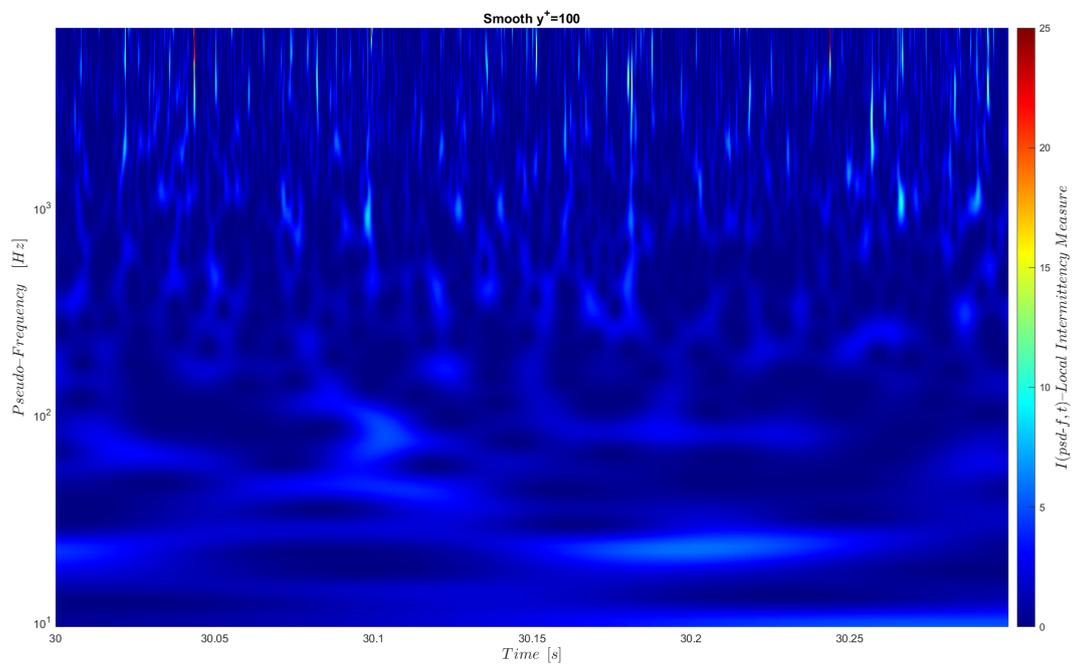


Figura 5.74: Local Intermittency Measure su tratto di segnale,  $y^+=100$  Smooth;  $Re_\theta = 2790$ .

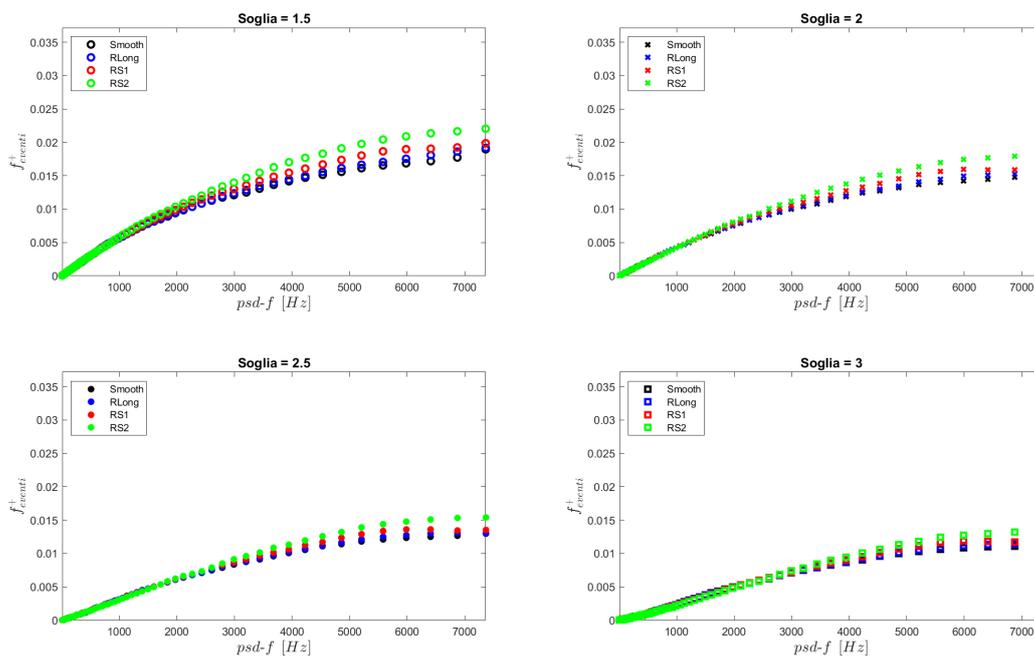


Figura 5.75: Frequenza eventi LIM al variare della scala,  $y^+ = 10$ ;  $Re_\theta = 2790$ .

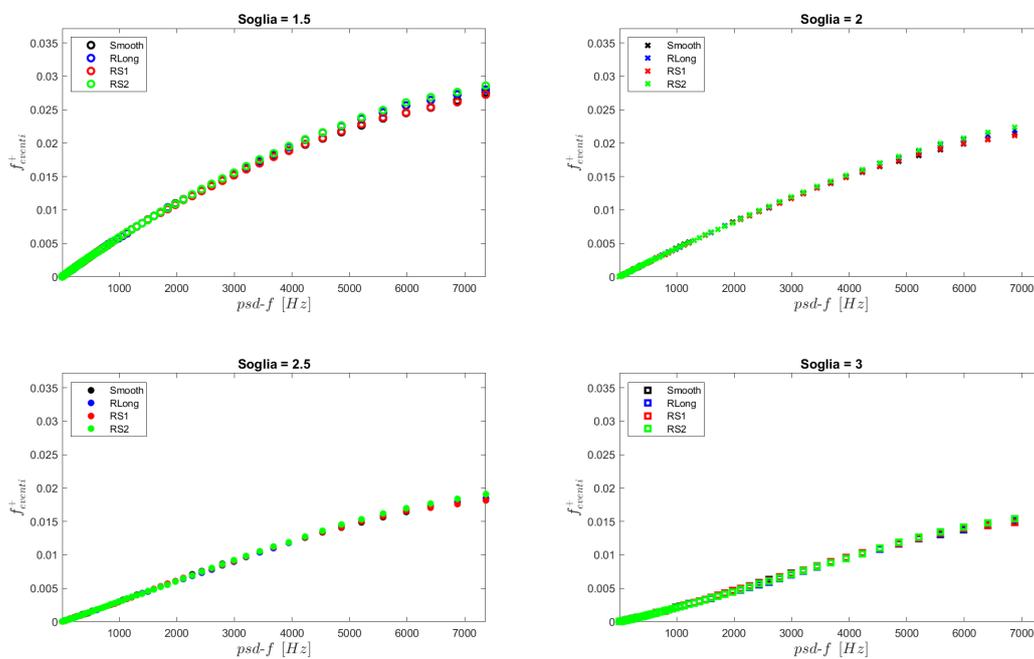


Figura 5.76: Frequenza eventi LIM al variare della scala per  $y^+ = 30$ ;  $Re_\theta = 2790$ .

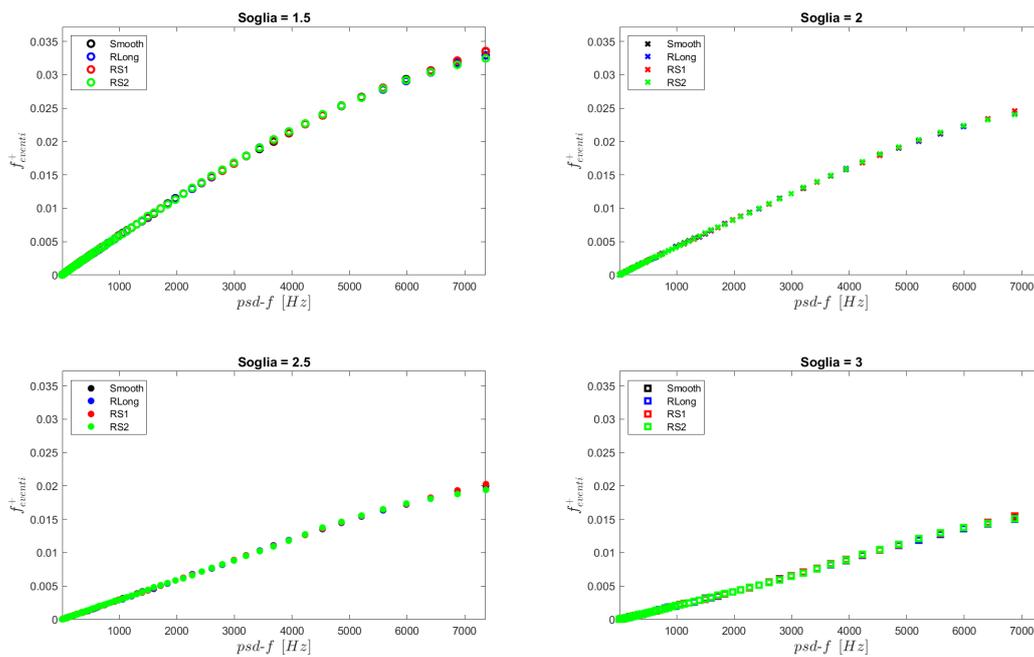


Figura 5.77: Frequenza eventi LIM al variare della scala per  $y^+=100$ ;  $Re_\theta = 2790$ .

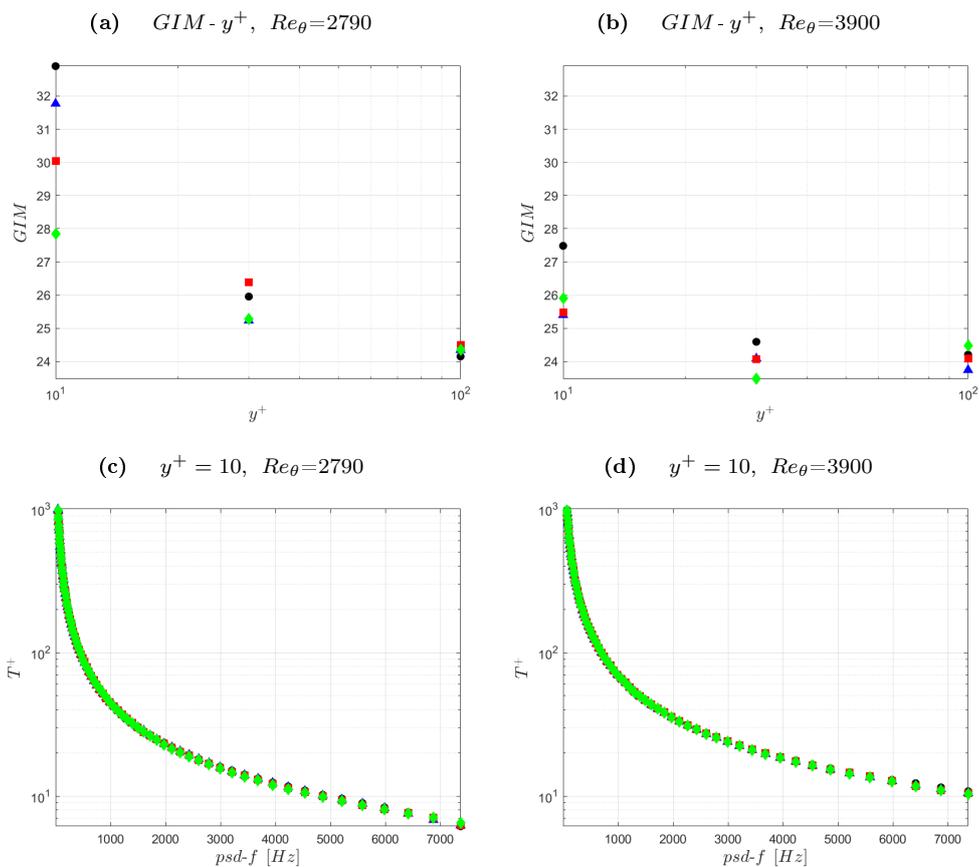


Figura 5.78: Global Intermittency Measure al variare di  $y^+$  per  $Re_\theta = 2790/Re_\theta = 3900$ , 5.78a/5.78b. Tempo medio,  $\langle T^+ \rangle$ , degli eventi LIM per  $Re_\theta = 2790/Re_\theta = 3900$ , 5.78c/5.78d. ● Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

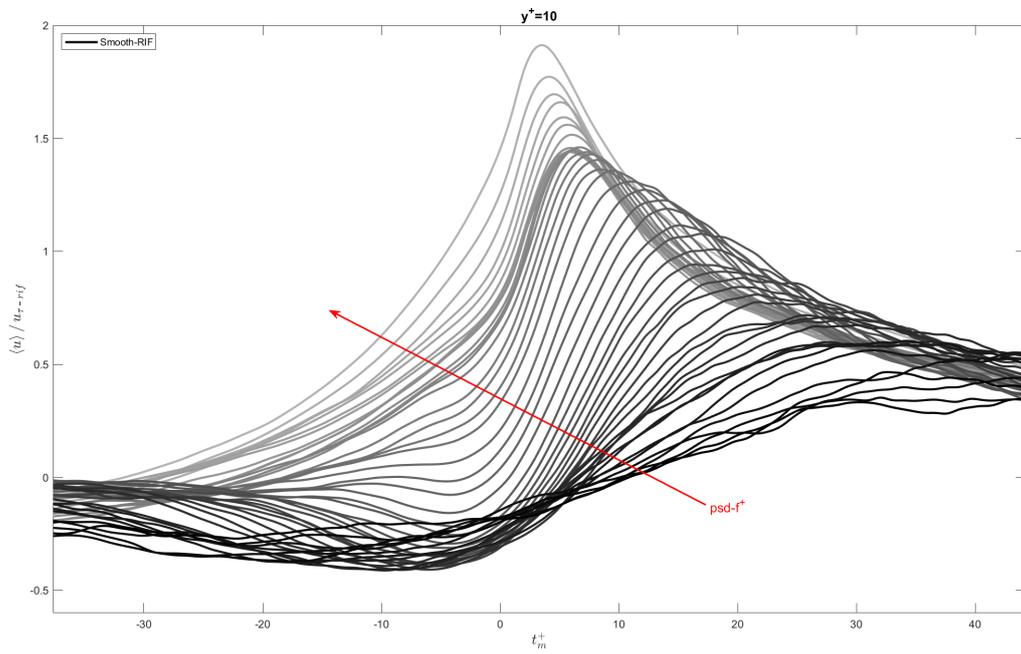


Figura 5.79: Evento medio LIM tra le scale per  $y^+ = 10$  caso Smooth;  $Re_\theta = 2790$ .

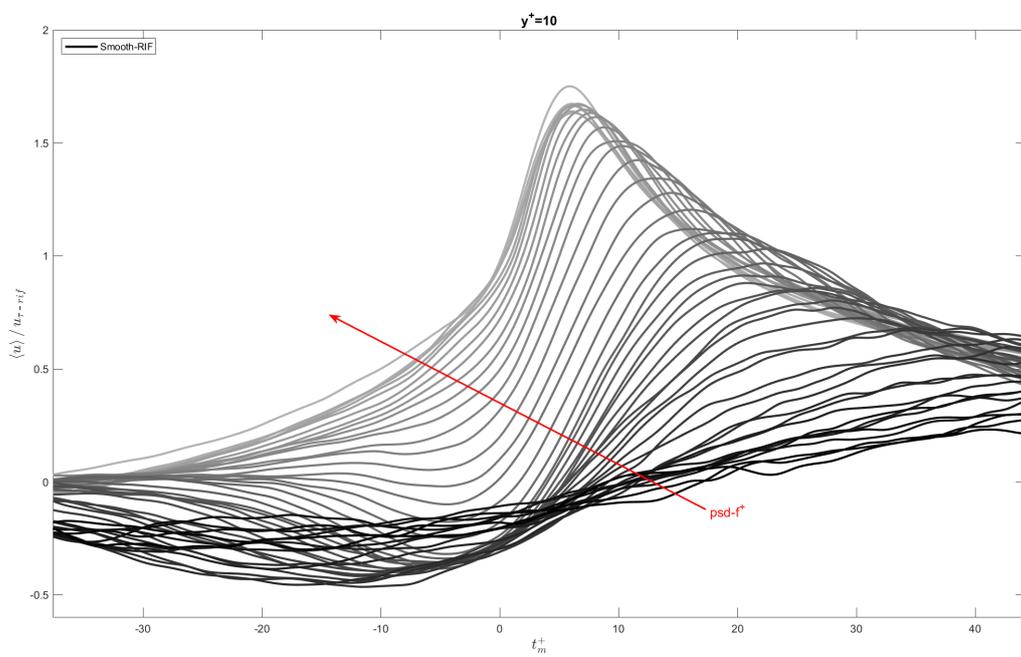


Figura 5.80: Evento medio LIM tra le scale per  $y^+ = 10$  caso Smooth;  $Re_\theta = 3900$ .

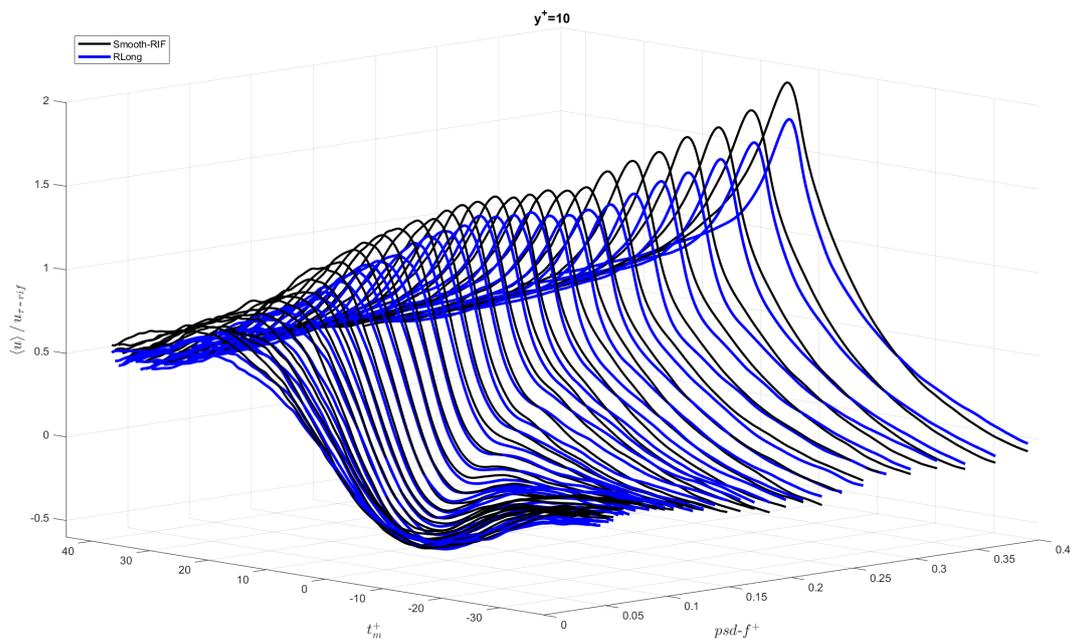


Figura 5.81: Confronto evento medio LIM Smooth/RLong,  $y^+=10$ ;  $Re_\theta = 2790$ .

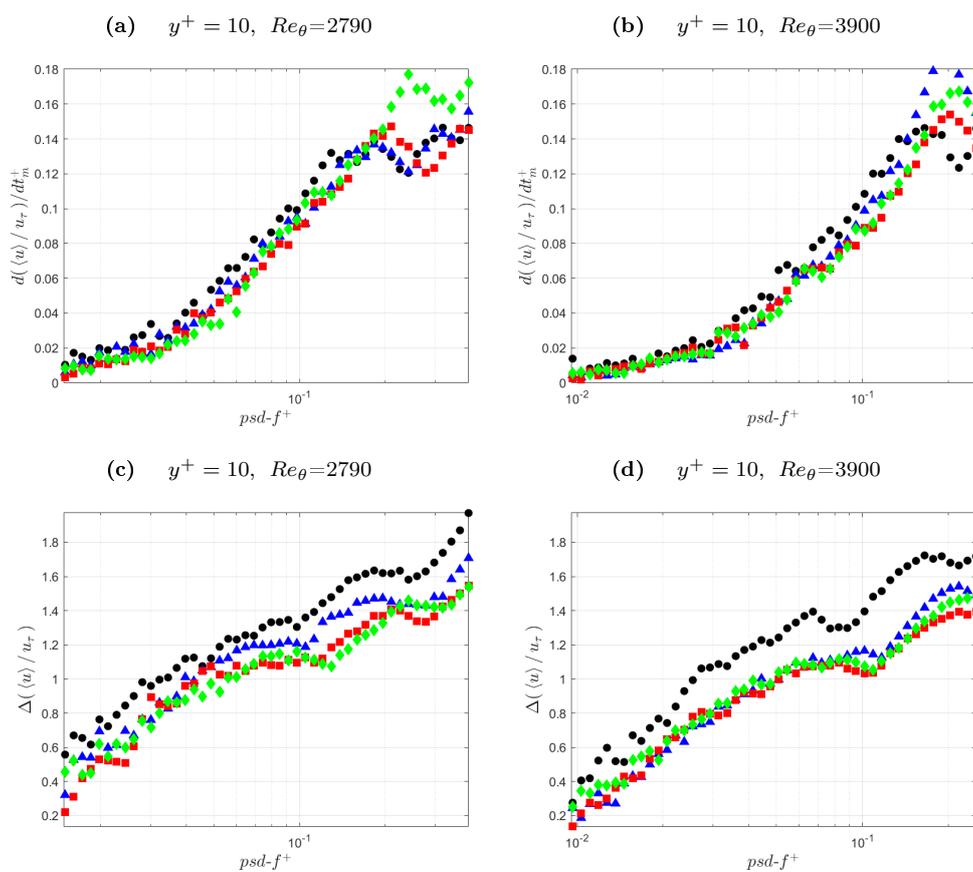


Figura 5.82: Andamento al variare della  $psd-f^+$ ,  $y^+=10$ : derivata evento medio LIM,  $d\langle u \rangle / dt$ ,  $Re_\theta = 2790 / Re_\theta = 3900$ , 5.82a/5.82b; salto velocità evento medio LIM,  $\Delta\langle u \rangle$ ,  $Re_\theta = 2790 / Re_\theta = 3900$ , 5.82c/5.82c. • Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

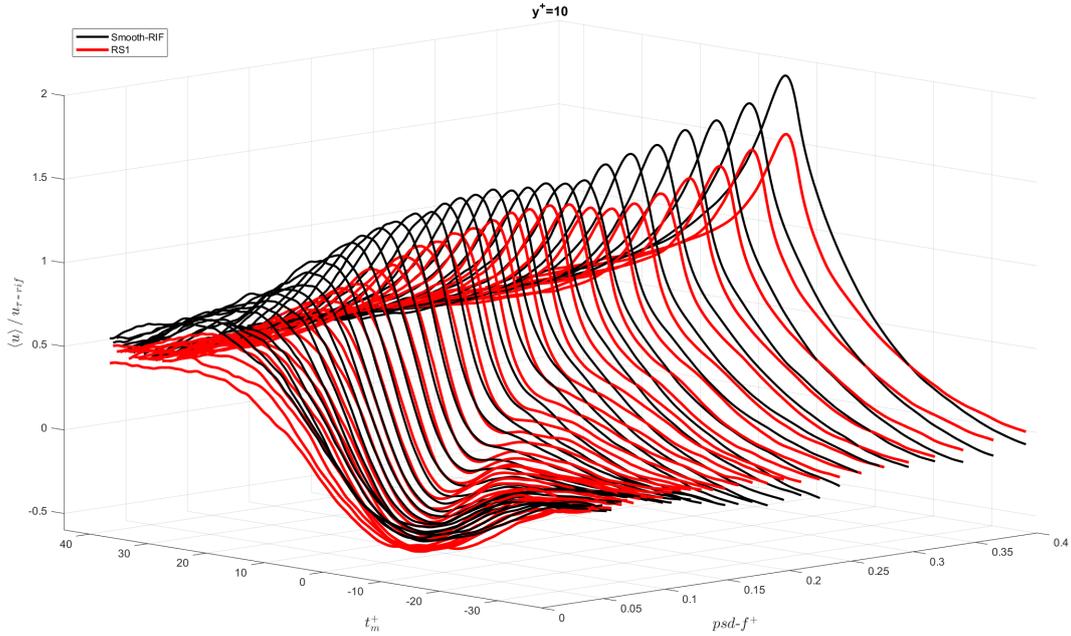


Figura 5.83: Confronto evento medio LIM Smooth/RS1,  $y^+ = 10$ ;  $Re_\theta = 2790$ .

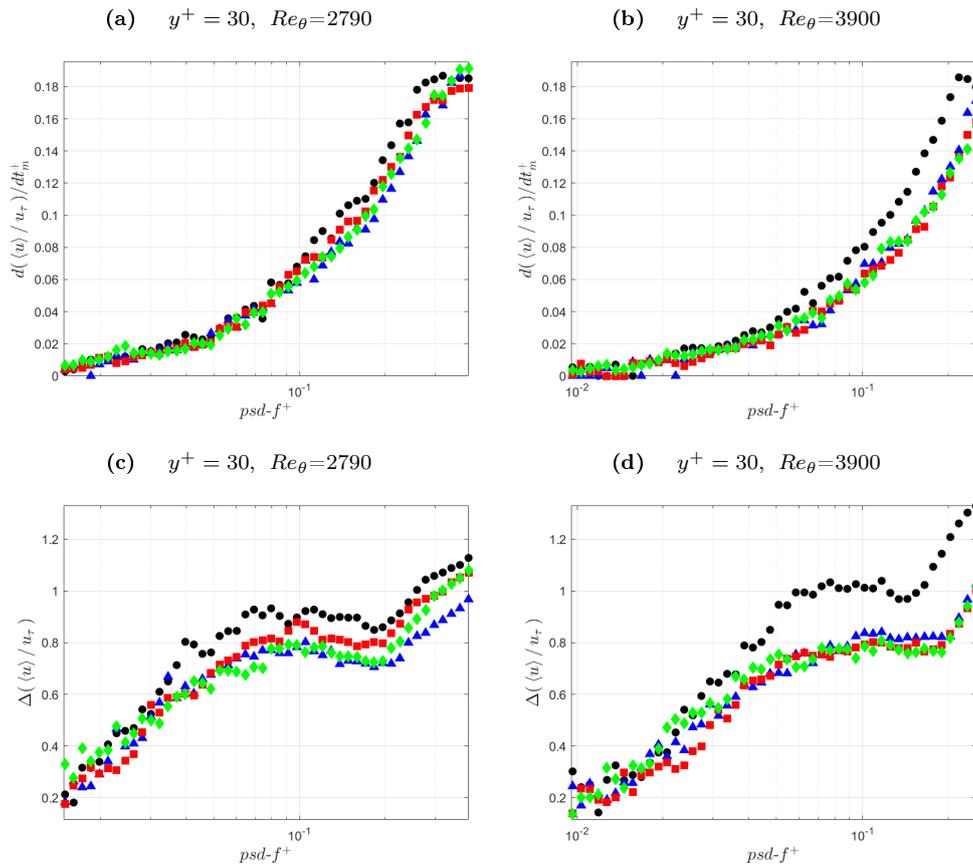


Figura 5.84: Andamento al variare della  $psd-f^+$ ,  $y^+ = 30$ : derivata evento medio LIM,  $d\langle u \rangle / dt$ ,  $Re_\theta = 2790 / Re_\theta = 3900$ , 5.84a/5.84b; salto velocità evento medio LIM,  $\Delta\langle u \rangle$ ,  $Re_\theta = 2790 / Re_\theta = 3900$ , 5.84c/5.84c. • Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

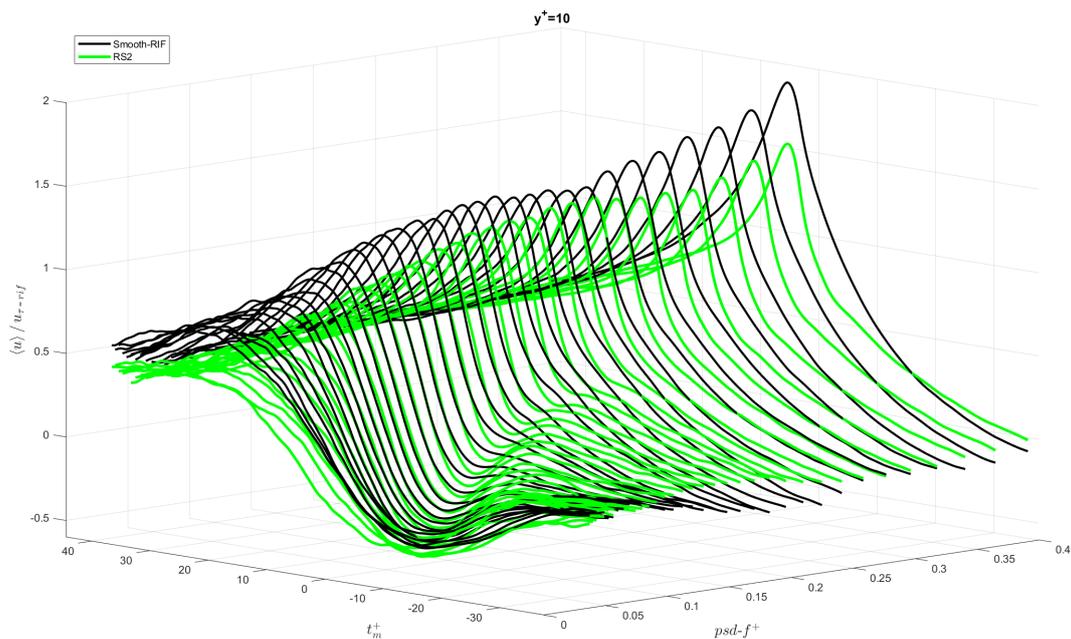


Figura 5.85: Confronto evento medio LIM Smooth/RS2,  $y^+ = 10$ ;  $Re_\theta = 2790$ .

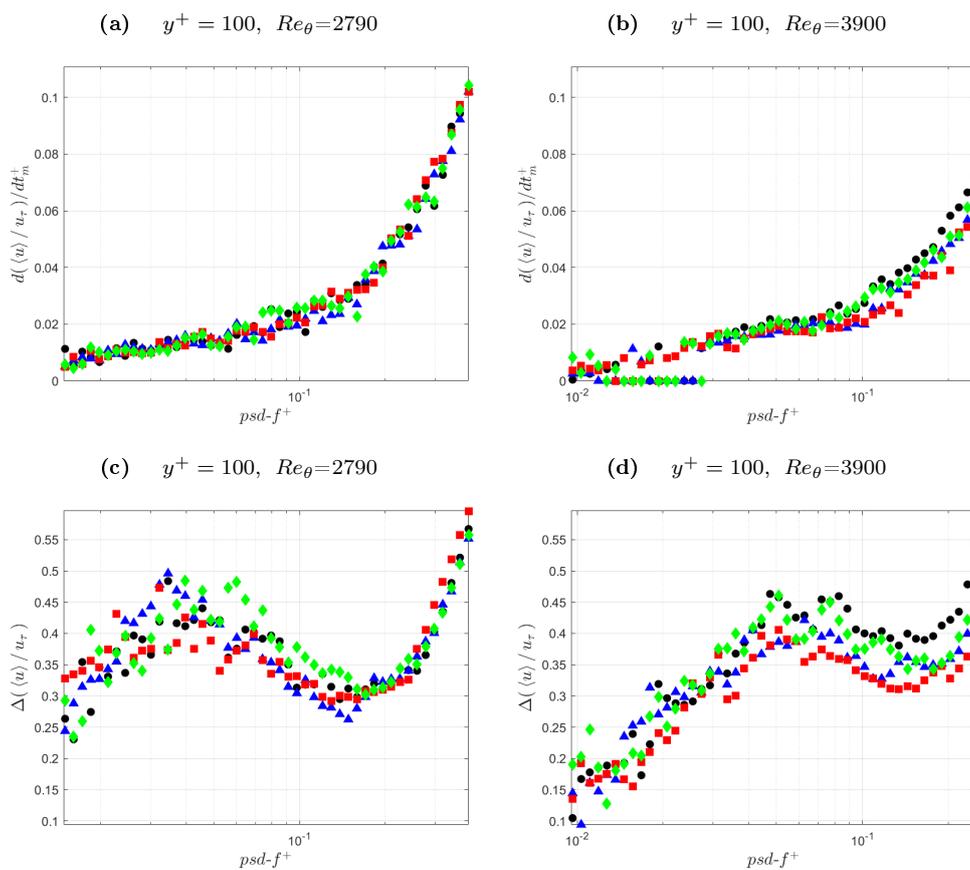


Figura 5.86: Andamento al variare della  $psd-f^+$ ,  $y^+ = 100$ : derivata evento medio LIM,  $d\langle u \rangle / dt$ ,  $Re_\theta = 2790 / Re_\theta = 3900$ , 5.86a/5.86b; salto velocità evento medio LIM,  $\Delta\langle u \rangle$ ,  $Re_\theta = 2790 / Re_\theta = 3900$ , 5.86c/5.86c. • Smooth, ▲ RLong, ■ RS1, ◆ RS2.

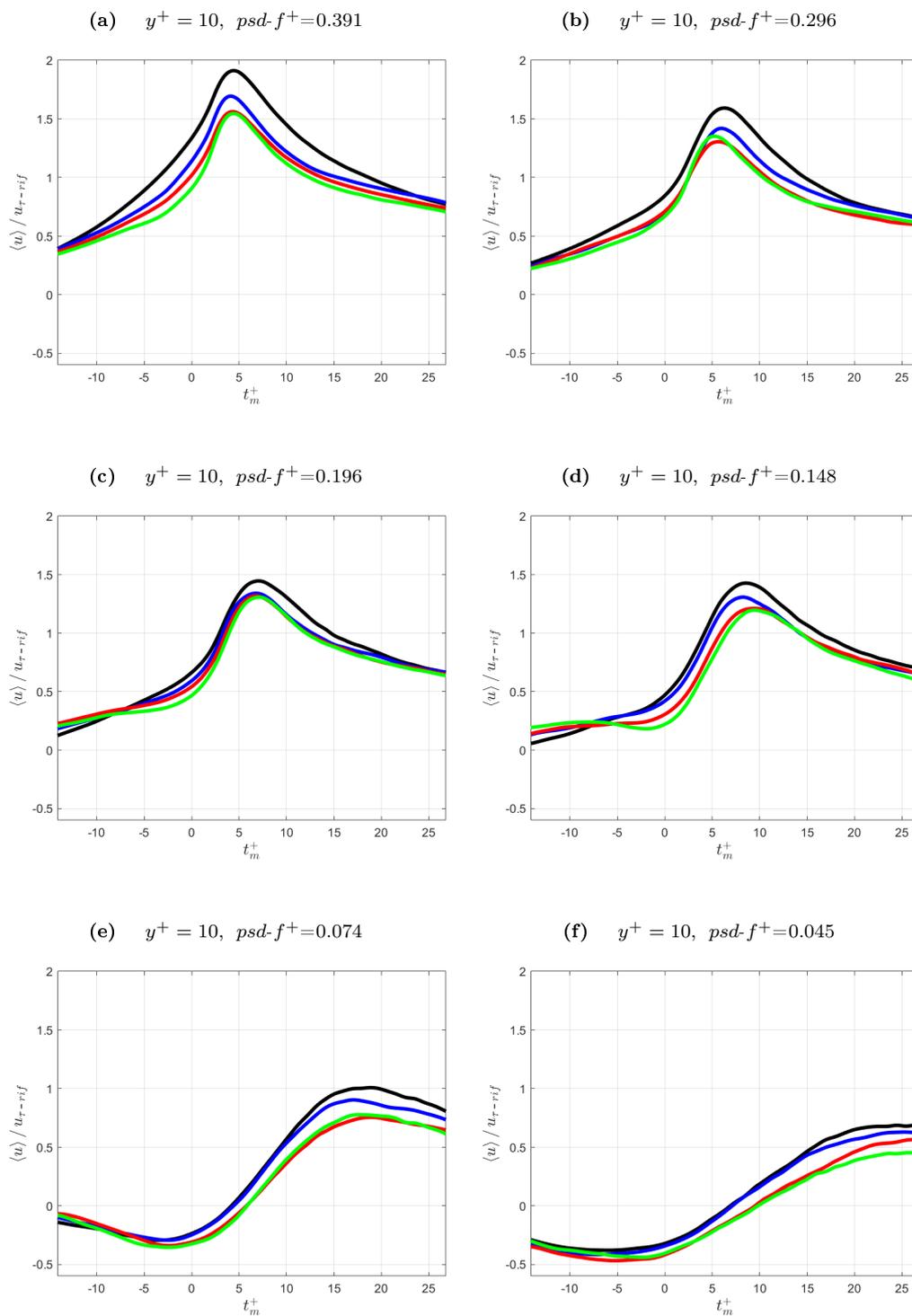


Figura 5.87: Dettaglio evento medio LIM  $y^+ = 10$ ,  $Re_\theta = 2790$ :  $psd-f^+ = 0.391$ , 5.87a;  $psd-f^+ = 0.296$ , 5.87b;  $psd-f^+ = 0.196$ , 5.87c;  $psd-f^+ = 0.148$ , 5.87d;  $psd-f^+ = 0.074$ , 5.87e;  $psd-f^+ = 0.045$ , 5.87f. — Smooth, — RLong, — RS1, — RS2.

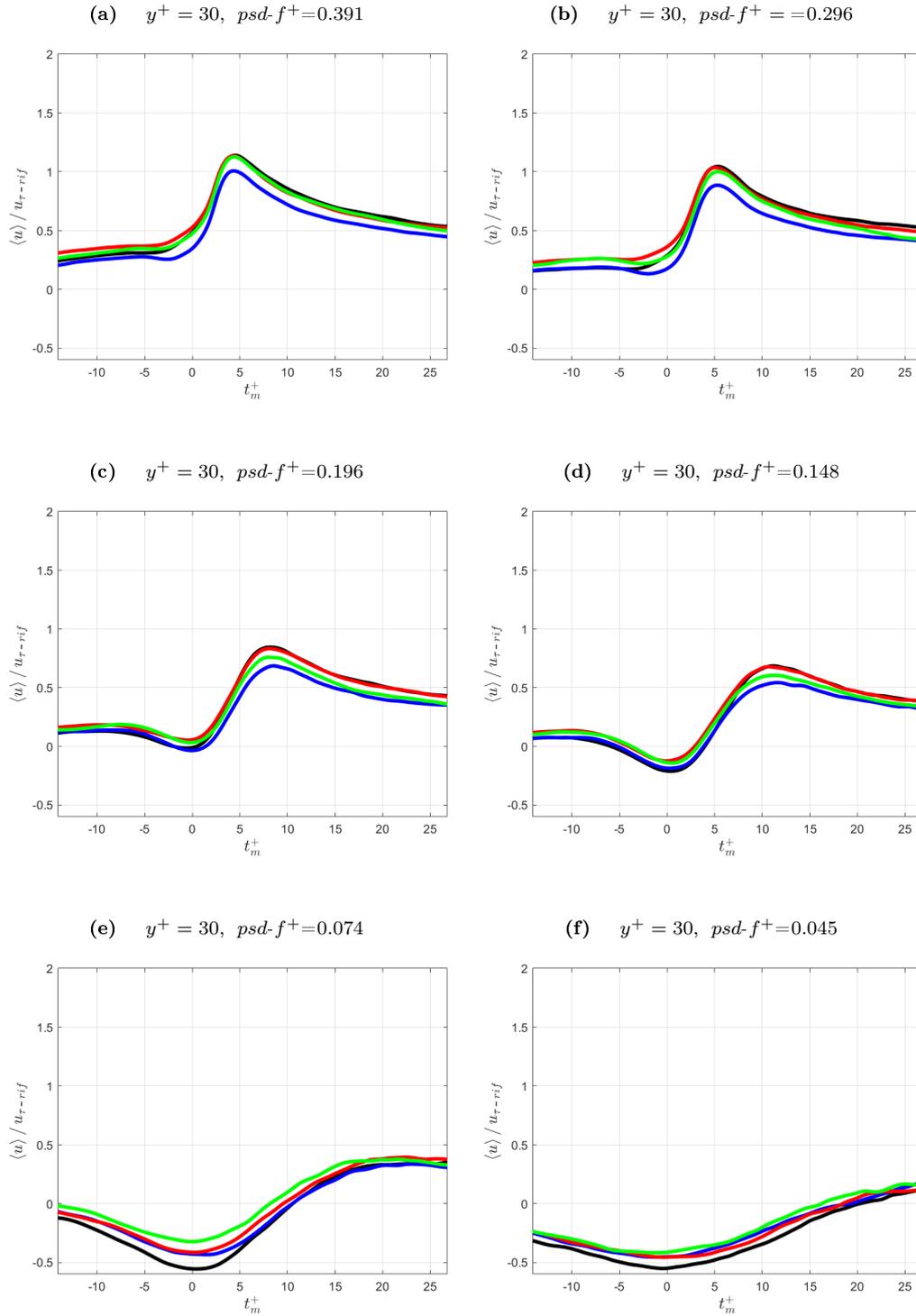


Figura 5.88: Dettaglio evento medio LIM  $y^+ = 30$ ,  $Re_\theta = 2790$ :  $psd-f^+ = 0.391$ , 5.88a;  $psd-f^+ = 0.296$ , 5.88b;  $psd-f^+ = 0.196$ , 5.88c;  $psd-f^+ = 0.148$ , 5.88d;  $psd-f^+ = 0.074$ , 5.88e;  $psd-f^+ = 0.045$ , 5.88f. — Smooth, — RLong, — RS1, — RS2.

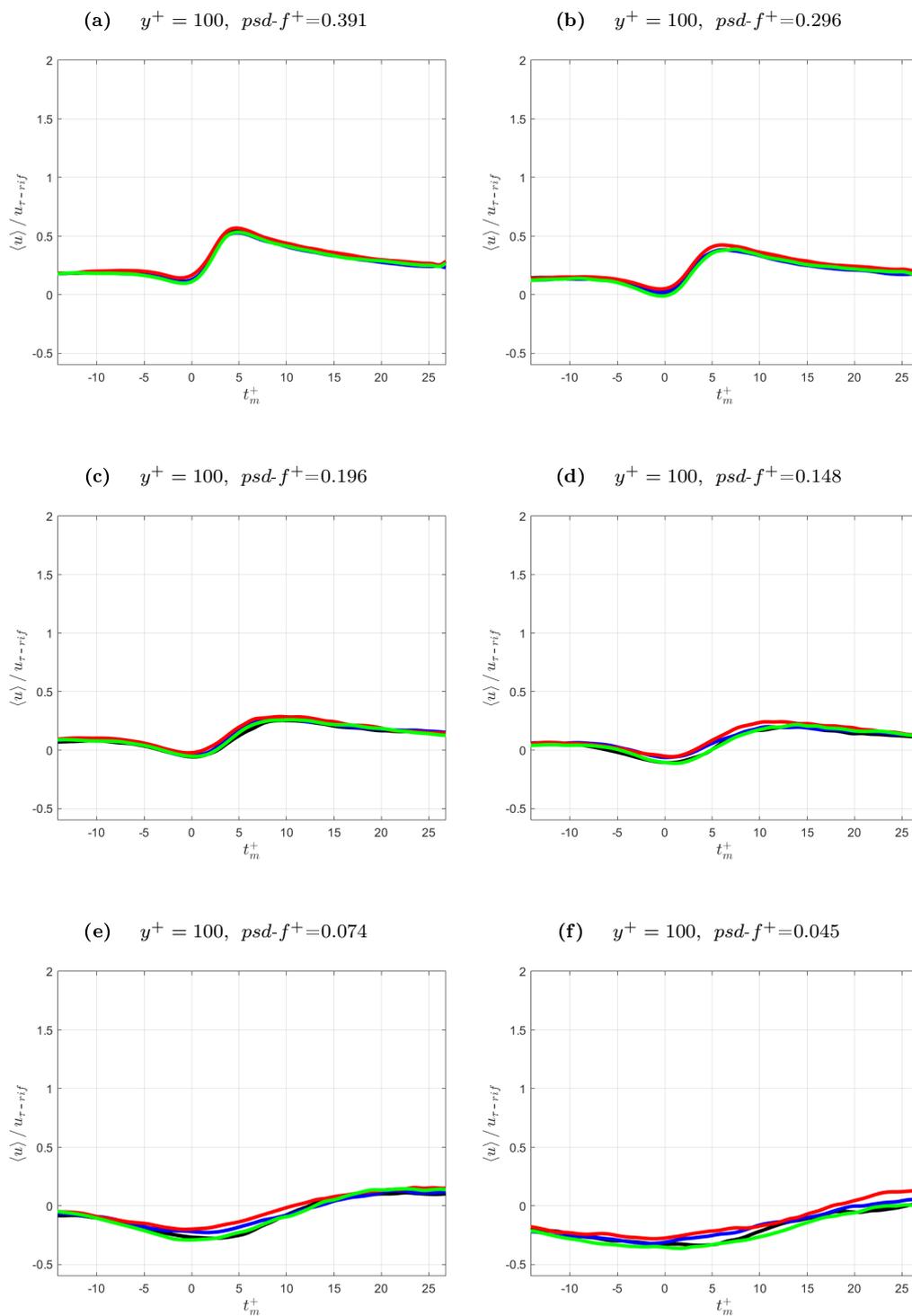


Figura 5.89: Dettaglio evento medio LIM in  $y^+ = 100$ ,  $Re_\theta = 2790$ :  $psd-f^+ = 0.391$ , 5.89a;  $psd-f^+ = 0.296$ , 5.89b;  $psd-f^+ = 0.196$ , 5.89c;  $psd-f^+ = 0.148$ , 5.89d;  $psd-f^+ = 0.074$ , 5.89e;  $psd-f^+ = 0.045$ , 5.89f. — Smooth, — RLong, — RS1, — RS2.

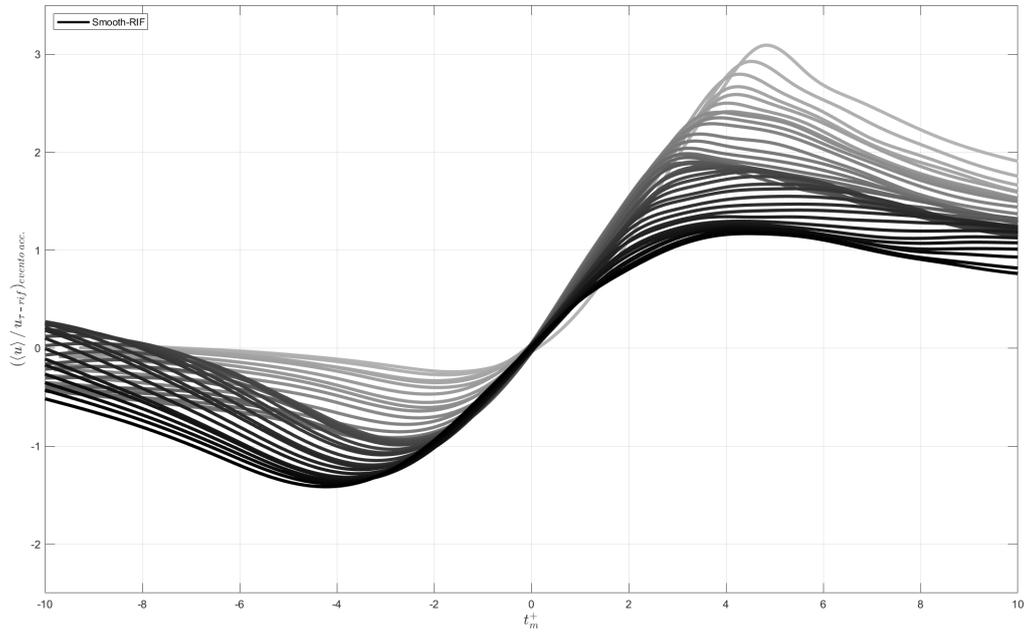


Figura 5.90: Evento medio LIM accelerato tra scale a  $FF > 3$ ,  $y^+ = 10$  Smooth,  $Re_\theta = 2790$ .

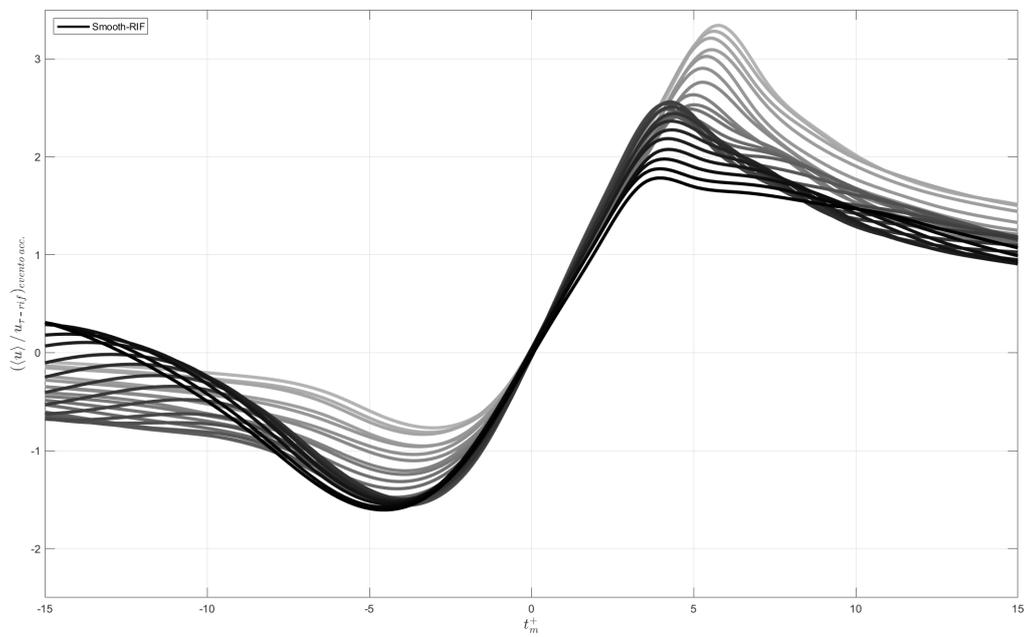


Figura 5.91: Evento medio LIM accelerato tra scale a  $FF > 3$ ,  $y^+ = 10$  Smooth,  $Re_\theta = 3900$ .

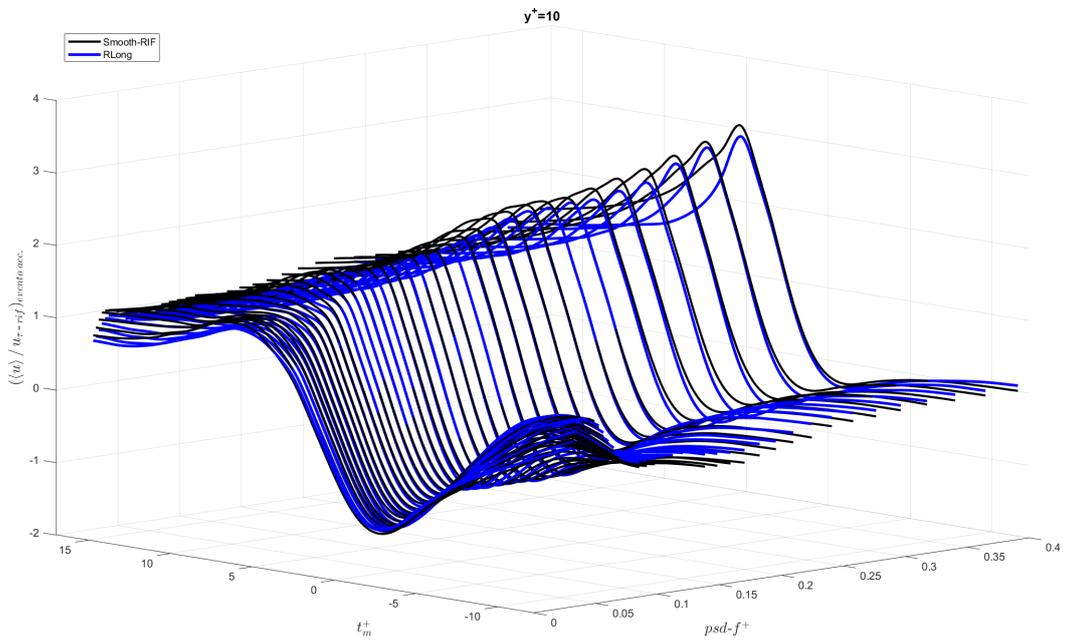


Figura 5.92: Confronto evento medio LIM accelerato Smooth/RLong,  $y^+=10$ ;  $Re_{\theta} = 2790$ .

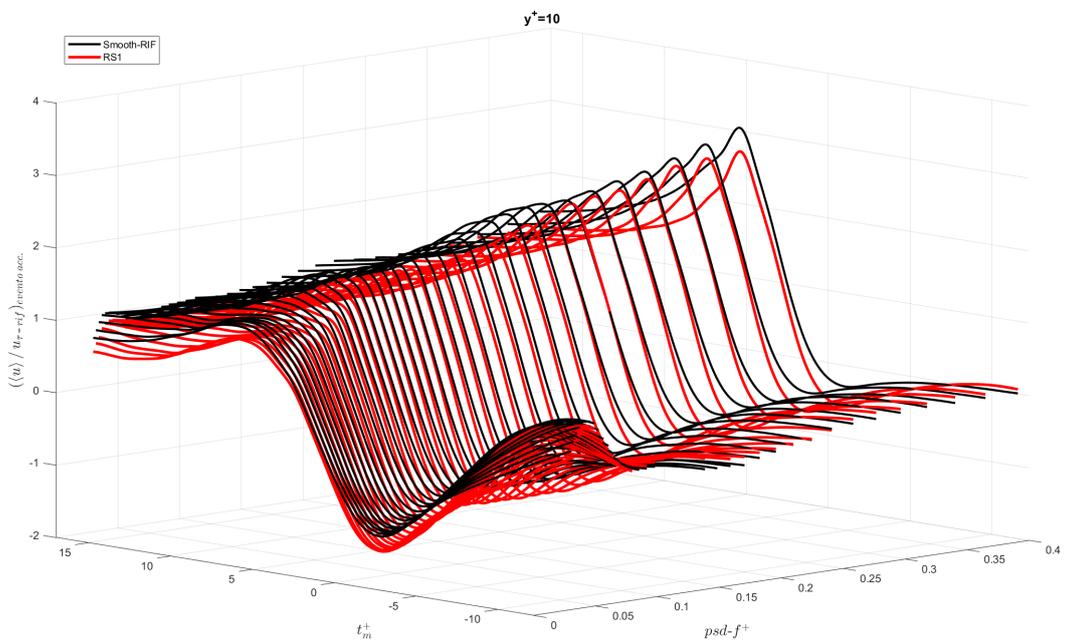


Figura 5.93: Confronto evento medio LIM accelerato Smooth/RS1,  $y^+=10$ ;  $Re_{\theta} = 2790$ .

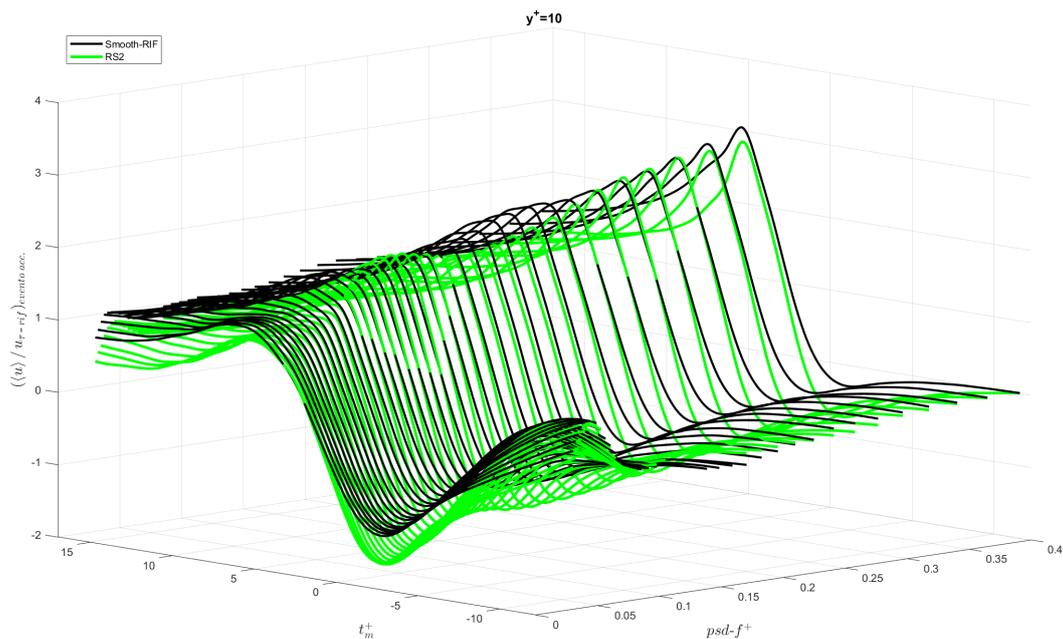


Figura 5.94: Confronto evento medio LIM accelerato Smooth/RS2,  $y^+ = 10$ ;  $Re_\theta = 2790$ .

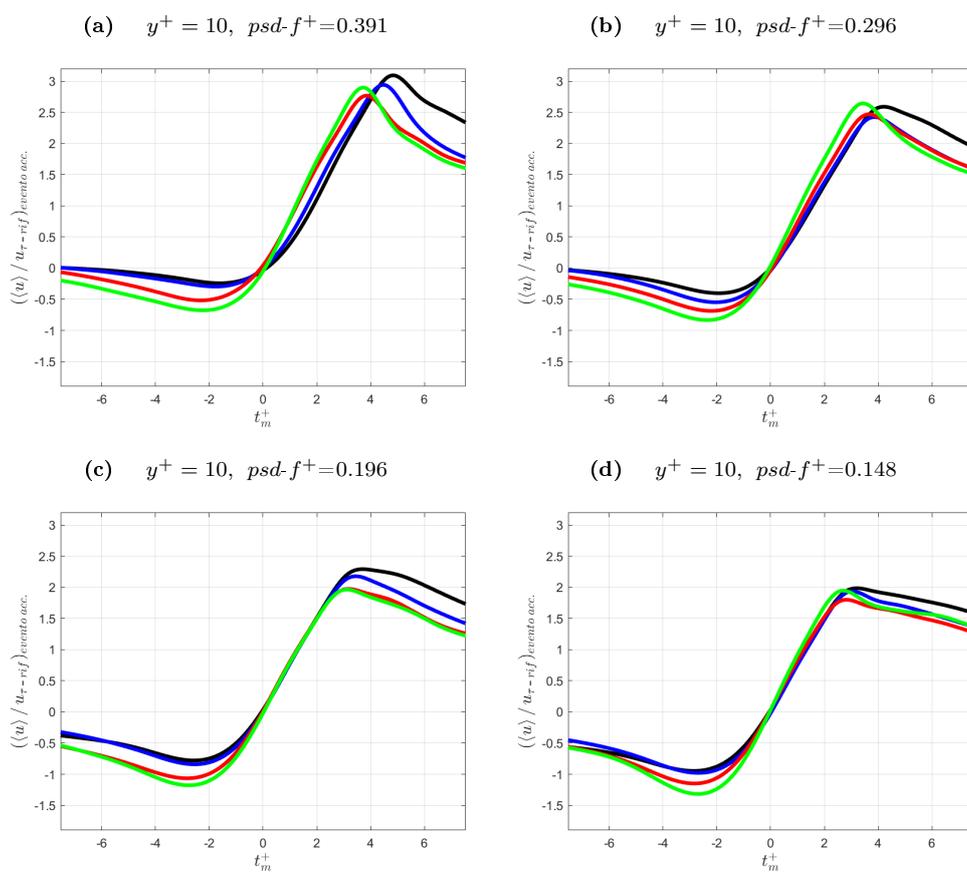


Figura 5.95: Dettaglio Evento medio LIM accelerato tra scale a Flatness Factor  $FF > 3$  in  $y^+ = 10$ ,  $Re_\theta = 2790$ :  $psd-f^+ = 0.391$ , 5.95a;  $psd-f^+ = 0.296$ , 5.95b;  $psd-f^+ = 0.196$ , 5.95c;  $psd-f^+ = 0.148$ , 5.95d. — Smooth, — RLong, — RS1, — RS2.

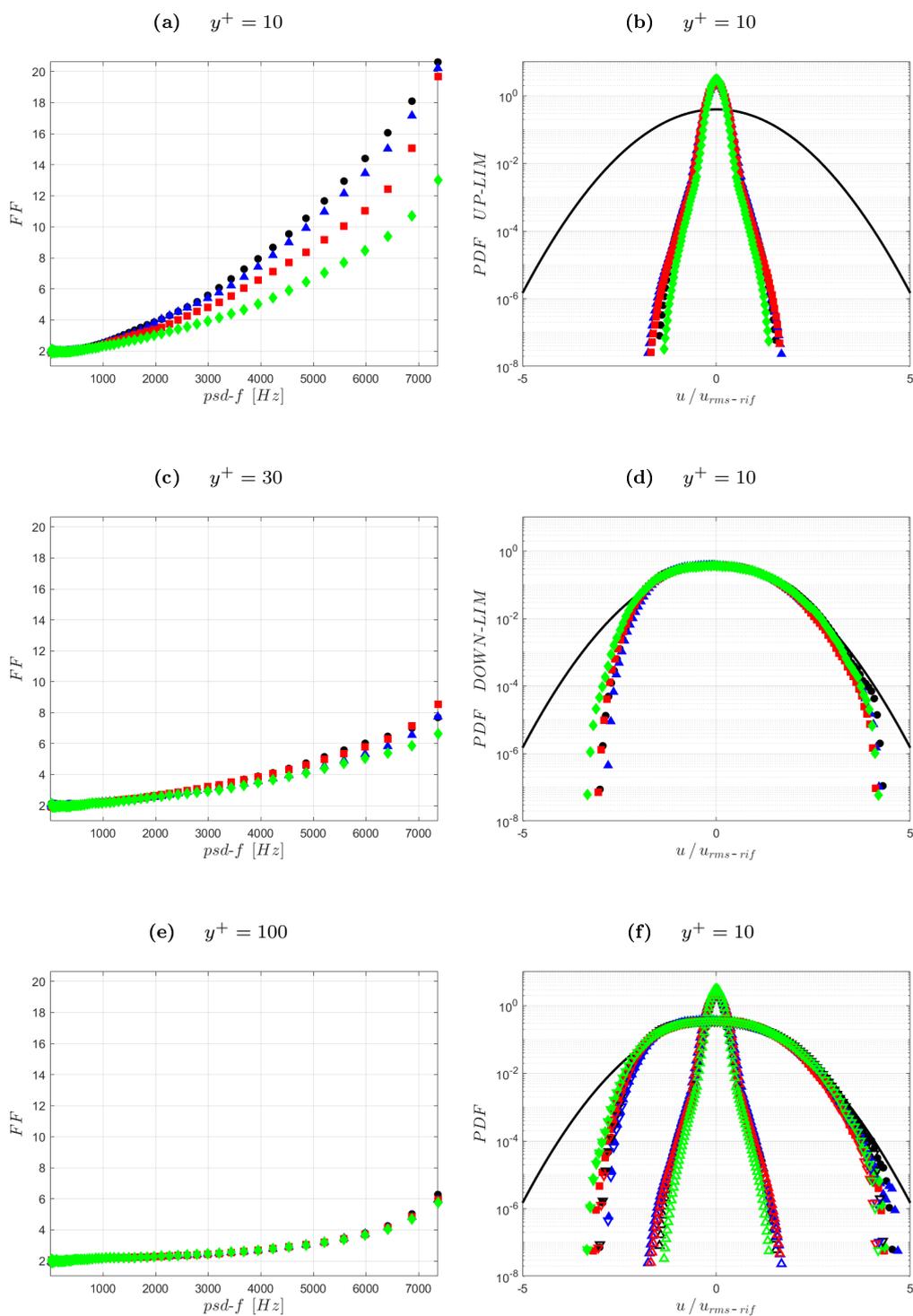


Figura 5.96: Flatness Factor,  $FF$ , tra le scale,  $Re_\theta = 2790$ :  $y^+=10$ , 5.96a;  $y^+=30$ , 5.96c;  $y^+=100$ , 5.96e.  $PDF$  fluttuazioni velocità del segnale UP-LIM, 5.96b, DOWN-LIM, 5.96d, confronto segnale originale, 5.96f, in  $y^+=10$ . — Gaussiana,  $\triangle$  UP-LIM,  $\nabla$  DOWN-LIM,  $\bullet$  Smooth,  $\blacktriangle$  RLong,  $\blacksquare$  RS1,  $\blacklozenge$  RS2.

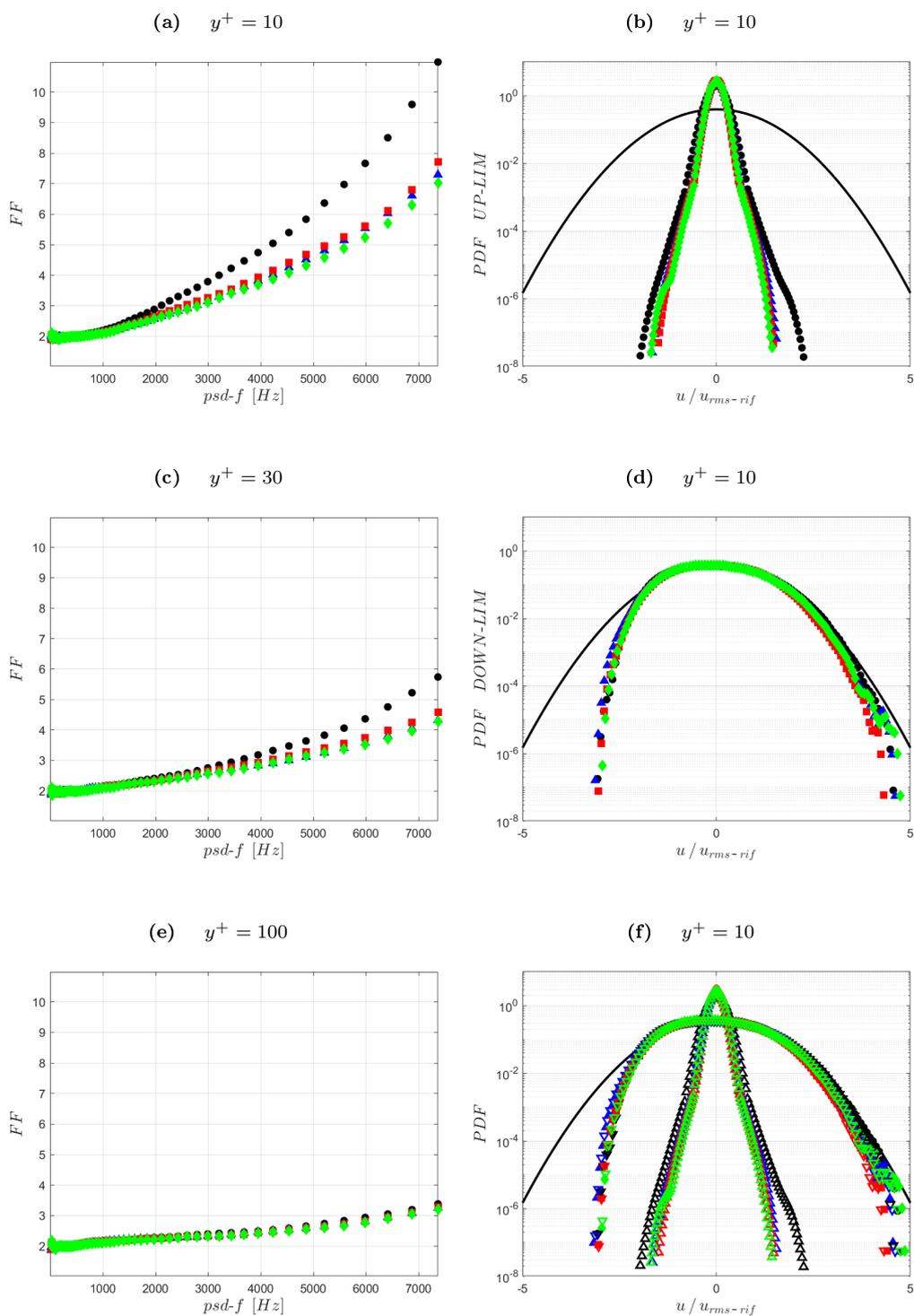


Figura 5.97: Flatness Factor,  $FF$ , tra le scale,  $Re_\theta = 3900$ :  $y^+=10$ , 5.97a;  $y^+=30$ , 5.97c;  $y^+=100$ , 5.97e. PDF fluttuazioni velocità del segnale UP-LIM, 5.97b, DOWN-LIM, 5.97d, confronto segnale originale, 5.97f, in  $y^+=10$ . — Gaussiana,  $\triangle$  UP-LIM,  $\nabla$  DOWN-LIM,  $\bullet$  Smooth,  $\blacktriangle$  RLong,  $\blacksquare$  RS1,  $\blacklozenge$  RS2.

## 5.5 Conclusioni

Dalle misure istantanee di velocità rilevate tramite sonda a filo caldo si è visto come la presenza di riblets induce alterazioni sul flusso soprattutto in estreme vicinanze di parete. L'alterazione riguarda l'evoluzione dei vortici comunemente presenti nella natura di uno strato limite turbolento; i vortici sono bloccati dalla rugosità di parete, incanalati all'interno delle scanalature delle riblets a patto che la distanza da una scanalatura all'altra sia adeguata per il Reynolds in esame. Con una geometria delle riblets adeguata il bloccaggio dei vortici aumenta il numero di fluttuazioni percepite dalla sonda ma ne diminuisce la sua intensità, le misure vengono rilevate sopra al tip delle scanalature. L'azione dei vortici, da parete verso le porzioni di flusso più distanti, viene limitata; in particolare viene limitata l'interazione con le streaks, quest'ultime responsabili della maggior varianza percepita nel segnale campionato. Limitando l'interazione tra vortici e streaks, le streaks appaiono più intatte e più stabili. Viene alterato il meccanismo di auto-generazione della turbolenza di parete con formazione di shear layer interni allo strato limite meno intensi e quindi meno sforzo d'attrito a parete nonostante l'aumento di superficie bagnata per la presenza di riblets. Con ciò la componente di flusso caotica aumenta, il bloccaggio dei vortici nelle scanalature porta a spezzettarli, ma a predominare è la riduzione del contributo di varianza per l'indebolimento dei moti coerenti. Quanto descritto è associato all'uso di riblets bidimensionali, nel caso riblets tridimensionali si aggiungono flussi normali a parete indotti tramite le oscillazioni imposte di parete. A patto che l'ampiezza di oscillazione sia opportuna, questi flussi normali indeboliscono ulteriormente i moti di flusso coerenti; aumenta la parte caotica ma quella coerente vede diminuire ancora di molto il suo contributo. La geometria tridimensionale delle riblets estende anche il range di Reynolds in cui si realizza riduzione di resistenza, con le oscillazioni di parete la perdita di efficienza del sistema passivo viene ritardata. Tuttavia molto importante è l'ampiezza delle oscillazioni, se eccessiva per il Reynolds in esame i flussi normali indotti artificialmente vanno ad intaccare le streaks non portando ai notevoli benefici sulla riduzione di resistenza. Le riblets tridimensionali, oltre che più efficienti delle bidimensionali a parità di Reynolds di progetto, inducono anche riduzioni di resistenza per range di Reynolds più ampi. Il range di Reynolds per cui si ha riduzione dipende dall'ampiezza dell'oscillazione imposta a parete, all'aumentare dell'ampiezza il range utile sembra spostarsi verso dei valori più alti.





# Bibliografia

- [1] P.R. Viswanath, "*Aircraft drag reduction using riblets*" in Elsevier Science pp.571-600 (2002).
- [2] D.W. Bechert, W. Hage, "*Drag reduction with riblets in nature and engineering*" in Flow Phenomena in Nature: a challenge to engineering design (2006).
- [3] H. Chen, F. Rao, X. Shang, D. Zhang, I. Hagiwara, "*Flow over bio-inspired 3D herringbone wall riblets*" in Exp. Fluids pp.1698 (2014).
- [4] S.J. Kline, W.C. Reynolds, F.A. Schraub, P.W. Runstadler, "*The structure of turbulent boundary layers*" in J. Fluid Mech. pp.741-773 (1967).
- [5] J. Kim, P. Moin, "*The structure of the vorticity field in a turbulent channel flow*" in J. Fluid Mech. pp.441-464 (1986).
- [6] R. Jacobs, P. Durbin, "*Simulation of bypass transition*" in J. Fluid Mech. pp.185-212 (2001).
- [7] E.R. Corino, R.S. Brodkey, "*A visual investigation of the wall region in turbulent flow*" in J. Fluid Mech. pp.1-30 (1969).
- [8] M.J. Walsh, Weinstein, "*Drag characteristics of v-groove and transverse curvature riblets*" in Viscous Flow Drag Reduction (ed. G.H. Hough), Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA Journal, pp.168-184 (1980).
- [9] M.J. Walsh, "*Turbulent boundary layer drag reduction using riblets*" in AIAA J. pp.82 (1982).
- [10] M.J. Walsh, "*Riblets as a viscous drag reduction technique*" in AIAA J. pp.485-486 (1984).
- [11] M.J. Walsh, A.M. Lindermann, "*Optimization and application of riblets for turbulent drag reduction*" in AIAA paper 84-0347 (1984).
- [12] Y. Peet, P. Sagaut, Y. Charron, "*Toward large eddy simulation of turbulent drag reduction using sinusoidal riblets*" presented at the 5th IASME/WSEAS International Conference on Fluid Mechanics and Aerodynamics, Athens, Greece, pp.110-118 (2007).
- [13] Y. Peet, P. Sagaut, Y. Charron, "*Turbulent drag reduction using sinusoidal riblets with triangular cross-section*" in Journal of Fluids Engineering (2010).
- [14] S.B. Pope, "*Turbulent flows*" Cambridge University Press (2003).
- [15] S.K. Robinson, "*Coherent Motion in the turbulent boundary layer*" in Ann. Rev. Fluid Mech. pp.601-639 (1991).
- [16] K.S. Choi, "*Near-wall structure of a turbulent boundary layer with riblets*" in J. Fluid Mech. pp.417-458 (1987).
- [17] M. Onorato, G.M. Di cicca, G. Iuso, P. G. Spazzini, R. Malvano, "*Turbulent boundary layer and their control: quantitative flow visualization results*" in Transition and Turbulence Control pp.247-282 (2005).
- [18] R.J. Adrian, "*Hairpin vortex organization in wall turbulence*" in Physics of Fluids (2007).
- [19] H. Schlichting, K. Gersten, "*Boundary-layer theory*" (1968).
- [20] D. Coles, "*The law of the wake in the turbulent boundary layer*" in J. Fluid Mech pp.191-226 (1956).
- [21] R. E. Falco, "*Some comments on turbulent boundary layer structure inferred from the movements of a passive contaminant*" in AIAA Journal pp.74-99 (1974).

- [22] R. E. Falco, "*Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layers*" in *Physics of Fluids* pp.124-132 (1977).
- [23] Theodorsen, "*Mechanism of turbulence, proceedings of the midwestern conference Fluid Mechanics*". Proc. Second Midwestern Conf. of Fluid Mechanics, Ohio State University, Columbus, Ohio, pp.1-19 (1952).
- [24] H Ueda, J.O. Hinze, "*Fine-structure turbulence in the wall region of a turbulent boundary layer*" in *J. Fluid Mech.* pp.125-143 (1975).
- [25] J.O. Hinze, "*Turbulence*" McGraw-Hill, New York (1975).
- [26] C.R. Smith, "*A synthesized model of the near-wall behavior in turbulent boundary layers*". Proc. Eighth Symp. on Turbulence (ed. G. K. Patterson & J.K. Zakin). University of Missouri-Rolla, Dept of Chem. Engn, Rolla, Missouri (1984).
- [27] C.R. Smith & Metzeler, "*Characteristics of low-speed streaks in the near-wall region of a turbulent boundary layers*" in *J. Fluid Mech.* pp.27-54 (1993).
- [28] D. Kafori, G. Hetsroni, S. Banerjee, "*Funnel-shaped vortical structures in wall-turbulence*" in *Physics of Fluids* pp.3050-3050 (1994).
- [29] P. Luchini, F. Manzo, A. Pozzi, "*Resistance of a grooved surface to parallel flow and cross-flow*" in *J. Fluid Mech.* pp.87-109 (1991).
- [30] H. Choi, P. Moin, J. Kim, "*Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets*" in *J. Fluid Mech.* pp.503-539 (1993).
- [31] H. Goldstein, R. Handler, L. Sirovich, "*Direct numerical simulation of turbulent flow over a moddled riblet covered surface*" in *J. Fluid Mech.* pp.333-376 (1995).
- [32] D.W. Bechert, M. Bartenwerfer, "*The viscous flow on surfaces with longitudinal ribs*" in *J. Fluid Mech.* pp.105-129 (1989).
- [33] A. Baron, M. Quadrio, L. Vigevano, "*On the boundary layer/riblets interaction mechanisms and the prediction of the turbulent drag reduction*" in *International Journal of Heat and Fluid Flow* pp.324-332 (1993)
- [34] D.W. Bechert, M. Bruse, W. Hage, J. G. T. Van Der Hoeven, "*Experiments on drag-reducing surfaces and their optimization with adjustable geometry*", in *J. Fluid Mech.* pp.59-87 (1997).
- [35] J. Jimenez, "*Turbulent flows over rough walls*" in *Ann. Rev. Fluid Mech.* pp.173-196 (2004).
- [36] J. Jimenez, R.G. Mayoral, "*Drag reduction by riblets*" in *Phil. Trans.* pp.1412.1427 (2011).
- [37] H. Choi, P. Moin, J. Kim, "*Active turbulence control for drag reduction in wall-bounded flows*" in *J. Fluid Mech.* pp.75-110 (1993).
- [38] A. Baron, M. Quadrio, "*Turbulent drag reduction by spanwise wall oscillation*" Kluwer Academic Publishers pp.311-326 (1996).
- [39] K.S. Choi, "*Near-wall structure of turbulent boundary layer with spanwise-wall oscillation*" in *Physics of Fluids* pp.2530-2542 (2002).
- [40] Y.S. Park, S.H. Park, H.J. Sung, "*Measurement of local forcing on a turbulent boundary layer using PIV*" in *Experiments in Fluids* pp.697-607 (2003).
- [41] S.S. Lu, W.W. Willmarth, "*Measurement of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer*" in *J. Fluid Mech* pp.481-511 (1973).
- [42] R.F. Blackwelder, R.E. Kaplan, "*On the wall structure of the turbulent boundary layer*" in *J. Fluid Mech.* pp.89-112 (1976).
- [43] D.G. Bogard, W.G. Tiederman, "*Burst detection with single point velocity measurements*" in *J. Fluid Mech.* pp389-413 (1986).
- [44] A.V. Johansson, J.Y. Her, J.H. Haritonidis, "*On the generation of high-amplitude wall-pressure peaks in turbulent boundary layers and spots*" in *J. Fluid Mech.* pp.119-142 (1987).
- [45] M. Farge, "*Wavelet transforms and their applications to turbulence*" in *Ann. Rev. Fluid Mech.* pp.395-457 (1992).

- [46] L. Biferale, "*Leggi di scala anomale nella turbolenza sviluppata*" PhD thesis University "La Sapienza", Rome, Italy.
- [47] R. Camussi, G. Guj, "*Orthonormal wavelet decomposition of turbulent flows: intermittency and coherent structures*" in J. Fluid Mech. pp.177-199 (1997).
- [48] M. Onorato, R. Camussi, G. Iuso, "*Small scale intermittency and bursting in a turbulent channel flow*" in Physical Review pp.1447-1454 (2000).
- [49] S. Grizzi, R. Camussi, "*Wavelet analysis of near-field pressure fluctuations generated by a subsonic jet*" in J. Fluid Mech. pp.93-124 (2012).
- [50] D. Grassucci, R. Camussi, P. Jordan, S. Grizzi, "*Intermittency of the near pressure field induced by a compressible coaxial jet*" in Exp. Fluids (2015).
- [51] A. Rinoshika, H. Rinoshika, "*Application of multi-dimensional wavelet transform to fluid mechanics*" in Theoretical & Applied Mechanics Letters pp.98-115 (2020).