



HAL
open science

Modélisation morphodynamique pluri-décennale des côtes dominées par la marée et les vagues

Thomas Guerin

► **To cite this version:**

Thomas Guerin. Modélisation morphodynamique pluri-décennale des côtes dominées par la marée et les vagues. Sciences de la Terre. Université de La Rochelle, 2016. Français. NNT : 2016LAROS002 . tel-01661720

HAL Id: tel-01661720

<https://theses.hal.science/tel-01661720v1>

Submitted on 12 Dec 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Présentée à

L'UNIVERSITÉ DE LA ROCHELLE

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES POUR L'ENVIRONNEMENT
GAY-LUSSAC

Par Thomas GUERIN

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité : Terre, enveloppes fluides

Modélisation morphodynamique pluri- décennale des côtes dominées par la marée et les vagues

Soutenue le 29 janvier 2016,

devant la commission d'examen formée de :

Pierre Le Hir	Cadre de Recherche HDR, IFREMER (Brest)	Rapporteur
Bruno Castelle	Chargé de recherche CNRS HDR, UMR 5805 EPOC (Bordeaux)	Rapporteur
André Fortunato	Directeur de Recherche, LNEC (Lisbonne)	Examineur
Serge Berné	Professeur, UMR 5110 CEFREM (Perpignan)	Examineur
Olivier de Viron	Professeur, UMR 7266 LIENSs (La Rochelle)	Examineur
Xavier Bertin	Chargé de recherche CNRS HDR, UMR 7266 LIENSs (La Rochelle)	Directeur
Eric Chaumillon	Professeur, UMR 7266 LIENSs (La Rochelle)	Directeur

Cette thèse de doctorat a été financée par
la Région Poitou-Charentes.

Remerciements

Par ordre chronologique, je me dois de commencer ces remerciements en remontant 5 ans en arrière, lors de mon stage de Master 2 au sein de l'équipe METHYS du laboratoire EPOC de Bordeaux. Encadré par Vincent Marieu, ces 6 mois de stage ont été réellement formateurs pour moi. Merci Vincent de m'avoir pris comme stagiaire, transmis les bonnes manières de coder (entre autre !), tout en me laissant m'amuser à implémenter du krigeage avec anisotropie locale !

Souhaitant tester le travail en bureau d'étude, j'ai ensuite eu la chance d'être recruté en CDD au sein de la branche maritime d'ARTELIA, pour travailler notamment aux côtés de Vincent Mazeiraud et Robin Sigwald. Merci à vous deux pour cette période qui fut riche en expériences !

Et voilà donc venu le temps de candidater à une thèse en ayant enfin la certitude que c'est ce que je me devais de faire. Entre Bordeaux, La Rochelle et Brest, c'est La Rochelle qui l'emporte ! Déjà, lors de l'entretien, je fus impressionné par l'optimisme débordant d'un de mes futurs directeurs de thèse. . . Et cela s'est vérifié tout au long des trois années qui suivirent : Xavier, je pense que ton optimisme quasi-inoxydable est ta grande force, et elle a eu raison de moi ! Merci pour ton encadrement, ta disponibilité inaltérable, tes retours et corrections plus rapides que l'éclair, et ton énergie tout simplement.

Le fait d'avoir deux directeurs de thèse plutôt qu'un est probablement un atout, car les discussions s'en trouvent enrichies. Merci donc à toi Eric pour tes analyses, tes conseils, tes retours sur mes écrits, et pour les innombrables discussions sur cette sacrée Longe de Boyard qui gardera décidément toujours une part de mystère...

Et bien sûr un grand merci à vous deux pour m'avoir permis de participer à un maximum de conférences dans des lieux dont les noms laissent rêveur : Santander, Arcachon, Lisbonne, San Diego, Puerto Madryn, mais aussi Dunkerque ! Une chose est sûre, je n'oublierai pas de sitôt cette fin de rédaction de manuscrit en terre argentine, entre conférence enrichissante et nature impressionnante...

Je souhaite remercier sincèrement Bruno Castelle et Pierre Le Hir pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse, ainsi que André Fortunato, Serge Berné et Olivier de Viron d'avoir accepté de compléter ce jury de thèse. Vos différents retours, commentaires et questions ont été pour moi très enrichissants, me permettant de prendre du recul et d'analyser ces travaux de thèse sous de nouveaux angles.

Merci également à Benoit Waeles d'avoir participé à mes différents comités de thèse.

Il se trouve que j'ai eu la chance de commencer ma thèse alors qu'un certain Guillaume Do-

det finissait la sienne. Grâce à ce thésard aux cheveux longs rencontré pour la première fois par écran interposé entre Lisbonne et La Rochelle, j'ai pu progressivement prendre les commandes du module SED2D créé par ses soins. Déjà, alors que tu n'étais pas encore de retour à La Rochelle pour terminer ta thèse, tes réponses à mes questions par email m'ont toujours permis d'avancer et de résoudre les problèmes rencontrés avec notre modèle. Puis ton retour au labo m'a permis de te déranger à tout moment, à mon plus grand bonheur ! Prendre le relais de SED2D a été du pain bénit pour moi grâce à ta rigueur et ta clarté « codistiques ». Merci encore à toi, et au plaisir de se croiser et recroiser au fil du temps !

De nombreuses autres personnes m'ont également apporté leur aide au cours de cette thèse, ou ont tout simplement gravité à mes côtés. Je n'oublierai donc pas de remercier, dans le désordre : Jeff et sa bonne humeur, Médéric et ses GPS, Antoine et Gaël et leurs conversations aussi diverses que variées, Thibault et sa compagnie sur le terrain pour poser des ADCP ou bien pour faire des carottes au marteau(!), Alphonse à La Rochelle et Alphonse à San Diego, mais aussi Kai Li et Florian Ganthy. Et bien sûr les thésards et thésardes de mon "cru", qu'ils soient du LIENSs ou d'ailleurs : Alice, Aurélie, Virginia, Marie, Henky, Daniella, Bachir, Yves, Moussa et Cyril ; et puis tous les autres évidemment, les anciens et les moins anciens : Benoit, Alex, Jon, Florence, Méra, Céline, Richard, Prescilla, Max, Loic, Alex, Guillaume, Clément, Anne, Pierre, Valentin, Alexia, Juliette, Mathilde, et désolé à ceux que j'oublie ! Et bien sûr Jérôme mon collègue de bureau exemplaire pendant ces trois années !

Au milieu de tout ce bouillonnement de laboratoire, il est quand même bon de s'aérer l'esprit régulièrement. La musique en est un bon moyen. Un immense merci à toi Quentin pour les séances de batterie en ta compagnie, bien plus riches d'enseignements que je n'aurais pu l'imaginer. Un grand merci aussi aux Where Is K pour toutes ces heures passées à jouer ensemble, le rock alternatif nous remerciera un jour...

Et comme si tout cela ne suffisait pas, il a fallu que je tombe dès ma première année de thèse dans la même formation doctorale qu'un type au prénom à peine croyable : Alaric (et je vous épargne son nom de famille). S'en est alors suivie la rencontre de 5 autres personnes possédant également des caractéristiques extraordinaires : Prune, Solenne, Lucie, Judith et Quentin. Je ne sais vraiment pas comment résumer tous ces moments passés ensemble, mais je dirais que le cocktail a été plutôt explosif, pour le bonheur de tous !

Les amis de plus longue date ne sont pas non plus en reste, qu'ils soient des Deux-Sèvres, de Vendée, d'Angers, de Bordeaux, de Toulouse ou bien d'ailleurs : merci à vous tous !! Merci en particulier à tous ceux qui ont fait le déplacement que cela soit pour ma soutenance, le pot de thèse, la soirée de thèse, et même le weekend qui a suivi ! Je garde un super souvenir de voir tout ce beau monde rassemblé et passer du bon temps en cette fin de janvier 2016 !

Enfin, il est temps de se tourner vers ma véritable famille. Je tiens à remercier mes parents, Dominique et Pascal, de m'avoir toujours laissé le libre choix dans mon orientation et ainsi poursuivre des études en sciences, bien que la fibre scientifique ne soit pas vraiment répandue dans la famille ! Mais comme tu le dis si bien Maman : moins plus moins, ça fait plus ! Merci

à ma soeur, Margot, à mon frère, Pierre, et ainsi qu'à tout le reste de la famille et de la belle-famille pour votre soutien et votre intérêt porté à mes travaux tout au long de ces années de thèse.

Écrire ses remerciements de thèse avec beaucoup de retard a un avantage : je n'ai pas une, mais deux personnes à remercier plus que tout !

Kelly, jour après jour la vie à tes côtés ne cesse de pétiller : merci à toi pour tout.

Et toi, little Marcus, qui n'étais même pas né lors de ma soutenance, tu viens tout juste d'avoir 6 mois et j'ai déjà l'impression que cela fait des années que tu nous souris au quotidien.

Que les choses soient claires : je vous aime tous les deux bien plus que n'importe quelle côte dominée par la marée et les vagues !

« L'Univers n'est pas seulement plus étrange que nous ne le supposons ;
il est plus étrange que nous ne pouvons le supposer ! »
(Bill Bryson, repris de J.B.S. Haldane)

« Play is the highest form of research »
(Albert Einstein)

Résumé

Cette thèse traite de la morphodynamique pluri-décennale des environnements sableux soumis à l'action combinée des courants de marée et des vagues. Dans ces travaux, une approche de modélisation numérique basée sur les processus hydro-sédimentaires est utilisée, celle-ci étant combinée à des données collectées au sein du laboratoire LIENSs au cours de ces dernières années sur différents sites ateliers (i.e. données bathymétriques, hydrodynamiques, et sismiques). Afin de réaliser des simulations morphodynamiques de ce type d'environnement côtier, deux principaux développements ont été apportés au modèle : (1) la prise en compte de l'hétérogénéité granulométrique du sédiment, et (2) le calcul de l'évolution du fond suivant un schéma numérique basé sur le formalisme WENO et adapté à un maillage de type non-structuré. La première application du système de modélisation a concerné l'évolution rétrospective du banc de sable estuarien de la Longe de Boyard, situé en baie de Marennes-Oléron, sur la période 1960 à 2000. Les résultats de ce travail ont tout d'abord montré qu'en dépit de la morphologie globale du banc indiquant une dominance de la marée, la contribution des vagues était essentielle pour expliquer son évolution pluri-décennale. La rythmicité de l'accrétion sédimentaire observée et simulée dans la partie sud du banc a ensuite pu être analysée d'un point de vue stratigraphique, grâce à la prise en compte de l'hétérogénéité granulométrique du sédiment dans le modèle. Le lien entre la rythmicité des variations granulométriques du sédiment dans cette zone et la saisonnalité du climat de vagues a ainsi été mis en évidence. La seconde application du système de modélisation a concerné l'évolution de la flèche sableuse d'Arçay, située sur le littoral vendéen. Les résultats de simulation morphodynamique suggèrent que l'évolution de cette flèche, principalement contrôlée par les vagues, présente un comportement combinant allo-cyclicité et auto-cyclicité.

Abstract

This work considers the pluri-decadal morphodynamic modeling of sandy coastal environments subjected to tides and waves. A process-based numerical model is used, together with a collection of field data from the LIENSs laboratory (i.e. bathymetric, hydrodynamic, and seismic data). To simulate the morphodynamic of these environments, two main numerical developments have been added to the model : (1) the sediment heterogeneity, and (2) the bed evolution computation following a WENO-based scheme adapted to unstructured grids. The first model application concerns the 40-year hindcast (period 1960 to 2000) of a wide estuary mouth sandbank located in the Marennes-Oléron bay : the Longe de Boyard sandbank. Numerical results suggest that this sandbank long-term evolution is strongly controlled by waves, in spite of its global tide-dominated morphology. Rhythmic nature of sediment accretion, which is observed and modeled in the south part of the bank, was then analyzed from a stratigraphic point of view thanks to the integration of sediment heterogeneity into the model. Grain size rhythmic variations in this area appeared to be related to local wave climate seasonality. The second model application considers the Arçay sandspit evolution (Vendée coast). Morphodynamic results suggest that this sandspit evolution, mainly controlled by waves, is characterized by a combination of both autocyclic and allocyclic behaviors.

Table des matières

Remerciements	i
Résumé	ix
Abstract	xi
Table des matières	xiii
Liste des figures	xvii
Liste des tableaux	xxv
1 Introduction générale	1
1.1 Contexte de la thèse	1
1.2 Questions posées	4
1.3 Organisation du manuscrit	4
2 Différentes approches pour la morphodynamique littorale	7
2.1 Introduction	7
2.2 Modèles empiriques et semi-empiriques	8
2.3 Modèles basés sur une analyse linéaire de stabilité	9
2.4 Modèles basés sur les processus	11
2.5 Autres modèles	13
2.6 Justification de l'approche employée dans cette thèse	13
2.7 Différentes techniques pour la modélisation morphodynamique basée sur les processus et à long terme	14
2.7.1 Facteur morphologique	14
2.7.2 Marée représentative	15
2.7.3 Climat de vagues représentatif	15
2.7.4 Méthode de réduction du temps de calcul employée dans la thèse	18
2.7.5 Discussion	18
3 Système de modélisation numérique	19
3.1 Vue d'ensemble	19
3.2 Modèle hydrodynamique	20
3.3 Modèle de vagues	23
3.4 Modèle de transport sédimentaire et d'évolution du fond	26
3.4.1 Vue d'ensemble	26

3.4.2	Formules de transport sédimentaire	27
3.4.3	Approche multi-classes multi-couches	31
3.4.4	Evolution du fond	33
4	Apports des développements appliqués à SED2D	41
4.1	Amélioration de l'estimation du transport longitudinal en zone de surf	41
4.2	Approche multi-classes multi-couches	46
4.3	Schéma numérique de type WENO pour le calcul de l'évolution du fond sur grille non-structurée	49
4.3.1	Cas d'une dune hydraulique soumise à un courant uni-directionnel et stationnaire	49
4.3.2	Cas d'une tranchée soumise à un courant uni-directionnel et stationnaire	50
4.3.3	Cas d'une embouchure idéalisée soumise à un forçage mixte (marée et vagues)	52
4.3.4	Discussion	53
4.3.5	Perspectives	56
5	Description de la zone d'étude	59
5.1	Contexte géographique et géomorphologique	59
5.2	Marée	62
5.3	Climat de vagues	63
5.4	Dynamique sédimentaire	65
6	Morphodynamique pluri-décennale d'un banc de sable estuarien : la Longe de Boyard (Charente-Maritime)	69
6.1	Contexte	69
6.2	Description du site d'étude et des conditions hydrodynamiques	70
6.3	Connaissances préalables au sujet de la Longe	70
6.4	Paramétrisation du système de modélisation	72
6.4.1	Grille de calcul et forçages externes	72
6.4.2	Paramétrisation de SED2D	73
6.5	Résultats numériques	74
6.5.1	Hauteurs d'eau	74
6.5.2	Vagues	74
6.5.3	Morphodynamique	74
6.6	Discussion	77
6.6.1	Limitations de l'approche globale employée	77
6.6.2	Processus contrôlant l'évolution à long terme de la Longe	78
6.6.3	Rythmicité de l'accrétion et évolution stratigraphique de la Longe	81
6.7	Conclusion	82
7	Morphodynamique pluri-décennale d'une flèche sableuse : la Flèche d'Arçay (Vendée)	85
7.1	Contexte	85
7.2	Description du site d'étude et des conditions hydrodynamiques	87
7.3	Connaissances préalables sur la dynamique sédimentaire de la Flèche d'Arçay	88
7.4	Application du système de modélisation au cas de la Flèche d'Arçay	93

7.4.1	Grille de calcul et forçages externes	93
7.4.2	Hauteurs d'eau et paramètres de vagues au niveau de l'AWAC	94
7.4.3	Hauteurs d'eau, paramètres de vagues, et courants moyens au niveau des deux ADCP	95
7.4.4	Résultats morphodynamiques	99
7.5	Conclusion	106
8	Conclusion et perspectives	109
8.1	Synthèse des travaux	109
8.2	Perspectives	110
	Bibliographie	113
A	Réflexion sur le calcul des tensions de radiation suivant une approche non- linéaire	129
B	Article publié dans <i>Ocean Modelling</i> : A numerical scheme for coastal mor- phodynamic modelling on unstructured grids	133
C	Article publié dans <i>Marine Geology</i> : Wave control on the rhythmic develop- ment of a wide esturay mouth sandbank : A process-based modelling study	143

Table des figures

1.1	Gauche : Photo récente du phare de l'île de Memmert (Allemagne), situé initialement sur la dune qui s'est érodée au cours des dernières décennies. Droite : Maisons flottantes sur le front de mer de Maasbommel (Pays-Bas), pouvant s'élever avec le niveau marin. Source : www.worldoceanreview.com	1
1.2	Échelles spatio-temporelles associées à la morphodynamique littorale.	2
1.3	(A) Bathymétrie plane initiale ; (B) Bathymétrie simulée après 10 ans d'évolution et pour un forçage mixte ; (C) Bathymétrie mesurée en 1993. Figures issues de Cayocca (1996).	3
2.1	Image du dessus : profil sismique d'une dune de sable au large de Surtainville (péninsule du Cotentin, France), dont l'évolution est fortement contrôlée par les courants de marée. Image du dessous : interprétation schématique du profil sismique montrant la succession de réflecteurs (traits noirs obliques), révélant une progression de la dune dans le sens du flot. Figure issue de Berné et al. (1988).	8
2.2	Prisme tidal de vives-eaux en fonction de l'aire minimale de la section mouillée pour différentes embouchures. Figure issue de O'Brien (1969).	9
2.3	Exemple d'étude de la formation d'un banc de sable basée sur une analyse linéaire de stabilité. A gauche : perturbation initiale homogène suivant l'axe x et soumise aux courants de marée. A droite : vitesse de croissance de la perturbation obtenue analytiquement (unité arbitraire), en fonction de son nombre d'onde adimensionnel k (en abscisse) et de l'angle a du courant par rapport à l'axe x (en ordonnée). On constate que la vitesse de croissance maximale se situe pour $k = 10$, correspondant à une longueur d'onde de l'ordre de 250 fois la hauteur d'eau, et $a = 28^\circ$ environ. Figures issues de Huthnance (1982a).	10
2.4	Exemple d'étude basée sur une analyse linéaire de stabilité : bathymétrie initiale (en haut) et finale (en bas) d'une plage soumise à un forçage de vagues obliques. Figures issues de Falqués et al. (2008).	11
2.5	Exemple d'étude morphodynamique basée sur le système de modélisation MOR-SYS2D et concernant l'évolution de l'embouchure d'Óbidos (Portugal) soumise à l'action de la marée et des vagues de juillet 2001 à août 2002 (figures issues de Bruneau et al. (2011)).	12

2.6	(a) Exemple de variation de l'élévation de surface pour un signal de marée réel (16 constituants de marée pris en compte), et marée représentative calculée à partir du seul constituant M2 dont l'amplitude est augmentée de 20%. (b) Courant, et (c) transport sédimentaire associés. Le transport sédimentaire Q est calculé suivant la formule simple $Q = aU^b$, où U est le courant, $a = 0.001$ et $b = 3$. La marée représentative est calibrée telle que l'intégrale de la valeur absolue du transport sédimentaire représentatif sur la période considérée soit quasi-égale à celle correspondant au transport réel (erreur inférieure à 4% ici).	16
3.1	Vue d'ensemble du système de modélisation configuré en 2DH, avec les principales variables échangées entre les trois modèles. η est l'élévation de la surface libre, (u, v) est le courant moyen sur la verticale, S_{ij} représente les tensions de radiation dues aux vagues, (H_s, T_p, Dir_p) sont respectivement la hauteur significative, la période pic, et la direction pic des vagues, et Δz_b est la variation de l'élévation du fond. N.B. : D'autres variables sont également échangées entre les différents modules (telles que la vitesse de friction et la vitesse orbitale fournit par WWM à SELFE pour calculer la contrainte de cisaillement en surface et au fond par exemple), mais sont considérées secondaires dans ce diagramme.	19
3.2	Représentation schématique du système de coordonnées verticales hybrides de type SZ utilisées dans SELFE. Figure adaptée de Zhang et Baptista (2008).	21
3.3	Schéma de disposition des différentes couches sédimentaires dans l'approche multi-classes multi-couches.	32
3.4	Volume de contrôle Ω_i centré sur le nœud i , et variables associées : frontière Γ_i , flux sédimentaire $\mathbf{Q} = (Q_x, Q_y)$ calculé au centre des éléments par SED2D, et vecteur \mathbf{n} normal à Γ_i et dirigé vers l'extérieur de Ω_i	33
3.5	Exemple d'emplacement des deux points de Gauss G_1 et G_2 sur un segment $\Gamma_{i,j}$ de la frontière du volume de contrôle Ω_i	36
3.6	Exemple d'un ensemble continu (a) et discontinu (b) de trois éléments voisins du nœud i	36
3.7	Illustration de l'appartenance d'un segment de frontière à deux volumes de contrôle (Ω_i et Ω_l), justifiant le calcul de deux valeurs de flux numérique ($F_{i,j}$ et $F_{l,j}$) en chaque segment.	39
4.1	Comparaison entre le transport longitudinal mesuré lors des expériences DUCK85 (Ebersole et Hughes, 1987; Kraus et al., 1989) (plage de Duck, Caroline du Nord, septembre 1985) et calculé avec les formules développées par Soulsby (1997) (SVR97), van Rijn (2007a,b) (VR07), et Larson et al. (2011) (CL11), et avec la vitesse orbitale des vagues estimée à partir de la théorie linéaire . Expériences du : (a) 5/9/85 à 9h57, (b) 5/9/85 à 15h28, (c) 6/9/85 à 9h16, et (d) 6/9/85 à 10h16. [0.5cm]	42
4.2	Idem Fig. 4.1 mais le transport longitudinal est ici calculé avec la vitesse orbitale des vagues estimée à partir de la méthode de Elfrink et al. (2006)	42

4.3	Représentation en nuage de points de la comparaison entre transport longitudinal mesuré et calculé à partir des formules SVR97, VR07, et CL11, avec la vitesse orbitale des vagues estimée à partir de la théorie linéaire , pour les expériences de DUCK (1985), St Trojan (2005), et Arçay (2006). [0.5cm]	44
4.4	Représentation en nuage de points de la comparaison entre transport longitudinal mesuré et calculé à partir des formules SVR97, VR07, et CL11, avec la vitesse orbitale des vagues estimée à partir de la méthode de Elfrink et al. (2006) , pour les expériences de DUCK (1985), St Trojan (2005), et Arçay (2006).	44
4.5	Étendu des conditions de vagues (hauteur et période) prises en compte dans l'estimation de la vitesse orbitale des vagues selon la méthode de Elfrink et al. (2006). Figure issue de Elfrink et al. (2006).	45
4.6	Comparaison entre la vitesse orbitale des vagues près du fond mesurée sur la plage de St Trojan en 2006 et celle estimée à partir de la théorie linéaire (houle d'Airy) et suivant méthode de Elfrink et al. (2006) : (a) vitesses au niveau de la crête de la vague, (b) vitesses au niveau du creux (en valeur absolue), (c) vitesse instantanée sur un extrait de la période de mesure.	45
4.7	Évolution de la composition granulométrique du sédiment au cours de la migration de la dune. Paramétrisation : 3 classes de taille de grain (0.25, 0.5, et 1 mm) et fractions initiales identiques pour chaque classe (1/3), fournissant un d50 initial de 0.5 mm, 10 couches de 10 cm d'épaisseur chacune, débit constant de $1.8 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ produisant un courant maximal d'environ $1.2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ au niveau de la crête de la dune, et $\Delta t = 1 \text{ min}$	47
4.8	Comparaison entre les profils de dune simulés dans le cas d'un sédiment homogène (d50 = 0.5 mm) et dans le cas d'un sédiment hétérogène (3 classes de taille de grain (0.25, 0.5, et 1 mm) de même fraction initiale (1/3)), à $t = 30 \text{ h}$ et pour le même forçage hydrodynamique que présenté Fig. 4.7.	47
4.9	Profils obtenus avec un schéma de type Euler explicite en temps et : (a) différences finies centrées en espace ; (b) WENO à l'ordre 3 en espace.	48
4.10	(a) Comparaison de l'élévation du fond simulée au temps $t = 500 \text{ s}$ et en $y = 0.6 \text{ m}$ avec la solution analytique. Le schéma original sans et avec ajout de diffusion artificielle ($\epsilon = 1$), et le schéma EW sont testés. (b) Erreurs associées.	50
4.11	Graphe de convergence (à nombre de Courant constant) pour le schéma original sans diffusion additionnelle et pour le schéma EW. L'ordre de convergence moyen est de 1.22 pour le schéma EW tandis que le schéma original sans diffusion diverge pour $dx < 0.08 \text{ m}$	51
4.12	Comparaison de l'élévation du fond simulée au temps $t = 1700 \text{ s}$ et $y = 0.6 \text{ m}$ avec le schéma original (avec et sans diffusion) et avec le schéma EW.	51
4.13	Grille de calcul et zoom sur la bathymétrie initiale de l'embouchure.	52
4.14	Bathymétrie simulée après 3 et 5 mois avec le schéma original (a) et (c), et avec le schéma EW (b) et (d), respectivement.	54

4.15	(a)-(b) Bathymétrie de l'embouchure idéalisée à $t = 4$ mois simulée avec le schéma original et avec le nouveau schéma, respectivement. (c) Image Landsat de l'embouchure du Pertuis de Maumusson (Charente-Maritime), sur laquelle sont observés un chenal secondaire de flot (1) ainsi qu'une barre d'embouchure migrant parallèlement et vers la côte (2). (d)-(e) Bathymétrie de la plage adjacente au nord de l'embouchure à $t = 7$ mois simulée avec le schéma original et le nouveau schéma, respectivement. (f) Image Google Earth de barres obliques d'avant-plage près de la plage du Cap Ferret (Gironde, août 2012).	55
4.16	Temps de calcul de SED2D et du système complet (SELFÉ-WWM-SED2D) correspondants au cas de l'embouchure idéalisée (6 h d'évolution) pour le schéma original (avec diffusion additionnelle et filtre bathymétrique) et pour le nouveau schéma.	56
5.1	Zone d'étude.	60
5.2	Nature des fonds de la zone d'étude. Source : SHOM.	62
5.3	Densités de probabilité des hauteurs significatives (à gauche) et périodes pics (à droite) au large de l'île d'Oléron pour la période 1997 à 2005, calculées à partir des sorties du modèle de vagues WW3 forcé avec les réanalyses de vent NCEP. Figures issues de Bertin (2005).	64
5.4	Evolution de la flèche d'Arçay entre 1811 et 2005. Figure issue de Allard et al. (2008).	66
5.5	Différentiel bathymétrique de la baie de Marennes-Oléron pour la période 1824 à 2004. Figure issue de Bertin (2005).	67
6.1	(A) Localisation de la zone d'étude dans le Golfe de Gascogne. (B) Bathymétrie récente de la zone globale d'étude par rapport au niveau moyen, avec localisation du banc de sable de la Longe de Boyard (carré noir), ainsi que les stations La Brée et Chassiron (astérisques noirs). (C) et (D) Bathymétrie du banc en 1960 et 2000 respectivement (0.35 m d'incertitude sur la mesure (Bertin et al., 2005)), avec localisation du profil sismique réalisé en 2014, de la station de données de vagues MO1, et de la station MO2 où la carotte numérique est réalisée. Les coordonnées des cartes (B), (C) et (D) sont en mètres (Lambert-93).	71
6.2	Comparaison entre mesures et simulations au niveau de la station La Brée entre le 18 novembre et le 12 décembre 2009, pour : (a) la hauteur d'eau, (b) la hauteur significative des vagues, et (c) la période pic des vagues.	75
6.3	Cartes de différentiel bathymétrique 1960-2000 mesuré (a) et simulé avec utilisation d'un facteur morphologique de 10 : (b) forçage tidal uniquement, (c) forçage mixte (marée et vagues).	76
6.4	Différentiel bathymétrique simulé pour un forçage mixte (marée et vagues) : (a) avec un facteur morphologique de 10, (b) sans facteur morphologique.	77
6.5	Transport sédimentaire résiduel (vecteurs) calculé sur un cycle tidal dans la zone sud du banc, avec les vitesses d'érosion et de dépôt associées (couleurs) fournies par le calcul du terme $-\frac{1}{1-\lambda}\nabla \cdot \mathbf{Q}_{res}$. (a) Forçage tidal uniquement, (b) forçage mixte (marée et vagues), avec les paramètres de vagues au large suivants : $H_s = 4$ m, $T_p = 13$ s, $Dir_p = N290^\circ$	79

6.6	Élévation de la surface libre dans la partie sud de la Longe, lors du jusant : (a) forçage tidal uniquement, (b) forçage combinant la marée et un climat de vagues énergétiques (cf. Fig. 6.5).	80
6.7	(a) Vitesse instantanée du fluide dans le cas d'un courant stationnaire d'amplitude $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et dans le cas où une vague sinusoïdale est ajoutée à ce courant (la vitesse orbitale est calculée suivant la théorie linéaire pour une hauteur de vague de 0.5 m, une période de 12 s, et une hauteur d'eau de 4 m). (b) Transport sédimentaire associé calculé avec la formule de Wu et Lin (2014) et suivant la même paramétrisation granulométrique que pour les résultats précédents.	80
6.8	Comparaison de la hauteur significative des vagues simulée à la station MO1 (cf. Fig. 6.1) avec : (a) l'évolution du fond et (b) la variation du d_{50} de la couche de surface, simulées à la station MO2 entre 1980 et 2000.	82
6.9	Carotte numérique réalisée à la station MO2 (cf. Fig. 6.1) à la fin de la simulation, montrant la variation verticale du d_{50} correspondant aux années 1972 à 2000 (l'évolution du fond entre 1960 et 1972 étant quasi-nulle à cette station).	83
6.10	Profil sismique réalisé en juillet 2014 dans partie SE du banc (cf. Fig. 6.1 (C)), avec superposition des profils bathymétriques de 1960 et 2000. Les valeurs d'élévation sont indiquées par rapport au niveau moyen, et les valeurs d'intensité du signal acoustique réfléchi en unité arbitraire.	83
7.1	Flèche sableuse littorale (Golden Bay, Nouvelle-Zélande). Source : Google Earth. [1.0cm]	86
7.2	Flèche sableuse lacustre (Long Point Bay, Lac Erie, Canada). Source : Google Earth.	86
7.3	Bathymétrie récente de la Flèche d'Arçay, avec les positions des instruments de mesure mis en place en février-mars 2014 (un AWAC et deux ADCP). Coordonnées en Lambert 93 (mètres).	89
7.4	Photo aérienne de la Flèche d'Arçay en 1975, sur laquelle on peut distinguer des rides de plage, ou petits crochons, et des faisceaux de rides de plage, ou grands crochons. Source : www.geoportail.gouv.fr	90
7.5	Expérience de traçages fluorescents réalisés à la Flèche d'Arçay en avril 2006 : transport longitudinal intégré sur un cycle tidal pour les trois couches de mesures, en fonction de la distance au bord (les cercles correspondent aux points de mesures, les lignes correspondent aux interpolations). Figure issue de Bertin et al. (2007).	91
7.6	Comparaison entre l'évolution du gain surfacique de l'extrémité de la Flèche d'Arçay pour différentes périodes (numérotées de 1 à 16) et l'évolution du transport longitudinal moyen le long de la flèche et intégré sur ces mêmes périodes. Figure issue de Allard et al. (2008).	91
7.7	Haut : Bathymétrie du côté océanique de la Flèche d'Arçay en 2005, avec positions des transects P1 à P10 où sont calculés les paramètres de vagues et le transport longitudinal. Bas : Paramètres de vagues (hauteur significative et angle d'incidence au point de déferlement) et transport longitudinal pour trois climats de vagues différents, et en fonction de la distance le long de la flèche. Figures issues de Allard et al. (2008).	92

7.8	Pourcentage de la totalité du transport par dérive littorale (calculé suivant la formule du CERC (1984) sur la période 1979 à 2014 pour le site de la Flèche d'Arçay (Bertin, 2015)) obtenu lorsque seules les vagues de H_s supérieure à un seuil sont comptabilisées dans le calcul du transport par dérive littorale.	93
7.9	Comparaison entre mesures et simulations au niveau de l'AWAC entre le 2 février et le 11 mars 2014, pour : (a) la hauteur d'eau, (b) la hauteur significative des vagues, (c) la période pic des vagues, et (d) la période du moment d'ordre 2 du spectre des vagues.	95
7.10	Comparaison entre mesures et simulations au niveau de l'ADCP en bas de plage pendant les 5 et 6 février 2014, pour : (a) la hauteur d'eau, (b) la hauteur significative des vagues, (c) la période pic des vagues, et (d) la direction moyenne des vagues.	96
7.11	Comparaison entre mesures et simulations au niveau de l'ADCP en haut de plage pendant les 5 et 6 février 2014, pour : (a) la hauteur d'eau, (b) la hauteur significative des vagues, (c) la période pic des vagues, et (d) la direction moyenne des vagues.	97
7.12	Valeur du rapport entre hauteur significative des vagues (H_s) et hauteur d'eau (H_{tot}) issues des mesures, pour les deux ADCP.	97
7.13	Densité spectrale d'énergie des vagues (m^2/Hz) issue des mesures ((a) et (c)) et de la simulation ((b) et (d)), au niveau des deux ADCP.	98
7.14	Note de terrain du 6 février 2014, lors de la récupération des deux ADCP mis en place la veille, confirmant l'action significative de la mer de vent sur l'hydrodynamique locale.	99
7.15	Comparaison entre mesures et simulations au niveau de l'ADCP en bas de plage pendant les 5 et 6 février 2014, pour : (a) la hauteur d'eau, (b) le courant longitudinal, et (c) le courant transversal.	100
7.16	Comparaison entre mesures et simulations au niveau de l'ADCP en haut de plage pendant les 5 et 6 février 2014, pour : (a) la hauteur d'eau, (b) le courant longitudinal, et (c) le courant transversal.	101
7.17	Évolution morphologique de l'extrémité de la Flèche d'Arçay sur 10 ans, simulée dans le cas d'un forçage de vagues réaliste correspondant à la période 1960 à 1970. La bathymétrie initiale est celle de 1960.	104
7.18	Évolution morphologique de l'extrémité de la Flèche d'Arçay sur 10 ans, simulée dans le cas d'un forçage de vagues constantes au large ($H_s = 2$ m, $T_p = 9$ s, et $Dir_{moy} = N290^\circ$). La bathymétrie initiale est celle de 1960.	105
7.19	Évolution morphologique de la Flèche d'Arçay sur 20 ans, simulée dans le cas d'un forçage de vagues réaliste correspondant à la période 1960 à 1980. [0.4cm]	107
7.20	Photos aériennes de la pointe de la Flèche d'Arçay en 1958, 1972, et 1980. Source : www.geoportail.gouv.fr	107
A.1	Relation de dispersion obtenue à partir de la théorie linéaire et suivant l'approche non linéaire proposée par Kirby et Dalrymple (1986), pour une vague de hauteur $H = 2$ m et de période $T = 7$ s, et pour une hauteur d'eau de 5 m.	130

A.2	Termes S_{xx} , $S_{xx}^{(1)}$, $S_{xx}^{(2)}$, et $S_{xx}^{(3)}$ calculés à partir de la théorie linéaire et suivant l'approche non linéaire proposée ici, pour $H = 2$ m, $h = 45$ m, et une pente de 0.005. [0.5cm]	131
A.3	Idem que Fig. A.2 mais pour $h = 5$ m.	131
A.4	Transport de masse M^w et vitesse de groupe c_g calculés à partir de la théorie linéaire et suivant l'approche non linéaire proposée ici, pour $H = 2$ m, $h = 5$ m, et une pente de 0.005.	132
A.5	Setup calculé à partir de la théorie linéaire et suivant l'approche non linéaire proposée ici, dans le cas de la plage de St Trojan et pour des vagues au large de hauteur significative $H_s = 3.2$ m, de période pic $T_p = 7.8$ s et déferlant perpendiculairement à la côte.	132

Liste des tableaux

4.1	Caractéristiques des expériences de mesures de transport longitudinal réalisées sur les plages de Duck, St Trojan, et Arçay. Les paramètres de vagues (H_s , T_p , et Dir_{moy}) sont les valeurs au large (la direction moyenne étant l'angle d'incidence des vagues par rapport à la normale à la plage), h_{moy} est la hauteur d'eau moyenne où est mesurée la vitesse du courant longitudinal U_c (dérive littorale) et le transport longitudinal.	41
5.1	Paramètres moyens des vagues issus des études de Charles et al. (2012) [C12] et Dodet et al. (2010) [D10]. Les valeurs issues de Charles et al. (2012) sont calculées pour la période 1958 à 2001 au point de la bouée Gascogne (45.42°N-5°O), et les périodes printemps, été, automne, et hiver correspondent aux mois mars à mai, juin à août, septembre à novembre, et décembre à février respectivement. Les valeurs issues de Dodet et al. (2010) sont calculées pour la période 1953 à 2009, à l'ouest du Golfe de Gascogne (45.01°N-12.5°O), et les périodes été et hiver correspondent aux mois juin à septembre et décembre à mars respectivement.	63

Chapitre 1

Introduction générale

1.1 Contexte de la thèse

Avec environ 30% de la population mondiale vivant dans une bande côtière de 100 km de large (Small et Nicholls, 2003) et plus de 200 millions de personnes résidant dans des zones potentiellement affectées par des niveaux extrêmes (Nicholls, 2010), les littoraux présentent un intérêt socio-économique de premier plan. En particulier, les zones littorales sableuses représentent environ un tiers des littoraux à l'échelle de la planète (CERC, 1984) et sont parmi les environnements physiques les plus évolutifs à sa surface (Davis, 1997). Due en grande partie à la réduction des apports sédimentaires fluviaux ces dernières décennies (Vörösmarty et al., 2003) et à l'élévation séculaire du niveau marin (Wöppelmann et al., 2014), plus de 70% des plages mondiales sont en érosion (Bird, 1985). Il en résulte un intérêt croissant de la part de la communauté scientifique à mieux comprendre la dynamique de ces zones littorales.

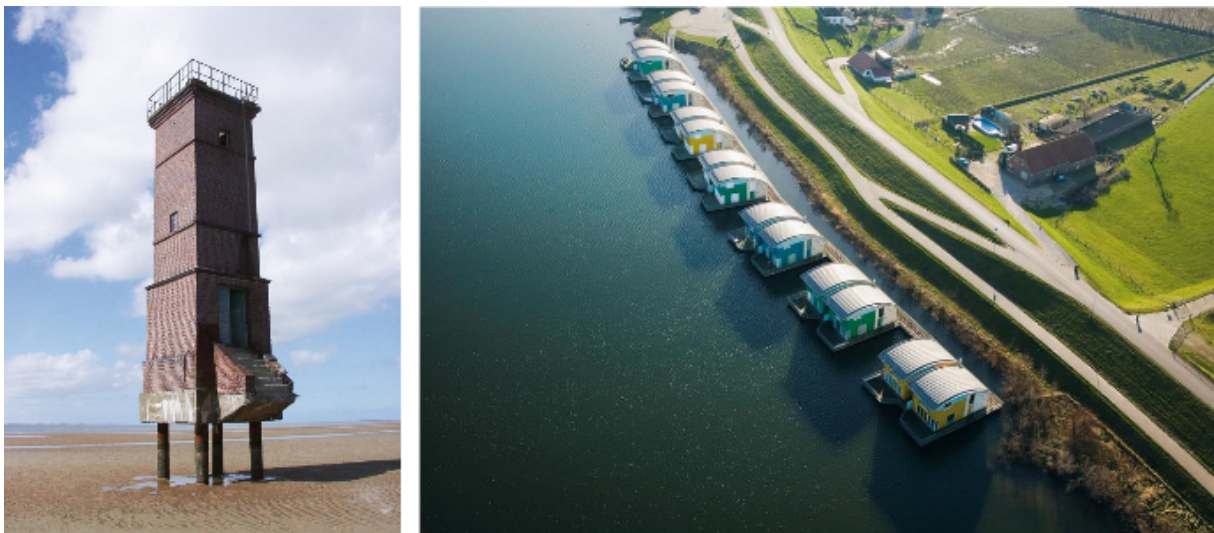


FIGURE 1.1: *Gauche : Photo récente du phare de l'île de Memmert (Allemagne), situé initialement sur la dune qui s'est érodée au cours des dernières décennies. Droite : Maisons flottantes sur le front de mer de Maasbommel (Pays-Bas), pouvant s'élever avec le niveau marin. Source : www.worldoceanreview.com.*

La morphodynamique d'un système sédimentaire est l'étude des interactions dynamiques entre sa morphologie et l'écoulement (hydrodynamique dans notre cas) le caractérisant. Il est de nos jours indispensable de comprendre la morphodynamique des zones littorales depuis une

échelle de temps journalière (passage d'une tempête par exemple) jusqu'à séculaire (élévation du niveau marin), afin d'anticiper leur évolution future et ainsi améliorer leur gestion socio-économique. Tenter de prévoir la morphodynamique future de ces zones nécessite bien sûr de reproduire dans un premier temps leur morphodynamique passée. Cette morphodynamique est cependant très complexe du fait de la large gamme d'échelles spatio-temporelles entrant en jeu (Fig. 1.2). Elle est contrôlée par de nombreux processus physiques (courants, vagues, turbulence, ...), voire biologiques (Malarkey et al., 2015), ces processus interagissant entre eux à différentes échelles spatio-temporelles. De plus, chaque site présente des spécificités locales qui vont influencer sa dynamique, comme la composition granulométrique du sédiment, la présence de végétation, ou encore l'exposition à des activités humaines (dragages, réensablement, conchyliculture, ...). La proximité des zones littorales présente tout de même l'avantage de pouvoir réaliser de nombreuses mesures (hydrodynamiques, de transport sédimentaire, topographiques/bathymétriques, sismiques) indispensables à la compréhension des mécanismes régissant l'évolution de ces zones, même si le déferlement des vagues empêche parfois toute navigation et certains types de mesures (bathymétriques par exemple).

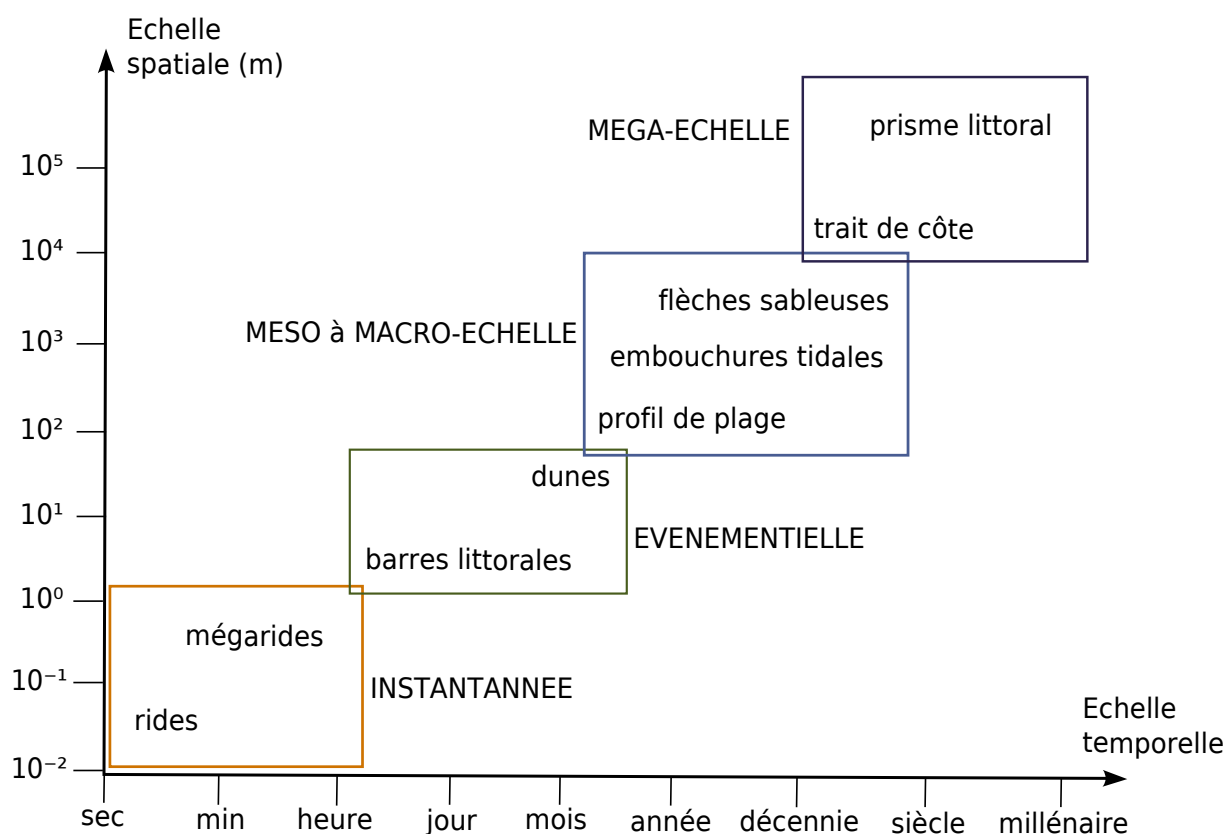


FIGURE 1.2: Échelles spatio-temporelles associées à la morphodynamique littorale.

Les études basées sur une approche descriptive des systèmes sédimentaires littoraux (e.g. Swift et al., 1972; Hayes, 1980; Berné et al., 1993; Allard et al., 2008) ont l'avantage de prendre en considération toute la complexité des processus régissant leur évolution, mais reste limitées lorsque différents processus (ou forçages) agissent de concert et/ou produisent des effets proches. En parallèle de ces études, d'autres approches sont apparues afin de combler cette lacune. Des modèles empiriques ont tout d'abord été développés (e.g. O'Brien, 1969; Bruun, 1978) ainsi que des modèles basés sur une analyse linéaire de stabilité (e.g. Huthnance, 1982a; Hulscher et al.,

1993) (cf. Chap. 2). A partir des années 1990, le développement des performances de calcul numérique a permis de modéliser numériquement l'évolution morphologique de systèmes sédimentaires, notamment au moyen de modèles basés sur les processus physiques (e.g. De Vriend et al., 1993). Cependant, la majorité des études morphodynamiques utilisant cet outil numérique considère uniquement la marée comme forçage externe. Le signal de marée étant périodique, les flux sédimentaires engendrés sont alternatifs et les flux résiduels correspondants (i.e. moyennés sur un cycle tidal) sont donc relativement faibles. Ne considérer que le forçage tidal permet ainsi d'utiliser des techniques d'accélération des simulations morphodynamiques (ou techniques de réduction du temps de calcul) relativement facilement. Ceci explique que la modélisation morphodynamique de systèmes sédimentaires soumis uniquement à l'action de la marée a concerné des échelles de temps relativement grandes, depuis l'échelle pluri-annuelle à pluri-décennale (e.g. Fortunato et Oliveira, 2004; Roelvink, 2006; Van der Wegen et al., 2011; Dam et al., 2013) jusqu'à l'échelle millénaire (e.g. Van der Wegen et Roelvink, 2008; Coco et al., 2013). D'un autre côté, l'action des vagues entraîne une complexification des processus contrôlant l'évolution du système, et les flux sédimentaires peuvent alors perdre leur caractère alternatif. L'utilisation de techniques de réduction du temps de calcul en modélisation morphodynamique est donc potentiellement compromise lorsque les vagues sont prises en compte, et l'application de modèles basés sur les processus à des systèmes soumis à un forçage mixte (marée et vagues) reste limitée à des échelles de temps courtes. Ces dernières années, de telles études ont pour la plupart concerné une échelle de temps mensuelle à pluri-annuelle (e.g. Bertin et al., 2009b; Castelle et al., 2012; Nahon et al., 2012), bien que certains travaux aient déjà fourni des résultats intéressants et encourageants à une échelle de temps décennale (Cayocca, 2001) (Fig. 1.3).

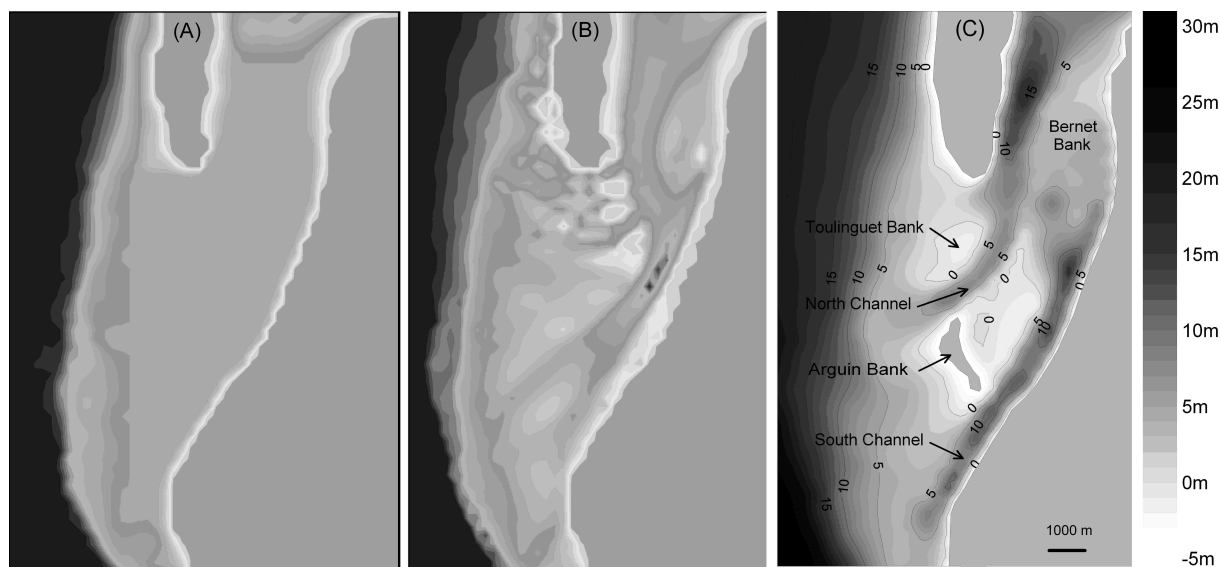


FIGURE 1.3: (A) Bathymétrie plane initiale; (B) Bathymétrie simulée après 10 ans d'évolution et pour un forçage mixte; (C) Bathymétrie mesurée en 1993. Figures issues de Cayocca (1996).

Modéliser la morphodynamique des zones sableuses littorales dominées par l'action de la marée et des vagues à une échelle de temps pluri-décennale apparaît donc comme un objectif ambitieux, mais toutefois réalisable. Cet objectif est en cohérence avec une des spécificités de l'équipe de recherche Dynamique Physique du Littoral de l'UMR 7266 LIENSs-CNRS : l'étude des systèmes côtiers soumis à un forçage mixte.

1.2 Questions posées

A l'échelle de temps considérée dans cette thèse, il est intéressant de distinguer les évolutions morphologiques des systèmes sédimentaires étudiés suivant deux comportements globaux. Dans le cas où ces évolutions sont gouvernées par le système sédimentaire lui-même (i.e. sans variation de forçage(s) externe(s)), elles sont qualifiées d'auto-cycliques (Beerbower, 1964). Au contraire, lorsque la variation d'un ou plusieurs forçages externes (le climat de vagues par exemple) contrôle la dynamique de ces systèmes, on parle d'allo-cyclicité. Naturellement, la morphodynamique des systèmes sableux dominés par la marée et les vagues peut présenter à la fois une part d'auto-cyclicité et une part d'allo-cyclicité. Partant de cette distinction, les questions générales auxquelles ces travaux veulent répondre sont les suivantes :

- Les évolutions morphologiques des systèmes étudiés sont-elles de nature auto-cyclique, allo-cyclique, ou les deux ?
- Dans le cas d'une dominance auto-cyclique :
 - Quels paramètres caractérisent cette auto-cyclicité ?
 - Comment cette auto-cyclicité inhibe l'impact potentiel des forçages externes et leur variation sur la morphodynamique des systèmes étudiés ?
- Dans le cas d'une dominance allo-cyclique :
 - La variation du climat de vagues permet-elle à elle seule d'expliquer les évolutions observées ?
 - Cette variation, ou chronologie des événements, peut-elle s'imprimer d'un point de vue stratigraphique dans le sédiment ?
 - Une même variation de forçage externe peut-elle impacter différemment la morphodynamique d'un système sédimentaire ?
- Dans le cas où les deux comportements interviennent :
 - Quelles sont les interactions existant entre ces deux comportements ?

1.3 Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est organisé en 8 chapitres :

Après ce premier chapitre introduisant le contexte et les questions générales posées en amont de ces travaux de thèse, le chapitre 2 décrit les différentes approches caractérisant l'étude de la morphodynamique littorale, ceci permettant de justifier le choix de se baser sur un modèle de type processus. Les principales techniques employées pour la modélisation morphodynamique basée sur les processus et à long terme sont ensuite détaillées et discutées.

Le chapitre 3 présente le système de modélisation utilisé dans cette thèse. Les différentes composantes de ce système sont détaillées : le modèle hydrodynamique SELFE, le modèle de vagues WWM, et le modèle de transport sédimentaire et d'évolution du fond SED2D. Les deux

principaux développements apportés à SED2D y sont détaillés : l'intégration (1) d'une méthode "multi-classes multi-couches" permettant de prendre en compte l'hétérogénéité granulométrique du sédiment et de réaliser des simulations de stratigraphie numérique, et (2) d'une nouvelle méthode numérique visant à améliorer le calcul de l'évolution du fond sur maillage non-structuré.

Le chapitre 4 illustre l'apport des principaux développements concernant le module de transport sédimentaire et d'évolution du fond SED2D. Tout d'abord, l'amélioration de l'estimation du transport longitudinal en zone de surf obtenue en considérant le caractère asymétrique des vagues ainsi que le transport en zone de swash est présentée. Puis, la prise en compte de l'approche multi-classes multi-couches est étudiée à travers la migration d'une dune hydraulique. Enfin, plusieurs applications de la nouvelle méthode numérique pour le calcul de l'évolution du fond sont discutées, en comparaison à une méthode plus classique combinant l'ajout de diffusion artificielle au calcul du transport et l'utilisation d'un filtre bathymétrique.

Le chapitre 5 présente la zone d'étude générale : son contexte géographique et géomorphologique, les caractéristiques locales de la marée, les caractéristiques du climat de vagues dans le Golfe de Gascogne et d'un point de vue local, et enfin la dynamique sédimentaire globale de la zone d'étude.

Le chapitre 6 concerne le premier site d'étude de cette thèse : le banc de sable estuarien de La Longe de Boyard, situé dans la Baie de Marennes-Oléron (Charente-Maritime). Son évolution pluri-décennale (1960 à 2000) est étudiée en confrontant données bathymétriques et sismiques avec les résultats morphodynamique et stratigraphique issus des simulations numériques. Un intérêt particulier est porté au rôle des vagues dans l'évolution morphologique du banc et l'évolution de la composition granulométrique du sédiment, dans cet environnement a priori dominé par les courants de marée.

Le chapitre 7 concerne le second site d'étude : la Flèche sableuse d'Arçay, située sur le littoral vendéen. Dans un premier temps, les valeurs de hauteurs d'eau, paramètres de vagues, et courants moyens issues de mesures réalisées en février 2014 (mise en place d'un AWAC et de deux ADCP) sont comparées à celles obtenues à partir du système de modélisation. Dans un second temps, des résultats préliminaires de simulation de l'évolution morphologique de la flèche sur 10 et 20 ans sont analysés.

Enfin, le chapitre 8 résume les principales contributions de ces travaux de thèse à la compréhension de la morphodynamique saisonnière à pluri-décennale des systèmes littoraux sableux soumis à l'action de la marée et des vagues, et discute des perspectives envisagées.

Chapitre 2

Différentes approches pour la morphodynamique littorale

2.1 Introduction

En amont des études visant à modéliser la morphodynamique de systèmes sableux littoraux, les approches descriptives, ou géomorphologiques, permettent de proposer des hypothèses quant à l'évolution de ces systèmes. Ces approches sont basées sur l'analyse des caractéristiques morphologiques et géologiques des corps sableux, fournies par des données bathymétriques et/ou stratigraphiques. Par exemple, l'analyse d'une carte de différences bathymétriques pour une période donnée permet de visualiser directement les zones en érosion et en accrétion au cours de la période étudiée, ces informations étant potentiellement extrapolables en temps. L'utilisation de la sismique réflexion renseigne quant à elle sur la stratigraphie du système sédimentaire. En effet, cet outil permet d'envoyer une onde acoustique qui va se réfléchir au niveau des différentes interfaces de couches sédimentaires (caractérisées par une variation de la densité du milieu principalement), et ainsi localiser ces interfaces. On peut alors visualiser la stratigraphie d'un corps sédimentaire suivant un plan vertical appelé profil sismique, et la présence de discontinuités, appelées réflecteurs, au sein d'un profil sismique peut rendre compte de l'évolution passée de la bathymétrie au niveau de ce profil (Fig. 2.1). La sismique réflexion permet donc d'obtenir en une seule mesure des informations sur la morphodynamique passée du système. Les études géomorphologiques ont concerné une grande diversité de systèmes sableux littoraux, notamment : les estuaires et les deltas (e.g. Galloway, 1975; Thomas et al., 2002; Gani et Bhattacharya, 2007; Allard et al., 2009), les embouchures tidales (e.g. Hubbard et al., 1979; FitzGerald, 1996; Michel et Howa, 1997; Bertin et al., 2004), les plages (e.g. van der Wal, 2004; Sénéchal et al., 2009), les bancs tidaux (e.g. Olariu et al., 2012; Chaumillon et al., 2013), les dunes tidales (e.g. Berné et al., 1988; Jung et al., 1998; Liu et al., 2007), ou encore les bancs d'embouchure (e.g. FitzGerald, 1984; Harris, 1988; Chaumillon et al., 2008).

En parallèle de ces approches géomorphologiques, différents types de modèles morphodynamiques ont été développés. Cette thèse ayant pour but de modéliser la morphodynamique de systèmes sableux littoraux dominés par l'action de la marée et des vagues, une certaine stratégie de modélisation a été retenue. Afin de justifier le choix de cette stratégie, les différentes approches de modélisation morphodynamique existantes sont décrites et discutées ci-après.

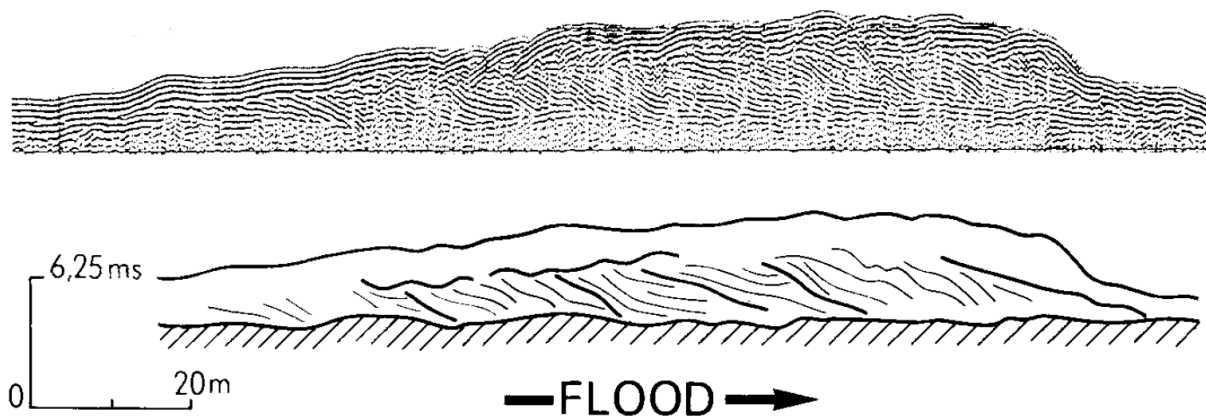


FIGURE 2.1: Image du dessus : profil sismique d'une dune de sable au large de Surtainville (péninsule du Cotentin, France), dont l'évolution est fortement contrôlée par les courants de marée. Image du dessous : interprétation schématique du profil sismique montrant la succession de réflecteurs (traits noirs obliques), révélant une progression de la dune dans le sens du flot. Figure issue de Berné et al. (1988).

2.2 Modèles empiriques et semi-empiriques

Le souhait de modéliser le comportement morphologique des systèmes sableux littoraux a ensuite mené au développement de modèles empiriques, ces derniers se basant sur l'estimation de la stabilité d'un système sédimentaire en fonction de ses paramètres morphologiques et/ou hydrodynamiques (prisme tidal, vitesse des courants, section de l'embouchure et des chenaux, dérive littorale, ...). Un état d'équilibre du système est caractérisé à partir de ces paramètres, et le modèle fournit une prédiction de son évolution morphologique qui est fonction de l'écart entre son état observé et cet état d'équilibre. Les inconvénients de ce type de modèle sont qu'il ne fournit pas de vitesse d'évolution du système, et surtout qu'il se base sur un état d'équilibre dont on ne sait pas s'il existe a priori. De plus, il peut potentiellement exister plusieurs états d'équilibre du système (Whitehouse, 2000). Néanmoins, ce type d'approche a été particulièrement utilisé pour étudier la morphodynamique des embouchures et des estuaires, contribuant à la compréhension globale des mécanismes contrôlant leur évolution. On peut notamment citer les travaux pionniers de LeConte (1905) et O'Brien (1931, 1969), qui ont proposé une relation empirique entre l'aire de la plus petite section mouillée de l'embouchure en-dessous du niveau moyen et le prisme tidal correspondant à une marée de vives-eaux (fig. 2.2). Cette relation a été abondamment utilisée par la suite, menant au développement de modèles plus sophistiqués prenant en compte des paramètres supplémentaires, comme par exemple la dérive littorale nette annuelle au niveau des plages adjacentes (Bruun, 1978). Des approches similaires ont aussi été développées pour l'étude de la morphodynamique des plages, comme le modèle proposé par Wright et al. (1985) qui se base sur la valeur d'un paramètre Ω combinant la hauteur et la période pic des vagues au point de déferlement ainsi que la vitesse de chute du sédiment, pour une configuration instantanée de la plage étudiée. Cette valeur est alors comparée avec le paramètre Ω_{eq} correspondant à une configuration de la plage à l'équilibre (Ω_{eq} étant défini cette fois à partir des valeurs moyennes annuelles de hauteur et période vagues, et vitesse de chute du sédiment), afin d'estimer l'évolution morphologique du profil de plage.

Les modèles semi-empiriques combinent quant à eux les relations empiriques caractérisant le système sédimentaire avec un modèle de type processus (cf. 2.4) utilisé principalement pour obte-

nir les caractéristiques hydrodynamiques du système. Cependant, une des principales contraintes de ce type d'approche est que les évolutions morphologiques sont calculées seulement pour des sections 1D du système sédimentaire (e.g. Van Dongeren et De Vriend, 1994; Wang et al., 1998), ceci limitant grandement l'étude de l'évolution morphologique de l'ensemble du système.

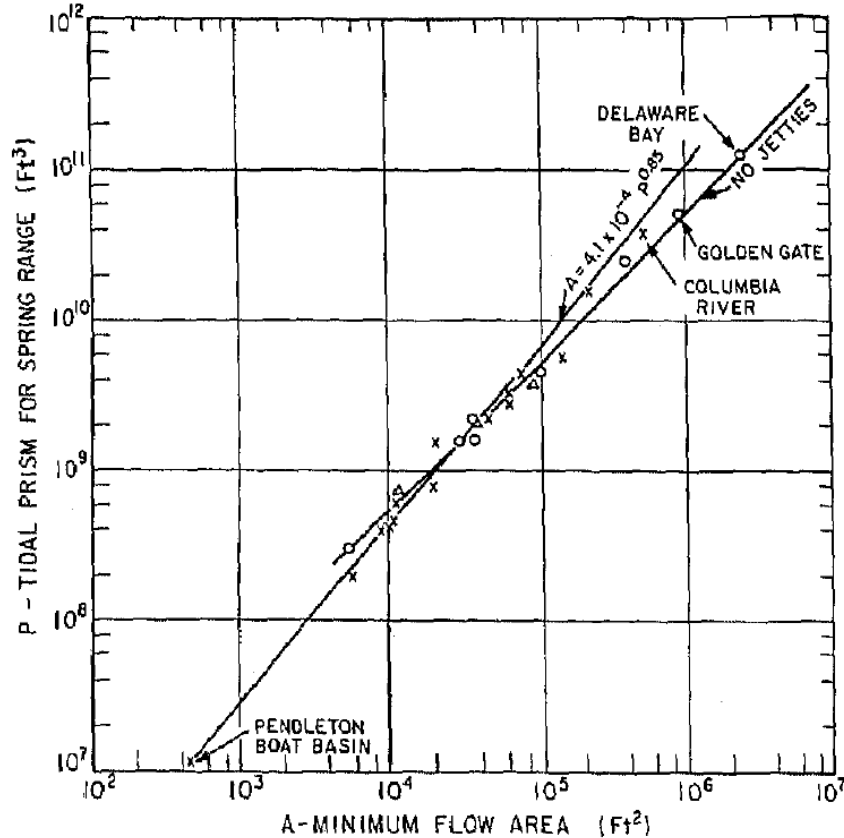


FIGURE 2.2: Prisme tidal de vives-eaux en fonction de l'aire minimale de la section mouillée pour différentes embouchures. Figure issue de O'Brien (1969).

2.3 Modèles basés sur une analyse linéaire de stabilité

Dans l'étude de Hulscher et al. (1993) sur la formation de certaines formes sableuses sous l'action des courants de marée, le concept d'analyse linéaire de stabilité en morphodynamique côtière est détaillé comme suit. A partir d'un état de base correspondant au cas d'un courant de marée au-dessus d'un fond plat, des perturbations du fond, de longueurs d'onde et orientations arbitraires, sont ajoutées. L'interaction entre le courant et ces perturbations est ensuite étudiée mathématiquement afin de déterminer si ces perturbations vont croître ou décroître. Un état quelconque est alors qualifié de stable si les perturbations initiales décroissent exponentiellement, ce qui implique une vitesse de croissance négative pour toutes les perturbations. Au contraire, si au moins une perturbation possède une vitesse de croissance positive, alors l'état est qualifié d'instable, et la ou les perturbations correspondantes sont qualifiées d'instabilités du système morphodynamique. La première étude morphodynamique basée sur cette approche a été réalisée par Huthnance (1982a), ce dernier se basant sur une description 2DH de l'hydrodynamique et se focalisant sur la formation de bancs de sable (définis par une longueur d'onde de plusieurs dizaines de kilomètres et une hauteur de plusieurs dizaines de mètres) en présence d'un courant

de marée (Fig. 2.3). Le résultat principal de cette étude est que l'orientation et la longueur d'onde pour lesquelles l'instabilité du fond a une vitesse de croissance maximale devraient prédominer dans le temps. Les valeurs optimales obtenues dans l'étude sont une orientation d'environ 28° par rapport à la direction du courant et une longueur d'onde de l'ordre de 250 fois la hauteur d'eau. Ces valeurs sont finalement comparées avec les valeurs correspondant aux bancs tidaux situés dans la région du Norfolk (Mer du Nord), et un accord raisonnable est obtenu. Huthnance (1982b) a ensuite montré que l'action des vagues et/ou d'un budget sédimentaire limité était nécessaire afin que la crête du banc se maintienne en dessous de la surface de l'eau et que le banc atteigne un état d'équilibre. Des travaux complémentaires sont apparus par la suite, incluant par exemple les effets de retard de phase dans le transport du sédiment et l'asymétrie des vagues (De Vriend, 1990), ou la prise en compte de la structure verticale du courant en 2DH et en 3D (Hulscher et al., 1993; Hulscher, 1996) permettant d'expliquer la formation à la fois des bancs de sable (définis par une longueur d'onde de l'ordre de 5 à 10 km et une hauteur atteignant 30 m) et des barres sableuses (longueur d'onde d'environ 100 à 800 m et hauteur maximale de l'ordre de 5 m). Plus récemment, Gerkema (2000) a utilisé une méthode asymptotique pour résoudre l'hydrodynamique en 3D et ainsi montrer que la longueur d'onde préférentielle de l'instabilité ne dépend presque pas de la hauteur d'eau, mais plutôt de deux paramètres que sont le coefficient de pente appliqué au transport et le rapport entre la vitesse de friction et la viscosité tourbillonnaire.

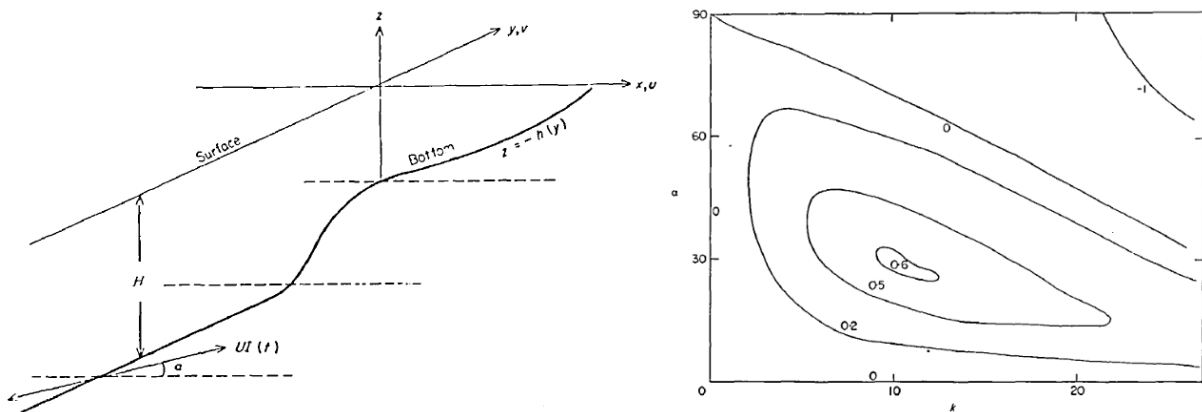


FIGURE 2.3: Exemple d'étude de la formation d'un banc de sable basée sur une analyse linéaire de stabilité. À gauche : perturbation initiale homogène suivant l'axe x et soumise aux courants de marée. À droite : vitesse de croissance de la perturbation obtenue analytiquement (unité arbitraire), en fonction de son nombre d'onde adimensionnel k (en abscisse) et de l'angle α du courant par rapport à l'axe x (en ordonnée). On constate que la vitesse de croissance maximale se situe pour $k = 10$, correspondant à une longueur d'onde de l'ordre de 250 fois la hauteur d'eau, et $\alpha = 28^\circ$ environ. Figures issues de Huthnance (1982a).

Ce type d'approche a également été appliqué à la morphodynamique 2D des plages (Falqués et Calvete, 2005; Falqués et al., 2008) en réponse à l'obliquité des vagues incidentes (Fig. 2.4). Cependant, l'analyse linéaire de stabilité nécessite de considérer une bathymétrie initiale spatialement homogène sur laquelle des petites perturbations sont ajoutées, ce qui exclut de considérer des bathymétries quelconques.

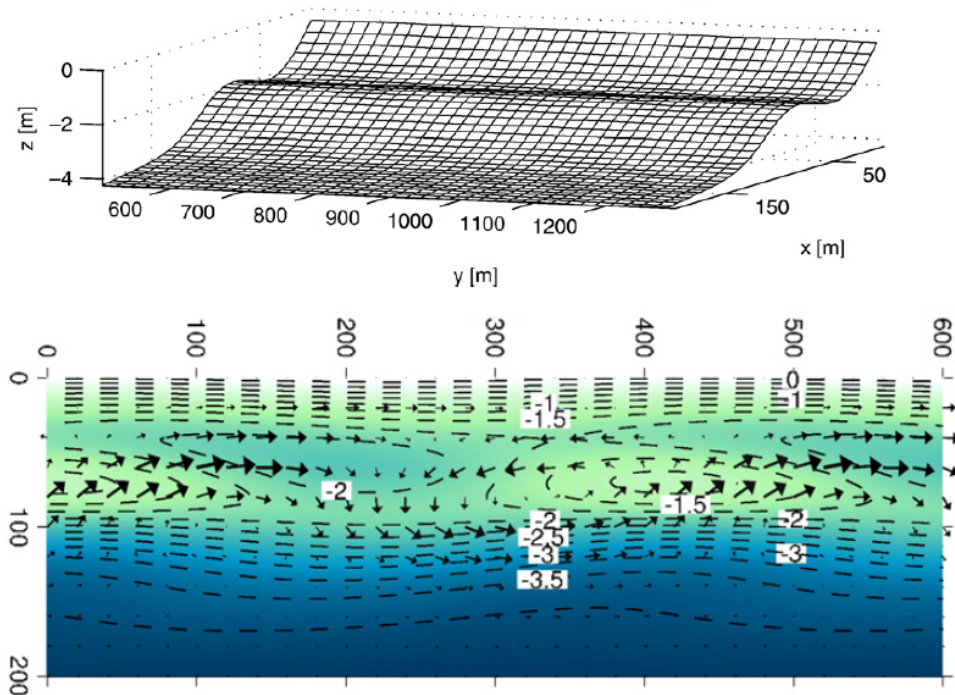


FIGURE 2.4: Exemple d'étude basée sur une analyse linéaire de stabilité : bathymétrie initiale (en haut) et finale (en bas) d'une plage soumise à un forçage de vagues obliques. Figures issues de Falqués et al. (2008).

2.4 Modèles basés sur les processus

Les modèles basés sur les processus ont été développés dans le but de simuler l'évolution morphologique de systèmes sédimentaires réalistes en prenant en compte le plus fidèlement possible les principaux processus contrôlant leur morphodynamique. Le plus souvent, ce type de modèle, appelé par la suite système de modélisation, est en fait composé de plusieurs modèles couplés entre eux : un modèle hydrodynamique fournissant la vitesse du courant et l'élévation de la surface libre, un modèle de vagues fournissant les paramètres de vagues (e.g. hauteur, période, direction), et un modèle de transport sédimentaire et d'évolution du fond permettant de faire évoluer la bathymétrie au cours de la simulation. Toutes ces variables (vitesse du courant, élévation de la surface libre, paramètres de vagues, transport sédimentaire et variation du fond) sont calculées en chaque maille du domaine et à chaque pas de temps, chaque modèle possédant potentiellement son propre pas de temps. Ces systèmes de modélisation peuvent être basés sur une formulation 3D des équations décrivant l'hydrodynamique (équations de bilan de quantité de mouvement et de continuité), une discrétisation verticale de la colonne d'eau étant effectuée dans ce cas, ou bien sur une formulation 2D où les équations sont intégrées suivant la verticale. Le plus souvent, le modèle de vagues considéré dans ce type d'approche est qualifié de modèle "à phase moyennée", c'est-à-dire que les termes de l'équation résolue par le modèle de vagues (équation de bilan d'action des vagues) correspondent à des valeurs moyennes sur plusieurs périodes de vagues, comme c'est également le cas de la surface libre calculée par le modèle hydrodynamique. Au contraire, les modèles dits "à résolution de phase" calculent la surface libre instantanée (i.e. caractérisée par la présence de chaque vague individuelle), et dans ce cas il n'y a pas deux modèles (pour l'hydrodynamique et pour les vagues) mais un seul résolvant un système couplé (basé par exemple sur les équations de type Boussinesq, Serre Green-Naghdi, ou Korteweg-de Vries).

Les systèmes de modélisation morphodynamique basés sur les processus ont été abondamment utilisés depuis les dix dernières années environ, parmi lesquels on peut citer : DELFT3D (Lesser et al., 2004), MORSYS2D (Fortunato et Oliveira, 2004; Bertin et al., 2009b) (Fig. 2.5), ROMS (Warner et al., 2008), TELEMAC (Villaret et al., 2013), et XBeach (Roelvink et al., 2009).

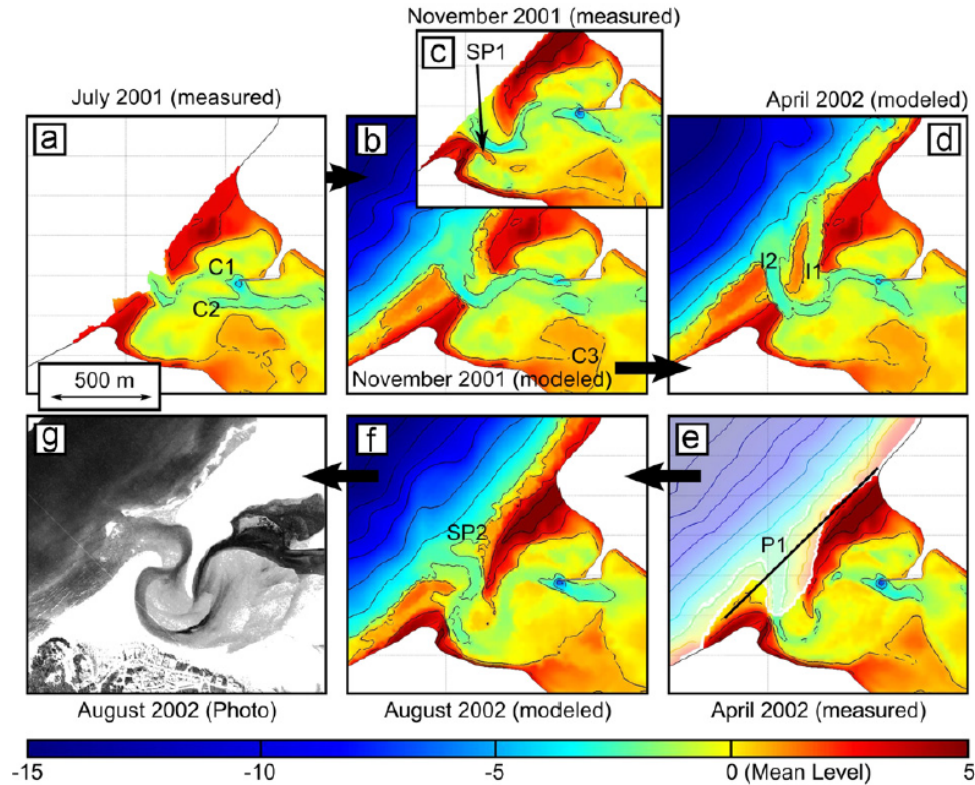


FIGURE 2.5: Exemple d'étude morphodynamique basée sur le système de modélisation MORSYS2D et concernant l'évolution de l'embouchure d'Óbidos (Portugal) soumise à l'action de la marée et des vagues de juillet 2001 à août 2002 (figures issues de Bruneau et al. (2011)).

Les systèmes de modélisation basés sur les processus peuvent présenter de nombreuses différences d'un système à un autre. Une première spécificité concerne le maillage, qui peut être de nature structurée (i.e. composé de parallélogrammes), non-structurée (e.g. composé de triangles), ou mixte (e.g. composé de triangles et de quadrilatères). D'autre part, les équations résolues dans les différents systèmes de modélisation peuvent sensiblement varier, en fonction par exemple de l'ordre d'approximation considéré pour certains termes, le paramétrage de la friction en surface, au fond, ou encore la méthode choisie pour prendre en compte la turbulence. La spécificité d'un système est également en grande partie dépendante des méthodes numériques utilisées pour résoudre les différentes équations, le champ des méthodes numériques étant relativement vaste. Enfin, le couplage entre le modèle hydrodynamique et le modèle de transport sédimentaire et d'évolution du fond peut être considéré de différentes façons (également discuté dans le chapitre 4). Du fait de la simultanéité de l'action du fluide sur le sédiment et de l'action du sédiment sur le fluide, l'approche la plus rigoureuse apparaît être celle où l'hydrodynamique et l'évolution du fond sont résolues simultanément, c'est-à-dire au sein d'un système d'équations hydro-morphodynamique couplées. Cette approche limite cependant le choix de la formulation du transport sédimentaire, ce dernier devant être uniquement fonction de la vitesse du fluide et de la hauteur d'eau afin que le système d'équations soit solvable. En présence de vagues, le

choix d'un tel couplage est donc compromis puisque le transport sédimentaire devient également fonction des paramètres de vagues. L'approche retenue dans ce cas se base alors sur l'hypothèse que l'hydrodynamique peut être considérée indépendante de la variation du fond pendant un intervalle de temps relativement court. L'évolution du fond est ainsi calculée en considérant les paramètres hydrodynamiques comme constants durant cet intervalle de temps.

2.5 Autres modèles

Des approches alternatives sont également apparues pour l'étude de l'évolution morphologique de systèmes côtiers. Cowell et al. (2003a,b) a proposé et appliqué à plusieurs cas réels un modèle basé sur les interactions à plus long terme et à plus grande échelle spatiale entre les différentes sous-parties d'un système sédimentaire pour simuler son évolution à une échelle de temps décennale à centennale. Une approche de type "hiérarchique" a également été proposée par Werner (1999), visant à modéliser le comportement du sédiment à différentes échelles spatio-temporelles et ainsi coupler entre eux ces différents niveaux de modélisation. Bien que ces modèles aient été peu exploités jusqu'à maintenant, la morphodynamique à long terme des environnements côtiers mixtes pourrait bénéficier de la confrontation entre ce type de modèles et ceux décrits précédemment.

2.6 Justification de l'approche employée dans cette thèse

Parmi les trois catégories de modèles morphodynamiques décrites précédemment, seule une approche de modélisation basée sur les processus a été considérée dans ces travaux de thèse. De nombreuses contraintes justifient ce choix :

- L'étude de sites réels, nécessitant d'initialiser le modèle avec des bathymétries issues de relevés de terrain. Cette condition d'initialisation élimine l'utilisation d'un modèle basé sur une analyse linéaire de stabilité, ce dernier nécessitant une bathymétrie initiale homogène sur laquelle des petites perturbations sont ajoutées.
- L'objectif d'analyser l'évolution morphologique d'un système sédimentaire aussi bien d'un point de vue global que local. Nous souhaitons pouvoir "zoomer" sur une partie quelconque du système et en extraire ses caractéristiques d'évolution, tout en ayant des informations sur l'évolution globale du système (e.g. variation des dimensions générales du corps sédimentaire étudié). Cette contrainte limite fortement l'emploi d'un modèle empirique puisque ce dernier considère, en entrée comme en sortie de modèle, des caractéristiques générales du système sédimentaire telles que l'aire de la section mouillée d'une embouchure, ou la pente d'un profil de plage homogène dans la direction longitudinale.
- Une contrainte majeure est celle d'intégrer la variabilité du climat de vagues dans le modèle, indispensable à l'étude d'environnements mixtes (i.e. soumis à l'action de la marée et des vagues), et envisageable avec un modèle basé sur les processus. L'influence des vagues peut être prise en compte dans certaines approches empiriques, mais seulement à travers

l'utilisation de paramètres moyens (i.e. dérive littorale nette annuelle).

- Enfin, un des objectifs principaux de ces travaux de thèse est de parvenir à modéliser l'évolution de la stratigraphie de certains corps sédimentaires, en intégrant notamment l'hétérogénéité granulométrique du sédiment dans le modèle. Cet objectif apparaît réalisable uniquement avec une approche de modélisation basée sur les processus (e.g. Blaas et al., 2007; Warner et al., 2008; Villaret et al., 2013; Reniers et al., 2013; Viparelli et al., 2013).

Dans le but de réaliser des prédictions morphologiques à une échelle de temps pluri-décennale, le principal défi imposé par le choix d'un système de modélisation basé sur les processus concerne finalement le temps de calcul. Par conséquent, une configuration 2DH plutôt que 3D du système de modélisation est considérée dans cette thèse, tout en sachant qu'une approche intégrée suivant la verticale a déjà permis de simuler raisonnablement la morphodynamique de divers systèmes littoraux mixtes depuis une échelle de temps mensuelle à millénaire (e.g. embouchures tidales (Cayocca, 2001; Bertin et al., 2009b; Nahon et al., 2012; Fortunato et al., 2014), flèches sableuses (Zhang et al., 2012)). Ce type d'études est également apparu plus accessible ces dernières années de part l'augmentation des capacités de calcul numérique et le développement du calcul parallélisé. De plus, l'utilisation d'une méthode de réduction du temps de calcul particulière (détaillée dans la section suivante) a permis dans un premier temps de réaliser les nombreuses simulations pluri-décennales nécessaires à la paramétrisation du système de modélisation en un temps relativement court (de l'ordre de 2 à 3 jours pour le cas des deux sites d'études) tout en conservant la chronologie du climat de vagues. Les simulations "temps réel" (i.e. sans facteur morphologique, et avec forçages réalistes pour la marée et les vagues) ont ensuite été réalisées (temps de calcul de l'ordre du mois), permettant de conclure sur la validité de la technique d'accélération précédemment utilisée (cf. chapitre 6).

2.7 Différentes techniques pour la modélisation morphodynamique basée sur les processus et à long terme

Malgré une amélioration constante des capacités de calcul numérique, le recours à des techniques d'accélération des simulations morphodynamiques à long terme reste nécessaire afin de garder un temps de calcul raisonnable. Ces différentes techniques ainsi que la méthode de réduction du temps de calcul employée dans cette thèse sont présentées ci-après.

2.7.1 Facteur morphologique

La technique la plus répandue pour simuler en un temps raisonnable la morphodynamique d'un système sédimentaire à long terme au moyen d'un modèle basé sur les processus est l'utilisation d'un "facteur morphologique" (MORFAC). Cette technique se base sur l'hypothèse selon laquelle l'évolution du fond sableux est suffisamment lente pour que l'hydrodynamique ne soit pas ou peu affectée par celle-ci au cours d'un certain nombre de pas de temps hydrodynamique (l'intervalle entre deux mises à jour des courants et de l'élévation de la surface libre définissant le pas de temps hydrodynamique). Par exemple, l'utilisation d'un MORFAC égal à 10 va permettre

de simuler l'évolution morphologique correspondant à 10 cycles de marée en un seul cycle de marée. Comme mentionné dans la section 1.1, le fait de ne considérer que le forçage tidal simplifie l'utilisation d'un facteur morphologique dû au caractère alternatif des flux sédimentaires, contrairement au cas où l'action des vagues sur le transport sédimentaire est également prise en compte. Ainsi, cette technique d'accélération des simulations morphodynamiques a été abondamment utilisée dans le cas d'un unique forçage tidal. On peut notamment citer les travaux de Roelvink (2006), Dissanayake et al. (2009) et Coco et al. (2013) qui présentent la morphodynamique d'embouchures tidales idéalisées uniquement soumises à l'action des courants de marée sur des échelles de temps de 800 jours, 50 ans, et 1000 ans respectivement. Des applications à des sites réels ont également été réalisées sur des échelles de temps allant de plusieurs décennies (e.g. Van der Wegen et al., 2011; Dam et al., 2013) à plusieurs millénaires (e.g. Dastgheib et al., 2008).

2.7.2 Marée représentative

La prise en compte de la marée comme seul forçage a également permis à Latteux (1995) de proposer une technique de réduction des paramètres d'entrée définissant le forçage tidal. Cette technique vise à remplacer le signal de marée réel $S(t)$, fonction d'un certain nombre de constituants de marée, par une marée "représentative" $S_r(t)$, fonction de seulement un ou deux constituants fictifs et aboutissant à des flux sédimentaires résiduels équivalents. La marée représentative est calibrée telle que l'évolution morphologique du système sédimentaire calculée à partir de $S_r(t)$ pour une période relativement longue (e.g. supérieure au cycle vive-eaux/morte-eaux) soit assez proche de l'évolution calculée pour la même période mais avec le forçage réel $S(t)$. La considération d'une marée représentative plutôt que réelle permet en outre de réduire l'amplitude maximale des courants, et donc d'augmenter le pas de temps morphologique (i.e. l'intervalle de temps entre deux mises à jour de la bathymétrie), ce qui contribue à réduire le temps de calcul. Un exemple de marée représentative et de son impact sur le transport sédimentaire est visible sur la Fig. 2.6.

2.7.3 Climat de vagues représentatif

L'intégration des vagues en modélisation morphodynamique entraînant potentiellement la perte du caractère alternatif des flux sédimentaires, l'utilisation de techniques de réduction du temps de calcul apparaît en partie compromise par rapport au cas où seul le forçage tidal est considéré. Cependant, différentes méthodes visant à garder un temps de calcul raisonnable tout en prenant en compte les vagues dans les études morphodynamiques à long terme sont apparues au cours des vingt dernières années. Une approche relativement simple a tout d'abord été proposée par Roelvink et al. (1998), celle-ci se basant uniquement sur le calcul des flux sédimentaires moyennés sur un cycle tidal correspondant à une certaine configuration initiale du système sédimentaire (e.g. marée seule, marée et vagues perpendiculaires à la côte, marée et vagues obliques). L'hypothèse principale est que, pour une certaine configuration hydrodynamique (i.e. pour un marnage et des conditions de vagues donnés), le transport sédimentaire ne va dépendre que de la hauteur d'eau. Il est alors supposé que l'évolution du système sédimentaire va être assez faible pour ne pas influencer l'hydrodynamique et le champ de vagues sur la période totale considérée. Bien que très peu couteuse en temps de calcul, cette méthode nécessite une formulation

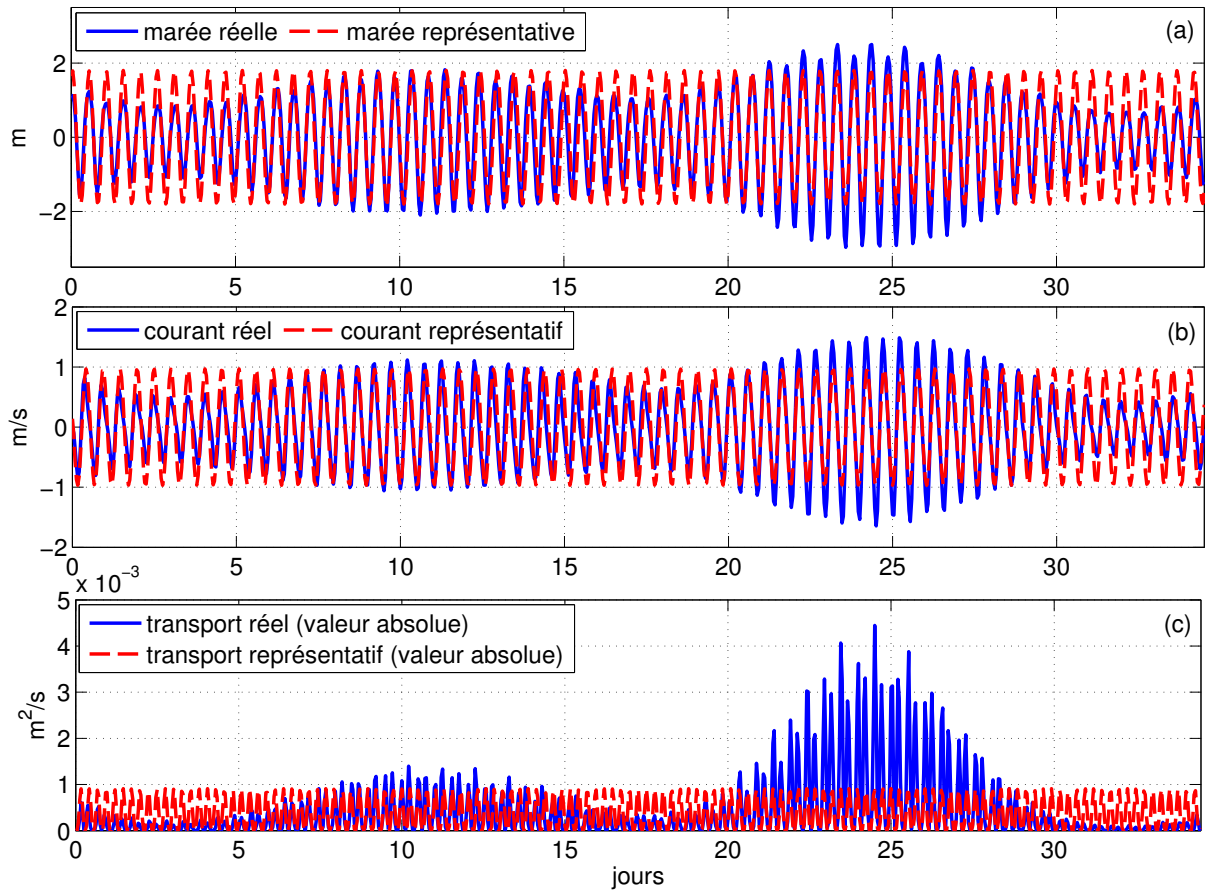


FIGURE 2.6: (a) Exemple de variation de l'élévation de surface pour un signal de marée réel (16 constituants de marée pris en compte), et marée représentative calculée à partir du seul constituant M_2 dont l'amplitude est augmentée de 20%. (b) Courant, et (c) transport sédimentaire associés. Le transport sédimentaire Q est calculé suivant la formule simple $Q = aU^b$, où U est le courant, $a = 0.001$ et $b = 3$. La marée représentative est calibrée telle que l'intégrale de la valeur absolue du transport sédimentaire représentatif sur la période considérée soit quasi-égale à celle correspondant au transport réel (erreur inférieure à 4% ici).

du transport simplifiée où le flux sédimentaire est uniquement fonction de la hauteur d'eau et de la vitesse du fluide (intégrant le courant moyen et la vitesse orbitale due aux vagues) à une certaine puissance, en plus de l'hypothèse très restrictive de variations morphologiques suffisamment faibles pour ne pas influencer l'hydrodynamique et le champ de vagues pendant la totalité de la période considérée.

Une des premières études présentant des résultats de simulations morphodynamiques d'une embouchure tidale intégrant l'action combinée de la marée et des vagues et atteignant une échelle de temps décennale au moyen d'un système de modélisation basé sur les processus a été réalisée par Cayocca (2001). La stratégie employée dans cette étude pour économiser du temps de calcul se base sur l'utilisation d'une marée représentative ainsi que d'un climat de vagues représentatif déterminé à partir de l'estimation de la dérive littorale annuelle nette le long des plages adjacentes à l'embouchure. Le fait de considérer un climat de vagues unique pour l'ensemble de la simulation permet d'utiliser un pas de temps relativement élevé pour le modèle de vagues, car la mise à jour des vagues ne devient nécessaire que lorsque le fond a suffisamment évolué pour modifier les paramètres de vagues locaux. Une stratégie assez proche a été employée par Nahon et al. (2012) pour simuler la morphodynamique d'une embouchure tidale idéalisée soumise à différentes conditions de marnage et de vagues sur une période de 3 ans. Chaque simulation considère le marnage, la hauteur significative et la période pic des vagues comme constants (seule la direction des vagues varie périodiquement). Les pas de temps pour les trois modules (hydrodynamique, vagues, et évolution du fond) étant bien plus faibles que ceux utilisés dans Cayocca (2001), un facteur morphologique est pris en compte afin de réduire au maximum le temps de calcul. Ces deux études ont ainsi permis de comparer des résultats de modèles basés sur les processus avec des modèles conceptuels d'évolution des embouchures tidales (e.g. Bruun, 1978; Hayes, 1979).

Plus récemment, une méthode permettant de déterminer un forçage représentatif de vagues plus élaboré qu'un unique climat de vagues (calculé à partir d'une moyenne annuelle des paramètres de vagues par exemple) a été proposé par Walstra et al. (2013). Cette méthode procède en quatre étapes : (1) la sélection de la totalité de la série temporelle de vagues correspondant à la période d'étude morphodynamique, (2) le calcul de plusieurs conditions de vagues représentatives basé sur la moyenne pondérée de la fréquence d'occurrence des différentes conditions de vagues observées, (3) le séquençage aléatoire des conditions de vagues déterminées à l'étape (2) permettant de créer différentes séries temporelles synthétiques de vagues, et (4) la détermination de la durée de la série temporelle synthétique de vagues finale. L'aspect innovant de cette méthode est qu'elle permet l'utilisation d'un facteur morphologique variable au cours de la simulation (celui-ci étant d'autant plus fort que les vagues sont peu énergétiques, et inversement), tout en réduisant un maximum le nombre de transitions entre différentes conditions de vagues, ce qui optimise le temps de calcul. En effet, le passage d'un climat de vagues à un autre au cours de la simulation nécessite un certain laps de temps d'actualisation de l'hydrodynamique et du champ de vagues pendant lequel le transport sédimentaire et l'évolution du fond ne doivent pas être calculés. Appliquée à deux sites réels dans cette étude, cette méthode se révèle relativement efficace lorsque la chronologie du climat de vagues n'apparaît pas déterminante dans l'évolution à long terme du système sédimentaire.

2.7.4 Méthode de réduction du temps de calcul employée dans la thèse

Bien que les approches présentées par Cayocca (2001) et Walstra et al. (2013) soient plus rigoureuses que celle proposée par Roelvink et al. (1998) pour considérer les vagues en modélisation morphodynamique à long terme, puisque le transport sédimentaire peut être calculé à partir de formules empiriques adaptées et l'hydrodynamique et le champ de vagues sont recalculés régulièrement, elles ne permettent pas d'étudier l'impact de la chronologie du climat de vagues sur la morphodynamique du système sédimentaire considéré. Cette chronologie étant un élément crucial vis-à-vis des questionnements posés en amont de ces travaux de thèse (cf. 1.1), nous avons fait le choix de considérer un forçage réaliste de vagues dans les simulations morphodynamiques à long terme des sites étudiés dans cette thèse. Afin d'utiliser un facteur morphologique ainsi qu'une marée représentative tout en gardant cette variabilité du climat de vagues, une compression temporelle du forçage réaliste est effectuée telle que la durée du forçage réel est divisée par le facteur morphologique (i.e. N minutes du forçage compressé représentent en réalité $N \times MORFAC$ minutes).

2.7.5 Discussion

En plus des limitations propres au système de modélisation utilisé (prise en compte partielle de l'ensemble des processus et de leurs interactions régissant la morphodynamique du système étudié, précision des méthodes numériques, précision des données d'entrée et de forçage, ...), l'utilisation de techniques de réduction du temps de calcul augmente potentiellement les erreurs entre mesures et prédictions morphologiques. Dans le cas du facteur morphologique, bien qu'une analyse de sensibilité de son impact puisse être effectuée sur une échelle de temps relativement courte, ses implications à long terme ainsi que le choix de la valeur maximale appropriée sont difficiles à établir (Ranasinghe et al., 2011). Plus généralement, il est très difficile, voire impossible, d'anticiper la façon dont les erreurs commises à chaque pas de temps des différents modules vont s'accumuler ou se compenser au cours de la simulation. Il est également possible que certains effets non-linéaires négligeables à une échelle de temps courte deviennent significatifs à long terme (Coco et al., 2013).

Chapitre 3

Systeme de modelisation numerique

3.1 Vue d'ensemble

Le système de modélisation utilisé dans le cadre de cette thèse est issu d'un travail collaboratif international réalisé par les principales structures suivantes : le *Virginia Institute for Marine Science* (Etats-Unis), le *Center for Coastal Margin Observation and Prediction* (Etats-Unis), le Laboratoire National d'Ingénierie Civil du Portugal, l'Université de Darmstadt (Allemagne), et l'UMR 7266 LIENSs de La Rochelle (France). Le noyau de ce système de modélisation est le modèle hydrodynamique SELFE (Semi-implicit Eulerian-Lagrangian Finite-Element model) développé par Zhang et Baptista (2008). Celui-ci est couplé au modèle de vagues WWM-II (Wind Wave Model II) développé par Roland et al. (2012), ainsi qu'au modèle de transport sédimentaire et d'évolution du fond SED2D (Dodet, 2013) (pour une configuration 2DH du système). Ce système de modélisation peut être configuré en 2DH ou en 3D, utilise un maillage non-structuré (éléments triangulaires) et est parallélisé, chacun des modèles utilisant la même décomposition de grille en sous-domaines. Une vue d'ensemble de ce système est présentée Fig. 3.1.

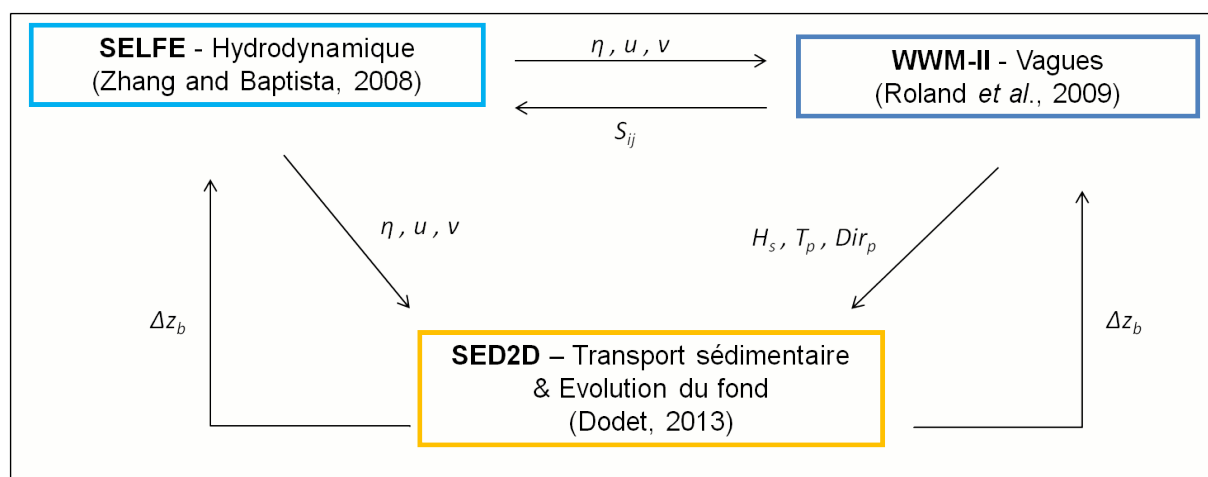


FIGURE 3.1: Vue d'ensemble du système de modélisation configuré en 2DH, avec les principales variables échangées entre les trois modèles. η est l'élévation de la surface libre, (u, v) est le courant moyen sur la verticale, S_{ij} représente les tensions de radiation dues aux vagues, (H_s, T_p, Dir_p) sont respectivement la hauteur significative, la période pic, et la direction pic des vagues, et Δz_b est la variation de l'élévation du fond. N.B. : D'autres variables sont également échangées entre les différents modules (telles que la vitesse de friction et la vitesse orbitale fournis par WWM à SELFE pour calculer la contrainte de cisaillement en surface et au fond par exemple), mais sont considérées secondaires dans ce diagramme.

3.2 Modèle hydrodynamique

Le développement du code SELFE a initialement été motivé par le besoin de modéliser l’hydrodynamique d’environnements présentant une forte variabilité d’échelle spatiale, tels que les zones estuariennes et plus généralement les zones côtières. Ceci a justifié l’utilisation de maillages de type non-structuré car ils présentent l’avantage de pouvoir considérer une résolution variable spatialement, celle-ci se trouvant particulièrement adaptée aux zones côtières. L’article original de Zhang et Baptista (2008) présentant SELFE s’appuie par ailleurs sur le cas de l’embouchure du fleuve Columbia (Oregon, Etats-Unis), nécessitant la prise en compte à la fois d’une partie estuarienne à géométrie et bathymétrie assez variables, et d’une partie océanique plus profonde dont les variations bathymétriques sont moins importantes.

En amont du développement de SELFE, Zhang et Baptista (2008) précisent qu’ils avaient identifié deux principaux inconvénients aux modèles hydrodynamiques 3D à maillages non-structurés existants à l’époque : des temps de calcul trop importants pour des applications aux zones côtières, et des contraintes de stabilité numérique trop fortes concernant les modèles utilisant des schémas explicites pour la séparation des modes internes et externes (*mode splitting technique*) dans les équations de continuité et de quantité de mouvement (tels que les modèles POM, ROMS, FVCOM, ADCIRC, QUODDY, et SEOM par exemple). Parallèlement, dans les années 2000, une autre famille de modèles à maillage non-structuré apparut, ces modèles étant basés sur le traitement implicite des termes contraignant le plus la stabilité numérique (gradient de pression barotrope et viscosité verticale pour l’équation de quantité de mouvement, et terme de divergence pour l’équation de continuité), tout en gardant un traitement explicite des autres termes. En raison du gain en temps de calcul obtenu et de la robustesse des méthodes numériques employées, ces modèles “semi-implicites” (e.g. UnTRIM (Casulli et Walters, 2000), ELCIRC (Zhang et al., 2004)) motivèrent le développement de SELFE. S’inscrivant dans la continuité du modèle ELCIRC, SELFE reprend une de ses caractéristiques qui consiste à calculer l’advection dans l’équation de bilan de quantité de mouvement au moyen d’une méthode Eulérienne-Lagrangienne, ce qui permet de relâcher davantage la contrainte de stabilité numérique (i.e. en plus de l’utilisation de schémas semi-implicites). Les principaux avantages de SELFE par rapport à ELCIRC sont les suivants : (1) une meilleure précision sur le calcul de l’élévation de la surface libre de part l’utilisation d’une méthode de type Galerkin éléments finis basée sur des fonctions de forme d’ordre au moins égal à 1, (2) l’élimination de la condition d’orthogonalité de grille grâce à cette même méthode, la condition d’orthogonalité étant très restrictive vis-à-vis de la construction d’un maillage de type non-structuré, (3) une plus grande flexibilité pour représenter la structure verticale de la colonne d’eau de part l’utilisation de coordonnées verticales hybrides “Sigma-Z” (SZ) plutôt que des coordonnées de type Z (Fig. 3.2), et plus généralement (4) une diffusion numérique moins importante.

En configuration 3D par défaut, SELFE calcule l’élévation de la surface libre $\eta(\mathbf{x} = (x, y), t)$ (m) et les trois composantes de la vitesse du fluide $\mathbf{u} = (u(\mathbf{x}, z, t), v(\mathbf{x}, z, t))$ et $w(\mathbf{x}, z, t)$ ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) en résolvant les équations de Navier-Stokes sous l’approximation hydrostatique et l’approximation de Boussinesq (i.e. variation de densité négligeable sauf là où celle-ci est multipliée par l’accélération gravitationnelle, i.e. dans le terme de gradient de pression barocline). En coordonnées cartésiennes, les équations de continuité et de conservation de la quantité de mouvement

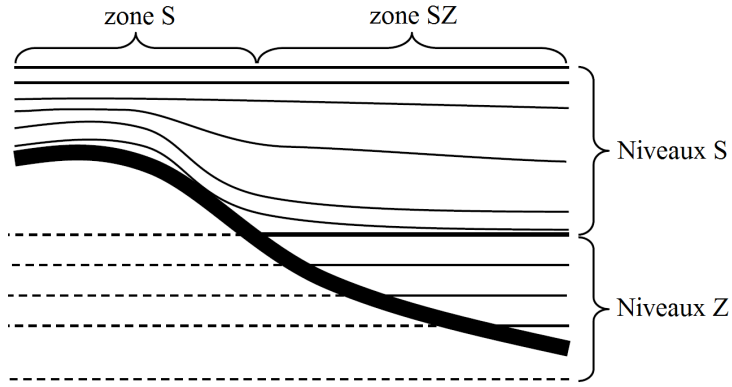


FIGURE 3.2: Représentation schématique du système de coordonnées verticales hybrides de type SZ utilisées dans SELFE. Figure adaptée de Zhang et Baptista (2008).

sont respectivement :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -g\nabla\eta + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \right) + \mathbf{f} \quad (3.2)$$

où g est l'accélération gravitationnelle (m.s^{-2}), ν est la viscosité cinématique verticale ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$), et \mathbf{f} est défini par :

$$\mathbf{f} = \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{u}) - f \mathbf{k} \times \mathbf{u} - \frac{1}{\rho_0} \nabla p_A + \alpha g \nabla \psi + \mathbf{R}_s \quad (3.3)$$

avec la viscosité cinématique horizontale μ ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$), le facteur de Coriolis f (s^{-1}), le vecteur unité \mathbf{k} de l'axe z , la valeur référence de masse volumique de l'eau $\rho_0 = 1025 \text{ kg.m}^{-3}$, la pression atmosphérique au niveau de la surface libre $p_A(\mathbf{x}, t)$ (N.m^{-2}), le facteur d'élasticité de la Terre α , le potentiel tidal ψ (m), et le terme lié au gradient des tensions de radiation des vagues $\mathbf{R}_s = (R_{sx}, R_{sy})$ (m.s^{-2}). Cette définition de \mathbf{f} est valable pour le mode barotrope, tandis qu'en mode barocline le terme $-\frac{g}{\rho_0} \int_z^\eta \nabla \rho dz$ (gradient de pression barocline) s'ajoute aux termes précédents.

De plus, le terme $\alpha g \nabla \psi$ ne suffisant pas à générer entièrement la force de marée à petite échelle, la valeur des paramètres définissant le potentiel tidal est spécifiée en chaque noeud des frontières de la grille ouvertes sur l'océan (de coordonnées \mathbf{x}_{nd}). $\psi(\mathbf{x}_{nd}, t)$ est alors la somme des constituants de marée (ou harmoniques) considérés :

$$\psi(\mathbf{x}_{nd}, t) = \sum_i A_{nd,i} A'_i \cos(\omega_i t - \phi_{nd,i} + \phi'_i) \quad (3.4)$$

où i est l'indice du constituant de marée, $A_{nd,i}$ et $\phi_{nd,i}$ sont respectivement l'amplitude (m) et la phase du constituant i en \mathbf{x}_{nd} , A'_i et ϕ'_i sont respectivement les corrections d'amplitude et de phase pour le constituant i , et ω_i est la fréquence angulaire (s^{-1}) correspondante.

Les conditions aux limites (en surface et au fond) fournissent les trois équations supplémen-

taires suivantes :

$$w(z = \eta) = \frac{\partial \eta}{\partial t} = -\nabla \cdot \int_{z_b}^{\eta} \mathbf{u} dz \quad (3.5)$$

$$\nu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} = \boldsymbol{\tau}_w \text{ en } z = \eta \quad (3.6)$$

$$\nu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} = \boldsymbol{\tau}_b \text{ en } z = z_b \quad (3.7)$$

où z_b est la cote du fond par rapport au niveau moyen (m), et $\boldsymbol{\tau}_w$ et $\boldsymbol{\tau}_b$ sont les contraintes de cisaillement à la surface et au fond ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$). $\boldsymbol{\tau}_w$ peut être calculée selon la formulation proposée par Zeng et al. (1998) qui ne prend en compte que le vent, ou alors suivant une formulation également dépendante des vagues comme présentée dans Bertin et al. (2012). $\boldsymbol{\tau}_b$ est calculée suivant la loi quadratique :

$$\boldsymbol{\tau}_b = C_D |\mathbf{u}_b| \mathbf{u}_b \quad (3.8)$$

où \mathbf{u}_b est la vitesse du courant au niveau de la limite supérieure de la cellule du fond z'_b (m), et $C_D = (\kappa / \log(z'_b / z_0))^2$ est le coefficient de frottement, avec $\kappa = 0.4$ la constante de von Karman, et z_0 la longueur de rugosité au fond (m). Le paramètre z_0 sur l'ensemble de la grille peut être fourni par l'utilisateur dans un fichier d'entrée, ou bien calculé à partir d'un prédicteur de rides en fonction de la taille du sédiment et des conditions hydrodynamiques.

Du point de vue numérique, les équations 3.5 et 3.2 sont tout d'abord discrétisées semi-implicitement en temps :

$$\frac{\eta^{n+1} - \eta^n}{\Delta t} + \theta \nabla \cdot \int_{z_b}^{\eta} \mathbf{u}^{n+1} dz + (1 - \theta) \nabla \cdot \int_{z_b}^{\eta} \mathbf{u}^n dz = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}_*}{\Delta t} = \mathbf{f}^n - g\theta \nabla \eta^{n+1} - g(1 - \theta) \nabla \eta^n + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu^n \frac{\partial \mathbf{u}^{n+1}}{\partial z} \right) \quad (3.10)$$

où $\Delta t = t^{n+1} - t^n$ est le pas de temps, θ est un facteur d'implicité tel que $0 \leq \theta \leq 1$, et \mathbf{u}_* est la vitesse de la particule fluide à l'instant t^n calculée à partir d'une méthode Eulérienne-Lagrangienne (EL) (\mathbf{u}_* est appelée *back-tracked velocity*). Plus précisément, cette méthode permet de retrouver la position de la particule fluide à l'instant t^n à partir de sa position à l'instant t^{n+1} , puis d'en déduire par interpolation sa vitesse (\mathbf{u}_*).

Une conséquence importante de l'utilisation de la méthode EL est l'introduction de diffusion numérique dans le calcul de la vitesse (due aux interpolations), celle-ci étant d'autant plus forte que le pas de temps est petit et/ou que la taille de maille est grande. Il est cependant à préciser qu'il n'y a pas d'introduction de diffusion numérique si le nombre de Courant (C_u) est entier. La diminution de cette diffusion numérique lorsque le pas de temps augmente (et/ou lorsque la taille de maille diminue) étant dominante par rapport à l'augmentation associée de l'erreur de troncature faite sur le calcul de la vitesse, l'utilisation d'un pas de temps relativement élevé (et/ou d'une taille de maille relativement petite) est requise pour une meilleure précision de la vitesse calculée par SELFE. Plus précisément, il est conseillé que C_u soit supérieur à l'unité (Zhang et Baptista, 2008). Il est également important de préciser que cette particularité due

à la méthode EL n'empêche pas la méthode elle-même de satisfaire la condition nécessaire de convergence lorsque $\Delta t \rightarrow 0$ pour un C_u constant.

Une méthode de Galerkin semi-implicite (éléments finis) est utilisée pour discrétiser l'équation 3.9, le système matriciel résultant étant résolu suivant une méthode de type gradient conjugué, ce qui fournit la valeur de η^{n+1} en chaque nœud de la grille. Une fois l'élévation de surface calculée, l'équation de bilan de quantité de mouvement (3.10) est résolue également au moyen d'une méthode de Galerkin semi-implicite, fournissant la valeur de la vitesse horizontale \mathbf{u} au milieu des côtés de chaque élément. \mathbf{u} en chaque nœud est ensuite calculée par moyenne pondérée. L'équation de continuité 3.1 est finalement résolue suivant une méthode de type volumes finis pour trouver la vitesse verticale w au centre de chaque élément.

En configuration 2DH (barotrope), toutes les variables 3D deviennent des valeurs moyennes sur la verticale et les équations de Saint-Venant sont résolues. Les équations 3.5 et 3.2 deviennent alors respectivement :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\nabla \cdot (h\mathbf{u}) \quad (3.11)$$

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -g\nabla\eta + \frac{\tau_w - \tau_b}{\rho_0 h} + \mathbf{f} \quad (3.12)$$

où $h = z_b + \eta$ est la hauteur d'eau (m), et \mathbf{f} est dans ce cas défini par :

$$\mathbf{f} = -f\mathbf{k} \times \mathbf{u} - \frac{1}{\rho_0}\nabla p_A + \alpha g\nabla\psi + \mathbf{R}_s \quad (3.13)$$

La vitesse au fond n'étant plus disponible en configuration 2DH, le coefficient de frottement au fond C_D est cette fois calculé soit suivant la loi de Manning ($C_D = gn^2/h^{1/3}$ où n est le coefficient de Manning), soit depuis le module de transport sédimentaire SED2D (ce qui permet par exemple d'intégrer la contribution de la vitesse orbitale des vagues dans le calcul de C_D).

3.3 Modèle de vagues

Le modèle spectral de vagues Wind Wave Model-II (WWM-II) utilisé dans cette thèse est issu du travail de thèse de A. Roland (Roland, 2009). Le développement de WWM-II a été motivé par le besoin de modéliser la génération/propagation des vagues et leurs interactions avec les courants au moyen d'un maillage non-structuré, permettant ainsi d'intégrer des échelles spatiales allant du mètre au millier de kilomètres. En effet, bien que certains modèles utilisaient déjà ce type de maillage (e.g. le modèle TOMAWAC (Benoit et al., 1996)), la plupart des modèles couplés vagues-courant préexistants à l'époque étaient basés sur un maillage structuré (e.g. Xie et al., 2001; Warner et al., 2008; Uchiyama et al., 2010).

Le couplage entre SELFE et WWM-II a ensuite été effectué et présenté dans Roland et al. (2012), ce couplage intégrant principalement :

1. le flux de quantité de mouvement lié à la présence de vagues représenté par le concept des tensions de radiation originellement proposé par Longuet-Higgins et Stewart (1964)

(et présenté sous la forme intégrale par Battjes (1974)). La formulation des tensions de radiation dans WWM-II étant entièrement basée sur une description des vagues suivant la théorie linéaire (i.e. houle d'Airy et relation de dispersion linéaire), un travail visant à proposer une approche non linéaire pour le calcul des tensions de radiation a été effectué durant cette thèse (cf. Annexe A). En effet, l'estimation de la vitesse orbitale des vagues suivant la théorie linéaire peut s'avérer être une trop forte approximation notamment en zone de déferlement (cf. 4.1) ;

2. la description de la couche limite au fond (*wave boundary layer*) suivant Grant et Madsen (1979) ;
3. le mélange de surface (turbulence) suivant Craig et Banner (1994) ;
4. l'effet Doppler induit par le courant sur les vagues suivant Komen et al. (1994), entraînant potentiellement la dissipation des vagues par moutonnement (également pris en compte dans WWM-II).

La validation de SELFE-WWM-II présentée dans Roland et al. (2012) concerne un cas analytique (surcote induite par les vagues en zone de déferlement *setup*), trois cas d'expériences en laboratoire (incluant les phénomènes de *setup*, de déferlement, de courants induits par les vagues, et de blocage des vagues dû à un courant contraire), ainsi que le cas réel de l'ouragan Isabel (2003) (comparaisons entre mesures et simulations de hauteur significative, période pic, et surcote sur une période d'une quinzaine de jours et en plusieurs stations).

L'équation principale résolue par WWM-II est l'équation de conservation de la densité d'action des vagues (*wave action equation*) introduite par Komen et al. (1994) :

$$\frac{\partial}{\partial t} N + \nabla_{\mathbf{x}} \cdot (\dot{\mathbf{x}} N) + \frac{\partial}{\partial \sigma} (\dot{\sigma} N) + \frac{\partial}{\partial \theta} (\dot{\theta} N) = S_{tot} \quad (3.14)$$

où σ est la fréquence relative (s^{-1}), θ la direction de propagation des vagues, et S_{tot} la somme des termes sources et puits d'énergie par unité de surface dus à la présence de vagues ($kg.s^{-2}$). $N(\mathbf{x}, t, \sigma, \theta)$ est l'action des vagues par unité de surface ($kg.s^{-1}$), celle-ci étant reliée à l'énergie des vagues de la manière suivante :

$$N(\mathbf{x}, t, \sigma, \theta) = \frac{E(\mathbf{x}, t, \sigma, \theta)}{\sigma} \quad (3.15)$$

où $E(\mathbf{x}, t, \sigma, \theta) = \frac{1}{2} \rho g A(\mathbf{x}, t, \sigma, \theta)^2$ est l'énergie des vagues par unité de surface ($kg.s^{-2}$), avec ρ la densité de l'eau ($kg.m^{-3}$), et A l'amplitude des vagues (m).

L'équation 3.14 considère l'action plutôt que l'énergie des vagues car cette dernière quantité n'est pas conservée dans un milieu non-homogène, les vagues pouvant échanger de l'énergie avec les autres processus physiques caractérisant le milieu (courants, turbulence, ondes internes, ...). En revanche, Bretherton et Garrett (1968) ont montré que l'action des vagues de faible amplitude était conservée dans un milieu dont les caractéristiques varient relativement lentement.

Les vitesses d'advection dans les différents espaces (géographique, directionnel, et fréquentiel) sont calculées suivant l'approximation de l'optique géométrique :

$$\dot{\mathbf{x}} = c_{\mathbf{x}} = \frac{d\mathbf{x}}{dt} = \frac{d\omega}{dk} = c_g + U_A(\mathbf{k}) \quad (3.16)$$

$$\dot{\theta} = c_{\theta} = \frac{1}{k} \frac{\partial \sigma}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial m} + \mathbf{k} \cdot \frac{\partial U_A(\mathbf{k})}{\partial s} \quad (3.17)$$

$$\dot{\sigma} = c_{\sigma} = \frac{\partial \sigma}{\partial h} \left(\frac{\partial h}{\partial t} + U_A(\mathbf{k}) \cdot \nabla_{\mathbf{x}} h \right) - c_g \mathbf{k} \cdot \frac{\partial U_A(\mathbf{k})}{\partial s} \quad (3.18)$$

où s et m sont respectivement les coordonnées suivant et perpendiculaire à la direction de propagation des vagues (m), $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ est le vecteur nombre d'onde (m^{-1}), c_g est la vitesse de groupe calculée suivant la relation de dispersion linéaire ($m.s^{-1}$), $U_A(\mathbf{k})$ est la vitesse d'advection effective approximée dans ce cas par le courant de surface ($m.s^{-1}$), $\omega = \sigma + \mathbf{k}U_A(\mathbf{k})$ est la pulsation absolue (s^{-1}), et h est la hauteur d'eau (m).

En ce qui concerne S_{tot} , WWM-II considère les termes sources et puits d'énergie suivants : (1) l'énergie fournie par le vent (S_{in}), (2) les interactions non-linéaires entre vagues en eau peu profonde et profonde (S_{nl3} et S_{nl4} respectivement), (3) la dissipation d'énergie en eau profonde due au moutonnement (*whitecapping*) (S_{ds}) et en eau peu profonde due au déferlement bathymétrique (S_{br}), et (5) la dissipation d'énergie due au frottement au fond (S_{bf}).

L'équation de conservation de la densité d'action des vagues est résolue dans le modèle de vagues au moyen d'une méthode à pas de temps fractionné (*fractional step method*) (Yanenko, 1971), celle-ci permettant de séparer l'équation principale en plusieurs équations réduites résolues indépendamment. La méthode de résolution globale est la suivante :

1. l'advection géographique (en \mathbf{x}) est tout d'abord résolue en utilisant un schéma aux résidus distribués (*residual distribution scheme*) proposé par Abgrall (2006) ;
2. l'advection spectrale (en σ et θ) est ensuite résolue avec un schéma en différences finies de type *ultimate quickest* (Leonard, 1991) ;
3. les termes sources/puits d'énergie sont finalement calculés en trois étapes et en fonction de leur échelle temporelle ou de leur non-linéarité. La première étape est le calcul des termes de dissipation d'énergie en eau peu profonde (S_{br} et S_{bf}) suivant un schéma de type *Total Variation Diminishing* (TVD) Runge-Kunta d'ordre 3. Puis les termes d'interactions non-linéaires (S_{nl3} et S_{nl4}) sont calculés suivant une approche dynamique, c'est-à-dire permettant d'ajuster le pas de temps en fonction de la situation (un petit pas de temps sera utilisé pour des variations spectrales importantes, tandis que des pas de temps plus grands conviendront pour des faibles variations spectrales). La dernière étape concernant ces termes sources/puits est le calcul des termes en eau profonde (S_{in} et S_{ds}) au moyen d'un schéma semi-implicite.

3.4 Modèle de transport sédimentaire et d'évolution du fond

3.4.1 Vue d'ensemble

Dans le cadre de la thèse de Guillaume Dodet (Dodet, 2013) menée conjointement au Laboratoire National d'Ingénierie Civile du Portugal et à l'UMR 7266 LIENSs-CNRS de La Rochelle, un des objectifs principaux était de développer un module 2DH de transport de sédiments non-cohésifs et d'évolution du fond (SED2D) et de le coupler au système SELFE-WWM-II, le tout sur maillage non-structuré et dans un cadre parallélisé, chaque module partageant une même décomposition de la grille en sous-domaines. L'objectif final était l'application de ce système de modélisation SELFE-WWM-II-SED2D au cas de la lagune d'Albufeira (Portugal) soumise à l'action de la marée et des vagues, afin de simuler son évolution morphologique sur une période d'environ 2 mois (novembre-décembre 2010), cette période présentant un climat de vagues énergétiques (hauteurs significatives atteignant plusieurs fois les 4 m au large). La comparaison entre l'évolution morphologique mesurée et simulée de l'embouchure de cette lagune a montré que le système de modélisation reproduisait relativement bien certains changements morphologiques induits par l'action combinée de la marée et des vagues, comme par exemple la migration et le changement d'orientation du chenal principal.

SED2D est basé sur le modèle de transport sédimentaire et d'évolution du fond SAND2D (Fortunato et Oliveira, 2004), ce dernier ayant été intégré au système de modélisation MOR-SYS2D (Bertin et al., 2009b) permettant la simulation sur maillage non-structuré de la morphodynamique d'environnements côtiers influencés par la marée et les vagues. Le développement de SED2D réalisé par Dodet (2013) au cours de sa thèse inclut :

- les formules semi-empiriques proposées par Engelund et Hansen (1967), Ackers et White (1973), Soulsby (1997), van Rijn (2007a,b) pour le calcul du transport sédimentaire total,
- l'effet de pente sur le transport suivant la méthode proposée par Lesser et al. (2004),
- un prédicteur de rides suivant les méthodes proposées par Soulsby (1997) et van Rijn (2007a),
- le calcul de l'évolution du fond (résolution de l'équation d'Exner) suivant deux méthodes de type volumes finis : la première utilisant des volumes de contrôle centrés sur les nœuds et considérant le flux sédimentaire (calculé au centre des éléments) constant au sein de chaque élément, et la deuxième utilisant des volumes de contrôles centrés sur les éléments et considérant le flux sédimentaire (calculé au centre des côtés des éléments) constant le long de chaque côté des éléments (cette deuxième méthode ayant été peu concluante par rapport à la première, elle n'a pas été utilisée dans le cadre de cette thèse),
- l'ajout optionnel de diffusion artificielle au transport sédimentaire suivant la méthode de Fortunato et Oliveira (2007),
- deux filtres bathymétriques (utilisation optionnelle) : un filtre de pente permettant aux

zones sèches et mouillées de la bathymétrie de ne pas dépasser un certain seuil respectif, et un filtre permettant d'éliminer les extremums locaux (oscillations numériques) au sein de la bathymétrie apparaissant au cours de la simulation.

A l'issue de l'application du système de modélisation SELFE-WWM-II-SED2D au cas de la lagune d'Albufeira, des pistes d'améliorations de SED2D ont été proposées, telles que : la prise en compte de l'impact de la vitesse orbitale des vagues sur la direction du transport (et pas seulement sur son amplitude), l'intégration du caractère asymétrique des vagues dans le calcul du transport sédimentaire, ou encore l'intégration du transport sédimentaire en zone de swash (ou zone de jet de rive).

La suite de ce chapitre décrit les caractéristiques de SED2D ainsi que les différentes améliorations apportées à ce module au cours de cette thèse. Les formules de transport employées dans ces travaux de thèse sont tout d'abord décrites dans la partie 3.4.2. Puis la partie 3.4.3 présente l'implémentation d'une approche "multi-classes multi-couches" permettant la prise en compte de l'hétérogénéité granulométrique du sédiment. Enfin, la partie 3.4.4 détaille le module d'évolution du fond, et inclut la description d'une nouvelle méthode numérique permettant de résoudre plus précisément l'équation d'Exner, et ainsi éviter l'ajout de diffusion artificielle au calcul du transport et/ou l'utilisation du filtre bathymétrique sur les extremums locaux pour régler le problème des oscillations numériques.

3.4.2 Formules de transport sédimentaire

Les modèles morphodynamiques basés sur les processus présentent deux approches pour calculer l'évolution du fond. La première, caractérisant une configuration 2DH du système de modélisation, consiste à calculer le transport sédimentaire total (i.e. somme du transport par charriage et du transport en suspension) en chaque nœud ou élément du maillage au moyen de formules semi-empiriques dépendant des paramètres locaux (e.g. vitesse du courant, vitesse orbitale, taille du sédiment, ...), puis de résoudre l'équation d'Exner à partir des valeurs de transport obtenues. La seconde, caractérisant une configuration 3D, consiste à résoudre une équation d'advection-diffusion pour le transport en suspension, ce qui fournit directement les valeurs de dépôt/érosion correspondantes sur l'ensemble du maillage, tandis que la partie du transport par charriage est traitée comme dans le cas de la première approche. Les simulations morphodynamiques considérées dans ces travaux de thèse concernant une configuration 2DH du système de modélisation, la première approche est employée et les différentes formules semi-empiriques utilisées sont présentées ci-après.

Van Rijn (2007)

La formulation proposée par van Rijn (2007a,b) pour calculer le transport sédimentaire en présence de vagues et de courant a été implémentée et utilisée par G. Dodet dans le cadre de sa thèse pour simuler la morphodynamique de l'embouchure de la lagune d'Albufeira. Cette formulation a été développée pour couvrir une gamme de diamètre médian (d_{50}) allant de 0.05 mm à 2 mm. Les parties charriage et suspension du transport sont respectivement calculées

comme suit :

$$\mathbf{q}_b = 0.015\mathbf{u}h(d_{50}/h)^{1.2}M_e^{1.5} \quad (3.19)$$

$$\mathbf{q}_s = 0.012\mathbf{u}d_{50}M_e^{2.4}D_*^{-0.6} \quad (3.20)$$

où $M_e = (u_e - u_{cr})/[(s-1)gd_{50}]^{0.5}$ est le paramètre de mobilité ($M_e = 0$ si $u_e \leq u_{cr}$), $u_e = \mathbf{u} + \gamma U_w$ est la vitesse effective avec $\gamma = 0.4$ pour des vagues irrégulières et 0.8 pour des vagues régulières, $u_{cr} = \beta u_{cr,c} + (1 - \beta)u_{cr,w}$ est la vitesse critique du fluide avec $\beta = \mathbf{u}/(\mathbf{u} + U_w)$, $u_{cr,c}$ et $u_{cr,w}$ étant les vitesses critiques de mise en mouvement dues à l'action du courant et des vagues respectivement, et U_w est l'amplitude de la vitesse orbitale au fond. $s = \rho_s/\rho$ est la densité spécifique du sédiment avec ρ_s la densité du sédiment, et $D_* = d_{50} [g(s-1)/\nu^2]^{1/3}$ est son diamètre adimensionnel, avec ν la viscosité cinématique du fluide.

Camenen et Larson (2005, 2008)

Dans le but d'une prise en compte plus détaillée de l'influence des vagues sur le transport sédimentaire, les formules de transport par charriage et par suspension développées par Camenen et Larson (2005, 2008) ont été implémentées dans SED2D au cours de cette thèse. Celles-ci permettent d'intégrer : la présence combinée de vagues et de courant, le déferlement des vagues, leur caractère asymétrique, la différence de direction entre celle du courant et celle de propagation des vagues, les effets de retard de phase entre les mouvements du sédiment et du fluide, ainsi que la forme du fond dans l'estimation de la rugosité de fond.

Les composantes du transport par charriage suivant la direction de propagation des vagues (q_{bw}) et normale à celle-ci (q_{bn}) sont :

$$\frac{q_{bw}}{\sqrt{(s-1)gd_{50}^3}} = a_w \sqrt{\theta_{net}} \theta_{cw,m} \exp\left(-b \frac{\theta_{cr}}{\theta_{cw}}\right) \quad (3.21)$$

$$\frac{q_{bn}}{\sqrt{(s-1)gd_{50}^3}} = a_n \sqrt{\theta_{cn}} \theta_{cw,m} \exp\left(-b \frac{\theta_{cr}}{\theta_{cw}}\right) \quad (3.22)$$

où $a_w = 6 + 6X_t$ et $a_n = 12$ sont les coefficients de transport selon les directions w et n , avec $X_t = \theta_c/(\theta_c + \theta_w)$, θ_{net} est le paramètre de Shields correspondant au transport net de sédiment, θ_{cr} est le paramètre de Shields critique, et $b = 4.5$ est un coefficient relatif à la mise en mouvement du sédiment. θ_{cw} , $\theta_{cw,m}$, et θ_{cn} sont définis comme suit :

$$\theta_{cw} = (\theta_c^2 + \theta_w^2 + 2\theta_w\theta_c \cos \phi)^{1/2} \quad (3.23)$$

$$\theta_{cw,m} = (\theta_c^2 + \theta_{w,m}^2 + 2\theta_{w,m}\theta_c \cos \phi)^{1/2} \quad (3.24)$$

$$\theta_{cn} = \frac{\frac{1}{2}f_c(\mathbf{u} \sin \phi)^2}{(s-1)gd_{50}} \quad (3.25)$$

avec f_c le facteur de friction lié au courant, ϕ l'angle entre les directions du courant et des vagues, θ_c , $\theta_{w,m}$, et θ_w sont respectivement les paramètres de Shields relatifs au courant, et aux vagues (moyen et maximum) avec $\theta_{w,m} = \theta_w/2$ pour un profil de vague sinusoïdal.

C'est dans le calcul de θ_{net} que les effets d'asymétrie des vagues et de retard de phase sont

intégrés. En effet :

$$\theta_{net} = (1 - \alpha_{pl,b})\theta_{cw,on} + (1 + \alpha_{pl,b})\theta_{cw,off} \quad (3.26)$$

où $\alpha_{pl,b}$ est le coefficient d'effet de retard de phase détaillé dans Camenen et Larson (2006), et $\theta_{cw,on}$ et $\theta_{cw,off}$ sont les valeurs moyennes de contrainte de cisaillement pendant les deux demi-périodes d'une vague (crête et creux) :

$$\theta_{cw,on} = \frac{1}{T_{wc}} \int_0^{T_{wc}} \frac{f_{cw}(\mathbf{u}\cos\phi + u_w(t))^2}{2(s-1)gd_{50}} dt \quad (3.27)$$

$$\theta_{cw,off} = \frac{1}{T_{wt}} \int_{T_{wc}}^{T_w} \frac{f_{cw}(\mathbf{u}\cos\phi + u_w(t))^2}{2(s-1)gd_{50}} dt \quad (3.28)$$

où T_w est la période de la vague, somme des deux demi-périodes T_{wc} et T_{wt} correspondant à la crête et au creux. $u_w(t)$ est la vitesse orbitale instantanée au fond, et $f_{cw} = X_v f_c + (1 - X_v) f_w$ est le facteur de friction sous l'action combinée du courant et des vagues, avec $X_v = \mathbf{u}/(\mathbf{u} + U_w)$ et f_w le facteur de friction dans le cas de vagues seules.

La partie du transport en suspension est calculée suivant :

$$q_{sw} = U_{net} c_R \frac{\epsilon}{W_s} \left[1 - \exp\left(-\frac{W_s h}{\epsilon}\right) \right] \quad (3.29)$$

$$q_{sn} = \mathbf{u} \sin \phi c_R \frac{\epsilon}{W_s} \left[1 - \exp\left(-\frac{W_s h}{\epsilon}\right) \right] \quad (3.30)$$

avec la concentration en sédiment (adimensionnelle) de référence au fond c_R , la vitesse de chute W_s , et la diffusivité du sédiment ϵ reliée au transfert d'énergie entre le fluide et le sédiment. Le courant net au cours d'une période de vague U_{net} est calculé similairement à θ_{net} :

$$U_{net} = (1 - \alpha_{pl,s})U_{cw,on} + (1 + \alpha_{pl,s})U_{cw,off} \quad (3.31)$$

avec $\alpha_{pl,s}$ le coefficient d'effet de retard de phase pour le transport en suspension (Camenen et Larson, 2006), et les vitesses moyennes quadratiques pour chaque demi-période et suivant la direction w :

$$U_{cw,on}^2 = \frac{1}{T_{wc}} \int_0^{T_{wc}} (\mathbf{u}\cos\phi + u_w(t))^2 dt \quad (3.32)$$

$$U_{cw,off}^2 = \frac{1}{T_{wt}} \int_{T_{wc}}^{T_w} (\mathbf{u}\cos\phi + u_w(t))^2 dt \quad (3.33)$$

Wu et Lin (2014)

La prise en compte de l'hétérogénéité granulométrique du sédiment dans le calcul du transport sédimentaire selon une formulation semi-empirique a en particulier été étudiée depuis plusieurs années par W. Wu (Wu et al., 2000; Wu, 2004; Wu et Lin, 2014). Les récents travaux de thèse de M. Durafour (Durafour, 2014) et d'O. Blanpain (Blanpain, 2009) portant sur la dynamique sédimentaire multi-classes ont par ailleurs montré la supériorité des formulations proposées par Wu et al. (2000) et Wu (2004) par rapport à de nombreuses autres formulations. Dans cette thèse la formulation la plus récente (Wu et Lin, 2014) est utilisée, celle-ci ayant été calibrée en présence combinée de vagues asymétriques (non déferlées) et de courant. Le sédiment étant

considéré comme constitué de plusieurs classes granulométriques, le transport par charriage pour chaque classe i (vecteur $\mathbf{q}_{b,i}$) est calculé comme suit :

$$\mathbf{q}_{b,i} = \frac{T_{wc}}{T_w} \mathbf{q}_{b,i,on} + \frac{T_{wt}}{T_w} \mathbf{q}_{b,i,off} \quad (3.34)$$

où T_{wc} et T_{wt} sont les demi-périodes de vague comme dans la formulation de Camenen et Larson (2005, 2008), et $\mathbf{q}_{b,i,on}$ et $\mathbf{q}_{b,i,off}$ sont les transports par charriage pendant T_{wc} et T_{wt} respectivement.

$q_{b,i,on(off)}$ est donné par la relation :

$$q_{b,i,on(off)} = 5.3 \cdot 10^{-3} f_{b,i} \sqrt{(s-1)gd_i^3} \left(\frac{\tau'_{b,on(off)}}{\tau_{cr,i}} - 1 \right)^{2.2} \quad (3.35)$$

où $f_{b,i}$ est la fraction de la classe i présente dans la composition du sédiment, d_i est le diamètre moyen du sédiment de la classe i (m), et $\tau_{cr,i}$ est la contrainte de cisaillement critique relative à la classe i ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$).

$\tau'_{b,on(off)}$ est donné par la relation :

$$\tau'_{b,on} = \frac{1}{2} \rho f'_{cw} (U_c^2 + U_{wm,on}^2 + 2U_c U_{wm,on} \cos \phi) \quad (3.36)$$

$$\tau'_{b,off} = \frac{1}{2} \rho f'_{cw} (U_c^2 + U_{wm,off}^2 + 2U_c U_{wm,off} \cos(\pi - \phi)) \quad (3.37)$$

avec f'_{cw} le coefficient de friction du grain sous l'action combinée des vagues et du courant, $U_c = \|\mathbf{u}\|$, et ϕ est l'angle entre les directions du courant et de propagation des vagues. Une houle de Stokes au second ordre est considérée pour intégrer la nature asymétrique des vagues dans le calcul de $U_{wm,on(off)}$:

$$U_{wm,on} = \sqrt{\frac{U_w^2}{2} \left(1 + r_w^2 + \frac{13}{6} r_w \frac{\sin a_c}{a_c} + \frac{1}{6} \frac{\sin 2a_c}{2a_c} \right)} \quad (3.38)$$

$$U_{wm,off} = \sqrt{\frac{U_w^2}{2} \left(1 + r_w^2 - \frac{13}{6} r_w \frac{\sin a_t}{a_t} + \frac{1}{6} \frac{\sin 2a_t}{2a_t} \right)} \quad (3.39)$$

avec l'amplitude la vitesse orbitale au fond U_w ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$), le coefficient d'asymétrie des vagues $r_w = u_{w,max}/U_w - 1$, $a_c = \pi T_{wc}/T_w$ et $a_t = \pi T_{wt}/T_w$.

Une fois la norme de $\mathbf{q}_{b,i,on(off)}$ calculée, l'angle entre ce dernier et l'axe x d'un repère cartésien est donné par la relation :

$$\theta_{on} = \text{atan} \left(\frac{U_c \sin(u_{dir}) + U_{w,on} \sin(u_{dir} + \phi)}{U_c \cos(u_{dir}) + U_{w,on} \cos(u_{dir} + \phi)} \right) \quad (3.40)$$

$$\theta_{off} = \text{atan} \left(\frac{U_c \sin(u_{dir}) + U_{w,off} \sin(u_{dir} - \pi + \phi)}{U_c \cos(u_{dir}) + U_{w,off} \cos(u_{dir} - \pi + \phi)} \right) \quad (3.41)$$

où u_{dir} est l'angle entre la direction du courant et l'axe x .

Le transport par suspension pour chaque classe i est quant à lui calculé de la manière suivante :

$$\mathbf{q}_{s,i} = 2.62.10^{-5} f_{b,i} \sqrt{(s-1)gd_i^3} \left[\left(\frac{\tau_b}{\tau_{cr,i}} - 1 \right) \frac{\mathbf{u}}{W_{s,i}} \right]^{1.74} \quad (3.42)$$

où τ_b est la contrainte de cisaillement relatif au sédiment dans son ensemble ($\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$), et $W_{s,i}$ est la vitesse de chute relative au sédiment de la classe i (m.s^{-1}).

Une des caractéristiques principales du transport d'un sédiment hétérogène est le mécanisme de masquage-exposition (*hiding-exposure mechanism* ou *bed armoring*) dû aux interactions entre les différentes classes de sédiment. Plus précisément, soient d_1 et $d_2 > d_1$ les diamètres moyens de deux classes définissant la composition granulométrique d'un sédiment, le transport des grains de la classe 1 va être partiellement masqué par les grains plus grossiers de la classe 2, diminuant ainsi le transport associé à la classe 1 par rapport au cas d'un sédiment homogène de classe 1. Ce mécanisme est paramétré en calculant les probabilités de masquage ($p_{h,i}$) et d'exposition ($p_{e,i}$) pour chaque classe i :

$$p_{h,i} = \sum_{j=1}^M f_{b,j} \frac{d_j}{d_i + d_j} \quad (3.43)$$

$$p_{e,i} = \sum_{j=1}^M f_{b,j} \frac{d_i}{d_i + d_j} \quad (3.44)$$

La contrainte de cisaillement critique $\tau_{cr,i}$ relatif à la classe i est alors calculée suivant la relation :

$$\tau_{cr,i} = (\rho_s - \rho)gd_i\theta_{cr} \left(\frac{p_{e,i}}{p_{h,i}} \right)^{-0.6} \quad (3.45)$$

où θ_{cr} est le paramètre de Shields critique relatif au sédiment dans son ensemble, et M est le nombre de classes.

3.4.3 Approche multi-classes multi-couches

Afin de prendre en compte l'hétérogénéité granulométrique du sédiment et d'étudier son impact sur la morphodynamique, une approche multi-classes multi-couches basée sur les travaux de Reniers et al. (2013) a été utilisée. Celle-ci consiste tout d'abord à considérer le sédiment comme constitué de M classes sédimentaires, chaque classe i étant définie par un diamètre moyen d_i ainsi que par une fraction F_i . D'autre part, en chaque nœud du maillage, la colonne sédimentaire est considérée comme constituée de N couches parallèles, chaque couche étant caractérisée par une épaisseur donnée (Fig. 3.3).

Suivant la méthode de Reniers et al. (2013), seule la couche de sub-surface a une épaisseur variable dans le temps. Plus précisément, lors d'un dépôt de sédiment, cette épaisseur h_{sub} ainsi que les fractions des classes présentes dans les couches de surface et de sub-surface, $F_{i,1}$ et $F_{i,2}$

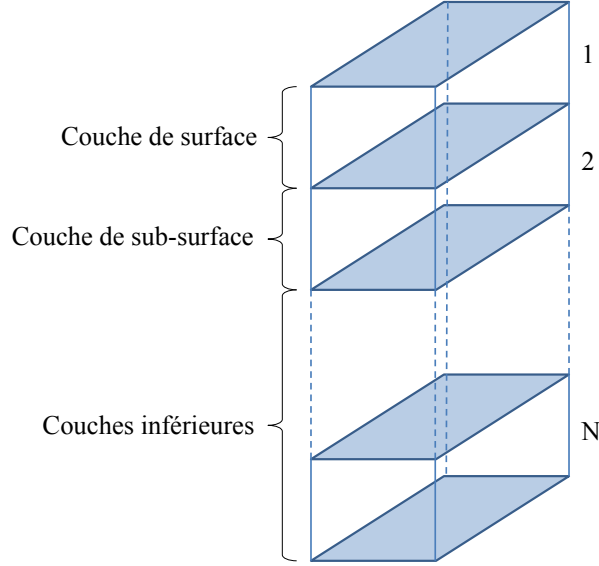


FIGURE 3.3: Schéma de disposition des différentes couches sédimentaires dans l'approche multi-classes multi-couches.

respectivement, évoluent de la manière suivante :

$$h_{sub}(t + \Delta t) = h_{sub}(t) - \Delta z_{tot} \quad (3.46)$$

$$F_{i,1}(t + \Delta t) = \frac{(h_{top} + \Delta z_{tot})F_{i,1}(t) - \Delta z_i}{h_{top}} \quad (3.47)$$

$$F_{i,2}(t + \Delta t) = \frac{h_{sub}(t)F_{i,2}(t) - \Delta z_{tot}F_{i,1}(t)}{h_{sub}(t) - \Delta z_{tot}} \quad (3.48)$$

où Δt est le pas de temps morphodynamique (s), Δz_{tot} est la variation verticale de l'élévation du fond pendant le temps Δt (m), Δz_i est la part de Δz_{tot} correspondant à la classe i , et h_{top} est l'épaisseur de la couche de surface (m). Δz_{tot} est négatif dans le cas du dépôt.

Lors d'une érosion, Δz_{tot} est positif et seules les fractions des classes appartenant à la couche de surface varient :

$$F_{i,1}(t + \Delta t) = \frac{h_{top}F_{i,1}(t) + \Delta z_{tot}F_{i,2}(t) - \Delta z_i}{h_{top}} \quad (3.49)$$

De plus, les conditions suivantes sont satisfaites en chaque nœud du maillage :

$$\sum_{i=1}^N \Delta z_i = \Delta z_{tot} \quad (3.50)$$

$$\sum_{i=1}^N F_{i,j} = 1 \text{ pour chaque couche } j \quad (3.51)$$

Finalement, pour éviter que l'épaisseur de la couche de sub-surface ne devienne trop petite ou trop importante, celle-ci est divisée en deux si h_{sub} dépasse une valeur critique maximale, ou fusionne avec la couche inférieure si h_{sub} devient plus petit qu'une valeur critique minimale. Suivant le cas respectif, soit la dernière couche (couche N) est supprimée, soit une couche supplémentaire est ajoutée au-dessous de la dernière couche afin de conserver un nombre constant de couches. Dans les deux cas les fractions des couches affectées sont alors recalculées.

3.4.4 Evolution du fond

L'évolution du fond est calculée par SED2D en chaque nœud de la grille en résolvant l'équation de conservation du sédiment, ou équation d'Exner (Exner, 1920, 1925), définie comme suit :

$$\frac{\partial z_b(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \frac{1}{1 - \lambda} \nabla \cdot \mathbf{Q}(\mathbf{x}, t) = 0 \quad (3.52)$$

où $\mathbf{x} = (x, y)$, $z_b(\mathbf{x}, t)$ est l'élévation du fond (positive vers le haut), λ est la porosité du sédiment, et $\mathbf{Q} = (Q_x, Q_y)$ est le flux sédimentaire intégré sur la verticale (en $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$) calculé au centre des éléments par le module de transport sédimentaire.

Considérant un volume de contrôle centré sur les noeuds (Fig. 3.4), la formulation en volumes finis semi-discrète (i.e. continue en temps, discrète en espace) de l'équation 3.52 peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_i} z_b d\Omega = - \frac{1}{1 - \lambda} \int_{\Gamma_i} \mathbf{Q} \cdot \mathbf{n} d\Gamma \quad (3.53)$$

avec Ω_i le volume de contrôle correspondant au noeud i , Γ_i la frontière de ce volume, et \mathbf{n} le vecteur unitaire normal à Γ_i .

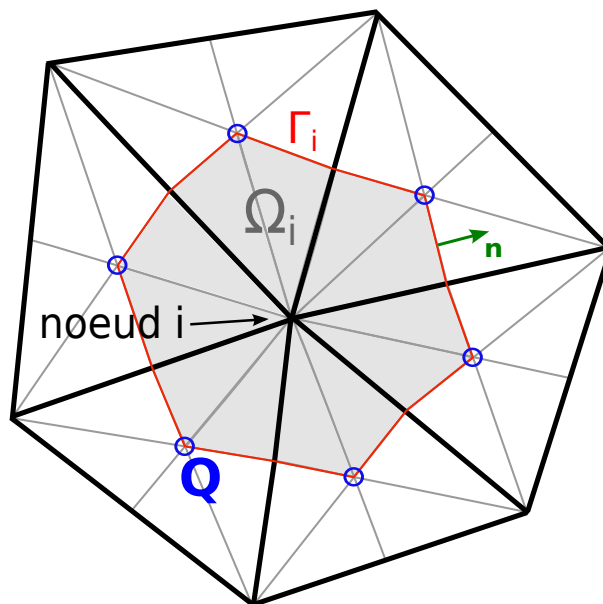


FIGURE 3.4: Volume de contrôle Ω_i centré sur le nœud i , et variables associées : frontière Γ_i , flux sédimentaire $\mathbf{Q} = (Q_x, Q_y)$ calculé au centre des éléments par SED2D, et vecteur \mathbf{n} normal à Γ_i et dirigé vers l'extérieur de Ω_i .

Une discrétisation d'Euler explicite en temps permet d'obtenir la formulation en volumes finis et discrète en temps et en espace suivante :

$$\langle \Delta z_b \rangle_{\Omega_i} = - \frac{\Delta t}{|\Omega_i|(1 - \lambda)} \int_{\Gamma_i} \mathbf{Q} \cdot \mathbf{n} d\Gamma \quad (3.54)$$

où $\langle \Delta z_b \rangle_{\Omega_i}$ est la variation moyenne sur Ω_i de l'élévation du fond pendant le pas de temps morphologique Δt , et $|\Omega_i|$ est l'aire de Ω_i .

Problème des oscillations numériques

Lors de la résolution numérique d'une équation aux dérivées partielles, l'apparition potentielle d'oscillations numériques au sein de la solution est avant tout due au fait de discrétiser l'équation en temps et en espace. En effet, dans le cas de la résolution numérique de l'équation d'Exner qui nous concerne, nous ne disposons que de valeurs spatialement (et temporellement) discrètes du flux sédimentaire, et non continues. Par conséquent, dans le cas 1D de la résolution de l'équation d'Exner en formulation volumes finis sur grille régulière par exemple, l'estimation la plus simple de la dérivée spatiale du flux sédimentaire ($\Delta Q/\Delta x$) à la frontière entre deux volumes centrés sur les points x_i et x_{i+1} est égale à $(Q_{i+1} - Q_i)/(x_{i+1} - x_i)$. Or, la valeur exacte de cette dérivée est $\lim_{\Delta x \rightarrow 0}(\Delta Q/\Delta x)$ au niveau de la frontière, valeur dont on ne dispose pas car $Q(x)$ est une fonction discrète dans notre cas. L'erreur faite lors de cette estimation de $\partial Q/\partial x$ sur toute la grille et répétée à chaque pas de temps est alors potentiellement source d'oscillations numériques. De plus, le fait que la relation entre Q et l'élévation du fond z_b (et donc entre Q et x) soit non-linéaire amplifie le problème.

De part le système de modélisation utilisé au cours de cette thèse, l'équation d'Exner est résolue de manière découplée vis-à-vis de l'hydrodynamique (i.e. résolution des équations de bilan de la quantité de mouvement et de continuité). Bien que le fait d'utiliser une stratégie couplée pour résoudre le système Saint-Venant - Exner augmente la stabilité de la solution par rapport à l'utilisation d'une stratégie découplée (Canestrelli et al., 2010), ce choix n'apparaît pas envisageable dans le cas où le système de modélisation est appliqué à une zone littorale soumise à l'influence de la marée et des vagues. En effet, une approche couplée nécessite que le transport sédimentaire soit fonction uniquement de deux variables que sont la hauteur d'eau et la vitesse du fluide (ceci permettant de formuler le système hydro-morphodynamique suivant quatre équations à quatre inconnues), ce qui n'est pas le cas en présence de vagues puisque le transport sédimentaire devient également fonction des paramètres de vagues (e.g. vitesse orbitale et période des vagues). Le développement d'oscillations numériques est donc, dans notre cas, également dû à la résolution de l'équation d'Exner de façon découplée par rapport à l'hydrodynamique.

La méthode originale implémentée dans SED2D pour calculer $\int_{\Gamma_i} \mathbf{Q} \cdot \mathbf{n} \, d\Gamma$ dans l'équation 3.54 considère, à chaque pas de temps, le flux sédimentaire \mathbf{Q} constant au sein de chaque élément. Malheureusement, cette approximation accentue le développement d'oscillations numériques puisque, dans un cas général, l'erreur sur l'estimation du flux sédimentaire le long de la frontière de chaque volume de contrôle devient relativement grande à mesure que l'on s'éloigne du centre de l'élément où est calculé le flux sédimentaire (par rapport au cas où le flux sédimentaire est interpolé le long de la frontière). Les options initialement présentes dans SED2D pour traiter le problème des oscillations numériques sont :

- l'ajout de diffusion artificielle au transport sédimentaire, proportionnellement à la valeur de la pente du fond :

$$\mathbf{Q}_* = \mathbf{Q} - \varepsilon(1 - \lambda)(|Q_x| \frac{\partial z_b}{\partial x}, |Q_y| \frac{\partial z_b}{\partial y}) \quad (3.55)$$

où ε est le coefficient de diffusion, avec typiquement $\varepsilon \in [0, 5]$. \mathbf{Q} est alors remplacé par \mathbf{Q}_*

dans l'équation 3.54 ;

- l'utilisation d'un filtre bathymétrique (ou filtre non-linéaire) décrit dans Fortunato et Oliveira (2000) afin d'éliminer les extremums locaux au sein de la bathymétrie.

Cependant, ces options requièrent l'utilisation de valeurs seuils définies arbitrairement, pouvant potentiellement contraindre l'évolution du fond de façon trop importante, en plus de ne traiter le problème qu'a posteriori. Une solution pour remédier au problème des oscillations numériques est donc d'utiliser un schéma numérique plus sophistiqué pour résoudre l'équation d'Exner sur maillage non-structuré.

Nouvelle méthode de résolution de l'équation d'Exner sur grille non-structurée

Afin de traiter plus en amont le problème de l'apparition d'oscillations numériques, c'est-à-dire sans avoir recours à l'utilisation de diffusion artificielle additionnelle et/ou de filtre bathymétrique, une méthode numérique basée sur le formalisme Weighted Essentially Non-Oscillatory (WENO) introduit par Liu et al. (1994) a été développée et implémentée dans SED2D au cours de cette thèse pour résoudre l'équation d'Exner. Contrairement à la méthode originale où le flux sédimentaire est considéré constant à l'intérieur de chaque élément de la grille de calcul, la caractéristique principale de la nouvelle méthode est le calcul d'un polynôme dit "de reconstruction" pour chaque volume de contrôle. Ce polynôme $\mathbf{P}_i(\mathbf{x})$ va être utilisé pour interpoler le flux sédimentaire le long de la frontière Γ_i de chacun des volumes de contrôle, permettant ainsi d'avoir un flux sédimentaire variable au sein d'un élément.

La partie intégrale de l'équation 3.54 est calculée en remplaçant \mathbf{Q} par \mathbf{P}_i :

$$\int_{\Gamma_i} \mathbf{Q} \cdot \mathbf{n} \, d\Gamma = \int_{\Gamma_i} \mathbf{P}_i \cdot \mathbf{n} \, d\Gamma = \sum_j \int_{\Gamma_{i,j}} \mathbf{P}_i \cdot \mathbf{n} \, d\Gamma \quad (3.56)$$

où $\Gamma_{i,j}$ est le j -ème segment de la frontière Γ_i . L'estimation de l'intégrale pour chaque segment $\Gamma_{i,j}$ est faite au moyen d'une quadrature de Gauss à 2 points :

$$\int_{\Gamma_{i,j}} \mathbf{P}_i \cdot \mathbf{n} \, d\Gamma \approx |\Gamma_{i,j}| \frac{1}{2} (\mathbf{P}_i(G_1) + \mathbf{P}_i(G_2)) \cdot \mathbf{n} \quad (3.57)$$

où G_1 et G_2 sont les points situés sur $\Gamma_{i,j}$ tels que $\mathbf{x}(G_1) = \alpha \mathbf{x}_1 + (1 - \alpha) \mathbf{x}_2$ and $\mathbf{x}(G_2) = \alpha \mathbf{x}_2 + (1 - \alpha) \mathbf{x}_1$, \mathbf{x}_1 et \mathbf{x}_2 étant les extrémités de $\Gamma_{i,j}$, et $\alpha = 1/2 + \sqrt{3}/6$ (Fig. 3.5).

Pour chaque volume de contrôle Ω_i , plusieurs ensembles d'éléments voisins (*stencils*) du nœud i vont être considérés dans le but d'obtenir un polynôme \mathbf{p}_m d'interpolation du flux sédimentaire pour chaque ensemble m , et ainsi calculer le polynôme de reconstruction final \mathbf{P}_i par moyenne pondérée de ces polynômes \mathbf{p}_m . Afin que la méthode numérique soit relativement peu coûteuse en temps de calcul, des polynômes \mathbf{p}_m d'ordre 1 (linéaires) sont considérés, nécessitant des ensembles de trois éléments seulement pour les déterminer (car formant un système de trois équations à trois inconnues, cf. Eq. 3.58). Deux exemples d'ensemble de trois éléments voisins sont visibles sur la Fig. 3.6. Il est à préciser que seuls les ensembles d'éléments directement voisins (c'est-à-

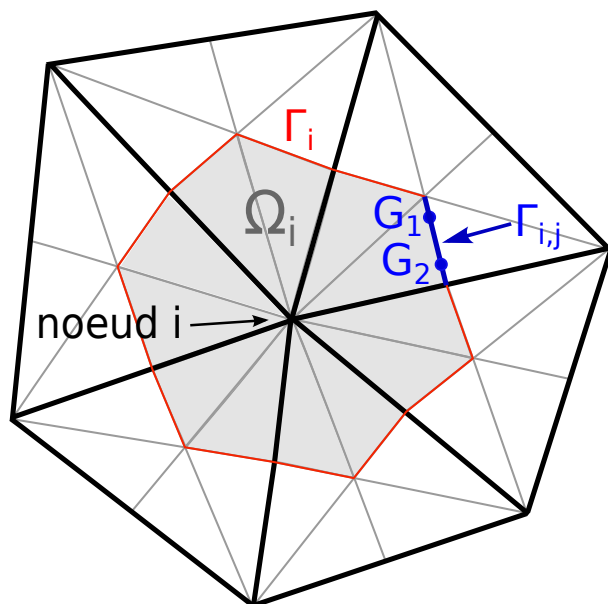


FIGURE 3.5: Exemple d'emplacement des deux points de Gauss G_1 et G_2 sur un segment $\Gamma_{i,j}$ de la frontière du volume de contrôle Ω_i .

dire créant une surface continue, Fig. 3.6 (a)) sont considérés, ceci afin d'éviter d'interpoler le flux sédimentaire au travers une surface discontinue (e.g. Fig. 3.6 (b)) comme recommandé par Friedrich (1998). Pour chaque volume de contrôle correspondant à un nœud interne de la grille, le nombre N d'ensembles considérés est donc égal au nombre N_{el} d'éléments voisins du nœud i (i.e. 6 sur la Fig. 3.6). Concernant les nœuds appartenant à la frontière de la grille : si $N_{el} \geq 3$ alors $N \geq 1$, et si $N_{el} < 3$ alors le polynôme de reconstruction dans le ou les deux éléments voisins est simplement égal au flux sédimentaire Q correspondant.

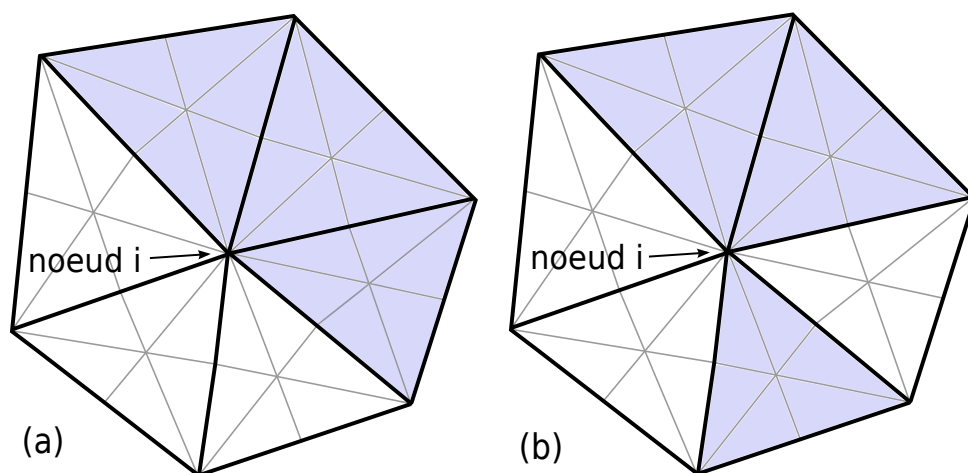


FIGURE 3.6: Exemple d'un ensemble continu (a) et discontinu (b) de trois éléments voisins du nœud i .

Les polynômes linéaires $\mathbf{p}_m = (p_{x,m}, p_{y,m})$ sont déterminés pour les composantes x et y du flux sédimentaire à partir de la valeur connue du flux sédimentaire au centre de chacun des trois éléments de l'ensemble m . Un système de trois équations à trois inconnues est obtenu et résolu, fournissant les coefficients $(\mathbf{a}_m = (a_{x,m}, a_{y,m}), \mathbf{b}_m, \mathbf{c}_m)$ du polynôme \mathbf{p}_m . Pour la composante x

nous avons le système suivant :

$$\begin{cases} p_{x,m}(x_c(e_1), y_c(e_1)) = Q_x(x_c(e_1), y_c(e_1)) = a_{x,m}x_c(e_1) + b_{x,m}y_c(e_1) + c_{x,m} \\ p_{x,m}(x_c(e_2), y_c(e_2)) = Q_x(x_c(e_2), y_c(e_2)) = a_{x,m}x_c(e_2) + b_{x,m}y_c(e_2) + c_{x,m} \\ p_{x,m}(x_c(e_3), y_c(e_3)) = Q_x(x_c(e_3), y_c(e_3)) = a_{x,m}x_c(e_3) + b_{x,m}y_c(e_3) + c_{x,m} \end{cases} \quad (3.58)$$

où $e_{1:3}$ désignent les 3 éléments de l'ensemble m , et $(x_c(e_{1:3}), y_c(e_{1:3}))$ sont les coordonnées de leur centre. Les coefficients $(a_{y,m}, b_{y,m}, c_{y,m})$ sont obtenus en remplaçant Q_x par Q_y dans le système 3.58.

L'étape suivante consiste à déterminer un "indicateur d'oscillation" pour chaque ensemble m , ce qui va permettre de pondérer chaque polynôme \mathbf{p}_m lors du calcul du polynôme de reconstruction \mathbf{P}_i . Dans le but de donner davantage de poids aux polynômes \mathbf{p}_m présentant des variations relativement faibles (i.e. ayant des coefficients \mathbf{a}_m et \mathbf{b}_m relativement faibles), cet indicateur d'oscillation OI_m va être dépendant des dérivées partielles de \mathbf{p}_m , c'est-à-dire des coefficients \mathbf{a}_m et \mathbf{b}_m . Suivant la méthode proposée par Friedrich (1998), OI_m est calculé de la manière suivante :

$$OI_m = OI_{x,m} + OI_{y,m} \quad (3.59)$$

avec

$$OI_{x,m} = \left[\int_{\Omega_i} dX^{-2} \left[\left(\frac{\partial p_{x,m}(x,y)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial p_{x,m}(x,y)}{\partial y} \right)^2 \right] d\Omega \right]^{1/2} = \sqrt{\frac{|\Omega_i|}{dX^2} (a_{x,m}^2 + b_{x,m}^2)} \quad (3.60)$$

et de façon similaire pour la composante y :

$$OI_{y,m} = \sqrt{\frac{|\Omega_i|}{dX^2} (a_{y,m}^2 + b_{y,m}^2)} \quad (3.61)$$

où $dX = \langle \sqrt{|\Delta(e_{1:3})|} \rangle_m$ est une estimation de la résolution spatiale moyenne au sein de l'ensemble m , $|\Delta(e_{1:3})|$ étant l'aire de chacun des trois éléments définissant l'ensemble m , et $\langle \rangle_m$ représente la moyenne spatiale sur m .

OI_m va donc s'annuler dans les zones où le flux sédimentaire sera constant (puisque dans ce cas les coefficients \mathbf{a}_m et \mathbf{b}_m seront nuls), tandis qu'il sera d'autant plus élevé que le flux sédimentaire sera variable dans d'autres zones. Le calcul de l'indicateur d'oscillation permet alors de favoriser les polynômes \mathbf{p}_m à faible OI_m dans le calcul du polynôme de reconstruction final, en leur donnant plus de poids. Cette pondération constitue l'idée de base des schémas de type WENO, ayant pour finalité d'augmenter la stabilité de la solution numérique. Pour chaque noeud i , le polynôme de reconstruction \mathbf{P}_i est alors calculé suivant une moyenne pondérée des polynômes \mathbf{p}_m :

$$\mathbf{P}_i(\mathbf{x}) = \sum_{m=1}^N \omega_m \mathbf{p}_m(\mathbf{x}) \quad (3.62)$$

où ω_m est le poids correspondant à \mathbf{p}_m , respectant $\sum_{m=1}^N \omega_m = 1$.

Dans la logique du rôle joué par l'indicateur d'oscillation décrit précédemment, le poids

attribué au polynôme \mathbf{p}_m est fonction de l'inverse de OI_m , tel que :

$$\omega_m = \frac{(\epsilon + OI_m)^{-r}}{\sum_{k=1}^N (\epsilon + OI_k)^{-r}} \quad (3.63)$$

où ϵ est une valeur très petite assurant un dénominateur positif, et r est un entier positif qui va influencer sur la disparité des différents poids ω_m attribués aux polynômes \mathbf{p}_m . En effet, pour des valeurs de OI_m inférieures à 1 (ce qui est généralement le cas en raison des faibles valeurs que prennent les coefficients \mathbf{a}_m et \mathbf{b}_m), l'écart entre les différents poids ω_m considérés dans le calcul de \mathbf{P}_i est d'autant plus élevé que r est grand. On remarque alors que plus r est élevé plus on se rapproche d'un schéma de type *Essentially Non-Oscillating* (ENO, ancêtre du schéma WENO). En effet, on va se rapprocher dans ce cas d'une situation où le poids du polynôme le plus stable (i.e. ayant l'indicateur d'oscillation le plus faible) va tendre vers 1 tandis que les autres poids vont tendre vers zéro. Dans le cas d'un schéma WENO, il faut donc une disparité des poids ni trop élevée, pour ne pas trop se rapprocher d'un schéma ENO (moins stable qu'un schéma WENO), ni trop faible pour ne pas que les valeurs des poids ne soient trop proches les unes des autres, ce qui nous ferait perdre la nature pondérée de la moyenne pour le calcul de \mathbf{P}_i . Une analyse de sensibilité nous a conduit à prendre $r = 1$.

Une fois que les polynômes de reconstruction sont obtenus en chaque nœud de la grille, la dernière étape est le calcul du flux numérique le long de la frontière Γ_i de chaque volume de contrôle Ω_i , ce flux numérique correspondant à l'estimation finale du flux sédimentaire le long de Γ_i . En effet, le fait de disposer d'un polynôme de reconstruction pour chaque volume de contrôle ne suffit pas pour clore le schéma numérique, puisque deux interpolations du flux sédimentaire sont possibles le long de chaque segment de frontière $\Gamma_{i,j}$: une première interpolation à partir de \mathbf{P}_i , déterminé depuis le volume de contrôle Ω_i bordé par Γ_i , et une deuxième à partir de \mathbf{P}_l , déterminé depuis le volume de contrôle Ω_l ayant le segment de frontière $\Gamma_{i,j}$ en commun avec Ω_i (cf. Fig. 3.7). Ces deux valeurs de flux, notées $F_{i,j}$ et $F_{l,j}$, peuvent être utilisées pour calculer le membre de droite de l'équation 3.57 :

$$\begin{cases} F_{i,j} = |\Gamma_{i,j}| \frac{1}{2} (\mathbf{P}_i(G_1) + \mathbf{P}_i(G_2)) \cdot \mathbf{n} \\ F_{l,j} = |\Gamma_{l,j}| \frac{1}{2} (\mathbf{P}_l(G_1) + \mathbf{P}_l(G_2)) \cdot \mathbf{n} \end{cases} \quad (3.64)$$

où $|\Gamma_{i,j}| = |\Gamma_{l,j}|$.

En revanche, la condition de conservation du sédiment impose de ne considérer qu'une seule valeur de flux numérique le long de chaque segment de frontière $\Gamma_{i,j}$. Par conséquent, une combinaison des deux valeurs que sont $F_{i,j}$ et $F_{l,j}$ doit être considérée pour calculer le flux numérique final le long de $\Gamma_{i,j}$. Une première formule simple pour ce flux numérique final $F_{i,j}^{final}$ est celle d'un flux amont (*upwind*) :

$$F_{i,j}^{final} = \begin{cases} \min(F_{i,j}, F_{l,j}) & \text{si } z_b(i) < z_b(l) \\ \max(F_{i,j}, F_{l,j}) & \text{si } z_b(i) \geq z_b(l) \end{cases} \quad (3.65)$$

où $z_b(i)$ et $z_b(l)$ sont les coordonnées verticales des nœuds i et l respectivement.

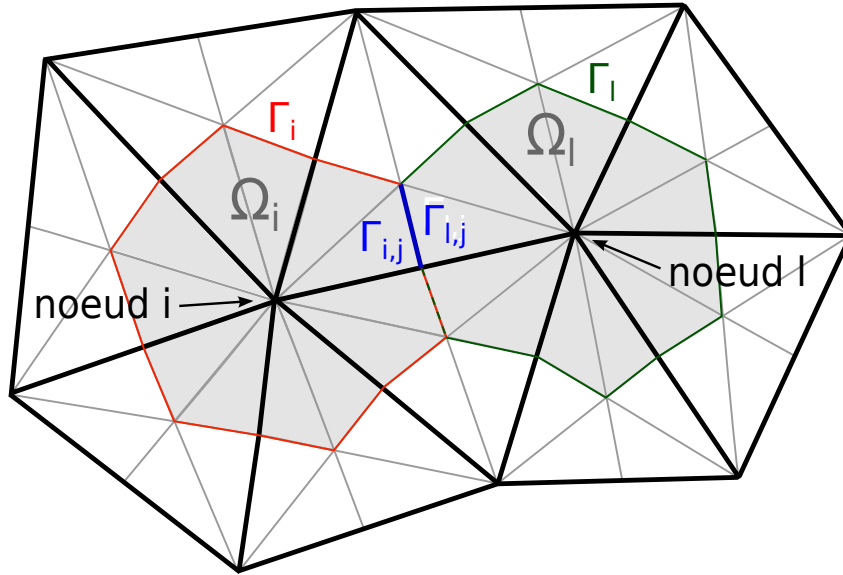


FIGURE 3.7: Illustration de l'appartenance d'un segment de frontière à deux volumes de contrôle (Ω_i et Ω_l), justifiant le calcul de deux valeurs de flux numérique ($F_{i,j}$ et $F_{l,j}$) en chaque segment.

Ce type de formule de flux numérique ne permettant cependant pas d'éviter l'apparition d'oscillations numériques dans les zones à forts gradients de flux sédimentaire, un limiteur de flux est ajouté au schéma. Ce limiteur de flux permet de considérer deux nouvelles valeurs, notées $F_{i,j}^{FL}$ et $F_{l,j}^{FL}$, à la place de $F_{i,j}$ et $F_{l,j}$ pour le calcul de $F_{i,j}^{final}$:

$$\begin{cases} F_{i,j}^{FL} = F_{i,j} + \frac{1}{2}\phi(r_{FL})(F_i - F_{i,j}) \\ F_{l,j}^{FL} = F_{l,j} + \frac{1}{2}\phi(r_{FL})(F_l - F_{l,j}) \end{cases} \quad (3.66)$$

où $F_i = |\Gamma_{i,j}|(\mathbf{P}_i(\mathbf{x}_i) \cdot \mathbf{n})$ et $F_l = |\Gamma_{l,j}|(\mathbf{P}_l(\mathbf{x}_l) \cdot \mathbf{n})$, et $\phi(r_{FL})$ est une fonction de limiteur de flux.

Parmi plusieurs fonctions de limiteur de flux testées, celle de Chakravarthy et Osher (1983) a été retenue car fournissant les résultats non-oscillants les moins diffusifs. Cette fonction se calcule comme suit :

$$\phi(r_{FL}) = \max(0, \min(r_{FL}, \beta)) \quad (3.67)$$

où $1 \leq \beta \leq 2$, et r_{FL} est un paramètre permettant de quantifier l'effet amont ajouté au schéma. En effet, r_{FL} doit tendre vers zéro dans les zones à faible gradient de flux sédimentaire (i.e. pas d'effet du limiteur de flux sur le schéma puisque $F_{i,j}^{FL}$ et $F_{l,j}^{FL}$ tendent alors vers $F_{i,j}$ et $F_{l,j}$ respectivement), tandis que r_{FL} doit augmenter dans les zones à fort gradient de flux sédimentaire (i.e. augmentation de l'effet amont puisque $F_{i,j}^{FL}$ et $F_{l,j}^{FL}$ vont tendre vers F_i et F_l respectivement). r_{FL} est défini à partir de la hauteur d'eau h et égal à $|\Delta h|/\langle h \rangle$, où $\Delta h = h(i) - h(l)$ et $\langle h \rangle = \frac{1}{2}(h(i) + h(l))$. Ainsi, dû à la relation non-linéaire entre le flux sédimentaire et la hauteur d'eau, r_{FL} augmente lorsque le gradient de flux sédimentaire augmente. Bien que cette définition de r_{FL} ait été préférée à l'utilisation du gradient de flux sédimentaire lui-même car fournissant de meilleurs résultats, il serait intéressant de tester d'autres définitions de ce paramètre.

Le flux numérique final est alors calculé de manière analogue au cas sans limiteur de flux :

$$F_{i,j}^{final} = \begin{cases} \min(F_{i,j}^{FL}, F_{l,j}^{FL}) & \text{si } z_b(i) < z_b(l) \\ \max(F_{i,j}^{FL}, F_{l,j}^{FL}) & \text{si } z_b(i) \geq z_b(l) \end{cases} \quad (3.68)$$

En sommant les valeurs de ce flux numérique final obtenues pour chaque segment de frontière, on obtient une approximation de la partie intégrale de la formulation en volumes finis de l'équation d'Exner (3.54).

Afin de comparer les avantages et inconvénients de cette méthode numérique par rapport à la méthode originale implémentée dans SED2D, son application à différents cas d'étude est présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Apports des développements appliqués à SED2D

4.1 Amélioration de l'estimation du transport longitudinal en zone de surf

Afin d'évaluer leur précision, les formules semi-empiriques implémentées dans SED2D pour calculer le transport sédimentaire total ont tout d'abord été testées à partir de mesures in-situ de transport longitudinal issues de plusieurs expériences. Les mesures réalisées sur la plage de Duck (Caroline du Nord) en 1985 (Ebersole et Hughes, 1987; Kraus et al., 1989) ont été considérées, ces dernières ayant été abondamment utilisées dans la littérature pour le développement de formules de transport. Les mesures de transport longitudinal réalisées à partir de traçages fluorescents sur la plage de St Trojan (île d'Oléron) en 2005 (Bertin et al., 2008) ainsi qu'au niveau de la Flèche d'Arçay en 2006 (Bertin et al., 2007) ont également été utilisées. Les caractéristiques de ces différentes expériences sont résumées dans le tableau 4.1.

	Duck 1	Duck 2	Duck 3	Duck 4	St Trojan 1 ; 2	Arçay
H_s (m)	0.68	0.65	0.69	0.47	1.1 ; 0.9	0.4
T_p (s)	11.4	11.1	12.8	13.1	12 ; 11	11
Dir_{moy} (deg)	0	0	0	0	0	25
h_{moy} (m)	0.71	0.57	0.48	0.69	1.5 ; 1.6	0.25
U_c (m.s ⁻¹)	[0.08 0.13]	[0.19 0.26]	[0.28 0.33]	[0.28 0.3]	0.5 ; 0.25	1.2
pente moy.	0.041	0.025	0.008	0.013	0.013	0.025
d50 (mm)	0.15	0.15	0.15	0.15	0.22	0.4

TABLE 4.1: Caractéristiques des expériences de mesures de transport longitudinal réalisées sur les plages de Duck, St Trojan, et Arçay. Les paramètres de vagues (H_s , T_p , et Dir_{moy}) sont les valeurs au large (la direction moyenne étant l'angle d'incidence des vagues par rapport à la normale à la plage), h_{moy} est la hauteur d'eau moyenne où est mesurée la vitesse du courant longitudinal U_c (dérive littorale) et le transport longitudinal.

Les mesures de transport longitudinal ont été comparées aux estimations de transport réalisées à partir des formules proposées par Soulsby (1997) [SVR97], van Rijn (2007a,b) [VR07], et Larson et al. (2011) [CL11]. Ces formules ont été choisies du fait de leur popularité en modélisation morphodynamique côtière (notamment les formules SVR97 et VR07), et pour leur prise en compte d'un nombre important de processus physiques caractéristiques des zones côtières (no-

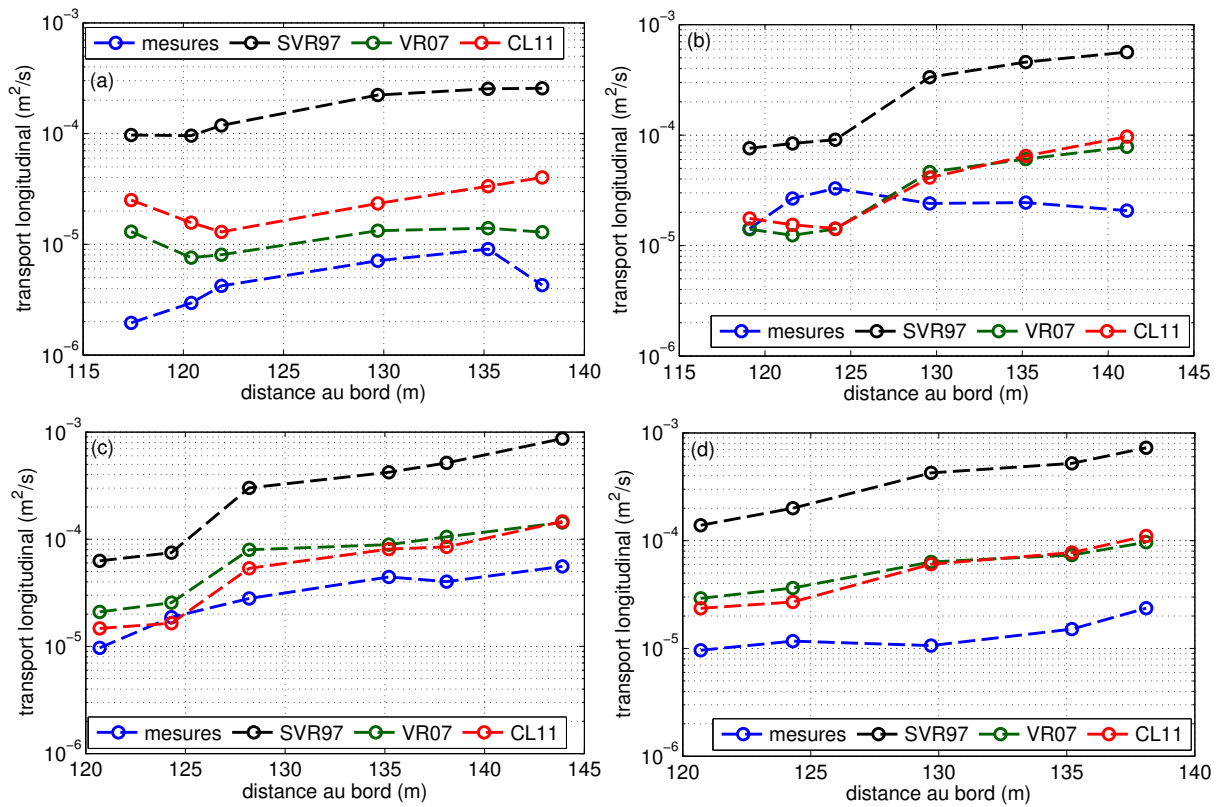


FIGURE 4.1: Comparaison entre le transport longitudinal mesuré lors des expériences DUCK85 (Ebersole et Hughes, 1987; Kraus et al., 1989) (plage de Duck, Caroline du Nord, septembre 1985) et calculé avec les formules développées par Soulsby (1997) (SVR97), van Rijn (2007a,b) (VR07), et Larson et al. (2011) (CL11), et avec la vitesse orbitale des vagues estimée à partir de la théorie linéaire. Expériences du : (a) 5/9/85 à 9h57, (b) 5/9/85 à 15h28, (c) 6/9/85 à 9h16, et (d) 6/9/85 à 10h16.

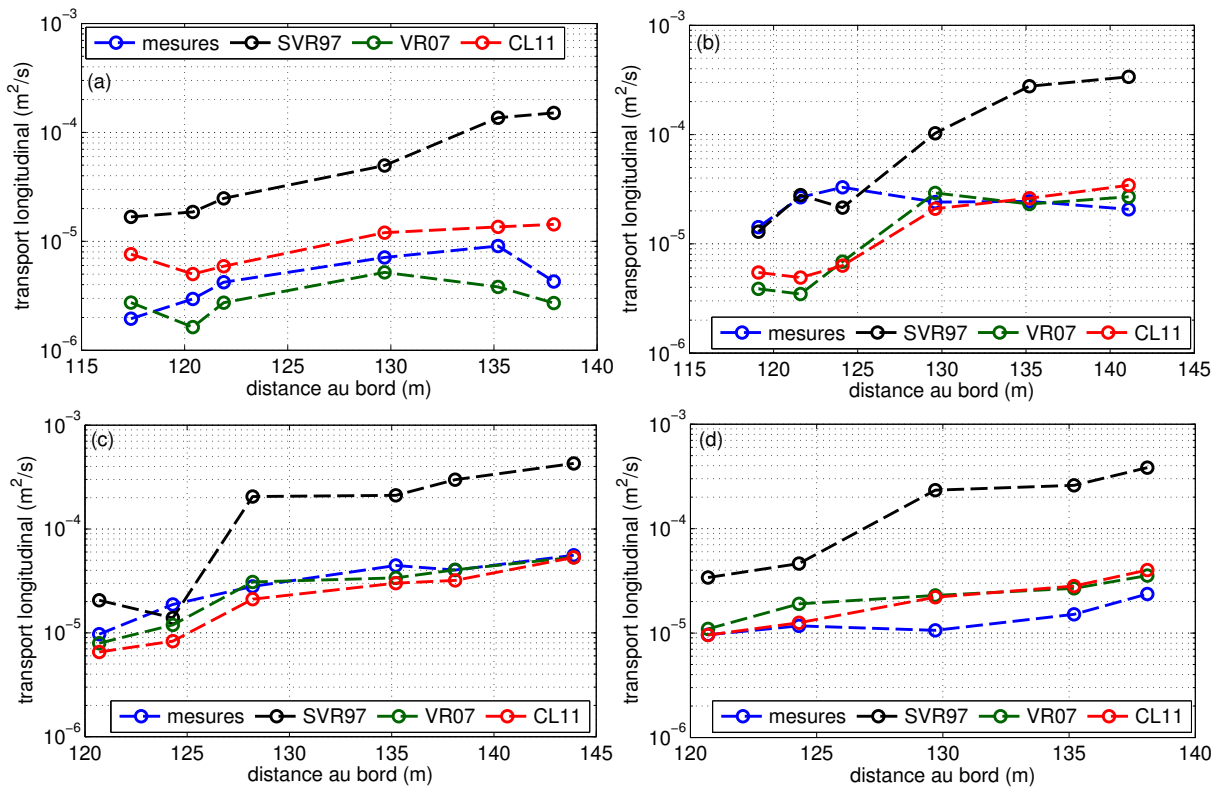


FIGURE 4.2: Idem Fig. 4.1 mais le transport longitudinal est ici calculé avec la vitesse orbitale des vagues estimée à partir de la méthode de Elfrink et al. (2006).

tamment la formule CL11) (cf. Chap. 3 - 3.4.2). Les figures 4.1 et 4.2 montrent la comparaison entre le transport longitudinal mesuré sur la plage de Duck et le transport calculé à partir de ces formules, en estimant la vitesse orbitale des vagues dans les formules suivant la théorie linéaire (i.e. houle d’Airy) (Fig. 4.1) et suivant la méthode proposée par Elfrink et al. (2006) [EL06] (Fig. 4.2).

Premièrement, on remarque que la formule SVR97 surestime le transport quasiment systématiquement d’un ordre de grandeur environ, contrairement aux formules VR07 et CL11 qui fournissent des valeurs d’un ordre de grandeur proche de celui des mesures. Deuxièmement, l’impact de la méthode EL06 sur le calcul du transport est clairement visible, cette méthode entraînant une meilleure estimation du transport par rapport au cas basé sur la théorie linéaire. Les erreurs correspondant aux comparaisons entre mesures et estimations du transport longitudinal pour les trois sites (Duck, St Trojan, et Arçay) sont visibles sur les figures 4.3 et 4.4. Dans le cas de la plage d’Arçay, on constate que la prise en compte du transport longitudinal dans la zone de swash suivant la méthode proposée par Baba et Camenen (2007) améliore significativement l’estimation du transport longitudinal global. Ceci s’explique par l’association d’une pente de plage et d’un angle d’incidence des vagues relativement élevés, que l’on ne retrouve pas dans le cas des plages de Duck et de St Trojan. En effet, le transport longitudinal dans la zone de swash estimé suivant la méthode de Baba et Camenen (2007) est nul si l’angle d’incidence des vagues est nul, ce qui est le cas de ces deux plages. Les erreurs entre estimations et mesures de transport (Fig. 4.3 et 4.4) sont calculées via les valeurs de *scatter index* (SI) :

$$SI = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N [(Q_{sim,i} - \bar{Q}_{sim}) - (Q_{mes,i} - \bar{Q}_{mes})]^2}{\sum_{i=1}^N Q_{mes,i}^2}} \quad (4.1)$$

où Q_{sim} et Q_{mes} sont les valeurs de transport estimées et mesurées respectivement, N est le nombre de mesures, et \bar{Q}_{sim} et \bar{Q}_{mes} sont les valeurs moyennes correspondant aux estimations et aux mesures.

La méthode EL06 est intéressante car elle est basée sur des mesures de vitesse orbitale près du fond réalisées dans des conditions variées (Fig. 4.5), principalement sur les plages de Terschelling (Pays-Bas), Duck (Etats-Unis), et Egmond aan Zee (Pays-Bas). Son utilisation entraîne une diminution du transport par rapport au cas d’une houle d’Airy, car l’amplitude de la vitesse orbitale $U_w = \frac{1}{2}(U_{crete} + |U_{creux}|)$ obtenue avec cette méthode est généralement plus faible (car plus réaliste) que celle obtenue avec la théorie linéaire. Ceci est visible sur la figure 4.6 où des mesures de vitesse orbitale près du fond réalisées sur la plage de St Trojan en 2006 sont comparées aux valeurs obtenues à partir de la théorie linéaire et de la méthode EL06. Bien que la vitesse orbitale au niveau de la crête soit sensiblement identique pour les deux méthodes, on constate que la théorie linéaire surestime significativement la vitesse orbitale au niveau du creux, contrairement à la méthode EL06. La diminution de U_w obtenue lorsque la méthode EL06 est préférée à la théorie linéaire explique donc l’amélioration de l’estimation du transport longitudinal pour les trois formules. Pour rappel, les formules SVR97 et VR07 ne prennent en compte que U_w pour calculer le transport, alors que la formule CL11 considère la somme du transport sur les deux demi-périodes correspondant au passage de la crête et du creux de la vague.

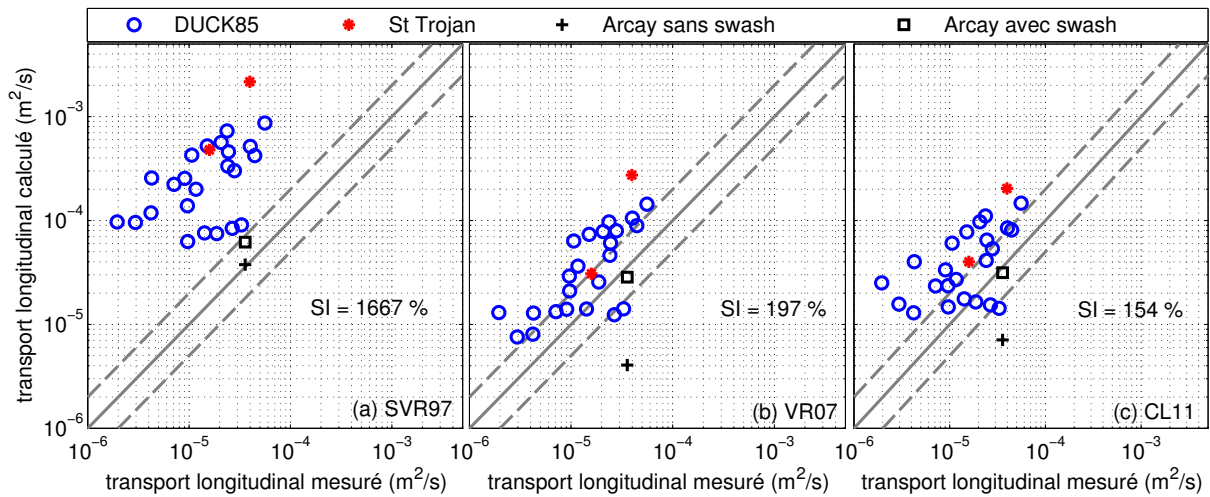


FIGURE 4.3: Représentation en nuage de points de la comparaison entre transport longitudinal mesuré et calculé à partir des formules SVR97, VR07, et CL11, avec la vitesse orbitale des vagues estimée à partir de la théorie linéaire, pour les expériences de DUCK (1985), St Trojan (2005), et Arçay (2006).

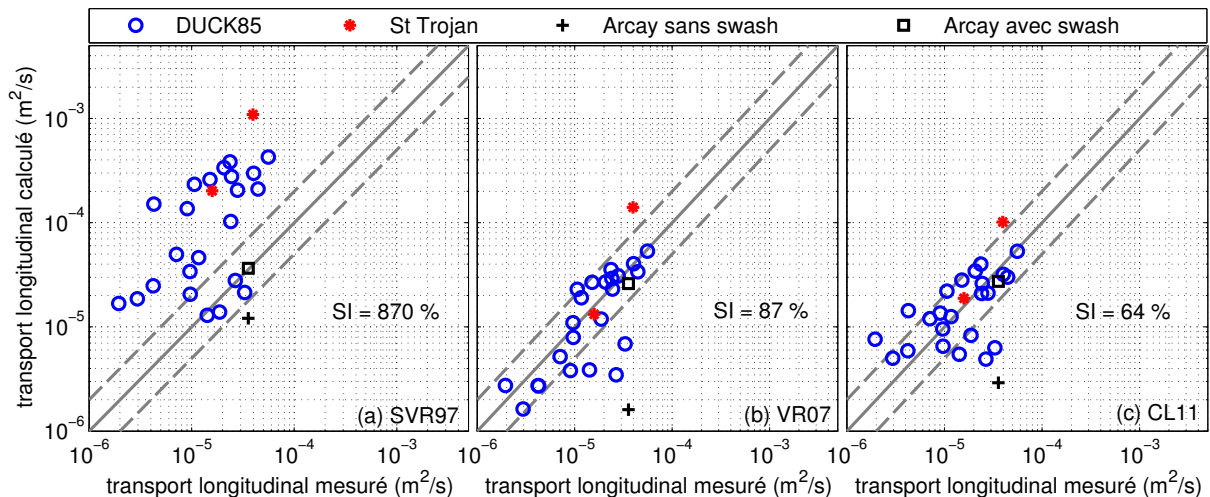


FIGURE 4.4: Représentation en nuage de points de la comparaison entre transport longitudinal mesuré et calculé à partir des formules SVR97, VR07, et CL11, avec la vitesse orbitale des vagues estimée à partir de la méthode de Elfrink et al. (2006), pour les expériences de DUCK (1985), St Trojan (2005), et Arçay (2006).

Suite à l'ensemble de ces résultats, les améliorations suivantes ont été implémentées dans SED2D au cours de cette thèse : l'estimation du transport total suivant la formule de Larson et al. (2011) (les formules de Soulsby (1997) et van Rijn (2007a,b) ayant déjà été intégrées dans SED2D dans le cadre de la thèse de Dodet (2013)), le calcul de la vitesse orbitale des vagues suivant la méthode de Elfrink et al. (2006), et l'estimation du transport longitudinal dans la zone de swash suivant la méthode de Baba et Camenen (2007).

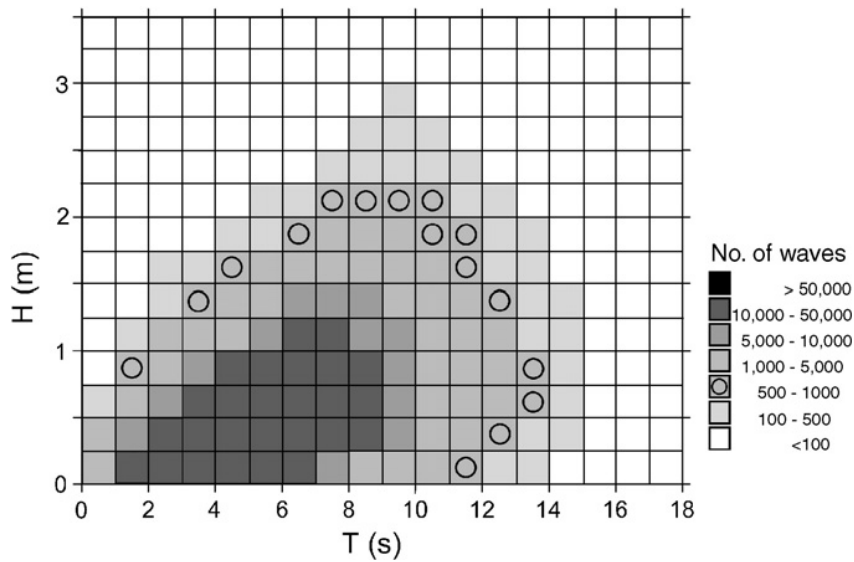


FIGURE 4.5: Étendu des conditions de vagues (hauteur et période) prises en compte dans l'estimation de la vitesse orbitale des vagues selon la méthode de Elfrink et al. (2006). Figure issue de Elfrink et al. (2006).

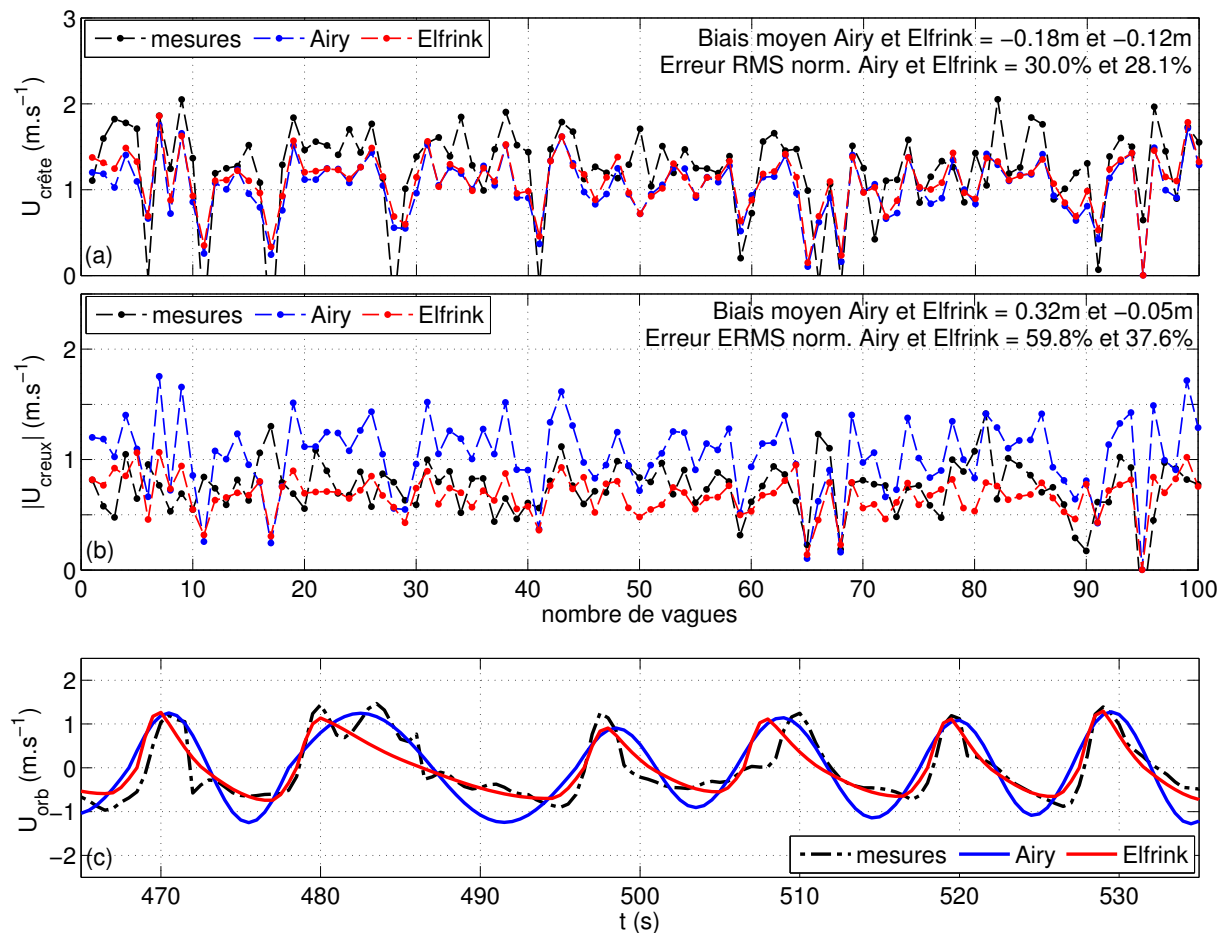


FIGURE 4.6: Comparaison entre la vitesse orbitale des vagues près du fond mesurée sur la plage de St Trojan en 2006 et celle estimée à partir de la théorie linéaire (houle d'Airy) et suivant méthode de Elfrink et al. (2006) : (a) vitesses au niveau de la crête de la vague, (b) vitesses au niveau du creux (en valeur absolue), (c) vitesse instantanée sur un extrait de la période de mesure.

4.2 Approche multi-classes multi-couches

Un des objectifs principaux de ces travaux de thèse étant de modéliser numériquement la stratigraphie de systèmes sédimentaires côtiers afin de confronter stratigraphie numérique et stratigraphie réelle (i.e. obtenue à partir de profils sismiques), il a été choisi d'intégrer l'hétérogénéité granulométrique du sédiment dans le système de modélisation via une approche multi-classes multi-couches (cf. Chap. 3 - 3.4.3). En effet, les données stratigraphiques reflètent principalement les variations granulométriques du sédiment (e.g. Hamilton, 1972; Billeaud et al., 2005). La prise en compte de l'hétérogénéité granulométrique du sédiment suivant l'approche multi-classes multi-couches a tout d'abord été testée dans le cas simple de la migration 1D d'une dune hydraulique soumise à un courant uniforme et stationnaire. En partant d'une distribution initiale homogène de la composition du sédiment (sédiment non trié), l'évolution de cette composition granulométrique est visible via la variation temporelle de la part (ou fraction) de chaque classe de taille de grain, au sein de chaque couches sédimentaires. La Fig. 4.7 illustre cette évolution, le transport sédimentaire étant calculé à partir de la formulation de van Rijn (2007a,b). La partie fine du sédiment étant davantage mobilisée que la partie grossière, un tri du sédiment est observé au cours de la migration de la dune, celui-ci affectant principalement la couche de surface en début de simulation. Puis, au fur et à mesure que la partie fine du sédiment se dépose en aval de la dune, les couches plus profondes enregistrent la variation de la composition granulométrique dans cette zone. Il est intéressant de noter que le tri du sédiment a pour conséquence de diminuer la vitesse de migration de la dune par rapport au cas d'un sédiment homogène de même d_{50} initial. En effet, par rapport au cas d'un sédiment homogène, le fait que le sédiment soit plus grossier au niveau de la pente amont de la dune et plus fin sur sa pente aval diminue le gradient de transport sédimentaire au niveau de la crête de la dune, ce qui diminue sa vitesse de migration (Fig. 4.8).

Le comportement global du sédiment modélisé dans ce cas simple, où un sédiment plus grossier est observé au niveau de la partie en érosion tandis qu'un sédiment plus fin est obtenu en zone de dépôt, a déjà été observé il y a plusieurs décennies (e.g. Swift et al., 1978). En particulier, Holland et Elmore (2008) indiquent que, dans le cas des dunes présentes le long de la côte Atlantique et dont la morphodynamique est dominée par l'action des tempêtes, un sédiment plus grossier est observé au niveau de leur pente située en amont du courant dominant (partie en érosion). Ce n'est cependant pas toujours le cas puisque le long du plateau continental en Mer du Nord, où l'action de la marée est dominante, Anthony et Leth (2002) ont observé un sédiment plus grossier (respectivement plus fin) au niveau du creux (respectivement de la crête) des dunes, sans fournir d'explication claire quant à ce comportement contre-intuitif du sédiment.

Il est important de préciser que le calcul de l'évolution du fond visible sur la Fig. 4.7 est réalisé au moyen d'un schéma numérique de type WENO en espace (et d'un schéma d'Euler explicite en temps). Le bénéfice d'utiliser un tel schéma en espace est illustré sur la Fig. 4.9, où le profil final de la dune obtenu dans le cas précédent (schéma WENO) est comparé à celui obtenu en utilisant un schéma plus simple de type différences finies centrées en espace. Contrairement au cas du schéma WENO, le développement d'oscillations numériques est clairement visible dans le cas du schéma de type différences finies.

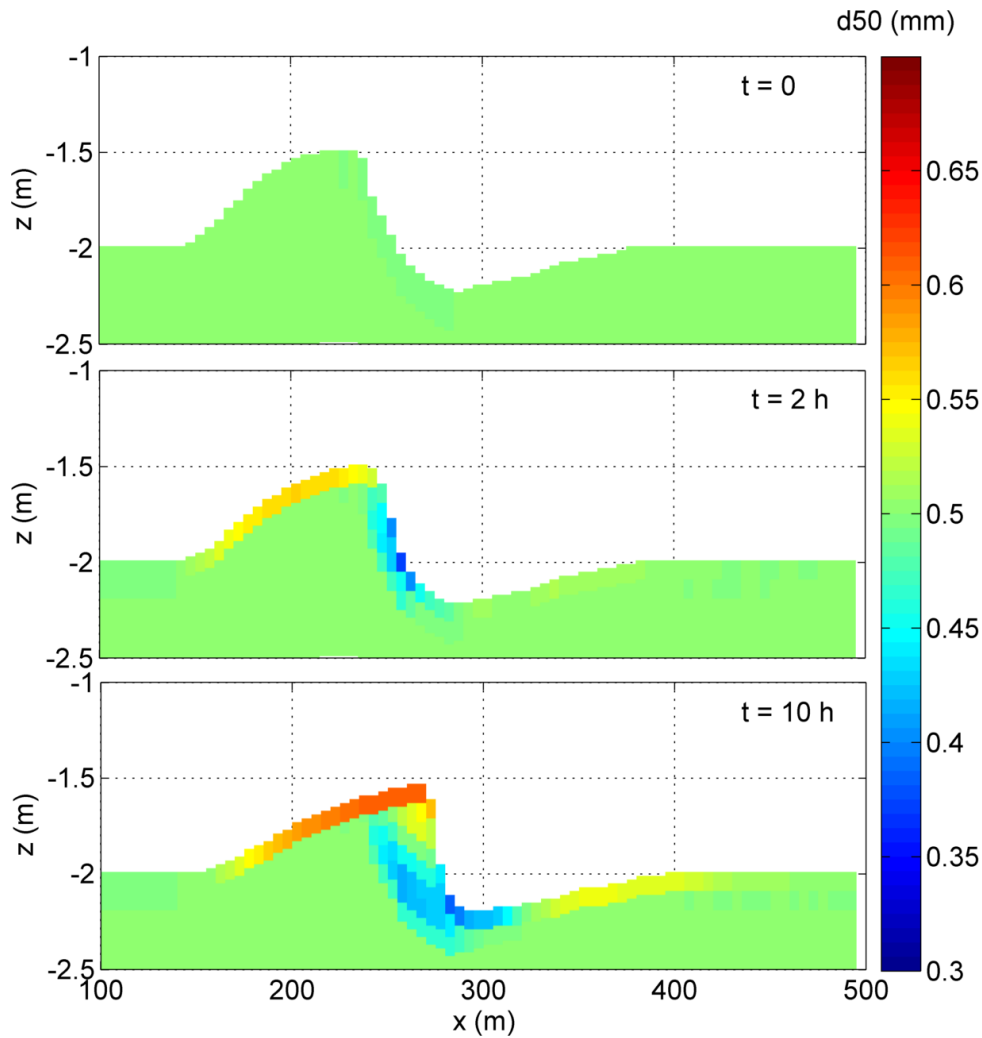


FIGURE 4.7: Évolution de la composition granulométrique du sédiment au cours de la migration de la dune. Paramétrisation : 3 classes de taille de grain (0.25, 0.5, et 1 mm) et fractions initiales identiques pour chaque classe (1/3), fournissant un d_{50} initial de 0.5 mm, 10 couches de 10 cm d'épaisseur chacune, débit constant de $1.8 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ produisant un courant maximal d'environ $1.2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ au niveau de la crête de la dune, et $\Delta t = 1 \text{ min}$.

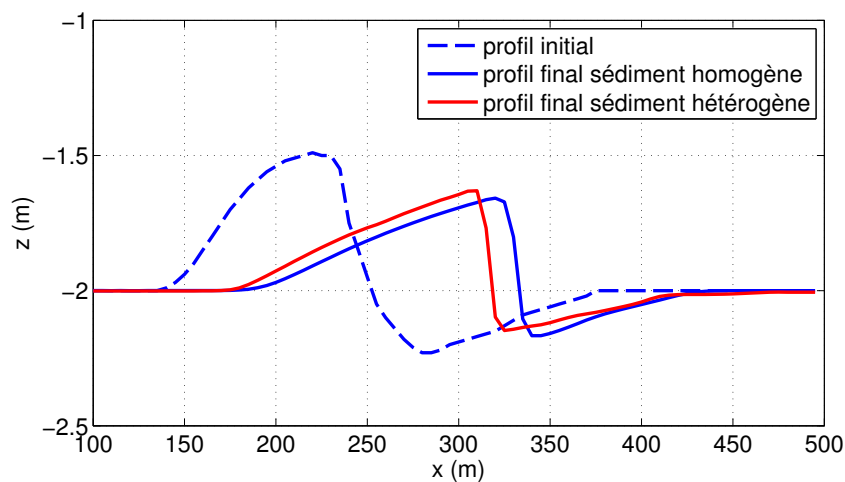


FIGURE 4.8: Comparaison entre les profils de dune simulés dans le cas d'un sédiment homogène ($d_{50} = 0.5 \text{ mm}$) et dans le cas d'un sédiment hétérogène (3 classes de taille de grain (0.25, 0.5, et 1 mm) de même fraction initiale (1/3)), à $t = 30 \text{ h}$ et pour le même forçage hydrodynamique que présenté Fig. 4.7.

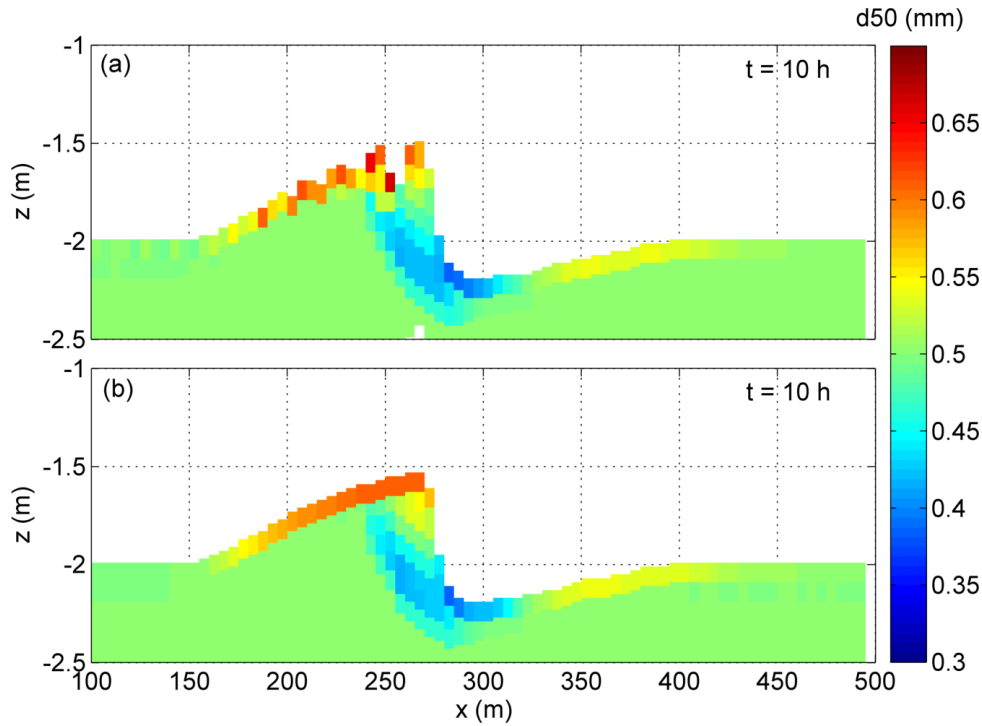


FIGURE 4.9: Profils obtenus avec un schéma de type Euler explicite en temps et : (a) différences finies centrées en espace; (b) WENO à l'ordre 3 en espace.

C'est en fait ce gain en stabilité et précision obtenu avec le schéma WENO dans le cas du calcul de l'évolution du fond en configuration multi-classes multi-couches qui a, en grande partie, motivé l'implémentation d'un schéma basé sur le formalisme WENO dans SED2D. En effet, la méthode utilisée initialement dans SED2D pour résoudre le problème des oscillations numériques combine l'ajout de diffusion artificielle au transport sédimentaire avec l'utilisation d'un filtre bathymétrique (filtre sur les extremums locaux). Cependant, cette méthode apparaît a priori problématique en configuration multi-classes multi-couches, et en particulier vis-à-vis du filtre bathymétrique dont l'impact sur les différentes classes et couches sédimentaires est potentiellement nuisible et non justifiable physiquement. A titre d'exemple, l'utilisation de ce filtre dans le cas visible sur la Fig. 4.9 (a) reviendrait à répartir une partie du sédiment présent au niveau de l'extremum bathymétrique situé vers $x = 265$ m à droite et à gauche de ce point, permettant ainsi de lisser le profil oscillant de la dune. Mais, dans un souci de consistance, cette action engendrerait également la modification des fractions des classes sédimentaires affectées par cette opération. C'est cette modification qui serait problématique, puisqu'il n'est pas évident de justifier physiquement dans quelle proportion l'on doit modifier les fractions des classes sédimentaires affectées par l'action du filtre. De plus, cela n'empêcherait pas que des oscillations numériques apparaissent au sein des classes sédimentaires dans des zones ne présentant pas d'extremum bathymétrique, comme on le voit par exemple sur la Fig. 4.9 (a) vers $x = 185$ m. Un filtre pourrait néanmoins être appliqué sur les fractions des classes sédimentaires, mais ceci nécessiterait la définition arbitraire de valeur(s) seuil(s) et ne réglerait le problème qu'a posteriori.

Une fois l'approche multi-classes multi-couches intégrée au module SED2D, le système de modélisation SELFE-WWM-II-SED2D a été appliqué au cas du banc de sable estuarien de la Longe de Boyard, détaillé dans le chapitre 6.

4.3 Schéma numérique de type WENO pour le calcul de l'évolution du fond sur grille non-structurée

Les inconvénients de l'utilisation de la méthode originale présente dans SED2D pour traiter le problème des oscillations numériques (cf. Chap. 3 - 3.4.4, et section précédente sur l'approche multi-classes multi-couches) ont motivé le développement d'un nouveau schéma numérique pour la résolution de l'équation d'Exner sur grille non-structurée. Cette section présente l'application à différents cas d'étude de ce schéma numérique basé sur le formalisme WENO, en comparaison avec l'utilisation de la méthode originale caractérisée par l'ajout de diffusion artificielle et/ou de filtre bathymétrique. Les résultats de cette section ont fait l'objet d'un article publié dans le journal *Ocean Modelling* (Guerin et al., 2016a, cf. Annexe B).

4.3.1 Cas d'une dune hydraulique soumise à un courant uni-directionnel et stationnaire

La migration d'une dune hydraulique soumise à un courant uni-directionnel et stationnaire a souvent été considérée pour tester la précision et la stabilité de schémas numériques (e.g. Hudson et al., 2005; Long et al., 2008; Fortunato et Oliveira, 2007). L'application à ce cas d'étude d'une formule de transport où le flux sédimentaire est simplement fonction de la hauteur d'eau permet alors de confronter la solution numérique (i.e. fournie par le schéma numérique) à la solution analytique du problème, et donc de déterminer la robustesse du schéma numérique.

Le cas 2DH de la migration d'une dune hydraulique le long d'un canal rectangulaire est considéré ici, le transport sédimentaire étant calculé avec la formule suivante :

$$\begin{cases} Q_x = au^b = a\left(\frac{D}{h\Delta y}\right)^b \\ Q_y = 0 \end{cases} \quad (4.2)$$

où $\mathbf{Q} = (Q_x, Q_y)$ est le flux sédimentaire, a et b sont des constantes, D est le débit liquide constant, h est la hauteur d'eau, et Δy est la largeur du canal.

La solution analytique $z_b(x, y, t)$ de l'équation d'Exner peut être fournie par la méthode des caractéristiques :

$$z_b(x, y, t) = z_b(x - c_{bed}, y, t) \quad (4.3)$$

où c_{bed} est considérée comme la vitesse de propagation horizontale du sédiment :

$$c_{bed} = \frac{1}{1 - \lambda} \frac{\partial Q_x}{\partial z_b} = \frac{1}{1 - \lambda} \frac{abu^b}{z_b} \quad (4.4)$$

L'évolution de la dune est simulée en utilisant les paramètres suivants : $a = 0.001 \text{ s}^2.\text{m}^{-1}$ et $b = 3$ (de manière similaire à Long et al. (2008)), $\lambda = 0.4$, $D = 1 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$, $\Delta t = 2 \text{ s}$ et $\Delta x = 0.15 \text{ m}$. Une telle configuration permet de satisfaire la condition CFL puisque le nombre de Courant maximal correspondant, estimé selon Damgaard et al. (2002) comme étant égal à $\max|\mathbf{c}_z|\Delta t/\Delta x$, est d'environ 0.1. La figure 4.10 compare l'évolution de la dune simulée au moyen du schéma original (avec et sans ajout de diffusion artificielle) et du nouveau schéma, nommé Euler-WENO (EW), avec la solution analytique au temps $t = 500 \text{ s}$. L'erreur RMS correspondant à la différence entre l'élévation du fond simulée et la solution analytique sur l'ensemble de la

grille est réduite d'un facteur 3.5 lorsque le schéma EW est utilisé plutôt que le schéma original sans diffusion ($E_{RMS} = 2.8$ mm et 0.8 mm pour le schéma original sans diffusion et le nouveau schéma respectivement). De plus, contrairement au schéma original sans diffusion additionnelle, la convergence du schéma EW est vérifiée (Fig. 4.11).

L'ajout de diffusion au schéma original avec un coefficient de diffusion $\epsilon = 1$ entraîne un lissage trop important de la dune. Bien qu'une valeur plus faible pour ϵ donnerait un meilleur résultat, la valeur $\epsilon = 1$ est considérée car cette même valeur va être utilisée dans les différents cas d'étude suivants, afin de bien rendre compte du problème que pose la stratégie d'utiliser une telle méthode pour supprimer l'apparition d'oscillations numériques.

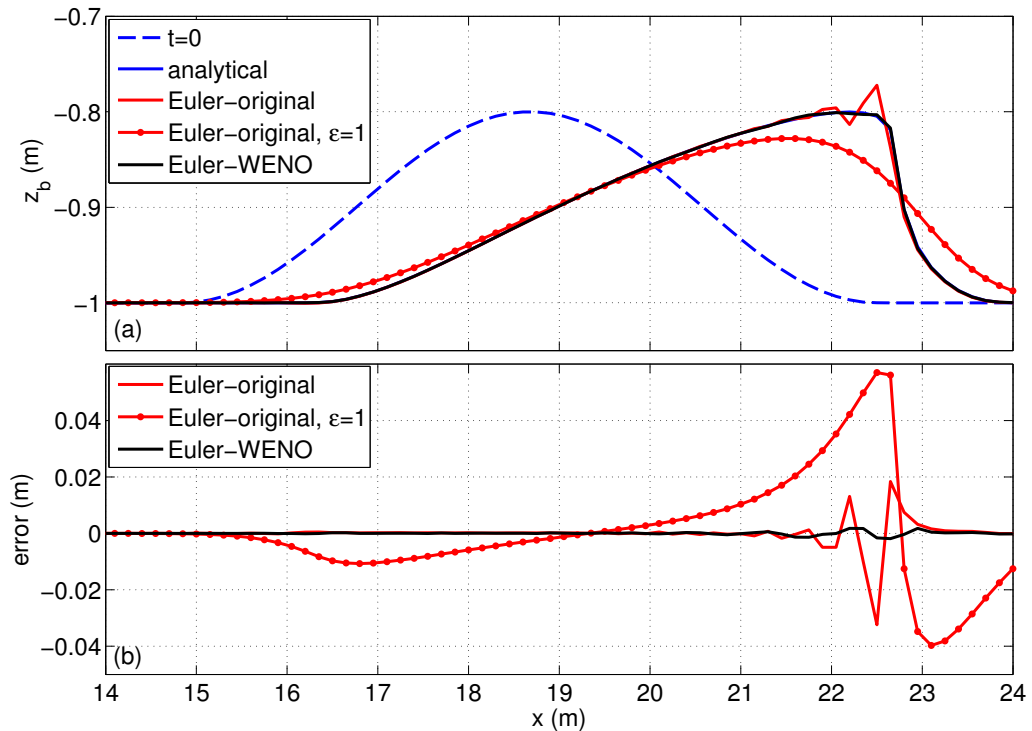


FIGURE 4.10: (a) Comparaison de l'élévation du fond simulée au temps $t = 500$ s et en $y = 0.6$ m avec la solution analytique. Le schéma original sans et avec ajout de diffusion artificielle ($\epsilon = 1$), et le schéma EW sont testés. (b) Erreurs associées.

4.3.2 Cas d'une tranchée soumise à un courant uni-directionnel et stationnaire

Afin d'évaluer les performances de notre nouvelle méthode numérique dans un cas présentant de plus fortes discontinuités de l'élévation du fond, et donc du transport sédimentaire associé, le cas de la migration d'une tranchée soumise à un courant stationnaire est considéré. La hauteur d'eau moyenne respectivement en dehors et dans la tranchée initiale est de 0.4 m et 0.575 m, tandis que le débit constant fournit une vitesse de courant de $0.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ en $x = 0$. La même grille que précédemment est utilisée ($\Delta x = 0.15$ m) et le transport total est cette fois-ci calculé suivant la formule de van Rijn (2007a,b) (cf. partie 3.4.2) avec un d_{50} égal à 0.14 mm. Le pas de temps est de 1 s, satisfaisant la condition CFL.

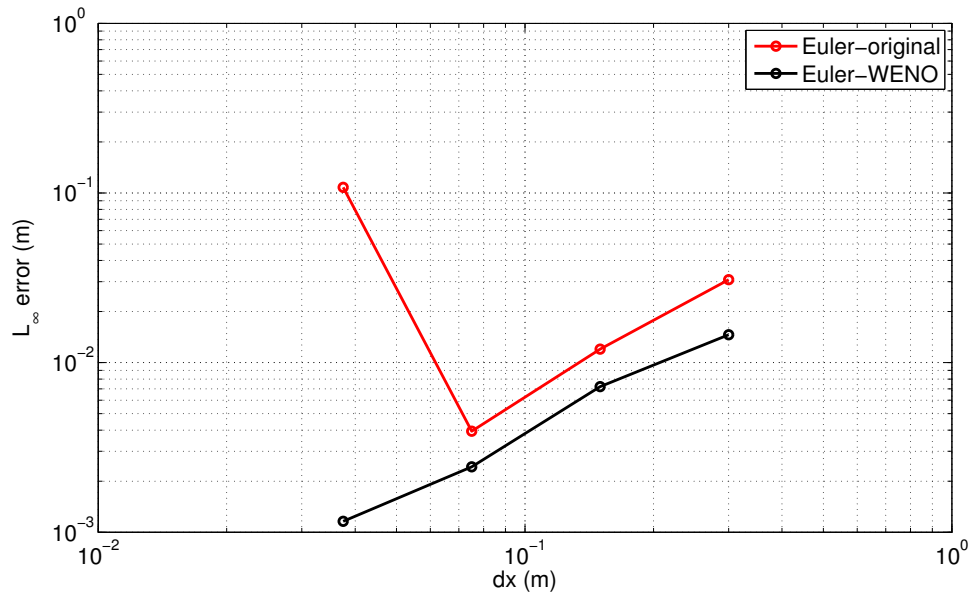


FIGURE 4.11: Graphe de convergence (à nombre de Courant constant) pour le schéma original sans diffusion additionnelle et pour le schéma EW. L'ordre de convergence moyen est de 1.22 pour le schéma EW tandis que le schéma original sans diffusion diverge pour $dx < 0.08$ m.

En comparant les profils d'élévation du fond obtenus avec les mêmes méthodes que dans le cas de la dune, on constate que le nouveau schéma fournit une solution plus stable que le schéma original sans diffusion, bien que l'on ne dispose pas de solution analytique pour ce cas. Cependant, cette fois-ci, l'ajout de diffusion au schéma original avec un coefficient $\epsilon = 1$ améliore largement le résultat sans pour autant lisser excessivement le profil du fond, ce profil étant alors très proche de celui obtenu avec le schéma EW. Ceci montre qu'une certaine valeur de coefficient de diffusion peut être à la fois trop forte pour une application, et appropriée pour une autre. La nécessité de régler ce coefficient (*tuning*) en fonction de chaque simulation est un premier inconvénient. Deuxièmement, le fait qu'aucune valeur de coefficient ne soit optimale pour différents cas à la fois pose également problème, puisque si l'on est amené à considérer une bathymétrie plus complexe caractérisée par la présence de variations du fond plus ou moins importantes, certaines zones vont être potentiellement trop ou pas assez lissées (cf. section suivante).

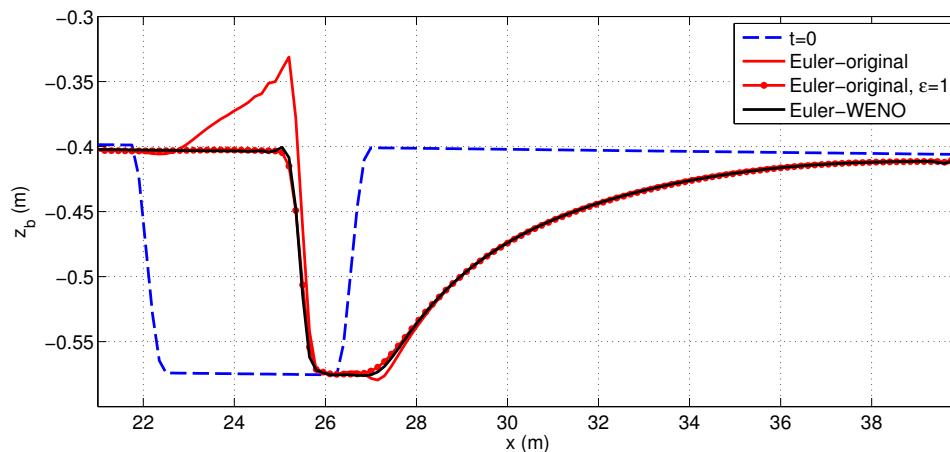


FIGURE 4.12: Comparaison de l'élévation du fond simulée au temps $t = 1700$ s et $y = 0.6$ m avec le schéma original (avec et sans diffusion) et avec le schéma EW.

4.3.3 Cas d'une embouchure idéalisée soumise à un forçage mixte (marée et vagues)

Dans le but d'appliquer le nouveau schéma numérique à un cas plus réaliste et représentatif de la dynamique sédimentaire littorale, le cas d'une embouchure idéalisée soumise à l'action combinée de la marée et des vagues est considéré. Ce type de cas d'étude est intéressant de part la grande variabilité spatiale et temporelle des flux sédimentaires à laquelle le schéma numérique va être confronté.

La configuration initiale (figure 4.13), inspirée des travaux de Nahon et al. (2012), présente une lagune rectangulaire d'une profondeur de 2.5 m MSL et connectée à la partie océanique par un chenal de 700 m de long et 300 m de large perpendiculaire au trait de côte. Le profil bathymétrique cross-shore est homogène suivant la direction longshore et caractérisé par une pente maximale de 0.014 au niveau de l'estran, puis diminuant jusqu'à 0.004 pour des profondeurs supérieures à 6 m. La profondeur maximale atteint 25 m à la frontière océanique, et la résolution de la grille de calcul varie de 300 m au large jusqu'à 25 m au niveau de l'embouchure. Comme dans le cas précédent, le transport sédimentaire est calculé suivant la formule de van Rijn (2007a,b), le d_{50} étant de 0.5 mm. Seul le constituant semi-diurne M2 est considéré pour le forçage tidal, tandis que le climat de vagues à la frontière ouverte est caractérisé par une hauteur significative de 1.5 m, une période pic de 10 s, et une direction moyenne de N290°. De telles conditions de vagues créent une dérive littorale dirigée vers le sud, la direction des vagues au point de déferlement présentant un angle d'environ 10° avec la direction cross-shore. Les pas de temps hydrodynamique et morphodynamique sont fixés à 30 s, et le pas de temps du modèle de vagues est de 120 s. La condition CFL morphodynamique (i.e. relative à l'équation d'Exner) est alors respectée tant que la vitesse de propagation horizontale du fond sableux ne dépasse pas $\min(\Delta x)/\Delta t = 0.83 \text{ m.s}^{-1}$, ce qui est a priori toujours le cas (cette valeur étant quasiment de l'ordre de grandeur d'une vitesse de courant, et donc bien supérieure aux vitesses de propagation du fond sableux).

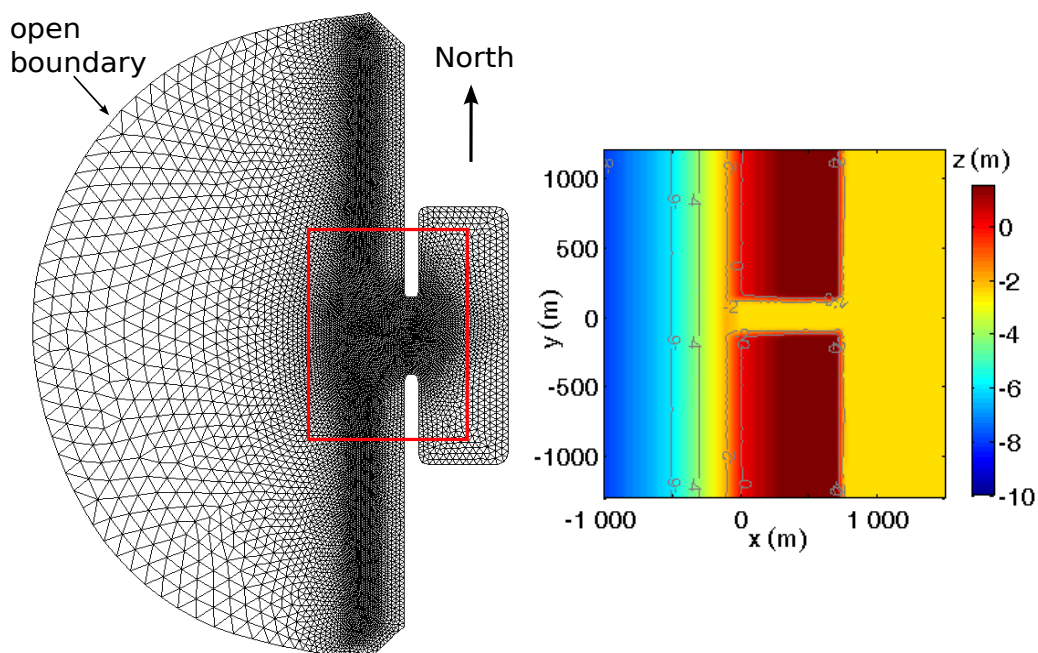


FIGURE 4.13: Grille de calcul et zoom sur la bathymétrie initiale de l'embouchure.

La figure 4.14 montre la comparaison entre la bathymétrie au niveau de l'embouchure simulée avec le schéma original et celle obtenue avec le nouveau schéma après 3 et 5 mois de simulation. Puisque l'ajout de diffusion artificielle au schéma original en considérant le même coefficient de diffusion que pour les cas précédents ($\epsilon = 1$) ne suffit pas à éliminer le développement d'oscillations numériques, la valeur de ce coefficient a été augmentée à 4 après analyse de sensibilité. De plus, l'utilisation d'un filtre bathymétrique est ajoutée au schéma original afin de supprimer certaines oscillations (de type $2\Delta x$) non éliminées par l'ajout de diffusion. Le schéma EW est quant à lui toujours appliqué sans diffusion additionnelle ni filtre bathymétrique.

En comparant les bathymétries simulées avec les deux méthodes, on remarque tout d'abord que la profondeur maximale du chenal obtenue après 5 mois avec le schéma EW est augmentée d'environ 2 m par rapport au cas du schéma original. De plus, le développement réaliste d'un chenal secondaire de flot le long du côté nord du delta de jusant, caractéristique de ce type d'environnements (e.g. Bertin et al., 2009a), est simulé seulement avec le schéma EW (voir aussi Fig. 4.15 (a)-(c)). Une autre évolution morphologique réaliste est la formation et la migration vers la plage de barres sableuses parallèles à la côte situées sur la partie sud du delta de jusant (voir aussi Fig. 4.15 (a)-(c)). Ces barres sableuses, appelées parfois *swash bars* dans la littérature (Hayes, 1980), mais que nous appelons plutôt barres de delta de jusant (le terme *swash bars* étant mal choisi puisque la formation de ces barres n'est pas due à la dynamique du swash), sont caractéristiques des embouchures tidales et observées depuis relativement longtemps (e.g. FitzGerald, 1982). Contrairement au cas du schéma original où ces barres apparaissent lissées, la formation et la migration vers la côte de celles-ci sont relativement bien simulées avec le nouveau schéma puisqu'une vitesse de migration de l'ordre de 1.5 à 3 m.jour⁻¹ est obtenue, ceci étant cohérent avec certaines observations (Pianca et al., 2014). Enfin, l'évolution de la zone intertidale au nord et au sud de l'embouchure présente des différences importantes en fonction du schéma considéré (Fig. 4.15 (d)-(e)). Des barres obliques intertidales de longueur d'onde comprise entre 350 à 500 m sont obtenues dans le cas du schéma EW, cette échelle de longueur d'onde étant cohérente avec les observations faites sur la côte Aquitaine notamment (e.g. 360 à 470 m dans Castelle et al. (2007)). A l'opposé, la bathymétrie simulée avec le schéma original dans la même zone présente de fortes pentes (de l'ordre de 0.1, soit environ 10 fois plus que dans le cas du nouveau schéma), ainsi que des discontinuités assez irréalistes. L'obtention d'une forte pente dans ces zones est problématique puisque que celle-ci va causer une diminution de la largeur de la zone de déferlement, ce qui va augmenter le gradient des tensions de radiation des vagues, et donc augmenter le courant de dérive littorale (dans le cas de vagues d'incidence oblique). Le transport sédimentaire dépendant du courant de manière non-linéaire, une telle erreur concernant la pente de plage peut entraîner une surestimation du transport par dérive littorale, et par conséquent influencer significativement la morphodynamique des zones affectées par ce transport longitudinal telles que l'embouchure.

4.3.4 Discussion

Les différents cas d'étude considérés dans cette section ont permis de montrer sous plusieurs angles les avantages de l'utilisation du nouveau schéma numérique développé au cours de cette thèse, par rapport au schéma original implémenté dans SED2D. Le gain en précision et en stabilité obtenu avec le schéma EW est mis en évidence, et d'importantes critiques sur la méthode de

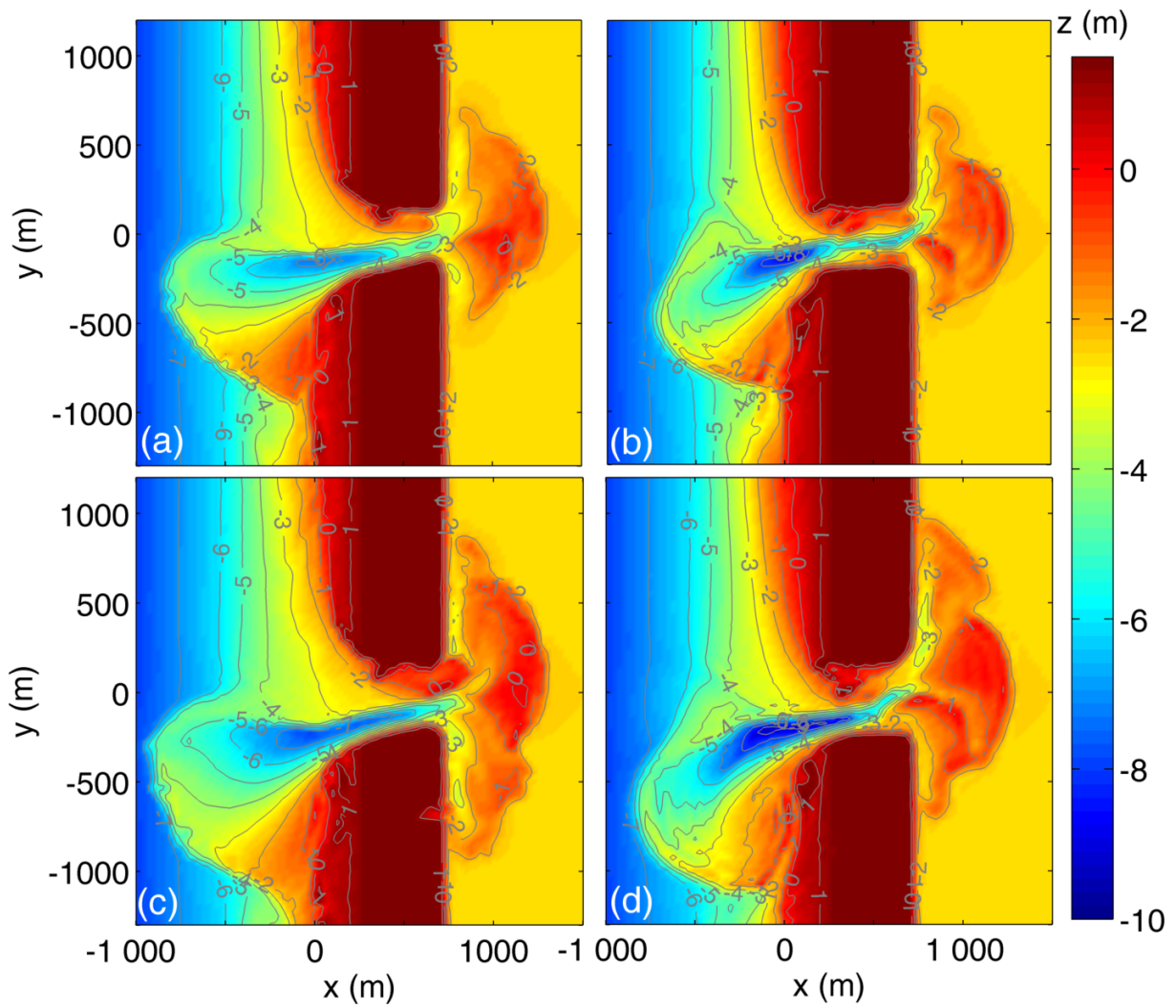


FIGURE 4.14: Bathymétrie simulée après 3 et 5 mois avec le schéma original (a) et (c), et avec le schéma EW (b) et (d), respectivement.

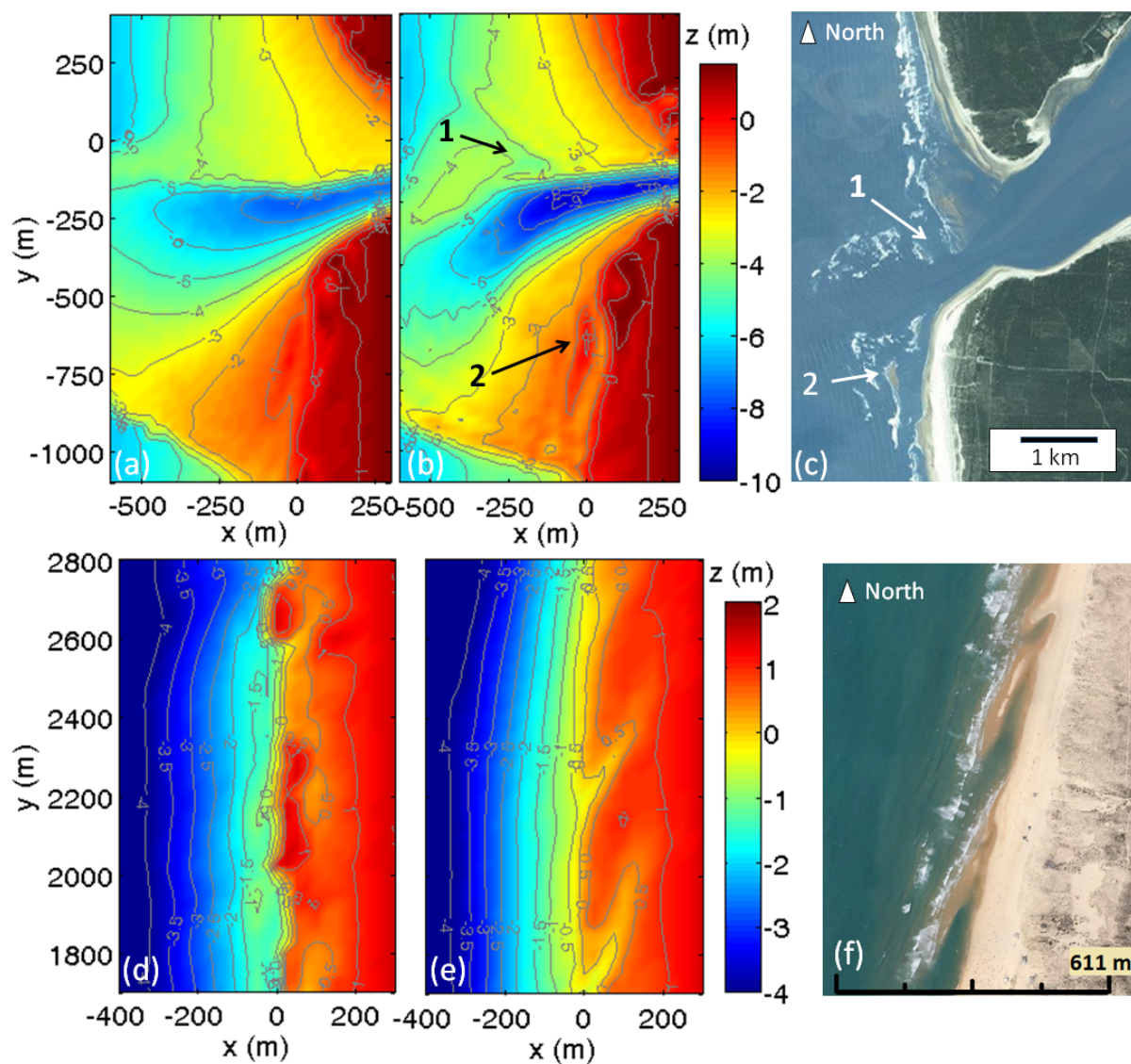


FIGURE 4.15: (a)-(b) Bathymétrie de l'embouchure idéalisée à $t = 4$ mois simulée avec le schéma original et avec le nouveau schéma, respectivement. (c) Image Landsat de l'embouchure du Pertuis de Maumusson (Charente-Maritime), sur laquelle sont observés un chenal secondaire de flot (1) ainsi qu'une barre d'embouchure migrant parallèlement et vers la côte (2). (d)-(e) Bathymétrie de la plage adjacente au nord de l'embouchure à $t = 7$ mois simulée avec le schéma original et le nouveau schéma, respectivement. (f) Image Google Earth de barres obliques d'avant-plage près de la plage du Cap Ferret (Gironde, août 2012).

l'ajout de diffusion artificielle peuvent être formulées. La méthode originale de SED2D présente effectivement le principal défaut que la diffusion ajoutée au flux sédimentaire dépend d'un coefficient arbitrairement fixé et de la pente du fond (cf. 3.4.4, équation 3.55). Il serait plus judicieux que cette diffusion dépende d'un paramètre caractéristique du forçage hydrodynamique local, comme le nombre de Courant par exemple. La conséquence de l'emploi de cette stratégie pour éviter le développement d'oscillations numériques est le lissage potentiel d'une partie de la bathymétrie, dû au coefficient de diffusion fixé à une valeur assez élevée pour empêcher l'apparition d'oscillations numériques dans les zones les plus évolutives.

Cette nouvelle méthode pour résoudre l'équation d'Exner sur maillage non-structuré est une alternative à la méthode de type Galerkin discontinue proposée par Kubatko et al. (2006) qui, malgré une précision et une convergence plus élevées, peut augmenter significativement le temps de calcul (Budgell et al., 2007). En ce qui concerne notre système de modélisation, l'impact de l'utilisation du schéma EW plutôt que le schéma original est relativement faible puisque, bien que le temps de calcul correspondant au module SED2D soit augmenté, le temps de calcul total (i.e. pour le système complet SELFE-WWM-SED2D) ne se trouve que faiblement modifié (figure 4.16). Plus précisément, c'est en fait le module de vagues qui conditionne le plus le temps de calcul total. Ce faible impact vis-à-vis du temps de calcul est d'une grande importance dans le cadre de la modélisation morphodynamique à long-terme caractérisant ces travaux de thèse.

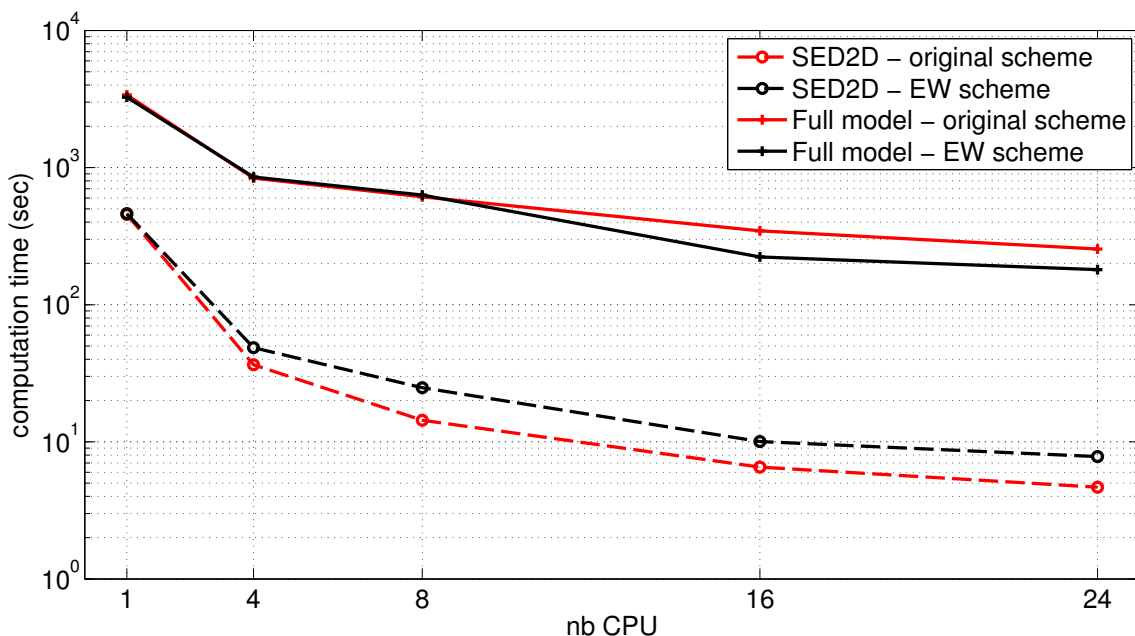


FIGURE 4.16: Temps de calcul de SED2D et du système complet (SELFE-WWM-SED2D) correspondants au cas de l'embouchure idéalisée (6 h d'évolution) pour le schéma original (avec diffusion additionnelle et filtre bathymétrique) et pour le nouveau schéma.

4.3.5 Perspectives

Un travail complémentaire très intéressant serait de comparer le schéma EW tel que développé au cours de cette thèse avec un schéma similaire (i.e. méthode d'Euler explicite en temps, méthode WENO en espace, et volumes de contrôle centrés sur les nœuds), mais où les flux sédimentaires seraient calculés par le module de transport au niveau des nœuds plutôt qu'au centre

des éléments. En effet, cela éviterait que les flux sédimentaires calculés par SED2D ne soient situés sur la frontière des volumes de contrôle, et permettrait par conséquent de considérer plus rigoureusement la condition de monotonie du schéma. Une autre perspective concerne la dernière étape de la description du schéma numérique (i.e. calcul du flux numérique final) où il serait intéressant de tester d'autres fonctions de limiteur de flux, car un éventail assez vaste existe dans la littérature à ce sujet.

Chapitre 5

Description de la zone d'étude

5.1 Contexte géographique et géomorphologique

Les deux systèmes sédimentaires considérés dans cette thèse sont le banc de sable de la Longe de Boyard et la Flèche d'Arçay, situés tous deux dans une zone qui s'étend depuis la Presqu'île d'Arvert, au nord de l'estuaire de la Gironde, jusqu'au sud du littoral vendéen (Fig. 5.1). Cette partie du littoral Atlantique français correspond à la partie centrale de la bordure est du Golfe de Gascogne. Bien que les limites nord et sud de la zone d'étude soient distantes de moins de 100 km (distance orthodromique), le linéaire côtier correspondant est de plus de 350 km dû à la présence des îles de Ré et d'Oléron ainsi que de nombreuses baies. Une majeure partie de ce linéaire côtier est exposée à l'action de la marée et des vagues. Les deux principales îles sont séparées du continent par des segments de vallées incisées appelés localement pertuis : le Pertuis de Maumusson séparant l'île d'Oléron de la Presqu'île d'Arvert, le Pertuis d'Antioche séparant les deux îles, et le Pertuis Breton séparant l'île de Ré de la côte vendéenne. La zone d'étude est également caractérisée par le débouché de plusieurs rivières : le Lay et la Sèvre Niortaise se jetant dans Pertuis Breton, ainsi que la Charente et la Seudre se jetant dans la baie de Marennes-Oléron située entre l'île d'Oléron et le continent.

Le Pertuis Breton présente des profondeurs maximales atteignant environ 35 et 55 m au niveau des fosses de Chevarache occidentale et orientale respectivement. La partie externe du pertuis, ou Seuil Vendéo-Breton, présente une bathymétrie relativement plane (entre 20 et 25 m de profondeur), tandis que la partie interne du pertuis se connectant à la baie de l'Aiguillon est caractérisée par des profondeurs inférieures à 10 m. La morphologie du Pertuis Breton a été interprétée comme correspondant à une ancienne vallée fluviale liée à la présence du Lay et de la Sèvre Niortaise (Barusseau, 1973; André, 1986), le socle mésozoïque ayant été incisé lors de la dernière glaciation dû à la baisse du niveau marin. Le comblement de cette vallée se serait principalement produit à l'ouest et à l'est des fosses de Chevarache, accumulant ainsi des sédiments comprenant des sables sur des épaisseurs d'environ 10 et 30 m respectivement. Le comblement sédimentaire du segment sous-marin de la vallée de la Sèvre et du Lay a été caractérisé en détail à partir de nombreux profils sismiques et de carottages. L'analyse de ces données a permis de montrer que, outre les variations du niveau marin (Weber et al., 2004a), ce comblement était contrôlé en partie par le transport sédimentaire longitudinal (i.e. parallèle à la côte) le long de la Flèche d'Arçay (Chaumillon et Weber, 2006) dû à l'obliquité de l'incidence

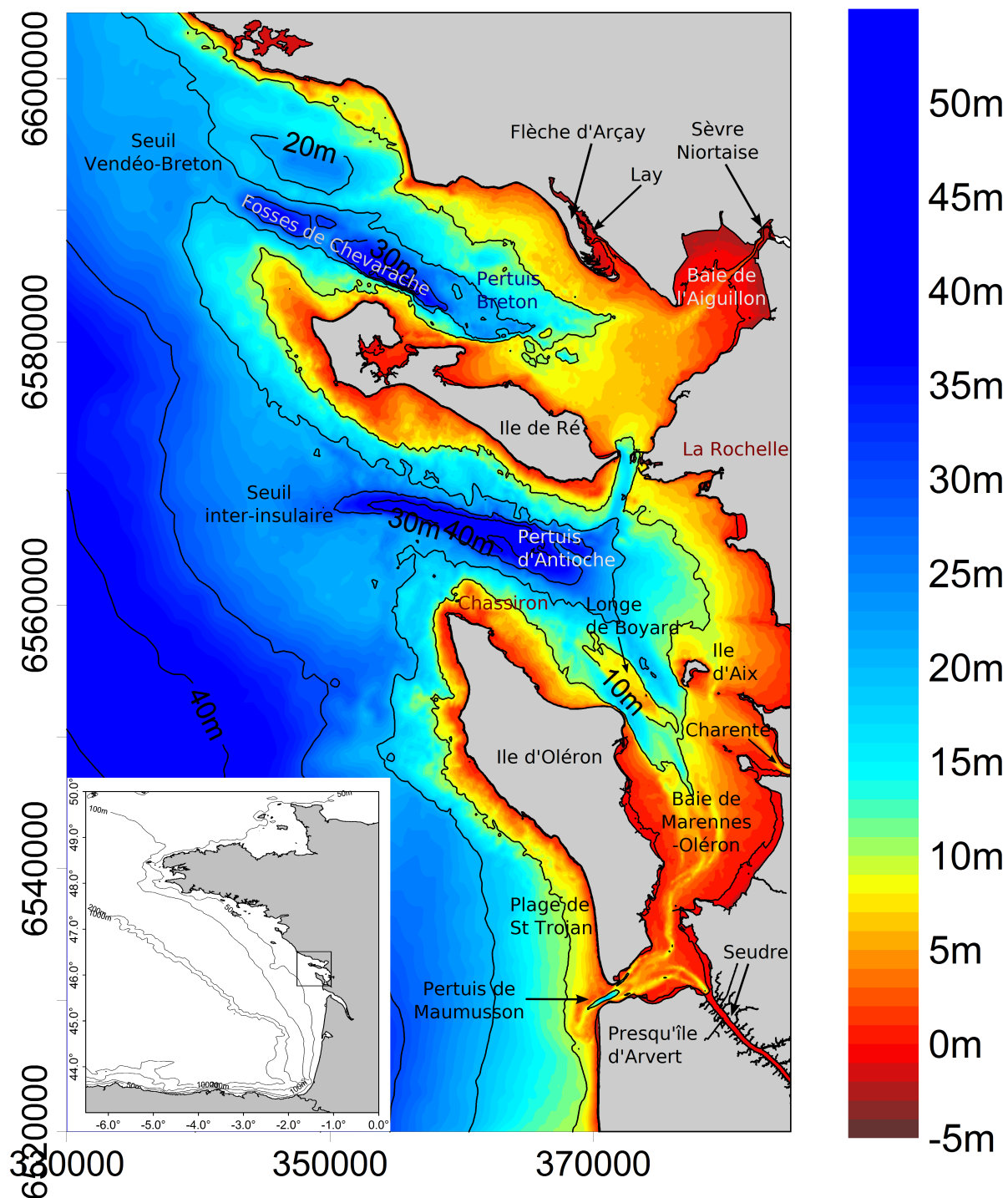


FIGURE 5.1: Zone d'étude.

des vagues à la côte, ou processus de dérive littorale. Les variations climatiques et les activités anthropiques auraient aussi contribué à ce comblement (Chaumillon et al., 2004).

Le Pertuis d'Antioche, séparant les deux îles, présente une fosse dont la profondeur atteint environ 45 m et de nature essentiellement rocheuse (Weber, 2004). À l'ouest de ce pertuis la profondeur diminue jusqu'à environ 25 m, cette zone définissant le Seuil inter-insulaire, tandis qu'au sud-est le pertuis est relié à la baie de Marennes-Oléron. Le Pertuis d'Antioche est qualifié par Barousseau (1973) de segment de paléo-vallée fluviatile de la Charente, et s'agirait plus précisément d'une incision du socle mésozoïque par la "paléo- Charente" lors de la baisse du niveau marin de la dernière glaciation. Lors de la transgression marine ayant suivi, les mécanismes de comblement du segment sous-marin de la vallée de la Charente ont été identifiés comme étant similaires au cas du Pertuis Breton (Weber et al., 2004b; Chaumillon et al., 2004; Chaumillon et Weber, 2006).

La baie de Marennes-Oléron est limitée au nord par le Pertuis d'Antioche au sud par le Pertuis de Maumusson, ce dernier ayant également été identifié comme un segment de vallée incisée connectant les vallées de la Charente et de la Sèvre (Allard et al., 2010). Le comblement sédimentaire de cette vallée a été contrôlé successivement par la montée du niveau marin (Allard et al., 2008, 2010), les changements climatiques et les activités anthropiques (Chaumillon et al., 2004; Billeaud et al., 2005; Bertin et Chaumillon, 2006; Poirier et al., 2011, 2015). La baie de Marennes-Oléron est caractérisée par des fonds globalement de moins en moins profonds en direction du sud de la baie, et depuis les chenaux vers les estrans. Elle présente une sédimentologie constituée principalement de vases et de sables vaseux au niveau des estrans et de sables au niveau des chenaux de la moitié sud de la baie (Fig. 5.2). Une spécificité de cette baie est la nature différente des deux embouchures situées au nord et au sud. Il s'agit au nord d'un segment relativement large de vallée incisée avec un bord rocheux, tandis qu'au sud il s'agit d'une embouchure tidale typique présentant des deltas de marée (Bertin et al., 2004, 2005). Un banc tidal d'embouchure large, la Longe de Boyard, est présent dans la partie nord de la baie, entre l'île d'Oléron et l'île d'Aix. Ce banc estuarien de 8 km de long et 2 km de large est orienté suivant l'axe nord-ouest sud-est et culmine à 3 m de fond (niveau moyen), se découvrant ainsi légèrement lors des marées basses de vives-eaux exceptionnelles. Son évolution morphologique et stratigraphique pluri-décennale (1960 à 2000) est étudiée en détail dans le chapitre 6. La superficie de la baie étant de l'ordre de 150 km² lors des pleines mers de vives-eaux et seulement de 50 km² au niveau du zéro hydrographique, les zones intertidales représentent plus de 60% de la superficie de cette baie (Bertin, 2005).

Le Pertuis de Maumusson constitue en fait le chenal principal d'une embouchure tidale présentant un delta de flot modérément développé et un delta de jusant bien développé, cette différence étant due à une dominance du jusant dans cette zone (Bertin et al., 2004). La profondeur maximale dans le pertuis est d'environ 15 m, et diminue au niveau des deltas de flot et de jusant dont une grande partie est intertidale. L'emplacement de ce pertuis se superpose à celui d'un segment de vallée incisée bifurquant en deux petites vallées de part et d'autre du delta de flot actuel. Les sédiments au sein de l'embouchure de Maumusson sont constitués en grande partie de sables.

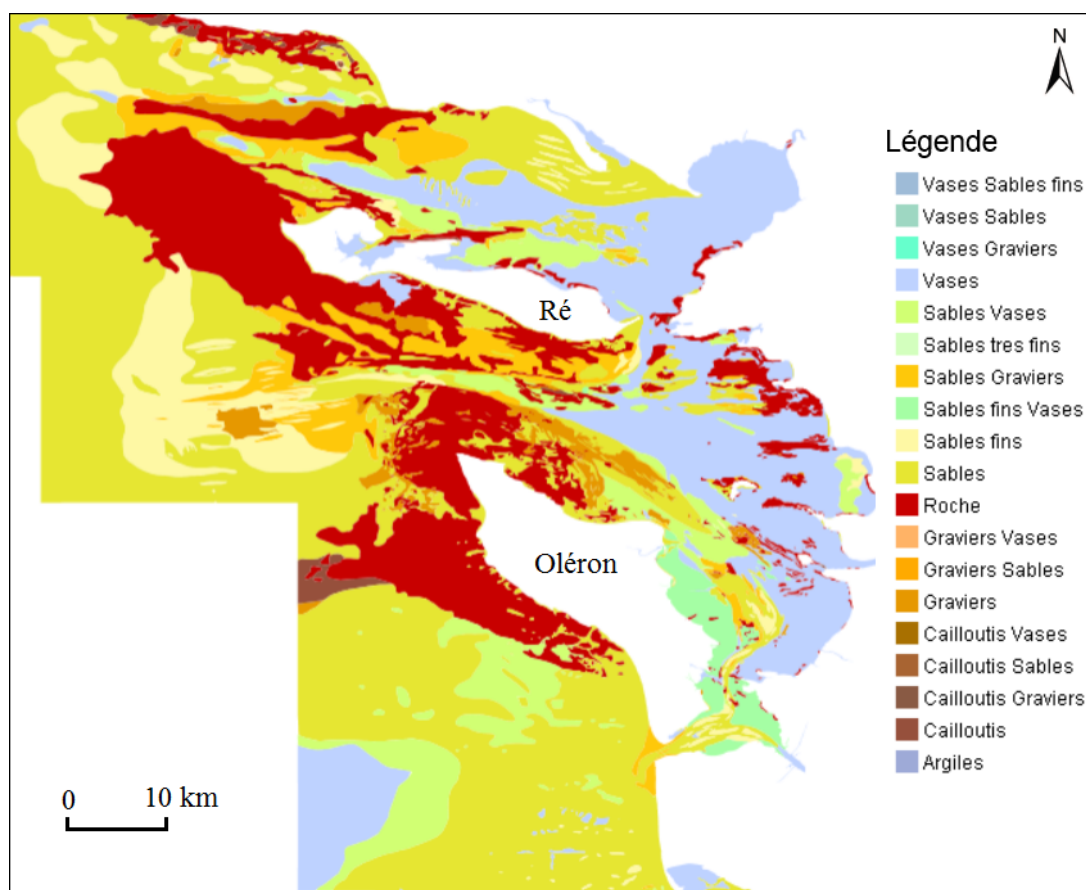


FIGURE 5.2: Nature des fonds de la zone d'étude. Source : SHOM.

5.2 Marée

Le marégraphe de La Rochelle (La Pallice) a permis de réaliser plusieurs études de l'analyse harmonique du signal de marée dans la zone d'étude. L'analyse spectrale de ce signal sur une série temporelle de 60 ans (Gouriou, 2012) montre une dominance des composantes semi-diurnes (M2, S2, N2, et K2 dont les amplitudes respectives à la station de La Pallice sont 1.75, 0.63, 0.36, et 0.18 m), ainsi qu'une contribution significative des composantes quart-diurnes (M4, MS4, et MN4 d'amplitudes respectives 0.25, 0.10 et 0.11 m). Les composantes diurnes O1 et K1, d'amplitudes respectives 0.07 et 0.06 m, contribuent peu au signal de marée. Le marnage moyen dans la zone d'étude est d'environ 3.5 m, et oscille entre moins de 2 m en période de mortes-eaux exceptionnelles et plus de 6 m en vives-eaux exceptionnelles.

La configuration particulière de la baie de Marennes-Oléron, caractérisée par deux communications avec l'océan de taille et de profondeur différentes, entraîne une asymétrie des courants de marée entre le Pertuis de Maumusson et le Pertuis d'Antioche. Plus précisément, la célérité de l'onde de marée étant approximativement égale à \sqrt{gh} en milieu peu profond (h étant la hauteur d'eau), l'onde se propage plus vite par le nord (pertuis plus profond) que par le sud (pertuis moins profond). De plus, le Pertuis d'Antioche étant bien plus large que le Pertuis de Maumusson, le prisme de flot au nord de la baie est environ huit fois supérieur à celui du Pertuis de Maumusson en condition de vives-eaux (Bertin, 2005). Cette importante différence entre les prismes de flot au nord et au sud de la baie entraîne une circulation résiduelle dirigée du nord vers le sud dans la baie. Une des conséquences de cette asymétrie des prismes de flot est que lors

de la première moitié du flot, le point de rencontre des courants provenant du sud et du nord de la baie est situé dans la partie sud de la baie, à peu près au niveau du pont de l'île d'Oléron. Puis, lors de la seconde moitié du flot, la circulation s'inverse dans le Pertuis de Maumusson, avec des courants alors bien établis dans le sens du jusant à l'étalement de marée haute, alors qu'ils sont très faibles au niveau du Pertuis d'Antioche. L'embouchure nord de la baie est donc dominée par le flot tandis que son embouchure sud est dominée par le jusant. Pour la partie nord de la zone d'étude, le Pertuis Breton et le Pertuis d'Antioche étant de dimensions relativement proches, les courants de marée y sont davantage en phase et présentent une vitesse maximale d'environ 1.5 et 2 m.s⁻¹ dans ces deux pertuis respectifs (Weber, 2004).

5.3 Climat de vagues

Depuis les années 1980 et 1990, la mise en place le long de la façade Atlantique française et au large de bouées équipées pour mesurer les paramètres de vagues a permis de réaliser des premières études ponctuelles de la variabilité saisonnière, inter-annuelle et tendance à long terme du climat de vagues (e.g. Dupuis et al., 2006). Le développement des modèles numériques permettant de simuler la génération et la propagation des vagues, combiné aux données de réanalyses atmosphériques fournissant des champs de vent remontant jusqu'à 1900 (réanalyses 20CR (Compo et al., 2011)), a ensuite étendu l'échelle temporelle et spatiale de l'étude du climat de vagues. Charles et al. (2012) ont notamment étudié le climat de vagues dans le Golfe de Gascogne sur la période 1958 à 2001, en utilisant le modèle spectral de vagues WaveWatch-III (WW3) (Tolman et al., 2009) forcé à partir des champs de vent issus des réanalyses atmosphériques ERA-40 (Uppala et al., 2005). Dodet et al. (2010) ont quant à eux forcé le même modèle de vagues avec les champs de vent issus des réanalyses NCEP/NCAR (Kalnay et al., 1996) sur la période 1953 à 2009 et pour tout l'Atlantique nord-est. Toutes ces études mettent en évidence la variabilité saisonnière du climat de vagues dans le Golfe de Gascogne et plus au large, avec des hauteurs significatives de vagues en moyenne plus de deux fois plus importantes en hiver qu'en été (Tab. 5.1). De plus, la houle est caractérisée par une période de pic plus importante en hiver qu'en été, ainsi qu'une direction moyenne se rapprochant de la direction ouest dans le sens anti-horaire.

	printemps	été	automne	hiver	année
H_s [C12]	2.47 m	1.56 m	2.55 m	3.61 m	2.54 m
H_s [D10]		1.72 m		3.55 m	
T_p [D10]		8.3 s		11.6 s	
Dir_{moy} [D10]		310°		284°	

TABLE 5.1: Paramètres moyens des vagues issus des études de Charles et al. (2012) [C12] et Dodet et al. (2010) [D10]. Les valeurs issues de Charles et al. (2012) sont calculées pour la période 1958 à 2001 au point de la bouée Gascogne (45.42°N-5°O), et les périodes printemps, été, automne, et hiver correspondent aux mois mars à mai, juin à août, septembre à novembre, et décembre à février respectivement. Les valeurs issues de Dodet et al. (2010) sont calculées pour la période 1953 à 2009, à l'ouest du Golfe de Gascogne (45.01°N-12.5°O), et les périodes été et hiver correspondent aux mois juin à septembre et décembre à mars respectivement.

Le climat de vagues dans le Golfe de Gascogne est cependant caractérisé par une forte variabilité spatiale (Butel et al., 2002), ce qui signifie que les résultats exposés précédemment ne

suffisent pas à décrire les conditions d’agitation au sein de la zone d’étude. Une étude plus locale du climat de vagues a été réalisée par Bertin et al. (2008), se basant sur les sorties du modèle WW3 forcé avec les champs de vent issus des réanalyses NCEP au niveau d’un point situé à environ 85 km au large de Chassiron (pointe nord de l’île d’Oléron) et pour la période 1997 à 2005. Les résultats de cette étude montrent que les conditions de vagues les plus courantes, représentant environ 60% du climat de vagues annuel, sont les suivantes : H_s comprise entre 1 et 2 m, T_p comprise entre 8 et 12 s, et direction moyenne ouest à nord-ouest (Fig. 5.3). Les paramètres de vagues en période hivernale peuvent cependant fortement différer par rapport à ces paramètres moyens, comme lors de l’hiver 2013-2014 qui a présenté une succession exceptionnelle de tempêtes dans le Golfe de Gascogne (Daubord, 2014; Bulteau et al., 2014; Castelle et al., 2015) avec une hauteur significative moyenne sur deux mois supérieure à 3.6 m et des hauteurs significatives dépassant les 9 m à quatre reprises le long de la côte girondine (Castelle et al., 2015). Enfin, Dodet et al. (2010) ont mis en évidence le contrôle de la forte variabilité inter-annuelle du climat de vagues de l’Atlantique nord-est par l’Oscillation Nord-Atlantique, ce résultat ayant été confirmé par la suite par Bertin et al. (2013).

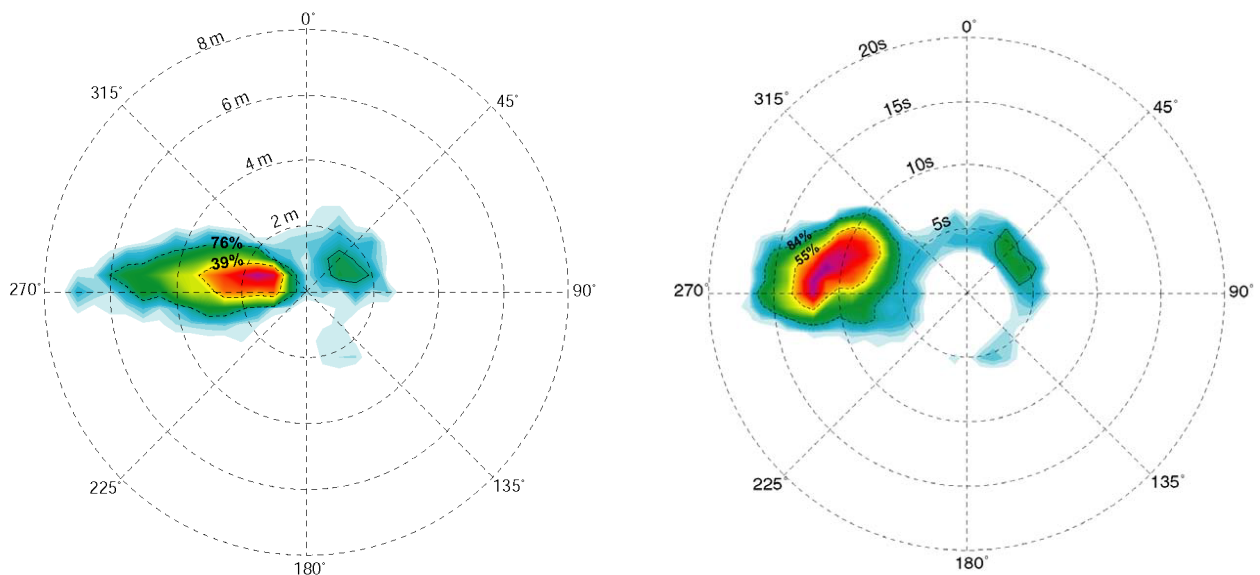


FIGURE 5.3: Densités de probabilité des hauteurs significatives (à gauche) et périodes pics (à droite) au large de l’île d’Oléron pour la période 1997 à 2005, calculées à partir des sorties du modèle de vagues WW3 forcé avec les réanalyses de vent NCEP. Figures issues de Bertin (2005).

Les statistiques de vent dans la zone d’étude peuvent être établies à partir des mesures de vitesse et direction du vent effectuées au niveau du sémaphore de Chassiron depuis 1961. Environ 50% des observations concernent des vents de nord-ouest à sud-ouest, tandis qu’environ 20% concernent des vents d’est à nord-est. Les vents les plus forts sont enregistrés pendant la période hivernale, avec des vitesses supérieures à 25 nds (12.9 m.s^{-1}) environ 25% du temps (Allard, 2008). Les mers de vent engendrées par des épisodes de fort vent et de tempête peuvent avoir un impact significatif sur l’hydrodynamique locale, comme l’ont prouvé les mesures de courants effectuées dans le cadre de cette thèse au niveau de la Flèche d’Arçay en février 2014 et détaillées dans le chapitre 7. Par conséquent, le transport sédimentaire dans la zone d’étude est potentiellement affecté par les mers de vent (e.g. Bassoullet et al., 2000).

5.4 Dynamique sédimentaire

La Flèche d'Arçay est une des parties de la zone d'étude présentant une forte accrétion sédimentaire depuis les deux derniers siècles, cette flèche s'étant allongée de plus de 4 km sur cette période (Fig. 5.4). Sa vitesse moyenne d'allongement est de l'ordre de 20 m.an^{-1} , cette vitesse pouvant atteindre plus de 50 m.an^{-1} pour des périodes plus courtes (Allard et al., 2008), et le gain surfacique moyen annuel de la flèche serait compris entre environ 10.10^3 et $45.10^3 \text{ m}^2.\text{an}^{-1}$. Le processus de transport sédimentaire par dérive littorale est à l'origine de cette évolution morphologique, ce mécanisme étant le principal facteur d'évolution de la plupart des flèches sableuses (e.g. Evans, 1942; Ollerhead et Davidson-Arnott, 1995; Bertin et al., 2007). Le processus de dérive littorale résulte de l'obliquité de l'incidence des vagues à la côte. Plus précisément, pour un angle d'incidence θ non nul des vagues par rapport à la normale à la côte, un courant longitudinal se met en place au sein de la zone de déferlement des vagues. Celui-ci peut déjà atteindre 0.5 m.s^{-1} pour des conditions de vagues peu énergétiques mais d'incidence relativement élevée, comme c'est le cas dans les travaux de Thornton et Guza (1986) où $H_s < 0.8 \text{ m}$ à 4 m de fond et θ est de l'ordre de 5° au point de déferlement. Les travaux de Bertin et al. (2007) ont également montré que le courant de dérive pouvait être du même ordre de grandeur pour des plus petites vagues ($H_s \sim 0.4 \text{ m}$) mais où la pente de plage est plus forte (environ 0.04 en haut de plage). Il en résulte un flux sédimentaire longitudinal potentiellement important, ayant été mesuré ponctuellement sur le site de la Flèche d'Arçay en 2006 par la technique des traçages fluorescents (Bertin et al., 2007). Ces travaux ainsi que ceux de Allard et al. (2008) ont permis d'estimer la moyenne annuelle du flux sédimentaire longitudinal dans cette zone, celle-ci étant comprise entre 40.10^3 et $100.10^3 \text{ m}^3.\text{an}^{-1}$. Une estimation plus récente de ce flux moyen annuel effectuée par Bertin (2015), combinant un modèle de vagues fournissant les paramètres de vagues le long de la flèche entre 1979 et 2014, la prise en compte de la marée, de la mer de vent locale, et l'utilisation de formules de calcul du transport longitudinal (CERC, 1984; Kaczmarek et al., 2005), a confirmé cet ordre de grandeur avec un flux compris entre 70.10^3 et $110.10^3 \text{ m}^3.\text{an}^{-1}$. Les mesures par traçages fluorescents ont également montré que le transport par dérive littorale était un ordre de grandeur plus fort en haut de plage qu'en bas de plage, cette différence étant due à l'augmentation de la pente depuis le bas vers le haut de la plage, ce qui entraîne une augmentation de l'angle d'incidence des vagues ainsi qu'une augmentation du terme "moteur" $\frac{\partial H_s(x)^2}{\partial x}$. Il est intéressant de remarquer que ces valeurs de transport longitudinal sont du même ordre de grandeur que celles estimées au niveau de la plage de Saint Trojan (île d'Oléron) (Bertin et al., 2008), cette plage étant pourtant bien plus exposée aux houles océaniques que la flèche d'Arçay mais présentant une pente et un angle d'incidence des vagues plus faibles. Ceci montre l'importance de ces deux paramètres dans le contrôle du transport longitudinal, par rapport au paramètre de hauteur des vagues notamment.

Concernant la baie de Marennes-Oléron, une première analyse quantitative de son évolution morphologique a été réalisée par Tesson (1973) par comparaison des cartes bathymétriques de 1946 et 1971. Il met alors en évidence une accrétion globale de la baie de l'ordre de $+400.10^3 \text{ m}^3.\text{an}^{-1}$. Bertin (2005) puis Allard et al. (2010) confirment cette tendance en comparant les cartes bathymétriques de la baie sur la période 1824 à 2004 (Fig. 5.5), obtenant un ordre de grandeur proche de $+650.10^3 \text{ m}^3.\text{an}^{-1}$. La provenance des sédiments fins venant combler la baie est étudiée dès la fin du 19ème siècle par Bouquet de La Grye (1882) qui propose,

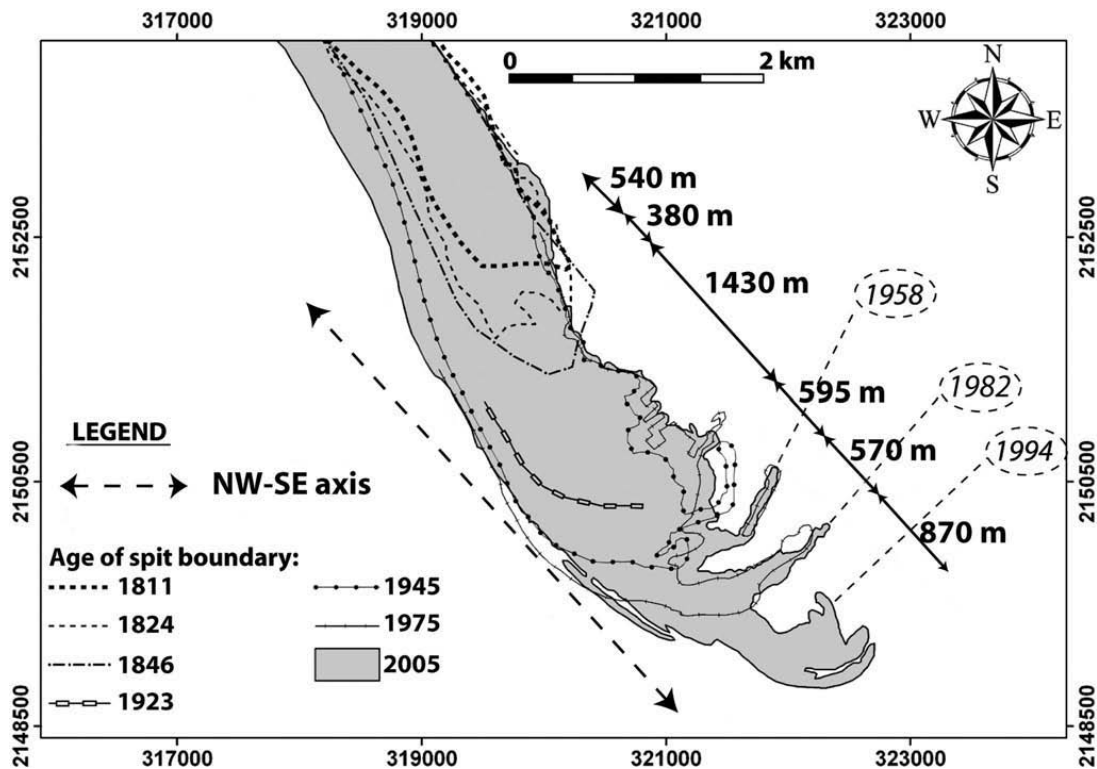


FIGURE 5.4: Evolution de la flèche d'Arçay entre 1811 et 2005. Figure issue de Allard et al. (2008).

à partir d'observations in-situ, que ces sédiments proviennent de l'estuaire de la Gironde, tandis que Tesson et Klingebiel (1973) soutiennent l'hypothèse que les sédiments fins expulsés par la Charente en fin de jusant soient plutôt responsables du comblement de la baie. Plusieurs travaux menés par la suite ont confirmé l'hypothèse de sédiments en provenance de l'estuaire de la Gironde, ces travaux se basant sur des comparaisons de rapports isotopiques (Parra et al., 1998), et sur une approche combinant télédétection et simulation numérique (Froidefond et al., 1998). Cette dernière étude montre que le panache turbide de la Gironde peut être dévié vers le nord et pénétrer dans le Pertuis d'Antioche lors d'épisodes de vent de sud-est à sud-ouest et/ou en période de crue de la Gironde (Dabrin et al., 2014). Le rôle de l'ostréiculture sur l'augmentation de la sédimentation dans la baie de Marennes-Oléron est également mis en évidence par Sornin (1981), qui propose que les installations ostréicoles soient des obstacles aux courants de marée favorisant la décantation des sédiments fins, tout comme l'action des huîtres filtrant la matière en suspension et la rejetant sous forme de fécès relativement cohésif sédimentant plus facilement. Des taux de sédimentation jusqu'à trois fois plus élevés à proximité des parcs à huîtres sont observés par Gouleau et al. (2000). Enfin, la contribution respective de la marée et des vagues sur la dynamique sédimentaire des estrans vaseux dans la baie a été étudiée par Bassoullet et al. (2000), montrant que les courants de marée de vives-eaux induisaient un flux résiduel de sédiments dirigé vers le haut de l'estran (partie de l'estran où les courants sont les moins forts, favorisant la sédimentation), alors que la présence de vagues induisait un flux résiduel vers le bas de l'estran (par remise en suspension du sédiment au niveau de la partie haute et peu profonde de l'estran). Dû à ces deux effets antagonistes, l'estran vaseux serait en situation de quasi-équilibre à long terme.

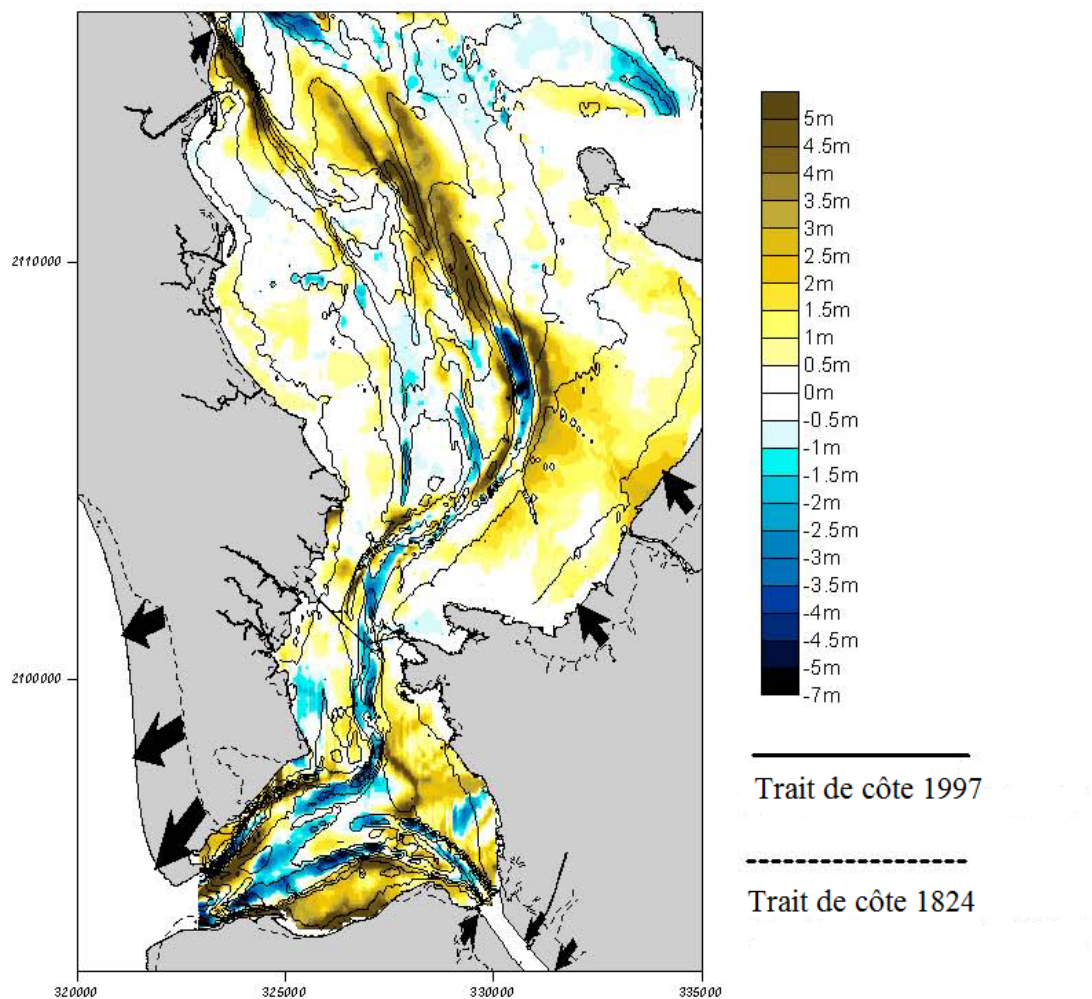


FIGURE 5.5: Différentiel bathymétrique de la baie de Marennes-Oléron pour la période 1824 à 2004. Figure issue de Bertin (2005).

Chapitre 6

Morphodynamique pluri-décennale d'un banc de sable estuarien : la Longe de Boyard (Charente-Maritime)¹

6.1 Contexte

Le banc de sable de la Longe de Boyard, situé entre l'île d'Oléron et l'île d'Aix dans la baie de Marennes-Oléron, est étudié depuis plus d'une dizaine d'années afin de comprendre les mécanismes contrôlant son évolutions pluri-décennale à pluri-séculaire et son architecture interne (Chaumillon et al., 2002; Bertin et Chaumillon, 2005; Chaumillon et al., 2008). L'étude de l'évolution de ce type de banc est importante pour la gestion des activités côtières telles que la navigation et les dragages, mais contribue également à la quantification des échanges sédimentaires entre la baie de Marennes-Oléron et le trait de côte adjacent. En se basant sur la classification proposée par Dyer et Huntley (1999), ce banc fait partie de la catégorie des bancs d'embouchures (*estuary mouth sandbanks*), incluant les bancs présents au niveau des embouchures tidales, c'est-à-dire les deltas de flot et de jusant principalement, ainsi que ceux situés dans les zones estuariennes. Alors que les embouchures tidales ont été intensivement étudiées depuis les approches géomorphologiques (e.g. Hayes, 1980; FitzGerald, 1982) jusqu'à l'utilisation de la modélisation morphodynamique (e.g. Cayocca, 2001; Dastgheib et al., 2008; Dissanayake et al., 2009; Nahon et al., 2012), les bancs situés dans les zones estuariennes ont reçu moins d'attention. Une explication potentielle est que ces bancs sont moins fréquents que les deltas de flot et de jusant. Ces bancs estuariens ont également été bien moins étudiés que ceux faisant partie des deux autres catégories de bancs issues de la classification de Dyer et Huntley (1999), qui sont les bancs se développant sur la partie interne du plateau continental (*open shelf sandbanks*) et les bancs associés à la présence de cap (*headland associated sandbanks*). En plus de l'aspect motivant d'étudier un type de banc relativement peu référencé scientifiquement, le principal attrait de la Longe de Boyard est sa localisation dans une zone a priori fortement influencée par la marée, mais assez peu profonde pour que l'action des vagues sur la dynamique sédimentaire soit potentiellement significative.

1. Addendum : Ce chapitre a fait l'objet d'un article publié dans le journal *Marine Geology* (Guerin et al., 2016b, cf. Annexe C), cet article contenant des informations complémentaires et des résultats actualisés par rapport au contenu de ce chapitre.

Dans cette première application du système de modélisation SELFE-WWM-SED2D à un cas réel, l'objectif premier est d'analyser la contribution respective des deux forçages principaux que sont la marée et les vagues sur l'évolution à long terme de ce banc de sable estuarien. L'évolution de la Longe entre 1960 et 2000 est considérée, cette période permettant de comparer l'évolution morphologique simulée et mesurée. Grâce à l'intégration de l'hétérogénéité granulométrique du sédiment dans le modèle, la comparaison entre stratigraphie numérique et données sismiques est également présentée. Les travaux relatifs à ce chapitre ont fait l'objet d'un article de conférence publié en 2014 (cf. Annexe ??) et d'un article soumis à *Marine Geology* en août 2015.

6.2 Description du site d'étude et des conditions hydrodynamiques

La localisation de la Longe de Boyard ainsi que sa bathymétrie mesurée en 1960 et 2000 sont présentées sur la Fig. 6.1. Ce banc a une longueur de 8 km et une largeur de 2 km environ, l'élévation du fond variant d'environ -17 m par rapport au niveau moyen à la base des flancs jusqu'à -3 m pour la partie la moins profonde du banc (extrémité sud). Il est caractérisé par une morphologie globale dominée par la marée, avec une forme allongée et parallèle à la direction des courants dominants ainsi que la présence d'un lobe de flot. Le banc est soumis à un régime de marée macro-tidal et semi-diurne, le marnage variant entre 2 m en période de mortes-eaux et 6 m en vives-eaux. Le prisme de flot à l'entrée Nord de la baie est environ 10% plus important que le prisme de jusant, en raison de la deuxième connexion entre la baie et la partie océanique au sud de l'île d'Oléron. L'apport principal d'eau douce provient de la Charente, avec un débit annuel moyen de $70 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ (Toublanc et al., 2015). Les conditions de vagues dominantes au large sont caractérisées par des hauteurs significatives comprises entre 1 et 2 m, des périodes pics entre 8 et 12 s, et des directions Ouest à Nord-Ouest. Cependant, le Golfe de Gascogne est soumis à de fortes variations saisonnières et interannuelles du climat de vagues (Dodet et al., 2010), avec des périodes hivernales caractérisées par des vagues potentiellement très énergétiques, pouvant dépasser épisodiquement 10 m de hauteur significative (Bertin et al., 2015).

6.3 Connaissances préalables au sujet de la Longe

Les différentes études déjà menées au sujet de la Longe de Boyard ont fourni d'importantes informations sur sa morphologie, son architecture et sa dynamique. La réalisation de profils sismiques sur l'ensemble du banc a révélé la présence de trois unités principales : une unité de surface caractérisée par un sédiment fin à moyen, recouvrant une seconde unité plus vieille constituée de sédiments grossiers et de graviers, elle-même reposant sur une unité de comblement de vallée incisée transgressive (Chaumillon et al., 2002). Une rotation anti-horaire continue du banc a été observée en analysant l'évolution bathymétrique de la zone depuis environ 200 ans, grâce aux bathymétries disponibles (1824, 1882, 1960, 2000). Les deux zones principales d'accrétion concernent donc les flancs Nord-Ouest (NO) et Sud-Est (SE), tandis que les deux zones principales en érosion sont situées au niveau des flancs NE et SO. Bertin et Chaumillon (2005) se sont notamment focalisés sur la zone SE du banc qui présente l'accrétion la plus importante, et ont montré que la convergence du transport sédimentaire résiduel (i.e. moyenné sur un cycle tidal) dans cette zone expliquait potentiellement l'accrétion observée. Il est alors proposé dans cette même étude que cette convergence soit due à la déviation horaire des courants dans cette partie

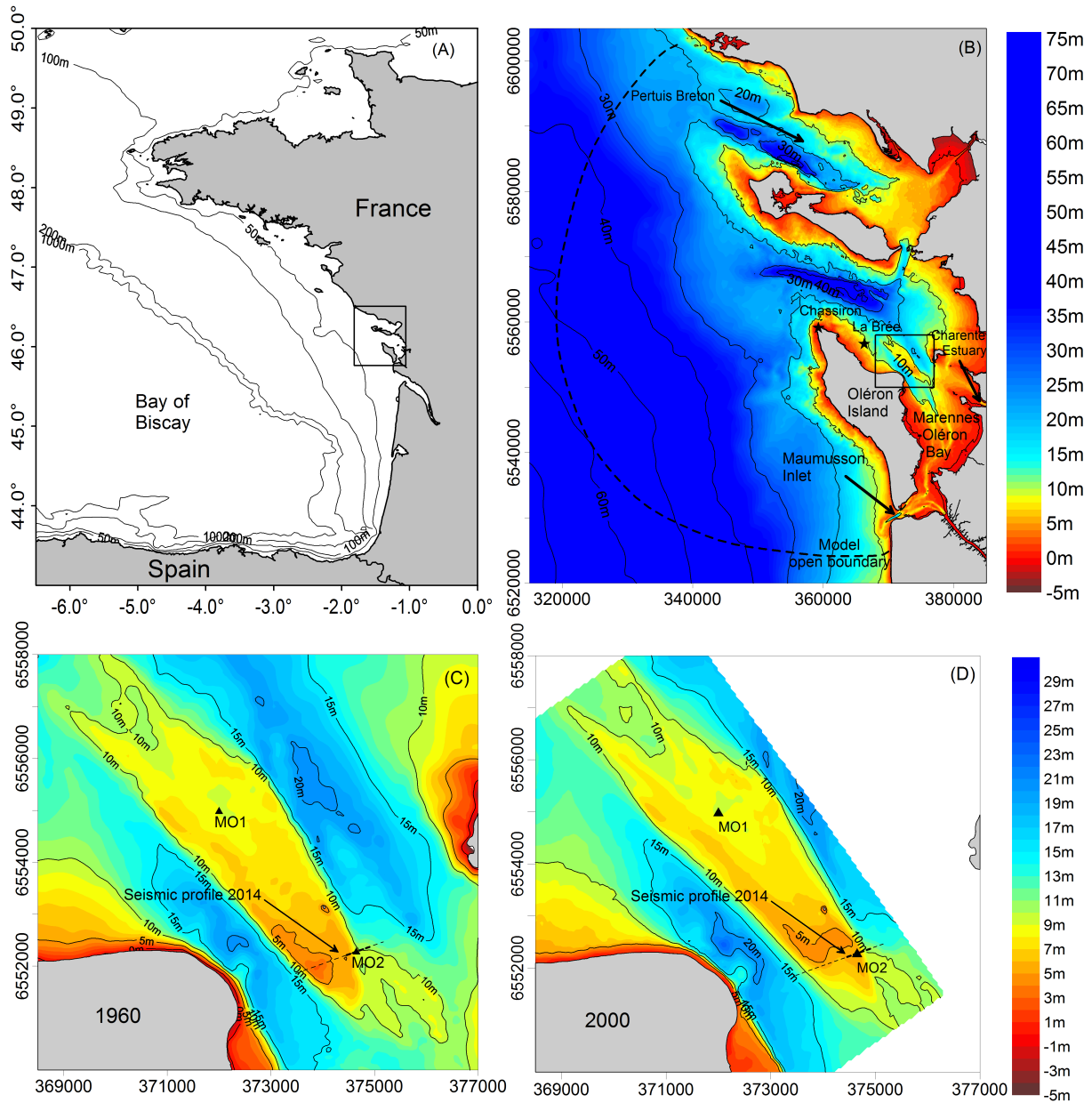


FIGURE 6.1: (A) Localisation de la zone d'étude dans le Golfe de Gascogne. (B) Bathymétrie récente de la zone globale d'étude par rapport au niveau moyen, avec localisation du banc de sable de la Longe de Boyard (carré noir), ainsi que les stations La Brée et Chassiron (astérisques noirs). (C) et (D) Bathymétrie du banc en 1960 et 2000 respectivement (0.35 m d'incertitude sur la mesure (Bertin et al., 2005)), avec localisation du profil sismique réalisé en 2014, de la station de données de vagues MO1, et de la station MO2 où la carotte numérique est réalisée. Les coordonnées des cartes (B), (C) et (D) sont en mètres (Lambert-93).

du banc, en réponse à un gradient de surface libre dû à l'orientation oblique de la crête du banc par rapport à son axe principal. Chaumillon et al. (2008) ont ensuite émis l'hypothèse intéressante qu'en dépit de sa morphologie globale indiquant une dominance de la marée, la dynamique de ce banc pouvait être également contrôlée par l'action des vagues. En effet, l'amplification locale des hauteurs de vagues due à la réfraction convexe des ondes sur le banc pourrait expliquer l'érosion observée sur la moitié Nord du banc entre 1824 et 2000, de part les courants induits par les vagues et dirigés vers les chenaux adjacents. Enfin, l'analyse des profils sismiques du banc présentée dans cette dernière étude a montré la présence de réflecteurs inclinés et s'enfonçant en direction des chenaux adjacents. Ces réflecteurs sont révélateurs d'une accrétion latérale rythmique des deux côtés du banc, bien que concernant la période récente de l'évolution de la Longe (les 200 dernières années) seules les zones SE et NO du banc soient en accrétion.

Les résultats de ces précédentes études ont alors mené aux questionnements suivants :

- Est-il possible de quantifier la contribution respective de la marée et des vagues dans l'évolution à long terme de la Longe de Boyard ?
- Comment expliquer le phénomène d'accrétion latérale, perpendiculaire à la direction des courants dominants ?
- Quelle est la cause de la rythmicité de cette accrétion (révélée par la nature des réflecteurs observés) ?

Le système de modélisation SELFE-WWM-SED2D, présenté au Chap. 3, est utilisé dans le but de modéliser l'évolution morphologique pluri-décennale de ce banc de sable estuarien, et ainsi répondre à ces questions.

6.4 Paramétrisation du système de modélisation

6.4.1 Grille de calcul et forçages externes

La grille de calcul utilisée s'étend depuis l'embouchure de Maumusson jusqu'au nord du Pertuis Breton (Fig. 6.1 (B)), sa résolution variant de 2.5 km au niveau de la frontière océanique à 100 m dans la zone de la Longe. Le forçage de vagues est obtenu à partir de la simulation rétrospective présentée dans Bertin et al. (2013), celle-ci utilisant le modèle spectral de vagues WaveWatch-III (Tolman et al., 2009) forcé avec les champs de vent issus des réanalyses NCEP (Kalnay et al., 1996). Ces mêmes réanalyses NCEP sont utilisées pour définir le forçage atmosphérique (pression atmosphérique et champs de vent à 10 m au dessus de la surface) appliqué sur l'ensemble de la grille.

Afin d'évaluer l'impact de l'utilisation de la technique du facteur morphologique (cf. 2.7) sur la simulation de l'évolution morphologique du banc, deux méthodes sont considérées pour définir les forçages externes : une première avec un facteur morphologique (MORFAC) fixé à 10, et une deuxième sans. Dans le cas où un facteur morphologique est utilisé, le vecteur temps du forçage de vagues est divisé par MORFAC (i.e. 10 min devient 1 min), ceci préservant la chronologie

du climat de vagues contrairement à une approche de type climat de vagues représentatif (cf. 2.7). Cette compression temporelle du forçage de vagues est combinée à l'utilisation d'une marée représentative (Latteux, 1995), ajustée telle que le transport sédimentaire résiduel obtenu dans la zone du banc pour une période équivalente d'un an (i.e. $1/MORFAC$ an) soit le plus proche possible de celui correspondant à une simulation sans MORFAC d'un an. Cette méthode nous a mené à une marée représentative composée du constituant quart-diurne M4 ainsi qu'un constituant semi-diurne M2* de même période que le constituant M2 ($T_{M2} = 12.42$ h) mais ayant une amplitude augmentée de 30% par rapport à celui-ci. Dans le second cas (i.e. sans MORFAC), les 16 principaux constituants de marée provenant du modèle régional de marée de Bertin et al. (2012) sont considérés pour définir le forçage tidal (et les forçages de vagues et atmosphérique ne sont pas compressés temporellement).

Comme expliqué dans Zhang et Baptista (2008), la méthode Eulérienne-Lagrangienne utilisée dans SELFE contraint de choisir un pas de temps relativement élevé, menant à un nombre de Courant de l'ordre de 1 ou plus. Dans notre cas, une configuration stable est obtenue pour un pas de temps hydrodynamique de 2 min, et un pas de temps morphologique égal à la période du constituant principal ($T_{M2} = 12.42$ h) dans les deux cas (i.e. avec et sans MORFAC). Dans le cas d'un MORFAC égal à 10, la condition CFL morphodynamique est alors respectée tant que la vitesse de propagation horizontale du fond sableux ne dépasse pas $min(\Delta x)/\Delta t = 100/(12.42 * 3600 * MORFAC) = 2.2 \cdot 10^{-4}$ m.s⁻¹ soit environ 700 m.an⁻¹, ce qui est largement supérieur à la vitesse d'accrétion horizontale maximale observée à l'extrémité sud du banc (environ 5 m.an⁻¹).

Une rampe morphologique est utilisée afin de ne faire évoluer la bathymétrie que dans la zone du banc de sable et ainsi éviter des évolutions irréalistes en dehors de cette zone. En effet, le système de modélisation et la résolution ne sont pas configurés pour prendre en compte certains processus physiques ou caractéristiques de la zone globale, comme la dynamique des sédiments cohésifs présents dans les chenaux adjacents au banc et dans la partie sud de la baie, ainsi que les courants induits par le déferlement des vagues le long des plages environnantes. Afin de vérifier que l'utilisation de cette rampe n'impacte pas significativement les prédictions morphologiques, une simulation morphodynamique où la bathymétrie environnante datant de 1960 est remplacée par la bathymétrie datant de 2000 a été réalisée, cette dernière simulation fournissant un résultat morphologique relativement proche de la simulation de base. Un impact négligeable a également été obtenu concernant la prise en compte ou non de l'élévation du niveau moyen pendant la période simulée (environ +8.4 cm entre 1960 et 2000 selon Gouriou et al. (2013)).

6.4.2 Paramétrisation de SED2D

La formulation de Wu et Lin (2014) est utilisée pour le calcul du flux sédimentaire (charriage et partie en suspension), celle-ci ayant été développée pour l'estimation du transport sédimentaire multi-classes sous l'action combinée d'un courant et de vagues (non déferlées). L'approche multi-classes multi-couches permettant de prendre en compte l'hétérogénéité granulométrique du sédiment est paramétrée de la manière suivante : 400 couches d'épaisseur 1 cm sont considérées, ainsi que les 3 classes de taille de grain [0.1; 0.2; 0.35] mm de fraction initiale respective [10; 80; 10]%, en accord avec les données granulométriques issues d'un carottage réalisé dans la

partie nord de la Longe et présenté dans Chaumillon et al. (2008). Le d50 dans chaque couche, ayant pour valeur initiale 0.2 mm, est alors recalculé à chaque pas de temps hydrodynamique en fonction de l'évolution des fractions et suivant une moyenne géométrique. Enfin, l'évolution du fond est calculée suivant le schéma Euler-WENO développé au cours de cette thèse et présenté au chapitre 3.

6.5 Résultats numériques

6.5.1 Hauteurs d'eau

L'installation dans une zone proche de la partie NO du banc (station La Brée, cf. Fig. 6.1 (B)) d'un courantomètre *Nortek Vector* équipé d'un capteur de pression a permis de comparer les hauteurs d'eau totales (i.e. intégrant signal de marée et surcote) mesurées et simulées en cette station (Fig. 6.2 (a)). Bien que la période de mesures (novembre et décembre 2009) soit en dehors de la période simulée (1960 à 2000), la zone d'emplacement de l'appareil est caractérisée par la présence d'un socle rocheux (Poirier et al., 2010) et n'a par conséquent que très peu évolué depuis 1960, ceci nous permettant de considérer les comparaisons entre mesures et simulations comme valides pour la période simulée. La racine carrée de l'erreur quadratique moyenne (appelée erreur RMS par la suite) faite sur l'estimation de la hauteur d'eau est de 0.15 m, ce qui une fois normalisée par le marnage moyen donne une erreur d'environ 4%. Cette valeur d'erreur apparaît satisfaisante lorsque comparée aux résultats de modélisation issus d'études précédentes dans cette zone (Bertin et al., 2012; Toublanc et al., 2015).

6.5.2 Vagues

Le calcul des paramètres de vagues à partir des mesures de pression a été effectué en plusieurs étapes : (1) le retrait du signal de pression atmosphérique fourni par la station de Chassiron (Fig. 6.1 (B)) au signal brut, (2) l'utilisation d'une transformée de Fourier rapide pour chaque séquence de mesures (20 min) afin d'obtenir un spectre de pression au fond, (3) la conversion de ce spectre de pression en spectre d'élévation de la surface libre en se basant sur la théorie linéaire des vagues, puis (4) le calcul de la hauteur significative $H_{m_0} = 4\sqrt{m_0}$ où m_0 est le moment d'ordre 0 du spectre d'élévation, et le calcul de la période pic T_p tel que celle-ci corresponde au maximum d'énergie dans la bande [0.04-0.33 Hz]. La comparaison entre les valeurs de hauteur significative et de période pic simulées et les valeurs issues des mesures (Fig. 6.2 (b)-(c)) apparaît proche de l'état de l'art pour des environnements estuariens caractérisés par de forts gradients bathymétriques et gradients de courant (e.g. Ardhuin et al., 2012). En effet, les erreurs RMS et RMS normalisées sont respectivement de 0.17 m et 21.2% pour la hauteur significative, et de 1.18 s et 8.9% pour la période pic, ce qui est raisonnablement bon étant donnée la résolution spatio-temporelle grossière du forçage atmosphérique utilisé (environ 1.9° en latitude et longitude, et 6 h en temps).

6.5.3 Morphodynamique

Les derniers relevés bathymétriques complets de la Longe effectués en 1960 et 2000 (Fig. 6.1 (C)-(D)) nous ont permis de comparer l'évolution morphologique du banc mesurée et simulée pendant cette période de 40 ans. L'évolution mesurée au cours de cette période (Fig. 6.3 (a)) est caractérisée par une zone d'accrétion maximale située au niveau du flanc SE du banc, atteignant

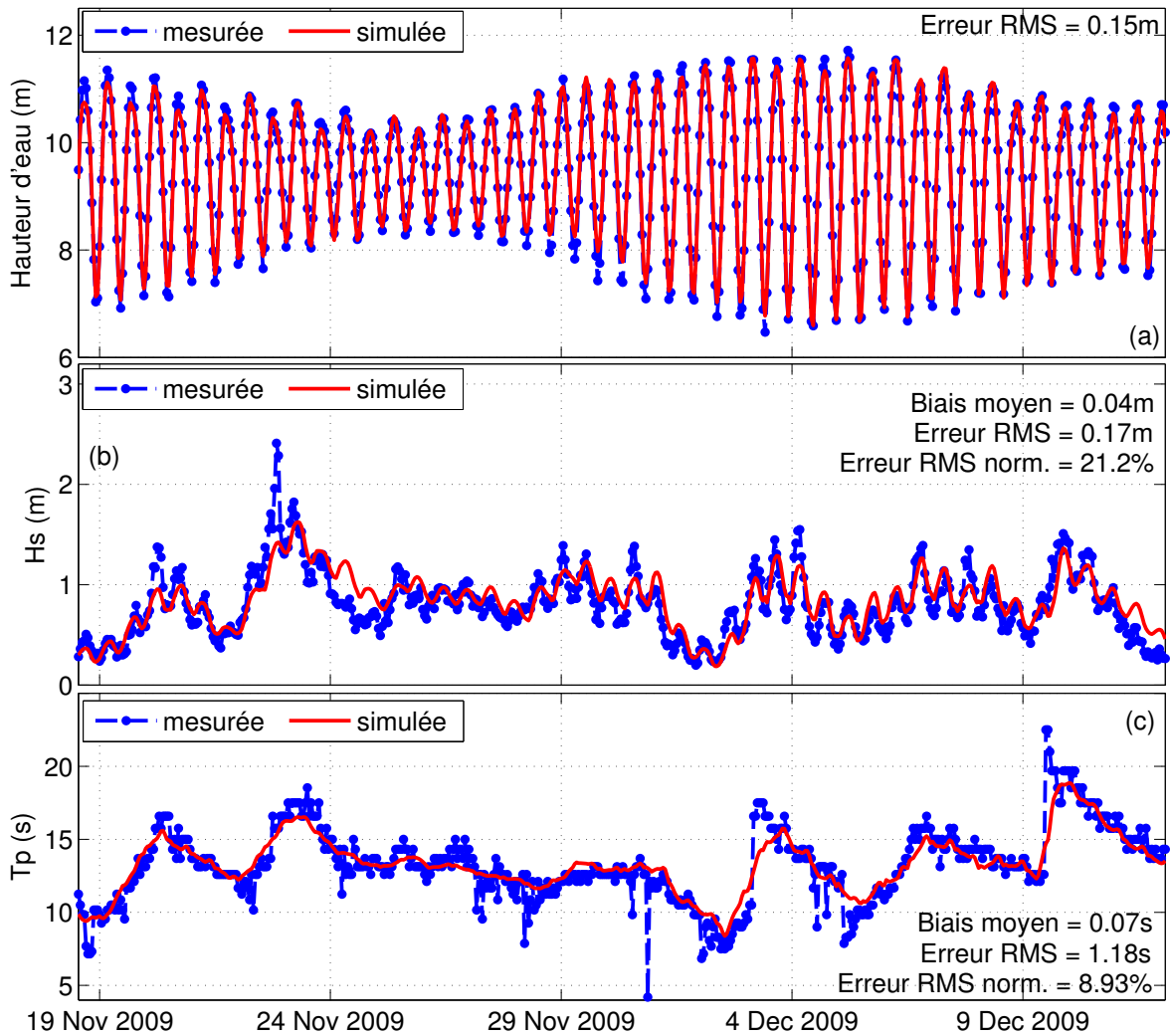


FIGURE 6.2: Comparaison entre mesures et simulations au niveau de la station La Brée entre le 18 novembre et le 12 décembre 2009, pour : (a) la hauteur d'eau, (b) la hauteur significative des vagues, et (c) la période pic des vagues.

environ 4 m verticalement et 200 m horizontalement. La zone d'accrétion secondaire, située au niveau du flanc NO, atteint quant à elle environ 3 m verticalement et 80 m horizontalement. Enfin, une large zone d'érosion est observée reliant le flanc SO à l'extrémité sud du banc, celle-ci dépassant les 5 m verticalement.

Afin de distinguer la contribution respective de la marée et des vagues dans l'évolution morphologique de la Longe, deux simulations sont considérées. La première n'inclut que le forçage tidal, tandis que la seconde inclut le forçage tidal et le forçage de vagues. Il est à préciser que le forçage atmosphérique est inclus dans les deux cas, mais ce dernier ayant un impact sur le transport sédimentaire secondaire par rapport aux deux autres forçages, nous ne le mentionnerons pas par la suite. La Fig. 6.3 montre la différence de bathymétrie mesurée sur la période 1960 à 2000 avec celle correspondant aux simulations avec et sans forçage de vagues, dans le cas où un facteur morphologique est utilisé ($MORFAC = 10$). Concernant le cas où seul le forçage tidal est considéré (Fig. 6.3 (b)), l'évolution du banc est fortement sous-estimée à part dans la zone la moins profonde où une évolution significative et en accord qualitatif avec la mesure est observée. Lorsque le forçage de vagues est ajouté (Fig. 6.3 (c)), une amélioration significative de l'évolution simulée est obtenue, en particulier dans la zone d'accrétion maximale au SE du banc où l'accrétion simulée atteint presque 4 m verticalement. Cependant, l'accrétion mesurée le long du flanc NO n'est pas simulée, et un comportement opposé est obtenu le long du flanc SO.

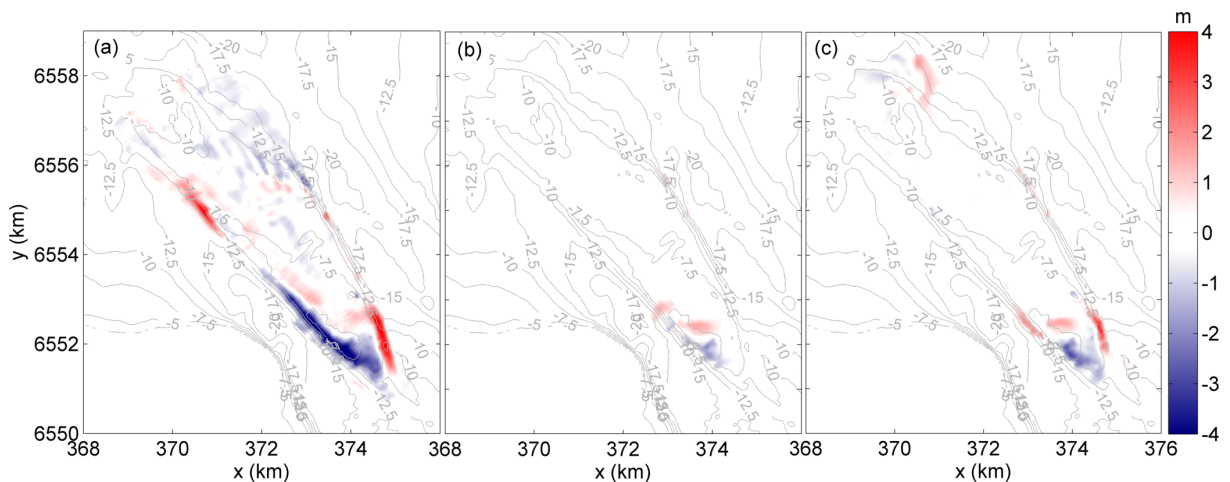


FIGURE 6.3: Cartes de différentiel bathymétrique 1960-2000 mesuré (a) et simulé avec utilisation d'un facteur morphologique de 10 : (b) forçage tidal uniquement, (c) forçage mixte (marée et vagues).

Dans le cas où aucun facteur morphologique n'est utilisé (le signal de marée étant calculé à partir des 16 constituants principaux et le forçage de vagues n'étant pas compressé temporellement), on constate que la prédiction morphologique obtenue est assez proche de celle obtenue avec un $MORFAC$ égal à 10 (Fig. 6.4). La méthode de réduction du temps de calcul employée dans cette étude est donc valide, et cette comparaison entre résultat avec et sans $MORFAC$ nous informe que l'alternance entre mortes-eaux et vives-eaux n'est finalement pas un paramètre déterminant dans l'évolution morphologique de ce banc estuarien à une échelle de temps pluri-décennale (ce qui n'est probablement pas le cas à une échelle de temps saisonnière par exemple).

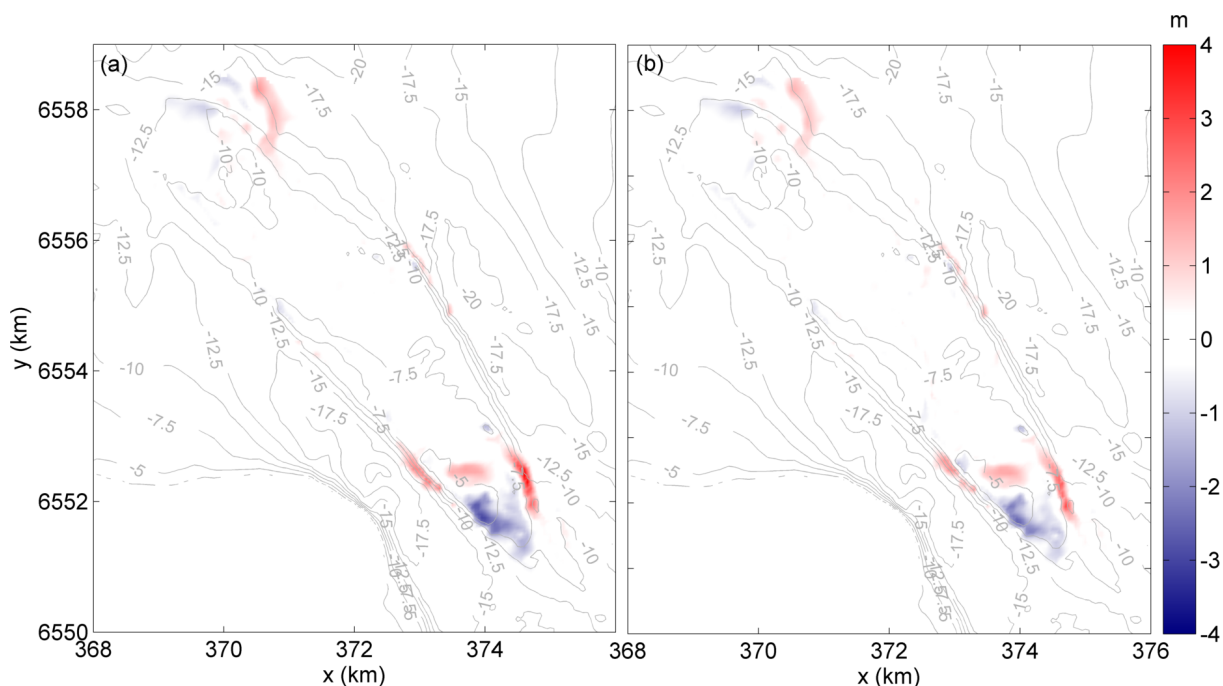


FIGURE 6.4: Différentiel bathymétrique simulé pour un forçage mixte (marée et vagues) : (a) avec un facteur morphologique de 10, (b) sans facteur morphologique.

6.6 Discussion

6.6.1 Limitations de l’approche globale employée

La comparaison entre mesures et résultats numériques a tout d’abord montré que la hauteur d’eau et les paramètres de vagues sont reproduits par le modèle avec une précision raisonnable par rapport à l’état de l’art dans ce type d’environnement estuarien. Cependant, l’erreur significative observée entre l’évolution morphologique mesurée et simulée révèle certaines limitations de l’approche globale employée. Le manque de validation concernant les courants (vitesse et direction) est une première limitation, sachant qu’une telle validation permettrait de mieux paramétrer le frottement au fond, ce dernier contrôlant fortement le transport sédimentaire. Deuxièmement, il est possible qu’une amélioration significative soit obtenue avec une configuration 3D du système de modélisation (plutôt que 2DH), due à la prise en compte de la variation de l’amplitude et de la direction du courant suivant la verticale. La paramétrisation de la composition initiale du sédiment pourrait également être améliorée, en intégrant une variation spatiale réaliste du d_{50} au moins dans la zone de la Longe. Enfin, le modèle ne prend pas en compte le rôle des sédiments cohésifs présents principalement dans les chenaux adjacents et au sud du banc. Ce type de sédiment peut fortement influencer l’hydrodynamique, notamment en diminuant le frottement au fond par rapport au cas d’un sédiment non-cohésif. De plus, Panagiotopoulos et al. (1997) ont montré qu’un mélange sédimentaire sable-vase pouvait acquérir un comportement cohésif à partir de seulement 10 à 15% de vase (poids sec) dans le mélange. Le processus de “masquage” au fond (*bed armouring*), où la mise en suspension d’un mélange sédimentaire sable-vase est limitée par sa fraction vaseuse, peut également intervenir (Le Hir et al., 2011).

En dépit de ces limitations, les prédictions morphologiques obtenues avec le système de modélisation fournissent de nouvelles informations permettant de mieux comprendre la morpho-

dynamique de ce banc de sable. En particulier, l'accord relativement bon (qualitativement et quantitativement) obtenu entre l'évolution mesurée et simulée dans la zone SE du banc, où l'accrétion maximale est mesurée entre 1960 et 2000, justifie l'hypothèse que les processus principaux contrôlant l'évolution de cette partie du banc sont bien pris en compte dans le modèle. Ces processus et leur impact sur l'évolution de la composition granulométrique du sédiment sont donc analysés dans les parties suivantes de la discussion. Il est également à noter que la formulation de Wu et Lin (2014) utilisée pour le calcul du transport sédimentaire apparaît bien adaptée à l'étude morphodynamique de ce banc estuarien, contrairement aux formulations de van Rijn (2007a,b) ou de Larson et al. (2011) menant à des prédictions morphologiques irréalistes (peut être du fait que ces formulations sont plutôt adaptées à la dynamique sédimentaire en zone de surf).

6.6.2 Processus contrôlant l'évolution à long terme de la Longe

Le premier résultat de cette étude est l'amélioration significative de la prédiction morphologique obtenue lorsque le forçage de vagues est considéré en plus du forçage tidal. Ce résultat confirme l'hypothèse formulée par Chaumillon et al. (2008) selon laquelle les vagues pourraient jouer un rôle relativement important dans le contrôle de l'évolution de ce banc estuarien, bien que celui-ci soit caractérisé par une morphologie globale dominée par la marée. Dans le but de mieux comprendre l'impact des vagues sur le transport sédimentaire, et donc sur l'évolution du banc, le transport résiduel (i.e. transport moyenné sur un cycle tidal) est calculé dans la zone sud du banc (Fig. 6.5, vecteurs) dans le cas d'un forçage tidal et celui d'un forçage combinant la marée et un climat de vagues énergétiques. Dans ce dernier cas, les paramètres de vagues au large sont les suivants : $H_s = 4$ m, $T_p = 13$ s, $Dir_p = N290^\circ$, de telles conditions menant à une hauteur significative d'environ 1.3 m sur la Longe. L'évolution du fond étant proportionnelle à la divergence du flux sédimentaire, son calcul permet de localiser les zones d'érosion et d'accrétion correspondantes. Plus précisément, l'opposé de la divergence du transport résiduel (pondéré par le facteur de porosité) est calculé (c'est-à-dire $-\frac{1}{1-\lambda} \nabla \cdot \mathbf{Q}_{res}$) et superposé aux vecteurs de transport résiduel (Fig. 6.5, couleurs), puisque c'est à ce terme que la dérivée temporelle de l'élévation du fond est égale dans l'équation d'Exner (cf Eq. 3.52).

On constate que dans cette partie sud du banc, la diminution de la hauteur d'eau depuis l'extrémité sud vers la crête du banc entraîne une augmentation des flux sédimentaires, et donc une érosion (puisque $-\nabla \cdot \mathbf{Q}_{res} < 0$ et donc $\partial z_b / \partial t < 0$; couleur bleue sur la Fig. 6.5). Au contraire, l'augmentation de la hauteur d'eau depuis la crête du banc vers le flanc SE entraîne une diminution des flux sédimentaires, et donc un dépôt de sédiment ($-\nabla \cdot \mathbf{Q}_{res} > 0$ et donc $\partial z_b / \partial t > 0$, couleur rouge sur la Fig. 6.5). Il est intéressant de constater que les zones d'érosion et de dépôt correspondant aux flux résiduels à l'échelle d'un cycle tidal, et dans le cas où un climat de vagues énergétique est ajouté au forçage tidal, coïncident relativement bien avec celles obtenues après 40 ans de simulation. Cela suggère que la dynamique à long terme de cette partie du banc est assez bien expliquée par le transport sédimentaire à l'échelle d'un cycle de marée et en présence de vagues énergétiques.

La direction du transport résiduel sur la Fig. 6.5 apparaît également affectée par l'action des vagues, en particulier le long du flanc SE du banc. La rotation vers le chenal de la direction du transport dans cette zone lorsque les vagues sont ajoutées au forçage tidal explique donc le phé-

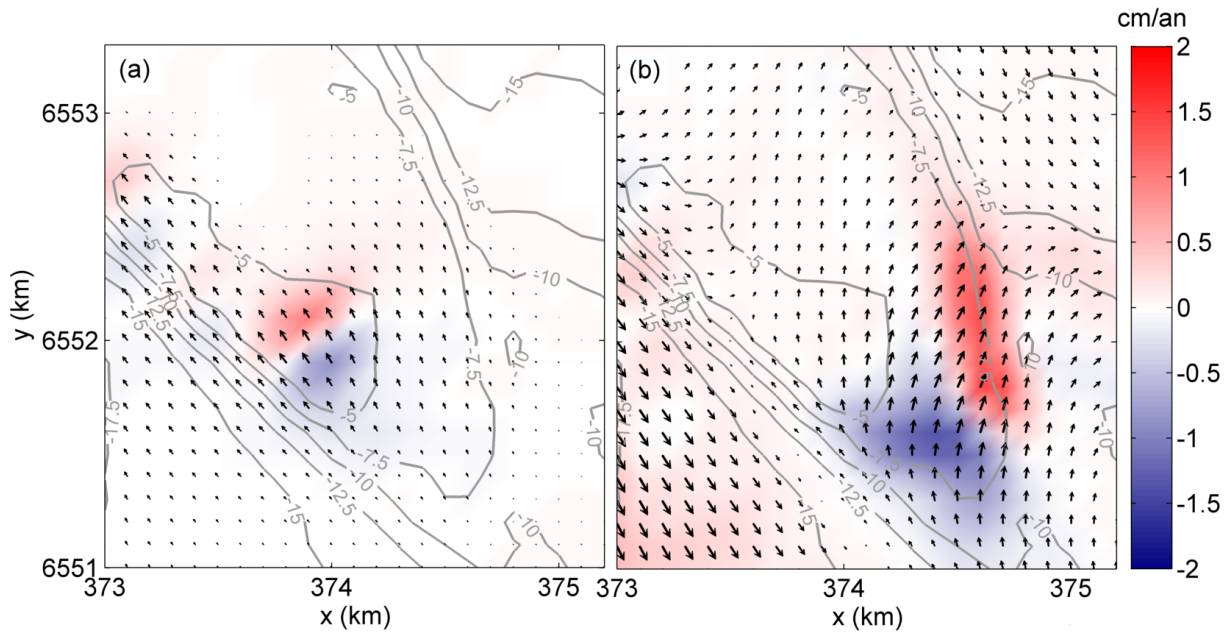


FIGURE 6.5: Transport sédimentaire résiduel (vecteurs) calculé sur un cycle tidal dans la zone sud du banc, avec les vitesses d'érosion et de dépôt associées (couleurs) fournies par le calcul du terme $-\frac{1}{1-\lambda} \nabla \cdot \mathbf{Q}_{res}$. (a) Forçage tidal uniquement, (b) forçage mixte (marée et vagues), avec les paramètres de vagues au large suivants : $H_s = 4$ m, $T_p = 13$ s, $Dir_p = N290^\circ$.

nomène d'accrétion latérale observé initialement. Le fait, plutôt contre-intuitif, que l'accrétion sédimentaire se fasse suivant une direction perpendiculaire à celle des courants dominants (i.e. l'axe du banc) est par conséquent dû à la présence de vagues. Il est également intéressant d'analyser l'impact des vagues sur le gradient de surface libre dans la partie sud du banc, la présence de ce gradient étant proposée par Bertin et Chaumillon (2005) comme hypothèse pour expliquer la déviation horaire des courants dans cette zone. Sur la Fig. 6.6, qui montre la comparaison entre l'élévation de la surface libre lors du jusant obtenue pour les deux mêmes forçages que dans le cas du calcul de transport résiduel, on constate que la présence de vagues énergétiques entraîne l'intensification du gradient de surface libre observé entre les flancs est et ouest de cette partie du banc. Ce mécanisme pourrait ainsi également contribuer à la déviation horaire du courant et donc du transport dans cette zone.

Afin de mieux comprendre l'impact des vagues sur le transport sédimentaire de façon générale, le transport instantané calculé par la formule de Wu et Lin (2014) dans le cas d'un courant seul est comparé au transport calculé dans le cas d'un courant en présence d'une vague sinusoïdale (Fig. 6.7). Bien que l'ajout de la vitesse orbitale à la vitesse du courant ne change pas la valeur moyenne de la vitesse totale au cours d'une période de vague, on constate que le transport sédimentaire moyen est augmenté d'environ un ordre de grandeur lorsque l'effet des vagues est pris en compte. Ceci est dû à la non-linéarité de la relation entre la vitesse du fluide et le transport, et explique l'augmentation des flux sédimentaires obtenus précédemment (Fig. 6.5).

L'importance du rôle joué par les vagues en morphodynamique littorale a déjà été mis en évidence dans la dynamique des dunes sableuses connectées à la plage (*shoreface-connected sand ridges*), ces dunes étant des figures sédimentaires rythmiques observée le long de nombreux plateaux continentaux dominés par l'action des tempêtes. En effet, Swift et al. (1978) ont observé

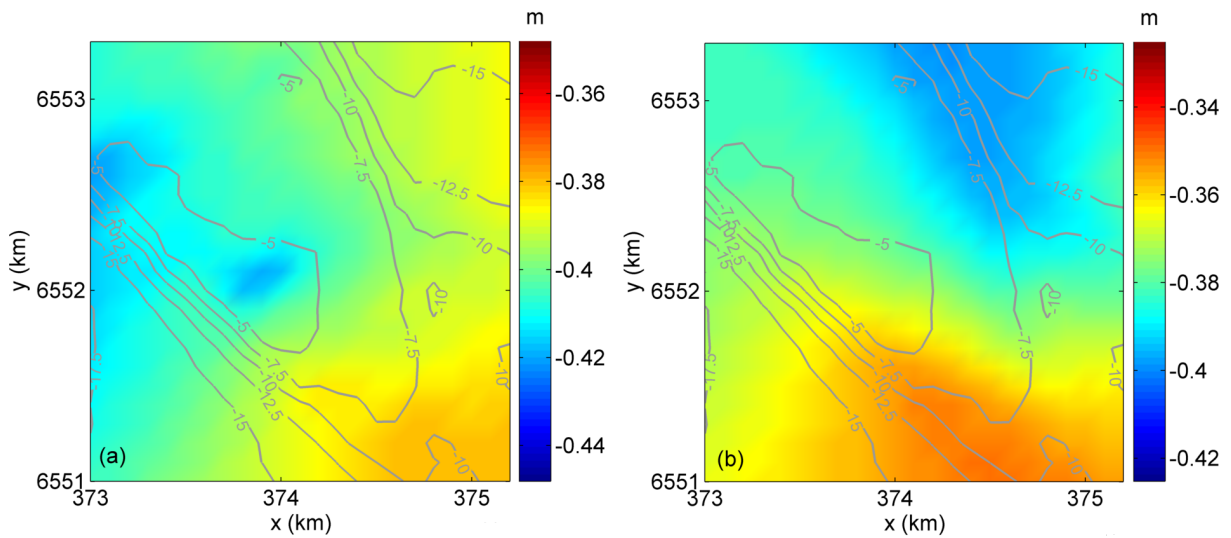


FIGURE 6.6: Élévation de la surface libre dans la partie sud de la Longe, lors du jusant : (a) forçage tidal uniquement, (b) forçage combinant la marée et un climat de vagues énergétiques (cf. Fig. 6.5).

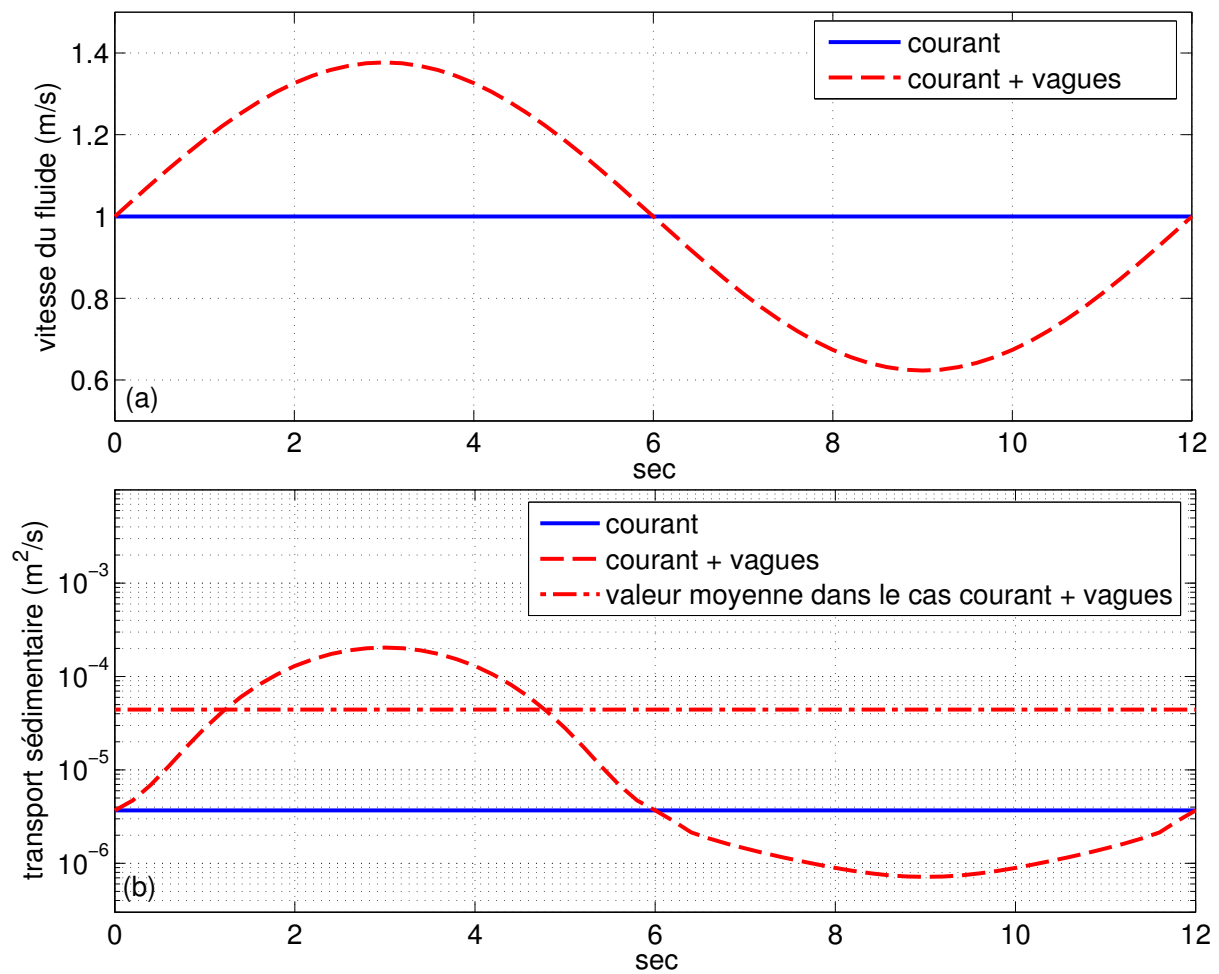


FIGURE 6.7: (a) Vitesse instantanée du fluide dans le cas d'un courant stationnaire d'amplitude $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et dans le cas où une vague sinusoïdale est ajoutée à ce courant (la vitesse orbitale est calculée suivant la théorie linéaire pour une hauteur de vague de 0.5 m, une période de 12 s, et une hauteur d'eau de 4 m). (b) Transport sédimentaire associé calculé avec la formule de Wu et Lin (2014) et suivant la même paramétrisation granulométrique que pour les résultats précédents.

que ces dunes n'évoluaient que lors du passage d'intenses tempêtes, lorsque l'action combinée de fortes vagues et de courants générés par le vent causait un transport sédimentaire significatif. Plus récemment, l'étude de Nnafie et al. (2014) s'appuyant sur un système de modélisation morphodynamique 2DH basé sur les processus a conclu que le mécanisme d'agitation (*stirring*) engendré par la présence des vagues était nécessaire pour expliquer la croissance de ces dunes. Enfin, l'impact occasionnel des vagues dans l'évolution de bancs de sable hauturiers a également été observé par certaines études géomorphologiques (e.g. Tessier et al., 1999; Liu et al., 2007).

6.6.3 Rythmicité de l'accrétion et évolution stratigraphique de la Longe

Les résultats précédents révélant une forte influence des vagues sur l'évolution de la Longe, l'étape suivante consistait dans un premier temps à analyser plus précisément l'impact de la variabilité du climat de vagues dans cette zone sur la vitesse d'évolution du banc de sable, et en particulier de sa partie SE caractérisée par une forte accrétion entre 1960-2000. En effet, Dodet et al. (2010) ont montré que le climat de vagues en Atlantique Nord était caractérisé par de fortes variations saisonnières et inter-annuelles. L'évolution de la hauteur significative des vagues ($H_s(t)$) simulée à la station MO1 localisée au niveau du lobe de flot de la Longe (Fig. 6.1 (C)) a donc été comparée avec l'évolution du fond ($\Delta z_b(t)/\delta t$) simulée dans la zone d'accrétion SE du banc (station MO2). Cette comparaison (Fig. 6.8 (a)) révèle une corrélation significative entre les deux signaux (le coefficient de corrélation correspondant étant de 0.62, significatif à 95%), ce qui confirme l'hypothèse selon laquelle la morphodynamique de la Longe est fortement influencée par le climat de vagues. La variation saisonnière du climat de vagues explique donc la nature rythmique de l'accrétion simulée, ce résultat fournissant une première interprétation des réflecteurs observés sur les profils sismiques.

Dans un second temps, l'intégration d'une approche multi-classes multi-couches dans notre système de modélisation a permis d'étudier l'impact du climat de vagues sur la composition granulométrique du sédiment de surface. La comparaison entre $H_s(t)$ et l'évolution du d50 de la couche de surface du sédiment ($d50_{surf}(t)$) visible sur la Fig. 6.8 (b) fournit une corrélation plus faible que dans le cas comparant $H_s(t)$ et l'évolution du fond (le coefficient de corrélation correspondant étant de 0.22, significatif à 95%). Cependant, les plus fortes variations du d50 de surface sont principalement observées pendant les périodes hivernales et caractérisées par une augmentation de ce d50. De telles variations granulométriques sont dues à la composante dominante du transport dans cette zone dirigée vers le chenal adjacent (cf. Fig. 6.5), ce qui tend à transporter la fraction fine du sédiment depuis les faibles hauteurs d'eau vers les zones plus profondes (i.e. proches du chenal).

L'extraction d'une "carotte numérique" dans la zone SE du banc est ensuite effectuée (Fig. 6.9) afin d'analyser la variation verticale du d50 dans cette zone en accrétion à la fin de la simulation. De façon cohérente avec les résultats précédents, on observe que les phases d'accrétion les plus importantes correspondent aux périodes hivernales (il y a davantage de barres de couleur qui tend vers le bleu foncé que vers le jaune ou le bleu clair). On remarque également que la variation temporelle du d50 à la surface de la colonne sédimentaire est enregistrée verticalement le long de la carotte numérique. En effet, dans la plupart des cas, un sédiment plus grossier est retrouvé dans les couches déposées pendant l'hiver, ceci étant directement lié à la variation du

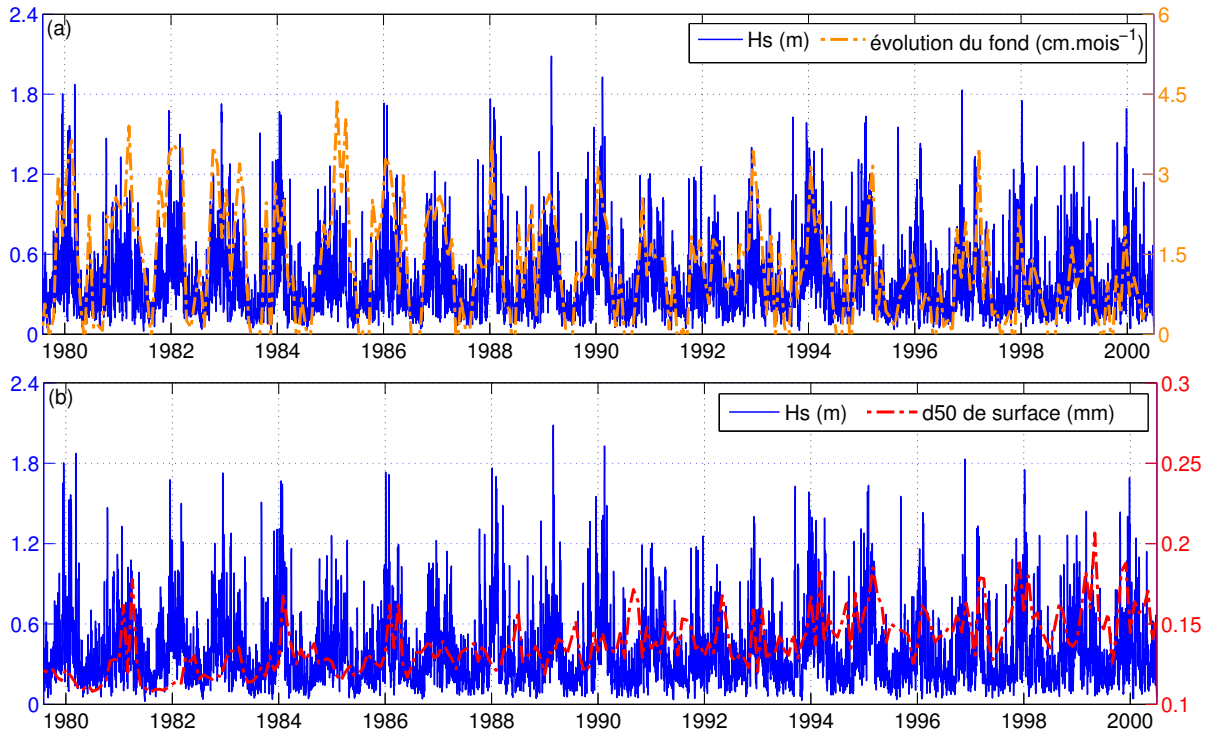


FIGURE 6.8: Comparaison de la hauteur significative des vagues simulée à la station MO1 (cf. Fig. 6.1) avec : (a) l'évolution du fond et (b) la variation du d50 de la couche de surface, simulées à la station MO2 entre 1980 et 2000.

d50 de surface précédemment observée.

Enfin, la réalisation en juillet 2014 de profils sismiques de la Longe nous a permis de confronter la stratigraphie réelle de la zone SE du banc avec la stratigraphie obtenue numériquement. Comme décrits dans Chaumillon et al. (2008), des réflecteur inclinés et s'enfonçant en direction du chenal sont observés sur le profil sismique de cette partie du banc (Fig. 6.10), ces réflecteurs étant dus à des variations de l'impédance acoustique pouvant être potentiellement révélatrices d'une rythmicité de l'accrétion latérale. Il est intéressant de noter que le nombre de réflecteurs observés sur ce profil entre les profils bathymétriques de 2000 et 2014 est proche de 15, ce qui correspond à une fréquence d'environ un réflecteur par an. Le nombre de réflecteurs entre les profils bathymétriques de 1960 et 2000 est moins évident à compter sur cette même figure, mais une fréquence située entre environ 0.75 et 1.25 réflecteur par an est obtenue. Les réflecteurs sismiques observés dans la zone de la Longe ayant déjà été interprétés comme résultant de variations granulométriques (Billeaud et al., 2005), les nouveaux résultats obtenus ici renforcent cette hypothèse puisque la variation verticale du d50 obtenue numériquement est caractérisée par un cycle saisonnier, et donc une fréquence d'un réflecteur par an.

6.7 Conclusion

L'application du système de modélisation SELFE-WWM-SED2D au cas du banc de sable estuarien de la Longe de Boyard a permis d'obtenir de nouveaux résultats venant compléter les précédentes études à son sujet et ainsi répondre aux questions posées. Tout d'abord, la forte contribution des vagues dans l'évolution de ce banc a été mise en évidence, bien que sa morpho-

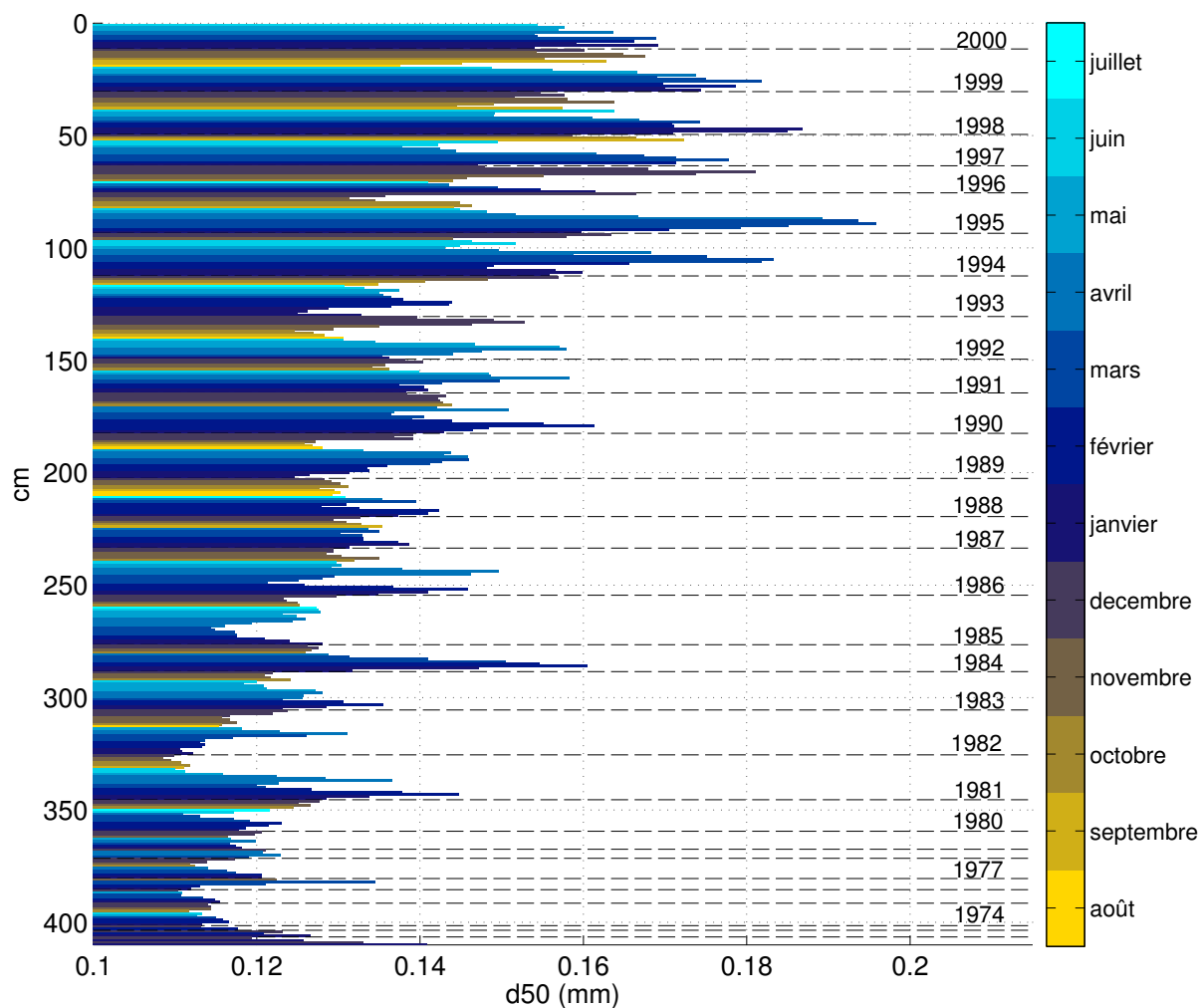


FIGURE 6.9: Carotte numérique réalisée à la station MO2 (cf. Fig. 6.1) à la fin de la simulation, montrant la variation verticale du d_{50} correspondant aux années 1972 à 2000 (l'évolution du fond entre 1960 et 1972 étant quasi-nulle à cette station).

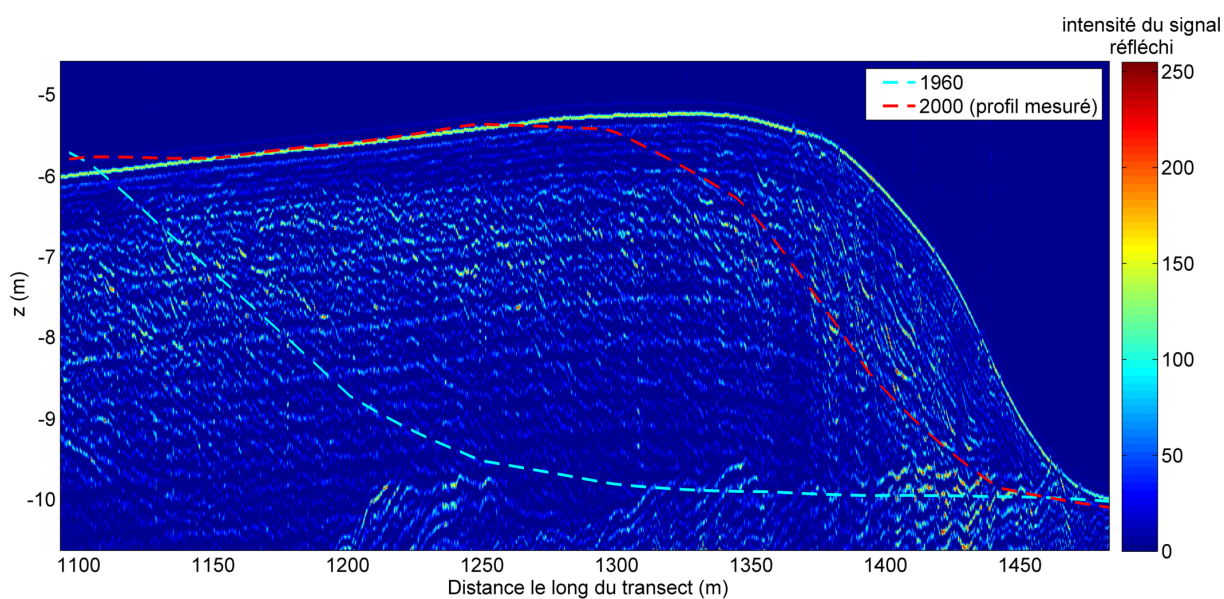


FIGURE 6.10: Profil sismique réalisé en juillet 2014 dans partie SE du banc (cf. Fig. 6.1 (C)), avec superposition des profils bathymétriques de 1960 et 2000. Les valeurs d'élévation sont indiquées par rapport au niveau moyen, et les valeurs d'intensité du signal acoustique réfléchi en unité arbitraire.

logie globale soit caractéristique d'une dominance de l'action de la marée. Cette contribution est par ailleurs visible à court terme, puisque lorsqu'un climat de vagues énergétiques est ajouté au forçage tidal l'évolution du fond calculée à l'échelle d'un cycle tidal est relativement consistante avec l'évolution à long terme observée et simulée dans la partie la plus dynamique de la Longe (extrémité sud). Il a également été montré que la présence de vagues énergétiques, caractéristiques des périodes hivernales, induisait dans la zone sud du banc une déviation des flux sédimentaires vers le chenal adjacent ainsi que leur intensification. Cette modification du transport sédimentaire permet d'expliquer le phénomène d'accrétion latérale observé, où l'accrétion se produit dans une direction perpendiculaire à la direction des courants dominants. Le fait de considérer un forçage de vagues réaliste a ensuite permis d'expliquer la rythmicité de cette accrétion, celle-ci étant potentiellement due à la saisonnalité du climat de vagues. L'impact de cette saisonnalité sur la composition granulométrique du sédiment a finalement été étudié grâce à la prise en compte d'une approche multi-classes multi-couches dans notre système de modélisation. Une alternance de dépôt de sédiments relativement grossiers pendant les périodes de vagues énergétiques et de sédiments plus fins pendant les périodes plus calmes est obtenue. En se basant sur l'hypothèse selon laquelle les réflecteurs sismiques sont en grande partie dus à une variation granulométrique du sédiment, la confrontation entre stratigraphie numérique et données sismiques s'est révélée étonnamment consistante puisque l'apparition d'environ un réflecteur par an est observée dans les deux cas.

Bien que l'approche utilisée dans cette étude ait certaines limitations, ne permettant pas d'expliquer la dynamique sédimentaire le long du flanc ouest de la Longe notamment, les résultats obtenus dans le cas de ce banc estuarien peuvent être considérés dans l'étude de bancs de sable similaires potentiellement affectés par l'action des vagues.

Chapitre 7

Morphodynamique pluri-décennale d'une flèche sableuse : la Flèche d'Arçay (Vendée)

7.1 Contexte

Les flèches sableuses sont des corps sédimentaires allongés, reliés par une extrémité à la partie terrestre et dont l'autre extrémité, libre, se prolonge en mer (Evans, 1942). Elles peuvent être observées dans un environnement caractérisé par un important apport sédimentaire côtier longitudinal (Kraus, 1999), cet objet sédimentaire pouvant être littoral ou lacustre (Fig. 7.1, 7.2). L'étude de la morphodynamique des flèches sableuses est intéressante car leur présence influence la navigation, et leur développement peut fortement obstruer (voire fermer) une embouchure adjacente souvent présente. Les flèches sableuses jouent également le rôle de protections naturelles de certaines parties du littoral, en particulier vis-à-vis de l'impact des vagues. Enfin, l'étude de ces systèmes sédimentaires peut donner une indication du transport sédimentaire longitudinal mis en jeu, ce qui contribue à une meilleure gestion des plages situées en amont de ce transport longitudinal (plages pouvant être en situation d'érosion).

Dans le cas le plus courant, le développement des flèches sableuses est dû au transport longitudinal induit par le déferlement des vagues suivant une direction oblique par rapport à la côte, appelé processus de dérive littorale. Bien que les vagues soient le moteur principal du développement des flèches sableuses, d'autres facteurs influencent leur évolution : le contexte géologique de la zone (Riggs et al., 1995), la disponibilité en sédiments (Aubrey et Gaines, 1982), la variation du niveau marin (Ollerhead et Davidson-Arnott, 1995), la marée (McNinch et Luettich, 2000), le vent (Sherman et al., 1998), et les impacts humains (Simeoni et al., 2007). Une spécificité des flèches sableuses appelées flèches composées (*compound spit*) est la formation épisodique de structures recourbées du côté abrité des flèches, nommées crochons sédimentaires (*hook ridges*) (Fig. 7.4). Ces crochons ont été interprétés par Schwartz (1982) comme une réponse morphologique à la progradation épisodique de la flèche sableuse. La formation de crochons reste cependant peu étudiée : est-elle liée à une variation du forçage dominant (i.e. le climat de vagues, comme proposé par Allard et al. (2008)), ou bien à un processus d'auto-organisation propre au système sédimentaire (Murray et al., 2014) ?

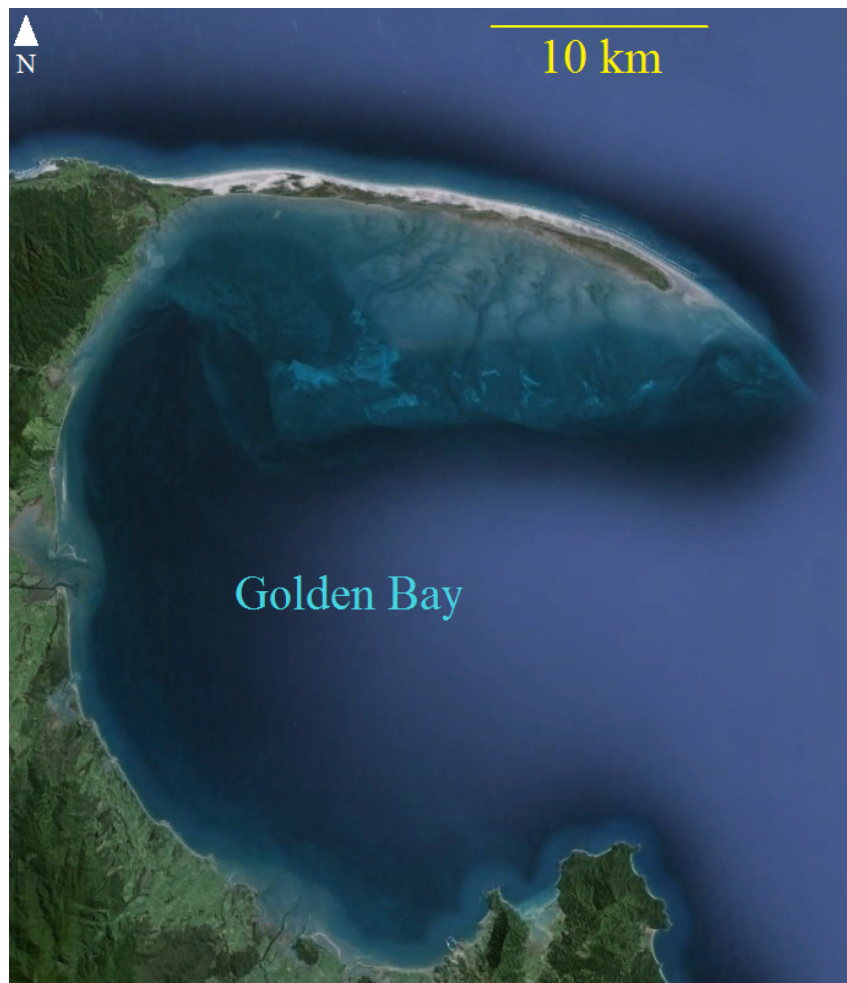


FIGURE 7.1: *Flèche sableuse littorale (Golden Bay, Nouvelle-Zélande). Source : Google Earth.*



FIGURE 7.2: *Flèche sableuse lacustre (Long Point Bay, Lac Erie, Canada). Source : Google Earth.*

Dans le cas d'une évolution allo-cyclique des flèches sableuses, c'est-à-dire une évolution contrôlée par la variation des forçages externes, la présence de crochons sableux est potentiellement reliée aux variations passées du climat de vagues comme l'ont proposé Allard et al. (2008). Ces crochons constitueraient alors un enregistrement sédimentaire du climat de vagues passé, et pourraient servir d'indicateurs d'éventuelles variations climatiques des paramètres de vagues du passé proche jusqu'à un passé géologique. Dans le cas d'une évolution auto-cyclique des flèches sableuses (i.e. évolution propre au système sédimentaire), la formation de crochons fournirait des informations essentielles à la compréhension des mécanismes d'auto-organisation des flèches sableuses.

Les questions ayant motivé l'étude de la morphodynamique pluri-décennale de la Flèche d'Arçay sont les suivantes :

- L'évolution de cette flèche sableuse obéit-elle à des mécanismes de nature allo-cyclique ou auto-cyclique ?
- Dans le cas d'une évolution allo-cyclique, quelles variations des paramètres de vagues sont nécessaires à la formation de crochons sableux (i.e. variations de la hauteur significative des vagues, de leur période, de leur direction) ? La marée joue-t-elle tout de même un rôle important dans ce type d'évolution ?
- Dans le cas d'une évolution auto-cyclique, quelles sont les mécanismes de rétro-actions intervenant au sein du système sédimentaire ? Quels sont les rôles respectifs de la marée et des vagues dans ce type d'évolution ?

Le système de modélisation SELFE-WWM-SED2D a été utilisé afin de simuler l'évolution de la Flèche d'Arçay entre 1960 et 2000. Afin d'estimer au mieux le transport sédimentaire dans cet environnement particulier, des améliorations ont été apportées à SED2D telles que le calcul du transport suivant la formule de Larson et al. (2011) et le transport de sédiments en zone de swash suivant la méthode de Baba et Camenen (2007).

7.2 Description du site d'étude et des conditions hydrodynamiques

La Flèche d'Arçay est située sur la façade Atlantique française, en Vendée, au nord-est du Pertuis Breton (Fig 7.3). C'est un exemple typique de flèche sableuse composée, celle-ci étant constituée par une succession de rides de plages (*beach ridges*, (Meistrell, 1972)), ou petits crochons, de longueur $L \sim 100-500$ m et de largeur $l \sim 10-100$ m, ces rides de plage pouvant se regrouper en faisceaux de rides, ou grands crochons, de longueur $L > 500$ m et de largeur $l > 100$ m (Fig. 7.4). Ces deux types de crochons présentent une direction oblique à sub-perpendiculaire par rapport à la direction d'allongement principal de la flèche. La Flèche d'Arçay mesure environ 9 km de long et 500 à 1500 m de large, et est orientée suivant un axe nord-ouest à sud-est. Sa vitesse moyenne d'accrétion vers le sud-est est d'environ 20 m.an^{-1} pour la période 1811 à 2005, et peut dépasser les 50 m.an^{-1} certaines années (Allard et al., 2008).

Le Pertuis Breton est caractérisé par une marée semi-diurne de type macrotidal, le marnage variant de moins de 2 m en période de mortes-eaux à plus de 6 m en vives-eaux (Bertin et al., 2007). La Flèche d'Arçay délimite l'estuaire du Lay, qui présente un débit moyen annuel d'environ $9 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ (Allard et al., 2008). Le climat de vagues au large est caractérisé par des hauteurs significatives (H_s) de 1 à 2 m et des périodes pics (T_p) de 8 à 12 s plus de 60% de l'année, et des H_s et T_p dépassant respectivement les 5 m et les 15 s environ 2 à 3% de l'année (Bertin et al., 2007). Les vagues présentent une direction pic (Dir_p) ouest à nord-ouest plus de 60% de l'année, ce qui entraîne une dérive littorale dominante orientée vers le sud-est le long de la Flèche d'Arçay. Cependant, l'orientation de la flèche ainsi que la présence de l'île de Ré au sud-ouest du Pertuis Breton réduit considérablement l'exposition de la flèche aux vagues, celles-ci présentant des H_s 4 à 5 fois plus faibles au niveau de la flèche qu'au large (Bertin et al., 2007). Le profil de plage le long du côté océanique de la flèche est de type *low tide terrace* d'après la terminologie de Masselink et Short (1993), avec une augmentation de la pente relativement importante entre le bas de plage (0.01 à $0.02 \text{ m} \cdot \text{m}^{-1}$) et le haut de plage (environ $0.04 \text{ m} \cdot \text{m}^{-1}$). Enfin, le sédiment est caractérisé par une granulométrie croissante depuis le bas de plage (d_{50} d'environ 0.2 mm) vers le haut de plage (d_{50} compris entre 0.6 et 0.75 mm) (Bertin et al., 2007; Allard et al., 2008).

La Flèche d'Arçay fait également partie d'une région côtière topographiquement basse caractérisée par une forte vulnérabilité au phénomène de submersion marine, avec 6 submersions massives au cours du siècle passé entre l'estuaire de la Gironde et le sud de la Vendée (Breilh et al., 2014). La dernière submersion extrême a eu lieu durant le passage de la tempête Xynthia fin février 2010, qui a lourdement impacté la commune de La Faute sur Mer située sur la Flèche d'Arçay ainsi que l'ensemble de la zone côtière précédemment décrite, avec au total 47 décès et un bilan financier estimé à plus de 2.5 milliards d'euros (Anziani, 2010).

7.3 Connaissances préalables sur la dynamique sédimentaire de la Flèche d'Arçay

Afin de vérifier l'importance du transport sédimentaire longitudinal dans l'évolution de la Flèche d'Arçay, Bertin et al. (2007) ont réalisé des mesures de transport par traçages fluorescents en avril 2006. Ces mesures ont permis d'estimer le transport longitudinal moyen annuel entre $40 \cdot 10^3$ et $100 \cdot 10^3 \text{ m}^3 \cdot \text{an}^{-1}$, ce qui corrobore les estimations effectuées par Chaumillon et al. (2012) à partir de levés topographiques répétitifs en bout de flèche et confirme la prédominance du processus de transport longitudinal dans la construction de la flèche. Des estimations plus récentes combinant l'utilisation de formules de calcul de transport longitudinal adaptées à ce type d'environnement (formules de Kaczmarek et al. (2005) et CERC (1984)) avec une simulation rétrospective des vagues réalisée à partir du modèle spectral de vagues SWAN (Booij et al., 1999) (forcé avec une série temporelle de spectres de vagues issue du modèle WaveWatch-III forcé avec des champs de vent issus des réanalyses ERA-40 (Uppala et al., 2005)), confirment l'ordre de grandeur de ce transport avec des valeurs moyennes annuelles comprises entre $70 \cdot 10^3$ et $110 \cdot 10^3 \text{ m}^3 \cdot \text{an}^{-1}$ (Bertin, 2015). Le second résultat de l'expérience réalisée par Bertin et al. (2007) concerne la forte variation du transport longitudinal le long du profil de plage. En effet,

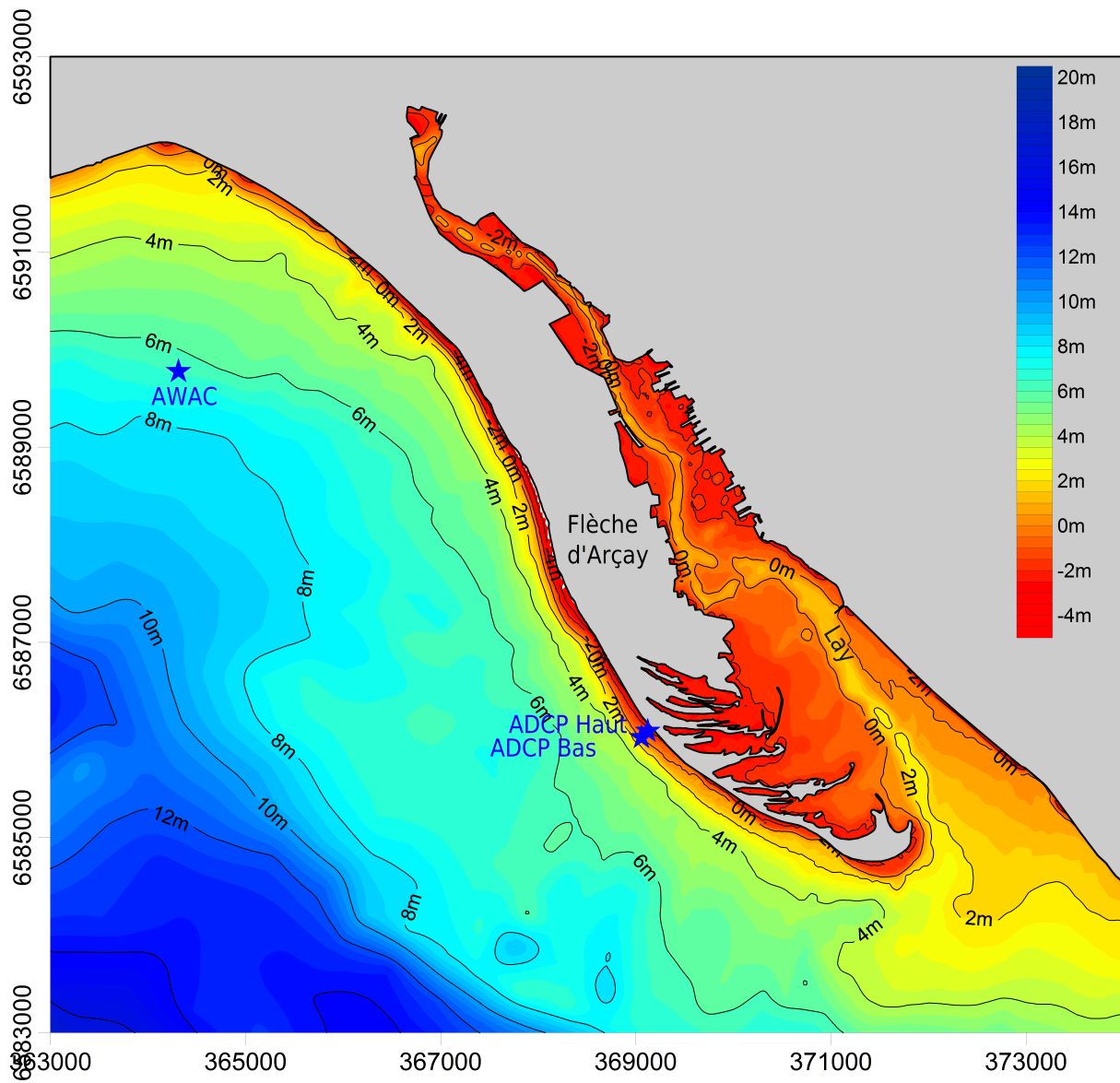


FIGURE 7.3: Bathymétrie récente de la Flèche d'Arçay, avec les positions des instruments de mesure mis en place en février-mars 2014 (un AWAC et deux ADCP). Coordonnées en Lambert 93 (mètres).

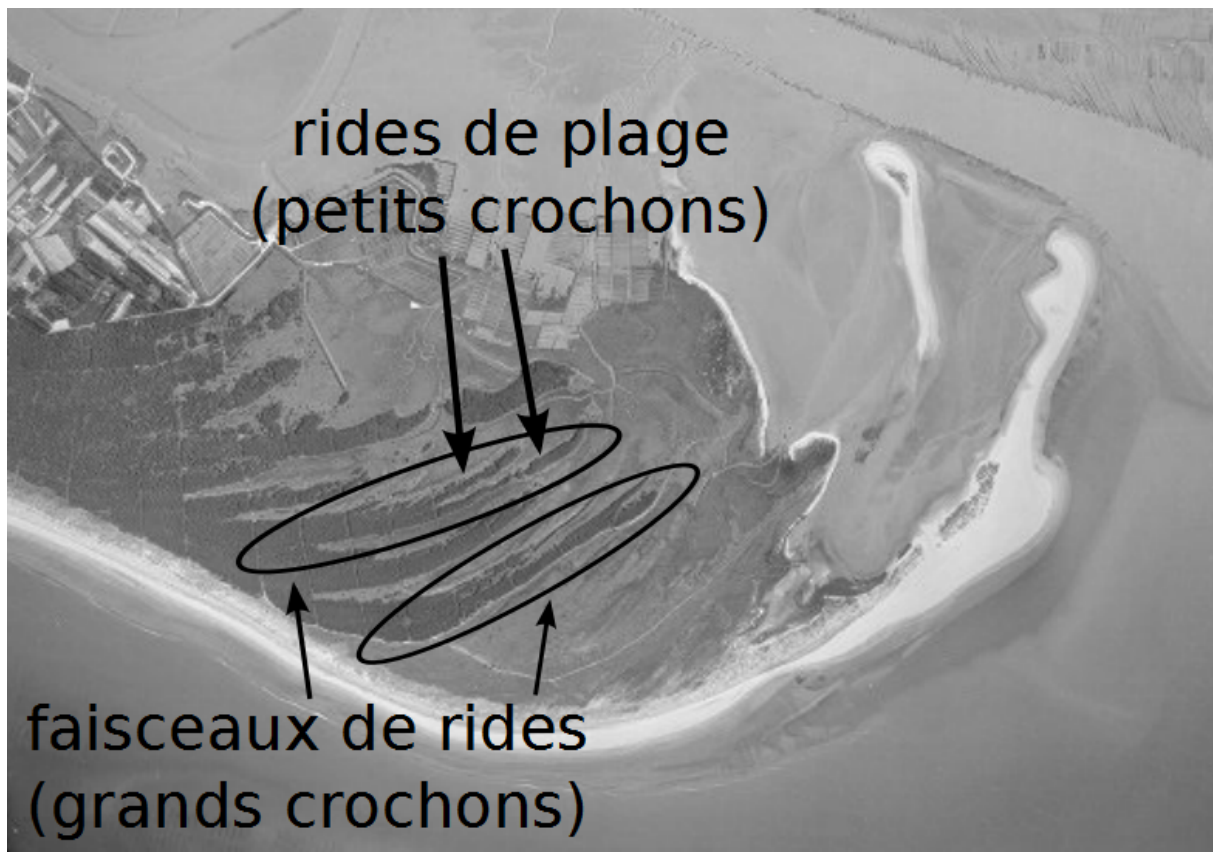


FIGURE 7.4: Photo aérienne de la Flèche d'Arçay en 1975, sur laquelle on peut distinguer des rides de plage, ou petits crochons, et des faisceaux de rides de plage, ou grands crochons. Source : www.geoportail.gouv.fr

le transport mesuré en haut de plage est d'un ordre de grandeur plus grand que celui mesuré en bas de plage, cette différence étant due à l'augmentation de la hauteur des vagues liée à l'augmentation de la hauteur d'eau dans la zone proche du bord, celle-ci passant d'environ 1 m à marée basse à plus de 5 m à marée haute. Enfin, les mesures de transport par traçages fluorescents ayant été effectuées dans trois couches différentes suivant la verticale (0 à 3 cm, 3 à 6 cm, et 6 à 9 cm respectivement), il a été observé que le transport longitudinal concernait principalement les 3 premiers centimètres pour des vagues de hauteur significative égale à 0.4 m (Fig. 7.5).

Allard et al. (2008) ont ensuite étudié la relation potentielle entre les variations du développement de la Flèche d'Arçay et les variations du transport longitudinal de sédiments. En comparant l'évolution du gain surfacique de l'extrémité de la flèche au cours de différentes périodes avec l'évolution du transport longitudinal moyen le long de la flèche et intégré sur ces mêmes périodes (celles-ci étant contraintes par la disponibilité des photos aériennes, mesures topographiques, et images satellites de la flèche), il est proposé que ces deux évolutions soient en partie liées (Fig. 7.6). Le transport longitudinal étant contraint par le climat de vagues dans cette zone (Bertin et al., 2007), trois climats de vagues sont considérés (vagues peu, moyennement, et très énergétiques ; simulations effectuées à partir du modèle spectral de vagues SWAN) et le transport longitudinal le long de la flèche associé à chacun de ces trois climats est calculé au moyen de la formule de Kaczmarek et al. (2005). Il est observé que le transport longitudinal varie relativement peu le long de la flèche pour des conditions de vagues peu et moyennement énergétiques, tandis qu'il présente une diminution significative, dans le sens de progression de la flèche, pour

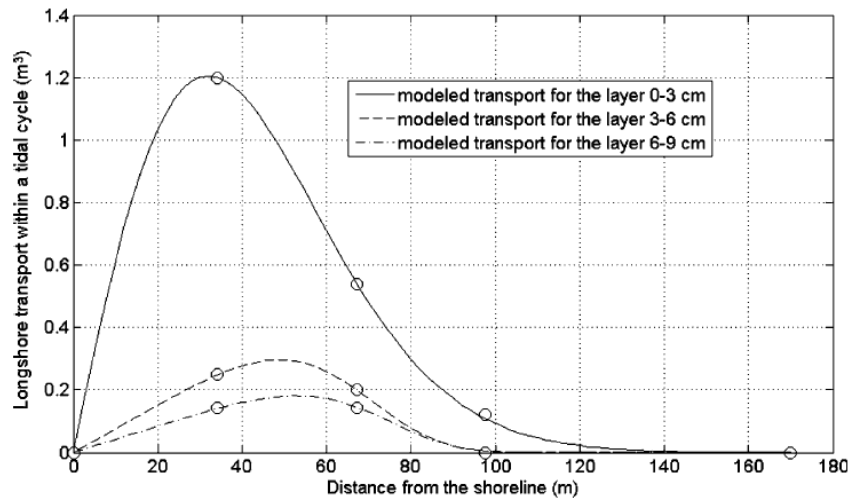


FIGURE 7.5: *Expérience de traçages fluorescents réalisés à la Flèche d'Arçay en avril 2006 : transport longitudinal intégré sur un cycle tidal pour les trois couches de mesures, en fonction de la distance au bord (les cercles correspondent aux points de mesures, les lignes correspondent aux interpolations). Figure issue de Bertin et al. (2007).*

des conditions de vagues très énergétiques (Fig. 7.7). En accord avec Petersen et al. (2008), il est conclu que des vagues très énergétiques causeraient principalement une progression de la flèche suivant son axe, tandis qu'une incurvation de la flèche aurait lieu pour des conditions de vagues moins énergétiques, menant potentiellement à la formation de crochons sableux.

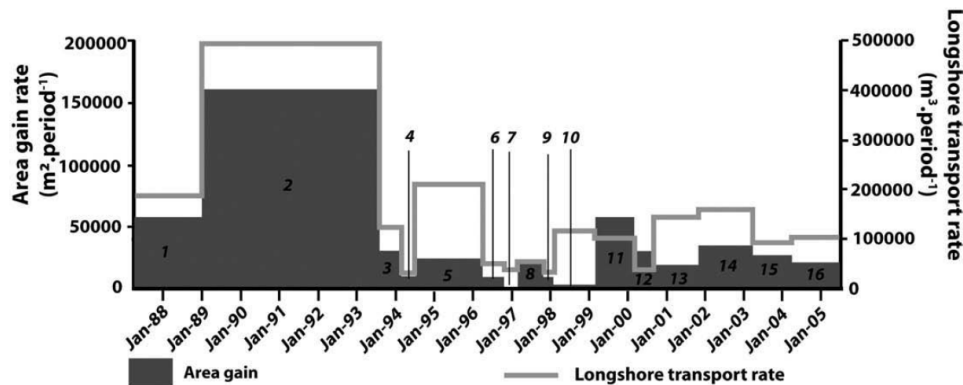


FIGURE 7.6: *Comparaison entre l'évolution du gain surfacique de l'extrémité de la Flèche d'Arçay pour différentes périodes (numérotées de 1 à 16) et l'évolution du transport longitudinal moyen le long de la flèche et intégré sur ces mêmes périodes. Figure issue de Allard et al. (2008).*

Le souhait de vérifier les hypothèses avancées dans ces derniers travaux pour expliquer le développement de la Flèche d'Arçay a donc motivé le recours à la modélisation morphodynamique de l'évolution de cette flèche. Cette approche de modélisation a pour but de mieux comprendre les processus mis en jeu dans l'évolution à long terme de la flèche, et ainsi déterminer si cette évolution est de nature auto-cyclique, allo-cyclique, ou bien les deux.

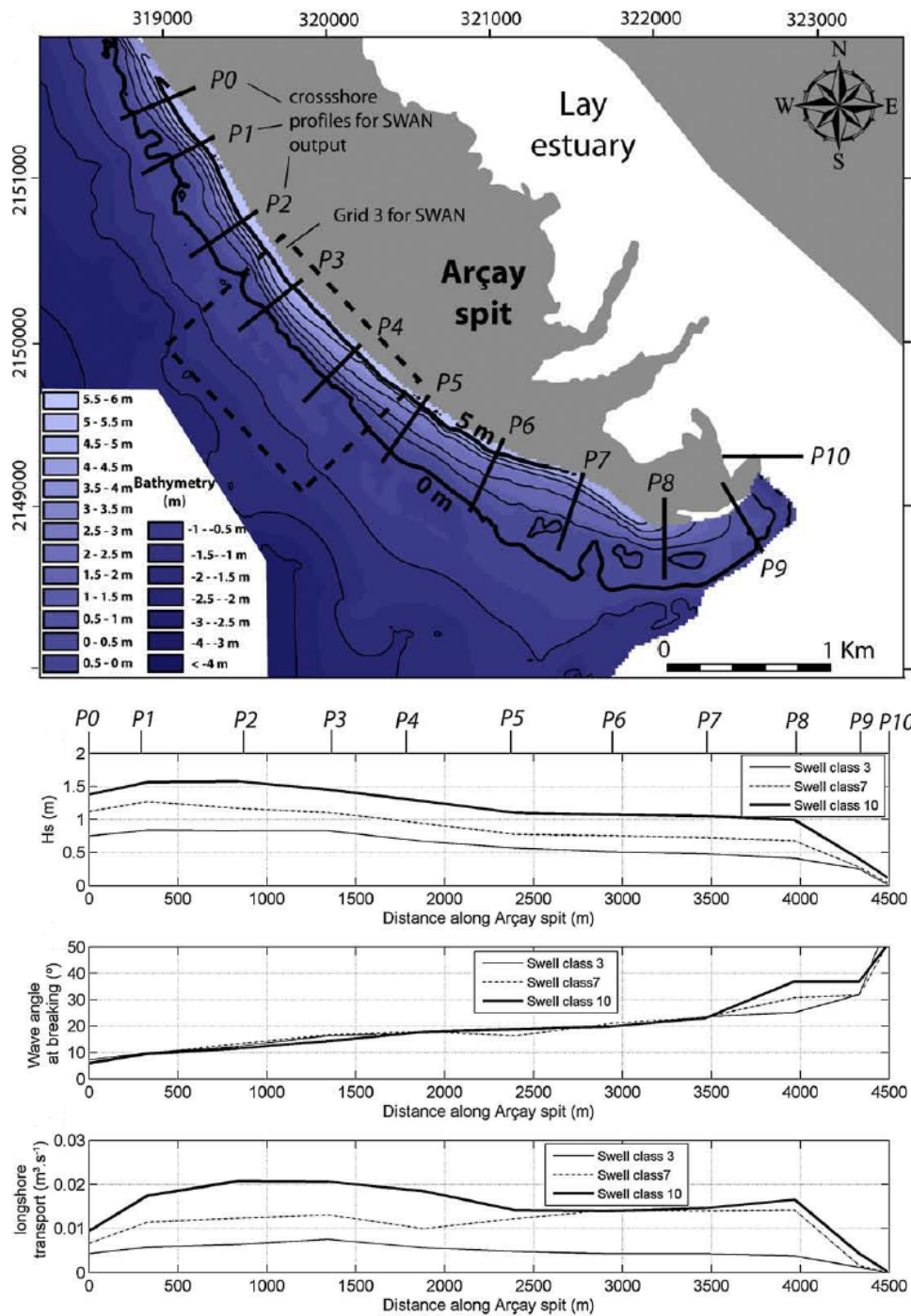


FIGURE 7.7: Haut : Bathymétrie du côté océanique de la Flèche d'Arçay en 2005, avec positions des transects P1 à P10 où sont calculés les paramètres de vagues et le transport longitudinal. Bas : Paramètres de vagues (hauteur significative et angle d'incidence au point de déferlement) et transport longitudinal pour trois climats de vagues différents, et en fonction de la distance le long de la flèche. Figures issues de Allard et al. (2008).

7.4 Application du système de modélisation au cas de la Flèche d'Arçay

7.4.1 Grille de calcul et forçages externes

L'étendue spatiale de la grille de calcul utilisée est la même que dans le cas du banc de sable de la Longe de Boyard (cf. Chap. 6), avec une résolution variant de 2.5 km au niveau de la frontière océanique à 6 m en zone intertidale le long et à l'extrémité de la Flèche d'Arçay. Dû à cette large zone à résolution fine nécessaire à la modélisation de potentiels crochons sableux, le nombre de nœuds du maillage est important (~ 70000) par rapport au cas de la Longe de Boyard. La pente intertidale le long de la flèche étant d'environ 0.02 et le paramètre de déferlement des vagues étant fixé à 0.5 dans le modèle de vagues (cf. 7.4.3), une résolution de 6 m permet de représenter la zone de déferlement avec au moins 5 mailles (dans la direction perpendiculaire au trait de côte) pour des vagues de hauteur significative supérieure à 30 cm, et ainsi de modéliser raisonnablement le courant de dérive littorale dans cette zone. Une estimation de l'impact d'une mauvaise représentation du déferlement des vagues de H_s inférieure à un certain seuil sur le calcul de la dérive littorale est visible sur la figure 7.8. Cette figure montre le pourcentage de la totalité du transport par dérive littorale (calculé suivant la formule du CERC (1984) sur la période 1979 à 2014 pour le site de la Flèche d'Arçay (Bertin, 2015)) obtenu lorsque seul le transport calculé pour des vagues de H_s supérieure à un certain seuil est comptabilisé. On constate que le fait de ne considérer que des H_s supérieures à 30 cm fournit environ 90% de la dérive littorale, ce qui est acceptable et justifie notre choix de résolution pour la zone de déferlement des vagues dans le modèle. De plus, bien que le déferlement des vagues de H_s inférieures à 30 cm ne soit pas suffisamment bien représenté dans le modèle, la dérive littorale modélisée associée à ces vagues est probablement sous-estimée mais non nulle, ce qui augmente potentiellement le pourcentage calculé précédemment.

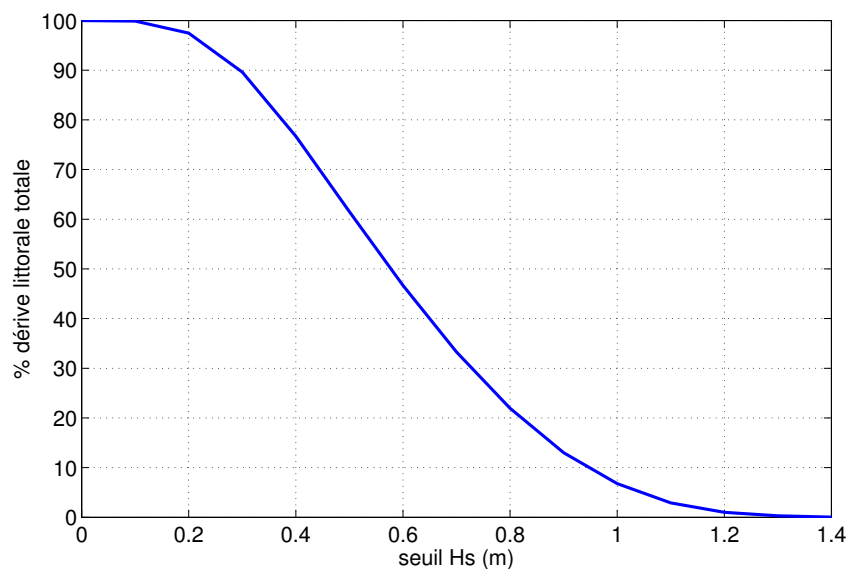


FIGURE 7.8: Pourcentage de la totalité du transport par dérive littorale (calculé suivant la formule du CERC (1984) sur la période 1979 à 2014 pour le site de la Flèche d'Arçay (Bertin, 2015)) obtenu lorsque seules les vagues de H_s supérieure à un seuil sont comptabilisées dans le calcul du transport par dérive littorale.

Le pas de temps hydrodynamique est fixé à 1 min, ce qui donne un nombre de Courant en zone de résolution fine de l'ordre de 1 à 10 pour des vitesses de courant de l'ordre de 1 m/s. Un tel ordre de grandeur du nombre de Courant est en accord avec l'utilisation de la méthode Eulérienne-Lagrangienne qui caractérise le modèle SELFE (Zhang et Baptista, 2008).

7.4.2 Hauteurs d'eau et paramètres de vagues au niveau de l'AWAC

La mise en place d'un AWAC (*Acoustic Wave And Current profiler*) Nortek à environ 2 km au large, en face de la lagune de la Belle Henriette (Fig. 7.3), pendant la période du 2 février au 11 mars 2014 a permis de comparer en cette station les valeurs mesurées et simulées de hauteur d'eau totale (H_{tot} ; somme du signal de marée et de la surcote), hauteur significative (H_s) des vagues, période pic (T_p) et période du moment d'ordre 2 (T_{m02}) du spectre des vagues (Fig. 7.9). L'hiver 2013-2014 étant caractérisé par une succession exceptionnelle de tempêtes dans le Golfe de Gascogne (Daubord, 2014; Bulteau et al., 2014; Castelle et al., 2015), les mesures obtenues avec l'AWAC représentent de précieuses informations quant à la propagation des vagues très énergétiques depuis le large jusque dans le Pertuis Breton. En effet, la période de mesure couvre le passage de 10 tempêtes (Nadja, Petra, Qumaira, Ruth, Stéphanie, Tini, Ulla, Yvonne, Andréa, et Christine) présentant une H_s dépassant les 7 m à la bouée Gascogne (45.42°N-5°O), dont 3 tempêtes (Petra, Ruth, et Christine) de H_s maximale supérieure à 11 m. La hauteur significative des vagues mesurée au niveau de l'AWAC durant cette période ne dépasse pas 2.4 m (Fig. 7.9 (b)), ce qui montre que les vagues très énergétiques sont fortement atténuées depuis le large jusque dans le Pertuis Breton, cette atténuation étant principalement due à l'importante réfraction des vagues dans cette zone (Bertin et al., 2007) et à la dissipation par frottement liée aux faibles hauteurs d'eau dans la partie interne du pertuis.

L'erreur RMS obtenue pour H_{tot} est de 0.2 m (i.e. erreur de 5% une fois normalisée par le marnage moyen), ce qui représente une précision raisonnable par rapport à l'état de l'art des travaux de modélisation dans cette zone (Bertin et al., 2012). Concernant les paramètres de vagues, les erreurs RMS obtenues pour H_s , T_p et T_{m02} sont respectivement de 0.28 m (soit une erreur RMS normalisée de 33%), 2.3 s (15.9%), et 1.3 s (21.9%). Ces valeurs sont relativement élevées comparées à l'état de l'art, ce qui s'explique probablement par la combinaison de différents facteurs : la bathymétrie complexe du Pertuis Breton (non prise en compte assez précisément dans le modèle), la résolution spatio-temporelle grossière des données de réanalyses NCEP utilisées pour le forçage atmosphérique et pour le forçage de vagues (environ 1.9° en latitude et longitude, et 6 h en temps), et le fait d'utiliser une unique valeur de coefficient de frottement et de paramètre de déferlement pour l'ensemble de la période de mesure. Cependant, la précision de ces résultats apparaît suffisante pour représenter les variations saisonnières et inter-annuelles du climat de vagues dans le modèle, ces variations contrôlant le transport longitudinal le long de la Flèche d'Arçay et donc en grande partie son évolution selon les études précédentes sur la dynamique sédimentaire de ce site (Bertin et al., 2007; Allard et al., 2008). Il est à préciser que la direction moyenne des vagues n'est pas considérée dans les comparaisons entre mesures et simulations car, l'AWAC ayant changé d'orientation et/ou de position potentiellement à plusieurs reprises sous l'action des vagues (de nombreuses marques de frottements à la base de la structure ont été observées lors de la récupération de l'instrument), l'information directionnelle est apparue

inexploitable. Il est probable que cela soit dû à la proximité entre la chaîne du mouillage (en acier galva) et le courantmètre du fait du déplacement de la structure au cours de la période de mesure, ce qui aurait influencé le magnétomètre de l'appareil.

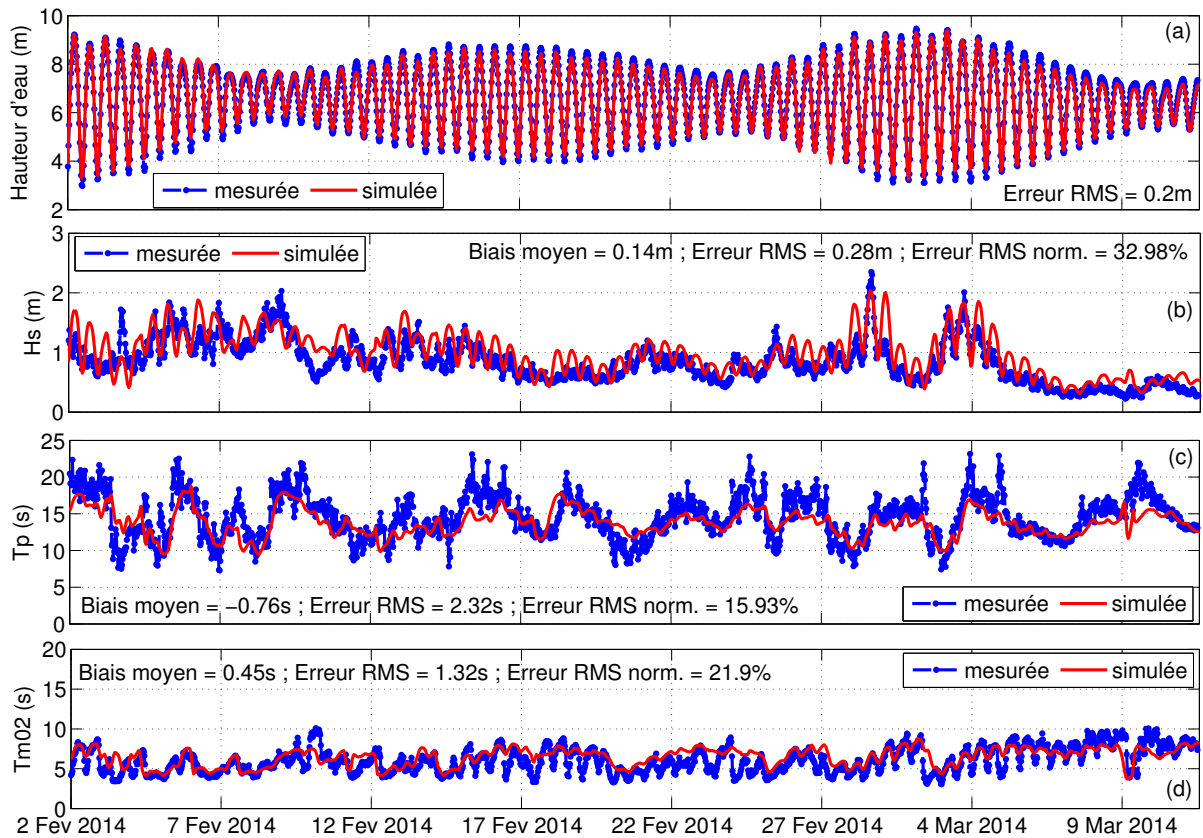


FIGURE 7.9: Comparaison entre mesures et simulations au niveau de l'AWAC entre le 2 février et le 11 mars 2014, pour : (a) la hauteur d'eau, (b) la hauteur significative des vagues, (c) la période pic des vagues, et (d) la période du moment d'ordre 2 du spectre des vagues.

7.4.3 Hauteurs d'eau, paramètres de vagues, et courants moyens au niveau des deux ADCP

Deux ADCP (*Acoustic Doppler Current Profiler*) Nortek ont été installés en zone intertidale à environ 3 km de l'extrémité de la Flèche d'Arçay (Fig. 7.3) les 5 et 6 février 2014 afin de mesurer la hauteur d'eau, les paramètres de vagues, et les courants dans un secteur caractérisé par une dérive littorale relativement importante (l'orientation du trait de côte y étant favorable).

La hauteur d'eau apparaît relativement bien simulée au niveau des deux ADCP (Fig. 7.10 (a) et Fig. 7.11 (a)), avec une erreur RMS de 9 cm en bas de plage et 6 cm en haut de plage. Concernant la hauteur significative des vagues (Fig. 7.10 (b) et Fig. 7.11 (b)), celle-ci est légèrement sous-estimée en bas de plage (biais moyen de -0.05 m) et surestimée en haut de plage (biais moyen de 0.04 m). Ceci est en partie dû au fait que, dans le modèle de vagues WWM, la paramétrisation du déferlement est entre autre basée sur le rapport $\gamma_{br} = H_{max}/H_{tot}$ (Battjes et Janssen, 1978), où H_{max} est la hauteur maximale des vagues et H_{tot} la hauteur d'eau totale. Ce rapport γ_{br} est constant et défini par l'utilisateur dans WWM, tandis que la valeur de γ_{br} correspondant aux mesures n'est a priori pas constante au sein de la zone de déferlement. En

effet, on constate sur la Fig. 7.12 que le rapport H_s/H_{tot} correspondant aux mesures et calculé au niveau des deux ADCP diminue lorsque la profondeur diminue, cette diminution étant plus forte le 5 février. Bien que ce rapport soit différent de γ_{br} (le rapport H_{max}/H_{tot} correspondant aux mesures n'ayant pas été calculé), cette diminution de H_s/H_{tot} lorsque la profondeur diminue indique probablement une variation similaire pour γ_{br} dans la zone de déferlement, puisque H_{max} peut être considérée proportionnelle à H_s (Arduin et Bonneton, 2008). Le modèle nous contraint donc à choisir une valeur γ_{br} intermédiaire (valeur fixée à 0.5 dans le modèle), permettant de ne pas trop sous-estimer la hauteur des vagues au niveau du bas de plage, ni trop la surestimer au niveau du haut de plage.

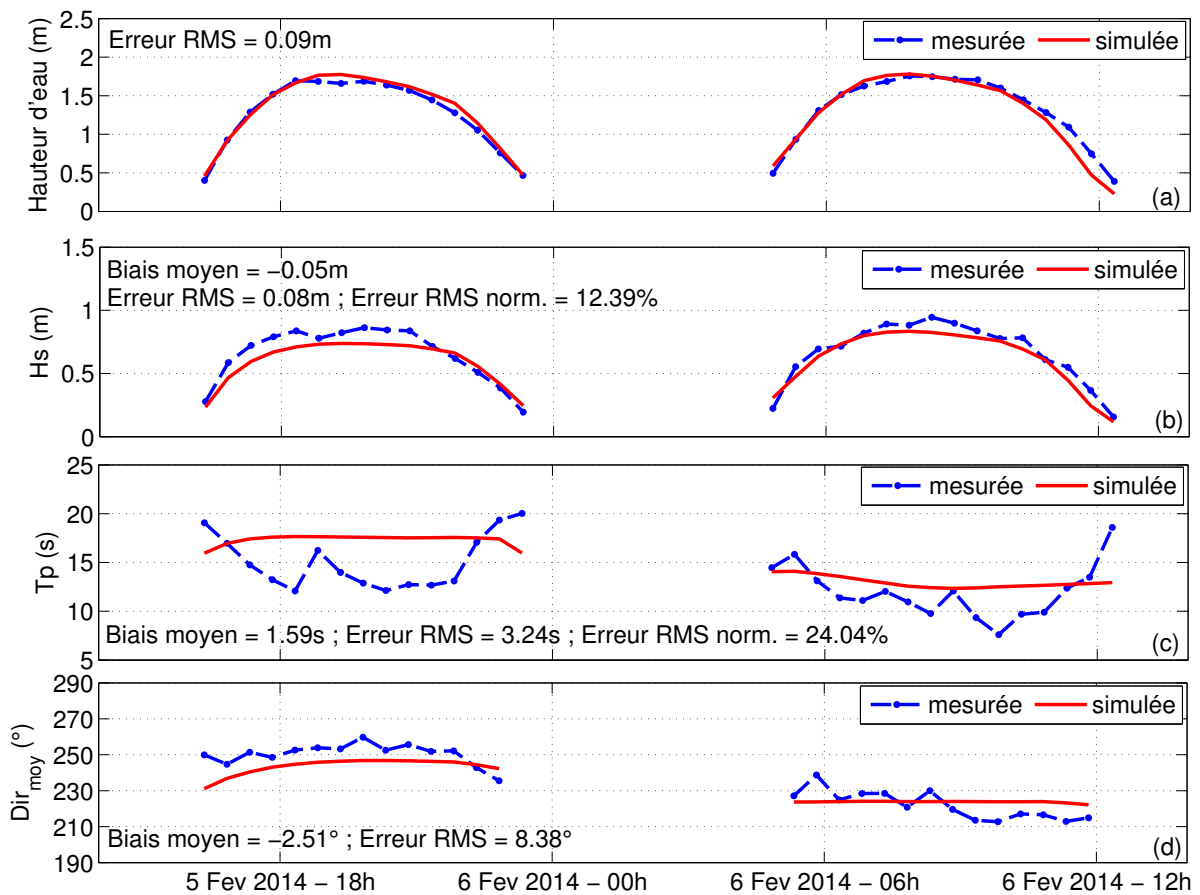


FIGURE 7.10: Comparaison entre mesures et simulations au niveau de l'ADCP en bas de plage pendant les 5 et 6 février 2014, pour : (a) la hauteur d'eau, (b) la hauteur significative des vagues, (c) la période pic des vagues, et (d) la direction moyenne des vagues.

Bien que la variation de la période de pic et de la direction moyenne des vagues au cours des deux cycles tidaux ne soit pas bien représentée par le modèle, la tendance simulée de ces deux paramètres entre le 5 et le 6 février est cohérente avec la tendance mesurée (Fig. 7.10 (c)-(d) et Fig. 7.11 (c)-(d)). La diminution de la période pic et le changement de la direction moyenne des vagues (ouest-sud-ouest à sud-ouest) entre le 5 et le 6 février, indiqués à la fois par les mesures et par les résultats numériques, s'expliquent par une variation importante du champ de vent local, celui-ci étant passé de ouest-nord-ouest (le 5 février) à sud-est (le 6 février) tout en augmentant d'intensité. L'analyse de la densité spectrale d'énergie des vagues au niveau des deux ADCP (Fig. 7.13) confirme ce changement de régime, avec une forte augmentation de l'énergie dans les hautes fréquences (vers 0.2 – 0.3 Hz) entre le 5 et le 6 février, surtout pour l'ADCP

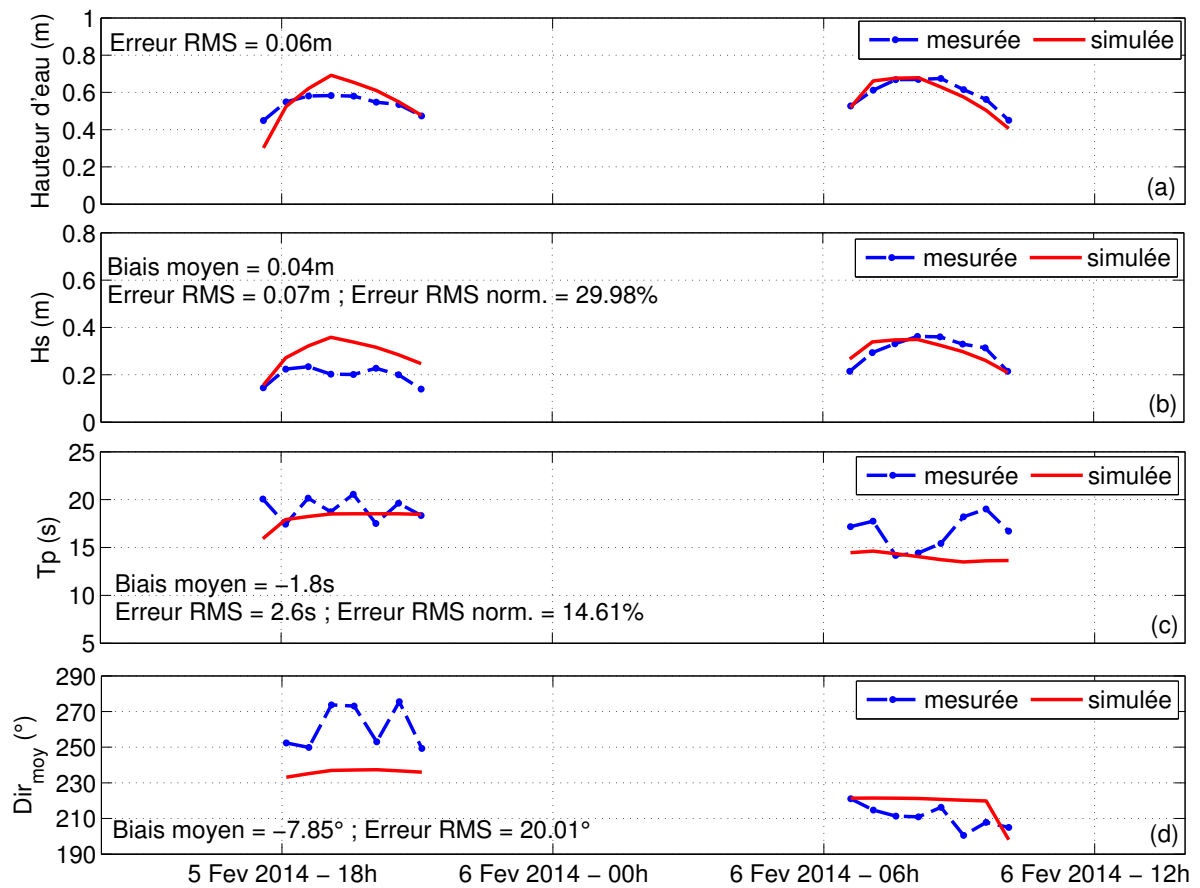


FIGURE 7.11: Comparaison entre mesures et simulations au niveau de l'ADCP en haut de plage pendant les 5 et 6 février 2014, pour : (a) la hauteur d'eau, (b) la hauteur significative des vagues, (c) la période pic des vagues, et (d) la direction moyenne des vagues.

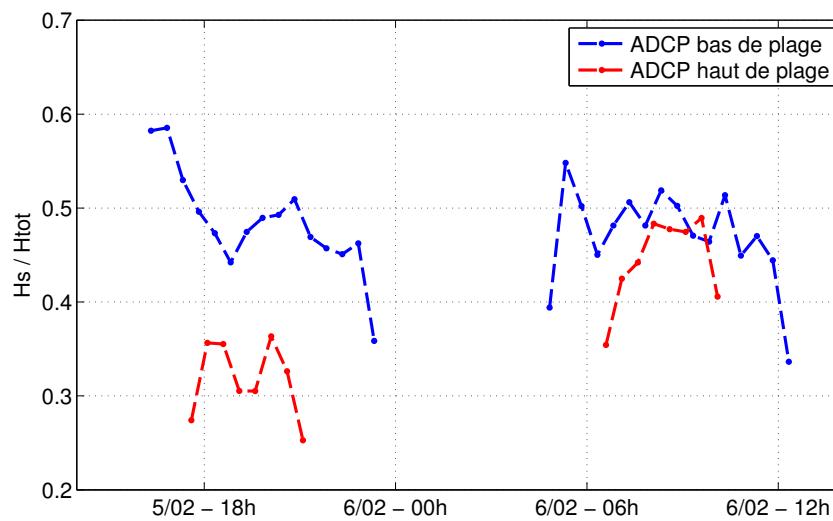


FIGURE 7.12: Valeur du rapport entre hauteur significative des vagues (H_s) et hauteur d'eau (H_{tot}) issues des mesures, pour les deux ADCP.

du bas de plage. Qualitativement, un accord raisonnable est obtenu entre la densité spectrale d'énergie mesurée et simulée au niveau du bas de plage, tandis qu'au niveau du haut de plage le modèle surestime l'énergie correspondant à la houle (entre 0.04 et 0.1 Hz) le 5 février et la sous-estime le 6 février. Cette surestimation de l'énergie des vagues le 5 février au niveau du haut de plage est due à la surestimation du paramètre de déferlement discutée précédemment, ce qui explique la différence entre hauteur significative mesurée et simulée pour ce jour-là (Fig. 7.11 (b)). La mer de vent générée le 6 février, caractérisée par des vagues courtes se propageant depuis le sud-est vers le nord-ouest du Pertuis Breton, est par ailleurs confirmée par le déplacement de l'ancre reliée à l'ADCP du bas de plage, initialement posée au sud de l'instrument le 5 février et retrouvée au nord de celui-ci le lendemain (cf. note de terrain du 6 février, Fig. 7.14).

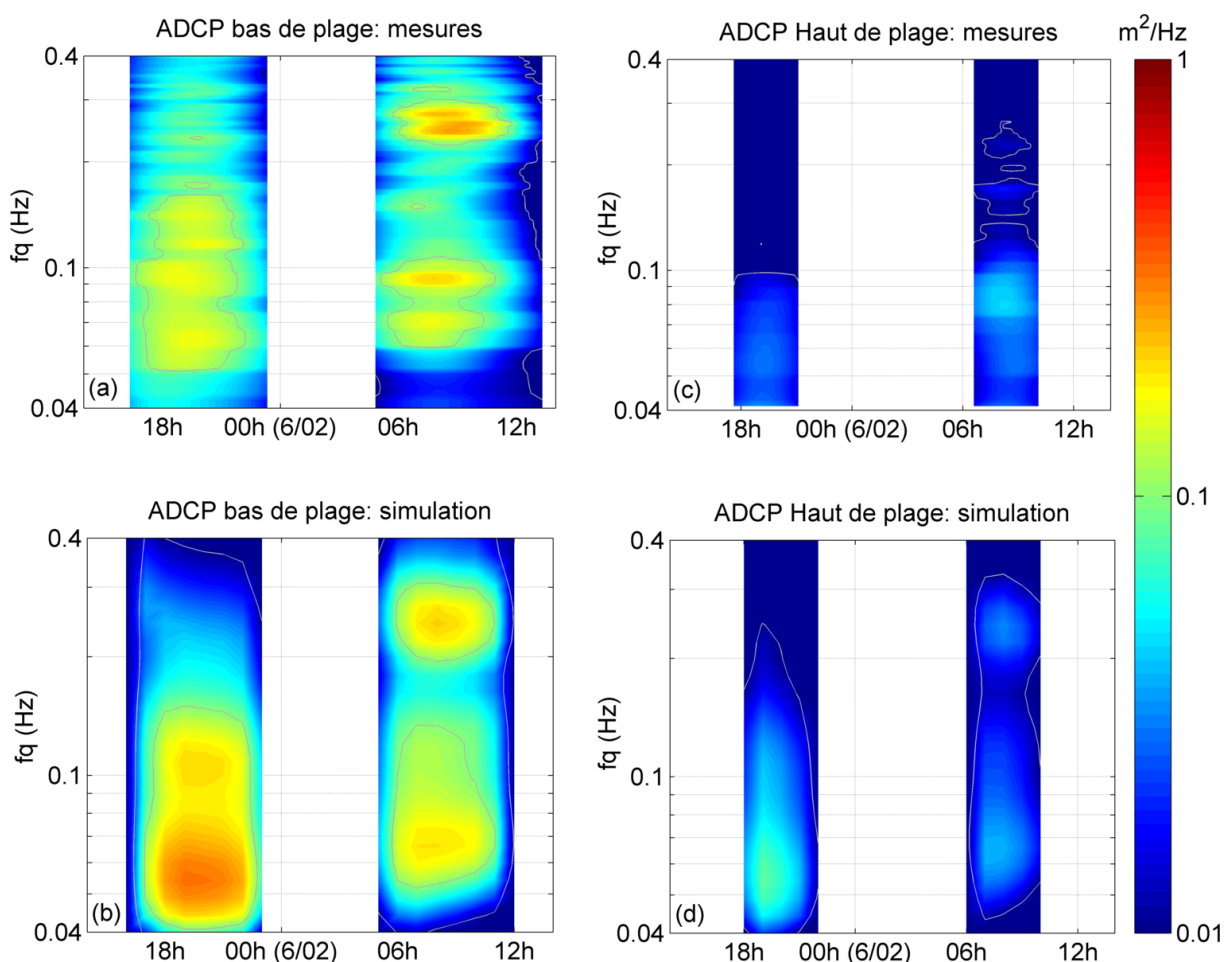


FIGURE 7.13: Densité spectrale d'énergie des vagues (m^2/Hz) issue des mesures ((a) et (c)) et de la simulation ((b) et (d)), au niveau des deux ADCP.

L'impact de la mer de vent du 6 février sur les courants moyens est visible sur les figures 7.15 et 7.16, avec une inversion du courant longitudinal entre le 5 et le 6 février au niveau des deux ADCP due au changement de la direction moyenne des vagues montré précédemment. Une valeur positive (négative) du courant longitudinal est synonyme d'un courant dirigé vers le sud (vers le nord), et une valeur positive (négative) du courant transversal est synonyme d'un courant dirigé vers la côte (vers le large). La présence d'un courant transversal non nul qui s'inverse également du 5 au 6 février s'explique plus difficilement, une hypothèse étant la présence d'une cellule de circulation horizontale résiduelle dans cette zone. On constate que les courants moyens

Req mesures du 05 et 06/02 :
au niveau de l'ADCP bas de
plage : l'ancrage est passée
au Nord (initialement mise
au sud) à cause de la mer
de vent de sud du 06/02.
(pas le cas pour l'ADCP
haut de plage)

FIGURE 7.14: Note de terrain du 6 février 2014, lors de la récupération des deux ADCP mis en place la veille, confirmant l'action significative de la mer de vent sur l'hydrodynamique locale.

modélisés sont en bon accord avec ceux issus des mesures, à condition d'utiliser une discrétisation du spectre d'énergie des vagues relativement importante dans le modèle de vagues (36 fréquences et 36 directions dans notre cas). Malgré la courte durée des mesures au niveau des deux ADCP (i.e. deux cycles de marée seulement), il est intéressant de constater que la variation importante des conditions de vagues entre le 5 et le 6 février est assez bien reproduite par le système de modélisation. De plus, cette campagne de mesures montre que la mer de vent locale peut parfois contrôler davantage le courant longitudinal (et donc la dérive littorale) que la houle. En effet, le basculement vers le nord du courant longitudinal entre le 5 et le 6 février se produit en présence d'une houle énergétique typique d'un régime d'agitation hivernal (H_s comprise entre 5 et 7.5 m au large), normalement responsable d'une dérive littorale dirigée vers le sud le long de la Flèche d'Arçay.

7.4.4 Résultats morphodynamiques

Paramétrisation de SED2D

En accord avec les résultats de comparaisons entre le transport longitudinal mesuré sur la plage d'Arçay en 2006 et celui estimé à partir de formules semi-empiriques (cf. Chap. 4 - 4.1), le transport sédimentaire total est calculé dans SED2D avec la formule de Larson et al. (2011). Au sein de cette formule, la vitesse orbitale des vagues est calculée selon la méthode de Elfrink et al. (2006), et le transport en zone de swash est pris en compte suivant la méthode de Baba et Camenen (2007). Par rapport au cas de la Longe de Boyard, le pas de temps hydrodynamique étant divisé par deux et le nombre de nœuds du maillage étant multiplié par 5 environ, un facteur morphologique de 40 est cette fois-ci utilisé afin de garder un temps de calcul raisonnable (de l'ordre de 2 jours pour simuler 20 ans d'évolution). La méthode multi-classes multi-couches est désactivée dans le cas présent, l'hétérogénéité granulométrique du sédiment n'étant a priori pas

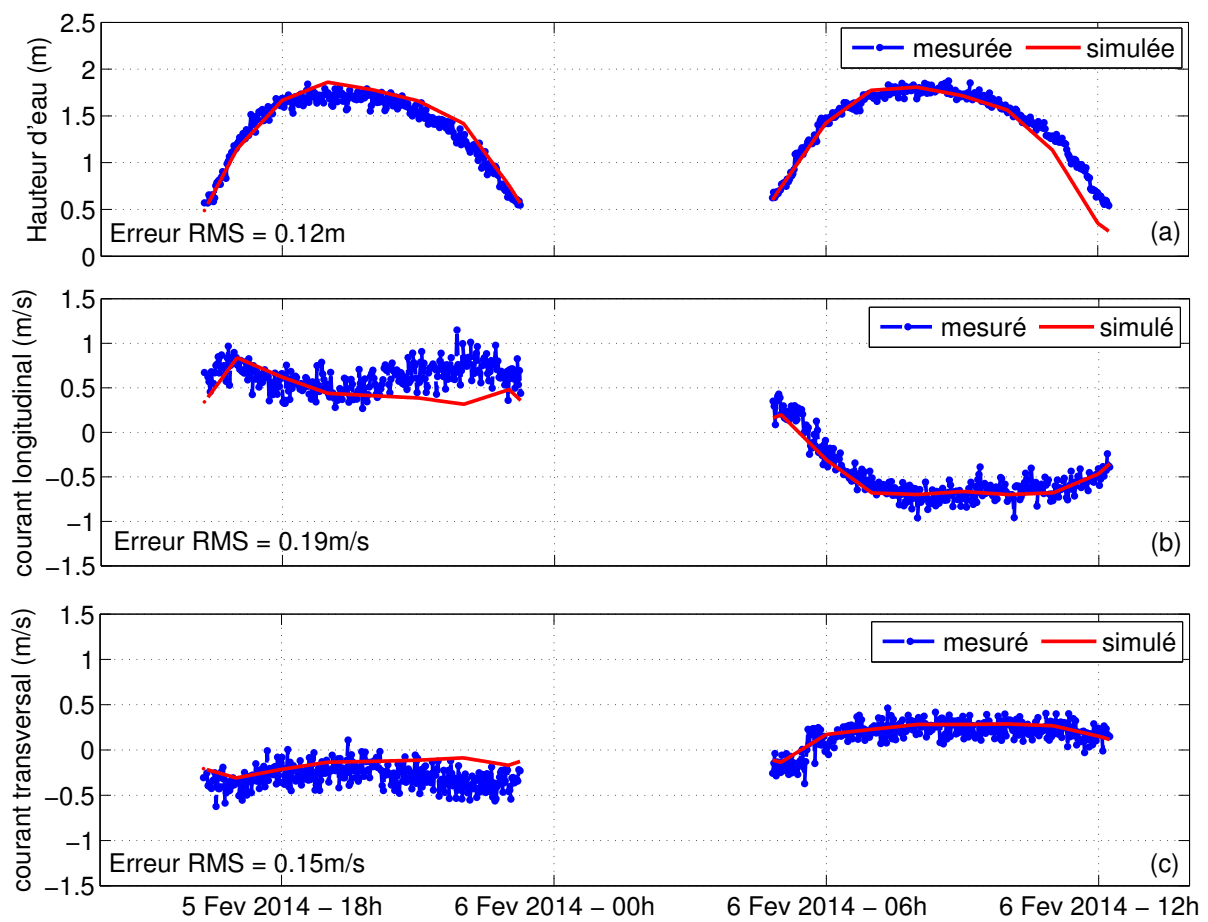


FIGURE 7.15: Comparaison entre mesures et simulations au niveau de l'ADCP en bas de plage pendant les 5 et 6 février 2014, pour : (a) la hauteur d'eau, (b) le courant longitudinal, et (c) le courant transversal.

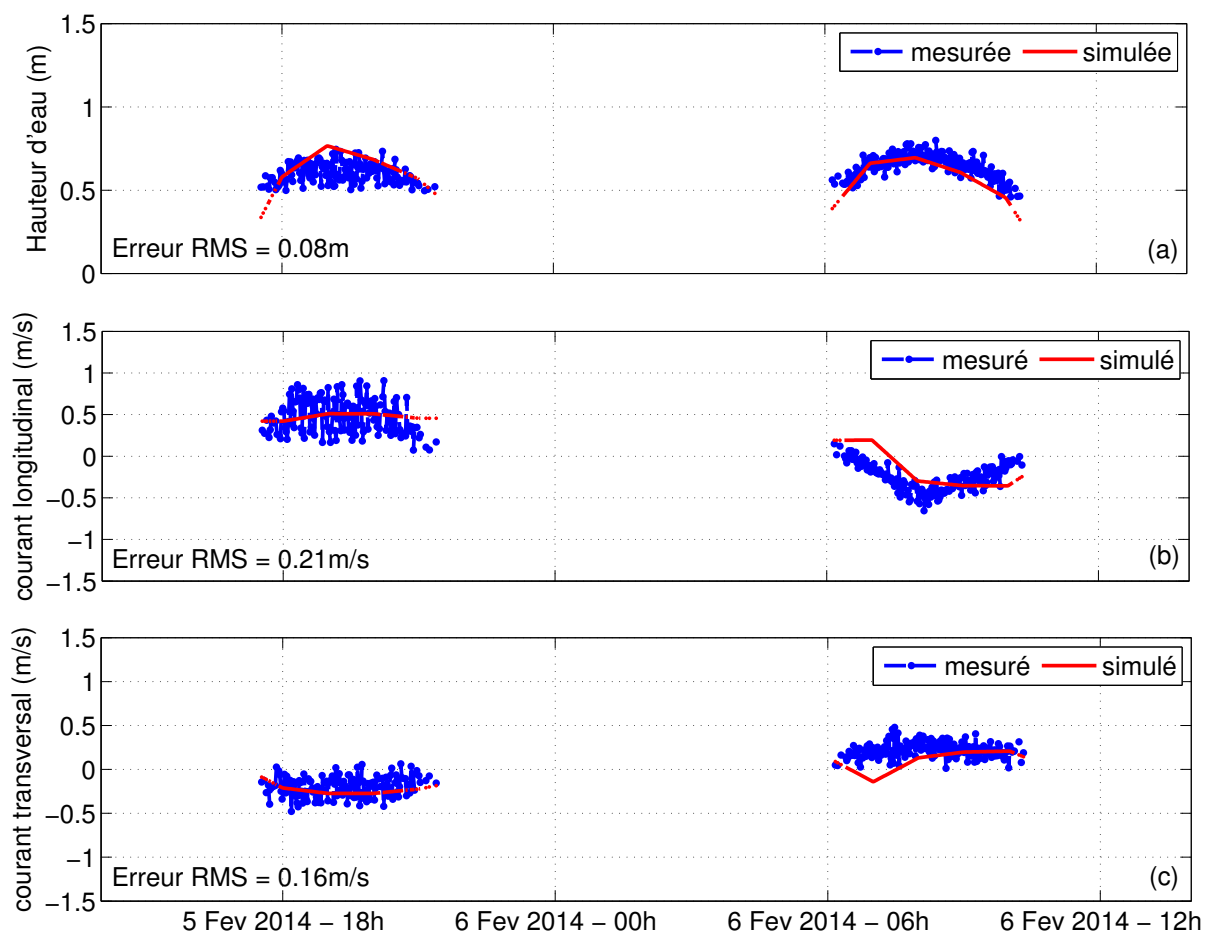


FIGURE 7.16: Comparaison entre mesures et simulations au niveau de l'ADCP en haut de plage pendant les 5 et 6 février 2014, pour : (a) la hauteur d'eau, (b) le courant longitudinal, et (c) le courant transversal.

nécessaire pour simuler l'évolution morphologique de la Flèche d'Arçay. De plus, la formule de transport employée ici n'a pas été développée pour prendre en compte un sédiment hétérogène. Le sédiment est défini par un d_{50} égal à 0.45 mm, en accord avec les mesures granulométriques effectuées par Bertin et al. (2007).

Étant donné que le transport sédimentaire le long de la Flèche d'Arçay est contrôlé par la dérive littorale, les flux sédimentaires sont principalement dirigés vers le sud-est de la flèche et il n'y a donc pas d'alternance de la direction de ces flux au cours d'un cycle tidal (contrairement au cas du banc de sable de la Longe de Boyard par exemple). Par conséquent, le pas de temps morphologique doit être relativement faible afin que la bathymétrie n'évolue pas trop vite par rapport à l'hydrodynamique, ceci limitant également le développement d'oscillations numériques. Le pas de temps morphologique est fixé à 2 min, ce qui correspond en réalité à 80 min d'évolution puisque le facteur morphologique est de 40. Enfin, le schéma Euler-WENO développé au cours de cette thèse est utilisé pour le calcul de l'évolution du fond.

Limitations du système de modélisation

Afin que le transport sédimentaire par dérive littorale dans le modèle soit d'un ordre de grandeur cohérent avec les valeurs de référence (environ 70.10^3 à 110.10^3 $m^3.an^{-1}$ (Bertin, 2015)), la valeur moyenne annuelle de ce transport est calculée pour chaque simulation morphodynamique (ce calcul étant en général effectué sur les cinq premières années simulées). Cette vérification nous a permis de constater que le modèle surestimait significativement ce transport lorsque le forçage atmosphérique était pris en compte, celui-ci étant alors de l'ordre de 200.10^3 $m^3.an^{-1}$ soit environ deux fois supérieur à l'ordre de grandeur de référence. Les simulations forcées uniquement par la houle (au niveau de la frontière océanique de la grille) présentent quant à elles un transport par dérive littorale en accord les précédentes estimations, celui-ci étant de l'ordre de 100.10^3 $m^3.an^{-1}$. Bien que nécessaire pour simuler correctement l'hydrodynamique en zone de déferlement (cf. 7.4.3), la mer de vent locale entraîne donc une surestimation du transport par dérive littorale. Une hypothèse permettant d'expliquer cela est que, la résolution spatiale du forçage atmosphérique étant très grossière, l'effet du continent sur le vent (i.e. augmentation du frottement) n'est pas pris en compte et il est probable que le vent, et donc la mer de vent, soit surestimés dans le Pertuis Breton pendant les périodes de tempêtes.

La prise en compte de la marée dans les simulations morphodynamiques est également apparue problématique. En effet, au cours de ces simulations, la progression de la flèche s'est trouvée trop influencée par les courants de marée au niveau de l'extrémité libre de la flèche, les courants de marée créant parfois des chenaux au sein même de l'extrémité de la flèche. Ce problème est hypothétiquement lié au fait que la Flèche d'Arçay s'est développée au cours des dernières décennies sur une plateforme relativement immobile (*spit platform*) constituée de sable fin et de sédiments cohésifs supportant la progression de la flèche. Outre le fait que les sédiments cohésifs ne sont pas pris en compte dans SED2D, cette bathymétrie particulière n'est pas bien représentée dans le modèle. Ces limitations expliquent potentiellement l'influence trop importante des courants de marée sur le transport sédimentaire à l'extrémité de la flèche.

En dépit de ces limitations, il est tout de même intéressant d’analyser le comportement du modèle lorsque celui-ci est forcé uniquement par les vagues au large, ou plus précisément au niveau de la frontière océanique de la grille. Pour ces simulations, il est apparu que la zone de déferlement des vagues pouvait parfois, au cours des premières années de simulation, sortir partiellement de la zone du maillage ayant la résolution la plus fine, suite à l’engrèvement de la plage dans certaines zones le long de la flèche. Ceci pose problème car lorsque la zone de déferlement n’est plus représentée par un nombre de mailles suffisant, les courants de dérive sont sous-estimés et une instabilité du trait de côte peut alors se développer de manière irréaliste et nuire à la simulation de l’évolution de la flèche. Ce problème a été réglé en augmentant le niveau marin moyen de 0.5 m, ceci permettant à la zone de déferlement d’être mieux positionnée par rapport à la partie du maillage de résolution fine, tout en vérifiant que la valeur moyenne annuelle du transport par dérive littorale reste proche de $100.10^3 \text{ m}^3.\text{an}^{-1}$. Ce choix a été préféré à la modification du maillage de la grille dans un souci de gain de temps, et apparaît en partie justifié par le fait que le transport longitudinal est plus important en haut de plage qu’en bas de plage (cf. 7.3).

Simulations forcées uniquement par les vagues

La figure 7.17 montre l’évolution de l’extrémité de la flèche sur 10 ans pour un climat de vagues réaliste (période 1960 à 1970), celui-ci étant issu du modèle WaveWatch-III forcé avec les réanalyses de vent NCEP. La bathymétrie initiale est celle de 1960. Au cours de la simulation, on constate que la flèche progresse de façon discontinue, provoquant la formation de rides de plage de longueur comprise entre 100 et 500 m environ. Après 10 ans de simulation, ces rides de plage sont regroupées en un faisceau de rides long de plus de 500 m. La formation d’une ride de plage est souvent associée à un période de vagues énergétiques (période hivernale), sans pour autant qu’une ride soit systématiquement produite chaque hiver. En effet, on compte seulement trois rides, regroupées en un seul faisceau de rides, après 10 ans de simulation.

Afin de mieux identifier l’impact de la variabilité du climat de vagues sur l’évolution de la flèche et la formation de crochons sédimentaires, un forçage de vagues constantes au large est considéré (Fig. 7.18). Le fait de retirer la variabilité du climat de vagues permet en effet de voir à quel point l’évolution de la flèche est modifiée, et surtout de tester la capacité de la flèche à s’auto-organiser en rides de plage et faisceaux de rides. Les paramètres de vagues sont dans ce cas calibrés tels que le transport par dérive littorale le long de la flèche soit d’un ordre de grandeur proche de $100.10^3 \text{ m}^3.\text{an}^{-1}$: $H_s = 2 \text{ m}$, $T_p = 9 \text{ s}$, et $Dir_{moy} = N290^\circ$. Le résultat de cette simulation est intéressant puisque l’on constate qu’après 10 ans de simulation, une ride de plage d’environ 300 m de long et 30 m de large s’est formée, la position de cette ride coïncidant avec celle du faisceau de rides formé dans le cas d’un forçage réaliste. La morphologie générale de la flèche à la fin de la simulation est assez rectiligne, contrairement la morphologie plus recourbée simulée avec des vagues réalistes.

Dans le cas d’un forçage de vagues réaliste, 20 ans de simulation sont obtenus (Fig. 7.19). Deux faisceaux de rides de plage sont simulés durant cette période, le second (le plus récent) étant de longueur et de largeur inférieures à celles du premier (environ 250 m de long et 150 m de large contre plus de 500 m de long et 300 m de large pour le premier). Lorsque l’on compare les résultats

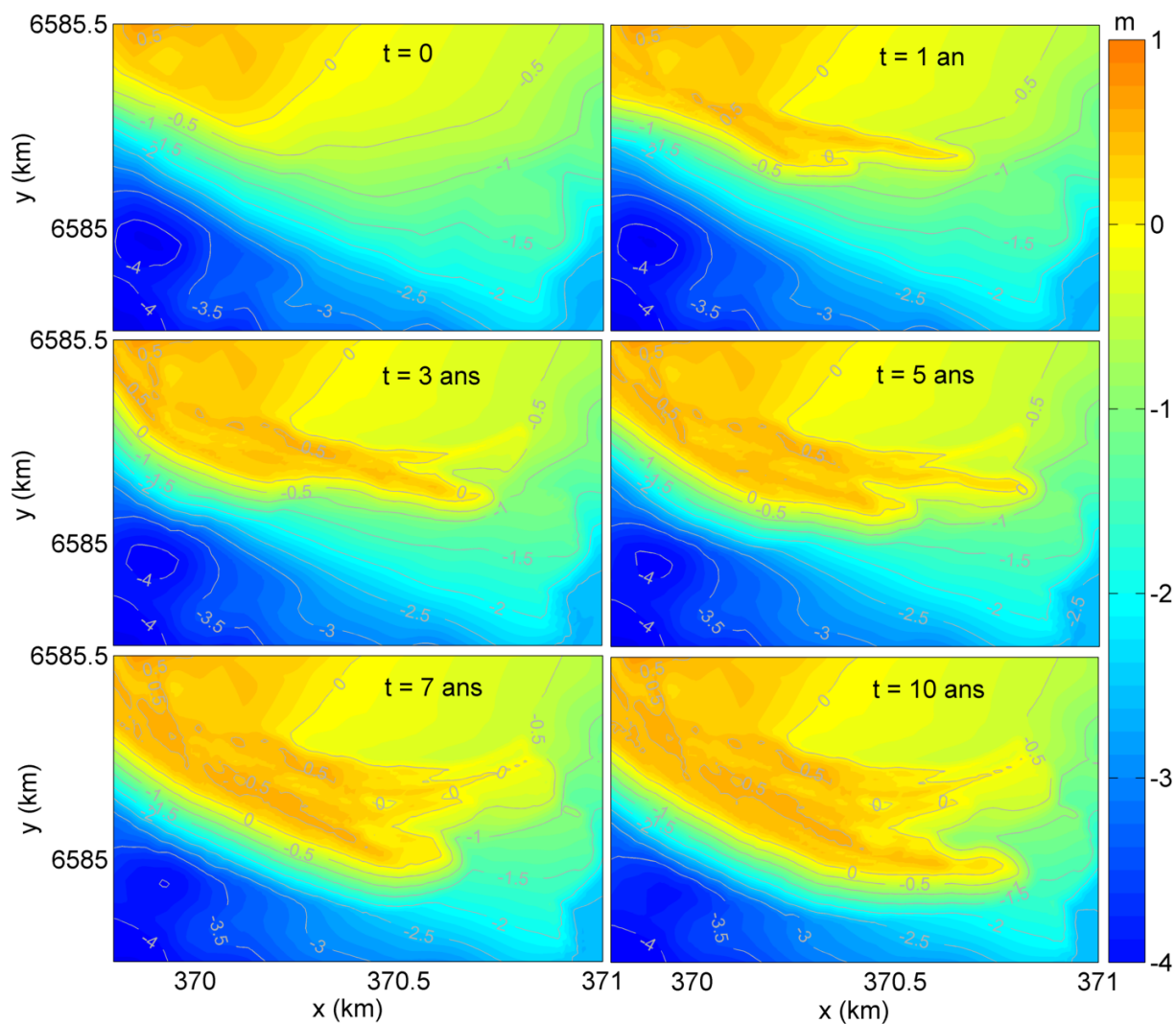


FIGURE 7.17: Évolution morphologique de l'extrémité de la Flèche d'Arçay sur 10 ans, simulée dans le cas d'un forçage de vagues réaliste correspondant à la période 1960 à 1970. La bathymétrie initiale est celle de 1960.

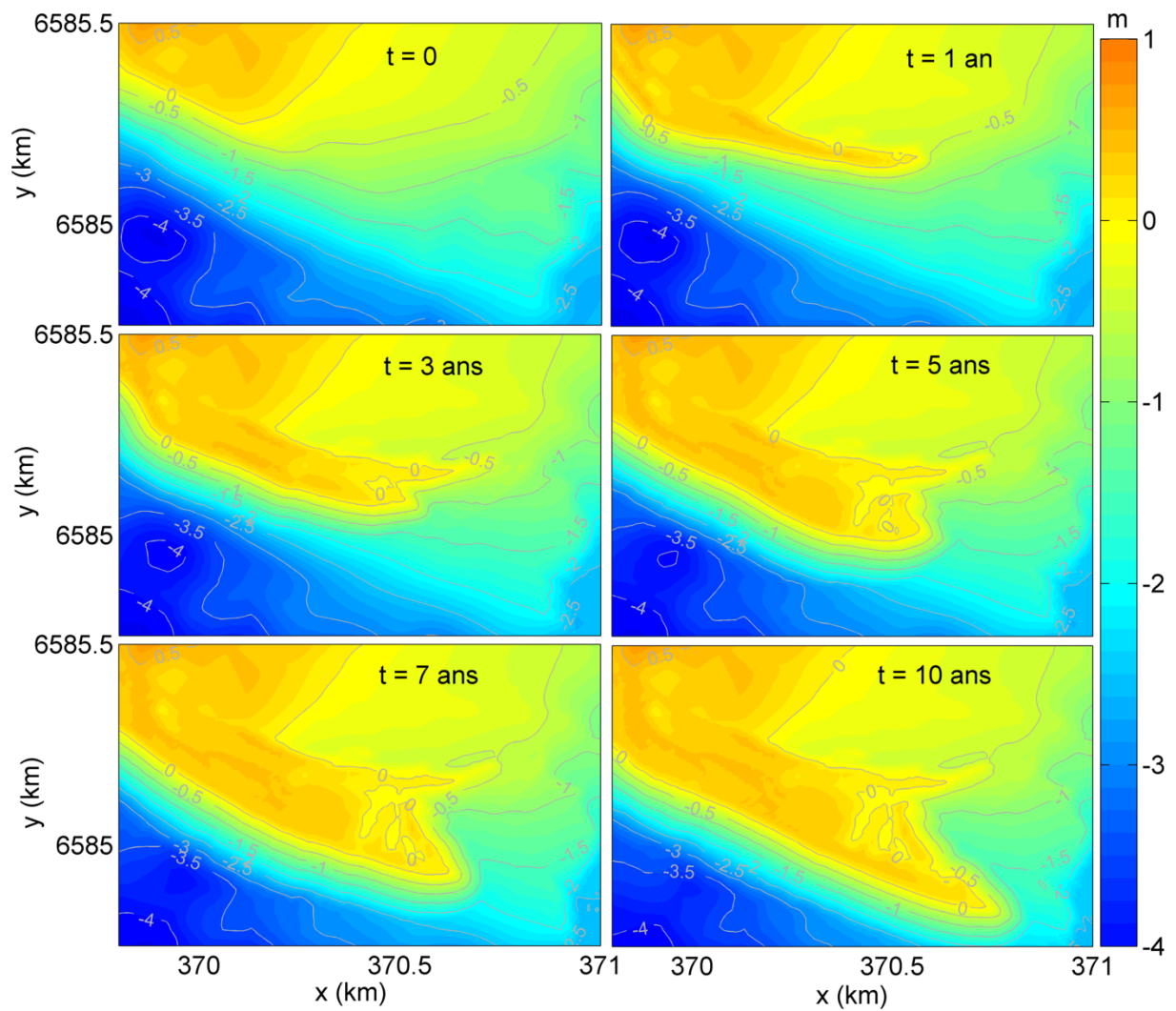


FIGURE 7.18: Évolution morphologique de l'extrémité de la Flèche d'Arçay sur 10 ans, simulée dans le cas d'un forçage de vagues constantes au large ($H_s = 2 \text{ m}$, $T_p = 9 \text{ s}$, et $Dir_{moy} = N290^\circ$). La bathymétrie initiale est celle de 1960.

morphodynamiques après 10 et 20 ans de simulation avec les photos aériennes de la flèche en 1972 et 1980, des différences importantes sont observées. On constate tout d'abord que, dans la réalité, la flèche se recourbe presque à 90° et atteint le chenal du Lay, ce qui n'est pas le cas pour la bathymétrie simulée. De plus, la différence entre rides de plage et faisceaux de rides, assez claire sur les résultats numériques, ne l'est pas autant en réalité. Ceci s'explique potentiellement par le fait que, d'après les observations faites sur le terrain (Chaumillon, communication personnelle), la formation d'une ride de plage est souvent suivie d'un remaniement du sable constituant la ride par le vent et par la circulation de l'eau qui recouvre l'extrémité de la flèche en période de vives-eaux exceptionnelles et lors de tempête intervenant à marée haute.

7.5 Conclusion

Bien que préliminaire, l'application du système de modélisation SELFE-WWM-II-SED2D au cas de la Flèche d'Arçay a fourni de nouvelles connaissances venant compléter les précédents travaux concernant ce site d'étude. Les données issues de l'AWAC ont tout d'abord permis de montrer à quel point la houle est atténuée entre le large et le Pertuis Breton, la hauteur significative des vagues ne dépassant presque pas les 2 m dans le pertuis alors que celle-ci dépasse plusieurs fois les 7 m et atteint jusqu'à 11 m à la bouée Gascogne pendant la période de mesure. Cette forte atténuation des vagues joue un rôle primordial dans la dynamique sédimentaire de la Flèche d'Arçay, puisqu'elle limite les variations de la dérive littorale le long de la flèche, à la différence des plages plus exposées à la houle telles que les plages d'Aquitaine par exemple. L'impact potentiellement important de la mer de vent sur la dérive littorale, et donc sur le transport sédimentaire, a ensuite été mis en évidence par les mesures ADCP. L'inversion du sens de la dérive littorale observée, due à la présence d'une mer de vent de sud lors du deuxième jour de mesure, a de plus été raisonnablement représentée par le modèle. Enfin, bien que le rôle des courants de marée et de la mer de vent sur le transport sédimentaire ne soit pas encore bien pris en compte dans le modèle pour ce cas particulier, les simulations morphodynamiques considérant uniquement un forçage de vagues ont pu être analysées, ce forçage étant le moteur principal de l'évolution des flèches sableuses en général. Dans un premier temps, on constate que la formation de rides de plage s'amalgamant en faisceaux de rides est simulée dans le cas d'un forçage de vagues réaliste, ce qui suggère une évolution allo-cyclique de la flèche. Cependant, on note que la prise en compte d'un forçage de vagues constantes conduit également à la formation d'une ride de plage en crochon, ce qui suggère qu'il existe une part d'auto-cyclicité dans l'évolution de la flèche. Malgré l'écart avec la réalité, ces simulations nous permettent d'émettre l'hypothèse que la Flèche d'Arçay pourrait être caractérisée par un comportement en partie allo-cyclique dû à la variabilité du climat de vagues, et en partie auto-cyclique dû à l'auto-organisation du système sédimentaire.

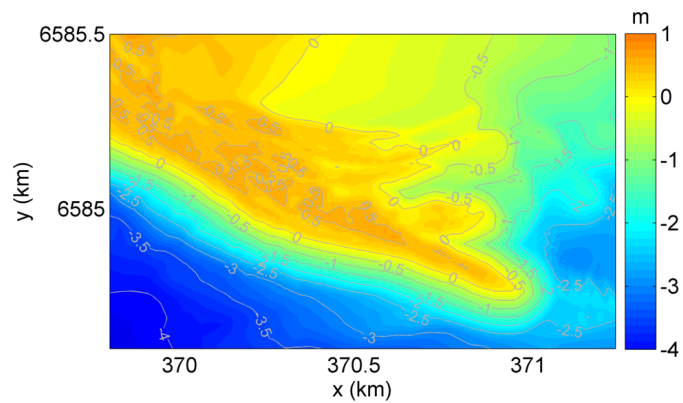


FIGURE 7.19: Évolution morphologique de la Flèche d'Arçay sur 20 ans, simulée dans le cas d'un forçage de vagues réaliste correspondant à la période 1960 à 1980.

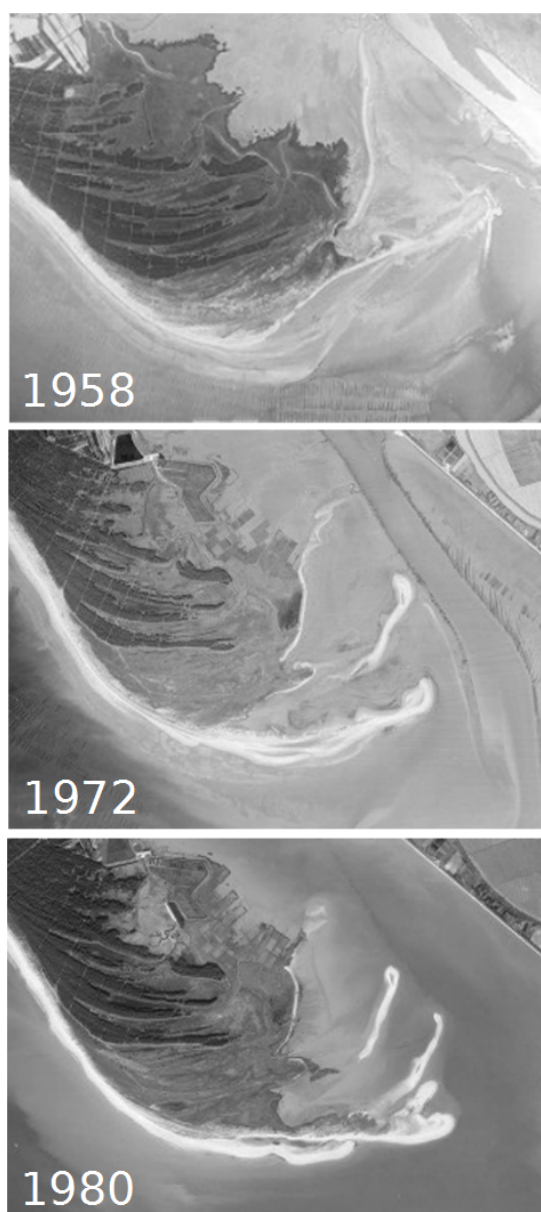


FIGURE 7.20: Photos aériennes de la pointe de la Flèche d'Arçay en 1958, 1972, et 1980. Source : www.geoportail.gouv.fr

Chapitre 8

Conclusion et perspectives

8.1 Synthèse des travaux

L'objectif principal de ces travaux de thèse était de mieux comprendre les processus physiques contrôlant la morphodynamique de systèmes sédimentaires côtiers mixtes, c'est-à-dire dominés par l'action de la marée et des vagues, depuis une échelle de temps courte (e.g. cycle tidal) jusqu'à une échelle pluri-décennale. Deux sites d'étude ont été considérés dans ces travaux : le banc de sable estuarien de la Longe de Boyard situé dans la Baie de Marennes-Oléron (Charente-Maritime), et la Flèche sableuse d'Arçay située sur le littoral vendéen. L'intérêt d'étudier ces deux systèmes côtiers est multiple. Tout d'abord, ils présentent a priori une dynamique très différente puisque la morphologie globale de la Longe de Boyard suggère que son évolution est dominée par la marée, tandis que l'évolution de la Flèche d'Arçay est principalement contrôlée par l'action des vagues. Ensuite, grâce à de nombreuses données récoltées au sein de l'UMR 7266 LIENSs-CNRS depuis plusieurs années (données bathymétriques/topographiques, mesures in-situ de hauteurs d'eau, paramètres de vagues, courants et transport sédimentaire, carottes sédimentaires et profils sismiques), ces deux sites sont très bien connus, ce qui permet de valider les expérimentations numériques. La richesse et la diversité de ces données sont directement liées aux différentes spécialités des membres de l'équipe Dynamique Physique du Littoral de l'UMR LIENSs (notamment la sédimentologie, l'océanographie physique, l'altimétrie) et de leur complémentarité.

La modélisation numérique 2DH basée sur les processus a été l'outil choisi pour simuler la morphodynamique de ces systèmes côtiers, celle-ci permettant de répondre à la majorité des contraintes imposées par nos objectifs, c'est-à-dire la prise en compte d'une bathymétrie réaliste, de forçages réalistes (marée, vagues, vent), et de formules de transport intégrant de nombreux processus. Le système de modélisation couplant le modèle de circulation SELFE (Zhang et Baptista, 2008), le modèle de vagues WWM-II (Roland et al., 2012), et le modèle de transport sédimentaire et d'évolution du fond SED2D (Dodet, 2013), a été utilisé dans cette thèse. En amont de l'application de ce système de modélisation aux deux sites d'étude, il a été nécessaire de poursuivre le développement de SED2D réalisé par Dodet (2013) afin d'intégrer (1) le calcul de la vitesse orbitale des vagues suivant la méthode non linéaire de Elfrink et al. (2006), (2) la prise en compte de l'hétérogénéité granulométrique du sédiment suivant une approche multi-classes multi-couches (Reniers et al., 2013), (3) le calcul du transport sédimentaire total pour un

sédiment mono-classe et multi-classes suivant les formules de Larson et al. (2011) et Wu et Lin (2014) respectivement, (4) le transport en zone de swash suivant la méthode proposée par Baba et Camenen (2007), et enfin (5) le calcul de l'évolution du fond suivant un schéma numérique basé sur le formalisme WENO (Liu et al., 1994) et adapté aux grilles non-structurées (Guerin et al., 2016a). Ces développements ont permis d'élargir le spectre d'application du système de modélisation, avec notamment la possibilité de modéliser l'évolution stratigraphique d'un corps sédimentaire et ainsi comparer la stratigraphie réelle avec la stratigraphie numérique. Ce nouvel aspect du modèle est fondamental puisqu'il s'agissait d'un des principaux défis de ces travaux de thèse. L'amélioration de la méthode du calcul de l'évolution du fond est également apparue essentielle, celle-ci nous permettant de ne plus avoir recours à l'ajout de diffusion artificielle au transport sédimentaire ainsi qu'à l'utilisation d'un filtre sur les extremums bathymétriques.

La première application du système de modélisation a concerné l'évolution sur 40 ans du banc de sable estuarien de la Longe de Boyard. Les résultats de ce travail ont tout d'abord montré qu'en dépit de la morphologie globale du banc indiquant une dominance de la marée, la contribution des vagues était essentielle pour expliquer son évolution pluri-décennale caractérisée une accrétion latérale. La rythmicité de cette accrétion sédimentaire a ensuite pu être analysée d'un point de vue stratigraphique grâce à la prise en compte de l'hétérogénéité granulométrique du sédiment. Le lien entre cette rythmicité et la saisonnalité du climat de vagues a ainsi été mis en évidence. Ce lien a été en partie conforté en comparant la stratigraphie numérique obtenue avec le modèle avec un profil sismique acquis pendant cette thèse au niveau de la zone d'accrétion maximale.

La seconde application du système de modélisation a concerné la Flèche d'Arçay. Dans un premier temps, le système SELFE-WWM-II a été confronté à des données de hauteurs d'eau, de paramètres de vagues, et de courants grâce à la mise en place d'un AWAC à environ 6.5 m de fond et de deux ADCP en zone intertidale le long de la flèche en février 2014. Les comparaisons entre valeurs mesurées et simulées ont mis en évidence certaines limites de l'approche de modélisation utilisée, telles que la représentation de la hauteur significative des vagues dans le Pertuis Breton, ou la variation transversale du paramètre de déferlement dans la zone de surf. Cependant, un accord raisonnable a été obtenu concernant les courants moyens (dérive littorale) dans la zone de déferlement, avec notamment l'inversion, sur une période de 12 h, de ce courant de dérive en réponse à un changement local du champ de vent et de la mer de vent. Bien que préliminaires car ne considérant que les vagues comme forçage, les résultats morphodynamiques ont tout de même permis de constater que l'évolution de la flèche pouvait potentiellement présenter un caractère à la fois allo-cyclique et auto-cyclique.

8.2 Perspectives

A court terme, il serait important de combler les lacunes caractérisant les expérimentations numériques réalisées au cours de cette thèse. Concernant la Longe de Boyard, des mesures de courants sur le banc permettraient de valider localement l'hydrodynamique et de calibrer plus précisément le frottement. De plus, la réalisation de profils synthétiques d'impédance acoustique

à partir des profils de taille de grain et de leur fraction respective serait nécessaire afin de comparer plus rigoureusement la stratigraphie numérique avec les profils sismiques. Les simulations de l'évolution de la Flèche d'Arçay bénéficieraient quant à elles de la représentation de la plateforme sédimentaire sur laquelle la flèche se développe, ainsi que d'une meilleure calibration du forçage de vent.

A plus long terme, l'ensemble des résultats présentés dans cette thèse permet d'envisager de futurs travaux prometteurs concernant la morphodynamique des systèmes côtiers dominés par la marée et les vagues.

Ces travaux de thèse ayant permis de progresser dans l'interprétation de l'architecture des systèmes sédimentaires côtiers, une perspective majeure est de poursuivre cette confrontation entre la stratigraphie issue de profils sismiques et celle obtenue numériquement. Il faudrait envisager d'appliquer ce nouvel outil numérique à d'autres systèmes sableux bien caractérisés d'un point de vue sismique, tels que les bancs tidaux influencés par les vagues. Cet outil pourrait alors constituer un véritable apport dans le domaine de la stratigraphie sédimentaire en permettant de tester différentes hypothèses sur les processus qui conduisent aux observations de terrain dans les sédiments actuels et anciens. Cela serait également bénéfique dans le cadre plus général des travaux traitant de la morphodynamique côtière.

Continuer d'enrichir la base de données de l'UMR 7266 LIENSs-CNRS est bien entendu nécessaire. En particulier, l'obtention de mesures hydrodynamiques et de variations bathymétriques lors d'événements énergétiques apparaît inévitable afin d'améliorer la compréhension des processus physiques correspondants, et ainsi mieux paramétrer les modèles numériques. Des mesures de profils verticaux de concentration en sédiments dans la zone de surf, et dans la direction transversale à la plage, présenteraient aussi beaucoup d'intérêt. De telles mesures permettraient de calibrer le rôle de l'asymétrie des vagues ainsi que celui des cellules de circulation 2DV (dues à la dérive de Stokes en surface et au courant de retour au fond) sur le transport sédimentaire au niveau des plages.

Enfin, le système de modélisation utilisé dans cette thèse est en constante évolution et certains développements en cours seront testés avec grand intérêt dans le futur. La représentation des interactions entre les vagues et les courants suivant l'approche basée sur le formalisme de force vortex (Ardhuin et al., 2008) ainsi que la paramétrisation du déferlement des vagues suivant la méthode proposée par Thornton et Guza (1986) permettra potentiellement de calculer les courants induits par les vagues plus précisément et de manière plus stable qu'avec la méthode des tensions de radiation. L'apport d'une configuration 3D plutôt que 2DH sera aussi testé, l'augmentation du temps de calcul correspondant pouvant rester raisonnable sachant que le modèle de vagues, dont la contribution dans le temps de calcul total est dominante, restera en configuration 2DH. Une autre amélioration qui mériterait amplement d'être apportée au système de modélisation est la prise en compte de sédiments cohésifs et de leurs interactions avec les sédiments non-cohésifs, ce développement conséquent pouvant faire partie du sujet d'une prochaine thèse. Concernant le modèle de vagues, une prise en compte de la nature non linéaire des vagues telle que proposée en Annexe A, ou bien inspirée des travaux de Shabani et al. (2011), dans le calcul

de la quantité de mouvement due à la présence de vagues serait également intéressante.

En parallèle de la sophistication toujours plus importante des systèmes de modélisation basés sur les processus, tels que celui employé dans cette thèse, et de leur application à des cas réels, l'utilisation de modèles morphodynamiques à complexité réduite (e.g. Ashton et al., 2001; Ashton et Murray, 2006) et/ou la considération de cas d'étude plus schématiques ne doivent bien évidemment pas être mises de côté. Au contraire, ces différentes approches de modélisation morphodynamique sont complémentaires et leur utilisation conjointe contribue à mieux identifier les atouts et les limites de ces modèles.

Bibliographie

- Abgrall, R., 2006. Residual distribution schemes : Current status and future trends. *Computers & Fluids* 35, 641–669.
- Abreu, T., Silva, P.A., Sancho, F., Temperville, A., 2010. Analytical approximate wave form for asymmetric waves. *Coastal Engineering* 57, 656–667.
- Ackers, P., White, W.R., 1973. Sediment transport : new approach and analysis. *Journal of the Hydraulics Division* 99.
- Allard, J., 2008. Enregistrements des changements environnementaux dans les sédiments littoraux : cas des pertuis charentais et du bassin d’Arcachon. Ph.D. thesis. Université de La Rochelle.
- Allard, J., Bertin, X., Chaumillon, E., Pouget, F., 2008. Sand spit rhythmic development : A potential record of wave climate variations? Arçay Spit, western coast of France. *Marine Geology* 253, 107–131.
- Allard, J., Chaumillon, E., Bertin, X., Poirier, C., Ganthy, F., 2010. Secular morphological evolution and Holocene stratigraphy of a macro tidal bay : the Marennes-Oléron Bay (SW France). *Bulletin de la Société géologique de France* 181, 151–169.
- Allard, J., Chaumillon, E., Féliès, H., 2009. A synthesis of morphological evolutions and Holocene stratigraphy of a wave-dominated estuary : The Arcachon lagoon, SW France. *Continental Shelf Research* 29, 957–969.
- André, X., 1986. Elaboration et analyse de cartes bathymétriques détaillées du proche plateau vendéo-charentais (Golfe de Gascogne) : reconstitution des paléorivages de la transgression holocène. Ph.D. thesis.
- Anthony, D., Leth, J.O., 2002. Large-scale bedforms, sediment distribution and sand mobility in the eastern North Sea off the Danish west coast. *Marine Geology* 182, 247–263.
- Anziani, A., 2010. Rapport d’information fait au nom de la mission commune d’information sur les conséquences de la tempête Xynthia. Tome I : Rapport , 2009–2010.
- Ardhuin, F., Bonneton, P., 2008. *Etats de mer : hydrodynamique et applications* , 168 pp.
- Ardhuin, F., Rasche, N., Belibassakis, K.A., 2008. Explicit wave-averaged primitive equations using a generalized Lagrangian mean. *Ocean Modelling* 20, 35–60.

- Ardhuin, F., Roland, A., Dumas, F., Bennis, A.C., Sentchev, A., Forget, P., Wolf, J., Girard, F., Osuna, P., Benoit, M., 2012. Numerical wave modeling in conditions with strong currents : Dissipation, refraction, and relative wind. *Journal of Physical Oceanography* 42, 2101–2120.
- Ashton, A., Murray, A.B., Arnoult, O., 2001. Formation of coastline features by large-scale instabilities induced by high-angle waves. *Nature* 414, 296–300.
- Ashton, A.D., Murray, A.B., 2006. High-angle wave instability and emergent shoreline shapes : 1. Modeling of sand waves, flying spits, and capes. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface* (2003–2012) 111.
- Aubrey, D., Gaines, A., 1982. Rapid formation and degradation of barrier spits in areas with low rates of littoral drift. *Marine Geology* 49, 257–277.
- Baba, Y., Camenen, B., 2007. Importance of the swash longshore sediment transport in morphodynamic models. *Proc. Coastal Sediments' 07* .
- Barusseau, J.P., 1973. Evolution du plateau continental rochelais (Golfe de Gascogne) au cours du pleistocene terminal et de l'holocene : les processus actuels de la sédimentation. Ph.D. thesis. Université de Bordeaux I.
- Bassoullet, P., Le Hir, P., Gouleau, D., Robert, S., 2000. Sediment transport over an intertidal mudflat : field investigations and estimation of fluxes within the Baie de Marennes–Oleron (France). *Continental Shelf Research* 20, 1635–1653.
- Battjes, J., Janssen, J., 1978. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. *Coastal Engineering Proceedings* 1.
- Battjes, J.A., 1974. Computation of set-up, longshore currents, run-up and overtopping due to wind-generated waves. Ph.D. thesis. TU Delft, Delft University of Technology.
- Beerbower, J.R., 1964. Cyclothems and cyclic depositional mechanisms in alluvial plain sedimentation, in : *Symposium on Cyclic Sedimentation : State Geological Survey of Kansas, Bulletin*, pp. 31–42.
- Benoit, M., Marcos, F., Becq, F., 1996. Development of a third generation shallow-water wave model with unstructured spatial meshing. *Coastal Engineering Proceedings* 1.
- Berné, S., AUFFRET, J.P., Walker, P., 1988. Internal structure of subtidal sandwaves revealed by high-resolution seismic reflection. *Sedimentology* 35, 5–20.
- Berné, S., Castaing, P., Le Drezen, E., Lericolais, G., 1993. Morphology, internal structure, and reversal of asymmetry of large subtidal dunes in the entrance to Gironde Estuary (France). *Journal of Sedimentary Research* 63.
- Bertin, X., 2005. Morphodynamique séculaire, architecture interne et modélisation d'un système baie/embouchure tidale : le Pertuis de Maumusson et la baie de Marennes-Oléron. Ph.D. thesis. Université de La Rochelle.
- Bertin, X., 2015. Mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches : Dynamique hydro-sédimentaire des côtes dominées par la houle et par la marée .

- Bertin, X., Bruneau, N., Breilh, J.F., Fortunato, A.B., Karpytchev, M., 2012. Importance of wave age and resonance in storm surges : The case Xynthia, Bay of Biscay. *Ocean Modelling* 42, 16–30.
- Bertin, X., Castelle, B., Chaumillon, E., Butel, R., Quique, R., 2008. Longshore transport estimation and inter-annual variability at a high-energy dissipative beach : St. Trojan beach, SW Oléron Island, France. *Continental Shelf Research* 28, 1316–1332.
- Bertin, X., Chaumillon, É., 2005. Apports de la modélisation sur bathymétries historiques dans la compréhension des évolutions des bancs de sable estuariens. *Comptes Rendus Geoscience* 337, 1375–1383.
- Bertin, X., Chaumillon, E., 2006. Evidences for oyster farming implications in increasing sedimentation rates in a macrotidal bay : the Marennes-Oléron Bay, France. *Cahiers de Biologie Marine* 47, 19–22.
- Bertin, X., Chaumillon, E., Sottolichio, A., Pedreros, R., 2005. Tidal inlet response to sediment infilling of the associated bay and possible implications of human activities : the Marennes-Oléron Bay and the Maumusson Inlet, France. *Continental Shelf Research* 25, 1115–1131.
- Bertin, X., Chaumillon, E., Weber, N., Tesson, M., 2004. Morphological evolution and time-varying bedrock control of main channel at a mixed energy tidal inlet : Maumusson Inlet, France. *Marine Geology* 204, 187–202.
- Bertin, X., Deshouillieres, A., Allard, J., Chaumillon, E., 2007. A new fluorescent tracers experiment improves understanding of sediment dynamics along the Arcay Sandspit (France). *Geo-Marine Letters* 27, 63–69.
- Bertin, X., Fortunato, A., Oliveira, A., 2009a. Morphodynamic modeling of the Ancão Inlet, south Portugal. *Journal of Coastal Research* , 10–14.
- Bertin, X., Li, K., Roland, A., Bidlot, J.R., 2015. The contribution of short-waves in storm surges : Two case studies in the Bay of Biscay. *Continental Shelf Research* 96, 1–15.
- Bertin, X., Oliveira, A., Fortunato, A.B., 2009b. Simulating morphodynamics with unstructured grids : Description and validation of a modeling system for coastal applications. *Ocean Modelling* 28, 75–87.
- Bertin, X., Prouteau, E., Letetrel, C., 2013. A significant increase in wave height in the North Atlantic Ocean over the 20th century. *Global and Planetary Change* 106, 77–83. Cited By 9.
- Billeaud, I., Chaumillon, E., Weber, O., 2005. Evidence of a major environmental change recorded in a macrotidal bay (Marennes-Oléron Bay, France) by correlation between VHR seismic profiles and cores. *Geo-Marine Letters* 25, 1–10.
- Bird, E.C.F., 1985. Coastline changes. A global review .
- Blaas, M., Dong, C., Marchesiello, P., McWilliams, J.C., Stolzenbach, K.D., 2007. Sediment-transport modeling on Southern Californian shelves : A ROMS case study. *Continental Shelf Research* 27, 832–853.

- Blanpain, O., 2009. Dynamique sédimentaire multiclasse : de l'étude des processus à la modélisation en Manche. Ph.D. thesis. Université de Rouen.
- Booij, N., Ris, R., Holthuijsen, L.H., 1999. A third-generation wave model for coastal regions : 1. Model description and validation. *Journal of Geophysical Research : Oceans* (1978–2012) 104, 7649–7666.
- Breilh, J.F., Bertin, X., Chaumillon, É., Giloy, N., Sauzeau, T., 2014. How frequent is storm-induced flooding in the central part of the Bay of Biscay? *Global and Planetary Change* 122, 161–175.
- Bretherton, F.P., Garrett, C.J.R., 1968. Wavetrains in Inhomogeneous Moving Media. *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 302, 529–554.
- Bruneau, N., Fortunato, A.B., Dodet, G., Freire, P., Oliveira, A., Bertin, X., 2011. Future evolution of a tidal inlet due to changes in wave climate, sea level and lagoon morphology (Óbidos Lagoon, Portugal). *Continental Shelf Research* 31, 1915–1930.
- Bruun, P., 1978. Stability of coastal inlets : theory and engineering.
- Budgell, W.P., Oliveira, A., Skogen, M.D., 2007. Scalar advection schemes for ocean modelling on unstructured triangular grids. *Ocean Dynamics* 57, 339–361.
- Bulteau, T., Mugica, J., Mallet, C., Garnier, C., Rosebery, D., Maugard, F., Nicolae Lerma, A., Nahon, A., 2014. Evaluation de l'impact des tempêtes de l'hiver 2013-2014 sur la morphologie de la Côte Aquitaine. Technical Report. Observatoire Côte Aquitaine.
- Butel, R., Dupuis, H., Bonneton, P., 2002. Spatial variability of wave conditions on the French Atlantic coast using in-situ data. *Journal of Coastal Research* 36, 96–108.
- Camenen, B., Larson, M., 2005. A general formula for non-cohesive bed load sediment transport. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 63, 249–260.
- Camenen, B., Larson, M., 2006. Phase-lag effects in sheet flow transport. *Coastal Engineering* 53, 531–542.
- Camenen, B., Larson, M., 2008. A General Formula for Noncohesive Suspended Sediment Transport. *Journal of Coastal Research* 243, 615–627.
- Canestrelli, A., Dumbser, M., Siviglia, A., Toro, E.F., 2010. Well-balanced high-order centered schemes on unstructured meshes for shallow water equations with fixed and mobile bed. *Advances in Water Resources* 33, 291–303.
- Castelle, B., Bonneton, P., Dupuis, H., Sénéchal, N., 2007. Double bar beach dynamics on the high-energy meso-macrotidal French Aquitanian Coast : a review. *Marine Geology* 245, 141–159.
- Castelle, B., Marieu, V., Bujan, S., Splinter, K.D., Robinet, A., Sénéchal, N., Ferreira, S., 2015. Impact of the winter 2013–2014 series of severe Western Europe storms on a double-barred sandy coast : Beach and dune erosion and megacusp embayments. *Geomorphology* 238, 135–148.

- Castelle, B., Marieu, V., Coco, G., Bonneton, P., Bruneau, N., Ruessink, B., 2012. On the impact of an offshore bathymetric anomaly on surf zone rip channels. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface* (2003–2012) 117.
- Casulli, V., Walters, R.A., 2000. An unstructured grid, three-dimensional model based on the shallow water equations. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 32, 331–348.
- Cayocca, F., 1996. Modélisation morphodynamique d'une embouchure tidale : Application aux passes d'entrée du Bassin d'Arcachon. Ph.D. thesis. Université de Bordeaux I.
- Cayocca, F., 2001. Long-term morphological modeling of a tidal inlet : the Arcachon Basin, France. *Coastal Engineering* 42, 115–142.
- CERC, U.A.C.o.E., 1984. Shore protection manual. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, MS. 2v , 37–53.
- Chakravarthy, S., Osher, S., 1983. High resolution applications of the Osher upwind scheme for the Euler equations, in : 6th Computational Fluid Dynamics Conference Danvers. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- Charles, E., Idier, D., Thiébot, J., Le Cozannet, G., Pedreros, R., Ardhuin, F., Planton, S., 2012. Present wave climate in the Bay of Biscay : Spatiotemporal variability and trends from 1958 to 2001. *Journal of Climate* 25, 2020–2039.
- Chaumillon, E., Bertin, X., Falchetto, H., Allard, J., Weber, N., Walker, P., Pouvreau, N., Woppepmann, G., 2008. Multi time-scale evolution of a wide estuary linear sandbank, the Longe de Boyard, on the French Atlantic coast. *Marine Geology* 251, 209–223.
- Chaumillon, E., Féliès, H., Billy, J., Breilh, J.F., Richetti, H., 2013. Tidal and fluvial controls on the internal architecture and sedimentary facies of a lobate estuarine tidal bar (The Plassac Tidal Bar in the Gironde Estuary, France). *Marine Geology* 346, 58–72.
- Chaumillon, E., Gillet, H., Weber, N., Tesson, M., 2002. Évolution temporelle et architecture interne d'un banc sableux estuarien : la Longe de Boyard (littoral atlantique, France). *Comptes Rendus Geoscience* 334, 119–126.
- Chaumillon, E., Giloy, N., Tiphaneau, P., Bertin, X., Mengual, B., 2012. Evolutions morphologiques interannuelles des plages de St Trojan, de La Coubre et de la Pointe d'Arçay : Comparaison avec le climat de houle. Rapport pour le Conseil Général de Charente-Maritime .
- Chaumillon, E., Tessier, B., Weber, N., Tesson, M., Bertin, X., 2004. Buried sandbodies within present-day estuaries (Atlantic coast of France) revealed by very high resolution seismic surveys. *Marine Geology* 211, 189–214.
- Chaumillon, E., Weber, N., 2006. Spatial Variability of Modern Incised Valleys on the French Atlantic Coast : Comparison Between the Charente and the Lay–Sèvre Incised Valleys .
- Coco, G., Zhou, Z., van Maanen, B., Olabarrieta, M., Tinoco, R., Townend, I., 2013. Morphodynamics of tidal networks : Advances and challenges. *Marine Geology* 346, 1–16.

- Compo, G.P., Whitaker, J.S., Sardeshmukh, P.D., Matsui, N., Allan, R.J., Yin, X., Gleason, B.E., Vose, R., Rutledge, G., Bessemoulin, P., et al., 2011. The twentieth century reanalysis project. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 137, 1–28.
- Cowell, P.J., Stive, M.J., Niedoroda, A.W., Swift, D.J., de Vriend, H.J., Buijsman, M.C., Nicholls, R.J., Roy, P.S., Kaminsky, G.M., Cleveringa, J., et al., 2003a. The coastal-tract (part 2) : Applications of aggregated modeling of lower-order coastal change. *Journal of Coastal Research* , 828–848.
- Cowell, P.J., Stive, M.J., Niedoroda, A.W., de Vriend, H.J., Swift, D.J., Kaminsky, G.M., Capobianco, M., 2003b. The coastal-tract (Part 1) : a conceptual approach to aggregated modeling of low-order coastal change. *Journal of Coastal Research* , 812–827.
- Craig, P.D., Banner, M.L., 1994. Modeling Wave-Enhanced Turbulence in the Ocean Surface Layer. *Journal of Physical Oceanography* 24, 2546–2559.
- Dabrin, A., Schaefer, J., Bertrand, O., Masson, M., Blanc, G., 2014. Origin of suspended matter and sediment inferred from the residual metal fraction : Application to the Marennes-Oléron Bay, France. *Continental Shelf Research* 72, 119–130.
- Dam, G., van der Wegen, M., Roelvink, D., 2013. Long-term performance of process-based models in estuaries, in : *Proceedings Coastal Dynamics Conference*, pp. 409–420.
- Damgaard, J., Dodd, N., Hall, L., Chesher, T., 2002. Morphodynamic modelling of rip channel growth. *Coastal Engineering* 45, 199–221.
- Dastgheib, A., Roelvink, J., Wang, Z., 2008. Long-term process-based morphological modeling of the Marsdiep Tidal Basin. *Marine Geology* 256, 90–100.
- Daubord, C., 2014. Caractérisation de 7 évènements de tempête de l'automne-hiver 2013-2014 à partir des données disponibles au SHOM. Technical Report. Service Hydrographique et Océanique de la Marine.
- Davis, R.A., 1997. *The evolving coast*. Scientific American Library New York.
- De Vriend, H., 1990. Morphological processes in shallow tidal seas, in : *Residual currents and long-term transport*. Springer, pp. 276–301.
- De Vriend, H., Capobianco, M., Chesher, T., de Swart, H., Latteux, B., Stive, M., 1993. Approaches to long-term modelling of coastal morphology : A review. *Coastal Engineering* 21, 225–269.
- Dissanayake, D., Ranasinghe, R., Roelvink, J., 2009. Effect of sea level rise in tidal inlet evolution : A numerical modelling approach. *Journal of Coastal Research* , 942–946.
- Dodet, G., 2013. Morphodynamic modelling of a wave-dominated tidal inlet : the Albufeira Lagoon. Ph.D. thesis. La Rochelle University.
- Dodet, G., Bertin, X., Taborda, R., 2010. Wave climate variability in the North-East Atlantic Ocean over the last six decades. *Ocean Modelling* 31, 120–131.

- Dupuis, H., Michel, D., Sottolichio, A., 2006. Wave climate evolution in the Bay of Biscay over two decades. *Journal of Marine Systems* 63, 105–114.
- Durafour, M., 2014. Dynamique sédimentaire en zone côtière dans le cas de sédiments hétérogènes : application au domaine côtier haut-normand. Ph.D. thesis. Université du Havre.
- Dyer, K.R., Huntley, D.A., 1999. The origin, classification and modelling of sand banks and ridges. *Continental Shelf Research* 19, 1285–1330.
- Ebersole, B.A., Hughes, S.A., 1987. DUCK85 photopole experiment. US Army Engineer Waterways Experiment Station.
- Elfrink, B., Hanes, D.M., Ruessink, B., 2006. Parameterization and simulation of near bed orbital velocities under irregular waves in shallow water. *Coastal Engineering* 53, 915–927.
- Engelund, F., Hansen, E., 1967. A monograph on sediment transport in alluvial streams. Technical Report. TEKNISKFORLAG Skelbregade 4 Copenhagen V, Denmark.
- Evans, O., 1942. The origin of spits, bars, and related structures. *The Journal of Geology* , 846–865.
- Exner, F.M., 1920. Zur physik der dünen. Hölder.
- Exner, F.M., 1925. Über die wechselwirkung zwischen wasser und geschiebe in flüssen. *Akad. der Wiss in Wien, Math-Naturwissenschaftliche Klasse, Sitzungsberichte, Abt IIa* 134, 165–203.
- Falqués, A., Calvete, D., 2005. Large-scale dynamics of sandy coastlines : Diffusivity and instability. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)* 110.
- Falqués, A., Dodd, N., Garnier, R., Ribas, F., MacHardy, L., Larroude, P., Calvete, D., Sancho, F., 2008. Rhythmic surf zone bars and morphodynamic self-organization. *Coastal Engineering* 55, 622–641.
- FitzGerald, D.M., 1982. Sediment bypassing at mixed energy tidal inlets. *Coastal Engineering Proceedings* 1.
- Fitzgerald, D.M., 1984. Interactions between the ebb-tidal delta and landward shoreline : Price Inlet, South Carolina. *Journal of Sedimentary Research* 54.
- FitzGerald, D.M., 1996. Geomorphic variability and morphologic and sedimentologic controls on tidal inlets. *Journal of Coastal Research* , 47–71.
- Fortunato, A., Oliveira, A., 2004. A modeling system for tidally driven long-term morphodynamics. *Journal of Hydraulic Research* 42, 426–434.
- Fortunato, A.B., Nahon, A., Dodet, G., Pires, A.R., Freitas, M.C., Bruneau, N., Azevedo, A., Bertin, X., Benevides, P., Andrade, C., et al., 2014. Morphological evolution of an ephemeral tidal inlet from opening to closure : the Albufeira inlet, Portugal. *Continental Shelf Research* 73, 49–63.
- Fortunato, A.B., Oliveira, A., 2000. On the representation of bathymetry by unstructured grids. *Computational Methods in Water Resources XIII* 2, 889–896.

- Fortunato, A.B., Oliveira, A., 2007. Improving the stability of a morphodynamic modeling system. *Journal of Coastal Research* 50, 486–490.
- Friedrich, O., 1998. Weighted Essentially Non-Oscillatory Schemes for the Interpolation of Mean Values on Unstructured Grids. *Journal of Computational Physics* 144, 194–212.
- Froidefond, J.M., Jegou, A.M., Hermida, J., Lazure, P., Castaing, P., 1998. Variabilité du panache turbide de la Gironde par télédétection. Effets des facteurs climatiques. *Oceanologica Acta* 21, 191–207.
- Galloway, W.E., 1975. Process framework for describing the morphologic and stratigraphic evolution of deltaic depositional systems .
- Gani, M.R., Bhattacharya, J.P., 2007. Basic building blocks and process variability of a Cretaceous delta : internal facies architecture reveals a more dynamic interaction of river, wave, and tidal processes than is indicated by external shape. *Journal of Sedimentary Research* 77, 284–302.
- Gerkema, T., 2000. A linear stability analysis of tidally generated sand waves. *Journal of Fluid Mechanics* 417, 303–322.
- Gouleau, D., Jouanneau, J., Weber, O., Sauriau, P., 2000. Short-and long-term sedimentation on Montportail–Brouage intertidal mudflat, Marennes–Oleron Bay (France). *Continental Shelf Research* 20, 1513–1530.
- Gouriou, T., 2012. Evolution des composantes du niveau marin à partir d’observations de marégraphie effectuées depuis la fin du 18e siècle en Charente-Maritime. Ph.D. thesis. Université de La Rochelle.
- Gouriou, T., Míguez, B.M., Wöppelmann, G., 2013. Reconstruction of a two-century long sea level record for the Pertuis d’Antioche (France). *Continental Shelf Research* 61, 31–40.
- Grant, W.D., Madsen, O.S., 1979. Combined wave and current interaction with a rough bottom. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 84, 1797–1808.
- Guerin, T., Bertin, X., Chaumillon, E., 2016b. Wave control on the rhythmic development of a wide estuary mouth sandbank : A process-based modelling study. *Marine Geology* 380, 79–89.
- Guerin, T., Bertin, X., Dodet, G., 2016a. A numerical scheme for coastal morphodynamic modelling on unstructured grids. *Ocean Modelling* 104, 45–53.
- Hamilton, E.L., 1972. Compressional-wave attenuation in marine sediments. *Geophysics* 37, 620–646.
- Harris, P.T., 1988. Large-scale bedforms as indicators of mutually evasive sand transport and the sequential infilling of wide-mouthed estuaries. *Sedimentary Geology* 57, 273–298.
- Hayes, M.O., 1979. Barrier island morphology as a function of tidal and wave regime. *Barrier Islands* , 1–27.
- Hayes, M.O., 1980. General morphology and sediment patterns in tidal inlets. *Sedimentary Geology* 26, 139–156.

- Holland, K., Elmore, P., 2008. A review of heterogeneous sediments in coastal environments. *Earth-Science Reviews* 89, 116–134.
- Hubbard, D.K., Oertel, G., Nummedal, D., 1979. The role of waves and tidal currents in the development of tidal-inlet sedimentary structures and sand body geometry : examples from North Carolina, South Carolina, and Georgia. *Journal of Sedimentary Research* 49.
- Hudson, J., Damgaard, J., Dodd, N., Chesher, T., Cooper, A., 2005. Numerical approaches for 1D morphodynamic modelling. *Coastal Engineering* 52, 691–707.
- Hulscher, S.J., 1996. Tidal-induced large-scale regular bed form patterns in a three-dimensional shallow water model. *Journal of geophysical research. Pt. C : Oceans* 101, 20727–20744.
- Hulscher, S.J., de Swart, H.E., de Vriend, H.J., 1993. The generation of offshore tidal sand banks and sand waves. *Continental Shelf Research* 13, 1183–1204.
- Huthnance, J., 1982a. On one mechanism forming linear sand banks. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 14, 79–99.
- Huthnance, J., 1982b. On the formation of sand banks of finite extent. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 15, 277–299.
- Jung, W., Suk, B., Min, G., Lee, Y., 1998. Sedimentary structure and origin of a mud-cored pseudo-tidal sand ridge, eastern Yellow Sea, Korea. *Marine geology* 151, 73–88.
- Kaczmarek, L.M., Ostrowski, R., Pruszek, Z., Rozynski, G., 2005. Selected problems of sediment transport and morphodynamics of a multi-bar nearshore zone. *Estuarine, Coastal and Shelf Science* 62, 415–425.
- Kalnay, E., Kanamitsu, M., Kistler, R., Collins, W., Deaven, D., Gandin, L., Iredell, M., Saha, S., White, G., Woollen, J., Zhu, Y., Chelliah, M., Ebisuzaki, W., Higgins, W., Janowiak, J., Mo, K., Ropelewski, C., Wang, J., Leetmaa, A., Reynolds, R., Jenne, R., Joseph, D., 1996. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bulletin of the American Meteorological Society* 77, 437–471.
- Kirby, J.T., Dalrymple, R.A., 1986. An approximate model for nonlinear dispersion in monochromatic wave propagation models. *Coastal Engineering* 9, 545–561.
- Komen, G.J., Cavaleri, L., Donelan, M., Hasselmann, K., Hasselmann, S., Janssen, P.A.E.M., 1994. *Dynamics and Modelling of Ocean Waves*. Cambridge University Press.
- Kraus, N.C., 1999. Analytical model of spit evolution at inlets. Technical Report. DTIC Document.
- Kraus, N.C., Gingerich, K.J., Rosati, J.D., 1989. Duck85 surf zone sand transport experiment. Technical Report. DTIC Document.
- Kubatko, E.J., Westerink, J.J., Dawson, C., 2006. An unstructured grid morphodynamic model with a discontinuous Galerkin method for bed evolution. *Ocean Modelling* 15, 71–89.
- Bouquet de La Grye, A., 1882. Le régime hydrographique des Pertuis de la Charente Inférieure. *Journal d'Histoire Naturelle* 11, 162–164.

- Larson, M., Camenen, B., Nam, P.T., 2011. A unified sediment transport model for inlet application. *Journal of Coastal Research* , 27–38.
- Latteux, B., 1995. Techniques for long-term morphological simulation under tidal action. *Marine Geology* 126, 129 – 141.
- Le Hir, P., Cayocca, F., Waeles, B., 2011. Dynamics of sand and mud mixtures : a multiprocess-based modelling strategy. *Continental Shelf Research* 31, S135–S149.
- LeConte, L., 1905. Discussion on river and harbor outlets, ‘Notes on the improvement of river and harbor outlets in the United States’.
- Leonard, B., 1991. The ULTIMATE conservative difference scheme applied to unsteady one-dimensional advection. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 88, 17–74.
- Lesser, G., Roelvink, J., Van Kester, J., Stelling, G., 2004. Development and validation of a three-dimensional morphological model. *Coastal Engineering* 51, 883–915.
- Liu, X.D., Osher, S., Chan, T., 1994. Weighted Essentially Non-oscillatory Schemes. *Journal of Computational Physics* 115, 200–212.
- Liu, Z., Berné, S., Saito, Y., Yu, H., Trentesaux, A., Uehara, K., Yin, P., Liu, J.P., Li, C., Hu, G., et al., 2007. Internal architecture and mobility of tidal sand ridges in the East China Sea. *Continental Shelf Research* 27, 1820–1834.
- Long, W., Kirby, J.T., Shao, Z., 2008. A numerical scheme for morphological bed level calculations. *Coastal Engineering* 55, 167–180.
- Longuet-Higgins, M.S., Stewart, R.w., 1964. Radiation stresses in water waves ; a physical discussion, with applications. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts* 11, 529–562.
- Malarkey, J., Baas, J.H., Hope, J.A., Aspden, R.J., Parsons, D.R., Peakall, J., Paterson, D.M., Schindler, R.J., Ye, L., Lichtman, I.D., et al., 2015. The pervasive role of biological cohesion in bedform development. *Nature Communications* 6.
- Masselink, G., Short, A.D., 1993. The effect of tide range on beach morphodynamics and morphology : a conceptual beach model. *Journal of Coastal Research* , 785–800.
- McNinch, J.E., Luettich, R.A., 2000. Physical processes around a cusped foreland : : implications to the evolution and long-term maintenance of a cape-associated shoal. *Continental Shelf Research* 20, 2367–2389.
- Meistrell, F., 1972. The spit-platform concept : laboratory observation of spit development. *Spits and bars* , 225–283.
- Michel, D., Howa, H., 1997. Morphodynamic behaviour of a tidal inlet system in a mixed-energy environment. *Physics and Chemistry of the Earth* 22, 339–343.
- Murray, A.B., Coco, G., Goldstein, E.B., 2014. Cause and effect in geomorphic systems : Complex systems perspectives. *Geomorphology* 214, 1–9.

- Nahon, A., Bertin, X., Fortunato, A.B., Oliveira, A., 2012. Process-based 2DH morphodynamic modeling of tidal inlets : A comparison with empirical classifications and theories. *Marine Geology* 291-294, 1–11.
- Nicholls, R.J., 2010. Impacts of and responses to sea-level rise. *Understanding Sea-level rise and variability* , 17–51.
- Nnafie, A., de Swart, H., Calvete, D., Garnier, R., 2014. Effects of sea level rise on the formation and drowning of shoreface-connected sand ridges, a model study. *Continental Shelf Research* 80, 32–48.
- O'Brien, M.P., 1931. Estuary tidal prisms related to entrance areas. *Civil Engineering* 1, 738–739.
- O'Brien, M.P., 1969. Equilibrium flow areas of inlets on sandy coasts, ASCE.
- Olariu, M.I., Olariu, C., Steel, R.J., Dalrymple, R.W., Martinius, A.W., 2012. Anatomy of a laterally migrating tidal bar in front of a delta system : Esdolomada Member, Roda Formation, Tremp-Graus Basin, Spain. *Sedimentology* 59, 356–378.
- Ollerhead, J., Davidson-Arnott, R.G., 1995. The evolution of Buctouche Spit, New Brunswick, Canada. *Marine Geology* 124, 215–236.
- Panagiotopoulos, I., Voulgaris, G., Collins, M., 1997. The influence of clay on the threshold of movement of fine sandy beds. *Coastal Engineering* 32, 19–43.
- Parra, M., Trouky, H., Jouanneau, J.M., Grousset, F., Latouche, C., Castaing, P., 1998. Étude isotopique (Sr-Nd) de l'origine des dépôts fins holocènes du littoral atlantique (SO France). *Oceanologica Acta* 21, 631–644.
- Petersen, D., Deigaard, R., Fredsøe, J., 2008. Modelling the morphology of sandy spits. *Coastal Engineering* 55, 671–684.
- Pianca, C., Holman, R., Siegle, E., 2014. Mobility of meso-scale morphology on a microtidal ebb delta measured using remote sensing. *Marine Geology* 357, 334–343.
- Poirier, C., Chaumillon, E., Arnaud, F., 2011. Siltation of river-influenced coastal environments : respective impact of late Holocene land use and high-frequency climate changes. *Marine Geology* 290, 51–62.
- Poirier, C., Poitevin, C., Chaumillon, E., 2015. Comparison of estuarine sediment record with modelled rates of sediment supply from a western European catchment since 1500. *Comptes Rendus Geoscience* .
- Poirier, C., Sauriau, P.G., Chaumillon, E., Bertin, X., 2010. Influence of hydro-sedimentary factors on mollusc death assemblages in a temperate mixed tide-and-wave dominated coastal environment : Implications for the fossil record. *Continental Shelf Research* 30, 1876–1890.
- Ranasinghe, R., Swinkels, C., Luijendijk, A., Roelvink, D., Bosboom, J., Stive, M., Walstra, D., 2011. Morphodynamic upscaling with the MORFAC approach : Dependencies and sensitivities. *Coastal Engineering* 58, 806–811.

- Reniers, A.J.H.M., Gallagher, E.L., MacMahan, J.H., Brown, J.A., van Rooijen, A.A., van Thiel de Vries, J.S.M., van Prooijen, B.C., 2013. Observations and modeling of steep-beach grain-size variability. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 118, 577–591.
- Riggs, S.R., Cleary, W.J., Snyder, S.W., 1995. Influence of inherited geologic framework on barrier shoreface morphology and dynamics. *Marine Geology* 126, 213–234.
- van Rijn, L.C., 2007a. Unified View of Sediment Transport by Currents and Waves. I : Initiation of Motion, Bed Roughness, and Bed-Load Transport. *Journal of Hydraulic Engineering* 133, 649–667.
- van Rijn, L.C., 2007b. Unified View of Sediment Transport by Currents and Waves. II : Suspended Transport. *Journal of Hydraulic Engineering* 133, 668–689.
- Roelvink, D., Boutmy, A., Stam, J.M., 1998. A simple method to predict long-term morphological changes. *Coastal Engineering Proceedings* 1.
- Roelvink, D., Reniers, A., van Dongeren, A., de Vries, J.v.T., McCall, R., Lescinski, J., 2009. Modelling storm impacts on beaches, dunes and barrier islands. *Coastal Engineering* 56, 1133–1152.
- Roelvink, J., 2006. Coastal morphodynamic evolution techniques. *Coastal Engineering* 53, 277–287.
- Roland, A., 2009. Development of the WWM II (Wind Wave Model II) - Spectral wave modelling on unstructured meshes. Ph.D. thesis. Darmstadt University.
- Roland, A., Zhang, Y.J., Wang, H.V., Meng, Y., Teng, Y.C., Maderich, V., Brovchenko, I., Dutour-Sikiric, M., Zanke, U., 2012. A fully coupled 3D wave-current interaction model on unstructured grids. *Journal of Geophysical Research* 117.
- Schwartz, M.L., 1982. *The encyclopedia of beaches and coastal environments*. Hutchinson Ross Pub. Co.
- Sénéchal, N., Gouriou, T., Castelle, B., Parisot, J.P., Capo, S., Bujan, S., Howa, H., 2009. Morphodynamic response of a meso-to macro-tidal intermediate beach based on a long-term data set. *Geomorphology* 107, 263–274.
- Shabani, B., Nielsen, P., Baldock, T.E., et al., 2011. Wave Setup : A Non-Linear Approach, in : *The Twenty-first International Offshore and Polar Engineering Conference*, International Society of Offshore and Polar Engineers.
- Sherman, D.J., Jackson, D.W., Namikas, S.L., Wang, J., 1998. Wind-blown sand on beaches : an evaluation of models. *Geomorphology* 22, 113–133.
- Simeoni, U., Fontolan, G., Tessari, U., Corbau, C., 2007. Domains of spit evolution in the Goro area, Po Delta, Italy. *Geomorphology* 86, 332–348.
- Small, C., Nicholls, R.J., 2003. A global analysis of human settlement in coastal zones. *Journal of Coastal Research* , 584–599.

- Sornin, J.M., 1981. Processus sédimentaires et biodéposition liés à différents modes de conchyliculture : Baie de Cancale, Anse de l'Aiguillon et Bassin de Marennes–Oléron. Ph.D. thesis. Université de Nantes.
- Soulsby, R., 1997. Dynamics of marine sands : a manual for practical applications. Thomas Telford.
- Swift, D.J., Holliday, B., Avignone, N., Shideler, G., 1972. Anatomy of a shore face ridge system, False Cape, Virginia. *Marine Geology* 12, 59–84.
- Swift, D.J., Parker, G., Lanfredi, N.W., Perillo, G., Figge, K., 1978. Shoreface-connected sand ridges on American and European shelves : a comparison. *Estuarine and Coastal Marine Science* 7, 257–273.
- Tessier, B., Corbau, C., Chamley, H., Auffret, J.P., 1999. Internal structure of shoreface banks revealed by high-resolution seismic reflection in a macrotidal environment (Dunkerque area, northern France). *Journal of Coastal Research* , 593–606.
- Tesson, M., 1973. Aspects dynamiques de la sédimentation dans la baie de Marennes–Oléron (Charente–Maritime). Ph.D. thesis. Université de Bordeaux I.
- Tesson, M., Klingebiel, A., 1973. Aspects sédimentologiques des problèmes d'envasement et de sédimentation dans la baie de Marennes–Oléron. *Bulletin de l'Institut Géologique du Bassin Aquitain* 14, 238–239.
- Thomas, C., Spearman, J., Turnbull, M., 2002. Historical morphological change in the Mersey Estuary. *Continental Shelf Research* 22, 1775–1794.
- Thornton, E.B., Guza, R.T., 1986. Surf zone longshore currents and random waves : Field data and models. *Journal of Physical Oceanography* 16, 1165–1178.
- Tolman, H.L., al., 2009. User manual and system documentation of WAVEWATCH III TM version 3.14. Technical note, MMAB Contribution 276.
- Toublanc, F., Brenon, I., Coulombier, T., Le Moine, O., 2015. Fortnightly tidal asymmetry inversions and perspectives on sediment dynamics in a macrotidal estuary (Charente, France). *Continental Shelf Research* 94, 42–54.
- Uchiyama, Y., McWilliams, J.C., Shchepetkin, A.F., 2010. Wave–current interaction in an oceanic circulation model with a vortex-force formalism : Application to the surf zone. *Ocean Modelling* 34, 16–35.
- Uppala, S.M., Kållberg, P., Simmons, A., Andrae, U., Bechtold, V., Fiorino, M., Gibson, J., Haseler, J., Hernandez, A., Kelly, G., et al., 2005. The ERA-40 re-analysis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 131, 2961–3012.
- Van Dongeren, A., De Vriend, H., 1994. A model of morphological behaviour of tidal basins. *Coastal Engineering* 22, 287–310.
- Villaret, C., Hervouet, J.M., Kopmann, R., Merkel, U., Davies, A.G., 2013. Morphodynamic modeling using the Telemac finite-element system. *Computers & Geosciences* 53, 105–113.

- Viparelli, E., Blom, A., Ferrer-Boix, C., 2013. Comparison between experimental and numerical stratigraphy emplaced by prograding bedforms with a downstream slip face, in : RCEM 2013 : 8th Symposium on River, Coastal and Estuarine Morphodynamics, Santander, Spain, 9-13 June 2013, IAHR.
- Vörösmarty, C.J., Meybeck, M., Fekete, B., Sharma, K., Green, P., Syvitski, J.P., 2003. Anthropogenic sediment retention : major global impact from registered river impoundments. *Global and Planetary Change* 39, 169–190.
- van der Wal, D., 2004. Beach-dune interactions in nourishment areas along the Dutch coast. *Journal of Coastal Research* , 317–325.
- Walstra, D., Hoekstra, R., Tonnon, P., Ruessink, B., 2013. Input reduction for long-term morphodynamic simulations in wave-dominated coastal settings. *Coastal Engineering* 77, 57–70.
- Wang, Z., Karssen, B., Fokink, R., Langerak, A., 1998. A dynamic-empirical model for estuarine morphology. *Physics of Estuaries and Coastal Seas*. Rotterdam, The Netherlands : Balkema , 279–286.
- Warner, J.C., Sherwood, C.R., Signell, R.P., Harris, C.K., Arango, H.G., 2008. Development of a three-dimensional, regional, coupled wave, current, and sediment-transport model. *Computers & Geosciences* 34, 1284–1306.
- Weber, N., 2004. Morphologie, architecture des dépôts, évolution séculaire et millénaire du littoral charentais : apports de la sismique réflexion combinée à des suivis bathymétriques et validée par des vibrocarottages. Ph.D. thesis. La Rochelle University.
- Weber, N., Chaumillon, É., Tesson, M., 2004a. Enregistrement de la dernière remontée du niveau marin dans l'architecture interne d'une vallée incisée : le pertuis Breton (Charente-Maritime). *Comptes Rendus Geoscience* 336, 1273–1282.
- Weber, N., Chaumillon, E., Tesson, M., Garlan, T., 2004b. Architecture and morphology of the outer segment of a mixed tide and wave-dominated-incised valley, revealed by HR seismic reflection profiling : the paleo-Charente River, France. *Marine Geology* 207, 17–38.
- Van der Wegen, M., Jaffe, B., Roelvink, J., 2011. Process-based, morphodynamic hindcast of decadal deposition patterns in San Pablo Bay, California, 1856–1887. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface* (2003–2012) 116.
- Van der Wegen, M., Roelvink, J., 2008. Long-term morphodynamic evolution of a tidal embayment using a two-dimensional, process-based model. *Journal of Geophysical Research : Oceans* (1978–2012) 113.
- Werner, B., 1999. Complexity in natural landform patterns. *Science* 284, 102–104.
- Whitehouse, R., 2000. Emphasys Consortium 2000 : Modelling estuary morphology and process .
- Wöppelmann, G., Marcos, M., Santamaría-Gómez, A., Martín-Míguez, B., Bouin, M.N., Gravelle, M., 2014. Evidence for a differential sea level rise between hemispheres over the twentieth century. *Geophysical Research Letters* 41, 1639–1643.

- Wright, L., Short, A., Green, M., 1985. Short-term changes in the morphodynamic states of beaches and surf zones : an empirical predictive model. *Marine Geology* 62, 339–364.
- Wu, W., 2004. Depth-averaged two-dimensional numerical modeling of unsteady flow and nonuniform sediment transport in open channels. *Journal of Hydraulic Engineering* 130, 1013–1024.
- Wu, W., Lin, Q., 2014. Nonuniform sediment transport under non-breaking waves and currents. *Coastal Engineering* 90, 1–11.
- Wu, W., Wang, S., Jia, Y., 2000. Nonuniform sediment transport in alluvial rivers. *Journal of Hydraulic Research* 38, 427–434.
- Xie, L., Wu, K., Pietrafesa, L., Zhang, C., 2001. A numerical study of wave-current interaction through surface and bottom stresses : Wind-driven circulation in the South Atlantic Bight under uniform winds. *Journal of Geophysical Research : Oceans* 106, 16841–16855.
- Yanenko, N., 1971. *The Method of Fractional Steps for Solving Multi-Dimensional Problems of Mathematical Physics in Several Variables*. English translation - ed. M. Holt, Springer .
- Zeng, X., Zhao, M., Dickinson, R.E., 1998. Intercomparison of Bulk Aerodynamic Algorithms for the Computation of Sea Surface Fluxes Using TOGA COARE and TAO Data. *Journal of Climate* 11, 2628–2644.
- Zhang, W., Schneider, R., Harff, J., 2012. A multi-scale hybrid long-term morphodynamic model for wave-dominated coasts. *Geomorphology* 149, 49–61.
- Zhang, Y., Baptista, A.M., 2008. SELFIE : a semi-implicit Eulerian–Lagrangian finite-element model for cross-scale ocean circulation. *Ocean Modelling* 21, 71–96.
- Zhang, Y., Baptista, A.M., Myers, E.P., 2004. A cross-scale model for 3D baroclinic circulation in estuary–plume–shelf systems : I. Formulation and skill assessment. *Continental Shelf Research* 24, 2187–2214.

Annexe A

Réflexion sur le calcul des tensions de radiation suivant une approche non-linéaire

L'amélioration significative de l'estimation du transport longitudinal lorsque la vitesse orbitale des vagues est calculée à partir de la méthode proposée par Elfrink et al. (2006) [EL06] plutôt que suivant la théorie linéaire a été montré dans le chapitre 4. Il apparaît alors naturel de se demander quel est l'impact d'une telle approche sur le calcul des tensions de radiation.

Nous proposons ici une approche combinant le calcul de la vitesse orbitale au niveau de la crête et du creux de la vague suivant EL06, la prise en compte du profil temporel de vitesse orbitale suivant la méthode de Abreu et al. (2010) (celle-ci fournissant un profil sans "cassure" comme cela peut être le cas avec la méthode EL06), ainsi que la prise en compte de la relation de dispersion non linéaire proposée par Kirby et Dalrymple (1986).

En formulation 2DV et en considérant des vagues déferlant perpendiculairement à la côte, seul le terme S_{xx} , représentant le flux de quantité de mouvement au travers un plan perpendiculaire à l'axe x et lié à la présence de vagues, est non nul :

$$S_{xx} = S_{xx}^{(1)} + S_{xx}^{(2)} + S_{xx}^{(3)} \quad (\text{A.1})$$

avec

$$\begin{cases} S_{xx}^{(1)} = \overline{\int_{z_b}^{\xi} \rho u^2 dz} = M^w c_g \\ S_{xx}^{(2)} = \overline{\int_{z_b}^0 (p - p_0) dz} = \int_{z_b}^0 \overline{(-\rho w^2)} dz \\ S_{xx}^{(3)} = \overline{\int_0^{\xi} p dz} = \frac{1}{2} g \rho \overline{\xi^2} \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

où $u(x, z, t)$ et $w(x, z, t)$ sont les composantes respectivement horizontale et verticale de la vitesse orbitale, M^w est le transport de masse (ou pseudo quantité de mouvement liée à la présence des vagues), c_g est la vitesse de groupe, et $\xi(t)$ est l'élévation instantanée de la surface libre.

Le calcul de $\xi(t)$ peut être effectué en faisant l'hypothèse que $\xi(t)$ est proportionnel à $u(t)$,

tel que :

$$\xi(t) = \frac{\xi_c}{u_c} u(t) \quad (\text{A.3})$$

où $\xi_c = A(1 + r_a)$ est l'élévation de la surface libre au niveau de la crête de vague. A est l'amplitude des vagues, et $r_a = \frac{2u_c}{u_c + u_t} - 1$ le coefficient d'asymétrie des vagues, avec u_c et u_t les vitesses orbitales au niveau de la crête et du creux de la vague respectivement.

Par définition, le transport de masse M^w est calculé comme suit :

$$M^w = \rho \int_{z_b}^{\xi} u_{z=z_b}(t) \cosh(k(z - z_b)) dz \quad (\text{A.4})$$

où le nombre d'onde $k = k_{nlin}$ est ici estimé à partir de la relation de dispersion non linéaire présentée par Kirby et Dalrymple (1986) (Fig. A.1). La vitesse de groupe c_g est ensuite estimée géométriquement en prenant la pente de la courbe $\omega(k)$ au point $k = k_{nlin}$.

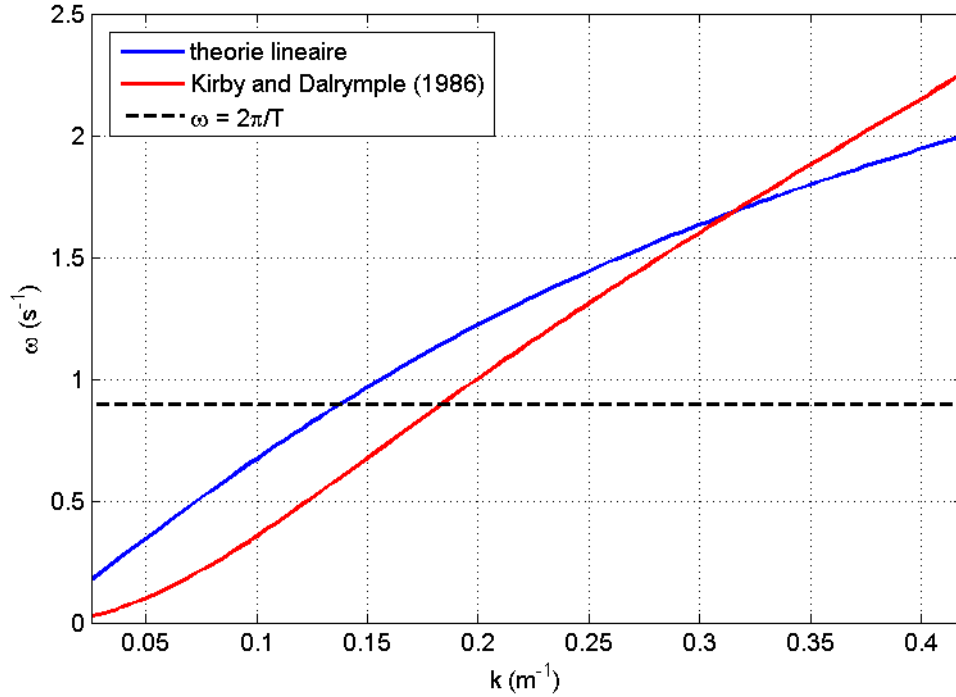


FIGURE A.1: Relation de dispersion obtenue à partir de la théorie linéaire et suivant l'approche non linéaire proposée par Kirby et Dalrymple (1986), pour une vague de hauteur $H = 2$ m et de période $T = 7$ s, et pour une hauteur d'eau de 5 m.

La composante verticale de la vitesse orbitale est calculée à partir de $\xi(t)$:

$$w(x, z, t) = \alpha(t) \sinh(k_{nlin}(z - z_b)) \quad (\text{A.5})$$

où

$$\alpha(t) = \frac{w_{z=\xi(t)}}{\sinh(k_{nlin}(\xi(t) - z_b))} \quad (\text{A.6})$$

Le calcul de S_{xx} suivant cette approche est comparé à celui suivant l'approche linéaire (i.e. comme considérée dans Longuet-Higgins et Stewart (1964)), et il est intéressant d'étudier la variation de S_{xx} en fonction de la période des vagues et pour différentes hauteurs d'eau (Fig. A.2

et A.3).

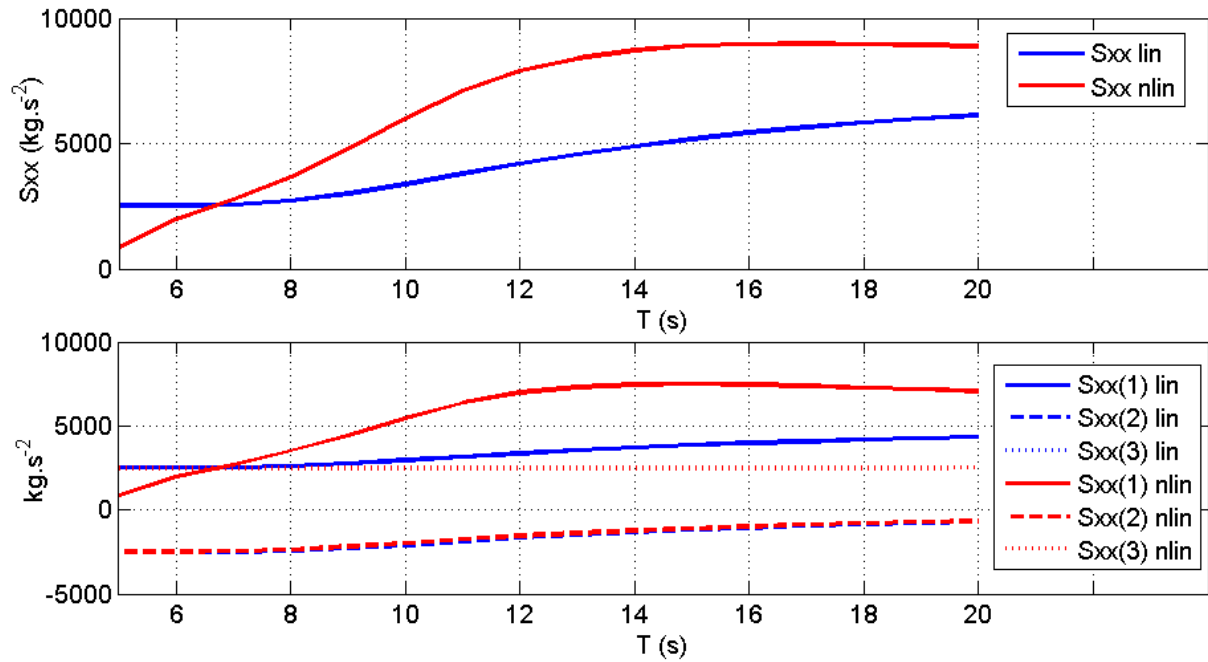


FIGURE A.2: Termes S_{xx} , $S_{xx}^{(1)}$, $S_{xx}^{(2)}$, et $S_{xx}^{(3)}$ calculés à partir de la théorie linéaire et suivant l'approche non linéaire proposée ici, pour $H = 2$ m, $h = 45$ m, et une pente de 0.005.

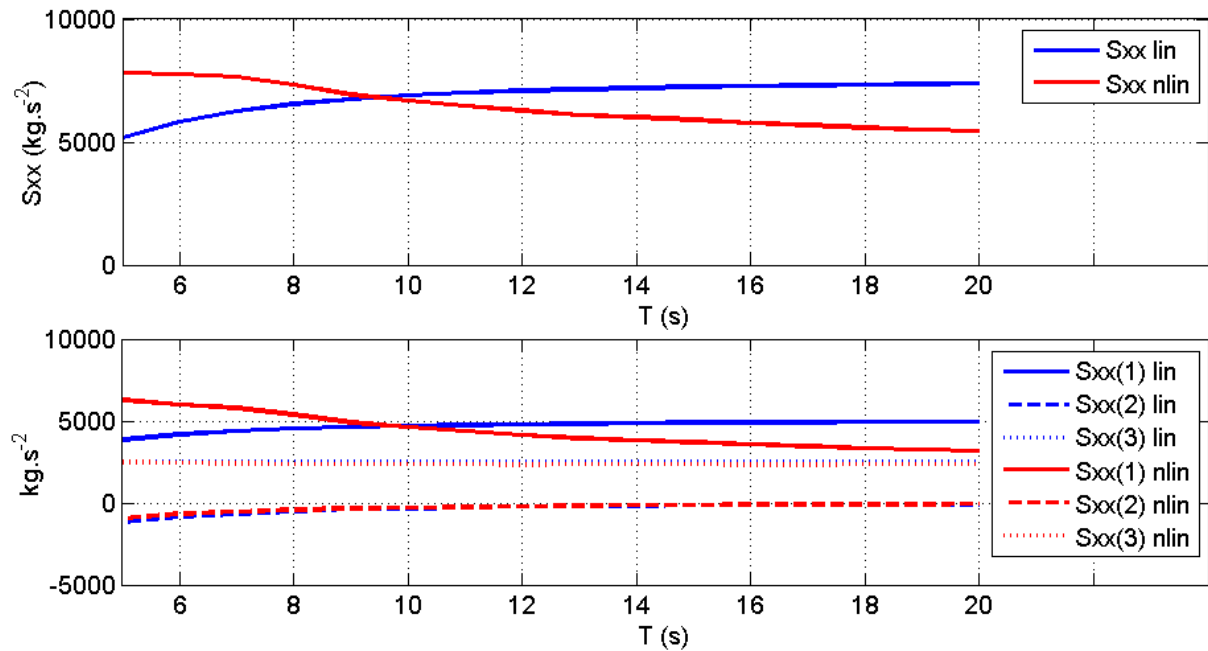


FIGURE A.3: Idem que Fig. A.2 mais pour $h = 5$ m.

Alors que la variation de S_{xx} en fonction de T obtenue avec l'approche linéaire est croissante pour les cas profond ($h = 45$ m) et peu profond ($h = 5$ m), le profil $S_{xx}(T)$ obtenu à partir de l'approche non linéaire s'inverse en passant du cas profond à peu profond. Cette inversion s'explique par l'inversion du terme $S_{xx}^{(1)}(T)$, celui-ci étant dominant par rapport à $S_{xx}^{(2)}(T)$ et $S_{xx}^{(3)}(T)$. $S_{xx}^{(1)}$ étant égal au produit du transport de masse M^w par la vitesse de groupe c_g , il est intéressant d'analyser le comportement de M^w et de c_g en fonction de la période des vagues

(Fig. A.4). On constate alors que, par rapport au cas linéaire, $M^w(T)$ décroît plus rapidement et $c_g(T)$ croît moins rapidement pour environ $T < 9$ s puis décroît pour environ $T > 9$ s (tendance opposée au cas linéaire) dans le cas de l'approche non linéaire.

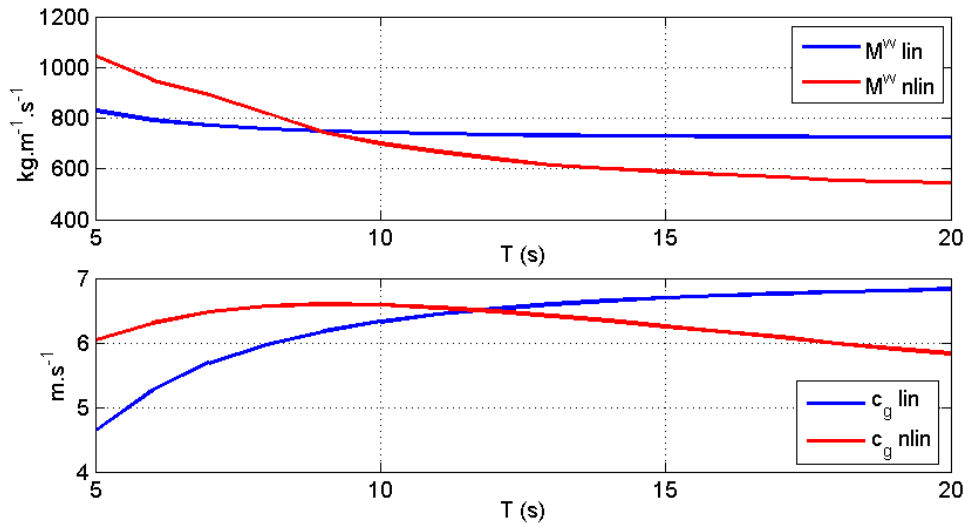


FIGURE A.4: Transport de masse M^w et vitesse de groupe c_g calculés à partir de la théorie linéaire et suivant l'approche non linéaire proposée ici, pour $H = 2$ m, $h = 5$ m, et une pente de 0.005.

La figure A.5 montre l'impact de cette approche sur le calcul du set-up pour le cas de la plage de St Trojan, ce calcul étant effectué en utilisant les paramètres de vagues (H_s et T_p) obtenus le long d'un profil perpendiculaire à la plage de St Trojan à partir du modèle SWAN (les conditions au large étant $H_s = 3.2$ m et $T_p = 7.8$ s). Comme expliqué précédemment, le set-up calculé suivant cette approche non linéaire peut s'avérer plus important que dans le cas linéaire.

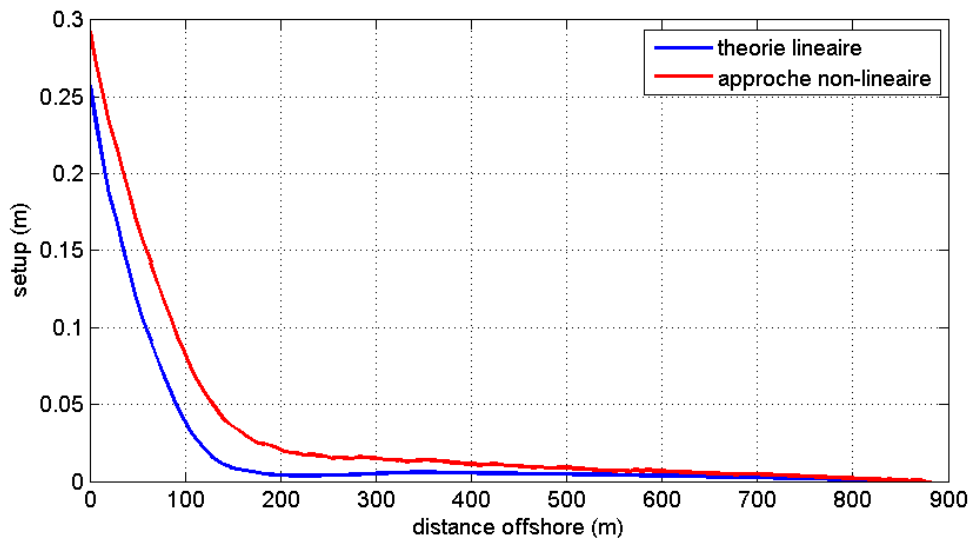
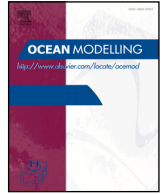


FIGURE A.5: Setup calculé à partir de la théorie linéaire et suivant l'approche non linéaire proposée ici, dans le cas de la plage de St Trojan et pour des vagues au large de hauteur significative $H_s = 3.2$ m, de période pic $T_p = 7.8$ s et déferlant perpendiculairement à la côte.

Annexe B

Article publié dans *Ocean Modelling* :
A numerical scheme for coastal
morphodynamic modelling on
unstructured grids



A numerical scheme for coastal morphodynamic modelling on unstructured grids



Thomas Guerin^{a,*}, Xavier Bertin^a, Guillaume Dodet^b

^aUMR 7266 LIENSs CNRS-Université de La Rochelle, Institut du Littoral et de l'Environnement, 2 rue Olympe de Gouges, 17000 La Rochelle, France

^bUMR 6554 GEOMER CNRS-LETG, Institut Universitaire Européen de la Mer, Place Nicolas Copernic, 29280 Plouzané, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 18 December 2014

Revised 12 February 2016

Accepted 28 April 2016

Available online 29 April 2016

Keywords:

Morphodynamic modelling

Unstructured grid

WENO

Diffusion

Coastal environments

Exner equation

ABSTRACT

Over the last decade, modelling systems based on unstructured grids have been appearing increasingly attractive to investigate the dynamics of coastal zones. However, the resolution of the sediment continuity equation to simulate bed evolution is a complex problem which often leads to the development of numerical oscillations. To overcome this problem, addition of artificial diffusion or bathymetric filters are commonly employed methods, although these techniques can potentially over-smooth the bathymetry. This study aims to present a numerical scheme based on the Weighted Essentially Non-Oscillatory (WENO) formalism to solve the bed continuity equation on unstructured grids in a finite volume formulation. The new solution is compared against a classical method, which combines a basic node-centered finite volume method with artificial diffusion, for three idealized test cases. This comparison reveals that a higher accuracy is obtained with our new method while the addition of diffusion appears inappropriate mainly due to the arbitrary choice of the diffusion coefficient. Moreover, the increased computation time associated with the WENO-based method to solve the bed continuity equation is negligible when considering a fully-coupled simulation with tides and waves. Finally, the application of the new method to the pluri-monthly evolution of an idealized inlet subjected to tides and waves shows the development of realistic bed features (e.g. secondary flood channels, ebb-delta sandbars, or oblique sandbars at the adjacent beaches), that are smoothed or nonexistent when using additional diffusion.

© 2016 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Coastal zones often display fast morphological changes, which can lead to socio-economical and environmental issues since a large part of the population lives in these areas. Moreover, sea-level rise and potential increase in storminess are likely to impact strongly these environments (IPCC, 2013). As a consequence, coastal management such as sediment dredging or erosion control plans becomes increasingly challenging. To better address these problems, morphodynamic modelling systems appeared as attractive tools and have experienced significant improvement during the last decades (De Vriend, 1987; De Vriend et al., 1993; Cayocca, 2001; Fortunato and Oliveira, 2004; Bertin et al., 2009; see Zhang et al., 2013). However, a common problem of these models is the development of numerical oscillations, due to both the decoupled way of solving the hydrodynamic and the sediment continuity (or Exner) equations, and the inherently unstable nature

of the non-linear coupling between the sediment transport module and the bed evolution module (Fortunato and Oliveira, 2007; Long et al., 2008). In order to overcome this problem, fully coupled approaches, where the Exner–Saint-Venant system is solved simultaneously, have been successfully applied (e.g. Castro Díaz et al., 2009; Soares-Frazao and Zech, 2011; Bouharguane and Mohammadi, 2012). Unfortunately, this type of approach requires that the sediment flux only depends on the water depth and the fluid velocity (e.g., as in Meyer-Peter and Müller (1948) or Grass (1981) formulae), which is not suitable in coastal zones where sediment transport is a much more complex process due to the presence of short waves. For coastal applications, the hydrodynamic and the sediment transport are usually treated separately and the problem of numerical oscillations is rather solved by using bathymetric filters and/or adding artificial diffusion (Cayocca, 2001; Johnson and Zyserman, 2002). Yet, these methods require the use of arbitrary thresholds or coefficient values, which potentially hides the physical behavior of the bed forms, while the root of the problem remains unsolved. Thus, the development of numerical schemes adapted to morphodynamic modelling has been the concern of extensive research effort during the last decade.

* Corresponding author.

E-mail addresses: thomas.guerin@univ-lr.fr (T. Guerin), xavier.bertin@univ-lr.fr (X. Bertin), guillaume.dodet@univ-brest.fr (G. Dodet).

Hudson et al. (2005) reviewed several methods for 1D morphodynamic systems, and investigated coupled solution of flow and bed-updating equations with Lax-Wendroff and Roe schemes with and without flux-limiting methods. This effort was extended to horizontally two-dimensional (2DH) morphodynamic modelling by Callaghan et al. (2006), who applied a non-oscillating centered scheme (NOCS). Latter on, Long et al. (2008) compared several numerical schemes to solve the Exner equation and showed that a weighted essentially non-oscillatory (WENO) scheme (Liu et al., 1994) with an Euler temporal discretization was the best compromise between computational time, accuracy, and numerical stability. However, these efforts concerned finite differences on regular grids whereas a significant tendency for developing unstructured grid (UG) versions of well-established models can be observed over the last years (e.g. SWAN (Zijlema, 2009), DELFT3D (Kernkamp et al., 2011), or WaveWatchIII (Tolman, 2014), and only a few studies concerned morphodynamic modelling on UG (e.g. Kubatko et al., 2006; Benkhaldoun et al., 2011).

Using WENO schemes on UG has been investigated for solving two-dimensional conservation laws (e.g. Friedrich, 1998; Hu and Shu, 1999; Wolf and Azevedo, 2007), and even in three space dimensions (Tsoutsanis et al., 2011), but applications were restricted to the Euler and Burger equations. In particular, Liu and Zhang (2013) distinguished two types of finite volume WENO schemes on UG: (1) a first one designed for the purpose of nonlinear stability or to avoid spurious oscillations (being of our interest in the present study), and (2) a second one (more complex) providing higher order of accuracy for equal order of polynomial reconstruction. To our knowledge, the only application of a WENO scheme on UG to morphodynamic modelling was done by Canestrelli et al. (2010), who employed a coupled solution strategy for solving the hydro-morphodynamic system. As mentioned above, this approach cannot be applied for simulating morphodynamics in coastal areas because the sediment transport becomes also a function of wave parameters.

Alternatively, this study presents a numerical method for UG morphodynamic modelling based on the WENO formalism in a finite volume framework that is suitable for coastal applications. This method is implemented into the sediment transport and bed evolution module SED2D of Dodet (2013), which was adapted from the sediment transport and bed evolution module SAND2D (Fortunato and Oliveira, 2004; 2007), part of both the 2DH morphodynamic modelling system MORSYS2D (Bertin et al., 2009) and the 3D morphodynamic modelling system MORSELFE (Pinto et al., 2012). As in the SAND2D module, the original method for solving the Exner equation in SED2D uses node-centered control volumes with sediment flux considered as constant inside each element. In the present modelling system, SED2D is coupled with the hydrodynamic model SELFE (Zhang and Baptista, 2008), and the spectral wave model WWM-II (Roland et al., 2012). Three test cases are considered to assess the proposed scheme: (1) a migrating sandwave, allowing us to compare numerical and analytical results, (2) a migrating trench, where the robustness of the method in the presence of strong bathymetric gradients is analyzed, and (3) the pluri-monthly evolution of an idealized inlet subjected to tides and waves.

2. The morphodynamic modelling system

2.1. General outline of the modelling system

The core of the system is the Semi-implicit Eulerian-Lagrangian Finite Element (SELFE) modelling system of Zhang and Baptista (2008), which has now evolved to SCHISM (Zhang et al., 2016), and is based on UG. The main feature of the circulation model in SELFE is the combination of an Eulerian-Lagrangian Method

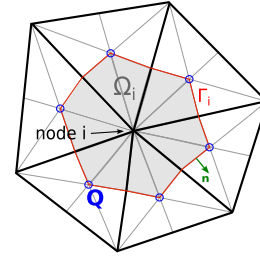


Fig. 1. Node-centered control volume Ω_i and associated variables.

with semi-implicit schemes, to treat the advection in the momentum equations while relaxing the numerical stability constraints of the model (i.e. CFL condition can be exceeded). The Wind Wave Model II (WWM-II) of Roland et al. (2012) (third generation, spectral wave model) is coupled to SELFE and simulates gravity waves generation and propagation by solving the wave action equation (WAE) (Komen et al., 1996). WWM-II uses a residual distribution scheme (Abgrall, 2006) to solve the geographic advection in the WAE, which also relaxes CFL constraints and allows using large time step without compromising the numerical stability. The 2DH sediment transport/bottom evolution module SED2D (Dodet, 2013) computes sediment fluxes (total load, i.e. sum of bed-load and suspended load) with classical semi-empirical formulations based on depth-averaged velocity, water depth, bottom roughness, sediment properties and wave parameters. The bed evolution over the morphological time step is then computed by solving the Exner equation, this part being detailed in the following sections since this is the core of the present study. This modelling system is fully-coupled, parallelized, and the three modules share the same computational grid and domain-decomposition.

2.2. Bed evolution equation and finite volume formulation

The bottom evolution module computes the bed change at each grid node by solving the sediment continuity/Exner equation, given by:

$$\frac{\partial z_b(\mathbf{x}, t)}{\partial t} + \frac{1}{1-\lambda} \nabla \cdot \mathbf{Q}(\mathbf{x}, t) = 0 \quad (1)$$

where $\mathbf{x} = (x, y)$, $z_b(\mathbf{x}, t)$ is the bed level elevation (positive upwards), λ is the sediment porosity, and $\mathbf{Q} = (Q_x, Q_y)$ is the depth-integrated sediment transport rate (in $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$) computed at element centres by the sediment transport module.

Considering node-centered control volumes (Fig. 1), the semi-discrete finite volume formulation (continuous in time, discrete in space) of Eq. 1 can be written as:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_i} z_b d\Omega = - \frac{1}{1-\lambda} \int_{\Gamma_i} \mathbf{Q} \cdot \mathbf{n} d\Gamma \quad (2)$$

with Ω_i the control volume (or cell) for node i , Γ_i the corresponding boundary, and \mathbf{n} the outward unit normal to Γ_i .

Using an Euler explicit time discretization, we have the fully-discrete finite volume form:

$$\int_{\Omega_i} \Delta z_b d\Omega = - \frac{\Delta t}{1-\lambda} \int_{\Gamma_i} \mathbf{Q} \cdot \mathbf{n} d\Gamma \quad (3)$$

where Δz_b is the bed change during the morphological time step Δt .

Bed level elevation z_b (known at grid nodes) is assumed to vary linearly within each element, allowing us to express left-hand side of Eq. 3 as:

$$\int_{\Omega_i} \Delta z_b d\Omega = \sum_{el=1}^{N_{el}} \left(\sum_{nd=1}^3 \Delta z_b(el, nd) \int_{\Omega_{i,el}} S(el, nd) d\Omega \right) \quad (4)$$

where N_{el} is the number of elements neighboring node i , and $\Omega_{i,el}$ is the part of Ω_i belonging to element el . $S(el, nd)$ is the element linear shape function that equals 1 at node $nd = i$ and 0 at the two other nodes of the element, which gives:

$$\int_{\Omega_{i,el}} S(el, nd) d\Omega = C_{nd} A_{i,el} \quad (5)$$

where $A_{i,el}$ is the area of element el neighboring node i , and

$$C_{nd} = \begin{cases} 22/108 & \text{if } nd = i \\ 7/108 & \text{if } nd \neq i \end{cases} \quad (6)$$

Once right-hand side of Eq. 3 is computed (see Section 3), a system of N_{nd} equations with N_{nd} unknowns is obtained (N_{nd} is the total number of grid nodes) and eventually solved with a Jacobi conjugate gradient method.

A fourth-order Runge-Kutta (RK) time discretization was also considered in order to increase the morphological time step but this method implies performing four times the WENO scheme described below for spatial discretization, for each time step. Since the subsequent increase in computation time neither balanced the gain in numerical stability nor improved substantially the accuracy, the Euler explicit time discretization was retained. Similarly, it can be noted that Long et al. (2008) did not observe any significant quantitative change in results by considering a third-order RK scheme rather than a simple Euler explicit scheme for time discretization, with a WENO scheme for spatial discretization.

3. The new numerical method

Contrary to the original method implemented in SED2D where the sediment flux is assumed to be constant inside an element, the main feature of the WENO scheme is to compute a reconstruction polynomial $\mathbf{P}_i(\mathbf{x})$ for each control volume in order to interpolate the sediment flux at the corresponding boundaries.

3.1. Spatial discretization

Each control volume Ω_i defines a cell which is polygonally bounded, with a finite number of line segments. Therefore, replacing sediment fluxes \mathbf{Q} by \mathbf{P}_i , the integral from Eq. 3 can be decomposed into:

$$\int_{\Gamma_i} \mathbf{Q} \cdot \mathbf{n} d\Gamma = \int_{\Gamma_i} \mathbf{P}_i \cdot \mathbf{n} d\Gamma = \sum_j \int_{\Gamma_{i,j}} \mathbf{P}_i \cdot \mathbf{n} d\Gamma \quad (7)$$

with j the line segment index. Each line integral is then discretized by a q -point Gaussian integration formula:

$$\int_{\Gamma_{i,j}} \mathbf{P}_i \cdot \mathbf{n} d\Gamma \approx |\Gamma_{i,j}| \sum_{k=1}^q \xi_k \mathbf{P}_i(G_k) \cdot \mathbf{n} \quad (8)$$

where G_k and ξ_k are the Gaussian points and weights. We use $q = 2$, so with \mathbf{x}_1 and \mathbf{x}_2 being the end points of the line segment $\Gamma_{i,j}$, the position of G_k are $\mathbf{x}(G_1) = \alpha \mathbf{x}_1 + (1 - \alpha) \mathbf{x}_2$ and $\mathbf{x}(G_2) = \alpha \mathbf{x}_2 + (1 - \alpha) \mathbf{x}_1$, with $\alpha = 1/2 + \sqrt{3}/6$ and $\xi_1 = \xi_2 = 1/2$.

3.2. Polynomial reconstruction procedure

(a) Following a WENO procedure, we need to select several stencils for each cell Ω_i and to compute the corresponding polynomials which interpolate sediment flux over the cell. As we want a numerical method with a relatively low computational cost, each stencil related to Ω_i is defined by three elements neighboring node i (Fig. 2), such as a linear polynomial is computed for each stencil, from the values of sediment flux computed at element centers. Only continuous stencils are considered (i.e. for each stencil, there is no gap between the three elements) which avoids interpolation

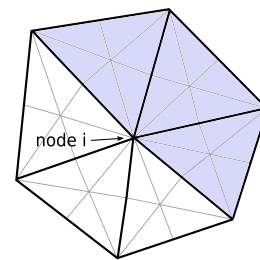


Fig. 2. Example of a stencil (gray color) defined by three elements neighboring node i .

across discontinuities as recommended in case of non-smooth solution (Friedrich, 1998). Consequently, if node i is an interior grid node, the number N of stencils related to Ω_i equals the number of elements neighboring node i . Moreover, using these basic stencils facilitates the implementation of the method on parallelized codes since there is no need to reach an element which is not a direct neighbor of node i .

(b) For each stencil, the two linear polynomials corresponding to both components of the sediment flux are computed as:

$$\begin{cases} p_{x,m}(\mathbf{x}) = p_{x,m}(x, y) = a_{x,m}x + b_{x,m}y + c_{x,m} \\ p_{y,m}(\mathbf{x}) = p_{y,m}(x, y) = a_{y,m}x + b_{y,m}y + c_{y,m} \end{cases} \quad (9)$$

where m is the stencil index, and such as for each element Δ_e belonging to stencil m we have:

$$\begin{cases} p_{x,m}(\mathbf{x}_c(\Delta_e)) = Q_x(\mathbf{x}_c(\Delta_e)) \\ p_{y,m}(\mathbf{x}_c(\Delta_e)) = Q_y(\mathbf{x}_c(\Delta_e)) \end{cases} \quad (10)$$

where $Q_x(\mathbf{x}_c(\Delta_e))$ and $Q_y(\mathbf{x}_c(\Delta_e))$ are the sediment flux components computed by the sediment transport module at the centre \mathbf{x}_c of element Δ_e . Considering these two values as the mean values of each sediment flux component over element Δ_e , they are conserved by $(p_{x,m}, p_{y,m})$ since:

$$\begin{cases} \langle p_{x,m}(\mathbf{x}) \rangle_{\Delta_e} = p_{x,m}(\mathbf{x}_c(\Delta_e)) = Q_x(\mathbf{x}_c(\Delta_e)) \\ \langle p_{y,m}(\mathbf{x}) \rangle_{\Delta_e} = p_{y,m}(\mathbf{x}_c(\Delta_e)) = Q_y(\mathbf{x}_c(\Delta_e)) \end{cases} \quad (11)$$

where $\langle \cdot \rangle_{\Delta_e}$ is the spatial mean operator over Δ_e .

(c) Aiming to measure the smoothness of $\mathbf{p}_m = (p_{x,m}, p_{y,m})$ (i.e. how much \mathbf{p}_m varies spatially), an oscillating indicator is computed for each stencil based on Friedrich (1998):

$$Ol_m = Ol_{x,m} + Ol_{y,m} \quad (12)$$

For the x-component we have:

$$Ol_{x,m} = \left[\int_{\Omega_i} dX^{-2} \left[\left(\frac{\partial p_{x,m}(x, y)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial p_{x,m}(x, y)}{\partial y} \right)^2 \right] d\Omega \right]^{1/2} \quad (13)$$

leading in our case to

$$Ol_{x,m} = \sqrt{\frac{|\Omega_i|}{dX^2} (a_{x,m}^2 + b_{x,m}^2)} \quad (14)$$

with the grid spacing $dX = \sqrt{|\Delta_e|}$, $|\Delta_e|$ being the area of each element belonging to stencil m . $Ol_{y,m}$ is computed by replacing $(a_{x,m}, b_{x,m})$ by $(a_{y,m}, b_{y,m})$ in Eq. 14. Since Ol_m is function of $\mathbf{a}_m^2 = (a_{x,m}^2, a_{y,m}^2)$ and $\mathbf{b}_m^2 = (b_{x,m}^2, b_{y,m}^2)$, it vanishes in areas of constant sediment fluxes whereas it increases in areas of variable fluxes. The stencils corresponding to the lowest values of Ol_m will then be favored for computing the reconstruction polynomial, through the weighted average procedure described in the following.

(d) While an Essentially Non-Oscillating (ENO) scheme (Harten and Osher, 1987) would only keep the linear polynomial having the lowest Ol_m value, the WENO scheme considers a weighted combination of the N linear polynomials to compute the reconstruction

polynomial. The weights ω_m are computed such that their sum is one, following:

$$\omega_m = \frac{(\epsilon + Ol_m)^{-r}}{\sum_{k=1}^N (\epsilon + Ol_k)^{-r}} \quad (15)$$

where ϵ is a small value compared to Ol_m ensuring a non-zero denominator (we take $\epsilon = 10^{-10} \text{ m.s}^{-1}$), and r is a positive integer. Friedrich (1998) indicates that the weights should be of magnitude one for stencils in smooth regions while it should be low in discontinuous regions, this condition being fulfilled for any positive r . A sensitivity analysis leads us to take $r = 1$.

(e) The reconstruction polynomial at node i is finally computed as:

$$\mathbf{P}_i(\mathbf{x}) = \sum_{k=1}^N \omega_k \mathbf{p}_k(\mathbf{x}) \quad (16)$$

with $\mathbf{P}_i(\mathbf{x}) = (P_{x,i}, P_{y,i})$ and $\mathbf{p}_k(\mathbf{x}) = (p_{x,k}, p_{y,k})$.

Regarding boundary conditions, the two following cases are considered:

1) If the number N_{el} of elements neighboring node i (where i belongs to the grid boundary(ies)) is such that $N_{el} \geq 3$, then the number of stencils used to compute \mathbf{P}_i is $N \geq 1$.

2) If $N_{el} < 3$, then no stencil is defined, and \mathbf{P}_i is simply computed such that for the one or two elements Δ_e neighboring node i : $\mathbf{P}_i(\Delta_e) = \mathbf{Q}(\mathbf{x}_c(\Delta_e))$.

3.3. Numerical flux

For each line segment $\Gamma_{i,j}$ of a cell Ω_i , the sediment flux at Gaussian points is approximated by the two reconstruction polynomials \mathbf{P}_i and \mathbf{P}_j , the latter corresponding to the neighbor cell Ω_j ($\Gamma_{i,j}$ being the shared boundary segment of both cells). This allows to compute the following two values for right-hand side of Eq. 8:

$$F_{i,j} = |\Gamma_{i,j}| \sum_{k=1}^q \xi_k \mathbf{P}_i(\mathbf{G}_k) \cdot \mathbf{n} = |\Gamma_{i,j}| \frac{1}{2} (\mathbf{P}_i(\mathbf{G}_1) + \mathbf{P}_i(\mathbf{G}_2)) \cdot \mathbf{n} \quad (17)$$

$$F_{l,j} = |\Gamma_{l,j}| \frac{1}{2} (\mathbf{P}_l(\mathbf{G}_1) + \mathbf{P}_l(\mathbf{G}_2)) \cdot \mathbf{n} \quad (18)$$

with $|\Gamma_{i,j}| = |\Gamma_{l,j}|$.

A flux limiter (FL) is then applied in order to handle the strongest sediment flux gradients, such as:

$$F_{i,j}^{FL} = F_{i,j} + \frac{1}{2} \phi(r_{FL})(F_i - F_{i,j}) \quad (19)$$

$$F_{l,j}^{FL} = F_{l,j} + \frac{1}{2} \phi(r_{FL})(F_l - F_{l,j}) \quad (20)$$

with $F_i = |\Gamma_{i,j}| (\mathbf{P}_i(\mathbf{x}_i) \cdot \mathbf{n})$ and $F_l = |\Gamma_{l,j}| (\mathbf{P}_l(\mathbf{x}_l) \cdot \mathbf{n})$. The FL function of Chatkravathy and Osher is used (Chakravarthy and Osher, 1983), which reads $\phi(r_{FL}) = \max(0, \min(r_{FL}, \beta))$, with $1 \leq \beta \leq 2$. Through the r_{FL} value, the FL function $\phi(r_{FL})$ quantifies the upwinding which is added to the scheme. Important care is taken to define r_{FL} , such that it tends to zero for smooth solutions and it increases near discontinuities. Since the sediment flux is a non-linear function of the water depth h (always positive), we take $r_{FL} = \frac{|\Delta h|}{\langle h \rangle}$ with $\Delta h = h(i) - h(l)$ and $\langle h \rangle = \frac{1}{2}(h(i) + h(l))$. Moreover we take $\beta = 2$, allowing a maximum upwinding for the numerical flux. Indeed, we have $F_{i,j}^{FL} = F_{i,j}$ and $F_{l,j}^{FL} = F_{l,j}$ if $r_{FL} = 0$ (i.e. no effect of the FL on the scheme), whereas we have $F_{i,j}^{FL} = F_i$ and $F_{l,j}^{FL} = F_l$ if $r_{FL} \geq \beta$ (i.e. a maximum upwinding is added to the scheme).

Finally, Eq. 3 is solved by using an upwind flux formula to compute the final flux at each line segment of cell Ω_i :

$$F_{i,j}^{final} = \begin{cases} \min(F_{i,j}^{FL}, F_{l,j}^{FL}) & \text{if } z_b(i) < z_b(l) \\ \max(F_{i,j}^{FL}, F_{l,j}^{FL}) & \text{if } z_b(i) \geq z_b(l) \end{cases} \quad (21)$$

4. Numerical results

4.1. Test case 1: migrating sandwave

We first apply both the original and the new numerical method of SED2D to the 2DH migration test case of an initially sinusoidal sandwave under unidirectional and stationary flow in a straight channel, similarly to the 1D test case of Hudson et al. (2005). We recall that an uncoupled solution strategy is used in this study, i.e. the hydrodynamic (fluid velocity and surface elevation) is first solved by SELFE, allowing SED2D to compute the sediment transport and to solve the Exner equation. In order to compare the numerical result with the analytical solution, a simple transport rate function is considered, given by:

$$\begin{cases} \mathbf{Q} = (Q_x, Q_y) = (au_x^b, 0) \\ u_x = D_x(h\Delta y)^{-1} \end{cases} \quad (22)$$

where a and b are constants, $\mathbf{u} = (u_x, 0)$ is the depth-averaged current velocity (m.s^{-1}), $\mathbf{D} = (D_x, 0)$ is the constant water discharge ($\text{m}^3.\text{s}^{-1}$), $h = \bar{\eta} - z_b \geq 0$ is the water depth (with the mean water level $\bar{\eta} = 0$ in the present case), and $\Delta y = 1.2 \text{ m}$ is the channel width.

In order to devise a stringent test for the new method, the bed slope effect on the sediment transport is not considered in this first test case (unlike in the next two test cases), allowing us to obtain the corresponding analytical solution of the Exner equation by using the method of characteristics:

$$z_b(\mathbf{x}, t) = z_b(\mathbf{x} - \mathbf{c}_z t, 0) \quad (23)$$

where $\mathbf{c}_z = (c_{x,z}, 0)$ is the phase velocity of the bedform:

$$c_{x,z}(z_b) = \frac{1}{1-\lambda} \frac{\partial Q_x}{\partial z_b} = \frac{1}{1-\lambda} \frac{abu_x^b}{z_b} \quad (24)$$

The evolution of the sandwave is simulated using $a = 0.001 \text{ s}^2.\text{m}^{-1}$, $b = 3$, $D_x = 1 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$, and $\lambda = 0.4$, which yields a maximum Courant number of about 0.1 if estimated according to Damgaard et al. (2002) and Roelvink (2006) by $\max|\mathbf{c}_z| \Delta t / \Delta x$, with in our case $\Delta t = 2 \text{ s}$ and $\Delta x = 0.15 \text{ m}$. The Euler-WENO (EW) scheme is compared against the original Euler node-centered finite volume method of SED2D, in which sediment flux is assumed to be constant inside each element. Since this latter scheme is prone to develop numerical oscillations even for Courant numbers below unity, we also include a diffusion-like term in the sediment transport formula which is common practice to stabilize the bed evolution in morphodynamic modelling (Rakha and Kamphuis, 1997; Cayocca, 2001; Fortunato and Oliveira, 2007). This additional diffusion method consists in replacing the sediment transport rate \mathbf{Q} by

$$\mathbf{Q}_* = \mathbf{Q} - \varepsilon(1-\lambda) \left(|Q_x| \frac{\partial z_b}{\partial x}, |Q_y| \frac{\partial z_b}{\partial y} \right) \quad (25)$$

where ε is a dimensionless coefficient, with usually $\varepsilon \in [0, 5]$. Fig. 3 (a) shows the bed profiles at time $t = 500 \text{ s}$ and along $y = 0.75 \text{ m}$ for the original scheme without and with additional diffusion ($\varepsilon = 1$), and for the EW scheme. While the original scheme without additional diffusion shows the emergence of numerical oscillations at the dune crest, accuracy is well improved with the EW scheme, as confirmed by the associated errors (Fig. 3 (b)). The root-mean-square errors for the original scheme without diffusion and for the EW scheme are 2.8 mm and 0.8 mm, respectively. An over-smoothing of the dune is obtained for the original scheme with additional diffusion, and will be discussed in more details in the next sections. The convergence analysis verifies this increased accuracy obtained with the EW scheme (Fig. 4), especially for $dx < 0.08 \text{ m}$ where the original scheme becomes highly unstable (for this particular case oscillations are not developing near maximum trans-

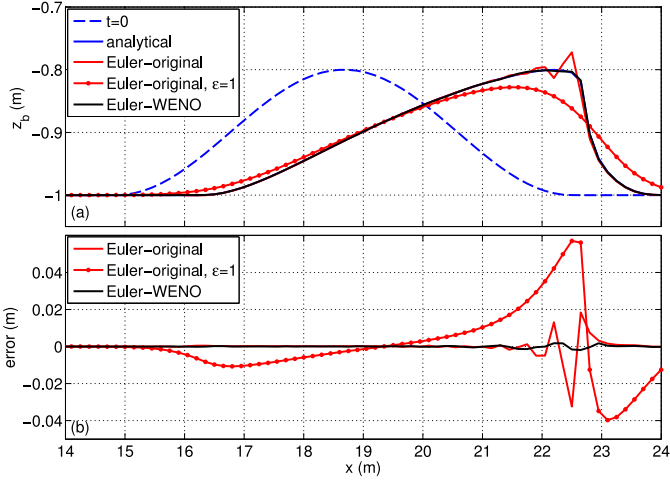


Fig. 3. Comparison of Euler-original without and with additional diffusion, and Euler-WENO scheme results to analytical solution at $t = 500$ s and $y = 0.75$ m: bed profiles (a), and associated errors (b).

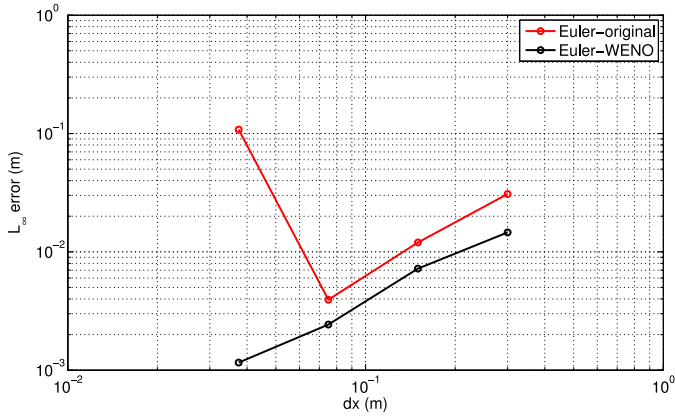


Fig. 4. Convergence plot for test case 1: mean order of convergence is 1.22 for the Euler-WENO scheme.

port gradients, which would suggest a potential spatial limit for the original scheme).

4.2. Test case 2: migrating trench

In this second test case based on a laboratory experiment of van Rijn (1987), we study the evolution in a straight channel of a vertical depression (trench) in the mobile sand bed, which allows us to test the robustness of the numerical scheme in response to the initial bed level discontinuities. The water depth outside the trench and the water discharge in the x direction are set to 0.4 m and $0.23 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ respectively, giving a maximum initial flow velocity of $0.49 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. In order to test the EW scheme with a more complex sediment transport formula than in test case 1, the formula of van Rijn (2007a; 2007b) is used to compute both bed-load (q_b) and suspended load transport (q_s):

$$\begin{cases} q_b = 0.015 u h (d_{50}/h)^{1.2} M_e^{1.5} \\ q_s = 0.012 u d_{50} M_e^{2.4} D_*^{-0.6} \end{cases} \quad (26)$$

where d_{50} is the median sediment diameter, and $D_* = d_{50} [g(s-1)/\nu^2]^{1/3}$ is the dimensionless grain diameter, with ν the kinematic fluid viscosity and $s = \rho_s/\rho$ the specific sediment

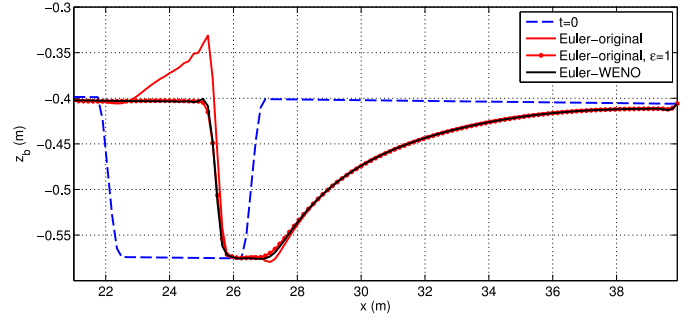


Fig. 5. Comparison of Euler-original without and with additional diffusion, and Euler-WENO scheme results for test case 2 at $t = 1700$ s and $y = 0.55$ m.

density (ρ and ρ_s are the density of water and sediment respectively). Following van Rijn (2007a), the mobility parameter M_e is computed as:

$$M_e = \max(0, |\mathbf{u}| - u_{cr,c}) / [(s-1)gd_{50}]^{0.5} \quad (27)$$

and the critical current velocity for initiation of sediment motion is computed as:

$$u_{cr,c} = \begin{cases} 0.19(d_{50})^{0.1} \log(4h/d_{90}) & \text{for } 0.05 < d_{50} < 0.5 \text{ mm} \\ 8.5(d_{50})^{0.6} \log(4h/d_{90}) & \text{for } 0.5 < d_{50} < 2 \text{ mm} \end{cases} \quad (28)$$

The bed slope effect on the sediment transport is considered following the method of Lesser et al. (2004), and the Exner equation is finally solved for the total transport $q_{tot} = q_b + q_s$. A median diameter of 0.14 mm is used, while the time step is set to 1 s, satisfying the equivalent Courant number stability criterion. The bed profiles at mid-width channel shown on Fig. 5 after 1700 s of simulation confirm the enhanced stability of the EW scheme compared to the original scheme. Unlike the previous test case, the inclusion of artificial diffusion with the same coefficient value ($\epsilon = 1$) strongly improves the results while no large over-smoothing of the bed profile is observed.

4.3. Test case 3: idealized inlet

In order to evaluate the improvement of our new method with a more realistic case, we applied our modelling system to the idealized coastal lagoon of Nahon et al. (2012) (Fig. 6), where tides and waves are considered. This test case is more challenging than the previous ones because the combination of waves and tidal forcings yields both a large variability of sediment fluxes and strong gradients over the domain.

The lagoon has an initial depth of 2.5 m relative to Mean Sea Level (MSL) and is connected to the sea through a 700 m long and 300 m wide shore-normal oriented channel. The beach/shore face profile is alongshore uniform and goes from 2 m above MSL down to 24 m depth, with maximum slopes of 0.014 at the beach berm and 0.004 offshore. The grid resolution ranges from 300 m at the open boundary down to 25 m at the inlet. As for test case 2, bed-load and suspended load transport are computed using van Rijn (2007a; 2007b) formula (see Eq. 26), with:

$$M_e = (\max(0, |\mathbf{u}| + \gamma U_w - u_{cr})) / [(s-1)gd_{50}]^{0.5} \quad (29)$$

where U_w is the amplitude of the wave orbital velocity and $\gamma = 0.4$ for irregular waves. Following van Rijn (2007a), the critical fluid velocity for initiation of sediment motion in the presence of current and waves is:

$$u_{cr} = \beta u_{cr,c} + (1 - \beta) u_{cr,w} \quad (30)$$

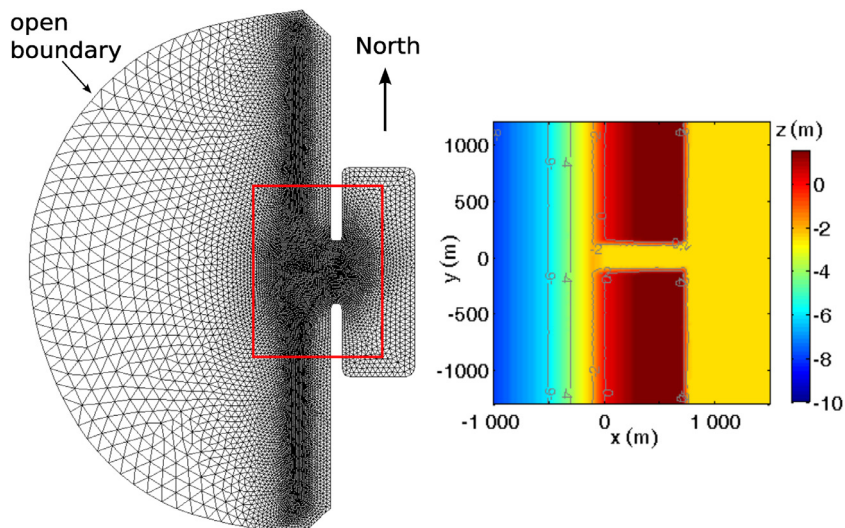


Fig. 6. Computational grid of the idealized inlet test case, with zoom on initial bathymetry of the inlet.

where $\beta = |\mathbf{u}|/(|\mathbf{u}| + U_w)$, and $u_{cr, w}$ is the critical wave orbital velocity for initiation of sediment motion computed as:

$$u_{cr, w} = \begin{cases} 0.24((s-1)g)^{0.66} (d_{50})^{0.33} (T_p)^{0.33} & \text{for } 0.05 < d_{50} < 0.5 \text{ mm} \\ 0.95[(s-1)g]^{0.57} (d_{50})^{0.43} (T_p)^{0.14} & \text{for } 0.5 < d_{50} < 2 \text{ mm} \end{cases} \quad (31)$$

where T_p is the wave peak period. As in the previous test case, the bed slope effect on the sediment transport is considered following Lesser et al. (2004).

A mixed-energy regime is considered for this test case, meaning that the ratio between the yearly-averaged tidal range and the significant wave height is approximately in the range [1, 2] according to Hayes (1979). The tidal forcing at the open boundary consists of a simplified tide represented by the M2 constituent with a 1.5 m amplitude, while a constant wave field characterized by a significant wave height of 1.5 m, a peak period of 10 s and an average wave direction of N290° is imposed at the open boundary. Such wave boundary conditions result in wave directions of the order of N280° at the breaking point, which corresponds to an angle of 10° with respect to the shoreline, and drive a southward long shore transport. Both hydrodynamic and morphological time steps are set to $\Delta t = 30$ s, while the time step for the wave model is set to 120 s. The CFL condition for morphodynamics is satisfied since the bedform phase velocity $|\mathbf{c}_z|$ has to be less than $\min(\Delta x)/\Delta t = 0.83 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, which is a very high limit value for our test case. A median sediment diameter of 0.5 mm is used.

Because without any artificial diffusion the original scheme rapidly shows numerical oscillations that turn the simulation useless (not shown), a sensitivity analysis led us to add diffusion with $\varepsilon = 4$ which is a suitable value to prevent the development of these oscillations. A non-linear filter as used in Fortunato and Oliveira (2007), was also added to this original scheme, aiming to eliminate local extrema in the bathymetry after each morphological time step. On the opposite, the EW scheme is applied without any artificial diffusion nor bathymetric filter, as for the previous test cases.

By analyzing the bathymetry simulated with both schemes after 3 and 5 months on Fig. 7 (taking about 20 hours on 24 processors), several differences can be noticed. First, the main channel is found to be about 2 m deeper with the EW scheme than with the original one. Besides, due to the wave-induced southward littoral drift, sediment accretion is observed at the northern (updrift) side of the inlet. This causes a counterclockwise rotation of the main channel

axis, in agreement with mixed-energy-straight inlets described in Davis and Barnard (2003), this evolution being more pronounced with the EW scheme. Moreover, using the EW scheme leads to the development of a secondary flood channel on the updrift side of the ebb-delta, and shore-parallel sandbars on its downdrift side, unlike using the original method (see also Fig. 8 (a), (b)). Finally, we observe the development of shore-oblique sandbars along the adjacent shorelines only with the EW scheme (Fig. 8 (e)). On the other hand, the bathymetry obtained in the same area with the original scheme degenerates until it turns unrealistic (Fig. 8 (d)).

5. Discussion

5.1. Improvements compared to alternative methods

The three test cases clearly show that the additional diffusion method appears problematic since no unique value of the diffusion coefficient is suitable at once for all test cases. Indeed, with $\varepsilon = 1$, the numerical result is over-smoothed for test case 1, correct for test case 2, and oscillating for test case 3 (not shown but leading us to use a higher value in this case). The problem is that this coefficient requires to be arbitrarily user-defined and does not depend on a relevant parameter, such as the local Courant number. This tuning being specific for each test case, the coefficient value will not even suit over the whole computational grid for some test cases, due to the variable bathymetry and hydrodynamic conditions. This implies to choose a relatively high value to overcome the development of numerical oscillations, but with the drawback of over-smoothing some bed features. This behavior is illustrated with the test case of an idealized inlet subjected to tides and waves, where a higher bathymetric complexity is captured when using the EW scheme. It handles relatively strong sediment transport gradients without over-smoothing the bathymetry where these gradients are lower, unlike the additional diffusion method. Moreover, our proposed method constitutes an alternative to the discontinuous Galerkin method of Kubatko et al. (2006), which, despite its higher accuracy, may increase the computation time substantially (Budgell et al., 2007). As shown on Fig. 9, this is not the case here since using the EW scheme instead of the original one leads to an increase of the SED2D computation time by a factor less than two, which in the end appears negligible when looking at the total computation time (i.e., for a fully-coupled run). This point is of great importance for long-term morphodynamic modelling (as

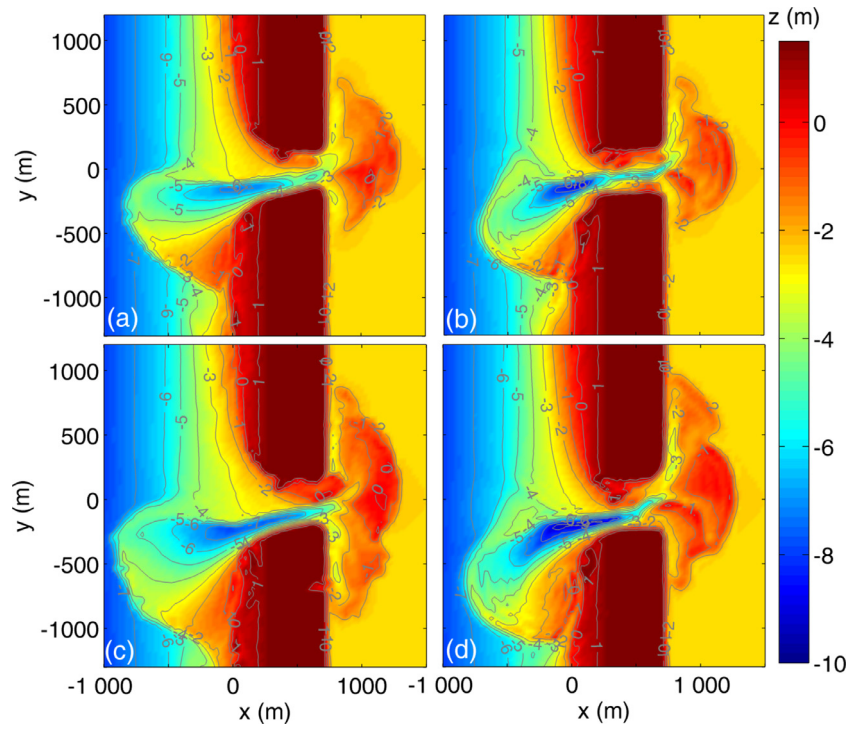


Fig. 7. Simulated bathymetry at $t = 3$ and 5 months for the original scheme ((a) and (c)), and the EW scheme ((b) and (d)), respectively.

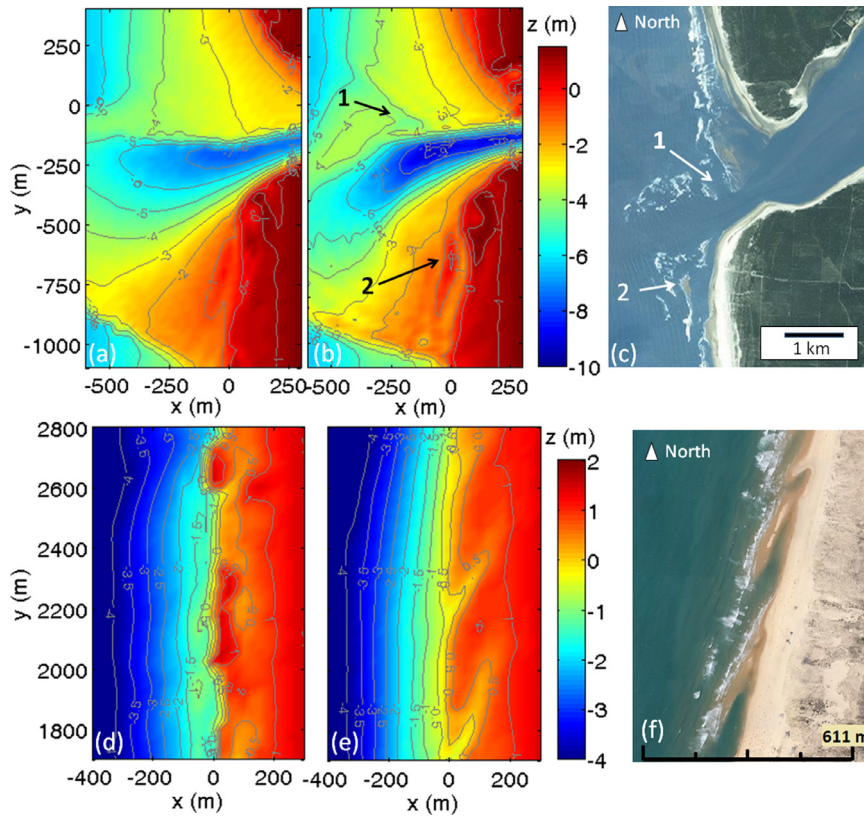


Fig. 8. Bathymetry of the idealized inlet ($t = 4$ months) and the updrift coast ($t = 7$ months) simulated using the original method with diffusion (a, d), and the EW scheme (b, e). (c) The mixed-energy inlet of Maumusson (Atlantic coast, Charente-Maritime, France ; Landsat image), exhibiting a secondary flood channel (1) and an emergent ebb-delta sandbar (2). (f) Shore-oblique sandbars near Cap Ferret (Atlantic coast, Gironde, France ; Google Earth, august 2012).

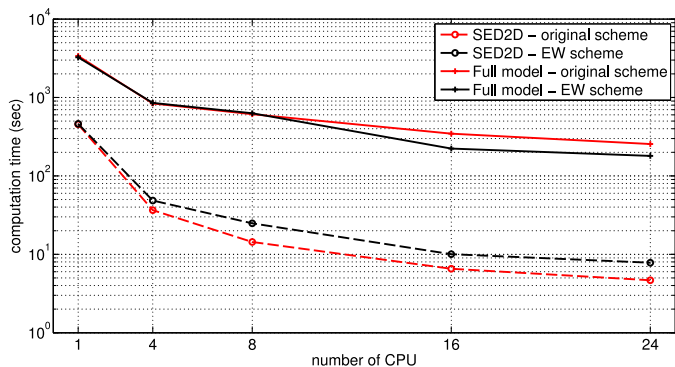


Fig. 9. Computation times for the idealized inlet test case (6-hours evolution), for the original scheme with additional diffusion and non linear filter, and for the EW scheme. The computation times for SED2D module and the fully-coupled modelling system (SELFE-WWM-SED2D) are plotted.

shown in Guerin (2016)), and also when multiple sediment classes are considered where the Exner equation is solved for each class.

5.2. Implications for real-world applications

Morphological predictions obtained with the EW scheme substantially differ from those obtained with the original method when simulating an idealized inlet subjected to tides and waves. Indeed, after 5 months of simulation, the inlet main channel is about 2 m shallower when using the original method, which can be explained by an over-smoothing effect of the additional diffusion. A detailed analysis also reveals that several bed features only develop with the EW scheme. First, a secondary flood channel develops on the updrift side of the ebb-delta while this morphological unit is commonly observed at many tidal inlets, such as the Maumusson inlet (Fig. 8 (b) and (c), marker 1). Secondly, ebb-delta sandbars develop on the downdrift side of the inlet and migrate onshore until they eventually weld onto the beach (Fig. 8 (b) and (c), marker 2). This common behaviour of tidal inlets is also well documented while the modeled migration rate of 1.5 to 3 m.day⁻¹ is coherent with some observations (e.g. Pianca et al., 2014). Finally, periodic oblique sandbars develop along the adjacent shorelines only with the EW scheme. As studied by Garnier et al. (2006) with a 2DH morphodynamic model, these bed features can emerge by self-organization of the coupling between waves, currents and morphology via sediment transport. A wavelength range of about 350 to 500 m is obtained in our case, which is consistent with observations (e.g. Castelle et al., 2007 measured a range of 360 to 470 m; see Fig. 8 (f) for illustration). Although their physical significance cannot be formally demonstrated from this study, we expect that applications to realistic sites will greatly benefit from our proposed method. Moreover, the mean intertidal cross-shore bed slope obtained with the EW scheme after several months (~ 0.01) remains close to the initial one, whereas it reaches very large values (~ 0.1) with the original method while the bathymetry turns unrealistic. Indeed, the increase of cross-shore bed slope reduces the surfzone width, which increases the gradients of wave radiation stress and in turn increases the wave-induced long shore current. As sediment transport is a non-linear function of the current velocity, this problem may cause large errors in long shore transport rates and impact the evolution of the inlet significantly.

6. Conclusion

In order to improve an existing unstructured grid, 2DH, morphodynamic modelling system, a numerical scheme combining an Euler temporal discretization and a WENO formalism for spa-

tial discretization is used to solve the Exner equation. Through three idealized test cases, this numerical method is compared to the original one of SED2D module, which stability is guaranteed through the inclusion of additional diffusion. The first two test cases demonstrate the enhanced accuracy of the EW scheme over the original one. Indeed, the additional diffusion method is shown to be inappropriate since it remains arbitrary and does not solve the problem locally. The advantages of the new method are also evaluated through the pluri-monthly morphodynamic simulation of an idealized inlet subjected to tides and waves. Non-oscillating and realistic bed evolutions were obtained, as partly attested when confronting the development and evolution of several bedforms (e.g. ebb-delta sandbars, secondary flood channel, or oblique sandbars at adjacent beaches) to related studies and satellite images. Moreover, the additional computation time due to the use of the EW scheme appears negligible when considering the total computation time (i.e. for a fully-coupled run with waves and tidal forcings). Our new method can be implemented in any UG, 2DH, parallelized, morphodynamic modelling system, but also in 3D models where the Exner equation is solved for bedload transport. Future work will be to use the EW scheme in realistic test cases and to compare its advantages with alternative methods, such as the residual distribution schemes (Abgrall, 2006) which proved their efficiency in the wave model WWM-II.

Acknowledgements

The development of the model with respect to sediment transport and morphodynamics was performed in the context of the project DYNAMO, funded by the French National Research Agency (Grant agreement no. ANR-12-JS02-00008-01). The developers of SELFE and WWM are also greatly acknowledged.

Supplementary material

Supplementary material associated with this article can be found in the online version at [10.1016/j.ocemod.2016.04.009](https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2016.04.009)

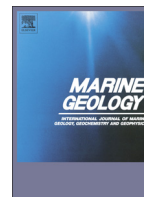
References

- Abgrall, R., 2006. Residual distribution schemes: Current status and future trends. *Comput. Fluids* 35 (7), 641–669.
- Benkhaldoun, F., Daoudi, S., Elmahi, I., Sead, M., 2011. Comparison of unstructured finite-volume morphodynamic models in contracting channel flows. *Math. Comput. Simulat.* 81 (10), 2087–2097.
- Bertin, X., Oliveira, A., Fortunato, A.B., 2009. Simulating morphodynamics with unstructured grids: Description and validation of a modeling system for coastal applications. *Ocean Model.* 28 (1–3), 75–87.
- Bouharguane, A., Mohammadi, B., 2012. Minimisation principles for the evolution of a soft sea bed interacting with a shallow sea. *Int. J. Comput. Fluid Dyn.* 26 (3), 163–172.
- Budgell, W.P., Oliveira, A., Skogen, M.D., 2007. Scalar advection schemes for ocean modelling on unstructured triangular grids. *Ocean Dyn.* 57 (4–5), 339–361.
- Callaghan, D.P., Saint-Cast, F., Nielsen, P., Baldock, T.E., 2006. Numerical solutions of the sediment conservation law; a review and improved formulation for coastal morphological modelling. *Coast. Eng.* 53 (7), 557–571.
- Canestrelli, A., Dumbser, M., Siviglia, A., Toro, E.F., 2010. Well-balanced high-order centered schemes on unstructured meshes for shallow water equations with fixed and mobile bed. *Adv. Water Res.* 33 (3), 291–303.
- Castelle, B., Bonneton, P., Dupuis, H., Sénéchal, N., 2007. Double bar beach dynamics on the high-energy meso-macrotidal french aquitanian coast: a review. *Mar. Geol.* 245 (1), 141–159.
- Castro Diaz, M., Fernandez-Nieto, E., Ferreira, A., Pars, C., 2009. Two-dimensional sediment transport models in shallow water equations. a second order finite volume approach on unstructured meshes. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 198 (33–36), 2520–2538.
- Cayocca, F., 2001. Long-term morphological modeling of a tidal inlet: the Arcachon Basin, France. *Coastal Eng.* 42 (2), 115–142.
- Chakravarthy, S., Osher, S., 1983. High resolution applications of the Osher upwind scheme for the Euler equations. In: *Sixth Computational Fluid Dynamics Conference Danvers*. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- Damgaard, J., Dodd, N., Hall, L., Chesher, T., 2002. Morphodynamic modelling of rip channel growth. *Coastal Eng.* 45 (3–4), 199–221.
- Davis, R.A., Barnard, P., 2003. Morphodynamics of the barrier-inlet system, west-central Florida. *Mar. Geol.* 200 (1–4), 77–101.

- De Vriend, H., Capobianco, M., Chesher, T., de Swart, H., Latteux, B., Stive, M., 1993. Approaches to long-term modelling of coastal morphology: A review. *Coastal Eng.* 21 (1–3), 225–269.
- De Vriend, H.J., 1987. Analysis of horizontally two-dimensional morphological evolutions in shallow water. *J. Geophys. Res. Océ.* (19782012) 92 (C4), 3877–3893.
- Dodet, G., 2013. Morphodynamic modelling of a wave-dominated tidal inlet: the Albufeira Lagoon Ph.D. Thesis, La Rochelle University.
- Fortunato, A., Oliveira, A., 2004. A modeling system for tidally driven long-term morphodynamics. *J. Hydraulic Res.* 42 (4), 426–434.
- Fortunato, A.B., Oliveira, A., 2007. Improving the stability of a morphodynamic modeling system. *J. Coastal Res. Special Issue* 50, 486–490.
- Friedrich, O., 1998. Weighted essentially non-oscillatory schemes for the interpolation of mean values on unstructured grids. *J. Comput. Phys.* 144 (1), 194–212.
- Garnier, R., Calvete, D., Falques, A., Caballeria, M., 2006. Generation and nonlinear evolution of shore-oblique/transverse sand bars. *J. Fluid Mech.* 567, 327.
- Grass, A., 1981. Sediment transport by waves and currents. University College, London, Dept. of Civil Engineering, London.
- Guerin, T., 2016. Pluri-decadal morphodynamic modelling of coastal environments subjected to tides and waves Ph.D. Thesis, La Rochelle University.
- Harten, A., Osher, S., 1987. Uniformly high-order accurate non-oscillatory schemes. I. *SIAM J. Numer. Anal.* 24 (2), 279–309.
- Hayes, M.O., 1979. Barrier island morphology as a function of tidal and wave regime. *Barrier Islands* 1–27.
- Hu, C., Shu, C.-W., 1999. Weighted essentially non-oscillatory schemes on triangular meshes. *J. Comput. Phys.* 150 (1), 97–127.
- Hudson, J., Damgaard, J., Dodd, N., Chesher, T., Cooper, A., 2005. Numerical approaches for 1D morphodynamic modelling. *Coastal Eng.* 52 (8), 691–707.
- IPCC, 2013. *Climate Change 2013. The Physical Science Basis. Working Group I, Contribution to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change - Abstract for decision-makers. Technical Report. Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat/Intergovernmental Panel on Climate Change - IPCC, C/O World Meteorological Organization, 7bis Avenue de la Paix, C.P. 2300 CH- 1211 Geneva 2 (Switzerland).*
- Johnson, H.K., Zyserman, J.A., 2002. Controlling spatial oscillations in bed level update schemes. *Coastal Eng.* 46 (2), 109–126.
- Kernkamp, H.W.J., Van Dam, A., Stelling, G.S., de Goede, E.D., 2011. Efficient scheme for the shallow water equations on unstructured grids with application to the Continental Shelf. *Océ. Dyn.* 61 (8), 1175–1188.
- Komen, G.J., Cavaleri, L., Donelan, M., Hasselmann, K., Hasselmann, S., Janssen, P.A.E.M., 1996. *Dynamics and Modelling of Ocean Waves*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Kubatko, E.J., Westerink, J.J., Dawson, C., 2006. An unstructured grid morphodynamic model with a discontinuous galerkin method for bed evolution. *Ocean Model.* 15 (1–2), 71–89.
- Lesser, G., Roelvink, J., Van Kester, J., Stelling, G., 2004. Development and validation of a three-dimensional morphological model. *Coastal Eng.* 51 (8), 883–915.
- Liu, X.-D., Osher, S., Chan, T., 1994. Weighted essentially non-oscillatory schemes. *J. Comput. Phys.* 115 (1), 200–212.
- Liu, Y., Zhang, Y.-T., 2013. A robust reconstruction for unstructured weno schemes. *J. Sci. Comput.* 54 (2–3), 603–621.
- Long, W., Kirby, J.T., Shao, Z., 2008. A numerical scheme for morphological bed level calculations. *Coastal Eng.* 55 (2), 167–180.
- Meyer-Peter, E., Müller, R., 1948. Formulas for bed-load transport. In: *Proceedings, Second Congress IAHR, Stockholm, Sweden. IAHR*, pp. 39–64.
- Nahon, A., Bertin, X., Fortunato, A.B., Oliveira, A., 2012. Process-based 2DH morphodynamic modeling of tidal inlets: a comparison with empirical classifications and theories. *Mar. Geol.* 291–294, 1–11.
- Pianca, C., Holman, R., Siegle, E., 2014. Mobility of meso-scale morphology on a microtidal ebb delta measured using remote sensing. *Mar. Geol.* 357, 334–343.
- Pinto, L., Fortunato, A., Zhang, Y., Oliveira, A., Sancho, F., 2012. Development and validation of a three-dimensional morphodynamic modelling system for non-cohesive sediments. *Ocean Model.* 57, 1–14.
- Rakha, K.A., Kamphuis, J.W., 1997. A morphology model for an eroding beach backed by a seawall. *Coastal Eng.* 30, 53–75.
- van Rijn, L.C., 1987. *Mathematical Modelling of Morphological Processes in the case of Suspended Sediment Transport*.
- van Rijn, L.C., 2007. Unified view of sediment transport by currents and waves. I: Initiation of motion, bed roughness, and bed-load transport. *J. Hydraulic Eng.* 133 (6), 649–667.
- van Rijn, L.C., 2007. Unified view of sediment transport by currents and waves. II: Suspended transport. *J. Hydraulic Eng.* 133 (6), 668–689.
- Roelvink, J., 2006. Coastal morphodynamic evolution techniques. *Coastal Eng.* 53 (2–3), 277–287.
- Roland, A., Zhang, Y.J., Wang, H.V., Meng, Y., Teng, Y.-C., Maderich, V., Brovchenko, I., Dutour-Sikiric, M., Zanke, U., 2012. A fully coupled 3D wave-current interaction model on unstructured grids. *J. Geophys. Res.* 117.
- Soares-Frazão, S., Zech, Y., 2011. HLLC scheme with novel wave-speed estimators appropriate for two-dimensional shallow-water flow on erodible bed. *Int. J. Numer. Methods Fluids* 66 (8), 1019–1036.
- Tolman, H.L., 2014. *User manual and system documentation of WAVEWATCH III version 4.18. Technical Note*.
- Tsoutsanis, P., Titarev, V.A., Drikakis, D., 2011. Weno schemes on arbitrary mixed-element unstructured meshes in three space dimensions. *J. Comput. Phys.* 230 (4), 1585–1601.
- Wolf, W., Azevedo, J., 2007. High-order eno and weno schemes for unstructured grids. *Int. J. Numer. Methods Fluids* 55 (10), 917–943.
- Zhang, W., Deng, J., Harff, J., Schneider, R., Dudzinska-Nowak, J., 2013. A coupled modeling scheme for longshore sediment transport of wave-dominated coasts: a case study from the southern baltic sea. *Coastal Eng.* 72, 39–55.
- Zhang, Y., Baptista, A.M., 2008. Selfe: a semi-implicit eulerian-lagrangian finite-element model for cross-scale ocean circulation. *Ocean Model.* 21 (3), 71–96.
- Zhang, Y., Ye, F., Stanev, E.V., Grashorn, S., Seamless cross-scale modeling with SCHISM, *Ocean Modelling*. doi:10.1016/j.ocemod.2016.05.002 (in press).
- Zijlema, M., 2009. Parallel, unstructured mesh implementation for SWAN. In: *Coastal Engineering 2008. World Scientific Publishing Company*, pp. 470–482.

Annexe C

Article publié dans *Marine Geology* :
Wave control on the rhythmic
development of a wide esturay mouth
sandbank : A process-based modelling
study



Wave control on the rhythmic development of a wide estuary mouth sandbank: A process-based modelling study



Thomas Guerin*, Xavier Bertin, Eric Chaumillon

UMR 7266 LIENSs CNRS-Université de La Rochelle, Institut du Littoral et de l'Environnement, 2 rue Olympe de Gouges, 17000 La Rochelle, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 28 August 2015

Received in revised form 19 May 2016

Accepted 29 June 2016

Available online 05 July 2016

Keywords:

Longe de Boyard sandbank

Morphodynamic modelling

Stratigraphy

Wave action

Multi-sized sediment

Seismic reflector

ABSTRACT

This study presents the numerical hindcast of the morphological and stratigraphic evolution of a wide estuary mouth sandbank located along the French Atlantic coast (Marennes-Oléron Bay), and primarily investigates the respective contribution of tide and waves to its pluri-decadal evolution. Firstly, the morphodynamic hindcast appears strongly improved when tide and waves are considered in the forcing rather than only tide. Secondly, the modelling results suggest that the strong seasonal variation of the wave climate in this area explains the rhythmic lateral accretion of the bank (i.e. normal to the main currents direction) observed in seismic reflection profiles. The grain size variation in the area of sediment accretion is also characterized by a seasonal cycle. Finally, repetitive bathymetric surveys and seismic profiles revealed that the lateral accretion of the bank is associated with about one seismic reflector per year, which is in agreement with our modelling results when assuming that these seismic reflectors are due to the seasonal variation of the grain size. These new results may be considered when studying the morphological evolution and the stratigraphy of other tidal sandbanks potentially affected by waves.

© 2016 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Sandbanks appear widely in coastal and shelf seas, where sand is abundant enough and hydrodynamic conditions are sufficient to move the sediment material. Understanding the evolution of these bedforms is important for coastal activities such as navigation and dredging, but also to quantify sediment exchange with adjacent shorelines. Due to the different classifications of sandbanks and ridges in the literature (e.g. Pattiaratchi and Collins, 1987; Swift et al., 1991; Dyer and Huntley, 1999; hereinafter DH99), some confusion has been observed in their terminology. In order to unify the approaches of marine geologists and physical oceanographers, DH99 proposed a classification of sandbanks and ridges which will be used in the present study.

Though the formation and maintenance of tide-dominated sandbanks like open shelf or headland associated sandbanks (types 1 and 3 in DH99, respectively) are well explained theoretically (e.g. Huthnance, 1982; Signell and Harris, 2000), estuary mouth sandbanks (type 2 in DH99), which include sandbanks emplaced in wide estuaries and in tidal inlets (i.e. ebb and flood deltas), have for a long time received less attention (DH99). More precisely, while the emergence of morphodynamic modelling provided a substantial improvement in the

understanding of the processes responsible for the development and morphological changes of tidal inlets (e.g. Cayocca, 2001; Dastgheib et al., 2008; Dissanayake et al., 2009; Nahon et al., 2012), wide estuary mouth sandbanks have received very little attention, potentially because they are less frequent than ebb and flood deltas. Yet, these sandbanks are very interesting because their development in shallow waters and their exposure to waves could suggest that they may not be only tidally controlled.

Numerous studies have provided qualitative information on this type of sandbanks (e.g. Ludwick, 1974; Harris, 1988; Gómez and Perillo, 1992; Chaumillon et al., 2002; Kapsimalis et al., 2004) but, to our knowledge, no study has managed to quantify the respective contribution of tide and waves to the long-term morphodynamic of these sandbanks. In order to do so, process-based morphodynamic modelling systems appear nowadays as attractive tools since they allow to perform coastal morphodynamic simulations by coupling currents, waves, sediment transport, and bottom change. Moreover, the recent development of multi-class and multi-layer (MCML) methods in sediment transport models allows accounting for the granulometric heterogeneity of the sediment, and even computing numerical stratigraphy. One can cite the work of Geleynse et al. (2010, 2011) and Viparelli et al. (2014) who have successfully simulated the formation of river deltas and their stratigraphy. Nevertheless, such promising coupled approaches still have to be applied to other coastal environments, such as wide estuary mouth sandbanks.

* Corresponding author.

E-mail addresses: thomas.guerin@univ-lr.fr (T. Guerin), xavier.bertin@univ-lr.fr (X. Bertin), eric.chaumillon@univ-lr.fr (E. Chaumillon).

In this study, a horizontally two-dimensional (2DH), unstructured grid, morphodynamic-stratigraphic modelling system was used to investigate the respective contribution of tide and waves to the 40-year retrospective evolution (period 1960 to 2000) of a wide estuary mouth sandbank located along the French Atlantic coast in the Marennes-Oléron Bay. To this aim, two morphodynamic simulations starting with the bathymetry of 1960 were considered, the first including tidal forcing only and the second including tidal and waves forcing. The sandbank bathymetry measured in 2000 together with seismic data were then used to assess the morphological and stratigraphic numerical results.

In the next section, the study area is presented along with a summary of previous knowledge available for this sandbank. The morphodynamic modelling system is described in the third section, with emphasis on the MCML method which has been implemented into the sediment transport module. Finally, the confrontation between

numerical results and field data are presented and discussed in the fourth and fifth sections respectively.

2. Study area

2.1. Geomorphic setting

The Longe de Boyard sandbank is a wide estuary mouth sandbank located along the French Atlantic coast, in the northern entrance of the Marennes-Oléron Bay (Fig. 1). It is about 8 km long and 2 km wide with a tide-dominated morphology (flood lobe), and its bed elevation ranges from about -17 m from mean sea level (MSL) near the flanks up to -3 m MSL at the southern end of the sandbank. The internal architecture of this sandbank was revealed by seismic profiling (Chaumillon et al., 2002, 2008) and three main seismic units were identified: an upper one characterized by fine and medium sand, lying on an

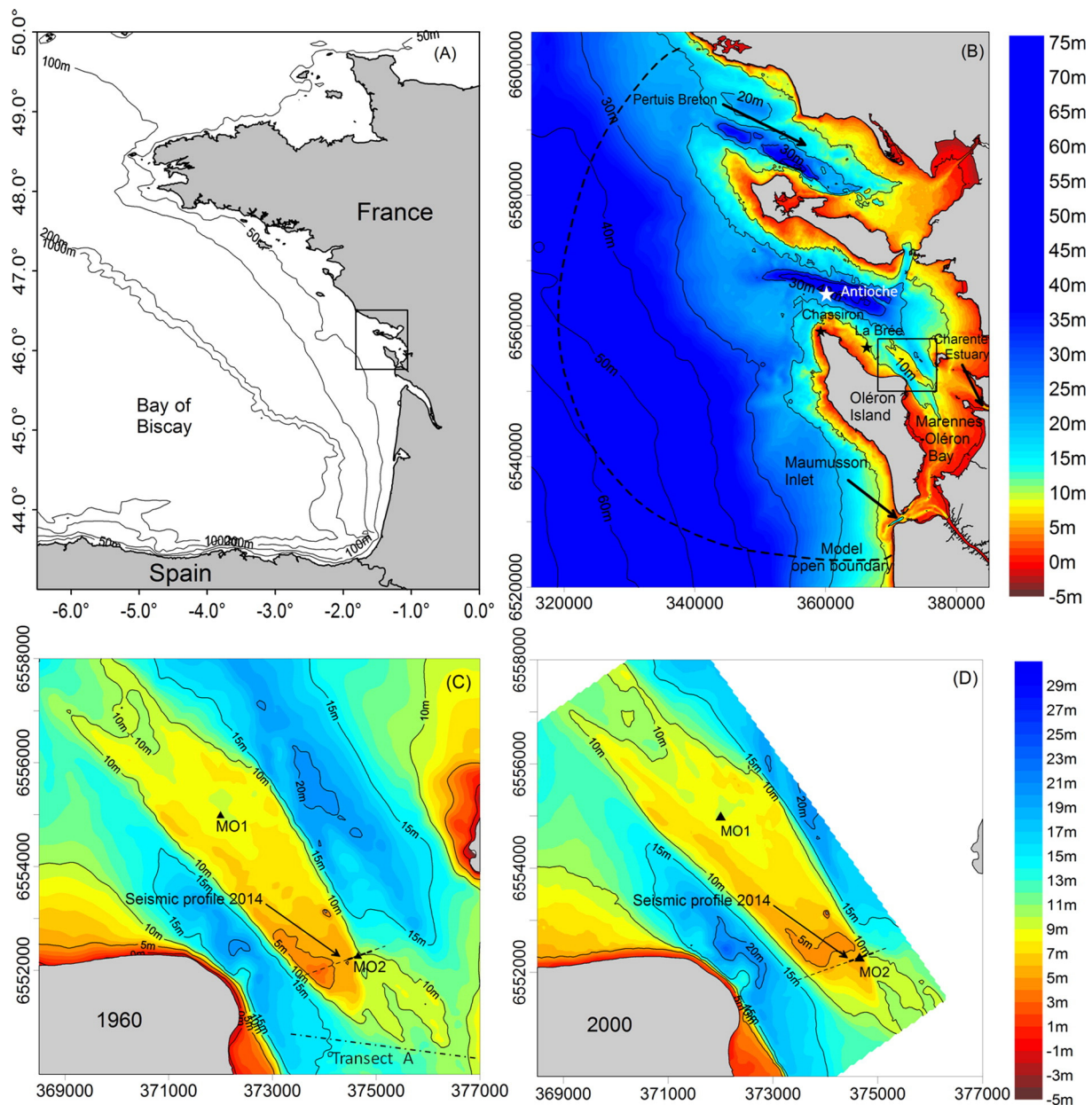


Fig. 1. (A) Location of the study area in the Bay of Biscay. (B) Bathymetric map of the study area with respect to mean sea level, with location of the Longe de Boyard sandbank (black square) in the Marennes-Oléron Bay, near the Charente Estuary. (C) and (D) Bathymetry of the sandbank measured in 1960 and 2000 respectively, with location of the seismic profile realized in 2014, the transect A corresponding to current velocity measurements, the wave station MO1, and the numerical core station MO2. Coordinates of (B), (C) and (D) are in meters (Lambert-93).

old core of coarse sand and gravel, itself lying on a transgressive valley-fill.

2.2. Hydrodynamic setting

This sandbank is subjected to a semi-diurnal, macrotidal regime with tidal range going from less than 2 m during neap tides up to more than 6 m during spring tides. The flood tidal prism is about 10% more than the ebb tidal prism at the northern entrance of the bay due to the connection of the Marennes-Oléron Bay with the ocean at both ends of the Oléron Island. The main incoming freshwater discharge is due to the Charente River, with a mean annual discharge of 70 m³/s (Toublanc et al., 2015). The dominant offshore wave conditions are characterized by significant wave heights ranging from 1 to 2 m and potentially exceeding 6 m during storms, peak periods ranging from 8 to 12 s, and waves coming from West to NorthWest. The Bay of Biscay is subjected to strong seasonal and interannual wave climate variations (Dodet et al., 2010), with winter periods potentially characterized by very energetic storm waves (Idier et al., 2006; Castelle et al., 2015) episodically exceeding 10 m of significant wave height in deep water (Bertin et al., 2015).

2.3. Previous knowledge on the sandbank

From 1824 to 2000, an anticlockwise rotation of the sandbank was observed, with sediment accretion of its North-West (NW) and South-East (SE) parts and erosion of its NE and SW parts (Chaumillon et al., 2002). Seismic reflection exploration of the sediment accretion areas, presented in Chaumillon et al. (2002, 2008), showed inclined reflectors dipping channelward and recording the rhythmic lateral accretion on both sides of the sandbank. Bertin and Chaumillon (2005) explained the observed sediment accretion at the SE part of the sandbank by the crestward convergence of the residual sediment transport. They proposed that this convergence may be due to the currents crestward deviation in this area, in response to the observed gradient of the free surface elevation above the bank crest which is caused by the obliqueness of the crest compared to the axis of the bank.

Since this sandbank presents a tide-dominated morphology and is oriented along the dominant tidal currents direction (i.e. SE-NW axis), one may suggest that tidal processes prevail over wave-induced processes. However, Chaumillon et al. (2008) proposed that wave action could explain the erosion of the seaward part of the bank over the period 1824 to 2000, because of both the relative weakness of tidal currents and the local amplification of wave heights due to convex refraction in this area. Indeed, the strong decrease in wave height from the central part of the bank to its southern end and adjacent channels would induce flows in the direction of wave propagation and adjacent channels.

Nevertheless, these previous studies left us with several open scientific questions of first importance: (i) Can the respective contribution of tide and waves to the sandbank long-term evolution be quantified? (ii) How to explain that lateral accretion occurs, perpendicularly to the main currents direction? (iii) Where does the rhythmic behavior of the sediment accretion come from? These questions, which could also be relevant for other wave-influenced sandbanks and sandbanks characterized by lateral accretion, are investigated in the present work.

3. The morphodynamic modelling system

3.1. Model description

3.1.1. Hydrodynamic module

The core of the modelling system used in this study is the unstructured-grid, parallelized, Semi Eulerian-Lagrangian Finite Element (SELFE) hydrodynamic model of Zhang and Baptista (2008), which has now evolved to SCHISM (Zhang et al., 2016). The main feature of this model is the use of the Eulerian-Lagrangian method to treat the

advection in the momentum equations in addition to semi-implicit schemes, which relaxes the numerical stability constraints of the model (e.g. the Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) condition can be exceeded). The 2DH configuration of SELFE is used in this study, i.e. the Saint-Venant equations are solved at each hydrodynamic time step to provide the evolution of the surface elevation and the depth-averaged currents over the all computational grid.

3.1.2. Wave module

The Wind Wave Model II (WWM-II) of Roland et al. (2012) (third generation, spectral wave model) is coupled to SELFE and simulates gravity waves generation and propagation by solving the wave action equation (WAE) (Komen et al., 1996). WWM-II uses a residual distribution scheme (Abgrall, 2006) to solve the geographical advection in the WAE, which also relaxes CFL constraints and allows using large time step without compromising the numerical stability. Regarding the spectral advection (i.e. in the frequency and direction space) in the WAE, it is solved with an *Ultimate Quickest* scheme (Leonard, 1991).

3.1.3. Sediment transport and bed evolution module

The sediment transport and bottom evolution module SED2D (Dodet, 2013), adapted from MORSYS2D model (Bertin et al., 2009), allows computing the sediment transport using classical semi-empirical formulations essentially based on depth-averaged velocity, water depth, bottom roughness, sediment properties and wave parameters.

The choice of the sediment transport formulation used to run the morphodynamic simulations was done by comparing measured transport rates in the scope of the SANDPIT project (van Rijn et al., 2005) with transport rates predicted by the semi-empirical formulations of van Rijn et al. (2004) [hereinafter TR04], van Rijn (2007a,b) [VR07], Larson et al. (2011) [CL11], and Wu and Lin (2014) [WL14]. Two series of sediment transport measurements were considered: a first one corresponding to relatively shallow conditions and a second one corresponding to deeper conditions (see Table 1).

Only the suspended-load transport (q_s) was measured during the SANDPIT project but, since q_s is the main contribution of the total transport in this type of coastal conditions, these datasets allowed us to perform relevant comparisons between the four transport formulations. The scatter plots related to these comparisons are shown on Fig. 2. It can be seen on this figure that q_s is globally better predicted with the formulations of TR04 and WL14 than with VR07 and CL11 formulations. The scatter index (SI) values are indeed much higher for VR07 and CL11 formulations, because of the significant overestimation of q_s for the deeper conditions (blue circles) which contributes more to increase the SI than underestimating q_s . Moreover, although the formulations of TR04 and WL14 perform well in terms of SI score (both SI equal about 60%), TR04 formulation tends more to overestimate q_s than WL14 formulation. Morphodynamic simulations were run with these four formulations and, consistently with the previous comparisons of predicted transport rates, the bathymetry appeared to degenerate significantly with the TR04, VR07 and CL11 formulations as attested by strongly negative Brier Skill Scores (as defined in Fortunato et al. (2014)) ranging from -7.51 to -1.08 (not shown). Therefore, we chose to use only the WL14 formulation thereafter.

Table 1

Experimental conditions for the two SANDPIT datasets. h is the water depth, H_s is the significant wave height, T_p is the wave peak period, U_c is the depth-averaged current velocity, and d_{10} , d_{50} and d_{90} are the grain diameters for which 10%, 50% and 90% of the grains by mass is finer, respectively.

	SANDPIT tests 5 to 9	SANDPIT tests 19 to 24
h (m)	3.9 to 5.3	13.9 to 14.5
H_s (m)	0.6 to 1.2	3.9 to 4
T_p (s)	4.4 to 8.1	9.1 to 10
U_c (m/s)	0.02 to 0.22	0.13 to 0.52
[d_{10} ; d_{50} ; d_{90}] (mm)	[0.18; 0.21; 0.30]	[0.20; 0.25; 0.39]

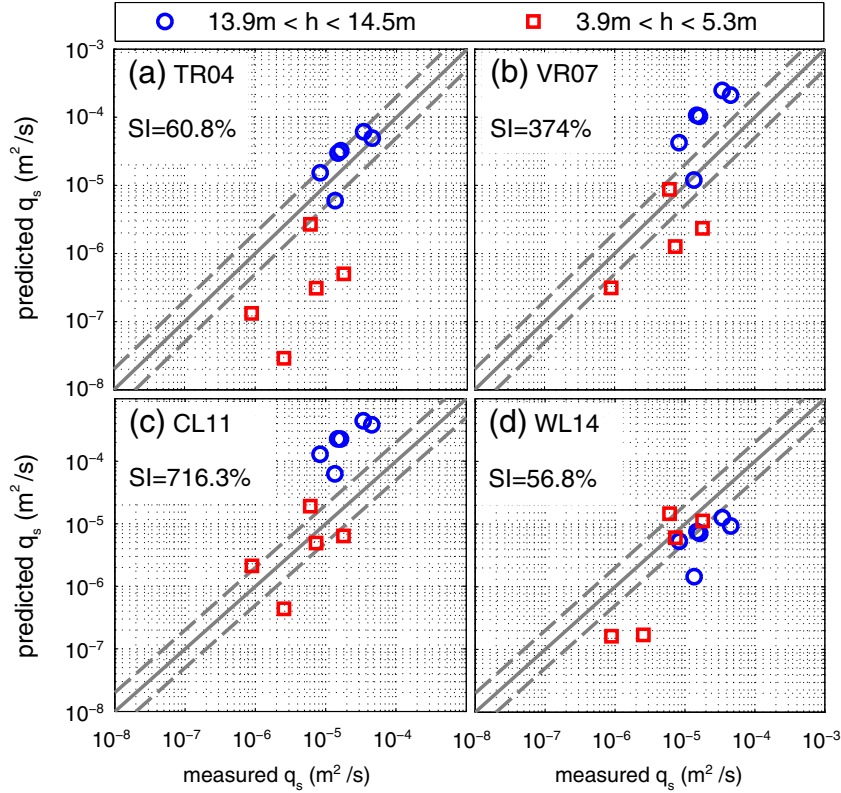


Fig. 2. Comparison between suspended-load transport rates measured in the scope of the SANDPIT project with predicted values given by the formulations of: (a) van Rijn et al. (2004) [TR04], (b) van Rijn (2007a,b) [VR07], (c) Larson et al. (2011) [CL11], and (d) Wu and Lin (2014) [WL14].

The formulation of WL14 was developed to estimate the transport of a multi-sized sediment under the combined action of (non-breaking) waves and currents. For each grain size class i , the bed-load transport $\mathbf{q}_{b,i} = (q_{b,i,x}, q_{b,i,y})$ is computed as:

$$\mathbf{q}_{b,i} = \mathbf{q}_{b,i,on} + \mathbf{q}_{b,i,off} \quad (1)$$

where $\mathbf{q}_{b,i,on}$ and $\mathbf{q}_{b,i,off}$ are respectively the onshore and offshore part of the bed-load transport during the wave period T_w . The respective direction of $\mathbf{q}_{b,i,on}$ and $\mathbf{q}_{b,i,off}$ is computed according to the sketch of Wu and Lin (2014), and the norm of these two vectors is computed as:

$$q_{b,i,on(off)} = 5.3 \cdot 10^{-3} f_i \sqrt{(s-1)gd_i^3} \frac{T_{on(off)}}{T_w} \left(\frac{\tau'_{b,on(off)}}{\tau_{cr,i}} - 1 \right)^{2.2} \quad (2)$$

where f_i is the local available fraction of sediment class i , s is the ratio between sediment density ρ_s and water density ρ , d_i is the grain size diameter for sediment class i , and $T_{on(off)}$ is the onshore (offshore) half wave period.

The onshore and offshore grain shear stresses are computed as:

$$\begin{cases} \tau'_{b,on} = \frac{1}{2} \rho f'_{cw} (U_c^2 + U_{wm,on}^2 + 2U_c U_{wm,on} \cos(\phi)) \\ \tau'_{b,off} = \frac{1}{2} \rho f'_{cw} (U_c^2 + U_{wm,off}^2 + 2U_c U_{wm,off} \cos(\pi - \phi)) \end{cases} \quad (3)$$

where f'_{cw} is the grain friction coefficient for combined current and waves, U_c is the depth-averaged current velocity, $U_{wm,on(off)}$ is the root-mean-square value of the wave orbital velocity over $T_{on(off)}$, and ϕ is the angle between current and wave directions.

$\tau_{cr,i}$ is the critical shear stress for the incipient motion of sediment class i , which is computed as:

$$\tau_{cr,i} = g(\rho_s - \rho) d_i \theta_{cr} \left(\frac{p_{e,i}}{p_{h,i}} \right)^{-0.6} \quad (4)$$

where $\theta_{cr} = 0.03$ is the critical Shields number for incipient motion of the median diameter (d_{50}) of the bed sediment which was calibrated by Wu and Lin (2014) using laboratory and field data. $p_{e,i}$ and $p_{h,i}$ are respectively the exposed and hidden probabilities of grain size d_i in the bed material, computed following Wu et al. (2000):

$$p_{e,i} = \sum_{j=1}^N f_j \frac{d_i}{d_i + d_j} \quad \text{and} \quad p_{h,i} = \sum_{j=1}^N f_j \frac{d_j}{d_i + d_j} \quad (5)$$

where N is the number of grain-size classes, and f_j is the fraction of sediment size class j in the bed material.

In the absence of waves, the norm of the bed-load transport is computed as:

$$q_{b,i} = 5.3 \cdot 10^{-3} f_i \sqrt{(s-1)gd_i^3} \left(\frac{\tau'_{b,c}}{\tau_{cr,i}} - 1 \right)^{2.2} \quad (6)$$

where $\tau'_{b,c}$ is the grain shear stress due to currents which is computed as:

$$\tau'_{b,c} = \frac{1}{2} \rho f'_c U_c^2 \quad (7)$$

where f'_c is the grain friction coefficient due to currents. In this case, the direction of $\mathbf{q}_{b,i}$ is the current direction.

The suspended-load transport $q_{s,i}$ is assumed to be along the current direction, and its norm is computed as:

$$q_{s,i} = 2.62 \cdot 10^{-5} f_i \sqrt{(s-1)gd_i^3} \left[\left(\frac{\tau_b}{\tau_{cr,i}} - 1 \right) \frac{U_c}{w_{s,i}} \right]^{1.74} \quad (8)$$

where $w_{s,i}$ is the settling velocity of sediment class i . The total bed shear stress τ_b is computed as:

$$\tau_b = \sqrt{\tau_{b,c}^2 + \tau_{b,wm}^2 + 2\tau_{b,c}\tau_{b,wm} \cos(\phi)} \quad (9)$$

where $\tau_{b,c} = \frac{1}{2}\rho f_c U_c^2$ and $\tau_{b,wm} = \frac{1}{4}\rho f_w U_w^2$ are the bed shear stresses due to current only and due to waves only, with f_c and f_w being the related friction coefficients, and U_w being the amplitude of the wave orbital velocity near the bed.

Finally, the bed evolution is computed at each grid node in SED2D by solving the Exner equation:

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} + \frac{1}{1-\lambda} \nabla_{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{q} = 0 \quad (10)$$

where $\mathbf{x} = (x, y, z_b(x, t))$ is the bed level elevation (positive upwards), λ is the sediment porosity, and $\mathbf{q} = (q_x, q_y) = \sum_{i=1}^N (\mathbf{q}_{b,i} + \mathbf{q}_{s,i})$ is the depth-integrated sediment total transport rate (in $\text{m}^3/\text{m}/\text{s}$) computed at element centres. The finite volume WENO-based method of Guerin et al. (2016) is used to solve this equation while preventing the development of numerical oscillations.

3.2. Model implementation

3.2.1. Computational grid and external forcings

The unstructured computational grid used in this study extends from the south of the Maumusson inlet to the north of the Pertuis Breton, and the water depth reaches about 60 m at the offshore boundary (Fig. 1(B)). Its resolution ranges from 2.5 km offshore to 100 m in the sandbank area. The wave forcing is obtained from the hindcast of Bertin et al. (2013) which used the spectral wave model WaveWatch-III (Tolman et al., 2009) forced with NCEP reanalysis wind fields (Kalnay et al., 1996).

A morphological factor of 10 was used in order to speed up the simulation, meaning that the morphological changes computed during the morphological time step (i.e. the time between two bathymetric updates) was multiplied by 10, while the total simulation time was 4 years instead of 40. To be consistent with the use of a morphological factor, a representative tidal forcing was considered as proposed in the work of Latteux (1995). By taking as a reference the residual sediment transport computed over the sandbank area for a one-year simulation with realistic tidal and wave forcings, the representative tide was calibrated such as the corresponding representative simulation gives a residual sediment transport close to the reference result over the whole sandbank area. The representative tide selected is composed of the quarter-diurnal constituent (M4) and a M2* constituent which has the same period than the semi-diurnal constituent M2 ($T_{M2} = 12.42$ h) but an amplitude 30% higher than the M2 amplitude. Consequently to the use of a morphological factor, the time corresponding to the realistic wave forcing was squeezed (i.e. 10 min became 1 min).

As explained in Zhang and Baptista (2008), the Eulerian-Lagrangian method employed in SELFE constrains the use of relatively large time steps (i.e. for which the CFL number is close to 1 or even superior to 1) for better accuracy. In our case, a stable configuration was obtained with a hydrodynamic time step of 120 s, giving a CFL number less than 2 (with a maximum current velocity in the fine resolution (100 m) area of about 1.5 m/s, leading to a CFL number of $1.5 \cdot 120 / 100 = 1.8$). The morphological time step was set to the period of the main tidal constituent (i.e. 12.42 h) in order to speed up the simulation,

while remaining sufficiently small compared to the relatively slow morphological changes.

Since both the grid resolution and the modelling system were not configured to handle the diverse physical processes taking place all over the computational grid (e.g. the high fraction of cohesive sediments in the channels along the sandbank sides and in the southern part of the bay, and the wave induced dynamics at the surrounding shoreline which would require a finer grid resolution), a morphological ramp was used in order to update the bathymetry only in the sandbank area and to avoid unrealistic morphological changes elsewhere. To verify that this ramp doesn't impact the morphodynamic hindcast, we performed a simulation where the surrounding bathymetry of 1960 was replaced by the one of 2000. This simulation didn't yield significantly different morphological changes of the sandbank, which would suggest that the use of such a ramp is a reasonable simplification. A negligible impact on the morphodynamic hindcast was also obtained concerning the sea level rise that took place between 1960 and 2000 (about +8.4 cm according to Gouriou et al. (2013)).

3.2.2. The multi-class and multi-layer (MCML) method

Considering a multiple-sized sediment led us to implement a MCML method into our sediment transport and bed evolution module SED2D. The method proposed by Reniers et al. (2013) was used in this study, allowing us to obtain the temporal evolution of the 3D grain-size distribution. The initial configuration consisted of 400 layers of 1 cm thickness, along with three grain-size classes of 0.1, 0.2, and 0.35 mm diameter and respective fractions of 10, 80, and 10% according to the vibrocore data presented in Chaumillon et al. (2008). At every time step, the median diameter was computed in each layer using a geometric mean (initial value of nearly 0.2 mm).

4. Modelling results

4.1. Water levels

Bottom pressure measurements were performed with a Nortek Vector current meter equipped with a pressure sensor at a station located at the NW side of the sandbank (see station La Brée on Fig. 1(B)) from November to December 2009, and with a Nortek AWAC current meter at a second station located in the "Pertuis d'Antioche" (see Antioche station on Fig. 1(B)) from January to February 2010. The comparison between measured and simulated water levels at these two stations are shown on Figs. 3(a) and 4(a). Regarding these two stations the related root-mean-square error (RMSE) ranges between 0.14 and 0.21 m for the total water depth (i.e. sum of tide and surge), which yields an error of about 4 to 5% when normalized by the mean tidal range. Such results are satisfactory when compared to previous modelling studies on this area (Bertin et al., 2012; Toubanc et al., 2015).

4.2. Waves

The computation of wave parameters from the bottom pressure measurements recorded at La Brée station was done by first correcting these measurements from sea level pressure measured at the nearby station of Chassiron. A bottom pressure spectrum was then computed using Fast Fourier Transform over 20 min bursts, and this pressure spectrum was converted into elevation spectrum using linear wave theory. The significant wave height H_{m0} was computed as $4\sqrt{m_0}$ where m_0 is the 0th moment of the elevation spectrum, and the peak period T_p as the period where the maximum energy was found in the range [0.33–0.04 Hz]. Simulated H_{m0} and T_p without bathymetric update (i.e. only SELFE-WWM-II, with the bathymetry of 2000) were compared against the values obtained from measurements (Fig. 3(b)–(c)). RMSE and normalized RMSE are respectively 0.21 m and 26.6% for H_s , and 1.27 s and 9.6% for T_p , which are reasonably good results given the

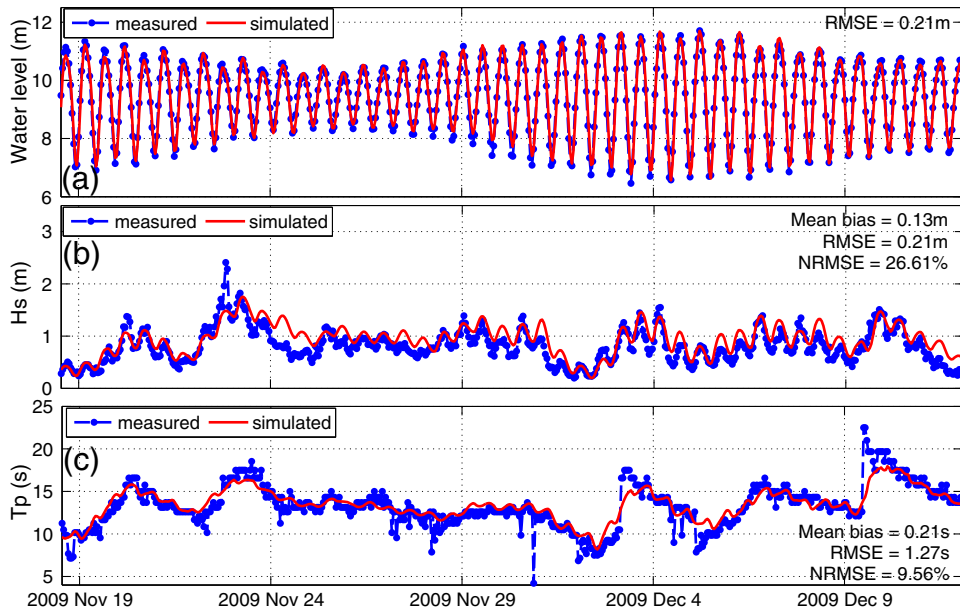


Fig. 3. Comparison of measurements and simulated results for water level, significant wave height (H_s), and peak period (T_p) at La Brée station, from November 18th to December 12th 2009.

very coarse spatio-temporal resolution of the atmospheric forcing (about 1.9° in latitude and longitude, and 6 h in time). Regarding the Antioche station, the instrument was not calibrated to extract wave parameters.

4.3. Currents

Vertical profiles of current velocity were measured at the Antioche station (see Fig. 1(B)) from January to February 2010, and were also measured several times along a same transect located at the south end

of the sandbank (see transect A on Fig. 1(C)) to cover a tidal cycle on November 6th of 2002.

These two datasets were first used to estimate the local Manning's number (n) which is needed as an input parameter in our hydrodynamic module to handle the bottom friction. According to the method of Soulsby (1997), a linear regression was performed on each scatter plot $\{U(z); \ln(z)\}$, where z is the vertical distance from the bottom and $U(z)$ is the related horizontal fluid velocity. This linear regression allowed us to compute the friction velocity u_* and the bed roughness length z_0 by using the expression $U(z) = A \ln(z) + B$ where $A = u_*/K$ and

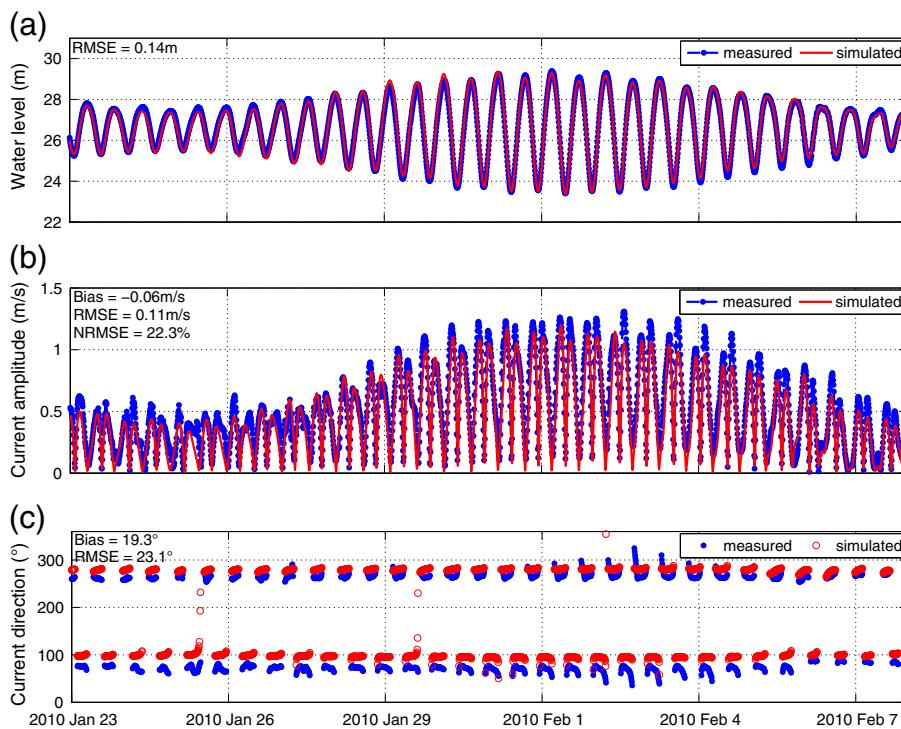


Fig. 4. Comparison of measurements and simulated results for water level, and depth-averaged current amplitude and direction at the Antioche station, from January 23rd to February 8th 2010.

$B = -A \ln(z_0)$, K being the von Karman's constant. The drag coefficient was then computed as $C_d = [K/(1 + \ln(z_0/h))]^2$, where h is the water depth, and the Manning's number was finally computed as $n = \sqrt{C_d h^{1/3}/g}$. Since this method was developed for current-only conditions, periods of calm weather (i.e. weak waves and wind) were favored and velocity measurements in the sub-surface layer were removed for this computation. Though this analysis was not sufficient to build a spatial distribution of the Manning's number over the all computational grid, it allowed us to estimate a mean value of the Manning's number which was then used in all our numerical simulations. This value appeared equal to 0.03 and was used for all our numerical simulations.

The depth-averaged current velocity (U_c) obtained from measurements was compared with the simulated one at Antioche station (see Fig. 4(b)) and along the transect A (not shown). While the model underestimates the current velocity at Antioche station (mean bias of -0.06 m/s), this trend disappears for the results along the transect A (mean bias ranging between about -0.05 and 0.05 m/s). The related normalized root-mean-square error (NRMSE) at the Antioche station is about 22%, while for the transect A it reaches about 15% when $U_c > 0.5$ m/s (transects made during mid-tide) and about 30 to 40% when $U_c < 0.5$ m/s (transects made close to high tide and low tide). Regarding the current direction, the bias between simulated and measured values at the Antioche station is almost constant (about 20° , see Fig. 4(c)), but it becomes more variable along the transect A (ranging between about -15° and 15°).

4.4. Morphological evolution

Bathymetric survey of the bank was done in 1960 and 2000 (Fig. 1(C) and (D)) with bathymetric uncertainty of 0.35 m (Bertin et al., 2005), allowing us to study the 40-year morphological evolution of this sandbank. The measured morphological evolution (Fig. 5(a)) is characterized by lateral sediment accretion of the SE and NW flanks of the bank, and sediment erosion mainly at the south of the bank and along its SW flank. Considering that both tide and wave-related processes may explain the observed evolution of the sandbank, two morphodynamic simulations were considered, the first including tidal forcing only (Fig. 5(b)), and the second including tidal and waves forcing (Fig. 5(c)). While only the top of the sandbank did slightly evolve in the case of the tide-only forcing, considering a tidal and waves forcing clearly improved the morphodynamic hindcast, with qualitative agreement obtained over almost the all sandbank area except the SW flank of the bank. It is interesting to note that the corresponding Brier Skill Score (BSS) was found to be lower in the latter case (BSS of -0.18) than in the case of the tide-only forcing (BSS of about 0.01). Having a better BSS in a

simulation where almost no morphological change takes place compared to a simulation which captured several of the main morphological changes questions the relevance of this metric, as already pointed out by Bosboom and Reniers (2014).

5. Discussion

5.1. Limitations of our modelling approach

The comparison between model results and the available field data revealed firstly that water levels, wave parameters and depth-averaged currents are reproduced with an accuracy corresponding to the state of the art for such an estuarine environment. However, the 2DH configuration of our modelling system is a first limitation since 3D circulations may lead to a possible veering of the currents along the vertical direction, thus influencing the sediment transport. Then, more current velocity measurements would allow to enhance the parametrization of the bottom friction, for instance it would be relevant to use a realistic spatial distribution of the Manning's number over the all computational grid. Regarding the sediment composition, though the integration of a multiple-sized sediment through the MCML method is an important improvement compared to a single-sized sediment, simulations would still benefit from a spatially-varying d_{50} initialization. Sediment availability could also be improved since the assumption of an unlimited quantity of sand over the full computational grid is considered in our study. An additional simplification is the use of a morphological factor, which prevents us to analyze the impact of the tidal range on the morphological evolution of the bank. Finally, the model misses the role of cohesive sediments, mainly present in the channels adjacent to the sandbank and further south between the sandbank and the Charente Estuary (Fig. 1). Cohesive sediments can significantly impact the hydrodynamics, for instance the bottom shear stress may decrease compared to the case of non-cohesive sediment. The sediment transport can also be modified in several ways due to the presence of mud, including the process of dynamic bed armouring where the resuspension of a sediment mixture (sand + mud) is limited or prevented by the present mud fraction (Le Hir et al., 2011).

Despite these limitations, simulating the evolution of a sandbank subjected to tide and waves over 40 years remains very challenging and we propose that our modelling results still provide some relevant leads about the processes that control the long-term evolution of this wide estuary mouth sandbank.

5.2. Driving mechanisms for the long-term evolution of the sandbank

The first result of the present study is the significant improvement of the modelled morphological evolution obtained when a realistic wave

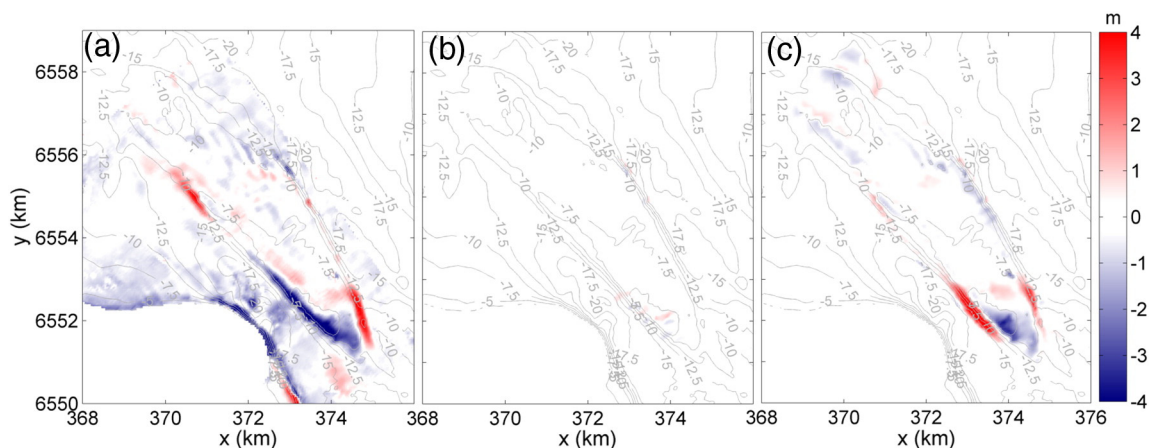


Fig. 5. Differential bathymetric maps for the 40-year period (1960 to 2000). (a) Measured map; (b) Simulated map with tidal forcing only; (c) Simulated map with tidal and waves forcing.

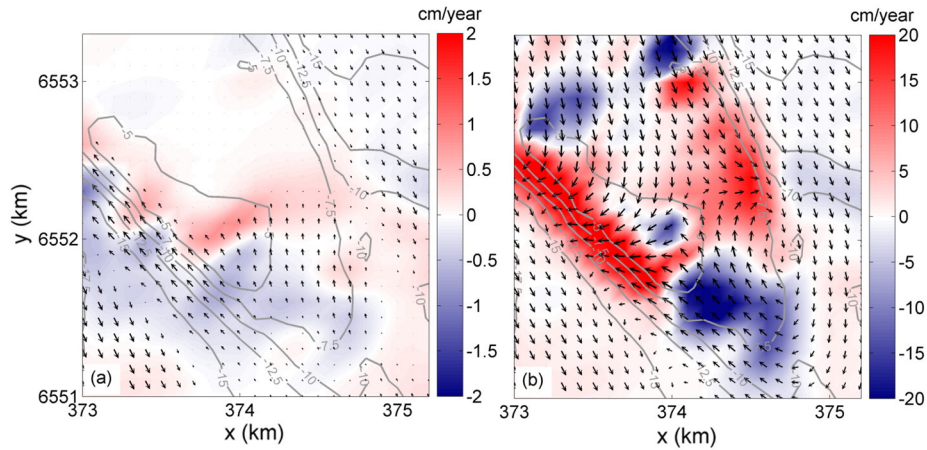


Fig. 6. Residual sediment transport (arrows) with related accretion and erosion areas (colors) (computed as minus the divergence of the residual transport), for a tidal cycle and in the south area of the bank: (a) tide-only forcing, (b) tide and waves forcing (offshore wave parameters: $H_s = 4$ m, $T_p = 11$ s, $Dir_p = N290^\circ$).

forcing was added to the tidal forcing. This result confirms the assumption of Chaumillon et al. (2008) according to which waves might have a significant impact on this sandbank evolution and more generally on estuary mouth sandbanks, though this type of bank can be characterized by an overall tide-dominated morphology and classified as a tidal sandbank. To further investigate the impact of waves on sediment transport, residual sediment transport maps of the southern part of the bank were computed for tidal forcing only and for tide and energetic offshore wave conditions ($H_s = 4$ m, $T_p = 11$ s, $Dir_p = N290^\circ$, such wave conditions leading to H_s reaching about 1.3 m in the sandbank area) (Fig. 6: vectors). Since the bed evolution is proportional to the divergence of sediment transport, computing the divergence of the residual sediment transport shows where erosion and accretion occur over a tidal cycle (Fig. 6: colors). Indeed, at the southern tip of the bank, the decreasing

water depths towards the bank crest induces an increase of the residual sediment transport (i.e. minus their divergence is negative; blue color on Fig. 6), and therefore an erosion of the corresponding area. Whereas along the SE flank of the bank, both the convergence of the residual transport and the increasing water depths (thereby decreasing sediment transport) towards the channel induce an accretion of the area (i.e. minus the divergence of residual transport is positive; red color on Fig. 6). Interestingly, the erosion and accretion patterns computed over a single tidal cycle match the long term evolution of the bank, which would suggest that, in this area, this long term evolution is well explained by the sediment transport in the presence of energetic waves and averaged over a tidal cycle.

The sediment transport direction appeared also affected by wave action, especially along the SE flank of the sandbank where the main

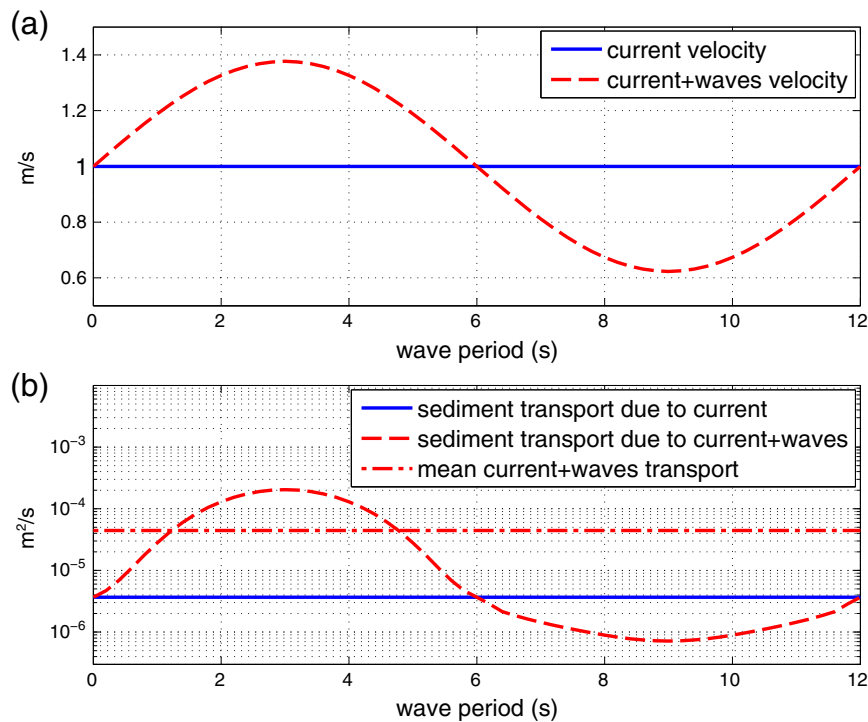


Fig. 7. (a) Instantaneous fluid velocities for current alone (1 m/s), and for current with additional sinusoidal wave (wave height of 0.5 m, period of 12 s, wave direction equals to the current direction, and water depth of 4 m). (b) Related instantaneous sediment transport (same grain-size parametrization than in the present modelling study), with mean transport for the combined current and wave case.

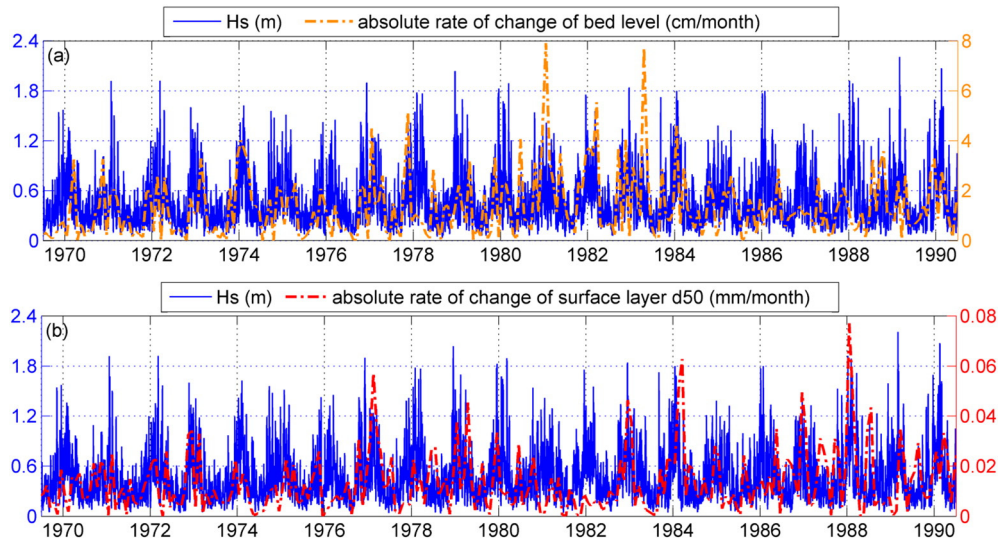


Fig. 8. Temporal variation of significant wave height (H_s) at station MO1 (see Fig. 1(C)) with absolute rate of change of (a) bed level and (b) d50 of the surface layer at station MO2, between 1970 and 1990.

accretion is observed. The channelward component of residual sediment transport in this area appeared clearly visible when waves were added, explaining the lateral sediment accretion observed along this flank. Therefore, the rather counterintuitive fact that sediment deposition occurred in a direction normal to the dominant tidal currents direction (i.e. the sandbank main axis) is explained by the presence of waves. This result is of great importance as lateral accretion of sandbanks is widely documented (e.g. Houbolt, 1968; Harris, 1988; Berné et al., 1994; Dalrymple and Rhodes, 1995; Olariu et al., 2012; Chaumillon et al., 2013).

These large differences of residual transport patterns between the tide-only and the tide and waves cases can be explained by comparing the instantaneous sediment transport for current alone and for combined current and wave over a wave period (Fig. 7). Though adding the wave orbital velocity to the current velocity does not modify the mean total velocity compared to the case with current alone (i.e. in both cases the mean total velocity equals to the current velocity), the corresponding mean sediment transport for current and wave is about one order of magnitude higher than for only current. This difference is due to the non-linear relation between the sediment transport and the fluid velocity (i.e. the sum of the current velocity and the wave orbital velocity), and explains the increase of sediment transport rates shown on Fig. 6.

5.3. Origin of the rhythmic accretion

Since the wave control on the sandbank evolution was found to be essential, the next step of this study was to analyze how the strong seasonal variation of the wave climate in the NE Atlantic Ocean (Dodet et al., 2010) may affect the morphological evolution rate. Fig. 8(a) compares the significant wave height variation $H_s(t)$ at a station located on the central part of the sandbank (see station MO1 on Fig. 1(C)) with the absolute rate of change of the bed level in the SE accretion area (see station MO2 on Fig. 1(C)). A correlation coefficient of 0.37 with a 95% confidence interval is obtained when considering monthly averaged signals over the 40-year period, which is consistent with the hypothesis of a significant wave control on the sandbank morphodynamic.

Moreover, the integration of a MCML approach into SED2D enabled us to study the impact of the wave climate variation on the sediment composition. Fig. 8(b) compares $H_s(t)$ at station MO1 with the absolute rate of change of the d50 computed in the surface layer at station MO2. A correlation coefficient of 0.32 with a 95% confidence interval is

obtained when considering monthly averaged signals over the 40-year period, which reflects the tendency of the grain-size to vary preferentially during periods of energetic waves (i.e. winter periods).

By considering a “numerical core” in the SE accretion area (see Fig. 9), we can also analyze how the vertical variation of the sediment granulometry is recorded through time. Firstly, it can be observed that largest accretion occurs during periods of energetic waves (i.e. winter periods; more dark blue bars than yellow or light blue bars), which is

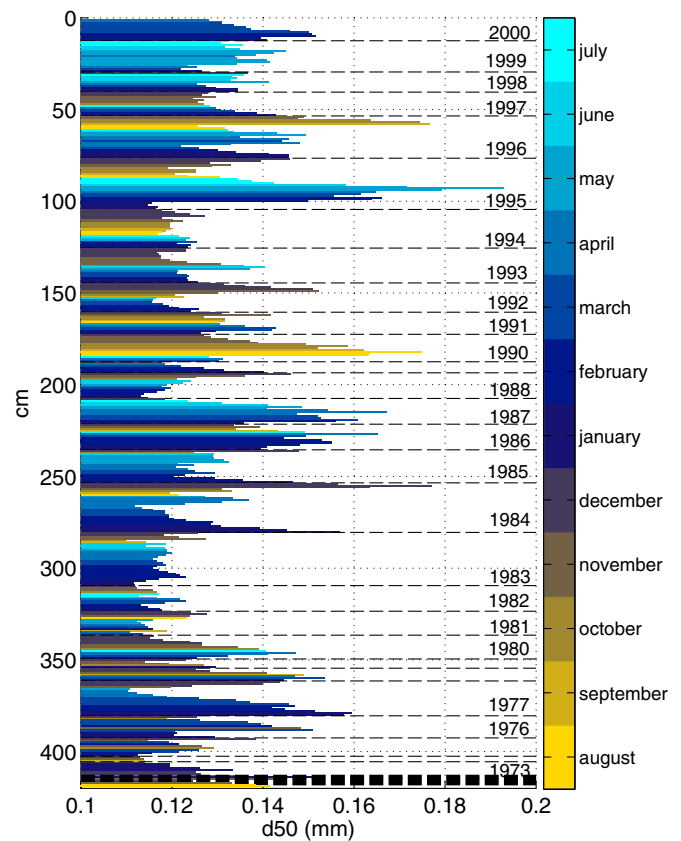


Fig. 9. Numerical core computed in the SE accretion area at the station MO2 (see Fig. 1(C)) at the end of the simulation. Vertical variation of the median grain diameter corresponding to year 1972 to 2000 are visible.

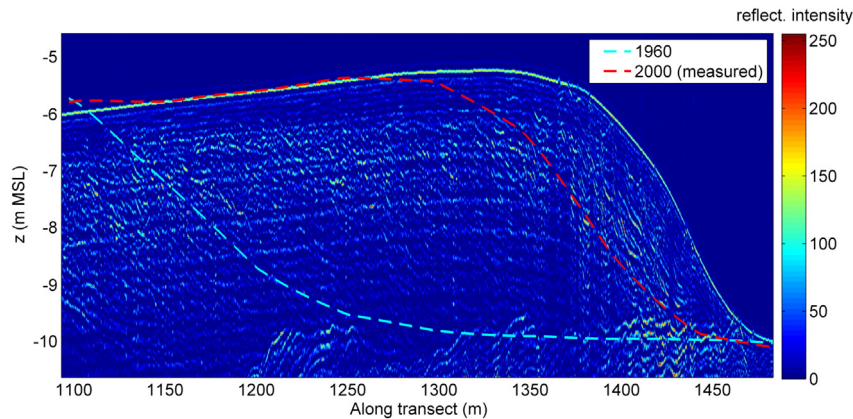


Fig. 10. Seismic profile in the SE accretion area of the sandbank recorded in July 2014 (see Fig. 1(C)), with superimposed 1960 and 2000 bathymetric profiles.

in agreement with the important wave control on the morphological evolution previously highlighted (Fig. 8(a)). Secondly, a seasonal variation of the median grain-size is obtained, which is also in agreement with the previous results shown on Fig. 8(b). It is finally interesting to see that winter periods can be related to peaks of relatively coarse sediment (like the winters of 1983–84 and 1984–85 for instance), while they can also be related to peaks of relatively fine sediment (like the winter of 1987–88 for instance). This complex behavior reflects probably the complex variation, both in time and space, of the local grain-size fractions.

A seismic reflection survey of the sandbank realized in July 2014 allowed us to compare seismic and modelled stratigraphy in the SE accretion area. Inclined and channelward dipping reflectors are observed on the seismic profile (Fig. 10), showing contrast of acoustic impedance that can be interpreted as rhythmic lateral migration of the sandbank. Interestingly, the number of reflectors observed on this seismic profile between the bathymetric profiles of year 2000 and 2014 is of the order of 15, which corresponds to approximately one reflector per year. While the number of reflectors between 1960 and 2000 is less easy to count, a range between 0.75 and 1.25 reflector per year is observed on the same figure. Seismic reflectors observed in this area were already correlated with vertical grain size variations (Billeaud et al., 2005). Therefore, the vertical distribution of the d_{50} obtained numerically (Fig. 9) reinforces this assertion, since this variation is characterized by a seasonal cycle (i.e. a frequency of one reflector per year). This result also confirms the previous interpretations of Berné et al. (1994) and Chaumillon et al. (2008) who proposed that reflectors recording the lateral accretion of sandbanks could result from wave action. Note that such numerical investigations would not have been possible if an input reduction technique was considered for the wave forcing (e.g. a randomly sequenced wave climate, as proposed by Walstra et al. (2013)).

6. Conclusions

This process-based modelling study highlighted the strong control of waves on the morphological evolution of a wide estuary mouth sandbank, in spite of its global tide-dominated morphology. The divergence of residual sediment transport over one single tidal cycle and in the presence of energetic waves appeared consistent with the long-term evolution of the bank, which would suggest that this long-term evolution is well explained by the short-term sediment dynamics during energetic periods. It was shown that these energetic waves, mostly occurring during winter periods, induce an important channelward sediment transport in the main accretion area of the bank, which explains the observed lateral accretion. This rhythmic accretion consists of an alternation of thicker sand layers, emplaced during periods of higher wave energy, and thinner sand layers, emplaced during periods of

lower wave energy. A seasonal cycle was also found in both the temporal and vertical variation of the sediment granulometry. Based on the fact that seismic reflectors can be related to grain-size variations, a frequency of about one reflector per year was obtained with the model, which appeared supported by recent seismic data. These results may be considered for other estuary mouth sandbanks and other sandbanks that are potentially affected by waves.

Acknowledgements

The AWAC data collected at the Antioche station and the Vector data collected at La Brée station were provided by the French Oceanographic and Hydrographic Institute (SHOM), acquired during the projects MOU-TON (funded by DGA PEA 012401) and EPIGRAM (funded by LEFE/IDAO and ANR, agreement ANR-08-BLAN-0330-01). The development of the model with respect to SED2D module was performed in the scope of the project DYNAMO, funded by the French National Research Agency (Grant agreement no. ANR-12-JS02-00008-01). The developing teams of SELFE/SCHISM and WWM are also greatly acknowledged.

References

- Abgrall, R., 2006. Residual distribution schemes: Current status and future trends. *Comput. Fluids* 35, 641–669.
- Berné, S., Trentesaux, A., Stolk, A., Missiaen, T., De Batist, M., 1994. Architecture and long term evolution of a tidal sandbank: the Middelkerke Bank (southern North Sea). *Mar. Geol.* 121, 57–72.
- Bertin, X., Chaumillon, E., 2005. Apports de la modélisation sur bathymétries historiques dans la compréhension des évolutions des bancs de sable estuariens. *Compt. Rendus Geosci.* 337, 1375–1383.
- Bertin, X., Chaumillon, E., Sottolichio, A., Pedreros, R., 2005. Tidal inlet response to sediment infilling of the associated bay and possible implications of human activities: the Marennes-Oléron bay and the Maumusson inlet, France. *Cont. Shelf Res.* 25, 1115–1131.
- Bertin, X., Oliveira, A., Fortunato, A.B., 2009. Simulating morphodynamics with unstructured grids: description and validation of a modeling system for coastal applications. *Ocean Model.* 28, 75–87.
- Bertin, X., Bruneau, N., Breilh, J.F., Fortunato, A.B., Karpytchev, M., 2012. Importance of wave age and resonance in storm surges: the case Xynthia, Bay of Biscay. *Ocean Model.* 42, 16–30.
- Bertin, X., Prouteau, E., Letetrel, C., 2013. A significant increase in wave height in the North Atlantic Ocean over the 20th century. *Glob. Planet. Chang.* 106, 77–83 (Cited By 9).
- Bertin, X., Li, K., Roland, A., Bidlot, J.R., 2015. The contribution of short-waves in storm surges: two case studies in the Bay of Biscay. *Cont. Shelf Res.* 96, 1–15.
- Billeaud, I., Chaumillon, E., Weber, O., 2005. Evidence of a major environmental change recorded in a macrotidal bay (Marennes-Oléron Bay, France) by correlation between VHR seismic profiles and cores. *Geo-Mar. Lett.* 25, 1–10.
- Bosboom, J., Reniers, A., 2014. Displacement-based error metrics for morphodynamic models. *Adv. Geosci.* 39, 37–43.
- Cayocca, F., 2001. Long-term morphological modeling of a tidal inlet: the Arcachon Basin, France. *Coast. Eng.* 42, 115–142.
- Castelle, B., Marieu, V., Bujan, S., Splinter, K.D., Robinet, A., Sénéchal, N., Ferreira, S., 2015. Impact of the winter 2013–2014 series of severe Western Europe storms on a double-barred sandy coast: Beach and dune erosion and megacusp embayments. *Geomorphology* 238, 135–148.

- Chaumillon, E., Gillet, H., Weber, N., Tesson, M., 2002. Évolution temporelle et architecture interne d'un banc sableux estuarien: la Longe de Boyard (littoral Atlantique, France). *Compt. Rendus Geosci.* 334, 119–126.
- Chaumillon, E., Bertin, X., Falchetto, H., Allard, J., Weber, N., Walker, P., Pouvreau, N., Woppelmann, G., 2008. Multi time-scale evolution of a wide estuary linear sandbank, the Longe de Boyard, on the French Atlantic coast. *Mar. Geol.* 251, 209–223.
- Chaumillon, E., Féliès, H., Billy, J., Breilh, J.F., Richetti, H., 2013. Tidal and fluvial controls on the internal architecture and sedimentary facies of a lobate estuarine tidal bar (the Plassac Tidal Bar in the Gironde Estuary, France). *Mar. Geol.* 346, 58–72.
- Dalrymple, R.W., Rhodes, R.N., 1995. Estuarine dunes and bars. *Geomorphology and Sedimentology of Estuaries*. Vol. 53, pp. 359–422.
- Dastgheib, A., Roelvink, J., Wang, Z., 2008. Long-term process-based morphological modeling of the Marsdiep Tidal Basin. *Mar. Geol.* 256, 90–100.
- Dissanayake, D., Ranasinghe, R., Roelvink, J., 2009. Effect of sea level rise in tidal inlet evolution: a numerical modelling approach. *J. Coast. Res.* 942–946.
- Dodet, G., 2013. Morphodynamic Modelling of a Wave-Dominated Tidal Inlet: The Albufeira Lagoon (Ph.D. thesis).
- Dodet, G., Bertin, X., Taborda, R., 2010. Wave climate variability in the North-East Atlantic Ocean over the last six decades. *Ocean Model.* 31, 120–131.
- Dyer, K.R., Huntley, D.A., 1999. The origin, classification and modelling of sand banks and ridges. *Cont. Shelf Res.* 19, 1285–1300.
- Fortunato, A.B., Nahon, A., Dodet, G., Pires, A.R., Freitas, M.C., Bruneau, N., Azevedo, A., Bertin, X., Benevides, P., Andrade, C., et al., 2014. Morphological evolution of an ephemeral tidal inlet from opening to closure: the Albufeira inlet, Portugal. *Cont. Shelf Res.* 73, 49–63.
- Geleynse, N., Storms, J., Stive, M., Jagers, H., Walstra, D., 2010. Modeling of a mixed-load fluvio-deltaic system. *Geophys. Res. Lett.* 37.
- Geleynse, N., Storms, J.E., Walstra, D.J.R., Jagers, H.A., Wang, Z.B., Stive, M.J., 2011. Controls on river delta formation; insights from numerical modelling. *Earth Planet. Sci. Lett.* 302, 217–226.
- Gómez, E.A., Perillo, G.M., 1992. Largo bank: a shoreface-connected linear shoal at the Bahía Blanca Estuary entrance, Argentina. *Mar. Geol.* 104, 193–204.
- Gouriou, T., Mgue, B.M., Wöppelmann, G., 2013. Reconstruction of a two-century long sea level record for the Pertuis d'Antioche (France). *Cont. Shelf Res.* 61, 31–40.
- Guerin, T., Bertin, X., Dodet, G., 2016. A numerical scheme for coastal morphodynamic modelling on unstructured grids. *Ocean Model.* 104, 45–53.
- Harris, P.T., 1988. Large-scale bedforms as indicators of mutually evasive sand transport and the sequential infilling of wide-mouthed estuaries. *Sediment. Geol.* 57, 273–298.
- Houbolt, J., 1968. Recent sediments in the southern bight of the North Sea. *Geol. Mijnb.* 47, 245–273.
- Huthnance, J., 1982. On one mechanism forming linear sand banks. *Estuar. Coast. Shelf Sci.* 14, 79–99.
- Idier, D., Pedreros, R., Oliveros, C., Sottolichio, A., Choppin, L., Bertin, X., 2006. Contributions respectives des courants et de la houle dans la mobilité sédimentaire d'une plate-forme interne estuarienne. exemple: le seuil interinsulaire, au large du Pertuis d'Antioche, France. *Compt. Rendus Geosci.* 338, 718–726.
- Kalnay, E., Kanamitsu, M., Kistler, R., Collins, W., Deaven, D., Gandin, L., Iredell, M., Saha, S., White, G., Woollen, J., Zhu, Y., Chelliah, M., Ebisuzaki, W., Higgins, W., Janowiak, J., Mo, K., Ropelewski, C., Wang, J., Leetmaa, A., Reynolds, R., Jenne, R., Joseph, D., 1996. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 77, 437–471 (Cited By 13773).
- Kapsimalis, V., Massé, L., Velegrakis, A., Tastet, J., Lagasquie, M., Paireau, O., 2004. Formation and growth of an estuarine sandbank: Saint-Georges bank, Gironde Estuary (France). *J. Coast. Res.* 27–42.
- Komen, G.J., Cavaleri, L., Donelan, M., Hasselmann, K., Hasselmann, S., Janssen, P.A.E.M., 1996. *Dynamics and Modelling of Ocean Waves*. Cambridge University Press.
- Larson, M., Camenen, B., Nam, P.T., 2011. A unified sediment transport model for inlet application. *J. Coast. Res.* 27–38.
- Latteux, B., 1995. Techniques for long-term morphological simulation under tidal action. *Mar. Geol.* 126, 129–141 (Large-Scale Coastal Behavior).
- Le Hir, P., Cayocca, F., Waeles, B., 2011. Dynamics of sand and mud mixtures: a multiprocess-based modelling strategy. *Cont. Shelf Res.* 31, S135–S149.
- Leonard, B., 1991. The ultimate conservative difference scheme applied to unsteady one-dimensional advection. *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 88, 17–74.
- Ludwick, J.C., 1974. Tidal currents and zig-zag sand shoals in a wide estuary entrance. *Geol. Soc. Am. Bull.* 85, 717–726.
- Nahon, A., Bertin, X., Fortunato, A.B., Oliveira, A., 2012. Process-based 2DH morphodynamic modeling of tidal inlets: a comparison with empirical classifications and theories. *Mar. Geol.* 291, 1–11.
- Olariu, M.I., Olariu, C., Steel, R.J., Dalrymple, R.W., Martinius, A.W., 2012. Anatomy of a laterally migrating tidal bar in front of a delta system: Esdolomada Member, Roda Formation, Tremp-Graus Basin, Spain. *Sedimentology* 59, 356–378.
- Pattiaratchi, C., Collins, M., 1987. Mechanisms for linear sandbank formation and maintenance in relation to dynamical oceanographic observations. *Prog. Oceanogr.* 19, 117–176.
- Reniers, A., Gallagher, E., MacMahan, J., Brown, J., Rooijen, A., Thiel de Vries, J., Prooijen, B., 2013. Observations and modeling of steep-beach grain-size variability. *J. Geophys. Res. Oceans* 118, 577–591.
- Roland, A., Zhang, Y.J., Wang, H.V., Meng, Y., Teng, Y.C., Maderich, V., Brovchenko, I., Dutour-Sikiric, M., Zanke, U., 2012. A fully coupled 3D wave-current interaction model on unstructured grids. *J. Geophys. Res.* 117.
- Signell, R.P., Harris, C.K., 2000. Modeling sand bank formation around tidal headlands. pp. 209–222.
- Soulsby, R., 1997. *Dynamics of marine sands: a manual for practical applications*. Thomas Telford.
- Swift, D., Phillips, S., Thorne, J., 1991. Sedimentation on continental margins, iv: lithofacies and depositional systems. *Shelf Sand and Sandstone Bodies: Geometry, Facies and Sequence Stratigraphy*, pp. 89–152.
- Tolman, H.L., et al., 2009. User manual and system documentation of WAVEWATCH III TM version 3.14. Technical note, MMAB Contribution, p. 276.
- Toublanc, F., Brenon, I., Coulombier, T., Le Moine, O., 2015. Fortnightly tidal asymmetry inversions and perspectives on sediment dynamics in a macrotidal estuary (Charente, France). *Cont. Shelf Res.* 94, 42–54.
- van Rijn, L., Walstra, D., Ormond, M.v., 2004. Description of TRANSPOR2004 and implementation in DELFT3D-ONLINE: final report. Technical Report. Deltares (WL).
- van Rijn, L., Soulsby, R., Hoekstra, P., Davies, A., 2005. SANDPIT, Sand Transport and Morphology of Offshore Mining Pits. Aqua Publications.
- van Rijn, L.C., 2007a. Unified view of sediment transport by currents and waves. I: Initiation of motion, bed roughness, and bed-load transport. *J. Hydraul. Eng.* 133 (6), 649–667.
- van Rijn, L.C., 2007b. Unified view of sediment transport by currents and waves. II: Suspended transport. *J. Hydraul. Eng.* 133 (6), 668–689.
- Viparelli, E., Blom, A., Ferrer-Boix, C., Kuprenas, R., 2014. Comparison between experimental and numerical stratigraphy emplaced by a prograding delta. *Earth Surf. Dyn.* 2, 323–338.
- Walstra, D., Hoekstra, R., Tonnon, P., Ruessink, B., 2013. Input reduction for long-term morphodynamic simulations in wave-dominated coastal settings. *Coast. Eng.* 77, 57–70.
- Wu, W., Lin, Q., 2014. Nonuniform sediment transport under non-breaking waves and currents. *Coast. Eng.* 90, 1–11.
- Wu, W., Wang, S.S., Jia, Y., 2000. Nonuniform sediment transport in alluvial rivers. *J. Hydraul. Res.* 38, 427–434.
- Zhang, Y., Baptista, A.M., 2008. SELFE: A semi-implicit Eulerian-Lagrangian finite-element model for cross-scale ocean circulation. *Ocean Model.* 21, 71–96.
- Zhang, Y.J., Ye, F., Stanev, E.V., Grashorn, S., 2016. Seamless cross-scale modeling with SCHISM. *Ocean Model.* 102, 64–81.