CAPITOLO IV

L'ANALISI DEGLI EFFETTI DI DIFFRAZIONE E DELLE SOLLECITAZIONI DI ONDE PERIODICHE SU UN CILINDRO ORIZZONTALE IMMERSO

4.1 *IL CALCOLO DEI COEFFICIENTI DI DIFFRAZIONE INTORNO AL CILINDRO*

Quando l'onda incidente investe il cilindro orizzontale va in diffrazione, ovvero il campo di moto che si avrebbe in assenza di ostacoli si altera profondamente.Abbiamo interpretato matematicamente il fenomeno fisico della diffrazione come la sovrapposizione degli effetti di moto provocati dall'onda incidente e da un'onda diffratta.La misura di tale alterazione può essere valutata attraverso i coefficienti di diffrazione.

In seguito per le applicazioni numeriche saranno considerati due cilindri aventi affondamento del baricentro h e raggio a rispettivamente:

CILINDRO 1 : $\frac{h}{L} = 0.13 \qquad \frac{a}{L} = 0.04$

CILINDRO 2 : $\frac{h}{L} = 0.25 \qquad \frac{a}{L} = 0.1$

dove L e' la lunghezza d'onda.

Utilizziamo l'espressione analitica [2.80] del coefficiente di diffrazione per la fluttuazione di pressione per il caso del cilindro 1 $\left(h/L = 0.13\,,\, a/L = 0.04\right)$. I risultati numerici sono riportati nel diagramma di fig. 4.1.Si noti dal diagramma che sul contorno superiore del cilindro $\left(\theta \in [0,\, \pi/4],\theta \in [7\pi/4\ ,2\pi]\right), C_d > 1\ \left(C_d \cong 1.20\right)$ e man mano che ci si allontana dal cilindro $C_d \to 1$.Dal punto di vista fisico quest'ultimo risultato è congruente perché a grande distanza dall'ostacolo gli effetti della diffrazione non si risentono, per cui il campo di moto coincide con quello dell'onda incidente.Infatti l'onda diffratta si forma in prossimità dell'ostacolo e tende ad allontanarsi nel tempo dall'ostacolo stesso (condizione di radiazione all'infinito) e quindi la perturbazione del campo di moto incidente si risente in misura maggiore in prossimità del cilindro che nelle zone lontane.

Nell'intorno dei punti del contorno del cilindro corrispondenti ad angoli $\theta = \pi/2, \theta = 3\pi/2$, risulta $C_d \cong 1$. Tale valore si mantiene inalterato man mano che ci si allontana dall'ostacolo. Nella zona inferiore del contorno $\left(\theta \in \left[3\pi/4, 5\pi/4\right]\right)$ risulta addirittura $C_d < 1$ $\left(C_d \cong 0.65\right)$; anche in questa zona $C_d \to 1$ man mano che ci si allontana dal cilindro. In definitiva si deduce che nella zona superiore del cilindro la diffrazione provoca un aumento della fluttuazione di pressione rispetto a quella che si avrebbe in condizioni di campo libero; nella zona inferiore si verifica una riduzione della la fluttuazione di pressione.

Fig. 4.1 - I coefficienti di diffrazione intorno al cilindro per h/L=0.13,a/L=0.04

4.2 *IL CALCOLO DELLE FORZE*

Con riferimento al caso del cilindro 1 (h/L=0.13 , a/L=0.04) si calcolano le componenti di forza sul cilindro solido e sul cilindro d'acqua equivalente (forza di Froude-Krylov) ed in seguito si valuta il coefficiente di diffrazione della forza $C_d(f)$. Un'analisi nel dominio del tempo delle componenti di forza assieme allo studio dei coefficienti di diffrazione della forza permette di verificare che la forza sul cilindro solido è maggiore di quella di Froude-Krylov, come confermato dai risultati sperimentali. Inoltre i risultati teorici fin qui conseguiti sono validi sotto l'ipotesi di idealità e irrotazionalità del moto del fluido intorno al cilindro. La condizione che il raggio del cilindro sia sempre minore dell'affondamento del baricentro (il cilindro al limite deve affiorare in superficie) e la condizione che il moto del fluido intorno al cilindro sia irrotazionale permettono di individuare il campo di validità delle formule ricavate.

Fig. 4.2 - Schema di riferimento per il cilindro solido e per il cilindro d'acqua equivalente

Per una migliore comprensione dei diagrammi riportati inseguito si faccia riferimento allo schema riportato in fig. 4.2.I versi delle forze sono concordi con quelli riportati nella stessa figura.

4.2.1 *LE COMPONENTI DELLA FORZA SUL CILINDRO SOLIDO*

Per il cilindro 1 (h/L=0.13 , a/L=0.04) si è eseguito il calcolo delle componenti di forza utilizzando le espressioni analitiche [3.6].I risultati numerici sono riportati in fig. 4.3.

Fig. 4.3 - CILINDRO SOLIDO: diagramma forze-fluttuazione di pressione (h/L=0.13,a/L=0.04).

Il diagramma superiore rappresenta l'andamento nel tempo della fluttuazione di pressione nel punto L sul contorno del cilindro solido, mentre in quello inferiore sono riportati gli andamenti nel tempo della componente orizzontale e verticale della forza. Si noti che nell'istante in cui si ha una cresta dell'onda di pressione in L la componente orizzontale della forza è nulla mentre quella verticale assume il suo valore minimo (è massima in modulo ed agisce nel verso delle z negative). Viceversa, nell'istante in cui la fluttuazione di pressione si annulla, la componente orizzontale è massima (e' massima in modulo ed agisce nel verso delle x positive), mentre quella verticale è nulla. Ciò è in accordo con i risultati sperimentali (Boccotti 1996).L'analisi del campo di moto intorno al cilindro fornirà una spiegazione fisica dei risultati ottenuti.

4.2.2 *LE COMPONENTI DELLA FORZA DI FROUDE-KRYLOV*

Con riferimento al cilindro 1 (h/L=0.13 , a/L=0.4) si è valutata la forza di Froude-Krylov mediante le [3.15].I risultati del calcolo sono riportati in fig. 4.4.Nel diagramma superiore è riportato l'andamento nel tempo della fluttuazione di pressione nel punto L' sul cilindro d'acqua equivalente mentre in quello inferiore è riportato l'andamento nel tempo delle componenti della forza di Froude-Krylov.

Fig. 4.4 - CILINDRO D'ACQUA EQUIVALENTE: diagramma forze-fluttuazione di pressione

(h/L=0.13,a/L=0.04).

Rispetto al cilindro solido le ‘onde di forza’ hanno un'ampiezza minore. Quindi si può concludere che, sia la componente orizzontale, sia la componente verticale della forza sul cilindro solido sono piu' grandi della forza di Froude-Krylov. Ciò è in accordo con i risultati sperimentali (Boccotti 1996).Un'ulteriore conferma dell'amplificazione della forza è data dai diagrammi di fig.4.5 e fig. 4.6, in cui sono riportati gli andamenti nel tempo delle componenti della forza sul cilindro solido e sul cilindro d'acqua equivalente.

Fig. 4.5 - La componente verticale della forza sul cilindro solido e sul cilindro d'acqua equivalente

($h/L=0.13, a/L=0.04$).

Fig. 4.6 - La componente orizzontale della forza sul cilindro solido e sul cilindro d'acqua equivalente (h/L=0.13,a/L=0.04).

4.2.3 *I COEFFICIENTI DI DIFFRAZIONE DELLA FORZA*

Nel capitolo II si è definito 'coefficiente di diffrazione della forza' il rapporto tra l'ampiezza della forza che agisce sul cilindro solido e quella che agisce sul volume d'acqua equivalente. Applicando le soluzioni analitiche di Stokes e di Ogilvie si è ricavata l'espressione matematica del coefficiente $C_d(f)$ (formula 3.19). Tale coefficiente risulta uguale sia per la componente orizzontale e sia per la componente verticale. Nelle figure 4.5 e 4.6 è riportato il coefficiente $C_d(f)$ in funzione del raggio adimensionale a/L. Si sono considerati due casi: affondamento del baricentro rispettivamente $h/L = 0.13$ e $h/L = 0.25$.

Si noti che per $a/L \to 0$,ovvero per cilindri di piccoli diametri,$C_d(f) \to 2$ (risultato ottenuto analiticamente nel par. 3.3) mentre man mano che il cilindro tende ad affiorare in superficie ($a/L \to h/L$) il coefficiente diminuisce. Pertanto ai fini di un progetto di massima di un tunnel, si può valutare la forza che agisce sulla struttura dovuta al moto ondoso attraverso la relazione più semplice

[4.5] $$F_{TUNNEL} \cong 2\, F_{FROUDE-KRYLOV}$$

Il calcolo della forza con la [4.5] fornirà valori maggiori di quelli effettivi se il tunnel è di grandi dimensioni, ma in un progetto di massima tale approssimazione è prudenziale e consente di operare in sicurezza.

Va ricordato comunque che nel campo dei cilindri di piccole dimensioni le ipotesi di fluido irrotazionale non sono più verificate. Nella zona protetta del contorno del cilindro si innesca la formazione di vortici dovuti al distacco dello strato limite aderente al contorno. La caduta di pressione dovuta ai vortici (l'energia di pressione si trasforma in energia cinetica che alimenta i vortici) provoca la formazione di una ulteriore forza,denominata forza di drag che dipende dalla velocità del fluido. Il moto non è più irrotazionale nelle vicinanze del cilindro e gli effetti della viscosità non sono più trascurabili. Quindi i risultati ottenuti sono validi per cilindri di grandi dimensioni. Cerchiamo di determinare analiticamente i limiti di validità delle formule ricavate.

Nel corso dell'esperimento RC 1993 (Boccotti 1996) si è osservato che il moto di un fluido nell'intorno di un corpo immerso è ideale se il numero di Keulegan-Carpenter $K < 5$, dove

[4.6] $$K = \frac{V_{MAX}\, T}{D}$$

in cui V_{MAX} è la velocità massima della particella di fluido che occupa la posizione del baricentro del cilindro d'acqua equivalente di diametro D, T è il periodo dell'onda.

Ricordando l'espressione del campo di velocità fornita da Stokes (v. par. 2.88) ed esprimendo la [4.6] in funzione dei parametri adimensionali $a/L, h/L$ si ottiene

[4.7] $$K = \pi\left(\frac{H}{2L}\right)\frac{e^{-2\pi\left(\frac{h}{L}\right)}}{\left(\frac{a}{L}\right)}$$

con H l'altezza dell'onda. Imponiamo la condizione che il cilindro sia ad una profondità tale che quando l'onda in fase di cavo lo sovrasta, il cilindro è sempre immerso. Questa condizione è verificata se (v. fig. 4.7)

[4.8] $$(h-a) > \frac{H}{2}$$

Pertanto il valore massimo che può assumere $H/2$ è $(h-a)$.Quindi la condizione di moto ideale è soddisfatta se tra i parametri adimensionali $a/L, h/L$ sussiste la relazione

[4.9] $$K<5 \quad \Rightarrow \quad \left(\frac{a}{L}\right) > \frac{\left(\frac{h}{L}\right)}{\frac{5}{\pi} e^{2\pi\left(\frac{h}{L}\right)} + 1}$$

con la condizione aggiuntiva che il cilindro non affiori in superficie, equivalente ad imporre che l'elevazione d'onda $H/2$ sia maggiore di zero ovvero

[4.10] $$\left(\frac{a}{L}\right) < \left(\frac{h}{L}\right)$$

In fig. 4.8 sono diagrammate le disequazioni [4.8] e [4.9].Si noti che per cilindri di piccole dimensioni ,affinché il moto sia ideale è necessario portarsi a valori dell'affondamento del baricentro grandi. Infatti aumentando la profondità la velocità delle particelle si attenua con legge iperbolica.Di conseguenza, fissato il diametro D, al crescere della profondita' si riduce il numero di Keulegan-Carpenter. Inoltre dal diagramma [4.8] il campo dei cilindri di grandi dimensioni (K<5) è molto più esteso di quello dei piccoli cilindri (K>5).

Fig. 4.7

Fig.4.8

Fig. 4.9 - Il coefficiente di diffrazione Cd(f).

Fig. 4.10 - Il coefficiente di diffrazione della forza Cd(f).

4.3 *PERCHE' LA FORZA SUL CILINDRO SOLIDO E' MAGGIORE DELLA FORZA DI FROUDE-KRYLOV*

L'analisi condotta fino ad ora non è stata in grado di spiegare perché la forza sul cilindro sia maggiore di quella sul cilindro d'acqua equivalente. L'analisi dei coefficienti di diffrazione ha fornito una spiegazione non del tutto esauriente per la componente verticale (bisogna ancora verificare se effettivamente le onde di pressione sul cilindro solido nei punti L e M sono in fase con le rispettive onde sul cilindro d'acqua equivalente nei punti L' e M'), ma non è in grado di spiegare perché la componente orizzontale si amplifica.

E' necessaria pertanto un'analisi nel dominio del tempo del campo della fluttuazione di pressione.

4.3.1 *LA COMPONENTE VERTICALE*

Si faccia riferimento al caso del cilindro 1 (h/L=0.13 , a/L=0.04).In figura 4.11 è riportato l'andamento nel tempo della fluttuazione di pressione nei punti L e M del cilindro solido e nei punti L' e M' del cilindro d'acqua equivalente.

Si puo' notare che le onde di pressione sul cilindro solido sono praticamente in fase con quelle sul cilindro d'acqua equivalente. Inoltre nel punto superiore L l'ampiezza dell'onda p_L è maggiore rispetto all'ampiezza dell'onda di pressione 'incidente'

$p_{L'}$,mentre in M l'ampiezza dell'onda p_M è minore di quella 'incidente' $p_{M'}$ Fra l'altro si e' gia' osservato nella fig. 4.1 che in L risulta $C_d > 1$ e in M $C_d < 1$. La diffrazione quindi localmente ai punti del contorno L e M non modifica la fase delle onde di pressione 'incidente' ma ne altera solamente l'ampiezza. Questo giustifica l'incremento della componente verticale di forza sul cilindro solido rispetto alla componente verticale della forza di Froude-Krylov.

Nella fig. 4.12 sono riportati i risultati del calcolo della fluttuazione di pressione eseguito per il cilindro 2 (h/L=0.25 , a/L=0.1).Anche per questo caso, il campo di pressione prodotto dall'onda incidente, localmente ai punti L e M, non subisce alterazioni di fase a causa della diffrazione, ma l'ampiezza delle onde si modifica. Addirittura nel punto inferiore M, gli effetti della diffrazione sono tali da rendere l'onda di pressione sul cilindro solido in opposizione di fase rispetto a quella incidente.

Fig. 4.11

Fig. 4.11

Fig. 4.12

4.3.2 *LA COMPONENTE ORIZZONTALE: IL FATTORE DI RALLENTAMENTO*

Lo studio dei coefficienti di diffrazione C_d, fatto nel par. 4.1 non consente di intuire perche' la componente orizzontale della forza sul cilindro solido e' piu' grande della componente orizzontale della forza di Froude-Krylov. Si e' infatti osservato che i coefficienti C_d nei punti A e B risultano prossimo a 1. Questo risultato e' fra l'altro in accordo con i dati registrati in mare nel corso dell'esperimento RC 1993 (Boccotti 1996). Boccotti ha poi spiegato perche' la forza orizzontale sul cilindro solido aumenta ,pur essendo inalterate le ampiezza della fluttuazione di pressione in A e B (rispetto a A' e B').Qui verificheremo per via analitica quanto e' stato osservato sperimentalmente.

Si consideri il cilindro 1 (h/L=0.13,a/L=0.04).Nella fig. 4.13 e' riportato l'andamento nel tempo della fluttuazione di pressione nei punti A e B del cilindro solido e nei punti A' e B' sul cilindro d'acqua equivalente. Si osservi che nel punto A l'onda di pressione sul cilindro solido è in anticipo rispetto all'onda di pressione in A'. L'ampiezza delle due onde è praticamente coincidente e non potrebbe essere altrimenti, avendo osservato (v. fig. 4.1) che in A $C_d \cong 1$. Viceversa nel punto B l'onda di pressione è in ritardo rispetto a quella incidente (punto B'). Anche nel punto B $C_d \cong 1$ quindi l'ampiezza delle due onde è quasi identica. Si può dare una interpretazione fisica a tale risultato: l'onda incidente nell'attraversare il cilindro solido subisce un rallentamento, la cui entità può essere valutata attraverso il fattore di rallentamento dell'onda F_r.Si calcoli il tempo Δt_W che impiega l'onda di pressione 'incidente' per propagarsi da A' a B', ovvero per attraversare il cilindro d'acqua equivalente, mediante la soluzione analitica proposta da Stokes. Adesso si consideri il campo di moto in presenza del cilindro solido e si calcoli il tempo Δt che impiega l'onda di pressione per propagarsi da A a B, utilizzando questa volta la soluzione analitica di Ogilvie.Il fattore di rallentamento F_r, introdotto da Boccotti (Boccotti 1997), è definito come il rapporto tra il tempo che impiega l'onda di pressione per attraversare il cilindro solido e il tempo che impiega l'onda di pressione per attraversare un volume d'acqua equivalente al cilindro solido, cioè

[4.11] $$F_r = \frac{\Delta t}{\Delta t_W}$$

Per la valutazione degli intervalli temporali $\Delta t_W, \Delta t$ consideriamo i diagrammi di fig. 4.13 in cui è riportato l'andamento nel tempo della fluttuazione di pressione nei punti A e B (cilindro solido) e A' e B'(volume d'acqua equivalente).Indichiamo con t_1 l'istante di tempo in cui si realizza la cresta dell'onda nel punto A sul cilindro solido e con t_2 l'istante in cui si realizza la cresta d'onda in B. Risulta $t_2 > t_1$ e la differenza $\Delta t = t_2 - t_1$ rappresenta proprio il tempo che impiega la cresta per compiere la distanza A-B. Naturalmente poiché il moto è periodico Δt è anche il tempo che impiega l'onda per attraversare il cilindro solido. Lo stesso ragionamento può essere ripetuto anche per il cilindro d'acqua equivalente calcolando quindi Δt_W (fra l'altro e' facile verificare che $\Delta t_W / T = 2a / L$).

Anche per il cilindro 2 (h/L=0.25,a/L=0.1) si rileva che l'onda subisce un rallentamento nell'attraversare il cilindro solido (v. fig 4.13).Inoltre in questo caso gli sfasamenti sono ancora più accentuati rispetto a quelli del cilindro 1(v. fig. 4.12) perché il cilindro ha dimensioni maggiori. Il fattore di rallentamento sia per il cilindro 1 (h/L=0.13,a/L=0.04) che per il cilindro 2 (h/L=0.25,a/L=0.1) e' risultato $F_r \cong 2$. Anche questo risultato e' in accordo con i risultati sperimentali.

Fig. 4.13

Fig. 4.14

4.4 *IL CAMPO DI VELOCITA'*

Si consideri il cilindro 2 (h/L=0.25,a/L=0.1).Si considerino gli istanti di tempo in cui la componente verticale e orizzontale della forza sul cilindro solido sono massime in ampiezza (v. fig.4.5). La forza verticale e' massima in modulo nell'istante $t/T = 0.27$ ed agisce nel verso delle z negative. In fig. 4.15 è riportato il campo di velocità intorno al cilindro solido (linea continua). Sullo stesso diagramma è riportato il campo di velocità intorno al cilindro equivalente nell'istante $t/T = 0.25$, istante in cui la forza verticale di Froude-Krylov è massima in modulo (v. fig. 4.6); tale forza agisce nel verso delle z negative (linea tratteggiata).Si noti come lungo la verticale per il baricentro la velocità V_Z è nulla; lungo l'orizzontale passante per il baricentro, localmente al cilindro gli effetti della diffrazione si manifestano con una diminuzione della velocità ,la quale man mano che ci si allontana dall'ostacolo tende asintoticamente alla distribuzione in campo libero.

La fig. 4.16 riporta il campo di velocita' intorno al cilindro solido nell'istante $t/T = 0.52$ in cui la forza orizzontale sul cilindro solido è massima (la forza verticale e' nulla) ed agisce nel verso delle x positive. In fig. 4.16 è riportato il campo di velocità intorno al cilindro solido (linea continua) e intorno al cilindro d'acqua equivalente (linea tratteggiata) nell'istante t/T=0.50 in cui la componente orizzontale della forza di Froude-Krylov è massima. Si noti come gli effetti della diffrazione tendono a rallentare la particella localmente al cilindro. Man mano che la distanza dal cilindro aumenta la velocità è asintotica a quella incidente.

Fig. 4.15 - Il campo di velocità intorno al cilindro solido ed a quello d'acqua equivalente negli istanti di massima forza verticale.

Fig. 4.16 - Il campo di velocità intorno al cilindro solido e a quello d'acqua equivalente negli istanti di massima forza orizzontale.

4.5 *IL CAMPO DELLE ACCELERAZIONI INTORNO AL CILINDRO*

In fig. 4.17 è riportato il campo delle accelerazioni intorno al cilindro solido (linea continua) nell'istante di massima forza verticale (t/T=0.27) ed intorno al cilindro d'acqua equivalente (linea tratteggiata) nell'istante in cui la forza verticale di Froude-Krylov è massima (t/T=0.25) per il cilindro 2. Si noti come localmente al cilindro l'accelerazione radiale diminuisce rispetto a quella 'incidente' per portarsi asintoticamente ai valori in campo libero man mano che ci allontaniamo dal cilindro stesso. Il diagramma di fig. 4.17 permette di spiegare perché la forza verticale è più grande di quella di Froude-Krylov, ovvero chiarisce perché la pressione nel punto L sul cilindro solido è maggiore di quella che si ha in condizioni di campo libero sul cilindro equivalente e perché la pressione nel punto M sul cilindro solido è minore. Lontano dal cilindro, dallo studio dei coefficienti C_d si è visto che la fluttuazione di pressione in presenza del cilindro solido coincide con quella intorno al cilindro equivalente. Avvicinandosi al punto L, dall'alto verso il basso, l'accelerazione radiale a_r è diretta nel verso delle z negative. Ciò significa che la fluttuazione di pressione diminuisce man mano che ci avviciniamo al punto L, ma molto più gradualmente della fluttuazione di pressione intorno al cilindro d'acqua equivalente, perché l'accelerazione (linea continua) è minore rispetto a quella 'incidente' (linea tratteggiata). Quindi in L la fluttuazione di pressione è maggiore di quella sul cilindro d'acqua equivalente. Avvicinandosi invece al punto M, dal basso verso l'alto, l'accelerazione radiale è sempre diretta lungo il verso delle z negative, però la fluttuazione di pressione cresce man mano che ci avviciniamo al cilindro solido, ma molto più gradualmente della fluttuazione di pressione intorno al cilindro d'acqua equivalente, perché l'accelerazione (linea continua) è minore rispetto a quella 'incidente' (linea tratteggiata).

In fig. 4.18 è riportato il campo delle accelerazioni intorno al cilindro solido (linea continua) nell'istante di massima forza orizzontale (t/T=0.52) e intorno al cilindro d'acqua equivalente (linea tratteggiata) nell'istante t/T=0.50 in cui la componente orizzontale della forza di Froude-Krylov è massima. Si e' fissato $h/L = 0.25, a/L = 0.1$ (cilindro 2). Si noti come localmente al cilindro l'accelerazione radiale diminuisce rispetto a quella 'incidente' per portarsi asintoticamente ai valori in campo libero man mano che ci allontaniamo dal cilindro. Il diagramma di fig. 4.18 permette di spiegare perché la forza orizzontale sul cilindro solido è maggiore di quella di Froude-Krylov, ovvero chiarisce perché la fluttuazione di pressione nel punto B è maggiore di quella sul cilindro equivalente e perché nel punto A invece è minore. Lontano dal cilindro, dallo studio dei coefficienti C_d si è visto che la fluttuazione di pressione in presenza del cilindro solido coincide con quella intorno al cilindro equivalente. Avvicinandosi al punto A, da destra verso sinistra, l'accelerazione radiale a_r è diretta nel verso delle x negative fino a $r/L = 0.20$.Ciò significa che la fluttuazione di pressione diminuisce man mano che ci avviciniamo al punto A, ma più velocemente della fluttuazione di pressione intorno al cilindro d'acqua equivalente, perché l'accelerazione (linea continua) è maggiore in modulo di quella 'incidente' (linea tratteggiata).Quindi per $r/L = 0.20$ la fluttuazione di pressione del campo di moto intorno al cilindro solido è minore di quella intorno al cilindro equivalente. Man mano che ci avviciniamo al punto A l'accelerazione radiale del cilindro solido praticamente è trascurabile rispetto a quella incidente e quindi la Δp mantiene inalterato il valore che assume per $r / L = 0.20$ mentre la Δp_W tende ad aumentare perché l'accelerazione radiale cambia il suo verso. Quindi in A la fluttuazione di pressione è minore di quella sul cilindro d'acqua equivalente. Avvicinandosi invece al punto B, da sinistra verso destra, l'accelerazione radiale è sempre diretta lungo il verso delle x negative fino a $r / L = 0.20$ e quindi la fluttuazione di pressione aumenta man mano che ci avviciniamo al cilindro solido, ma molto più velocemente della fluttuazione di pressione intorno al cilindro d'acqua equivalente, perché l'accelerazione (linea continua) è maggiore in modulo di quella 'incidente' (linea tratteggiata).Quindi per $r / L = 0.20$ la fluttuazione di pressione è maggiore di quella incidente. Avvicinandosi al punto B, l'accelerazione radiale è trascurabile rispetto a quella incidente; la fluttuazione di pressione in B, sul cilindro solido assume praticamente lo stesso valore per r/L=0.20,mentre la Δp_W tende a diminuire. Quindi la fluttuazione di pressione in B sul cilindro solido è maggiore di quella sul cilindro d'acqua equivalente.

Fig. 4.17 - Il campo di accelerazione intorno al cilindro solido ed a quello d'acqua equivalente negli istanti di massima forza verticale.

Fig. 4.18 - Il campo di accelerazione intorno al cilindro solido ed a quello d'acqua equivalente negli istanti di massima forza orizzontale.