

8. INFLUENZA DI UN CAMPO DI MOTO ONDOSO SU UN GETTO DI DENSITA' NEI PROCESSI DI DILUIZIONE.

Gli scarichi di acque reflue in mare si realizzano normalmente dopo che esse abbiano subito almeno un trattamento primario. Il processo di mescolamento e diffusione conseguente allo scarico degli inquinanti in mare è, dunque, parte importante ed integrante dell'intero processo di trattamento delle acque reflue. Di qui l'importanza di una progettazione ottimale delle condotte di scarico sottomarine, dalle quali scaturiscono getti di densità. Lo scarico deve necessariamente avvenire in zone in cui il tipico processo di diluizione dei getti possa realizzarsi compiutamente con un ottimale abbattimento dei carichi inquinanti e conseguente raggiungimento degli standard qualitativi definiti dalla normativa.

A tal scopo e al fine di una ottimale progettazione, spesso si utilizzano modelli matematici in grado di descrivere il comportamento dei getti di densità, sia in termini idrodinamici sia in termini chimico-fisico-biologici. Di solito questi modelli considerano l'influenza, nel processo di diffusione, di eventuali stratificazioni di densità del corpo idrico ricettore, di eventuali campi di moto uniformi del fluido ambiente, al fine di simulare la presenza di correnti persistenti nella zona di scarico. Normalmente in tutti questi modelli si trascura l'effetto del campo di moto ondoso ai fini della diffusione dei getti. In realtà, come messo in evidenza da Chin (1987), la presenza delle onde consente di migliorare il processo di diluizione del soluto. Poichè, come afferma Chin (1987), "le onde sono quasi sempre presenti nei mari ed oceani, tenere in debita considerazione il loro benefico effetto nella diluizione degli scarichi sottomarini, può servire per una economia di progettazione" e, si aggiunge, per una migliore comprensione dei processi di intrusione che si realizzano nei getti.

La diluizione media S in superficie di un getto di densità immesso in un campo di moto ondoso può essere analizzata attraverso l'analisi dimensionale; il processo fisico può essere rappresentato dalla seguente funzione

$$S = f_1(D, v_0, g_0, h', \theta_1, \theta_2, a, T, g) \quad (8.1)$$

dove D è il diametro dell'ugello, v_0 è la velocità di uscita del getto, g_0 è l'accelerazione di gravità effettiva definita come segue

$$g_0 = \frac{\Delta \rho_0}{\rho_0} g,$$

$\Delta \rho_0$ è la differenza di densità tra il fluido ambiente e quello del getto in corrispondenza della sezione dell'ugello, ρ_0 è la densità iniziale dell'effluente, g è l'accelerazione di gravità, h' è la profondità dell'ugello misurata rispetto al livello medio di mare calmo, θ_1 è l'angolo tra la direzione di uscita dell'effluente e la direzione orizzontale, θ_2 è l'angolo tra la direzione di uscita del getto e la direzione di propagazione del moto ondoso, a è l'ampiezza dell'onda e T il suo periodo. Si assume che il getto di densità sia turbolento.

La relazione (8.1) può anche essere più opportunamente rappresentata come segue

$$S = f_2(M, B, Q, h', \theta_1, \theta_2, a, T, g) \quad (8.2)$$

con

$$\begin{cases} Q = \frac{\pi}{4} D^2 v_0 \\ M = Q v_0 \\ B = Q g_0 \end{cases}$$

Nell'ipotesi di poter descrivere il campo di moto ondoso con la teoria di Airy delle onde di piccola ampiezza, le componenti orizzontali e verticali di di velocità sono rappresentate, rispettivamente, dalle seguenti relazioni

$$\begin{cases} u = \frac{agk}{\sigma} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \sin(kx - \sigma t) \\ v = \frac{agk}{\sigma} \frac{\sinh k(h+z)}{\cosh kh} \cos(kx - \sigma t) \end{cases} \quad (8.3)$$

avendo indicato con h la profondità, con k il numero d'onda e con σ la pulsazione definiti rispettivamente come segue

$$k = \frac{2\pi}{L} \quad \sigma = \frac{2\pi}{T}.$$

essendo L la lunghezza d'onda.

Per quanto attiene il sistema di riferimento utilizzato si veda la fig. 8.1, in cui si mostra anche il diverso andamento delle traiettorie delle particelle assoggettate al moto ondoso, secondo la teoria di Airy, al variare del parametro h/L . Si osserva che per $h/L > 0.05$ si è in condizioni di *acque profonde*, in cui si risente dell'effetto del moto ondoso per una profondità uguale a $L/2 < h$; per $0.05 < h/L < 0.5$ si è in condizioni di *acque intermedie*, in cui l'effetto del moto ondoso è presente fino al fondo ma con intensità variabile; infine, per $h/L < 0.05$ si è in condizioni tipiche di *acque basse*, in cui l'effetto del moto ondoso si risente praticamente in modo uniforme per tutta la profondità.

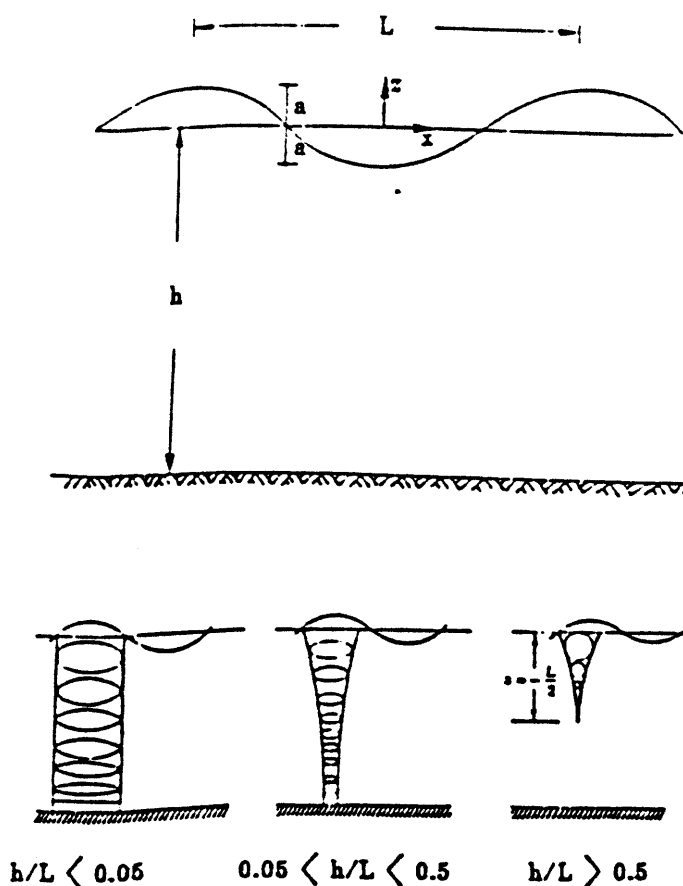


Fig. 8.1. Tipici parametri di un campo di moto ondoso e traiettorie delle particelle.

Poiché le relazioni (8.3) mettono in evidenza che a e g sono sempre presenti come prodotto $a \cdot g$, la (8.2) può essere scritta come segue

$$S = f_3(M, B, Q, h', \theta_1, \theta_2, ag, T) \quad (8.4)$$

osservando, inoltre, che la lunghezza e il periodo d'onda sono grandezze legate tra di loro per la ben nota relazione

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi h}{L}\right).$$

Come proposto da Fischer et al. (1979) e da Chin (1987), il meccanismo dominante del moto ondoso sul getto può essere più facilmente analizzato con l'introduzione di alcune scale di lunghezza. In particolare si può far riferimento alle seguenti scale

$$\left\{ \begin{array}{l} L_Q = \frac{Q}{M^{1/2}} = \left(\pi \frac{D^2}{4} \right)^{1/2} \\ L_M = \frac{M^{3/4}}{B^{1/2}} \\ Z_M = \frac{M^{1/2}}{u_{\max}} \\ Z_B = \frac{B}{u_{\max}^3} \end{array} \right.$$

avendo indicato con $u_{\max}$ la massima velocità orizzontale del campo di moto ondoso per $z=-h$

$$u_{\max} = \frac{agk}{\sigma \cosh kh}.$$

Il significato fisico delle scale di lunghezza precedentemente introdotte è molto importante. In particolare, L_Q rappresenta la distanza a partire dall'ugello oltre la quale non si risente più della forma dello stesso; L_M rappresenta la distanza dall'ugello oltre la quale il comportamento del getto risente prevalentemente delle forze di galleggiamento rispetto alla quantità di moto iniziale; Z_M rappresenta la distanza dall'ugello oltre la quale il moto ondoso prevale sulla quantità di moto iniziale sul comportamento del getto; Z_B , infine, rappresenta, la distanza dall'ugello oltre la quale la quantità di moto indotta dalle onde prevale sulla quantità di moto legato alle forze di galleggiamento. Poiché

$$Z_B = \frac{Z_M^3}{L_M^2}$$

Z_B non è una scala indipendente dalle altre, o, per meglio dire, solo tre delle quattro scale precedentemente definite sono indipendenti.

Alla luce di queste considerazioni, la relazione (8.4), applicando il noto teorema di Buckingham e utilizzando le scale di lunghezza precedentemente definite, diviene

$$S = f_4 \left(\frac{h'}{L_M}, \frac{L_M}{L_Q}, \frac{Z_M}{L_Q}, \frac{h}{L}, \theta_1, \theta_2 \right) \quad (8.5)$$

Chin (1987) osserva che, nella maggior parte dei casi pratici, $L_M \gg L_Q$ e $h' \gg L_M$; ossia, sono quasi sempre molto piccole, rispetto ad h' , le distanze dall'ugello in cui si risente della forma dello stesso e in cui prevale la quantità di moto iniziale rispetto alle forze di galleggiamento. Resta da osservare che Z_M/L_Q è il rapporto tra la velocità di uscita del getto v_0 e la velocità $u_{\max}$, caratteristica del moto ondoso, precedentemente definita: questo parametro è indicativo dell'effetto del moto ondoso rispetto al getto.

La relazione (8.5) richiede la permutazione di un numero considerevole di parametri affinché la funzione f_4 possa essere rappresentata analiticamente. Le esperienze condotte da Chin (1987) si riferiscono al caso di moto ondoso con periodo $T=5$ s, ampiezza dell'onda $a=30$ cm e $h/L < 0.4$. Gli studi condotti in laboratorio dallo stesso Autore erano essenzialmente indirizzati alla interpretazione della relazione (8.5) per il caso tipico degli scarichi di effluenti nella zona sudorientale degli Stati Uniti, con $B=5 \times 10^{-4} \text{ m}^4/\text{s}^3$ e $M=4.3 \times 10^{-3} \text{ m}^4/\text{s}^4$. Ossia i parametri adimensionali, tipici di tutte le esperienze condotte da Chin, assumono i seguenti valori: $Z_M/L_Q=34$, $h'/L_M=9$, $L_M/L_Q=17$, numero di Froude densimetrico approssimativamente uguale a 16, angolo tra la direzione dello scarico dell'efflusso e la direzione orizzontale uguale a zero ($\theta_1=0$) e angolo tra la direzione dello scarico dell'efflusso e la direzione di propagazione delle onde uguale a zero (direzione di propagazione del moto ondoso parallela alla direzione di efflusso del getto di densità: $\theta_2=0$). In queste condizioni, in cui solo i parametri Z_M/L_Q e h/L vengono variati nel corso delle esperienze, la (8.5) può essere posta come segue

$$\frac{S}{S_0} = f_5 \left(\frac{Z_M}{L_Q}, \frac{h}{L} \right) \quad (8.6)$$

avendo normalizzato la diluizione media S in superficie nel caso di moto ondoso con il valore S_0 di diluizione media in superficie nel caso di corpo idrico riceettore in quiete. Alcune esperienze furono condotte in assenza di moto ondoso e i risultati furono confrontati con la seguente relazione empirica proposta da Fisher et al. (1979)

$$S_0 = 0.126 \left(\frac{h'}{L_M} \right)^{5/3} \left(\frac{L_M}{L_Q} \right)$$

che risultò pienamente affidabile e che fu, dunque, utilizzata per normalizzare S nella (8.6).

In fig. 8.2 si riportano i risultati relativi alle prove condotte da Chin (1987) che possono essere approssimativamente rappresentati dalla seguente relazione

$$\frac{S}{S_0} = 1 + 6.15 \left(\frac{L_Q}{Z_M} \right)$$

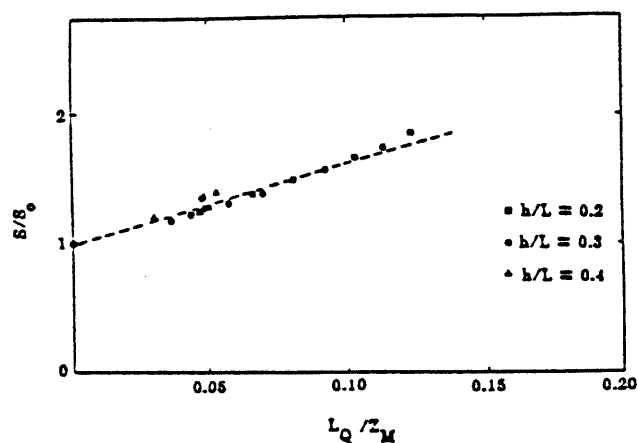


Fig. 8.2. Andamento della diluizione con presenza di moto ondoso.

Dalla figura è evidente la dipendenza di S/S_0 da L_Q/Z_M , mentre appare ben poco significativa la dipendenza da h/L , almeno nell'ambito delle indagini svolte da Chin.

Le osservazioni dell'Autore, a proposito delle esperienze svolte, mettono in evidenza che, quando la direzione della velocità del campo di moto ondoso è opposta a quella getto, questo tende a *rompersi* (Chin usa il verbo *esplodere*). In tal caso il comportamento del getto diviene simile a quello di una piuma a distanze dall'ugello inferiori rispetto al caso di fluido ambiente in quiete. Quando, invece, la velocità del campo di moto ondoso ha la stessa direzione del getto di densità, questo tende ad avere un comportamento simile a quello di una piuma con un certo ritardo. Il risultato globale, secondo Chin, è un effetto *spraying* in corrispondenza dell'ugello e un movimento oscillante durante la fase di risalita.

Per quanto attiene le applicazioni, Chin osserva come sia indispensabile far riferimento, nell'ambito della progettazione, alle onde, mettendo, altresì, in evidenza che le relazioni proposte sono da ritenersi valide solo per il caso di scarichi in mare caratterizzati da $L_M/L_Q=17$, $h'/L_Q=153$ e per valori nulli di θ_1 e θ_2 .

In ogni caso, dall'osservazione dei dati di fig. 8.2, è evidente come la presenza di un campo di moto ondoso dia luogo a valori di diluizione finanche doppi rispetto al caso di getti in acqua ferma. Questo risultato segnala l'importanza che può assumere un campo di moto ondoso nei processi di intrusione e diffusione di un getto.

A fronte di tale conclusione, tuttavia, sono ancora molto scarsi i lavori presenti in letteratura a riguardo dell'analisi fluidodinamica e dei processi di diffusione dei soluti di un getto immesso in un campo di moto ondoso.

Nel seguito si riporteranno brevemente i risultati dei lavori che trattano dell'interazione di un getto con le onde.