

INDAGINI NUMERICHE SULLA MORFODINAMICA DELLE BARRE ALTERNATE IN CANALI A MAREA

PETER A. NELSON*, NICOLETTA TAMBRONI**

1. *Introduzione*

Le barre sono rilevanti elementi morfologici dei canali a marea. Le barre mareali possono presentare un'ampia varietà di caratteristiche diverse sia in termini di forma che di dimensioni. [1] classificano le barre mareali secondo tre tipologie: i) barre *ripetitive*, ii) barre *allungate*, e iii) *depositi isolati*, di tipo simile alle *barre focive*. Da un punto di vista meccanico, secondo una classificazione basata sui processi che stanno alla base della loro formazione, si può distinguere tra barre *libere* e *forzate* ([2]). Le barre *libere* nascono spontaneamente come risultato di un'*instabilità del fondo*; esse sono forme di fondo migranti osservate sia in canali relativamente stretti, nella forma di sequenze alternate di zone di scavo e deposito con fronti diagonali (*barre alternate*), sia in canali ampi dove formano sequenze multiple (*barre multiple*). La seconda classe di barre è invece associata agli effetti forzanti di varia natura che agiscono sul fondo erodibile del canale, come ad esempio la *curvatura* dell'asse del canale. Questo lavoro è volto allo studio delle barre *alternate*, che rappresentano la tipologia più comune di barre *ripetitive* e *libere* nei canali a marea ([3], [4], [5], [1]).

Capire l'origine, la dinamica, e l'eventuale stato di equilibrio delle barre nei canali a marea ha importanti implicazioni di tipo pratico e scientifico.

Le barre alternate nei canali a marea hanno lunghezze d'onda dell'ordine delle centinaia di metri ([3]) mentre la loro ampiezza tipicamente scala con la profondità ([6]). Conseguentemente, le barre

* Department of Civil and Environmental Engineering Colorado State University.

** Dipartimento di Ingegneria Civile, Chimica ed Ambientale (DICCA), Università degli Studi di Genova.

sono elementi topografici prominenti, tali da poter condizionare, ad esempio, la navigabilità dei canali nelle lagune. Inoltre l'ampio spettro di profondità e di granulometrie di sedimenti che si generano, a causa delle interazioni tra la topografia della barra ed i flussi di marea, contribuiscono ad aumentare l'eterogeneità dell'ambiente lagunare nel suo complesso, producendo una varietà di habitat in grado di influenzare ad esempio la ricchezza e l'abbondanza di alcune specie di organismi acquatici ([7] e [8]).

Anche le barre mareali, come quelle fluviali rivestono un importante ruolo nei processi di meandrazione dei corsi d'acqua (e.g., [9] e [10]) e nei processi di assortimento granulometrico ([11], [12]): esse risultano pertanto un elemento essenziale per lo studio della morfodinamica dei canali a marea.

Le barre mareali presentano tuttavia anche alcune importanti differenze rispetto a quelle fluviali, ad esempio esse si formano per azione di un moto oscillante anziché unidirezionale, e in presenza di una componente rilevante di trasporto in sospensione. Negli ultimi decenni, il problema della formazione delle barre alternate nei canali a marea è stato oggetto di una certa attenzione da parte dei teorici della morfodinamica.

[2] hanno eseguito un'analisi di stabilità lineare utilizzando le equazioni del moto su acqua bassa per dimostrare che, in analogia alle barre alternate nei fiumi, le barre nei canali a marea originano a causa di una instabilità del fondo incoerente soggetto al moto mareale. L'analisi teorica ha suggerito che le barre alternate dovrebbero iniziare a formarsi quando il rapporto tra la semi-larghezza del canale e la profondità media della corrente, β , supera un valore critico, che è funzione della tensione adimensionale di Shields. Inoltre, secondo quanto emerso dall'analisi, la lunghezza d'onda del disturbo più instabile è dell'ordine della larghezza del canale. [13] hanno successivamente mostrato che, in presenza di armoniche superiori nella forzante mareale, le barre possono manifestare una migrazione netta nel ciclo di marea. Infine, più recentemente, [6] hanno eseguito un'analisi di stabilità lineare fondata sulle equazioni del moto in forma tridimensionale, confermando l'esistenza di un rapporto critico del parametro semi larghezza-profondità, β , per la formazione delle barre, ma suggerendo che l'ordine di grandezza più opportuno per descrivere

la lunghezza d'onda delle forme di fondo sia quello della profondità, anziché quello della larghezza del canale. Inoltre, il lavoro ha rivelato la presenza di due modi maggiormente instabili e caratterizzati da valori simili del coefficiente di amplificazione: al primo, corrispondono forme di fondo con lunghezze d'onda maggiori, ed al secondo, forme con lunghezze d'onda minori. Essi hanno anche suggerito che il modo corrispondente alla lunghezza d'onda minore non può essere riprodotto nell'ambito di un modello bidimensionale mediato sulla profondità.

Le forme di fondo tipiche dei canali mareali sono state anche studiate mediante un approccio di tipo sperimentale. Modelli di piccola scala di bacini soggetti ad una forzante mareale ([14], [15], [16]) hanno permesso l'osservazione in laboratorio della formazione di reti di canali mareali, di barre e di depositi focivi. Inoltre [17] hanno condotto alcuni esperimenti in un canale mareale rettilineo, a sezione rettangolare, chiuso ad un'estremità e collegato ad un bacino sottoposto all'azione di un'onda di marea all'altra. Il fondo del canale, inizialmente piano, è stato caratterizzato fin dalle prime fasi dell'esperimento dalla formazione di una serie di forme di fondo alternate, che si sono poi sviluppate fino al raggiungimento di uno stato d'equilibrio. Ulteriori conoscenze sullo sviluppo delle barre sono state raggiunte attraverso l'implementazione di codici numerici. [18], [19], [20] hanno utilizzato modelli numerici per simulare il campo di moto medio nella verticale, il trasporto di sedimenti e l'evoluzione a lungo termine del fondo di canali mareali, mettendo in evidenza come da piccole, quasi regolari, perturbazioni del fondo possano originare complesse configurazioni e forme di fondo di grande scala, caratterizzate dalla presenza di zone emerse e canali. Il parametro β dei canali simulati in tali lavori è piuttosto grande (compreso tra 75 e 300), in questo contributo, intendiamo invece analizzare il caso di un canale caratterizzato da valori del rapporto semi larghezza-profondità più vicini al valore critico di formazione delle barre ($\beta=10$, [2]).

Nonostante le numerose conoscenze acquisite attraverso i modelli, teorici, sperimentali e numerici sopracitati, vi sono ancora una serie di questioni aperte sul problema delle barre alternate nei canali mareali: i) come interagiscono le barre con l'evoluzione del profilo medio del fondo nei canali a marea? ii) esse si formano in seguito

ad un'instabilità del fondo di tipo assoluto o convettivo? iii) esiste una configurazione d'equilibrio per le barre mareali? iv) ed entro quali limiti le teorie lineari rappresentano uno strumento valido per predirne le caratteristiche? v) come si relazionano, infine, le caratteristiche tipiche delle barre (lunghezza d'onda e ampiezza) alle condizioni idrodinamiche locali?

Allo scopo di chiarire tali aspetti, si utilizza il modello morfodinamico bidimensionale, descritto nel paragrafo successivo. I risultati delle simulazioni sono illustrati e discussi nei paragrafi 3 e 4, mentre il paragrafo 5 conclude il contributo riportando alcune considerazioni finali.

2. Formulazione del modello

Si consideri un canale mareale rettilineo a sezione rettangolare chiuso ad un'estremità e collegato al mare aperto all'altra estremità (Fig. 1).

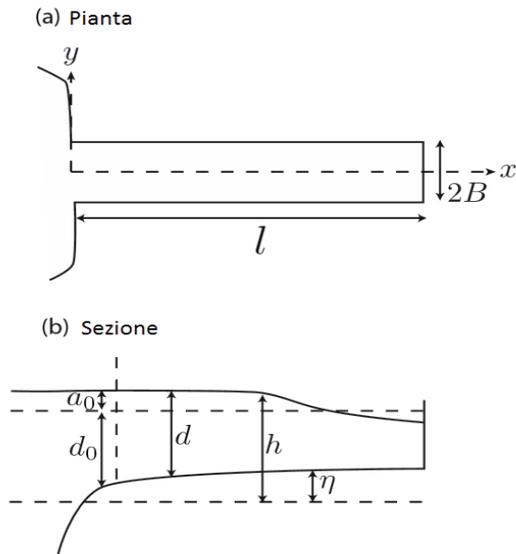


Fig. 1 - Modello e notazioni.

2.1. Formulazione idrodinamica

Nel seguito si trae vantaggio dal fatto che nei canali mareali l'ordine di grandezza della scala longitudinale (lunghezza del canale) è molto maggiore della profondità e si utilizzano le equazioni dei moti su acqua bassa per descrivere l'idrodinamica del problema:

$$\frac{\partial d}{\partial t} + \frac{\partial du}{\partial x} + \frac{\partial dv}{\partial y} = 0$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial du}{\partial t} + \frac{\partial du^2}{\partial x} + \frac{\partial duv}{\partial y} &= -gd \frac{\partial(d + \eta)}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\rho} + \frac{\partial}{\partial x} \left(2v_e d \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y} \left[v_e d \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \\ \frac{\partial dv}{\partial t} + \frac{\partial duv}{\partial x} + \frac{\partial dv^2}{\partial y} &= -gd \frac{\partial(d + \eta)}{\partial y} - \frac{\tau_{by}}{\rho} + \frac{\partial}{\partial y} \left(2v_e d \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left[v_e d \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \end{aligned}$$

dove t è il tempo, g l'accelerazione di gravità, ρ è la densità dell'acqua, x è l'asse longitudinale del canale con origine all'imbocco e orientato verso monte (Fig. 1), y è l'asse trasversale, d e h sono, rispettivamente, la profondità e la quota del fondo, istantanee e locali, u e v le componenti, rispettivamente nelle direzioni x e y , delle velocità medie nella verticale, τ_{bx} e τ_{by} le componenti, rispettivamente nelle direzioni x e y , delle tensioni tangenziali al fondo, e v_e la viscosità turbolenta locale. Le tensioni tangenziali al fondo sono valutate come

$$(\tau_{bx}, \tau_{by}) = \rho C_f \sqrt{u^2 + v^2} (u, v)$$

dove il coefficiente di resistenza è calcolato come segue

$$C_f = \left(6 + 2.5 \ln \frac{d}{2.5 d_s} \right)^{-2}$$

avendo indicato con d_s il diametro dei sedimenti.

Per chiudere il problema è necessario associare alle equazioni del moto una relazione per la valutazione della viscosità turbolenta. Nella presente analisi, seguendo l'approccio bidimensionale di [21], si pone:

$$v_e = \sqrt{l_h^4 \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right] + (\gamma u_*^2)^2}$$

in cui u_* è la velocità d'attrito, γ una costante e l_h è la lunghezza di mescolamento orizzontale. In analogia alle simulazioni di [22], si è posto

$$\gamma = 0,2 \quad l_h = 0,28 B$$

essendo B la semi-larghezza del canale.

Nel corso delle simulazioni numeriche alcune celle computazionali possono risultare temporaneamente, parzialmente asciutte. Per tenere conto di tali effetti, le equazioni del moto sono state opportunamente modificate implementando lo schema di sotto-griglia proposto da [23], secondo cui i domini parzialmente bagnati non vengono considerati perfettamente piani ma dotati di asperità irregolari, che vengono trattate statisticamente. In questo modo, il modello è in grado di garantire che la capacità di invaso del singolo elemento vari con continuità da un valore pressoché nullo, quando la quota idrometrica dell'elemento è inferiore alla quota minima delle irregolarità del terreno, al valore che compete all'intera estensione dell'elemento, quando la quota idrometrica è maggiore o uguale alla quota massima del terreno. Nelle simulazioni, l'indice di misura delle asperità della cella è stato posto pari a 1 cm, ovvero il modello di sotto-griglia entra in gioco quando la profondità locale della cella è minore o uguale a 1 cm.

2.2. Formulazione morfodinamica

L'evoluzione temporale del fondo è descritta dall'equazione di [24] in forma bidimensionale, ovvero da un'equazione di continuità dei sedimenti secondo cui la convergenza (divergenza) del flusso di sedimenti è bilanciata da una variazione del profilo del fondo:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{1-p} \left(\frac{\partial q_{sx}}{\partial x} + \frac{\partial q_{sy}}{\partial y} \right) = 0,$$

in cui si sono indicati con q_{sx} e q_{sy} le portate solide volumetriche per unità di larghezza, rispettivamente nelle direzioni x e y , e con p la porosità dei sedimenti.

La formulazione morfodinamica del problema è completata dall'introduzione di relazioni per la valutazione del trasporto solido. Esso è dato dalla somma del contributo di trasporto solido al fondo e (q_{sx}^b, q_{sy}^b) in sospensione (q_{sx}^s, q_{sy}^s) . Per il trasporto al fondo si assume

$$(q_{sx}^b, q_{sy}^b) = (\cos \psi, \sin \psi) \Phi \sqrt{(s-1)g d_s^3}$$

dove s è la densità relativa del sedimento, e ψ l'angolo di deviazione del trasporto al fondo rispetto alla direzione longitudinale. Si noti che tale parametro tiene conto anche degli effetti gravitazionali indotti dalla pendenza trasversale del fondo che comportano una deviazione delle traiettoria delle particelle solide rispetto alla direzione della tensione tangenziale [25]:

$$(\cos \psi, \sin \psi) = \left(\frac{u}{\sqrt{u^2 + v^2}}, \frac{v}{\sqrt{u^2 + v^2}} - \frac{r}{\sqrt{\vartheta}} \frac{\partial \eta}{\partial y} \right).$$

Nella formula precedente, r è un parametro empirico pari a 0,56 secondo [26], e ϑ è il parametro di Shields, o tensione adimensionale di Shields, definito come

$$\vartheta = \frac{u_*^2}{(s-1)gd_s}$$

L'intensità del trasporto solido al fondo è stata infine calcolata secondo la formula proposta da [27]:

$$\Phi = 8(\vartheta - \vartheta_c)^{3/2}.$$

in cui ϑ_c è il valore critico del parametro di Shields al di sotto del quale il fondo rimane immobile.

La portata solida volumetrica in sospensione per unità di larghezza media nella verticale è stata valutata nell'ipotesi di equilibrio locale, ovvero adottando per la concentrazione media di sedimenti la classica distribuzione, lungo il tirante, di Rouse, calcolata in funzione delle

caratteristiche del moto istantaneo e locale. Seguendo l'approccio di [28] risulta quindi

$$(q_{sx}^s, q_{sy}^s) = (u, v)\varphi dC_e$$

dove C_e è la concentrazione di equilibrio imposta ad una quota di riferimento (qui pari a 2,5 d) dal fondo e φ una funzione integrale che dipende dal numero di Rouse, definito come $w_s/(ku_s)$, in cui w_s indica la velocità di sedimentazione delle particelle e k la costante di von Karman.

2.3. Condizioni al contorno

Per quanto riguarda le condizioni al contorno, all'imbocco ($x=0$) si è imposta un'oscillazione della quota della superficie libera h dovuta ad una marea di periodo T ed ampiezza a_0

$$h(0, y, t) = d_0 + a_0 \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right)$$

In particolare si considera una marea forzante costituita da una singola armonica con periodo T pari a 12,44 ore. Lungo le pareti del canale, si impone l'annullamento della componente trasversale della velocità e del flusso di sedimenti, ovvero

$$v(x, \mp B, t) = 0, \quad q_{sy}(x, \mp B, t) = 0$$

All'imbocco si assume infine che il flusso di sedimenti sia controllato dalla capacità di trasporto locale.

2.4. Il modello numerico

Le equazioni del moto e della continuità dei sedimenti sono state risolte numericamente utilizzando un metodo alle differenze finite implementato su una griglia sfalsata. Le equazioni idrodinamiche sono risolte utilizzando lo schema numerico descritto in [29] e [30] e brevemente sintetizzato nel seguito. Le derivate spaziali nell'equazione di continuità e i termini gravitazionali nelle equazioni del moto sono stati discretizzati secondo uno schema alle differenze centrate del secondo ordine. I termini avvevanti nelle equazioni del moto sono

trattati con uno schema QUICK upwind del secondo ordine. Le tensioni al fondo sono trattate in maniera semi implicita e i gradienti della profondità sono calcolati con uno schema Crank-Nicolson del secondo ordine.

Poiché le scale temporali tipiche della morfodinamica sono molto più grandi di quelle idrodinamiche, l'idrodinamica e la morfodinamica sono risolte in modo disaccoppiato, per cui ad ogni istante temporale, nota l'idrodinamica vengono aggiornate le quote del fondo risolvendo l'equazione di Exner, discretizzata. Al fine di evitare instabilità numeriche legate alla formazione di fronti ripidi nelle soluzioni è stato introdotto nel modello un coefficiente di viscosità artificiale, secondo il metodo proposto da [31].

2.5. Descrizione delle simulazioni numeriche

Il modello descritto è stato applicato al caso di un canale mareale rettilineo a sezione rettangolare chiuso ad un'estremità e collegato al mare aperto all'altra estremità (Fig. 1). Si è scelto di adottare questa semplice geometria in quanto si sono voluti escludere dall'indagine i possibili effetti legati, ad esempio, a variazioni di larghezza del corso d'acqua, e permettere un confronto diretto con i numerosi lavori di letteratura riguardanti il caso di bacini rettangolari (e.g., [32],[33],[34],[2],[35],[36],[18],[19],[20]). Inoltre, poiché il presente lavoro è finalizzato alla comprensione dei meccanismi generali responsabili dello sviluppo ed evoluzione delle barre, non si vuole ricreare o far riferimento ad un sito specifico o ad una particolare indagine di campo, bensì, nella scelta dei parametri (dimensioni del canale, diametro dei sedimenti e onda di marea), si fa riferimento ad un canale mareale generico. Il dominio computazionale, lungo 15 km e largo 80 m, è stato discretizzato in una griglia di maglie rettangolari di dimensioni 8 m x 120 m rispettivamente nella direzione trasversale e longitudinale.

La profondità media iniziale all'imbocco del canale è stata posta pari a 4 m. A tale geometria iniziale corrisponde quindi un valore di β pari a 10. La forzante mareale ha un periodo di 12,44 ore ed un'ampiezza di 1,5 m. Il sedimento sul fondo consiste in particelle dalla granulometria uniforme con diametro

pari a 0,1 mm. Per facilitare la formazione delle barre, il fondo iniziale, caratterizzato da una debole pendenza (circa pari a 0,01 %), è stato forzato da disturbi di piccola ampiezza (inferiore ai 5 cm), distribuiti nello spazio in modo casuale. La simulazione è complessivamente durata 36200 cicli di marea (circa 51 anni) e l'intervallo di calcolo temporale è stato fissato pari a 3s.

3. Risultati

3.1. Evoluzione del profilo medio longitudinale del fondo

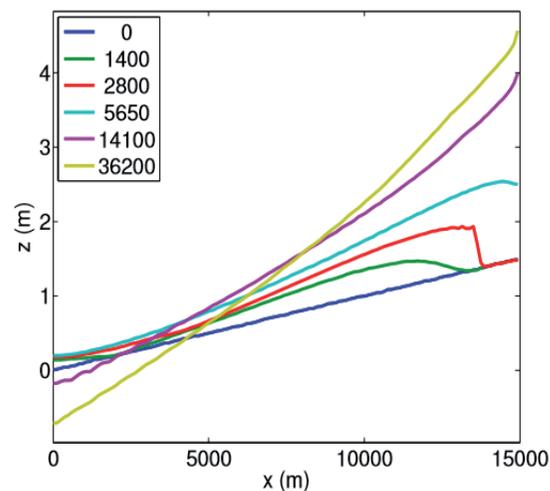


Fig. 2 - Evoluzione temporale del profilo longitudinale medio del fondo del canale. I profili riportati fanno riferimento ai seguenti istanti temporali: dopo circa 2 anni (1400 cicli), 4 anni (2800 cicli), 8 anni (5650 cicli), 20 anni (14100 cicli) e 51 anni (36200 cicli) dall'inizio della simulazione.

La Fig. 2 mostra i profili medi longitudinali del fondo del canale a diversi istanti della simulazione. I profili riportati nella Fig. 2, come le topografie del fondo descritte nelle successive Figg. 3 e 4, fanno riferimento ai seguenti istanti temporali: dopo circa 2 anni (1400 cicli),

4 anni (2800 cicli), 8 anni (5650 cicli), 20 anni (14100 cicli) e 51 anni (36200 cicli) dall'inizio della simulazione. Fin dalle prime fasi, l'evoluzione del fondo è caratterizzata dalla formazione di un fronte di deposito che progressivamente migra verso l'interno del canale fino a raggiungere l'estremità chiusa del canale, in corrispondenza della quale genera una spiaggia. In particolare, nella simulazione in considerazione, le condizioni di bassa marea si realizzano per quote della superficie libera pari a 2,5 m, e, pertanto, a partire dagli 8 anni in poi la spiaggia che si forma in corrispondenza dell'estremità a monte del canale è periodicamente soggetta a fenomeni di emersione ad ogni ciclo di marea.

3.2. Il processo di formazione ed evoluzione delle barre

Contestualmente all'evoluzione del profilo medio longitudinale del fondo, esso è interessato anche alla formazione di una serie di barre alternate migranti. Nella Fig. 3 è riportata la topografia del fondo del canale agli stessi istanti temporali della Fig. 2. Al fine di rendere maggiormente visibili le caratteristiche delle barre, la topografia riportata nella figura è stata ottenuta togliendo alla quota effettiva del fondo, il relativo profilo medio longitudinale. Le piccole perturbazioni random imposte al fondo del canale all'inizio della simulazione (0 cicli) si sviluppano e tendono a formare una serie di barre alternate, che, sebbene caratterizzate da piccola ampiezza, sono già riconoscibili dopo 1400 cicli di marea. Tali barre crescono e migrano verso monte, fino a stabilizzarsi, raggiungendo uno stato di 'quasi-equilibrio' dopo 36200 cicli, come mostrato nella Fig. 3.

La Fig. 4 permette una visione tridimensionale dell'assetto topografico del fondo del canale agli stessi istanti della simulazione già considerati nelle Figg. 2 e 3. Tale immagine consente di apprezzare l'evoluzione congiunta del profilo longitudinale medio del fondo e delle barre. Lo sviluppo simultaneo del fronte di deposito e dell'incipiente sistema di barre è già riconoscibile dopo 2800 cicli. Il fronte di deposito migra verso monte fino al raggiungimento della sezione chiusa del canale dove, dopo circa 5650 cicli di marea, inizia a formare una spiaggia. A partire da tale istante, nel tratto di canale più interno,

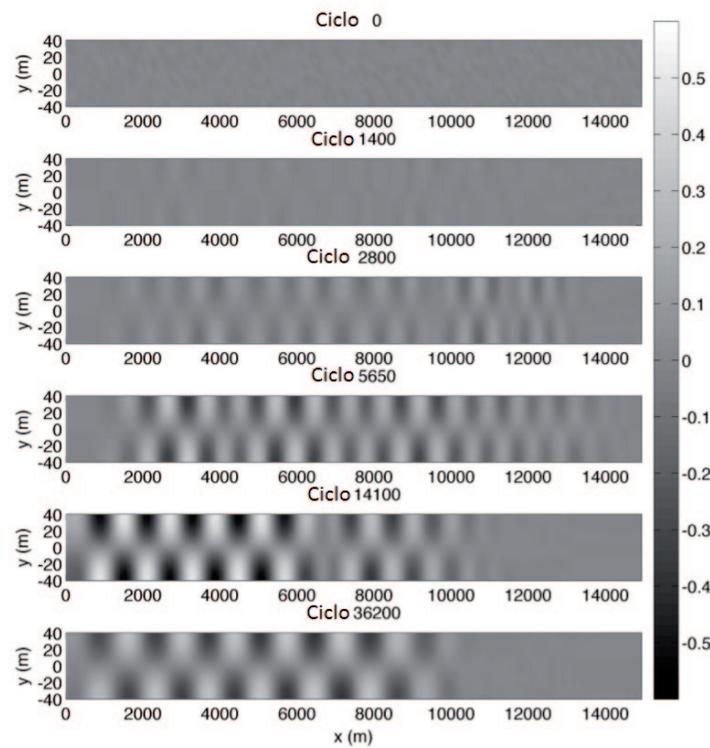


Fig. 3 - Mappa della topografia del fondo del canale rilevata a diversi istanti della simulazione. In ciascun grafico sono riportate le quote del fondo (in m) rispetto al relativo profilo medio, in modo da rendere evidenti le successioni di scavi e depositi indotti dalle forme di fondo.

il fondo inizia ad emergere periodicamente ad ogni ciclo di marea. A tal proposito si noti l'assenza di forme di fondo lungo tutto il tratto di canale a quota superiore al livello di bassa marea (2,5 m).

La dinamica spazio-temporale del processo di formazione ed evoluzione delle barre viene indagata nella Fig. 5, che riporta la posizione occupata lungo il canale, nel tempo, dagli apici di ciascuna barra (massimi locali della quota del fondo rispetto al relativo profilo medio, individuati lungo la sponda a $y=40$ m). In tale grafico, l'intervallo spaziale tra le curve misura la lunghezza d'onda delle barre, mentre la

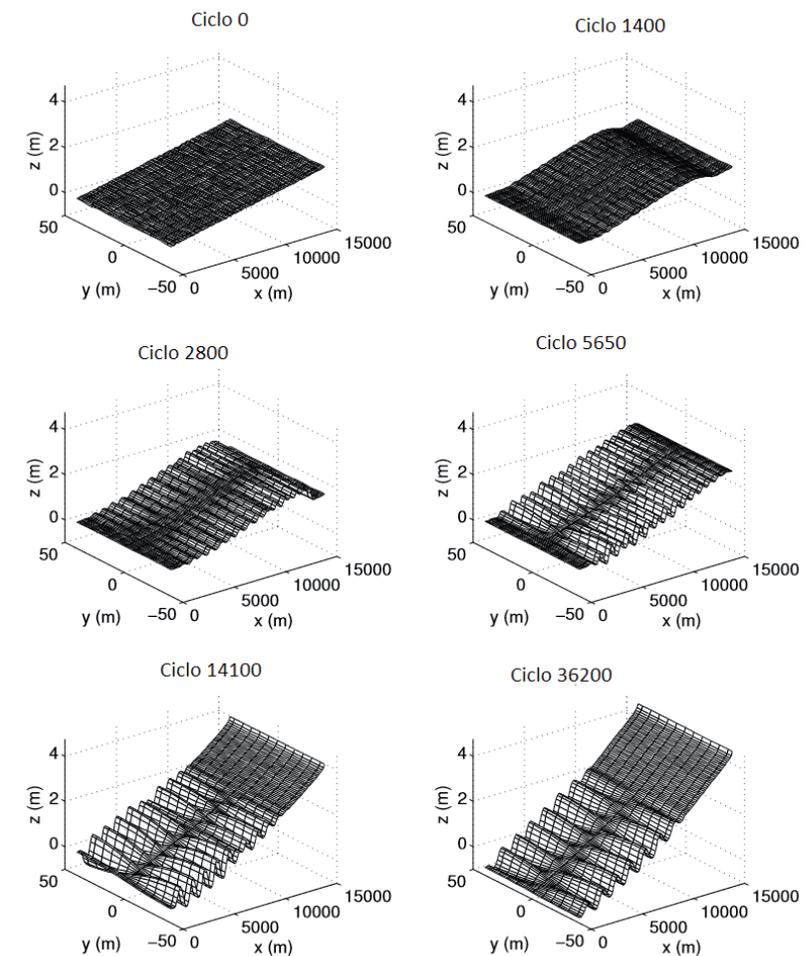


Fig. 4 - Mappa tridimensionale della topografia del fondo del canale rilevata a diversi istanti della simulazione.

pendenza delle curve risulta pari all'inverso della celerità delle barre. Pertanto, linee verticali sono rappresentative di barre stazionarie o non soggette a migrazione.

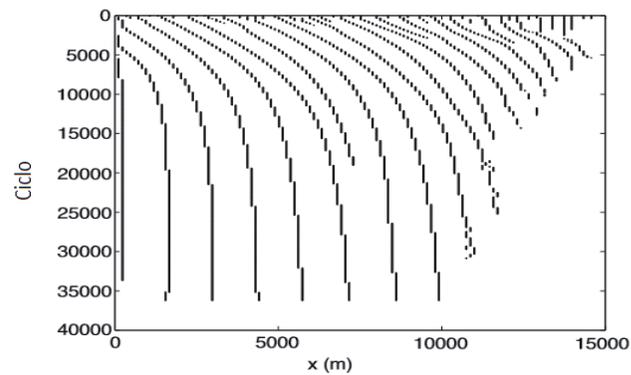


Fig. 5 - Posizione lungo il canale, occupata, nel tempo, dagli apici delle barre individuati lungo la sponda corrispondente a $y=40$ m.

La Fig. 5 mostra quindi che, inizialmente le barre migrano verso monte, e che, con il procedere della simulazione, alcune barre iniziano ad emergere (ad es. in $x=7500$ m, dopo circa 20000 cicli di marea), e progressivamente rallentano, diventando pressoché stazionarie all'approssimarsi della configurazione di equilibrio. Dopo 1400 cicli l'intervallo spaziale medio tra due picchi successivi delle forme di fondo (lunghezza d'onda delle barre) è pari a circa 776 m, con una deviazione standard di 213 m, per cui ogni singola barra presenta valori delle lunghezze d'onda piuttosto variabili. Verso la fine della simulazione (dopo 36200 cicli), la lunghezza d'onda delle barre diventa più grande e regolare (mediamente è pari a 1414 m, con deviazione standard di 48 m). Al carattere a flusso dominante del campo di moto nelle prime fasi evolutive della simulazione corrisponde una migrazione netta delle barre verso monte.

La Fig. 6 mostra la distribuzione, lungo l'asse del canale, dei massimi delle velocità in fase di flusso e di riflusso, a diversi istanti della simulazione. Analogamente, in Fig. 7 sono riportate le curve rappresentanti il flusso netto di sedimenti nel ciclo mareale, mediato nella direzione trasversale, per ogni sezione del canale. La Fig. 6 dimostra come nelle fasi iniziali dell'evoluzione, per l'intera lunghezza del canale, la velocità di picco nella fase di flusso supera (in alcuni casi anche in maniera notevole) quella che si realizza nella fase di riflusso.

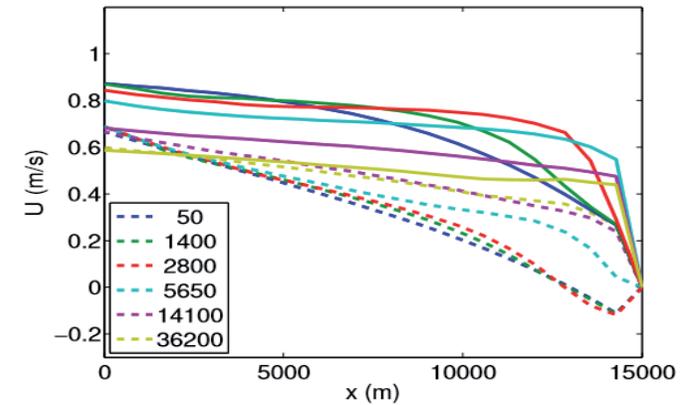


Fig. 6 - Distribuzione lungo il canale dei massimi di velocità locali durante la fase di flusso (linea continua) e durante la fase di riflusso (linea tratteggiata) dopo 50, 1400, 2800, 5650, 14100 e 36200 cicli di marea dall'inizio della simulazione.

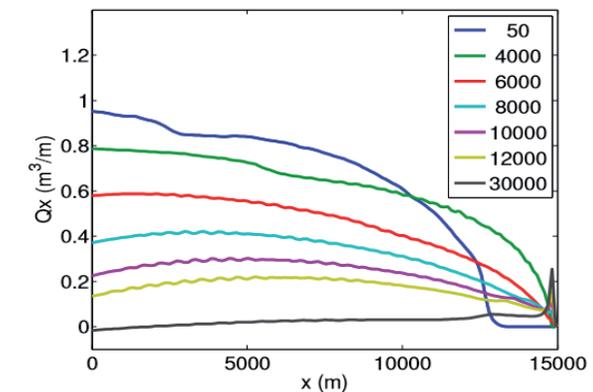


Fig. 7 - Distribuzione lungo l'asse del canale del flusso netto di sedimenti in un ciclo di marea, dopo 50, 4000, 6000, 8000, 10000, 12000 e 30000 cicli dall'inizio della simulazione.

A tale campo di moto a flusso dominante corrispondono i) un flusso di sedimenti netto non nullo e diretto verso monte (Fig. 7) ed una migrazione netta delle barre verso monte (Fig. 5). Con il

procedere della simulazione e con il progressivo avvicinamento alle condizioni d'equilibrio, le differenze tra i picchi in fase di flusso e di riflusso tendono a svanire, così come il trasporto netto di sedimenti nel ciclo di marea tende progressivamente ad annullarsi in ogni sezione del canale. L'evoluzione temporale mostrata dalle barre nel corso della simulazione è coerente sia con i risultati teorici di [13], che prevedono che l'asimmetria del campo di moto possa dare origine ad una migrazione netta delle barre, sia con i risultati di [2] secondo cui in assenza di una componente media residua della corrente o di armoniche superiori nel campo di moto, il flusso netto di sedimenti nel ciclo di marea si annulla e le barre possono migrare in modo perfettamente simmetrico (verso monte durante la fase di flusso e viceversa durante la fase di riflusso) ad ogni ciclo di marea, senza mostrare alcuna migrazione netta.

La relazione tra le caratteristiche del moto locale e le proprietà delle barre viene indagata nella Fig. 8, in cui sono riportati i valori dell'ampiezza relativa delle barre (definita come il rapporto tra l'ampiezza della barra e la profondità media locale) e del parametro β (rapporto tra la semi-larghezza del canale e la profondità media locale) delle barre alla fine della simulazione. Poiché il profilo longitudinale d'equilibrio del fondo è caratterizzato da profondità medie decrescenti verso monte, il rapporto larghezza-profondità conseguentemente aumenta passando dal valore 8,5 all'imbocco, al valore 25 ad una distanza pari a 10500 m da esso. In maniera analoga, procedendo dall'imbocco verso monte, si osserva un aumento dell'ampiezza relativa delle barre, fino ad una distanza pari a 8000 m dall'imbocco. Oltre tale distanza, cui corrispondono valori di β superiori a 16, l'ampiezza relativa delle barre inizia a diminuire. Come discusso in [2], ed in analogia a quanto accade in ambito fluviale ([9]), all'aumentare di β , possono assumere un ruolo rilevante anche i modi superiori, con una conseguente diminuzione dell'ampiezza relativa delle barre.

La Fig. 8 mostra anche che l'ampiezza relativa delle barre si annulla a distanze dall'imbocco superiori agli 11000 m, suggerendo che le barre di fatto scompaiono nel tratto di canale in cui la quota del fondo è superiore al livello della bassa marea.

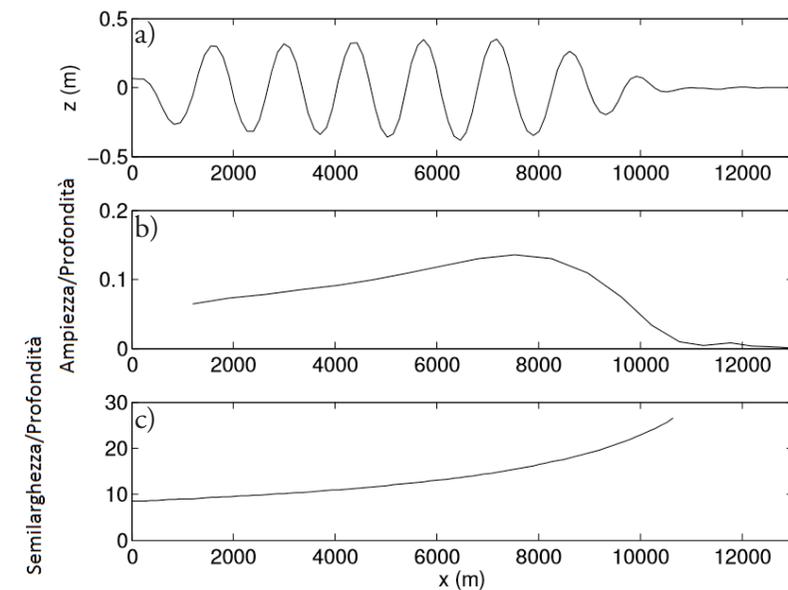


Fig. 8 - a) Quote del fondo del canale in prossimità della sponda $y=40\text{m}$ rispetto al relativo profilo medio alla fine della simulazione. b) e c) Distribuzioni lungo l'asse del canale rispettivamente del rapporto ampiezza profondità e semilarghezza-profondità delle barre.

4. Discussione

4.1. Instabilità assoluta o convettiva?

Le simulazioni effettuate consentono di verificare il tipo di instabilità, assoluta o convettiva, da cui scaturiscono le barre nei canali a marea. [37] hanno mostrato che l'instabilità che porta alla formazione delle barre nei fiumi è di tipo convettivo. Si definisce di tipo convettivo un'instabilità tale da richiedere una forzante persistente nel tempo, ad esempio nel caso delle barre fluviali, esse possono svilupparsi a partire da una perturbazione iniziale del fondo, ma se la perturbazione non persiste nel tempo, le barre migrano lasciando il fondo indisturbato alle loro spalle.

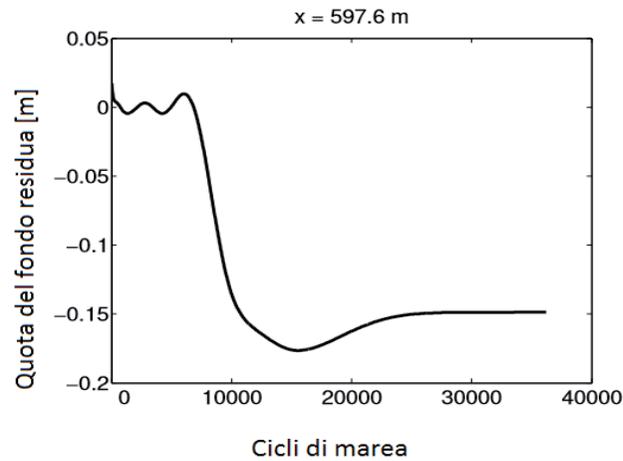


Fig. 9 - Evoluzione temporale della quota del fondo rispetto al relativo valore medio nella trasversale, nel punto situato ad una distanza pari a $x=597,6$ m dall'imbocco e presso la sponda corrispondente a $y=40$ m.

Nelle nostre simulazioni, le barre si formano invece in modo continuo all'imbocco fino al raggiungimento di una condizione di 'equilibrio'. In Fig. 9 è riportata l'evoluzione temporale della quota del fondo rispetto al relativo valore medio nella trasversale, nel punto situato ad una distanza pari a $x=597,6$ m dall'imbocco e presso la sponda corrispondente a $y=40$ m del canale. Tale figura mostra che le barre si formano in modo pressoché spontaneo all'imbocco nei primi 5000 cicli di marea, dopodiché a causa degli effetti legati alle non linearità del problema ed alla finitezza dell'ampiezza delle barre, esse sembrano tendere verso uno stato d'equilibrio. A differenza del caso fluviale, le barre non migrano lasciando il fondo piano alle loro spalle, suggerendo che l'instabilità delle barre alternate mareali sia di tipo assoluto invece che convettivo. Quest'ultima rappresenta un'importante differenza tra il carattere mareale e fluviale delle barre, non ancora messa in evidenza nell'ambito del presente campo di ricerca.

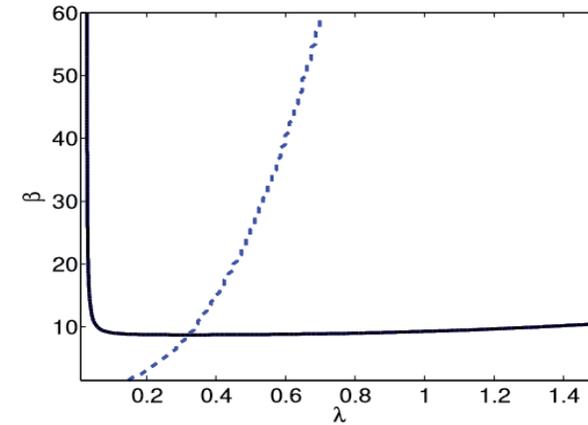


Fig. 10 - Curva di stabilità marginale (linea continua) calcolata con il modello di [13] per valori dei parametri caratteristici delle condizioni che si realizzano all'inizio della simulazione in prossimità dell'imbocco del canale. β è il parametro semi larghezza-profondità e λ il numero d'onda adimensionale della perturbazione. La linea tratteggiata indica, per ogni valore di β , il valore di λ con il coefficiente di amplificazione massimo.

4.2. Confronto con la teoria lineare

[13] hanno effettuato un'analisi di stabilità lineare del campo di moto medio nella verticale e del trasporto di sedimenti in canali mareali di lunghezza infinita, allo scopo di studiare, nell'ambito di una teoria lineare, la formazione delle barre mareali. Tale modello lineare è stato qui applicato per la derivazione delle curve di stabilità marginali delle barre, imponendo, ai parametri del problema, i valori corrispondenti alle condizioni che si realizzano all'imbocco del canale ($x=896,4$ m), nelle fasi iniziali della simulazione (dopo 50 cicli di marea). I valori dei parametri utilizzati nel modello lineare sono riportati in Tab. I. In Fig. 10 sono rappresentate la curva di stabilità marginale e la curva di crescita massima suggerite dall'analisi lineare. In particolare, lungo l'asse delle ordinate è riportato il parametro β , mentre lungo l'asse delle ascisse è riportato il numero d'onda adimensionale, definito come $\lambda=2\pi B/L$, essendo L la lunghezza d'onda delle perturbazioni.

Tab. I - Parametri adimensionali utilizzati nel modello lineare, e corrispondenti alle condizioni che si verificano all'imbocco all'inizio della simulazione. R_p è definito come $\sqrt{(s-1)g d_s^3}/\nu$, dove ν è la viscosità cinematica dell'acqua.

PARAMETRI	Valori
Numero di Reynolds dei sedimenti (R_p)	4
Parametro di Shields (θ)	0,37
Diametro adimensionale dei sedimenti (d_s/d_0)	0,00025

La regione di piano al di sopra della curva di stabilità marginale è instabile, ovvero perturbazioni caratterizzate da numeri d'onda adimensionali e valori di β tali da ricadere in questa parte di piano, secondo l'analisi teorica, sono destinate a crescere nel tempo e generare barre alternate. Per valori alti di β , può esistere pertanto un intervallo finito di numeri d'onda instabili, e caratterizzati da valori positivi del coefficiente d'amplificazione, la linea tratteggiata indica quello con il coefficiente d'amplificazione massimo. Occorre fare alcune importanti osservazioni a riguardo di tale curva. Innanzitutto essa suggerisce l'esistenza di un valore minimo di β tale per cui le perturbazioni possono essere instabili. Nel nostro caso tale valore è circa pari a 9, ovvero molto simile al valore che caratterizza le fasi iniziali della simulazione ($\beta=10$). Infatti, come dichiarato nell'introduzione, uno degli scopi dell'analisi è proprio quello di studiare le condizioni prossime alla criticità. In secondo luogo, il numero d'onda caratterizzato dal massimo coefficiente d'amplificazione (il numero d'onda preferito, corrispondente all'intersezione delle curve in Fig. 10) è pari a 0,323, cui corrisponde una lunghezza d'onda delle barre pari a circa 778 m. Tale stima sembra essere piuttosto vicina al valore medio della lunghezza d'onda delle barre osservate nelle fasi iniziali della simulazione (circa 776 m, come discusso precedentemente). Tale accordo è sorprendente e suggerisce che sia i modelli lineari che quelli non lineari, catturano gli stessi importanti processi nelle fasi iniziali della formazione delle barre alternate nei canali a marea.

Tuttavia le simulazioni effettuate con un modello non lineare (Figg. 5 e 8) mostrano come le barre nel tempo tendano verso uno stato di equilibrio, caratterizzato da forme di fondo con lunghezza

d'onda pari a circa 1400 m, un valore molto maggiore rispetto a quello predetto dal modello lineare. Ciò suggerisce che, nel corso della loro evoluzione congiunta con il profilo medio del fondo, le barre stesse possano esercitare un effetto retroattivo sul campo di moto. Le conseguenti, reciproche interazioni di carattere non lineare, portano le forme di fondo a raggiungere una condizione caratterizzata da un'ampiezza finita e da una lunghezza d'onda molto maggiore di quella predetta nell'ambito di una teoria lineare.

Tali considerazioni, nel complesso suggeriscono che un modello bidimensionale, fondato sulle equazioni del moto mediante nella verticale, rappresenta un valido strumento d'indagine nei processi di formazione ed evoluzione delle barre mareali. Tuttavia, tale modello non è in grado di catturare tutte le possibili condizioni che possono portare alla formazione delle barre negli ambienti a marea. Ne è un chiaro esempio l'esperimento di [17], che ha mostrato la formazione una serie di scavi e depositi alternati in un modello in scala di un canale mareale, chiuso ad una estremità e forzato da oscillazioni di marea all'altra. Qualora il modello numerico descritto venga applicato agli esperimenti, esso è in grado di riprodurre con buona accuratezza l'evoluzione del profilo medio longitudinale del fondo, ma non la formazione delle forme di fondo osservate in laboratorio. In altre parole, qualora al modello numerico vengano imposti i valori dei parametri tipici dell'esperimento esso non predice la formazione di alcuna forma di fondo. Dunque, per quale ragione il modello non è in grado di riprodurre le forme di fondo osservate negli esperimenti di [17]? [6] hanno recentemente sviluppato un'analisi di stabilità lineare fondata sulle equazioni del moto tridimensionali per lo studio delle barre e delle dune nei canali a marea. I risultati mostrano l'esistenza di due modi maggiormente instabili, caratterizzati da valori simili del coefficiente di amplificazione, e che un modello fondato sulle equazioni del moto mediate sulla profondità può catturare solo il modo, a cui corrispondono forme di fondo caratterizzate dai valori maggiori della lunghezza d'onda (le barre), ma non è in grado di rilevare quello associato a forme di fondo con lunghezze d'onda inferiori (le dune). Tale limite può essere superato solo con l'ausilio di modelli fondati sulle equazioni del moto tridimensionali. Imponendo al modello lineare tridimensionale i valori dei parametri dell'esperimento di [17], [6]

hanno trovato un buon accordo tra i risultati teorici e sperimentali. In particolare, le forme di fondo osservate in laboratorio sembrano avere lunghezze d'onda confrontabili con quella associata al modo più instabile caratterizzato dalla lunghezza d'onda minore. Queste osservazioni sembrano suggerire che le forme di fondo osservate negli esperimenti di [17] possano essere riproducibili solo nell'ambito di modelli tridimensionali. Rimane pertanto un'importante problema aperto: che tipo di forme di fondo si osservano nei canali mareali reali? Sfortunatamente, al momento non vi è sufficiente disponibilità di dati di campo per poter affrontare in maniera esaustiva il problema. Tuttavia, la sempre più crescente disponibilità di strumenti ad alta risoluzione per la mappatura del fondo (ad esempio [38], [39], [40]) potrà agevolare la raccolta dei dati necessari a chiarire la questione.

5. Conclusioni

In questo contributo si propone un modello morfodinamico per lo studio della formazione ed evoluzione delle barre alternate nei canali mareali, con lo scopo di chiarire alcuni aspetti sulla natura dell'instabilità delle barre e sull'equilibrio dei canali mareali.

La simulazione mostra che, sin dalle prime fasi dell'evoluzione, contestualmente alla formazione di un'onda di sedimenti che progressivamente migra verso l'interno del canale dando origine ad una spiaggia emersa, si generano anche una serie di barre alternate.

Nel corso del processo evolutivo, le barre migrano verso l'interno del canale a causa del carattere a flusso dominante del campo di moto. Esse inoltre crescono in ampiezza ed aumentano la propria lunghezza d'onda fino al raggiungimento di uno stato di 'equilibrio'. Con l'approssimarsi delle condizioni d'equilibrio, il flusso netto di sedimenti nel ciclo di marea tende ad annullarsi ovunque nel canale mareale e le barre non mostrano più alcun spostamento netto nel ciclo di marea. Il valore dell'ampiezza delle forme di fondo sembra essere in parte controllato dal valore del rapporto tra larghezza e profondità locale, mentre il tratto di canale caratterizzato da quote del fondo superiori al livello di bassa marea non presenta alcuna forma di fondo. Nel corso della simulazione le barre alternate sembrano originarsi in seguito ad

un'instabilità di tipo assoluto del fondo erodibile del canale a marea; ciò le distingue dalle barre fluviali la cui instabilità è stata mostrata ([37]) essere invece di carattere convettivo. La lunghezza d'onda delle barre nelle prime fasi della loro evoluzione è confrontabile con quella predetta dal modello lineare di [13]. Tuttavia, con il procedere della simulazione l'ampiezza delle forme di fondo cresce, e gli effetti legati alle non linearità del problema sembrano essere più rilevanti, conducendo a forme di fondo caratterizzate da lunghezze d'onda superiori a quelle predette dalla teoria lineare di [13]. Nel complesso tali considerazioni sembrano suggerire che sia i modelli lineari che quelli non lineari, fondati sulle equazioni del moto mediate sulla profondità sono un valido strumento nella modellazione morfodinamica dei canali a marea. Tuttavia, [6] hanno mostrato che in alcuni casi, come ad esempio negli esperimenti di [17], essi possono non essere del tutto adeguati alla descrizione delle forme di fondo, e si debba invece ricorrere a modellazioni di tipo tridimensionali.

Nel presente lavoro si è scelto di proposito di limitare l'indagine ad un caso molto semplice di canale mareale rettilineo a sezione rettangolare forzato da una marea costituita da una singola armonica, allo scopo di mettere in evidenza solo alcuni processi. Ciononostante, tale lavoro si presta facilmente ad estensioni ed approfondimenti futuri, quali, ad esempio, lo studio degli effetti legati alle variazioni di larghezza nel canale, alla presenza di una portata fluviale da monte, o all'innalzamento del livello medio del mare, sulla morfodinamica dei canali a marea.

6. Bibliografia

- [1] Dalrymple, R.W., Rhodes, R.N., 1995. Estuarine dunes and bars. *Developments in Sedimentology* 53, 359-422.
- [2] Seminara, G., Tubino, M., 2001. Sand bars in tidal channels. Part 1. Free bars. *Journal of Fluid Mechanics* 440, 49-74.
- [3] Barwis, J.H., 1978. Sedimentology of some South Carolina tidal-creek point bars, and a comparison with their fluvial counterparts, in: Miall, A.D. (Ed.), *Fluvial Sedimentology*. Can. Soc. Petrol. Geol. Mem. volume 5, 129-160.
- [4] Ashley, G.M., Ze, M.L., 1988. Tidal channel classification for a low mesotidal salt marsh. *Marine Geology* 82, 7-32.

- [5] Dalrymple, R.W., Knight, R., Zaitlin, B.A., Middleton, G.V., 1990. Dynamics and facies model of a macrotidal sand-bar complex, Cobequid Bay Salmon River Estuary (Bay of Fundy). *Sedimentology* 37, 577-612.
- [6] Blondeaux, P., Vittori, G., 2011. Dunes and alternate bars in tidal channels. *Journal of Fluid Mechanics* 670, 558-580.
- [7] Elliott, M., Hemingway, K.L., 2008. Fishes in estuaries. John Wiley & Sons.
- [8] Franco, A., Franzoi, P., Malavasi, S., Riccato, F., Torricelli, P., 2006. Fish assemblages in different shallow water habitats of the Venice Lagoon, in: Queiroga, H., Cunha, M.R., Cunha, A., Moreira, M.H., Quintino, V., Rodrigues, A.M., Serodio, J., Warwick, R.M. (Eds.), *Marine Biodiversity: Patterns and Processes, Assessment, Threats, Management and Conservation*. Springer, 159-174.
- [9] Blondeaux, P., Seminara, G., 1985. A unified bar-bend theory of river meanders. *Journal of Fluid Mechanics* 157, 449-470.
- [10] Braudrick, C.A., Dietrich, W.E., Leverich, G.T., Sklar, L.S., 2009. Experimental evidence for the conditions necessary to sustain meandering in coarse-bedded rivers. *Proc Natl Acad Sci U S A* 106, 16936-16941. doi:10.1073/pnas.0909417106.
- [11] Dietrich, W.E., Smith, J.D., 1984. Bed load transport in a river meander. *Water Resources Research* 20, 1355-1380.
- [12] Nelson, P.A., Dietrich, W.E., Venditti, J.G., 2010. Bed topography and the development of forced bed surface patches. *Journal of Geophysical Research* 115, F04024. doi:10.1029/2010JF001747.
- [13] Garotta, V., Pittaluga, M.B., Seminara, G., 2006. On the migration of tidal free bars. *Physics of Fluids* 18, 096601.
- [14] Stefanon, L., Carniello, L., D'Alpaos, A., Lanzoni, S., 2010. Experimental analysis of tidal network growth and development. *Continental Shelf Research* 30, 950-962.
- [15] Vlaswinkel, B.M., Cantelli, A., 2011. Geometric characteristics and evolution of a tidal channel network in experimental setting. *Earth Surface Processes and Landforms* 36, 739-752. doi:10.1002/esp.2099.
- [16] Kleinhans, M.G., van der Vegt, M., van Scheltinga, R.T., Baar, A.W., Markies, H., 2012. Turning the tide: experimental creation of tidal channel networks and ebb deltas. *Netherlands Journal of Geosciences* 91, 311-323.
- [17] Tambroni, N., Pittaluga, M.B., Seminara, G., 2005. Laboratory observations of the morphodynamic evolution of tidal channels and tidal inlets. *Journal of Geophysical Research* 110, F04009. doi:10.1029/2004JF000243.
- [18] Hibma, A., De Vriend, H.J., Stive, M.J.F., 2003. Numerical modelling of shoal pattern formation in well-mixed elongated estuaries. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 57, 981-991.
- [19] Hibma, A., Schuttelaars, H.M., De Vriend, H.J., 2004. Initial formation and long-term evolution of channel-shoal patterns. *Continental Shelf Research* 24, 1637-1650.
- [20] van der Wegen, M., Roelvink, J.A., 2008. Long-term morphodynamic evolution of a tidal embayment using a two-dimensional, process-based model. *J. Geophys. Res* 113, C03016. doi:10.1029/2006JC003983.
- [21] Stansby, P.K., 2006. Limitations of depth-averaged modeling for shallow wakes. *Journal of Hydraulic Engineering* 132, 737.

- [22] Tambroni, N., C. Ferrarin and A. Canestrelli, 2010. Benchmark on the numerical simulations of the hydrodynamic and morphodynamic evolution of tidal channels and tidal inlets, *Continental Shelf Research* vol. 30, 963-983.
- [23] Defina, A., 2000. Two-dimensional shallow ow equations for partially dry areas. *Water Resources Research* 36, 3251-3264.
- [24] Exner, F. M., 1925, Uber die Wechselwirkung zwischen Wasser und Geschiebe in Flüssen (in German), *Sitz. Acad. Wiss. Wien Math. Naturwiss. Abt. 2a* 134, 165-203.
- [25] Seminara, G., 1998. Stability and morphodynamics. *Meccanica* 33, 59-99.
- [26] Talmon, A.M., Van Mierlo, M.C.L.M., Struiksm, N., 1995. Laboratory measurements of the direction of sediment transport on transverse alluvial bed slopes. *Journal of Hydraulic Research* 33, 495-517.
- [27] Meyer-Peter, E., Müller, R., 1948. Formulas for bed-load transport, in: *Proceedings of the 2nd Meeting of the International Association for Hydraulic Structures Research*, 39-64.
- [28] van Rijn, L.C., 1984. Sediment transport, Part II: Suspended load transport. *Journal of Hydraulic Engineering* 110, 1613-1641.
- [29] Stansby, P.K., Lloyd, P.M., 2001. Wake formation around islands in oscillatory laminar shallow-water flows. Part 2. Three-dimensional boundary layer modelling. *Journal of Fluid Mechanics* 429, 239-254.
- [30] Stansby, P.K., 2003. A mixing-length model for shallow turbulent wakes. *Journal of Fluid Mechanics* 495, 369-384.
- [31] Bhallamudi, S.M., Chaudhry, M.H., 1991. Numerical modeling of aggradation and degradation in alluvial channels. *Journal of Hydraulic Engineering* 117, 1145-1164.
- [32] Schuttelaars, H.M., de Swart, H.E., 1996. An idealized long-term morphodynamic model of a tidal embayment. *European Journal of Mechanics Series B Fluids* 15, 55-80.
- [33] Schuttelaars, H.M., de Swart, H.E., 1999. Initial formation of channels and shoals in a short tidal embayment. *Journal of Fluid Mechanics* 386, 15-42.
- [34] Schuttelaars, H.M., de Swart, H.E., 2000. Multiple morphodynamic equilibria in tidal embayments. *Journal of Geophysical Research* 105, 24105-24118.
- [35] Schramkowski, G.P., Schuttelaars, H.M., de Swart, H.E., 2002. The effect of geometry and bottom friction on local bed forms in a tidal embayment. *Continental Shelf Research* 22, 1821-1833.
- [36] Schramkowski, G.P., Schuttelaars, H.M., de Swart, H.E., 2004. Non-linear channel-shoal dynamics in long tidal embayments. *Ocean Dynamics* 54, 399-407.
- [37] Federici, B., Seminara, G., 2003. On the convective nature of bar instability. *Journal of Fluid Mechanics* 487, 125-145. doi:10.1017/S0022112003004737.
- [38] Wright, S.A., Kaplinski, M., 2011. Flow structures and sandbar dynamics in a canyon river during a controlled flood, Colorado River, Arizona. *Journal of Geophysical Research* 116, F01019. doi:10.1029/2009JF001442.
- [39] Guerrero, M., Lamberti, A., 2011. Flow field and morphology mapping using ADCP and multibeam techniques: Survey in the Po River. *Journal of Hydraulic Engineering* 137, 1576-1587.

- [40] Grams, P.E., Topping, D.J., Schmidt, J.C., Hazel, J.E., Kaplinski, M., 2013. Linking morphodynamic response with sediment mass balance on the Colorado River in Marble Canyon: issues of scale, geomorphic setting, and sampling design. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* 118, 361-381.