

19.3. Analisi delle crosscorrelazioni a lag temporale nullo delle componenti fluttuanti di velocità orizzontali e verticali.

Le figg. 19.3.1-2 riportano gli andamenti delle crosscorrelazioni per lag temporale nullo delle componenti fluttuanti di velocità orizzontali e verticali, intendendo con questo termine i valori di velocità oscillanti rispetto alla media e, dunque, imputabili sia alla turbolenza sia al campo di moto ondoso. Le figure mettono in evidenza un andamento qualitativo simile a quello riscontrato per gli sforzi nel getto immesso in acqua ferma. Ossia si osserva che i valori nulli di crosscorrelazione si verificano in corrispondenza dell'asse medio del getto e in corrispondenza delle regioni esterne ad esso. Questo comportamento appare logico. Infatti il valor nullo, per $x=0$, è spiegabile per l'ipotesi di simmetria del getto rispetto all'asse medio. Il valor nullo in corrispondenza delle regioni esterne è spiegabile osservando che in tali regioni, le componenti di velocità imputabili al moto ondoso non sono correlate e quelle imputabili al getto tendono a valori molto bassi.

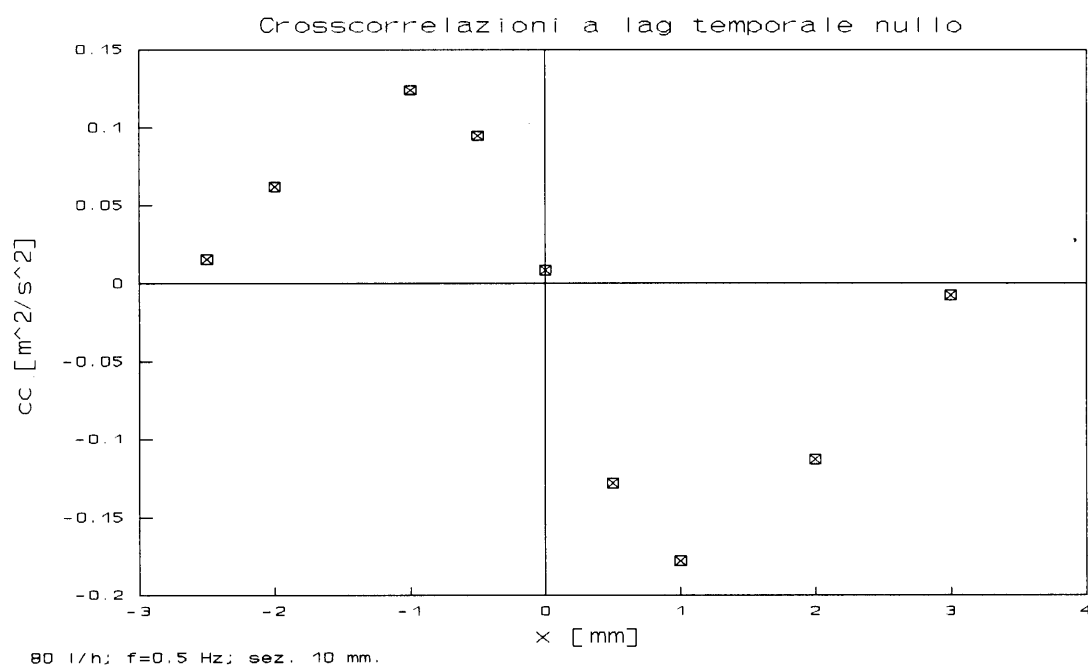


Fig. 19.3.1. Andamento delle crosscorrelazioni a lag temporale nullo per la sezione C2.

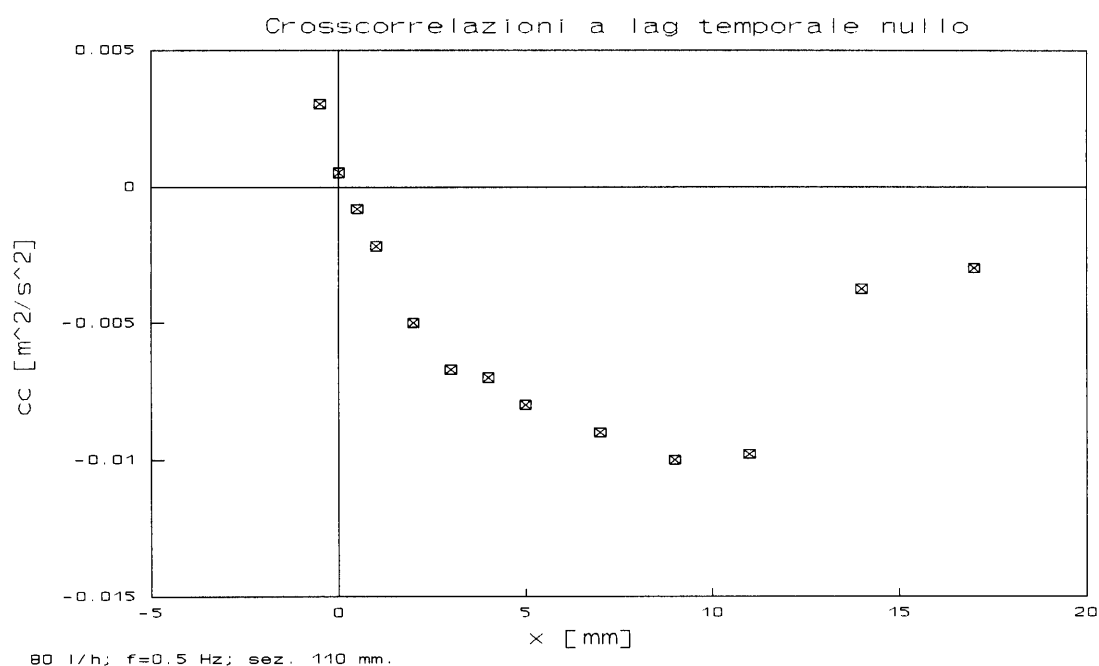


Fig. 19.3.2. Andamento delle crosscorrelazioni a lag temporale nullo per la sezione C4.

19.4. Leggi di variazione delle grandezze caratteristiche dei getti interagenti con un campo di moto ondoso lungo la direzione longitudinale media.

In fig. 19.4.1 si riporta l'andamento delle portate in ogni sezione trasversale ottenuto per integrazione dei profili delle velocità medie verticali. Si osserva che l'analisi condotta nell'ambito di questa ricerca è tipicamente euleriana. Si ritiene che il diagramma richiamato possa dare delle utili indicazioni poiché le oscillazioni a cui sono sottoposti i getti non sono di entità tale da modificare di molto i valori delle portate che si otterrebbero con un'analisi lagrangiana. Si osserva, ancora, che tale modo di procedere consente, tra l'altro, di effettuare delle comparazioni con i risultati di altri autori. A tal riguardo si ricorda la possibilità di confrontare il coefficiente di intrusione, ottenibile attraverso l'analisi delle portate, con la legge proposta da Ger (1979), come evidenziato nel cap. 10. A tal riguardo si veda il par. 19.7.

La fig. 19.4.1 mette in evidenza che per le sezioni prossime all'ugello l'andamento delle portate è simile rispetto a quello del getto immesso in un campo di liquido in quiete. Viceversa, per le sezioni, più distanti dall'orifizio, si osserva un incremento delle portate abbastanza significativo. Questo diagramma consente di mettere in evidenza che i getti

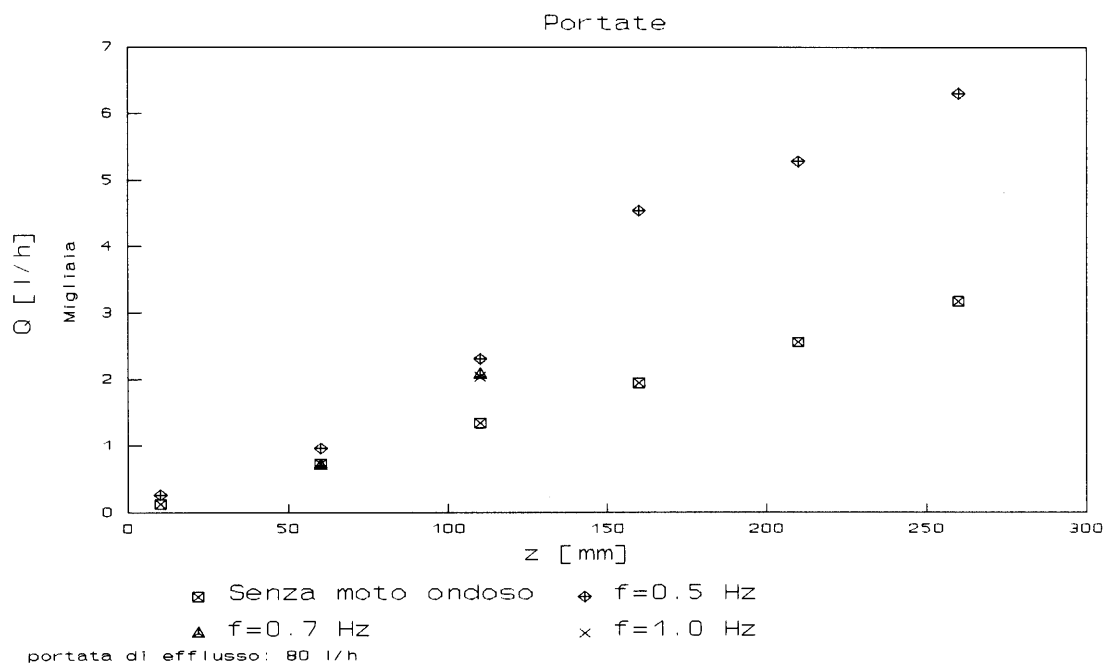
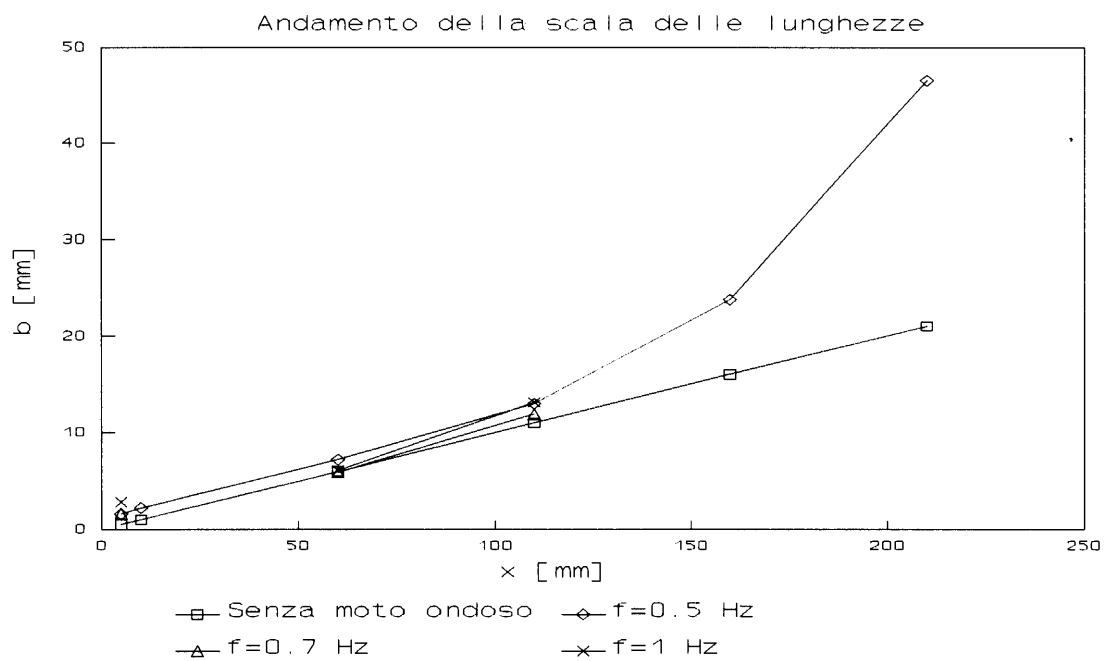


Fig. 19.4.1. Andamento delle portate.

Fig. 19.4.2. Andamento della scala delle lunghezze trasversali b , definita come la distanza dall'asse medio del getto in cui $u=u_m/e$.

interagenti con campi di moto ondosi non risentono della variazione di frequenza, almeno fino alla sezione a distanza 110 mm dall'ugello. E' evidente che tale conclusione va circoscritta ai risultati che sono stati ottenuti nell'ambito di questa ricerca.

In fig. 19.4.2 si riporta il diagramma della scale delle lunghezze trasversali b , definita, al solito, come la distanza dall'asse medio del getto in corrispondenza della quale la velocità media locale è uguale a $1/e$ volte quella in asse. Nel diagramma si riportano gli andamenti per i casi di getti interagenti con campi di moto ondosi con frequenza di 0.5 Hz, 0.7 Hz e 1.0 Hz. E' inoltre riportata la curva interpolante i dati calcolati nel caso di getto immesso in un campo di liquido in quiete. Dalla figura si evince che le sezioni prossime all'ugello presentano un leggero scostamento rispetto al caso di immissione in acqua ferma. Inoltre, per i rilievi condotti nell'ambito di questa ricerca, è poco evidente la dipendenza di b dalla frequenza del campo di moto ondoso. Per le sezioni più distanti dall'orifizio, invece, si nota un notevole aumento della scala b rispetto al caso dei getti immessi in un campo di liquido in quiete. I dati sperimentali mettono in evidenza che l'andamento di b non è di tipo lineare, come invece, almeno teoricamente, si verifica per il caso di immissione in acqua ferma.

Il diagramma conferma quanto è stato detto nel par. 16.2, ossia che, per le sezioni prossime all'orifizio, il getto mantiene la sua *identità*, per così dire, in virtù della sua rigidità. Ossia l'allargamento medio è sostanzialmente analogo al caso del getto immesso in un campo di liquido in quiete. Per queste sezioni, che fanno parte della cosiddetta *regione di flessione* del getto, si può evidenziare sostanzialmente una variazione dei soli profili di velocità verticali che sono spiegabili così come detto nel par. 19.1.

Il diagramma di fig. 19.4.3 riporta l'andamento delle velocità verticali in corrispondenza dell'asse medio del getto. Si osserva che per le configurazioni D ed E, relative all'immissione dei getti in campi di moto con frequenze di 0.7 Hz e 1.0 Hz, i dati sono relativamente pochi per ottenere un andamento significativo della curva. Pertanto in fig. 19.4.3 si propone soltanto il confronto tra il getto in acqua ferma e il medesimo getto interagente con un campo di moto ondoso a frequenza 0.5 Hz. Si nota che il confronto dei dati sperimentali con le leggi teoriche può avvenire solo per sezioni del getto poste a distanza circa dieci volte il diametro dell'orifizio. Ciò è giustificato dal fatto che le leggi teoriche si riferiscono al caso della ZEF (Zone of Established Flow) del getto. Per tale

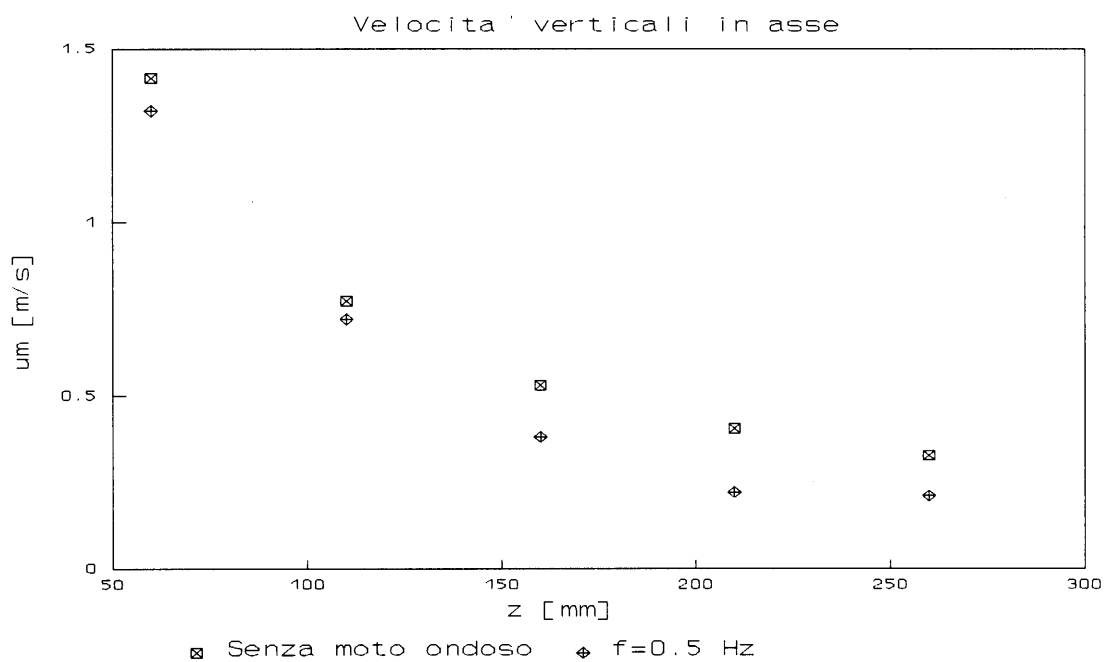
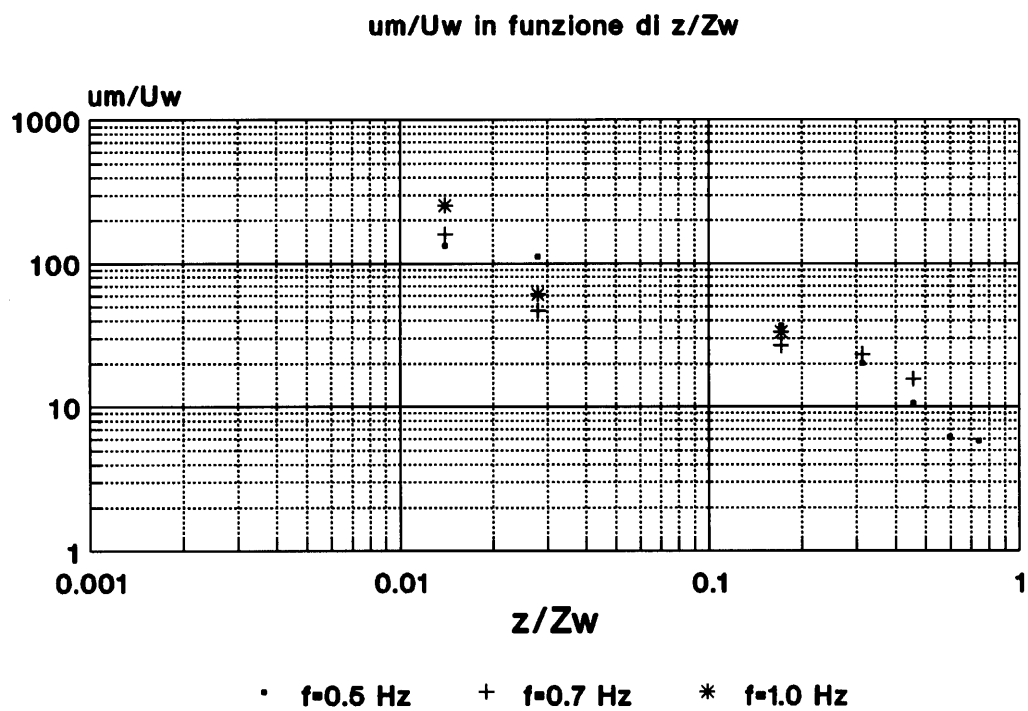


Fig. 19.4.3. Andamento delle velocità in corrispondenza dell'asse medio del getto (configurazione C).

Fig. 19.4.4. Andamento di u_m/U_w in funzione di z/Z_w .

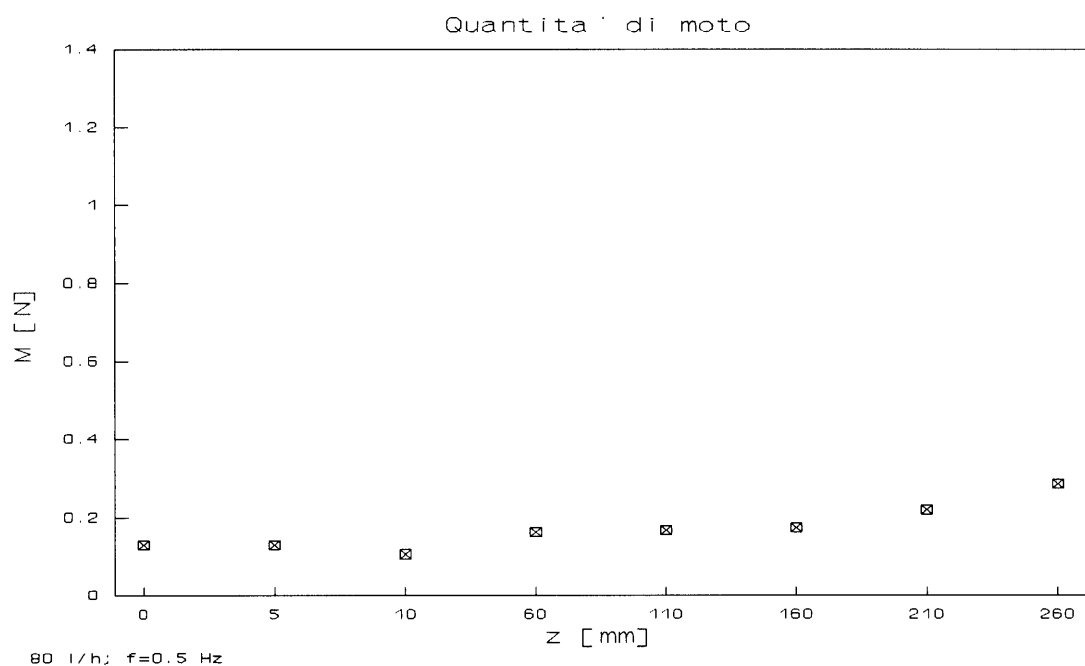


Fig. 19.4.5. Andamento delle quantità di moto in funzione della distanza dall'ugello per la configurazione C.

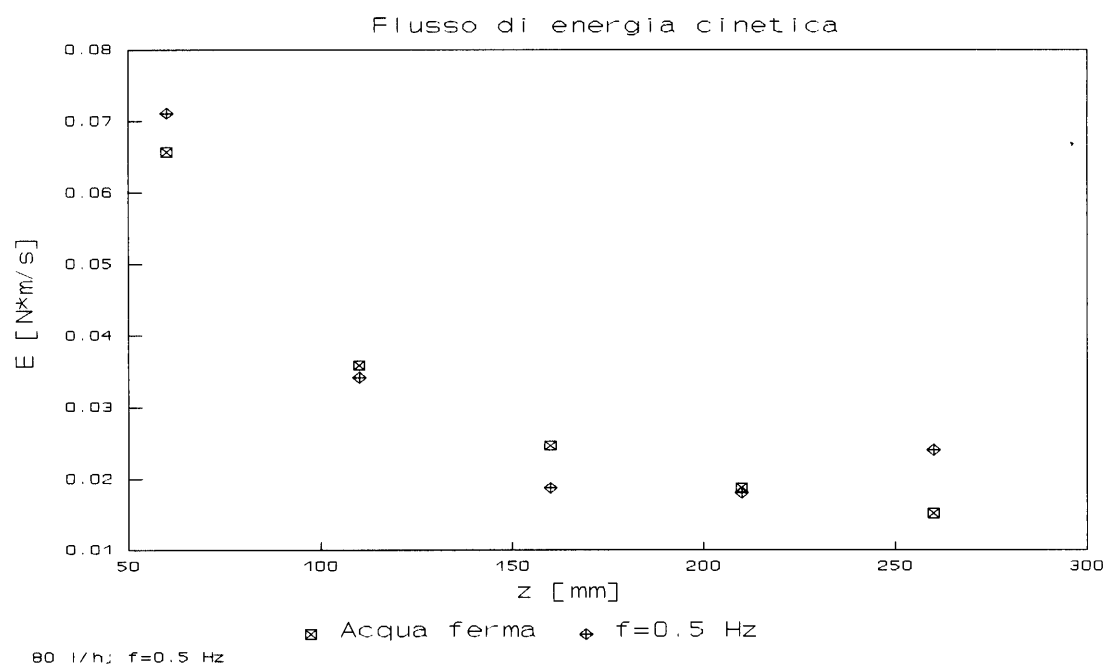


Fig. 19.4.6. Andamento del flusso di energia in funzione della distanza dall'ugello per la configurazione C.

ragione nel diagramma di fig. 19.4.3 sono stati eliminati i punti rappresentativi delle

componenti verticali di velocità sull'asse medio relative alle sezioni poste a distanza 5 e 10 mm dall'orifizio.

Dal diagramma si nota che i valori di velocità in asse per il caso di un getto immesso in un campo di liquido in moto ondoso sono sempre minori rispetto al caso dello stesso getto immesso in un campo di liquido in quiete. Tale risultato conferma le considerazioni proposte nel par. 16.2, in cui si è discusso delle oscillazioni che si generano nel caso di getto interagente con un campo di moto ondoso e, quindi, del conseguente appiattimento dei profili di velocità. Inoltre, in analogia con quanto proposto da Chyan e Hwung (1993), facendo riferimento alla relazione (12.1.3), in fig. 19.4.4 si riporta l'andamento delle componenti verticali di velocità in corrispondenza dell'asse medio dei getti interagenti con un campo di moto ondoso, adimensionalizzate con U_w , in funzione di z/Z_w (per i simboli si faccia riferimento al par. 12.1). Nel diagramma i punti relativi alla configurazione D sono maggiori di tre, poiché relativamente ai soli valori di u_m i rilievi sono stati condotti in cinque sezioni. L'andamento dei dati della figura indicano un sostanziale accordo con quanto ottenuto da Chyan e Hwung (1993).

In fig. 19.4.5 si riportano le quantità di moto relative ad ogni sezione trasversale. L'andamento qualitativo del diagramma dimostra una condizione di sostanziale uniformità delle quantità di moto. A rigore, ritenendo valida la relazione (12.1.4) le quantità di moto delle componenti medie del getto non dovrebbero mantenersi costanti. Infatti la relazione (12.1.4) stabilisce che è costante la quantità di moto definita come somma del contributo dovuto alle componenti verticali di velocità del getto e del contributo relativo alle componenti verticali del campo di moto ondoso. Tuttavia, poiché quest'ultimo termine, almeno per le configurazioni analizzate, è relativamente piccolo, può essere trascurato in prima approssimazione. Si ritiene che la variazione della quantità di moto, per le sezioni più distanti dall'orifizio (si veda la fig. 19.4.5), siano imputabili, come è stato già detto per il caso di immissione in acqua ferma, all'esistenza di un flusso di ricaduta. Trascurando il contributo delle componenti di velocità del campo di moto ondoso e poiché le condizioni cinematiche all'uscita del getto sono state uguali, sia nel caso di getto in acqua ferma sia in presenza di onde, si verifica l'uguaglianza della quantità di moto per le varie configurazioni e la sua sostanziale uniformità lungo la verticale. Ciò conferma che, per quanto riguarda le quantità di moto, nei getti interagenti con un campo di moto ondoso, all'appiattimento dei

diagrammi di velocità si accompagna un allargamento del getto.

Nel diagramma di fig. 19.4.6 si riporta l'andamento del flusso di energia cinetica (si veda il par. 2.4). Dalla figura si nota un andamento sostanzialmente analogo tra i getti in acqua ferma e quelli interagenti con le onde.

19.5. Analisi di similitudine.

Nella fig. 19.5.1 si riporta l'andamento dei profili di velocità verticali della configurazione C, adimensionalizzati con u_m , in funzione di x , adimensionalizzata con la scala delle lunghezze trasversali b .

Dalla figura si nota che i dati di velocità dei getti interagenti con un campo di moto ondoso si addensano su un'unica curva, in analogia con il caso di un getto immesso in un campo di liquido in quiete. I punti del diagramma di fig. 19.5.1, che non sono ben interpolati dalla relazione $u/u_m = \exp(-x^2/b^2)$, sono quelli delle sezioni C1 e C2, a distanza, rispettivamente, di 5 mm e 10 mm dall'ugello. Infatti la fig. 19.5.2 mette in evidenza un miglior adattamento dei dati sperimentali relativi alle sezioni più distanti dall'orifizio. Questo conferma il diverso comportamento delle sezioni della *regione di flessione* dei getti interagenti con un campo di moto ondoso.

In fig. 19.5.3-4 si riportano i valori degli r.m.s. adimensionalizzati con u_m in funzione di x adimensionalizzata con b (configurazione C). Si osserva che, a differenza del caso del getto immesso in un campo di liquido in quiete, i dati non si addensano su un'unica curva. La ragione di questo risultato può essere spiegato effettuando un'analisi dimensionale del fenomeno. Nel caso di un getto immesso in un campo di liquido in quiete si può scrivere la seguente relazione funzionale

$$f(\text{r.m.s.}, u_m, x, b) = 0$$

con ovvio significato dei simboli. Applicando il teorema di Buckingham, si ottiene

$$\frac{\text{r.m.s.}}{u_m} = g\left(\frac{x}{b}\right)$$

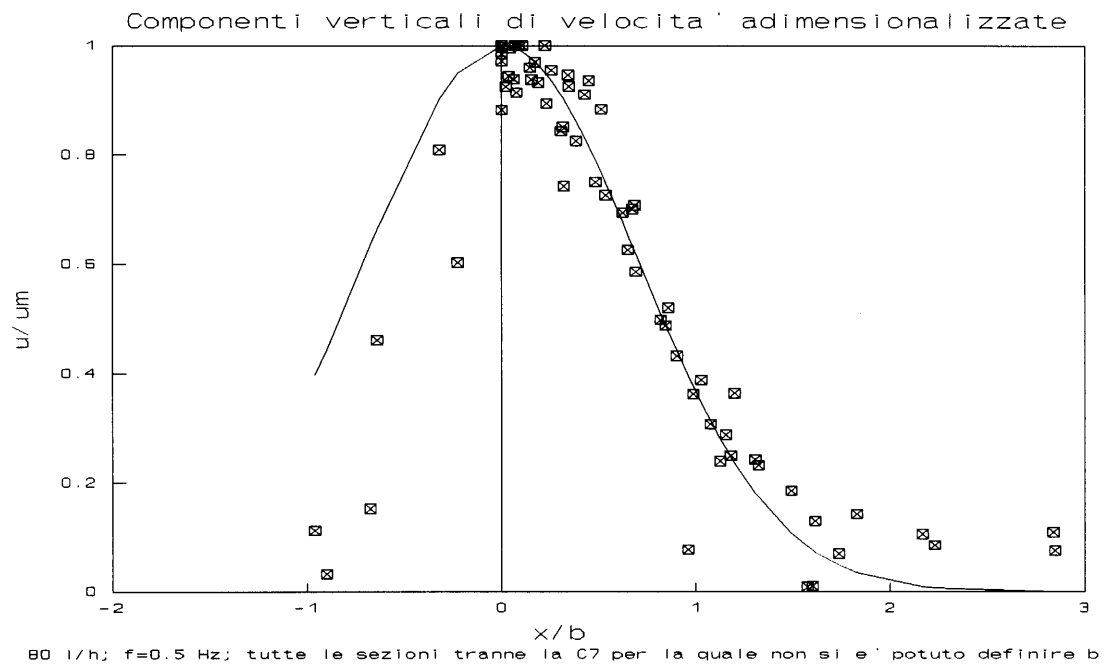


Fig. 19.5.1. Andamento di u/u_m in funzione di x/b per la configurazione C.

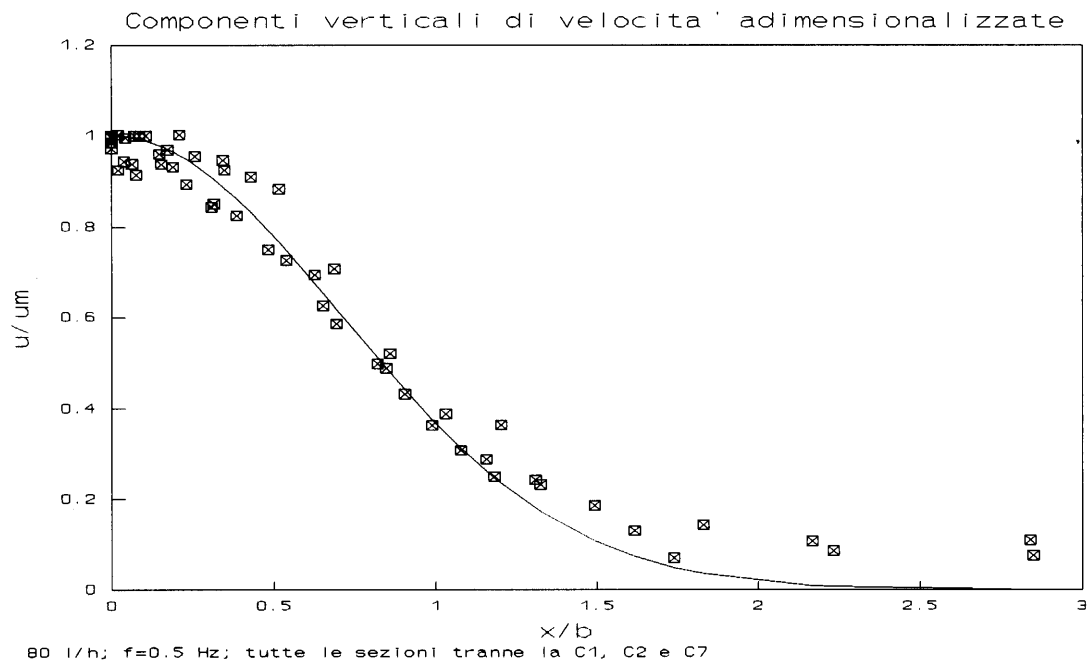


Fig. 19.5.2. Andamento di u/u_m in funzione di x/b con esclusione delle sezioni C1 e C2. Mancano i dati relativi alle x negative poiché appartenenti alle sezioni C1 e C2.

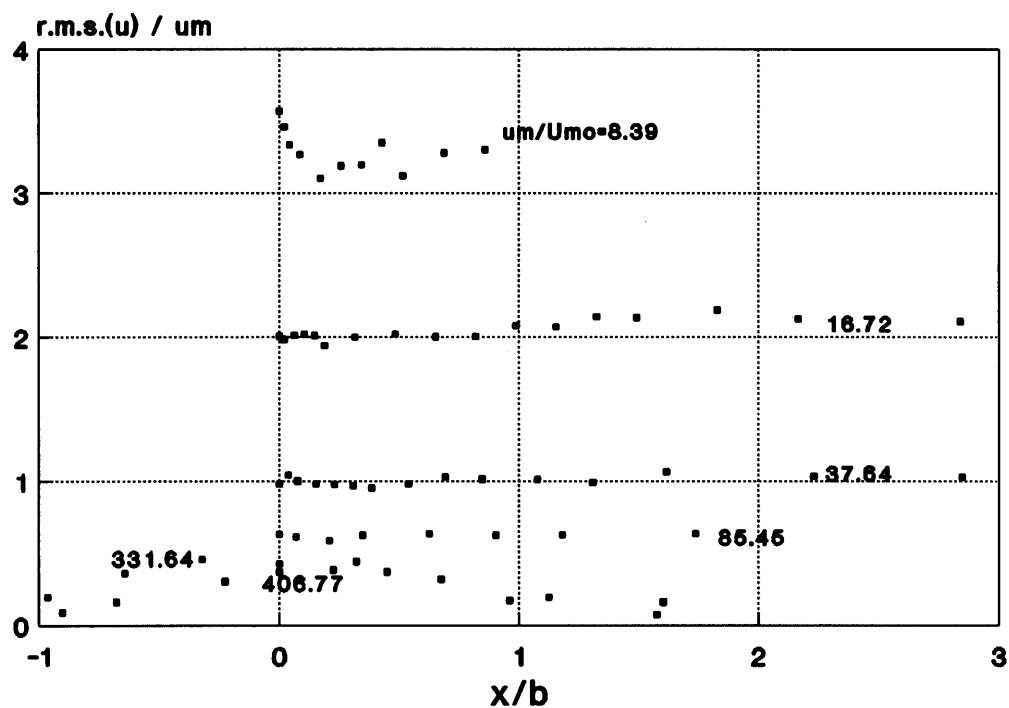


Fig. 19.5.3. Andamento degli r.m.s. delle componenti verticali di velocità adimensionalizzati con u_m in funzione di x/b e u_m/U_{m0} (configurazione C).

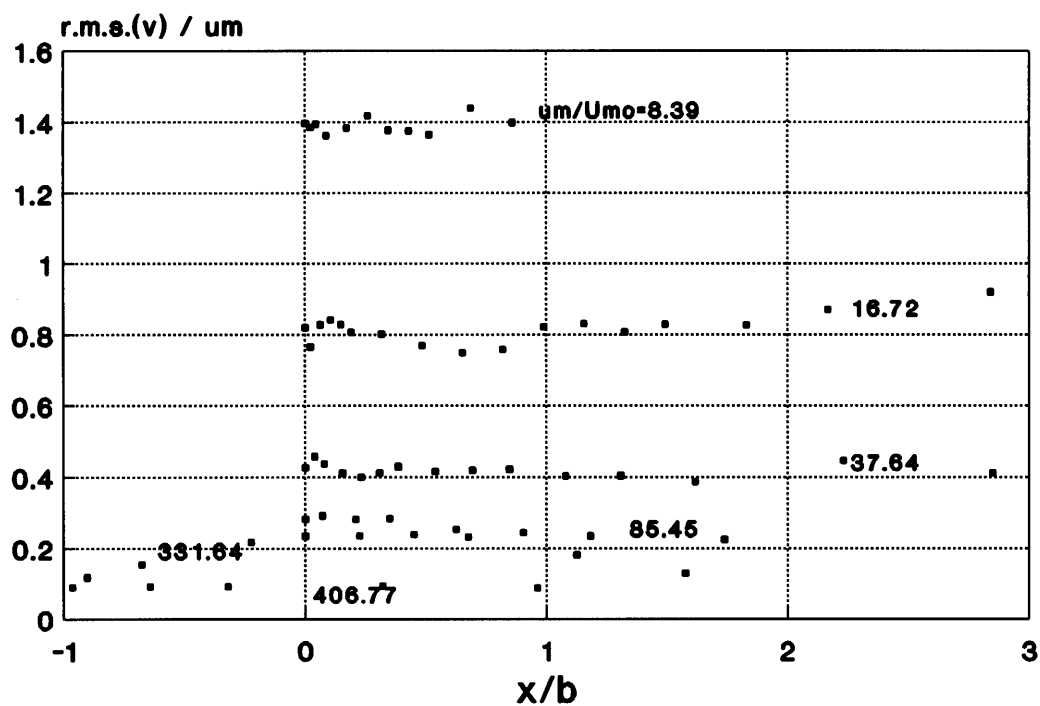


Fig. 19.5.4. Andamento degli r.m.s. delle componenti orizzontali di velocità adimensionalizzati con u_m in funzione di x/b e u_m/U_{m0} (configurazione C).

C).

Tale relazione, valida per le sezioni che siano sufficientemente distanti dall'ugello, giustifica l'analisi dei dati sperimentali del par. 17.5, nel quale si evidenzia, appunto, che, per tali sezioni, gli andamenti degli r.m.s. adimensionalizzati si addensano su un'unica curva (figg. 17.5.3-5).

Per il caso dei getti immessi in un campo di liquido in moto ondoso, si può scrivere la seguente relazione funzionale

$$f(r.m.s., u_m, U_{mo}, x, b) = 0 \quad (19.5.1)$$

avendo ora indicato con U_{mo} una velocità caratteristica delle onde con cui il getto interagisce. In particolare, si è posto U_{mo} uguale al massimo valore di velocità verticale del moto ondoso analizzato, al variare della distanza dal fondo. Applicando il teorema di Buckingham, si ha

$$\frac{r.m.s.}{u_m} = g\left(\frac{x}{b}; \frac{u_m}{U_{mo}}\right).$$

Questa relazione mette in evidenza che, nel caso dei getti interagenti con un campo di moto ondoso, interviene il parametro adimensionale u_m/U_{mo} . Questo risultato è avallato dai dati riportati nelle figg. 19.5.3-4, in cui si osserva che le singole curve possono essere parametrizzate in funzione di u_m/U_{mo} . Dagli stessi diagrammi si nota che, per le sezioni particolarmente distanti dall'ugello, la dipendenza di $r.m.s./u_m$ da u_m/U_{mo} è più marcata rispetto alle sezioni più vicine ad esso. Ciò conferma che la relazione funzionale (19.5.1) ben interpreta i dati relativi alle sezioni ove non si risente delle condizioni iniziali del getto. Tale conclusione appare logica, se si osserva che con l'aumentare della distanza dall'ugello le fluttuazioni di velocità sono prevalentemente dovute al campo di moto ondoso, o, per meglio dire, all'interazione di questo con il getto.

19.6. Spettri di potenza e scale temporali.

In seguito si riportano alcuni spettri di potenza relativi ai rilievi di velocità condotti

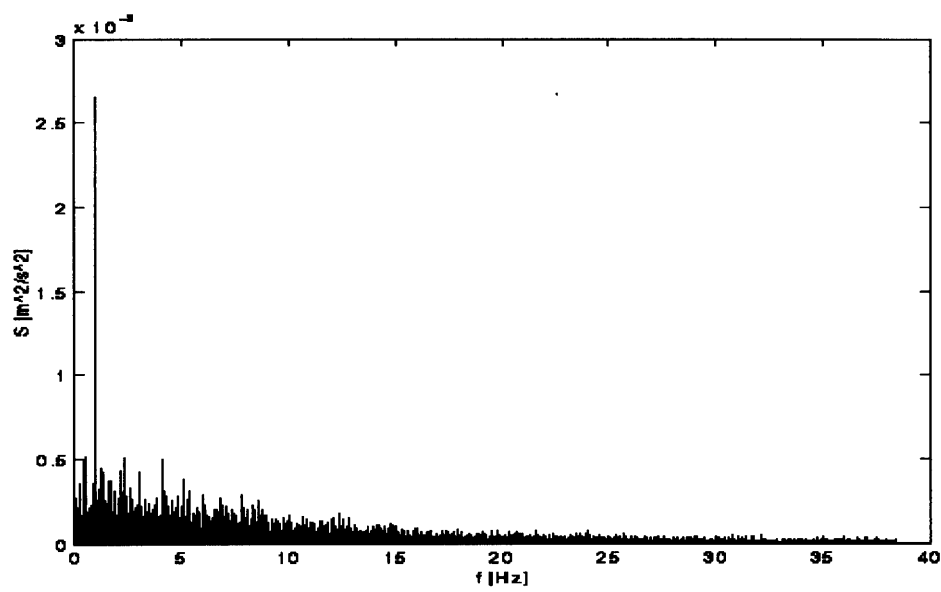


Fig. 19.6.1. Spettro di potenza delle componenti verticali di velocità per il punto di misura posto sull'asse medio del getto (sez. C4).

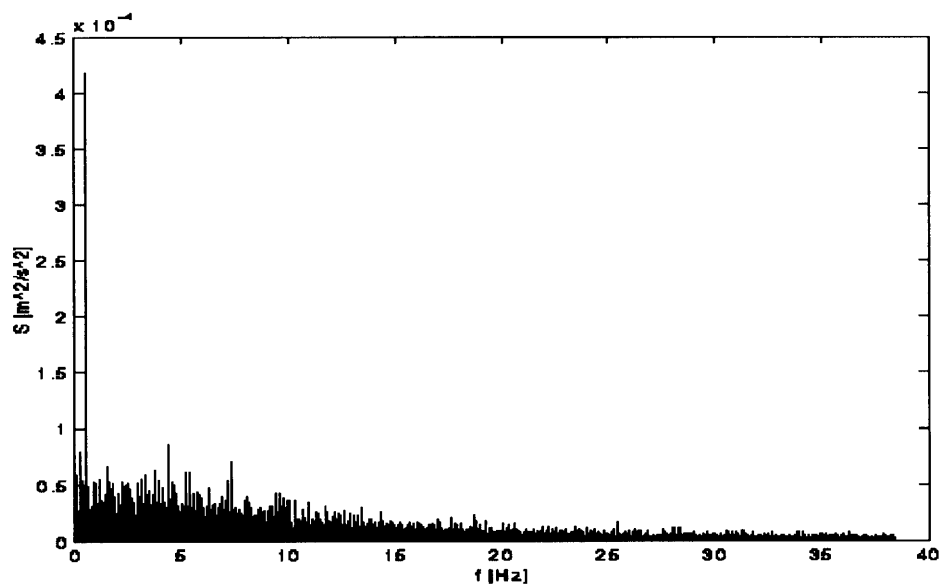


Fig. 19.6.2. Spettro di potenza delle componenti orizzontali di velocità per il punto di misura posto sull'asse medio del getto (sez. C4).

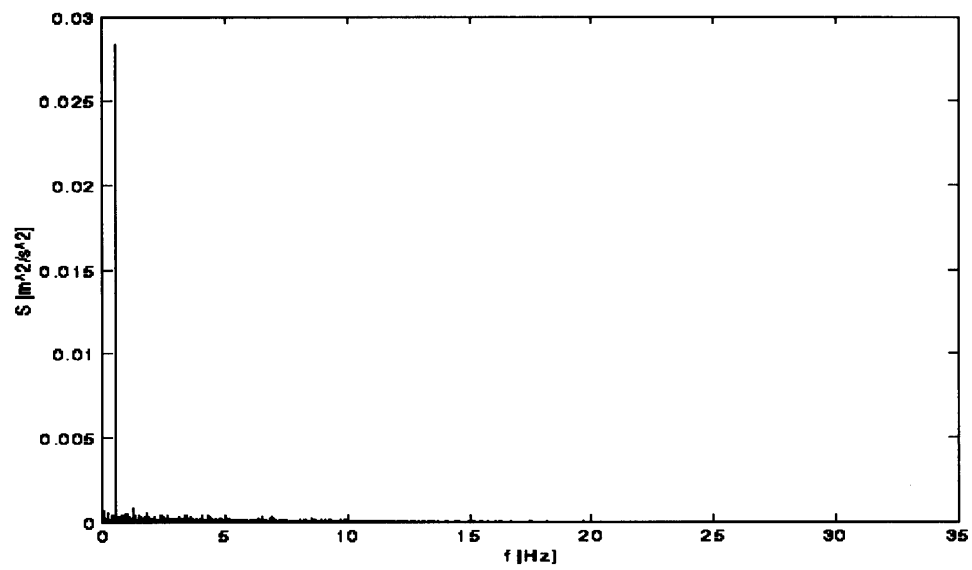


Fig. 19.6.3. Spettro di potenza delle componenti verticali di velocità per il punto di misura a distanza $x=7.0$ mm dall'asse medio del getto (sez. C4).

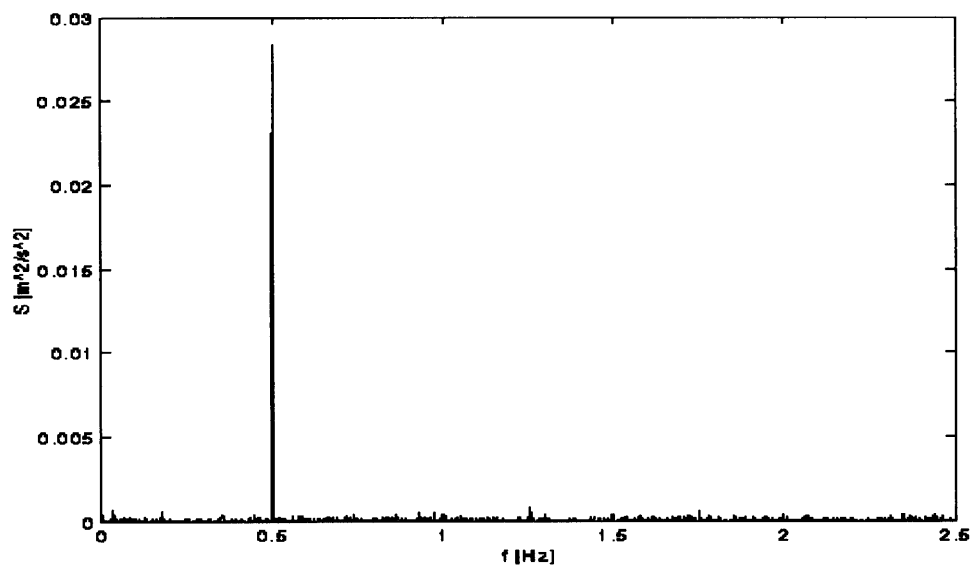


Fig. 19.6.4. Ingrandimento dello spettro di potenza di fig. 19.6.3.

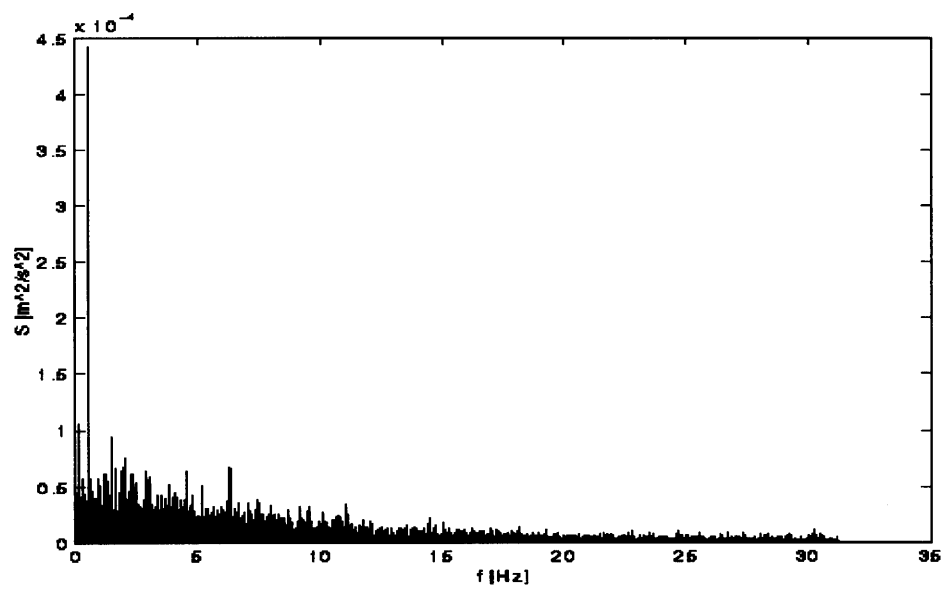


Fig. 19.6.5. Spettro di potenza delle componenti orizzontali di velocità per il punto di misura a distanza $x=7.0$ mm dall'asse medio del getto (sez. C4).

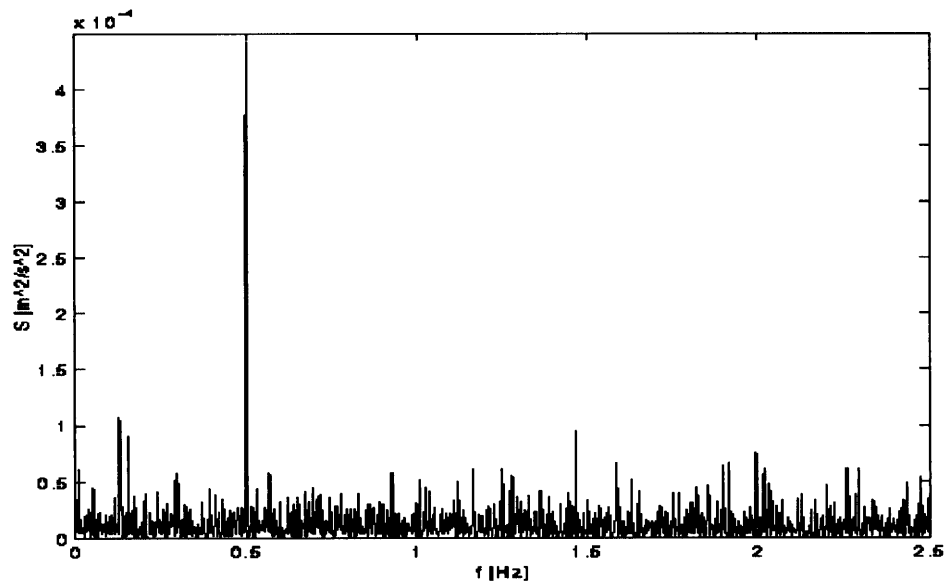


Fig. 19.6.6. Ingrandimento dello spettro di potenza di fig. 19.6.5.

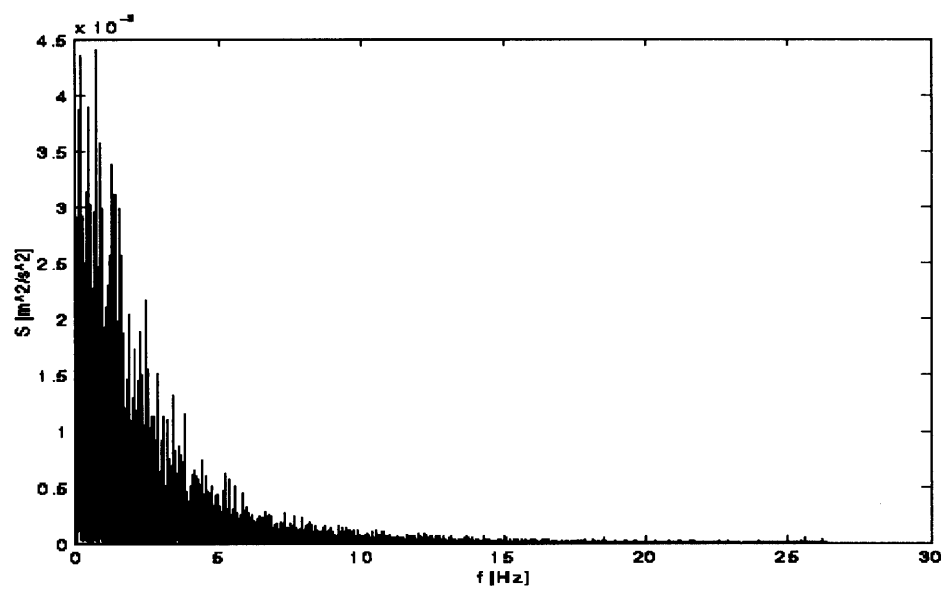


Fig. 19.6.7. Spettro di potenza delle componenti verticali di velocità per il punto di misura a distanza $x=29.0$ mm dall'asse medio del getto (sez. C4).

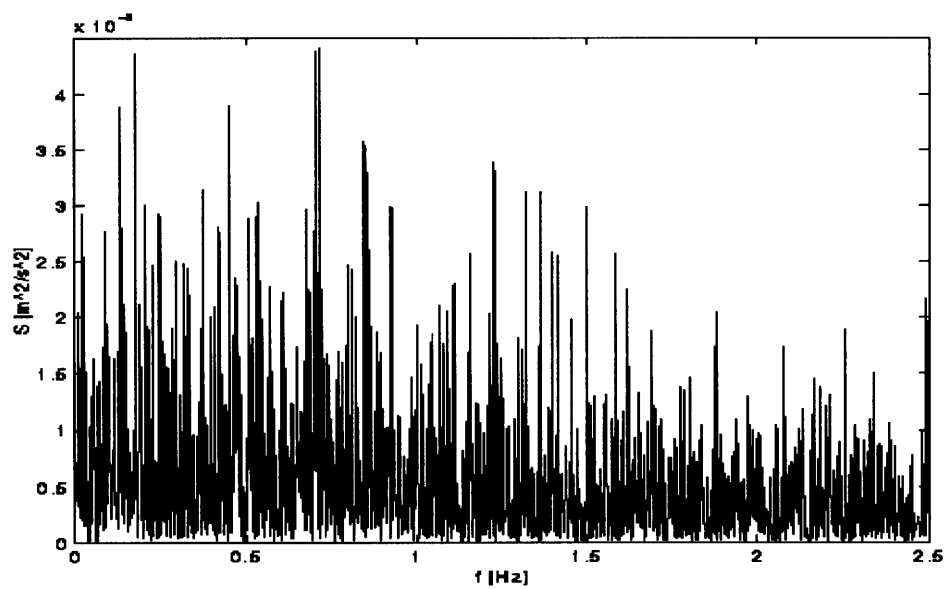


Fig. 19.6.8. Ingrandimento dello spettro di potenza di fig. 19.6.7.

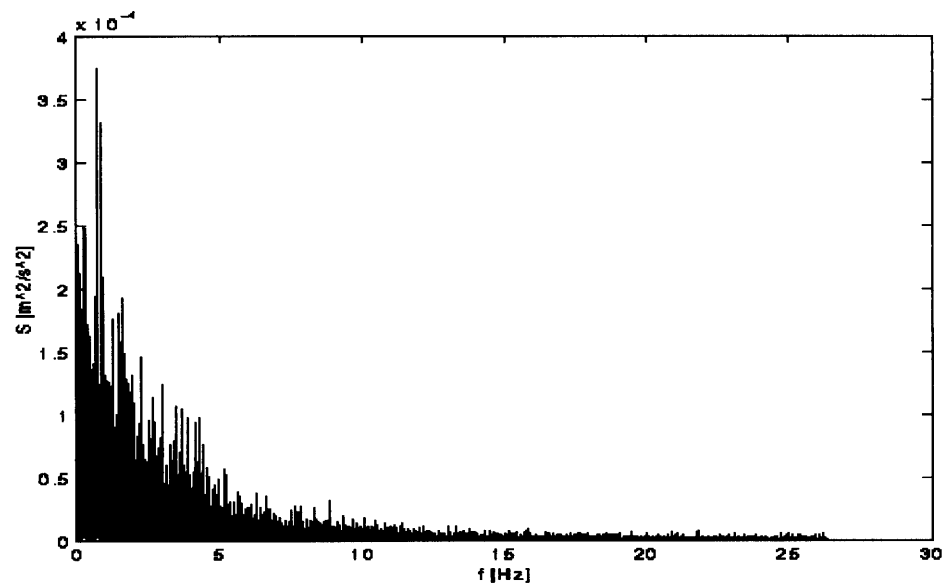


Fig. 19.6.9. Spettro di potenza delle componenti orizzontali di velocità per il punto di misura a distanza $x=29.0$ mm dall'asse medio del getto (sez. C4).

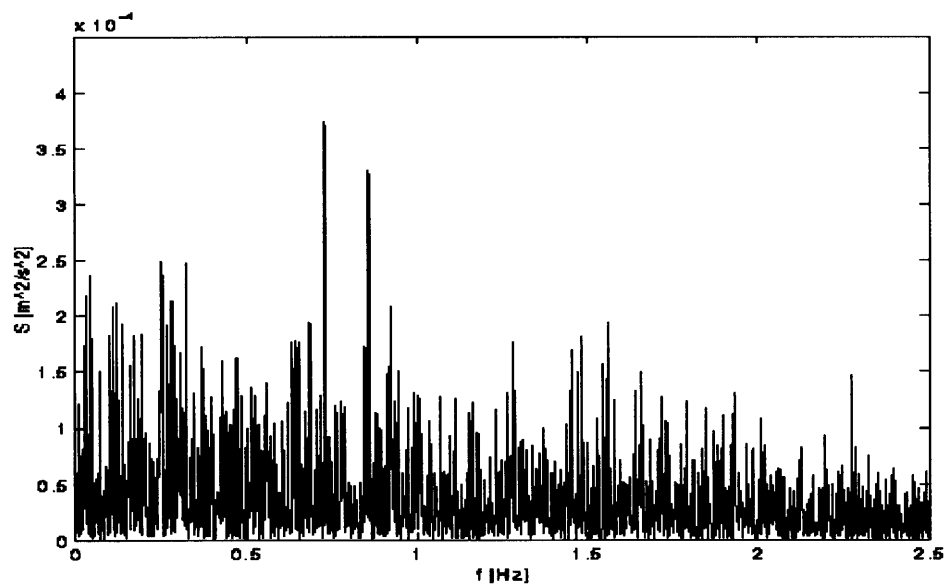


Fig. 19.6.10. Ingrandimento dello spettro di potenza di fig. 19.6.9.

per la sez. C4 di tab. 19.1.1. Nelle didascalie di ciascuna figura è riportata la distanza dall'asse medio del getto a cui i rilievi si riferiscono.

Dagli spettri di potenza delle sezioni a distanza 5 mm e 10 mm dall'ugello si possono dedurre le seguenti osservazioni. Per i punti di misura posti sull'asse medio del getto o poco discosti da esso lo spettro non presenta dei picchi a frequenze particolari. Viceversa, allontanandosi dall'asse medio, gli spettri sono caratterizzati da un picco dominante a frequenza uguale a quella del moto ondoso, ossia 0.5 Hz, 0.7 Hz o 1.0 Hz a seconda delle configurazioni prese in considerazione.

Le considerazioni fatte valgono per gli spettri relativi alle componenti verticali e orizzontali di velocità.

Per quanto attiene i punti appartenenti alle sezioni a distanza maggiore di 10 mm dall'ugello, invece, gli spettri di potenza presentano un picco principale a frequenza uguale a quella del moto ondoso anche per i punti di misura prossimi all'asse medio del getto. Questo è evidente dall'analisi delle figg. 19.6.1-6.

Tale diversità di comportamento consente di confermare, per i getti interagenti con le onde, l'ipotesi di esistenza di una regione prossima all'ugello (*regione di flessione*) in cui il getto stesso mantiene, come è stato detto, una sua *identità* per la *rigidezza* che lo contraddistingue. Questo comporta che, per i punti di misura prossimi all'asse medio del getto, gli spettri non presentino componenti dominanti. E' logico attendersi, però, che approssimandosi all'interfaccia tra il getto e il campo di moto ondoso, tale armonica dominante si presenti. Tale considerazione è in effetti confermata dai rilievi sperimentali.

In altri termini, questa analisi mette in evidenza che le flessioni, a cui la regione del getto prossima all'ugello è sottoposta, non sono tali da evidenziare una componente dominante negli spettri di potenza. Questa considerazione è in accordo con l'osservazione secondo cui la regione di flessione è caratterizzata da una rigidezza elevata del getto; l'inerzia di questo, infatti, rende le sue oscillazioni non analoghe a quelle imposte dal fluido ambiente.

Per quanto attiene, invece, le regioni del getto poste a maggiore distanza dall'ugello (*regione di transizione e di getto sviluppato*) gli spettri ottenuti dai rilievi sperimentali hanno messo in evidenza che è esistente un picco a frequenza uguale a quella del campo di moto ondoso del fluido ambiente anche per le zone prossime all'asse medio.

Questa considerazione è in accordo con quanto riportato nel par. 16.2, poiché si ricorda che, per le regioni di transizione e di getto sviluppato, la rigidità del getto è inferiore rispetto alla regione di flessione. Quindi è logico attendersi che ogni punto dell'intera sezione risenta del fenomeno di oscillazione, sia pure con entità diversa. Infatti le potenze relative alla componente dominante, come messo in evidenza dai diagrammi delle figg. 19.6.1-6, sono diversi a seconda del punto di misura preso in considerazione.

Le figg. 19.6.7-8, inoltre, evidenziano che per i punti di misura particolarmente distanti dall'asse medio del getto, ove le velocità medie verticali sono molto piccole, gli spettri presentano la componente a frequenza uguale a quella del moto ondoso *sommersa* da altre. Si ricorda, come già detto nel par. 19.2, che i rilievi di velocità sono sempre stati condotti in punti in cui il getto interagiva con il moto ondoso. Il comportamento tipico degli spettri, per i punti delle regioni particolarmente distanti dall'asse medio, testimoniano, dunque, la presenza di un'interfaccia tra il getto e il moto ondoso, ove sono presenti vortici tipici del fenomeno di intrusione. In tale zona, quindi, le oscillazioni dovute al moto ondoso non sono dominanti, perché si sovrappongono a quelle dell'intermittenza.

Le considerazioni fatte valgono per le componenti verticali e orizzontali di velocità.

Il confronto, poi, tra gli spettri di potenza relativi al getto immesso in un campo di liquido in quiete e i corrispondenti relativi ai getti interagenti con le onde, mette in evidenza la diversità di comportamento tra le due configurazioni. E' evidente, cioè, che per i getti interagenti con le onde, gli spettri presentano picchi con frequenza uguale a quella del moto ondoso.

Per quanto attiene i rilievi di velocità condotti per i getti interagenti con un campo di moto ondoso, come è stato messo in evidenza nel par. 15.2.1.1, le fluttuazioni di velocità sono imputabili sia alla turbolenza sia alle oscillazioni delle onde. In questo caso, pertanto, non sarebbe possibile parlare di microscala e scala integrale della turbolenza.

Tuttavia, si potrebbero ricavare delle scale temporali associate alle fluttuazioni di velocità applicando la stessa metodologia che permette di calcolare le microscale e scale integrali della turbolenza. Lo scopo, evidentemente, è quello di ottenere delle indicazioni qualitative su queste ultime.

Tenendo presente, dunque, le considerazioni precedenti e analizzando le oscillazioni di velocità, è possibile pervenire a dei profili analoghi a quelli delle microscale e delle scale

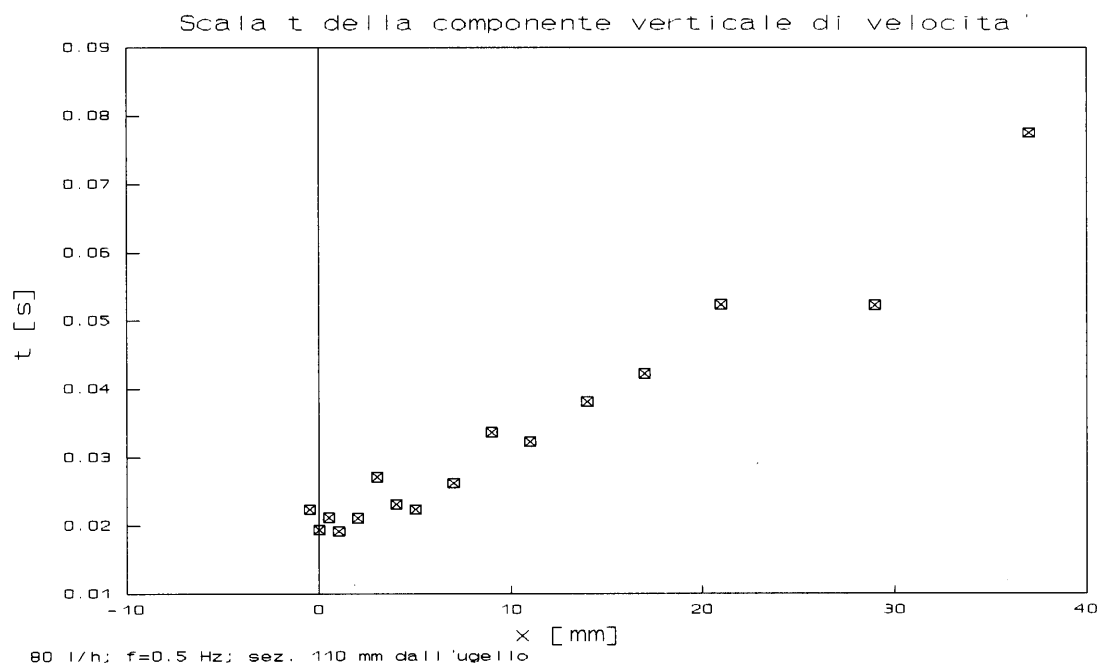


Fig. 19.6.11. Andamento della scala temporale t ottenuta dalle componenti verticali di velocità (sez. C4).

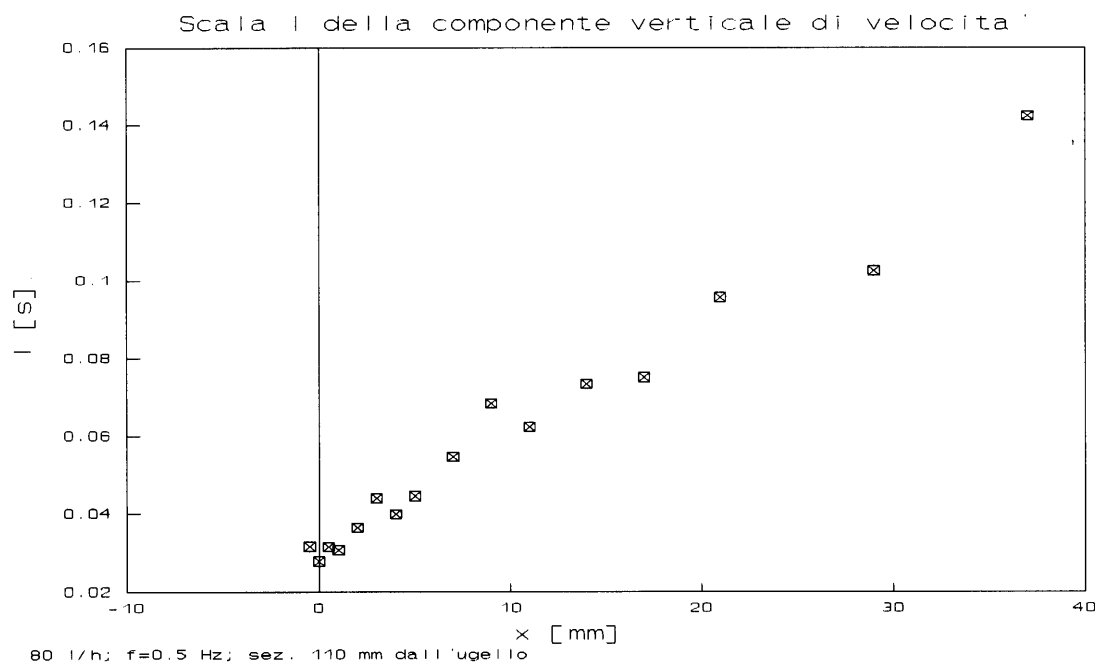


Fig. 19.6.12. Andamento della scala temporale I ottenuta dalle componenti verticali di velocità (sez. C4).

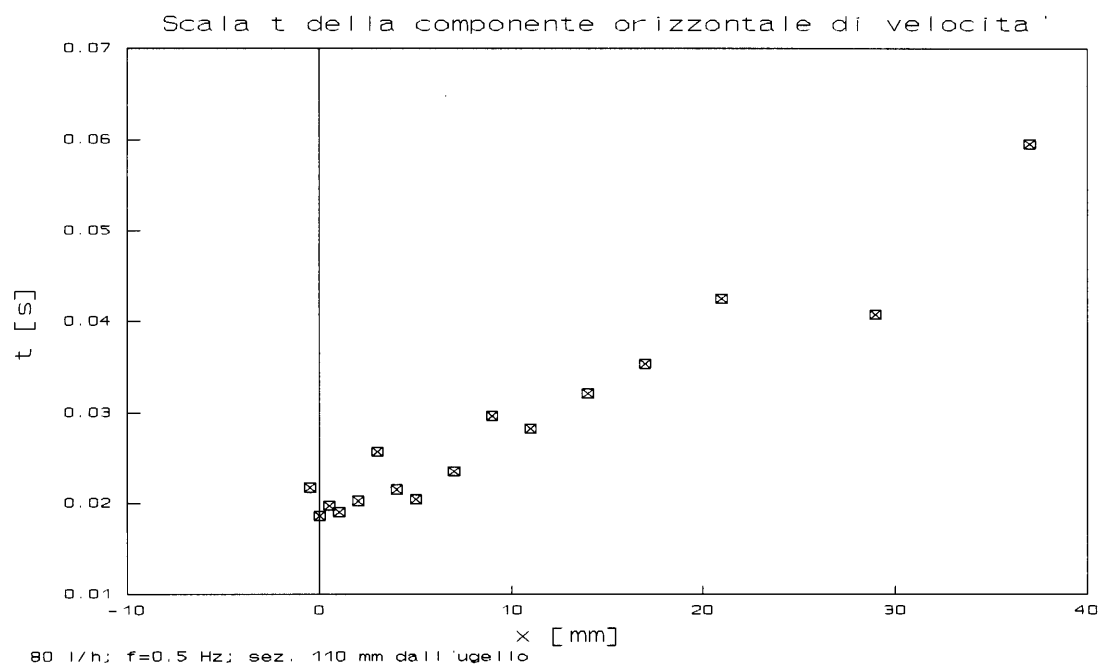


Fig. 19.6.13. Andamento della scala temporale t ottenuta dalle componenti orizzontali di velocità (sez. C4).

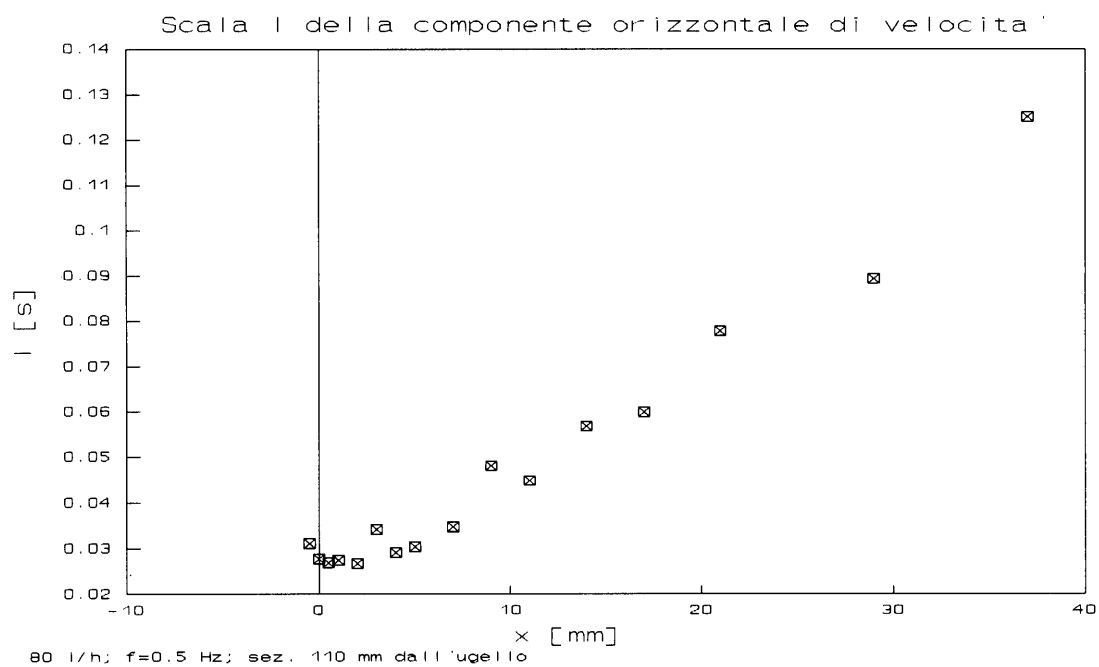


Fig. 19.6.14. Andamento della scala temporale I ottenuta dalle componenti orizzontali di velocità (sez. C4).

integrali della turbolenza presentati nel par. 17.6. Tali scale verranno, ora, indicate

rispettivamente con i simboli t ed I . Nelle figg. 19.6.11-14 si riportano dei tipici esempi di tali profili, confermati per tutte le sezioni e per le componenti orizzontali e verticali di velocità. Tali diagrammi evidenziano che le scale temporali, ottenute con procedimenti analoghi a quelli per il calcolo delle microscale e scale integrali della turbolenza, presentano un andamento crescente verso le regioni esterne dei getti. Tale comportamento conferma le considerazioni che sono state proposte nel par. 17.6.

19.7. Analisi dell'intrusione.

Per quanto riguarda l'analisi del coefficiente di intrusione relativo al caso dei getti interagenti con un campo di moto ondoso, si osserva che i rilievi sperimentali eseguiti nell'ambito di questa ricerca sono tipicamente euleriani e non consentono una diretta valutazione del valore del coefficiente di intrusione forzato introdotto da Chin (1988) (si veda il cap. 11).

I rilievi condotti, tuttavia, consentono di poter effettuare un confronto con la legge del coefficiente di intrusione proposta da Ger (1979). Cioè, alla luce delle considerazioni svolte nel par. 19.4, è possibile ottenere un coefficiente di intrusione legato alle misurazioni euleriane, e confrontarlo con il valore ottenibile con la relazione (10.4) proposta da Ger (1979).

La velocità caratteristica del moto ondoso, secondo la (10.5), è nel caso della configurazione C, uguale a 0.02 m/s. A tale valore di velocità corrisponde un coefficiente di intrusione, ottenibile dalla (10.4) e definito come il rapporto tra la velocità di intrusione v_e e la velocità media della sezione trasversale, uguale a 0.06. Il valore di α ottenuto dall'elaborazione dei dati sperimentali è stato di 0.052, ossia leggermente diverso da quello teorico ottenibile dalla (10.4). Il piccolo scostamento dei dati è dovuto al fatto che la relazione (10.4), proposta da Ger (1979), fu ottenuta per interpolazione di un numero limitato di dati sperimentali.

I risultati ottenuti, pertanto, sono in ottimo accordo con le rilevazioni di altri autori, che, tuttavia, sono ancora molto scarse a riguardo di questo argomento.