

12. STUDIO TEORICO-SPERIMENTALE DI J.M. CHYAN E H.H. HWUNG.

Chyan e Hwung (1993) studiarono l'interazione di un getto puro con un campo di moto ondoso. Essi realizzarono le loro esperienze in un canale di lunghezza 9.50 m, largo 0.30 m e profondo 0.68 m. Il canale era dotato di un sistema a pistone per la generazione del moto ondoso. Gli autori condussero una serie di esperienze sui getti puri immessi verticalmente in un campo di liquido in moto ondoso. Le sei configurazioni analizzate possono essere così sintetizzate: periodo T del moto ondoso variabile tra 0.52 e 1.16 s, altezza d'acqua in canale di 22.5 cm, profondità relativa h/L variabile tra 0.147 e 0.5343, diametro D dell'ugello di 2.3 mm e velocità W_0 del getto allo scarico variabile tra 82.5 e 84.7 cm/s.

Sulla base delle esperienze condotte, gli autori pervennero ad una spiegazione fisica del processo di interazione di un getto con un moto ondoso che si ritiene particolarmente interessante.

Chyan e Hwung (1993), come Ger (1979), ritengono che sia possibile studiare un getto immesso in un campo di liquido in moto ondoso in analogia con un getto immesso in un campo di liquido con presenza di una corrente trasversale o parallela al suo asse (rispettivamente *cross-current jet* e *co-stream jet*), di cui si è trattato nel capp. 3 e 4. A tal riguardo, per fissare le idee, si faccia riferimento al caso di un getto puro immesso verticalmente in un campo di liquido in moto ondoso monocromatico. Il campo di moto sarà in alcuni istanti analogo a quello di un getto interagente con una corrente trasversale al suo asse (quando la componente orizzontale di velocità del moto ondoso è massima e, dunque, la corrispondente componente verticale è nulla) e, in altri istanti, analogo a un getto immesso in una corrente con direzione parallela al suo asse (quando la componente orizzontale di velocità del moto ondoso è nulla e, dunque, la corrispondente componente verticale è massima). In tutti gli altri istanti intermedi prevarrà l'una o l'altra delle due situazioni limiti, precedentemente indicate, in funzione del rapporto tra la componente orizzontale e verticale di velocità del moto ondoso. E' evidente che, nel caso di acque basse ($h/L < 0.05$) o intermedie ($0.05 < h/L < 0.5$), la componente orizzontale di velocità sarà maggiore di quella verticale per la maggior parte del periodo T del moto ondoso.

Chyan e Hwung analizzarono i getti con tecniche di visualizzazione dei flussi, facendo uso di un tracciante. Le indagini furono condotte sia per il caso di fluido ambiente

in quiete sia per il caso di fluido ambiente in moto ondoso. Il confronto delle immagini ottenute mette in evidenza come, nel caso di presenza del moto ondoso, sia evidente, in ogni istante di tempo, un maggior allargamento del getto. Questo conferma l'effetto positivo del moto ondoso sui processi di diffusione del getto e di diluizione del soluto trasportato.

Le immagini, ottenute attraverso la tecnica di visualizzazione dei flussi utilizzata da Chyan e Hwung, consentono di distinguere, in un getto immerso in un campo di liquido in moto ondoso, tre distinte regioni, che, a partire dall'ugello, possono essere così definite:

- 1) *regione di flessione del getto*;
- 2) *regione di transizione*;
- 3) *regione di getto sviluppato*.

Nella regione di flessione (si veda la fig. 12.1), si osserva che il getto è dominato dalla sua quantità di moto. In questo caso, evidentemente, l'incremento del processo di mescolamento, rispetto al caso di immissione in acqua ferma, è trascurabile. In questa regione, le tecniche di visualizzazione hanno messo in evidenza una

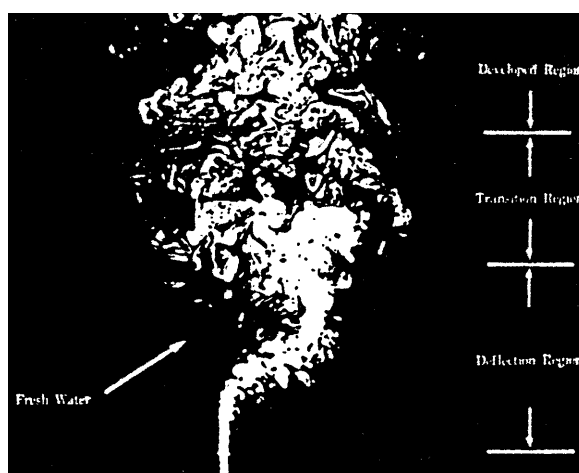


Fig. 12.1. Schema di getto interagente con un campo di moto ondoso.

periodica oscillazione del getto, che, tuttavia, conserva, metaforicamente, la sua *identità*. Le periodiche flessioni sono chiaramente dovute all'impatto della massa liquida esterna, in moto con componenti orizzontali di velocità oscillanti nel tempo.

Nella regione di transizione e di getto sviluppato, il fluido ambiente è assoggettato a un meccanismo di *attrazione* del getto, in virtù della presenza del moto ondoso, e successivo *intrappolamento*, per effetto della flessione periodica (*wave tractive mechanism*). Il risultato di questa azione combinata, di flessione del getto e di presenza del moto ondoso, tipica della regione di transizione e di getto sviluppato, è quello di consentire ad un volume non trascurabile del fluido ambiente di riversarsi nella zona centrale del getto, dando luogo ad un notevole allargamento di quest'ultimo, rispetto al caso di immissione in acqua ferma. Tale meccanismo, secondo Chyan e Hwung (1993), si affianca al classico meccanismo di intrusione di un getto in acqua ferma. Ci si attende, dunque, un miglioramento del processo

di diffusione del getto e di diluizione del soluto immesso, nel caso di presenza di moto ondoso.

Chyan e Hwung (1993) osservano, inoltre, che un'altra importante caratteristica dei getti interagenti con un campo di moto ondoso è rappresentata dalla formazione di scie vorticosi in direzione sottovento rispetto alla componente orizzontale di velocità (si veda la fig. 12.2). In effetti, quando la componente orizzontale di velocità raggiunge il suo massimo valore, le sezioni trasversali del getto assumono la classica *forma di rene* o di *ferro di cavallo*, tipica dei getti immessi in un campo di liquido

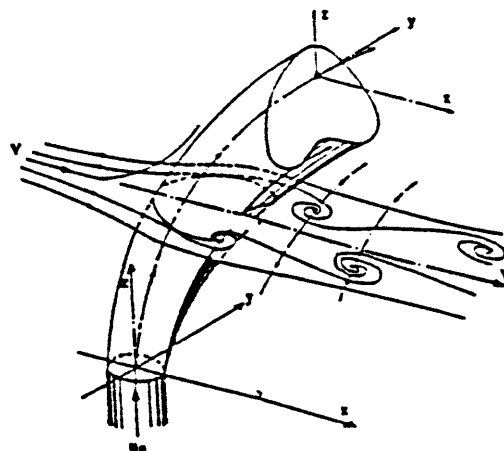


Fig. 12.2. Interazione di un getto con un campo di moto esterno, con formazione di scie vorticosi.

con corrente trasversale al loro asse. I vortici, che si formano per il fenomeno precedentemente descritto, cambiano periodicamente posizione in funzione del verso della componente orizzontale di velocità. Secondo Chyan e Hwung, l'incremento di vorticità legato a questo fenomeno è un'ulteriore causa di incremento del processo di intrusione.

E' evidente, tuttavia, che il fenomeno della formazione dei vortici è legato al campo di moto ondoso analizzato. Infatti, tali vortici saranno caratterizzati da una frequenza di distacco f . A parità di tutte le altre condizioni, se f è molto più grande di $f_0 = 1/T$, essendo T il periodo del moto ondoso, si ha una maggiore possibilità di sviluppo del campo vorticoso; viceversa, tale sviluppo deve tendere a ridursi al decrescere di f rispetto a f_0 , fino evidentemente alla scomparsa totale del fenomeno per valori di $f_0 > f$. In quest'ultimo caso è logico attendersi che l'azione combinata di flessione del getto e di attrazione delle onde (*wave tractive mechanism*) sia il fattore dominante legato all'incremento della diluizione rispetto al caso di getto immesso in acqua ferma.

Chyan e Hwung (1988) ritengono, inoltre, che nel caso in cui il getto sia immesso orizzontalmente nel campo di liquido in moto ondoso, l'incremento della diffusione sia legato semplicemente all'interazione del getto stesso con le componenti orizzontali di velocità del fluido ambiente. Tuttavia, è logico attendersi che durante la fase di risalita del getto, quando questo tenderà a disporsi verticalmente, si verificheranno i fenomeni descritti

in precedenza.

12.1. Sugli sviluppi analitici delle relazioni proposte da J.M. Chyan e H.H. Hwung e considerazioni a riguardo.

Facendo riferimento alla fig. 12.1.1 e alla terna cartesiana ivi rappresentata, si riporta la proiezione dell'equazione di Navier-Stokes lungo l'asse z

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(uw + \langle u'w' \rangle + \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle) + \frac{\partial}{\partial y}(vw + \langle v'w' \rangle + \langle \tilde{v}\tilde{w} \rangle) + \frac{\partial}{\partial z}\left(w^2 + \langle w'^2 \rangle + \frac{p}{\rho_0} + \langle \tilde{w}\tilde{w} \rangle\right) = \\ = \left(\frac{\rho_a - \rho}{\rho_0}\right)g + \nu\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right). \end{aligned} \quad (12.1.1)$$

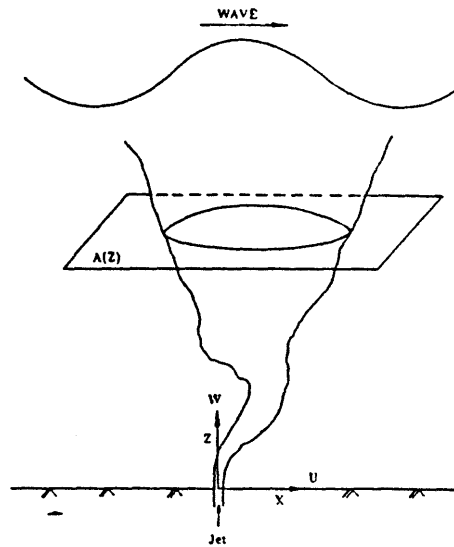


Fig. 12.1.1. Getto interagente con un campo di moto ondoso. Sistema di riferimento assunto.

L'equazione di conservazione della massa è

$$\frac{\partial}{\partial x}(uc + \langle u'c' \rangle + \langle \tilde{u}\tilde{c} \rangle) + \frac{\partial}{\partial y}(vc + \langle v'c' \rangle + \langle \tilde{v}\tilde{c} \rangle) + \frac{\partial}{\partial z}(wc + \langle w'c' \rangle + \langle \tilde{w}\tilde{c} \rangle) = 0 \quad (12.1.2)$$

essendo, ora, u , v e w le componenti medie di velocità, u' , v' e w' le componenti turbolente e $\tilde{u}$, $\tilde{v}$ e $\tilde{w}$ le componenti periodiche di velocità del campo di moto del fluido ambiente, lungo le direzioni x , y e z , rispettivamente, e c è la concentrazione.

Scegliendo opportunamente $A(z)$ e riferendosi alla ZEF (Zone of Established Flow), nella (12.1.1) si potranno eliminare i primi due termini del primo membro, nonché i termini diffusivi. Pertanto, integrando su $A(z)$, si ottiene

$$\int_{A(z)} \frac{\partial}{\partial z} \left(w^2 + \langle w'^2 \rangle + \frac{p}{\rho_0} + \langle \tilde{w}\tilde{w} \rangle \right) dx dy = 0 \quad (12.1.3)$$

in cui $\langle w'^2 \rangle$ è la tensione normale turbolenta lungo la direzione z e p è la pressione idrodinamica indotta dal moto ondoso. Questi termini sono relativamente piccoli e possono essere trascurati in prima approssimazione.

Operando analogamente per la (12.1.2)

$$\int_{A(z)} \frac{\partial}{\partial z} (wc + \langle w'c' \rangle + \langle \tilde{w}\tilde{c} \rangle) dx dy = 0.$$

Come dimostrato da Papanicolau e List (1988), il termine $\langle w'c' \rangle$ è piccolo e, dunque, trascurabile in prima approssimazione.

Pertanto si ottiene la seguente *equazione della quantità di moto*

$$\int_{A(z)} (w^2 + \langle \tilde{w}\tilde{w} \rangle) dx dy = M \quad (12.1.4)$$

e la seguente *equazione di conservazione della massa*

$$\int_{A(z)} (wc + \langle \tilde{w}\tilde{c} \rangle) dx dy = Q C_0 \quad (12.1.5)$$

in cui si è indicato con M , Q e C_0 , rispettivamente, la quantità di moto, la portata e la concentrazione nella sezione di efflusso.

Dalle (12.1.4) e (12.1.5) si ottiene, rispettivamente,

$$\int_{A(z)} w^2 dx dy = M - \int_{A(z)} \langle \tilde{w} \tilde{w} \rangle dx dy = A_w M \quad (12.1.6)$$

$$\int_{A(z)} w c dx dy = Q C_0 - \int_{A(z)} \langle \tilde{w} \tilde{c} \rangle dx dy = A_t Q C_0. \quad (12.1.7)$$

Negli ultimi termini delle (12.1.6) e (12.1.7) i coefficienti A_w e A_t inglobano gli effetti del moto ondoso.

Per quanto riguarda w e c , si possono applicare le leggi di similitudine seguenti

$$w(x, y, z) = W_c \cdot \Phi\left(\frac{x}{z}, \frac{y}{z}\right) \quad (12.1.8)$$

$$c(x, y, z) = C_c \cdot \Psi\left(\frac{x}{z}, \frac{y}{z}\right) \quad (12.1.9)$$

avendo indicato con W_c e C_c , rispettivamente, la velocità media e la concentrazione lungo l'asse medio del getto e con Φ e Ψ le funzioni di similitudine.

Fissando le idee sulla (12.1.6) e sostituendo in essa la (12.1.8), si ottiene

$$\int_{A(z)} W_c^2 \Phi^2 dx dy = A_w M.$$

Nell'ipotesi di moto piano, l'integrazione dovrà essere sviluppata solo lungo x

$$\int_{A(z)} W_c^2 \Phi^2 dx = A_w M$$

da cui

$$W_c^2 \Phi^2 = \frac{\partial}{\partial x} (A_w M) = M \frac{\partial}{\partial x} A_w + A_w \frac{\partial M}{\partial x}$$

in cui il secondo termine dell'ultima uguaglianza è nullo, poiché M è una costante.

Si osserva che W_c è funzione della sola z e Φ è funzione di x/z , ossia

$$W_c = W_c(z)$$

$$\Phi = \Phi\left(\frac{x}{z}\right).$$

Si osserva, inoltre, che, per quanto ricavato sopra, vale le seguente relazione

$$W_c \Phi = M^{1/2} B_w$$

essendo

$$B_w = \left(\frac{\partial}{\partial x} A_w \right)^{1/2}.$$

Tenuto conto che M è costante, W_c è funzione di z e Φ è funzione di x/z , in generale, si ha

$$A_w = A_w\left(\frac{x}{z}, z\right) \quad B_w = B_w\left(\frac{x}{z}, z\right)$$

ossia

(12.1.10)

$$W_c(z) = \frac{M^{1/2} B_w\left(\frac{x}{z}, z\right)}{\Phi\left(\frac{x}{z}\right)}.$$

Ponendo

$$\frac{B_w\left(\frac{x}{z}, z\right)}{\Phi\left(\frac{x}{z}\right)} = D_w$$

è evidente dalla (12.1.10) che D_w è funzione della sola z , essendo tale il primo membro. Pertanto, si ottiene

$$W_c(z) = M^{1/2} D_w(z).$$

Si faccia ora la seguente posizione

$$D_w(z) = \frac{C_w(z)}{z}.$$

Si ottiene

$$W_c(z) = \frac{M^{1/2} C_w(z)}{z}$$

ossia

(12.1.11)

$$\frac{W_c(z)}{U_w} = \frac{M^{1/2} C_w(z)}{U_w z}$$

essendo

$$U_w = \frac{Hg}{h\pi\sigma} \tanh(kh)$$

con $\sigma = 2\pi/T$ e $K = 2\pi/L$.

Si ponga ora

$$Z_w = \frac{M^{1/2}}{U_w}. \quad (12.1.12)$$

Allora, dalla (12.1.11), si ottiene, in generale,

$$\frac{W_c(z)}{U_w} = \frac{Z_w}{z} C_w(z). \quad (12.1.13)$$

Osservando che il primo membro della (12.1.13) è funzione di z e che tale variabile è presente al secondo membro della (12.1.13), si deduce che C_w è al più funzione della sola z .

I rilievi sperimentali potranno consentire di ottenere la legge di variazione di C_w in funzione di z . Secondo Chyan e Hwung (1993), C_w è costante per ogni fissato valore di h/L . Gli autori, cioè, nell'ambito delle esperienze condotte, ritengono che C_w non vari con z . Essi propongono, invece, una legge di variazione di C_w in funzione di h/L . Si ritiene che il parametro C_w ottenuto da Chyan e Hwung (1993) sia sostanzialmente indipendente da z , per un fissato valore di h/L , poiché le loro esperienze si riferiscono a un campo di moto ondoso tipico di acque con profondità intermedia, in cui le componenti di velocità non variano molto lungo h .

Per quanto attiene le concentrazioni, utilizzando la (12.1.9) nella (12.1.7), si ha

$$\int_{A(z)} w c dx dy = A_t Q C_0.$$

Nell'ipotesi di moto piano si ha

$$\int_{A(z)} w c dx = A_t Q C_0$$

ossia

$$\int_{A(z)} W_c \Phi\left(\frac{x}{z}\right) C_c \Psi\left(\frac{x}{z}\right) dx = A_t Q C_0$$

da cui si ricava

$$W_c C_c \Phi\left(\frac{x}{z}\right) \Psi\left(\frac{x}{z}\right) = \frac{\partial}{\partial x} (A_t Q C_0) = \frac{\partial}{\partial x} (Q C_0) \cdot A_t + Q C_0 \frac{\partial A_t}{\partial x}. \quad (12.1.14)$$

Essendo nullo il primo termine dell'ultima uguaglianza della (12.1.14), per quanto detto in precedenza, si ha

$$W_c(z) C_c(z) \Phi\left(\frac{x}{z}\right) \Psi\left(\frac{x}{z}\right) = Q C_0 \frac{\partial A_t(x/z, z)}{\partial x}. \quad (12.1.15)$$

Poiché

$$W_c(z) \Phi\left(\frac{x}{z}\right) = M^{1/2} B_w\left(\frac{x}{z}, z\right)$$

si ottiene, dalla (12.1.15), la seguente relazione

$$M^{1/2} B_w\left(\frac{x}{z}, z\right) = Q \frac{C_0}{C_c(z)} \left[\frac{\partial}{\partial x} A_t\left(\frac{x}{z}, z\right) \right] \frac{1}{\Psi\left(\frac{x}{z}\right)}.$$

La precedente relazione può anche essere posta come segue, facendo delle ovvie posizioni

$$M^{1/2} B_w\left(\frac{x}{z}, z\right) = Q S_c(z) \left[\frac{\partial}{\partial x} A_t\left(\frac{x}{z}, z\right) \right] \frac{1}{\Psi\left(\frac{x}{z}\right)}.$$

Dalla precedente relazione si ottiene

$$Q S_c(z) = \frac{M^{1/2} B_w \left(\frac{x}{z}, z \right) \Psi \left(\frac{x}{z} \right)}{\frac{\partial}{\partial x} A_t \left(\frac{x}{z}, z \right)}$$

che può anche essere scritta come segue

$$\frac{Q S_c(z)}{U_w \left(\frac{M^{1/2}}{U_w} \right)^2} = \frac{M^{1/2} B_w \left(\frac{x}{z}, z \right) \Psi \left(\frac{x}{z} \right) \cdot z}{U_w \left(\frac{M^{1/2}}{U_w} \right)^2 \cdot \left[\frac{\partial}{\partial x} A_t \left(\frac{x}{z}, z \right) \right] \cdot z}. \quad (12.1.16)$$

Per la (12.1.12), la (12.1.16) diviene

$$\frac{Q S_c(z)}{U_w Z_w^2} = \frac{z}{Z_w} \cdot \left[\frac{B_w \left(\frac{x}{z}, z \right) \Psi \left(\frac{x}{z} \right)}{z \cdot \frac{\partial}{\partial x} A_t \left(\frac{x}{z}, z \right)} \right]. \quad (12.1.17)$$

Poiché il primo membro della (12.1.17) è funzione della sola z , si può affermare che l'espressione in parentesi quadre della (12.1.17) è al più funzione di z . Pertanto, esprimendo la relazione in parentesi quadre con $C_t(z)$ si ha

$$\frac{Q S_c(z)}{U_w Z_w^2} = C_t(z) \frac{z}{Z_w}.$$

Anche per C_t valgono le considerazioni che sono state fatte per il parametro C_w . Ossia, nell'ambito delle sperimentazioni condotte da Chyan e Hwung (1993), ossia per h/L tipico di acque con profondità intermedia, il parametro C_t era sostanzialmente indipendente da z . Gli autori propongono una legge di variazione di C_t in funzione di h/L .

Pur essendo presumibile una dipendenza da z di C_w e C_t nel caso di campi di moto

ondosi caratterizzati da profondità elevata, e, dunque, auspicabile una conoscenza della loro legge di variazione, si osserva che i processi di diluizione subiscono un netto miglioramento per effetto delle onde

solo nel caso di acque con profondità intermedia o bassa. Ai fini progettuali, tuttavia, tali considerazioni, devono essere accompagnate da valutazioni di impatto ambientale relative a scarichi in acque non molto profonde, nonché da una attenta analisi delle correnti esistenti.

Si veda la fig. 12.1.2 per quanto attiene i risultati sperimentali di Chyan e Hwung (1993).

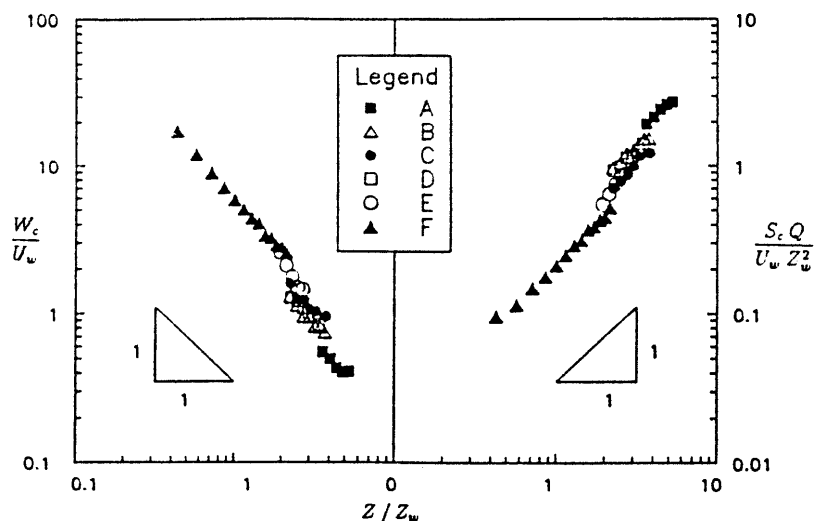


Fig. 12.1.2. Andamenti adimensionali delle velocità medie e delle diluizioni in asse in funzione di z/Z_w .