

DNS di flussi su superfici rugose fisse e mobili.

di: Fabrizio Fabiani

E-mail:

fabiani@kolmogorov.ing.uniroma1.it

fabrizio.fabiani@aviogroup.com

Dipartimento di Meccanica e Aeronautica

Universita di Roma “La Sapienza”

Via Eudossiana 18, 00184 Roma, Italia

Indice

Nomenclatura	1
1 Introduzione	3
2 Modello fisico-matematico del campo di flusso	8
2.1 Modello fisico-matematico	8
2.2 Sistema di coordinate	9
2.3 Modello discreto	10
2.4 La forzante per flussi con contorno periodico	13
2.5 Simulazione di un corpo, caso stazionario	15
2.6 Simulazione di un corpo, caso non stazionario	17
3 Validazione del modello	20
3.1 Test 1, simulazione di una lastra piana ferma investita da una corrente uniforme	20
3.2 Test 2, simulazione di una lastra che si muove impulsivamente	23
3.3 Test 3, cilindro posto in movimento impulsivamente	25
3.4 Test 4, cilindro rotante 2D	26
4 Pareti rugose: stabilità e transizione	29

4.1	La Stabilità lineare	31
4.2	Stabilità di un canale bidimensionale	32
4.2.1	Pareti lisce	32
4.2.2	Parete rugosa	34
4.3	Transizione in canale con rugosità	39
5	Canale turbolento con rugosità	46
5.1	Ostacoli trasversali	63
5.2	Ostacoli longitudinali	67
5.3	Correlazioni e spettri monodimensionali	68
6	Canale turbolento con rugosità mobili	77
7	Conclusioni	96

Nomenclatura

U, V, W	componenti della velocità media in direzione (x, y, z)
u, v, w	componenti delle fluttuazioni di velocità in direzione (x, y, z)
u_1, u_2, u_3	componenti delle fluttuazioni di velocità in direzione (x, y, z)
P	pressione media
p	fluttuazione della pressione
w	ampiezza della cavità
$x, y, z,$	direzione longitudinale, normale e trasversale
x_1, x_2, x_3	direzione longitudinale, normale e trasversale
h	semi altezza del canale
k	altezza dell'elemento rugoso
RHS	right hand side: parte a destra del segno di uguale nell'eq. di Navier-Stokes
LHS	left hand side: parte a sinistra del segno di uguale nell'eq. di Navier-Stokes
q	2 volte energia cinetica turbolenta
C	costante della log-law
C_f	coefficiente di attrito
\mathcal{P}	Produzione di energia turbolenta
U_c	Velocità di mezzera del canale
U_b	bulk velocity
$U_\tau = (\overline{P_d} + \overline{C_f})^{1/2}$	Velocità di attrito
ε	rateo medio di dissipazione di energia cinetica turbolenta
κ	costante di von Kármán $\equiv 0.41,$
ν	viscosità cinematica
ρ	densità

λ	lunghezza d'onda della superficie rugosa
Π	forzante per mantenere portata costante
P_d	resistenza di forma
ΔU^+	funzione di rugosità di Clauser
+	normalizzazione con scale di velocità e lunghezza di parete
u'_i	rms ovvero scarto quadratico medio di u_i
<i>rms</i>	root mean square ovvero scarto quadratico medio
TKE	Energia cinetica turbolenta (turbulent kinetic energy)
$\langle \cdot \rangle$	medie in z e T
$\bar{\cdot}$	medie in x, z e T
$\rho_{u_i u_i}$	coefficiente di correlazione a due punti con un punto fisso
r_{uu}	coefficienti di correlazione a due punti

Capitolo 1

Introduzione

Flussi turbolenti su superfici rugose fisse e mobili sono legati a molti problemi pratici che si incontrano nell'ingegneria. Per i moti atmosferici, la superficie del suolo appare come una parete rugosa, e molti sono i tentativi di determinare l'influenza che gli ostacoli urbani e naturali hanno sul moto dei venti. Ci sono molti esempi in tal senso. Raupach *et al.* [1] e Bradley [2] hanno effettuato molti esperimenti di flussi su pendii collinari. Finnigan *et al.* [3] ha studiato il flusso turbolento per un ponte. In un contesto prettamente ingegneristico, tubi e condotte non possono essere considerati come lisci, specialmente ad alti numeri di Reynolds; d'altra parte non è praticamente possibile realizzare superfici perfettamente lisce. Anche l'ala di un aeroplano, per quanto accurato possa essere il trattamento superficiale, non può essere considerata liscia. Flap, superfici di controllo, e gli stessi rivetti e bullonature rappresentano delle discontinuità della superficie che determinano un comportamento del flusso diverso rispetto a quello che si avrebbe per uno strato limite su una parete liscia. Ma la rugosità non è solo un limite dovuto alla tecnologia, ma può anche essere uno strumento per migliorare alcune importanti caratteristiche come lo scambio termico, o il mescolamento di due o più reagenti, o ridurre/aumentare la resistenza. Attraverso la rugosità su una superficie alare, si può infatti anticipare la transizione da moto laminare a turbolento permettendo dunque al flusso di ritardare la separazione. Questo è il caso dei generatori di vortici di bordo di attacco e strisce rugose (Jimenez) [7] Per quanto riguarda poi rugosità mobili, gli esempi sono altrettanto significativi. Lo scambio di calore e quantità di moto tra atmosfera ed oceani, processi industriali che implicano un'interfaccia gas-liquido, il controllo della separazione del flusso attraverso superfici flessibili che generando

una appropriata onda (traveling wave) producono un cuscinetto fluido (FRB, fluid roller bearing) che consiste in una schiera di vortici intrappolati tra le gole dell'onda che permettono di mantenere attaccato il flusso nonostante un gradiente avverso di pressione, eliminando così il distacco dei vortici (vortex shedding) e riducendo la resistenza media. Fisicamente l'FRB inibisce lo scambio di quantità di moto tra il sottile strato vicino alla parete ed il flusso principale esterno, cosicché lo strato di parete dipende solo dalla lunghezza d'onda locale e dalla frequenza di oscillazione ed è indipendente dalle scale globali. Perciò il gradiente di pressione avverso sul lato ascendente della rugosità non influenza più il flusso vicino alla parete e la causa principale della separazione viene così rimossa. ([8]).

Flussi su superfici rugose fisse e mobili hanno dunque una grande importanza pratica e sono molto più realistici di quelli che considerano pareti lisce. Nonostante questo la rugosità ha ricevuto molto poca attenzione. La prima ragione è che la fisica dei flussi su pareti lisce è così complessa da essere ancora non completamente nota; la seconda è che la rugosità introduce ulteriori difficoltà sia per le misure sperimentali che per le simulazioni numeriche. Misure vicino alla superficie sono difficili perché le sonde alterano il flusso ed è impossibile disporre una sonda all'interno di una cavità. Le sonde a filo caldo possono inoltre essere disturbate da un alto livello di turbolenza e le misure della velocità trasversale (spanwise) sono molto difficili. Le misure con il laser (LDA, Laser Doppler Anemometry) offrono un metodo non intrusivo, ma le riflessioni del laser sulla parete possono causare inaccuratezza nelle misure. Inoltre è molto difficile collocare esattamente un volume di controllo all'interno di una cavità di una parete rugosa.

Per cui comparazioni con altri esperimenti in cavità differenti possono essere opinabili. Per studiare le strutture vicino alla parete sono necessarie le correlazioni a due punti. Molteplici sonde sono state posizionate (negli esperimenti) in una vasta area del campo, ma questo causa spesso interferenze tra le scie delle sonde stesse e dunque rende le misure non veritiere. Questa difficoltà è spesso superata attraverso l'uso dell'ipotesi di Taylor, che consiste nell'assumere il campo congelato (frozen), ovvero la velocità a $x_0 + \Delta x$ e $t = t_0$ uguale a alla velocità misurata a x_0 all'istante $t = t_0 - \frac{\Delta x}{U}$. Elavarasan, Djenidi & Antonia ([9]) hanno mostrato che vicino ad una parete rugosa questa assunzione non è realistica a causa degli alti livelli di turbolenza. Inoltre Antonia, Browne & Bisset ([10]) hanno mostrato che la correlazione a due punti, con un punto fisso vicino alla parete ed uno nella parte esterna, è troppo bassa per poter dare

informazioni sulla inclinazione delle strutture. Da un punto di vista tecnologico la forma della rugosità deve essere attentamente controllata. Infatti Kister & Tan ([11]) hanno trovato che arrotondando del 1% lo spigolo di una cavità porta ad una variazione del 10% sulla resistenza.

Anche le simulazioni numeriche hanno incontrato molte difficoltà. Flussi attorno a geometrie complesse sono generalmente simulati con griglie *body fitted*, non cartesiane e non strutturate e questo aumenta il tempo di calcolo e la disponibilità di memoria. Le statistiche possono essere fatte solo nel tempo, poichè la rugosità introduce inomogeneità spaziali, dunque molti campi sono richiesti per arrivare ad una situazione statisticamente stazionaria.

Per queste ragioni, nonostante la numerosa bibliografia, si è ancora lontani dalla completa comprensione di flussi rugosi. Lo schema classico è basato sui risultati di Nikuradse ([13]), Clauser ([25]), Rotta ([26]), Perry, Schofield & Joubert ([27]).

Per pareti mobili tutti i problemi fin qui elencati vengono chiaramente amplificati dalla non stazionarietà della rugosità, rendendo le misure sperimentali molto difficili e comunque non sempre affidabili. Negli ultimi anni molta ricerca è stata diretta nello studio di flussi turbolenti su superfici ondulate che si muovono sia dal punto di vista analitico ([28]-[30]), che numerico ([31]-[35]), che sperimentale ([36]-[38]).

La presente tesi è organizzata come segue.

Nel Capitolo 2 viene descritto il codice ed i metodi numerici utilizzati. Per l'inserimento della geometria all'interno del campo fluidodinamico, si è usato il metodo delle *immersed boundary* nella versione di Orlandi e Leonardi. Tale metodo, esteso al caso di geometrie mobili, permette di evitare di ricalcolare la griglia ad ogni passo di integrazione, ma solo di aggiornare alcuni coefficienti (detti coefficienti metrici). Questi coefficienti rappresentano le reali distanze tra la superficie del corpo ed i punti in cui sono definite le variabili velocità, in modo tale da calcolare in modo più accurato le derivate in prossimità del corpo. D'altra parte, però, mentre codici industriali ed i computer ci permettono di studiare agevolmente flussi in geometrie semplici, per flussi in geometrie complesse abbiamo, ancora, grossi problemi dettati dal fatto che i codici in coordinate curvilinee non sono efficienti.

Da questo punto di vista è chiaro che un metodo numerico alternativo che permetta lo studio di geometrie complesse mantenendo la stessa accuratezza ed efficienza delle simulazioni su griglie

regolari rappresenterebbe un significativo passo in avanti nello studio dei flussi industriali.

I casi test utilizzati per verificare l'affidabilità del codice (Capitolo 3) sono stati:

- il flusso bidimensionale attorno ad un cilindro rotante ($Re = 1000$)
- il flusso bidimensionale attorno ad una lastra piana ortogonale alla direzione del moto e messa in moto impulsivamente ($Re = 126$ e $Re = 1000$.)
- il flusso bidimensionale attorno ad un cilindro messo in moto impulsivamente ($Re = 550$ e $Re = 1000$.)

Nel Capitolo 4 si è affrontato lo studio della transizione tra moto in regime laminare e moto turbolento in un canale piano bi e tri dimensionale con una parete rugosa. Abbiamo dunque esaminato l'effetto della rugosità sulla stabilità del canale. In letteratura questo tipo di studi è limitato a lavori sperimentali (Armaly *et al.* (1983) e Sinah *et al.* (1981) e riguarda solo rugosità fatta da elementi quadrati. Geometrie come il *backward facing step* è stato affrontato in molte simulazioni (Kim & Moin (1984) e Roache & Muller (1970)). In questo caso si è investigata la stabilità lineare in un canale in presenza di rugosità costituite da forme differenti (quadrati, cerchi e triangoli) per trovare una relazione (se esiste) tra il *Reynolds* di transizione Re_{cr} e la forma o il numero degli ostacoli. Abbiamo inoltre analizzato se anche in presenza di rugosità le onde di *Tollmien-Schlichting* (T-S) si formano e si comportano come in un canale piano. Dopo aver affrontato la stabilità di un canale bidimensionale, che secondo la teoria di *Squire* è più instabile rispetto al caso tridimensionale, abbiamo affrontato la transizione per un canale tridimensionale con una parete rugosa, al fine di analizzare l'evoluzione tridimensionale della instabilità e la conseguente dinamica della vorticità che porta alla turbolenza. Un volta in regime turbolento si è affrontato lo studio del flusso su pareti rugose fisse. (Capitolo 5) È stato scelto di simulare il flusso su una rugosità di tipo sinusoidale in un canale periodico, per mettere in evidenza l'effetto che la rugosità ha sulle strutture indipendentemente dalle condizioni al contorno.

Lo studio eseguito si basa su tre tipologie di ostacoli: trasversali (ortogonali alla direzione del moto), longitudinali (paralleli alla direzione del moto) e trasversali e longitudinali. Il tipo di

rugosità (ostacolo) utilizzato è una funzione *coseno* con lunghezze d'onda variabili. Una volta analizzate le distribuzioni di velocità , di pressione e le dimensioni caratteristiche delle strutture turbolente che si generano al disopra di tali rugosità , abbiamo messo in moto tali ostacoli generando delle onde viaggianti *travelling waves*. (Capitolo 6)

Capitolo 2

Modello fisico-matematico del campo di flusso

L'obiettivo di questo capitolo è illustrare il modello fisico-matematico e la sua rappresentazione discreta al fine di essere risolto numericamente. Particolare attenzione è stata rivolta all'inserimento delle geometrie all'interno del dominio di calcolo. La geometria è inserita nel dominio computazionale con il metodo dei contorni immersi ("immersed boundary"). Questo approccio permette la soluzione di flussi su geometrie complesse senza utilizzare griglie body-fitted.

2.1 Modello fisico-matematico

Il modello fisico è rappresentato dalle equazioni di Navier-Stokes e dalla equazione di continuità che per flussi viscosi incompressibili hanno le seguenti espressioni [56]:

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} + \frac{\partial q_i q_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 q_i}{\partial x_j^2}. \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial q_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.2)$$

$Re = \frac{UL\rho}{\mu}$ è il numero di *Reynolds* in cui

U, L , sono rispettivamente velocità e lunghezza di riferimento del problema;

ρ è la densità e μ la viscosità dinamica del fluido;

q_i è la componente i -esima del vettore velocità in coordinate cartesiane;

P è la pressione,

A queste equazioni vanno aggiunte le condizioni iniziali e le condizioni al contorno. Nel nostro studio le condizioni iniziali sono rappresentate da un profilo di velocità parabolico (Poiseuille), mentre le condizioni al contorno sono quelle tipiche di un canale piano, ovvero periodiche nelle direzioni longitudinali (streamwise) e trasversale (spanwise), mentre condizioni di aderenza e impermeabilità (no-slip) in direzione normale, dove sono presenti le pareti solide.

2.2 Sistema di coordinate

Le equazioni di Navier-Stokes sono state discretizzate in un sistema di coordinate ortogonali, usando un'approssimazione alle differenze finite centrate su griglia sfalsata (staggered) accurata al secondo ordine ([56]). Descriviamo il sistema di coordinate usato.

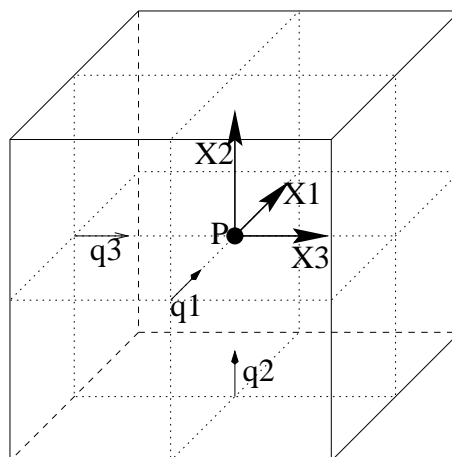


Figura 2.1: griglia usata nella simulazione numerica

Al fine di mantenere l'operatore differenziale il più compatto possibile si è fatto uso di una

griglia sfalsata (staggered) come quella di fig. 2.1. In una griglia sfalsata le velocità sono collocate al centro della faccia della cella, la pressione al centro della cella. La disposizione delle incognite di velocità sfalsate rispetto ai nodi garantisce la conservazione dell'energia cinetica nei casi non viscosi e pareti *free slip*. Nel discretizzare le equazioni è fondamentale per la consistenza calcolare ogni termine nel punto in cui è definita la variabile, ad esempio l'equazione per la q_1 sarà scritta nel punto $i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}$.

2.3 Modello discreto

Le equazioni di Navier-Stokes (2.1 2.2) vengono discretizzate nello spazio con un metodo alle differenze finite centrate ([56]). Nel tempo sono integrate con un metodo basato su un fractional step in cui il termine convettivo (non lineare) è trattato in modo esplicito, mentre il termine viscoso (lineare) in modo implicito. La matrice eptadiagonale nel caso 3D (o pentadiagonale nel 2D) che risulta dai termini impliciti è invertita attraverso una tecnica di fattorizzazione (ADI). Ad ogni passo temporale le equazioni della quantità di moto sono calcolate con il termine di pressione del passo precedente, dando luogo ad un campo di velocità non solenoidale. Una quantità scalare Φ proietta tale campo in un campo solenoidale (ovvero a divergenza nulla). Uno schema ibrido di Runge-Kutta accurato al secondo ordine è utilizzato per avanzare l'equazione nel tempo. Lo schema risulta accurato al secondo ordine nello spazio e nel tempo [98]. Pur sapendo che attraverso i metodi spettrali si raggiungono accuratissime (come mostrato da Orszag e Patterson 1972) riteniamo opportuno seguire la strada delle differenze finite perché nonostante la loro semplicità consentono di ottenere risultati molto soddisfacenti [96], [86].

Se si fossero trattati in modo esplicito sia il termine viscoso che quello convettivo, i vincoli sulla stabilità da rispettare sarebbero stati:

$$\frac{q\Delta t}{\Delta x} < 1$$

$$\frac{\Delta t}{\Delta x^2 Re} < \frac{1}{2n}$$

dove n è la dimensione geometrica del problema.

La prima quantità viene indicata con CFL (numero di Courant Friedrich Lewis) ed è dovuta al trattamento esplicito dei termini convettivi. Tale condizione può essere evitata se i termini con-

vettivi vengono trattati implicitamente. Essendo tuttavia tali termini non lineari il trattamento implicito non è praticabile se non operando una linearizzazione che comunque riduce l'accuratezza dello schema. Il calcolo del CFL è fatto considerando solo i termini non lineari, in realtà se si studia la stabilità dello schema completo i termini viscosi permettono di operare ad un CFL maggiore (purchè nel loro limite di stabilità). Tale punto sarà in seguito ampliato.

La seconda condizione è dovuta al trattamento esplicito dei termini viscosi. È più restrittiva della prima e tanto più limitante quanto più il numero di *Reynolds* è basso e quanto più è elevata la dimensionalità del problema. Tale stringente condizione può essere evitata se vengono trattati implicitamente i termini viscosi, che in quanto lineari, non presentano i problemi descritti prima per i termini convettivi. In tal modo lo schema infatti diventa incondizionatamente stabile. Alla luce di tali considerazioni [56], lo schema che più si avvicina alle nostre esigenze è il seguente:

$$\frac{dq_i^{n+1/2}}{dt} + H_i^{n+1/2} = -\frac{\delta P}{\delta x_i} |^{n+1/2} + \frac{1}{Re} (A_{1,1} + A_{2,2} + A_{3,3}) q_i^{n+1/2} \quad (2.3)$$

δ è l'operatore di gradiente discreto e $H_i = \frac{\delta q_i q_j}{\delta x_j}$. Le matrici $A_{i,i}$ sono gli operatori differenziali discreti relativi alle derivate viscosi che vengono calcolate con differenze centrate. Ciascun termine $A_{i,i}$, è definito sulla faccia in cui è definita la velocità q_i . Tale schema tratta implicitamente i termini viscosi (Crank-Nicolson) ed esplicitamente quelli non lineari.

La discretizzazione nel tempo dell'equazione (2.3) si basa su un metodo Runge-Kutta a tre passi descritto in dettaglio in [91],[96] e sviluppato da A.Wray nel 1972 ed un fractional step realizzato da Kim & Moin [91]. L'accuratezza che si ottiene usando questo schema è del terzo ordine per i termini non lineari, mentre per i termini lineari rimane del secondo ordine.

Nella simulazione tridimensionale il CFL viene definito come:

$$CFL = \max \left[\left(\frac{|q_1|}{\Delta x_1} + \frac{|q_2|}{\Delta x_2} + \frac{|q_3|}{\Delta x_3} \right) \Delta t \right]$$

e rappresenta quante celle di calcolo percorre una particella materiale in un tempo Δt . Per gli schemi comunemente usati (Adams-Bashfort) la stabilità è limitata da un *CFL* di lavoro minore di 1 (di solito $\simeq .7$), quindi l'uso del presente schema, consentendo di effettuare i calcoli con un *CFL* maggiore, permette di usare dei Δt più grandi e quindi di risparmiare tempo di calcolo.

Bisogna inoltre ricordare che il limite di stabilità fornito dal CFL tiene conto solo dei termini non lineari; se sono presenti anche i termini viscosi allora grazie al loro effetto il limite di stabilità aumenta e calcoli con $CFL = 2$ sono effettuati correntemente.

Per ogni passo temporale quindi vanno risolte le tre equazioni (2.3); analizziamo il modo in cui le tre equazioni vengono risolte. Sia " $n+1$ " il passo temporale cui vogliamo arrivare e " n " quello da cui partiamo. Conosciamo la soluzione all'istante n e vogliamo conoscere la soluzione all'istante $n+1$ quindi dobbiamo discretizzare la derivata $\frac{dq_i}{dt}$ nell'istante $n + \frac{1}{2}$. Dobbiamo scrivere allora le eqq. (2.3) al tempo $n + \frac{1}{2}$:

$$\frac{q_i^{n+1} - q_i^n}{\Delta t} + \gamma H_i^n + \rho H_i^{n-1} = -\frac{\delta P^{n+1/2}}{\delta x_i} + \alpha \frac{1}{Re} (A_{1,1} + A_{2,2} + A_{3,3}) \left(\frac{q_i^{n+1} + q_i^n}{2} \right) \quad (2.4)$$

Il termine $H_i^{n+1/2}$ possiamo estrapolarlo dalla soluzione al passo n H^n e $n-1$ H^{n-1} , ma per il gradiente di pressione non possiamo fare nulla se non considerare la pressione al passo n e calcolarci una soluzione di tentativo \hat{q} poi da correggere (fractional step). Introducendo l'incognita $\Delta q_i = \hat{q}_i - q_i^n$ ci riconduciamo alla seguente equazione:

$$\frac{\Delta q_i}{\Delta t} - \alpha \frac{1}{Re} (A_{i,i}) \frac{\Delta q_i}{2} = \gamma H_i^n + \rho H_i^{n-1} - \frac{\delta P^n}{\delta x_i} + \alpha \frac{1}{Re} (A_{i,i}) q_i^n \quad (2.5)$$

Per risolvere (2.5) bisognerebbe invertire una matrice con sette diagonali diverse da zero disposte in modo sparso. Tale inversione sarebbe molto dispendiosa in termini di tempi di calcolo allora possiamo effettuare una fattorizzazione in tre fasi successive:

$$[I + \Delta t \cdot A_{1,1}] \Delta q_i^{**} = RHS_i$$

$$[I + \Delta t \cdot A_{2,2}] \Delta q_i^* = \Delta q_i^{**}$$

$$[I + \Delta t \cdot A_{3,3}] \Delta q_i = \Delta q_i^*$$

Tale schema in 2D è accurato al secondo ordine, in 3D al terzo.

Tuttavia il Δq_i che otteniamo ci consente di calcolarci soltanto la soluzione di tentativo \hat{q}_i che non è quella esatta perché risolta con il campo di pressione valutato all'istante precedente. Le condizioni al contorno di periodicità in x_1 e x_3 e di impermeabilità in x_2 assicurano che globalmente la divergenza della velocità sia nulla, ma localmente questo non è vero, poiché la

velocità è stata calcolata con una pressione sbagliata. Modifichiamo allora la soluzione \hat{q}_i in modo da avere un campo solenoidale localmente all'istante $n+1$. Definiamo la funzione Φ al centro cella in modo tale che il gradiente di Φ in direzione i -esima ($\frac{\delta\Phi}{\delta x_i}$) risulti essere definito sulla faccia su cui è definita la componente i -esima di velocità (q_i).

$$q_i^{n+1} = \hat{q}_i - \Delta t \frac{\delta\Phi}{\delta x_i} \quad (2.6)$$

Applicando l'operatore divergenza a (2.6) otteniamo

$$\nabla \cdot \nabla \Phi = \nabla \cdot \hat{q}$$

L'equazione di Poisson così ottenuta viene risolta mediante due FFT (Fast Fourier Trasformer) nelle due direzioni di periodicità (x_1 e x_3) e mediante inversione della matrice tridiagonale nella direzione normale non omogenea (x_2) con l'utilizzo dell'algoritmo di Thomas. L'equazione di Poisson non ha bisogno di condizioni al contorno nel senso che la periodicità permette di utilizzare le FFT, mentre l'impermeabilità (ovvero $q_2 = 0$ nel primo ed ultimo punto di griglia in direzione x_2) corrisponde ad avere $\frac{\delta\Phi}{\delta x_2} = 0$. Ricavata Φ sostituendola in 2.6 si ottiene la soluzione all'istante voluto.

2.4 La forzante per flussi con contorno periodico

Nell'equazione 2.1 compare il termine viscoso $\frac{1}{Re} \frac{\partial^2 q_i}{\partial x_j^2}$. A causa della viscosità (e dunque dell'attrito) il flusso dissipa energia meccanica. Ciò comporta la perdita di quantità di moto e dunque portata, ovvero di energia cinetica. Per ottenere un flusso stazionario (con portata costante) si deve necessariamente fornire dall'esterno una qualche fonte di energia al fluido. Tale energia può essere fornita o attraverso un gradiente di pressione costante, o calcolando ad ogni passo temporale quale gradiente di pressione mantenga la portata totale nel dominio di calcolo costante nel tempo. Nella presente tesi si è utilizzato il secondo metodo che pertanto verrà spiegato in dettaglio. Ci si riferirà ad una formulazione 2D per semplicità, ma le medesime considerazioni valgono anche per flussi tridimensionali.

Se partiamo dall' equazione 2.1 senza il termine forzante Π e la scriviamo lungo la direzione del flusso (x_1) ed integriamo su tutto il dominio di calcolo otteniamo:

$$\int_S \frac{\partial q_1}{\partial t} + \frac{\partial q_1 q_j}{\partial x_j} \cdot dx_1 dx_2 dx_3 = \int_S -\frac{\partial P}{\partial x_1} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 q_1}{\partial x_j^2} \cdot dx_1 dx_2 dx_3 \quad (2.7)$$

Sviluppando $\int_S \frac{\partial q_1 q_j}{\partial x_j} dx_1 dx_2 dx_3$ otteniamo $(\int_S q_1 q_1)_{x_{1i}}^{x_{1f}} + (\int_S q_1 q_2)_{x_{2i}}^{x_{2f}} + (\int_S q_1 q_3)_{x_{3i}}^{x_{3f}}$. Per le condizioni di periodicit  l' integrale lungo x_1 e lungo x_3   nullo. Per la condizione di aderenza lungo x_2   nullo anche l' integrale $(\int_S q_1 q_2)_{x_{2i}}^{x_{2f}}$; quindi l' unico termine non nullo nel primo membro dell' equazione 2.7   $\int_S q_1 = Q$. Otteniamo quindi:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{1}{Re} \int_S RHS \cdot dx_1 dx_2 dx_3 \quad (2.8)$$

dove RHS   il secondo membro di 2.7, Q   la massa totale nel dominio fluido. Affinch  la portata in massa sia costante il termine a primo membro della 2.8 deve essere nullo. A tal fine si impone un termine forzante Π tale che sia:

$$\Pi = -\frac{1}{S} \frac{1}{Re} \int_S RHS \cdot dx_1 dx_2 dx_3 \quad (2.9)$$

dove S   l' area del dominio di calcolo in cui c'   il fluido. Ad esempio nel caso trattato in seguito del canale con una cavit  il dominio S   quello in figura (2.2) tratteggiato.

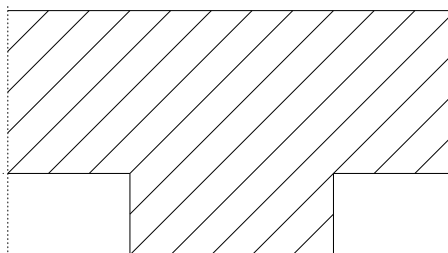


Figura 2.2: Dominio fluido nel caso di un canale con una cavit 

2.5 Simulazione di un corpo, caso stazionario

Il metodo utilizzato per il trattamento delle geometrie è il metodo dei contorni immersi, altrimenti detto *immersed boundary* o *body forced*. Il vantaggio di tale tecnica è che non ci sono vincoli nè per la forma del corpo nè per la distribuzione di velocità da assegnare, quindi, una volta che si è sviluppato il codice, si riescono in modo agevole ad imporre una larga varietà di condizioni al contorno. Nella presente tesi abbiamo utilizzato condizioni di Dirichlet per i domini periodici (canali 2D e 3D), mentre condizioni miste (di tipo inlet-outlet) per i domini aperti (corpi investiti da un flusso). Al di là di questa estrema versatilità, il maggior vantaggio di questo metodo è che si può adoperare una griglia cartesiana così da mantenere una grande efficienza computazionale. Tale metodo nacque dall'idea dell'italiano Viceli (1969), poi Peshkin [94] nel 1972 lo utilizzò per simulare il flusso sanguigno in una valvola mitrale a numeri di *Reynolds* molto bassi.

Senza ripercorrere tutta la storia dei contorni immersi diciamo che dall'inizio in cui la presenza del corpo veniva trattata aggiungendo delle forze fittizie nei punti di griglia interni al corpo tali da garantire l'impenetrabilità e l'aderenza (da cui il nome *body forced*), si è passati grazie al lavoro di Mhod Yusof [92] ad una diversa formulazione. Secondo tale formulazione si impone direttamente nelle equazioni del moto la velocità del corpo (V). Nel caso di corpo fermo sarà ovviamente $V^l = V^{l+1} = cost = 0$ (dove l è l'istante temporale). Allora discretizziamo la 2.1 nel tempo si ottiene:

$$\frac{\mathbf{u}^{l+1} - \mathbf{u}^l}{\Delta t} = RHS^{l+1/2} + \mathbf{f}^{l+1/2}, \quad (2.10)$$

dove RHS è la somma del secondo membro di 2.1 e dei termini non lineari, mentre $\mathbf{f}^{l+1/2}$ è un termine calcolato in modo tale che si abbia $\mathbf{u}^{l+1} = \mathbf{V}^{l+1}$ e quindi:

$$\mathbf{f}^{l+1/2} = -RHS^{l+1/2}\Delta t + \frac{\mathbf{V}^{l+1} - \mathbf{u}^l}{\Delta t}. \quad (2.11)$$

nella regione in cui c'è il corpo mentre sarà nulla altrove. In altre parole con la *Body force* si riesce ad imporre in una regione del campo fluido una velocità nota. Un altro vantaggio è che non essendoci costanti da scegliere, tale metodo va bene per qualsiasi tipo di flusso (il *forcing* non dipende dal flusso).

Se l'imposizione della velocità all'interno del corpo è così risolto, rimaneva aperto il problema di come trattare il contorno del corpo. Pensiamo per semplicità ad un corpo bidimensionale, (la stessa cosa si può ripetere per un corpo tridimensionale) e ragioniamo su una sola componente di velocità. Guardando la figura si può agevolmente capire il problema:

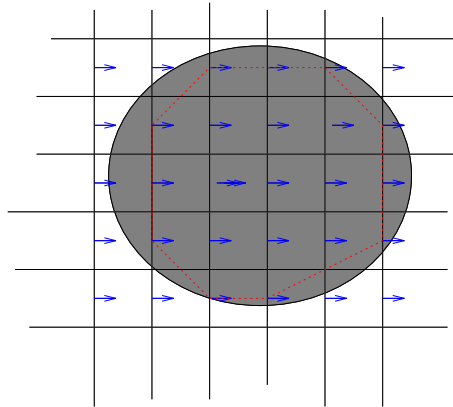


Figura 2.3: Simulazione di un contorno

A cavallo del contorno del corpo ci sono due punti di griglia, uno interno al corpo ed uno esterno. Su quello interno non ci sono problemi e grazie al termine \mathbf{f} si riesce ad ottenere la velocità assegnata; i problemi nascono per il punto esterno. Se infatti non imponessimo nulla sulla velocità del punto esterno risolveremmo il flusso intorno la linea rossa, e non intorno al corpo disegnato in figura (2.3). A questo punto si deve allora imporre qualcosa sul primo punto di griglia esterno al corpo. Fadlun [87] ha risolto il problema con quello che egli stesso chiama Metodo dell'interpolazione, secondo cui per ogni cella attraversata dal corpo si calcola la frazione di volume occupato dal corpo ψ_b rispetto al volume della cella ψ . Il rapporto ψ_b/ψ viene usato per scalare la velocità applicata alle incognite sul contorno. Altri metodi prevedono l'imposizione indiretta delle condizioni al contorno sul corpo attraverso il calcolo di una forzante estratta direttamente dalla soluzione numerica delle equazioni di NS. Ciò avviene mediante l'uso di una funzione di distribuzione smooth della forzante che si estende però anche nella regione fluida e che dunque ben si presta a flussi a medio-bassi numeri di Reynolds (Verzicco *et al.* 2000, Verzicco *et al.* 2002, Verzicco *et al.* 2003, Balaras 2004). Altre tecniche prevedono l'imposizione diretta delle condizioni al contorno sul corpo eliminando il problema della diffusione della forzante che può alterare l'accuratezza a parete. Tra questi metodi annoveriamo quello che utilizza le GHOST-CELL per le differenze finite, e quello che utilizza

le CUT-CELL (per i volumi finiti) ([81]), entrambe i quali prevedono l'uso di interpolazioni (lineari, bilineari o trilineari in 3D), per ricostruire le variabili nei punti vicino al corpo. La formulazione utilizzata nella presente tesi rientra tra questi ultimi metodi ed è quello ideato e sviluppato da Leonardi ed Orlandi, per ricostruire le variabili nei punti vicino al corpo. Tale formulazione elimina le interpolazioni (e dunque le arbitrarietà legate al tipo di interpolazione scelta) imponendo sul contorno la velocità del corpo, e calcolando semplicemente la soluzione nei punti di griglia esterni al corpo, introducendo dei coefficienti metrici con cui correggere la parte viscosa (il laplaciano) per tenere in conto della reale distanza della superficie del corpo dal primo punto esterno. In sostanza guardando la figura (2.4) vediamo che c'è un Δ reale che è diverso da quello di griglia. Basta quindi memorizzarsi queste distanze e modificare il calcolo delle derivate nell'intorno del corpo.

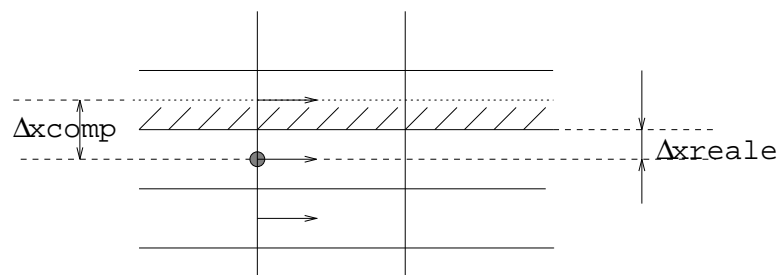


Figura 2.4: Δx reale e numerico

Tale metodo è accurato al primo ordine vicino al corpo e non altera la soluzione poichè la fisica del flusso ci dice che molto vicino al corpo la velocità va a zero linearmente. Questa formulazione, già utilizzata in lavori come [39], è simile a quella di Ye *et al.* (1999) e R.Mittal tranne per il fatto che nella formulazione usata nel presente lavoro si calcolano i coefficienti metrici per correggere gli operatori differenziali dei termini viscosi, mentre gli operatori dell'equazione di Poisson non vengono corretti.

2.6 Simulazione di un corpo, caso non stazionario

Quando si ha a che fare con geometrie mobili, è necessario che ad ogni passo di integrazione la posizione della geometria venga ricalcolata e vengano aggiornati i coefficienti metrici definiti al paragrafo precedente. Come nel caso precedente, ai punti interni al corpo verrà imposta

una velocità , che per geometrie mobili, sarà quella del corpo in oggetto. Poichè la variabile incognita nella equazioni di Navier Stokes è il Δq_i , per la consistenza dell' algoritmo è necessario calcolare la posizione della geometria all'istante $n + \frac{1}{2}$ così da ottenere:

$$\frac{dq_i^{n+1/2}}{dt} + H_i^{n+1/2} = -\frac{\delta P}{\delta x_i} |^{n+1/2} + \frac{1}{Re} (A_{i,i})^{n+1/2} q_i^{n+1/2} \quad (2.12)$$

ovvero, introducendo l'incognita $\Delta q = \hat{q} - q_i^n$ ci riconduciamo alla seguente equazione:

$$\frac{\Delta q_i}{\Delta t} - \alpha \frac{1}{Re} (A_{i,i})^{n+1/2} \frac{\Delta q_i}{2} = \gamma H_i^n + \rho H_i^{n-1} - \frac{\delta P^{n+1/2}}{\delta x_i} + \alpha \frac{1}{Re} (A_{i,i})^{n+1/2} q_i^n \quad (2.13)$$

Nel caso di geometrie mobili si può avere a che fare con punti che da fluidi diventano solidi, ovvero che da solidi diventano fluidi. Nel caso di punti di griglia che vengono ad essere occupati dal corpo, il trattamento delle equazioni non subisce alterazioni rispetto al caso stazionario, se non che nel *RHS* dei punti interni al corpo, viene imposto un $\Delta q = -q_n + q_{body}^{n+1}$, cosicchè la velocità intermedia \hat{q} sia proprio pari alla velocità del corpo all'istante $n + 1$. I punti di griglia che emergono dal solido, cioè che da solidi diventano fluidi (freshly-cleared cells), non hanno invece una storia valida. Una soluzione è di confondere questi punti con i punti fluidi più vicini (Udaykumar *et al.* 1999) per il primo passo temporale dopo l'emersione. Un' altra soluzione, utilizzata tra gli altri da R. Mittal *et al.* ([81] and [79] e da R. Verzicco, consiste nel determinare la velocità di questi punti interpolando con i punti fluidi più vicini (Udaykumar *et al.* 2000) per una unità temporale. Nel metodo utilizzato in questa tesi non si interpola: il punto che emerge, essendo molto vicino al corpo, avrà una velocità $\hat{q} = q_{body}^n + \Delta q$, cioè la velocità del corpo all'istante precedente + un Δq calcolato sulla base della posizione del corpo all'istante $n + 1/2$ e della velocità del corpo q_{body} . In sostanza si calcola la geometria (la sua posizione) all'istante $n + 1/2$ calcolando i coefficienti metrici con cui correggere il laplaciano sia nel *RHS* che nel *LHS*, si corregge il termine viscoso nel *RHS* assegnando al punto appartenente alla superficie la velocità lagrangiana del punto del corpo all'istante n . Consideriamo un corpo che si muove (vedi fig. 2.5); indichiamo con i l'indice del punto fluido (f) esterno al corpo (emerso dal corpo), $i + 1$ l'indice del punto fluido alla destra e $i - 1$ il punto solido (s) alla sinistra. Indichiamo ancora con il pedice b la velocità imposta del corpo (body). La velocità q del punto i è allora:

$$\hat{q}_{f,i} = q_{s,i}^n + \Delta q_i \quad (2.14)$$

dove

$$\Delta q_i = (1 - A_i^{n+1/2})\Delta q_{f,i} - A_{i+1}^{n+1/2}\Delta q_{f,i+1} = A_{i-1}^{n+1/2}q_b^n + A_i^{n+1/2}q_{s,i}^n + A_{i+1}^{n+1/2}q_{f,i+1}^n + A_{i-1}^{n+1/2}q_b^{n+1} \quad (2.15)$$

L'errore maggiore che si commette è nel considerare nel secondo termine del secondo membro $q_{s,i}^n$ invece di $q_{f,i}^n$ (che non esiste in quanto all'istante n il punto i era solido). Poichè vicino al corpo la fisica ci dice che la velocità varia linearmente con la distanza (dn) dal corpo, al limite per $dn \rightarrow 0$, q_f^n tende a q_s^n e dunque il nostro schema è accurato al primo ordine localmente (vicino al corpo).

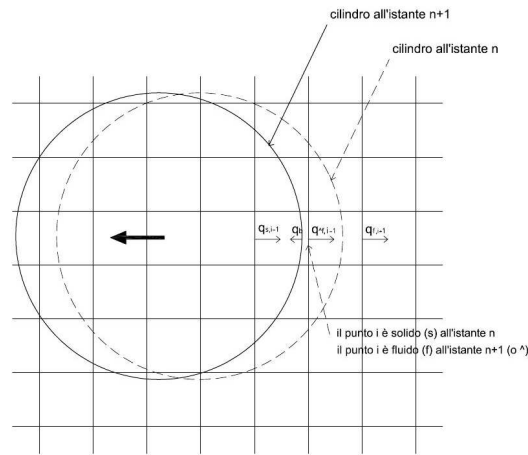


Figura 2.5: Particolare di un cilindro in movimento: il cilindro si muove verso sinistra con velocità q_b nota ed imposta. All'istante $n + 1$ la faccia di indice i dove è definita la velocità U streamwise diventa fluida, mentre all'istante n era solida, poichè apparteneva al corpo.

Capitolo 3

Validazione del modello

In questo capitolo sono riportati i risultati di alcune simulazioni condotte per validare il nuovo algoritmo di calcolo delle geometrie mobili. In esse si vede che il metodo delle immersed boundary nella formulazione utilizzata secondo cui non si corregge l'operatore differenziale dell'equazione di Poisson, fornisce risultati in ottimo accordo con i dati presenti in letteratura, a patto che almeno un punto della griglia cada all'interno del corpo.

3.1 Test 1, simulazione di una lastra piana ferma investita da una corrente uniforme

Si vuole simulare una lastra piana posta ortogonalmente alla direzione della corrente e si vuole studiare l'effetto dello spessore della lastra per capire il comportamento della formulazione delle immersed boundary da noi considerata. Le simulazioni di riferimento sono quelle condotte da Mittal *et al.* ([79]). A tal fine si sono condotte alcune simulazioni con griglia tale da avere $\Delta x = \Delta y = 0.01$ come nella simulazione di Mittal *et al.* considerando una lastra di spessore 0 e 0.011. La lastra con spessore nullo è stata posizionata sia su un punto della griglia (denominata nei grafici *th0*, così da avere almeno un punto appartenente al corpo, sia in una posizione tale da non avere nessun punto di griglia appartenente ad essa (denominata *th00*). Nelle figure 3.1 sono riportati i contorni di vorticità all'istante $t = 0.5$. Il caso (a) è relativo alla lastra di spessore nullo posizionata su un punto della griglia (*th0*). Il caso (c) è relativo alla lastra con spessore

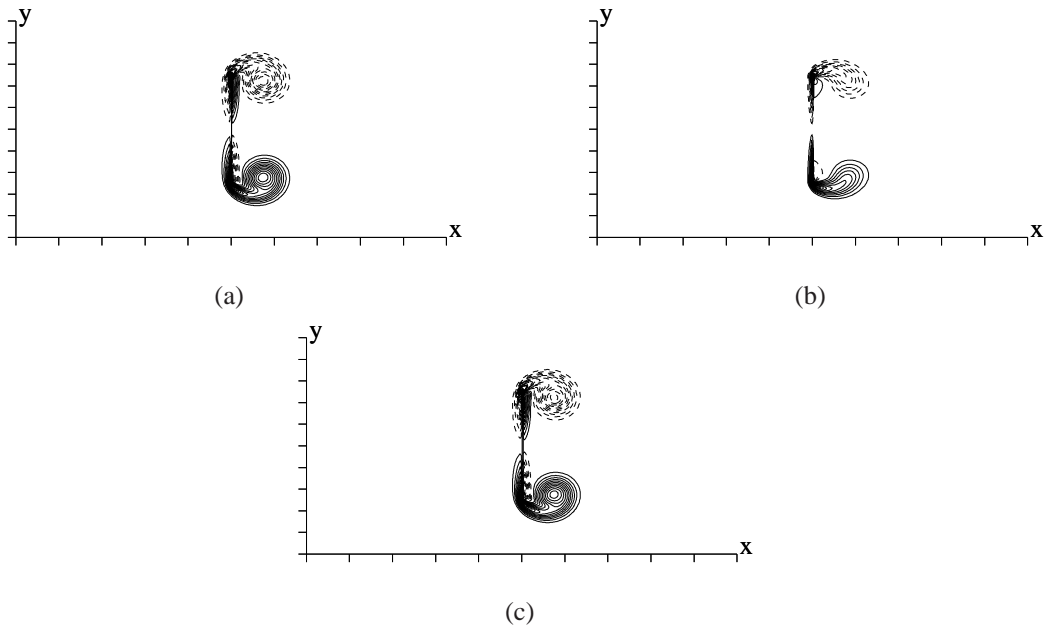


Figura 3.1: Linee isovorticità all'istante $t = 0.5$, a) $th0$, b) $th00$, c) $th1$

0.011 così da occupare un solo punto di griglia ($th1$). Questi due casi (a e c) mostrano risultati pressochè identici. Anche se si confronta l'andamento della velocità assiale fig. 3.2 si vede che questi due casi sono coincidenti. Si può inoltre affermare che imporre la velocità \hat{q} è sufficiente al fine di garantire l'impermeabilità del corpo. Infatti la correzione del campo di velocità dovuta al fractional step è trascurabile come si vede dal grafico 3.3 in cui le isolinee di velocità assiale \hat{q}_1 e q_1^{n+1} sono praticamente coincidenti. Per quanto riguarda il caso (b) di fig. 3.1 si vede come il flusso è completamente differente, ed anche l'andamento della velocità lungo l'asse. La spiegazione sta nel fatto che poichè nessun punto della geometria viene identificato come interno, non si può imporre alcuna velocità. Il fatto che il flusso risenta comunque della presenza del corpo è legato al fatto che i primi punti esterni al corpo sentono il corpo e dunque subiscono la correzione dei propri coefficienti metrici. Non potendo imporre però alcuna velocità sul corpo nè tanto meno la condizione al contorno sulla pressione(ϕ) nell'equazione di Poisson, il flusso è globalmente differente. La conclusione è che è fondamentale che il corpo abbia almeno un punto appartenente alla griglia di calcolo. In questo modo non c'è necessità di correggere l'equazione di Poisson nei punti adiacenti il corpo, nè di imporre le condizioni al contorno sul gradiente (Neumann) della funzione ϕ , come invece prevede la formulazione usata da Mittal.

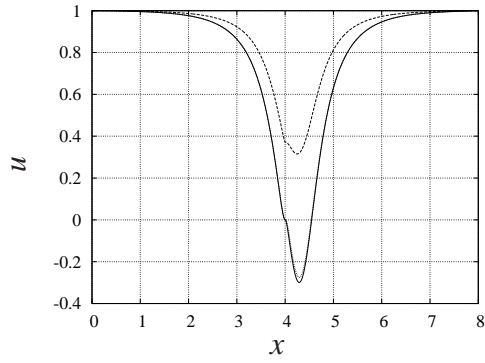


Figura 3.2: Andamento della u (o q_1) lungo l'asse longitudinale del dominio all'istante $t = 0.5$,
 — $t=0$, - - $t=0.5$, ... $t=1$

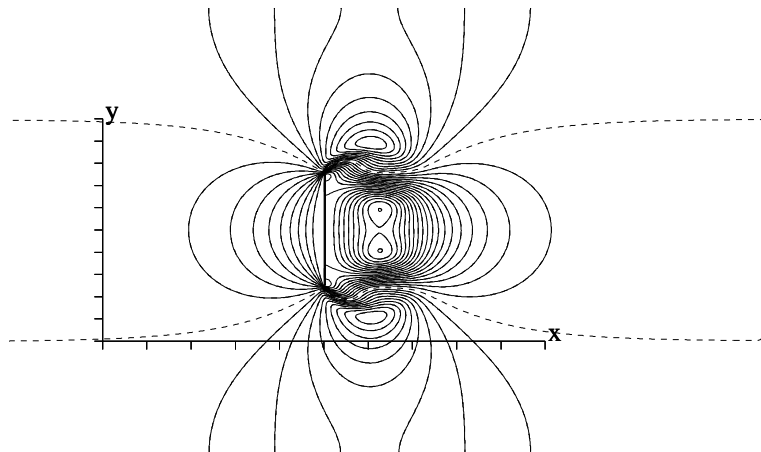


Figura 3.3: Linee isovelocità q_1 all'istante $t = 3$, $t=1$ — : u^{n+1} ; - - : \hat{u} : la proiezione nel campo solenoidale non altera il campo fluidodinamico.

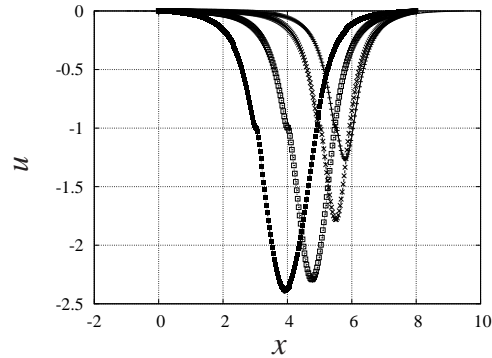


Figura 3.4: Andamento di u lungo l'asse della lastra a diversi istanti, simboli: lastra ferma e $U_0 = 1$; linee: lastra in moto e $U_0 = 0$. (+ e —): $t = 0.5$, (× e - -): $t = 1$, (◻ e ···): $t = 2$, (· e - ·): $t = 3$

3.2 Test 2, simulazione di una lastra che si muove impulsivamente

Al fine di verificare la bontà del metodo anche per corpi in movimento, con la stessa griglia del caso precedente si è condotta una simulazione su una lastra piana avente spessore pari a 0.011 che si mette in moto impulsivamente con velocità costante $U_0 = 1$. La simulazione è stata condotta sino a $t = 3$, sulla scia di quanto fatto da Mittal *et al.* [79]. Sono stati confrontati i risultati relativi all'ampiezza della regione di ricircolo a valle della lastra per $Re = 126$ e 1000. Si è inoltre confrontato il flusso generato dalla lastra mobile con quello della lastra ferma investita da una corrente a velocità $U_0 = 1$. Il grafico di fig. 3.4 mostra il confronto degli andamenti della velocità u lungo l'asse, a $t = 0.5, 1, 2, 3$. Per poter confrontare i risultati l'ascissa della lastra ferma (ad $x = 4$) è stata traslata di $x = 1.5, 1, 0, -1$, mentre alla velocità è stata sottratta $U_0 = 1$. Il salto di velocità che si ha in prossimità di $u = -1$ rappresenta la differenza di velocità tra il primo punto a monte e a valle della lastra (che si muove con velocità $u = -1$).

In figura 3.5 è invece riportata la lunghezza della zona di ricircolazione a valle della lastra al variare del tempo e confrontato con i valori ottenuti dalle simulazioni di Mittal *et al.* e di Koumoutsakos & Shiels ([82]) e dagli esperimenti di Taneda & Honji ([83]). Il risultato, relativo alla simulazione con dominio di calcolo 8×8 (volte la lunghezza della lastra), è in buon accordo con i valori di riferimento.

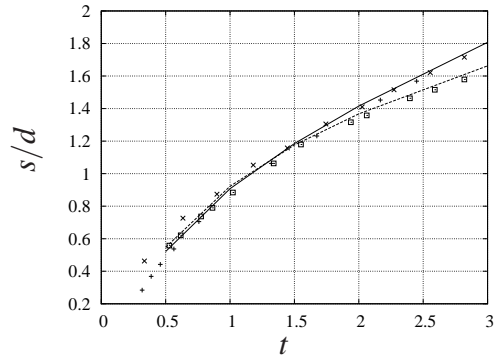


Figura 3.5: Evoluzione nel tempo della lunghezza della bolla di ricircolo, simboli: lastra ferma e $U_0 = 1$; + : $Re = 126$, Taneda e Honji (1971), \times : $Re = 126$, Koumotsakos (1996) \square : $Re = 1000$, Koumotsakos (1996) linee: — : $Re = 126$, lastra in moto, - - : $Re = 126$, lastra ferma, \cdots : $Re = 1000$, lastra in moto,

Nelle figure 3.6 sono riportate le linee di isovorticità relativamente ai casi di lastra ferma ed in moto e comparati anche con i risultati numerici di Mittal *et al.* riportati in 3.7.

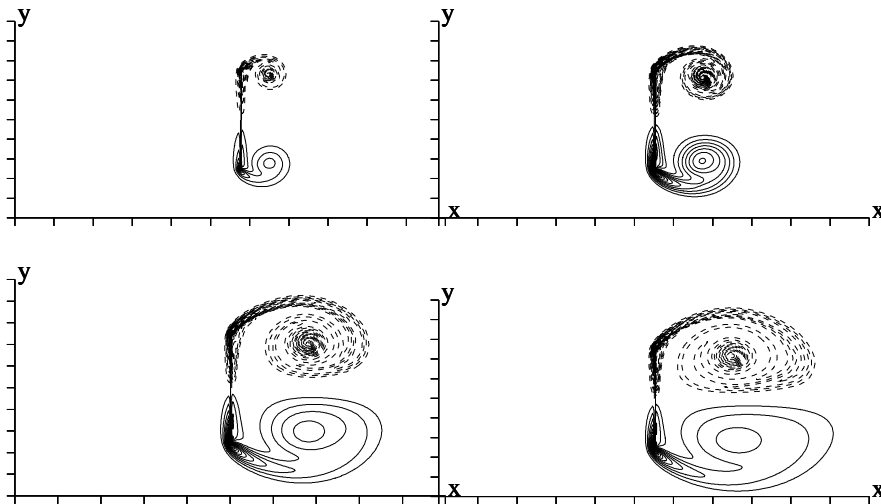


Figura 3.6: Linee di isovorticità a diversi istanti temporali $t = 0.5, 1, 1.5$ e 2 . Metà superiore $Re = 1000$, Metà inferiore $Re = 126$

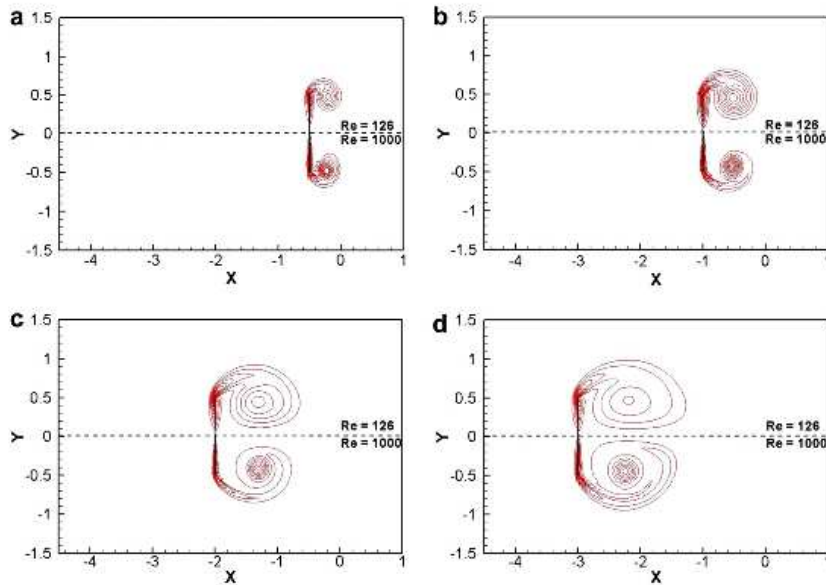


Figura 3.7: Risultati di Mittal *et al.*: Linee di isovorticità a diversi istanti temporali $t = 0.5, 1, 1.5$ e 2. Metà superiore $Re = 126$, Metà inferiore $Re = 1000$

3.3 Test 3, cilindro posto in movimento impulsivamente

In questo paragrafo riportiamo i risultati di due simulazioni per un cilindro messo in moto impulsivamente a numeri di Re rispettivamente di 550 e 1000. I risultati riguardano le linee di isovorticità a tre istanti temporali $t = 0.5, 1.0, 3.0$ e l'evoluzione temporale del coefficiente di resistenza c_d . I risultati riportati in figg. 3.9 e 3.10, sono confrontati con i dati di Koumotsakos (1995) e con le simulazioni di Mittal *et al.* (fig.3.8).

I nostri risultati (in termini di C_d) sono più alti rispetto ai valori di riferimento, mentre l'evoluzione temporale sembra essere ben rappresentata. La sovrastima può essere legata più che alla risoluzione (il nostro Δx e Δy sono uguali a quelli utilizzati da Mittal *et al.*), alla dimensione del dominio. E' noto infatti che per calcolare in modo corretto le forze sul contorno di un corpo attraverso l'integrazione delle equazioni di bilancio di quantità di moto, è necessario disporre di un dominio molto grande rispetto alla dimensione del corpo stesso. A questo proposito si veda il paragrafo riguardante il flusso attorno ad un cilindro fermo.

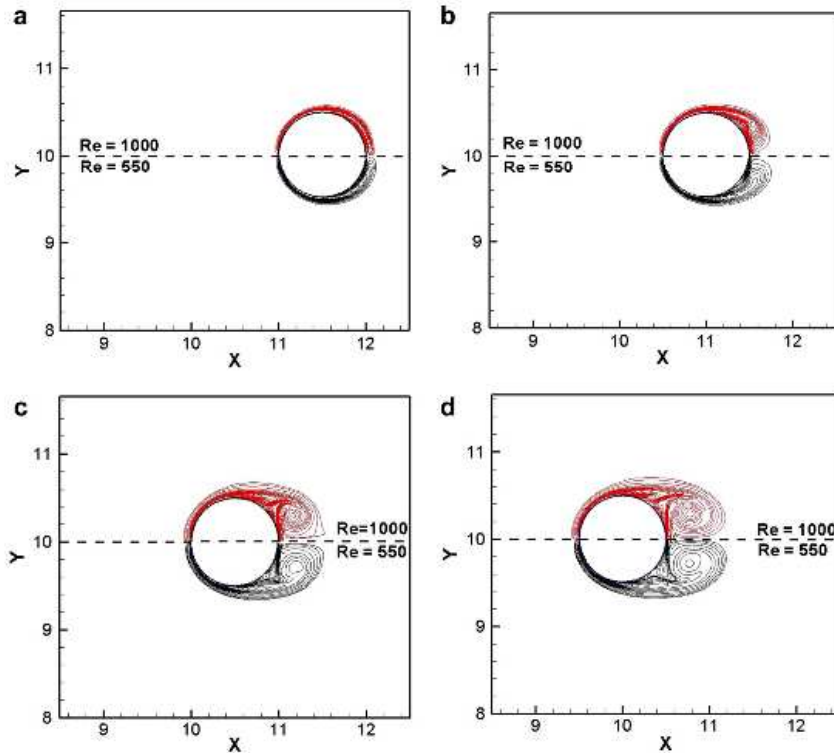


Figura 3.8: Mittal *et al.*: Linee di isovorticità a diversi istanti temporali $t = 0.5, 1, 1.5$ e 2 . $Re = 550, 1000$

3.4 Test 4, cilindro rotante 2D

Al fine di validare il nostro codice su geometrie mobili, è stata effettuata la simulazione del flusso attorno ad un cilindro rotante. I dati sono i seguenti: $Re_d = 1000$, con d diametro del cilindro; velocità di rotazione adimensionalizzata rispetto alla velocità della corrente indisturbata data da: $\alpha = \frac{\omega d}{2U}$, dove ω è la velocità angolare del cilindro. Nella simulazione $\alpha = 0.5$ e dunque $\omega = 1$. I risultati della simulazione sono stati confrontati con quelli ottenuti da Mittal [80] e da Badr *et al.* (1990) riportati in fig. 3.11. Qualitativamente si può osservare che agli istanti temporali considerati, la struttura del campo fluidodinamico della nostra simulazione è la medesima di quella ottenuta dai calcoli di Mittal e dagli esperimenti di Badr *et al.* (1990). La formazione e l'estensione della zona di ricircolo a valle del cilindro, e la dissimmetrizzazione del flusso causata dalla rotazione del cilindro, sono ben rappresentate nella nostra simulazione, che dà risultati del tutto comparabili con quelli di riferimento.

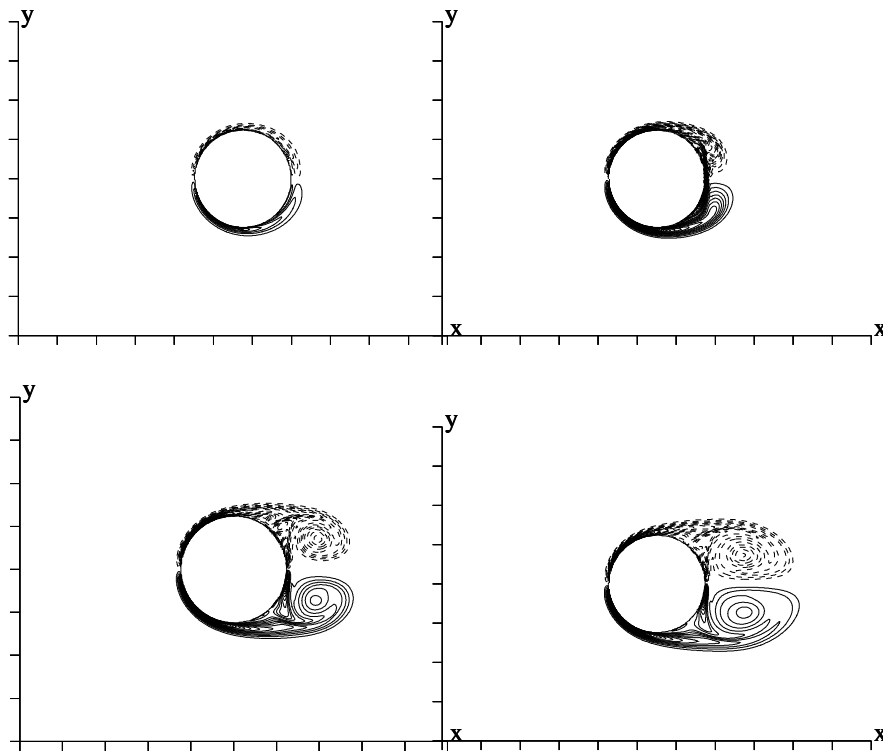


Figura 3.9: Linee di isovorticità a diversi istanti temporali $t = 0.5, 1, 1.5$ e 2 . Metà superiore $Re = 1000$, Metà inferiore $Re = 550$

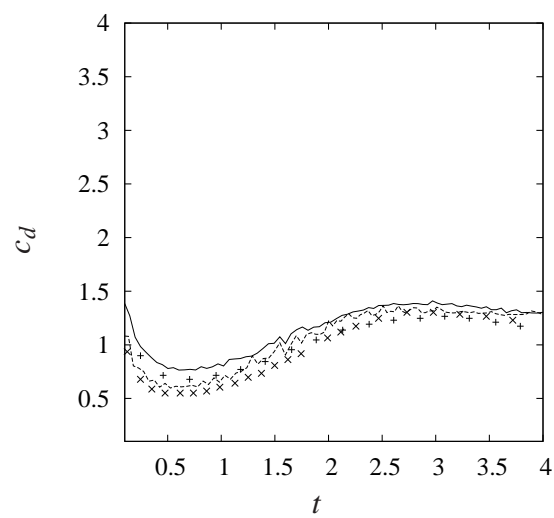


Figura 3.10: Evoluzione di c_d : — : present $Re = 550$, - - : present $Re = 1000$ + : Koumotsakos $Re = 550$, × : Koumotsakos $Re = 1000$,

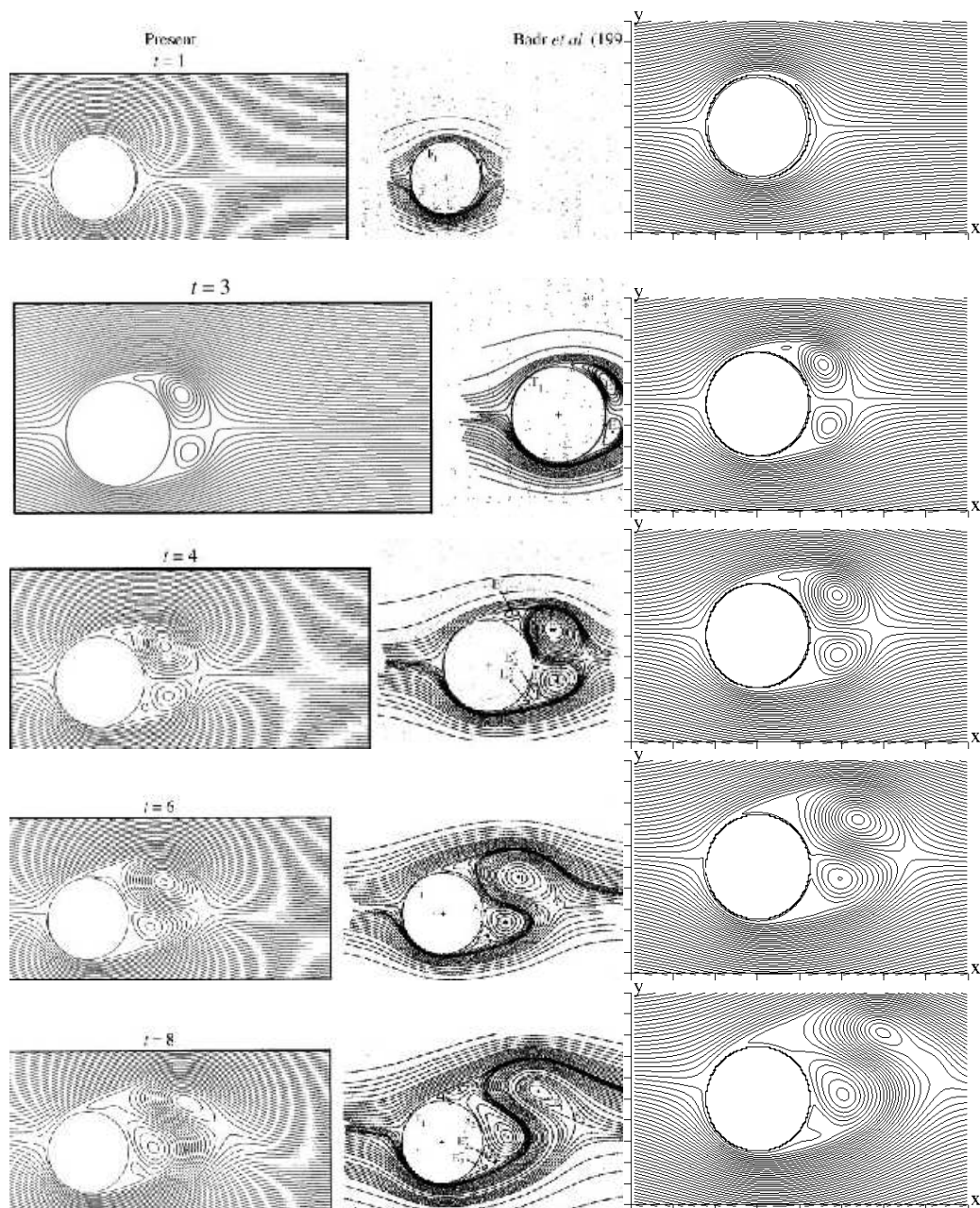


Figura 3.11: Linee di corrente. Da sinistra a destra: risultati di S. Mittal [80]; Badr *et al.* [1990]; nostra simulazione.

Capitolo 4

Pareti rugose: stabilità e transizione

Flussi su pareti rugose sono stati lungamente studiati in passato, inizialmente con esperimenti in laboratorio e recentemente con simulazioni numeriche. Dei tre possibili regimi di moto, laminare, di transizione e turbolento, il più studiato è stato quello turbolento, visto il maggiore interesse dal punto di vista pratico. Esperimenti su piccola e grande scala sono stati effettuati per investigare gli effetti sul flusso di diverse tipologie di geometrie. Nonostante misure dirette siano molto difficili, specialmente in prossimità della superficie, le prime misure di Nikuradse [13] furono utilizzate per creare il famoso diagramma di Moody [15]. Del resto negli esperimenti, è molto difficile capire completamente la fisica che è alla base dei fenomeni indagati, in quanto alcune grandezze di estrema importanza come la vorticità sono molto difficili da ottenere in modo attendibile. Recentemente un grande impulso a questo studio è stato dato dalla DNS (Simulazione Numerica Diretta), grazie alla possibilità che essa offre di ottenere tutte le grandezze di interesse, come mostrato da Leonardi et al. [16], Orlandi & Leonardi [17] and Orlandi *et al.* [18]. In una delle ultime pubblicazioni è stato studiato il regime di transizione ed è stato trovato che le fluttuazioni della componente normale di velocità sono responsabili del comportamento del flusso sopra la rugosità. Pur non avendo un grande interesse dal punto di vista pratico, gli studi di stabilità sono molto interessanti sotto l'aspetto teorico. Per un canale piano, la teoria della stabilità lineare fornisce il numero di Reynolds critico in funzione della lunghezza d'onda assiale α del disturbo (Drazin & Reid [14]). E' stato osservato che al disopra del numero di Reynolds critico (Re_{cr}), si formano le cosiddette onde di Tollmien-Schlichting (T-S), che viaggiano ad una certa velocità di fase. L'ampiezza di queste onde cresce esponen-

zionalmente e dopo un certo periodo di tempo, quando le velocità legate ai disturbi sono dello stesso ordine di quella del flusso base, esse si rompono ed il flusso diventa completamente turbolento. Riprodurre questa fase finale richiede una simulazione numerica diretta (DNS). Inoltre la presenza di una parete rugosa rende l'analisi teorica di stabilità più complessa (se non impossibile) perciò l'unico modo di studiare tali fenomeni è quello di risolvere numericamente le equazioni di Navier-Stokes. Generalmente gli studi di stabilità vengono effettuati con metodi pseudospettrali (Canuto *et al.* [24]). In Canuto *et al.* si sostiene che schemi alle differenze finite, in particolare se accurati al secondo ordine, non sono appropriati per affrontare studi di stabilità. Questo non è vero se lo schema (come nel nostro caso) è "energy conserving": nel presente lavoro abbiamo dimostrato infatti di riuscire ad ottenere la curva di stabilità $Re_{cr}(\alpha)$ come in Drazin & Reid [14]. Per geometrie complesse, mancando risultati di riferimento, l'unico modo di validare i risultati numerici è attraverso un infittimento della griglia, che deve portare la soluzione a convergere al valore "esatto" (ovvero a quello ottenuto dalla griglia più fitta). La validazione del metodo numerico di Leonardi & Orlandi [17] nel trattamento di geometrie complesse è stata condotta per flussi turbolenti rugosi (Orlandi *et al.* [18]). Qui viene applicata a casi bidimensionali per investigare l'effetto della forma degli elementi e della loro distanza reciproca sul numero Reynolds critico e sull'eventuale modifica delle onde di T-S. Le simulazioni che mostreremo dimostrano che il Re_{cr} dipende più dalla distanza tra gli elementi che dalla loro forma. Simulazioni 2D sono interessanti e difficilmente riproducibili in laboratorio, vista la tridimensionalità della realtà. Le simulazioni sono state condotte perturbando il flusso base (profilo parabolico di Poiseuille) con un disturbo casuale, a tutti i numeri d'onda, di ampiezza molto piccola (0.1%). Per il canale 2D con pareti lisce (par. 4.2.1) tale perturbazione è necessaria al fine di innescare la transizione, mentre per il canale 2D con pareti rugose (par. 4.2.2), è stato visto che tali disturbi non sono necessari, in quanto è la rugosità stessa che perturba il moto medio ed innesca la transizione. Nel canale 2D rugoso, l'effetto del disturbo imposto nelle condizioni iniziali è solo quello di anticipare la transizione, evitando così lunghi tempi di calcolo. Una volta perturbato il flusso base, la soluzione evolve in modo tale che i disturbi con numero d'onda diverso da quello più instabile, decadono, mentre il disturbo associato alla lunghezza d'onda più instabile viene eccitato ed amplificato(4.1). A tal proposito è interessante vedere il filmato allegato alla presente tesi, denominato TS.avi

4.1 La Stabilità lineare

Lo studio della stabilità lineare di soluzioni stazionarie si avvale delle ipotesi di piccole perturbazioni rispetto alla soluzione stazionaria, grazie alla quale le equazioni di NS vengono linearizzate. Ciascuna grandezza viene decomposta nel seguente modo:

$$q_1 = U(y) + u(x, y, t)$$

$$q_2 = v(x, y, t)$$

$$P = P(x, y) + p(x, y, t)$$

in cui le grandezze in maiuscolo sono dei valori medi (mediati nel tempo) e quelle in minuscolo delle fluttuazioni. Nella cavità in realtà abbiamo un moto medio anche per la componente di velocità q_2 , ma essendo comunque tale moto di bassa intensità (di un ordine di grandezza minore della velocità media longitudinale nel canale U), per semplicità lo consideriamo compreso nella funzione $v(x, y, t)$. Sostituendo le espressioni precedenti nelle equazioni di Navier-Stokes, e trascurando i quadrati delle fluttuazioni otteniamo:

$$u_x + v_y = 0$$

$$u_t + Uu_x + Uyv + p_x = \nu(u_{xx} + u_{yy})$$

$$v_t + Uv_x + P_y = \nu(v_{xx} + v_{yy})$$

Fin qui il set di equazioni è lo stesso di quello di un canale [85], tuttavia le condizioni al contorno sono differenti. Essendo il problema lineare ed omogeneo, è un problema di autovalori ed autovettori, in cui ogni modo è del tipo:

$$u = A(x, y) \cdot e^{\sigma(t-t_0)} \sin(\omega(t-t_0))$$

Se avessimo un canale il termine $A(x, y)$ sarebbe:

$$A(x, y) = v(y)e^{i\alpha x}$$

Ghaddar *et al.* [89], per studiare la stabilità del flusso, perturbavano la soluzione stazionaria ottenuta in precedenti simulazioni con l'ultimo modo stabile. L'approccio da noi usato, consiste invece, nel perturbare la soluzione stazionaria attraverso un disturbo random su tutti i punti del dominio in modo tale che vengano eccitati tutti i modi del problema. Analizzando la velocità o la vorticità in alcuni punti del campo sarà possibile osservare dopo un transitorio iniziale l'evoluzione temporale dell'ultimo modo stabile. (vedere filmato TS.avi)

4.2 Stabilità di un canale bidimensionale

4.2.1 Pareti lisce

Come già menzionato nell'introduzione del presente capitolo lo schema numerico utilizzato (accurato al secondo ordine ed "energy conserving" anche su griglie con spaziatura non costante) è in grado di riprodurre il valore di Re_{cr} in un canale piano con pareti lisce. Questo valore dipende dal numero d'onda α che, con l'assunzione di periodicità nella direzione del moto, è legato alla lunghezza L_1 del dominio ($\alpha = 1$ corrisponde a $L_1 = 2\pi$). La curva teorica in Fig. 4.1 (Drazin & Reid [14]) mostra che il modo più instabile ha $\alpha = 1.02$ a cui corrisponde un $Re_{cr} = 5772$. Un primo set di simulazioni sono state eseguite con differenti valori di L_1 e con 32×65 punti di griglia in x_1 e x_2 . La griglia è uniforme in x_1 e non uniforme in x_2 , con punti addensati vicino le due pareti solide con una trasformazione di coordinate secondo una tangente iperbolica. La linea tratteggiata di Fig. 4.1 mostra che la risoluzione è insufficiente. Aumentando i numeri di punti a 201×161 si vede che la curva continua è in buon accordo con i dati teorici. Si è trovato che $\alpha = 1.02$ è il numero d'onda più instabile ed un $Re_{cr} = 5840$, solo 1% diverso dal teorico (5772). Questa differenza può anche essere attribuita al diverso

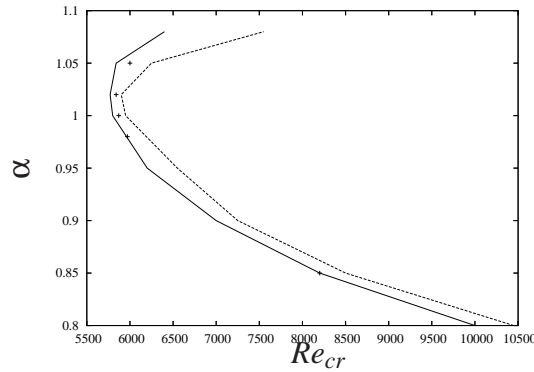


Figura 4.1: Curva di stabilità , — teorica, - - griglia rada, + griglia fine.

metodo di calcolo del Re_{cr} , che consiste nel calcolare la crescita dell'energia cinetica del disturbo per diversi valori del Re . Individuati i due Re per i quali la pendenza cambia segno, si interpola linearmente. In figura 4.2 a) e b) sono riportati gli andamenti nel tempo dei due rms per $Re = 5000$ ($< Re_{cr}$) e 7500 ($> Re_{cr}$). Per $Re = 7500$ si vede la crescita lineare nella scala semilog del disturbo secondo quanto previsto dalla teoria della stabilità. Durante tale crescita i disturbi di velocità si amplificano dunque organizzandosi spazialmente nelle cosiddette onde di Tollmien-Schlichting che sono mostrate in fig. 4.3.

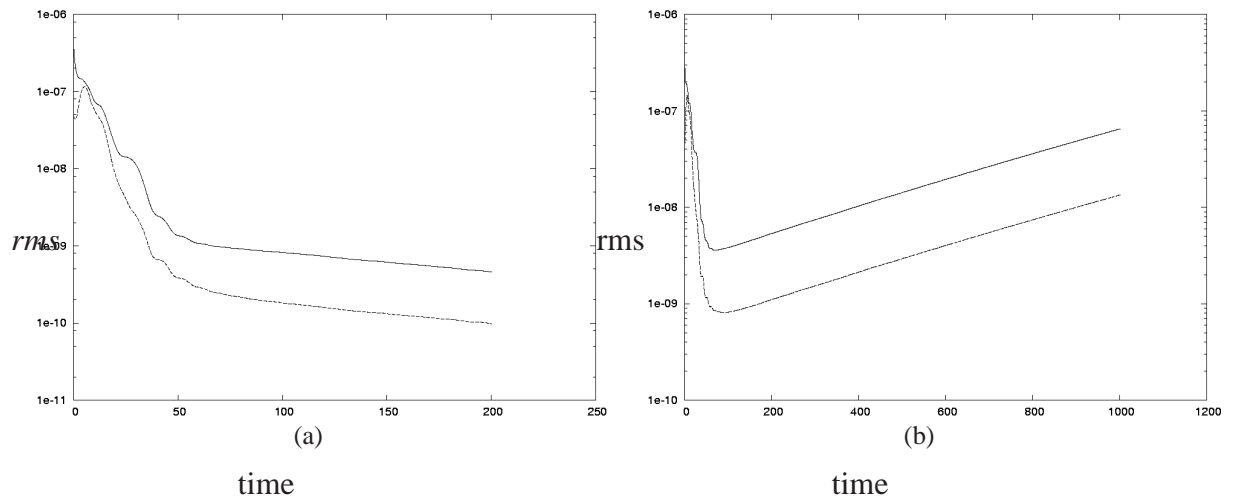


Figura 4.2: Andamento degli rms per a) $Re = 5000$, b) $Re = 7500$

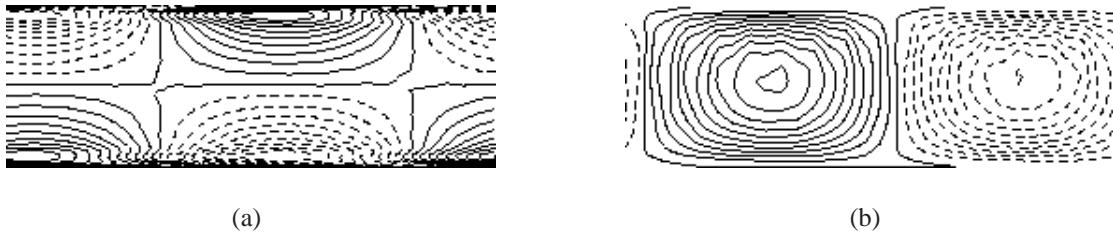


Figura 4.3: Contour plot delle fluttuazioni di velocità a $t = 200$, (a) U , $\min = -1$, $\max = +1$, $\Delta u = 0.1$, (b) V , $\min = -0.44$, $\max = +0.44$, $\Delta v = 0.025$

4.2.2 Parete rugosa

Il dominio fisico per gli elementi circolari è riportato in Fig. 4.4 ed è stato discretizzato con 321×161 punti.

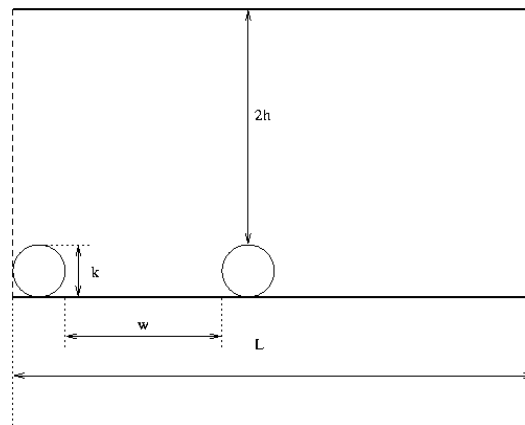


Figura 4.4: Dominio fisico per ostacoli circolari

Considerando ostacoli bidimensionali il flusso di Poiseuille induce tra due elementi consecutivi una regione di ricircolazione che, in funzione del valore w/k , può interagire più o meno intensamente con gli ostacoli stessi. L'interazione tra rugosità e flusso "esterno" può essere considerata studiando l'estensione della regione di ricircolazione in funzione del numero di Reynolds per elementi separati da $w/k = 20$, cioè quando i due elementi possono essere considerati isolati.

La Fig. 4.5 mostra la lunghezza della zona di ricircolo x_r (adimensionalizzata rispetto all'altezza dell'ostacolo) in corrispondenza a $w/k = 20$ per tre diverse geometrie all'aumentare del Re . La Fig. evidenzia che la regione di ricircolazione per quadrati e triangoli è circa la stessa e che

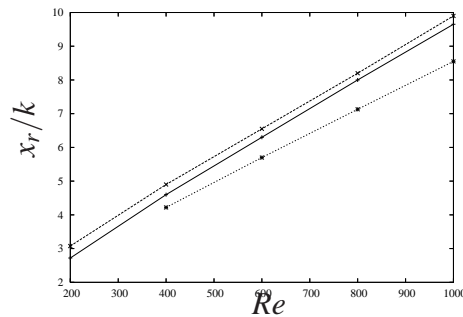


Figura 4.5: Lunghezza di riattacco in funzione di Re : — + : quadrati; — — × : triangoli; ··· * : cerchi

tale estensione aumenta con il numero di Re . D'altra parte elementi circolari generano una regione di ricircolazione più piccola rispetto alle altre geometrie. La differenza è dovuta al punto di separazione che per i triangoli e i quadrati non dipende dal Re ed è fisso (corrisponde al vertice), mentre per i cerchi dipende dal Re .

Leonardi et al. [16] hanno condotto una DNS di un canale con elementi squadrati a differenti valori di w/k ed hanno osservato che la massima resistenza è ottenuta per $w/k = 7$. Rispetto agli esperimenti nelle simulazioni numeriche è più semplice distinguere il contributo viscoso e di pressione alla resistenza. Così è possibile capire che la resistenza di pressione è maggiore di quella viscosa e individuare nella non stazionarietà della bolla di ricircolazione la causa che provoca la massima resistenza avviene per $w/k = 7$. Per flussi turbolenti si ha l'interesse a raggiungere stati statisticamente stazionari al fine di poter collezionare molti campi per il calcolo delle grandezze statistiche di interesse. Il valore del disturbo iniziale con cui si perturba il campo non è dunque importante. Nel caso della stabilità invece, al fine di calcolare il Reynolds critico, il disturbo iniziale è di fondamentale importanza; infatti diminuendone l'ampiezza, l'istante in cui inizia la crescita esponenziale viene ritardato. La Fig. 4.6 (b) mostra l'andamento nel tempo dell'energia totale associata alle fluttuazioni di velocità a $Re = 2500$ per elementi quadrati con $w/k = 7$. Se un disturbo random "sufficientemente" grande viene imposto al profilo medio a $t = 0$, questo eccita tutte le scale. Ben presto tutte decadono tranne quelle (più instabili) associate alle onde di T-S che invece si amplificano. (vedere filmato TS.avi) E' importante sottolineare che la rugosità genera sempre un disturbo a qualunque numero di Reynolds. Perciò a differenza di una parete piana, nei flussi su pareti rugose l'energia associata ai disturbi non va mai a zero anche per Re inferiori a quello critico, come mostrato in Fig. 4.6(a) a

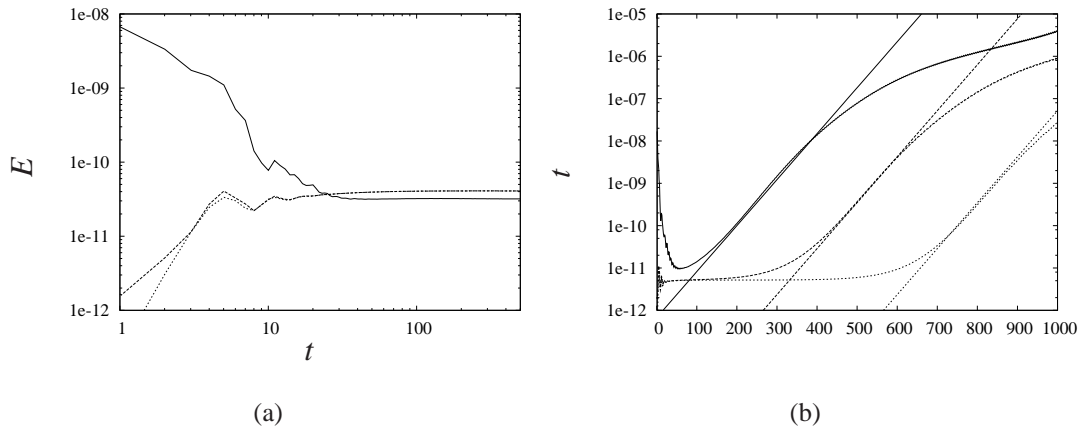


Figura 4.6: Evoluzione nel tempo di $E = \Sigma(u^2 + v^2)$, a) $Re = 1500$, b) $Re = 2500$. Simboli come per la figura precedente.

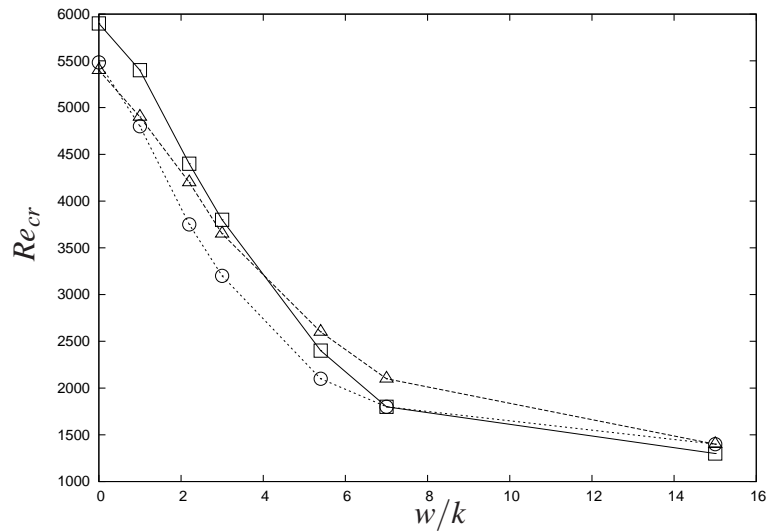


Figura 4.7: Re_{cr} vs. w/k : — quadrati; - - triangoli, ···· cerchi.

$Re = 1500$.

Da quanto detto finora si evince che per trovare il valore di Re critico è conveniente imporre un disturbo "abbastanza" grande che porta in breve tempo alla crescita esponenziale. Per pareti lisce, flussi a Re inferiori a quello critico danno una decrescita e dunque il calcolo del Re_{cr} si può effettuare per interpolazione. Per flussi su pareti rugose invece, in assenza di pendenze negative, la sua valutazione implica una estrapolazione che può portare ad errori nella stima. Considerando che per i quadrati il valore $w/k = 0$ corrisponde ad una parete piana, la Fig.4.7 mostra che l'imposizione della condizione di aderenza (no-slip) attraverso i contorni immersi porta ad un $Re_{cr} = 5850$, in buon accordo con il valore teorico. Aumentando w/k tutte le ge-

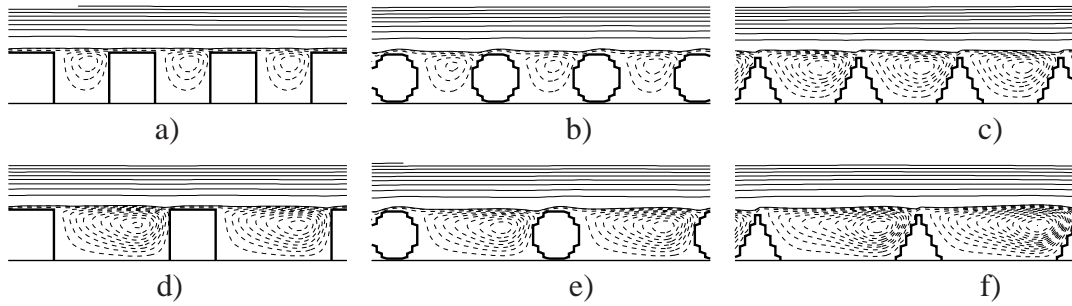


Figura 4.8: Funzione di corrente nella regione rugosa per: da a c $w/k = 1$, a) $Re = 5000$, b),c) $Re = 5500$, da d a f $w/k = 2.2$, d) $Re = 4600$, e) $Re = 3800$, f) $Re = 4500$

ometrie danno una drastica riduzione del Re_{cr} dovuta alla formazione di una bolla di ricircolo che interagisce diversamente con l'ostacolo successivo in funzione della distanza. Questo implica un disturbo v nel flusso esterno di diversa ampiezza. Quando la bolla occupa interamente la cavità tra gli ostacoli (Fig.4.8 a, b) c'è un debole effetto sul flusso esterno che è sufficiente a ridurre il Re_{cr} dal valore di 5850 a circa 4000. Come spiegato in seguito questo è dovuto alle fluttuazioni di u_2 sul piano delle creste ed alla piccola deformazione della linea di corrente.

Le zone di ricircolazione tra gli ostacoli sono instabili per $w/k \geq 3$, nel senso che il disturbo che generano sul flusso esterno aumenta ed interagisce con l'instabilità legate alle onde di T-S. La funzione di corrente tra due ostacoli è stata calcolata quando le onde T-S aumentano esponenzialmente e viaggiano a velocità costante. La forma della bolla di ricircolo e l'eventuale instazionarietà è ottenuta dalla funzione di corrente stessa. In ogni modo è difficile avere un'idea delle fluttuazioni della velocità normale sul piano delle creste ed allora isolinee di v sono state calcolate negli stessi istanti. Queste visualizzazioni si riferiscono al momento in cui si verifica un cambiamento di segno dell'onda di T-S attraverso il centro del canale. La funzione di corrente è stata calcolata alla fine della simulazione quando l'ampiezza delle onde di T-S erano ormai saturate. Le Figg. 4.9 a,d,g mostrano che per differenti geometrie il centro della bolla è prossimo all'ostacolo successivo mentre le Figg. 4.9 b, e, h tramite isolinee di v mostrano che i disturbi più grandi sono prodotti dai cerchi, spiegando così il perchè per i cerchi è stato trovato il Re_{cr} più basso (Fig.4.7).

Per $w/k = 5.4$ la bolla non è più molto intensa in prossimità dell'ostacolo successivo ed allora la v negativa a monte dell'ostacolo diminuisce mentre l'accelerazione attorno all'ostacolo aumenta. Questo si verifica per le tre geometrie ma l'effetto più intenso si osserva per i cerchi, in

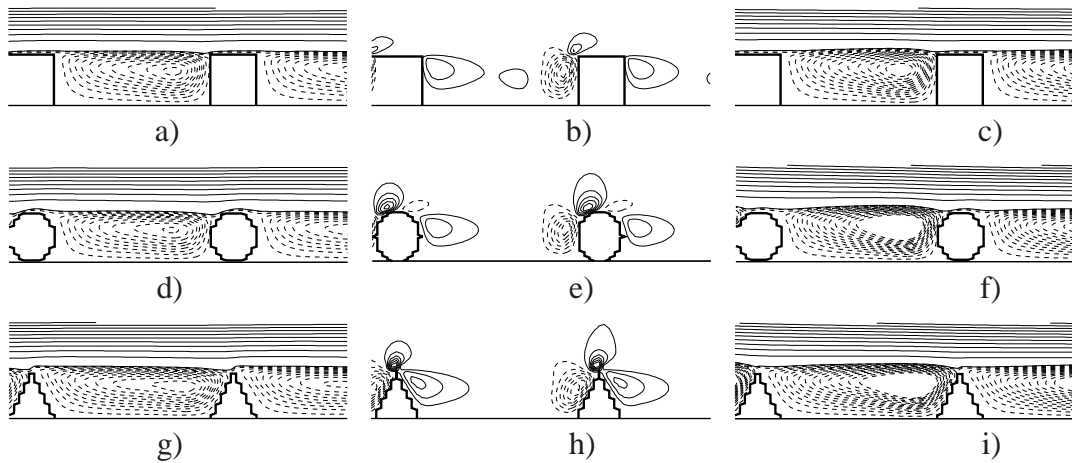


Figura 4.9: v nella rugosità per $w/k = 3$, ; a),b),c) $t = 300$, d),e),f) $t = 305$, g),h),i) $t = 1000$
a), d), g) $Re = 4000$, b), e), h) $Re = 3500$, c), f), g) $Re = 3500$.

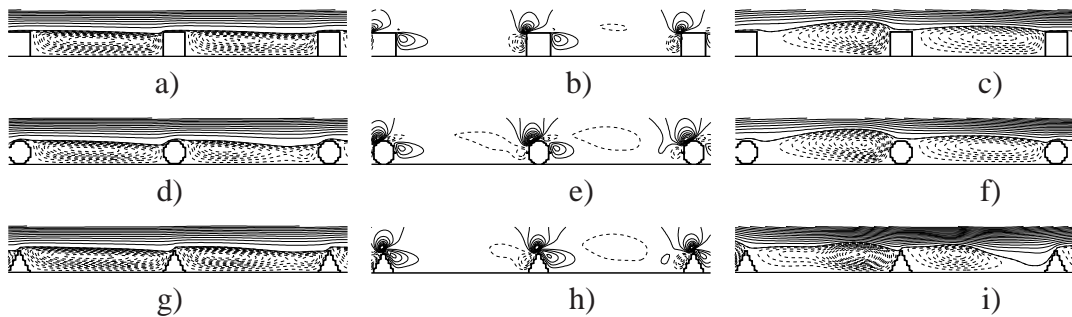


Figura 4.10: v nella rugosità per $w/k = 7$, ; a),b),c) $t = 300$, d),e),f) $t = 305$, g),h),i) $t = 1000$
a), d), g) $Re = 4000$, b), e), h) $Re = 3500$, c), f), g) $Re = 3500$.

accordo con i risultati di Fig.4.7. La non stazionarietà per i cerchi aumenta, come si evidenzia confrontando le due bolle in Fig.4.10 d. Alla fine della simulazione, quando ormai l'energia è saturata, la non stazionarietà è più evidente (Fig.4.10 c, f, i) e si vede la tendenza delle bolle a riattaccarsi tra gli ostacoli. Isolinee di v e le funzioni di corrente per $w/k = 7$ sono molto simili a quelli di Fig.4.10 e non sono riportati.

La situazione è differente per $w/k = 15$ in cui la non stazionarietà della bolla di ricircolazione appare anche durante l'amplificazione delle onde T-S (Fig.4.11 a, d, g). In questo caso la crescita delle T-S produce dei disturbi dello stesso ordine di grandezza dei disturbi generati dalla rugosità come è mostrato nella Fig. 4.11 b, c, h. In queste condizioni il numero di Reynolds critico non cambia con la forma dell'ostacolo, in accordo con la Fig.4.7.

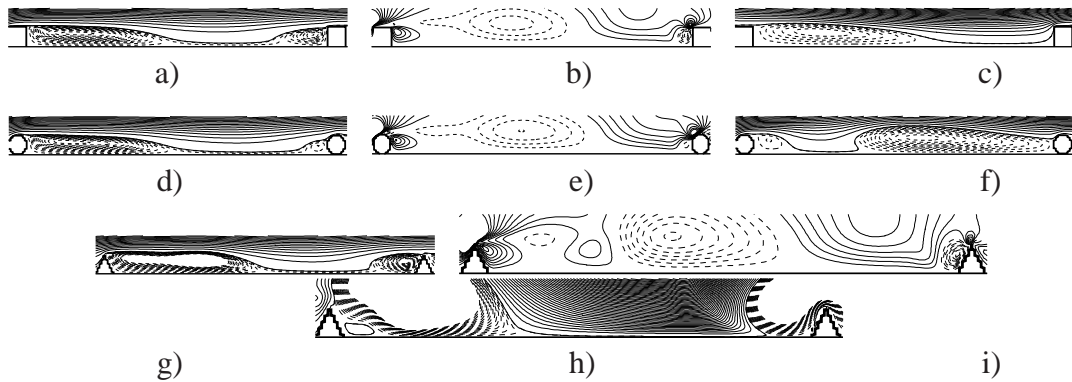


Figura 4.11: v nella rugosità per $w/k = 15$, ; a),b),c) $t = 300$, d),e),f) $t = 305$, g),h),i) $t = 1000$
a), d), g) $Re = 4000$, b), e), h) $Re = 3500$, c), f), g) $Re = 3500$.

4.3 Transizione in canale con rugosità

Una simulazione su un canale tridimensionale di dimensioni $L1 = 8h$, $L2 = 2.2h$, $L3 = 4h$ con h la semi altezza del canale, $L1$, $L2$ e $L3$ rispettivamente streamwise, normal e spanwise ed una risoluzione di $400 \times 200 \times 160$, con griglia uniforme nelle due direzioni di omogeneità e non uniforme (tangente iperbolica) nella direzione normale così da avere più punti vicino alle due pareti. L'altezza della rugosità è sempre $k = 0.2h$, e $Re = 3000$. Lo scopo della simulazione è analizzare la transizione tra regime laminare e turbolento in un canale con rugosità e specificamente valutare se il disturbo generato dalla rugosità posta sulla parete inferiore si amplifichi fino ad innescare la turbolenza. L'interesse è anche di analizzare che tipo di amplificazione si instaura. Inoltre si vuole analizzare come tale disturbo si propaghi all'interno del canale e se si verifichi la formazione di onde tipo Tollmien-Schlichting come nel caso 2D. Sono state prese in esame diversi tipi di rugosità (diverse per forma e distribuzione) per vedere se la transizione dipende anche dal tipo e dalla distribuzione della rugosità stessa. In Fig. 4.12 sono riportate tre tipologie di rugosità denominate TTAL, TTSH e SQT. La TTAL è costituita da prismi a base quadrangolare allineati disposti in 5 file longitudinali, 10 file trasversali e 5 file longitudinali; la TTSH da prismi a base quadrangolare disposti come in TTAL ma sfalsati e la SQT da cubi e prismi sfalsati disposti in 5 file di cubi, 10 file di prismi trasversali e 5 file di cubi. Il caso TTAL è stato condotto a $Re = 6000$, mentre gli altri due a $Re = 3000$. L'aumento del Re comporta una riduzione del tempo necessario al verificarsi della transizione, mentre il livello massimo di energia turbolenta ne è indipendente, come si vede dalla fig. 4.13 in cui sono riportate le tre componenti del rms della velocità per i tre casi. Si nota inoltre come a parità di Re , la con-

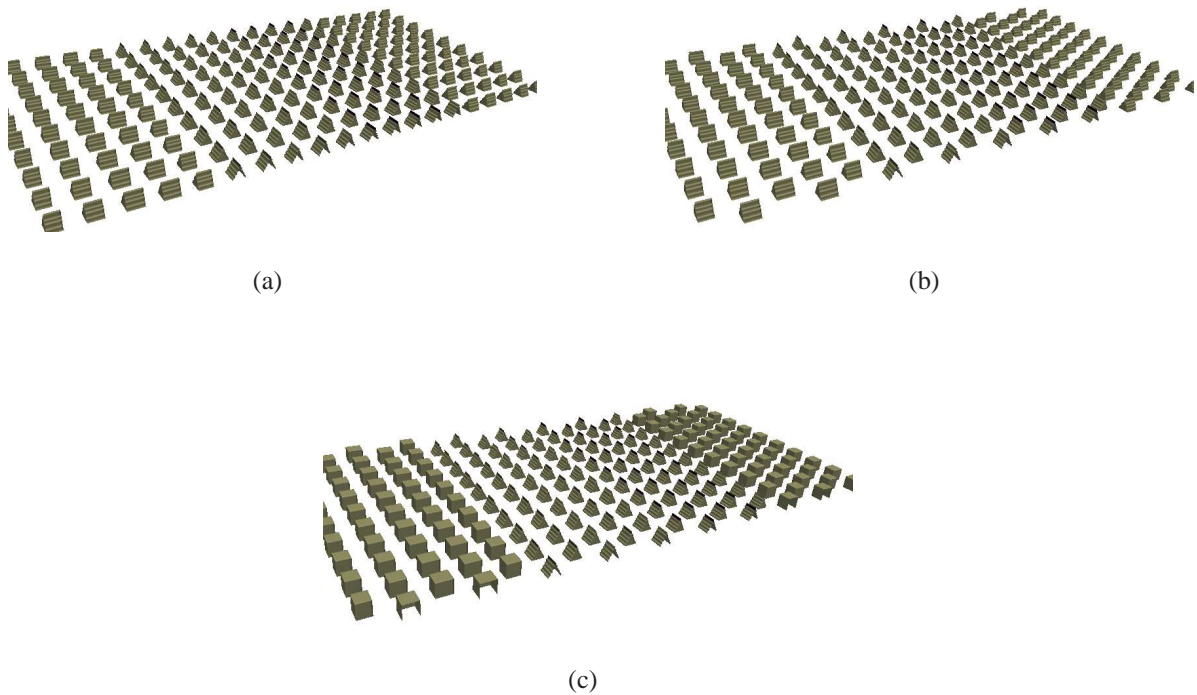


Figura 4.12: Tipi di rugosità utilizzate per lo studio della transizione. a) TTAL, b) TTSH, c)SQT

figurazione TTSH facilita la transizione rispetto alla SQT. Inoltre il regime turbolento che si instaura è tale per cui la componente longitudinale u_1 rimane mediamente più grande delle altre due, il che conferma la non isotropia della turbolenza di canale. Il caso di ostacoli allineati (TTAL) la componente u_3 del disturbo rimane limitata, mentre lo sfalsamento degli ostacoli fa nascere una w' più intensa rispetto alle altre due componenti.

Tutte le configurazioni studiate presentano una prima zona in cui l'energia turbolenta è proporzionale a t^α , (con α circa uguale a 3 per SQT); un secondo tratto caratterizzato da una pendenza variabile in funzione del Re contraddistinto da un andamento oscillante; un tratto in cui si ha una brusca e repentina amplificazione dei disturbi che poi si mantengono mediamente stazionari (flusso completamente turbolento). A questi 3 tratti corrisponde una prima fase in cui il flusso si aggiusta e si formano le onde di T-S, una seconda in cui le onde di T-S si amplificano e propagano con una velocità di fase inferiore rispetto al caso di parete liscia, una terza in cui le onde di T-S saturano e si rompono dando vita ad un flusso turbolento completamente sviluppato. E' interessante notare che le oscillazioni del secondo tratto mostrano un periodo

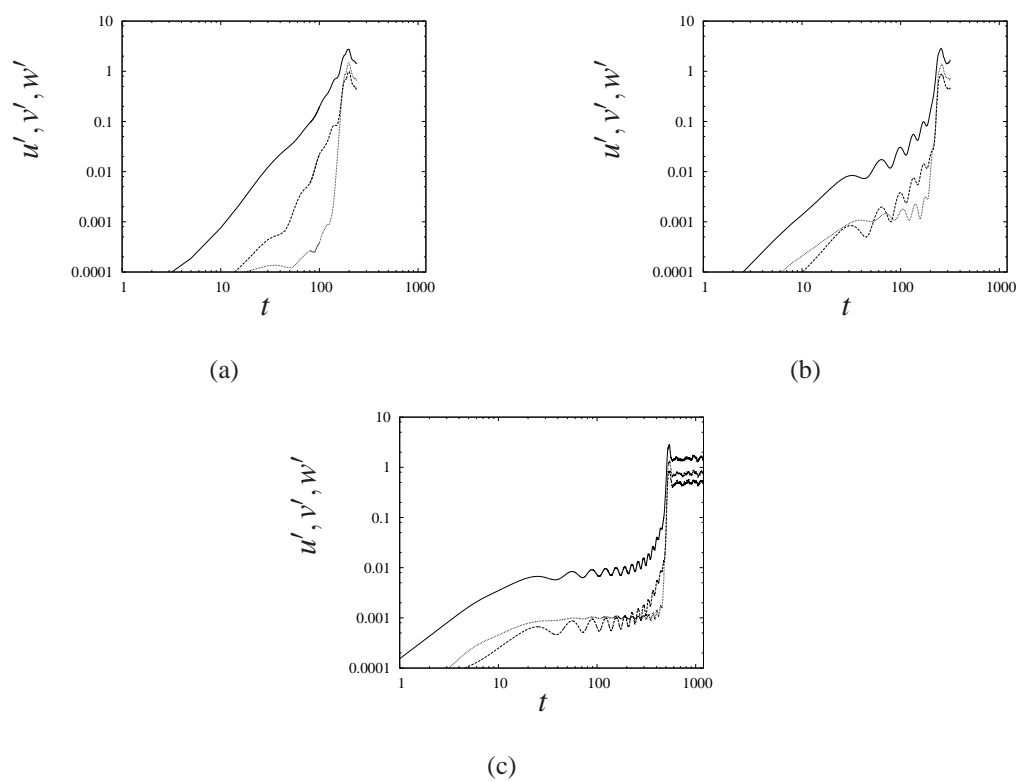


Figura 4.13: Andamento nel tempo del *rms* della velocità : — u' — v' , \cdots w' , a) TTAL, b) TTSH, c) SQTT

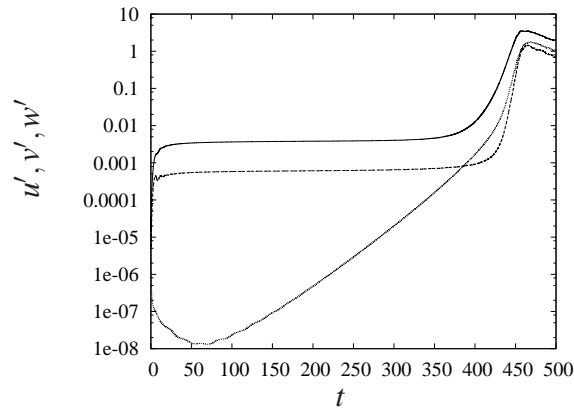


Figura 4.14: Andamento nel tempo del *rms* della velocità per la simulazione del flusso su barre a sezione quadrata poste trasversalmente al moto medio: — u' — v' , \dots w'

(circa 35 unità temporali per il caso SQT) che coincide con il tempo di transito di un'onda di T-S. Tali onde dunque sembrano modulare la crescita del disturbo in modo tale che al passaggio della parte negativa dell'onda si ha una diminuzione del valore dell'energia cinetica turbolenta, mentre al passaggio della parte positiva si ha una intensificazione. Abbiamo allora condotto una simulazione su delle barre a sezione quadrata disposte trasversalmente al flusso ed infinitamente lunghe. In questa simulazione (Fig. 4.14) il secondo tratto vede una crescita esponenziale dell'energia turbolenta senza le oscillazioni viste per i casi in cui la rugosità è tridimensionale. Le oscillazioni sono allora dovute ai disturbi di velocità u_3 dovuti alla non omogeneità degli ostacoli in direzione x_3 . Il "piccolo" disturbo imposto all'inizio a tutte e tre le componenti di velocità viene dapprima smorzato nella componente u_3 a causa della bidimensionalità degli ostacoli e poi quando comincia a crescere (intorno a $t = 350$) determina l'instabilità della componente u_1 che amplificandosi porta alla distruzione delle onde di TS che si sono create.

Questo si vede bene nel filmato (allegato alla presente tesi in formato digitale), del quale riportiamo in Fig. 4.15 e Fig. 4.16 alcuni istanti.

La Fig. 4.15 mostra le fluttuazioni di u_1 in prossimità della parete piana superiore. A $t = 400$ si vede chiaramente l'onda di TS ancora compatta. Al tempo $t = 430$ si vede la perturbazione nella direzione x_3 che porta all'incurvamento delle linee iso- u_1 . Tale disturbo si amplifica deformando le onde di TS fino ad arrivare a $t = 490$ in cui le onde sono rotte e si vede la formazione delle *streaks*.

La fig. 4.16 mostra le fluttuazioni di u_1 in prossimità della parete rugosa. A causa della rugosità

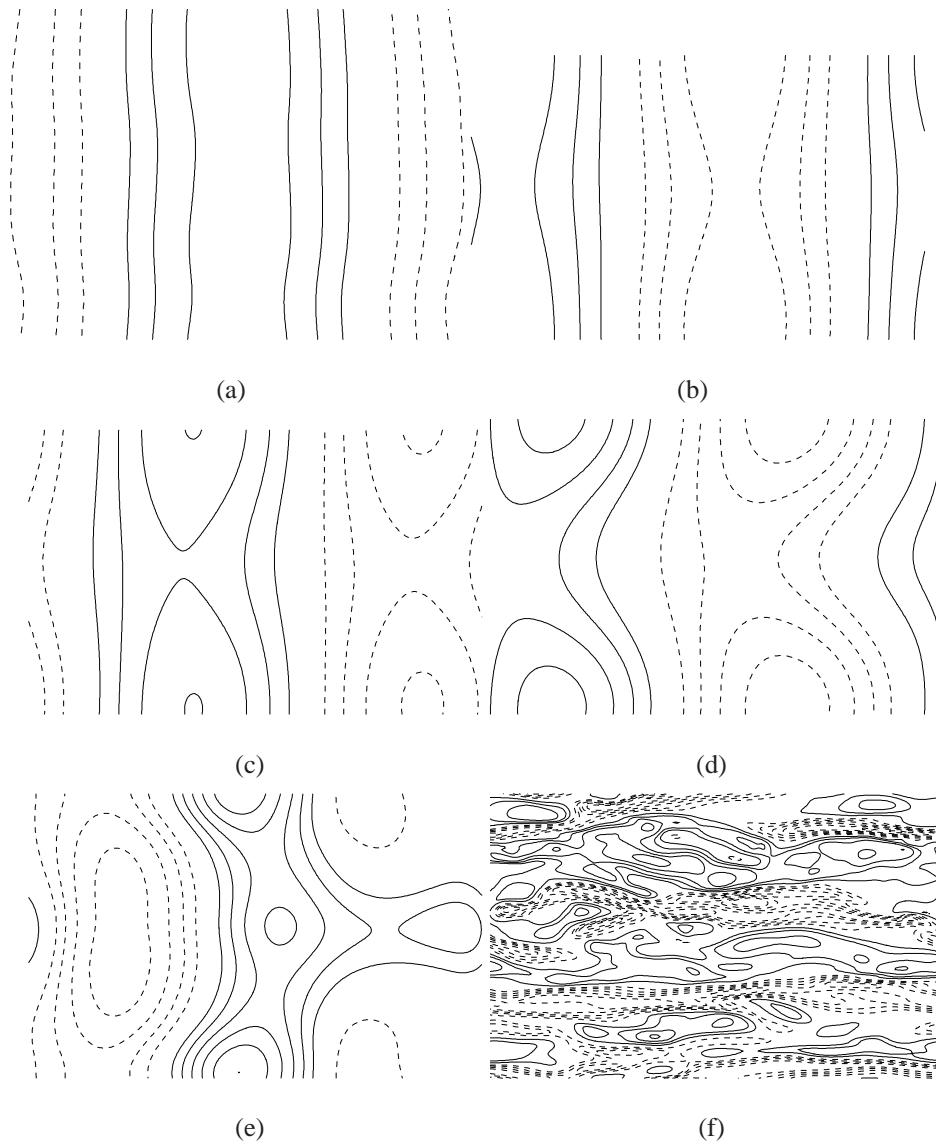


Figura 4.15: Linee iso- u_1 sulla parete liscia superiore: a) $t = 250$, b) $t = 300$, c) $t = 350$, d) $t = 400$, e) $t = 450$, e) $t = 500$

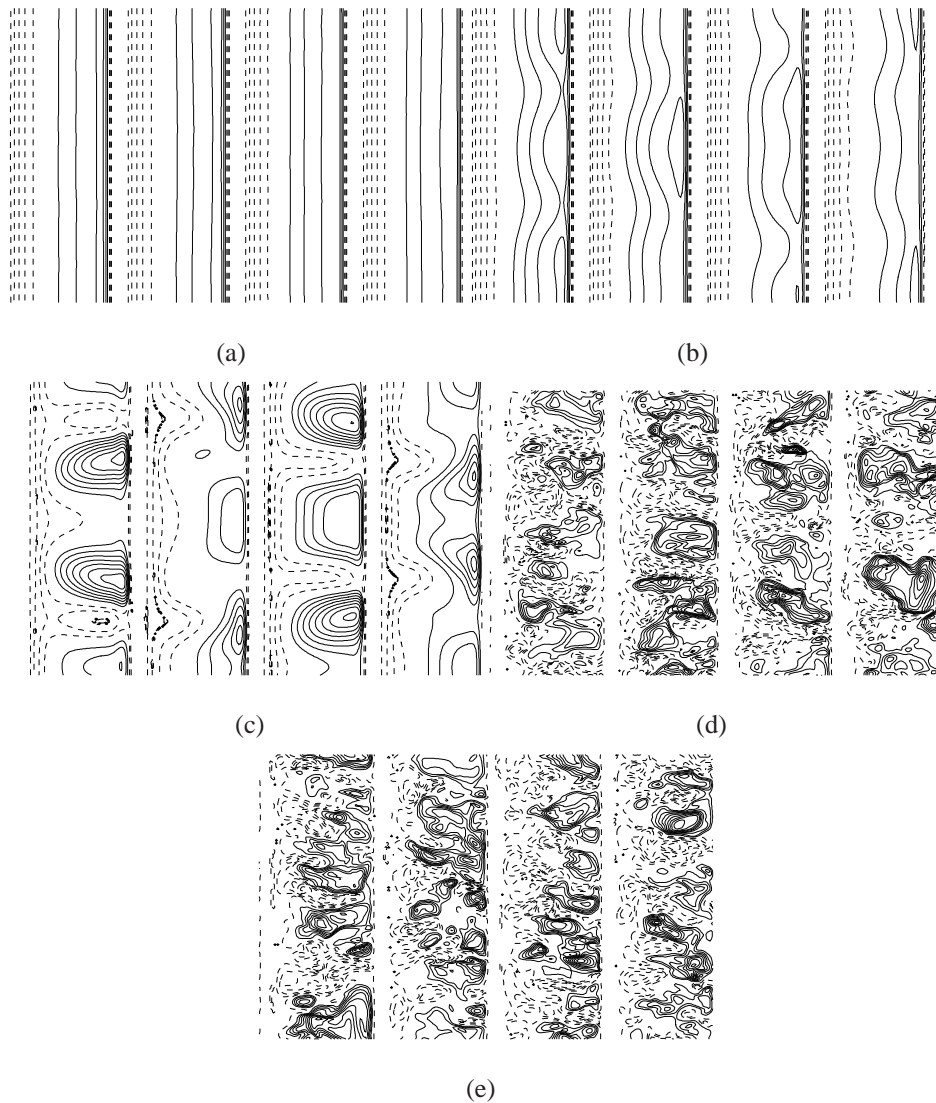


Figura 4.16: Linee iso- u_1 sul piano delle creste: a) $t = 300$, b) $t = 400$, c) $t = 430$, d) $t = 460$, e) $t = 500$

non si formano le onde di TS in prossimità della rugosità stessa. Quando la componente u_3 del disturbo comincia ad amplificarsi, le linee ad u_1 costante si deformano creando due massimi (e minimi) simmetrici rispetto all'asse di mezzeria del canale. L'ampiezza del disturbo cresce fino a che la struttura coerente si rompe ed il flusso diventa turbolento. A causa della presenza della rugosità non si formano le classiche *streaks* che si hanno sulla parete liscia, ovvero nascono delle strutture di estensione longitudinale pari a quella della rugosità.

Le strutture vicino alla parte rugosa risentono molto degli ostacoli e sono molto differenti dalle tipiche strutture allungate e fortemente anisotrope che si creano lungo la parte liscia. Vicino alla parete rugosa dunque le strutture sono più isotrope come osservato da Leonardi *et al.* [20].

Animazioni (allegate alla presente tesi in formato digitale) su piani $x_2 - x_3$ mostrano che grandi disturbi di velocità, in particolare in direzione normale, sono generati tra gli elementi e questi raggiungono la parete superiore dove, interagendo con il gradiente di velocità media (*mean shear*), producono le tipiche strutture allungate di flussi turbolenti di parete. Il poter considerare due pareti, una liscia ed una rugosa, è molto interessante in quanto permette di valutare quanto la concentrazione di disturbi u_2 sono rilevanti nella formazione di strutture vorticosi. Orlandi *et al.* [19] hanno dimostrato che lo stress normale $\langle u_2^2 \rangle^{1/2}$ sul piano delle creste è il meccanismo che guida il flusso su pareti rugose. Orlandi & Leonardi [17] hanno ottenuto una semplice relazione per il profilo logaritmico di velocità in unità di parete, dove la traslazione della legge di parete dipende proprio da questa quantità. Il meccanismo di aumento della resistenza in presenza di una parete rugosa può essere semplificato considerando che disturbi di u_2 cambiano le strutture vorticosi a parete e questi cambiamenti producono una grande resistenza di forma (form drag) che diventa preponderante rispetto all'attrito viscoso.

Capitolo 5

Canale turbolento con rugosità

Sulla scia di quanto già fatto da Leonardi ed Orlandi [17], con rugosità a sezione quadrata, circolare e triangolare disposte longitudinalmente e trasversalmente lungo una delle due pareti del canale, qui si è considerata una rugosità di tipo ondoso (*wavy*), cioè dalla forma di un coseno. Ciò che si vuole capire è di quanto e come le statistiche variano in funzione del tipo di rugosità considerata. Inoltre si sono volute analizzare le varie componenti della resistenza offerta da un canale rugoso e quale tra le configurazioni studiate sia più favorevole in termini di resistenza e quale invece in termini di mescolamento turbolento. Si sa infatti che dal punto di vista ingegneristico, può essere importante sia ridurre l'attrito e dunque il trasporto di quantità di moto turbolenta, ma anche intensificarlo per rendere il mescolamento tra diversi strati di fluido più profondo. Come già descritto nel paragrafo introduttivo, sono state considerate rugosità trasversali (denominate con la lettera T) e rugosità longitudinali (denominate con la lettera L) e un caso di rugosità sia trasversale che longitudinale (tipo egg cartoon, denominata D). Tutte le configurazioni esaminate sono riportate in Fig. 5.1. Abbiamo preso in esame il contributo di ciascun termine dell'equazione di N-S alla resistenza trovando che la pressione gioca un ruolo maggiore rispetto all'attrito viscoso per gli ostacoli di tipo T , mentre per quelli L , non essendoci alcuna componente della forza di pressione diretta lungo la direzione del moto, tutto la resistenza è causata dall'attrito viscoso. Il caso misto (D) ha un comportamento intermedio. Come sappiamo, per i flussi di parete, si definisce una velocità di attrito (*friction velocity*) come

velocità caratteristica, la cui espressione, nel caso di parete liscia, è

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (5.1)$$

dove $\tau_w = \nu \left(\frac{d\langle U \rangle}{dy} \right)$ è lo sforzo viscoso a parete.

Ricordando quanto detto nel capitolo 1 al paragrafo riguardante le condizioni al contorno di tipo periodico, in un canale piano con pareti lisce, la $u_{\tau S}$ dove il pedice S che sta per *smooth*, può essere calcolata come

$$\sqrt{\Pi} \times h \quad (5.2)$$

poichè $\Pi \times V = 2u_{\tau S}^2 \times A_w$, dove V è il volume del dominio e A_w è la superficie di ciascuna parete. Poichè è $V = A_w \times 2h$, ecco dimostrata l'Eq. (5.2).

Nel caso di un canale con una delle due pareti rugose, si possono definire due u_τ , una per la parete liscia (*smooth*, $u_{\tau S}$), ed una per la parete rugosa (*rough*, $u_{\tau R}$).

Quest'ultima può essere calcolata modificando la precedente espressione in:

$$u_{\tau R} = \sqrt{\Pi \frac{V_f}{A_w} - u_{\tau S}^2} \quad (5.3)$$

dove V_f è il volume occupato dal fluido.

Questa espressione equivale a integrare la componente nella direzione del moto (x_1) delle equazioni di N-S nel dominio computazionale. Integrando infatti tutti i termini dell'equazione, rimane il contributo del termine viscoso e il contributo del termine di pressione (poichè la parete rugosa può non essere omogenea in direzione x_1). In altre parole la $u_{\tau R}$ si può calcolare integrando lo sforzo viscoso e la pressione lungo la superficie rugosa (Eq. 5.4). Un altro modo per calcolare la $u_{\tau R}$ è integrare lo sforzo totale $\tau = \tau_v - \rho \langle u'v' \rangle$ con τ_v sforzo viscoso e $\rho \langle u'v' \rangle$ sforzo turbolento (o di *Reynolds*) lungo un piano orizzontale "vicino" alla rugosità (Eq. 5.5).

Nel primo caso compare la pressione e gli sforzi di *Reynolds* sono nulli (poichè si sta integrando lungo una parete solida), nel secondo compaiono gli sforzi di *Reynolds* e la pressione non da contributo (perchè il piano di integrazione è interno al campo ma orizzontale, omogeneo in x_1).

$$u_{\tau R} = \frac{\int_0^S c_f \vec{\tau} \cdot \vec{dx} ds + \int_0^S p \vec{n} \cdot \vec{dx} ds}{S} \quad (5.4)$$

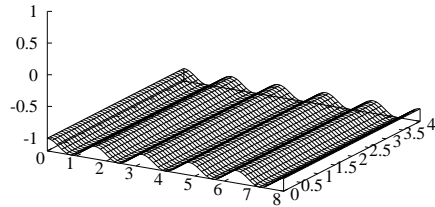
dove S è l'integrale della superficie rugosa e $c_f = \frac{1}{Re} \frac{\partial V_t}{\partial n}$, con V_t velocità tangenziale.

$$u_{\tau R} = \langle u'v' \rangle |_{y=-1} + \frac{1}{Re} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} |_{y=-1} \quad (5.5)$$

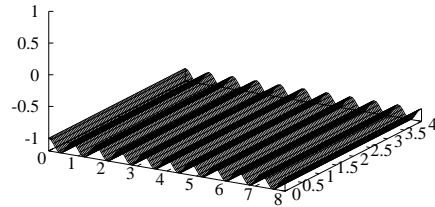
Abbiamo verificato che le due vie (Eqq. 5.4 e 5.5) conducono allo stesso risultato e dunque allo stesso valore di $u_{\tau R}$ come si può verificare dai grafici delle Figg. 5.2 e 5.6.

Al fine di studiare le caratteristiche delle strutture vorticosi che si sviluppano al disopra di pareti rugose, abbiamo calcolato le correlazioni statistiche tra alcune grandezze di interesse, sia nello spazio fisico che in quello dei numeri d'onda, per capire le dimensioni ed il contenuto di energia cinetica turbolenta associato alle strutture. Abbiamo notato che per ostacoli trasversali (T) le strutture appaiono più corte in direzione longitudinale e più larghe in direzione trasversale rispetto al caso di canale piano. Per gli ostacoli longitudinali L , la dimensione in direzione trasversale (x_3) è legata alla lunghezza d'onda delle geometrie: minore è la distanza tra le creste, minore è la dimensione delle strutture. Attraverso l'uso degli spettri monodimensionali, si è visto chiaramente un picco di energia in corrispondenza del numero d'onda proprio della rugosità sottostante. Questo vuol dire che rispetto ad un canale piano, una rugosità con lunghezza d'onda λ perturba il flusso in modo che ci sia un aumento di energia cinetica turbolenta in corrispondenza della propria lunghezza d'onda e delle lunghezze d'onda multiple. Tale picco va via via attenuandosi allontanandosi dalla parete. Sono state effettuate simulazioni a $Re = 4200$ in un dominio $8h \times 2.2h \times 4h$, rispettivamente in direzione longitudinale (x_1), normale (x_2) e trasversale (x_3); dove h rappresenta la semi altezza del canale. La griglia usata è $400 \times 196 \times 200$, costante in $x_1 = x$ e $x_3 = z$ e variabile in $x_2 = y$, con addensamento di punti in prossimità di $y = \pm 1$. La rugosità è rappresentata da un coseno di ampiezza $k = 0.2$, e diversi numeri di onde. In particolare sono state condotte simulazioni con onde trasversali T con 5, 10 e 20 onde, rappresentate dalla funzione: $y = k \cos(\lambda_1 x)$ e simulazioni con onde longitudinali (L) con 4 e 10, rappresentate dalla funzione: $y = k \cos(\lambda_3 z)$. Infine è stata condotta una simulazione con una geometria costituita da un doppio coseno $y = k \cos(\lambda_1 x) \cos(\lambda_3 z)$. Nelle Fig. 5.1 sono raffigurate le diverse geometrie considerate.

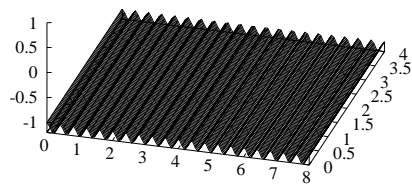
Si è proceduto facendo evolvere la simulazione $T10$ da $t = 0$ a $T = 140$ tempo necessario per raggiungere uno flusso turbolento statisticamente stazionario (vedi Fig. 5.2). Il campo a $t = 140$ è stato utilizzato come condizione iniziale per tutte le altre simulazioni. Ad una prima fase di aggiustamento del flusso in cui cioè il flusso risente della diversa rugosità sopra cui scorre, sono



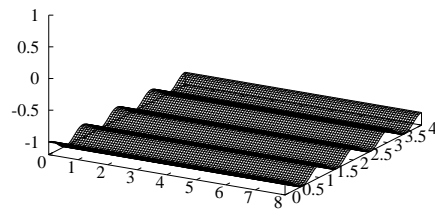
(a)



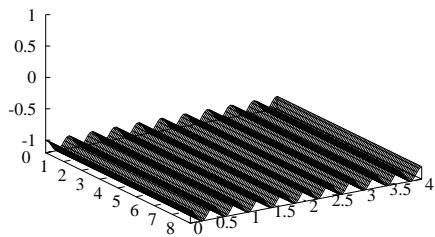
(b)



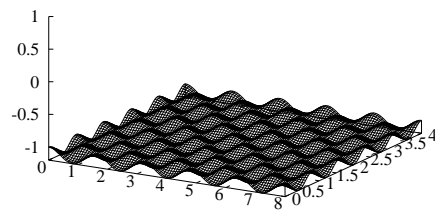
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 5.1: Tipologie di rugosità analizzate: trasversale (T): a) T5, b) T10, c) T20; longitudinale (L): d) L4, e) L10; doppia: f) D5.

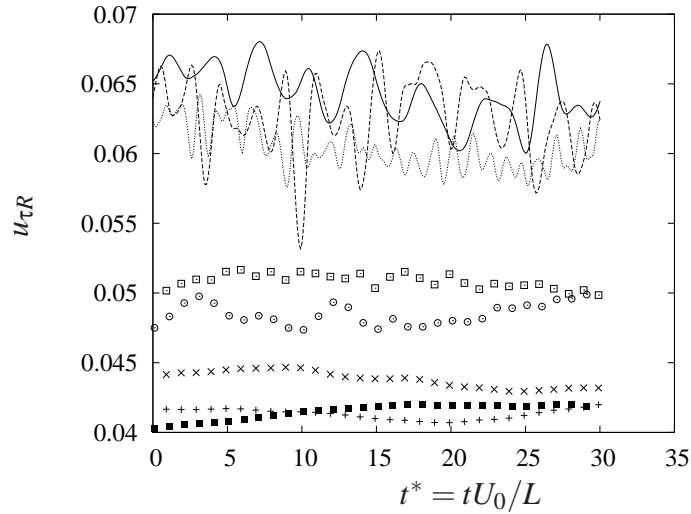


Figura 5.2: Velocità di attrito sulla parete rugosa $u_{\tau R}$ nel tempo: — T5, - - T10, \dots T20, + L4, \times L10, \square D5, \blacksquare Canale, \circ SQ2D

stati salvati 30 campi distanziati di $t = 2$ unità temporali. Per la rugosità trasversale il tempo necessario è dell'ordine di 5 unità temporali, mentre per le altre geometrie ci voglio circa 40 unità temporali per raggiungere una condizione stazionaria almeno sulle grandezze medie. Per le rugosità L i campi vanno da $t = 180$ a $t = 240$.

Dalla definizione 5.1 si è calcolata la velocità di attrito sulla parete liscia superiore ($u_{\tau S}$) e attraverso la relazione 5.3 il valore istantaneo della velocità di attrito $u_{\tau R}$ che è riportato in Fig. 5.2 per le diverse rugosità .

Le rugosità trasversali T ($\overline{u_{\tau}} = 0.62$) presentano una resistenza maggiore rispetto alle rugosità longitudinali L ($\overline{u_{\tau}} = 0.41$); la rugosità doppia D si pone tra le due configurazioni. L'andamento nel tempo delle L risulta inoltre essere molto più regolare rispetto a quello delle T , per le quali le frequenze sono legate ai rispettivi numeri di onda (a numeri di onda elevati corrispondono frequenze maggiori). Inoltre per le T la u_{τ} risulta mediamente più grande per i bassi numeri d'onda. Questo conferma quanto già trovato da Leonardi *et al.* , secondo cui, laddove ci sia una distanza sufficientemente grande tra due ostacoli successivi, il flusso all'interno degli ostacoli interagisce più intensamente con quello esterno, scambiando quantità di moto e dunque rallentandolo.

Nella Fig. 5.2 abbiamo riportato come riferimento anche i dati relativi al canale con pareti

lisce e al canale con rugosità costituita da 20 prismi a base quadrata disposti trasversalmente al flusso (SQ2D). Cerchiamo di spiegare il perchè di queste differenze. Nella Fig. 5.3 sono riportati i profili di velocità media sulle rugosità analizzate. Si vede che per le *riblets* (L) la velocità sul piano delle creste ($y = -1$) è molto maggiore rispetto agli altri casi e questo, per la conservazione della massa, comporta una minore velocità all'interno del canale. La prima importante differenza è il valore del gradiente di velocità media in prossimità delle creste: tale valore sappiamo essere proporzionale allo sforzo viscoso. In Fig. 5.4 riportiamo l'andamento degli sforzi viscosi per le diverse configurazioni. Per le *T*, all'aumentare degli ostacoli lo sforzo viscoso aumenta (come se il flusso esterno scorresse su una parete piana), e la stessa cosa accade per le *L*. Il profilo degli sforzi turbolenti di Fig. 5.5 mostra invece un comportamento opposto: al diminuire degli ostacoli *T* gli sforzi di Reynolds aumentano, il che vuol dire delle fluttuazioni più intense e dunque uno scambio di quantità di moto tra flusso interno ed esterno maggiore. Stesso andamento per le *L*. Sommando i due contributi si ottiene lo sforzo totale (Fig. 5.6) e si vede che il valore di tale sforzo ad $y = -1$ coincide con il valore medio della u_τ riportata in precedenza (Fig. 5.2).

Apparentemente strano è che la configurazione *SQ2D*, che differisce dal *T20* solo per la forma degli ostacoli, ha un comportamento molto diverso. Analizzando gli sforzi sul piano delle creste e la conformazione del flusso nella regione rugosa (tramite le linee di corrente), si capisce il perchè (vedere in seguito Figg. 5.14, 5.15 e 5.16): le *SQ2D* rallentano il flusso sul piano delle creste (la superficie a contatto col fluido esterno è più estesa) determinando un maggiore attrito viscoso. Di contro, la pressione sul tratto orizzontale delle barre non dà contributo alla resistenza, mentre sulle due superfici ortogonali al flusso (che dovrebbero dare un contributo importante) ha una distribuzione tale per cui l'effetto globale è molto piccolo. Il contributo della pressione sul corpo è responsabile dello sforzo di Reynolds sul piano delle creste che per le *SQ2D* è dunque molto piccolo rispetto a quello della configurazione *T20*. In questa configurazione (così come tutte le rugosità di tipo wavy) i punti di attacco e di distacco del fluido sono più intermittenti (non sono ben ancorati come sulle geometrie squadrate tipo *SQ2D*) e questo provoca maggiori oscillazioni di pressione e conseguentemente di velocità. Per questo gli sforzi di Reynolds (cioè il prodotto delle fluttuazioni $u'v'$) sono molto più intensi. Consideriamo ora il prodotto dei due sforzi ora esaminati che, a meno del numero di Reynolds, rappresenta il termine di produzione di energia cinetica turbolenta: $KE = \overline{u'v'} \frac{d\langle U \rangle}{dy}$.

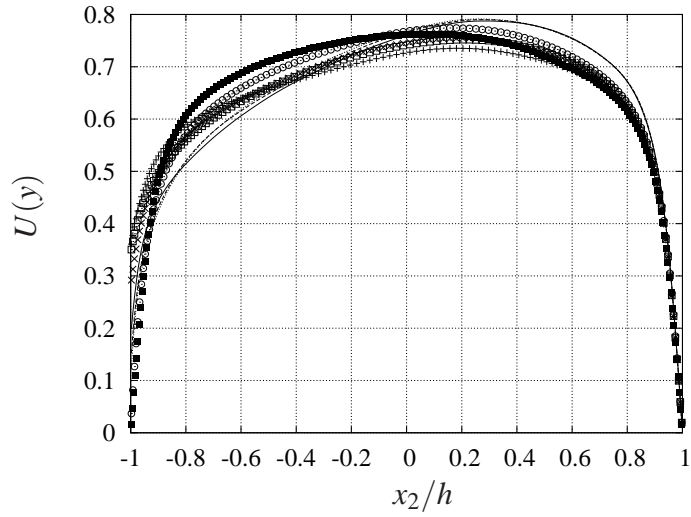


Figura 5.3: Profilo di velocità media: — T5, - - T10, ··· T20, + L4, × L10, □ D5, ○ SQ2D, ■ Canale

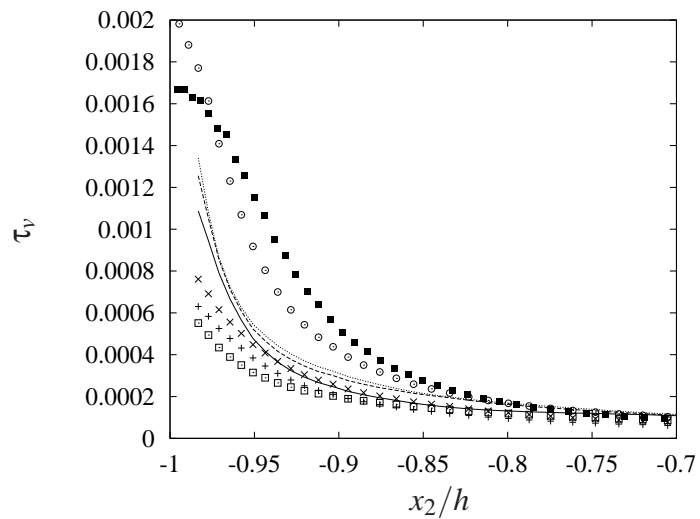


Figura 5.4: Sforzo viscoso: — T5, - - T10, ··· T20, + L4, × L10, □ D5, ○ SQ2D, ■ Canale

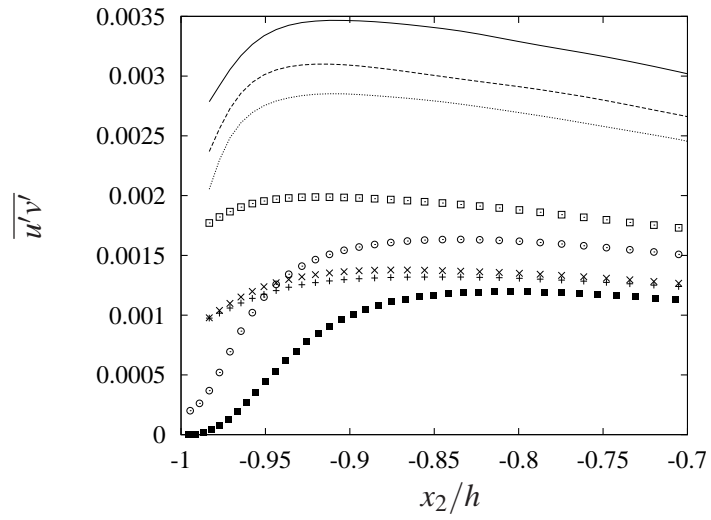


Figura 5.5: Sforzi di Reynolds: — T5, - - T10, ··· T20, + L4, × L10, □ D5, ○ SQ2D, ■ Canale

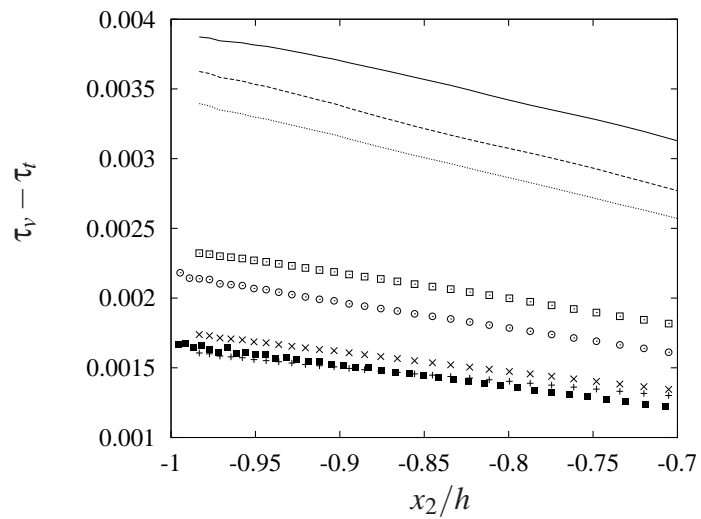


Figura 5.6: Sforzo totale: — T5, - - T10, ··· T20, + L4, × L10, □ D5, ○ SQ2D, ■ Canale

Le differenti tipologie di rugosità determinano un profilo di velocità medio il cui punto massimo è spostato rispetto alla mezzeria del canale (5.3). Al disopra di questo punto le grandezze in unità di parete sono state adimensionalizzate rispetto alla u_τ della parete superiore, al disotto rispetto a quella inferiore. Nella Fig. 5.7 analizziamo il profilo del tasso di produzione di KE (denominato P) in funzione della coordinata x_2/h . In Fig. 5.8 la stessa grandezza è riportata in unità di parete. Si vede che per tutte e tre le rugosità trasversali P è tre volte quello delle altre tipologie di rugosità, e che la configurazione D ha valori molto prossimi a quello delle L . Dunque ai fini della produzione di energia cinetica turbolenta, all'interno della configurazione trasversale T la produzione diminuisce all'aumentare dei numeri di onde anche se i valori sono tra loro molto prossimi (specialmente tra T10 e T20). La configurazione D non sembra risentire molto dell'effetto delle onde trasversali, infatti P è prossimo a quello delle sole rugosità longitudinali L . Per la parete superiore liscia, si ritrova che il massimo di P si ha per $y^+ \sim 12$ (Pope e Davidson), dove $\overline{u'v'}$ è trascurabile. Nella regione della rugosità invece il caso SQ presenta un massimo a $y^+ \sim 8$, mentre tutte le altre configurazioni hanno il massimo sul piano delle creste. Se associamo l'intensità di P con il centro delle strutture turbolente, si passa da una situazione in cui tali strutture sono ad una distanza di $y^+ \sim 12$ per il canale piano, e si avvicinano al piano delle creste per SQ . Le altre rugosità sono tali da avvicinare ulteriormente le strutture vorticosi, tanto che il massimo è sul piano delle creste. Dunque le strutture responsabili di P sono all'interno delle rugosità, con intensità crescente al diminuire del numero di ostacoli. Per SQ , in cui gli ostacoli sono 20 come per T20, questo non si verifica perchè come già visto con l'analisi degli sforzi e come si vedrà analizzando le linee di corrente sulle due configurazioni, il flusso all'interno delle cavità è meno correlato con quello all'esterno, ovvero comunica meno: gli eventi responsabili degli sforzi di Reynolds si verificano a maggiore distanza dal piano delle creste ed il flusso intrappolato tra le cavità risulta un cuscinetto su cui scorre e si sviluppa il flusso esterno, che dunque è più simile ad un flusso su una parete piana.

La grande produzione di KE che si verifica in prossimità delle creste delle geometrie T , si dovrebbe dunque ritrovare nell'analisi degli rms , ovvero delle componenti di energia cinetica turbolenta. La Fig. 5.9 mostra che le rugosità L sono caratterizzate da un alto valore di rms longitudinale, mentre quelle di tipo T hanno l' rms trasversale più alto rispetto agli altri. La presenza di ostacoli trasversali non permette la formazione di fluttuazioni di velocità longitudinali, mentre consente il moto trasversale. Il contrario accade per le rugosità di tipo L . Il tipo D si

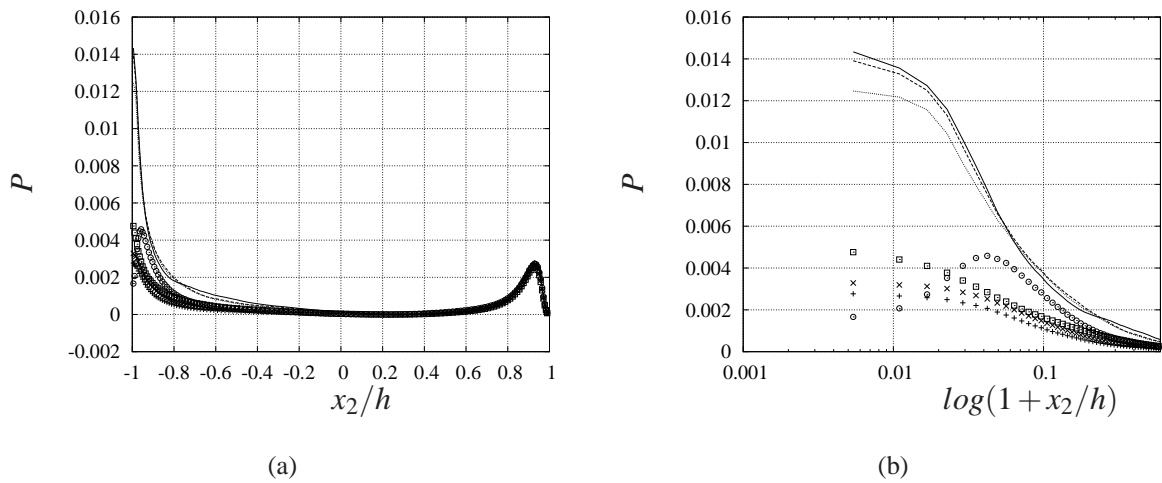
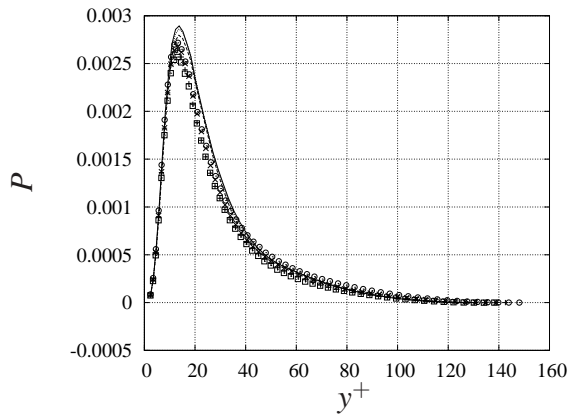


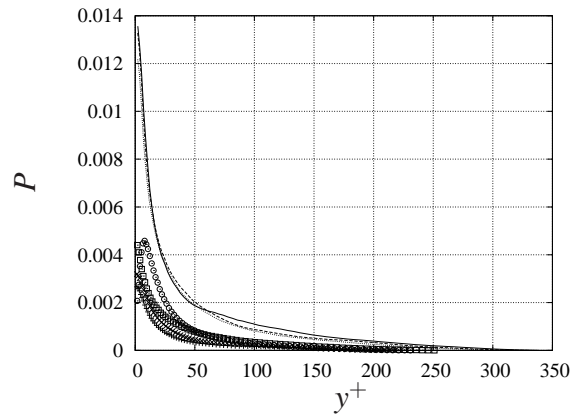
Figura 5.7: a) P : — T5, - - T10, ... T20, + L4, × L10, □ D5; ○ SQ2D b) Ingrandimento vicino alla rugosità

pone tra i due casi precedenti. L' rms normale ha un comportamento simile a quello trasversale: le rugosità T hanno un valore massimo che è circa 2 volte quello delle L e 1 volta e mezzo quello di D . Tale valore massimo diminuisce all'aumentare dei numeri d'onda spostandosi verso l'interno del canale. Inoltre questo rms sembra non dipendere dal numero d'onda in direzione trasversale. Il differente comportamento tra le configurazioni si mantiene (attenuandosi) fino a circa $y = 0.6$, occupando quasi tutto il canale. La parete superiore non sembra risentire della differente rugosità presente su quella inferiore. Si nota come a fronte di una maggiore produzione sul piano delle creste da parte di T l'energia turbolenta a questa quota sia più bassa che per le L e SQ . Deve esserci dunque un fenomeno di trasporto convettivo e diffusivo che trasporta via la KE che si produce. In effetti tutte le configurazioni trasversali (T , SQ e anche D) hanno il massimo di KE non sul piano delle creste ma più all'interno del canale, mentre le L presentano un andamento monotonicamente crescente fino a $y = -1$ (vedi Fig. 5.10).

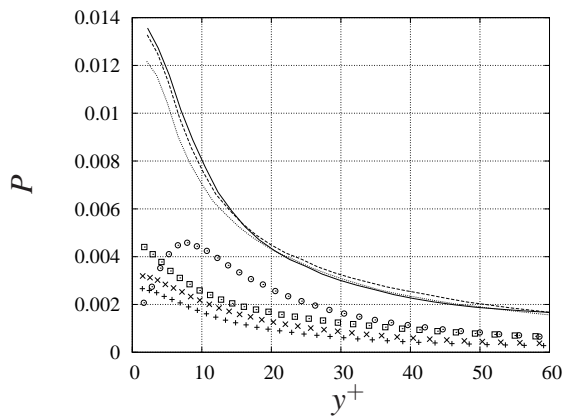
Se analizziamo il rapporto tra P e la dissipazione $\epsilon = 2\nu \langle s_{ij}s_{ij} \rangle$, (Fig. 5.11) si nota che nella parte superiore del canale l'andamento è quello tipico di un canale piano, con il valore di picco pari a 1.82 tra y^+10 e 20. Da notare che al numero di Re usato per le simulazioni (4200) non esiste una zona di equilibrio, in cui cioè la dissipazione eguagli la dissipazione, nè un tratto del canale in cui il rapporto delle due grandezze risulti circa costante. Dalla parte della parete rugosa invece, la grandezza P/ϵ mostra un tratto in cui è circa costante più esteso per le rugosità



(a)



(b)



(c)

Figura 5.8: P vs. y^+ : — T5, - - T10, ··· T20, + L4, × L10, □ D5; ○ SQ2D a) parete superiore, b) parete rugosa, c) Ingrandimento vicino alla rugosità

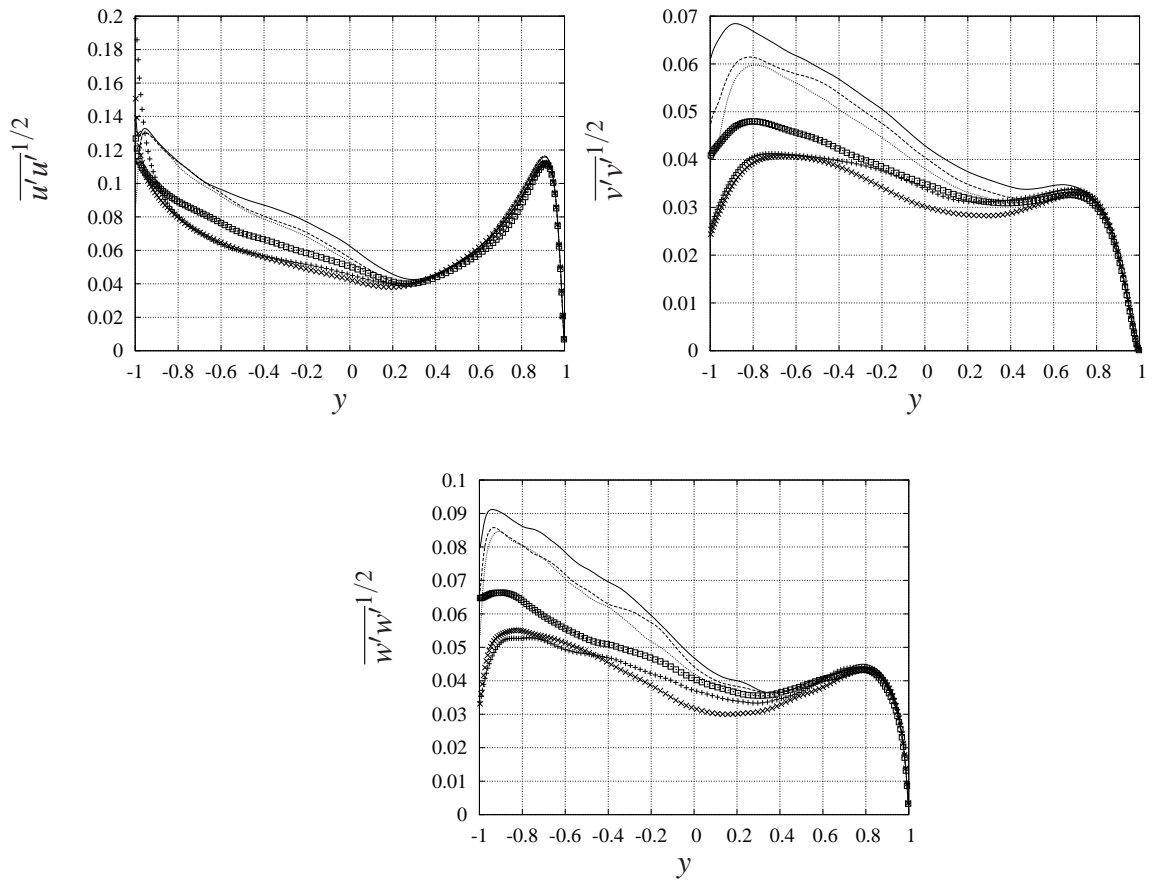


Figura 5.9: Profilo di: a) $rms\ u$; b) $rms\ v$; c) $rms\ w$ — T5, - - T10, ··· T20, + L4, × L10, □ D5;

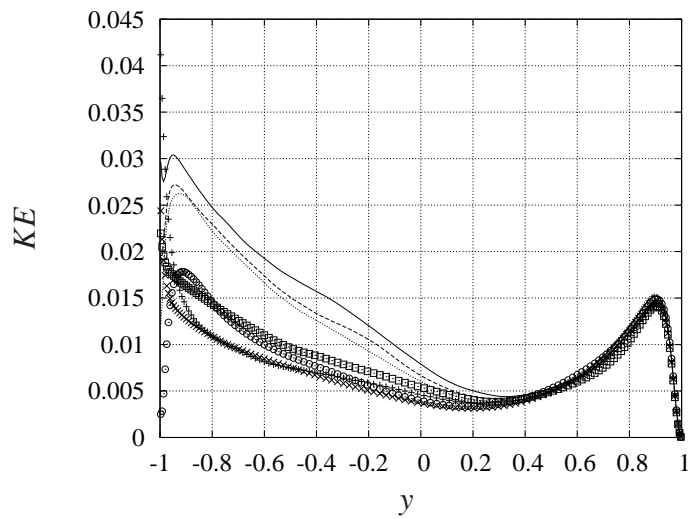


Figura 5.10: Profilo di KE — T5, - - T10, ··· T20, + L4, × L10, □ D5; ○ SQ2D

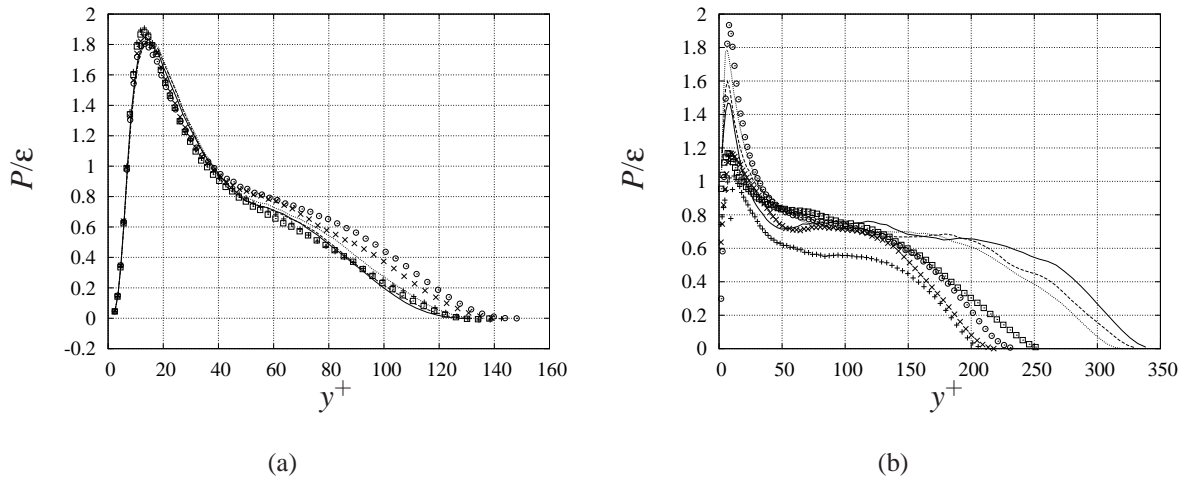


Figura 5.11: P/ε vs. y^+ : — T5, -- T10, ... T20, + L4, × L10, □ D5; ○ SQ2D a) parete superiore, b) parete rugosa

T meno per tutte le altre. I valori massimi riscontrati sono prossimi a quelli ottenuti sull'altra parete (compresi tra 1.8 e 2 per le T e molto più bassi per le altre configurazioni). Per le T la ε scala come la P , mentre per tutte le altre geometrie la ε diminuisce più di quanto diminuisca la P .

Dall'esame degli sforzi di Reynolds (Fig. 5.12) si nota subito che $\overline{u'v'}$ è 2 ordini di grandezza maggiore rispetto agli altri due. Inoltre per la rugosità di tipo T è maggiore rispetto alla L ed alla D , e si mantiene sempre tale in tutto il canale. Il massimo è per tutti a $y = -0.9$, ma mentre per le T si ha un forte aumento (da 0.0017 ad $y = -1$ a 0.0035 ad $y = -0.9$ per $T5$), nel caso di L e D tale aumento è molto più limitato. Da notare infine che non c'è una sensibile differenza tra $L4$ ed $L10$ in prossimità delle creste e questo fa pensare che il numero delle onde in direzione trasversale non influisca su questo stress di Reynolds.

Riportiamo in Fig. 5.13 l'andamento della U^+ in funzione della y^+ , con $U^+ = (U(y) - U(y = -1))/u_\tau$. Si vede che per ciascuna configurazione il profilo di velocità in unità di parete è traslato verso il basso rispetto a quello del canale con pareti lisce.

Per il canale la legge di parete è $U^+ = k^{-1} \log y^+ + B$, dove $k = 0.41$ e $B = 5.5$. Clauser ([25]) e più tardi Perry *et al.* ([27]) hanno sostenuto che la rugosità modifica il profilo di velocità media nell' "inner region" (tipicamente $y/\delta < 0.2$, dove δ rappresenta la semi altezza del canale). Nel "outer region" ($y/\delta \geq 0.2$) l'effetto della rugosità è quello di traslare il profilo di velocità medio,

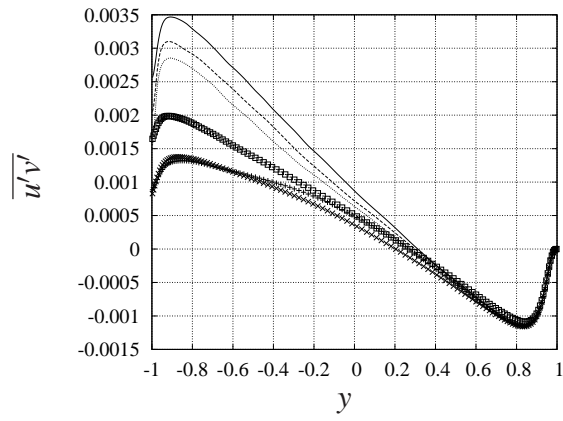


Figura 5.12: Reynolds stress: $\overline{u'v'}$; — T5, - - T10, ··· T20, + L4, × L10, □ D5;

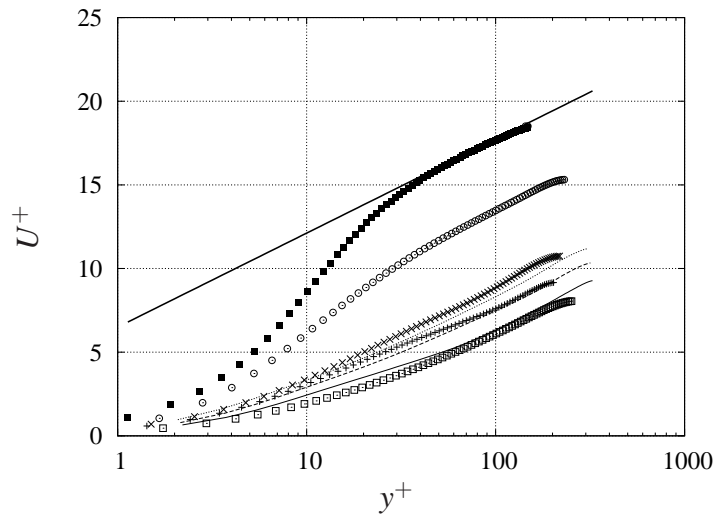


Figura 5.13: Profilo di U^+ : — T5, - - T10, ··· T20, + L4, × L10, □ D5; — : $1/0.41 \log(y^+) + 6.5$; ○ SQ2D, ■ CANALE

rispetto al caso di parete liscia, di un valore ΔU^+ , definito "roughness function". La roughness function dipende dalla densità degli ostacoli, dalla loro altezza e dalla natura degli ostacoli stessi. Questa ipotesi, basata su evidenze sperimentali, è ormai largamente accettata e gli studi che si effettuano sono volti a spiegare e quantificare la dipendenza della roughness function sui parametri geometrici della rugosità. Una distinzione tra rugosità di tipo k e di tipo d prevede una differenza in termini di rapporto tra distanza tra due ostacoli successivi w e l'altezza della rugosità k : w/k . Per valori di $w/k > 1$ si ha una rugosità di tipo k , per $w/k \leq 1$ di tipo d .

Le configurazioni T20 e SQ2D sono di tipo d , mentre le altre sono di tipo k . Piuttosto che trovare la relazione tra la ΔU_+ e i tipi di rugosità esaminati, ciò che si è voluto evidenziare è che la legge di parete continua a valere anche per pareti con rugosità di natura molto diversa, e che dunque esiste una regione logaritmica anche al disopra di una parete rugosa. L'estensione di tale zona ed il valore della costante che compare nell'espressione della velocità U_+ dipende dal tipo di disturbo che la geometria genera e che interagisce col moto esterno.

Poichè il grafico riporta il valore della $(U(y) - U(y = -1))^+$ è chiaro che le geometrie con pochi ostacoli presentano una velocità $U(y = -1)$ più elevata e dunque la traslazione verso il basso del profilo è più marcata. Questo vale sia per le T che per le L, anche se per queste ultime la differenza sembra meno accentuata. La geometria D che ha 5 onde trasversali e 5 longitudinali ha un comportamento molto simile alla T5, leggermente inferiore proprio perchè la velocità sul piano delle creste (come abbiamo visto) è leggermente più alta. Discorso a parte va fatto per le SQ2D, che pur avendo un numero di ostacoli pari al T20, è traslata molto meno. Analizziamo allora le linee di flusso (streamlines) ottenute mediando nel tempo e nella direzione x_3 , per cercare di capire meglio il differente comportamento di T20 e SQ2D. La Fig. 5.14 mostra che per la configurazione SQ2D il flusso esterno (sopra l'ostacolo) è meno disturbato da ciò che accade all'interno, e questo si capisce dal fatto che la linea più spessa che corrisponde al confine tra flusso diretto ed inverso è parallela al piano delle creste. La situazione cioè è più vicina al caso di canale con pareti lisce e questo si evince anche dall'analisi della $\langle U \rangle^+$ analizzata in precedenza. Nel caso T20 la bolla di ricircolo occupa tutta la cavità (non compare la zona di ricircolazione secondaria, Fig. 5.15) e interagisce con l'esterno in modo diverso: la separazione tra i due flussi non è più una superficie piana ma curva; il flusso esterno penetra all'interno degli ostacoli con un conseguente aumento della velocità media sul piano delle creste ed una conseguente diminuzione dell'attrito viscoso. Dunque anche l'effetto di traslazione verso il

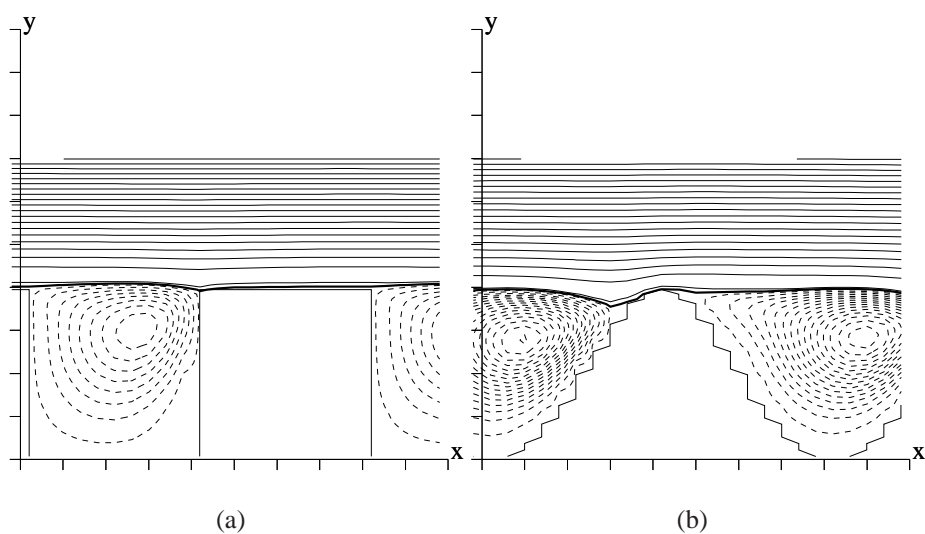


Figura 5.14: Linee di corrente a) SQ2D, b) T20 — : $\psi = 0$

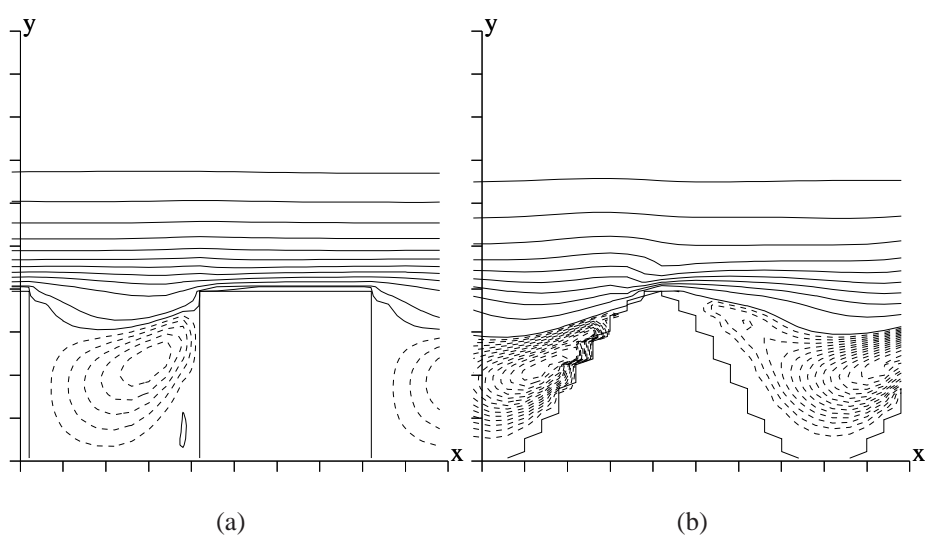


Figura 5.15: Linee isovelocità U a) SQ2D, b) T20

basso del profilo logaritmico della velocità visto in precedenza risulta maggiore.

Consideriamo ora la posizione del punto di minima pressione (Fig. 5.16). Nel SQ2D la regione di minima pressione rimane ben ancorata in prossimità dello spigolo a monte, mentre per la T20 si vede che tale regione occupa "mediamente" una superficie più ampia lungo il tratto ascendente della parete. Questo provoca un andamento delle pressioni molto diverso nei due casi ed anche un diverso contributo della resistenza di forma.

Passiamo ora a considerare l'effetto del numero degli ostacoli sulla configurazione del flusso.

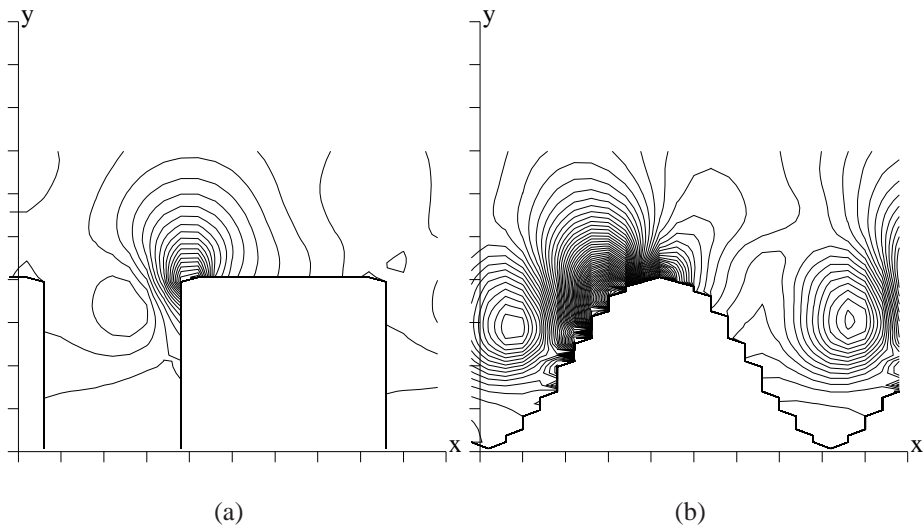


Figura 5.16: Linee isopressione $\Delta p = 0.001$ a) SQ2D, b) T20

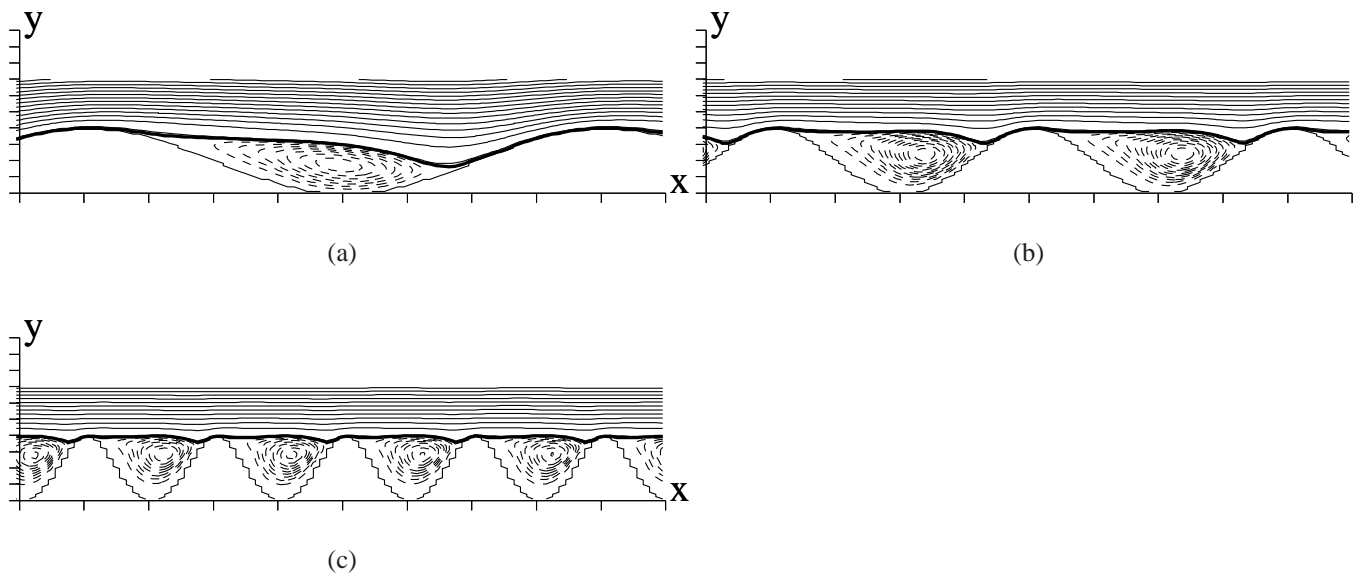


Figura 5.17: Linee di corrente a) T5, b) T10, c) T20 — : $\psi = 0$

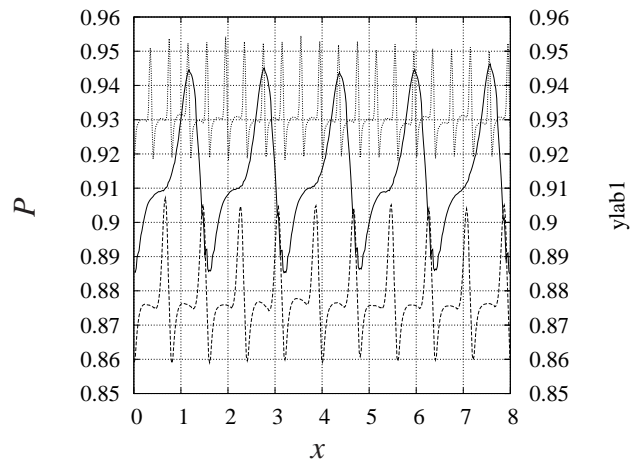


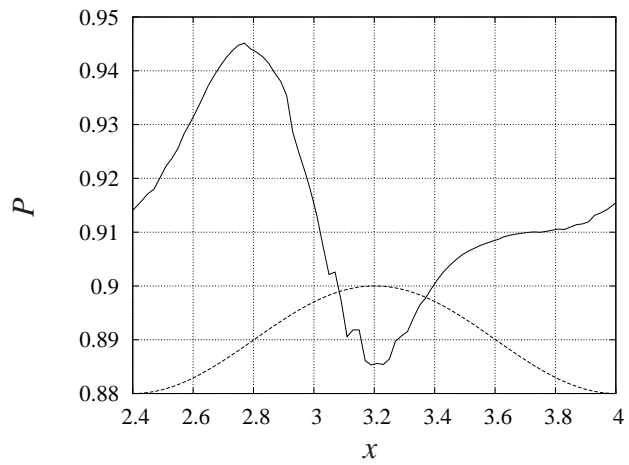
Figura 5.18: Distribuzione di pressione lungo il profilo della rugosità . — T5; - - T10; ... T20

5.1 Ostacoli trasversali

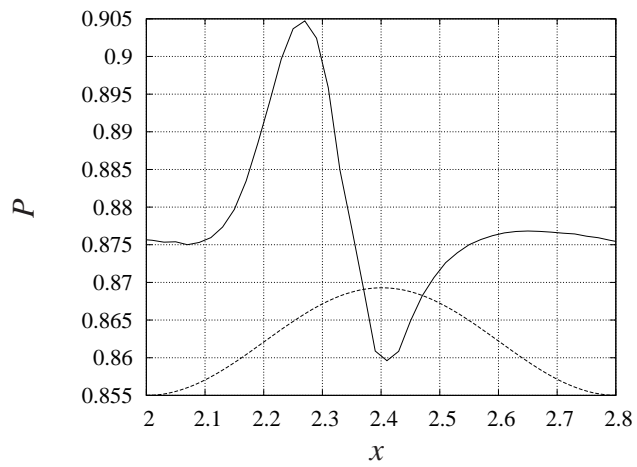
La Fig. 5.17 mostra le regioni di ricircolo per i casi T. Per T5 la linea a $\psi = 0$ che delimita la bolla di ricircolo, è molto curvata ed entra più decisamente all'interno della cavità . Il flusso esterno ed interno dunque interagiscono in modo più intenso. Il punto di ristagno si sposta verso la sommità della rugosità via via che il numero delle onde aumenta. Minore è la distanza tra due ostacoli (distanza tra due creste consecutive), più tale spazio è occupato stabilmente e completamente dal flusso di ricircolo. Analizziamo ora la distribuzione di pressione lungo il canale per le geometrie trasversali (Fig. 5.18). In Fig. 5.19 è riportato uno zoom per focalizzare l'attenzione su una sola lunghezza d'onda.

Il punto in cui la pressione è massima coincide con il punto di riattacco della bolla di ricircolo, e similmente a quanto visto con le linee di corrente si sposta verso la sommità al crescere del numero delle onde. A valle del punto di massimo si verifica una forte diminuzione di pressione che corrisponde ad un'accelerazione del flusso che arriva ad un massimo subito a valle della cresta della wavy. All'interno della cavità la ricircolazione è evidenziata da un plateau di pressione. In Fig. 5.20 riportiamo invece la resistenza dovuta alla pressione, cioè il contributo della pressione alla resistenza: $p\vec{n} \cdot \vec{x}dS$.

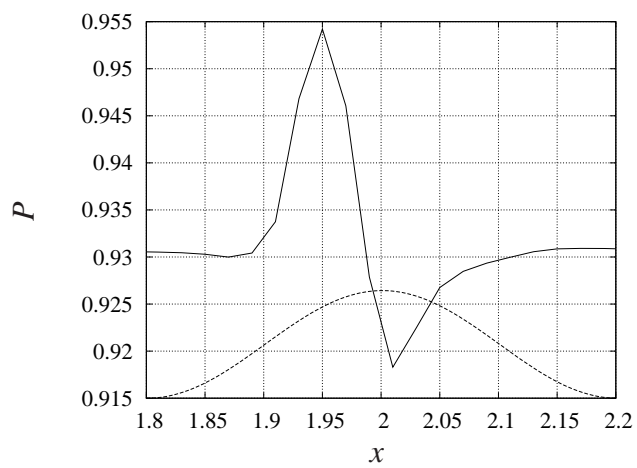
Dalla figura sembrerebbe che il comportamento sia perfettamente periodico e simmetrico, con contributo globale nullo. In realtà così non è, e si vede se si osserva che l'area sottesa alla curva



(a)



(b)



(c)

Figura 5.19: Distribuzione di pressione lungo il profilo della rugosità : a) T5; b) T10; c) T20
 — : pressione, - - : rugosità

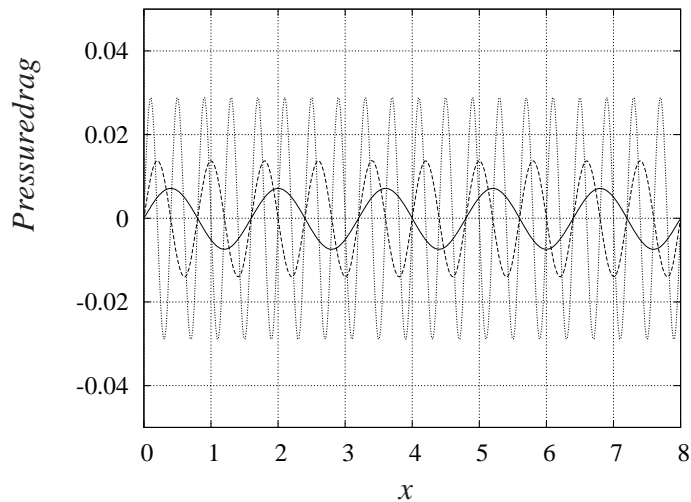


Figura 5.20: Resistenza di forma: — : T5, - - : T10, ··· : T20

di Fig. 5.18 tra la valle ed il picco, è molto maggiore rispetto all'area sottesa tra il picco e la valle successiva. La differenza tra le due aree rappresenta proprio il contributo della resistenza di pressione alla resistenza totale. La resistenza di forma aumenta al crescere della lunghezza d'onda della rugosità .

Nella Fig. 5.21 analizziamo invece l'andamento del C_f lungo il profilo della rugosità . Nella figura è riportato per chiarezza solo un tratto di canale pari a 2 lunghezze d'onda del caso T5 (e conseguentemente 4 onde per il T10 e 8 per il T20). Il C_f è stato calcolato con la relazione $\frac{1}{Re} \vec{\omega} \times \vec{n}$ dove $\vec{\omega}$ è il vettore vorticità , ovvero con $\frac{1}{Re} \partial U_t / \partial n$, dove t e n sono rispettivamente le direzioni tangenziali e normali alla superficie.

Si vede che il contributo della forza viscosa è molto più piccolo di quello della pressione e che all'accelerazione del flusso dovuto ad un gradiente positivo di pressione, corrisponde un forte aumento dell' attrito viscoso. I valori negativi sono in corrispondenza delle regioni di ricircolo. I valori massimi e minimi sono simili; solo il caso T5 si discosta dagli altri due con valori in modulo leggermente più piccoli.

Nella Fig. 5.22 si riporta il contributo dell' attrito alla resistenza, ovvero la proiezione del C_f prima calcolato lungo la direzione x .

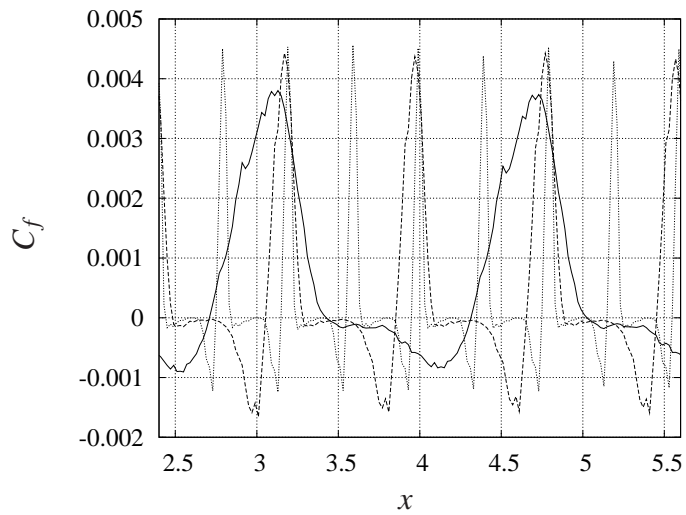


Figura 5.21: Coefficiente di attrito viscoso: — : T5, - - : T10, ··· : T20

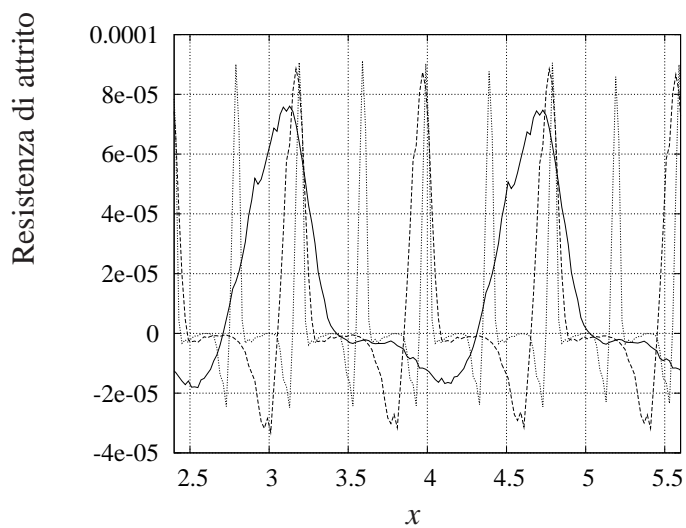


Figura 5.22: Resistenza di attrito: — : T5, - - : T10, ··· : T20

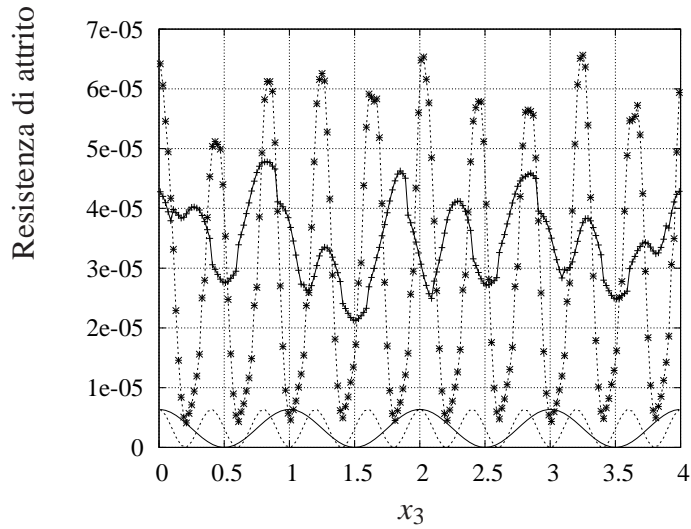


Figura 5.23: Resistenza di attrito: + : L4; × : L10 — : geometria L4, ... : geometria L4

5.2 Ostacoli longitudinali

Per quanto riguarda le geometrie longitudinali, abbiamo effettuato uno studio analogo a quello svolto per le trasversali. I valori che analizzeremo sono stati ottenuti mediando nel tempo e nella direzione x poichè la direzione x_3 non è più omogenea. Le oscillazioni dei profili sono probabilmente dovuti al fatto che il numero dei campi presi in esame per effettuare le media è limitato. A differenza dei casi T , il contributo della pressione alla resistenza è nullo. Infatti la normale alla superficie rugosa è in ogni punto ortogonale alla direzione del moto e dunque la proiezione lungo x è nulla. Non essendoci dunque il contributo della pressione, analizziamo il contributo della resistenza di attrito. In Fig. 5.23 vediamo l'andamento del C_f lungo la superficie rugosa. Stavolta nella formula del $C_f = \frac{1}{Re} \partial U_t / \partial n$, U_t coincide proprio con la U . Rispetto alle onde T , il C_f delle onde L non presenta valori negativi (non esistono zone di ricircolo). Inoltre si nota che mentre il caso L10 evidenzia 10 massimi in corrispondenza delle creste e 10 minimi in corrispondenza delle valli, il caso L4 presenta 8 minimi in corrispondenza delle creste e delle valli e 8 massimi lungo i pendii della rugosità.

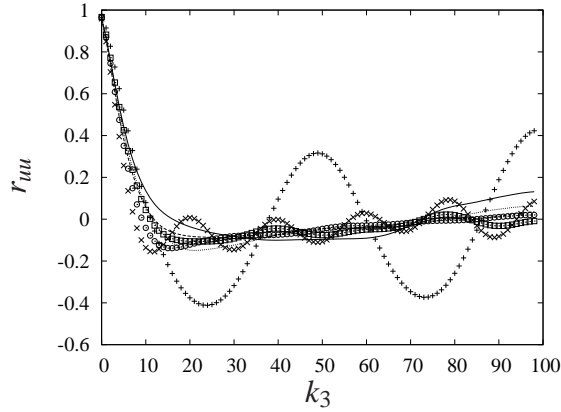


Figura 5.24: Coefficiente di correlazione $u'(x_{03})u'(x_3)/u'(x_{03})u'(x_{03})$ a quota $\tilde{y} = 0.06$ per $k_3 = 0, n_3/2$ — T5, - - T10, ... T20, + L4, × L10, □ SQ2D;

5.3 Correlazioni e spettri monodimensionali

Analizziamo ora le correlazioni in un punto nello spazio fisico, per capire quanto due fenomeni siano correlati, cioè quanto siano statisticamente dipendenti. Dal punto di vista fisico la correlazione da' un'informazione sulla dimensione media caratteristica di una struttura vorticoso. L'ipotesi è che ciò che accade all'interno o comunque per effetto di una struttura, ha una alta correlazione; mentre due punti che non appartengono alla stessa struttura ovvero in cui il campo di velocità non dipende dalla presenza di una struttura, non sono correlati. La Fig. 5.24 mostra la correlazione della fluttuazione di velocità u_1 lungo la direzione trasversale x_3 a distanza 0.06 dal piano delle creste.

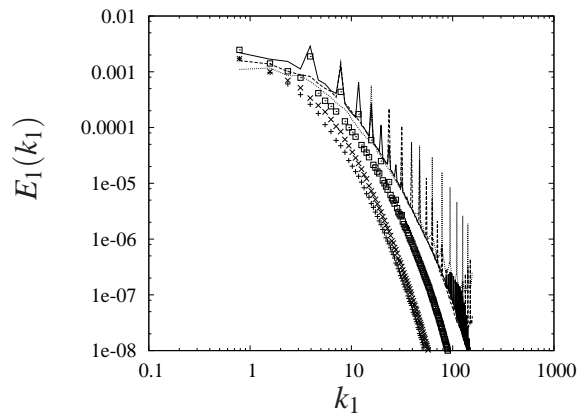
La figura mostra che le dimensioni delle strutture nella direzione 3 (*span*) e alla quota considerata ($\tilde{y} = 0.06$) per i casi L sono legate al numero delle onde della geometria. Nella simulazione L4 (ovvero L10) le creste sono distanziate da 50 (ovvero 20) punti di griglia. Il coefficiente di correlazione ha i suoi massimi proprio in corrispondenza di questi valori e di suoi multipli.

Se consideriamo gli spettri monodimensionali $E_i(k_j)$, con $j = 1, 3$ le direzioni periodiche longitudinali e trasversali, e $k_j = 2\pi/L_j$ il numero d'onda in direzione j -esima, notiamo che per le configurazioni T, lo spettro presenta un primo picco in corrispondenza del numero d'onda della rugosità (per esempio nella Fig. 5.25 a) il primo picco per la rugosità T5 è in corrispondenza del numero d'onda $k_1 = 5$, per la T10 è in $k_1 = 10$ e così via). La parete rugosa rappresenta

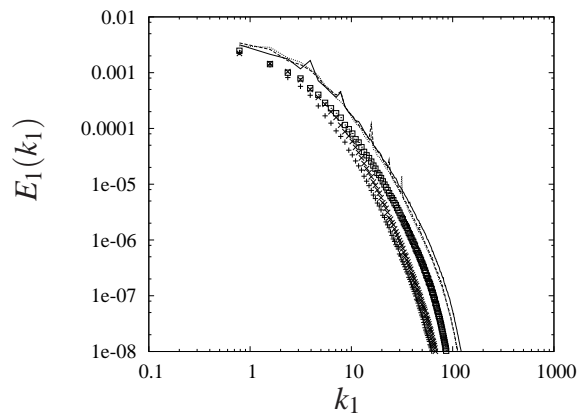
una forzante nel flusso, che sviluppa ed intensifica strutture della sua stessa lunghezza d'onda. Così per esempio la Fig. 5.25 a) mostra lo spettro $E_1(k_1)$ per le diverse geometrie ad una quota $\tilde{y} = 0.008$ dal piano delle creste, che corrisponde ad un y^+ da 1.4 a 2.2, in funzione del tipo di rugosità. I picchi che si vedono ai numeri d'onda più elevati, non rappresentano un accumulo di energia (*pile-up*), ma sono i picchi di energia associati alle armoniche della frequenza base (quella della geometria). Dunque anche ad una quota molto prossima alle creste delle onde, tutte le scale sono ben risolte. Si sa infatti dalla teoria sulla turbolenza, che le scale più piccole sono responsabili della dissipazione e dunque in corrispondenza di queste l'energia non può accumularsi. I picchi che si vedono invece ai numeri di onda più bassi, sono legati alla geometrie, e specificamente al numero delle onde della rugosità. Osservando la Fig. 5.25 b), che riporta lo stesso spettro ad una quota più alta ($\tilde{y} = 0.06$ dal piano delle creste, che corrisponde ad un y^+ da 10 a 16.2, il campo appare ben risolto. Per le geometrie L lo spettro appare liscio (per queste lo era anche alla quota $\tilde{y} = 0.008$) e non vi sono differenze tra L4 e L10. Queste geometrie non "forzano" lo spettro in direzione longitudinale, che dunque si presenta simile a quello del canale piano. Nel caso delle T si vede che per T5 si ha un picco in corrispondenza di $k_1 = 3.92$, che corrisponde proprio al numero di onde della geometria : $2\pi/L_1 \times 5 = 3.92$, con $L_1 = 8$. Allo stesso modo troviamo picchi di energia in corrispondenza a $k_1 = 7.85$ e 15.7 rispettivamente per T10 e T20. In fig 5.25 c) lo spettro E_1 è a $\tilde{y} = 0.15$, i picchi sono praticamente scomparsi. La geometria D presenta un picco evidente solo ad $\tilde{y} = 0.06$ della stessa ampiezza della T5, ma già a $\tilde{y} = 0.08$ tale picco è scomparso. Ciò indica che la doppia tessitura fa sì che immediatamente sopra le creste ci sia un effetto forzante ben marcato, che subito sopra viene dissipato o comunque redistribuito sulle altre scale.

Se confrontiamo questo con lo spettro $E_2(k_1)$ (Fig. 5.26), ritroviamo gli stessi picchi di energia agli stessi numeri d'onda, ma stavolta tali picchi permangono anche alla quota $\tilde{y} = 0.15$. Questo ci dice che il disturbo normale di velocità causato dalla rugosità si risente più internamente nel campo. Ad $\tilde{y} = 0.27$ dalla cresta solo il disturbo legato al numero d'onda 5 è rimasto mentre gli altri sono scomparsi. Anche per il caso D questo disturbo penetra più internamente nel campo.

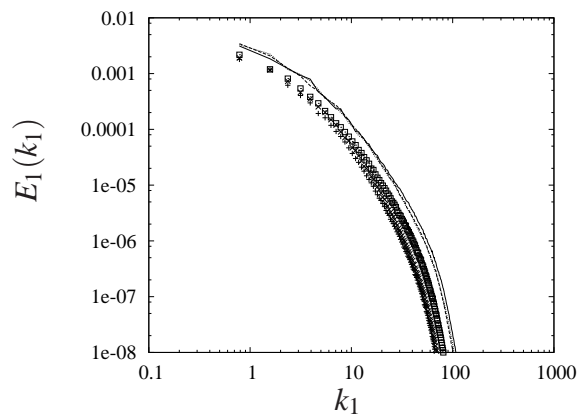
L'analisi degli spettri unidimensionali in direzione x_3 (Fig. 5.27 (a), (b) e (c)), forniscono risultati in accordo con quanto trovato precedentemente. Infatti stavolta sono le geometrie L che forzano l'energia al proprio numero di onda, mentre le T presentano uno spettro liscio. queste ultime sembrano avere un numero d'onda caratteristico pari a 2 ($k_3 = 2\pi/4 \times 2 = \pi$) che



(a)



(b)



(c)

Figura 5.25: $E_1(k_1)$ a $\tilde{y} = 0.008(a), 0.06(b), 0.15(c)$ — T5, -- T10, ... T20, + L4, × L10, □ D5;

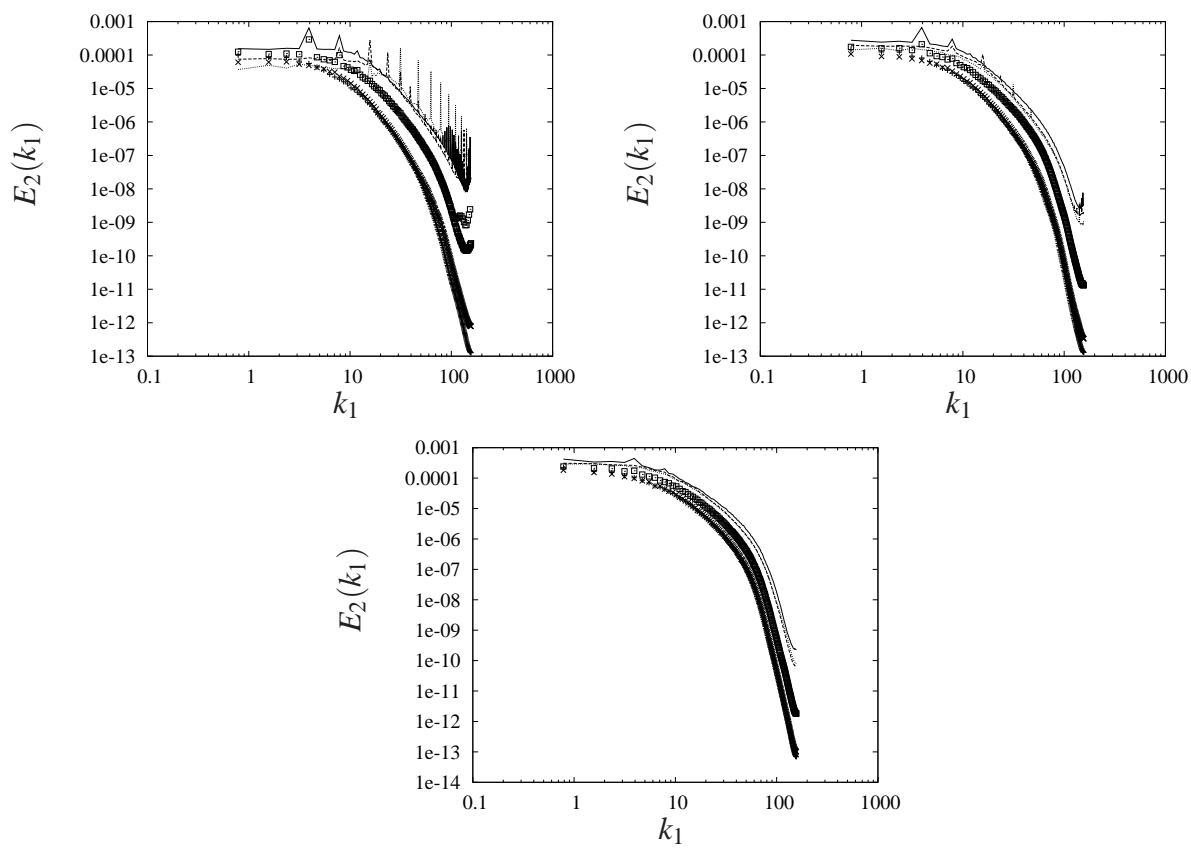
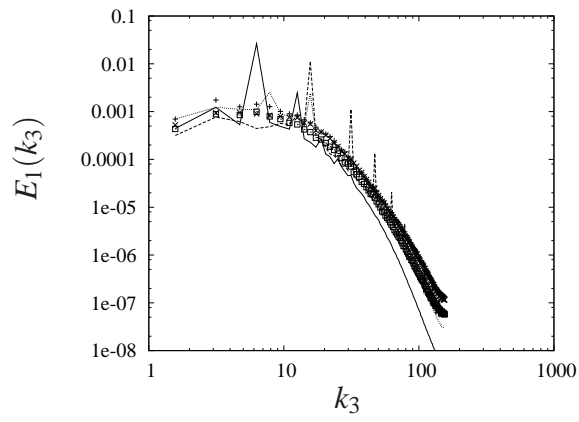


Figura 5.26: $E_2(k_1)$ a $y = 0.06, 0.08, 0.15$ — T5, - - T10, ··· T20, + L4, × L10, □ D5;

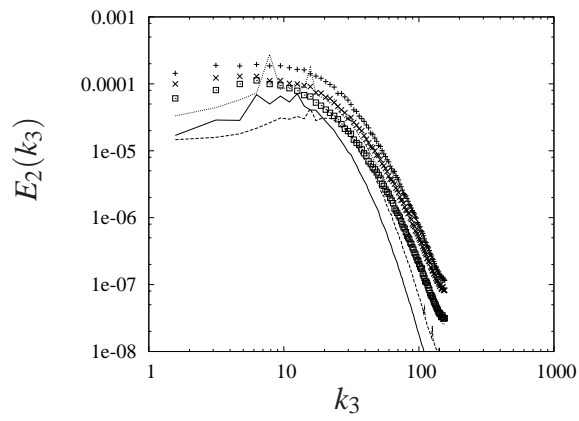
sembra essere presente fino a $y = 0.15$. Con le visualizzazioni su un piano $x_1 - x_3$ si indagherà se a questo numero d'onda corrispondono delle strutture che persistono all'interno del canale. In prossimità della parete superiore tutte le geometrie si comportano allo stesso modo. La parete superiore dunque non risente del tipo di rugosità presente su quella inferiore, almeno con rugosità di tale ampiezza ($k = 0.2h$) e a $Re = 4200$.

Nella direzione x_3 le T non forzano il campo di velocità, mentre la rugosità D ha effetti su tutte e tre le componenti. Le L forzano invece la sola componente E_1 dello spettro. Questo è dovuto al fatto che le L ostacolano la formazione della componente trasversale e normale di energia cinetica turbolenta (KE).

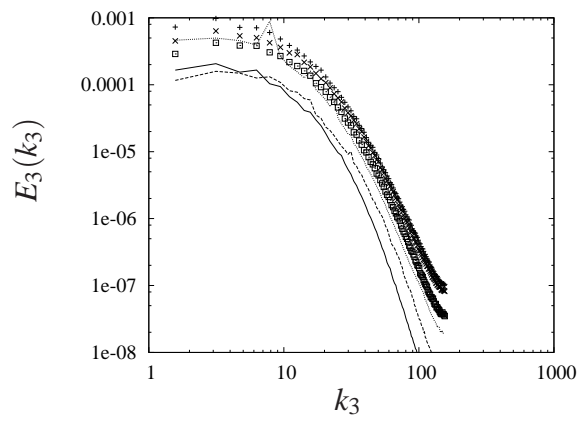
Analizziamo da ultimo la tipologia delle strutture in prossimità delle due pareti per le diverse rugosità. Sulla parete superiore (Fig. 5.28) non ci sono differenze apprezzabili tra le diverse configurazioni. Si vede l'alternarsi di zone di alta e bassa velocità (*streaks*) tipiche di un canale piano. Molto diverso appare invece il campo fluidodinamico in prossimità della parete rugosa inferiore (Fig. 5.29). Le configurazioni T mostrano strutture longitudinali più corte rispetto al caso di parete piana e la dimensione in direzione x_1 diminuisce all'aumentare del numero delle onde. Le rugosità dunque spezzano la coerenza delle strutture longitudinali, frammentandole in strutture più piccole e distribuite in modo più isotropo. L'aumento del disordine è legato all'incremento della resistenza per questo tipo di rugosità. Per le geometrie L, si nota invece chiaramente la maggior coerenza delle strutture longitudinali, la cui estensione in direzione x_3 è direttamente legata al numero delle onde (in direzione x_3). Il caso D5 ha un comportamento intermedio rispetto ai precedenti, con strutture ancora ben visibili ma meno allungate e più curve. Ciò è dovuto alla doppia tessitura della rugosità. Infine prendiamo in esame una sezione ortogonale al flusso (Fig. 5.30). Per le rugosità T (a,b) il disturbo u'_1 propaga all'interno del canale, mentre per le L (c,d) rimane confinato vicino alle creste. Per la rugosità D, le onde longitudinali determinano il numero delle inversioni di segno in direzione x_3 , mentre le onde trasversali, causano un maggior mescolamento e dunque la propagazione del disturbo all'interno del canale.



(a)

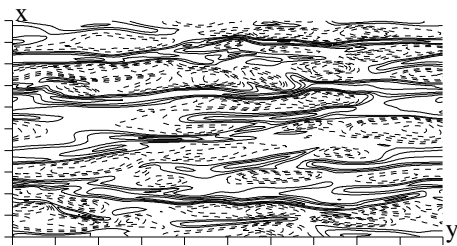


(b)

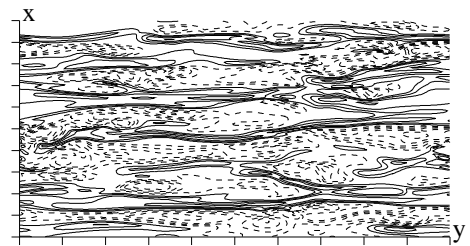


(c)

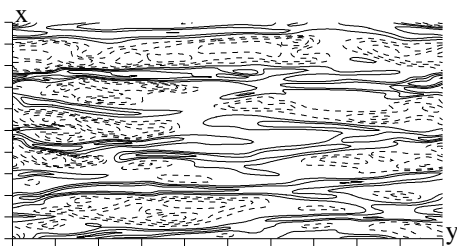
Figura 5.27: a) $E_1(k_3)$, b) $E_2(k_3)$, c) $E_3(k_3)$ a $\tilde{y} = 0.06$ — L4, - - L10, ... D5, + T5, \times T10, \square T20;



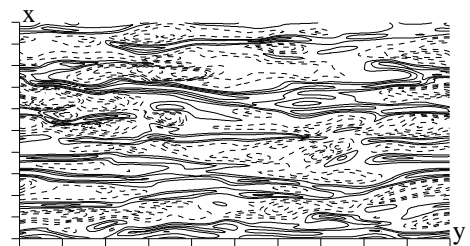
(a)



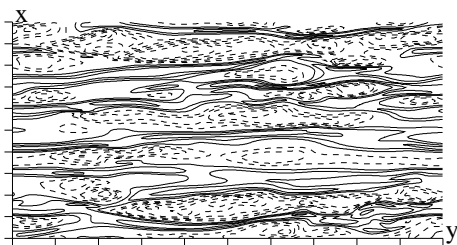
(b)



(c)



(d)



(e)

Figura 5.28: Iso- u'_1 sul piano $x_1 - x_3$ ad $y^+ = 10$ dalla parete superiore: a) 5T, b) 20T, c) 4L, d) 10L, e) 5D

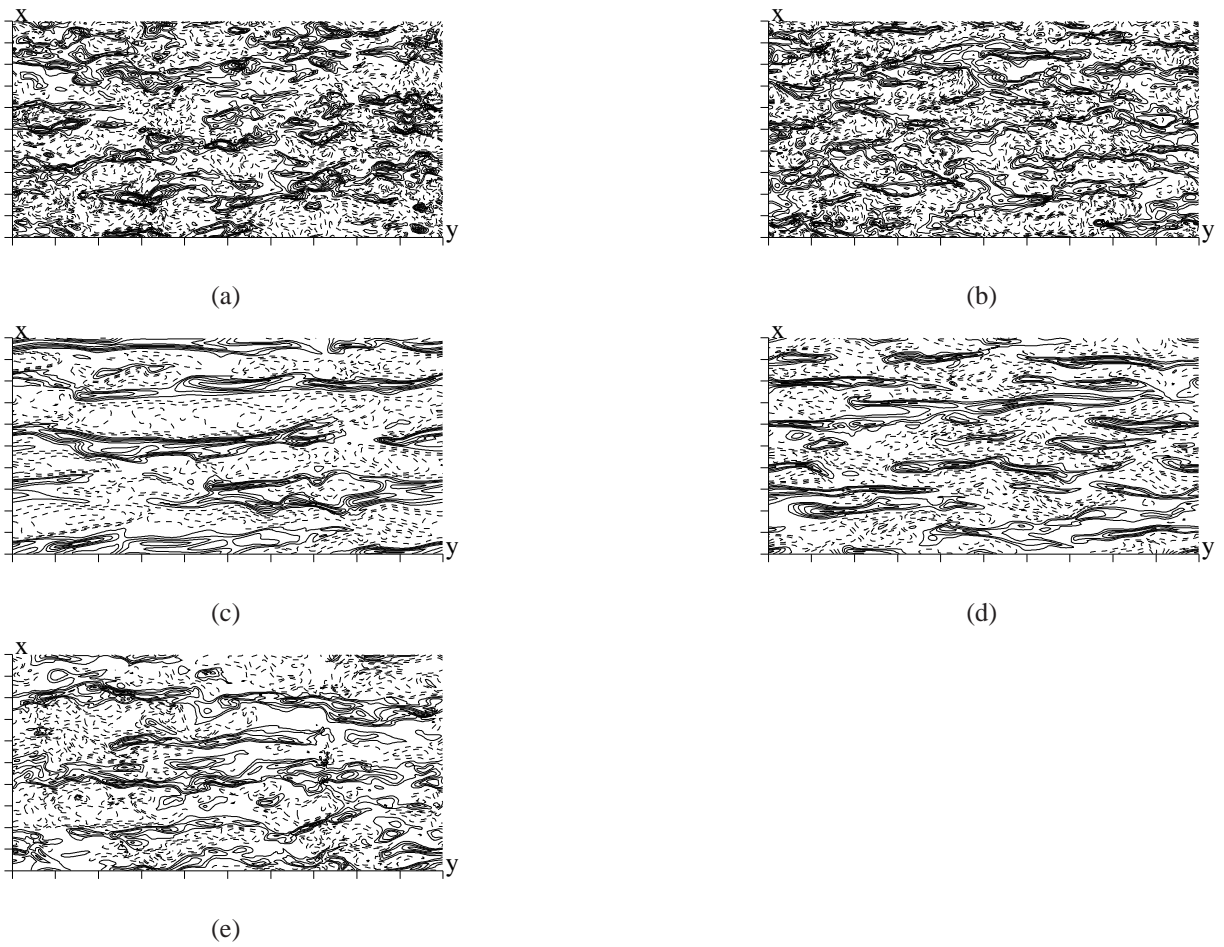
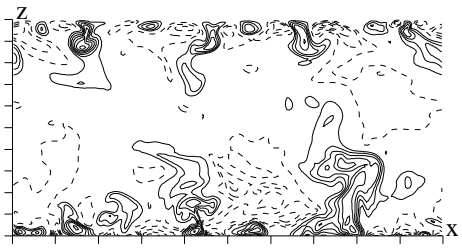
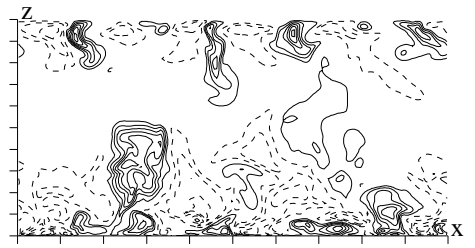


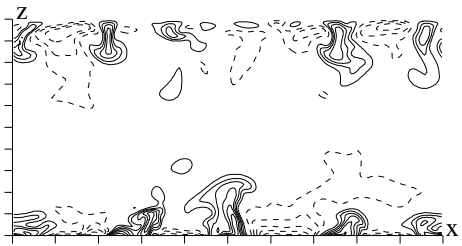
Figura 5.29: Iso- u'_1 sul piano $x_1 - x_3$ ad $y^+ = 10$: a) 5T, b) 20T, c) 4L, d) 10L, e) 5D



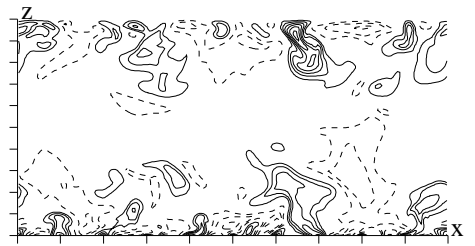
(a)



(b)



(c)



(d)



(e)

Figura 5.30: Iso- u'_1 sul piano $x_2 - x_3$: a) 5T, b) 20T, c) 4L, d) 10L, e) 5D

Capitolo 6

Canale turbolento con rugosità mobili

Tratteremo il caso di rugosità 5T e 10T (5 e 10 onde rispettivamente) che si muove come un'onda, con velocità di fase $c/U_0 = 0.8, 0.6, 0.4$ e 0.2 . Le chiameremo rispettivamente 5T08, 5T06, 5T04, 5T02, 10T08, 10T06, 10T04 e 10T02. La parete ha equazione: $y = A \cos(k(x - ct))$, con $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $c = \frac{\omega}{k}$, dove A è l'ampiezza della rugosità ($A = 0.2h$), c , ω e λ sono la velocità di fase, la frequenza e la lunghezza d'onda rispettivamente. Le velocità della parete, da assegnare come condizione al contorno, sono: $u_w = 0$ e $v_w = \frac{\partial y}{\partial t} = Akc \sin(k(x - ct))$ La parete dunque non trasla ma ha solo una velocità normale tale da farle assumere la forma di una onda che viaggia (*traveling wave* TW). Tratteremo poi il caso di di una rugosità 5T che trasla con velocità $u/U_0 = 0.4$. Questo caso verrà denominato 5T04T. In questo caso le velocità da assegnare alla parete come condizione al contorno sono: $u_w = 0.4$ e $v_w = 0$.

Di tali casi test analizzeremo le componenti della resistenza (di attrito, turbolenta e di pressione), per determinare quale di essi ha un ruolo predominante. Inoltre studieremo qualitativamente (attraverso le linee di corrente) i flussi determinati dalle geometrie mobili, paragonandoli con i rispettivi flussi in presenza di geometrie fisse, per capire come e quanto il movimento condizioni la morfologia del flusso stesso. Utilizzeremo infine le correlazioni monodimensionali (ed il loro equivalente nello spazio dei numeri d'onda, ovvero gli spettri monodimensionali) per analizzare, al variare della geometria e della velocità delle rugosità, alcune statistiche del flusso legate alle strutture che in esso si instaurano. Dall'analisi deriva che maggiore è la velocità di fase dell'onda, maggiore è il contributo agli sforzi di Reynolds, mentre il contributo della pressione diminuisce.

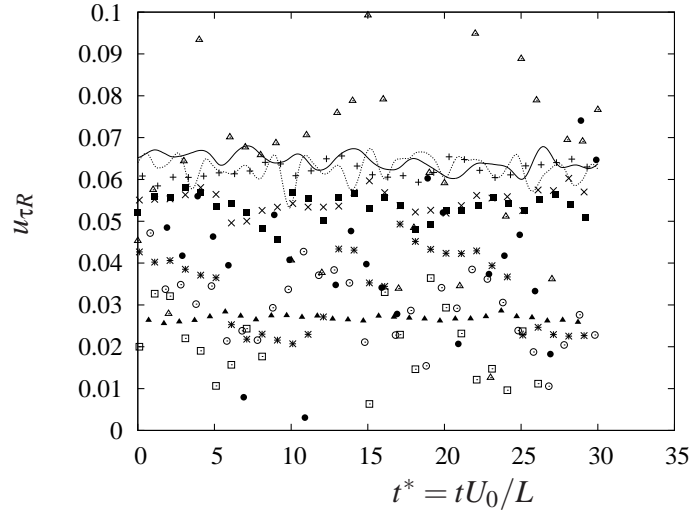


Figura 6.1: Andamento di $u_{\tau R}$ nel tempo: — 5T, \dots 10T, + 5T02, \times 5T04, * 5T06, \square 5T08, \triangle 5T04T, \blacksquare 10T02, \circ 10T04, \bullet 10T06, \triangle 10T08

c/U_0	0	0.2	0.4	0.6	0.8
5T	0.064	0.062	0.055	0.034	0.011
10T	0.062	0.055	0.032	0.049	0.067
5TTRASL	”	”	0.026	”	”

Tabella 6.1: $u_{\tau R}$ mediato nel tempo per i due tipi di onde trasversali (5T e 10T) al variare della velocità di fase c/U_0

In Fig. 6.1 riportiamo i valori della velocità di attrito sulla parete rugosa $u_{\tau R}$ nel tempo. Il dato relativo al caso 10T08 è come si vede molto disperso per motivi legati al calcolo stesso della $u_{\tau R}$ (per i dettagli vedi Cap. 5).

$$u_{\tau R} = \sqrt{\Pi \frac{V_f}{A_w} - u_{\tau S}^2} \quad (6.1)$$

La stessa considerazione vale per il caso 5T08 in cui la velocità di fase è elevata. Nel primo caso si sarebbe infatti dovuta infittire la griglia per ottenere una geometria più accurata e si sarebbe dovuto utilizzare un passo di integrazione più piccolo, mentre nel secondo caso si sarebbe dovuto fare ricorso ad un passo di integrazione più piccolo.

Abbiamo allora considerato i valori medi che riportiamo nella tabella 6.1 e nella Fig. 6.2

Si nota subito l'andamento monotonicamente decrescente con la velocità di fase della config-

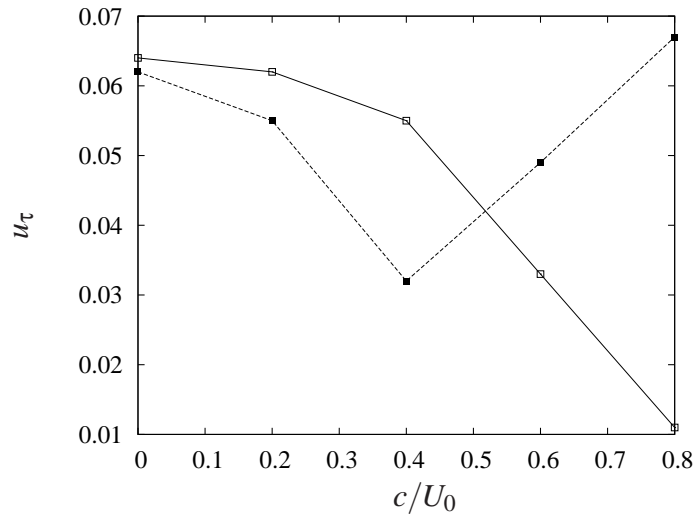


Figura 6.2: U_τ vs. velocità di fase: ■10W, □ 5W,

urazione a 5 onde, e quello della configurazione a 10 onde, che invece presenta un minimo in corrispondenza di $c/U_0 = 0.4$. A parità di velocità 0.2 (0.4) la configurazione 10T02 (10T04) mostra una resistenza più bassa rispetto alla 5T02 (5T04); mentre rispetto al caso stazionario (10T) la resistenza aumenta. Il caso di parete che trasla (5T04T) comporta una riduzione della resistenza maggiore rispetto al corrispondente caso 5T (0.026 contro 0.055). Per comprendere la causa del diverso comportamento delle rugosità si sono analizzati i contributi alla resistenza direttamente dall'equazione di N-S. Si sono cioè considerati i termini non lineari (NL), viscoso ($VISC$) e di pressione (PR) che compaiono nell'equazione di N-S, integrati nel volume occupato dal fluido. Al termine viscoso si è sottratto il contributo dovuto alla parete superiore in modo da considerare il solo effetto della parete (rugosa) inferiore. I termini (NL) essendo espressi in forma conservativa ($\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j}$) quando integrati in tutto il dominio danno un contributo nullo (le condizioni al contorno sono periodiche in x_1 e x_3 , mentre in x_2 per le condizioni di aderenza e impermeabilità le velocità sono identicamente nulle) e dunque non verranno riportati. La Fig. 6.3 mostra i contributi alla resistenza del termine viscoso e di pressione per le configurazioni con 5 onde, mentre la Fig. 6.4 le stesse grandezze per le configurazioni con 10 onde

Innanzitutto, come già visto nel capitolo precedente, se si confrontano le due configurazioni stazionarie si vede che con 5 onde aumenta sia il contributo della pressione che della viscosità. Per la configurazione a 5 onde (Fig. 6.3), al crescere della velocità di fase il contributo della pressione alla resistenza diminuisce mentre quello della viscosità aumenta. In particolare l'ef-

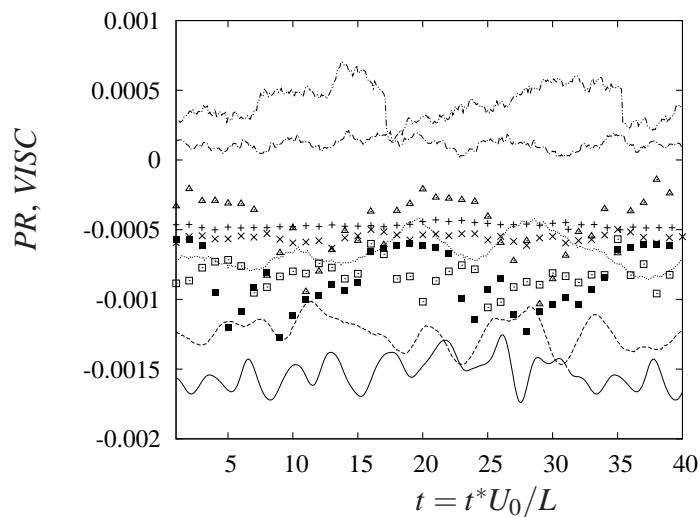


Figura 6.3: Contributo della pressione (linee) e della viscosità (simboli): — ,+ 5T, --
 × 5T02, ⋯ □ 5T04, -·-· ■5T06, - - - △ 5T08

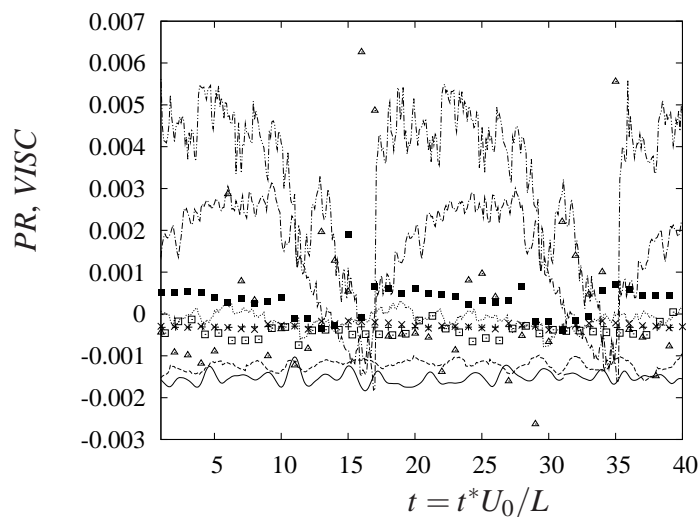


Figura 6.4: Contributo della pressione (linee) e della viscosità (simboli): — ,+ 10T, --
 × 10T02, ⋯ □ 10T04, -·-· ■10T06, - - - △ 10T08

fetto della viscosità cresce meno di quanto diminuisca quello della pressione, con il risultato che globalmente la resistenza diminuisce. Per $c = 0.8$ (5T08) l'onda ha una velocità sufficiente che i due contributi PR e $VISC$ diventano positivi (la parete tende ad accelerare il flusso). La parete superiore liscia, non risente di questo effetto (almeno per i tempi considerati nella simulazione) e dunque la "friction velocity" (u_{τ}) della parete superiore rimane circa costante. Globalmente la parete mobile produce una riduzione della resistenza, che si traduce in una diminuzione della forzante Π necessaria a mantenere la portata costante. Dalla formula 5.3 la $u_{\tau R}$ diminuisce, come si verifica dalla Fig. 6.2.

La configurazione con 10 onde (Fig. 6.4), mostra invece che l'aumento della velocità di fase ha un effetto benefico sia su PR che su $VISC$, limitato per il primo, più intenso per il secondo.

Ecco dunque perchè accelerando la parete da $c = 0$ a 0.2 con molte onde si ha un grande miglioramento (in termini di resistenza) rispetto alla rugosità con 5 onde: in un caso entrambe i contributi hanno un effetto positivo, nell'altro no. Aumentando il numero di onde, per velocità più elevate ($c \geq 0.6$), si osserva un aumento della $u_{\tau R}$. Questo non si traduce in un aumento di resistenza, che invece, come visto dall'andamento di Π continua a diminuire. L'aumento di $u_{\tau R}$ si spiega considerando che a partire da questa velocità la parete superiore comincia a risentire di ciò che accade su quella inferiore. Questo porta ad una drastica riduzione della "friction velocity" sulla parete superiore ($u_{\tau S}$). Inoltre l'effetto combinato della pressione e della viscosità tende ad accelerare il flusso tanto che la forzante Π cresce fino a valori positivi (Fig. 6.5, $\Pi > 0$ vuol dire che è una forzante che decelera il flusso per mantenere la portata costante). Questo, in forza dell'Eq. 5.3, si traduce in un aumento di $u_{\tau R}$, come mostrato in Fig. 6.2.

In Fig. 6.6 sono riportati gli andamenti dello sforzo di *Reynolds* e di quello viscoso.

Il contributo principale alla resistenza è dovuto agli sforzi di *Reynolds*, che diminuiscono al crescere della velocità con cui si muove la parete. L'andamento di tali sforzi è più liscio che nel caso di parete ferma. Per la configurazione con 10 onde al crescere della velocità si ha dapprima una diminuzione e poi un aumento dello sforzo di Reynolds (mentre lo sforzo viscoso è monotonicamente decrescente).

Prima di analizzare l'andamento delle pressione e dello sforzo viscoso lungo il profilo della rugosità, si è verificato che il valore dello sforzo totale calcolato sul piano delle creste fosse

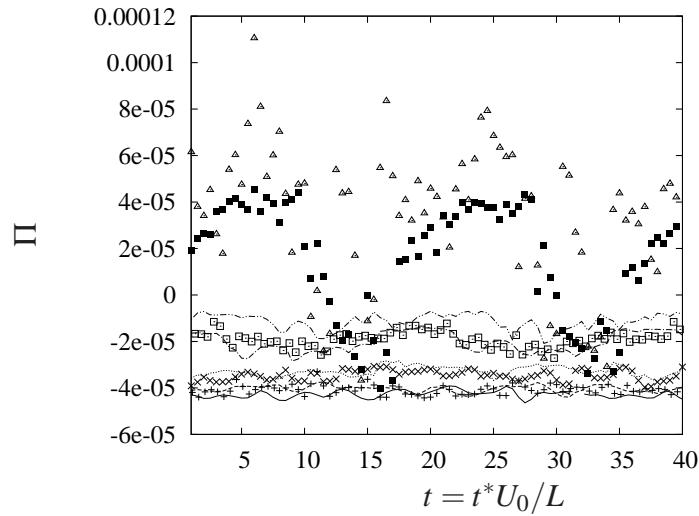
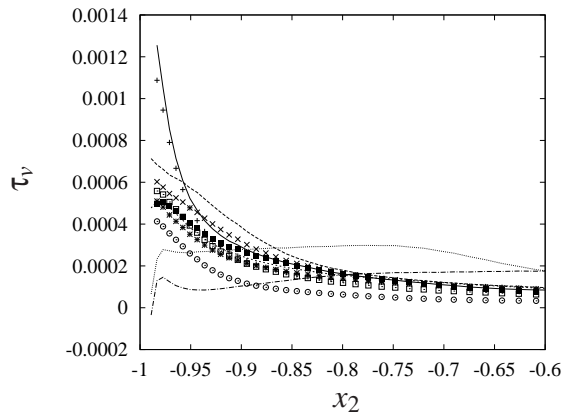


Figura 6.5: Termine forzante Π : — 5T, - - 5T02, 5T04, - · - 5T06, - - - 5T08, + 10T, × 10T02, □ 10T04, ■ 10T06, △ 10T08

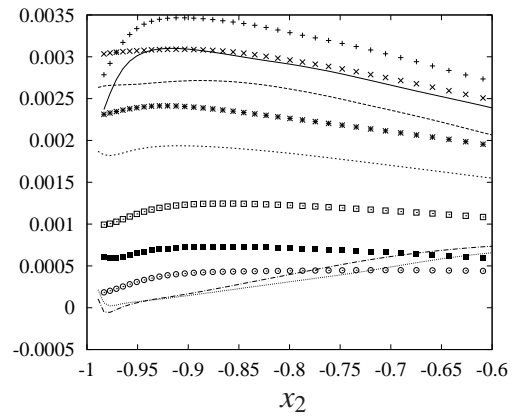
uguale all'integrale della pressione e dello sforzo viscoso lungo la parete (Eq. 5.4, Cap. 5).

Nella Fig. 6.7 (a) sono riportati gli andamenti della pressione e (b) del coefficiente di attrito c_f . Con la linea continua è riportata la geometria, mentre con la linea tratteggiata l'andamento della velocità verticale con cui si muove la geometria. I grafici sono stati ottenuti mediando nel tempo le grandezze relative a punti che si trovano in una posizione fissa rispetto al moto dell'onda (*phase averaging*) e operando un filtro tramite *FFT* mantenendo le prime 10 armoniche. Rispetto al caso stazionario, in cui l'integrale della pressione lungo il tratto ascendente (concavo) è molto maggiore rispetto a quello lungo il tratto discendente (convesso), per le pareti mobili i due integrali hanno un valore molto simile. Infatti a valle della cresta della rugosità la diminuzione di pressione non è seguita da un tratto a pressione costante (corrispondente alla zona di ricircolo), ma da un nuovo aumento della pressione (per una parete mobile non esiste una zona di ricircolo nel riferimento assoluto, ma solo nel riferimento relativo all'onda (nel caso di *traveling waves*). Per le configurazioni TW la velocità della parete nel tratto discendente è rivolta verso l'alto (sfasata di $\pi/2$) e tale velocità causa un aumento della pressione che non si avrebbe nel caso di parete ferma. Questo si traduce in una diminuzione di resistenza di forma, in quanto l'aumento di pressione sul lato discendente contribuisce alla spinta della parete. Tale fenomeno è tanto più accentuato quanto più è elevata la velocità con cui si muove l'onda.

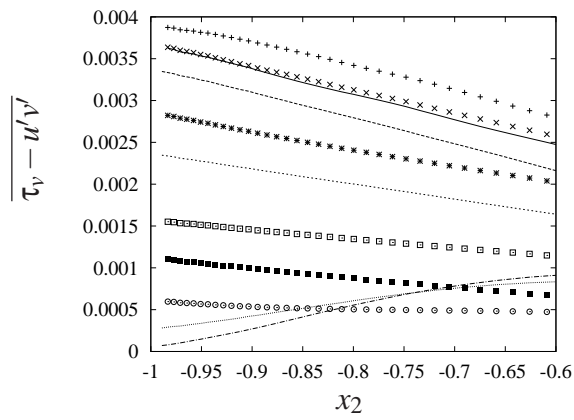
Rispetto al caso di parete ferma il punto in cui si ha il massimo (minimo) di pressione non è



(a)



(b)



(c)

Figura 6.6: a) Sforzo viscoso; b) Sforzi di *Reynolds* c) sforzo totale: — 10T, - - 10T02, ... 10T04, ... 10T06, — 10T08, + 5T, × 5T02, * 5T04, □ 5T06, ■ 5T08, ○ 5T04T

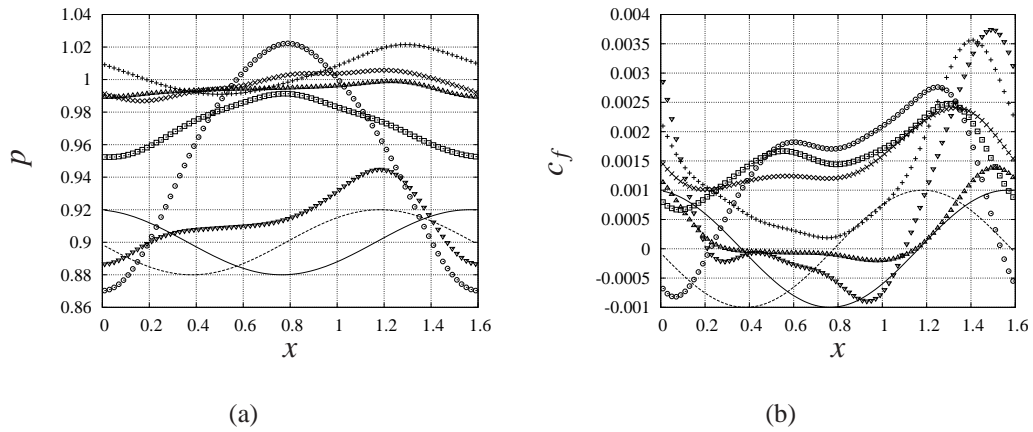


Figura 6.7: Andamento della pressione (a) e del coefficiente di attrito (b) lungo una rugosità :
 + 5T02, x 5T04, □ 5T06, ○ 5T08, △ 5T04T, ▽ 5T — : geometria; - - : velocità della parete

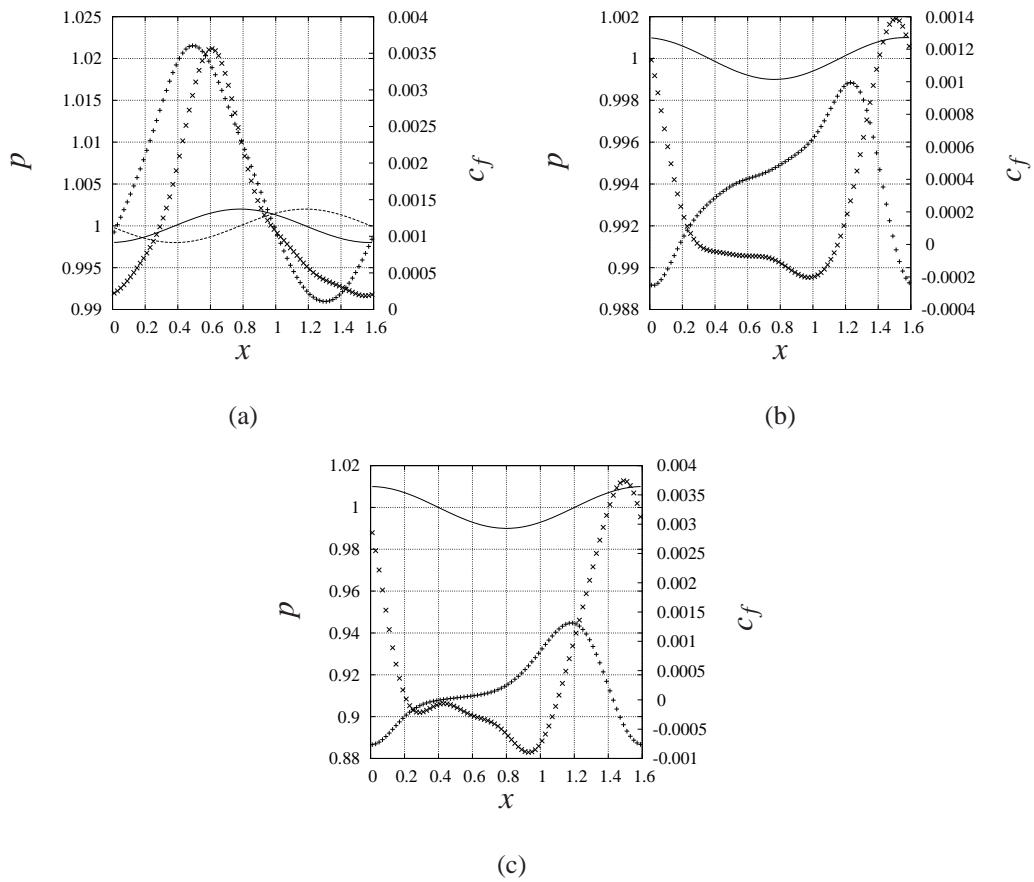


Figura 6.8: Andamento della pressione (+) e del coefficiente di attrito (x) lungo una rugosità :
 a) 5T02, b) 5T04T, c) 5T. — : geometria; - - : velocità della parete

fisso rispetto all'onda, ma cambia posizione in funzione della velocità della parete.

La parete rugosa che trasla (5T04T) mostra invece un andamento che a monte della cresta è molto simile a quello di parete ferma, mentre a valle è simile al caso precedente. In questo caso la velocità della parete è nella direzione del flusso: questo fa sì che i filetti fluidi che si separano rimangono comunque più vicini alla parete perché questa si sposta verso destra (nella loro stessa direzione e dunque la distanza relativa è minore). Questo produce un minor decremento della pressione sul profilo rispetto al caso stazionario oppure, che è lo stesso, un aumento più ridotto rispetto al caso non stazionario.

Da ultimo notiamo che rispetto alla parete ferma e che trasla, in cui pressione p e c_f sono in opposizione, per le TW le due grandezze sono in fase (Fig. 6.8).

E' interessante allora capire la tipologia di strutture che si forma al disopra delle rugosità mobili che determinano un comportamento così differente. La Fig. 6.9 mostra le linee di corrente per la configurazione stazionaria 5T e per cinque configurazioni mobili. Queste ultime sono espresse nel riferimento dell'onda. Abbiamo definito le grandezze e le variabili nel riferimento dell'onda (mobile) con il simbolo $\hat{\quad}$.

Rispetto al caso stazionario ci sono molte differenze. Innanzitutto per 5T08 non esiste ricircolazione. La parete si muove con una velocità di fase ($c = 0.8$) maggiore rispetto alla velocità massima che si registra nel canale ($U_{max} = 0.7$) e dunque nel riferimento dell'onda non esistono punti a velocità nulla (stazionari rispetto all'onda). Lo si vede anche dalla Fig. 6.11 (c) in cui, sempre nel riferimento dell'onda, non ci sono punti a velocità $U_1 = 0$. La 5T02 è la più simile al caso stazionario. Per questo numero d'onda e per questa velocità di fase (0.2), la bolla di ricircolo è posizionata entro la cavità interagendo meno (rispetto al caso di parete ferma) con il flusso esterno che dunque è meno disturbato. Aumentando la velocità di fase al valore 0.4, minore del massimo di velocità che si incontra nel canale, si nota che la bolla si sposta verso l'esterno della cavità. Esaminando l'andamento della velocità U_1 di Fig. 6.11 si vede che nel caso 5T04 le zone a velocità nulla rispetto all'onda sembrano semplicemente traslate verso l'alto rispetto alla forma dell'onda. Esiste dunque un cuscinetto di ampiezza circa costante in cui il fluido ha velocità negativa rispetto al moto dell'onda. Nel caso 5T02 invece la zona a velocità nulla (relativamente al moto dell'onda) segue un percorso diverso: si avvicina molto alla parete sul lato ascendente e se ne discosta molto sul lato opposto. Ciò porta a delle intense acceler-

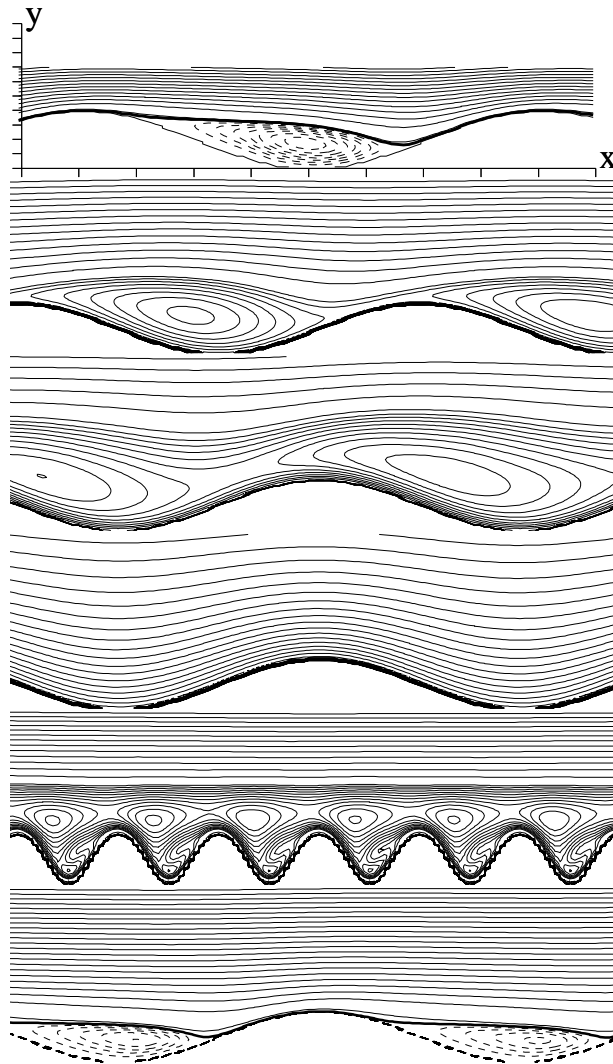


Figura 6.9: Linee di corrente: dall'alto verso il basso: 5T, 5T02, 5T04, 5T08, 20T04, 5T04T

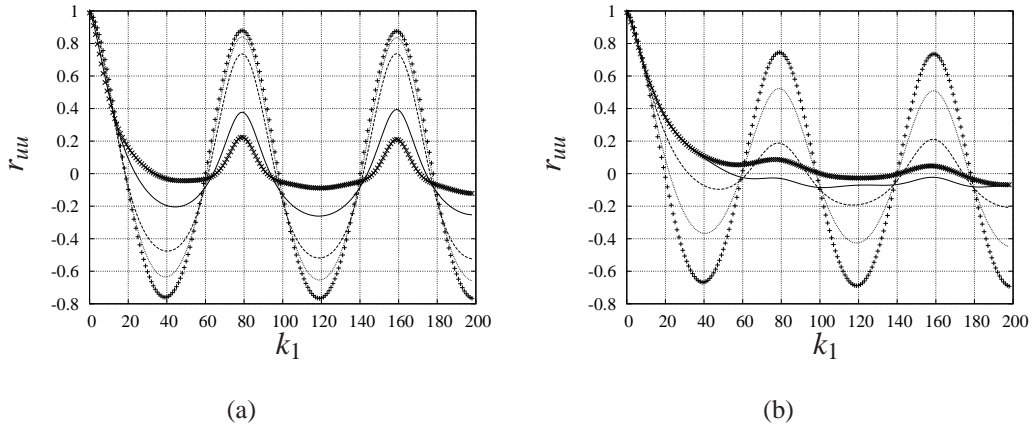


Figura 6.10: Coefficienti di correlazione della velocità u_1 in direzione x vs. $k_1 = 0, n1/2$ a) $\tilde{y} = 0.008$, b) $\tilde{y} = 0.06$ — : 5T02; - - :5T04, ···· :5T06, + : 5T08, × : 5T

azioni (e decelerazioni) evidenziate dall'elevata densità delle linee di isovelocità (per entrambe i casi il $\Delta U_1 = 0.04$). Il caso 20T04 mostra due distinte zone di ricircolo: una subito sopra le creste della rugosità, e l'altra ancorata nella concavità. Le due tipologie di bolle, che hanno velocità nulla rispetto all'onda, si riscontrano nella Fig. 6.11 in cui si evidenzia la netta separazione tra flusso esterno ($U_1 > 0$, linea continua) al disopra della linea spessa sul piano delle creste, e flusso inverso ($U_1 < 0$, rispetto all'onda) al disotto. All'interno della zona di ricircolo ancorata nella cavità, si vede poi un flusso con velocità positiva rispetto all'onda, cioè un flusso che tende a risalire l'onda.

L'analisi delle correlazioni monodimensionali Fig. 6.10 (a) su un piano molto prossimo a quello delle creste ($\tilde{y} = 0.008$, con \tilde{y} coordinata normale misurata a partire dal piano delle creste) conferma che all'aumentare della velocità dell'onda le strutture si accorciano in x_1 . Inoltre la velocità della parete ha l'effetto di spostare le strutture all'interno del canale, come si era già visto esaminando le linee di corrente e come si verifica analizzando le correlazioni monodimensionali ad $\tilde{y} = 0.06$ (Fig. 6.10 (b)). Si nota inoltre che il coefficiente di correlazione mostra diversi minimi: essi sono dovuti al numero d'onda della rugosità che forza le strutture ad una certa lunghezza. Questo comportamento si ritroverà ovviamente anche nell'analisi dello spettro dell'energia cinetica turbolenta.

In Fig. 6.12 riportiamo le isolinee dello sforzo di Reynolds $\overline{u'v'}$. Nella figura la linea più spessa rappresenta le zone a stress nullo. Si vede che esse congiungono i punti della superficie. Così

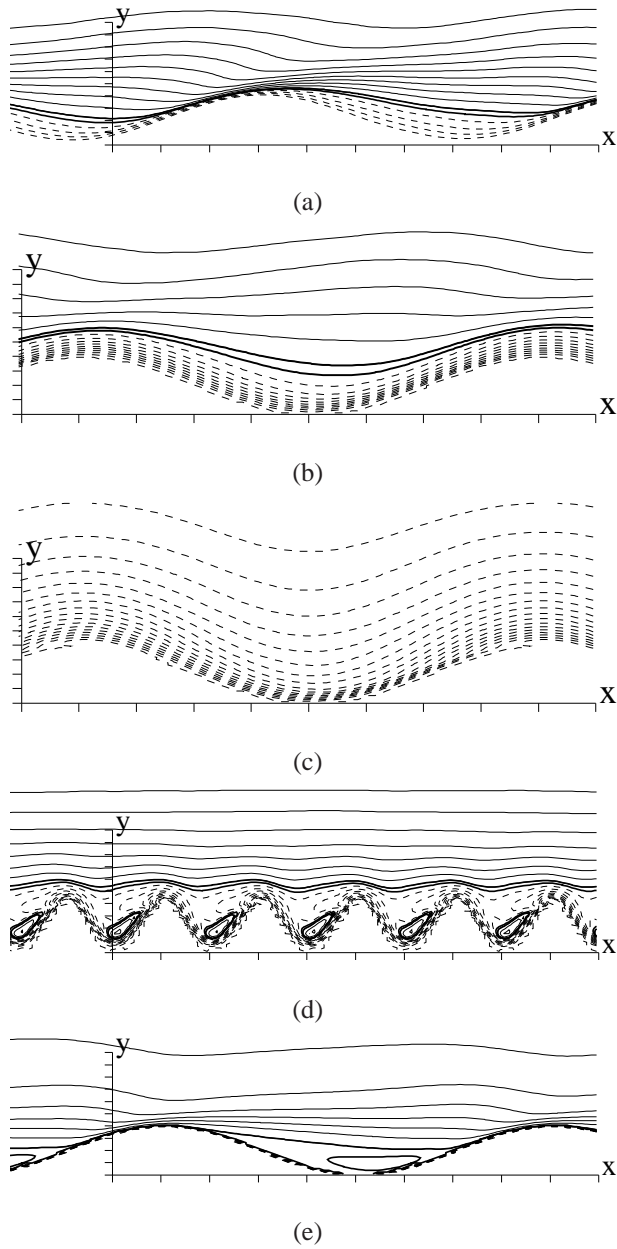


Figura 6.11: Isovelocità U_1 sul piano $\hat{x}_1 - \hat{x}_2$: a) 5T02, b)5T04, c)5T08, d) 10T04, e) 5T04T

infatti deve essere non solo nel riferimento assoluto, ma anche in quello dell'onda, in cui la superficie ha velocità $\hat{u}_o = -c$ e $\hat{v}_o = v(\hat{x}_1)$ e dunque u' è identicamente nullo.

Nel caso 5T02 (Fig. 6.12 (a)) sono bene marcate le zone in cui si verifica la cosiddetta "ejection".

La presenza di intensi sforzi di *Reynolds* potrebbe essere la causa del maggior attrito che si manifesta per questa configurazione.

Nel caso 5T08 (Fig. 6.12 (c)) le zone a stress di *Reynolds* positivo e negativo si alternano in modo decisamente periodico rispetto agli altri caso, e sembrano svilupparsi verso l'alto senza una inclinazione. Gli sforzi di *Reynolds* relativi al caso di parete rugosa che trasla (Fig. 6.12 (d)), sono invece limitati alla porzione di canale interno alle cavità : sembra cioè che tali sforzi non propaghino all'interno del canale ma restino intrappolati all'interno della rugosità . Inoltre per questa configurazione i valori assoluti degli sforzi di *Reynolds* sono un ordine di grandezza inferiori rispetto ai casi precedenti.

Analizziamo ora l'energia turbolenta nello spazio dei numeri d'onda. La Fig. 6.13 mostra che il numero delle onde della rugosità forza ancora il campo fluidodinamico e che all'aumentare della velocità di fase c i picchi si intensificano. Lo spettro delle stesse grandezze nella direzione x_3 (spanwise) mostra invece l'assenza di forzanti (come è lecito aspettarsi poichè la rugosità è omogenea in questa direzione). Alla quota considerata nella figura (\tilde{y} rappresenta la coordinata x_2 misurata a partire dal piano delle creste) il contenuto energetico per le geometrie in movimento è per ogni numero d'onda inferiore rispetto al caso stazionario. Questo vuol dire che più la parete si muove con velocità di fase elevata più intensifica le strutture la cui dimensione è direttamente legata alla lunghezza d'onda della rugosità , e smorza tutte le altre componenti. Inoltre si vede che per il caso 20T04 l'effetto della velocità è tale che lo spettro si sposta verso numeri d'onda più elevati, si ha cioè un trasporto di energia verso le piccole scale che dunque ne contengono mediamente di più . L'andamento degli spettri agli alti numeri d'onda è pressochè il medesimo.

Per analizzare qualitativamente l'estensione delle strutture all'interno del canale analizziamo i contour della fluttuazione della velocità u'_1 su alcuni piani. Nella Fig. 6.14 riportiamo le linee di iso- u'_1 sul piano ortogonale al moto principale $x_3 - x_2$. Il comportamento sulla parete superiore

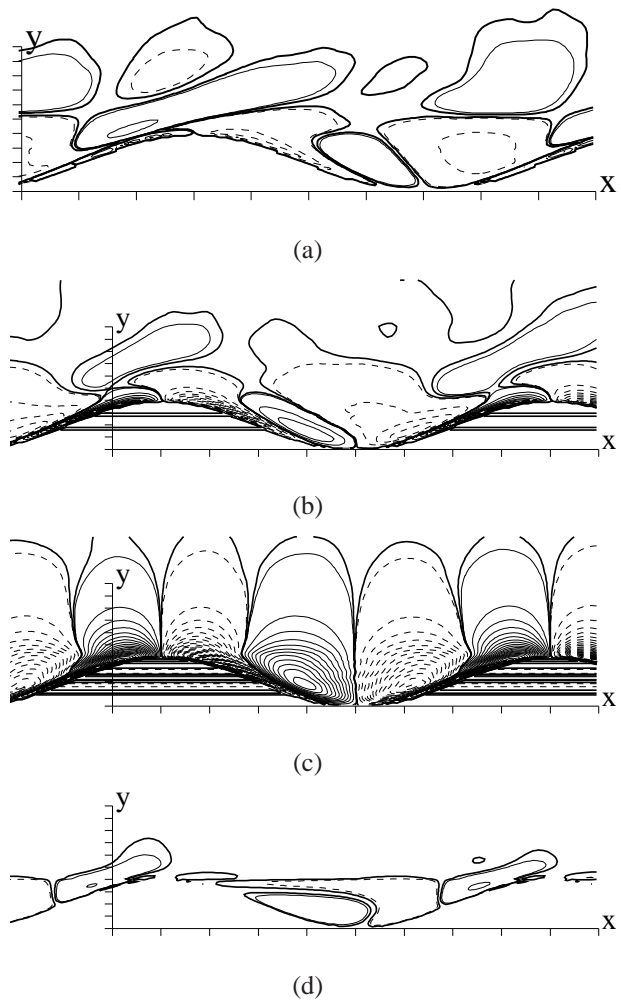
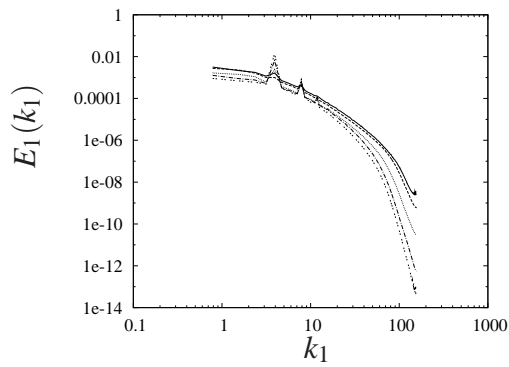
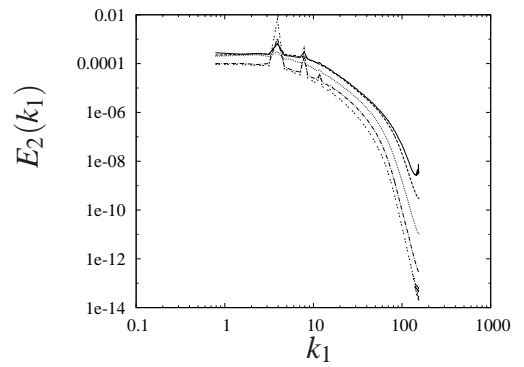


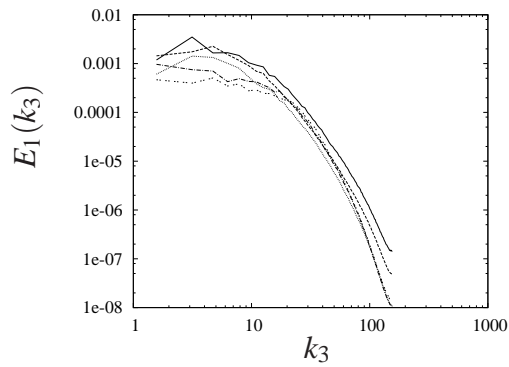
Figura 6.12: Sforzi di *Reynolds* sul piano $\hat{x}_1 - \hat{x}_2$: a) 5T02, b)5T04, c)5T08, d) 5T04T $\Delta = 0.002$



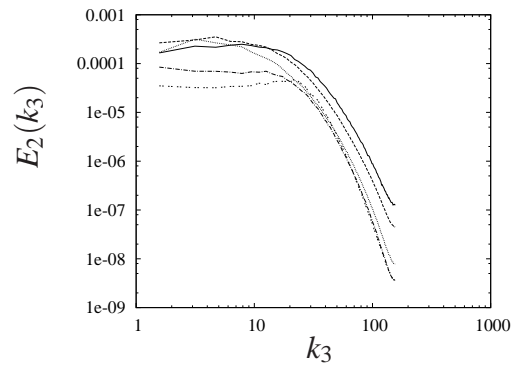
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 6.13: Spettro di energia a $\tilde{\gamma} = 0.06$ a) $E_1(k_1)$, b) $E_2(k_1)$, c) $E_1(k_3)$ d) $E_2(k_3)$: — 5T, — — 5T02, ···· 5T04, — · — 5T06, ···· 5T08

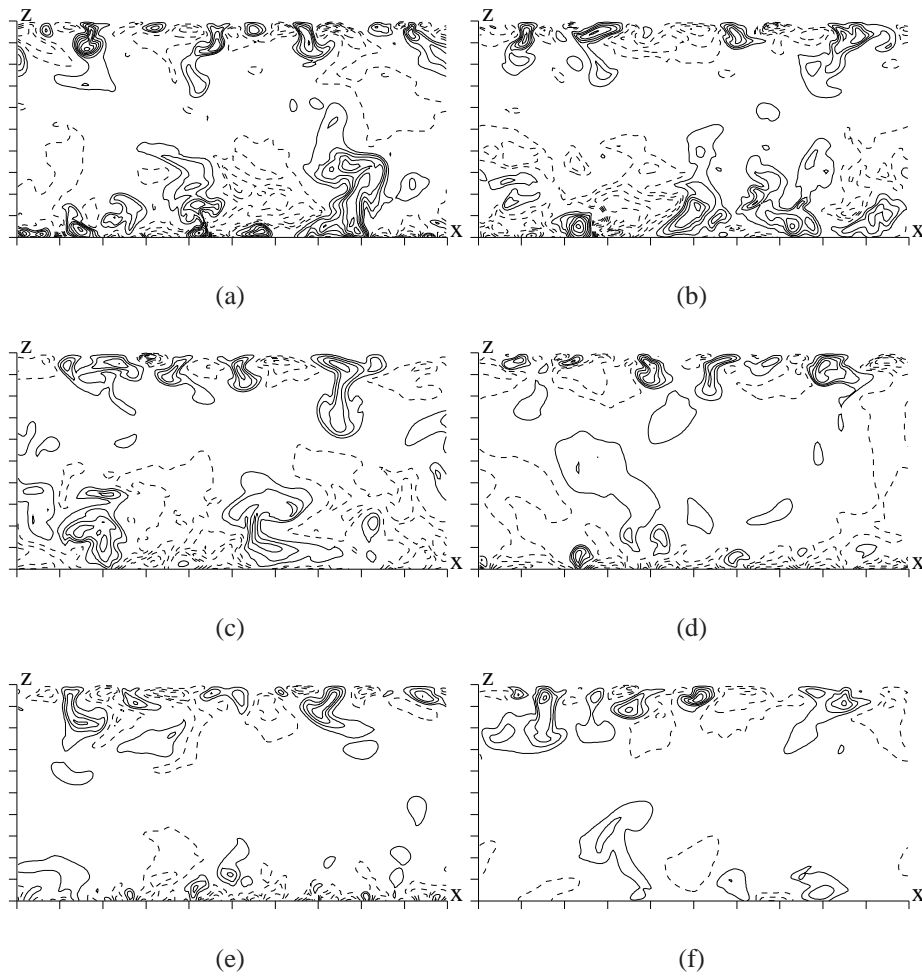


Figura 6.14: Iso- u'_1 sul piano $x_3 - x_2$: a) 5T, b) 5T02, c) 5T04, d) 5T06, e) 5T08, f) 5T04T

è praticamente identico, con la formazione di zone alternate di alta e bassa velocità (i cambi di segno rappresentano proprio delle sezioni di "streaks"). E' evidente la differenza tra il caso di traveling waves (T504) e della corrispondente rugosità con movimento puramente traslatorio (T504T). In quest'ultimo caso, come visto in precedenza studiando gli andamenti degli sforzi, le fluttuazioni di velocità al disopra della rugosità sono molto meno intense.

In Fig. 6.15 è riportata la fluttuazione di velocità u_1 alla quota $y^+ = 10$. Più la velocità di fase con cui si muove l'onda cresce, più la struttura delle u'_1 è ordinata e legata al tipo di rugosità. Per 5T08 il disturbo alla u'_1 che nasce sulla rugosità lo ritroviamo tal quale alla quota $y^+ = 10$. Dunque il disturbo viene trasportato verso l'interno del canale, come avevamo osservato anche dall'analisi delle linee di corrente. La velocità della parete non permette la formazione delle strutture coerenti (*streaks*) disposte longitudinalmente, tipiche del canale piano. La rugosità

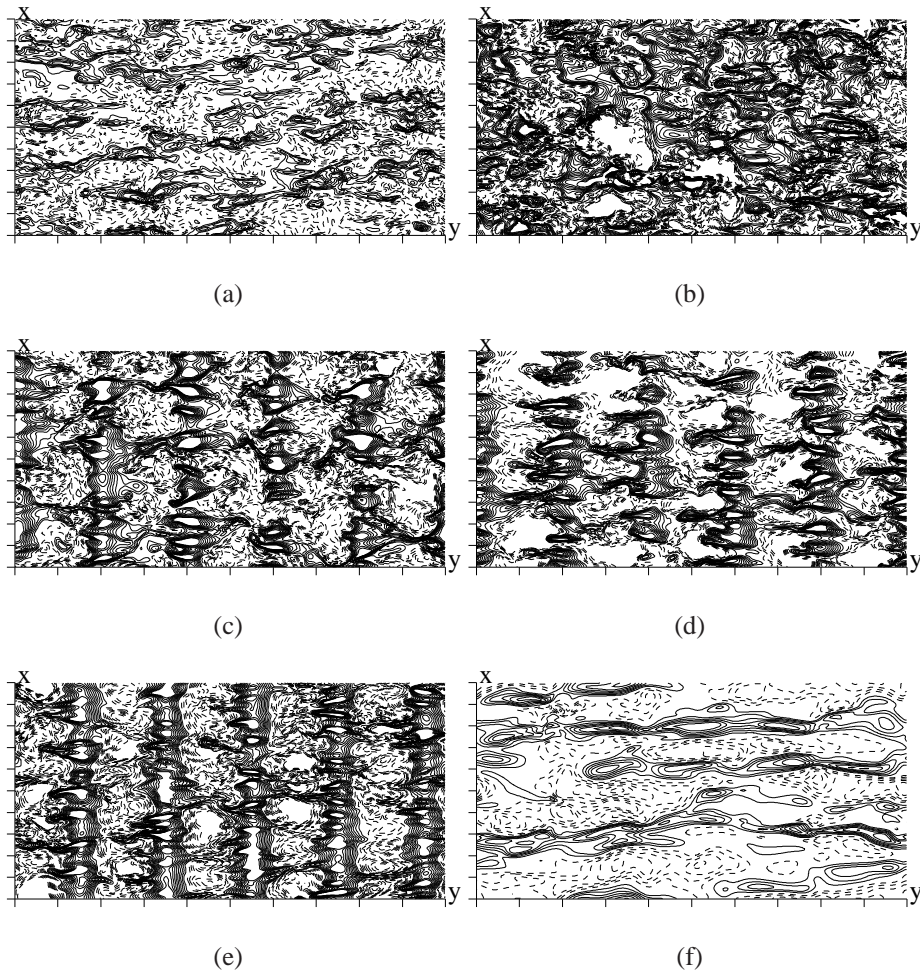


Figura 6.15: Iso- u_1' sul piano $x_1 - x_3$ ad $y^+ = 10$: a) 5T, b) 5T02, c) 5T04, d) 5T06, e) 5T08, f) 5T04T

che trasla invece (5T04T) ha un comportamento nettamente diverso: qui vediamo la formazione delle streaks. In Fig. 6.16 riportiamo le iso- u_1 in prossimità della parete superiore liscia, alla quota $y^+ = 10$. Si vede chiaramente la presenza delle "streaks", e come tutte le configurazioni presentino lo stesso comportamento.

Allegati alla tesi sono stati preparati dei brevi filmati, che mostrano la velocità normale (v_2) plottata su un piano longitudinale (x_1x_2) e piano orizzontale (x_1x_3) e la componente assiale della vorticità (ω_1) plottata sul piano ortogonale al flusso (x_2x_3) per le rugosità tipo T, con 5, 10 e 20 onde, e velocità di fase $c = 0.4$. Interessante vedere che, a parità di velocità di fase, c'è una maggiore interazione tra il flusso intrappolato all'interno delle cavità ed il flusso esterno per la rugosità con solo 5 onde (5T), e come le strutture siano mediamente più grandi per questa

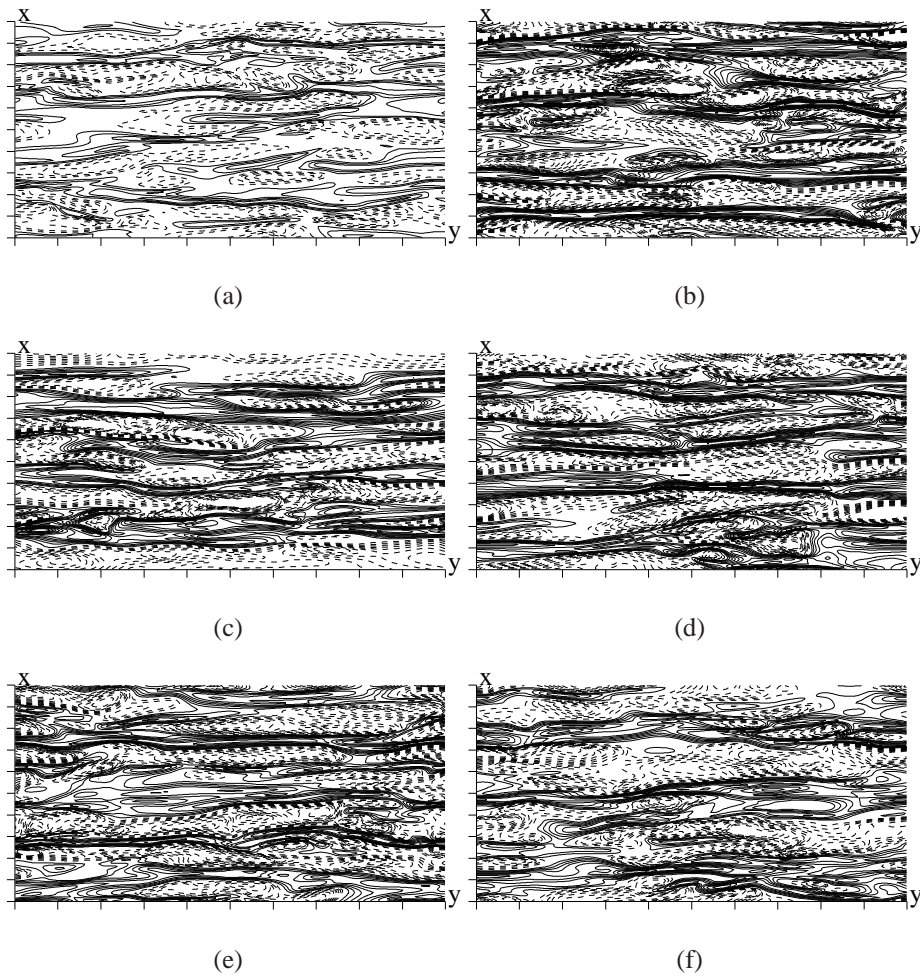


Figura 6.16: Iso- u'_1 sul piano $x_1 - x_3$ ad $y^+ = 10$ dalla parete superiore: a) 5T, b) 5T02, c) 5T04, d) 5T06, e) 5T08, f) 5T04T

simulazioni rispetto alle altre.

Capitolo 7

Conclusioni

Flussi turbolenti su superfici non lisce sono di grande interesse ingegneristico, poichè tutte le superfici, per quanto accurata possa essere la finitura superficiale, si presentano non perfettamente lisce. Il lavoro svolto su rugosità di tipo sinusoidale, rappresenta un modello di riferimento con il quale ci si può avvicinare allo studio di problemi in cui gli ostacoli, ovvero la forma della rugosità, possono essere più complessi per forma o per distribuzione spaziale. Con il lavoro svolto è stato dimostrato che per geometrie fisse il metodo delle *immersed boundary* possiede un'accuratezza tale da poter studiare flussi in regime di transizione laminare-turbolento. Sia nel caso 2D che nel caso 3D, si è evidenziato il modo in cui gli ostacoli considerati, in funzione della geometria e della disposizione, inducono disturbi di velocità normali al flusso, che facilitano la transizione, portando alla formazione di strutture coerenti (onde di Tollmien-Schlichting), che nel caso 3D si saturano rompendosi e dando origine alla turbolenza. Il flusso turbolento che si instaura su rugosità poste trasversalmente al flusso principale, ha mostrato che all'aumentare della distanza tra gli ostacoli (fino ad un valore di $w/k = 7$ trovato da Leonardi *et al.*, dove w è la distanza tra due ostacoli consecutivi e k è l'altezza dell'ostacolo) la resistenza aumenta. Ma a parità di numero di ostacoli, la rugosità sinusoidale (con $n = 20$, dove n è il numero di onde) produce una resistenza maggiore rispetto a quella prodotta da prismi quadrati (con $w/k = 1$). La regione di ricircolo nella rugosità sinusoidale oscilla più di quanto non faccia tra i prismi e ciò produce fluttuazioni di velocità normale più intense, il cui *rms* è stato dimostrato essere il parametro chiave (Orlandi & Leonardi 2008). Il contributo della resistenza di forma (legata alla pressione) e della resistenza viscosa (legata allo *shear* del moto medio) dipende dalla

distanza tra gli ostacoli. Flussi su rugosità longitudinali (*riblet*), non presentano il contributo della resistenza di forma, e la resistenza globale dipende solo dal contributo viscoso, che a sua volta dipende dalla distanza tra due ostacoli contigui: più tale distanza aumenta, minore è la resistenza.

Il passo successivo è stato quello di utilizzare il metodo delle *immersed boundary* per lo studio di rugosità mobili. In particolare si è verificato che se almeno un punto della griglia di calcolo in cui è definita la componente della velocità assiale cade all'interno della geometria da rappresentare, non vi è necessità di imporre condizioni al contorno *ad hoc* nell'equazione di Poisson. Ciò vuol dire non dover ricorrere ad una correzione dei coefficienti presenti nell'equazione di Poisson, che dunque può essere risolta in modo molto efficiente (con una doppia trasformata di Fourier nelle due direzioni di omogeneità e con l'inversione di una matrice tridiagonale in direzione normale) senza ricorrere ad un metodo iterativo di tipo multigrid. Lo studio delle geometrie mobili ha portato alla conclusione che al crescere della velocità di fase c , la resistenza diminuisce, per effetto soprattutto della diminuzione della resistenza di forma, mentre quella viscosa non varia molto. Per $n = 10$ (n numero di onde della rugosità) e $c = 0.4$, il valore della resistenza è inferiore a quello di una parete piana. L'analisi degli sforzi di Reynolds (legati alla pressione) corrobora questi risultati, mentre l'analisi delle fluttuazioni di velocità normali, nello spazio fisico e nello spazio dei numeri d'onda, mostra che all'aumentare del numero delle onde e della velocità di fase, il disturbo si intensifica e penetra più in profondità all'interno del canale, con valori di picco in corrispondenza del numero d'onda $k_1 = n$. Si è infine esaminato il caso di una parete rugosa con $n = 5$, che trasla con velocità $c = 0.4$, per capire se e cosa cambia rispetto al caso della parete oscillante come una *traveling wave*. I disturbi che una tale parete generano sul flusso (insieme con le diverse condizioni al contorno) sono completamente diversi rispetto a quelli di una *TW*: la resistenza totale è notevolmente ridotta (per effetto stavolta del contributo viscoso), come ridotte sono le fluttuazioni della velocità normale e gli sforzi di Reynolds.

Quelli presentati sono risultati preliminari per i quali altri studi ed approfondimenti andranno condotti. L'esatta conservazione della massa (ovvero della quantità di moto) risulta molto difficile da ottenere per flussi su superfici rugose mobili. La perdita di massa può essere legata al fatto che ad ogni istante esistono regioni che da fluide diventano solide e viceversa. Il risultato dunque dipende da come le regioni che emergono dal solido vengono trattate e dall'istante in cui si calcolano i coefficienti metrici che entrano nella discretizzazione del primo punto di griglia

esterno alla superficie. C'è da considerare inoltre l'effetto del termine forzante Π introdotto nell'eq. di NS per mantenere la portata costante. Rispetto al caso di rugosità fisse (in cui tale termine è sempre positivo), le geometrie mobili inducono esse stesse, con il proprio moto, un flusso di massa diverso da zero. Questo, in funzione della velocità della rugosità, determina valori di Π anche negativi. Tuttavia, nonostante queste difficoltà, crediamo che la "fisica" che domina questi flussi sia stata colta, spiegando quali componenti contribuiscono all'aumento o alla diminuzione della resistenza totale.

Elenco delle figure

2.1	griglia usata nella simulazione numerica	9
2.2	Dominio fluido nel caso di un canale con una cavità	14
2.3	Simulazione di un contorno	16
2.4	Δx reale e numerico	17
2.5	Particolare di un cilindro in movimento: il cilindro si muove verso sinistra con velocità q_b nota ed imposta. All'istante $n + 1$ la faccia di indice i dove è definita la velocità U <i>streamwise</i> diventa fluida, mentre all'istante n era solida, poichè apparteneva al corpo.	19
3.1	Linee isovorticità all'istante $t = 0.5$, a) $th0$, b) $th00$, c) $th1$	21
3.2	Andamento della u (o q_1) lungo l'asse longitudinale del dominio all'istante $t = 0.5$, — $th0$, - - $th00$, \cdots $th1$	22
3.3	Linee isovelocità q_1 all'istante $t = 3$, $th1$ — : u^{n+1} ; - - : \hat{u} : la proiezione nel campo solenoidale non altera il campo fluidodinamico.	22
3.4	Andamento di u lungo l'asse della lastra a diversi istanti, simboli: lastra ferma e $U_0 = 1$; linee: lastra in moto e $U_0 = 0$. (+ e —): $t = 0.5$, (\times e - -): $t = 1$, (\square e \cdots): $t = 2$, (\blacksquare e \cdot): $t = 3$	23

3.5	Evoluzione nel tempo della lunghezza della bolla di ricircolo, simboli: lastra ferma e $U_0 = 1$; + : $Re = 126$, Taneda e Honji (1971), \times : $Re = 126$, Koumotsakos (1996) \square : $Re = 1000$, Koumotsakos (1996) linee: — : $Re = 126$, lastra in moto, -- : $Re = 126$, lastra ferma, \cdots : $Re = 1000$, lastra in moto,	24
3.6	Linee di isovorticità a diversi istanti temporali $t = 0.5, 1, 1.5$ e 2. Metà superiore $Re = 1000$, Metà inferiore $Re = 126$	24
3.7	Risultati di Mittal <i>et al.</i> : Linee di isovorticità a diversi istanti temporali $t = 0.5, 1, 1.5$ e 2. Metà superiore $Re = 126$, Metà inferiore $Re = 1000$	25
3.8	Mittal <i>et al.</i> : Linee di isovorticità a diversi istanti temporali $t = 0.5, 1, 1.5$ e 2. $Re = 550, 1000$	26
3.9	Linee di isovorticità a diversi istanti temporali $t = 0.5, 1, 1.5$ e 2. Metà superiore $Re = 1000$, Metà inferiore $Re = 550$	27
3.10	Evoluzione di c_d : — : present $Re = 550$, -- : present $Re = 1000$ + : Koumotsakos $Re = 550$, \times : Koumotsakos $Re = 1000$,	27
3.11	Linee di corrente. Da sinistra a destra: risultati di S. Mittal [80]; Badr <i>et al.</i> [1990]; nostra simulazione.	28
4.1	Curva di stabilità , — teorica, -- griglia rada, + griglia fine.	33
4.2	Andamento degli rms per a) $Re = 5000$, b) $Re = 7500$	33
4.3	Contour plot delle fluttuazioni di velocità a $t = 200$, (a) U , min = -1, max = +1, $\Delta u = 0.1$, (b) V , min = -0.44, max = +0.44, $\Delta v = 0.025$	34
4.4	Dominio fisico per ostacoli circolari	34
4.5	Lunghezza di riattacco in funzione di Re : — + : quadrati; -- \times : triangoli; \cdots *: cerchi	35
4.6	Evoluzione nel tempo di $E = \Sigma(u^2 + v^2)$, a) $Re = 1500$, b) $Re = 2500$. Simboli come per la figura precedente.	36
4.7	Re_{cr} vs. w/k : — quadrati; -- triangoli, \cdots cerchi.	36

4.8	Funzione di corrente nella regione rugosa per: da a c $w/k = 1$, a) $Re = 5000$, b),c) $Re = 5500$, da d a f $w/k = 2.2$, d) $Re = 4600$, e) $Re = 3800$, f) $Re = 4500$	37
4.9	v nella rugosità per $w/k = 3$; a),b),c) $t = 300$, d),e),f) $t = 305$, g),h),i) $t = 1000$ a), d), g) $Re = 4000$, b), e), h) $Re = 3500$, c), f), g) $Re = 3500$.	38
4.10	v nella rugosità per $w/k = 7$; a),b),c) $t = 300$, d),e),f) $t = 305$, g),h),i) $t = 1000$ a), d), g) $Re = 4000$, b), e), h) $Re = 3500$, c), f), g) $Re = 3500$.	38
4.11	v nella rugosità per $w/k = 15$; a),b),c) $t = 300$, d),e),f) $t = 305$, g),h),i) $t = 1000$ a), d), g) $Re = 4000$, b), e), h) $Re = 3500$, c), f), g) $Re = 3500$.	39
4.12	Tipi di rugosità utilizzate per lo studio della transizione. a) TTAL, b) TTSH, c)SQTT	40
4.13	Andamento nel tempo del <i>rms</i> della velocità: — u' — v' , \dots w' , a) TTAL, b) TTSH, c)SQTT	41
4.14	Andamento nel tempo del <i>rms</i> della velocità per la simulazione del flusso su barre a sezione quadrata poste trasversalmente al moto medio: — u' — v' , \dots w'	42
4.15	Linee iso- u_1 sulla parete liscia superiore: a) $t = 250$, b) $t = 300$, c) $t = 350$, d) $t = 400$, e) $t = 450$, e) $t = 500$	43
4.16	Linee iso- u_1 sul piano delle creste: a) $t = 300$, b) $t = 400$, c) $t = 430$, d) $t = 460$, e) $t = 500$	44
5.1	Tipologie di rugosità analizzate: trasversale (T): a) T5, b T10, c T20; longitudinale (L): d) L4, e) L10; doppia: f) D5.	49
5.2	Velocità di attrito sulla parete rugosa $u_{\tau R}$ nel tempo: — T5, — T10, \dots T20, + L4, \times L10, \square D5, \blacksquare Canale, \circ SQ2D	50
5.3	Profilo di velocità media: — T5, — T10, \dots T20, + L4, \times L10, \square D5, \circ SQ2D, \blacksquare Canale	

5.4	Sforzo viscoso: — T5, — T10, … T20, + L4, × L10, □ D5, ○ SQ2D, ■ Canale	
		52
5.5	Sforzi di <i>Reynolds</i> : — T5, — T10, … T20, + L4, × L10, □ D5, ○ SQ2D, ■ Canale	
		53
5.6	Sforzo totale: — T5, — T10, … T20, + L4, × L10, □ D5, ○ SQ2D, ■ Canale	53
5.7	a) <i>P</i> : — T5, — T10, … T20, + L4, × L10, □ D5; ○ SQ2D b) Ingrandimento vicino alla rugosità	55
5.8	<i>P</i> vs. y^+ : — T5, — T10, … T20, + L4, × L10, □ D5; ○ SQ2D a) parete superiore, b) parete rugosa, c) Ingrandimento vicino alla rugosità	56
5.9	Profilo di: a) <i>rms</i> <i>u</i> ; b) <i>rms</i> <i>v</i> ; c) <i>rms</i> <i>w</i> — T5, — T10, … T20, + L4, × L10, □ D5;	57
5.10	Profilo di <i>KE</i> — T5, — T10, … T20, + L4, × L10, □ D5; ○ SQ2D	57
5.11	<i>P/ε</i> vs. y^+ : — T5, — T10, … T20, + L4, × L10, □ D5; ○ SQ2D a) parete superiore, b) parete rugosa	58
5.12	Reynolds stress: $\overline{u'v'}$; — T5, — T10, … T20, + L4, × L10, □ D5;	59
5.13	Profilo di U^+ : — T5, — T10, … T20, + L4, × L10, □ D5; — : $1/0.41 \log(y^+) + 6.5$; ○ SQ2D, ■ CANALE	59
5.14	Linee di corrente a) SQ2D, b) T20 — : $\psi = 0$	61
5.15	Linee isovelocità <i>U</i> a) SQ2D, b) T20	61
5.16	Linee isopressione $\Delta p = 0.001$ a) SQ2D, b) T20	62
5.17	Linee di corrente a) T5, b) T10, c) T20 — : $\psi = 0$	62
5.18	Distribuzione di pressione lungo il profilo della rugosità . — T5; — T10; … T20	63
5.19	Distribuzione di pressione lungo il profilo della rugosità : a) T5; b) T10; c) T20 — : pressione, — : rugosità	64

5.20	Resistenza di forma: — : T5, — : T10, ⋯ : T20	65
5.21	Coefficiente di attrito viscoso: — : T5, — : T10, ⋯ : T20	66
5.22	Resistenza di attrito: — : T5, — : T10, ⋯ : T20	66
5.23	Resistenza di attrito: + : L4; × : L10 — : geometria L4, ⋯ : geometria L4	67
5.24	Coefficiente di correlazione $u'(x_{03})u'(x_3)/u'(x_{03})u'(x_{03})$ a quota $\tilde{y} = 0.06$ per $k_3 = 0, n_3/2$ — T5, — T10, ⋯ T20, + L4, × L10, □ SQ2D;	68
5.25	$E_1(k_1)$ a $\tilde{y} = 0.008(a), 0.06(b), 0.15(c)$ — T5, — T10, ⋯ T20, + L4, × L10, □ D5;	70
5.26	$E_2(k_1)$ a $y = 0.06, 0.08, 0.15$ — T5, — T10, ⋯ T20, + L4, × L10, □ D5;	71
5.27	a) $E_1(k_3)$, b) $E_2(k_3)$, c) $E_3(k_3)$ a $\tilde{y} = 0.06$ — L4, — L10, ⋯ D5, + T5, × T10, □ T20;	73
5.28	Iso- u'_1 sul piano $x_1 - x_3$ ad $y^+ = 10$ dalla parete superiore: a) 5T, b) 20T, c) 4L, d) 10L, e) 5D	74
5.29	Iso- u'_1 sul piano $x_1 - x_3$ ad $y^+ = 10$: a) 5T, b) 20T, c) 4L, d) 10L, e) 5D	75
5.30	Iso- u'_1 sul piano $x_2 - x_3$: a) 5T, b) 20T, c) 4L, d) 10L, e) 5D	76
6.1	Andamento di $u_{\tau R}$ nel tempo: — 5T, ⋯ 10T, + 5T02, × 5T04, * 5T06, □ 5T08, 5T04T, ■10T02, ○ 10T04, ● 10T06, △ 10T08	78
6.2	U_τ vs. velocità di fase: ■10W, □ 5W,	79
6.3	Contributo della pressione (linee) e della viscosità (simboli): — ,+ 5T, — × 5T02, ⋯ □ 5T04, — ■5T06, — △ 5T08	80
6.4	Contributo della pressione (linee) e della viscosità (simboli): — ,+ 10T, — × 10T02, ⋯ □ 10T04, — ■10T06, — △ 10T08	80
6.5	Termine forzante Π : — 5T, — 5T02, ⋯ 5T04, — 5T06, — 5T08, + 10T, × 10T02, □ 10T04, ■10T06, △ 10T08	82

6.6	a) Sforzo viscoso; b) Sforzi di <i>Reynolds</i> c) sforzo totale: — 10T, — — 10T02, ... 10T04, ... 10T06, — — 10T08, + 5T, × 5T02, * 5T04, □ 5T06, ■ 5T08 ○ 5T04T	83
6.7	Andamento della pressione (a) e del coefficiente di attrito (b) lungo una rugosità : + 5T02, × 5T04, □ 5T06, ○ 5T08, △ 5T04T, ▽ 5T — : geometria; — — : velocità della parete	84
6.8	Andamento della pressione (+) e del coefficiente di attrito (×) lungo una rugosità : a) 5T02, b) 5T04T, c) 5T. — : geometria; — — : velocità della parete	84
6.9	Linee di corrente: dall'alto verso il basso: 5T, 5T02, 5T04, 5T08, 20T04, 5T04T	86
6.10	Coefficienti di correlazione della velocità u_1 in direzione x vs. $k_1 = 0, n1/2$ a) $\tilde{y} = 0.008$, b) $\tilde{y} = 0.06$ — : 5T02; — — : 5T04, ... : 5T06, + : 5T08, × : 5T . . .	87
6.11	Isovelocità U_1 sul piano $\hat{x}_1 - \hat{x}_2$: a) 5T02, b) 5T04, c) 5T08, d) 10T04, e) 5T04T	88
6.12	Sforzi di <i>Reynolds</i> sul piano $\hat{x}_1 - \hat{x}_2$: a) 5T02, b) 5T04, c) 5T08, d) 5T04T $\Delta = 0.002$	90
6.13	Spettro di energia a $\tilde{y} = 0.06$ a) $E_1(k_1)$, b) $E_2(k_1)$, c) $E_1(k_3)$ d) $E_2(k_3)$: — 5T, — — 5T02, ... 5T04, — — 5T06, ... 5T08	91
6.14	Iso- u'_1 sul piano $x_3 - x_2$: a) 5T, b) 5T02, c) 5T04, d) 5T06, e) 5T08, f) 5T04T	92
6.15	Iso- u'_1 sul piano $x_1 - x_3$ ad $y^+ = 10$: a) 5T, b) 5T02, c) 5T04, d) 5T06, e) 5T08, f) 5T04T	93
6.16	Iso- u'_1 sul piano $x_1 - x_3$ ad $y^+ = 10$ dalla parete superiore: a) 5T, b) 5T02, c) 5T04, d) 5T06, e) 5T08, f) 5T04T	94

Bibliografia

- [1] Raupach, M.R., Weng, W.W., Carruthers, D.J. & Hunt, J.C.R. (1992). Temperature and humidity fields and fluxes over low hills. *Q. J. Roy. Met Soc.* **118**, 191–225.
- [2] Bradley, E.F. (1980). An experimental study of the profiles of wind speed, shearing stress and turbulence at the crest of a large hill *Q. J. R. Met Soc.* **106**, 101–123.
- [3] Finnigan, J.J., Raupach, M.R., Bradley E.F. & Aldis G.K. (1990). A wind tunnel study of turbulent flow over a two-dimensional ridge, *Boundary-Layer Meteorol.* **50**, 277-317.
- [4] Du Y.-B. & Tong P. (2000) Turbulent thermal convection in a cell with ordered rough boundaries. *J. Fluid Mech.*, **407**, 57–84.
- [5] Choi, H., Moin, P. & Kim, J. (1993). Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow Over Riblets. *J. Fluid Mech.* **255**,pp.503
- [6] Matsumoto (1994) Trans. Japan Soc. Aero Space Sci. vol 37.
- [7] Jimenez J., Uhlmann M., Pinelli A. & Kawahara G. (2002) Turbulent shear flow over active and passive porous surfaces. *J. Fluid Mech.*, **442**, 89–117.
- [8] Chui-Jie Wu, Liang Wang, Jie-Zhi Wu (2007) Suppression of the von Karman vortex street behind a circular cylinder by a travelling wave generated by a flexible surface. *J. Fluid Mech.*, **574**, 365-391.
- [9] Elavarasan, R., Djenidi L. & Antonia R.A. (1996) A check of Taylor's hypothesis using two point LDV measurements in a turbulent boundary layer. 8th international symposium on applications of laser techniques to fluid mechanics. Lisbon Portugal.

- [10] Antonia R.A., Browne, L.W.B. & Bisset, D.K. (1990) Effect of Reynolds number on the organized motion in a turbulent boundary layer. *Near Wall Turbulence*, pp.488-506. Hemisphere.
- [11] Kister A.L. & Tan F.C. (1967) *Phys. Fluids* **10** no.9. (II) S 165.
- [12] Juan C. Del Alamo and Javier Jimenez.(2009) Estimation of turbulent convection velocity and corrections to Taylor's approximation. *J. Fluid Mech.* **640**, 5–26.
- [13] Nikuradse, J. (1933). Forschungshelft, No. 361, Translated *NACA TM 1292*.
- [14] [] P.G. Drazin, W.H. Reid (1981), *Hydrodynamic Stability*, Cambridge University Press
- [15] [] L. F. Moody, Friction factors for pipe flow, Transactions of the ASME, vol. 66, pp. 671-684, Nov 1944.
- [16] S. Leonardi, P. Orlandi, R.J. Smalle, L. Djenidi and R.A. Antonia (2003), Direct numerical simulations of turbulent channel flow with transverse square bars on one wall. *J. Fluid Mech.* **491**, pp. 229-238
- [17] ORLANDI P., & LEONARDI S. 2006. DNS of turbulent channel flows with two and three dimensional roughness. *Journal of Turbulence* **7**, No. 53.
- [18] ORLANDI P., LEONARDI S., & ANTONIA R.A. 2006. Turbulent channel flow with either transverse or longitudinal roughness elements on one wall. *J. Fluid Mech.* **561**, pp. 279-305.
- [19] ORLANDI P., LEONARDI S., TUZI R. & ANTONIA R.A. 2003. DNS of turbulent channel flow with wall velocity disturbances *Phys. Fluids.* **15**, 3497–3600.
- [20] LEONARDI, S., ORLANDI, P., DJENIDI, L. & ANTONIA, R.A. 2004. Structure of turbulent channel flow with square bars on one wall. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **25**, 384–392.
- [21] LEONARDI S. & ORLANDI P. 2004 A numerical method for turbulent flows over complex geometries. *ERCOFTAC bulletin* **62**, 41-46.

- [22] LEONARDI, S., ORLANDI, P., SMALLEY R.J., DJENIDI, L. & ANTONIA, R. A. 2003a. Direct numerical simulations of turbulent channel flow with transverse square bars on the wall. *J. Fluid Mech.* **491**, 229 - 238.
- [23] LEONARDI, S., ORLANDI, & ANTONIA, R.A. 2005. A method for determining the frictional velocity in a turbulent channel flow with roughness on the bottom wall. *Expts. Fluids.* **38**, 796-800.
- [24] [] C. Canuto, M.Y. Hussaini, A. Quarteroni, T.A. Zang (1988), *Spectral Methods in Fluid Dynamics*, Springer-Verlag
- [25] Clauser, F. H. (1954). Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients. *J. Aero. Sci.* **21**, 91–109.
- [26] Rotta J.C. (1962). Turbulent boundary layer incompressible flow. *Progress in Aeronautical Sciences*, **vol.2** Oxford: Pergamon press.
- [27] Perry, A. E. & Joubert, P.N. 1963. Rough wall boundary layers in adverse pressure gradients. *J. Fluid Mech.* **17**, 193–211.
- [28] S. E. Belcher and J. C. R. Hunt (1993) Turbulent shear flow over slowly moving waves. *J. Fluid Mech.* **251**, 109.
- [29] J. C. Cohen and S. E. Belcher (1999) Turbulent shear flow over fast moving waves. *J. Fluid Mech.* **386**, 345.
- [30] M.J. Lighthill (1962) Physical interpretation of the mathematical theory of wave generation by wind. *J. Fluid Mech.* **14**, 385.
- [31] P.P. Sullivan, J.C. McWilliams, and C-H. Moeng (2000) Simulation of turbulent flow over idealized water waves. *J. Fluid Mech.* **404**, 47.
- [32] J.F. Meirink. and V.K. Makin (2000) Modeling low-Reynolds number effects in the turbulent air flow over water waves. *J. Fluid Mech.* **415**, 155.
- [33] P.Y.Li, D. Xu and P.A. Taylor (2000) Numerical modeling of turbulent air flow over water waves. *Boundary-Layer Meteorol.* **95**, 397.

- [34] N. Kihara, H. Hanazaki, T. Mizuya, and H. Ueda (2007) Relationship between airflow at the critical height and momentum transfer to the traveling waves. *Phys. Fluids* **19**.
- [35] Di Yang and Lian Shen (2009) Characteristics of coherent vortical structures in turbulent flows over progressive surface waves. *Phys. Fluids* **21** 125106.
- [36] C-T. Hsu, E.Y. Hsu, and R.L. Street (1981) On the structure of turbulent flow over a progressive water waves: Theory and experiment in a transformed, wave following coordinate system. *J. Fluid Mech.* **105**, 87.
- [37] C. Masenbroek, V.K.Makin, M.H.Garat, and J.P.Giovanangeli (1996) Experimental evidence of the rapid distorsion of turbulence in the air flow over water waves. *J. Fluid Mech.* **318**, 273.
- [38] M.A. Donelan, A.V. Babanin, I.R. Young, and M.L. Banner (2006) Wave-follower field measurements of the wind-input spectral function. Part 2: Parametrization of the wind input *J. Phys. Oceanogr.* **36**, 1672.
- [39] P. Orlandi, S. Leonardi and R.A. Antonia (2006) Turbulent channel flow with either transverse or longitudinal roughness elements on one wall *J. Fluid Mech.* **561**, 279–305.
- [40] Streeter, V.L. and Chu, H. (1949) Final Rep. Project 4918 Armour Res. Foundation, Illinois.
- [41] Ambrose, H. H. (1954) Proc. A.S.C.E., vol.80 SEP no.491 Discussion of Proc. A.S.C.E. vol.80 SEP no.390.
- [42] Wood D.H. & Antonia R.A. (1975) Measurements of a turbulent boundary layer over a d-type surface roughness. *J. Appl. Mech.* **42** 591–597.
- [43] Raupach, M. R., Antonia R.A. & Rajagopalan S. (1991). Rough-wall turbulent boundary layers. *Appl. Mech. Rev.* **44**, 1–25.
- [44] Djenidi, L., Elavarasan, R. & Antonia, R.A. (1999). The turbulent boundary layer over transverse square cavities. *J.Fluid Mech.* **395**, 271–294.

- [45] Bisceglia S., Smalley R.J., Antonia R.A. & Djenidi L. (2001) Rough wall turbulent boundary layers at relatively high Reynolds number. In *Proceedings of the 14th Australasian Fluid Mechanics Conference* (ed B. Dally), Adelaide, Vol. I: 195–198.
- [46] Furuya, Y., Miyata, M. & Fujita, H. (1976) Turbulent boundary layer and flow resistance on plates roughened by wires. *J. Fluids Eng.* **98**, 635–644.
- [47] Oke, T.R. (1974). Review of urban climatology 1968-1973. *W.M.O. Tech. Note 134*.
- [48] Jackson, P.S. (1981). On the displacement height in the logarithmic profile. *J. Fluid Mech.* **111**, 15–25.
- [49] Antonia, R. A. & Krogstad, P.-Å 2001. Turbulence structure in boundary layers over different types of surface roughness. *Fluid Dyn. Res.* **28**, 139–157.
- [50] Lumley J.L. (1978) Computational modeling of turbulent flows. *Adv. Appl. Mech.* **18** 123–176.
- [51] Shafi H. & Antonia R.A. (1995) Anisotropy of the Reynolds stresses in a turbulent boundary layer over a rough wall. *Exp. Fluids* **18** 213–215.
- [52] Keirsbulck L., Labranga L., Mazouz A. & Tournier C. (2002) *J. of Fluid Eng.* **124**, 127–135.
- [53] Kline, S.J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A. & Runstadler, P.W. (1967). **30** , 741.
- [54] Grass, A.J., Stuart, R.J., Mansour-Thehrani, M. (1993). Common vortical structure of turbulent flows over smooth and rough boundaries. *AIAA J.* **31** , 837–846.
- [55] Krogstad, P.-Å & Antonia, R. A. (1994). Structure of turbulent boundary layers on smooth and rough walls. *J. Fluid Mech.* **277**, 1–21.
- [56] Orlandi, P. (2000) *Fluid Flow Phenomena : A Numerical Toolkit*, Dordrecht, Kluwer.
- [57] Fadlun E.A., Verzicco, R., Orlandi P. & Mohd-Yusof, J. (2000) Combined immersed boundary finite-difference methods for three-dimensional complex flow simulations. *J. Comput. Phys.* **161**, 35–60.

- [58] Cherukat P., Na Y., Hanratty T.J. & McLaughlin J.B. (1998) Direct numerical simulation of a fully developed turbulent flow over a wavy wall. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* **11** 109–134.
- [59] Hanjalic & Launder (1972). Fully developed asymmetric flow in plane channel. *J. Fluid Mech.* **51**, 301–335.
- [60] Liu, C.K., Kline, S.J. & Johnston, J.P. (1966). An experimental study of turbulent boundary layers on rough walls. Report MD–15, Department of Mechanical Engineering, Stanford University.
- [61] Wray A.A., (1987) Very low storage time-advancement schemes. *NASA Ames Research Center, Moffet Field, California: Internal Report*
- [62] Kim J., Moin P., Application of a fractional step method to incompressible Navier-Stoke’s equations. *J. Comp. Phys.* **59** 308–323
- [63] Peskin, C.S., 1972, Flow patterns around heart valves: a numerical method. *J. of Comp. Phys.*, **10**, 252–271.
- [64] Peskin, C.S., 1977, Numerical analysis of blood flow in the heart. *J. of Comp. Phys.*, **25**, 220–252.
- [65] McQueen, D.M. & Peskin, C.S., 1997, Shared-memory parallel vector implementation of the immersed boundary method for the computation of blood flow in the beating mammalian heart. *J. of Supercomp.* , **11**, 213–236.
- [66] McQueen, D.M. & Peskin, C.S., 1989b, A three–dimensional computational method for blood flow in the heart. II. Contractile fibers. *J. of Comp. Phys.*, **82**, 289–297.
- [67] Briscolini, M. & Santangelo, P., 1989, Development of the mask method for incompressible unsteady flows. *J. of Comp. Phys.*, **84**, 57–75.
- [68] Goldstein, D., Handler, R. & Sirovich, L., 1993, Modeling a no–slip flow boundary with an external force field. *J. of Comp. Phys.*, **105**, 354–366.
- [69] Saiki, E.M. & Biringen, S., 1996, Numerical simulation of a cylinder in uniform flow: application of a virtual boundary method. *J. of Comp. Phys.*, **123**, 450–465.

- [70] Goldstein, D., Handler, R. & Sirovich, L., 1995, Direct numerical simulation of the turbulent flow over a modelled riblet covered surface. *J. Fluid Mech.*, **302**, 333–375.
- [71] Goldstein, D. & Tuan, T.-C., 1998, Secondary flow induced by riblets. *J. Fluid Mech.*, **363**, 115–151.
- [72] Saiki, E.M. & Biringen, S., 1997, Spatial numerical simulation of boundary layer transition: effects of a spherical particle. *J. Fluid Mech.*, **345**, 133–164.
- [73] Arthurs, K.M., Moore, L.C., Peskin, C.S., Pitman, E.B., and others., 1998, Modeling arteriolar flow and mass transport using the immersed boundary method. *J. of Comp. Phys.*, **147**, 402–440.
- [74] Mohd-Yusof, J. 1997, Combined Immersed boundaries/B-splines methods for simulations of flows in complex geometries. *CTR Annual Research Briefs 1997*, NASA Ames/Stanford Univ., 317–327.
- [75] Henn, D.S., & Sykes, R.I. (1999) Large-eddy simulation of flow over wavy surfaces. *J. Fluid Mech.* **383** pp. 75–112.
- [76] Hudson, J.D. (1993). The effect of a wavy boundary on turbulent flow. PhD Thesis, University of Illinois, Urbana.
- [77] Buckles, J., Hanratty, T.J. & Adrian, R. (1984). Turbulent production in flow over a wavy wall. *Exps. Fluids*, **140**, 27–44.
- [78] Pope S.B. *Turbulent Flow Cambridge University Press*
- [79] R. Mittal, H. Dong, M. Bozkurtas, F.M. Najjar, A. Vargas, A. von Loebbecke (2008) A versatile sharp interface immersed boundary method for incompressible flows with complex boundaries *J. Comput. Phys.* **227**, pp. 4825-4852.
- [80] S. Mittal, Control of flow past bluff bodies using rotating control cylinders (2001) *J. Fluid and Struct.* **15**, pp. 291-326.
- [81] R. Mittal, G. Iaccarino (2005) Immersed Boundary Methods *Annu. Rev. Fluid Mech.* **37**, pp. 239–261.

- [82] P. Koumoutsakos, D. Shiels (1996) Simulations of the viscous flow normal to an impulsively started and uniformly accelerated flat plane. *J. Fluid Mech.* **328**, pp. 177–227
- [83] S. Taneda, H. Honji (1971) Unsteady flow past a flat plane normal to the direction of motion. *J. Phys. Soc. Jpn* **30(1)**, pp. 262–272
- [84] Badr, H. M., Coutanceau M., Dennis, S. C. R. & Menard, C. 1990 Unsteady flow past a rotating cylinder at Reynolds number 10^3 e 10^4 . *J. Fluid Mech.* **220**, pp. 459-484.
- [85] Betchov, R. & Criminale W., (1967) Stability of parallel flows *Academic Press*
- [86] H.Choi,P.Moin, and J.Kim, Ph. D. thesis TF-55, Stanford University,1992 (non pubblicato)
- [87] Fadlun E.A.,Orlandi P. and Verzicco, R. 1998 Flussi in geometrie complesse con forze di massa su griglie cartesiane: simulazioni numeriche e validazione sperimentale. Univ. of Roma La Sapienza
- [88] Fadlun E.A.,Verzicco, R., Orlandi P. and Mohd-Yusof, J. (1999) Combined immersed-boundary finite-difference methods for three-dimensional complex flow simulations submitted to *J. Comput. Phys.*.
- [89] N.K. Ghaddar, K.Z. Korczak, B. B. Mikic and A.T. Patera Numerical investigation of incompressible flow in grooved channels. (1986) *J. Fluid Mech.* **163**,99-127
- [90] Koumoutsakos P., (1997) Active control of turbulent channel flow *Center of Turbulence Research* pp.289-297
- [91] Kim J., Moin P., Application of a fractional step Method to incompressible Navier-Stokes Equations *J. Comput. Phys.* **59**, pp. 308-323
- [92] Mhod-Yusof, J. (1997) Combined immersed-boundary/ B-spline methods for simulation of flow in complex geometries. *Center for Turbulence Research. Annual Research Briefs.*
- [93] Ye T., Mittal R., Udaykumar H.S. and Shyy W., (1999) An accurate cartesian grid method for viscous incompressible flows with complex immersed boundaries, it Submitted to *J. Comput. Phys.*

- [94] Peskin, C.S., (1972), Flow patterns around heart valves: a numerical method. *J. Comput. Phys.* **10**, pp.252-271.
- [95] Orlandi, P. & Jimenez J. (1994), On the generation of turbulent wall friction *Phys. Fluids*, **6**, pp.634-641.
- [96] M.M,Rai, and P.Moin,(1991) *J. Comput. Phys.* **96**,15
- [97] Verzicco R., Mohd-Yusof, J., Orlandi P. & Haworth D.C., (1998), LES in complex geometries using boundary body forces. *Proc. of the 1998 CTR Summer Program.* **VII**, 171-186.
- [98] R.Verzicco and P.Orlandi (1996) A finite difference scheme for three-dimensional incompressible flows in cylindrical coordinates *J. Comput. Phys.* **123**,402-414 .
- [99] Wray, A.A. (1987) Very low storage time-advancement schemes. *Internal Report NASA Ames Research Center, Moffet Field, California.*