POLITECNICO DI TORINO

Collegio di ingegneria Meccanica e Aerospaziale
Corso di laurea magistrale in ingegneria aerospaziale

Tesi di Laurea Magistrale

Misure di un canale turbolento con termografia all'infrarosso e PIV

Relatore
Prof. Gioacchino CAFIERO

Studente
Marco SALVATORI

Correlatore
Ing. Enrico AMICO

Aprile 2025

Sommario

I flussi turbolenti rappresentano un fenomeno chiave nell'ambito della meccanica dei fluidi, sono caratterizzati da un'elevata complessità dovuta al suo comportamento intrinsecamente caotico e tridimensionale. L'individuazione di strutture coerenti di cui tale fenomeno è costituito ha portato ad un'evoluzione significativa in termini di predizione dei loro comportamenti, segnando risvolti particolarmente significativi in molte applicazioni ingegneristiche, riguardanti i campi dell'aerodinamica, dello scambio termico e perfino della biomeccanica.

Il presente lavoro, condotto presso il laboratorio M. Panetti del Politecnico di Torino è incentrato sull'acquisizione di misure delle proprietà di un flusso turbolento all'interno di un canale chiuso di sezione rettangolare, progettato in modo da garantire all'operatore la possibilità di regolare la velocità del flusso. L'analisi viene poi condotta mediante tecniche di misura avanzate e non intrusive: la Particle Image Velocimetry (PIV) e la termografia all'infrarosso (IR). Mediante la PIV vengono acquisite delle immagini per la valutazione dei campi medi di velocità, fluttuanti e gli stress di Reynolds, l'alta risoluzione spaziale è ciò che contraddistingue questa tecniche da quelle tradizionali per cui la misura della velocità è rilevata in un punto. Con la termografia a IR si ottengono delle mappe di temperatura da cui si risale ai valori del coefficiente di scambio termico convettivo. L'integrazione di queste due tecniche consente di correlare il comportamento del fluido dal punto di vista del trasporto della quantità di moto con quello della temperatura.

Con questo studio ci si è posti l'obiettivo di verificare la possibilità di correlare i campi di velocità istantanea con i campi di temperatura per mezzo dalla valutazione delle fluttuazioni di un parametro adimensionale del coefficiente di scambio termico convettivo, ovvero il numero di Stanton. Viene poi verificata l'applicabilità dell'analogia di Reynolds nel caso di un flusso turbolento di canale, monitorando l'errore relativo commesso.

I risultati ottenuti confermano la presenza delle strutture coerenti tipiche della turbolenza e viene confermato che influenzano direttamente lo scambio termico per convezione. In questo modo è possibile eseguire la correlazione tra i due campi, portando a potenziali svolte per nuove tecniche di misura basate su modelli predittivi, potendo risalire a informazioni di un campo di termico partendo da un campo di velocità.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare tutte le persone che mi hanno accompagnato e sostenuto in questo percorso.

Innanzitutto vorrei ringraziare il relatore della mia tesi, il Prof. Gioacchino Cafiero, per la disponibilità e l'opportunità concessami di svolgere questo lavoro di tesi, che mi ha permesso di approfondire temi di grande interesse.

Ringrazio l'Ing. Enrico Amico, per il supporto pratico, il coinvolgimento e la passione trasmessa durante questa esperienza.

Sono grato ai miei genitori, che mi hanno permesso di intraprendere questo percorso di studi e che non hanno mai smesso di farmi sentire il loro supporto e la loro fiducia.

Vorrei ringraziare mio fratello Christian per essermi stato vicino, soprattutto nei momenti di maggiore difficoltà.

Un grazie di cuore a Giulia, sempre al mio fianco in tutti questi anni, per la pazienza e l'incoraggiamento che continuamente mi ha dato.

Vorrei infine ringraziare tutti i miei familiari e amici, per avermi regalato momenti di leggerezza che hanno reso questo percorso più sereno.

Indice

Elenco delle tabelle VI

Elenco delle figure VII

Acronyms XI

1 Introduzione 1

2 Richiami letteratura 4
2.1 Flussi turbolenti . . . 4
2.1.1 Flusso turbolento in un canale . . . 5
2.1.2 Strutture coerenti della turbolenza . . . 11
2.2 Trasferimento del calore . . . 14
2.2.1 Principi fisici della termografia IR . . . 17
2.3 Analogia di Reynolds . . . 20

3 Tecniche di misura 22
3.1 Termografia a infrarossi . . . 22
3.1.1 Scanner IR . . . 23
3.1.2 Sensori di flusso di calore . . . 24
3.2 Particle Image Velocimetry . . . 27
3.2.1 Particelle traccianti . . . 28
3.2.2 Strumentazione della PIV . . . 29
3.2.3 Post processing immagini singolarmente esposte PIV . . . 30

4 Metodologia 32
4.1 Caratterizzazione canale turbolento . . . 32
4.1.1 Set-up sperimentale . . . 32
4.1.2 Catena di misura . . . 33
4.1.3 Analisi dei dati . . . 34
4.2 Set-up sperimentale PIV e termografia IR . . . 38

4.2.1 Calibrazione 40
4.2.2 Catena di misura 41

5 Risultati 48
5.1 Campi di velocità e stress di Reynolds 48
5.2 Risultati da termografia IR 57
5.3 Confronto con l'analogia di Reynolds 61
5.3.1 Valutazione dell'errore relativo 62
5.3.2 Correzione Reynolds-Colburn 63
5.4 Correlazioni tra campo termico e campo di velocità 65
5.4.1 Individuazione del massimo di correlazione 66
5.5 Low-Speed Streaks 72

6 Conclusioni 77

Bibliografia 79

Elenco delle tabelle

2.1 Riassunto regioni strato limite turbolento, (tabella modificata da [2]). 11

4.1 Tabella dei parametri di flusso in funzione del numero di giri del motore. 37
4.2 Velocità dimensionali e adimensionali analizzate. 44
4.3 Parametri di acquisizione foil con alimentatore spento. 44
4.4 Parametri di acquisizione per foil caldo. 45
4.5 Tabella con parametri di acquisizione. 46
4.6 Proprietà del sensore. Tabella modificata da [22] 47

5.1 Tabella dei valori di St in funzione di Re_t 61
5.2 Tabella dei valori di St_h per diversi test condotti a $f_{S-IR} = 20Hz$. 62
5.3 Tabella dei valori di St_h per le acquisizioni a 15Hz e 180Hz 62
5.4 Tabella degli errori relativi ε al variare di Re_t 63
5.5 Coefficinte di sforzo d'attrito C_f per i diversi regimi di moto 63
5.6 Correzione alla Reynolds-Colburn 64
5.7 Tabella degli errori relativi ε al variare di Re_t, con correzione Reynolds-Colburn 64
5.8 Test analizzati per correlazioni. 66

Elenco delle figure

2.1 Schematizzazione canale (Ripreso da [2]) 5
2.2 Profili di velocità media in un flusso di canale completamente sviluppato per Re=5600 (linea tratteggiata) e Re=13750 (linea continua) (Figura di [2] da [3]) 8
2.3 Grafico logaritmico del profilo di velocità adimensionalizzato a parete u^+ in funzione della coordinata di parete y^+ nello strato limite turbolento per diversi Re all'asse ($\circ$, $Re_0 = 2970$; $\circ$, $Re_0 = 14914$; Δ, $Re_0 = 22776$; ∇, $Re_0 = 39582$). (Figura di [2] da [4]). 10
2.4 Streaks di velocità a $y^+ = 5.6$. Le aree scure sono quelle con velocità inferiore ad un valore soglia (Fig. di [6]) 11
2.5 Rappresentazione degli eventi di sweeps ed ejections rispetto a u e v, raffigurati rispettivamente nei quadranti Q4 e Q2 (Figura di [8]) . 12
2.6 Rappresentazione di vortici controrotanti nella regione vicino a parete. (Figura di [2] da [9]) 13
2.7 Rappresentazione del vortice di hairpin (Figura di [2] da [10]) . . . 13
2.8 Conduzione, convezione e irraggiamento (Figura modificata da [12]) 14
2.9 Volume di controllo in coordinate cartesiane (Figura da [13]) 15
2.10 Formazione di strato limite cinematico e termico in presenza di scambio termico convettivo (Figura da [12]) 16
2.11 Spettro elettromagnetico in μm (Figura da [15]) 18
2.12 Spettro del potere emissivo emisferico di un corpo nero $[W/m^2\mu m]$ nel vuoto per diverse temperature assolute (K) in funzione della lunghezza d'onda λ (Figura da [15]) 19

3.1 Schematizzazione dello scanner IR (Figura da [15]) 23
3.2 Effetto della correzione NUC (Figura da [18]) 24
3.3 Schematizzazione flussi di calore su un heated thin foil (Figura modificata da [8]) 26
3.4 Rappresentazione schematica di un wall calorimeter (Figura da [15]) 26
3.5 Rappresentazione schematica del thin film sensor (Figura da [15]) . 27

3.6 Schema di un sistema di sincronizzazione tra una telecamera e la sorgente laser (Figura modificata da [20]) 30

4.1 Canale giallo del laboratorio Panetti del Politecnico di Torino . . . 33
4.2 Trasduttore di pressione DSA 33
4.3 Andamento dei gradienti di pressione per le diverse velocità del flusso 35
4.4 Gradienti di pressione dei casi analizzati 36
4.5 Visualizzazione isometrica del sensore (Figura da [22]) 39
4.6 Immagine prima (a) e dopo (b) l'applicazione del filtro mediano . . 42
4.7 Esempio del campo del coefficiente di scambio termico convettivo $h[\frac{W}{m^2K}]$ (a) e il rispettivo campo delle fluttuazioni di velocità u', nel quale è raffigurata la sezione comune ai due campi (b) 43

5.1 Per diverse distanze da parete alla velocità $Re_\tau = 175$ vengono riportati nella colonna (a) le mappe della velocità media in direzione della corrente u^+, (b) mappe della velocità media in direzione trasversale w^+e (c) fluttuazioni istantanee della velocità in direzione assiale u'. 50
5.2 Per diverse distanze da parete alla velocità $Re_\tau = 380$ vengono riportati nella colonna (a) le mappe della velocità media in direzione della corrente u^+, (b) mappe della velocità media in direzione trasversale w^+e (c) fluttuazioni istantanee della velocità in direzione assiale u'. 51
5.3 Per diverse distanze da parete alla velocità $Re_\tau = 570$ vengono riportati nella colonna (a) le mappe della velocità media in direzione della corrente u^+, (b) mappe della velocità media in direzione trasversale w^+e (c) fluttuazioni istantanee della velocità in direzione assiale u'. 52
5.4 Per diverse distenze da parete alla velocità $Re_\tau = 175$ vengono riportati nella colonna (a) gli stress di Reynolds $\langle u'u' \rangle$, (b) $\langle w'w' \rangle$ (c) $\langle u'w' \rangle$. 54
5.5 Per diverse distenze da parete alla velocità $Re_\tau = 380$ vengono riportati nella colonna (a) gli stress di Reynolds $\langle u'u' \rangle$, (b) $\langle w'w' \rangle$ (c) $\langle u'w' \rangle$. 55
5.6 Per diverse distenze da parete alla velocità $Re_\tau = 570$ vengono riportati nella colonna (a) gli stress di Reynolds $\langle u'u' \rangle$, (b) $\langle w'w' \rangle$ (c) $\langle u'w' \rangle$. 56
5.7 Valori fluttuanti del numero di Stanton di un'istantanea rispetto al valore medio, con acquisizione della telecamera IR ad una frequenza $f_{S-IR} = 20Hz$ per le diverse velocità di parete: $Re_\tau = 175$ (a), $Re_\tau = 380$ (b), $Re_\tau = 570$ (c). 58

5.8 Valori fluttuanti del numero di Stanton di un'istantanea rispetto al valore medio, per le diverse velocità di parete: $Re_\tau = 175$ (a), $Re_\tau = 380$ (b), $Re_\tau = 570$ (c) e considerando diverse frequenze di acquisizione della termocamera. 59
5.9 Coppia di immagini sincronizzate del campo di velocità istantaneo u' (a) e del coefficiente di scambio termico convettivo h' (b). Immagini riprese per le condizioni di $Re_\tau = 380$ e $y^+ = 15$. 65
5.10 Immagine di una singola correlazione per $Re_\tau = 175$ e $y^+ = 8$ tra due istantanee sincronizzate di u' e h' (a) e media su tutte le correlazioni (b) il punto bianco rappresenta il centro degli assi, quello rosso il massimo della matrice di correlazione. Rappresentazione istantanea di tutti i punti di massimo (c) e valutazione sequenziale dei primi 100 punti di massimo (d). PDF delle posizione del massimo in $\tilde{x}^+$ (e) ed in $\tilde{z}^+$ (f). 67
5.11 Immagine di una singola correlazione per $Re_\tau = 380$ e $y^+ = 15$ tra due istantanee sincronizzate di u' e h' (a) e media su tutte le correlazioni (b) il punto bianco rappresenta il centro degli assi, quello rosso il massimo della matrice di correlazione. Rappresentazione istantanea di tutti i punti di massimo (c) e valutazione sequenziale dei primi 100 punti di massimo (d). PDF delle posizione del massimo in $\tilde{x}^+$ (e) ed in $\tilde{z}^+$ (f). 69
5.12 Immagine di una singola correlazione per $Re_\tau = 570$ e $y^+ = 65$ tra due istantanee sincronizzate di u' e h' (a) e media su tutte le correlazioni (b) il punto bianco rappresenta il centro degli assi, quello rosso il massimo della matrice di correlazione. Rappresentazione istantanea di tutti i punti di massimo (c) e valutazione sequenziale dei primi 100 punti di massimo (d). PDF delle posizione del massimo in $\tilde{x}^+$ (e) ed in $\tilde{z}^+$ (f). 70
5.13 Coppia di immagini binarie del campo di velocità istantaneo u' (a) e del coefficiente di scambio termico convettivo h' (b). Immagini riprese per le condizioni di $Re_\tau = 380$ e $y^+ = 15$. 72
5.14 PDF delle ampiezze delle streaks w_s^+ (a) e delle spazziature λ_s^+ (b) a diverse distanze da parete per la velocità $Re_\tau = 175$. 73
5.15 PDF delle ampiezze delle streaks w_s^+ (a) e delle spazziature λ_s^+ (b) a diverse distanze da parete per la velocità $Re_\tau = 380$. 74
5.16 PDF delle ampiezze delle streaks w_s^+ (a) e delle spazziature λ_s^+ (b) a diverse distanze da parete per la velocità $Re_\tau = 570$. 75

Acronyms

PIV
Particle Image Velocimetry

IR
InfraRed

NS
Navier Stokes

RANS
Reynolds Averaged Navier Stokes

LES
Large Eddy Simulation

MWIR
Mid-Wave InfraRed

LWIR
Long-Wave InfraRed

NETD
Noise Equivalent Temperature Difference

IFOV
Istantaneous Field Of View

NUC
Non-Uniformity Correction

IRT

InfraRed Termography

DSA

Digital Sensor Array

A/D

Analogico Digitale

CMOS

Complementary Metal Oxide Semiconductor

PLA

PolyLactic Acid

POD

Proper Orthogonal Decomposition

LSS

Low-Speed Streaks

HSS

High-Speed Streak

PDF

Probability Density Function

Capitolo 1

Introduzione

In questo lavoro l'analisi è incentrata sulle misurazioni di flussi turbolenti all'interno di un canale piano, questi rappresentano un fenomeno chiave della meccanica dei fluidi, in quanto caratterizzati da comportamenti estremamente complessi e caotici. Poter descrivere con precisione le loro dinamiche, risulta di grande interesse sia per la ricerca e sia per applicazioni pratiche ingegneristiche per ambiti come l'aerodinamica, la gestione di sistemi di raffreddamento e ottimizzazione dei processi industriali.
Si vuole pertanto analizzare il comportamento di un flusso turbolento all'interno di un canale rettangolare mediante l'utilizzo combinato di due tecniche di misura avanzate e non invasive: la Particle Image Velocimetry (PIV) e la termografia all'infrarosso (IR). Tali tecniche permettono rispettivamente di acquisire campi di velocità istantanei e mappe di temperatura superficiale senza contatto diretto.
Gli esperimenti sono stati condotti sul canale a sezione rettangolare del laboratorio di fluidodinamica M. Panetti del Politecnico di Torino. L'impianto consente la variazione della velocità del flusso, così da poter esplorare più condizioni per il regime turbolento.
Per generalizzare al meglio i risultati ottenuti sullo studio di un flusso turbolento, è ideale ricondurre i valori delle grandezze ottenuti in termini di grandezze normalizzate con le variabili di parete.
L'obiettivo principale di questo studio è verificare la possibilità di correlare i campi di velocità istantanea con i campi di temperatura ricondotti al coefficiente di scambio termico convettivo (h). Si va inoltre a valutare la bontà dell'analogia di Reynolds per flussi di canale, cioè con gradienti di pressione negativi lungo il condotto, valutandone dunque l'errore associato ed eventuali applicabilità con opportune correzioni.

Contesto del problema e stato dell'arte

A differenza dei flussi laminari, per i quali si può descrivere il comportamento in modo deterministico, i flussi turbolenti, presentando vortici e fluttuazioni randomiche di velocità e pressione, risultano più complessi da studiare. Tuttavia, l'interazione tra un flusso turbolento e una parete, porta alla formazione di strutture coerenti, le quali influenzano in modo significativo i processi di scambio termico e trasporto della quantità di moto. Poter prevedere il comportamento di queste strutture porta indubbi vantaggi per poter migliorare l'efficienza di sistemi termici e ridurre perdite di energia. Mediante tecniche avanzate come la PIV e la termografia IR, è possibile misurare campi di velocità in certe sezioni del flusso e mappe di temperatura superficiale senza che ci sia contatto diretto con il fluido. La sfida è dunque quella di ottenere dei risultati sincronizzati, di una sezione di flusso turbolento, delle due tecniche.

Obiettivi e metodologia

In questo lavoro ci si propone di:

- Caratterizzare il condotto tramite misure di pressione del flusso volti a determinare parametri caratteristici quali velocità all'asse, sforzo di attrito a parete τ_w numero di Reynolds Re e velocità di attrito u_τ.
- Ottenere misurazioni simultanee dei campi di temperatura, mediante termografia IR e campi di velocità mediante PIV.
- Correlare i campi di velocità istantanei con i campi del coefficiente di scambio termico convettivo h.
- Verificare l'applicabilità dell'analogia di Reynolds in condizioni di flusso in un condotto e non esterno su una lamina, confrontando i valori del numero di Stanton ottenuti per mezzo dell'analogia con quelli derivati sperimentalmente e quantificare l'errore introdotto.

La metodologia adottata prevede diverse fasi. La prima consiste nell'eseguire misure di pressioni statiche e totali mediante un sistema di acquisizione dati che una volta elaborati stabiliranno delle condizioni di riferimento per le misurazioni successive. La seconda fase consiste nel sincronizzare una termocamera IR con una telecamera digitale per la PIV, così da avere una lettura simultanea delle due telecamere.
Le immagini acquisite vengono poi sottoposte a un accurato processo di filtraggio e post-elaborazione, al fine di rimuovere il rumore e migliorare la qualità dei

dati. Infine, i risultati sperimentali vengono confrontati con le previsioni teoriche dell'analogia di Reynolds, per valutarne la validità e quantificare l'errore relativo in presenza di gradienti di pressione.

Prospettive future

Dimostrare che i campi di moto e di scambio termico convettivo sono correlati, permetterebbe lo sviluppo di modelli predittivi basati su reti neurali in grado di ricostruire i campi di temperatura a partire dai soli dati di velocità. Questa prospettiva apre nuovi scenari nella modellizzazione dei flussi turbolenti e nella progettazione di sistemi termici più efficienti.

Capitolo 2

Richiami letteratura

2.1 Flussi turbolenti

Si può classificare il moto dei fluidi in due distinti regimi: laminare e turbolento. Nel regime laminare, il moto è regolare e i vari strati fluidi scorrono fra loro l'uno sull'altro senza mescolarsi. Al contrario, il flusso turbolento risulta caotico e tridimensionale, presentando fluttuazioni irregolari di velocità, pressione e temperatura. Il regime turbolento è presente in svariati contesti ingegneristici e naturali, come nel fumo di sigaretta, correnti atmosferiche, motori di aerei e persino nei vasi sanguigni. Le linee di corrente in questo contesto interagiscono generando vortici, nonché strutture coerenti caratteristiche della turbolenza, presenti in molteplici scale che interagiscono tra loro portando alla formazione della cascata energetica per cui l'energia viene trasferita dalle grandi scale fino a quelle più piccole dove viene dissipata per gli effetti viscosi. I flussi turbolenti quindi presentano delle fluttuazioni rapide e irregolari che ne rendono difficile una previsione deterministica. Per la descrizione di questi fenomeni, si ricorre alle equazioni di Navier-Stokes, che governano la dinamica dei fluidi. Nel caso turbolento, per la presenza di fluttuazioni di velocità, pressione e temperatura, su diverse scale, la risoluzione diretta risulta essere una strada impraticabile, pertanto sono richieste tecniche avanzate come le RANS ovvero le NS mediate nel tempo (mediazione alla Reynolds) o le LES per la risoluzione delle scale più grandi e adattando quelle più piccole.
Negli ultimi anni, sono state sviluppate tecniche molto accurate per la visualizzazione del flusso, permettendo di analizzare con grande precisione le strutture della turbolenza.
Il numero di Reynolds è il parametro fondamentale per descrivere la turbolenza e la transizione, rappresenta una grandezza adimensionale che sintetizza il rapporto tra forze inerziali e viscose:

$$Re = \frac{LU}{\nu} \tag{2.1}$$

Dove U, L e ν sono rispettivamente la velocità media, una lunghezza di riferimento per il caso studiato (per un flusso di canale è l'altezza della sezione) e la viscosità cinematica del fluido. Come riportato in [1], è possibile classificare in via preliminare il regime del flusso secondo certi ranges del Re:

- $0 < \mathrm{Re} < 1$: Moto laminare altamente viscoso;
- $1 < \mathrm{Re} < 100$: Laminare e fortemente influenzato dal numero di Reynolds;
- $100 < \mathrm{Re} < 10^3$: Laminare, teoria dello strato limite;
- $10^3 < \mathrm{Re} < 10^4$: Transizione a turbolento;
- $10^4 < \mathrm{Re} < 10^6$: Turbolento, moderatamente dipendente dal numero di Reynolds;
- $\mathrm{Re} > 10^6$: Turbolento, lieve dipendenza dal numero di Reynolds.

Nel nostro caso, il range di interesse è quello di $10^4 < \mathrm{Re} < 10^6$.

2.1.1 Flusso turbolento in un canale

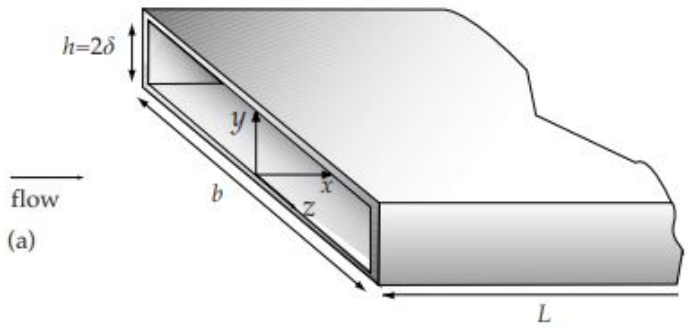

Figura 2.1: Schematizzazione canale (Ripreso da [2])

Nel presente lavoro lavoro il flusso turbolento viene analizzato per un flusso di canale, ovvero un flusso che scorre all'interno di un lungo condotto avente sezione rettangolare del tipo in Figura 2.1, di altezza $h = 2\delta$ e larghezza b e, per la quale il rapporto di forma $\frac{b}{\delta} << 1$, vale a dire che la dimensione trasversale è molto maggiore dell'altezza della sezione rettangolare. Questo consente di avere un'influenza minima delle pareti in prossimità della regione analizzata, collocata verosimilmente in prossimità della mezzeria lungo la componente trasversale. Poichè tale flusso risulta congelato, le statistiche saranno dipendenti dalla sola coordinata

y, non dipenderanno dunque da quella in x. Dalle equazioni per la conservazione della quantità di moto, si verifica che il gradiente di pressione è uniforme lungo l'asse del condotto e che la velocità media nella direzione trasversale $\langle W \rangle$ è nulla. Per un flusso turbolento è ragionevole considerare le grandezze espressi come somma di un termine medio e di uno fluttuante

$$U(x,t) = \langle U(x) \rangle + u(x,t) \tag{2.2}$$

In cui il termine $\langle U \rangle$ è la media temporale della velocità, mentre u è la fluttuazione, avendo così da un lato un comportamento prevedibile, dall'altro un comportamento random.

Questo vuol dire anche che se consideriamo le equazioni di NS scritte nella forma incomprimibile a densità costante

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0. \tag{2.3}$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j}, \tag{2.4}$$

Possiamo riscriverle operando la sostituzione della velocità nel termine medio più quello fluttuante, ottenendo dunque le equazioni RANS

$$\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial t} + \langle U_j \rangle \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \langle U_i \rangle}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial x_j}. \tag{2.5}$$

Rispetto alle equazioni precedenti, emergono nuovi termini figli proprio delle interazioni non lineari delle fluttuazioni turbolente che sono state considerate nell'operare la sostituzione, questi sono gli sforzi di Reynolds, che possono essere considerati come degli sforzi apparenti, formalmente simili agli sforzi viscosi dei flussi laminari. Nel moto turbolento in un condotto, se consideriamo la fluttuazione di velocità in direzione assiale u e in direzione normale alla parete v la componente $\langle uv \rangle$ è correlata al trasporto della quantità di moto in direzione normale alla parete.

Possiamo considerare le equazioni RANS 2.3 e 2.4 semplificate per il caso di flusso di canale, in particolare l'equazione di continuità, essendo $\langle W \rangle$ nulla e $\langle U \rangle$ indipendente da x, può essere riscritta come

$$\frac{d\langle V \rangle}{dy} = 0. \tag{2.6}$$

Da cui dovendo soddisfare le condizioni al contorno per cui $\langle V \rangle_{y=0}$ per cui la velocità in tale direzione è nulla, lo sarà per ogni valore di y. L'equazione della quantità di moto in direzione y diventa invece

$$0 = -\frac{d}{dy}\langle v^2 \rangle - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial y} \tag{2.7}$$

L'equazione integrata con la condizione al contorno $\langle v^2 \rangle_{y=0} = 0$, diventa:

$$\langle v^2 \rangle + \frac{\langle p \rangle}{\rho} = \frac{p_w(x)}{\rho}, \tag{2.8}$$

dove $p_w(x)$ è la pressione media sulla parete inferiore.

Proprio questo ci porta all'importante conclusione che il gradiente di pressione in direzione assiale è uniforme:

$$\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x} = \frac{dp_w}{dx}. \tag{2.9}$$

Prendendo invece l'equazione della quantità di moto in direzione x, operando le semplificazioni di canale si ottiene che:

$$0 = \nu \frac{d^2U}{dy^2} - \frac{d}{dy}\langle uv \rangle - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x}, \tag{2.10}$$

che possiamo anche riscrivere come

$$\frac{d\tau}{dy} = \frac{dp_w}{dx}, \tag{2.11}$$

Avendo definito lo sforzo di taglio totale $\tau(y)$:

$$\tau = \rho\nu \frac{d\langle U \rangle}{dy} - \rho\langle uv \rangle. \tag{2.12}$$

Risulta dunque definito da due contributi di sforzo, quelli legati alla viscosità del fluido τ_{visc} il cui contributo è preponderante in prossimità della parete e quello turbolento legato al tensore degli sforzi di Reynolds e che contribuisce al trasporto di quantità di moto del flusso, dominando nelle regioni più lontane dalla parete in cui le fluttuazioni turbolente sono più intense. Nel flusso non c'è accelerazione media, pertanto le forze di inerzia sono nulle, ne risulta pertanto un bilancio di forze da cui si deduce che il gradiente dello sforzo di taglio in direzione tangenziale, bilancia quello di pressione in direzione assiale. Essendo inoltre entrambi costanti ed essendo τ_w antisimmetrica, possiamo riscrivere che:

$$\frac{\tau_w}{\delta} = -\frac{dp_w}{dx}. \tag{2.13}$$

Da cui si ottiene un'ulteriore importante conclusione per i flussi di canale per cui noto il gradiente di pressione, il quale abbiamo detto essere uniforme, quindi possiamo sostituirlo anche in termini di salti finiti, e nota la mezza altezza del

canale $\delta = h/2$, è possibile ricavare lo sforzo di attrito medio a parete τ_w, attraverso la relazione

$$\tau_w = \left|\frac{\Delta p}{\Delta x}\right| \frac{h}{2} \tag{2.14}$$

Poiché risulta sempre utile esprimere le grandezze in termini adimensionali per poter generalizzare, si normalizza la τ_w per ottenere il coefficiente di sforzo d'attrito C_f, che risulta:

$$C_f = \frac{\tau_w}{1/2\rho U_{bulk}^2}, \tag{2.15}$$

In questo caso la normalizzazione è stata considerata rispetto alla velocità media nel condotto in direzione assiale U_{bulk}, infatti come vedremo, a seconda della distanza da parete, si avrà un diverso valore di velocità, con valore massimo all'asse.

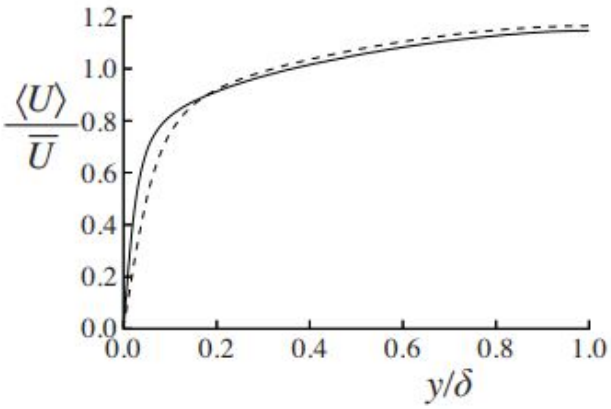

Figura 2.2: Profili di velocità media in un flusso di canale completamente sviluppato per Re=5600 (linea tratteggiata) e Re=13750 (linea continua) (Figura di [2] da [3])

Dalla Figura 2.2 è infatti possibile vedere come il trend della velocità sia costantemente crescente fino al valore unitario di y/δ, corrispondente proprio alla mezza altezza del canale. Ciò che emerge è che la velocità in prossimità della parete ha gradienti decisamente più forti, passando da valori nulli a circa il valore della velocità media in brevi distanze dalla parete per poi aumentare sempre più gradualmente procedendo verso l'asse. Si vedrà poi nei paragrafi successivi il perché di questo comportamento e le leggi che lo regolano.

Grandezze di parete

I flussi di canale sono dei flussi confinati, che nelle regioni vicino alla parete presentano dei comportamenti universali, possiamo quindi utilizzare delle grandezze di parete che esprimono le variabili del flusso in termini adimensionali e considerando i risultati ottenuti per un flusso applicabili anche per altre differenti condizioni. Ricordiamo inoltre che in prossimità della parete, si ha la condizione al contorno per la velocità $U(x,t) = 0$ per la condizione di aderenza dovuta agli effetti viscosi, questa condizione combinata con la 2.12, ci porta al risultato per cui sulla parete agisce il solo sforzo viscoso $\tau_w = \tau_{visc}$

$$\tau_w = \rho\nu \frac{d\langle U \rangle}{dy}. \tag{2.16}$$

Da cui possiamo definire la velocità d'attrito u_τ, ovvero una grandezza introdotta per descrivere meglio le grandezze di parete, insieme alla lunghezza d'attrito l_τ (δ_v in [2].

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \tag{2.17}$$

$$l_\tau = \frac{\nu}{u_\tau} \tag{2.18}$$

Da cui è anche possibile ricavare il Reynolds d'attrito

$$Re_\tau = \frac{u_\tau \delta}{\nu} \tag{2.19}$$

Altri parametri estremamente rilevanti per l'analisi generalizzata dei flussi turbolenti in prossimità della parete, sono la distanza misurata in unità di parete y^+ e la velocità scalata per quella viscosa u^+, le quali sono date da

$$y^+ = \frac{y}{l_\tau} = \frac{u_\tau y}{\nu} \tag{2.20}$$

$$u^+ = \frac{\langle U \rangle}{u_\tau} \tag{2.21}$$

Si può verificare che anche variando le variabili effettive del flusso y e U, l'andamento sul grafico logaritmico u^+-y^+, rimane analogo per tutti i casi, come possiamo vedere in figura 2.3 Nella prima regione a parete, per cui $y^+ < 5$, ci troviamo in una regione nota come viscous sublayer, nel quale gli sforzi viscosi sono quelli dominanti, mentre gli effetti della turbolenza sono praticamente annullati, il flusso ha quindi caratteristiche laminari e $\tau = \tau_{visc}$. La legge per la velocità è lineare rispetto a y^+, in particolare

$$u^+ = y^+ \tag{2.22}$$

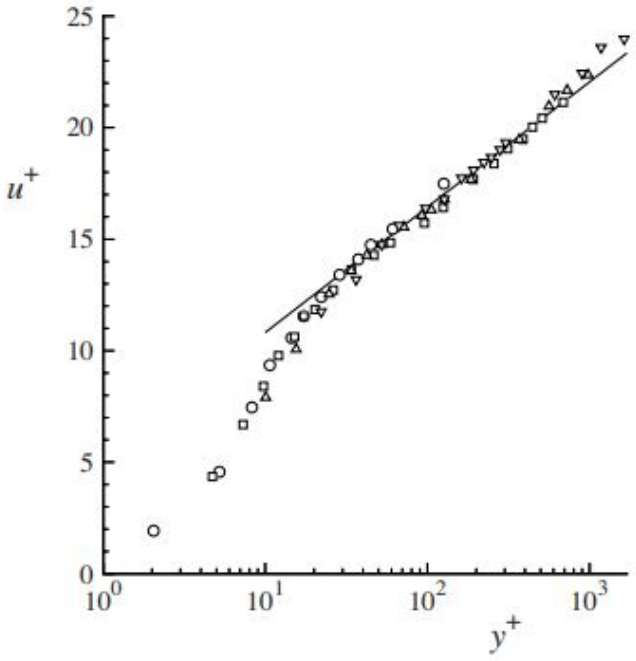

Figura 2.3: Grafico logaritmico del profilo di velocità adimensionalizzato a parete u^+ in funzione della coordinata di parete y^+ nello strato limite turbolento per diversi Re all'asse ($\circ$, $Re_0 = 2970$; $\circ$, $Re_0 = 14914$; Δ, $Re_0 = 22776$; ∇, $Re_0 = 39582$). (Figura di [2] da [4]).

Questo viene visto con un andamento parabolico nel diagramma logaritmico di u^+-y^+.
Nella regione compresa invece tra $5 < y^+ < 30$ ci troviamo nel buffer layer, questa di fatto è una zona di transizione in cui gli effetti viscosi sono confrontabili con quelli turbolenti, dunque risulta che gli sforzi sono del tipo $\tau_{visc} \approx \tau_{turb}$. Non è presente una legge specifica sull'andamento di velocità u^+ in funzione di y^+.
La regione compresa tra il buffer layer e l'outer layer, corrispondente circa all'intervallo $30 < y^+ < 500$, è nota come logarithmic layer, nella quale gli effetti legati alla turbolenza sono predominanti rispetto a quelli viscosi. Il nome di questa regione deriva dalla legge per il profilo di velocità, nota come legge logaritmica universale

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \tag{2.23}$$

In cui k e B sono due costanti note come:

- $k = 0.41$ costante di Von Karman;
- $B = 5.2$ costante del flusso.

Le regioni citate fin qui fanno parte di una macro regione nota come inner layer, dopo la quale si presenta l'outer layer. Gli effetti della viscosità sulla velocità diventano trascurabili e il flusso risulta così dominato dalle fluttuazioni turbolente su larga scala.

Regioni	**Distanza**	**Proprietà**
Viscous sublayer	$y^+ < 5$	Sforzi viscosi dominanti
Buffer layer	$5 < y^+ < 30$	Sforzi viscosi comparabili con sforzi turbolenti
Log-law region	$y^+ > 30$	Legge logaritmica per la velocità
Outer layer	$y^+ > 50$	Effetti viscosi trascurabili sulla velocità U

Tabella 2.1: Riassunto regioni strato limite turbolento, (tabella modificata da [2]).

2.1.2 Strutture coerenti della turbolenza

L'estrema complessità dei flussi turbolenti e la difficoltà nella risoluzione matematica di questi anche per geometrie semplici, ha portato alla ricerca di un modo per poter ridurre il numero dei gradi di libertà in maniera tale da semplificare il problema. Ciò è stato reso possibile dalla scoperta sperimentale dell'esistenza di strutture coerenti all'interno di flussi con forti sforzi di taglio, tra cui quindi quelli di parete. Queste strutture sono delle configurazioni ben organizzate nello spazio, che si ripetono ciclicamente nel tempo e dunque con una durata di vita ben definita, [5].

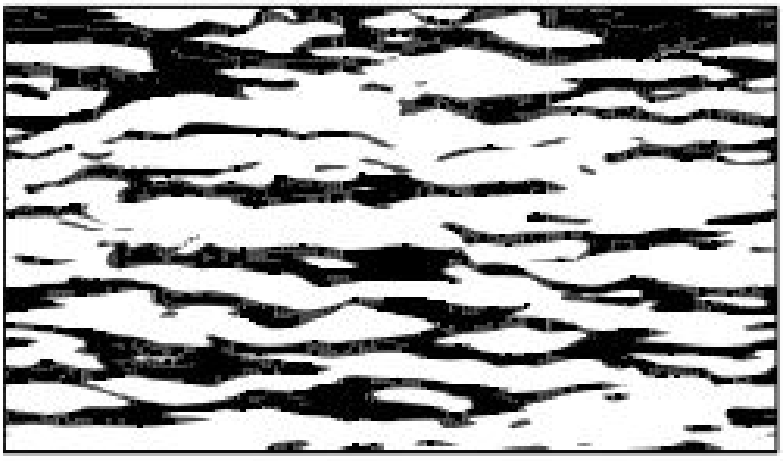

Figura 2.4: Streaks di velocità a $y^+ = 5.6$. Le aree scure sono quelle con velocità inferiore ad un valore soglia (Fig. di [6])

Tra le strutture coerenti di parete, ci sono certamente le streaks, ovvero regioni allungate di fluido in cui si ha una velocità istantanea inferiore alla media (cit. [7]) che si formano vicino a parete e che ad una distanza di circa $y^+ = 10$, incrementano notevolmente la loro velocità normale alla parete portandosi verso il centro del canale, mostrando una rapida oscillazione culminante in una rottura in scale più piccole. Poiché del fluido si sta allontanando dalle pareti, per l'equazione di continuità è necessario che ci sia un processo che avvicini altre strutture a parete, in questo caso delle regioni ad alta velocità (quindi con velocità maggiore alla media), si verificano quindi gli eventi noti come sweeps.

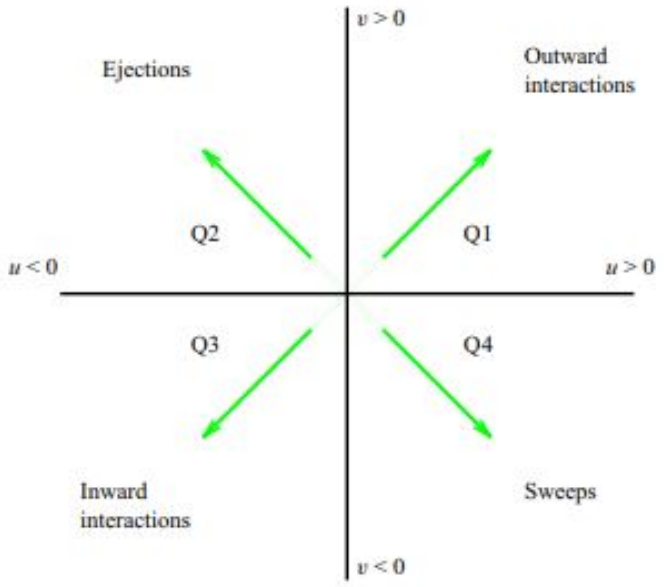

Figura 2.5: Rappresentazione degli eventi di sweeps ed ejections rispetto a u e v, raffigurati rispettivamente nei quadranti Q4 e Q2 (Figura di [8])

Si possono riassumere questi eventi in un quadrante con coordinate u e v, ovvero i valori delle fluttuazioni di velocità in direzione assiale e verticale. Dalla figura 2.5, emerge che in corrispondenza dei quadranti Q2 e Q4, si hanno gli eventi di ejections e sweeps, notiamo che $uv < 0$ in entrambi i casi che si traduce in una produzione positiva di energia turbolenta essendo $P = -\langle uv \rangle \frac{\partial U}{\partial y}$. A seguito degli studi condotti in [8], gli eventi di ejections e sweeps sono i più comuni e rilevanti per il trasferimento della quantità di moto turbolenta, con le prime più grandi e meno numerose e le seconde più piccole e frequenti.

I counter-rotated rolls di Figura 2.6, sono strutture che consistono in coppie di vortici contro-rotanti che si formano nella regione in prossimità della parete, tipicamente per $y^+ < 100$. Questi vortici giocano un ruolo importante per la formazione delle streaks e sono correlati ai fenomeni di ejections.

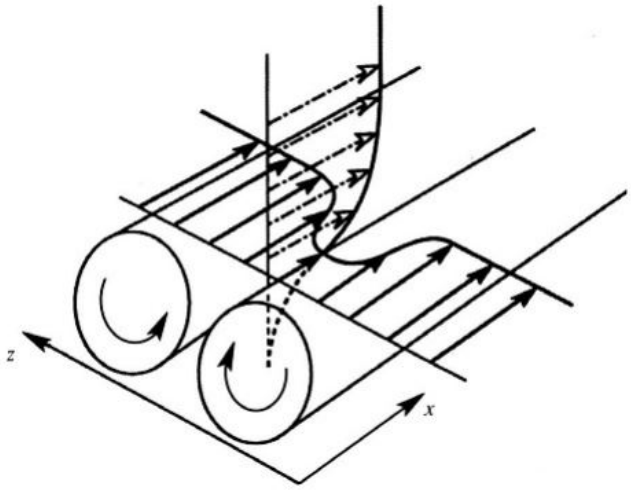

Figura 2.6: Rappresentazione di vortici controrotanti nella regione vicino a parete. (Figura di [2] da [9])

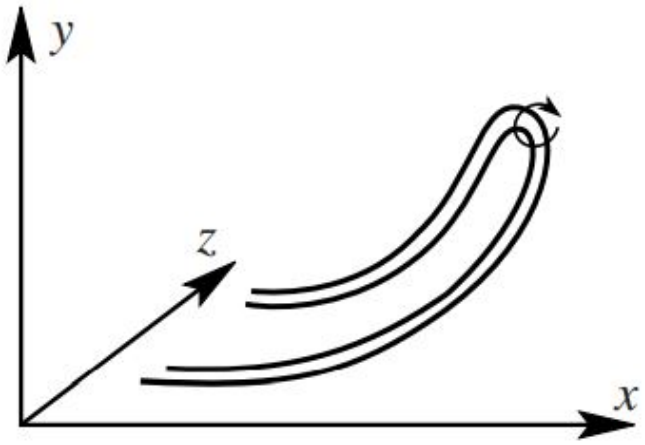

Figura 2.7: Rappresentazione del vortice di hairpin (Figura di [2] da [10])

Per quanto riguarda i vortici di hairpin [11], sono strutture presenti nel boundary layer vicino alla parete, che presentano una testa curva, gambe allungate di dimensioni dell'ordine di δ, ovvero metà altezza del canale e sono inclinate di circa 45° rispetto al piano della parete. Il loro ruolo per il trasporto della quantità di moto e di energia è fondamentale, in quanto a questo sono associati gli eventi di ejection e sweep. Hanno la capacità di autogenerarsi e originare pacchetti di vortici che propagano in strutture organizzate all'interno del flusso estendendosi

dalla parete fino all'outer layer. Conoscere la loro struttura aiuta a comprendere la dinamica del flusso per elevati numeri di Reynolds.

2.2 Trasferimento del calore

Per trasferimento di calore si intende un processo fisico per cui l'energia termica, ovvero il calore, viene trasferita da una regione a più alta temperatura verso una regione a più bassa temperatura. Nel contesto di questa ricerca viene introdotto questo fenomeno per comprendere meglio i dati rilevati mediante misurazioni termografiche e l'analogia tra i fenomeni diffusivi adibiti al trasferimento della quantità di moto e fenomeni di scambio termico convettivo, nota come analogia di Reynolds. A tal scopo sono state riprese le fonti di [12] e [13] e in particolare è stato considerato anche il lavoro [14] che introduce questo fenomeno per applicazioni metodologiche per la misurazione dei flussi di calore (es. Termografia IR). Le forme in cui si può presentare il trasferimento di calore sono:

- Conduzione: Trasferimento di calore all'interno di un mezzo stazionario che può essere sia un solido che un fluido;
- Convezione: Questa riguarda l'interazione solido fluido ed è legata al moto relativo tra i due;
- Irraggiamento: Energia termica emessa da una superficie sotto forma di onde elettromagnetiche che non necessitano di un mezzo per propagare, a differenza degli altri due casi.

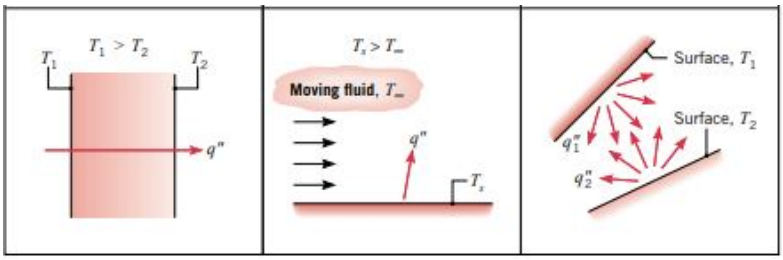

Figura 2.8: Conduzione, convezione e irraggiamento (Figura modificata da [12])

Conduzione

La conduzione riguarda il trasferimento di calore all'interno di un mezzo statico nel quale è presente un gradiente di temperatura, il calore tenderà a spostarsi dalla

regione più calda a quella più fredda, che da un punto di vista molecolare può essere visto come il trasferimento di energia da particelle più energetiche a quelle meno energetiche in accordo con il principio zero della termodinamica. La conduzione avviene sia all'interno del mezzo stesso che tra due mezzi in contatto tra loro, ne può essere un esempio un cucchiaino non completamente immerso in una bevanda calda per cui la bevanda riscalderà la parte di cucchiaino con cui è a contatto e poi per conduzione la temperatura nel cucchiaino si andrà ad uniformare. Mediante la legge di Fourier è possibile descrivere le modalità con cui il calore si trasferisce per effetto di un gradiente di temperatura, per il caso unidimensionale tale legge risulta:

$$q''_x = -k\frac{dT}{dx} \tag{2.24}$$

Dove $q''_x[\frac{W}{m^2}]$ è il flusso di calore per unità di superficie, risulta proporzionale al gradiente di temperatura $\frac{dT}{dx}$, dove x è la direzione di propagazione, $k[\frac{W}{m\cdot K}]$ è invece una costante nota come conduttività termica ed è una caratteristica del materiale.

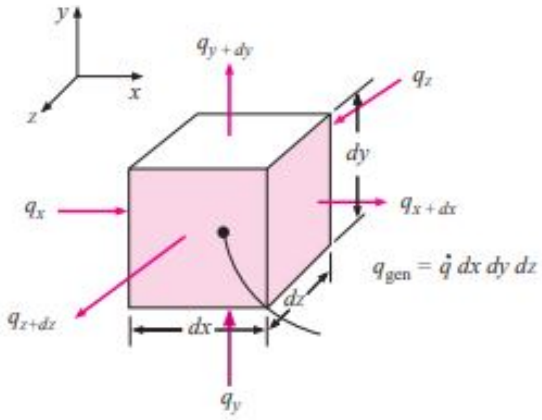

Figura 2.9: Volume di controllo in coordinate cartesiane (Figura da [13])

Volendo ricavare una formulazione generale per la conduzione è possibile eseguire un bilancio dell'energia per il volume infinitesimo di Fig. 2.9, per cui si arriva alla seguente relazione:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\dot{q}}{k} = \frac{1}{\alpha}\frac{\partial T}{\partial t} \tag{2.25}$$

Nella quale il termine $c[\frac{J}{kg\cdot°C}]$ è il calore specifico del materiale, $\rho[\frac{kg}{m^3}]$ è la densità, $\dot{q}[\frac{W}{m^3}]$ è l'energia generata per unità di volume e $\alpha = \frac{k}{\rho c}$ la diffusività termica del materiale.

Convezione

Rispetto alla conduzione per cui il trasporto di energia è associato alla scala molecolare, "la convezione è un processo per cui lo scambio di calore è legato al trasporto di energia del moto casuale delle molecole (diffusione) e del moto macroscopico o di massa del fluido (avvezione), [12]". Il moto relativo tra un fluido e un corpo solido, genera uno strato limite cinematico e uno strato limite termico, laddove la temperatura della superficie raffreddata risulta minore della temperatura del flusso all'esterno dello strato limite, $T_s < T_\infty$.

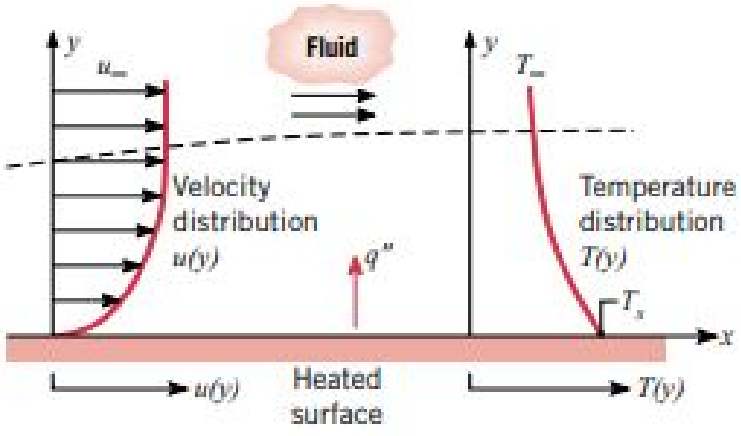

Figura 2.10: Formazione di strato limite cinematico e termico in presenza di scambio termico convettivo (Figura da [12])

La natura della convezione può essere di due tipi:

- Convezione forzata: Questa si presenta quando il flusso è generato da fattori esterni alla temperatura, come può essere ad esempio un flusso indotto da un motore all'interno di un canale;
- Convezione naturale: Legata alle differenze di temperatura fra la superficie raffreddata e l'aria o il fluido con cui è a contatto, questa differenza di temperature genera una differenza di densità, che per effetto delle forze di galleggiamento genera un flusso relativo al corpo.

L'equazione che descrive il processo di scambio termico convettivo è la Legge di Newton del raffreddamento:

$$q'' = h(T_s - T_\infty) \tag{2.26}$$

Per cui si manifesta la proporzionalità del flusso termico convettivo con la differenza di temperatura tra la superficie e il fluido esterno per mezzo del coefficiente di scambio termico convettivo $h[\frac{W}{m^2 \cdot K}]$, che è influenzato dalle caratteristiche dello strato

limite e di conseguenza dalla geometria della superficie, proprietà del flusso e quindi caratteristiche del problema in esame. Questo sarà il coefficiente che per mezzo delle relazioni presentate in questo capitolo verrà determinato sperimentalmente dalle misure termografiche a IR.

Irraggiamento

L'irraggiamento è l'unica forma con cui un corpo può assorbire o disperdere calore nel vuoto, facendolo con la massima efficienza in queste condizioni, questo perché un corpo avente temperatura superiore a 0K (zero assoluto), emette energia termica sottoforma di onde elettromagnetiche. L'intensità della radiazione emessa dalla superficie di un corpo può essere espressa dalla Legge di Stephan-Boltzman:

$$E_b = \sigma T_S^4 \tag{2.27}$$

Per cui il potere emissivo E_b è funzione della quarta potenza della temperatura della superficie considerata per una costante nota come costante di Stephan-Boltzman $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 \cdot K^4}$. La relazione 2.27 è valida per la condizione di black body, ovvero per un corpo ideale in grado di emettere la massima energia possibile a parità di condizioni di temperatura e lunghezza d'onda. In queste condizioni, inoltre, non c'è dipendenza dalla direzione di propagazione delle onde, per cui il corpo nero è anche un emettitore diffuso. In altre parole, se consideriamo che la superficie non è un corpo nero perfetto, dovremo considerare un termine correttivo della Legge di Stephan-Boltzmann che tenga conto della lunghezza d'onda λ e dalla direzione di propagazione θ, si studia pertanto il parametro di emissività spaziale e direzionale $\epsilon_{\lambda,\theta}(\lambda, \theta, T) = \frac{E(\lambda,\theta,T)}{E_b(\lambda,T)}$, quindi l'equazione di Stephan-Boltzmann corretta risulta:

$$E = \epsilon \sigma T^4 \tag{2.28}$$

Per come è stato definito ϵ, risulterà compreso nel range $0 \leq \epsilon \leq 1$, è indice di quanto un corpo si avvicina alla condizione di emettitore perfetto (caso in cui $\epsilon = 1$.

2.2.1 Principi fisici della termografia IR

Vengono riportati in questa sezione i principali aspetti fisici da tenere in considerazione per la tecnica della termografia IR per la rilevazione della temperatura, riportati in [15]. L'importanza di questa tecnica è fondamentale per effettuare la misurazione di flussi di calore convettivo a parete. Il meccanismo di trasferimento del calore che sfrutta questa tecnica per effettuare le misurazioni di temperatura è l'ultimo dei tre citati nel precedente paragrafo, ovvero l'irraggiamento, che andremo ora ad approfondire. Come detto ogni corpo a temperatura T>0K emette una radiazione la cui intensità dipende da temperatura T e lunghezza d'onda λ che

risulta dal rapporto tra la velocità di propagazione delle onde elettromagnetiche (che hanno la velocità della luce c che nel vuoto vale $c_0 = 2{,}998 \cdot 10^8 m/s$) e la frequenza ν

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \tag{2.29}$$

L'intero spettro elettromagnetico è diviso in bande caratteristiche sulla base del parametro λ e vediamo che dalla figura il range di lunghezze d'onda nel quale possiamo considerare una radiazione a infrarossi è $1\mu m \leq \lambda \leq 10^3 \mu m$.

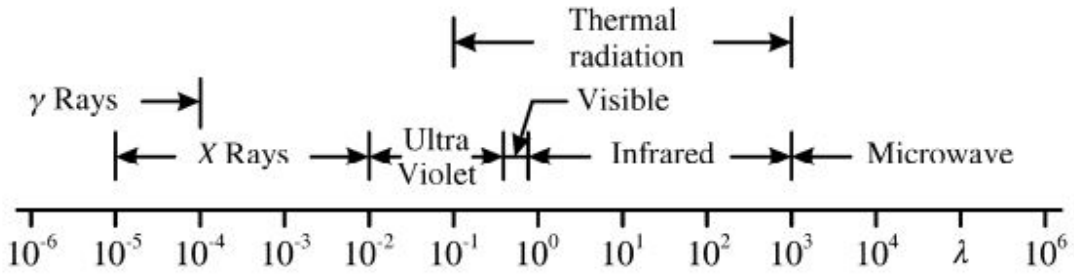

Figura 2.11: Spettro elettromagnetico in μm (Figura da [15])

Questa regione può essere a sua volta divisa in: "vicino IR ($0{,}76 \div 3\,\mu m$), medio IR ($3 \div 6\,\mu m$), lontano IR ($6 \div 15\,\mu m$), estremo IR ($15 \div 1000\,\mu m$) [15]". In genere le telecamere IR lavorano in un range compreso tra il medio e il lontano IR.

Come detto il corpo nero risulta essere un emettitore e un assorbitore perfetto indipendentemente dalla lunghezza d'onda e dalla direzione. Il modo migliore per approssimare una superficie reale con quella di un corpo nero è quella di considerare una superficie nera opaca che riduce al massimo le riflessioni. La relazione generale del potere emissivo di un corpo nero nel vuoto è descritta dalla Legge di Planck:

$$E_{b\lambda}(\lambda, T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} \tag{2.30}$$

In cui compaiono due costanti $C_1 = 3{,}742 \cdot 10^8 W\mu m^2/m^2$ e $C_2 = 1{,}439 \cdot 10^4 K\mu m$. Riportando il grafico 2.12 che mostra lo spettro del potere emissivo di un corpo nero, si nota come il massimo del potere emissivo di un corpo nero si ottiene per valori sempre minori di λ all'aumentare della temperatura del corpo. La legge di Stephan-Boltzmann è ottenuta proprio dall'integrazione su tutto lo spettro della Legge di Planck.

$$E_b = \int_0^\infty \frac{C_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} d\lambda \tag{2.31}$$

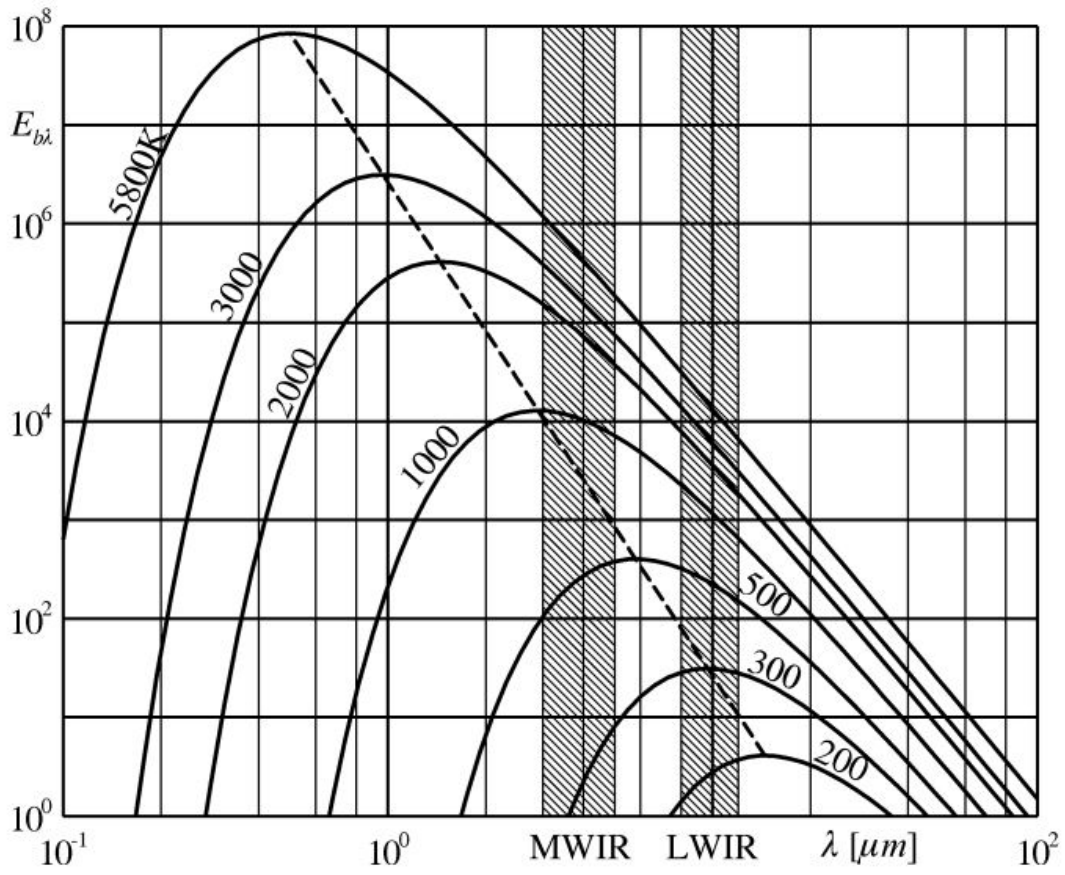

Figura 2.12: Spettro del potere emissivo emisferico di un corpo nero $[W/m^2\mu m]$ nel vuoto per diverse temperature assolute (K) in funzione della lunghezza d'onda λ (Figura da [15])

Da cui si ricava la nota Legge di Stephan-Boltmann 2.27. Dovendo passare ad un corpo reale, si dovrà tenere in conto dell'entità della radiazione alle varie lunghezze d'onda e anche della direzionalità dell'emissione ondosa in funzione della natura del corpo, pertanto si dovrà introdurre il coefficiente correttivo ϵ visto precedentemente per ottenere l'equazione 2.28. Poiché tra la termocamera IR e la scena ripresa non è presente il vuoto, una condizione di cui bisogna tenere conto è la trasmittanza atmosferica, per la quale si verifica un assorbimento di energia da parte delle molecole di gas presenti nell'ambiente. Il range per cui è massimo questo fenomeno è per $5\mu m < \lambda < 7.5\mu m$, questo vuol dire che i migliori range dell'infrarosso per operare sono:

- MWIR: medio IR $(3 \div 5\,\mu m)$;

- LWIR: lontano IR ($8 \div 12\,\mu m$)

Queste finestre atmosferiche sono pertanto quelle più significative per effettuare le misurazioni, in particolare la prima è più sensibile alle alte temperature, la seconda a temperature prossime a quella ambiente.

2.3 Analogia di Reynolds

Nel suo lavoro [16] O. Reynolds osservò che nello strato limite di un flusso turbolento, i meccanismi che governano il trasporto della quantità di moto 2.32 e di trasferimento di calore 2.33 sono descritti da relazioni simili, deducendone un'analogia tra i due fenomeni e permettendo di stimare i coefficienti di scambio termico attraverso la conoscenza del coefficiente di attrito del fluido.

$$u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \frac{1}{Re_L} \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \tag{2.32}$$

$$u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial T^*}{\partial y^*} = \frac{1}{Re_L Pr} \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \tag{2.33}$$

Tali relazioni, ricavate da [12], sono state scritte nella forma adimensionale, in cui i parametri con * sono stati normalizzati rispetto alle loro grandezze di riferimento.

Per poter descrivere meglio l'analogia risulta essenziale presentare i seguenti parametri adimensionali, oltre al già citato Re:

- Numero di Stanton $St = \frac{h}{\rho u c_p}$, indica l'efficienza del trasferimento di calore rispetto al trasporto convettivo;
- Numero di Nusselt $Nu = \frac{hL}{k}$, rappresenta il rapporto tra la potenza trasmessa per convezione e quella per conduzione;
- Numero di Prandtl $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$, esprime il rapporto tra diffusività cinematica e termica;
- Coefficiente di sforzo d'attrito $C_f = \frac{\tau_w}{1/2 \rho u^2}$, termine adimensionale dello sforzo di attrito a parete τ_w.

Combinando questi parametri si può risalire alla seguente espressione per il numero di Stanton:

$$St = \frac{Nu}{Re \cdot Pr} \tag{2.34}$$

La relazione ricavata dall'analogia è:

$$St = \frac{C_f}{2} \tag{2.35}$$

Da cui si ricava la relazione che lega il coefficiente di scambio termico convettivo con lo sforzo di attrito a parete

$$\frac{q_w}{\rho u c_p (T_{aw} - T_w)} = \frac{\tau_w}{\rho u^2} \tag{2.36}$$

Da cui applicando la Legge del raffreddamento di Newton si ottiene

$$\frac{h}{\rho u c_p} = \frac{\tau_w}{\rho u^2} \tag{2.37}$$

Tale risultato dell'analogia di Reynolds è stato tuttavia ottenuto per delle specifiche condizioni:

- Gradiente di pressione nullo nella direzione del moto, $\frac{dp}{dx} = 0$;
- $Pr = 1$.

Questo vuol dire che è applicabile per il flusso su una placca piana, ma non per un flusso di canale, che come abbiamo visto nella sez. 2.1.1, presenta un gradiente di pressione negativo, dunque diverso da zero.

Per quanto riguarda una variazione del numero di Prandtl entro certi limiti, è possibile operare eventualmente una correzione, nota come analogia di Chilton-Colburn [17]:

$$St = \frac{C_f}{2Pr^{2/3}} \tag{2.38}$$

Capitolo 3

Tecniche di misura

In questo capitolo vengono esaminate le principali tecniche di misura adottate per questo esperimento, ovvero la termografia IR impiegata per la rilevazione dei campi di temperatura a partire dai quali è possibile risalire alla valutazione del coefficiente di scambio termico convettivo h, risolto nel tempo e nello spazio. La seconda tecnica esaminata è la PIV, una tecnica ottica per la rilevazione di campi di moto 2D o 3D, dalla quale è possibile ricavare sia i campi medi di velocità, sia le fluttuazioni, da cui vengono ottenuti anche gli stress di Reynolds.

3.1 Termografia a infrarossi

La termografia IR è una tecnica di imaging con la quale è possibile rilevare a distanza l'energia termica emessa da un oggetto nella banda dell'infrarosso, la telecamera rielabora queste informazioni convertendole in segnali video e permettendo una visualizzazione di una mappa di distribuzione delle temperature superficiali del corpo esaminato. Negli ultimi anni, visto anche l'abbassamento dei costi di questi strumenti e il miglioramento delle prestazioni, l'interesse per l'uso della termografia IR è cresciuto esponenzialmente, rivolgendosi a sempre più aree di interesse, tra cui: la diagnostica medica, analisi strutturale di edifici e controllo della qualità dei materiali. L'area di nostro interesse è quello della termo-fluidodinamica, per cui l'impiego è quello di misurare flussi di calore convettivi sulle superfici e analizzare il flusso intorno a forme complesse. I principali vantaggi offerti da questa tecnica sono:

- Tecnica di misura non invasiva;
- Acquisizioni rapide e in tempo reale;
- Elevata sensibilità alle variazioni di temperatura;

- Riduzione dei costi operativi.

I principi fisici su cui si basa questa tecnica, come visto nella sez. 2.2.1, sono quelli dell'irraggiamento.

3.1.1 Scanner IR

Il dispositivo di scanning ha il compito di catturare le radiazioni IR attraverso un sistema ottico che le convoglia ad un rilevatore della temperatura il quale trasforma queste informazioni in segnali elettrici che vengono poi rielaborati per ottenere una mappa della temperatura.

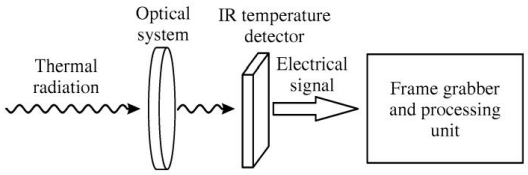

Figura 3.1: Schematizzazione dello scanner IR (Figura da [15])

Il sistema ottico è concettualmente uguale a quello delle classiche telecamere, con la differenza che le lenti devono risultare invisibili nella banda infrarossa analizzata, pertanto i materiali con cui vengono realizzate tipicamente sono: silicio e zaffiro per la banda MWIR, germanio e selenuro di zinco per la banda LWIR. Il rilevatore di temperatura converte la radiazione IR in un segnale elettrico proporzionale all'intensità della radiazione. Questi possono essere termici, se la radiazione, inducendo un aumento di temperatura del dispositivo, va a modificare delle proprietà elettriche del rilevatore come la tensione o la resistenza, oppure fotonici, i quali generano un segnale proporsionale al numero di fotoni assorbiti. Lo scanner è responsabile della qualità delle prestazioni delle misurazioni IR, per questo vengono introdotti dei parametri prestazionali:

- NETD (Noise Equivalent Temperature Difference): Serve ad esprimere la sensibilità termica, ovvero la minima temperatura rilevabile rispetto al rumore di fondo;
- IFOV (Istantaneous Field Of View): È un parametro utilizzato per determinare la risoluzione spaziale dello strumento e corrisponde al più piccolo angolo solido che il sistema può risolvere, ovvero l'angolo sotteso da un singolo pixel del rilevatore, è dato dal rapporto tra la dimensione di un singolo pixel del rilevatore e la lunghezza focale della lente.
- Frequenza di acquisizione: La frequenza di acquisizione è il numero di immagini che la telecamera riesce ad acquisire in un secondo (frame al secondo [Hz]),

è un parametro particolarmente importante per i fenomeni transitori come per la misurazione del coefficiente di scambio termico convettivo. Il limite di questo parametro è rappresentato dal tempo di risposta del rilevatore. Per aumentare la frequenza di campionamento esistono diverse tecniche, fra cui il windowing, che prevede di ridurre il campo visivo per aumentare la frequenza e la riduzione del numero di linee orizzontali acquisite.

Per poter avere una corretta correlazione tra il segnale elettrico prodotto dallo scanner e la reale mappa di temperatura, deve essere eseguita una calibrazione radiometrica che viene tipicamente eseguita dal costruttore. In condizioni operative particolari, l'operatore potrebbe dover eseguire anche una calibrazione in situ. Un'operazione che invece spetta all'operatore è la NUC (Non-Uniformity Correction), una correzione delle disuniformità dei pixel, ciascuno dei quali presenta un guadagno e un offset diverso. Questa correzione consente di ottenere una risposta uniforme da ciascun pixel, migliorando la qualità dell'immagine termica.

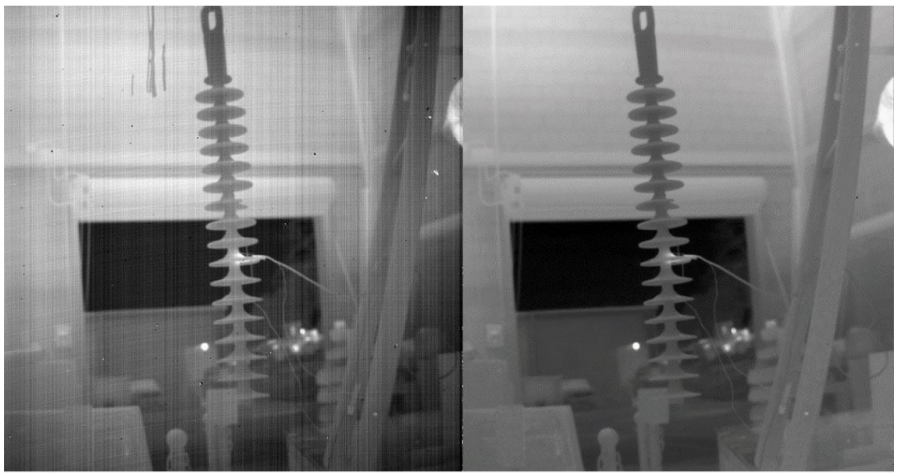

Figura 3.2: Effetto della correzione NUC (Figura da [18])

3.1.2 Sensori di flusso di calore

I sensori di flusso di calore vengono impiegati nella termografia IR per rilevazioni bidimensionali dei campi di temperatura ad opera della termocamera, dai cui valori è possibile risalire ai flussi di calore. Le principali tipologie di sensori nella termografia IR sono:

- Heated thin foil (sensore a lamina sottile riscaldata);
- Thin film sensor (sensore a film sottile);
- Wall calorimeter sensor (calorimetro a parete).

Heated thin foil

Questo tipo di sensore è tra le più semplici tecniche per la misurazione del coefficiente di scambio termico convettivo mediante IRT. Si tratta di un foglio metallico sottile che assumiamo essere riscaldato in modo uniforme nello spazio e costante nel tempo, garantendo così una misurazione stazionaria. Il principio di funzionamento su cui si basa questo sensore è il bilancio energetico che viene fatto tra i flussi di calore nel foil, in particolare il riscaldamento per effetto Joule deve essere bilanciato dal raffreddamento per convezione e dal flusso di calore prodotto dal corpo per irraggiamento (pensando di trascurare il termine conduttivo):

$$q''_j = q''_{conv} + q''_r \tag{3.1}$$

Con q''_j calore fornito per effetto Joule, q''_c flusso di calore convettivo dovuto al moto del fluido e q''_r calore disperso per irraggiamento. Questi flussi di calore possono anche essere esplicitati nel seguente modo:

- $q''_j = \frac{VI}{A}$, con V tensione, I corrente e A area della sezione riscaldata;
- $q''_r = \epsilon\sigma(T_w^4 - T_{amb}^4)$;
- $q''_{conv} = h(T_w - T_{aw})$;
- $q''_{cond} = \delta k \nabla^2 T_w$, talvolta il flusso di calore per conduzione potrebbe non essere trascurato.

Da una condizione di questo tipo è possibile dunque ricavare il coefficiente di scambio termico convettivo, operando le sostituzioni per ciascun termine di flusso di calore, ottenendo:

$$h = \frac{q_j - \epsilon_t\sigma(T_w^4 - T_a^4)}{(T_w - T_{aw})} \tag{3.2}$$

Per cui la T_w è la temperatura di parete, ovvero quella che viene misurata dalla termocamera quando il sensore è riscaldato per effetto Joule, quindi con $q''_j \neq 0$, mentre la T_{amb} è la temperatura a cui si trova l'ambiente nel quale viene condotto l'esperimento e T_{aw} è nota come temperatura adiabatica di parete, ovvero la temperatura di parete per cui questa risulti adiabatica, senza cioè flusso netto di calore scambiato col fluido. Un metodo per misurare la T_{aw} è quello di effettuare misurazioni di temperatura sul sensore, senza che questo venga riscaldato per effetto Joule, $q''_j \neq 0$.

In questo contesto è importante definire il numero di Biot:

$$Bi = \frac{hs}{k} \tag{3.3}$$

Con s spessore del foil, h coefficiente di scambio termico convettivo e k coefficiente di conducibilità termica del foil. Esprime una relazione tra una resistenza alla conduzione interna e quella alla convezione esterna, quindi se $Bi << 1$, la temperatura all'interno del foil può essere considerata uniforme e questo può essere definito come un corpo termicamente sottile, ovvero che il suo spessore è sufficientemente piccolo per poter considerare trascurabile la variazione di temperatura lungo lo spessore.

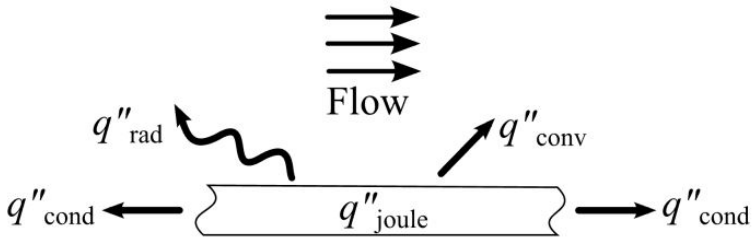

Figura 3.3: Schematizzazione flussi di calore su un heated thin foil (Figura modificata da [8])

Wall calorimeter

Il Wall calorimeter è una lastra di spessore, modellato come un calorimetro perfetto (termicamente sottile), riscaldato sulla superficie anteriore e isolato termicamente su quella posteriore. Il coefficiente h viene valutato dal tasso di variazione di temperatura della lastra. Anche in questo caso si parla di misura instazionaria.

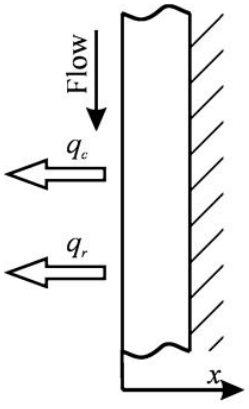

Figura 3.4: Rappresentazione schematica di un wall calorimeter (Figura da [15])

Thin film

Il flusso di calore nella direzione normale alla superficie del film, è prevalente rispetto alle altre direzioni ed è possibile considerare un comportamento termico monodimensionale. Tale tecnica di misura è instazionaria poiché opera con riscaldamento passivo, ovvero che deriva dalla preesistente differenza di temperatura tra fluido e sensore.

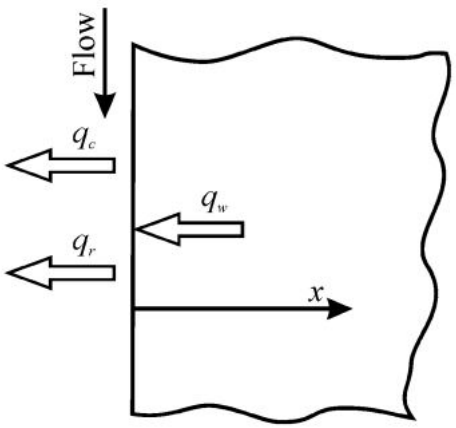

Figura 3.5: Rappresentazione schematica del thin film sensor (Figura da [15])

3.2 Particle Image Velocimetry

La Particle Image Velocimetry (PIV) è una tecnica di misura ottica, non intrusiva, di campi istantanei, bidimensionali o tridimensionali di velocità in una regione estesa del flusso, non limitandosi a misure puntuali tipiche delle tecniche tradizionali. Grazie all'elevata risoluzione spaziale e ad una buona risoluzione temporale, è particolarmente potente per l'analisi di fenomeni transitori, in cui il flusso varia nel tempo e nello spazio. La misura viene eseguita sulle particelle traccianti con cui viene inseminato il flusso, una sorgente laser illumina un prestabilito piano parallelo alla velocità del flusso, rendendo visibili queste particelle ad una telecamera che acquisisce immagini ad alta risoluzione. La PIV trova la sua applicabilità in una vasta gamma di campi di studio, passando dalla fluidodinamica alla biomeccanica. Per esporre le caratteristiche di questa tecnica, si farà prevalentemente riferimento a Raffel [19].

Pertanto il meccanismo di funzionamento risulta essere il seguente:

- Vengono aggiunte delle particelle traccianti al flusso (Seeding);

- Considerando di operare in un ambiente buio, tali particelle vengono illuminate mediante un laser che può essere pulsato o continuo;
- Attraverso una telecamera, vengono riprese delle immagini di queste particelle illuminate;
- Viene poi fatta una calibrazione per poter correlare lo spostamento delle particelle nell'immagine con quello fisico.

Le tecniche PIV possono essere classificate in tre categorie principali:

- PIV planare 2D2C: è la PIV standard e permette la misura di campi istantanei di vettori di velocità giacenti nel piano ripreso dalla telecamera. Sono due le componenti di velocità misurate. Nel piano x-y sono $V_x(t, x, y)$ e $V_y(t, x, y)$.
- Stereo PIV 2D3C: Permette la misura anche della componente di velocità perpendicolare al piano, grazie all'impiego di più telecamere.
- Tomo PIV 3D3C: Consente la misurazione dell'intero volume istantaneo di velocità, anche qui è necessario l'impiego di più telecamere.

3.2.1 Particelle traccianti

Il principio fisico su cui si basa questa tecnica è la definizione stessa di velocità, ovvero che noto uno spostamento Δs di una particella di fluido in uno specifico tempo Δt, è possibile risalire alla velocità mediante la relazione $V = \frac{\Delta s}{\Delta x}$. Le particelle di fluido risultano tuttavia invisibili ad una telecamera, pertanto nasce l'idea di inseminare la corrente con delle particelle traccianti, effettuando le misurazioni proprio sul loro moto, generalmente vengono iniettate a monte della corrente. Poiché il moto delle particelle immerse nella corrente deve essere uguale a quello del fluido, una caratteristica fondamentale del seeding è che sia della stessa densità del fluido in cui sono immerse, questo per annullare gli effetti della forza gravitazionale. A partire dalla legge di Stokes per il moto di particelle sferiche all'interno di un fluido viscoso, per bassi Reynolds, si ottiene che la velocità legata all'effetto gravitazionale è:

$$U_g = \frac{d_p^2(\rho_p - \rho)}{18\mu} g \tag{3.4}$$

In cui d_p è il diametro della particella, ρ_p la sua densità, μ la viscosità dinamica del fluido, g l'accelerazione di gravità. Dall'equazione risulta quindi che se la particella ha la stessa densità del fluido, la velocità legata all'effetto della gravità si annulla. Qualora ottenere particelle della stessa densità fosse più complicato, come nel caso dei gas, ridurre il diametro delle particelle può essere un buon compromesso, in quanto vediamo che contribuisce a ridurre l'effetto gravitazionale. Per valutare

la capacità delle particelle di seeding di seguire in modo fedele il flusso, viene introdotto un parametro adimensionale, il numero di Stokes:

$$Stk = \frac{\tau_p}{\tau_f} \tag{3.5}$$

Rappresenta il rapporto tra due tempi caratteristici, il tempo di reazione della particella all'effetto del moto dovuto alle forze viscose, $\tau_p = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu}$ e un tempo caratteristico del campo di moto, τ_f. Affinchè la particella tracciante segua fedelmente il campo di moto, si deve verificare che $Stk << 1$.

3.2.2 Strumentazione della PIV

La strumentazione rilevante per eseguire misure di PIV è composta da una sorgente laser accoppiata opportunamente con una telecamera per la ripresa della scena del campo di moto.

Per avere una buona tracciabilità delle particelle, la misurazione viene eseguita in un ambiente buio nel quale una sorgente laser deve illuminare un opportuno piano del campo di moto. Poiché la sorgente emette un laser tendente al puntiforme, risulta necessario espanderlo attraverso un sistema di lenti che modulino il fascio di luce in modo opportuno per ottenere una lama che sia il più possibile sottile e orientata nel modo richiesto dall'esperimento. Il laser può essere continuo, condizionato da minore accuratezza, o pulsato. Il vantaggio di avere una sorgente laser intermittente è legato alla non ovalizzazione delle particelle, dovuta al loro moto che verrebbe interamente ripreso in un certo range temporale, ma che introdurrebbe un certo errore viste le modalità di processamento delle immagini.

Le telecamere impiegate sono telecamere digitali, posizionate perpendicolarmente alla scena da riprendere, in modo da avere una visione completa del campo di moto bidimensionale che compete alla PIV classica.

Considerando di usare un laser pulsato, l'obiettivo è che la telecamera riprenda la scena nel momento in cui il campo di moto è illuminato, quindi ci deve essere un sistema di sincronismo, trigger, tra il laser e la telecamera. A questo punto è possibile procedere in diversi modi, a seconda che si vogliano ottenere immagini singolarmente esposte, oppure multi esposte. Le immagini multi esposte riprendono nello stesso frame più volte la stessa particella, mentre in quelle singolarmente esposte vengono confrontati due frame ad istanti successivi. Considerando il caso di coppie di immagini singolarmente esposte, il laser dovrà illuminare in due istanti ravvicinati di un tempo Δt, tali che combacino con due frame immediatamente successivi acquisiti dalla telecamera. Tale intervallo temporale dovrà essere impostato sulla base di previsioni legate alla velocità del flusso. Questa coppia di impulsi laser ha una frequenza legata a quella della telecamera. Il sistema di trigger garantisce che tutto venga eseguito con i tempi giusti.

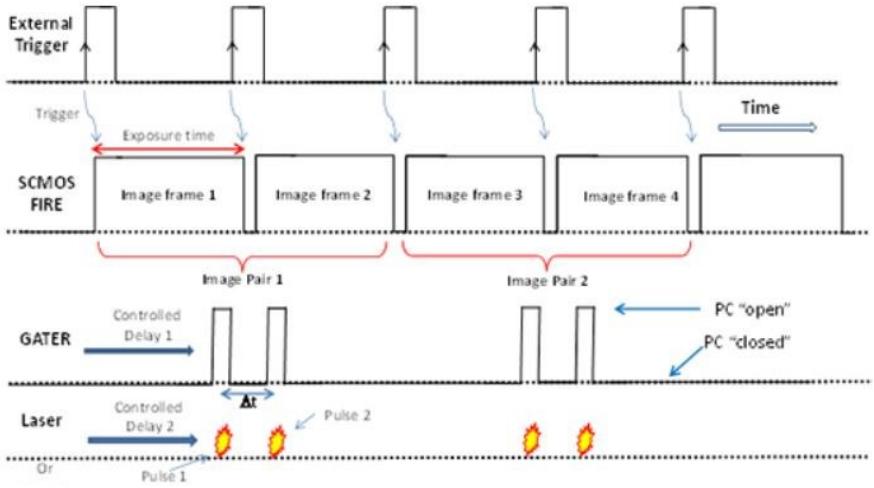

Figura 3.6: Schema di un sistema di sincronizzazione tra una telecamera e la sorgente laser (Figura modificata da [20])

3.2.3 Post processing immagini singolarmente esposte PIV

Le immagini PIV ottenute saranno caratterizzate da una serie di "pallini bianchi" su sfondo nero, confrontando due immagini singolarmente esposte, si valuta di quanto un pallino si è spostato nell'intervallo di tempo Δt imposto a priori. In fase preliminare, per quantificare lo spostamento nel piano fisico con i pixel della telecamera, bisognerà eseguire una calibrazione. Viene posizionato un riferimento graduato come un target alla stessa distanza dalla fotocamera del piano del flusso che si intende misurare, potendo confrontare così una dimensione nota con il numero di pixel necessari a riprendere la scena di quel riferimento. Dal rapporto tra la dimensione del riferimento e il numero di pixels si ottiene la dimensione fisica ripresa da un singolo pixel. Per valutare lo spostamento della singola particella, l'immagine viene divisa in una serie di aree di interrogazione entro la quale si valuta lo spostamento più probabile. Essendo l'immagine in bianco e nero è ragionevole descriverla in termini di una funzione che esprime l'intensità luminosa $F(x, y)$, mediante l'algoritmo di cross-correlazione questa funzione verrà confrontata con quella dell'immagine immediatamente successiva.

Considero i due frame A e B dell'immagine singolarmente esposta, considerando la funzione di cross-correlazione tra le finestre di interrogazione delle due immagini nel discreto:

$$R_{A,B}(\Delta x, \Delta y) = \sum_x \sum_y F_A(x, y) \cdot F_B(x + \Delta x, y + \Delta y) \tag{3.6}$$

Quando le due finestre di interrogazione coincidono meglio, la funzione $R_{A,B}$ registra un picco. Il massimo di questa funzione corrisponde allo spostamento reale

delle particelle. Diventa dunque immediato calcolare la velocità $V = \frac{\Delta s}{\Delta t}$ noti lo spostamento e l'intervallo di tempo tra i due frame.

Capitolo 4

Metodologia

Nell'arco di questo capitolo viene esposto il metodo utilizzato per ottenere le misure del flusso turbolento di canale, andando prima a caratterizzare il canale oggetto dell'esperimento e successivamente a esaminare il set-up allestito per le misurazioni simultanee di termografia IR e PIV, nonché ad analizzare come si è passati dai dati grezzi ottenuti alle informazioni di interesse.

4.1 Caratterizzazione canale turbolento

Prima di effettuare le misurazioni di PIV e termografia IR, risulta fondamentale caratterizzare il canale per poter definire a priori la velocità media e all'asse, a partire da misurazioni di pressione, con cui diventa possibile fare una valutazione dello sforzo di attrito medio a parete τ_w col quale si andrà a testare la validità dell'analogia di Reynolds per un flusso di canale.

4.1.1 Set-up sperimentale

L'oggetto di interesse per l'esperimento è il canale piano associato ad un motore che alimenta una ventola a monte, che fa evolvere un flusso d'aria al suo interno. Le dimensioni del canale sono tali da avere una larghezza della sezione (B) molto maggiore dell'altezza (H) per trascurare gli effetti delle pareti laterali e una lunghezza (L) tale da non risentire degli effetti perturbativi legati alle condizioni di ingresso e di uscita. Con $B = 0.420m$, $H = 0.035m$ e $L = 10m$.

Il trasduttore di pressione utilizzato è un trasduttore DSA differenziale con 16 canali di input e relativi trasduttori piezoresisitivi termo-compensati. Permette una scansione sequenziale ripetuta sui 16 canali ed opera internamente una conversione A/D con risoluzione a 16bit e offre un'uscita direttamente in Pascal.

Figura 4.1: Canale giallo del laboratorio Panetti del Politecnico di Torino

Figura 4.2: Trasduttore di pressione DSA

Gli ingressi del trasduttore sono collegati con dei tubi in gomma alle prese di pressione distribuite (pressure taps) sulle superfici inferiori o superiori lungo l'asse del condotto. Viene inoltre collegato ad una presa di pressione totale impiegata per misurare la velocità.

Il trasduttore viene collegato ad un computer sul quale è installato un software per l'acquisizione dei dati.

4.1.2 Catena di misura

In corrispondenza della test section è stato collocato un pannello di legno al quale è stato applicato un foro per l'alloggiamento della presa di pressione totale, in modo che tale posizione coincidesse con quella di una presa di pressione statica per poter poi valutare la pressione dinamica e dunque la velocità, fissata alla mezzeria del canale (H/2). Successivamente, mediante il software per l'acquisizione dei dati viene eseguita l'acquisizione dello zero per tarare la pressione ambiente come valore di riferimento in quanto il trasduttore è differenziale. Quindi si accende il motore e si regola il numero di giri, per ciascuno dei quali si attendono circa due minuti per consentire alla pressione lungo il canale di arrivare a convergenza dei valori prima

di effettuare l'acquisizione. Una volta eseguita la lettura con gli specifici parametri di acquisizione, si importano tali file su un codice Matlab per l'elaborazione dei dati.

Parametri di acquisizione

- Frequenza di campionamento, $f_s = 20\,\text{Hz}$;
- Tempo di acquisizione, $T = 50\,\text{s}$;
- Numero campioni, $N = 1000$;
- Giri del motore, $n = 200 \div 1500\,\text{giri/min}$.

4.1.3 Analisi dei dati

Si riportano graficamente gli andamenti di tutte le pressioni statiche misurate lungo il canale, evidenziando con le due rette nere la posizione della test section. Risulta quindi che effettivamente il gradiente è lineare decrescente, con gradienti sempre più forti con l'aumentare del Re.

A questo punto si possono sfruttare le informazioni ottenute per risalire a una serie di parametri caratteristici.
Ad una presa di pressione statica è stata associata una presa di pressione dinamica alla stessa ascissa x, in questo modo è possibile valutare dalla differenza di questi due valori la pressione dinamica:

$$q = p_{tot} - p \tag{4.1}$$

Dal cui valore è possibile risalire al valore di velocità del flusso, ed essendo stata posizionata la presa di pressione totale sull'asse del canale, la velocità che si ottiene è proprio quella all'asse, quindi la massima velocità registrata all'interno del canale:

$$q = \frac{1}{2}\rho V^2 \tag{4.2}$$

Attraverso Matlab si sono ricavati anche i gradienti di pressione per ciascun valore del numero di giri, con i quali è stato inoltre possibile ricavare i valori di τ_w, essendo questo per un condotto a sezione rettangolare riconducibile alla relazione 2.14, che riproponendolo per questo caso specifico risulta:

$$\tau_w = \left|\frac{\Delta p}{\Delta x}\right| \frac{H}{2} \tag{4.3}$$

Dal valore di τ_w è poi possibile risalire alle grandezze della velocità d'attrito u_τ e lunghezza d'attrito l_τ:

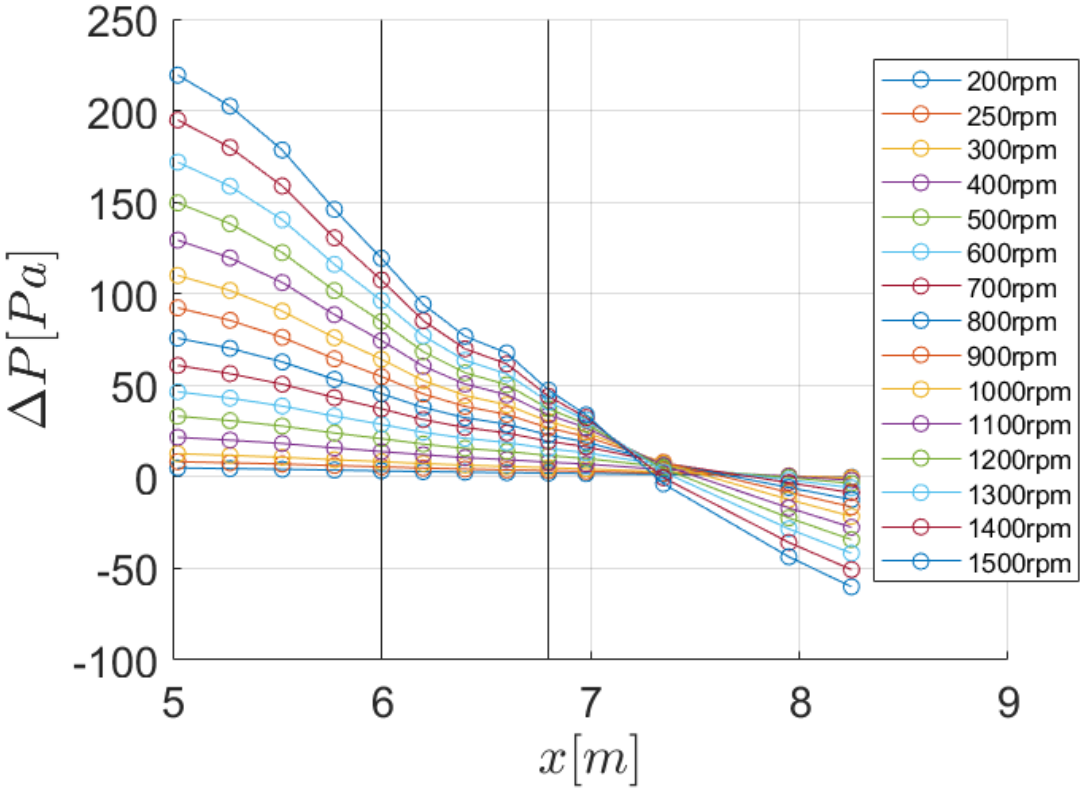

Figura 4.3: Andamento dei gradienti di pressione per le diverse velocità del flusso

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad l_\tau = \frac{\nu}{u_\tau} \tag{4.4}$$

I risultati ottenuti possono essere riassunti in una tabella:

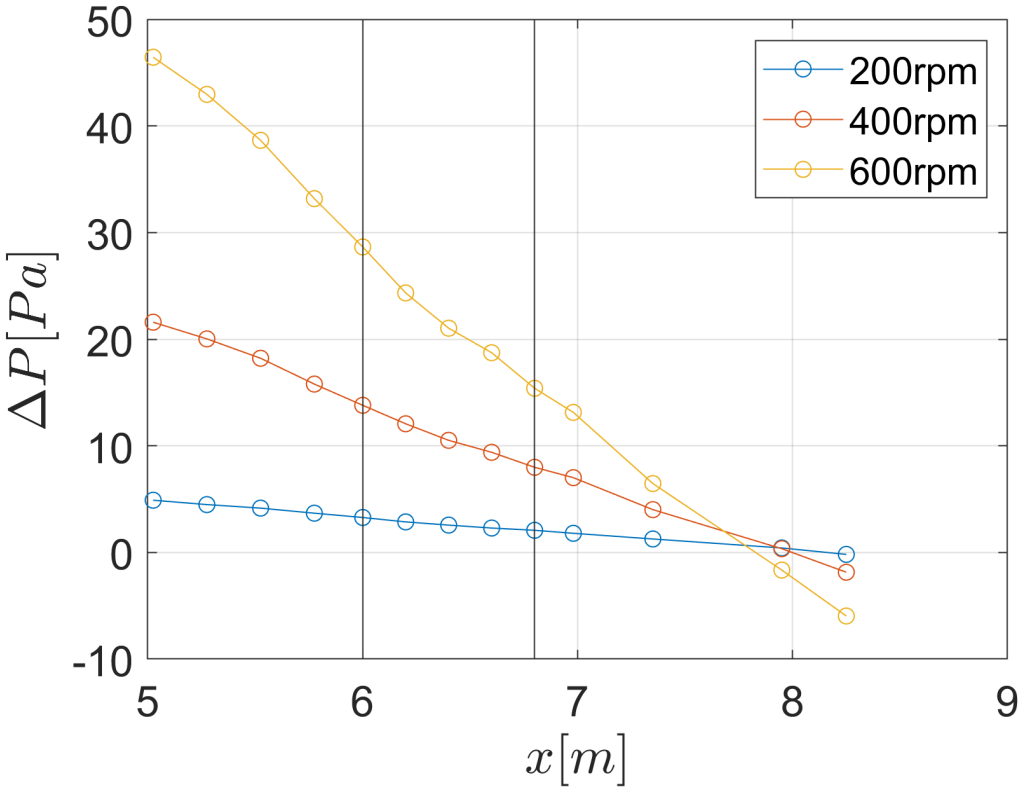

Figura 4.4: Gradienti di pressione dei casi analizzati

n [rpm]	U_{asse} **[m/s]**	U_{conv} **[m/s]**	τ_w **[Pa]**	u_τ **[m/s]**	$\mathbf{Re}_\tau$	Re_{asse}	l_τ [μ**m**]	**dp/dx [Pa/m]**
200	2.69	2.65	0.03	0.15	175	11520	100.4	-1.55
250	3.66	3.35	0.05	0.20	230	15660	76.3	-2.68
300	4.71	4.53	0.07	0.25	285	20155	61.2	-4.17
400	6.50	6.14	0.13	0.33	380	27830	46.2	-7.33
500	8.38	7.87	0.20	0.41	475	35870	36.8	-11.52
600	10.25	9.59	0.29	0.50	570	43870	26.5	-16.49
700	12.04	11.22	0.38	0.57	655	51530	23.7	-22.04
800	13.76	12.80	0.49	0.63	740	58880	21.4	-28.35
900	15.46	14.37	0.60	0.71	822	66158	21.3	-34.93
1000	17.17	15.95	0.72	0.78	900	73565	20.3	-41.67
1100	18.93	17.56	0.85	0.85	990	81960	16.4	-49.63
1200	20.67	19.15	1.03	0.91	1080	90075	15.8	-58.13
1300	22.41	20.73	1.21	1.01	1158	95893	14.6	-68.68
1400	24.17	22.36	1.38	1.07	1235	103437	13.7	-78.73
1500	25.88	23.95	1.57	1.14	1325	110752	13.2	-89.13

Tabella 4.1: Tabella dei parametri di flusso in funzione del numero di giri del motore.

4.2 Set-up sperimentale PIV e termografia IR

A partire dal set-up visto per la caratterizzazione del canale, si è allestito un ulteriore set-up per l'esecuzione simultanea di misurazioni PIV e di termografia a infrarossi. Le prese di pressione, non essendo più collegate al trasduttore, devono essere isolate dall'ambiente esterno, quindi vengono inseriti nelle pressure taps dei tubi in gomma sigillati da un lato. In corrispondenza della test section, viene montato un sistema di travi in acciaio, che svolge l'importante funzione di sostegno della strumentazione principale dell'esperimento, in particolare su di esso troviamo:

- Termocamera, collocata sul beam trasversale superiore;
- Telecamera PIV, collocata sul beam trasversale inferiore;
- sistema di ottiche del laser, collocate sul beam verticale.

Inoltre, insieme ad altri due supporti in legno, contribuisce a rialzare un telo impiegato per isolare la test section da fonti di illuminazione esterna che potrebbero inquinare le misure.

La telecamera IR utilizzata è una Infratec Camera ImageIR® 6300 Z [21], con risoluzione 640x512, un'accuratezza di $\pm 2\%$, collocata sul beam superiore ad una distanze di circa 35 cm dal sensore 2D. Per far sì che riflessioni indesiderate venissero riprese dalla telecamera, è stato impostato uno zoom in modo da avere una lunghezza focale di 26mm.

La telecamera PIV è invece una CMOS Andor Zyla 5.5Mpix con risoluzione 2560x2160 pixels, viene montato un filtro di luce verde sull'obiettivo e viene posizionata sul beam inferiore in modo da riprendere la stessa scena del flusso della telecamera IR. Le due telecamere, sono state posizionate in modo che, mediante dei riferimenti, fossero centrate nel medesimo punto, considerando tuttavia un margine d'errore dovuto al fatto che il loro fuoco converge su due piani differenti.

Il sensore della telecamera IR è del tipo di un Heated thin foil, un foil metallico impiegato per la rilevazione della temperatura. Ha una lunghezza di $L_f = 0.15m$, larghezza $W_f = 0.1m$, spessore $t_f = 10\mu m$. Verniciato con vernice nera opaca per aumentare emissività (corpo nero). Tale foil è inserito sulla superficie interna al canale della piastra in legno, che chiude la test section, mediante un inserto in PLA, nel quale viene inserito facendo passare le estremità tra l'inserto e due rulli. Nell'altra estremità della piastra è invece montato un sistema per tendere il foil e pinzarlo tra due coppie di placche in rame attraverso cui viene anche fatta passare la corrente per riscaldarlo. La verniciatura non è stata fatta nelle zone del foil in cui viene pinzato, altrimenti non si ha conduzione di corrente. Questo deve risultare ben teso, per mantenere la superficie il più uniforme possibile, senza formazione di grinze.

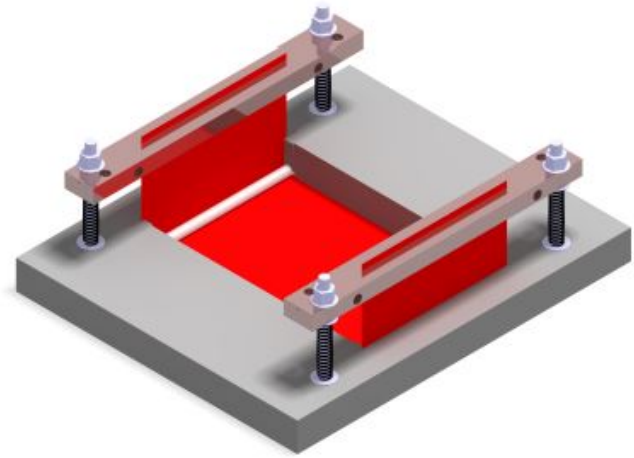

Figura 4.5: Visualizzazione isometrica del sensore (Figura da [22])

Il sistema laser adottato è un Nd:YAG DualPower della Dantec Dynamics, operante a 15 Hz con un'energia di 200 mJ per impulso. Il sistema laser e le due telecamere sono collegati ad una scheda di trigger, così che oltre al sincronismo tra laser e telecamera PIV, ci sia corrispondenza anche con la telecamera IR.

Il laser, per via degli ingombri, non può essere collocato in modo da generare direttamente la luce verso il condotto, pertanto è necessario un sistema di specchi per poterlo reindirizzare. In particolare c'è un primo specchio inclinato di 45° che lo fa ruotare verso l'alto (dove passa per le ottiche) e uno specchio che fa ruotare il piano di altri 45° per renderlo parallelo alle superfici del canale. Inoltre noi vogliamo generare un piano di luce, mentre il laser generato è puntiforme, quindi sono posizionate in sequenza 1 lente sferica per allargare il laser, 2 lenti cilindriche per ottenere un assottigliamento della lama di luce e di nuovo 1 sferica per far si che il piano di luce sia più largo.

Per poter riscaldare il foil per effetto joule, si sono collegati i blocchetti di rame in cui viene incastrato il foil, ai due poli di un alimentatore dal quale è possibile controllare i valori di corrente (A) e tensione (V).

Sono necessari due computer, un primo pc viene collegato alla telecamera IR con un cavo ethernet per gestire le impostazioni di acquisizione, il monitoraggio e l'acquisizione dei dati termografici. Un secondo computer invece si occupa di gestire il sistema PIV, quindi telecamera e laser.

4.2.1 Calibrazione

Calibrazione del sistema di PIV

Prima di procedere con le misurazioni è importante calibrare gli strumenti. Innanzitutto si rimuove la piastra di legno che chiude la test section, potendo così visualizzare e regolare la posizionare del fuoco della lama di luce in corrispondenza della regione che si intende monitorare. Questa operazione viene eseguita per avere la lama il più sottile possibile in corrispondenza della regione di misurazione, in modo da avere una maggiore accuratezza. A questo punto, con un target posizionato perpendicolarmente al piano, si va a misurare la distanza del piano di luce dalla parete superiore, andando così a determinare il valore di y che servirà a calcolare la y^+. Questa operazione è sufficiente farla per un solo piano, in quanto per abbassare il piano di luce, o alzarlo, si usa un regolatore con sensibilità di 10^{-5} m, che permette di ruotare l'ultimo specchio delle ottiche e sappiamo così di quanto stiamo alzando o abbassando la lama.

L'ultimo step per la calibrazione della PIV è quello di valutare la dimensione di 1 pixel/mm. Per far questo si utilizza lo stesso target visto per la calibrazione dell'altezza del piano, solo che ora viene posizionato parallelamente al piano di luce e in corrispondenza dell'altezza che si intende misurare.

Questo target è costituito da una serie di pallini bianchi sulla sua superficie aventi diametro di 1 mm e per effettuare la calibrazione si valuta quanti pixel servono per riprendere un intero pallino. Questa operazione deve essere invece eseguita per tutti i piani che si misurano. Queste calibrazioni vengono eseguite con l'intensità del laser al 2%.

Calibrazione della termocamera

Per la calibrazione della termocamera, dovremo considerare invece di avere il canale chiuso, quindi con la piastra in legno inserita, così che la termocamera riprenda la scena del sensore. Viene innanzitutto eseguito il NUC, in modo da calibrare l'intero sensore IR: i diversi guadagni e gli offset di zero devono essere regolarizzati per ottenere un'unica risposta standard. Deve poi anche qui essere effettuata una calibrazione dei pixels/mm. Per far questo si riscalda una rondella con spessore della sezione circolare di 3 mm (basta scaldarla un po' con le mani), e la si appoggia sul foil. Quindi la termocamera sarà in grado di rilevare questo elemento e, una volta catturata l'immagine, si può confrontare questa grandezza con il numero di pixels.

4.2.2 Catena di misura

Le misure di termografia e PIV sono state eseguite per tre condizioni specifiche di funzionamento del motore del canale, ovvero per 200rpm ($Re_{asse} = 11520$), 400rpm ($Re_{asse} = 27830$) e 600rpm ($Re_{asse} = 43870$).

Come prima cosa viene eseguita la misurazione della temperatura adiabatica di parete, per cui viene azionato il flusso nel canale ad una certa velocità preimpostata, lasciando raffreddare per convezione il foil metallico per circa 15 minuti, così che questo possa arrivare a convergenza dei valori di temperatura. Dopo questo intervallo di tempo, viene eseguita l'acquisizione della sola termocamera, la quale cattura 1000 immagini ad una frequenza di campionamento di 100Hz, avendo così 1000 mappe di temperatura su cui eseguire la media.

A valle delle acquisizioni di temperatura fredda, si collegano le due coppie di placchette in rame con i poli di un alimentatore, in questo modo viene fatta passare della corrente nel foil che si riscalda per effetto Joule. Possiamo regolare dall'alimentatore i valori di corrente e tensione per regolare la temperatura a cui andrà a stabilizzarsi il foil. Questa operazione può essere fatta solamente con il canale acceso, per ragioni di sicurezza. Anche in questo caso si attende un transitorio di circa 15 minuti prima di effettuare l'acquisizione che però dovrà essere simultanea a quella della PIV, quindi si imposta l'acquisizione della termocamera ad una certa frequenza e un certo numero di campioni da acquisire e avendogli dato il comando di trigger con la telecamera PIV, aspetterà il comando di quest'ultima prima di partire con l'acquisizione. Ora che la termocamera è in attesa, si apre la valvola del seeding che viene iniettato a monte del motore, così che il flusso si riempirà di particelle traccianti. Il laser viene impostato ad una potenza del 60%. Poiché la PIV richiede un ambiente buio, vengono anche spente le luci mentre il laser è acceso. Tramite un software di un computer collegato al laser e alla telecamera PIV, si avvia l'acquisizione delle immagini che partirà solamente quando viene attivato anche il laser.

In questo modo si è ottenuta una sequenza di immagini A-B, che vengono importate su un software per il loro processing. Poiché nelle immagini catturate, sono visibili dei riflessi del laser legati alla presenza del kapton usato per chiudere le fessure di contorno del sensore, viene eseguito del pre-processing per tagliare le immagini al fine di escludere quelle parti in fase di processing.

Processing immagini PIV

Per processare le immagini, è necessario fornire i parametri di pix/mm e intervallo dt previsto per una particella di fluido di attraversare un certo numero di pixels. Il primo parametro varia con il variare del piano di riferimento, il secondo anche al variare della velocità. Viene quindi avviato il calcolo dei campi di velocità.

Poiché le immagini risultanti dei campi sono risultate "sporche", per via della presenza di alcune riflessioni del canale, righe sul plexiglass e particelle di seeding che si sono attaccate al sensore, è stato necessario ripulire le immagini in fase di post-processing.

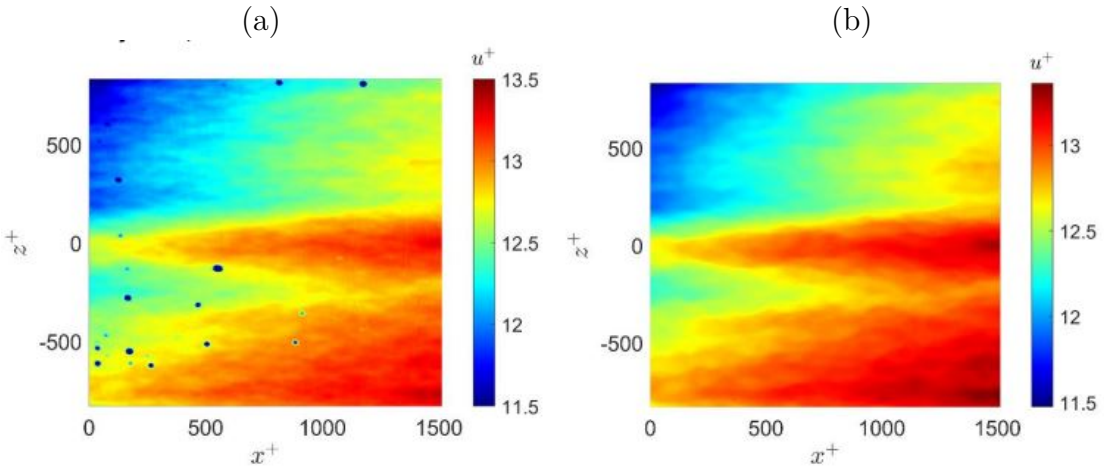

Figura 4.6: Immagine prima (a) e dopo (b) l'applicazione del filtro mediano

Nella figura 4.6 è stato applicato il filtro mediano, ovvero si è presa una finestra di interrogazione nella matrice del campo di velocità, è stata fatta passare su tutto il campo e ad ogni passaggio sostituisce il valore centrale di tale finestra con il valore della mediana degli altri elementi.

Processing immagini termiche

Per quanto riguarda i dati acquisiti dalla termocamera, sono stati esportati in file csv, per poi essere importati su Matlab per la generazione delle immagini termiche. Per quanto riguarda i campi di temperatura con alimentatore di corrente spento, viene eseguita la media dell'intero campo (spaziale e temporale) in un solo valore scalare per impostare il valore di temperatura adiabatica di parete. I campi delle immagini termiche $T_{hot} = T_w$, sono stati invece filtrati con filtri Gaussiano, passa-basso e POD, per rimuovere i rumori e la caratteristica della telecamera infrarossi di acquisire a bande.

Per garantire un'analisi simultanea del campo di velocità e della distribuzione termica del flusso turbolento, sono state eseguite delle misurazioni di termografia IR sincronizzate con le immagini PIV della sezione precedente. Le scene riprese dalle due telecamere, oltre che essere sincronizzate, sono state anche centrate rispetto ad un riferimento comune, risultando pertanto che il campo ripreso dalla termocamera è corrispondente ad una certa porzione di quello della PIV.

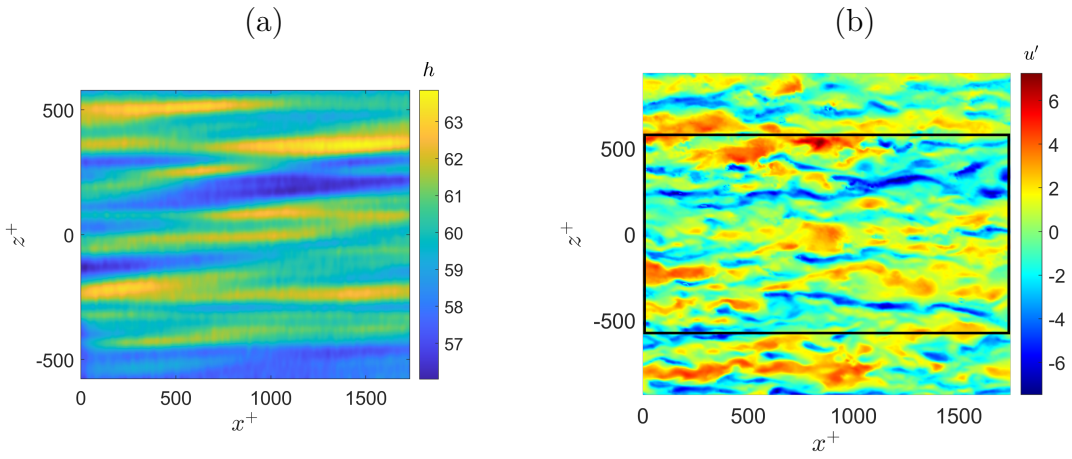

Figura 4.7: Esempio del campo del coefficiente di scambio termico convettivo $h[\frac{W}{m^2K}]$ (a) e il rispettivo campo delle fluttuazioni di velocità u', nel quale è raffigurata la sezione comune ai due campi (b)

Attraverso le acquisizioni termografiche, si ottengono dei campi di temperatura risolti nello spazio e nel tempo, risulta quindi possibile andare a determinare i parametri dei flussi di calore che competono al bilancio energetico, così che poi risulta possibile determinare il coefficiente di scambio termico convettivo in ogni punto del sensore e in ogni istante temporale monitorato. Seguendo gli step di [22], bisogna ricavare innanzitutto i flussi di calore per effetto Joule, conduzione e irraggiamento:

$$q_j = \frac{VI}{A}; \qquad q_{cond} = k_f t_f \nabla^2 T_w; \qquad q_{rad} = \epsilon\sigma(T_w^4 - T_{amb}^4) \tag{4.5}$$

In fase di compilazione risulta necessario tenere conto anche di un effetto instazionario, legato all'inerzia termica del sensore:

$$unstd = c_f \cdot \rho_f \cdot t_f \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \tag{4.6}$$

Per migliorare la qualità dei dati termici acquisiti (T_w) ed eliminare il rumore, vengono implementati i seguenti filtri:

- Filtro passa-alto: per eliminare i pattern di grandi dimensioni e le oscillazioni a bassa frequenza. In questo modo si va a trascurare il contributo della convezione naturale;
- Filtro Gaussiano 3D: smussa le fluttuazioni indesiderate legate al rumore della telecamera;

- Filtro POD: esegue una ricostruzione dove vengono implementati solo i modi più energetici, in modo da separare le strutture coerenti da quelle incoerenti.
- Filtro gaussiano con kernel allungato in direzione trasversale: poichè la telecamera IR acquisisce per righe, con questo filtro si eliminano le bande residue per ottenere un segnale uniforme.

La relazione ricavata dal bilancio energetico per calcolare il coefficiente di scambio termico convettivo diventa:

$$h = \frac{q_j - q_{cond} - 2q_{rad} - unstd}{T_w - T_{aw}} \tag{4.7}$$

Questo calcolo viene eseguito su Matlab e permette di ottenere matrici del coefficiente h risolte nel tempo e nello spazio.

Parametri di acquisizione

Innanzitutto, si riportano le velocità del flusso per cui sono state condotte le misure.

n [rpm]	**U_{asse} [m/s]**	**Re_τ**
200	2.70	175
400	6.50	380
600	10.25	570

Tabella 4.2: Velocità dimensionali e adimensionali analizzate.

Vediamo poi i parametri imposti alla termocamera, per cui sono state testate diverse frequenze di acquisizione, per vedere le strutture che si riuscivano a catturare, e il numero di campioni acquisiti, che cambia a seconda che il foil fosse riscaldato oppure no.

Innanzitutto, per le acquisizioni con il foil freddo, sono stati selezionati i seguenti parametri:

f_S [Hz]	**N_campioni**
100	1000

Tabella 4.3: Parametri di acquisizione foil con alimentatore spento.

Poiché la risoluzione temporale non era importante per questa acquisizione, dato che l'obiettivo era ottenere un valore medio di temperatura, questi parametri sono stati mantenuti costanti per tutte le acquisizioni di T_{cold}.

Per le acquisizioni di T_{hot}, invece, le telecamere dovevano essere sincronizzate, quindi i parametri delle due camere erano connessi e quelli di una erano proporzionali a quelli dell'altra.

$\mathbf{f}_{S,IR}$ **[Hz]**	$\mathbf{N}_{IR}$	$\mathbf{f}_{S,PIV}$ **[Hz]**	$\mathbf{N}_{PIV}$
15	6000	15	6075
20	2500	10	1250
180	12000	15	1075

Tabella 4.4: Parametri di acquisizione per foil caldo.

Il numero di campioni della PIV talvolta è stato maggiorato di 75 elementi, poiché i filtri impiegati per ripulire le immagini termiche comportano l'eliminazione delle prime 50 immagini e delle ultime 25. Tuttavia, per il caso di $f_{S,IR} = 20$ Hz, questa correzione non è stata applicata, quindi le immagini correlabili sono in numero inferiore.

Si riportano inoltre tutti i piani analizzati, con distanza da parete riportata in unità di parete. Inoltre, per ciascuna misurazione sono stati usati diversi valori di tensione e corrente Tab. 4.5.

Impostando in questo modo i valori di corrente e tensioni si è arrivati ad avere un $\Delta T \approx +25K$ rispetto al caso con il foil freddo.

$\mathbf{Re}_\tau$	**y [mm]**	**E [V]**	**I [A]**
175	0.15	3.0	10.2
380		3.9	12.7
570		4.1	13.4
175	0.7	3.1	10.3
380		3.6	12.1
570		4.1	13.6
175	3	3.2	10.3
380		3.9	13.0
570		4.2	14.2
175	9.0	3.0	10.2
380		3.8	12.7
570		4.2	14.0
175	17.5	3.0	10.2
380		3.8	12.9
570		4.5	14.2
175	1.8	3.3	11.0
380		3.9	13.0
570		4.2	14.5
175	2.0	3.8	12.1
380		4.2	12.4
570		4.6	15.0

Tabella 4.5: Tabella con parametri di acquisizione.

Proprietà	**Simbolo**	**Valore**
Conducibilità termica	k_f	0.17 [W/(m K)]
Spessore	t_f	0.00001 [m]
Capacità termica	c_f	500 [J/(kg K)]
Densità	ρ_f	7900 [kg/m^3]
Area	A	0.0254 [m^2]
Capacità termica (paint)	$c_{p,p}$	5000 [J/(kg K)]
Densità (paint)	ρ_p	1300 [kg/m^3]
Conducibilità termica (paint)	k_p	1.4 [W/(m K)]
Emissività (paint)	ϵ	0.95 [-]

Tabella 4.6: Proprietà del sensore. Tabella modificata da [22]

Capitolo 5

Risultati

In questo capitolo verranno presentati i risultati delle misure sperimentali ottenute mediante la PIV (Particle Image Velocimetry) e la termografia a infrarosso (IR). L'obiettivo principale di queste misure è caratterizzare il comportamento del flusso turbolento e il trasferimento termico, andando a valutare le correlazioni tra i campi di velocità e quelli di scambio termico. Le analisi son state suddivise in due sezioni principali. Nella prima parte son state riportate le mappe di velocità media e fluttuante ottenute con la PIV, insieme agli stress di Reynolds derivati dalle misure sperimentali. Questi risultati permettono di identificare la struttura del flusso, evidenziando quelle che sono le zone di maggiore intensità turbolenta e il contributo dei termini di trasporto. Nella seconda parte, vengono analizzati i risultati ottenuti con la termografia ad infrarossi, dove viene posta una particolare attenzione alle mappe del numero di Stanton fluttuante (St'). La cui distribuzione spaziale fornisce informazioni sulle variazioni locali del trasferimento termico e consente di valutare l'influenza delle strutture turbolente sulla convezione. Successivamente, a partire dalle misure di sforzo tangenziale alla parete (τ_w), viene stimato l'errore associato alla valutazione del numero di Stanton tramite l'analogia di Reynolds. Infine, è stata effettuata un'analisi della correlazione tra le fluttuazioni: di velocità (u') e di scambio termico (h'), con l'obiettivo di andare ad identificare le principali interazioni tra la dinamica del flusso e il trasferimento di calore. L'analisi dei risultati ottenuti servirà per comprendere i meccanismi di scambio termico in flussi turbolenti e per validare l'efficacia dell'approccio sperimentale utilizzato.

5.1 Campi di velocità e stress di Reynolds

Dalla fase di processing delle immagini PIV è possibile risalire ai campi di velocità media nelle direzioni streamwise (x) e spanwise (y), nella medesima sezione di flusso vengono anche ottenuti i valori degli stress di Reynolds $\langle u'u' \rangle$, $\langle u'v' \rangle$ e $\langle v'v' \rangle$.

La regione in esame è su un piano parallelo alla direzione del flusso, quindi alla medesima distanza dalla parete in tutta la regione, questo aspetto, ci suggerisce che idealmente la velocità media visualizzata sarà pressapoco uniforme. La presenza delle strutture coerenti della turbolenza, tuttavia farà si che per le istantanee della velocità non si verifichi questa uniformità di valori nel campo di moto. Questo aspetto lo possiamo vedere dalle immagini relative alle fluttuazioni della velocità in direzione della corrente u', che ricordiamo essere date dalla differenza tra la velocità istantanea e quella media $u' = U - \langle U \rangle$. Dai campi degli stress di Reynolds risulta invece possibile riconoscere le regioni con elevato trasporto turbolento della quantità di moto, contribuendo a rilevare la presenza delle strutture turbolente in prossimità della parete.

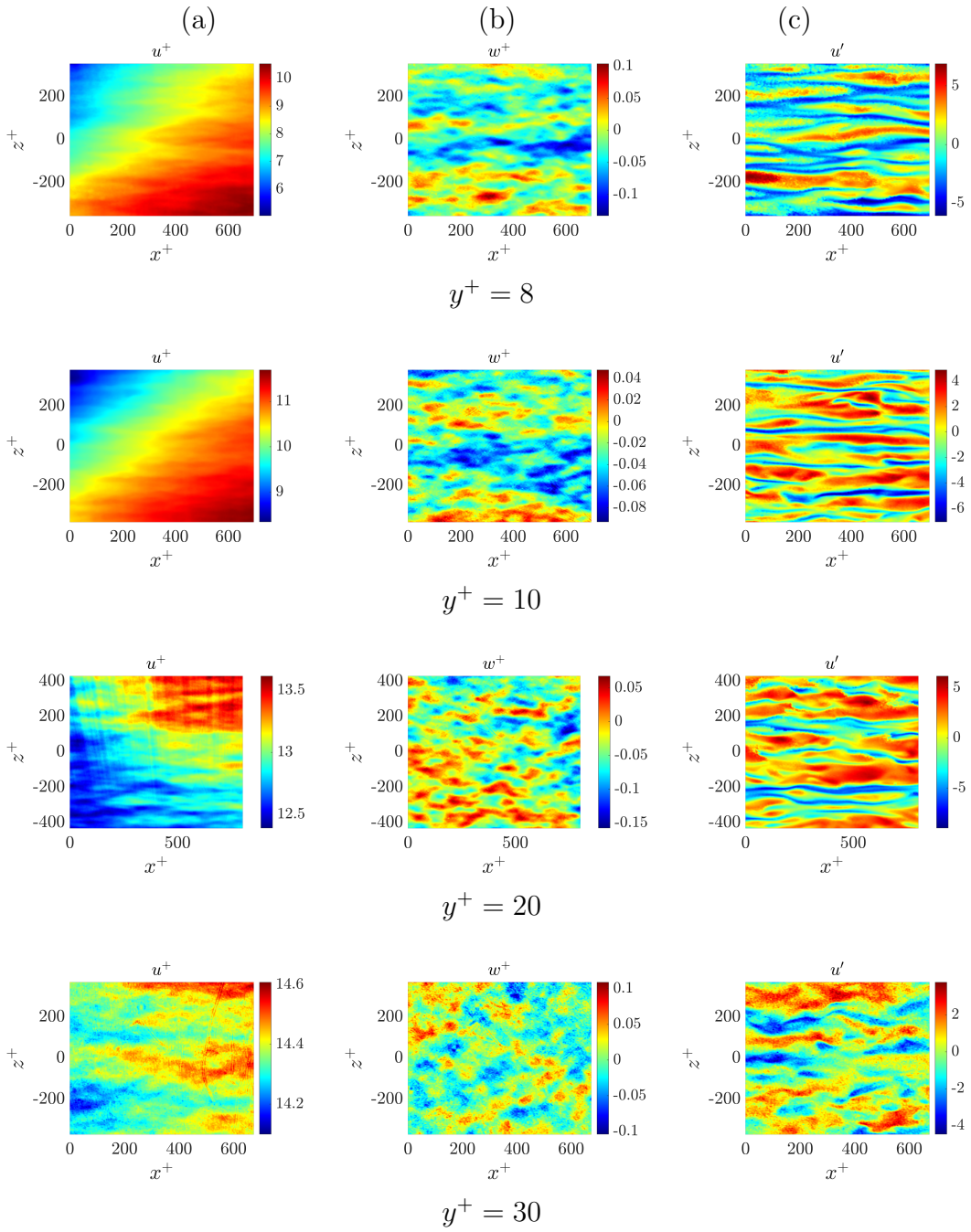

Figura 5.1: Per diverse distanze da parete alla velocità $Re_\tau = 175$ vengono riportati nella colonna (a) le mappe della velocità media in direzione della corrente u^+, (b) mappe della velocità media in direzione trasversale w^+e (c) fluttuazioni istantanee della velocità in direzione assiale u'.

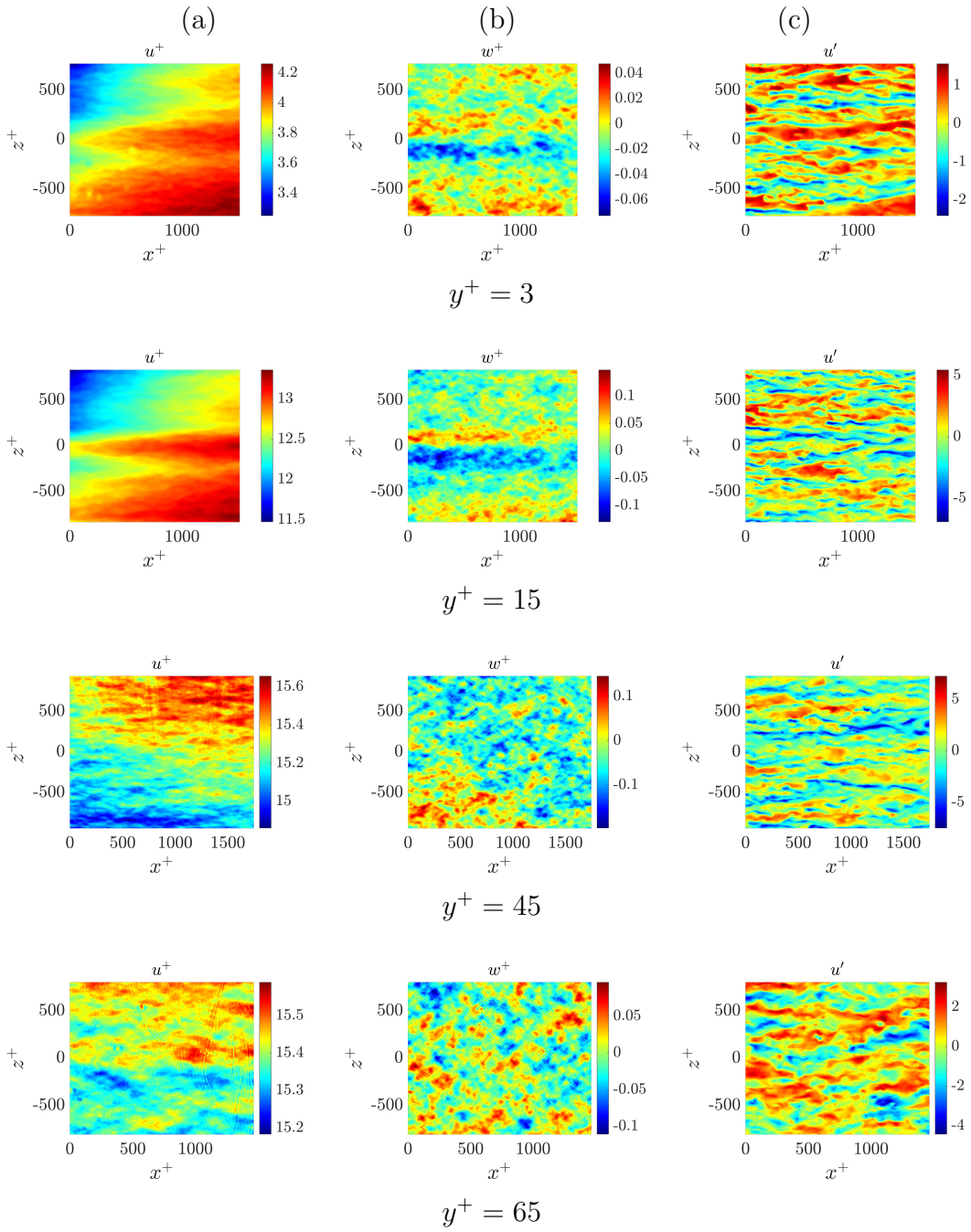

Figura 5.2: Per diverse distanze da parete alla velocità $Re_\tau = 380$ vengono riportati nella colonna (a) le mappe della velocità media in direzione della corrente u^+, (b) mappe della velocità media in direzione trasversale w^+e (c) fluttuazioni istantanee della velocità in direzione assiale u'.

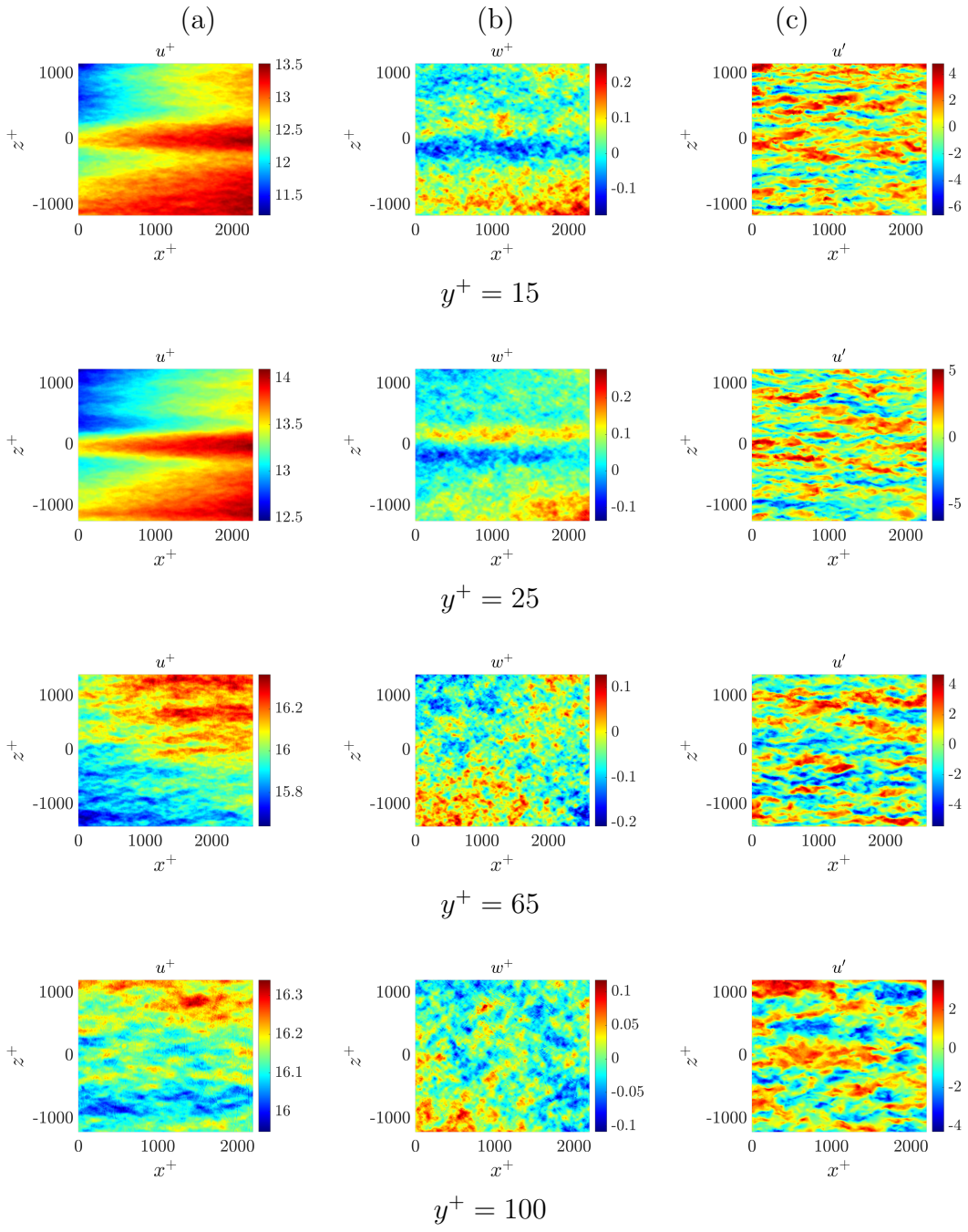

Figura 5.3: Per diverse distanze da parete alla velocità $Re_\tau = 570$ vengono riportati nella colonna (a) le mappe della velocità media in direzione della corrente u^+, (b) mappe della velocità media in direzione trasversale w^+e (c) fluttuazioni istantanee della velocità in direzione assiale u'.

I valori ottenuti dai campi medi di velocità nella direzione streamwise, risultano essere in accordo con quanto previsto dalle leggi di parete e ricavato sulla base della caratterizzazione del canale, ad eccezione delle condizioni a $Re_\tau = 175/y^+ = 8$ e $Re_\tau = 570/y^+ = 15$, l'incertezza sul piano di misura acquisito, vista la vicinanza da parete e i valori di velocità media ottenuti, sono state rivalutate tali distanze sulla base delle leggi di parete. Per quanto riguarda i primi due campi misurati per ciascuna condizione di funzionamento del motore (vale a dire per y=0.15mm e y=0.7mm) non si registra una vera e propria uniformità della velocità media. Una motivazione può essere che il piano non è perfettamente parallelo al flusso, quindi la regione analizzata non ha la stessa distanza da parete in ogni punto, essendo che la velocità aumenta con gradienti più forti in prossimità della parete, la differenza di velocità risulta più marcata. Questo ci suggerisce che le zone rosse nella mappa di velocità ovvero quelle a velocità maggiore siano in condizioni di y^+ effettivo maggiore di quelle blu a più bassa velocità. Tuttavia tali differenze non risultano eccessive e non inficiano la validità dei risultati ottenuti. Il valore della velocità nella direzione spanwise (w^+), per un flusso di canale, dovrebbe tendere a zero ed effettivamente i valori ottenuti di tale velocità sono molto vicini ad un valore nullo e legati solo a delle fluttuazioni turbolente coerenti. Dalle mappe della velocità fluttuante nella direzione assiale, emergono delle strutture che evolvono nella direzione del moto e che sono a più alta e più bassa velocità rispettivamente (high speed e law speed streaks), dove per bassa velocità si intende che sono inferiori al valore medio di velocità, mentre quelle ad alta velocità sono superiori al valore medio. Per le mappe di velocità a più bassi numeri di Reynolds vediamo che le strutture hanno forme più allungate e ordinate. Nei campi a velocità maggiori tali strutture risultano più caotiche e frammentate, questo perchè un aumento del Re porta ad una maggiore interazione tra i vortici e alla formazione di piccole scale turbolente. Quindi a Re più alti la turbolenza si distribuisce su una più ampia gamma di scale spaziali, che diventano pertanto più frammentate. In accordo con [23], la migliore visualizzazione di queste strutture la si ha per distanza da parete $y^+ \leq 30$. Risulta possibile fare anche una distinzione tra le law speed streaks e le high speed streaks, che per quanto riferito da [24], le prime sono strutture più lunghe e sottili, con una lunghezza tipica in unità di parete di $\Delta x^+ \approx 1500$ e una larghezza $20 \leq \Delta z^+ \leq 80$. Tipicamente le high speed streaks sono più corte $\Delta x^+ \approx 1000$ e più larghe $40 \leq \Delta z^+ \leq 110$, [24].

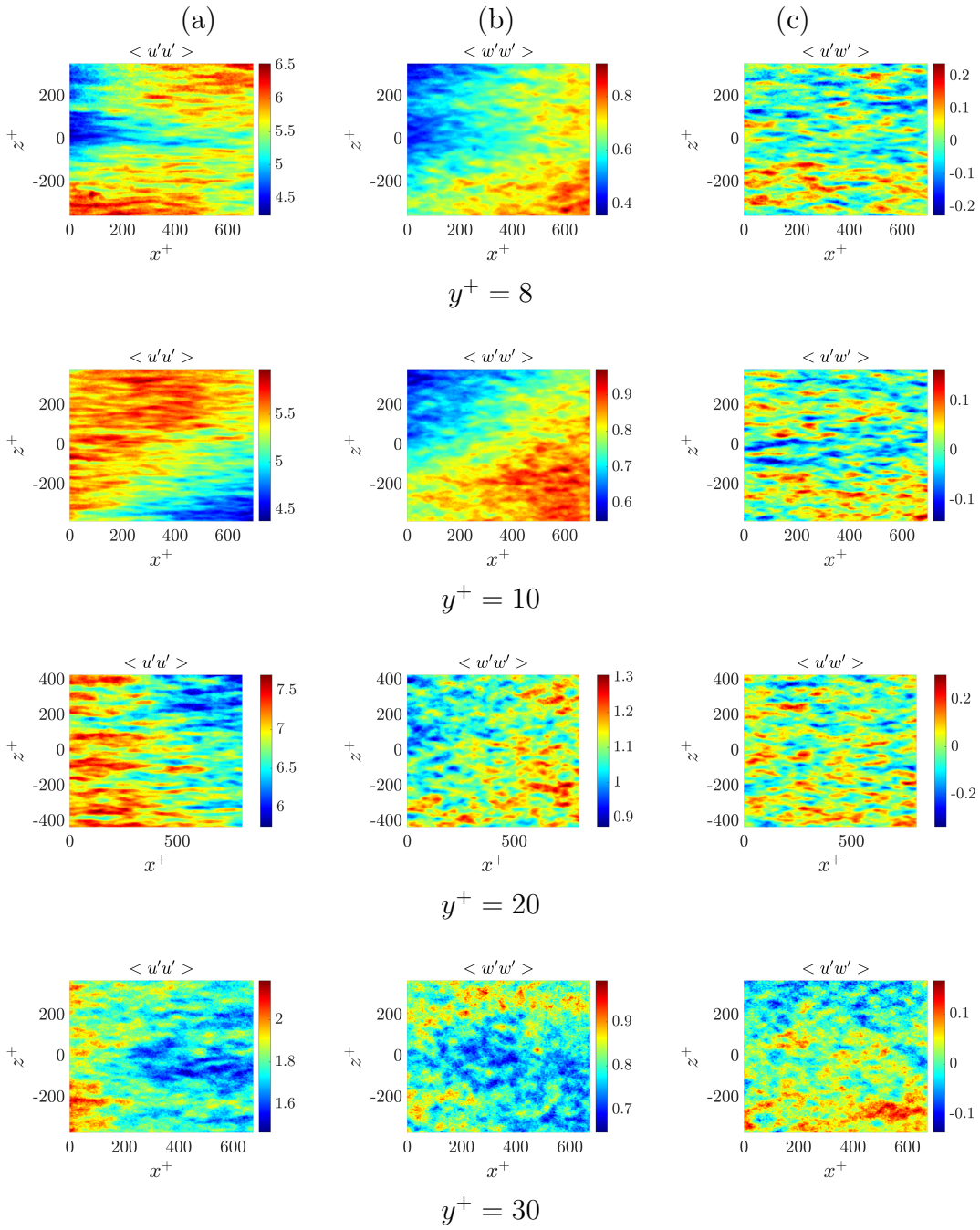

Figura 5.4: Per diverse distenze da parete alla velocità $Re_\tau = 175$ vengono riportati nella colonna (a) gli stress di Reynolds $\langle u'u' \rangle$, (b) $\langle w'w' \rangle$ (c) $\langle u'w' \rangle$.

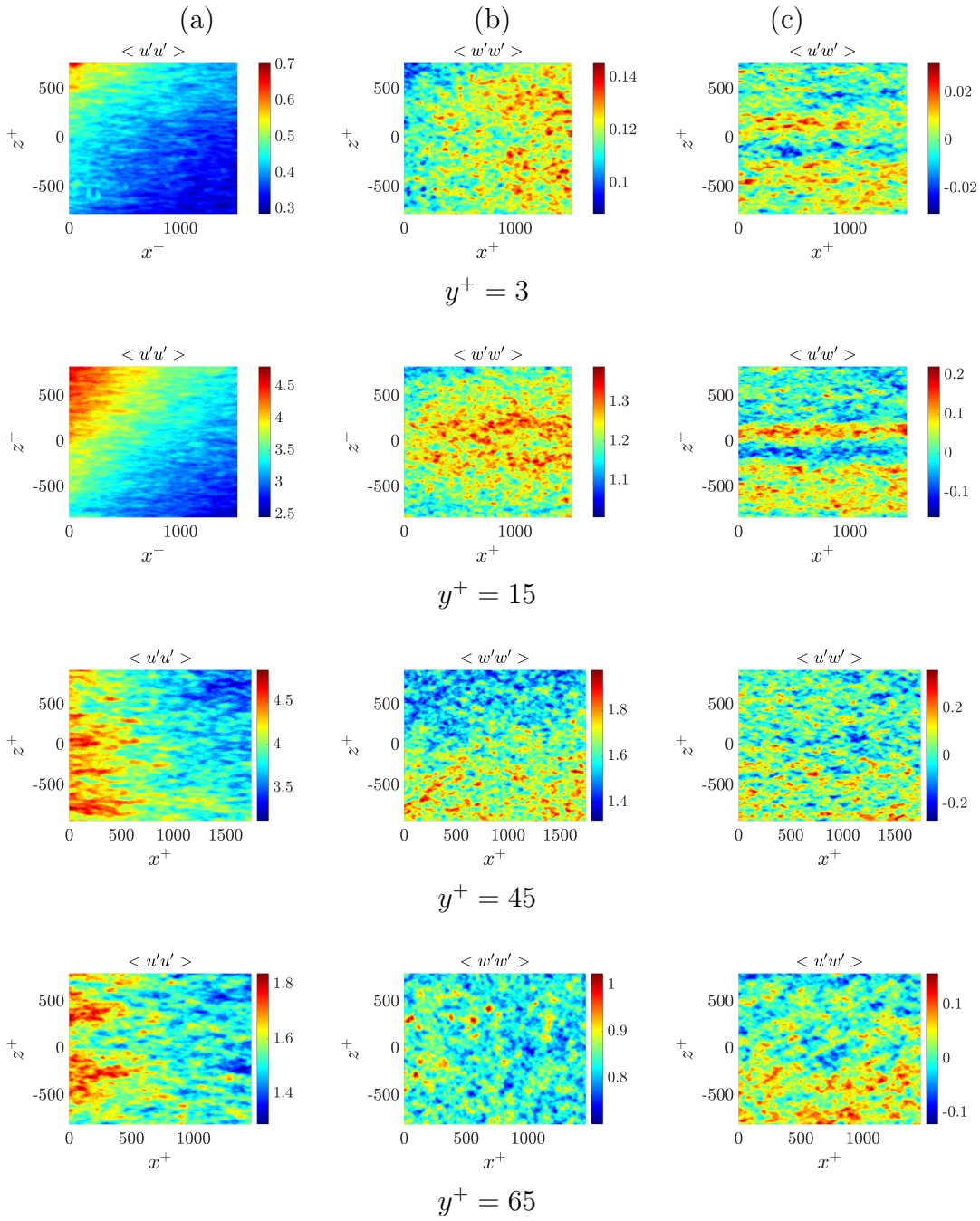

Figura 5.5: Per diverse distenze da parete alla velocità $Re_\tau = 380$ vengono riportati nella colonna (a) gli stress di Reynolds $\langle u'u' \rangle$, (b) $\langle w'w' \rangle$ (c) $\langle u'w' \rangle$.

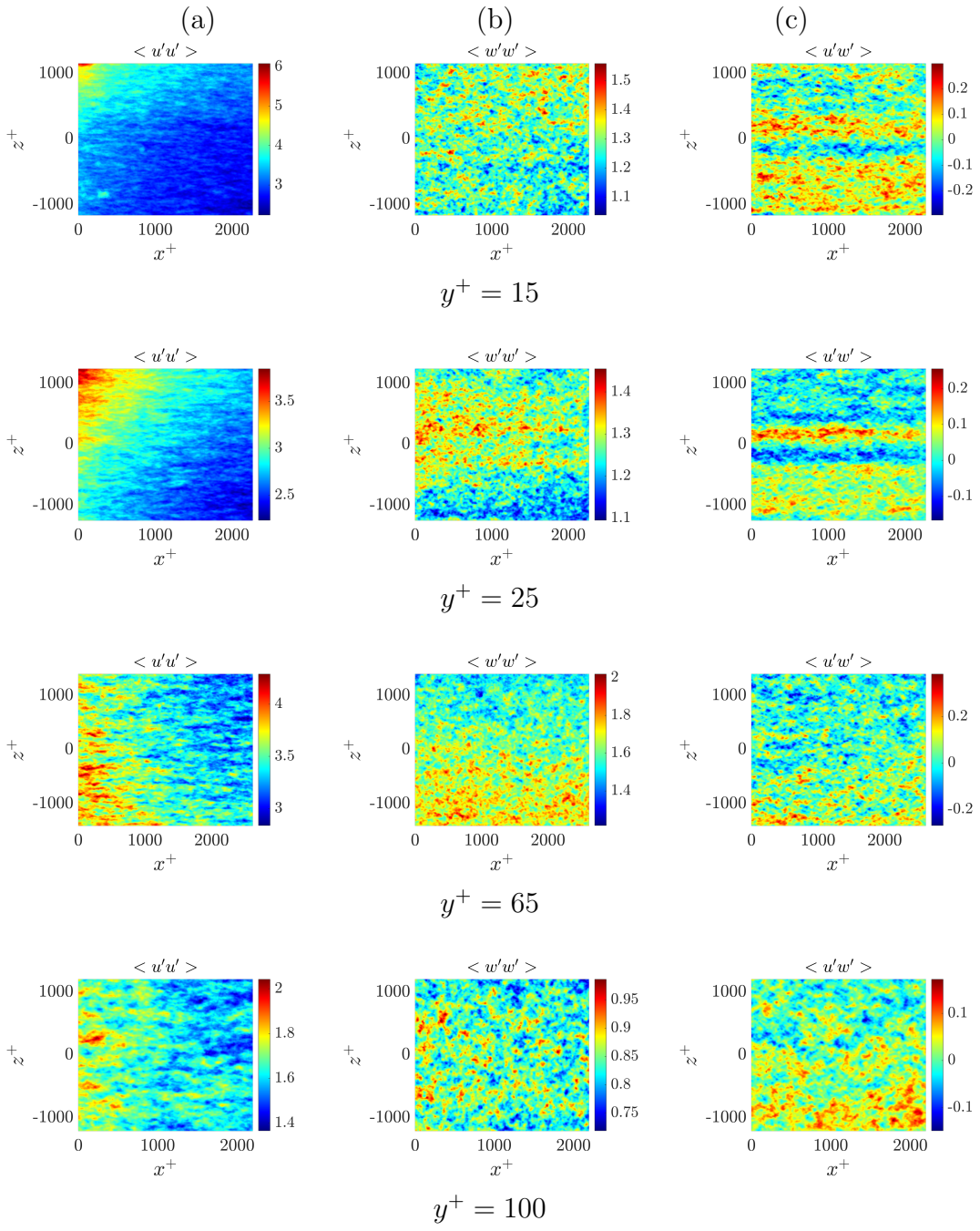

Figura 5.6: Per diverse distenze da parete alla velocità $Re_\tau = 570$ vengono riportati nella colonna (a) gli stress di Reynolds $\langle u'u' \rangle$, (b) $\langle w'w' \rangle$ (c) $\langle u'w' \rangle$.

Particolarmente interessante per l'analisi delle strutture turbolente risulta anche lo studio degli stress di Reynolds, quelli rilevati per una PIV planare 2D2C sono $\langle u'u' \rangle$, $\langle u'w' \rangle$ e $\langle w'w' \rangle$.

La componente $\langle u'w' \rangle$, nasce dall'interazione tra le fluttuazioni in direzione del flusso e quelle in direzione spanwise, il cui prodotto è un indicatore della distorsione delle strutture, ovvero di quanto queste sono inclinate rispetto alla direzione longitudinale del flusso. Quindi un valore non nullo ne suggerisce anche la presenza, in quanto indica uno scambio di quantità di moto tra le direzioni streamwise e spanwise. Le componenti $\langle u'u' \rangle$ e $\langle w'w' \rangle$, rappresentano l'intensità delle fluttuazioni turbolente nelle rispettive direzioni. La componente più significativa è $\langle u'u' \rangle$, il che è ragionevole se si pensa alle strutture coerenti che si formano in prossimità della parete e che massimizzano le fluttuazioni nella direzione del flusso.

Le misure condotte sul piano fisico di distanza da parete per $y = 3mm$, risultano molto rumorose, nonostante l'applicazione di filtri per la rimozione delle impurità delle immagini.

5.2 Risultati da termografia IR

Abbiamo visto nel paragrafo 4.2.2 in che modo sono stati ottenuti i valori dei campi del coefficiente di scambio termico convettivo h. In questa sezione si vogliono esporre i risultati ottenuti per le fluttuazioni del coefficiente di scambio termico convettivo in termini adimensionali, riportandoli in termini del numero di Stanton St. Ricordiamo che St è ricavato da:

$$St = \frac{h}{\rho c_p u_{bulk}} \tag{5.1}$$

Tuttavia, come nel caso della PIV, siamo interessati a riconoscere le strutture coerenti di parete a partire da informazioni sullo scambio termico convettivo, vista la natura fluttuante di queste strutture, risulta opportuno esprimere i risultati in termini delle fluttuazioni, a partire quindi dalle fluttuazioni di h (h'):

$$St' = \frac{h'}{\rho c_p u_{bulk}} \tag{5.2}$$

L'analisi sulle fluttuazioni di St, permette di mettere in evidenza quelle regioni in cui le strutture turbolente influenzano maggiormente il trasporto di calore. Pertanto ci aspettiamo che dai risultati che seguiranno, la distribuzione spaziale di St' rifletta la presenza di strutture di parete, così come visto per la PIV.

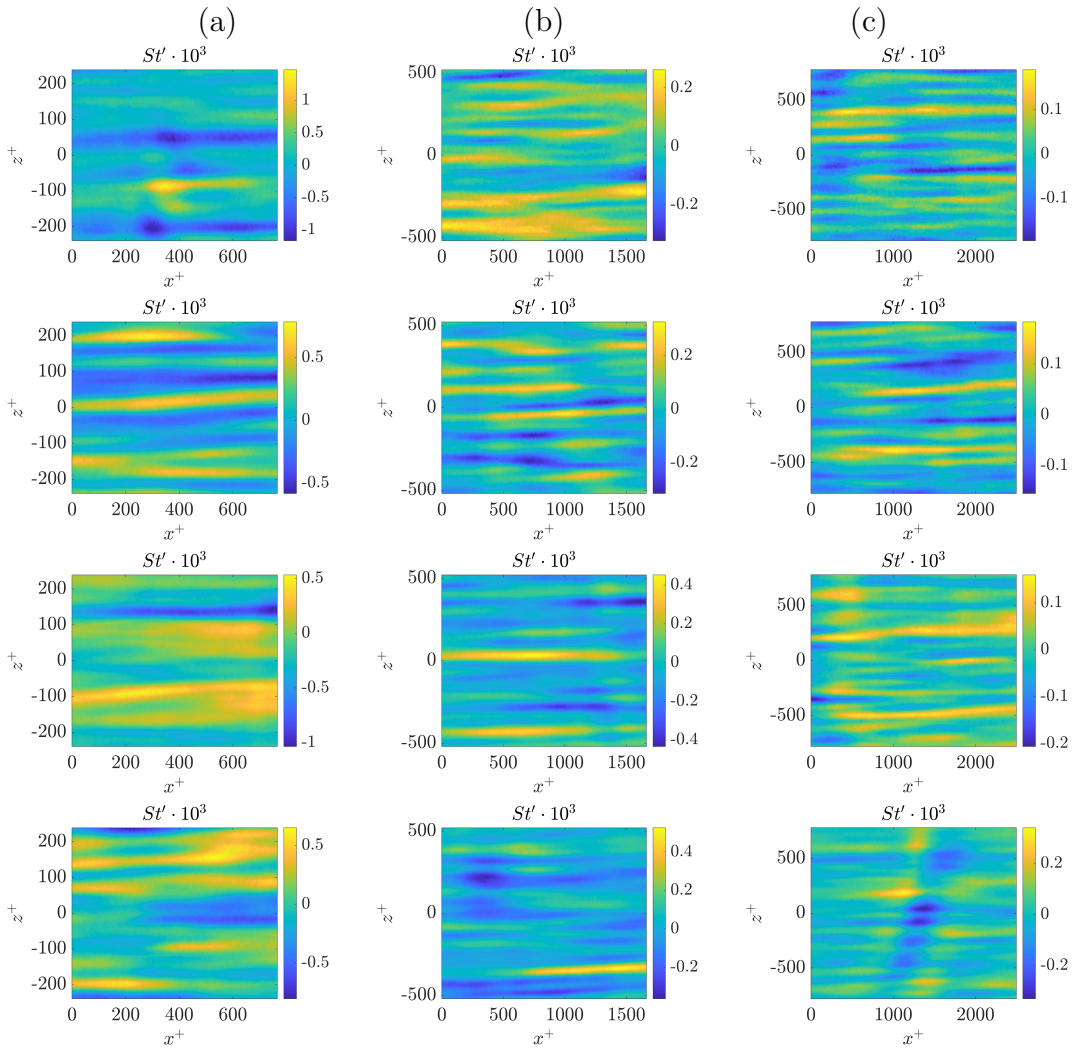

Figura 5.7: Valori fluttuanti del numero di Stanton di un'istantanea rispetto al valore medio, con acquisizione della telecamera IR ad una frequenza $f_{S-IR} = 20Hz$ per le diverse velocità di parete: $Re_\tau = 175$ (a), $Re_\tau = 380$ (b), $Re_\tau = 570$ (c).

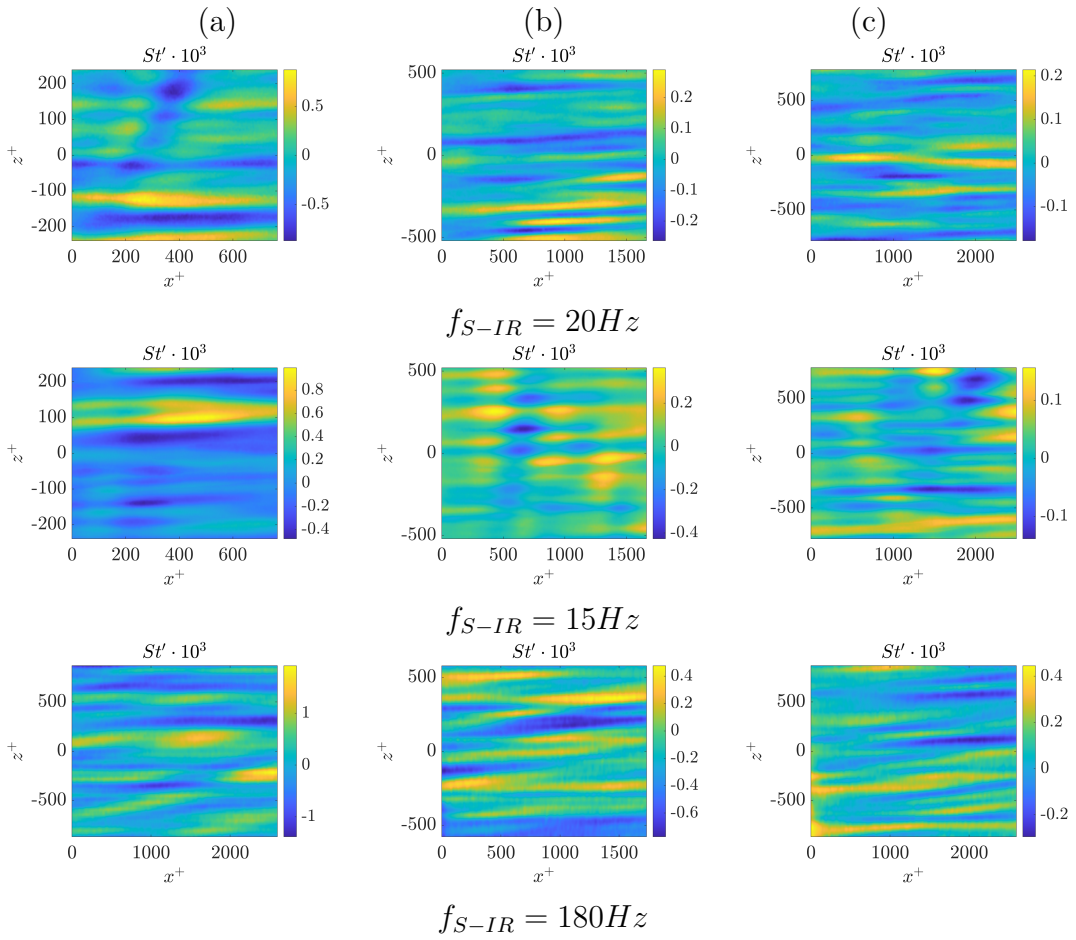

Figura 5.8: Valori fluttuanti del numero di Stanton di un'istantanea rispetto al valore medio, per le diverse velocità di parete: $Re_\tau = 175$ (a), $Re_\tau = 380$ (b), $Re_\tau = 570$ (c) e considerando diverse frequenze di acquisizione della termocamera.

Le mappe presentate sono delle fluttuazioni del numero di Stanton, il quale è direttamente correlato al raffreddamento per convezione forzata che opera il flusso sul sensore riscaldato. I valori più alti della fluttuazione sono quelli che nelle mappe vengono rappresentati dal colore giallo e indicano le regioni in cui il flusso sta raffreddando maggiormente il foil in quell'istante e risultano maggiori del raffreddamento medio. I valori più bassi della fluttuazione di St, sono rappresentati da una scala cromatica del blu, di contro alle regioni gialle, queste risentono meno dell'effetto del raffreddamento. L'andamento organizzato con cui sono disposte tali regioni, che presentano una forma snella e allungata, suggerisce la dipendenza di tali fluttuazioni dalle strutture coerenti della turbolenza a parete. Risulta che tali fluttuazioni risultano più intense e localizzate per le regioni a velocità più basse, il che suggerisce che se il flusso è più lento, c'è una minore dispersione del calore e le strutture termiche sono più definite. Poiché St' per $Re_\tau = 380$ e per $Re_\tau = 570$ sono di dimensioni confrontabili, è plausibile pensare che le strutture per $Re_\tau = 175$ derivino da una turbolenza ancora non completamente sviluppata, con bassa interazione di tali strutture.

5.3 Confronto con l'analogia di Reynolds

L'analogia di Reynolds fornisce un importante collegamento tra i meccanismi di trasporto della quantità di moto e di trasporto del calore in flussi turbolenti. In condizioni di $Pr = 1$ e di gradiente di pressione nella direzione del flusso nullo, $dp/dx = 0$, l'analogia permette di esprimere la relazione tra il coefficiente di scambio termico convettivo a parete (h) con lo sforzo di attrito a parete (τ_w):

$$St = \frac{h}{\rho u_{bulk} c_p} = \frac{\tau_w}{\rho u_{bulk}^2} \tag{5.3}$$

Che in termini di parametri adimensionali la possiamo esprimere come:

$$St = \frac{C_f}{2} \tag{5.4}$$

Il tipo di flusso esaminato per questo esperimento, tuttavia presenta un $Pr \approx 0{,}7$ e un gradiente di pressione avverso $dp/dx < 0$. Pertanto verrà inizialmente confrontato il numero di Stanton effettivo, ovvero quello ottenuto a partire dalle misure sperimentali del coefficiente di scambio termico convettivo h (che chiameremo St_h), con quello ottenuto secondo l'analogia di Reynolds attraverso lo sforzo medio di attrito a parete τ_w (definito come St_τ).

Innanzitutto vengono riportati i valori di St_τ che sono stati ottenuti grazie alla caratterizzazione del canale:

	(a)	(b)	(c)
Re_τ	175	380	570
St_τ	0.0054	0.004	0.0036

Tabella 5.1: Tabella dei valori di St in funzione di Re_t

Poichè le acquisizioni di h variano nel tempo, per fare un confronto vogliamo ottenere un valore mediato nel tempo e nello spazio, ottenendo i seguenti valori del numero di Stanton per i casi analizzati.

	(a)	(b)	(c)
Re_τ	175	380	570
St_h (TEST 1)	0.0176	0.0121	0.0102
St_h (TEST 2)	0.0177	0.0144	0.0100
St_h (TEST 3)	0.0175	0.0115	0.0097
St_h (TEST 4)	0.0173	0.0120	0.0101
St_h (TEST 5)	0.0183	0.0116	0.0105
St_h (media)	0.0177	0.0120	0.0101

Tabella 5.2: Tabella dei valori di St_h per diversi test condotti a $f_{S-IR} = 20Hz$

I risultati ottenuti invece per l'acquisizione della termocamera a 15Hz e 180Hz per i tre valori di velocità, sono stati i seguenti:

	(a)	(b)	(c)
Re_τ	175	380	570
St_{h-15}	0.0176	0.0120	0.0098
St_{h-180}	0.0150	0.0097	0.0087

Tabella 5.3: Tabella dei valori di St_h per le acquisizioni a 15Hz e 180Hz

5.3.1 Valutazione dell'errore relativo

Si quantifica ora l'errore commesso nella valutazione di St imponendo l'analogia di Reynolds per flussi con gradiente di pressione $dp/dx \neq 0$, poiché essa è esattamente valida solo per flussi in cui lo sforzo tangenziale a parete τ_w, è l'unico termine dominante nella generazione della dissipazione. In presenza di un gradiente di pressione, la relazione classica tra coefficiente di attrito C_f e St potrebbe non essere più precisa.

In particolare, valutandolo in termini di errore relativo:

$$\varepsilon = \frac{|St_\tau - St_h|}{St_h} \cdot 100 \tag{5.5}$$

Otteniamo i seguenti risultati per le acquisizioni a 15Hz, 20Hz e 180Hz:

Quindi l'analogia di Reynolds ci porta ad ottenere dei valori circa 3 volte inferiori rispetto a ciò che si ottiene sperimentalmente. Però vediamo che aumentando la frequenza di acquisizione a 180Hz l'errore commesso è leggermente inferiore.

	(a)	(b)	(c)
Re_τ	175	380	570
ε_{15}	69.3%	66.67%	63.27%
ε_{20}	69.5%	66.67%	64.35%
ε_{180}	64.6%	58.76%	58.62%

Tabella 5.4: Tabella degli errori relativi ε al variare di Re_t

5.3.2 Correzione Reynolds-Colburn

Si prova dunque ad applicare una correzione, in particolare ci si attiene all'analogia di Reynolds-Colburn, che nel caso in cui consideriamo un flusso turbolento con $Pr \neq 1$, nel caso di un condotto a sezione circolare, con gradiente di pressione avverso moderato, si traduce nella seguente relazione [25]:

$$St = \frac{C_f/2}{1 + 12{,}7(Pr^{2/3} - 1)\sqrt{C_f/2}} \tag{5.6}$$

Il tentativo è fatto per valutare che errore commettiamo operando questo tipo di correzione.

Poichè si sta considerando una condizione di aria standard, il numero di Prandtl risulta essere: $Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{1.51 \cdot 10^{-5}}{2.24 \cdot 10^{-5}} = 0.67$. Mentre i valori di Cf vengono riportati in tabella:

Re_τ	175	380	570
C_f	0.0107	0.0080	0.0072

Tabella 5.5: Coefficinte di sforzo d'attrito C_f per i diversi regimi di moto

I numeri di Stanton calcolati per le 3 velocità con questo tipo di correzione saranno pertanto:

Re_τ	175	380	570
St_{colb}	0.069	0.0049	0.0044

Tabella 5.6: Correzione alla Reynolds-Colburn

	(a)	(b)	(c)
Re_t	175	380	570
ε_{15}	61.02%	59.17%	56.43%
ε_{20}	54%	49.48%	49.42%
ε_{180}	60.8%	59.17%	55.10%

Tabella 5.7: Tabella degli errori relativi ε al variare di Re_t, con correzione Reynolds-Colburn

Seppure gli errori relativi si riducono, proprio perchè la correzione va a limitare gli effetti dissipativi del gradiente di pressione e la differenza legata al numero di Prandtl, tuttavia non è in grado di compensare il caso in esame, la cui determinazione di St richiede una diretta conoscenza del coefficiente di scambio termico convettivo h.

5.4 Correlazioni tra campo termico e campo di velocità

In questa sezione si analizza la correlazione 2D tra le fluttuazioni del coefficiente di scambio termico convettivo h' e quelle di velocità u' per un campo istantaneo. L'acquisizione simultanea ci permette di eseguire un confronto tra due immagini riprese nello stesso istante temporale e poichè le strutture più veloci generano un incremento dello scambio termico convettivo, la correlazione viene ricercata tra variazioni dello stesso segno. Vista la differente risoluzione dei due campi, per effettuare la correlazione su elementi aventi le stesse dimensioni fisiche, è stata eseguita un'interpolazione lineare della grandezza maggiormente risolta, avente dunque una griglia più fine, sulla griglia della grandezza meno risolta. Nel caso in esame la risoluzione delle immagini termiche è superiore rispetto a quelle di PIV, pertanto, dopo aver ritagliato la sezione del campo di vista, in modo che fosse comune alle due grandezze, è stata interpolata h' sulla griglia di u'. Quindi la coppia di immagini correlate sarà del tipo in figura 5.9.

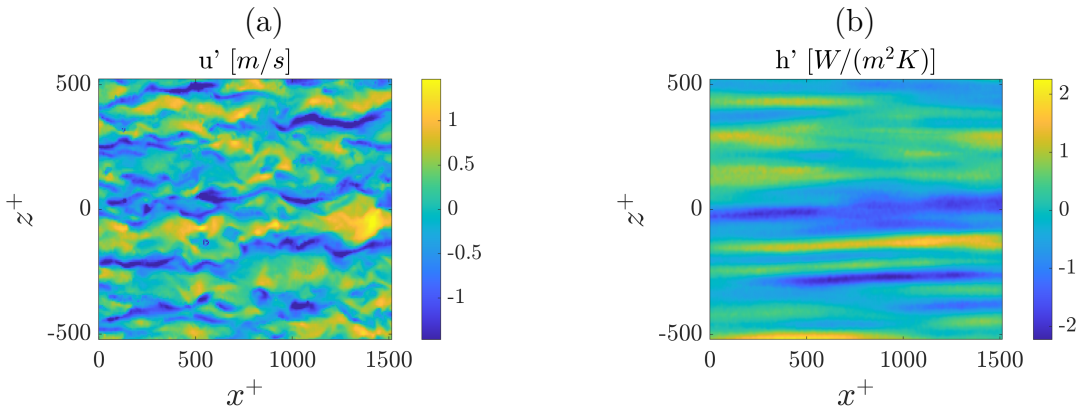

Figura 5.9: Coppia di immagini sincronizzate del campo di velocità istantaneo u' (a) e del coefficiente di scambio termico convettivo h' (b). Immagini riprese per le condizioni di $Re_\tau = 380$ e $y^+ = 15$.

La cross correlation, tra due matrici generiche A(MxN) e B(PxQ) è definita come:

$$R(i,j) = \sum_m \sum_n A(m,n) \cdot B(m-i, n-j) \tag{5.7}$$

Con (m,n) che percorrono la matrice A e (i,j) che indicano gli spostamenti di B su A, la matrice risultante R, avrà dimensioni (M+P-1)x(N+Q-1). Poiché le dimensioni per la correlazione sono diverse rispetto al campo di vista originale, si impiega un sistema di riferimento ausiliario $\tilde{x}^+ - \tilde{y}^+$, in modo che sia centrato

in corrispondenza del riferimento comune alle due immagini, punto in cui la correlazione è data dalla perfetta sovrapposizione. Per il caso in questione le matrici A e B sono rispettivamente u' e h', che per come sono state manipolate hanno le stesse dimensioni, ovvero M=P e N=Q. Per ottenere un risultato agevolmente consultabile, con valori compresi nel range [-1,1], è stata fatta una normalizzazione di R:

$$R_{norm} = \frac{R}{\sqrt{\sum(h' - \bar{h'})^2 \cdot \sum(u' - \bar{u'})^2}} \tag{5.8}$$

Per ottenere lo stesso risultato, ma con maggiore efficienza, per il calcolo della correlazione R è stata impiegata la funzione "xcorr2_fft", che esegue la correlazione bidimensionale tra due matrici utilizzando la Fast Fourier Transform (FFT) [26].

5.4.1 Individuazione del massimo di correlazione

Le matrici di correlazione R_{norm} permettono di interpretare eventuali analogie tra i due campi correlati. In particolare, il punto di massimo della correlazione, indica la posizione relativa di massima corrispondenza tra i valori di picco di u' con quelli di h'. Qualora la posizione di massimo fosse collocata per le successive correlazioni della sequenza temporale sempre nell'intorno della medesima posizione, allora la correlazione tra i due campi sarebbe verificata. Se tale posizione non dovesse corrispondere al centro degli assi cartesiani di riferimento ausiliari $\tilde{x}^+ - \tilde{y}^+$, vuol dire che è presente un certo ritardo spaziale tra i due campi o che questi non sono perfettamente centrati, [27]. Pertanto, se la posizione del massimo dovesse apparire randomica, si può concludere che non si è stati in grado di trovare una correlazione tra i due campi.

Vista la similitudine dei risultati ottenuti per i vari casi, per brevità si riportano solo le condizioni della tabella 5.8.

Re_τ	y^+
175	8
380	15
570	65

Tabella 5.8: Test analizzati per correlazioni.

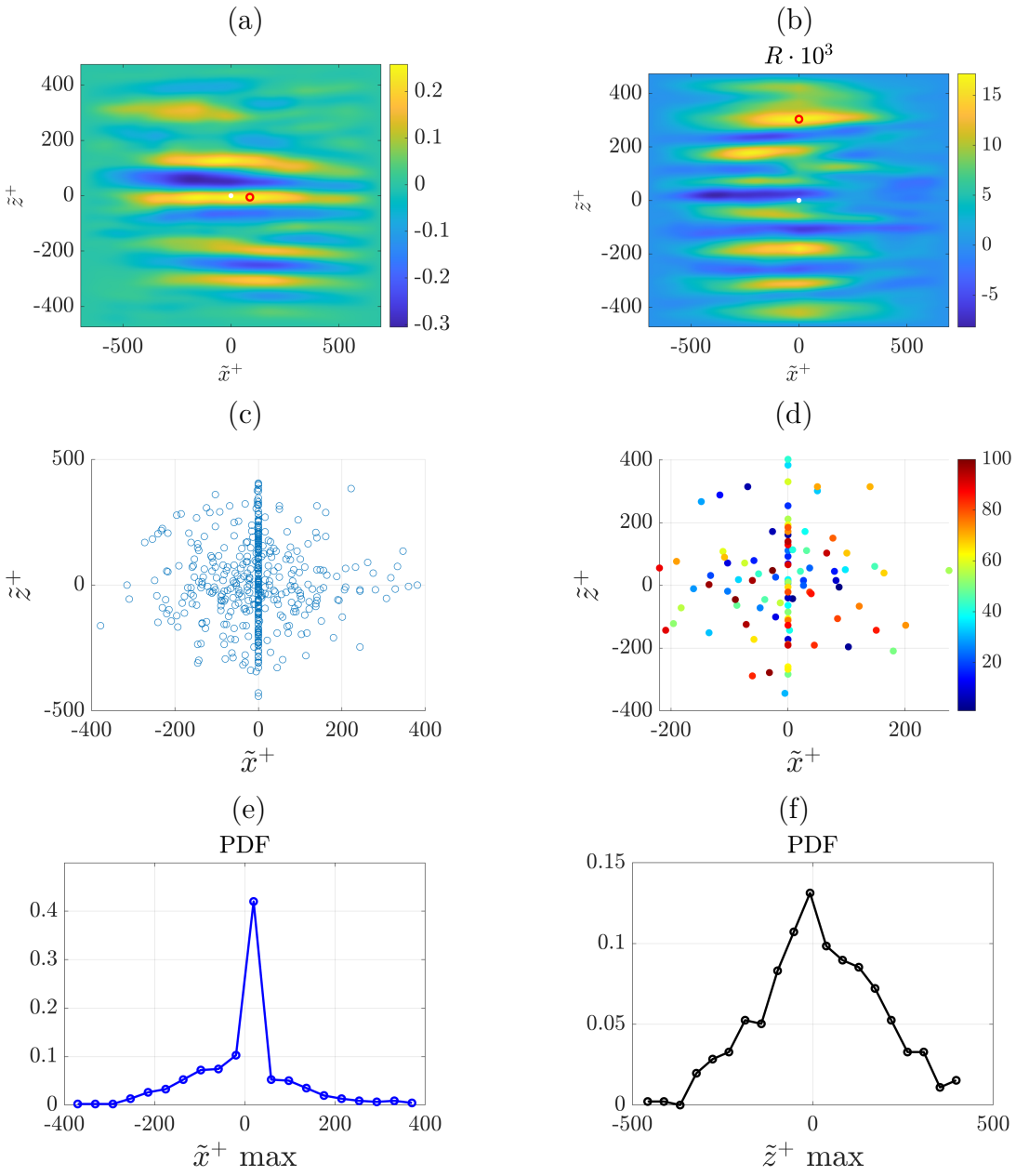

Figura 5.10: Immagine di una singola correlazione per $Re_\tau = 175$ e $y^+ = 8$ tra due istantanee sincronizzate di u' e h' (a) e media su tutte le correlazioni (b) il punto bianco rappresenta il centro degli assi, quello rosso il massimo della matrice di correlazione. Rappresentazione istantanea di tutti i punti di massimo (c) e valutazione sequenziale dei primi 100 punti di massimo (d). PDF delle posizione del massimo in $\tilde{x}^+$ (e) ed in $\tilde{z}^+$ (f).

Dalle figure di 5.10 risulta evidente che emergono dei pattern a bande, confermando di fatto la similitudine tra i due campi, tuttavia nella media sulle correlazioni, i valori risultano molto più bassi di quelli della correlazione singola, evidenziando il fatto che le caratteristiche di correlazione tendano a variare da un'immagine all'altra, portando ad un'omogenizzazione dei valori medi (tendono maggiormente a zero). Per approfondire le caratteristiche di correlazione, si è individuata la posizione sul piano ausiliario di tutti i punti di massimo, andando inoltre a riportare un piano raffigurante la posizione dei primi 100 punti di massimo su una scala colorata, in modo da tracciare il loro andamento sequenziale, dal quale tuttavia, non emerge alcuna significativa tendenza. L'addensamento di numerosi valori di massimo in corrispondenza di $\tilde{x}^+ = 0$ è proprio legata alla caratteristica a bande dei pattern.

Vengono inoltre riportati gli andamenti delle posizioni del massimo in termini delle PDF della coordinata in $\tilde{x}^+$ e $\tilde{z}^+$. Il picco pronunciato in prossimità dello zero per la coordinata $\tilde{x}^+$ è prevalentemente da ricollegare alla caratteristica allungata delle strutture dei due campi, mentre per la posizione in $\tilde{z}^+$, si ha una maggiore dispersione dei dati, permettendoci ulteriormente di concludere che non è presente correlazione.

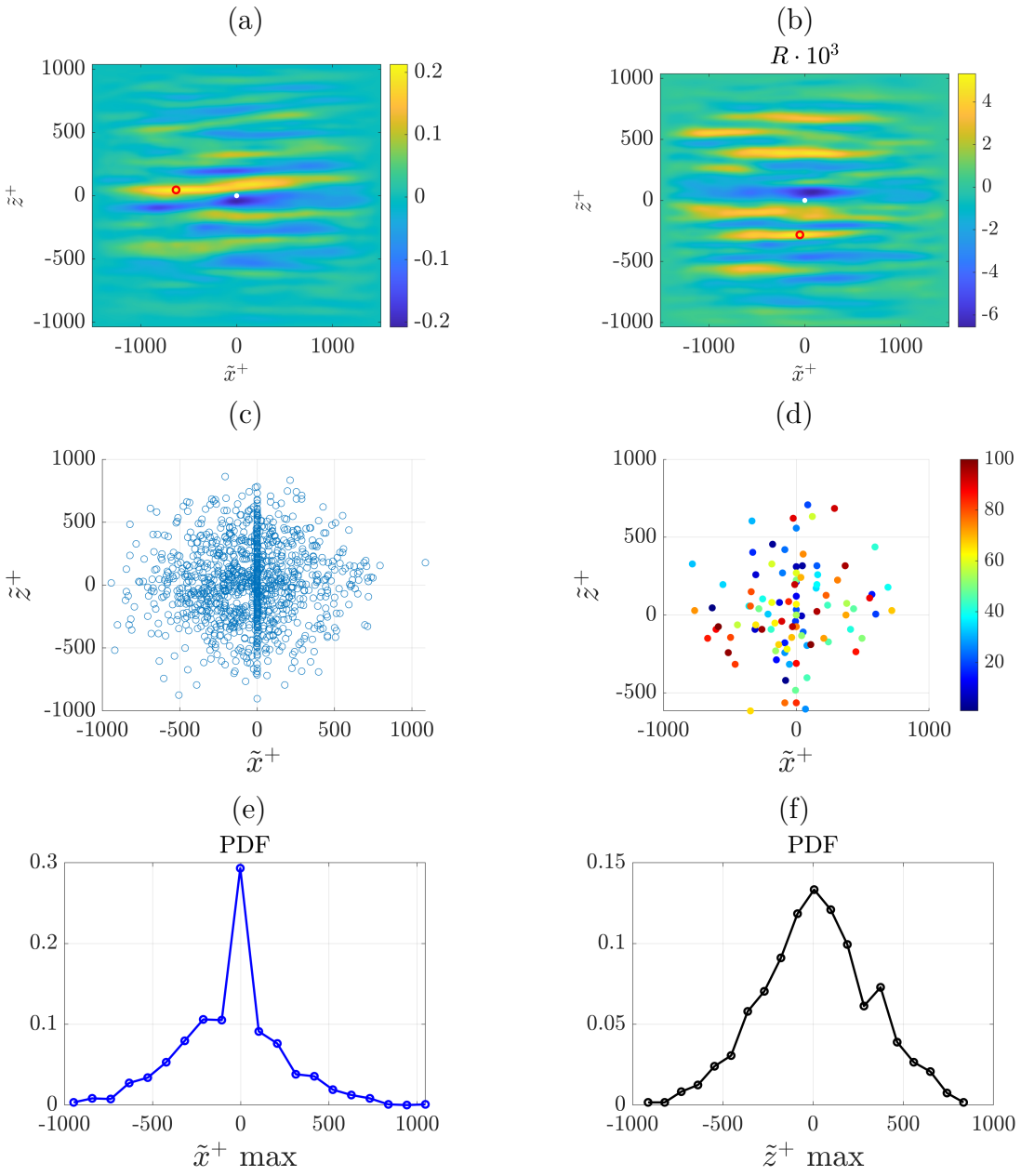

Figura 5.11: Immagine di una singola correlazione per $Re_\tau = 380$ e $y^+ = 15$ tra due istantanee sincronizzate di u' e h' (a) e media su tutte le correlazioni (b) il punto bianco rappresenta il centro degli assi, quello rosso il massimo della matrice di correlazione. Rappresentazione istantanea di tutti i punti di massimo (c) e valutazione sequenziale dei primi 100 punti di massimo (d). PDF delle posizione del massimo in $\tilde{x}^+$ (e) ed in $\tilde{z}^+$ (f).

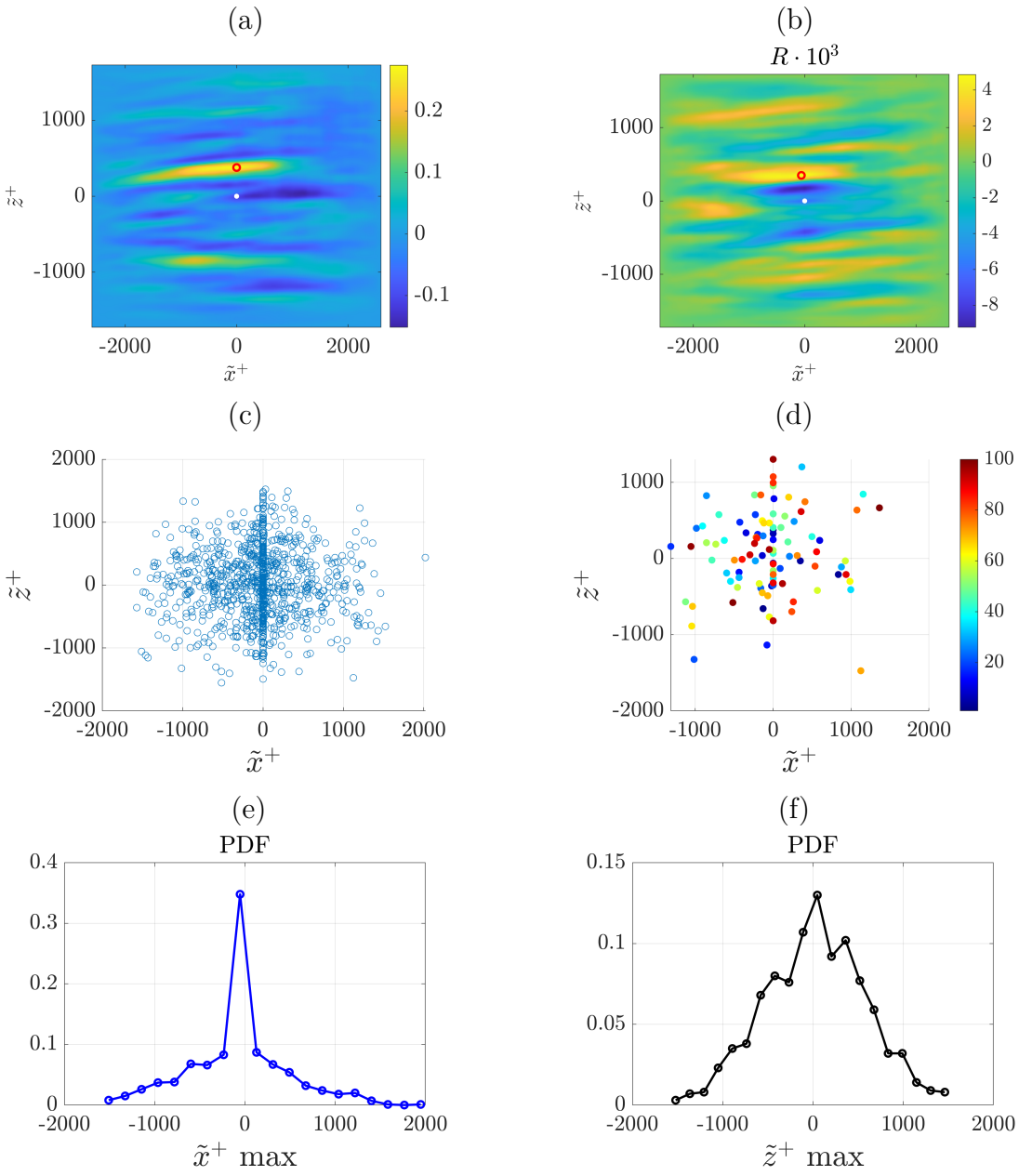

Figura 5.12: Immagine di una singola correlazione per $Re_\tau = 570$ e $y^+ = 65$ tra due istantanee sincronizzate di u' e h' (a) e media su tutte le correlazioni (b) il punto bianco rappresenta il centro degli assi, quello rosso il massimo della matrice di correlazione. Rappresentazione istantanea di tutti i punti di massimo (c) e valutazione sequenziale dei primi 100 punti di massimo (d). PDF delle posizione del massimo in $\tilde{x}^+$ (e) ed in $\tilde{z}^+$ (f).

I risultati ricavati da tutti i test condotti conducono alla medesima considerazione, ovvero che la correlazione spaziale 2D tra le immagini delle fluttuazioni di u e di h non trova riscontro per nessuna condizione di velocità e distanza da parete analizzate. Rimane tuttavia aperta ancora la possibilità di ricercare un'eventuale correlazione che tenga conto anche di un ritardo temporale.

5.5 Low-Speed Streaks

Ci si pone ora l'obiettivo di identificare la presenza di caratteristiche simili tra i due campi analizzati, pertanto si vogliono confrontare le strutture a bassa velocità della quantità di moto (LSS) con le strutture termiche caratterizzate da un minore trasferimento di scambio termico convettivo, poiché secondo l'analogia e per quanto riportato da [27], c'è una diretta corrispondenza.

Tale confronto viene condotto in termini di ampiezza w_s^+ e di spaziatura λ_S^+ tra le medesime strutture nella direzione spanwise z^+. Analogamente si potrebbe fare per le HSS.

Dalle immagini dei campi fluttuanti della velocità, vengono individuate le regioni per la quale vale che: $u'(x_i, y_i) < -0.5u_\tau$, valore soglia suggerito dalla letteratura [28] in modo da isolare le strutture connesse riportandole su una mappa binaria, similmente a quanto fatto per h', per cui il valore soglia è stato scelto in proporzione alla deviazione standard, $h'(x_i, y_i) < -0.5\sigma(h')$.

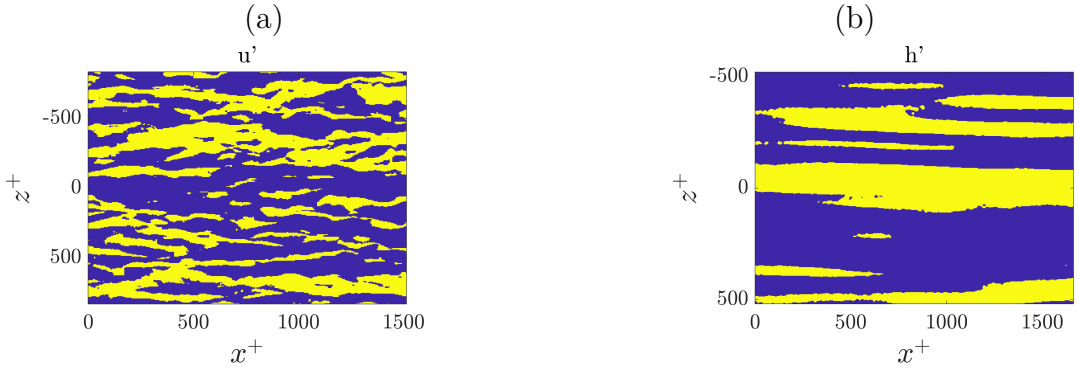

Figura 5.13: Coppia di immagini binarie del campo di velocità istantaneo u' (a) e del coefficiente di scambio termico convettivo h' (b). Immagini riprese per le condizioni di $Re_\tau = 380$ e $y^+ = 15$.

Per la valutazione delle distanze tra le streaks, sono state salvate le posizioni dei centroidi delle strutture connesse, è stata poi calcolata la minima distanza nella direzione z^+, corrispondente alla spaziatura λ^+ tra due strutture successive di un'immagine binaria. Le strutture prese in considerazione per questa analisi, rispettano le seguenti condizioni di soglia: $w_s^+ < 250$ e $l_s^+ > 400$, con l_s^+ lunghezza della struttura. Questo filtraggio permette di non prendere in considerazione dati sporchi.

Una volta raccolti i valori per tutta la sequenza temporale, viene tracciato l'andamento della PDF, per avere una statistica dei valori tipici di queste grandezze.

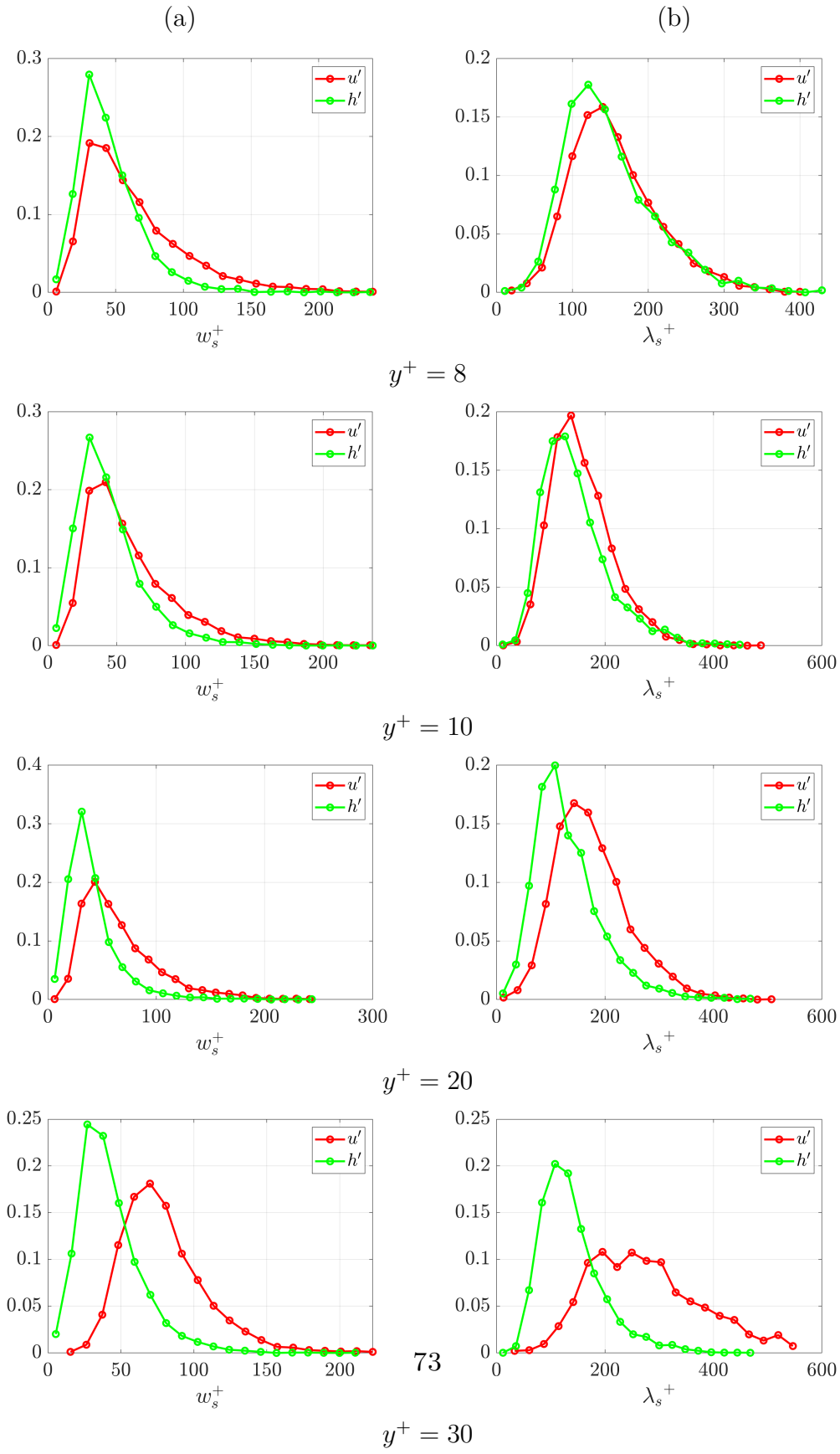

Figura 5.14: PDF delle ampiezze delle streaks w_s^+ (a) e delle spazziature λ_s^+ (b) a diverse distanze da parete per la velocità $Re_\tau = 175$.

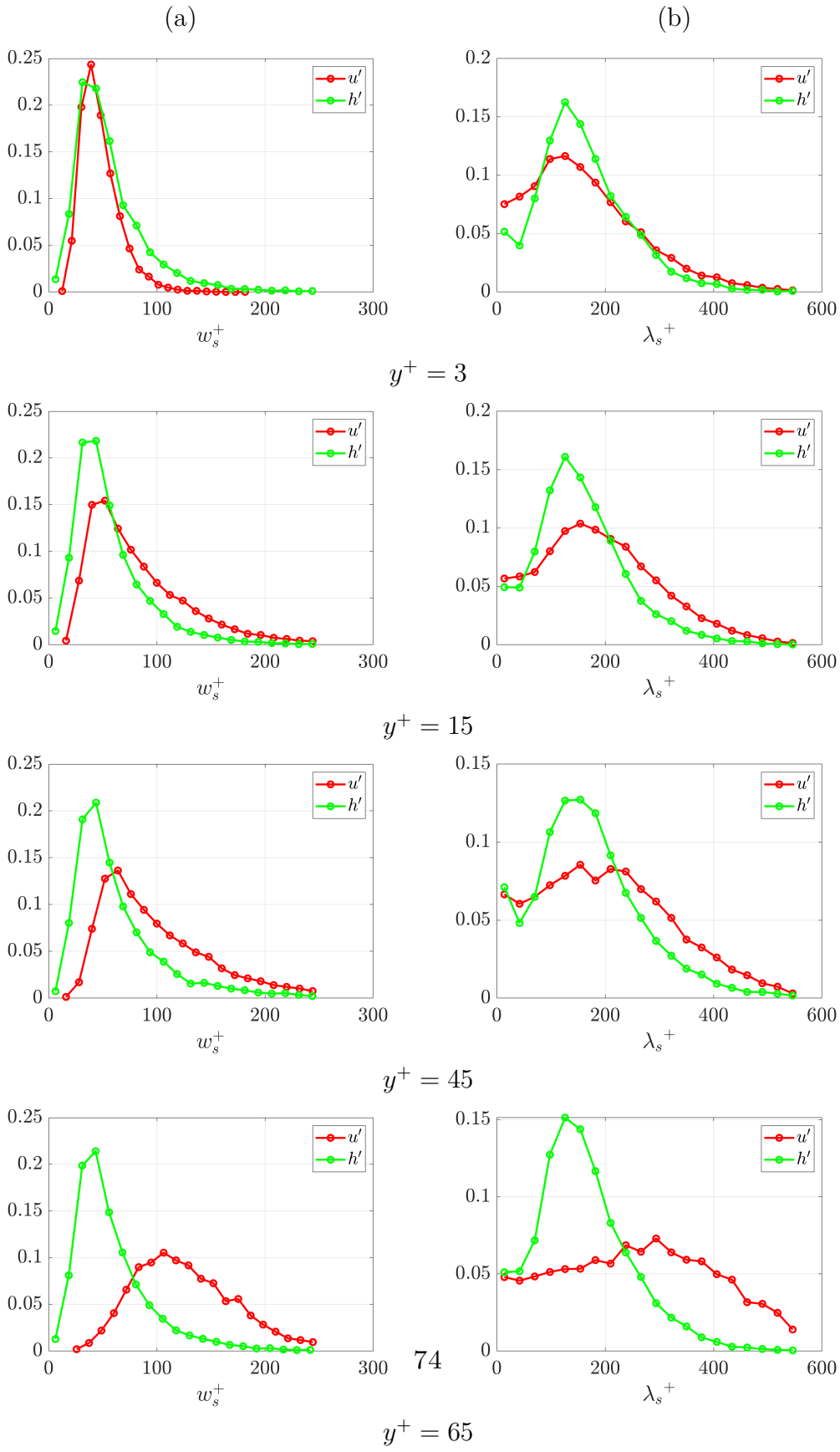

Figura 5.15: PDF delle ampiezze delle streaks w_s^+ (a) e delle spazziature λ_s^+ (b) a diverse distanze da parete per la velocità $Re_\tau = 380$.

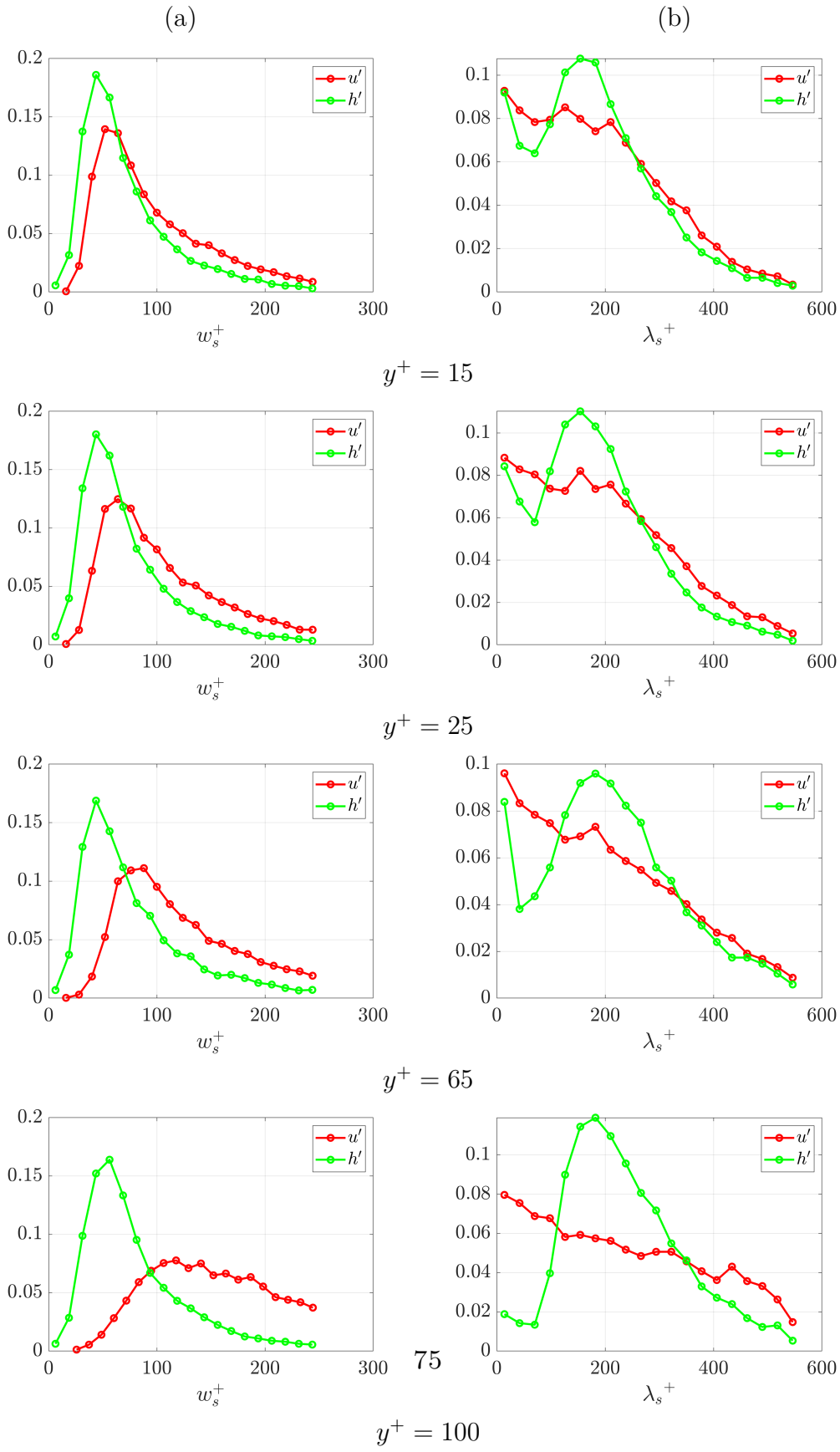

Figura 5.16: PDF delle ampiezze delle streaks w_s^+ (a) e delle spazziature λ_s^+ (b) a diverse distanze da parete per la velocità $Re_\tau = 570$.

Dai grafici riportati è possibile fare diverse considerazioni. Innanzitutto, per i casi più vicini a parete è possibile affermare che le dimensioni medie delle streaks in termini di ampiezza w_s^+, trovano un massimo per valori prossimi a 50. Aumentando la y^+, sia i valori di w_s^+ che di λ_s^+, per le immagini dei campi di velocità, tendono ad aumentare, scostandosi dai valori riportati per i campi termici, i quali sono ricavati a parete. I picchi per h', sono spostati verso valori più bassi, nonostante il foil agisca da filtro per le strutture più piccole, tuttavia questo può essere giustificato da un effetto di media del sensore.

Un aumento di Re_τ tende a sovrastimare i valori più bassi di λ_s^+, probabilmente a causa della presenza di strutture maggiormente spezzate, le quali, viste le modalità con cui sono state calcolate queste distanze, hanno portato a valutare un maggior numero di distanze più brevi. Infatti, per casi di $Re_\tau = 570$ si ha la probabilità più alta per valori prossimi allo zero di λ_s^+, il che non ha senso fisico, considerando che le sole ampiezze delle LSS, hanno un picco di probabilità in prossimità di $w_s^+ \approx 50$. Tuttavia, sono rintracciabili dei massimi locali collocati nel range $150 < \lambda_s^+ < 200$, sia per le strutture termiche che cinematiche

Nelle condizioni a bassi Re_τ e y^+, le somiglianze statistiche delle strutture analizzate sono evidenti, avendo dei trend congruenti. Un aumento della distanza da parete e della Re_τ, porta a spostare questi trend per le strutture della quantità di moto verso valori più alti di w_s^+ rispetto a quelle termiche, in quanto, aumenta il numero delle strutture di scala più grande.

Inoltre, dalle immagini binarie, è possibile vedere come le immagini di u' riportino strutture mediamente più frastagliate di quelle di h', poiché i filtri per la valutazione del coefficiente di scambio termico convettivo risultano più aggressivi, ciò giustifica il fatto che per alti Re_τ, i trend di λ_s^+ per h' sono meno rumorosi.

Viste queste considerazioni, si può concludere che le strutture termiche, presentano le medesime caratteristiche di quelle cinematiche, confermandone dunque una diretta conseguenza delle une sulle altre.

Capitolo 6

Conclusioni

In questo lavoro sono state condotte misurazioni su un flusso di canale turbolento mediante tecniche non intrusive, PIV e termografia infrarossi, garantendo rispettivamente l'acquisizione di immagini del campo di moto e di temperatura istantanei sincronizzate, per una certa sezione longitudinale del flusso. Le acquisizioni sono state condotte solamente dopo aver caratterizzato i regimi di moto del canale utilizzato negli esperimenti.

Dall'elaborazione delle immagini termiche è stato possibile risalire ai valori sperimentali del numero di Stanton St, i quali sono stati confrontati con quelli ottenuti mediante l'analogia di Reynolds, a partire dallo sforzo di taglio medio a parete. Dal confronto, è stato confermato che l'applicazione diretta dell'analogia per un canale turbolento con gradiente di pressione avverso introduce errori significativi, evidenziando che l'analogia tende a sottostimare i valori di St.

Pertanto l'obiettivo che ci si è posti, è stato quello di ricercare una diretta correlazione tra le strutture turbolente del campo di velocità e le variazioni del coefficiente di scambio termico convettivo h. A tal fine sono state condotte analisi approfondite sui dati acquisiti, valutando le caratteristiche delle low-speed streaks e la diretta correlazione 2D tra i campi di velocità e quelli termici. Dai risultati ottenuti non è emersa una chiara corrispondenza tra le strutture turbolente cinematiche e quelle termiche, tuttavia si è osservato che, dall'analisi condotta sulle LSS, le due tipologie di strutture presentano caratteristiche analoghe, suggerendo che come quanto affermato dall'analogia di Reynolds, l'intensità dello scambio termico convettivo è direttamente influenzato dai meccanismi di trasferimento della quantità di moto.

A questo proposito si possono dunque condurre ulteriori indagini per comprendere se la correlazione è affetta da un ritardo temporale o se è necessario un approccio differente all'acquisizione dei dati.

Un'eventuale conferma della correlazione tra i due campi aprirebbe scenari importanti per lo sviluppo di tecniche di acquisizione innovative. L'inesattezza

dell'analogia di Reynolds per flussi con gradiente di pressione avverso, pone dei limiti alla previsione di campi termici a partire da misure di velocità, tuttavia una diretta correlazione dei due campi permetterebbe l'istruzione di una rete neurale che potrebbe essere impiegata per la ricostruzione dei campi di trasferimento termico convettivo a partire da campi fluttuanti di velocità, senza ricorrere a misurazioni dirette di temperatura.

Bibliografia

[1] F. M. White, «Fluid Mechanics», in New York, NY: McGraw-Hill, 2011 (cit. a p. 5).

[2] S. B. Pope, «Turbulent Flows», in Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2000 (cit. alle pp. 5, 8–11, 13).

[3] J. Kim, P. Moin e R. Moser, «Turbulence Statistics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Number», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 177, pp. 133–166, 1987 (cit. a p. 8).

[4] T. Wei e W. W. Willmarth, «Reynolds-number Effects on the Structure of a Turbulent Channel Flow», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 204, pp. 57–95, 1989 (cit. a p. 10).

[5] G. Berkooz, P. Holmes e J. L. Lumley, «The Proper Orthogonal Decomposition in the Analysis of Turbulent Flows», *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 25, pp. 539–575, 1993, Cit. p. 540 (cit. a p. 11).

[6] S. I. Chernyshenko e M. F. Baig, «Streaks and vortices in near-wall turbulence», *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 363, n. 1830, pp. 1097–1107, 2005, Cited on page 1106. DOI: 10.1098/rsta.2005.1552 (cit. a p. 11).

[7] S. Chernyshenko, *Two Paradigms for Streaks in Turbulence*, https://www.imperial.ac.uk/aeronautics/fluiddynamics/ChernyshenkoResearch/TwoParadigmsForStreaks.php (cit. a p. 12).

[8] A. Cuéllar, A. Güemes, A. Ianiro, Ó. Flores, R. Vinuesa e S. Discetti, «Three-dimensional generative adversarial networks for turbulent flow estimation from wall measurements», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 991, A1, 2024. DOI: 10.1017/jfm.2024.432 (cit. alle pp. 12, 26).

[9] P. Holmes, J. L. Lumley e G. Berkooz, *Turbulence, Coherent Structures, Dynamical Systems, and Symmetry*. New York: Cambridge University Press, 1996 (cit. a p. 13).

[10] M. R. Head e P. Bandyopadhyay, «New aspects of turbulent boundary-layer structure», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 107, pp. 297–338, 1981 (cit. a p. 13).

[11] R. J. Adrian, «Hairpin vortex organization in wall turbulence», *Physics of Fluids*, vol. 19, n. 4, pp. 1–3, 5–8, 10–12, 2007. DOI: 10.1063/1.2717527 (cit. a p. 13).

[12] F. P. Incropera, D. P. DeWitt, T. L. Bergman e A. S. Lavine, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, 6th. Hoboken, NJ: John Wiley e Sons, 2007 (cit. alle pp. 14, 16, 20).

[13] J. P. Holman, *Heat Transfer*, 10th. New York: McGraw-Hill Education, 2010 (cit. alle pp. 14, 15).

[14] R. Castellanos, *Infrared Thermography Course: How to Measure Heat Transfer and Process IR Images*, Euromech 631, 2024 (cit. a p. 14).

[15] T. Astarita e G. M. Carlomagno, *Infrared Thermography for Thermo-Fluid-Dynamics*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2013, ISBN: 978-3-642-29507-2. DOI: 10.1007/978-3-642-29508-9 (cit. alle pp. 17–19, 23, 26, 27).

[16] O. Reynolds, «On the Extent and Action of the Heating Surface of Steam Boilers», *Proceedings of the Manchester Literary and Philosophical Society*, vol. 14, pp. 7–12, 1875 (cit. a p. 20).

[17] T. H. Chilton e A. P. Colburn, «Mass transfer (absorption) coefficients prediction from data on heat transfer and fluid friction», *Industrial and Engineering Chemistry*, vol. 26, n. 11, pp. 1183–1187, 1934 (cit. a p. 21).

[18] FLIR Systems, *What is a Non-Uniformity Correction (NUC)?*, https://www.flir.com/discover/professional-tools/what-is-a-non-uniformity-correction-nuc/ (cit. a p. 24).

[19] M. Raffel, C. E. Willert, F. Scarano, C. J. Kähler, S. T. Wereley e J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*, 3rd. Cham, Switzerland: Springer, 2018, ISBN: 978-3-319-68851-0 (cit. a p. 27).

[20] A. Technology, *PIV Mode for iStar sCMOS*, https://andor.oxinst.com/learning/view/article/piv-mode-for-istar-scmos (cit. a p. 30).

[21] InfraTec, *Infrared Camera ImageIR 6300 Z*, https://www.infratec.eu/thermography/infrared-camera/imageir-6300-z/ (cit. a p. 38).

[22] A. Cuéllar, E. Amico, J. Serpieri, G. Cafiero, W. J. Baars, S. Discetti e A. Ianiro, «Measuring time-resolved heat transfer fluctuations on a heated-thin foil in a turbulent channel airflow», *Meas. Sci. Technol.*, set. 2024, Preprint (cit. alle pp. 39, 43, 47).

[23] J. Kim, S. J. Kline e W. C. Reynolds, «The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 50, n. 1, pp. 133–160, 1971 (cit. a p. 53).

[24] S. K. Robinson, «The Kinematics of Turbulent Boundary Layer Structure», NASA Ames Research Center, rapp. tecn. NASA-TM-103859, 1991. indirizzo: `https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19910017151/downloads/19910017151.pdf` (cit. a p. 53).

[25] J. H. L. IV e J. H. L. V, *A Heat Transfer Textbook*, 5th. Cambridge, Massachusetts: Phlogiston Press, 2020. indirizzo: `http://ahtt.mit.edu` (cit. a p. 63).

[26] A. Masullo, *xcorr2_fft(a,b)*, MATLAB Central File Exchange, 2025. indirizzo: `https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/53570-xcorr2_fft-a-b` (cit. a p. 66).

[27] F. Foroozan, A. Güemes, M. Raiola, R. Castellanos, S. Discetti e A. Ianiro, «Synchronized measurement of instantaneous convective heat flux and velocity fields in wall-bounded flows», *Measurement Science and Technology*, 2023, Accepted Manuscript version. DOI: `10.1088/1361-6501/ace8ad`. indirizzo: `https://doi.org/10.1088/1361-6501/ace8ad` (cit. alle pp. 66, 72).

[28] G. Cafiero, E. Amico e G. Iuso, «Manipulation of a turbulent boundary layer using sinusoidal riblets», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 984, A59, 2024. DOI: `10.1017/jfm.2024.256`. indirizzo: `https://doi.org/10.1017/jfm.2024.256` (cit. a p. 72).