

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI “FEDERICO II”

in consorzio con

SECONDA UNIVERSITÀ DI NAPOLI

UNIVERSITÀ “PARTHENOPE” NAPOLI

in convenzione con

**ISTITUTO PER L’AMBIENTE MARINO COSTIERO – C.N.R.
STAZIONE ZOOLOGICA “ANTON DOHRN”**

Dottorato in Scienze ed Ingegneria del Mare
XVIII ciclo

Tesi di Dottorato

**Indagine sperimentale per lo studio di una
corrente oscillante su fondo fisso**

Candidata:

dot.ssa Maria Maietta

Tutor:

prof. Michele Di Natale

Coordinatore del Dottorato:
prof. Bruno D’Argenio

ANNO 2006

Indice

Introduzione

Capitolo primo

Descrizione del fenomeno e studi precedenti

- 1.1*** *Descrizione del fenomeno*
- 1.2*** *Moto oscillante*
 - 1.2.1* *Studi di tipo sperimentale*
 - 1.2.2* *Studi di tipo teorico ed indagini numeriche*
- 1.3*** *Interazione onde-corrente*
 - 1.3.1* *Studi di tipo sperimentale*
 - 1.3.2* *Studi di tipo teorico ed indagini numeriche*

Capitolo secondo

Analisi idrodinamica teorica del fenomeno

- 2.1*** *Le equazioni del moto*
- 2.2*** *Strato limite viscoso*
 - 2.2.1* *Profilo della velocità*
 - 2.2.2* *Sforzi tangenziali al fondo*
- 2.3*** *Strato limite turbolento*
 - 2.3.1* *Profilo della velocità*
 - 2.3.2* *Sforzi tangenziali al fondo*
- 2.4*** *Modello di chiusura approssimato per lo strato limite oscillante nel caso di moto a pistone*

Capitolo terzo

Descrizione dell'istallazione sperimentale

- 3.1*** *Tunnel a fluido oscillante*
 - 3.1.1* *Descrizione dell'apparecchiatura*
 - 3.1.2* *Principio di funzionamento*
- 3.2*** *Messa a punto dell'attrezzatura sperimentale*
 - 3.2.1* *Messa a punto del sistema meccanico*
 - 3.2.2* *Calibrazione del sistema di misura*

- 3.3 *La tecnica PIV*
 - 3.3.1 *Principio di funzionamento della tecnica PIV*
- 3.4 *Metodi di illuminazione*
 - 3.4.1 *Principio di funzionamento di un sistema laser*
 - 3.4.2 *Sistema laser ad onda continua*
 - 3.4.3 *Sistema laser ad impulsi*
- 3.5 *Acquisizione delle immagini*
 - 3.5.1 *Particelle insemi nanti*
 - 3.5.2 *Registrazione delle immagini*
- 3.6 *Elaborazione delle immagini*
 - 3.6.1 *Metodi di correlazione e teoria FFT*
 - 3.6.2 *Cross-correlazione ed auto-correlazione*
 - 3.6.3 *Sovrapposizione delle interrogation areas*
- 3.7 *Risoluzione della tecnica PIV*
- 3.8 *Errori nella tecnica PIV*

Capito quarto

Descrizione dell'indagine sperimentale e analisi dei risultati

- 4.1 *Descrizione dell'indagine sperimentale*
 - 4.1.1 *Acquisizione del fattore di scala*
 - 4.1.2 *Determinazione dei profili di velocità per moto unidirezionale*
 - 4.1.3 *Determinazione dei profili di velocità in moto oscillante*
- 4.2 *Confronto tra i profili di velocità sperimentali e quelli teorici in regime laminare*
 - 4.2.1 *Esame della variazione degli scarti S_u e S_u^* durante il periodo T di oscillazione*
 - 4.2.2 *Influenza del numero di Reynolds Re^δ sui valori di S_u*
- 4.2 *Confronto dei profili di velocità sperimentali con quelli ricavati per via numerica*
- 4.3 *Considerazioni sugli sforzi tangenziali al fondo*

Considerazioni conclusive

Riferimenti bibliografici

Introduzione

Le problematiche legate allo studio dello strato limite generato da un fluido in moto oscillante al contatto con una parete fissa oppure con uno strato di materiale granulare, caratterizzano una grande varietà di applicazioni, dall'ingegneria costiera alle scienze mediche.

Il lavoro qui presentato come elaborato di tesi nell'ambito del Dottorato di Ricerca in "Scienze ed Ingegneria del mare" ha per oggetto una indagine sperimentale per l'analisi delle caratteristiche di uno strato limite oscillante su un fondo fisso, finalizzata ad una maggiore comprensione dei processi idrodinamici che si verificano in prossimità del fondo marino per l'azione di un moto ondoso.

Con riferimento alle problematiche citate, si ricorda che l'interazione di un moto ondoso e di una corrente ad esso associata su un fondale incoerente costituisce una tematica scientifica di grande interesse.

Infatti, i processi di modellamento e di trasporto solido del materiale di fondo, con la conseguente formazione di aree di erosione o di accumulo dei sedimenti lungo le aree costiere, rappresentano un problema fisico che trova la sua forzante proprio nelle velocità dello strato limite oscillante sul fondo marino.

A tal proposito, è bene richiamare l'attenzione sul fatto che, se per motivi di semplicità si prende a riferimento un moto ondoso monocromatico lineare, le traiettorie compiute dalle particelle liquide possono avere, com'è ben noto, orbite circolari o ellittiche fino a divenire, proprio in prossimità del fondo, segmenti orizzontali, caratterizzati, cioè, da un movimento oscillatorio privo di componente verticale del moto.

Le caratteristiche cinematiche ricordate si verificano, rispettivamente, nel caso di "acque profonde" (*deep water*) o di "acque basse" (*shallow water*).

In particolare, il caso di oscillazioni solo orizzontali in prossimità del fondo è tipico delle zone in prossimità della fascia costiera dove, in presenza di fondali incoerenti, si manifestano i processi di trasporto dei sedimenti.

La precisazione prima riportata è importante per evidenziare che l'indagine sperimentale condotta utilizzando un tunnel a fluido oscillante, nel quale il moto è tipicamente a pistone, può ritenersi un appropriato strumento di indagine per analizzare il caso delle oscillazioni prodotte da un moto ondoso in *shallow water*, cioè in quelle condizioni idrodinamiche che interessa indagare ai fini della comprensione dei meccanismi di modellamento e trasporto solido del fondale.

Una ulteriore osservazione da fare è quella relativa al fatto che il tunnel a fluido oscillante permette di realizzare in laboratorio moti pulsanti con numeri di Reynolds dello stesso ordine di grandezza di quelli che caratterizzano i fenomeni in natura. Di conseguenza, è possibile ritenere che la similitudine meccanica tra gli sforzi tangenziali, in natura e nel modello, sia ben rappresentata.

Tutto ciò premesso, si precisa che l'indagine svolta ha riguardato il caso di oscillazioni monocromatiche, variabili in ampiezza e periodo, in modo da realizzare diversi numeri di Reynolds; nell'indagine si è presa altresì in esame la sola condizione di fondo fisso.

Il lavoro svolto rappresenta, pertanto, una prima importante tappa per l'analisi di un fenomeno complesso ma che occorrerà estendere successivamente ai casi di onde random su fondo fisso, onde random e corrente su fondo fisso, onde random e corrente su fondo costituito da materiale incoerente.

Si riporta nel seguito una breve sintesi degli argomenti trattati.

Nel capitolo primo, viene riportata una descrizione fisica del fenomeno indagato ed una accurata analisi degli studi precedenti, suddivisi in studi sperimentali, studi teorici e simulazioni numeriche.

Una analisi idrodinamica teorica del fenomeno è stata descritta, invece, nel capitolo secondo, dove, dapprima, si richiamano le equazioni del moto in regime laminare e, successivamente, si ricavano le equazioni differenziali di Navier-Stokes mediate nel tempo e nello spazio con la tecnica di Reynolds, in modo da tener conto degli effetti della turbolenza dovuti sia alle componenti di agitazione locale (moto stazionario) sia alle oscillazioni dovute alla variabilità del moto generale nel tempo

(campo di moto oscillante). Per quanto concerne, poi, la risoluzione delle equazioni del moto, utilizzando un modello di chiusura alla Boussinesque, si presenta un modello risolutivo semplificato con eddy viscosity costante.

Nel capitolo terzo viene descritta l'apparecchiatura sperimentale messa a punto (tunnel a fluido oscillante) ed il sistema utilizzato per la misura dei campi di moto istantaneo al fondo (sistema PIV).

Nel capitolo quarto, si riporta, infine, la descrizione dell'indagine sperimentale eseguita ed una analisi critica dei risultati conseguiti, confrontandoli con i modelli teorici descritti nel capitolo secondo.

Capitolo primo

Descrizione del fenomeno e studi precedenti

1.1 Descrizione del fenomeno

Lo studio dello strato limite generato dalle oscillazioni di un fluido su una lastra piana è stato affrontato per la prima volta da Stokes (Stokes, 1855) nell'ipotesi di regime di moto laminare. Per il dettaglio dei risultati di Stokes si rimanda al capitolo successivo.

Più recenti sono, invece, gli studi finalizzati alla comprensione delle dinamiche e dei meccanismi di transizione dal regime di moto laminare a regime di moto turbolento, oltre che allo studio delle caratteristiche del moto stesso in regime turbolento. Infatti, numerose sono le questioni che sorgono non solo per quanto riguarda i processi di transizione da un regime moto all'altro ma anche per gli effetti delle oscillazioni imposte sui meccanismi di generazione della turbolenza stessa.

In particolare, con riferimento a fluidi oscillanti all'interno di condotti cilindrici, a seconda dei valori assunti dai parametri Re^δ e Δ , definiti, rispettivamente, come:

$$Re^\delta = \frac{u_0 \delta}{\nu} \quad [\text{I.1}]$$

$$\Delta = \frac{R}{\delta} \quad [\text{I.2}]$$

con:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}} \quad [\text{I.3}]$$

e dove:

- u_0 rappresenta l'ampiezza della velocità di oscillazione appena fuori dallo strato limite;
- δ rappresenta lo spessore dello strato limite di Stokes (Stokes layer);
- R è il raggio della tubazione;
- ω e ν sono, rispettivamente, la frequenza angolare dell'oscillazione e la viscosità cinematica;

vengono individuati quattro possibili tipi di moto:

1. regime laminare;
2. regime laminare disturbato, in cui compaiono delle perturbazioni di piccola ampiezza che si sovrappongono al moto laminare;
3. regime turbolento intermittente, in cui la turbolenza appare in maniera violenta ed esplosiva solo durante la fase di decelerazione di ciascun ciclo, per diventare, poi, di nuovo laminare durante la fase di accelerazione;
4. regime turbolento pienamente sviluppato, in cui le fluttuazioni turbolente sono osservate durante tutto il ciclo.

In realtà, il tipo di moto indicato al punto 4. non è mai stato osservato in nessuna sperimentazione; è stato, tuttavia, riscontrato che, al crescere di Re^δ , il regime di moto del tipo 3. rimane turbolento per porzioni sempre più ampie del ciclo.

Per comprendere i meccanismi che caratterizzano il tipo di moto oggetto di studio, può risultare utile riferirsi ai lavori più significativi reperibili in letteratura.

Preme sottolineare l'importanza di tali studi, soprattutto in considerazione delle difficoltà legate all'analisi dei problemi in regime turbolento, dovute, dal punto di vista sperimentale, all'impossibilità di effettuare misure accurate delle caratteristiche della turbolenza in un flusso in rapida evoluzione e, dal punto di vista teorico, alla presenza di forti non linearità. Le simulazioni numeriche, fornendo le tre componenti di velocità e il campo di pressione in funzione delle tre componenti spaziali al variare del tempo, permettono di superare questi limiti consentendo la valutazione anche di quantità difficilmente misurabili, come la vorticità, le tensioni, le dissipazioni ecc. Tuttavia,

anche in questo tipo di indagine, non mancano problemi, legati, essenzialmente, agli enormi sforzi computazionali.

Infine, è importante considerare anche il caso in cui la media temporale delle caratteristiche del moto oscillante sia diversa da zero, così come accade quando una oscillazione periodica si sovrappone ad un moto stazionario di base; in tal caso è consuetudine parlare non più di moto oscillante bensì di moto pulsante.

Relativamente a tale tipo di moto, la questione centrale riguarda la comprensione dell'interazione tra le due componenti del moto, che determina, sulle onde, la modificazione della cinematica del moto da parte della corrente e, sulla corrente, la modificazione della stessa, su tutta la profondità del campo di moto da parte delle onde.

In particolare, l'elemento che risulta ad oggi maggiormente investigato riguarda l'interazione tra i due strati limite, oggetto della maggior parte degli studi riguardanti l'interazione onde-corrente svolti negli ultimi anni, sia mediante indagini sperimentali (Bakke e Van Doorn, 1978; Kemp e Simons, 1982; Kemp e Simons, 1983; Asano, Nakagawa e Iwagaki, 1986; Myrhaug, Reed e Fyfe, 1987; Simons *et al.*, 1988; Sleath, 1990; Simons, Grass e Mansour-Tehrani, 1992; Arnskov, Fredsøe e Sumer, 1993; Simons *et al.*, 1994) che attraverso studi teorici (Bijker, 1967; Grant e Madsen, 1979; Fredsøe, 1984; Van Kestern e Bakker, 1984; Christoffersen e Jonsson, 1985; Justesen, 1988; Davies, Soulsby e King, 1988; Myrhaug e Slaattelid, 1990; Huynh-Thanh e Temperville, 1991; Sleath, 1991). Inoltre, è possibile trovare in letteratura anche studi di campo, tra i quali si ricordano quelli svolti da Grant *et al.* (Grant, Williams, Glenn, Cacchione, Drake, 1983), Huntley e Hazen (Huntley e Hazen, 1988), Myrhaug e Slaattelid (Myrhaug e Slaattelid, 1989), Soulsby e Humphery (Soulsby e Humphery, 1990). Infine, relativamente recente è una revisione della materia, pubblicata da Soulsby *et al* (Soulsby, Hamm, Klopman, Myrhaug, Simons e Thomas, 1993).

Tutti gli studi citati hanno dimostrato che un campo d'onda sovrimposto ad una corrente può cambiare le caratteristiche medie della turbolenza dello strato limite anche in maniera significativa.

In particolare, possono verificarsi i seguenti fenomeni:

- gli sforzi tangenziali mediati nel periodo possono sia aumentare che rimanere costanti o addirittura diminuire (Lodahl, Sumer e Fredsøe, 1998)

rispetto ai corrispondenti valori del moto stazionario a seconda del tipo di moto;

- introducendo le onde, il massimo sforzo tangenziale al fondo può sia aumentare che mantenere il valore della corrente quasi-stazionaria;
- la componente turbolenta negli sforzi tangenziali al fondo può ridursi o addirittura sparire quando alla corrente viene sovrapposto un campo d'onda (Gilbreck e Combs, 1963; Sarpkaya, 1966).

Tuttavia anche se gli studi precedentemente citati hanno permesso di pervenire ad una buona comprensione dell'interazione tra gli strati limite delle due componenti del moto, onde e corrente, ancora poco noti risultano i meccanismi che regolano i processi del moto complessivo.

Come già accennato, con riferimento sia al solo moto oscillante che al moto combinato onde-corrente, la letteratura di riferimento è piuttosto ampia.

Si riporta, quindi, nel seguito una sintesi degli studi più significativi, distinguendo tra studi di tipo sperimentale e studi di tipo teorico e numerico.

1.2 *Moto oscillante*

1.2.1 *Studi di tipo sperimentale*

Come già detto, la maggior parte delle indagini sperimentali è rivolta alla comprensione del meccanismo di transizione dal regime di moto laminare a quello turbolento.

In quasi tutti gli studi sperimentali disponibili in letteratura, l'insorgere della turbolenza è stata osservata sempre per valori del numero di Reynolds Re^δ maggiori di 500, indipendentemente dalla geometria del campo di moto (tubazione, canale o lastra piana). Il regime di moto che ne consegue è caratterizzato, come già accennato, dal verificarsi improvviso ed esplosivo di "focolai" di turbolenza verso la fine della fase di accelerazione del ciclo.

Più precisamente, gli studi sperimentali mostrano che la turbolenza è particolarmente significativa, nell'ambito di un ciclo, durante la fase di decelerazione, mentre, durante la prima parte della fase di accelerazione, la produzione di turbolenza si ferma, i disturbi diminuiscono e il moto acquista di nuovo il carattere laminare (Hino, Sawamoto e Takasu, 1976).

Nel caso in cui il moto oscillante riguardi liquidi in condotte e canali, per i quali sia $\Delta > 2$, diversi autori hanno individuato il valore del Re^δ di transizione, indipendentemente dal valore di Δ , nell'intervallo 500-550 (Sergeev, 1966; Hino, Sawamoto e Takasu, 1976; Ohmi et al., 1982).

Un valore analogo di $Re_{crit}^\delta \sim 565$ è stato riportato anche da Li (Li, 1954), con riferimento, però, alla transizione in un moto su piano oscillante in un mezzo infinito.

Sono, comunque, presenti in letteratura altri studi riportanti valori diversi del numero di Reynolds di transizione.

Ad esempio, Merkli e Thomann (Merkli e Thomann, 1975) hanno osservato valori di transizione $Re_{crit}^\delta \sim 280$ per moti in tubazioni utilizzando aria come mezzo fluido investigato. Però, nel fornire tale valore di Re_{crit}^δ , non hanno specificato se la transizione riguarda il passaggio al moto di tipo 2. o di tipo 3. Tuttavia, i valori di Re_{crit}^δ forniti da Merkli e Thomann (Merkli e Thomann, 1975) sono in buon accordo con i

risultati di Ohmi *et al.* (Ohmi, Iguchi, Kakehachi e Masuda, 1982) per la transizione al regime di moto di tipo 2. e, inoltre, ricadono nell'intervallo di valori di Re^δ per i quali Hino *et al.* (1976) hanno osservato la transizione al regime di moto di tipo 2.

La differenza fondamentale tra i risultati degli studi suddetti consiste nel fatto che il valore critico di Re^δ riportato da Hino *et al.* (Hino, Sawamoto e Takasu, 1976) per la transizione al moto di tipo 2. non dipende da Δ .

Ulteriori studi sperimentali di Hino *et al.* (Hino, Sawamoto e Takasu, 1976; Hino, Kashiwayanagi, Nakayama, Hara, 1983) hanno mostrato che per valori di Re^δ minori di 500, ma maggiori di un valore in genere intorno a 100, funzione della specifica installazione sperimentale, compaiono delle perturbazioni di piccola ampiezza che si sovrappongono al moto laminare, anche se i profili medi di velocità mostrano solo piccole deviazioni dal caso laminare.

In generale, quindi, la transizione al regime di moto di tipo 2. sembra essere abbastanza sensibile alla particolare installazione sperimentale, mentre la transizione al regime di moto di tipo 3. è molto ben definita e sostanzialmente indipendente dall'installazione stessa.

Per valori di Re^δ via via più elevati, gli effetti della turbolenza riguardano parti sempre più estese del ciclo, finché, per valori di Re^δ intorno a 3500 la turbolenza si presenta durante l'intero ciclo (Jensen, Sumer e Fredsøe, 1980).

In una prima indagine realizzata per numeri di Reynolds molto bassi, Ramaprian e Tu (Ramaprian e Tu, 1980) hanno indicato la possibilità che il comportamento mediato nel tempo di un moto turbolento periodico in una tubazione potesse differire da quello di un moto quasi stazionario caratterizzato da frequenze di oscillazione dell'ordine di grandezza delle frequenza degli scoppi di turbolenza. In un lavoro successivo gli stessi autori (Ramaprian e Tu, 1983) hanno concentrato la loro indagine sperimentale su numeri di Reynolds molto più elevati, in modo da poter confrontare i risultati direttamente con i dati relativi ai moti stazionari in tubazione. L'indagine sperimentale ha riguardato la misura della velocità istantanee, effettuata mediante LDA, e degli sforzi tangenziali istantanei alla parete, mediante la tecnica del film caldo, per due diverse frequenze di oscillazione $f_{os} = 0.5 \text{ Hz}$ e $f_{os} = 3.6 \text{ Hz}$. La frequenza più elevata è risultata sufficiente per interagire con una parte significativa dello spettro di

energia turbolenta; la frequenza più bassa, invece, può essere considerata come una frequenza intermedia per la quale il moto non si comporta in maniera quasi-stazionaria.

La finalità dello studio è stata quella di fornire dettagliate informazioni sulla struttura della turbolenza e confrontare i risultati sperimentali con quanto previsto mediante una procedura di calcolo alle differenze finite basata su un modello di chiusura della turbolenza quasi stazionario; nello specifico è stato utilizzato il modello di Prandtl. I risultati relativi ad un moto quasi stazionario sono risultati equivalenti a quelli ottenuti per un moto periodico con oscillazioni di bassa frequenza nel quale, quindi, la velocità media, l'intensità di turbolenza e gli sforzi tangenziali alla parete in ogni fase del ciclo di oscillazione sono uguali alle corrispondenti caratteristiche del moto stazionario allo stesso numero di Reynolds istantaneo. Quindi, mediando i risultati ottenuti per moti stazionari a diversi numeri di Reynolds, in opportuno campo di variabilità, si possono ottenere le informazioni sulle proprietà, mediate nel tempo, per un moto quasi stazionario con assegnata ampiezza di oscillazione, pur con delle differenze, dovute agli effetti della non linearità che crescono all'aumentare dell'ampiezza dell'oscillazione. In particolare, il moto medio nel tempo è influenzato dall'oscillazione imposta quando la sua frequenza si avvicina alla frequenza caratteristica della turbolenza. Le misure di velocità e sforzi tangenziali alla parete hanno suggerito l'esistenza di un punto di inflessione nel profilo della velocità media temporale in prossimità della parete stessa. In particolare, alle frequenze indagate, né la media temporale né la media d'insieme della velocità seguono la legge logaritmica; alle frequenze più basse, la media d'insieme della velocità presenta un profilo fortemente distorto; a quelle più elevate, tale distorsione è confinata in uno strato sottile vicino alla parete. Analogamente, anche la media d'insieme delle intensità turbolente e degli sforzi alla Reynolds sono influenzati dalle oscillazioni del moto, presentando, a basse frequenze, profili distorti e valori bassi per quasi metà ciclo, mentre a frequenze elevate le intensità turbolente restano bloccate sugli stessi valori per tutto il ciclo. Le valutazioni effettuate mediante il modello di turbolenza quasi stazionario hanno previsto effetti trascurabili delle instabilità sul moto medio temporale. Inoltre, il metodo utilizzato non si è mostrato adatto a descrivere i dettagli della turbolenza nell'arco dell'intero ciclo, anche a basse frequenze. Migliore, invece, è risultata la descrizione del moto medio d'insieme, soprattutto nella regione lontana dalla parete e ad elevate

frequenze. Ciò è dovuto, essenzialmente, al ruolo trascurabile della turbolenza nel caso specifico.

Un ulteriore approfondimento dell'indagine ha permesso agli stessi autori (Ramaprian e Tu, 1983) di esaminare in dettaglio l'effetto delle oscillazioni sulla struttura del moto, mostrando come l'instabilità imposta al campo di moto produca risposte diverse negli strati limite turbolenti e laminari. In particolare, è stato mostrato

che il numero di Stokes¹ $\Omega = \frac{1}{2} D \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}$, usato per caratterizzare il moto laminare

periodico in una tubazione di diametro D, non è adatto a descrivere anche il moto turbolento periodico. Infatti, l'effetto delle perturbazioni in un moto periodico turbolento può propagarsi su una distanza anche di diversi ordini di grandezza maggiore dello spessore δ dello stato limite di Stokes alla stessa frequenza. Il parametro suggerito dagli autori per caratterizzare il moto turbolento oscillante è il rapporto $\omega D / u_*$, dove u_* rappresenta la velocità di attrito alla parete, detto numero di Stokes turbolento, proporzionale al rapporto tra il raggio della tubazione e la distanza di diffusione turbolenta in un periodo dell'oscillazione. Tale parametro può essere anche usato per studiare, per assegnato numero di Reynolds, l'interazione tra oscillazione imposta e il processo di generazione della turbolenza.

Una ulteriore osservazione riguarda il massimo sfasamento degli sforzi τ alla parete, relativi alla velocità media nella sezione trasversale, che risulta, per frequenze medie e alte, di circa 10°, quindi molto minore che nel moto laminare.

Infine, la produzione media di energia turbolenta sembra subire significativi cambiamenti durante un ciclo per frequenze medie di oscillazioni, mentre è più o meno costante e con un comportamento simile al caso di moto stazionario, per elevate frequenze di oscillazione.

Ad Akhavan *et al.* (Akhavan, Kamm e Shapiro, 1991) si deve uno dei più significativi studi della struttura del moto oscillante in regime turbolento in una tubazione circolare. In realtà, lo studio di Akhavan *et al.* punta ad un vero e proprio

¹ Il numero di Stokes rappresenta il rapporto tra due scale di lunghezza, il raggio della tubazione e la lunghezza viscosa $\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$, misura, quest'ultima, della distanza radiale che ciascun disturbo alla parete può raggiungere mediante la diffusione all'interno di un periodo del ciclo.

collegamento tra trattazione teorica ed indagine sperimentale, allo scopo di identificare un meccanismo di instabilità, caratterizzato da statistiche del campo di moto, del tutto simili a quelle osservate sperimentalmente. Quindi, da un lato lo studio è stato sviluppato attraverso una indagine di tipo sperimentale sulle più significative caratteristiche del moto oscillante di transizione e turbolento, come ad esempio il numero di Reynolds, la scala temporale delle instabilità e le diverse statistiche del campo di moto; dall'altro sono state utilizzate simulazioni numeriche dirette delle equazioni di Navier- Stokes allo scopo di seguire l'evoluzione del moto quando questo è soggetto a diverse classi di disturbi, infinitesimali o di ampiezza finita, bidimensionali o tridimensionali. Per i risultati delle simulazioni numeriche degli stessi autori si rimanda al paragrafo successivo; si focalizza qui l'attenzione sui risultati dell'indagine sperimentale. Questa ha riguardato diverse condizioni di moto, caratterizzate da diversi numeri di Reynolds Re^{δ} , variabili tra 550 e 2000, e diversi valori del parametro di Stokes Δ , variabile tra 5 e 10, valori, questi ultimi, che, come già detto, permettono di svincolarsi dalla particolare geometria dell'installazione sperimentale.

Lo studio di Akhavan *et al.* non solo ha confermato quanto già trovato da altri autori riguardo la modalità, di cui si è già detto, con cui si presenta e sviluppa, nell'arco di un ciclo, il carattere turbolento del moto; ma ha anche permesso di individuare la zona in prossimità della parete del tubo come la porzione del campo di moto in cui, durante la parte turbolenta del ciclo, risulta concentrata la produzione di turbolenza stessa. Inoltre, sempre con riferimento alla porzione turbolenta del ciclo, in conseguenza dei "focolai" di turbolenza, si verifica un significativo scambio di quantità di moto tra il fluido a bassa velocità posto in prossimità della parete della tubazione e quello ad elevata velocità più vicino all'asse del tubo; al di fuori di questo strato attivo, c'è una parte inviscida esterna, dove la velocità varia in fase con il moto imposto in maniera quasi sinusoidale.

Particolarmente significativa è la rappresentazione dei profili di velocità misurati, riportati in figura 1.1, che rivelano una sostanziale differenza tra la struttura del moto durante le fasi di accelerazione e di decelerazione; negli stessi diagrammi sono rappresentati, con linea continua, i corrispondenti profili di velocità calcolati mediante la soluzione teorica di Womersley (Womersley, 1955) e Uchida (Uchida, 1956).

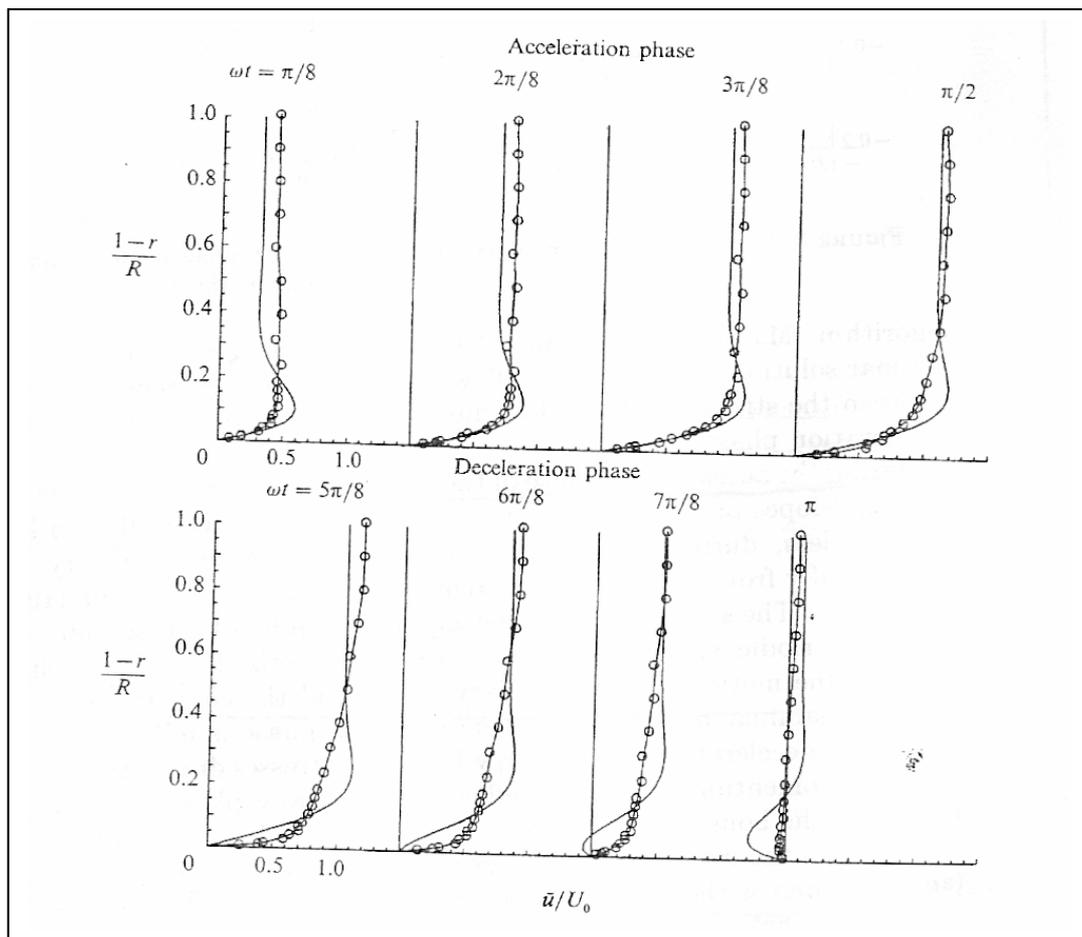


Figura 1.1 – Profili di velocità misurata in regime turbolento (-o-) confrontati con i corrispondenti profili teorici in regime laminare. ($Re^\delta = 1080$, $\Delta=10.6$).

Durante la fase di accelerazione gli sforzi tangenziali alla parete sono in accordo con la teoria laminare, anche se, durante questa fase, i profili di velocità misurati si allontanano in maniera evidente dalla soluzione teorica di riferimento appena al di fuori della regione prossima alla parete. Questa differenza si spiega se si tiene conto del fatto che le soluzioni teoriche considerate fanno riferimento ad un regime di moto laminare periodico stazionario e sono caratterizzate da significative differenze di fase tra il moto nello stato limite e il resto del campo di moto; nell'analisi sperimentale di Akhavan *et al.*, invece, il moto laminare della fase di accelerazione è seguito da un moto turbolento in fase di decelerazione. Sforzi alla Reynolds significativi durante la fase di decelerazione provocano trasferimento di quantità di moto in direzione radiale, in maniera tal che ogni differenza di fase tra il moto nello stato limite e il resto del campo di moto tende ad annullarsi. Alla fine della fase di decelerazione, quando il moto

complessivo è nullo, il profilo di velocità tende ad essere uniforme e nullo nella sezione trasversale. Il moto laminare, nella fase di accelerazione che segue, non risulta pertanto in accordo con le soluzioni di Womersley (Womersley, 1955) e Uchida (Uchida, 1956) ma si comporta come un moto laminare sinusoidale che parte da fermo in una tubazione.

Per la valutazione degli sforzi tangenziali alla parete τ_w è stata presa a riferimento la velocità di attrito alla parete $u_* = (\tau_w/\rho)^{1/2}$ i cui valori medi d'insieme sono stati calcolati attraverso i valori misurati del gradiente di pressione medio d'insieme, $\frac{\partial \bar{p}}{\partial x}$ e delle misure di velocità, effettuate, rispettivamente, mediante un trasduttore di pressione e un anemometro laser doppler (LDA).

La velocità di attrito alla parete è stata calcolata mediante la relazione:

$$u_*^2 = \frac{\tau_w}{\rho} = \frac{1}{2} R \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}_{av}}{\partial t} \right) \quad [I.4]$$

$$\text{dove } u_{av}(\omega t) = u_0 \sin \omega t = \frac{2}{R^2} \int_0^R \bar{u}(r, \omega t) r dr$$

ed è stato dimostrato che durante la fase di accelerazione l'andamento misurato di $\frac{\tau_w}{\rho}$ è in buon accordo con la soluzione di Uchida (Uchida, 1956) per il moto oscillante laminare in una tubazione; per la fase di decelerazione l'andamento misurato di $\frac{\tau_w}{\rho}$ è ben rappresentato dalla correlazione di Blasius:

$$\frac{\tau_w}{\rho} = 0.03325 u_{av}^2(\omega t) \left(\frac{v}{R u_{av}(\omega t)} \right)^{-0.25} \quad [I.5]$$

che ben interpreta il moto turbolento stazionario in tubazione lisci; ciò vuol dire che, almeno per i moti che rientrano negli intervalli considerati ($u_* / \omega R \sim 1$) la correlazione

quasi stazionaria può essere usata per la stima della velocità di attrito alla parete nella parte turbolenta del ciclo.

Un ulteriore significativo risultato dello studio di Akhavan *et al.* riguarda l'individuazione, nel profilo di velocità nella fase di decelerazione del ciclo, di un substrato viscoso, uno strato logaritmico e una scia esterna, come mostrato in figura 1.2.

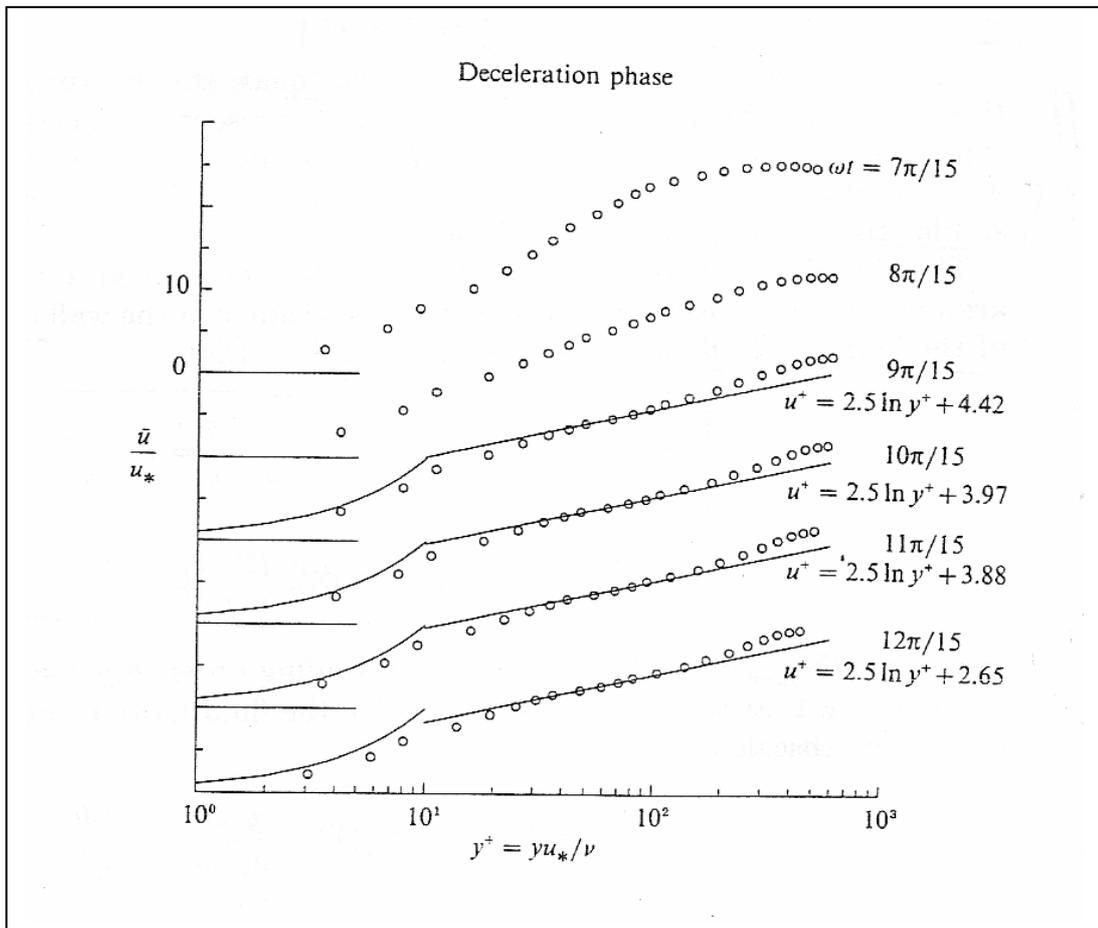


Figura 1.2 – Profili di velocità media d'insieme in regime turbolento.
($Re^\delta = 1080$, $\Delta = 10.6$).

Infine, è utile riportare alcune considerazioni riguardanti le intensità turbolente $(\overline{u'^2})^{1/2}$ e $(\overline{v'^2})^{1/2}$ e gli sforzi tangenziali turbolenti $(\overline{u'v'})$. In particolare, com'è possibile vedere dalla figura 1.3, durante la prima parte della fase di accelerazione, sia le intensità turbolente radiali che quelle assiali si mantengono a livelli bassi; entrambe le quantità hanno una distribuzione quasi uniforme nella sezione trasversale del tubo e non

si riscontrano significative variazioni nel livello dei disturbi. In valore assoluto, comunque, le intensità turbolente assiali sono sempre grossomodo il doppio delle intensità radiali, così come ancor più evidente in figura 1.4.

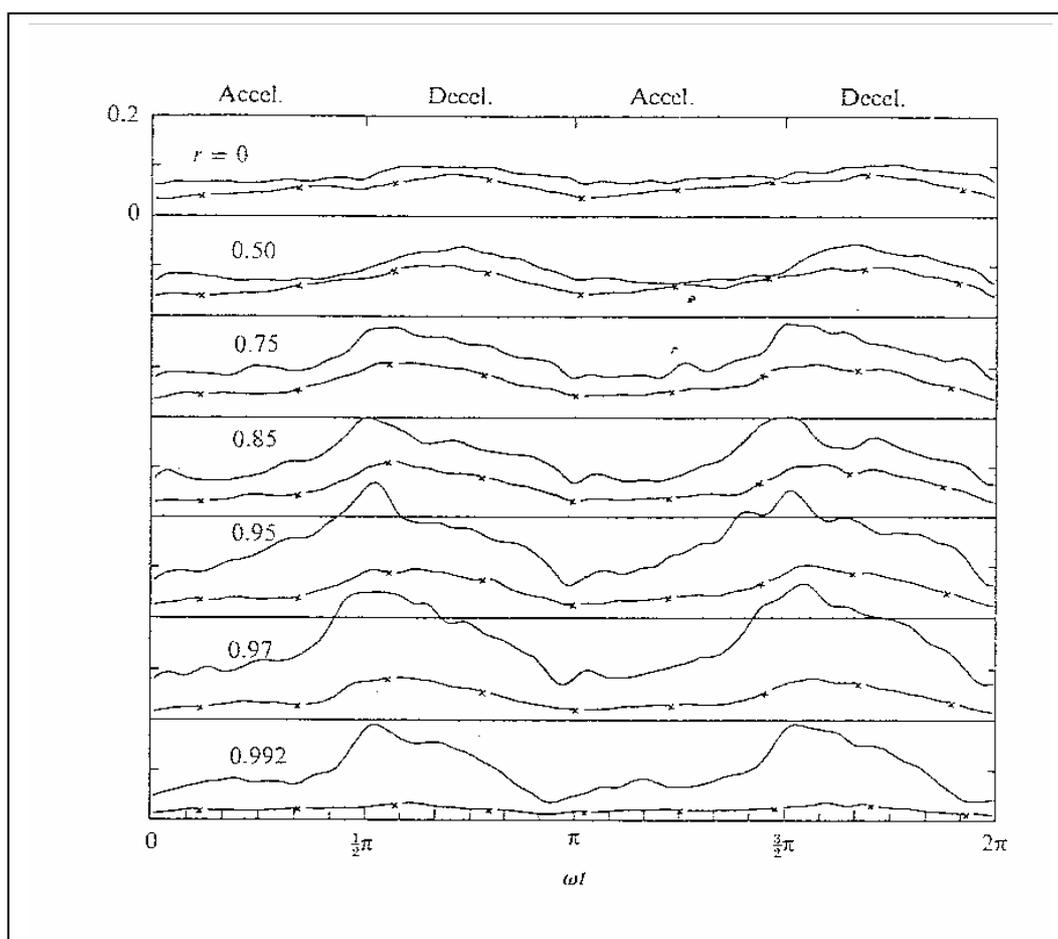


Figura 1.3 – Variazione di fase delle intensità turbolente assiali(-) e radiali (-x-).
($Re^\delta=1080$, $\Delta=10.6$).

Subito prima della fase di decelerazione, poi, le intensità turbolente in entrambe le direzioni aumentano rapidamente in una scala temporale convettiva molto breve. In particolare, per la componente assiale l'aumento è più significativo in prossimità della parete, mentre per la componente radiale è tendenzialmente uniforme su tutta la sezione della tubazione.

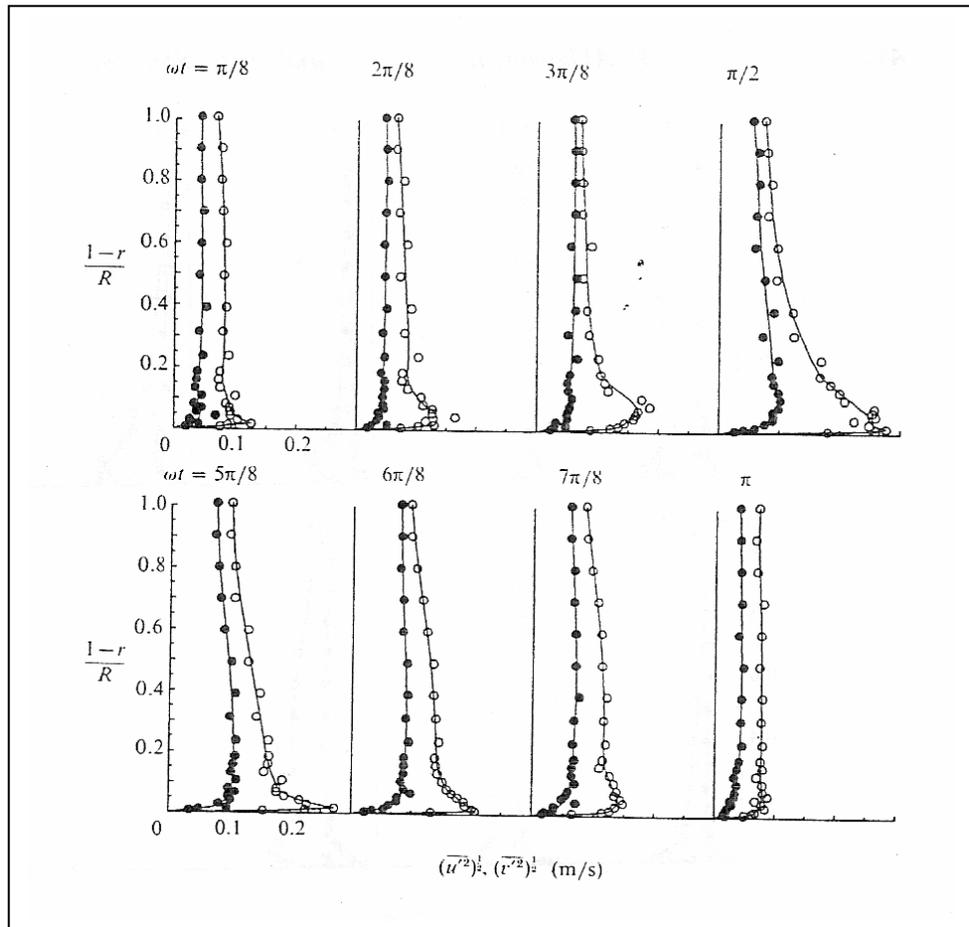


Figura 1.4 – Distribuzione delle intensità turbolente assiali(- o -) e radiali (- • -) nella sezione trasversale della tubazione. ($Re^{\delta}=1080$, $\Delta=10.6$).

La breve scala temporale che caratterizza la comparsa della turbolenza verso la fine della fase di accelerazione indica che la turbolenza stessa è generata da un meccanismo di transizione a scatti. Inoltre, durante la prima parte della fase di accelerazione, i disturbi trattengono una quantità finita di energia, anche se la produzione di turbolenza ha già portato l'energia stessa a livelli molto bassi.

Confrontando la distribuzione attraverso la sezione delle intensità turbolente e del rapporto delle stesse con la media d'insieme della velocità assiale $\overline{u_0}$, riportate nelle figure 1.4 e 1.5, con le misure delle stesse quantità nei moti stazionari nelle tubazioni (Laufer, 1954), si nota come la struttura e la distribuzione delle grandezze in esame siano essenzialmente identiche nei due casi.

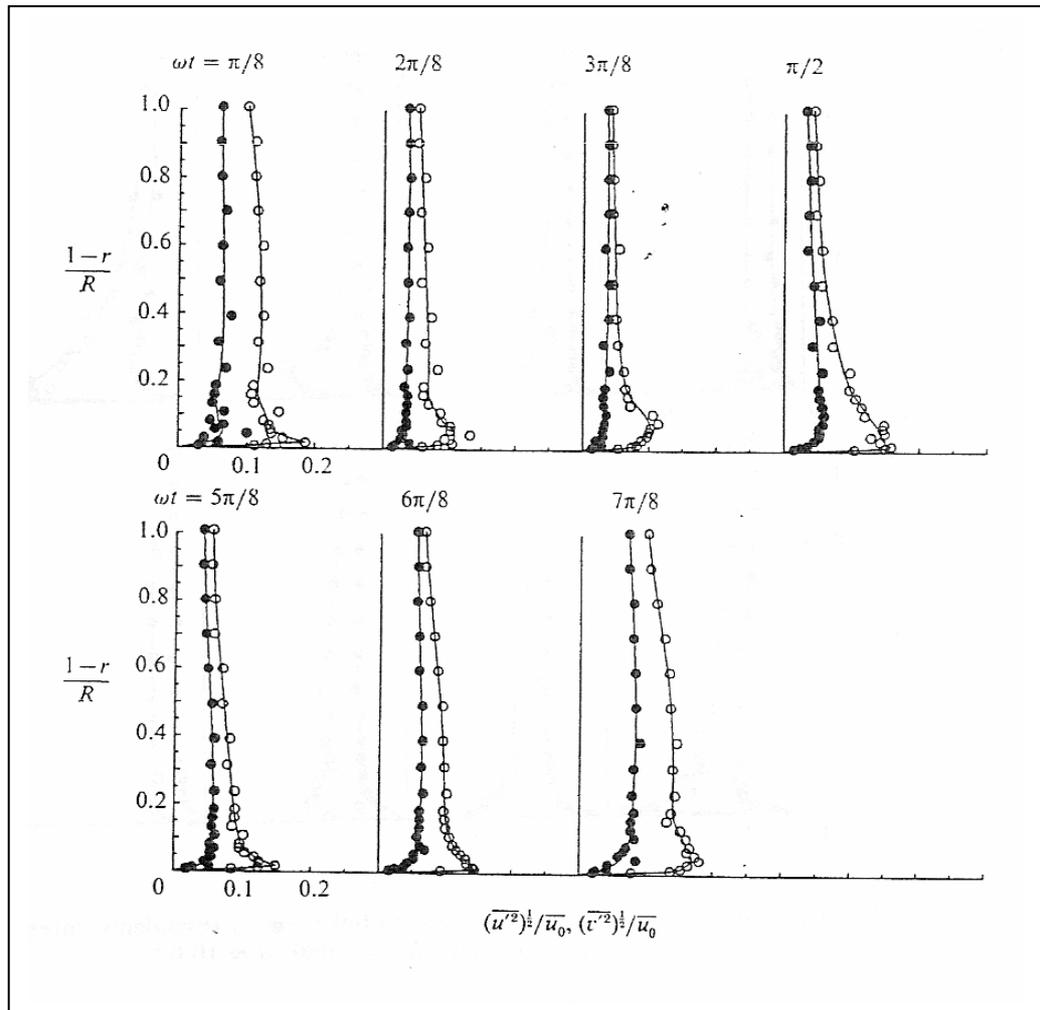


Figura 1.5 – Distribuzione delle intensità turbolente assiali(- o -) e radiali (- • -) normalizzate rispetto alla media d'insieme delle velocità assiali, nella sezione trasversale della tubazione. ($Re^\delta=1080$, $\Delta=10.6$).

La turbolenza è, infatti, grossomodo isotropa in prossimità dell'asse della tubazione, mentre, nella zona vicina alla parete, l'intensità assiale è anche tre volte maggiore di quella radiale.

La differenza sostanziale tra i due tipi di moto sta nel rapporto tra le intensità turbolente e la velocità assiale media d'insieme, che, nell'indagine sperimentale condotta da Akhavan *et al.* per moti oscillanti, ha portato a valori anche doppi rispetto ai moti stazionari (Laufer, 1954). Questo significa che nei moti oscillanti la turbolenza è generata in maniera molto più violenta che nei moti stazionari.

Considerazioni analoghe possono farsi anche con riferimento agli sforzi tangenziali turbolenti $(\overline{u'v'})$ per i quali gli stessi autori (Akhavan, Kamm e Shapiro, 1991) hanno fornito la rappresentazione riportata in figura 1.6.

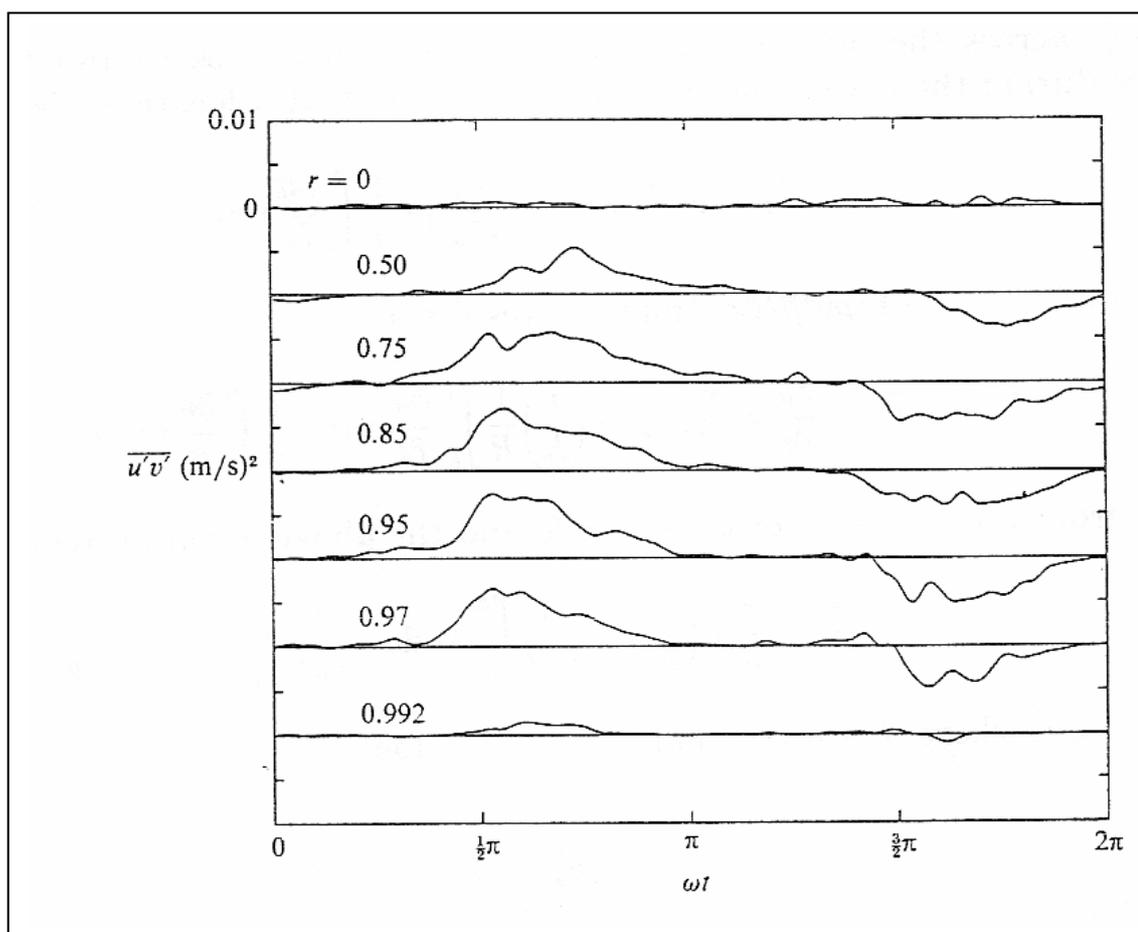


Figura 1.6 – Variazione con la fase degli sforzi tangenziali turbolenti.

Anche in questo caso, si vede come nella parte iniziale della fase di accelerazione gli sforzi suddetti siano di modesta entità in tutta la sezione della tubazione, mentre verso la fine della fase di accelerazione c'è un rapido incremento nella zona in prossimità della parete.

Un'ultima considerazione riguarda la produzione di energia turbolenta $\overline{\rho u'v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}}$, integrata su tutta la sezione, rappresentata in figura 1.7, che risulta

particolarmente significativa durante l'ultima fase di accelerazione e l'inizio della fase di decelerazione del ciclo.

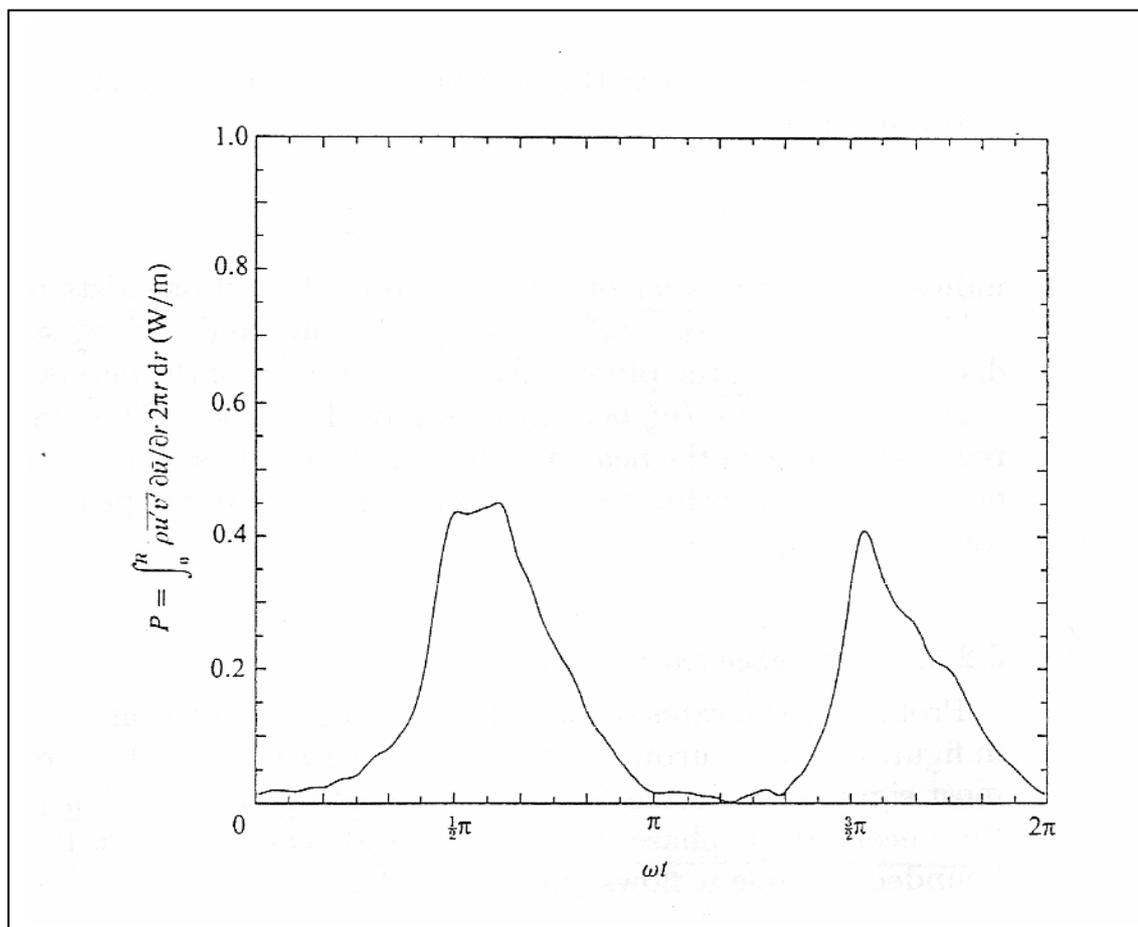


Figura 1.7 – Variazione con la fase della produzione di energia turbolenta nella sezione trasversale della tubazione. ($Re^\delta=1080$, $\Delta=10.6$).

Come già detto, lo studio di Akhavan *et al.* ha riguardato diversi valori di Re^δ e Δ , mostrando che, per valori Re^δ più elevati aumenta la porzione di ciclo di carattere turbolento. Akhavan *et al.* hanno anche individuato nei due raggruppamenti adimensionali $\frac{u_*}{R\omega}$ e $\frac{u_*^2}{\omega\nu}$ i parametri critici per la determinazione della struttura del moto e, quindi, per la classificazione dei moti oscillanti turbolenti.

Un ulteriore campo di indagine sperimentale riguarda la dinamica del fluido e della vorticità in presenza di una parete scabra (Keiller e Sleath, 1976; Sleath, 1987; Sleath 1988; Jensen *et al.*, 1989).

Nel caso di rugosità naturale, in prossimità del fondo, Sleath (Sleath, 1987) ha osservato una significativa variazione dell'intensità della turbolenza durante il ciclo di oscillazione, variazione che si attenua al crescere della distanza dalla parete. In particolare, lontano dalla parete, l'intensità della turbolenza risulta costante e qualitativamente simile a quella osservata nel caso di flusso stazionario. L'intensità della turbolenza e gli sforzi di Reynolds risultano tanto più intensi quanto maggiore è la dimensione della scabrezza, effetto che tende ad attenuarsi allontanandosi dalla parete. L'interpretazione di queste osservazioni sperimentali ha suggerito la presenza di getti di fluido associati alla formazione di strutture vorticose in prossimità degli elementi che compongono la scabrezza (Sleath, 1987).

Esperimenti effettuati in corrispondenza di pareti con scabrezza regolare oscillanti in un fluido in quiete (Keiller e Sleath, 1976) mostrano la presenza di due massimi di velocità per ogni semiperiodo di oscillazione. Il primo massimo è in fase con il massimo di velocità alla parete mentre il secondo è osservato in prossimità dell'inversione del moto. Il massimo secondario, legato alla presenza di rugosità di grosse dimensioni, è caratterizzato da un'ampiezza che tende ad annullarsi in prossimità delle creste della scabrezza mentre cresce allontanandosi dal fondo, fino a raggiungere un valore massimo per un'altezza pari ad un ottavo della dimensione caratteristica della scabrezza (Keiller e Sleath, 1976). La generazione del massimo secondario è stata giustificata con la presenza, nella fase di inversione del moto, di una forte velocità verticale associata alla produzione di vorticità in corrispondenza degli elementi che compongono la scabrezza.

Quest'ultima ipotesi è stata recentemente avvalorata dalle misure effettuate, per elementi di scabrezza cubici, da Krstic e Fernando (Krstic e Fernando, 2001) le cui visualizzazioni hanno mostrato la formazione, sugli elementi della scabrezza e nella fase di inversione del moto, di un dipolo di vorticità che si allontana dal fondo.

1.2.2 Studi di tipo teorico ed indagini numeriche

I risultati sperimentali ottenuti nelle indagini proposte dai diversi autori per la comprensione dei regimi di moto che si instaurano in un fluido oscillante, nonché dei meccanismi che regolano la transizione dal moto laminare disturbato al moto turbolento intermittente, hanno trovato solo di recente una appropriata interpretazione teorica.

In generale, i diversi autori sono concordi nel ritenere la transizione del moto conseguenza di locali instabilità dello strato limite di Stokes in prossimità della parete.

Di conseguenza, la maggior parte degli studi teorici al momento disponibili sono concentrati sull'analisi dell'evoluzione nel tempo delle perturbazioni del moto alla scala dello strato limite $\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$, quindi sullo studio delle instabilità infinitesimali per le quali le equazioni del moto possono essere linearizzate.

Tuttavia, anche in questo caso, i risultati non sono scevri da contraddizioni. La difficoltà nasce essenzialmente dalla dipendenza dal tempo del profilo di velocità di base, che rende non separabile la dipendenza dal tempo dei disturbi.

In definitiva, sono state suggerite due tipologie di teorie lineari: quelle che si basano sull'ipotesi di quasi-stazionarietà e quelle che tengono in conto la dipendenza dal tempo del moto di base ma che possono prevedere il comportamento delle instabilità solo nella condizione periodica stazionaria.

Nelle teorie quasi stazionarie (Collins, 1963; Obremski e Morkovin, 1969; Cowley, 1987; Monkewitz e Bunster, 1987), è trascurata la variazione nel tempo del profilo di velocità base ed è invece esaminata la stabilità di una serie di profili "congelati", ciascuno per una differente fase del ciclo, con una dipendenza parametrica dal tempo. Tale approccio è giustificato dal fatto che la scala temporale convettiva per l'innescamento o il decadimento delle instabilità nello strato limite di Stokes è molto più breve della variazione temporale del moto di base.

In altre parole, tale approccio è basato sull'ipotesi che l'instabilità dello strato di Stokes nasca dal punto di inflessione dei profili di velocità istantanea. Poiché tale instabilità cresce o decade con la scala temporale convettiva ($t_c \sim \delta u_0$), mentre, nello stato di Stokes, la variazione temporale del moto di base è, per definizione, di tipo

viscoso ($T \sim 1/\Omega = \delta^2/\nu$) si è portati a giustificare l'ipotesi di trascurare, nell'analisi di stabilità, la variazione nel tempo del moto di base.

Inoltre, poiché in un ciclo esistono diversi profili di velocità base, l'analisi di stabilità di tipo quasi stazionario porta ad individuare alcune parti del ciclo in cui il moto risulta essere meno stabile che in altre parti, il che può sembrare incoraggiante in virtù anche dell'osservazione sperimentale di moti turbolenti intermittenti; ciò nonostante, un'analisi di stabilità di questo tipo porta a prevedere il profilo di velocità più gravoso all'inizio della fase di accelerazione del ciclo, con un numero critico $Re^\delta \sim 86$ (Von Kerczek e Davis, 1974), in contraddizione con l'osservazione sperimentale che mostra il comparire violento della turbolenza, e quindi dell'instabilità, all'inizio della fase di decelerazione. E per valori $Re^\delta > 500$.

Le soluzioni che tengono conto della dipendenza dal tempo (Von Kerczek e Davis, 1974; Tromans, 1976; Hall, 1978; Blondeaux e Seminara, 1979; Cowley, 1987), permettono, come già accennato, una descrizione del comportamento delle instabilità nella condizione stazionaria periodica, il che significa, sostanzialmente, fornire la descrizione di un disturbo mediata su un ciclo, pur considerando la natura periodica del moto base.

In particolare, Von Kerczek e Davis (Von Kerczek e Davis, 1974) hanno concentrato i propri studi sulla stabilità di uno stato di Stokes "finito", realizzato mediante un piano oscillante con un secondo piano stazionario posto alla distanza $\Delta\delta$ dal primo, trovando che il moto risulta stabile per tutti i numeri di Reynolds investigati e per tutti i numeri d'onda di dispersione α considerati ($0 < Re^\delta < 800$, $\Delta = 8$, $0.3 < \alpha < 1.3$). Inoltre, essi non hanno trovato prove, all'interno di ciascun ciclo, dello sviluppo in transitorio di disturbi, così che i disturbi stessi possono crescere fino ad ampiezze finite all'interno di un ciclo.

Hall (Hall, 1978) ha presentato una differente versione della stessa teoria, eliminando la parete superiore, trovando, però, ugualmente che il moto risulta stabile per tutti i numeri di Reynolds considerati.

Altre analisi sono state basate su un criterio di instabilità transitoria (Von Kerczek e Davis, 1974; Tromans, 1976; Blondeaux e Seminara, 1979; Monkewitz, 1983; Cowley, 1987), ma si sono mostrate ugualmente inadeguate nella spiegazione dei risultati sperimentali.

Infatti, questo tipo di approccio ha portato alla conclusione che, nella condizione periodica stazionaria, lo strato limite oscillante di Stokes risulta essere sempre stabile per qualsiasi disturbo infinitesimale. In più, come già accennato, non sono state trovate prove della possibilità per un disturbo di crescere all'interno di un ciclo né della possibilità per una perturbazione infinitesimale di raggiungere ampiezze finite.

Blondeaux e Seminara (1979) e Cowley (1987) hanno effettuato analisi di stabilità lineari adottando un criterio di instabilità momentanea. I risultati mostrano che esistono fasi del ciclo in cui le perturbazioni sono instabili e, quindi, caratterizzate da una crescita esponenziale, ma presentano un decadimento netto se osservate per un intero ciclo.

Solo di recente si è dimostrato che la transizione dal regime laminare a quello turbolento è dovuta sia ad un meccanismo di ricettività (Blondeaux e Vittori, 1994) che ad effetti tridimensionali non lineari (Wu, 1992).

Blondeaux e Vittori (Blondeaux e Vittori, 1994) hanno dimostrato, mediante una analisi bidimensionale, come un moto non periodico, che abbia però caratteristiche in comune con il moto che presenta una turbolenza esplosiva analizzato sperimentalmente, possa essere generato dall'interazione tra la modalità momentaneamente instabile ((Blondeaux e Seminara, 1979) e la modalità forzata indotta da imperfezioni infinitesimali della parete.

In particolare Blondeaux e Vittori (Blondeaux e Vittori, 1994) hanno trovato che il moto si allontana dal regime laminare per l'insorgere di perturbazioni che si verificano solo in particolari fasi del ciclo a causa di un meccanismo di risonanza presente solo quando il numero di Reynolds supera un valore critico pari a circa 100. Questo meccanismo di risonanza conduce a un trasferimento di energia, dal flusso base alle perturbazioni, indotto dalle ondulazioni della parete (meccanismo di ricettività). L'analisi di Blondeaux e Vittori, essendo bidimensionale, fornisce, quindi, una plausibile spiegazione del meccanismo che conduce alla comparsa delle prime perturbazioni del campo di moto osservate nelle diverse indagini sperimentali per $Re^\delta < 100$. Tuttavia, la stessa analisi non descrive lo sviluppo della turbolenza né può spiegare le differenze tra il regime laminare disturbato e quello turbolento intermittente osservato per $Re^\delta > 500$.

Un altro meccanismo di generazione di un moto caratterizzato da turbolenza improvvisa in uno strato piano di Stokes è stato descritto da Wu (Wu, 1992), il quale ha considerato l'evoluzione non lineare di una perturbazione inviscida elevata frequenza composta da un'onda bidimensionale e una coppia di onde oblique. In questo modo egli ha dimostrato che le ampiezze delle tre onde possono sviluppare una singolarità finita nel tempo, essendo la crescita esplosiva indotta dall'interazione non lineare all'interno degli strati critici.

Più tardi, Wu *et al.* (Wu, Lee e Cowley, 1993) hanno preso in considerazione anche gli effetti della viscosità che, per elevati numeri di Reynolds, risultano essere importanti prima negli strati critici lontani dalla parete e poi nello strato adiacente alla stessa.

Dal punto di vista numerico, attraverso la simulazione diretta delle equazioni di Navier-Stokes, Spalart e Baldwin (Spalart e Baldwin, 1987) e Akhavan *et al.* (Akhavan, Kamm e Shapiro, 1991) hanno trovato, in accordo con la teoria di stabilità lineare, che disturbi inizialmente di piccola ampiezza sperimentano sempre un decadimento. D'altra parte, gli stessi autori (Spalart e Baldwin, 1987) hanno trovato che perturbazioni bidimensionali di ampiezza elevata, interagendo con perturbazioni tridimensionali, possono innescare la transizione alla turbolenza. Tale risultato è in sostanziale accordo con l'analisi di Wu (Wu, 1992).

Tuttavia, né Spalart e Baldwin (Spalart e Baldwin, 1987) né Akhavan *et al.* (Akhavan, Kamm e Shapiro, 1991) hanno spiegato come un'onda bidimensionale di elevata ampiezza possa essere generata all'interno dello strato limite.

Successivamente, un'analisi numerica fornita da Verzicco e Vittori (Verzicco e Vittori, 1996) ha mostrato che le imperfezioni della parete sono di fondamentale importanza nell'innescare la transizione alla turbolenza nello strato limite di Stokes e che il regime di moto risente notevolmente dell'ampiezza dei disturbi esterni, il che giustifica le differenze tra i valori del numero di Reynolds critico trovati nei diversi lavori sperimentali.

Partendo da questi risultati, gli stessi autori (Vittori e Verzicco, 1998) in un successivo lavoro hanno analizzato il meccanismo di transizione dal regime laminare al regime laminare disturbato e da questo al regime turbolento intermittente, studiando, attraverso una simulazione numerica tridimensionale delle equazioni di Navier-Stokes e

dell'equazione di continuità, il campo di moto indotto da un gradiente di pressione oscillante in prossimità di una parete piana caratterizzata da piccole imperfezioni. Lo scopo è di tenere in considerazione gli effetti tridimensionali che, come mostrato sia da Akhavan *et al.* (Akhavan, Kamm e Shapiro, 1991) che da Wu (Wu, 1992), giocano un ruolo fondamentale nell'instabilità secondaria. Inoltre, sono inclusi gli effetti non lineari nell'evoluzione delle perturbazioni del moto, trascurati, invece, da Akhavan *et al.* (Akhavan, Kamm e Shapiro, 1991), mostrando la loro influenza sulle caratteristiche del campo di moto anche per valori del numero di Reynolds prossimi alle condizioni critiche.

Occorre sottolineare che, nel lavoro di Vittori e Verzicco (Vittori e Verzicco, 1998), dal punto di vista matematico, le imperfezioni della parete non possono essere considerate di ampiezza infinitesimale, dato che l'analisi svolta si basa su una simulazione numerica. Tuttavia, la loro dimensione caratteristica ϵ rispetto allo spessore δ dello strato di Stokes ($\epsilon/\delta = 10^{-3} \div 10^{-5}$) per cui i risultati mostrano che la transizione alla turbolenza può essere innescata senza ricorrere all'introduzione nel campo di moto di una perturbazione iniziale che sia di ampiezza significativa rispetto allo strato di Stokes.

Tra gli studi numerici più recenti, si segnala l'analisi di Costamagna *et al.* (Costamagna, Vittori e Blondeaux, 2003) delle strutture vorticosi che compaiono durante la transizione del regime laminare al regime turbolento e di quelle che caratterizzano la turbolenza alla parete a bassi numeri di Reynolds. Tale analisi è stata svolta mediante simulazione numerica di uno strato limite generato vicino ad una parete da un gradiente uniforme di pressione oscillante. La parete considerata è liscia ma con delle piccole imperfezioni che, come già provato da studi precedenti (Vittori e Verzicco, 1998), risultano fondamentali nell'innescare della transizione alla turbolenza.

L'interesse per le strutture vorticosi che si generano in prossimità della parete deriva dal fatto che da queste dipende il trasferimento di energia e quantità di moto.

In particolare, nel regime laminare disturbato, le strutture vorticosi simulate sono risultate dipendenti dalle caratteristiche delle imperfezioni della parete per cui non è stato possibile trarre delle considerazioni di carattere generale; mentre, nel caso di regime turbolento intermittente, esse sono risultate indipendenti dalle caratteristiche delle imperfezioni della parete. Inoltre, la dinamica delle strutture vorticosi nello strato

limite oscillante di Stokes ha mostrato analogie con quella osservata nel caso di starto limite stazionario. In particolare, alla fine della fase di accelerazione sono state osservate strutture note nella letteratura anglosassone con il nome di “low-speed streaks”, cioè zone, in prossimità della parete, allungate nella direzione del moto in cui la velocità è rallentata. Inoltre, è stato osservato che i “low-speed streaks” tendono a formare piccoli vortici di segno alternato allineati con la direzione del flusso e che tendono a dissiparsi per effetto della viscosità.

Il meccanismo di instabilità legato ai “low-speed streaks” è stato, infine, individuato da Costamagna *et al.* (Costamagna, Vittori e Blondeaux, 2003) come il meccanismo dominante nella generazione e nel mantenimento della turbolenza nello strato limite oscillante.

1.3 *Interazione onde-corrente*

1.3.1 *Studi di tipo sperimentale*

Le indagini sperimentali riguardanti il moto pulsante, sono state svolte mediante installazioni essenzialmente di tre tipi: tubazioni (Gilbrech e Combs, 1963; Sarpkaya, 1966, Tromans, 1978; Ramapriam e Tu, 1980; Tu e Ramapriam, 1983; Ramapriam e Tu, 1983; Shemer, Wygnanski e Kit, 1985; Stettler e Hussain, 1986; Mao e Hanratty, 1986; Finnicum e Hanratty, 1988; Longo, 1993; Mao e Hanratty, 1994), canali (Tardu e Binder, 1993; Tardu, Binder e Blackwelder, 1994; Tardu, Binder e Vezin, 1995; Tardu e Binder, 1997) o lastre piane (Brerenton, Reynolds e Jayaraman, 1990; Brerenton e Reynolds, 1991) e per diversi campi di variabilità dei parametri caratterizzanti il moto, ω^+ , a_{uc} e il numero di Reynolds Re del moto medio.

Comunque, tutti gli studi citati hanno essenzialmente due caratteristiche in comune:

- il moto combinato oscillazione-corrente si trova sempre nel regime di moto dominato dalla corrente;
- la componente oscillante del moto è in regime laminare o di transizione.

D'altra parte, è importante sottolineare come le diverse caratteristiche del moto combinato dominato dalle onde, come ad esempio l'incremento dello sforzo tangenziale medio e massimo (Lodahl, Sumer e Fredsøe, 1998) non possono essere indagate.

Per quanto riguarda le grandezze che caratterizzano il moto, la media d'insieme di ciascuna quantità può vedersi come somma di una parte mediata nel tempo e un'altra periodica; il moto è, inoltre, descritto mediante tre parametri:

- la velocità media di attrito u^* , relativa al moto medio, assunto non nullo e turbolento;
- la frequenza della forzante ω^+ ;
- il rapporto a_{uc} tra la componente oscillante e la componente media in asse della velocità.

In particolare, nel caso di moto dominato dalla corrente, risulta $auc < 1$, come evidenziato anche da diverse prove sperimentali (Tardu e Binder, 1993; Tardu, Binder e Blackwelder, 1994; Tardu, Binder e Vezin, 1995); il moto stesso è fortemente influenzato da ω^+ , così come prevalentemente avviene in ambiente marino.

Si riporta nel seguito una sintesi dei risultati dei diversi studi sperimentali citati.

In analogia a quanto accade nel moto oscillante, si introduce il concetto di lunghezza di Stokes turbolenta δ_t , che definisce quanto la vorticità generata dalle onde in prossimità della parete riesce a penetrare nel campo di moto (Ramapriam e Tu, 1983).

In particolare, analogamente al problema di Stokes in regime di moto laminare, ipotizzando che l'effetto della turbolenza possa essere descritto dal coefficiente di eddy viscosity ε , l'effetto dell'oscillazione sul moto è confinato ad uno strato di spessore $2\delta_t$, dove δ_t è definito come:

$$\delta_t = [2(\nu + \varepsilon)/\omega]^{1/2} \quad [I.6]$$

usando la somma della viscosità cinematica e della viscosità turbolenta.

Assumendo per la eddy viscosity l'espressione:

$$\varepsilon = ku^* \delta_t$$

dove k è la costante di von Karman, risulta:

$$\delta_t = \delta_s \left[\left(\frac{k\delta_s}{2} \right) + \sqrt{1 + \left(\frac{k\delta_s}{2} \right)^2} \right] \quad [I.7]$$

Ad elevate frequenze, per le quali ($k\delta_s \ll 1$), la lunghezza di penetrazione turbolenta risulta grossomodo pari allo spessore dello strato limite di Stokes:

$$\delta_t \cong \delta_s$$

mentre a frequenze più basse risulta:

$$\delta_i \cong k(\delta_s)^2$$

Una fluttuazione di assegnata frequenza si propaga dalla zona in cui è generata ad una velocità $c \cong \omega^+ \delta_i$; per valori elevati di δ_s , dalla [I.7] si ottiene $\delta_i \cong k(\delta_s)^2$ il che comporta che la velocità c risulta pari a $2k$, essendo $\omega^+ = 2/\delta_s^2$.

Si noti che la lunghezza d'onda $\lambda = 2\pi\delta_i$ è del tutto contenuta all'interno della lunghezza di penetrazione. Ad eccezione del caso di frequenze molto elevate, per le quali risulta $\delta_i \cong \delta_s$, il tempo richiesto da un impulso per percorrere metà della larghezza del canale h , o analogamente il raggio della tubazione, relativamente al periodo della forzante è dell'ordine di $h\omega^+/c = h/\delta_i$, per cui δ_i fornisce una misura di quanto lontano e di quanto velocemente si sposta l'impulso.

Quando il periodo dell'oscillazione è elevato, cioè ω^+ tende a zero, il regime di moto è quasi stazionario e risulta $\delta_i \gg h$, per cui la turbolenza ha il tempo di adattarsi all'equilibrio locale (Tardu, Binder e Vezin, 1995). In tal caso, la fase di tutte le quantità turbolente diventa indipendente da z , distanza dalla parete, e il moto non differisce dallo strato limite stazionario.

Quando la frequenza aumenta e δ_i diventa dello stesso ordine di grandezza di h (regime di moto a bassa frequenza) è possibile evidenziare particolari fenomeni all'interno del campo di moto.

Muovendosi nella parte più interna del campo di moto, produzione e dissipazione cominciano a sfasarsi tra loro e l'intero campo di moto comincia ad essere interessato da instabilità.

Se l'ampiezza delle oscillazioni è sufficientemente elevata, può verificarsi il cosiddetto fenomeno della rilaminarizzazione, con fasi di accelerazione e decelerazione non più simmetriche e produzione di energia cinetica turbolenta inibita durante la fase di accelerazione.

Un ulteriore aumento delle frequenze conduce al campo delle frequenze intermedie, per il quale risulta $2\delta_i < h$, così che esiste una regione in prossimità del centro del canale o della tubazione dove la turbolenza è congelata. All'interno della regione $z < 2\delta_i$, d'altra parte, le quantità turbolente sono sfasate.

Una caratteristica particolare di questo tipo di regime riguarda l'ampiezza dello sforzo alla parete oscillante come funzione delle frequenza della forzante.

Nel caso laminare, l'ampiezza dello sforzo oscillante è proporzionale a δ_s^{-1} il che significa che lo sforzo diminuisce al diminuire della frequenza. Quando le frequenze si avvicinano al regime quasi stazionario, il moto turbolento è in quasi-equilibrio e gli sforzi osservati diventano indipendenti dalla frequenza, con un valore maggiore rispetto agli sforzi viscosi. Aumentando ulteriormente la frequenza della forzante (Tardu e Binder, 1993) l'ampiezza della parte oscillante degli sforzi tangenziali diminuisce. Tale osservazione è in accordo con l'ipotesi che a frequenze molto elevate la soluzione oscillante tende verso la soluzione laminare di Stokes.

E' evidente, quindi, che la presenza di un moto medio abbia effetti importanti sulla parte oscillante, a cominciar dall'influenza sullo spessore dello strato di Stokes.

Tuttavia, gli effetti dell'oscillazione sul moto medio pone ancora problemi interpretativi. Ad esempio, Brenton *et al.* (Brenton, Reynolds e Jayaraman, 1990; Brenton e Reynolds, 1991) riportano una sostanziale non sensibilità della velocità media, che tende alla legge $U=5.5+(1/k)\log y$, e delle fluttuazioni del moto.

Al contrario, i dati forniti da Tardu *et al.* (Tardu e Binder, 1993; Tardu e Binder, 1994; Tardu, Binder e Blackwelder, 1994; Tardu, Binder e Vezin, 1995; Tardu e Binder, 1997) non risultano molto chiari a riguardo.

I diversi autori sono comunque concordi nell'osservare, da un lato, un incremento delle fluttuazioni turbolente al diminuire delle frequenze e, dall'altro, un sostanziale accordo con il regime stazionario quando le frequenze sono molto elevate.

Lodahl *et al.* (Lodahl, Sumer e Fredsøe, 1998) hanno trovato che, nel caso di moto combinato onde-corrente, il fenomeno di transizione del moto alla turbolenza è caratterizzato dai parametri Re , numero di Reynolds della sola corrente, Re^δ , numero di Reynolds del solo moto oscillante e R/δ , rapporto tra raggio della tubazione e spessore dello strato di Stokes, e che la transizione stessa avviene per valori di Re maggiori dello stesso parametro nel caso di solo moto di corrente.

Essi hanno, quindi, evidenziato come sia necessario, per ottenere una significativa modificazione delle caratteristiche del moto medio, che le oscillazioni del moto libero siano più ampie di quello medio, cioè che il moto sia dominato dall'oscillazione. In tal caso, la turbolenza si comporta come nel caso di moto

oscillante, con una riduzione dello sforzo medio alla parete se Re^δ assume valori tipici del moto laminare o di transizione o, per contro, un aumento dello sforzo stesso se Re^δ è sufficientemente grande. Gli autori hanno spiegato tale fenomeno con l'ipotesi che, quando Re^δ è piccolo e il moto è dominato dall'oscillazione, il flusso subisce un fenomeno di ri-laminarizzazione.

Questo risultato porta a concludere che una corrente turbolenta può essere laminarizzata, introducendo un flusso oscillante, purché, come già accennato, il moto combinato onde-corrente sia dominato dalle onde e la componente oscillante del moto sia in regime laminare.

Inoltre, come già accennato, gli sforzi tangenziali mediati nel periodo possono sia aumentare che rimanere costanti o addirittura diminuire rispetto ai corrispondenti valori del moto stazionario a seconda del tipo di moto:

- se il moto combinato è nel campo del regime dominato dalla corrente mentre la componente oscillante è in regime laminare, gli sforzi suddetti mantengono il valore del solo moto di corrente (interazione lineare);
- se il moto combinato è nel campo del regime dominato dalle onde mentre la componente oscillante è in regime laminare, gli sforzi diminuiscono (interazione non lineare);
- se, infine, il moto combinato è nel campo del regime dominato dalle onde e la componente oscillante è in regime turbolento, gli sforzi aumentano (interazione non lineare).

In più, la componente dello sforzo tangenziale alla parete oscillante intorno al valore mediato, può rimanere costante o aumentare rispetto al valore corrispondente al solo moto oscillante a seconda del livello di turbolenza del moto combinato. Affinché ci un incremento è però necessario che l'originario strato limite oscillante diventi uno strato limite turbolento completamente sviluppato quando sia presente anche la corrente.

Infine, i profili di velocità mediate nel periodo lungo l'intera sezione della tubazione in prossimità della parete mostrano un andamento logaritmico; per quanto riguarda, invece, i profili turbolenti mediati nel periodo lungo la sezione pongono in evidenza alcune caratteristiche peculiari:

- quando il moto è nel regime dominato delle onde, i profili di velocità sono gli stessi che si trovano nel caso di solo moto oscillante;

- quando il moto è nel regime dominato della corrente, i profili di velocità sono gli stessi che si trovano nel caso di sola corrente;
- nei rimanenti casi i profili di velocità differiscono dai profili corrispondenti ai casi fondamentali.

1.3.2 Studi di tipo teorico ed indagini numeriche

I modelli della turbolenza per il caso di moto pulsante (Hanjalic et al., 1993; Longo, 1993; Hanjalic, Hadzic e Jakirlic, 1999; Gündoğdu e Carpinlioğlu, 1999) sono, nella maggior parte dei casi, estensioni dei modelli di chiusura alla eddy viscosity, con differenti modi di stimare il coefficiente ε del modello, ma sempre nell'ipotesi implicita che la turbolenza sia in quasi equilibrio.

Dal confronto con i dati sperimentali disponibili, si evidenzia che questo tipo di modello dà buoni risultati solo nel caso in cui la frequenza della forzante è molto piccola.

Un modello di tipo diverso è quello proposto da Mankbadi e Liu (Mankbadi e Liu, 1992), basato sulla teoria della rapida distorsione, per cui è un modello non stazionario. Tale modello descrive bene il moto quando la frequenza della forzante si avvicina al limite quasi stazionario, mentre risulta non affidabile per frequenze molto più elevate.

Mao e Hanratty (Mao e Hanratty, 1986) hanno proposto un modello che riproduce qualitativamente il fenomeno le caratteristiche del moto combinato onde-corrente, basandosi sull'ipotesi che il principale effetto del gradiente di pressione oscillante sia quello di produrre una variazione nello spessore dello strato viscoso. Il coefficiente ε di eddy viscosity è stato stimato usando la formula di Reichardt (Reichardt, 1954), per la regione interna, e la teoria della lunghezza di mescolamento, proporzionale allo spessore dello strato limite, secondo l'approccio proposto da Dierst (Dierst, 1956), per la regione in prossimità della parete.

Gli stessi autori hanno comunque ammesso che tale modello ha una giustificazione fisica molto blanda.

In uno studio recente, Scotti e Pomelli (Scotti e Pomelli, 2001) hanno testato, mediante il confronto tra le simulazioni numeriche e i dati sperimentali reperibili in letteratura, diversi modelli di turbolenza per le equazioni di Navier-Stokes mediate alla Reynolds in condizioni non stazionarie, trovando che quasi tutti i modelli considerati forniscono una buona interpretazione dell'andamento degli sforzi, dell'energia cinetica e delle dissipazioni ma ne sovrastimano i valori.

Capitolo secondo

Analisi idrodinamica teorica del fenomeno

2.1 Le equazioni del moto

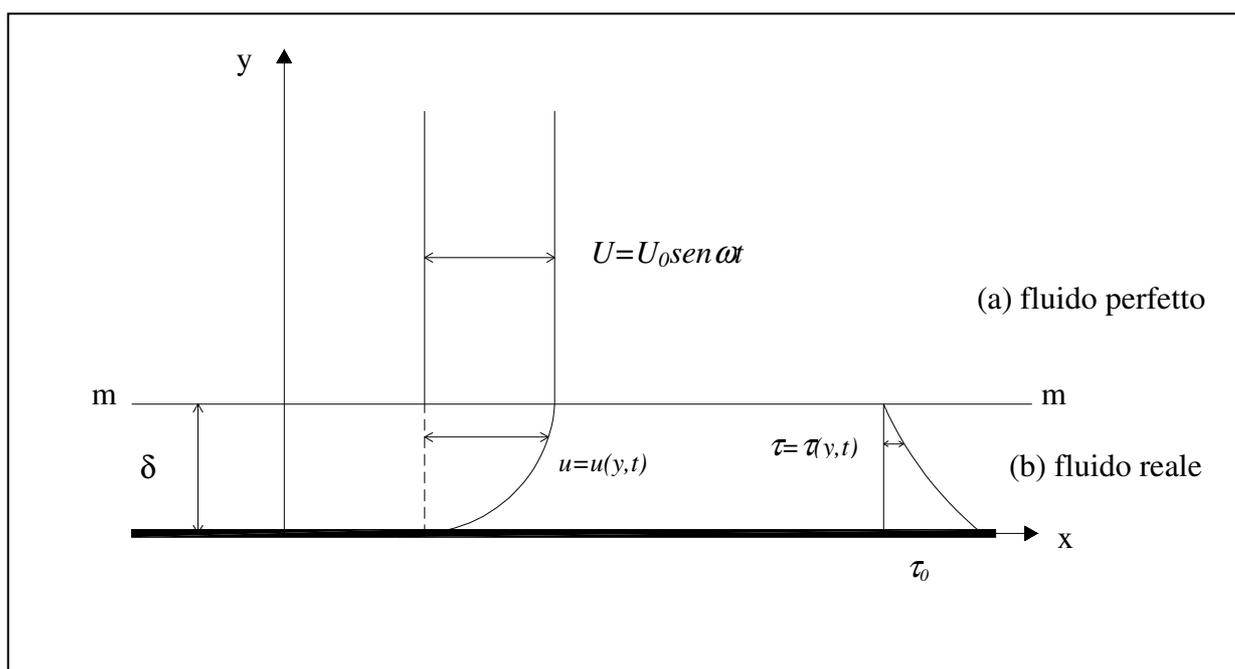


Figura 2.1 – Schema idrodinamico di riferimento

Con riferimento allo schema idrodinamico di riferimento riportato in figura 2.1, si facciano le seguenti ipotesi:

5. campo di moto piano (moto su una lastra indefinita);
6. fluido incomprimibile;

7. fondo fisso;
8. nella zona (a) di figura 2.1 il comportamento è quello di un fluido perfetto caratterizzato da un moto a pistone con velocità:

$$U = U_0 \sin \omega t.$$

A seguito della quarta ipotesi, si ha che sul piano $m - m$ di separazione del fluido perfetto da quello reale (strato limite di spessore $y = \delta$) valgono le seguenti condizioni al contorno:

$$\begin{aligned} u(\delta, t) &= U_0 \sin \omega t \\ \tau(\delta, t) &= 0 \end{aligned} \quad [\text{II.1}]$$

All'interno dello strato limite si assume, poi, la usuale condizione di aderenza del fluido alla parete, per cui è:

$$\begin{aligned} u(0, t) &= 0 \\ \tau(\delta, t) &= \tau_0 \end{aligned} \quad [\text{II.2}]$$

Ciò premesso, il campo di moto all'interno dello strato limite è descritto dalle ben note equazioni di Navier – Stokes e dall'equazione di continuità:

$$\begin{aligned} \rho \frac{du}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \\ \rho \frac{dv}{dt} &= -\rho g - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 v \end{aligned} \quad [\text{II.3}]$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad [\text{II.4}]$$

essendo:

- u, v le componenti istantanee della velocità, rispettivamente nelle direzioni x e y
- p la pressione (di fluido perfetto)
- ρ la densità del fluido

μ la viscosità del fluido
 g l'accelerazione di gravità

ed indicando, come di consueto, con i simboli $\frac{df}{dx}$ e $\nabla^2 f$ le quantità:

$$\frac{df}{dx} = \frac{\partial f}{\partial t} + u \frac{\partial f}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} \quad [\text{II.5}]$$

e

$$\nabla^2 f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \text{ (operatore di Laplace)} \quad [\text{II.6}]$$

Le [II.3] e [II.4] possono essere scritte in forma adimensionale utilizzando come lunghezza di riferimento l'ampiezza δ dello strato limite di Stokes (*Stokes layer*) e come velocità di riferimento il valore U_0 dell'ampiezza della velocità armonica esterna allo strato limite.

Posto pertanto:

$$x^* = \frac{x}{\delta}$$

$$y^* = \frac{y}{\delta}$$

$$u^* = \frac{u}{U_0}$$

$$v^* = \frac{v}{U_0}$$

$$t^* = \frac{t\delta}{U_0}$$

$$p^* = \frac{p}{\rho U_0^2}$$

le [II.3] e [II.4] diventano:

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} + \frac{\partial p^*}{\partial x^*} - \frac{1}{Re^\delta} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) = 0 \quad [\text{II.3.1}]$$

$$\frac{\partial v^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} + \frac{1}{Fr^2} \frac{\partial p^*}{\partial y^*} - \frac{1}{Re^\delta} \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right) = 0$$

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \quad [\text{II.4.1}]$$

essendo:

$$Re^\delta = \frac{U_0 \delta}{\nu} \quad \text{numero di Reynolds}$$

$$Fr = \frac{U_0}{\sqrt{g \delta}} \quad \text{numero di Froude}$$

Si osservi come nella II.3.1 per $Fr \rightarrow \infty$ si può trascurare l'effetto della forza peso; inoltre, per $Re^\delta \rightarrow \infty$ sono trascurabili i termini $\nabla^2 u^*$ e $\nabla^2 v^*$ (forze resistenti viscosi), mentre per $Re^\delta \rightarrow 0$ cresce l'influenza relativa delle forze di resistenza viscosa rispetto alle forze d'inerzia.

Con riferimento alla [II.3.1], si possono ancora riportare le seguenti osservazioni:

- la velocità u è dell'ordine di grandezza della U_0 e, pertanto, u^* è dell'ordine dell'unità;
- le ascisse x considerate sono dell'ordine di grandezza della lunghezza caratteristica della parete, L , e, quindi, anche x^* è dell'ordine dell'unità;
- la lunghezza L è molto più grande dello spessore δ ($L \gg \delta$);
- le ordinate y entro lo strato limite sono dello stesso ordine di grandezza di δ e, quindi, y^* è dell'ordine di δ/L .

Dall'equazione di continuità [II.4.1], si ricava che anche v^* deve essere dell'ordine di δ/L . Da quanto detto si ricava che:

$$\frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \text{ è dell'ordine di } \frac{L^2}{\delta^2};$$

$$\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} \text{ è dell'ordine dell'unità.}$$

pertanto, nella somma dei su indicati termini, il secondo è trascurabile rispetto al primo.

In definitiva, se si trascurano i valori di δ/L rispetto all'unità e si trascura l'effetto della gravità ($Fr \rightarrow \infty$), le [II.3.1] e [II.4.1] diventano:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \quad \text{[II.3.2]}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad \text{[II.4.2]}$$

Le equazioni [II.3.2] e [II.4.2] costituiscono le note equazioni di Prandtl per lo strato limite.

2.2 Strato limite viscoso

2.2.1 Profilo della velocità

Si ipotizzi che i termini convettivi del moto siano trascurabili (strato limite uniforme) e che il gradiente in direzione orizzontale delle pressioni p nello strato limite sia lo stesso delle pressioni P nello strato esterno (fluido perfetto), così che:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial P}{\partial x}$$

e la [II.3.2] diventa:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad [\text{II.7}]$$

Nello strato esterno, dove il fluido è perfetto, la [II.7] dà luogo a:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad [\text{II.8}]$$

e, pertanto, la [II.7] diventa:

$$\frac{\partial}{\partial t}(u - U) = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad [\text{II.9}]$$

La soluzione della [II.9] è fornita dalla relazione:

$$u(y,t) = \text{Re} \left\{ U_0 \left[1 - \exp \left(- (1+i) \frac{y}{\sqrt{2\nu/\omega}} \right) \right] e^{i\omega t} \right\} \quad [\text{II.10}]$$

che risulta essere:

$$u(y,t) = U_0 \exp\left(-y\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}\right) \text{sen}\left(\omega t - y\sqrt{\frac{\omega}{2\nu}}\right) \quad [\text{II.10.1}]$$

Nella figura che segue viene riportato l'andamento dei profili di velocità calcolati tramite la [II.10.1] al variare di ωt e adimensionalizzati rispetto allo spessore δ_L dello strato limite, oltre il quale non si risente dell'effetto del fondo.

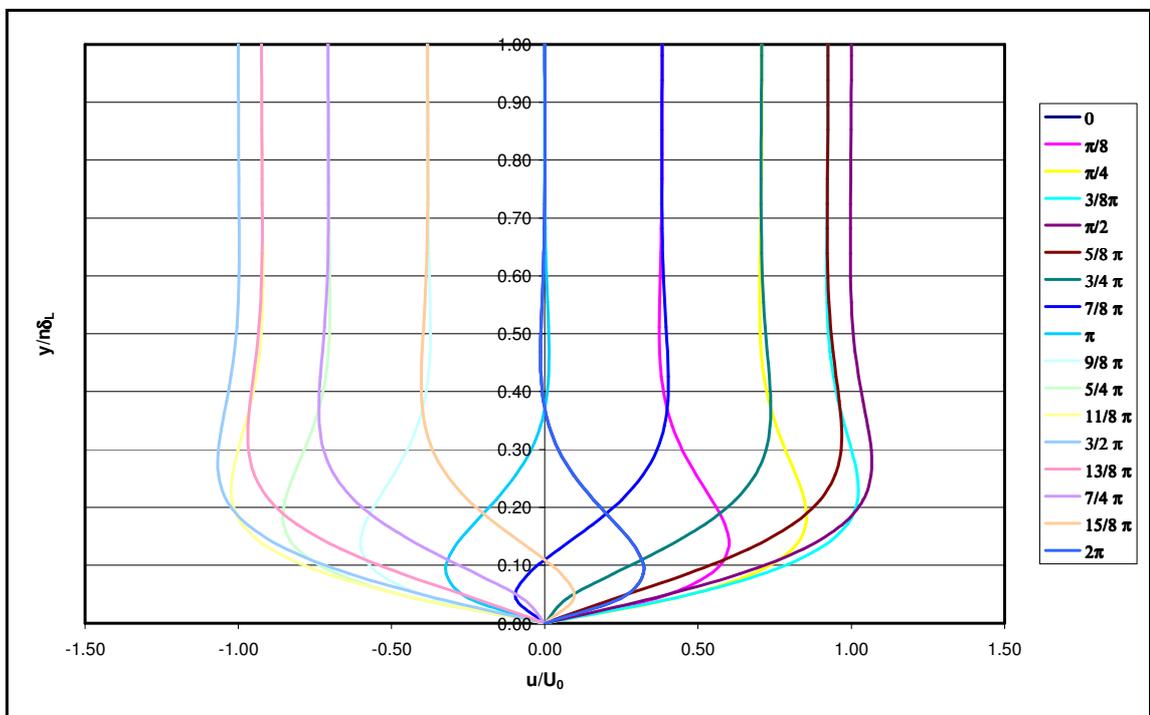


Figura 2.2 – Profili teorici di velocità in regime laminare

Relativamente al valore di δ_L è consuetudine assumere:

$$\delta_L = 4\sqrt{\frac{\nu}{\omega}} \quad [\text{II.10.2}]$$

2.2.2 Sforzi tangenziali al fondo

Gli sforzi tangenziali τ sono dati dalla relazione:

$$\tau = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)$$

Utilizzando la [II.10] si ottiene, pertanto, l'equazione:

$$\tau(y,t) = \text{Re al} \left\{ \rho \nu U_0 (1+i) \sqrt{\omega/2\nu} \exp \left[-(1+i) \frac{y}{\sqrt{2\nu/\omega}} \right] e^{i\omega t} \right\} \quad [\text{II.11}]$$

La [II.11] evidenzia che la $\tau(y,t)$ decresce esponenzialmente nello strato limite dal fondo verso l'alto. Il valore $\tau(0,t)$ della τ fondo si ricava, quindi, dalla:

$$\tau(0,t) = \text{Re al} \left\{ \rho \sqrt{\omega \nu} U_0 e^{i \left(\omega t + \frac{\pi}{4} \right)} \right\} \quad [\text{II.12}]$$

che fornisce la relazione:

$$\tau(0,t) = \rho \sqrt{\omega \nu} U_0 \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{4} \right) \quad [\text{II.12.1}]$$

Si evidenzia, pertanto, che in un flusso laminare l'andamento degli sforzi tangenziali al fondo $\tau(0,t)$ è sfasato rispetto all'andamento della velocità $u(y,t)$ di $\pi/4$.

Infine, per il valore massimo della τ al fondo risulta:

$$\tau_{o_{max}} = \rho U_0 \sqrt{\omega \nu} \quad [\text{II.13}]$$

2.3 *Strato limite turbolento*

2.3.1 *Profilo di velocità*

Per la determinazione del profilo di velocità viene utilizzata la nota “tecnica della media temporale di Reynolds” con la quale si scrivono i valori istantanei di ogni grandezza nella forma:

$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + u' \\ v &= \bar{v} + v' \end{aligned} \quad [\text{II.14}]$$

in cui il simbolo sovrasegnato indica il valore medio temporale della generica grandezza mentre il simbolo con apice rappresenta lo scostamento istantaneo rispetto alla media (componente di agitazione).

La tecnica della media temporale di Reynolds si adatta bene al caso di una corrente stazionaria in regime turbolento.

Allorché il moto è vario, come nel caso in esame, occorre effettuare alcune considerazioni nell'applicazione delle [II.14].

In linea del tutto generale, si suppone che nel fenomeno in esame il campo di moto sia ancora piano e possa considerarsi combinazione di una corrente stazionaria ed una oscillazione armonica monocromatica.

Lo schema classico di Reynolds delle [II.14] può scriversi in questo caso come:

$$u = \bar{u} + \tilde{u} + u' \quad [\text{II.14.1}]$$

in cui:

$$\bar{u}(y) = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} u(t) dt \quad [\text{II.15}]$$

rappresenta la media temporale della componente di velocità u dovuta all'oscillazione turbolenta, mentre:

$$\tilde{u}(t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{i=N} u(t+iT) - \bar{u}(y) \quad [\text{II.16}]$$

rappresenta il contributo dovuto al moto di oscillazione esterno (moto a pistone nel fluido perfetto di periodo T) ed è pertanto un valore medio di fase.

Da quanto posto, si possono ricavare le seguenti relazioni:

$$\bar{\tilde{u}} = \bar{u}' = \tilde{u}' = 0 \quad [\text{II.17}]$$

$$\overline{\tilde{u}\tilde{v}} = \overline{\tilde{u}\tilde{v}} = \overline{\tilde{u}v'} = \overline{\tilde{u}v'} = \overline{\tilde{u}v'} = 0 \quad [\text{II.18}]$$

$$\overline{\tilde{u}\tilde{v}} = \overline{\tilde{u}\tilde{v}} - \overline{\tilde{u}\tilde{v}} \quad [\text{II.19}]$$

E' facile verificare che le equazioni [II.3.2] e [II.4.2] possono scriversi nella forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{u} + \tilde{u} + u') + (\bar{u} + \tilde{u} + u') \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} + \tilde{u} + u') + (\bar{v} + \tilde{v} + v') \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u} + \tilde{u} + u') + \\ + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (\bar{p} + \tilde{p} + p') - \nu \frac{\partial^2}{\partial y^2} (\bar{u} + \tilde{u} + u') = 0 \end{aligned} \quad [\text{II.20.1}]$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\bar{u} + \tilde{u} + u') + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v} + \tilde{v} + v') = 0 \quad [\text{II.20.2}]$$

Tenendo conto delle [II.17], [II.18] e [II.19], i termini stazionari dell'equazione del moto mediate nel tempo danno luogo alla relazione:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \overline{\tilde{u} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x}} + \overline{\tilde{v} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y}} + \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial x}} + \overline{u' \frac{\partial u'}{\partial y}} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} = 0 \quad [\text{II.21}]$$

Mediando nel tempo anche l'equazione di continuità [II.20.2], risulta:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0 \quad [\text{II.22}]$$

e, quindi, è anche nullo il termine:

$$\bar{u} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}^2 + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}\bar{v}) = 0 \quad [\text{II.23}]$$

Aggiungendo la [II.23] al primo termine della [II.21], quest'ultima può scriversi come:

$$\frac{\partial}{\partial x} \bar{u}^2 + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}\bar{v}) + \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}'^2 + \frac{\partial \bar{u}'\bar{v}'}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \bar{u}'v' + \frac{\partial}{\partial y} \bar{u}'v' + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} \right) = 0 \quad [\text{II.24}]$$

A questo punto, ripetendo lo stesso ragionamento fatto precedentemente, la [II.20.1] viene mediata rispetto alla componente oscillante del campo di moto. Tenendo conto delle [II.17], [II.18] e [II.19] e della [II.23], si perviene alla seguente relazione:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + 2 \frac{\partial}{\partial x} (\bar{u}\tilde{u}) + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{u}\tilde{v} + \bar{u}'\tilde{v}') + \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{u})^2 + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{u}'\tilde{v}' + \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{u}')^2 + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{u}'v' + \\ + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} - \nu \left(\frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial y^2} \right) = 0 \end{aligned} \quad [\text{II.25}]$$

Nel caso di moto oscillante uniforme e con flusso netto nullo ($\bar{u} = 0$), risulta:

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

e, pertanto, la [II.25] diventa:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{u})^2 + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{u}'\tilde{v}' + \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{u}')^2 + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{u}'v' + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} - \nu \left(\frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial y^2} \right) = 0 \quad [\text{II.25.1}]$$

Se si aggiunge l'ulteriore ipotesi di "moto a pistone" ($\bar{v} = \tilde{v} = 0$), si ha:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{u})^2 + \frac{\partial}{\partial x} (\tilde{u}')^2 + \frac{\partial}{\partial y} \tilde{u}'v' + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} - \nu \left(\frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial y^2} \right) = 0 \quad [\text{II.25.2}]$$

2.3.2 Sforzi tangenziali al fondo

Si prenda dapprima in esame il caso di moto mediato nel tempo. L'equazione [II.24], che rappresenta l'equazione di equilibrio dinamico nella direzione x , può scriversi anche nella forma:

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\tau}_{xy}}{\partial y} = 0 \quad [\text{II.26}]$$

nella quale le tensioni mediate nel tempo $\bar{\sigma}_x$ e $\bar{\tau}_{xy}$ sono date dalle relazioni:

$$\bar{\sigma}_x = -\left(\bar{p} + \rho \bar{u}^2 + \rho \bar{u}'^2 + \rho \bar{u}'^2\right) \quad [\text{II.27}]$$

$$\bar{\tau}_{xy} = \rho v \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \bar{u} \bar{v} - \rho \bar{u}' \bar{v}' - \rho \overline{u' v'} \quad [\text{II.28}]$$

Indicando più semplicemente $\bar{\tau}_{xy}$ come $\tau(y)$, la [II.28] rappresenta l'espressione delle tensioni tangenziali mediate nel tempo nello strato limite.

Analogamente, nel caso di moto mediato nelle fasi risulta:

$$\tilde{\tau}(y,t) = \rho v \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} - \rho \bar{u} \tilde{v} - \rho \tilde{u}' \tilde{v}' - \rho \overline{u' v'} \quad [\text{II.29}]$$

Per moto oscillante con flusso netto nullo ($\bar{u} = 0$), la [II.29] diventa:

$$\tilde{\tau}(y,t) = \rho v \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} - \rho \tilde{u}' \tilde{v}' - \rho \overline{u' v'} \quad [\text{II.30}]$$

Infine, per "moto a pistone" ($\tilde{v} = 0$) risulta:

$$\tilde{\tau}(y,t) = \rho v \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} - \rho \overline{u' v'} \quad [\text{II.31}]$$

Prima di concludere è opportuno osservare che nelle espressioni [II.28]-[II.30] il termine $\rho\nu\frac{\partial\tilde{u}}{\partial y}$ rappresenta l'aliquota di sforzo di origine viscosa mentre i prodotti tra le componenti di velocità rappresentano il contributo dovuto alla turbolenza e all'oscillazione del campo di moto.

2.4 *Modello di chiusura approssimato per lo strato limite oscillante nel caso di moto a pistone*

Con riferimento al caso di fluido a pistone, per risolvere l'equazione del moto [II.31] e determinare l'espressione delle $\tau(y,t)$, occorre stimare i termini $u'v'$ (problema di chiusura della turbolenza).

A tal fine, nel seguito, viene preso in esame il ben noto modello di Boussinesq, che introduce il concetto di eddy viscosity ϵ .

Mediante tale modello, applicato al caso di moto a pistone (horizontally uniform model), l'equazione del moto [II.9] scritta nel caso di strato limite laminare viene generalizzata al caso di moto turbolento con l'introduzione del termine ϵ al posto della viscosità cinematica ν .

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta u = \frac{\partial}{\partial y} \left(\epsilon \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad [\text{II.32}]$$

che fornisce:

$$u(y,t) = U_0 \exp\left(-y\sqrt{\frac{\omega}{2\epsilon}}\right) \text{sen}\left(\omega t - y\sqrt{\frac{\omega}{2\epsilon}}\right) \quad [\text{II.32.1}]$$

Circa la variabilità di ϵ , viene assunto comunemente:

$$\epsilon = \epsilon(y,t) \quad [\text{II.33}]$$

In via approssimata, per pervenire ad una stima di ϵ , si trascura la sua variabilità con il tempo e si assume $\epsilon = \epsilon(y)$; in via ulteriormente semplificata, si pone poi $\epsilon = \text{cost}$.

Kajiura (Kajiura, 1968) sviluppò un modello a tre strati per descrivere la variazione di ϵ con l'altezza y ($\epsilon = \epsilon(y)$).

Con riferimento alla figura 2.2, nello strato 1. risulta:

$$\varepsilon=0.185ku^*r \quad [\text{II.34}]$$

nello strato 2. risulta:

$$\varepsilon=ku^*y \quad [\text{II.35}]$$

nello strato 3. risulta:

$$\varepsilon=ku^*d \quad [\text{II.36}]$$

essendo nelle relazioni [II.34]-[II.36]:

$k= 0.4$

costante di von Karman

$u^* = U_0 \sqrt{c/2}$

velocità di attrito

C

fattore di attrito

$d=0.05 u^*/\omega$

r

dimensione caratteristica della scabrezza al fondo

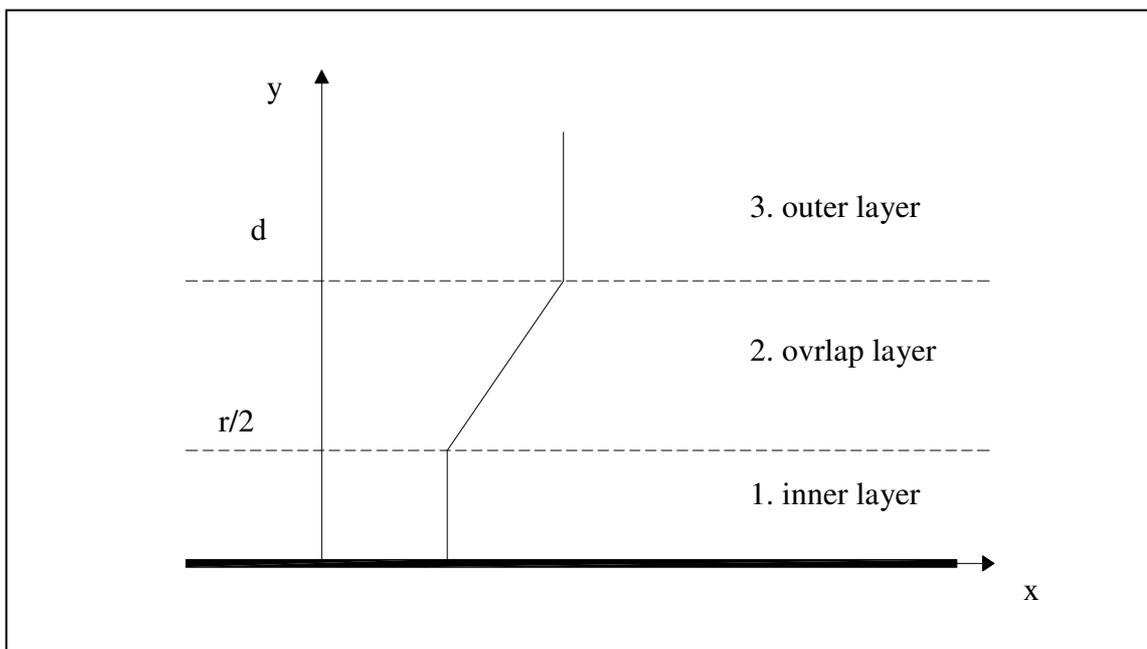


Figura 2.2 – Schema di riferimento del modello di Kajiura (Kajiura, 1968)

Brevik (Brevik, 1981) ha proposto di trascurare la presenza dello strato 1., mentre Grant e Madsen (Grant e Madsen, 1979) hanno proposto l'espressione $\varepsilon = k u^* y$ per l'intero strato $0 < y < \infty$.

Tuttavia, le semplificazioni riportate, con particolare riferimento alla seconda, appaiono essere poco realistiche, dato che fuori dallo strato limite il flusso non è in regime turbolento (fluido perfetto).

Per una stima più appropriata di ε , si può fare riferimento al seguente procedimento.

Tenendo conto della [II.10], l'equazione [II.32] può scriversi nella forma:

$$u(y,t) = \text{Real} \left\{ U_0 [1 - \exp(\varphi(y))] e^{i\omega t} \right\} \quad [\text{II.37}]$$

in cui è:

$$\varphi(y) = -(1+i) \frac{y}{\sqrt{2\varepsilon/\omega}} \quad [\text{II.38}]$$

che, posto:

$$\alpha(y) = -\frac{y}{\sqrt{2\varepsilon/\omega}}$$

può scriversi:

$$\varphi(y) = \alpha(y) + i\alpha(y)$$

Nel caso di flusso laminare, risulta:

$$\varepsilon = \nu$$

$$\sqrt{2\nu/\omega} = \delta_s$$

e, quindi, $\alpha(y)$ è una funzione lineare.

Nel caso di flusso turbolento, $\alpha(y)$ può invece assumere un andamento non lineare, per cui può scriversi:

$$\varphi(y) = [\alpha(y)]^m + i[\alpha(y)]^m$$

Posto:

$$\sqrt{2\varepsilon/\omega} = \delta_t \quad [\text{II.39}]$$

risulta:

$$\alpha(y) = \frac{y}{\delta_t}$$

Jonsson (Jonsson, 1966) ha proposto per δ_t e m le seguenti dipendenze funzionali:

$$\delta_t = f_1\left(\frac{r\omega}{U_0}, Re\right)$$

$$m = f_2\left(\frac{r\omega}{U_0}, Re\right)$$

Per valori di $0.01 < \frac{r\omega}{U_0} < 0.5$, Nielsen (Nielsen, 1985) ha ricavato la relazione:

$$\delta_t = 0.09 \sqrt{\frac{r\omega}{U_0}} \quad [\text{II.40}]$$

Relativamente al valore dell'esponente m , Jensen (Jensen, 1989) ha trovato che esso è compreso tra 1 e 1/3. In particolare, risulta:

$$m \cong 1 \quad \text{per } \frac{r\omega}{U_0} \geq 0.06$$

e

$$m \cong 1/ \quad \text{per } \frac{r\omega}{U_0} \leq 0.01$$

Per $m \cong 1$, dalle [II.39] e [II.40], risulta:

$$\varepsilon = 0.004 r U_0 \quad \text{[II.41]}$$

mediante la quale è possibile ricavare una espressione approssimata della velocità $u(y,t)$, come parte reale della [II.10].

Attraverso la relazione:

$$\tau_0(t) = \varepsilon \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \quad \text{[II.42]}$$

si risale poi al valore della $\tau_0(t)$ al fondo:

$$\tau_0(t) = \rho \sqrt{\omega \varepsilon} U_0 \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right) \quad \text{[II.43]}$$

Capitolo terzo

Descrizione dell'installazione sperimentale

3.1 Tunnel a fluido oscillante

3.1.1 Descrizione dell'apparecchiatura

Presso la Facoltà di Ingegneria della Seconda Università degli Studi di Napoli è stato recentemente realizzato un tunnel a fluido oscillante.

L'attrezzatura è costituita da una struttura tubolare di acciaio, chiusa ad anello e di capacità pari a circa 3300 l, recante nella zona inferiore un vano di misura, realizzato con una struttura a sezione rettangolare, costituita da una cassa metallica inferiore, adibita al contenimento di materiale granulometrico, e da una cassa superiore, dotata lateralmente e superiormente di superfici in vetro per l'osservazione dei fenomeni che si intende studiare.

Nella zona superiore, l'anello è dotato di uno stantuffo per la generazione delle oscillazioni e di un condotto in cui è alloggiata un'elica per la generazione del moto unidirezionale nei due versi possibili, orario e antiorario.

La struttura è sostenuta da due tripodi d'acciaio a forte spessore sui quali l'anello ha la possibilità di assumere posizioni inclinate variabili tra 0° e 9°.

L'angolazione desiderata è ottenuta mediante l'azione di un motoriduttore di posizionamento ad azionamento elettrico applicato sul secondo tripode di sostegno.

L'energia per l'azionamento dell'elica e dello stantuffo è fornita da una centralina idraulica collocata in prossimità del tunnel stesso.

L'imposizione della velocità della corrente è resa possibile da una apposita scatola di comando, mentre le oscillazioni dello stantuffo sono regolate da apposito software.

Si riporta, nelle figure che seguono, uno schema dell'attrezzatura (figura 3.1), una fotografia dell'apparecchiatura (figura 3.2) e alcuni dettagli dei vari componenti (figure 3.3-3.6).

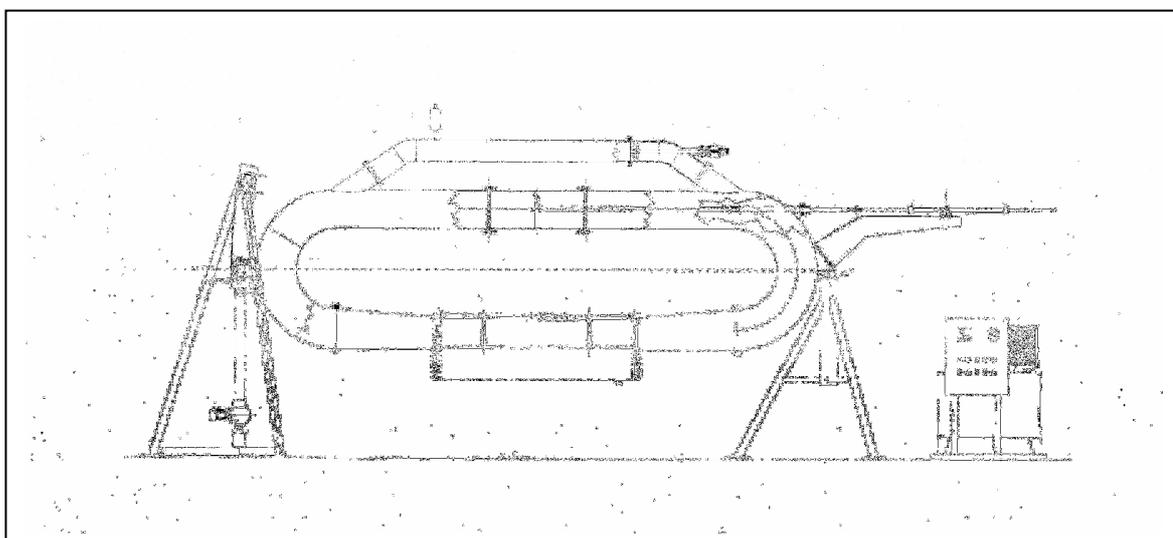


Figura 3.1 - Schema del tunnel a fluido oscillante



Figura 3.2 - Tunnel a fluido oscillante

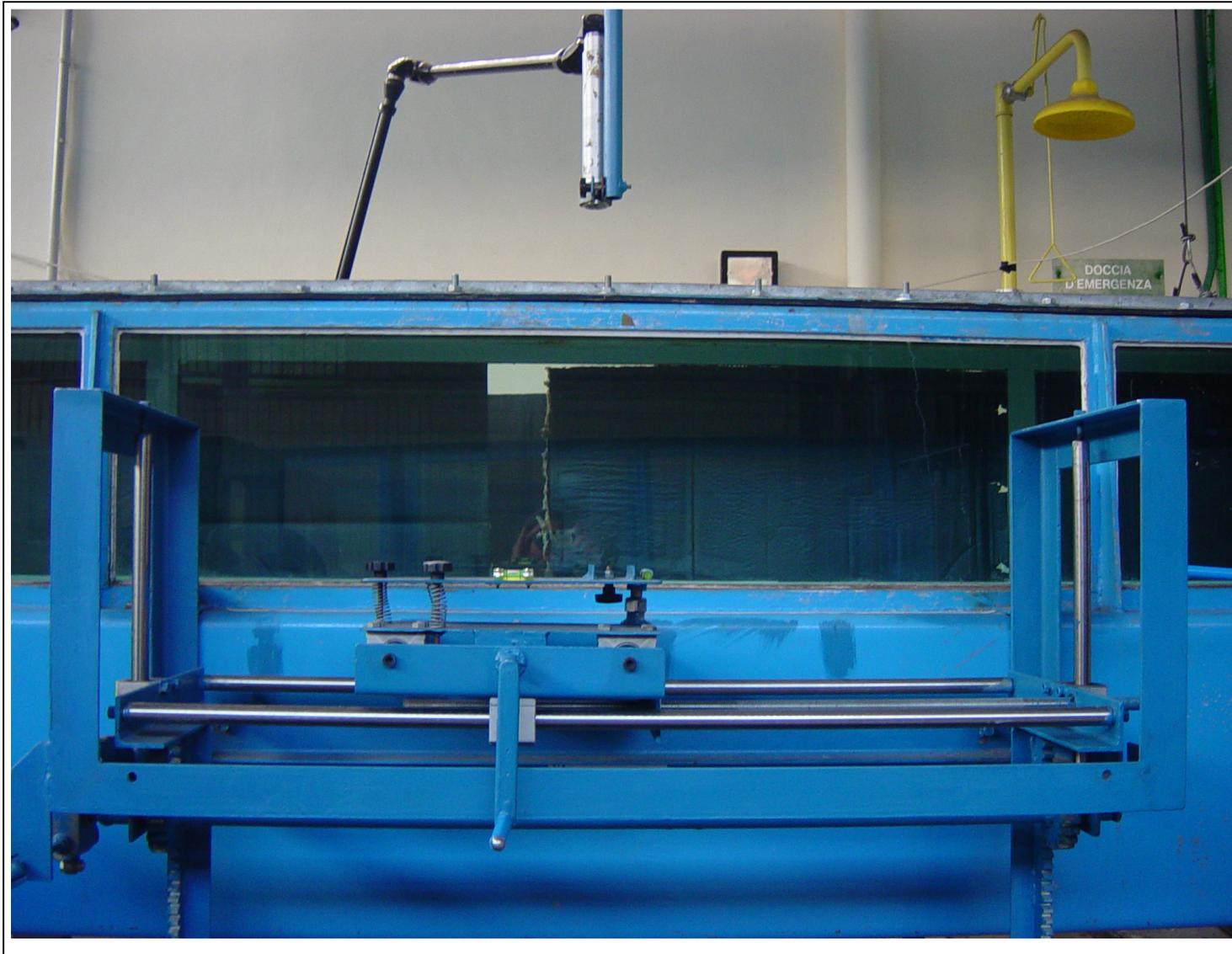


Figura 3.3 - Particolare del tronco di controllo



Figura 3.4a – Particolare pistone



Figura 3.4b – Particolare ventola

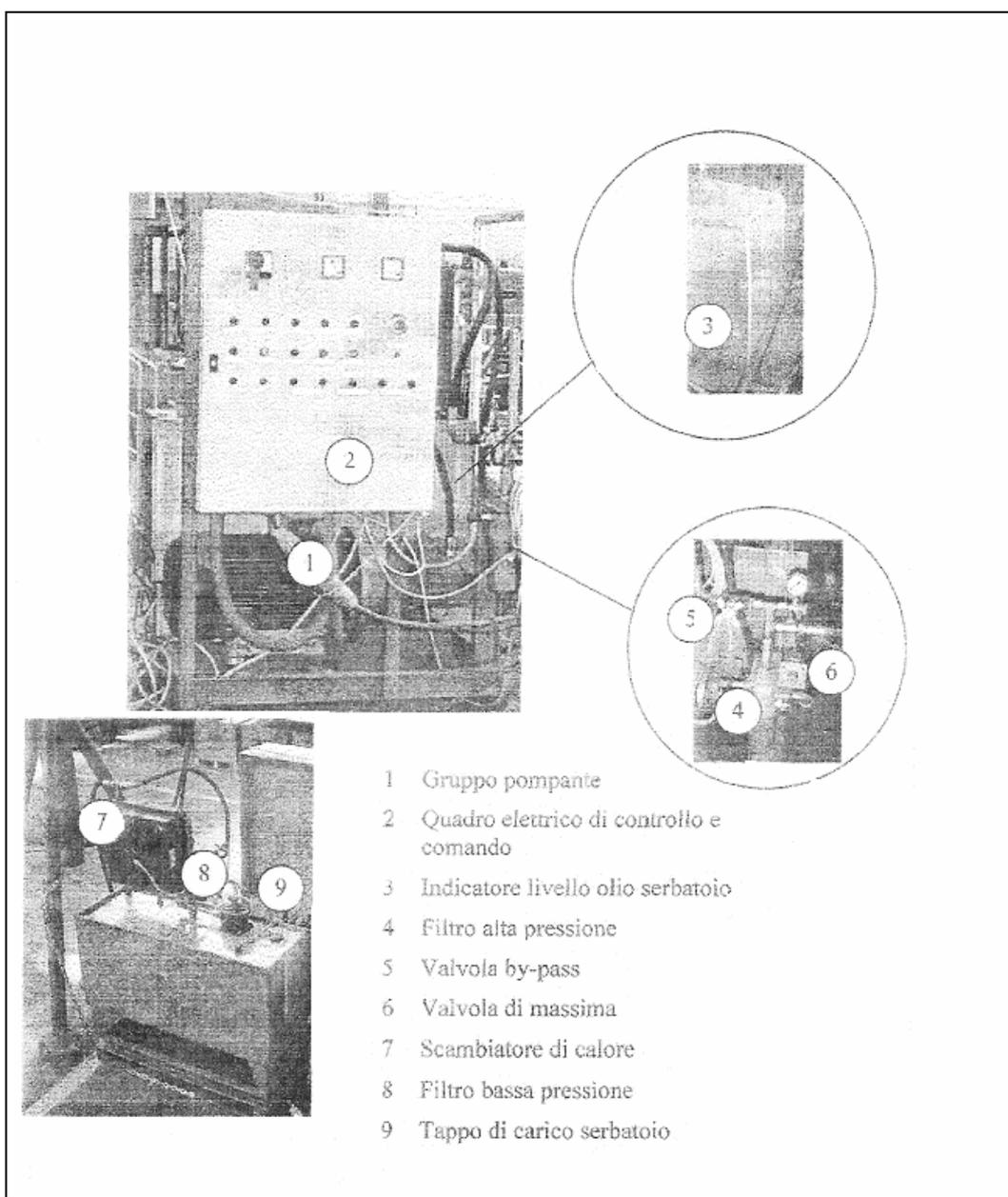


Figura 3.5 - Centralina di controllo



Figura 3.6 - Particolari della centralina di controllo

3.1.2 Principio di funzionamento

Nel tunnel a fluido oscillante viene imposta, attraverso un opportuno dispositivo idraulico (figura 3.6a), la generazione di una corrente idrica di prefissata velocità, in aggiunta alla quale, per mezzo di un elemento oscillante a stantuffo (figura 3.6b), viene sovrimposto anche un moto armonico regolare oppure random, di prefissate caratteristiche spettrali.

Infatti il tunnel è configurato in modo che nella zona di misura possano instaurarsi i seguenti tipi di moto:

- moto oscillante del fluido secondo varie modalità;
- corrente continua in uno dei due versi;
- moto derivato dalla combinazione dei precedenti

Come già accennato, il moto oscillante è determinato dall'azione di uno stantuffo che si muove nella parte superiore del tunnel. Lo stantuffo è azionato da un cilindro idraulico il cui movimento è comandato da un sistema di controllo composto da una valvola proporzionale, da una scheda di controllo elettronico e da un trasduttore di posizione lineare. Un segnale variabile tra 0 e 10 V inviato alla scheda di controllo elettronico da un sistema remoto (computer o altro), secondo un programma ben definito, determina il movimento oscillatorio della massa fluida secondo le modalità impostate.

La corrente continua è instaurata da un'elica, opportunamente sagomata ed installata nella tubazione superiore posta parallelamente allo stantuffo. L'elica è azionata in uno dei due versi di rotazione da un motore idraulico che può essere regolato in velocità dal quadro elettronico di controllo.

L'intensità della corrente e dell'oscillazione armonica permettono di raggiungere numeri di Reynolds comparabili con quelli reali.

Quest'ultima caratteristica rappresenta uno degli elementi più significativi dell'attrezzatura sperimentale; infatti, poiché lo scopo della strumentazione è quello di simulare i profili trasversali delle componenti di velocità in prossimità di una fascia costiera, la possibilità di ottenere con l'attrezzatura sperimentale numeri di Reynolds comparabili con quelli reali garantisce il rispetto della similitudine degli sforzi resistenti, i quali rivestono un ruolo determinante nella struttura dei profili di velocità.

Le oscillazioni massime del pistone possono essere dell'ordine di $H=1\div 1.5$ m e pertanto ben rappresentative di onde di mare reali. Il sistema di generazione delle oscillazioni è controllato da una centralina di tipo oleodinamico e i movimenti del pistone (ampiezza H e periodo T dell'oscillazione) vengono regolati da un sistema di controllo dotato di apposito software di generazione e misura.

Relativamente alle misure da effettuare, vale la pena precisare che il tunnel oscillante presenta, lungo il lato orizzontale inferiore, un tratto trasparente (tronco di controllo) per consentire la simulazione del campo di moto.

Il tronco di controllo è composto da una struttura a sezione rettangolare costituita da una cassa metallica inferiore adibita al contenimento di sabbie e da una cassa superiore, dotata lateralmente e superiormente di superfici vetrate. La cassa è chiusa da un coperchio a tenuta fissato mediante una serie di pomelli filettati.

Il coperchio è dotato di carrucole che permettono al sistema di sollevamento, composto da due verricelli ad azionamento manuale, di aprire la cassa per permettere le operazioni di pulizia e di riempimento con sabbia.

A completamento dell'apparecchiatura, inferiormente il vano è dotato di:

- una bocchetta terminante con valvola a sfera e tappo di chiusura filettato, per lo scarico dell'acqua;
- una bocchetta con tappo di chiusura filettato, per lo scarico della sabbia

La parte inferiore del tronco di controllo, inoltre, è ribassata rispetto alla generatrice inferiore del tubo in modo da realizzare una "scatola di fondo". Quest'ultima può essere corredata di una sommità fissa liscia o ricoperta di vegetazione oppure riempita di sedimenti di prefissate caratteristiche granulometriche in modo da simulare l'interazione del campo di moto composto (onde-corrente) con il fondale marino.

Tale tronco è realizzato ad una opportuna distanza dai tratti in curva, in modo da evitare gli effetti della curvatura del campo di moto. La lunghezza dell'apparecchiatura è quindi sufficientemente elevata ($L\geq 10$ m), in modo da eliminare tale azione di disturbo idrodinamico.

3.2 Messa a punto dell'attrezzatura sperimentale

Le attività sperimentali che è possibile condurre mediante l'utilizzo del tunnel a fluido oscillante permettono di ricavare i profili di velocità in corrispondenza delle condizioni di moto di corrente unidirezionale e corrente oscillante, esaminate sia separatamente che in sovrapposizione tra loro, per diversi valori della velocità media di corrente e delle caratteristiche dell'oscillazione. Per ottenere tale risultato, è stato, però, necessario effettuare un lavoro preliminare di messa a punto del sistema meccanico e di calibrazione del sistema di misura, fase, quest'ultima, che costituisce parte integrante del presente lavoro di tesi.

3.2.1 Messa a punto del sistema meccanico

Per quanto riguarda il problema della messa a punto del sistema meccanico, già risolto prima dell'attività sperimentale svolta per l'elaborazione della tesi, è stato necessario prima di tutto risolvere due problemi di ordine pratico.

In primo luogo, è stato necessario realizzare un sistema di alloggiamento dell'apparecchiatura PIV, solidale con il tunnel a fluido oscillante e dotato di coordinatometro (figura 3.7) nelle tre direzioni x, y, z, in modo da poter riprodurre, in momenti diversi, uguali condizioni di misura.

Altra necessità è stata quella di provvedere all'allestimento di un impianto di pulizia e riciclo dell'acqua contenuta nel tunnel; tale apparecchiatura è costituita da un circuito comprendente due colonne di deionizzazione (figura 3.8) poste in serie e collegate ad un serbatoio di accumulo di circa 3 m³ collegato, a sua volta, da una parte allo scarico del tunnel e dall'altro all'alimentazione dello stesso. In questo modo è possibile da un lato avere sempre acqua pulita grazie al passaggio attraverso le colonne, che, deionizzando il liquido, evitano la formazione di microrganismi vegetali, che si è visto altrimenti proliferare in maniera spontanea; dall'altro la possibilità di svuotare il tunnel, ad esempio per la pulizia periodica o per necessità legate all'utilizzo del sistema PIV, immagazzinando temporaneamente nel serbatoio senza perdere grossi quantitativi d'acqua.



Figura 3.7 - Particolare del coordinatometro



Figura 3.8 - Particolare delle colonne di deionizzazione

3.2.2 Calibrazione del sistema di misura

Relativamente al problema della calibrazione del sistema di misura è stato necessario confrontare, con riferimento ai casi esaminati, i valori delle velocità medie locali u , ottenuti dagli schemi teorici, con quelli misurati sperimentalmente mediante apparecchiatura PIV, sistema ottico non invasivo con il quale è possibile effettuare una misura simultanea dei vettori velocità di un fluido in un campo di moto bidimensionale, ampiamente descritto nel capitolo precedente.

Si è quindi reso necessario realizzare uno specifico set di prove al fine di effettuare la taratura del sistema di controllo della velocità che, relativamente alla corrente unidirezionale, regola il movimento dell'elica per la generazione della corrente stessa mediante un sistema remoto che invia alla scheda di controllo elettronico un segnale digitale variabile tra 0 e 10 V. L'operatore che utilizzi il sistema ha, infatti, la sola possibilità di visualizzare un riferimento numerico del segnale, mostrato da una apposita scala graduata esterna, ignorando, a priori, il corrispondente valore effettivo della velocità. Mediante le suddette misure è stato possibile mettere in relazioni i diversi valori di velocità, letti sulla scala adimensionale dello strumento, con i corrispondenti valori di velocità media di portata.

Rimandando ai successivi paragrafi per una descrizione dettagliata del sistema PIV, si ricorda qui che il principio di base della tecnica di misura è la registrazione di una serie di immagini di particelle che si muovono con il fluido e la determinazione del vettore velocità dalla misura dello spostamento di ogni particella in un intervallo di tempo noto.

La misura si effettua nel piano in cui giacciono i vettori velocità; tale piano è identificato da una sottile lama di luce laser, la cui intensità è modulata in una sequenza di impulsi di luce.

Nel fluido sono presenti particelle traccianti. L'immagine del campo di moto illuminato dalla serie di impulsi viene registrata su supporto fotografico, con asse ottico perpendicolare al piano di luce. Ogni particella apparirà sul film un numero di volte pari al numero di impulsi prodotti dal laser. Conoscendo l'intervallo temporale tra due impulsi e misurando la distanza tra due immagini consecutive della stessa particella, si può determinare il vettore velocità, che è, in realtà, la velocità delle particelle traccianti,

per cui occorre essere certi di poter assumere la velocità del fluido uguale a quella delle particelle. In generale, la differenza tra velocità del fluido e velocità della generica particella è tanto più piccola quanto più è piccola la particella (dimensione dell'ordine di $0.1 \div 1$ mm) e quanto più è piccola la differenza tra densità del fluido e densità del tracciante. Inoltre occorre che le particelle abbiano buone caratteristiche riflettenti e forma sferica, per evitare che esse abbiano direzioni preferenziali di diffusione della luce o che tendano ad orientarsi in direzioni preferenziali nel fluido in moto. Nel caso in esame, si è scelta polvere di alluminio, avente particelle di dimensioni inferiori ai $10\mu\text{m}$, densità dello stesso ordine di grandezza dell'acqua e buone caratteristiche riflettenti.

Con riferimento al tunnel a fluido oscillante si è reso necessario effettuare la taratura del sistema di controllo della velocità che, relativamente alla corrente unidirezionale, mediante un sistema remoto che invia alla scheda di controllo elettronico un segnale digitale variabile tra 0 e 10 V, regola il movimento dell'elica per la generazione della corrente stessa.

L'operatore che utilizzi il sistema ha, infatti, la sola possibilità di visualizzare un riferimento numerico del segnale, mostrato da una apposita scala graduata esterna, ignorando, a priori, il corrispondente valore numerico della velocità.

La curva di taratura è stata ottenuta calcolando, per diversi valori di velocità impressa alla corrente in moto unidirezionale, letti sulla scala adimensionale sullo strumento, i corrispondenti valori di velocità media di portata.

Infatti, il processore FlowMap System, che permette l'elaborazione delle immagini acquisite con la PIV, fornisce, per ciascuna finestra di acquisizione, i valori delle velocità medie locali in corrispondenza di ciascuna interrogation area, espresse in cm/s. Una volta effettuate tali calcolazioni, è possibile, come descritto nel dettaglio in seguito, ricavare i profili di velocità lungo una verticale e, da questi, estrapolare immediatamente la velocità media di portata.

3.3 *La tecnica PIV*

L'esigenza di studiare sperimentalmente la dinamica dei fluidi ha spinto, nel corso degli anni, la ricerca verso l'applicazione e lo sviluppo di metodologie in grado di fornire risposte e suggerimenti con elevato grado di accuratezza, in tempi brevi e costi contenuti.

Negli ultimi anni, in particolare, lo sviluppo dell'anemometria Laser ha permesso di superare i forti limiti delle tecniche intrusive, estendendo la misura anche a flussi complessi, in cui l'introduzione di una sonda, quando possibile, può innescare una perturbazione significativa sul campo fluidodinamico.

Nel panorama delle tecniche anemometriche Laser, i sistemi di misura basati sull'analisi di immagini, *Particle Image Velocimetry*, o tecnica PIV, si stanno diffondendo nella pratica dei principali centri di ricerca fluidodinamica.

Il concetto alla base dell'anemometria PIV è semplice. Si supponga di trovarsi su un ponte e di voler conoscere la velocità dell'acqua che passa al di sotto. L'idea potrebbe essere quella di prendere un pezzo di carta, di posarlo sull'acqua e di registrare successivamente la sua posizione in due istanti di tempo prestabiliti, ad esempio attraverso una macchina fotografica installata su un opportuno supporto. Una volta sviluppate le due immagini e riconosciuta in ciascuna di esse la posizione del pezzo di carta si può determinare il suo spostamento nell'intervallo di tempo considerato e, dunque, la sua velocità. Se il flusso fosse irregolare, si potrebbe pensare di utilizzare tanti pezzi di carta, gettati in diverse posizioni, ed operare in maniera analoga a quanto descritto prima.

Quello che si ottiene è una serie di spostamenti $\Delta s(x,y)$ nel dominio del fluido inquadrate (piano x y) che divisi per l'intervallo di tempo Δt , intercorso tra le due fotografie, restituisce la distribuzione del campo di velocità:

$$v(x, y) = \frac{\Delta s}{\Delta t} \quad [3.1]$$

Il principio di funzionamento della tecnica PIV è analogo a quanto descritto nell'esempio precedente: misurare la distribuzione delle velocità in una regione piana

del fluido (corrispondente all'area inquadrata), illuminata da un'opportuna sorgente luminosa, a partire dalla ricostruzione dello spostamento di particelle di inseedinante tra due istanti di tempo opportunamente definiti.

L'esempio descritto fornisce uno spunto per enfatizzare alcuni aspetti peculiari che caratterizzano la velocimetria PIV. Contrariamente a quanto accade nell'anemometria a Film caldo e con tubo di Pitot, la misura viene realizzata senza dover inserire strumenti nella regione fluida di interesse e, dunque, in maniera non intrusiva.

La ricostruzione del campo di velocità si ottiene a partire dalla proiezione dello spostamento delle particelle traccianti lungo il piano immagine e, dunque, costituisce intrinsecamente un dato bidimensionale. In altri termini, riprendendo l'esempio precedente, se il flusso di cui si desidera misurare la velocità presentasse delle onde e si posizionasse la macchina fotografica ad una certa distanza, perpendicolarmente alla superficie libera, non si riuscirebbe ad avere alcuna informazione in merito allo spostamento del pezzo di carta lungo la direzione verticale.

Per avere informazioni sulla componente di velocità fuori dal piano immagine sarà necessario ricorrere a tecniche stereoscopiche, Stereoscopic PIV, ricostruendo il campo di spostamenti nelle tre direzioni a partire dalla simultanea osservazione dell'area di misura da due diverse prospettive.

Infine, la misura non avviene in maniera diretta ma attraverso l'analisi degli spostamenti di particelle di inseedinante disperse nel flusso.

Dunque, una misura PIV non può prescindere dalla presenza di particelle traccianti. Il processo di inseedinazione, in particolare, costituisce una fase estremamente critica della catena di misura nella quale è necessario tener conto sia delle caratteristiche fluido-meccaniche delle particelle in relazione al fluido da misurare che della loro concentrazione.

La precisione della misura è infatti sensibilmente condizionata dalla necessità di utilizzare particelle traccianti con caratteristiche tali da riuscire a seguire fedelmente il flusso e, dunque, da rendere di fatto trascurabile lo scostamento di velocità con il fluido circostante. Inoltre, in fase di inseedinazione, è necessario garantire una distribuzione omogenea delle particelle, la cui concentrazione deve essere regolata in funzione della dimensione minima delle strutture del flusso che si vogliono analizzare.

Nelle applicazioni PIV la sorgente di illuminazione ha lo scopo di fornire una lamina di luce molto intensa e collimata, di breve durata e ripetibile a distanza di intervalli temporali brevi.

La maggior parte dei sistemi di illuminazione per apparati PIV è costituita da due sorgenti di luce laser pulsata (Double cavity lasers) opportunamente accoppiate, in maniera da emettere il primo lampo sull'accensione della flash – lamp nella prima cavità, ed il secondo lampo su quella nella seconda cavità.

Tale soluzione si rivela estremamente vantaggiosa in quanto consente di definire con grande flessibilità il tempo tra le due illuminazioni (altrimenti non modulabile in quanto determinato dalla frequenza di ripetizione del laser).

All'uscita del tubo Laser, il raggio viene diretto verso un banco di ottiche costituito da una o più lenti cilindriche (per la generazione della lamina e la regolazione dell'angolo di divergenza) ed, eventualmente, da lenti sferiche (per la regolazione dello spessore della lamina).

L'operazione di acquisizione delle immagini viene gestita attraverso l'utilizzo di apparecchi fotografici o videocamere digitali. Per molti anni l'utilizzo di apparecchi fotografici è stato l'unico strumento in grado di fornire immagini di alta qualità, pur presentando numerosi limiti riguardanti il numero di immagini registrabili, i lunghi tempi richiesti per la fase di sviluppo e la possibilità di effettuare analisi per cross – correlazione limitatamente a flussi molto lenti, a causa della limitata velocità di avanzamento della pellicola.

Negli ultimi dieci anni l'impiego delle videocamere digitali “a scansione progressiva” ha costituito una valida alternativa ai supporti fotografici. A fronte di una minore risoluzione rispetto alle pellicole fotografiche, infatti, l'utilizzo delle videocamere digitali ha introdotto numerosi vantaggi tra i quali la possibilità di disporre immediatamente delle immagini e di acquisire con frequenze che possono arrivare a valori di decine di migliaia di Hz (sensori CMOS).

Contrariamente a quanto descritto nell'esempio, dove è possibile identificare chiaramente la posizione del pezzo di carta nei due istanti, in una immagine PIV la concentrazione di particelle traccianti risulta essere molto alta e, dunque, non è possibile identificare coppie di tracce senza ambiguità.

La determinazione degli spostamenti viene realizzata, allora, seguendo un approccio di tipo statistico, basato sull'utilizzo della funzione di cross correlazione. L'idea è quella di suddividere le due immagini in una griglia di interrogation areas, sufficientemente piccole in modo tale che risulti plausibile assumere una velocità uniforme al loro interno.

In altri termini l'insieme di tracce presenti nella stessa area viene trattato come un'unica particella che si muove con una velocità pari al valor medio di velocità delle particelle in essa contenute. La funzione di cross correlazione altro non è, dunque, che uno strumento statistico che fornisce informazioni circa la dipendenza del valore di una variabile random $f_1(x_1, x_2)$ in un punto rispetto al valore di un'altra variabile $f_2(x_1, x_2)$ in un altro punto (nel caso in esame f_1 e f_2 costituiscono la distribuzione dei livelli di grigio della prima e della seconda immagine).

Un esempio per chiarire il meccanismo di funzionamento della funzione di cross correlazione è illustrato in figura 3.10.

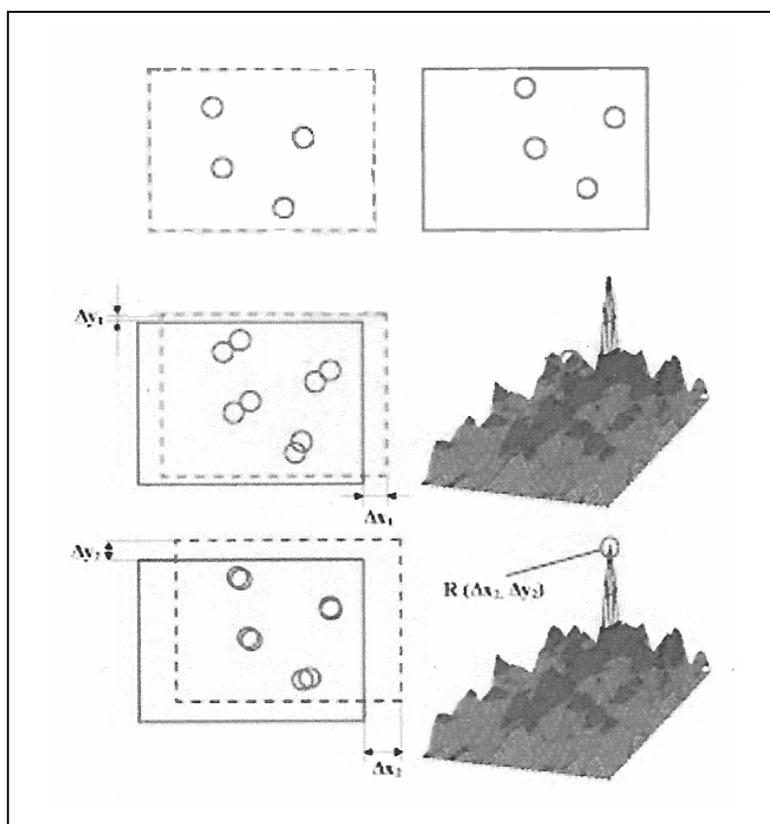


Figura 3.10 - Schema di elaborazione in una interrogation area

Ciascuna area di interrogazione della prima immagine viene traslata sulla seconda lungo le direzioni x ed y, e per ogni posizione viene determinato il valore della funzione. Quella che si ricava è una distribuzione del tipo riportato nella figura stessa, in cui in corrispondenza del picco massimo si ha statisticamente la massima dipendenza tra la posizione occupata dalle particelle di un'area di interrogazione nella prima e nella seconda immagine.

Tale valore rappresenta dunque lo spostamento medio delle particelle di una finestra di interrogazione. Estendendo tale procedura a tutti i sottodomini di interrogazione si ottiene la distribuzione degli spostamenti nell'area di misura tra gli istanti t_1 e t_2 e, dunque, il campo istantaneo delle velocità.

Per concludere, l'anemometria PIV è oggi una tecnologia affidabile e matura, il cui impiego si è ormai largamente diffuso in numerosi campi della fluidodinamica industriale.

3.3.1 Principio di funzionamento del sistema PIV

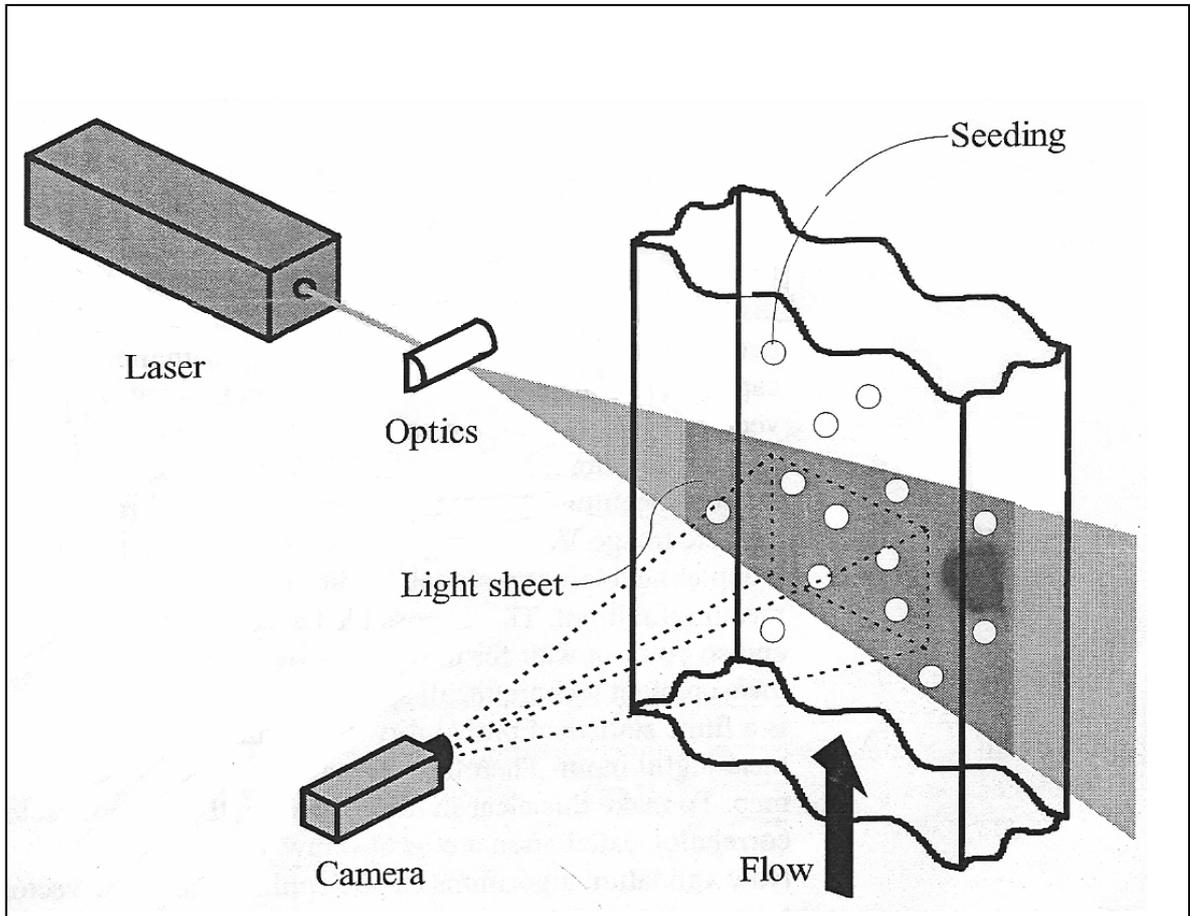


Fig. 3.11 - Principio di funzionamento della PIV

Come già accennato, la tecnica di misura PIV prevede la successione di una *fase di acquisizione* e di una *fase di analisi*.

La prima si compone a sua volta di una *fase di illuminazione* e di una *fase di acquisizione vera e propria*.

Durante la fase di illuminazione un fascio di luce, generato da un laser e da un sistema di componenti ottici, illumina un piano della corrente contenente delle particelle, la cui funzione è quella di riflettere luce a sufficienza affinché questa possa essere intercettata da una telecamera e venga così attuata la fase di acquisizione vera e propria.

L'illuminazione del campo di moto, come già accennato, è necessaria solo per brevi intervalli di tempo, cioè quando la telecamera sta registrando l'immagine. Si

utilizza pertanto un laser ad impulsi (Nd: YAG-laser) che concentra l'energia luminosa in impulsi di breve durata. Sarebbe, infatti, inutile ed antieconomico utilizzare un sistema di illuminazione laser che mantiene l'intensità della luce costante ed elevata. Inoltre, utilizzando un fascio di luce pulsato si ottiene un effetto stroboscopico, cioè un "congelamento" del movimento delle particelle traccianti.

Il tempo tra gli impulsi di luce costituisce il denominatore della relazione [3.2]. Ovviamente, il sistema di illuminazione (fasci di luce pulsata) e quello di acquisizione (camera) devono essere sincronizzati.

Alla fase di acquisizione delle immagini segue la fase di analisi, nella quale i dati acquisiti vengono elaborati per ottenere una mappa vettoriale delle velocità della corrente.

Una volta acquisite, le immagini vengono divise in regioni rettangolari chiamate interrogation areas. Per ognuna di esse le immagini acquisite nella prima e nella seconda pulsazione del laser vengono correlate per riprodurre la mappa vettoriale delle velocità.

Come già accennato, la tecnica PIV non fornisce dunque una misura diretta della velocità della corrente, ma misura lo spostamento tra le due immagini acquisite in due pulsazioni consecutive del laser. La misura della velocità viene effettuata, come già detto, mediante un'elaborazione successiva che fa riferimento alla relazione fisica:

$$velocità = \frac{spazio}{tempo}$$

Infatti, dividendo lo spazio, cioè lo spostamento delle particelle tra le due acquisizioni successive, per il tempo trascorso tra l'acquisizione delle due immagini stesse, si ottiene la mappa di cosiddetti vettori di velocità grezzi. (esempio in figura 3.12)

A tal riguardo, si tenga conto che la tecnica PIV è una tecnica di misura di tipo istantaneo, per cui tutte le informazioni spaziali sono campionate allo stesso istante e quindi c'è una probabilità finita che ci siano alcune regioni in cui non ci sono input significativi. Per questo motivo, le mappe di vettori velocità ottenute fino a questa fase sono dette mappe di vettori grezzi ed è, quindi, necessaria una successiva validazione delle stesse che permetta di individuare ed eliminare i vettori errati.

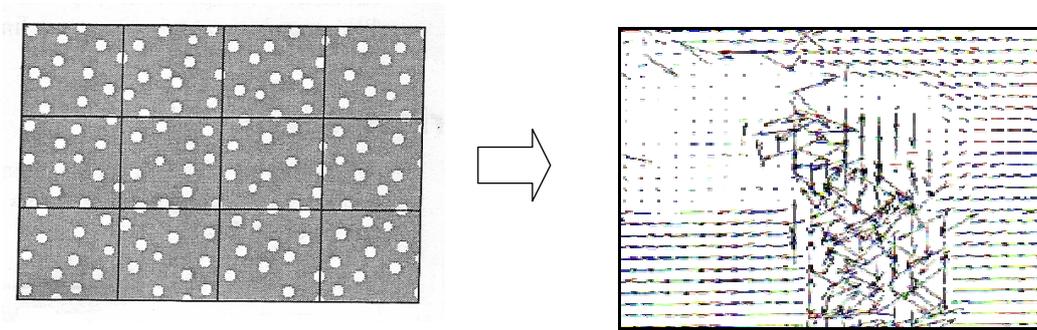


Fig. 3.12 - Interrogation areas e mappa vettoriale delle velocità

Nel seguito si esaminano in dettaglio le principali componenti del sistema PIV.

3.4 Metodi di illuminazione

Nella tecnica PIV si possono utilizzare due differenti sistemi di illuminazione:

- un laser ad onde continue;
- un laser ad impulsi.

Prima, però, di esaminare nel dettaglio i diversi sistemi è necessario soffermarsi sul principio di funzionamento di un laser.

3.4.1 Principio di funzionamento di un sistema laser

In generale un laser è uno strumento capace di generare o amplificare la luce. Il termine luce va inteso nel senso più ampio della parola, dal momento che esistono diversi tipi di laser che possono amplificare radiazioni a lunghezze d'onda tipiche dell'infrarosso fino ai raggi X, passando per le regioni dell'ultravioletto (figura 3.13).

Il funzionamento di un sistema laser si basa sullo stesso principio di base dei tubi fluorescenti, e fondamentalmente costituisce un effetto tipico nell'ambito della Meccanica Quantistica.

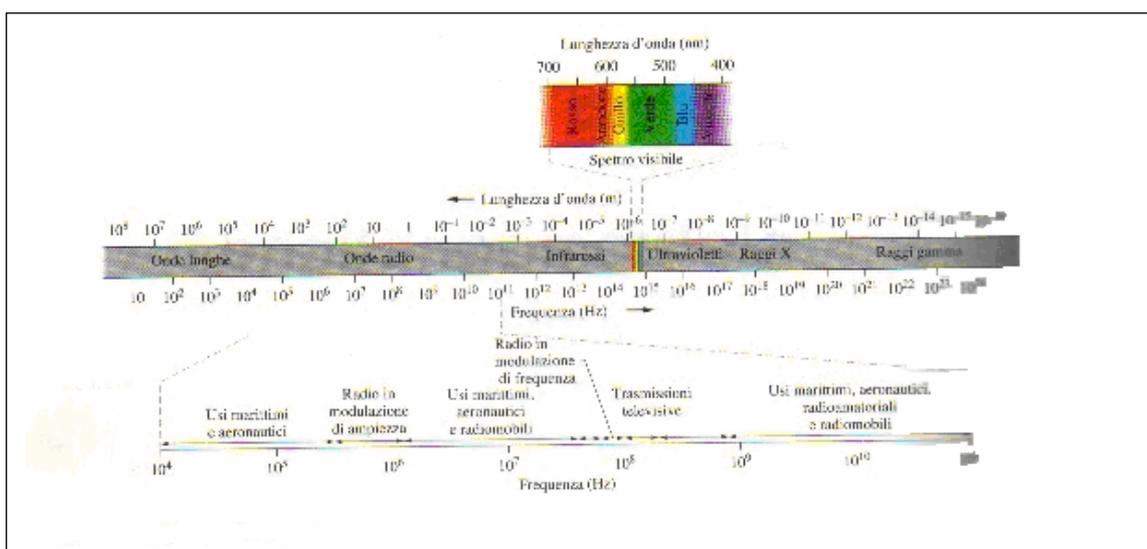


Figura 3.13 - Spettro elettromagnetico

In un tubo fluorescente ripieno di un gas a bassa pressione viene fatta passare una debole corrente elettrica che eccita la maggior parte degli atomi di tale gas. Gli atomi poi si diseccitano ed emettono luce: è la luce fluorescente. I fotoni di tale luce fluorescente sono emessi in tutte le direzioni, e qualche fotone è diretto esattamente secondo l'asse del tubo (figura 3.14).

Nel caso del laser, questo fotone trova all'estremità uno specchio che lo rimanda indietro nel tubo stesso, dove, ripassando, incontra numerosissimi altri atomi eccitati nello stesso modo dell'atomo di partenza: questi vengono forzati a diseccitarsi dal passaggio del fotone, producendo altri fotoni "cloni" del primo. Questi fotoni "cloni" trovano all'altra estremità un secondo specchio, tornano indietro e ripetono il processo di amplificazione del pacchetto e così via, fino al formarsi di un pacchetto intensissimo di fotoni in viaggio alternato nel tubo. Uno dei due specchi è semiriflettente e consente la fuoriuscita di una parte minima di fotoni incidenti (l'1%). Questi ultimi costituiscono la luce laser utilizzabile che, dato il processo di formazione, è assolutamente monocromatica, coerente ed unidirezionale; ed ancora, data la piccolezza del foro di uscita, è costituita da un raggio luminoso che, nei laser correntemente utilizzati, ha un diametro di pochi decimi di millimetro.

In definitiva, la generazione della luce avviene mediante la combinazione di un processo di pulsazione energetica e di trasferimento di massa.

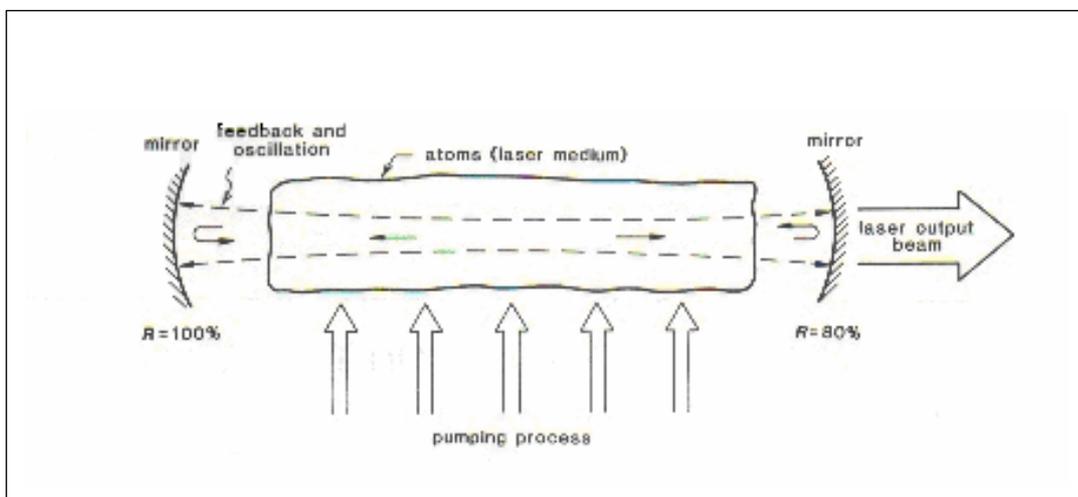


Figura 3.14 - Schema di funzionamento di un laser

La pulsazione, infatti, ha lo scopo di eccitare gli atomi in una più alta condizione energetica. In realtà, affinché si abbia un corretto funzionamento del laser, il processo di pulsazione deve essere tale da generare una inversione di popolazione (population inversion), cioè il numero di atomi presenti in una condizione energetica più alta deve essere maggiore del numero di atomi presenti in uno stato energetico più basso (figura 3.15).

In tal senso, un elemento di fondamentale importanza per il funzionamento del laser è rappresentato dalle caratteristiche dei materiali utilizzati. L'inversione di popolazione tra i due livelli di energia quanto-meccanica comporta, infatti, la migrazione degli elettroni presenti negli orbitali più esterni. Quando gli atomi si trovano molto vicini tra di loro, come accade in un aggregato solido, gli elettroni di un generico atomo non sono soggetti alla sola forza prodotta dal nucleo e dai restanti elettroni dell'atomo a cui appartengono, ma risentono anche delle forze elettriche prodotte dai nuclei e dagli elettroni degli atomi posti intorno ad esso.

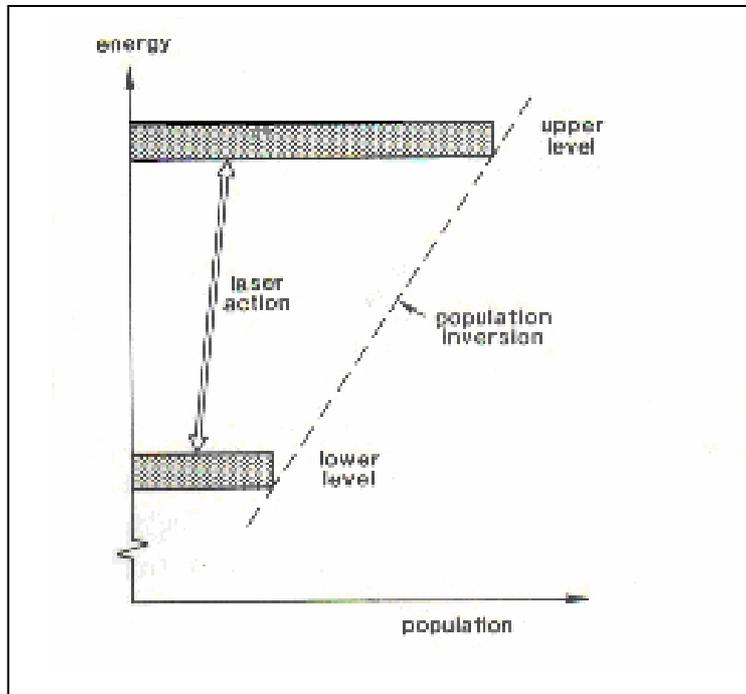


Figura 3.15 - Inversione di popolazione tra due livelli di energia quanto-meccanica

Per effetto di questo sistema di forze, gli elettroni vengono a trovarsi legati ai nuclei atomici più o meno fortemente. In alcune sostanze tale legame diventa debolissimo per gli elettroni atomici più esterni; di conseguenza questi elettroni possono muoversi pressoché liberamente nell'ambito stesso della sostanza. In altre sostanze, invece, tutti gli elettroni atomici, inclusi quelli più esterni, sono trattenuti intorno al proprio nucleo atomico da forze di legame molto intense ed è perciò difficile spostarli da un punto all'altro della sostanza.

Come è noto, nel primo caso la sostanza costituisce un conduttore elettrico, nell'altro un isolante elettrico.

La complessità della struttura atomica e della distribuzione degli atomi in un solido lascia immaginare che la forza agente sugli elettroni abbia intensità estremamente variabile da sostanza a sostanza.

Deriva da ciò che i materiali non sono soltanto perfetti conduttori o perfetti isolanti, ma che materiali diversi hanno diverse proprietà conduttrici.

A cavallo tra i conduttori e gli isolanti vi sono i semiconduttori. Essi sono costituiti da quegli elementi, solidi a temperatura ambiente, la cui resistività elettrica ha valori intermedi tra quella degli ottimi conduttori e quella degli ottimi isolanti. Tali elementi appartengono al quattordicesimo gruppo, secondo la classificazione della tavola di Mendeleev, e i loro rappresentanti più tipici e più sfruttati tecnologicamente sono il silicio ed il germanio. Le principali proprietà dei semiconduttori sono legate al tipo di legame chimico (legame covalente) che caratterizza le sostanze semiconduttrici.

A basse temperature i legami covalenti di ciascun atomo del reticolo sono perfettamente saturati dagli elettroni di valenza e pertanto il semiconduttore si comporta da isolante.

A temperature più elevate, invece, le vibrazioni termiche degli atomi reticolari possono trasferire ad alcuni elettroni di valenza energia sufficiente a svincolarsi dal legame che li trattiene all'atomo originario, trasformandoli, a tutti gli effetti, in elettroni liberi di migrare nell'ambito del reticolo. Questo effetto di trasferimento di elettroni da uno stato (elettrone di valenza legato) all'altro (elettrone di conduzione libero), è tanto più probabile quanto maggiore è la temperatura. E' opportuno sottolineare che per ogni elettrone che si libera si produce un legame non saturato. Un elettrone di valenza di un atomo contiguo a questo legame potrà sostituirsi all'elettrone che si era liberato,

lasciando a sua volta non saturato il legame a cui apparteneva. Ogni legame non saturo che si crea nel cristallo si comporta quindi come un centro di carica mobile nel cristallo medesimo. Questi centri di carica, essendo originati dalla mancanza di elettroni, prendono il nome di lacune.

In linea generale, quanto detto rappresenta ciò che accade nel semiconduttore del laser per effetto del processo di pulsazione. Il flusso di elettroni così generato si muove attraverso il laser medium, rappresentato dal semiconduttore. Successivamente il flusso incontra degli elementi ottici riflettenti grazie ai quali, come già detto, si produce un effetto di feedback che costringe, a seconda dell'indice di riflessione dell'elemento riflettente, il flusso di elettroni a passare nuovamente attraverso il laser medium (come in un amplificatore laser) oppure a farlo rimbalzare avanti ed indietro (come in un oscillatore). In ogni caso è necessario fare in modo che l'onda di output in uscita sia coerente. La coerenza implica che il segnale di output deve riprodurre in maniera più o meno esatta il segnale di input.

L'output può consistere nella generazione di un segnale ad onda continua (Continuous Wave, CW), oppure di un segnale ad impulsi. Con riferimento all'uno o all'altro caso, esistono principalmente due metodi di illuminazione utili per le applicazioni PIV:

- Scanning Beam System (CW);
- Pulsed Sheet System.

La differenza sostanziale tra le due tecniche consiste nel fatto che, mentre lo Scanning Beam System prevede l'utilizzo di un laser ad onda continua (CW), il Pulsed Sheet System prevede invece l'impiego di impulsi luminosi di breve durata.

3.4.2 Sistema laser ad onda continua

Il sistema Scanning Beam utilizza un'onda continua (CW) generata da un laser a ioni di argon, il quale lavora a lunghezze d'onda comprese nell'intervallo 488÷515nm. Qualora un sistema ad onda continua venga utilizzato come metodo di illuminazione nel sistema PIV, è necessario che il fascio di luce laser continuo sia convertito in una luce laser pulsata.

A tal fine si possono utilizzare essenzialmente due tecniche:

- Elettro Optical Shutter;
- Polygon Scanner.

La tecnica Elettro Optical Shutter consiste nell'utilizzare un otturatore elettro-ottico per intercettare un'onda continua (CW) generata dal laser (figura 3.16). Il tempo di apertura dell'otturatore è regolato in modo tale da generare un serie di impulsi che, successivamente, mediante l'utilizzo di componenti ottici, vengono espansi in un fascio di luce.

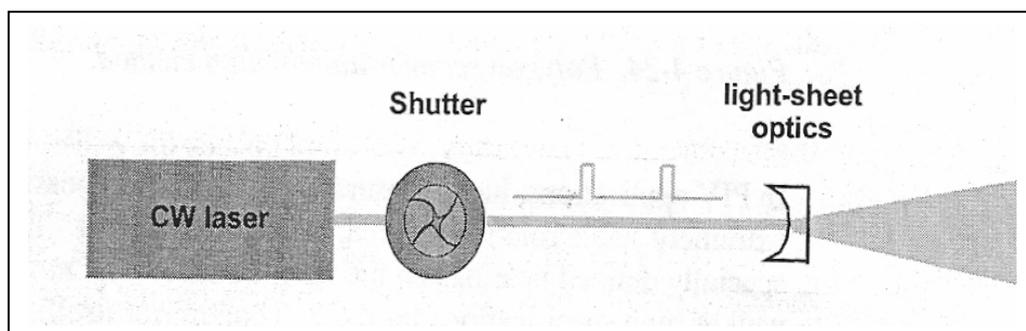


Fig. 3.16 - Schema di funzionamento del tipo Elettro-Optical Shutter

I limiti fisici dell'applicazione di tale metodo riguardano la densità energetica del laser, che restringe il campo di applicabilità del metodo allo studio di correnti d'acqua nelle quali sia possibile utilizzare particelle insemminanti relativamente grandi e si faccia riferimento ad un' area di misura generalmente piccola con valori della velocità

della corrente sufficientemente bassi; infatti, quando questi aumentano, poiché durante l'esposizione le particelle non devono muoversi in maniera significativa, è necessario diminuire sia il tempo tra due impulsi successivi che la durata di ciascun impulso.

In generale si assume che la durata d di ciascun impulso sia legata al tempo t tra due impulsi successivi mediante la relazione:

$$d = \frac{t}{30}$$

Diminuendo, però, la durata degli impulsi ed il tempo tra essi, diminuisce pure l'energia luminosa disponibile per ciascun impulso.

La tecnica Polygon Scanner utilizza, invece, una serie di componenti ottici per deviare un'onda continua (CW) su uno specchio multifaccettato posto in rotazione rispetto al laser. Quando lo specchio ruota espande il raggio laser in un arco. Il numero di facce dello specchio determina l'angolo di apertura e questo, insieme alla velocità di rotazione dello specchio stesso, determina il tempo di apertura del fascio di luce (figura 3.17). Quest'ultimo viene poi intercettato da uno specchio parabolico, a partire dal quale viene nuovamente deviato nella zona di misura (figura 3.18).

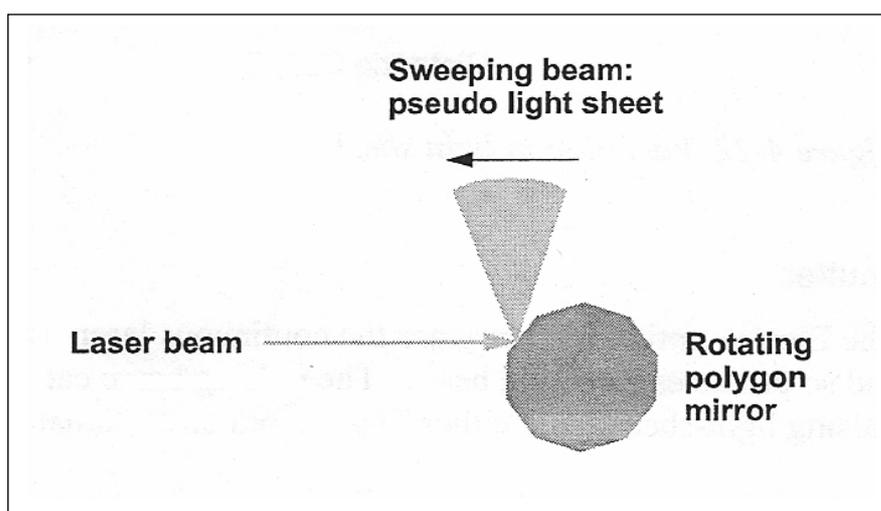


Figura 3.17 – Schema di funzionamento del tipo Polygon Scanner

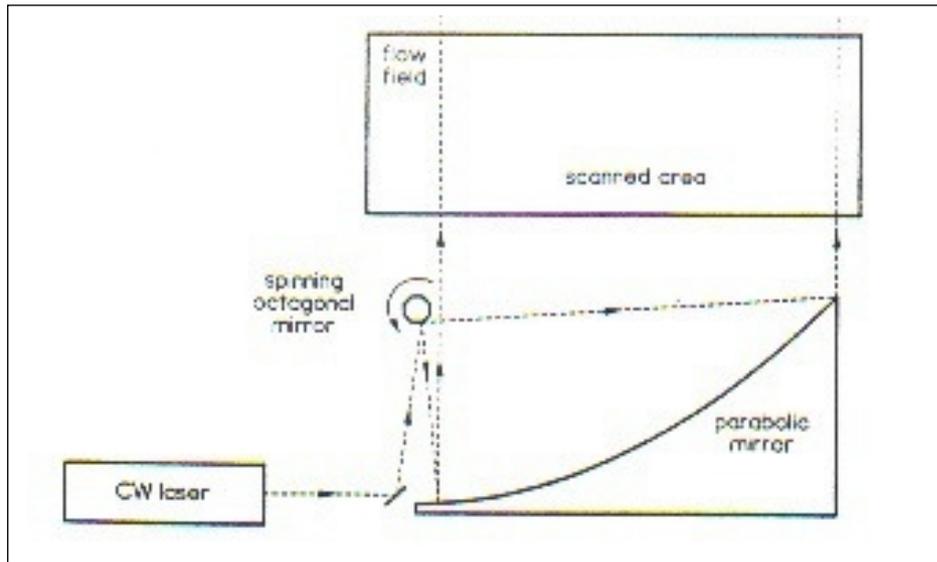


Figura 3.18 - Poligon scanner

Poiché lo scanner presenta, anche a basse velocità, un'elevata stabilità di rotazione, la tecnica Polygon Scanner consente di ottenere misure di alta precisione. Inoltre, tale tecnica è caratterizzata da un'elevata flessibilità, grazie alla possibilità di scegliere in un ampio campo di variabilità della velocità di rotazione.

Dato che attraverso questa tecnica il fascio laser non viene intercettato da un otturatore, è sufficiente, a parità di superficie da illuminare, utilizzare un laser di potenza inferiore oppure, a parità di laser utilizzato, è possibile illuminare una superficie maggiore.

3.4.3 *Sistema laser ad impulsi*

Qualora sia necessario avere un sistema di illuminazione di elevata intensità concentrata in brevi intervalli di tempo, così come accade nella maggior parte delle applicazioni della tecnica PIV, non è realistico pensare di ottenere ciò mediante l'utilizzo di un laser ad onda continua, dato che sarebbe antieconomico, oltre che tecnicamente difficile, mantenere tanto elevata l'intensità luminosa e doverne oltretutto perdere la maggior parte.

Queste considerazioni hanno condotto all'utilizzo di un sistema laser ad impulsi, che permette di concentrare l'energia luminosa in brevi pulsazioni, permettendo, così, un ottimale utilizzo dell'energia disponibile.

Il metodo più adatto per produrre un fascio luminoso consiste nel combinare due raggi provenienti da laser a doppia cavità in un unico fascio mediante l'uso di componenti ottici.

Tale metodo viene generalmente usato per le correnti d'aria ed in generale per le correnti ad alta velocità oppure per le correnti d'acqua, per le quali si utilizza un Nd:YAG laser ad alta energia. (Nd³⁺ ioni in yttrium aluminium garnet).

Questo tipo di laser è costituito da un flash e da un cristallo YAG disposti alle due origini di una cavità ellittica riflettente per massimizzare il trasferimento di energia dal flash al cristallo; il flash eccita la cavità per un breve intervallo di tempo e il calore generato è dissipato mediante acqua fredda prima dell'impulso successivo del flash.

Il sistema descritto evita che la cavità si danneggi a causa dell'eccesso di calore accumulato nella cavità stessa.

I laser attuali generano un impulso energetico della durata di circa 250 μ s, ripetuto ad una frequenza di 10 Hz (figura 3.19). Una differenza fondamentale tra un laser ad impulsi ed uno ad onda continua consiste nel fatto che, mentre per quest'ultimo la distribuzione dell'energia è una Gaussiana, per i laser ad impulsi non è possibile prevedere con esattezza la distribuzione dell'energia, per cui anche due laser identici possono non avere una identica distribuzione di energia così come, per lo stesso laser, possono aversi differenti distribuzioni energetiche per due impulsi consecutivi. E' questo un inconveniente proprio del laser ad impulsi per il quale è auspicabile un miglioramento futuro grazie all'evoluzione della tecnologia laser.

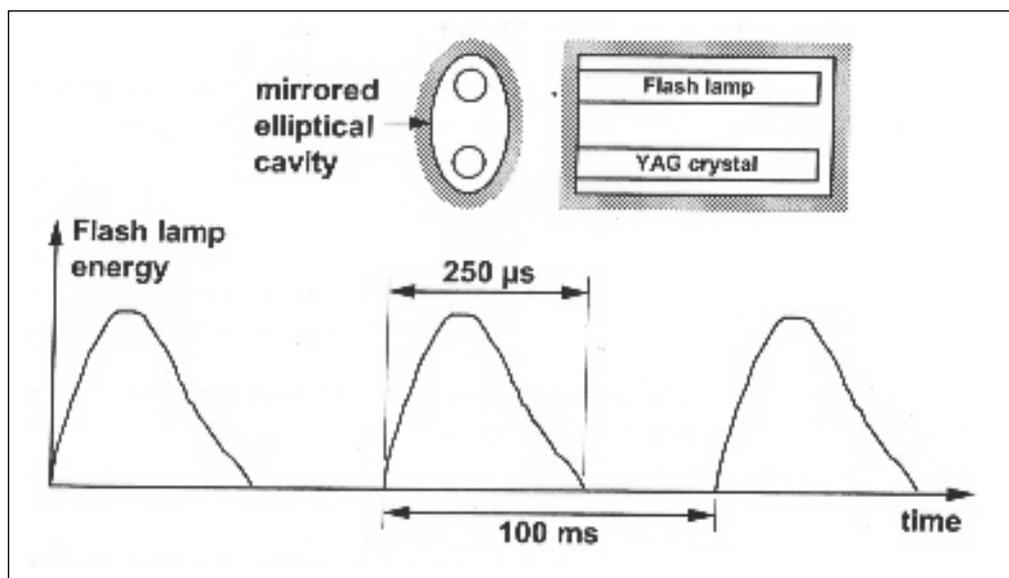


Fig. 3.19 - Nd: YAG laser

I laser generalmente utilizzati nella tecnica PIV sono del tipo Q-switched, essi, cioè, non emettono energia per l'intera durata dell'impulso energetico, in quanto la cavità resta chiusa per la maggior parte del tempo e viene aperta solo per un breve periodo.

Il meccanismo che permette di aprire e chiudere velocemente la cavità è appunto detto Q-switch. In questo modo si riesce ad accumulare energia in corrispondenza del cristallo YAG che viene poi rilasciata per ciascun impulso in maggiore quantità.

Gli standard attuali dei laser permettono di arrivare ad un quantitativo di energia da 10 fino a 400 mJ per impulso, con una durata dell'impulso Q-switched di soli 5÷10 ns. (figura 3.20); quest'ultimo è in genere lanciato con circa 150÷200 μs di ritardo rispetto all'inizio dell'impulso luminoso vero e proprio a causa di una naturale dissipazione di energia nella cavità a spese dell'energia generata dall'impulso luminoso.

Il vantaggio del sistema Q-switched consiste nel fatto che, poiché la durata dell'impulso è particolarmente breve, le particelle inseedanti presenti nel fluido non hanno il tempo necessario per spostarsi in maniera significativa durante l'illuminazione, oltre alla caratteristica, più volte evidenziata, di fornire un impulso luminoso di elevata energia.

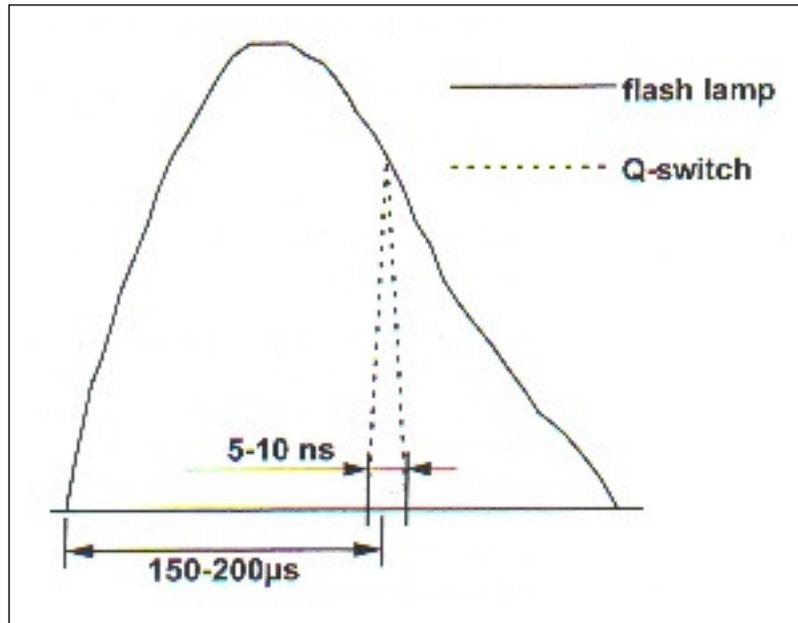


Figura 3.20 - Rappresentazione del sistema Q - Switch

Come già detto, i laser attuali generano impulsi che si ripetono con frequenze di 10 Hz; questo significa che il tempo tra due impulsi successivi è di 100 ms, in genere troppo elevato per le applicazioni PIV. Per ottenere impulsi che si susseguono ad intervalli temporali più brevi si usa una tecnica detta double Q-switched, per la quale la singola cavità emette due volte luce laser in ogni impulso o, in altre parole, la cavità viene aperta due volte durante l'emissione del flash. Il metodo è schematizzato nella figura seguente (figura 3.21).

Tuttavia, questo sistema non risolve del tutto il problema poiché entrambi gli impulsi Q-switch devono essere sparati all'interno della durata del singolo impulso luminoso, che, come già detto, è dell'ordine dei 250 μ s.

Affinché il primo impulso contenga tutta l'energia luminosa necessaria, c'è bisogno che il cristallo YAG abbia il tempo per riceverla dall'impulso energetico.

Il massimo tempo necessario affinché questo avvenga è pari a 200 μ s. Chiaramente una volta lanciato il primo impulso è necessario accumulare energia prima di lanciare il secondo. Il tempo minimo necessario per questa seconda operazione è pari a 50 μ s.

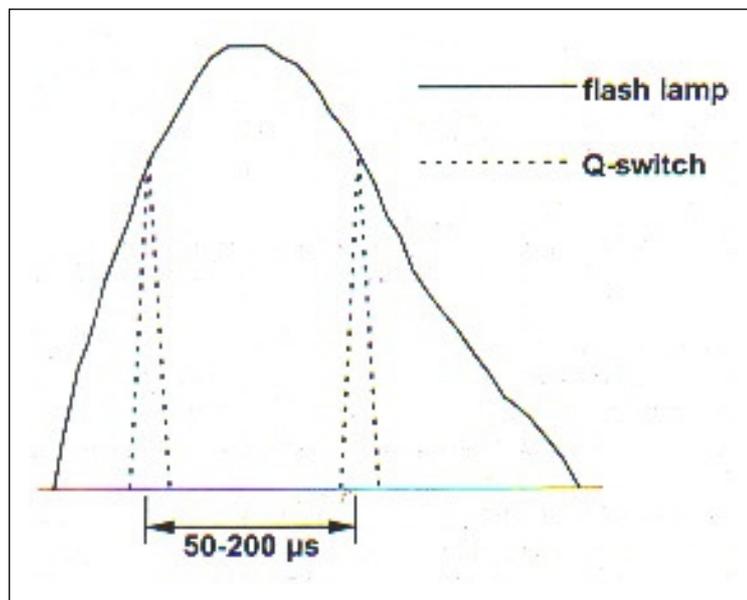


Figura 3.21 – Rappresentazione del sistema Double-Switch

Pertanto, l'intervallo di tempo tra due impulsi successivi varia tra 50 e 200 μs ed è quindi solo una piccola frazione della durata dell'impulso energetico. Questo fatto limita notevolmente l'intervallo di velocità per il quale la tecnica può essere utilizzata.

Inoltre, poiché il contenuto energetico complessivo non cambia, nel caso del sistema double Q-switch ciascun flash ha la metà dell'energia rispetto al flash generato con il sistema Q-switch.

Se si desidera un intervallo di tempo maggiore tra i due impulsi è necessario anticipare il primo impulso, il che ne limita il contenuto energetico; viceversa, se si desidera ottenere un intervallo temporale più breve, è opportuno lanciare il secondo impulso subito dopo il primo e di conseguenza il contenuto energetico del secondo impulso risulta piuttosto limitato. Nella tabella seguente sono riportati, al variare dell'intervallo temporale scelto, i valori dell'energia per ciascun impulso di un laser Nd: YAG con sistema double Q-switch corrispondente, con un sistema Q-switch, ad un impulso con contenuto energetico pari a 100 mJ.

Come già detto, ciascun impulso del sistema double Q-switch ha un contenuto energetico pari a circa la metà del singolo impulso del sistema Q-switch, anche se, come si nota dai valori riportati in Tabella, per intervalli di tempo tra due impulsi pari a circa la metà della durata totale dei due impulsi, il contenuto energetico complessivo eccede i

100 mJ del singolo impulso, dato che c'è una minore perdita di energia per dissipazione quando la cavità è aperta due volte all'interno del singolo impulso energetico.

Intervallo di tempo [μs]	Energia per impulso [mJ]
<40	Pressoché nulla
50	40
70	50
100	60
200	55

Tabella 3.1 - Quantità di energia pr impulso in un sistema Double Q-switch

Il metodo migliore per ottenere una buona elasticità nella scelta dell'intervallo tra gli impulsi del laser e mantenere la giusta energia in ciascuno di essi, indipendentemente dal tempo tra gli impulsi, è utilizzare un laser a doppia cavità, il quale, tra l'altro, risulta anche più adatto per le applicazioni PIV.

Infatti, i laser Nd: YAG non sono in linea generale utilizzabili per le applicazioni PIV, dato che emettono radiazioni ad una lunghezza d'onda pari a 1064 nm, corrispondente alla banda dell'infrarosso, mentre la maggior parte delle telecamere è sensibile a lunghezze d'onda corrispondenti allo spettro verde-blu.

Pertanto, viene utilizzato il sistema double Q-switch, grazie al quale la lunghezza d'onda della radiazione emessa è dimezzata a 532 nm per mezzo di un cosiddetto generatore armonico. Tuttavia, quest'ultimo non è sufficiente per cui è necessario eliminare la residua radiazione all'infrarosso per far sì che il fascio pulsante lasci il laser.

Per fare ciò si utilizza un componente ottico detto separatore armonico. Nell'utilizzo del laser di un sistema PIV bisogna tener conto che il tipo Nd:YAG deve operare alla frequenza di progetto. Infatti, la luce laser in uscita dipende fortemente dalla temperatura della cavità che cresce all'aumentare della frequenza dell'impulso

fino a raggiungere l'equilibrio termico, per cui il laser necessita di un tempo di riscaldamento prima di poter essere utilizzato per le misure effettive.

Con un laser caratterizzato da una frequenza di 10 Hz, il tempo tra due impulsi successivi è di 100 ms, per cui il tempo tra le registrazioni deve essere proprio pari a 100 ms.

3.5 *Acquisizione delle immagini*

L'ottimizzazione del processo di acquisizione delle registrazioni PIV è legata a diversi fattori, quali il sistema di illuminazione, il tipo di particelle utilizzate come insemillante e le caratteristiche del sistema di registrazione delle immagini. Risulta, quindi, utile analizzare nei dettagli le varie componenti in modo tale da poter comprendere meglio il loro ruolo nell'ambito delle analisi PIV e poter capire quali sono i parametri che a loro volta ne ottimizzano l'impiego.

Come già detto, la fase di acquisizione delle immagini è costituita da una fase di illuminazione e una di acquisizione vera e propria.

Rimandando al paragrafo precedente per una dettagliata analisi del sistema di illuminazione, si riporta nel seguito la descrizione delle caratteristiche delle particelle e del sistema di registrazione.

3.5.1 *Particelle insemillanti*

La scelta preliminare del tipo di particelle utilizzate nella sperimentazione rappresenta un elemento di fondamentale importanza per ottimizzare l'intero processo di acquisizione PIV.

La tecnica PIV, infatti, non misura direttamente la velocità della corrente ma la velocità delle particelle contenute nel fluido, ottenuta a sua volta dalla conoscenza della loro posizione iniziale e finale.

Affinché le misure siano rappresentative della velocità della corrente, è necessario che le particelle siano sufficientemente piccole, in maniera tale che il loro comportamento all'interno del fluido non solo non interferisca con il campo di moto della corrente, ma interpreti bene anche il moto della singola molecola di acqua.

Tuttavia, esse devono essere pure sufficientemente grandi da riflettere abbastanza luce e permettere così il processo di acquisizione dell'immagine.

Inoltre, la loro densità deve essere prossima a quella del fluido, in modo che siano trascurabili gli effetti di galleggiamento.

Le principali proprietà fisico-chimiche delle particelle indispensabili per le applicazioni PIV possono essere sintetizzate come segue (Melling & Whitelaw, 1981):

- capacità di seguire la corrente;
- capacità di riflettere la luce;
- economicità;
- essere non tossiche, non corrosive, non abrasive;
- essere non volatili o comunque lente ad evaporare;
- essere chimicamente inerti;
- essere pulite.

In generale, il moto delle particelle sospese in un fluido è influenzato da alcuni parametri, quali:

- forma;
- dimensione;
- densità relativa della particella e del fluido;
- concentrazione delle particelle nel fluido;
- forze di massa.

La forma delle particelle, infatti, influisce sulle forze di trascinamento esercitate sulla particella dal fluido circostante, mentre la dimensione e la densità della particella rispetto a quella del fluido influiscono sulla risposta delle une ai cambiamenti di velocità dell'altro.

La concentrazione delle particelle, poi, influisce sul moto della singola particella, a causa dell'interazione tra le diverse particelle. Nella pratica le concentrazioni usate sono normalmente molto basse in modo che esse siano separate le une dalle altre da una distanza pari, in media, a diverse volte il loro diametro.

Le forze di massa, come la gravità, possono essere generalmente trascurate, fatte eccezione per correnti particolarmente lente, nelle quali la spinta di galleggiamento delle particelle può diventare un problema.

Per quel che riguarda l'analisi del moto delle particelle, poiché lo studio delle particelle di forma qualunque è piuttosto complesso, nella pratica vengono studiate particelle di forma sferica in fluido indefinito. I risultati di tali studi vengono poi

applicati anche alle particelle di forma irregolare, dando risultati buoni per particelle liquide e solide monodisperse, ma insoddisfacenti per particelle solide sotto forma di agglomerati.

Studi condotti su particelle di forma sferica in fluido indefinito in quiete (Basset, 1888) ed in moto (Hinze, 1959), hanno messo in evidenza come l'equazione del moto dipenda da alcuni fattori fondamentali quali le forze di accelerazione, gli sforzi viscosi di Stokes, le forze di resistenza associate ad un moto irregolare, oltre che al gradiente di pressione sul fluido ed alla resistenza del fluido sull'accelerazione della sfera:

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p \frac{d\hat{U}_p}{dt} = -3\pi\mu d_p \hat{V} + \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_f \frac{d\hat{U}_f}{dt} - \frac{\pi}{12} d_p^3 \rho_f \frac{d\hat{V}}{dt} - \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\mu\rho_f} \int_{t_0}^t \frac{d\hat{V}}{d\xi} \frac{d\xi}{\sqrt{t-\xi}} \quad [3.2]$$

nella quale:

- $\hat{V} = U_p - U_f$ rappresenta la velocità istantanea della particella rispetto al fluido e i termini con pedice p ed f si riferiscono, rispettivamente, alle particelle ed al fluido;
- $\left(\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p \frac{dU_p}{dt} \right)$ rappresenta la forza necessaria ad accelerare la generica particella;
- $\left(-3\pi\mu d_p \hat{V} + \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_f \frac{d\hat{U}_f}{dt} \right)$ descrive gli sforzi viscosi dati dalla legge di Stokes;
- $\left(\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_f \frac{d\hat{U}_f}{dt} \right)$ rappresenta la forza aggiuntiva sulla generica particella legata al gradiente di pressione prodotto, in corrispondenza della particella stessa, dall'accelerazione del fluido;
- $\left(-\frac{\pi}{12} d_p^3 \rho_f \frac{d\hat{V}}{dt} \right)$ rappresenta la resistenza di un fluido non viscoso all'accelerazione della sfera;

$$- \left(-\frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \mu \rho_f} \int_{t_0}^t \frac{d\hat{V}}{d\xi} \frac{d\xi}{\sqrt{t-\xi}} \right)$$

– rappresenta l'integrale di Basset che descrive la resistenza dovuta al moto non stazionario.

Quando i termini rappresentativi della forza di accelerazione, del gradiente di pressione e della resistenza del fluido all'accelerazione della sfera vengono combinati, la forza di accelerazione è equivalente a quella di una sfera la cui massa viene incrementata di un valore virtuale corrispondente alla metà della massa di fluido spostato.

L'equazione appena descritta è valida sotto le seguenti ipotesi:

- la turbolenza è omogenea ed invariante nel tempo;
- le particelle sono più piccole della microscala della turbolenza;
- sono valide le ipotesi di applicabilità delle leggi di Stokes (le particelle sono sferiche);
- le particelle sono immerse sempre nello stesso tipo di fluido;
- non c'è interazione tra le particelle;
- è possibile trascurare le forze esterne, quali quella di gravità, quella centrifuga e le forze elettrostatiche.

A seconda del tipo di fluido da esaminare, il diametro delle particelle utilizzato per le sperimentazioni PIV in correnti liquide varia tra 10÷50 μm , dimensione comparabile con la lunghezza d'onda della luce utilizzata, pari, come già detto in precedenza, a 532 nm per un laser Nd: YAG a doppia frequenza.

Avere particelle di dimensioni confrontabili con la lunghezza d'onda della luce laser permette di applicare la teoria di Lorenz e Mie sulla dispersione della luce, la quale, però, descrive la dipendenza della quantità di luce riflessa dalla sola dimensione delle particelle, trascurando completamente altri fattori che pure giocano un ruolo fondamentale nel processo di riflessione, quali la forma e dall'orientamento delle particelle. Altro elemento di approssimazione della teoria di Lorenz & Mie è il fatto che essa è applicabile solo a particelle di forma sferica.

In linea generale, la quantità di luce riflessa è tanto maggiore quanto maggiori sono le dimensioni delle particelle, le quali influenzano anche la distribuzione spaziale

della luce riflessa. Per particelle più grandi, il rapporto tra la luce emessa e quella riflessa può essere anche dell'ordine di $10^2 - 10^3$ mentre particelle più piccole riflettono la luce in maniera più uniforme. In realtà, ai fini delle applicazioni della tecnica PIV, l'intensità luminosa che effettivamente interessa è quella riflessa lateralmente, la quale risulta piuttosto bassa anche per particelle di dimensioni significative, per le quali la riflessione superficiale diretta supera la luce diffusa e l'intensità è grossomodo proporzionale al quadrato del diametro della particella. Per le particelle, infine, più piccole gioca un ruolo determinante il fenomeno della diffrazione della luce incidente.

In conclusione si può dedurre che la scelta del tipo di insemillante dipende da diversi parametri, in particolare dal tipo di moto da esaminare e dal sistema di illuminazione disponibile. In generale le particelle che costituiscono l'insemillante devono essere quanto più grandi possibile in modo da avere il massimo della luce diffusa, ma, nello stesso tempo, le loro dimensioni non devono essere eccessive in modo da assolvere alla loro funzione di tracciante in maniera appropriata. Infine è necessario che l'insemillante sia distribuito in maniera uniforme nell'area di misura.

Ovviamente, a seconda del tipo di fluido, aria o acqua, sono diverse le caratteristiche dell'insemillante, come riassunto nelle tabelle che seguono.

Materiale	Diametro delle particelle [μm]	Commenti
Polvere di Alluminio	< 10	Preserva dalla polarizzazione dovuta alla diffusione.
Bolle	5 – 500	Utilizzabili solo con un mezzo bifase.
Bolle di Vetro	10 – 150	Economiche.
Lattice	0.5 – 90	Particelle di piccole dimensioni ma molto costoso.
Latte	0.3 – 3	Economico ed efficiente
Polline di Pino	30 – 50	Dopo un po' di tempo in acqua rigonfiano.

Tabella 3.2 - Materiali tipicamente utilizzati nelle correnti d'acqua

Materiale	Diametro della particella [μm]	Commenti
Al_2O_3	<8	Generate per fusione. Usato come insemiante nelle fiamme per l'elevato punto di fusione.
Glicerina	0.1 – 5	Generalmente prodotte mediante un nebulizzatore.
Olio di Silicone	1 – 3	Molto soddisfacente
Particelle di SiO_2	1 – 5	Particelle sferiche di dimensioni molto piccole. Migliori dello TiO_2 ma meno adatte della glicerina a riflettere la luce.
Polvere di TiO_2	Dal sottomicron alle decine di micron	Buone capacità riflettenti e stabilità nelle fiamme fino a 2500°C . Consigliato per misure con LDA ma non con PIV a causa dell'elevata dimensione delle particelle e la loro tendenza ad aggregarsi.
Acqua	1 – 2	Prodotta mediante nebulizzatore. Può essere aggiunto un inibitore di evaporazione
MgO		Generato dalla combustione della polvere di magnesio.

Tabella .3.3- Materiali tipicamente utilizzati nelle correnti d'aria

3.5.2 Registrazione delle immagini

La fase di acquisizione vera e propria delle immagini nella tecnica PIV è possibile grazie all'utilizzo di una telecamera che permetta di registrare la posizione iniziale e finale delle particelle nella corrente per ricavare, da queste, mediante un processo di elaborazione di tipo statistico-matematico, la mappa vettoriale delle velocità.

Lo schema del sistema di registrazione è mostrato in figura 3.22.

La telecamera è disposta ortogonalmente al piano illuminato, nel quale si vuole effettuare la misura. La relazione geometrica che lega il piano di misura della corrente ed il piano dell'immagine è retta da sei coordinate, tre spaziali e tre angolari.

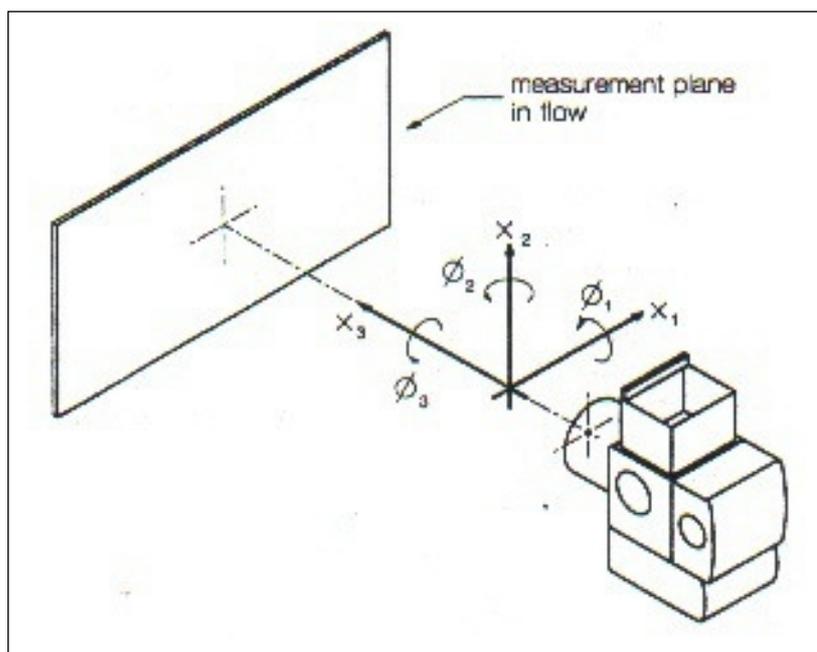


Figura 3.22 - Schema del sistema di misura

La posizione della telecamera nel piano (x_1, x_2) è determinata dalle caratteristiche della zona di misura. Nel più semplice dei casi il centro della telecamera coincide con quello della zona di misura. La coordinata x_3 dipende invece dalla distanza della telecamera dal piano di misura. Infine, la posizione della telecamera dipende da altri tre gradi di libertà:

- il beccheggio φ_1 ;
- lo sbandamento φ_2 ;
- il rollio φ_3 .

Il beccheggio e lo sbandamento vengono fissati in maniera tale che l'immagine della telecamera sia parallela al piano di misura. Se questa posizione non viene fissata accuratamente, non solo vi è una distorsione sistematica del piano dell'immagine, ma risulta anche difficile ottenere una buona messa a fuoco su tutto il piano dell'immagine.

Per quanto riguarda il rollio, infine, esso va specificato nel caso in cui si voglia impostare una rotazione relativa tra l'area di misura ed il piano dell'immagine.

Il principio di funzionamento della telecamera è basato sulla riflessione, da parte delle particelle, della luce generata dal laser. L'onda riflessa viene percepita dai sensori della telecamera, i quali imprime l'immagine che appare come un segnale luminoso su fondo scuro.

La formazione delle immagini è, in generale, un processo di rilevazione della luce dalla scena e di generazione della rappresentazione digitale di essa. Quando un fotone colpisce un atomo di silicone, eccita un elettrone in una condizione energetica più alta. Poiché il silicone è un semiconduttore gli elettroni sono liberi di muoversi solo quando si trovano in questo stato di energia più alta, detta fascia di conduzione.

Come già più volte detto, il laser invia due distinti segnali luminosi in un intervallo temporale variabile tra 50 e 200 ms. Quando il laser invia il primo segnale viene registrata la posizione iniziale delle particelle. Subito dopo il primo impulso, il frame della telecamera avanza in maniera tale da poter registrare la posizione finale delle particelle, corrispondente alla seconda pulsazione del laser, su un frame distinto dal precedente.

Generalmente vengono usate le cosiddette CCD-camera (CCD è l'acronimo di Charge Couplet Device) in quanto esse forniscono un segnale digitale istantaneo della posizione delle particelle. In passato venivano invece usati film fotografici.

Una telecamera CCD comprende una serie di sensori detti pixel, ciascuno dei quali si comporta come un condensatore MOS (Metal-Oxide-Semiconductor), con la funzione di accumulare gli elettroni derivanti dalla conversione dei fotoni incidenti, così come succede in un fotodiodo. Gli accumulatori sono isolati gli uni dagli altri da una

buca di potenziale generata dal drogaggio del chip di silicone e dall'applicazione di un voltaggio ad una griglia di elettrodi metallici trasparenti collocati sulla superficie del sensore. La luce incidente su ciascun pixel viene così convertita in una carica elettronica.

Un vantaggio fondamentale dell'utilizzo di una camera CCD rispetto ad un film fotografico consiste nella possibilità di registrare immagini che si susseguono con intervallo di tempo estremamente breve, il che rende maggiormente affidabile il processo successivo dell'elaborazione delle immagini stesse, come si avrà modo di descrivere in maniera dettagliata nel seguito.

L'ottimizzazione del processo di acquisizione avviene fissando alcuni parametri fondamentali, quali la velocità dell'otturatore e la messa a fuoco.

La velocità dell'otturatore viene scelta in funzione dell'intervallo di illuminazione adottato ed è generalmente fissata in maniera tale da garantire un adeguato numero di esposizioni, in genere variabile da quattro a sei, ma comunque dipendenti dalle caratteristiche del moto che si sta esaminando.

Per quanto riguarda la messa a fuoco, essa rappresenta un parametro fondamentale per migliorare la qualità delle immagini PIV, che può tuttavia essere ottimizzato solo effettuando delle prove pratiche.

3.6 Elaborazione delle immagini

La fase conclusiva della misura effettuata con tecnica PIV consiste, come già accennato, nella elaborazione delle immagini acquisite.

Per ottenere ciò si utilizza un processore, detto Flow Map system, collegata sia al sistema di illuminazione che alla camera, allo scopo di sincronizzare il fascio luminoso pulsante con la registrazione delle immagini ; esso elabora le immagini acquisite con la CCD camera restituendo mappe di vettori velocità.

Per ragioni di robustezza, la tecnica PIV si basa sulla determinazione del posizionamento di un gruppo di particelle usando tecniche di correlazione del tipo FFT (Fast Fourier Transforms).

Come si specificherà in dettaglio nel seguito, l'immagine acquisita dalla camera, cioè l'area di misura, è suddivisa in tante interrogation areas; all'interno di ciascuna di esse si procede alla correlazione dei due frames forniti dalla camera relativi alla regione stessa in modo da ottenere una stima della disposizione media dei vettori. Questa tecnica non richiede di dover seguire le singole particelle, ma d'altra parte, affinché le misure siano statisticamente attendibili è necessario avere numerose particelle all'interno di ciascuna regione di misura.

Le tecniche di correlazione possibili sono essenzialmente due: la tecnica di auto-correlazione e quella di cross-correlazione, quest'ultima nella maggior parte dei casi migliore dell'altra, ma la sua applicazione alla tecnica PIV è divenuta possibile solo in tempi relativamente recenti.

Per questo motivo il sistema Flow Map supporta entrambi i metodi.

3.6.1 Metodi di correlazione e teoria FFT

Il FlowMap System utilizza un sistema di coordinate cartesiane XY tali che l'asse positivo delle X sia rivolto verso destra e l'asse positivo delle Y sia orientato verso l'alto rispetto ad un osservatore posto dietro la telecamera e rivolto verso il fascio luminoso. L'origine del sistema di riferimento coincide con l'angolo sinistro della zona osservata. (figura 3.23).

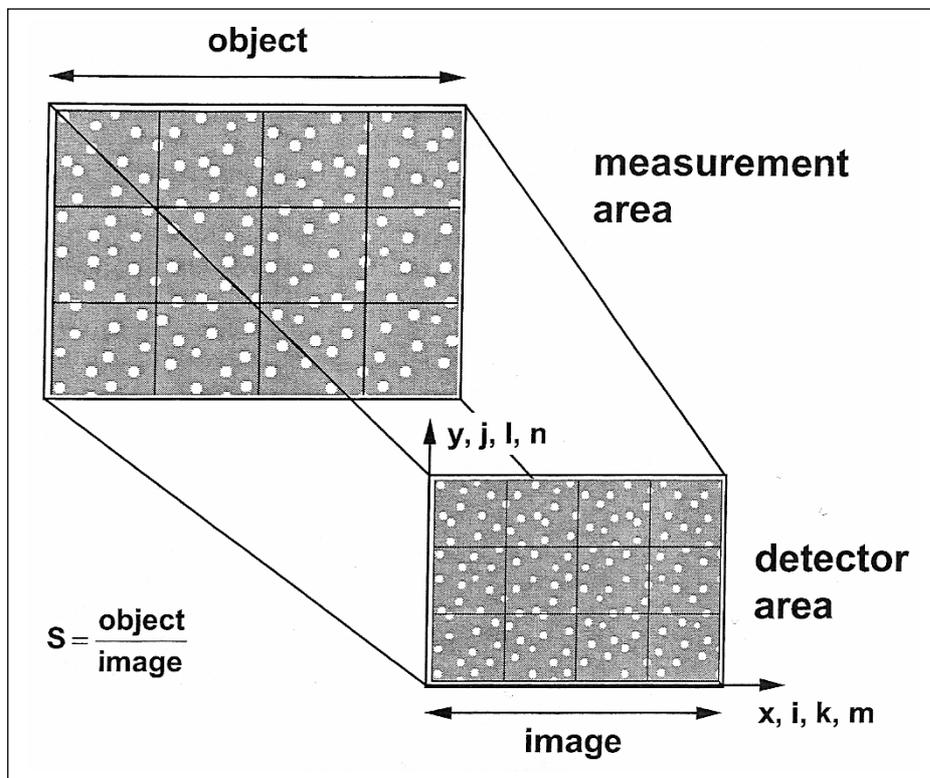


Fig 3.23 - Sistema di coordinate e piano dell'immagine

Le unità di misura utilizzate nelle elaborazioni PIV sono i pixel; il risultato finale viene convertito in metri mediante l'utilizzo di un fattore di scala, S , che consente di adattare le dimensioni reali dell'area di misura a quelle delle immagine:

$$S = \frac{\text{oggetto}}{\text{immagine}}$$

Come già accennato, la CCD camera permette di acquisire, in corrispondenza di ciascun impulso del laser, una coppia di immagini, che opportunamente elaborate forniscono una mappa di vettori velocità.

In particolare, entrambe le immagini della coppia vengono suddivise in interrogation areas; qualora il fluido sia in movimento, tra una delle due immagini e l'altra si riscontra uno spostamento medio delle particelle insemminanti, che può essere descritto mediante un modello di elaborazione di un segnale digitale lineare, così come schematizzato nella figura che segue:

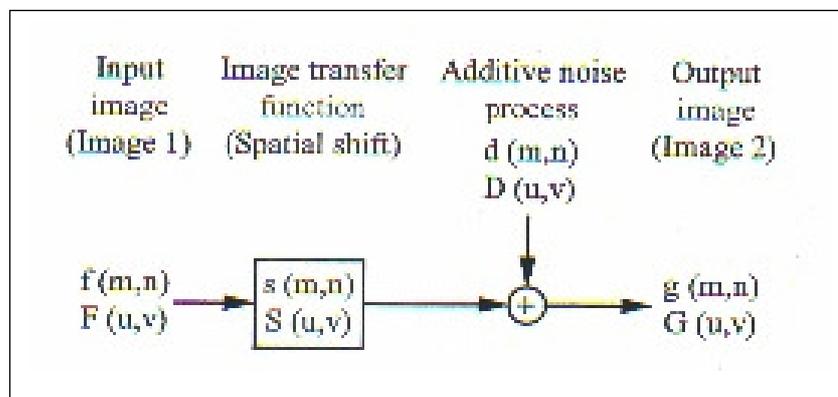


Figura 3.24 - Funzione di spostamento dell'immagine

All'input $f(m,n)$, che rappresenta l'intensità della luce registrata al tempo t in ciascuna interrogation area, corrisponde un output $g(m,n)$, che descrive l'intensità della luce registrata al tempo $t + \Delta t$.

Il passaggio dall'input $f(m,n)$ all'output $g(m,n)$ avviene mediante l'utilizzo di un operatore statistico-matematico, $s(m,n)$, detto funzione di trasferimento dell'immagine, al quale venga però aggiunta anche una funzione di disturbo $d(m,n)$, legata al fatto che durante l'acquisizione, e quindi nell'intervallo di tempo tra due acquisizioni consecutive, delle immagini alcune particelle entrano ed escono dall' interrogation area.

L'obiettivo principale delle analisi PIV è quello di stimare la funzione di trasferimento dell'immagine $s(m,n)$ sulla base della conoscenza dei valori dell'input $f(m,n)$ e dell'output $g(m,n)$. La funzione $s(m,n)$ dipende dal tipo di moto e dall'intervallo di tempo trascorso tra due registrazioni consecutive.

Come già accennato, nell'ambito delle analisi PIV, i metodi per stimare la funzione $s(m,n)$ sono di tipo statistico-matematico e sono rappresentati dal metodo della auto-correlazione e da quello della cross-correlazione, il primo più diffuso rispetto all'altro, anche se caratterizzato da minore affidabilità.

Infatti, la cross-correlazione consente di registrare la posizione iniziale e finale delle particelle su due frames separati, permettendo così di distinguere l'ordine delle due immagini e di risalire al corretto verso del vettore velocità; l' auto-correlazione, invece, registrando le due immagini sullo stesso frame, non permette di distinguere la prima e la seconda immagine e, di conseguenza, non permette neppure di stabilire con certezza il verso esatto del vettore velocità.

Tuttavia, i limiti tecnologici imposti dalle telecamere utilizzate in passato hanno fatto sì che l'uso della auto-correlazione sia storicamente più diffuso rispetto a quello della cross-correlazione. In ogni caso, seppure con qualche indeterminatezza, il metodo ha fornito risultati soddisfacenti.

Oggi, grazie allo sviluppo della tecnologia delle telecamere, è possibile lavorare con il metodo della cross-correlazione e, sulla scia delle esperienze effettuate in passato, auspicare risultati ancora migliori.

3.6.2 Cross-correlazione ed auto-correlazione

La funzione discreta di cross-correlazione delle regioni campionate $f(m,n)$ e $g(m,n)$ è descritta dai seguenti legami funzionali:

$$\begin{aligned}\Phi_{fg}(m,n) &= E[f(m,n), g(m,n)] \\ \Phi_{fg}(m,n) &= \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} \sum_{l=-\infty}^{l=\infty} f(k,l) \cdot g(k+m, l+n)\end{aligned}\quad [3.3]$$

Il valore di cross-correlazione risulta elevato quando ci sono numerose particelle corrispondenti tra i due frames successivi, mentre risulta basso quando la singola particella su un frame ha come corrispondente diverse particelle sul frame successivo. Nel primo caso si parla di true correlation, nel secondo di random correlation.

Le particelle che entrano o escono dall'interrogation area durante la registrazione della prima e della seconda immagine non vengono contribuiscono alla true correlation poiché la prima o la seconda posizione risultano mancanti; esse partecipano, però alla random correlation.

In questo modo aumenta il rapporto tra segnale e rumore.

Questo fenomeno è conosciuto come "loss of pairs" o scomparsa del segnale. In ogni caso, il valore più elevato di correlazione può essere considerato come ben rappresentativo del miglior adattamento tra la funzione $f(m,n)$ e $g(m,n)$ quando il numero di coppie di particelle è sufficientemente elevato.

La posizione del picco nel piano di correlazione corrisponde alla disposizione media delle particelle all'interno dell'interrogation area considerata.

Per stimare in maniera efficiente la posizione del piano di correlazione viene utilizzata la tecnica FFT. Infatti, l'immagine fornita dalla camera può essere considerata come un segnale bidimensionale analogo ad una serie temporale ad una dimensione. In realtà, possono essere utilizzate diverse tecniche di elaborazione di un segnale monodimensionale estese ad un segnale a due dimensioni; in questo caso viene usata la tecnica FFT per rendere più veloce il processo di cross-correlazione. Piuttosto che effettuare una somma su tutti gli elementi della regione campionata, l'operazione può essere ridotta ad una moltiplicazione congiunta di ciascuna coppia corrispondente ai coefficienti di Fourier. In questo modo si ottiene una nuova serie di coefficienti che

vengono poi trasformati in maniera inversa per ottenere la funzione di cross-correlazione

Il processo è schematicamente illustrato nella figura 3.25.

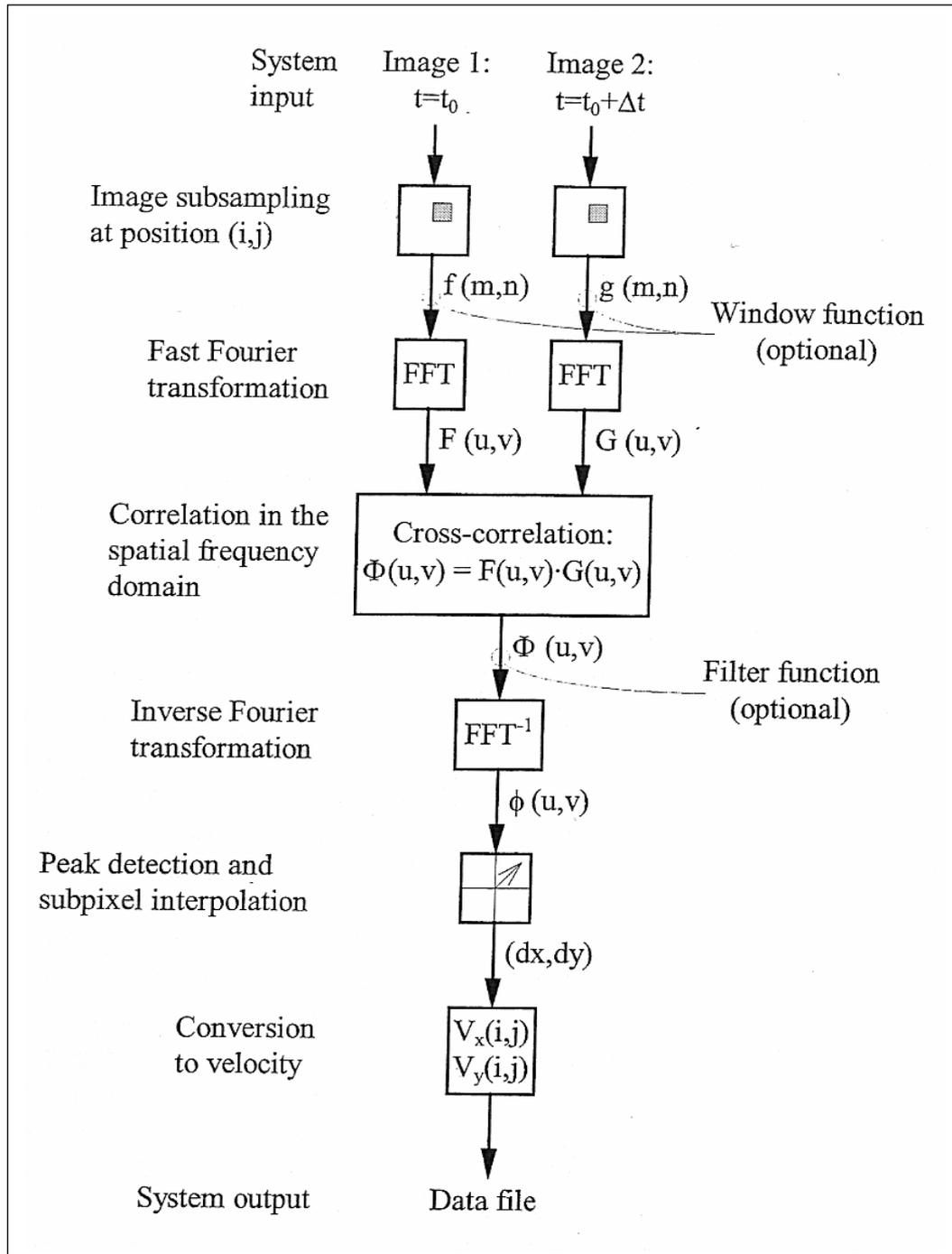


Figura 3.25 - Diagramma di flusso del processo numerico della PIV

La tecnica della trasformata di Fourier, utilizzata per ottenere la funzione di cross-correlazione, genera una funzione che non tende a zero ai bordi dell'interrogation area determinando così un incremento artificiale del rumore di fondo, specialmente in corrispondenza dei bordi stessi; di conseguenza, per risolvere per questo problema, risulta opportuno utilizzare le cosiddette window function e filter function, mostrate nello schema della figura 3.25.

In particolare, le correlazioni effettuate con la tecnica FFT permette si di rendere più veloci le elaborazioni ma, poiché parte dall'ipotesi che i percorsi delle particelle in ingresso nella interrogation area si di tipo ciclico, conduce alla generazione di particelle fantasma e correlazioni fantasma (figura 3.26), con la conseguenza di produrre il cosiddetto rumore ciclico, che in realtà riduce il rapporto tra segnale e rumore. Applicando la window function all'interrogation area, si riduce l'influenza delle particelle fantasma. Essa funziona come un filtro sulle immagini in ingresso all' algoritmo FFT, eliminando le particelle che si trovano in prossimità de margini della interrogation area, dove le correlazioni fantasma sono verosimilmente più significative.

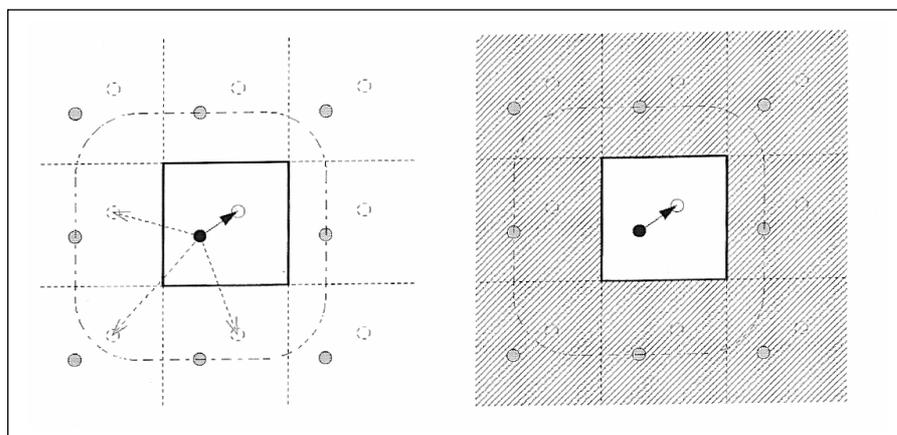


Figura 3.26 - Particelle e correlazioni fantasma, mostrate nella figura a sinistra, sono eliminate con una windows function, mostrata nella figura a destra

Le filter function, invece, funzionano come dei filtri sul dominio delle frequenze in uscita, e agiscono subito dopo la correlazione nel piano della correlazione stessa ma prima che venga effettuata la ricerca del picco.

Un altro parametro che influenza in maniera significativa il rapporto tra segnale e rumore è il numero di particelle insemi nanti in ciascuna interrogation area. All'aumentare del numero di particelle aumenta, infatti, anche il numero delle true correlation e di conseguenza risulta elevato anche il rapporto tra segnale e rumore; viceversa nel caso in cui il numero di particelle sia relativamente basso.

In generale si raccomanda di avere almeno cinque particelle per regione per ottenere dei risultati accettabili utilizzando la tecnica di cross-correlazione.

Per quanto riguarda la tecnica dell'auto-correlazione, storicamente più usata, essa permette l'elaborazione di due immagini successive registrate, però, sullo stesso frame, dato che fino a pochi anni fa non erano ancora disponibili dispositivi di registrazione capaci di imprimere due immagini successive su due frames distinti utilizzando la stessa camera.

Di conseguenza, per ottenere una mappa di vettori velocità, è necessario correlare un'immagine con se stessa ma spostata di un certo spazio nell'intervallo Δt .

Per questo motivo tale tecnica risulta affetta da una forte incertezza circa il verso esatto del vettore velocità, data l'impossibilità di distinguere l'immagine iniziale e quella finale; l'ambiguità del verso della corrente esclude anche la possibilità di applicare tale processo di elaborazione allo studio di moti circolanti nei quali la corrente può andare in direzioni opposte in diverse zone dell'area di misura.

L'algoritmo di auto-correlazione Φ_{ff} risulta formalmente analogo a quello di cross-correlazione; esso è dato dalla funzione:

$$\begin{aligned} \Phi_{ff}(m,n) &= E[f(m,n), f(m,n)] \\ \Phi_{ff}(m,n) &= \sum_{k=-\infty}^{\infty} \sum_{l=-\infty}^{\infty} f(k,l) \cdot f(k+m, l+n) \end{aligned} \quad [3.4]$$

Poiché, come più volte detto, l'immagine registrata è correlata con se stessa, la funzione di auto-correlazione presenta il punto di massimo nel piano bidimensionale in corrispondenza di spostamento nullo. Questo risultato non significa, però, che il valore della velocità è nullo, ma discende direttamente dalla caratteristica della tecnica di correlare ciascuna immagine a se stessa.

Anche per il metodo dell'auto-correlazione è possibile utilizzare la tecnica FFT al fine di rendere più veloci le elaborazioni, di per se già più semplici, e quindi più

veloci, delle elaborazioni necessarie per la cross-correlazione; tuttavia, nel caso dell'auto-correlazione il numero di random correlations è maggiore, e quindi il rapporto tra segnale e rumore minore, rispetto al caso della cross-correlazione.

Di conseguenza, per ottenere elaborazioni attendibili, mentre con la cross-correlazione bastano cinque particelle per interrogation area, l'auto-correlazione richiede che ce ne siano almeno dieci.

Una concentrazione di particelle insemi nanti sufficientemente elevata permette anche di aumentare il rapporto tra segnale e rumore, portandolo fino a valori comparabili con quelli che è possibile ottenere con la cross-correlazione, a patto che si usi la tecnica dell'esposizione multipla, che consiste nel registrare, sullo stesso frame, tre o più immagini corrispondenti ad altrettanti fasci luminosi pulsanti consecutivi.

Occorre a questo punto sottolineare che, qualunque sia la tecnica di elaborazione utilizzata, ci saranno comunque delle correlazioni random tra la posizione iniziale di alcune particelle e la posizione finale di altre particelle; tali correlazioni possono essere considerate come rumore e, per evitare che esse prevalgano, occorre che all'interno di ciascuna interrogation area ci siano numerose coppie di particelle, in modo che la correlazione del segnale sia più elevata del rumore.

La figura 3.27 mostra alcune tra le possibili correlazioni che possono essere effettuate.

Le sei illustrazioni mostrano la stessa coppia di particelle con lo stesso spostamento ma corrispondono a registrazioni effettuate in maniera diversa e riferite a differenti posizioni della coppia di particelle rispetto alla *interrogation area*.

Le prime tre immagini sono state registrate mediante due singole esposizioni su due frame separati, permettendo così di riconoscere la posizione iniziale (pallino pieno) e finale (cerchietto) della particelle.

Le altre tre immagini sono state ottenute mediante una doppia esposizione sullo stesso frame, pertanto non è possibile individuare con esattezza le posizioni iniziali e le rispettive posizioni finali.

Inoltre, nelle immagini della prima colonna, le particelle sono all'interno della interrogation area sia prima che dopo lo spostamento, mentre, negli altri esempi, la posizione iniziale o quella finale di una delle due particelle ricade all'esterno della interrogation area.

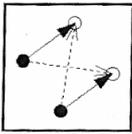
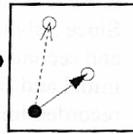
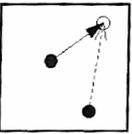
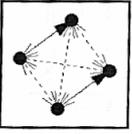
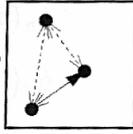
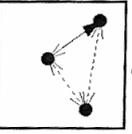
	Both initial and final positions inside the interrogation region	One initial particle position outside the interrogation region	One final particle position outside the interrogation region
Two single exposures: Cross-correlation	 S/N=2/1	 S/N=1/1	 S/N=1/1
One double exposure: Auto-correlation	 S/N=2/2	 S/N=1/1	 S/N=1/1

Figura 3.27 - Esempi di true correlations (indicate con frecce piene) e random correlation (indicate con frecce tratteggiate), con e senza perdita di coppie

Per ciascuna immagine è poi riportato il rapporto tra segnale e rumore, calcolato come numero di vettori che puntano nella stessa direzione; in particolare, il valore del segnale è fornito dal numero di vettori corretti, mentre il rumore viene calcolato come il più alto numero di vettori derivanti da random correlation diretti nella stessa direzione.

Nella prima immagine vi sono due vettori corretti e due falsi che puntano in direzioni diverse. Questo produce un rapporto tra segnale e rumore pari a 2:1. In questo caso ideale è possibile determinare il verso corretto del vettore velocità con solo due particelle per interrogation area.

Tuttavia, tale numero non è sufficiente per scopi pratici. Infatti, nelle quattro immagini in cui si verifica il fenomeno della perdita di coppie, in base al quale viene persa o la posizione iniziale delle particelle o quella finale perché al di fuori della interrogation area, il vettore esatto è solo uno tra numerosi altri vettori ugualmente possibili, e non è possibile determinarlo in maniera univoca.

Altro caso significativo è quello descritto nella prima immagine della seconda riga, nella quale non c'è perdita di coppia ma, poiché la registrazione è stata effettuata con una doppia esposizione dello stesso frame, si riscontra non solo una ambiguità nella determinazione della direzione dei vettori ma anche un incremento delle random

correlations tra le due posizioni iniziali e le due posizioni finali, rendendo così le correlazioni errate del tutto equivalenti a quelle corrette.

Uno strumento utile per determinare la giusta concentrazione di particella necessaria in ciascuna interrogation area è fornito dalle simulazioni effettuate con il metodo Montecarlo, i cui risultati sono riportati nella figura 3.28, nella quale è mostrato come la differenza tra spostamento reale e spostamento misurato, e quindi l'errore commesso con la tecnica della cross-correlazione, aumenti al diminuire della concentrazione di particelle e all'aumentare dello spostamento stesso.

Da questo tipo di simulazioni discende che il minimo numero di particelle in ciascuna interrogation area deve essere pari a 5 se si utilizza il metodo della cross-correlazione, pari a 10 se si utilizza il metodo dell'autocorrelazione; inoltre, per minimizzare l'errore legato allo spostamento, è opportuno che esso sia al di sotto di un quarto del lato dell'interrogation area, a meno di aumentare la concentrazione di insemiante.

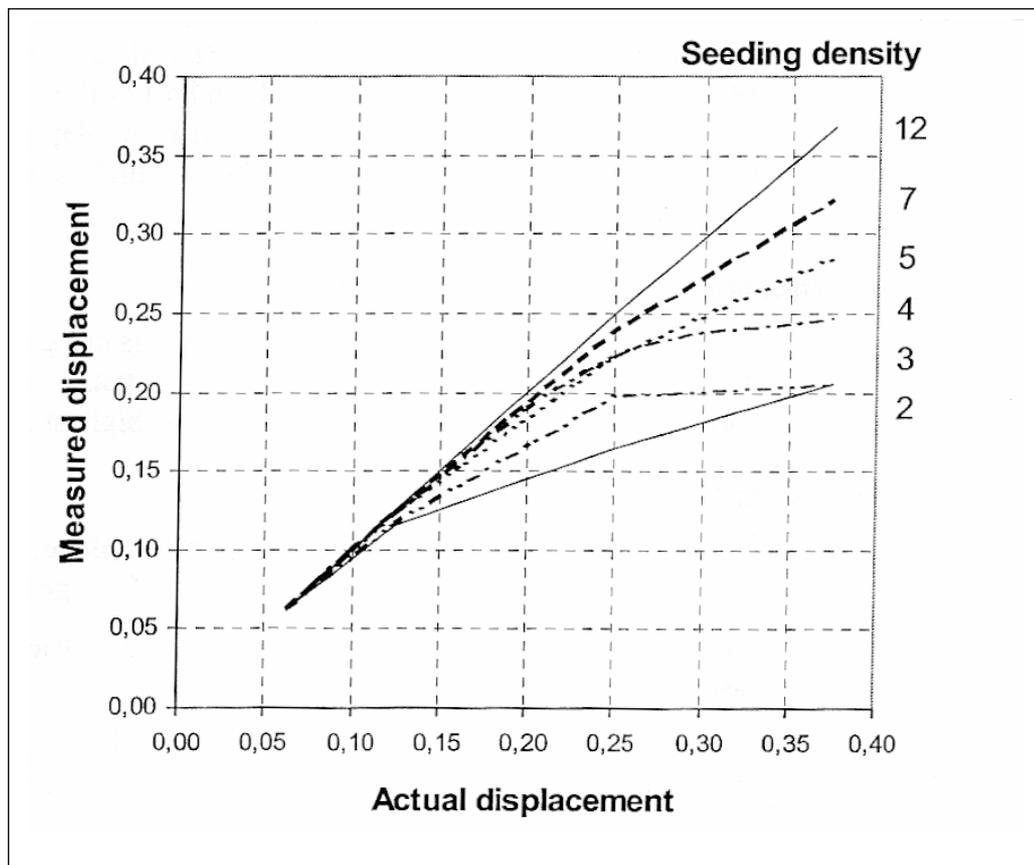


Figura 3.28 - Errore commesso a seconda della concentrazione di insemiante

Una ulteriore importante differenza tra le due tecniche di correlazione descritte consiste nella caratteristica del piano di correlazione, simmetrico nel caso della auto-correlazione, non dotato di simmetria nel caso della cross-correlazione.

Di conseguenza, quando si utilizza l'auto-correlazione per l'elaborazione delle immagini occorre conoscere a priori le caratteristiche fondamentali del moto che si sta investigando, in modo da poter a priori specificare in quale metà del piano si trovi il picco della correlazione; a questo punto il processore che effettua le elaborazioni, ad esempio il FlowMap system, individua, all'interno di tale semipiano, i cinque picchi più elevati.

Nel caso della cross-correlazione, invece, non essendoci simmetria nel piano della cross-correlazione, non è necessario a priori indicare la porzione di piano da investigare, potendo il picco cercato trovarsi in qualunque punto del piano stesso; qualora esso si trovi in posizione centrale, la velocità risulta sicuramente nulla, a differenza di quanto accade con la tecnica dell'auto-correlazione, che, proprio per la simmetria del piano di correlazione, può fornire un picco centrale anche se la velocità non è nulla.

3.6.3 Sovrapposizione delle interrogation areas

Come accennato nei precedenti paragrafi, le correlazioni vengono effettuate con il metodo FFT, che, da un lato rende più veloci le elaborazioni ma per contro genera un errore, detto rumore ciclico, per ridurre il quale si utilizzano le windows functions, Tuttavia, in questo modo si perdono del tutto le informazioni in corrispondenza dei bordi delle interrogation areas, per cui è necessario che queste vengano parzialmente sovrapposte, in modo tale che una informazione scartate in una area sarà utilizzata in un'altra area, così come schematizzato in figura 3.29.

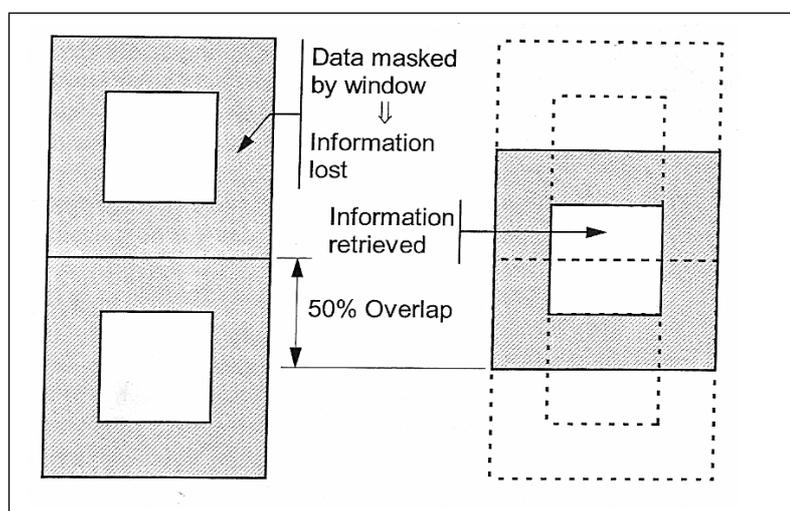


Figura 3.29 - Esempio di sovrapposizione delle interrogation areas

Per semplicità, la figura mostra il caso in cui la sovrapposizione sia solo lungo la verticale, ma ovviamente essa si può applicare in entrambe le direzioni, orizzontale e verticale.

Si tenga conto, comunque, che anche non utilizzando il sistema della parziale sovrapposizione delle aree di misura, vi è ugualmente una perdita di informazioni in prossimità dei bordi, a causa del fenomeno della perdita delle coppie, per il quale la posizione iniziale o finale di alcune particelle potrebbe ricadere all'esterno delle aree di misura, non contribuendo così al calcolo della velocità.

Sovrapponendo le interrogation areas aumenta la probabilità che tutte le coppie di particelle si trovino all'interno di almeno una delle aree stesse.

Al momento, il FlowMap System permette una sovrapposizione, a scelta, del 25%, 50% e 75%.

Elaborare le immagini ricorrendo alla sovrapposizione delle interrogation areas produce un maggior numero di vettori, che però non significa un aumento della risoluzione spaziale ma piuttosto ha un effetto analogo ad un sovra-campionamento, che può tornare utile nelle successive elaborazioni, ad esempio nell'interpolazione dei vettori per il tracciamento delle linee di flusso.

L'unico inconveniente legato alla sovrapposizione delle interrogation areas è l'incremento dei tempi di elaborazione, che aumentano all'aumentare al numerosi vettori generati.

3.7 Risoluzione della tecnica PIV

La risoluzione del campo di velocità restituito dalle elaborazioni effettuate mediante PIV dipende dalla dimensione, espressa in pixel, dalla interrogation area, che può essere scelta dall'operatore pari a 16x16, 32x32, 64x64 o 128x128 pixel.

Nello scegliere la dimensione dell'interrogation area, occorre tenere in conto diversi aspetti:

- per ottenere un buon rapporto tra segnale e rumore nella funzione di correlazione, la velocità all'interno della interrogation area deve essere il più possibile omogenea, nel senso che la più piccola scala spaziale che si vuole risolvere all'interno del campo di moto deve essere più grande della dimensione dell'interrogation area, che, quindi, deve essere quanto più piccola possibile pur continuando a contenere, come visto in precedenza, almeno cinque particelle nel caso di cross-correlazione o dieci nel caso di auto-correlazione;
- l'intervallo dinamico dei valori della velocità misurata aumenta all'aumentare delle dimensioni dell'interrogation area. Infatti, per avere misure accurate, è necessario che lo spostamento massimo delle particelle tra due immagini successive sia pari a circa un quarto della dimensione dell'interrogation area, ad esempio 16 pixel per un'area di 64x64 pixel. Inoltre, il più piccolo spostamento che è possibile misurare è di circa $2 \div 3$ pixel, se si usa la tecnica dell'autocorrelazione, e di 1 pixel, o anche meno, nel caso di cross-correlazione.

Le osservazioni fatte conducono alla necessità di dover trovare un buon compromesso tra la risoluzione spaziale, che aumenta al diminuire delle dimensioni della interrogation area, e l'intervallo di velocità, che, invece, aumenta all'aumentare dell'interrogation area.

In genere, per massimizzare il numero di vettori in una mappa fornita dalla PIV, e quindi trovare un buon compromesso alle problematiche appena descritte, si suggerisce di utilizzare interrogation areas delle dimensioni di 32x32 pixel, nel caso di cross-correlazione, e di 64x64 pixel nel caso di autocorrelazione.

3.8 Errori nella tecnica PIV

I risultati ottenuti mediante l'applicazione della tecnica PIV, così come quelli derivanti da qualsiasi altra attività sperimentale, sono suscettibili sia di errori casuali che sistematici, riscontrabili sia nella fase di acquisizione che in quella di analisi.

Per quanto riguarda la fase di acquisizione, il recente sviluppo tecnologico degli strumenti utilizzati ha fatto sì che l'incidenza degli errori sistematici sulle misure si sia ridotta a tal punto da potersi considerare trascurabile.

L'incidenza degli errori casuali, invece, dipende essenzialmente dall'abilità dell'operatore. Tuttavia, com'è facilmente intuibile, l'operatore più scrupoloso unito al più alto livello tecnologico non sarebbero comunque sufficienti per azzerare gli errori nelle misure.

Studi effettuati sull'incidenza degli errori nella fase di acquisizione della PIV (Skyner, 1992) hanno messo in evidenza i diversi fattori che possono essere causa di errori, distinguendo anche tra il tipo di errore stesso. I risultati di tali studi sono riassunti nella tabella 3.4 che segue.

Fattore	errore random	errore sistematico
Intervallo di illuminazione	0.2%	
Amplificazione fotografica	0.3%	
Distorsione fotografica		0.0÷0.3 %
Distorsione del piano di illuminazione		0.0÷0.3 %
Spessore del piano di illuminazione	0.1%	
Effetto dello Scanning Beam System		0.0÷0.2 %
Particelle che non seguono la corrente		0.0÷1.0 %
Errori combinati	0.4 %	1.0÷1.8 %

Tabella 1.4-Errori di acquisizione nella tecnica PIV

E' opportuno sottolineare che gli errori dovuti allo Scanning Beam System sono un po' più alti rispetto a quelli riportati in tabella in quanto l'intervallo di illuminazione tra l'acquisizione di due immagini successive non coincide esattamente con il periodo

dello Scanning Beam. Questo vuol dire che le particelle, avendo cambiato la loro posizione, vengono illuminate in una fase differente dal periodo di scansione. Tuttavia, la dimensione della cella nella quale è determinato il valore della velocità è molto piccola se paragonata alla lunghezza dell'intera area di misura; pertanto l'errore che si commette può essere sicuramente trascurabile.

Gli errori legati alla fase di analisi, anch'essi di tipo casuale e sistematico, dipendono essenzialmente dai gradienti di velocità all'interno del campo di moto e, quindi, nelle interrogation areas, all'interno delle quali le particelle non subiscono esattamente lo stesso spostamento.

Di conseguenza, si presentano errori random in corrispondenza del centro di massa del picco del segnale nel piano di correlazione; maggiore è il campo di variabilità della velocità nella interrogation area, più ampio è il picco e maggiore è l'errore random. Infatti, all'aumentare dei gradienti di velocità all'interno dell'interrogation area, è più probabile che la posizione iniziale o quella finale delle particelle più veloci cada all'esterno dell'interrogation area, inficiando così i risultati delle elaborazioni.

Ovviamente questo problema aumenta non solo all'aumentare dei gradienti di velocità ma anche all'aumentare della velocità stessa.

Capitolo quarto

Descrizione dell'indagine sperimentale ed analisi dei risultati

4.1 Descrizione dell'indagine sperimentale

L'attività sperimentale è stata svolta in due fasi.

Nella prima fase si è provveduto ad effettuare una taratura dell'installazione sperimentale, mediante la messa a punto del sistema meccanico e la calibrazione del sistema di misura ; nella seconda fase sono stati acquisiti i profili di velocità, sia per correnti unidirezionali che per moto oscillante.

La prima fase dell'attività è stata dettagliatamente descritta nel capitolo precedente.

Per quanto riguarda, invece, la seconda fase, e cioè l'indagine sperimentale vera e propria, si riportano nel seguito i risultati ottenuti e, successivamente, l'analisi degli stessi.

4.1.1 Acquisizione del fattore di scala

Come già detto, la determinazione sperimentale dei profili di velocità è il risultato dell'elaborazione, mediante l'utilizzo del processore FlowMap System delle immagini acquisite utilizzando la tecnica PIV.

Tuttavia, prima dell'utilizzo del sistema PIV è necessario individuare un fattore di scala che consenta di passare dal sistema di riferimento in pixel interno al processore ad un sistema di riferimento metrico.

Il FlowMap System, infatti, utilizza un sistema di riferimento interno tridimensionale tale che il piano x y sia parallelo al piano di illuminazione individuato all'interno della zona di misura. L'orientamento del sistema di riferimento è tale che l'asse delle ascisse x, orizzontale, è diretto verso destra rispetto ad un osservatore posto dietro la telecamera, mentre l'asse delle ordinate y è, rispetto allo stesso osservatore, orientato verso l'alto (figura 4.1).

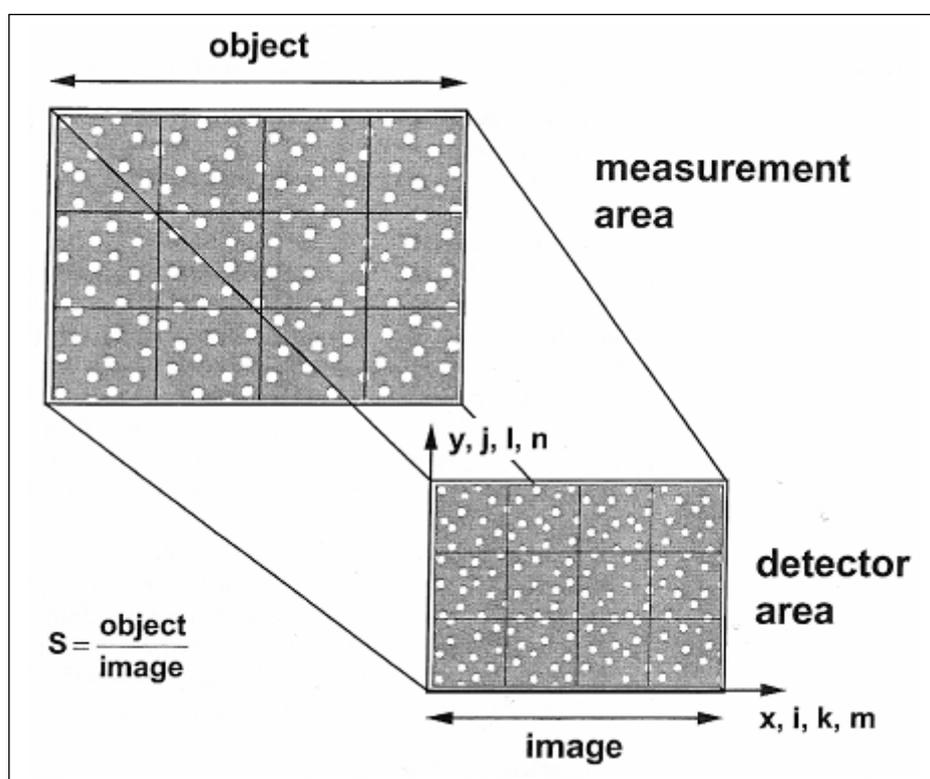


Figura 4.1 - Sistema di riferimento

Appare evidente come, da un punto di vista operativo, sia necessario legare il sistema di riferimento interno del processore ad un sistema di riferimento esterno attraverso il quale sia possibile correlare in maniera univoca le dimensioni dell'area di misura osservata con le corrispondenti dimensioni della finestra di acquisizione dipendenti dal posizionamento spaziale della telecamera rispetto al vano di misura.

A tal fine si introduce un sistema di riferimento esterno i cui assi x' y' z' sono orientati secondo la schematizzazione illustrata in figura 4.2.

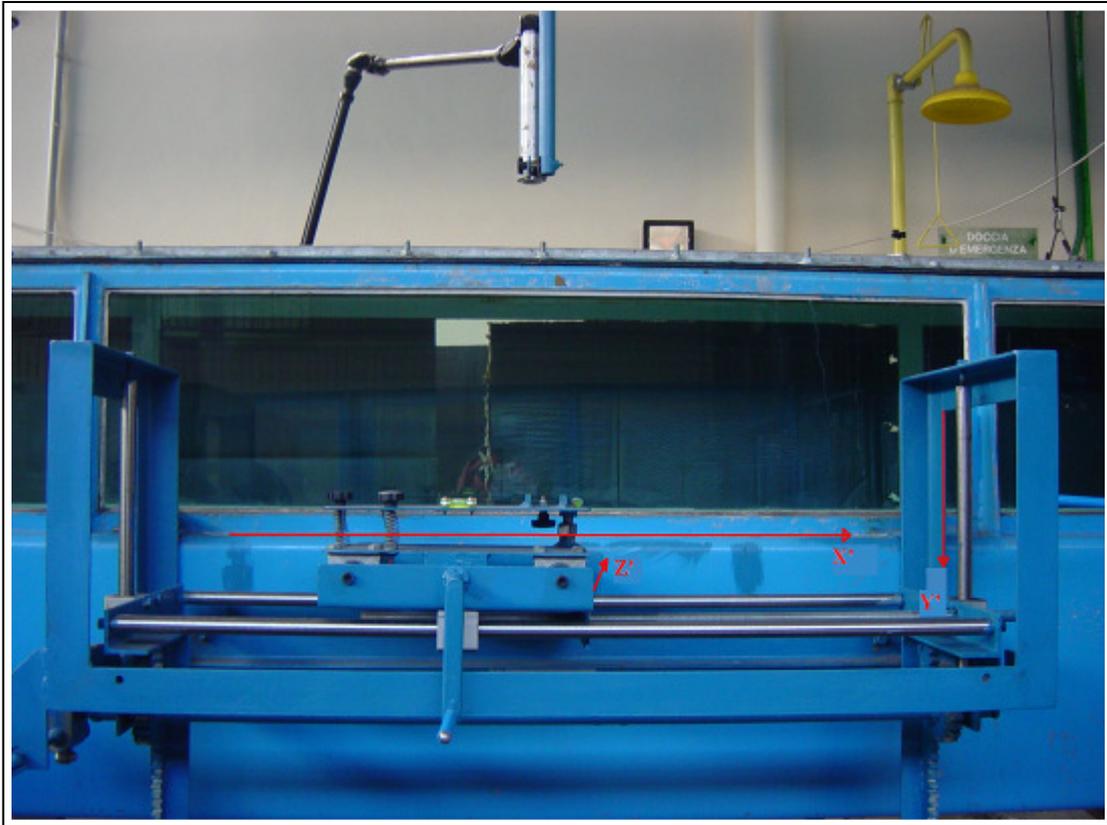


Figura 4.2 - Sistema di riferimento esterno

Trovare la corrispondenza tra i due sistemi di riferimento introdotti equivale a determinare un fattore di scala S , definito, in via puramente generica, come il rapporto tra le dimensioni della zona di misura (oggetto) e quelle della finestra di acquisizione (immagine), che consenta di passare dall'uno all'altro sistema di riferimento.

Alla luce di quanto detto, prima ancora di effettuare qualsiasi acquisizione, occorre determinare il fattore di scala secondo la seguente modalità operativa:

- si inserisce un'asta graduata, del tipo riportata in figura 4.3, nel vano di misura;
- considerati due generici punti A e B, individuati all'interno dell'area di misura in corrispondenza dell'asta graduata, si registra, con un'immagine PIV, un'istantanea contenente i due punti;

- si sostituisce alla loro distanza espressa in pixel nel sistema di riferimento interno del processore, la stessa distanza espressa in cm, letti in scala metrica;

fatto ciò, il processore calcola automaticamente il fattore di scala.

E' opportuno sottolineare che quest'ultimo non è un parametro assoluto in quanto esso è funzione della distanza z della telecamera dal piano di misura. Per questo motivo la procedura illustrata è stata ripetuta facendo variare la distanza tra la telecamera ed il piano di misura in modo tale da ottenere diversi fattori di scala in corrispondenza di finestre di acquisizione di dimensioni variabili.



Figura 4.3 – Acquisizione del fattore di scala

4.1.2 Determinazione dei profili di velocità in moto unidirezionale

Al fine di mettere in evidenza l'evoluzione del profilo di velocità al variare dell'intensità di corrente imposta, sono state effettuate diverse serie di acquisizioni, corrispondenti a differenti condizioni di moto, facendo variare il numero di Reynolds da 2×10^4 a 3×10^5 .

Come già detto nel capitolo terzo, questo set di prove si è reso necessario alla taratura del sistema di controllo della velocità.

I profili sperimentali sono stati, infatti, confrontati con i profili teorici, determinati mediante l'utilizzo della ben nota legge logaritmica del profilo di velocità in moto uniforme, la cui applicazione è vincolata alla conoscenza della scabrezza del tubo nel quale viene effettuata la misura:

$$\frac{\bar{v}}{v^*} = 5.75 \log \frac{yv^*}{\nu} + 5.5 \quad \text{per tubi lisci}$$

$$\frac{\bar{v}}{v^*} = 5.75 \log \frac{y}{\epsilon} + 8.48 \quad \text{per tubi scabri}$$

dove:

- $v^* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$ è la velocità di attrito alla parete, espressa mediante gli sforzi tangenziali al fondo τ_0 ;
- ν è la viscosità cinematica;
- ϵ è la scabrezza equivalente in sabbia (Abaco di Moody).

Nelle figure che seguono sono riportati i risultati di alcuni dei confronti effettuati.

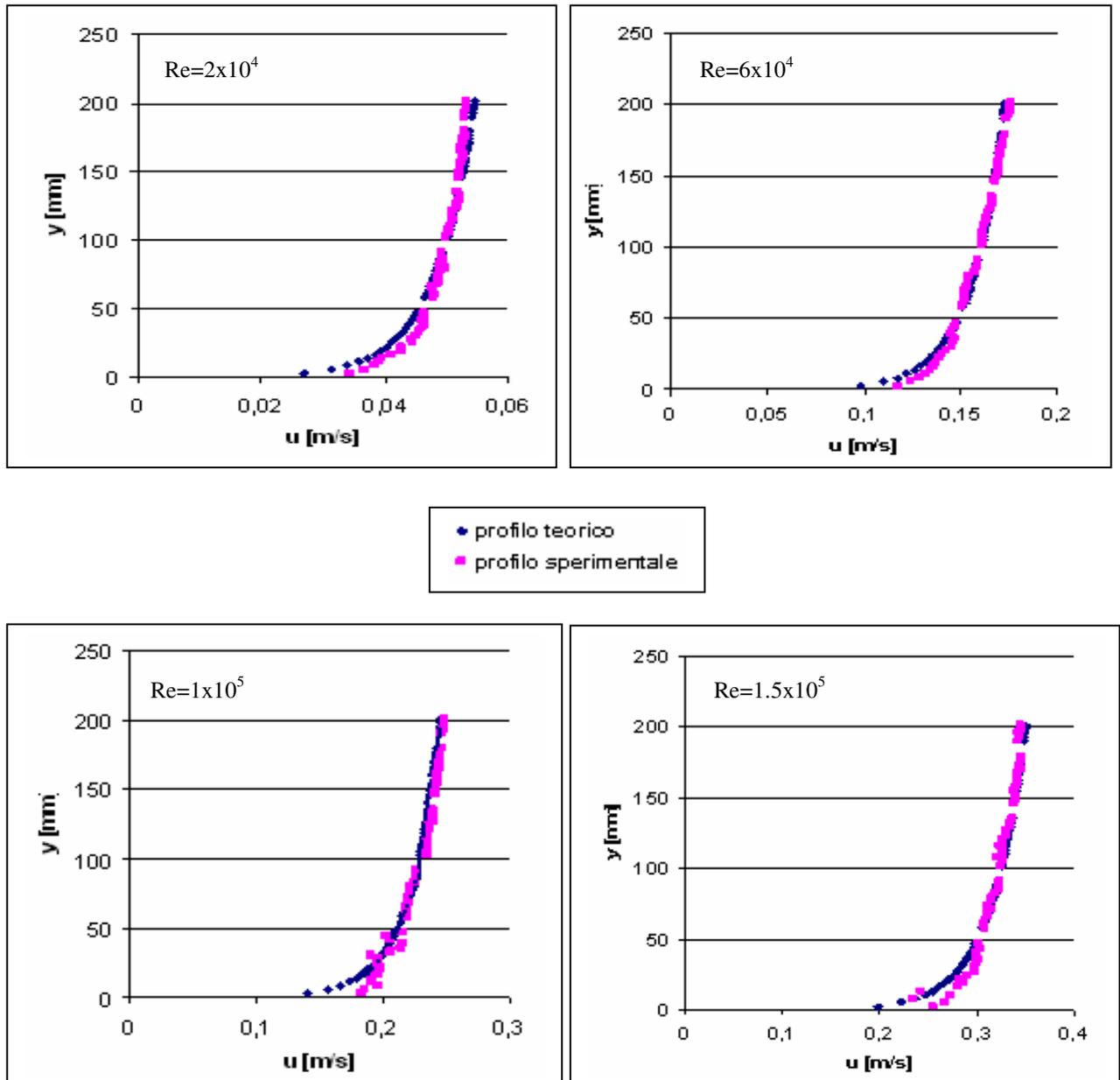


Figura 4.4 – Confronto tra profili teorici e profili sperimentali per correnti unidirezionali a diversi numeri di Reynolds

Il confronto mostra la buona concordanza tra i profili di velocità sperimentali e quelli teorici, confermando, quindi, l'attendibilità delle misure effettuate.

4.1.3 Determinazione dei profili di velocità in moto oscillante

Il programma delle prove è stato definito in modo da ottenere condizioni di regime laminare disturbato e regime turbolento intermittente.

Nella tabella 4.1 è sintetizzato il programma delle prove eseguite, riportando, per ciascuna di esse, il valore del numero di Reynolds Re^δ e lo spessore δ dello strato di Stokes (Stokes Layer) definito dalla [I.3].

A [m]	T [s]	ω [1/s]	U_0 [m/s]	Re	δ [mm]	Re^δ	R/ δ	Moto								
0.80	8	0.785	0.270	5.03E+05	1.60	425	251	R. Laminare disturbato								
0.80	5	1.257	0.450	8.04E+05	1.26	560	317	R. Turbolento Intermittente								
0.80	4	1.571	0.540	1.01E+06	1.13	610	354	R. Turbolento Intermittente								
0.80	12	0.524	0.185	3.35E+05	1.95	355	205	R. Laminare disturbato								
0.60	2	3.142	0.660	1.13E+06	0.80	527	501	R. Laminare disturbato								
0.40	4	1.571	0.275	2.51E+05	1.13	310	354	R. Laminare disturbato								
0.40	6	1.047	0.185	1.68E+05	1.38	235	289	R. Laminare disturbato								
Re$^\delta$	<table border="1"> <tr> <td>< 100</td> <td>R. Laminare</td> </tr> <tr> <td>100 - 500</td> <td>R. Laminare disturbato</td> </tr> <tr> <td>550 - 3500</td> <td>R. Turbolento Intermittente</td> </tr> <tr> <td>> 3500</td> <td>R. Pienamente Turbolento</td> </tr> </table>								< 100	R. Laminare	100 - 500	R. Laminare disturbato	550 - 3500	R. Turbolento Intermittente	> 3500	R. Pienamente Turbolento
< 100	R. Laminare															
100 - 500	R. Laminare disturbato															
550 - 3500	R. Turbolento Intermittente															
> 3500	R. Pienamente Turbolento															

Tabella 4.1 – Programma delle prove per moto oscillante

Con riferimento alle grandezze riportate in tabella, si ricorda che:

- A rappresenta l'ampiezza dell'oscillazione del pistone;
- T è il periodo dell'oscillazione del pistone;
- $\omega = \frac{2\pi}{T}$ rappresenta la pulsazione dell'oscillazione;
- U_0 è l'ampiezza della velocità $U = U_0 \sin \omega t$;
- $Re = \frac{A^2 \omega}{\nu}$ è il numero di Reynolds caratteristico del moto oscillante;
- $\delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$ è lo spessore dello strato limite di Stokes;
- $Re^\delta = \frac{U_0 \delta}{\nu}$ è il numero di Reynolds nello strato limite oscillante.

4.2 *Confronto tra i profili di velocità sperimentali e quelli teorici in regime laminare*

Le misure sperimentali eseguite hanno riguardato condizioni in cui il numero di Reynolds Re^δ è quello caratteristico del regime di moto laminare disturbato e turbolento intermittente (vedi capitolo primo).

Allo scopo di evidenziare le differenze tra le velocità $u(y,t)$ misurate e quelle teoriche relative al regime laminare, calcolate mediante la [II.10.1], sono stati messi a confronto i profili di velocità relativi ai due casi su indicati.

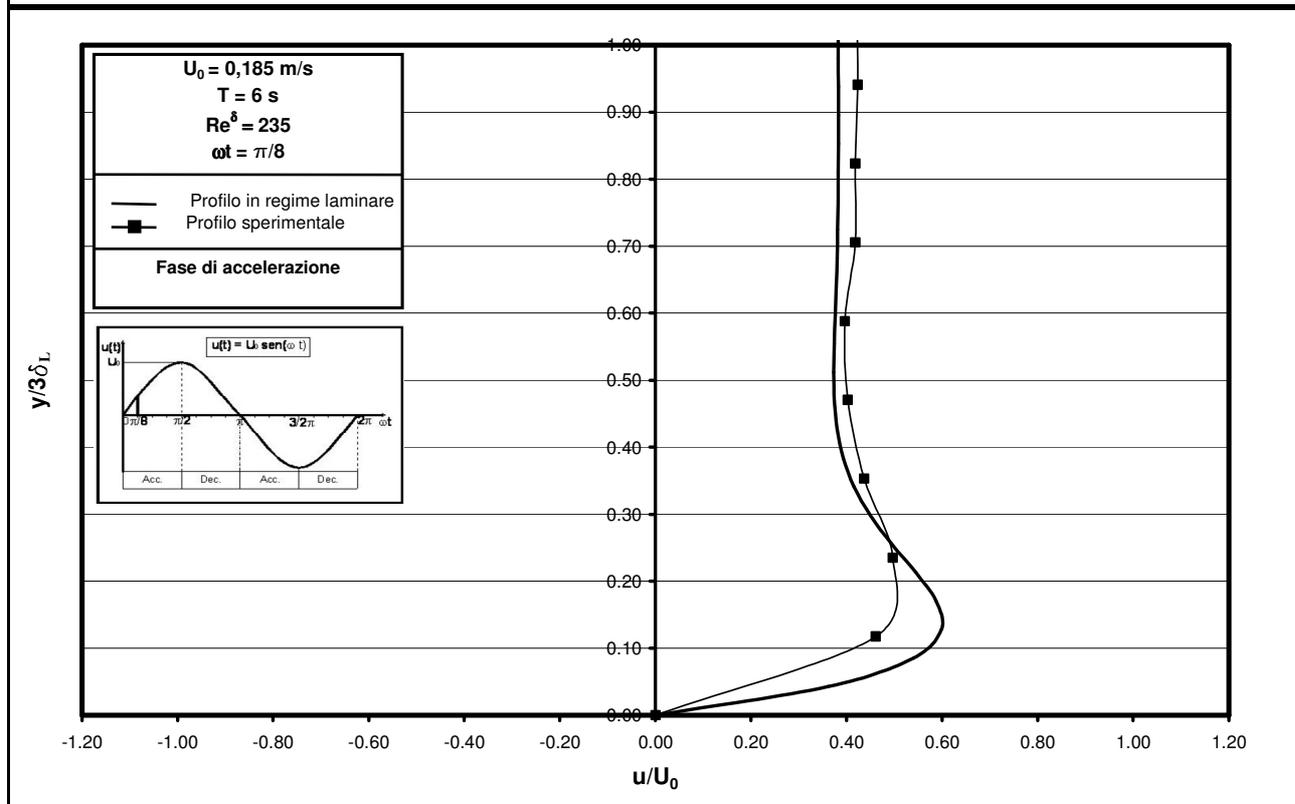
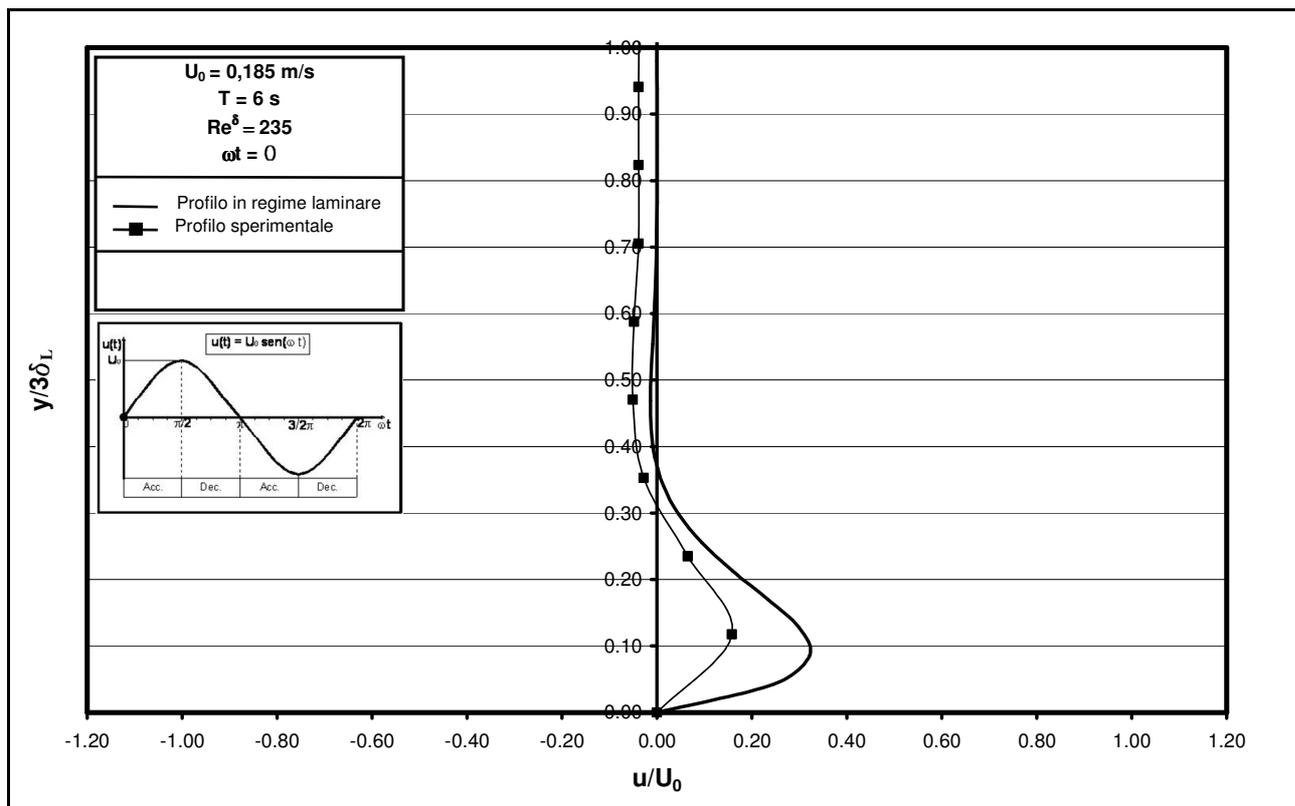
Tali confronti sono rappresentati nelle figure 4.5a-g. Ciascun gruppo di profili è relativo ad un prefissato valore di U_0 e T e, quindi, di Re^δ ; nell'ambito di ogni caso sono stati poi riportati i risultati relativi a fissati valori della fase ω .

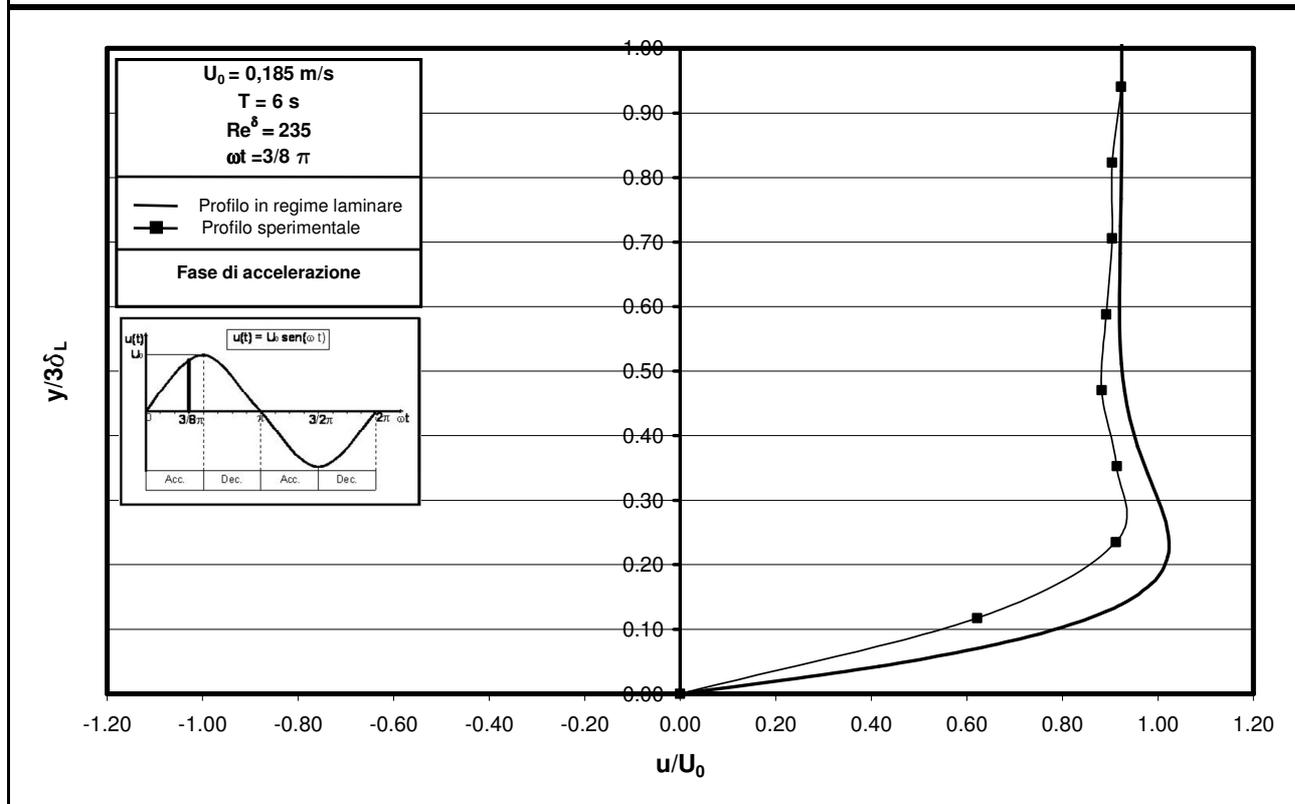
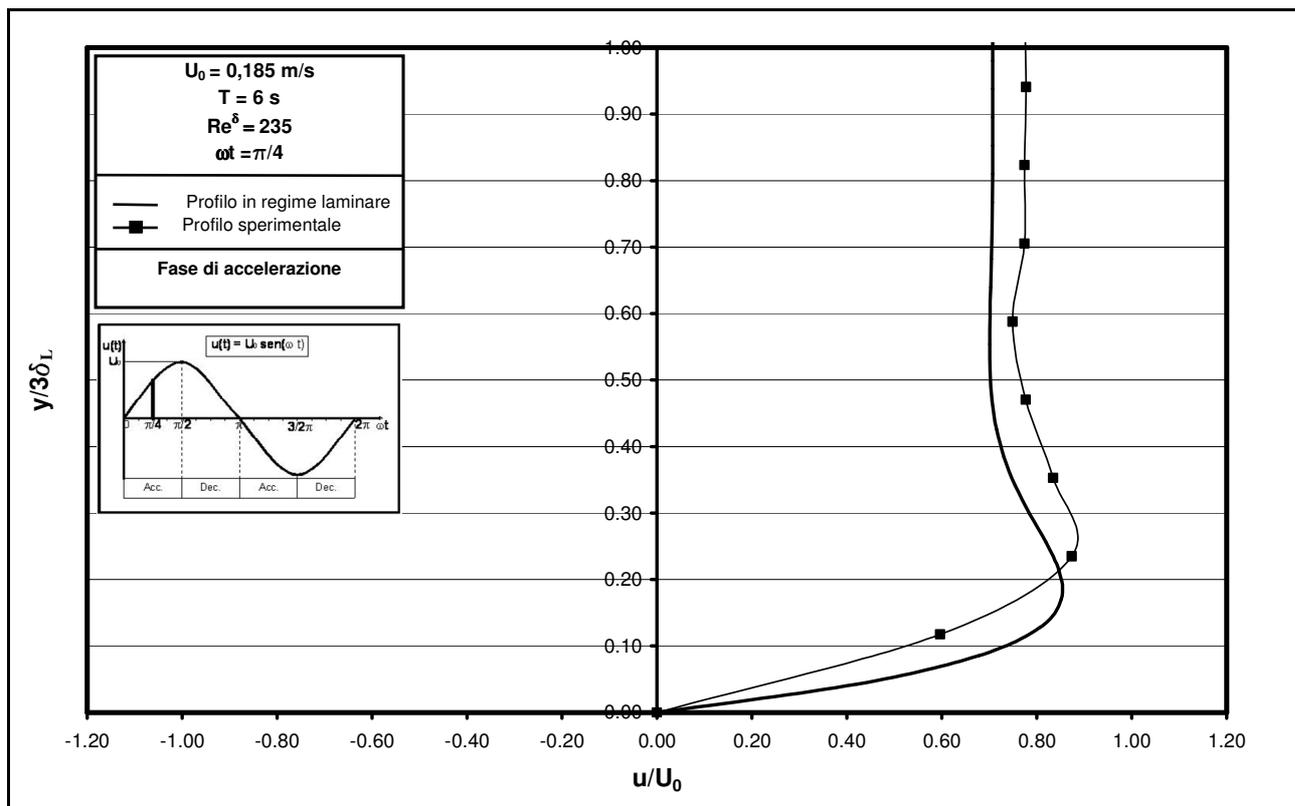
Le velocità $u(y,t)$ sono state adimensionalizzate rispetto al valore di U_0 , mentre i valori dell'ordinata y sono stati rapportati ad un multiplo² $n\delta_L$ dell'ampiezza δ_L dello strato limite laminare calcolato tramite la [II.10.2].

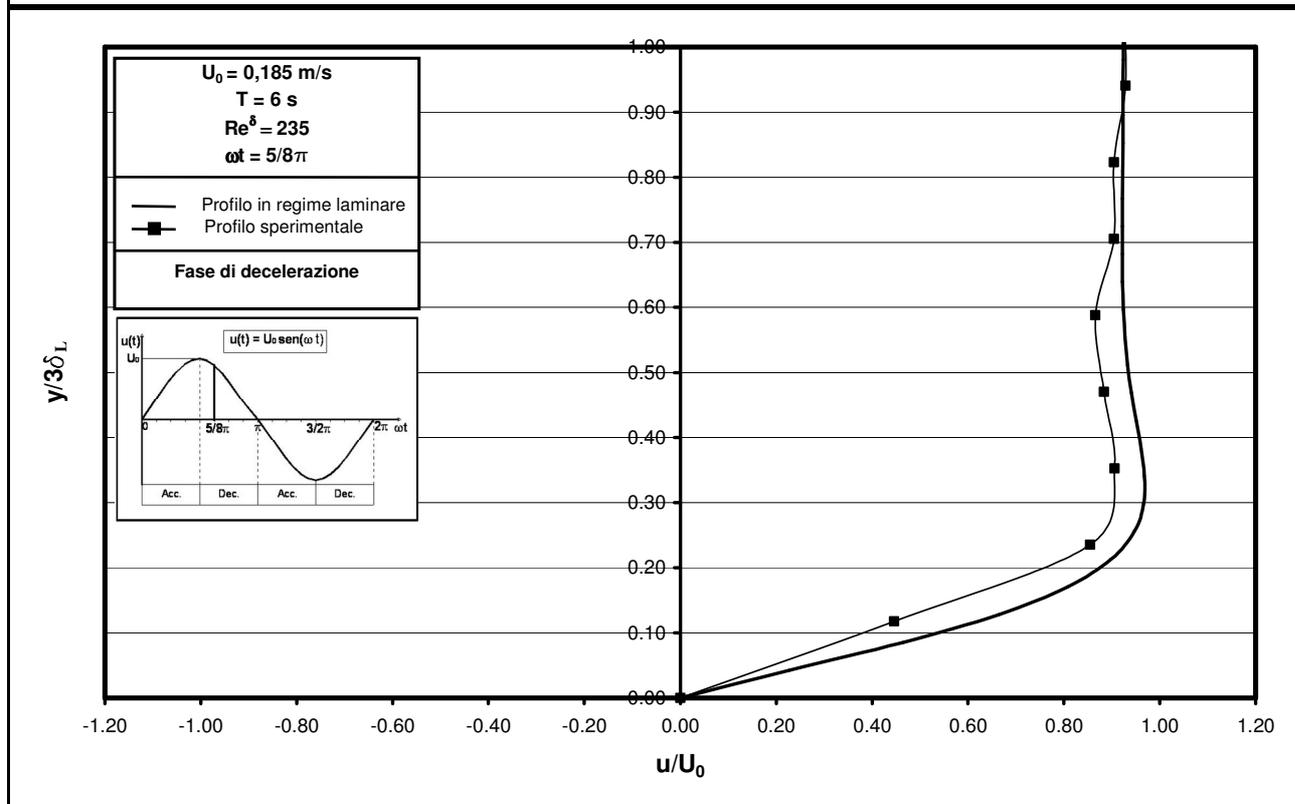
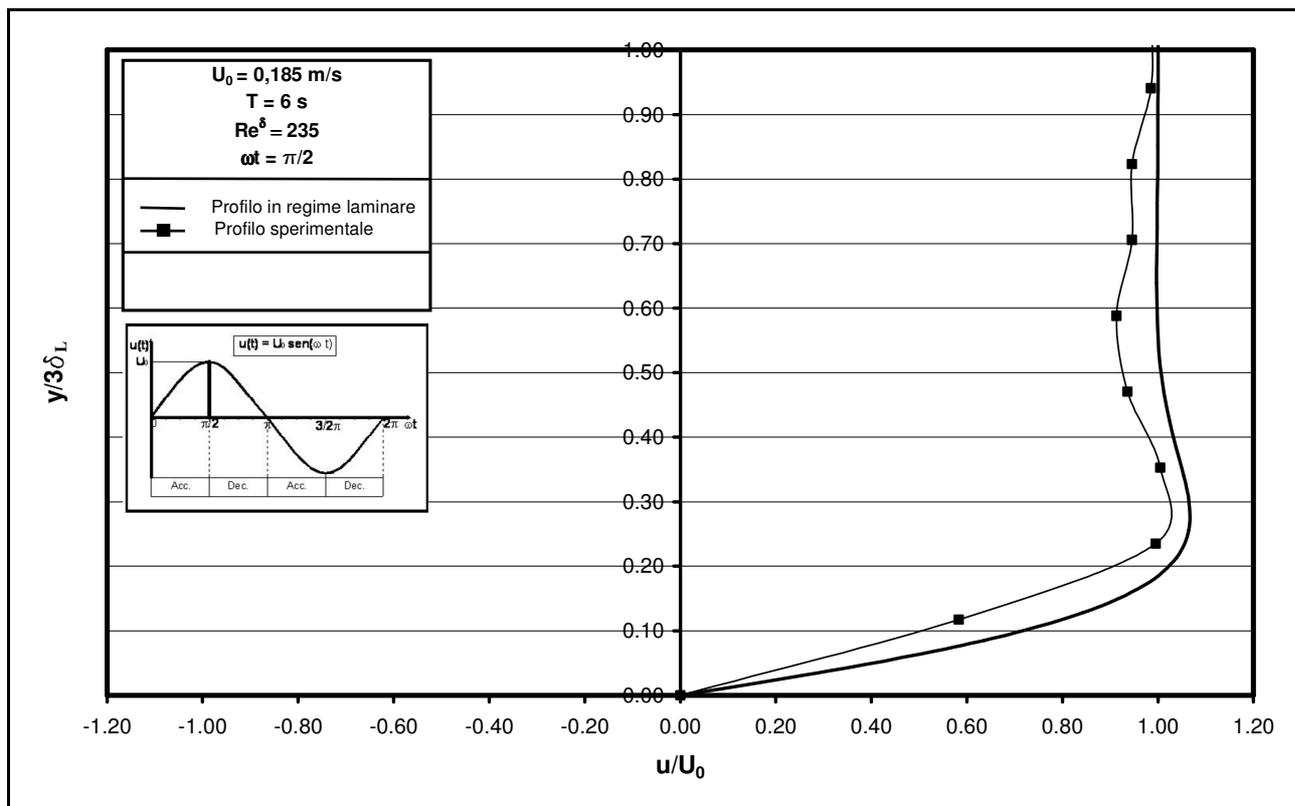
Si evidenzia, infine, che nelle figure in oggetto vengono indicate anche le fasi in cui il moto a pistone esterno è in accelerazione e in decelerazione.

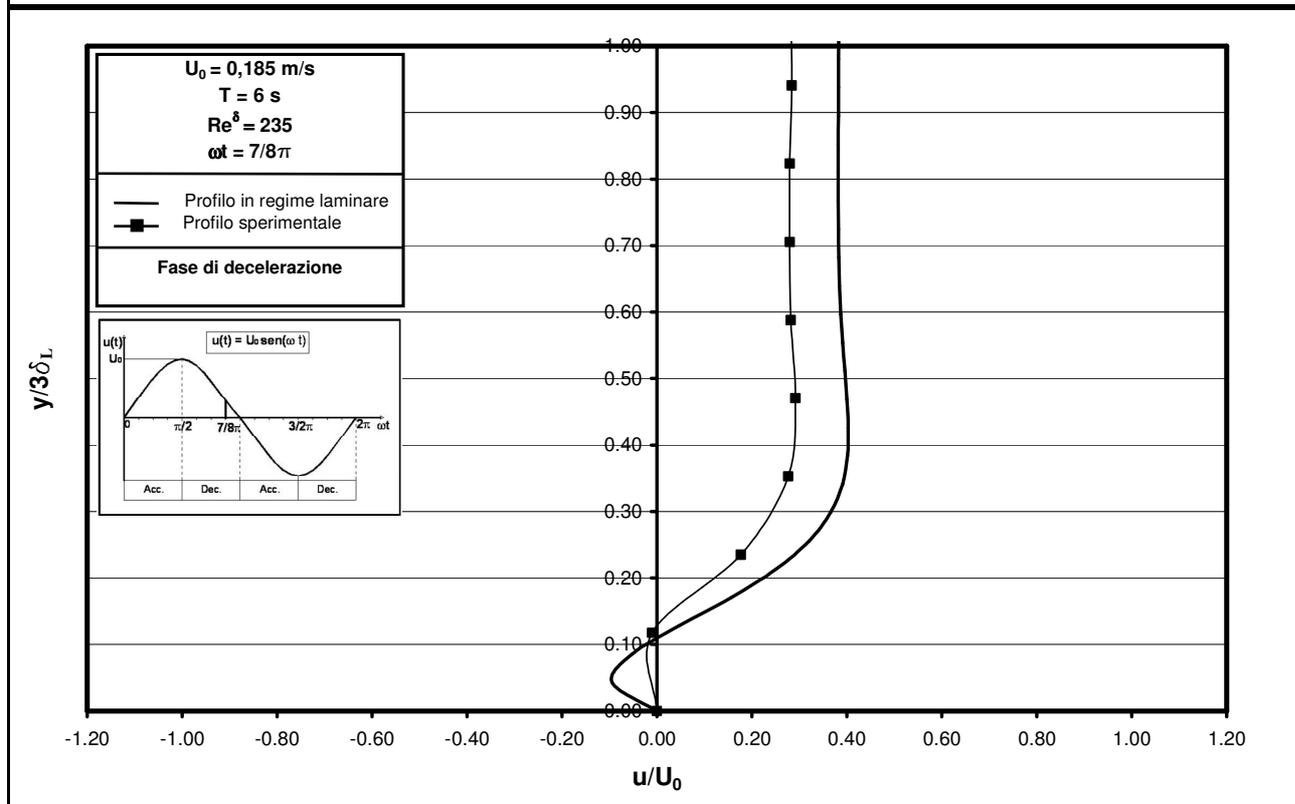
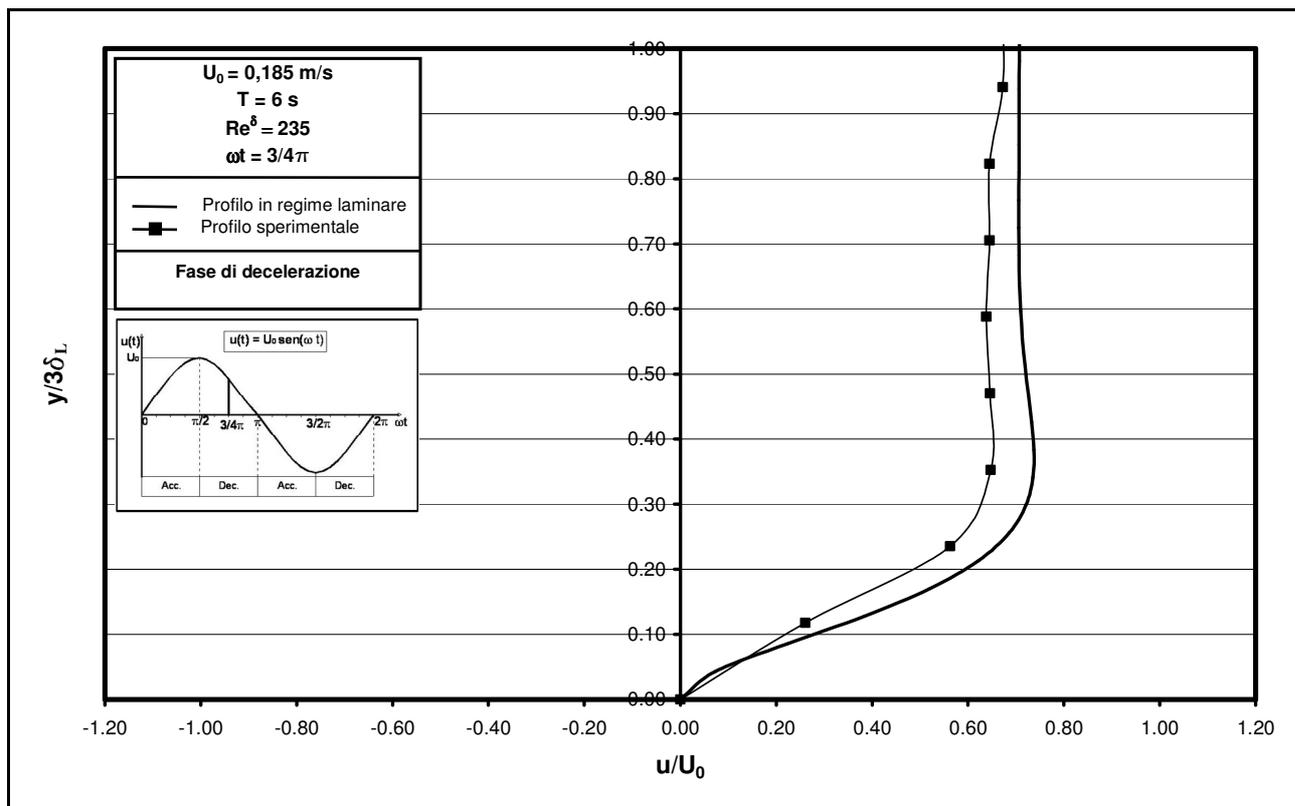
Il confronto tra i profili di velocità sperimentali e teorici (laminari) ha consentito di effettuare diverse considerazioni che vengono riportate nel seguito.

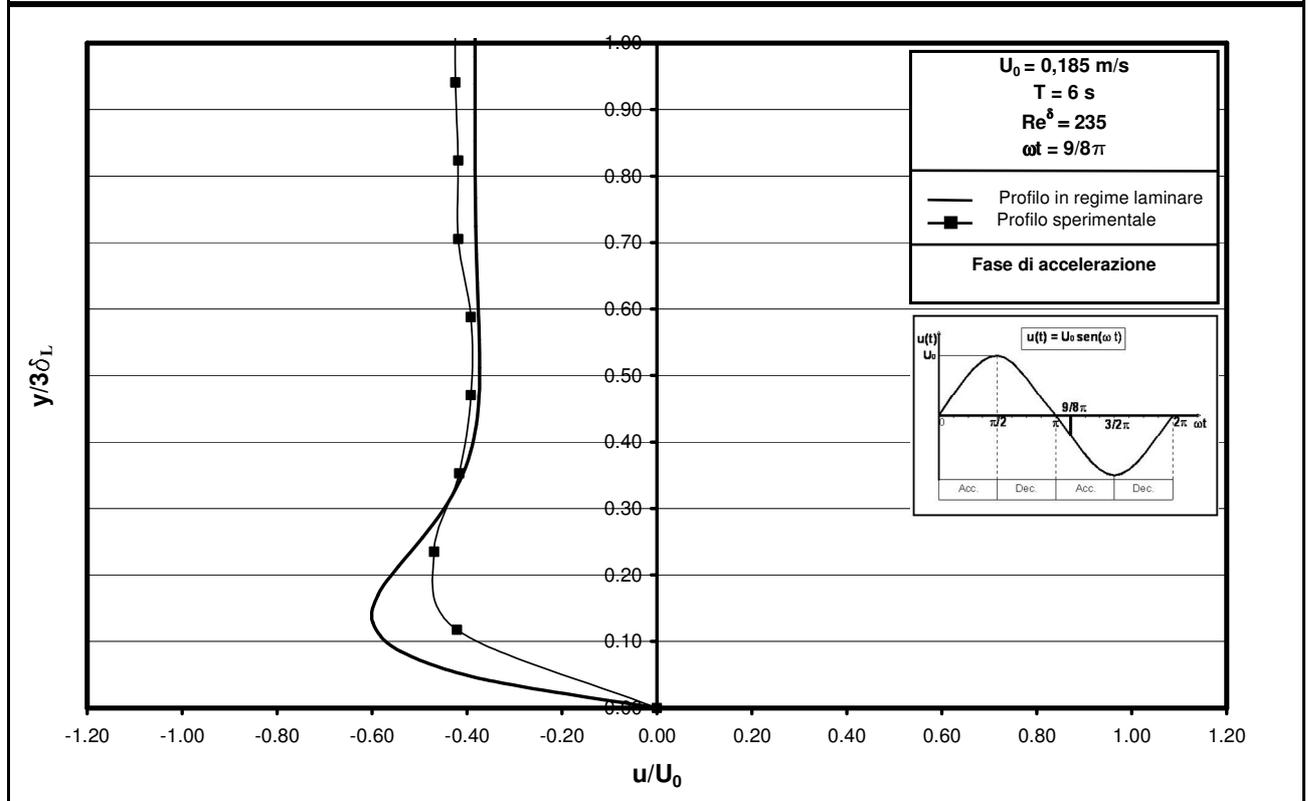
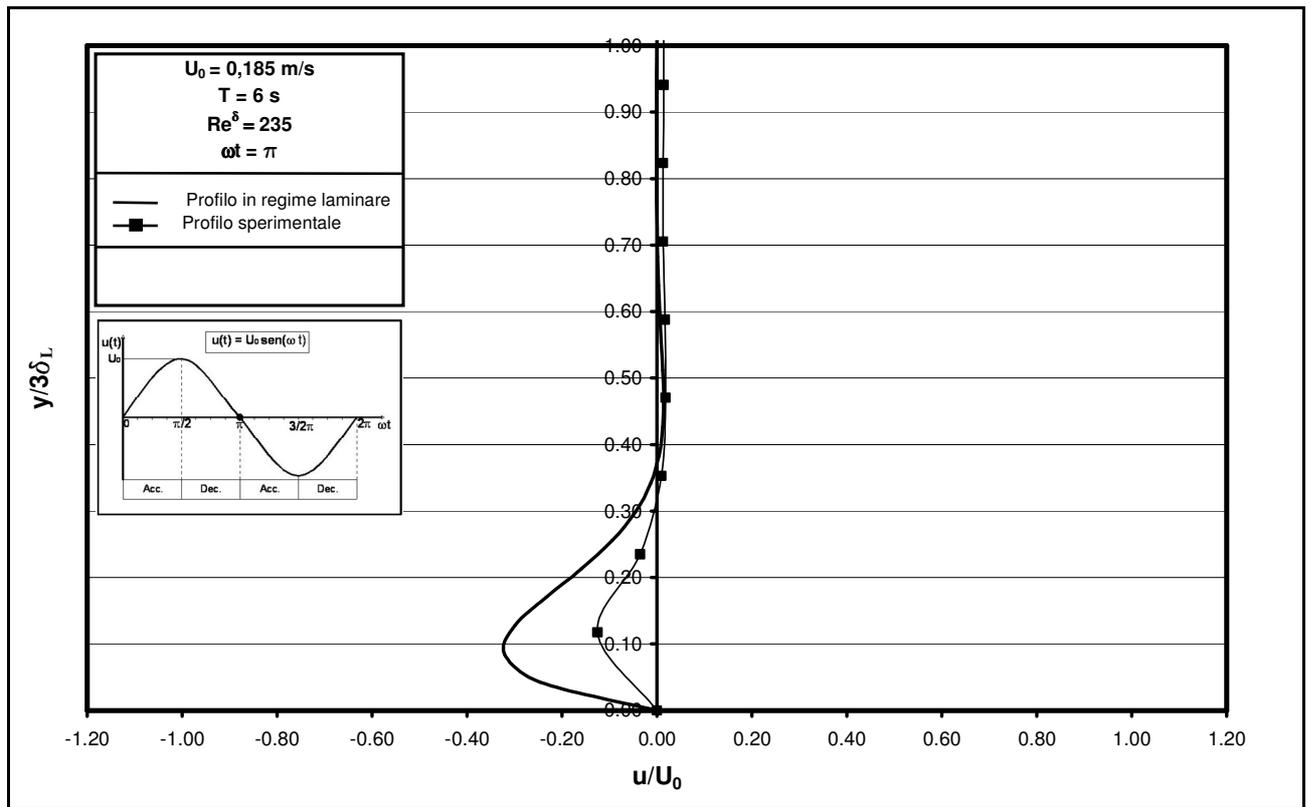
² La scelta di assumere un multiplo di δ_L è legata solo a motivazioni connesse con una più significativa rappresentazione grafica dei risultati.

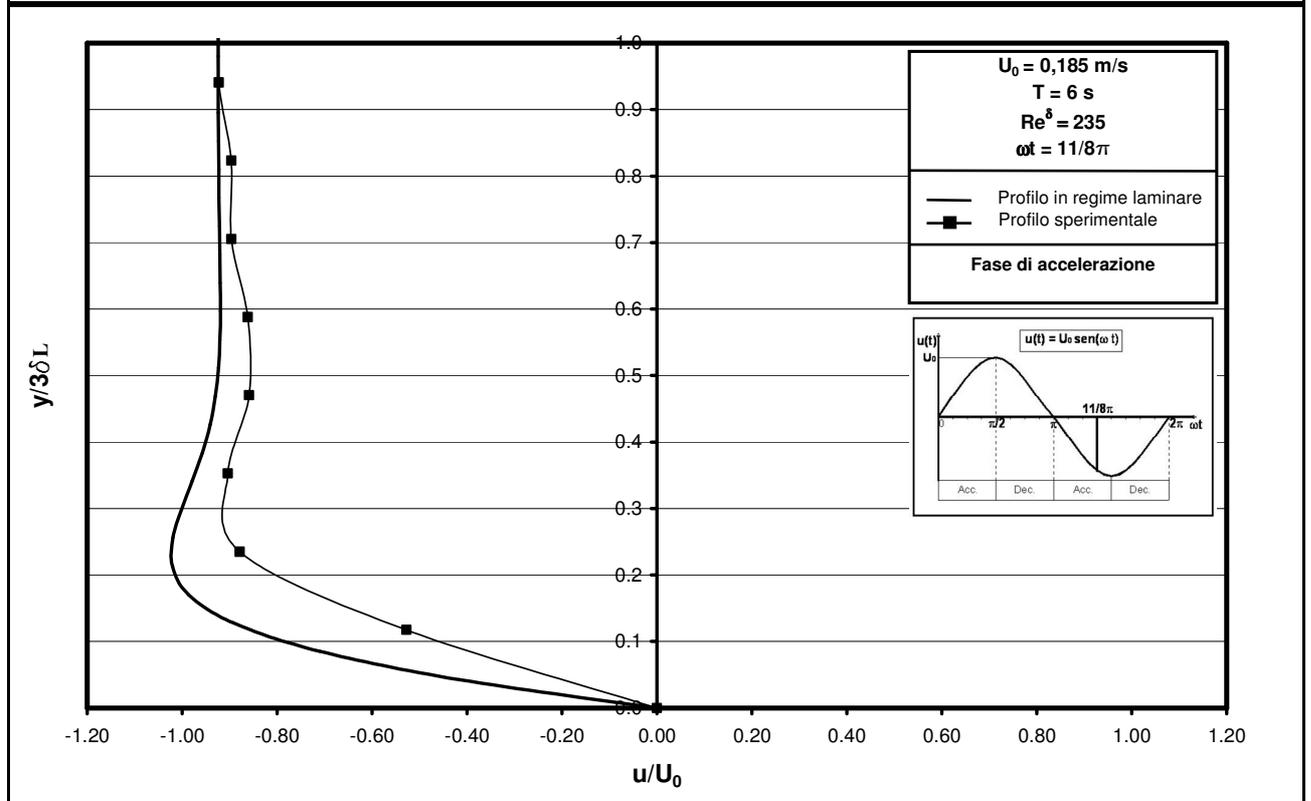
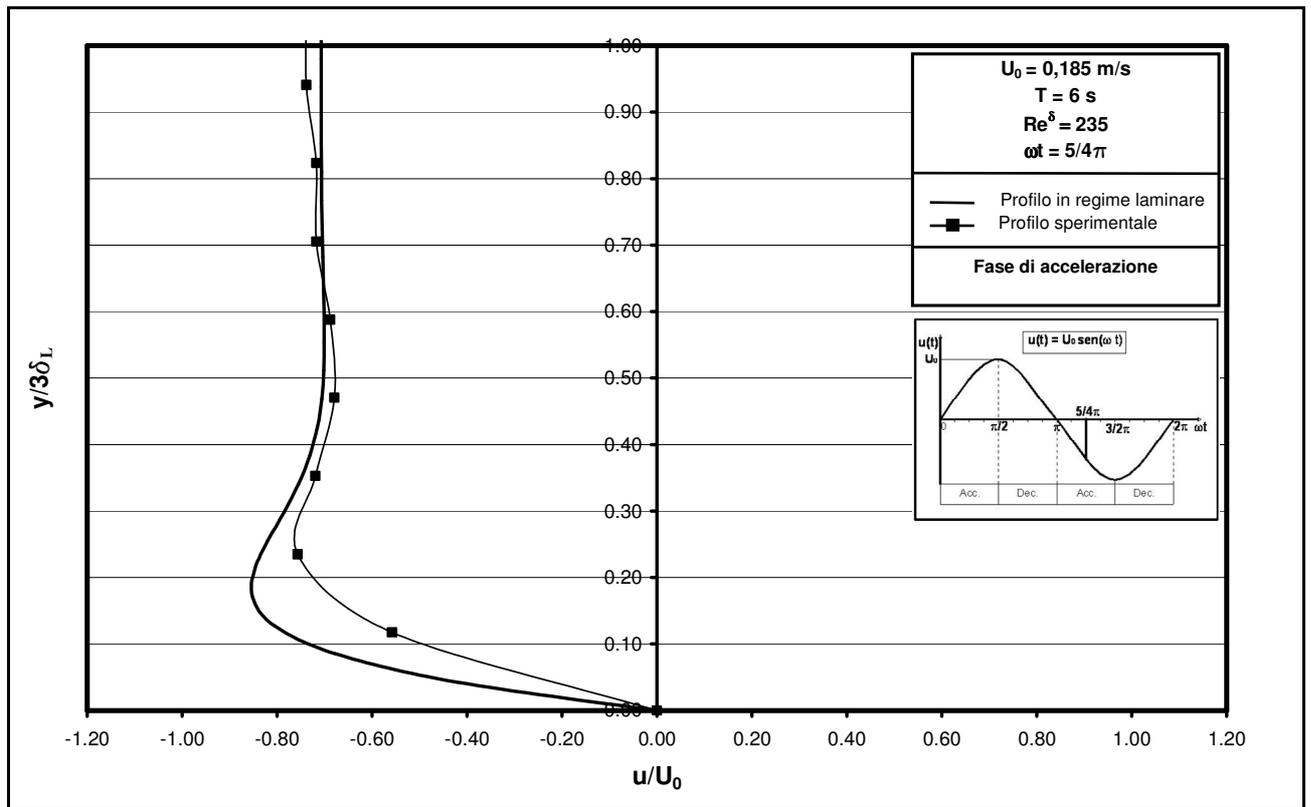


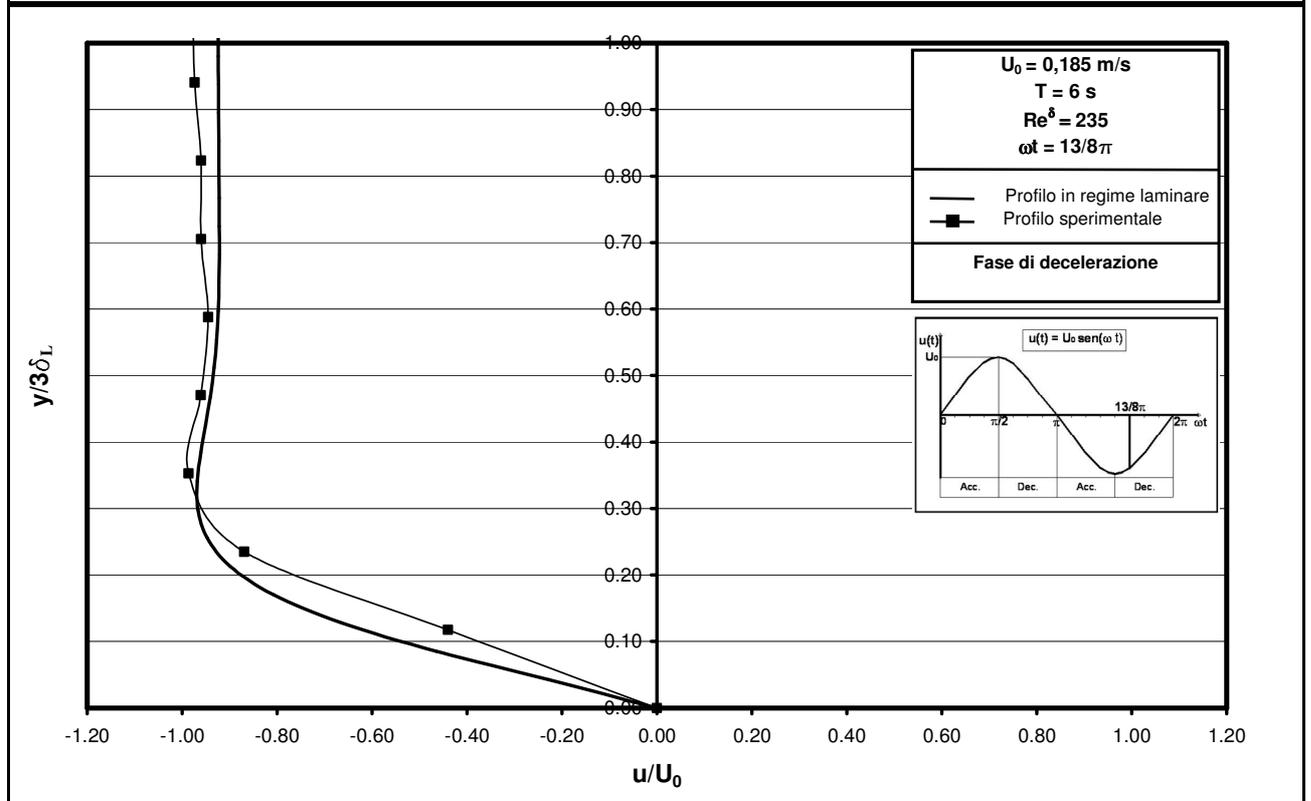
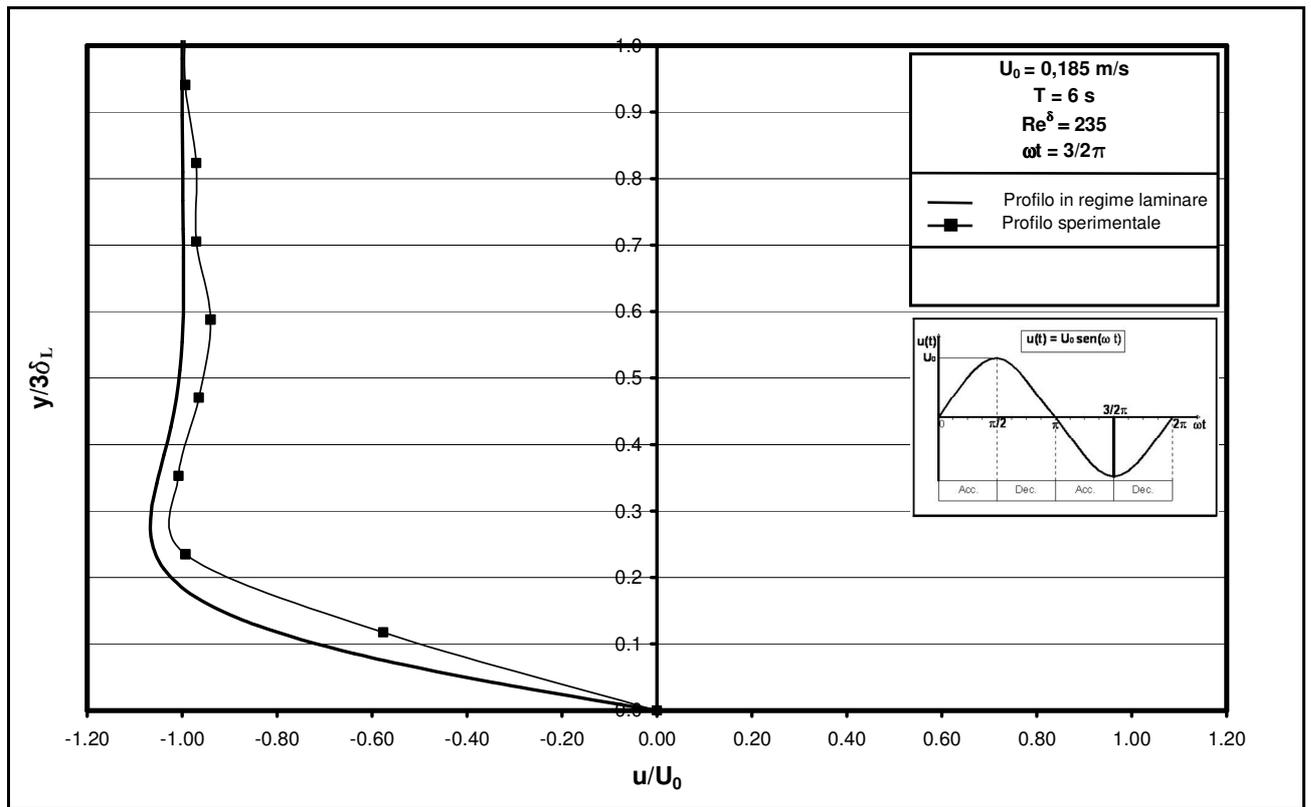


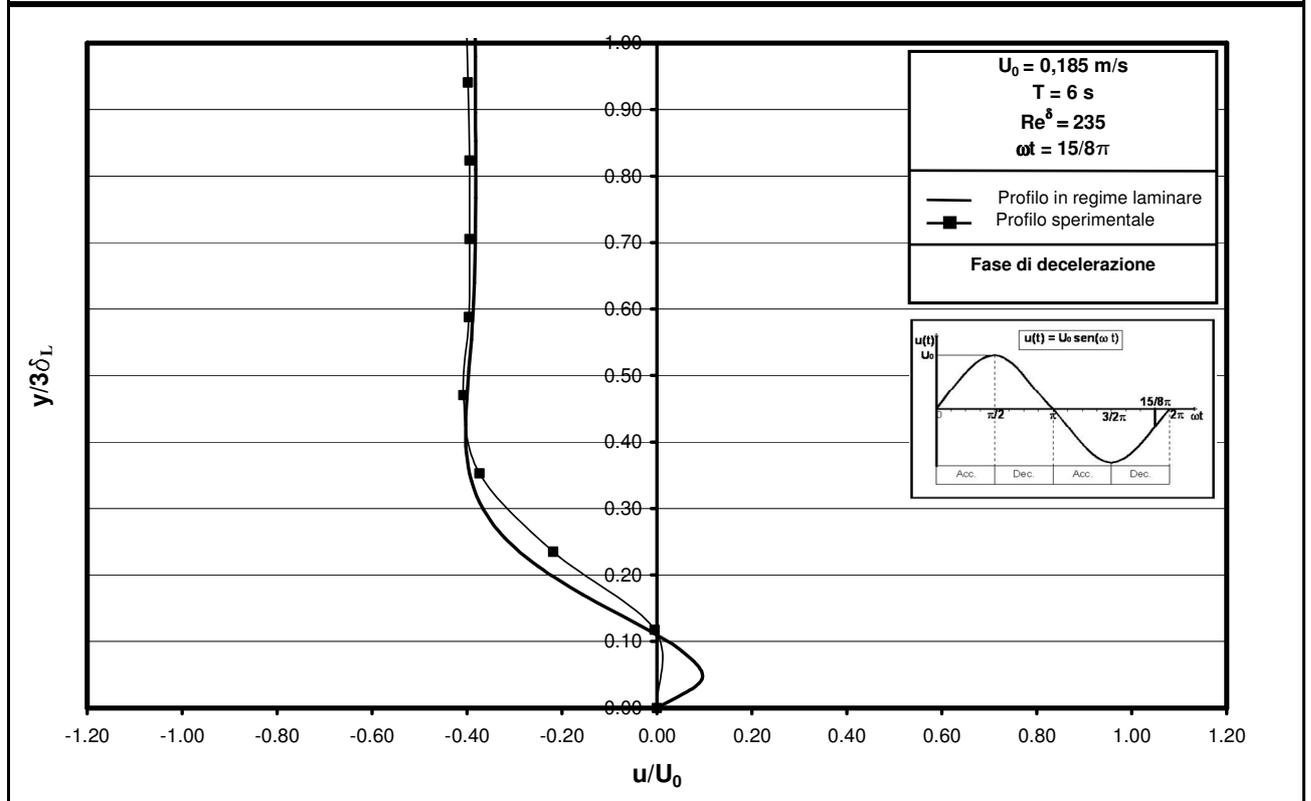
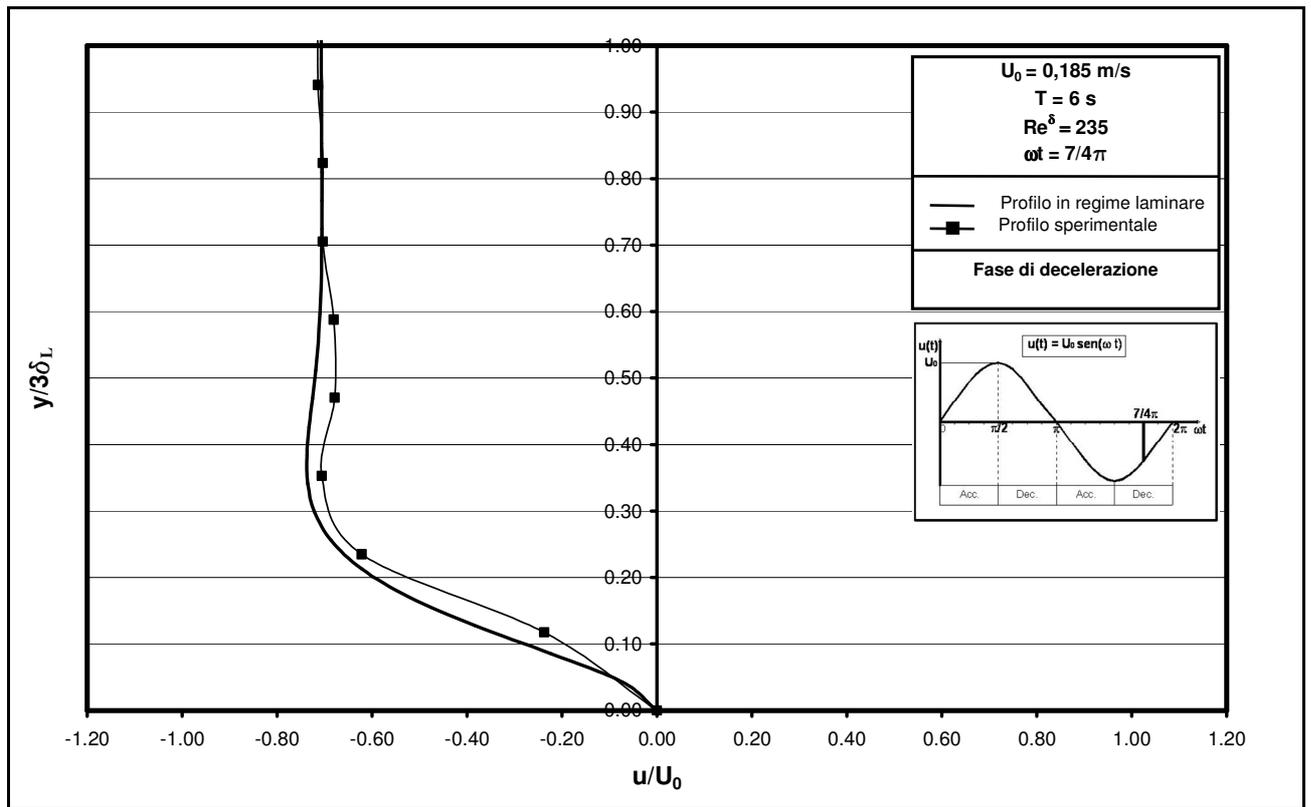












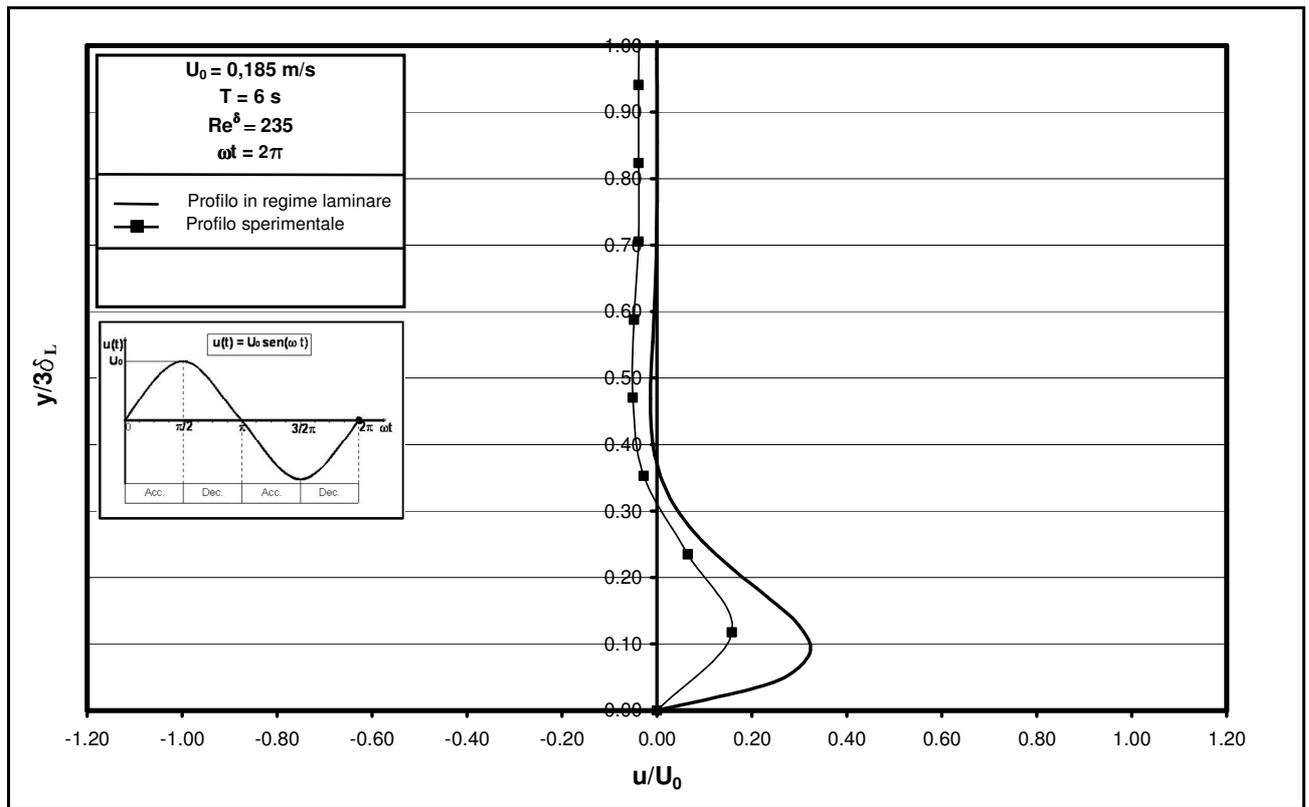
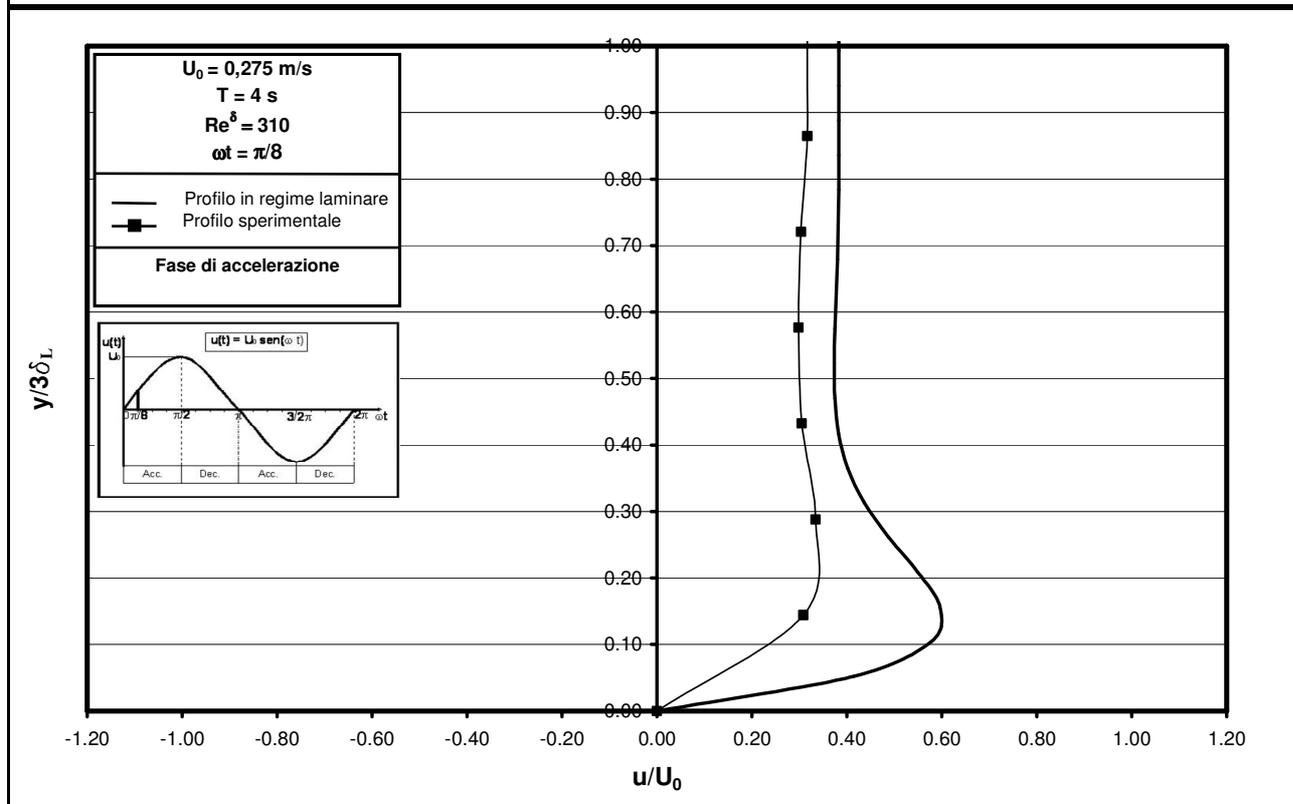
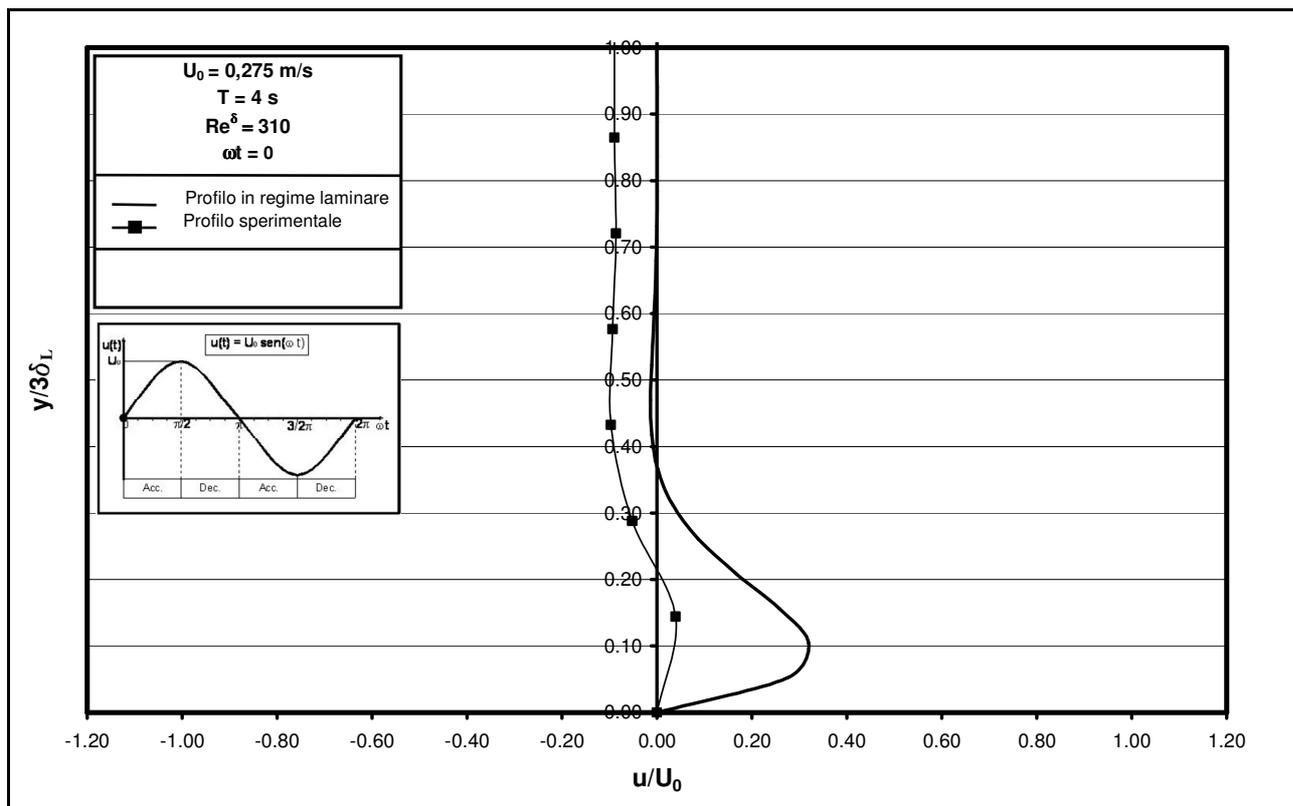
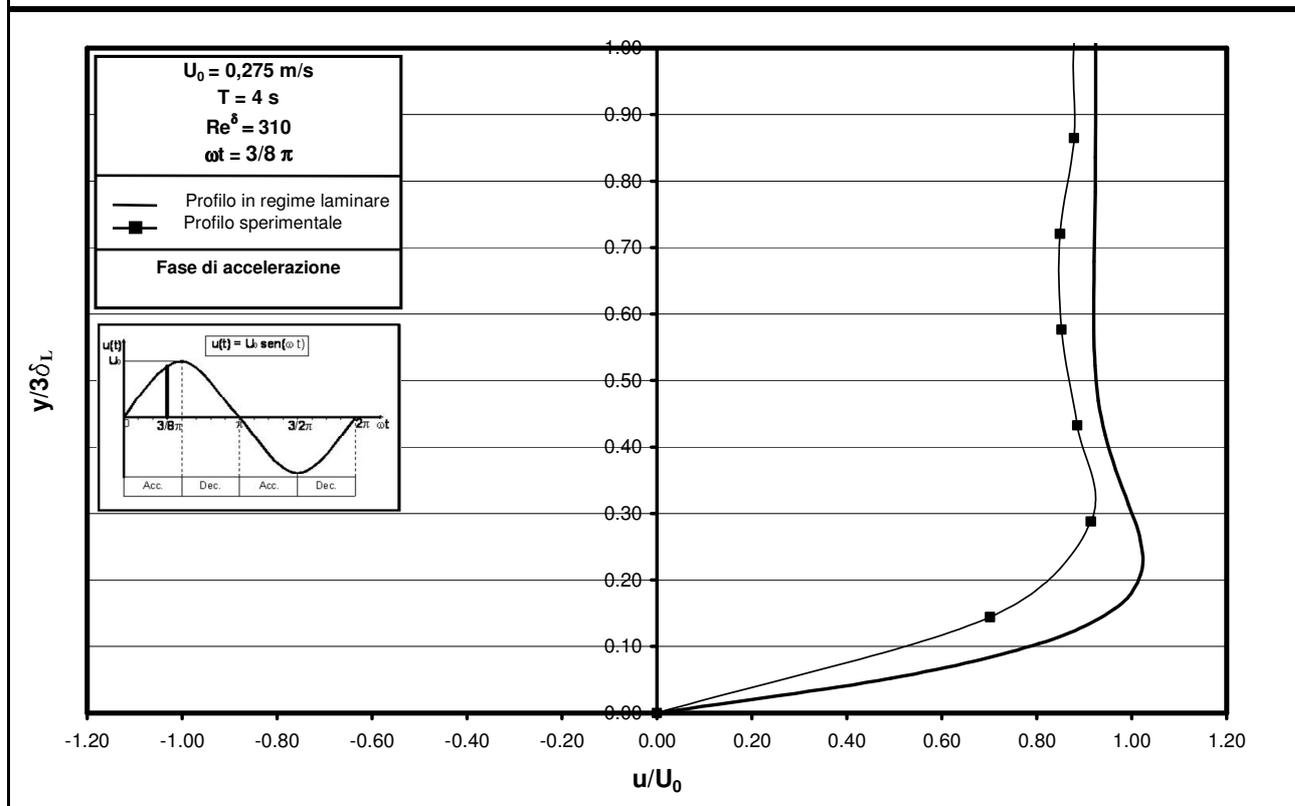
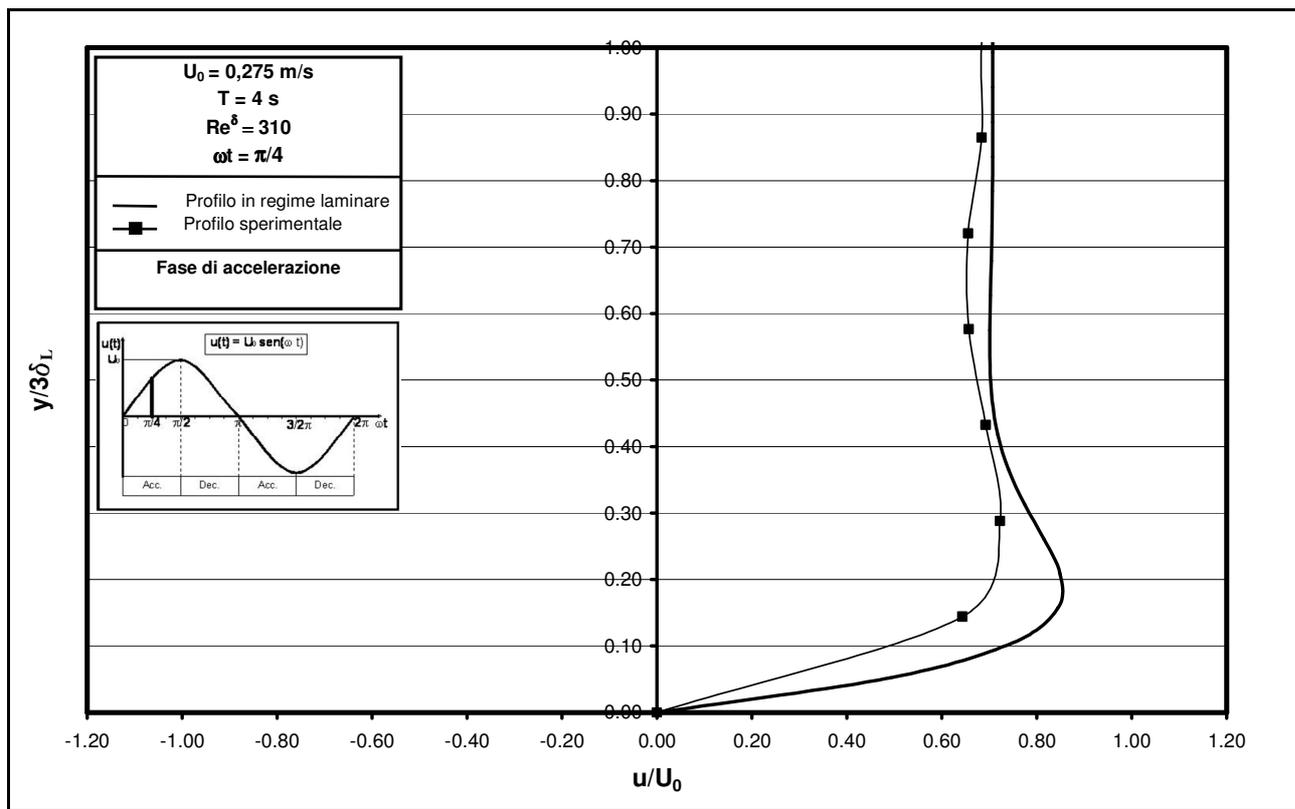
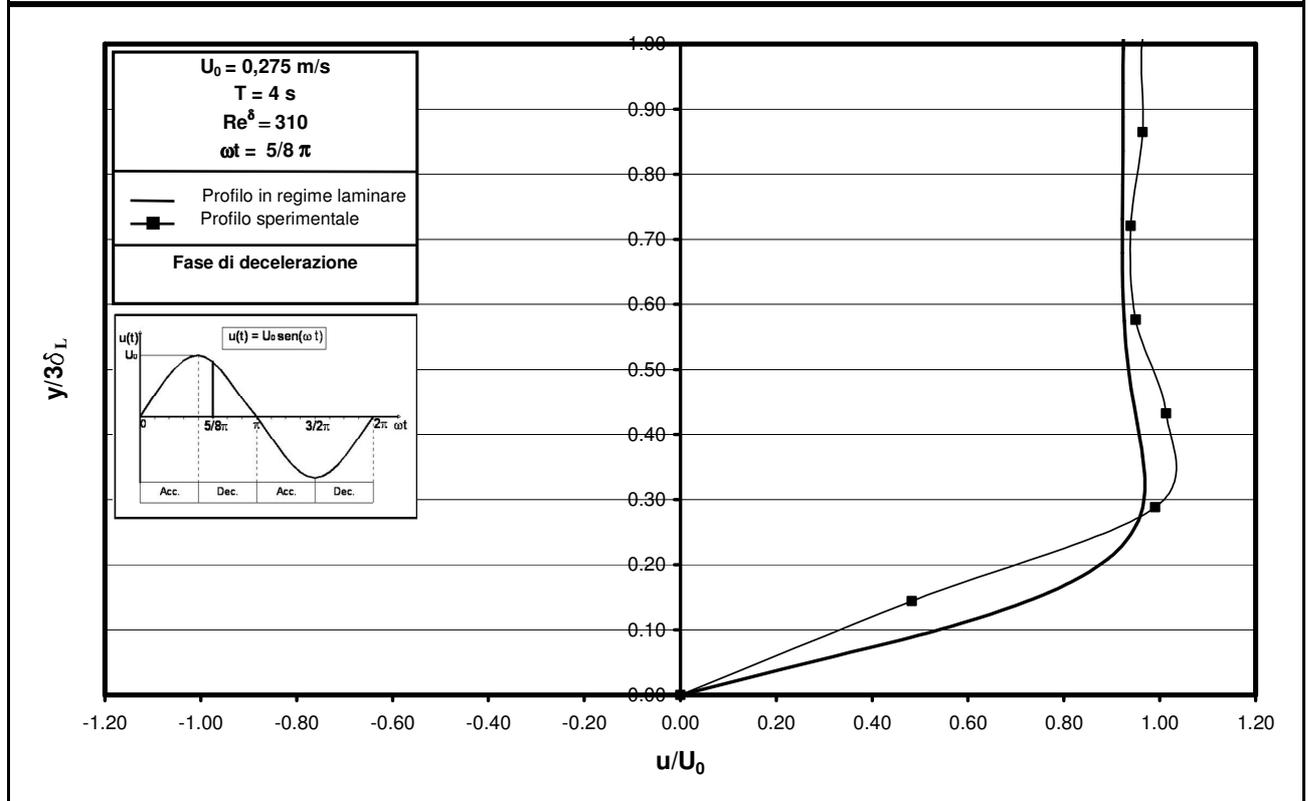
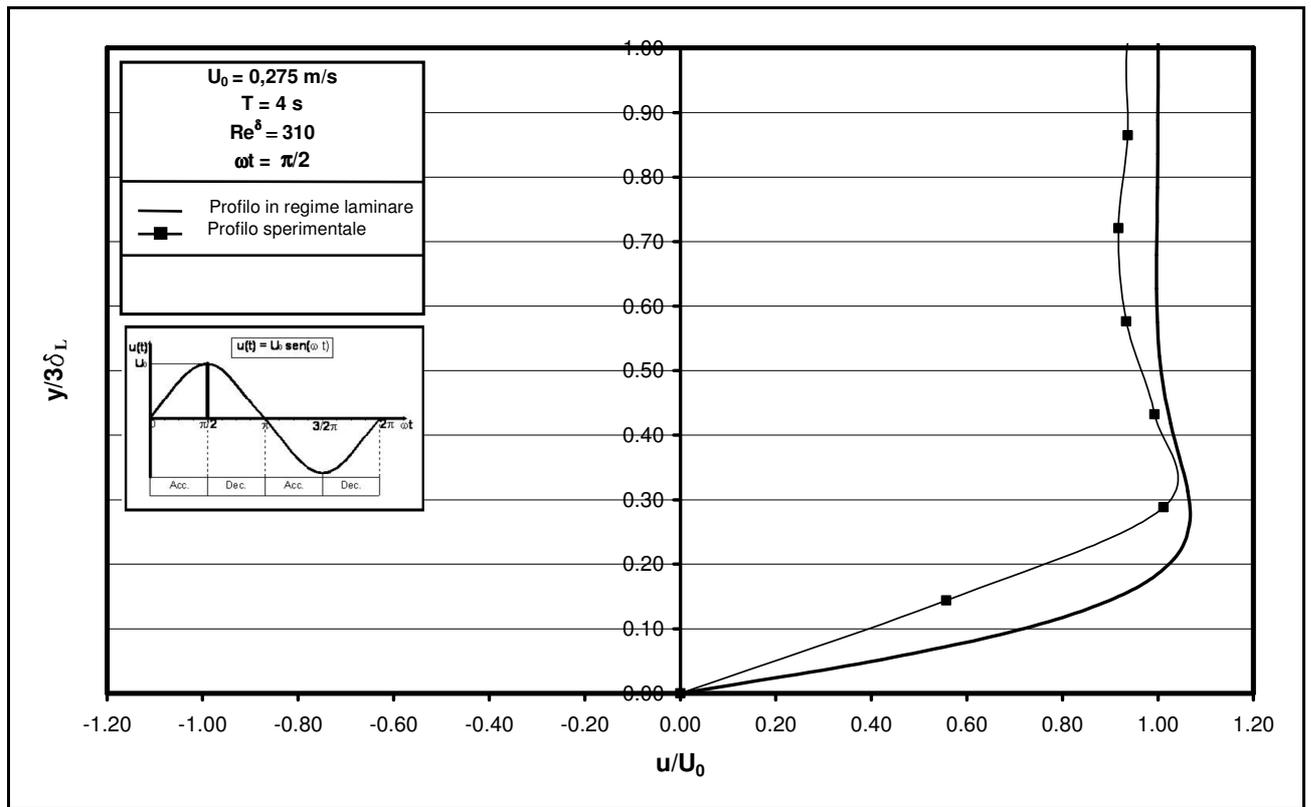
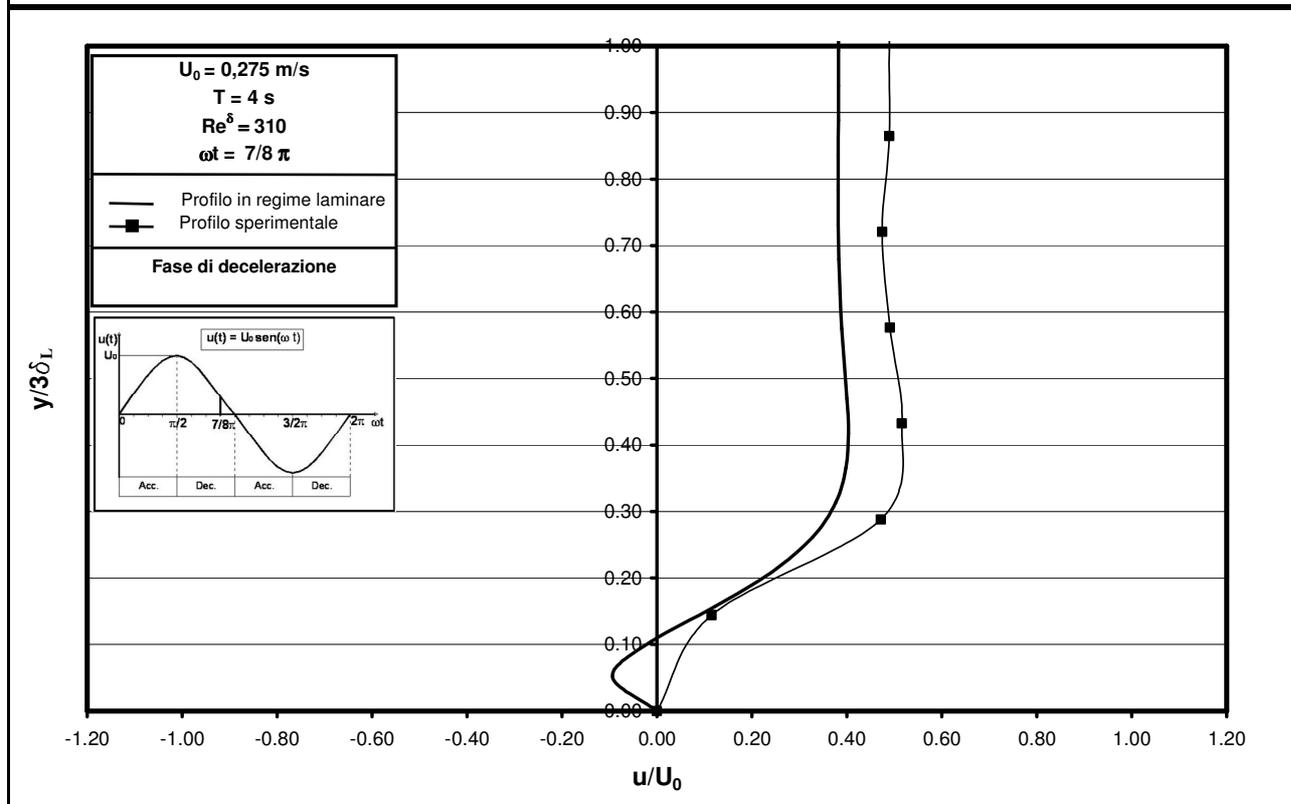
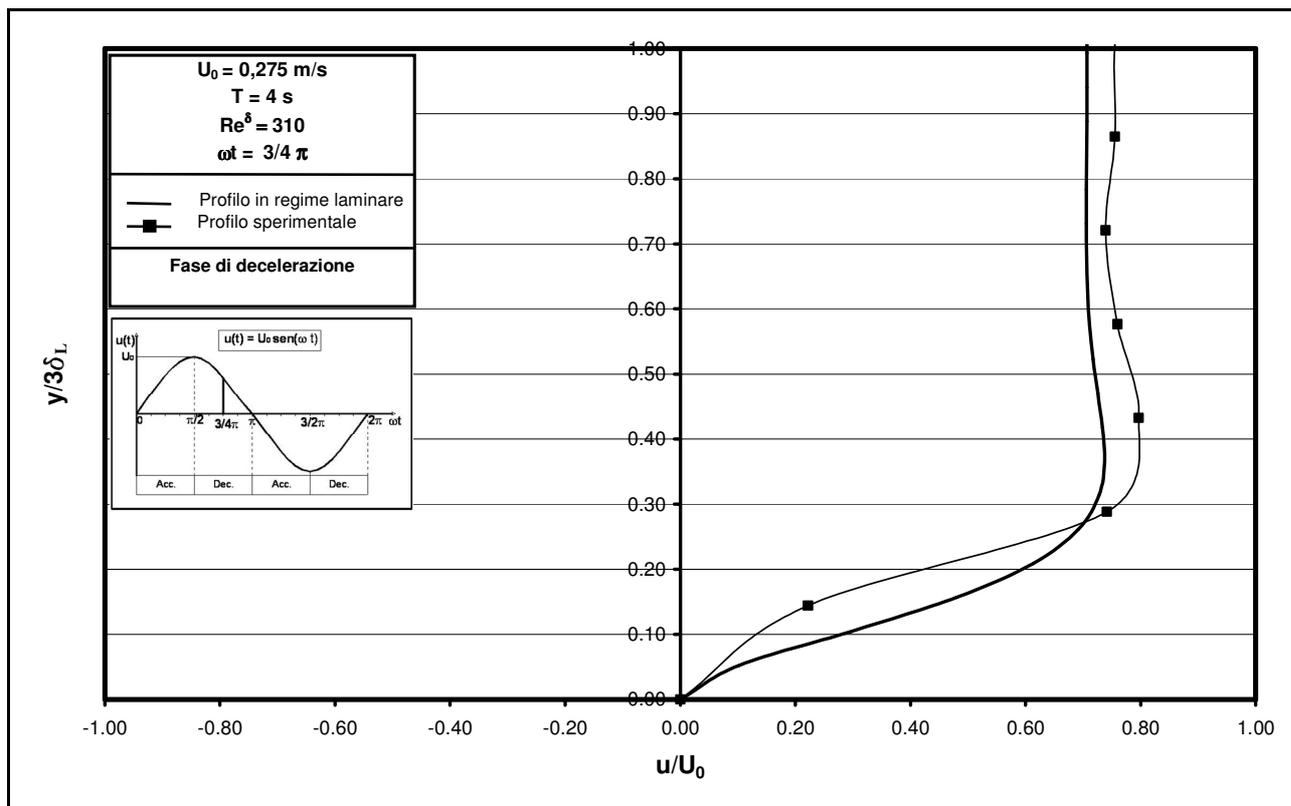


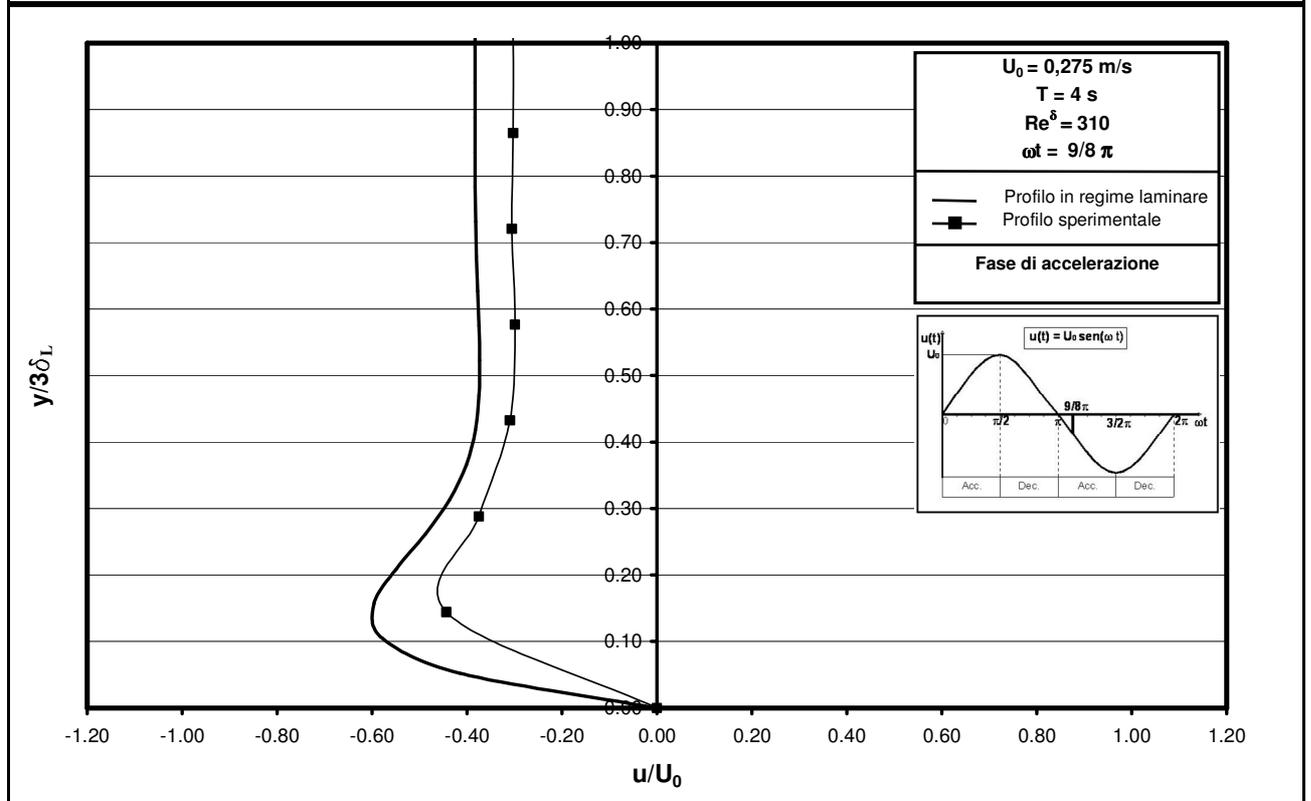
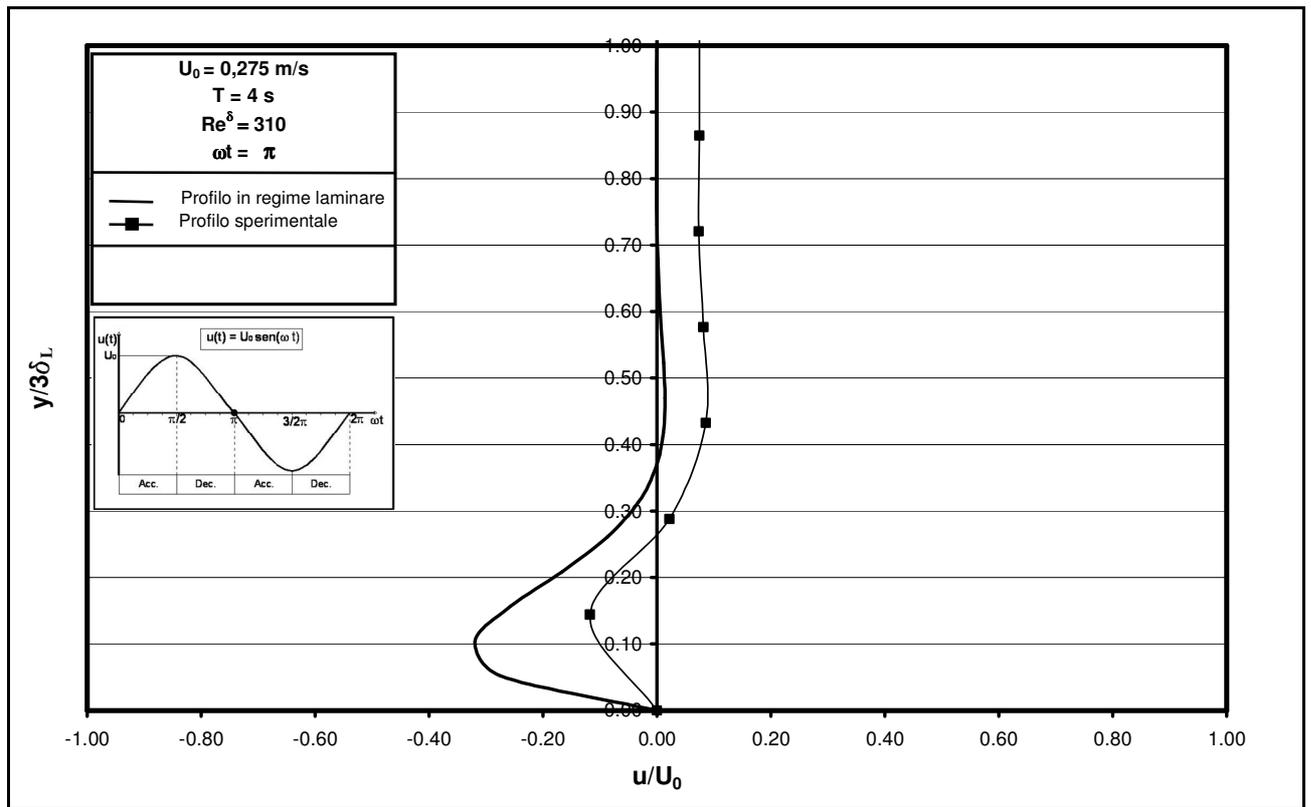
Figura 4.5a – Confronto tra i profili delle velocità determinati sperimentalmente e quelli ricavati per via teorica nel caso di regime laminare ($Re^\delta=235$).

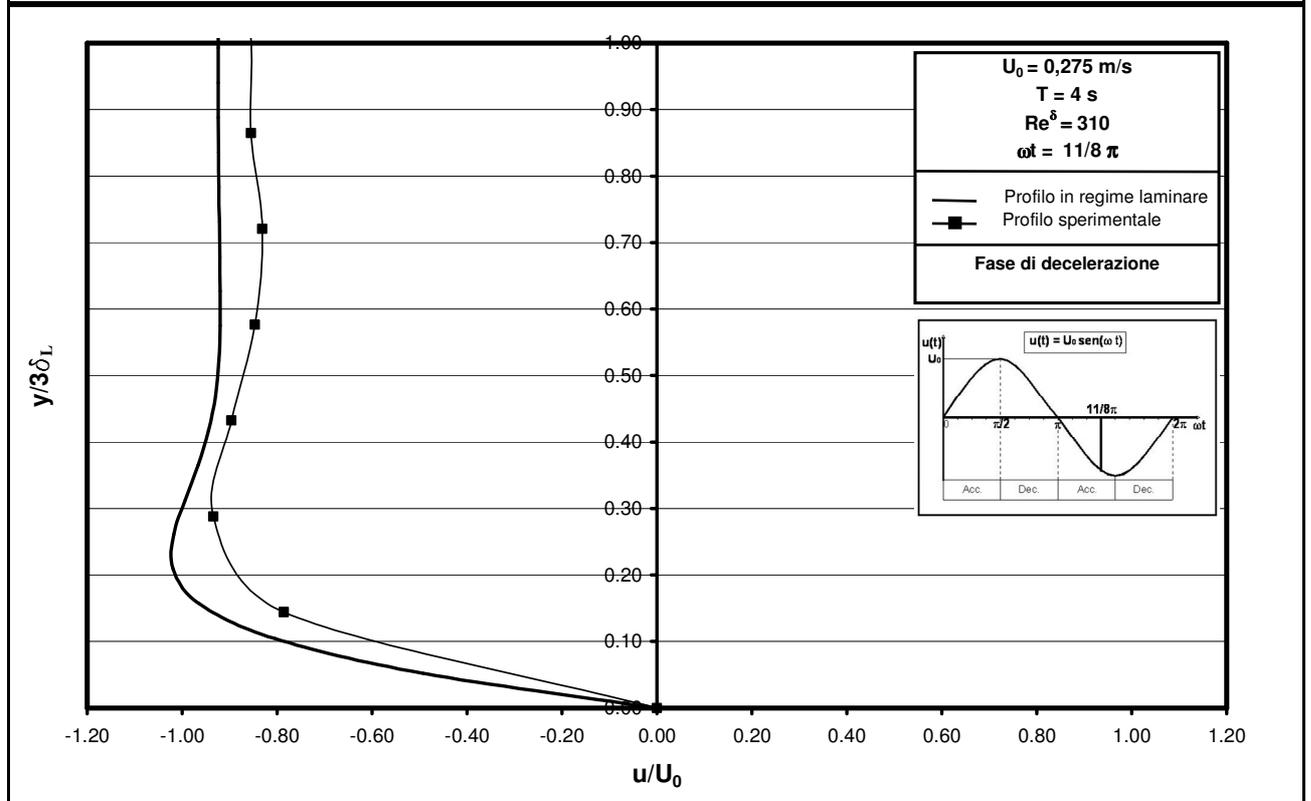
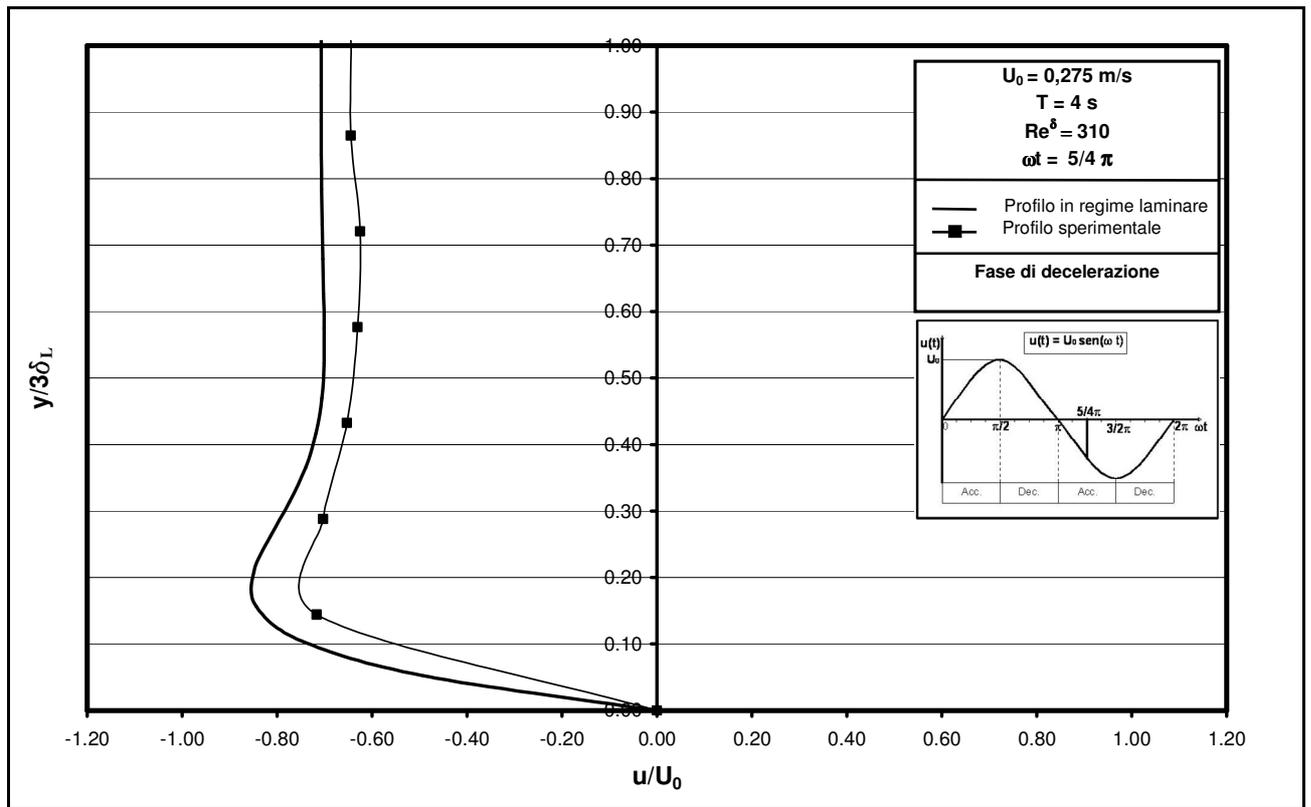


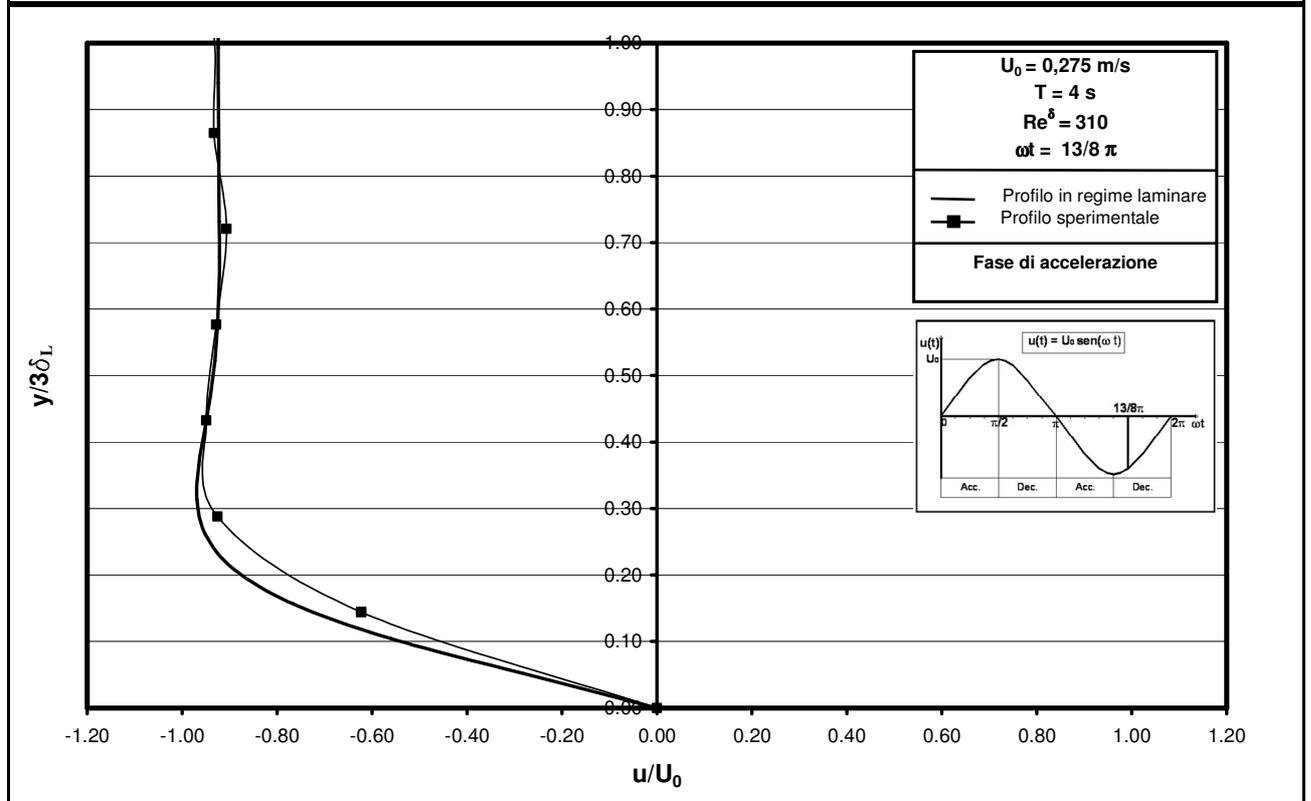
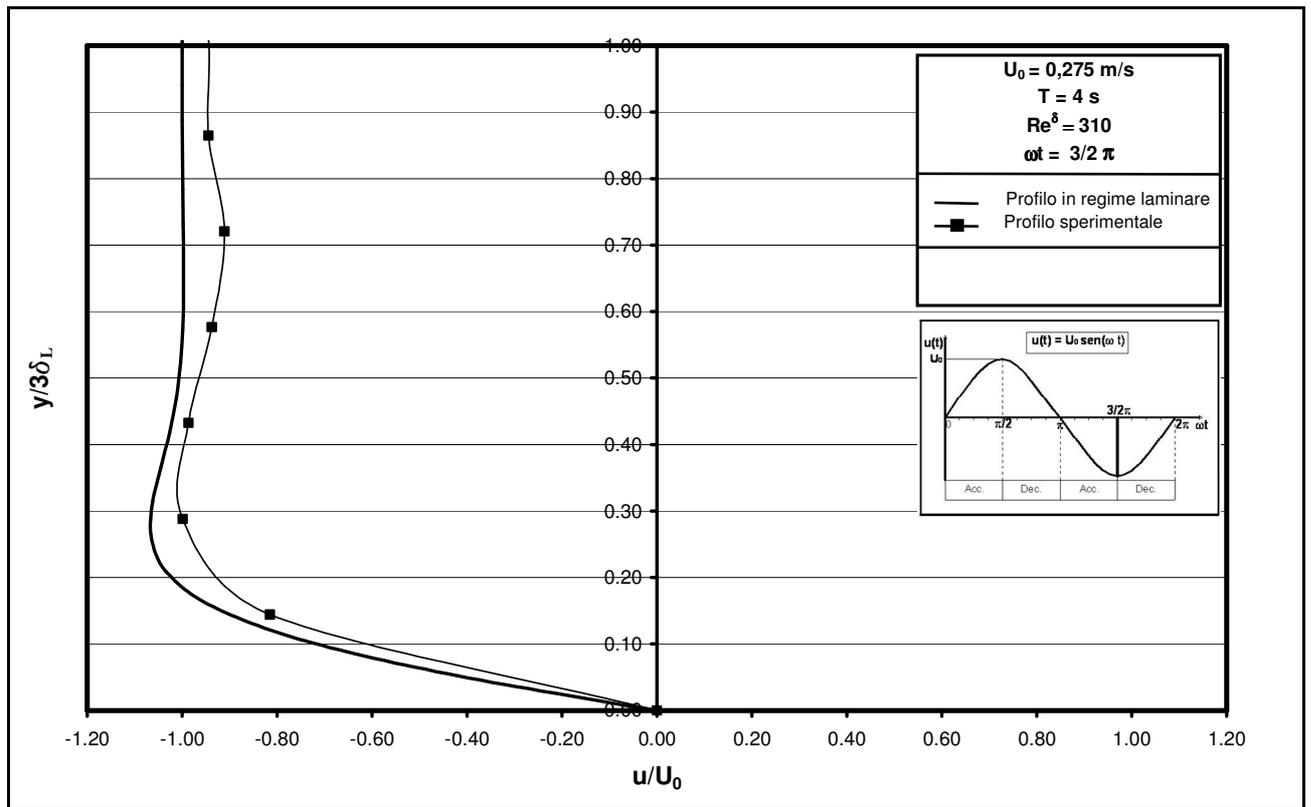


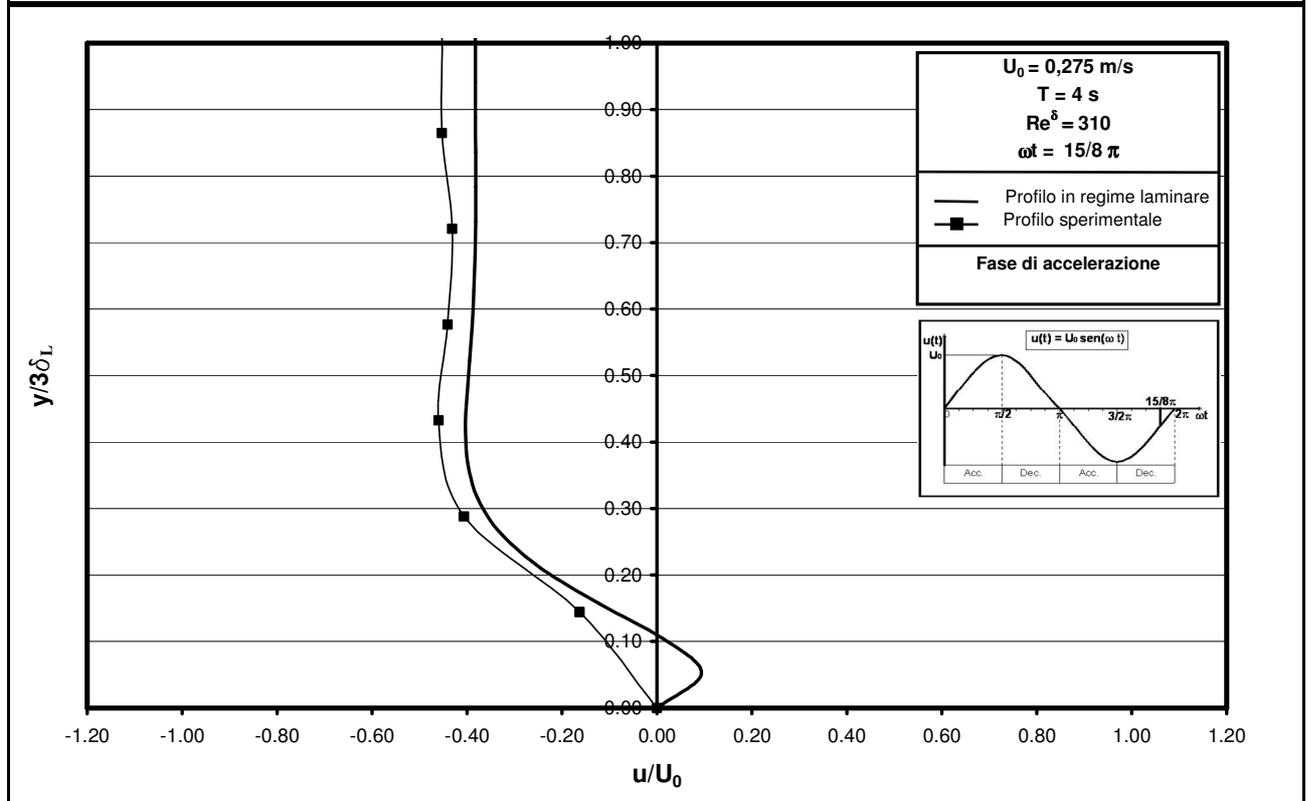
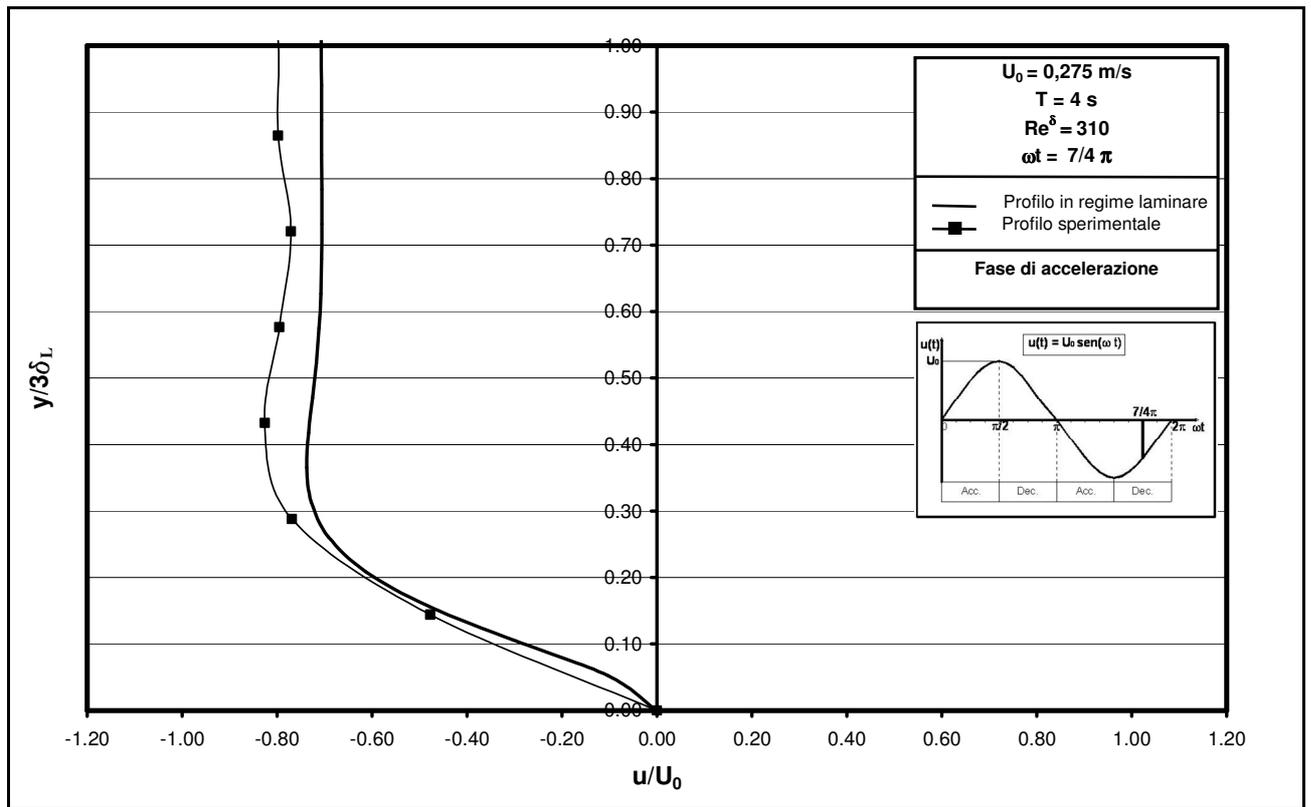












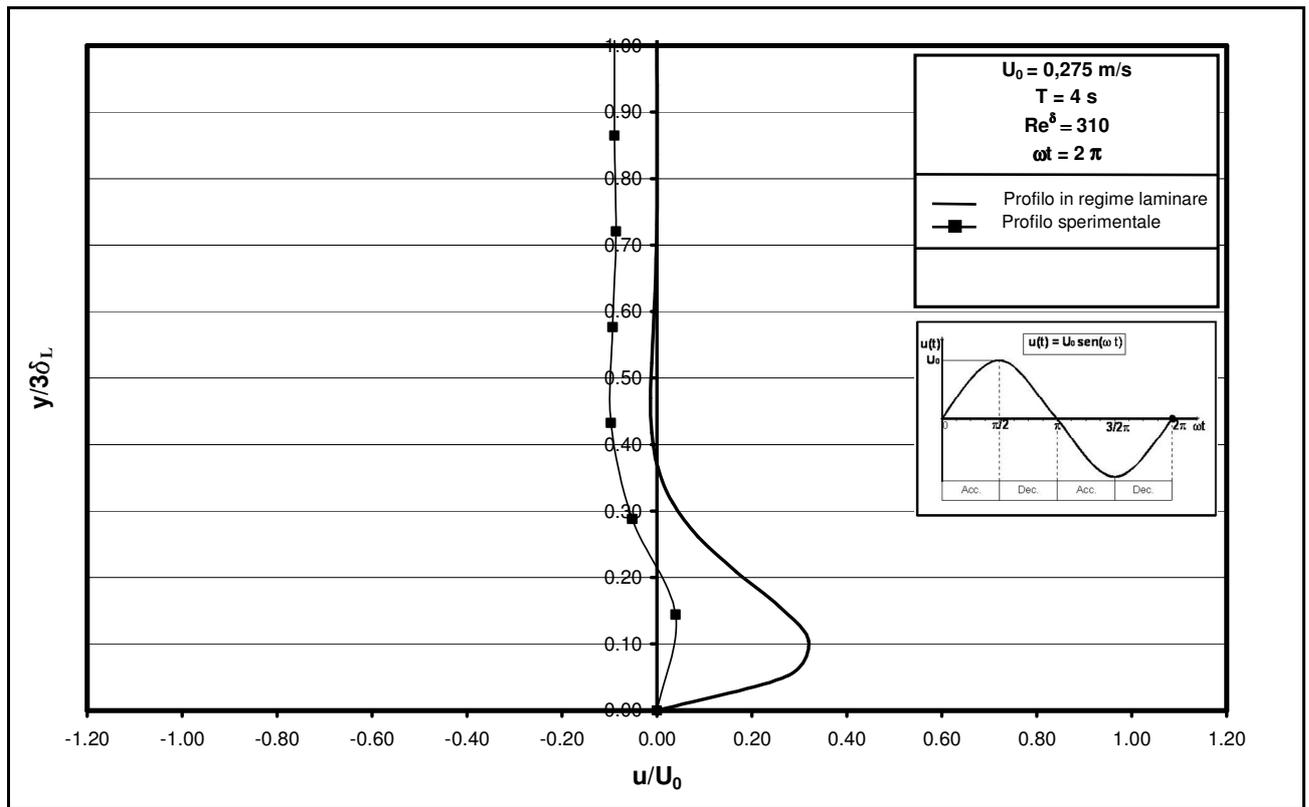
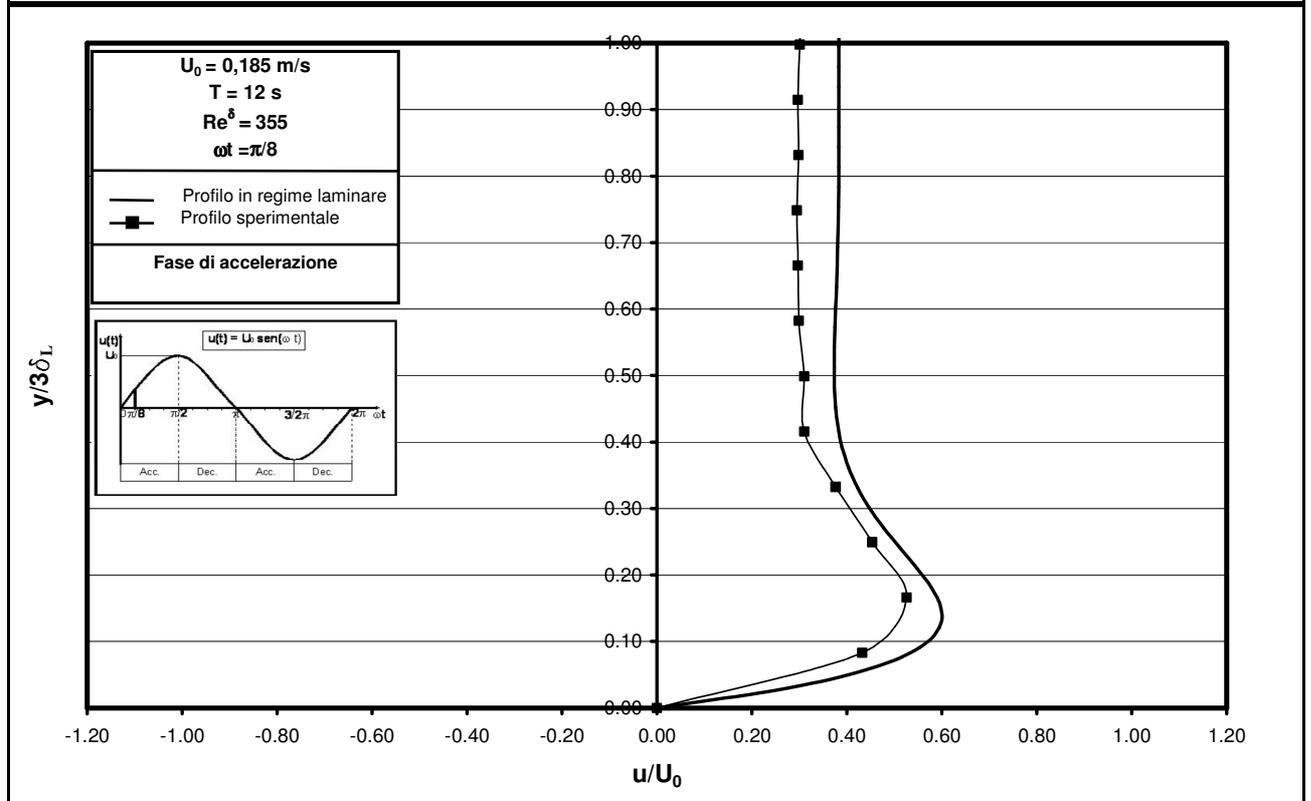
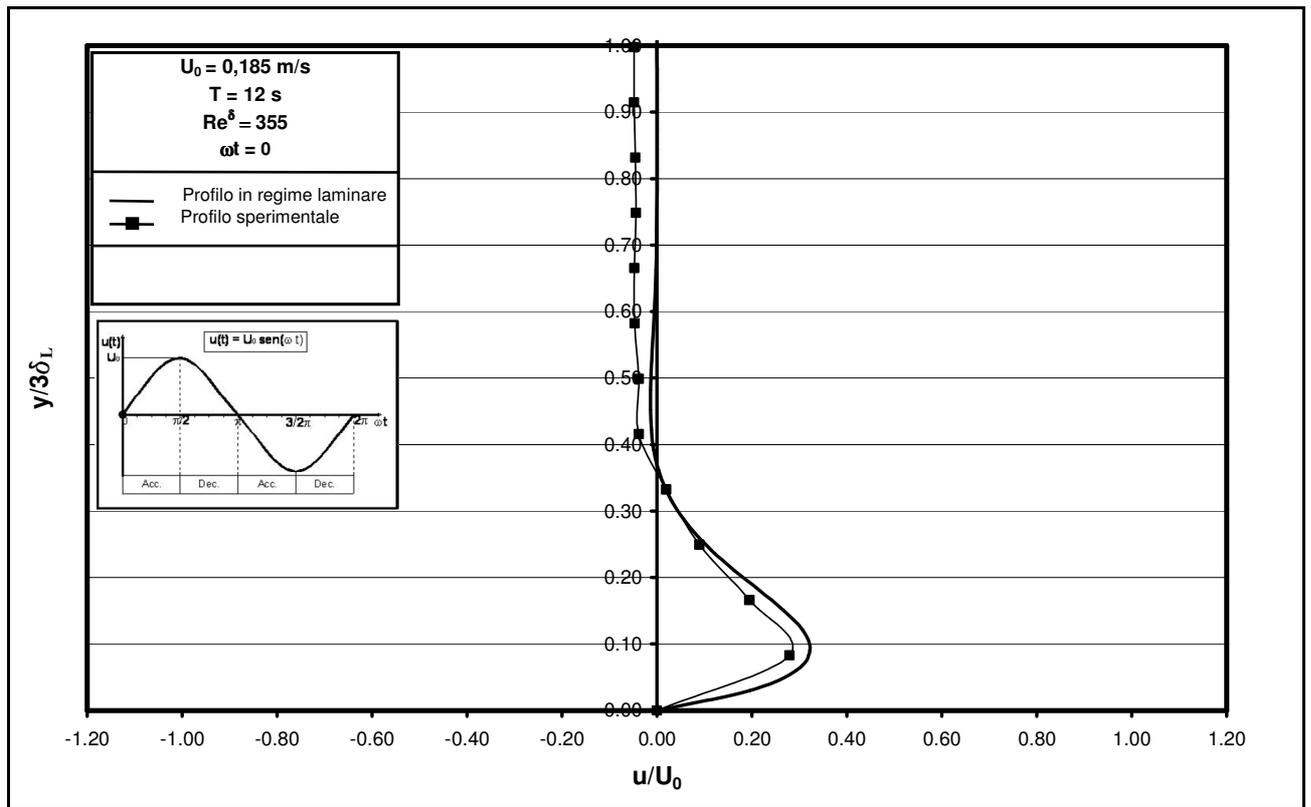
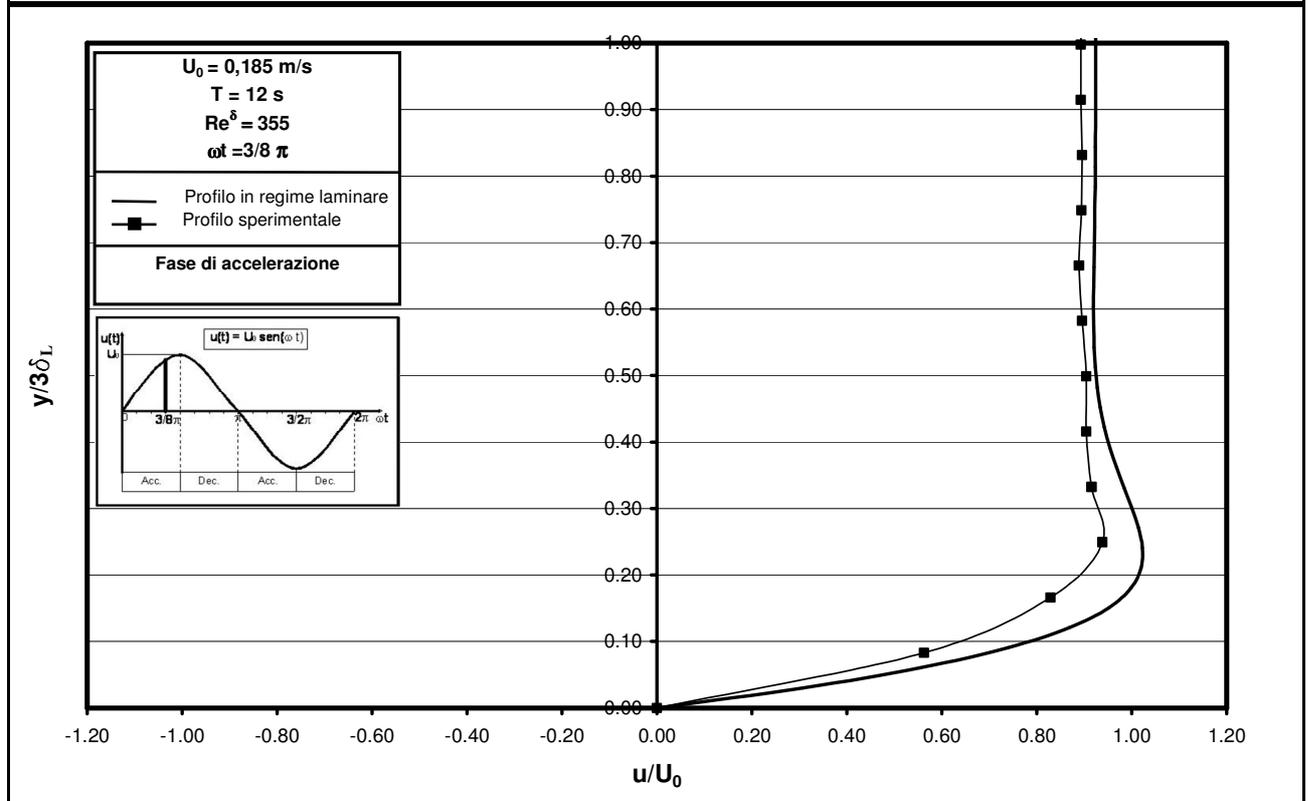
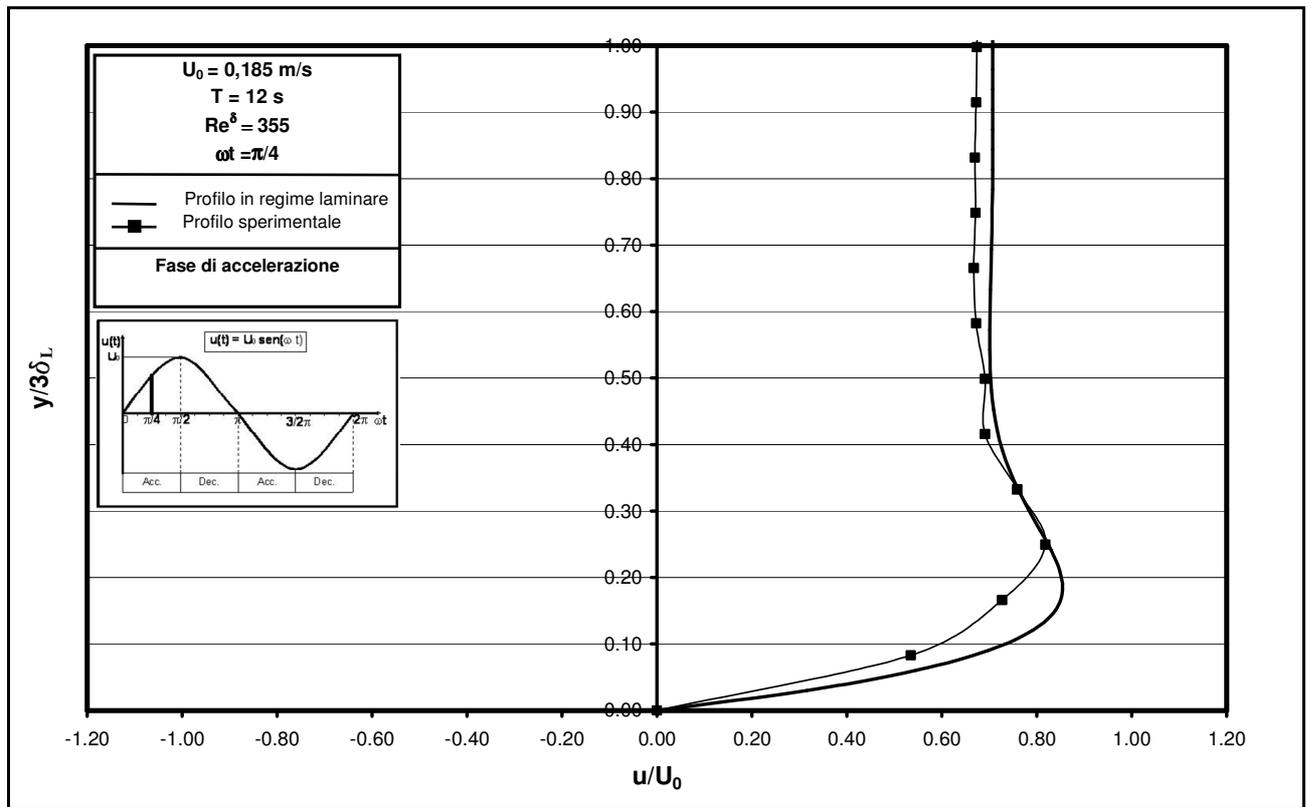
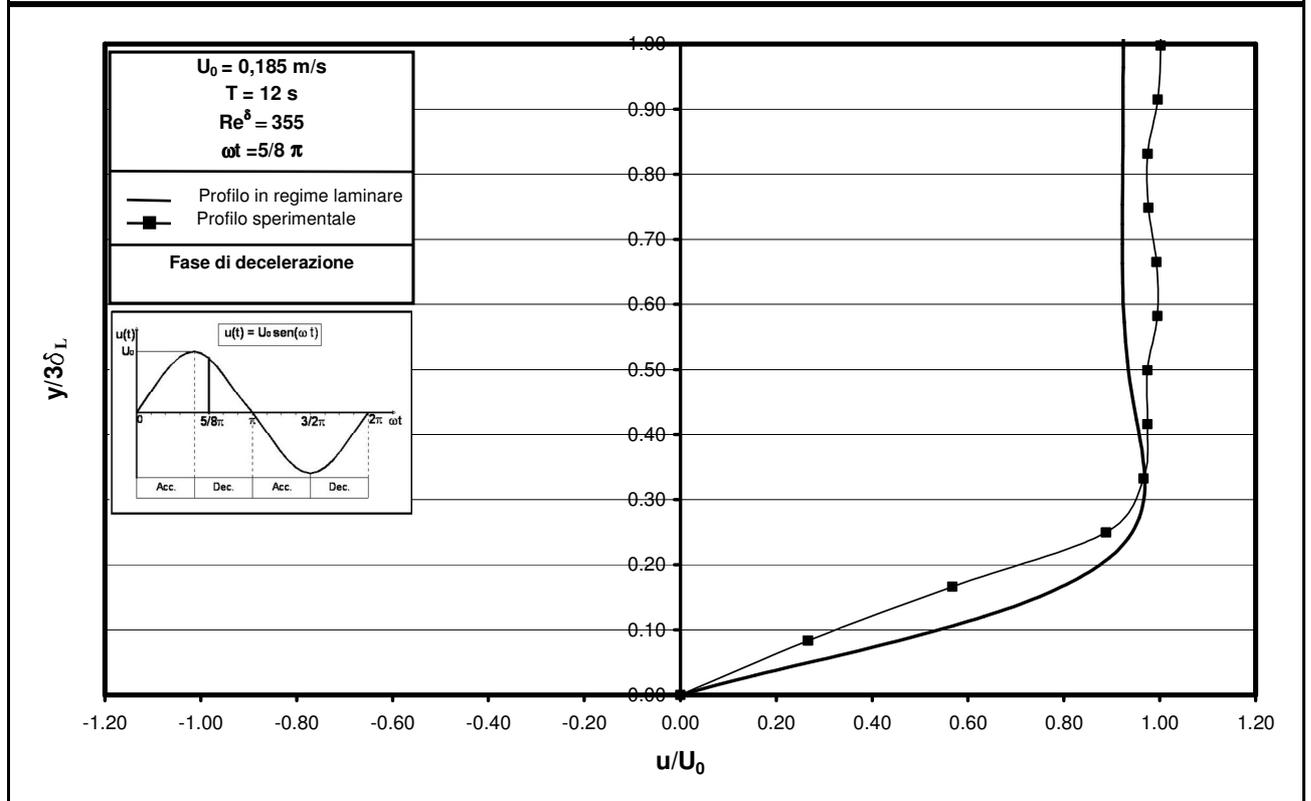
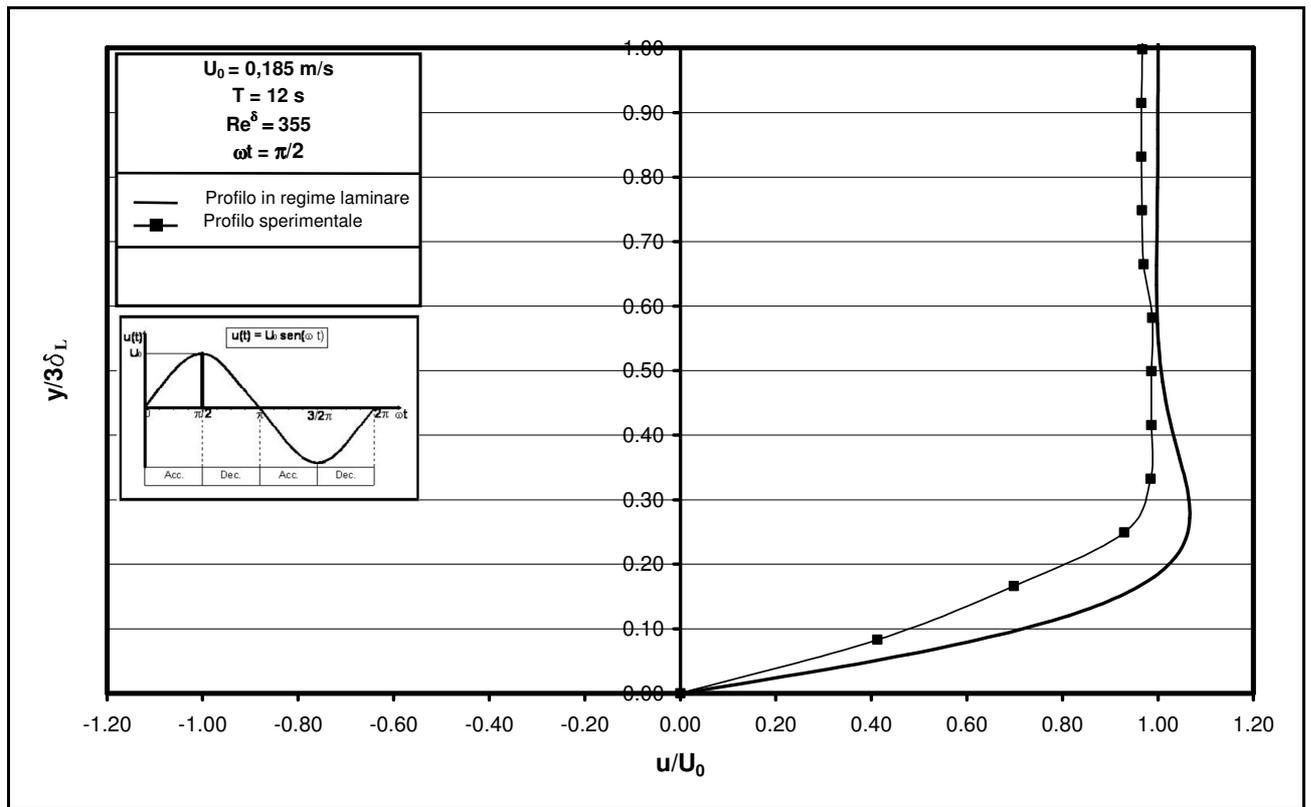
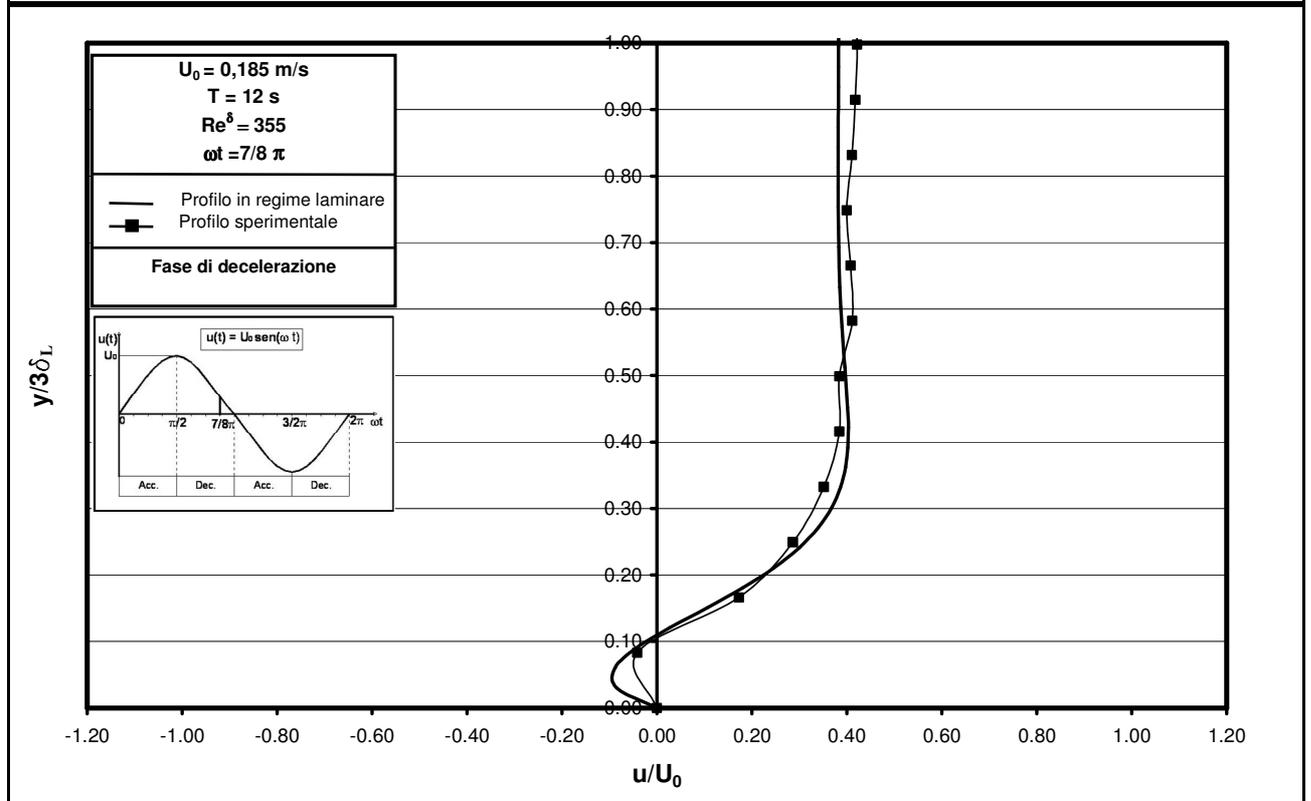
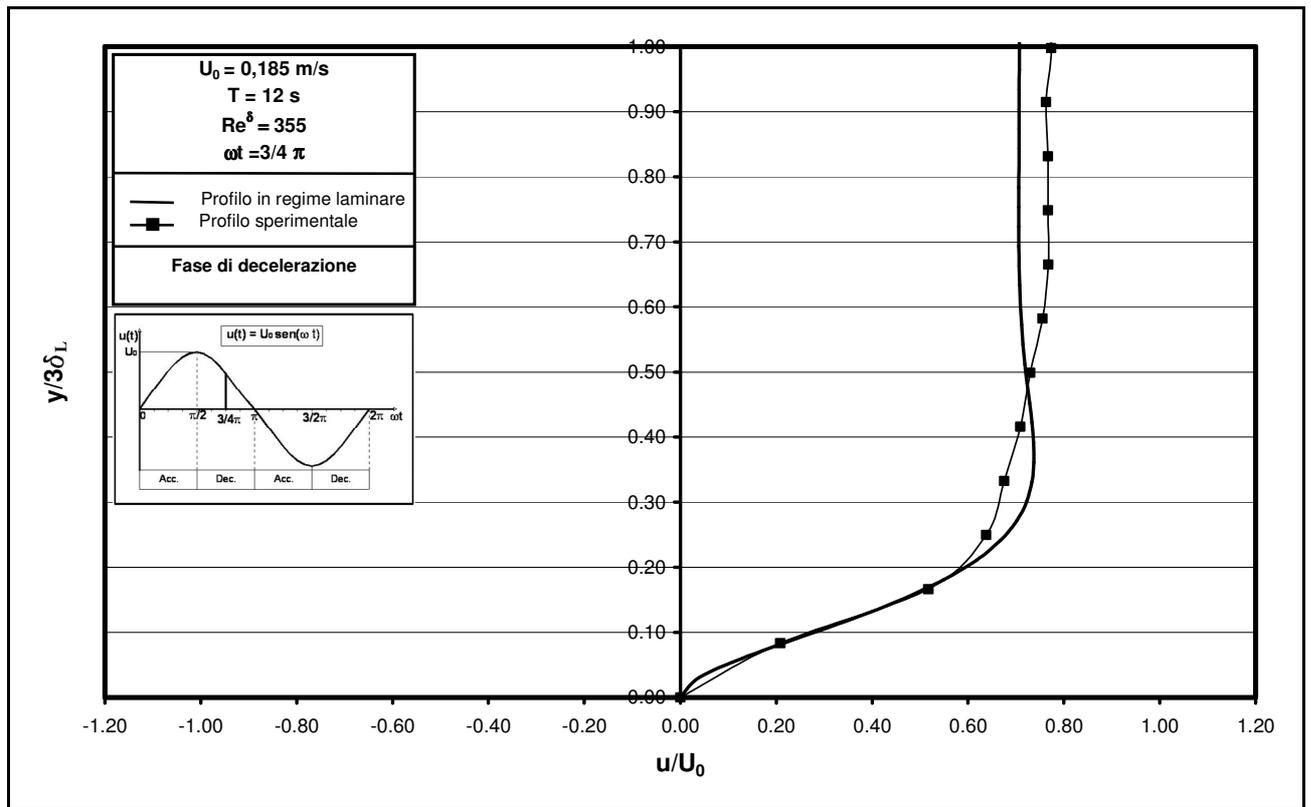


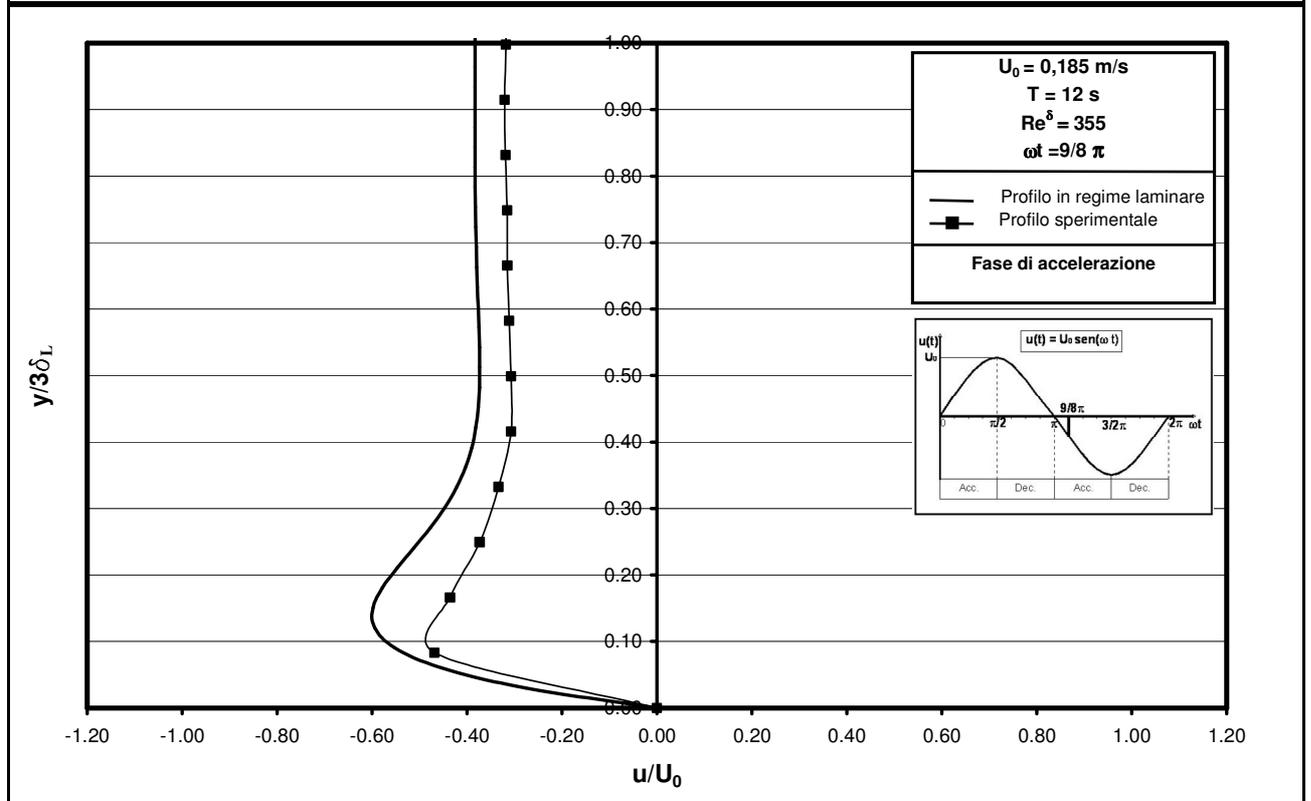
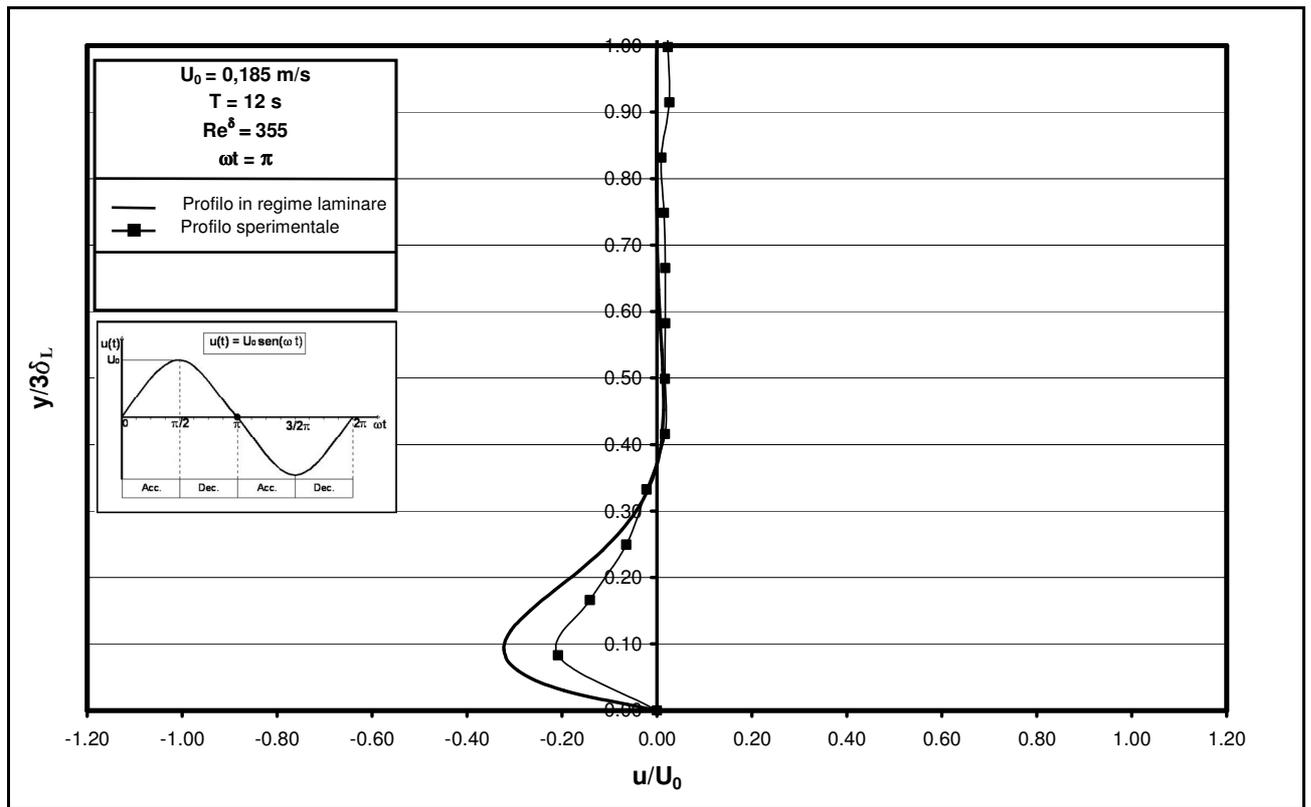
Figura 4.5b – Confronto tra i profili delle velocità determinati sperimentalmente e quelli ricavati per via teorica nel caso di regime laminare ($Re^\delta = 310$).

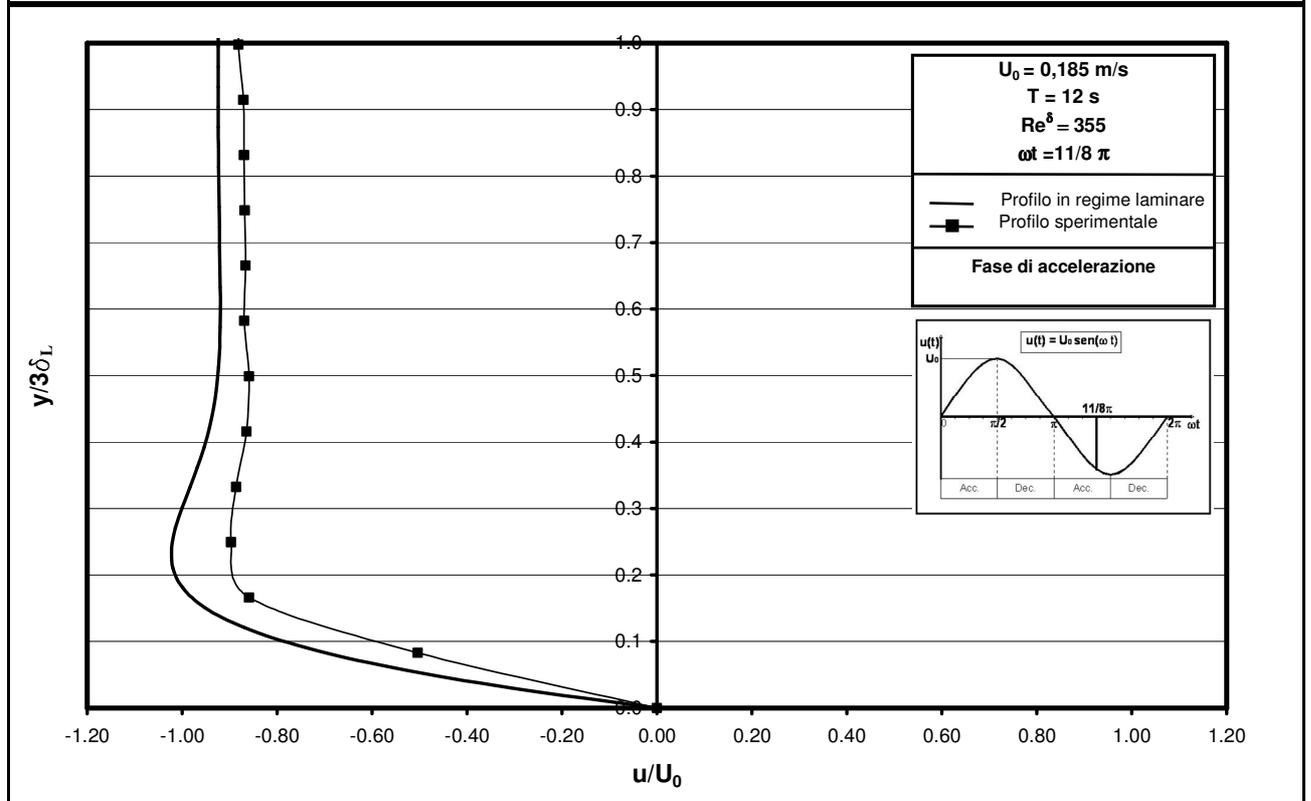
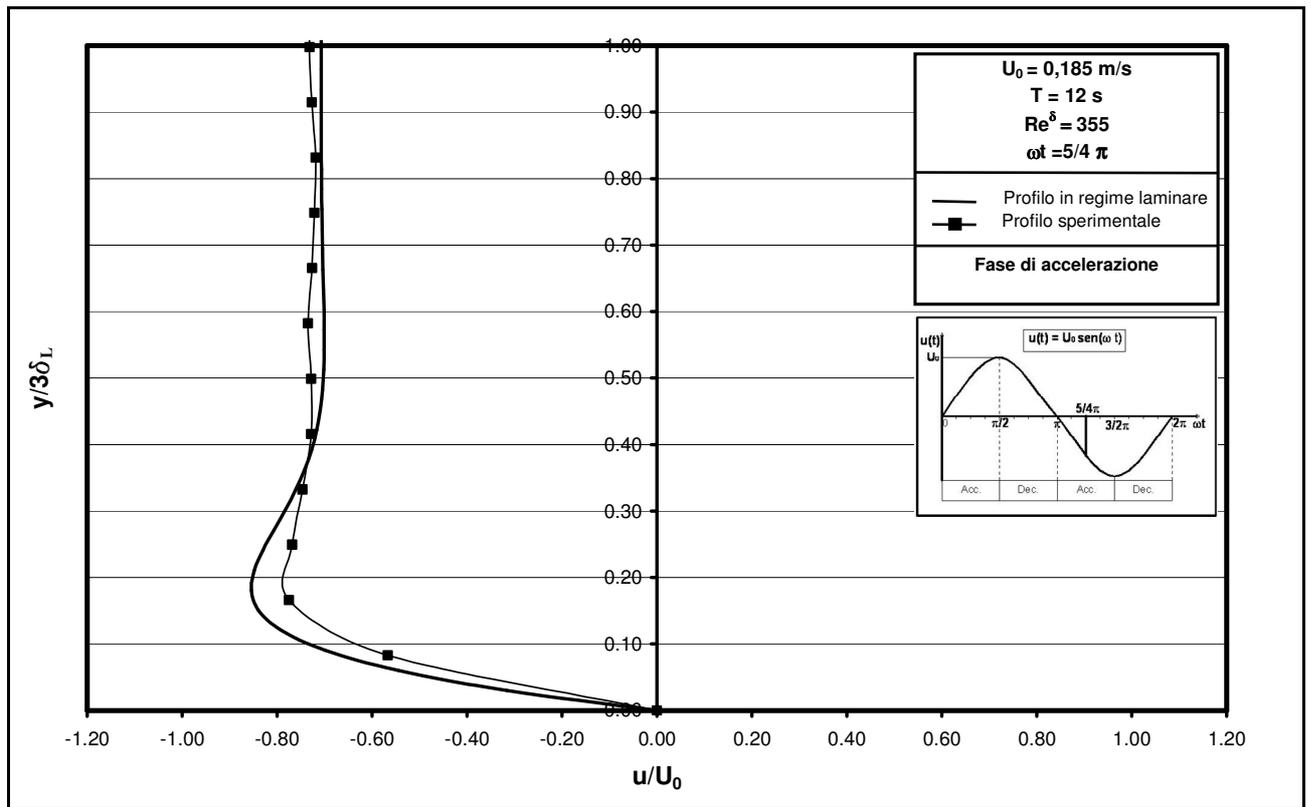


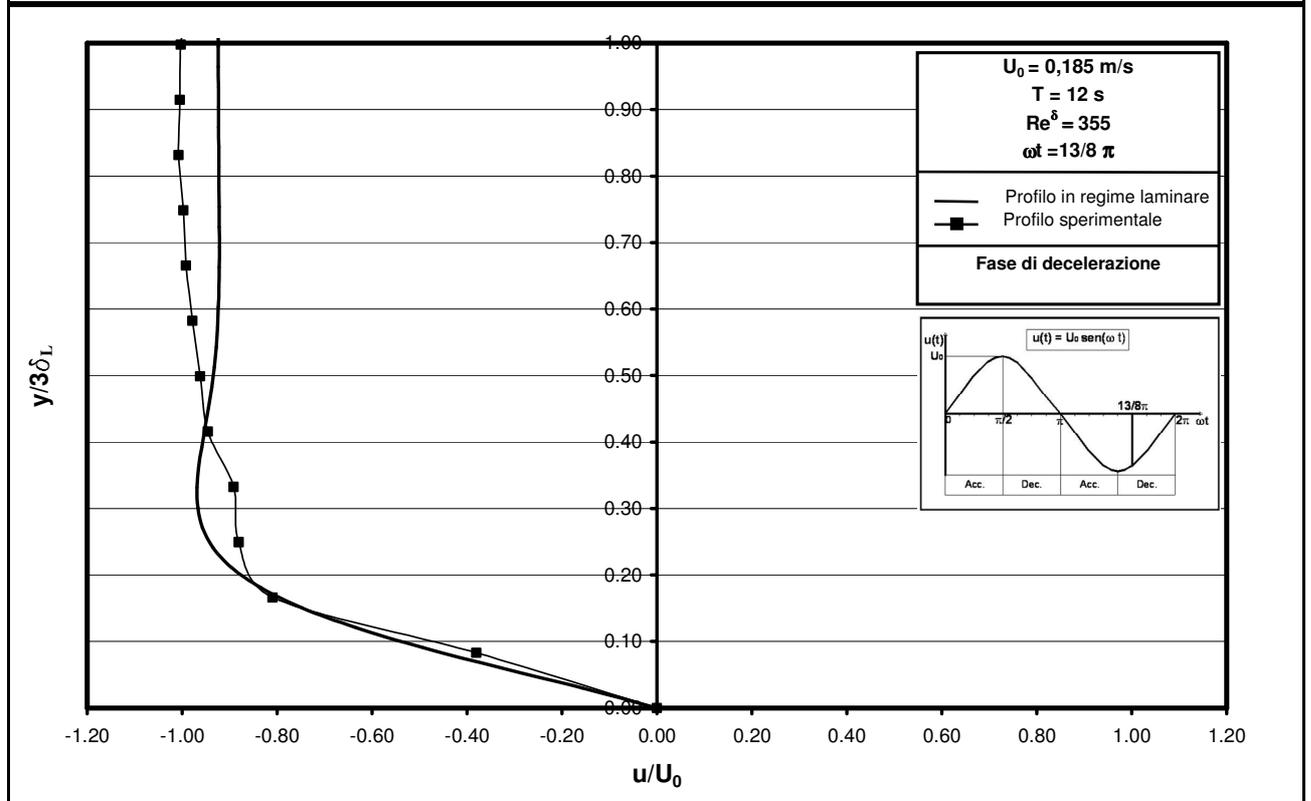
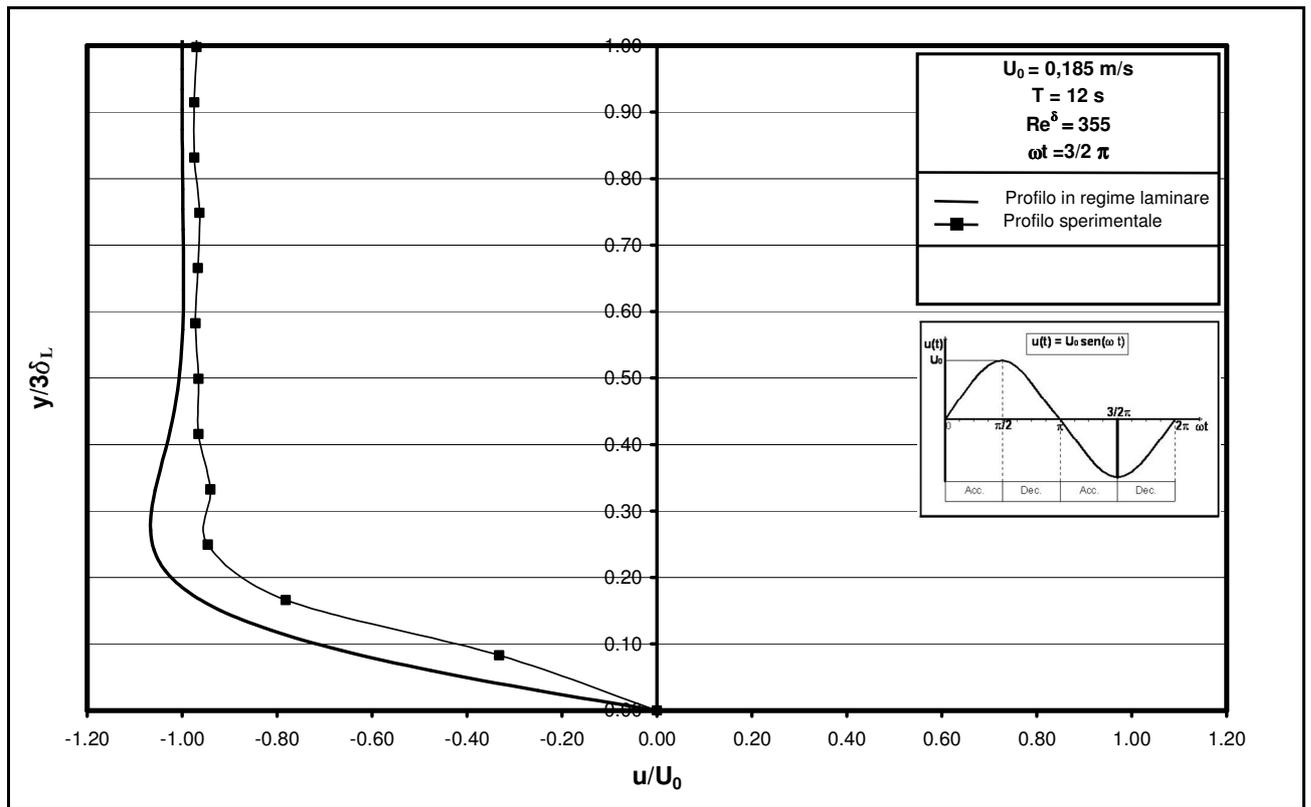


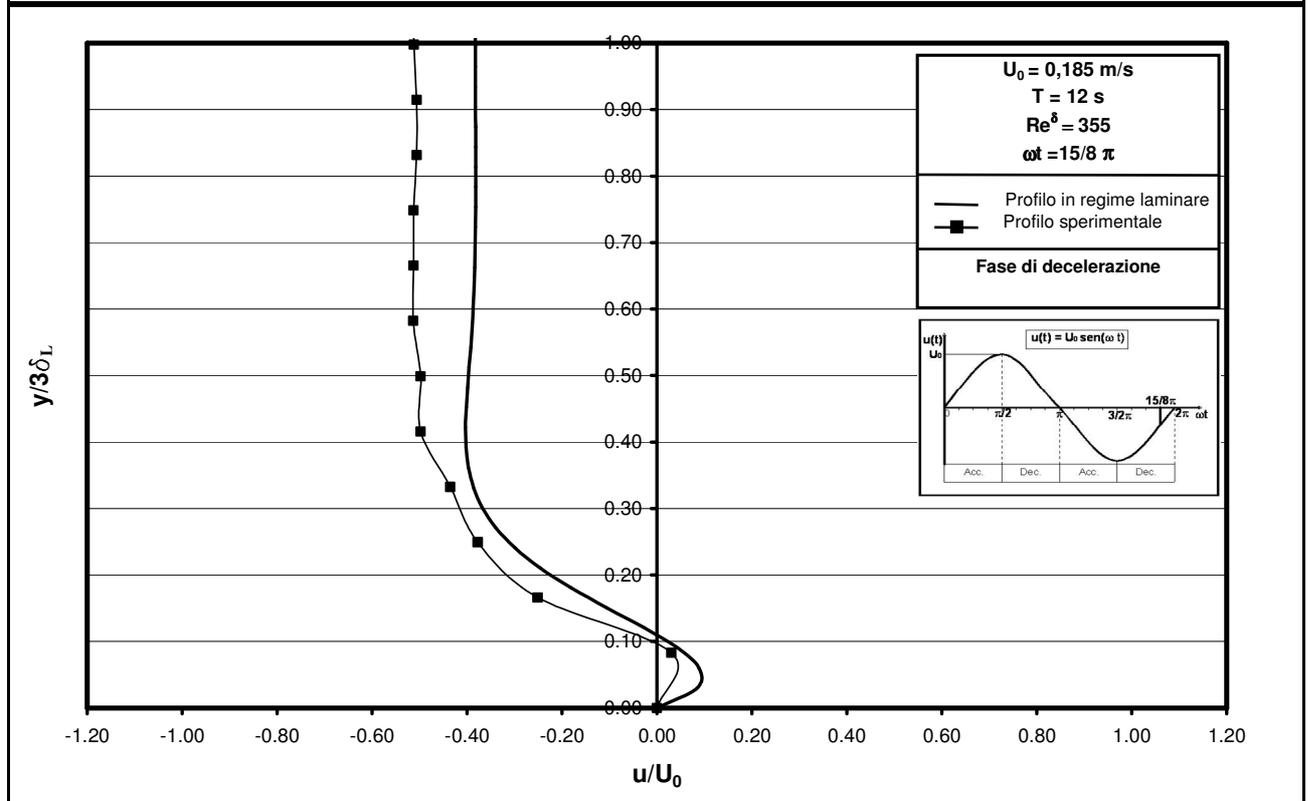
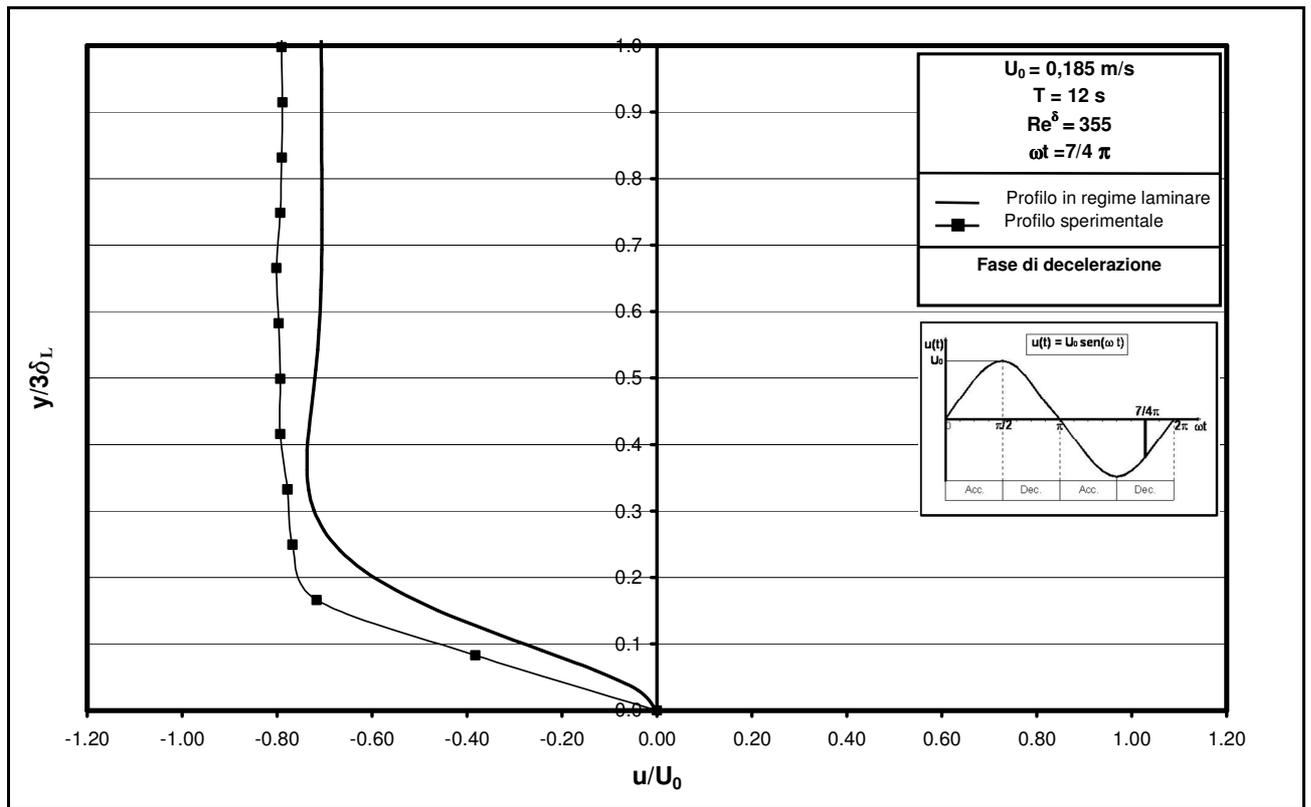












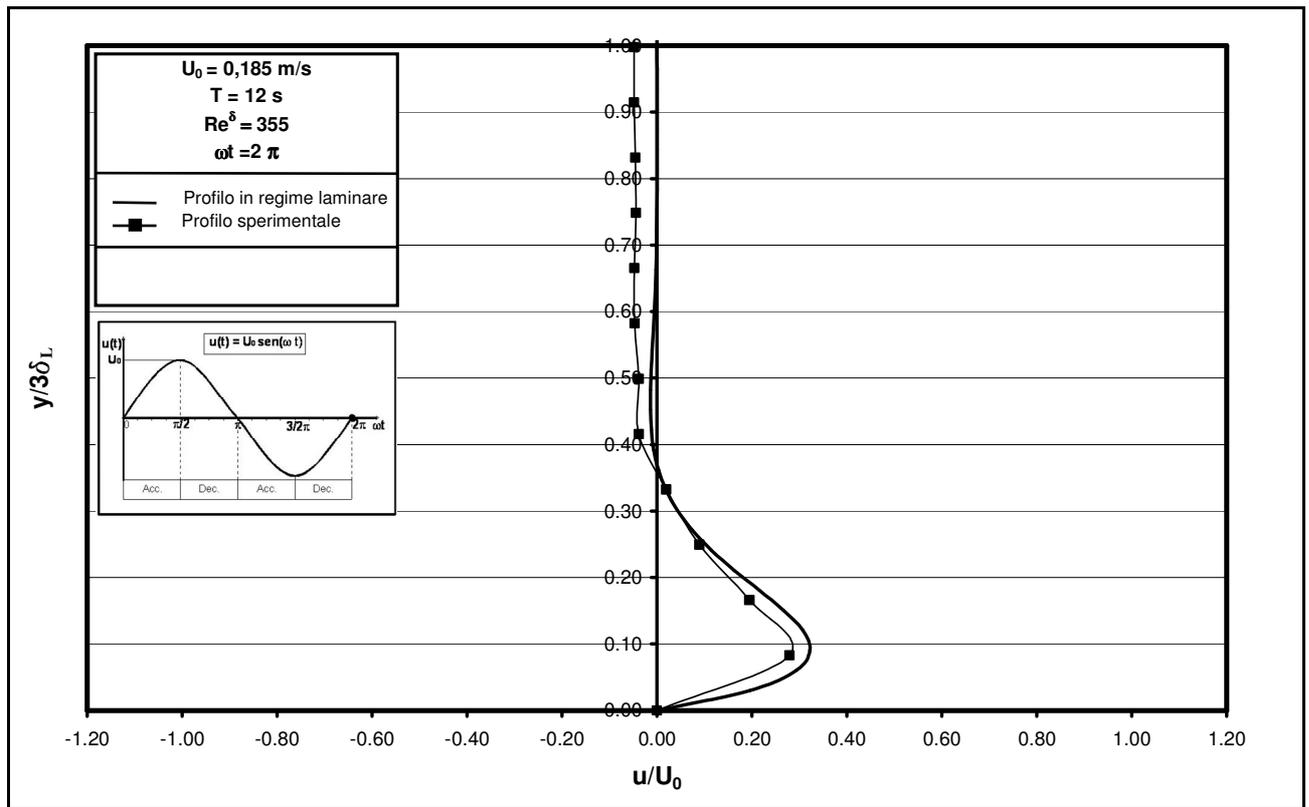
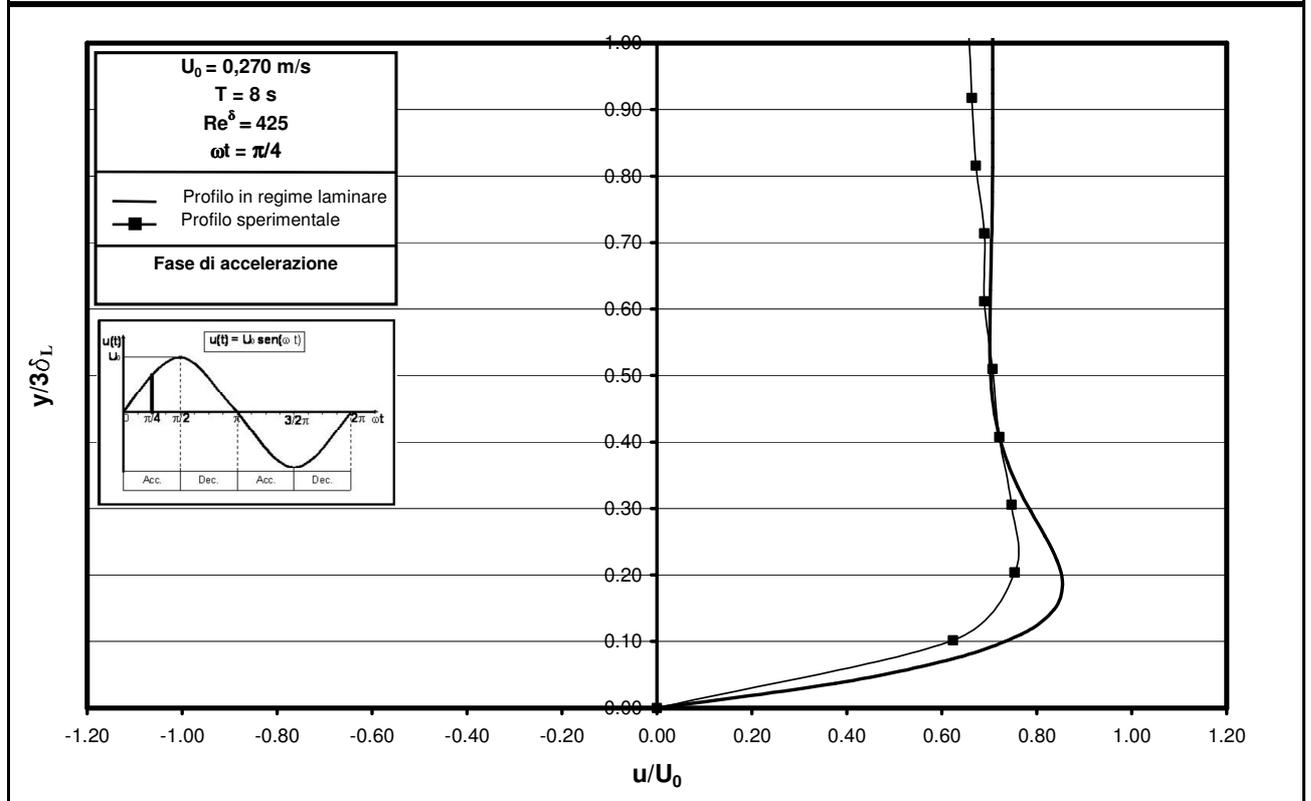
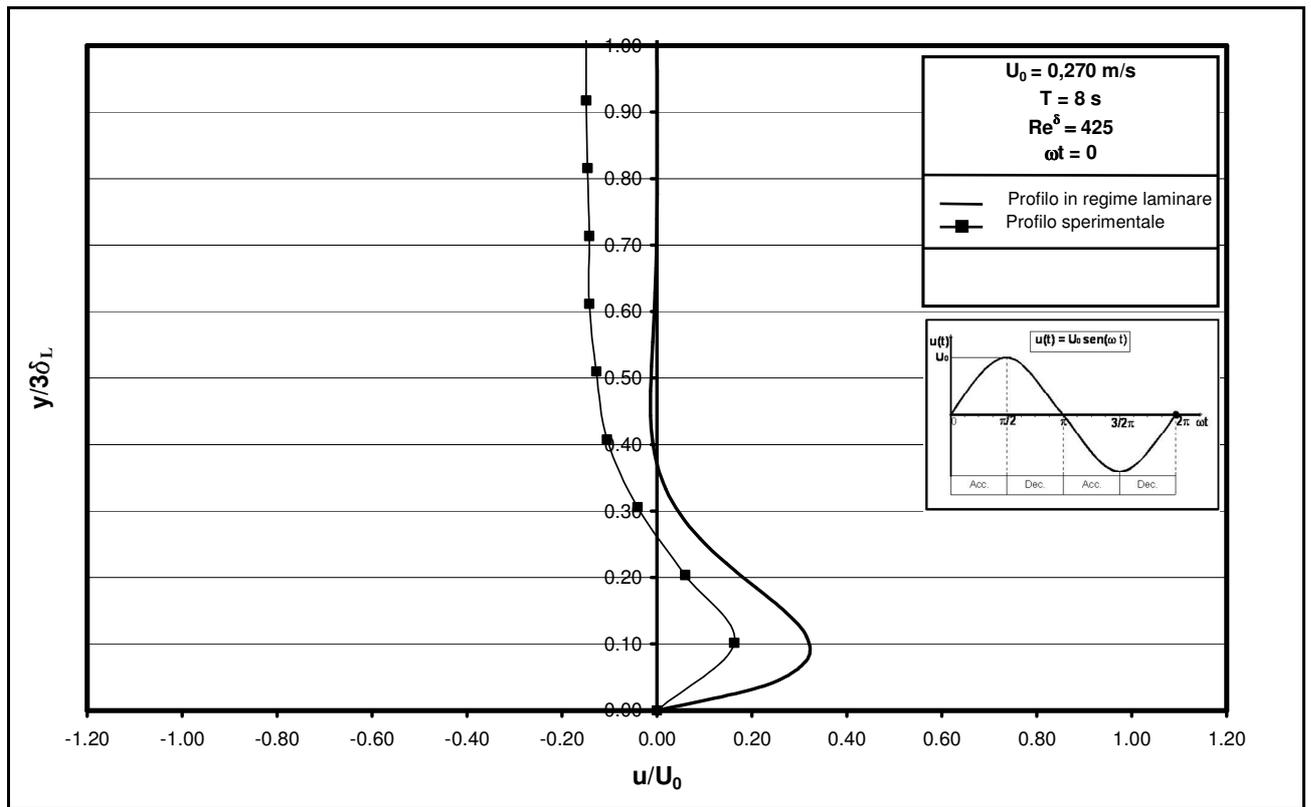
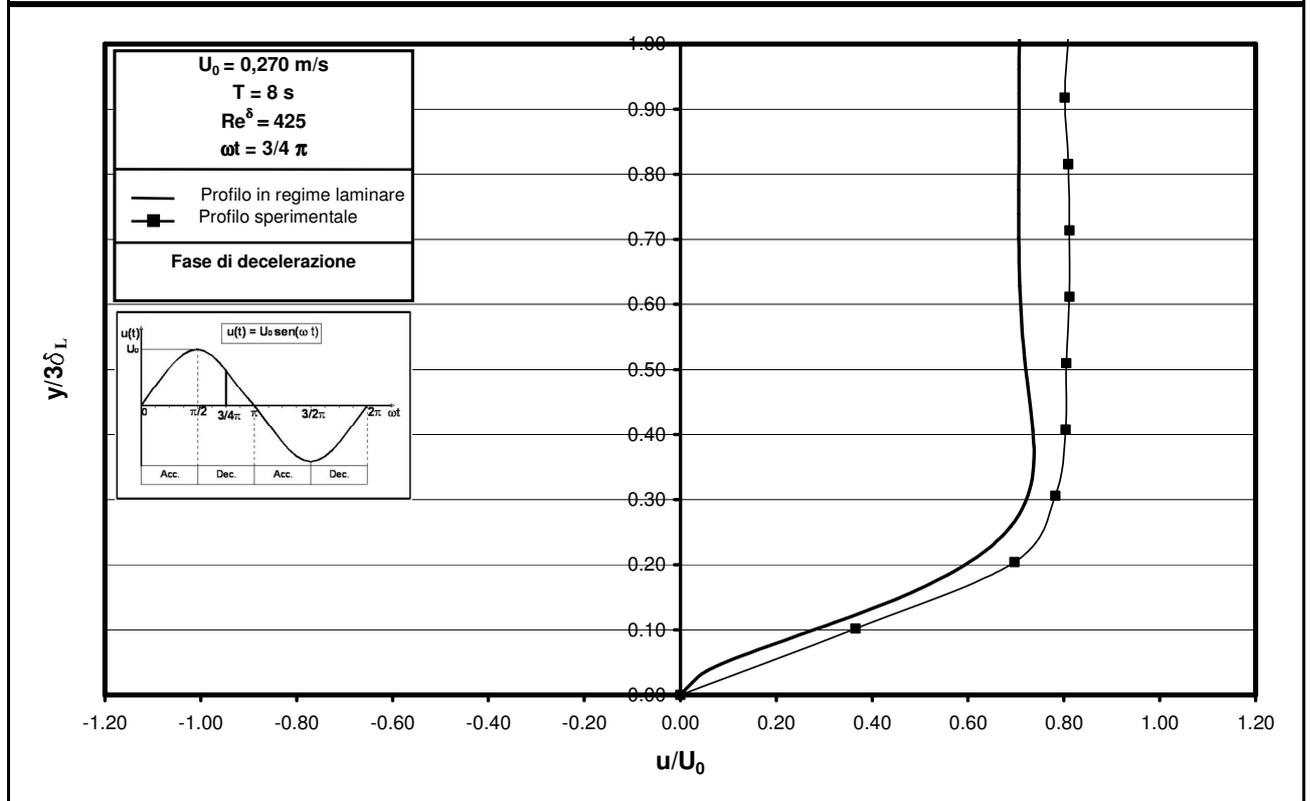
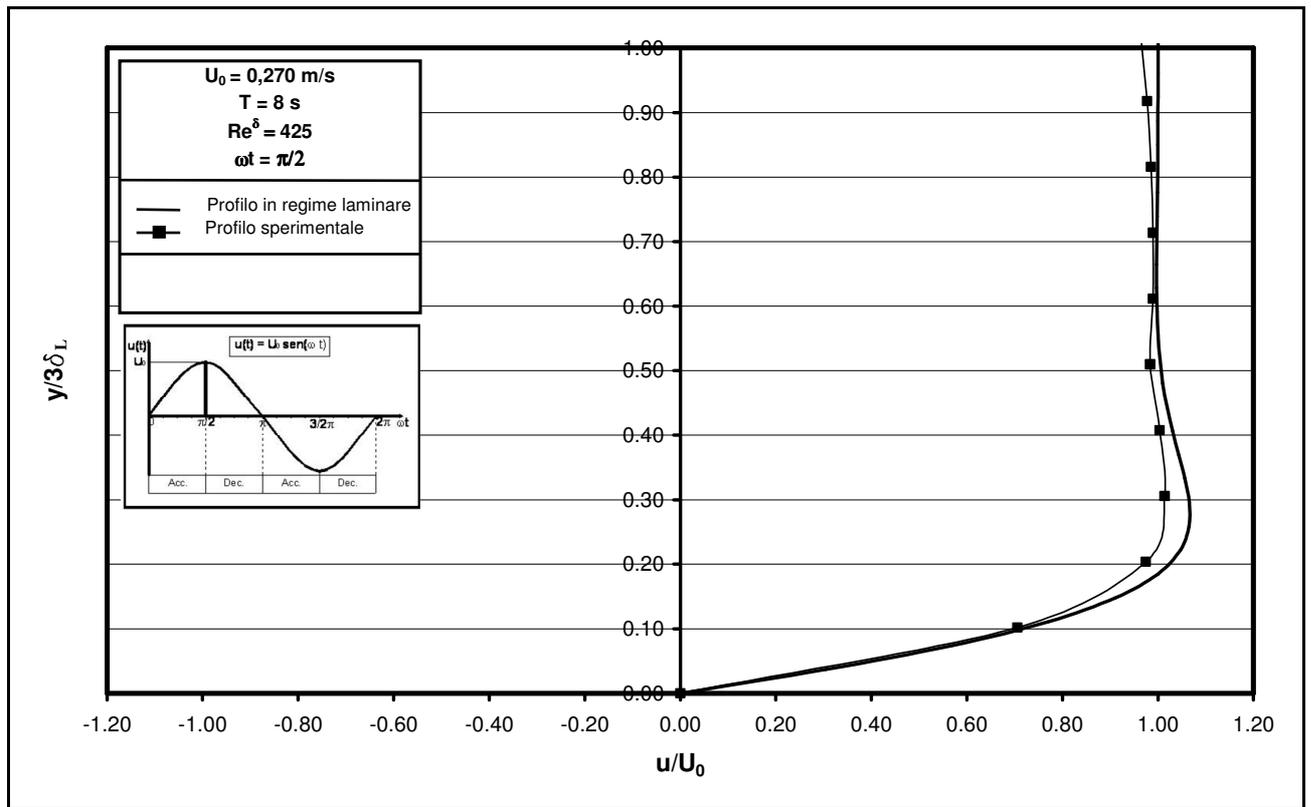
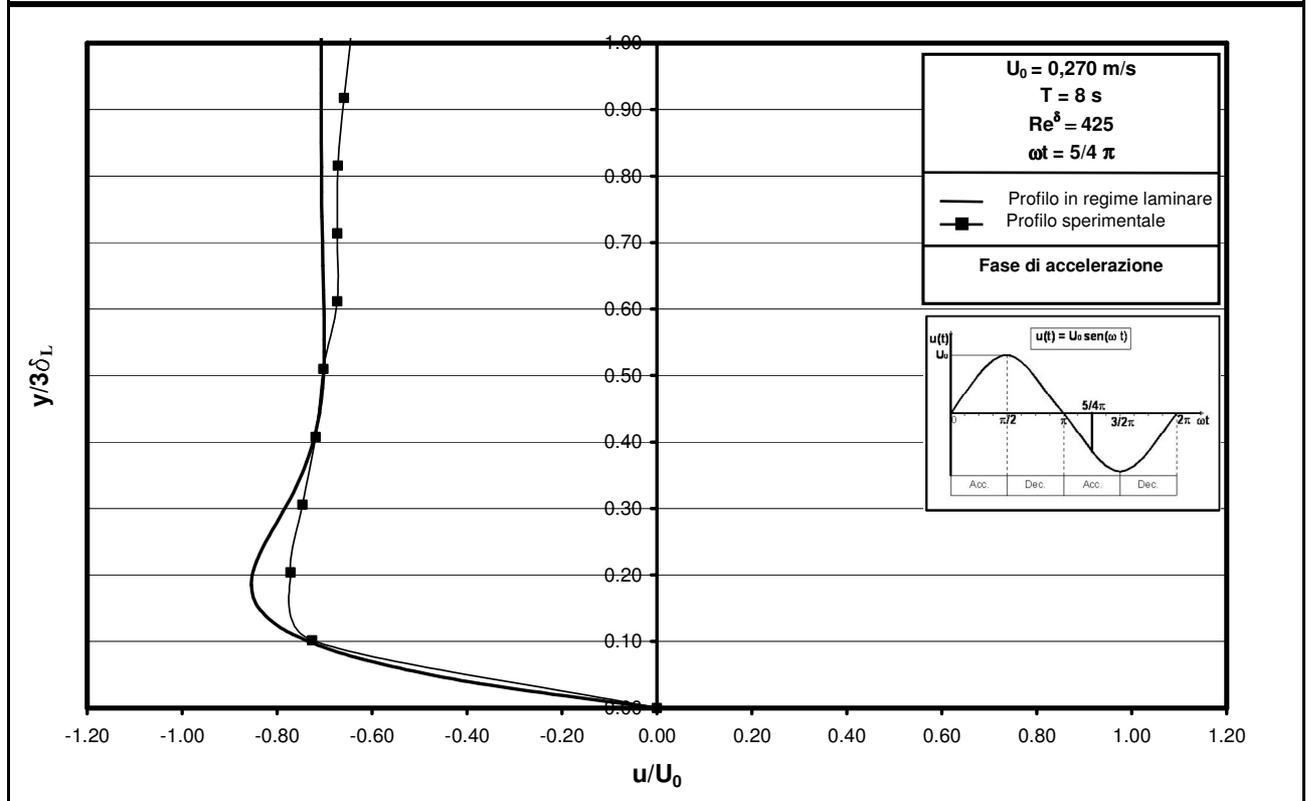
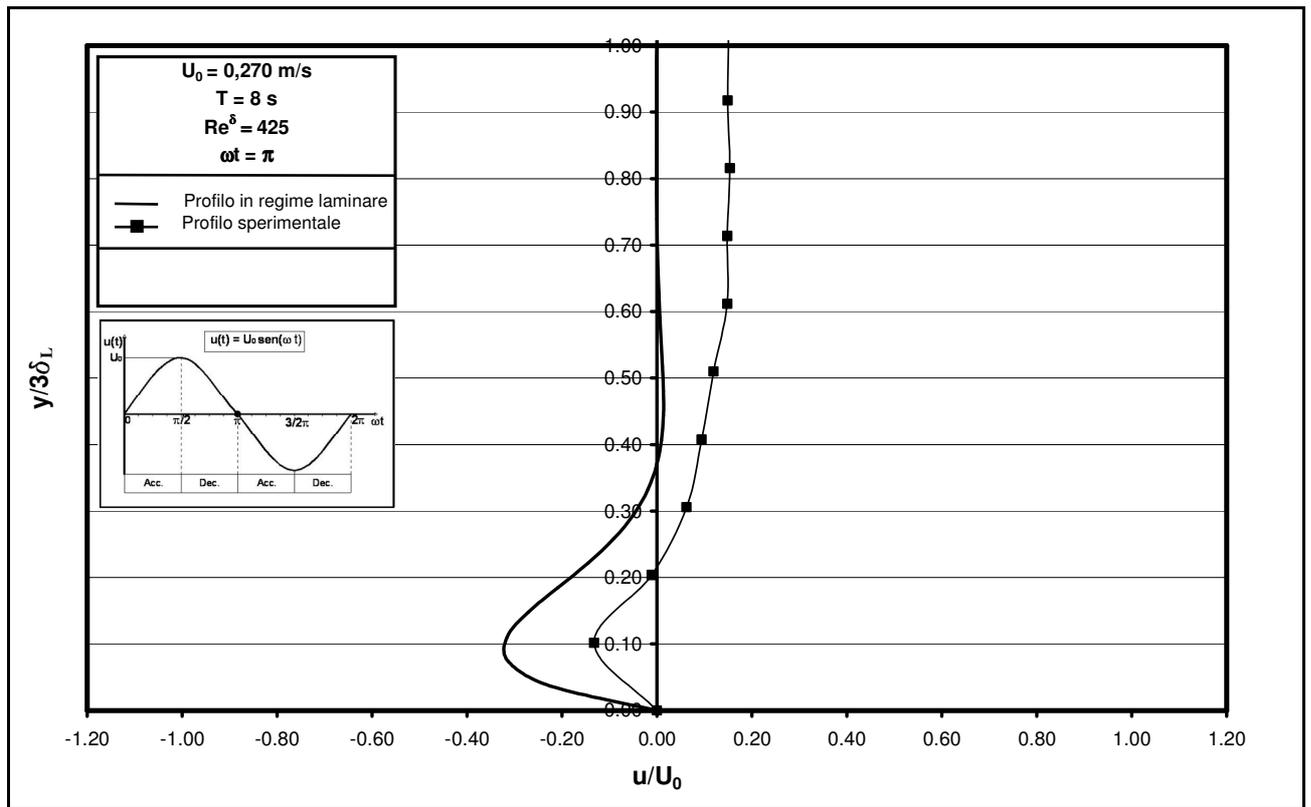
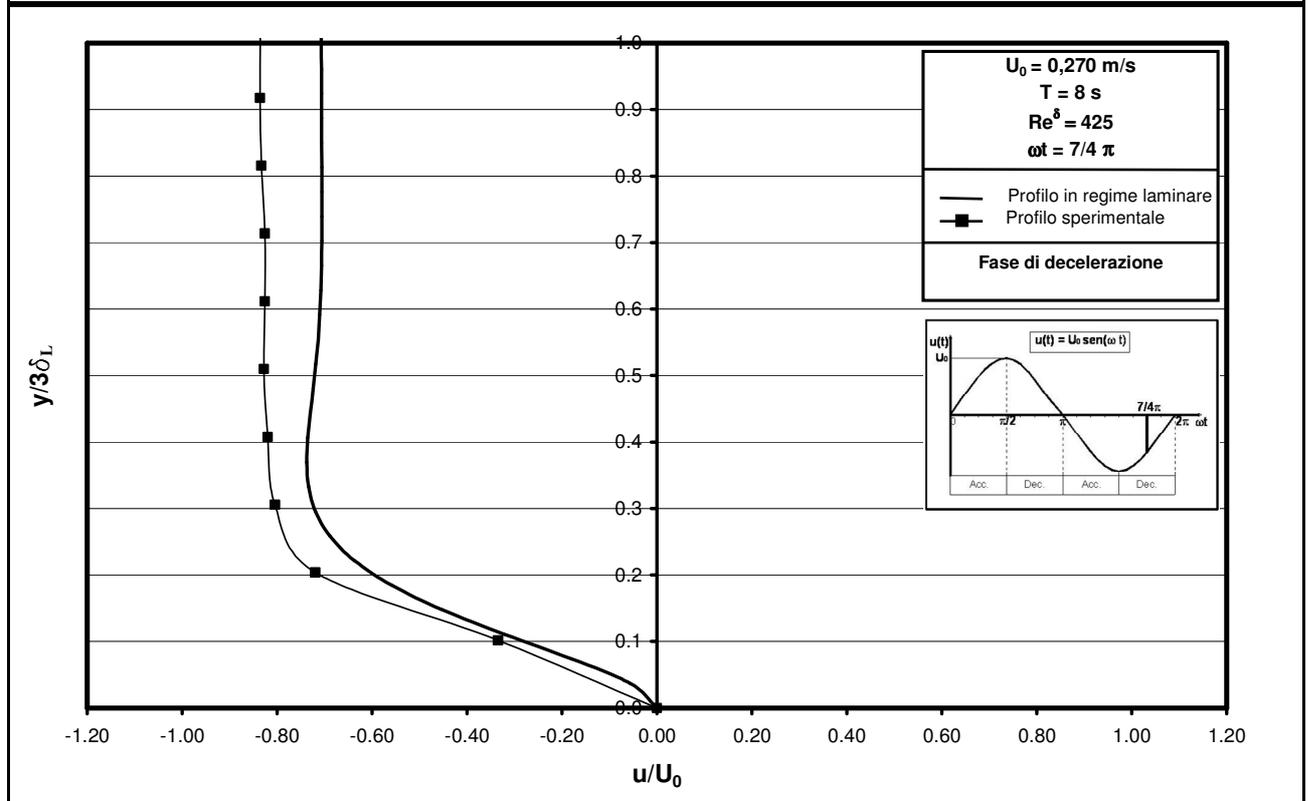
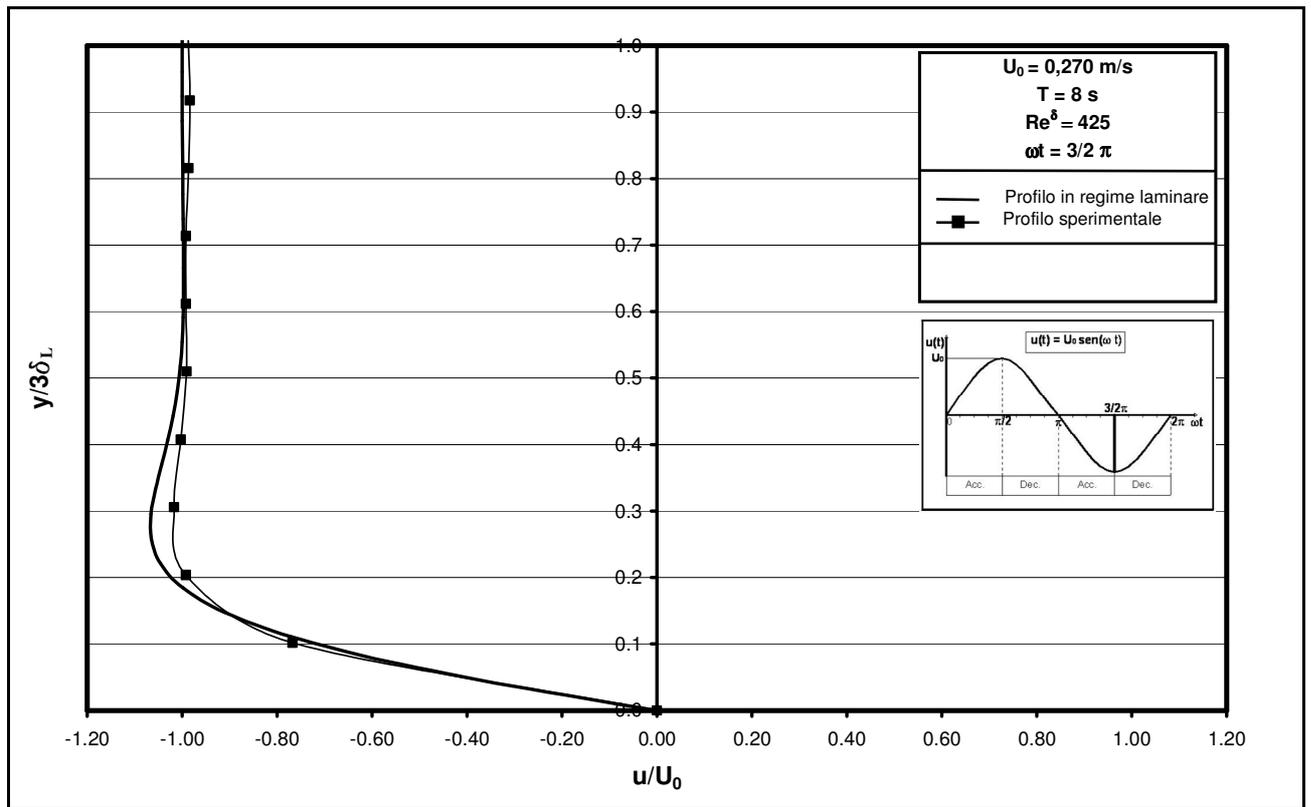


Figura 4.5c – Confronto tra i profili delle velocità determinati sperimentalmente e quelli ricavati per via teorica nel caso di regime laminare ($Re^\delta = 355$).









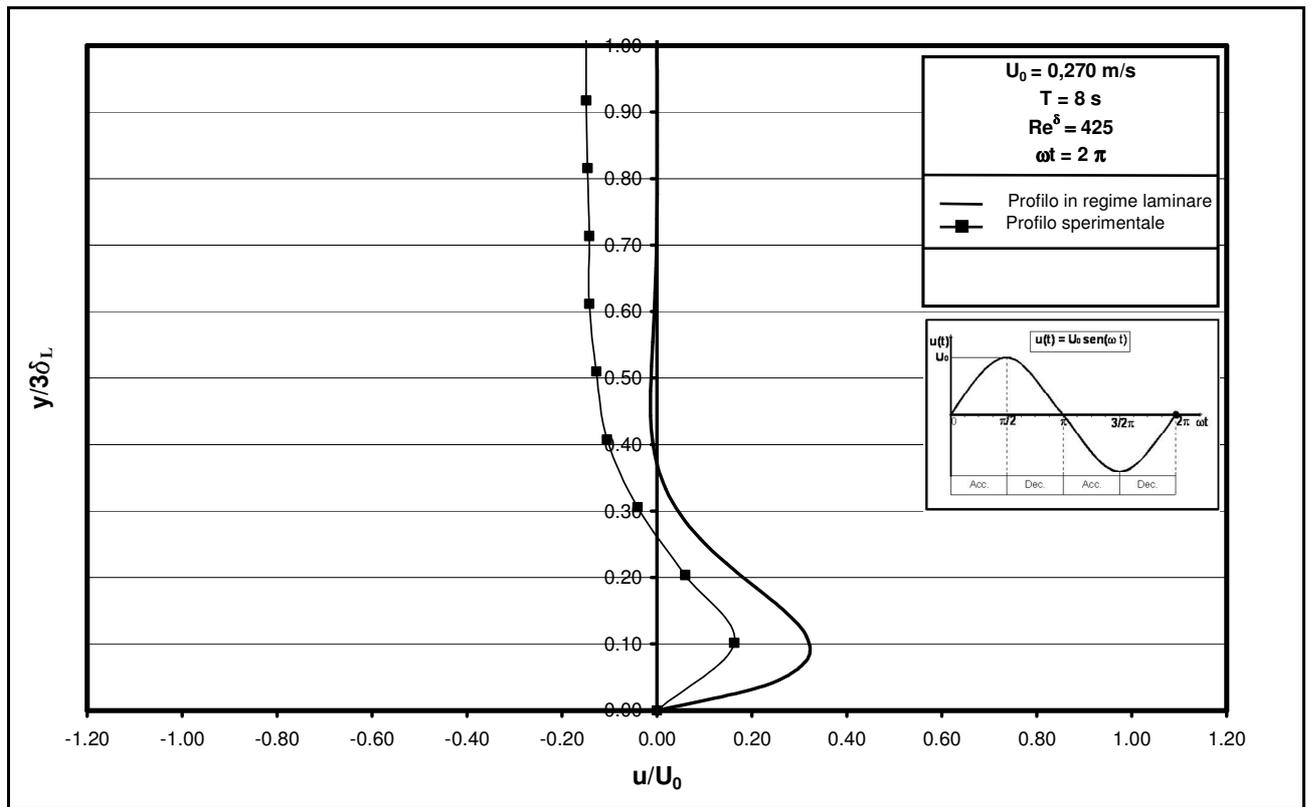
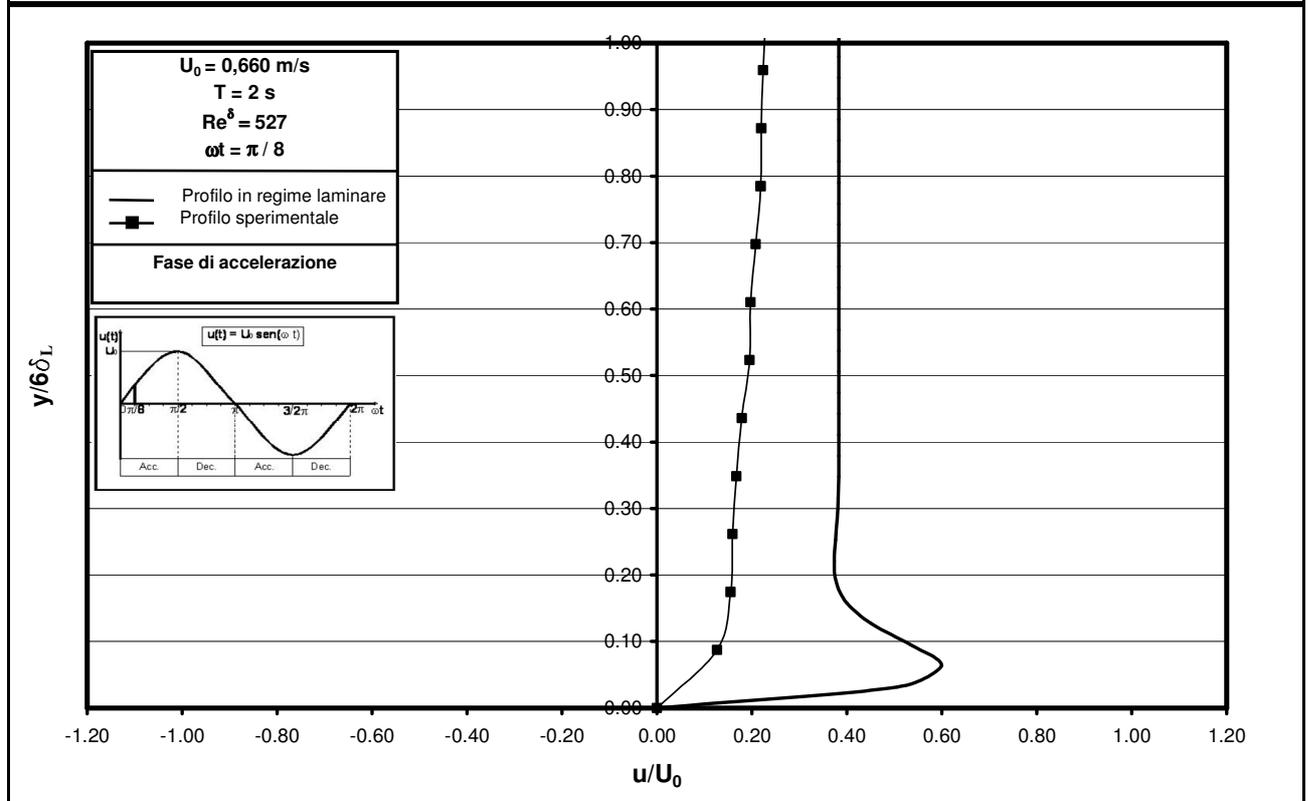
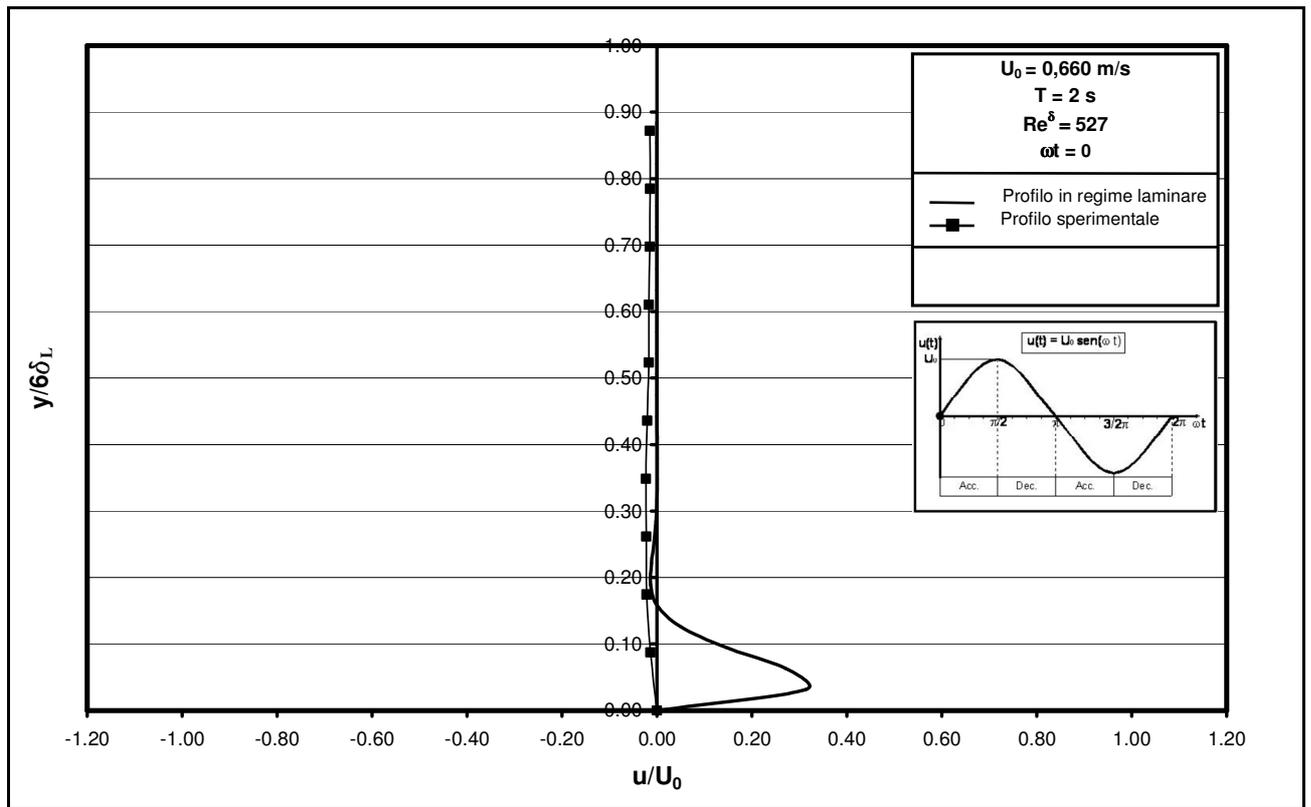
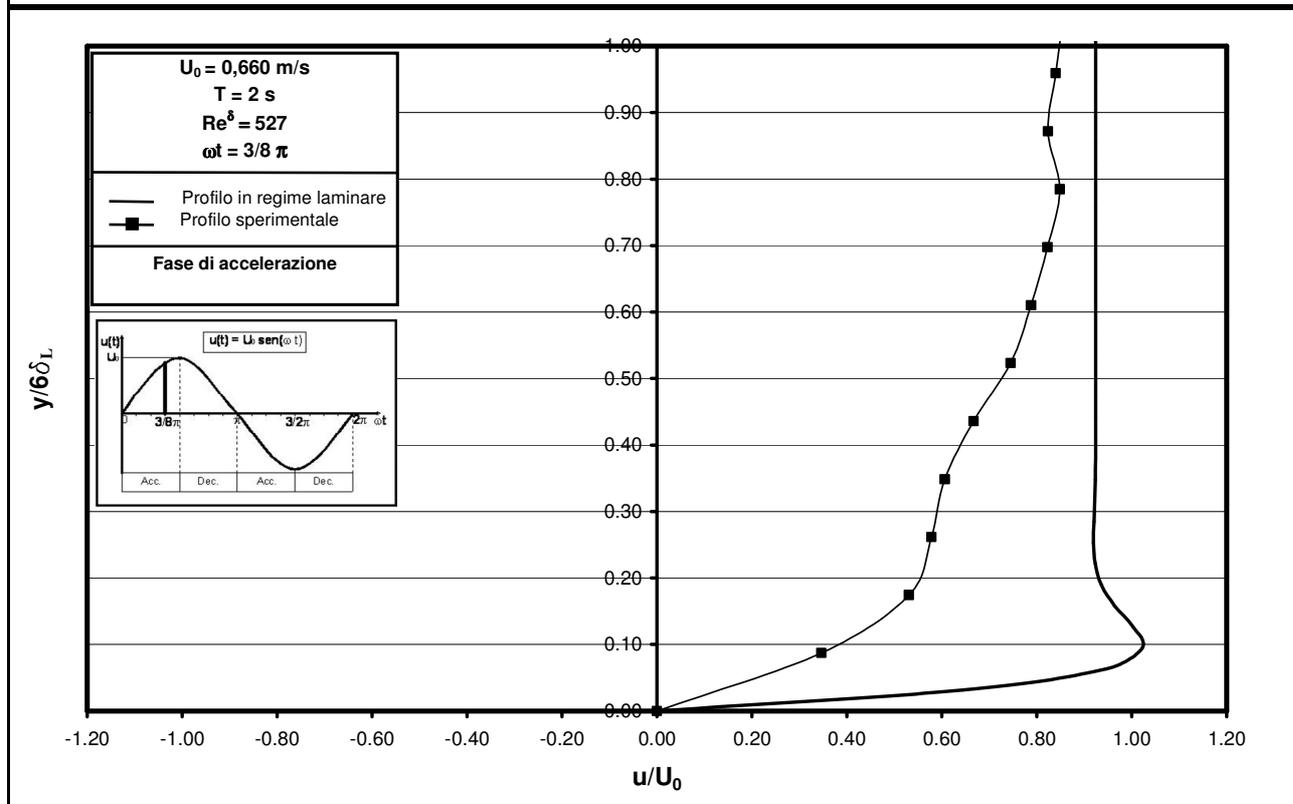
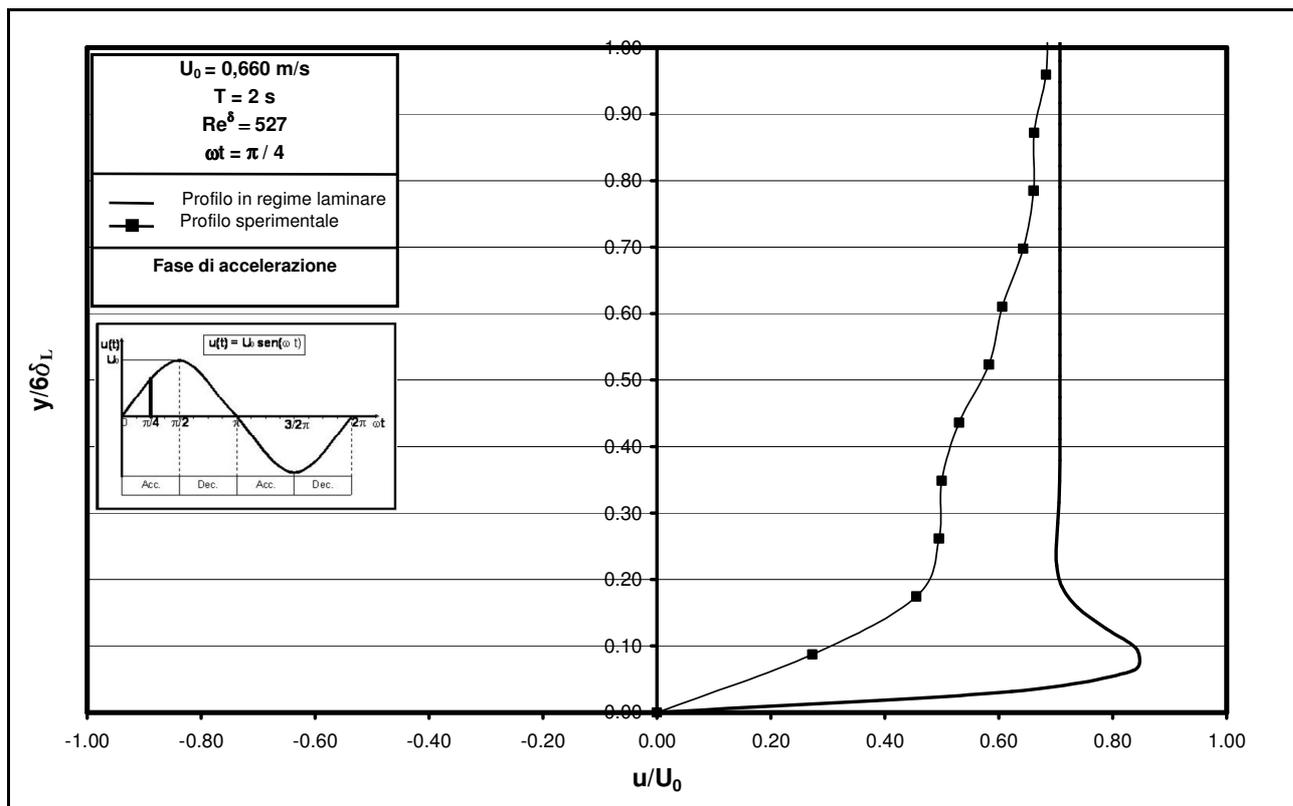
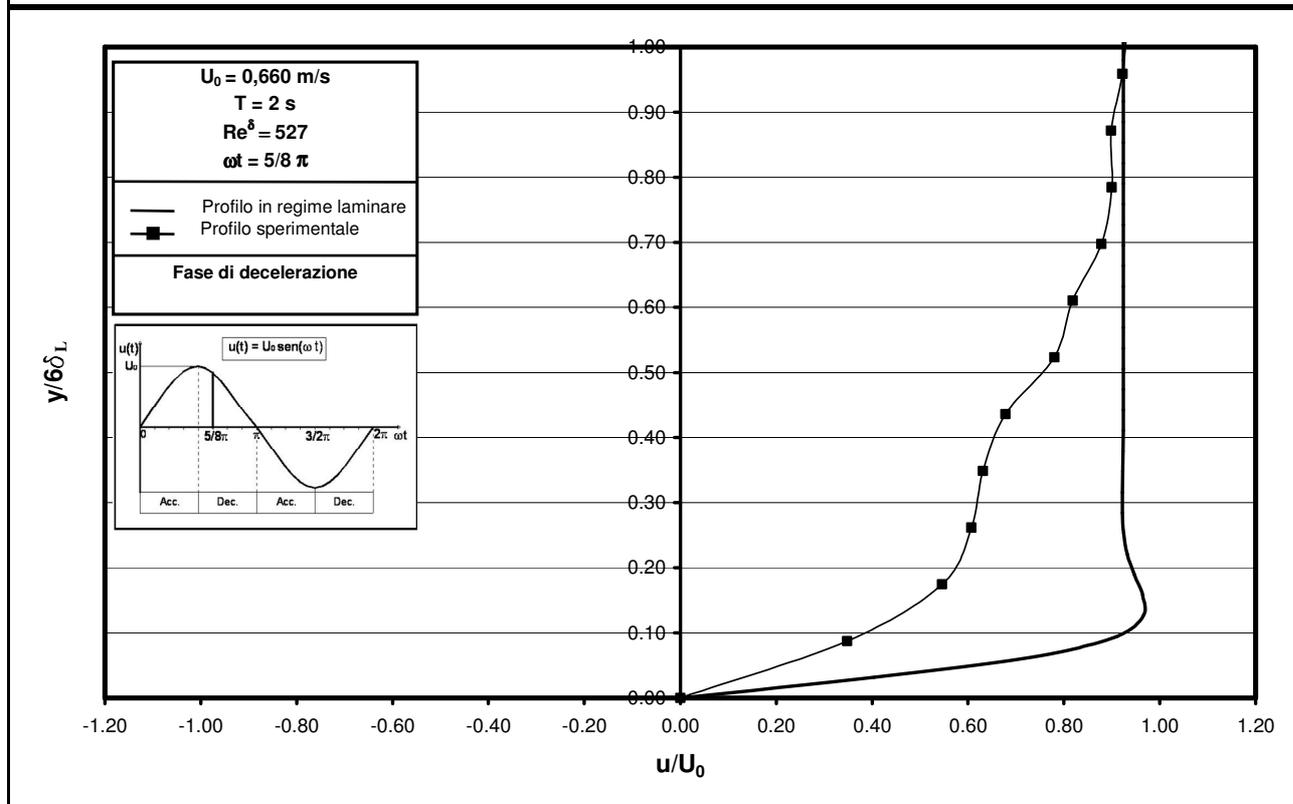
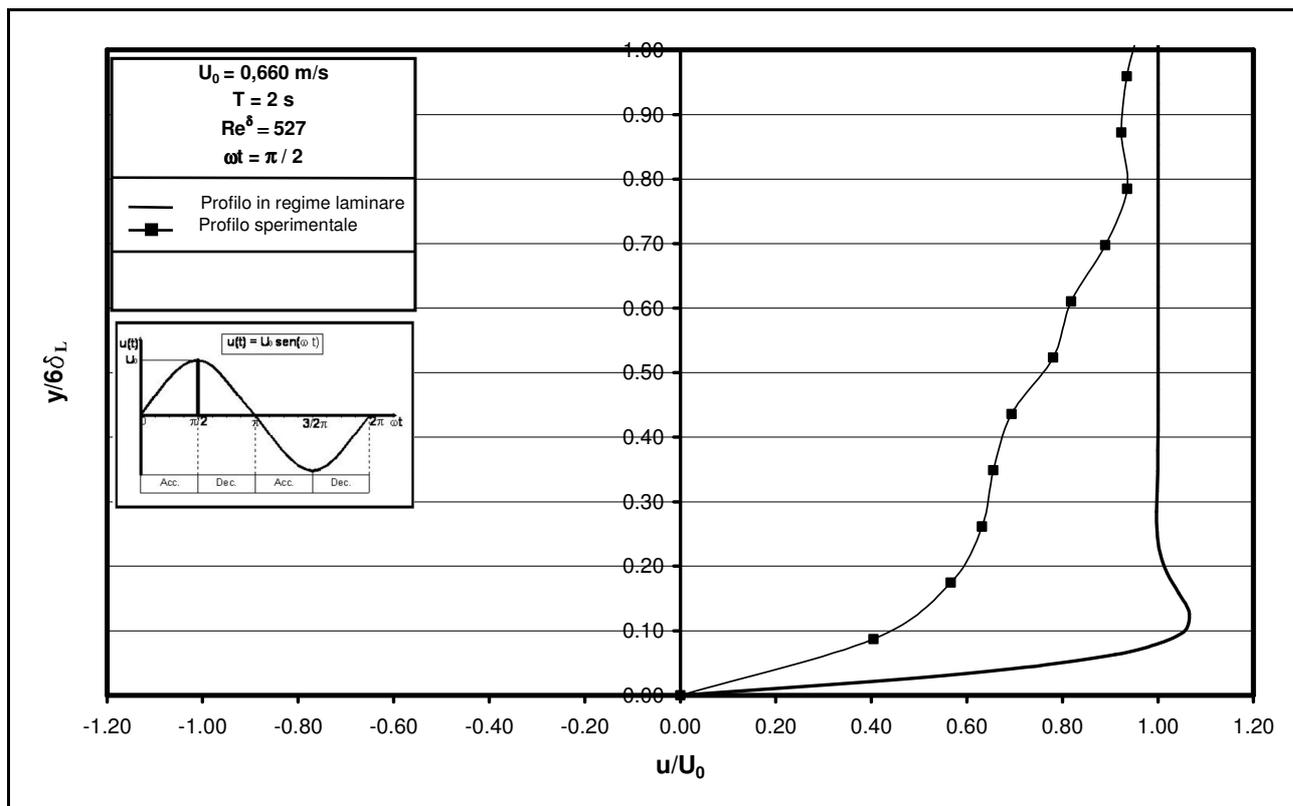
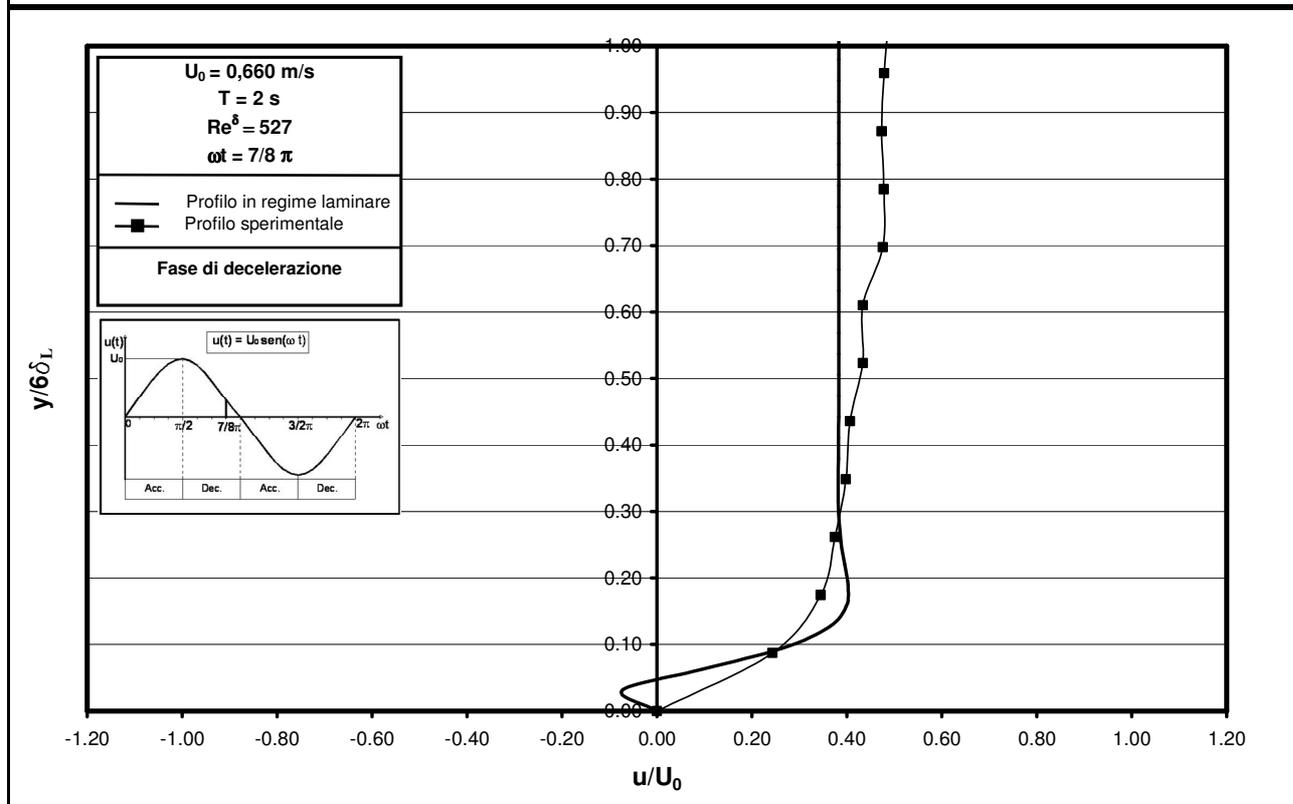
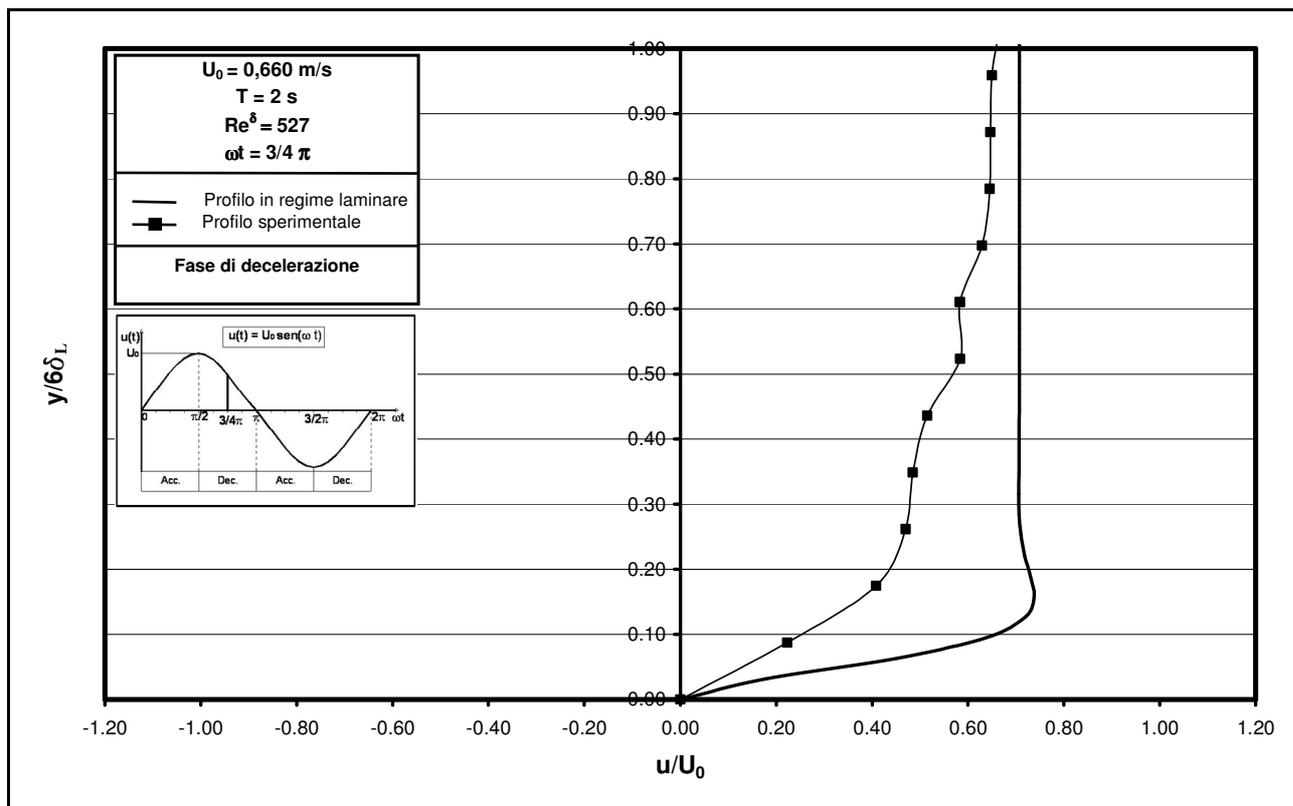


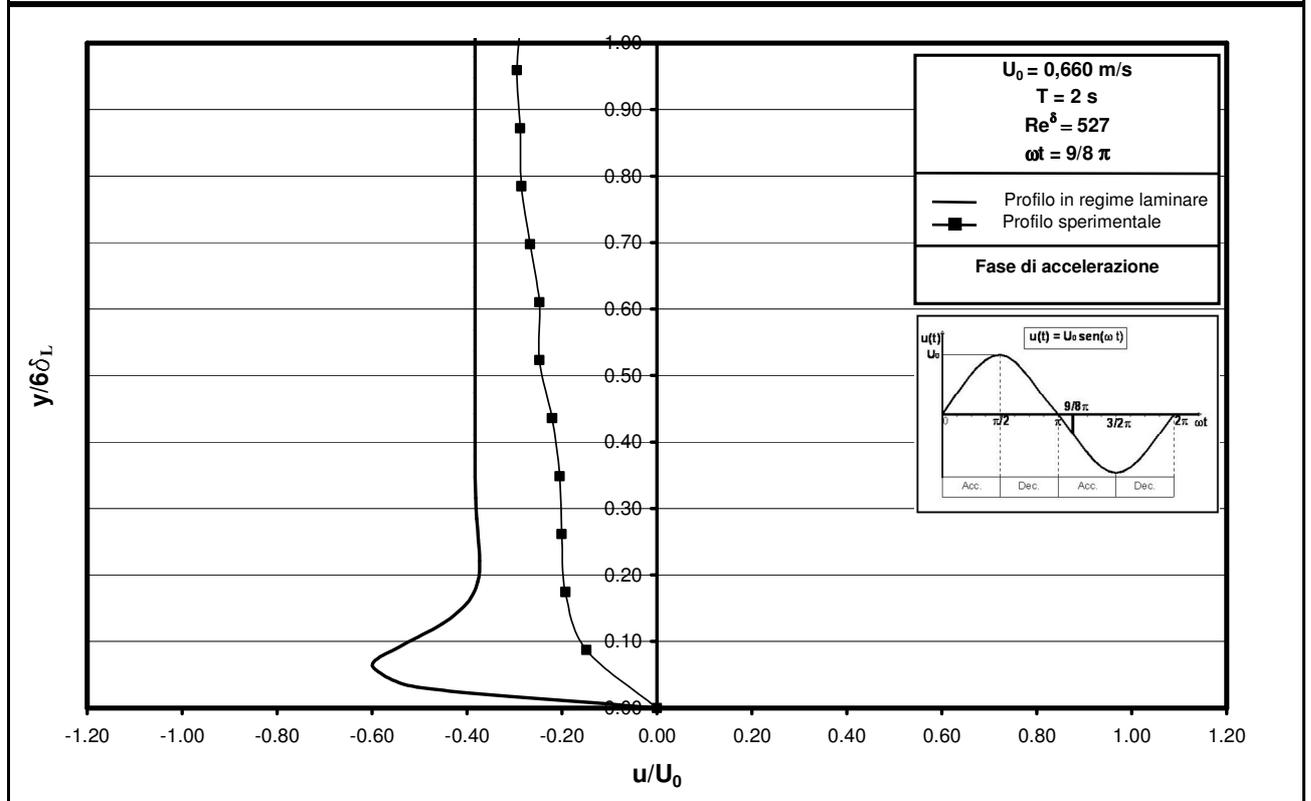
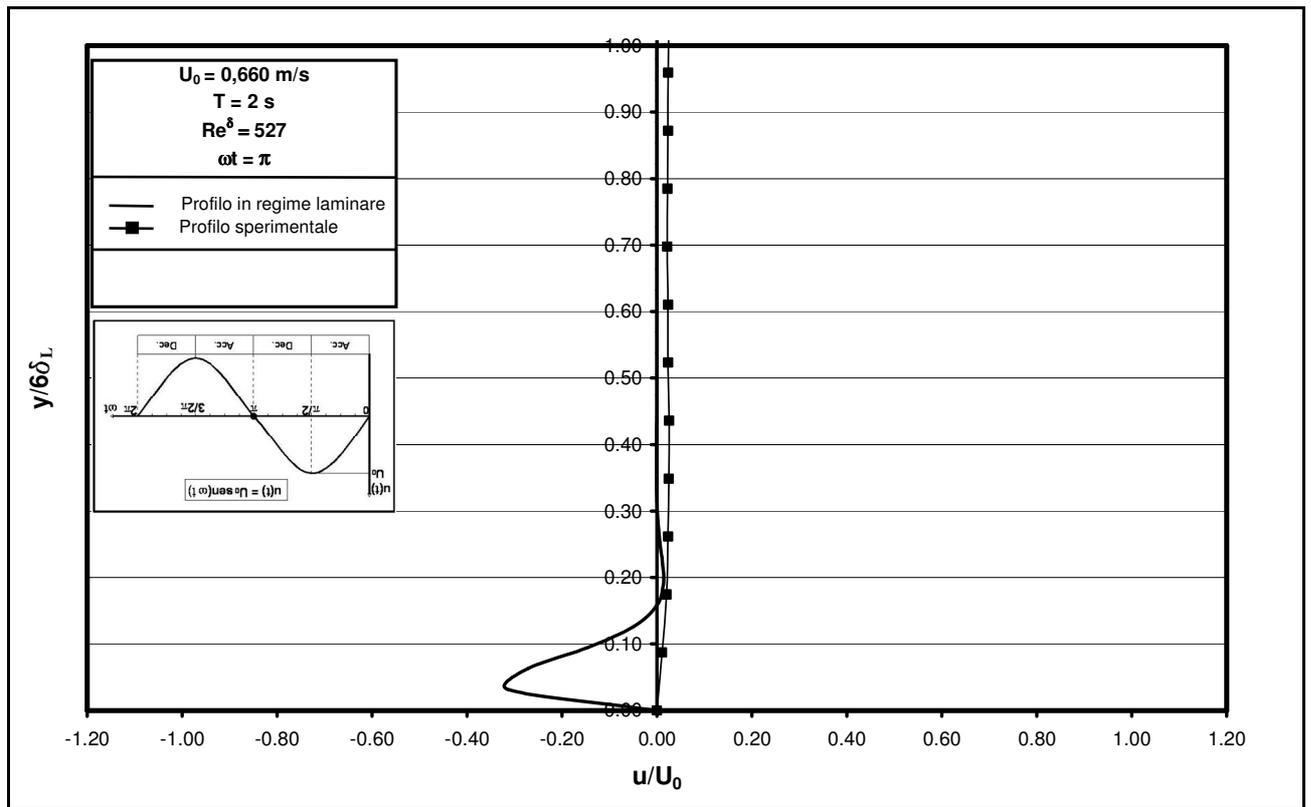
Figura 4.5d – Confronto tra i profili delle velocità determinati sperimentalmente e quelli ricavati per via teorica nel caso di regime laminare ($Re^\delta=425$).

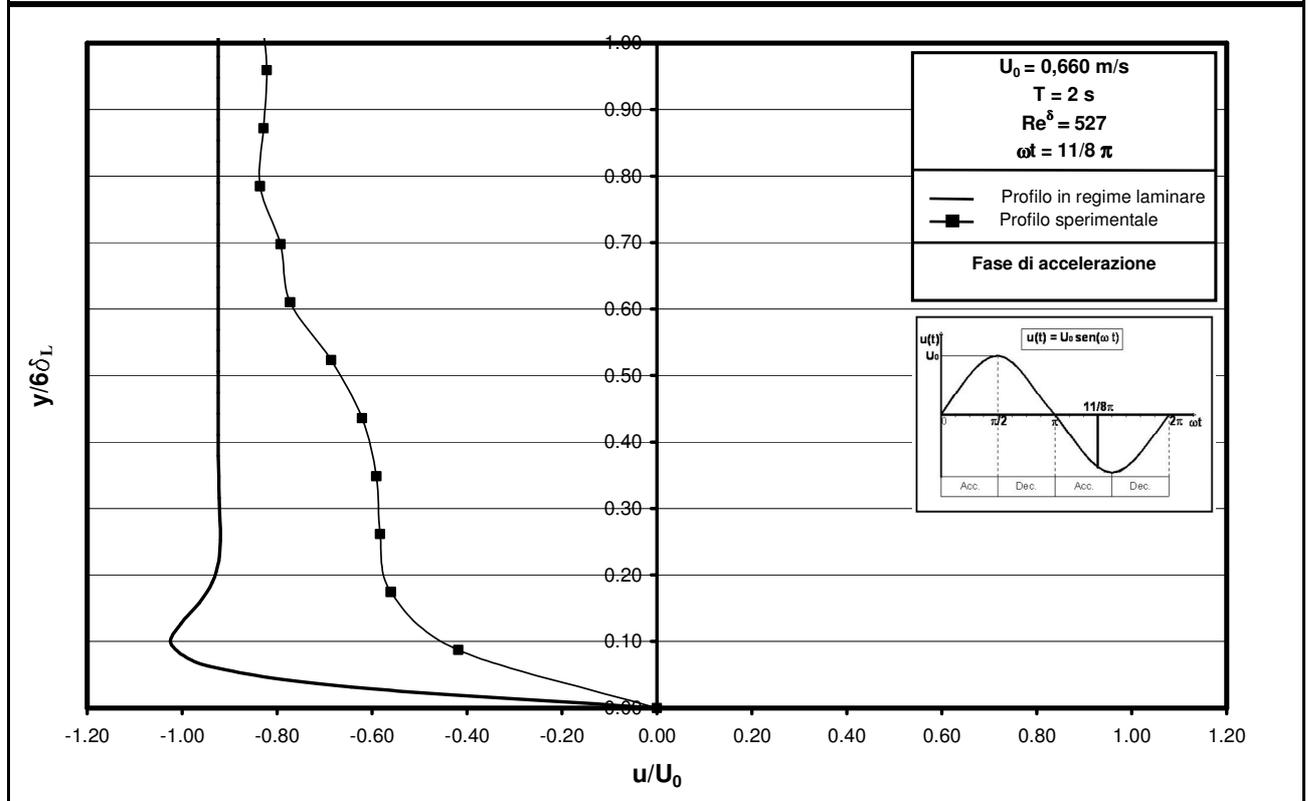
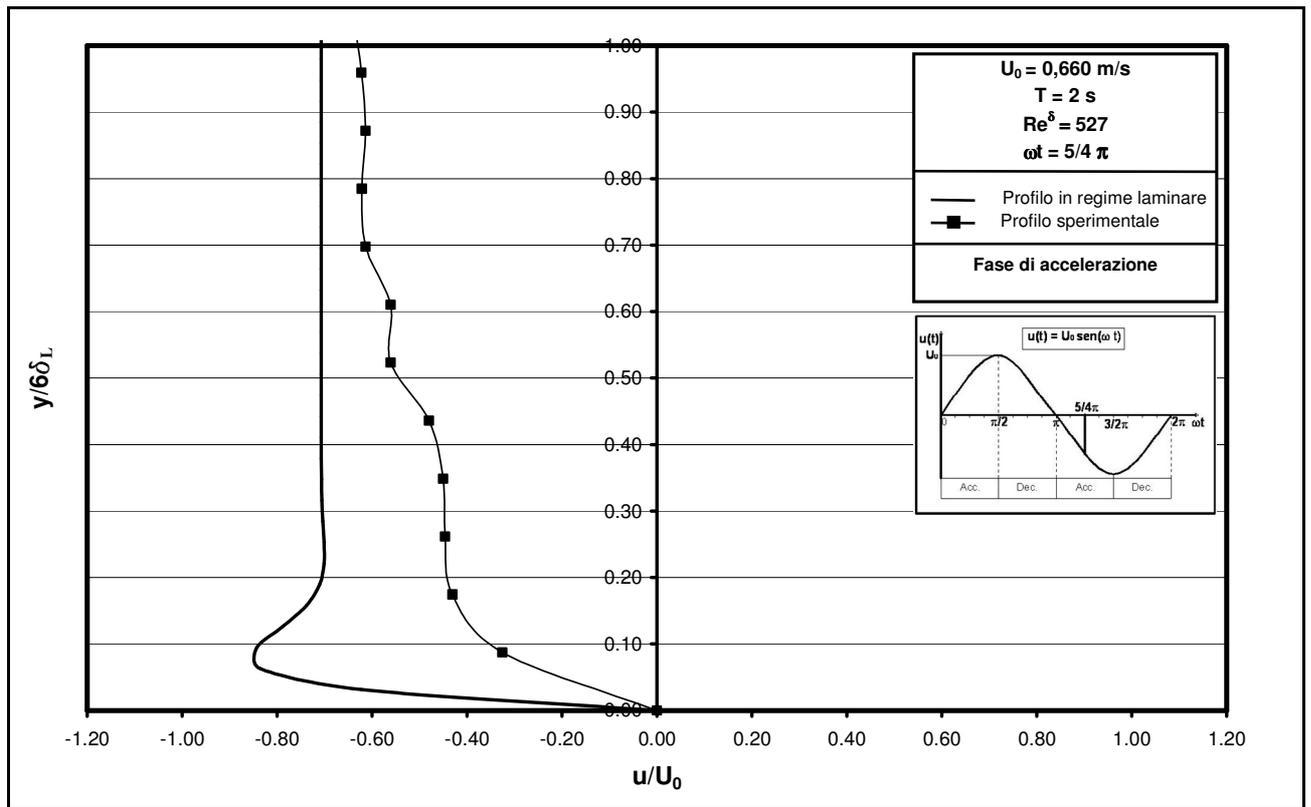


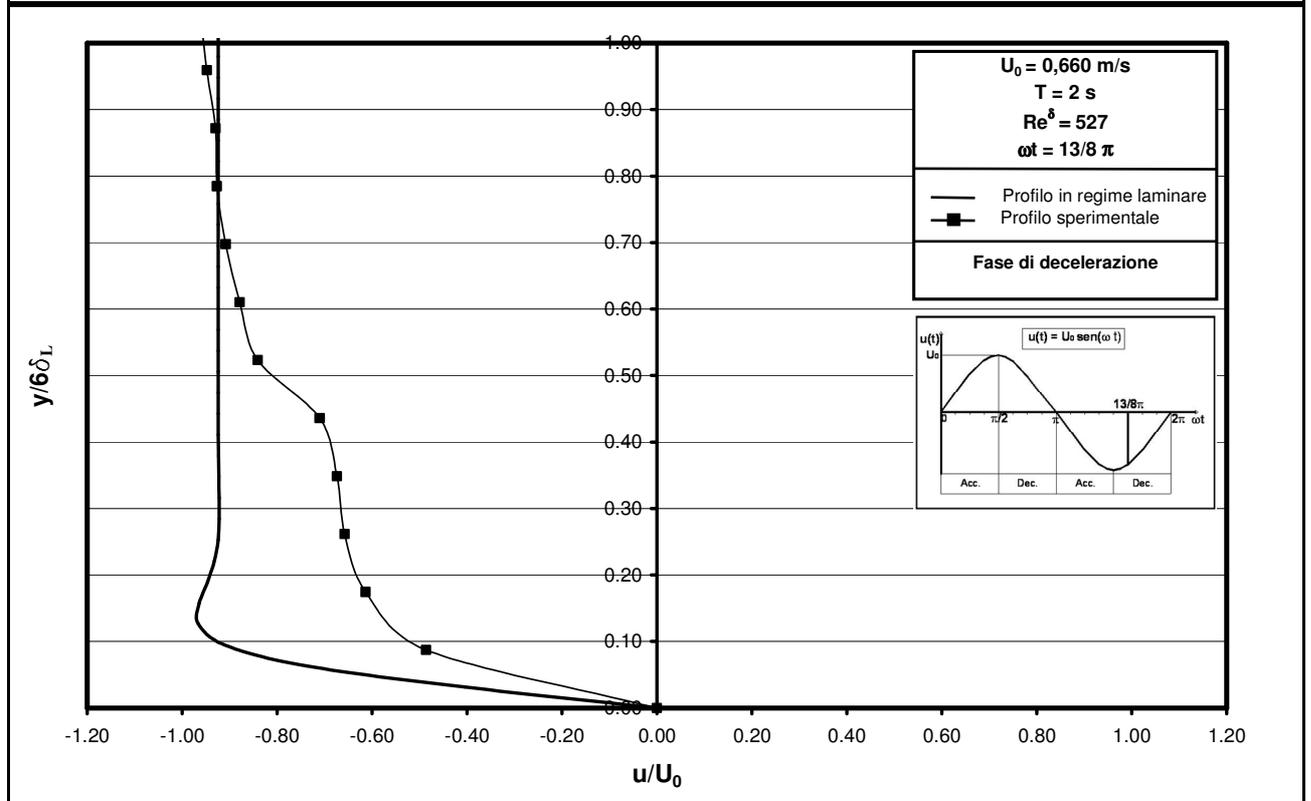
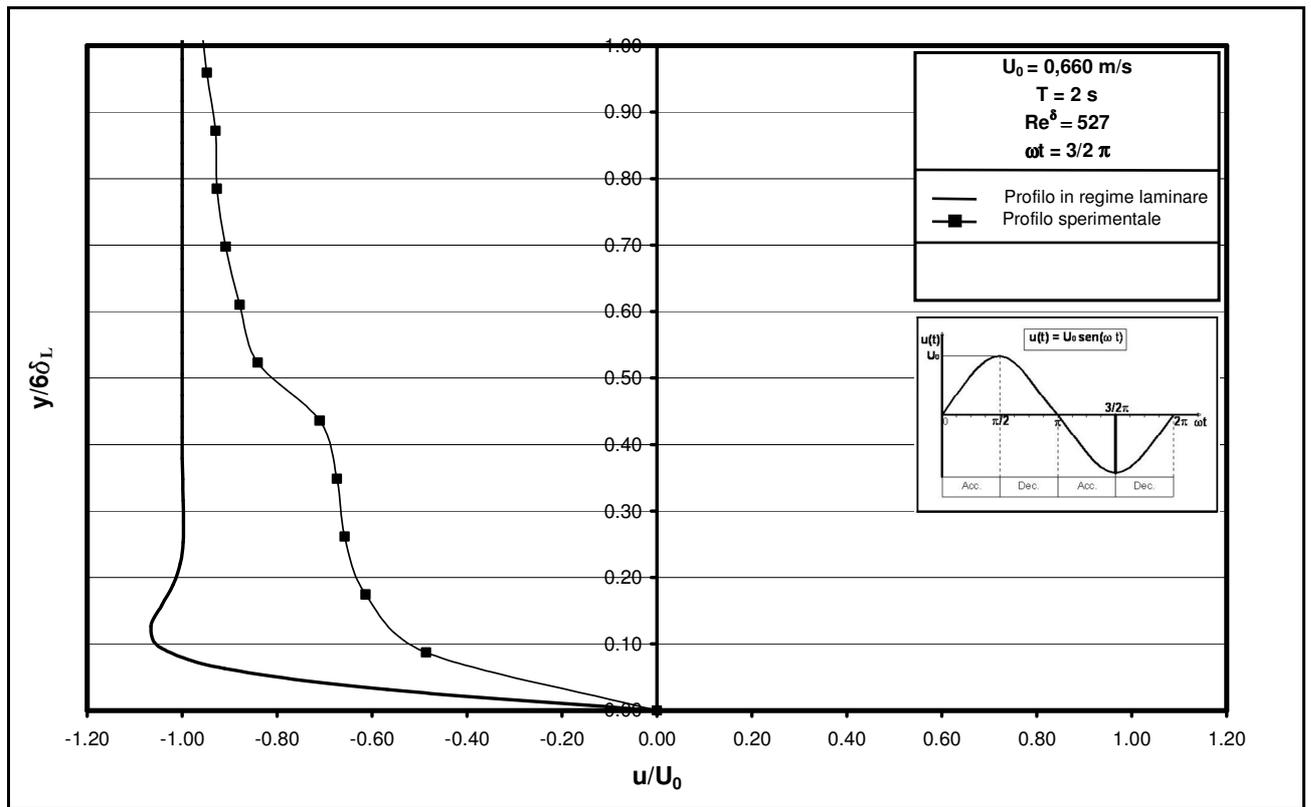


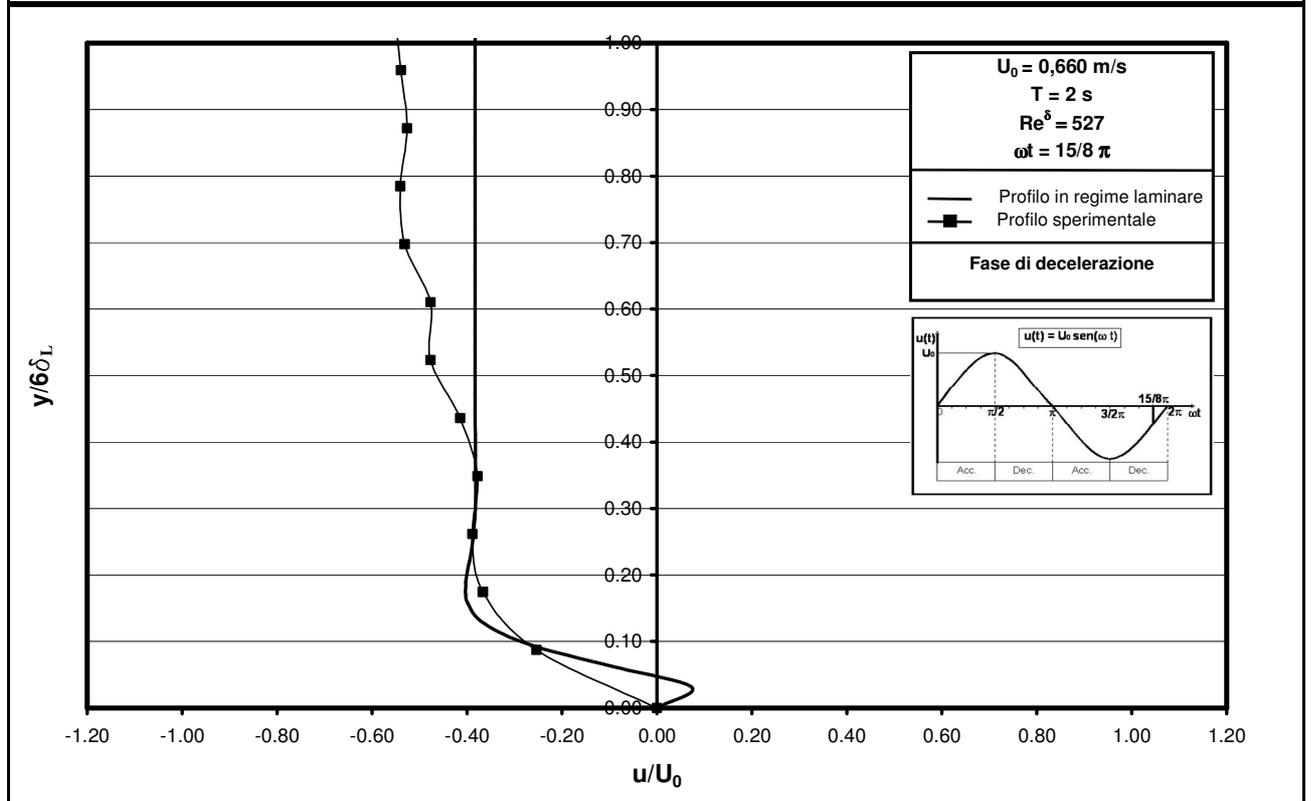
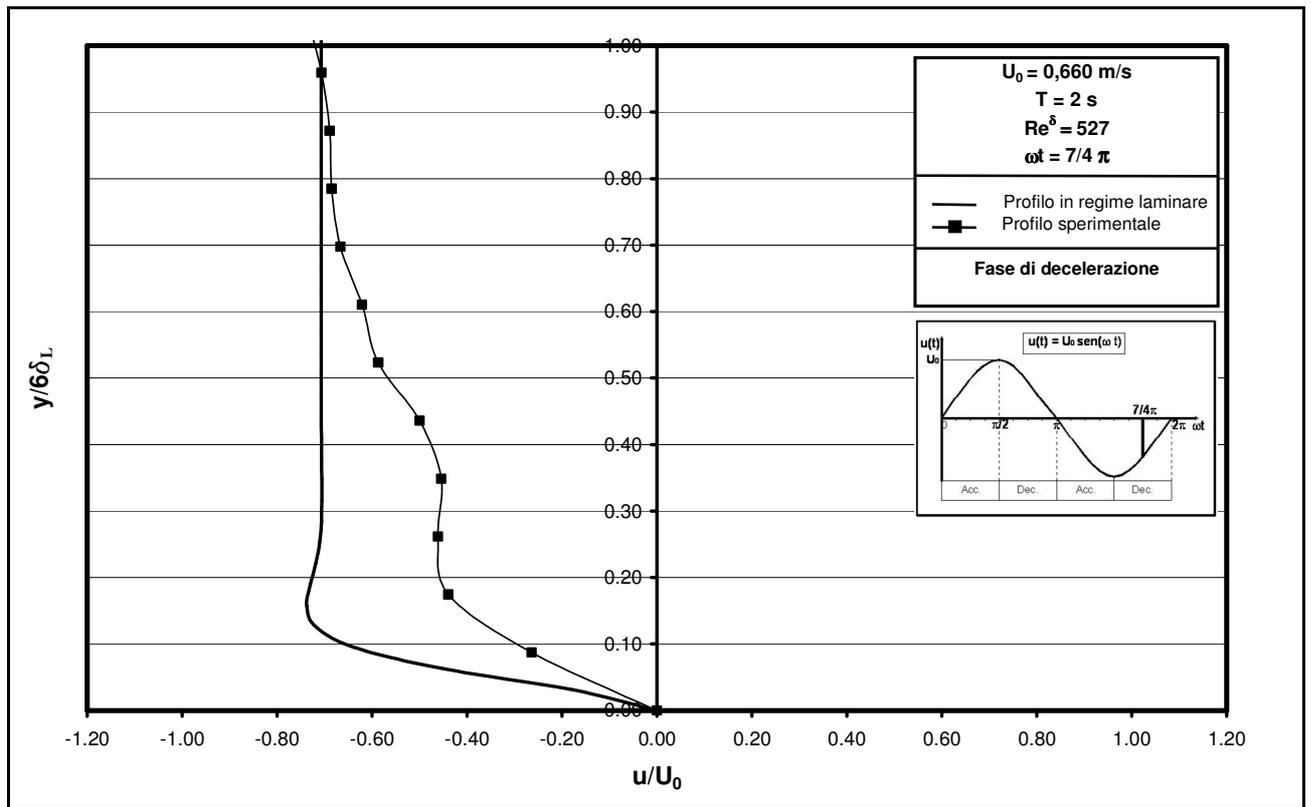












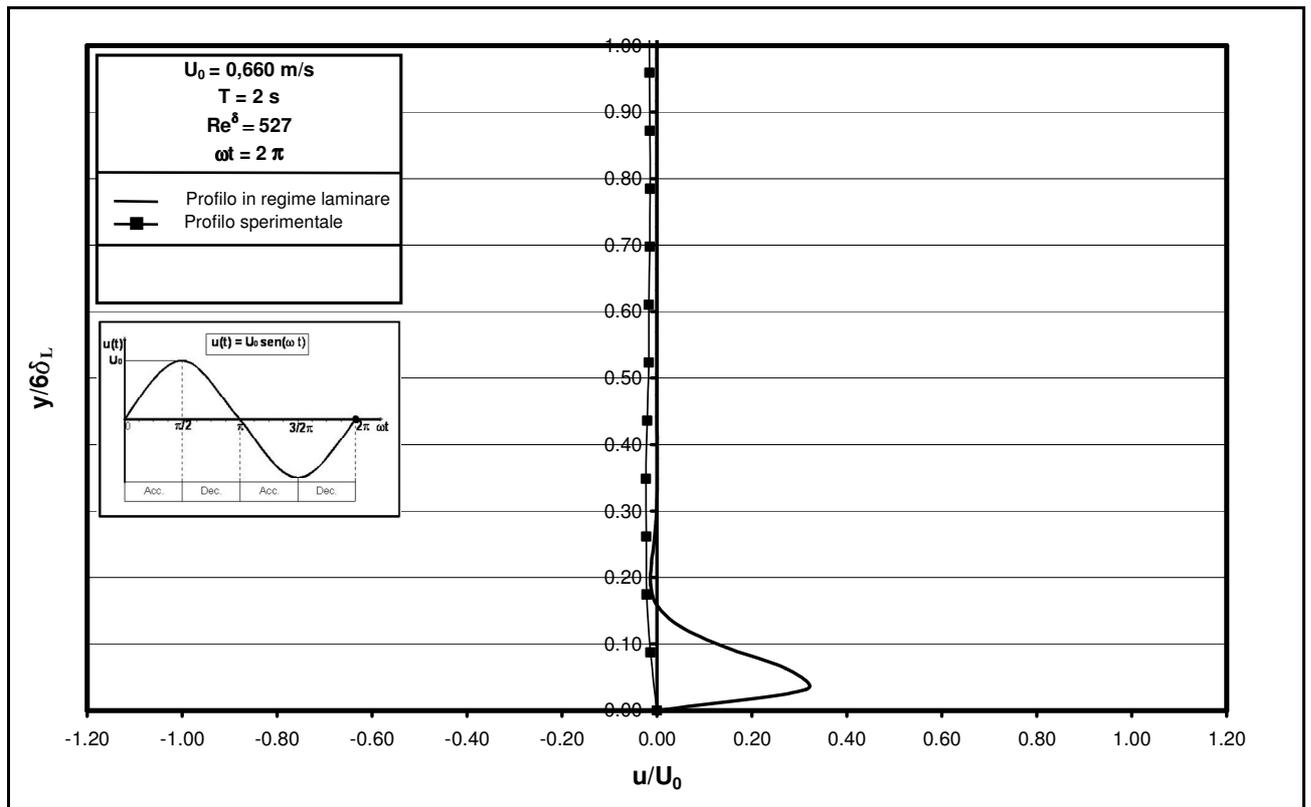
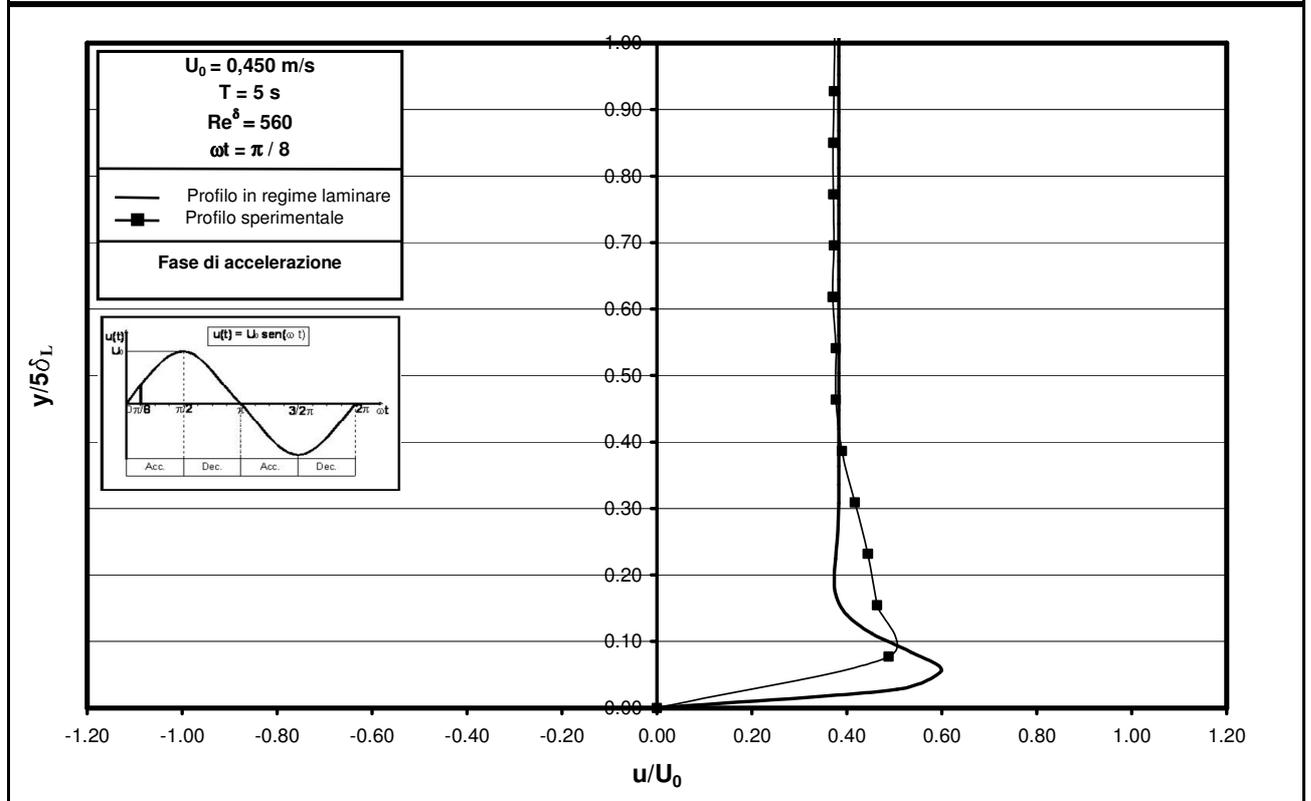
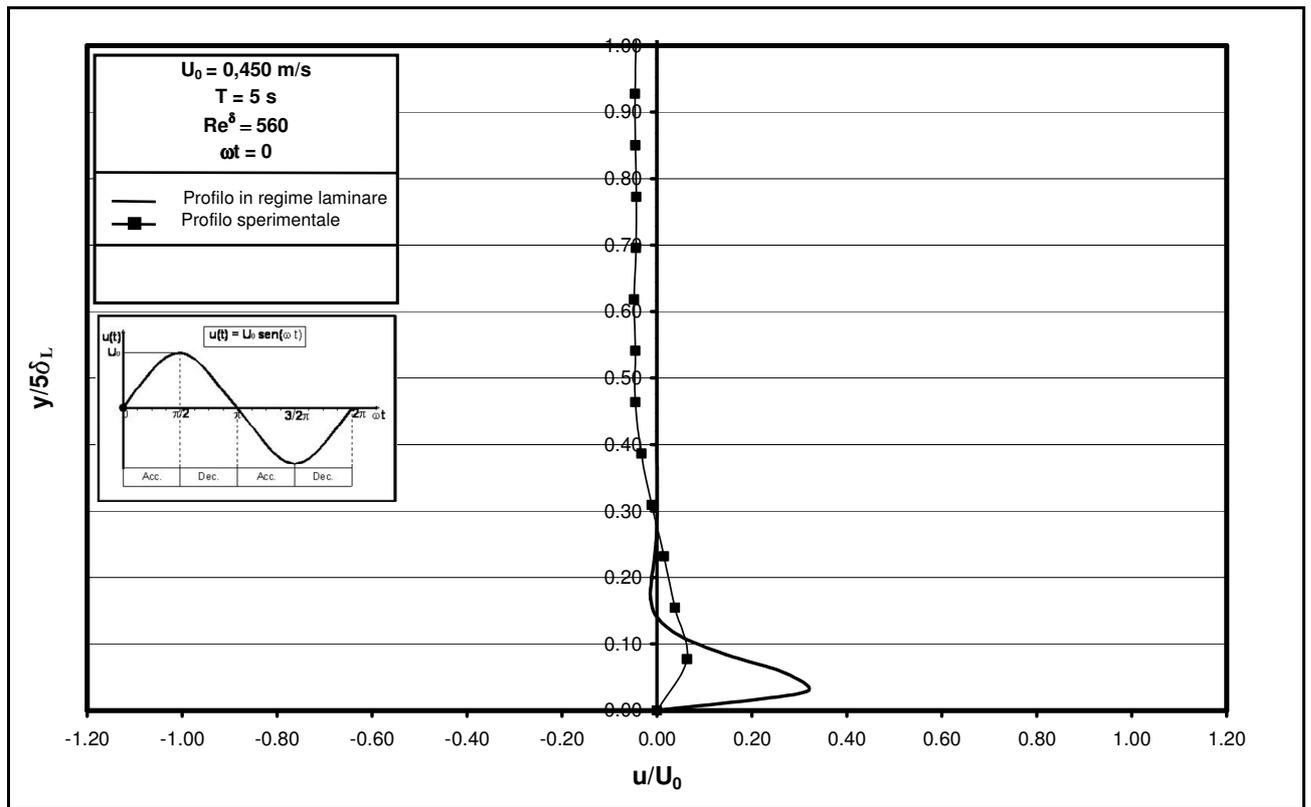
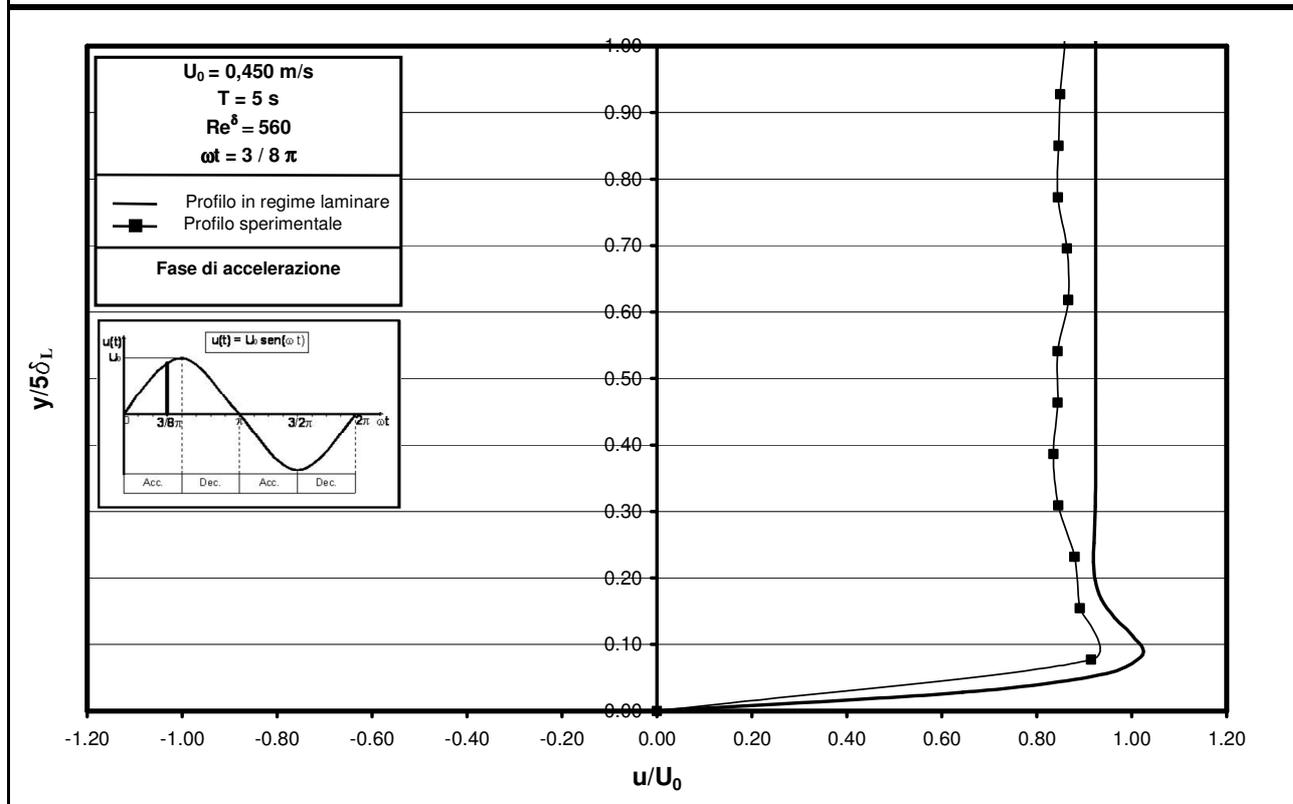
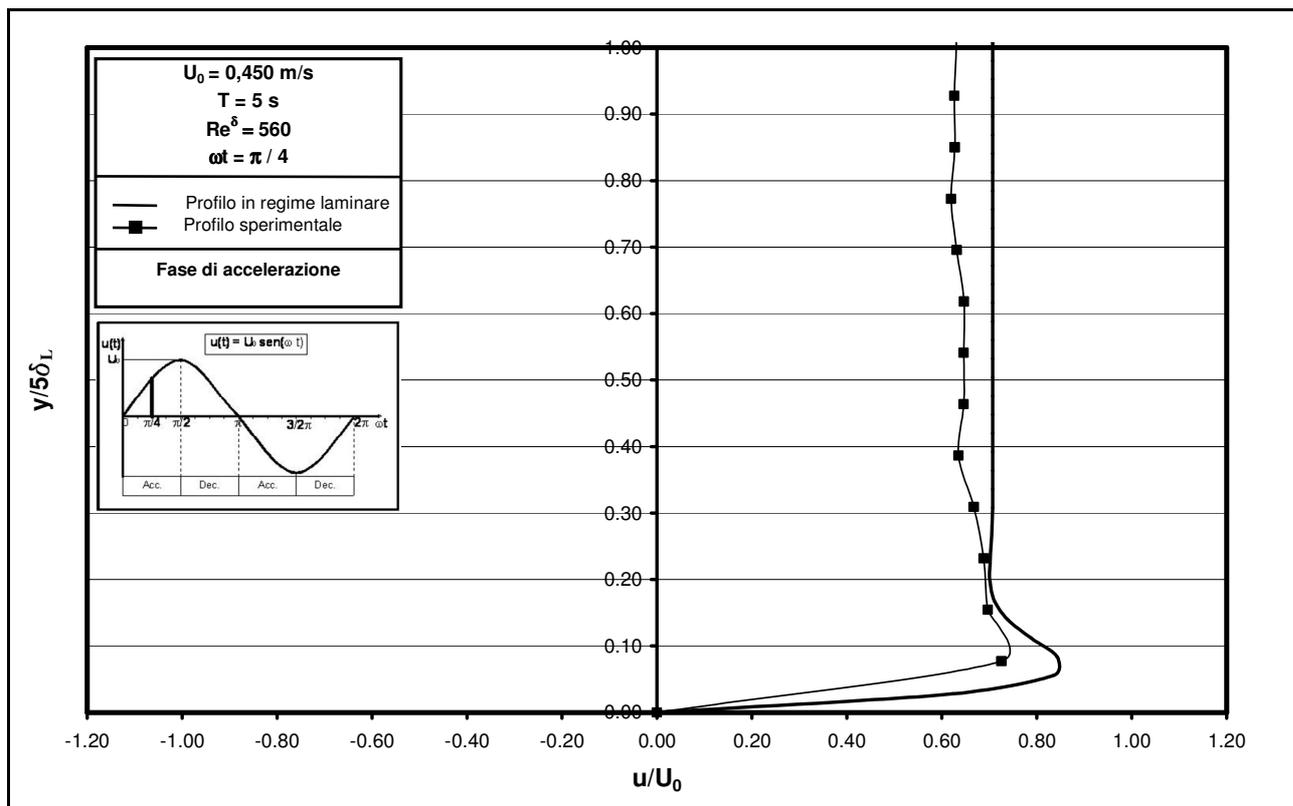
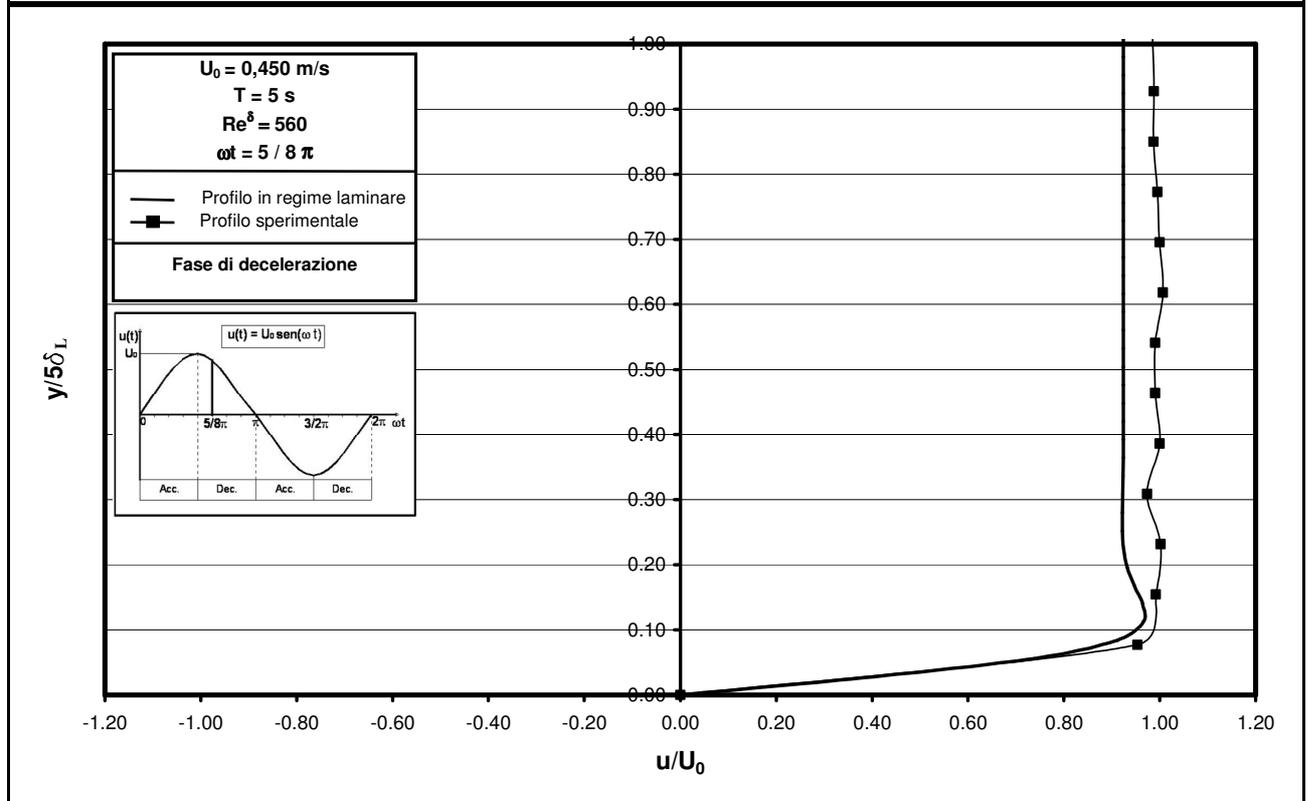
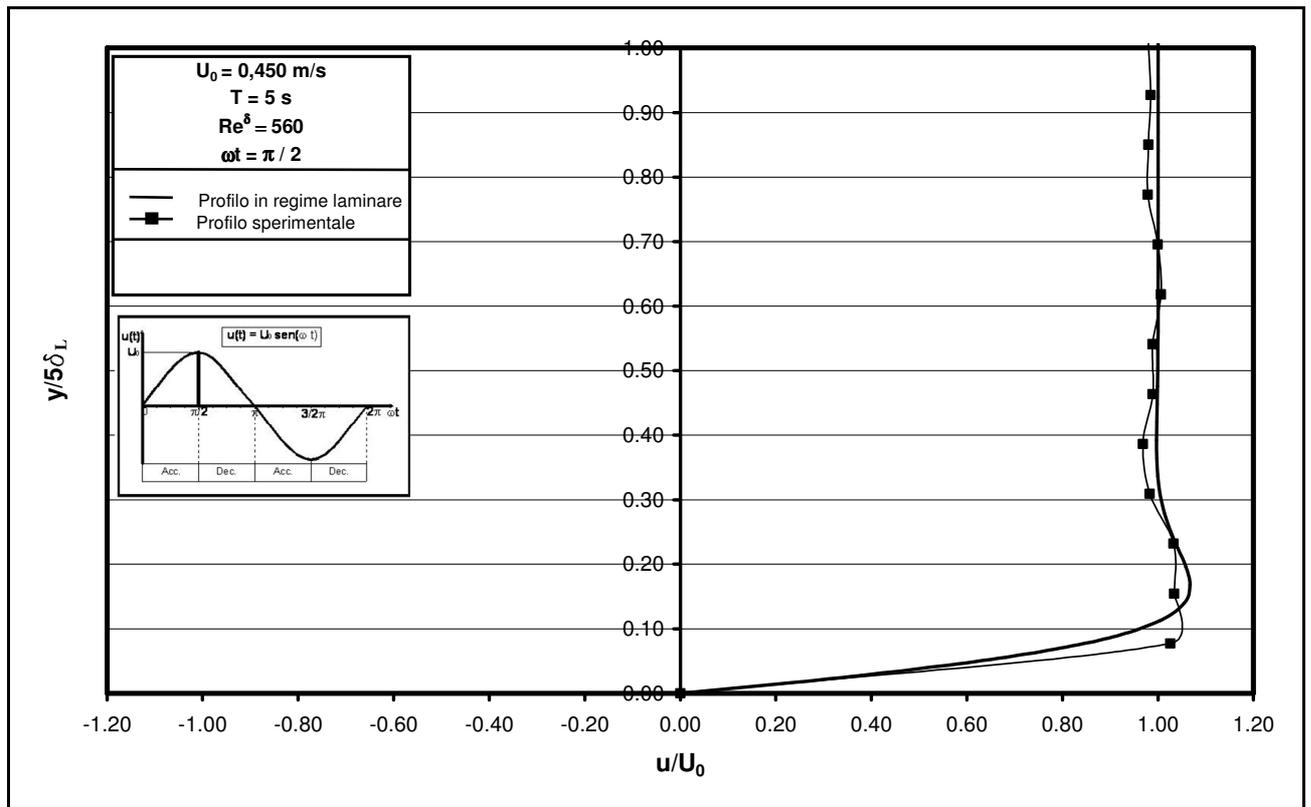
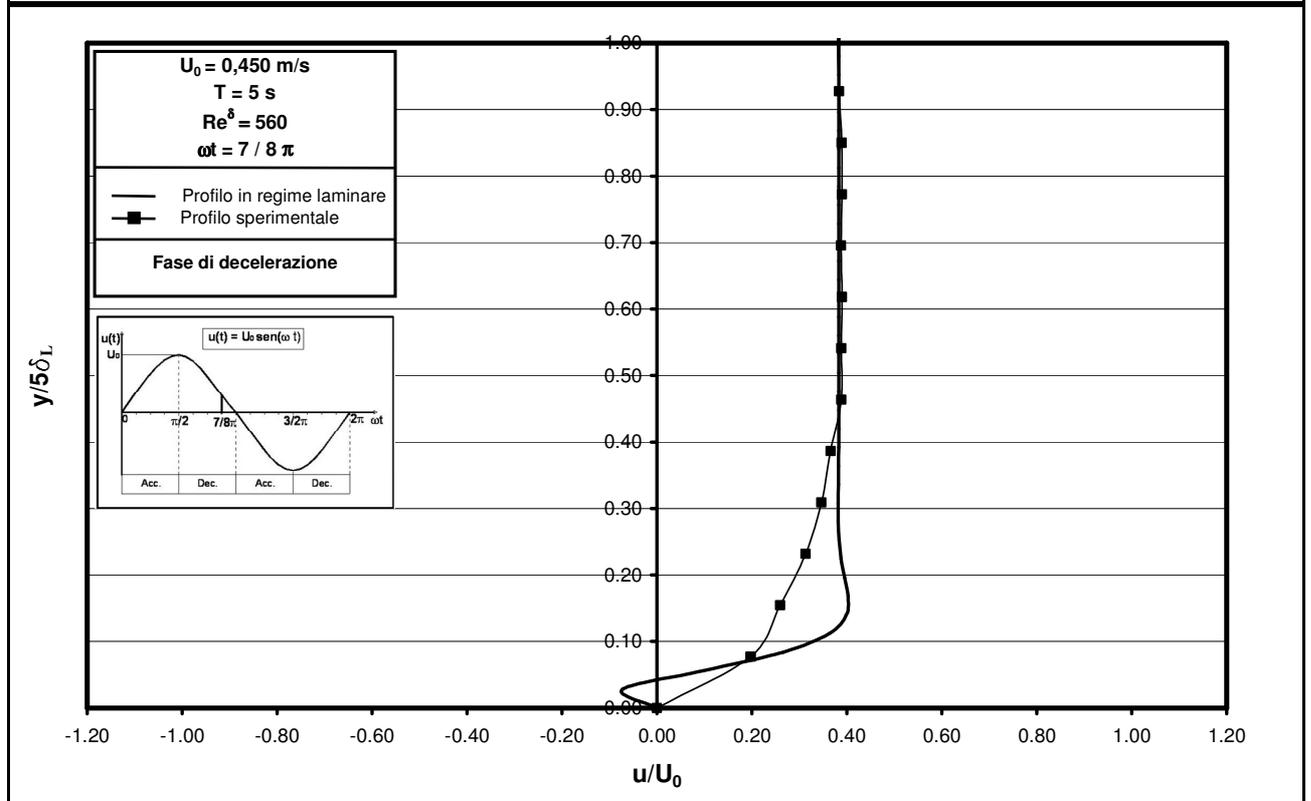
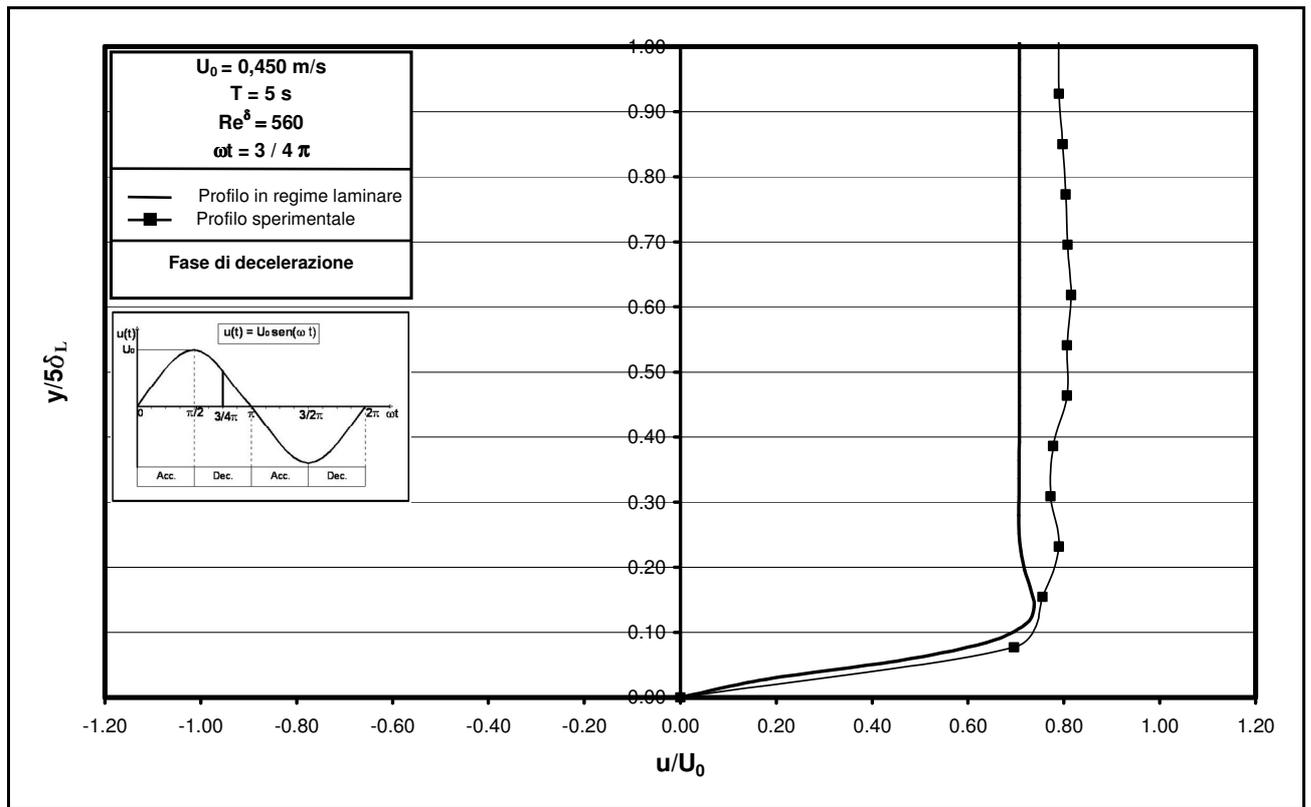


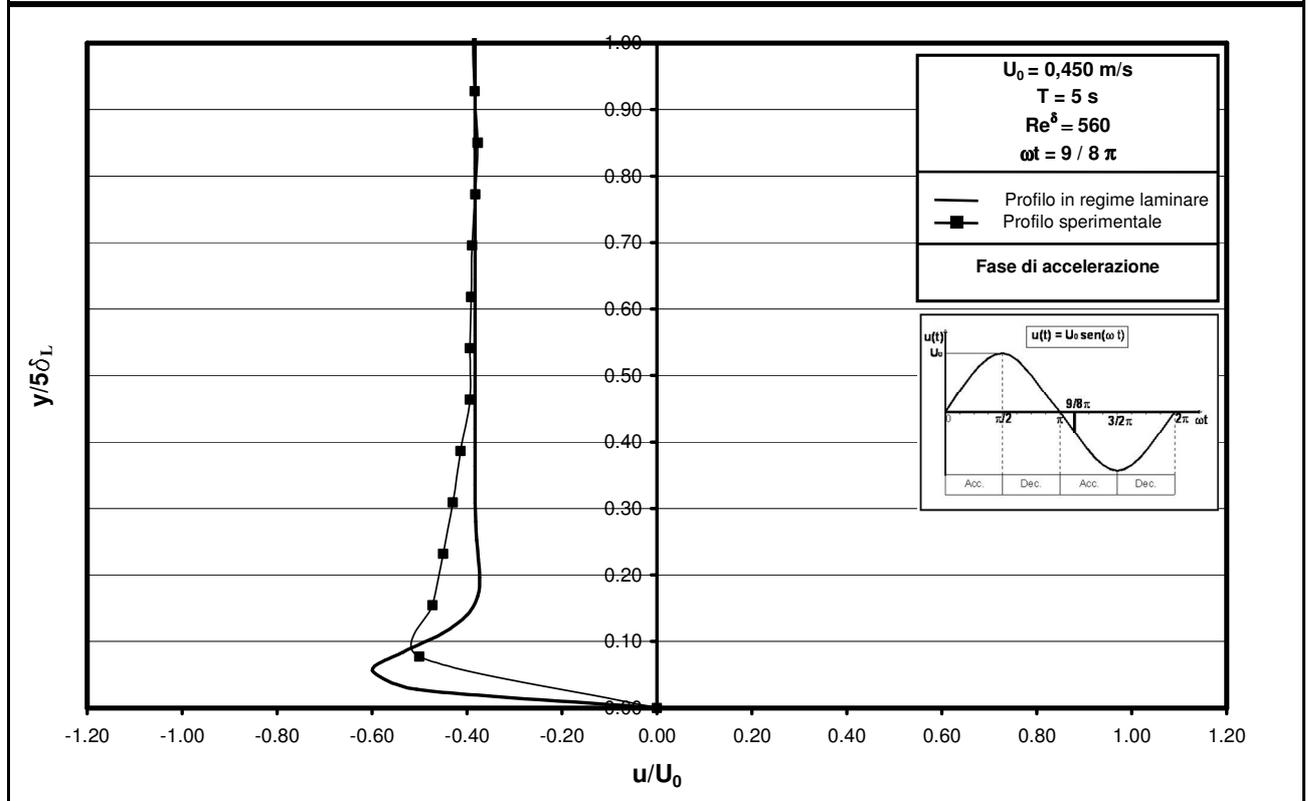
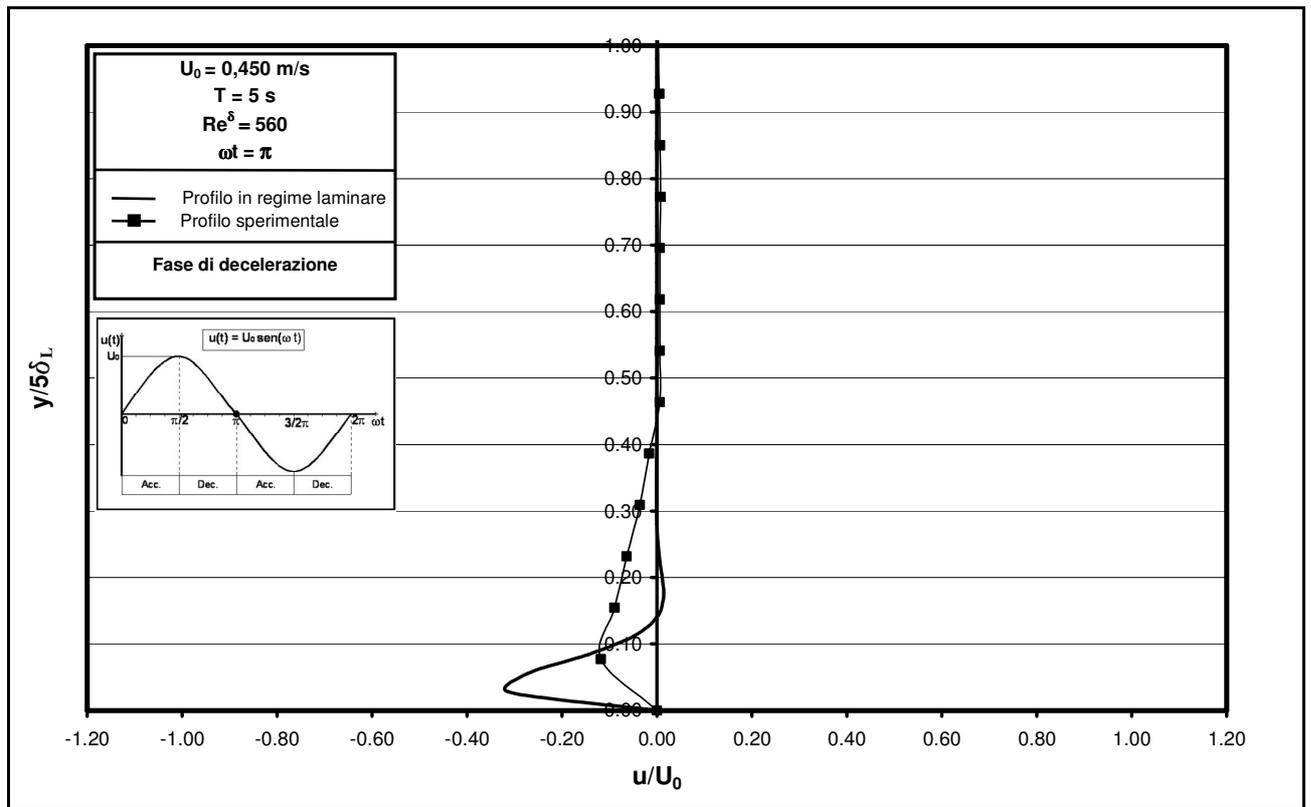
Figura 4.5e – Confronto tra i profili delle velocità determinati sperimentalmente e quelli ricavati per via teorica nel caso di regime laminare ($Re^\delta=527$).

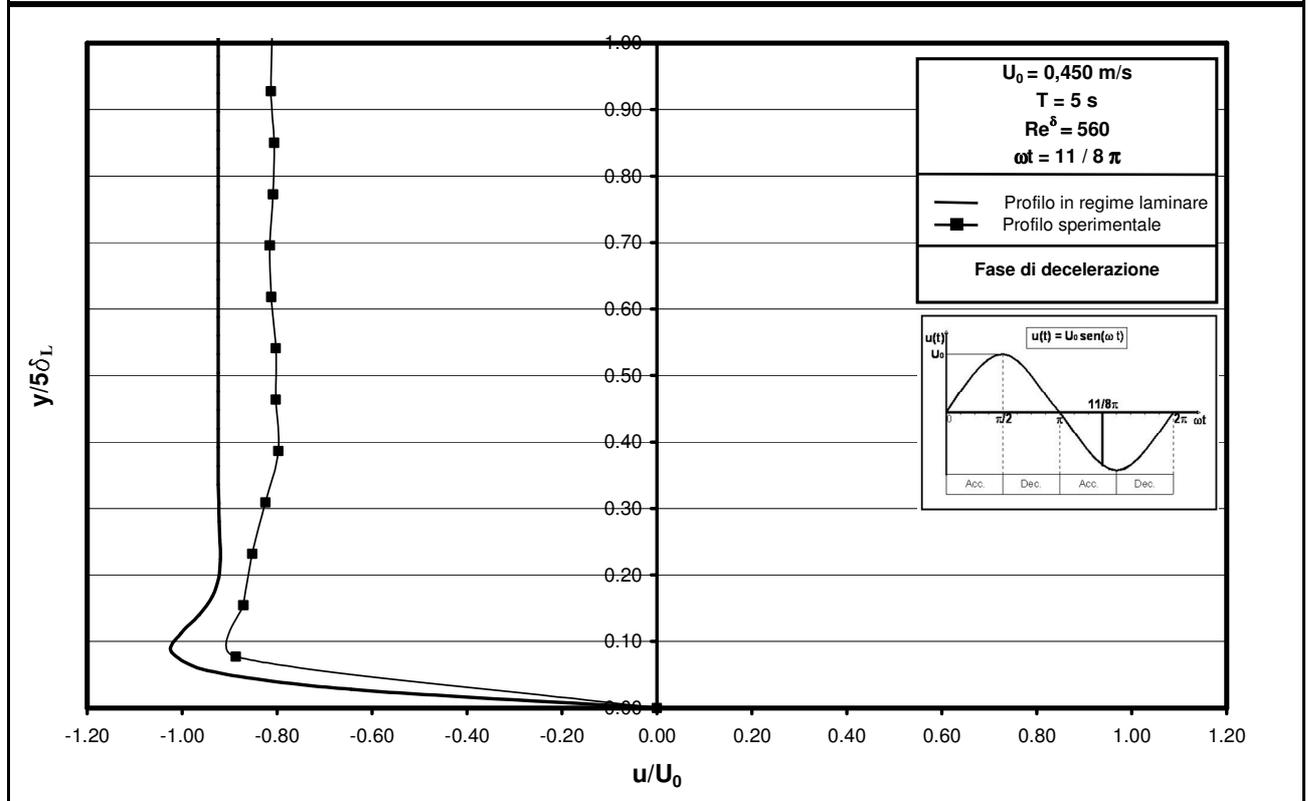
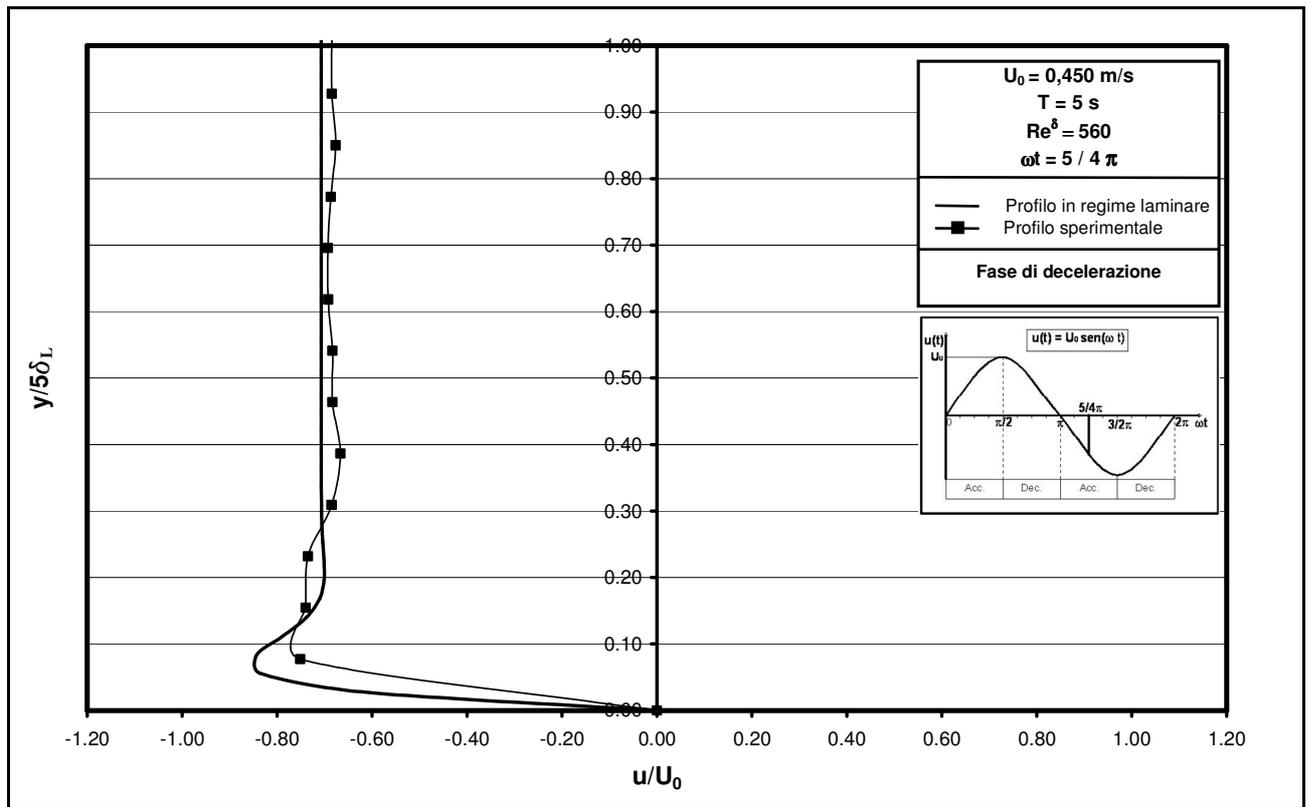


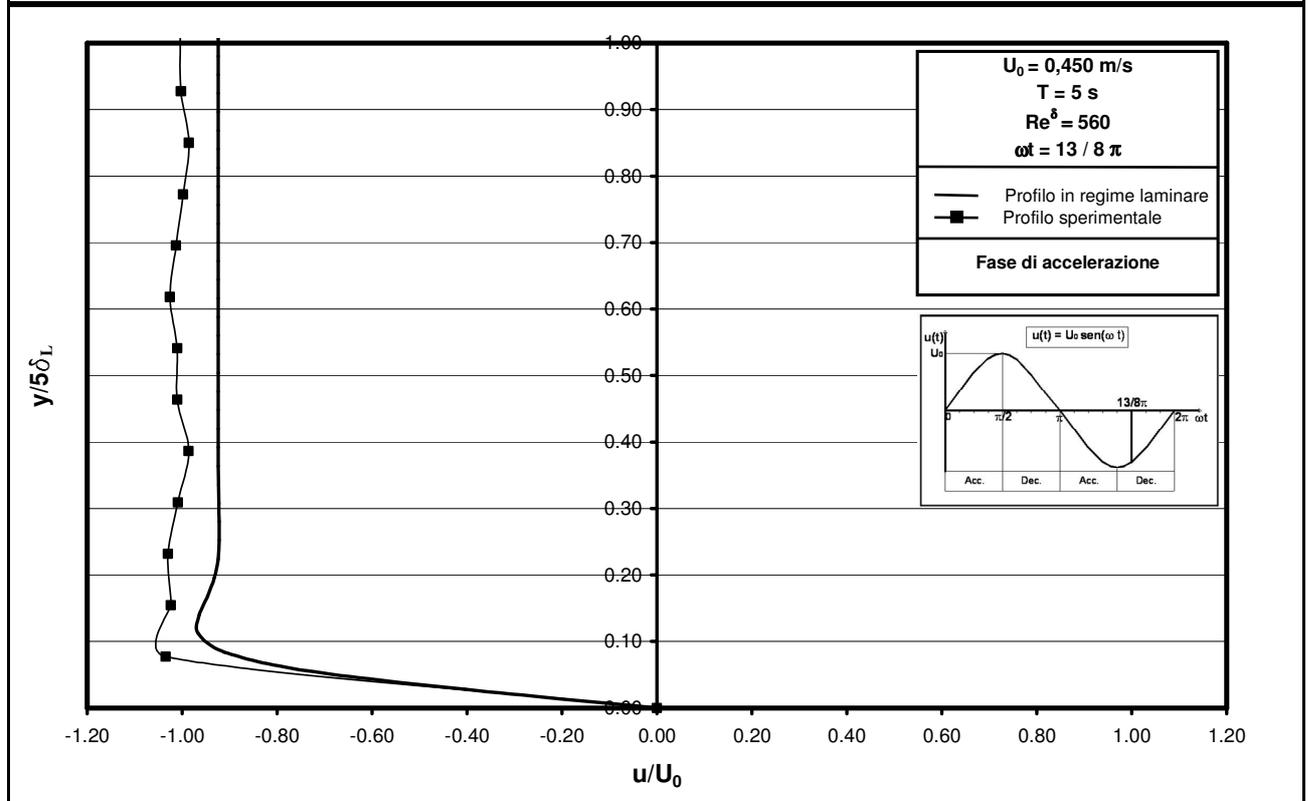
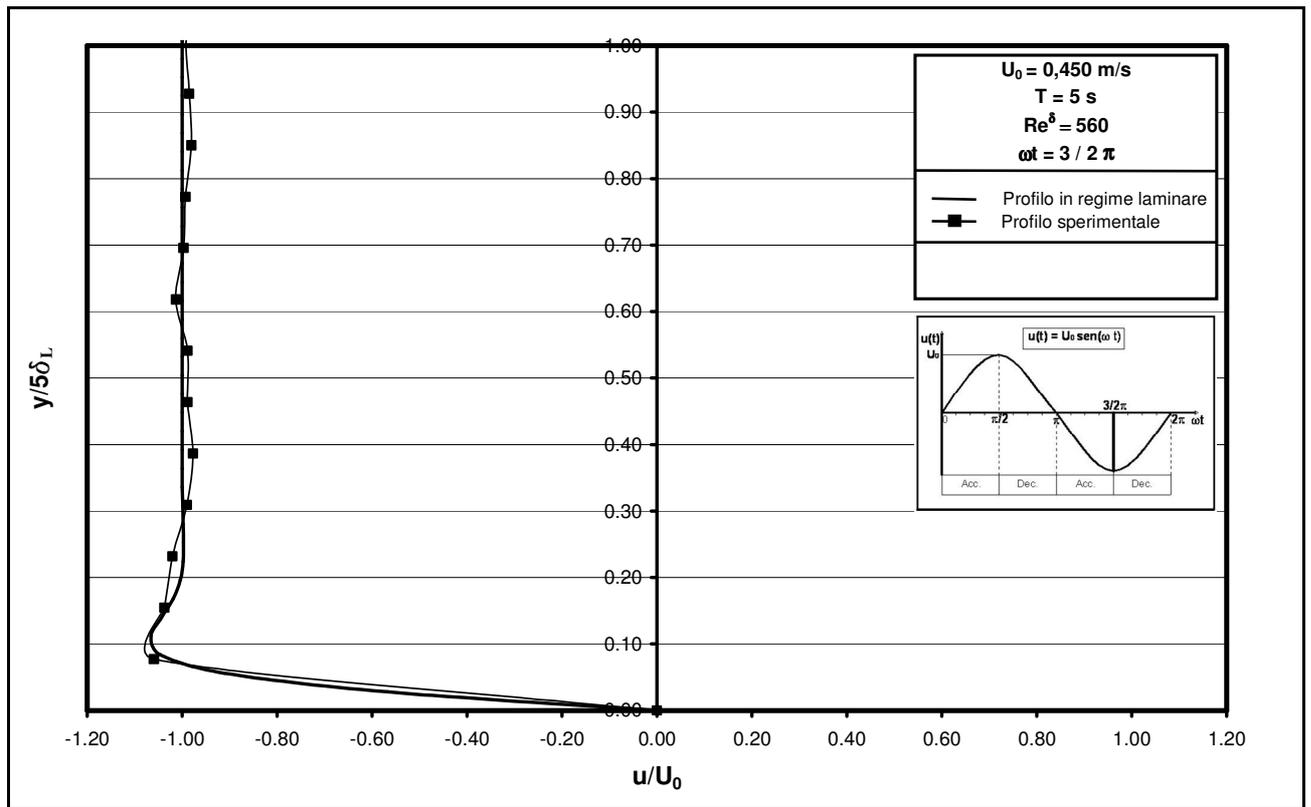


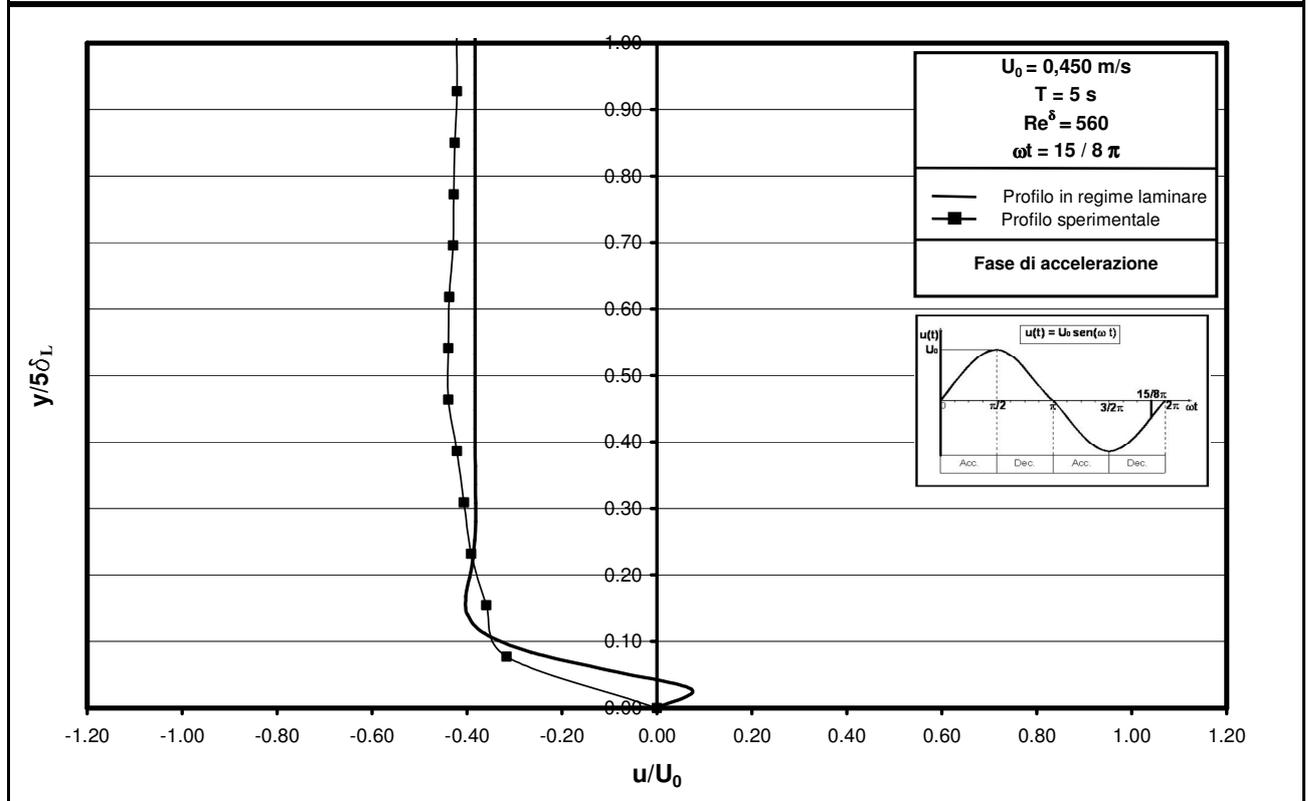
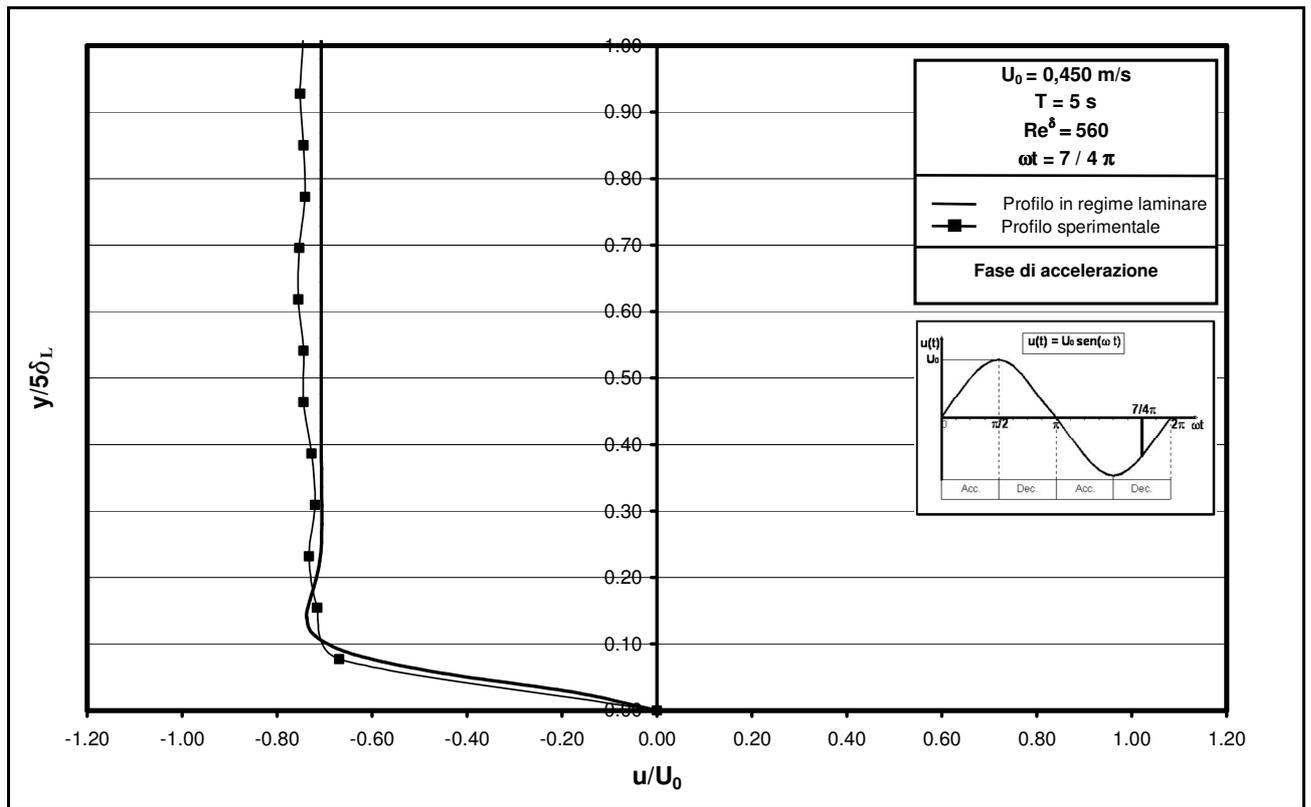












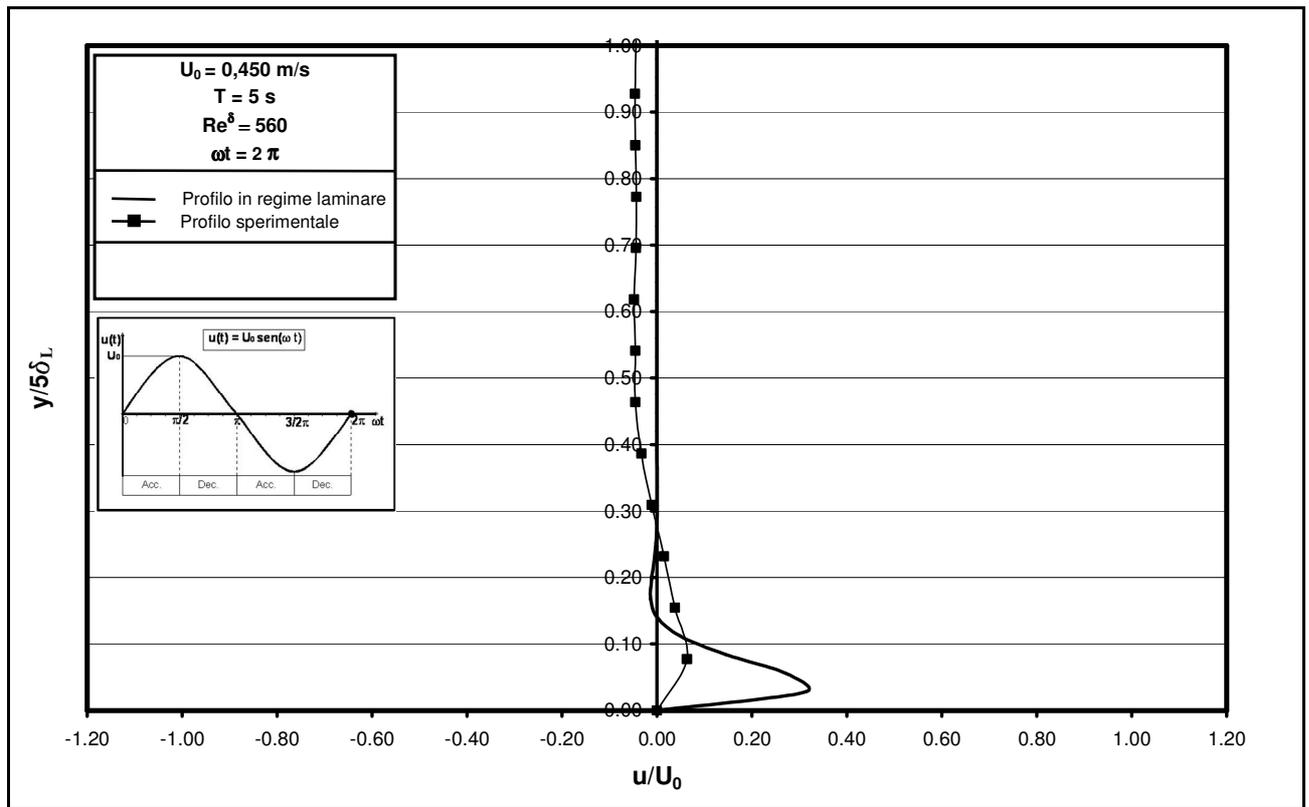
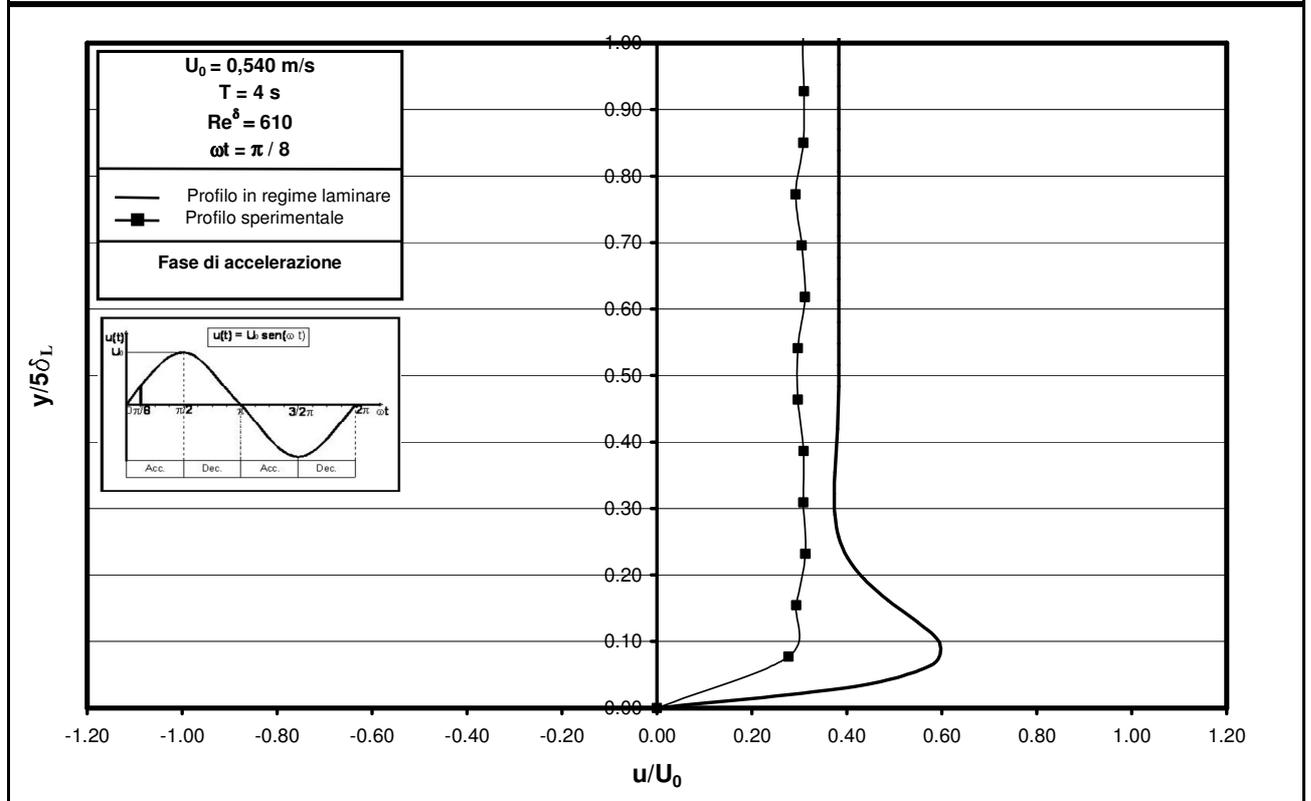
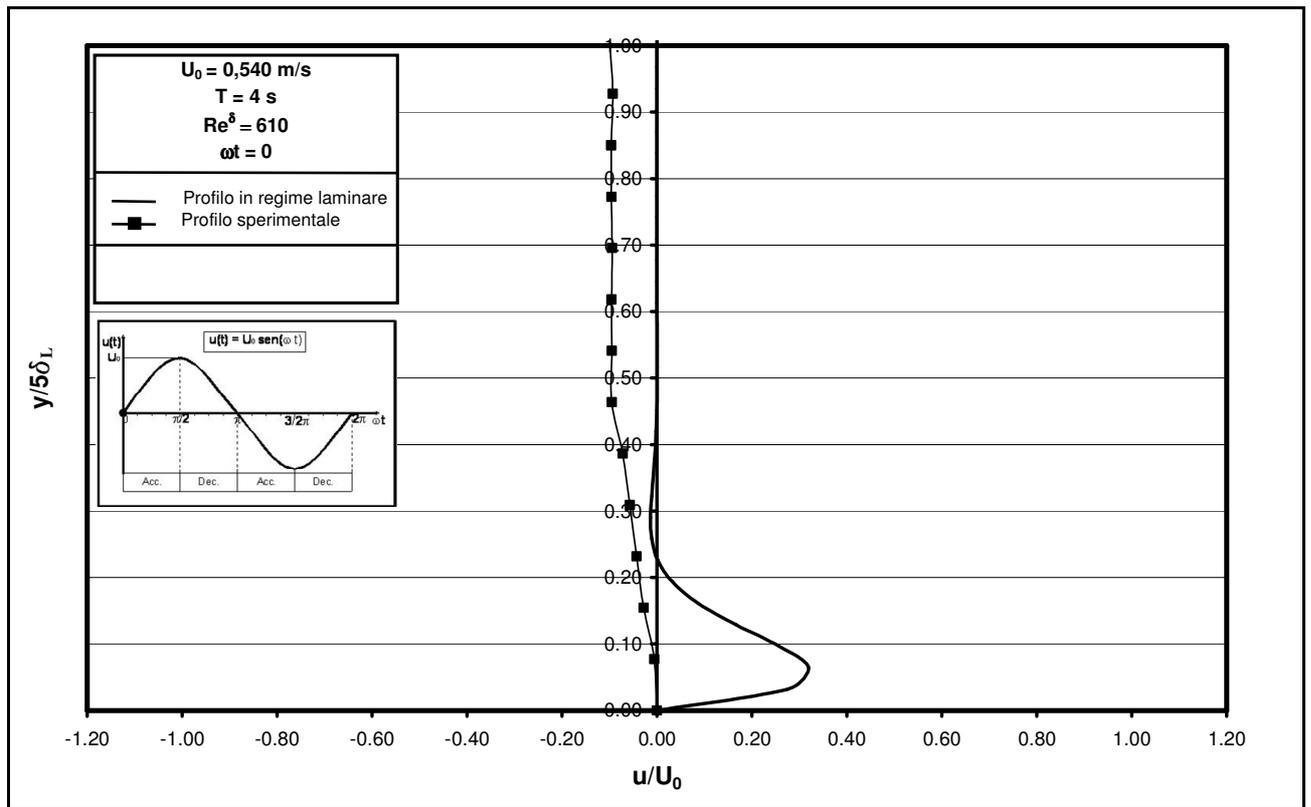
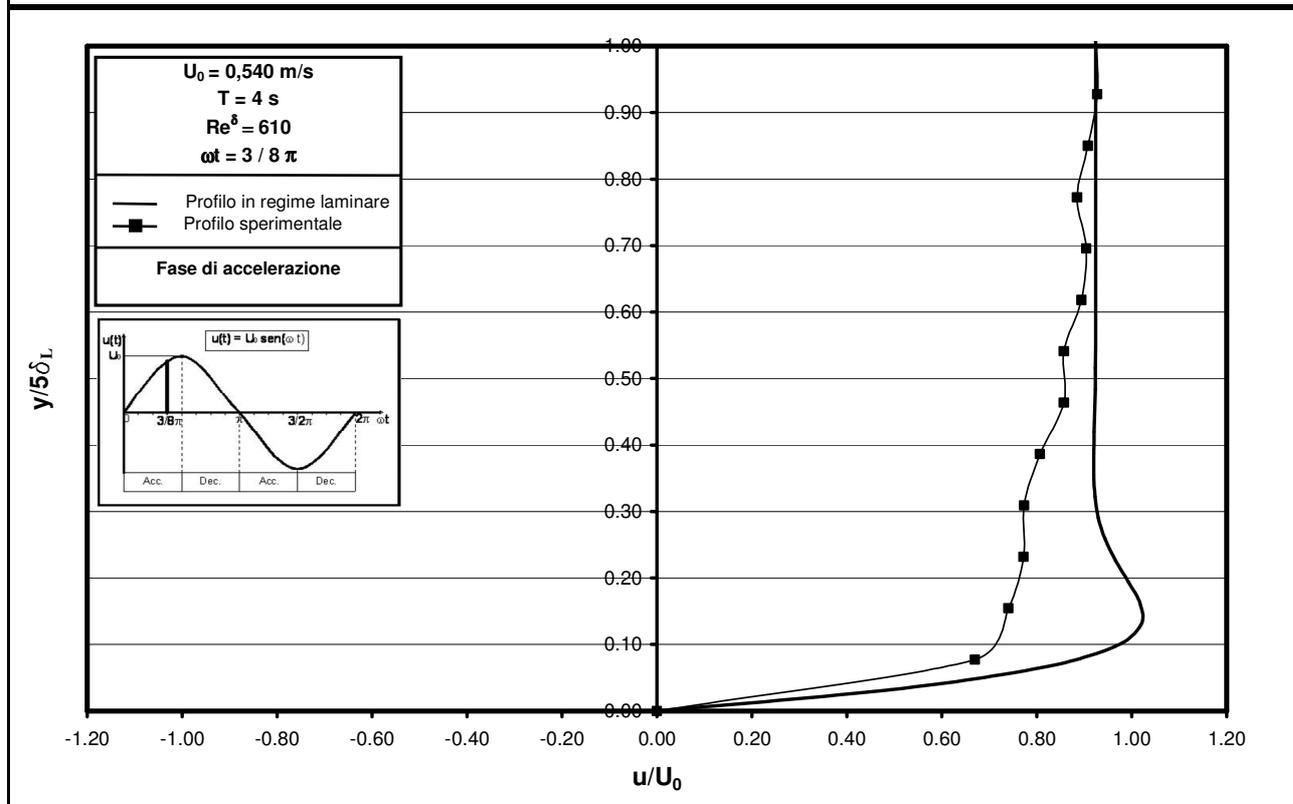
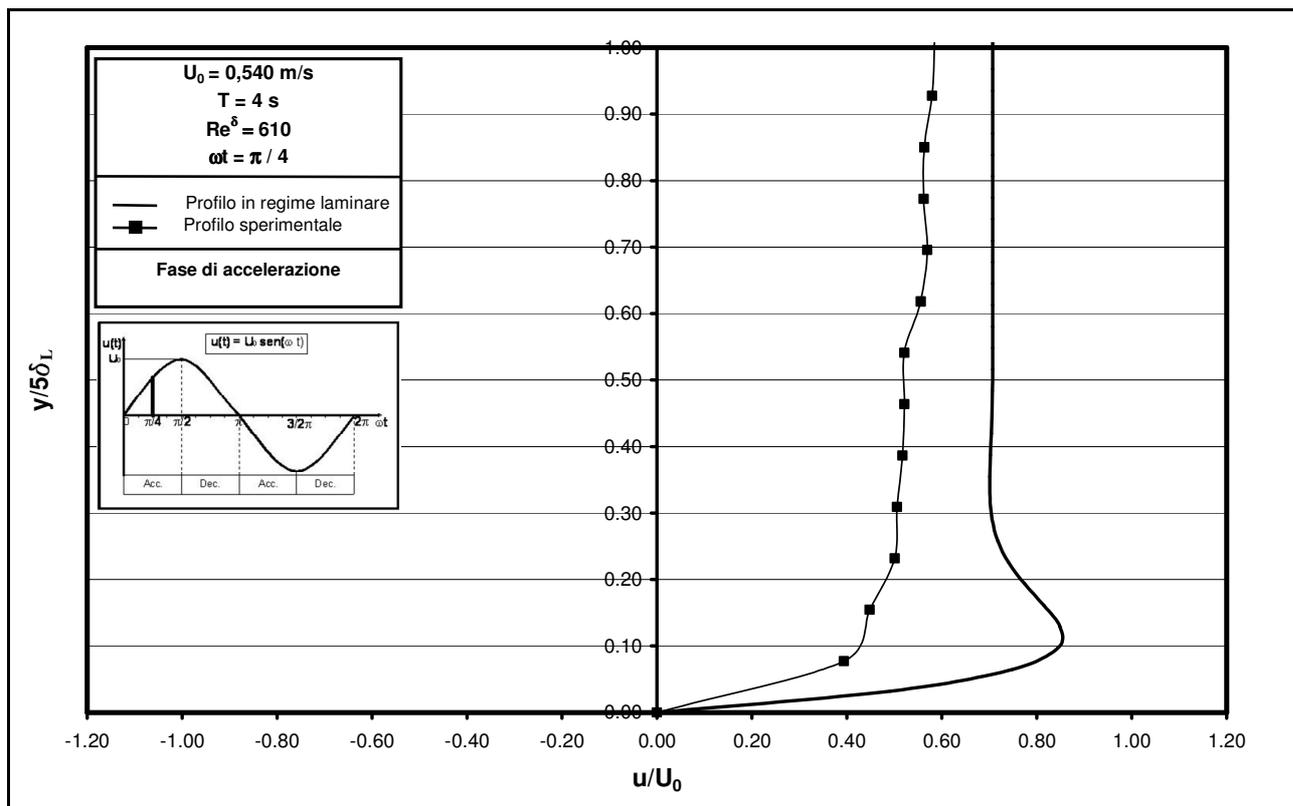
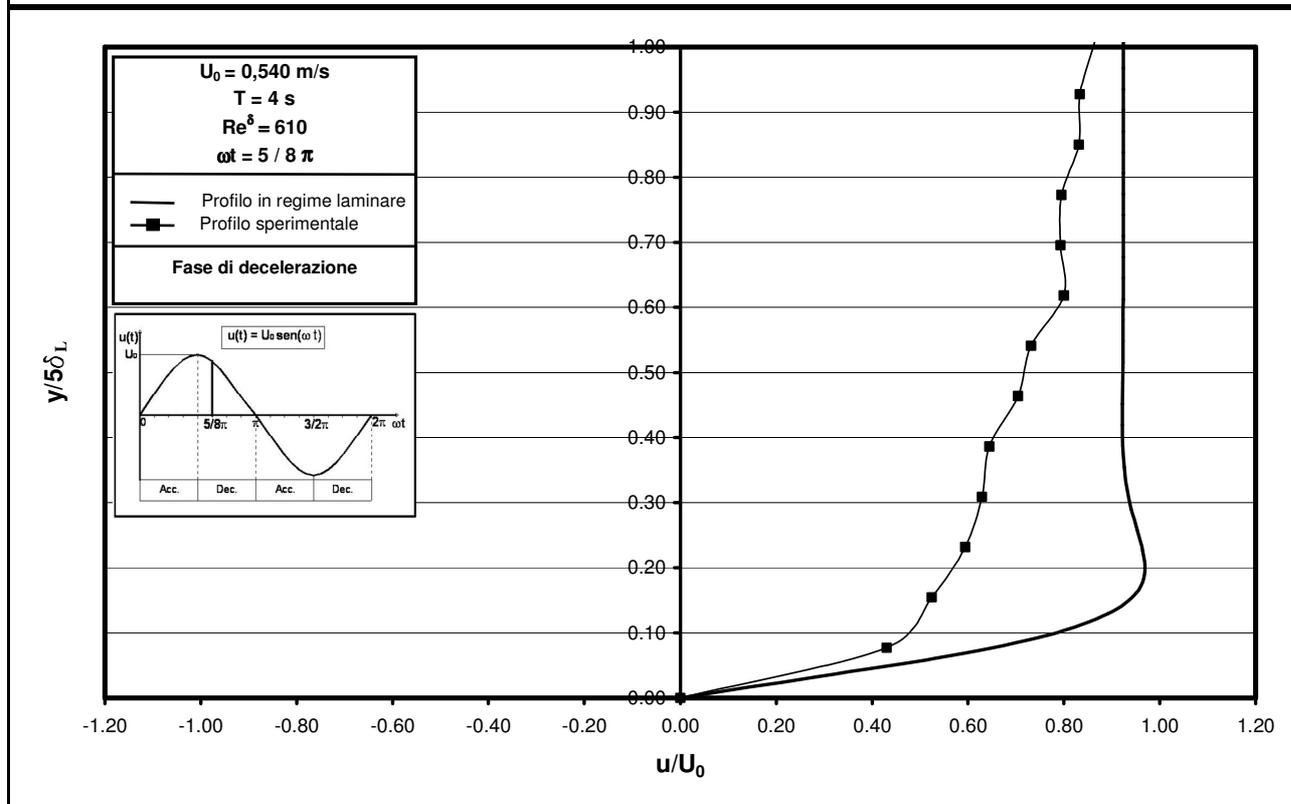
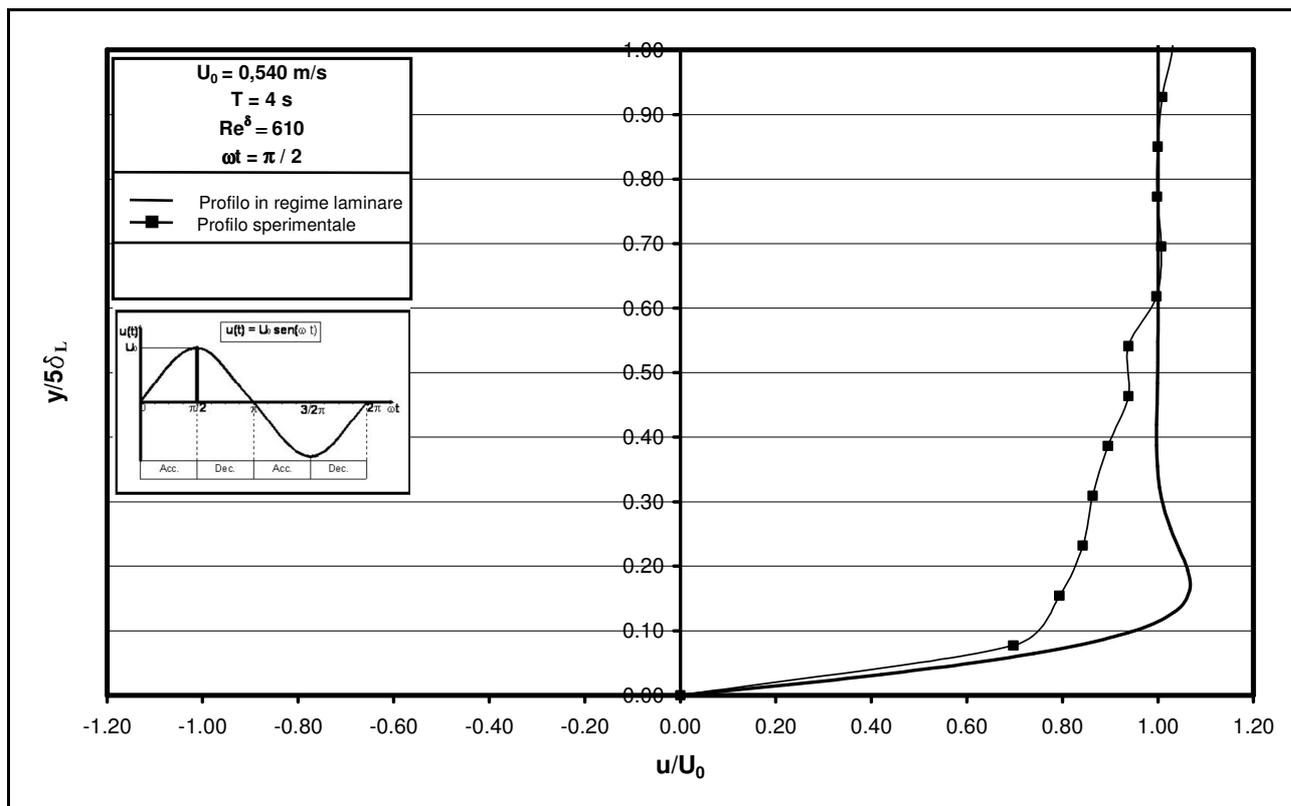
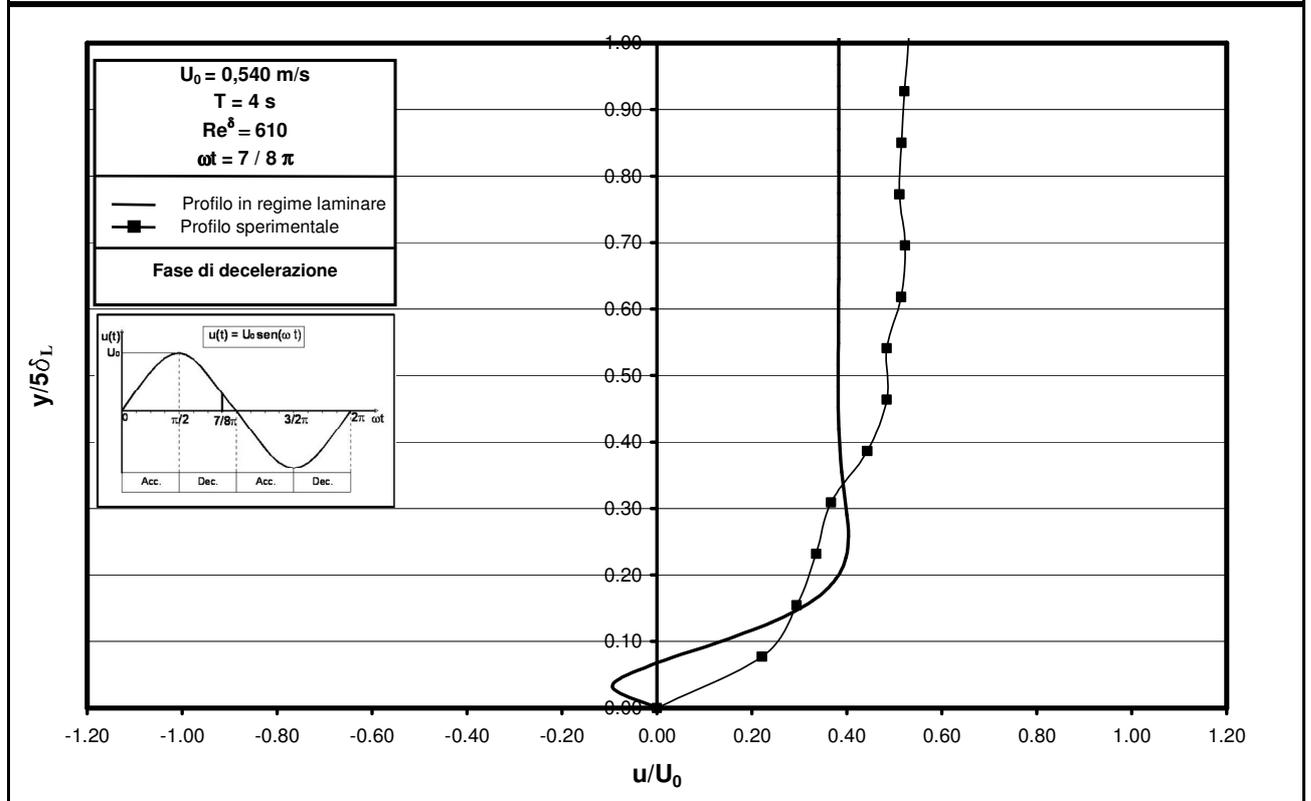
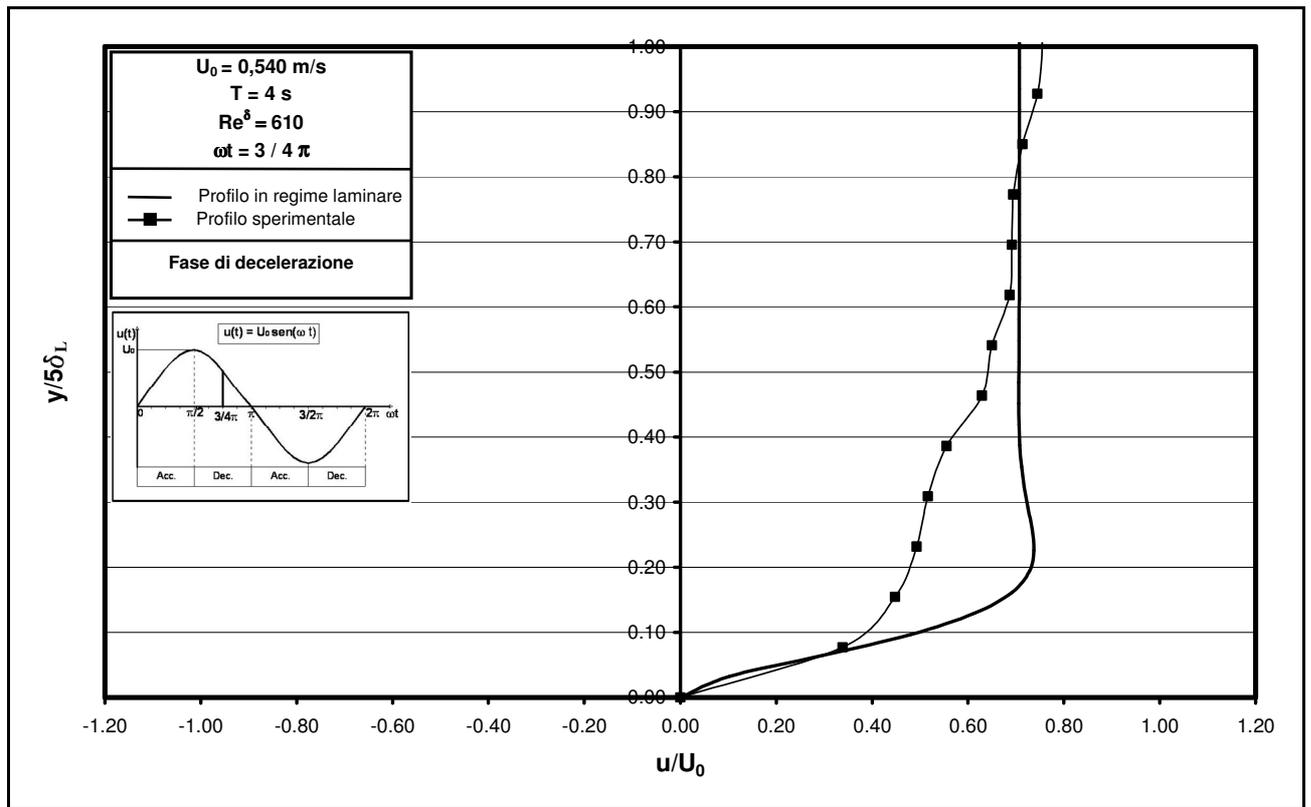


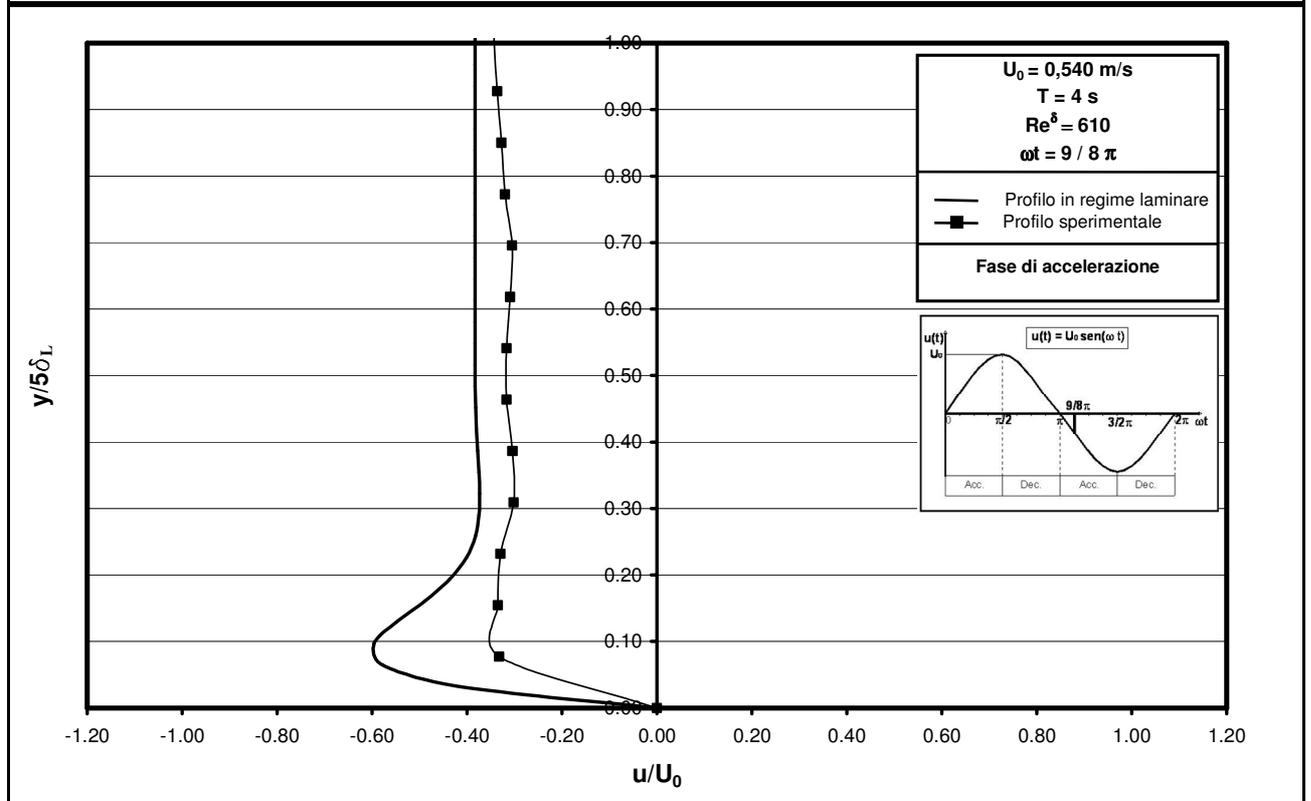
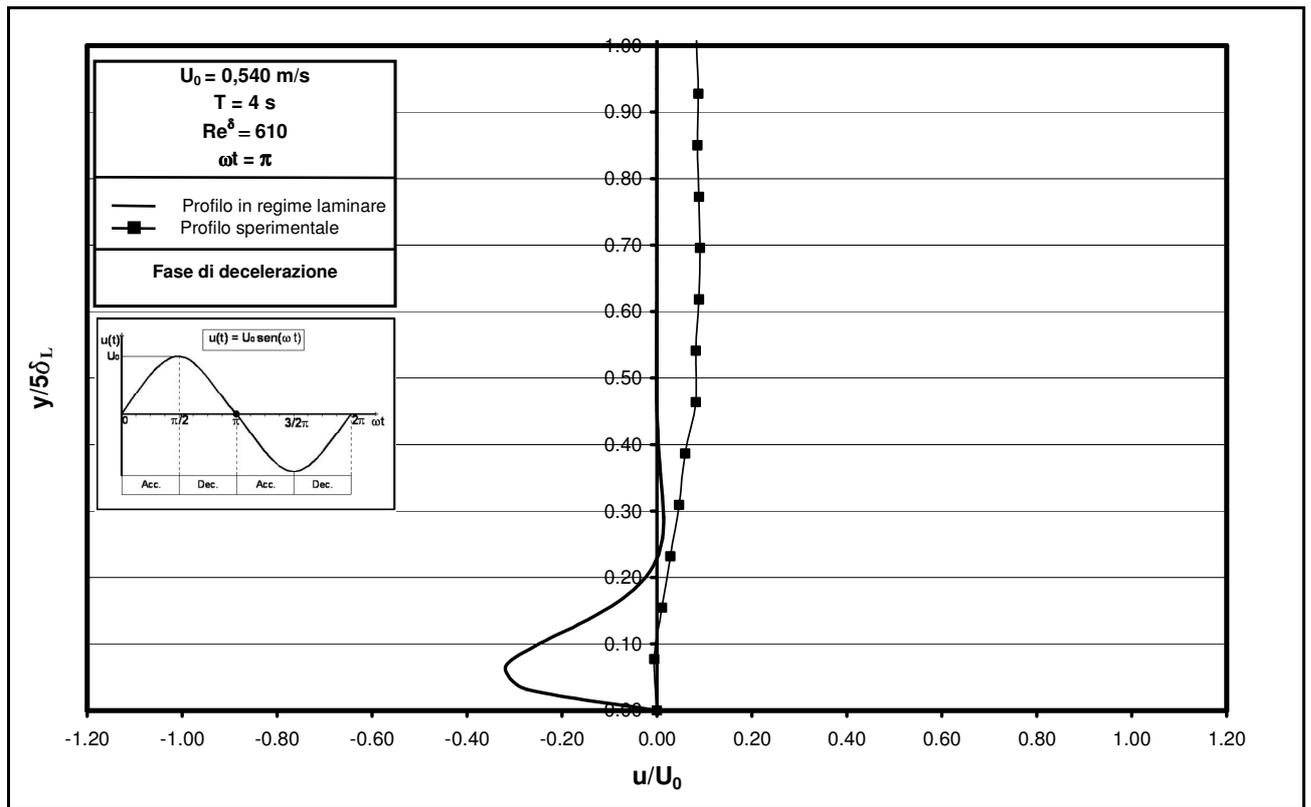
Figura 4.5f – Confronto tra i profili delle velocità determinati sperimentalmente e quelli ricavati per via teorica nel caso di regime laminare ($Re^\delta = 560$).

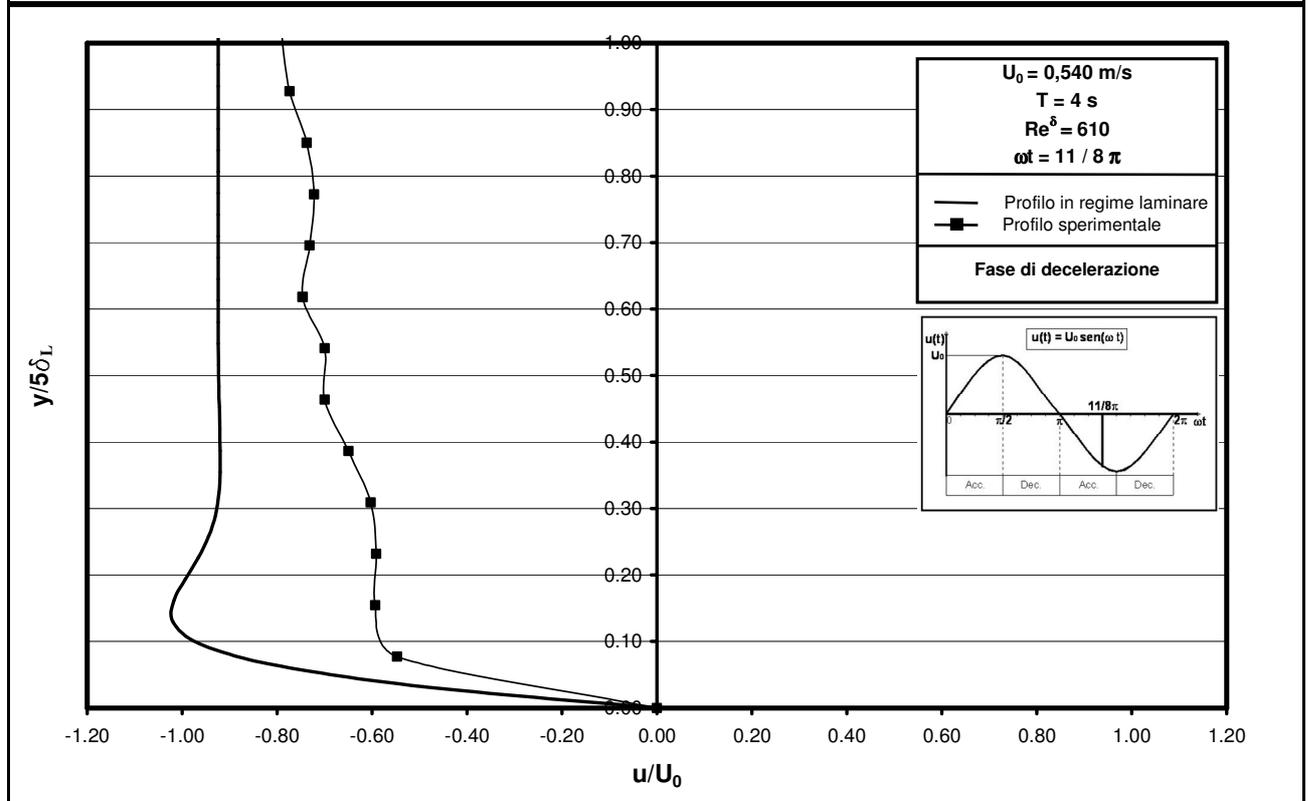
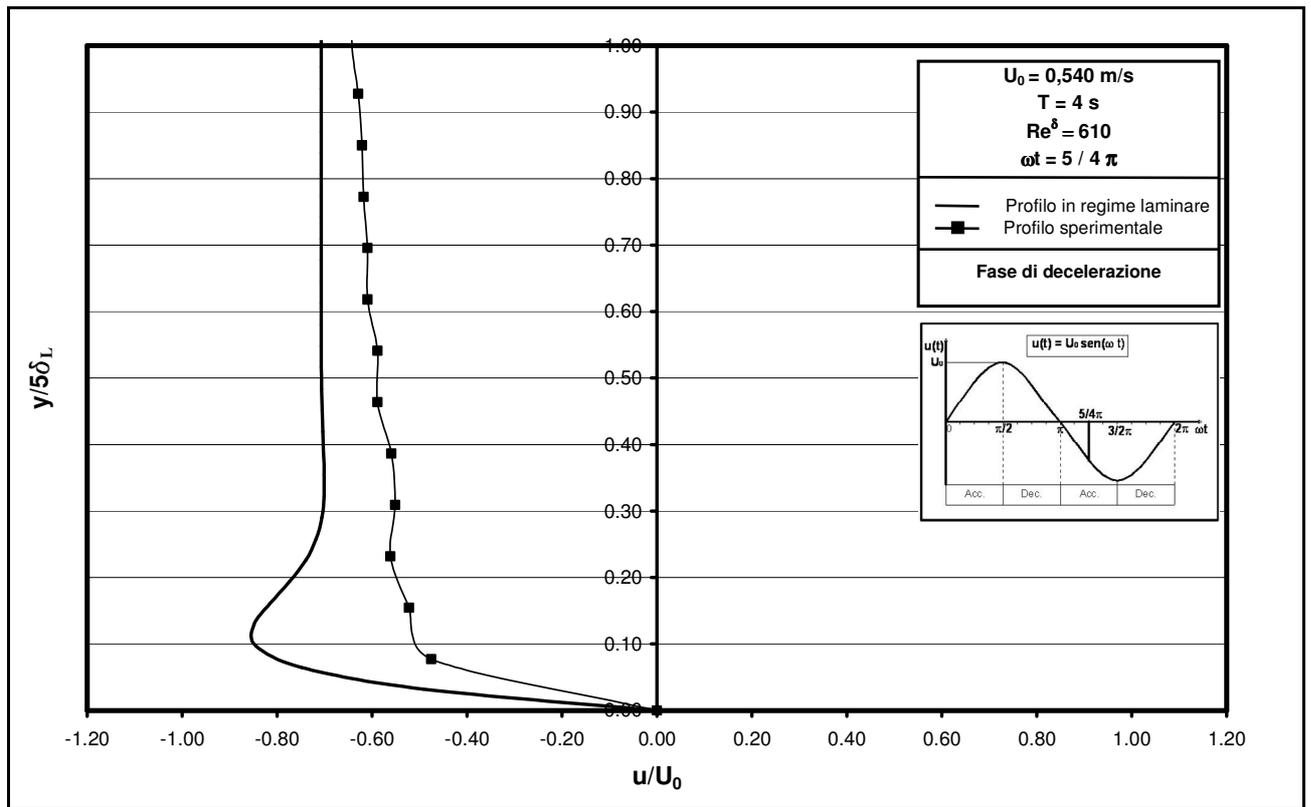


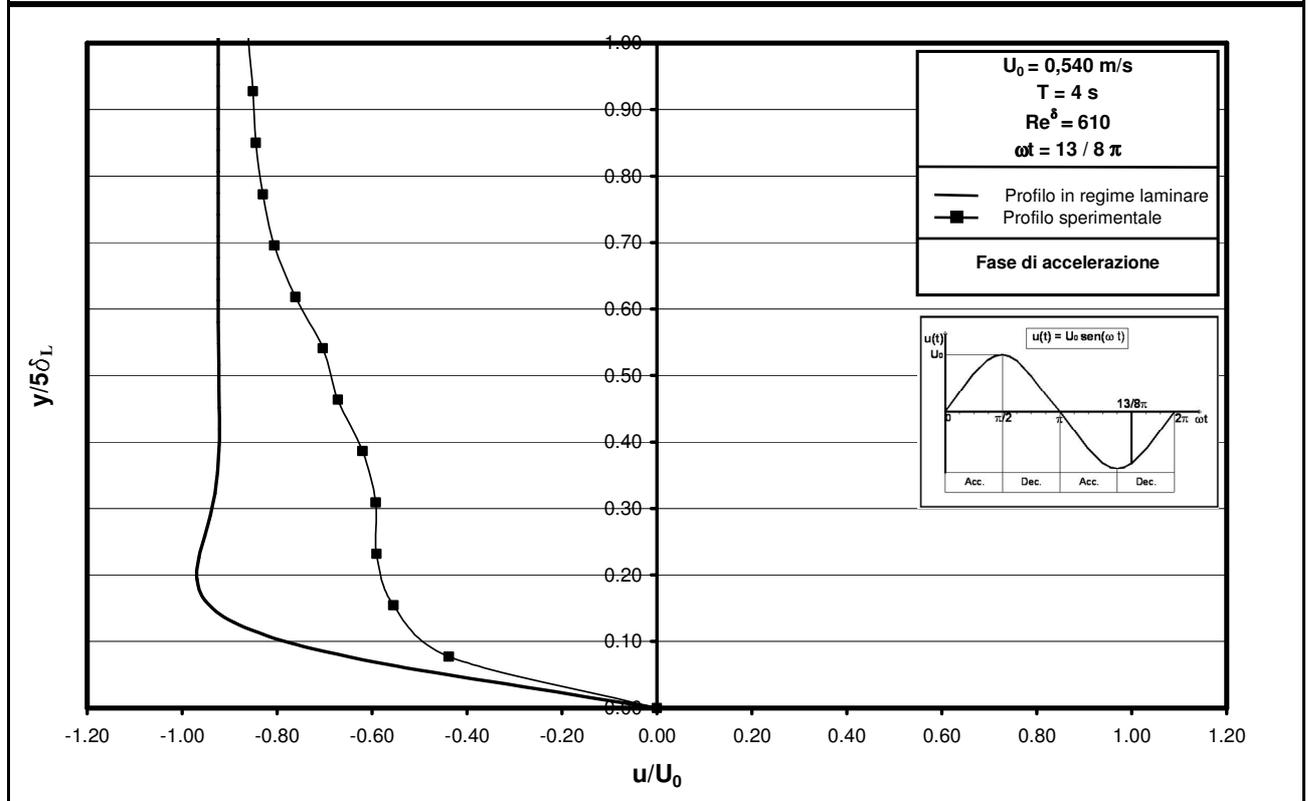
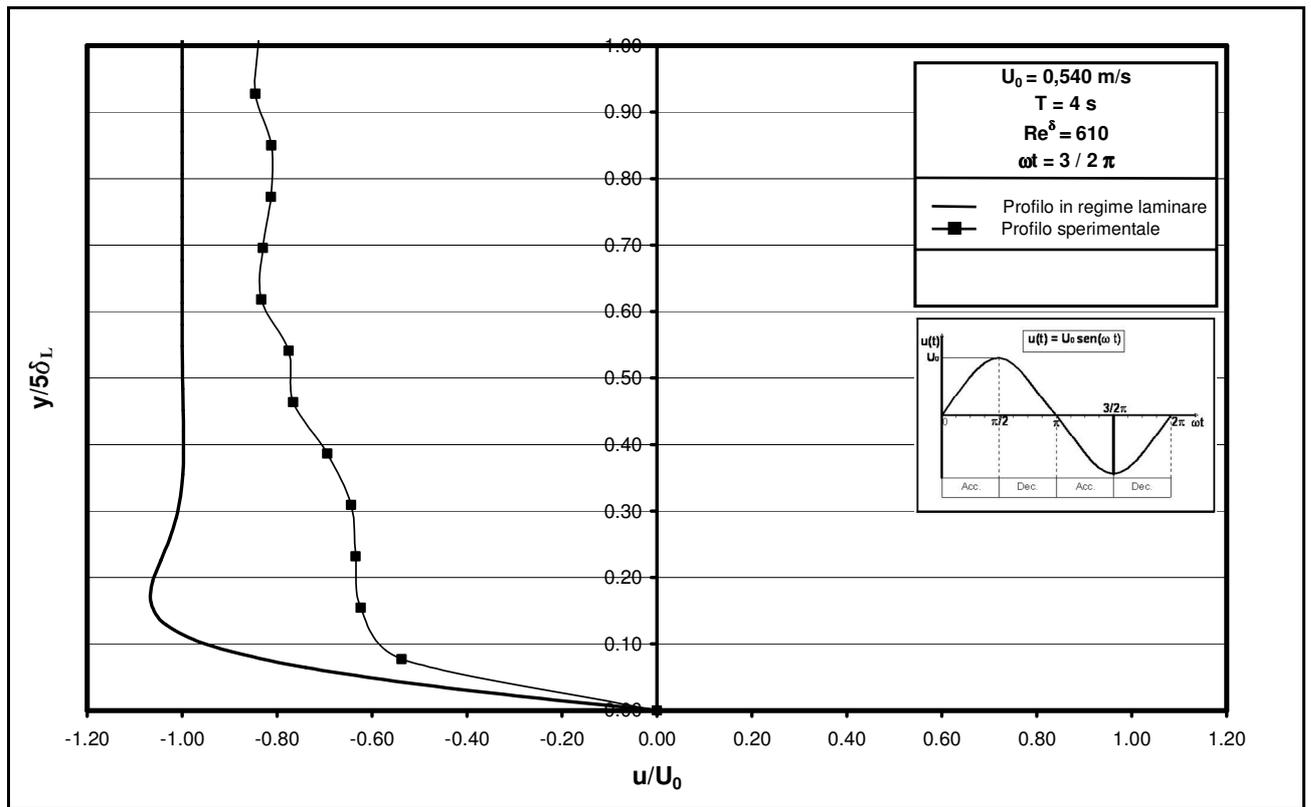


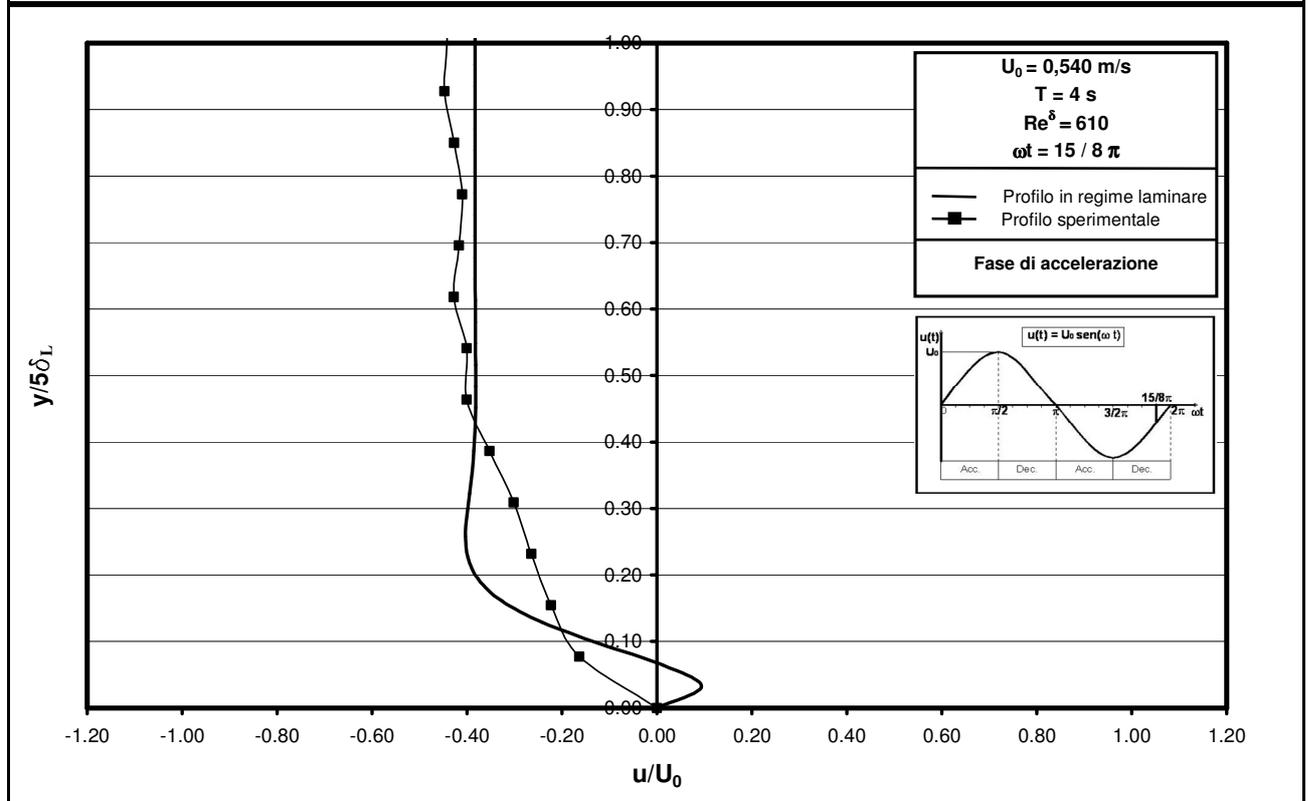
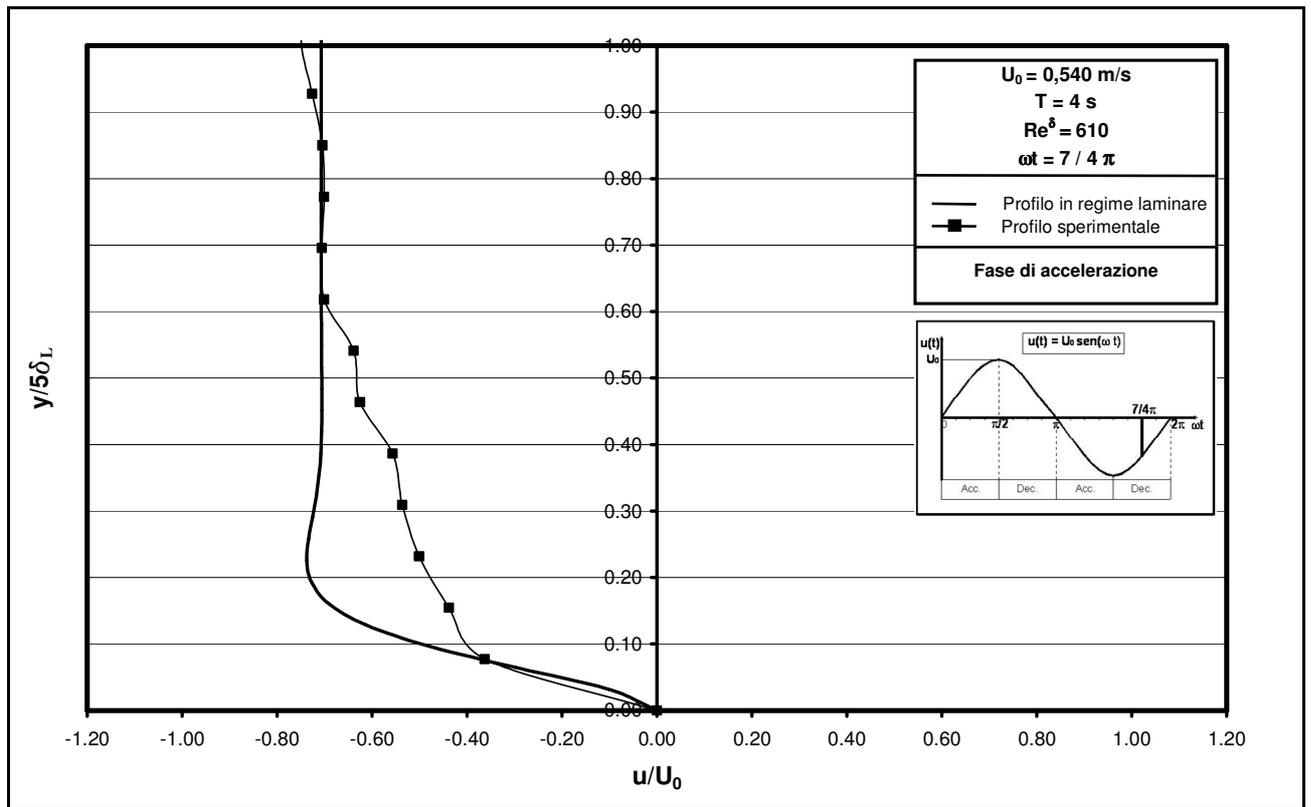












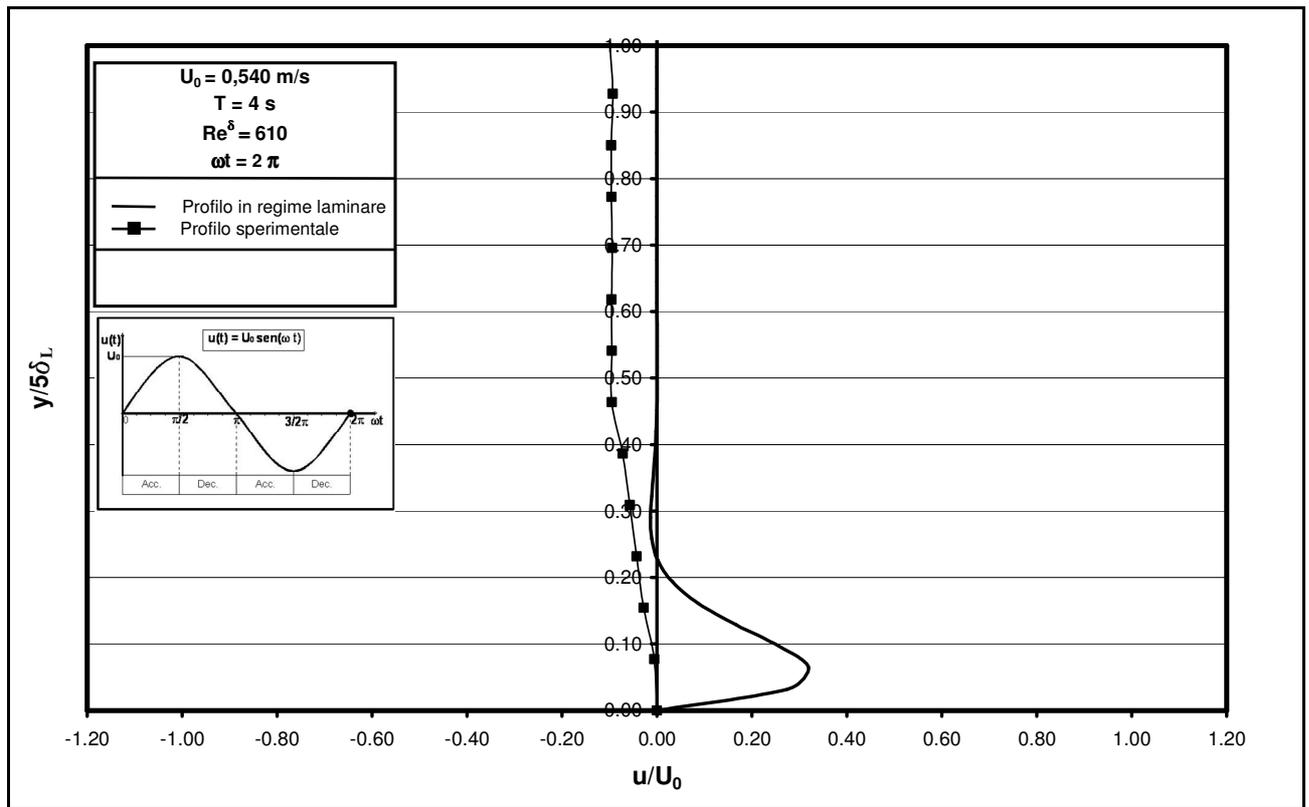


Figura 4.5g – Confronto tra i profili delle velocità determinati sperimentalmente e quelli ricavati per via teorica nel caso di regime laminare ($Re^\delta=610$).

4.2.1 *Variazione degli scarti S_u e S_u^* durante il periodo T di oscillazione*

Nelle valutazioni riportate in seguito sono stati indicati con u_s i valori della velocità u relativi all'indagine sperimentale eseguita e con u_L i corrispondenti valori teorici in regime laminare.

Inoltre, sono indicati con il simbolo S_u gli scarti in valore assoluto tra queste due grandezze:

$$S_u = |u_L - u_s|$$

e con S_u^* gli stessi scarti adimensionalizzati rispetto alla velocità U_0 :

$$S_u^* = \frac{|u_L - u_s|}{U_0}$$

Da un primo esame qualitativo si evidenzia che, come era da aspettarsi, al crescere di Re^δ l'effetto degli sforzi tangenziali turbolenti tende a modificare le distribuzioni delle velocità nello strato limite.

Allo scopo di evidenziare l'entità di tale variazione, sono stati calcolati i valori medi $\overline{S_u}$ e $\overline{S_u^*}$ degli scarti S_u e S_u^* nel tratto di ampiezza δ_L .

Nelle figura 4.6a-b sono messi a confronto i valori di $\overline{S_u}$ e $\overline{S_u^*}$ al variare di α .

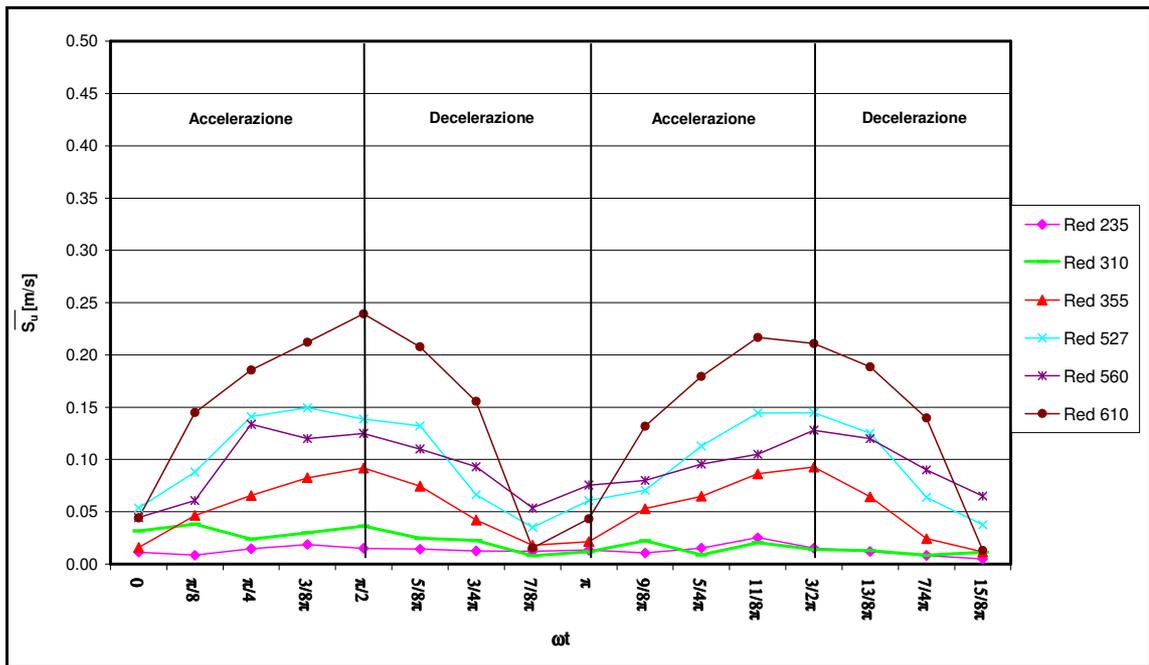


Figura 4.6a – Andamento degli scarti medi $\overline{S_u}$ al variare di ωt per prefissati valori di Re^δ .

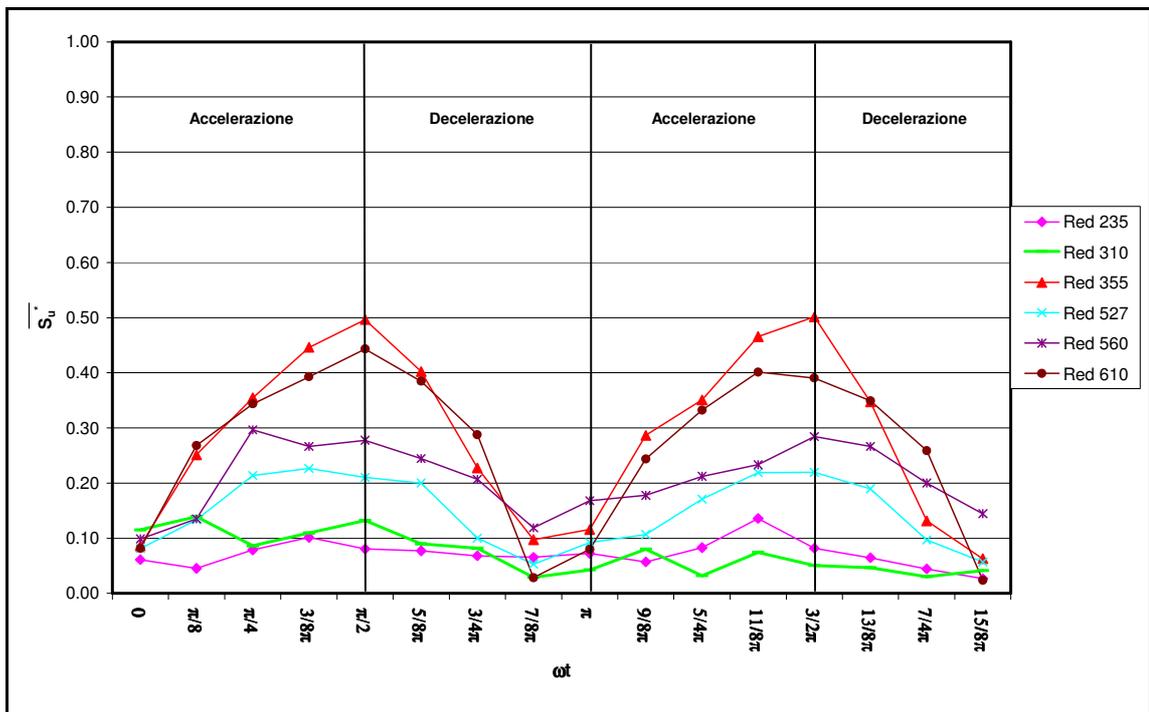


Figura 4.6b – Andamento degli scarti medi $\overline{S_u^*}$ al variare di ωt per prefissati valori di Re^δ .

Dall'esame della figura 4.6a si evidenzia come i valori di $\overline{S_u}$ dipendono sensibilmente sia dalla fase ωt sia da Re^δ . In particolare, con riferimento ad ωt si nota che $\overline{S_u}$ cresce nelle fasi di accelerazione del moto ($0 < \omega t < \frac{\pi}{2}$ e $\pi < \omega t < \frac{3}{2}\pi$) e viceversa decresce nelle fasi in cui il campo di moto decelera ($\frac{\pi}{2} < \omega t < \pi$ e $\frac{3}{2}\pi < \omega t < 2\pi$). I valori massimi di $\overline{S_u}$ si riscontrano intorno a $\omega t = \frac{\pi}{2}$ e $\omega t = \frac{3}{2}\pi$; mentre i valori minimi intorno a $\omega t = 0$, $\omega t = \pi$ e $\omega t = 2\pi$.

4.2.2 Influenza del numero di Reynolds Re^δ sui valori di S_u

Allo scopo di evidenziare l'influenza del numero di Reynolds Re^δ sugli scarti $\overline{S_u}$ sono state elaborate le figure 4.7a-b, dalle quali è possibile vedere come i suddetti scarti aumentano sensibilmente con Re^δ .

Più in particolare, si nota che i valori di $Re^\delta=235, 310, 355, \overline{S_u}$ è sempre contenuto entro il valore massimo di 0.05 m/s, mentre per $Re^\delta=527, 560, 610$ i valori maggiori di $\overline{S_u}$ oscillano nell'intervallo 0.10÷0.25 m/s.

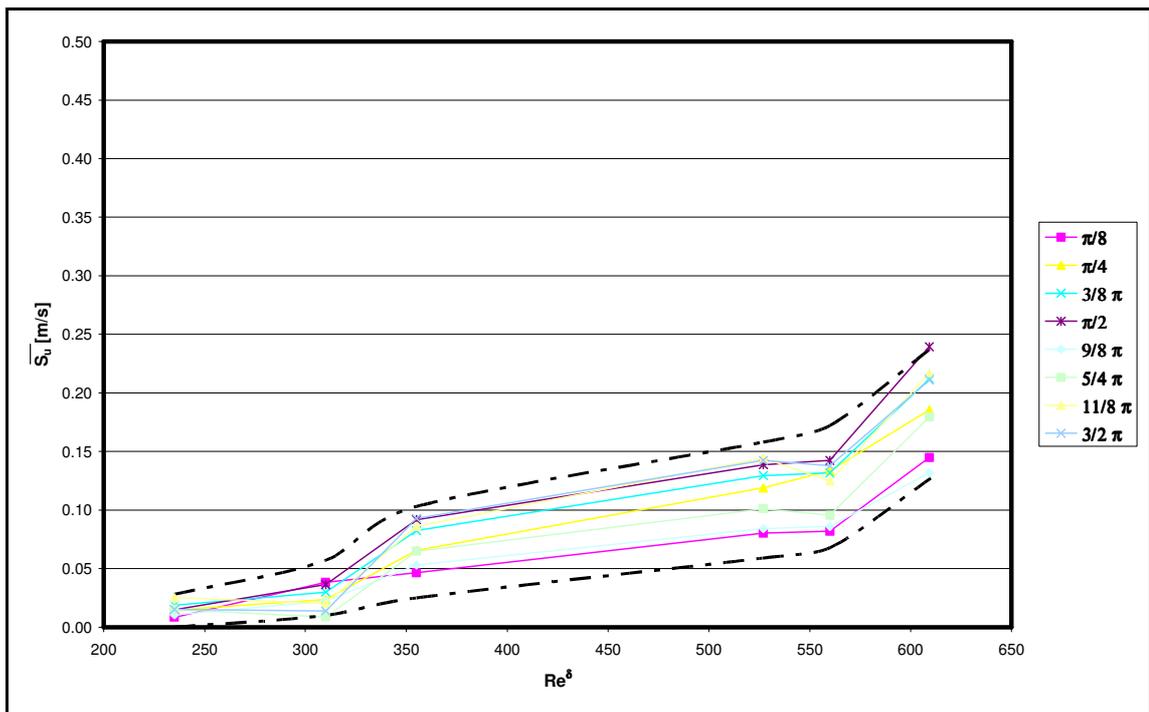


Figura 4.7a – Andamento dei valori di $\overline{S_u}$ con Re^δ per fissati valori di α .
Fasi di accelerazione.

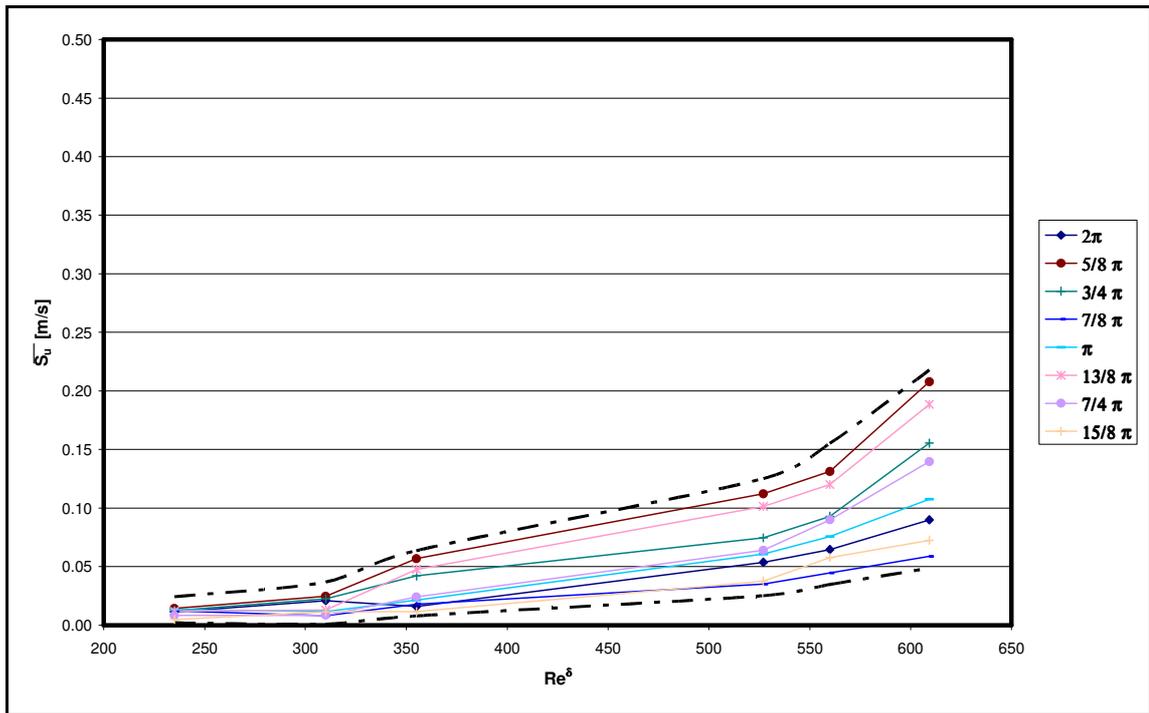


Figura 4.7b – Andamento dei valori di $\overline{S_u} Re^\delta$ per fissati valori di α .
Fasi di decelerazione.

I risultati ottenuti evidenziano, comunque, che gli scarti medi assoluti $\overline{S_u}$, sia in fase di accelerazione che di decelerazione, si mantengono modesti e sono sostanzialmente indipendenti da Re^δ fino a valori $Re^\delta \cong 300$. Successivamente, al crescere di Re^δ , i valori di $\overline{S_u}$ sono sempre crescenti, dapprima più lentamente e poi più rapidamente.

Inoltre, non si evidenziano sostanziali differenze tra le fasi di accelerazione e quelle di decelerazione.

4.2 Confronto dei profili di velocità sperimentali con quelli ricavati per via numerica

Nel paragrafo precedente si è evidenziato come per valori di $Re^\delta > 300$ l'andamento del profilo di velocità nello strato limite diventa significativamente diverso da quello relativo alla condizione di regime laminare.

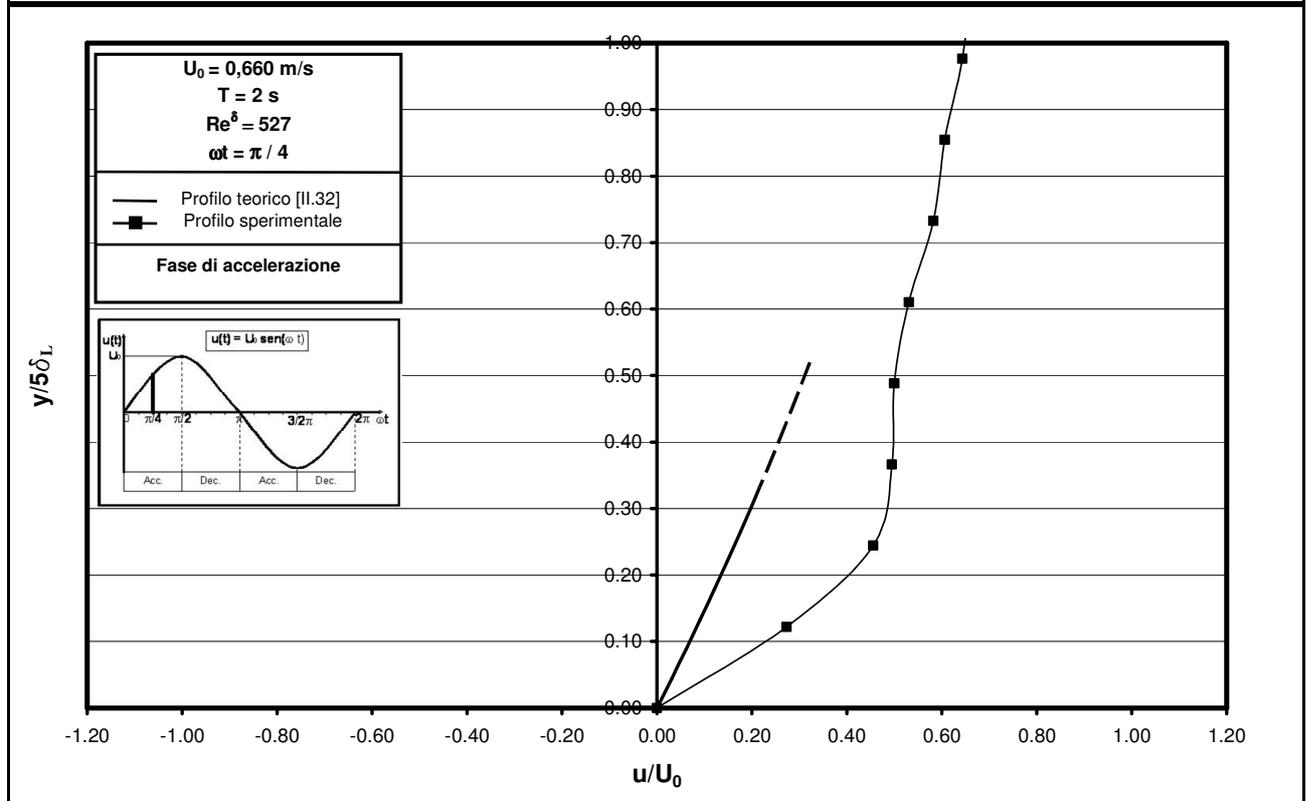
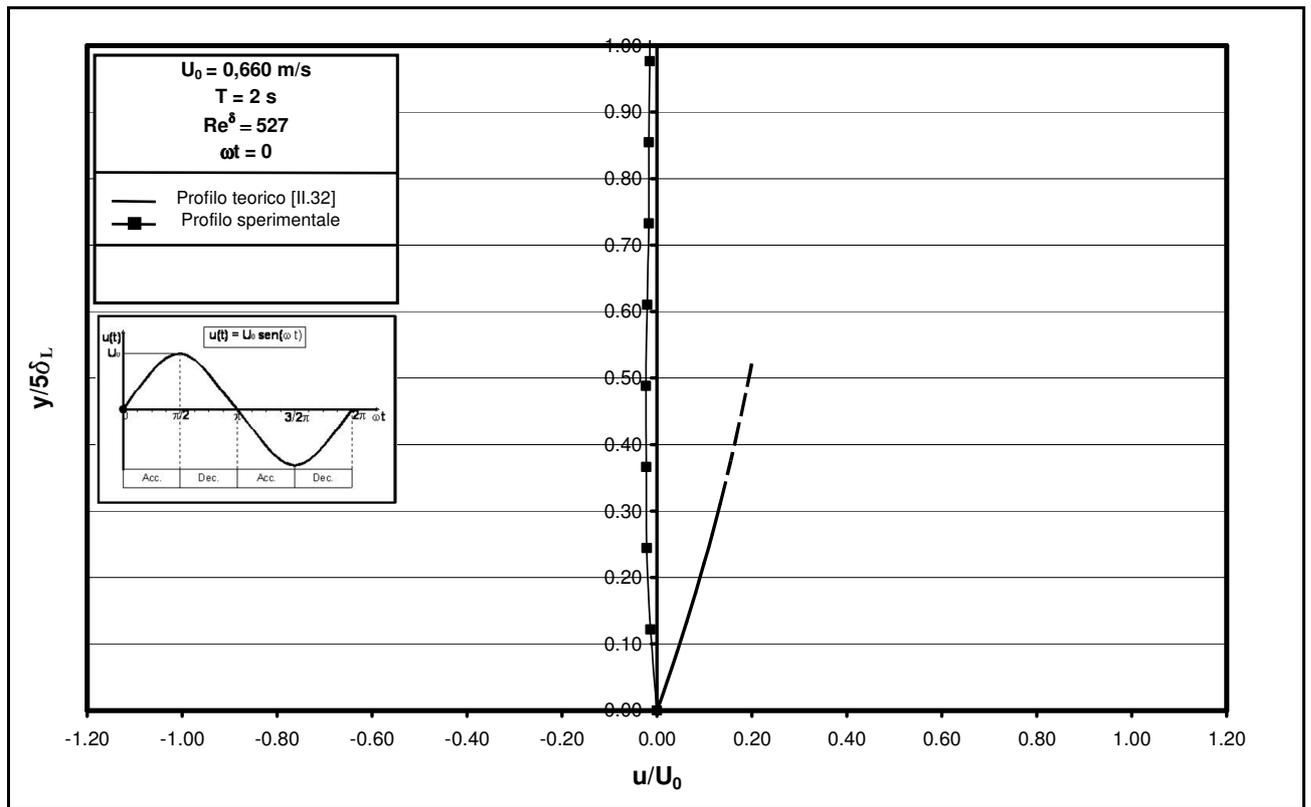
Si è altresì mostrato che gli scarti non si mantengono costanti al variare della fase ωt mentre non si riscontrano sostanziali differenze tra la fase di accelerazione e quella di decelerazione.

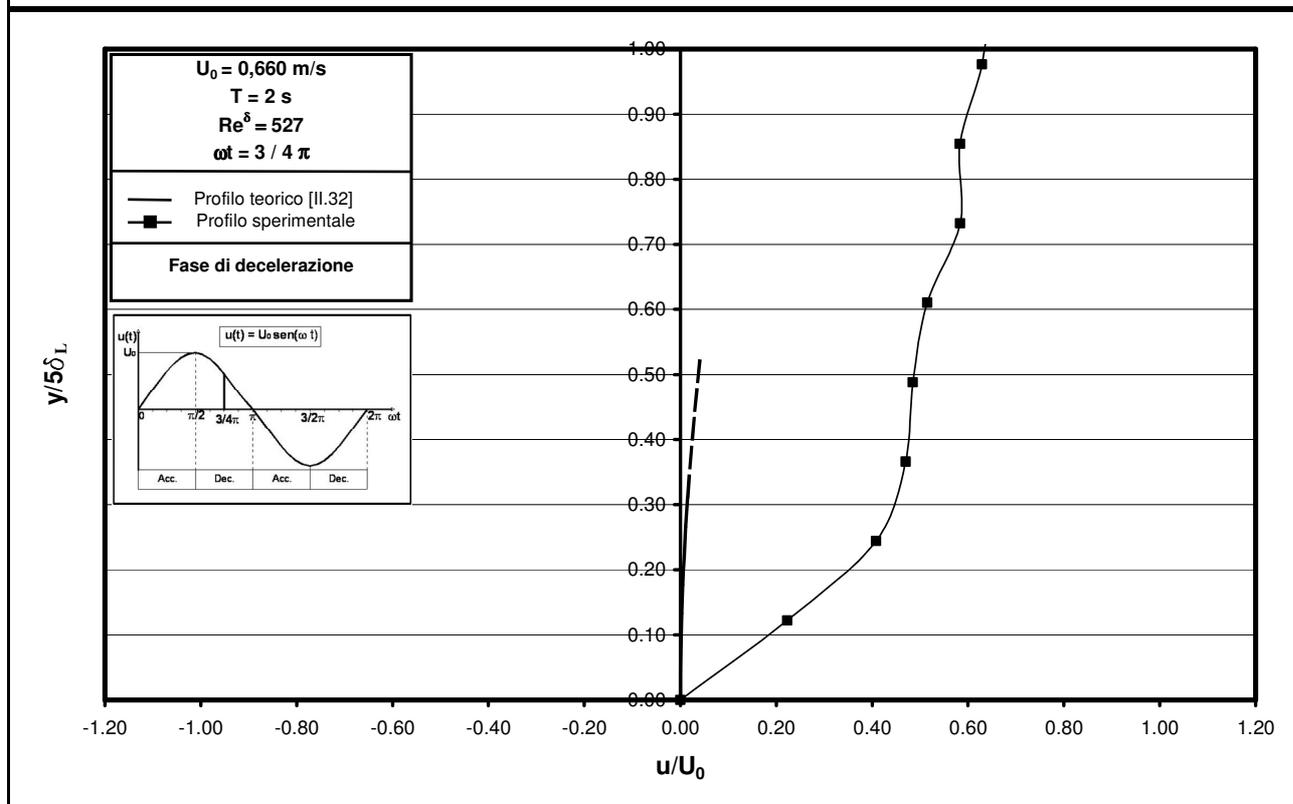
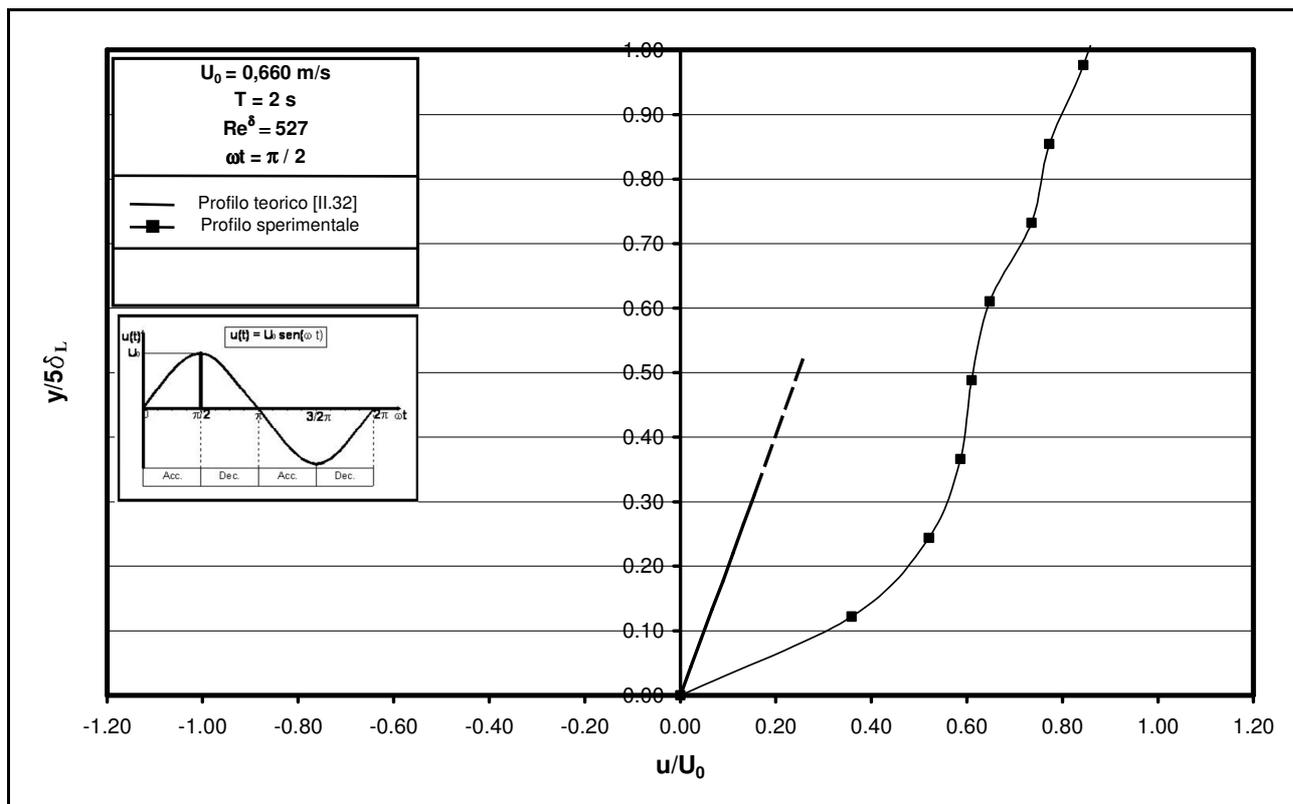
Allo scopo di fornire un criterio che permetta di determinare il profilo di velocità istantaneo per $Re^\delta > 300$, è stata qui utilizzata la relazione [II.32] ricavata nel capitolo secondo.

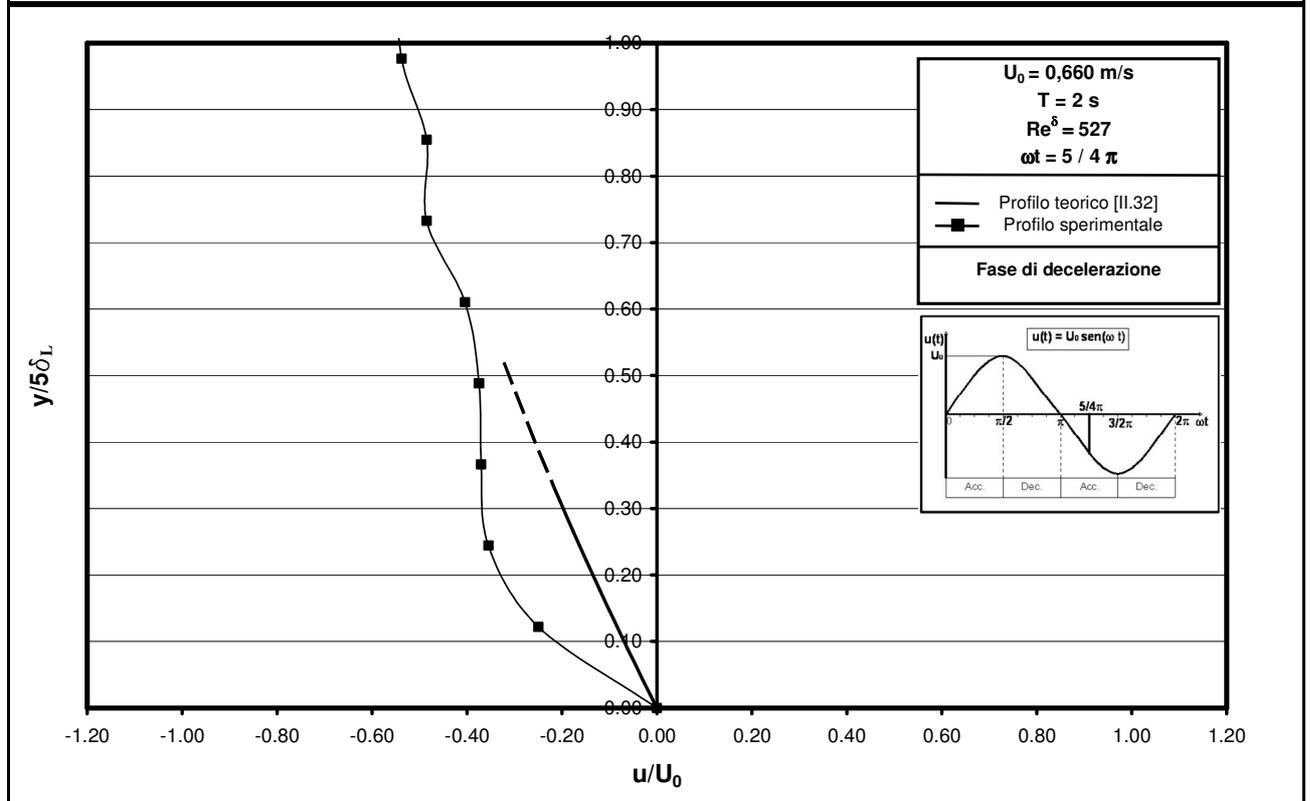
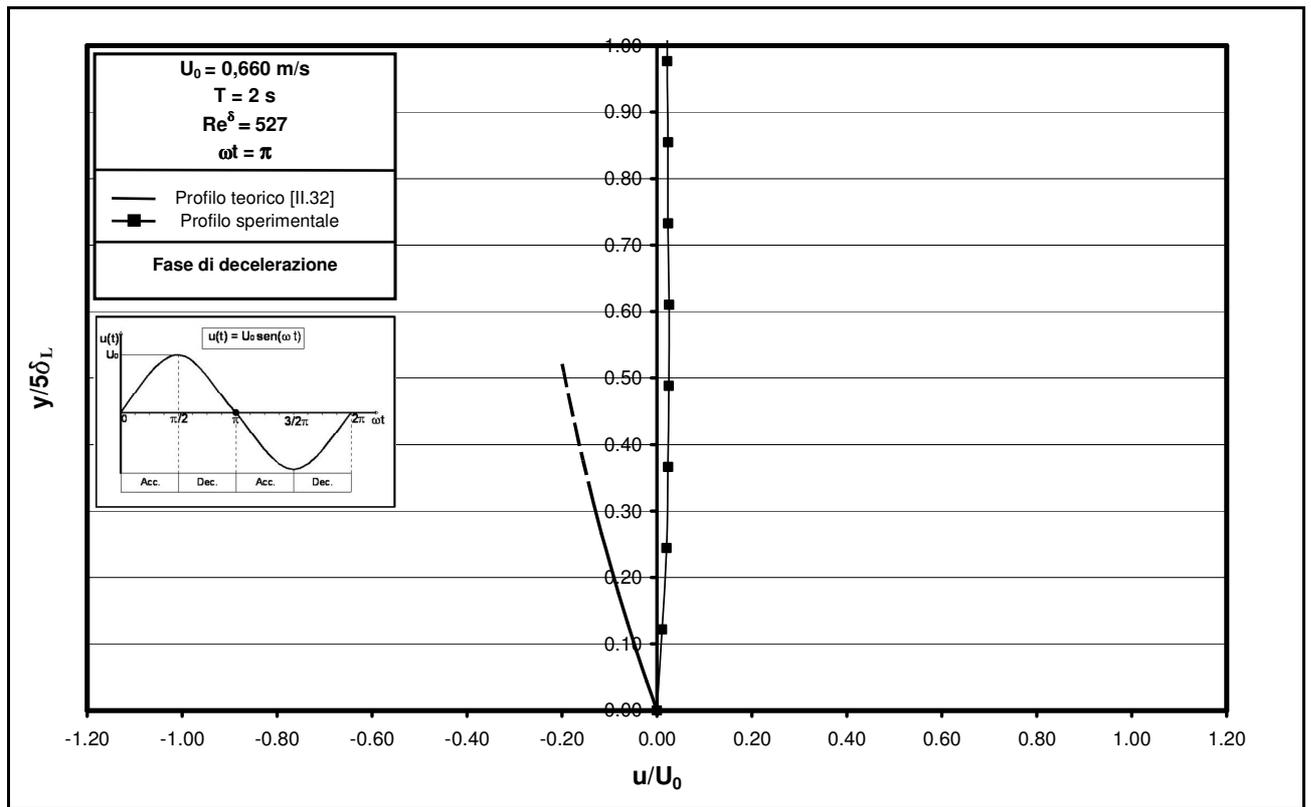
Tale relazione, ottenuta attraverso alcune semplificazioni del modello di chiusura della turbolenza, ipotizza sostanzialmente che l'equazione del moto sia quella ricavata nel caso di regime laminare sostituendo alla viscosità cinematica ν il valore dell'eddy viscosity ε (modello alla Boussinesq). Il valore di ε , in via teorica variabile nel tempo e nello spazio $\varepsilon = \varepsilon(y, t)$, viene assunto nella formula [II.32] costante e dipendente solo dalla scabrezza equivalente del fondo.

Sulla base di tale considerazione si è proceduto innanzitutto alla stima di ε attraverso la [II.41] nella quale si è assunto $r = 0.3 \text{ mm}$. Successivamente, con tale valore di ε , sono stati determinati, tramite la [II.32], i profili di velocità nello strato limite δ_L relativamente alle condizioni $Re^\delta = 527, 560, 610$ e ai valori ωt prefissati nei rilievi sperimentali.

I risultati ottenuti hanno dato luogo ad un profilo teorico di velocità nello strato limite che viene riportato nelle figure 4.8, relative al solo caso di $Re^\delta = 527$.







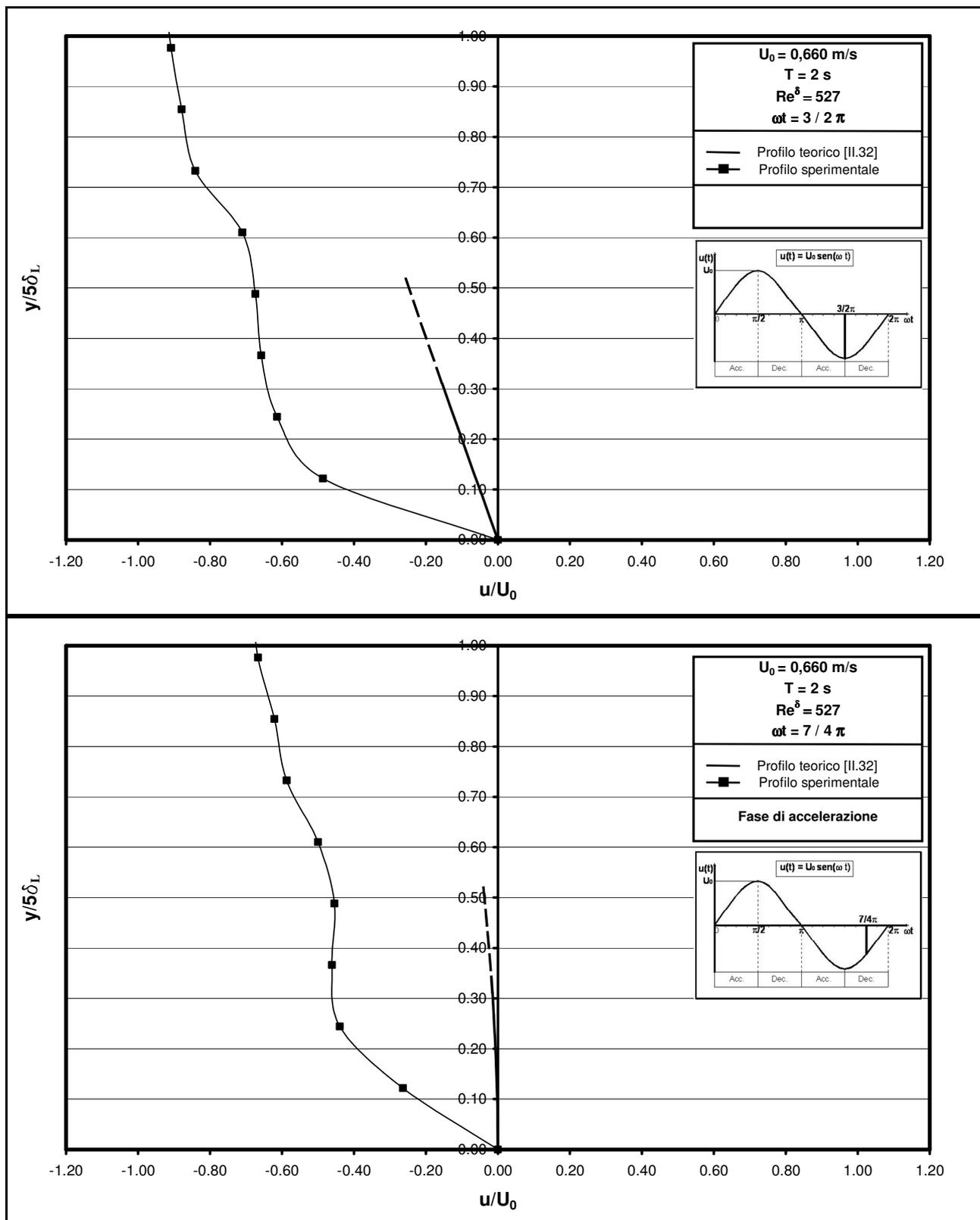


Figura 4.8 – Confronto tra i profili delle velocità determinati sperimentalmente e quelli ricavati per via teorica nel caso di regime turbolento ($Re^\delta = 527$).

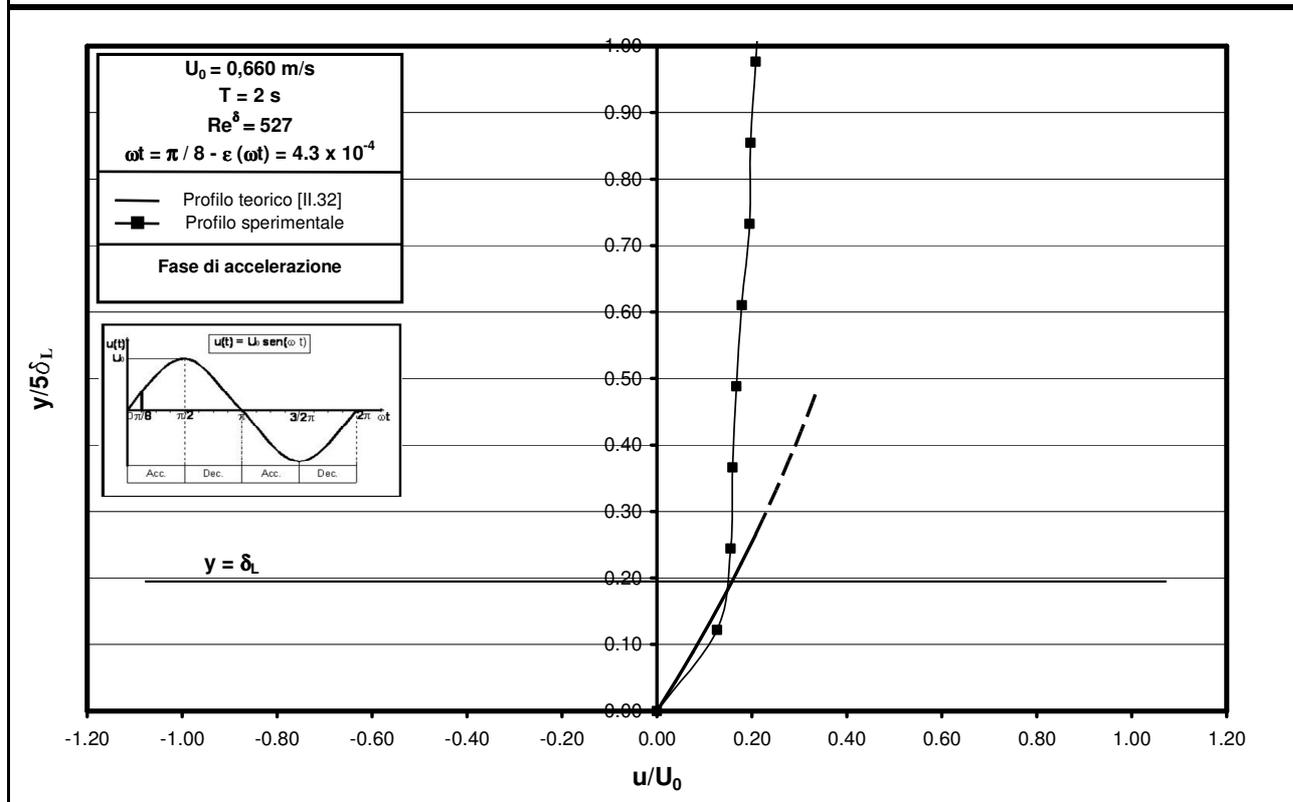
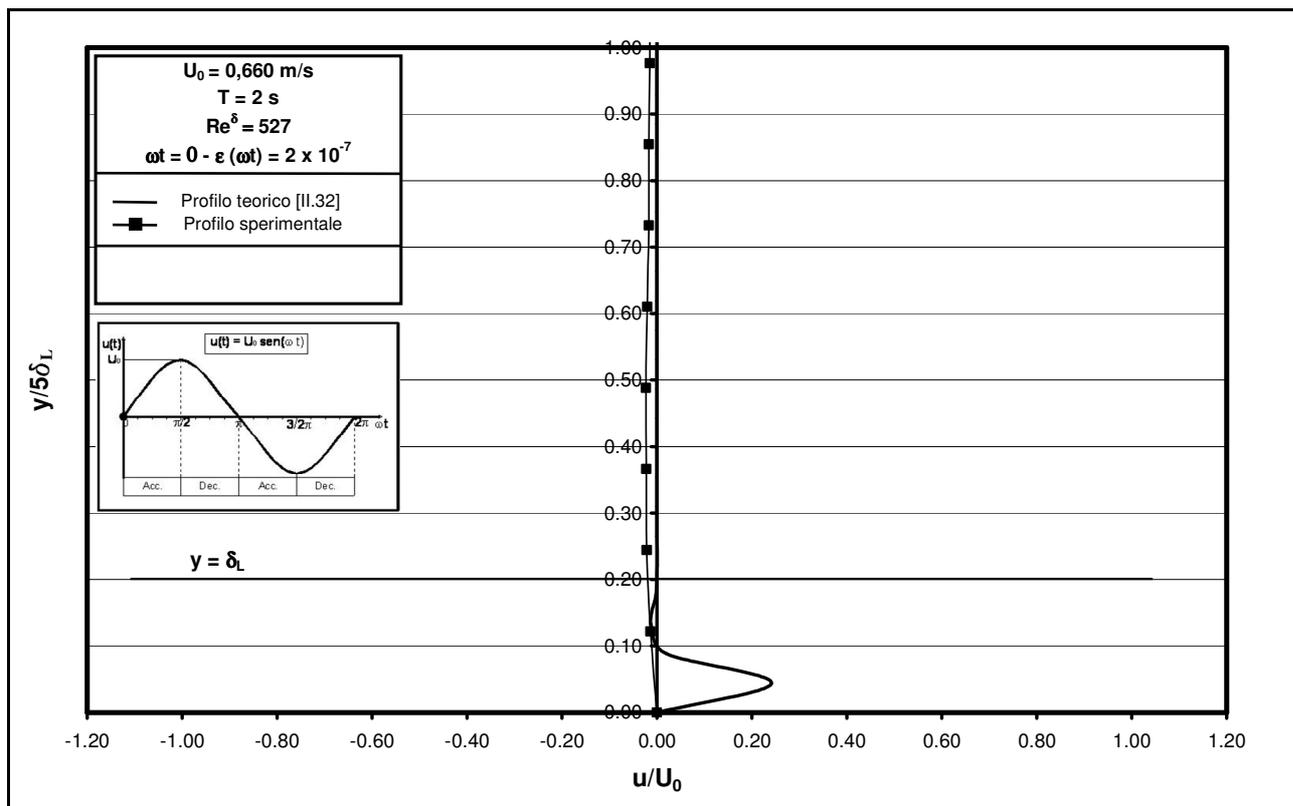
Allo scopo di migliorare i risultati della formulazione analitica approssimata utilizzata, si è proceduto a far variare i valori di ε con la fase ωt . Tali valori $\varepsilon = \varepsilon(\omega t)$ sono stati ottenuti attraverso la minimizzazione degli scarti $S'_u = |u - u_T|$, in cui u è il valore sperimentale e u_T è quello ricavato dalla [II.32] per $\varepsilon = \text{cost}$. Tale operazione è stata ovviamente effettuata per ciascuno dei valori di ωt considerati.

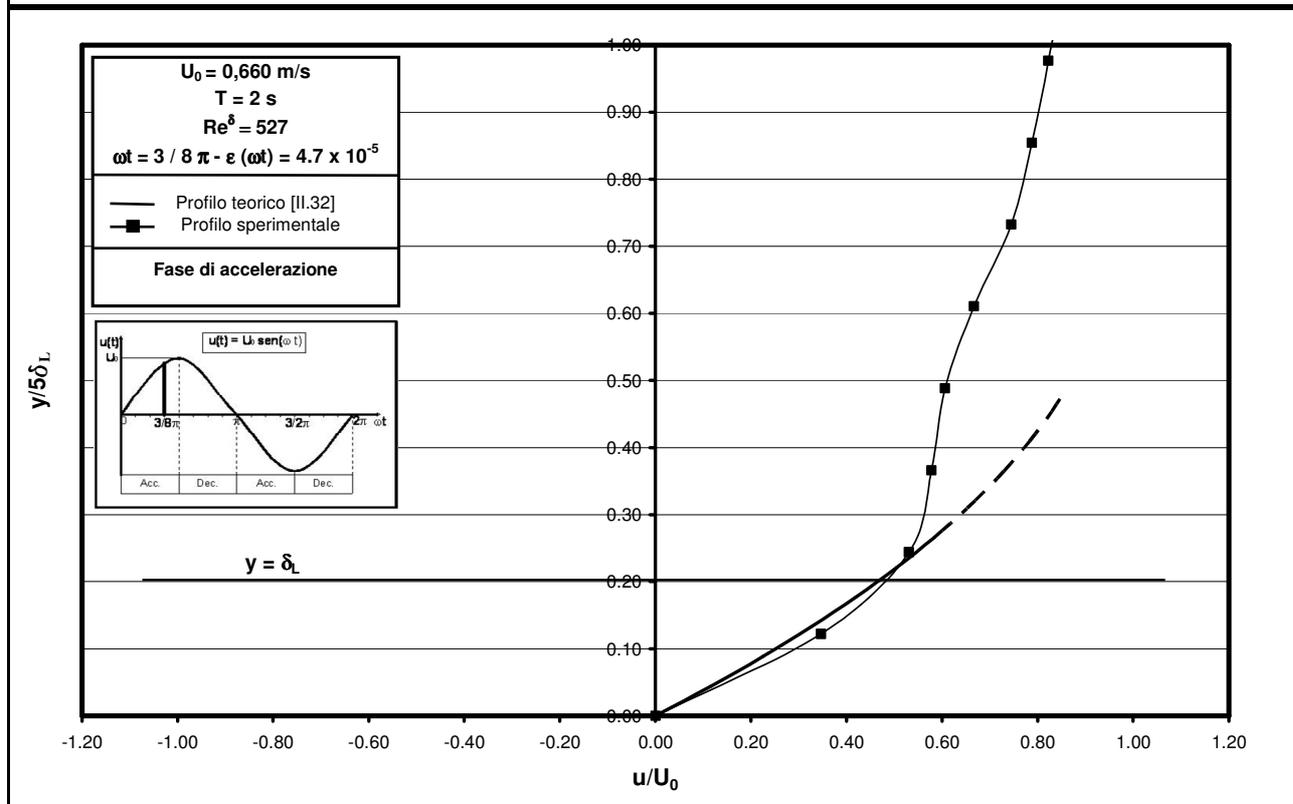
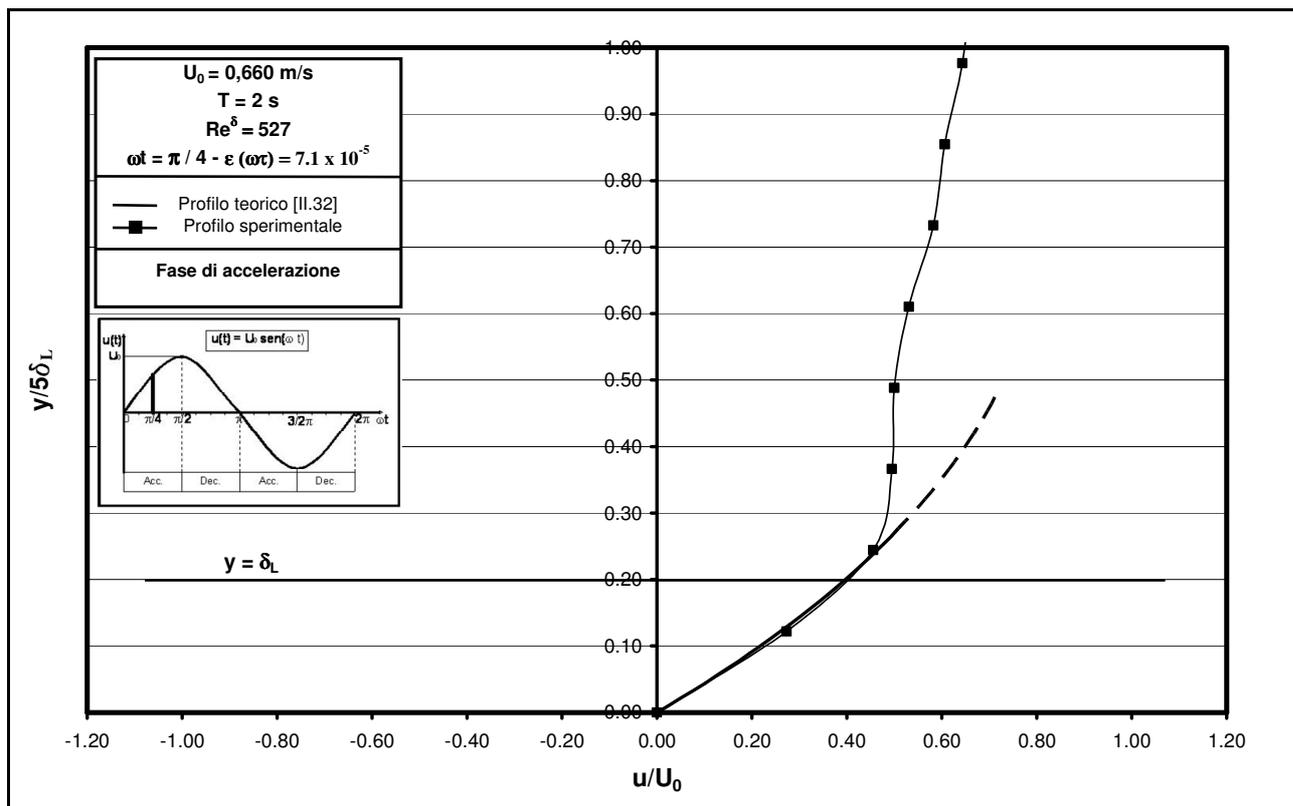
Utilizzando i nuovi valori di $\varepsilon(\omega t)$ così calcolati, sono stati nuovamente definiti i profili teorici attraverso la [II.32].

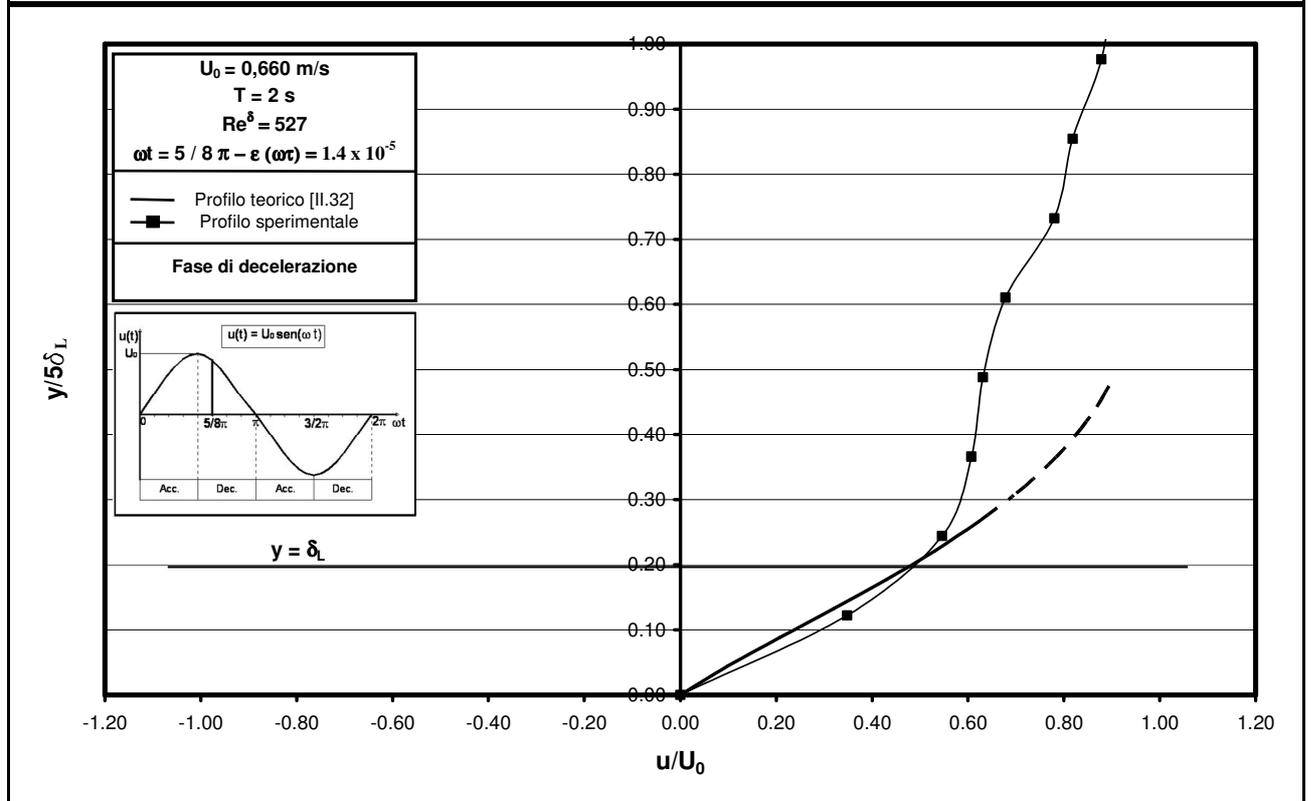
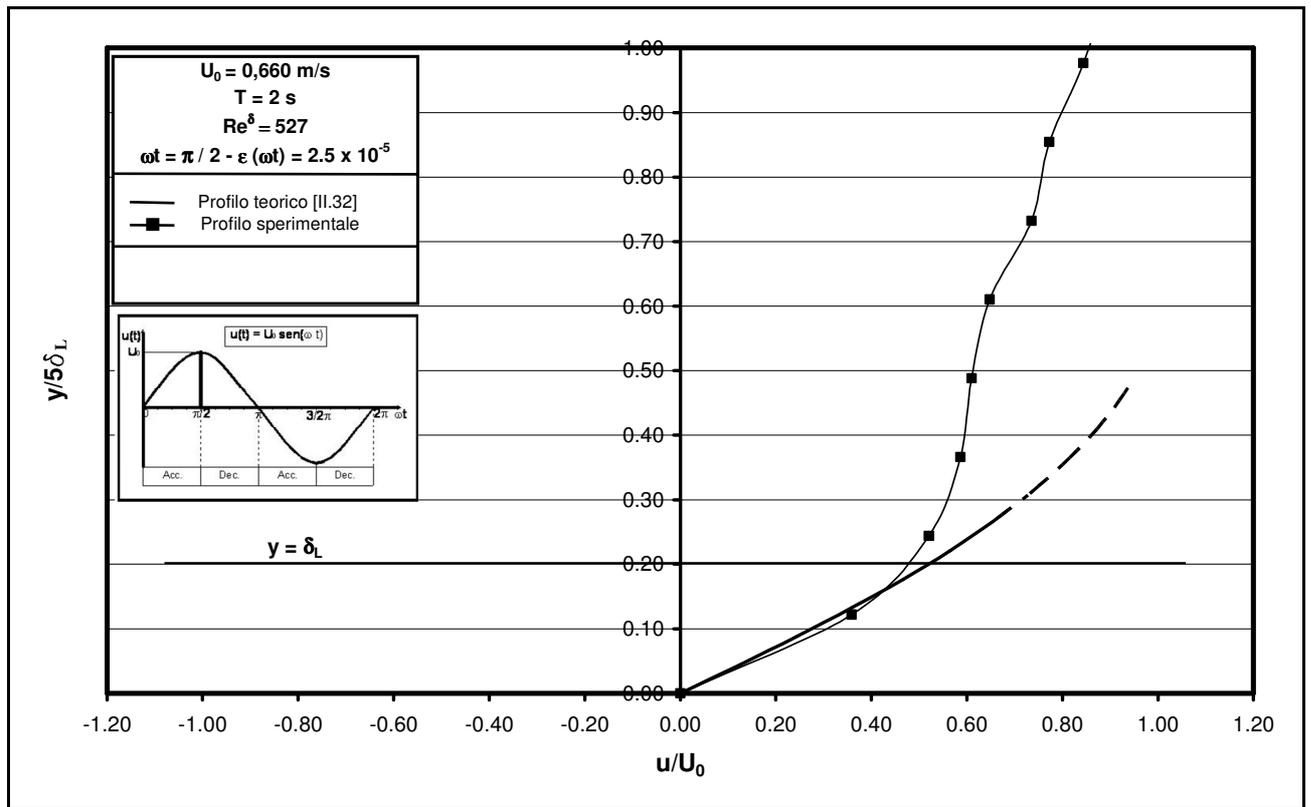
I risultati di tali elaborazioni sono stati riportati nelle figure 4.9a-c.

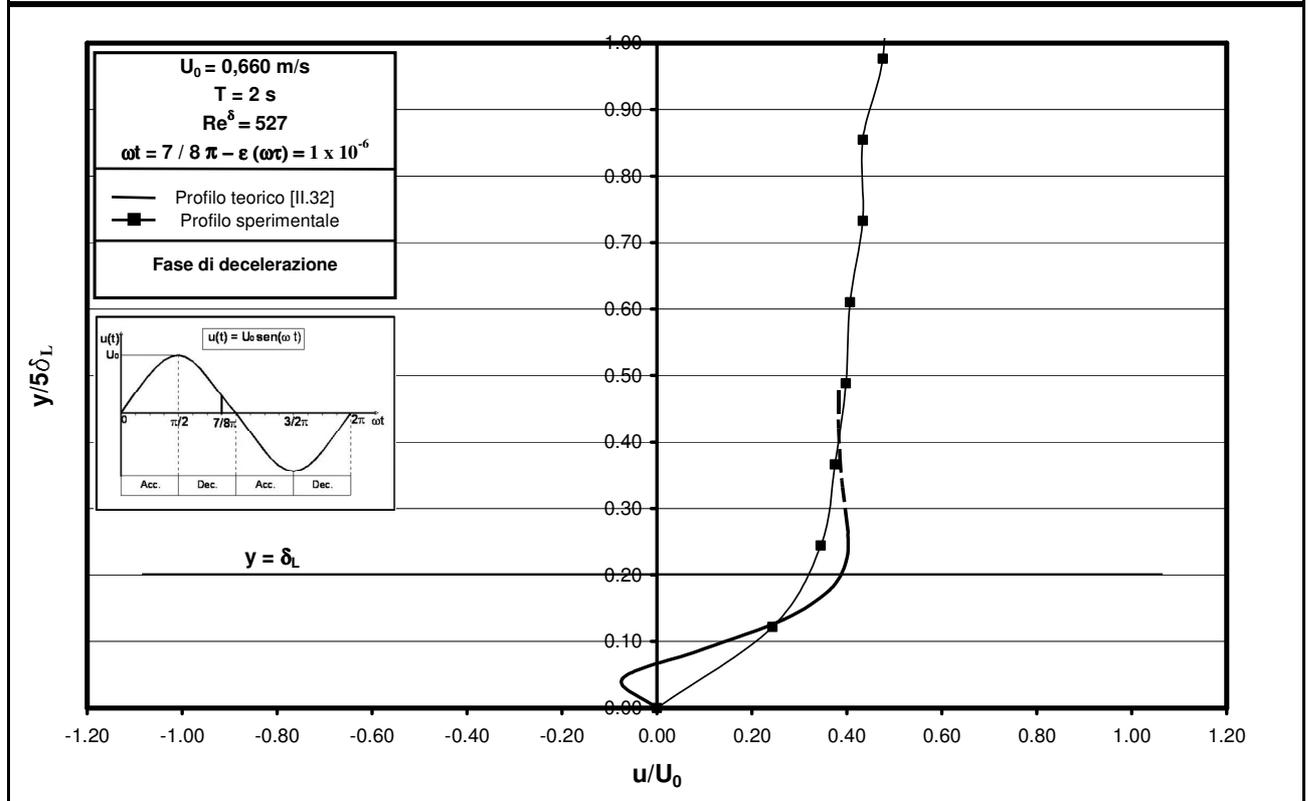
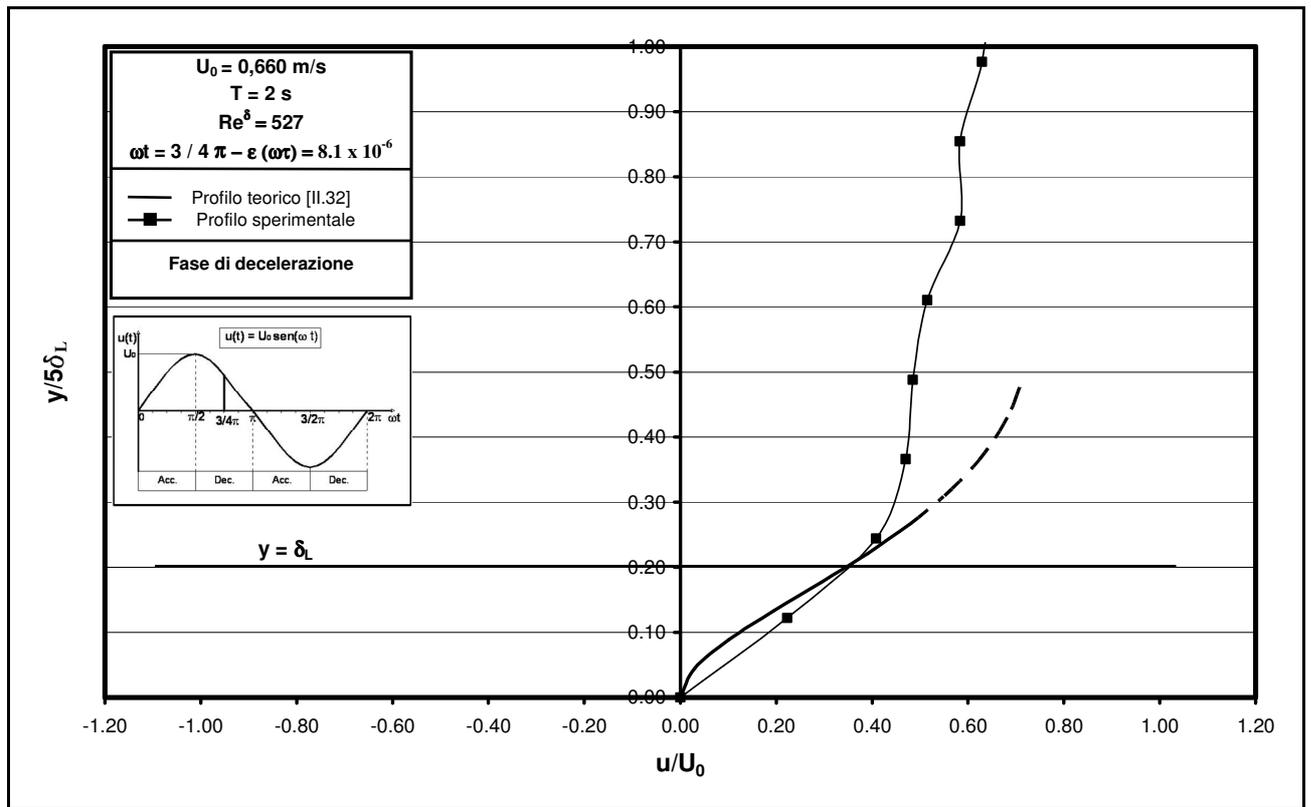
Nelle figure 4.10a-c sono, invece, riportati i valori di $\varepsilon(\omega t)$ al variare di ωt così come determinati attraverso il procedimento di minimizzazione degli scarti prima citato.

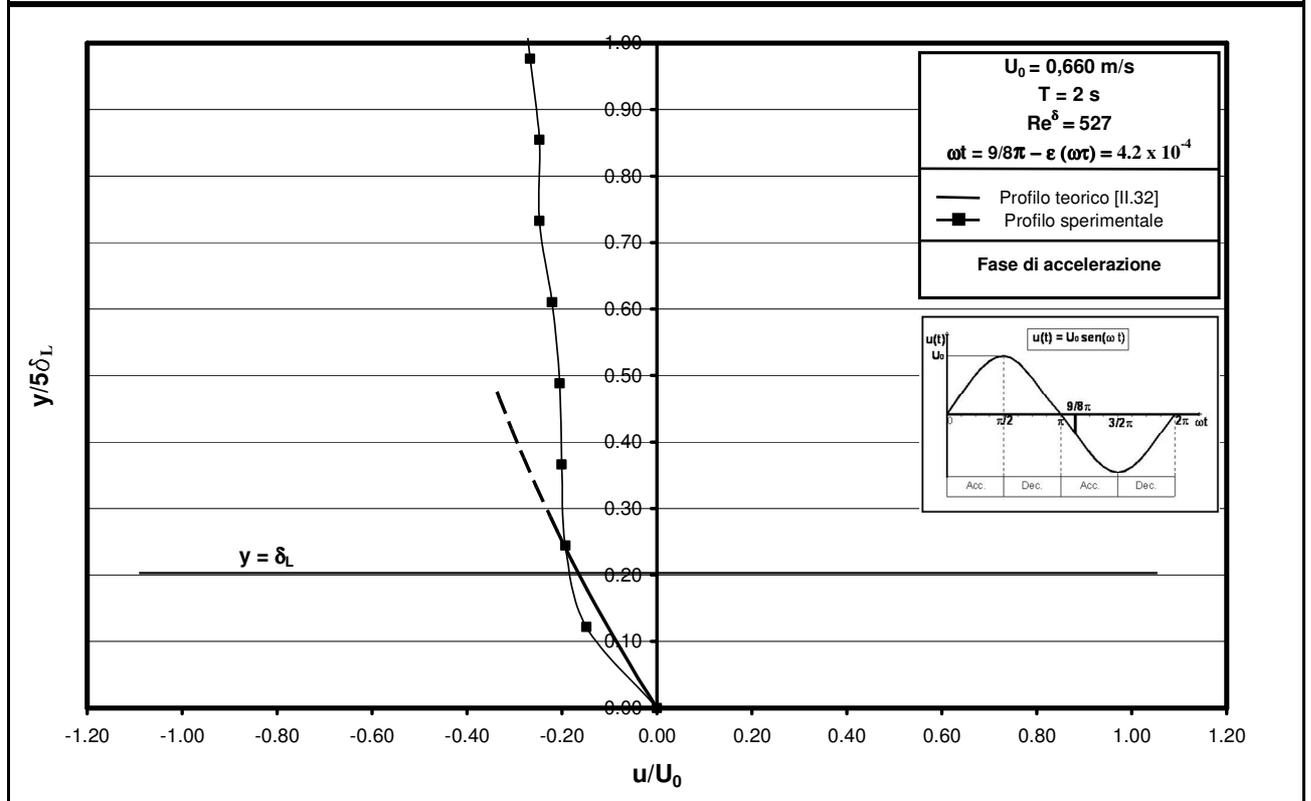
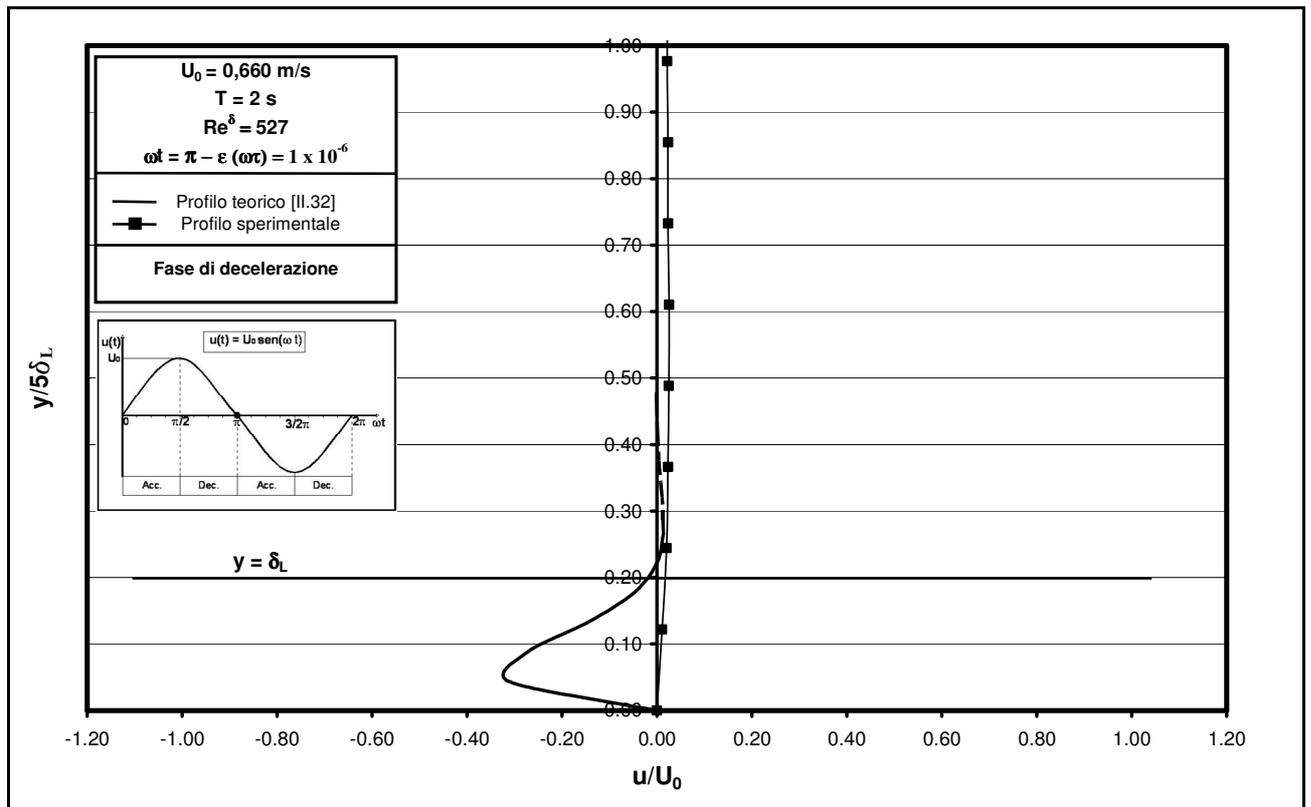
Per verificare l'efficacia del criterio utilizzato, nelle figure 4.11a-c sono stati messi a confronto i valori di \overline{S}_u e S'_u al variare di ωt per $Re^\delta = 527, 560, 610$.

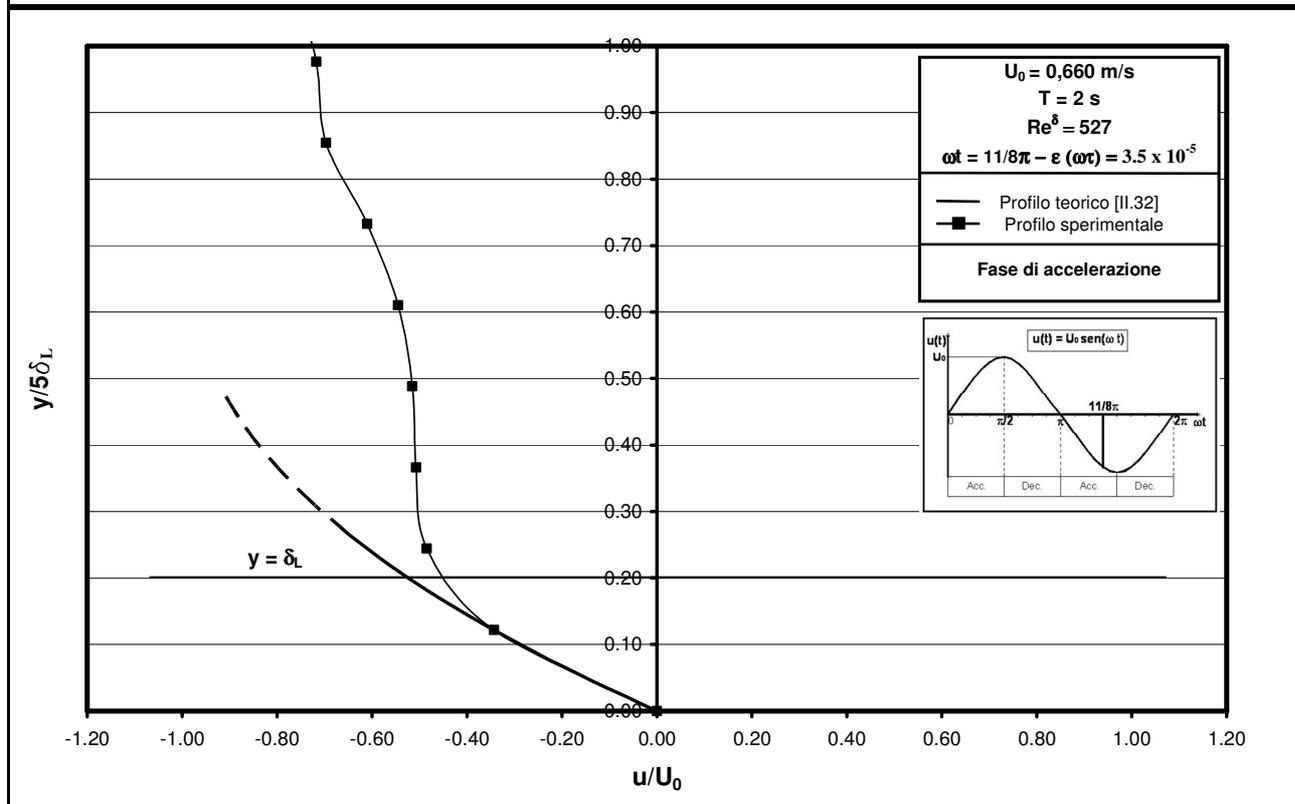
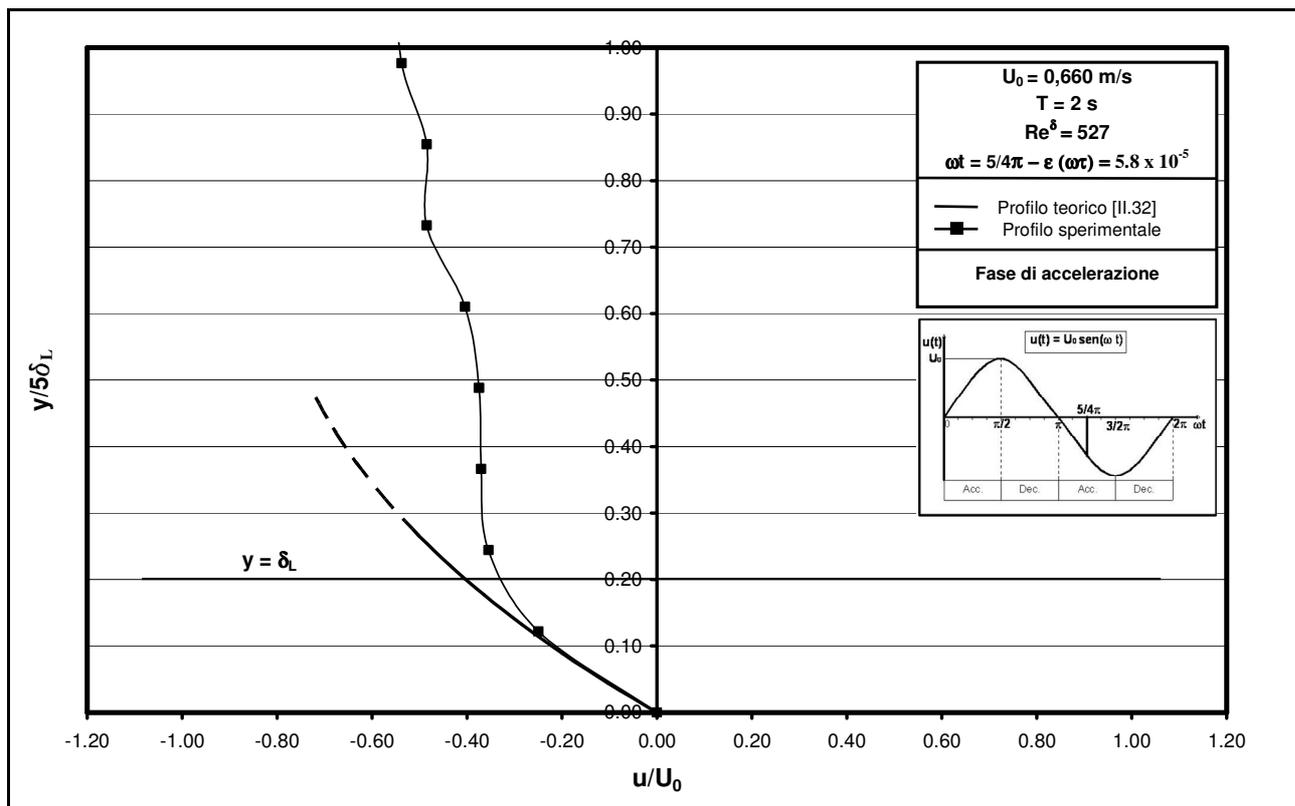


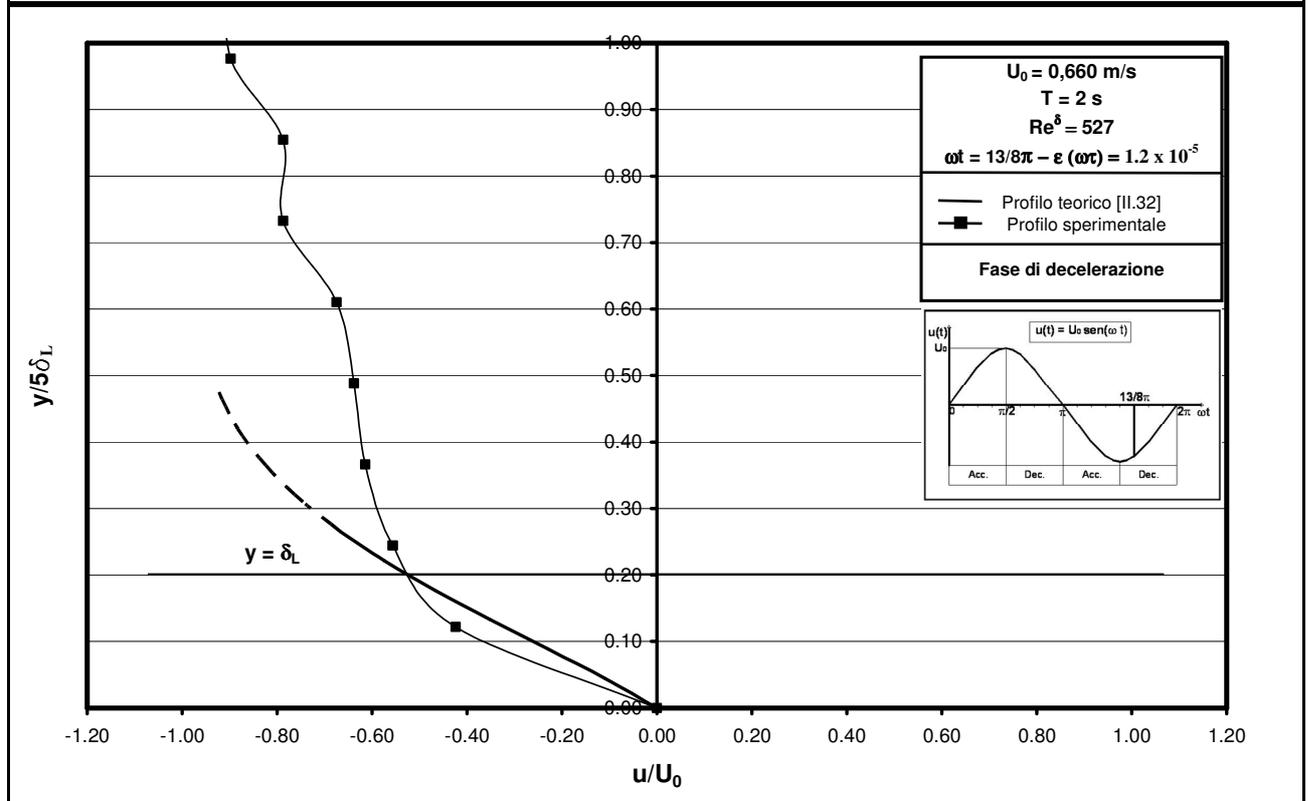
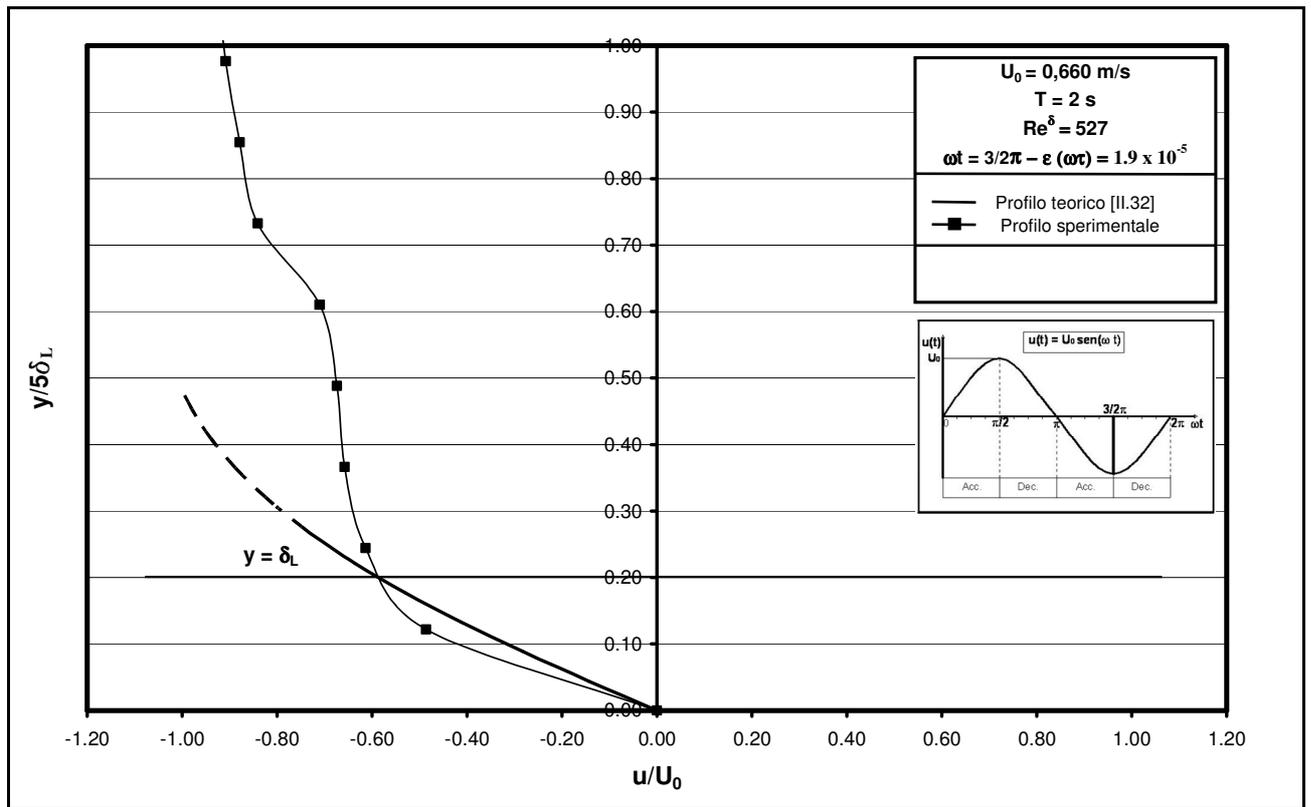


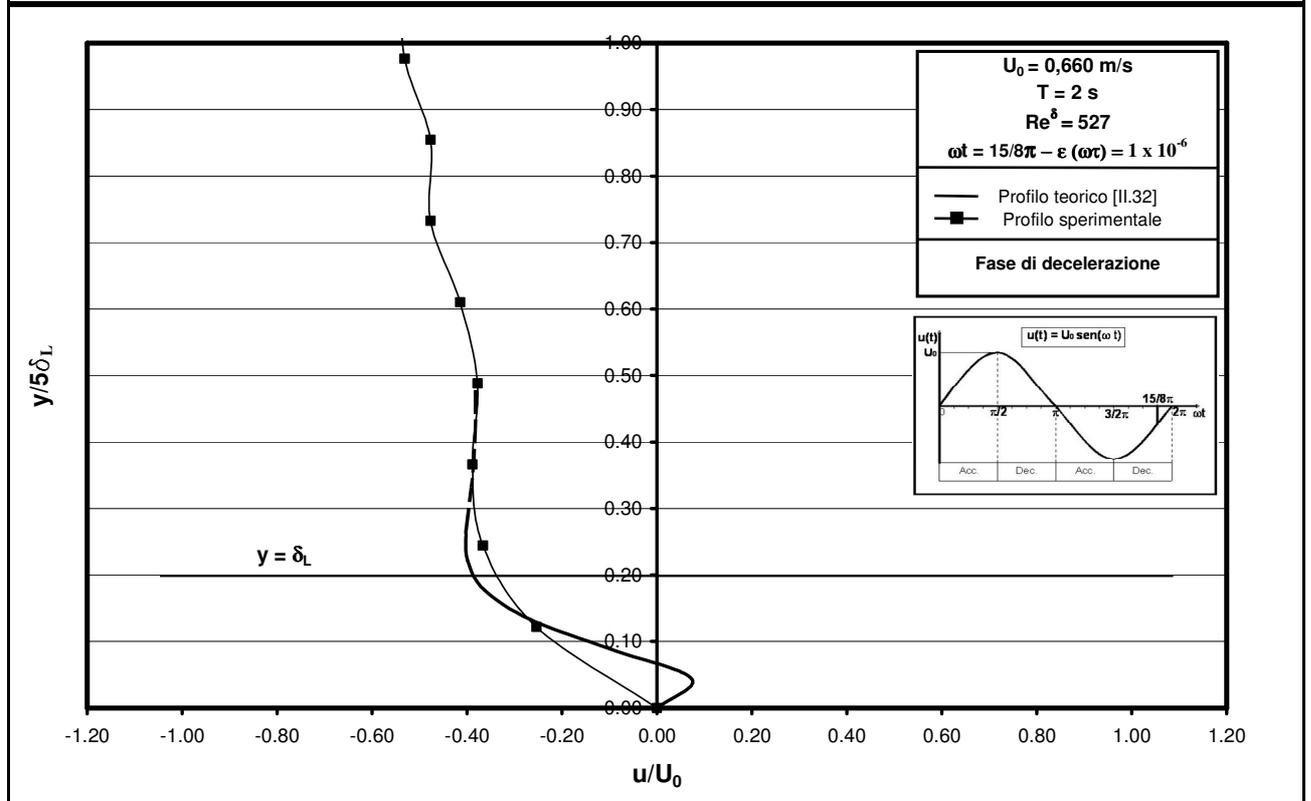
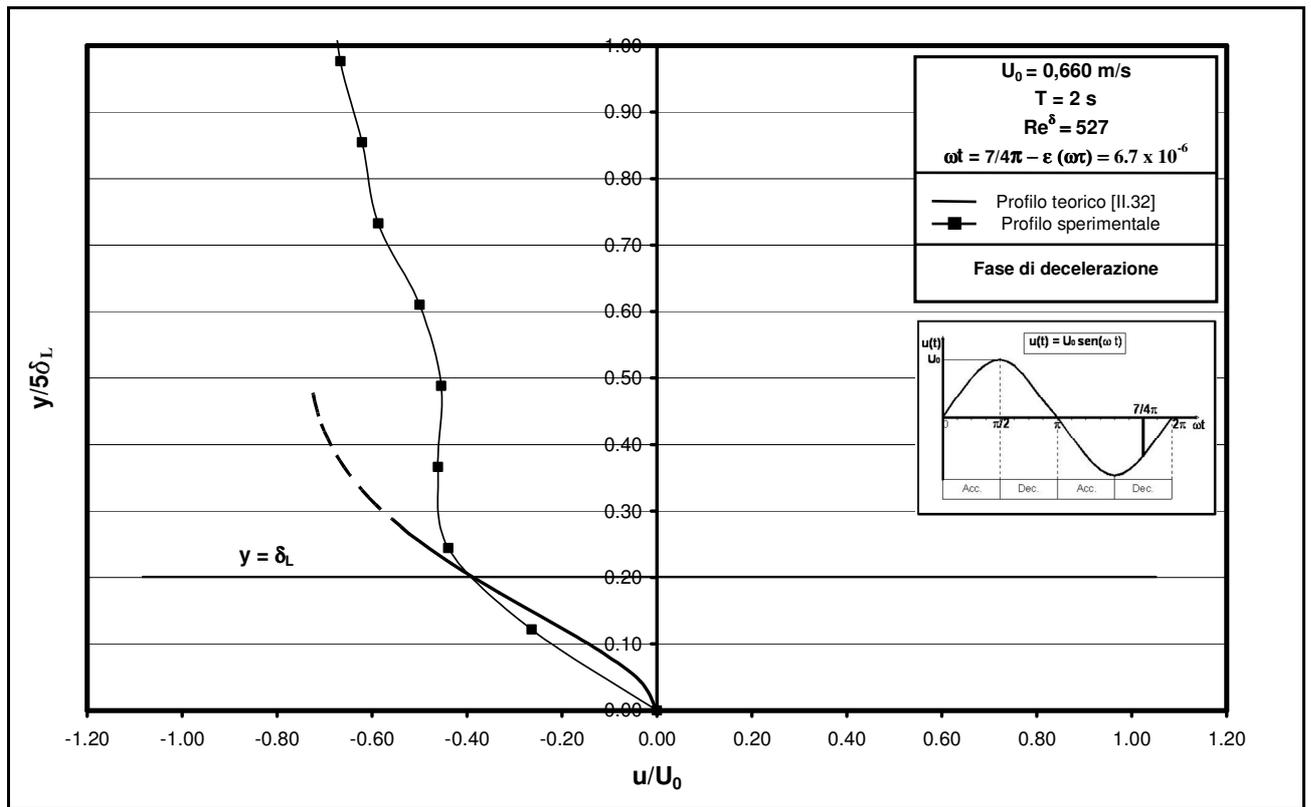












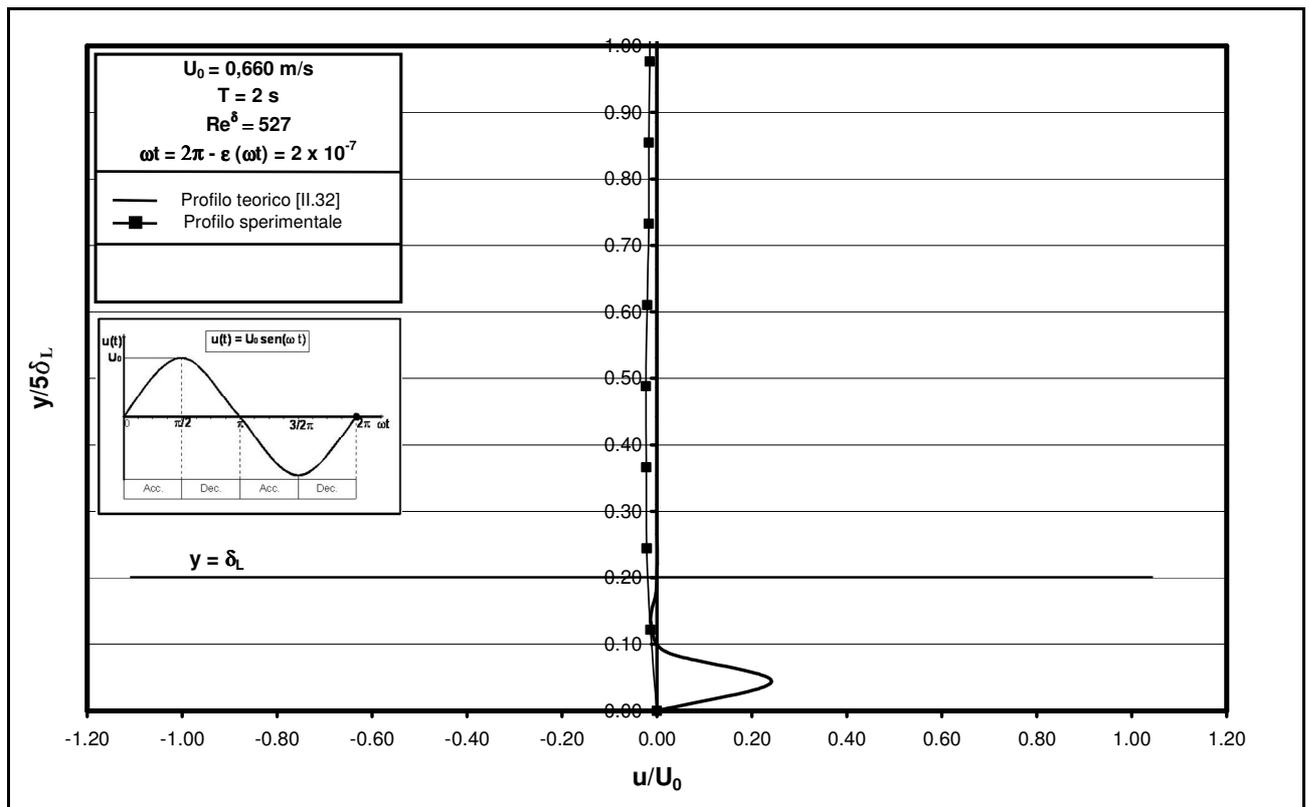
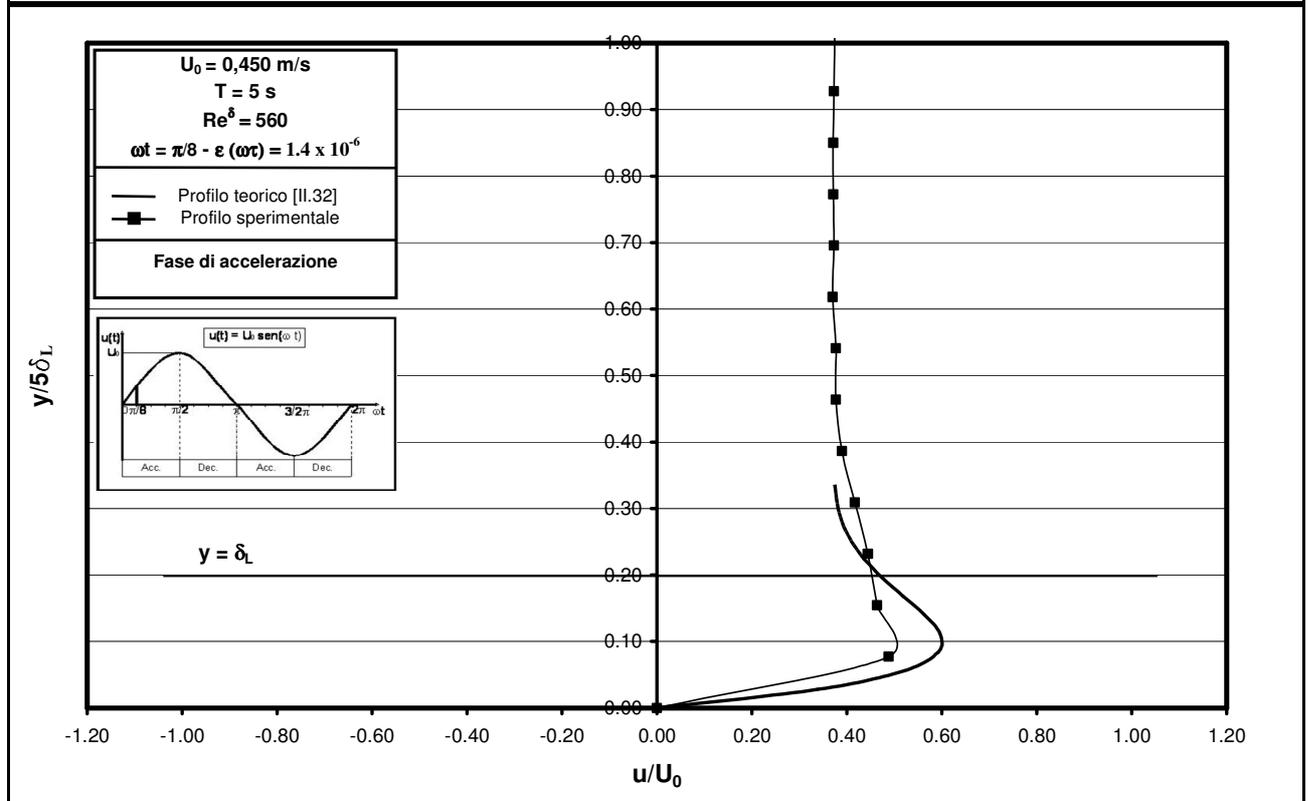
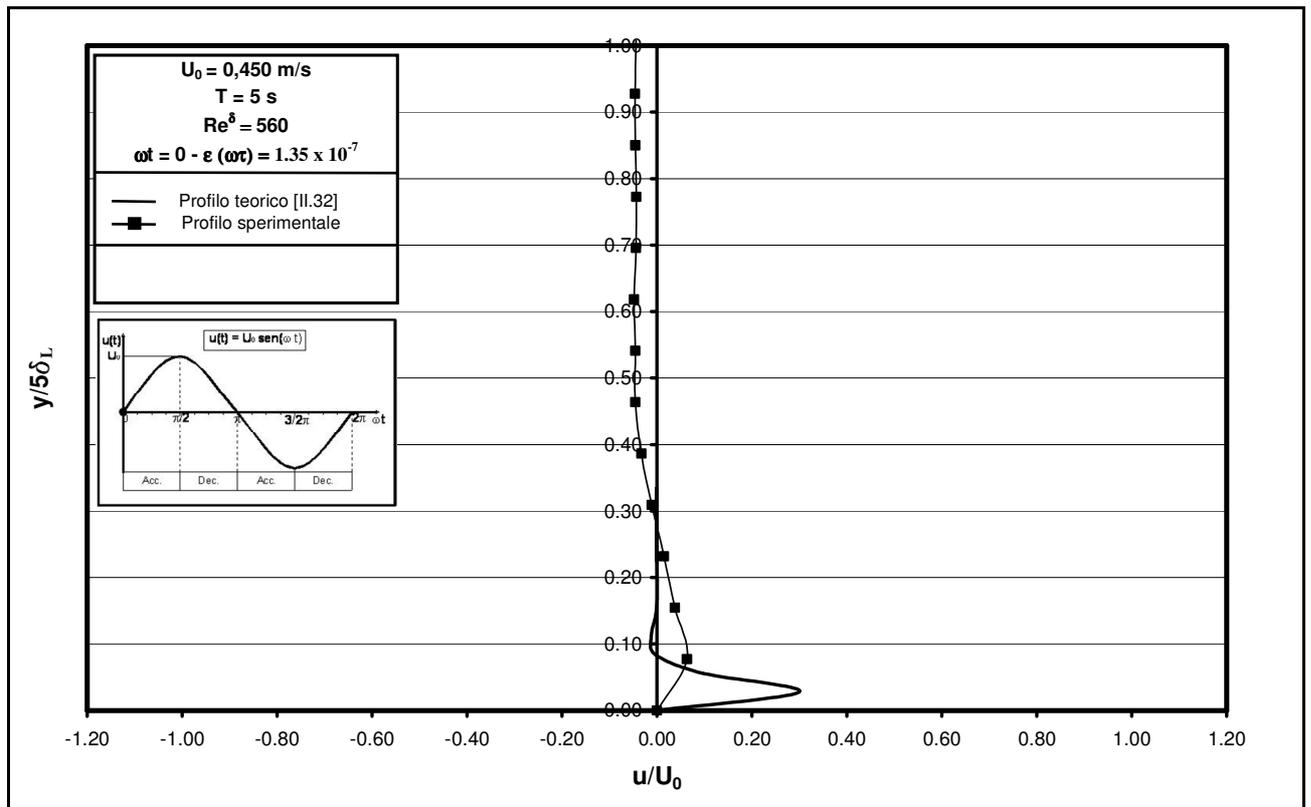
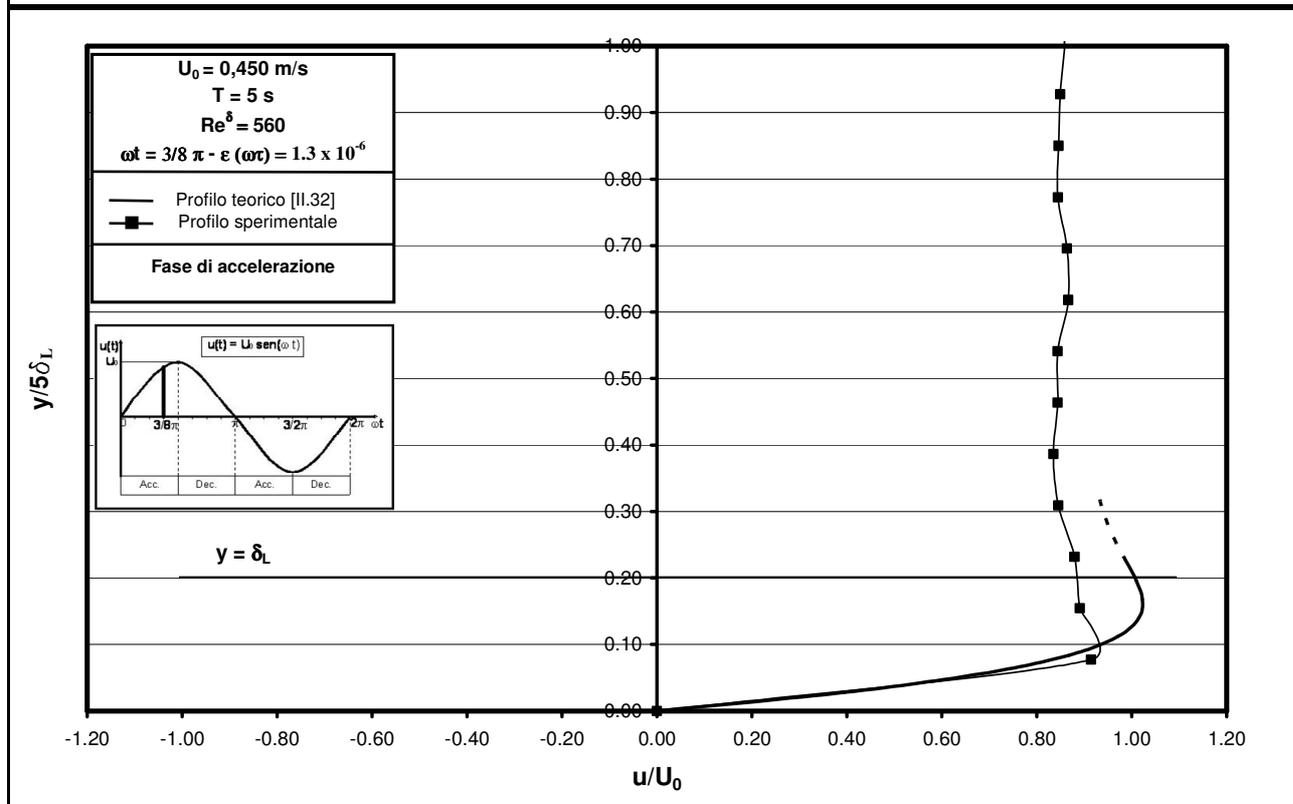
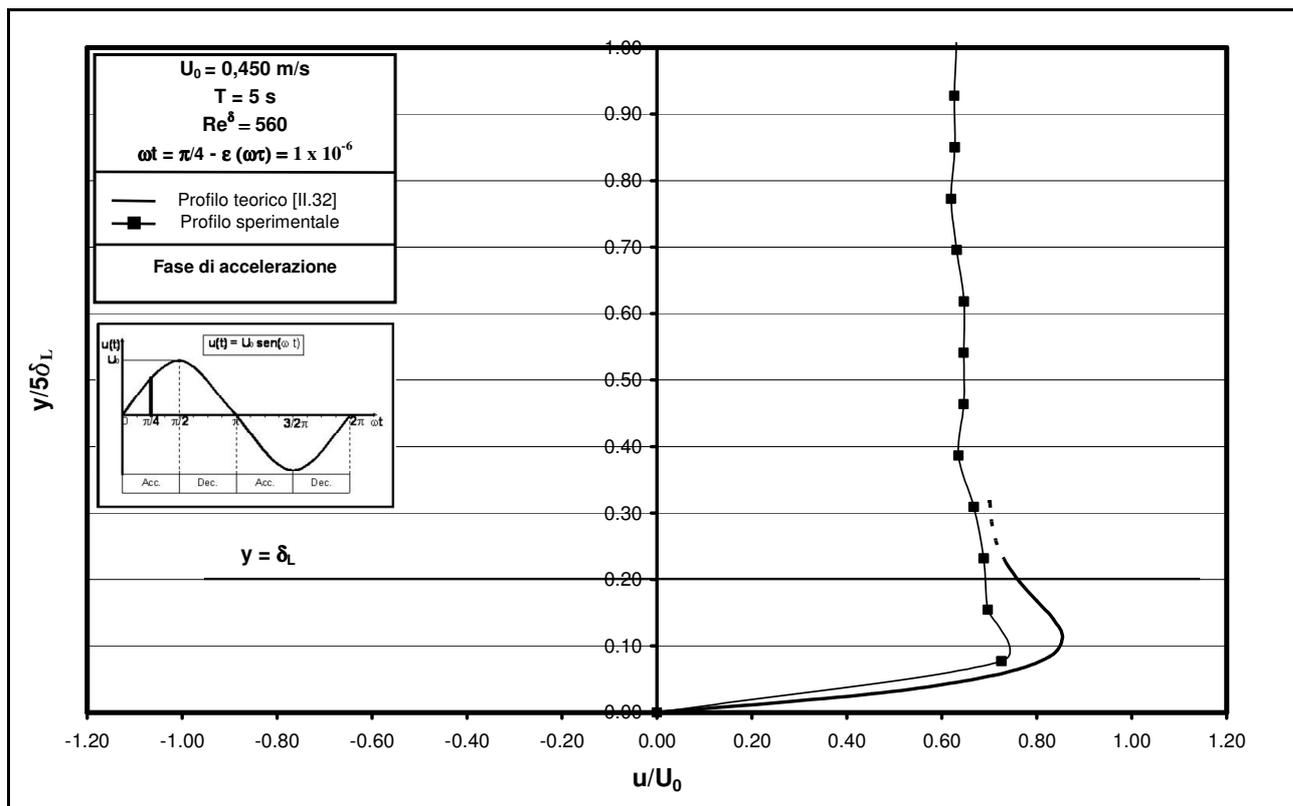
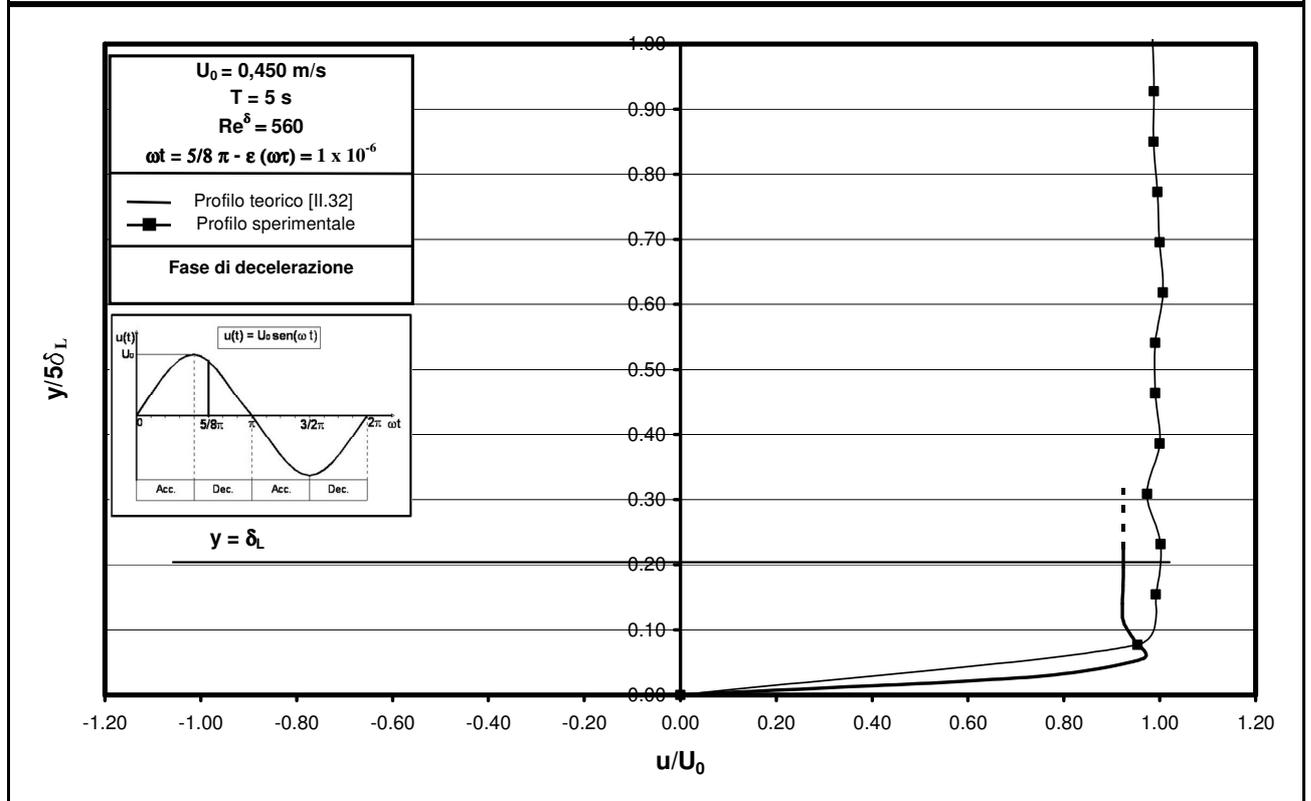
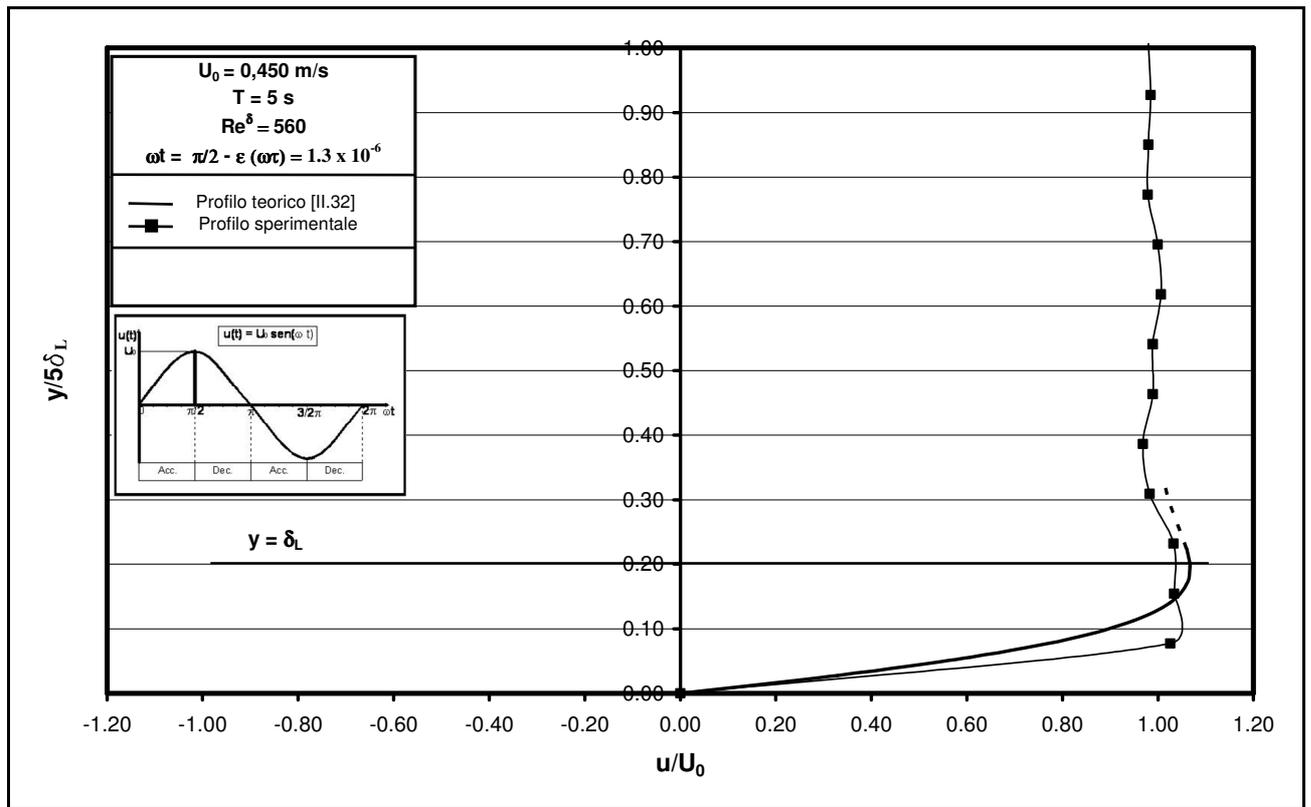
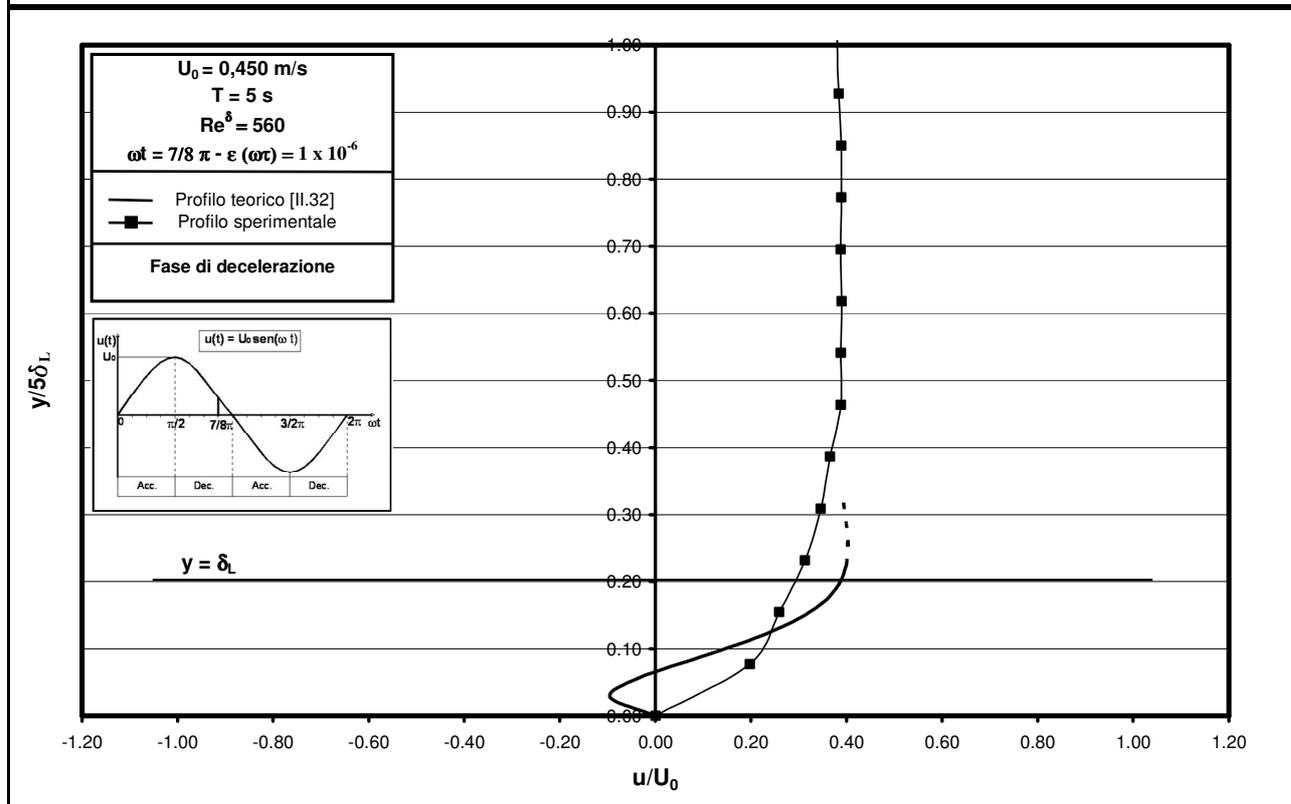
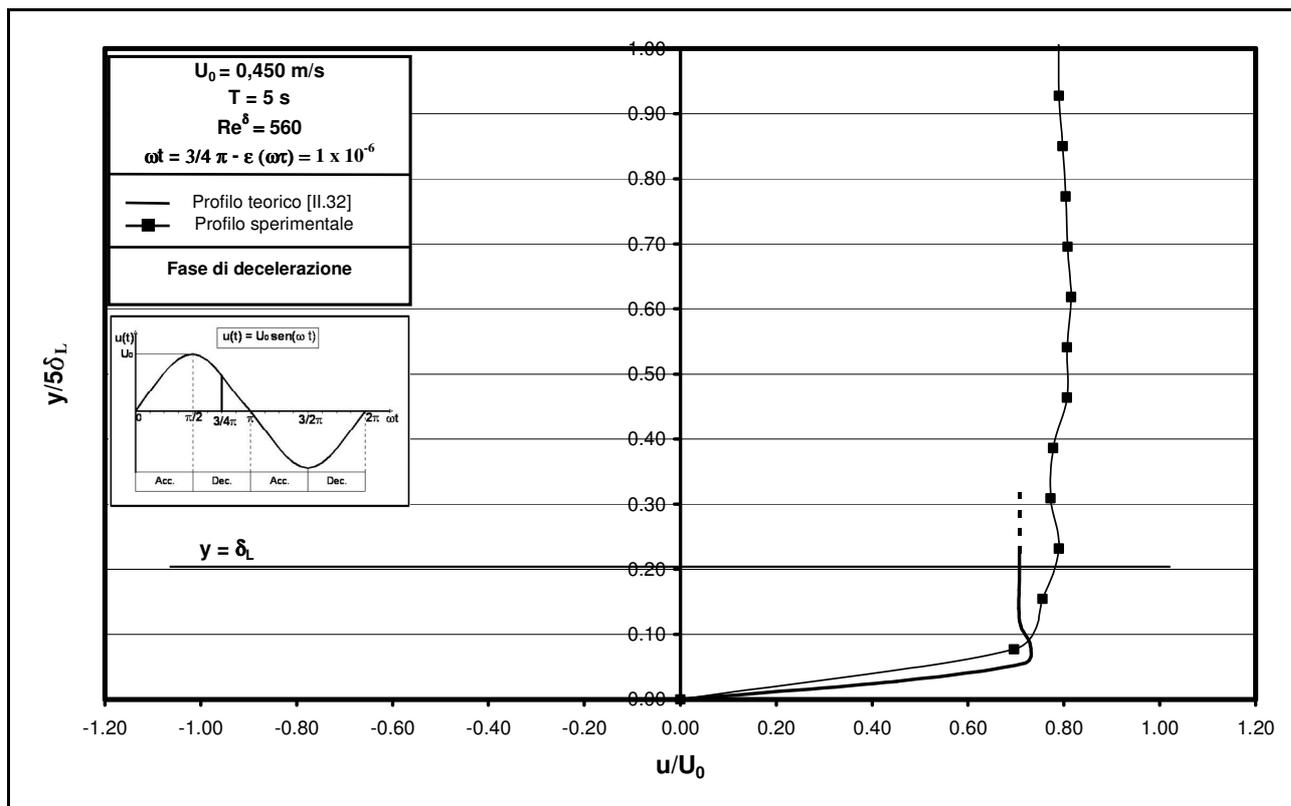


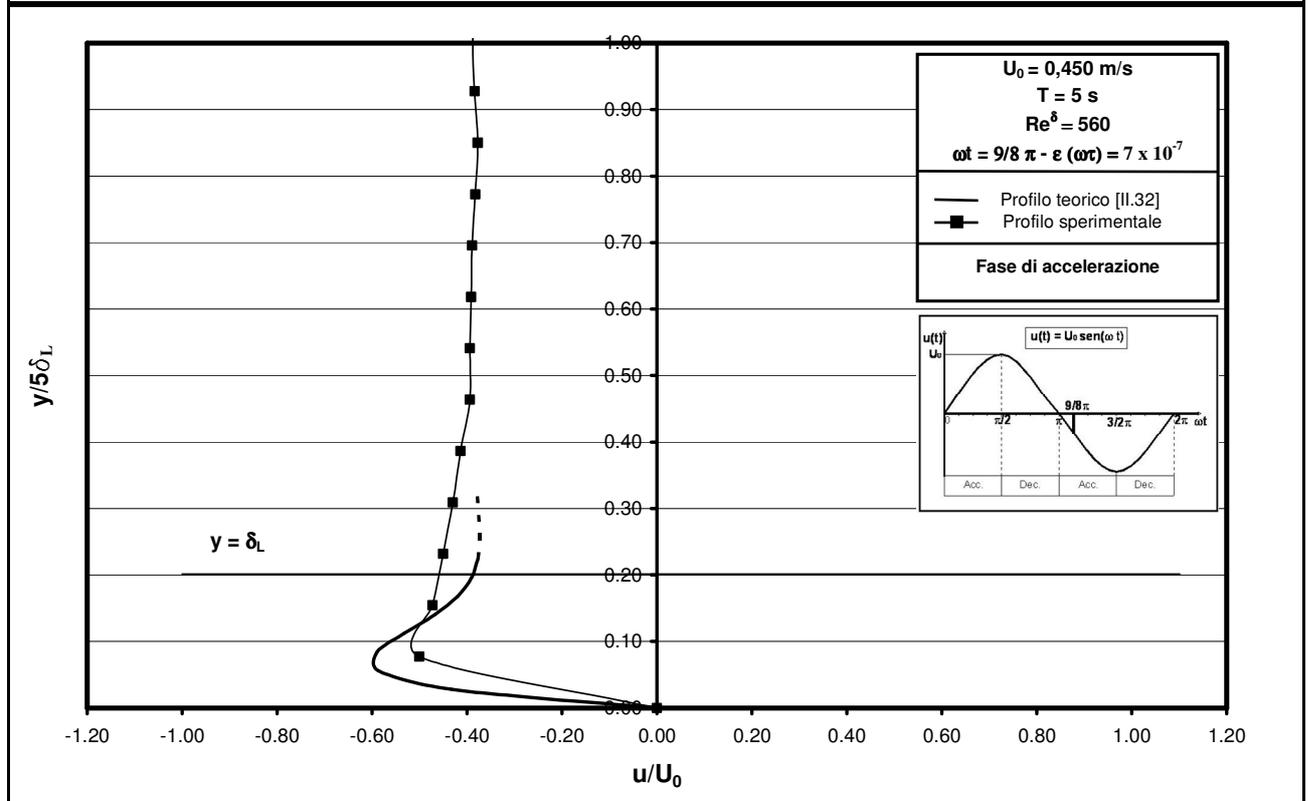
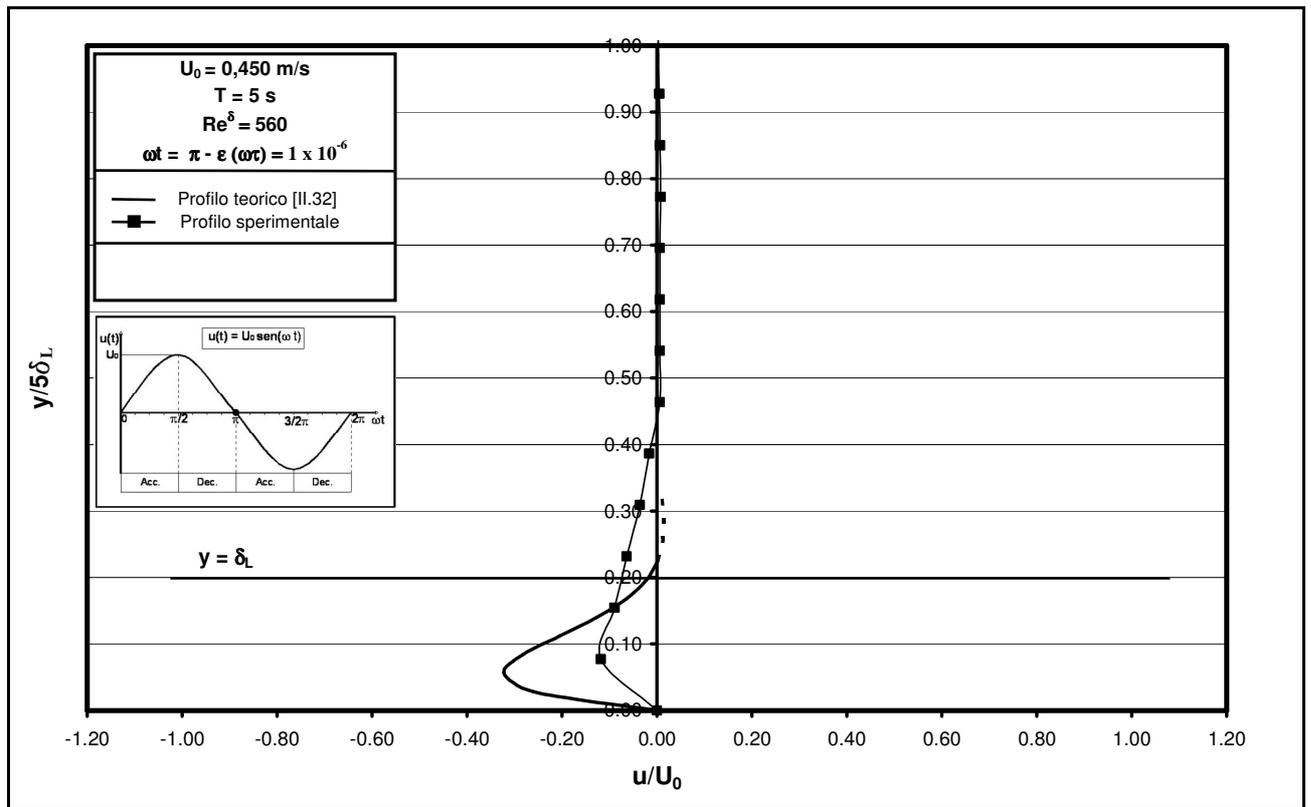
Figura 4.9a – Confronto tra i profili delle velocità determinati sperimentalmente e quelli ricavati per via teorica nel caso di regime turbolento con $\varepsilon = \varepsilon(\omega t)$ ($Re^\delta = 527$).

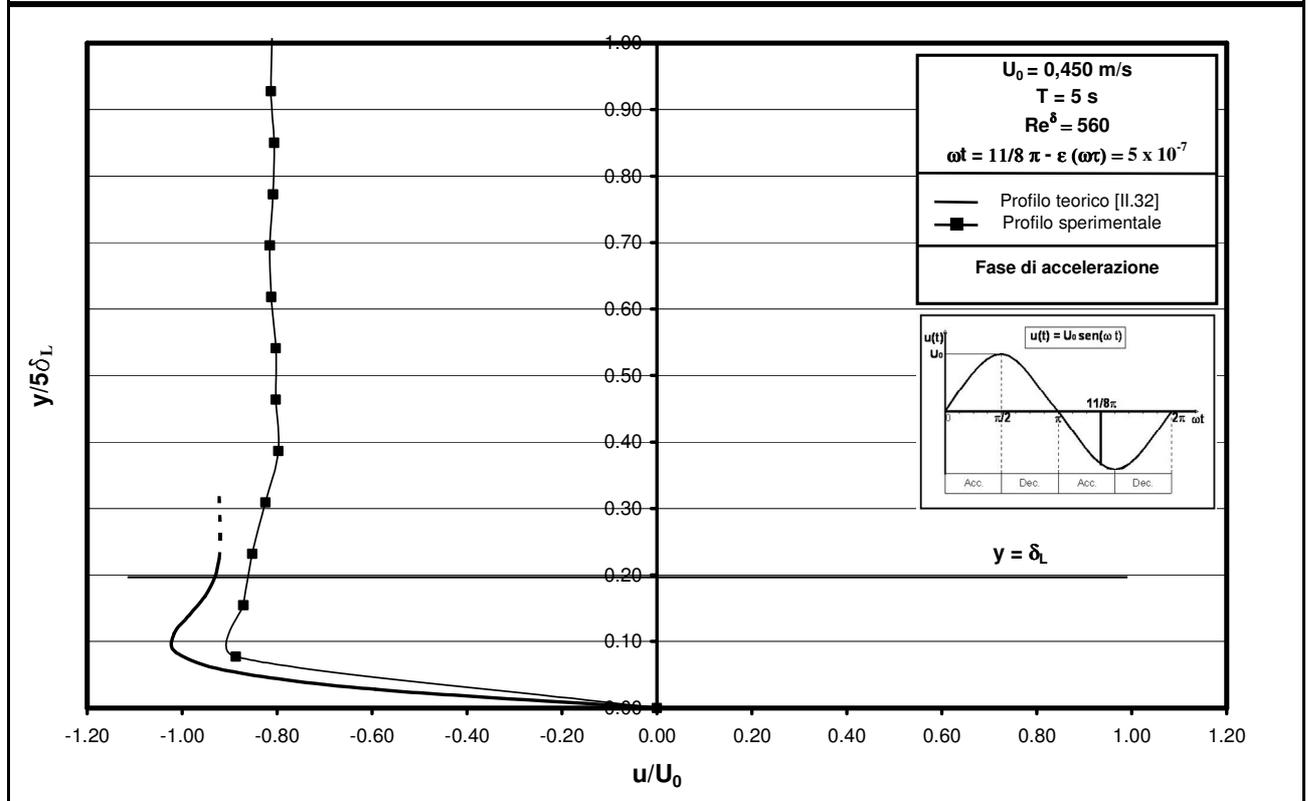
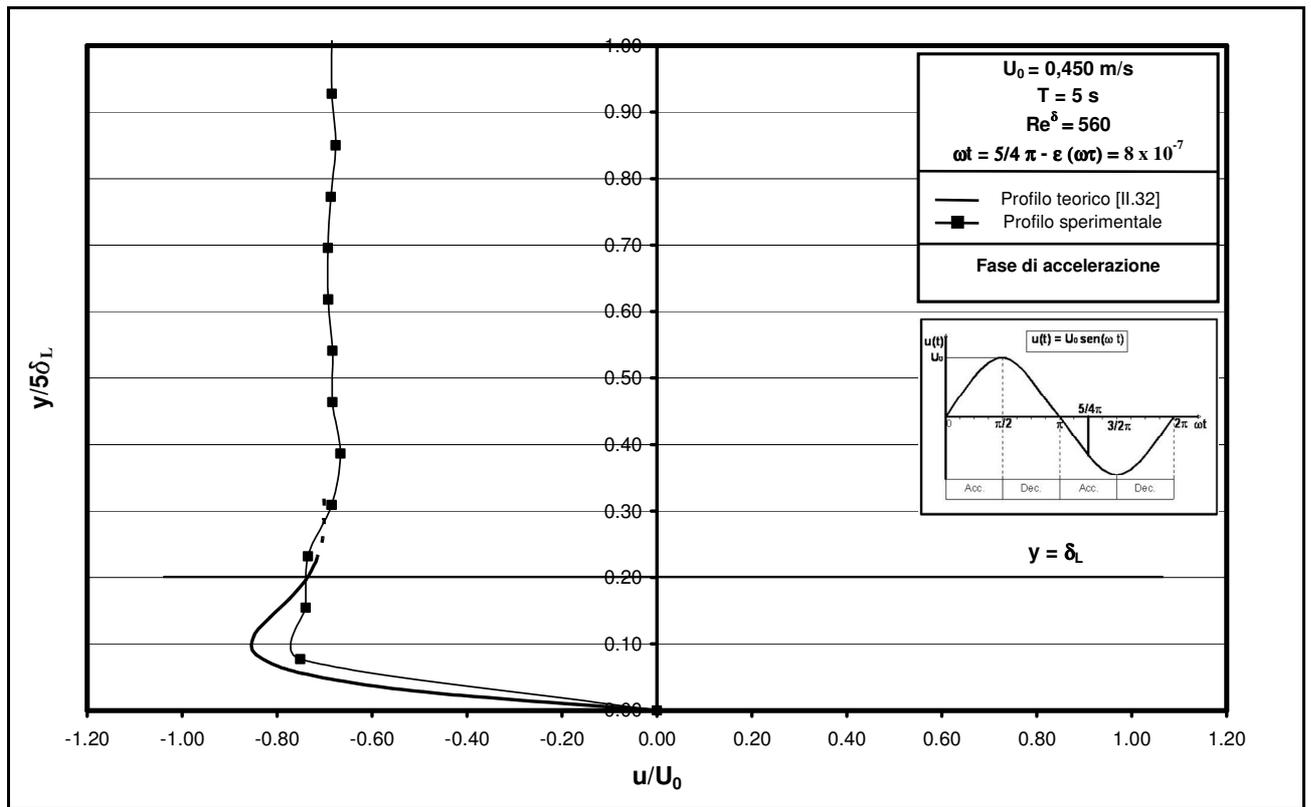


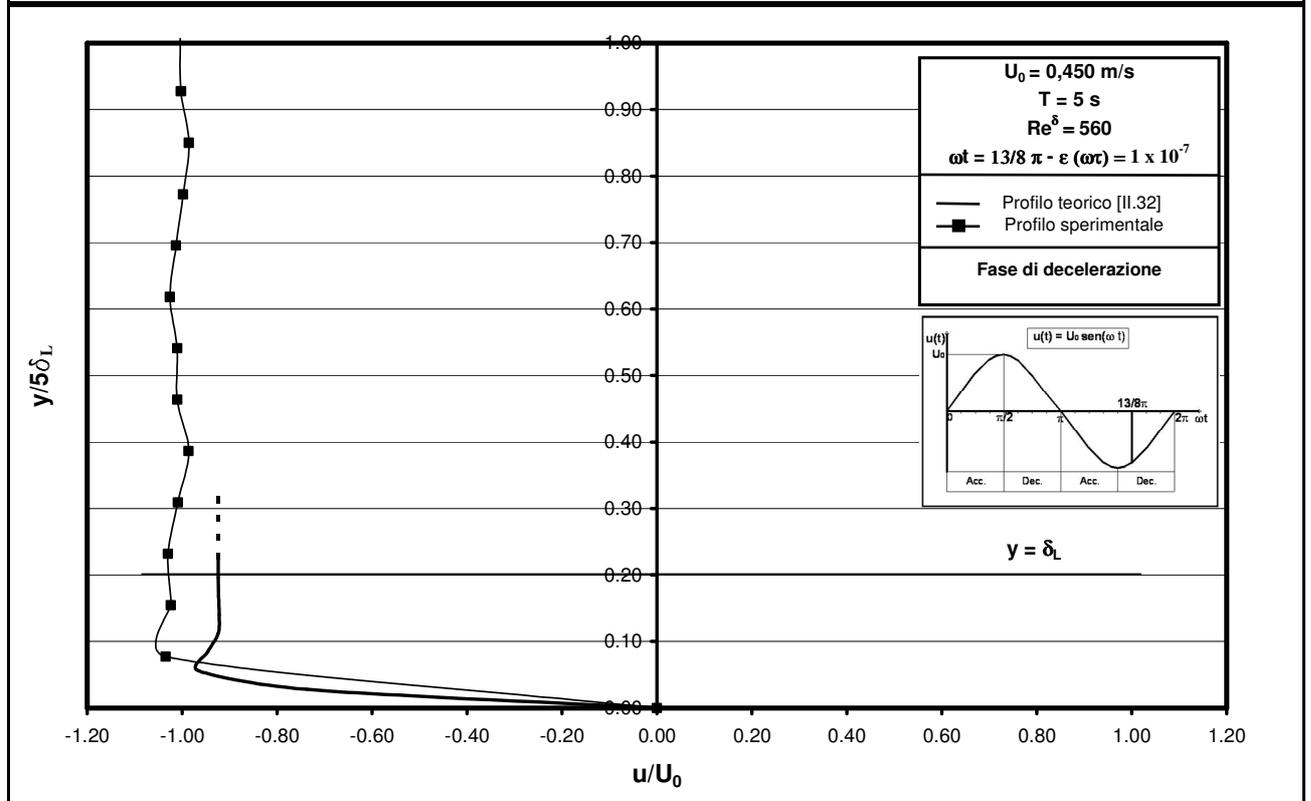
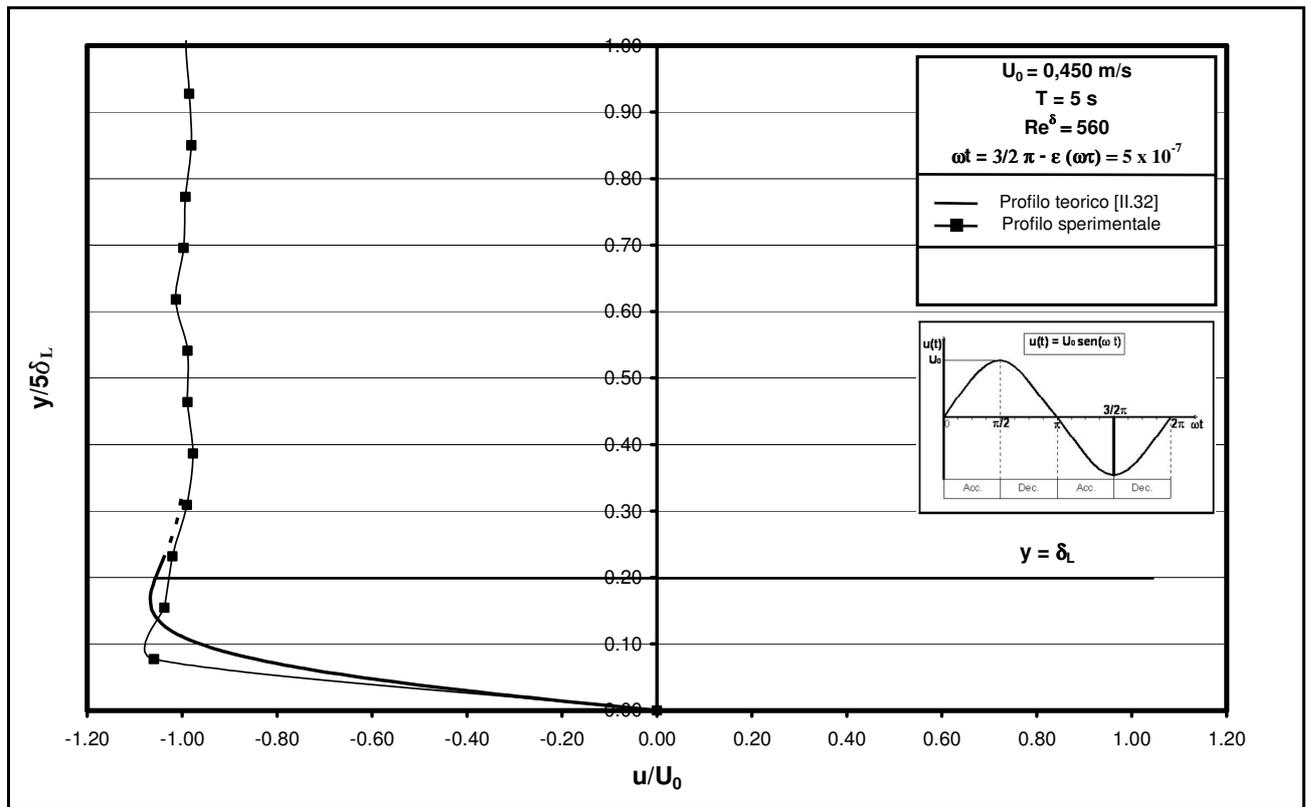


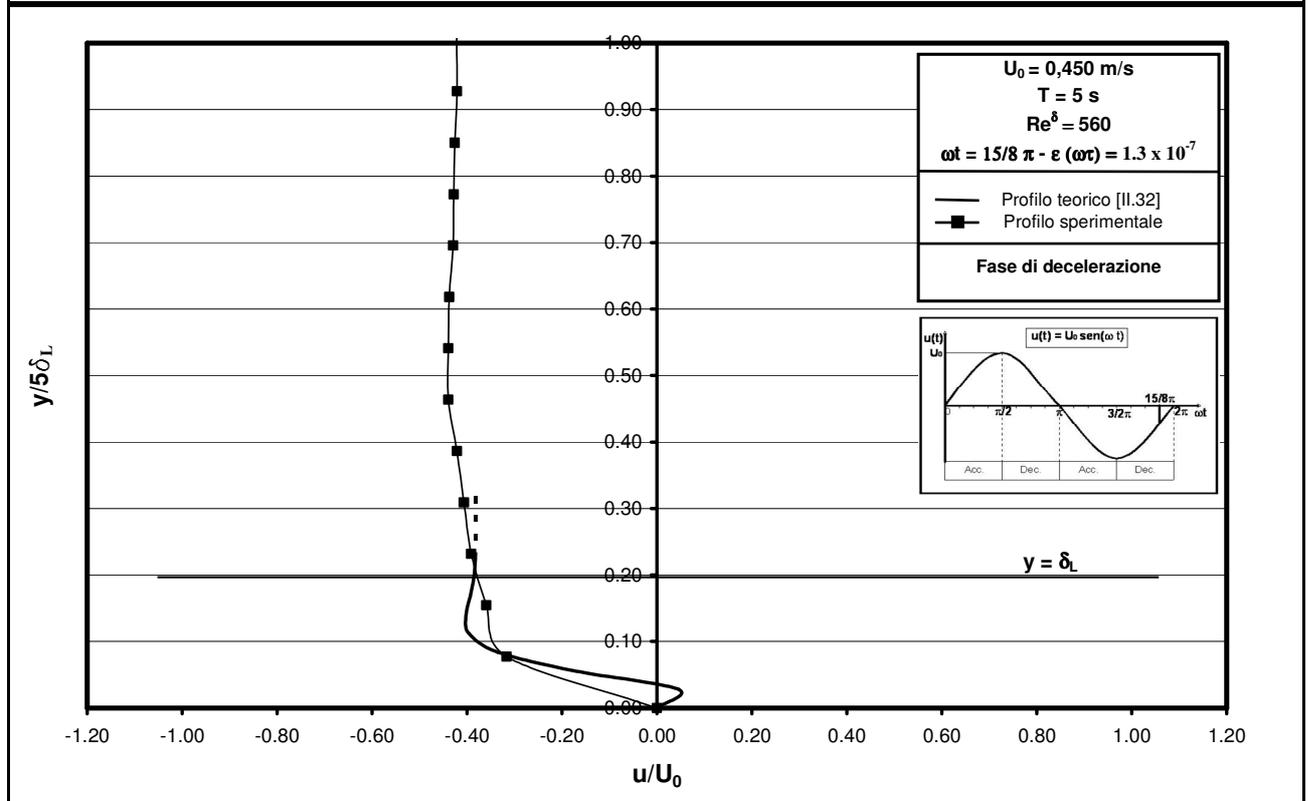
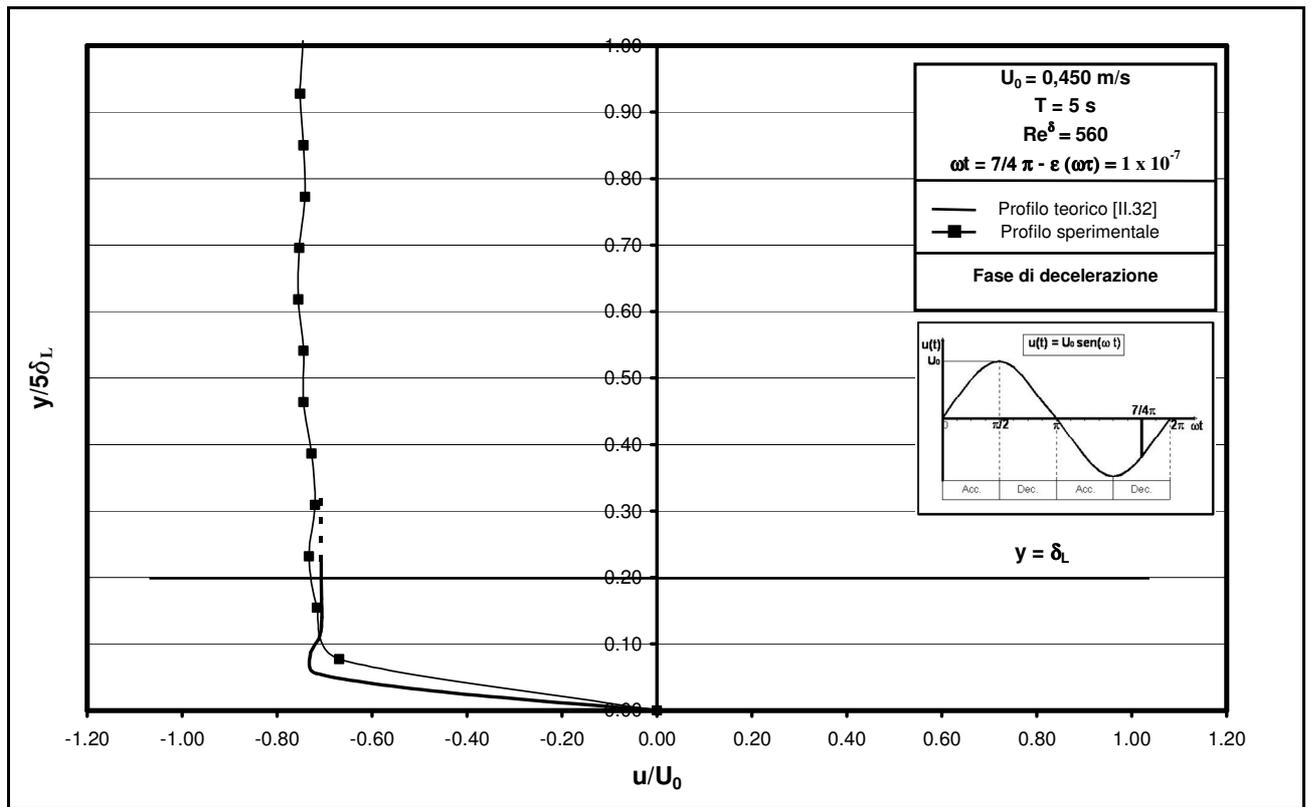












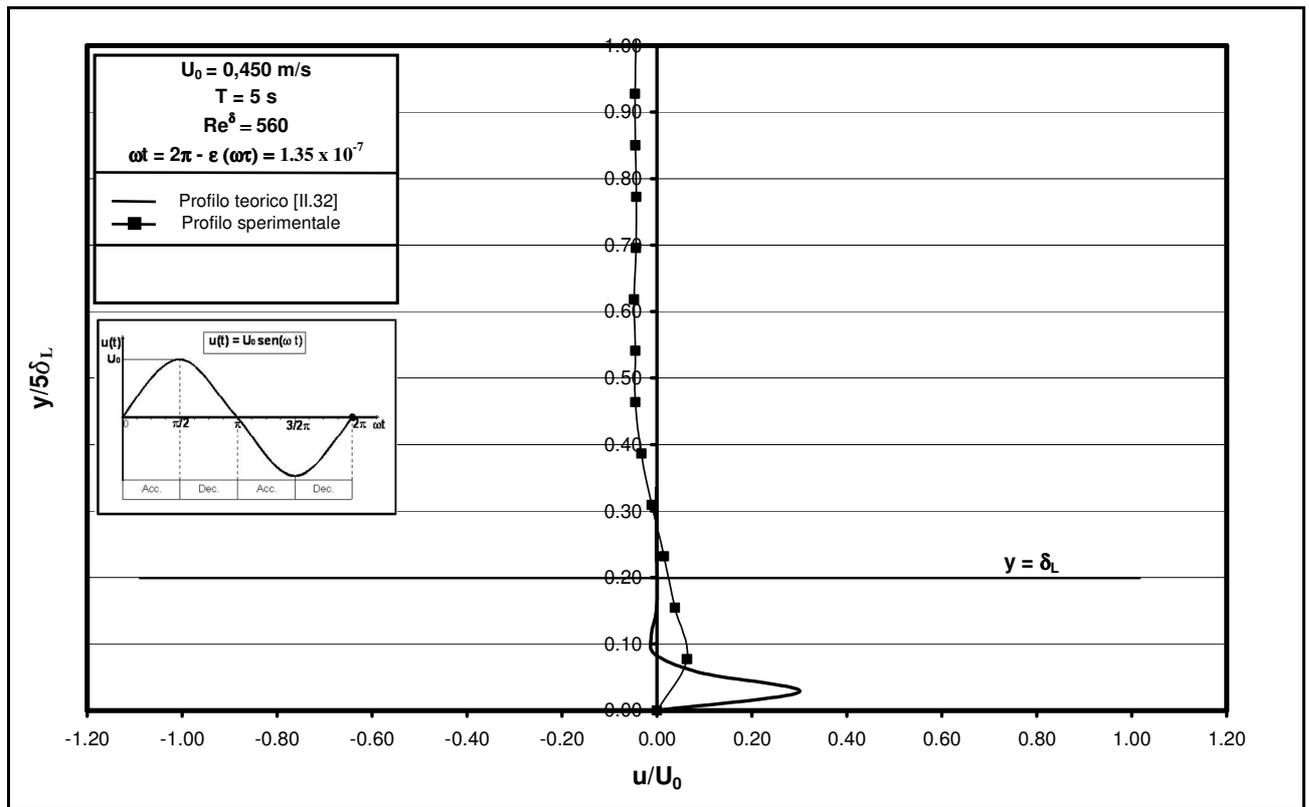
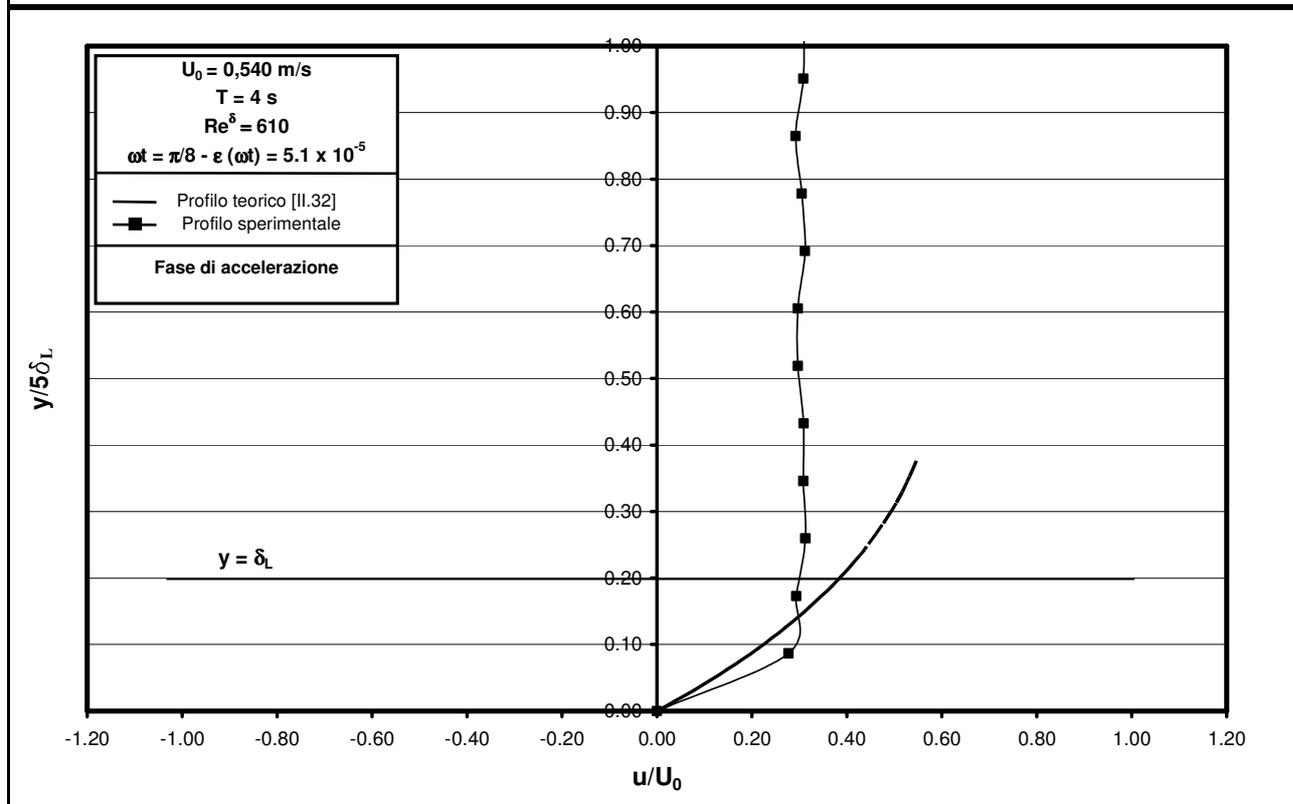
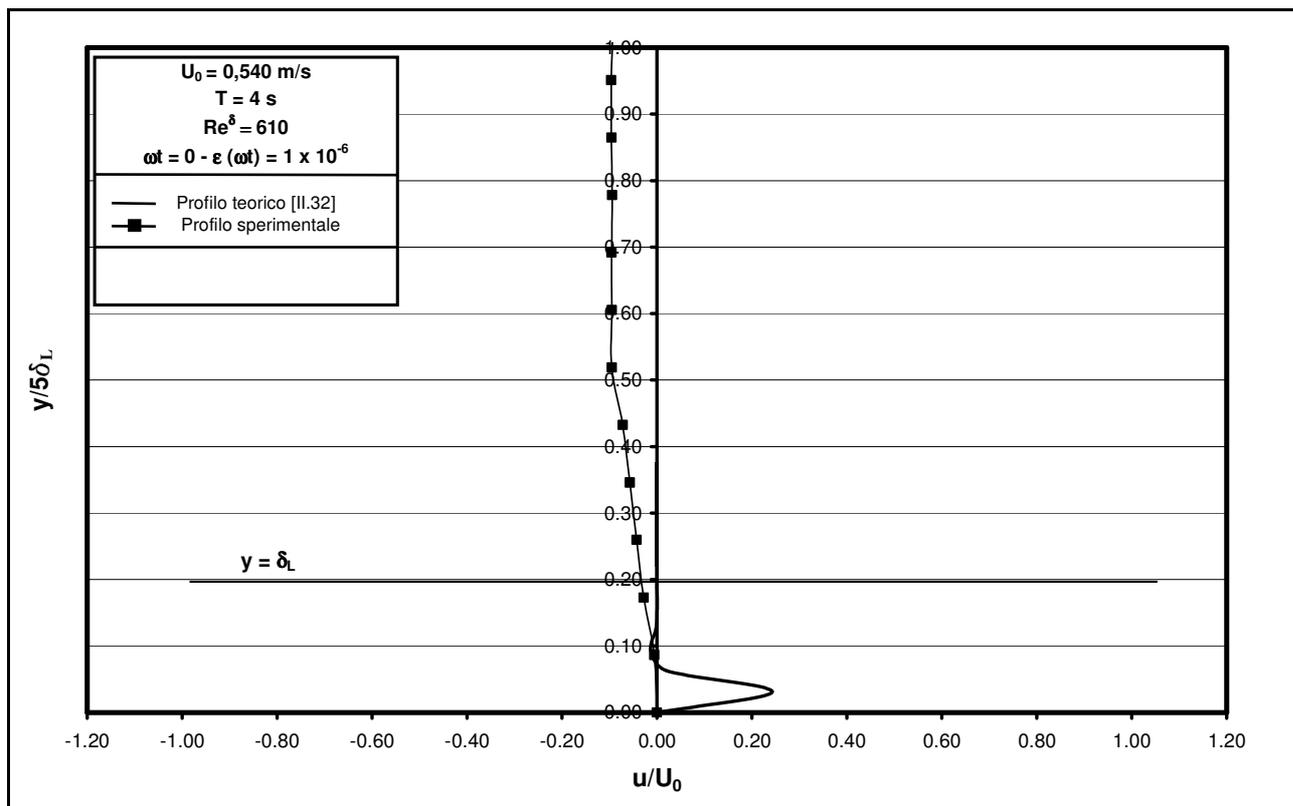
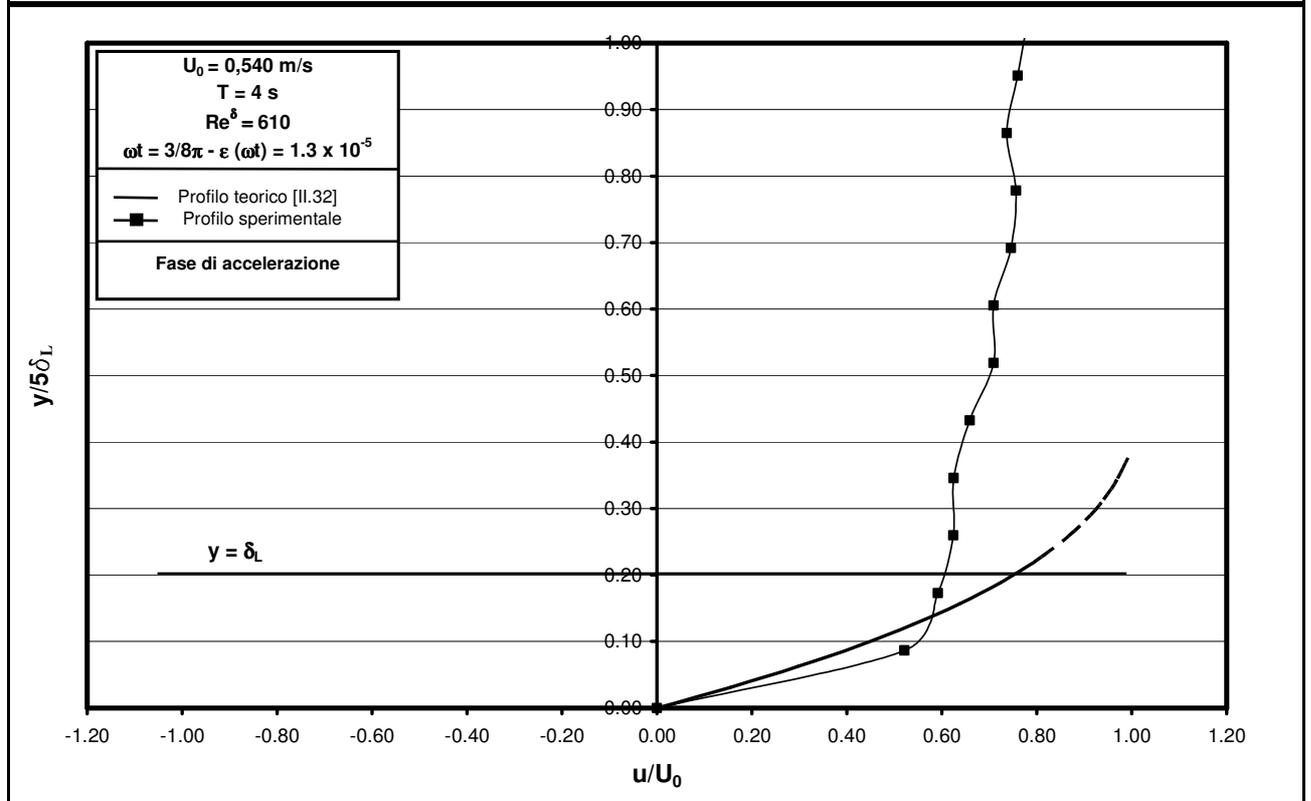
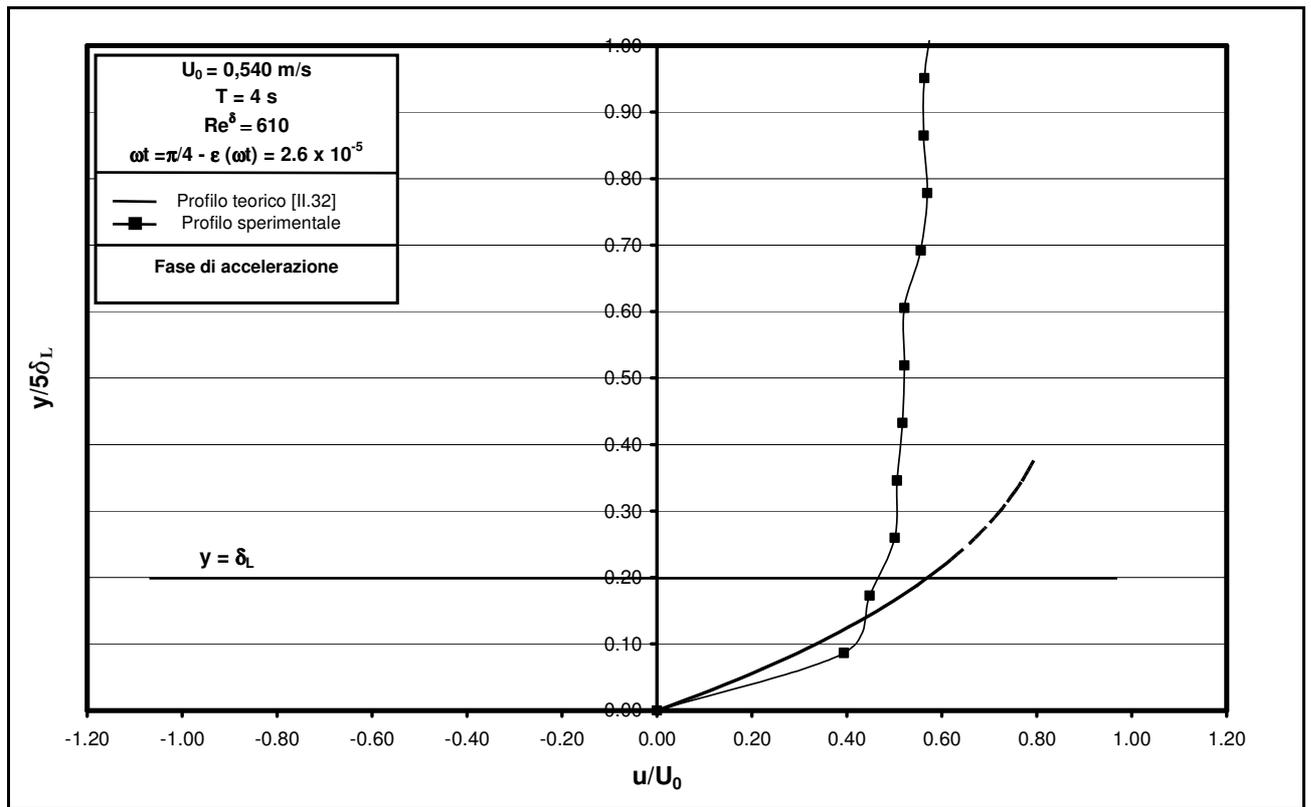
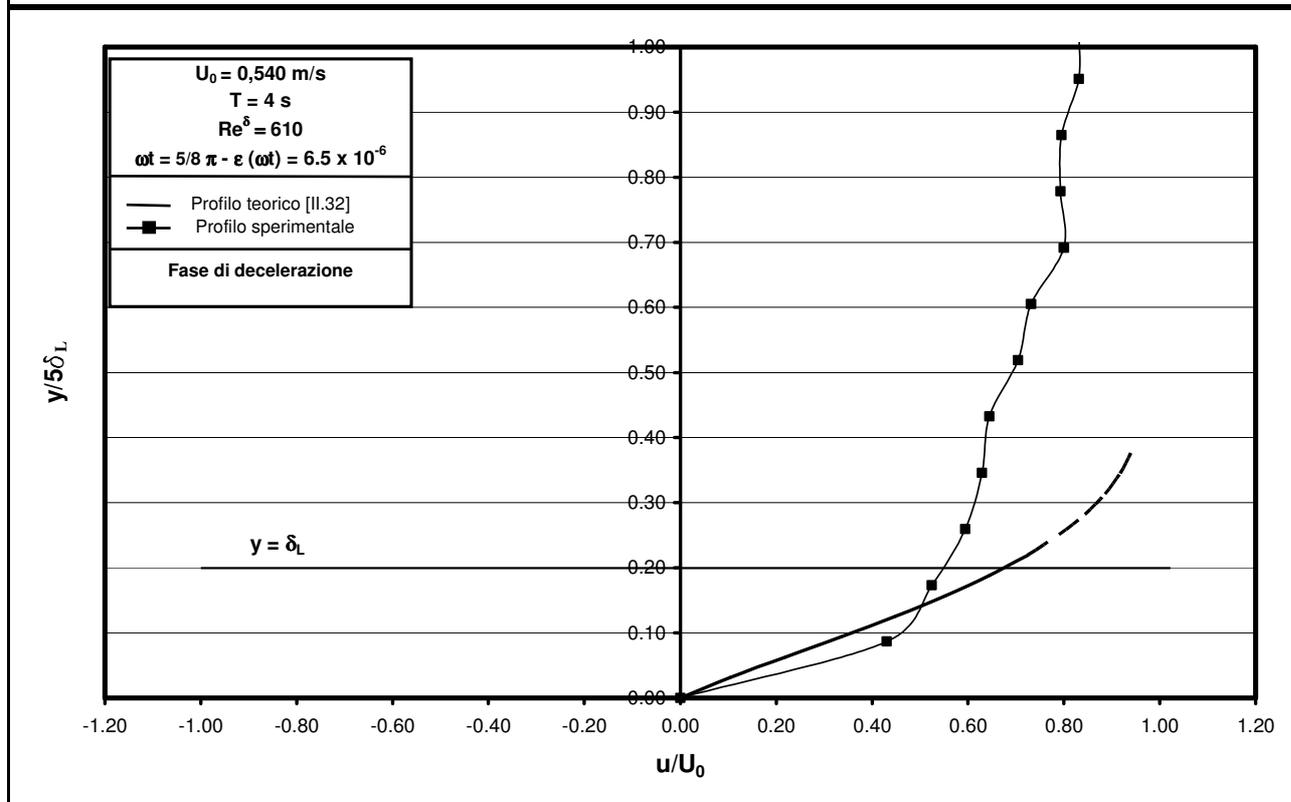
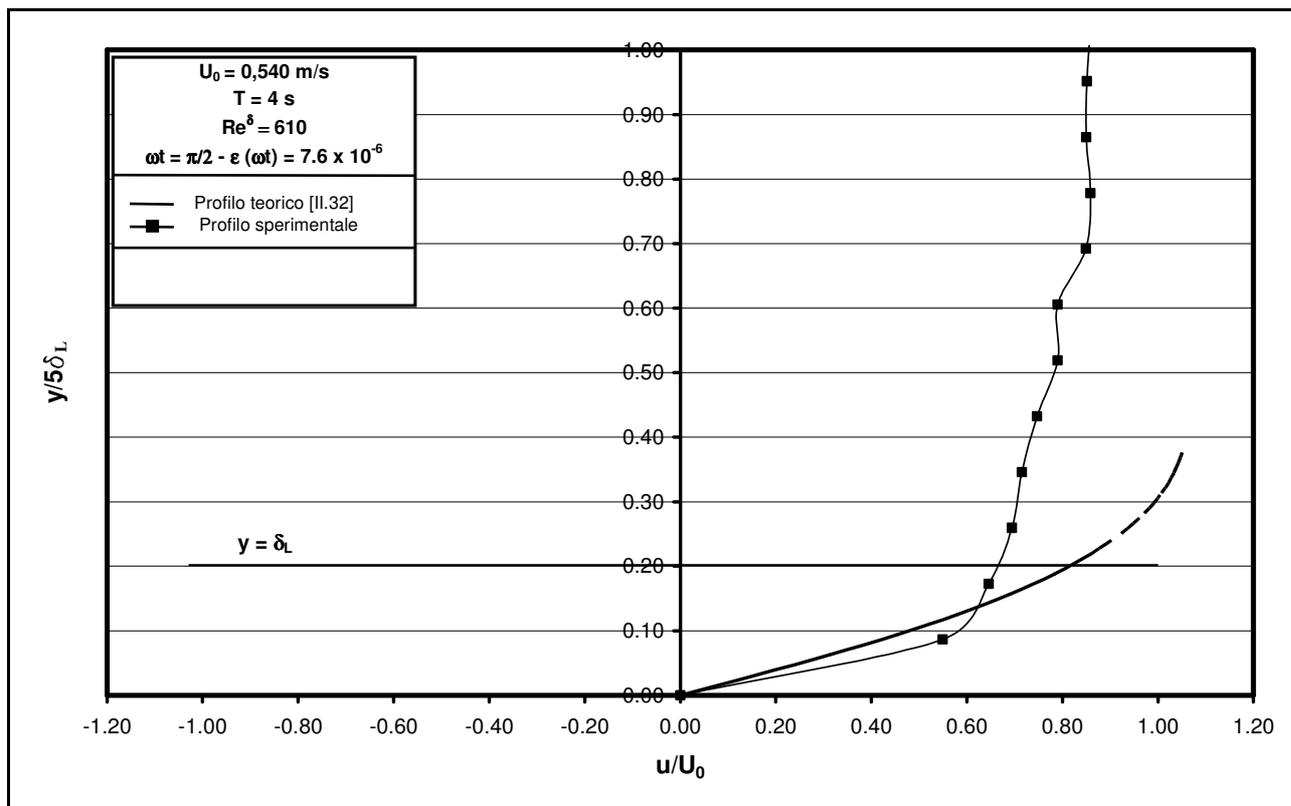
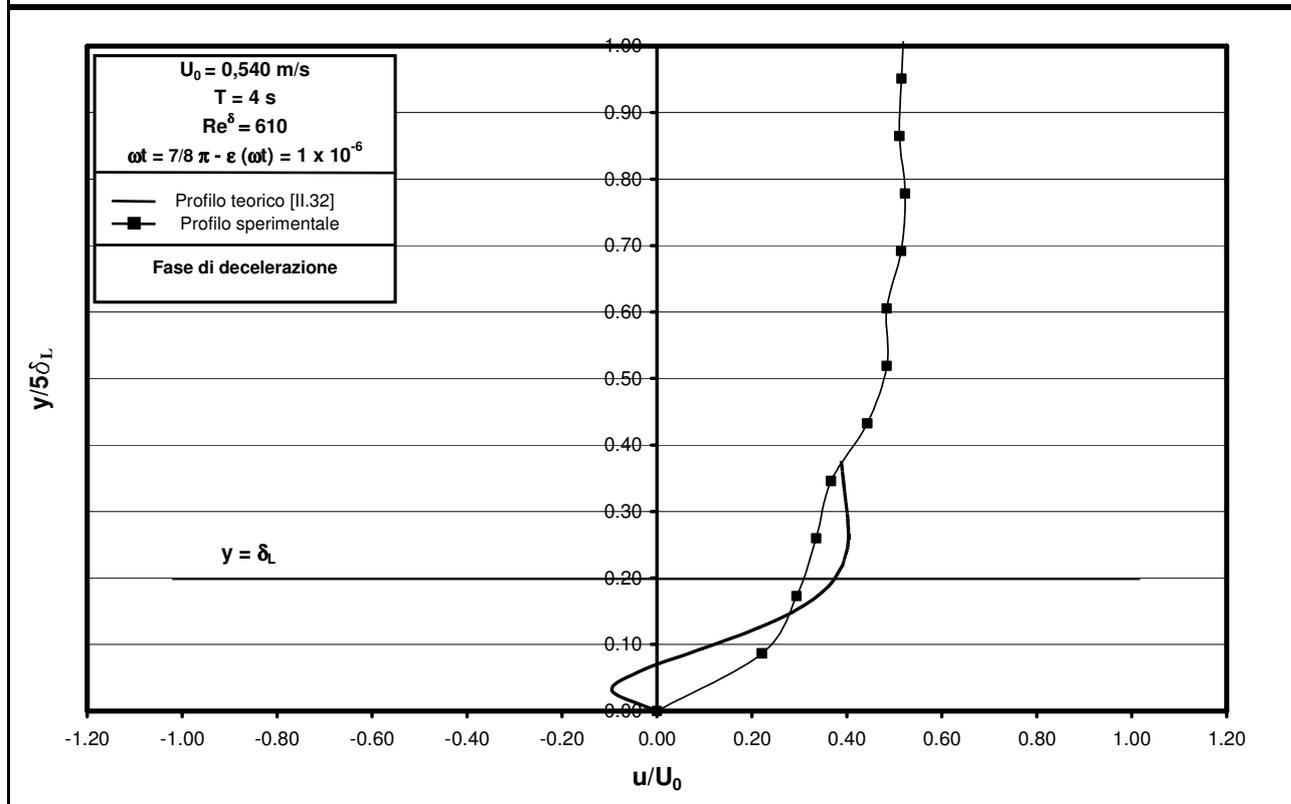
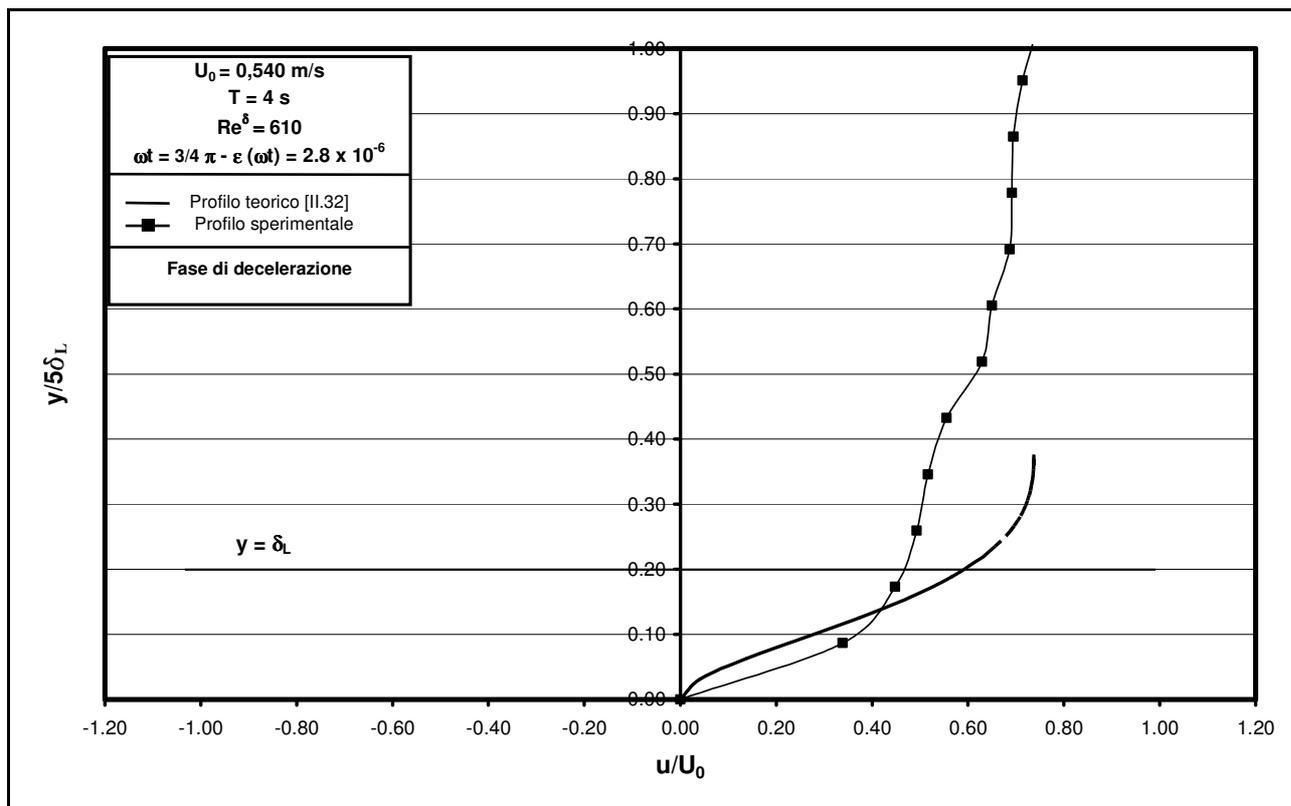


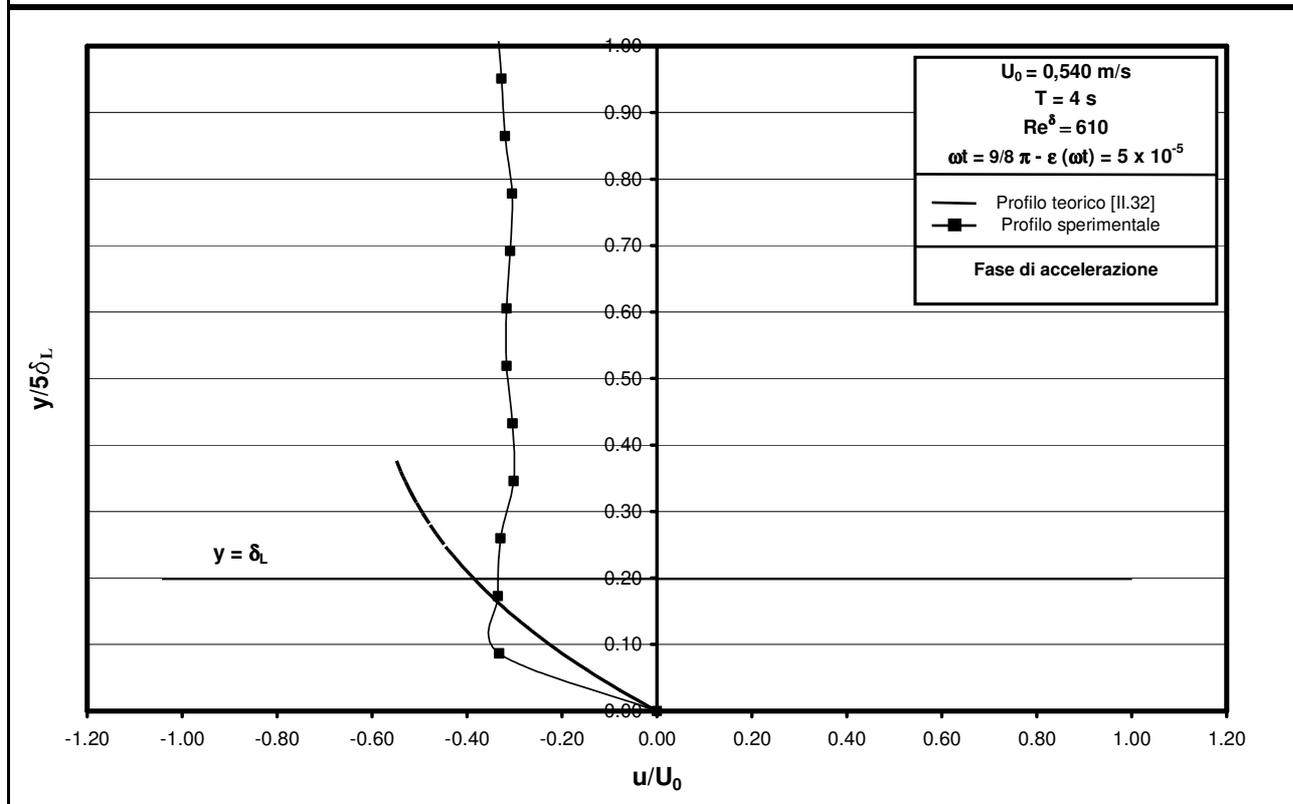
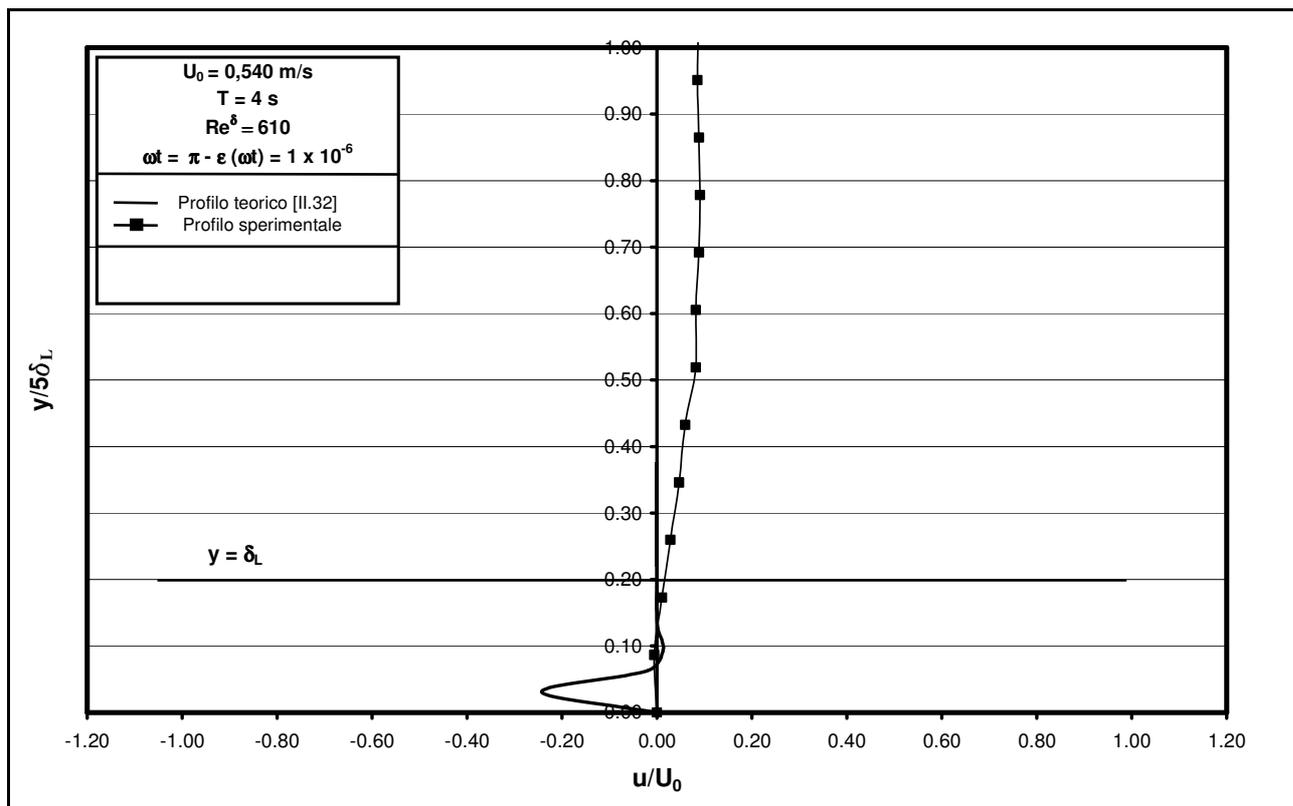
Figura 4.9b – Confronto tra i profili delle velocità determinati sperimentalmente e quelli ricavati per via teorica nel caso di regime turbolento con $\varepsilon = \varepsilon(\omega t)$ ($Re^\delta = 560$).

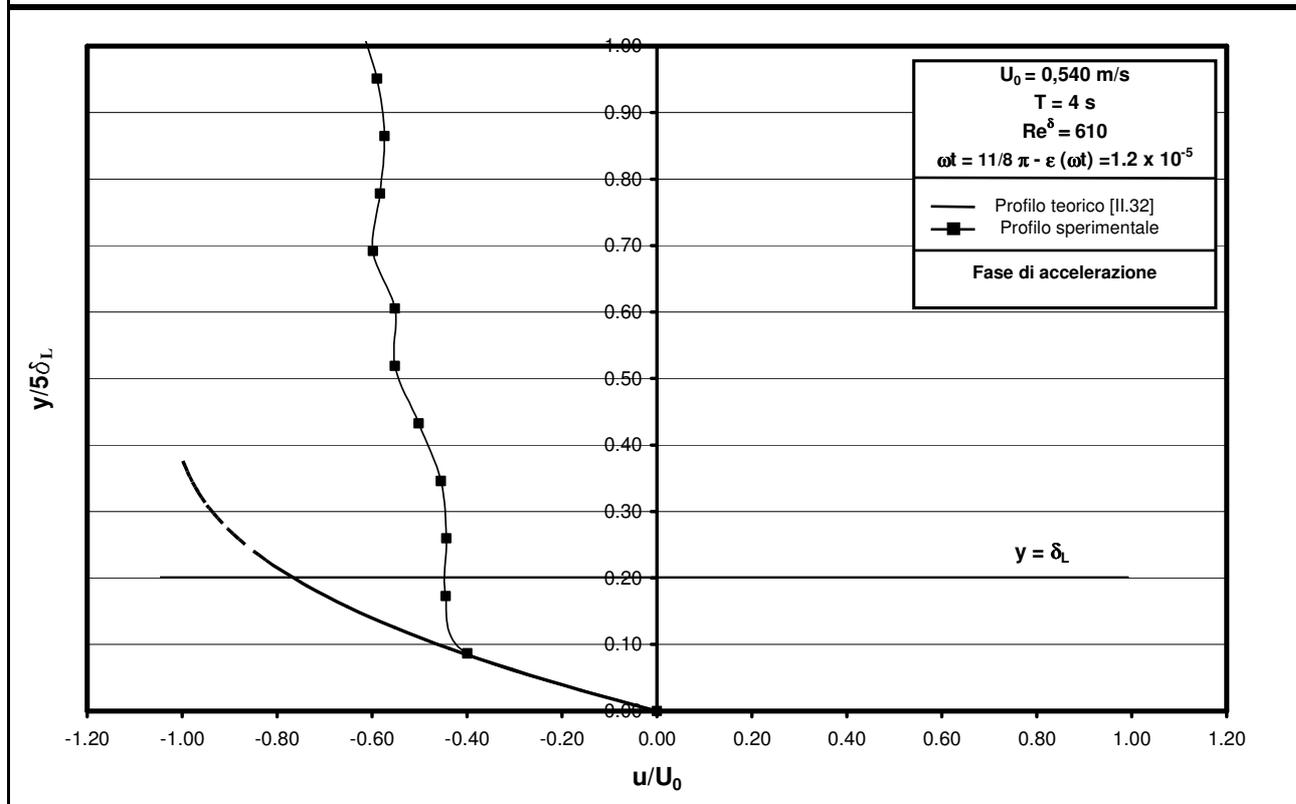
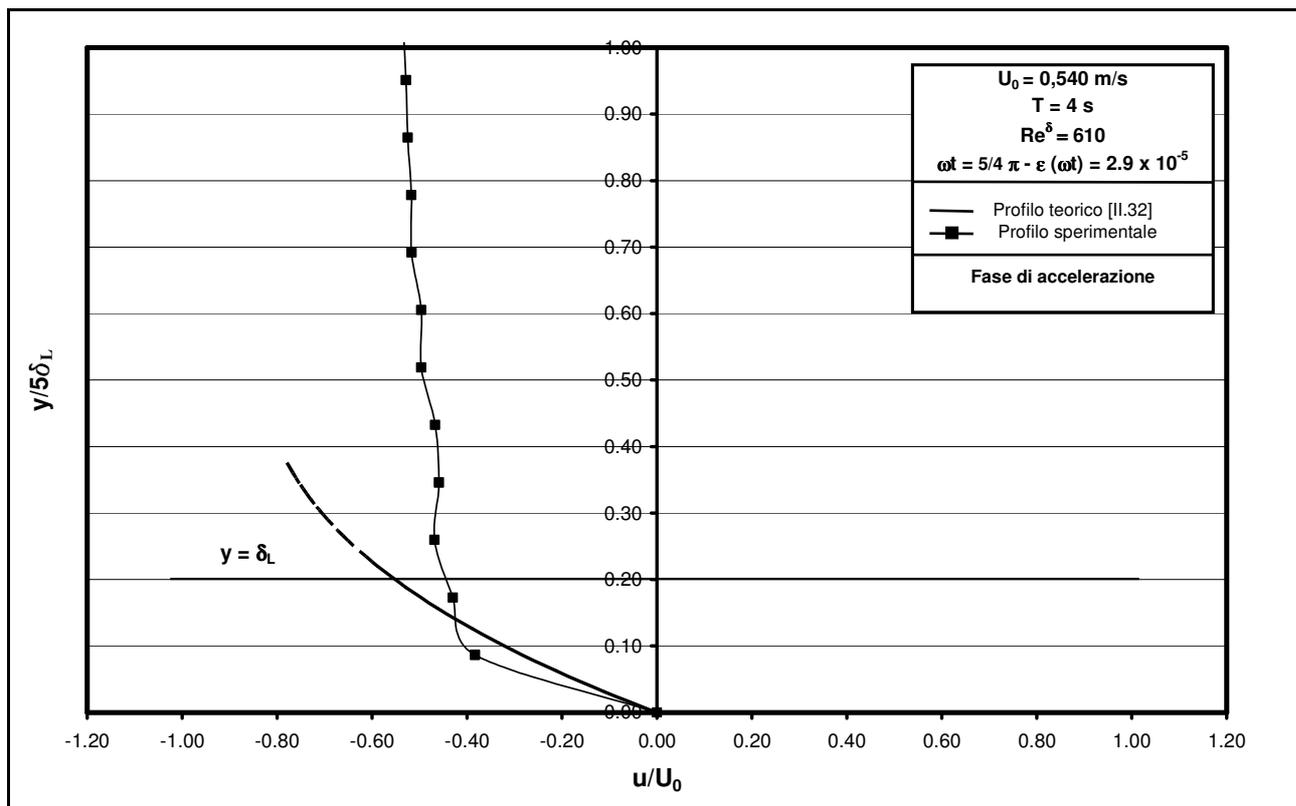


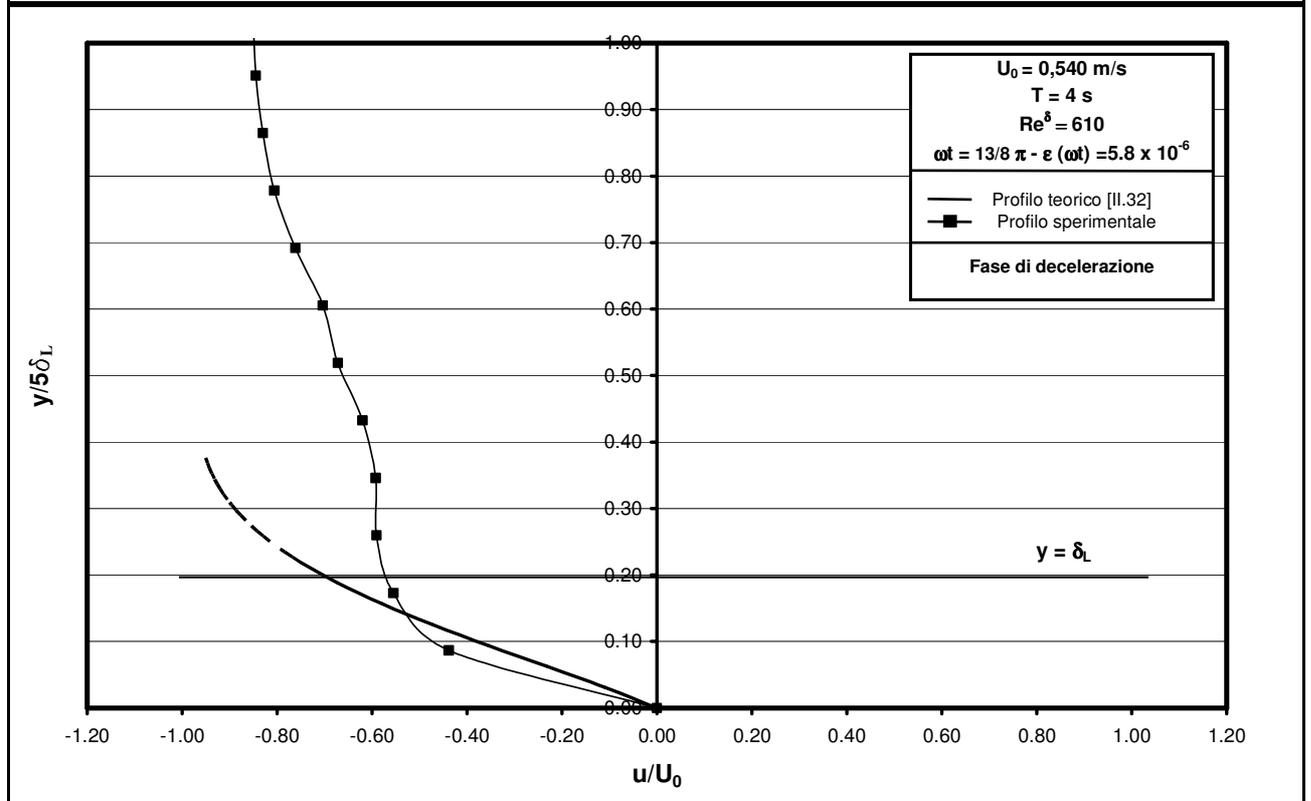
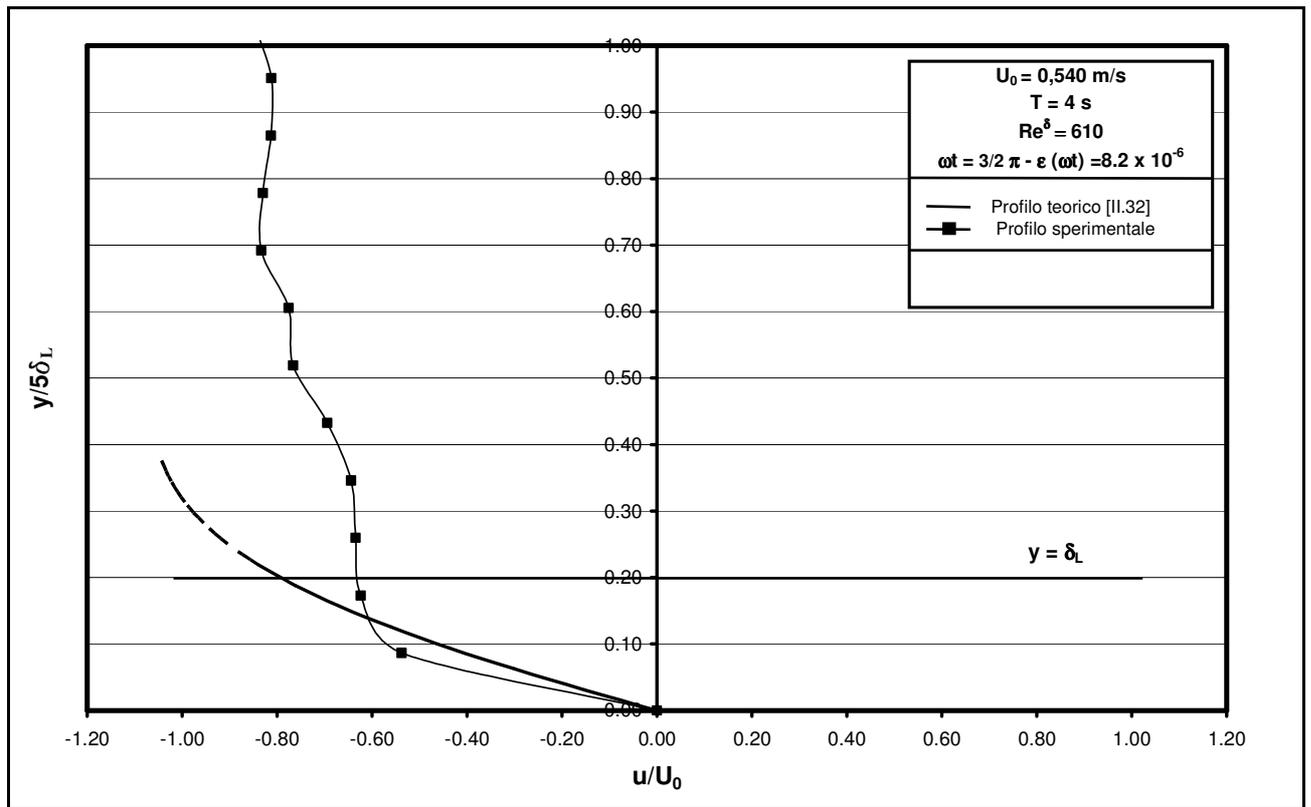


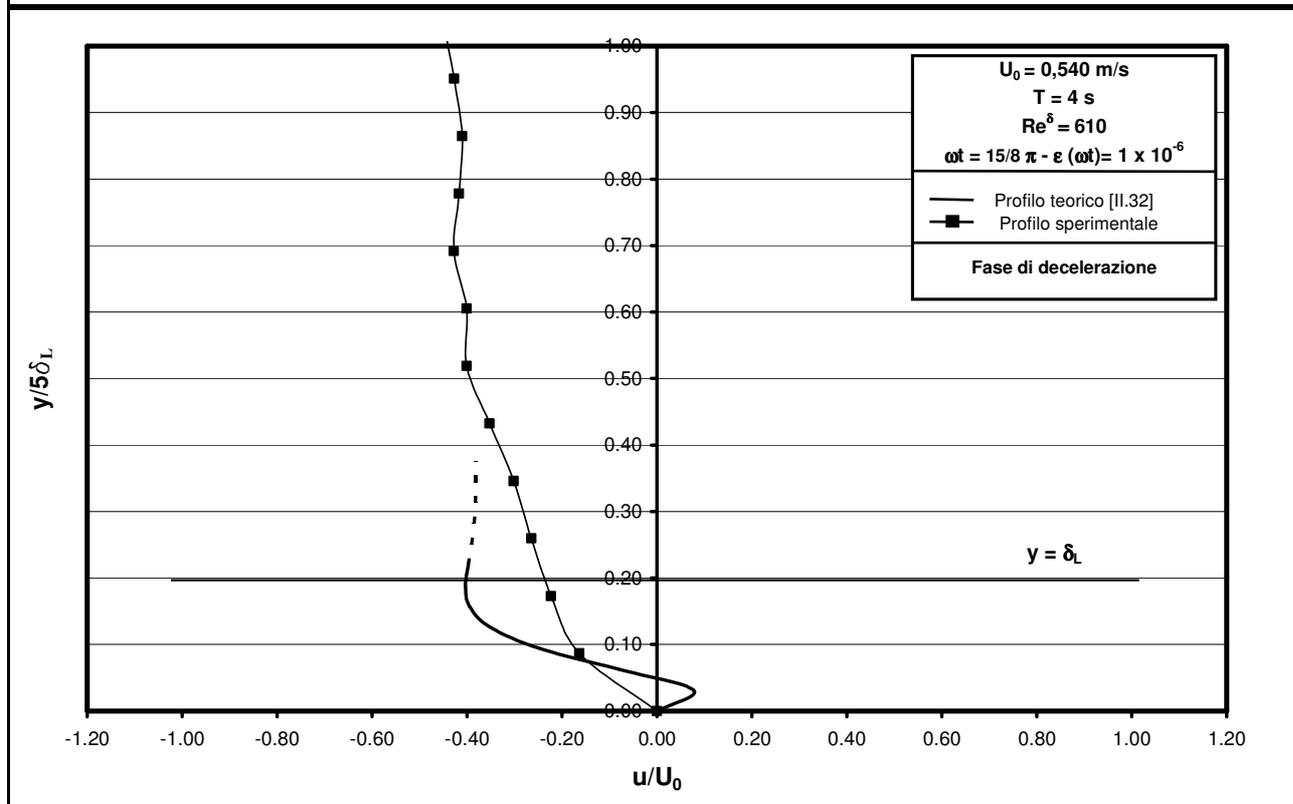
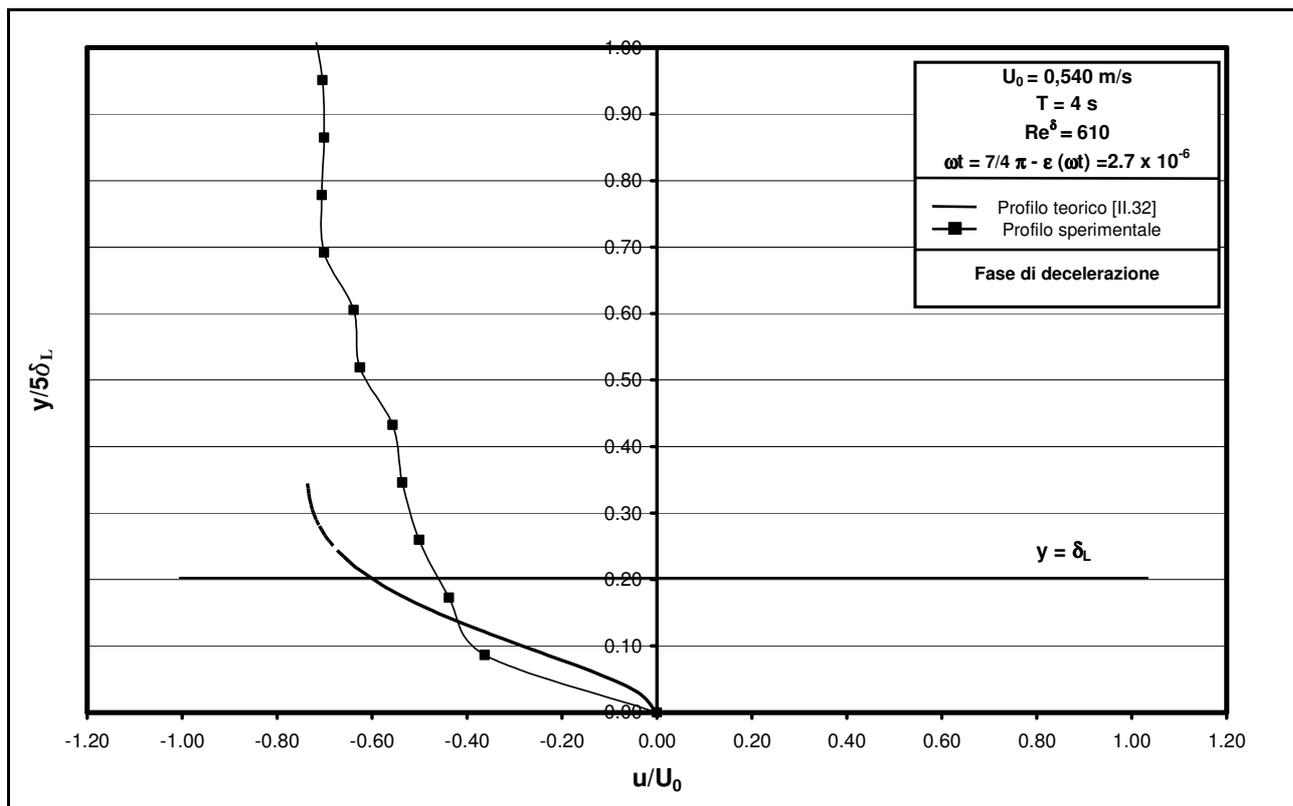












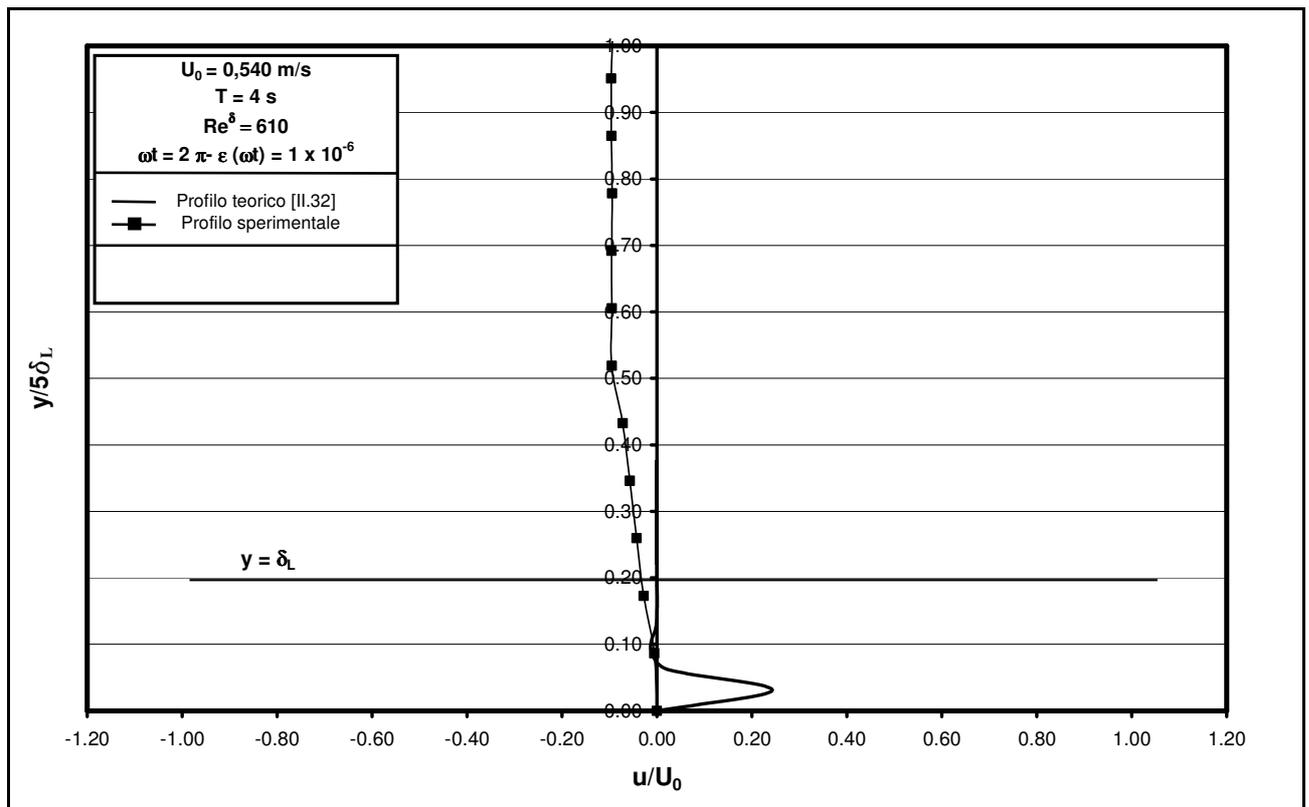


Figura 4.9c – Confronto tra i profili delle velocità determinati sperimentalmente e quelli ricavati per via teorica nel caso di regime turbolento con $\varepsilon = \varepsilon(\omega t)$ ($Re^\delta = 610$).

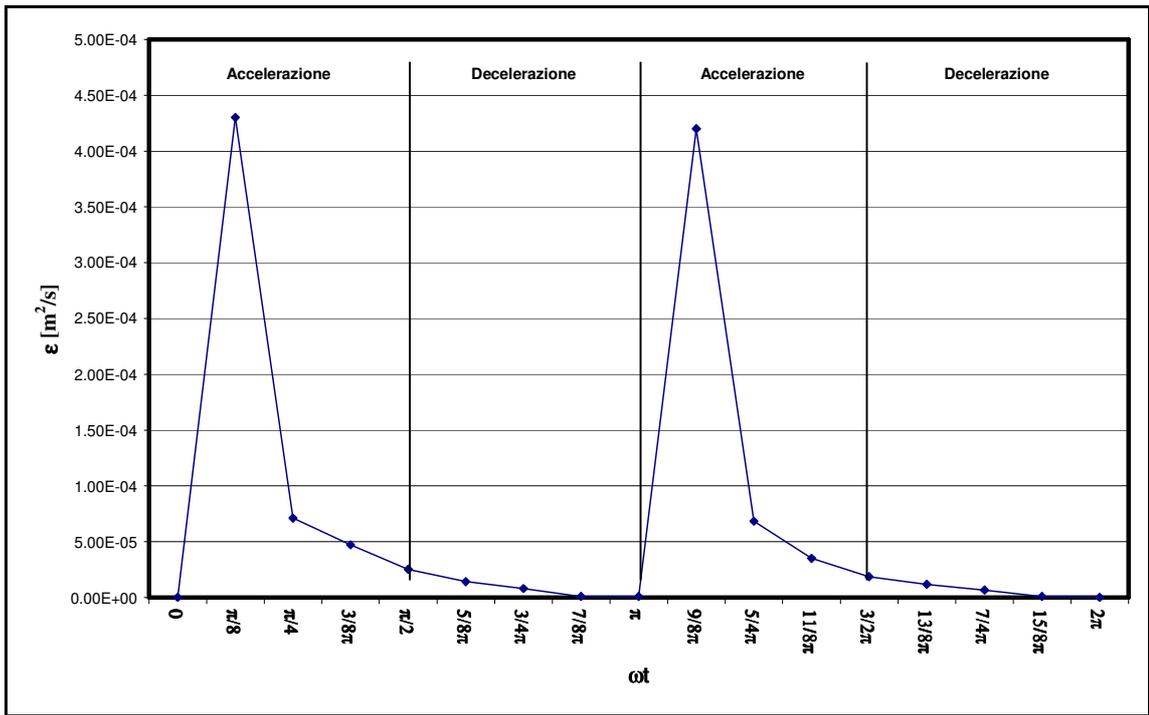


Figura 4.10a – Andamento di $\varepsilon(\omega t)$ per $Re^\delta=527$

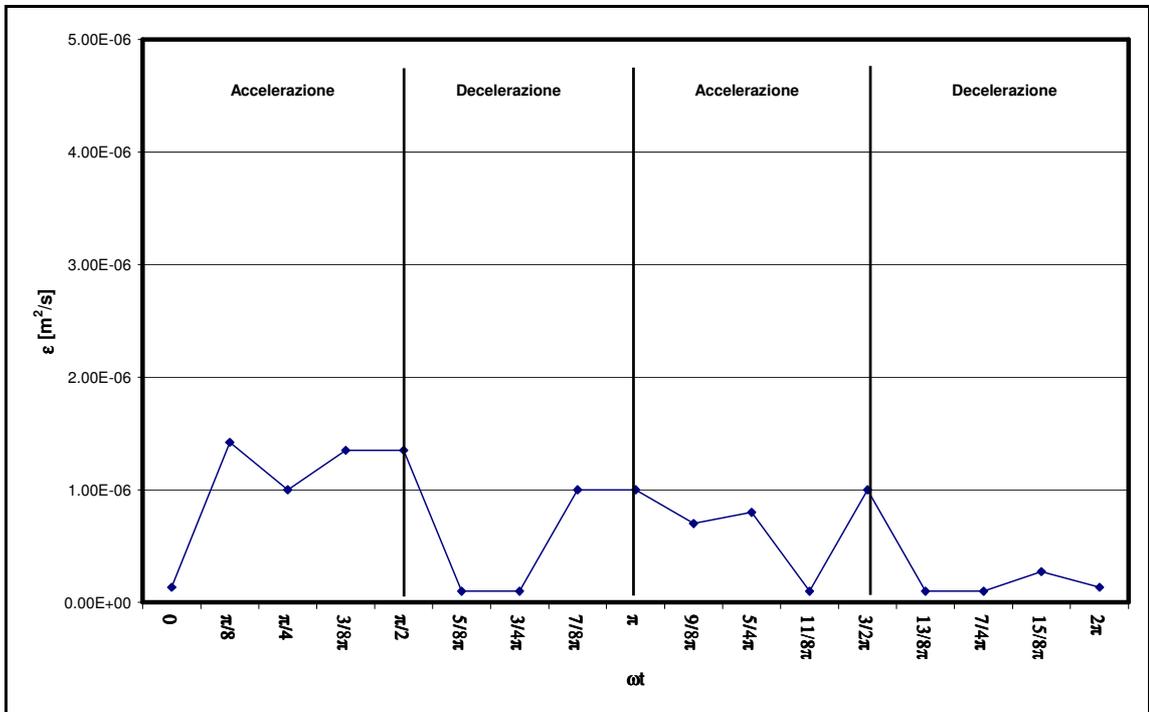


Figura 4.10b – Andamento di $\varepsilon(\omega t)$ per $Re^\delta=560$

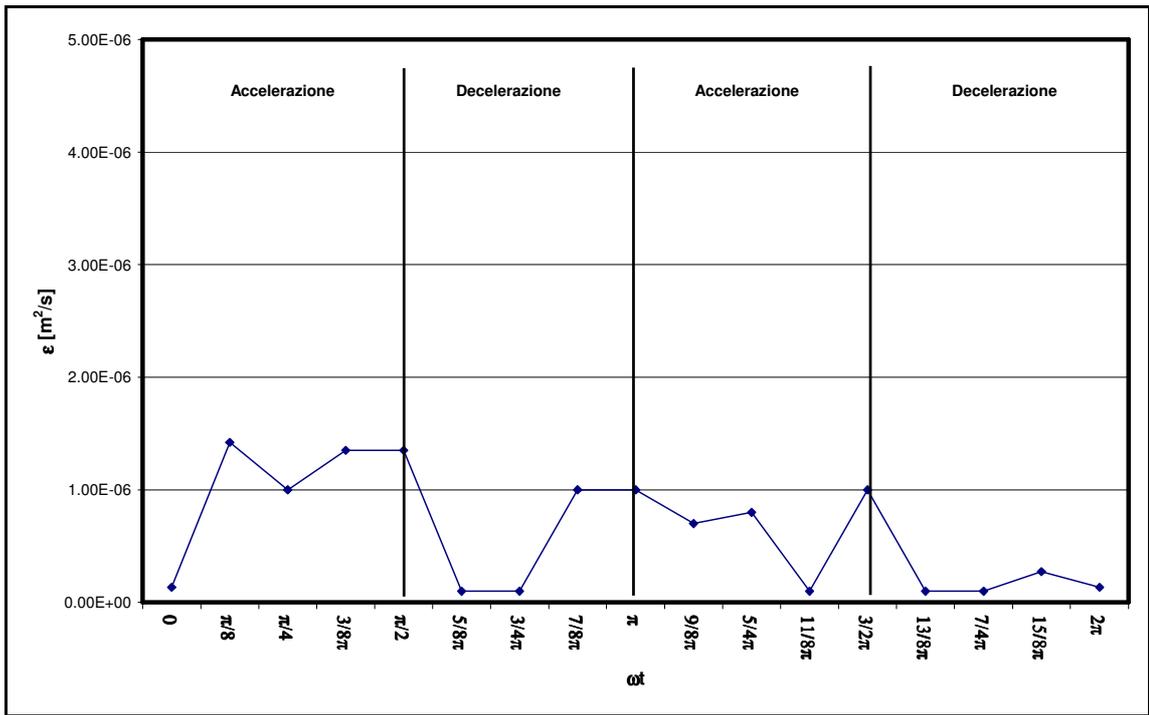


Figura 4.10c – Andamento di $\varepsilon(\omega t)$ per $Re^\delta=610$

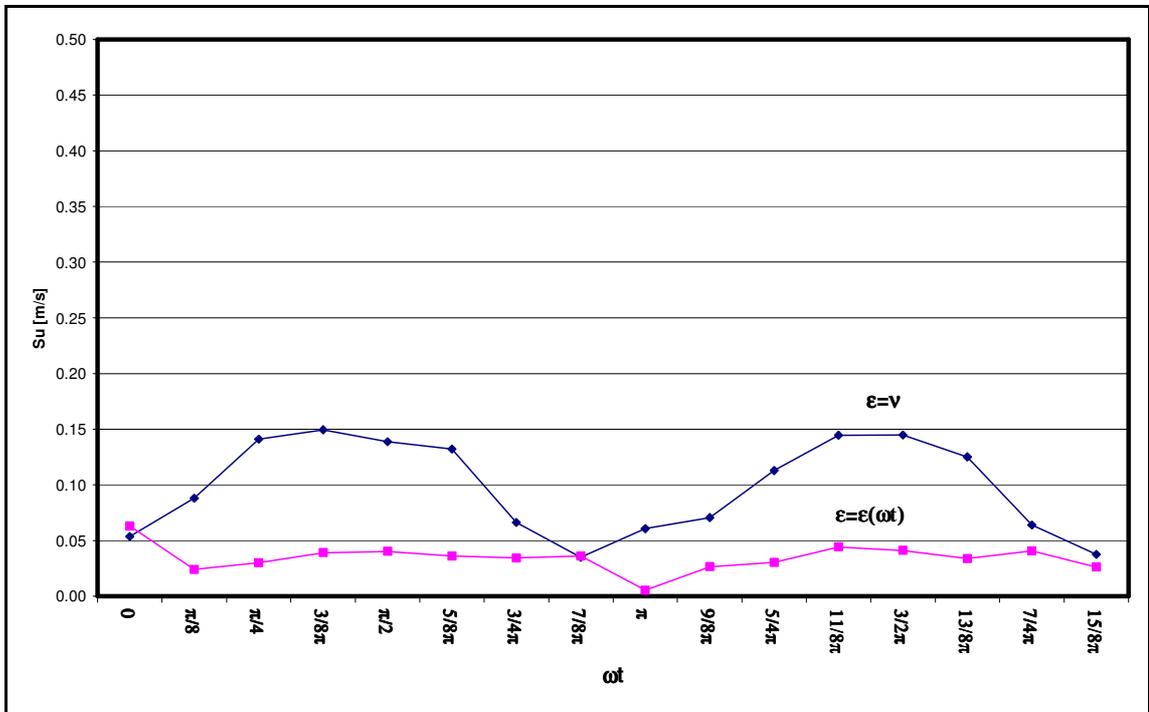


Figura 4.11a – Confronto tra $\overline{S_u}$ e S'_u al variare di ωt ($Re^\delta=527$)

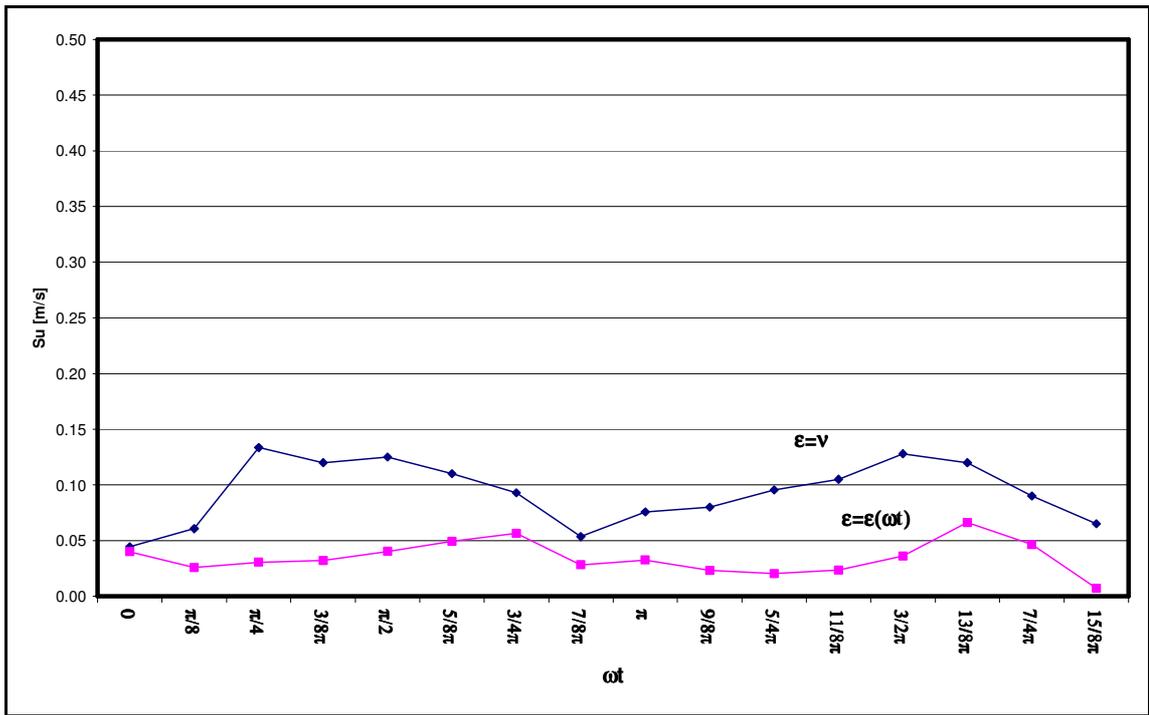


Figura 4.11b – Confronto tra $\overline{S_u}$ e S'_u al variare di ωt ($Re^\delta = 560$)

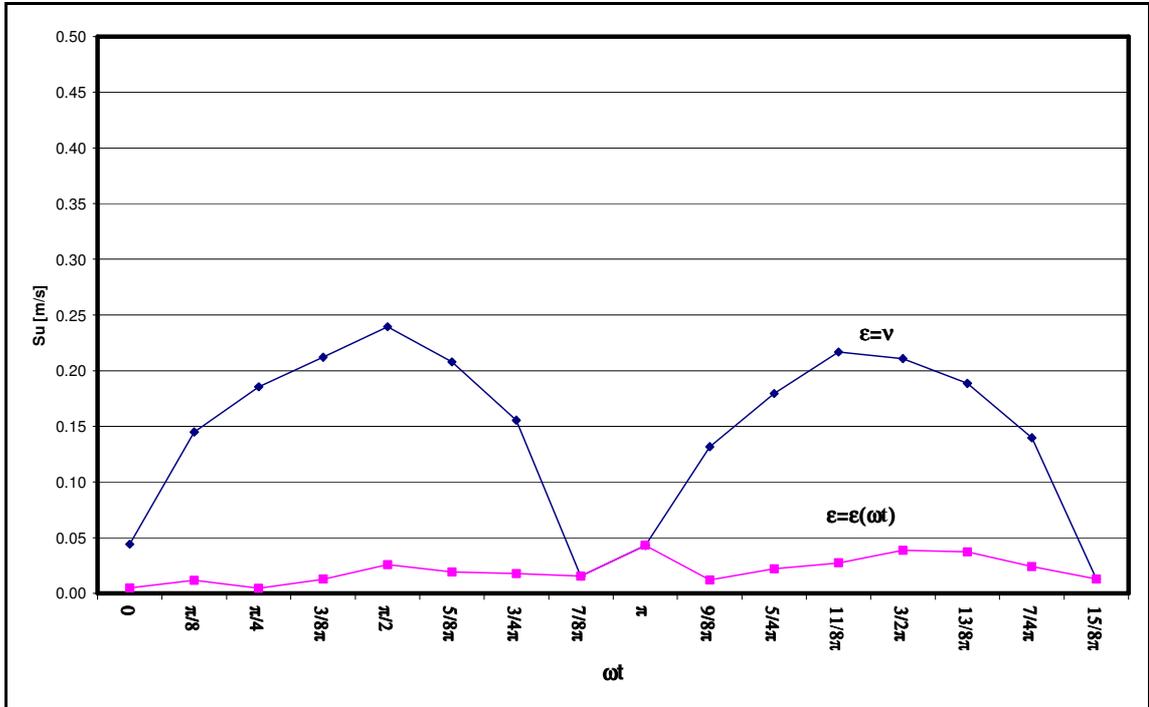


Figura 4.11c – Confronto tra $\overline{S_u}$ e S'_u al variare di ωt ($Re^\delta = 610$)

Dall'esame dei risultati ottenuti, si mostra subito come il modello numerico proposto sia sufficientemente adatto ad una buona rappresentazione del profilo di velocità nello strato limite per moto oscillante quando i valore di Re^δ diventano superiori a circa 300.

4.3 Considerazioni sugli sforzi tangenziali al fondo

La conoscenza del valore degli sforzi tangenziali al fondo rappresenta un aspetto di particolare importanza nell'argomento trattato, poiché, com'è noto, nell'ipotesi di fondo incoerente, è a tali sforzi che sono fortemente connessi i processi di modellamento e trasporto.

Nell'ambito dell'indagine sperimentale eseguita, il calcolo dei valori $\tau(t)$ è stato effettuato utilizzando la relazione [II.12.1], per il regime laminare e laminare disturbato ($Re^\delta < 500$), e la [II.43], per il regime turbolento intermittente ($Re^\delta > 500$).

I risultati relativi al primo caso sono riportati in figura 4.12, mentre nelle figure 4.13 sono riportati quelli per $Re^\delta > 500$.

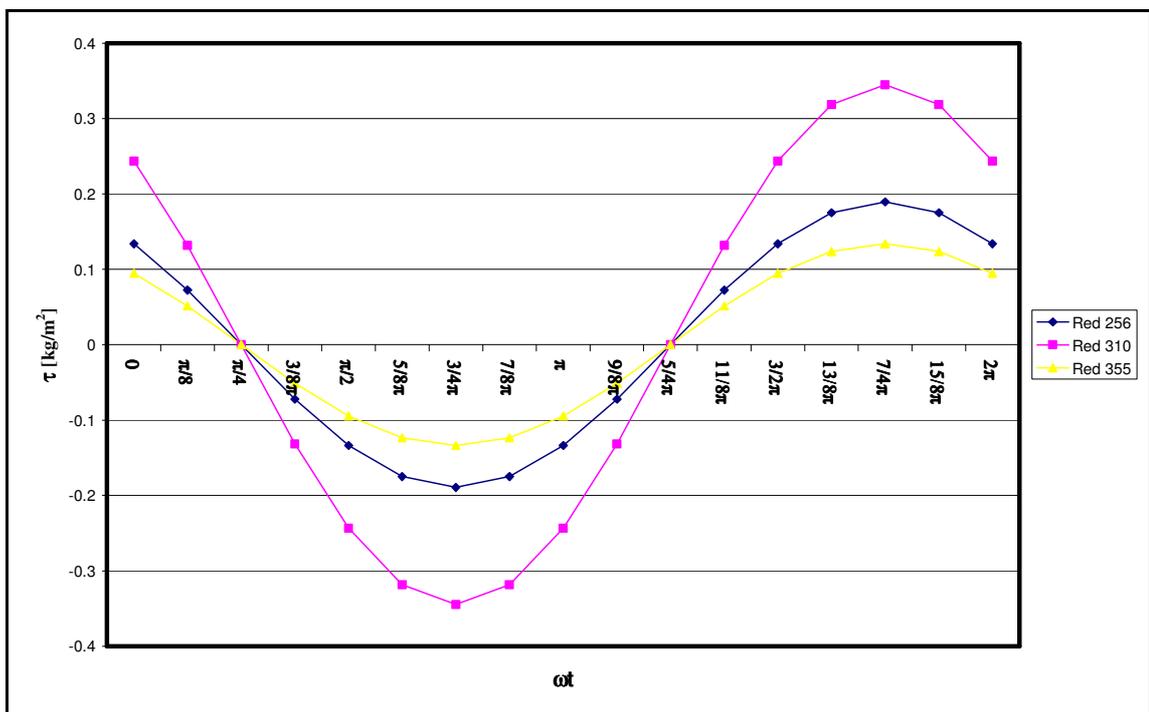


Figura 4.12 – Andamento degli sforzi tangenziali $\tau(t)$ in regime laminare

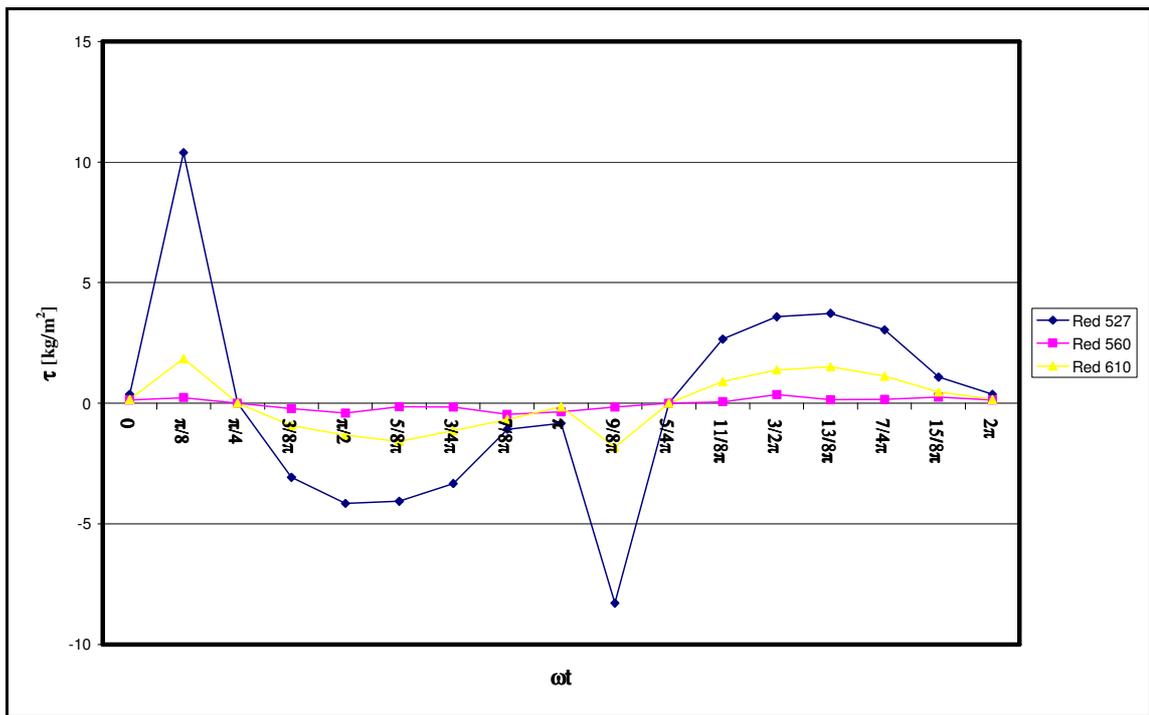


Figura 4.13 – Andamento degli sforzi tangenziali $\tau(t)$ in regime turbolento

Infine, con riferimento alle figure 4.14 e 4.15 , dove sono riportati, rispettivamente per moto laminare e turbolento, i valori di $\tau/\rho U_0^2$ sulle ordinate e ωt sulle ascisse, risulta che i valori di $\tau(t)$ hanno un andamento armonico nel tempo come la forzante $u(t)$. A differenza di quest'ultima, si presentano, però, sfasati di $\pi/4$, come si evince facilmente confrontando la [II.32.1] con la [II.43].

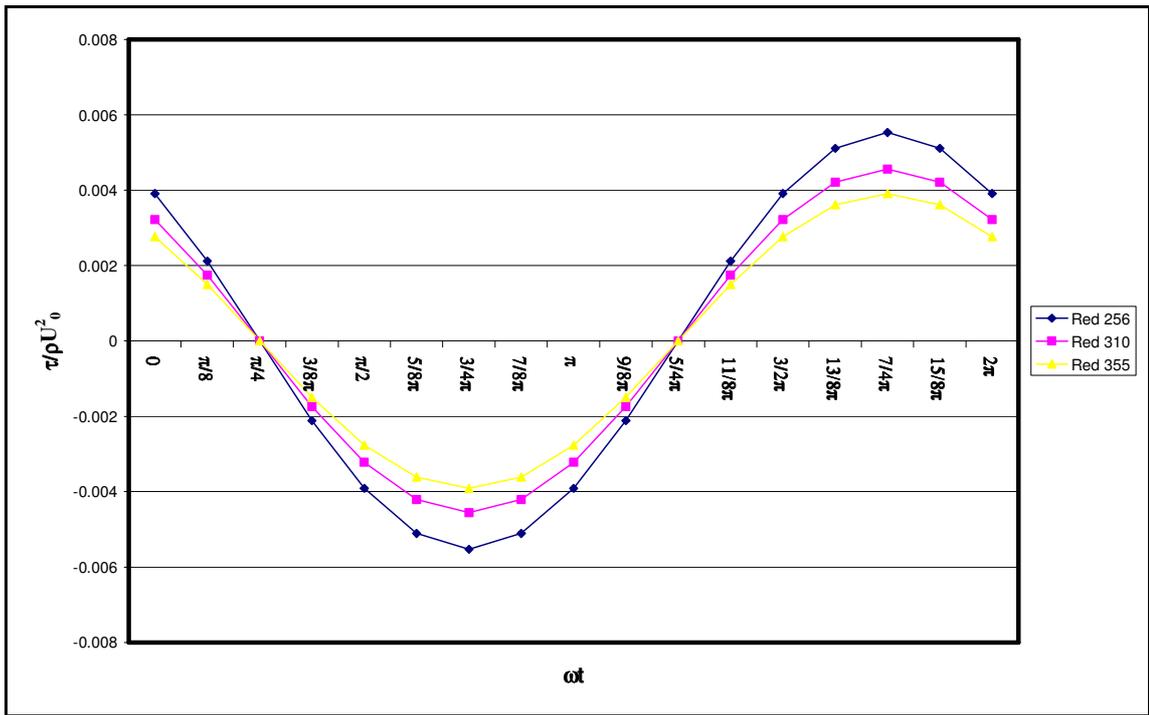


Figura 4.14 – Andamento degli sforzi tangenziali adimensionalizzati $\tau_w/\rho U_0^2$.
Regime laminare

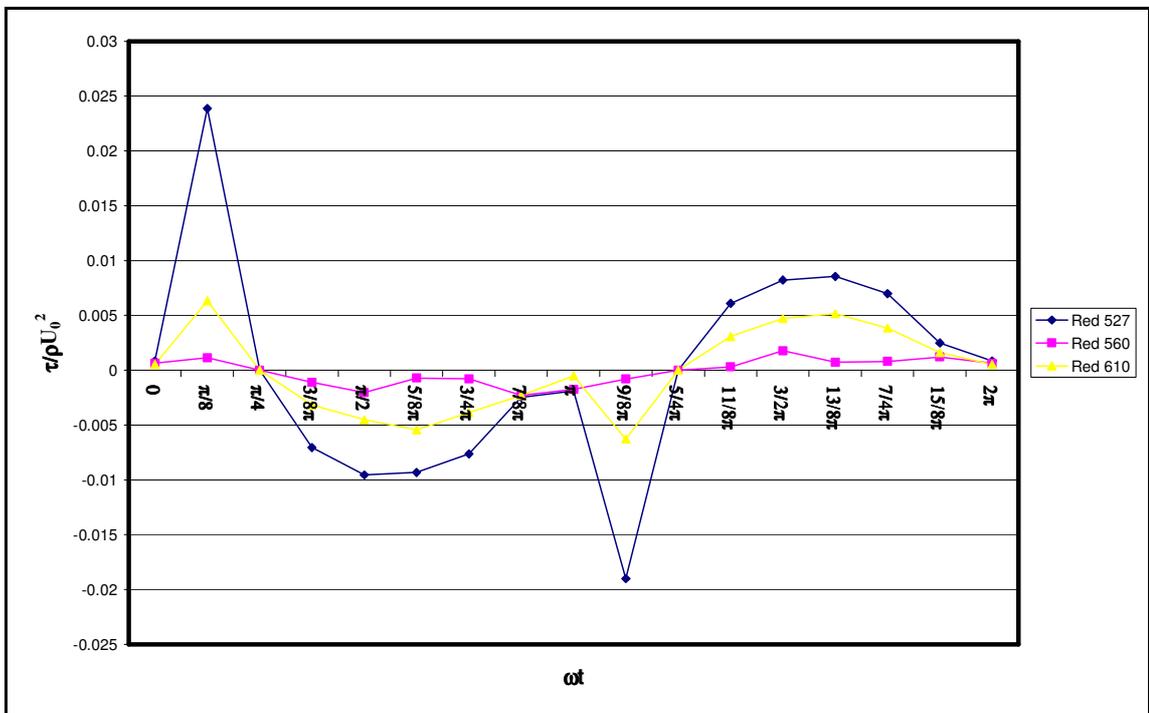


Figura 4.15 – Andamento degli sforzi tangenziali adimensionalizzati $\tau_w/\rho U_0^2$.
Regime turbolento

Per quanto concerne i valori dei massimi e minimi di $\tau_0/\rho U_0^2$, si riscontra, poi, che questi dipendono da Re^δ ed, in particolare, crescono con questi ultimi.

Nel caso di regime turbolento intermittente, i valori di $\tau_0/\rho U_0^2$ ricavati sulla base dei profili istantanei delle velocità ottenute per via numerica con il procedimento prima illustrato, presentano, a differenza del caso precedente, un andamento variabile con ωt e all'incirca emisimmetrico rispetto al valore $\omega t = \pi$.

Coerentemente con quanto ricavato in studi precedenti (si veda a proposito il capitolo primo), i valori massimi e minimi della $\tau_0(t)$ presentano sfasamenti ϕ rispetto alle velocità $u(t)$ diversi da $\pi/4$.

Infine, il confronto tra l'andamento delle $\tau_0(t)$ calcolate con la [II.12.1] (regime laminare) evidenzia non solo la differenza tra lo sfasamento ma anche che i valori di $\tau_0(t)$ sono nettamente maggiori per $Re^\delta > 500$.

Considerazioni conclusive

L'indagine sperimentale svolta è stata finalizzata allo studio delle caratteristiche idrodinamiche di uno strato limite oscillante su un fondo fisso e generato da un moto a pistone.

L'ambito scientifico in cui si inquadra la tematica affrontata è quello relativo ai processi di modellamento e trasporto solido in prossimità delle aree marine costiere.

Il tunnel a fluido oscillante, messo a punto per la realizzazione dello studio sperimentale, ha permesso di misurare, attraverso tecnica PIV, gli andamenti dei profili di velocità istantanei in prossimità del fondo fisso (strato limite).

Mediante il programma delle prove realizzato è stato possibile indagare il fenomeno facendo variare, in una gamma abbastanza ampia, i parametri caratteristici dello stesso. In particolare, sono stati considerati sei valori del periodo ($T= 2, 4, 5, 6, 8$ e 12 s), e tre valori di ampiezza dell'oscillazione del pistone ($A= 40, 60$ e 80 cm); accoppiando opportunamente i valori indicati è stato possibile effettuare le prove con sette diversi valori del numero di Reynolds ($Re^\delta = 256, 310, 355, 425, 527, 560$ e 610).

I risultati ottenuti dalle sperimentazioni sono stati opportunamente elaborati allo scopo di evidenziare l'influenza dei parametri prima citati e in particolare del numero di Reynolds.

La prima analisi effettuata ha riguardato il confronto dei profili sperimentali con quelli ricavati, a parità di Re^δ , utilizzando l'espressione teorica del profilo valida nel caso di moto laminare.

I risultati ottenuti mostrano che al crescere di Re^δ si verifica uno scostamento via via più sensibile tra il profilo sperimentale e quello teorico laminare. Più in particolare,

utilizzando come elemento per la misura degli scostamenti il valore medio degli scarti $\overline{S_u}$ tra i valori di velocità in regime laminare, u_L , e quelli misurati, u_s all'interno dello strato limite di altezza δ_L , si è riscontrato che essi variano in funzione di Re^δ e di ω .

In particolare, è risultato che:

- per valori di $Re^\delta < 300$, i valori di $\overline{S_u}$ sono sempre contenuti entro il limite di 0.05 m/s;
- per valori di $Re^\delta > 300$, i valori di $\overline{S_u}$ sono compresi nell'intervallo 0.10÷0.25 m/s.

Si osserva inoltre che per $Re^\delta < 300$ i valori di $\overline{S_u}$ sono sostanzialmente indipendenti da Re^δ , mentre per $Re^\delta > 300$ i valori di $\overline{S_u}$ sono sempre crescenti, dapprima più lentamente e poi più rapidamente.

Sempre con riferimento ai valori di $\overline{S_u}$ si è riscontrato, infine, che, per ciascun valore di Re^δ , non si verificano differenze apprezzabili tra la fase di accelerazione e quella di decelerazione.

Allo scopo di fornire un criterio per la determinazione numerica dei profili di velocità istantanea, è stata utilizzata una formulazione idrodinamica approssimata che prevede, per la chiusura della turbolenza, l'impiego di un modello alla Boussinesq.

Il valore del coefficiente ϵ di eddy viscosity è stato assunto in prima ipotesi costante ($\epsilon = \text{cost}$), successivamente è stato, invece, introdotto un criterio per tener conto della variabilità nel tempo ($\epsilon = \epsilon(\omega t)$).

Con riferimento all'ipotesi di $\epsilon = \text{cost}$, il modello numerico proposto risulta essere adatto per $Re^\delta < 300$, nei quali casi è risultato sostanzialmente $\epsilon = \nu$ (regime laminare).

Per ricavare, invece, l'espressione di $\epsilon(\omega t)$ è stata effettuata una minimizzazione degli scarti tra profilo teorico e profilo sperimentale all'interno dello strato limite di spessore δ_L .

Per quanto concerne, infine, gli sforzi tangenziali al fondo si ricava che per $Re^\delta < 300$ (regime laminare) i valori di τ_0 dovuti alla sola viscosità del fluido presentano un andamento armonico come le velocità ma sfasato rispetto a queste di $\pi/4$.

Per valori di $Re^\delta > 300$ (regime turbolento intermittente) l'espressione della τ_0 è stata ricavata attraverso l'espressione numerica del profilo di velocità istantaneo. Il confronto tra le $\tau_0(t)$ in regime turbolento e le $\tau_0(t)$ in regime laminare, mostra che le prime sono nettamente superiori a queste ultime e nel contempo presentano uno sfasamento rispetto alle velocità $u(t)$ minore di $\pi/4$.

Bibliografia

- AKHAVAN, R., KAMM, R.D., SHAPIRO, A.H. 1991 An investigation of transition to turbulence in bounded oscillatory Stokes flows. Part 1. Experiments. *J. Fluid Mech.* **225**, 395-422.
- AKHAVAN, R., KAMM, R.D., SHAPIRO, A.H. 1991 An investigation of transition to turbulence in bounded oscillatory Stokes flows. Part 2. Numerical simulations. *J. Fluid Mech.* **225**, 423-444.
- ARMENIO, V., SARKAR, S. 2002 An investigation of stably-stratified turbulent channel flow using large eddy simulation. *J. Fluid Mech.* **459**, 1.
- ARNSKOV, M.M., FREDSDØE, J., SUMER, B.M. 1993 Bed shear stress over a smooth bed in three-dimensional wave-current flow. *Coastal Engng.* **20**, 277-316.
- ASANO, T., NAKAGAWA, M., IWAGAKI, Y. 1986 Changes in current properties due to wave superimposing. *Proc. 20th Intl. Conf. on Coastal Engng.* Vol. 1 ch. **459**, 925-939.
- BAKKER, E.W., VAN DOORN, T. 1978 Near bottom velocities in waves with a current. *Proc. 16th Intl. Conf. on Coastal Engng.* Vol. 2 ch. **82**, 1394-1413.
- BAKKER, E.W., VAN DOORN, T. 1978 Near bottom velocities in waves with a current. *Proc. 16th Intl. Conf. on Coastal Engng.* Vol. 2 ch. **82**, 1394-1413.
- BIJKER, E.W. 1967 Cyclic modulation of Reynolds stresses and length scales in pulsed turbulent channel flow. *Proc. R. Soc. London Ser. A* **451**, 121.
- BLONDEAUX, P., SEMINARA, G. 1979 Transizione incipiente al fondo di un'onda di gravità. *Rendiconti Accad. Naz. Lincei* **67**, 407-417.
- BLONDEAUX, P., VITTORI, G. 1994 Wall imperfections as a triggering mechanism for Stokes-layer transition. *J. Fluid Mech.* **264**, 107-135.

- BRERETON, G. J., REYNOLDS, W. C., JAYARAMAN, R 1990 Response of a turbulent boundary layer to sinusoidal free-stream unsteadiness. *J. Fluid Mech.* **221**, 131.
- BRERETON, G. J., REYNOLDS, W. C. 1991 Dynamic response of boundary-layer turbulence to oscillatory shear. *Phys. Fluids* **3**, 178-187.
- BREVIK, I. 1981 Some considerations about scales for coastal models with movable bed. *Publ.* **50**, Delft Hydr. Lab., 142.
- ÇARPINLIOĞLU, M. O. 2003 An approach for transition correlation of laminar pulsatile pipe flows via frictional field characteristics. *Journal of Flow Measurement and Instrumentation* **14**, 233-242.
- ÇARPINLIOĞLU, M. O., GÜNDOĞDU M.Y. 2001 A critical review on pulsatile pipe flow studies directing towards future research topics. *Journal of Flow Measurement and Instrumentation* **12**, 163-174.
- ÇARPINLIOĞLU, M. O., GÜNDOĞDU 2001 Presentation of a test system in terms of generated pulsatile flow characteristics.. *Journal of Flow Measurement and Instrumentation* **12**, 181-190.
- CHRISTOFFERSEN, J.B., JONSSON, L.G. 1985 Bed friction and dissipation in a combined current and wave motion. *Ocean Engng* **12**, 387-423.
- COLLINS, J. 1963 Inception of turbulence at the bed under periodic gravity waves. *J. Geophys. Res.* **18**, 6007-6014.
- COSTAMAGNA, G., VITTORI, P., BLONDEAUX, P. 2003 Coherent structures in oscillatory boundary layers. *J. Fluid Mech.* **474**, 1-33.
- COWLEY, S. 1987 High frequency Rayleigh instability of Stokes layers. In *Stability of Time Dependent and Spatially Varying Flows* (ed. D. L. Dwoyer & M. Y. Hussaini), pp. 261-275.
- DAVIES, A. G., SOULSBY, R. L., KING, H. L. 1988 A numerical model of the combined wave and current bottom boundary layer. *J. Geophys. Res.* **93**, 491-508.
- DUBIEF, Y., DELCAYRE, F. 2000 On coherent-vortex identification in turbulence. *J. Turbulence* **3**, 008.
- DURST, F., JOVANOVIĆ, J., SENDER, J. 1995 LDA measurements in the near-wall region of a turbulent pipe flow. *J. Fluid Mech.* **295**, 305-355.
- ECKMANN, D. M., GROTBORG, J. B. 1991 Experiments on transition to turbulence in oscillatory pipe flow. *J. Fluid Mech.* **222**, 329-350.

- FALCOMER, L., ARMENIO, V. 2002 Large-eddy simulation of secondary flow over longitudinally-ridged walls. *J. Turbulence* **1**, 011.
- FALCONER R. A. 1993 An introduction to nearly-horizontal flows. *Chapman and Hall*.
- FISHLER, L. S., BRODKEY, R. S. 1991 Transition, turbulence and oscillating flow in a pipe. *Experiments in Fluids* **11**, 388-398.
- FREDSØE, J. 1984 Turbulent boundary layer in wave-current motion. *J. Hydraul. Engng.* **110**, 1103-1120.
- FREDSØE, J., SUMER, B. M., LAURSEN, T. S., PEDERSEN, C. 1993 Experimentale investigation of wave boundary layers with a sudden change in roughness. *J. Fluid Mech.* **252**, 117.
- FINNICUM, D.S., HANRATTY, T. J., 1988 Influence of imposed flow oscillations on turbulence. *Physico-Chem. Hydrodyn.* **10**, 585-598.
- GHETTI, A. 1993 *Idraulica. Ed. Libreria Cortina, Padova.*
- GRANT, W.D., MADSEN, S. 1979 Combined wave and current interaction with a rough bottom. *J. Geophysical Res.* **84**, 1808.
- GRANT, W.D., WILLIAMS, A.J., GLENN, S.M., CACCHIONE, D.A., DRAKE, D.E. 1983 High frequency bottom stress variability and its prediction in the CODE region. *WHOI Tech. Rep.* 83-19. Woods Hole Oceanographic Institute.
- GREENBLATT, D., MOSS, E. 2004 Rapid temporal acceleration of a turbulent pipe flow. *J. Fluid Mech.* **514**, 65.
- GÜNDOĞDU M.Y., ÇARPINLIOĞLU, M.O. 1999 Present state of art on pulsatile flow theory. Laminar and transitional flow regimes. *JSME Int. J. Ser. B* **42**, 384.
- GÜNDOĞDU M.Y., ÇARPINLIOĞLU, M.O. 1999 Present state of art on pulsatile flow theory. Turbulent flow regimes. *JSME Int. J. Ser. B* **42**, 398.
- HALL, P. 1978 The linear stability of flat Stokes layers. *Proc. R. Soc. Lond. A* **359**, 151-166.
- HANJALIC, K. *et al.* 1993 Computation of oscillating turbulent lows at transitional Re numbers. *Ninth International Symposium of Turbulent Shear Flows, Kyoto.*
- HANJALIC, K., HADZIC, I., JAKIRLIC, S. 1999 Modelling turbulent wall flows subjected to strong pressure variations. *J. Fluids Eng.* **121**, 57.
- HANRATTY, T. J., CAMPBELL, J. A. 1983 Measurement of wall shear stress. In *Fluid Mechanics Measurements* (Ed. R. J. Goldstein), pp. 559-615.

- HINO, M., KASHIWAYANAGI, M., NAKAYAMA, A., HARA, T. 1983 Experiments on the turbulence statistics and the structure of a reciprocating oscillatory flow. *J. Fluid Mech.* **131**, 363-400.
- HINO, M., SAWAMOTO, M., TAKASU, S. 1976 Experiments on transition to turbulence in an oscillatory pipe flow. *J. Fluid Mech.* **75**, 193-207.
- HØST MADSEN, A., MCCLUSKEY, D. R. 1994 On the Accuracy and Reliability of PIV measurements. *Proceedings of the Seventh International Symposium on Applications of Laser Techniques to Flow Measurements, Lisbon.*
- HUNTLEY, D.A., HAZEN, D.G. 1988 Seabed stresses in combined wave and steady flow conditions on the Nova Scotia continental shelf-field measurements and predictions. *J. Phys. Oceanogr.* **18**, 347-362.
- HUYNH-THANH, S., TEMPERVILLE, A. 1991 A numerical model of the rough turbulent boundary layer in combined wave and current interaction. In *Sand Transport in Rivers, Estuaries and the Sea* (ed. R.L. Soulsby & R. Bettess), pp. 93-100. Balkema.
- JENSEN, B. 1989 Experimental investigation of turbulent oscillatory boundary layers. *Series Paper 45, Institute of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering (ISVA).*
- JENSEN, B. L., SUMER, B. M., FREDSE, J. 1989 Turbulent oscillatory boundary layers at high Reynolds number. *J. Fluid Mech.* **206**, 265-297.
- JONSSON, I.G. 1966 Wave boundary layers and friction factors. *Proceedings of the Tenth Coastal Engineering Conference I*, 127-148.
- JUSTESEN, P. 1988 Turbulent wave boundary layers. *Series Paper 41*. Inst. Hydrodynamics and Hydraulic Eng. Technical University of Denmark.
- KAJIURA, K. 1968 A model of the bottom boundary layer in water waves. *Bulletin Earthquake Res. Institute.* **46**, 75-123.
- KAMPHUIS, J. W. 1975 Friction factor under oscillatory waves. *J. Waterways, Port Coastal Engng. Div.* **101**, (WW2), 135.
- KEANE, R. D., ADRIAN R. J. 1992 Theory of cross - correlation analysis of PIV images. *Applied Scientific Research* **49**, 191-215.
- KEILLER, D.C., SLEATH, J.F.A. 1976 Velocity measurements close to a rough plate oscillating in its own plane. *J. Fluid Mech.* **73**, 673-691.

- KEMP, P.H., SIMONS, R.R. 1982 The interaction between waves and a turbulent current: waves propagating with the current. *J. Fluid Mech.* **116**, 227-250.
- KEMP, P.H., SIMONS, R.R. 1983 The interaction between waves and a turbulent current: waves propagating against the current. *J. Fluid Mech.* **130**, 73-89.
- KIM, J., MOIN, P. 1985 Application of fractional-step method to incompressible Navier-Stokes equations. *J. Comput. Phys.*, **59**, 308.
- KIM, J., MOIN, P., MOSER, R.D. 1987 Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *J. Fluid Mech.* **177**, 133.
- KOBASHI, Y., HAYAKAWA, M. 1981 Structure of turbulent boundary layer on an oscillating flat plate. In *Unsteady Turbulent Shear Flows* (ed. R. Michel, J. Cousteix e R. Houdeville), pp. 67-76. Springer.
- KRSTIC, R.V., FERNANDO, H.J.S. 2001 The nature of rough-wall oscillatory boundary layers. *J. Hydraulic Res.* **39**, 655-666.
- LANDAU, L. D., LIFSHITZ, E. M. 1987 Fluid Mechanics. 2nd Edition. Course of Theoretical Physics. *Pergamon Press Oxford* **6**.
- LAUFER, J. 1954 The structure of turbulence in fully developed pipe flow. *Natl. Advisory Comm. Aeronaut. Tech. Rept.* 1174.
- LI, H. 1954 Stability of oscillatory laminar flow along a wall. *Beach Erosion Board, US Army Corps Engrs Tech. Memo* 47.
- LIGGET, J. A. 1994 Fluid mechanics. *McGraw-Hill*.
- LODAHL, C. R., SUMER B. M., FREDSE, J. 1998 Turbulent combined oscillatory flow and current in a pipe. *J. Fluid Mech.* **373**, 313-348.
- LONGO, S. 1993 Interazione fluido sedimenti in campo di moto periodico oscillante in condizioni di sheet-flow. *Dottorato di Ricerca in Idrodinamica*, Firenze.
- MANKBADI, R.R., LIU J.T.D. 1992 Near-wall response in turbulent shear flows subjected to imposed unsteadiness. *J. Fluid Mech.* **238**, 55.
- MARCHI, E., RUBATTA, A. 1981 Meccanica dei fluidi. Principi ed applicazioni idrauliche. *UTET*.
- MAO, Z. X., HANRATTY, T. J. 1986 Studies of the wall shear stress in a turbulent pulsating pipe flow. *J. Fluid Mech.* **170**, 545-564.
- MAO, Z. X., HANRATTY, T. J. 1994 Influence of large-amplitude oscillations on turbulent drag. *AIChE J.* **40**, 1601-1610.

- MERKLI, P., THOMANN, H. 1975 Transition to turbulence in oscillating pipe flow. *J. Fluid Mech.* **68**, 567-575.
- MOIN, P., MAHESH, K. 1998 Direct numerical simulation: a tool in turbulence research. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **30**, 539-578.
- MONKEWITZ, P., BUNSTER, A. 1987 The stability of the Stokes layer: visual observations and some theoretical considerations. In *Stability of Time Dependent and Spatially Varying Flows* (ed. D. L. Dwoyer e M.Y. Hussaini), pp. 244-260. Springer.
- MONTUORI, C. 1997 Complementi di idraulica. *Liguori Ed. Napoli*.
- MYRHAUG, D., REED, K., FYFE, A.J. 1987 Seabed boundary layer studies for pipelines: Large scale laboratory experiments. In *Proc. 9th Intl Symp. on Offshore Engineering, Rio de Janeiro* (ed. F. L. L. Carneiro et al.), pp. 345-359. Wiley.
- MYRHAUG, D., SLAATTELID, O.H. 1989 Combined wave and current boundary layer model for fixed rough seabeds. *Ocean Engng* **16**, 119-142.
- MYRHAUG, D., SLAATTELID, O.H. 1990 A rational approach to wave-current friction coefficients for rough, smooth and transitional turbulent flow. *Coastal Engng* **14**, 265-293.
- NIELSEN, P. 1985 On the structure of oscillatory boundary layers. *Coastal Engineering* **9**, 261-276.
- NIELSEN, P. 1992 Coastal bottom boundary layers and sediment transport. Advanced Series on Ocean Engineering. *Word Scientific* **4**.
- OBREMSKI, H. J., MORKOVIN, M. V. 1969 Application of a quasi-steady stability model to periodic boundary layer flow. *AIAA J.* **7**, 1298-1301.
- OHMI, M., IGUCHI, M. 1982 Critical Reynolds number in an oscillating pipe flow. *Bull. JSME* **25**, 165.
- OHMI, M., IGUCHI, M., KAKEHACHI, K., MASUDA, T. 1982 Transition to turbulence and velocity distribution in an oscillating pipe flow. *Bull. JSME* **25**, 365-371.
- ORLANDI, P. 1989 A numerical method for direct simulation of turbulence in complex geometries. *Annual research Brief*, **215** Center for Turbulence Research, Stanford University.
- ORLANDI, P. 2000 Fluid flow phenomena: a numerical toolkit. *Dordrecht, Kluwer*.

- RAI, M. M., MOIN, P., 1991 Direct simulations of turbulent flow using finite-difference schemes. *J. Comput. Phys.* **96**, 15.
- RAMAPRIAN, B. R., TU, S. W. 1980 An experimental study of oscillatory pipe flow at transitional Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* **100**, 513-544.
- RAMAPRIAN, B. R., TU, S. W. 1982 Study of periodic turbulent pipe flow. *IIHR Rep.* 238, *Iowa Inst. Hydraul. Res.*
- RAMAPRIAN, B. R., TU, S. W. 1983 Fully developed periodic turbulent pipe flow. Part 2. The detailed structure of the flow. *J. Fluid Mech.* **137**, 59-81.
- REICHARDT, J. 1951 Die Grundlagen des turbulenten Wärmeüberganges. *Arch. Ges. Warmetechnik* **2**, 129.
- ROBINSON, S.K. 1991 The kinematics of turbulent boundary layer structure. NASA Tech. Memo 103859.
- RODI, W. 1993 Turbulence models and their application in Hydraulics. A state of the art review. Third ed. A. A. *BALKEMA*.
- RUNSTADLER, P. W., KLINE, S. J., REYNOLDS, W. C. 1963 Experimental investigation of the flow structure of the turbulent boundary layer. *Dept. Mech. Engng. Stanford University*, Rep. MD-8.
- SALON, S., ARMENIO, V., CRISE, A. 2004 Studio numerico dello strato limite di Stokes in regime turbolento. *XXIX Conv. Naz. Idr. e Costr. Idr., Trento*.
- SARPKAYA, T. 1966 Experimental determination of the critical Reynolds-number for pulsating Pouseuille flow. *Trans. ASME: J. Basic Engng* Sept., 589-598.
- SARPKAYA, T. 1993 Coherent structures in oscillatory boundary layers. *J. Fluid Mech.* **253**, 105-140.
- SCANDURA, P. 2006 Correnti stazionarie in uno strato limite oscillante in regime turbolento. *XXX Convegno di Idraulica e Costruzioni Idrauliche – IDRA 2006*.
- SCOTTI, A., PIOMELLI, U. 2001 Turbulence models in pulsating flows, *AIAA, Paper n. 2001-0729*.
- SCOTTI, A., PIOMELLI, U. 2001 Numerical simulation of pulsating turbulent channel flow. *Phys. Fluids* **13**, 1367-1384.
- SERGEEV, S. I. 1966 Fluid oscillations in pipes at moderate Reynolds numbers. *Fluid Dyn.* **1**, 121-122.

- SIMONS, R.R., KYRIACOU, A., SOULSBY, R.L., DAVIES, A.G. 1988 Predicting the near bed turbulent flow in waves and currents. In *Proc. IAHR Symposium on Mathematical Modelling of Sediment Transport in the Coastal Zone, Copenhagen*, pp. 33-47.
- SIMONS, R.R., GRASS, T.J., MANSOUR-TEHRANI, M. 1992 Bottom shear stresses in the boundary layer under waves and currents crossing at right angles. In *Proc. 23rd Intl. Conf. on Coastal Engng, Venice, Italy* (ed. B.L. Edge), Vol. 1, Ch. 45, pp. 604-617. ASCE.
- SIMONS, R.R., GRASS, T.J., SALEH, W.M., TEHRANI, M.M. 1994 Bottom shear stresses under waves with a current superimposed. *Proc. 24th Intl Conf. on Coastal Engng, Oct. 1994, Kobe, Japan* (ed. B.L. Edge), vol. I, ch. 42, pp. 565-578.
- SLEATH, J.F.A. 1987 Turbulent oscillatory flow over rough beds. *J. Fluid Mech.* **182**, 369-409.
- SLEATH, J.F.A. 1988 Transition in oscillatory flow over rough beds. *J. Waterway, Port, Coastal and Engineering.* **114**, n.1, 18-33.
- SLEATH, J.F.A. 1991 Velocities and shear-stresses in wavy current flows. *J. Geophys. Res.* **96**, 15237-15244.
- SOULSBY, R.L., HUMPHERY, J.D. 1990 Field observations of wave-current interaction at the seabed. In *Water Wave Kinematics* (ed. A. Torum e O.T. Gudmester), pp. 413-428. Kluwer.
- SOULSBY, R.L., HAMM, L., KLOPMAN, G., MYRHAUG, D. SIMONS, R.R., THOMAS, G.P. 1993 Wave-current interaction in the vertical. *Coastal Engng.* **21**, 41-69.
- SPALART, P. R., BALDWIN, B. S. 1987 Direct simulation of a turbulent oscillating boundary layer. *Turbulent Shear Flows* **6**. Springer.
- SPALART, P. R. 1988 Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $Re_0=1410$. *J. Fluid Mech.* **187**, 61-98.
- STOKES, G. G. 1855 On the effects of internal friction of fluids on the motion of pendulums. *Trans. Camb. Phil. Soc.* **9**, 8.
- SUMER, B. M., LAURSEN, T. S, FREDSE, J. 1993 Wave boundary layers in a convergent tunnel. *Coastal Engin.* **20**, 317.

- TARDU, S. F., BINDER, G., BLACKWELDER, R. F. 1987 Response of turbulence to large amplitude oscillations in channel flow. In *Advances in Turbulence* (ed. G. Comte-Bellot & J. Mathieu), pp. 564-555. Springer.
- TARDU, S. F., BINDER 1993 Wall shear stress modulation in unsteady turbulent channel flow with high imposed frequencies. *Phys. Fluids* **A5**, 2028-2037.
- TARDU, S. F., BINDER, G., BLACKWELDER, R. F. 1994 Turbulent channel flow with large amplitude velocity oscillations. *J. Fluid Mech.* **267**, 109-151.
- TARDU, S. F., BINDER, G., VEZIN, P. 1995 Cyclic modulation of Reynolds stresses and length scales in pulsed turbulent channel flow. *Proc. R. Soc. London Ser. A* **451**, 121.
- TARDU, S. F., BINDER, G. 1997 Reaction of bursting to an oscillating homogeneous pressure gradient. *Eur. J. Fluid Mech.B/Fluids* **16**, 89.
- TENNEKES, H., LUMLEY, J. L. 1972 A first course in Turbulence. *The MIT Press*.
- TROMANS, P. 1976 The stability of oscillatory pipe flow. Abstract of a lecture given at Euromech 73. *Oscillatory flow in Ducts, Aix-en-Provence*.
- TU, S. W., RAMAPRIAN, B. R. 1983 Fully developed periodic turbulent pipe flow. Part 1. Main experimental results and comparison with prediction. *J. Fluid Mech.* **137**, 31-58.
- TUZI, R., BLONDEAUX, P., ORLANDI, P. 2004 Simulazioni numeriche del moto oscillante in un condotto di sezione circolare, *XXIX Convegno Nazionale di Idraulica e Costruzioni Idrauliche, Trento*.
- UCHIDA, S. 1956 The pulsating viscous flow superimposed on the steady laminar motion of incompressible fluids in a circular pipe. *Z. Angew. Math. Phys.* **7**, 403-422.
- VAN DE HULST, H. C. 1981 Light Scattering by Small Particles. *Dover publications*.
- VAN DRIEST, E. R. 1956 On the turbulent flow near a wall. *J. Aerosp. Sci.* **23**, 1007.
- VAN KESTEREN, W.G.M., BAKKER, W. T. 1984 Near bottom velocities in waves with a current; analytical and numerical computations. In *Proc. 19th Conf. Coastal Engng, Houston, TX* pp. 1161-1177. ASCE.
- VERZICCO, R., VITTORI, G. 1996 Direct simulation of transition in a Stokes boundary layer. *Phys. Fluids* **8**, 1341-1343.

- VITTORI, G., VERZICCO, R. 1998 Direct simulation of transition in an oscillatory boundary layer. *J. Fluid Mech.* **371**, 207-232.
- VON KERCZEK, C., DAVIS, S. H. 1974 Linear stability theory of oscillatory Stokes layers. *J. Fluid Mech.* **62**, 753-773.
- WILLERT, C. E., GHARIB, M. 1991 Digital Particle Image Velocimetry. *Experiments in Fluids.* **10**, 181-193.
- WOMERSLEY, J. R. 1955 Method for the calculation of velocity, rate of flow and viscous drag in arteries when the pressure gradient is known. *J. Physiol.* **127**, 553-563.
- WU, X. 1992 The non linear evolution of high-frequency resonant triad waves in an oscillatory Stokes layer at high Reynolds number. *J. Fluid Mech.* **245**, 553-597.
- WU, X., LEE, S. S., COWLEY, S. J. 1995 On the weakly non linear three-dimensional instability of shear layers to pair of oblique waves: the Stokes layer as a paradigm. *J. Fluid Mech.* **253**, 681-721.