

6. CONCETTO DI INTRUSIONE.

L'intrusione (*entrainment*) può essere definita come segue (Pedersen, 1986):

- 1) l'immissione di fluido non turbolento nella regione turbolenta di un altro fluido;
- oppure
- 2) la diffusione di un fluido caratterizzato da un campo di moto turbolento all'interno di un fluido ambiente in moto non turbolento.

Nel campo dell'ingegneria ambientale si pone spesso il problema dello studio idrodinamico di campi di moto caratterizzati da superfici di separazione (o *interfacce*) che dividono due distinte regioni con differenti livelli energetici. Si pensi, per esempio, al caso dei fiordi, alla classica interfaccia acqua dolce-acqua marina del sottosuolo pugliese, ai campi di moto che si instaurano in corrispondenza di estuari, ai getti, alle piume, alle correnti di densità, ai fumi emessi dalle ciminiere, etc.

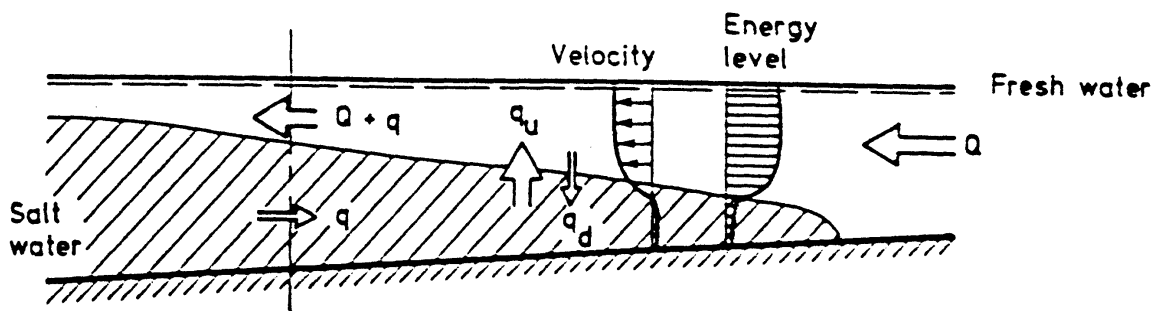


Fig. 6.1. Tipico esempio di mescolamento tra acqua dolce e salata.

Facendo riferimento alla fig. 6.1, in cui si riporta un processo di mescolamento tra acqua dolce e acqua salata, tipico delle scaturigini delle acque di falda che muovono verso la costa, si denota con q_u e q_d rispettivamente la portata di acqua salata in acqua dolce e viceversa. Lo schema mette in evidenza come, generalmente, nei processi di mescolamento tipici dei flussi stratificati (*stratified flows*), si realizzi un moto in direzione trasversale all'interfaccia.

Facendo riferimento alla fig. 6.1, si definisce *flusso specifico della spinta di galleggiamento per intrusione* la seguente grandezza

$$\frac{\rho_s - \rho}{\rho} g(q_u - q_d) = \Delta \cdot g(q_u - q_d)$$

essendo $\Delta = (\rho_a - \Delta\rho)/\rho_a$ e con ovvio significato degli altri simboli.

Si definisce *flusso specifico della spinta di galleggiamento per diffusione* la seguente grandezza

$$\Delta \cdot q_d g$$

Nell'ipotesi che lo strato inferiore di acqua salata sia fermo e dunque caratterizzato da assenza di turbolenza, la portata q_d è nulla ed è presente esclusivamente una pura intrusione. D'altra parte, se l'interfaccia fosse caratterizzato da condizioni di simmetria, la portata q_d uguaglierebbe la portata q_u e si avrebbe presenza di pura diffusione senza intrusione.

L'intrusione, pertanto, è strettamente legata alla turbolenza. Di qui la complessità della sua analisi.

Un primo contributo essenziale alla conoscenza del processo di intrusione si ebbe con i lavori di Kline et al. (1967), Kim et al. (1971), che misero in evidenza l'esistenza, nell'ambito degli strati di mescolamento, di strutture coerenti tridimensionali, chiamate *burst*. Essi

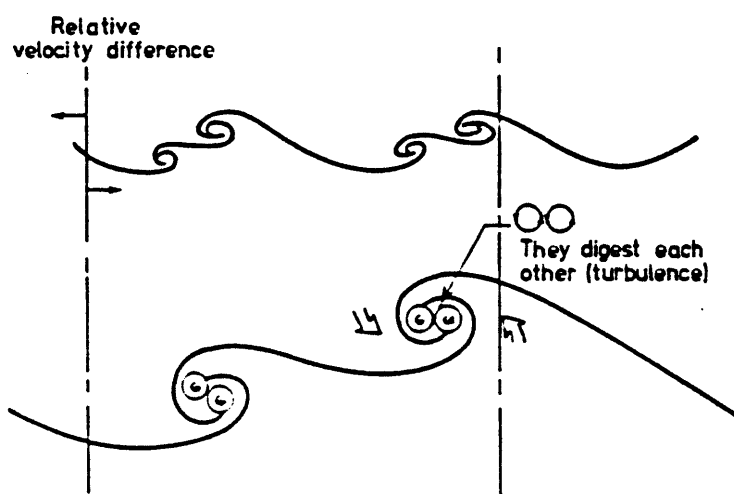


Fig. 6.2. Rappresentazione dei processi di coalescenza dei vortici.

notarono che queste strutture, definite *quasi-ordinate*, tendevano a muoversi nell'ambito dello strato limite e a dar luogo ad eventi ciclici caratterizzati da un periodo medio T . In termini di analisi delle scale del fenomeno, T può essere assunto proporzionale allo spessore dello strato limite e inversamente proporzionale alla velocità media V .

Un secondo contributo alla ricerca di queste strutture vorticosi fu apportato da Brown e Roshko (1971), che, studiando degli strati limite turbolenti piani, riuscirono a visualizzarle. A tal proposito, come evidenziato da Pedersen (1986), mentre è

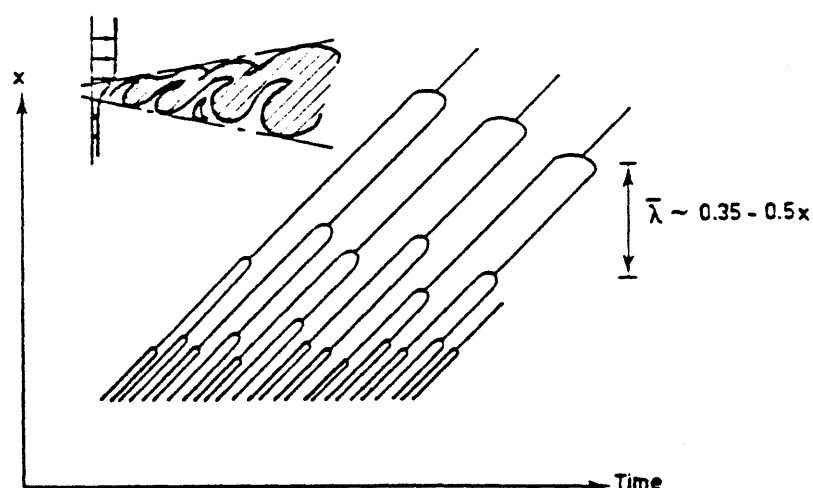


Fig. 6.3. Andamento spazio-temporale della nascita di due piccoli vortici e della relativa coalescenza.

relativamente facile visualizzare strutture coerenti a larga scala, è, purtroppo, relativamente complicato poterne ottenere informazioni quantitative. In ogni caso una breve rappresentazione dei processi di accoppiamento dei vortici, meglio noti come processi di *coalescenza*, è riportata in fig. 6.2 (Winant e Browand, 1974). In fig. 6.3, si riporta l'andamento spazio-temporale della nascita di due piccoli vortici e della relativa coalescenza degli stessi, a formare un vortice più grande.

Il processo di coalescenza di due vortici più piccoli, caratterizzati da uno stesso verso della vorticità, è un processo che consente un mescolamento tra un fluido in moto non turbolento con un fluido in moto turbolento. In altri termini, alla luce delle definizioni precedentemente date, i processi di coalescenza delle strutture vorticosi a larga scala è alla base della conoscenza del processo di intrusione. E' ben noto, tra l'altro, che il processo di intrusione è fondamentale per lo studio fluidodinamico dei getti e della diluizione del soluto da essi trasportato.

Quanto detto in precedenza si riferisce al caso di flussi stratificati supercritici, ossia caratterizzati da un numero di Froude densimetrico maggiore di uno. Nel caso di flussi stratificati subcritici il processo di intrusione è meno evidente e *violento*, pur rimanendo fondamentale per la comprensione del campo di moto in istudio. Browand e Wang (1972) misero in evidenza la ragione di un simile comportamento, mostrando come la formazione dei vortici e il processo di coalescenza degli stessi cessasse di esistere per un numero di Froude densimetrico critico, il cui ordine di grandezza è uguale a uno.

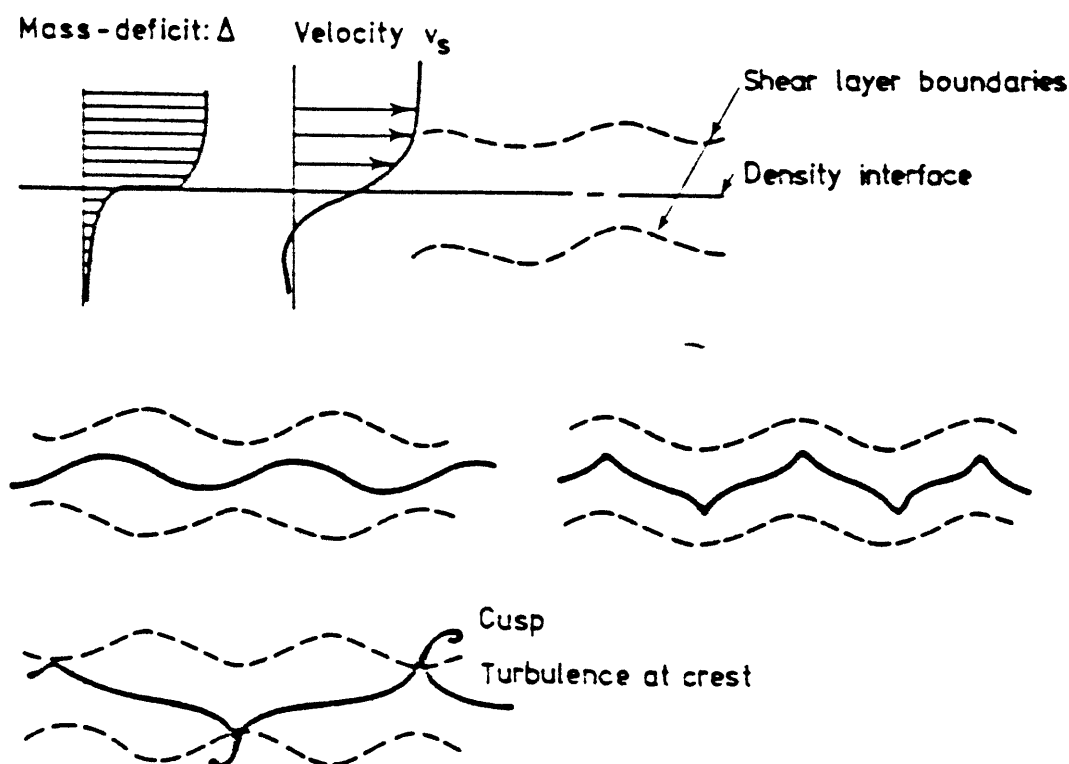


Fig. 6.4. Schematizzazione del fenomeno di rottura delle onde di Holmboe e del processo di intrusione con formazione di punti cuspidali.

Pertanto, nel caso di flussi stratificati subcritici, il processo di formazione e coalescenza dei vortici è inesistente. In questi casi Browand e Wang (1972) osservarono l'esistenza di un processo di formazione di onde di interfaccia, che chiamarono *onde di Holmboe*, in onore di quell'autore che nel 1962 ne iniziò lo studio (Holmboe J., 1962). A tal riguardo si veda la fig. 6.4. Da questa figura si osserva che la rottura delle onde di Holmboe non è legata ad un *roll-up* e, pertanto, il processo di intrusione è molto meno violento rispetto al caso di flussi stratificati supercritici.

La rottura delle onde di Holmboe è, dunque, legata ad un aumento delle ampiezze delle ondulazioni. Si osserva come, in questi casi, esista un'analogia con i fenomeni di rottura dei getti liquidi in aria in moto laminare (Petrillo, 1988), per la cui analisi diviene fondamentale l'effetto della tensione superficiale, e, quindi, a livello adimensionale, il numero indice di Weber.

Nelle figg. 6.2 e 6.5 si riportano, rispettivamente, lo schema di generazione di vortici a partire da un processo di coalescenza di altri più piccoli (fenomeni tipici di flussi stratificati con alti valori del numero di Froude densimetrico) e lo schema di formazione di

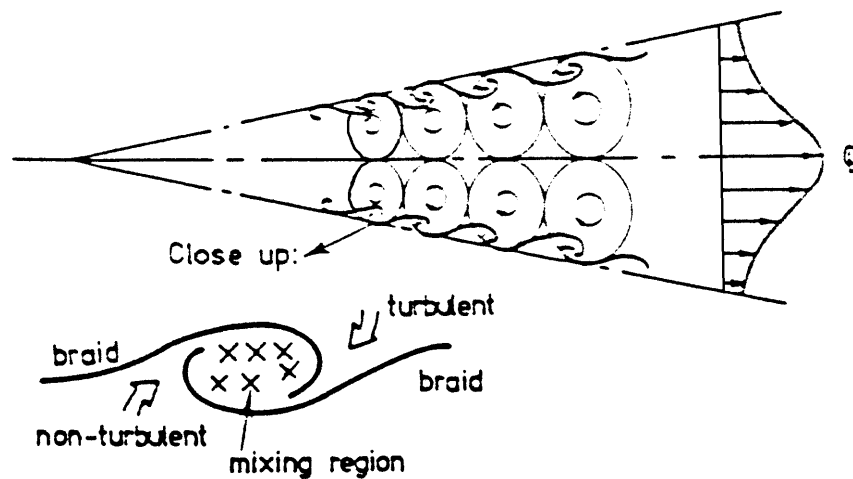


Fig. 6.5. Schematizzazione delle strutture vorticosi tipiche dei getti e del processo di intrusione legato ad esse.

punti cuspidali rappresentativi della rottura delle onde di Holmboe (fenomeni tipici di flussi stratificati con bassi valori del numero di Froude densimetrico).

Il cambiamento della fisica del processo di intrusione al variare del numero di Froude densimetrico ha una notevole importanza sulle proprietà medie del campo di moto.

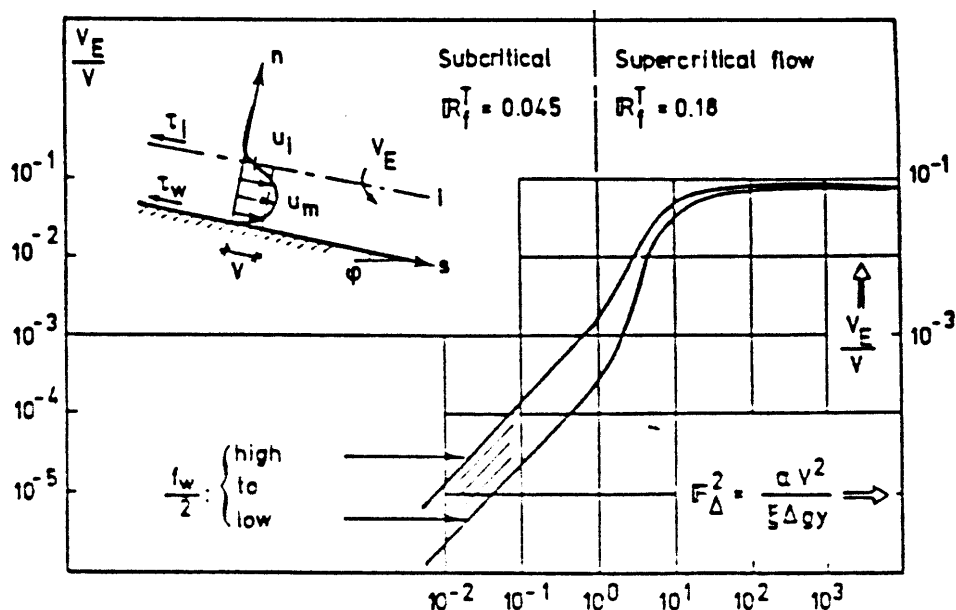


Fig. 6.6. Andamento del coefficiente di intrusione (Pedersen, 1986).

Appare evidente, dunque, come sia di fondamentale importanza il calcolo del coefficiente di intrusione. In particolare, la fig. 6.6, tratta da Pedersen (1986), mette in evidenza la dipendenza del coefficiente di intrusione dal numero di Froude densimetrico al

quadrato (F_Δ^2). Da questa figura si evince anche la dipendenza del coefficiente di intrusione dall'indice di scabrezza f_w , nel caso di flussi subcritici (per es. correnti di densità in canali). Il coefficiente di intrusione tende ad un valore limite al tendere di F_Δ^2 all'infinito.

Come già messo in evidenza nei capitoli precedenti, il valore del coefficiente di intrusione, dei getti puri piani è $\alpha_e = v_e/u_m = 0.053$, essendo u_m la velocità massima in asse al variare della sezione trasversale. Utilizzando la velocità media V di ogni singola sezione trasversale, il coefficiente di intrusione dei getti puri piani è $\alpha = v_e/V = 0.082$, essendo v_e la velocità di intrusione. Jirka (1979) dimostrò che il coefficiente di intrusione di una piuma è $5/3$ di quello di un getto puro. A tal riguardo, Pedersen (1986) nota che il moto di una piuma è caratterizzato da un movimento sinuoso, come riportato in fig. 6.7. Alla luce di questa considerazione, Pedersen (1986) ritiene che, analizzando una piuma secondo un punto di vista lagrangiano, si otterrebbe un valore del coefficiente di intrusione esattamente uguale a quello di un getto puro. La fig. 6.8 mostra le sinuosità di una piuma rilevate sperimentalmente con l'uso di un apparecchio fotografico. Da questa figura si

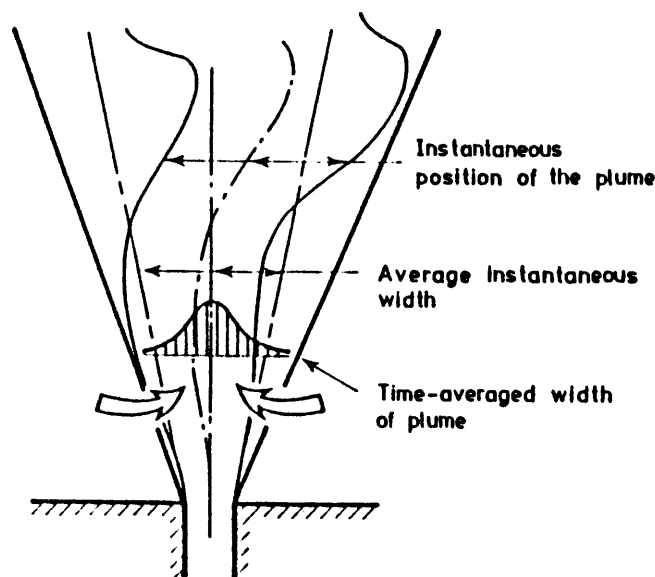


Fig. 6.7. Tipico movimento sinuoso delle piume.

evince che l'allargamento di una piuma, secondo un punto di vista euleriano, è senz'altro maggiore rispetto a quello che si otterrebbe con un'analisi lagrangiana. A tal riguardo, Pedersen (1988) osserva che "la diversa valutazione dell'allargamento di una piuma, a secondo che l'analisi sia euleriana o lagrangiana, rende conto di una interpretazione non corretta dei dati di laboratorio per la determinazione del coefficiente di intrusione delle piume. Questa erronea interpretazione porta ad affermare che il coefficiente di intrusione delle piume sia maggiore rispetto a quello dei getti puri". A tal riguardo si può far riferimento anche a Pedersen (1980) e alla fig. 6.9.

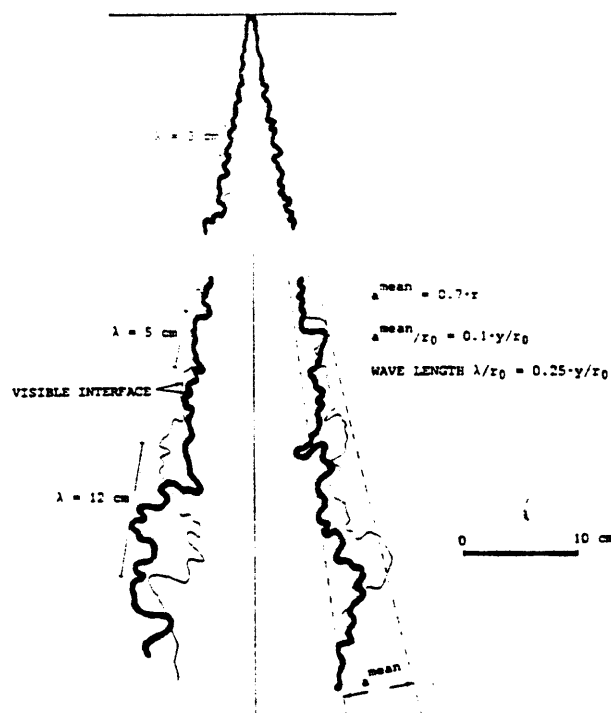


Fig. 6.8. Rappresentazione istantanea di una piuma.

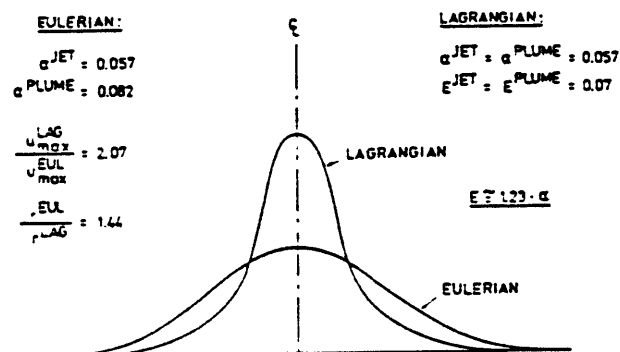


Fig. 6.9. Profili di velocità euleriano e lagrangiano di una piuma.