

Capitolo 3

MORFODINAMICA FLUVIALE : EQUILIBRIO

3.1 Il modello 1-D: profili di equilibrio nelle correnti fluviali

3.1.1 Profili di equilibrio di brevi tronchi di corsi d'acqua

a - Formulazione

Esaminiamo ora gli assetti di equilibrio della superficie libera e del fondo di tronchi di correnti fluviali sufficientemente brevi da poter considerare che in essi sia la portata liquida sia la granulometria non subiscano variazioni spaziali apprezzabili. In tal caso, nell'ipotesi di stazionarietà, le (2.3.9), (2.3.12) e (2.3.13) impongono:

$$Q = \text{costante} \quad (3.1.1)$$

$$\frac{d}{dx} (b_f Q_s) = 0 \quad (3.1.2)$$

$$\frac{d}{dx} \left(\beta \frac{Q^2}{\Omega} \right) + g\Omega \frac{dh}{dx} + \frac{Q^2}{\Omega C^2 R} = 0 \quad (3.1.3)$$

Il sistema (3.1.1, 2,3) va risolto con due condizioni al contorno che possono essere imposte indifferentemente a monte o a valle.

Alcune semplici manipolazioni consentono di trasformare le (3.1.2-3) in un sistema di equazioni differenziali per $\bar{\eta}$ ed h . La (3.1.2) diventa:

$$Q_s \frac{\partial b_f}{\partial x} \Big|_{\bar{\eta}} + Q_s \frac{\partial b_f}{\partial \eta} \frac{d\bar{\eta}}{dx} + b_f \frac{dQ_s}{d\bar{\tau}_*} \left(-\frac{2}{\Omega} \bar{\tau}_* \right) \left(b \frac{dh}{dx} - b_f \frac{d\bar{\eta}}{dx} + \frac{\partial \Omega}{\partial x} \Big|_{h, \bar{\eta}} \right) = 0 \quad (3.1.4)$$

donde

$$\frac{d\bar{\eta}}{dx} = - \frac{\frac{1}{b_f} \frac{\partial b_f}{\partial x} \Big|_{\bar{\eta}} + \frac{2q_\tau}{\Omega} \left[b \frac{dh}{dx} + \frac{\partial \Omega}{\partial x} \Big|_{\bar{h}, \bar{\eta}} \right]}{\frac{1}{b_f} \frac{\partial b_f}{\partial \bar{\eta}} + \frac{2b_f}{\Omega} q_\tau} \quad (3.1.5)$$

Utilizzando la (3.1.5) la (3.1.3) diventa

$$g \frac{dh}{dx} = - \frac{Q^2}{\Omega^2 C^2 R} + \frac{\beta Q^2}{2 \Omega^2 q_\tau} \frac{1}{q_\tau} \left[\frac{1}{b_f} \frac{\partial b_f}{\partial x} \Big|_{\bar{\eta}} + \frac{1}{b_f} \frac{\partial b_f}{\partial \bar{\eta}} \frac{d\bar{\eta}}{dx} \right] \quad (3.1.6)$$

Le eq.ni (3.1.5, 6) costituiscono un sistema accoppiato di equazioni per h ed $\bar{\eta}$ completamente definito non appena sia assegnata la relazione costitutiva per Q_s .

b - Il caso degli alvei cilindrici: l'assetto uniforme

Il carattere cilindrico dell'alveo implica in particolare che deve risultare costante la larghezza b_f del fondo. La continuità dei sedimenti impone in questo caso che, in condizioni di equilibrio, risulti

$$Q_s = \text{costante} \quad (3.1.7)$$

Nel caso di trasporto al fondo dominante e posta costante la pendenza del fondo, le (2.3.10) e (3.1.7) suggeriscono allora che deve risultare

$$\bar{\tau}_* = \text{costante} \quad (3.1.8)$$

La (3.1.8), insieme alla continuità della fase liquida, implica la costanza dell'area della sezione e quindi della profondità della corrente. L'equazione del moto di quest'ultima impone, allora, la costanza della pendenza motrice e, quindi, il carattere strettamente uniforme della corrente.

Conclusioni simili si raggiungono nel caso in cui sia presente trasporto in sospensione.

Può essere di qualche utilità pratica esaminare a questo punto quale effetto produca sull'equilibrio morfodinamico una *variazione di larghezza dell'alveo*.

Consideriamo per semplicità un alveo a sezione rettangolare molto larga e assumiamo che la portata solida unitaria sia rappresentabile nella forma:

$$Q_s = \text{cost.} C^2 \bar{\tau}_*^{5/2} \quad (3.1.9)$$

cioè attraverso la relazione di Engelund e Hansen (1967). Utilizzando inoltre la relazione di Strickler per la rappresentazione delle resistenze, è immediato mostrare che due alvei molto larghi che trasportano in moto uniforme

la stessa portata solida (totale nella sezione) con la stessa portata liquida (anch'essa totale nella sezione) sono tali che le relative profondità di moto uniforme (Y_1 ed Y_2) e le relative pendenze (costanti) del fondo (i_{f1} ed i_{f2}) soddisfano alle relazioni seguenti:

$$\left(\frac{Y_1}{Y_2}\right)^{5/3} = \left(\frac{i_{f2}}{i_{f1}}\right)^{1/2} \frac{b_2}{b_1} \quad (3.1.10)$$

$$\left(\frac{Y_1}{Y_2}\right)^{17/6} = \left(\frac{i_{f2}}{i_{f1}}\right)^{5/2} \frac{b_2}{b_1} \quad (3.1.11)$$

Facendo sistema fra la (3.1.10) e la (3.1.11) si ottiene:

$$\left(\frac{Y_1}{Y_2}\right) = \left(\frac{b_2}{b_1}\right)^{8/11} \quad (3.1.12a)$$

$$\left(\frac{i_{f2}}{i_{f1}}\right) = \left(\frac{b_2}{b_1}\right)^{14/33} \quad (3.1.12b)$$

I risultati precedenti, che in forma lievemente diversa furono ottenuti per la prima volta da de Vries (1964), hanno alcune immediate implicazioni:

- una riduzione di larghezza della sezione conduce a profondità di moto uniforme superiori e pendenze del fondo inferiori: tale osservazione trova importante applicazione nella pratica di restringere i corsi d'acqua al fine di rendere un alveo più agevolmente navigabile;
- un aumento di larghezza della sezione conduce a profondità di moto uniforme inferiori e pendenze superiori: ciò suggerisce che la pratica di allargare i corsi d'acqua per agevolare il deflusso delle portate di piena va esaminata con cautela poiché i due effetti citati agiscono in senso opposto rispetto alla riduzione dei livelli della superficie libera. Tale osservazione verrà più ampiamente ripresa al punto 3.1.1 d.

Si noti che i risultati precedenti sono sensibilmente dipendenti dalla scelta della relazione di trasporto. Il lettore potrà facilmente dimostrarlo ripetendo l'esercizio precedente utilizzando una relazione del tipo Meyer Peter - Müller che, per valori di τ_* grandi rispetto a τ_{*c} , tende ad una dipendenza di Q_s dalla potenza $3/2$ della tensione di Shields.

c - Il caso degli alvei cilindrici: possibili deviazioni dall'assetto uniforme in presenza di significative variazioni della pendenza longitudinale

Supponiamo ora che, per effetto di situazioni localizzate, le caratteristiche idrodinamiche della corrente e l'assetto del fondo in una sezione assegnata si mantengano costanti nel tempo ma distinte dalle caratteristiche uniformi. È in questo caso ancora possibile che si realizzi una configurazione di equilibrio. In altre parole esistono profili di moto permanente non uniforme in correnti a fondo mobile a larghezza costante?

Una risposta approssimata ma qualitativamente significativa a tale questione può ottenersi anzitutto trascurando l'effetto della variazione di pendenza sulla portata solida al fondo. In questo caso la (3.1.2) suggerisce che l'equilibrio del fondo implica un assetto normale della corrente. Questa dovrebbe cioè essere caratterizzata da profondità costante su un fondo a pendenza variabile. Tale soluzione tuttavia non soddisfa rigorosamente l'equazione del moto che richiederebbe (vedi la (3.1.3)) la costanza della pendenza motrice, risultato ovviamente incompatibile con la costanza della profondità ma pendenza del fondo variabile. Deviazioni dalla normalità sono quindi necessarie per rendere l'equilibrio del fondo compatibile con l'equilibrio dinamico della corrente. Posto che un assetto permanente non uniforme esista esso può originare dalla dipendenza della portata solida dalla pendenza locale del fondo. Mettendo in conto tale dipendenza e utilizzando per esempio la formula di Meyer Peter-Müller per la valutazione di Q_s la condizione di costanza della portata solida implica:

$$\tau_* - \tau_{*c} - \frac{\tau_{*c}}{\mu} \frac{d\eta}{dx} = \tau_{*u} - \tau_{*c} + \frac{\tau_{*c}}{\mu} i_f \quad (3.1.13)$$

avendo indicato con τ_{*u} la tensione di Shields relativa alla configurazione indisturbata caratterizzata da pendenza del fondo costante e pari ad i_f . La (3.1.13), accoppiata alla (3.1.3), consente di individuare gli eventuali possibili assetti permanenti.

Per semplicità è opportuno fare riferimento al caso di alveo a sezione rettangolare molto larga. Assumendo inoltre trascurabili le variazioni della conduttanza C della sezione, la (3.1.3) e la (3.1.13) diventano:

$$\frac{d\bar{\eta}}{dx} = \frac{\mu\tau_{*u}}{\tau_{*c}} \left[\left(\frac{Y_u}{Y} \right)^2 - 1 \right] - i_f \quad (3.1.14)$$

$$\frac{dY}{dx} = i_f \frac{ - \left(\frac{Y_u}{Y} \right)^3 - i_f^{-1} \frac{d\eta}{dx} }{ 1 - \left(\frac{Y_c}{Y} \right)^3 } \quad (3.1.15)$$

Le (3.1.14-15) implicano che all'andamento qualitativo ben noto per i profili della corrente liquida sono associati precisi andamenti qualitativi per il profilo del fondo.

Per gli *alvei torrentizi* gli assetti di equilibrio possibili sono rappresentati in fig. 3.1. Infatti la (3.1.14) implica che valori positivi di $\eta_{,x}$ possono essere associati solo a correnti caratterizzate da valori della profondità inferiori ad Y_u e viceversa. La (3.1.14) peraltro fornisce risultati simili a quelli classici relativi al caso di fondo fisso. Tali risultati possono riassumersi affermando che nelle correnti a fondo mobile in alvei torrentizi l'assetto uniforme ($d\eta/dx \rightarrow 0, dY/dx \rightarrow 0$) si raggiunge verso valle con correnti veloci e fondo a pendenza decrescente (crescente) verso valle per profili di tipo t_2 (t_3). Profili del tipo t_1 sono associati a pendenze crescenti verso valle.

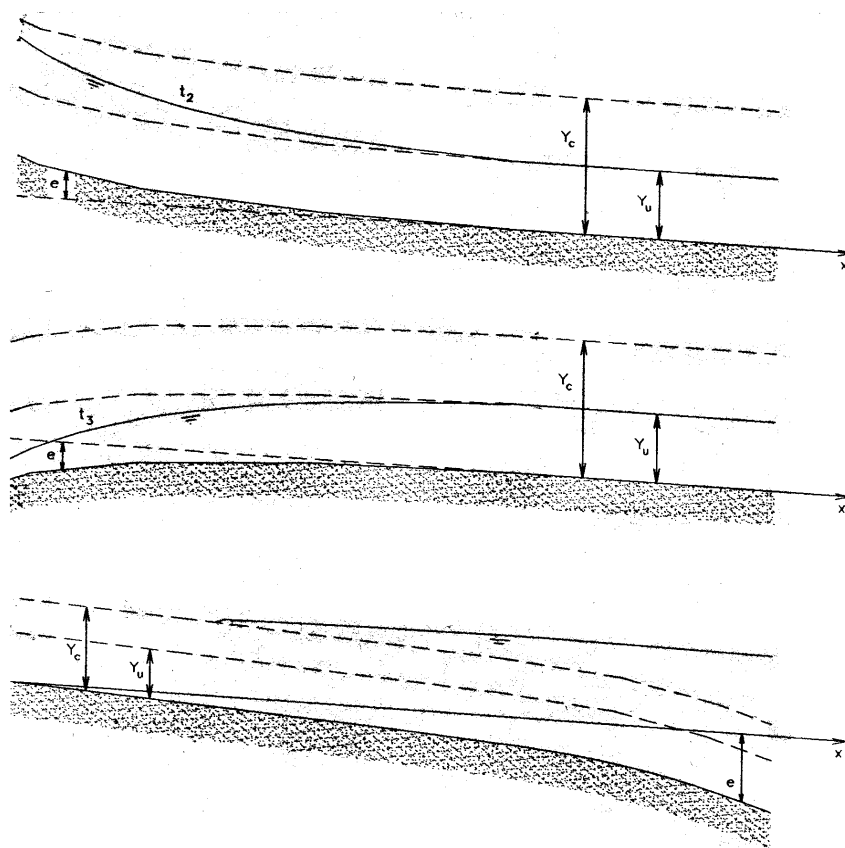


Figura 3.1: Andamento qualitativo dei profili di moto permanente per la corrente liquida e per il fondo nel caso di alveo torrentizio a larghezza costante.

Per gli *alvei fluviali* gli assetti permanenti possibili sono rappresentati in fig. 3.2. La loro giustificazione è simile a quella discussa per il caso torrentizio. Dunque negli alvei a fondo mobile fluviali l'assetto uniforme si raggiunge asintoticamente verso monte con fondo a pendenza decrescente

verso valle (profili del tipo f_2) o crescente verso valle (profili del tipo f_1). Profili del tipo f_3 sono associati a pendenze del fondo crescenti verso valle.

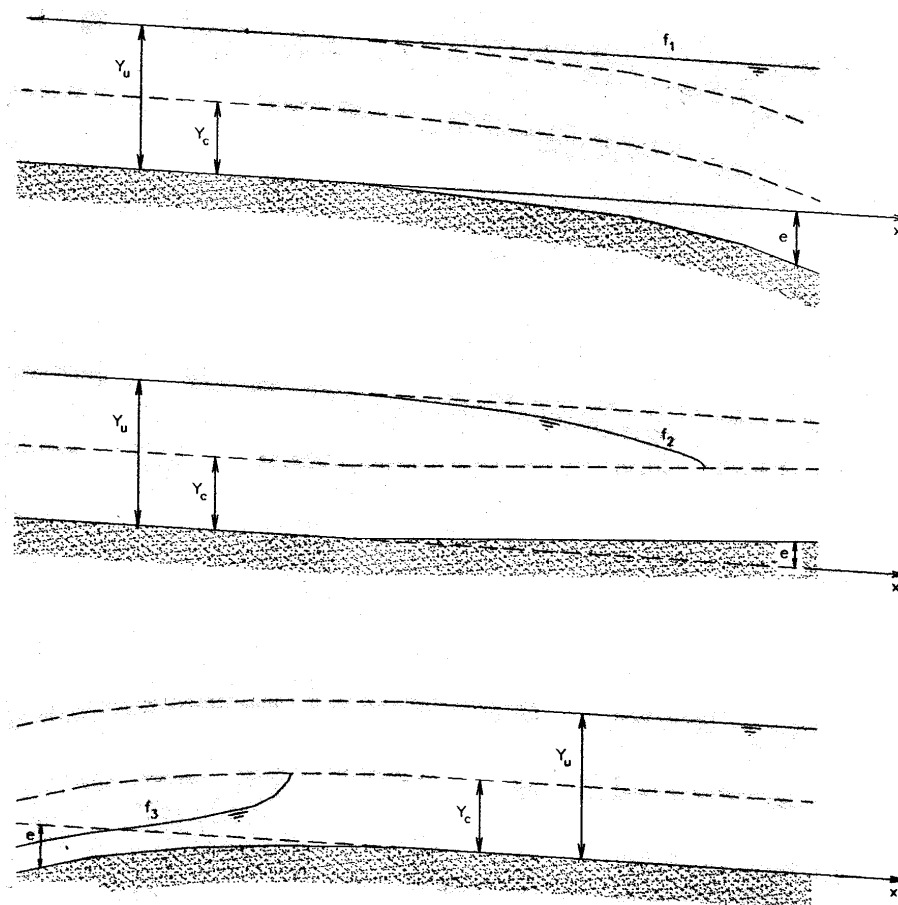


Figura 3.2: Andamento qualitativo dei profili di moto permanente per la corrente liquida e per il fondo negli alvei fluviali a larghezza costante.

Gli assetti descritti nelle figure 3.1 e 3.2 sono teoricamente possibili. La loro realizzabilità dipende tuttavia dalla loro compatibilità con le condizioni al contorno. In presenza di fondo mobile, la natura delle condizioni al contorno associata alla presenza di sezioni di controllo cambia significativamente. Lo stato delle conoscenze su tale questione è ancora, tuttavia, non consolidato, anche se primi interessanti risultati sono stati ottenuti di recente (vedi 3.1.5).

d - Alvei non cilindrici: il caso particolare degli alvei a sezione rettangolare

È utile ai fini illustrativi considerare un caso particolare di alvei non

cilindrici: gli alvei a sezione rettangolare e larghezza variabile. In tal caso larghezza del fondo b_f e larghezza della superficie libera b coincidono. Inoltre, detta Y la profondità della corrente, segue:

$$Y = h - \bar{\eta} \quad , \quad \Omega = bY \quad (3.1.16)$$

È qui opportuno, inoltre, introdurre la pendenza media del fondo i_f definendo:

$$-\frac{d\bar{\eta}}{dx} = i_f - \frac{de}{dx} \quad (3.1.17)$$

La (3.1.3) assume allora la forma:

$$\frac{dY}{dx} - i_f + \frac{de}{dx} + \frac{Q^2}{\Omega^2 C^2 g Y} - \frac{Q^2}{g \Omega^3} \Omega_{,x|Y} + b \frac{dY}{dx} = 0 \quad (3.1.18a)$$

o, dopo qualche elaborazione:

$$\frac{de}{dx} = -\frac{dY}{dx} + i_f \left[1 - \left(\frac{b_o}{b} \right)^2 \left(\frac{Y_o}{Y} \right)^3 \right] + \left(\frac{Y_{co}}{Y} \right)^3 \left(\frac{b_o}{b} \right)^2 \left[\frac{dY}{dx} + \frac{Y}{b} \frac{db}{dx} \right] \quad (3.1.18b)$$

avendo indicato con Y_o e Y_{co} profondità di moto uniforme e profondità critica associate al deflusso della portata assegnata Q in un alveo caratterizzato dalla pendenza i_f e da larghezza costante b_o .

Posto dominante il trasporto al fondo, utilizzando ancora la formula di Meyer-Peter & Muller per la valutazione della portata solida unitaria e trascurando il termine correttivo della tensione critica, qui inessenziale, la (3.1.2) porge:

$$\tau_* - \tau_{*c} = \left(\frac{b_o}{b} \right)^{2/3} (\tau_{*o} - \tau_{*c}) \quad (3.1.19)$$

Dopo qualche elaborazione la (3.1.15) fornisce:

$$\frac{Y}{Y_o} = \left(\frac{b_o}{b} \right)^{2/3} \left\{ 1 - \frac{\tau_{*c}}{\tau_{*o}} \left[1 - \left(\frac{b}{b_o} \right)^{2/3} \right] \right\}^{-1/2} \quad (3.1.20)$$

donde:

$$\frac{dY}{dx} = -\frac{2}{3} \frac{Y}{b} \frac{db}{dx} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{\tau_{*c}/\tau_{*o} (b/b_o)^{2/3}}{1 - \tau_{*c}/\tau_{*o} [1 - (b/b_o)^{2/3}]} \right\} \quad (3.1.21)$$

La (3.1.21) suggerisce un importante risultato: il segno di dY/dx è opposto a quello di db/dx , cioè si noti indipendentemente dal carattere torrentizio o

fluviale dell'alveo. Si badi che tale risultato è indipendente anche dalla particolare relazione utilizzata per quantificare il trasporto solido. Esso è pura conseguenza del fatto che la portata solida unitaria risulta proporzionale ad una potenza di $(\tau_* - \tau_{*c})$ con esponente maggiore di 1, sicché la condizione di costanza della portata solida totale implica che $(\tau_*, \dots, m, m*c)$ deve variare con una potenza di (b_o/b) inferiore ad 1 ed essendo τ_* inversamente proporzionale al quadrato dell'area della sezione, cioè a $(b_o/b)^2$, le variazioni di profondità devono attenuare l'effetto delle variazioni di larghezza.

Dunque la profondità all'equilibrio cresce se l'alveo si restringe e viceversa (figure 3.3 e 3.4). Il lettore dimostrerà agevolmente che la (3.1.20) suggerisce, inoltre, che *l'assetto di equilibrio* di una corrente a fondo mobile lenta risulta tale che essa si mantiene lenta in corrispondenza di un restringimento mentre una corrente veloce permane veloce in corrispondenza di un allargamento dell'alveo.

Esaminiamo ora le implicazioni della (3.1.8b). Dei tre contributi a secondo membro della (3.1.8b) il primo ha il segno di db/dx , il secondo risulta negativo in corrispondenza di restringimenti e positivo in corrispondenza di allargamenti (come si evince utilizzando la (3.1.20)), il terzo ha sempre il segno di db/dx (come si evince con qualche elaborazione utilizzando la (3.1.21)). Va osservato che il primo e il terzo termine prevalgono in genere rispetto al secondo termine. La cosa è facilmente intuibile se si osserva che I e III termine sono dell'ordine dei $(Y/b db/dx)$ e il secondo è dell'ordine di i_f . Detta δ la scala della variazione relativa di larghezza ed L la scala spaziale su cui tale variazione si esplica, il rapporto fra gli ordini di grandezza $O(I, III)/O(II)$ assume la forma

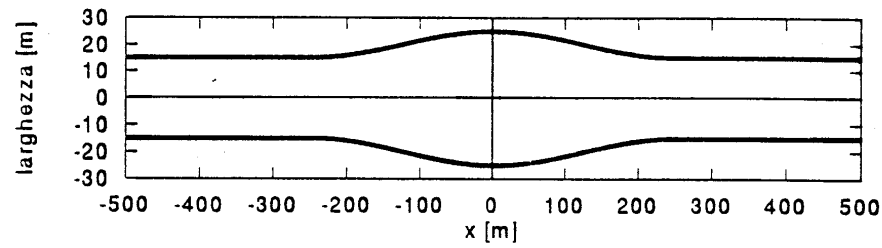
$$\frac{Y_o/L}{\delta i_f}$$

Da tale risultato si evince che tale rapporto è certamente maggiore di 1 eccetto nel caso di deboli o lente variazioni di larghezza. Ne consegue che in corrispondenza di restringimenti (allargamenti) si ha sempre un abbassamento (innalzamento) del fondo di equilibrio (ciò indipendentemente dal carattere torrentizio o fluviale dell'alveo).

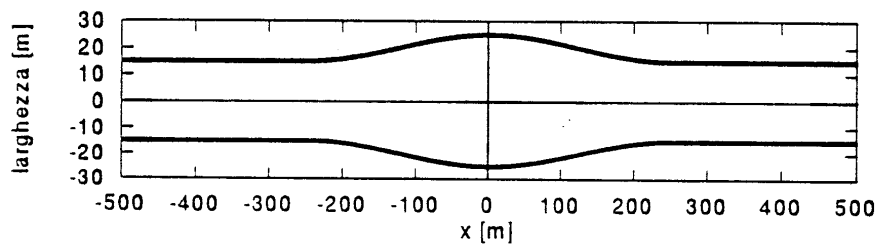
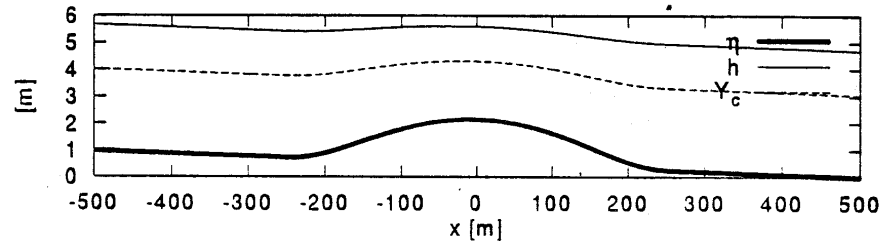
Infine la (3.1.8b) suggerisce che sia nel caso di restringimenti che di allargamenti risulta:

$$|de/dx| > |dY/dx| \quad (3.1.22)$$

dunque la rapidità di abbassamento (innalzamento) del fondo risulta superiore alla rapidità con cui aumenta (diminuisce) la profondità della corrente. Ne consegue che in corrispondenza di restringimenti (allargamenti) d'alveo *all'equilibrio* si ha un abbassamento (innalzamento) del profilo della superficie libera.



a)



b)

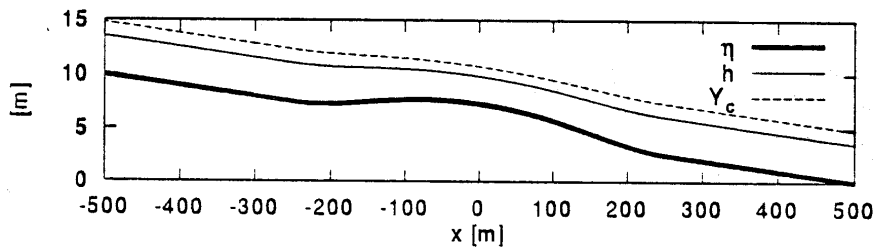


Figura 3.3: Tipici andamenti qualitativi dell'assetto di equilibrio della superficie libera e del fondo in corrispondenza di allargamenti d'alveo. a) il caso fluviale ($i_f = 0.001$, $Q = 500 \text{ m}^3/\text{s}$, $b_o = 30 \text{ m}$, $d_s = 0.01 \text{ m}$); b) il caso torrentizio ($i_f = 0.01$, $Q = 1000 \text{ m}^3/\text{s}$, $b_o = 30 \text{ m}$, $d_s = 0.01 \text{ m}$).

Le considerazioni precedenti, valide per il caso di dominante trasporto al fondo, possono essere estese al caso in cui è prevalente il trasporto in sospensione.

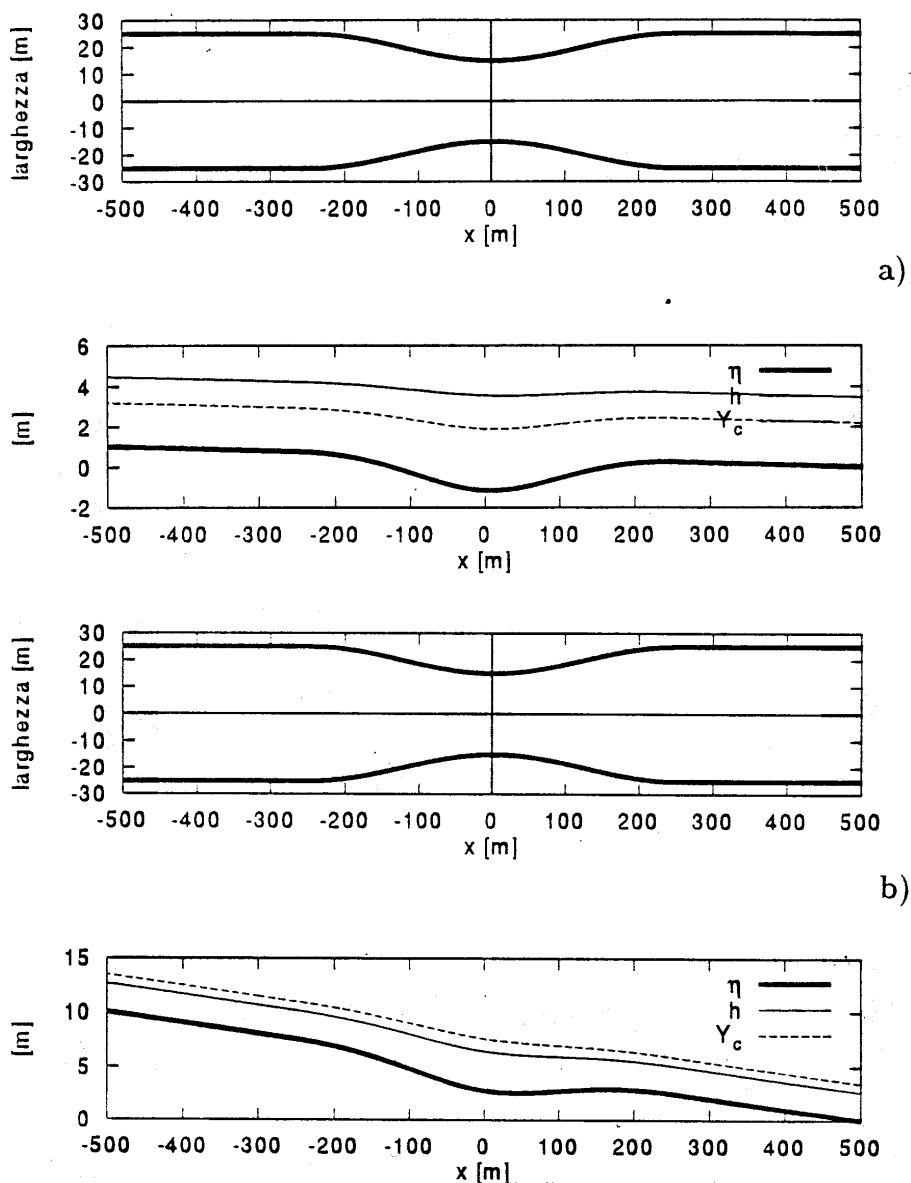


Figura 3.4: Tipici andamenti qualitativi dell'assetto di equilibrio della superficie libera e del fondo in corrispondenza di restringimenti d'alveo. a) il caso fluviale ($i_f = 0.001$, $Q = 500 \text{ m}^3/\text{s}$, $b_o = 50 \text{ m}$, $d_s = 0.01 \text{ m}$); b) il caso torrentizio ($i_f = 0.01$, $Q = 1000 \text{ m}^3/\text{s}$, $b_o = 50 \text{ m}$, $d_s = 0.01 \text{ m}$).

e - Una prima importante implicazione: allargamenti locali dell'alveo non portano stabili benefici al deflusso

Le considerazioni esposte, per quanto ovvie, non sembrano sempre far parte del patrimonio della cultura tecnica corrente. Non è infatti infrequente

il caso in cui vengono pianificati interventi, anche onerosi economicamente, di allargamenti di alvei finalizzati ad un miglioramento della capacità di deflusso in tronchi soggetti ad accentuati rischi di esondazione.

Tali interventi possono portare benefici a breve termine ma vengono nel tempo vanificati dalla naturale tendenza della corrente a depositare sedimenti nel tronco allargato. Ne consegue peraltro che, nel transitorio successivo all'intervento, gran parte della portata solida contribuisce al ripascimento del tronco allargato con ciò depauperando il tronco di valle dell'apporto dei sedimenti intercettati.

Vi sono poi altre conseguenze di sistemazioni di questo tipo, che riguardano le caratteristiche di stabilità del fondo e la tendenza dell'alveo a dar luogo alla formazione di megaforme di fondo, le barre. Come apparirà nel cap. 5 tali effetti vengono esaltati da un allargamento dell'alveo e possono dar luogo alla tendenza della corrente a divagare.

f - Una seconda importante implicazione: l'influenza di ponti sulla configurazione di equilibrio della corrente liquida e del fondo

Il problema della valutazione del rigurgito indotto dalle pile dei ponti nei corsi d'acqua è questione di ovvia rilevanza applicativa tradizionalmente trattato nell'ambito dello schema a fondo fisso. In presenza di fondo mobile, tuttavia, le tipologie di deflusso e l'entità del rigurgito si modificano drasticamente.

Se il ponte *non è plateato*, all'equilibrio si ha la presenza di un'erosione localizzata intorno alle pile, la cui valutazione è possibile sulla base di relazioni empiriche relativamente consolidate (Breusers e al., 1977, vedi cap. 6), mentre il profilo della superficie permane quasi ininfluenzato dalla presenza dell'ostruzione (Marchi, 1996).

Esaminiamo ora il caso in cui il ponte sia *plateato*. Se il rapporto di restringimento è tale da determinare, con fondo fisso, condizioni di deflusso subcritico o con transizione attraverso lo stato critico, il carattere mobile del fondo dà luogo, all'equilibrio, ad un assetto uniforme della corrente di monte con pendenza del fondo pari al valore relativo alle condizioni indisturbate ma con assetto del fondo sopraelevato rispetto alla configurazione indisturbata (fig. 3.5). In altre parole si determina, subito a monte del ponte, una soglia di fondo sopraelevata rispetto alla platea. Ciò consente alla corrente di presentarsi all'attraversamento del ponte con energia cinetica pari a quella della corrente indisturbata ed energia potenziale accresciuta nella misura imposta dalla quota della soglia di fondo.

Una stima della quota della soglia di fondo a monte del ponte e del rigurgito può ottenersi semplicemente nell'ambito dello schema unidimensionale.

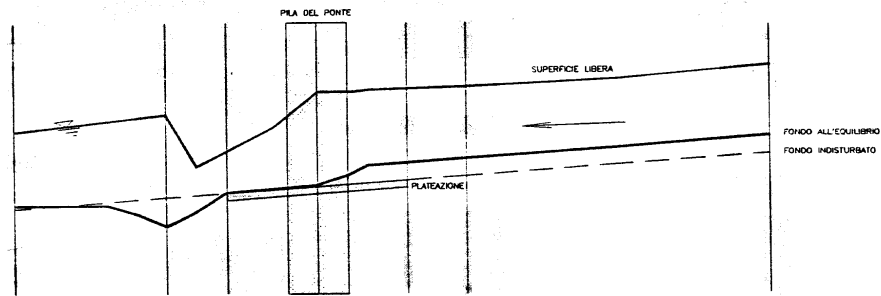


Figura 3.5: Tipico assetto di equilibrio della corrente liquida e del fondo in prossimità di un ponte plateato (da Frisiani e Repetto, 1997).

Malgrado gli apprezzabili effetti di tridimensionalità indotti sul deflusso e sulla dinamica del fondo dalla presenza delle pile, relazioni così ottenute (Canu e al., 1997) sono in ottimo accordo con recenti esperienze di laboratorio. Inoltre l'entità del rigurgito predetto da tali relazioni risulta significativamente inferiore ai valori ottenibili attraverso le classiche formule a fondo fisso (Marchi, 1968).

Esaminiamo anzitutto il caso in cui la corrente a fondo fisso si mantiene subcritica nell'attraversamento del ponte (fig. 3.6). In tal caso la profondità

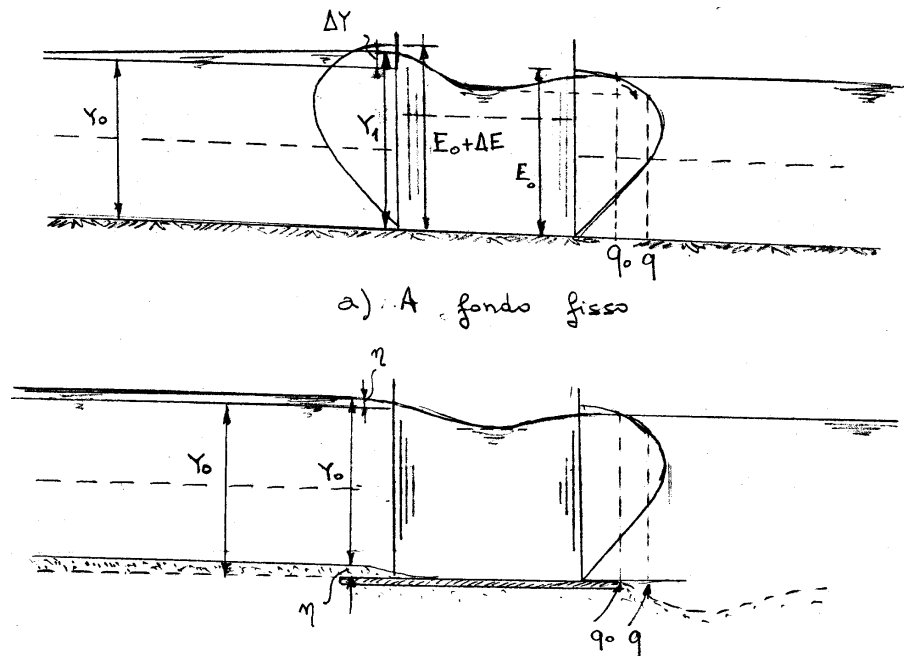


Figura 3.6:

a monte del ponte può essere espressa nella forma

$$\frac{Y_1}{Y_o} = 1 + \frac{\Delta Y}{Y_o} \quad (3.1.23)$$

con $(\Delta Y/Y_o)$ espresso, per esempio, attraverso la classica formula di Yarnell (1934):

$$\frac{\Delta Y}{Y_o} = \left[k_2(k_2 - 0.6 + 5F_o^2)(\beta + 15\beta^4)F_o^2 \right] \quad (3.1.24)$$

con

$$\beta = 1 - r = (b_o - b)/b_o \quad (3.1.25)$$

e k_2 coefficiente dipendente dalla forma delle pile (vedi Fascicolo sulle “Correnti a superficie libera a fondo fisso”). La perdita di energia specifica associata al deflusso attraverso le pile è quindi:

$$\Delta E = \Delta Y + \frac{Q^2}{2gb_o^2} \left(\frac{1}{(Y_o + \Delta Y)^2} - \frac{1}{Y_o^2} \right) \simeq \Delta Y(1 - F_o^2) \quad (3.1.26)$$

avendo assunto $(\Delta Y/Y_o) \ll 1$ e sviluppato $(Y_o + \Delta Y)^{-2}$ in serie di potenze di $\Delta Y/Y_o$ troncata al primo termine.

Nel caso di corrente a fondo mobile con plateazione, assumendo che le perdite di energia coincidano sensibilmente con quelle ottenute nel caso a fondo fisso, segue:

$$(\eta + Y_o) + \frac{Q^2}{2gY_o^2b_o^2} = \left(Y_o + \frac{Q^2}{2gY_o^2b_o^2} \right) + \Delta E \quad (3.1.27)$$

donde

$$\eta = \Delta E \simeq (\Delta Y)_{ff}(1 - F_o^2) \quad (3.1.28)$$

Si ha dunque una riduzione percentuale pari a F_o^2 del rigurgito relativo al caso di fondo fisso $(\Delta Y)_{ff}$.

Tale riduzione può indurre errate interpretazioni sulla portata verificatasi nel corso di un evento di piena.

Poniamo, infatti, che a valle di un evento di piena, per confronto fra i livelli osservati a valle e monte del ponte, si trovi:

$$Y_o = 5m, \quad \frac{(\Delta Y)_{ff}}{Y_o} = 0.065$$

Essendo le pile a sezione rettangolare ($k_2 = 1.25$) ed il rapporto di restringimento pari a 0.8, dalla (3.2.20) si ottiene:

$$F_o = 0.4$$

donde

$$q_o = 14m^3/s.m$$

Utilizzando la relazione valida per il caso a fondo mobile (la 3.2.24), posto $\eta/Y_o = 0.065$, si trova:

$$F_o = 0.428$$

donde

$$q_o \simeq 15m^3/s.m$$

Esaminiamo ora il caso in cui la corrente a fondo fisso indurrebbe, nell'attraversamento del ponte, transizione attraverso lo stato critico.

In questo caso la corrente attraversa ancora lo stato critico all'interno del restringimento. Imponendo tale condizione e la costanza dell'energia fra le sezioni 1-1 e c-c si ottiene:

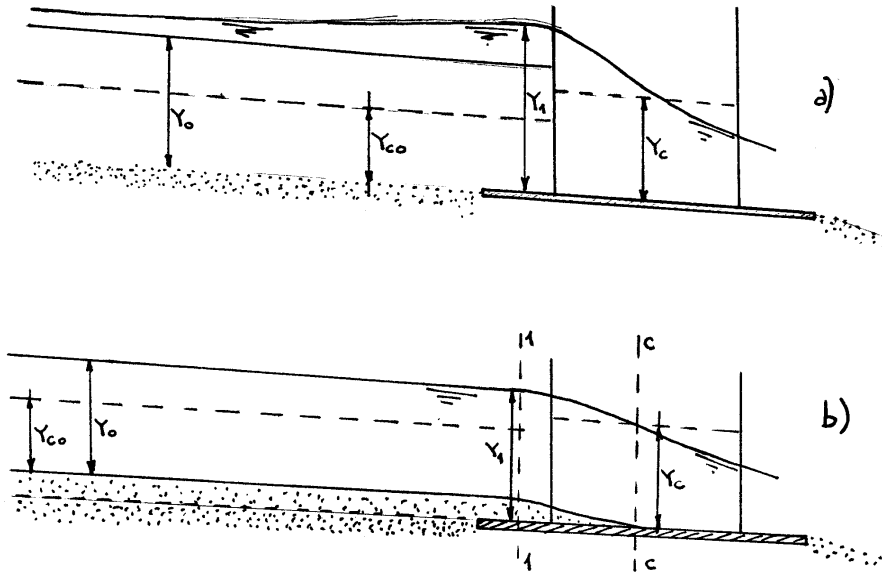


Figura 3.7: Deflusso attraverso restringimenti in alvei fluviali che, a fondo fisso, danno luogo a transizione attraverso lo stato critico. a) Il caso a fondo fisso in alvei fluviali. b) Il caso a fondo mobile in alvei fluviali.

$$Y_1 + \frac{Q^2}{2gb_o^2Y_o^2} = \frac{3}{2}\sqrt[3]{\frac{Q^2}{gb^2}} \quad (3.1.29)$$

donde

$$\frac{Y_1}{Y_o} = -\frac{F_o^2}{2} + \frac{3}{2}F_o^{2/3} \left(\frac{b_o}{b}\right)^{2/3} \quad (3.1.30)$$

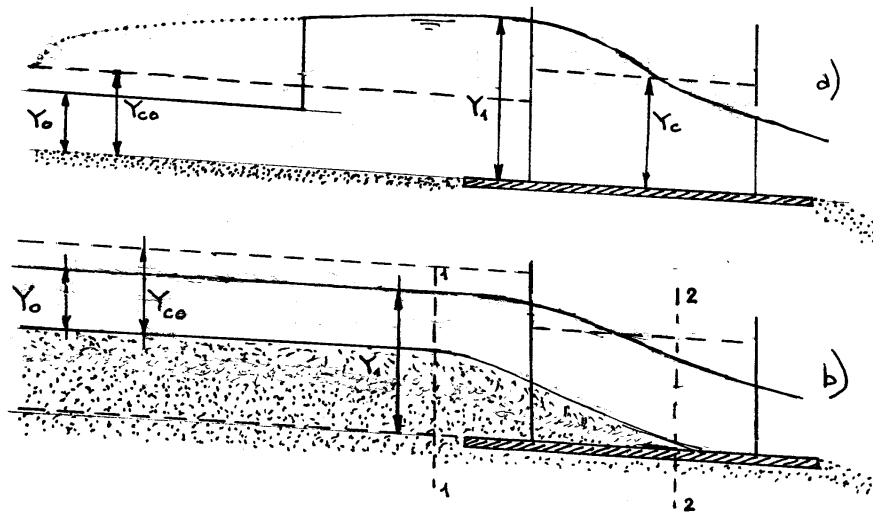


Figura 3.8: Deflusso attraverso restringimenti in alvei torrentizi che a fondo fisso, danno luogo a transizione attraverso lo stato critico. a) Deflusso di correnti in alveo torrentizio a fondo fisso in presenza di restringimenti. b) Deflusso di correnti in alveo torrentizio a fondo mobile in presenza di restringimenti.

Le figure (3.9)-(3.11) mostrano un confronto fra la (3.1.30) e alcuni risultati sperimentali di Canu (1996) e Frisiani e Repetto (1997). Il confronto appare del tutto soddisfacente.

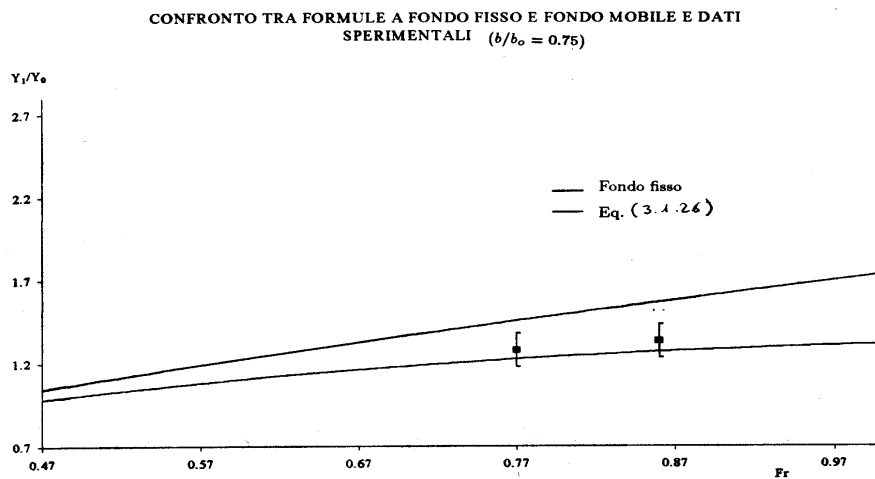


Figura 3.9: Confronto tra i dati sperimentali e le relazioni teoriche per il calcolo del rigurgito a monte di ponti in alvei fluviali.

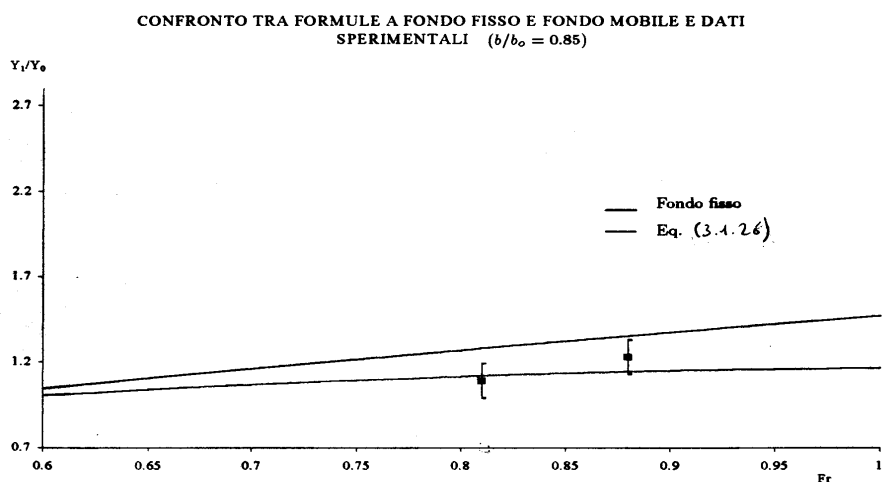


Figura 3.10: Confronto tra i dati sperimentali e le relazioni teoriche per il calcolo del rigurgito a monte di ponti in alvei fluviali.

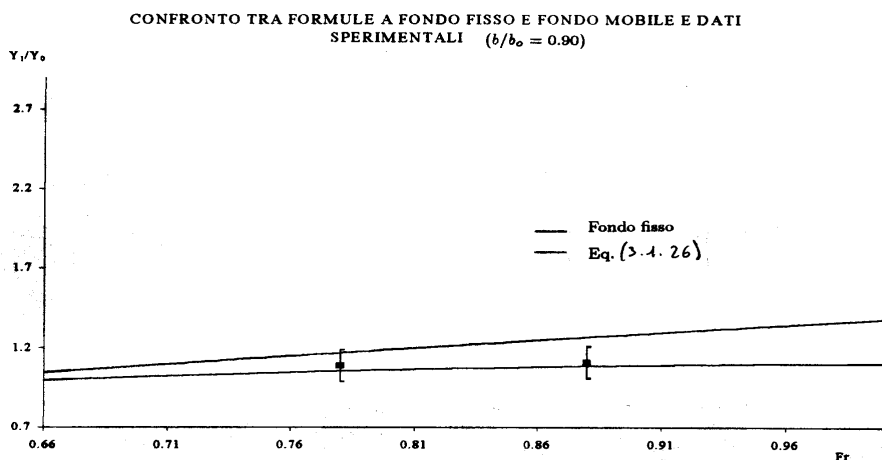


Figura 3.11: Confronto tra i dati sperimentali e le relazioni teoriche per il calcolo del rigurgito a monte di ponti in alvei fluviali.

3.2 La sezione di equilibrio dei corsi d'acqua rettilinei

Analizziamo la *configurazione di equilibrio* della sezione trasversale di canali artificiali a fondo mobile e di alvei naturali. La questione è di *rilevanza*

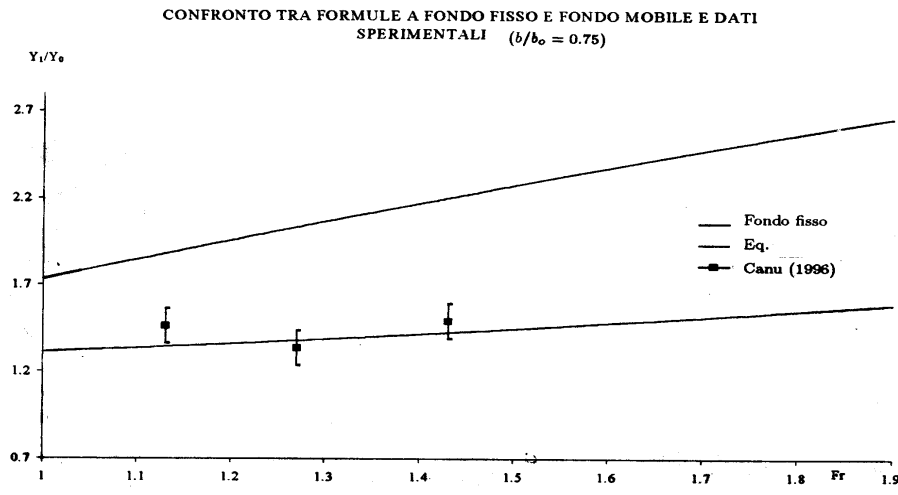


Figura 3.12: Confronto tra i dati sperimentali e le relazioni teoriche per il calcolo del rigurgito a monte di ponti in alvei torrentizi.

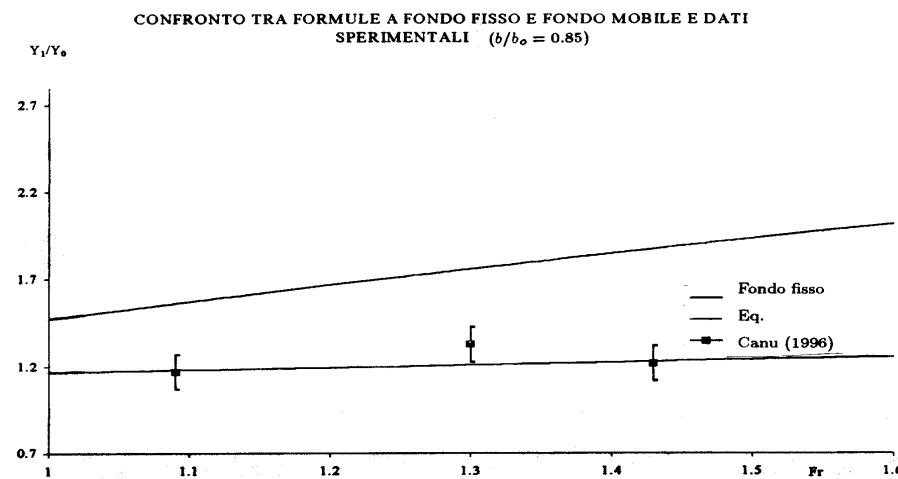


Figura 3.13: Confronto tra i dati sperimentali e le relazioni teoriche per il calcolo del rigurgito a monte di ponti in alvei torrentizi.

concettuale perché consente di rispondere alla fondamentale domanda: perché un corso d'acqua naturale, in una certa sezione, ha una certa larghezza? La questione ha, inoltre, rilevanza pratica perché fornisce indicazioni per la progettazione di canali di irrigazione 'stabili', cioè tali da non produrre significativa erosione né depositi e per la predizione della risposta di un alveo naturale all'esecuzione di interventi di sistemazione.

Gli approcci utilizzati tradizionalmente per l'analisi di tale questione fan-

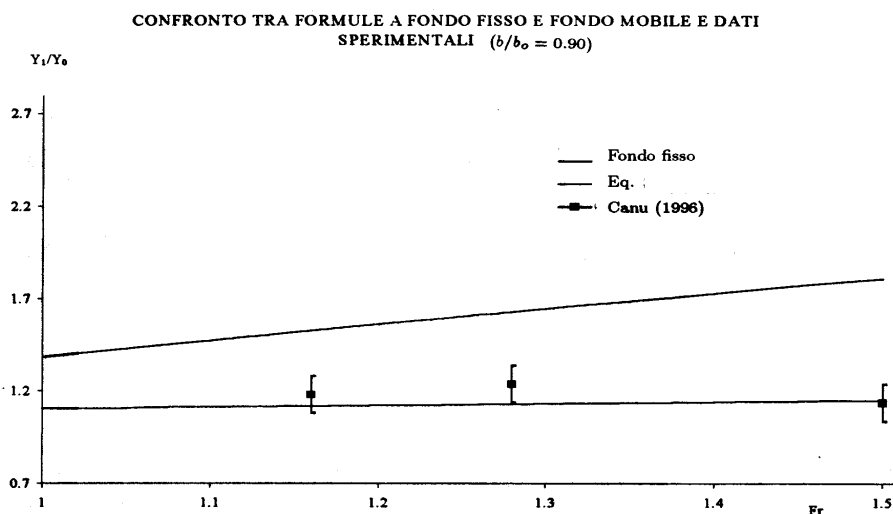


Figura 3.14: Confronto tra i dati sperimentali e le relazioni teoriche per il calcolo del rigurgito a monte di ponti in alvei torrentizi.

no riferimento all'uso di osservazioni di campo e alla loro interpretazione in termini di *relazioni empiriche* (di cui non va sottovalutata la significatività). In tempi recenti si sono sviluppati parallelamente due approcci di natura teorica, il primo descrivibile come *approccio meccanico (o razionale)*, il secondo fondato sull'adozione di schemi che fanno uso di ipotesi (teoricamente non fondate, dunque in qualche misura irrazionali) sul carattere di estremo di talune grandezze che caratterizzerebbero il moto della corrente o il trasporto solido.

Nel seguito discuteremo brevemente l'approccio empirico e, un po' più diffusamente, l'approccio razionale.

3.2.1 Relazioni empiriche e 'teorie' del regime

Il primo tentativo sistematico di istituire relazioni fra idraulica e morfologia delle correnti a fondo mobile fu sviluppato dagli ingegneri britannici verso la fine dell'800, nell'ambito dei grandi progetti di irrigazione sviluppati in India e, in minor misura, in Egitto. L'obiettivo di tali studi era l'individuazione di relazioni empiriche per la velocità o per la forma della sezione, sulla base di osservazioni effettuate su un gran numero di canali che avevano raggiunto condizioni di sostanziale equilibrio (assenza di significativa erosione o depositi). Analoghi studi sono stati successivamente sviluppati negli U.S.A. in occasione della progettazione del grande All American Canal, progettato

dal U.S. Bureau of Reclamation per irrigare la Imperial Valley, nel sud degli U.S.A., con portate derivate dal Colorado River (Lane, 1935).

Gli studi precedenti, definiti, forse con un eccesso di enfasi, 'teorie del regime', furono successivamente estesi al caso dei corsi d'acqua naturali da due eminenti geomorfologi, Leopold e Maddock (1953), e furono seguiti da un gran numero di contributi negli anni '50 e '60 (vedi il testo di Leopold, Wolman e Miller, 1964).

I risultati degli studi precedenti hanno per lo più valore storico. Appare tuttavia significativo il carattere di relativa universalità delle leggi di potenza che Leopold e Maddock (1953) hanno trovato governare la dipendenza della larghezza B , della profondità media Y e della velocità media U dalla portata Q . Più precisamente, Leopold e Maddock (1953) hanno analizzato i dati sulle portate giornaliere relativi ad un gran numero di stazioni di misura installate in diversi corsi d'acqua statunitensi. Hanno così ricavato il valore della portata media annua, e determinato i valori di B , Y ed U rilevati nei giorni in cui la portata giornaliera assumeva un valore prossimo alla media annua. I risultati di tali elaborazioni sono riassumibili attraverso le relazioni seguenti:

$$B = aQ^b, \quad Y = cQ^f, \quad U = kQ^m \quad (3.2.1a - c)$$

con

$$b = 0.5, \quad f = 0.4, \quad m = 0.1 \quad (3.2.2a - c)$$

I valori dei parametri a , c e k non sono universali, dipendono bensì dal particolare bacino. Ciò appare dalla fig. 3.15, tratta dal lavoro di Leopold e Maddock (1953).

Malgrado non manchino corsi d'acqua che non seguono leggi di potenze del tipo (3.2.1), ad esempio corsi d'acqua in cui la larghezza o la profondità o la velocità decrescono procedendo verso valle, tuttavia gli esponenti di tali leggi appaiono caratterizzati da un sorprendente grado di universalità. Appare quindi naturale chiedersi quali meccanismi fisici sottendano l'instaurarsi di tali assetti di equilibrio. A tale quesito si è tentato di dar risposta attraverso l'approccio meccanico perseguito più recentemente.

3.2.2 L'approccio razionale: sezione di equilibrio in assenza di trasporto solido

L'equilibrio della sezione di un alveo artificiale può ottenersi adottando una forma della sezione progettata in modo tale che la tensione esercitata dalla corrente sul fondo sia ovunque critica per i sedimenti presenti sul fondo, o per i materiali grossolani utilizzati per rivestire il canale.

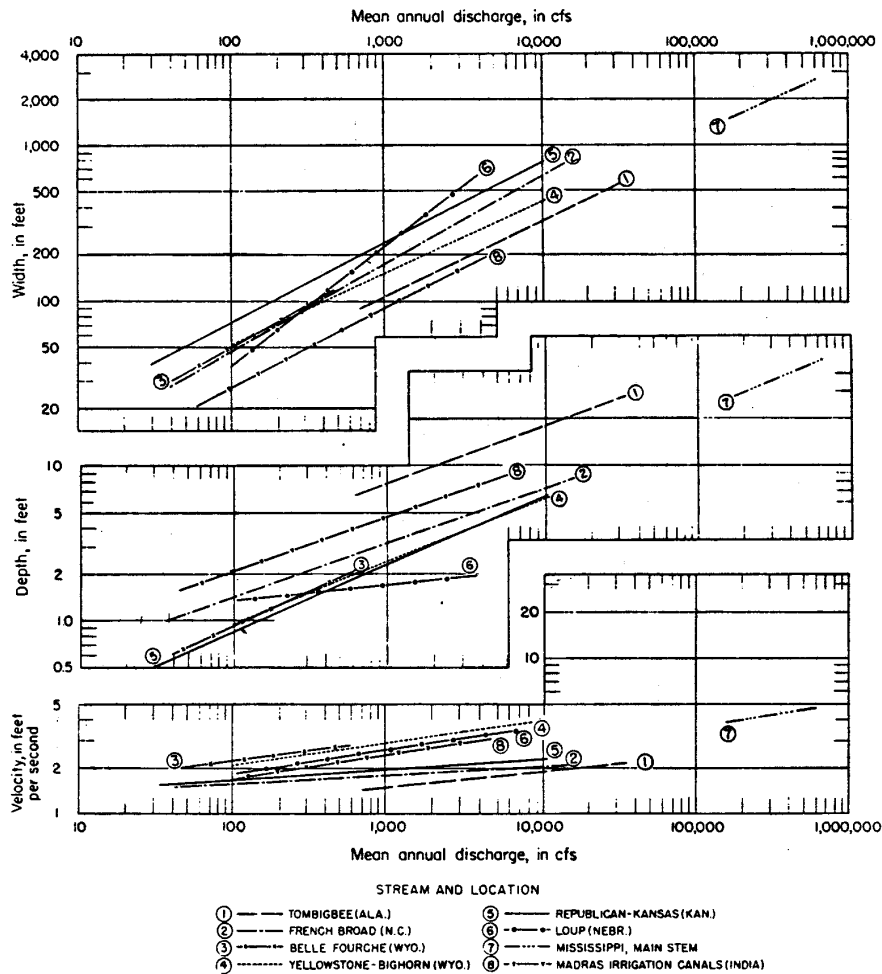


Figura 3.15: La dipendenza della larghezza, profondità e velocità media dei corsi d'acqua naturali dalla portata (Leopold e Maddock, 1953).

Al punto 1.6.4 sono state individuate le condizioni limiti per l'incipiente trasporto su fondo inclinato trasversalmente, definite dalla relazione (1.6.32). Accoppiando tale equazione ad un semplice modello per la distribuzione delle tensioni sul contorno bagnato è possibile dedurre opportuni criteri per la progettazione dei cosiddetti 'canali stabili'.

Consideriamo, dunque, il deflusso uniforme di una corrente a fondo mobile in un canale rettilineo e adottiamo un sistema di coordinate curvilinee ortogonali (s, p, ζ) , nel quale s individua la direzione longitudinale, p è la coordinata corrente lungo il contorno bagnato, con origine in corrispondenza dell'asse del canale e ζ è la coordinata normale al contorno (fig. 3.16). Detta i_f la pendenza (costante) del fondo ed h_p il coefficiente metrico relativo alla

coordinata curvilinea trasversale, l'equazione del moto uniforme turbolento assume la forma:

$$\frac{\partial}{\partial \zeta}(T_{\zeta s} h_p) + \frac{\partial}{\partial p}(T_{ps}) + \rho g i_f h_p = 0 \quad (3.2.3)$$

avendo indicato con g l'accelerazione di gravità e con \mathbf{T} il tensore delle tensioni turbolente. Si noti che, nella (3.2.3) è stato trascurato l'effetto della convezione associata ai deboli moti secondari indotti dall'anisotropia della turbolenza. Recenti risultati sperimentali di Tominaga ed al. (1989) suggeriscono infatti che l'intensità dei moti secondari non eccede l'1.5% circa della velocità media longitudinale. Detta $Y(p)$ la profondità locale della corrente, il coefficiente metrico assume la forma

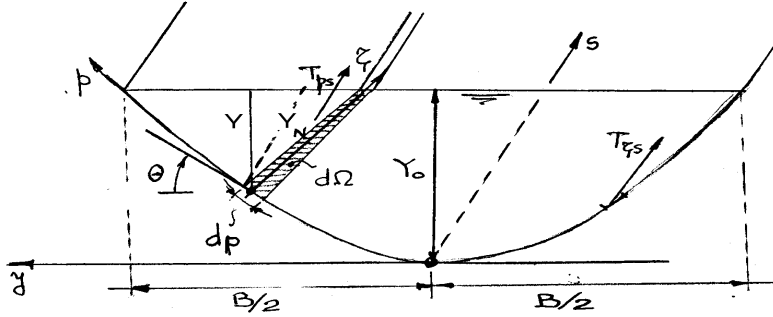


Figura 3.16: Schema della sezione di una corrente a fondo mobile in equilibrio e notazioni.

$$h_p = 1 + \zeta \frac{Y_{,pp}}{(1 - Y^2)_{,p}} \quad (3.2.4)$$

La (3.2.4) può essere integrata fra il contorno e la superficie libera e, tenendo conto della condizione che impone l'annullarsi del tensore \mathbf{T} sulla superficie libera, fornisce la seguente relazione:

$$\tau = \rho g i_f \frac{d\Omega}{dp} + \frac{d}{dp} \left(\int_0^{Y_n} T_{ps} d\zeta \right) \quad (3.2.5)$$

avendo indicato con $d\Omega$ l'area della sezione compresa fra le normali al fondo per p e $(p + dp)$ e con Y_n la profondità della corrente misurata lungo la normale alla linea di fondo.

I primi Autori che hanno fatto uso di una relazione del tipo (3.2.5) per la stima della tensione tangenziale esercitata dalla corrente sul fondo sono

Glover e Florey (1951). Il loro contributo era basato su alcune approssimazioni. Anzitutto veniva trascurato l'effetto delle tensioni di Reynolds. Inoltre Glover e Florey (1951), ponevano:

$$\frac{d\Omega}{dp} = Y_n = \frac{Y}{\cos \theta} \cong Y \cos \theta \quad (3.2.6)$$

Con tali approssimazioni, la (3.2.5) porge:

$$\tau = \rho g i_f Y \cos \theta \quad (3.2.7)$$

Utilizzando la (1.6.32) e imponendo che τ coincida con il valore critico per l'incipiente trasporto di fondo in ciascun punto del contorno bagnato si ricava un'equazione differenziale per la funzione $\hat{Y}(\hat{y})$ avendo indicato con \hat{Y} ed \hat{y} le grandezze adimensionali:

$$\hat{Y} = Y/Y_o, \quad \hat{y} = y/(B/2) \quad (3.2.8a, b)$$

Nelle (3.2.8) Y_o rappresenta la profondità in corrispondenza della linea d'asse, B é la larghezza della superficie libera ed y é la coordinata orizzontale ortogonale ad s . Si trova:

$$\frac{d\hat{Y}}{d\hat{y}} = \mu\beta \left[1 - \left(\frac{1-r}{1+r} \right) \hat{Y}^2 - \left(\frac{2r}{1+r} \right) \hat{y} \right]^{1/2} \quad (3.2.9)$$

avendo indicato con r la quantità $(\mu c_L/c_d)$ e con β il rapporto fra similarità della superficie libera e profondità in asse.

L'equazione precedente va risolta con le ovvie condizioni al contorno:

$$\hat{Y}|_{\hat{y}=0} = 1, \quad \hat{Y}|_{\hat{y}=1} = 0 \quad (3.2.10a, b)$$

Separando le variabili la (3.2.9) può risolversi in forma chiusa e si ottiene:

$$\hat{Y} = \frac{1}{1-r} \left\{ \cos \left[\mu\beta\hat{y} \left(\frac{1-r}{1+r} \right)^{1/2} \right] - r \right\} \quad (3.2.11)$$

e, inoltre, per la (3.2.10b):

$$\beta = \frac{\arccos(r)}{\mu} \left(\frac{1+r}{1-r} \right)^{1/2} \quad (3.2.12)$$

Adottando il valore 0.85 per il rapporto c_L/c_D , la soluzione precedente consente di pervenire alle seguenti relazioni approssimate per la larghezza (B),

l'area (Ω) ed il contorno bagnato (P) della sezione opportunamente normalizzate:

$$\frac{B}{Y_o} = 3.14\phi^{-1.038}, \quad \frac{\Omega}{BY_o} = 0.66\phi^{0.021}, \quad \frac{P}{Y_o} = 3.59\phi^{-0.950} \quad (3.2.13a - c)$$

avendo indicato con ϕ l'angolo di riposo del materiale espresso in radianti. Le relazioni precedenti possono essere facilmente poste alla base della progettazione di canali a fondo mobile 'stabili'. Utilizzando le (3.2.12) e la formula di Strickler per la stima del coefficiente di conduttanza, il lettore dimostrerà agevolmente che la legge di moto uniforme si scrive:

$$Q = 1.437k_s\sqrt{S}\phi^{-1.06}Y_o^{8/3} \quad (3.2.14)$$

La (3.2.14) predice valori di portata che crescono da $2.64 \text{ m}^3/\text{s}$ a $6.35 \text{ m}^3/\text{s}$ al crescere della profondità in asse da 1 m a 2 m, avendo assunto ϕ pari a 40° , un valore di k_s pari a $40 \text{ m}^{1/3}\text{s}^{-1}$ e pendenza pari a $1/10000$. Le corrispondenti larghezze della superficie libera, aree della sezione e perimetri bagnati crescono rispettivamente da 4.56 m a 9.12 m, da 2.99 m^2 a 11.95 m^2 e da 5.05 m a 10.11 m.

Naturalmente la portata che il canale puo' effettivamente convogliare è determinata non appena si precisi la granulometria dei sedimenti costituenti il contorno erodibile. Alla (3.2.14) va associata, infatti, la condizione:

$$\frac{\tau|_{y=0}}{\rho} = gY_o = (s-1)g\tau_{*co} \quad (3.2.15)$$

con τ_{*co} tensione critica di Shields (adimensionale), funzione del numero di Reynolds R_p delle particelle.

Recentemente, Colombini e Tubino (1990) hanno corretto l'analisi precedente, rimuovendo l'approssimazione (3.2.6) e tenendo conto dell'effetto delle tensioni di Reynolds. Una prima soluzione per la velocità d'attrito è stata ottenuta da Colombini e Tubino (1990) utilizzando un modello a viscosità turbolenta costante (il metodo della 'slip velocity' di Engelund, 1964) ed utilizzando un approccio analitico perturbativo. Il parametro di perturbazione ϵ è il rapporto Y_o^*/P^* , che nella soluzione di Glover e Florey (1951) assume un valore pari a 0.198 per un valore dell'angolo di riposo pari a 40° . Detta u_f la velocità d'attrito normalizzata rispetto al suo valore in asse, la soluzione assume la forma:

$$u_f(\hat{p}) = u_{f0}(\hat{p}) + \epsilon^2 u_{f1}(\hat{p}) \quad (3.2.16)$$

avendo indicato con \hat{p} la coordinata curvilinea corrente lungo il contorno bagnato, normalizzata rispetto a $(P/2)$. Inoltre:

$$u_{f0}(\hat{p}) = \hat{Y}^{1/2} \quad (3.2.17)$$

$$u_{f1}(\hat{p}) = \frac{\hat{Y}^{1/2}}{13} \left\{ \hat{Y}_{,\hat{p}}^2 \left[\frac{59}{8} + \frac{5}{4} \ln \left(\frac{\hat{Y}}{r_s} \right) \right] + \hat{Y} \hat{Y}_{,\hat{p}\hat{p}} \left[5 + \frac{5}{8} \ln \left(\frac{\hat{Y}}{r_s} \right) \right] \right\} \quad (3.2.18)$$

avendo indicato con r_s la scabrezza assoluta del contorno bagnato normalizzata rispetto alla profondità in asse Y_o . Dunque, al minimo ordine di approssimazione $O(\epsilon_o)$, la distribuzione della velocità d'attrito coincide con la distribuzione che si avrebbe in un moto uniforme con il valore locale della profondità. La correzione di ordine ϵ^2 quantifica l'effetto legato al trasferimento di quantità di moto longitudinale dalla regione in cui la velocità è maggiore, cioè l'asse del canale, alle regioni spondali. Tale trasferimento induce una riduzione delle tensioni in asse ed un aumento nella regione spondale. Si noti la dipendenza di tale correzione dalla pendenza locale e dalla curvatura del contorno.

Nella fig. 3.17 è effettuato un confronto fra la soluzione analitica (3.2.16) e una soluzione numerica ottenuta dagli stessi autori per valori arbitrari di ϵ utilizzando lo stesso modello di turbolenza. La forma della sezione era assegnata come circolare. Si noti l'ottimo accordo fra le due soluzioni per valori di ϵ fino a 0.2 circa.

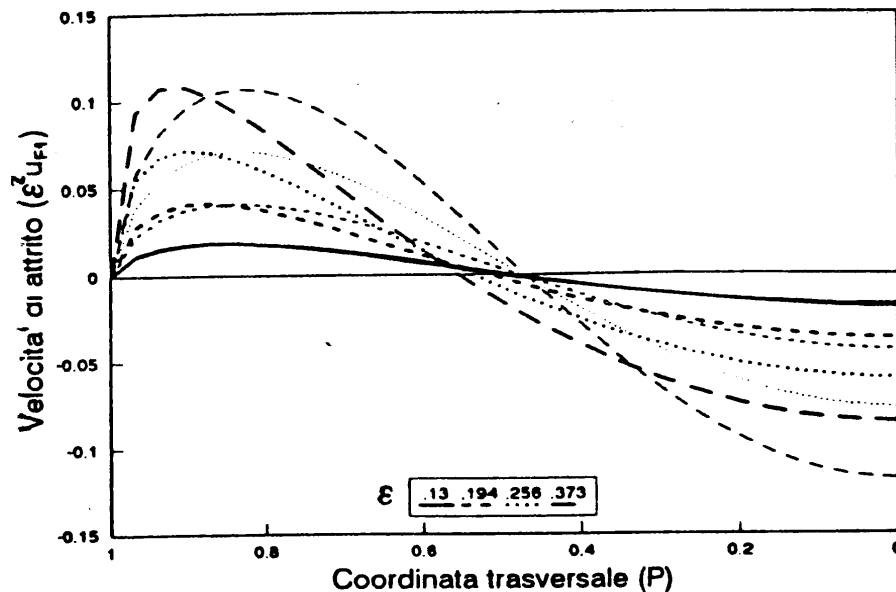


Figura 3.17: Confronto fra soluzione analitica (curve sottili) e numerica (curve spesse) per la distribuzione della correzione della velocità d'attrito relativa a diversi valori del parametro ϵ . La sezione è di forma circolare. Il parametro di scabrezza r_s è pari a 0.02 (Colombini e Tubino, 1990).

L'influenza dell'utilizzo di un diverso modello di turbolenza è dimostrato in fig. 3.18 dove vengono confrontate soluzioni numeriche ottenute dagli

stessi autori utilizzando due diversi modelli, a viscosità turbolenta costante o distribuita parabolicamente. L'accordo qualitativo fra le due soluzioni è soddisfacente: quantitativamente il modello parabolico si traduce in una complessiva riduzione dell'effetto di redistribuzione della quantità di moto associato alla presenza delle pareti.

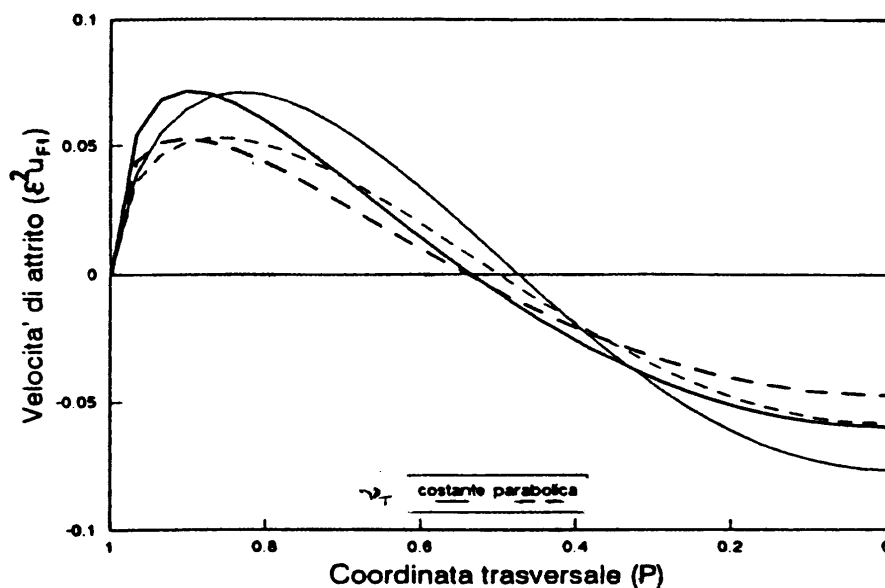


Figura 3.18: Confronto fra soluzioni (analitica, curve sottili e numerica, curve spesse) per la correzione della velocità d'attrito in sezioni circolari, fondate su due diversi modelli di turbolenza. Il parametro ϵ ed il parametro di scabrezza r_s sono rispettivamente pari a 0.256 e 0.02 (Colombini e Tubino, 1990).

Tubino (1992), utilizzando la soluzione proposta da Colombini e Tubino (1990) per la distribuzione della velocità d'attrito, e, successivamente, Vigilar e Diplas (1992, 1997) sulla base di un'analisi simile, hanno evidenziato come l'effetto di redistribuzione della quantità di moto conduce ad una forma di equilibrio della sezione più larga, un po' più profonda e in grado di trasportare una portata più che doppia rispetto alla soluzione di Glover e Florey (1951). Il confronto con le osservazioni sperimentali (fig. 3.19) fornisce supporto alla validità della soluzione.

3.2.3 Sezione di equilibrio in presenza di trasporto solido di fondo dominante ovvero per alvei in granulometria grossolana

L'approccio discusso al punto precedente è fondato su una nozione statica di equilibrio della sezione. La questione successiva che si pone immediatamente è quella di accertare se siano possibili condizioni di equilibrio dinamico,

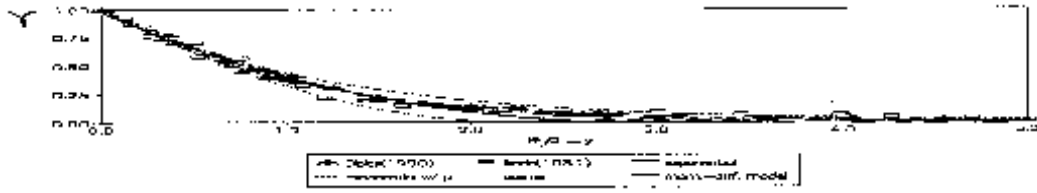


Figura 3.19: Confronto fra le soluzioni, analitica di Tubino (1992) e numerica di Vigilar e Diplas (1997), per la forma di equilibrio della sezione e le osservazioni sperimentali di Ikeda (1981) e Diplas (1990).

che consentano ad una corrente a fondo mobile di trasportare sedimenti nella sua regione centrale, mantenendo tuttavia le sponde in equilibrio.

Si consideri a questo scopo un canale cilindrico rettilineo la cui sezione sia costituita da una zona centrale con fondo orizzontale e profondità Y_c e da due regioni spondali a debole pendenza (fig. 3.14). La larghezza della superficie libera sarà indicata con B . Appare evidente che, se si trascura il ruolo delle tensioni di Reynolds e l'effetto di redistribuzione della quantità di moto ad esse associato, la (3.2.5) fornisce un valore costante della tensione nella regione centrale e pari a $\rho g i_f Y_c$. Ove tale tensione ecceda il valore critico per il trasporto di fondo, cioè la regione centrale sia in grado di trasportare sedimenti, inevitabilmente esisterà una porzione, per quanto piccola, della regione spondale anch'essa caratterizzata da trasporto e, quindi, la sponda non potrà mantenersi in equilibrio. Tale apparente paradosso è stato risolto da Parker (1978) che ha mostrato come l'effetto della redistribuzione della quantità di moto dia luogo ad una riduzione della tensione al fondo procedendo dall'asse verso la sponda: la regione centrale può dunque trasportare sedimenti con le sponde in equilibrio, purchè la tensione si riduca lateralmente procedendo dall'asse della sezione fino a raggiungere il valore critico in corrispondenza del piede delle sponde. La fig. 3.20 mostra l'andamento ottenuto da Colombini e Tubino (1990) per l'eccesso di velocità d'attrito nella sezione rispetto al valore espresso dalla (3.2.16).

Parker (1978) ottiene un valore della tensione di Shields in asse τ_{*o} all'equilibrio che eccede il valore critico del 14-16%, valore assai debolmente variabile con la scabrezza assoluta del fondo. Tale risultato, successivamente confermato da Tubino (1990), consente di ricavare immediatamente una prima 'razionale relazione di regime'. Posto infatti che τ_{*o} risulti pari a $1.15 \tau_{*c}$ e assumendo la sezione sufficientemente larga da poter confondere raggio idraulico e profondità in asse, segue:

$$\frac{Y_c}{d_{50}} = 1.15(s-1)\tau_{*c}i_f^{-1} = 0.057i_f^{-1} \quad (3.2.19)$$

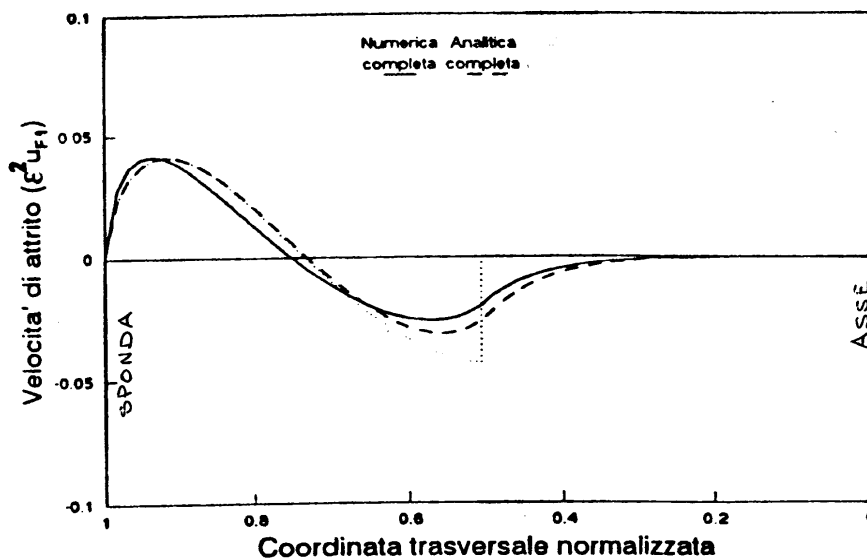


Figura 3.20: Confronto fra soluzioni analitica (tratto unito) e numerica (tratteggio) per l'eccesso di velocità d'attrito in sezione composta da tratto centrale orizzontale connesso con sponde circolari ($\epsilon = 0.194$, $\beta = 4$) (Colombini e Tubino, 1990).

avendo assunto la tensione critica pari a 0.03, un valore appropriato per gli alvei in granulometria grossolana, cui si adatta l'analisi presente. La (3.2.19) risulta praticamente identica alla prima relazione di regime proposta da Parker (1978).

Utilizzando la forma di equilibrio della sezione, essenzialmente costituita da una regione centrale orizzontale connessa a due regioni spondali caratterizzate dal profilo di equilibrio di sezioni 'stabili', e utilizzando una distribuzione logaritmica della velocità nella direzione normale al fondo, con il valore locale della velocità d'attrito ottenuto attraverso l'analisi discussa in precedenza, è facile ottenere una relazione per la portata defluente nella sezione di equilibrio, cioè una seconda relazione di regime che può porsi nella forma (rielaborata a partire da quella di Parker (1978)):

$$Q = 0.036d\sqrt{(s-1)gd}i_f^{-1.217}B\left(1 - 2.23\frac{Y_c}{B}\right) \quad (3.2.20)$$

Il lettore potrà, a questo punto, chiedersi che relazione esista fra le (3.2.19-20) e le (3.2.1-2). Va osservato qui che le relazioni di regime empiricamente fondate (3.2.1-2) contengono implicitamente un'informazione sulla dipendenza della pendenza del fondo del corso d'acqua dalla portata. Un confronto diretto con tali relazioni non è quindi possibile. Tuttavia i due risultati non sono

in contraddizione: se, infatti, si assume che la profondità risulti proporzionale alla potenza 0.4 della portata (vedi le 3.2.1b e 3.2.2b), la (3.2.19) implica che la pendenza risulti proporzionale alla potenza (-0.4) di Q . Sostituendo tale dipendenza nella (3.2.20) e assumendo la sezione molto larga, si ottiene una dipendenza di B dalla potenza 0.51 della portata, sostanzialmente identica a quella osservata da Leopold e Maddock (1953)!

Una terza relazione di regime si ottiene integrando nella sezione la distribuzione della portata solida per unità di larghezza associata al valore locale della tensione di Shields. Parker (1978) ottiene:

$$Q_s = 0.4610^{-5} d \sqrt{(s-1)gd} i_f^{-0.278} B \left(1 - 4.52 \frac{Y_c}{B}\right) \quad (3.2.21)$$

avendo indicato con Q_s la portata solida trasportata al fondo nell'intera sezione.

Le relazioni di regime (3.2.20) e (3.2.21) hanno trovato supporto nel confronto con osservazioni di campo. Le fig. 3.21 e 3.22 riportano tale confronto effettuato da Parker (1978).

3.2.4 Sezione di equilibrio dei corsi d'acqua in presenza di dominante trasporto solido in sospensione ovvero per alvei in sabbia

Negli alvei in cui la forma di trasporto solido dominante è la sospensione, il meccanismo fisico che sottende il raggiungimento di condizioni di equilibrio della sezione è naturalmente diverso da quello che Parker (1978a) ha proposto per gli alvei in granulometria grossolana. Lo stesso Parker (1978b) ha tuttavia analizzato anche questo caso proponendo un modello interpretativo appropriato.

Il meccanismo fondamentale differisce dal caso di trasporto dominante al fondo perché la sponda si assume in *equilibrio dinamico* anziché *statico*. L'equilibrio sussiste perché si instaura un bilancio fra flusso laterale di sedimenti trasportati in sospensione dalla regione centrale, in cui la concentrazione è massima, verso le sponde e flusso di sedimenti trasportati al fondo in corrispondenza delle pareti spondali che, per effetto gravitazionale, dirigono i sedimenti verso la regione centrale (fig. 3.23). È implicita in tale schema l'ipotesi che siano trascurabili altri due effetti:

1. il ruolo dei moti secondari indotti nel piano della sezione dall'anisotropia della turbolenza;

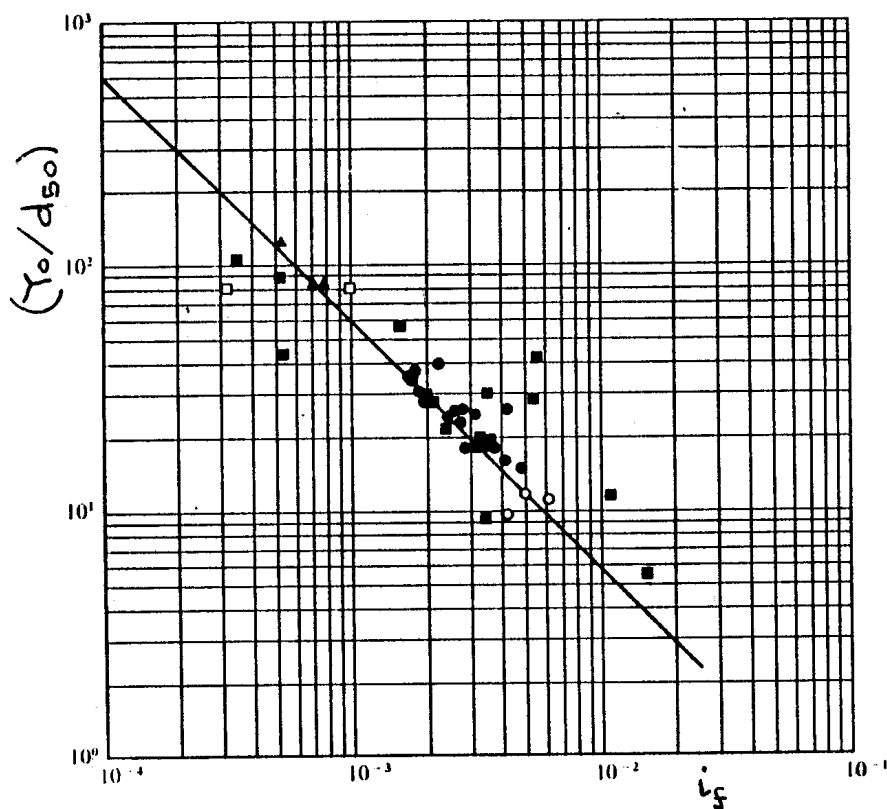


Figura 3.21: Confronto fra la dipendenza fra i valori della grandezza (Y_o/d_{50}) e la pendenza del fondo i_f predetta dalla prima relazione di regime (3.2.20) e quella osservata su numerosi corsi d'acqua.

2. il ruolo della coesione delle sponde. L'effettiva validità di tale approssimazione verrà discussa nel seguito.

L'effettiva validità di tale approssimazione verrà discussa nel seguito.

L'analisi di Parker (1978b) è stata successivamente corretta da Ikeda e Izumi (1991) che, riprendendo un'osservazione di Hasegawa e Mochizuki (1987), hanno individuato un errore di calcolo nell'analisi originaria. Riporiamo qui perciò i risultati nella forma proposta da Ikeda e Izumi (1991). Essi possono riassumersi con le relazioni seguenti:

$$B_s = F_1(S, \hat{d})Y_o \quad (3.2.22a)$$

$$P = [1 + 2F_2(S, \hat{d})(Y_o/B_c)]Y_o \quad (3.2.22b)$$

$$\Omega = [1 + 2F_3(S, \hat{d})(Y_o/B_c)]Y_oB_c \quad (3.2.22c)$$

$$Q = (gY_oS/C_f)[1 + (3F_3 - F_2)(Y_o/B_c)]Y_oB_c \quad (3.2.22d)$$

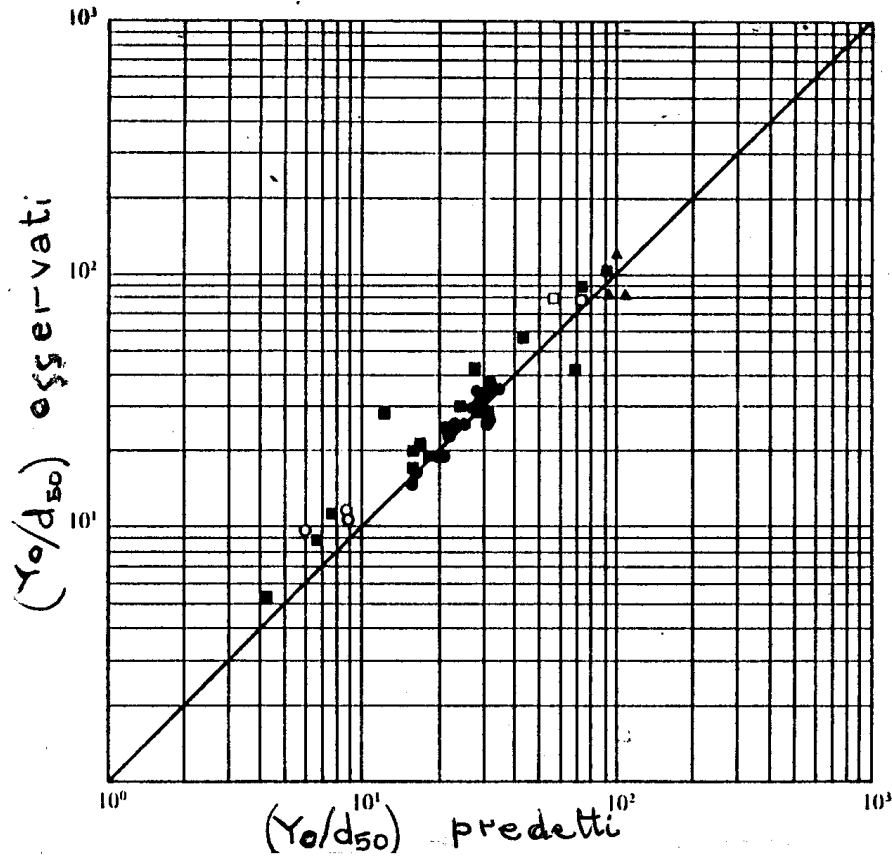


Figura 3.22: Confronto fra i valori della grandezza (Y_o/d_{50}) predetti dalla seconda relazione di regime (3.2.21) ed i valori osservati su numerosi corsi d'acqua.

$$B = \frac{Q}{(gY_o^3 S/C_f)^{1/2}} (2F_1 + F_2 - 3F_3) Y_o \quad (3.2.22e)$$

Nelle (3.2.22) B è la larghezza della superficie libera, B_s è la larghezza della sponda definita convenzionalmente come la regione in cui la profondità non eccede il 99% della profondità in asse, F_1 , F_2 ed F_3 sono funzioni di S e \hat{d} , con \hat{d} parametro adimensionale che misura il diametro medio dei sedimenti. (In realtà Ikeda e Izumi, 19991, affermano che tali funzioni dipendono da S e d , affermazione ovviamente inappropriata poiché le (3.2.21) evidenziano la natura adimensionale delle funzioni F . Il parametro adimensionale \hat{d} effettivamente utilizzato dagli autori è il rapporto $W_s/((s-1)gd)^{1/2}$ con W_s velocità di sedimentazione delle particelle).

Alle (3.2.22) va aggiunta la relazione:

$$Y_o = F_4(S, \hat{d})d \quad (3.2.23)$$

Figura 3.23: Schema illustrativo del meccanismo fisico dell'equilibrio spondale proposto da Parker (1978b).

Le funzioni $F_i (i = 1, 2, 3)$ sono riportate nella fig. 3.24, che si riferisce al caso in cui d risulta pari a 0.2 mm. La funzione F_4 è rappresentata nella figura 3.25.

Le figure che seguono (3.26, 3.27, 3.28) riportano il confronto effettuato da Ikeda e Izumi (1991) fra i risultati teorici ed i risultati sperimentali di diversi autori. Il confronto appare qualitativamente soddisfacente anche se le discrepanze sono quantitativamente non trascurabili.

3.2.5 Erosione superficiale e collasso delle sponde in alvei con sponde coesive

Le parti vallive dei corsi d'acqua sono caratterizzate tipicamente da sponde in materiale fine, contenenti cioè una porzione significativa di limo e argil-

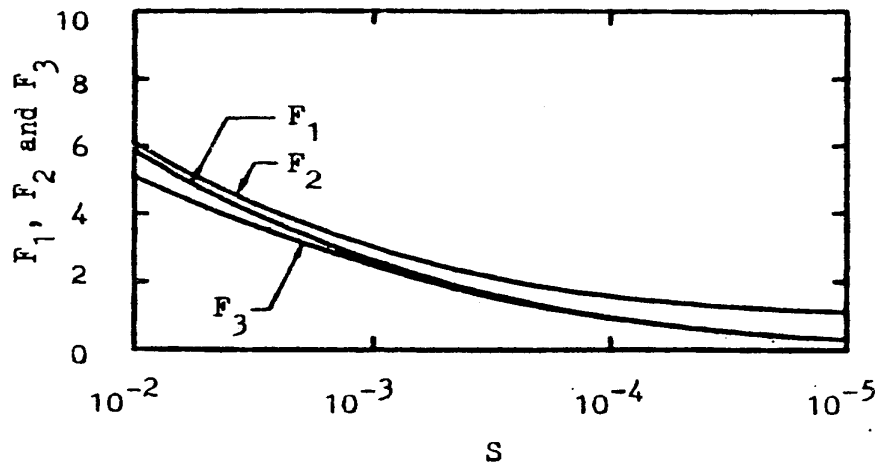


Figura 3.24: Le funzioni F_1 , F_2 e F_3 sono riportate in funzione di $(\hat{d} = \dots)$ (da Ikeda ed Izumi, 1991).

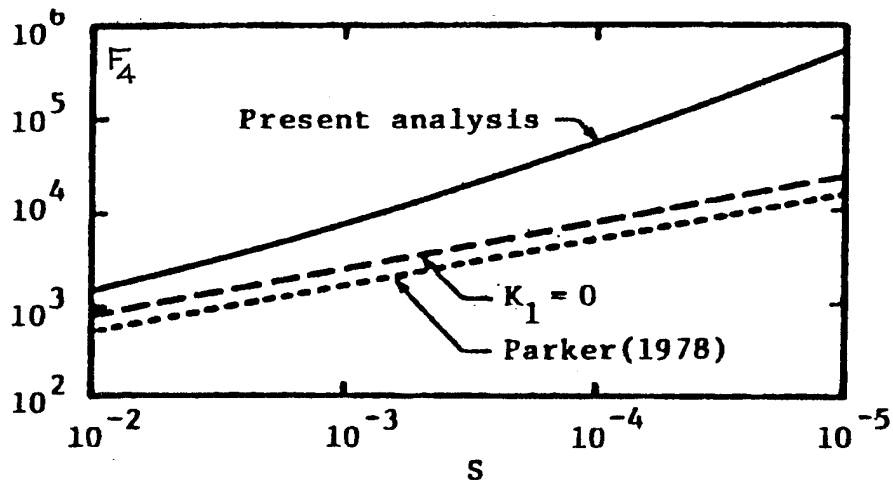


Figura 3.25: La funzione F_4 è riportata in funzione di i_f per diversi valori di d (da Ikeda ed Izumi, 1991).

la. In questo caso, esse sono dotate di apprezzabile coesione che dà luogo ad una resistenza all'erosione spondale dovuta ai legami elettrochimici fra le particelle. Il problema è reso più complesso poichè le caratteristiche di coesione del materiale spondale non costituiscono proprietà stabili, dipendono bensì in qualche misura dai cicli di imbibimento ed essiccamento subiti dal materiale stesso oltrechè da fattori biologici legati in particolare all'evoluzione subita dall'eventuale vegetazione spondale.

I meccanismi di erosione spondale in alvei con sponde parzialmente coe-

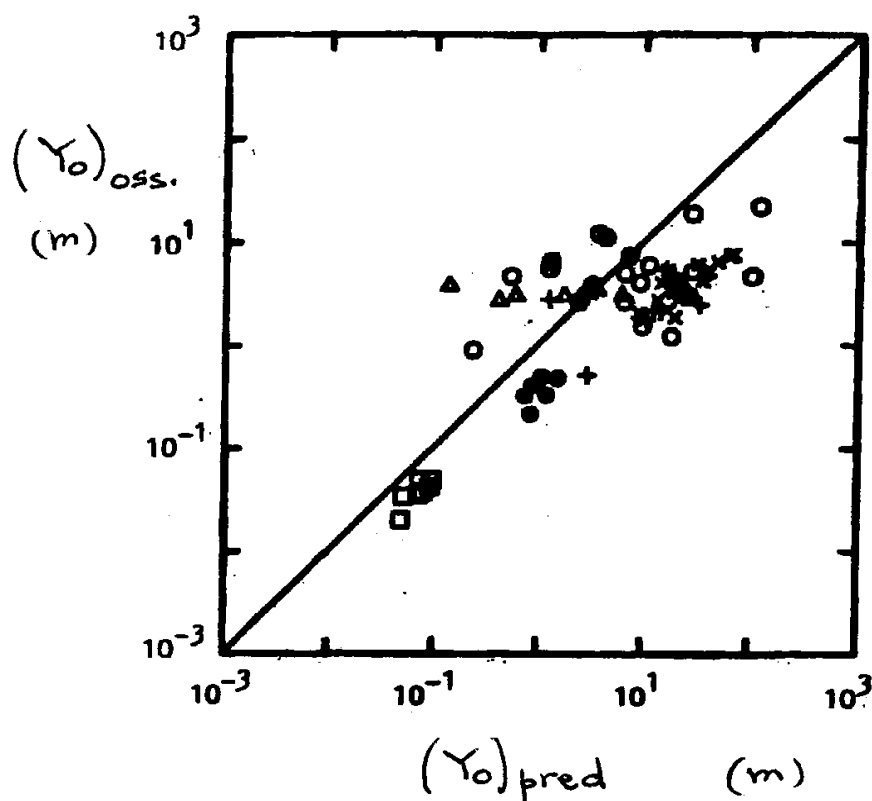


Figura 3.26: Confronto fra i valori della grandezza (Y_0) predetti dalla relazione di regime (3.2.22) ed i valori osservati su numerosi corsi d'acqua (da Ikeda ed Izumi, 1991).

sive sono classificabili come segue:

- i) *Erosione superficiale*;
- ii) *Collasso delle sponde*.

Esaminiamone le caratteristiche principali.

- i) *Erosione superficiale*

È questo un meccanismo che opera in modo pressochè continuo: particelle superficiali sono asportate dalla corrente laddove la tensione tangenziale agente sulla sponda eccede il valore critico caratteristico del materiale spondale (coesivo) nel suo attuale stato di imbibimento.

La determinazione della tensione critica di materiali coesivi è stata oggetto, nel corso degli ultimi decenni, di sistematiche ricerche che sono state descritte al punto 1.10. In particolare, ricordiamo che le ricerche di Arulananadan et al. (1980) hanno mostrato che la velocità di crescita dell'erodibilità R con la tensione tangenziale applicata τ , avendo definito R come 'peso del ma-

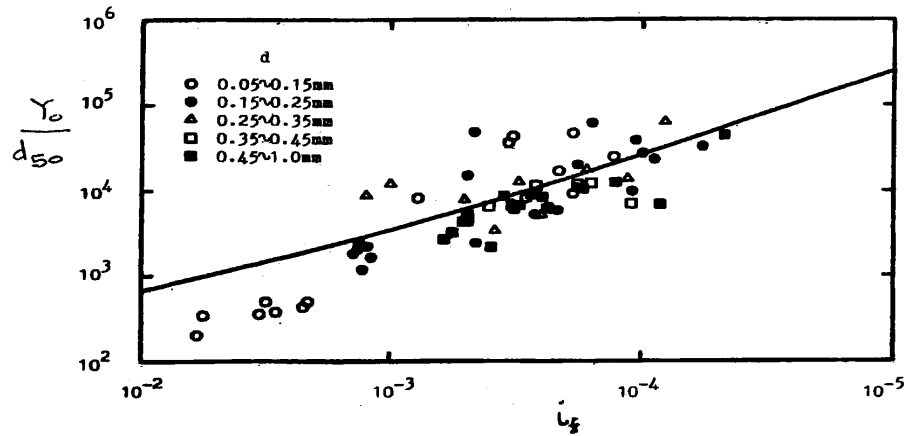


Figura 3.27: Confronto fra i valori della grandezza (Y_0/d_{50}) predetti dalla relazione di regime (3.2.22) e la pendenza S . La retta rappresenta l'andamento predetto teoricamente per $d = 0.15\text{mm}$ (Ikeda ed Izumi, 1991).

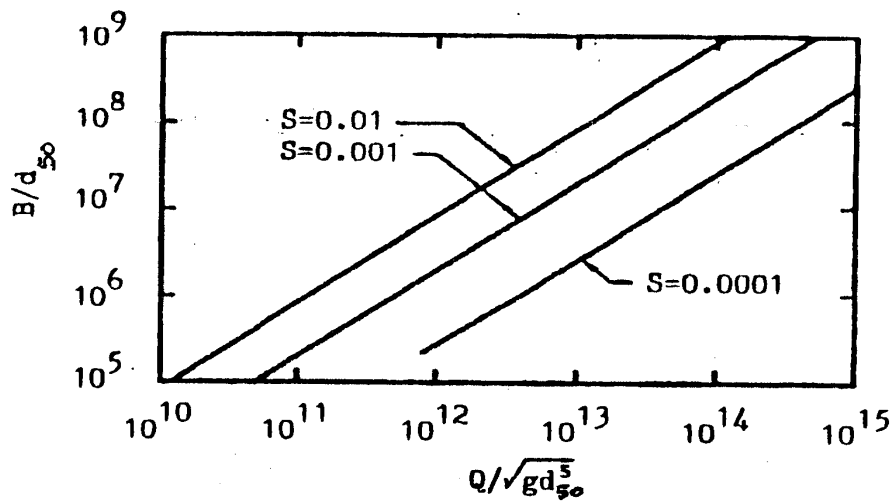


Figura 3.28: Confronto fra i valori della larghezza della sezione predetti dalla relazione di regime (3.2.21) e la pendenza S . La retta rappresenta l'andamento previsto teoricamente per $d = 0.15\text{mm}$ (Ikeda ed Izumi, 1991).

teriale asportato per unità di area ed unità di tempo', dipende dalla *tensione critica* τ_c secondo la relazione dimensionale:

$$\frac{dR}{d\tau} = 0.365 \exp(-1.3\tau_c) \quad (3.2.24)$$

con τ_c tensione critica, espressa nelle unità del sistema internazionale, funzione dei parametri (*rapporto di assorbimento di sodio, concentrazione di sali*

nel fluido interstiziale, dispersione dielettrica) che la influenzano in misura dominante (vedi par. 1.10). Dunque, in un intorno della tensione critica, la (3.2.24) suggerisce che possa scriversi:

$$\frac{dB}{dt} = \frac{R}{\gamma} = 0.365 \frac{(\tau - \tau_c)}{\gamma} \exp(-1.3\tau_c) \quad ms^{-1} \quad (3.2.25)$$

avendo indicato con B la larghezza della sezione e con γ il peso specifico del materiale spondale. Tutte le grandezze dimensionali nella (3.2.25) vanno espresse nel sistema internazionale. Inoltre la (3.2.25) ipotizza che solo una delle sponde sia soggetta ad erosione: se entrambe le sponde partecipano al processo, la stima (3.2.25) va raddoppiata. Non è difficile verificare che, per valori della tensione critica intorno a qualche N/m^2 e valori dell'eccesso di tensione applicata dell'ordine della decina di N/m^2 , la (3.2.25) fornisce stime per l'erosione spondale superficiale dell'ordine della decina di centimetri al giorno.

ii) *Collasso delle sponde: i meccanismi fondamentali*

Si tratta di un meccanismo che agisce in modo intermittente, tipicamente in occasione degli eventi di piena cui il corso d'acqua è soggetto. Essenzialmente, il meccanismo è simile a quello che determina l'instabilità dei pendii: il collasso avviene quando, per effetto ad esempio di un aumento dello scavo al piede della sponda, si forma una superficie di slittamento sulla quale le forze destabilizzanti (gravitazionali) eccedono quelle stabilizzanti (coesive e di attrito). Al contrario di quanto è accaduto per il problema della stabilità dei pendii, un'analisi sistematica del problema del collasso delle sponde è stata affrontata solo di recente (si veda, in particolare, il rapporto finale del 'Task Committee on Hydraulics, Bank Mechanics and Modeling of River Width Adjustment' dell'ASCE, 1999 e la letteratura in esso citata). Le conoscenze sulla questione, che saranno brevemente discusse nel seguito, sono perciò ancora largamente incomplete.

È stato osservato che le *sponde non molto ripide* ($\theta < 60^\circ$), collassano tipicamente lungo superfici di slittamento curve in modo che la massa destabilizzata tende a ruotare all'indietro (cioè verso la sponda) lungo la superficie di slittamento (Fig. 3.29). La verifica di stabilità della sponda si esegue in questo caso con procedimento del tutto simile a quello ben noto dalla geotecnica e utilizzato anche per la verifica di stabilità degli argini e delle dighe in terra. Si ipotizza una superficie di slittamento a sezione circolare e se ne verifica la stabilità dividendo la massa spondale soprastante in conci verticali, che si suppone esercitino reciprocamente azioni solo orizzontali. Può quindi definirsi un coefficiente di sicurezza come rapporto fra momento stabilizzante (intorno all'asse orizzontale passante per il centro della circonferenza di

slittamento) e momento destabilizzante. La superficie di slittamento critica (cioè più instabile) non è nota a priori, la sua determinazione richiede bensì un'esplorazione sistematica da effettuarsi per via numerica.

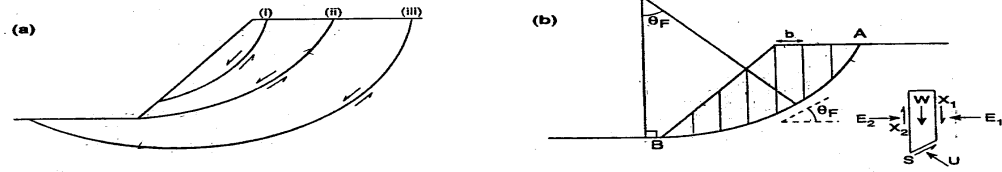


Figura 3.29: Schema di collasso spondale per rotazione lungo superfici di slittamento (*rotational slip failure*). La figura mostra la divisione in conci verticali utilizzata per la verifica di stabilità.

Le sponde molto ripide, spesso osservate in natura, tipicamente collassano lungo superfici pressochè piane e la massa collassata slitta verso il basso (fig. 3.30). Il procedimento di verifica della stabilità della sponda è sostanzialmente il metodo di Culmann. Essenzialmente si considera una generica superficie di slittamento piana passante per il piede della sponda, quest'ultima schematizzata come piana ed inclinata di un angolo θ rispetto all'orizzontale. Si impone quindi che l'azione tangenziale destabilizzante agente lungo la superficie di slittamento uguagli l'azione tangenziale stabilizzante. Detto α l'angolo che la superficie di slittamento forma con l'orizzontale, c la coesione, ϕ l'angolo di riposo del materiale spondale e H l'altezza della sponda, si trova:

$$\frac{H}{2} \left(\frac{1}{\tan \alpha} - \frac{1}{\tan \theta} \right) (\sin \alpha - \cos \alpha \tan \phi) = \frac{c}{\sin \alpha} \quad (3.2.26)$$

Il valore critico H_c , definito come valore massimo di H compatibile con la stabilità della sponda, si ottiene dalla relazione precedente annullando la derivata $d(1/H)/d\alpha$.

Si ottiene:

$$\frac{1}{2c \tan \theta} \{ -(1 + \tan \alpha \tan \theta)(\tan \alpha - \tan \phi) + (1 + \tan \alpha \tan \phi)(\tan \theta - \tan \alpha) \} = 0 \quad (3.2.27)$$

e, quindi:

$$\tan(\theta - \alpha) = \tan(\alpha - \phi) \quad \Rightarrow \quad \alpha = \frac{1}{2}(\theta + \phi) \quad (3.2.28)$$

un risultato ottenuto da Taylor (1948) e Spangler e Handy (1967). Sostituendo la (3.2.28) nella (3.2.26), si ottiene:

$$H_c = \frac{4c(\sin \theta \cos \phi)}{\gamma[1 - \cos(\theta - \phi)]} \quad (3.2.29)$$

Il criterio di instabilità discusso in precedenza prevede che la massa spondale mantenga una struttura continua. Non è infrequente, tuttavia, che si manifesti la formazione di fratture che si dipartono dalla superficie del terreno con assetto pressochè parallelo alla sponda: la presenza di tali fratture, che possono estendersi su lunghezze dell'ordine di metà dell'altezza della sponda, determina potenziali superfici di slittamento di estensione più limitata che si dipartono dal piede della frattura (fig. 3.30). A tali superfici corrispondono condizioni più instabili rispetto a quelle previste dalla relazione (3.2.28). Inoltre, il collasso delle sponde è non di rado associato ad un fenomeno di abbassamento del fondo.

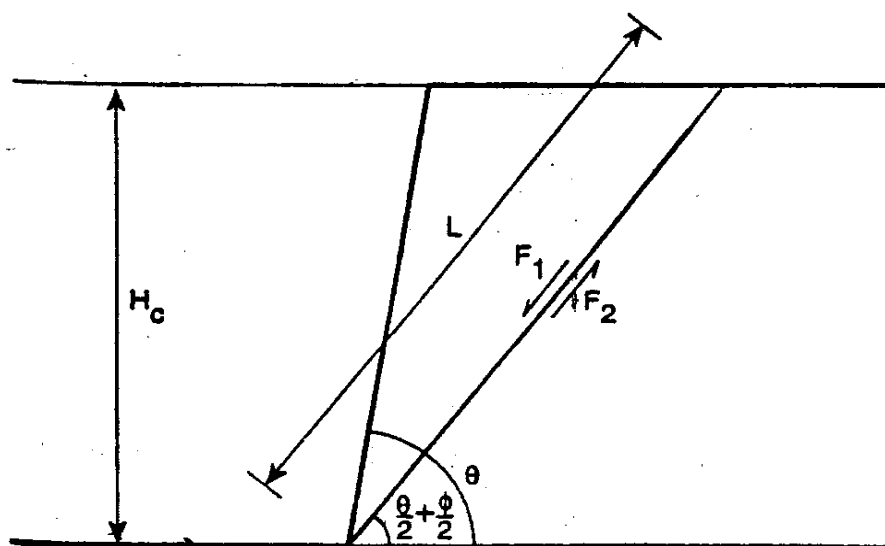


Figura 3.30: Schema di collasso spondale lungo superfici di slittamento piane, tipico di sponde ripide (*plane slip failure*).

La stabilità di sponde ripide e profondamente fratturate è stata recentemente analizzata da Osman e Thorne (1988) e Darby e Thorne (1996) che hanno generalizzato l'analisi sviluppata in precedenza. Con le notazioni in fig. 3..... si trova facilmente che l'angolo α che la superficie (piana) di slittamento passante per il piede della sponda forma con l'orizzontale dipende, oltrechè da θ e da ϕ , anche dal rapporto K fra la profondità f della frattura e l'altezza H della sponda e dal rapporto H/H' fra altezza totale della sponda ed altezza della porzione di sponda non interessata dal processo di allargamento associato all'eventuale fenomeno di abbassamento del profilo di fondo indotto dall'evoluzione morfodinamica del corso d'acqua. Si trova:

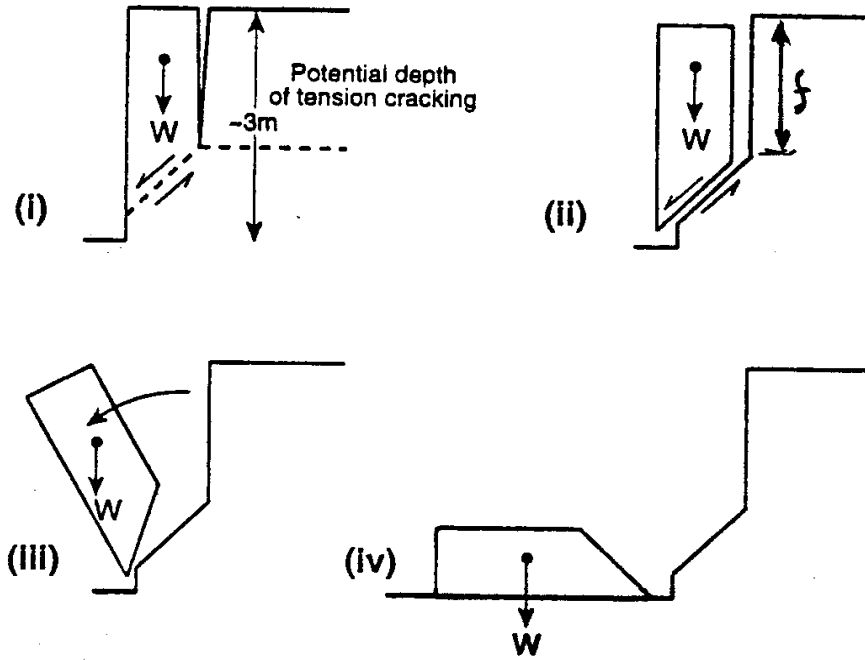


Figura 3.31: Schema di collasso di sponde ripide e profondamente fratturate (*toppling failure*).

$$\alpha = \frac{1}{2} \left\{ \arctan \left[\left(\frac{H}{H'} \right)^2 (1 - K^2) \tan \theta \right] + \phi \right\} \quad (3.2.30)$$

e, inoltre:

$$\frac{H}{H'} = \frac{\lambda_2}{2\lambda_1} \left[1 + \sqrt{1 - 4 \left(\frac{\lambda_1 \lambda_3}{\lambda_2^2} \right)} \right] \quad (3.2.31)$$

con

$$\lambda_1 = (1 - K^2) \cos \alpha (\sin \alpha - \cos \alpha \tan \phi) \quad (3.2.32a)$$

$$\lambda_2 = 2(1 - K) \frac{c}{\gamma H'} \quad (3.2.32b)$$

$$\lambda_3 = \frac{\cos \alpha}{\tan \theta} (\sin \alpha \tan \phi - \tan \alpha) \quad (3.2.32c)$$

Le (3.2.29-31) consentono di stimare la potenziale attitudine al collasso di sponde di corsi d'acqua di cui sono state rilevate le caratteristiche. In particolare, utilizzando i valori osservati del rapporto (H/H') e dell'angolo di attrito Φ e stimando che K si aggiri intorno a 0.5, la (3.2.29) fornisce il valore dell'angolo di slittamento α , noto il quale, le (3.2.32) forniscono i valori di λ_1 , λ_2 e λ_3 . Utilizzando questi ultimi, la (3.2.31) fornisce il valore critico

del rapporto (H/H') per l'instabilità, il cui confronto con il valore osservato dello stesso rapporto consente di valutare appunto la potenziale attitudine al collasso della sponda.

Un ultimo meccanismo di collasso spondale riguarda sponde talvolta definite composite (Thorne e Tovey, 1981), sponde, cioè, a struttura stratificata in cui è tipicamente presente uno strato superficiale in materiale più fine e parzialmente coesivo, derivante dai processi di deposito e successivo consolidamento dei sedimenti trasportati in sospensione dalle acque di esondazione, sovrapposto su uno strato in materiale più grossolano (ghiaia sabbiosa). I fotogrammi riportati nella fig. 3.32 ne mostrano un caratteristico esempio offerto dal fiume Sieve, affluente dell'Arno. In questo caso lo strato superficiale di limo sabbioso presenta spessore rilevante, compreso tipicamente fra 2 e 5 m, ciò a causa dell'intenso deposito realizzatosi nelle aree golenali generate dal confinamento dell'alveo entro argini artificiali e dal processo di deforestazione avvenuto nel corso degli ultimi secoli. Lo strato inferiore, di materiale prevalentemente ghiaioso associato alla presenza di barre, ha spessore compreso tipicamente fra 0 e 2 m.

Il carattere composito della sponda può dar luogo ad erosione dello strato inferiore ed allo scoprimento dello strato superficiale con la possibile formazione di una configurazione a mensola. Quest'ultima aggetta entro l'alveo e può subire il collasso (*cantilever failure*) con diversi meccanismi (di slittamento lungo piani verticali, rotazione o distacco, vedi fig. 3.33) discussi da Thorne e Tovey (1981).

Il collasso delle sponde è poi influenzato in misura sensibile dai cicli di essiccamento ed imbibimento delle sponde. In particolare, le elevate temperature estive possono produrre fenomeni di essiccamento e frattura superficiale con l'eventuale distacco di frammenti di sponda. Inoltre, le caratteristiche di stabilità della sponda variano nel corso degli eventi di piena. Il tipico ciclo di processi che si realizzano nel corso di un evento di piena è rappresentato schematicamente nella fig. 3.34 (tratta da Rinaldi e Casagli, 1999). Per valori bassi della portata la parte superiore della sponda si trova in uno stato di parziale saturazione, con la presenza di una frangia capillare. In questa fase l'effetto di tensioni capillari nella fase fluida stabilizza la sponda. La distribuzione delle tensioni capillari dipende da numerosi fattori, quali la permeabilità del materiale spondale, il livello della falda, lo stato vegetazionale della sponda, l'infiltrazione superficiale o laterale nel corso degli eventi di piena. Al crescere del livello della superficie libera della corrente si ha un flusso filtrante dalla corrente verso la sponda con la formazione di una regione di sponda satura che riduce l'effetto stabilizzante delle tensioni capillari. Inoltre l'aumento delle tensioni al fondo fa sì che la corrente rimuova gli eventuali depositi di materiale collassato in precedenza ai piedi della sponda

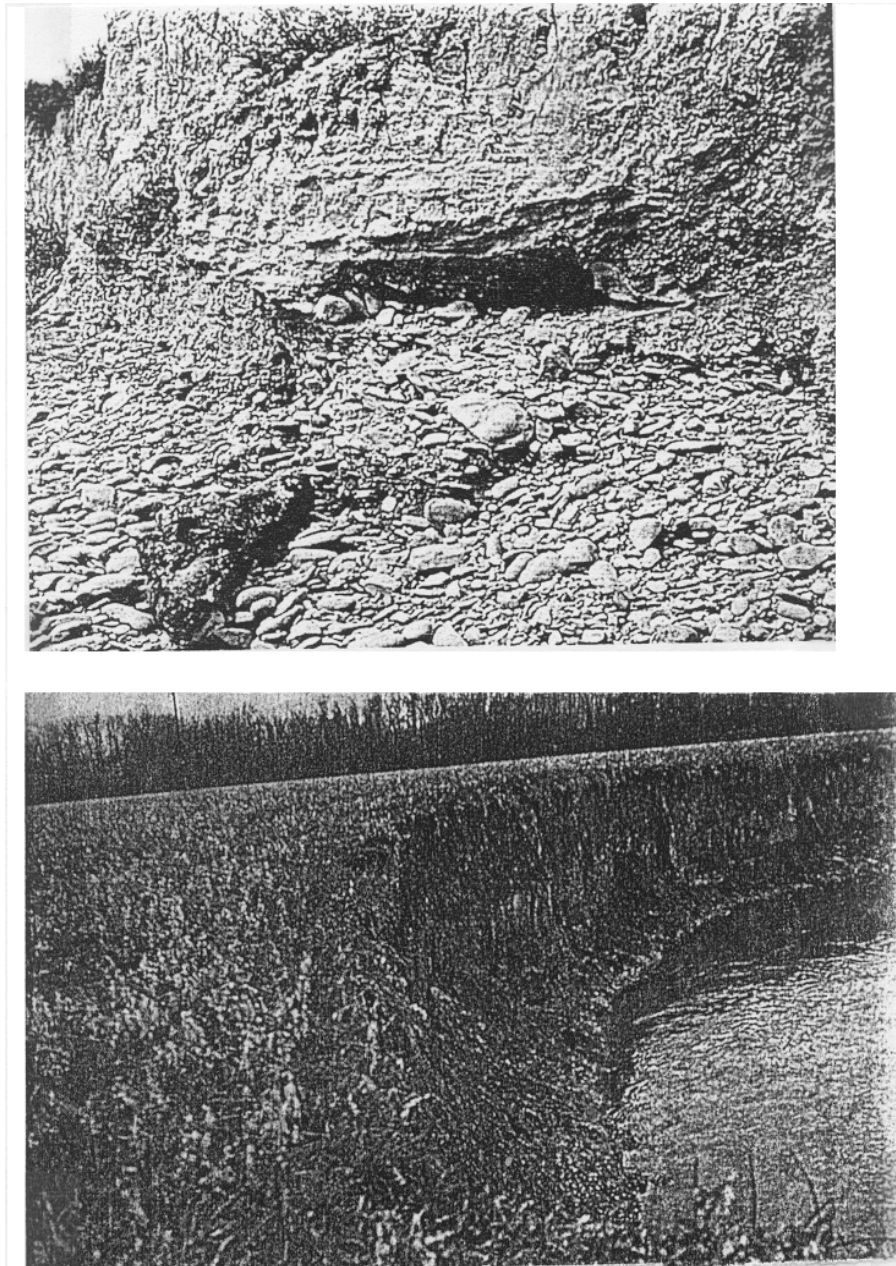


Figura 3.32: Esempio di sponda composta ripida (fiume Sieve) con strato superiore in limo sabbioso e strato inferiore in ghiaia sabbiosa sepolto al di sotto del materiale fine collassato (da Rinaldi e Casali, 1999).

e puo' indurne quindi l'irripidimento. Nella fase di decadimento della piena si ha un processo inverso di filtrazione dalla sponda verso il corso d'acqua.

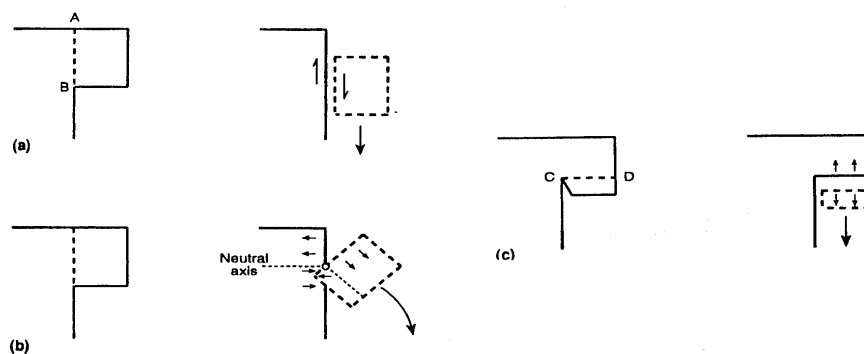


Figura 3.33: Schema del meccanismo di collasso spondale del tipo cantilever.

Il conseguente abbassamento del livello della falda è tuttavia un processo assai più lento dell'abbassamento del livello della corrente. Ne consegue un effetto destabilizzante sulla sponda, dovuto all'aumento del peso specifico del materiale spondale, alla riduzione delle tensioni capillari ed alla scomparsa dell'effetto di confinamento da parte della corrente fluviale. Non è quindi infrequente il verificarsi di collassi spondali nella fase di decadimento della piena. Un tentativo di descrizione analitica della stabilità spondale nelle diverse fasi del processo descritto in precedenza è stato fornito da Rinaldi e Casagli (1999).

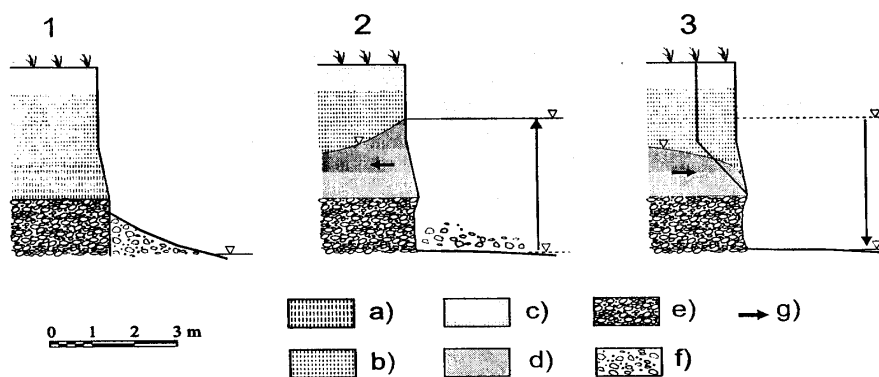


Figura 3.34: Rappresentazione schematica dei processi spondali che si realizzano nel corso di un evento di piena. 1. Fase di magra. 2. Fase di crescita della piena. 3. Fase di decadimento della piena. a) Frangia capillare, b) Zona a parziale saturazione, c) Zona di suolo umido, d) Zona satura, e) Ghiaia densamente compattata, f) Ghiaia sciolta.

Altri agenti di collasso spondale e osservazioni

Una prima importante osservazione riguarda il fatto che l'erosione spondale è strettamente connessa alla *capacità della corrente di rimuovere i sedimenti collassati* ai piedi della sponda. In altre parole se la corrente ha insufficiente capacità di trasporto, il materiale collassato forma una berma che protegge la sponda da ulteriori collassi. Questa affermazione è stata formulata in termini qualitativi da numerosi autori, ma non è stata ancora trasformata in criteri predittivi della velocità di erosione spondale in funzione della capacità di trasporto della corrente.

Un ulteriore effetto che può esercitare influenza sul processo di collasso spondale è la presenza di vegetazione. Il ruolo della vegetazione è molto complesso e rivela effetti sia stabilizzanti che destabilizzanti. In particolare Gray e Leiser (1982) e Coppin e Richards (1990) hanno evidenziato che la presenza di vegetazione riduce l'erosione superficiale per le cause seguenti:

- fogliame e residui vegetali intercettano le precipitazioni e riducono la compattazione del suolo dovuta all'impatto delle gocce;
- gli apparati radicali trattengono le particelle di suolo;
- l'aumento della scabrezza riduce la velocità in prossimità delle sponde e induce deposito di sedimenti in sospensione;
- gli apparati radicali aumentano la permeabilità del suolo riducendo l'effetto delle pressioni interstiziali.

Inoltre gli apparati radicali svolgono un'azione stabilizzante rispetto al collasso trasferendo parte delle tensioni alle radici, almeno quando la superficie di slittamento non sia tutta inferiore allo strato interessato dalla presenza di apparati radicali.

Infine la vegetazione riduce il livello di umidità del suolo intercettando parte delle precipitazioni e restituendo parte dell'umidità all'atmosfera attraverso il fenomeno dell'evapotraspirazione. Ne consegue una ridotta frequenza con cui il suolo raggiunge le condizioni di saturazione che lo rendono potenzialmente più instabile.

D'altra parte costituisce un agente destabilizzante il fatto che le radici possono penetrare in eventuali fessure presenti nel terreno o nelle rocce causando instabilità locale. E inoltre il peso delle strutture arboree sovraccarica la sponda. E infine la sollecitazione del vento sulle strutture arboree dà luogo ad un momento destabilizzante agente sull'ammasso spondale. Anche in questo caso non esistono risultati sistematici che consentano valutazioni quantitative adeguate di tale effetti.

Un ultimo meccanismo di collasso che merita di essere menzionato è il *sifonamento*. Tale processo è legato al fatto che sponde contenenti sabbia, limo e argilla sono caratterizzate da conduttività idraulica che, nella direzione orizzontale, risulta molto maggiore rispetto alla componente relativa alla direzione verticale. Il flusso filtrante verso l'alveo nella fase di decadimento della piena può quindi catturare ed asportare sedimenti dagli strati sabbiosi. Tale processo può indebolire il sostegno meccanico che gli strati profondi della sponda forniscono agli strati sovrastanti meno permeabili con la possibile formazione di fratture potenzialmente destabilizzanti (Hagerty, 1991 a, b).

Il sifonamento nelle sponde in loess può essere distribuito nello strato sottostante la superficie e, col conseguente collasso dello strato superficiale, può indurre la formazione di una configurazione della superficie a solchi (*gullies*), con il conseguente indebolimento della stabilità della sponda.

3.2.6 Sezione di equilibrio in alvei con sponde coesive

Estensioni delle relazioni empiriche proposte per la progettazione di canali in equilibrio in assenza di trasporto al caso in cui le sponde sono costituite da materiali dotati di coesione sono state proposte intorno alla metà del secolo scorso. Una rassegna di tali relazioni è riportata nel rapporto finale del *Task Committee on Erosion of Cohesive Materials* dell'ASCE (1968).

Così un'estensione della relazione di regime proposta da Leopold e Maddock (1953, vedi le 3.2.1a, 3.2.2a) volta ad istituire una correlazione fra la larghezza di equilibrio del corso d'acqua e le caratteristiche coesive della sponda fu effettuato da Schumm (1960a,b; 1961) che ha raccolto dati relativi a 40 sezioni trasversali di corsi d'acqua in corrispondenza di stazioni di misura del U.S. Geological Survey. Tali dati comprendevano la larghezza B del corso d'acqua, la massima profondità Y dell'alveo inciso, la portata annuale media Q , la portata di piena ordinaria Q_p definita come la portata caratterizzata da periodo di ritorno pari a 2.33 anni, la percentuale s_c di limo-argilla nel materiale di cui è costituito il letto del corso d'acqua, la percentuale s_s di limo-argilla nel materiale spondale. Utilizzando tali dati Schumm ha calcolato i parametri larghezza-profondità β e la percentuale di limo-argilla media sul perimetro bagnato della sezione s_p . Quest'ultima quantità è definita nella forma:

$$s_p = \frac{Bs_c + 2Ys_s}{B + 2Y} \quad (3.2.33)$$

I valori osservati di β ed s_p variavano negli intervalli (2.5-138) e (1.4-89) rispettivamente, mentre i valori di Q_p variavano nell'intervallo (0.16-140) m^3/s .

Il risultato principale dell'analisi di Schumm puo' riassumersi nella correlazione:

$$\beta = 2.55s_p^{-1.08} \quad (3.2.34)$$

La (3.2.34) è rappresentata nella fig. 3.35. Schumm ha anche proposto una relazione empirica in forma dimensionale per la larghezza del corso d'acqua in funzione di Q_p ed s_p . In termini di variabili misurate nel sistema internazionale tale relazione puo' porsi nella forma:

$$B = .2 \frac{Q_p^{0.45}}{s_p^{0.36}} \quad (3.2.35)$$

La (3.2.35) conferma che i corsi d'acqua tendono ad assumere larghezze comparativamente minori al crescere della percentuale di limo e argilla presente nell'alveo.

I risultati precedenti potranno nel prossimo futuro essere posti alla base di interpretazioni teoriche in grado di raggiungere l'ambizioso obiettivo di predire le caratteristiche di equilibrio delle sezioni dei corsi d'acqua in funzione delle proprietà meccaniche del materiale spondale, della capacità di trasporto della corrente e della copertura vegetale alla luce dei complessi meccanismi che controllano la stabilità spondale.

3.3 L'assetto di equilibrio del fondo in alvei meandri-formi

3.3.1 Introduzione

Gli alvei in natura presentano per lo più un andamento curvilineo della linea d'asse, spesso con una spiccata periodicità spaziale (fig. 3.36). Tale andamento, che evolve nel tempo sulla scala temporale associata al processo dell'erosione spondale, viene usualmente denominato *meandri-forme* dal nome del fiume (menderes in turco) che nasce nell'Anatolia centrale e scorre con andamento estremamente sinuoso verso il Mar Egeo. I meandri naturali hanno, com'è noto, vita di durata finita, estinguendosi quando due rami adiacenti si avvicinano al punto che, in occasione di un evento di piena, essi vengono connessi attraverso una rotta, processo noto come *taglio di meandro* (meander cutoff).

L'esistenza degli alvei meandri-formi pone anzitutto una questione di notevole suggestione dal punto di vista concettuale: perché si formano i meandri? Si tratta di un problema che ha attratto a lungo l'interesse di scienziati e ingegneri: lo stesso Einstein (19...) si è misurato con tale questione.

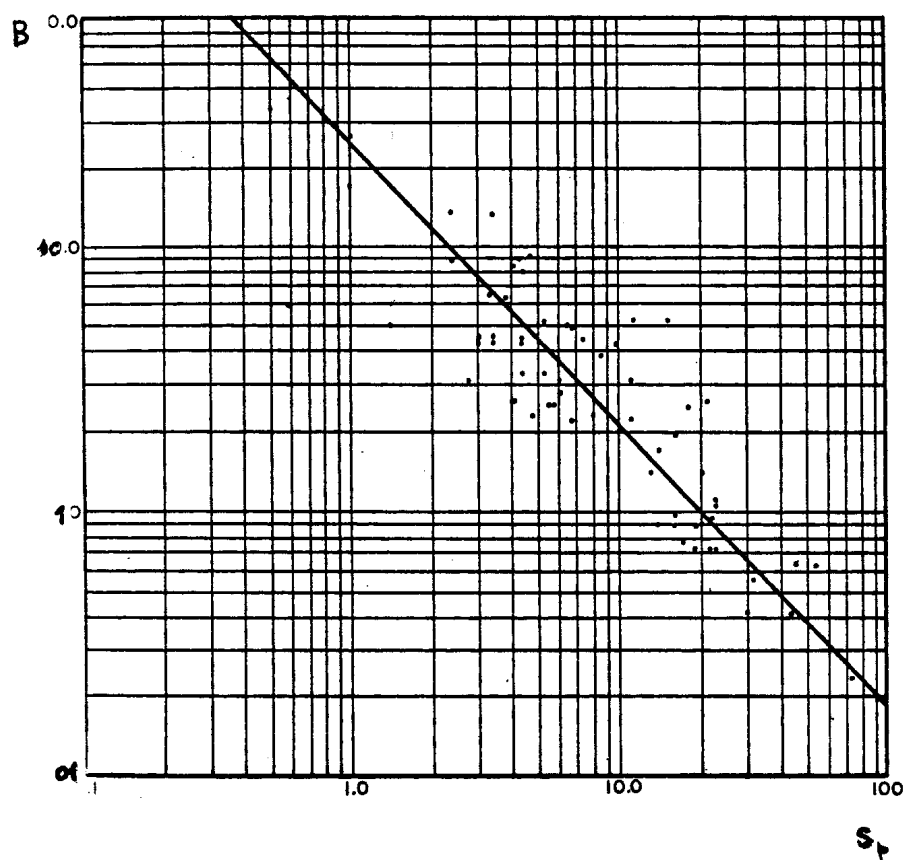


Figura 3.35: Dipendenza del rapporto larghezza-profondità β del corso d'acqua dalla percentuale di limo-argilla s_p presente nel materiale costituente l'alveo (da Schumm, 1960).

L'assetto meandriforme dei corsi d'acqua pone poi numerosi problemi all'ingegnere fluviale. Il carattere curvilineo delle linee di corrente induce infatti *una deformazione dell'assetto topografico del fondo* la cui determinazione risulta rilevante per i problemi ingegneristici legati alla navigazione fluviale, alla difesa spondale e, in generale, al controllo dell'assetto planimetrico dei corsi d'acqua. Esaminiamone gli aspetti fondamentali.

Idrodinamica ed assetto di equilibrio in alvei a curvatura costante

Consideriamo un alveo curvilineo caratterizzato, nel senso che preciseremo, da larghezza e curvatura costanti. Al fine di descrivere la geometria di tali canali è opportuno fare riferimento ad un asse longitudinale s costituito da un'elica circolare caratterizzata da raggio di curvatura di flessione costan-



Figura 3.36: Una suggestiva immagine di un tratto meandriforme del fiume Mississippi e della sua evoluzione planimetrica nel periodo 1930 - 1970 (cortesia di Gary Parker).

te r_o e trascurabile curvatura di torsione. Siano poi n e z assi ortogonali ad s con l'asse n orizzontale e l'asse z diretto verso l'alto. Siano, infine, U, V, W le rispettive componenti della velocità (media rispetto alla turbolenza) (fig. 3.37).

Il caso di canali a fondo fisso

Esaminiamo anzitutto il caso di canali a fondo e sponde non erodibili e assumiamo che la generica sezione del canale (cioè la sua intersezione col piano $n - z$) abbia fondo adagiato lungo l'asse n e disposto simmetricamente rispetto all'asse s . La larghezza b_f del fondo della sezione sarà assunta molto minore di r_o , sicchè è possibile porre:

$$v = \frac{b_f}{r_o} \ll 1 \quad (3.3.1)$$

Ipotizziamo, inoltre, che il fondo sia connesso a sponde a pendenza sufficientemente debole. Questa ipotesi, ancorchè utile per semplificare lo sviluppo dell'analisi, è tuttavia inessenziale.

Al fine di comprendere l'idrodinamica delle correnti a superficie libera in canali a curvatura costante, è opportuno analizzare il *moto pienamente sviluppato*, il moto cioè che si realizza sufficientemente a valle dell'imbocco

della curva affinché gli effetti idrodinamici della brusca variazione di curvatura si siano esauriti, sicché la struttura del moto risulta *indipendente dalla coordinata longitudinale* s . E' allora istruttivo anzitutto rispondere al seguente quesito: può la generica particella liquida localizzata all'istante generico in (s, n, z) seguire un percorso puramente 'longitudinale', percorrere cioè la traiettoria costituita dall'elica di raggio $(r_o + n)$, a dispetto della curvatura del canale? La risposta è negativa. Infatti, se il moto fosse puramente longitudinale, l'equazione di continuità imporrebbe:

$$\frac{\partial U}{\partial s} = 0 \quad (3.3.2)$$

il moto sarebbe, cioè, come evidenziato in precedenza, indipendente dalla coordinata longitudinale. L'equazione di bilancio della quantità di moto nella direzione trasversale, cioè la componente secondo n dell'equazione di Reynolds, imporrebbe l'equilibrio fra gradiente trasversale della pressione media P e accelerazione centripeta della forma:

$$\frac{\partial P}{\partial n} = \frac{U^2}{r_o + n} \quad (3.3.3)$$

La (3.3.3) suggerisce che la superficie libera debba inclinarsi lateralmente per generare il necessario gradiente trasversale di pressione. Ciò effettivamente accade, ma tale meccanismo risulta insufficiente ad assicurare il bilancio (3.3.3): infatti, essendo la pressione distribuita idrostaticamente nella direzione verticale, la quantità $\partial P/\partial n$ risulta necessariamente indipendente dalla coordinata z laddove l'accelerazione centripeta cresce nella direzione verticale. Lo squilibrio che ne consegue può solo essere bilanciato da una variazione in z della tensione tangenziale T_{zn} che origina dall'instaurarsi di un moto trasversale secondario, rivolto verso l'esterno della curva in prossimità della superficie libera dove il gradiente laterale di pressione è insufficiente e verso l'interno della curva in prossimità del fondo dove il gradiente di pressione è in eccesso. Questo è il meccanismo, schematizzato in fig. 3.37, che presiede alla generazione del moto secondario che dà luogo, in curva, a traiettorie delle particelle di tipo elicoidale: le particelle si spostano verso l'esterno della curva in prossimità della superficie libera, scendono verso il fondo in prossimità della sponda esterna, tornano verso l'interno della curva in prossimità del fondo e risalgono verso la superficie libera in prossimità della sponda interna.

Un semplice ed importante risultato, relativo alla regione in cui il moto secondario è *pienamente sviluppato*, si ottiene a partire dall'equazione di continuità che, nel sistema di coordinate curvilineo ortogonale (s, n, z) ,

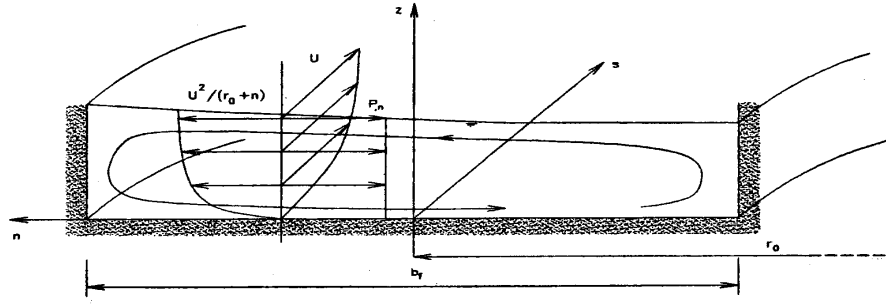


Figura 3.37: Schema di meccanismo di generazione del moto secondario in canali curvi a fondo fisso.

caratterizzato da coefficienti metrici:

$$h_s = \frac{r_o}{r_o + n} \quad , \quad h_n = 1 \quad , \quad h_z = 1 \quad (3.3.4)$$

essendo nulla la quantità $\partial U / \partial s$, assume la forma:

$$\left(\frac{\partial}{\partial n} + \frac{1}{r_o + n} \right) V + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (3.3.5)$$

Tale relazione consente alcune semplici stime. Nella regione centrale del moto, in cui $n \approx 0(b)$, il bilancio (3.3.5) suggerisce che la velocità verticale sia $0(\beta^{-1})$ più piccola della velocità trasversale, avendo indicato con β il rapporto larghezza - profondità media. Tale stima non si applica agli strati limiti di parete, in cui le scale spaziali, verticale e laterale hanno lo stesso ordine di grandezza sicchè velocità trasversale e velocità verticale hanno anch'esse lo stesso ordine di grandezza. Integriamo la (3.3.5) in z osservando che, tenendo anche conto dell'ipotesi di moto pienamente sviluppato, le condizioni al contorno assumono la forma:

- Sulla superficie libera ($F_h = z - h(s, n) = 0$):

$$W = \frac{\partial h}{\partial n} V \cong 0 \quad (3.3.6)$$

avendo indicato con h il carico piezometrico, cioè la quota della superficie libera, locale.

- Sul fondo ($z = 0$) l'aderenza impone:

$$W = 0 \quad (3.3.7)$$

- In corrispondenza delle sponde laterali ($n = \pm b/2$) la profondità della corrente si annulla o, alternativamente, se le sponde sono verticali, l'impermeabilità della parete impone:

$$V = 0 \quad (3.3.8)$$

L'integrazione della (3.3.5) sotto queste condizioni conduce al semplice risultato:

$$\int_{z_o}^h V dz = 0 \quad (3.3.9)$$

avendo indicato con z_o la quota di riferimento per la condizione di aderenza alla parete. Dunque la *componente trasversale della portata* non risulta solo nulla in corrispondenza delle sponde, bensì su ciascuna superficie $n =$ costante.

Se, poi, la *curvatura del canale è sufficientemente piccola*, situazione che non di rado si incontra in natura, le perturbazioni del campo di moto possono assumersi anch'esse sufficientemente piccole, sicché al minimo ordine di approssimazione la velocità longitudinale può assumersi uniformemente distribuita nella direzione trasversale (eccetto negli strati limite di parete). Trascurando n rispetto ad r_o , l'accelerazione centripeta risulta anch'essa indipendente dalla coordinata laterale, almeno al minimo ordine di approssimazione, sicché l'equazione di Reynolds nella direzione laterale impone che anche la componente laterale della tensione T_{zn} risulti indipendente dalla coordinata trasversale. Una semplice chiusura alla Boussinesq per T_{zn} implica allora che V risulti indipendente da n , cioè dipende solo da z .

Ma come cambia il *moto longitudinale* rispetto al caso di correnti rettilinee? A tale quesito si dà risposta esaminando il bilancio imposto dalla componente longitudinale delle equazioni di Reynolds. Nel sistema di coordinate qui adottato si trova:

$$\varrho \int_{z_o}^h \left(g \frac{i_{f_o}}{1 + (n/r_o)} - \frac{\partial UV}{\partial n} \right) dz = -\varrho \int_{z_o}^h \frac{\partial T_{zs}}{\partial z} dz = T_{zs}|_{z_o} \quad (3.3.10)$$

con i_{f_o} pendenza della linea di fondo corrispondente ad $n = 0$.

La (3.3.10) suggerisce che la tensione tangenziale longitudinale al fondo nasce da due contributi.

- Il primo è quello legato alla gravità, che risulta lievemente modificato rispetto al caso rettilineo, poiché include l'effetto del coefficiente metrico: questo essenzialmente tiene conto del fatto che la pendenza del fondo varia nella direzione trasversale poiché le linee coordinate si allungano per valori positivi di n e si accorciano per valori negativi di n :

ne consegue un *effetto*, detto di *'vortice libero'*, per il quale la *corrente accelera nella regione interna* e decelera in quella esterna.

- Il secondo contributo interpreta il *trasporto trasversale di quantità di moto longitudinale* associato all'effetto del moto secondario e dà luogo ad un effetto che contrasta il primo. Si noti, infatti, che, malgrado la velocità trasversale abbia media nulla nella direzione verticale, non risulta nullo il trasporto di quantità di moto che essa induce. La componente longitudinale di velocità corrispondente ad un moto uniforme è pressoché costante nella regione centrale ma decresce in corrispondenza della sponda esterna e cresce in corrispondenza della sponda interna. Ne consegue un flusso netto di quantità di moto positivo nella *regione esterna* della curva in cui si ha quindi *un'accelerazione della corrente* e, al contrario, una decelerazione della corrente in prossimità della sponda interna. Si tratta, naturalmente, di un effetto debole sia perché debole è il moto secondario, sia perché le variazioni trasversali della velocità longitudinale sono significative solo negli strati limiti di parete. L'effetto si fa sentire quindi solo a valle di un transitorio relativamente esteso.

Tali risultati sono chiaramente riprodotti nelle osservazioni sperimentali di Rozovskij (1957) di cui è fornito un esempio in fig. 3.38: essa mostra che nella regione iniziale della curva prevale l'effetto vortice libero, mentre il trasporto trasversale di quantità di moto prevale solo nella porzione finale della curva. La modellazione numerica di tale meccanismo richiede che l'analisi del campo di moto venga estesa agli strati limite di parete, un obiettivo agevolmente perseguibile se le sponde sono a debole pendenza sicché il moto può descriversi come lentamente variabile nella direzione trasversale. In caso contrario è necessario fare riferimento a modelli di turbolenza relativamente sofisticati (Leschziner & Rodi, 1979; Demuren, 1983).

Il caso di alvei a fondo mobile

Il carattere erodibile del fondo, insieme all'effetto del moto secondario, danno luogo all'instaurarsi di una pendenza trasversale del fondo. Il meccanismo attraverso il quale si instaura tale pendenza dipende dal tipo di trasporto solido dominante.

Canali a fondo mobile con trasporto solido di fondo dominante.

Il moto secondario induce naturalmente tensioni tangenziali trasversali agenti sul fondo (T_{zn}) e dirette dall'esterno verso l'interno della curva: se il fondo è erodibile tali tensioni danno luogo ad una deviazione del vettore trasporto solido di fondo dalla direzione longitudinale. Tuttavia l'equazione

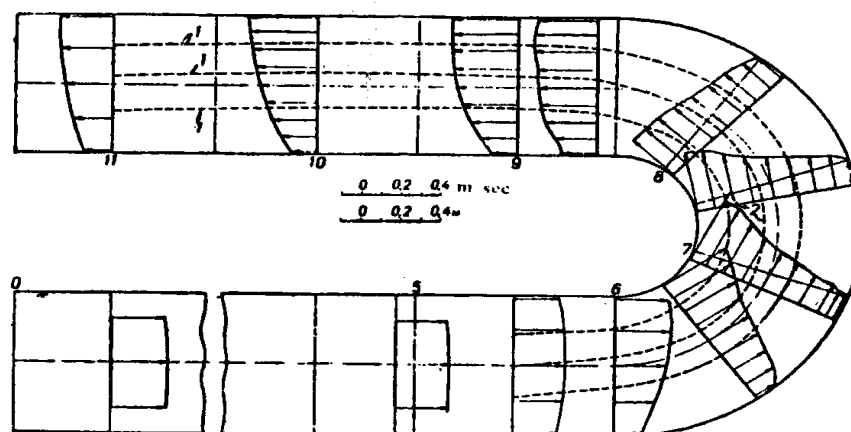


Figura 3.38: Sviluppo del moto in canali a curvatura costante e fondo fisso: il filone più veloce della corrente si sposta dalla sponda interna alla sponda esterna man mano che l'effetto vortice libero viene controbilanciato dal trasporto trasversale di quantità di moto longitudinale (esp. N. 1 di Rozovskij, 1957).

di continuità dei sedimenti, scritta nel sistema di coordinate (s, n) , tenendo conto del fatto che il pieno sviluppo del moto implica che la derivata longitudinale della componente longitudinale della portata solida $\partial q_s / \partial s$ deve risultare nulla, impone:

$$\left(\frac{\partial}{\partial n} + \frac{1}{r_o + n} \right) q_n = 0 \quad (3.3.11)$$

La (3.3.11) va risolta con le condizioni al contorno:

$$q_n = 0 \quad (n = \pm B/2) \quad (3.3.12)$$

che impongono l'impermeabilità delle pareti laterali al flusso di sedimenti.

È immediato mostrare che la soluzione della (3.3.11) con le condizioni al contorno (3.3.12) è semplicemente:

$$q_n = 0 \quad (3.3.13)$$

Dunque la portata solida trasversale deve risultare identicamente nulla, essendo

$$\mathbf{q} = |\mathbf{q}| (\cos \delta, \sin \delta \cos \varphi, \sin \delta \sin \varphi) \quad (3.3.14)$$

La (3.3.13), insieme alla (3.3.14), suggerisce che, per l'equilibrio, debba annullarsi l'angolo δ cioè, ricordando la (2.2.11), l'effetto della gravità deve

bilanciare esattamente l'effetto della tensione tangenziale trasversale agente sulle particelle. A tale scopo deve instaurarsi una pendenza trasversale del fondo della forma:

$$\frac{\partial \eta}{\partial n} = \frac{\sqrt{\tau_*}}{r} \sin \chi = \frac{\sqrt{\tau_*}}{r} \frac{\tau_n}{\tau_s} \quad (3.3.15)$$

Al fine di trasformare la (3.3.15) in una relazione predittiva per la pendenza trasversale (e, quindi, per l'assetto del fondo), la (3.3.15) suggerisce la necessità di valutare le componenti trasversale e longitudinale del vettore tensione media al fondo. Ciò richiede la determinazione del campo di moto e, in particolare, della struttura del moto secondario. Tale studio è stato affrontato da numerosi autori, a partire dal pionieristico contributo di Engelund (1974). La quasi totalità dei contributi teorici assumeva, esplicitamente o in modo tacito, che le perturbazioni del campo di moto e della topografia del fondo fossero sufficientemente piccole rispetto al moto medio (uniforme) da consentire la linearizzazione del problema (si veda la monografia dell'American Geophysical Union *River Meandering*, eds. Ikeda & Parker, 1989, e in particolare l'articolo di Seminara & Tubino).

L'ipotesi di linearità, malgrado i suoi ovvi vantaggi di semplificazione dell'analisi, ha limiti notevoli: ciò che in realtà è invariabilmente piccola è la pendenza trasversale del corso d'acqua. Ciò non implica necessariamente che le perturbazioni della topografia abbiano ampiezza piccola. L'ipotesi di linearità è stata rimossa nel recente contributo di Seminara & Solari (1998) che assumono il campo di moto lentamente variabile nella direzione trasversale interpretando il moto longitudinale come una sequenza di moti localmente uniformi con le caratteristiche (profondità e scabrezza) locali e il moto secondario anch'esso determinato dai valori locali dell'accelerazione centripeta (associata con il valore locale della velocità longitudinale) e della pendenza trasversale della superficie libera. L'analisi viene condotta assumendo la distribuzione trasversale della profondità non nota a priori e determinandola attraverso l'imposizione dei due vincoli integrali imposti dalla continuità: la costanza della portata liquida e la costanza della portata solida.

Il problema così formulato consente la determinazione del campo di moto e del profilo trasversale del fondo. L'intera soluzione è espressa in funzione della funzione incognita $Y(n)$, cioè della distribuzione trasversale della profondità della corrente normalizzata rispetto al valore Y_u che competerebbe ad un moto uniforme con la pendenza media del corso d'acqua. In particolare, per la componente trasversale di velocità, si trova:

$$V(n) = Y(n)^{3/2} G(\zeta, n) \quad (3.3.16)$$

con ζ coordinata z normalizzata rispetto al valore locale della profondità $Y(n)$. Segue che $\zeta \in [\zeta_o, 1]$ con ζ_o quota convenzionale di riferimento per

la condizione di aderenza al fondo, anch'essa normalizzata rispetto ad $Y(n)$. Si noti quindi che ζ_0 dipende anche se molto debolmente dalla coordinata trasversale n , donde l'analoga dipendenza della funzione G che rappresenta l'andamento della distribuzione verticale della funzione V . Un tipico andamento di tale funzione è riportata nella fig. 3.39 dove è anche effettuato un confronto con osservazioni sperimentali.

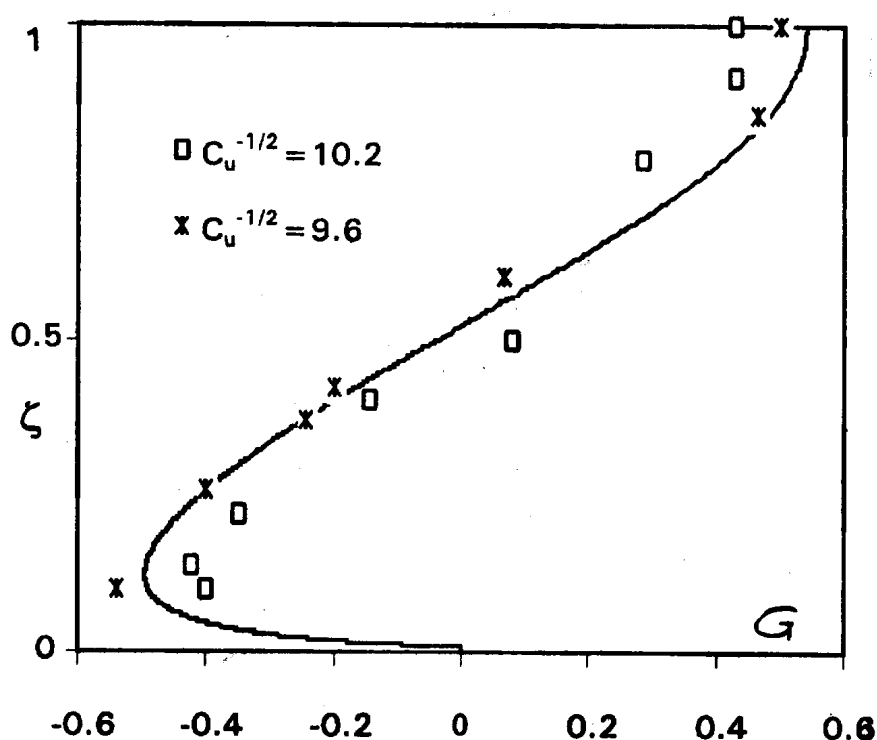


Figura 3.39: La soluzione teorica di Seminara & Solari (1998) per la funzione G che rappresenta la distribuzione della velocità trasversale nel moto pienamente sviluppato di una corrente a fondo mobile in canali a curvatura costante (vedi la 3.3.16) è confrontata con risultati sperimentali.

La fig. 3.40 riporta il principale risultato della teoria di Seminara & Solari (1998), che consente di stimare il massimo scavo in corrispondenza della sponda esterna ed il massimo deposito in corrispondenza della sponda interna di una curva a raggio costante. Il parametro che compare sull'asse delle ascisse costituisce il parametro fondamentale per la valutazione dello scavo. Esso ha la forma:

$$S_c = \frac{v\sqrt{\tau_{*u}}}{rC_u} \quad (3.3.17)$$

dove v è il parametro di curvatura definito dalla (3.3.1), C_u è il coefficiente

di resistenza medio, r è il parametro che controlla l'effetto della pendenza trasversale sulla direzione del vettore portata solida al fondo e τ_{*u} è la tensione di Shields costruita come segue:

$$\tau_{*u} = \frac{Y_u i_{fu}}{(s-1)d_{50}} \quad (3.3.18)$$

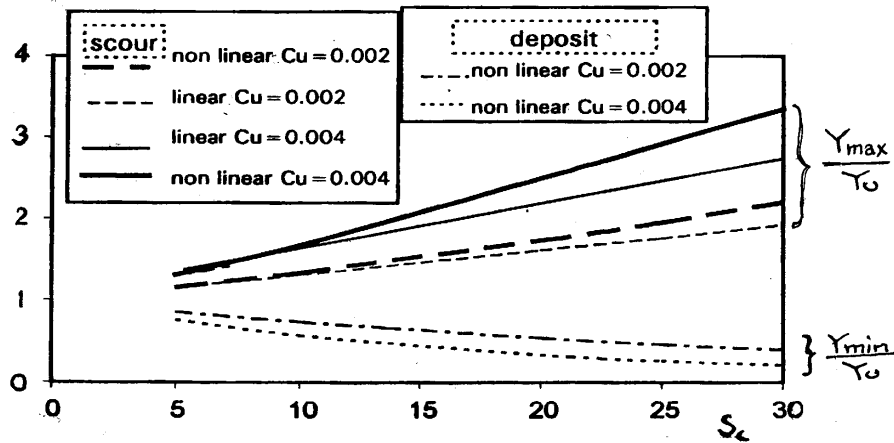


Figura 3.40: Profondità massima e profondità minima nel moto pienamente sviluppato di una corrente a fondo mobile in canali a curvatura costante sono riportate in funzione del parametro idro-morfodinamico S_c definito dalla (3.3.17). Si noti che la teoria non lineare di Seminara & Solari (1998) si discosta apprezzabilmente dalla teoria lineare, pur tendendo ad essa per $S_c \rightarrow 0$.

Nella (3.3.18) Y_u e i_{fu} sono rispettivamente profondità e pendenza associate al moto uniforme che trasporta le assegnate portate liquida e solida. A questo proposito è interessante notare che la teoria di Seminara & Solari (1996) ha evidenziato un interessante feedback della morfodinamica sull'idrodinamica: infatti la pendenza i_{fd} necessaria a trasportare le assegnate portate liquida e solida nell'assetto curvilineo caratterizzato dalla distribuzione laterale di profondità, velocità, tensioni, ottenuta attraverso l'analisi qui discussa, differisce dal valore i_{fu} che si otterrebbe per un alveo rettilineo. In altre parole il carattere curvilineo della corrente dà luogo ad una (piccola) variazione della pendenza longitudinale necessaria per consentire alla corrente di trasportare la stessa portata solida con una distribuzione trasversale della tensione al fondo significativamente diversa dalla distribuzione uniforme relativa al caso di un alveo rettilineo. L'andamento del rapporto (i_{fd}/i_{fu}) ottenuto da Seminara Solari (1998) è riportato in fig. 3.41.

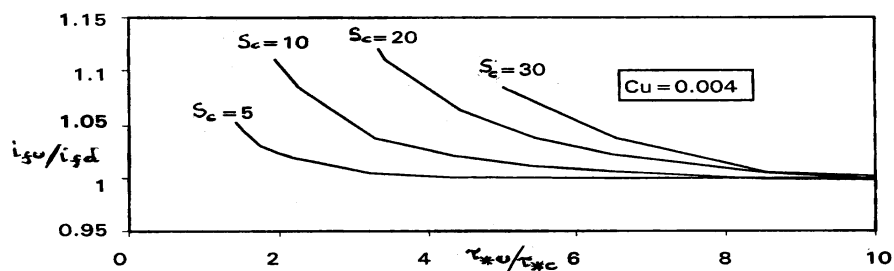


Figura 3.41: Il rapporto fra pendenza media del fondo di correnti curvilinee a curvatura costante e di correnti rettilinee che trasportano la stessa portata solida e liquida (da Seminara & Solari, 1998).

Un tipico assetto trasversale del profilo del fondo ottenuto da Seminara & Solari (1998) è riportato nella fig. 3.42 che mostra l'andamento caratterizzato da pendenza trasversale crescente verso l'esterno tipicamente osservato in natura. Il confronto con rilievi di laboratorio si rivela soddisfacente.

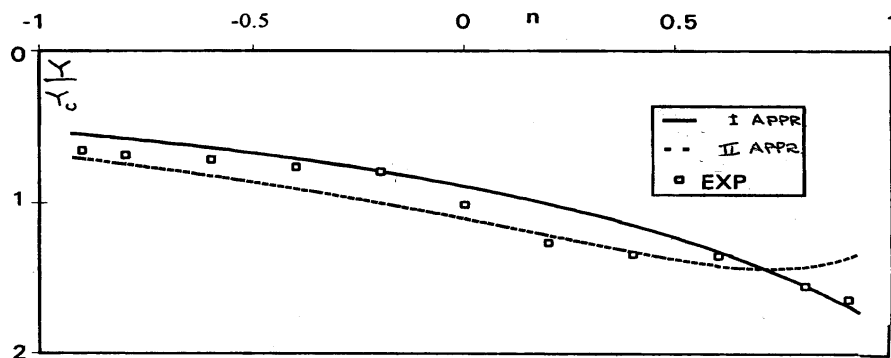


Figura 3.42: Tipico assetto trasversale del profilo del fondo ottenuto da Seminara & Solari (1998) per alcuni valori dei parametri idrodinamici e morfodinamici.

Canali a fondo mobile con trasporto in sospensione dominante

Il caso in cui risulta significativo il ruolo del trasporto in sospensione è più complesso. Qualitativamente il meccanismo attraverso cui si stabilisce l'assetto trasversale del fondo può essere descritto come segue.

Supponiamo anzitutto che l'alveo sia sufficientemente largo affinché la distribuzione trasversale dei profili di concentrazione possa ritenersi, in prima approssimazione, in equilibrio con i valori locali della tensione di Shields, valori ovviamente crescenti dall'interno verso l'esterno della curva, essendo la velocità crescente nella stessa direzione, escludendo lo strato limite prossimo

alla sponda esterna dove la velocità si riduce fino ad annullarsi. Dunque, procedendo dall'interno verso l'esterno della curva si ottiene una distribuzione di concentrazione di intensità crescente fino alla regione di parete dove si ha una riduzione trasversale della concentrazione.

Esaminiamo allora il bilancio di sedimenti, distinguendo fra la regione centrale e lo strato limite adiacente la sponda esterna (vedi fig. 3.43)

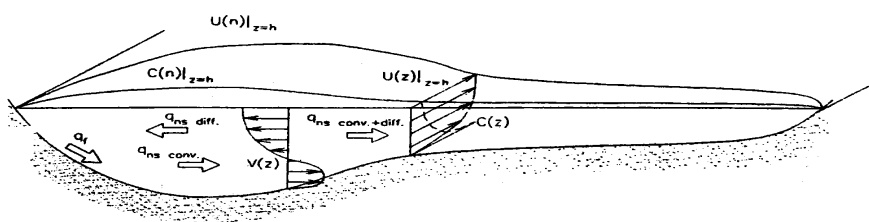


Figura 3.43: Schema illustrativo del bilancio di sedimenti in alvei a curvatura costante in presenza di dominante trasporto in sospensione.

Nella *regione centrale* si ha un flusso convettivo diretto verso l'interno: ciò dipende dal fatto che la concentrazione è massima in prossimità del fondo dove il moto secondario è diretto verso l'interno della curva. Al flusso di sedimenti convettivo si aggiunge un flusso diffusivo, anch'esso diretto verso l'interno essendo la concentrazione crescente verso l'esterno. Ne consegue che, nella regione centrale, la componente di trasporto in sospensione produce un contributo additivo rispetto al trasporto di fondo: in altre parole, per controbilanciare l'effetto del flusso trasversale di sedimenti in sospensione deve instaurarsi una pendenza trasversale del fondo superiore a quella che si realizza nel caso di trasporto dominante al fondo, in cui q_n risultava ovunque identicamente nulla.

Nella *regione di parete esterna*, il flusso convettivo è ancora diretto verso l'interno ma il flusso diffusivo è diretto verso l'esterno.

Malgrado il meccanismo di generazione della pendenza trasversale del fondo sia qualitativamente chiaro, non sono disponibili in letteratura risultati quantitativi sistematici idonei alla valutazione del massimo scavo in modo analogo al caso di dominante trasporto di fondo trattato da Seminara & Solari (1998).

Transitori spaziali di sviluppo e decadimento dello scavo

Svariate osservazioni sperimentali (Struiksmas et al., 1986, Guala et al., 1999) hanno mostrato che lo sviluppo dello scavo si realizza in canali a curvatura costante nel tronco iniziale localizzato subito a valle del tratto rettilineo

di monte. Il transitorio si manifesta attraverso uno scavo (deposito) in sponda esterna (interna) che presenta oscillazioni smorzate. La distanza su cui il transitorio si sviluppa e la lunghezza d'onda delle oscillazioni di scavo e deposito dipendono soprattutto dal valore del rapporto larghezza-profondità β e, più debolmente, dai valori medi della tensione di Shields e della scabrezza relativa. Per valori non troppo grandi di $\beta (< 10)$ la lunghezza del transitorio è dell'ordine di (10 - 15) larghezze del canale.

Un simile transitorio si realizza nell'eventuale tratto rettilineo localizzato a valle del tratto curvilineo, in cui lo scavo sviluppatosi in curva decade fino a ripristinare l'assetto trasversale pressoché piano caratteristico degli alvei rettilinei.

Di tali osservazioni si deve tener conto nella progettazione di opere di difesa spondale di canali a curvatura costante inseriti fra tronchi rettilinei.

3.3.2 Idrodinamica e assetto del fondo in alvei meandriiformi

L'assetto planimetrico di un alveo meandriiforme può essere descritto assegnando il raggio di curvatura r_o della linea d'asse in funzione della coordinata curvilinea s corrente lungo l'asse. Poniamo dunque:

$$\frac{1}{r_o(s)} = \frac{1}{R_o} C(s) \quad (3.3.19)$$

con $(1/R_o)$ valore di curvatura che si può ritenere caratteristico della linea d'asse. Per esempio, in una sequenza regolare di meandri naturali $(1/R_o)$ può assumersi pari alla curvatura della linea d'asse valutata in corrispondenza dell'apice dei meandri (fig. 3.44).

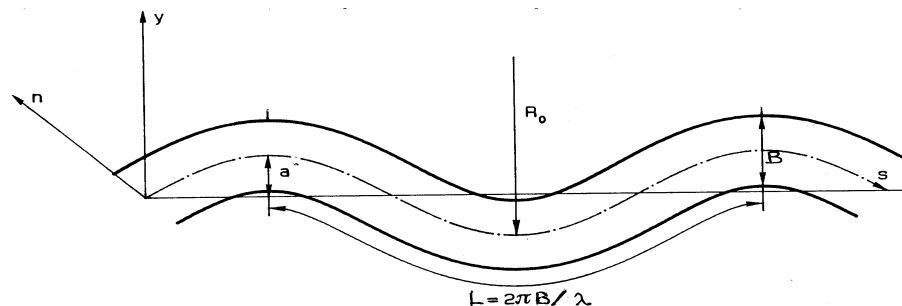


Figura 3.44: Alvei meandriiformi: notazioni.

Tipicamente, in natura si ha:

$$v \equiv \frac{B}{R_o} \ll 1 \quad (3.3.20)$$

Inoltre, come suggerito da Langbein & Leopold (1964), la distribuzione della curvatura dei meandri in natura può spesso approssimarsi nella forma:

$$C(s) = \cos \lambda s \quad (3.3.21)$$

con λ numero d'onda intrinseco del meandro, che assume valori tipici intorno a $2\pi/(10B)$ nello stadio infantile può ridursi fino a valori 6-7 volte minori nello stadio maturo prossimo al taglio dei meandri. Il lettore osservi che la (3.3.21) non predice un andamento di tipo sinusoidale in coordinate cartesiane. L'assetto previsto dalla (3.3.21) risulta tuttavia simmetrico, non presenta cioè quel tipico irripidimento a monte (*skewing*) osservato nei meandri naturali in avanzata fase di sviluppo (fig.3.45). Per rimediare a tale limite Kinoshita (1961) ha proposto una struttura più complessa della funzione $C(s)$, che comprende oltre alla fondamentale anche terze armoniche della forma:

$$C(s) = \cos(\lambda s) + (C_F \cos(3\lambda s) + C_s \sin(3\lambda s)) \quad (3.3.22)$$

con C_F e C_s coefficienti di 'ingrossamento' (*fattening*) e 'distorsione' (*skewing*) che misurano appunto l'intensità di tali effetti .

Il carattere variabile della curvatura della corrente presenta un'importante conseguenza sull'idrodinamica: accanto al moto secondario originato dallo squilibrio fra azione centrifuga e gradiente trasversale della pressione (perciò detto *moto secondario centrifugo*), si sviluppa un'ulteriore componente del moto secondario, e quindi del trasporto solido, indotti dalla disuniforme topografia del fondo (*moto secondario topografico*).

Al fine di individuare, almeno qualitativamente, le caratteristiche e gli effetti del moto secondario topografico, è opportuno fare riferimento per semplicità ad una sequenza regolare di meandri descritti dalle (3.3.19-21).

Se l'unico contributo al moto secondario fosse quello dovuto alla curvatura e le variazioni spaziali della curvatura fossero sufficientemente lente da consentire un immediato adattamento del moto secondario al valore locale della curvatura (cioè assumendo che λ risulti sufficientemente piccolo) sarebbe in prima approssimazione lecito ritenere il moto secondario descrivibile come nel caso a curvatura costante con ampiezze della velocità trasversale e delle perturbazioni del fondo e della superficie libera proporzionali al valore locale della curvatura. L'assetto topografico che ne deriverebbe darebbe luogo ad un accumulo di sedimenti (barra puntuale o forzata) in prossimità delle sponde convesse e ad uno scavo localizzato in prossimità delle sponde concave. Inoltre massimo deposito e massimo scavo sarebbero esattamente in fase con il massimo della curvatura (fig. 3.46).

Figura 3.45: Tipico andamento di un meandro di grande ampiezza che mostra il caratteristico processo di distorsione dei meandri verso monte: il caso del Beatton River.

Tuttavia tale assetto non risulterebbe in equilibrio, poiché variazioni di velocità e profondità inducono per continuità una componente topografica del moto secondario. Infatti, integrando la forma stazionaria della forma bidimensionale dell'equazione di continuità, si ottiene:

$$V = -\frac{1}{Y} \int_{-B}^n \frac{\partial(YU)}{\partial s} dn \quad (3.3.23)$$

Poiché, nella semplice ipotesi adottata, tanto Y come U risultano decrescenti con s lungo la parte ascendente della barra (cioè a monte dell'apice della curva) e crescenti lungo la parte discendente (cioè a valle dell'apice), è facile inferire che V risulta positivo (cioè diretto verso la sponda concava) nel tratto ascendente, negativo nel tratto discendente. Inoltre, poiché lungo la sponda concava il comportamento di Y ed U è esattamente opposto rispetto a quello

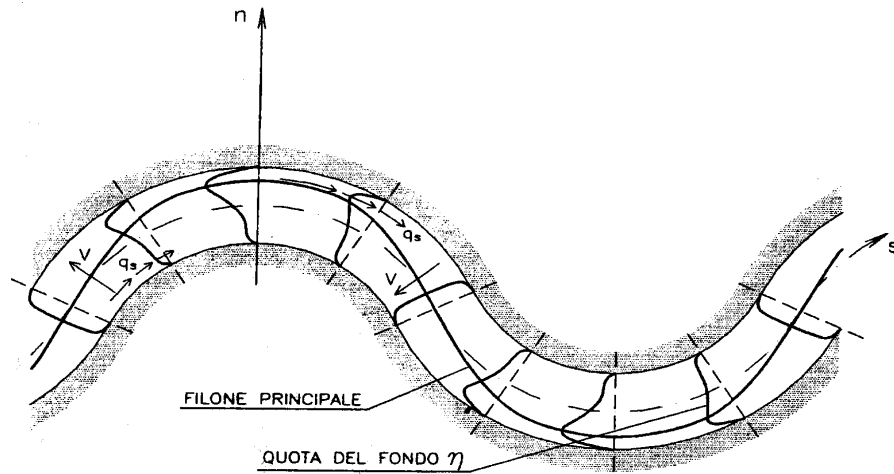


Figura 3.46: Schema di generazione del moto secondario 'topograficamente indotto' negli alvei meandriformi.

appena descritto, ne consegue (vedi la 3.3.23) che, procedendo verso l'esterno della curva, si ha una riduzione del moto secondario fino al suo annullarsi in corrispondenza della sponda concava. In altre parole, l'effetto del moto secondario *topograficamente indotto* è quello di un progressivo spostamento del filone principale della corrente da una sponda concava alla successiva, una sorta di ulteriore processo di meandrazione della corrente all'interno dell'alveo già meandriforme.

Naturalmente l'originarsi di una componente topografica del moto secondario non è influente sulla dinamica del trasporto di sedimenti. Anche in questo caso qualche semplice riflessione emerge da considerazioni qualitative suggerite dall'equazione di continuità dei sedimenti. Quest'ultima, scritta nel sistema di coordinate s ed n , trascurando effetti di ordine superiore nel parametro di curvatura v , si scrive:

$$\frac{\partial q_s}{\partial s} + \frac{\partial q_n}{\partial n} = 0 \quad (3.3.24)$$

donde, integrando in n :

$$q_n = - \int_{-B}^n \frac{\partial q_s}{\partial s} dn \quad (3.3.25)$$

Ricordando la (2.2.11), la (3.3.25) fornisce la seguente relazione per il valore locale della pendenza trasversale:

$$\frac{\partial \eta}{\partial n} = \frac{\sqrt{\tau_*}}{r} \left[\frac{V}{\sqrt{U^2 + V^2}} + \frac{1}{q_s} \int_{-B}^n \frac{\partial q_s}{\partial s} dn \right] \quad (3.3.26)$$

La (3.3.26) suggerisce che il moto secondario topograficamente indotto e le variazioni longitudinali di portata solida hanno effetti contrastanti sull'assetto topografico del fondo. Infatti il primo contributo a secondo membro della (3.3.26) risulta positivo nella semilunghezza d'onda a monte dell'apice del meandro e negativo nella semilunghezza d'onda a valle. Ne consegue, nello stesso tratto, un contributo positivo alla pendenza trasversale del fondo, cioè un effetto di scavo lungo la sponda interna e di deposito lungo la sponda esterna. La derivata longitudinale della portata solida presenta comportamento opposto rispetto a quello della velocità V , dà cioè luogo ad un contributo negativo alla pendenza trasversale del fondo nella semilunghezza d'onda a monte dell'apice della curva e viceversa nella semilunghezza d'onda di valle.

Accanto a questi effetti va aggiunto il ruolo del trasporto trasversale di quantità di moto longitudinale che tende ulteriormente ad accelerare la corrente in sponda esterna e, inoltre, la convezione longitudinale di quantità di moto trasversale che implica un ritardo del moto secondario rispetto alla curvatura. E' il bilancio di tutti questi effetti che dà luogo all'assetto topografico complessivo e, in particolare, alla localizzazione del massimo scavo rispetto all'apice della curva. Tale bilancio dipende dal valore assunto da diversi parametri che caratterizzano la geometria dell'alveo e il trasporto solido, precisamente:

- $v = B/R_o$: rapporto di curvatura del meandro, definito dalla (3.3.20);
- $\beta = B/Y_u$: rapporto larghezza-profondità, costruito con la profondità Y_u che caratterizzerebbe il moto uniforme dell'assegnata portata liquida con pendenza del fondo pari alla pendenza media i_f dell'alveo meandriiforme nel tratto in esame;
- $\lambda = 2\pi B/L_m$: numero d'onda del meandro, normalizzato rispetto alla larghezza dell'alveo;
- $\tau_* = Y_u i_f / (s - 1)d$: parametro di Shields associato al moto uniforme medio;
- $d_s = d/Y_u$: scabrezza relativa del moto uniforme medio.

La determinazione dell'assetto topografico del fondo in funzione dei valori assunti dai parametri adimensionali appena descritti richiede, in generale, una modellazione, analitica o numerica, che consiste nella soluzione delle equazioni bidimensionali del moto, accoppiate alla forma bidimensionale dell'equazione di continuità dei sedimenti in cui il modulo della portata solida

di fondo viene espresso in funzione delle caratteristiche locali del moto e la sua direzione sulla base della (2.2.11).

Risonanza negli alvei meandriformi

L'analisi del problema può essere effettuata assumendo 'piccole' le perturbazioni del campo di moto e della topografia del fondo rispetto al moto medio uniforme. Tale approccio è stato utilizzato da Engelund (1974) e successivamente da Ikeda, Parker & Sawai (1981). Alcune ingiustificate approssimazioni presenti nelle analisi di questi autori non rivelavano, tuttavia, l'esistenza di un fenomeno che è stato successivamente evidenziato da Blondeaux & Seminara (1985). Per chiarire la natura di tale fenomeno, si consideri un alveo meandriforme, con assetto planimetrico del tipo (3.3.21) (denominato da Langbein & Leopold (195..) *sine generated curve*). Sia, inoltre, il fondo erodibile e il canale sollecitato da una portata assegnata, che individua quindi un assegnato valore del rapporto larghezza-profondità media lungo la lunghezza del meandro. Supponiamo di variare la lunghezza d'onda del meandro in modo tale che il numero d'onda adimensionale λ assuma valori che cadono tipicamente nell'intervallo (0-1). Ebbene, se si calcola la perturbazione del campo di moto e della topografia del fondo, si trova che ciascuna delle grandezze che caratterizzano tale perturbazione presentano un picco in corrispondenza di un valore λ_R di λ che si aggira intorno a 0.3 - 0.4. Se si fa variare la portata che sollecita il canale, facendo così variare il rapporto larghezza - profondità β , si scopre che il picco tende ad assumere un valore infinito nell'intorno di un valore β_R di β . Tali risultati sono rappresentati in fig. 3.47.

Il comportamento descritto ha le caratteristiche tipiche dei fenomeni di risonanza. In effetti Blondeaux & Seminara (1985) hanno interpretato tale risultato alla luce di un meccanismo di risonanza per il quale la curvatura degli alvei meandriformi assume il ruolo di un effetto forzante che, sotto particolari condizioni, eccita una 'risposta' naturale del sistema corrente liquida-fondo erodibile con caratteristiche (lunghezza d'onda, struttura trasversale) analoghe a quelle dell'effetto forzante. Non è qui possibile approfondire la questione, sulla quale torneremo nel seguito, quando analizzeremo i caratteri delle risposte naturali, cioè il processo di formazione di quelle forme di fondo di grande scala che vengono denominate *barre libere*. E' sufficiente qui precisare alcune conseguenze di tale processo di risonanza.

Anzitutto, l'intensità del picco risonante si riduce (ovviamente) in modo drastico se si mettono in conto gli effetti non lineari assenti nella teoria di Blondeaux & Seminara (1985). Ciò è stato dimostrato dall'analisi debol-

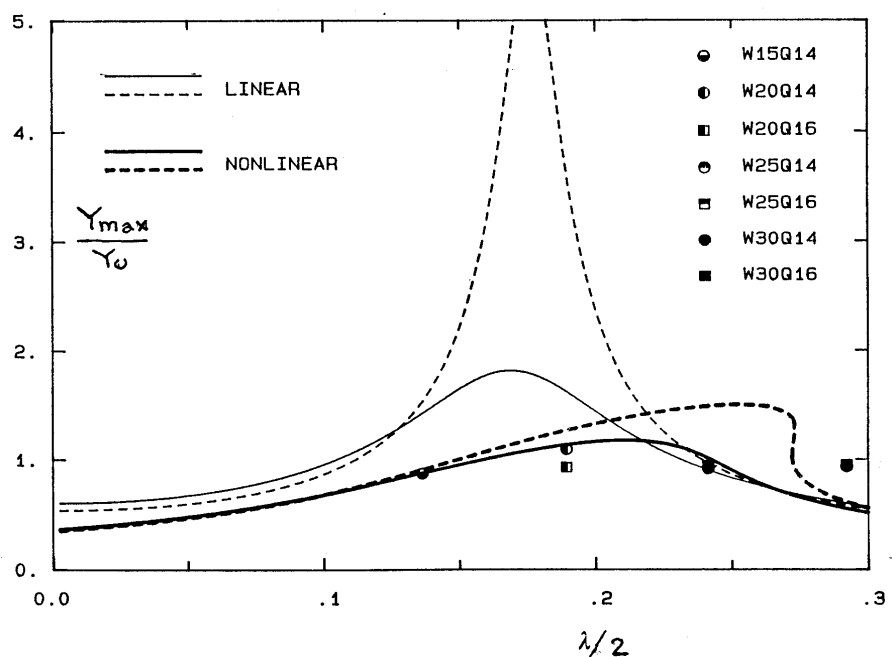


Figura 3.47: L'andamento del massimo scavo previsto dalla teoria lineare di Blondeaux & Seminara (1985) (linee sottili) è rappresentato in funzione del numero d'onda adimensionale del meandro λ per due diversi valori del rapporto larghezza - profondità, il valore risonante $\beta_R = 14$ (linea tratteggiata) e $\beta = 11.5$ (linea continua). E' riportata nella figura anche la soluzione non lineare ottenuta teoricamente da Seminara & Tubino (1992) (linee spesse, $v = 0.1$, $\tau_* = 0.07$, $d_s = 0.08$) ed alcuni risultati sperimentali di Colombini et al. (1992).

mente non lineare di Seminara & Tubino (1992) (fig. 3.47) e dalla soluzione numerica di Shimizu et al. (1992).

La fig. 3.48 mostra l'andamento del massimo scavo ottenuto da Shimizu et al. (1992) in funzione del numero d'onda adimensionale λ per assegnati valori dei parametri idro-morfodinamici (β , v , τ_* , d_s), quelli utilizzati da Colombini et al. (1992) in un lavoro sperimentale volto appunto alla verifica dell'esistenza del fenomeno di risonanza discusso in precedenza. Si noti tuttavia come, anche nell'ambito del modello non lineare, il picco della risposta corrisponda comunque a valori di scavo dell'ordine di 3-4 volte la profondità media, decisamente superiori a quelli prevedibili sulla base di risultati relativi a canali a curvatura costante come quelli discussi in precedenza. L'effetto della risonanza decade abbastanza lentamente quando λ e β si allontanano dai valori risonanti sicché si può ragionevolmente affermare che l'assetto topografico del fondo risulta dominato da tale fenomeno per i valori del numero

d'onda e del rapporto larghezza-profondità che si incontrano tipicamente in natura.

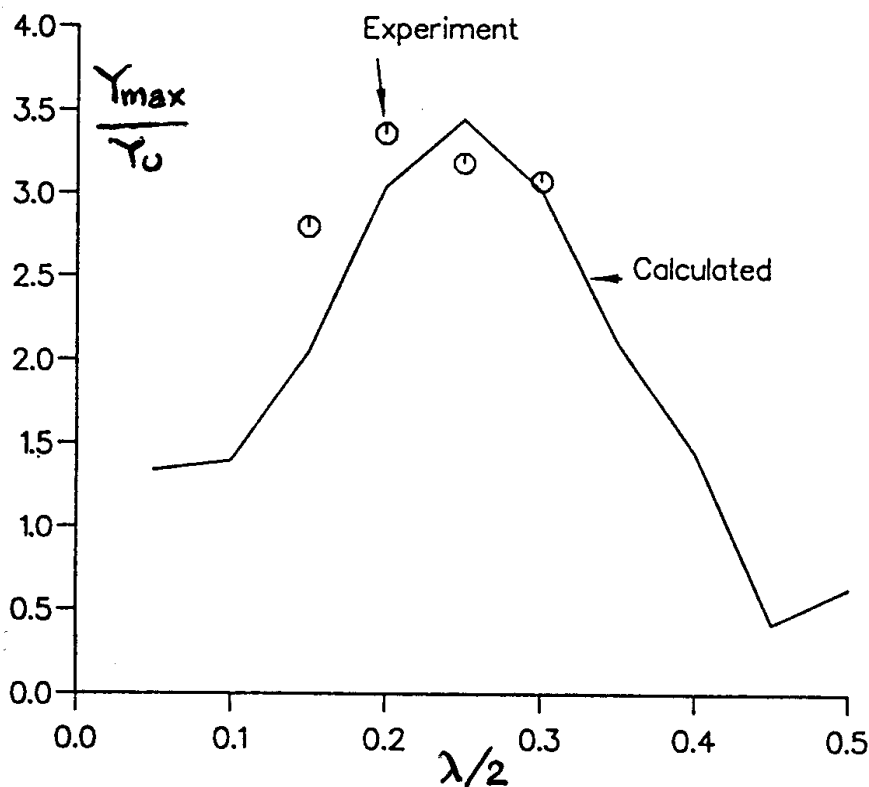


Figura 3.48: Valori del massimo scavo, normalizzati rispetto alla profondità del moto uniforme medio, in una sequenza regolare di meandri del tipo 'sine generated curve'. Risultati basati sull'utilizzo di un modello numerico quasi-3D ($\lambda = 0.1 - 1$, $\beta = 25$, $\nu = 0.1$, $\tau_s = 0.06$, $d_s = 0.06$) (Shimizu et al., 1992).

In fig. 3.49 sono riportati i valori del massimo scavo rilevati nelle esperienze di Colombini et al. (1992), anch'essi relativi a sequenze di 'sine generated' meanders. Si noti che i valori del parametro di Shields non superavano 0.1 mentre il parametro di curvatura risultava pari a 0.1. Si noti la crescita del massimo scavo al crescere del rapporto larghezza profondità e la presenza di un picco nella risposta (ancorché non molto pronunciato) al variare del numero d'onda.

Una seconda rilevante conseguenza del fenomeno della risonanza è la variazione della 'fase' della risposta del fondo all'effetto forzante della curvatura.

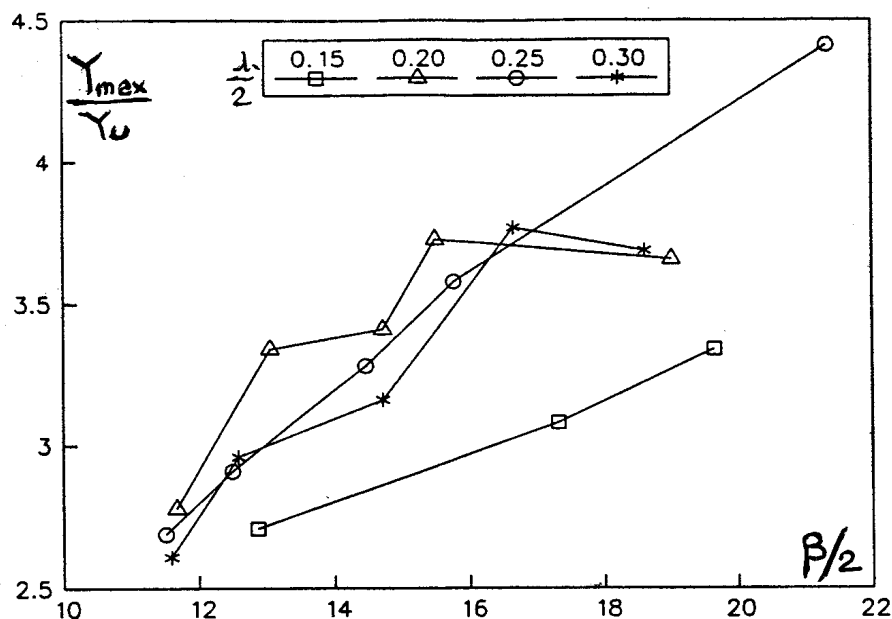


Figura 3.49: Il massimo scavo (normalizzato rispetto alla profondità del moto medio uniforme) osservato da Colombini et al. (1992) su una sequenza di 'sine generated meanders' è rappresentato in funzione del rapporto semilarghezza-profondità per diversi valori del numero d'onda adimensionale del meandro ($v = 0.1$, $\tau_* = 0.043 - 0.073$, $d_s = 0.05 - 0.093$).

Chiariamo tale punto che ha significative implicazioni pratiche. Essenzialmente la questione può porsi analizzando la *localizzazione della sezione in cui si realizza il massimo scavo* rispetto all'apice del meandro. Fissato il rapporto larghezza - profondità β , al crescere del numero d'onda la posizione del massimo scavo si sposta, sulla sponda esterna, dal tratto di monte rispetto all'apice della curva al tratto di valle. Tale risultato, previsto teoricamente, è stato confermato dalle osservazioni sperimentali di Colombini et al. (1992) (fig. 3.51a,b, fig. 3.52).

La soluzione numerica di Shimizu et al. (1992) conferma tali osservazioni e mostra (fig. 3.53) che, per valori grandi di λ (0.9 in fig. 3.53), lo scavo massimo può addirittura localizzarsi sulla sponda convessa anziché su quella concava!

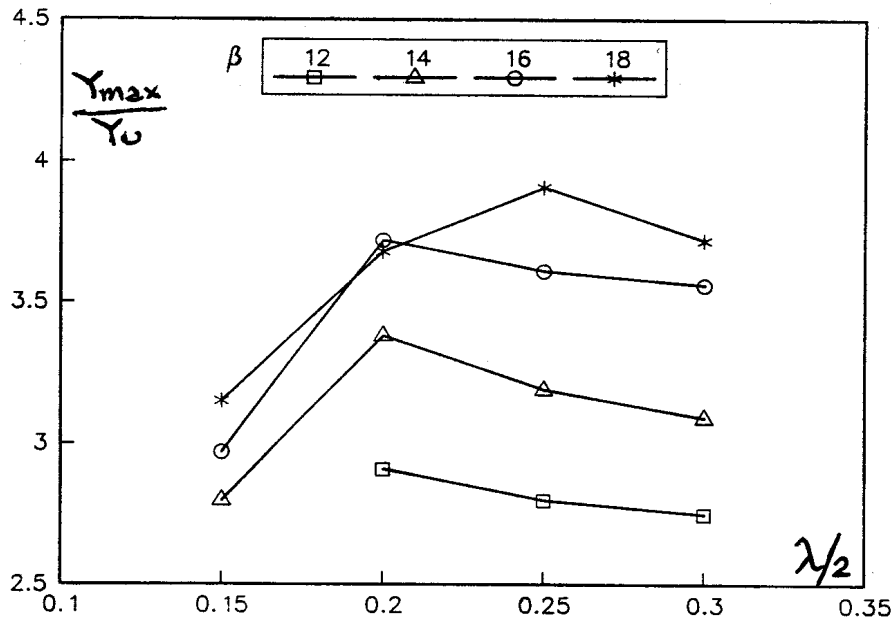


Figura 3.50: Il massimo scavo (normalizzato rispetto alla profondità del moto medio uniforme) osservato da Colombini et al. (1992) su una sequenza di 'sine generated meanders' è rappresentato in funzione del numero d'onda adimensionale del meandro per diversi valori del rapporto semilarghezza-profondità ($v = 0.1$, $\tau_* = 0.043 - 0.073$, $d_s = 0.05 - 0.093$).

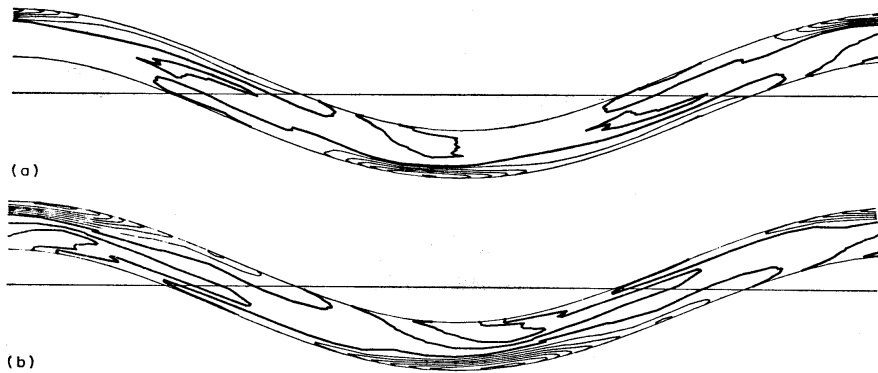


Figura 3.51: Rilievi di Colombini et al. (1992) su una sequenza di 'sine generated meanders' mostrano che il massimo scavo si sposta da valle a monte dell'apice della curva al crescere del rapporto β ((a) $v = .1$, $\tau_* = .044$, $d_s = .083$, $\beta = 38.0$, (b) $v = .1$, $\tau_* = .072$, $d_s = .051$, $\beta = 23.3$).

3.4 Processi di erosione localizzati

L'interazione fra correnti a fondo mobile e strutture fisse in alveo determina invariabilmente rapide variazioni dell'idrodinamica della corrente a cui

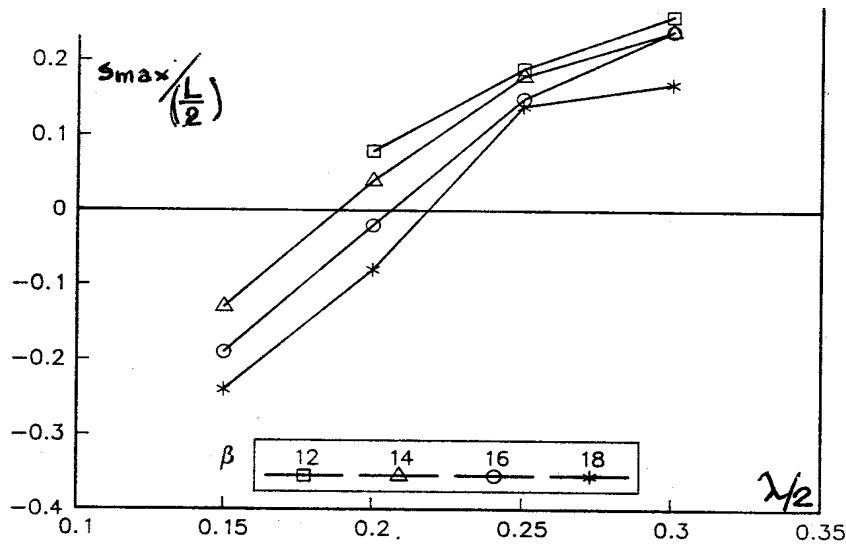


Figura 3.52: Rilievi di Colombini et al. (1992) su sequenze di 'sine generated meanders' mostrano che la coordinata s_{max} della sezione di massimo scavo, normalizzata in ordinate rispetto alla semilunghezza d'onda, si sposta da valle a monte dell'apice della curva al crescere del numero d'onda λ .

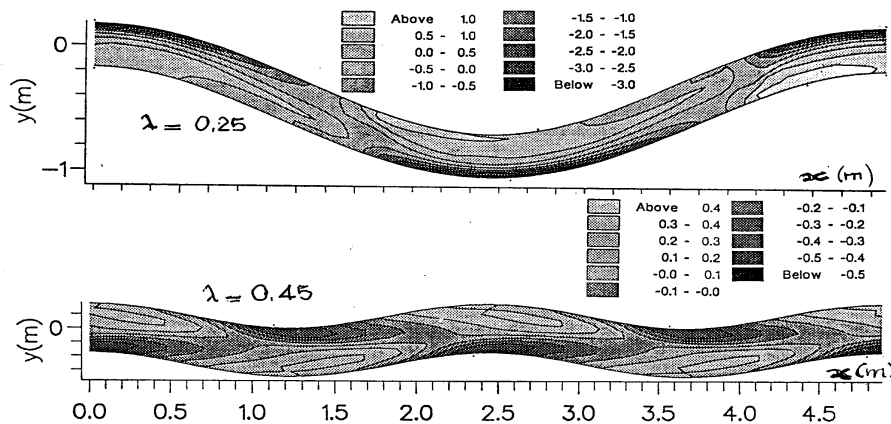


Figura 3.53: La soluzione numerica di Shimizu et al. (1992) mostra che l'assetto topografico del fondo in sequenze di 'sine generated meanders' e, in particolare, la posizione dello scavo e della barra di deposito, dipende fortemente dal numero d'onda λ .

conseguono processi di erosione-deposito localizzati. Esaminiamone alcuni di rilevanza applicativa.

3.4.1 Erosione intorno alle pile dei ponti

Il meccanismo

Il processo di erosione che si realizza intorno alle pile dei ponti è attivato dalla formazione di un vortice detto ‘a ferro di cavallo’ (horseshoe vortex) ai piedi della pila.

Il meccanismo che lo genera è relativamente semplice: sul fronte anteriore della pila si ha una linea di ristagno verticale lungo la quale la pressione dinamica (di ristagno) va decrescendo dal valore $(\rho U^2/2)$, che si realizza attraverso un innalzamento locale della superficie libera a contatto con il fronte anteriore della pila, a un valore nullo a contatto col fondo, avendo indicato con U la velocità assiale della corrente a sufficiente distanza dalla pila. Il gradiente verticale di pressione dinamica così generato dà luogo ad una componente verticale di velocità lungo il fronte anteriore, diretta dalla superficie libera verso il fondo. Al piede della pila si forma così un vortice caratterizzato da vorticità trasversale. Le linee di vorticità vengono quindi trasportate intorno alle pile dal moto che le deforma, intensificando così la vorticità che si concentra in due formazioni vorticide, i due bracci del vortice a ferro di cavallo.

L’interazione della formazione vorticosa con un fondo mobile dà luogo al processo erosivo e, quindi, modifica la struttura del campo di vorticità. L’esistenza di tale fenomeno vorticoso e le sue conseguenze sul processo erosivo sono state a lungo riconosciute e studiate a partire dal contributo di Tison (1940).

Valutazione del massimo scavo

La valutazione del massimo scavo indotto dalle pile dei ponti al loro piede, quando quest’ultimo non è convenientemente protetto, è stata oggetto di numerosi studi sperimentali, rilievi di campo e, recentemente, anche di valutazioni di natura teorica. La più estesa analisi dello stato dell’arte relativa a questo problema è contenuta in un rapporto della *IAHR task force on local scour around piers* (Breusers, Nicollet & Shen, 1977) a cui rimandiamo il lettore interessato per approfondimenti. Le conclusioni di tale rapporto, per quanto riguarda le indicazioni progettuali, possono riassumersi come segue.

Sia S_{\max} la profondità di massimo scavo, b la larghezza della pila, L la sua lunghezza, Y_o la profondità e U la velocità della corrente indisturbata, α l’angolo di attacco della corrente rispetto all’asse longitudinale della pila. Sulla base di una rassegna dei risultati noti, Breusers et al. (1977) suggeriscono di

Figura 3.54: Schema del vortice a ferro di cavallo che si forma ai piedi di una pila di ponte e del processo erosivo da esso indotto quando la pila non viene convenientemente protetta.

utilizzare la seguente relazione adimensionale:

$$\frac{S_{\max}}{b} = f_1 \left(\frac{U}{U_c} \right) 2 \tanh \left(\frac{Y_o}{b} \right) f_2 f_3 \left(\alpha, \frac{L}{b} \right) \quad (3.4.1)$$

essendo U_c una velocità critica della corrente al di sopra della quale la profondità di scavo non cresce più, secondo osservazioni di Hincu (1965), che ha la seguente struttura:

$$U_c = 1.2 \sqrt{gd(s-1)} \left(\frac{Y_o}{d} \right)^{0.2} \quad (3.4.2)$$

Si ha, inoltre:

$$= 0 \quad \frac{U}{U_c} \leq 0.5$$

$$\begin{aligned}
 f_1 &= \left(2\frac{U}{U_c} - 1\right) & 0.5\frac{U}{U_c} \leq 1 \\
 &= 1 & \frac{U}{U_c} \geq 1
 \end{aligned} \tag{3.4.3}$$

La funzione f_2 tiene conto dell'effetto della forma delle pile. Risulta:

$$f_2 \begin{cases} = 1 & \text{pile circolari o arrotondate} \\ = 0.75 & \text{pile con profili aerodinamici} \\ = 1.3 & \text{pile a sezione rettangolare} \end{cases} \tag{3.4.4}$$

Il coefficiente f_3 è fornito dal grafico in fig. 3.55.

Figura 3.55: Il grafico fornisce il valore del coefficiente f_3 della formula di Breusers et al. (1977) in funzione dell'angolo di attacco α e del coefficiente di forma L/b .

Si noti che, ove lo scavo sia in grado di scoprire la fondazione delle pile, i parametri geometrici da introdurre nella (3.4.1) sono quelli relativi alla

fondazione, anziché quelli relativi alle pile. Si noti, inoltre, che ulteriori effetti possono svolgere un ruolo significativo in diverse circostanze. In particolare occorre valutare gli aspetti seguenti.

- i) In regioni in cui è da paventare la formazione di ghiaccio, quest'ultimo può accrescere le dimensioni efficaci delle pile, accrescendo lo scavo da esse indotto.
- ii) Analogo è l'effetto di eventuali accumuli di materiale trasportato dalla corrente.
- iii) Nel corso di piene molto rapide (flash floods) le condizioni di equilibrio per il trasporto cui la formula di Breusers et al. (1977) fa riferimento non hanno il tempo di instaurarsi e lo scavo va maggiorato (del 50% secondo Laursen & Toch, 1956).
- iv) La propagazione di forme di fondo (dune, barre) può dar luogo a valori dell'angolo di attacco della corrente superiori a quello che si ha in assenza di forme di fondo. Inoltre la forma di fondo, migrando dà luogo ad un'intensificazione dello scavo intorno alla pila. Tale effetto non è stato investigato a sufficienza. Tuttavia Shen et al. (1969) suggeriscono che lo scavo indisturbato sia accresciuto del 50% dell'altezza delle dune.
- v) La presenza di materiale coesivo o di vegetazione nello strato superficiale impedisce il trasporto e accresce quindi lo scavo intorno alla pila.
- vi) Infine, allo scavo localizzato previsto dalla (3.4.1) occorre aggiungere l'effetto di eventuali variazioni del profilo altimetrico complessivo del corso d'acqua per effetto della propagazione di piene, evoluzione dell'assetto planimetrico del corso d'acqua, etc.