

# THESE

Présentée à

## L'UNIVERSITE BORDEAUX I

Ecole Doctorale Sciences du Vivant,  
Géosciences, Sciences de l'Environnement

**Par M<sup>r</sup> Bruno CASTELLE**

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR

Spécialité : Océanographie, paléo-océanographie

---

**Modélisation de l'hydrodynamique sédimentaire au-dessus des  
barres sableuses soumises à l'action de la houle : application à la  
côte aquitaine**

---

Soutenue le 4 octobre 2004

Après avis de :

M. **Mathieu Mory**, Professeur, Université de Pau et des Pays de l'Adour  
M. **Albert Falques**, Professeur, Universitat Politècnica de Barcelona

Devant la commission d'examen formée de :

M. <b>Frabrice Ardhuin</b> , Docteur, SHOM /CMO/RED	Examineur
M. <b>Jean-Paul Parisot</b> , Professeur, Université Bordeaux I	Examineur
M. <b>Philippe Bonneton</b> , Chargé de recherche CNRS, Université Bordeaux I	Directeur de thèse
M. <b>Patrick Buat-Menard</b> , Directeur de Recherche CNRS, Université Bordeaux I	Examineur
M. <b>Mathieu Mory</b> , Professeur, Université de Pau et des Pays de l'Adour	Rapporteur
M. <b>Albert Falques</b> , Professeur, Universitat Politècnica de Barcelona	Rapporteur



# REMERCIEMENTS

*Je voudrais avant tout remercier Philippe Bonneton qui a dirigé ce travail pendant ces trois années et sans qui il n'aurait jamais pu voir le jour. Ses compétences, sa disponibilité et sa gentillesse ont abouti à une direction de thèse exemplaire, que je souhaite à tous les doctorants. Il m'a toujours accordé sa confiance et mis à ma disposition les moyens nécessaires pour mener à bien cette thèse, tout en m'accordant un grand degré de liberté. Merci pour tout, tant scientifiquement que humainement !*

*Je voudrais remercier chaleureusement Fabrice Ardhuin pour ses conseils et sa connaissance sans faille de l'océanographie côtière. Merci de m'avoir accordé ta confiance et d'obtenir un financement auprès de la DGA.*

*Je remercie Albert Falquès, dont les travaux ont largement inspiré les miens, pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse. Je souhaite vivement pourvoir collaborer avec lui au cours de mes futurs travaux de recherche.*

*Je remercie Mathieu Mory pour ces conseils avisés concernant le manuscrit ainsi que son soutien dans mes recherches.*

*Je remercie Jean-Paul Parisot, venu récemment dans l'équipe, pour l'intérêt qu'il a porté à mes travaux de thèse ainsi que son esprit critique.*

*Je remercie Patrick Buat-Ménard qui a suivi avec intérêt mes travaux de thèse. En dépit de son emploi du temps surchargé, il a accepté de présider mon jury de thèse. C'est un grand honneur pour moi.*

*Un gargantuesque MERCI à Rémi Butel, pourtant discret mais dont le rôle est essentiel à l'intérieur du labo en informatique et ingénierie logiciel. "Butel 2 : en 2 minutes votre problème est résolu", et ce pour n'importe quel problème lié à votre ordinateur et dans n'importe quel langage informatique. Je te remercie également d'avoir été mon correcteur d'orthographe automatique pour les articles et ce manuscrit. Merci à toi pour ta disponibilité ta gentillesse et ton humilité, car sans toi je serai peut être encore à l'heure actuelle de chercher le bouton ON de mon PC...*

*Je tiens également à remercier Hélène Dupuis pour sa gentillesse, sa disponibilité et ses compétences qui couvrent de nombreux domaines, et avec qui j'ai eu le bonheur d'interagir tout au long de cette thèse.*

*Un grand merci également à Denis Michel et Hélène Howa entre autre pour les discussions scientifiques (oui Hélène, malgré ton franc-parlé), les pionniers dans le domaine des plages sableuses d'Aquitaine et sans qui la plage du Truc Vert ne serait pas mondialement connue.*

*Au sein du laboratoire, je voudrais également remercier chaleureusement Philippe Bertrand, Christian Carruesco, Aldo Sottolichio, Pierre Anschutz, Gwenael Abril, Jean-Marie Froidefond, Jean-Marie Jouanneau, Georges Oggian, Amaury De Resseguier ainsi que les bibliothécaires Annie et Cathy et l'équipe de l'association OCEAN : Eric, Marie-France Laurence et Didier. J'en profite pour remercier Pierre Nouqueret pour m'avoir permis de partager les connaissances acquises pendant cette thèse et de les vulgariser dans différents magazines. Merci également Lionel Nouzarede d'IBM pour m'avoir permis de*

*communiquer ces mêmes résultats à l'occasion de plusieurs séminaires devant des publics d'horizons variés.*

*Aux cours de ma formation, des différentes conférences et campagnes de mesures, j'ai eu la chance de pouvoir côtoyer : Stéphane Abadie, Eric Chaumillon, Vincent Rey, Hervé Michallet, Rodrigo Pedreros, Eric Barthelemy, Pilippe Larroudé, Pierre Le Hir, Philippe Forget, Michel Benoit, Philippe Maron, Gilles Tedeschi... J'espère du fond du coeur pouvoir collaborer avec vous dans mes futurs travaux de recherche.*

*Abordons maintenant le groupe des thésards qui ont eu le courage de me supporter pendant près de 3 ans à Bordeaux : tout d'abord Stéphane (+ Karine) le plus grand des crouneurs libournais, pour ses goût musicaux d'une rare médiocrité, son adoration pour la Guinness, ses joutes verbales au RU et ses talents de golfeur, Mr Frédéric Guerin pour sa malchance, sa maladresse et ses aptitudes à conduire en terrain humide ou à s'endormir une clope à la bouche ainsi que sa compagne Flo notamment pour le détartrage, Marc-Vincent (et myriame) pour son assiduité hmm..., sa témérité hmmm..., sa grosse patate quoi! , Tim le caméléon qui se transforme en bouée allemande chaque été lorsqu'il chevauche son boogyboard sur nos plages d'Aquitaine, Mathieu (+ Céline) le sportif incompris, Vincent "chilikipu" (+ Dorothee) certainement la plus belle foulée du labo malgré un surpoids certain dû à une surconsommation des pâtes au jus du RU, Frank pour sa pudeur, son goût prononcé pour la sobriété et sa délicatesse avec la gente féminine passé minuit, Yann (brgm power!) et Jo entre autre pour les soirées à la Victoire, la petite Gwen expatriée à Montréal et dont j'ai eu le bonheur de partager le bureau pendant plus d'un an, la grande Anne pour sa patate sa bonne humeur (non Anne tu vois bien je ne suis pas un fachiste!) et Max l'escaladeur-acrobate ainsi que Julie dans la même catégorie. Un immense merci aussi à Elsa, Sylvain, Manue, Bobo, Nadia, David, Filipa, Stéphanie, Alex... Mille excuses à celles et ceux que j'oublie.*

*Il y a également les amis de longue date que je continue à côtoyer, mais malheureusement beaucoup moins fréquemment :*

*Tout d'abord mes amis de classe prépa, certainement côtoyés pendant la période la plus difficile de ma jeune vie. Avant tout les potes de la Pop's Land : "Pops" désormais expatrié dans une forêt au Chili dans sa petite cabane, Julien expatrié à Paname l'ingénieur informaticien mondialement reconnu, François le mastoc expatrié à Lyon et qui a enfin trouvé sa voie, Nico le cuisinier, Julius "hendrix", Karl, Ange, Stéphane...*

*Les potes de La Rochelle : Julius et Delphine, Djé, Greg, Marie, Sèb et Barbara, Mike et Emilie, Billich, Basilou...*

*Un grand merci aussi aux potes rencontrés ou retrouvés à l'Ecole d'Ingé à Toulon, pendant les soirées à l'Antre, aux Lauriers ou encore pendant les très nombreux feux sur la plage, j'en oublie bien sûr mais je voudrais remercier et envoyer plein de bisous à : le grand Marcus ("CCUUSSSSMMMMMAAAAARRRRR!!!") de Breizhion ainsi que sa femme Vivi et les deux petits, JC l'alcoolique (aussi connu sous le pseudonyme de "Jean Caca", "Jean Chêne de Charles", "Jean Chie"...) et Zac (terme affectif désignant son bide...), Vincent et Camille (et la petite), Seb Coco, Nico Moto, Fred, Bat (brougne de marseillais), Xabrougne, Dani, Rizlane, les 2 Emilies, Mumu, Léna, Sylvie, le Tautier, Le Da, Vincent Maz... et Didier la benne, lui aussi nouveau docteur en océanographie, et avec j'espère*

*représenter à nouveau dignement la recherche française à l'étranger...*

*Même si j'ai peu l'occasion de revoir la plupart d'entre vous, je vous redis un grand MERCI pour ces bons moments passés en votre compagnie.*

*Dans la catégorie "divers", je voudrais remercier également : Fab thésard de son état et pote depuis la prépa, To pour les soirées, les boeufs jazzy ou de Percus, JP l'homme qui rame plus vite que le mascaret ("Et au fait euh JP, t'as... heu...?") et premier africain rouquin, merci aussi pour les boeufs de percus et les cascades avec ton 4\*4, Nico le voisin pour les repas, les barbecs, les soirées, les boeufs, le surf et les nombreux moments passés ensemble, Isa la voisine pour son chien Crousty, ses poules, les lapins, les 1354 cochons d'Indes..., Pierrot le nouveau voisin pour ne jamais avoir fait de tapage matinal, tu m'étonnes!, Olive et Ana, steven, mike...*

*Dans la catégorie potes francophones de la recherche, merci à Xavier Bertin, ça c'est du bon gars scientifiquement, humainement, festivement surfistiquement... Merci aussi à Aymeric, Benoît Camenen, Jano, Christophe, Damien, Bobo, Mr Bin, Benoit, Fab, Raph, Rodrigo Cienfuegos, Roland, Deborah...*

*Les potes de recherche étrangers, la plupart rencontrés pendant les conférences et l'Université d'été en Hollande : Mark, Ismael, marije, Joanna, Maintane, Giovanni, francesca, Joseph, Anneke, Izaskun... et tout le comité d'organisation et ainsi que les profs, en particulier Huib De Swart, Albert Falques, Lucas Merckelbach, Nick Dodd (pour la guitare), David Huntley, M. Losada, J. Battjes, D. Calvete...*

*Dédicace toute particulière aux dépressions de l'Atlantique Nord et au vent d'Est!*

*Enfin, je remercie surtout ma famille, et tout particulièrement mes parents et ma sœur, qui m'ont toujours soutenu pendant ma vie et mes études depuis mes premiers balbutiements. Merci de m'avoir fait côtoyer la mer depuis mes premiers pas et pour avoir bien voulu que leur garçon qui passait déjà la plupart de son temps à la plage choisisse d'en faire son métier. C'est à eux que je dédis ce travail.*

*Pour finir, un immense merci à Sophie, pour ta patience, ton soutien et ton amour, et pour toutes les belles choses qu'il nous reste à vivre ensemble...*

*A toutes et à tous, et à ceux que j'ai eu le malheur d'oublier mais qui se reconnaîtront je vous envoie un immense*

**MERCI!!!**



# GLOSSAIRE

## Symbole Signification

$A$	Amplitude de la vague
$A_r$	Aire de la section du rouleau de déferlement
$a_b$	Paramètre représentatif de l'amplitude de la vitesse des particules fluides au fond
$\vec{c}$	Vitesse de phase de la vague
$c_m$	Vitesse de phase moyenne des vagues
$\vec{c}_g$	Vitesse de groupe
$c_{gm}$	Vitesse de groupe moyenne des vagues
$\vec{c}_c$	Vitesse de phase de la vague en présence d'un courant côtier
$C_x, C_y$	Vitesse de transfert de densité d'action des vagues dans l'espace $(x, y)$
$C_\sigma$	Vitesse de transfert de densité d'action des vagues en fréquence
$C_\theta$	Vitesse de transfert angulaire de densité d'action des vagues
$C_f$	Coefficient de frottement au fond
$C_{Madsen}$	Coefficient de Madsen et al. (1988) du frottement des vagues au fond
$d_*$	Diamètre sédimentologique
$D_{tot}$	Taux de dissipation d'énergie total des vagues
$D_{Fond}$	Taux de dissipation d'énergie des vagues par frottement au fond
$D$	Taux de dissipation d'énergie des vagues par déferlement bathymétrique
$D_{Deferl}$	Taux de dissipation de la densité spectro-angulaire d'action des vagues par déferlement bathymétrique
$D_{Fond}$	Taux de dissipation de la densité spectro-angulaire d'action des vagues par frottement au fond
$D_{Triplet}$	Taux de transfert de densité spectro-angulaire d'action des vagues par interactions non-linéaires entre triplets de fréquence
$\vec{E}_t$	Flux d'énergie associé à la vague
$E$	Energie de la vague
$E_s$	Densité spectro-angulaire d'énergie des vagues

$\vec{F}_p$	Forçage dû aux gradients de pression hydrostatique
$\vec{F}_v$	Forçage des vagues
$\vec{F}_r$	Forçage résiduel
$f_w$	Paramètre adimensionnée du frottement des vagues au fond
$g$	Constante gravitationnelle
$\bar{h}$	Profondeur d'eau moyenne
$h_c$	Profondeur d'eau caractéristique
$h_m$	Hauteur de marée (au-dessus du 0 hydrographique)
$H$	Hauteur (crête à creux) de la vague
$H_0$	Hauteur de la vague au large
$H_{s0}$	Hauteur significative des vagues au large
$H_m$	Hauteur de vague maximale pour une profondeur d'eau locale donnée
$H_s$	Hauteur significative des vagues
$H_{rms}$	Hauteur quadratique moyenne des vagues
$J$	Coefficient d'interaction entre triplets de fréquence
$k$	Nombre d'onde de la vague
$k_m$	Nombre d'onde moyen des vagues
$\vec{k}$	Vecteur d'onde de la vague
$K_N$	Rugosité du fond
$K_m$	Coefficient de mélange de la quantité de mouvement
$L_t$	Longueur de mélange latéral
$N$	Densité spectro-angulaire d'action vagues
$nx$	Nombre de mailles en longshore
$ny$	Nombre de mailles en cross-shore
$p$	Porosité du sédiment
$\vec{Q}$	Débit d'eau apporté par les vagues (mouvement organisé)
$\vec{Q}_r$	Débit d'eau apporté par le rouleau de déferlement
$\vec{Q}$	Débits liquides moyens
$\vec{Q}_{b0}$	Flux sédimentaires par charriage
$\vec{Q}_{b\beta}$	Contribution par effet de pente des flux sédimentaires par charriage

$\vec{Q}_{s0}$	Flux sédimentaires par suspension
$\vec{Q}_{s\beta}$	Contribution par effet de pente des flux sédimentaires par suspension
$Q_b$	Fraction de vagues déferlées
$s$	Rapport de la masse volumique du sédiment sur celle de l'eau
$\overline{S}_{ij}$	Tenseur des tensions de radiation
$S$	Terme (source et puit) dans l'équation de conservation de la densité spectro-angulaire d'action des vagues
$\overline{R}_{ij}$	Tenseur de la contribution moyenne d'excès de quantité de mouvement associé au rouleau de déferlement
$T$	Période de la vague
$T_m$	Période moyenne des vagues
$T_{m0}$	Période moyenne des vagues au large
$T_0$	durée sur laquelle sont moyennées les vitesses pour obtenir les courants moyens
$\vec{u}_f$	Vitesse instantanée des particules fluides au fond
$\vec{u}_w$	Vitesse instantanée associée à la composante fluctuante liée à la houle des particules fluides au fond
$\vec{u}$	Vitesses horizontales des particules fluides
$\vec{\hat{u}}$	Partie fluctuante des vitesses des particules fluides
$\vec{u}'$	Composante fluctuante associée au mouvement organisé des vagues
$\vec{u}''$	Composante turbulente associée au mouvement des vagues
$\vec{U}_c$	courants moyens intégrés sur la verticale
$\vec{U}$	courants moyens d'après la définition de Mei (1989)
$\vec{U}_{cotier}$	Courant côtier
$U_r$	Courant de retour
$U_{rs}$	Nombre d'Ursell
$U_w$	Amplitude de la vitesse orbitale au fond
$V$	Courant de dérive
$V_{migr}$	Vitesse de migration des barres sableuses parallèlement à la côte
$w_s$	Vitesse de chute du sédiment
$Z_f$	Cote du fond

$\beta$	Pente locale du fond
$\beta_b$	Biphase
$\vec{e}_k$	Vecteur unitaire de l'onde
$\epsilon_b$	Facteur d'efficacité du transport sédimentaire par charriage
$\epsilon_s$	Facteur d'efficacité du transport sédimentaire par suspension
$\gamma$	Rapport de la hauteur de vagues sur la profondeur d'eau
$\lambda$	Longueur d'onde de la vague
$\lambda_0$	Longueur d'onde de la vague au large
$\lambda_B$	Longueur d'onde des barres sableuses
$\lambda_m$	Longueur d'onde moyenne des vagues
$\eta$	Cote de la surface libre
$\bar{\eta}$	Cote de la surface libre moyenne
$\nu$	Viscosité cinématique de l'eau
$\omega$	Pulsation de la vague
$\omega_m$	Pulsation moyenne
$\Omega$	Paramètre de Gourlay (1968)
$\Phi$	Angle de frottement interne au sédiment
$\rho$	Masse volumique de l'eau
$\rho_r$	Masse volumique du rouleau de déferlement
$\rho_s$	Masse volumique du sédiment
$\sigma$	Fréquence relative
$\bar{\sigma}$	Fréquence moyenne des vagues
$\vec{\tau}^F$	Contrainte de frottement au fond
$\theta$	Incidence des vagues (par rapport à la normale à la côte)
$\theta_m$	Incidence moyenne des vagues (par rapport à la normale à la côte)
$\theta_{m0}$	Incidence moyenne des vagues au large

$\xi_0$	Nombre d'Iribaren au large
$\xi_d$	Nombre d'Iribaren au point de déferlment
$\Delta t_{morpho}$	Pas de temps morphodynamique
$\Delta x$	Pas longshore
$\Delta y$	Pas cross-shore

# Table des matières

<b>I</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>23</b>
<b>II</b>	<b>Processus hydro-sédimentaires sur les plages sableuses</b>	<b>32</b>
II.1	Introduction . . . . .	35
II.2	Hydrodynamique . . . . .	40
II.2.1	Les vagues . . . . .	40
II.2.2	Les ondes infragravitaires . . . . .	48
II.2.3	Les courants moyens . . . . .	50
II.3	Transport sédimentaire et morphodynamique . . . . .	61
II.3.1	Transport sédimentaire sur les plages sableuses . . . . .	61
II.3.2	Morphologie des plages et des barres sédimentaires . . . . .	63
II.3.3	Morphodynamique des plages . . . . .	69
II.3.4	Mécanismes de formation des barres sableuses . . . . .	74
II.4	Conclusion . . . . .	78
<b>III</b>	<b>Observations du forçage hydrodynamique et de l'évolution des corps sa- bleux sur la côte aquitaine</b>	<b>80</b>
III.1	Introduction . . . . .	82
III.2	Climatologie de houle . . . . .	85
III.2.1	Formation et caractéristiques des houles de l'Atlantique Nord . . . . .	85
III.2.2	Synthèse des données . . . . .	91
III.3	Morphologie des corps sableux . . . . .	94
III.3.1	Description générale . . . . .	94
III.3.2	Le système barre/baïne . . . . .	94
III.3.3	Les barres en croissant . . . . .	99
III.3.4	Variabilité des bancs de sable le long de la côte . . . . .	103
III.4	Hydrodynamique et transport sédimentaire . . . . .	106
III.4.1	Vagues . . . . .	106
III.4.2	Courants moyens . . . . .	107
III.4.3	Transport sédimentaire . . . . .	109
III.5	Morphodynamique . . . . .	112
III.5.1	Le système barre/baïne . . . . .	112

III.5.2 Les barres en croissant . . . . .	114
III.5.3 Interaction entre les deux systèmes . . . . .	120
III.6 Conclusion . . . . .	122
<b>IV Modèle morphodynamique</b>	<b>124</b>
IV.1 Introduction . . . . .	126
IV.2 Modèle spectral de vagues . . . . .	128
IV.2.1 Formulation . . . . .	128
IV.2.2 Paramètres de sortie de SWAN utilisés . . . . .	131
IV.3 Modèle de courants moyens . . . . .	133
IV.3.1 Modèle 2DH . . . . .	133
IV.3.2 Fermeture du modèle . . . . .	135
IV.4 Transport sédimentaire . . . . .	137
IV.4.1 Formule de Bailard (1981) . . . . .	137
IV.4.2 Caractère diffusif . . . . .	138
IV.5 Couplage de modules . . . . .	139
IV.5.1 Couplage vagues/courants moyens . . . . .	139
IV.5.2 Couplage morphodynamique . . . . .	141
<b>V Modélisation des vagues et des courants induits par la houle sur les plages d'Aquitaine</b>	<b>145</b>
V.1 Introduction . . . . .	147
V.2 Dynamique des courants induits par la houle au dessus des bancs de sable de la Côte Aquitaine . . . . .	148
V.2.1 Le courant de baie . . . . .	148
V.2.2 Circulations induites par les barres en croissant . . . . .	162
V.3 Etude de la dynamique des courants moyens induits par la houle sur la plage aquitaine naturelle du Truc Vert : analyse expérimentale et modélisation numérique pendant la campagne de mesures intensives PNEC 2001 . . . . .	169
V.3.1 La campagne de mesure PNEC 2001 . . . . .	169
V.3.2 Méthode . . . . .	173
V.3.3 Dynamics of wave-induced currents over a multiple-barred sandy beach on the aquitanian coast . . . . .	176
V.3.4 Discussion . . . . .	206
V.4 Conclusion . . . . .	208
<b>VI Modélisation morphodynamique</b>	<b>210</b>
VI.1 Introduction . . . . .	212
VI.2 Simulations numériques de la formation des systèmes de barres en croissant	214
VI.2.1 Formation des barres en croissant . . . . .	214

VI.2.2 Développement des barres en croissant . . . . .	229
VI.2.3 Discussion . . . . .	232
VI.3 Interaction entre les systèmes subtidiaux et intertidaux . . . . .	234
VI.3.1 Note sur la formation des systèmes barre/baïne dans la zone intertidale	234
VI.3.2 Influence du système barre/baïne sur les barres en croissant . . . . .	235
VI.3.3 Influence des barres en croissant sur le système barre/baïne . . . . .	236
VI.3.4 Echanges sédimentaires entre les zones subtidale et intertidale . . . . .	239
VI.4 Comparaison des simulations avec les images satellites et photos aériennes en notre possession . . . . .	243
VI.4.1 Les systèmes barre/baïne . . . . .	243
VI.4.2 Les systèmes de barres en croissant . . . . .	243
VI.4.3 Morphologies couplées . . . . .	246
VI.5 Discussion . . . . .	250
VI.5.1 Interprétation de la variabilité de la morphologie des barres en croissant	250
VI.5.2 Morphologie des barres sur les autres sites ateliers du PNEC ART7	253
VI.5.3 Perspectives de recherches sur les barres en croissant . . . . .	258
VI.6 Conclusion . . . . .	260
<b>VI Conclusion générale</b>	<b>263</b>
<b>A Modèle mathématique des courants moyens 2DH</b>	<b>284</b>
A.1 Conditions limite . . . . .	284
A.2 Equation de la conservation de la masse . . . . .	284
A.3 Equation de la conservation de la quantité de mouvement . . . . .	285
<b>B Démonstration mathématique des tensions de radiation</b>	<b>288</b>
<b>C Paramétrisation de l'asymétrie des vagues dans le calcul des flux sédimentaires du module sédimentaire de MORPHODYN</b>	<b>291</b>
<b>D Forçage des vagues</b>	<b>293</b>
<b>E Couplage morphodynamique</b>	<b>304</b>
<b>F Article : "Nearshore Waves and Currents over Crescentic Bars"</b>	<b>309</b>
<b>G Note sur les limites de l'approche 1DH pour simuler les courants moyens induits par les vagues au-dessus des plages naturelles d'Aquitaine</b>	<b>316</b>
<b>H Formation d'un profil de plage à barre et rôle de l'asymétrie</b>	<b>320</b>
<b>I Flux sédimentaires au-dessus d'un système barre/baïne</b>	<b>323</b>

<b>J</b>	<b>Simulation numérique de la formation des systèmes barre/baïne</b>	<b>325</b>
J.1	Conditions initiales . . . . .	325
J.2	Houle frontale . . . . .	326
J.3	Houle oblique . . . . .	326
<b>K</b>	<b>Note sur le transport sédimentaire au-dessus des plages d’Aquitaine pendant les conditions de houle énergétiques</b>	<b>329</b>
<b>L</b>	<b>Synthèse des images SPOT montrant la présence de barres en croissant subtidales</b>	<b>331</b>

# Table des figures

I.1	Localisation, marnage et morphologie des profils des trois plages des sites chantiers du PNEC ART7. (Stépanian, 2002) . . . . .	28
I.2	Photographie aérienne de la plage du Truc Vert (côte aquitaine) avec localisation des zones subtidale et intertidale, et les terminologies "cross-shore" et "longshore". . . . .	29
I.3	Stratégie de modélisation utilisée pendant cette thèse, avec les contributions des différents auteurs. . . . .	30
II.1	Photographie aérienne d'une barrière de corail soumise à l'action de la houle sur les Iles Fidji (photographie issues de Surfer's Journal). Visualisation de la réfraction, du déferlement des vagues, de la diffraction et de la libération d'harmoniques au passage de la barre. . . . .	36
II.2	Echelles spatio-temporelles des processus hydrodynamiques en zone côtière (Bonneton, 2004). . . . .	37
II.3	Spectre des vitesses en zone de surf; (a) : spectre schématisé des principaux processus hydrodynamiques en zone de surf; (b) : spectre de la vitesse cross-shore sur la plage aquitaine du Truc Vert. OI : "Ondes Infragravitaires"; IC : "Instabilités du Courant moyen"; $f_p$ : fréquence du pic de houle. 2DH : modélisation statistique 2DH, BSV : modélisation Boussinesq et Saint Venant, NSD : modélisation Navier Stokes diphasique. D'après Bonneton (2004). . . . .	38
II.4	Echelles spatio-temporelles associées aux mouvements des bancs de sable sur les plages dominées par l'action de la houle, d'après Stive et al. (1991). . . . .	39
II.5	Représentation des paramètres caractéristique des vagues . . . . .	40
II.6	Formation d'une dépression et vent associé à partir d'un conflit entre masses d'air chaud et froid générant des trains de houle . . . . .	41
II.7	Schématisation du phénomène de réfraction au-dessus d'une côte comportant des caps et des baies. Focalisation de l'énergie moyenne des vagues devant les caps. . . . .	43
II.8	Profils cross-shores des quatre types de déferlement Galvin (1968), (les flèches indiquent le point de déferlement). "Spilling"=glissant, "Plunging"=plongeant, "collapsing"=à effondrement,"surging"=frontal . . . . .	45
II.9	Photos de déferlement de vagues sur la plage sableuse de Bud Bud (Vendée). A gauche : déferlement plongeant : A droite : déferlement glissant . . . . .	46

II.10 Ondes longues rencontrées en zone côtière ; Structure spatiale et direction de propagation. D'après Longuet-Higgins and Stewart (1964) . . . . .	48
II.11 Représentation des enveloppes tridimensionnelles de la surface libre en présence de "leaky wave" et de "edge wave", d'après Wright et al. (1982) . . . . .	49
II.12 Approximation des milieux peu profonds : $(L_x, L_y) \gg L_z$ . . . . .	50
II.13 Mesure du set-up et du set-down en laboratoire sur une plage. Données : $T=1.14s$ , $H_0=6.45cm$ , pente de la plage $\beta = 0.082$ ; D'après Bowen et al. (1968) . . . . .	52
II.14 Schématisation du courant de retour et de sa structure verticale sur une plage homogène dans la direction parallèle à la côte . . . . .	53
II.15 Schématisation de la structure du courant de dérive induit par une houle oblique au-dessus d'une plage plane et homogène dans la direction parallèle à la côte . . . . .	53
II.16 (A) : Mesure et simulation du profil horizontal des vagues et du courant de dérive sur la plage plane de Santa Barbara. En haut : profil de la moyenne quadratique des hauteurs de vagues $H_{rms}$ ; En bas : profils du courant de dérive simulés (pour plusieurs formulations du frottement au fond) et mesuré. D'après Church and Thornton (1993). (B) : Mesure et simulation du profil horizontal des vagues et du courant de dérive sur une plage naturelle à barre. En haut : profil de la moyenne quadratique des hauteurs de vagues $H_{rms}$ ; En bas : profils du courant de dérive simulés (pour plusieurs formulations du frottement au fond) et mesuré. D'après Church and Thornton (1993) . . . . .	54
II.17 Photos aériennes de courants sagittaux au-dessus de plages sableuses. A gauche : le site RIPEX à Sand City en Californie ( <a href="http://www.oc.nps.navy.mil/thornton/ripex/ripex.htm">http://www.oc.nps.navy.mil/thornton/ripex/ripex.htm</a> ), la barre sous-marine est interrompue périodiquement ( $\approx 100m$ ) par des chenaux perpendiculaires au rivage, associés à des courants sagittaux; A droite : courants sagittaux induits par la présence de vagues peu énergétiques au-dessus d'un système périodique de croissants de plage. . . . .	56
II.18 Mesures en laboratoire de la structure verticale d'un courant sagittal le long d'un chenal de vidange, d'après Haas and Svendsen (2002). . . . .	57
II.19 A gauche : trajectoire d'un marqueur bleu dans un système de courants sagittaux, dix minutes après l'avoir mis dans à l'entrée du chenal près du bord. Visualisation de la cellule de circulation des courants moyens. A droite : simulation de la trajectoire du marqueur bleu, les couleurs les plus sombres représente les plus fortes concentrations dans la colonne d'eau. D'après Haas et al. (2002) . . . . .	58
II.20 Schématisation des courants moyens induits par la houle au-dessus d'une plage à barre, en présence d'une houle d'incidence faiblement oblique. . . . .	59
II.21 Les trois modes de transport sédimentaire (Camenen, 2002) d'après Fredsoe and Deigaard (1994) : transport par charriage, transport par suspension, transport par "sheet flow" . . . . .	61
II.22 Schématisation d'une plage dissipative, analogue au profil de tempête. Adapté par Short (1999) . . . . .	64
II.23 Schématisation d'une plage réfléchive. Adapté par Short (1999) . . . . .	64

II.24 Les quatre sous-classes de plage intermédiaire d'après Short (1999). LBT : "Longshore Bar-Through" ; RBB : "Rhythmic Bar and Beach" ; LTT : "Low Tide Terrace", TBR : "Transverse Bar and Rip" . . . . .	66
II.25 Plages intermédiaires à double barres : fréquence des combinaisons de barres sédimentaires observées par Short and Aagaard (1993) pour un système à deux barres d'une plage australienne. LBT : "Longshore Bar Trough", RBB="Rythmic Bar Beach", TBR="Transverse Bar Trough", LTT="Low Tide Terrace". D'après Short and Aagaard (1993) et modifié par Short (1999) . . . . .	67
II.26 Barres en croissant à Leucate-Plage dans le Golfe du Lion (Certain, 2002) . . . . .	69
II.27 Séquences d'accrétion (à gauche) et d'érosion (à droite) des plages dominées par l'action de la houle et de type intermédiaire (Fig. II.24), Short (1999) . . . . .	71
II.28 Images ARGUS d'une plage intermédiaire, d'après Lippmann and Holman (1990). Mis en évidence de la variété des barres sédimentaires que l'on peut observer sur une même plage	72
II.29 Convergence des flux sédimentaires au point de déferlement comme hypothèse de formation des barres sédimentaires . . . . .	75
II.30 Formation initiale de barres transverse et de barres en croissant à partir de la théorie d'auto-organisation, d'après Caballeira et al. (2003) . . . . .	76
III.1 Photo de l'érosion de la dune de la plage du Truc Vert le 16 octobre 2001 à marée haute (coeff=116) et $H_s \approx 2m$ au large . . . . .	82
III.2 Emplacement de la plage du Truc Vert sur le littoral aquitain par rapport au Bassin d'Arcachon et à la flèche sableuse du Cap Ferret. Les caractéristiques géomorphologiques de la zone sont superposées. . . . .	83
III.3 Description qualitative des routes dépressionnaires moyennes et des houles associées dans l'Atlantique Nord et de leurs variabilités saisonnières. . . . .	86
III.4 Spectre directionnel fournis par la bouée Triaxys mouillée 15km au large du Cap Ferret. (A) : Houle longue d'incidence W-SW à W-NW formée par le cyclone Erin, mêlée à une mer de vent énergétique d'incidence NW, 19/09/01 à 0h; (B) : Houle longue et énergétique d'hiver $H_s \approx 6m$ , d'incidence W-NW, 10/03/2001 à 9h; (C) : Houle peu énergétique typique de conditions estivales ( $H_s \approx 1m$ ) d'incidence NW, 27/07/02 à 12h	87
III.5 Série temporelle des données directionnelles de vagues mesurées par la bouée Triaxys pendant le mois d'aout 2002 . . . . .	88
III.6 Série temporelle des données directionnelle de la bouée Triaxys pendant le mois de janvier 2002. Visualisation d'une succession de trains de houle énergétiques . . . . .	90
III.7 Emplacement des bouées utilisées pour la description statistique des conditions de houle sur la côte Atlantique (Butel et al., 2002). La grille du modèle utilisé VAG-Atla est indiquée et 4 isobathes sont tracés : $-50m, -200m, -400m, -1000m$ . . . . .	92
III.8 Terminologie classiquement utilisée pour décrire les différentes zones des plages d'Aquitaine.	94

III.9	Bathymétrie idéalisée d'un système barre/baïne et terminologie; l'isobathe 0 correspond au 0 hydrographique ou niveau des plus basses mers. . . . .	95
III.10	Photos aériennes de plages intertidales de la côte aquitaine montrant différentes morphologies de systèmes barre/baïne. (A) : système avec des baïnes s'ouvrant vers le SW, classiquement observé sur la côte aquitaine; (B) : barres quasiment parallèles à la côte et interrompues par des chenaux perpendiculaires à la côte; (C) : systèmes barre/baïne irréguliers . . . . .	96
III.11	Schéma des groupes et types morphologiques observés sur la plage du Truc Vert. Groupe I : types Ia et Ib; Groupe II : types IIa, IIb, IIc et IId; Groupe III : type III; d'après De Melo Apoluceno (2003) . . . . .	97
III.12	Photo aérienne (IGN, 1978) de systèmes barre/baïne, certains associés avec des croissants intermédiaires . . . . .	100
III.13	Extrait de la Océanographie du SHOM en 1967 dans la zone subtidale au Nord du Cap Ferret, la valeur des isobathes est fixée par rapport au 0 hydrographique ou niveau des plus basses mers. La forme des barres subtidales est surlignée en gris. . . . .	101
III.14	Bathymétrie idéalisée d'un système de barres en croissant subtidales, et terminologie utilisée dans la description de ce système. . . . .	102
III.15	Images SPOT canal XS1 des barres subtidales sur le littoral aquitain. (A) : système régulier et symétrique; (B) : système régulier dissymétrique; (C) : système dissymétrique de type barre "en lune" . . . . .	103
III.16	Images du satellite LANDSAT de l'ensemble de la côte aquitaine. Variabilité des barres subtidales en croissant le long de la côte et variations de la longueur d'onde moyenne $\lambda$ des croissants. . . . .	105
III.17	Série temporelle de la comparaison des hauteurs d'eau instantanées mesurées (traits pleins) et simulées (pointillés) à partir du modèle de type Boussinesq Saint-Venant (Bonneton and Dupuis, 2001) au niveau des capteurs de pression P1 à P6. Simulation le 18 octobre 2001 (photo en haut), hauteur significative des vagues au large de l'ordre de 3m. D'après Bonneton et al. (2004) . . . . .	108
III.18	Simulation des courants moyens au-dessus d'une bathymétrie idéalisée de croissant, d'après Saint-Cast (2002). MORPHODYN forcé par REFDIF, houle monochromatique au large : $H = 1.5m, T = 10s, \theta = 0^\circ$ . . . . .	109
III.19	Photo aérienne du courant de baïne sur une plage d'Aquitaine . . . . .	110
III.20	Flux sédimentaire au-dessus d'un système barre/baïne de la plage de La Salie sur le littoral aquitain, (Michel and Howa, 1999). . . . .	110
III.21	Séquence de formation des systèmes barre/baïne pendant des conditions de houle dites estivales en quatre phases : barre sous-marine, accolement de la barre, et orientation du dispositif au SW-NE, d'après De Melo Apoluceno (2003) . . . . .	113

III.22	Séquence de déstructuration des systèmes réguliers de barre/baïne (type I) pendant des conditions de vagues très énergétiques, avec ordres de grandeur du temps nécessaire et de la taille des vagues, d'après De Melo Apoluceno (2003) . . . . .	114
III.23	Superposition des 2 contours des systèmes barre/baïne pendant l'été 1989, permettant de quantifier leur déplacement parallèlement à la côte, d'après Lafon et al. (2002) . . . . .	115
III.24	Modèle conceptuel de morphologie des barres en croissant en fonction des conditions de houle au large (Lafon et al., 2004a) . . . . .	116
III.25	Schématisation et photo des vagues propices à la pratique du surf formées par les houles de W-NW au-dessus des barres en croissant dissymétriques . . . . .	117
III.26	Photo aérienne du littoral aquitain lors d'une tempête. D'après les zones de déferlement on peut distinguer les fosses de lévigation associées aux barres en croissant . . . . .	118
III.27	Photo aérienne (IGN-1978) du littoral aquitain montrant la présence de barres en croissant quasi-rectilignes . . . . .	118
III.28	Superposition des 2 contours des systèmes de barres en croissant à partir d'images SPOT pendant l'été 1991 entre le mois de mai et le mois de septembre, et permettant de quantifier la migration parallèlement à la côte (Lafon et al., 2004b)a . . . . .	119
III.29	Observation de morphologies couplées entre les zones subtidale et intertidale. A : Image SPOT 15/05/01 où chaque croissant est associé à deux systèmes barre/baïne ; B : Photo aérienne où chaque croissant est associé à une barre intertidale parallèle à la côte et déconnectée du haut de plage ; C : Photo aérienne (campagne IGN 1978) où chaque croissant est associé à deux systèmes barre/baïne très rapprochés . . . . .	121
IV.1	Composition de notre modèle morphodynamique de plages sableuses . . . . .	126
IV.2	Schématisation du rouleau de déferlement, profil des vitesses et paramètres représentatifs.	140
IV.3	Couplage morphodynamique avec les termes de forçage et les paramètres représentatifs de l'écoulement moyen . . . . .	143
V.1	Bathymétrie numérique utilisée pour les simulations. Système barre/baïne idéalisé avec la baïne qui s'ouvre dans la direction de la dérive littorale, sans la présence de croissants subtidaux, (Castelle and Bonneton, 2004a) . . . . .	149
V.2	Vue 3D de nos trois longueurs d'onde de système barre/baïne utilisés pour la simulation de la propagation du champ de vagues, et vue de dessus d'un système avec le pied de dune en trait gras . . . . .	150
V.3	Courants moyens simulés au-dessus du système barre/baïne idéalisé pendant un cycle de marée. Conditions de houle au large : $\mathbf{H}_{s0} = \mathbf{1m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = \mathbf{12s}$ , $\theta_{m0} = \mathbf{0}^\circ$ . Hauteur de marée (1) : $h_m = 1m$ ; (2) : $h_m = 1.27m$ ; (3) : $h_m = 2.03m$ ; (4) : $h_m = 2.96m$ ; (5) : $h_m = 3.71m$ ; (6) : $h_m = 4m$ . . . . .	151

- V.4 Courants moyens simulés au-dessus du système barre/baïne idéalisé pendant un cycle de marée. Conditions de houle au large :  $\mathbf{H}_{s0} = 2\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 12\mathbf{s}$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . Hauteur de marée (1) :  $h_m = 1m$ ; (2) :  $h_m = 1.27m$ ; (3) :  $h_m = 2.03m$ ; (4) :  $h_m = 2.96m$ ; (5) :  $h_m = 3.71m$ ; (6) :  $h_m = 4m$  . . . . . 152
- V.5 Schématisation de la génération d'un gradient longshore de pression au-dessus d'un système barre/baïne. Visualisation des profils cross-shore et longshore de la surface libre moyenne  $\bar{\eta}$  153
- V.6 Simulation des courants induits par la houle au-dessus du système barre/baïne idéalisé environ à mi-marée ( $h_m = 2.96m$ ), houle au large :  $H_{s0} = 1m$ ,  $T_{m0} = 12s$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ .  
 1) champ des gradients d'excès de quantité de mouvement  $\vec{F}_v$ , iso-hauteurs significatives de vagues (en mètres, traits gras discontinus) et ligne d'eau en trait gras ; 2) champ des gradients de pression  $\vec{F}_p$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 3) champ de forçage résiduel  $\vec{F}$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 4) champ des courants moyens induits  $\vec{U}_c$ , pied de dune en trait gras . . . . 155
- V.7 Simulation des courants induits par la houle au-dessus du système barre/baïne idéalisé environ à mi-marée ( $h_m = 2.96m$ ), houle au large :  $\mathbf{H}_{s0} = 2\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 12\mathbf{s}$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ .  
 1) champ des gradients d'excès de quantité de mouvement  $\vec{F}_v$ , iso-hauteurs significatives de vagues (en mètres, traits gras discontinus) et ligne d'eau en trait gras ; 2) champ des gradients de pression  $\vec{F}_p$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 3) champ de forçage résiduel  $\vec{F}$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 4) champ des courants moyens induits  $\vec{U}_c$ , pied de dune en trait gras . . . . 156
- V.8 Simulation des courants induits par la houle au-dessus du système barre/baïne idéalisé environ à mi-marée ( $h_m = 2.96m$ ), houle au large :  $\mathbf{H}_{s0} = 1\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 12\mathbf{s}$ ,  $\theta_{m0} = -10^\circ$ .  
 1) champ des gradients d'excès de quantité de mouvement  $\vec{F}_v$ , iso-hauteurs significatives de vagues (en mètres, traits gras discontinus) et ligne d'eau en trait gras ; 2) champ des gradients de pression  $\vec{F}_p$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 3) champ de forçage résiduel  $\vec{F}$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 4) champ des courants moyens induits  $\vec{U}_c$ , pied de dune en trait gras . . . . 157
- V.9 Simulation des courants induits par la houle au-dessus du système barre/baïne idéalisé environ à mi-marée ( $h_m = 2.96m$ ), houle au large :  $\mathbf{H}_{s0} = 1\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 6\mathbf{s}$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ .  
 1) champ des gradients d'excès de quantité de mouvement  $\vec{F}_v$ , iso-hauteurs significatives de vagues (en mètres, traits gras discontinus) et ligne d'eau en trait gras ; 2) champ des gradients de pression  $\vec{F}_p$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 3) champ de forçage résiduel  $\vec{F}$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 4) champ des courants moyens induits  $\vec{U}_c$ , pied de dune en trait gras . . . . 159
- V.10 Champs de forçage résiduel  $\vec{F}_r$  pendant un cycle de marée au-dessus du système barre/baïne. Houle au large :  $\mathbf{H}_s = 2\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 12\mathbf{s}$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . (1) :  $h_m = 1$ ; (2) :  $h_m = 1.27$ ; (3) :  $h_m = 2.03$ ; (4) :  $h_m = 2.96$ ; (5) :  $h_m = 3.71$ ; (6) :  $h_m = 4m$  . . . . . 161

V.11	Vue 3D de nos trois longueurs d'onde de systèmes de barres en croissant utilisés pour la simulation de la propagation du champ de vagues, et vue de dessus d'un système à marée basse ( $h_m = 1m$ ) . . . . .	163
V.12	Simulation des courants induits par la houle au-dessus d'un système de barre en croissant idéalisé pendant un cycle de marée. Forçage au large (simulation de référence) : $\mathbf{H}_{s0} = 1.36\mathbf{m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = 6.5\mathbf{s}$ , $\theta_{m0} = 0^\circ$ . Pointillés : isobathes; Traits pleins : iso-valeurs de courants moyens $U_c$ ( $m.s^{-1}$ ); Trait gras : ligne d'eau. (A) : $h_m = 1m$ ; (B) : $h_m = 1.75m$ ; (C) : $h_m = 3.25m$ ; (D) : $h_m = 4m$ . . . . .	164
V.13	Simulation des courants induits par la houle au-dessus d'un système de barre en croissant idéalisé à marée haute ( $h_m = 4m$ ). Forçage au large : $H_{s0} = 4m$ , $T_{m0} = 6.5s$ , $\theta_{m0} = 0^\circ$ . Pointillés : isobathes; Traits pleins : iso-valeurs de courants moyens $U_c$ ( $m.s^{-1}$ ); Trait gras : ligne d'eau. . . . .	166
V.14	Simulation des courants induits par la houle au-dessus d'un système de barre en croissant idéalisé à marée haute ( $h_m = 4m$ ). Forçage au large : $\mathbf{H}_{s0} = 1.36\mathbf{m}$ , $\theta_{m0} = 0^\circ$ . Pointillés : isobathes; Traits pleins : iso-valeurs de courants moyens $U_c$ ( $m.s^{-1}$ ); Trait gras : ligne d'eau. (A) : $\mathbf{T}_{m0} = 6\mathbf{s}$ ; (B) : $\mathbf{T} = 19\mathbf{s}$ . . . . .	167
V.15	Simulation des courants induits par la houle au-dessus d'un système de barre en croissant idéalisé à marée haute ( $h_m = 4m$ ). Forçage au large : $\mathbf{H}_{s0} = 1.36\mathbf{m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = 6.5\mathbf{s}$ . Pointillés : isobathes; Traits pleins : iso-valeurs de courants moyens $U_c$ ( $m.s^{-1}$ ); Trait gras : ligne d'eau. (A) : $\theta_{m0} = -5^\circ$ ; (B) : $\theta_{m0} = -10^\circ$ . . . . .	168
V.16	Conditions de houle au large (Bouée Triaxys Cap Ferret) pendant la campagne de mesure PNEC 2001, avec la localisation des trois trains de houle . . . . .	170
V.17	Plage du Truc Vert à marée basse pendant la campagne de mesures intensives PNEC 2001. Morphologie des barres sableuses et localisation des courantomètres (S4 et ADVs), des lignes de capteurs de pression (L1, L2 et L3) . . . . .	171
V.18	Séries temporelles des vitesses longshore $u_x$ , des vitesses cross-shore $u_y$ et de la hauteur d'eau $h$ . Le mardi 16 octobre 17h . . . . .	172
V.19	Spectres de densité d'énergie calculés entre 14h30 et 16h10 le mardi 16 octobre 2001 pour la S4 barre (Fig. V.17). (A) : Spectre de densité d'énergie des vagues; (B) : Spectre de densité d'énergie de la vitesse cross-shore $u_x$ ; (C) : Spectre de la vitesse longshore $u_y$ . . . . .	174
V.20	Image SPOT géoréférencée et superposée à la topographie mesurée pendant la campagne de mesures PNEC 2001 . . . . .	175
V.21	Proposition d'un déploiement des courantomètres sur un système barre/baïne, tel que celui qu'on pouvait observer pendant la campagne PNEC 2001, pour une caractérisation de la dynamique des courants moyens au-dessus du système barre/baïne. La circulation noire est induite par les houles frontales, la circulation bleue est induite par les houles obliques d'incidence W-NW . . . . .	206

VI.1	Bathymétrie numérique initiale utilisée pour les simulations de la formation des systèmes de barres en croissant. Le pied de dune est symbolisé par le trait noir gras. Grille : $nx = 76$ , $ny = 39$ ; $\Delta x = \Delta y = 40m$ ; conditions limites périodiques . . . . .	214
VI.2	Formation de barres en croissant subtidales pour une houle constante au large : $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ et $\theta_{m0} = 0^\circ$ . Les courants moyens $\vec{U}_c$ sont superposés à la bathymétrie, à marée basse ( $h_m = 1m$ ), le pied de dune est symbolisé par le trait noir gras. $\Delta t_{morpho} = 1h$ ; (1) : $t = 0$ ; (2) : $t = 3.5j$ ; (3) : $t = 7j$ . . . . .	217
VI.3	Formation de barres en croissant subtidales pour une houle constante au large : $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ , $\theta = 0^\circ$ . Les courants moyens $\vec{U}_c$ sont superposés à la bathymétrie, à marée basse ( $h_m = 1m$ ), le pied de dune est symbolisé par le trait noir gras. $\Delta t_{morpho} = 1h$ ; (1) : $t = 10.5j$ , (2) : $t = 14j$ , (3) : $t = 17.5j$ . . . . .	218
VI.4	Vue 3D des barres en croissant subtidales formées par une houle constante au large telle que : $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ et $\theta_{m0} = 0^\circ$ . . . . .	219
VI.5	Simulation de la zone de déferlement moyenne (obtenue à partir de la fraction de vagues déferlées) à marée basse à $t = 10.5j$ (Fig. VI.3.4) pour une houle au large de : $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ et $\theta_{m0} = 0^\circ$ . . . . .	220
VI.6	Modulation tidale des courants moyens pendant la simulation de la formation des barres en croissant pour une houle a large telle que : $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ et $\theta_{m0} = 0^\circ$ . (A) : $h_m = 1m$ ; (B) : $h_m = 1.75m$ ; (C) : $h_m = 3.25m$ ; (D) : $h_m = 4m$ . . . . .	221
VI.7	Evolution la bathymétrie initiale à $t = 7j$ pour une au large telle que $\mathbf{H}_{s0} = 4\mathbf{m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ , $\theta_{m0} = 0^\circ$ à marée constante ( $h_m = 1.5m$ ). (A) : Courants moyens à marée basse; (B) : zones de déferlement moyen à marée basse . . . . .	223
VI.8	Evolution la bathymétrie initiale à $t = 7j$ pour une au large telle que $\mathbf{H}_{s0} = 2\mathbf{m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ , $\theta_{m0} = 0^\circ$ à marée constante ( $h_m = 1.5m$ ). (A) : Courants moyens à marée basse; (B) : zones de déferlement moyen à marée basse . . . . .	225
VI.9	Evolution la bathymétrie initiale à $t = 10.5j$ à marée basse pour une houle au large telle que $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ , $\theta = 0^\circ$ à marée constante ( $h_m = 1.5m$ ). (A) : $T_{m0} = 6s$ ; (B) : $T_{m0} = 10s$ ; (C) : $T_{m0} = 16s$ . . . . .	226
VI.10	Evolution la bathymétrie initiale à $t = 10.5j$ à marée basse pour une houle au large telle que $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ à marée constante ( $h_m = 1.5m$ ). (A) : $\theta = 0^\circ$ ; (B) : $\theta = -5^\circ$ ; (C) : $\theta = -10^\circ$ . . . . .	228
VI.11	Evolution morphologique de croissant pré-existants induite par une houle énergétique d'incidence oblique telle que : $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ , $\theta_{m0} = -5^\circ$ à marée constante ( $h_m = 1.5m$ ). Visualisation de la dissymétrisation des croissants subtidaux, d'après Castelle et al. (2004a) . . . . .	230
VI.12	Modèle de circulations de courants moyens associées aux barres en croissant symétriques et dissymétriques (Castelle et al., 2004a) . . . . .	231

VI.13	Modèle de circulations de courants moyens associées aux systèmes barre/baïne dans la zone intertidale, associés à des barres en croissant intermédiaires (en pointillés) symétriques ou dissymétriques . . . . .	234
VI.14	Bathymétrie numérique initiale utilisée pour illustrer l'influence de la zone intertidale sur la dynamique de la barre subtidale. Présence d'une barre subtidale rectiligne et d'une barre intertidale rectiligne interrompue par un petit chenal. Le pied de dune est symbolisé par le trait noir gras. $\Delta x = \Delta y = 40m$ . . . . .	235
VI.15	Formation de barres en croissant subtidales en partant de la situation initiale décrite sur la Fig. VI.14, houle au large : $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ , $\theta_{m0} = -5^\circ$ . (1) : $t = 3.5j$ ; (2) : $t = 7j$ ; (3) : $t = 10.5j$ . . . . .	237
VI.16	Formation de barres en croissant subtidales en partant de la situation initiale décrite sur la Fig. VI.14, houle au large : $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ , $\theta_{m0} = -5^\circ$ . (4) : $t = 14j$ ; (5) : $t = 17.5j$ , (6) : $t = 21j$ . . . . .	238
VI.17	Formation de deux systèmes barre/baïne dans la zone intertidale pour une longueur d'onde de barre en croissant dans la zone subtidale. Houle au large : $\mathbf{H}_{s0} = 1.5\mathbf{m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = 12\mathbf{s}$ , $\theta_{m0} = -10^\circ$ . (A) : $t = 0j$ , $h_m = 1m$ ; (B) : $t = 3.5j$ , $h_m = 1m$ ; (C) : $t = 7j$ , $h_m = 1m$ ; (D) : $t = 10.5j$ , $h_m = 1m$ . . . . .	240
VI.18	Evolution temporelle de la plage, et mise en évidence des échanges sédimentaire entre la zone subtidale et la zone intertidale par les systèmes de barres intermédiaires. Houle constante au large : $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ , $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ , $\theta_{m0} = 0^\circ$ . Les courants moyens $\vec{U}_c$ sont superposés à la bathymétrie, à marée basse ( $h_m = 1m$ ), le pied de dune est symbolisé par le trait noir gras. $\Delta t_{morpho} = 1h$ ; (A) : $t = 10.5j$ ; (B) : $t = 11.5j$ ; (C) : $t = 12.5j$ . . .	241
VI.19	Scène SPOT du 29/07/89 montrant la présence de barres en croissant dissymétrique et de systèmes barre/baïne orienté dans le sens de la dérive littorale. Schématisation des circulations des courants moyens induits par une houle d'incidence NW . . . . .	245
VI.20	Observation de barres en croissant subtidales et dissymétrique sur la plage du Lido (Italie, d'après Balouin et al. (2004)) . . . . .	246
VI.21	Extrait de la campagne bathymétrique du SHOM (1967) avec la morphologie des barres en croissant subtidale en gris. Comparaison avec une simulation de formation de barres en croissant sur une portion de plage de $3km$ . . . . .	247
VI.22	Conditions de houle dans le Golfe de Gascogne (modèle WW3) pendant 45 jours avant la prise de la scène SPOT du 15/05/01. Mise en évidence d'une période de huit jours de vagues au large quasiment constantes : $H_{s0} \approx 1m$ , $T \approx 9s$ , $\theta_{m0} \approx 0^\circ$ . . . . .	248
VI.23	Image satellite LANDSAT le 22 septembre 2002 couvrant l'ensemble de la côte aquitaine entre le Nord des plages de Montalivet et les plages du Sud Landes . . . . .	251
VI.24	Scènes SPOT montrant la dégénérescent des barres en croissant à l'approche de la pointe du Cap Ferret . . . . .	252
VI.25	Scènes SPOT montrant la réapparition des barres en croissant au Sud de la plage de la Salien puis celle de Biscarosse où les courants tidaux deviennent négligeables . . . . .	253

VI.26	Photo IGN (1978). Cellules de circulation de courants moyens associés à des barres en croissants régulières favorisées par la présence d'une digue au Nord de l'embouchure de l'Adour. Propagation du système régulier vers le Nord	254
VI.27	Schématisation du développement des perturbations au-dessus de barres subtidales rectilignes par les courants moyens induits par la houle en présence de courants tidaux. (A) : Courants tidaux négligeables par rapport aux courants tidaux, formation de barres en croissant ; (B) : Courants tidaux faibles mais pas négligeables par rapports aux courants moyens induits par la houle, formation de barres légèrement festonnées ; (C) : Courants tidaux de l'ordre des courants moyens induits par la houle, pas de formation de barres tridimensionnelles	255
VI.28	Carte des plages du Languedoc et morphologie des barres subtidales. Profil de la plage sous-marine de Saint-Cyprien et du lido de Sète. D'après Certain (2002)	256
VI.29	Schématisation des courants moyens induits par les vagues au-dessus d'une plage plane à laquelle on superpose des perturbations aléatoires. (A) : Plage à pente douce (côte aquitaine par exemple), formation de cellules de circulation des courants moyens ; (B) : Plage à très faible pente, prédominance du courant de retour	257
VI.30	Scènes SPOT de l'embouchure du Bassin d'Arcachon, et mise en évidence de la présence de barres en croissant sous-marines. 15/10/01 : $H_{s0} \approx 0.5m$ , 07/10/01 : $H_{s0} \approx 4.5m$ .	259
VI.31	Scènes SPOT des plages de Biscarosse illustrant l'influence de la morphologie des barres en croissant sur les processus d'érosion. 15/10/01 : $H_{m0} \approx 0.5m$ , 16/10/01 : $H_{s0} \approx 1.5m$ .	260
B.1	Description et paramétrisation d'un champ de vagues monochromatiques, et des vitesses orbitales $\vec{u}$	288
G.1	Simulation de l'évolution de la hauteur quadratique des vagues $H_{rms}$ le long du profil barre L1 le 17 octobre 2001 entre 17h et 17h10, à partir du modèle 1DH MWAVESP. croix : modèle de Battjes and Janssen (1978) ; triangles : modèle de Thornton and Guza (1986)	317
G.2	(1) : Mesure de la hauteur quadratique des vagues $H_{rms}$ au niveau de la S4 barre le mercredi 17 octobre entre 13h et 17h. (2) : Simulation (modèle 1DH MWAVESP) et mesure du courant de retour $U_r$ pour la S4 barre, le mercredi 17 octobre 2001 entre 14h et 17h	318
G.3	Intérêt de l'approche 2DH pour simuler les courants moyens induit par les vagues au-dessus du système barre/baïne pendant la campagne de mesures PNEC 2001	319
H.1	Simulation de la formation d'une barre de déferlement et d'une berme en haut de plage à partir d'une plage plane de pente 2.4%, $d_y = 2.5m$ , avec un marnage nul. Houle au large : $H_s = 1.5$ , $T = 5.5^\circ$ , $\theta = 0^\circ$	321

H.2	Simulation de barres sédimentaires de déferlement et d'une berme en haut de plage à partir d'une plage plane de pente 2.4%, $dy = 2.5m$ , avec un marnage de $3m$ . Houle au large : . . . . .	321
I.1	Simulation des flux sédimentaires au-dessus du système barre/baïne idéalisé utilisé dans la partie V.2.1. Houle au large : $H_{s0} = 2m$ , $T_0 = 10s$ entre la mi-marée et la marée haute ( $h_m = 3.5m$ ). A gauche : $\theta_{m0} = 0^\circ$ , à droite : $\theta = -10^\circ$ . . . . .	324
I.2	Flux sédimentaire au-dessus d'un système barre/baïne de la plage de la Salie, (Michel and Howa, 1999) . . . . .	324
J.1	Bathymétrie initiale utilisée pour la formation des systèmes barre/baïne. Barre intertidale rectiligne à laquelle on superpose un champ de perturbations aléatoires. Plage de $1500m$ , conditions limites périodiques, $\Delta x = \Delta y = 20m$ . . . . .	325
J.2	Formation de systèmes barre/baïne dans la zone intertidale associés à des croissants intermédiaires dans la zone proche intertidale, à $t = 15j$ . Houle au large : $H_{s0} = 1.5m$ , $T_{m0} = 10s$ et $\theta_{m0} = 0^\circ$ . (A) : $h_m = 1m$ ; (B) : $h_m = 1.75m$ ; (C) : $h_m = 3.25m$ ; (D) : $h_m = 4m$ . . . . .	327
J.3	Formation de systèmes barre/baïne dans la zone intertidale associés à des croissants intermédiaires dans la zone proche intertidale, à $t = 15j$ et pour ne hauteur de marée $h_m = 3.25m$ . Houle a large : $H_s = 1.5m$ , $T = 10s$ et $\theta = -10^\circ$ . . . . .	328
K.1	Bathymétrie de la zone proche du gouf de Capbreton (Sud Aquitaine) et emplacement des carottes $C1$ , $C2$ , $C3$ . . . . .	330

# Liste des tableaux

II.1	Type de déferlement en fonction des nombres d'Iribaren, d'après Galvin (1968) . . . .	46
III.1	Statistiques annuelles et saisonnières à la bouée Biscarosse des hauteurs significatives $H_s$ , minimum ( <i>min</i> ), maximum ( <i>max</i> ), moyenne ( <i>moy</i> ), médiane ( <i>med</i> ), déviation standard ( <i>Dv.St.</i> ), cambrure ( <i>Camb.</i> ), et répartition, d'après Butel et al. (2002) . . . . .	92
III.2	Classification des différentes houles à la bouée Biscarosse, avec dans l'ordre : Le n° de classe, le nombre de points correspondant à cette classe, hauteur significative, période moyenne, direction, et définition de l'état de mer correspondant. Issu de Butel et al. (2002) après correction des erreurs d'imprimeries . . . . .	93
III.3	Statistiques des longueurs d'onde des systèmes barre/bâine à partir du traitement d'images SPOT d'après Lafon et al. (2004a) : moyenne, déviation standard, médiane, minimum, maximum . . . . .	99
III.4	Statistiques des longueurs d'onde des barres en croissant subtidales à partir du traitement d'images SPOT d'après Lafon et al. (2004a) : moyenne, déviation standard, médiane, minimum, maximum . . . . .	102



# Chapitre I

## Introduction générale

Plus de 50% de la population mondiale habite dans des zones côtières, et 12 des 13 plus grandes villes sont situées sur la côte. Or, de nos jours, les littoraux, et les plages en particulier, reculent. Entre les pressions économiques et environnementales, la préservation du trait de côte est devenue un enjeu essentiel de ces prochaines années. Il faut pour cela avoir une meilleure compréhension des processus d'érosion.

A grande échelle, le recul des plages peut s'expliquer en effectuant un bilan sédimentaire global. Les fleuves charrient un volume important de sédiments. Ces sédiments sont arrachés et transportés par les courants puis déposés le long de la côte. Mais depuis plusieurs dizaines d'années, la construction de barrages et de digues le long des fleuves a considérablement réduit les apports sédimentaires. A titre d'exemple, de nos jours le delta du Rhône ne reçoit plus que 2 à 6 millions de tonnes de sédiments contre 17 à 21 millions pendant le XIX<sup>ème</sup> siècle. A cela s'ajoute une lente montée des eaux.

A moyenne échelle, certaines côtes sableuses sont plus affectées par l'érosion. En France par exemple 48% des plages reculent, à différentes vitesses. Depuis quelques années la situation devient inquiétante sur les plages sableuses du Languedoc où des villages sont menacés, et sur la côte Sud Ouest de l'île d'Oléron des routes et des parkings ont été avalés par la mer pendant de récentes tempêtes. En Aquitaine, la côte recule en moyenne de l'ordre de 1 à 2 mètres par an et la flèche du Cap Ferret et les plages du Nord Médoc subissent une érosion préoccupante.

A une plus petite échelle, on peut observer la présence de pics d'érosion sur certaines côtes sableuses. Cette érosion locale n'est souvent que de l'ordre de quelques mètres. La plupart du temps, elle est observée à proximité d'ouvrages côtiers. En effet la présence d'ouvrages maritimes en dur (jetées, cordons d'enrochement) a au fil des années une influence négative sur l'environnement : en plus de la "pollution visuelle", ces ouvrages ne font que déplacer les problèmes d'érosion de quelques centaines de mètres. Un exemple classique est celui des digues ou des enrochements parallèles à la côte (qui provoquent généralement

la formation d'un tombolo) et qui bloquent la dérive littorale et induisent ainsi un déficit d'apport en sédiments en aval de l'ouvrage et donc une érosion locale.

Cette érosion locale peut également être observée en l'absence d'ouvrages en dur. Sur la côte aquitaine par exemple des petits pics d'érosion sont observés le long de la côte. On pense qu'ils peuvent être dus à la fois au développement et à la propagation d'instabilités du trait de côte mais aussi à des irrégularités de la morphologie des barres pré-littorales.

Des barres sous-marines (ou barres pré-littorales) sont présentes sur les côtes sableuses exposées aux houles. Les mouvements de ces barres sont complexes et leur rôle très important dans les processus d'érosion des côtes sableuses. L'une des particularités de ces barres est qu'elles présentent la plupart du temps des structures périodiques ou quasi-périodiques le long de la côte, et présentent un intérêt tout particulier pour la physique fondamentale. C'est en partie pourquoi depuis plusieurs années, le comportement des barres sableuses a fait l'objet d'études pluridisciplinaires (naturalistes, sédimentologues, géologues, physiciens).

Cette thèse se focalise sur les barres sableuses rencontrées sur les plages où l'hydrodynamique sédimentaire est dominée par l'action des vagues et où les courants induits par la marée sont négligeables. Cette thèse est appliquée tout particulièrement à la côte aquitaine, où on peut généralement distinguer deux systèmes de barres sédimentaires quasi-périodiques.

### **Pourquoi est-il important de comprendre le comportement de ces barres sableuses ?**

- Les barres sableuses, et en particulier les barres subtidales, jouent un rôle primordial dans la protection des plages pendant les épisodes de tempêtes en dissipant les houles énergétiques plus au large. Ces barres se déplacent et changent de forme en s'adaptant aux conditions de houle.

- Les barres sableuses stockent un volume important de sédiment disponible. Ces sédiments peuvent migrer vers le haut de plage ou vers le large respectivement pendant les épisodes de vagues peu énergétiques ou énergétiques. Les sédiments peuvent aussi être transportés parallèlement au rivage (dérive littorale) lorsque les vagues arrivent avec une incidence oblique. Il est donc important de considérer les barres sous-marines lorsqu'on veut calculer le budget sédimentaire d'une zone.

- Le ré-engraissement des plages est de plus en plus utilisé partout dans le monde, en particulier pour les villes côtières, afin d'atténuer l'érosion. Ce ré-engraissement des

plages est coûteux, et il est fréquent qu'il soit utilisé plusieurs fois par an afin de sauvegarder l'habitat, la voirie, ou une surface de plage suffisante pour accueillir les touristes. Ce ré-engraissement est généralement effectué sur le haut de plage ou directement sur la barre pré-littorale. Aux Pays-Bas par exemple, ce ré-engraissement est largement utilisé et permet de maintenir un bon état des plages. Mieux connaître le comportement des barres peut permettre une meilleure gestion des ré-engraissements de plage.

- A plus long terme, dans le cadre actuel du changement climatique, la compréhension des processus d'érosion nécessite la connaissance du comportement de ces barres, de leur influence sur la morphologie du haut de plage et de leur interaction avec les ouvrages maritimes.

- Dans le cadre de l'étude de la côte aquitaine, la compréhension des mouvements de bancs de sable est aussi motivée par une meilleure connaissance du territoire français (cartographie des fonds, conditions de débarquement, etc.). C'est en partie pourquoi cette thèse est financée par la Direction Générale de l'Armement (DGA) par l'intermédiaire du Service Hydrographique de la Marine SHOM/EPHOM.

- La compréhension de l'origine et des mouvements des structures naturelles périodiques est un enjeu essentiel de la physique fondamentale.

- La compréhension du comportement des barres sableuses passe par l'étude des vagues, des courants induits et des flux sédimentaires. La compréhension des vagues et des courants en milieu naturel est utile pour une meilleure sécurité des plages et pour de meilleures conditions de navigation.

## **Pourquoi est-ce un défi pour la communauté scientifique ?**

### *Approche expérimentale :*

- L'étude expérimentale in-situ de l'hydrodynamique sédimentaire au-dessus des barres sableuses soumises à l'action de la houle est une tâche très complexe. En effet, les déferlantes, les courants violents et les variations bathymétriques rapides font que l'installation et la maintenance des capteurs doivent être très rigoureuses.

- Les plages sableuses ont la plupart du temps une structure tridimensionnelle prononcée avec des échelles spatiales qui vont de l'ordre de quelques mètres à plusieurs centaines de mètres. Les processus physiques sont également d'échelles spatio-temporelles très

variées. Pour connaître la structure des courants moyens et des flux sédimentaires in-situ, il faut alors pouvoir déployer un grand nombre de capteurs (capteurs de pression, courantomètres, pièges sédimentaires...) et disposer de moyens de stockage des données très importants.

- Sur les plages sableuses exposées aux houles océaniques, et en particulier sur la côte aquitaine, les campagnes bathymétriques sont coûteuses et nécessitent des moyens matériels et humains importants pour pouvoir couvrir une grande superficie. En effet la plupart des barres sableuses sont quasi-périodiques le long de la côte avec des longueurs d'onde de l'ordre de plusieurs centaines de mètres. Il faut donc couvrir plusieurs kilomètres le long de la côte pour pouvoir étudier le système dans sa globalité.

- Pendant les épisodes de tempête, les campagnes bathymétriques en zone côtière deviennent impossibles. Or, pendant ces épisodes énergétiques, les mouvements des barres sont importants.

*Approche de modélisation des processus physiques :*

- L'hydrodynamique sédimentaire couvre une vaste gamme d'échelles spatiale et temporelle. Ces processus vont de la turbulence tridimensionnelle jusqu'aux ondes infragravitaires, les instabilités de courants ou encore la modulation tidale des phénomènes

- L'hydrodynamique côtière est très non-linéaire (comportement de la houle en milieu peu profond, déferlement, génération des courants, etc.), voir chaotique (par exemple la dynamique tourbillonnaire au niveau du rouleau de déferlement).

- Le transport sédimentaire comprend plusieurs composantes (par charriage, par suspension, par gravité). Ce transport est très non-linéaire : l'intensité du transport serait fonction d'une puissance de la valeur du courant près du fond, et peut-être même de l'accélération.

- Il y a rétroaction entre le transport sédimentaire (à travers le changement du fond) et de l'hydrodynamique (vagues et courants). Il existe également une rétroaction des courants moyens sur la houle. Le système est donc entièrement couplé et non-linéaire.

### Contextes national et régional :

L'étude présentée ici est appliquée aux plages de la côte aquitaine. Elle s'inscrit intégralement dans le Programme National d'Environnement Côtier (PNEC) au sein de l'Action de Recherche Thématique 7 (ART7) intitulée "Hydrodynamique sédimentaire des côtes sableuses". Ce programme regroupe plusieurs laboratoires français composés d'équipes pluridisciplinaires (sédimentologie, océanographie physique, mécanique des fluides). Cette action vise à développer et améliorer des modèles numériques (vagues, courants, transport sédimentaire et évolution de la morphologie des plages sableuses), et d'élargir la base de données hydro-sédimentaires à partir de campagnes de mesures.

Au sein de l'ART7, trois sites ateliers font l'objet de suivis long terme tout au long de l'année et de quelques campagnes de mesures. La Figure I.1 montre la localisation de ces trois sites ateliers, ainsi que les marnages et la morphologie des différents profils de plage. La plage du Truc Vert, située sur la côte aquitaine environ 15km au Nord de l'embouchure du Bassin d'Arcachon, est étudiée au sein de l'équipe METHYS de l'UMR EPOC depuis plusieurs années.

Les plages d'Aquitaine présentent des barres sédimentaires tridimensionnelles complexes et quasi-périodiques dans la zone intertidale (alternativement recouverte et découverte par la marée) et dans la zone subtidale (toujours immergée). Sur la Figure I.2 on peut observer une photographie aérienne de la plage du Truc Vert avec la localisation des zones subtidale et intertidale. Les terminologies anglaises "longshore" et "cross-shore" (Fig. I.2), que nous utiliserons dans la suite de ce manuscrit, et qui caractérisent respectivement les dimensions parallèle à la côte et perpendiculaire à la côte.

Les systèmes barre/baïne dans la zone subtidale ont fait l'objet de relevés topographiques depuis plusieurs années. Par contre, le comportement des systèmes de barres en croissant dans la zone subtidale est mal compris car ce système est toujours immergé et son étude in-situ est rendue très difficile par la présence des déferlantes. En particulier, les processus physiques contrôlant leur formation et leur développement restaient, au début de cette thèse, un problème ouvert.

Cette étude est la première sur la dynamique des courants moyens de la côte aquitaine et sur la modélisation physique de la formation et du développement des barres sableuses de ce littoral. Les principaux objectifs de cette thèse sont de décrire et quantifier la dynamique des courants par une approche numérique en interaction avec le traitement de données in-situ, et de modéliser l'évolution de la morphologie des différents bancs de sable sur une durée allant de quelques jours à quelques mois. Cette étude s'intéresse tout particulièrement aux processus physiques contrôlant la propagation des vagues en zone côtière, la génération

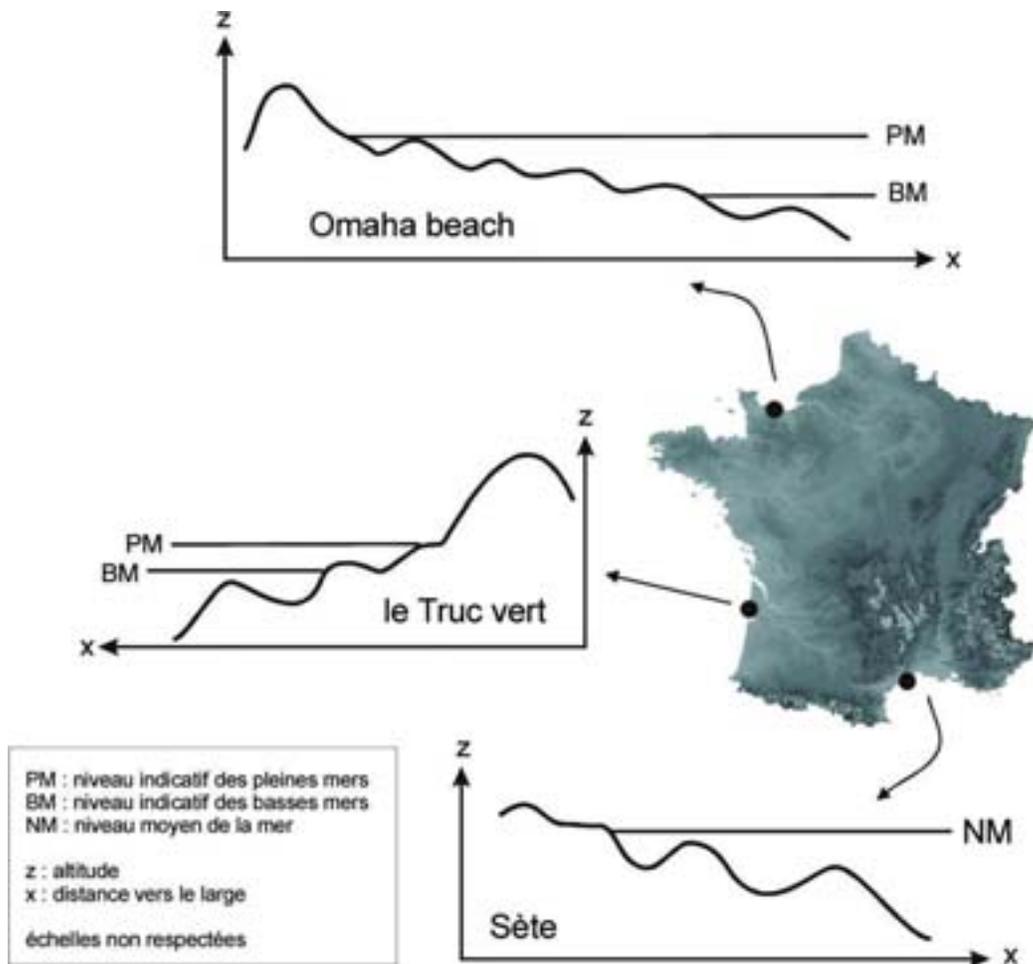


FIG. I.1 – Localisation, marnage et morphologie des profils des trois plages des sites chantiers du PNEC ART7. (Stéphanian, 2002)

des courants moyens et leur interaction avec les fonds sableux.

### Démarche suivie dans le cadre de cette thèse :

L'objectif de cette thèse est de proposer une modélisation mathématique et numérique des vagues, des courants induits, du transport sédimentaire et de l'évolution de la morphologie des plages sableuses.

Cette démarche s'appuie sur la modélisation des processus en interaction avec le traitement de données in-situ, d'images satellitaires et aériennes, et d'observations personnelles.

Ce manuscrit s'articule autour de cinq chapitres suivis d'une conclusion générale :

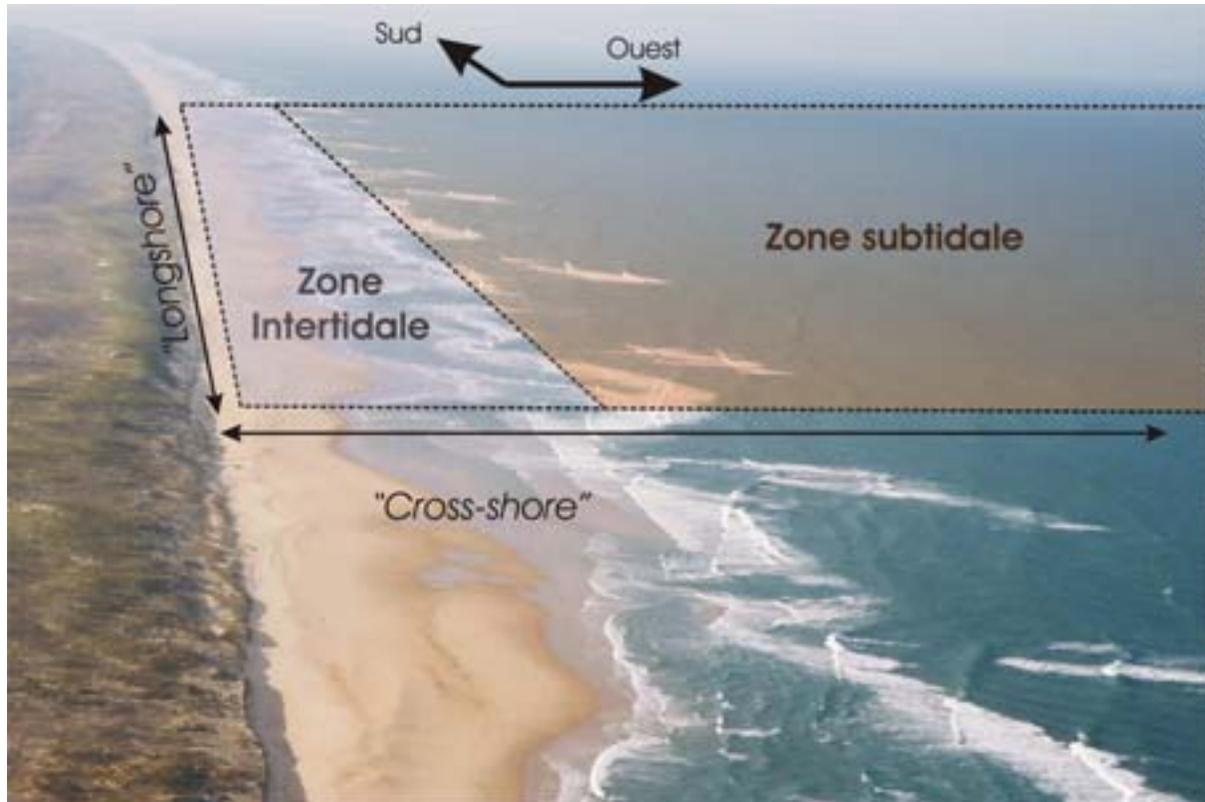


FIG. I.2 – Photographie aérienne de la plage du Truc Vert (côte aquitaine) avec localisation des zones subtidale et intertidale, et les terminologies "cross-shore" et "longshore".

Le chapitre II consiste en une synthèse des processus physiques agissant sur les plages sableuses soumises à l'action de la houle. Dans cette partie, nous introduisons en particulier la notion de courants moyens ainsi que l'état de l'art des études des plages sableuses menées par les différentes équipes de recherche internationales. Nous discutons également des différentes hypothèses de formation et de développement des barres sableuses sur les plages exposées aux houles.

Le chapitre III traite de l'état des connaissances de la côte aquitaine au début de cette thèse et discute des différentes approches qui ont été menées au sein de l'équipe METHYS de l'UMR 5805 ces dix dernières années. Nous discutons des principaux résultats et des différentes hypothèses avancées pour expliquer la morphologie des barres intertidales et subtidales de la côte aquitaine. Ces hypothèses sont discutées en fonctions des observations personnelles sur le terrain et de l'analyse des images d'archive de la côte aquitaine collectées pendant cette thèse. Enfin, nous énonçons les différentes questions auxquelles nous essaierons de répondre dans la suite de ce manuscrit, concernant la dynamique des courants moyens et la morphodynamique des plages d'Aquitaine.

Dans le chapitre IV, nous décrivons notre modèle numérique morphodynamique

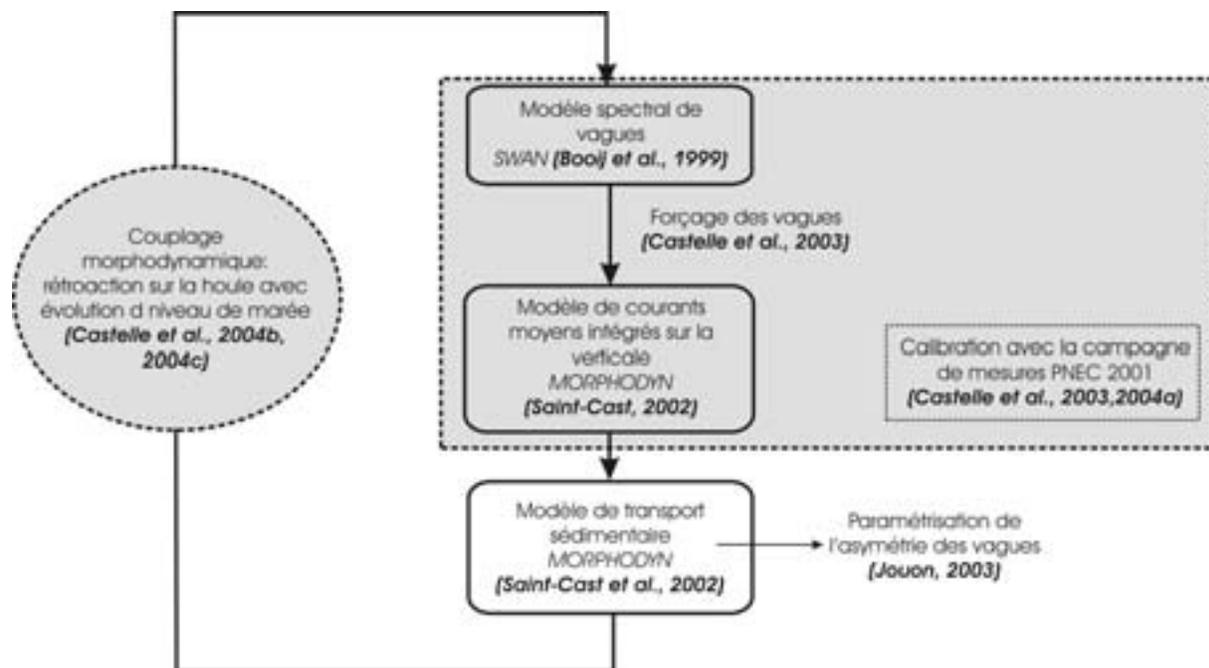


FIG. I.3 – Stratégie de modélisation utilisée pendant cette thèse, avec les contributions des différents auteurs.

ainsi que les différentes hypothèses simplificatrices utilisées pour élaborer ce modèle. Nous décrivons également notre stratégie de modélisation ainsi que les méthodes utilisées pour effectuer les couplages entre les différents modules de notre modèle morphodynamique (modèles de vagues, de courants moyens et de transport sédimentaire). La Figure I.3 montre le couplage des différents modules de notre modèle morphodynamique, avec les contributions des différents auteurs.

La chapitre V traite de la dynamique des courants moyens au-dessus des barres sableuses de la côte aquitaine. La campagne de mesures PNEC 2001 est rapidement présentée et discutée. Après le traitement et l'analyse des données in-situ de cette campagne de mesures, la partie hydrodynamique de notre modèle morphodynamique est calibrée. La dynamique des courants moyens au-dessus des différentes barres sableuses de la côte aquitaine est alors modélisée et décrite qualitativement et quantitativement. Les processus physiques à l'origine de leur formation sont détaillés. Ces résultats sont les premiers sur génération et la dynamique des courants sur les plages d'Aquitaine.

Dans le chapitre VI, nous modélisons la formation et le développement des systèmes de barres en croissant subtidales et des systèmes barre/baïne intertidaux de la côte aquitaine. Une étude de sensibilité de la morphologie des barres en croissant aux conditions de houle au large est présentée. Les mécanismes de formation et de développement des barres sableuses tridimensionnelles sont décrits. Les simulations sont comparées avec des images

satellitaires et des photos aériennes. Certaines limites actuelles de notre modèle morphodynamique sont également discutées. Enfin, notre modèle permet d'expliquer en partie la variabilité spatiale des barres en croissant de la côte aquitaine et d'énoncer de nouvelles hypothèses qui peuvent expliquer les morphologies des barres sableuses observées sur les deux autres sites atelier du PNEC ART7. .

## Chapitre II

# Processus hydro-sédimentaires sur les plages sableuses

## Contents

---

<b>II.1 Introduction</b>	<b>35</b>
<b>II.2 Hydrodynamique</b>	<b>40</b>
II.2.1 Les vagues	40
II.2.1.a Généralités	40
II.2.1.b Note sur la formation des vagues au large	41
II.2.1.c Dynamique des vagues en zone côtière	42
II.2.1.c.i Approximation en eaux peu profondes	42
II.2.1.c.ii "Shoaling" ou levée	42
II.2.1.c.iii Réfraction	43
II.2.1.c.iv Frottement au fond ( $D_{Fond}$ )	44
II.2.1.c.v Déferlement bathymétrique ( $D$ )	44
II.2.1.c.vi Transferts d'énergie en fréquence	47
II.2.2 Les ondes infragravitaires	48
II.2.2.a Génération	48
II.2.2.b Propagation des ondes longues	48
II.2.3 Les courants moyens	50
II.2.3.a Définition	50
II.2.3.b Principaux courants moyens induits par la houle	51
II.2.3.b.i Le courant de retour	51
II.2.3.b.ii Le courant de dérive ou courant "longshore" :	53
II.2.3.b.iii Le courant sagittal ou "rip current"	56
II.2.3.b.iv Courants moyens sur une bathymétrie complexe	58
II.2.3.b.v Variabilité des courants dans la bande infra-gravitaire	59
<b>II.3 Transport sédimentaire et morphodynamique</b>	<b>61</b>
II.3.1 Transport sédimentaire sur les plages sableuses	61
II.3.1.a Les différents modes de transport	61
II.3.1.b Le rôle des courants moyens dans le transport sédimentaire	62
II.3.1.c Le rôle de l'asymétrie des vagues dans le transport sédimentaire	62
II.3.2 Morphologie des plages et des barres sédimentaires	63
II.3.2.a Classification des plages	63
II.3.2.a.i Les plages dissipatives ( $\Omega > 6$ )	63
II.3.2.a.ii Les plages réfléchives ( $\Omega < 1$ ) :	63
II.3.2.a.iii Les plages intermédiaires ( $1 < \Omega < 6$ )	64
II.3.2.a.iv Note sur les plages intermédiaires à double barres :	65
II.3.2.b Morphologie et terminologie des barres sableuses	65
II.3.2.b.i Les barres rectilignes	65
II.3.2.b.ii Les barres non-rectilignes	68
II.3.3 Morphodynamique des plages	69
II.3.3.a Modèles conceptuels d'évolution de la morphologie des plages :	69
II.3.3.b Temps de réponse morphodynamique et migration des systèmes :	73

II.3.4 Mécanismes de formation des barres sableuses . . . . .	74
II.3.4.a Formation des barres rectilignes . . . . .	74
II.3.4.b Formation des barres tridimensionnelles . . . . .	74
II.3.4.b.i La théorie des ondes de coin . . . . .	75
II.3.4.b.ii La théorie d'auto-organisation . . . . .	75
<b>II.4 Conclusion . . . . .</b>	<b>78</b>

---

## II.1 Introduction

Sur les plages exposées aux houles et où les courants de marée sont faibles, l'action des vagues est le moteur des mouvements des masses d'eau et du transport sédimentaire. La vague est une onde progressive qui, en arrivant près des côtes, va subir l'influence du fond. Lorsque la profondeur d'eau diminue, la vitesse de propagation diminue. Dans le cas des fonds rapidement variables, les vagues peuvent être réfléchies ou diffractées. On peut également observer la diffraction du champ de vagues après le passage au-dessus d'un haut-fond.

Dans le cadre de cette étude nous nous intéressons aux plages sableuses présentant des pentes faibles, pour lesquelles les processus de diffraction et de réflexion sont souvent négligeables. Par contre, au-dessus de fonds lentement variables, les vagues vont être réfractées. Lorsque le rapport de la hauteur des vagues sur la profondeur d'eau atteint une valeur critique, les vagues deviennent instables et le déferlement bathymétrique est observé. En arrivant en eau peu profonde l'onde primaire va également transférer une partie de son énergie vers les harmoniques. Ces harmoniques peuvent ensuite être libérées si le champ de vagues rencontre des eaux plus profondes, par exemple après le passage au-dessus d'une barre (Sénéchal et al., 2002).

La Figure II.1 montre une photo aérienne d'une barrière de corail au-dessus de laquelle on peut visualiser les principaux processus physiques. Les vagues réfractent à l'approche du récif, puis déferlent au-dessus de celui-ci. Après avoir déferlé au-dessus du haut-fond, elles libèrent des harmoniques en rentrant dans le lagon (apparition de trains d'onde secondaires). A l'extrémité du récif la houle diffracte en transférant une partie de son énergie derrière la barrière.

Les processus observés en zone côtière couvrent une gamme d'échelles spatio-temporelles très large. Lorsque l'on observe de la plage le mouvement des masses d'eau, notre attention se porte instantanément sur les mouvements quasi-périodiques des vagues, ou, si l'on est un peu plus patient, au mouvement du niveau de marée. Pourtant des oscillations basses fréquence des vitesses et de la surface libre existent aussi et sont liées à la présence d'ondes longues (ondes infragravitaires ou instabilités de courants). Dans le cas des plages de la côte aquitaine, les courants de marée sont faibles (hors des zones d'embouchures), mais la modulation tidale des processus hydrodynamiques liés aux vagues joue un rôle très important. Cette modulation tidale des processus sur la côte aquitaine sera abordée dans le chapitre V. La Figure II.2 illustre les différentes échelles spatio-temporelles des processus hydrodynamiques en zone côtière.

La zone de surf est la zone où les vagues déferlent et où les processus induits par ce déferlement contrôlent le mouvement des masses d'eau. Sur les plages naturelles, les vagues

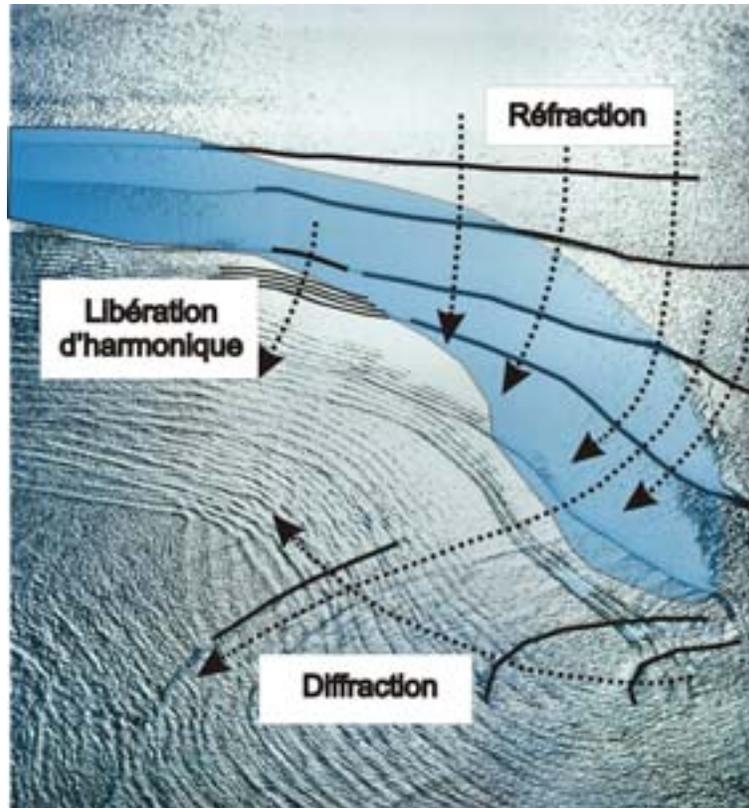


FIG. II.1 – Photographie aérienne d'une barrière de corail soumise à l'action de la houle sur les Iles Fidji (photographie issues de Surfer's Journal). Visualisation de la réfraction, du déferlement des vagues, de la diffraction et de la libération d'harmoniques au passage de la barre.

sont irrégulières et le point de déferlement et la zone de surf varient dans la direction perpendiculaire à la côte. Les masses d'eau sont alors le siège de mouvements turbulents et de courants d'une grande intensité, qui jouent un rôle essentiel dans la dynamique sédimentaire des plages sableuses.

La Figure II.3 montre le type de spectre des vitesses que l'on obtient si on place un courantomètre en zone de surf, ainsi que les gammes d'échelle correspondant aux différentes stratégies de modélisation. Les vitesses vont de la turbulence tridimensionnelle aux mouvements induits par les ondes longues (instabilités de courant et ondes infragravitaires) et à la modulation tidale des processus.

Pour chaque gamme de fréquence, il existe une stratégie de modélisation permettant d'étudier les processus physiques. Pour une description plus détaillée de ces stratégies, on peut se reporter à Bonneton (2004).

On utilise les équations de *Navier Stokes Diphasique (NSD)* afin d'étudier les mouvements turbulents et l'évolution temporelle de la surface libre, hors et dans la zone de surf. Les simulations se font sur des cas idéalisés : on considère généralement des ondes solitaires,

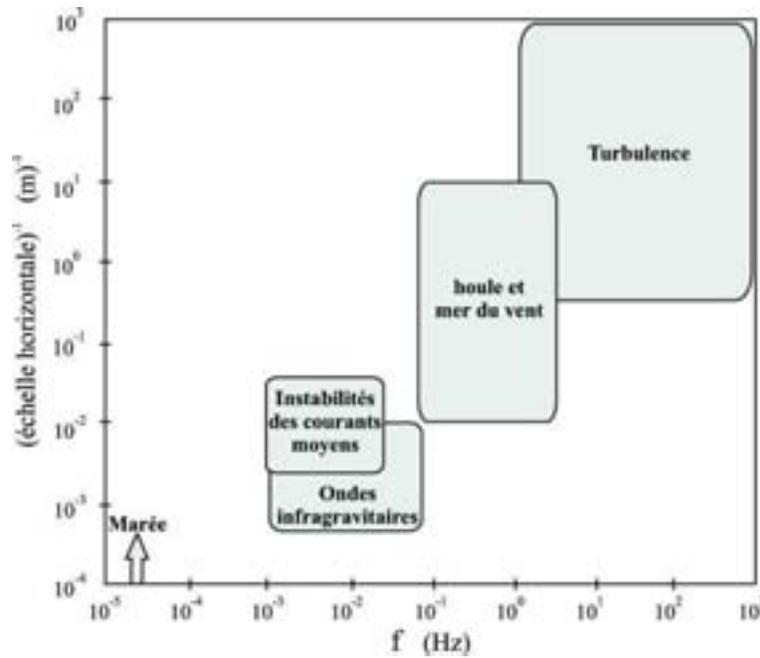


FIG. II.2 – Echelles spatio-temporelles des processus hydrodynamiques en zone côtière (Bonneton, 2004).

des cas unidimensionnels et des vagues de petite amplitude. Ces récentes études permettent en particulier de mettre en évidence différents types de déferlements et les champs de vorticités associés à la turbulence (Abadie et al., 1998; Guignard et al., 2001; Lubin et al., 2002). Avec les progrès des calculateurs et des méthodes de résolution numérique, les études pourront à moyen long se porter sur des simulations à l'échelle de la côte.

On utilise les équations de *Boussinesq et Saint-Venant (BSV)* pour décrire la propagation des ondes de surface. Ces équations sont actuellement largement utilisées pour simuler les vagues et les ondes infragravitaires en zone côtière (Shaffer et al., 1993; Bayram and Larson, 2000; Bonneton, 2003; Bonneton et al., 2004) et permettent de simuler les écoulements en milieu naturel. Les temps de calcul restent toutefois assez importants pour les applications telles que la morphodynamique des plages.

La modélisation *2DH*, basée sur l'hypothèse des milieux peu profonds, considère les courants moyens (intégrés sur une durée supérieure à la période des ondes infragravitaires, i.e quelques minutes) intégrés sur la verticale (on considère que les vitesses sont homogènes sur la verticale). Cette stratégie de modélisation permet quant à elle de simuler les courants moyens induits par la houle avec des temps de calcul raisonnables. On peut ainsi simuler l'évolution de l'hydrodynamique sédimentaire au-dessus des plages sableuses sur des durées qui peuvent aller de quelques minutes à quelques mois. A partir des courants moyens, on peut alors calculer les flux sédimentaires et l'évolution des fonds sableux. C'est cette stratégie de modélisation qui a été mise en œuvre dans le cadre de cette thèse.

Les courants induits par les vagues transportent d'importantes quantités de sédiment

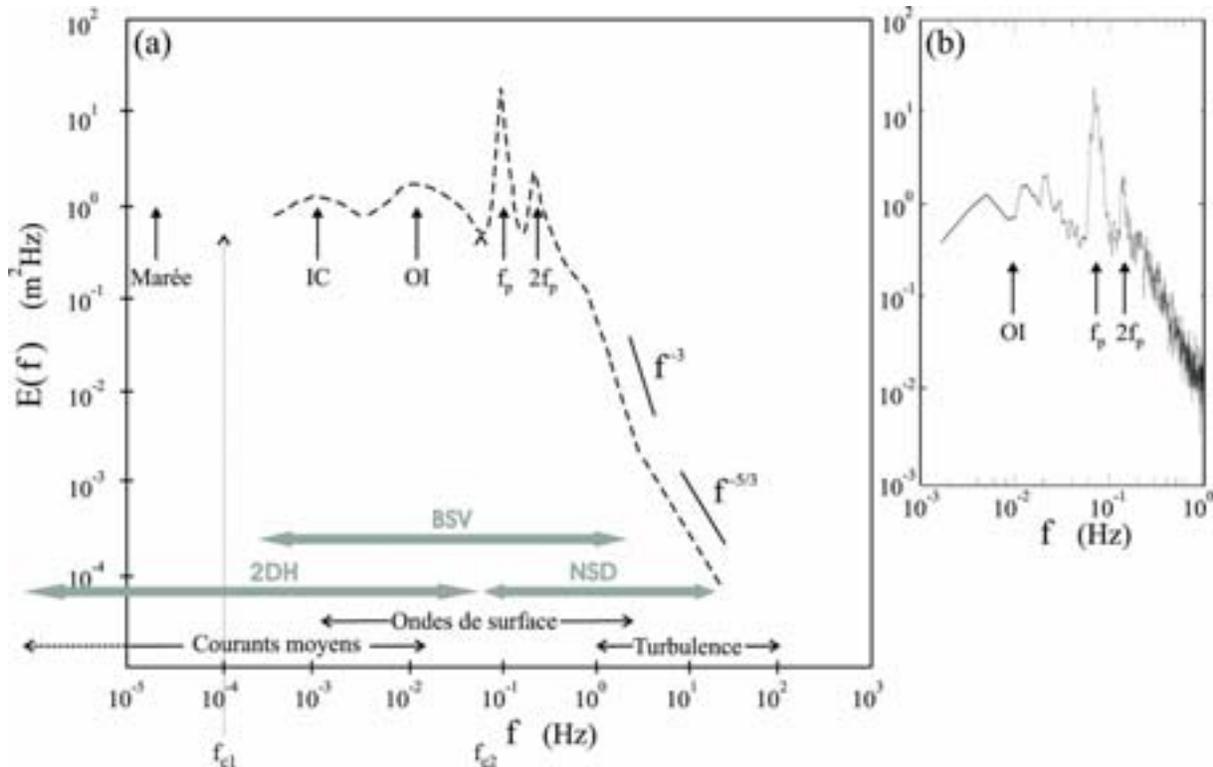


FIG. II.3 – Spectre des vitesses en zone de surf; (a) : spectre schématisé des principaux processus hydrodynamiques en zone de surf; (b) : spectre de la vitesse cross-shore sur la plage aquitaine du Truc Vert. OI : "Ondes Infragravitaires"; IC : "Instabilités du Courant moyen";  $f_p$  : fréquence du pic de houle. 2DH : modélisation statistique 2DH, BSV : modélisation Boussinesq et Saint Venant, NSD : modélisation Navier Stokes diphasique. D'après Bonneton (2004).

et affectent la morphologie des plages sableuses. La majorité de ces plages sableuses sont caractérisées par la présence de barres sédimentaires. La Figure II.4 montre les différentes échelles spatio-temporelles des mouvements de ces barres sédimentaires d'après Stive et al. (1991). Dans le cadre de notre étude, nous nous intéresserons aux mouvements des barres sédimentaires pour des échelles de temps comprises entre quelques heures et quelques mois.

Ces barres sédimentaires sont quelques fois rectilignes et parallèles à la côte, mais le plus souvent elles sont complètement tridimensionnelles et présentent une périodicité plus ou moins marquée le long de la côte. Au fil des jours, des tempêtes et des différents trains de houle, ces barres migrent et changent de forme de manière complexe en s'adaptant aux conditions de vagues au large.

Ce chapitre s'articule de la manière suivante. Tout d'abord nous décrirons les principaux processus hydrodynamiques qui agissent sur les plages sableuses. En particulier, nous traiterons de la dynamique des vagues en zone côtière et de la génération des courants moyens. Ensuite, le transport sédimentaire et l'évolution de la morphologie des plages et des barres sédimentaires seront abordés. Enfin, Nous discuterons des différentes hypothèses de formation et de développement des barres sédimentaires.

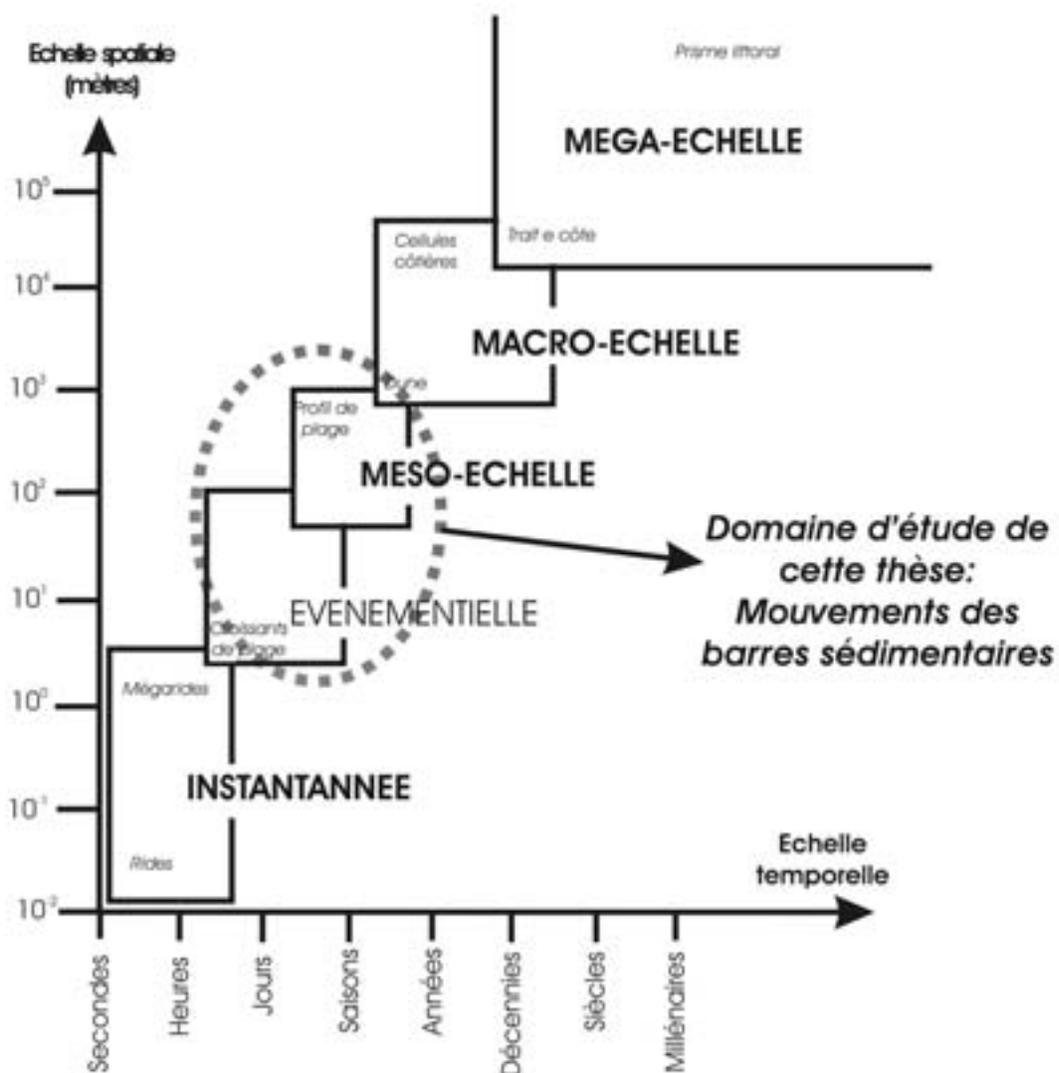


FIG. II.4 – Echelles spatio-temporelles associées aux mouvements des bancs de sable sur les plages dominées par l'action de la houle, d'après Stive et al. (1991).

## II.2 Hydrodynamique

### II.2.1 Les vagues

#### II.2.1.a Généralités

La vague est une onde de gravité qui se propage à la surface des océans. La Figure II.5 montre la schématisation d'un champ de vagues et les différents paramètres qui nous permettent de le caractériser. L'onde a une hauteur  $H$  ( $H = 2A$ , où  $A$  est l'amplitude), une période  $T$ , une longueur d'onde  $\lambda$ , un nombre d'onde  $k$  (avec  $k = 2\pi/\lambda$ ) et se propage dans une profondeur d'eau moyenne  $\bar{h}$  à une vitesse  $c$ . On note  $\eta(\vec{x}, t)$  la cote de la surface libre.

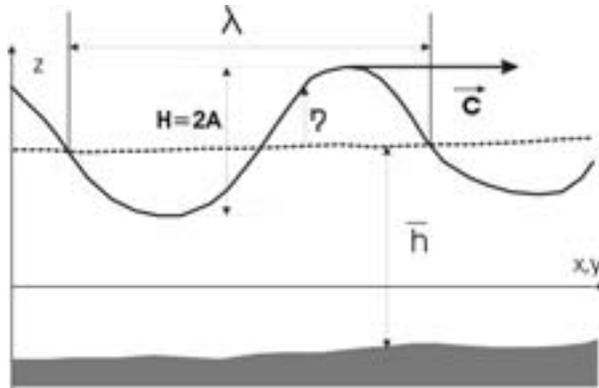


FIG. II.5 – Représentation des paramètres caractéristique des vagues

En milieu côtier, le caractère non linéaire des vagues les rend difficiles à appréhender. Toutefois, en première approximation, la théorie linéaire (ou développement de Stokes au premier ordre, ou houle d'Airy) permet de décrire la dynamique des vagues en zone côtière. On considère une surface libre sinusoïdale,  $\eta$  s'écrit alors :

$$\eta(\vec{x}, t) = A \cos(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t) \quad (\text{II.1})$$

où  $\omega$  et  $k$  vérifient la relation de dispersion :

$$\omega^2 = gk \tanh(k\bar{h}) \quad (\text{II.2})$$

On obtient alors la vitesse de propagation de l'onde  $\vec{c}$  ou vitesse de phase :

$$\vec{c} = \frac{\omega \vec{k}}{k k} = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(k\bar{h})} \cdot \vec{e}_k \quad (\text{II.3})$$

avec  $\vec{e}_k = \frac{\vec{k}}{k}$  le vecteur unitaire.

Cette équation montre que les vagues sont dispersives. En effet, les vagues les plus longues (faible nombre d'onde  $k$ ) se propagent plus rapidement que les vagues courtes.

On peut également définir le flux d'énergie associé aux vagues  $\vec{E}_t$  ainsi que la vitesse de propagation de cette énergie  $\vec{c}_g$ . D'après la théorie linéaire, le flux d'énergie totale  $\vec{E}_t$  est donné par :

$$\vec{E}_t = E\vec{c}_g = \frac{\rho g A^2}{4} \vec{c} \left( 1 + \frac{2k\bar{h}}{\sinh 2k\bar{h}} \right) \quad (\text{II.4})$$

où l'énergie des vagues est :

$$E = \frac{\rho g A^2}{2} \quad (\text{II.5})$$

et  $\vec{c}_g$  est la vitesse de groupe, qui correspond à la vitesse de propagation de l'énergie telle que :

$$\vec{c}_g = \nabla_{\vec{k}} \omega = \frac{1}{2} \vec{c} \left( 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (\text{II.6})$$

### II.2.1.b Note sur la formation des vagues au large

Le transfert de quantité de mouvement et d'énergie de l'air vers l'eau est à l'origine de la formation des vagues. Les tensions de cisaillement et les gradients de pression locale vont contraindre la surface libre et conduire à la formation d'une superposition d'ondes propagatives qui vont s'amplifier ou se dissiper selon les conditions atmosphériques.

Classiquement, la présence du vent est due à la présence d'une dépression induite par les conflits de masses d'air polaire (froid) et subtropical (chaud). La Figure II.6 montre une schématisation de la formation de vagues en présence d'une dépression.

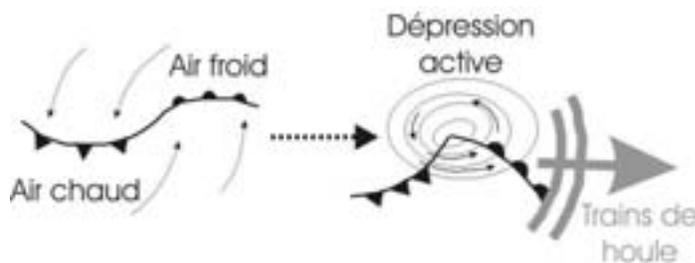


FIG. II.6 – Formation d'une dépression et vent associé à partir d'un conflit entre masses d'air chaud et froid générant des trains de houle

En quittant la zone ventée, les ondulations les plus courtes vont se dissiper les premières à cause de la tension superficielle du fluide ou du déferlement ("whitecapping"). La surface de la mer va alors passer d'un aspect chaotique à celui de trains d'onde réguliers ou trains de houle.

Au fur et à mesure que les vagues se propagent, la période  $T$  va augmenter. Cela peut s'expliquer par le comportement dispersif des vagues (éq. II.2). Les ondes les plus longues se propagent le plus rapidement, sur les côtes exposées aux houles océaniques les premiers

trains de houle qui touchent le littoral sont les trains de houle les plus longs. Cela se vérifie souvent sur la côte aquitaine. Par contre en Méditerranée la distance de propagation est trop courte pour disperser suffisamment les trains d'onde.

D'autre part, l'énergie du champ de vagues est redistribuée par interactions non-linéaires dans l'ensemble du spectre. Les ondes les plus courtes se dissipant plus rapidement, on observe une augmentation de la période moyenne des vagues qui s'ajoute au caractère dispersif des vagues en eau profonde.

Ainsi au fur et à mesure de leur propagation, les trains de houle vont s'allonger (augmentation de la période  $T$  et de la longueur d'onde  $\lambda$ ). C'est pourquoi on rencontre les houles les plus longues sur les océans les plus vastes.

L'énergie des vagues va également être diffusée en étant transférée dans les autres directions de propagation. Par exemple le champ de vagues formé par le Mistral en Méditerranée (généralement de secteur N-NW en mer) va aussi induire une faible houle d'Est sur la côte du Languedoc et une faible houle d'Ouest sur les côtes varoises.

### II.2.1.c Dynamique des vagues en zone côtière

#### II.2.1.c.i Approximation en eaux peu profondes

En zone côtière, la relation de dispersion (éq. II.3) permet d'obtenir la vitesse de phase  $c$  de l'onde en fonction de la profondeur d'eau moyenne  $\bar{h}$  et du nombre d'onde  $k$ . En milieu peu profond ( $k\bar{h} \ll 1$ ), un développement limité permet d'obtenir la vitesse de phase :

$$c \approx \sqrt{g\bar{h}} \quad (\text{II.7})$$

Cette relation montre que le phénomène n'est plus dispersif et que la vitesse de propagation des vagues en milieu peu profond est contrôlée par la profondeur d'eau locale.

#### II.2.1.c.ii "Shoaling" ou levée

Le shoaling se traduit par le gonflement de la houle à l'approche de la côte. Avant de gonfler la taille de la houle va faiblement décroître. En effet, en supposant que les phénomènes dissipatifs sont faibles (pas de déferlement, et frottement au fond négligeable), la conservation du flux d'énergie des vagues sur une plage plane donne :

$$Ec_g = \frac{\rho g A^2}{4} c \left( 1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) = \text{constante} \quad (\text{II.8})$$

En résolvant cette équation du large vers le bord, on remarque que la hauteur décroît de 8.7% avant d'augmenter, jusqu'au point de déferlement. Cette modification de la hauteur des vagues est donc directement liée aux variations de la vitesse de groupe  $c_g$ .

## II.2.1.c.iii Réfraction

La réfraction des vagues est une figure essentielle du comportement de la houle en zone côtière. On peut distinguer deux formes de réfraction : celle induite par les variations du fond marin et celle induite par la présence de courants côtiers.

D'après l'équation II.7, la vitesse de propagation de l'onde diminue avec la profondeur d'eau. Cela se traduit par une évolution de la direction de propagation  $\theta$  de la houle. Les orthogonales aux crêtes de houles tendent à être parallèles aux isobathes au fur et à mesure que la profondeur d'eau diminue. La Figure II.7 montre une schématisation de la propagation de la houle au-dessus d'une bathymétrie présentant une alternance de baies et de caps.

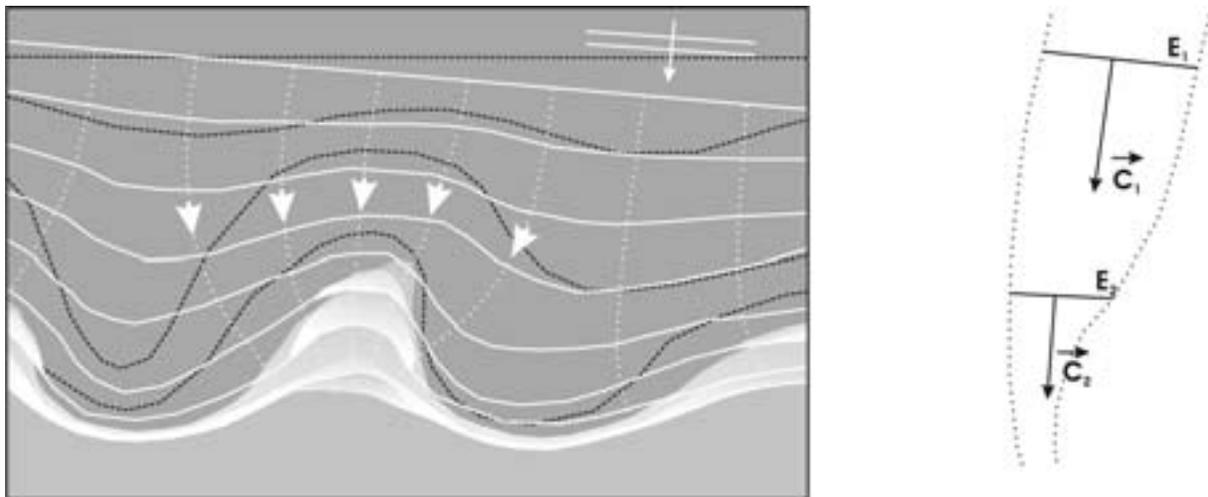


FIG. II.7 – Schématisation du phénomène de réfraction au-dessus d'une côte comportant des caps et des baies. Focalisation de l'énergie moyenne des vagues devant les caps.

La réfraction commence à être perceptible lorsque la profondeur d'eau locale est inférieure à environ la moitié de la longueur d'onde des vagues, ce qui équivaut à  $k\bar{h} < \pi$ . On peut facilement décrire la trajectoire des rayons de houle sur une plage plane en exprimant la conservation du nombre d'onde  $k$  entre deux zones de profondeurs  $h_1$  et  $h_2$  :

$$\sin \theta_2 = \frac{c_2}{c_1} \sin \theta_1 \quad (\text{II.9})$$

avec  $\theta$  l'angle d'incidence de la houle par rapport à la normale à la côte.

Au-dessus d'une bathymétrie complexe, la conservation du flux d'énergie des vagues est donnée par :

$$\vec{\nabla} \cdot (E\vec{c}_g) = D_{tot} \quad (\text{II.10})$$

où  $D_{tot}$  est le taux de dissipation des vagues dû au frottement au fond ou au déferlement bathymétrique ( $D_{tot} = D_{Fond} + D$ , ( $D_{Fond} < 0$ ,  $D < 0$ )). Sur la Figure II.7, l'équation

II.10 se traduit en l'absence de dissipation par :

$$E_1 c_1 L_1 = E_2 c_2 L_2 \quad (\text{II.11})$$

avec  $L_1$  et  $L_2$  les distances séparant les orthogonales aux crêtes. Cela se traduit par une augmentation de l'énergie  $E_2$  et donc par la même occasion de la hauteur  $H$ . Ces zones de focalisation d'énergie jouent un rôle essentiel dans la dynamique littorale.

La présence de courants côtiers peut également induire la réfraction du champ de houle. En considérant un courant  $\vec{U}_{\text{côtier}}$  constant sur la colonne d'eau, et en négligeant les effets non-linéaires, la crête des vagues se déplace à la vitesse  $\vec{c}_c$  :

$$\vec{c}_c = \vec{U}_{\text{côtier}} + \vec{c} \quad (\text{II.12})$$

où  $\vec{c}$  est la vitesse de phase de l'onde d'après la théorie linéaire. Suivant la structure du champ de courant  $\vec{U}_{\text{côtier}}$  sur la zone, les crêtes des vagues vont "tourner" et le champ de vagues sera ainsi réfracté.

#### II.2.1.c.iv Frottement au fond ( $D_{\text{Fond}}$ )

Le premier phénomène dissipatif est le frottement du fluide sur le fond. Pour cela il faut que la profondeur d'eau soit suffisamment faible pour que les oscillations des particules au fond soient non-négligeables. Généralement, on modélise ce frottement à partir de la vitesse orbitale caractéristique au fond et d'un coefficient de frottement  $C_f$ . Ce coefficient de frottement s'exprime en fonction de la rugosité du fond. Sur le plateau continental par exemple, cette rugosité est déterminée à partir de la taille des rides (Nielsen, 1992; Ardhuin, 2001). En supposant le spectre de vague étroit, la dissipation est alors calculée à partir d'un modèle de couche limite de vague monochromatique.

Dans la zone de déferlement, la dissipation des vagues par frottement au fond est très largement inférieure à la dissipation par turbulence provoquée par le déferlement bathymétrique.

#### II.2.1.c.v Déferlement bathymétrique ( $D$ )

Le phénomène de déferlement bathymétrique est le mécanisme moteur de l'hydrodynamique sédimentaire sur les plages sableuses. Lorsque la cambrure atteint une valeur limite, la vague devient instable et déferle. Le déferlement est déclenché lorsque la vitesse horizontale des particules situées sur la crête de la vague dépasse la vitesse de phase de l'onde. Il en résulte une transformation de l'onde en un mélange chaotique d'eau et d'air qui s'organise ensuite sous la forme de ressauts hydrauliques propagatifs. Suivant la pente locale du fond et la cambrure de la houle au large, les vagues vont déferler avec plus ou

moins d'intensité. Cela se traduit par différentes formes de déferlement.

Dans la littérature, on distingue généralement quatre types de déferlement (Galvin, 1968; Komar, 1998) : les déferlements glissant ("spilling"), plongeant ("plunging"), à effondrement ("collapsing") et frontal ("surging"), illustrés sur la Figure II.8.

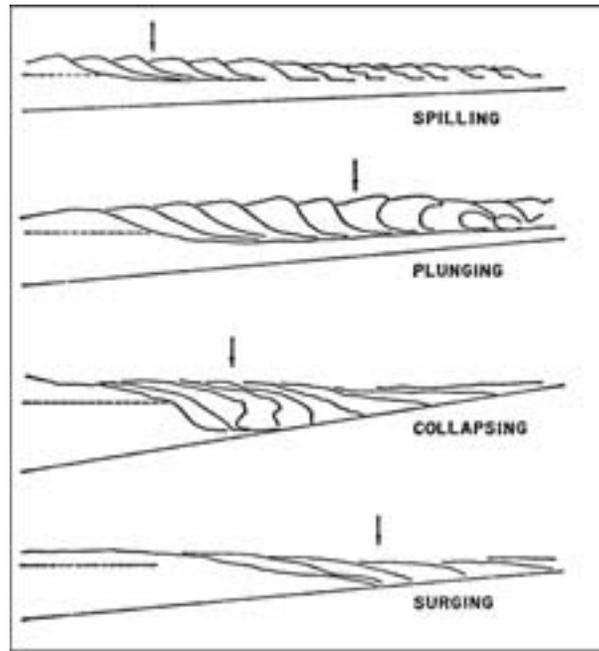


FIG. II.8 – Profils cross-shores des quatre types de déferlement Galvin (1968), (les flèches indiquent le point de déferlement). "Spilling"=glissant, "Plunging"=plongeant, "collapsing"=à effondrement, "surging"=frontal

De nombreux auteurs ont cherché à relier le type de déferlement avec les caractéristiques de houle au large et la pente locale. Galvin (1968) a utilisé les nombres d'Iribaren  $\xi_0$  et  $\xi_d$  respectivement au large et au point de déferlement pour décrire les différents types de déferlement.  $\xi_0$  et  $\xi_d$  sont donnés par :

$$\xi_0 = \frac{\tan \beta}{\sqrt{\frac{H_0}{\lambda_0}}} \quad (\text{II.13})$$

$$\xi_d = \frac{\tan \beta}{\sqrt{\frac{H_d}{\lambda_0}}} \quad (\text{II.14})$$

où  $\beta$  est la pente locale du fond,  $H_0$  la hauteur de houle au large,  $\lambda_0$  la longueur d'onde de la houle au large et  $H_d$  la hauteur des vagues au point de déferlement. La Table II.1 présente les résultats obtenus.

Sur les plages de la côte aquitaine comme sur la majorité des plages sableuses, on observe généralement une alternance de déferlements plongeants et glissants. Le déferlement

Déferlement	$\xi_0$	$\xi_d$
glissant	$\xi_0 < 0.5$	$\xi_d < 0.4$
plongeant	$0.5 < \xi_0 < 3.3$	$0.4 < \xi_d < 2$
à effondrement	$\xi_0 = 3.3$	$\xi_d = 2$
frontal	$3.3 < \xi_0$	$2 < \xi_d < 4$
aucun		$4 < \xi_d$

TAB. II.1 – Type de déferlement en fonction des nombres d'Iribaren, d'après Galvin (1968)

plongeant est favorisé par la présence d'une houle longue et d'une pente douce (de l'ordre de quelques %). Il se traduit par une déstabilisation rapide de la vague et par une projection de la lèvre de la vague vers l'avant (Fig. II.8). Le déferlement glissant est quant à lui favorisé par les houles courtes et les pentes faibles. On n'observe alors pas de projection de la lèvre (Fig II.8). La Figure II.9 illustre ces deux types de déferlement sur une plage sableuse en Vendée (France), à partir de photographies prises à un jour d'intervalle. D'autres paramètres peuvent intervenir et influencer le type de déferlement comme par exemple la présence de courants moyens ou les conditions atmosphériques. Par exemple la présence d'un vent de Terre favorisera les déferlements plongeants en retardant la rupture de stabilité de la crête, tandis que le vent de mer favorisera le déferlement glissant.



FIG. II.9 – Photos de déferlement de vagues sur la plage sableuse de Bud Bud (Vendée). A gauche : déferlement plongeant : A droite : déferlement glissant

Pour les vagues monochromatiques et en absence de courant, le déferlement est observé lorsque que le critère suivant est atteint :  $H > 0.78\bar{h}$  qui dépend du rapport entre la hauteur locale des vagues  $H$  et la profondeur d'eau locale  $\bar{h}$ . Si on rentre dans les détails, le déclenchement du déferlement dépend également de la pente locale du fond et du courant côtier local. En présence de plage à barre, la vague peut déferler sur la barre, interrompre son déferlement derrière elle, avant de déferler à nouveau sur le haut de plage.

### II.2.1.c.vi Transferts d'énergie en fréquence

La transformation des vagues en eau peu profonde se caractérise par des transferts d'énergie au sein du spectre et par des modifications de la phase des ondes. Cela se traduit visuellement principalement par la déformation du profil de la vague qui passe d'un profil sinusoïdal vers un profil dissymétrique, ou plus rarement par la génération de fronts d'onde secondaires lors de la libération d'harmonique au passage d'une barre. Le phénomène physique responsable de ces transferts d'énergie en fréquence résulte des interactions non-linéaires entre triplets de fréquence. Pour une description détaillée de ces processus, le lecteur pour se reporter à Becq (1998).

Dans le milieu naturel, les vagues ne sont jamais monochromatiques. En considérant deux ondes primaires 1 et 2, le transfert d'énergie va s'effectuer sur une troisième composante 3 telle que :

$$f_3 = f_1 + f_2 \quad (\text{II.15})$$

$$\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \quad (\text{II.16})$$

Les couples  $(f_1, \vec{k}_1)$  et  $(f_2, \vec{k}_2)$  vérifient l'équation de dispersion car ce sont 2 ondes libres. Par contre la troisième composante  $\vec{k}_3$  ne subit pas forcément cette loi. On définit alors  $\delta_{\vec{k}}$  l'écart à la résonance définit comme l'écart entre le nombre d'onde  $\vec{k}_3$  et celui obtenu à partir de la relation de dispersion linéaire (éq. II.2)  $\vec{k}_3^{lin}$  :

$$\delta_{\vec{k}} = |\vec{k}_1 + \vec{k}_2| - |\vec{k}_3^{lin}| \quad (\text{II.17})$$

Lorsque l'écart à la résonance  $\delta_{\vec{k}}$  est nul, le transfert d'énergie est maximum et se fait uniquement des composantes 1 et 2 vers la troisième composante. On parle alors d'interaction résonnante. Dans la réalité, c'est le cas en eau très peu profonde où les ondes ne sont plus dispersives (éq. II.7). En dehors de cette zone les transferts peuvent se faire des ondes primaires vers la troisième composante et inversement.

Considérons une houle formée, de spectre étroit centré autour de la fréquence pic  $f_p$ . Lorsqu'on regarde l'évolution du spectre d'énergie du large vers la côte, on remarque qu'en eau peu profonde se forme un pic secondaire centré autour de la fréquence  $2f_p$  (voir Fig. II.3). Cela est dû à l'interaction non-linéaire entre triplets de fréquence à partir de deux fréquences  $f_1$  et  $f_2$  proches de  $f_p$ . On parle alors de génération d'harmoniques. De même, des pics d'énergie (centrés sur les fréquences  $3f_p, 4f_p, \dots$ ) de plus faible intensité vont apparaître.

Sur les plages présentant une ou des barres sableuses, on peut observer la libération d'harmoniques. En effet après le passage de la barre, la profondeur d'eau va augmenter et favoriser la libération des ondes secondaires. Cela se traduit en particulier par la génération de plusieurs fronts d'onde (voir Fig. II.1).

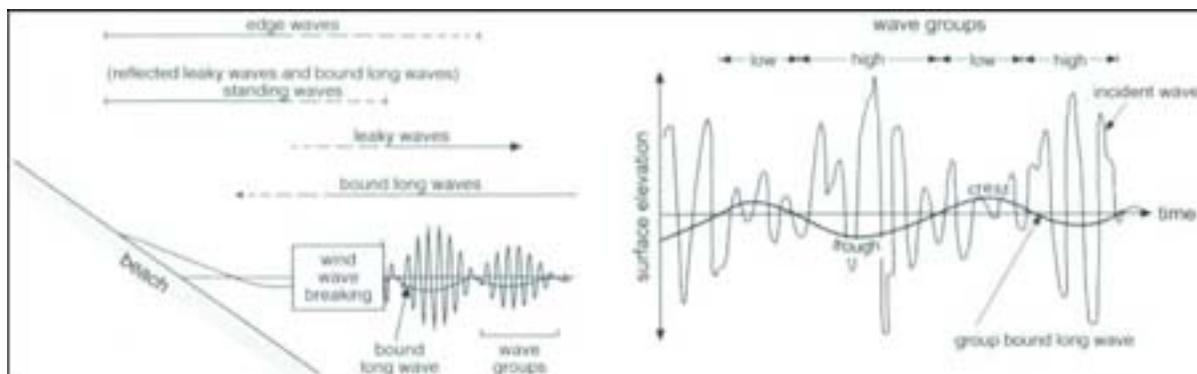


FIG. II.10 – Ondes longues rencontrées en zone côtière ; Structure spatiale et direction de propagation. D'après Longuet-Higgins and Stewart (1964)

## II.2.2 Les ondes infragravitaires

Nous avons vu en décrivant le spectre des vitesses en zone de déferlement (Fig. II.3) qu'il existe des pics d'énergie dans les basses fréquences. Il s'agit de mouvements des masses d'eau à des périodes comprises entre environ trente secondes à plusieurs minutes.

La présence d'ondes infragravitaires a été pour la première fois mise en évidence par Munk (1949) puis Tucker (1950) qui observaient des oscillations basse fréquence du jet de rive, appelée "surf beat". Les mécanismes de formation des ces ondes, ainsi que leur importance relative sont encore mal compris.

### II.2.2.a Génération

La génération des ondes longues provient de la présence de groupes d'ondes qui induisent une variation de la surface libre moyenne. Là où les vagues sont grosses (la "série"), le niveau d'eau moyen est le plus bas. Sur la Figure II.10, on peut observer une schématisation de ces ondes longues associées aux groupes d'onde, ainsi que la répartition spatiale et leur direction de propagation d'après Longuet-Higgins and Stewart (1964).

Cette onde longue va être fortement réfléchié par la plage alors que les groupes d'ondes qui se propageaient avec elles sont dissipés par déferlement bathymétrique. L'onde longue va alors pouvoir se propager librement.

### II.2.2.b Propagation des ondes longues

Une fois libérées, les ondes longues se propagent sous la forme d'ondes libres avec leur propre vitesse de phase donnée par la théorie linéaire. L'amplitude de ces ondes est alors fortement amplifiée à l'approche de la plage. Elles sont suffisamment longues pour être réfléchies par la plage. Des études in-situ montrent que plusieurs formes d'ondes longues

coexistent dans la zone de surf (Holland and Holman, 1999).

Ces ondes sont en grande partie piégées par la réfraction et se propagent alors le long de la côte. On parle dans ce cas d'ondes de coins ou "edge waves" (Short, 1979a). Lorsque les ondes de coins se propagent dans des directions opposées, on parle alors d'ondes de coins quasi-stationnaires ou "standing edge waves". Si l'onde longue se propage suffisamment perpendiculairement à la côte, l'onde est réfléchiée et peut se propager ainsi vers le large ("leaky wave") (voir Fig. II.10). Sur la Figure II.11, on observe les enveloppes tridimensionnelles de la surface libre en présence d'ondes longues en présence de "leaky wave" ou de "edge wave", d'après Wright et al. (1982).

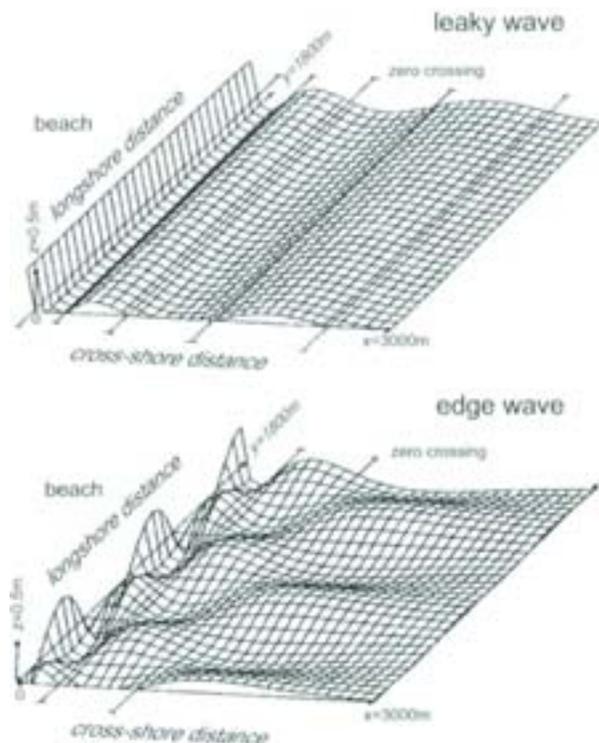


FIG. II.11 – Représentation des enveloppes tridimensionnelles de la surface libre en présence de "leaky wave" et de "edge wave", d'après Wright et al. (1982)

La structure spatiale de ces ondes est très difficile à mesurer in-situ car il faut un nombre important de capteurs répartis sur une grande surface d'étude. En effet, la longueur d'onde de ces ondes propagatives est de l'ordre de plusieurs centaines de mètres et leur structure est très complexe. Ces différentes ondes peuvent en plus se superposer ou interagir entre elles ou avec les instabilités de courants.

De plus, leur influence et leur interaction avec les fonds sableux sont encore mal comprises. Nous discuterons plus en détail de cette interaction dans le paragraphe traitant de la morphodynamique des barres sableuses, puis plus loin dans le paragraphe traitant

plus spécifiquement la morphodynamique des barres en croissant de la côte aquitaine.

### II.2.3 Les courants moyens

#### II.2.3.a Définition

L'un des objectifs principaux de cette thèse est de disposer d'un outil numérique permettant de modéliser l'évolution morphologique des plages sableuses sous l'action de houle, pour des échelles de temps qui vont de quelques cycles de marée à quelques mois. Sachant qu'il est impossible de résoudre numériquement les équations du mouvement pour l'ensemble des échelles spatio-temporelles, on choisit de représenter de façon statistique les processus rapides. Dans la description de l'écoulement moyen, les oscillations des particules d'eau sous l'effet de la propagation des vagues (domaine orbital) ou encore les effets de la turbulence tridimensionnelle (domaine turbulent) feront l'objet d'une paramétrisation.

Nous définissons ici les courants moyens comme les mouvements des masses dont les variations sont plus lentes que ceux associés aux ondes infragravitaire et aux instabilités de courants (voir Fig. II.3). Dans la réalité, cela revient à moyennner les processus sur une durée d'environ dix minutes (pour intégrer les mouvements associés aux ondes infragravitaires et aux instabilités de courant) à 30 minutes (pour ne pas trop subir l'influence de la variation de la hauteur du plan d'eau lié à la marée).

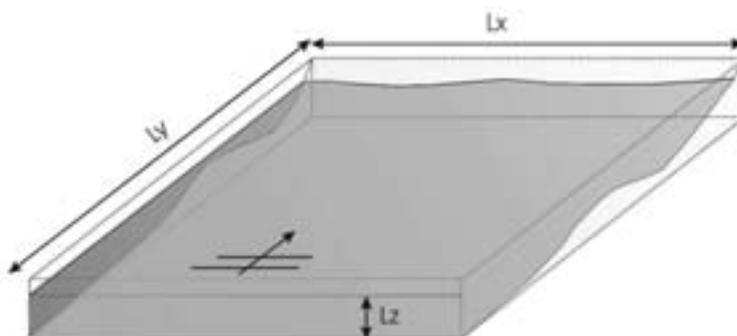


FIG. II.12 – Approximation des milieux peu profonds :  $(L_x, L_y) \gg L_z$

En zones côtières dominées par l'action de la houle, les échelles de longueur horizontales sont très grandes devant l'échelle verticale. La Figure II.12 illustre l'approximation des eaux peu profondes et la séparation des échelles horizontales et verticales. Dans le cadre de l'approximation des milieux peu profonds on peut donc considérer qu'on peut obtenir une représentation satisfaisante de l'écoulement en intégrant les vitesses sur la verticale (modélisation 2DH). Les variables représentatives deviennent donc la hauteur d'eau et les vitesses moyennes horizontales.

L'intégration spatio-temporelle décrite ci-dessus des équations qui gouvernent les mouvements tridimensionnels du fluide (équation de Navier-Stokes) aboutit aux équations de conservation de la quantité de mouvement horizontale et de la conservation de la masse pour l'ensemble du fluide. On peut alors obtenir les hauteurs d'eau  $\bar{h}$  et les vitesses moyennes horizontales  $\bar{U}_{ci}$ ,  $i = 1, 2$ . Ces équations sont celles de Saint-Venant forcées par l'action des vagues. Pour plus détails sur cette stratégie de modélisation, le lecteur pourra se référer aux ouvrages de Mei (1989) et Dingemans (1997). Les développements mathématiques menant à ces équations sont présentés dans le chapitre IV.

Dans les équations 2DH, l'action des vagues est représentée par les tensions de radiation. Les tensions de radiation sont la contribution moyenne de l'excès de quantité de mouvement associé à la houle. Le concept de tenseur des tensions de radiation  $\bar{S}_{ij}$  ( $i = 1, 2$ ;  $j = 1, 2$ ) a été la première fois découvert et discuté par Longuet-Higgins and Stewart (1964). Les gradients spatiaux du tenseur des tensions de radiation associées aux vagues exercent une contrainte sur le fluide dans lequel la houle se propage.

L'approche théorique menée par Longuet-Higgins and Stewart (1964) s'est inspirée des expériences en laboratoires qui montraient une faible dépression du niveau d'eau moyen juste avant le déferlement (set-down), et une surélévation plus sensible derrière celui-ci (set-up) (Longuet-Higgins and Stewart, 1962). Si on considère une houle frontale, l'équation de conservation de la quantité de mouvement moyenne projeté dans la direction  $y$  perpendiculaire à la côte, obtenue à partir de la théorie linéaire décrite dans le paragraphe II.2.1.a.i, donne :

$$\bar{S}_{yy} = E \left( \frac{2kh}{\sinh 2kh} + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{II.18})$$

La Figure II.13 montre des mesures du set-up et du set-down sur une plage plane en laboratoire d'après Bowen et al. (1968).

De façon plus générale, au-dessus d'une bathymétrie tridimensionnelle présentant des pentes douces, la forme classiquement utilisée du tenseur des tensions de radiation pour une direction de propagation  $\theta$  avec l'axe  $Oy$  est alors (Mei, 1989) :

$$\bar{S}_{yy} = E \frac{c_g}{c} \cos^2 \theta + \frac{E}{2} \left( 2 \frac{c_g}{c} - 1 \right) \quad (\text{II.19})$$

$$\bar{S}_{xx} = E \frac{c_g}{c} \sin^2 \theta + \frac{E}{2} \left( 2 \frac{c_g}{c} - 1 \right) \quad (\text{II.20})$$

$$\bar{S}_{xy} = \bar{S}_{yx} = E \frac{c_g}{c} \cos \theta \sin \theta \quad (\text{II.21})$$

### II.2.3.b Principaux courants moyens induits par la houle

#### II.2.3.b.i Le courant de retour

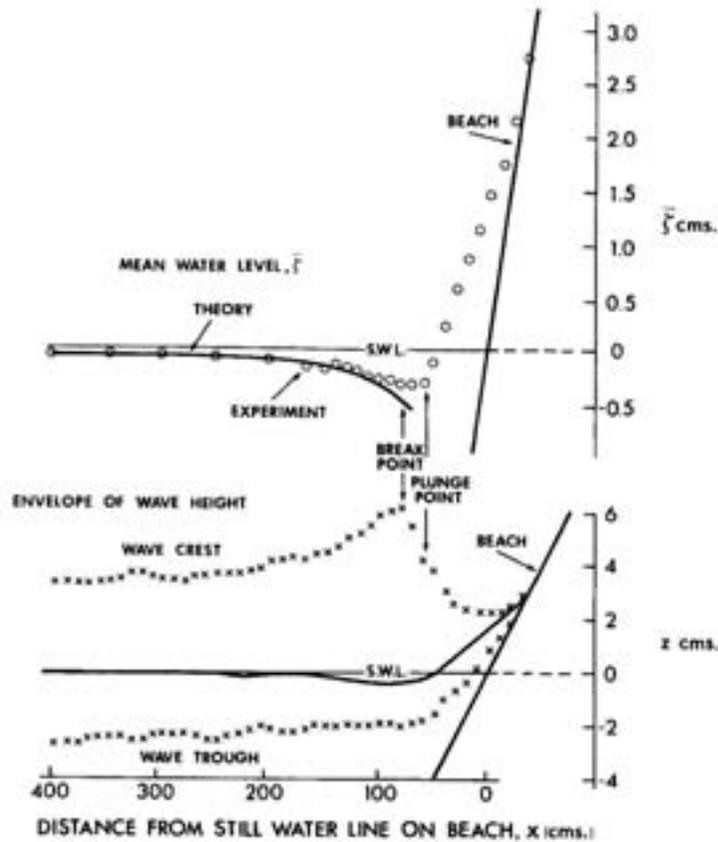


FIG. II.13 – Mesure du set-up et du set-down en laboratoire sur une plage. Données :  $T=1.14s$ ,  $H_0=6.45cm$ , pente de la plage  $\beta = 0.082$ ; D'après Bowen et al. (1968)

Le courant de retour (ou "undertow"), aussi appelé courant de compensation, est présent sur toutes les côtes exposées aux houles. En milieu côtier la houle transporte de l'eau dans sa direction de propagation. Cela est particulièrement vrai dans la zone de déferlement. Le courant de retour permet donc de compenser cet apport de masse en transportant les masses d'eau vers le large. La Figure II.14 montre une schématisation du courant de retour sur une plage homogène plane. La distribution du courant de retour sur la verticale n'est pas homogène, la vitesse maximale étant située vers le fond. De nombreuses études expérimentales et numériques ont été menées afin de caractériser en détail cette structure verticale (Svendsen et al., 1987; Deigaard et al., 1991; Faria et al., 2000).

La moyenne de ce courant sur la verticale  $U_r$  peut être calculé à partir du débit d'eau apporté par les vagues  $\hat{Q}$  et la profondeur d'eau moyenne locale  $\bar{h}$  :

$$U_r = -\frac{\hat{Q}}{\bar{h}} \quad (\text{II.22})$$

Ce courant est responsable d'un fort transport sédimentaire vers le large et de la migration de barres pendant les épisodes de tempête.

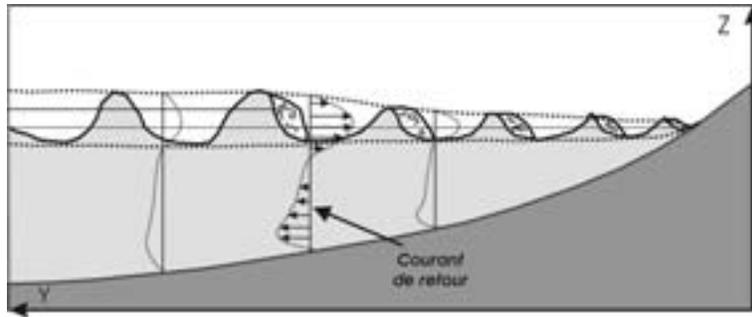


FIG. II.14 – Schématisation du courant de retour et de sa structure verticale sur une plage homogène dans la direction parallèle à la côte

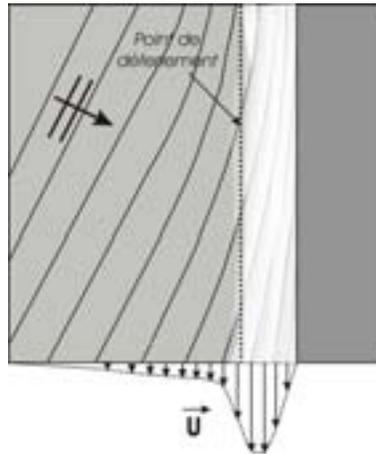


FIG. II.15 – Schématisation de la structure du courant de dérive induit par une houle oblique au-dessus d'une plage plane et homogène dans la direction parallèle à la côte

### II.2.3.b.ii Le courant de dérive ou courant "longshore" :

Si on se place toujours dans le cas d'une plage plane et homogène dans la direction longshore, les houles obliques vont générer un courant parallèle à la plage en déferlant. Ce courant est appelé courant de dérive, et son intensité est maximale derrière le point de déferlement. La Figure II.15 montre une schématisation de ce courant.

En considérant une plage plane et une houle d'incidence oblique induisant un courant de dérive  $V(y)$  (axe  $x$  parallèle à la côte), on peut calculer la structure du courant de dérive. On suppose que le frottement du fond sur le fluide en mouvement est du type  $\vec{F} = -C_f V \vec{V}$ , où  $C_f$  est un coefficient de frottement. On peut alors montrer que l'équation de la conservation de la quantité de mouvement parallèlement à la côte donne sur une plage plane :

$$\frac{\partial \bar{S}_{xy}}{\partial y} + \rho C_f V^2 = 0 \quad (\text{II.23})$$

A partir de l'équation II.21 et d'un modèle de dissipation de l'énergie  $E$  par déferlement

bathymétrie, on obtient  $V(y)$ .

La communauté scientifique a intensivement étudié ces trente dernières années le comportement et la structure de ce courant moyen, en grande partie à cause de son rôle important dans le budget sédimentaire des littoraux sableux. Ce courant peut transporter de grandes quantités de sédiments sur plusieurs dizaines à plusieurs centaines de kilomètres. Intervenir sur ce courant, par l'installation de digue par exemple, peut alors déstabiliser certaines portions de côte en induisant une diminution des apports sédimentaires.

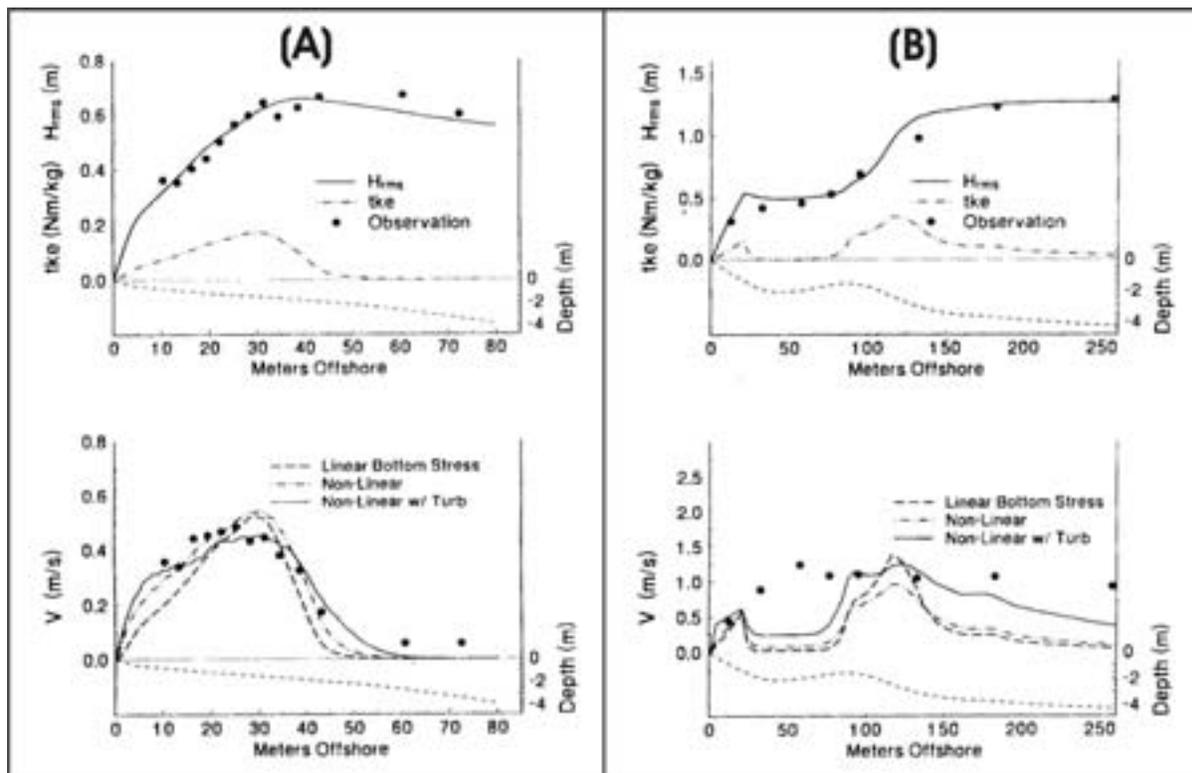


FIG. II.16 – (A) : Mesure et simulation du profil horizontal des vagues et du courant de dérive sur la plage plane de Santa Barbara. En haut : profil de la moyenne quadratique des hauteurs de vagues  $H_{rms}$  ; En bas : profils du courant de dérive simulés (pour plusieurs formulations du frottement au fond) et mesuré. D'après Church and Thornton (1993). (B) : Mesure et simulation du profil horizontal des vagues et du courant de dérive sur une plage naturelle à barre. En haut : profil de la moyenne quadratique des hauteurs de vagues  $H_{rms}$  ; En bas : profils du courant de dérive simulés (pour plusieurs formulations du frottement au fond) et mesuré. D'après Church and Thornton (1993)

Les modèles basés sur l'équation II.23 sont capables de simuler la structure du courant de dérive perpendiculairement à la côte sur les plages planes (voir par exemple Wu et al. (1985); Thornton and Guza (1986)). Le maximum du courant de dérive est alors observé au point de déferlement, là où les gradients de tension de radiation ( $\frac{\partial S_{xy}}{\partial y}$ ) sont les plus intenses. La Figure II.16.A montre la mesure et la simulation du profil de vitesses perpendiculairement à la côte du courant de dérive sur la plage plane de Santa Barbara,

d'après Church and Thornton (1993).

Sur les plages naturelles à barre, le maximum du courant de dérive mesuré est situé dans la fosse derrière la barre (Reniers and Battjes, 1997) alors qu'il est toujours situé au niveau du point de déferlement pour les mesures en laboratoire et pour les modèles 1D. La Figure II.16 montre la mesure et la simulation du courant de dérive sur une plage naturelle à barre. Plusieurs mécanismes physiques ont été avancés afin d'expliquer cette translation du maximum du courant de dérive.

Church and Thornton (1993) ont cherché à montrer que la turbulence induite par le déferlement des vagues influait sur la structure du courant de dérive. Cette turbulence a été prise en compte à partir d'un modèle de turbulence et à travers un coefficient de frottement. Les résultats montrent une amélioration de la prédiction de la structure du courant de dérive, toutefois le déplacement du maximum de vitesse vers la fosse n'est pas suffisant.

Les gradients d'excès de quantité de mouvement associé au rouleau de déferlement peuvent aussi déplacer le maximum de courant (Lippmann et al., 1995; Kuriyama and Nakatsukasa, 2000). Le mécanisme physique est le suivant : le rouleau de déferlement retarde le transfert d'énergie des vagues au courant moyen. Là encore, les différents modèles utilisés ne semblent pas produire une translation suffisante du maximum de courant vers le rivage.

Enfin, les gradients de pression parallèlement à la côte peuvent influencer fortement la structure du courant de dérive. Bowen (1969) et Dalrymple (1978) ont les premiers énoncé cette hypothèse, en pensant que cette variation de surface libre moyenne était due aux variations parallèlement à la côte du forçage des vagues. En fait, l'élévation de la surface libre moyenne dépend principalement de la morphologie du fond (Petrevu et al., 1995; Feddersen et al., 1998). En effet, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, les vagues en déferlant vont induire un set-up. Sur une plage présentant une barre tridimensionnelle, le set-up va présenter des inhomogénéités parallèlement à la côte et donc des gradients de pression derrière la barre (Reniers and Battjes, 1997). Ce mécanisme peut alors induire un courant de dérive maximum dans la fosse (derrière la barre), et sera étudié plus en détail dans la partie consacrée à la simulation du courant de baie (partie V.2.1). In-situ, il n'existe jamais de barre sédimentaire parfaitement 2D, c'est pourquoi le maximum du courant de dérive est toujours mesuré dans la fosse, même pour de très faibles variations de la morphologie de la barre parallèlement à la côte.

Pour pouvoir simuler correctement le courant de dérive sur les plages naturelles, il semble donc important d'utiliser une modélisation du type 2DH afin de prendre en compte

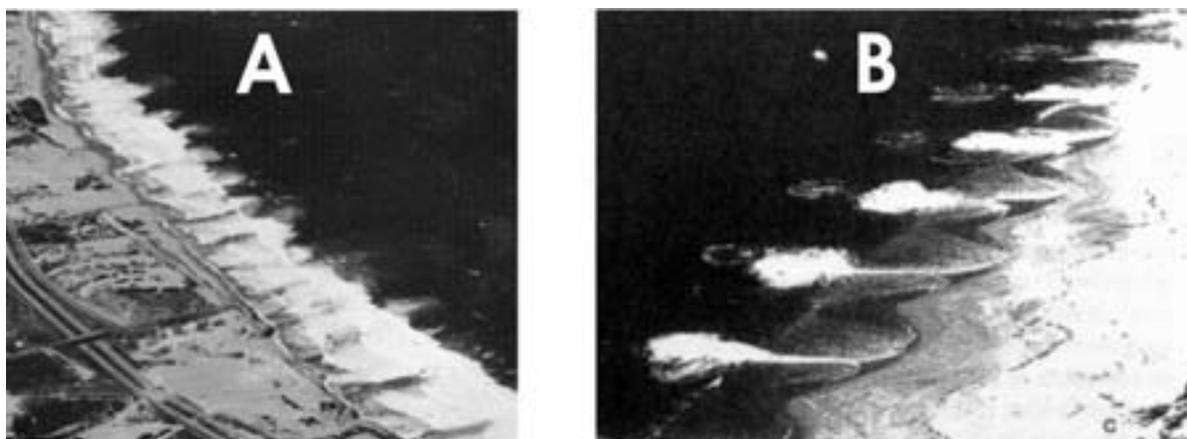


FIG. II.17 – Photos aériennes de courants sagittaux au-dessus de plages sableuses. A gauche : le site RIPEX à Sand City en Californie (<http://www.oc.nps.navy.mil/thornton/ripecx/ripecx.htm>), la barre sous-marine est interrompue périodiquement ( $\approx 100m$ ) par des chenaux perpendiculaires au rivage, associés à des courants sagittaux ; A droite : courants sagittaux induits par la présence de vagues peu énergétiques au-dessus d'un système périodique de croissants de plage.

ces inhomogénéités. Les modèle 1DH ne donnent pas une structure du courant de dérive correcte, mis à part dans de rares cas (Feddersen and Guza, 2003).

### II.2.3.b.iii Le courant sagittal ou "rip current"

Le courant sagittal est un courant violent, intense et étroit dirigé vers le large, qui est observé sur de nombreuses plages. Il a fait l'objet de nombreuses études, particulièrement parce qu'il transporte de grandes quantités de sédiments (Cook, 1970; Inman et al., 1971). Il fait également partie d'un ensemble complexe de cellules de circulation des courants moyens, et joue un rôle essentiel dans la morphodynamique côtière (Sonu, 1972; Short, 1979b, 1992; Wright and Short, 1984). Ces courants sagittaux sont associés à des structures tourbillonnaires complexes (Sous et al., 2004).

Plusieurs mécanismes ont été évoqués pour expliquer la formation des courants sagittaux. On peut citer par exemple la variabilité du forçage des vagues parallèlement à la côte (Bowen, 1969; Dalrymple, 1978) ou encore les interactions vague-courant (Dalrymple and Loranzo, 1978). En fait l'hydrodynamique, et en particulier l'occurrence des courants sagittaux, est principalement contrôlée par la bathymétrie locale.

La présence de bancs de sable tridimensionnels va induire une focalisation de l'énergie des vagues dans certaines zones et la formation de courants sagittaux. Lorsque les vagues déferlent, elles "poussent" les masses d'eau (gradients spatiaux des tensions de radiation). Ce mécanisme est différent du transport de masses d'eau décrit dans le paragraphe précédent, et qui conduit à la formation du courant de retour. Les masses d'eau poussées

vers le rivage par le déferlement des vagues vont alors s'évacuer plus facilement par des trous ou des chenaux de vidange où les vagues exercent une "poussée" plus faible. La Figure II.17 montre deux photos aériennes de courants sagittaux. Ces courants sont facilement visibles grâce aux perturbations de la surface libre induites à l'extrémité de ce courant et sont entièrement contrôlés par la bathymétrie. Sur la Figure II.17.A la plage comporte une barre sous-marine, sur laquelle les vagues déferlent avec le plus d'intensité, interrompue par des chenaux de vidange. Les vagues en cassant vont "pousser" les masses d'eau vers le rivage. Ces masses d'eau vont alors tendance, par gravité, à vouloir s'évacuer vers le large par les chenaux où les vagues déferlent moins violemment. De même sur la Figure II.17.B, on observe des courants sagittaux en présence de croissants de plages réguliers et de vagues peu énergétiques. Cette fois c'est dans la zone de du jet de rive que les masses d'eau sont poussées puis évacuées.

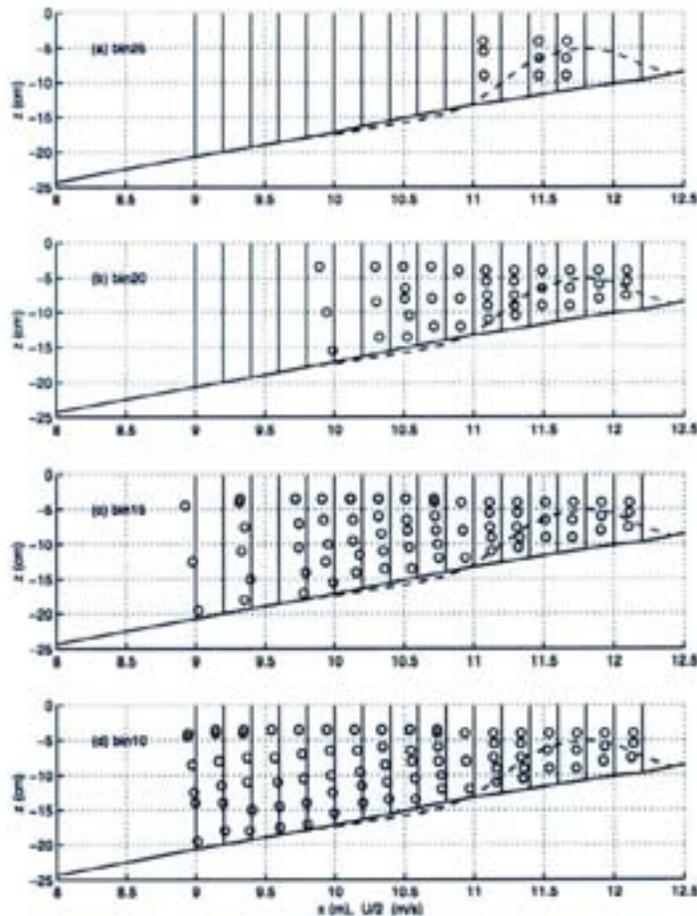


FIG. II.18 – Mesures en laboratoire de la structure verticale d'un courant sagittal le long d'un chenal de vidange, d'après Haas and Svendsen (2002).

La structure verticale du courant sagittal a été étudiée en laboratoire par Haas and Svendsen (2002). La Figure II.18 montre un exemple de profils verticaux de vitesse mesurés

en laboratoire dans la longueur du chenal d'une plage à barre. L'ensemble des expériences menées par Haas and Svendsen (2002) montrent que la structure verticale des vitesses varie le long du chenal. Les vitesses sont quasiment constantes sur la verticale à la sortie du chenal, tandis que plus au large la vitesse est plus intense en surface.

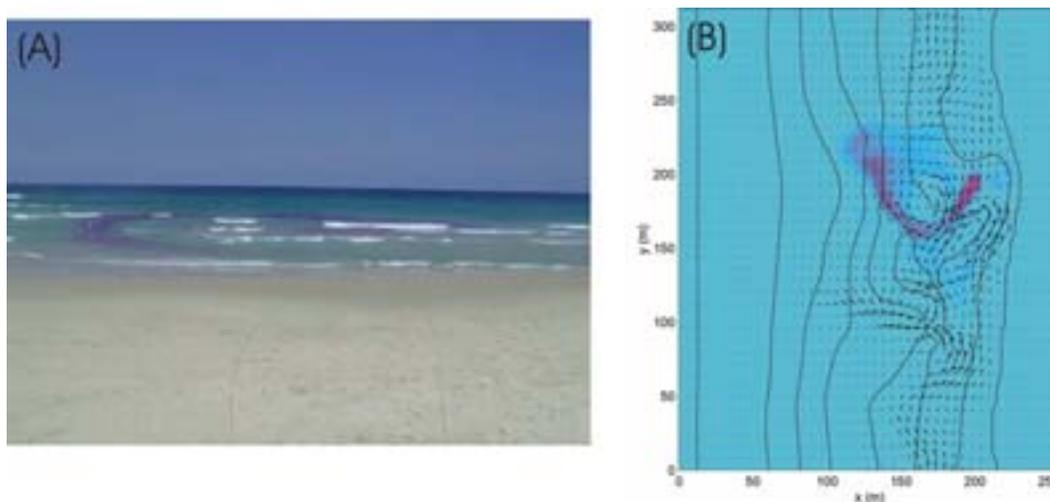


FIG. II.19 – A gauche : trajectoire d'un marqueur bleu dans un système de courants sagittaux, dix minutes après l'avoir mis dans à l'entrée du chenal près du bord. Visualisation de la cellule de circulation des courants moyens. A droite : simulation de la trajectoire du marqueur bleu, les couleurs les plus sombres représente les plus fortes concentrations dans la colonne d'eau. D'après Haas et al. (2002)

Des mesures de terrain (Aagaard et al., 1997; Brander, 1999) et en laboratoire (Haas and Svendsen, 2002) ont permis de mieux connaître quantitativement la structure horizontale des courants sagittaux. En particulier, il a bien été montré que ces courants étaient associés à des cellules de circulation des courants moyens, et que l'intensité du courant pouvait dépendre fortement du niveau de marée (Brander, 1999; Haas et al., 2002). La Figure II.19 montre une photo d'un courant sagittal sur une plage de l'île de Moreton en Australie, ainsi que la comparaison avec une simulation numérique (Haas et al., 2002). Le marqueur bleu est dilué dans l'eau et permet de visualiser la cellule de circulation des courants moyens.

Les mécanismes physiques permettant la formation de courants sagittaux seront détaillés dans le chapitre consacré à la modélisation de la dynamique des courants sur la côte aquitaine (chapitre V.2.1).

#### II.2.3.b.iv Courants moyens sur une bathymétrie complexe

Sur les plages exposées aux houles, tous les courants moyens présentés précédemment sont présents et conduisent à des structures horizontales complexes. La Figure II.20 montre

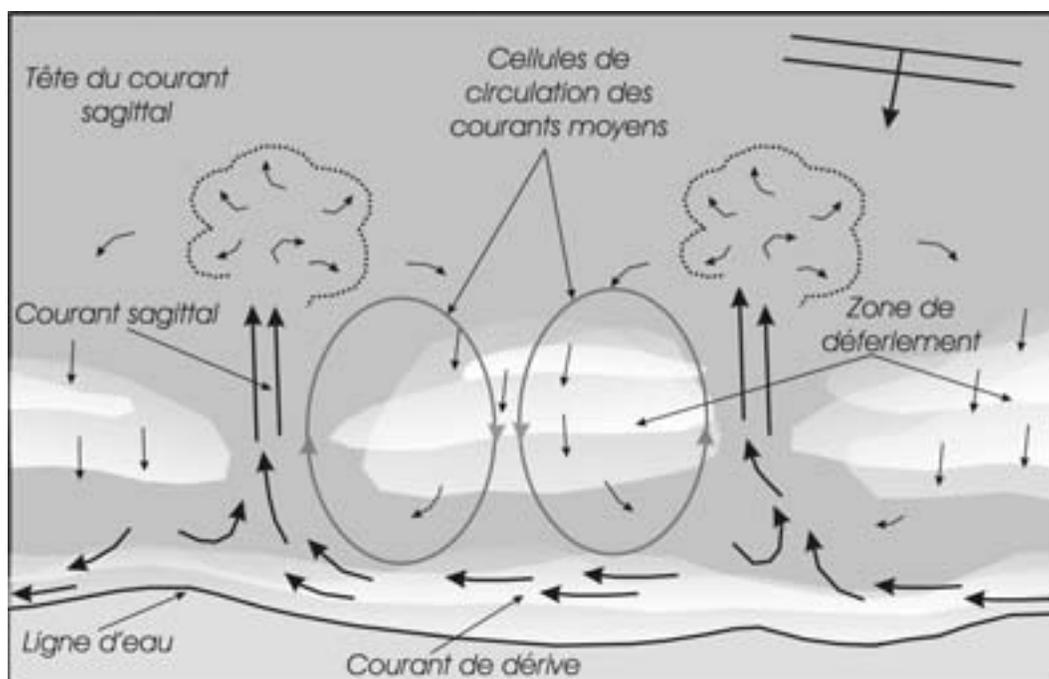


FIG. II.20 – Schématisation des courants moyens induits par la houle au-dessus d'une plage à barre, en présence d'une houle d'incidence faiblement oblique.

une schématisation des courants moyens sur une plage à barres en présence d'une houle d'incidence faiblement oblique. En déferlant sur les barres, les vagues vont forcer de grandes cellules de circulation des courants. Ces cellules sont associées à des courants sagittaux intenses dirigés vers le large au niveau de chaque chenal. Sur le haut de plage, les vagues déferlent à nouveau sur toute la longueur de la plage et induisent un courant de dérive.

Sur les plages complexes, on voit donc qu'il existe un fort couplage entre la morphologie et l'hydrodynamique. L'emplacement des zones de déferlement, où le transfert de quantité de mouvement est le plus important, tient un rôle déterminant dans la dynamique des courants moyens. D'autre part, ces courants vont présenter des oscillations basse fréquence, associées à la présence d'ondes infragravitaires ou simplement dues aux instabilités de courant.

### II.2.3.b.v Variabilité des courants dans la bande infragravitaire

Les courants sagittaux et de dérive sont des courants intenses qui sont le siège d'instabilités de cisaillement.

Le courant de dérive est instable à cause du fort cisaillement du champ de vitesses. Ses méandres, de longueur caractéristique de l'ordre de plusieurs centaines de mètres sont associés à des oscillations de très grandes période (Oltman-shay et al., 1989) ("far infragra-

vity waves”) appelée aussi ondes de cisaillement (“shear waves”). Il semblerait que, dans la zone de surf, l’énergie affectée à ces ondes dans la bande infragravitaire soit importante (Howd et al., 1991). Par exemple Lippmann et al. (1998) ont montré que les instabilités de courant pouvant contenir 75% de l’énergie dans la bande infragravitaire, et que cette énergie était concentrée dans une région très étroite. Cette région se situerait au niveau du maximum de courants de dérive, légèrement vers le large.

Haas et al. (2003) ont montré que les courants sagittaux étaient également instationnaires. En effet, de fortes pulsations de ces courants sont observées et semblent être la conséquence de deux processus. Tout d’abord les interactions entre le courant sagittal et le champ de vagues incident favorisent son caractère instationnaire en induisant de lentes pulsations. A cela s’ajoutent les oscillations induites par les instabilités du courant sagittal à cause de son fort cisaillement.

## II.3 Transport sédimentaire et morphodynamique

### II.3.1 Transport sédimentaire sur les plages sableuses

De nombreux processus physiques contrôlent le transport sédimentaire. Ce transport sédimentaire dépend de l'intensité et de la structure des courants dans la colonne d'eau. Or comme nous venons de le voir, en zone côtière les variations des vitesses couvrent une gamme d'échelle temporelle très large. Ainsi, les sédiments vont être transportés au gré du mouvement orbital des vagues, des courants moyens (courant de retour sagittal ou de dérive), ou encore des ondes longues. A cela s'ajoute la turbulence induite par le déferlement qui peut favoriser la remise en suspension des sédiments.

#### II.3.1.a Les différents modes de transport

Dans le cas des plages sableuses, on s'attardera uniquement sur les processus physiques affectant le transport des sédiments non-cohésifs. On distingue trois modes de transport sédimentaire : le transport par charriage, par suspension, et par "sheet flow". La Figure II.21 montre une schématisation de ces trois modes de transport d'après Fredsoe and Deigaard (1994).

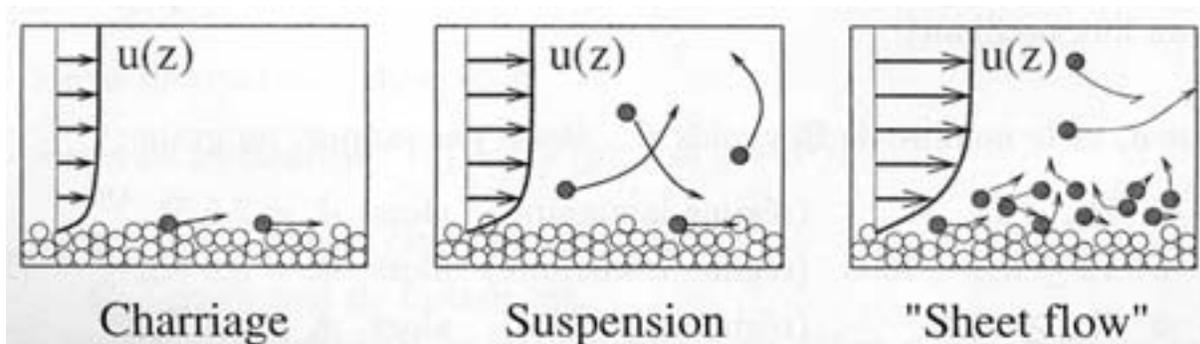


FIG. II.21 – Les trois modes de transport sédimentaire (Camenen, 2002) d'après Fredsoe and Deigaard (1994) : transport par charriage, transport par suspension, transport par "sheet flow"

Tout d'abord, les grains de sable peuvent être transportés par le courant en glissant sur le fond, en roulant ou encore en faisant des petits "sauts". Dans ce mode de transport, les sédiments sont en contact avec le fond (sauf pour de très courtes durées pendant le "saut"). Ce mode de transport sédimentaire est appelé *transport par charriage*. Sur les plages sableuses, ce mode sera favorisé par la présence de conditions peu énergétiques et/ou de sédiments grossiers.

Les sédiments peuvent être aussi arrachés du fond (par turbulence ou par la présence d'un courant suffisamment intense), les grains de sable sont advectionnés par l'écoulement et

sont transportés dans la colonne d'eau. Lors de ce *transport par suspension*, le sédiment ne touche plus le fond pendant de longues périodes. Ce mode est favorisé par la présence de conditions énergétiques et de sédiments fins.

Le dernier mode de transport est le *transport par "sheet flow"*. On observe ce mode de transport en présence de courants intenses et de sédiments relativement grossiers. Les sédiments au fond sont soumis à de très fortes contraintes et se déplacent à l'intérieure d'une couche très fine (de l'ordre de quelques diamètres de sable) de manière désorganisée.

### II.3.1.b Le rôle des courants moyens dans le transport sédimentaire

Les courants moyens décrits dans la partie II.2.3. contrôlent une grande partie du transport sédimentaire.

Lorsque l'incidence de la houle est oblique, les vagues induisent un courant de dérive. Ce courant contribue donc au transit sédimentaire en déplaçant des volumes importants de sédiments d'un endroit à un autre le long de la côte, que l'on appelle "dérive littorale". Cette dérive littorale contrôle ainsi les apports sédimentaires le long de la côte.

Le courant de retour peut également induire un intense transport sédimentaire vers le large en particulier pendant les épisodes de tempête. Il peut ainsi exposer la plage à l'érosion et provoquer des mouvements importants des barres sédimentaires perpendiculairement à la côte.

Les courants sagittaux peuvent transporter une grande quantité de sédiments loin au large (Fig. II.17). La zone où ce courant agit étant étroite, le courant sagittal contribue à couper les barres sédimentaires et donc aux instabilités des bancs de sable le long de la côte. De plus, ce courant sagittal est associé à des cellules de circulation des courants moyens. Ce système de courants va alors contribuer à des échanges sédimentaires importants entre la zone de déferlement et la plage sous-marine.

### II.3.1.c Le rôle de l'asymétrie des vagues dans le transport sédimentaire

Les vitesses orbitales associées aux vagues peuvent aussi intervenir dans le transport sédimentaire, par les deux mécanismes suivants.

Tout d'abord, la vitesse orbitale des vagues favorise la mise en suspension des sédiments dans la colonne d'eau. Ces sédiments sont ensuite transportés par les courants moyens. Les contraintes de cisaillement au fond sont bien plus importantes en présence d'un courant moyen et de mouvements orbitaux qu'en présence d'un courant moyen seul.

La principale conséquence de la présence de ces vitesses orbitales est la formation d'un transport sédimentaire net vers le rivage. En effet, en arrivant en eau peu profonde la houle devient asymétrique. Ainsi hors de la zone de déferlement, il se forme une vitesse nette au fond dans la direction de la côte qui peut induire un transport sédimentaire important vers la plage. C'est ce mode de transport qui est responsable de l'état d'accrétion des plages pendant les épisodes de vagues peu énergétiques. Par contre, dans la zone de déferlement, le courant de retour induit souvent un transport sédimentaire vers le large plus intense que celui induit par l'asymétrie des vagues.

## II.3.2 Morphologie des plages et des barres sédimentaires

### II.3.2.a Classification des plages

Les premières classifications ont été établies à partir d'observations sur de nombreuses plages ne comportant qu'une seule barre (Wright and Short, 1984; Sunamura, 1988; Lippmann and Holman, 1990). On considère le paramètre  $\Omega$  (Gourlay, 1968) qui dépend de la granulométrie du site et du forçage des vagues et qui permet de décrire trois classes distinctes de plage :

$$\Omega = \frac{H_d}{w_s T} \quad (\text{II.24})$$

où  $H_d$  est la hauteur des vagues au déferlement,  $w_s$  la vitesse de chute du sédiment.

#### II.3.2.a.i Les plages dissipatives ( $\Omega > 6$ )

Une plage est dite dissipative lorsque le sable est relativement fin, et que cette plage est soumise à des vagues énergétiques et courtes. C'est pourquoi on peut observer majoritairement ce type de plage sur les côtes exposées à de forts coups de vent mais qui ne peuvent pas recevoir de houle océanique. Par exemple ces barres sont observées sur les côtes méditerranéennes, celles de la Mer du Nord ou de la Mer Baltique (Short, 1999). On peut également rencontrer ces barres sur les côtes exposées aux houles océaniques, pour cela il faut que le sédiment soit très fin. C'est le cas par exemple sur certaines plages au Chili, en Nouvelle-Zélande ou en Afrique du Sud (Short, 1999). Sur les plages dissipatives, on observe principalement la présence de déferlements glissants.

#### II.3.2.a.ii Les plages réfléchives ( $\Omega < 1$ ) :

Une plage est dite réfléchive lorsque le sédiment est assez grossier et qu'elle est exposée aux houles peu énergétiques ( $H_b$  de préférence inférieure à 1m). On y observe généralement des déferlements surgissants. Ces plages sont très largement observées sur les différentes mers du monde, on peut citer à titre d'exemple la plupart des plages de la côte d'Azur. On les observe également sur les côtes exposées aux houles océaniques, généralement au fond

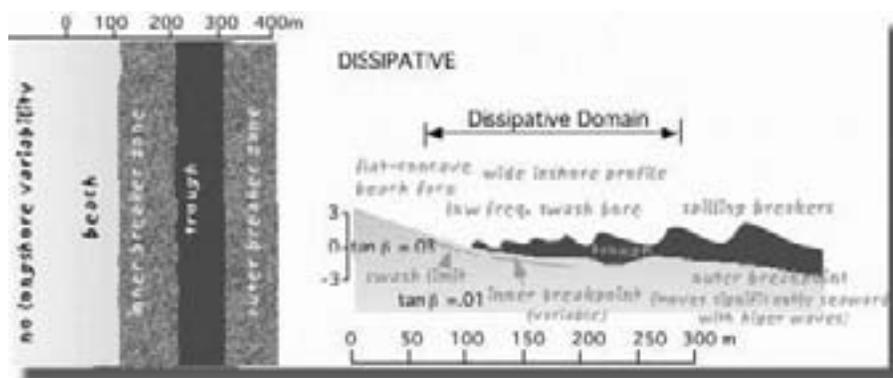


FIG. II.22 – Schématisation d'une plage dissipative, analogue au profil de tempête. Adapté par Short (1999)

des baies où les vagues sont beaucoup plus petites. On peut citer l'exemple de la baie de Lafiténia dans le Pays Basque français où le sable en haut de plage est très grossier. En fait, toutes les plages où le sédiment est grossier (graviers, cailloux, galets) sont généralement dites réfléchives.

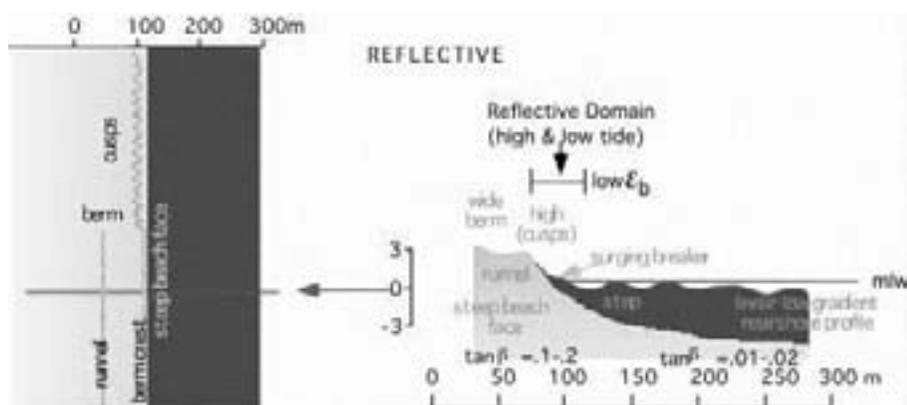


FIG. II.23 – Schématisation d'une plage réfléchive. Adapté par Short (1999)

### II.3.2.a.iii Les plages intermédiaires ( $1 < \Omega < 6$ )

Les plages intermédiaires sont les plus répandues. Elles couvrent une grande gamme de granulométrie et de climatologie de houle. Elles sont caractérisées par la présence de barre(s) sédimentaire(s) tridimensionnelle(s). Visuellement, cela se traduit par la présence de zones de déferlement inhomogènes parallèlement à la côte. On y observe des déferlements plongeants et glissants selon la cambrure des vagues au large et la pente locale des bancs de sable. Sur une même plage intermédiaire, on peut observer tout au long de l'année un grand nombre de morphologies, et des mouvements rapides des barres. Cet aspect morphodynamique sera abordé plus loin (partie II.3.3).

Devant la diversité des morphologies de barres sableuses rencontrées sur les plages intermédiaires, Short (1999) a distingué quatre sous-classes de plage. Sur la Figure II.24 on observe ces quatre sous-classes, la morphologie générale des barres sableuses et l'allure des courants induits par la houle en présence de houle frontale ou oblique. Ces quatre sous-classes, et par la même occasion la morphologie de la barre, dépendent principalement de la position de la barre sédimentaire par rapport au haut de plage. La barre peut être déconnectée du haut de plage ("LBT" et "RBB") ou partiellement connectée ("LTT" et "TBR")

#### II.3.2.a.iv Note sur les plages intermédiaires à double barres :

La classification des plages a été décrite pour les plages ne présentant qu'une seule barre. Or il existe un grand nombre de plages de type intermédiaire sur lesquelles on observe des systèmes de barres multiples. En particulier les plages à deux barres sont très répandues. Par exemple, en France le littoral aquitain et les plages du Languedoc présentent ce type de structure.

Short and Aagaard (1993) ont alors la typologie décrite ci-dessus aux plages à deux barres. La Figure II.25 montre la fréquence de combinaisons des barres sédimentaires internes ("inner") et externes ("outer") observées sur un système à double barres en Australie. Short and Aagaard (1993) observe majoritairement un système de barre externe en croissant une barre interne interrompue par des chenaux, et qui peut parfois prendre elle aussi la forme de croissant. On remarque sur cette même figure qu'on observe le plus fréquemment des structures tridimensionnelles des barres interne et externe. Beaucoup plus rarement, pendant les épisodes de tempête ou post-tempête, on peut observer la formation de barres interne et externe quasi-rectiligne(s).

#### II.3.2.b Morphologie et terminologie des barres sableuses

D'après la description des plages intermédiaire dans le paragraphe précédent, on peut tout d'abord distinguer deux types de barre : les barres rectilignes et parallèles à la côte et les barres tridimensionnelles plus ou moins périodiques.

##### II.3.2.b.i Les barres rectilignes

On observe souvent plusieurs barres sous-marines rectilignes pendant les épisodes de tempête (Komar, 1998; Short, 1999). Ainsi beaucoup de plages ayant habituellement des barres tridimensionnelles peuvent passer à un profil homogène parallèlement la côte pendant plusieurs jours. C'est pourquoi dans la littérature, on associe souvent ce type de barre

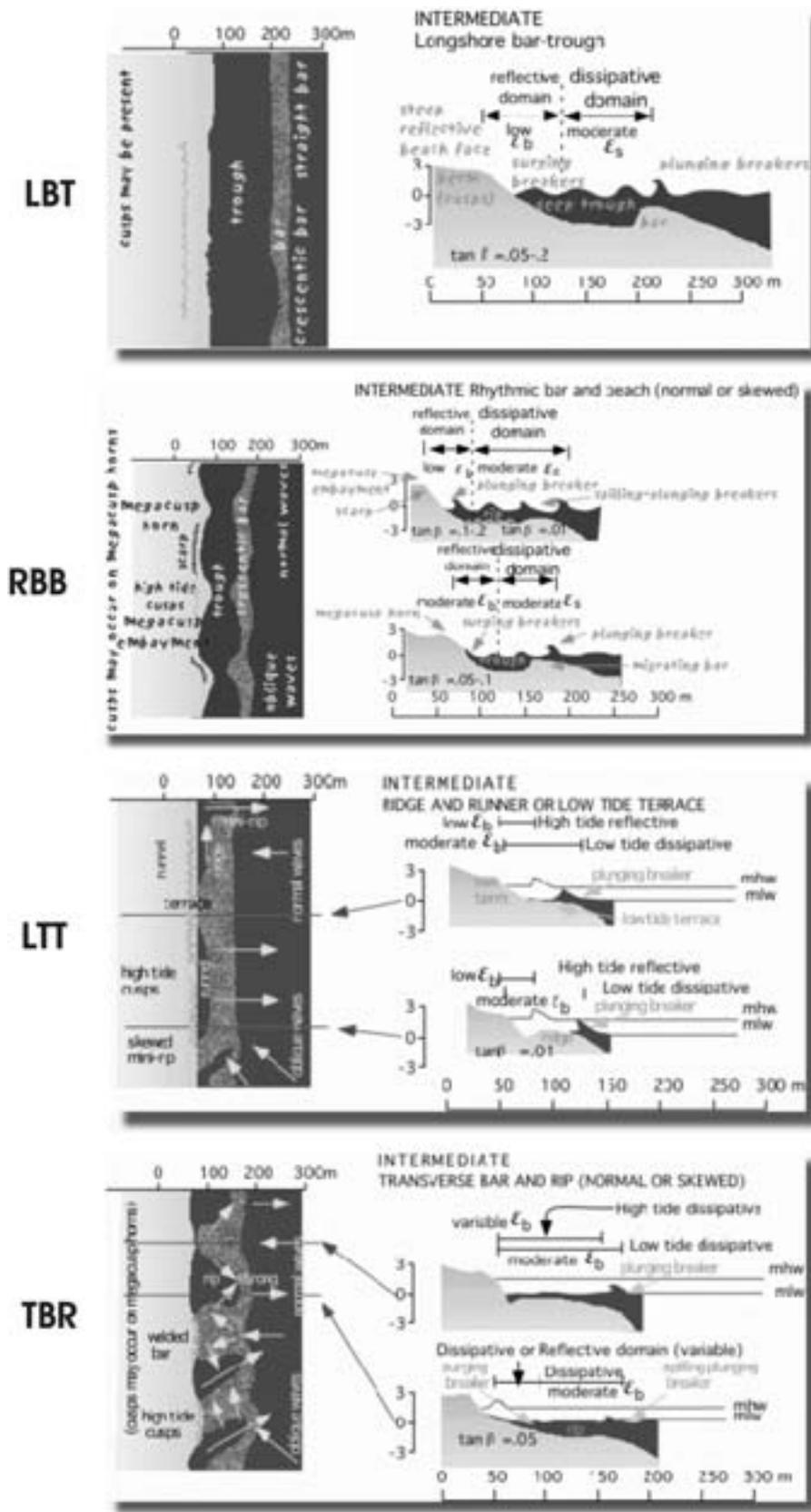


FIG. II.24 – Les quatre sous-classes de plage intermédiaire d'après Short (1999). LBT : "Longshore Bar-Through" ; RBB : "Rhythmic Bar and Beach" ; LTT : "Low Tide Terrace", TBR : "Transverse Bar and Rip"

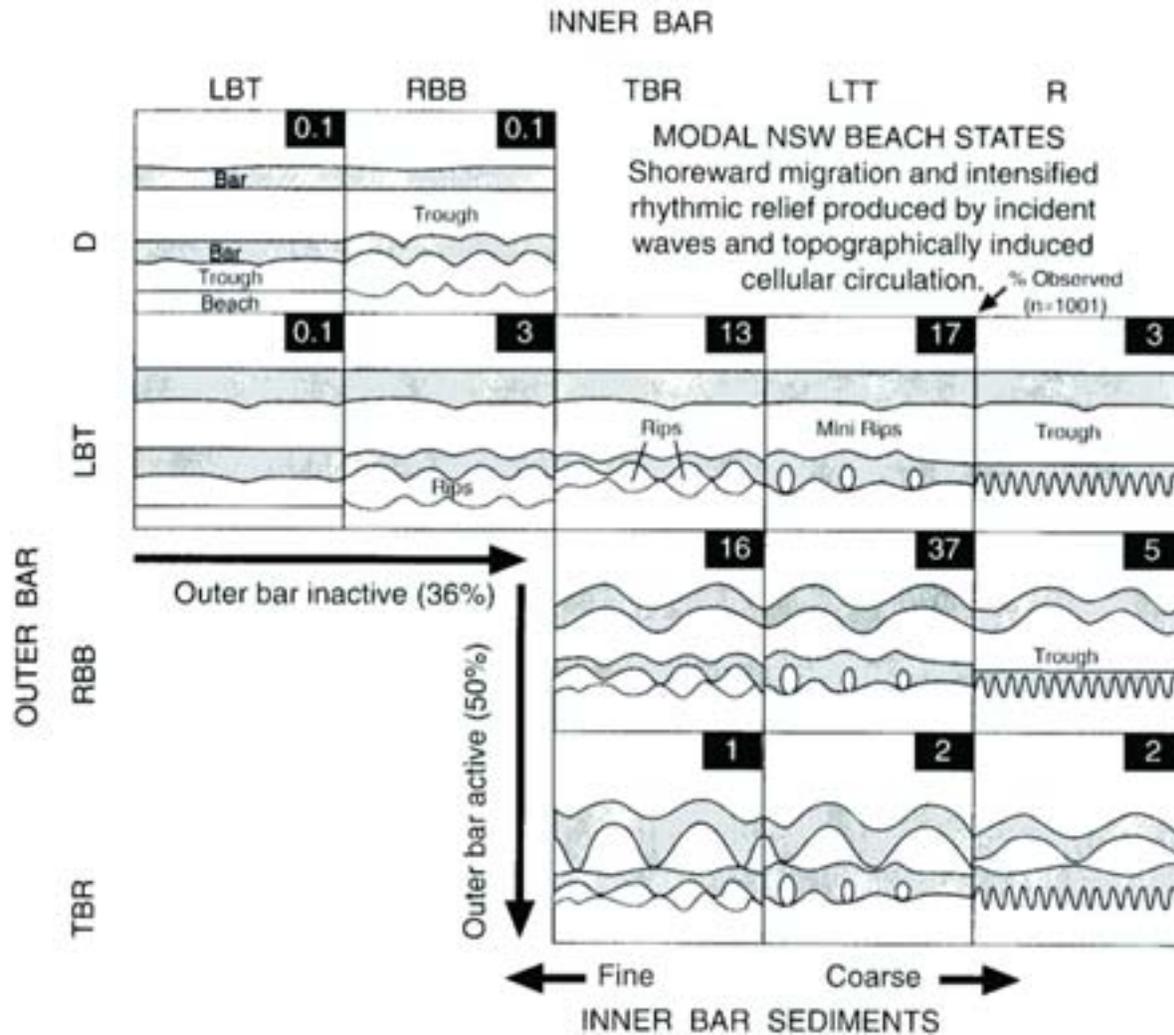


FIG. II.25 – Plages intermédiaires à double barres : fréquence des combinaisons de barres sédimentaires observées par Short and Aagaard (1993) pour un système à deux barres d'une plage australienne. LBT : "Longshore Bar Trough", RBB="Rhythmic Bar Beach", TBR="Transverse Bar Trough", LTT="Low Tide Terrace". D'après Short and Aagaard (1993) et modifié par Short (1999)

au terme de "profil de tempête".

On peut également observer des barres sous-marines rectilignes tout au long de l'année sur certaines côtes. L'un des meilleurs exemples à ce sujet est sûrement la côte allemande. En effet on observe sur ces plages entre deux et quatre barres sous-marines rectilignes (Ruessink and Kroon, 1994; Ruessink and Van Enckevort, 2000). Ces barres "naissent" en haut du domaine subtidal puis migrent ensuite vers le large.

Le système barre/bâche peut également être introduit dans la catégorie des barres rectilignes. Ce système ("ridge and runnel system" d'après la terminologie anglo-saxonne; King and Williams (1949)) caractérise les barres intertidales rectilignes ou quasi-rectilignes. On

l rencontre principalement sur les côtes où le marnage est important. A titre d'exemple, ce système (3 à 5 barre/bâche à Omaha-Beach, site atelier du PNEC Art7) est présent sur les plages macrotidales du Nord et du Nord-Ouest de la France (Levoy et al., 1998; Stépanian, 2002).

Le système barre/bâche de la côte aquitaine a souvent été associé à cette terminologie de "ridge and runnel". Toutefois on observe le plus souvent des formes complètement tridimensionnelles dans la zone intertidale de la côte aquitaine. Nous en discuterons plus en détail dans le chapitre consacré à la description de cette côte (Chapitre III.3.2).

### II.3.2.b.ii Les barres non-rectilignes

Décrire de façon synthétique l'ensemble des formes tridimensionnelles des barres sableuses est une tâche difficile. Ces formes sédimentaires sont observées sur les plages intermédiaires. Afin de simplifier au maximum cette description, nous séparerons les barres tridimensionnelles en deux catégories : les "systèmes de chenaux" et les systèmes de barres en croissant.

Le terme *système de chenaux* ("rip system") englobe de nombreuses formes sédimentaires telles que les "Low Tide Terrace" (LTT) ou les "Transverse Bar and Rip" (TBR) (Fig. II.24). En résumé, un "rip system" caractérise les barres sédimentaires entrecoupées périodiquement par des chenaux de vidange, ces chenaux n'étant pas parallèles à la côte. Les barres sont le plus souvent attachées au haut de plage, et les vagues peuvent induire des courants sagittaux "rip current" au-dessus de ces systèmes.

Les *barres en croissant* sont observées dans le domaine subtidal de très nombreuses plages sableuses. Ce système a une rythmicité très marquée.

On peut les observer sur les plages encaissées (Goldsmith et al., 1982), ou sur les plages ouvertes et rectilignes (Barousseau and Saint-Guily, 1981). Ces croissants peuvent prendre différentes formes (Ruessink and Van Enckevort, 2000), et leur comportement a fait l'objet récemment de nombreuses études au sein de la communauté internationale.

La longueur d'onde de ces systèmes varie de  $O(10m)$  à  $O(1000m)$  mais est généralement de  $O(100m)$ . On peut les rencontrer pour des régimes de marée et des granulométries de sable très variés (Sonu, 1973). Elles sont également observées pour différentes climatologies de houle, sur les plages encaissées ("pocket beach") ou les côtes ouvertes ("open beach"). La Figure II.26 montre des systèmes de barres en croissant observée par Certain (2002) à Leucate-Plage dans le Golfe du Lion le 03/07/2002. On remarque sur cette figure que la rythmicité de ce système est très marquée, comme c'est le cas de l'immense majorité des plages présentant ce type de barres. Les barres en croissant peuvent être internes (barre

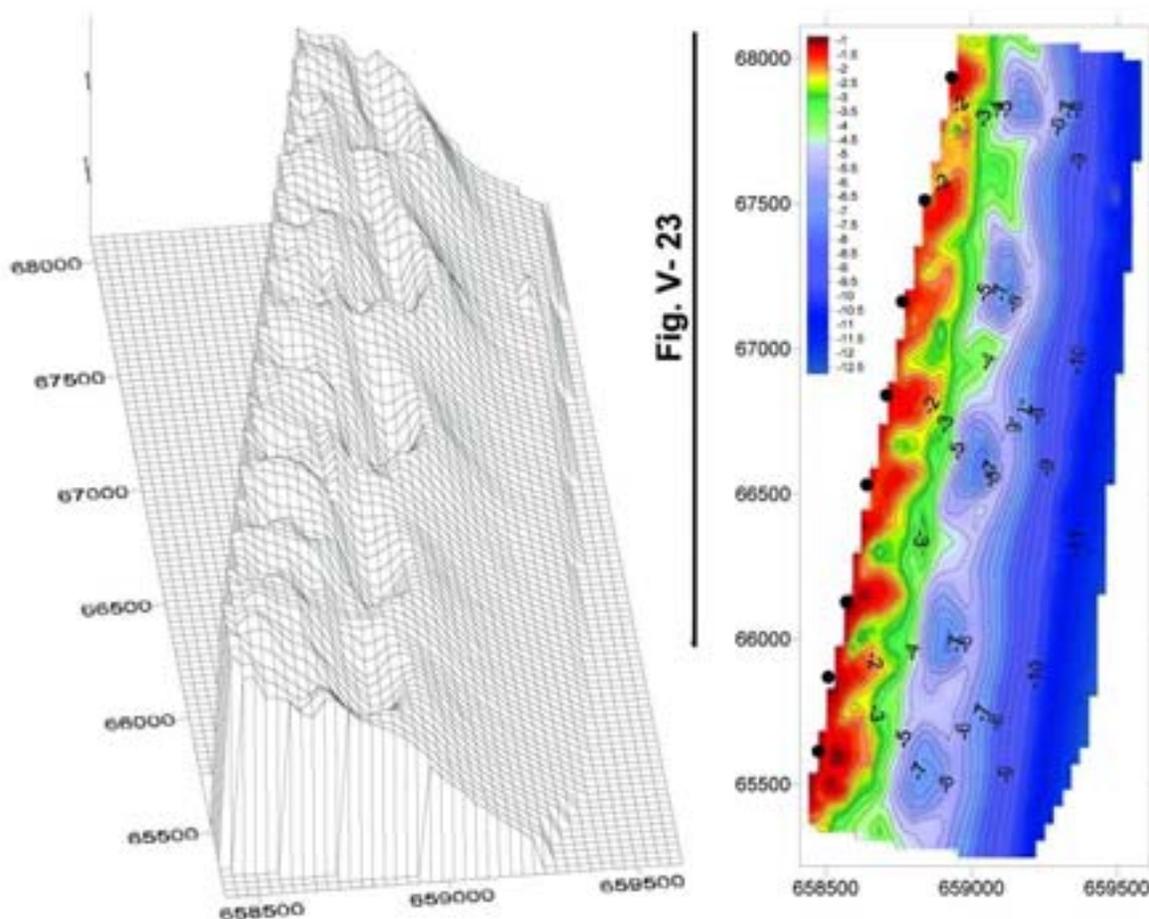


FIG. II.26 – Barres en croissant à Leucate-Plage dans le Golfe du Lion (Certain, 2002)

située la plus au large) ou externes (la plus proche du haut de plage) (voir Fig. II.25). Toutefois les barres en croissant internes semblent être plus mobiles que les barres en croissant externes (Carter and Kitcher, 1979). Les barres en croissant internes semblent être souvent couplées à des ondulations (en phase ou pas) du haut de plage (Sonu, 1973), comme on peut le voir sur les figures II.25 et II.24.

### II.3.3 Morphodynamique des plages

#### II.3.3.a Modèles conceptuels d'évolution de la morphologie des plages :

Lors de la description des barres rectilignes, nous avons dit qu'on observait sur la plupart des plages la formation de ce type de barre pendant les épisodes de tempête ("profil de tempête"). En fait, plus généralement le développement de barres rectilignes (2D) est favorisé par les conditions de tempête, tandis que le développement initial de structures tridimensionnelles est observé pendant les épisodes de post-tempête, lorsque l'énergie des vagues incidentes commence à diminuer (Wright and Short, 1984; Lippmann and Holman,

1990).

Cela a amené la communauté à essayer d'établir des modèles conceptuels d'évolution des plages, en se basant sur des séquences d'érosion et d'accrétion des plages. Le but de ce paragraphe n'étant pas de décrire entièrement les différents travaux effectués à ce sujet, le lecteur pourra se documenter auprès d'ouvrages de synthèse (Komar, 1998; Short, 1999).

La Figure II.27 montre le modèle conceptuel adapté par Short (1999) de l'évolution morphologique des plages basé sur des séquences d'accrétion et d'érosion des plages de type intermédiaire (Fig. II.24) et basé sur des observations sur le terrain. Les formes que peuvent prendre les barres dépendent du type de plage sur laquelle on se trouve (dissipative, réfléchive ou un des quatre sous-groupes intermédiaires) mais aussi de l'incidence de la houle. L'incidence oblique de la houle induit un basculement des chenaux des "rip systems" dans la direction du courant de dérive et une dissymétrisation de la morphologie des croissants. Par contre, la période de la houle au large semble avoir une faible influence sur la morphologie et la périodicité des systèmes (Short and Brander, 1999). Pendant les séquences d'érosion (à droite sur la Fig. II.27), des barres rectilignes se forment, entrecoupées par des chenaux de vidange parfois associés à une oscillation du trait de côte. La longueur d'onde de ces chenaux dépend principalement de la distance de la barre rectiligne à la côte.

Ce modèle conceptuel n'est pas vérifié sur toutes les plages, mais il met en relief des traits caractéristiques du comportement des barres sableuses aux conditions environnementales (granulométrie et forçage). En effet, sur la plupart des plages de type intermédiaires on peut observer quasiment l'ensemble des structures sédimentaires décrites sur la Figure II.27. Par exemple, Lippmann and Holman (1990) ont utilisé l'imagerie vidéo afin de visualiser la morphologie des barres sous-marines. Sur la Figure II.28 on observe différentes images ARGUS qu'ils ont obtenues sur une plage présentant une barre sous-marine. Toutes ces images ont été moyennées sur plusieurs minutes afin d'obtenir les zones de déferlement moyennes, desquelles ont déduit la forme de la barre sédimentaire. Cette figure montre un vaste panel de barres sédimentaires. Par exemple, la Fig. II.28.G correspond à la configuration "Longshore Bar Through (LBB)" en séquence d'érosion (Fig. II.24), tandis que la Fig. II.28.D correspond à la configuration "Transverse Bar Beach" en séquence d'accrétion (Fig. II.27).

Un des derniers aspects de l'évolution de la morphologie des plages à citer est son caractère markovien. Il semble en effet évident d'après les observations que l'évolution morphologique des barres sédimentaires ne dépend pas que du forçage des vagues, mais aussi de l'évolution morphologique précédant la période et donc en fait des conditions de houle antérieures. Par exemple l'occurrence d'une houle modérée érodera la plage si celle-ci était

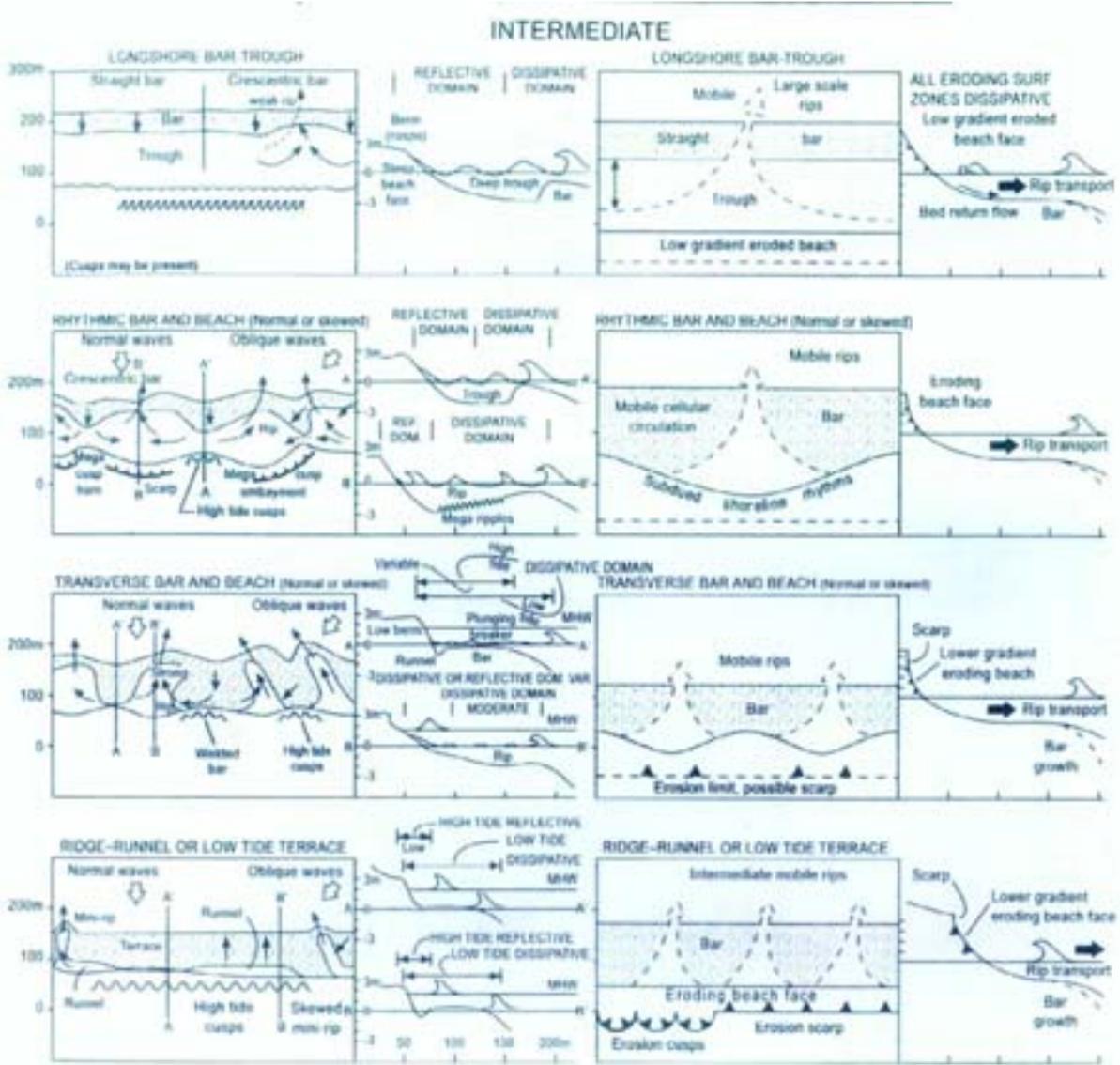


FIG. II.27 – Séquences d'accrétion (à gauche) et d'érosion (à droite) des plages dominées par l'action de la houle et de type intermédiaire (Fig. II.24), Short (1999)

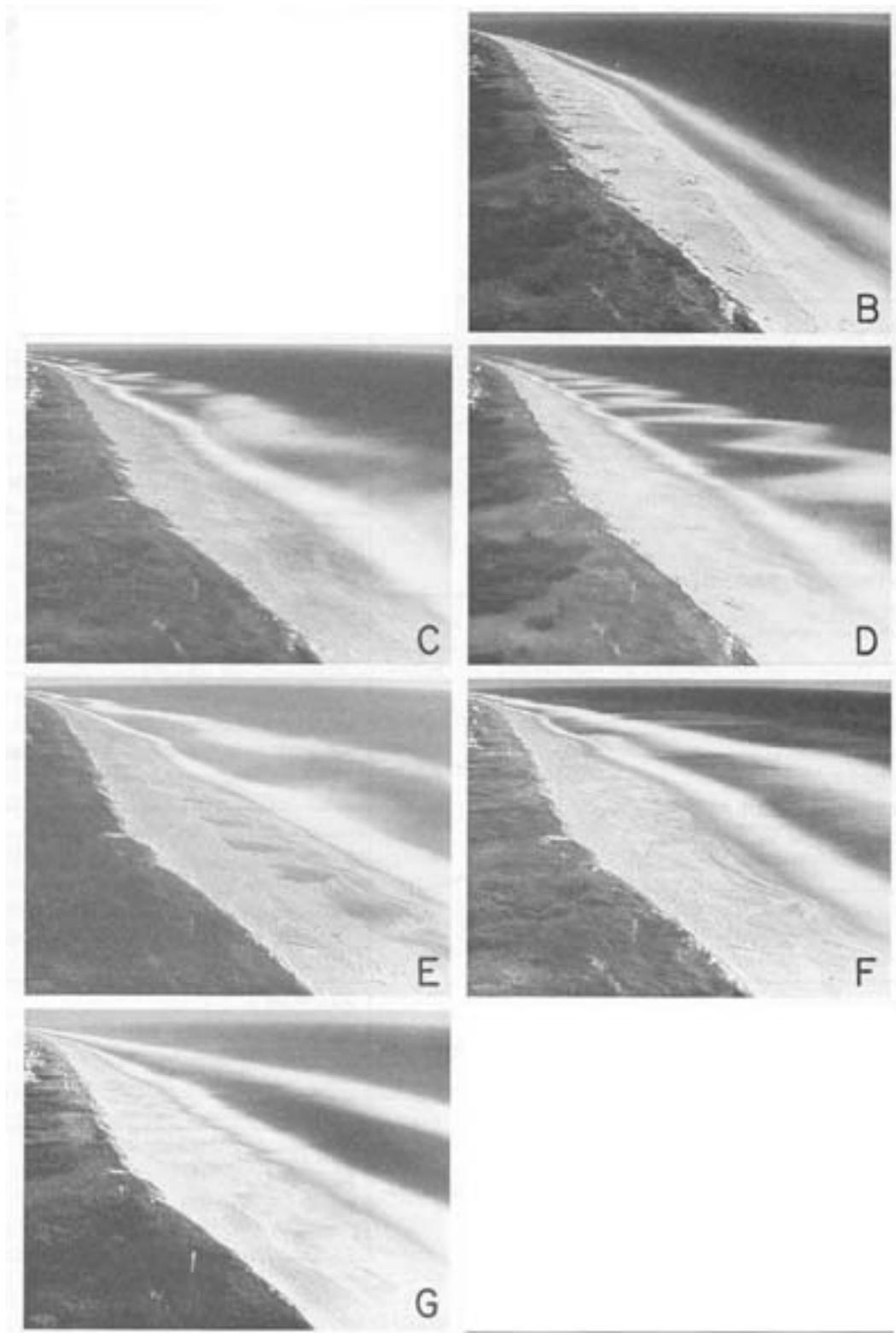


FIG. II.28 – Images ARGUS d'une plage intermédiaire, d'après Lippmann and Holman (1990). Mis en évidence de la variété des barres sédimentaires que l'on peut observer sur une même plage

soumise depuis une longue période à des houles peu énergétiques. Par contre cette même houle provoquera la migration vers le bord de la barre sous-marine et une accrétion de la plage si celle-ci était soumise juste avant à un épisode de tempête.

Les différentes études ci-dessus montrent la complexité du comportement des plages sableuses. De plus, le cas de l'évolution morphodynamique des plages à deux barres n'a pas été abordé jusqu'ici. En effet, les deux barres peuvent interagir et les temps de réponse morphodynamique sont très différents. Une brève synthèse des connaissances sur ces temps de réponse et de la vitesse de migration des systèmes est présentée ci-dessous.

### II.3.3.b Temps de réponse morphodynamique et migration des systèmes :

Il semblerait que la barre sédimentaire devienne rectiligne en phase avec l'arrivée des tempêtes (Short, 1999). Le temps de réponse est alors très rapide, et on peut dire que la barre s'adapte "instantanément". Short (1999) a par exemple mesuré la migration de 25m d'une barre vers le large en dix heures. Par contre la mise en place de structures tridimensionnelles pendant les conditions peu énergétiques peut prendre beaucoup plus de temps. Lippmann and Holman (1990) ont montré que ce système pouvait être mis en place au bout de 5-7 jours. Mais cette phase de mise en place peut également durer sept semaines (Short, 1978; Goldsmith et al., 1982). Une fois que ces systèmes de croissants ou de "rip channels" sont développés, ils peuvent perdurer pendant des périodes très longues. A partir d'une série de données vidéo sur deux ans, Lippmann and Holman (1990) ont montré que les systèmes de barres en croissant restait en moyenne pendant douze jours. Sur la côte aquitaine, Lafon et al. (2004b) ont montré que ceux-ci étaient présents pendant plusieurs mois.

Les systèmes rythmiques tridimensionnels décrits ci-dessus sont la plupart du temps sujet à des déplacements parallèlement à la côte (Sonu, 1968; Ruessink and Van Enkevort, 2000; Lafon et al., 2002, 2004b). Par exemple à partir de données sur différents types de plages et de barres rythmiques, Sonu (1968) a conclu que la vitesse moyenne  $V_{migr}$  était inversement proportionnelle à la longueur d'onde  $\lambda_B$  du système :

$$V_{migr} = \frac{4.10^{-3}}{\lambda_B} \quad (\text{II.25})$$

Pourtant cette relation dit que la vitesse de migration est indépendante de l'incidence de la houle, or il semble que ce paramètre soit déterminant. En effet, le courant de dérive parallèle à la côte transporte une grande quantité de sédiments, et conduit à une migration des bancs de sable. L'intensité de ce courant de dérive étant également fonction de la hauteur des vagues, Ruessink and Van Enkevort (2000) ont montré que  $V_{migr}$  était proportionnelle à  $H_0^2 \cos \theta$  où  $H_0$  est la hauteur des vagues au large et  $\theta$  l'angle d'incidence des vagues par rapport à la normale à la côte.

### II.3.4 Mécanismes de formation des barres sableuses

#### II.3.4.a Formation des barres rectilignes

La première hypothèse de formation de barres homogènes dans la direction longshore est la présence d'*onde longue stationnaire*. Les ondes longues sont libérées par le champ de vagues, se propagent vers la côte où elles sont réfléchies. Des barres sédimentaires peuvent se former aux ventres de l'onde stationnaire (Bowen, 1980). Pourtant, cette idée n'a jamais pu être vérifiée sur le terrain. Pour que cette barre se forme, il faudrait une période très régulière de l'onde infragravitaire stationnaire. Or les spectres déduits des différentes campagnes de mesure ne montrent pas la présence de pic suffisamment étroit et énergétique dans la bande infragravitaire (Holman and Sallenger, 1993). Précédemment, Greenwood and Davidson-Arnott (1979) avaient montré qu'il fallait une pente de haut de plage élevée pour que l'onde soit suffisamment réfléchi, ce qui est rarement observé sur le terrain.

L'hypothèse principale de formation des barres rectilignes est *la convergence des flux sédimentaires au point de déferlement* (Dally and Dean, 1984; Dolan and Dean, 1985; Dally, 1987). Dans la zone de déferlement, le courant de retour est prédominant au fond et induit donc un transport sédimentaire vers le large. Avant le point de déferlement, le caractère asymétrique des vagues est responsable d'un transport sédimentaire net vers le rivage. On a donc convergence des flux sédimentaires au point de déferlement et une barre peut alors se former. La Figure II.29 est une schématisation de cette convergence des flux sédimentaires au niveau du point de déferlement. A partir de cette théorie et de l'estimation des flux sédimentaires induits par le courant de retour et l'asymétrie des vagues, on peut alors estimer la distance des barres par rapport au rivage. Il est donc important de pouvoir quantifier correctement les flux sédimentaires induits par l'asymétrie des vagues et le courant de retour. Les modèles 2DH, en faisant l'hypothèse de l'homogénéité longshore de la plage (1DH), peuvent simuler cette formation des barres rectilignes.

Même si l'approche 1DH peut permettre de connaître parfois d'estimer la migration des barres perpendiculairement à la côte (Plant et al., 1999), certains phénomènes comme par exemple les cellules de circulation de courants moyens ne sont pas représentés.

Dans le cadre de cette thèse, la dynamique "cross-shore" ne sera que rapidement abordée. En effet, l'essentiel du travail se focalise sur la formation et le développement des barres tridimensionnelles, d'où l'approche 2DH choisie.

#### II.3.4.b Formation des barres tridimensionnelles

Les deux principaux mécanismes physiques qui ont été évoqués afin d'expliquer la formation des barres tridimensionnelles sont : la théorie des ondes de coin ("edge wave theory"), et la théorie d'auto-organisation ("self-organization theory").

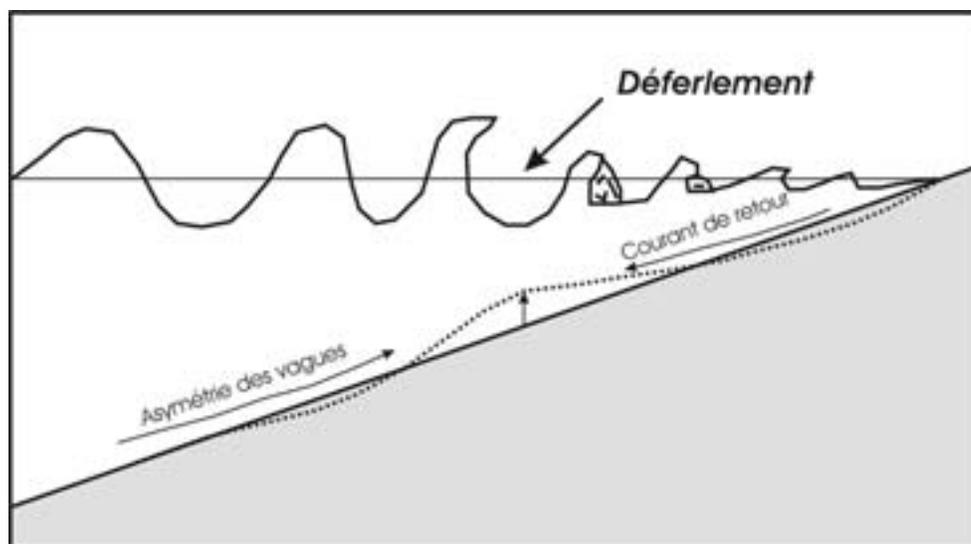


FIG. II.29 – Convergence des flux sédimentaires au point de déferlement comme hypothèse de formation des barres sédimentaires

#### II.3.4.b.i La théorie des ondes de coin

Bowen and Inman (1971) ont été les premiers à faire l'hypothèse que les ondes de coin stationnaires étaient responsables de la formation de ces barres en croissant, et ont ensuite étendu cette hypothèse à d'autres formes de bancs de sable (Holman and Bowen, 1982). Cette théorie a été ensuite largement acceptée par la communauté (Carter, 1988; Komar, 1998; Short, 1999). Cependant il n'existe pas de preuve expérimentale que les ondes de coin soient à l'origine de la formation des barres tridimensionnelles. De plus l'existence d'ondes de coin stationnaires peut paraître logique sur les plages délimitées par des pointes rocheuses ou des jetées, mais elle l'est beaucoup moins pour les plages qui s'étendent sur de longues distances (voir la discussion de Falquès et al. (1996)). Or les barres en croissant y sont largement observées : Aberdeen (Nova Scotia), Duck (Caroline du Nord), Palm Beach (Australie), plages d'Aquitaine et du Languedoc entre autres.

#### II.3.4.b.ii La théorie d'auto-organisation

La deuxième hypothèse plus récemment évoquée pour expliquer la formation de barres tridimensionnelles sur les plages soumises à l'action des vagues est la théorie d'auto-organisation (Calvette et al., 2002; Caballeira et al., 2003). Ce mécanisme d'auto-organisation a été la première fois évoqué par Sonu (1968) puis Barcillon and Lau (1973), et repris plus tard par Falquès et al. (1996). Le principe de cette théorie est de considérer qu'il existe, même au passage d'une tempête décennale, des inhomogénéités (perturbations) de la bathymétrie parallèlement à la côte. En considérant une barre sédimentaire pré-existante, les

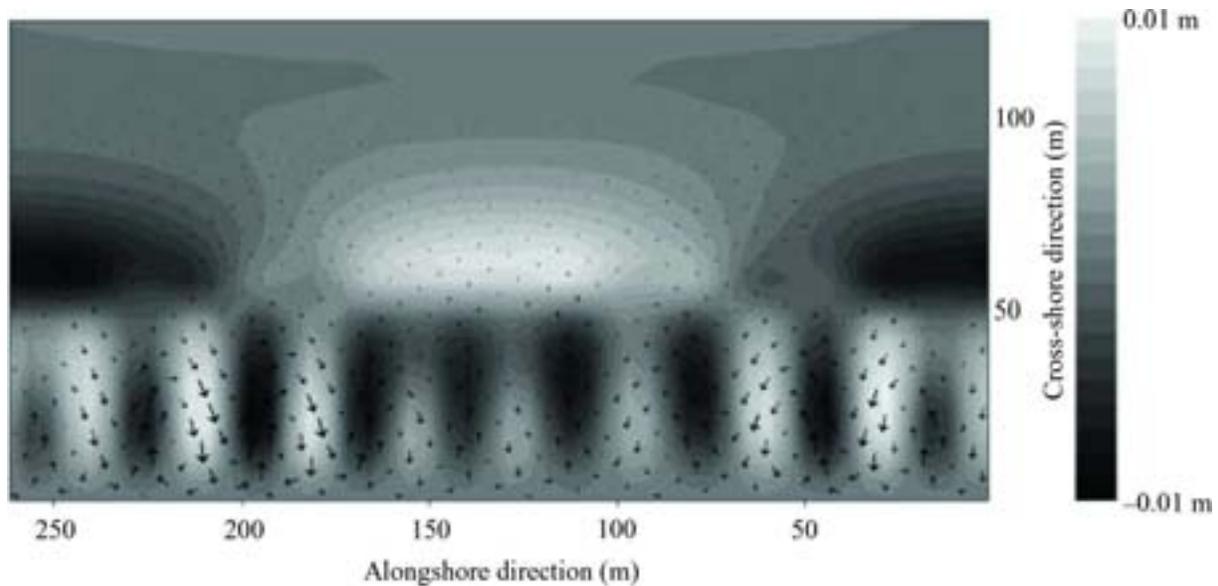


FIG. II.30 – Formation initiale de barres transverse et de barres en croissant à partir de la théorie d’auto-organisation, d’après Caballeira et al. (2003)

vagues incidentes vont alors réfracter au-dessus des perturbations et induire des courants moyens. Ces mêmes courants vont alors transporter du sédiment et faire évoluer la bathymétrie. Certaines perturbations vont être amplifiées (rétroaction positive du champ de vagues) et d’autres lissées (rétroaction négative du champ de vagues). Au fur et à mesure, les perturbations vont se transformer en corps sableux (mécanisme de ”bed-surf interaction”).

Il existe deux approches permettant de simuler le mécanisme la ”bed-surf interaction”. La première est l’analyse de stabilité linéaire (voir par exemple Falquès et al. (2000); Calvette et al. (2001)) qui permet de calculer la croissance initiale des instabilités, mais ne permet pas de considérer que des bancs de sable de faible amplitude. La deuxième consiste à suivre l’évolution du système non-linéaire entièrement couplé (Coco et al., 2002). Damgaard et al. (2002) ont montré que les deux approches permettaient de simuler la croissance initiale des barres sableuses avec des taux de croissance et des longueurs d’onde semblables. Les simulations aboutissent à la formation de barres en croissant et de barres transverses (Caballeira et al., 2003).

Selon la pente du fond et les conditions de houle, des études récentes ont permis de montrer que cette rétroaction positive des vagues sur le fond sableux (”bed-surf interaction”) pouvaient à elles seules conduire à la formation de croissants de plages (Coco et al., 2003), de barres en croissant ou transverses (Caballeira et al., 2003). La Figure II.30 résulte d’une simulation réalisée par Caballeira et al. (2003) qui montre la croissance initiale de barres sableuses rythmiques tridimensionnelles à partir de la théorie d’auto-organisation. On y observe la formation initiale de barres transverse et de barres en forme de croissant plus au large.

Récemment, Reniers et al. (2004) ont montré numériquement qu'il n'y avait pas de corrélation entre les ondes de coin forcées par les groupes d'onde et la longueur d'onde des barres, mais que ces structures rythmiques étaient le résultat de processus d'auto-organisation.

On peut noter que cette théorie d'auto-organisation a été d'abord utilisée pour expliquer la formation des barres sédimentaires dans les rivières. Mais cette fois-ci, c'était la rétroaction positive du courant sur le fond (bed-flow interaction) qui permet la croissance de barres sédimentaires. Cette théorie a également été étendue aux ondes de sables observées sur les côtes sableuses où il existe un fort courant de dérive (Falguès et al., 1996; Saint-Cast et al., 2001), mais aussi à plus petite échelle les croissants de plage (Coco et al., 1999) et à grande échelle les oscillations du trait de côte (Ashton et al., 2003).

C'est dans le cadre de cette approche que nous étudierons la formation, mais aussi le développement, des barres sableuses tridimensionnelles des plages d'Aquitaine.

## II.4 Conclusion

Ce premier chapitre a permis de décrire les principaux processus hydro-sédimentaires sur les plages sableuses soumises à l'action de la houle. La complexité des processus nécessite des hypothèses simplificatrices afin de pouvoir résoudre numériquement les équations du mouvement, le transport sédimentaire et l'évolution du fond sableux. Dans le cadre de cette thèse et des simulations morphodynamiques, l'approche 2DH introduite dans la partie II.2.3 est retenue et sera développée dans la partie IV.3 consacrée à la modélisation mathématique des courants moyens.

La côte aquitaine est de type intermédiaire à double-barres (voir partie I.3.2.a). Les barres qui y sont observées sont tridimensionnelles et des courants intenses sont induits par la houle au-dessus de celles-ci. Le prochain chapitre traite de l'état des connaissances de l'hydrodynamique sédimentaire sur ces plages. Le traitement des données de la campagne de mesures intensives PNEC 2001 et la simulation numérique 2DH seront ensuite utilisés dans le chapitre V afin d'étendre nos connaissances et de quantifier les différents courants moyens décrits dans la partie II.2.3.

La communauté scientifique cherche depuis longtemps à mettre en évidence les processus physiques à l'origine de la formation et du développement de ces formes sédimentaires tridimensionnelles. L'hypothèse des ondes de coin stationnaires a récemment été mise en doute, et les interactions non-linéaires entre le champ de vagues incident et l'évolution du fond semblent pouvoir conduire à la formation de ces barres tridimensionnelles. La rétroaction positive des vagues sur les instabilités du fond parallèlement à la côte ("bed-surf interaction") semble pouvoir développer des systèmes de barres en croissant ou de barres/chenaux. Cette stratégie de modélisation sera utilisée dans le chapitre VI.



## Chapitre III

### Observations du forçage hydrodynamique et de l'évolution des corps sableux sur la côte aquitaine

## Contents

---

<b>III.1 Introduction</b> . . . . .	<b>82</b>
<b>III.2 Climatologie de houle</b> . . . . .	<b>85</b>
III.2.1 Formation et caractéristiques des houles de l'Atlantique Nord . .	85
III.2.1.a Été . . . . .	85
III.2.1.b Automne . . . . .	86
III.2.1.c Hiver . . . . .	89
III.2.1.d Printemps . . . . .	91
III.2.2 Synthèse des données . . . . .	91
<b>III.3 Morphologie des corps sableux</b> . . . . .	<b>94</b>
III.3.1 Description générale . . . . .	94
III.3.2 Le système barre/baïne . . . . .	94
III.3.3 Les barres en croissant . . . . .	99
III.3.4 Variabilité des bancs de sable le long de la côte . . . . .	103
III.3.4.a Le système barre/baïne . . . . .	103
III.3.4.b Les barres en croissant . . . . .	103
<b>III.4 Hydrodynamique et transport sédimentaire</b> . . . . .	<b>106</b>
III.4.1 Vagues . . . . .	106
III.4.2 Courants moyens . . . . .	107
III.4.3 Transport sédimentaire . . . . .	109
<b>III.5 Morphodynamique</b> . . . . .	<b>112</b>
III.5.1 Le système barre/baïne . . . . .	112
III.5.1.a Formation et destruction des systèmes . . . . .	112
III.5.1.b Migration des systèmes . . . . .	113
III.5.2 Les barres en croissant . . . . .	114
III.5.2.a Influence de la houle au large sur la symétrie des croissants	115
III.5.2.b Migration "longshore" des barres croissant pendant l'été	118
III.5.3 Interaction entre les deux systèmes . . . . .	120
<b>III.6 Conclusion</b> . . . . .	<b>122</b>

---

### III.1 Introduction

La côte aquitaine est une côte sableuse quasi-rectiligne de  $250\text{km}$  de long entre l'estuaire de la Gironde et celui de l'Adour, interrompue par le Bassin d'Arcachon. Le sédiment est constitué de sable fin avec un diamètre moyen de grain compris entre  $200\mu\text{m}$  et  $400\mu\text{m}$  (Pedreros et al., 1996). Cette côte est non-consolidée et bordée par de hautes dunes éoliennes (Pedreros, 2000) interrompues par le bassin d'Arcachon. L'ouverture du bassin d'Arcachon sur l'Océan a une largeur d'environ  $5\text{km}$ . Elle est constituée de deux passes traversant des bancs de sable complexes (Michel et al., 1995; Michel and Howa, 1996; Michel, 1997). La marée est de type méso-macrotidale avec un marnage moyen de  $3.2\text{m}$ , pouvant dépasser  $5\text{m}$  pendant les marées de vive eau. A la sortie du Bassin d'Arcachon, les courants tidaux peuvent être violents. Par exemple, ils peuvent atteindre  $2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  à l'extrémité de la flèche du Cap Ferret dans la passe Nord (Cayocca, 2001). Sur les plages situées en dehors des zones d'influence des passes du Bassin d'Arcachon, les courants tidaux sont très largement négligeables par rapports aux courants induits par la houle (Castelle and Bonneton, 2002). En effet, sur l'ensemble du plateau continental, la marée induit de faibles courants tidaux rotationnels qui ne dépassent pas  $0.25\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  (Lorin et al., 1979).



FIG. III.1 – Photo de l'érosion de la dune de la plage du Truc Vert le 16 octobre 2001 à marée haute (coeff=116) et  $H_s \approx 2\text{m}$  au large

La houle au large est majoritairement d'incidence WNW générant une dérive littorale d'environ  $6.89 * 10^5\text{m}^3$  de sable par an vers le Sud (Michel and Howa, 1994). On observe depuis plusieurs années que la côte recule d'environ  $1$  à  $2\text{m}/\text{an}$  en moyenne (Aubié and Tastet, 2000), avec des zones où l'érosion est plus marquée comme sur les plages du Nord Gironde (plages du Gurg, l'Amélie, etc.). La Figure III.1 montre une photo de la dune de la plage du Truc Vert attaquée par le jet de rive à marée haute le 16 octobre 2001 (coefficient de marée de 116 et  $H_s \approx 2\text{m}$  au large). Des structures sédimentaires tridimensionnelles et périodiques sont observées dans les zones subtidale et intertidale. Les plages sont du

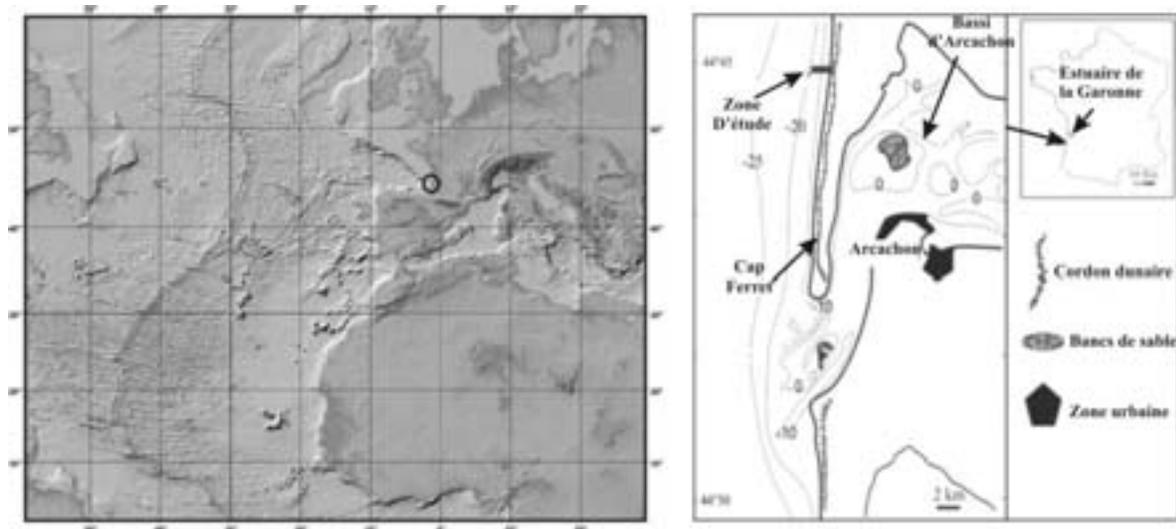


FIG. III.2 – Emplacement de la plage du Truc Vert sur le littoral aquitain par rapport au Bassin d'Arcachon et à la flèche sableuse du Cap Ferret. Les caractéristiques géomorphologiques de la zone sont superposées.

type intermédiaire à double-barre dans la terminologie décrite par Short (1999) (voir paragraphe 2.4.2). On observe dans la zone intertidale un premier système appelé système barre/bâine et un deuxième système de barres en croissant sur la plage sous-marine. Ces deux systèmes migrent le long de la côte dans le sens de la dérive littorale, à des vitesses différentes. Les vagues induisent au-dessus de ces barres des courants complexes et violents qui sont responsables de nombreuses noyades chaque année. Ces courants ont commencé à être étudiés récemment (Castelle, 2001; Saint-Cast, 2002).

Le D.G.O. a entrepris depuis 1998 des campagnes de mesures intensives sur les plages d'Aquitaine. Pedreros et al. (2000) ont calculé les flux sédimentaires éoliens sur les plages d'Hourtin ou du Porge, et Michel and Howa (1999) ont étudié les flux sédimentaires dans la zone intertidale de la plage de la Salie située juste au sud des passes du bassin d'Arcachon. Depuis 1998, l'essentiel des études s'est porté sur la plage du Truc Vert, située dans la partie supérieure de la flèche du Cap Ferret. En effet cette plage a été choisie comme site atelier du PNEC dans le cadre de l'Action de Recherche "hydrodynamique sédimentaire des plages sableuses". Elle ne subit pas d'influence anthropique, et constitue donc un système naturel à part entière. La Figure III.2 montre la localisation de la plage du Truc Vert sur le littoral aquitain ainsi que les caractéristiques géomorphologiques de la zone. Des données hydrodynamiques (Bonneton, 2001a; Sénéchal et al., 2001, 2003; Castelle and Bonneton, 2002; Butel et al., 2002), sédimentaires et topographiques (Michel et al., 2000; Desmazes and Michel, 2002; De Melo Apoluceno et al., 2002) ont été collectées ces cinq dernières années. En plus de ces données de terrain, Lafon et al. (2002, 2004a) ont traité des images satellite SPOT et LANDSAT ont permis de mieux connaître la morphologie et la dyna-

mique des bancs de sable dans leur globalité, et d'estimer les longueurs d'onde moyennes et de taux de migration des systèmes.

Dans cette partie, qui fait l'objet d'un article en préparation (Castelle et al., 2004b), nous décrivons tout d'abord la climatologie de houle sur le littoral aquitain, puis la morphologie des différents corps sableux observés. Ensuite, nous présentons l'état des connaissances sur les courants induits par les vagues au-dessus de ceux-ci puis sur la dynamique des différents corps sableux.

## III.2 Climatologie de houle

### III.2.1 Formation et caractéristiques des houles de l'Atlantique Nord

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe II.2.1, la houle se forme au milieu de l'Océan sous l'action du vent. Il faut pour cela un conflit de masses d'air qui contribue à la création d'une dépression. De telles dépressions sont observées tout au long de l'année dans l'Atlantique Nord. Elles naissent généralement dans la zone Terre Neuve - Mer du Labrador et se déplacent ensuite vers l'est. La prévision de la formation et de l'évolution de ces dépressions au-dessus de l'Atlantique Nord reste une question difficile en dépit des progrès dans la modélisation numérique de ces phénomènes, et d'une meilleure compréhension de l'interaction Océan-Atmosphère. En effet la prévision à court et à moyen terme des phénomènes atmosphériques dans l'Atlantique Nord est complexe (forte influence du "courant jet" sur le développement des dépressions, aspect chaotique des phénomènes...). A plus long terme, l'Oscillation de l'Atlantique Nord (OAN) est responsable de variabilités inter-annuelles du comportement des dépressions. Toutefois, on peut décrire de façon générale la variabilité saisonnière du parcours des dépressions -ou route dépressionnaire- et des houles associées dans l'Atlantique Nord durant une année. La Figure III.3 fournit une description qualitative de la variabilité saisonnière des routes dépressionnaires et des houles associées dans l'Atlantique Nord.

On peut généralement associer la formation d'un train de houle à chaque front dépressionnaire. Ainsi au fil des jours, plusieurs trains de houle peuvent se succéder. Classiquement, on peut donc observer pendant un mois entre dix et quinze trains de houle sur la côte aquitaine. Lorsque plusieurs dépressions sont actives dans l'Atlantique Nord, il n'est pas rare d'avoir la superposition de plusieurs trains de houle sur le littoral.

Par la suite nous allons décrire la variabilité saisonnière de l'activité dépressionnaire dans l'Atlantique Nord, et des trains de houle ainsi générés.

#### III.2.1.a Été

Pendant l'été, l'activité des dépressions est assez faible. Ces dépressions se situent généralement très au Nord. Elles passent généralement ensuite entre l'Islande et la Grande-Bretagne en se comblant. Les houles associées ont une incidence NO et une hauteur généralement de l'ordre de  $1m$  (Fig. III.3) sur le littoral atlantique français. Les houles supérieures à  $2m$  sont rarement observées. La Figure III.4.(C) montre un spectre directionnel d'une houle d'été typique, données par la bouée Triaxys Ouest Cap Ferret. La hauteur significative  $H_s$  de cette houle est de l'ordre de  $1m$  avec une période du pic de

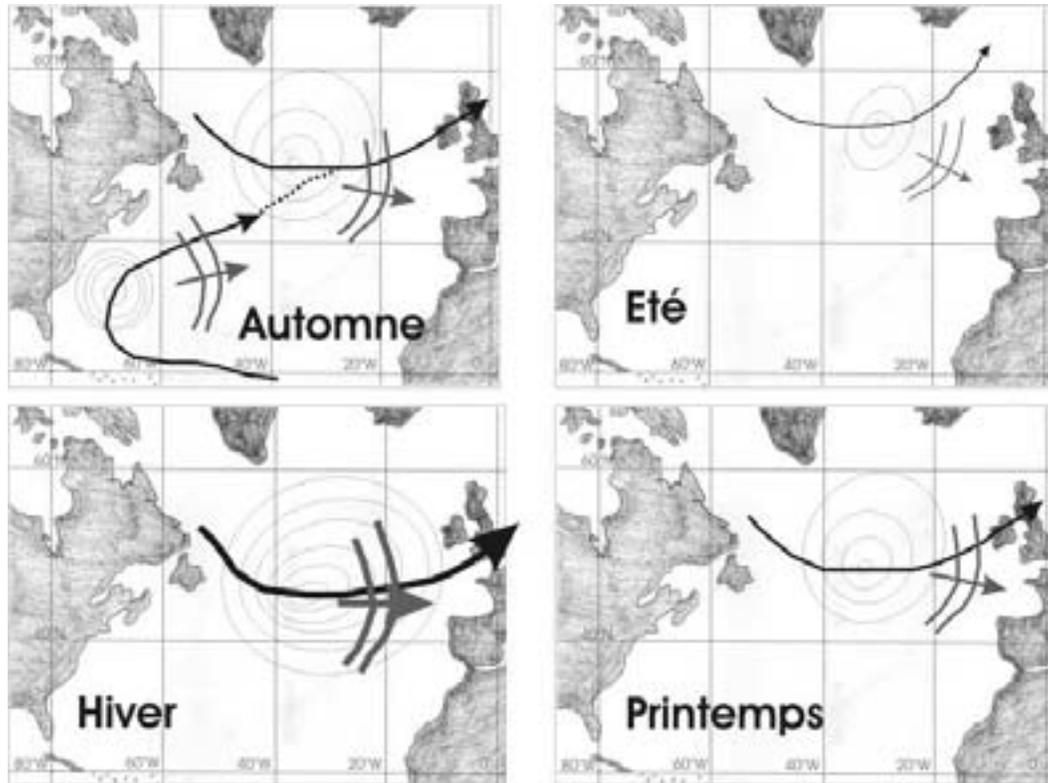


FIG. III.3 – Description qualitative des routes dépressionnaires moyennes et des houles associées dans l'Atlantique Nord et de leurs variabilités saisonnières.

houle  $T_{pic}$  de l'ordre de 6s et une incidence NW. Ce qui correspond à une houle moyenne peu énergétique d'incidence oblique.

En atteignant la côte, ces houles sont souvent superposées à une mer de vent locale de NO peu énergétique créée par le vent thermique. Ce vent est présent l'après-midi tout le long de la Côte aquitaine, sa force étant généralement comprise entre 3 et 5 Beaufort.

La Figure III.5 montre la série temporelle des données directionnelles de vagues fouries par la bouée Triaxys Ouest Cap Ferret pendant les mois d'août 2002. On y observe plusieurs trains de houle d'incidence oblique (WNW) formée par des dépressions dont les trajectoires étaient très Nord. La taille des houles est de l'ordre de 1m à 2m et des périodes de l'ordre de 7s.

### III.2.1.b Automne

Pendant l'automne, les dépressions prennent une route plus sud et sont plus creuses. Elles passent généralement au sud de l'Islande et remontent ensuite au-dessus des Iles britanniques. Elles créent des houles énergétiques, moyennes à longues, d'incidence W-NW. Ces dépressions peuvent également finir leur route sur les côtes françaises où des vents violents sont alors observés.

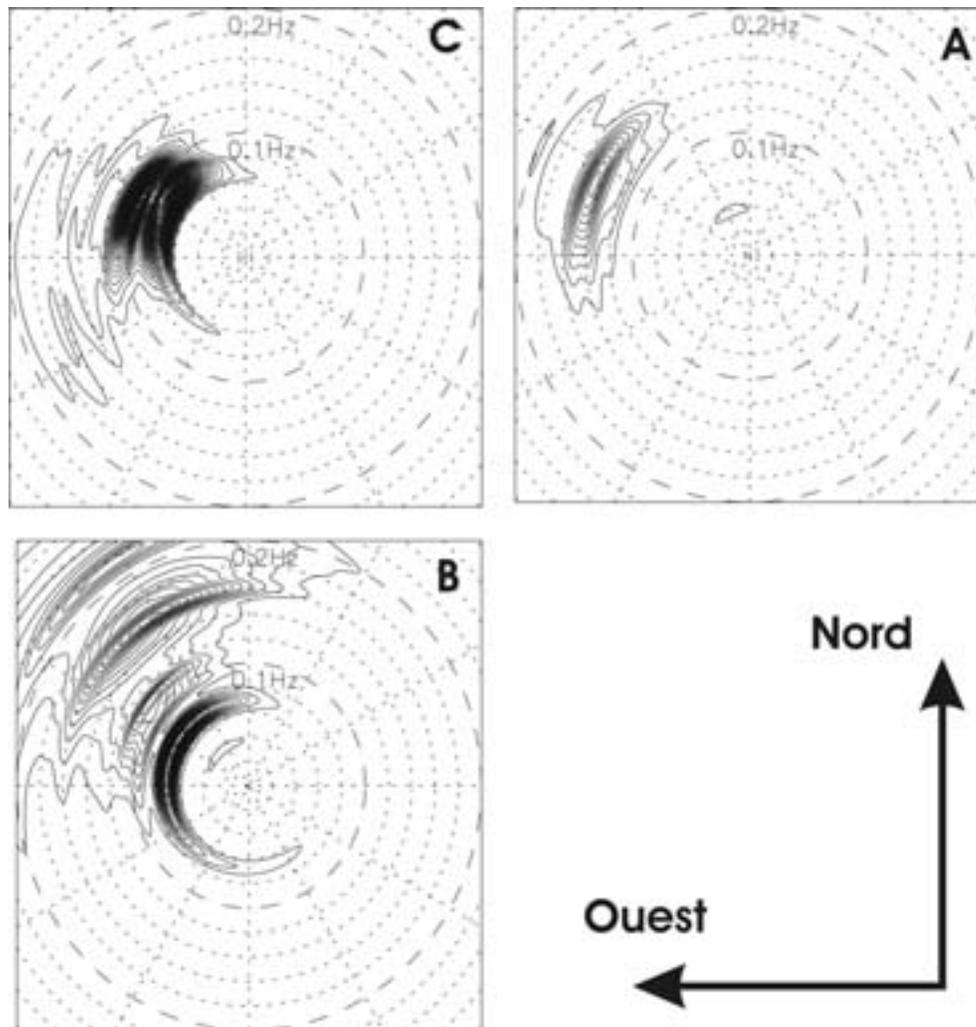


FIG. III.4 – Spectre directionnel fourni par la bouée Triaxys mouillée 15km au large du Cap Ferret. (A) : Houle longue d'incidence W-SW à W-NW formée par le cyclone Erin, mêlée à une mer de vent énergétique d'incidence NW, 19/09/01 à 0h; (B) : Houle longue et énergétique d'hiver  $H_s \approx 6m$ , d'incidence W-NW, 10/03/2001 à 9h; (C) : Houle peu énergétique typique de conditions estivales ( $H_s \approx 1m$ ) d'incidence NW, 27/07/02 à 12h

L'une des particularités de la saison automnale est la présence de dépressions tropicales dans le sud de l'Atlantique Nord. La formation de ces dépressions, peut être généralement observées entre les mois d'août et décembre au voisinage des îles du Cap Vert sur l'Ouest des côtes africaines, juste au-dessus de l'équateur. Elles remontent ensuite vers le NW et deviennent des cyclones. Leur trajectoire est difficile à prévoir : elles peuvent avoir une trajectoire NW et passer au-dessus des côtes floridiennes, en provoquant de nombreux dégâts sur les côtes (vents violents, inondations, vagues énormes, marée barométrique...). Elles peuvent également prendre une trajectoire plus Nord, en passant à l'est des côtes floridiennes et remontent en dépression au milieu de l'Atlantique Nord en s'associant généralement avec d'autres systèmes dépressionnaires (Fig. III.3). Elles génèrent alors des houles longues et énergétiques d'incidence W-SW à WNW qui peuvent atteindre

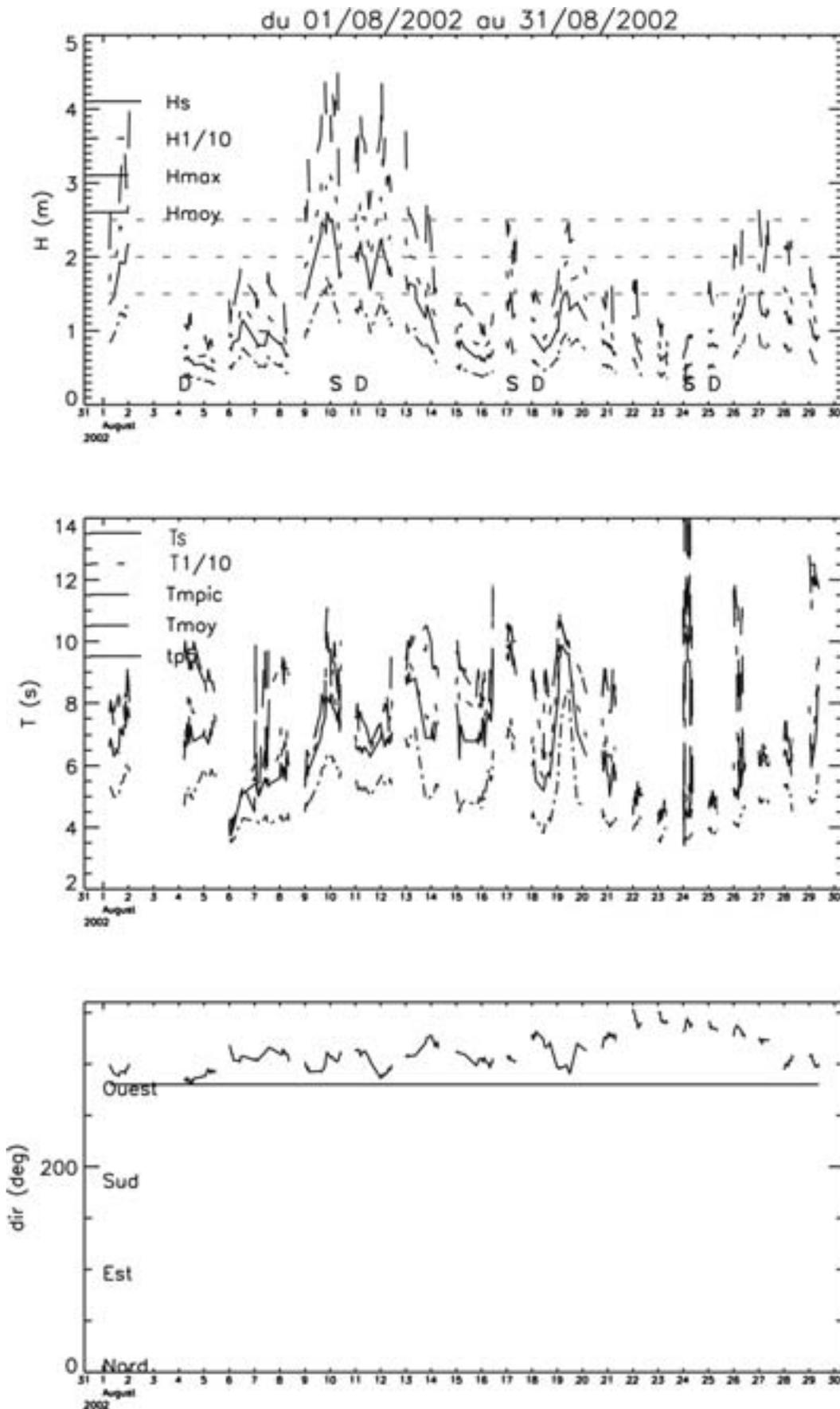


FIG. III.5 – Série temporelle des données directionnelles de vagues mesurées par la bouée Triaxys pendant le mois d'août 2002

500 – 1000m de longueur d'onde. La houle se propageant avec une vitesse de l'ordre de 30km/h en eau profonde, la houle touche généralement la côte française 5 jours après son passage devant les côtes floridiennes. La hauteur significative des houles cycloniques est généralement de l'ordre de 2m lorsqu'elles touchent le Golfe de Gascogne, mais la houle peut atteindre 5m comme ce fut le cas en 2000 pour la houle du cyclone de classe 4 Issac ( $H_s > 4m$ ).

Par exemple en 2001, le cyclone Erin se forme au large des côtes floridiennes entre le 7 et le 15 septembre puis remonte en dépression dans l'Atlantique Nord entre le 15 et le 19. Dans la nuit du 18 au 19 septembre, la houle longue d'incidence W-SW à W-NW touche les côtes françaises, en même temps qu'un front dépressionnaire responsable d'une mer de vent énergétique d'incidence NW. La Figure III.4.(A) montre le spectre directionnel mesuré par la bouée Triaxys le 19 septembre à 0h. On y distingue la houle cyclonique (période du pic de houle de l'ordre de 15s), une houle formée d'incidence NW (période pic de l'ordre de 10s), et la mer de vent d'incidence NW (avec 2 périodes caractéristiques d'environ 6s et 4.5s).

### III.2.1.c Hiver

C'est pendant l'hiver que l'activité dépressionnaire dans l'Atlantique Nord est la plus importante. Les dépressions peuvent descendre très au sud dans l'Atlantique Nord, avec des minimums dépressionnaires parfois en dessous des 950hpa. Elles génèrent des houles énergétiques qui peuvent avoir des angles d'incidences variés, généralement assez frontales (Fig. III.3). La hauteur significative peut alors atteindre 10m dans de rares occasions. Ces houles sont souvent associées à des vents violents d'Ouest et donc à des mers de vent. La Figure III.4.B montre un exemple de spectre directionnel pendant l'arrivée d'une houle énergétique de hauteur significative  $H_s$  de l'ordre de 6m, formé quelques jours plus tôt par une dépression hivernale au milieu de l'Atlantique Nord.

La Figure III.6 montre la série temporelle des données directionnelles de vagues données par la bouée Triaxys pendant le mois de janvier 2002. On remarque une succession de trains de houle dont la taille est supérieure à 2m avec des périodes significatives supérieures à 10s, avec une incidence très proche de la normale à la côte. La présence de trains de houle d'incidence frontale est typique de la période hivernale. Cette figure montre par la même occasion que la période caractéristique mesurée par la bouée Triaxys est la plus grande au moment de la "rentrée" des premières lignes du train sur la côte. Cela illustre les propos tenus dans le chapitre II.2.1 concernant la vitesse de propagation des vagues en eau profonde.

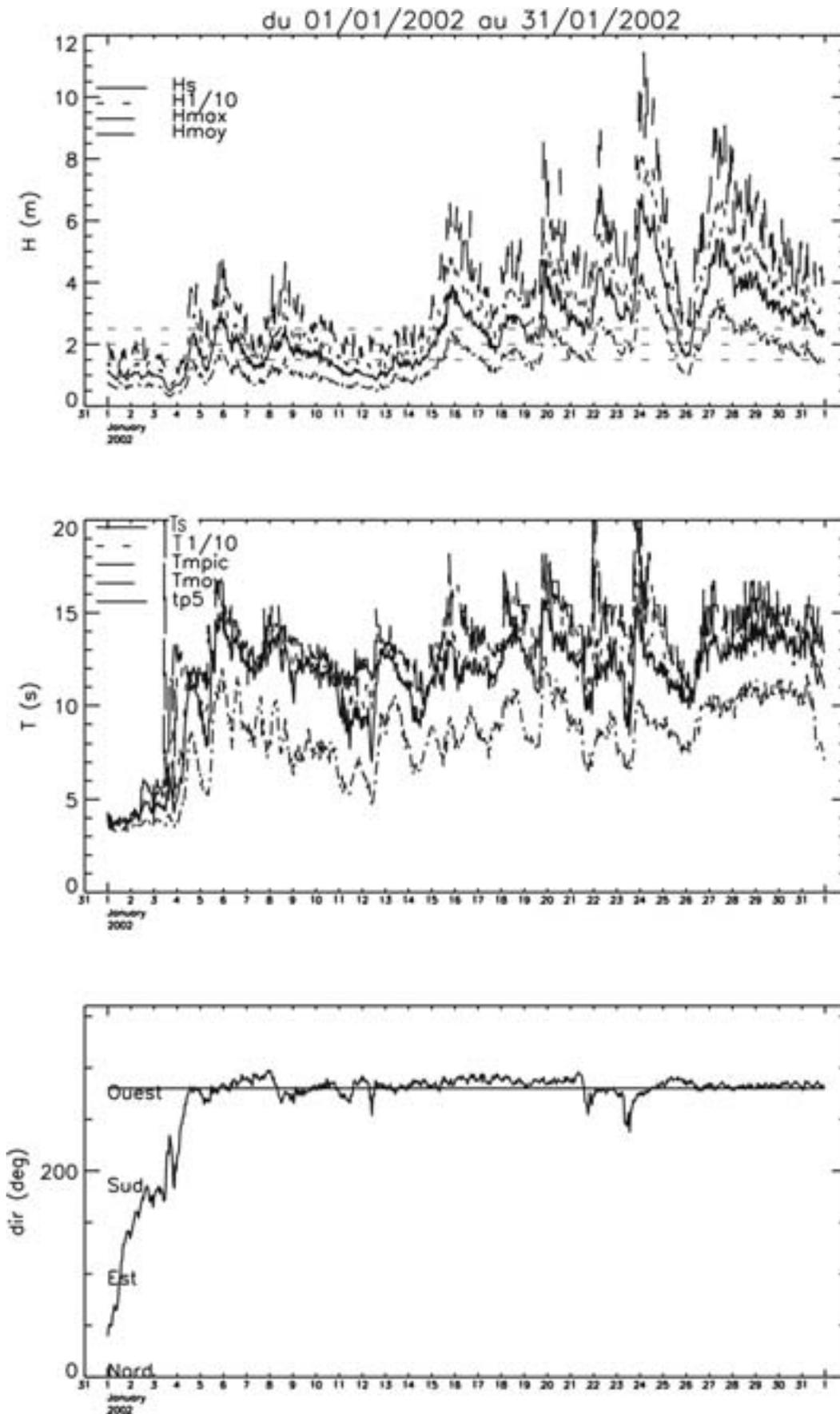


FIG. III.6 – Série temporelle des données directionnelle de la bouée Triaxys pendant le mois de janvier 2002. Visualisation d’une succession de trains de houle énergétiques

### III.2.1.d Printemps

Pendant le printemps, l'intensité des dépressions dans l'Atlantique Nord est plus faible que pendant l'automne, et l'activité cyclonique est inexistante (Fig. III.3). Les houles sont peu énergétiques à énergétiques et généralement d'incidence W-NW. Le vent thermique peut également souffler le long de la côte comme en été, particulièrement pendant les mois de mai et juin, en générant une mer de vent de NW peu énergétique.

## III.2.2 Synthèse des données

L'étude de la climatologie des houles qui atteignent la côte aquitaine a été entreprise au DGO depuis une vingtaine d'années. L'étude de Weber (1978) est basée sur de courtes série temporelles, tandis que Vassal (1980) a utilisé les sorties de modèles numériques qui pouvaient à l'époque contenir des erreurs importantes. Ces données ne sont donc pas assez sûres et abondantes pour aboutir à une analyse saisonnière ou annuelle convenable.

Plus récemment, Butel et al. (2002) ont établi une description statistique des conditions de houle sur la côte Atlantique. Les données in-situ ont été obtenues à partir des bouées Biscarosse (Datawell appartenant au Centre d'Essai des Landes), île d'Yeu (appartenant au Centre d'Etudes Techniques Maritime Et Fluviales) et Gascogne (Météo-France) respectivement mouillées dans une profondeur d'eau de 26, 33 et 4500 mètres. L'information directionnelle n'est disponible que pour la bouée île d'Yeu. Pour les autres bouées les sorties du modèle de vague de Météo-France VAG-Atla (Guillaume, 1987), de type deuxième génération, sont utilisées pour obtenir l'information directionnelle. La Figure III.7 montre la localisation des différentes bouées utilisées pour cette étude ainsi que la grille du modèle VAG-Atla. L'ensemble des données ont été réunies dans une boîte à outils BOTIDO (Butel, 2000). L'étude a abouti, entre autre, à une analyse détaillée des états de mer existant dans la zone de la bouée Biscarosse. Sur une moyenne annuelle, la bouée Biscarosse est exposée à des vagues de hauteur significative  $H_s$  de  $1.36m$ , une période moyenne de  $6.5s$  et une incidence W-NW, avec seulement 1% de pures vagues de vent (Butel et al., 2002) d'après le critère de (Pierson and Moskowitz, 1964). La Table III.1 montre les caractéristiques moyennes de vagues à la bouée Biscarosse obtenues avec la boîte à outils BOTIDO pour chaque saison. Elle confirme la modulation saisonnière très prononcée expliquée précédemment par l'activité dépressionnaire dans l'Atlantique Nord. En particulier on remarque que l'automne et l'hiver sont les saisons pendant lesquelles les houles sont les plus énergétiques avec des hauteurs significatives moyennes de l'ordre de  $1.5m$

Cette étude a également permis d'établir une classification des houles, et ainsi relevé certaines houles récurrentes et caractéristiques du littoral aquitain. Pour plus de détails sur la méthode utilisée pour cette classification, on se reportera à Butel et al. (2002). La

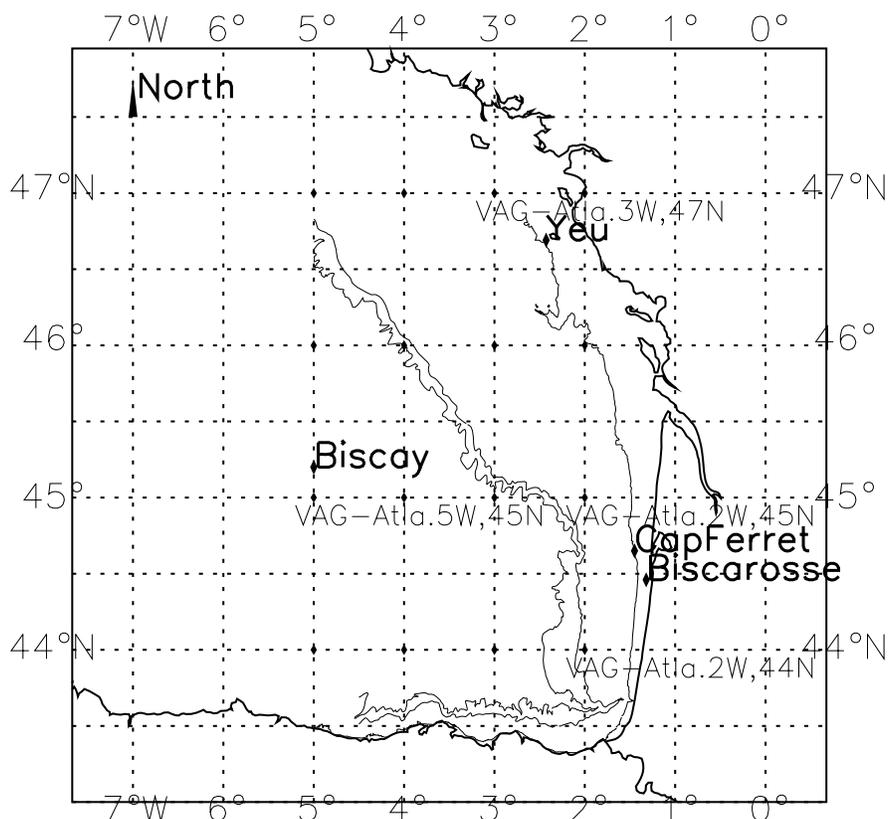


FIG. III.7 – Emplacement des bouées utilisées pour la description statistique des conditions de houle sur la côte Atlantique (Butel et al., 2002). La grille du modèle utilisé VAG-Atla est indiquée et 4 isobathes sont tracés :  $-50m$ ,  $-200m$ ,  $-400m$ ,  $-1000m$ .

Table III.2 montre les 12 classes de houles obtenues à la bouée Biscarosse et leurs caractéristiques principales. A noter que les vagues de la classe n°4 ne touchent pas la côte aquitaine car il s'agit d'une mer de vent d'est. Cette classification permet de mettre encore une fois en évidence la modulation saisonnière par l'existence de houle typique de conditions hivernales (classe n°9,10,12) ou typique de conditions estivales (classe n°1,3,8). D'autres houles formées, généralement d'incidence W à WNW, peuvent être observées tout au long de l'année (classes n°2,4,5,6). Enfin, la présence de coups de vent de Nord et de Sud provoque la formation de houles (respectivement les classes n°7 et 11) se propageant presque parallèlement à la côte.

Saison	Min	Max	Moy	Méd	Dv.St.	Camb.	0..2m	2..4m	>4m
Annuel	0.1	9.7	1.36	1.1	0.87	1.57	82.23%	16.47%	1.29%
Hiver	0.1	6.4	1.57	1.4	0.94	1.25	75.50%	22.28%	2.21%
Printemps	0.1	9.3	1.18	1	0.76	1.97	88.39%	10.83%	0.78%
Été	0.1	8.1	1.09	0.9	0.65	2.32	92.42%	7.17%	0.41%
Automne	0.1	9.7	1.6	1.4	0.97	1.1	72.33%	25.87%	1.81%

TAB. III.1 – Statistiques annuelles et saisonnières à la bouée Biscarosse des hauteurs significatives  $H_s$  minimum (*min*), maximum (*max*), moyenne (*moy*), médiane (*med*), déviation standard (*Dv.St.*), cambrure (*Camb.*), et répartition, d'après Butel et al. (2002)

N°	Nb de points	$H_s$	$T_m$	$\theta$	Etat de mer
1	482	0.87	5.76	302.01	Houle d'été, WNW
2	420	1.22	7.87	296.41	Houle annuelle, WNW
3	382	0.65	4.24	328.43	Houle d'été, NW
4	343	0.58	3.84	51.58	Houle annuelle, E
5	342	1.58	5.90	286.58	Houle annuelle, WNW
6	328	2.42	6.85	289.56	Houle annuelle, WNW
7	313	0.99	5.42	8.87	Houle annuelle, N, 1m, 10s
8	253	0.88	3.96	277.24	Mer de vent d'Ouest d'Eté, W
9	191	1.75	10.36	294.76	Houle d'hiver, WNW
10	180	3.29	8.55	288.26	Grosse houle d'hiver, WNW
11	176	0.81	5.25	192	Houle de S
12	47	4.66	12.66	291.8	Grosse houle d'hiver, WNW

TAB. III.2 – Classification des différentes houles à la bouée Biscarosse, avec dans l'ordre : Le n° de classe, le nombre de points correspondant à cette classe, hauteur significative, période moyenne, direction, et définition de l'état de mer correspondant. Issu de Butel et al. (2002) après correction des erreurs d'imprimeries

Ces résultats sont encore obtenus via des méthodes statistiques et numériques contenant des incertitudes mais donnent une bonne description générale de la climatologie de houle sur la côte aquitaine. Depuis l'été 2001, une bouée Triaxys a été mouillée par l'équipe METHYS du DGO et le CETMEF par 56m de profondeur, approximativement à 15km au large du Cap Ferret (voir [http://www.epoc.u-bordeaux.fr/fr/Methys/zone\\_mouillage.html](http://www.epoc.u-bordeaux.fr/fr/Methys/zone_mouillage.html), H. Dupuis). La bouée est constituée d'un flotteur de surface munis d'accéléromètres à partir desquelles le spectre directionnel est calculé. Toutes les heures les conditions de houle au niveau de la bouée sont ainsi connues (environ 30 minutes d'acquisition plus 30 minutes de calculs). Les données traitées et simplifiées sont disponibles en temps réel sur le site : <http://www.equipement.gouv.fr/cetmef/canghis/>, pour la bouées METHYS (Ouest Cap Ferret) mais aussi entre autre pour celle située au large d'Anglet installée par le CETMEF et le LASAGEC. Cette bouée permet donc pour la première fois d'obtenir des données in-situ directionnelles de grande qualité à l'approche de la côte aquitaine, et fera l'objet à moyen terme d'analyse détaillée (H. Dupuis et R. Butel, articles en préparation). Les données de la bouée Triaxys Cap Ferret sont aussi utilisées comme condition limite pour notre modèle numérique d'hydrodynamique sédimentaire pendant la campagne PNEC 2001 (Chapitre V.3).

### III.3 Morphologie des corps sableux

#### III.3.1 Description générale

L'observation des bancs de sable de la côte aquitaine met en évidence des structures périodiques tridimensionnelles complexes et d'échelles spatiales très différentes. Avant de décrire plus en détail chacun de ces systèmes, il est nécessaire de définir les différentes zones caractéristiques des plages d'Aquitaine. Sur la Figure III.8 sont schématisées ces différentes zones, ainsi que les barres sédimentaires associées. La zone intertidale est alternativement recouverte et découverte pendant un cycle de marée tandis que la zone subtidale est toujours immergée. Les barres subtidales et intertidales se situent respectivement environ à 400 – 500m et 200m du pied de dune.

Dans le cadre de cette thèse nous nous focaliserons essentiellement sur les barres intertidales et subtidales. Cela est dû au fait que les processus de formation, de développement et de la destruction de la berme en haut de plage agissent en grande partie dans la zone du jet de rive, et sont sensiblement différents des processus physiques à l'origine de la formation et du développement des barres sous-marines.

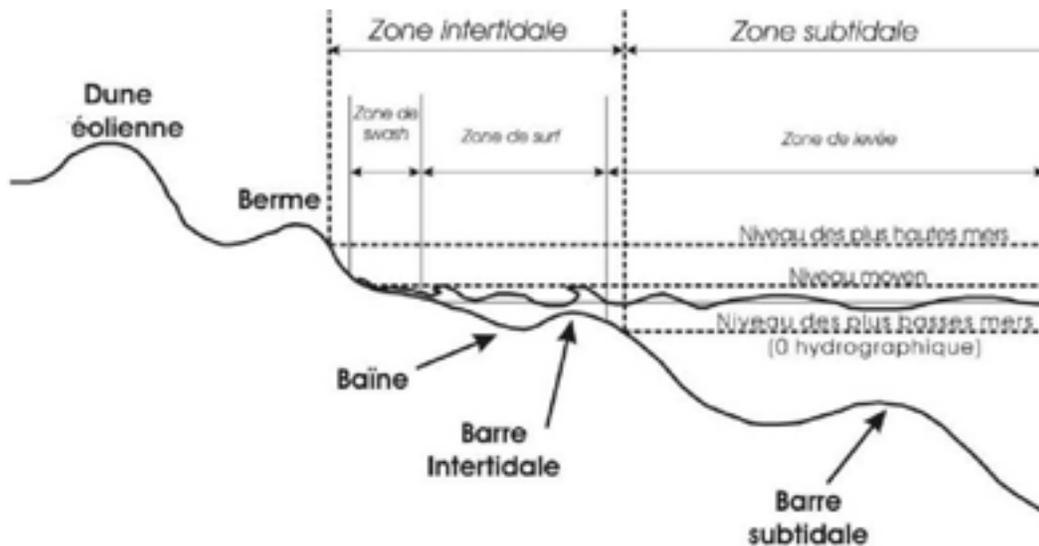


FIG. III.8 – Terminologie classiquement utilisée pour décrire les différentes zones des plages d'Aquitaine.

#### III.3.2 Le système barre/baïne

Les trous dans les barres intertidales des plages d'Aquitaine sont appelés dans le langage commun "baïne" ("petit bain" en patois landais). La Figure III.9 illustre la structure classiquement observée de ce système ainsi que la terminologie utilisée. Les parties Nord des barres sont connectées au haut de plage. Les barres sont entrecoupées périodiquement par des chenaux (ou sortie de baïne) orientés dans le sens de la dérive littorale. Ces baïnes

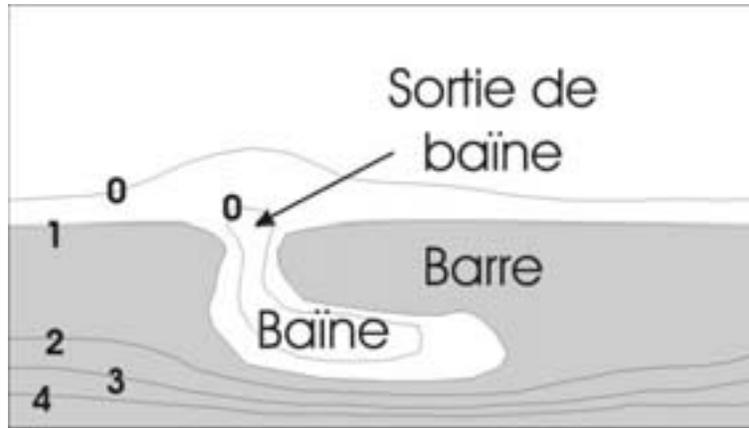


FIG. III.9 – Bathymétrie idéalisée d'un système barre/baïne et terminologie ; l'isobathe 0 correspond au O hydrographique ou niveau des plus basses mers.

ont généralement une profondeur de l'ordre de 1 à 2m par rapport au point le plus haut de la barre. En été les barres sont plus volumineuses et régulières qu'en hiver et migrent vers le haut de plage. La forme et les valeurs des isobathes sur la Fig. III.9 ne donnent donc qu'une idée de la morphologie du système. La Figure III.10 montre des vues aériennes de plages girondines sur lesquelles on observe 3 types de morphologie bien distincts, et qui illustrent la complexité de ces systèmes. La Fig. III.10.A montre un système assez régulier avec des baïnes qui s'ouvrent au sud-ouest que l'on rencontre typiquement en été. La Fig. III.10.B montre des barres intertidales quasi-rectilignes et interrompues par des chenaux perpendiculaires à la côte. Enfin on observe sur la Fig. III.10.C un système barre/baïne irrégulier avec des chenaux dans différentes directions.

Dans les classifications couramment utilisées dans la littérature, le système barre/baïne observé après une longue période de conditions de vagues faiblement énergétiques est assimilé au "ridge and runnel system" (Michel and Howa, 1999; De Melo Apoluceno et al., 2002; Lafon et al., 2002). Il faut bien comprendre qu'il s'agit ici de la terminologie utilisée par l'école Nord-Américaine. En effet, cette terminologie diffère complètement de celle utilisée par l'école britannique. Cette dernière définit le "ridge and runnel system" comme les barres intertidales de jet de rive ("swash bar") entrecoupées par des chenaux de drainage perpendiculaires à la côte (King and Williams, 1949; King, 1972; Orford and Wright, 1978; Wright, 1976). L'école américaine (Hayes and Boothroyd, 1969; Owens and Frobel, 1977; Sonu, 1973; Komar, 1998) utilise le terme "ridge and runnel" d'une manière plus générale. En effet, ils estiment que les barres qui rentrent dans cette classification résultent de réajustement de la plage sous-marine. Après un épisode de tempête, le sable est transporté du haut de plage vers la plage sous-marine. Pendant la période peu énergétique qui suit la tempête, le sable va migrer vers le haut de plage. Cela se traduit par le déplacement des barres qui vont migrer et se souder ensuite au haut de plage. Le terme de "ridge and

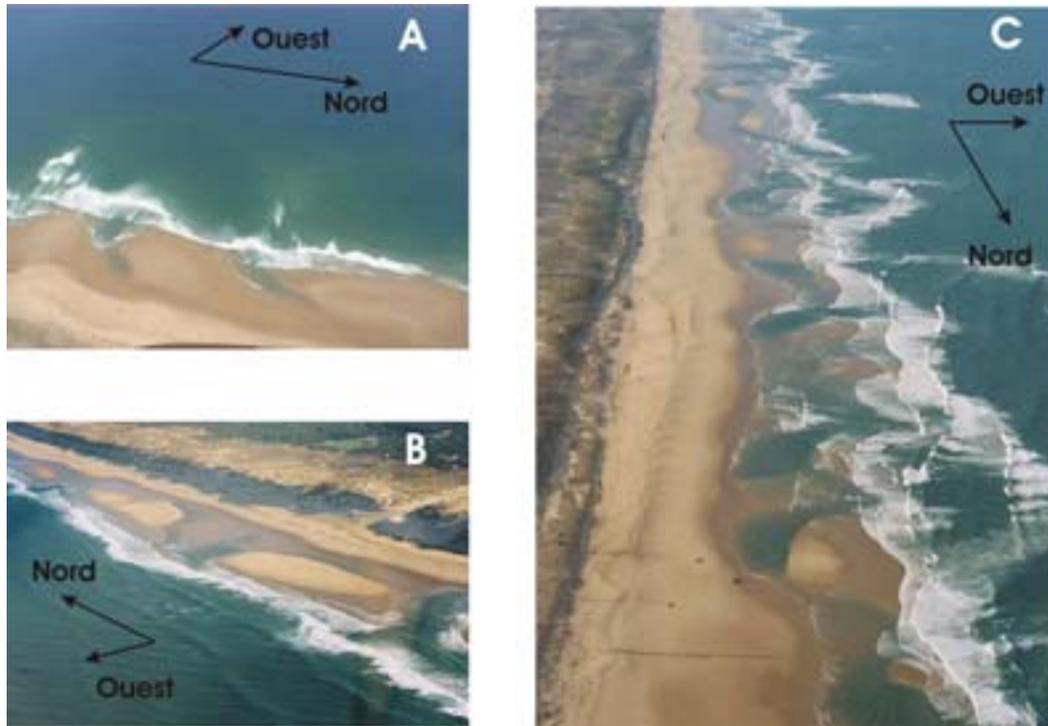


FIG. III.10 – Photos aériennes de plages intertidales de la côte aquitaine montrant différentes morphologies de systèmes barre/baïne. (A) : système avec des baïnes s’ouvrant vers le SW, classiquement observé sur la côte aquitaine; (B) : barres quasiment parallèles à la côte et interrompues par des chenaux perpendiculaires à la côte; (C) : systèmes barre/baïne irréguliers

runnel system” peut alors s’appliquer aux systèmes de barre/baïne que l’on observe après des périodes de temps calme, de l’ordre de quelques jours (Galvin and Hayes, 1969).

Toutefois les relevés topographiques, les photos aériennes et les observations visuelles mettent en évidence que le système barre/baïne se rapproche en fait beaucoup plus d’un système de barres transverses ou obliques (“transverse/oblic bars”). Ce type de barre peut être observé sur de nombreuses côtes sableuses de part le monde : dans les lacs ou les baies pour des conditions énergétiques très faibles (Niederoda and Tanner, 1970; Falquès et al., 1996), sur les côtes d’énergie modérée comme la côte Est des Etats-Unis (Konicki and Holman, 2000), et sur les côtes ouvertes exposées à des houles énergétiques obliques (Hunter et al., 1979). Ainsi le système barre/baïne du littoral aquitain rentre dans cette classification (Guilcher et al., 1952; Pedreros et al., 1996) qui permet de rassembler l’ensemble des morphologies observées de la zone intertidale (en dehors du profil de tempête).

De Melo Apoluceno (2003) a étudié ce système à partir de relevés topographiques de la zone intertidale du Truc Vert. Elle a défini trois groupes de morphologie. Tout d’abord le groupe I caractérise les situations d’engraissement des plages, qu’on observe dans 31% des cas. Ensuite le groupe II regroupe tous les systèmes barre/baïne irréguliers et d’aspect chaotique, et est constitué de quatre sous-groupes ou types. Enfin le groupe III rassemble

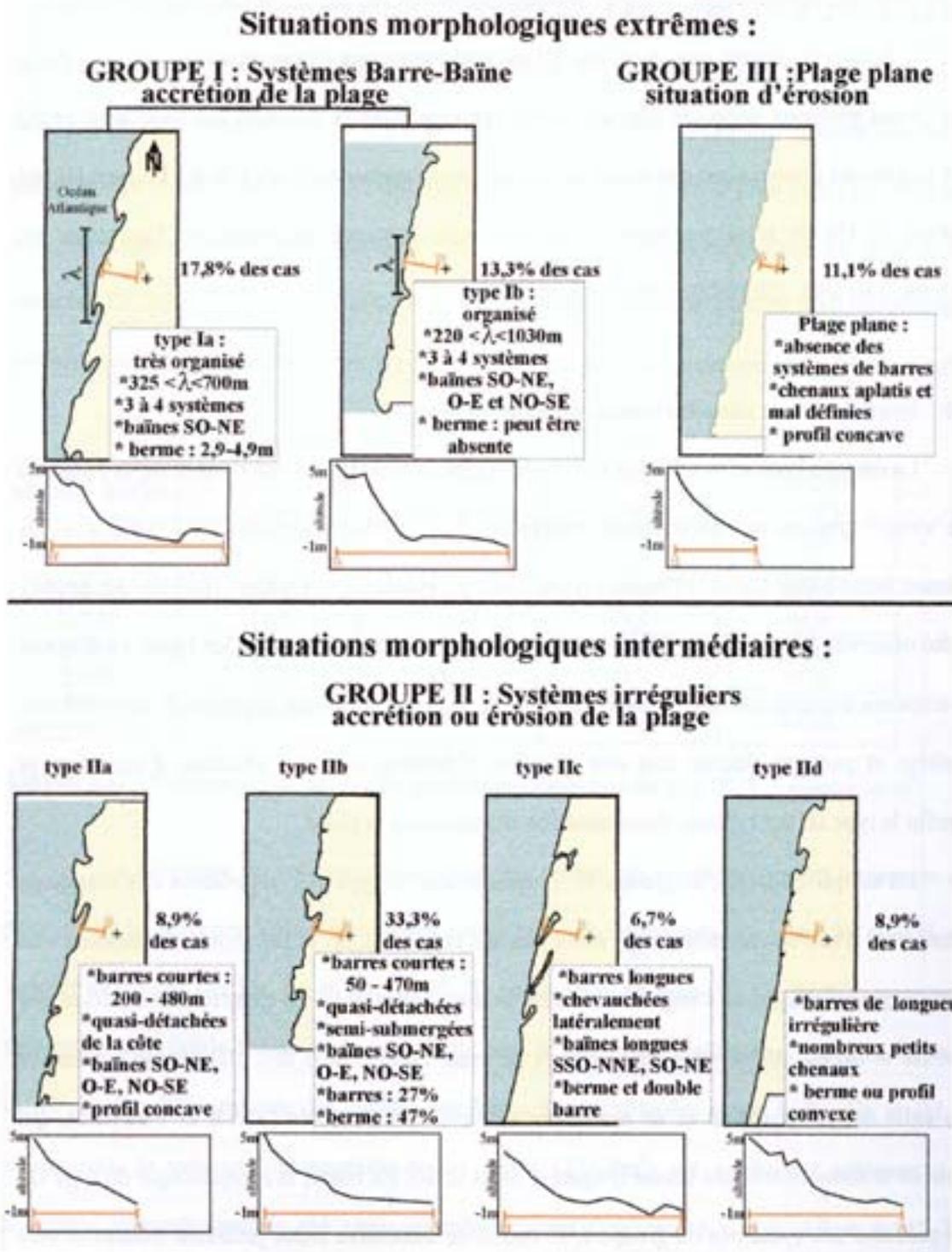


FIG. III.11 – Schéma des groupes et types morphologiques observés sur la plage du Truc Vert. Groupe I : types Ia et Ib; Groupe II : types IIa, IIb, IIc et IId; Groupe III : type III; d'après De Melo Apoluceno (2003)

des profils généralement sans barre et concaves, qui caractérise les situations d'érosion en période hivernale. La Figure III.11 montre les schémas des groupes et types morphologiques observés sur la plage du Truc Vert d'après De Melo Apoluceno (2003). Toutefois, la distinction des différents types n'est pas toujours convaincante, et l'abondance des sous-groupes rend parfois l'interprétation des résultats difficiles. Nous reviendrons toutefois sur cette étude dans la partie consacrée à la morphodynamique des systèmes barre/baïne.

L'imagerie satellite à haute résolution a été utilisée par Lafon et al. (2004b) afin de déterminer les caractéristiques moyennes des systèmes intertidaux. L'imagerie satellite est une alternative aux photos aériennes et aux relevés bathymétriques. En effet, le traitement d'images satellites permet, par transparence de l'eau, d'en déduire la morphologie des bancs de sable (Lafon, 1999). Depuis 1986, le D.G.O. a acquis des scènes SPOT couvrant une partie du littoral aquitain et dont la taille des pixels est de  $20m \times 20m$ . A défaut de fournir des données précises sur la morphologie tridimensionnelle du domaine, la surface que couvre chaque image satellite (plusieurs dizaines de kilomètres carrés) permet d'effectuer des statistiques sur la distribution des systèmes intertidaux. Le traitement de ces images permet également d'estimer la forme bidimensionnelle des bancs de sables grâce à l'interface Terre/Océan lorsque la marée est suffisamment basse. La synthèse des différentes scènes SPOT disponibles au DGO a permis de décrire statistiquement les longueurs d'onde de ces systèmes. Les résultats sont résumés dans la Table III.3. On observe que la longueur d'onde moyenne des systèmes intertidaux varie peu entre  $370m$  et  $463m$ . Par contre, à l'intérieur d'une même scène SPOT la distribution des longueurs d'ondes mesurées est plus étalée. Cela montre d'une part que la périodicité des systèmes intertidaux n'est pas très marquée et d'autre part qu'il faut considérer un nombre de longueurs d'ondes important pour décrire le système dans sa globalité à un instant donné.

Le système barre/baïne est souvent associé à des barres sous-marines qui se connectent aux systèmes subtidaux. Ces barres sont appelées "rip head bar" dans la classification de Wright and Short (1984) et leur comportement sur la côte aquitaine n'a pas été clairement identifié. Elles prennent généralement une forme de croissant (Castelle et al., 2004c), par souci de clarté nous les qualifierons alors par la suite de "croissants intermédiaires". Jusqu'à présent la présence de ces croissants intermédiaires était supposée être une conséquence de la tempête de décembre 1999. Pourtant, la consultation d'archives (essentiellement des photos aériennes), l'occurrence de vagues à la côte plus grosses que celles provoquées par cette tempête, ainsi que l'étude à l'étranger du comportement d'autres plages sableuses soumises aux houles énergétiques montrent que cette hypothèse doit être écartée. La Figure III.12 montre une photo aérienne de systèmes barre/baïne associés à des croissants intermédiaires et prise en 1978. Froidefond et al. (1990) avaient déjà remarqué la présence de ces croissants intermédiaires avec une longueur d'onde plus courte que celles des barres

Date	Moy(m)	D.St.(m)	Méd.(m)	Min.(m)	Max.(m)
16/07/86	370	146	342	102	852
02/09/86	427	131	401	146	840
29/07/89	435	211	389	142	1480
04/10/89	430	203	384	181	1303
04/10/90	390	166	343	127	1101
08/09/91	426	170	400	122	895
18/05/92	462	188	420	171	1315
05/10/94	419	150	385	181	849
28/06/95	421	149	406	158	697
23/08/97	440	144	417	197	858
24/06/98	404	136	369	165	948
16/07/99	410	170	400	90	866
01/08/00	463	205	436	85	1158

TAB. III.3 – Statistiques des longueurs d'onde des systèmes barre/baïne à partir du traitement d'images SPOT d'après Lafon et al. (2004a) : moyenne, déviation standard, médiane, minimum, maximum

en croissant subtidales. De plus, ces croissants intermédiaires pourraient avoir un rôle clé dans la morphodynamique des plages sableuses. Leur comportement semble être le témoin de l'état d'accrétion ou d'érosion de la plage, et ces barres doivent être prises en compte dans l'établissement de modèles morphodynamiques conceptuels (Brander, 1999). Nous en reparlerons dans le chapitre VI.

### III.3.3 Les barres en croissant

Dans la partie II.3.2, nous avons parlé des barres sous-marines en croissant périodiques. Nous avons ainsi pu noter leur importance dans les processus d'érosion et le fait qu'elles soient très répandues partout dans le monde sur les plages sableuses exposées à l'action de la houle. Des photos aériennes du littoral aquitain (IGN), et une campagne bathymétrique du SHOM en 1967 ont permis pour la première fois de relever la présence des barres en croissant subtidales le long de la côte aquitaine. Ces barres ont été ensuite pour la première fois décrites dans la littérature par Froidefond et al. (1990).

Grâce à la synthèse de photos aériennes, Froidefond et al. (1990) ont montré que le système avait une longueur d'onde moyenne de l'ordre de 600m et induisait des zones de focalisation du champ de vagues. La difficulté principale de l'étude de ce système réside dans le fait que les courants violents et les déferlantes rendent très difficile toute campagne bathymétrique. La seule campagne océanographique couvrant une étendue suffisante du domaine subtidal a été effectuée par le SHOM en 1967. Cette campagne a permis entre autre de disposer de relevés bathymétriques précis des barres subtidales sur plusieurs kilomètres de la côte girondine. La Figure III.13 est un extrait de la bathymétrie obtenue



FIG. III.12 – Photo aérienne (IGN, 1978) de systèmes barre/bâine, certains associés avec des croissants intermédiaires

après l'interpolation des points de sondage. On observe la présence de barres sous-marines tridimensionnelles en forme de croissant dans la zone subtidale, entre  $1m$  et  $5m$  en dessous du zéro hydrographique. Les fosses de lévigation ont quant à elles une profondeur de l'ordre de  $6m$  en dessous du niveau des plus basses mers. On distingue entre six et sept croissants, ce qui correspond à une longueur d'onde moyenne de l'ordre de  $600m$ . La rythmicité est ici peu marquée : les croissants sont de formes et de longueurs d'onde irrégulières. En particulier, on observe un seul croissant connecté à la zone intertidale. Cet extrait de relevés bathymétriques souligne la complexité du système subtidal, ainsi que la nécessité de considérer un nombre de longueurs d'onde important pour caractériser le système à un instant donné. Desmazes et al. (2002) ont également effectué un suivi bathymétrique de la zone subtidale, mais sur une distance ne couvrant qu'une longueur d'onde de croissant. Les données ainsi collectées confirment les ordres de grandeurs de la profondeur, ainsi que la morphologie des systèmes subtidaux. La Figure III.14 montre une bathymétrie représentative des barres en croissant observées sur le littoral aquitain, la terminologie utilisée par la suite.

Les différentes données collectées ces dernières années par l'imagerie satellite permettent d'affirmer l'existence des barres en croissant tout le long du littoral aquitain, ainsi que l'existence de différentes morphologies et longueurs d'onde. Lorsque la couverture nuageuse et la transparence de l'eau le permettent, le canal XS1 (longueurs d'onde jaune-vert) permet de visualiser les barres subtidales sur plusieurs dizaines de kilomètres.

L'un des atouts majeurs de la télédétection est qu'elle offre la possibilité de calculer des longueurs d'onde moyenne des croissants sur un nombre important de systèmes. La Table III.4 présente les statistiques de longueur d'onde des barres en croissant calculées depuis 1986 d'après Lafon et al. (2004a). La longueur moyenne des croissants est de l'ordre

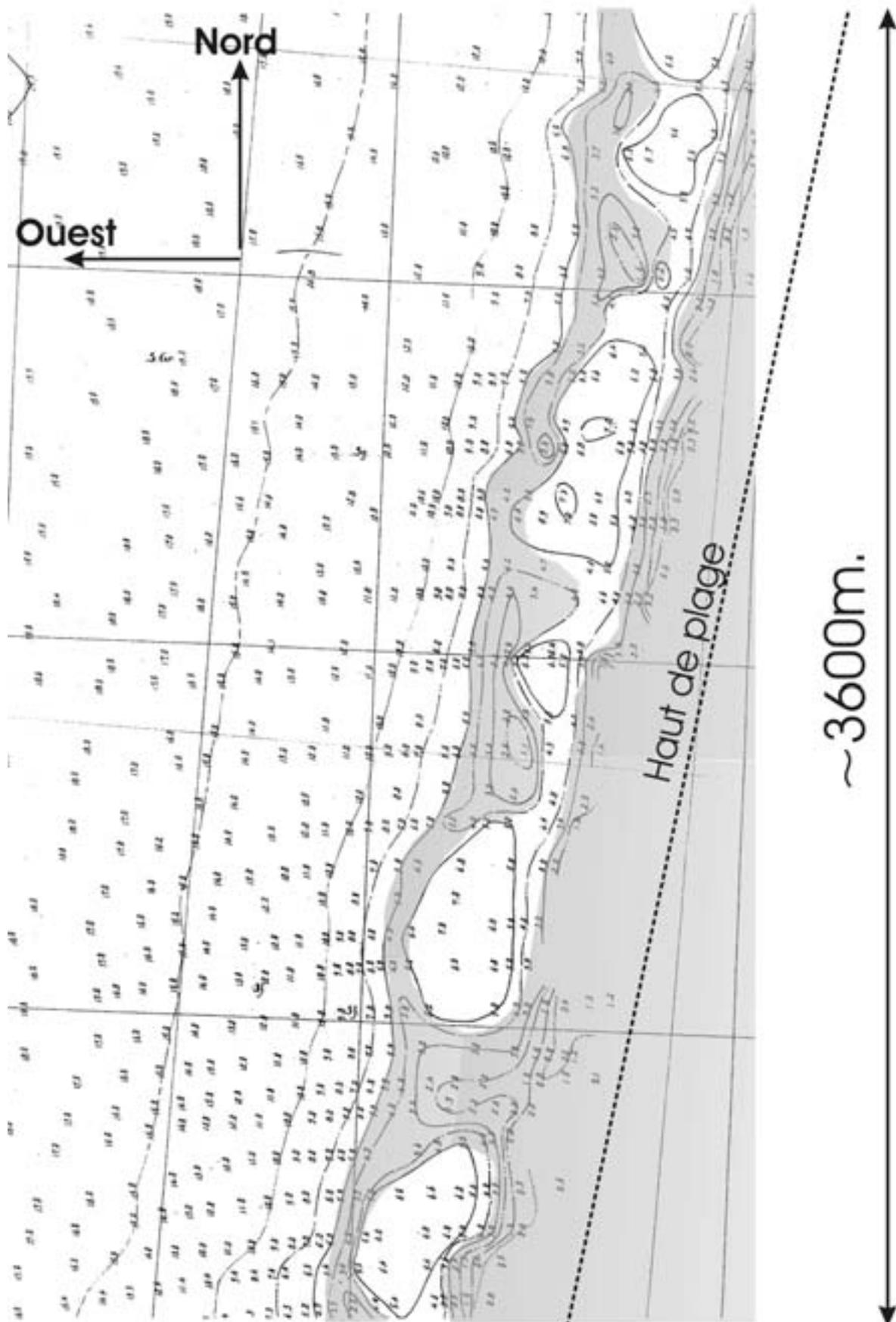


FIG. III.13 – Extrait de la Océanographique du SHOM en 1967 dans la zone subtidale au Nord du Cap Ferret, la valeur des isobathes est fixée par rapport au 0 hydrographique ou niveau des plus basses mers. La forme des barres subtidales est surlignée en gris.

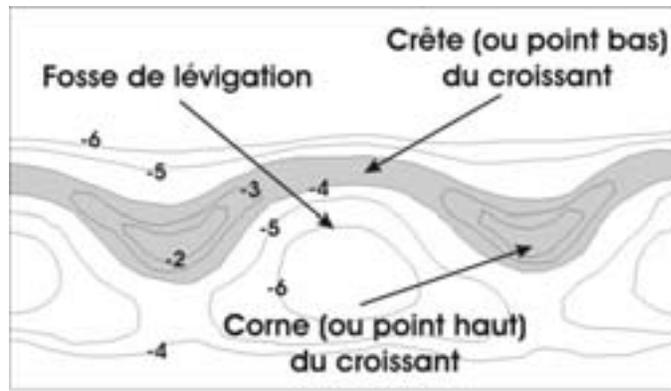


FIG. III.14 – Bathymétrie idéalisée d'un système de barres en croissant subtidales, et terminologie utilisée dans la description de ce système.

Date	Moy(m)	D.St.(m)	Méd.(m)	Min.(m)	Max.(m)
16/07/86	804	200	804	399	1155
29/07/89	777	211	793	380	1428
27/05/91	818	214	767	440	1569
08/09/91	706	169	688	441	1122
18/05/92	726	193	700	361	1050
24/06/98	579	200	539	362	1353
16/07/99	633	236	568	248	1313
20/04/00	692	246	614	401	1379
01/08/00	692	246	614	401	1379

TAB. III.4 – Statistiques des longueurs d'onde des barres en croissant subtidales à partir du traitement d'images SPOT d'après Lafon et al. (2004a) : moyenne, déviation standard, médiane, minimum, maximum

de 700m et varie environ entre 600m et 800m.

Les images SPOT montrent également différentes morphologies de croissants. Leur forme peut varier de croissants symétriques jusqu'à celles de barres en lune rarement observées, en passant par des formes plus ou moins symétrique. La Figure III.15 montre trois exemple de morphologies observées par imagerie satellite. La Fig. III.15.A montre un système de barres en croissant tel que nous l'observons la plupart du temps sur la côte aquitaine. La périodicité du système est très marquée et sa forme est symétrique. Par contre la Fig. III.15.B montre un système régulier moins symétrique, où la corne du croissant s'orientant W-NW E-SE. Enfin on observe sur la Fig. III.15.C des croissants qui prennent la forme de barres en lune orientées W-NW E-SE.

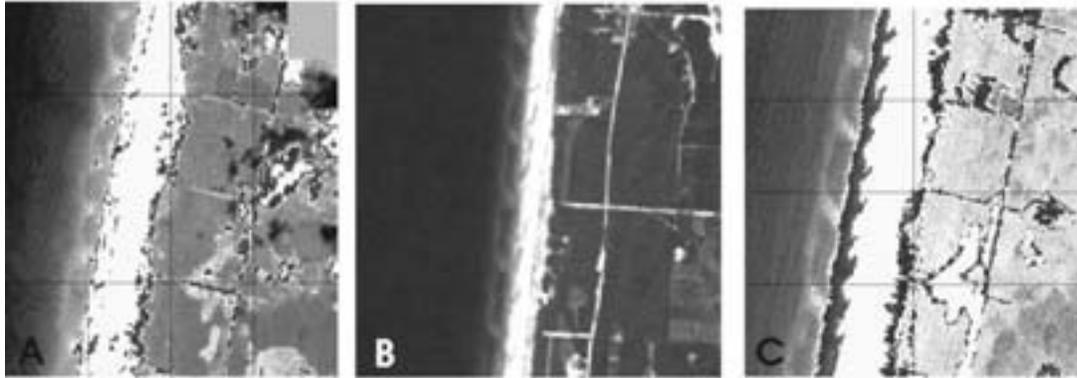


FIG. III.15 – Images SPOT canal XS1 des barres subtidales sur le littoral aquitain. (A) : système régulier et symétrique; (B) : système régulier dissymétrique; (C) : système dissymétrique de type barre "en lune"

### III.3.4 Variabilité des bancs de sable le long de la côte

#### III.3.4.a Le système barre/baïne

A l'heure actuelle, il n'existe aucune donnée quantitative pouvant faire apparaître des différences entre les systèmes barre/baïne du Nord et du sud du littoral aquitain. Par contre les observations personnelles et le traitement d'images satellites récentes mettent en évidence de réelles différences. En particulier, les bancs de sable intertidaux sont de plus en plus volumineux lorsqu'on se déplace vers le Sud. Les hypothèses énoncées pouvant expliquer cela sont d'une part une apparente augmentation de la granulométrie moyenne du sédiment, ainsi que le rétrécissement du plateau continental qui tend à moins dissiper la houle qui vient du large.

#### III.3.4.b Les barres en croissant

L'ensemble des images satellites en notre possession nous montre que, contrairement à ce qu'avancent Le Nindre et al. (2003), les barres subtidales en croissant sont présentes tout le long de la côte aquitaine entre le Sud des plages de Soulac au Nord jusqu'à l'approche du Gouf de Capbreton au sud, en dehors des zones influencées par les passes du Bassin d'Arcachon. Une variabilité des caractéristiques moyennes de ces barres existe toutefois le long de la côte. La Figure III.16 montre une image du satellite LANDSAT couvrant l'ensemble de la côte aquitaine, ainsi que différents zooms sur des zones de la côte nous permettant d'observer l'évolution de la forme des barres subtidales. On peut séparer la côte aquitaine en 2 zones. Tout d'abord entre la côte du Nord-Médoc et le Cap Ferret, et entre Biscarosse et les plages du Sud des Landes. Dans la première zone la taille des croissants augmente sensiblement du Nord au Sud. A l'approche de l'extrémité de la flèche du Cap Ferret les barres deviennent quasiment rectilignes avant de se connecter aux bancs tidaux

Bassin d'Arcachon. Dans la deuxième zone de petits croissants commencent à se former au niveau de la plage de la Salie à l'extrémité de la passe sud du Bassin d'Arcachon. La taille de ces barres grandit ensuite jusqu'aux plages du Sud Landes.

Nous appliquons notre étude à la plage du Tuc Vert. D'une part parce que nos campagnes de mesures ont lieu sur la plage du Truc Vert et d'autre part parce que l'intégralité des scènes SPOT couvre cette zone.

Par soucis de clarté et de qualité de nos interprétations, nous nous focaliserons uniquement par la suite aux caractéristiques de barres en croissant observées aux environs de la plage du Truc Vert. Plus tard dans le chapitre consacré aux simulations morphodynamiques nous reviendrons sur cette variabilité spatiale des bancs subtidaux.

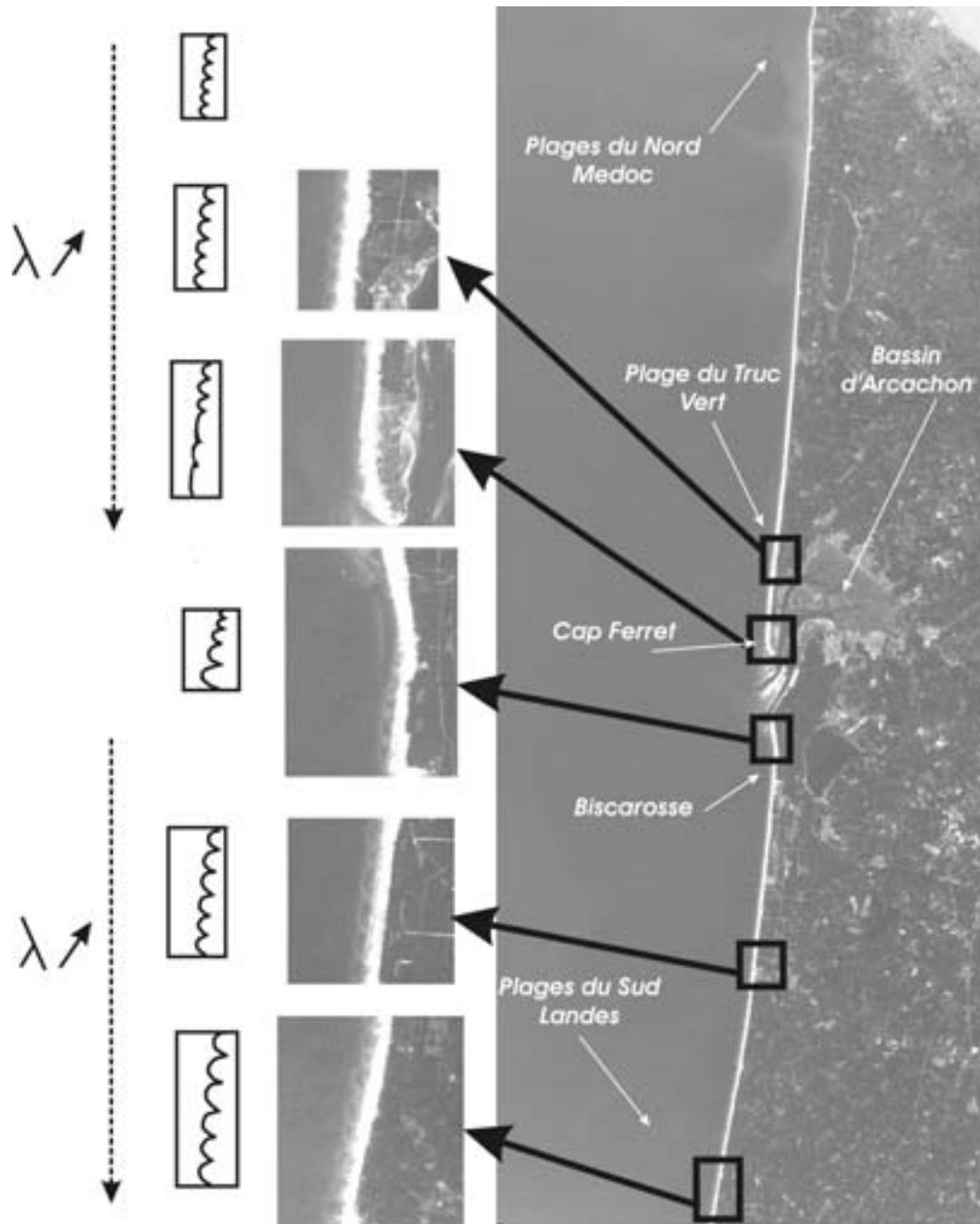


FIG. III.16 – Images du satellite LANDSAT de l'ensemble de la côte aquitaine. Variabilité des barres subtidales en croissant le long de la côte et variations de la longueur d'onde moyenne  $\lambda$  des croissants.

## III.4 Hydrodynamique et transport sédimentaire

### III.4.1 Vagues

Comme nous l'avons vu dans la partie consacrée à la climatologie de vagues, la côte aquitaine est exposée aux houles énergétiques formées dans l'Atlantique Nord. Les vagues en arrivant à la côte vont déferler sur les bancs de sable, et se propager dans la "zone de surf" jusqu'au rivage où elles génèrent des jets de rive ("zone de swash"). Grâce à l'imagerie satellite, Dupuis et al. (1998) ont mis en évidence la variabilité spatiale du champ de houle au-dessus du plateau continental. Dans la continuité de cette étude à grande échelle, le D.G.O. a concentré ses efforts sur l'étude des vagues dans la zone de surf où les processus non-linéaires sont importants (Bonneton, 2001b). En particulier la dissipation et le transfert d'énergie des vagues induit par le déferlement bathymétrique, ont fait l'objet de plusieurs travaux. Les études expérimentales et numériques ont été menées avec une approche cross-shore.

Dans le cadre de la thèse de Nadia Sénéchal (Sénéchal, 2003), l'approche cross-shore expérimentale a été utilisée afin d'établir une paramétrisation de l'évolution de l'énergie associée aux vagues dans la zone de surf, et de déterminer les processus à l'origine des transferts d'énergie.

Cette étude s'est basée sur trois jeux de données : la campagne PNEC Mai 1998, la campagne PNEC Mars 2000 et la campagne de mesures intensives PNEC Octobre 2001. Ces données ont été collectées sur la plage intertidale du Truc Vert entre la marée haute et la mi-marée. Pendant les deux premières campagnes de mesure l'approche cross-shore a été adoptée, en présence d'un profil sans barres (Mars 98), et en présence d'un profil à barres (Mars 2000). Pendant la dernière campagne de mesures, trois lignes "cross-shore" de capteurs de pressions distantes de 80m ont été déployées.

Le traitement de ces données a en particulier permis de discuter de la paramétrisation du rapport  $\gamma$  entre la hauteur significative des vagues et la profondeur locale des vagues en zone de surf initialement proposée par Raubenheimer et al. (1996) pour les plages linéaires, et d'en soulever certaines limites.

L'autre aspect de sa thèse était d'analyser l'influence de la morphologie du fond sableux sur le spectre d'énergie des vagues en zone de surf. Comme nous l'avons vu dans la partie II.2.1.c, les transferts d'énergie en fréquence ont important dans la zone de déferlement. Grâce à l'analyse spectrale et l'utilisation du bispectre Sénéchal et al. (2002) ont montré que la fréquence caractéristique pouvait ainsi diminuer d'un facteur 2 sur les plages d'Aquitaine et que cela retardait la dissipation d'énergie due au déferlement. Toutefois, cette libération d'harmonique n'a pas été observée durant toutes les campagnes de mesure, et aucune hypothèse permettant de l'expliquer n'a été étudiée et testée sur ces cas réels (taille et caractéristique de la barre, superficie de la zone de surf, influence des

courants moyens...).

Enfin, la présence des ondes longues sur le littoral aquitain a également été abordée. Les résultats montrent qu'en zone de surf, et particulièrement en zone de surf interne, l'énergie contenue dans la bande fréquentielle des ondes longues peut devenir plus importante que celle contenue dans la bande fréquentielle des vagues.

D'un point de vue numérique, Bonneton and Dupuis (2001) ont utilisé un modèle basé sur les équations bidimensionnelles de type Boussinesq Saint-Venant, en y introduisant le concept d'onde de choc. Bonneton et al. (2004) ont appliqué ce modèle à la plage du Truc Vert pendant des conditions de houle énergétiques, en zone de surf interne (hauteur significative des vagues au large de l'ordre de  $3m$ ). La Figure III.17 montre un exemple de simulation des hauteurs d'eau instantanées le 18 octobre 2001 avec comparaison aux données in-situ. Le modèle permet également de simuler convenablement les variables hydrodynamiques et la génération d'onde basse fréquences.

### III.4.2 Courants moyens

L'étude des courants moyens induits par les vagues sur les plages d'Aquitaine est une tâche rendue difficile par les conditions énergétiques de la zone. Les courants violents et la réponse rapide des bancs de sable au forçage du large nécessitent une installation et une maintenance rigoureuses. Les courantomètres, matériels coûteux, doivent être solidement ancrés dans le sable et les données acquises sur place. De plus, la structure des courants sur les plages à barres est complexe et nécessite un réseau important de capteurs pour analyser la structure horizontale des courants moyens.

Dans un premier temps Froidefond et al. (1990) ont utilisé un modèle simplifié pour décrire les circulations de courants moyens induits par la houle. Les résultats obtenus ne permettent pas d'aboutir à une description rigoureuse de la dynamique des courants.

Plus récemment, la propagation de la houle et les courants induits au-dessus des plages d'Aquitaine ont été modélisés dans le cadre de mon stage de DEA (Castelle, 2001; Saint-Cast, 2002). La plage idéalisée comprenait une plage intertidale plane (ou profil de tempête) et un système périodique de barres en croissant symétriques dans la zone subtidale. Le module de houle choisi était REFDIF (Kirby and Dalrymple, 1994), qui résout l'équation de Berkoff parabolisée pour les houles monochromatiques (Kirby and Dalrymple, 1983). Les courants induits étaient ensuite calculés à partir du module hydrodynamique de MORPHODYN (Saint-Cast, 2002) qui sera détaillé dans le chapitre suivant.

Les simulations ont permis de montrer que la hauteur du plan d'eau avait une influence déterminante sur les zones de déferlement et sur les courants moyens induits dans la zone subtidale et intertidale. Castelle (2001) et Saint-Cast (2002) ont montré que la

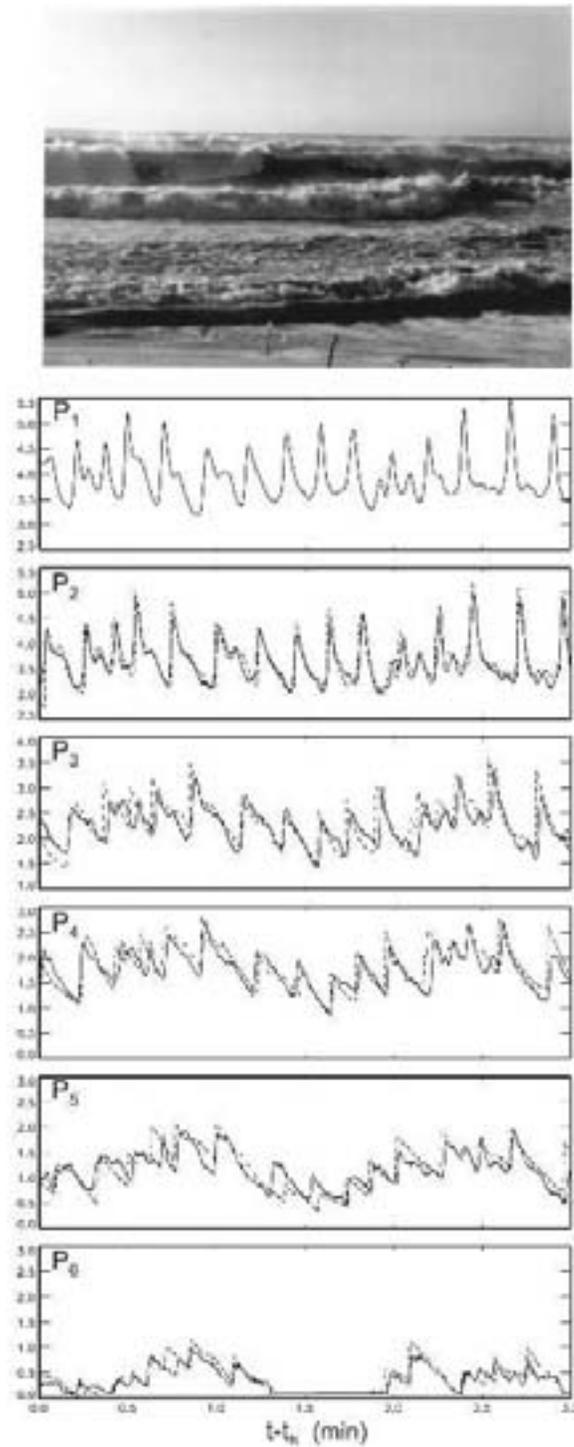


FIG. III.17 – Série temporelle de la comparaison des hauteurs d'eau instantanées mesurées (traits pleins) et simulées (pointillés) à partir du modèle de type Boussinesq Saint-Venant (Bonneton and Dupuis, 2001) au niveau des capteurs de pression P1 à P6. Simulation le 18 octobre 2001 (photo en haut), hauteur significative des vagues au large de l'ordre de 3m. D'après Bonneton et al. (2004)

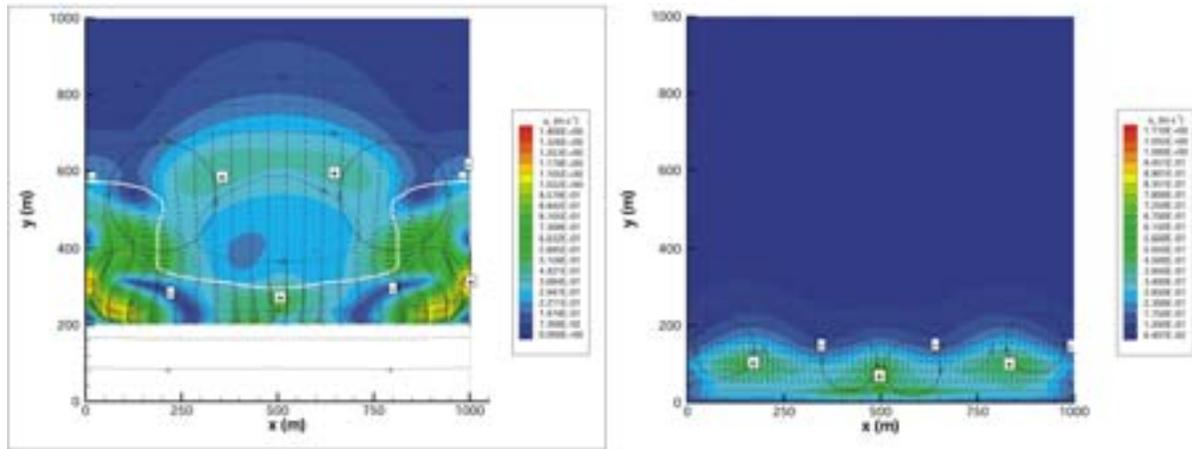


FIG. III.18 – Simulation des courants moyens au-dessus d'une bathymétrie idéalisée de croissant, d'après Saint-Cast (2002). MORPHODYN forcé par REFDFIF, houle monochromatique au large :  $H = 1.5m$ ,  $T = 10s$ ,  $\theta = 0^\circ$

présence des barres en croissant dans la zone subtidale pouvait conduire à la formation de courants sagittaux dans les zones intertidales et subtidale. A titre d'exemple la Figure III.18 montre la structure des courants moyens intégrés sur la verticale induits au-dessus des barres en croissant par une houle monochromatique et frontale de hauteur 1.5m et de période 10s.

Plus loin dans le manuscrit (partie V.2.2), une étude détaillée et quantitative de ces circulations pour des houles réelles sera présentée (Castelle and Bonneton, 2004c).

Il existe sur la côte aquitaine une autre forme de courant sagittal observé quasiment tout le long de l'année. En effet le courant de baie, connu sur le littoral parce qu'il est responsable de nombreuses noyades chaque année pendant l'été, est un courant violent dirigé vers le large. La Figure III.19 montre la photo aérienne d'une plage de la côte aquitaine où on observe deux baïnes dans la zone intertidale avec deux forts courants situés à la sortie de chacune d'elle. Ces deux courants dirigés vers le large sont reconnaissables sur la photo car ils transportent du sédiment en suspension et perturbent la surface libre. A l'heure actuelle, il n'existe aucune donnée hydrodynamique in-situ sur ce courant. En effet les vitesses, le transport sédimentaire et les changements bathymétriques y sont importants et sont un danger pour la pérennité du matériel. Ce courant sera modélisé et étudié plus loin dans le manuscrit (paragraphe V.2.1).

### III.4.3 Transport sédimentaire

Les mesures de flux sédimentaires sur les plages sableuses exposées aux houles est une tâche ardue.

Dans un premier temps, les traceurs fluorescents ont été utilisés sur la côte aquitaine afin de décrire le déplacement des sédiments (Howa and De Resseguier, 1994). Plus tard,

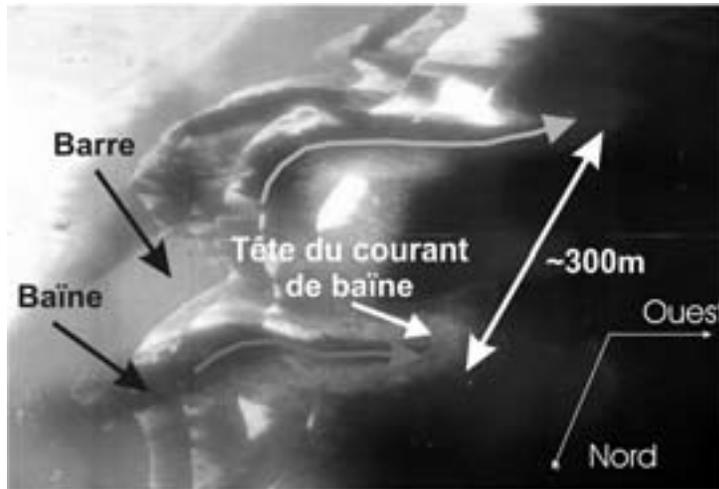


FIG. III.19 – Photo aérienne du courant de baïne sur une plage d'Aquitaine

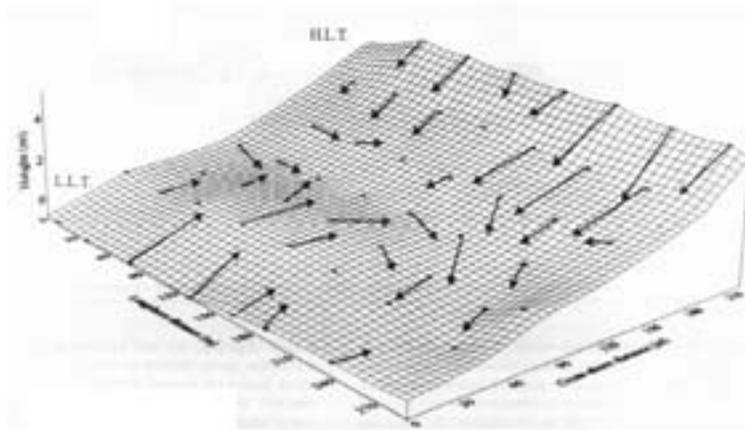


FIG. III.20 – Flux sédimentaire au-dessus d'un système barre/baïne de la plage de La Salie sur le littoral aquitain, (Michel and Howa, 1999).

Michel and Howa (1999) ont utilisé le traçage fluorescent et appliqué la procédure de Gao and Collins (1992) afin d'estimer les flux sédimentaires au-dessus d'un système barre/baïne de la plage de La Salie située vers l'extrémité de la passe sud du Bassin d'Arcachon. La Figure I.2 montre les vecteurs de flux sédimentaire net ainsi obtenus entre le 17/03/1995 et le 20/03/1995 pendant cinq cycles de marées consécutifs. Pendant ces trois jours la houle au large était de l'ordre de 1.2m avec un angle d'incidence par rapport à la côte de l'ordre de 30°. Les flux sédimentaires ainsi obtenus montrent la présence d'un transport sédimentaire vers le rivage sur la barre, et vers le large à la sortie de la baïne pendant les conditions de houle faible à modérée.

Nous nous appuyerons sur ce champ de flux sédimentaires (Annexe I) pour vérifier la validité de notre modèle.

Pendant la campagne de mesures PNEC 2001 sur la plage du Truc Vert, (Chapalain and Duvieilbourg, 2003) ont utilisé une panoplie d'instruments comprenant un capteur de pression, un courantomètre électromagnétique bi-composantes horizontales, un courantomètre acoustique tri-composantes, un capteur de CSS à rétrodiffusion et un échantillonneur d'eau séquentiel (partie de la station SAMBA). Lors de conditions de vagues énergétiques le 16 octobre 2001, les résultats montrent la présence de concentrations en sédiment élevées (de l'ordre de 3.5 à 4 g/l) et des flux sédimentaires en suspension de l'ordre de  $2kg/m^2/s$ .

Même si ces études ont permis d'obtenir des flux sédimentaires qualitatifs et quantitatifs sur la zone intertidale de plages d'Aquitaine, elles ont surtout montré la difficulté d'obtenir ce type de données in-situ. En particulier, il faudrait déployer un nombre considérable de pièges à sédiment dans les zones intertidales et subtidale afin de quantifier et décrire la structure horizontale des flux sédimentaires.

## III.5 Morphodynamique

L'étude de la morphodynamique des barres sédimentaires de la côte aquitaine a été entreprise depuis quelques années au DGO. Comme nous l'avons vu précédemment, les systèmes barre/bâine et les barres en croissant peuvent prendre des formes complexes et variées. Plusieurs études ont permis de caractériser les vitesses de migration des systèmes parallèlement à la côte, et d'établir des modèles conceptuels d'évolution des différents bancs de sable en fonction du forçage hydrodynamiques. Ces résultats sont résumés ci-dessous.

### III.5.1 Le système barre/bâine

L'étude pendant 3 ans de la plage du Truc Vert a permis de décrire le comportement global du système barre/bâine en fonction du forçage au large (De Melo Apoluceno, 2003). Entre novembre 1998 et octobre 2001, 46 levés de trait de côte au GPS ou DGPS ont été effectués, ainsi que des relevés morphologiques sur profils (39 profils simples et 7 couvertures complètes de la zone). Cela constitue une base de données très complète, à partir de laquelle De Melo Apoluceno (2003) a proposé des modèles morphodynamiques de formation, de destruction et de migration des systèmes barre/bâine.

#### III.5.1.a Formation et destruction des systèmes

La formation des systèmes barre/bâine est décrite par De Melo Apoluceno (2003) (Groupe I) en partant de systèmes irréguliers (type II) pour des conditions de houle peu énergétiques (voir Fig. III.11 montrant les différents groupes et types morphologiques). La Figure III.21 montre la formation en 4 phases du système barre/bâine, pour arriver à la formation d'un système régulier avec des bâines qui s'ouvrent au SW dans la direction de la dérive littorale. Cette séquence de mise en place des systèmes barre/bâine est fortement inspirée d'une séquence très significative observée entre le 9 mai et le 20 septembre 2001. Toutefois, d'autres séquences de formation de système barre/bâine (Groupe I) ne sont pas en accord avec ce modèle conceptuel, en particulier au niveau des temps de réponse morphodynamiques.

Qualitativement, les conditions peu énergétiques favorisent un transport sédimentaire net vers le rivage. Du sédiment provenant de la plage sous-marine peut ainsi nourrir la zone intertidale et le haut de plage. Le système barre/bâine devient plus volumineux et la bâine se creuse en s'ouvrant vers le SW si la houle est majoritairement d'incidence W-WNW.

Lors de conditions de houle très énergétiques, on peut observer la destruction complète ou incomplète des systèmes barre/bâine. Il en résulte également un déplacement des barres vers le large qui les rend difficilement observables. Ce processus de déstructuration va transformer un système régulier orienté SW (type I) vers des systèmes irréguliers et chao-

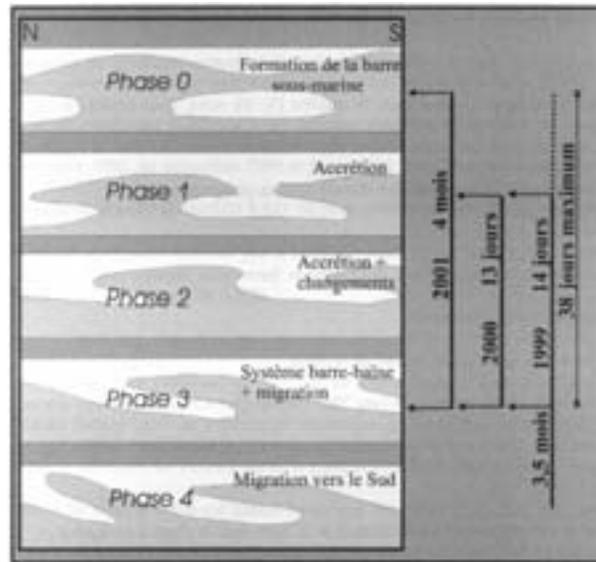


FIG. III.21 – Séquence de formation des systèmes barre/baïne pendant des conditions de houle dites estivales en quatre phases : barre sous-marine, accolement de la barre, et orientation du dispositif au SW-NE, d'après De Melo Apoluceno (2003)

tiques (type II) ou beaucoup plus rarement vers une plage plane (type III). La Figure III.22 montre la schématisation de cette déstructuration ainsi qu'un ordre de grandeur des temps de réponse morphodynamiques et des conditions de vagues au large. On observe ainsi une fragmentation du système barre/baïne et un transport sédimentaire net dirigé vers le large qui va nourrir la barre subtidale et/ou contribuer à la formation de croissants intermédiaires.

Ces deux séquences (Fig. III.21 et III.22) fournissent une bonne description des changements de morphologie des barres intertidales que l'on peut couramment observer sur les plages intertidales d'Aquitaine. Cela met en évidence la nécessité d'épisodes de conditions très énergétiques pour permettre la formation du système pendant le tombant de la tempête. Enfin, l'influence de la direction de propagation des vagues est négligée dans l'étude. Or, il paraît évident que l'incidence des vagues est un paramètre clef de la formation, de la migration et de la destruction des barres sableuse.

### III.5.1.b Migration des systèmes

Lafon et al. (2002) ont utilisé cette fois l'imagerie satellite à haute résolution afin de quantifier les mouvements des systèmes barre/baïne parallèlement à la côte, à partir de 2 images SPOT acquises pendant l'été 1989. Au moyen d'un modèle de réflectance (Lee et al., 1998) calibré sur le terrain, le trait de côte est extrait de l'image satellite quelle que soit la hauteur d'eau au-dessus du zéro hydrographique. Sur une portion de 35km de la côte girondine au Nord du bassin d'Arcachon, et comprenant la zone de la plage du Truc Vert,

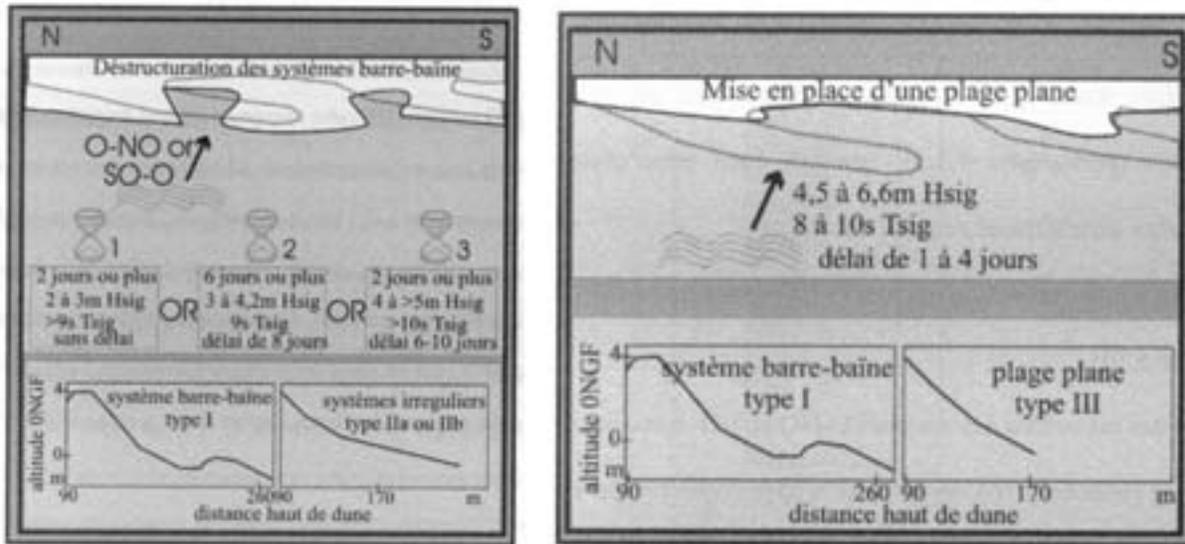


FIG. III.22 – Séquence de déstructuration des systèmes réguliers de barre/baïne (type I) pendant des conditions de vagues très énergétiques, avec ordres de grandeur du temps nécessaire et de la taille des vagues, d'après De Melo Apoluceno (2003)

Lafon et al. (2002) ont étudié la morphologie et le déplacement des systèmes. Les résultats montrent que la morphologie des systèmes ne change quasiment pas, mais que le système dans sa globalité migre vers le sud avec une vitesse moyenne de  $2.4\text{m}/\text{jour}$  (avec 16% des systèmes qui migrent vers le Nord). La Figure III.23 montre la superposition des 2 contours des systèmes barre/baïne pendant l'été 1989 qui permet de quantifier le déplacement des systèmes vers le sud.

Les résultats présentés ici donnent des ordres de grandeur des valeurs des vitesses de migration ou de mise en place, et ouvrent la voie à d'autres études. En effet, l'hydrodynamique sédimentaire au-dessus de ces systèmes n'a jamais été étudiée en corrélation avec des données directionnelles de vagues fiables. De plus, les mécanismes de génération et de propagation des systèmes barre/baïne n'a encore jamais été abordé.

### III.5.2 Les barres en croissant

Nous avons vu dans la partie consacrée à la description de la morphologie des barres sableuses que les barres en croissant peuvent prendre des formes plus ou moins symétriques. Plusieurs hypothèses ont été avancées afin d'expliquer la présence de ces formes. La migration de ce système a également été l'objet d'une étude par Lafon et al. (2004a). Une synthèse de ces travaux ainsi que les différentes questions que l'on se pose sur ces croissants sont présentés ci-dessous.

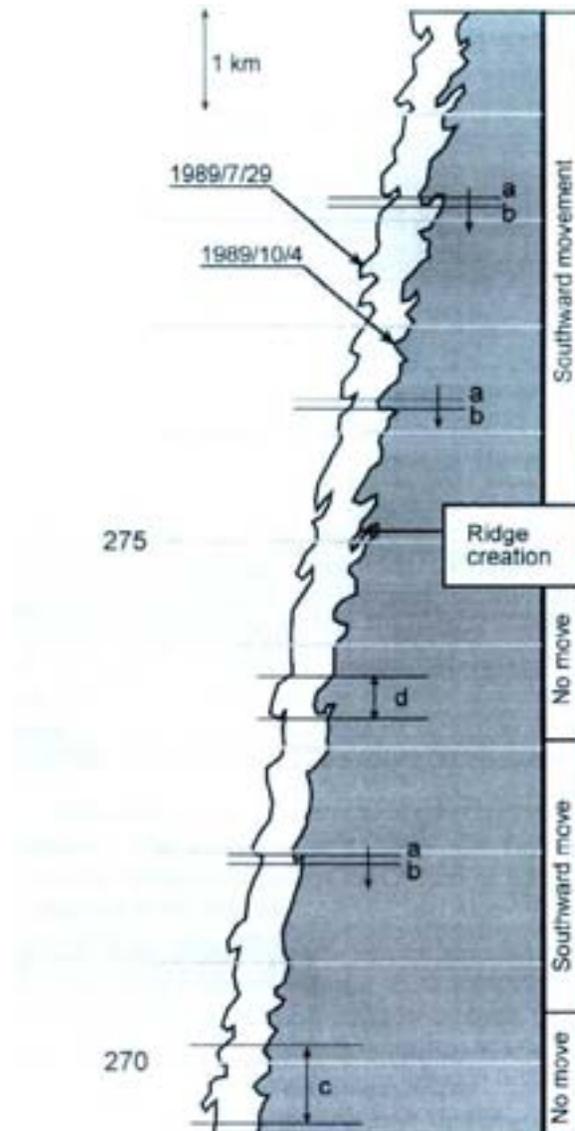


FIG. III.23 – Superposition des 2 contours des systèmes barre/baïne pendant l'été 1989, permettant de quantifier leur déplacement parallèlement à la côte, d'après Lafon et al. (2002)

### III.5.2.a Influence de la houle au large sur la symétrie des croissants

Plusieurs hypothèses ont été avancées afin d'expliquer le changement de la morphologie des croissants vers une forme dissymétrique (barres en lune orientées W-NW/E-SE, voir Fig. III.15). Lafon et al. (2004a) estiment par exemple que c'est l'existence, rarement observée, de vent et de houles de sud-ouest énergétiques qui est à l'origine de ce changement de morphologie. A partir de cette hypothèse, Lafon et al. (2004a) ont établi un modèle conceptuel de morphologie des barres en croissant. La Figure III.24 montre ce modèle conceptuel et les conditions de houle correspondant à chaque morphologie.

Cette hypothèse sera discutée plus loin dans le chapitre traitant des simulations mor-

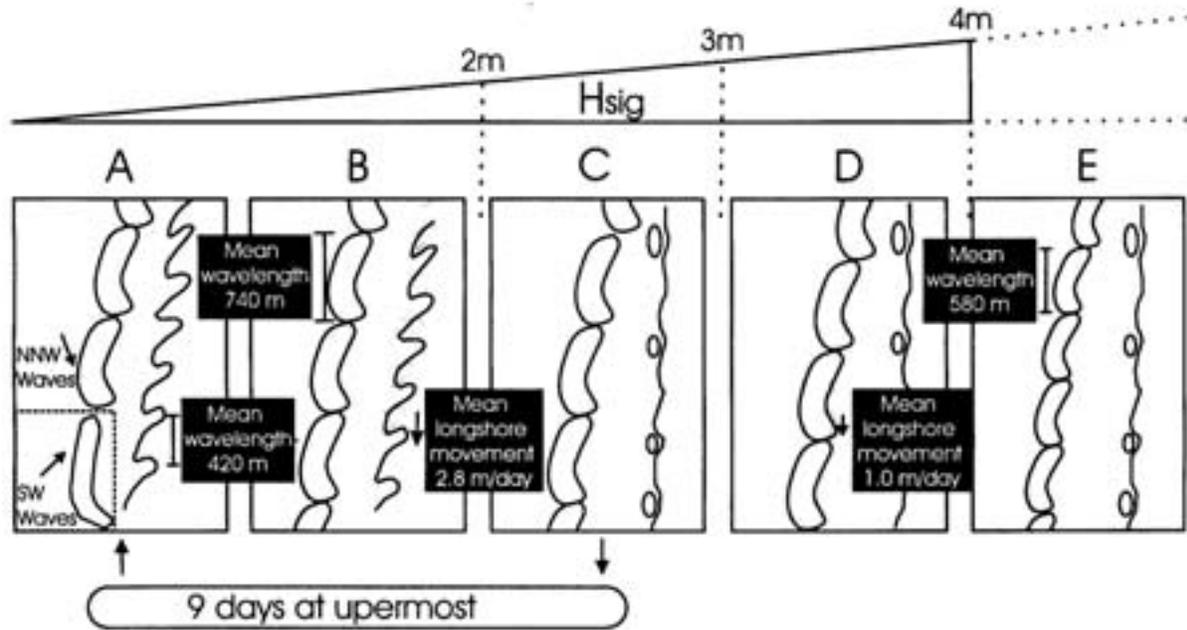


FIG. III.24 – Modèle conceptuel de morphologie des barres en croissant en fonction des conditions de houle au large (Lafon et al., 2004a)

phodynamiques (chapitre VI), mais certains faits nous permettent déjà de la contester. Tout d'abord les données de vagues directionnelles qui ont conduit à cette proposition sont issues de modèle numérique qui comporte des incertitudes. Ensuite, par symétrie, les vagues d'incidence NW favoriseraient la formation de barres en lunes orientées W-SW/E-NE. Pourtant cette direction de houle est prédominante sur la côte aquitaine et cette orientation de barres en lune jamais observée. Enfin, des observations personnelles des bancs de sables tout au long de l'année sur la côte aquitaine ne vérifient pas cette hypothèse. Par exemple cette configuration de barres en lune orientées W-NW E-SE est couramment observée, particulièrement au printemps et en automne après des périodes de houles longues d'incidence W-NW. En effet, ces bancs de sables produisent des vagues qui déroulent sur de longues distances très appréciées des surfeurs, et qui font de cette côte un lieu mondialement connu pour la pratique du surf. La Figure III.25 illustre le type de déferlement que produisent ces barres dissymétriques pendant des houles longues d'incidence W-NW.

D'autres zones d'ombre subsistent sur la connaissance de ces barres subtidales.

On peut tout d'abord se demander si, après une très longue période de vagues peu énergétiques, la barre subtidale ne se connecte pas entièrement au haut de plage. A Palm Beach en Australie par exemple, on observe une connection des barres en croissant sur le haut de plage après une longue période de temps calme, et donc la disparition de barre

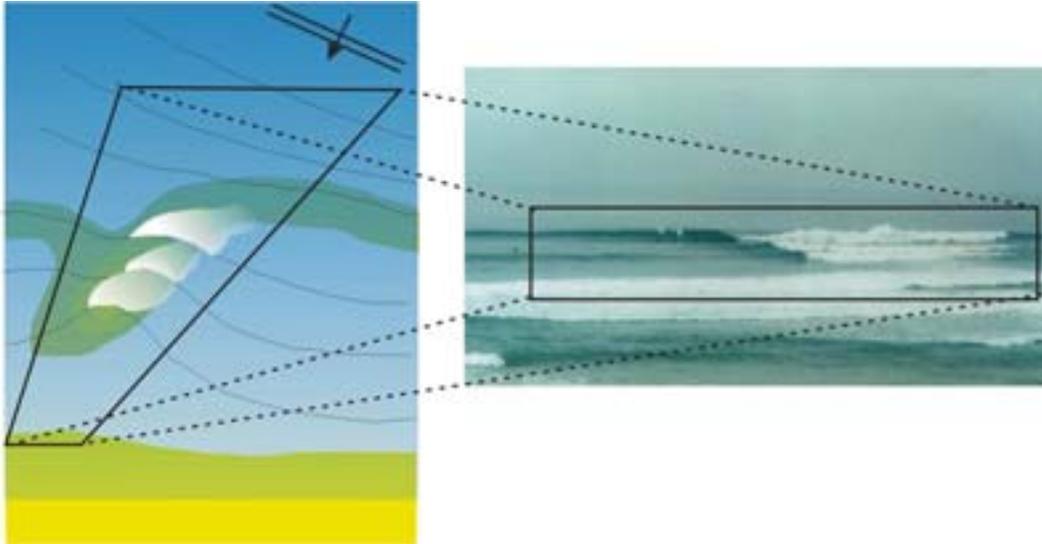


FIG. III.25 – Schématisation et photo des vagues propices à la pratique du surf formées par les houles de W-NW au-dessus des barres en croissant dissymétriques

subtidale proprement dite. Cette configuration n'a toutefois encore jamais été observée sur la côte aquitaine, et apparaît comme peu probable.

On peut aussi se demander si les barres en croissant sont vraiment présentes tout au long de l'année sur le littoral aquitain. En effet, l'ensemble des campagnes bathymétriques, photos aériennes et images satellite (lorsque la visibilité et la turbidité le permettent) montrent la présence de barres en croissant dans la zone subtidale.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe II.3.3. les barres sous-marines des plages intermédiaires peuvent devenir rectilignes pendant les épisodes de forte tempête. Sur la côte aquitaine, les barres en croissant sont observées sur l'ensemble des images satellite en notre possession, lorsque la turbidité de l'eau le permet. Sur la Figure III.26 on observe une photo aérienne du littoral aquitain pendant un épisode de tempête avec des hauteurs de vagues de l'ordre de  $5m$ . La zone de déferlement est vaste et nous permet de distinguer les barres en croissant subtidales, et en particulier les fosses de lévigation où les vagues arrêtent de déferler. Toutefois, rien ne nous permet d'affirmer que cette transformation en barre rectiligne n'existe pas. Par exemple, la Figure III.27 montre une photo aérienne (IGN) sur laquelle on observe une barre subtidale quasiment rectiligne. Même si cette barre rectiligne n'est présente que sur quelques kilomètres de côte, elle est observée pour des conditions de vagues peu énergétiques. On peut donc imaginer qu'un épisode de tempête pourrait conduire à la formation d'une barre rectiligne. Cette question reste donc à l'heure actuelle sans réponse, et seule la mise en place d'un système d'imagerie vidéo de type ARGUS semble pouvoir nous permettre d'y répondre avec certitude.



FIG. III.26 – Photo aérienne du littoral aquitain lors d'une tempête. D'après les zones de déferlement on peut distinguer les fosses de lévigation associées aux barres en croissant

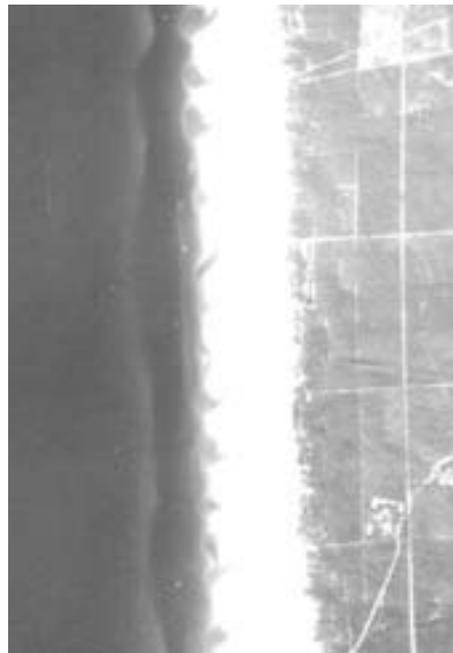


FIG. III.27 – Photo aérienne (IGN-1978) du littoral aquitain montrant la présence de barres en croissant quasi-rectilignes

### III.5.2.b Migration "longshore" des barres croissant pendant l'été

Sur le littoral aquitain, la migration parallèlement à la côte des barres en croissant a été pour la seule et unique fois étudiée par Lafon et al. (2004a). Sur plusieurs couples d'images satellite le déplacement vers le sud des croissants subtidaux a été estimé à environ  $1m/jour$  pendant l'été 1991 et 1999. La Figure III.28 montre la superposition des deux contours des systèmes de barres en croissant permettant de quantifier cette migration. Les résultats montrent également que si le mouvement du système dans sa globalité est bien dirigé vers le sud, environ 80 à 90% des cornes des croissants peuvent migrer vers le Nord. (Lafon et al., 2004a) ont montré que pendant ces deux étés, les barres en croissant migraient vers le Sud à une vitesse moyenne de  $1m/jour$ .

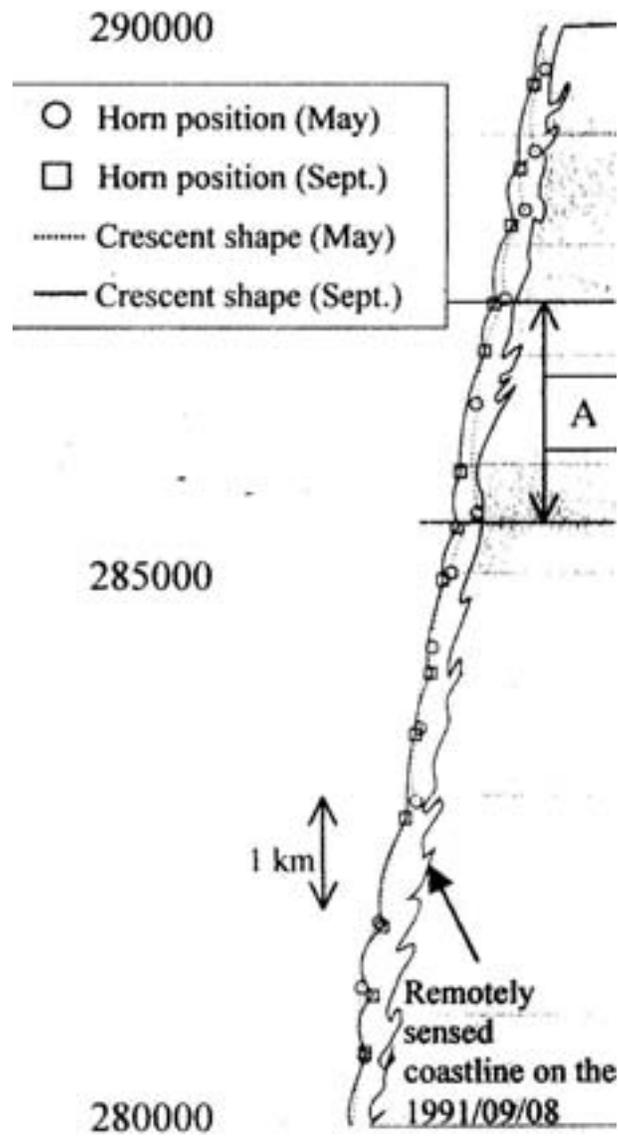


FIG. III.28 – Superposition des 2 contours des systèmes de barres en croissant à partir d'images SPOT pendant l'été 1991 entre le mois de mai et le mois de septembre, et permettant de quantifier la migration parallèlement à la côte (Lafon et al., 2004b)a

### III.5.3 Interaction entre les deux systèmes

L'interaction qui existe entre les barres subtidales et intertidales des plages d'Aquitaine est un sujet de recherche récent à l'UMR EPOC. En effet sur une moyenne annuelle ou décennale, les longueurs d'onde des croissants et des systèmes barre/baïne respectivement de 700m et 400m ne permettent pas d'établir de lien entre les 2 systèmes. De plus, les temps de réponse morphodynamiques et les vitesses de migration sont sensiblement différentes. En effet pendant l'été nous avons vu que le déplacement des barres en croissant et des systèmes barre/baïne étaient de l'ordre de respectivement 1m/jour et 2.4m/jour.

Par contre à un instant donné certaines images satellites ou aériennes montrent un lien fort entre la morphologie des systèmes intertidal et subtidal. La Figure III.29 montre deux configurations où les morphologies des croissants et des systèmes barre/baïne sont liées. Sur la Figure III.29.A on observe une image SPOT de croissants subtidaux réguliers, chacun associé à deux systèmes barre/baïne. On remarque également la présence d'un croissant intermédiaire connecté à chaque système barre/baïne. La Figure III.29.B montre une photo aérienne sur laquelle on observe que chaque croissant subtidal est associé à une barre parallèle à la côte dans la zone intertidale et déconnectée du haut de plage. On remarque également que la corne des croissants est quasiment connectée à la zone intertidale et que les croissants intermédiaires sont absents.

Ces deux dernières figures montrent la complexité de cet environnement et la forte interaction qui peut exister entre ces deux systèmes. Les processus physiques qui permettent aux systèmes d'interagir ainsi que les différentes hypothèses permettant d'expliquer l'occurrence de ces configurations seront explicités plus loin dans le manuscrit.

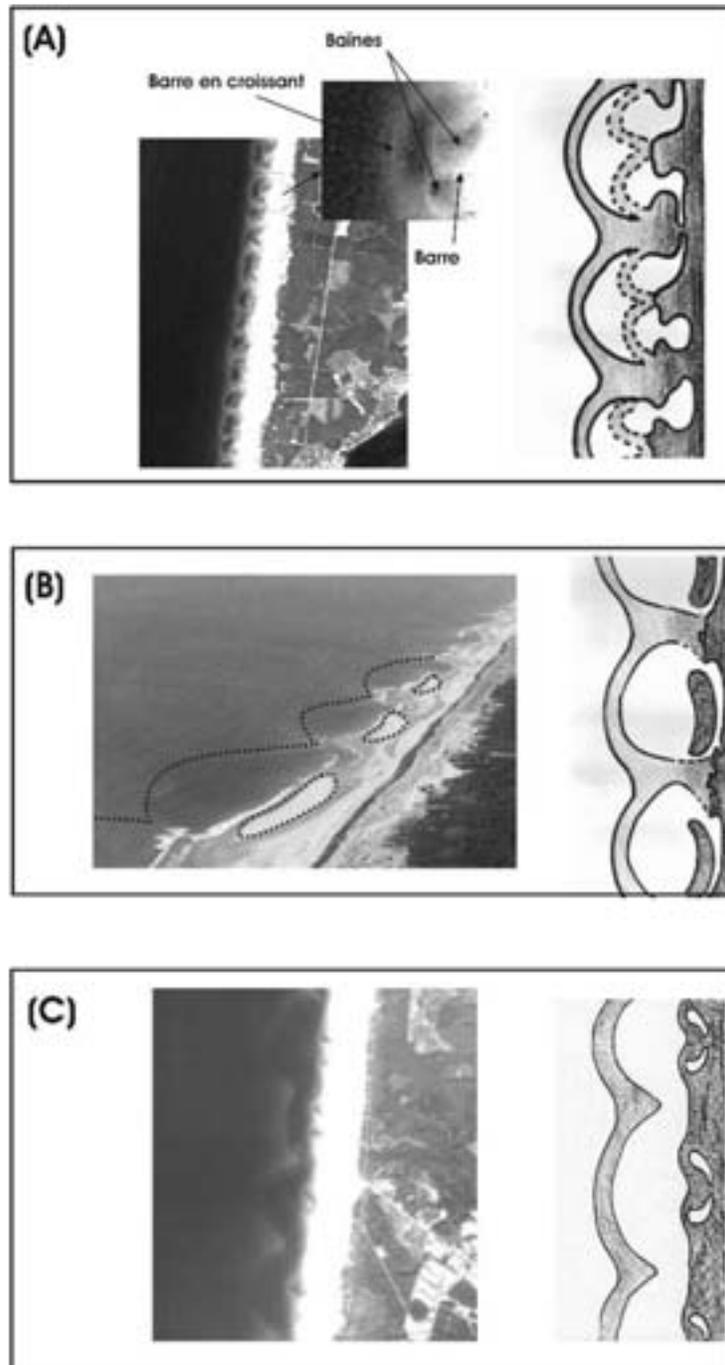


FIG. III.29 – Observation de morphologies couplées entre les zones subtidale et intertidale. A : Image SPOT 15/05/01 où chaque croissant est associé à deux systèmes barre/baïne ; B : Photo aérienne où chaque croissant est associé à une barre intertidale parallèle à la côte et déconnectée du haut de plage ; C : Photo aérienne (campagne IGN 1978) où chaque croissant est associé à deux systèmes barre/baïne très rapprochés

## III.6 Conclusion

Les barres sableuses observées sont tridimensionnelles, quasi-périodiques et présentent une variabilité le long de la côte aquitaine. On distingue le système barre/baïne dans la zone intertidale et le système de barres en croissant dans la zone intertidale. A partir de relevés topographiques et du traitement d'images satellites, le DGO a étudié la morphologie de ces systèmes et en a décrit les principales caractéristiques (longueur d'onde et morphologie). La réponse du système barre/baïne au forçage au large a fait l'objet d'un modèle morphodynamique conceptuel de formation, de destruction et de migration des systèmes barre/baïne. Par contre le comportement des barres en croissant reste beaucoup plus flou. De plus les 2 systèmes peuvent interagir fortement et donner lieu à la présence de morphologies complètement couplées des systèmes de barre/baïne et des systèmes de barres en croissant. Enfin, il reste à préciser si les barres en croissant sont présentes tout le long de l'année sur le littoral aquitain, particulièrement pendant les épisodes de tempête.

Cette synthèse permet de soulever quelques questions essentielles sur l'hydrodynamique sédimentaire induite par les vagues sur les plages d'Aquitaine. La modélisation 2DH, introduite dans la partie II.3.2. et développée dans le chapitre 4, peut permettre de répondre à ces questions :

- Quelle est la structure, l'intensité et la sensibilité au forçage des vagues et à la morphologie des barres sableuses des courants moyens sur les plages d'Aquitaine ? (chapitre V)
- Quels sont les mécanismes de formation, de développement et de migration des barres sédimentaires tridimensionnelles observées sur la côte aquitaine ? (parties VI.2)
- Par quels mécanismes et quel forçage des vagues les barres intertidales et subtidales interagissent-elles (voir Fig. III.29) ? (partie VI.3)
- Comment peut-on expliquer les différentes morphologies de barres en croissant et de barre/baïne ? (partie VI.1 et VI.4)



# Chapitre IV

## Modèle morphodynamique

## Contents

---

<b>IV.1 Introduction</b>	<b>126</b>
<b>IV.2 Modèle spectral de vagues</b>	<b>128</b>
IV.2.1 Formulation	128
IV.2.1.a Frottement au fond	129
IV.2.1.b Déferlement bathymétrique	129
IV.2.1.c Interaction entre triplets de fréquence :	130
IV.2.2 Paramètres de sortie de SWAN utilisés	131
<b>IV.3 Modèle de courants moyens</b>	<b>133</b>
IV.3.1 Modèle 2DH	133
IV.3.1.a Hypothèses et représentation de l'écoulement	133
IV.3.1.b Intégration spatio-temporelle	134
IV.3.2 Fermeture du modèle	135
IV.3.2.a Tenseur du mélange de la quantité de mouvement $\overline{T}_{ij}$	135
IV.3.2.b Tenseur des contraintes au fond $\overline{\tau}_i$	136
<b>IV.4 Transport sédimentaire</b>	<b>137</b>
IV.4.1 Formule de Bailard (1981)	137
IV.4.2 Caractère diffusif	138
<b>IV.5 Couplage de modules</b>	<b>139</b>
IV.5.1 Couplage vagues/courants moyens	139
IV.5.1.a Contribution du mouvement organisé des vagues (tensions de radiation) $\overline{S}_{ij}$	139
IV.5.1.b Contribution du rouleau de déferlement ("roller")	140
IV.5.1.c Forçage pour les vagues aléatoire	141
IV.5.2 Couplage morphodynamique	141
IV.5.2.a Evolution du fond	141
IV.5.2.b Rétroaction du fond sableux sur la houle	142

---

## IV.1 Introduction

La stratégie de modélisation mise en œuvre pendant cette thèse s'inscrit dans l'approche 2DH introduite dans la partie 2.3.2. Nous décrivons ici les différentes hypothèses des modèles hydro-sédimentaires que nous utilisons pour nos simulations de la dynamique des plages sableuses de la côte aquitaine.

Notre modèle morphodynamique est composé de 3 modules : un module de vagues spectral SWAN (Booij et al., 1999) développé à la Technical University Delft, et les modules hydrodynamiques et sédimentaires du modèle MORPHODYN développé par Saint-Cast (2002) dans le cadre d'une collaboration entre les laboratoires DGO et MASTER de l'Université Bordeaux I. Le lecteur pourra se reporter à Saint-Cast (2002) pour une description détaillée des méthodes de résolution numérique utilisées dans MORPHODYN.

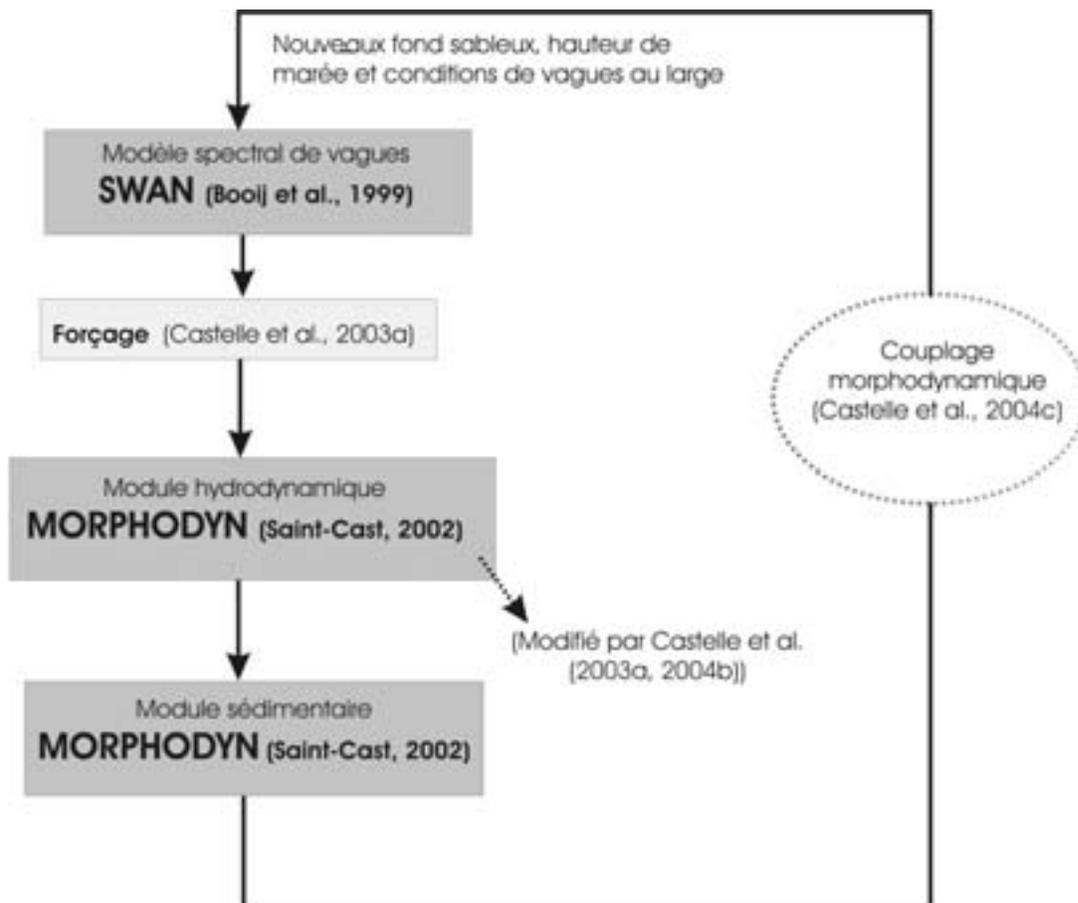


FIG. IV.1 – Composition de notre modèle morphodynamique de plages sableuses

Pendant cette thèse, les différents modules (vagues, courants moyens, transport sédimentaire et rétroaction sur le champ de vagues) ont été couplés. La Figure IV.1 montre la composition de notre modèle morphodynamique et les contributions des différents auteurs. La rétroaction du fond sableux sur le champ de vagues s'accompagne de la prise en compte

du nouvel état de marée et des nouvelles conditions de houle au large, ce qui nous permet donc de simuler l'évolution de la morphologie des barres sableuses dans des conditions réelles.

Le couplage morphodynamique complet avec rétroaction du fond sableux sur le champ de vagues incident permet de simuler l'évolution de la morphologie des barres sableuses en fonction du forçage des vagues. L'évolution temporelle du système non-linéaire complètement couplé "vague/courant/évolution du fond" sera simulée (chapitre VI) et nous permettra ainsi de vérifier si les mécanismes d'auto-organisation sont à l'origine de la formation et du développement de barres tridimensionnelles.

Ce chapitre s'articule de manière suivante. Tout d'abord nous présenterons le modèle mathématique de vagues spectral SWAN utilisé pour forcer notre modèle morphodynamique. Ensuite nous décrirons le modèle de courants moyens intégrés sur la verticale (2DH) et le modèle de transport sédimentaire. Enfin nous décrirons le couplage des différents modules, en particulier le forçage des vagues et la rétroaction du fond sableux sur le champ de vagues, avant de conclure.

## IV.2 Modèle spectral de vagues

Dans cette partie nous décrivons le modèle de vagues en milieu côtier SWAN développé à Delft Hydraulics (Booij et al., 1999), qui permet de décrire la génération et la propagation des vagues quand les phénomènes de diffraction et de réflexion sont négligeables. La capacité de SWAN à simuler le champ de vagues en milieu côtier, hors et dans la zone de déferlement, a été testée par de très nombreux auteurs (par exemple Ris et al. (1998)) sur différents cas tests qui donnent des résultats satisfaisants. Dans cette partie, nous nous focalisons uniquement sur les équations et les paramétrisations utilisées dans le cadre de notre étude (pour plus de détails sur la description de SWAN dans sa globalité voir Booij et al. (1999)). Nous nous intéressons uniquement à l'influence du fond sur le champ de vagues en milieu peu profond (frottement au fond, déferlement bathymétrique, interactions non-linéaires entre triplets de fréquence), mais pas à l'influence du vent (génération de vagues, dissipation due au "moutonnement" ou "whitecapping"). En effet, l'action du vent n'est pas pris en compte d'une part pour restreindre au maximum le nombre de paramètres de notre modèle, et d'autre part parce que l'évolution de la morphologie des barres sableuses que nous étudions est en grande partie contrôlée par l'action des houles océaniques (générées à plusieurs milliers de kilomètres de notre zone d'étude).

### IV.2.1 Formulation

SWAN est un code de propagation de houle basé sur l'équation de conservation de la densité spectro-angulaire d'action des vagues  $N(\sigma, \theta, x, y, t)$  où  $\sigma$  est la fréquence relative et  $\theta$  la direction des vagues. La densité d'action des vagues  $N(\sigma, \theta, x, y, t)$  est obtenue à partir de la densité d'énergie des vagues  $E_s(\sigma, \theta)$  :

$$N(\sigma, \theta) = \frac{E_s(\sigma, \theta)}{\sigma} \quad (\text{IV.1})$$

L'équation de conservation de la densité spectrale d'action de vagues s'écrit (Hasselmann et al., 1973) :

$$\frac{\partial \mathbf{N}}{\partial t} + \frac{\partial (\mathbf{C}_x \mathbf{N})}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\partial (\mathbf{C}_y \mathbf{N})}{\partial \mathbf{y}} + \frac{\partial (\mathbf{C}_\sigma \mathbf{N})}{\partial \sigma} + \frac{\partial (\mathbf{C}_\theta \mathbf{N})}{\partial \theta} = \frac{\mathbf{S}}{\sigma} \quad (\text{IV.2})$$

Dans cette équation le premier terme  $\frac{\partial N}{\partial t}$  correspond à la variation temporelle de densité d'action des vagues. Les formulations des différentes vitesses de transfert de densité d'action des vagues ( $C_x$ ,  $C_y$ ,  $C_\sigma$  et  $C_\theta$ ) sont issues de la théorie linéaire et de l'équation de conservation du nombre de crêtes (Whitham, 1974; Mei, 1989; Dingemans, 1997).  $C_x$  et  $C_y$  sont les vitesses de propagation dans l'espace (x,y) de la houle et  $C_\sigma$  traduit le transfert d'énergie en fréquence.  $C_x$ ,  $C_y$  et  $C_\sigma$  résultent de l'action combinée d'un courant moyen  $\vec{U}$  et des variations bathymétriques. Le dernier membre de gauche  $C_\theta$  représente le transfert

d'énergie angulaire.

Dans le membre de droite,  $S = S(\sigma, \theta, x, y, t)$  correspond à la somme des termes source et termes puit.  $S(\sigma, \theta, x, y, t)$  contribue à la dissipation ou à la génération de densité d'action des vagues (déferlement, génération par le vent, interaction entre triplets ou quadruplets de fréquence...). Dans la suite, nous nous focalisons sur les processus pris en compte dans le terme source  $S(\sigma, \theta)$  pour nos simulations sur les plages d'Aquitaine. Nous ne décrivons pas la contribution du vent (génération, dissipation par moutonnement), ni l'interaction entre les quadruplets de fréquence. Par contre, la contribution du déferlement bathymétrique ( $S_{Deferl}$ ), du frottement au fond ( $S_{Fond}$ ) et des interactions entre triplets de fréquence  $S_{Triplet}$  sont pris en compte :

$$S(\sigma, \theta) = S_{Deferl}(\sigma, \theta) + S_{Fond}(\sigma, \theta) + S_{Triplet}(\sigma, \theta) \quad (IV.3)$$

#### IV.2.1.a Frottement au fond

La paramétrisation du frottement au fond utilisée pour nos simulations est celui de Madsen et al. (1988). La formulation du terme source associé à cette dissipation d'énergie s'écrit :

$$S_{Fond}(\sigma, \theta) = -C_{Madsen} \frac{\sigma^2}{g^2 \sinh^2 kd} E_s(\sigma, \theta) \quad (IV.4)$$

où  $C_{Madsen}$  est le coefficient de frottement au fond tel que :

$$C_{Madsen} = f_w \frac{g}{\sqrt{2}} \quad (IV.5)$$

où  $f_w$  est un paramètre de frottement adimensionné calculé d'après Jonsson (1966) :

$$\frac{1}{4\sqrt{f_w}} + \log_{10} \left[ \frac{1}{4\sqrt{f_w}} \right] = m_f + \log_{10} \left[ \frac{a_b}{K_N} \right] \quad (IV.6)$$

où  $m_f = -0.08$  (Jonsson and Carlsen, 1976),  $K_N$  est la rugosité du fond et  $a_b$  est un paramètre représentatif de l'amplitude de la vitesse des particules fluides proche du fond tel que :

$$a_b^2 = 2 \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \frac{1}{\sinh^2 kd} E_s(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (IV.7)$$

#### IV.2.1.b Déferlement bathymétrique

Avant de donner l'expression du taux de dissipation d'énergie des vagues, on définit  $E$  l'énergie totale des vagues :

$$E = \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} E_s(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (IV.8)$$

et  $\bar{\sigma}$  et la fréquence moyenne :

$$\bar{\sigma} = E^{-1} \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \sigma E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (\text{IV.9})$$

Le modèle de dissipation d'énergie des vagues due au déferlement bathymétrique est donné par Battjes and Janssen (1978). Le taux de dissipation d'énergie  $D$  s'écrit :

$$D = -\frac{1}{4} Q_b \left( \frac{\bar{\sigma}}{2\pi} \right) H_m^2 \quad (\text{IV.10})$$

où  $Q_b$  est la fraction de vagues qui ont déferlé. D'après Battjes and Janssen (1978)  $Q_b$  est donné par :

$$\frac{1 - Q_b}{\ln Q_b} = -8 \frac{E}{H_m^2} \quad (\text{IV.11})$$

et où  $H_m$  est la plus grande hauteur de vague qui peut exister pour la profondeur d'eau locale :

$$H_m = \gamma h \quad (\text{IV.12})$$

Battjes and Janssen (1978) ont utilisé  $\gamma = 0.73$  en accord avec le critère de Miche. Battjes and Stive (1985) ont ensuite utilisé ce modèle sur différentes mesures sur plages réelles (planes et à barres) et en laboratoire. Ils ont montré que  $\gamma$  variait entre 0.6 et 0.83, avec une valeur moyenne de 0.73. C'est cette valeur que nous utiliserons pour nos calculs.

Le terme de dissipation due au déferlement bathymétrique s'écrit finalement :

$$S_{Deferl}(\sigma, \theta) = D \frac{E(\sigma, \theta)}{E} \quad (\text{IV.13})$$

#### IV.2.1.c Interaction entre triplets de fréquence :

En milieu très peu profond, classiquement en zone de surf, les interactions non-linéaire entre triplets de fréquence sont responsables d'un transfert d'énergie vers les hautes fréquences (Beji and Battjes, 1993) (voir partie II.2.1). Dans SWAN, on utilise la "Lumped Triad Interaction" LTA (Eldeberky and Battjes, 1996) qui est un modèle qui permet de calculer correctement les interactions entre triplets de fréquence avec des temps de calcul convenables (Becq, 1998). Le terme source  $S_{Triplet}$  relatif aux interactions non-linéaires entre triplets de fréquence se décompose en deux termes :

$$S_{Triplet} = S_{Triplet}^+ + S_{Triplet}^- \quad (\text{IV.14})$$

où

$$S_{Triplet}^+(\sigma, \theta) = \max(0, \alpha_{Triplet} 2\pi c c_g J^2 |\sin(\beta)| [E^2(\sigma/2, \theta) - 2E(\sigma/2, \theta)E(\sigma, \theta)]) \quad (\text{IV.15})$$

et

$$S_{Triplet}^-(\sigma, \theta) = -2S_{Triplet}^+(2\sigma, \theta) \quad (IV.16)$$

$\alpha_{Triplet}$  est un coefficient égal à 0.1. La biphasse  $\beta_b$  est approchée par :

$$\beta_b = \frac{\pi}{2} \left( 1 + \tanh \left( \frac{0.2}{U_{rs}} \right) \right) \quad (IV.17)$$

où le nombre d'Ursell  $U_{rs}$  est :

$$U_{rs} = \frac{g}{8\sqrt{2}\pi^2} \frac{H_s \bar{T}^2}{d^2} \quad (IV.18)$$

avec  $\bar{T} = 2\pi/\bar{\sigma}$ .  $S_{Triplet}$  est calculé uniquement lorsque  $10 > U_{rs} > 0.1$ , ce qui correspond aux conditions d'eau très peu profonde.

Le coefficient  $J$  d'interaction entre triplets de fréquence est alors calculé :

$$J = \frac{k_{\sigma/2}^2 (gd + 2c_{\sigma/2}^2)}{k_{\sigma} d (gd + \frac{2}{15}gd^3k_{\sigma}^2 - \frac{2}{5}\sigma^2d^2)} \quad (IV.19)$$

## IV.2.2 Paramètres de sortie de SWAN utilisés

Les paramètres moyens de vagues utilisés pour calculer les termes de forçage de notre modèle de courants moyens sont :

La hauteur significative  $H_s$  :

$$H_s = 4 \sqrt{\int \int E(\omega, \theta) d\omega d\theta} \quad (IV.20)$$

La direction moyenne des vagues  $\theta_m$

$$\theta_m = \arctan \left( \frac{\int \sin(\theta) E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta}{\int \cos(\theta) E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta} \right) \quad (IV.21)$$

La longueur d'onde moyenne  $\lambda_m$

$$\lambda_m = 2\pi \left( \frac{\int k E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta}{\int E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta} \right)^{-1} \quad (IV.22)$$

La période moyenne  $T_m$

$$T_m = 2\pi \left( \frac{\int \int \omega E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta}{\int \int E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta} \right)^{-1} = 2\pi \left( \frac{\int \int \omega E(\omega, \theta) d\omega d\theta}{\int \int E(\omega, \theta) d\omega d\theta} \right)^{-1} \quad (IV.23)$$

A partir des ces différentes valeurs, on peut déduire les principales caractéristiques moyennes des vagues que nous utiliserons pour calculer les termes de forçage; elles sont décrites ci-dessous.

La hauteur quadratique moyenne des vagues  $H_{rms}$  :

$$H_{rms} = \frac{H_s}{\sqrt{2}} \quad (\text{IV.24})$$

Le nombre d'ondes moyen  $k_m$  :

$$k_m = \frac{2\pi}{\lambda_m} \quad (\text{IV.25})$$

La pulsation moyenne :

$$\omega_m^2 = gk_m \tanh(k_m \bar{h}) \quad (\text{IV.26})$$

La vitesse moyenne de phase du champ de vagues  $c_m$  :

$$c_m = \frac{\omega_m}{k_m} = \left( \frac{g}{k_m} \tanh k_m \bar{h} \right) \quad (\text{IV.27})$$

La vitesse moyenne de groupe du champ de vagues  $c_{gm}$  :

$$c_{gm} = \frac{\partial \omega_m}{\partial k_m} = \frac{1}{2} c_m \left( \frac{2k_m \bar{h}}{\sinh(2k_m \bar{h})} + 1 \right) \quad (\text{IV.28})$$

## IV.3 Modèle de courants moyens

### IV.3.1 Modèle 2DH

Dans cette partie, nous décrivons les hypothèses utilisées pour décrire l'écoulement moyen. Nous utilisons la théorie linéaire des vagues monochromatiques pour la contribution de la houle dans le forçage du mouvement des masses d'eau. L'extension des différentes formulations aux vagues réelles sera donnée dans la partie consacrée au forçage (partie IV.5).

#### IV.3.1.a Hypothèses et représentation de l'écoulement

On fait l'hypothèse que la vitesse de l'écoulement varie peu sur la verticale :

$$u_i(x, y, z, t) = U_{ci}(x, y, t) \quad , (i = 1, 2) \quad (\text{IV.29})$$

où  $(u_i)_{i=1,2}$  est le champ de vitesses horizontales.

On définit la moyenne temporelle comme :

$$\bar{(\cdot)} = \frac{1}{T_0} \int_{t-T_0/2}^{t+T_0/2} (\cdot) d\tau \quad (\text{IV.30})$$

où  $T_0$  correspond à une période supérieure à celle des ondes infragravitaires, mais suffisamment inférieure aux échelles temporelles associées au changement de conditions de houle au large ou à une évolution significative du niveau de marée. Cette définition est en accord avec celle donnée dans la partie II.2.3.

On définit les débits liquides moyens  $\vec{\bar{Q}}$  tels que :

$$\bar{Q}_i = \overline{\int_{Z_f}^{\eta} u_i(x, y, z, t) dz} \quad (\text{IV.31})$$

D'après Philipps (1977), le courant moyen  $(\bar{U}_{ci})_{i=1,2}$  :

$$\bar{U}_{ci}(x, y, t) = \bar{u}_i \quad , (i = 1, 2) \quad (\text{IV.32})$$

Cette définition diffère de celle proposée par Mei (1989) qui définit le courant moyen horizontal comme l'intégration du champ de vitesses suivant la verticale entre la cote du fond  $z = Z_f(x, y)$  et la surface libre  $z = \eta(x, y, t)$ , et moyennée sur la durée  $T_0$  :

$$\bar{U}_i(x, y, t) = \frac{1}{h} \overline{\int_{Z_f}^{\eta} u_i dz} \quad , (i = 1, 2) \quad (\text{IV.33})$$

Par analogie avec la description des vitesses dans les écoulements turbulents, on décompose la vitesse instantanée en une composante moyenne  $U_i$  et une composante fluctuante  $\hat{u}_i$  (Philipps, 1977) :

$$u_i(x, y, z, t) = U_i(x, y, t) + \hat{u}_i(x, y, z, t) \quad , (i = 1, 2) \quad (\text{IV.34})$$

On peut également décomposer la partie fluctuante des vitesses en 2 autres composantes :  $u'_i$  la composante oscillante associée au mouvement organisé des vagues, et  $u''_i$  la composante turbulente :

$$\hat{u}_i(x, y, z, t) = u'_i(x, y, z, t) + u''_i(x, y, z, t) \quad , (i = 1, 2) \quad (\text{IV.35})$$

Ce qui implique d'après l'équation (IV.34) que la moyenne temporelle de la composante fluctuante des vitesses est nulle :

$$\overline{\hat{u}_i}(x, y, z, t) = 0 \quad , (i = 1, 2) \quad (\text{IV.36})$$

Par contre, la moyenne temporelle de l'intégration des vitesses sur la verticale, c'est-à-dire les débits liquides  $\overline{\hat{Q}_i}$  associés aux vagues, n'est pas nul :

$$\overline{\hat{Q}_i} = \overline{\int_{Z_f}^{\eta} \hat{u}_i dz} \quad , (i = 1, 2) \quad (\text{IV.37})$$

En intégrant l'équation IV.34 sur la verticale on obtient les courants moyens  $\overline{U}_c$  en fonction  $\overline{\hat{Q}_i}$  et de la profondeur d'eau moyenne  $\overline{h}$  :

$$\overline{U}_{ci} = \frac{\overline{\hat{Q}_i} - \overline{\hat{Q}_i}}{\overline{h}} \quad (\text{IV.38})$$

On rappelle que, pour la définition de Mei (1989), les courants moyens  $\overline{U}$  sont donnés par :

$$\overline{U}_i = \frac{\overline{\hat{Q}_i}}{\overline{h}} \quad (\text{IV.39})$$

La définition du courant moyen utilisée dans le cadre de cette thèse (éq. IV.38) permet de prendre en compte la contribution du courant de retour ( $-\frac{\overline{\hat{Q}_i}}{\overline{h}}$ ).

### IV.3.1.b Intégration spatio-temporelle

Pour calculer le champ de courants moyens intégrés sur la verticale  $\overline{U}_c$ , il faut connaître  $\overline{\hat{Q}_i}$ . Pour cela on utilise l'intégration spatio-temporelle décrite ci-dessus des équations locales de conservation de la masse et de conservation de la quantité de mouvement, en utilisant les conditions limites cinématiques. La démonstration mathématique et les différentes hypothèses utilisées sont données en Annexe A.

L'intégration spatio-temporelle permet d'obtenir notre modèle 2DH :

$$\frac{\partial \overline{\hat{Q}_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\overline{\hat{Q}_i \hat{Q}_j}}{\overline{h}} \right) = -g\overline{h} \frac{\partial \overline{\eta}}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{S}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{R}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{T}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\overline{\tau}_i^F}{\rho} \quad (\text{IV.40})$$

où  $S_{ij}$  est le tenseur des tensions de radiation, ou excès de quantité de mouvement associé au mouvement organisé des vagues :

$$\overline{S}_{ij} = \overline{\int_{Z_f}^{\eta} P \delta_{ij} + \rho \hat{u}_i \hat{u}_j dz} - \frac{1}{2} \rho g \overline{h}^2 - \rho \frac{\overline{\hat{Q}_i \hat{Q}_j}}{\overline{h}} \quad (\text{IV.41})$$

$\overline{R}_{ij}$  est le tenseur d'excès de quantité de mouvement associé aux mouvements turbulents des vagues, et qui sera calculé plus loin en fonction de caractéristiques du rouleau de déferlement.  $\overline{T}_{ij}$  est le tenseur de mélange de la quantité de mouvement introduit dans l'équation A.31 pour intégrer implicitement la diffusion des courants moyens par turbulence et par cisaillement des courants moyens.  $\tau_{ij}^F$  est la contrainte de frottement au fond.

### IV.3.2 Fermeture du modèle

Dans cette partie, on précise les paramétrisations utilisées pour exprimer le mélange de la quantité de mouvement et la contrainte au fond  $\tau_{ij}^F$  et qui permettent de fermer notre modèle mathématique de courants moyens.

#### IV.3.2.a Tenseur du mélange de la quantité de mouvement $\overline{T}_{ij}$

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe II.2.3, les courants sont sujets à de lentes variations dans la bande infragravitaire. Cela est particulièrement vrai pour le courant de dérive dont le cisaillement induit des oscillations et des tourbillons (Slinn, 1998). Ces phénomènes ont pour effet de "mélanger" ou "diffuser" la quantité de mouvement moyen que nous cherchons à déterminer.

Par analogie avec le tenseur de contraintes de Reynolds, on peut estimer ce mélange des masses d'eau par un coefficient de mélange de la quantité de mouvement  $K_m$ . On peut alors estimer que ce mélange est fonction des variations spatiales des courants moyens :

$$\overline{T}_{ij} = \rho K_m \bar{h} \left( \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{IV.42})$$

Longuet-Higgins (1970) ont les premiers essayé de calibrer ce mélange en considérant que  $K_m$  était proportionnel à la distance entre la ligne d'eau et le point considéré représentée par  $L_t$  :

$$K_m = N \sqrt{g \bar{h}} L_t \quad (\text{IV.43})$$

où  $N < 0.016$ .

Cette paramétrisation a été initialement utilisée dans MORPHODYN par Saint-Cast (2002) et peut paraître réaliste pour des calculs sur une plage plane. Toutefois, pour les plages à barre(s) on ne peut plus considérer que la longueur de mélange latéral  $L_t$  est indépendant de la morphologie des barres. C'est pourquoi Battjes (1975) a fait l'hypothèse que le mélange des masses d'eau était du en grande partie à la turbulence tridimensionnelle générée par le déferlement bathymétrique. La nouvelle paramétrisation adoptée pour nos simulations devient donc :

$$K_m = M\bar{h} \left( \frac{D}{\rho} \right)^{\frac{1}{3}} + \nu_0 \quad (\text{IV.44})$$

où  $D$  est le taux de dissipation d'énergie des vagues du au déferlement bathymétrique (éq. IV.10),  $M$  une constante et  $\nu_0$  une constante empirique. Le tenseur du mélange de la quantité de mouvement devient donc :

$$\bar{T}_{ij} = \rho\bar{h} \left[ M\bar{h} \left( \frac{D}{\rho} \right)^{\frac{1}{3}} + \nu_0 \right] \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{IV.45})$$

#### IV.3.2.b Tenseur des contraintes au fond $\bar{\tau}_i$

La contrainte horizontale sur le fluide au fond est assimilable à une contrainte de cisaillement qui s'exprime en fonction des caractéristiques de l'écoulement au voisinage du fond, ainsi que des caractéristiques propres du fond (granulométrie, taille des rides, etc.). La formulation retenue pour cette étude est celle de Soulsby et al. (1993) :

$$\bar{\tau}_i = \rho C_f \|\vec{U}\| \frac{\bar{Q}_i - \bar{\hat{Q}}_i}{\bar{h}} \quad (\text{IV.46})$$

où  $C_f$  est un coefficient de frottement. Dans le cadre de la modélisation 2DH, on utilise le plus souvent l'approximation "courant faible" ou "weak flow" (Liu and Dalrymple, 1978; James, 1974) :

$$\bar{\tau}_i = \frac{2}{\pi} \rho C_f U_w \frac{\bar{Q}_i - \bar{\hat{Q}}_i}{\bar{h}} \quad (\text{IV.47})$$

où  $U_w$  est la vitesse orbitale induite par la houle au fond, et est donnée par la théorie linéaire :

$$U_w = \frac{\pi H}{T \sinh k\bar{h}} \quad (\text{IV.48})$$

## IV.4 Transport sédimentaire

Il existe pour l'approche 2DH de nombreuses formulations du transport sédimentaire sur les plages sableuses (Bijker, 1968; Bailard, 1981; Van Rijn, 1984; Dibajnia and Watanabe, 1992; Rey et al., 1998). Les flux sédimentaires sont calculés à partir des variables moyennes représentatives de l'écoulement : la hauteur d'eau locale  $\bar{h}$ , les débits liquides  $\bar{Q}$  et d'une vitesse de l'écoulement au fond représentative. La formulation de Bailard (1981) a été retenue pour l'utilisation de notre modèle. En effet, l'un des avantages de cette formulation est de pouvoir prendre en compte l'asymétrie des vagues et d'être en accord correct avec les mesures (Camenen and Larroudé, 2003).

### IV.4.1 Formule de Bailard (1981)

Les flux sédimentaires  $\vec{Q}_t$  sur l'ensemble du domaine sont donnés par la formule de Bailard (1981) qui permet de distinguer les 3 modes de transport sédimentaire : le transport en suspension  $Q_{s0}$  (et de sa composante par effet de pente  $Q_{s\beta}$ ), par charriage  $Q_{b0}$  (et de sa composante par effet de pente  $Q_{b\beta}$ ) :

$$\vec{Q}_t = \vec{Q}_{b0} + \vec{Q}_{b\beta} + \vec{Q}_{s0} + \vec{Q}_{s\beta} \quad (\text{IV.49})$$

avec

$$\vec{Q}_{b0} = \frac{\epsilon_b C_f}{g(s-1) \tan \phi} \overline{|\vec{u}_f(t)|^2 \vec{u}_f(t)} \quad (\text{IV.50})$$

$$\vec{Q}_{b\beta} = -\frac{\epsilon_b C_f}{g(s-1) \tan^2 \phi} \overline{|\vec{u}_f(t)|^3 \vec{\nabla}(Z_f)} \quad (\text{IV.51})$$

$$\vec{Q}_{s0} = \frac{\epsilon_s C_f}{g(s-1) w_s} \overline{|\vec{u}_f(t)|^3 \vec{u}_f(t)} \quad (\text{IV.52})$$

$$\vec{Q}_{s\beta} = \frac{\epsilon_s^2 C_f}{g(s-1) w_s^2} \overline{|\vec{u}_f(t)|^5 \vec{\nabla}(Z_f)} \quad (\text{IV.53})$$

où  $\phi \approx 32^\circ$  (Migniot, 1977) est l'angle de frottement interne au sédiment,  $\epsilon_b$  et  $\epsilon_s$  sont les facteurs d'efficacité du transport respectivement par charriage et par suspension. On note  $s$  le rapport de la masse volumique du sédiment sur celle de l'eau :

$$s = \frac{\rho_s}{\rho} \quad (\text{IV.54})$$

avec pour la silice  $\rho_s = 2650 \text{ kg.m}^{-3}$ , ce qui revient à  $s = 2.65$ .  $w_s$  est la vitesse de chute du sédiment dans la colonne d'eau et est donnée par Soulsby (1997) :

$$w_s = \frac{\nu}{d_{50}} (\sqrt{10.36^2 + 1.049 d_*^3} - 10.36) \quad (\text{IV.55})$$

où  $\nu$  est la viscosité cinématique du fluide, et  $d_*$  est le diamètre sédimentologique.

On note  $\vec{u}_f(t)$  la vitesse des particules au niveau du fond qui est fonction de la composante fluctuante liée à la houle  $\vec{u}_w(t)$  et du courant moyen  $\vec{U}_c$  :

$$\vec{u}_f(t) = \vec{U}_c + \vec{u}_w(t) \quad (\text{IV.56})$$

Pour une houle linéaire (sinusoïdale), l'expression eulérienne de la vitesse au fond est alors :

$$u_w(t) = U_w \cos(wt) \quad (\text{IV.57})$$

où  $U_w$  est donné par la théorie linéaire (éq. IV.48).

Cette paramétrisation permet d'obtenir  $\vec{u}_f$  pour le calcul des flux sédimentaires de la formule de Bailard (1981), mais ne prend pas en compte l'asymétrie de la houle. C'est cette paramétrisation que nous utiliserons pour les simulations de la formation des barres sédimentaires tridimensionnelles.

L'asymétrie des vagues sera alors prise en compte à travers la paramétrisation de  $\vec{u}_f(t)$ . Le lecteur pourra se reporter à l'Annexe C pour une description des différentes paramétrisations qui peuvent être utilisées.

#### IV.4.2 Caractère diffusif

La contribution de l'effet de pente aux transports par charriage et suspension permet de diffuser les flux sédimentaires. Des simulations préliminaires ont montré que, pour des conditions de houle énergétiques, la croissance des barres sableuses dans la zone de déferlement était surestimée et conduisait à des pentes de plage irréalistes.

Une pondération du transport sédimentaire par effet pente a donc été introduite, afin d'éviter le développement d'instabilités trop importantes en eau peu profonde. Les contributions de l'effet de pente au transport sédimentaire par charriage  $\vec{Q}_{b\beta}$  et par suspension  $\vec{Q}_{s\beta}$  deviennent :

$$\vec{Q}_{b\beta} = -\frac{\epsilon_b C_f}{g(s-1) \tan^2 \phi} \overline{|\vec{u}_f(t)|^3 \vec{\nabla}(Z_f)} \frac{\bar{h}}{h_c} \quad (\text{IV.58})$$

$$\vec{Q}_{s\beta} = \frac{\epsilon_s^2 C_f}{g(s-1) w_s^2} \overline{|\vec{u}_f(t)|^5 \vec{\nabla}(Z_f)} \frac{\bar{h}}{h_c} \quad (\text{IV.59})$$

où  $h_c$  est une profondeur caractéristique. Cette paramétrisation a été préférée à l'introduction d'un terme diffusif dans l'équation de conservation du sédiment (voir partie IV.5.2) ou l'utilisation de schéma du type NOCS ou TVD Saint-Cast (2002) pour la résolution numérique de cette équation.

## IV.5 Couplage de modules

### IV.5.1 Couplage vagues/courants moyens

Dans cette partie, nous exprimons les paramétrisations utilisées pour forcer notre modèle de courants moyens par le module de vagues spectral SWAN. Une interface a été programmée en Fortran 90 et permet de calculer les différentes contributions au forçage décrites ci-dessous. Ce programme Interface2D.f90 est donné en Annexe D. Ce programme produit un fichier 'Forçage.dat', lisible par MORPHODYN qui peut ensuite calculer les courants moyens 2DH. Les différentes contributions du forçage sont dans un premier temps données à partir de la théorie linéaire des vagues monochromatique. A la fin de cette partie, nous ferons le lien avec les sorties de SWAN pour les vagues spectrales.

#### IV.5.1.a Contribution du mouvement organisé des vagues (tensions de radiation) $\bar{S}_{ij}$

Le forçage de notre modèle 2DH résulte des gradients de tensions de radiation  $\bar{S}_{ij}$ . Ce terme correspond à l'excès de quantité de mouvement associé aux mouvements du fluide induit par les vagues. Afin d'explicitier les différents termes de l'équation (IV.41) il nous faut connaître le champ de vitesse fluctuante associé aux vagues  $(\hat{u}_i)_{i=1,2,3}$ . Pour cela on considère une houle monochromatique de hauteur  $H$ , de pulsation  $\omega$  et de nombre d'onde  $k$ , avec  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde. D'après la théorie des écoulements potentiels, le champ de vitesse associé à cette onde propagative doit dériver d'un potentiel scalaire  $\Phi$  :

$$\vec{u} = \vec{\nabla}\Phi \quad (\text{IV.60})$$

D'autre part, le potentiel  $\Phi$  doit satisfaire l'équation de Laplace :

$$\Delta(\Phi) = 0 \quad (\text{IV.61})$$

A partir de ces équations, on peut déduire le champ de vitesses orbitales  $\hat{u}_i$  ( $i = 1, 2$ ) associé aux vagues d'après la théorie linéaire. A partir de l'équation IV.41, on peut alors calculer le tenseur des tensions de radiation. Le développement mathématique conduisant à l'expression de  $\bar{S}_{ij}$  est donné en Annexe B.

Finalement, l'expression simplifiée des tensions de radiation  $\bar{S}_{ij}$  est :

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2}E \left( \frac{k_i k_j}{k^2} \frac{2c_g}{c} + \delta_{ij} \left( \frac{2c_g}{c} - 1 \right) \right) - \frac{E^2}{\rho \bar{h} c^2} \frac{k_i k_j}{k} \quad (\text{IV.62})$$

où  $k$  est le nombre d'onde qui vérifie la relation de dispersion :

$$w^2 = gk \tanh(k\bar{h}) \quad (\text{IV.63})$$

$c$  est la vitesse de phase de l'onde, définie comme la vitesse de propagation de l'onde elle-même :

$$c = \frac{w}{k} = \left( \frac{g}{k} \tanh(k\bar{h}) \right) \quad (\text{IV.64})$$

La vitesse de phase  $c_g$  définie comme la vitesse de propagation de l'énergie associée à un train de vagues :

$$c_g = \frac{\partial w}{\partial k} = \frac{1}{2}c \left( \frac{2k\bar{h}}{\sinh(2k\bar{h})} + 1 \right) \quad (\text{IV.65})$$

#### IV.5.1.b Contribution du rouleau de déferlement ("roller")

Dans la zone de déferlement, on observe la formation d'un rouleau de déferlement qui se propage à la vitesse de propagation de l'onde. Ce rouleau n'est pas pris en compte dans la théorie linéaire. La Figure IV.2 montre une représentation de ce ressaut ainsi que la distribution verticale des vitesses d'après l'approche 2DH. Svendsen (1984) a montré que le flux de masse et l'excès de quantité de mouvement moyen associé à ce rouleau de déferlement n'étaient pas négligeables, et contribuaient à la génération de courants moyens. Dans notre modèle, la contribution de ce rouleau de déferlement est prise en compte à travers le tenseur d'excès de quantité de mouvement  $\bar{R}_{ij}$  et les débits liquides  $\vec{Q}_r$ .

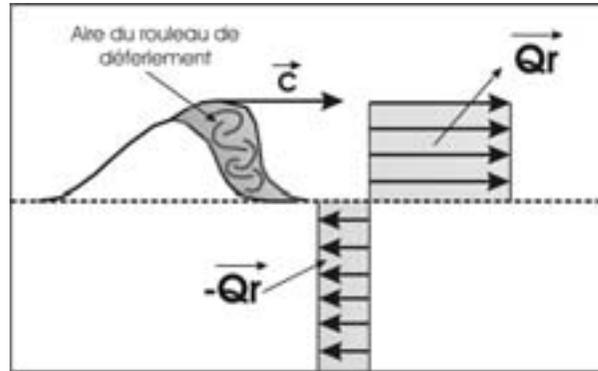


FIG. IV.2 – Schématisation du rouleau de déferlement, profil des vitesses et paramètres représentatifs.

Les différents modèles utilisent l'aire de la section du rouleau de déferlement  $A_r$  pour estimer le flux de masse et l'excès de quantité de mouvement associés au rouleau. Pour calculer l'aire  $A_r$ , Stive and De Vriend (1994) ont estimé que, lors du déferlement, l'énergie du mouvement organisé était transmise directement au rouleau de déferlement pour être dissipé par turbulence.

Kuriyama and Nakatsukasa (2000) ont calculé l'aire  $A_r$  à partir de deux méthodes.

La première méthode estime que l'aire du rouleau est contrôlée par la hauteur des vagues (Svendsen, 1984; Okayasu et al., 1988) :

$$A_{r1} = C_A H^2 \quad (\text{IV.66})$$

où  $C_A$  est un coefficient constant.

La deuxième méthode est inspirée des travaux de Svendsen (1984) et Stive and De Vriend (1994).  $A_{r2}$  est alors calculée d'après Dally and Brown (1995) :

$$\frac{\partial(Ec_g)}{\partial y} + \frac{\partial(E_r c)}{\partial y} = 0 \quad (\text{IV.67})$$

où  $E_r$  est l'énergie associée au rouleau de déferlement telle que :

$$E_r = \frac{\rho c^2 A_{r2}}{8L} \quad (\text{IV.68})$$

La plus petite des valeurs du couple  $(A_{r1}, A_{r2})$  est ensuite choisie comme étant l'aire du rouleau de déferlement  $A_r$ . D'après Dally (2001), le flux de masse  $\vec{\hat{Q}}_r$  associé au ressaut hydraulique propagatif est :

$$\vec{\hat{Q}}_{ri} = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\rho_r A_r}{T} \right) \frac{k_i}{k} \quad (\text{IV.69})$$

De même, les termes d'excès de quantité de mouvement associés au rouleau est (Dally, 2001) :

$$\bar{R}_{xx} = c \left( \frac{\rho_r A_r}{T} \right) \left( \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{IV.70})$$

$$\bar{R}_{yy} = c \left( \frac{\rho_r A_r}{T} \right) \left( \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{IV.71})$$

$$\bar{R}_{xy} = \bar{R}_{yx} = c \left( \frac{\rho_r A_r}{T} \right) \cos \theta \sin \theta \quad (\text{IV.72})$$

où  $\rho_r$  est la masse volumique du rouleau de déferlement (mélange d'eau et de bulles d'air)

#### IV.5.1.c Forçage pour les vagues aléatoire

Les différents termes de forçage ont été exprimés à partir de la description d'une houle monochromatique. Pour les vagues aléatoires, nous prendrons en compte pour les termes de forçage les caractéristiques moyennes de vagues suivantes :

$H = H_{rms} = \frac{H_s}{\sqrt{2}}$  la hauteur quadratique moyenne, ou hauteur énergétique

$k = k_m$  le nombre d'onde moyen

$\theta = \theta_m$  l'angle d'incidence moyen

$T = T_m$  la période moyenne

### IV.5.2 Couplage morphodynamique

#### IV.5.2.a Evolution du fond

L'évolution du fond sableux (à travers l'évolution de la cote du fond  $Z_f$ ) est calculée à partir de la loi de conservation du sédiment. Pour cela on fait l'hypothèse que l'interface eau/fond sableux est imperméable. Ainsi l'évolution du fond est obtenue directement à partir de l'équation de continuité et des flux de sédiment  $\vec{Q}_t$  induits par l'écoulement moyen. La loi de conservation du sédiment en 2D est :

$$\frac{\partial Z_f}{\partial t} + \frac{1}{1-p} \vec{\nabla} \cdot \vec{Q}_t = 0 \quad (\text{IV.73})$$

où  $p$  est la porosité du sédiment. L'évolution du fond est donc obtenue à partir de la divergence des flux sédimentaires et d'un pas de temps morphodynamique  $\Delta t_{morpho}$ , et calculée en utilisant un schéma centré. Classiquement, nous prendrons pour nos simulations un pas de temps morphodynamique compris entre  $10min$  et  $1h$ . En effet, nous avons vu que la contribution des vagues était moyennée sur une durée  $T_0$  supérieure à la période des ondes infragravitaire, mais suffisamment inférieure aux échelles temporelles associées au changement des conditions de vagues au large et à une évolution importante du niveau de marée.

Un script en Shell a été développé afin de contrôler les différents paramètres du couplage (conditions de vagues au large, cycle de marée,  $\Delta t_{morpho}$ , paramètres contrôlant la résolution numérique de SWAN et MORPHODYN, gestion des fichiers, etc.). Le script est donné en annexe E.

#### IV.5.2.b Rétroaction du fond sableux sur la houle

Le couplage morphodynamique complet avec prise en compte de la marée permet de simuler l'évolution du fond sableux sous l'influence des vagues, avec prise en compte de la marée. L'évolution de la marée se traduit uniquement dans le modèle par une évolution de la hauteur du plan d'eau. En effet, nous considérons que les courants tidaux sont négligeables sur la plage que nous étudions. Par contre la rétroaction du fond sableux sur la houle est ici pour la première fois considérée contrairement aux simulations morphodynamiques de Saint-Cast (2002).

La Figure IV.3 montre le couplage complet avec rétroaction de la houle avec les différents termes de forçage et les paramètres représentatifs de l'écoulement moyen.

L'hydrodynamique est résolue de manière implicite pour obtenir une solution quasi-stationnaire des débits liquides  $\vec{Q}$  et de la profondeur d'eau  $\bar{h}$  à partir desquels sont déduits les courants moyens  $\vec{U}_c$ . Pour une description des méthodes numériques utilisées, on pourra se référer à Saint-Cast (2002).

Le système d'équations qui gouverne notre modèle morphodynamique est finalement :

$$\frac{\partial \bar{Q}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (IV.74)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\bar{Q}_i \bar{Q}_j}{h} \right) & f + g \bar{h} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + C_f \|\vec{U}\| \frac{\bar{Q}_i}{h} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{S}_{ij} + \bar{R}_{ij}) \\ & = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( K_m \bar{h} \left[ M \bar{h} \left( \frac{D}{\rho} \right)^{\frac{1}{3}} + \nu_0 \right] \left( \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \right) \end{aligned} \quad (IV.75)$$

$$\frac{\partial Z_f}{\partial t} + \frac{1}{1-p} \vec{\nabla} \cdot \vec{Q}_t = 0 \quad (IV.76)$$

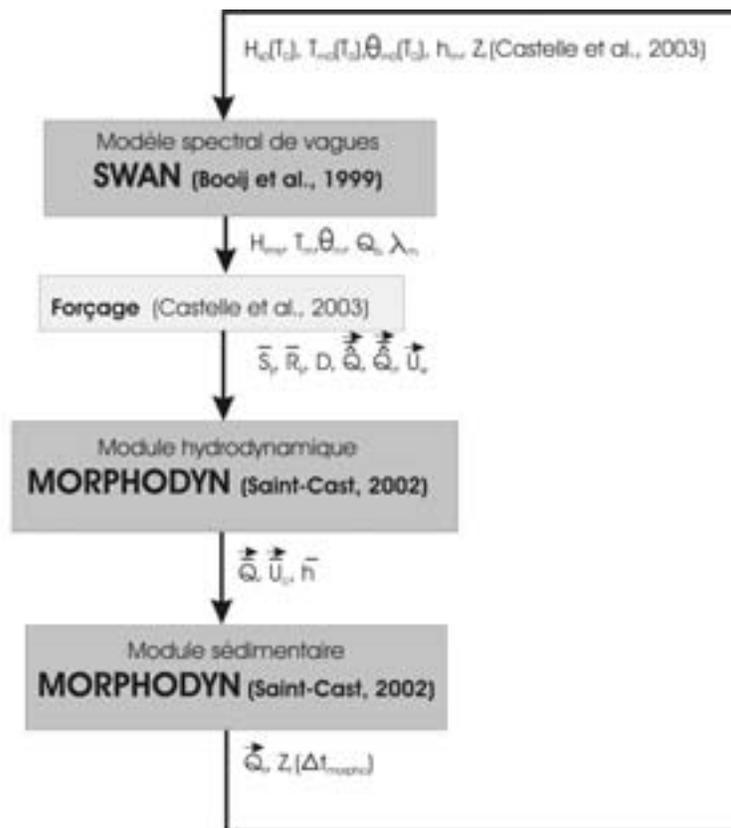


FIG. IV.3 – Couplage morphodynamique avec les termes de forçage et les paramètres représentatifs de l'écoulement moyen



## Chapitre V

# Modélisation des vagues et des courants induits par la houle sur les plages d'Aquitaine

## Contents

---

<b>V.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>147</b>
<b>V.2</b>	<b>Dynamique des courants induits par la houle au dessus des bancs de sable de la Côte Aquitaine</b>	<b>148</b>
V.2.1	Le courant de baine	148
V.2.1.a	Mécanismes physiques	148
V.2.1.b	Notion de forçage résiduel $\vec{F}_r$	153
V.2.1.c	Sensibilité du forçage résiduel	158
V.2.1.d	Synthèse	160
V.2.2	Circulations induites par les barres en croissant	162
V.2.2.a	Conditions initiales et conditions limite	162
V.2.2.b	Simulation de référence et modulation tidale	162
V.2.2.c	Influence de la hauteur significative des vagues au large $H_{s0}$	165
V.2.2.d	Influence de la période $T$	165
V.2.2.e	Influence de l'angle d'incidence $\theta$	165
V.2.2.f	Discussion : sensibilité des courants moyens aux différents paramètres de houle	167
<b>V.3</b>	<b>Etude de la dynamique des courants moyens induits par la houle sur la plage aquitaine naturelle du Truc Vert : analyse expérimentale et modélisation numérique pendant la campagne de mesures intensives PNEC 2001</b>	<b>169</b>
V.3.1	La campagne de mesure PNEC 2001	169
V.3.2	Méthode	173
V.3.3	Dynamics of wave-induced currents over a multiple-barred sandy beach on the aquitanian coast	176
V.3.4	Discussion	206
<b>V.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>208</b>

---

## V.1 Introduction

Dans ce chapitre, la dynamique des vagues et des courants moyens induits sur le littoral aquitain est étudiée pour la première fois. Jusqu'à présent, les recherches expérimentales et de modélisation se sont limitées à une approche cross-shore (Sénéchal, 2003; Bonneton et al., 2004), et se sont principalement focalisées sur l'étude des vagues. Dans cette thèse on présente une étude globale du champ de courants moyens et de sa corrélation avec le forçage des vagues au large et la morphologie de la plage.

Les approches expérimentales et numériques sont utilisées afin d'établir une description quantitative des processus et des circulations horizontales des courants moyens. Pour cela, une partie importante de l'étude s'est appuyée sur la campagne de mesures PNEC 2001 sur la plage aquitaine du Truc Vert. Le traitement de données hydrodynamiques a permis de calibrer notre modèle hydrodynamique (couplage SWAN / module hydrodynamique de MORPHODYN) sur une plage réelle en présence de vagues aléatoires (Castelle et al., 2004c).

Dans toute la suite du manuscrit, c'est ce modèle calibré qui sera utilisé pour toutes les simulations hydrodynamiques et morphodynamiques.

Ce chapitre se divise en deux parties :

Dans une première partie, nous utilisons le modèle calibré pour simuler les vagues et les courants sur des bathymétries correspondant à une représentation idéalisée des systèmes barre/baïne et des systèmes de barres en croissant. En particulier, l'influence de la hauteur du plan d'eau et des caractéristiques de houle au large sur les courants moyens est étudiée. Les mécanismes physiques de formation des courants sagittaux, du courant de dérive et des cellules de circulations horizontales sont ainsi décrits.

La deuxième partie est consacrée tout d'abord au traitement et à l'analyse des données expérimentales issues de la campagne PNEC 2001 sur la plage du Truc Vert, puis à la modélisation la propagation des vagues et des courants moyens induits au-dessus de cette plage naturelle (Castelle et al., 2003a, 2004c). Les limites de l'approche 1DH pour simuler les courants sur les plages d'Aquitaine sont discutées (Annexe?). Une description de la dynamique des courants au-dessus des systèmes barre/baïne naturels de la côte aquitaine est donnée. Cette partie reprend un article soumis à *Continental Shelf Research* (Castelle et al., 2004c).

## V.2 Dynamique des courants induits par la houle au dessus des bancs de sable de la Côte Aquitaine

Nous utilisons ici le modèle couplé SWAN/module hydrodynamique de MORPHO-DYN calibré par *Castelle and Bonneton (2004c)* sur la plage naturelle du Truc Vert (voir partie IV.3). La complexité des plages naturelles rend difficile une analyse de leur structure et des mécanismes de formation des courants moyens (barres sédimentaires complexes, interaction entre les courants induits au-dessus des barres en croissant et de ceux induits au-dessus du système barre/baïne ou encore des systèmes intermédiaires). C'est pourquoi dans cette partie nous allons considérer deux bathymétries numériques correspondant à des représentations idéalisées des systèmes barre/baïne (paragraphe VI.2.1) et des systèmes de barres en croissant (paragraphe VI.2.2). Notre modèle numérique nous permet d'expliquer les mécanismes de base de génération des courants moyens et de leur dynamique sur les plages d'Aquitaine.

### V.2.1 Le courant de baïne

Le courant de baïne rentre dans la terminologie des courants sagittaux qui transportent une grande quantité de sédiment et ont une forte influence sur la morphologie des plages. Pendant la campagne de mesure PNEC 2001 sur la plage du Truc Vert, aucun capteur n'a été placé à l'intérieur ou à la sortie de la baïne, en raison du faible nombre de courantomètres en notre possession, des courants intenses et des fortes variations bathymétriques dans cette zone. Dans cette partie, nous allons détailler les mécanismes physiques à l'origine du courant de baïne, sans l'influence d'autre structure sédimentaire plus au large. Nous allons ainsi pouvoir quantifier le courant de baïne et faire une étude de sensibilité aux conditions de vagues au large.

#### V.2.1.a Mécanismes physiques

Nous considérons une bathymétrie idéalisée d'un système barre/baïne d'une longueur d'onde de 400m. La Figure V.1 montre la bathymétrie numérique utilisée pour nos simulations, qui correspond à un système fréquemment observé sur la côte aquitaine, avec une baïne orientée dans la direction de la dérive littorale. Au large du système barre/baïne une pente douce et homogène de la plage est considérée.

Figure V.2 montre une vue 3D de notre bathymétrie initiale et la vue de dessus du système au-dessus duquel les courants moyens seront simulés. La propagation des vagues est simulée au-dessus des trois systèmes barre/baïne. Le forçage est calculé sur une bathymétrie, ce qui permet d'éviter tout problème lié aux conditions limites latérales du modèle de vagues. Les courants moyens induits sont quant à eux calculés sur cette même bathymétrie avec des conditions limites latérales périodiques.

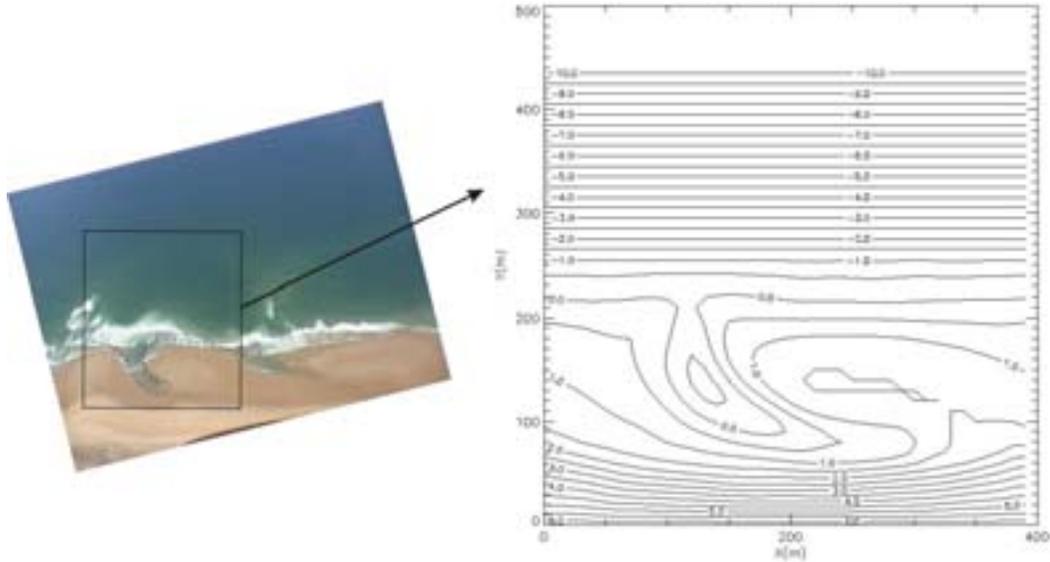


FIG. V.1 – Bathymétrie numérique utilisée pour les simulations. Système barre/baïne idéalisé avec la baïne qui s'ouvre dans la direction de la dérive littorale, sans la présence de croissants subtidaux, (Castelle and Bonneton, 2004a)

Nous choisissons comme simulation de référence, qui nous servira de base de comparaison avec les autres calculs, une houle au large telle que :  $H_{s0} = 1m$ ,  $T_{m0} = 12s$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . On choisit une houle frontale car elle favorise la formation des courants sagittaux. Comme pour tous les autres forçages, nous simulons les courants moyens pendant un cycle de marée complet afin d'étudier la modulation tidale des vagues, des zones de déferlement et du forçage induit. La Figure V.3 montre les courants moyens ainsi calculés (simulation de référence) pendant un cycle de marée (marnage de  $3m$ ) sur la bathymétrie idéalisée, avec  $h_m$  la hauteur de marée au-dessus du 0 hydrographique. La modulation tidale des courants simulés est intense, avec des vitesses maximales aux environs de la mi-marée. Le courant de baïne est étroit, violent et dirigé vers le large. Son maximum se produit à mi-marée et est situé à la sortie de la baïne avec une vitesse maximale de l'ordre de  $0.7m.s^{-1}$ . Ce courant sagittal est associé à une grande cellule de circulation des courants moyens et donc à un courant dirigé vers le rivage au niveau de la barre. Cette structure "courant sagittal/cellule de circulation" est une figure essentielle de l'hydrodynamique littorale en Aquitaine. La Figure V.4 montre la même simulation avec cette fois  $H_{s0} = 2m$ . Le courant de baïne est encore présent, plus violent avec des vitesses maximales de l'ordre de  $1m.s^{-1}$  à son maximum. Cette fois-ci le maximum est observé entre la mi-marée et la marée haute.

Les gradients de pression longshore sont la cause première de la formation des courants sagittaux. Ces gradients de pression ne sont pas dus à des inhomogénéités longshore du forçage comme l'avaient supposé Bowen (1969) ou Dalrymple (1978), mais sont

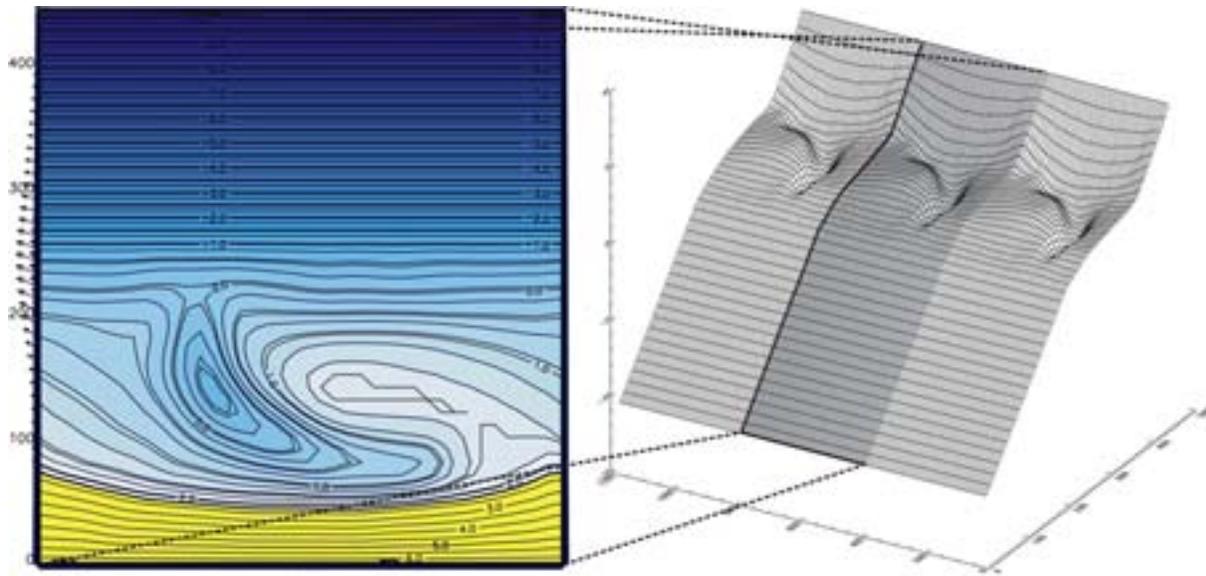


FIG. V.2 – Vue 3D de nos trois longueurs d'onde de système barre/baïne utilisés pour la simulation de la propagation du champ de vagues, et vue de dessus d'un système avec le pied de dune en trait gras

complètement couplés à la morphologie des barres sableuses. On donne ici une première explication qualitative à la formation du courant de baie avant d'examiner quantitativement l'ensemble du forçage.

Considérons un système barre/baïne, une marée suffisamment haute pour que la barre soit immergée et des vagues suffisamment hautes pour déferler sur la barre. La Figure V.5 montre schématiquement l'évolution de la hauteur des vagues et du set-up le long d'un profil cross-shore coupant la barre et d'un autre coupant la baie. Le forçage ( $\frac{\partial}{\partial y}(\overline{S}_{yy} + \overline{R}_{yy})$ ) contribue à la génération du set-up/set-down.

Sur le 'profil barre' (Fig. V.5), les vagues déferlent sur la barre et induisent un fort set-up/set-down derrière celle-ci, tandis que sur le 'profil baie' les vagues ne vont que peu ou pas casser au niveau de la barre, mais déferler plus loin sur le haut de plage. Cette variation parallèlement la côte de la hauteur moyenne du plan d'eau est faible, de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètre, et quasiment impossible à voir à l'œil nu. Elle est pourtant suffisante pour induire une cellule de circulation des courants moyens, à laquelle sera associé un courant sagittal à la sortie de la baie. Le rétrécissement de la section de la baie va entraîner, par la loi de conservation du débit le long d'une ligne de courant, une augmentation du courant à la sortie de la baie (effet Venturi). Selon le niveau de marée, les vagues vont déferler plus ou moins violemment sur la barre, ce qui induit une forte modulation tidale des gradients longshore de pression et donc une modulation tidale de l'intensité du courant de baie.

Cette description qualitative montre l'influence de la bathymétrie et du niveau de marée sur la formation des courants sagittaux, mais ne prend pas en compte le forçage cross-shore des vagues (termes croisés de d'excès de quantité de mouvement  $\overline{S}_{ij} + \overline{R}_{ij}$ ).

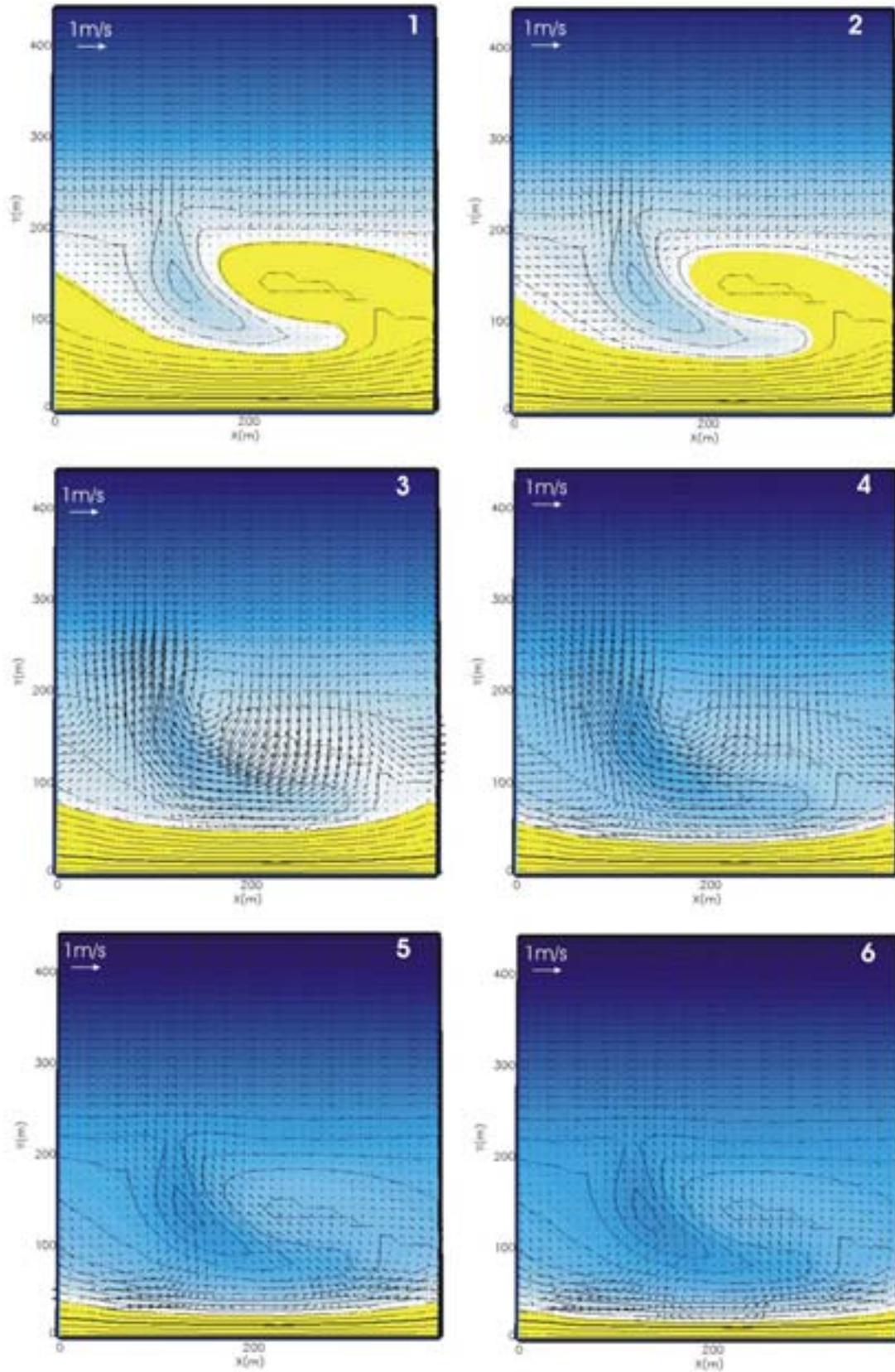


FIG. V.3 – Courants moyens simulés au-dessus du système barre/bâine idéalisé pendant un cycle de marée. Conditions de houle au large :  $\mathbf{H}_{s0} = 1\text{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 12\text{s}$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . Hauteur de marée (1) :  $h_m = 1\text{m}$ ; (2) :  $h_m = 1.27\text{m}$ ; (3) :  $h_m = 2.03\text{m}$ ; (4) :  $h_m = 2.96\text{m}$ ; (5) :  $h_m = 3.71\text{m}$ ; (6) :  $h_m = 4\text{m}$

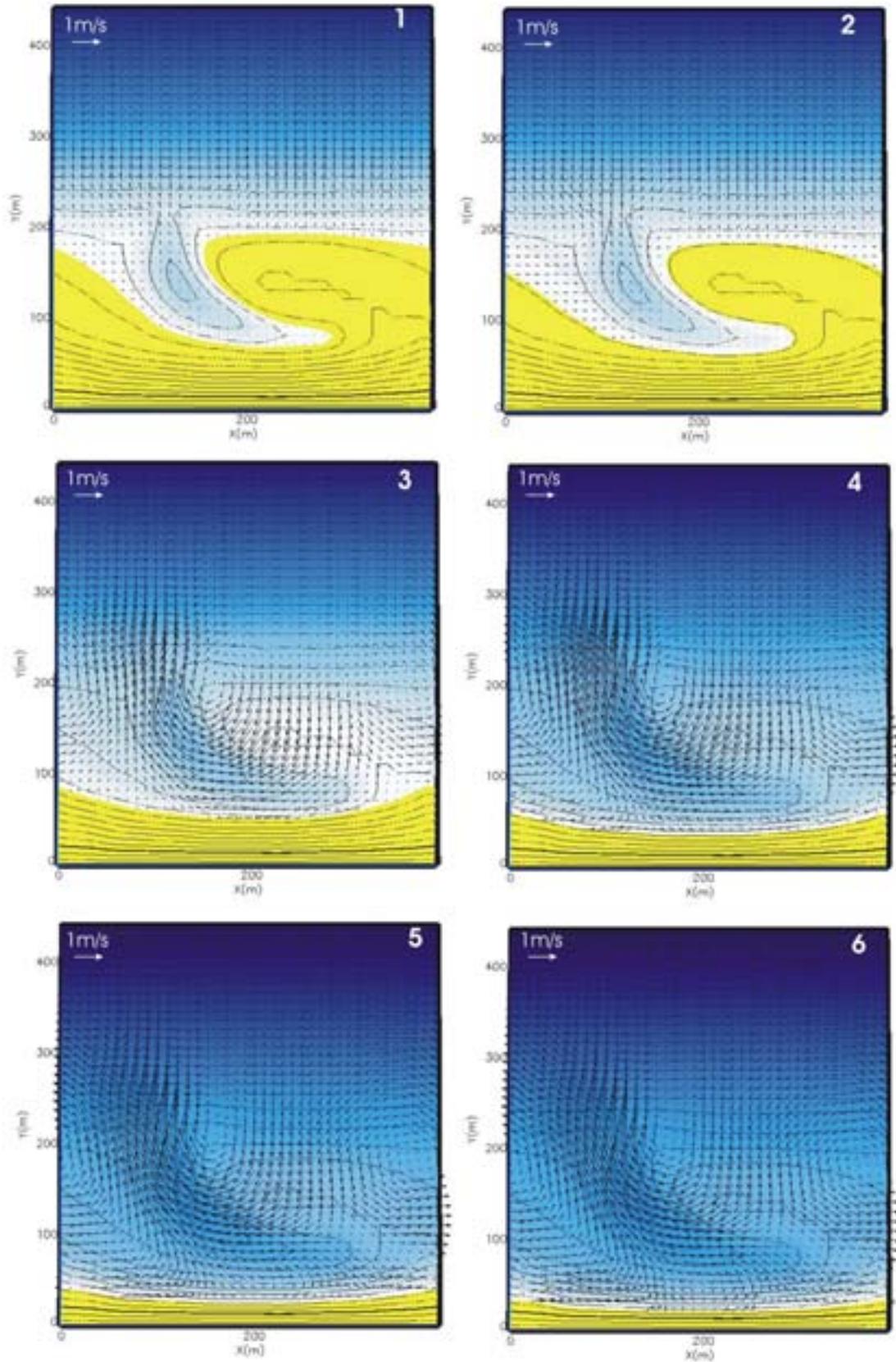


FIG. V.4 – Courants moyens simulés au-dessus du système barre/bâine idéalisé pendant un cycle de marée. Conditions de houle au large :  $\mathbf{H}_{s0} = 2\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 12\mathbf{s}$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . Hauteur de marée (1) :  $h_m = 1\mathbf{m}$ ; (2) :  $h_m = 1.27\mathbf{m}$ ; (3) :  $h_m = 2.03\mathbf{m}$ ; (4) :  $h_m = 2.96\mathbf{m}$ ; (5) :  $h_m = 3.71\mathbf{m}$ ; (6) :  $h_m = 4\mathbf{m}$

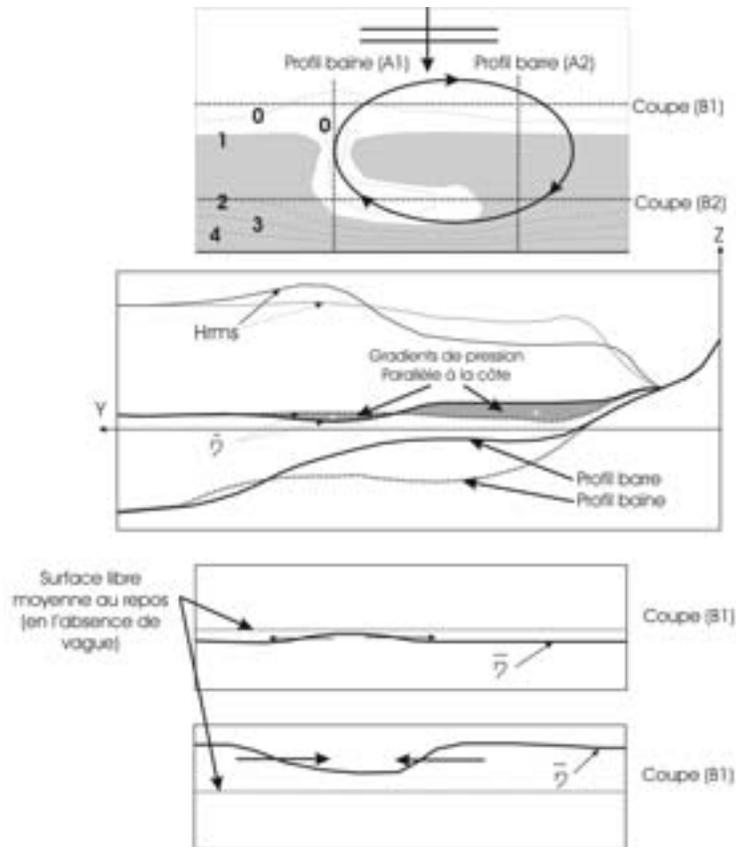


FIG. V.5 – Schématisation de la génération d'un gradient longshore de pression au-dessus d'un système barre/baïne. Visualisation des profils cross-shore et longshore de la surface libre moyenne  $\bar{\eta}$

Or, au-dessus des systèmes barre/baïne (et des barres tridimensionnelles en général), la réfraction du champ de vague va également induire un forçage parallèlement à la côte ( $\frac{\partial}{\partial x}(\bar{S}_{xx} + \bar{R}_{xx})$  et  $\frac{\partial}{\partial y}(\bar{S}_{xy} + \bar{R}_{xy})$ ).

Afin de prendre en compte et de quantifier l'ensemble du forçage et des processus et d'analyser la contribution des termes croisés, nous introduisons la notion de forçage résiduel  $\vec{F}_r$

### V.2.1.b Notion de forçage résiduel $\vec{F}_r$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre consacré à la modélisation mathématique des courants moyens utilisée, les mouvements des masses d'eau sont forcés par les gradients d'excès de quantité de mouvement associés aux vagues  $\frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{S}_{ij} + \bar{R}_{ij})$  dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement. Dans le cas d'une plage homogène dans la direction parallèle à la côte, les gradients d'excès de quantité de mouvement sont équilibrés par les gradients de pression dans l'équation cross-shore de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial y}(\bar{S}_{yy} + \bar{R}_{yy}) + \rho g \bar{h} \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0 \quad (\text{V.1})$$

Dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement longshore, il n'y a pas

de gradient de pression pour équilibrer le forçage des vagues et la totalité des gradients longshore de quantité de mouvement est disponible pour induire un courant longshore. Ce qui donne, en négligeant le terme de mélange :

$$\rho \frac{\partial}{\partial y} (\overline{Q}_x \overline{Q}_y) = - \frac{\partial}{\partial y} (\overline{S}_{xy} + \overline{R}_{xy}) - \overline{\tau}_y^F \quad (\text{V.2})$$

où le frottement au fond  $\overline{\tau}_y^F$  contrôle l'intensité des courants moyens.

Dans le cas des plages présentant des structures tridimensionnelles, les gradients de pression cross-shore n'équilibrent pas la totalité des gradients d'excès de quantité de mouvement. Une partie des gradients cross-shore d'excès de quantité de mouvement vont donc pouvoir induire un mouvement des masses d'eau. Nous introduisons la notion de forçage résiduel  $\vec{F}_r$  comme Haas et al. (2002) :

$$F_{ri} = -\rho g \overline{h} \frac{\partial \overline{\eta}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{S}_{ij} + \overline{R}_{ij}) = F_{pi} + F_{vi} \quad (\text{V.3})$$

où  $\vec{F}_p$  correspond aux gradients de pression hydrostatique et  $\vec{F}_v$  aux gradients d'excès de quantité de mouvement associé aux vagues. Ce forçage résiduel nous indique en fait le forçage net disponible pour faire mouvoir les masses d'eau.

Afin de mieux comprendre le rôle de chaque terme dans le forçage et la structure des courants moyens et leur sensibilité aux conditions de houle au large, nous allons examiner 3 simulations à mi-marée lorsque le courant de baie est généralement le plus intense.

La Figure V.6 montre la simulation des courants moyens et des différents termes de forçage  $\vec{F}_v$ ,  $\vec{F}_p$  et de leur somme  $\vec{F}_r$  pour des vagues au large telles que  $H_{s0} = 1m$ ,  $T_{m0} = 12s$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . La Figure V.6.1 montre le champ de forçage des vagues induit au-dessus du système barre/baïne. Cette figure permet de bien comprendre comment les vagues "poussent" les masses d'eau lors du déferlement. Au niveau de la sortie de la baie, le déferlement est beaucoup moins violent que sur la barre, d'où une poussée plus faible. Une grande partie de cette "poussée" va être transmise aux masses d'eau sous la forme de variation du niveau d'eau moyen. Ces gradients de surface libre induisent les gradients de pression  $\vec{F}_p$  qui contrebalancent une grande partie des gradients d'excès de quantité de mouvement associé aux vagues (Fig. V.6.2). On remarque qu'une grande partie de la contribution de ce forçage résiduel est localisée à la sortie de la baie. En effet, c'est dans cette zone que les gradients longshore de bathymétrie sont les plus importants. Dans cette zone, la réfraction associée au déferlement va ainsi avoir un rôle déterminant dans la génération du courant de baie (Fig. V.6.4). La vitesse du courant de baie simulé est de l'ordre de  $0.7m.s^{-1}$ . En dehors de la sortie de la baie,  $\vec{F}_v$  est presque entièrement contrebalancée par  $\vec{F}_p$ . C'est particulièrement vrai au niveau du haut de plage, où le courant de retour devient prédominant.

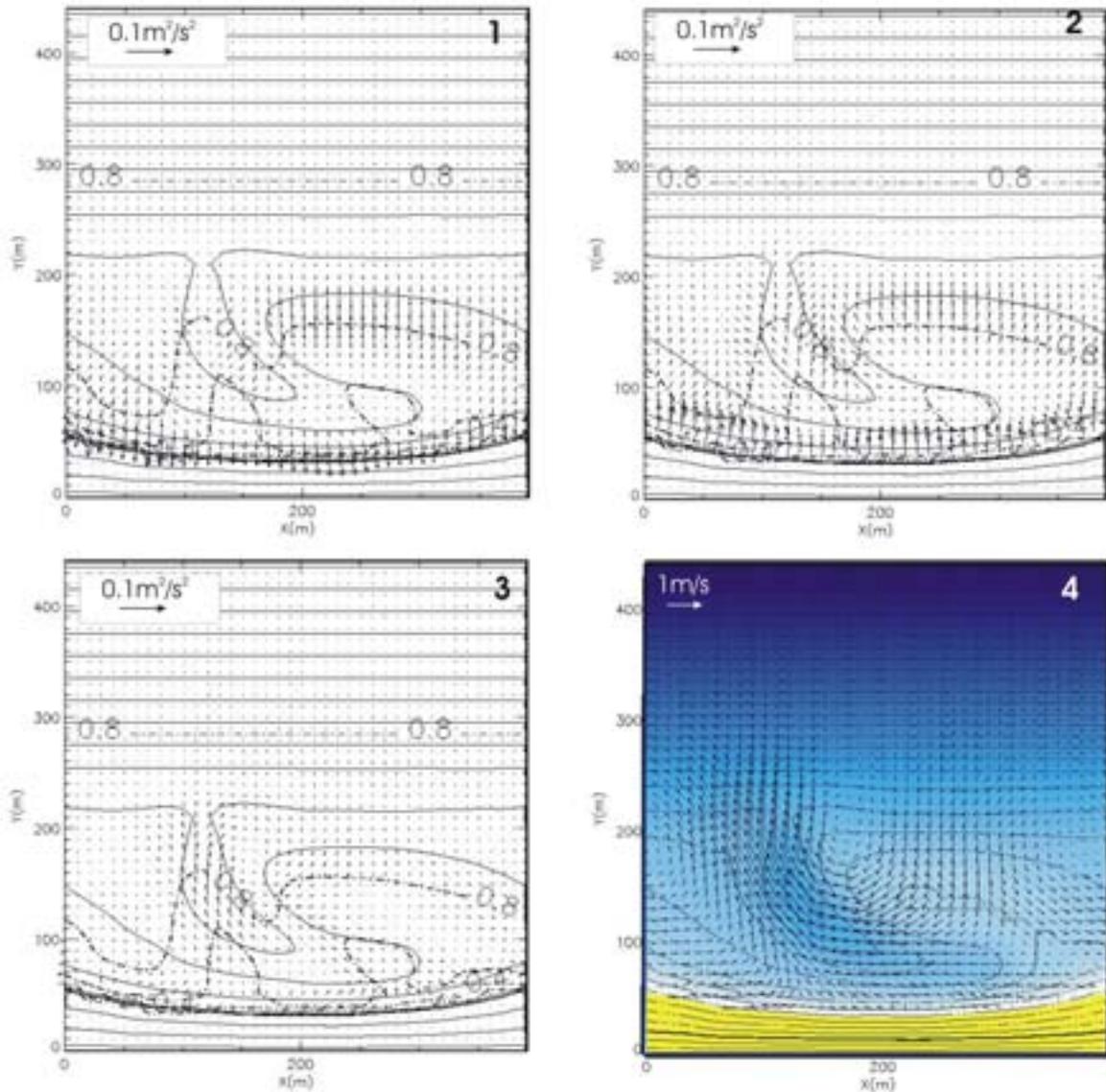


FIG. V.6 – Simulation des courants induits par la houle au-dessus du système barre/baïne idéalisé environ à mi-marée ( $h_m = 2.96m$ ), houle au large :  $H_{s0} = 1m$ ,  $T_{m0} = 12s$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . 1) champ des gradients d'excès de quantité de mouvement  $\vec{F}_v$ , iso-hauteurs significatives de vagues (en mètres, traits gras discontinus) et ligne d'eau en trait gras ; 2) champ des gradients de pression  $\vec{F}_p$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 3) champ de forçage résiduel  $\vec{F}$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 4) champ des courants moyens induits  $\vec{U}_c$ , pied de dune en trait gras

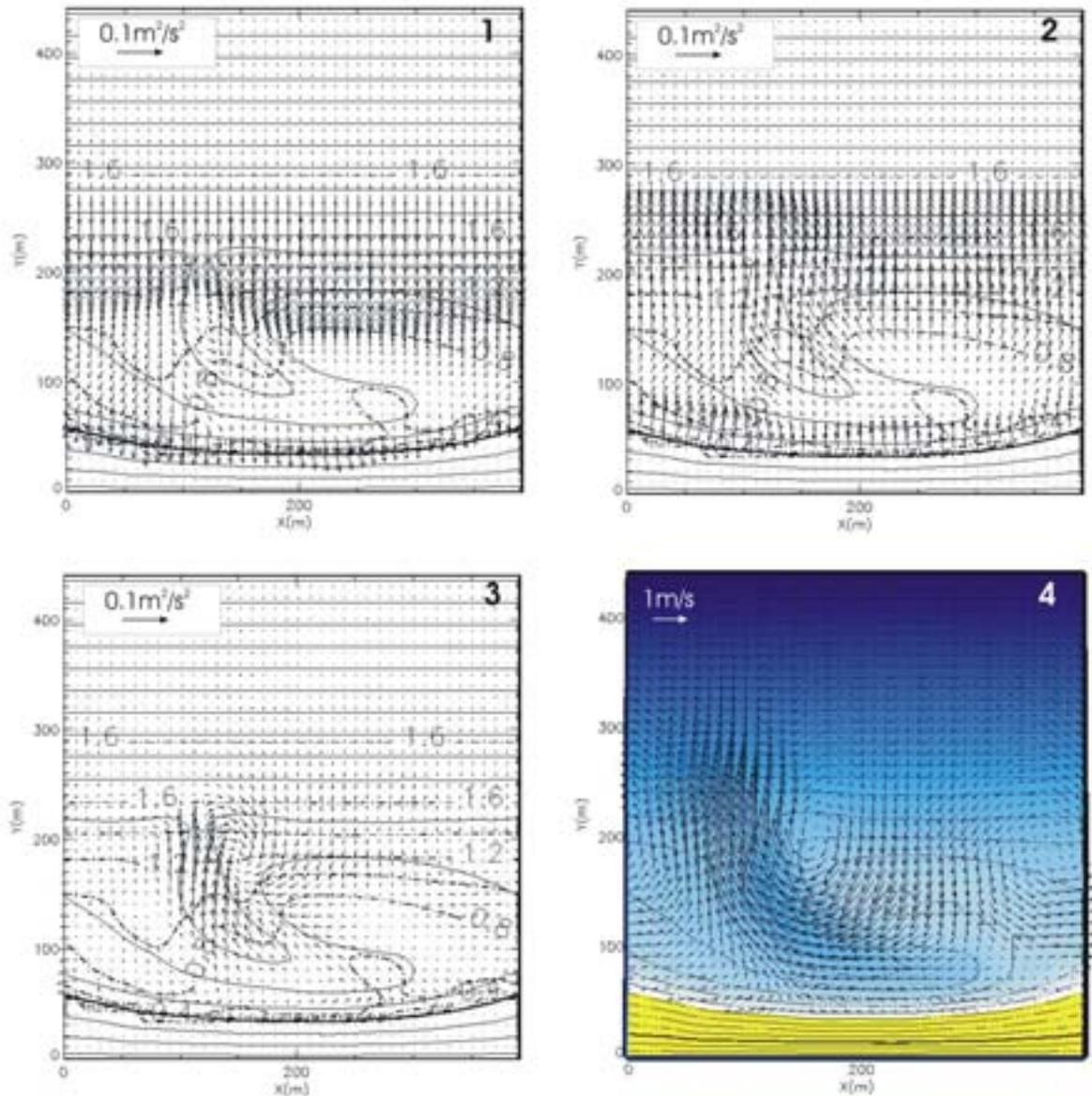


FIG. V.7 – Simulation des courants induits par la houle au-dessus du système barre/baïne idéalisé environ à mi-marée ( $h_m = 2.96m$ ), houle au large :  $\mathbf{H}_{s0} = 2\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 12\mathbf{s}$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . 1) champ des gradients d'excès de quantité de mouvement  $\vec{F}_v$ , iso-hauteurs significatives de vagues (en mètres, traits gras discontinus) et ligne d'eau en trait gras ; 2) champ des gradients de pression  $\vec{F}_p$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 3) champ de forçage résiduel  $\vec{F}$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 4) champ des courants moyens induits  $\vec{U}_c$ , pied de dune en trait gras

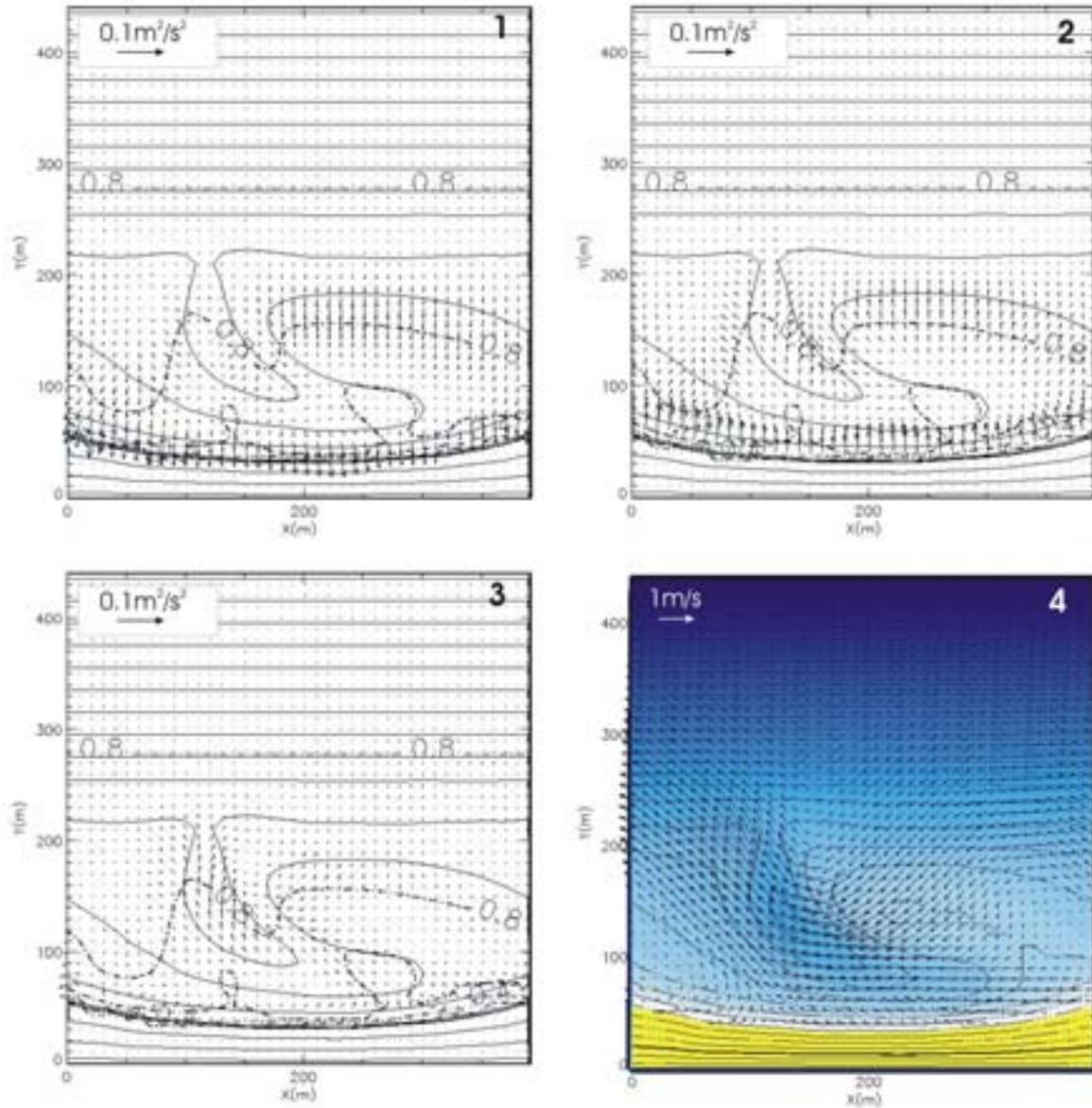


FIG. V.8 – Simulation des courants induits par la houle au-dessus du système barre/baïne idéalisé environ à mi-marée ( $h_m = 2.96m$ ), houle au large :  $\mathbf{H}_{s0} = 1m$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 12s$ ,  $\theta_{m0} = -10^\circ$ . 1) champ des gradients d'excès de quantité de mouvement  $\vec{F}_v$ , iso-hauteurs significatives de vagues (en mètres, traits gras discontinus) et ligne d'eau en trait gras ; 2) champ des gradients de pression  $\vec{F}_p$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 3) champ de forçage résiduel  $\vec{F}$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 4) champ des courants moyens induits  $\vec{U}_c$ , pied de dune en trait gras

Pour une houle au large telle que  $H_{s0} = 2m$ ,  $T_{m0} = 12s$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$ , on observe la même répartition des différents forçages  $\vec{F}_v$ ,  $\vec{F}_p$  et  $\vec{F}_r$ . La Figure V.7 montre la simulation des courants induits par la houle au-dessus du système barre/baïne idéalisée à mi-marée. La vitesse du courant de baïne simulé est cette fois-ci de l'ordre de  $1m.s^{-1}$ . Le déferlement sur la barre est très intense, et par conséquent les vagues arrivent avec une faible amplitude sur le haut de plage. C'est pourquoi le courant de retour observé sur le haut de plage est faible.

### V.2.1.c Sensibilité du forçage résiduel

Nous étudions maintenant comment se comporte le forçage pour une houle au large de hauteur significative  $H_{s0} = 1m$ , de période  $T_{m0} = 12s$  et d'un angle d'incidence par rapport à la côte  $\theta_{m0} = 10^\circ$ . La Figure V.8 montre les forçages  $\vec{F}_v$ ,  $\vec{F}_p$  et  $\vec{F}_r$  et les courants induits  $\vec{U}_c$  par la houle décrite ci-dessus. On remarque que le forçage résiduel obtenu (Fig. V.8.3) est similaire à celui induit par la même houle de  $H_{s0} = 1m$ ,  $T_{m0} = 12s$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$  (Fig. V.6). Par contre le champ des courants moyens induits est sensiblement différent (Fig. V.8.4). En effet, une très faible contribution longshore du forçage peut générer un courant de dérive intense tandis qu'une grande partie de la contribution cross-shore du forçage est contrebalancée par une variation cross-shore de la surface libre moyenne (set-up). C'est pourquoi, "à l'œil nu", on ne voit pas de différence des différents termes de forçage  $\vec{F}_v$ ,  $\vec{F}_p$  et  $\vec{F}_r$  entre les figures V.6 et V.8.

Le champ de courant obtenu (Fig. V.8.4) montre une oscillation du courant de dérive induit au-dessus du système barre/baïne. Le courant de baïne fait partie de cette oscillation de courants moyens. Il est toutefois moins chenalisé, et dirigé dans la direction W/SW, dans le sens du courant de dérive.

Pour des houles très obliques, typiquement pour des angles d'incidence  $-20^\circ < \theta_{m0} < 20^\circ$ , le courant de baïne peut complètement disparaître et un courant de dérive quasiment homogène en longshore est alors observé.

Le dernier paramètre du forçage de la houle à étudier est la période des vagues  $T_{m0}$ . Celle-ci a une influence beaucoup plus faible que les autres paramètres sur le champ de courant moyen, mais ne peut pas être écartée. La Figure V.9 montre les forçages  $\vec{F}_v$ ,  $\vec{F}_p$  et  $\vec{F}_r$  et les courants induits  $\vec{U}_c$  pour une houle au large telle que :  $H_{s0} = 1m$ ,  $T_{m0} = 6s$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . Les différences restent faibles par rapport à la figure V.6, toutefois on remarque que l'intensité du courant de baïne est plus faible, de l'ordre de  $0.5m.s^{-1}$  et moins chenalisé. Les vagues vont en effet moins réfracter au-dessus du système barre/baïne et induire ainsi des gradients de pression longshore plus faible. Le champ de forçage résultant  $\vec{F}_r$  est donc moins intense.

Pour terminer avec les processus physiques conduisant à la formation du courant

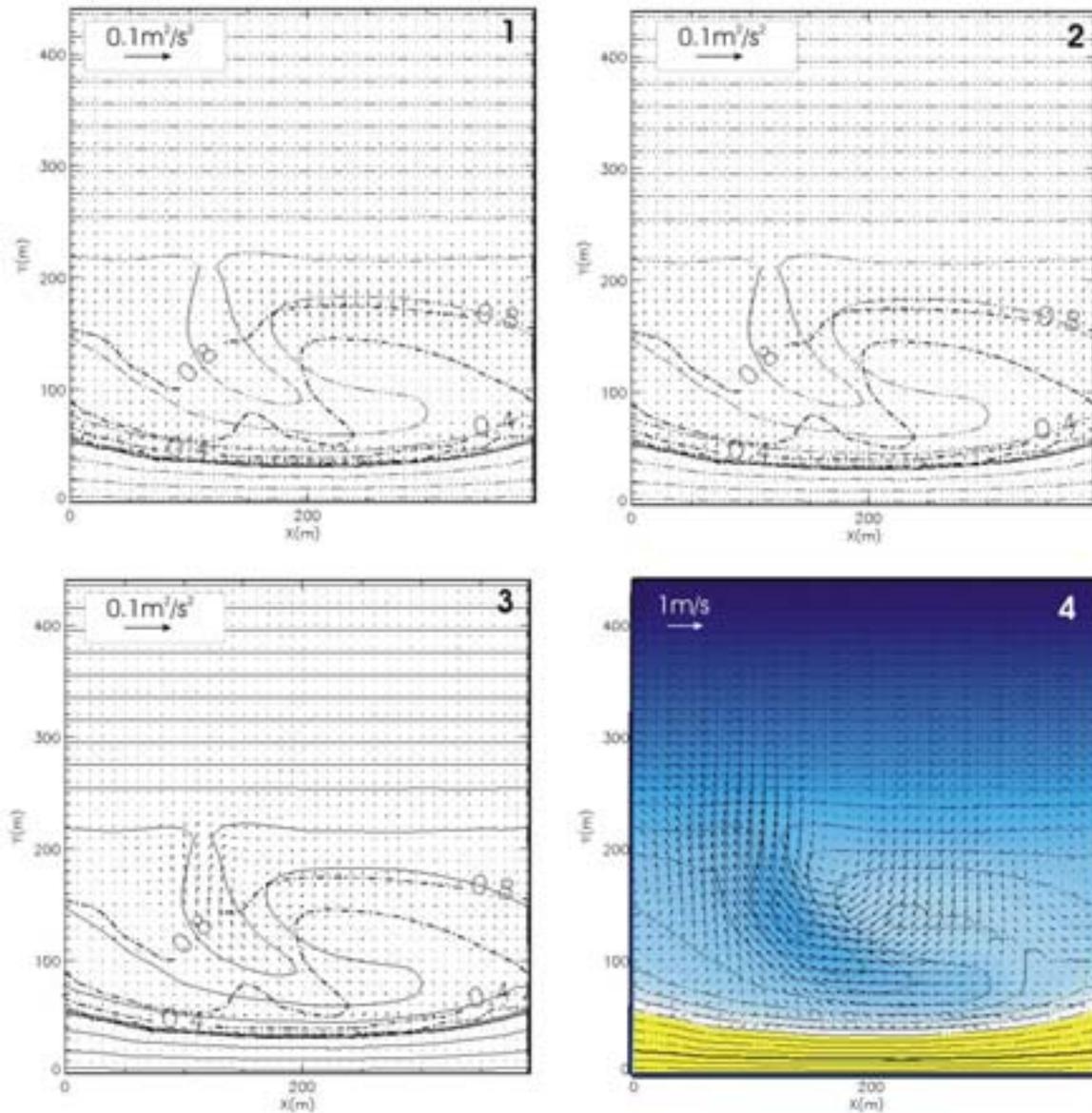


FIG. V.9 – Simulation des courants induits par la houle au-dessus du système barre/baïne idéalisé environ à mi-marée ( $h_m = 2.96m$ ), houle au large :  $\mathbf{H}_{s0} = 1\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 6\mathbf{s}$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . 1) champ des gradients d'excès de quantité de mouvement  $\vec{F}_v$ , iso-hauteurs significatives de vagues (en mètres, traits gras discontinus) et ligne d'eau en trait gras ; 2) champ des gradients de pression  $\vec{F}_p$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 3) champ de forçage résiduel  $\vec{F}$ , iso-hauteurs significatives de vagues et ligne d'eau en trait gras ; 4) champ des courants moyens induits  $\vec{U}_c$ , pied de dune en trait gras

de baie et la notion de forçage résiduel, il est important de revenir sur la modulation tidale de ces processus. En effet, la variation de la hauteur du plan d'eau influe de façon déterminante sur la structure des courants moyens au-dessus du système barre/baie pour une houle au large donnée. On peut par exemple étudier le forçage résiduel pendant un cycle de marée. La Figure V.10 montre l'évolution du forçage résiduel pendant un cycle de marée pour une houle au large telle que :  $H_s = 2m$ ,  $T = 12s$  et  $\theta = 0^\circ$ . Le champ de courants moyens résultant (Fig. V.4) est caractérisé par une forte modulation tidale. Cette modulation tidale est également très significative lorsqu'on regarde l'évolution du forçage résiduel. A marée basse, le forçage des vagues est entièrement équilibré par les gradients de pression (Fig. V.10.1), d'où une prédominance du courant de dérive (Fig. V.4.1) qui pourrait correctement simuler avec l'approche 1DH. Au fur et à mesure que la marée monte, les vagues commencent à réfracter et à déferler au-dessus du système barre/baie induisant des gradients longshore de pression au-dessus du système. En comparant les figure V.7 et V.8, on remarque que  $\vec{F}_v$  est de plus en plus intense au fur et à mesure que la marée monte (Fig. V.10.3-4-5-6), alors que le courant de baie faiblit à l'approche de la marée haute (Fig. V.4.4-5-6). En fait, cela est dû au fait que l'augmentation de la section de la sortie de baie a une plus forte influence que l'augmentation du forçage sur l'intensité du courant de baie.

Ces résultats montrent que l'occurrence du maximum du courant de baie dépend de l'intensité du forçage résiduel et de la section de la sortie de la baie.

#### V.2.1.d Synthèse

Le courant de baie est entièrement contrôlé par la bathymétrie du système, les caractéristiques de houle au large et la hauteur du plan d'eau. Pour résumer, l'occurrence d'un courant de baie intense et étroit est favorisée par la présence d'une houle longue et frontale. Plus les vagues sont énergétiques, plus elles pourront induire un courant de baie violent. Ce courant sera alors maximum lorsque le meilleur compromis entre des gradients de pressions longshore intenses et une section longshore de sortie de baie étroite sera obtenu. Le forçage résiduel  $\vec{F}_r$  correspond au forçage net disponible dans son intégralité pour induire les courants moyens. C'est le moteur du mouvement des masses d'eau et permet de mettre en évidence la structure du courant de baie.

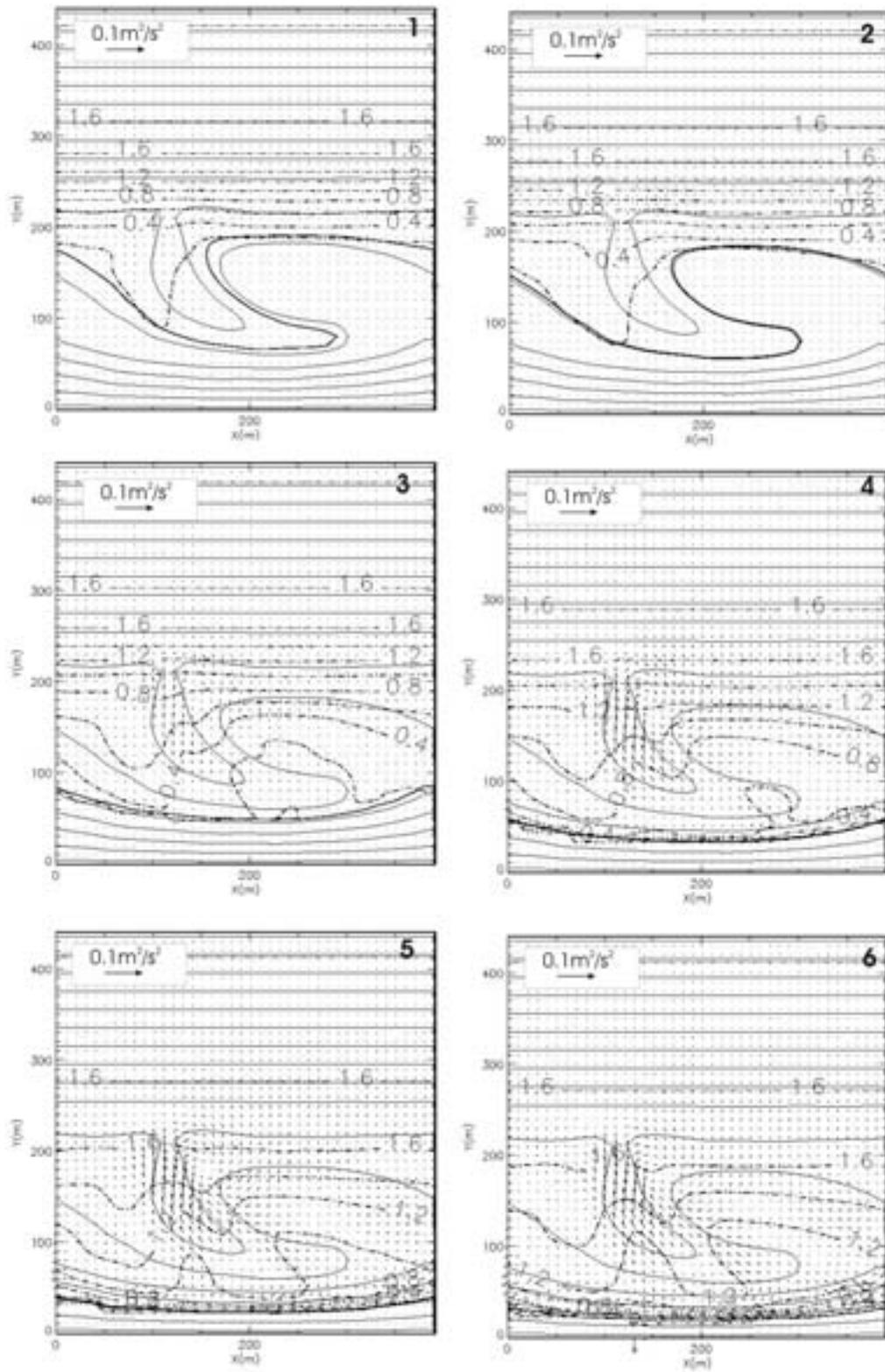


FIG. V.10 – Champs de forçage résiduel  $\vec{F}_r$  pendant un cycle de marée au-dessus du système barre/baïne. Houle au large :  $H_s = 2\text{m}$ ,  $T_{m0} = 12\text{s}$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . (1) :  $h_m = 1$ ; (2) :  $h_m = 1.27$ ; (3) :  $h_m = 2.03$ ; (4) :  $h_m = 2.96$ ; (5) :  $h_m = 3.71$ ; (6) :  $h_m = 4\text{m}$

## V.2.2 Circulations induites par les barres en croissant

### V.2.2.a Conditions initiales et conditions limite

Comme pour le système barre/baïne, une bathymétrie idéalisée des barres en croissant a été réalisée (Castelle (2001)). La Figure V.11 montre cette bathymétrie numérique périodique utilisée pour nos simulations. Trois systèmes sont accolés pour simuler la propagation des vagues avec le modèle SWAN, dans le but de ne pas avoir des résultats perturbés par les conditions limites latérales. Ensuite, les courants moyens induits sont simulés au-dessus d'une longueur d'onde en utilisant des conditions limites périodiques. Cette étude a fait l'objet d'un article accepté sous correction à *Journal of Coastal Research*, Special Issue 39 inclu en Annexe F (Castelle and Bonneton, 2004c).

Le but de l'étude est de montrer l'influence de la réfraction du champ de vagues au-dessus des barres en croissant sur la focalisation d'énergie dans la zone intertidale et la structure des courants moyens. En particulier, cela peut nous permettre d'avancer des hypothèses qui expliqueraient la présence parfois observée de morphologies de barres subtidale et intertidale couplées (Fig. III.29). La sensibilité des courants aux conditions de houle au large et à la hauteur du plan d'eau est également étudiée.

### V.2.2.b Simulation de référence et modulation tidale

Nous choisissons comme simulation de référence les conditions moyennes de houle au large sur la côte aquitaine, données par Butel et al. (2002) :  $H_{s0} = 1.36m$ ,  $T_{m0} = 6.5s$ . Nous choisissons une incidence frontale et un marnage moyen de  $3m$  (hauteur du plan d'eau variant  $1m$  à  $4m$  au-dessus du 0 hydrographique).

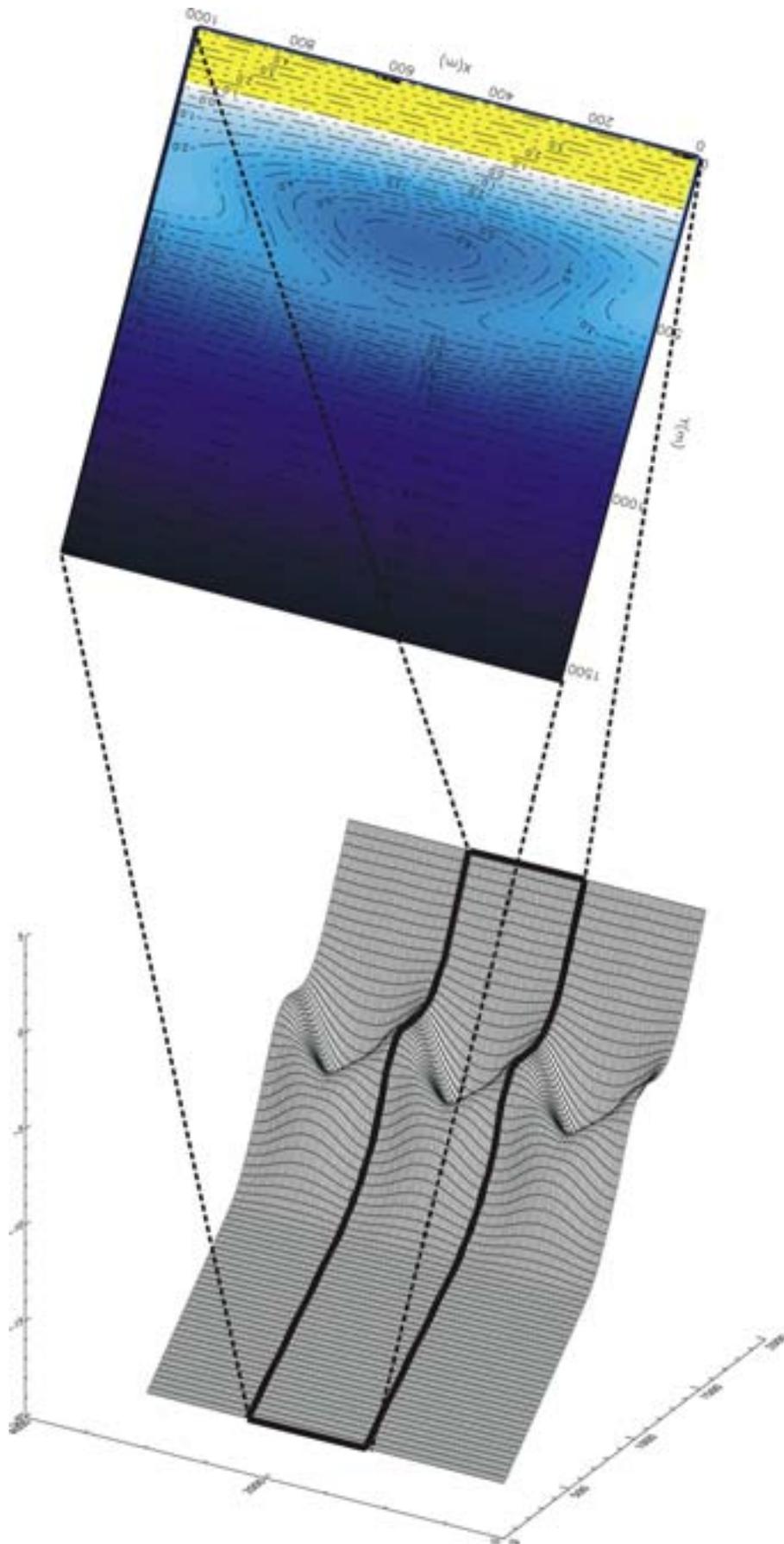


FIG. V.11 – Vue 3D de nos trois longueurs d'onde de systèmes de barres en croissant utilisés pour la simulation de la propagation du champ de vagues, et vue de dessus d'un système à marée basse ( $h_m = 1m$ )

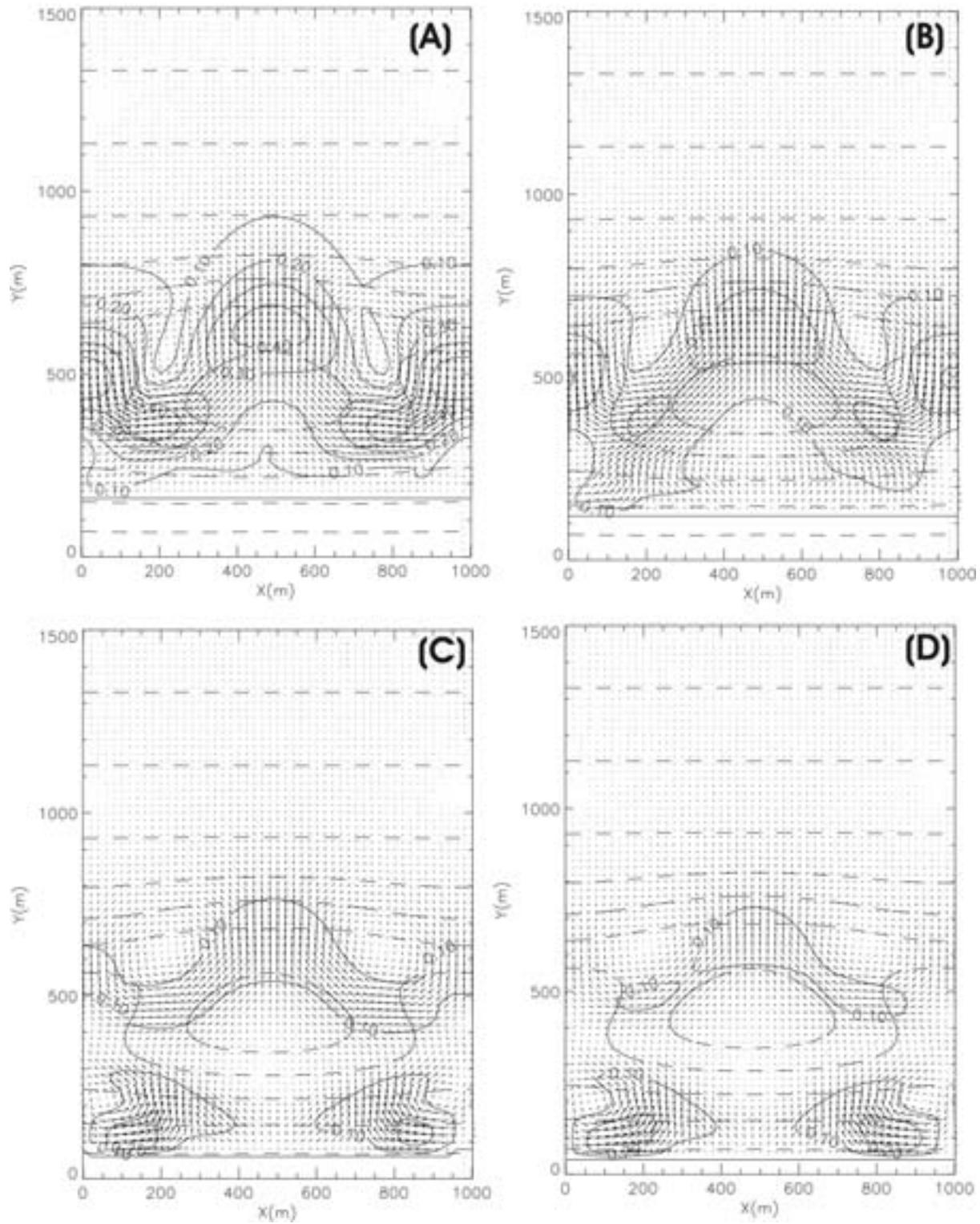


FIG. V.12 – Simulation des courants induits par la houle au-dessus d'un système de barre en croissant idéalisé pendant un cycle de marée. Forçage au large (simulation de référence) :  $\mathbf{H}_{s0} = 1.36\text{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 6.5\text{s}$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . Pointillés : isobathes; Traits pleins : iso-valeurs de courants moyens  $U_c$  ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ); Trait gras : ligne d'eau. (A) :  $h_m = 1\text{m}$ ; (B) :  $h_m = 1.75\text{m}$ ; (C) :  $h_m = 3.25\text{m}$ ; (D) :  $h_m = 4\text{m}$

La Figure V.12 montre la simulation des courants moyens induits par une houle au large telle que  $H_{s0} = 1.36m$ ,  $T_{m0} = 6.5s$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$  pendant un cycle de marée parallèlement à la côte. A marée basse (Fig. V.12.1,  $h = m = 1m$ ), la zone intertidale est découverte et les vagues induisent un courant sagittal de l'ordre de  $0.5m.s^{-1}$  au-dessus des barres en croissant. Au fur et à mesure que la marée monte (Figures V.12.B V.12.C et V.12.D), ce courant sagittal et les cellules de circulation associées deviennent moins intenses (de l'ordre de  $0.15m.s^{-1}$  à marée haute). Dans la zone intertidale, deux courants sagittaux se forment peu à peu. Le champ de vagues, en réfractant au-dessus des barres en croissant, induit des zones de focalisation d'énergie des vagues dans la zone intertidale. Cela entraîne des variations du set-up/set-down le long de la côte et la formation de courants sagittaux.

Les zones de focalisation d'énergie des vagues ne varient pas pendant un cycle de marée. On constate ainsi que la position des courants sagittaux induits ne varie pas parallèlement à la côte pendant un cycle de marée. Cette situation peut favoriser la formation de chenaux si les conditions de houle au large restent de cet ordre.

### V.2.2.c Influence de la hauteur significative des vagues au large $H_{s0}$

La hauteur des vagues  $H_{s0}$  à une influence déterminante sur la dynamique des courants moyens. La Figure V.13 montre les courant moyens induits à marée haute ( $h_m = 4m$ ) pour une houle au large telle que :  $H_{s0} = 4m$ ,  $T_{m0} = 12s$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . On observe un courant sagittal intense de l'ordre de  $1.75m.s^{-1}$  au-dessus des barres en croissant. Dans la zone intertidale, des courants sagittaux de l'ordre de  $0.5m.s^{-1}$  sont observés, orientés dans le sens inverse de ceux observés sur la Figure V.12.

### V.2.2.d Influence de la période $T$

Comme pour le cas du système barre/baigne idéalisé, la période de la houle influe sur la réfraction des vagues. Plus la houle est longue, plus les crêtes de vagues peuvent s'enrouler autour des bancs de sable. Les houles les plus longues vont donc favoriser des zones de focalisation d'énergie plus intenses. La Figure V.14 montre la simulation des courants induits à marée haute pour une houle au large telle que  $H_{s0} = 1.36m$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$ , et pour des périodes  $T_{m0}$  de  $6s$  (Fig. V.14.A) et  $19s$  (Fig. V.14.B). Les courant sagittaux induits sont plus violents (de l'ordre de  $0.35m.s^{-1}$ ) et plus étroits pour la houle longue que pour la houle courte (de l'ordre de  $0.25m.s^{-1}$ ).

### V.2.2.e Influence de l'angle d'incidence $\theta$

L'incidence du champ de vagues contrôle l'intensité et la structure du courant de dérive. La Figure V.15 montre la simulation des courants moyens induits au-dessus de notre bathymétrie idéalisée pour des houles obliques telles que  $H_{s0} = 1.36m$  et  $T_{m0} = 6.5s$ .

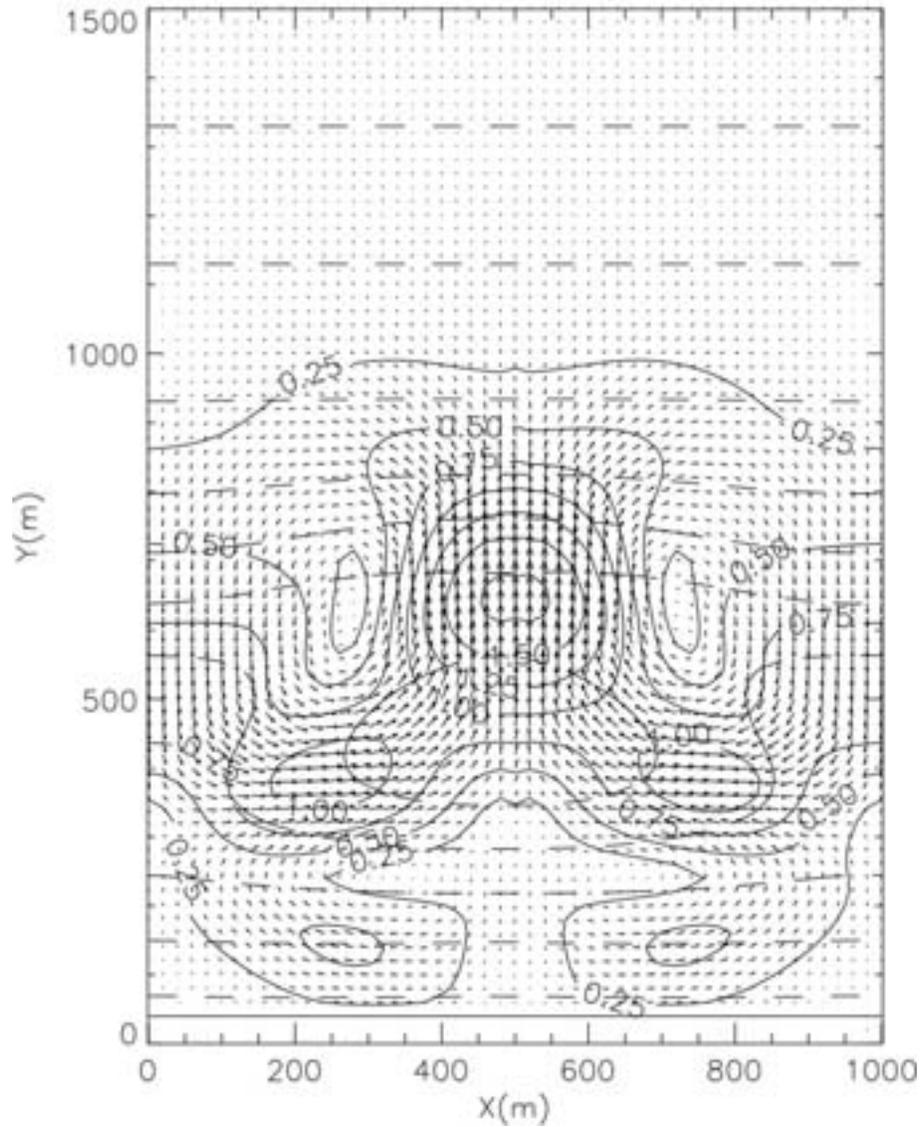


FIG. V.13 – Simulation des courants induits par la houle au-dessus d'un système de barre en croissant idéalisé à marée haute ( $h_m = 4m$ ). Forçage au large :  $H_{s0} = 4m$ ,  $T_{m0} = 6.5s$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . Pointillés : isobathes ; Traits pleins : iso-valeurs de courants moyens  $U_c$  ( $m.s^{-1}$ ) ; Trait gras : ligne d'eau.

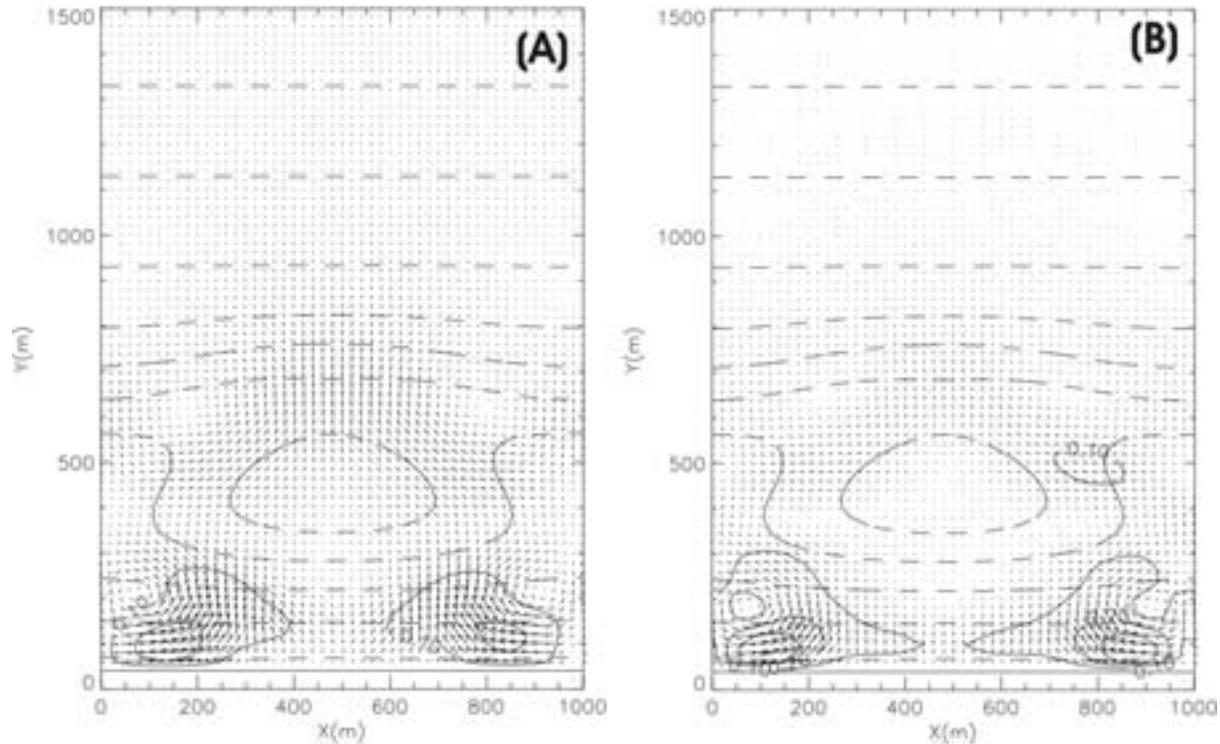


FIG. V.14 – Simulation des courants induits par la houle au-dessus d'un système de barre en croissant idéalisé à marée haute ( $h_m = 4m$ ). Forçage au large :  $H_{s0} = 1.36m$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . Pointillés : isobathes ; Traits pleins : iso-valeurs de courants moyens  $U_c$  ( $m.s^{-1}$ ) ; Trait gras : ligne d'eau. (A) :  $T_{m0} = 6s$  ; (B) :  $T = 19s$

Pour une incidence de  $\theta_{m0} = -5^\circ$  (Fig. V.15.A), on observe un courant de dérive oscillant de l'ordre de  $0.1m.s^{-1}$  à  $0.15m.s^{-1}$  et toujours la présence des deux courants sagittaux. Pour  $\theta_{m0} = -10^\circ$  (Fig. V.15.B), on observe un courant de dérive prédominant de l'ordre de  $0.35m.s^{-1}$  légèrement oscillant. Il est intéressant de noter que ces oscillations du courant de dérive dans la zone intertidale sont entièrement contrôlées par la présence des barres en croissant subtidales, et que les deux courants sagittaux ont quasiment disparu.

#### V.2.2.f Discussion : sensibilité des courants moyens aux différents paramètres de houle

Comme pour le cas du système barre/baine, les houles frontales et longues favorisent la formation de courants sagittaux. Cette fois-ci, ce n'est pas la bathymétrie locale mais la réfraction des vagues au large (au-dessus des barres en croissant subtidales, avant le déferlement) qui contrôle la formation des courants sagittaux.

D'autre part, les houles énergétiques vont induire de grandes cellules de circulation des courants moyens au-dessus de la barre en croissant. Ces cellules s'étendent sur plusieurs centaines de mètres et sont associées à un courant sagittal intense et assez large. Ce courant sagittal atteint  $1.75m.s^{-1}$  pour  $H_{s0} = 4m$ .

L'une des principales conclusions sur ces simulations est que pour les houles peu

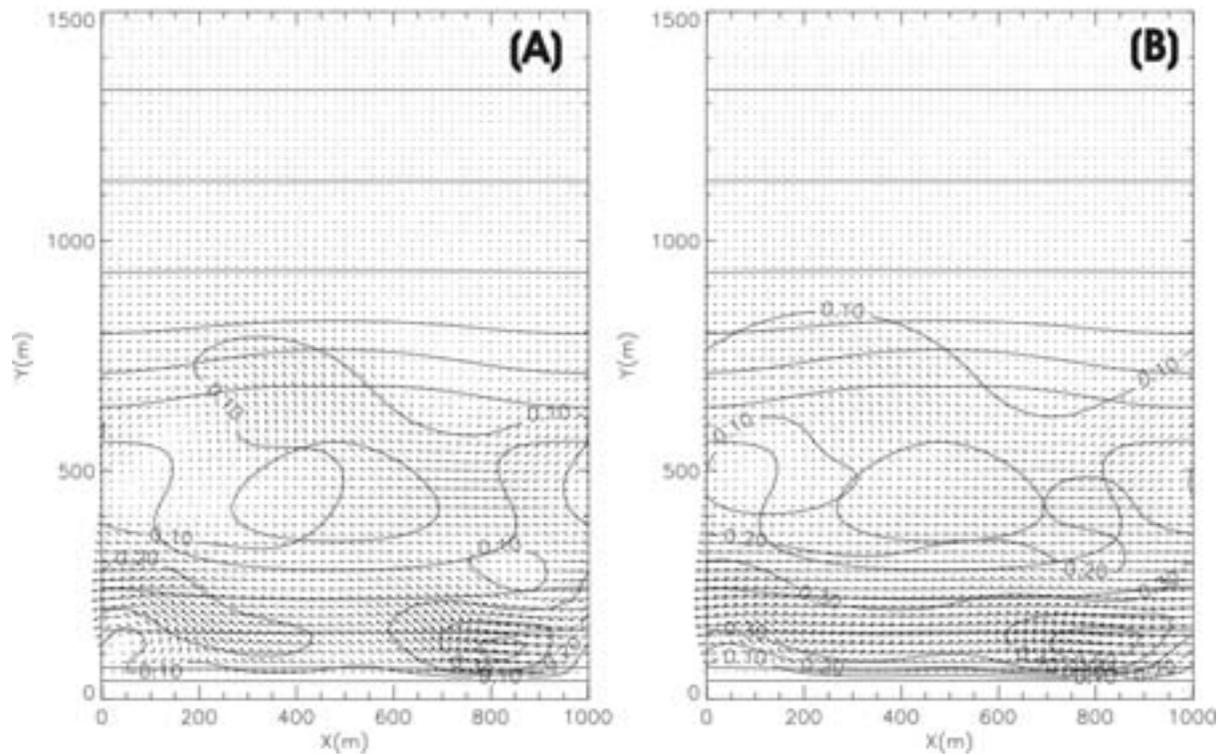


FIG. V.15 – Simulation des courants induits par la houle au-dessus d'un système de barre en croissant idéalisé à marée haute ( $h_m = 4m$ ). Forçage au large :  $\mathbf{H}_{s0} = 1.36m$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 6.5s$ . Pointillés : isobathes; Traits pleins : iso-valeurs de courants moyens  $U_c$  ( $m.s^{-1}$ ); Trait gras : ligne d'eau. (A) :  $\theta_{m0} = -5^\circ$ ; (B) :  $\theta_{m0} = -10^\circ$

énergétiques (typiquement  $H_{s0} < 1.5m$ ), les deux courants sagittaux induits dans la zone intertidale gardent la même position parallèlement à la côte pendant un cycle de marée. Cette situation peut conduire à la formation de deux baïnes dans la zone intertidale, qui sont donc entièrement induites par la présence d'une barre en croissant subtidale. Nous reviendrons sur cette hypothèse dans le chapitre consacré à l'évolution morphodynamique de la plage.

### V.3 Etude de la dynamique des courants moyens induits par la houle sur la plage aquitaine naturelle du Truc Vert : analyse expérimentale et modélisation numérique pendant la campagne de mesures intensives PNEC 2001

#### V.3.1 La campagne de mesure PNEC 2001

Du 14 au 19 octobre 2001, une campagne de mesures intensives a été réalisée sur la plage du Truc Vert dans le cadre du PNEC ART7. Celle-ci a réuni 22 chercheurs venant de 8 laboratoires français, avec des compétences portant sur les mesures hydrodynamiques et sédimentaires, la caractérisation de la morphologie des corps sableux et la modélisation des processus.

Pendant cette campagne de mesures PNEC 2001, les conditions météorologiques étaient caractéristiques d'une période de beau temps : pressions atmosphériques élevées, vent faible et temps ensoleillé. Les conditions de houles énergétiques en raison d'une forte activité dépressionnaire au-dessus de l'Atlantique Nord. Pendant les cinq jours de mesure, trois trains de houles de hauteur supérieure à  $2m$  ont touché la côte aquitaine. La Figure V.16 montre les données directionnelles de houle fournies par la bouée Triaxys mouillée au large du Cap Ferret. On peut y observer les trois trains de houle ainsi que la période pendant laquelle les données hydrodynamiques ont été acquises. La houle n°1 correspond à une houle moyennement énergétique quasi-frontale et mêlée à une légère mer de vent. La houle n°2 est une houle énergétique d'une incidence voisine de  $8^\circ$  W-NW, dont la période significative est voisine est de l'ordre de  $15s$ . La période du pic de houle était voisine de  $20s$  ce qui correspond à une houle très longue. Enfin, la houle n°3 est une houle énergétique frontale. Entre les houles 2 et 3, un épisode de mer de vent de Sud a été observé.

Pour simplifier le problème, nous nous focaliserons surtout sur la houle n°2 pendant laquelle la contribution du vent était négligeable.

La Figure V.17 montre une photo aérienne de la plage du Truc Vert pendant la campagne de mesures PNEC 2001, avec la localisation des capteurs et des courantomètres ainsi que la morphologie des bancs de sable. Le système barre/baïne était connecté à un croissant intermédiaire, et des barres en croissant subtidales étaient observées plus au large. Les mesures ont été réalisées sur un système barre/baïne intertidal. La barre était déconnectée du haut de plage. La baïne était orientée NE/SW, associée à une baïne embryonnaire orientée SE/NW. Neuf jours avant la campagne de mesure, une houle énergétique ( $H_s \approx 4 - 5m$ ) quasi-frontale a touché la côte aquitaine pendant plusieurs jours, induisant un fort transport sédimentaire vers le large et la formation de systèmes barre/baïne irréguliers (Groupe

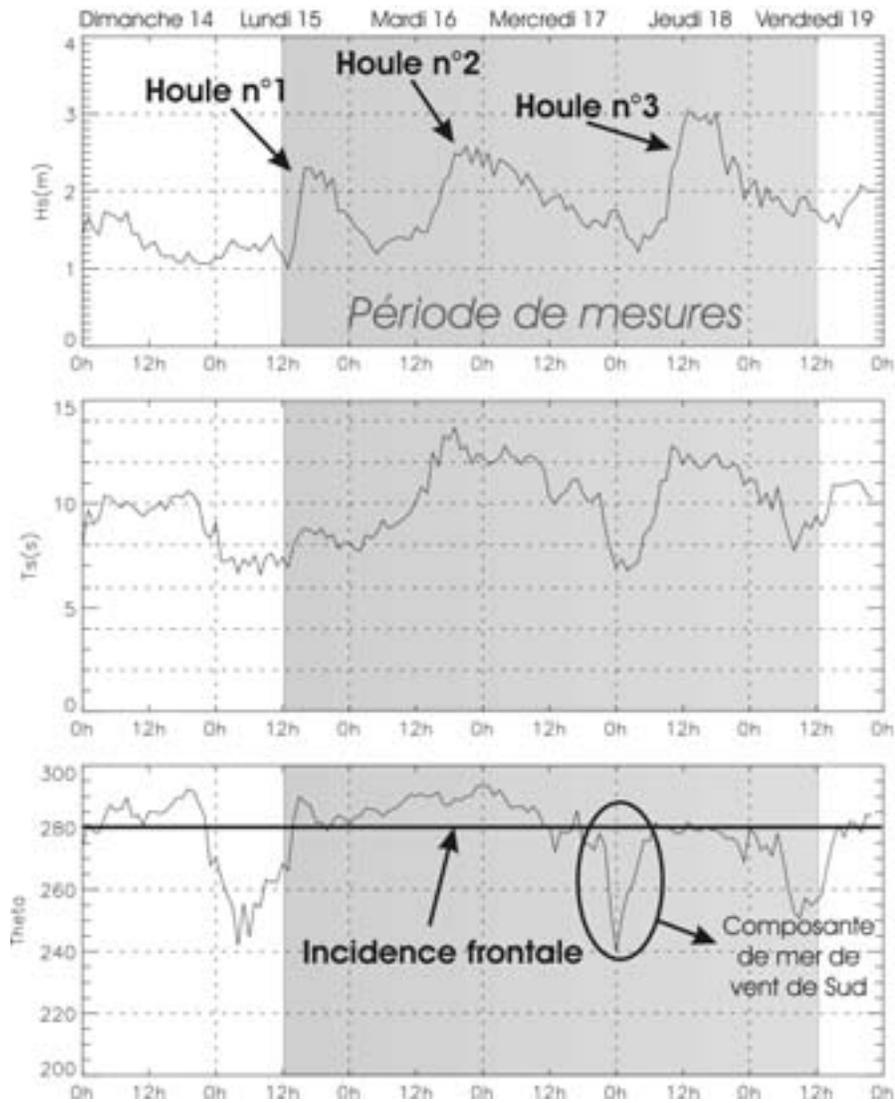


FIG. V.16 – Conditions de houle au large (Bouée Triaxys Cap Ferret) pendant la campagne de mesure PNEC 2001, avec la localisation des trois trains de houle

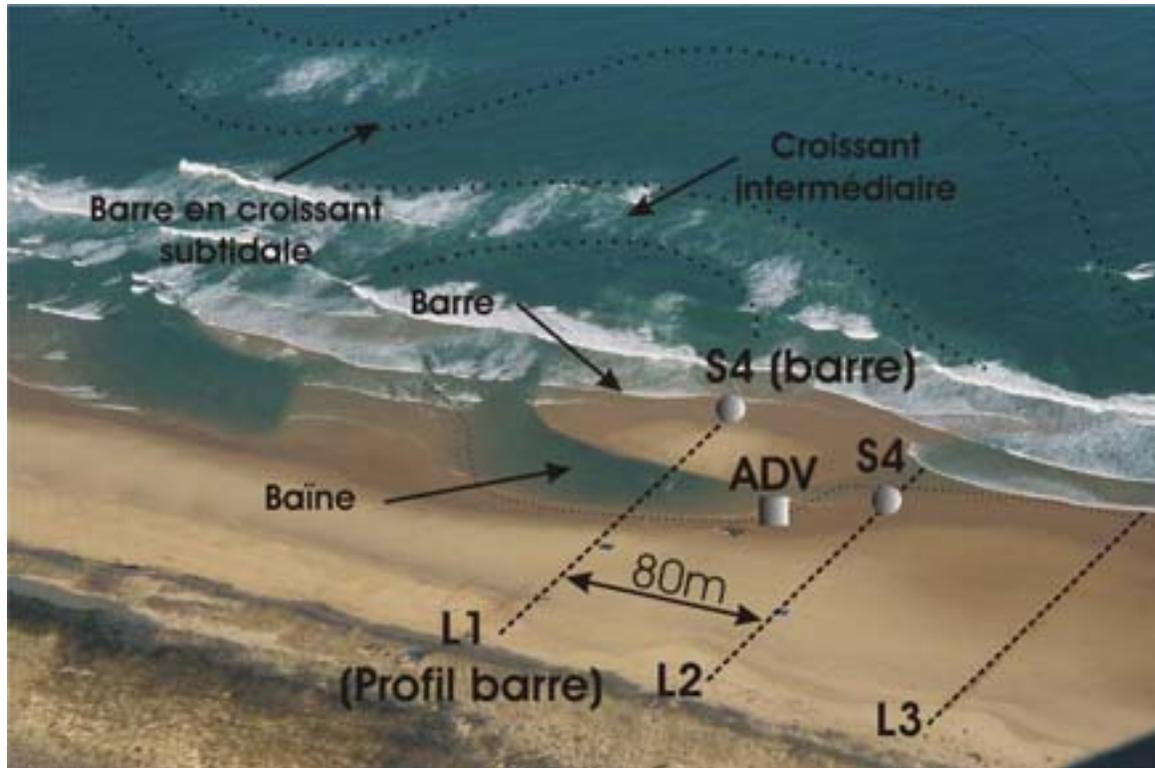


FIG. V.17 – Plage du Truc Vert à marée basse pendant la campagne de mesures intensives PNEC 2001. Morphologie des barres sableuses et localisation des courantomètres (S4 et ADVs), des lignes de capteurs de pression (L1, L2 et L3)

II, voir paragraphe III.3.2).

Trois lignes de capteurs de pression  $L1$ ,  $L2$  et  $L3$  ont été disposées à partir desquelles les hauteurs de vagues ont été déduites. Trois courantomètres ont également été mouillés sur ce système. Ainsi, pour la première fois sur la côte aquitaine, les capteurs ont été placés afin d'évaluer la variabilité longshore des processus. Pourtant, les courantomètres ont été placés dans une même zone de convergence des masses d'eau et espacés de seulement quelques dizaines de mètres. Le choix de la disposition des courantomètres sera discuté juste après l'article inséré dans ce manuscrit (partie V.2.4).

En présence de ces conditions de houle énergétiques, les vitesses mesurées en zone de surf étaient intenses. En particulier, les vitesses pouvaient atteindre les  $2m.s^{-1}$ . La Figure V.18 montre une série temporelle des vitesses cross-shore  $u_x$ , longshore  $u_y$  et de la hauteur d'eau  $h$  avec leurs valeurs moyennes respectives le mardi 16 octobre à 17h. Les différentes vitesses instantanées varient entre 0 et environ  $2m.s^{-1}$ . On observe sur cette figure un courant de dérive intense (dirigé vers le Sud) produit par la houle n°2 dont la moyenne temporelle est de  $0.7m.s^{-1}$ . On observe également un faible courant de retour de l'ordre de  $0.15m.s^{-1}$ .

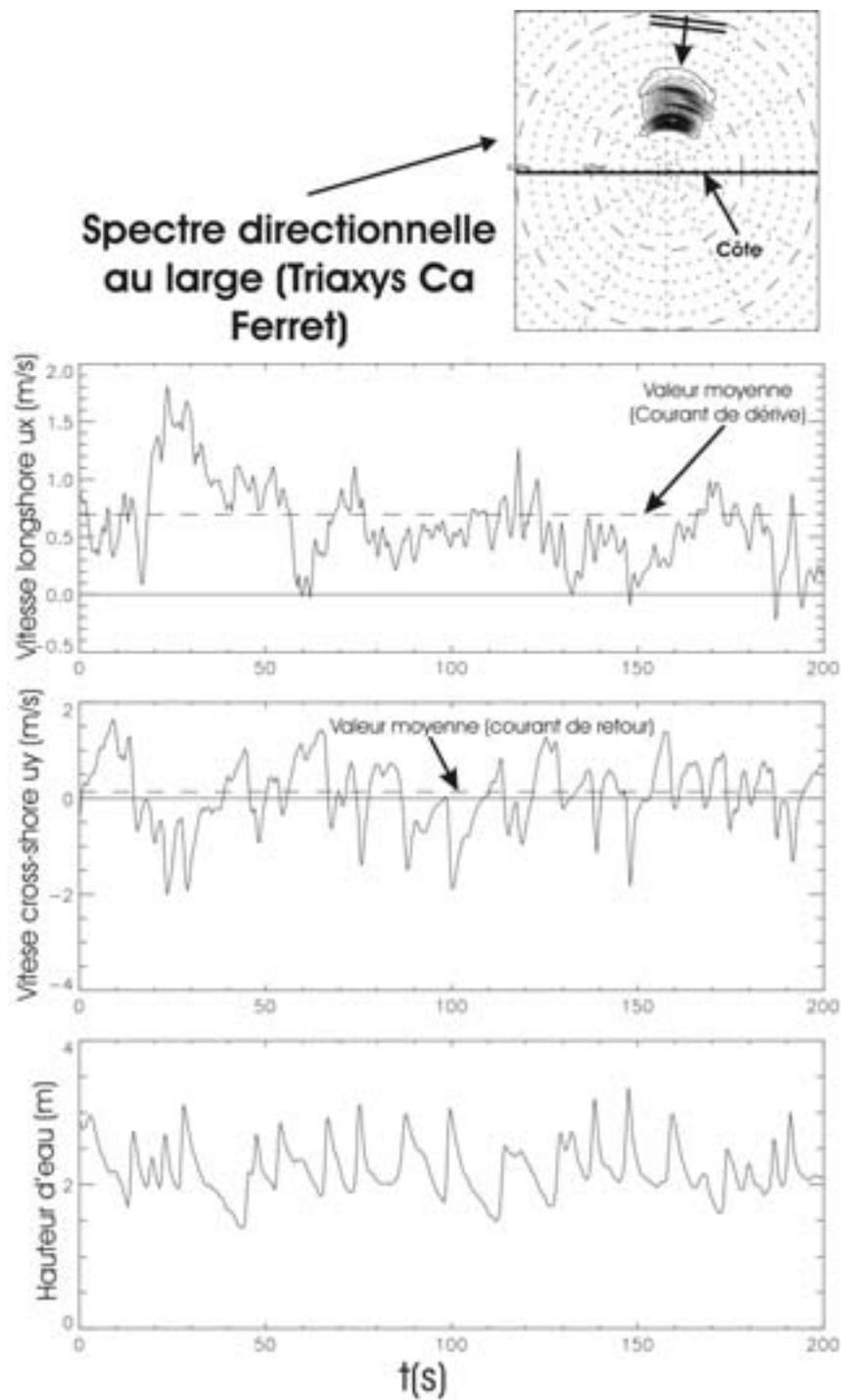


FIG. V.18 – Séries temporelles des vitesses longshore  $u_x$ , des vitesses cross-shore  $u_y$  et de la hauteur d'eau  $h$ . Le mardi 16 octobre 17h

La répartition fréquentielle de la densité d'énergie des vagues peut être obtenue en effectuant une analyse spectrale des séries temporelles. La Figure V.19 montre les spectres de densité d'énergie des vagues, et des vitesses cross-shore et longshore le mardi 16 octobre entre 14h30 et 16h10 pendant l'arrivée de la houle n°2 (Fig. V.16) à marée haute, ainsi que le spectre de la bouée Triaxys à 16h, et qui correspond au même épisode de houle (houle n°2). On remarque que le pic d'énergie associé aux vagues se situe environ à  $0.06Hz$  ce qui correspond à une période pic d'environ  $17s$ . A marée haute, une très faible proportion des vagues déferlait sur la barre, et le transfert d'énergie vers les harmoniques restait donc faible. De même, la série temporelle de la vitesse cross-shore est en grande partie contrôlée par les vitesses orbitales des vagues, d'où un pic d'énergie lui aussi centré sur la période du pic de houle. Le spectre d'énergie de la vitesse longshore est quant à lui beaucoup plus étalé, avec une grande partie de l'énergie répartie dans la bande infragravitaire. La houle n°2 d'incidence moyenne de  $8^\circ$  par rapport à la côte (Fig. V.16) a en effet induit un courant de dérive intense, sujet aux instabilités de cisaillement.

### V.3.2 Méthode

La modélisation 2DH est utilisée pour simuler les courants moyens au-dessus de la plage naturelle du Truc Vert. L'Annexe G rappelle les limites de l'approche 1DH pour de telles simulations

La méthode utilisée pour simuler les vagues et les courants moyens au-dessus de la plage du Truc Vert est détaillée dans l'article inséré dans ce manuscrit (V.2.4). La propagation des vagues sur le plateau aquitain est auparavant simulée entre la bouée directionnelle Triaxys mouillée  $15km$  au large du Cap Ferret et l'isobathe des  $-9m$  en dessous du 0 hydrographique, juste avant les barres en croissant. Le spectre directionnel de la bouée Triaxys est notre condition limite au large dans SWAN, invariant dans la direction parallèle à la côte.

Pour la propagation des vagues au large, une bathymétrie numérique fournie par le SHOM nous permet de simuler la propagation de la houle sur le plateau aquitain. Dans un deuxième temps, les vagues et les courants induits sont simulés au-dessus de la plage du Truc Vert.

La bathymétrie numérique de la plage du Truc Vert utilisée pour les simulations a été conçue à partir des relevés topographiques du domaine d'étude en zone intertidale. Pour la zone subtidale, l'image SPOT de la zone d'étude prise le 30 octobre 2001 a été utilisée. En effet, aucun relevé bathymétrique de la zone subtidale n'a été effectué en raison des conditions de houle pendant la période de mesure. La Figure V.20 montre l'image SPOT géoréférencée et superposée à la topographie mesurée lors de la campagne de mesures, qui

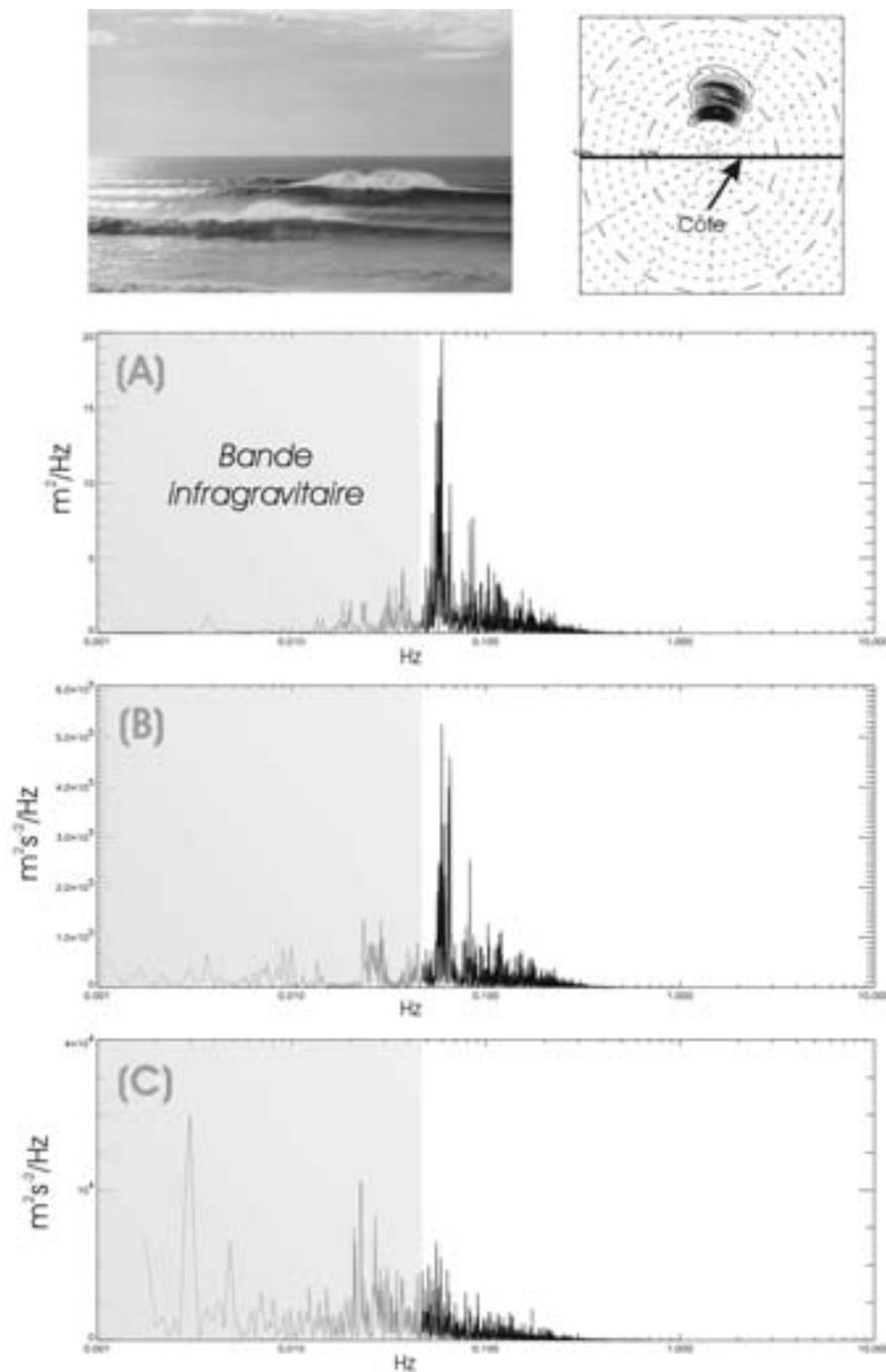


FIG. V.19 – Spectres de densité d'énergie calculés entre 14h30 et 16h10 le mardi 16 octobre 2001 pour la S4 barre (Fig. V.17). (A) : Spectre de densité d'énergie des vagues ; (B) : Spectre de densité d'énergie de la vitesse cross-shore  $u_x$  ; (C) : Spectre de la vitesse longshore  $u_y$

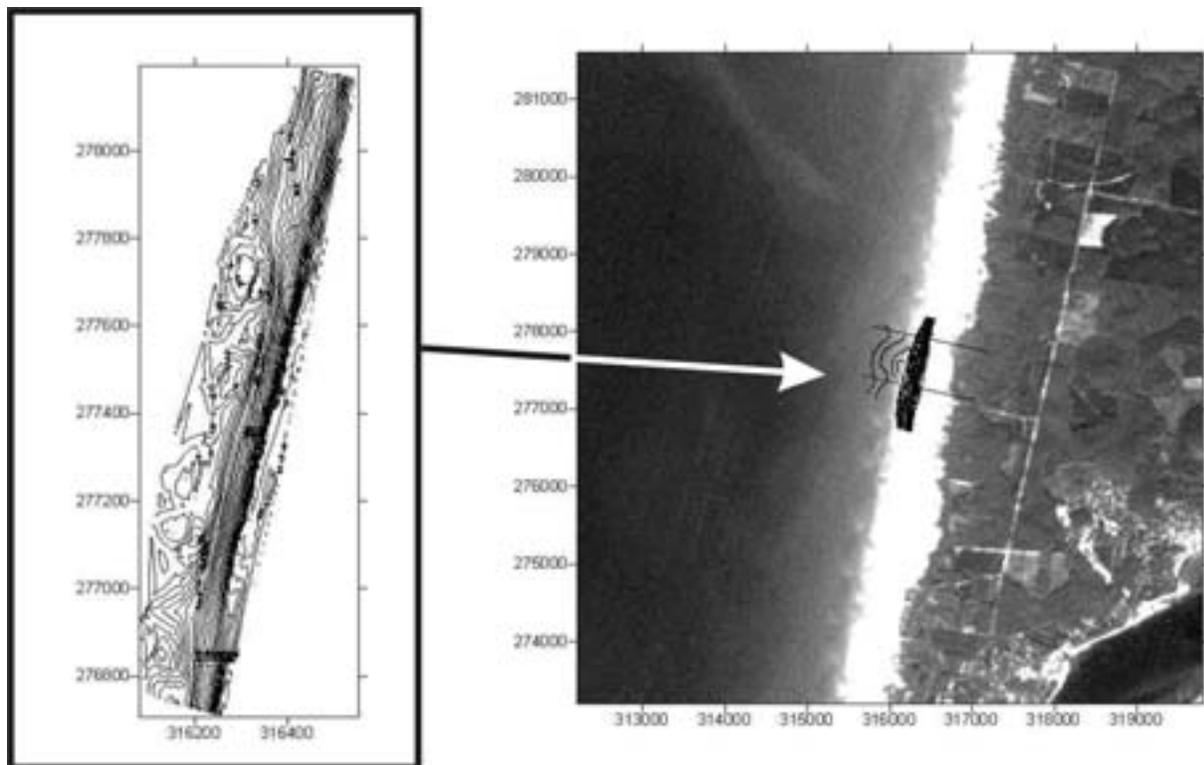


FIG. V.20 – Image SPOT géoréférencée et superposée à la topographie mesurée pendant la campagne de mesures PNEC 2001

nous permet de déterminer la position et la forme des croissants subtidiaux. En utilisant les valeurs moyennes des caractéristiques des barres en croissant sur la côte aquitaine (Castelle, 2001), une bathymétrie numérique de la zone subtidale a été réalisée (Castelle et al., 2003a). Cette bathymétrie est décrite dans l'article inséré (partie V.2.4).

### **V.3.3 Dynamics of wave-induced currents over a multiple-barred sandy beach on the aquitanian coast**

Article sous corrections à *Continental Shelf Research*.

#### **Abstract**

#### **1.Introduction**

#### **2.Study area**

#### **3.Methods**

3.1 *PNEC 2001 field measurements*

3.2 *Numerical model*

3.3 *Model inputs*

#### **4.Results**

4.1 *Data*

4.2 *Comparison of field data and model output*

4.3 *Horizontal circulation patterns over the ridge and runnel system*

#### **5.Conclusion**

## Dynamics of Wave-Induced Currents Over an Alongshore Non-Uniform Multiple-Barred Sandy Beach On The Aquitanian Coast, FRANCE

Bruno Castelle<sup>1</sup>, Philippe Bonneton, Nadia Sénéchal, Hélène  
Dupuis, Rémi Butel and Denis Michel

*Department of Geology and Oceanography, UMR CNRS 5805 EPOC, University of Bordeaux I,  
33405 Talence cedex, France*

### Abstract

This paper presents the field investigation and numerical modeling of waves and wave-induced currents on a wave-dominated and non-alongshore uniform multiple barred beach. This study aims at establishing the first analysis of the dynamics of horizontal flows on the French Aquitanian coast. The spectral wave program SWAN is coupled with the time- and depth-averaged (2DH) coastal area model MORPHODYN. This coupled-model is applied to Truc Vert Beach configuration on the Aquitanian coast, and results are compared with field data. From the 14<sup>th</sup> to the 19<sup>th</sup> of October 2001, a field experiment was carried out in order to characterize hydrodynamics and sediment transport over a complex bathymetry in the presence of oceanic wave conditions. From these data we calibrated 3 parameters : the bottom friction for wave propagation from the Aquitanian continental shelf to the nearshore zone, the spatially constant bottom friction coefficient due to waves and currents, and the lateral mixing. Despite the model approximations and the fact that the offshore wave boundary conditions was located 15 km off the coast, the model is in good agreement with measurements. During weak wind conditions, computed waves and longshore currents fit well with field data on the ridge and runnel system. The strong tidal modulation of surf zone processes over this system is revealed. Hydrodynamics are strongly controlled by the beach morphology. For near-frontal swells, the ridge and runnel system is responsible for a strong rip current located at the runnel outlet, associated with a circulation cell. Prediction of the tidal modulation and the sensitivity of the rip current to offshore wave conditions are in agreement with observations. Maximum rip current flow velocities occurs approximately at mid-tide, which goes against what most researchers have found in other environments.

*Keywords* : France ; Aquitanian coast ; Nearshore dynamics ; rip currents ; longshore current ; field measurements ; Modeling ; Ridge and runnel system

---

<sup>1</sup>Corresponding author. Tel. : +33 540008832 ; Fax : +33 556840848  
E-mail address : b.castelle@epoc.u-bordeaux1.fr (B. Castelle)

## 1. Introduction

Ocean waves are the primary cause of sediment transport and morphological change in the nearshore. During the past three decades, knowledge of the physical processes related to waves, wave-induced currents and sediment transport has improved. However, on natural beaches, accurate prediction of the wave-induced current circulations which control the nearshore sediment transport rate remains an open issue. In particular, the determination of longshore current structure and rip current behavior are important topics for further research. In this paper, waves and wave-induced currents are investigated using measurements and numerical modeling over the Aquitanian beaches, which have not received much attention in the literature previously. In this environment, the longshore non-uniform topography and wave climate are responsible for complex rip currents, nearshore cell circulations and longshore currents which are discussed herein and compared with other environments.

The cross-shore variability and magnitude of longshore currents have been investigated for a long time using different approaches. Laboratory experiments were undertaken by Visser (1991), Hamilton and Ebersole (2001) among others, to improve methods for predicting wave-induced currents and nearshore sediment transport rates. For barred and planar beaches, laboratory experiments show that the maximum longshore current velocity is located where breaking is most intense, i.e. on the bar and near the shoreline. Early longshore current models were reduced to one dimension (Longuet-Higgins, 1970) and predict the magnitude and location of the maximum longshore current at the breaking point. For truly alongshore uniform barred-beaches, the maximum of longshore current can be expected to occur at the point of most intense wave breaking (Ruessink et al., 2001; Feddersen and Guza, 2003), i.e. on the bar, consistent with the laboratory results of Reniers and Battjes (1997). When a barred-beach has strong alongshore non-uniformities, the maximum of longshore current is located in the

trough (Church and Thornton, 1993; Kuriyama and Nakatsukasa, 2000). Several mechanisms were examined to explain this spatial lag. Roller effects on the longshore distribution were investigated by Reniers and Battjes (1997) as well as turbulent eddy viscosity. Church and Thornton (1993) examined the effects of wave-induced turbulence on the bottom shear stress and resulting longshore current profiles. However, the longshore pressure gradient due to longshore bathymetry inhomogeneities is the only mechanism able to shift enough the velocity maximum away from the bar crest (Petrevu et al., 1995; Reniers and Battjes, 1997; Feddersen et al., 1998).

The rip current is another common horizontal flow pattern which occurs on natural beaches. Rips are strong and narrow seaward oriented currents, responsible for significant sediment transport (Cook, 1970; Inman et al., 1971; Brander, 1999) and morphology change in the nearshore (Sosa, 1972; Short, 1979, 1992; Wright and Short, 1984). Recently, field studies have been undertaken to improve knowledge of this nearshore circulation pattern (Aagaard et al., 1997; Brander, 1999; MacMahan et al., 2003). The tidal modulation of the rip current velocity, with maximum velocities occurring at low-tide, were investigated by Brander (1999). A first scaling relationship between incoming waves and rip current dimension was established by Brander (2000). Haas and Svendsen (2002) investigated the vertical structure of the rip current from laboratory experiments in comparison with quasi-3D numerical simulations. They found that the vertical profile of the rip current varies from a depth uniform pattern in the channel to depth varying pattern further offshore, with maximum velocity at the surface.

The present study aims at investigating the structure and magnitude of longshore current and rip currents on a type of beach which behaves differently than others reported in the literature. The French Aquitanian coast beaches exhibit strongly longshore non-uniform multiple bars, resulting in complex horizontal wave-induced current patterns which are poorly understood. The lack of data is due both to a

very energetic wave climate and a difficult access to the study area, which makes intensive measurements in the field a challenging task, particularly in the shallow subtidal zone. Before PNEC 2001 experiment, measurements of rips and nearshore cell circulation were few, and virtually non-existent in the environment described in this paper. The present study paves this gap with quality dataset. Combination of modeling, field measurements analysis and satellite imagery is used to investigate the random wave transformation and wave-induced currents over the Aquitanian coast beaches. A two-dimensional depth-averaged motion approach (2DH) is undertaken to predict longshore current structure and rip currents. The two-dimensional structure, magnitude, tidal modulation and sensitivity to offshore wave conditions of wave-induced currents are then analysed.

## 2. Study area

The French Aquitanian coast is a 230km high energy meso-macrotidal straight coast between the Gironde estuary and the Adour estuary (Figure 1). The high meso-macro tidal range is about 5m at spring tides, along with a relatively broad intertidal region of approximately 200m. This coast is bordered by high eolian dunes and sediment consists in fine to medium sand ( $200\mu m < d_{50} < 350\mu m$ ). The Aquitanian coast is exposed to almost continuous high energy swells. Statistical analysis of non-directional Datawell wave rider times series (in 26m water depth) shows that this coast is mainly concerned by very low steepness swell waves (mean annual  $H_s$  and period of 1.4m and 6.5s), travelling mainly from W-NW directions (Butel et al., 2002). During storms, offshore significant wave height can reach 10m. The mean wave incidence induces a strong southerly longshore drift (Michel and Howa, 1994). In the area situated outside the influence of the Arcachon lagoon and Gironde estuary, tidal currents are not significant in comparison with wave-induced currents.

Following the beach state classification of

Short (1992); Short and Aagaard (1993), Aquitanian coast beach state is mainly a intermediate (d) double-barred beach. The nearshore is characterized by two distinct sand bar patterns : the crescentic bar system in the subtidal zone and the ridge and runnel system in the intertidal zone (Michel and Howa, 1999). After long period of fair weather conditions, ridges are regularly interrupted by down-current oriented runnels with a mean wavelength of about 400m (year-average) i.e a rip density (RD) of 2.5. This value of RD characterizes west coast swell environments (Short, 1999), which goes against the world wave environment classification of Davies (1980) in which the Aquitanian coast is defined as a storm wave environment. Figure 2 shows an aerial view of a ridge and runnel system on the Aquitanian Coast. Rip channel migration is about 3 meters per day during summer (Lafon et al., 2002). After occurrence of high energy wave conditions, random direction runnels with a large range of rip spacing are observed. The nearshore zone exhibits large scale crescentic bars (Froidefond et al., 1990) whose shape can vary from typically crescentic to a seldom observed lunate shape with a mean wavelength of about 700m (Lafon et al., 2004). Figure 3 shows a SPOT image of a regular nearshore crescentic bar system from Truc Vert Beach to the end of the sand spit. Sometimes a third bar system inshore the crescentic bars can be connected to the ridge and runnel system. This system has a crescent shape, and it results in a shifting of the beach state to intermediate (e) following the classification of Short (1992). The morphodynamics of these intertidal and nearshore bar systems are still not well understood, and a state of the art of our knowledge is given by Castelle and Bonneton (2004a).

This nearshore morphology is responsible for complex horizontal water circulations. According to fishermen, lifeguards and surfers, strong tidal modulated rip currents are observed at the runnel outlet, causing several drownings each summer, with maximum flow velocities occurring at mid tide. This occurrence goes against recent studies on other environments (Brander, 1999, 2000) which showed maximum flow veloci-

ties occurred at low-tide. These currents are also responsible for strong water and sediment exchanges between the nearshore and the intertidal zones (Fig. 2). Further offshore, rip currents are also observed over the nearshore crescentic bar systems. For mid to high energy conditions, large circulation cells and rip currents are supposed to be induced by waves over this system (Castelle and Bonneton, 2004b).

In this paper, field measurements of nearshore cell circulation and numerical modeling are combined to investigate the dynamics of waves and wave-induced currents. This study provides the first quantitative description of horizontal circulations on the Aquitanian coast beaches during real conditions.

### 3. Methods

#### 3.1. PNEC 2001 field measurements

A field experiment was conducted at Truc Vert beach on the French Aquitanian coast from the 14<sup>th</sup> to the 19<sup>th</sup> of October 2001. The large tidal range allowed instruments to be deployed and recovered safely at low tide while measurements were obtained from mid-tide to high-tide on different swell and tide conditions (Sénéchal et al., 2003). Aerial photographs, satellite images and accurate topography surveys were used to monitor nearshore morphology. The beach profiles were measured at least daily, covering an area extending from the dune to about 200m offshore, on a longshore distance of about 1km. The average alongshore spacing between each beach profile was approximately 25m. A Triaxys directional wave rider moored approximately 15km off the Cap Ferret on the continental shelf provided incident swell conditions each hour (H. Dupuis, 2003, [http://www.epoc.u-bordeaux.fr/fr/Methys/zone\\_mouillage.html](http://www.epoc.u-bordeaux.fr/fr/Methys/zone_mouillage.html)).

From the 6<sup>th</sup> to the 9<sup>th</sup> of October, Truc Vert Beach was exposed to an intense storm. A very energetic quasi-frontal swell lasted for four days with offshore significant wave heights ranging from 2m to 5m (Figure 4). It resulted in a strong seaward sediment transport and the formation of random direction runnels. The

storm was followed by 4 days of relative weak wave conditions resulting in the formation of a berm in the upper part of the beach. The section of beach chosen for measurements was strongly alongshore non-uniform and exhibited a ridge and runnel system oriented W-SW in the intertidal domain (Fig. 5). The ridge and runnel system was connected to a small inner crescentic bar system, which can also be defined as a rip head bar following Wright and Short (1984). The nearshore area exhibited an approximately 600m wavelength crescentic bar system (Desmazes and Michel, 2002). A cusp shape berm was observed in the upper part of the intertidal domain. By the end of the experiment, the beach morphology had changed significantly with the welding of the ridge to the beach face and the smooth of the upper part of the intertidal domain. Quantitatively, between the 16<sup>th</sup> and the 18<sup>th</sup> of October, measured erosion of the berm reached 1.3m, and the ridge onshore migration was approximately 25m.

In terms of hydrodynamics, we positioned 2 cross-shore transects along which four pressure sensors were deployed to provide the alongshore variability of the cross-shore distribution of wave heights. Three bottom-mounted directional wave current meters were deployed : two S4 InterOcean instruments (S1 and S2 on Fig.5) positioned at the end of each transect and one Acoustic Doppler Velocimeter (ADV Vector) in between. Instruments were deployed like this in order to study the horizontal circulations over the ridge and runnel systems and to give the alongshore variability of waves and currents. Data were sampled at 8Hz for the pressure sensors, 2Hz for the S4 current meters, and 8Hz for the ADV (Sénéchal et al., 2003). Due to the large tidal range at Truc Vert Beach, the intertidal domain is about 200m and instruments then can be located alternatively during a tide cycle in the swash, the surf and the shoaling zone.

During the experiment, wave conditions were energetic. Significant wave height ( $H_s$ ) ranged from 1m to 3.1m (Fig. 4), significant wave period ( $T_s$ ) ranged from 7s to 14s, with peak swell period reaching 20s on the 16<sup>th</sup>. The surf zone was generally wide reaching a maximum

width of 500m on the 18<sup>th</sup>. Strong rip currents were observed during medium wave energy conditions at mid-tide at the tunnel outlet, and inshore of nearshore crescent horns at low tide. The current meters were not positioned near the rip neck in case the instrument were lost.

### 3.2. Numerical model

In this section the equations and underlying assumptions used to model the random wave transformation, the set-up/set-down and the two dimensional wave induced current velocities will be briefly presented.

#### 3.2.1. Time and depth-averaged wave-induced current model

The MORPHODYN model, is based on the time average of the depth-integrated mass and momentum conservation equations. The average duration of about 10min is chosen to be much longer than those for wave groups, but significantly shorter than time scales associated with changes in incident wave conditions. Hydrodynamics are solved using an implicit method to obtain quasi-steady mean water depth  $\bar{h}$  and water volume fluxes  $\bar{Q}_i$  :

$$\bar{Q}_i(x, y, t) = \overline{\int_{Z_f}^{\eta} v_i(x, y, z, t) dz} \quad (1)$$

where  $(\bar{\cdot})$  is the time average,  $x$  the longshore axis,  $y$  the crossshore axis,  $z$  the vertical axis,  $v_i$  the water particle velocity,  $Z_f$  the bed elevation and  $\eta$  is the free surface elevation. The governing equations are :

$$\frac{\partial \bar{Q}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\bar{Q}_i \bar{Q}_j}{h} \right) = g \bar{h} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\tau_i^b}{\rho} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{Q}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3)$$

In the conservation equations of momentum (2) and mass (3)  $g$  is the gravitational acceleration,  $\rho$  the mass density of water,  $S_{ij}$  the radiation stress components,  $R_{ij}$  the excess of momentum flux due to the wave roller,  $\tau_i^b$  the time-averaged bed stress and  $T_{ij}$  is the mixing term.

Wave velocity is separated into two components : a fluctuating velocity  $\hat{v}_i$  (i.e wave and turbulence), and a mean current velocity  $U_{ci} = U_{ci}(x, y, t)$  :

$$v_i(x, y, z, t) = U_{ci}(x, y, t) + \hat{v}_i(x, y, z, t) \quad (4)$$

According to Philipps (1977) the mean velocity  $U_{ci}$  is defined as :

$$U_{ci} = \bar{v}_i \quad (5)$$

Equations 4 and 5 lead to  $\bar{\hat{v}}_i = 0$ ,  $\bar{Q}_i$  can be written :

$$\begin{aligned} \bar{Q}_i &= \overline{\int_{Z_f}^{\eta} U_{ci} dz} + \overline{\int_{Z_f}^{\eta} \hat{v}_i(x, y, z, t) dz} \\ &= \bar{h} U_{ci} + \bar{Q}_i \end{aligned} \quad (6)$$

where  $\bar{Q}_i$  is the mean volume flux associated with the fluctuating motion. Due to the distinct physical nature of wave and turbulence, the fluctuating velocity  $\hat{v}_i$  can be separated into two components :

$$\hat{v}_i(x, y, z, t) = v_i'(x, y, z, t) + v_i''(x, y, z, t) \quad (7)$$

where  $v_i'$  is the wave fluctuating velocity and  $v_i''$  the turbulence fluctuating velocity. Then  $\bar{Q}_i$  can be decomposed into :

$$\begin{aligned} \bar{Q}_i &= \overline{\int_{Z_f}^{\eta} v_i'(x, y, z, t) dz} + \overline{\int_{Z_f}^{\eta} v_i''(x, y, z, t) dz} \\ &= \bar{Q}_{wi} + \bar{Q}_{ti} \end{aligned} \quad (8)$$

where  $\bar{Q}_{wi}$  is the mean volume flux associated with the wave motion,  $\bar{Q}_{ti}$  is the mean volume flux associated with turbulence. The mean current velocity  $U_{ci}$  then becomes :

$$U_{ci} = \frac{\bar{Q}_i - \bar{Q}_{wi} - \bar{Q}_{ti}}{\bar{h}} \quad (9)$$

#### 3.2.2. The spectral wave model

Figures jointes à l'article :

For a two-dimensional arbitrary beach topography, the computation of the forcing terms requires the wave field to be specified everywhere. To satisfy this condition, we use the wave program SWAN (Booij et al., 1999) which solves the spectral action balance equation. This wave driver is supposed to simulate accurately the wave field over Aquitanian beaches where reflection and diffraction are not significant (Ris et al., 1998). Triad interaction is taken into account in the computations, but wave-current and quadruplet interactions are not included in the wave modeling.

The breaking wave model chosen herein is the bore-based model of Battjes and Janssen (1978) with a constant breaker parameter  $\gamma = 0.73$  following Battjes and Stive (1985). We apply the bottom friction formulation given by Madsen et al. (1988), which defines the bottom friction coefficient  $C_{Madsen}$  as :

$$C_{Madsen} = f_w \frac{g}{\sqrt{2}} U_{rms} \quad (10)$$

where  $U_{rms}$  is the root-mean-square value of the orbital motion near the bottom, and  $f_w$  is a non-dimensional friction factor estimated by using the formulation of Jonsson (1966) :

$$\frac{1}{4\sqrt{f_w}} + \log_{10} \left[ \frac{1}{4\sqrt{f_w}} \right] = m_f + \log_{10} \left[ \frac{\alpha_b}{K_N} \right] \quad (11)$$

in which  $m_f = -0.08$ ,  $\alpha_b$  is a representative near-bottom excursion amplitude, and  $K_N$  the bottom roughness length scale.

The driving terms of the hydrodynamic model are computed from the SWAN outputs :  $H_{rms}$ , the mean wave direction  $\theta$ , and the mean wave period  $T$ . The roller area in the surf zone is estimated following Kuriyama and Nakatsukasa (2000). According to Dally (2001), the roller terms are written as :

$$\dot{Q}_{rt} = \frac{1}{\rho} \left( \frac{\rho_r A}{T} \right) k_i \quad (12)$$

$$R_{xx} = c \left( \frac{\rho_r A}{T} \right) \left( \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \right) \quad (13)$$

$$R_{yy} = c \left( \frac{\rho_r A}{T} \right) \left( \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \right) \quad (14)$$

$$R_{xy} = c \left( \frac{\rho_r A}{T} \right) \cos \theta \sin \theta \quad (15)$$

where  $\rho_r$  is the mass density of the roller,  $C$  is the phase velocity and  $k_i$  is the mean wave number. In shallow water the wave motion is characterized by weak advection of fluid particles. The linear theory gives the volume flux associated with the organized wave motion  $\dot{Q}_{wt}$  and the random wave energy  $E$  :

$$\dot{Q}_{wt} = \int v_i' dz = \frac{1}{8} \frac{g H_{rms}^2}{c} \frac{k_i}{k} = \frac{E}{\rho c} \frac{k_i}{k} \quad (16)$$

$$E = \frac{1}{8} \rho g H_{rms}^2 \quad (17)$$

The radiation stress components  $S_{ij}$  associated with wave motion are given by Svendsen and Petrevu (1996) :

$$S_{ij} = \frac{E}{2} \left\{ \frac{k_i k_j}{k^2} \frac{2C_g}{C} + \delta_{ij} \left( \frac{2C_g}{C} - 1 \right) \right\} - \rho \frac{\dot{Q}_i \dot{Q}_j}{h} \quad (18)$$

where  $C_g$  is the group velocity.

The eddy viscosity  $\nu_t$  associated with mixing  $T_{ij}$  is determined using combination of a constant eddy viscosity  $\nu_0$  and the formulation of Battjes (1975), which assumes that mixing in the surf zone is primarily due to the turbulence generated by breaking waves.

$$\nu_t = Mh \left( \frac{D}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} + \nu_0 \quad (19)$$

where  $D$  is the rate of energy loss due to depth induced breaking for the organized wave motion and  $M$  is a dimensionless coefficient.

The final part of the closure problem is the determination of the bed shear stress  $\tau_b^h$ , which is a crucial element in the prediction of horizontal circulations. According to the weak flow approximation (Liu and Dalrymple, 1978), the bottom shear stress due to wave and currents is :

$$\tau_b^h = \rho C_f U_w U_{os} \quad (20)$$

Where  $U_w$  is the bottom oscillatory velocity and  $C_f$  the spatially constant bottom friction coefficient.

This coupled numerical model computes both wave and wave-induced currents. To apply this model to field data, two-dimensional bathymetry and offshore incident wave conditions are required. With these inputs, the model can predict wave characteristics and quasi-steady currents across the entire nearshore zone.

### 3.3. Model inputs

Each hour the offshore wave rider buoy computed the directional wave spectrum, which was used as an offshore boundary condition for the SWAN model. First, the wave field was computed from the wave buoy to 9m under the Lowest Astronomical Tide (LAT) level. Waves and currents were computed on a refined grid from the 9 meter depth isobath to the shoreline on the beach area chosen for the field experiment. The buoy location and the two computational grids used for simulations are shown in Figure 6. The bathymetry of the continental shelf was provided by the SHOM (Service Hydrographique et Océanographique de la Marine). The size of the regular computational grid is  $40^{\circ}80$ , with 400m mesh steps. The numerical bathymetry of the beach area was derived from the topographic survey of the intertidal domain undertaken the 16<sup>th</sup>, and from the 16<sup>th</sup> satellite SPOT image for the subtidal zone. It is extended to a periodic bathymetry (wavelength equal to a crescent length : 600m), enabling computation of the mean current field. The computational grid consists of 10m meshes with periodic lateral boundary conditions in the longshore direction.

During the experiment, static water pressures were converted to water surface elevation, and for each sensor the root-mean-square wave height  $H_{rms}$  was estimated from a zero down-crossing analysis, defined as  $H_{rms} = (\sum_{n=1}^N H_n^2)^{\frac{1}{2}}$ . Measurements were not taken when the mean water depth ( $\bar{h}$ ) is less than 70cm, i.e. when they are positioned around the wave trough and occasionally emerge. Root-mean-square wave heights and current velocities were computed each hour over 30-minute intervals during the

experiment concurrent with the Triaxys buoy data input. During the 18<sup>th</sup> of October, energetic wave conditions were responsible for a strong morphological evolution of the beach area. Consequently the last 30 hours of measurements are not taken into account because the numerical bathymetry was not accurate enough. Wave heights were computed on the beach area, and the bottom roughness length scale  $K_N$  (eq. 11) on the continental shelf was calibrated using the most seaward sensor data (S1). Then hydrodynamic free parameters of MORPHODYN  $C_f$ ,  $\nu_0$  and  $M$ , are tuned to give the best agreement of the simulations with field data in the nearshore zone.

## 4. Results

### 4.1. Data

During the experiment, measured mean currents ranged from  $0.05m.s^{-1}$  to  $1.2m.s^{-1}$ , with instantaneous velocities often reaching  $3m.s^{-1}$  (Castelle and Bonneton, 2002). The experiment was characterized by two distinct swell classes. The first one (during the three first days of the experiment) is characterized by incident swell at about  $10^{\circ}$  to the beach, and generating a southward longshore current with a peak of approximately  $1m.s^{-1}$ . The second one (on the 18<sup>th</sup>) is characterized by an energetic swell with a shore-normal incidence generating circulation cells and rip currents.

Figure 7 shows the 150 minutes time series at station S1, located in the breaker zone, of the low pass filtered signals (frequency cut-off :  $0.01Hz$ ) of water depth  $h$ , cross-shore and longshore velocities during the 17<sup>th</sup> of October. This period was characterized by offshore incident waves at about  $8^{\circ}$  to the beach with root-mean-square wave height  $H_{rms}$  of about 2m resulting in the generation of a southward longshore current on the order of  $0.5 - 1m.s^{-1}$ . Unsteady longshore flows are observed (Fig. 7, with two strong low frequency modulations : infragravity wave motions (0.004Hz-0.04Hz) (Bonneton et al., 2004), and very low frequency motions (frequencies less than 0.004Hz). Quasi

-steady and unsteady cross-shore flows are weaker, which means longshore current was predominant during this period. Figure 8 shows the energy spectras associated of the surface elevation  $h$ , cross-shore and longshore velocities during the same period. This figure shows the peak wave energy frequency was about  $0.06Hz$  (peak wave period of approximately 17s), while a large amount of longshore velocities energy was located in the infragravity and far infragravity bands ( $< 0.04Hz$ ).

Very low frequency motions are obvious during the 18<sup>th</sup>. Figure 9 shows the 150 minutes time series at station S2, located in the breaker zone, of the low pass filtered signals (frequency cut-off :  $0.01Hz$ ) of water depth  $h$ , cross-shore and longshore velocities during the 18<sup>th</sup> of October. Measured longshore velocities inside the surf zone fluctuate aperiodically with temporal scales of approximately 30 min. This kind of very low frequency motions have been associated with rip current instabilities (Haller and Dalrymple, 2001), but recent studies show that very low frequency surf zone eddies forced by waves are responsible for these low frequency motions (MacMahan et al., 2004). These data also confirm that the amount of very low frequency motion energy increases with swell energy.

These data show the strong control of offshore wave conditions on wave-induced current velocities. A significant amount of velocity energy is in the very low frequency band. This is one of the reasons why a 30-minute average intervals have been chosen for the computation of mean wave-induced currents.

#### 4.2. Comparison of field data and model output

##### 4.2.1. Waves

The input directional wave spectrum, given by the Triaxys buoy, is specified as the offshore boundary condition of our model. The comparison between computed  $H_{rms}$  and measured  $H_{rms}$  showed scattered results (Fi-

gure 10.A). Analysis of meteorological data clearly indicates that the results were most scattered when the wind was the strongest. Therefore for the calibration of  $K_N$ , only the measurements performed during periods of weak wind and wind sea were taken into account. Particularly, during the 16<sup>th</sup> of October a long and energetic long swell occurred with non-existent wind, which permitted us to accurately calibrate bottom friction. Then computed and measured wave heights were compared at the S1 location. Best agreement with field data is obtained using  $K_N = 0.085$  for the Madsen model of bottom friction, while the default value in SWAN was  $K_N = 0.05$ . Figure 10 shows the comparison of the root-mean-square wave height  $H_{rms}$  measured and computed for  $K_N = 0.085$ , for the whole experiment and during weak wind conditions. For the whole experiment, the model is in correct agreement with field data for S1 while the model is less accurate at the other pressure sensors locations deployed on the upper part of the beach. Results are scattered and the model often overestimates wave heights. When only measurements during weak wind conditions are used, the model fits very well with field data for S1, and with good agreement for the other sensors inside and outside the surf zone.

##### 4.2.2. Wave-induced currents

The driving terms of the hydrodynamic module were computed from SWAN outputs. To test the ability of the model to accurately simulate the wave-induced currents in the nearshore zone, the value of the depth-averaged longshore current  $U_{0z}$  is compared with the measured longshore currents. We assume that the longshore current velocity measured by current meter (located about 30cm up to the bottom) is representative of the depth-averaged current velocity. This assumption cannot be applied to the cross-shore current, because its vertical variations are much more important than for the longshore current. The spatially constant bottom friction coefficient  $C_f$  which controls the strengths of the wave-induced currents is tuned, and mixing

terms  $\nu_0$  and  $M$ , which controls the shape of horizontal circulations and crossshore thickness of longshore current. Best agreement with field data during weak wind conditions is found for  $C_f = 0.0048$ ,  $\nu_0 = 10$  and  $M = 5$ . The value of lateral mixing is an order of magnitude larger than for Ozkan-Haller and Kirby (1999) because shear instabilities are filtered herein. The value of the bottom friction coefficient  $C_f$  is almost within the range of value given by Whitford and Thornton (1996). Figure 11 shows the comparison between the mean longshore current  $U_{cr}$  measured and computed for the whole experiment and for only weak wind conditions. We can observe from Fig. 11 that the results are scattered for the whole experiments. However the model fits very well with field data during weak wind conditions, considering the mathematical approximations of the model and the fact that the wave field was computed 15km off Trac Vert beach.

Figure 12 shows simulated 2-dimensional current patterns and the comparison of  $H_{rms}$  and  $U_{cr}$  with field data on the crossshore transects  $L1$  and  $L2$  on the 16<sup>th</sup> of October averaged between 16h30 and 17h00. During this day, the wind and the wind sea were non-existent, and an energetic, long and narrow banded swell occurred (peak swell period between 16s and 20s). All day long, the model fits very well with measurements for the wave height and the longshore current. A relevant feature of simulations is the location of the maximum longshore current in the bar trough (Fig. 12.B). This is due to longshore pressure gradients induced by the fully three-dimensional behavior of the beach area (Fig. 12.C). These longshore pressure gradients inshore the ridge and runnel system induce an intensification of the longshore current in the runnel.

It was found that results are correct for strong longshore currents velocities, but are less accurate for low longshore current with velocity smaller than  $40\text{cm.s}^{-1}$ . It is possible that our computational grid is not accurate enough to reproduce under-scaled phenomena, which can be predominant under low energy conditions.

### 4.3. Horizontal circulation patterns over the ridge and runnel system

#### 4.3.1. Background

Both the ridge and runnel system and the nearshore crescentic bar are responsible for complex horizontal circulations depending on the tide level and the offshore wave conditions. Castelle and Bonneton (2004b) investigated the circulations induced by the nearshore crescentic bar system. They showed that circulation cells and strong rip currents occurred in intertidal and subtidal zone, with strong tidal modulation of surf zone processes. In the following the sensitivity of the horizontal circulation, and especially the rip current behavior at the runnel outlet, to the tide level and the offshore wave conditions will be investigated.

Rip currents are common on beaches exhibiting three-dimensional topography and exposed to normal or near-normal incident swells (Aagaard et al., 1997; Brander, 2000). Rip cell circulations are controlled by topographic feedback and are supposed to be responsible for strong water and sediment exchanges between the surf zone and the nearshore zone (Short, 1985), resulting in a strong influence on the beach morphology. On the aquitanian coast, these rip currents occur at each runnel outlet and their intensity depends on the length, the shape of the system, the offshore wave conditions and the tide level. No current meter was placed in the rip neck during the field measurement, and no previous data are available in rip currents in these environments. However, tidal modulation is known by locals to occur with maximum rip velocities occurring more or less at mid tide. The mechanism leading to the formation of a rip current can be summarized studying the ridge and runnel system during the PNEC 2001 field measurements. Let us assume that incoming wave field is longshore uniform. Waves approaching the bar will break before waves approaching the runnel, the induced set-up in the runnel will then begin further inshore, inducing longshore pressure gradient inshore the ridge and runnel system. These longshore pressure

gradient drive the feeder currents which lead to a rip current system associated with horizontal circulation cells. These longshore pressure gradients have been successfully measured in laboratory (Haller and Dalrymple, 1999), and more recently in the field (Haas et al., 2002).

#### 4.3.2. Simulation of a rip current

Figure 13 shows the 2-dimensional current patterns simulated during a frontal swell on the 18<sup>th</sup> of October 2001. A strong narrow, seaward oriented current (maximum mean flow on the order of  $1m.s^{-1}$ ) is located at the runnel outlet, associated with a large circulation cell. The onshore flow of this circulation is located on the bar and is broader and weaker, on the order of  $0.5m.s^{-1}$ . The computed longshore pressure gradient field  $-\rho g \frac{\partial \eta}{\partial x}$  over the ridge and runnel system during the same period is given on Fig. 13.B On the upper part of the beach (less than 1m water depth), the longshore pressure gradients are the forcing of the feeder currents. Water convergence inshore the runnel outlet results in the formation of a seaward oriented current which balances the water mass conservation equation inshore the runnel outlet. The computed rip current system is in agreement with the lagrangian rip flow measurements of Brander (1999) : flow velocities at the base of the feeders are relatively weak and quickly increase in the body of the rip up to  $0.9m.s^{-1}$  before decreasing in the rip head.

#### 4.3.3. Model to data comparison

For normal to near-normal incoming swells, rip currents are always associated with circulation cells. The wave-induced currents on the bar are also tidally modulated because they are associated with the broad flow of the circulation cell. Figure 14 shows the variations of the mean current  $U_{cs}$  during two tidal cycles from mid-tide to high-tide on the 16<sup>th</sup> of October, for a wave incidence of about  $6^\circ$ . This figure shows the tidal modulation of mean longshore flow measured at S1 and S2, with stronger currents at mid-tide. The tidal modulation on the

bar (station S1) is stronger than the modulation measured on the side of the bar (station S2). The model reproduces this tidal modulation very well (Fig.14), except for the peak velocity at 17h30, with a good sensitivity to the increasing offshore wave conditions.

#### 4.3.3. Model analysis

Simulations with stationary offshore wave conditions during one tidal cycle are required for a better understanding of this rip current. A virtual sensor station VS was defined at the runnel outlet where strong rip current velocities are supposed to occur. Incident wave angle is the main offshore wave characteristic controlling rip current shape. On October 16 at 15h (Fig. 12) the  $8^\circ$  incoming swell is responsible for a strong longshore current from the shoreline to about 400m offshore and no circulation cell or rip current is observed. For normal incidence swell, the rip is oriented seaward, very intense and confined. Frontal swells are used for the rip current simulations.

Wave period controls strength and shape of the rip currents. Indeed, longer swells lead to stronger and narrower rip currents (Figure 15). Longer swells induce stronger spatial radiation stress gradients which force more intense circulation cells. For  $T_p = 12s$ , rip velocity at station VS is almost double than for  $T_p = 6s$ . For  $T_p > 14s$  the rip velocity lightly decreases with increasing wave period.

Offshore wave height is the main wave characteristic controlling the rip velocities. Figure 16 shows the location of the virtual sensor VS and the simulations of rip current velocities  $U_c$  at the station VS during one tidal cycle for frontal swell with significant wave heights  $H_s$  ranging from 0.5m to 2m. Results reveal that maximum rip current velocity occurs between mid-tide and high-tide. For  $H_s$  up to 2m the maximum of rip velocity occurs at high-tide, while it occurs at mid-tide for  $H_s = 1m$ . Changings in the breaking pattern control the rip currents characteristics. From mid-low tide to high-tide, waves are breaking on the ridge and runnel system, which leads to a longshore

pressure gradient inshore then inducing the rip current. During a tidal cycle, the temporal occurrence of maximum rip current velocity depends on both the longshore pressure gradient intensity inshore the ridge and runnel system and the cross-sectional area of the runnel outlet available for rip flow.

Consequently, it appears that the ridge and runnel morphology is a key parameter for rip current characteristics and especially the temporal occurrence of maximum flow velocities. Comparison with other rip studies reveals the Aquitanian coast rip currents behave differently from rip systems in low-energy environments (Aagaard et al., 1997; Brander, 1999), or other case studies in high energy environments (Brander, 2000). The morphology of these environments strongly differs from the Aquitanian coast beaches morphology. The main reason is that the Aquitanian ridge and runnel system is almost uncovered at low-tide, and totally uncovered at spring low-tide, and thus can not enable longshore pressure gradient likely to drive feeders to be induced.

## 7. Conclusion

Field measurements of waves and longshore currents were obtained on a ridge and runnel system at Truc Vert Beach under a range of incident wave conditions. Field data were compared with a time and depth averaged numerical model formulated for an irregular wave field. Computed offshore root-mean-square wave heights are in good agreement with field data inside and outside the surf zone during weak wind conditions. Considering the mathematical approximations involved, the model fits well with data and quantitatively simulates the tidal modulation of flow velocities on the bar.

A first description of the dynamics of wave-induced currents on Aquitanian ridge and runnel systems has been done. Longshore pressure gradients induced are responsible for the location of maximum longshore currents in the

trough and drive the feeder which lead to rip currents. This paper emphasizes both the tidal modulated behavior of the rip velocities and rip current sensitivity to offshore wave conditions. Results show that the maximum of rip current flows occurs at mid-tide which differs from previous results observed in other beach environments. A strong coupling exists between bed morphology and hydrodynamics. Results would be quite different for developed ridge and runnel system like those which are observed at the end of the summer, just before the September first energetic swells.

This study constitutes the first stage of knowledge of the dynamics of waves and currents on the Aquitanian high energy beaches. It puts in evidence some mechanisms which should be investigated in more details during further experiments. Further investigations (modeling and measurements) on different ridge and runnel morphologies are the required for a full understanding. Given the strong currents observed on the Aquitanian coast beaches, wave-current interaction also has to be included in the modeling approach for further investigations.

## Acknowledgements

This study was performed within the framework of the Programme National d'Environnement Côtier, project "Hydrodynamique sédimentaire en zone côtière", sponsored by the CNRS/INSU. Bruno Castelle was financially supported by EPSHOM and DGA for his PhD studies. The authors would like to thank G. Oggian, F. Desmazes, H. Howa, V. Rey, D. Richouey, C. Brière, S. Abadie, V. Rey, R. Pedreiros, P. Larroude among others for their help and support during PNEC2001 field measurements.

## References

- Aagaard, T., Greenwood, B., Nielsen, J., 1997. Mean currents and sediment transport in a rip channel. *Marine Geology* 140, 25–45.
- Battjes, J., 1975. Modeling of turbulence in the surf zone. In : *Symposium on modeling techniques*. ASCE, pp. 1050-1061.
- Battjes, J., Janssen, J., 1978. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. In : *Proceeding of the 16<sup>th</sup> International Conference on Coastal Engineering*. ASCE, pp. 569–587.
- Battjes, J., Stive, M., 1985. Calibration and verification of a dissipation model for random breaking waves. *Journal of Geophysical Research* 90 (C5), 9159–9167.
- Bonneton, P., Mariu, V., Dupuis, H., Sénéchal, N., Castelle, B., 2004. Wave transformation and energy dissipation in the surf zone : Comparison between a non-linear model and field data. *Journal of Coastal Research* SI 39.
- Booij, N., Ris, R., Holthuijsen, L., 1999. A third-generation wave model for coastal regions, part i : Model description and validation. *Journal of Geophysical Research* 104 (C4), 7649–7666.
- Brander, R., 1999. Field observations on the morphodynamic evolution of low-energy rip current system. *Marine Geology* 157, 199–217.
- Brander, R., 2000. Morphodynamics of a large-scale rip current system at muriwai beach, new zealand. *Marine Geology* 165, 27–39.
- Butel, R., Dupuis, H., Bonneton, P., 2002. Spatial variability of wave conditions on the french aquitanian coast using in-situ data. *Journal of Coast Research* SI 36, 96–108.
- Castelle, B., Bonneton, P., 2002. Wave-induced currents over the aquitanian coast sand bars. In : *Proceeding of the 8<sup>th</sup> International Symposium on Oceanography of the Bay of Biscay*.
- Castelle, B., Bonneton, P., 2004a. Nearshore multi-bars morphology on the high-energy aquitanian coast, france. In prep. to *Marine Geology*.
- Castelle, B., Bonneton, P., 2004b. Nearshore waves and currents over crescentic bars. *Journal of Coast Research* SI 39.
- Church, J., Thornton, E., 1993. Effects of breaking wave induced turbulence within a long-shore current model. *Coastal Engineering* 20, 1–28.
- Cook, D., 1970. The occurrence and geologic work of rip current off southern california. *Marine Geology* 9, 173–186.
- Dally, W., 2001. Modeling nearshore currents on reef-fronted beaches. In : *Proceeding of Coastal Dynamics*.
- Davies, J., 1980. *Geographical Variation in Coastal Development* 2nd Ed. London : Longman.
- Desmazes, F., Michel, D., 2002. Sedimentation of a high energetic lower shoreface : example of truc vert beach. In : *Proceeding of the 8<sup>th</sup> International Symposium on Oceanography of the Bay of Biscay*. p. 45.
- Fedderson, F., Guza, R., 2003. Observation of nearshore circulation : Alongshore uniformity. *Journal of Geophysical Research* 108 (C1), 15667–15676.

- Foddersen, F., Giza, R., Elgar, S., Herbers, T., 1998. Alongshore momentum balances in the nearshore. *Journal of Geophysical Research* 103 (C8), 15667-15676.
- Froidefond, J.-M., Gallissaires, J.-M., Prud'homme, R., 1990. Spatial variation in sinusoidal on a crescentic nearshore bar : application to the cap ferret coast. *Journal of Coastal Research* 6, 927-942.
- Haas, K., Svendsen, I., 2002. Laboratory measurements of the vertical structure of rip current. *Journal of Geophysical Research* 107 ((C5)).
- Haas, K., Svendsen, I., Brander, R., Nielsen, P., 2002. Modeling of a rip current system on moreton island, australia. In : *Proceeding of International Conference on Coastal Engineering*. ASCE.
- Haller, M., Dalrymple, R., 1999. Rip currents dynamics and nearshore circulation. *Center of Applied Coastal Research, Univ. of Delaware*.
- Haller, M., Dalrymple, R., 2001. Rip current instabilities. *Journal of Fluid Mechanics* 433, 161-192.
- Hamilton, D., Ebersole, B., 2001. Establishing uniform longshore currents in a large-scale sediment transport facility. *Coastal Engineering* 42, 199-218.
- Inman, D., Tait, R., Nordstrom, C., 1971. Mixing in the surf zone. *Journal of Geophysical Research* 76 (C15), 3493-3514.
- Jonsson, I., 1966. Wave boundary layers and friction factors. In : *Proceeding of the 10<sup>th</sup> International Conference Coastal Engineering*. pp. 109-152.
- Kuriyama, Y., Nakatsukasa, T., 2000. A one-dimensional model for undertow and longshore current on a barred beach. *Coastal Engineering* 40, 39-58.
- Lafon, V., Dupuis, H., Butel, R., Castelle, B., Michel, D., Howa, H., De Melo Apoluceno, D., 2004. Rhythmic sub-tidal and inter-tidal bar morphology and dynamics in a mixed-energy environment. part ii : Physical forcing analysis. *Estuarine Coastal and Shelf Science*, Submitted.
- Lafon, V., Dupuis, H., Howa, H., Froidefond, J.-M., 2002. Determining ridge and runnel longshore migration rate using spot imagery. *Oceanologica Acta* 25, 149-158.
- Lin, P., Dalrymple, R., 1978. Bottom frictional stresses and longshore currents due to waves with large angle of incidence. *Journal of Marine Research* 36, 357-375.
- Louquet-Higgins, M., 1970. Longshore current generated by obliquely incident sea waves. *Journal of Geophysical Research* 75, 6778-6801.
- MacMahan, J., Reniers, A., Thornton, E., Stanton, T., 2004. Surf zone eddies coupled with rip current morphology. *Journal of Geophysical Research* C07004, doi:10.1029/2003JC002083.
- MacMahan, J., Thornton, E., Stanton, T., Reniers, A., Dean, R., 2003. Ripex : Rip-current pulsation measurements. *Coastal Engineering 2002 : Solving Coastal Conundrums*, 736-746.
- Madsen, O., Poon, Y.-K., Graber, H., 1988. Spectral wave attenuation by bottom friction : theory. In : *Proceeding of the 21<sup>th</sup> International Conference Coastal Engineering*. pp. 492-504.
- Michel, D., Howa, H., 1994. Morphological evolution of a littoral sand bank, modelisation of its dynamics. *Annals Geophysical, European Geophysical Union, Part II*, 12 :240.
- Michel, D., Howa, H., 1999. Short-term morphodynamic response of a ridge and runnel system on a mesotidal sandy beach. *Journal of Coastal Research* 15, 428-437.
- Orkan-Haller, H. T., Kirby, J. T., 1999. Non-linear evolution of shear instabilities of the

- longshore current : A comparison of observations and computations. *Journal of Geophysical Research* 104 (C11), 953-984.
- Petrevu, U., Oltman-Shay, J., I.A., S., 1995. Effects of alongshore non uniformities of longshore current predictions. *Journal of Geophysical Research* 100 (C16), 119-130.
- Phillipps, O., 1977. *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge University Press.
- Reniers, A., Battjes, J., 1997. A laboratory study of longshore currents over barred and non-barred beaches. *Coastal Engineering* 30, 1-22.
- Ris, R., Booij, N., Holthuijsen, L., 1998. A third-generation wave model for coastal regions, part II : verification. *Journal of Geophysical Research* 104 (C4), 7649-7666.
- Ruessink, B., Miles, J., Feddersen, F., Guza, R., Elgar, S., 2001. Modeling the alongshore current on barred beaches. *Journal of Geophysical Research* 106, 22451-22463.
- Short, A., 1979. Three-dimensional beach-stage model. *Journal of Geology* 87, 553-571.
- Short, A., 1985. Rip current type, spacing and persistence, narrabeen beach, australia. *Marine Geology* 65, 103-137.
- Short, A., 1992. Beach systems of the central netherlands coast : processes, morphology and structural impacts in a storm driven multi-bar system. *Marine Geology* 107, 103-137.
- Short, A., 1999. *Handbook of Beach and Shoreface Morphodynamics*. Wiley.
- Short, A., Aagaard, T., 1993. Single and multi-bar beach change models. *Journal of Coastal Research* SI 15, 141-157.
- Sonu, C., 1972. Field observation on nearshore circulation and meandering currents. *Journal of Geophysical Research* 77, 3232-3247.
- Svendsen, I., Petrevu, U., 1996. Surf-zone hydrodynamics. *Advances in Coastal and Ocean Engineering*, Vol. 2. World Scientific.
- Sénéchal, N., Dupuis, N., Bonneton, P., 2003. Preliminary hydrodynamic results of a field experiment on a barred beach, true vert beach on october 2001. *Ocean Dynamics* 54, 408-414, in press.
- Visser, P., 1991. Laboratory measurements of uniform longshore current. *Coastal Engineering* 15, 563-593.
- Whitford, D., Thornton, E., 1996. Bed shear stress coefficients for longshore currents over a barred profile. *Coastal Eng.* 27, 243-262.
- Wright, L., Short, A., 1984. Morphodynamic variability of surf zone and beaches : a synthesis. *Marine Geology* 56, 93-118.

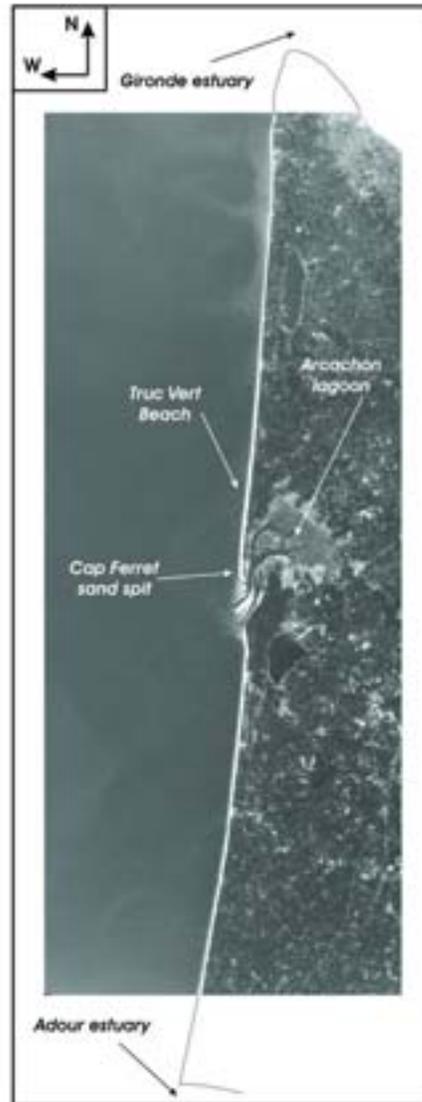


FIG. 1 – Satellite image (SPOT XS1) of the Aquitainian Coast between the Gironde estuary and the Adour estuary. Location of Truc Vert Beach on the upper part of the Cap Ferret sand spit.

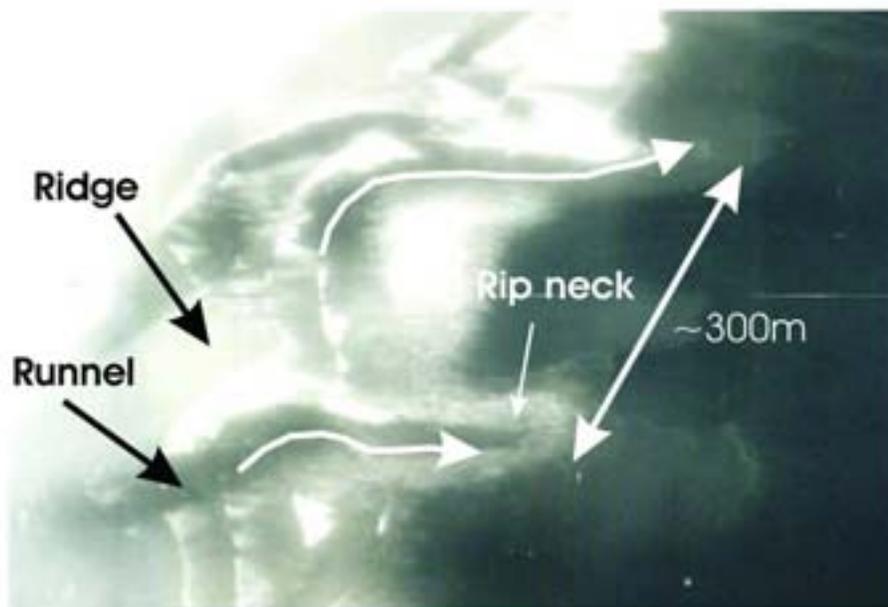


FIG. 2 – Aerial photograph of a regular ridge and runnel system in the intertidal domain, Aquitanian Coast. Location of rip currents located at the runnel outlets with two sediment plumes are highlighted.

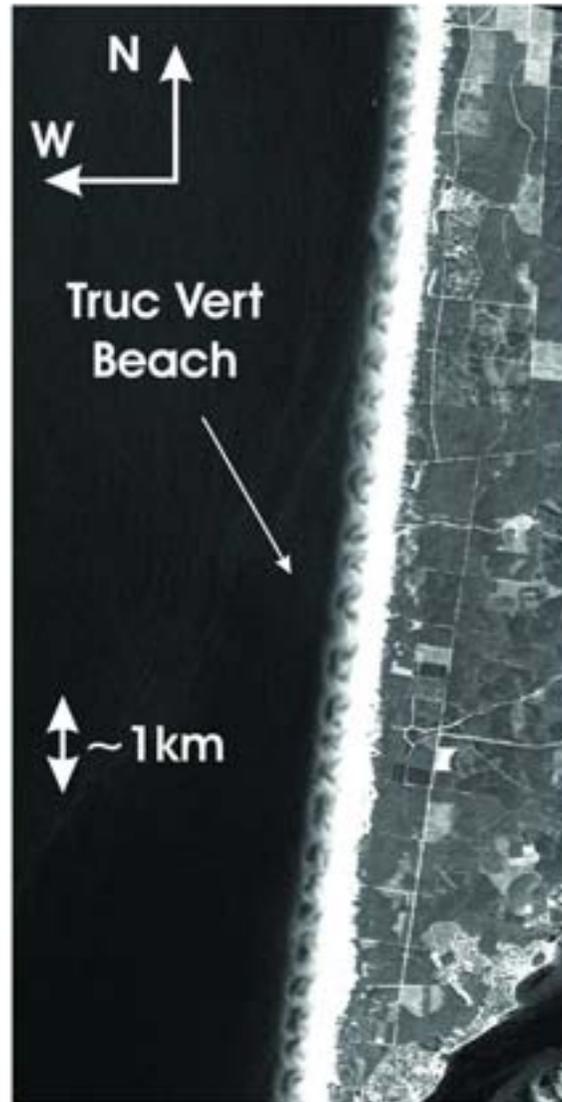


FIG. 3 – SPOT image around Truc Vert Beach of regular crescentic bar patterns in the nearshore zone with a mean wavelength of approximately 600m, SPOT XS1, 15/05/01@CNES -DGO- UMR EPOC

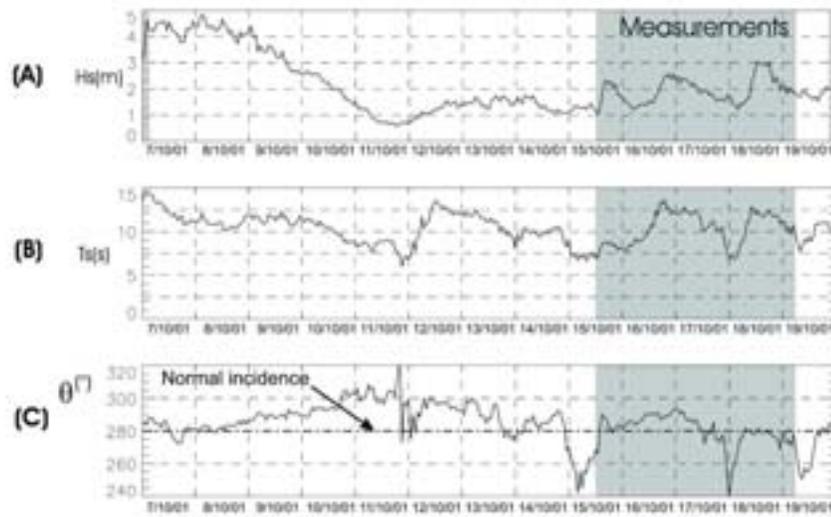


FIG. 4 – Offshore wave conditions from eight days before field experiment to the end, the grey area corresponds to the measurement period; (A) : Significant wave height  $H_s$ , (B) : significant wave period  $T_s$ , (C) : mean wave incidence  $\theta$ . Data from the Triaxys buoy moored approximately 15km off the coast.

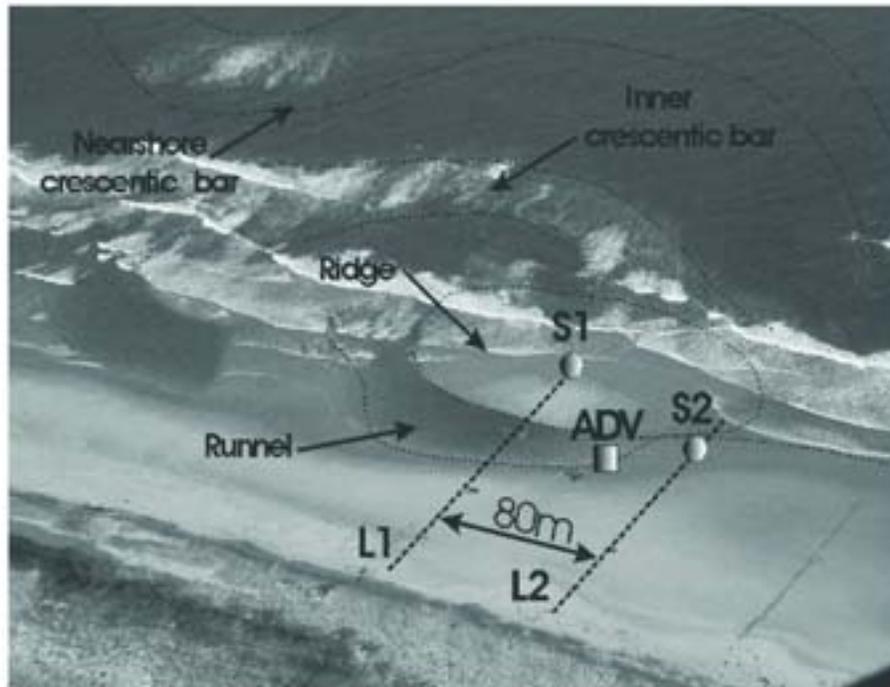


FIG. 5 – Section of beach chosen for the field experiment indicating both instrument location and sand bar systems. All instruments are emerged during low tide and immersed during high tide. Two Directional Wave Current Meters S1 and S2, one Acoustic Doppler Velocimeter ADV and two lines of pressure sensors L1 and L2 are shown.

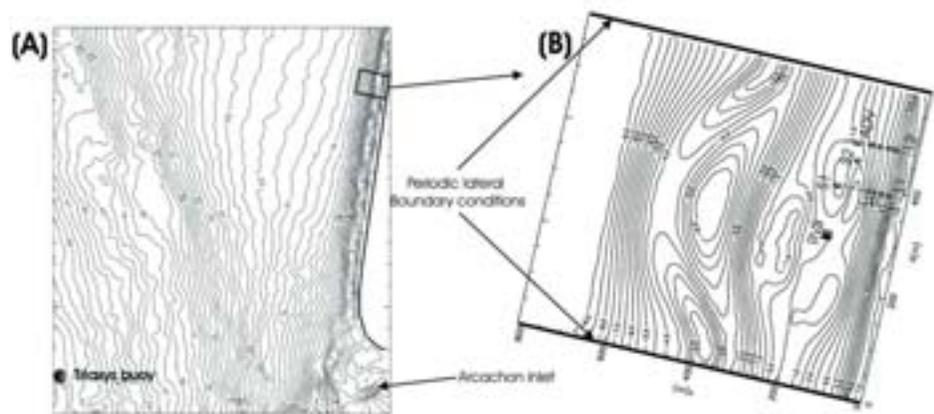


FIG. 6 – Coupling of the two numerical bathymetries used for the computation. Bathymetry of the Aquitanian shelf off the field experiment area (copyright SHOM) with the Triaxys buoy location (A), and periodic lateral boundary condition bathymetry of the measurement site, with instrument locations (B).

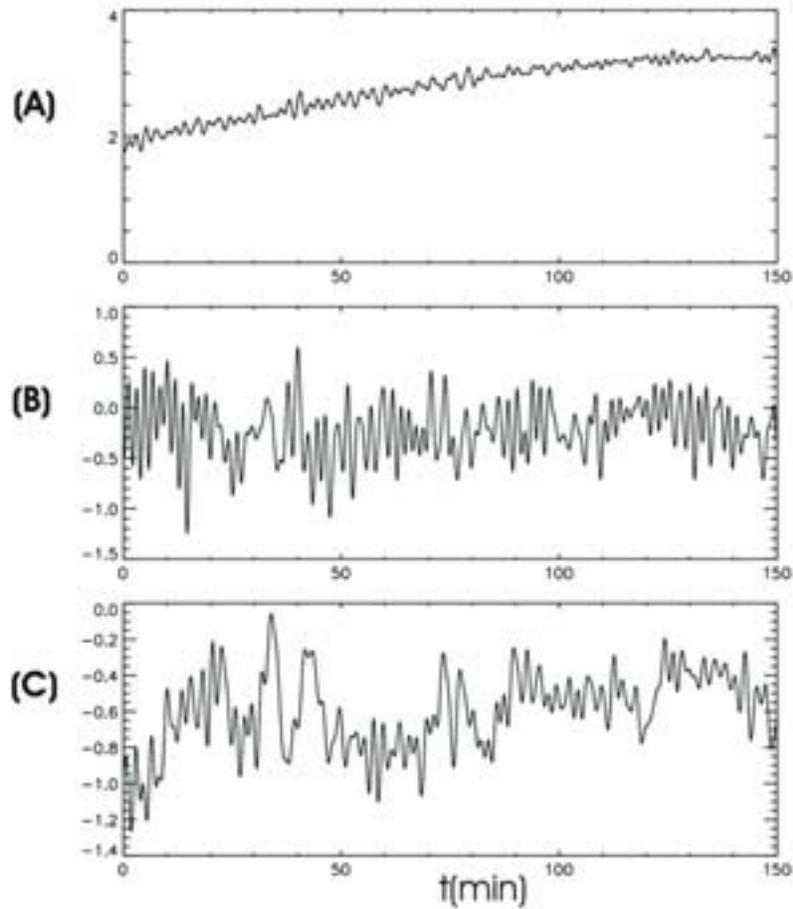
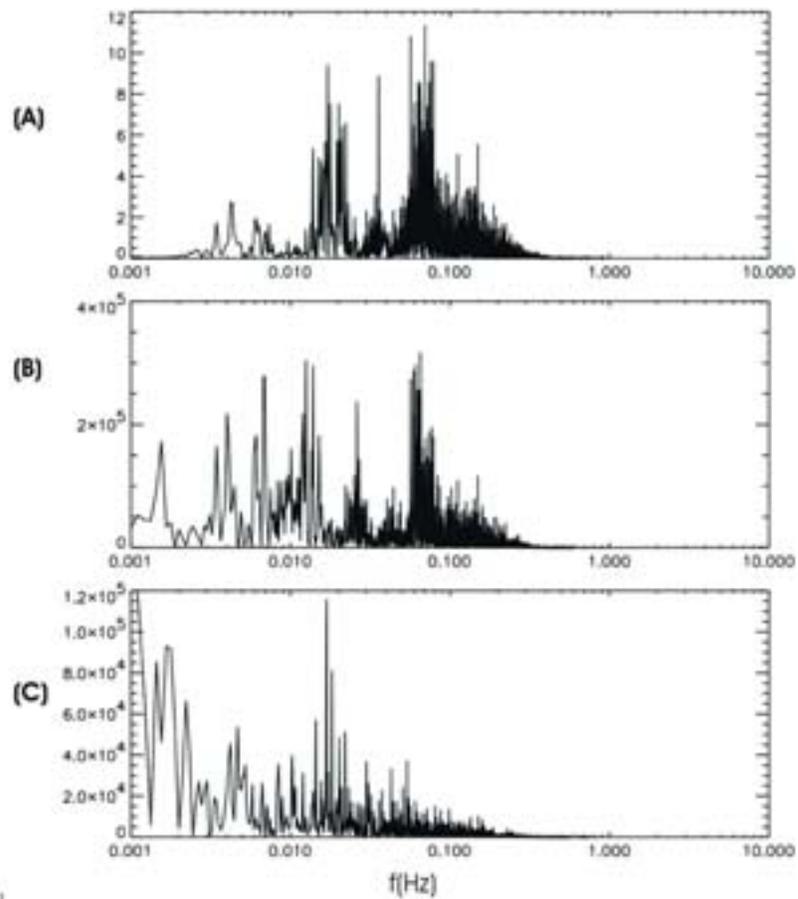


FIG. 7 - 150 minutes times series on the 17<sup>th</sup> of October ( $t_0 = 1500$ ) at station S1 of low-passed filtered signals (cut-off frequency 0.01Hz) of (A) : water depth, (B) : cross-shore velocities ; (C) : longshore velocities



[top]

FIG. 8 – Energy spectra at station S1 for the time series presented on Figure 7. (A) : Water depth ( $m^2/Hz$ ); (B) : Cross-shore velocities ( $m^2s^{-2}/Hz$ ); (C) : Longshore velocities ( $m^2s^{-2}/Hz$ )

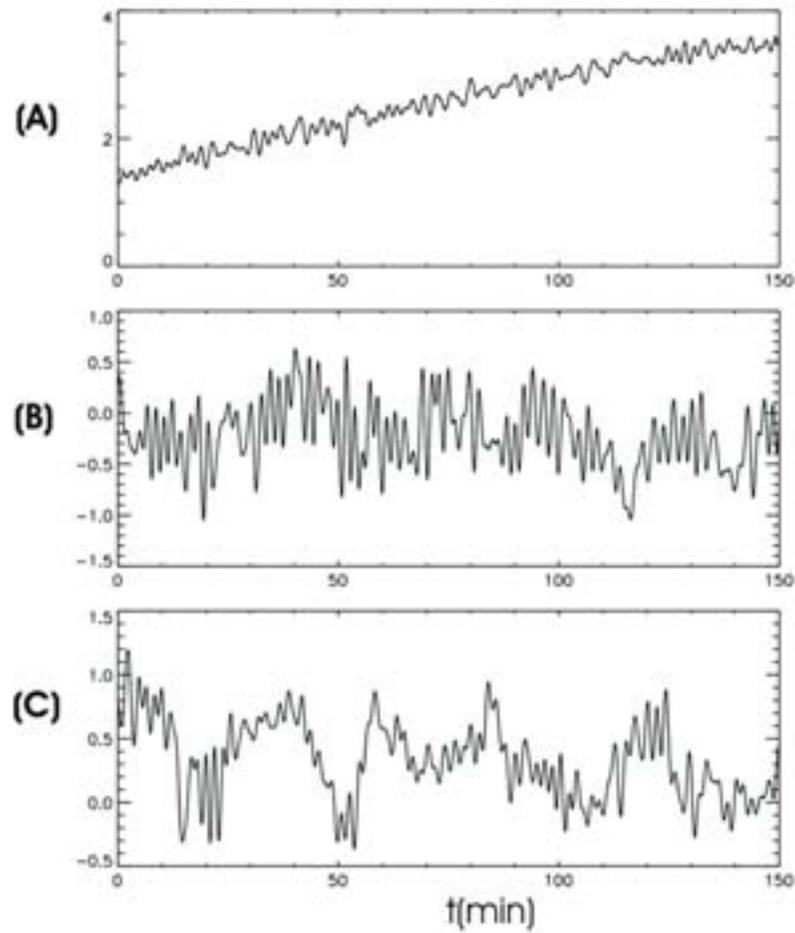


FIG. 9 – 150 minutes times series on the 18<sup>th</sup> of October ( $t_0 = 15h00$ ) at station S2 of low-passed filtered signals (cut-off frequency 0.01Hz) of (A) : water depth, (B) : cross-shore velocities ; (C) : longshore velocities

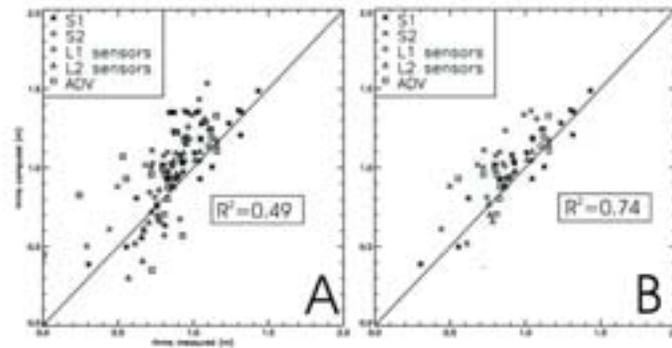


FIG. 10 – Comparison between root mean square wave height  $H_{rms}$  measured and computed at all the sensor locations, for the whole experiment (A), and during weak wind conditions (B)

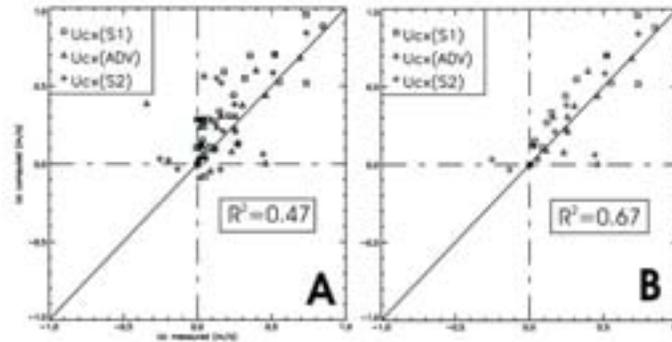


FIG. 11 – Comparison between the longshore current ( $U_{ax}$ ) measured and computed, for the whole experiment (A), and during weak wind conditions (B). Model free parameters :  $C_f = 0.0015$ ,  $\nu_0 = 10$  and  $M = 5$

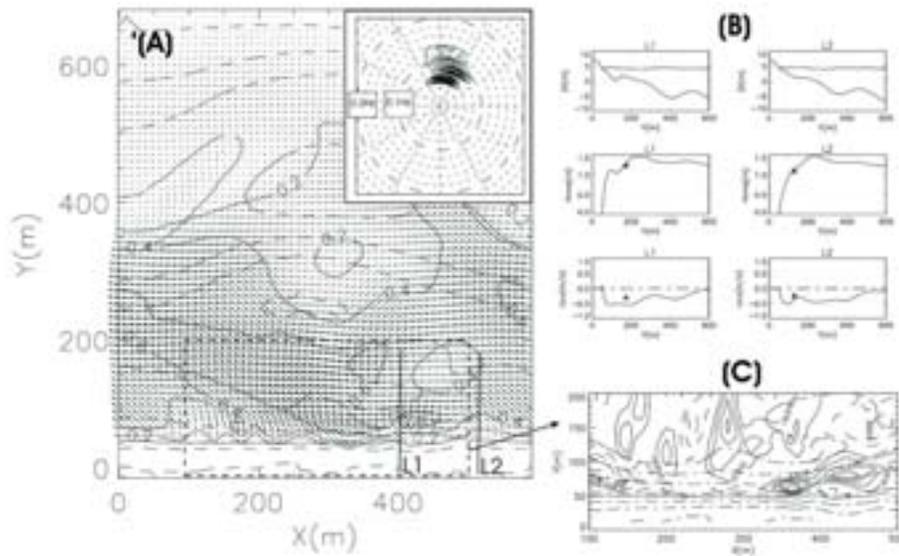


FIG. 12 - (A) : Simulation of mean wave-induced current  $\bar{U}_x$  over the PNEC 2001 bathymetry the 16<sup>th</sup> of October 2001 (time averaged between 16h30 and 17h00) with the directional wave spectrum given by the Triaxys wave rider. The solid lines represent the iso-values of mean current velocities  $\bar{U}_x$  in  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  and the dashed lines correspond to the bathymetry (2m contour, concurrent with the thick line of Fig. 6). (B) : Comparison of the model results with field data at the cross-shore transects L1 and L2 for the mean longshore current  $\bar{U}_{rx}$  and root-mean-square wave height  $H_{rms}$ . (C) : Zoom of the longshore pressure gradient field  $-\rho g h \frac{\partial \eta}{\partial x}$  inshore the ridge and runnel system.

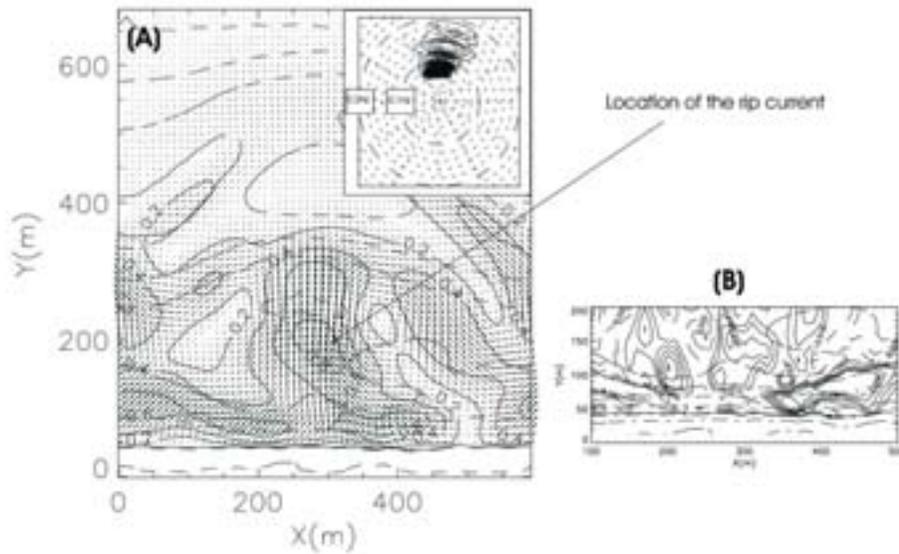


FIG. 13 – Simulation of mean wave-induced current  $\bar{U}_s$  over the PNEC 2001 bathymetry during a frontal swell  $H_s = 3\text{m}$  at mid-high tide, the 18<sup>th</sup> of October 2001, 15h (with the directional wave spectrum given by the Triaxys wave rider). The solid lines represent the iso-values of mean current velocities  $\bar{U}_s$  in  $\text{m.s}^{-1}$  and the dashed lines correspond to the bathymetry (2m contour, concurrent with the thick line of Fig. 6). Visualization of a strong and narrow seaward oriented rip current which maximum flow velocity is located at the runnel outlet. (B) : Zoom of the longshore pressure gradient field  $-\rho g h \frac{\partial \eta}{\partial x}$  inshore the ridge and runnel system.

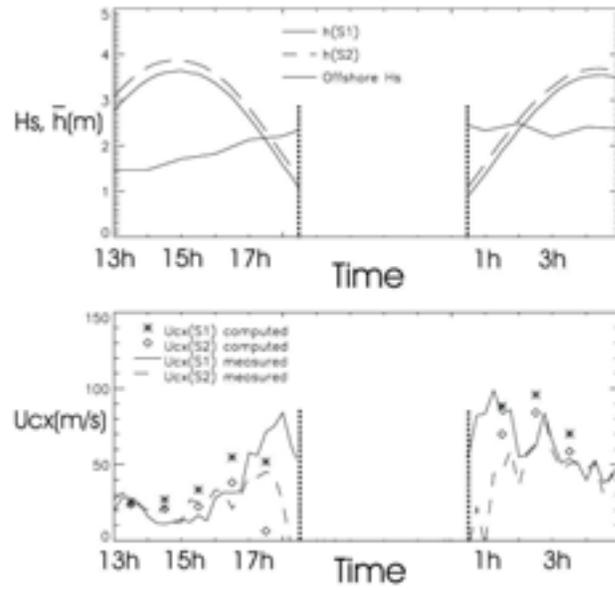


FIG. 14 – Comparison between the longshore current  $U_{cx}$  measured and computed during 2 tide cycles, with offshore significant wave height  $H_s$  and mean water level  $\bar{h}$  at stations  $S1$  and  $S2$ . The 16<sup>th</sup> of October 2001

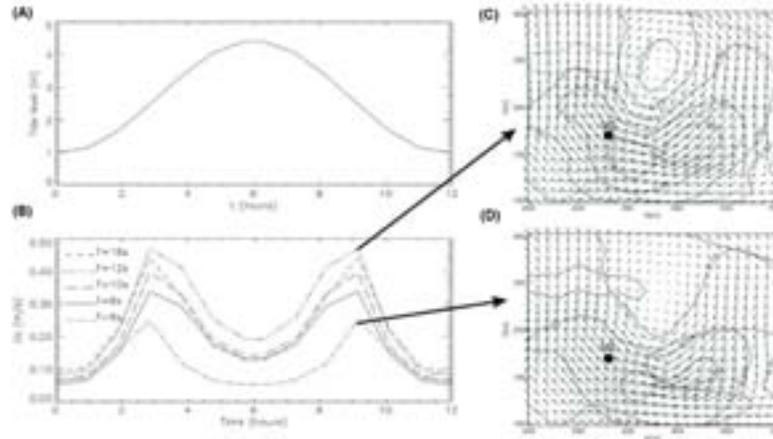


FIG. 15 – (A) : Tide cycle used for the simulations; (B) : Simulation of rip current velocities  $U_x$  at VS during one tide cycle; Boundary wave conditions : normal incoming swell,  $H_s=1m$ , different wave period  $T$ ; (C) : Zoom of the rip current feature for  $T = 6s$ ; (D) : Zoom of the rip current feature for  $T = 12s$

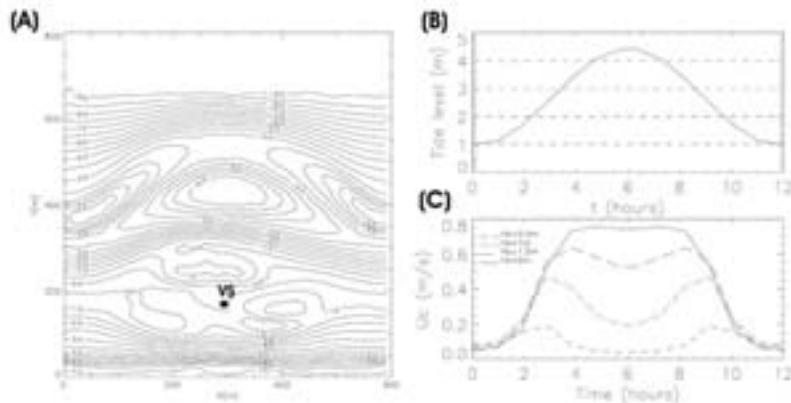


FIG. 16 – (A) : Location of the virtual station VS on the PNEC 2001 bathymetry. (B) : Tidal cycle used for the simulations; (C) : Simulation of rip current velocities  $U_x$  at VS during one tide cycle; Offshore wave conditions : normal incoming swell, mean wave period  $T = 10s$ , significant wave heights  $H_s$  ranging from  $0.5m$  and  $2m$

### V.3.4 Discussion

Après calibration du frottement au fond et du mélange des masses d'eau, le modèle est en bon accord avec les données hydrodynamiques de la campagne PNEC 2001. Le frottement de la houle sur le plateau aquitain a été calibré entre la bouée Triaxys Cap Ferret et l'isobathe  $-9m$  en dessous du 0 hydrographique (juste avant les barres en croissant subtidales).

Le traitement des données associé à la modélisation numérique a permis de décrire et quantifier la dynamique des courants moyens sur la plage naturelle du Truc Vert. Les courants moyens induits par la houle dépendent fortement de la hauteur du plan d'eau. Le courant de baie, et la cellule de circulation associée au-dessus du système intertidal, ont des vitesses maximales environ à mi-marée.

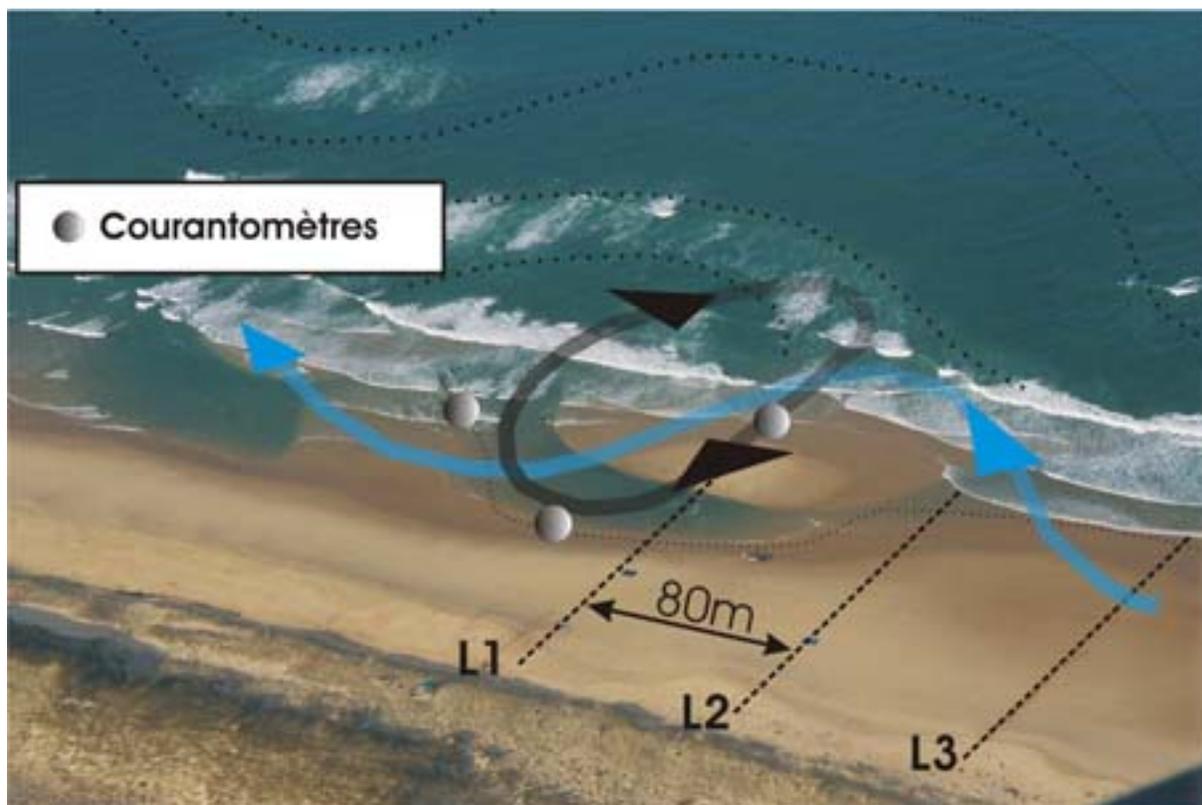


FIG. V.21 – Proposition d'un déploiement des courantomètres sur un système barre/baïne, tel que celui qu'on pouvait observer pendant la campagne PNEC 2001, pour une caractérisation de la dynamique des courants moyens au-dessus du système barre/baïne. La circulation noire est induite par les houles frontales, la circulation bleue est induite par les houles obliques d'incidence W-NW

Nous avons également discuté du déploiement des courantomètres au-dessus du système barre/baïne pendant la campagne PNEC 2001. Cette campagne de mesures visait principalement trois objectifs. Le premier objectif était d'analyser les vagues c'est pourquoi des courantomètres étaient déployés le long des lignes de capteurs de pression, en particulier

pour étudier la turbulence. Le deuxième était d'étudier la structure horizontale des courants moyens.

Lors de la campagne PNEC 2001, les courantomètres (mise à part la S4 située sur la barre) étaient placés dans une zone de convergence des masses d'eau et à l'opposé de la sortie principale de la baine qui s'ouvrait au SW. La dynamique du courant de baine n'a donc pas pu être abordée expérimentalement. Enfin, les distances entre chaque courantomètre étaient beaucoup trop faibles (moins de 50m entre chaque capteur), alors que les cellules de circulation horizontales s'étendent sur des distances de l'ordre de 100m à plusieurs centaines de mètres. Il était donc quasiment impossible de décrire la variabilité spatiale des courants moyens à partir des mesures de terrain.

Dans l'optique de futures campagnes de mesures (projet EPSHOM par exemple), on peut proposer un déploiement des courantomètres sur un système barre/baine tel que celui qu'on pouvait observer pendant la campagne PNEC 2001.

L'une des raisons pour laquelle on ne place pas de courantomètre à la sortie-même de la baine est que les courants sont violents et l'accrétion ou l'érosion locale peut être de plusieurs dizaines de centimètres pendant un cycle de marée. Les courantomètres, qui sont instruments très coûteux, peuvent donc être emportés par la mer ou complètement recouverts par le sable et menacent donc d'être perdus. Il faut pourtant garder à l'esprit que c'est dans les zones où les courants sont les plus violents et les plus cisailés que les processus hydro-sédimentaire sont les plus intéressants pour l'étude de la dynamique des plages. Pour trouver un compromis, on peut placer les courantomètres à proximité de la sortie de baine ou encore dans des zones influencées par les cellules de circulation horizontales.

La Figure V.21 montre la proposition du déploiement des courantomètres sur la plage de la campagne de mesures PNEC 2001 pour décrire la variabilité spatiale de la dynamique des courants moyens et du courant de baine à partir de mesures in-situ. En gardant le courantomètre placé sur la barre, les deux autres courantomètres permettent de "capturer in-situ" la cellule de circulation induite par les houles frontales (en noir) et la variabilité du courant de dérive (en bleu).

## V.4 Conclusion

Après avoir calibré nos modules hydrodynamiques avec les données de la campagne PNEC 2001, les simulations réalisées au-dessus des barres tridimensionnelles de la côte aquitaine ont permis d'étudier la structure horizontale des courants moyens induits par la houle au-dessus des barres sableuses de la côte aquitaine. Pour la première fois, nous avons décrit qualitativement et quantitativement la dynamique des courants moyens sur les plages d'Aquitaine et les mécanismes physiques conduisant à leur formation. On a ainsi pu montrer que l'hydrodynamique était en grande partie contrôlée par la morphologie de la plage.

Les courants sagittaux sont très fréquemment observés sur la côte aquitaine. La formation de ces courants est favorisée par la présence de houle longue frontale. Dans la zone intertidale, les processus physiques contrôlant la formation de courants sagittaux, et des courants de baie en particulier, ont été décrits. Par exemple, pour des vagues de hauteur significative voisine de  $2m$  ce courant peut dépasser  $1m.s^{-1}$ . De même pour des vagues de  $4m$ , le courant sagittal au dessus-des barres en croissant peut atteindre  $1.7m.s^{-1}$ .

Ces courants sagittaux sont associés à des cellules de circulation des courants moyens qui peuvent s'étendre sur plusieurs centaines de mètres. Ces cellules sont une figure essentielle de la dynamique des courants moyens. De plus, nous allons voir dans le chapitre suivant qu'elles jouent un rôle essentiel dans la dynamique des plages sableuses.

La modulation tidale des courants moyens est importante. Notre modèle montre, conformément aux observations, que pour des conditions de houle estivale ( $H_s \approx 1m$ ), le courant de baie était le plus violent environ à la mi-marée. D'autre part, la sensibilité des courants moyens aux conditions de houle au large a été décrite.

Enfin, les simulations ont permis pour la première fois de décrire les conditions de houle capables de conduire aux configurations morphologiques observées sur la Figure III.29 où on observe des barres intertidales et subtidales couplées. Pendant les conditions de houle peu énergétiques, c'est-à-dire pour des vagues de hauteur significative  $H_s < 1.5m$ , le champ de houle réfracté au-dessus des barres en croissant peut induire des courants sagittaux dans la zone intertidale dont la position longshore est à peu près constante pendant un cycle de marée.

Cette hypothèse ne peut pas à elle-seule expliquer la présence de tous les couplages morphologiques décrits sur la Figure III.29. D'autres mécanismes peuvent développer des morphologies tridimensionnelles dans la zone intertidale mais aussi dans la zone subtidale. C'est ce que nous allons voir dans le chapitre suivant.



# Chapitre VI

## Modélisation morphodynamique

## Contents

---

<b>VI.1 Introduction</b>	<b>212</b>
<b>VI.2 Simulations numériques de la formation des systèmes de barres en croissant</b>	<b>214</b>
VI.2.1 Formation des barres en croissant	214
VI.2.1.a Conditions initiales et conditions limites	214
VI.2.1.b Mécanismes de formation :	215
VI.2.1.c Modulation tidale des processus	220
VI.2.1.d Conditions de houle favorisant la formation des barres en croissant	222
VI.2.1.d.i Influence de la hauteur significative $H_{s0}$	222
VI.2.1.d.ii Influence de la période de la houle $T_{m0}$	224
VI.2.1.d.iii Influence de l'angle d'incidence de la houle $\theta_{m0}$	227
VI.2.1.d.iv Synthèse	227
VI.2.2 Développement des barres en croissant	229
VI.2.3 Discussion	232
<b>VI.3 Interaction entre les systèmes subtidaux et intertidaux</b>	<b>234</b>
VI.3.1 Note sur la formation des systèmes barre/baïne dans la zone intertidale	234
VI.3.2 Influence du système barre/baïne sur les barres en croissant	235
VI.3.3 Influence des barres en croissant sur le système barre/baïne	236
VI.3.4 Echanges sédimentaires entre les zones subtidale et intertidale	239
<b>VI.4 Comparaison des simulations avec les images satellites et photos aériennes en notre possession</b>	<b>243</b>
VI.4.1 Les systèmes barre/baïne	243
VI.4.2 Les systèmes de barres en croissant	243
VI.4.2.a Comparaison des longueurs d'onde	243
VI.4.2.b Comparaison des morphologies	244
VI.4.2.b.i Asymétrie des croissants	244
VI.4.2.b.ii profondeurs et pentes caractéristiques des barres en croissant	245
VI.4.3 Morphologies couplées	246
<b>VI.5 Discussion</b>	<b>250</b>
VI.5.1 Interprétation de la variabilité de la morphologie des barres en croissant	250
VI.5.1.a Variabilité du Nord au Sud	250
VI.5.1.b Disparition et réapparition des barres en croissant	250
VI.5.2 Morphologie des barres sur les autres sites ateliers du PNEC ART7253	
VI.5.3 Perspectives de recherches sur les barres en croissant	258
<b>VI.6 Conclusion</b>	<b>260</b>

---

## VI.1 Introduction

La modélisation de la formation et du développement des barres sableuses est, avec la modélisation de la dynamique des courants moyens, l'un des principaux objectifs de cette thèse. Nous nous intéressons essentiellement à la morphologie tridimensionnelle des barres sableuses et à leurs mouvements parallèlement à la côte.

Nous n'avons pas étudié les processus de formation initiale des barres rectilignes (quasi-2D) de déferlement. Toutefois, le lecteur pourra se reporter à l'Annexe H pour voir des simulations de notre modèle morphodynamique avec prise en compte de l'asymétrie des vagues en mode 1DH ( $nx = 1$ , avec des conditions limites latérales périodiques) qui conduisent à la formation d'une ou plusieurs barre(s) de déferlement et d'une berme en haut de plage. Nous avons choisi de ne pas prendre en compte l'asymétrie des vagues dans la suite de notre étude pour deux principales raisons. La première raison est que nous avons voulu réduire au maximum le nombre de degrés de liberté de notre modèle. La seconde raison est que nous ne nous intéressons pas ici aux mouvements des barres perpendiculairement à la côte, sur lesquels nous avons d'ailleurs très peu de données in-situ.

Dans le cadre de l'étude présentée ici, nous considérons pour chaque simulation des conditions de vagues au large stationnaires afin d'étudier la sensibilité des morphologies obtenues aux différents paramètres caractéristiques des vagues (hauteur significative  $H_{s0}$ , période  $T_{m0}$ , angle d'incidence  $\theta_{m0}$ ). La rétroaction du fond sableux sur le champ de vague incident s'accompagne de la prise en compte du nouveau niveau de marée. On peut ainsi suivre l'évolution temporelle du système non-linéaire entièrement couplé vagues/courants moyens/fond sableux.

On considère la situation initiale d'une plage homogène dans la direction parallèle à la côte et comportant une ou deux barres pré-existante(s). On superpose ensuite à cette bathymétrie des perturbations aléatoires d'une amplitude de l'ordre de quelques centimètres. L'évolution temporelle de notre système non-linéaire à partir de cette situation initiale permet de simuler l'évolution de la morphologie de la barre.

Ces simulations numériques vont nous permettre de vérifier si, comme de récentes études le montrent (Deigaard et al., 1999; Damgaard et al., 2002; Caballeira et al., 2003; Reniers et al., 2004), les mécanismes d'auto-organisation peuvent conduire à la formation de barres sableuses tridimensionnelles périodiques.

Les champs de flux sédimentaires ne seront pas détaillés car il n'existe pas de mesure in-situ d flux sédimentaire suffisamment précise nous permettant de calibrer notre module sédimentaire. Une étude qualitative de ces flux est présentée en Annexe I.

Ce chapitre s'articule de la manière suivante. Tout d'abord, nous simulerons la formation et le développement des barres en croissant sur la côte aquitaine, en étudiant la sensibilité des morphologies obtenues aux conditions de houle au large. Après une étude rapide de la formation des systèmes barre/baïne, nous décrirons les processus d'interaction entre les systèmes subtidaux et intertidaux, puis nous comparerons les simulations avec les images satellites et aériennes en notre possession. Enfin, nous discuterons des mécanismes d'auto-organisation et de leur influence sur la variabilité des barres subtidales de la côte aquitaine et des autres sites atelier du PNEC ART7, avant de conclure.

## VI.2 Simulations numériques de la formation des systèmes de barres en croissant

### VI.2.1 Formation des barres en croissant

#### VI.2.1.a Conditions initiales et conditions limites

Afin de parvenir à la formation de systèmes de barres en croissant, nous nous inspirons des travaux de Deigaard et al. (1999); Coco et al. (2003); Caballeira et al. (2003) en partant d'une situation initiale de plage homogène dans la direction parallèle à la côte. La Figure VI.1 montre notre plage initiale. Cette plage comporte une barre subtidale rectiligne pré-existante située environ à  $500m$  du pied de dune, en accord avec les observations de la position des barres subtidales sur la côte aquitaine. On considère également une barre intertidale rectiligne pré-existante. La longueur de la plage est de  $3km$  (avec  $\Delta x = \Delta y = 40m$ ,  $n_x = 76$ ,  $n_y = 39$ ). Des perturbations aléatoires  $\delta(x, y)$  equidistribuées sont ajoutées à notre bathymétrie telles que  $-0.4m < \delta(x, y) < 0.4m$

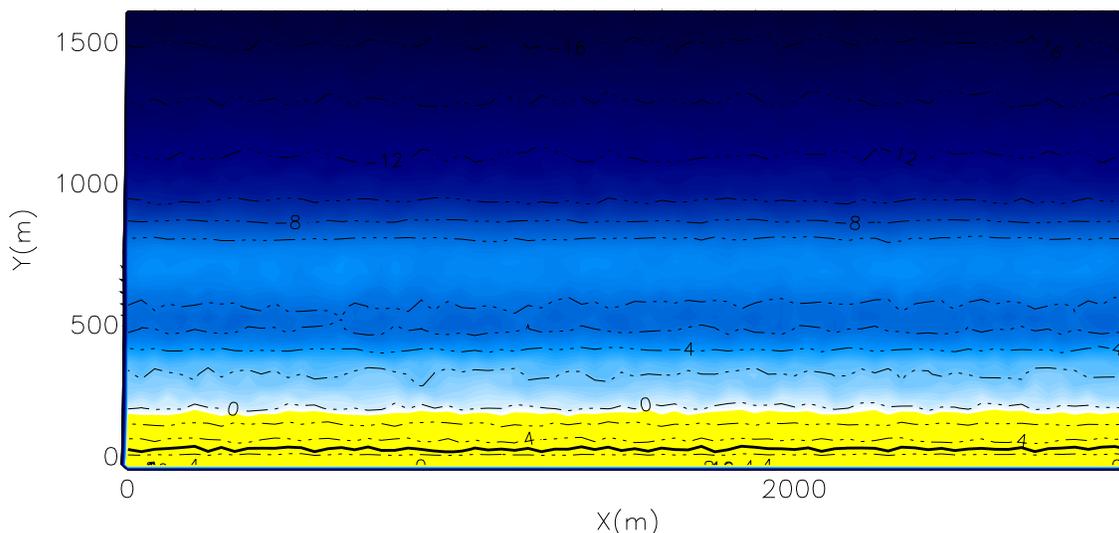


FIG. VI.1 – Bathymétrie numérique initiale utilisée pour les simulations de la formation des systèmes de barres en croissant. Le pied de dune est symbolisé par le trait noir gras. Grille :  $n_x = 76$ ,  $n_y = 39$ ;  $\Delta x = \Delta y = 40m$ ; conditions limites périodiques

Le champ de vagues est calculé sur un domaine trois fois plus grand afin de s'affranchir des problèmes liés aux conditions limites latérales. Le forçage et les courants moyens induits sont quant à eux calculés sur les  $3km$ . On utilise des conditions limites latérales périodiques pour la simulation des courants moyens.

La limitation de la taille du domaine ( $3km$ ) est en grande partie liée à la puissance de calcul dont nous avons disposée. A l'avenir, des simulations sur un plus grand domaine de

calcul et à plus haute résolution nécessiteront l'utilisation de supercalculateurs. Sur notre plage de  $3km$ , les longueurs d'onde des différents systèmes de barres sableuses devront donc être de  $\frac{3000m}{I}$  où  $I$  est un entier.

Pour ces simulations, nous prenons en compte des conditions de houle constantes dans le temps. Le pas de temps morphodynamique  $\Delta t_{morpho}$  est de une heure : toutes les heures donc, on calcule le nouveau fond sableux  $Z_f(x, y)$  et le champ de vagues en tenant compte du nouveau niveau de marée. On peut alors suivre l'évolution temporelle du système non-linéaire couplé et simuler la formation et le développement des différents bancs de sable.

### VI.2.1.b Mécanismes de formation :

Dans un premier temps, on considère une houle frontale telle que  $H_{s0} = 3m$  et  $T_{m0} = 10s$  pendant plusieurs jours. Expérimentalement, ces conditions sont intenses, mais elles sont nécessaires pour notre modèle pour développer suffisamment rapidement des corps sableux tridimensionnels. Cette limite de notre modèle sera discutée plus loin. Les Figures VI.2 et VI.3 montrent l'évolution temporelle de la morphologie de la plage tous les sept cycles de marée (3.5 jours). Le marnage choisi est de  $3m$ , la hauteur de marée  $h_m$  au-dessus du 0 hydrographique varie donc entre  $1m$  et  $4m$ . Les différentes sorties graphiques sont données à marée basse ( $h_m = 1m$ ) auxquelles sont superposés les courants moyens  $\vec{U}_c$ .

On remarque qu'à  $t = 0$ , les courants moyens induits au-dessus de la bathymétrie sont relativement faibles, de l'ordre de  $0.3m.s^{-1}$  à leur maximum. Le courant de retour est prédominant sur l'ensemble du domaine, même si de petites cellules de circulation sont observées. En effet, les perturbations de la bathymétrie sont d'amplitudes trop faibles pour que les vagues induisent des cellules de circulation horizontale et des courants sagittaux suffisamment intenses.

A  $t = 3.5j$ , on remarque une intensification des cellules de circulation et des courants sagittaux associés. C'est particulièrement vrai proche de la zone intertidale où des courants sagittaux commencent à apparaître, avec des vitesses maximales de l'ordre de  $0.4m.s^{-1}$ . On remarque également l'apparition de premières cellules de circulation au-dessus de la barre subtidale.

A  $t = 7j$ , la barre subtidale commence à se festonner et les cellules de circulation s'intensifient. On commence à observer distinctement trois courants sagittaux au-dessus de la barre subtidale. Au niveau de ces courants sagittaux, la barre subtidale se déplace lentement vers le large en augmentant sensiblement de profondeur. On commence ainsi à distinguer les premières formes de croissant. Proche de la zone intertidale, on observe la

formation de systèmes barre/chenaux d'orientation aléatoire associés à des courants sagittaux de l'ordre de  $0.6m.s^{-1}$ .

A  $t = 10.5j$  (Fig. VI.3.4), les courants moyens s'intensifient pour atteindre  $0.5m.s^{-1}$  au-dessus des barres subtidales et  $0.7m.s^{-1}$  proche de la zone intertidale. Les cellules horizontales sont intenses au-dessus des barres subtidale et on visualise très distinctement trois courants sagittaux qui ont la particularité d'être beaucoup moins étroits que ceux induits au-dessus du système barre/chenal.

On remarque enfin qu'il y a un déphasage entre la position du courant sagittal et celle des croissants. Ce déphasage induit des mouvements des barres sableuses parallèlement à la côte, et le modèle n'aboutit pas à une situation d'équilibre. Ceci est en partie dû au fait que nous travaillons sur une plage rectiligne périodique (d'une longueur de  $3km$ ) et que la longueur d'onde des systèmes formés est de  $3000m/I$ , où  $I$  est un entier. C'est aussi révélateur du comportement des barres sableuses tridimensionnelles qui, d'après les observations sur différentes plages dans le monde, ne présente jamais de réel état d'équilibre.

Les barres sableuses prennent ensuite de plus en plus forme (à  $t = 14j$  et  $t = 17.5j$ , respectivement les figure VI.3.5 et VI.3.6). Les courants continuent à s'intensifier sur l'ensemble du domaine, et les systèmes de barres en croissant et de barres/chenaux de plus en plus volumineux. On remarque que certains croissants migrent vers le Sud pendant que d'autres migrent vers le Nord, selon la position des courants sagittaux associés aux cellules de circulations des courants moyens.

Finalement on peut estimer la longueur d'onde  $\lambda_b$  des barres en croissant. On distingue à peu près cinq croissants subtidaux, ce qui correspond à une longueur d'onde d'environ  $\lambda_b$  d'environ  $600m$ . Cette valeur est en accord avec les observations annuelles sur la côte aquitaine, où nous avons vu dans le chapitre III que la longueur d'onde moyenne était de l'ordre de  $700m$ . Proche de la zone intertidale, on observe un système de barres/chenaux très irréguliers (différentes longueurs d'onde, formes et orientation), en accord avec les observations sur le terrain après quelques jours de conditions très énergétiques. D'après la Figure VI.3.6, on peut estimer cette longueur d'onde à environ  $300m$ . La Figure VI.4 montre une vue en trois dimensions des barres en croissant ainsi formées à  $t = 17.5j$

Les mécanismes conduisant à la formation des barres en croissant ont donc été mis en évidence. En considérant qu'il n'existe jamais de situation complètement homogène de la plage parallèlement à la côte, les perturbations du fond sableux vont se développer ou s'amortir en fonction des conditions de houle et des courants induits. En effet, de petites cellules de circulations horizontales des courants moyens vont se développer au-

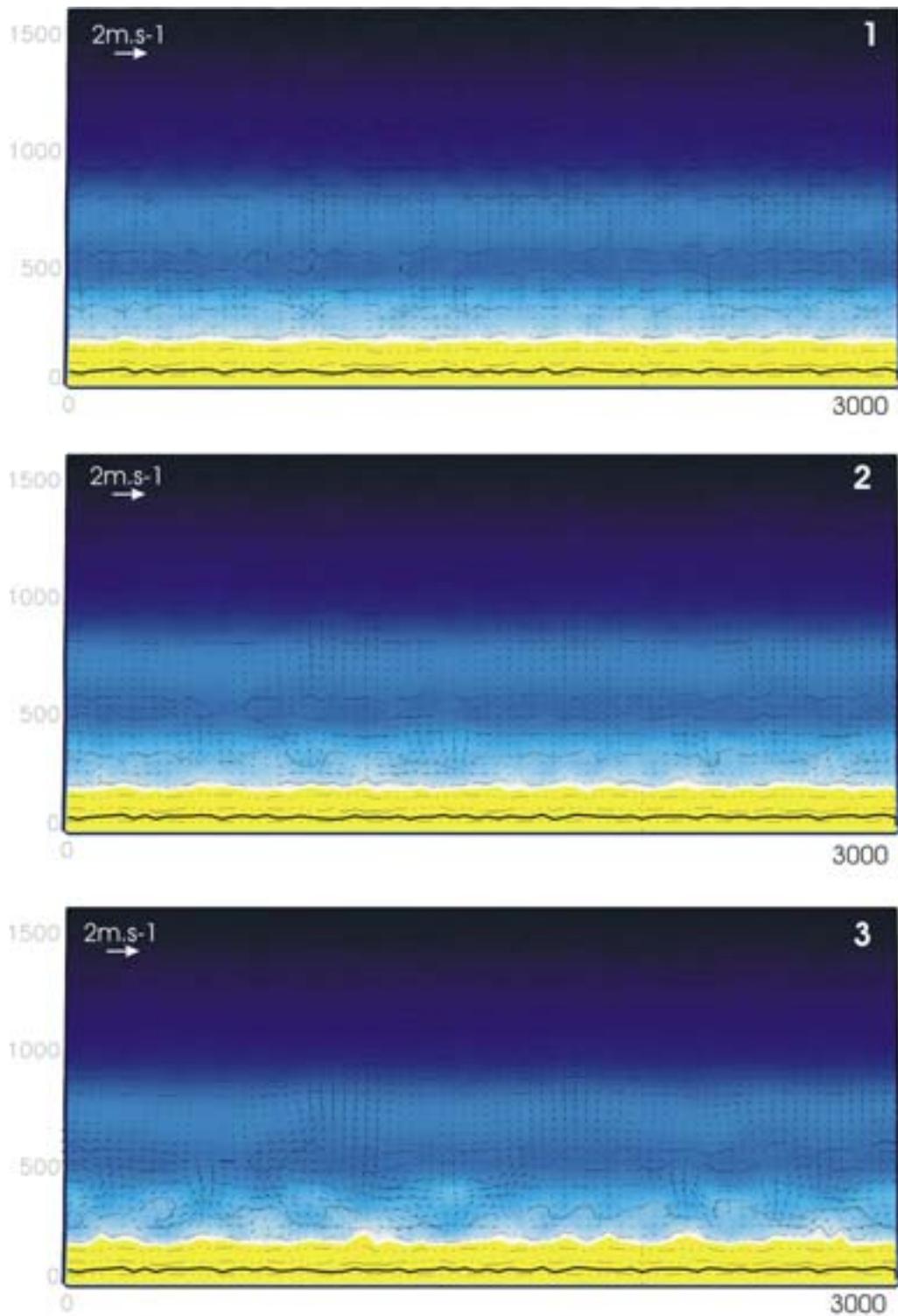


FIG. VI.2 – Formation de barres en croissant subtidales pour une houle constante au large :  $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . Les courants moyens  $\vec{U}_c$  sont superposés à la bathymétrie, à marée basse ( $h_m = 1\mathbf{m}$ ), le pied de dune est symbolisé par le trait noir gras.  $\Delta t_{morpho} = 1h$ ; (1) :  $t = 0$ ; (2) :  $t = 3.5j$ ; (3) :  $t = 7j$ .

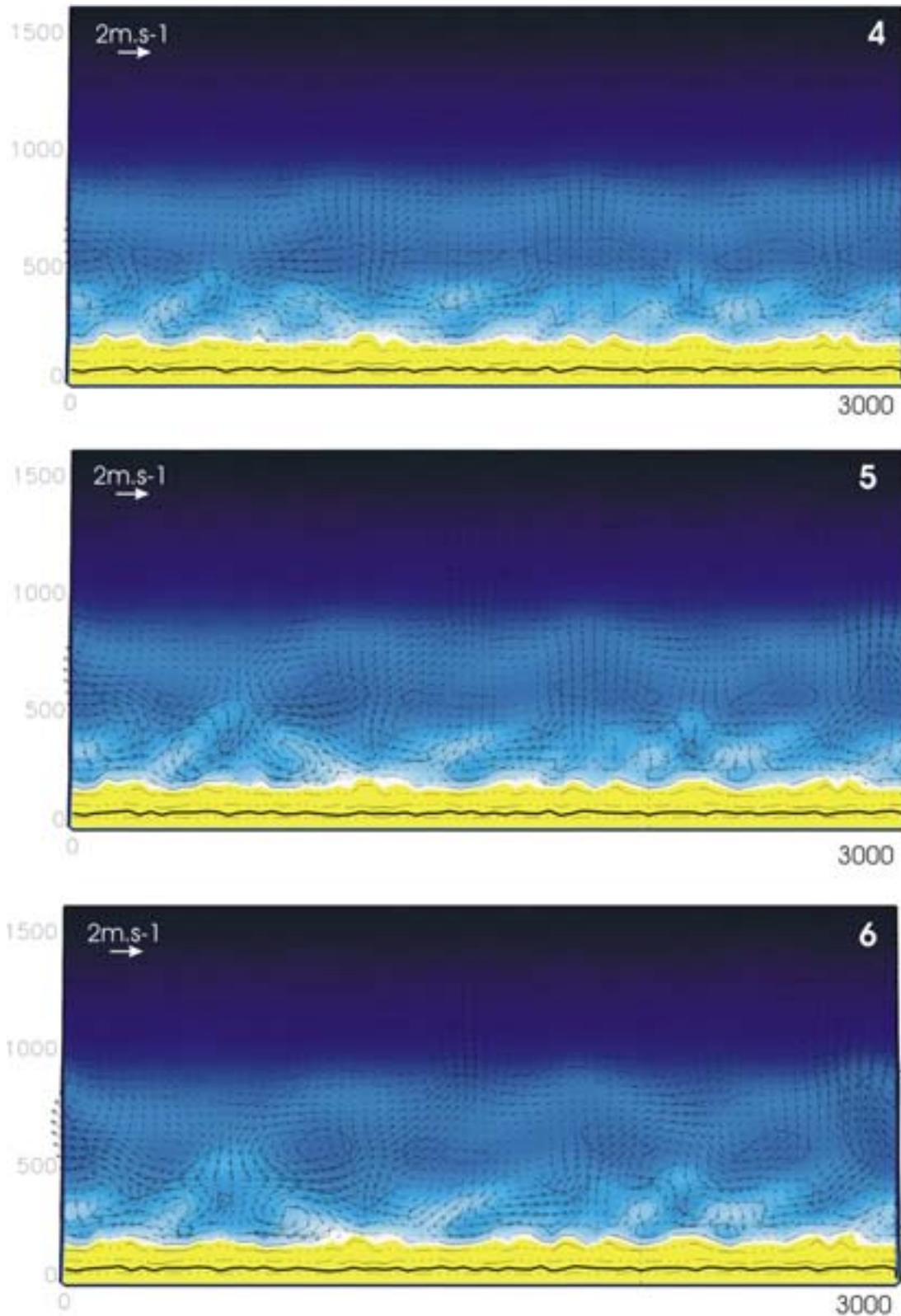


FIG. VI.3 – Formation de barres en croissant subtidales pour une houle constante au large :  $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ ,  $\theta = 0^\circ$ . Les courants moyens  $\vec{U}_c$  sont superposés à la bathymétrie, à marée basse ( $h_m = 1\mathbf{m}$ ), le pied de dune est symbolisé par le trait noir gras.  $\Delta t_{morpho} = 1h$  ; (1) :  $t = 10.5j$ , (2) :  $t = 14j$ , (3) :  $t = 17.5j$

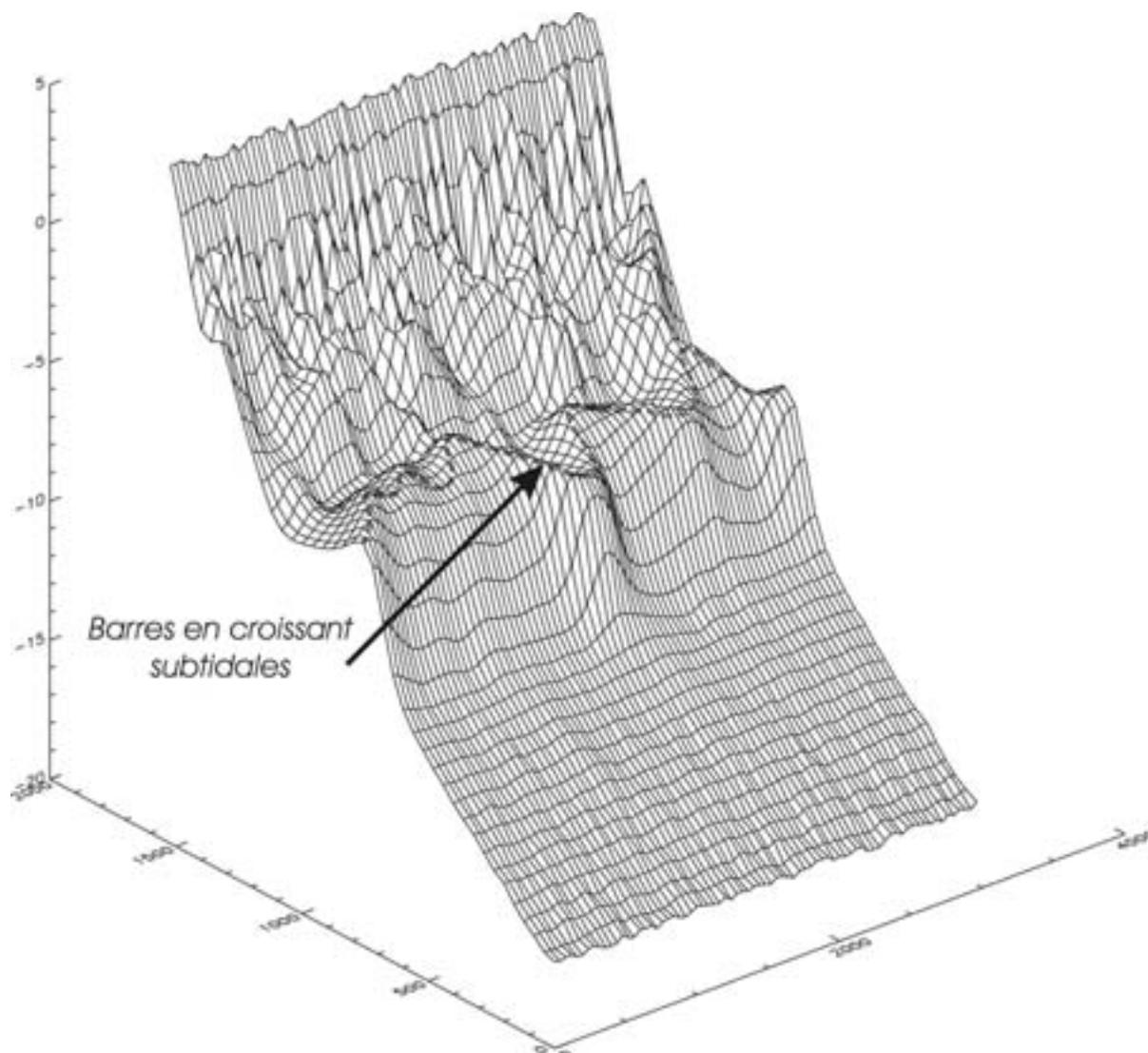


FIG. VI.4 – Vue 3D des barres en croissant subtidales formées par une houle constante au large telle que :  $H_{s0} = 3\text{m}$ ,  $T_{m0} = 10\text{s}$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$ .

dessus des perturbations les plus importantes. Ces cellules de circulation jouent un rôle moteur dans la formation des barres sableuses tridimensionnelles. Ce couplage "cellule de circulation/perturbation du fond" contribue à la déformation de la barre subtidale pré-existante. Ces cellules se développent ensuite, provoquant une déformation des perturbations qui gagnent en amplitude et en superficie. Le système couplé s'auto-organise en fonction des caractéristiques de la houle au large qui déterminent la taille et la forme des cellules de circulation. Les courants sagittaux associés à ces cellules vont conduire à une migration vers le large de la barre subtidale, et en contre-partie, les courants moyens dirigés vers le rivage vont faire migrer la barre vers la côte. Cette migration vers la côte est responsable de la formation de la corne du croissant.

Un moyen utile pour visualiser la forme des barres subtidales, et que nous utiliserons

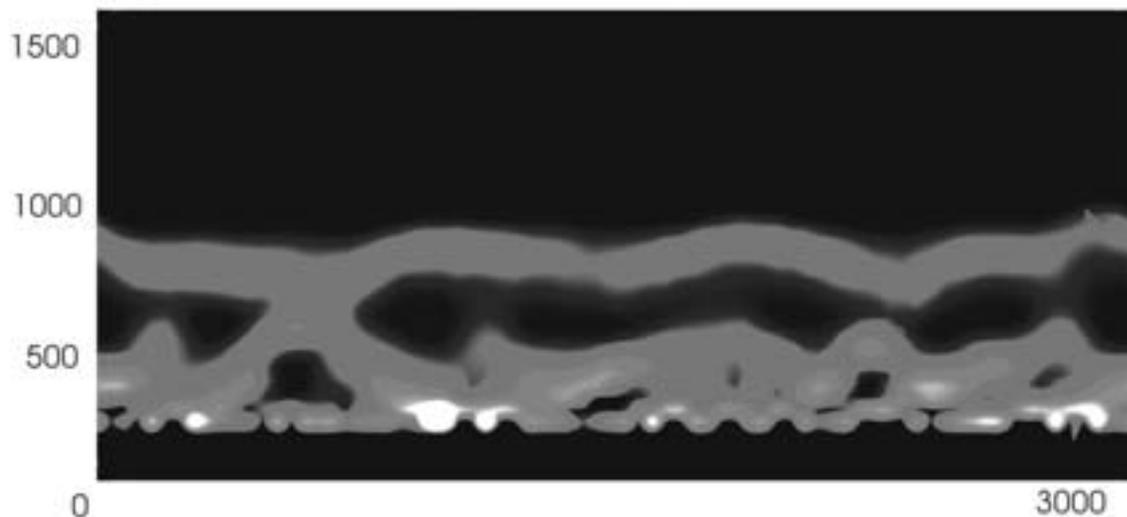


FIG. VI.5 – Simulation de la zone de déferlement moyenne (obtenue à partir de la fraction de vagues déferlées) à marée basse à  $t = 10.5j$  (Fig. VI.3.4) pour une houle au large de :  $H_{s0} = 3\text{m}$ ,  $T_{m0} = 10\text{s}$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$ .

un peu plus loin, est d'observer la position moyenne la zone de déferlement. Lorsque les vagues sont suffisamment énergétiques et la marée suffisamment basse, les vagues cassent avec intensité sur la barre subtidale et la localisation du déferlement permet d'estimer la forme et la position de la barre subtidale. Nous avons d'ailleurs vu que cette technique était couramment utilisée par d'autres équipes internationales avec l'imagerie vidéo de type ARGUS (Lippmann and Holman, 1990) (voir Fig. II.28). La Figure VI.5 montre la zone de déferlement moyen à  $t = 10.5j$  à marée basse (correspondant à la Fig. VI.3.4). On observe très distinctement la forme des croissants subtidaux formés par les processus d'auto-organisation. Par contre, il faut être beaucoup plus prudent si on veut déduire de la position moyenne de déferlement la forme des barres internes.

### VI.2.1.c Modulation tidale des processus

Comme nous l'avons vu précédemment dans le chapitre V consacré à la l'hydrodynamique moyenne sur les plages d'Aquitaine, la modulation tidale des processus est importante. Cette variation de la hauteur du plan d'eau, a été prise en compte pour la simulation de la formation des barres en croissants (Fig. VI.2 et VI.3). Si on regarde l'évolution de la dynamique des courants moyens pendant un cycle de marée lors de formation des barres en croissant, on observe une forte modulation tidale des processus dans les zones subtidale et intertidale. Le Figure VI.6 montre un exemple de la simulation des courants moyens à  $t = 10.5j$  pendant un cycle de marée pour une houle au large de  $H_{s0} = 3\text{m}$ ,  $T_{m0} = 10\text{s}$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$ .

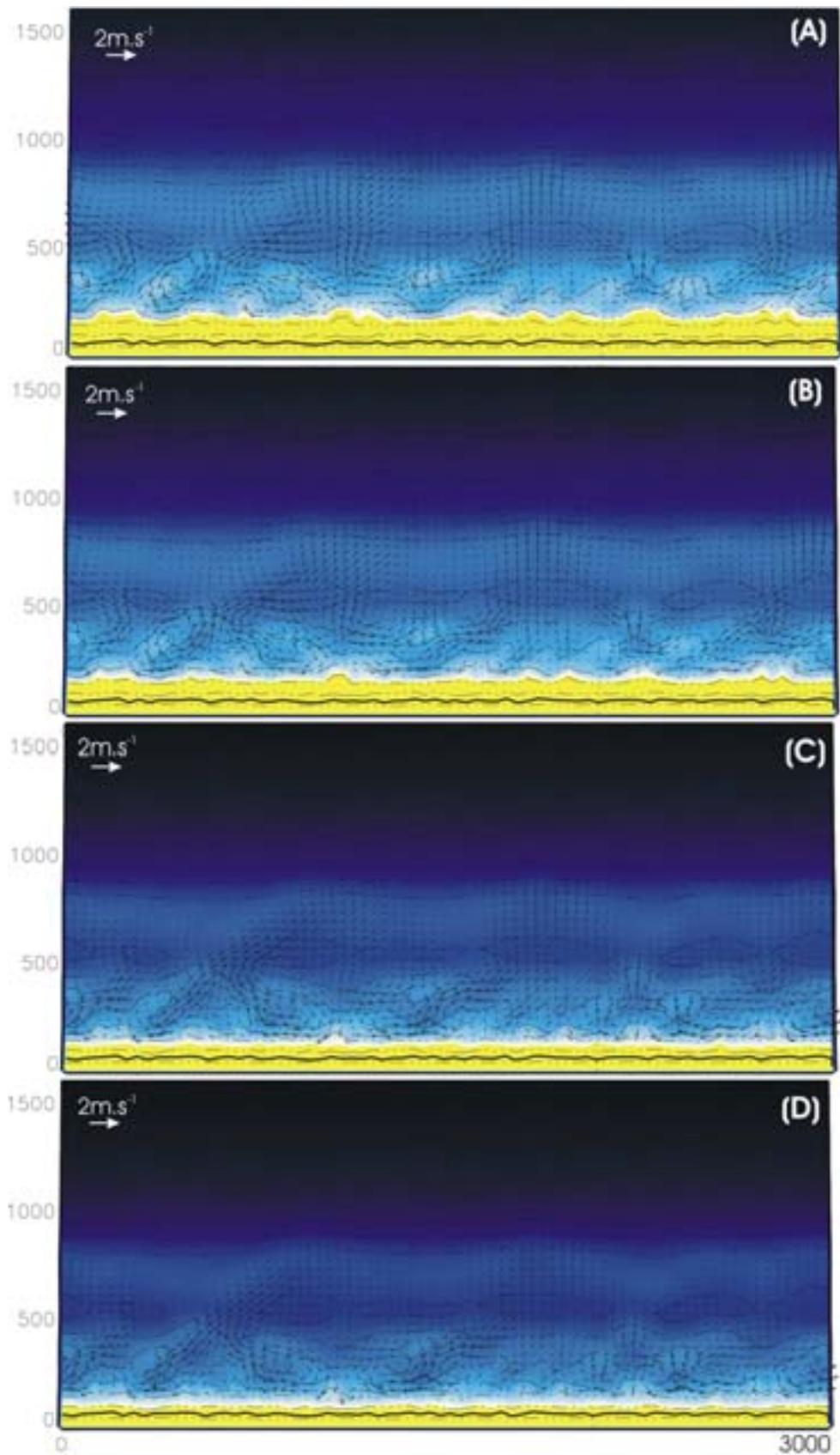


FIG. VI.6 – Modulation tidale des courants moyens pendant la simulation de la formation des barres en croissant pour une houle à large telle que :  $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . (A) :  $h_m = 1\mathbf{m}$ ; (B) :  $h_m = 1.75\mathbf{m}$ ; (C) :  $h_m = 3.25\mathbf{m}$ ; (D) :  $h_m = 4\mathbf{m}$

Dans la zone intertidale et la zone proche intertidale, à tout niveau de marée, les courants moyens sont intenses, transportent beaucoup de sédiments et ont donc une forte influence sur la morphologie et la plage. À marée haute, les courants moyens au-dessus des barres en croissant sont de l'ordre de  $0.2m.s^{-1}$  et ont donc une faible influence sur la morphologie des barres en croissant subtidales.

Si on considère uniquement les barres en croissant, la variation de la hauteur du plan d'eau a une forte influence sur le temps de réponse morphodynamique, mais pas sur les mécanismes physiques de formation et de développement. C'est d'ailleurs pourquoi les barres en croissants sont fréquemment observées sur les plages microtidales (Certain, 2002). Comme nous nous intéressons dans cette partie uniquement aux processus physiques de formation et de développement de barres en croissant et pas à ceux de la barre intertidale, nous omettrons les variations du niveau de marée dans les prochaines simulations pour réduire les temps de calcul.

#### VI.2.1.d Conditions de houle favorisant la formation des barres en croissant

Nous considérerons un niveau de marée constant proche de la marée basse ( $h_m = 1.5m$ ). Dans les prochains calculs, les temps de réponse morphodynamique des barres subtidales seront donc beaucoup plus rapides.

Nous venons de montrer qu'une houle frontale de hauteur significative  $H_{s0} = 3$  et  $T_{m0} = 10s$  conduisait à la formation de barres subtidales en croissant. Dans ce paragraphe, nous allons décrire quelles sont les conditions de houle qui favorisent ou pas cette formation. Pour être concis, nous ne monterons pas l'ensemble des simulations effectuées pour cette étude, seuls les principaux résultats seront présentés ici.

##### VI.2.1.d.i Influence de la hauteur significative $H_{s0}$

La hauteur des vagues est un paramètre déterminant pour la formation et le développement des barres en croissant. La Figure VI.7 montre la formation de barres en croissants subtidales à  $t = 7j$  en partant de la même situation initiale, avec une houle au large telle que  $H_{s0} = 4m$ ,  $T_{m0} = 10s$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . On peut distinguer entre trois et quatre barres en croissant, ce qui correspond à une longueur d'onde moyenne de l'ordre de  $750m$  à  $1km$ . Des systèmes d'une telle longueur d'onde sont parfois observés sur la côte aquitaine (Castelle, 2001; Lafon et al., 2004b). On peut visualiser plus facilement ces croissants sur la Figure VI.7.B qui montre la zone de déferlement moyen à marée basse à  $t = 7j$ .

On peut y observer les courants moyens à marée basse (Fig. VI.7.A) superposés à la bathymétrie. La houle induit au-dessus des barres en croissant subtidales des courants sagittaux intenses avec des vitesses dépassant  $1m.s^{-1}$ . Ces courants sagittaux s'étendent

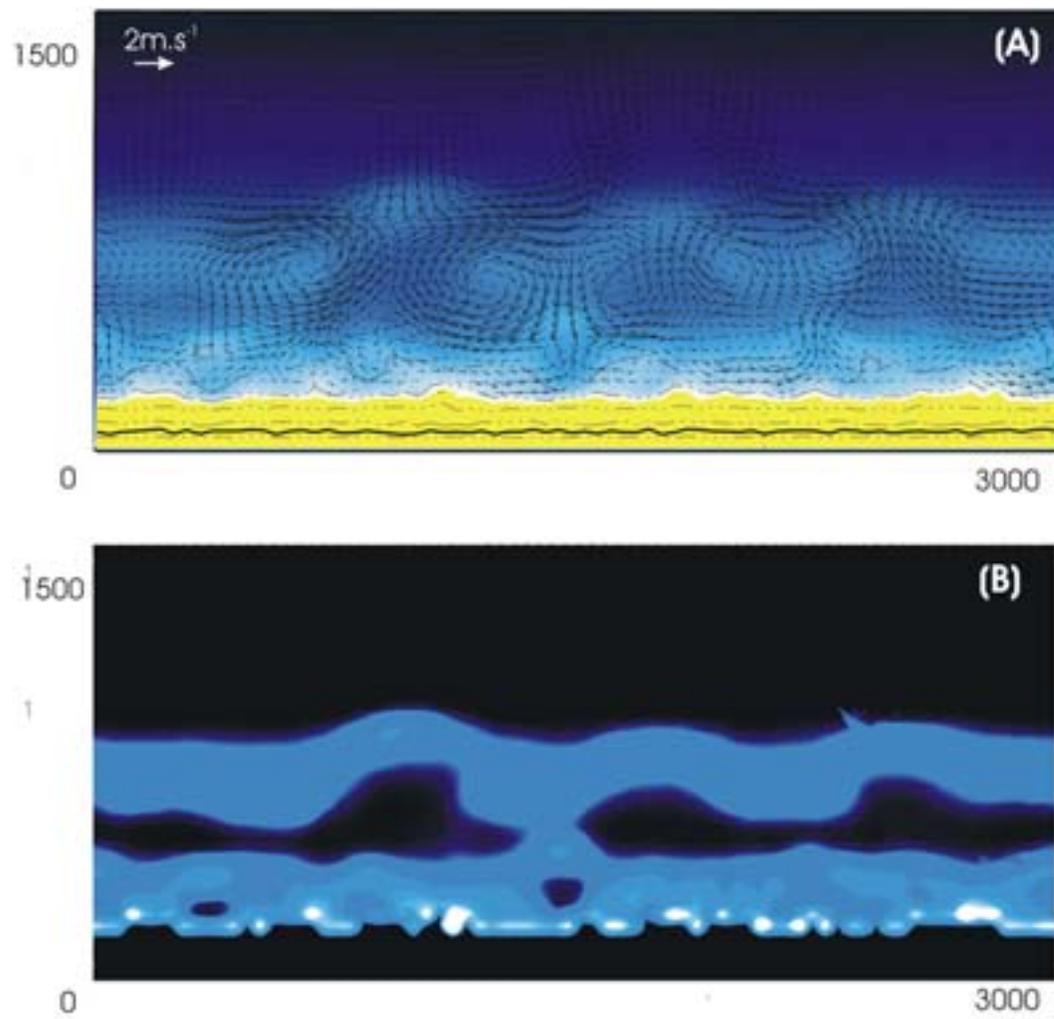


FIG. VI.7 – Evolution la bathymétrie initiale à  $t = 7j$  pour une au large telle que  $\mathbf{H}_{s0} = 4\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$  à marée constante ( $h_m = 1.5\text{m}$ ). (A) : Courants moyens à marée basse ; (B) : zones de déferlement moyen à marée basse

jusqu'à plus d' $1km$  au large du pied de dune et sont associés à des cellules de circulations complexes. Une discussion sur le rôle de ces courants sagittaux sur le transport sédimentaire pendant les conditions de houle énergétique est présentée en Annexe K.

En considérant une houle moins énergétique, la formation des barres en croissant est rendue plus difficile. Pour illustrer ces propos, on considère une houle de hauteur significative  $H_{s0} = 2m$ ,  $T_{m0} = 10s$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . La Figure VI.8 montre l'évolution des barres sableuses à  $t = 21j$  pour cette houle à marée basse. On remarque que la barre subtidale n'est quasiment pas affectée et qu'elle reste donc quasi-rectiligne. Sur l'ensemble du domaine, les courants moyens ne dépassent pas  $0.7m.s^{-1}$  et sont les plus violents proche de la zone subtidale. La Figure VI.8.B permet d'observer les zones de déferlement moyen à marée basse et confirme l'absence de barre en croissant.

Par contre, et nous reviendrons sur ces caractéristiques dans le paragraphe suivant consacré à la formation des systèmes barre/bâine, on observe des systèmes de barres/chenaux assez irréguliers et associés à de petits croissants intermédiaires. Ces résultats sont confortés par l'étude de Caballeira et al. (2003) qui ont montré que la formation des systèmes de barres transverses (appelés barre/bâine sur la côte aquitaine) était favorisée par les conditions de houle peu énergétiques, tandis que la formation des barres en croissant l'était pour des conditions énergétiques.

Les simulations montrent donc que les vagues énergétiques favorisent la formation des barres en croissant, tandis que les houles moins énergétiques n'induisent pas de courants suffisamment violent pour développer les perturbations situées au-dessus de la barre subtidale.

#### VI.2.1.d.ii Influence de la période de la houle $T_{m0}$

Nous allons maintenant décrire l'influence de la période  $T$  sur la formation des barres en croissant. Nous avons en effet vu que la période de la houle influait sur l'intensité et l'étalement des courants sagittaux, dont nous venons de voir l'importance dans les processus de formation des barres en croissant. La Figure VI.9 montre l'évolution de la bathymétrie initiale à  $t = 10.5j$  pour une houle au large de  $H_{s0} = 3m$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$  et de périodes  $T_{m0} = 6s$  (Fig. VI.9.A),  $T = 10s$  (Fig. VI.9.B) et  $T_{m0} = 15s$  (Fig. VI.9.C)

On observe que les houles les plus longues (Fig. VI.9.2 et VI.9.3) favorisent le plus la formation des barres en croissant. Les vagues les plus courtes (Fig. VI.9.1) ne réfractent pas suffisamment au-dessus des perturbations et induisent donc des cellules de circulation de courants moyens de faible intensité. Les perturbations se développent donc beaucoup plus

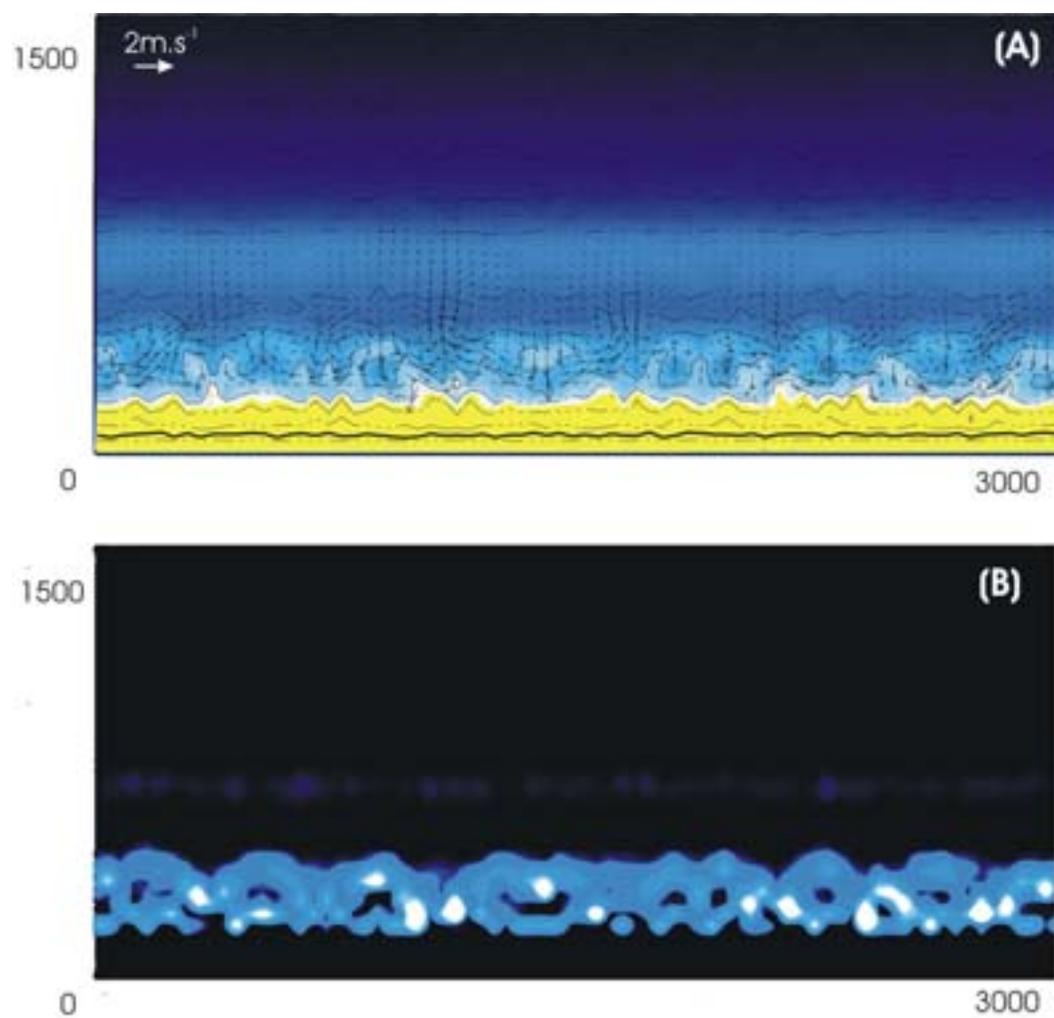


FIG. VI.8 – Evolution la bathymétrie initiale à  $t = 7j$  pour une au large telle que  $\mathbf{H}_{s0} = 2\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$  à marée constante ( $h_m = 1.5\text{m}$ ). (A) : Courants moyens à marée basse ; (B) : zones de déferlement moyen à marée basse

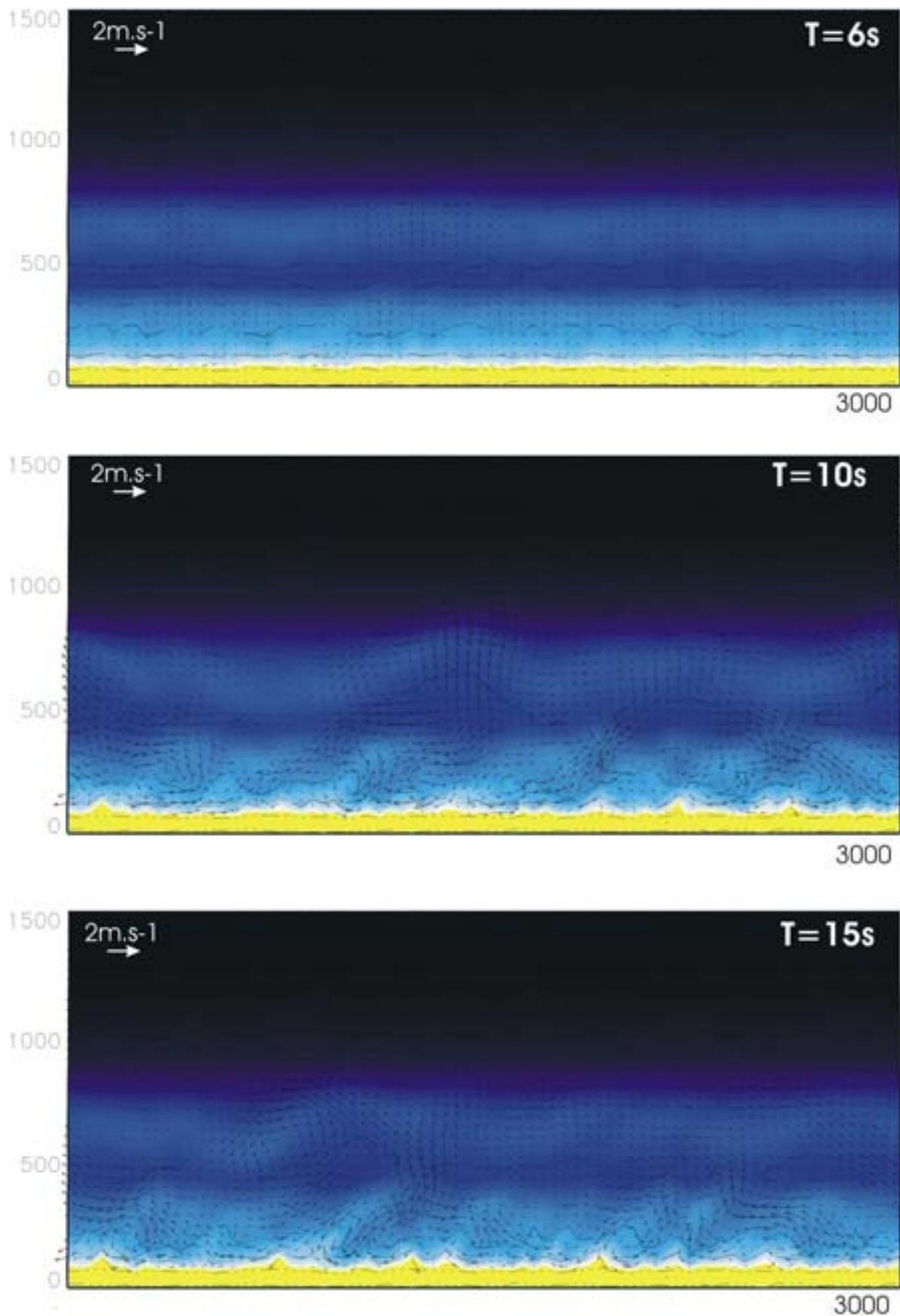


FIG. VI.9 – Evolution la bathymétrie initiale à  $t = 10.5j$  à marée basse pour une houle au large telle que  $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ ,  $\theta = 0^\circ$  à marée constante ( $h_m = 1.5\mathbf{m}$ ). (A) :  $T_{m0} = 6\mathbf{s}$ ; (B) :  $T_{m0} = 10\mathbf{s}$ ; (C) :  $T_{m0} = 16\mathbf{s}$

lentement. D'un autre côté, et même si les barres sableuses sont différemment placées en parallèlement à la côte, les caractéristiques globales des barres en croissant (longueur d'onde, profondeurs...) sont à peu près semblables. Lorsque les houles sont longues (typiquement des périodes supérieures à  $8 - 10s$ ), on n'observe donc pas de différence significative entre les différentes barres en croissant formées.

### VI.2.1.d.iii Influence de l'angle d'incidence de la houle $\theta_{m0}$

Pour finir, nous allons étudier l'influence de l'angle d'incidence de la houle  $\theta_{m0}$  sur la formation des barres en croissant subtidales. La Figure VI.10 montre les évolutions de la bathymétrie initiale pour trois angles d'incidence  $\theta_{m0} = 0^\circ$  (Fig. VI.10.A),  $\theta_{m0} = -5^\circ$  (Fig. VI.10.B) et  $\theta_{m0} = -10^\circ$  (Fig. VI.10.C). On remarque que plus la houle arrive avec une incidence oblique à la côte, plus le courant de dérive devient prédominant et les cellules de circulation inexistantes. L'absence de ces cellules de circulation empêche toute formation de barre tridimensionnelle. Ainsi, pour  $\theta_{m0} = -5^\circ$  les barres en croissant ne sont plus très visibles, alors que pour  $\theta_{m0} = -10^\circ$  la barre subtidale est complètement rectiligne. Par contre, on observe une oscillation du trait de côte (longueur d'onde moyenne de l'ordre de  $120m$ ) due aux interactions non-linéaires du courant de dérive avec le fond sableux ("bed-flow interaction"). Cette longueur d'onde correspond à seulement trois mailles de notre bathymétrie numérique, et des simulations avec un maillage plus fin pourront être entreprises afin de préciser et mieux quantifier les caractéristiques de ces oscillations du trait de côte.

### VI.2.1.d.iv Synthèse

Les houles longues, frontales et énergétiques favorisent la formation des barres en croissant (Castelle and Bonneton, 2004b). En partant d'une barre subtidale pré-existante à laquelle on superpose des perturbations aléatoires, les houles courtes ( $T < 6 - 7s$ ) ou obliques ( $-7 - 8^\circ < \theta_{m0} < 7 - 8^\circ$ ) ou peu énergétiques  $H_{s0} < 2m$  ne peuvent pas induire des cellules de circulation suffisamment intenses. Les perturbations ne peuvent donc pas se développer suffisamment vite et le processus de croissance des perturbations en barres tridimensionnelles ne peut pas être amorcé. Pour le reste des conditions de houle au large, des barres sableuses tridimensionnelles et quasi-périodiques peuvent être formées par notre modèle. La hauteur des vagues paraît contrôler en grande partie la longueur d'ondes des croissants.

Nous avons décrit les conditions de houle qui ne permettent pas de simuler la formation de barres en croissant. Toutefois, ces mêmes conditions peuvent avoir une influence déterminante sur l'évolution de la morphologie de barres en croissant préalablement formés.

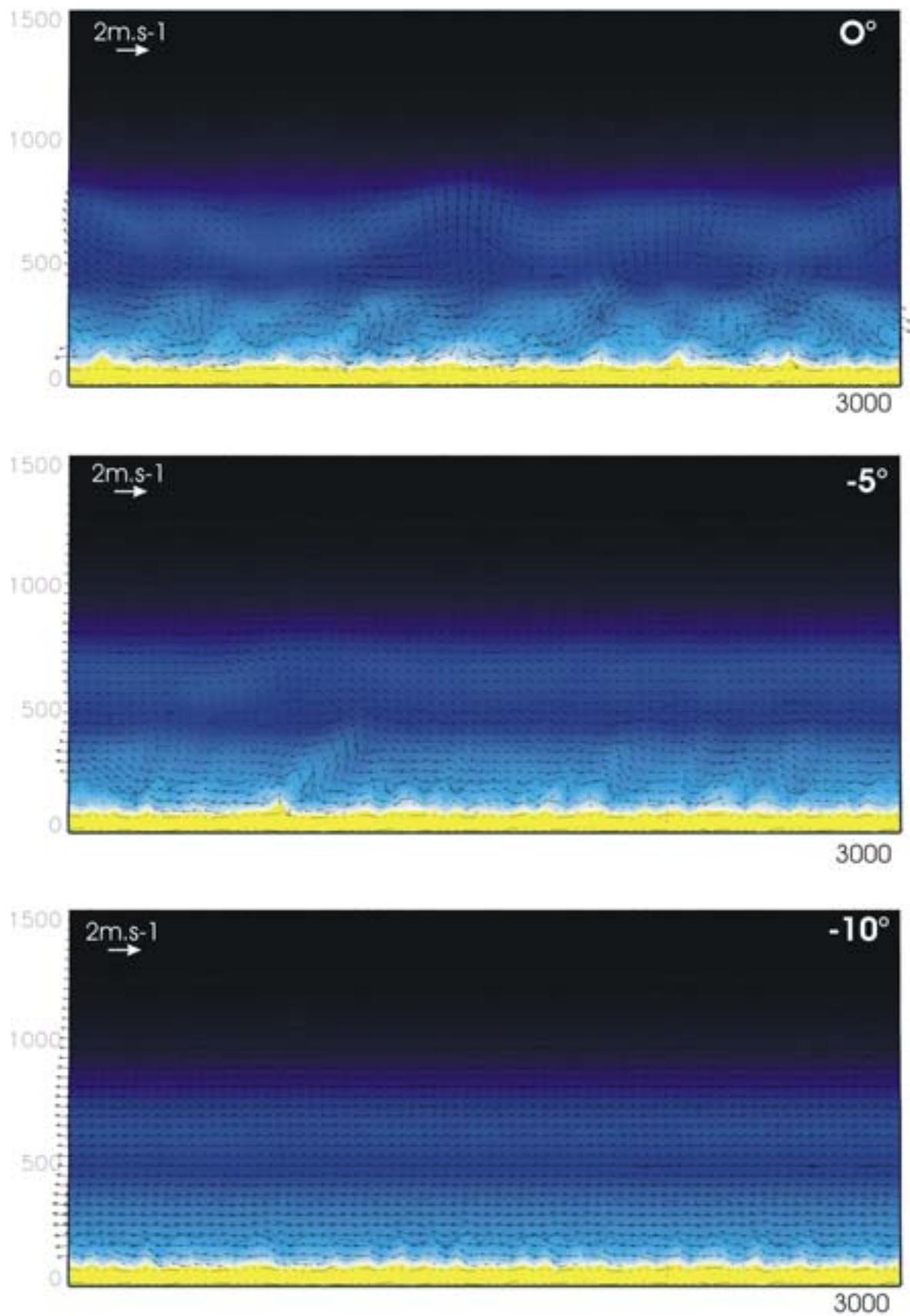


FIG. VI.10 – Evolution la bathymétrie initiale à  $t = 10.5j$  à marée basse pour une houle au large telle que  $H_{s0} = 3m$ ,  $T_{m0} = 10s$  à marée constante ( $h_m = 1.5m$ ). (A) :  $\theta = 0^\circ$  ; (B) :  $\theta = -5^\circ$  ; (C) :  $\theta = -10^\circ$

C'est ce que nous allons décrire dans le paragraphe suivant.

### VI.2.2 Développement des barres en croissant

Différents tests ont été réalisés sur des systèmes de barres en croissant pré-existants. Il apparaît d'après un ensemble de simulations que l'incidence  $\theta_{m0}$  du champ de vagues a une forte influence sur la morphologie des croissants. Les simulations numériques vont dans le même sens que ces observations. La Figure VI.11 montre la simulation de la formation de barres en croissants subtidales symétriques induites par une houle énergétique frontale, puis la dissymétrisation de ces croissants par une houle énergétique d'incidence W-NW.

Cette dissymétrisation est associée à un changement du comportement des cellules de circulation des courants moyens. La Figure VI.12 montre le modèle conceptuel de circulation des courants moyens associés au caractère symétrique ou dissymétrique des croissants, établi à partir de différentes simulations numériques (voir aussi Castelle et al. (2004a)). Si une houle longue d'incidence W-NW touche la côte pendant une période suffisamment longue, ces cellules de circulation vont entraîner un basculement de la corne des croissants. Les circulations contribuent également à la formation d'un courant de dérive oscillant au niveau des fosses de lévigation des croissants subtidaux.

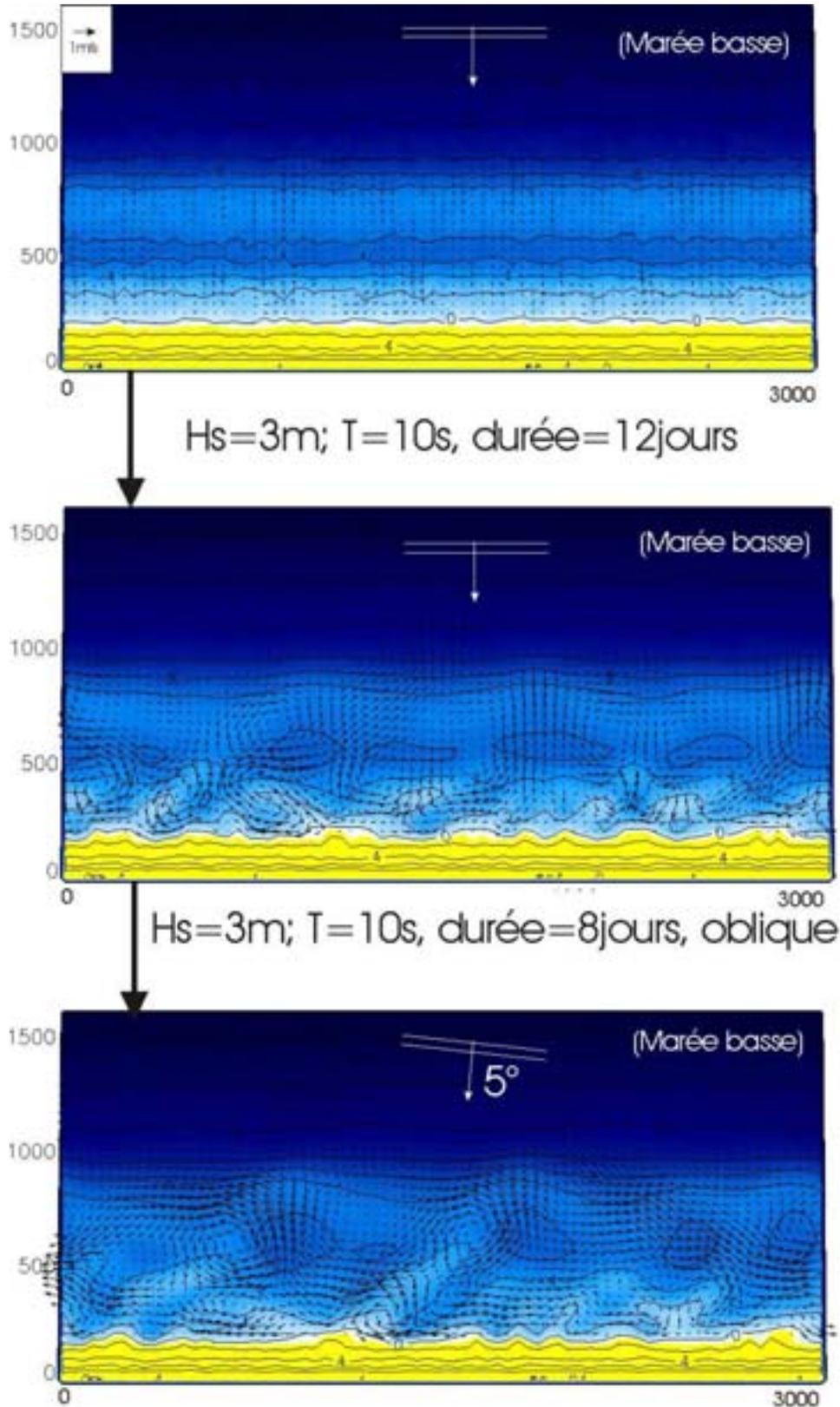


FIG. VI.11 – Evolution morphologique de croissant pré-existants induite par une houle énergétique d'incidence oblique telle que :  $H_{s0} = 3\text{m}$ ,  $T_{m0} = 10\text{s}$ ,  $\theta_{m0} = -5^\circ$  à marée constante ( $h_m = 1.5\text{m}$ ). Visualisation de la dissymétrisation des croissants subtidiaux, d'après Castelle et al. (2004a)

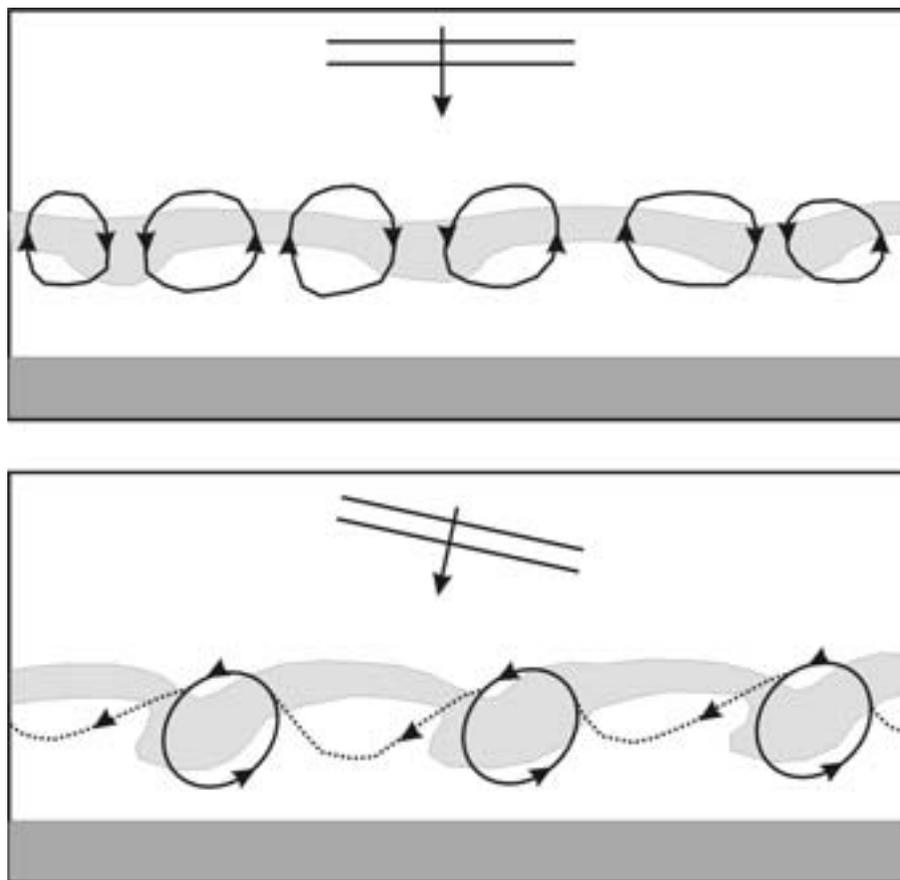


FIG. VI.12 – Modèle de circulations de courants moyens associées aux barres en croissant symétriques et dissymétriques (Castelle et al., 2004a)

### VI.2.3 Discussion

Cette étude a permis de décrire les processus physiques à l'origine de la formation et du développement des barres en croissant. Les houles frontales, longues et énergétiques favorisent leur formation. Une fois formées, la morphologie de ces barres en croissant peut être modifiée, et prendre des formes plus ou moins symétriques. L'incidence du champ de vagues est le paramètre clé qui conduit à la dissymétrisation des barres. Ces simulations ont en particulier permis d'établir un nouveau modèle conceptuel de morphologie des barres en croissant qui contredit les précédentes études. Les processus d'auto-organisation peuvent donc à eux-seuls expliquer la formation et le développement des barres en croissant.

La bathymétrie initiale à partir de laquelle nous avons fait ces simulations présentent 2 barres pré-existantes. La première est la barre subtidale qui est complètement déconnectée du haut de plage. Lorsque les perturbations au-dessus de cette barre sont développées, la barre subtidale prend la forme de croissant. La deuxième barre est située dans la zone intertidale et est connectée au haut de plage. Lorsque les perturbations y sont développées, la formation de systèmes barres/chenaux est observée.

La position de la barre à la côte est donc déterminante sur le développement de la morphologie tridimensionnelle des barres sableuses.

Nos résultats ne sont pas sensibles à de faibles variations des conditions de simulations, aussi bien concernant le forçage que les perturbations initiales de la bathymétrie. Si on modifie faiblement le forçage ( $H_s = H_s + \delta H_s$ , ou  $\theta = \theta + \delta\theta$ , ou  $T = T + \delta T$ ) les barres sableuses seront formées au même endroit, avec des caractéristiques très semblables. Par contre si on change le champ de perturbations aléatoires en gardant la même amplitude de perturbation, les barres en croissant seront formées et placées différemment, mais les caractéristiques globales du système (longueur d'onde moyenne, profondeur des barres, etc.) seront les mêmes.

L'évolution des barres sableuses que nous simulons est en accord global avec les observations, mais les temps de réponse morphodynamiques semblent sous-estimés. D'après les simulations, les vagues de  $2m$  ne semblent pas pouvoir influencer sur la morphologie des barres subtidales. Or dans la réalité, les images satellites et des observations personnelles montrent que ces barres peuvent bouger sensiblement lorsque ces conditions sont réunies pendant plusieurs semaines. De plus la simulation de la migration des barres en croissant pendant l'été 1999 (vagues inférieures à  $2m$  pendant deux mois) a été simulée et ne montre aucune migration du système, contrairement aux observations de Lafon et al. (2004a). Notre modèle morphodynamique est donc trop diffusif. Cette lacune peut s'expliquer de différentes manières.

La première raison avancée est qu'il faut souvent choisir un  $\Delta t_{morpho}$  très faible si on veut pouvoir approcher les temps de réponse morphodynamiques observés dans la réalité (Caballeira et al., 2003). Pour nos simulations nous avons choisi  $\Delta t_{morpho} = 1h$ . D'autres simulations ont été effectuées avec des  $\Delta t_{morpho}$  plus faibles. Le taux de croissance des barres augmente en diminuant  $\Delta t_{morpho}$ , mais les temps de calculs deviennent alors très longs.

La deuxième raison est que, d'après notre définition des courants moyens, nous filtrons les instabilités de courants. Or, ces instabilités favorisent la croissance des barres sableuses.

La dernière raison est liée à la validité de nos flux sédimentaires, et de l'effet de pente qui peut être surestimé. Le choix de  $K_m$  dans la formulation du mélange de la quantité de mouvement peut influencer sur les temps de réponse morphodynamiques. La calibration des termes diffusifs et des flux sédimentaires devra être entreprise à l'avenir, en interaction avec l'installation de l'imagerie vidéo type ARGUS, afin de quantifier les mouvements des barres en croissant subtidales.

## VI.3 Interaction entre les systèmes subtidaux et intertidaux

### VI.3.1 Note sur la formation des systèmes barre/bâine dans la zone intertidale

Durant cette thèse, la formation et le développement des systèmes barre/bâine a été analysé. Un résumé de cette étude est donné en Annexe J. Les simulations permettent d'établir un modèle conceptuel de la morphologie des systèmes barre/bâine. La Figure VI.13 montre ce modèle conceptuel en fonction de l'angle d'incidence du champ de vagues avec la morphologie des systèmes intermédiaires formés en pointillés.

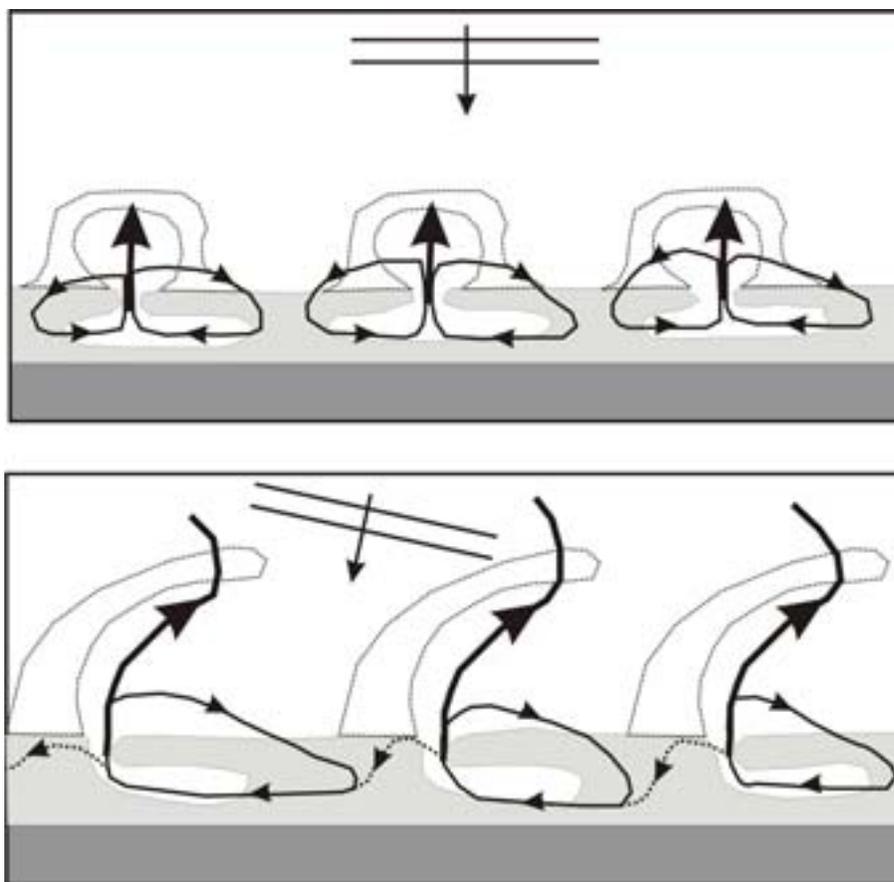


FIG. VI.13 – Modèle de circulations de courants moyens associées aux systèmes barre/bâine dans la zone intertidale, associés à des barres en croissant intermédiaires (en pointillés) symétriques ou dissymétriques

La formation des systèmes de barres intermédiaires, est simulée par notre modèle mais peuvent ne pas exister dans la réalité, particulièrement après une période de vagues peu énergétiques.

A l'avenir, les processus physiques en zone de jet de rive et l'asymétrie des vagues devront être pris en compte implicitement dans notre modèle morphodynamique. Ces processus induisent un transport net vers le rivage pendant les conditions de vagues peu

énergétiques et permettrons de simuler la formation des systèmes barre/baïne tels qu'on les observe l'été sur la côte aquitaine.

Les systèmes de croissants intermédiaires jouent un rôle essentiel dans la morphodynamique des barres sableuses de la côte aquitaine. En effet, ils interviennent dans les échanges sédimentaires entre la barre subtidale et la barre intertidale. C'est ce que nous allons voir dans la suite de ce chapitre.

### VI.3.2 Influence du système barre/baïne sur les barres en croissant

Nous avons montré dans la partie précédente qu'à partir d'une situation de la plage homogène parallèlement à la côte à laquelle on superpose des perturbations aléatoires, des barres tridimensionnelles pouvaient se développer par les processus d'auto-organisation. On peut également développer ce type de barre en utilisant une autre situation initiale, et qui illustre l'influence des barres intertidale sur la morphologie et la dynamique des barres subtidales.

Cette situation initiale correspond à celle utilisée dans la partie VI.2 sans les perturbations aléatoires, mais avec un chenal dans la zone intertidale. Sur la Figure VI.14, on observe cette situation initiale avec un chenal d'une profondeur de l'ordre de 50cm situé au milieu du domaine.

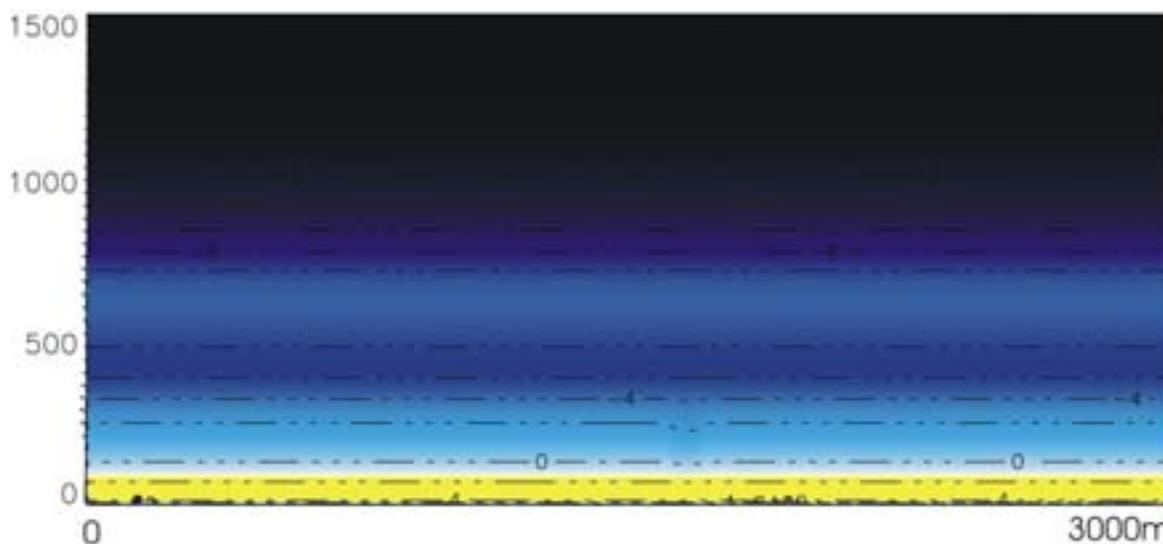


FIG. VI.14 – Bathymétrie numérique initiale utilisée pour illustrer l'influence de la zone intertidale sur la dynamique de la barre subtidale. Présence d'une barre subtidale rectiligne et d'une barre intertidale rectiligne interrompue par un petit chenal. Le pied de dune est symbolisé par le trait noir gras.  $\Delta x = \Delta y = 40m$

On soumet cette bathymétrie à une houle constante au large telle que  $H_{s0} = 3m$ ,

$T_{m0} = 10s$  et  $\theta_{m0} = -5^\circ$ , pour un marnage constant  $h_m = 1.5m$ . La Figure VI.15 montre l'évolution temporelle de la plage. A  $t = 0$  (Fig. VI.15.1), les vagues induisent au-dessus du chenal un courant sagittal de l'ordre de  $0.5m.s^{-1}$ . Sur le reste du domaine, le courant de dérive est dominant, avec une composante du courant de retour qui n'est pas négligeable. A  $t = 3.5j$  (Fig. VI.15.2), ce courant sagittal a transporté du sédiment vers le large et est désormais associé à deux petites cellules de circulation. A  $t = 7j$  (Fig. VI.15.2), le chenal est plus profond et du sédiment est transporté jusque sur la barre subtidale. Les cellules de circulation de courants moyens s'étendent en s'intensifiant.

Sur la Figure VI.16, on observe la suite de l'évolution de la plage. On remarque la formation d'autres systèmes barre/chenal induit par les cellules de circulation, et une intensification des courants sagittaux. Dans un premier temps, les chenaux se forment en amont du courant de dérive et s'ouvrent dans la direction opposée à ce courant de dérive. Ces chenaux tendent ensuite à s'ouvrir dans le sens de la dérive littorale et s'étendent à l'ensemble du domaine. Ces courants sagittaux transmettent une quantité importante de sédiment à la zone subtidale (Castelle et al., 2003b). La barre subtidale est donc perturbée par ces apports sédimentaires, et s'auto-organise ensuite pour donner naissance à des barres en croissant.

Cette simulation illustre l'influence de la morphologie de la zone intertidale sur la dynamique des barres intertidales. Les courants sagittaux peuvent s'étendre loin au large de la zone de déferlement (de l'ordre de plusieurs dizaines de mètre à quelques centaines de mètres) et peuvent ainsi échanger du sédiment avec la zone subtidale, et en particulier la barre subtidale. Ils favorisent ainsi le développement de la barre subtidale par les processus d'auto-organisation.

### VI.3.3 Influence des barres en croissant sur le système barre/baïne

Nous avons vu dans la partie V.3.2 que la réfraction des vagues au-dessus de barres en croissant induisait des zones de focalisation d'énergie dans la zone intertidale et la formation de courants sagittaux. Il a été montré que pour des conditions peu énergétiques (typiquement  $H_{s0} < 1.5m$ ), deux courants sagittaux (pour une longueur d'onde de croissant) étaient induits et avaient une position quasi-constante parallèlement à la côte pendant un cycle entier de marée (Castelle and Bonneton, 2004c). Nous avons montré que cette situation était donc susceptible de conduire à la formation de systèmes barre/baïne couplés aux barres en croissant.

Nous vérifions ici cette hypothèse en utilisant les mêmes conditions initiales et conditions limites décrite dans la partie V.3.2. avec un marnage de  $3m$ . La Figure VI.17 montre

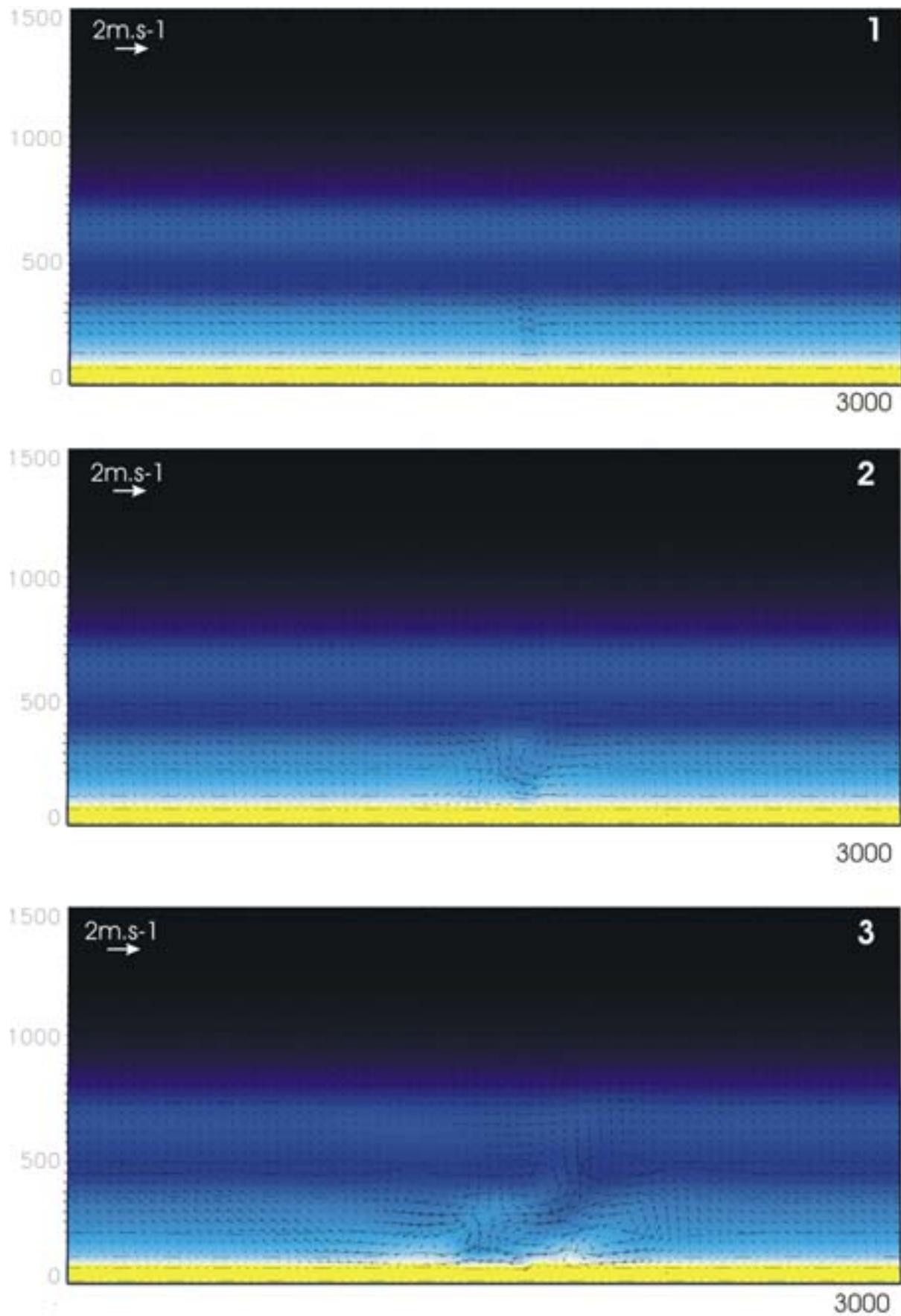


FIG. VI.15 – Formation de barres en croissant subtidales en partant de la situation initiale décrite sur la Fig. VI.14, houle au large :  $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ ,  $\theta_{m0} = -5^\circ$ . (1) :  $t = 3.5j$ ; (2) :  $t = 7j$ ; (3) :  $t = 10.5j$

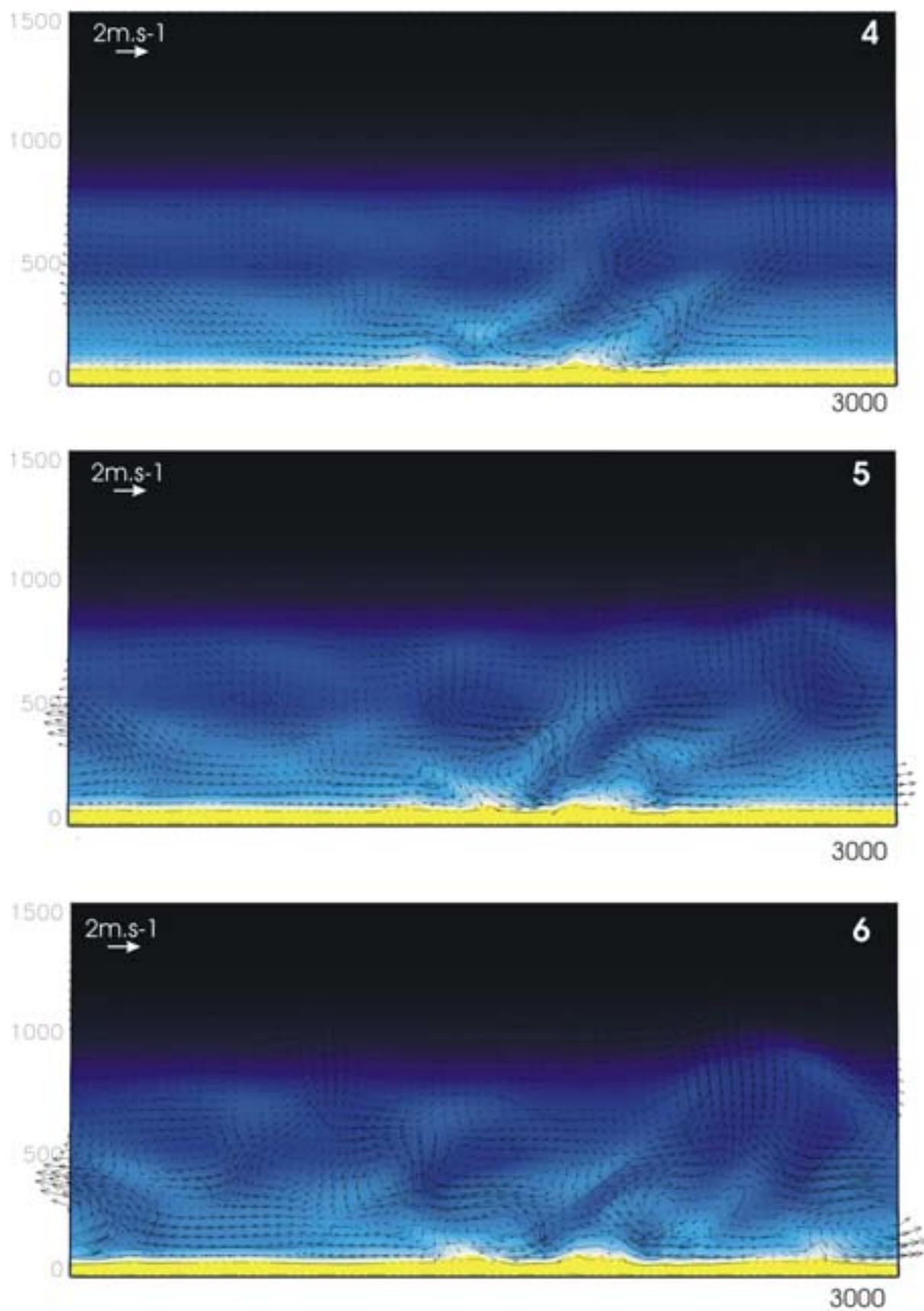


FIG. VI.16 – Formation de barres en croissant subtidales en partant de la situation initiale décrite sur la Fig. VI.14, houle au large :  $H_{s0} = 3\text{m}$ ,  $T_{m0} = 10\text{s}$ ,  $\theta_{m0} = -5^\circ$ . (4) :  $t = 14j$ ; (5) :  $t = 17.5j$ , (6) :  $t = 21j$

l'évolution temporelle de notre plage initiale soumise à une houle constante telle que  $H_{s0} = 1.5m$ ,  $T_{m0} = 12s$  et  $\theta_{m0} = 10^\circ$ , chacune des sorties graphiques étant prise à marée basse. A  $t = 0$  (Fig. VI.17.A), on voit que la houle induit une légère oscillation du courant de dérive associé à deux courants sagittaux qui vont transporter du sédiment. A  $t = 3.5j$  (Fig. VI.17.B), la morphologie de la zone subtidale est affectée par ce transport sédimentaire et présente deux chenaux. A  $t = 7j$  (Fig. VI.17.C) puis  $t = 10.5j$  (Fig. VI.17.D) les deux baïnes se développent. Il est intéressant de constater que dans ce cas précis, les processus d'auto-organisation et de focalisation d'énergie par réfraction se combinent pour former un système barre/baïne entièrement couplé à la barre en croissant subtidale (une longueur d'onde de croissant subtidal pour deux longueurs d'onde de système barre/baïne).

### VI.3.4 Echanges sédimentaires entre les zones subtidale et intertidale

Nous venons de montrer que la barre intertidale et la barre subtidale pouvaient interagir fortement. Les courants sagittaux induits par les systèmes barre/baïne peuvent transporter des quantités importantes de sédiments à la zone subtidale tandis que la réfraction et/ou le déferlement des vagues au-dessus des barres en croissant induisent des zones de focalisation d'énergie dans la zone intertidale. Dans ce paragraphe, nous allons illustrer cette interaction en visualisant l'évolution temporelle de notre plage en présence de barres en croissant dans la zone subtidale et de systèmes barre/baïne dans la zone intertidale.

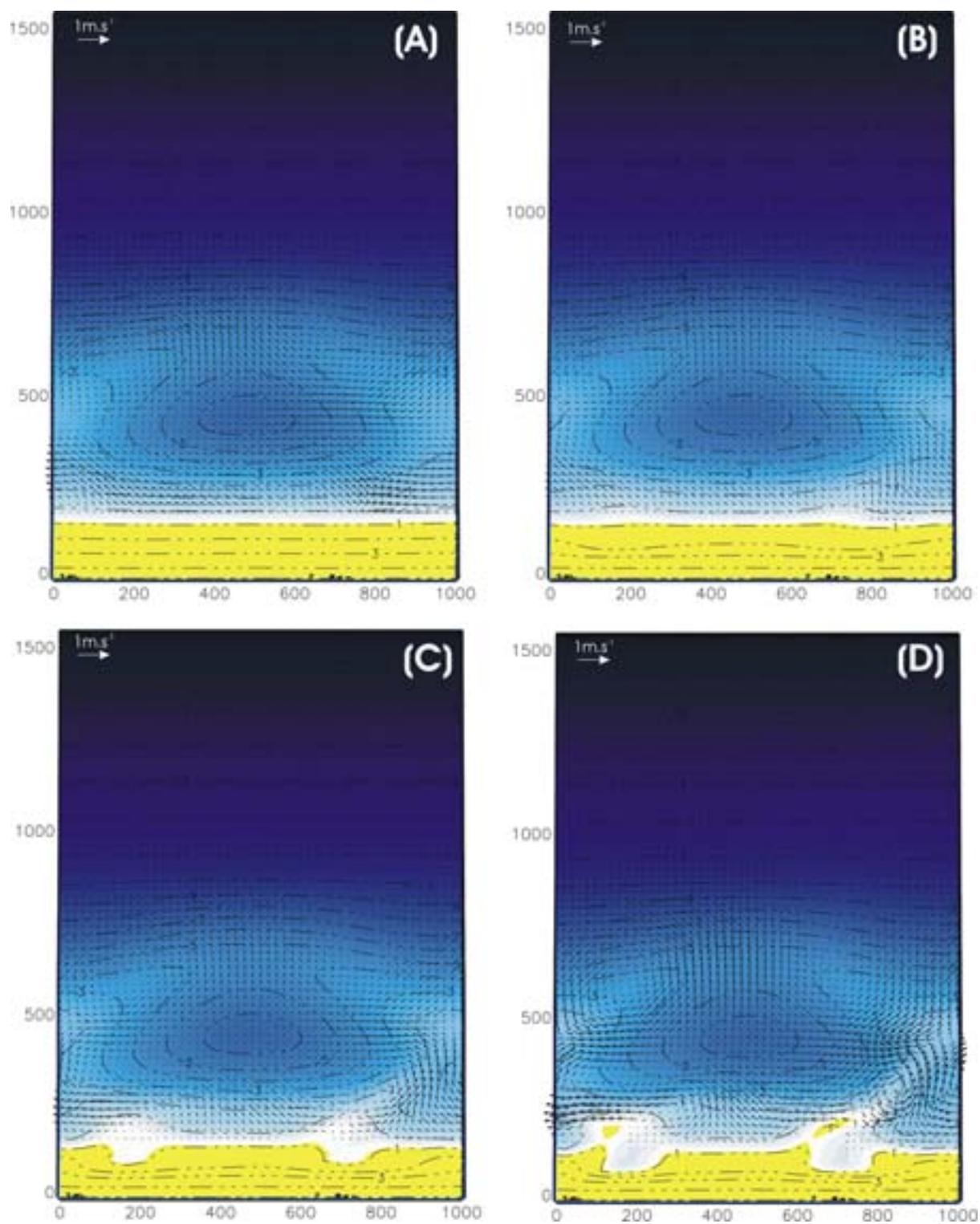


FIG. VI.17 – Formation de deux systèmes barre/baïne dans la zone intertidale pour une longueur d'onde de barre en croissant dans la zone subtidale. Houle au large :  $\mathbf{H}_{s0} = 1.5\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 12\mathbf{s}$ ,  $\theta_{m0} = -10^\circ$ . (A) :  $t = 0j$ ,  $h_m = 1m$ ; (B) :  $t = 3.5j$ ,  $h_m = 1m$ ; (C) :  $t = 7j$ ,  $h_m = 1m$ ; (D) :  $t = 10.5j$ ,  $h_m = 1m$

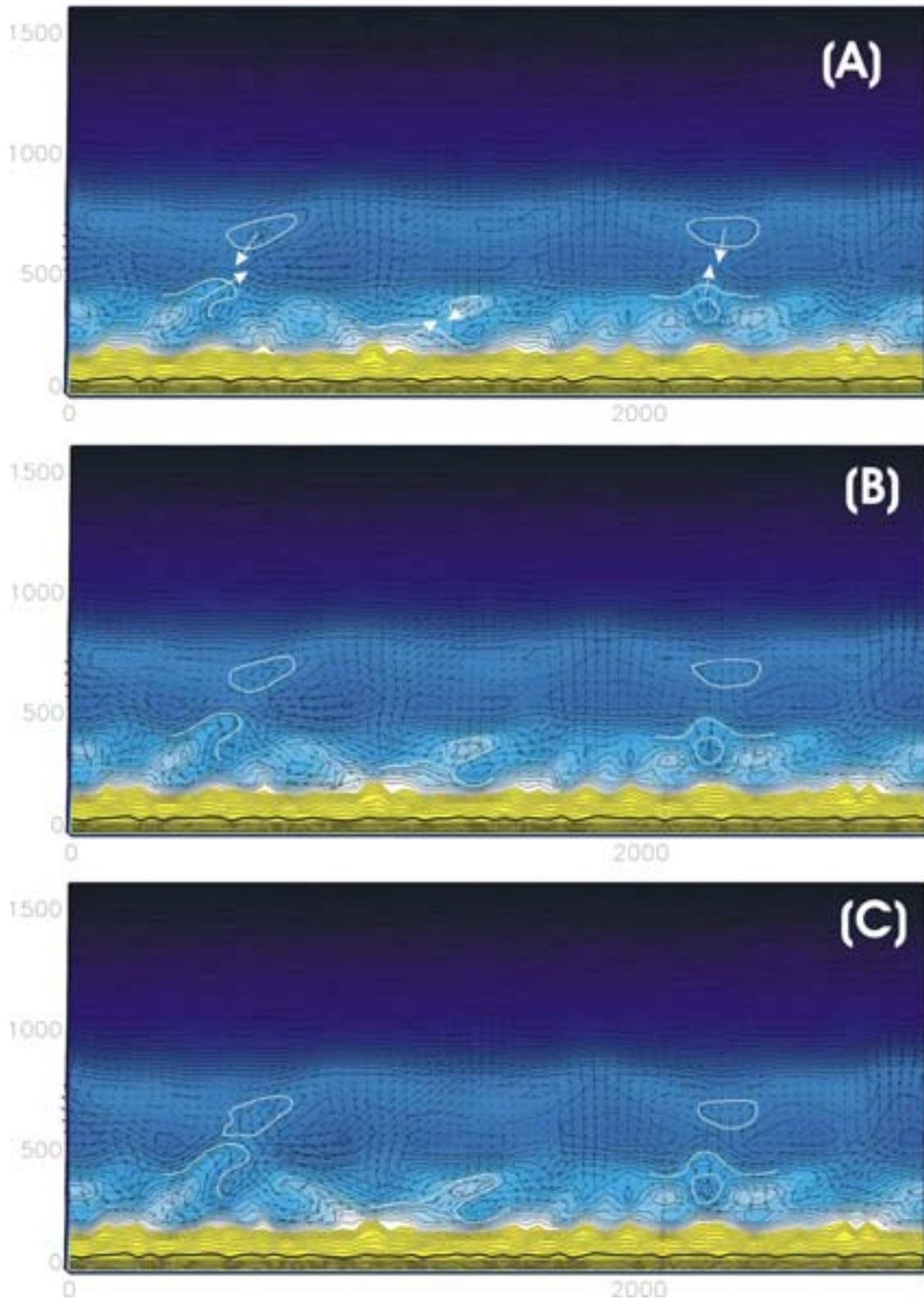


FIG. VI.18 – Evolution temporelle de la plage, et mise en évidence des échanges sédimentaire entre la zone subtidale et la zone intertidale par les systèmes de barres intermédiaires. Houle constante au large :  $\mathbf{H}_{s0} = 3\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{T}_{m0} = 10\mathbf{s}$ ,  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . Les courants moyens  $\vec{U}_c$  sont superposés à la bathymétrie, à marée basse ( $h_m = 1\mathbf{m}$ ), le pied de dune est symbolisé par le trait noir gras.  $\Delta t_{morpho} = 1h$ ; (A) :  $t = 10.5j$ ; (B) :  $t = 11.5j$ ; (C) :  $t = 12.5j$

On considère la simulation de l'évolution temporelle de la morphologie décrite dans le paragraphe VI.4.1.b, pour une houle au large telle que  $H_{s0} = 3m$ ,  $T_{m0} = 10s$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . La Figure VI.18 montre l'évolution de la bathymétrie et les courants moyens induits à marée basse, les figures VI.18.A, VI.18.B et VI.18.C étant prises à un jour d'intervalle. On voit dans ce cas précis des bancs de sable qui migrent de la zone intertidale à la zone subtidale et inversement. Ces échanges se font à travers les systèmes de barres intermédiaires (en forme de croissant ou pas). Ces systèmes intermédiaires peuvent se connecter à la zone intertidale, à la zone subtidale ou encore changer de forme en ne subissant pas de mouvement sensible perpendiculairement à la côte. Ces échanges se font par le biais de cellules de circulation complexes. Les cellules induites par les barres en croissant et celles induites par les systèmes barre/baïne luttent les unes contre les autres, certaines faisant disparaître d'autres.

Ce système n'atteint pas d'état d'équilibre et, malgré son caractère quasi-périodique, a un caractère chaotique. En effet, un changement de comportement d'une barre sableuse dans notre domaine peut influencer le comportement d'une autre barre à plusieurs kilomètres de celle-ci. Les cellules de circulation bougent et se déstabilisent et présentent ainsi un déphasage spatial avec la bathymétrie. Ce déphasage, même très faible, conduit à la migration et au changement de ces barres. Par exemple dans le cas d'une houle frontale, on peut observer ainsi que certaines barres migrent vers le Sud pendant que d'autres migrent vers le Nord.

## VI.4 Comparaison des simulations avec les images satellites et photos aériennes en notre possession

### VI.4.1 Les systèmes barre/baïne

Les différentes simulations de formation de systèmes barre/baïne montrent des longueurs d'onde moyennes de l'ordre de  $300m$ , en accord avec les observations (voir Table III.3). Ces simulations ont permis de montrer les processus de formation des systèmes barre/chenaux, mais n'aboutissent pas à la morphologie de barre/baïne qu'on peut observer l'été.

Sur l'ensemble de nos simulations, nous avons noté la présence de barres en croissant intermédiaires connectées aux systèmes barre/baïne. Ces barres jouent un rôle essentiel dans les échanges sédimentaires entre la zone subtidale et la zone intertidale. Ce type de barre peut être observé assez fréquemment sur la côte aquitaine, particulièrement hors de la période estivale (voir par exemple les Fig. III.12 et III.29.A). Par contre, l'été on n'observe pas la plupart du temps ce système. Cela est dû à l'asymétrie des vagues et des processus en zone de jet de rive (qui ne sont pas pris en compte dans notre modèle), qui induisent un transport sédimentaire en eau peu profonde dans le sens de la propagation des vagues pendant les conditions peu énergétiques. Le sable de la zone intertidale vient nourrir la berme en haut de plage, tandis que du sable de la plage subtidale le système barre/baïne. Le sable de la plage subtidale provient en grande partie de ces systèmes intermédiaires, c'est pourquoi ces systèmes intermédiaires se connectent puis font partie intégrante de la barre intertidale pendant les conditions estivales.

Cela montre une des limites actuelles de notre modèle morphodynamique. A l'avenir, cette asymétrie devra être calibrée avec des mesures de terrain dans la zone intertidale (grâce à l'imagerie vidéo notamment, afin de quantifier les mouvements des barres perpendiculairement par rapport à la côte).

### VI.4.2 Les systèmes de barres en croissant

Dans cette partie, nous allons comparer les simulations avec l'ensemble des images satellites et aériennes en notre possession qui nous permettent de visualiser les barres subtidales en croissant. Le lecteur pourra se reporter à l'Annexe I qui présente une synthèse des images SPOT et LANDSAT sur lesquelles on peut observer une vaste gamme de barres en croissant ainsi que leur variabilité le long de la côte aquitaine. Le lecteur pourra également se reporter à l'Annexe L.

#### VI.4.2.a Comparaison des longueurs d'onde

En Annexe ?, le lecteur pourra observer les différentes longueurs d'onde de barres en croissant observées sur la côte aquitaine. Nous avons également vu sur la Table III.4

l'ensemble des longueurs d'onde de barres en croissant mesurée à partir du traitement des images satellite SPOT. La longueur d'onde moyenne varie environ entre 580m et 820m. Nous avons montré que notre modèle morphodynamique simulait des longueurs d'ondes moyennes dans cette gamme d'échelle spatiale, et que cette longueur d'onde était surtout contrôlée par la hauteur des vagues au large : plus la houle est grosse, plus les cellules de circulation de courants moyens sont vastes et sont associées à de grands croissant subtidaux.

#### VI.4.2.b Comparaison des morphologies

##### VI.4.2.b.i Asymétrie des croissants

Les simulations montrent que les houles longues moyennes à longues d'W/NW déforment les croissants subtidaux préalablement formés, et conduisent à la formation de barres telles qu'on peut les observer sur la Figure III.15.C. Les cellules de circulation des courants moyens associées aux barres en croissant basculent sous l'influence de la houle oblique et induisent une dissymétrisation de ces barres. Cette dissymétrisation est en accord avec des observations personnelles (Fig. III.25) mais diffère du modèle conceptuel de Lafon et al. (2004a) (Fig. III.24). Nous allons ici discuter de la validité de nos simulations par rapports aux différentes observations sur la côte aquitaine et d'autres côtes sableuses.

L'image SPOT prise le 29/07/89 sur la côte aquitaine (voir Annexe I) permet de visualiser des barres en croissant régulières et dissymétriques. La Figure ?? montre une partie de cette scène SPOT ainsi qu'une schématisation de la morphologie des barres intertidales et subtidales. On peut observer sur cette figure la présence de systèmes barre/baïne assez réguliers et tous ouverts dans la direction SW, c'est-à-dire dans le sens de la dérive littorale. Même si les temps de réponse morphodynamique des systèmes intertidaux et subtidaux sont différents, cette configuration signifie que la côte aquitaine a été exposée pendant une longue période à des houles d'incidence NW, ce qui va dans le sens de nos simulations numériques.

D'autre part, l'observation d'autres plages sableuses dans le monde permet de renforcer ce nouveau modèle conceptuel de morphologie des barres en croissant. Par exemple sur la plage du Lido située au Nord-Est de l'Italie au bord de la Mer Adriatique, où les houles prédominantes sont d'incidence ESE (Balouin et al., 2004). La Figure VI.20 montre la bathymétrie de cette plage obtenue à partir de relevés de terrain ainsi que l'incidence moyenne de vagues (Balouin et al., 2004). On remarque la présence de croissants dissymétriques situés 2m en dessous du niveau d'eau et que cette dissymétrie est en accord avec notre modèle conceptuel (Fig. VI.12).

Notre modèle conceptuel basé sur les simulations numériques et différentes observations nous permet donc d'expliquer physiquement l'origine de ces configurations morpho-

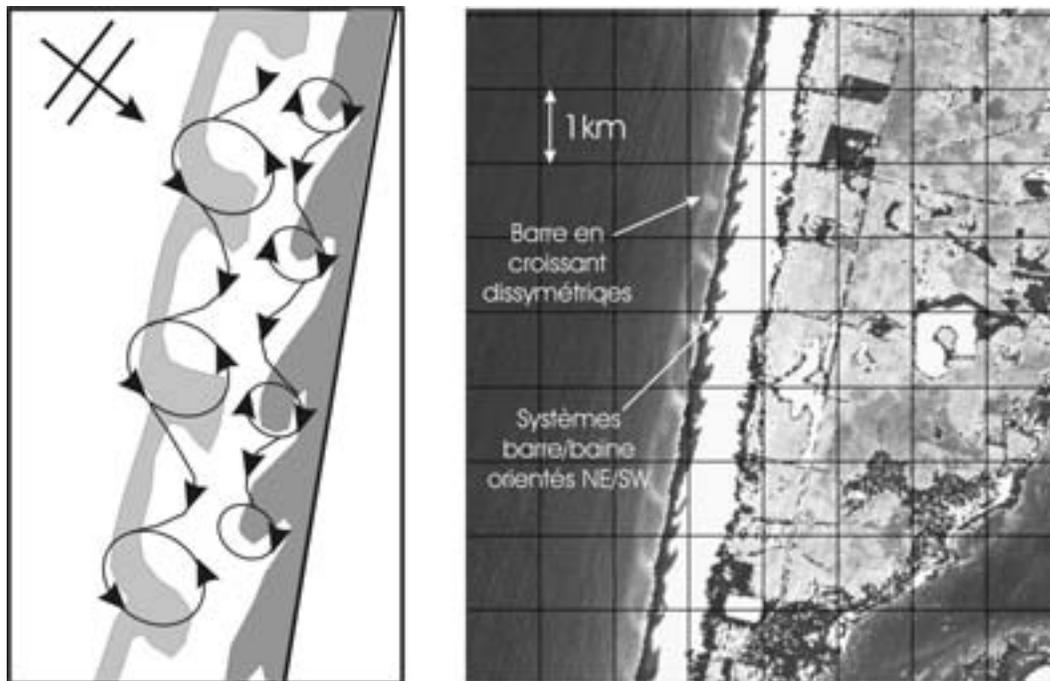


FIG. VI.19 – Scène SPOT du 29/07/89 montrant la présence de barres en croissant dissymétrique et de systèmes barre/baïne orienté dans le sens de la dérive littorale. Schématisation des circulations des courants moyens induits par une houle d’incidence NW

logiques.

#### VI.4.2.b.ii profondeurs et pentes caractéristiques des barres en croissant

Les profondeurs et les pentes caractéristiques des barres subtidales en croissant simulées n’ont pas encore été discutées et comparées aux données expérimentales. En effet, il n’existe pas de méthode d’inversion universelle permettant de déduire des images satellites ou aériennes la profondeur des barres sédimentaires subtidales. Seules les campagnes bathymétriques nous permettent de la mesurer. Ces campagnes sont peu nombreuses car très difficiles à réaliser.

La Figure VI.21 montre un extrait de la campagne bathymétrique du SHOM effectuée en 1967 ainsi qu’un exemple de simulation de la formation de barres en croissant sur une portion de côte de  $3\text{km}$ . On observe tout d’abord que les longueurs d’onde obtenues sont très semblables, par contre les différentes profondeurs caractéristiques (profondeur du point haut, de la crête du croissant et de la fosse) sont sensiblement différents. Les barres en croissant simulées sont plus profondes que celles mesurées par le SHOM. Par conséquent, les différentes pentes caractéristiques de notre bathymétrie numérique sont légèrement sous-estimées par rapport à celles mesurées par le SHOM. C’est en grande partie du au choix de notre bathymétrie initiale. En effet, la profondeur initiale de notre barre est de l’ordre de

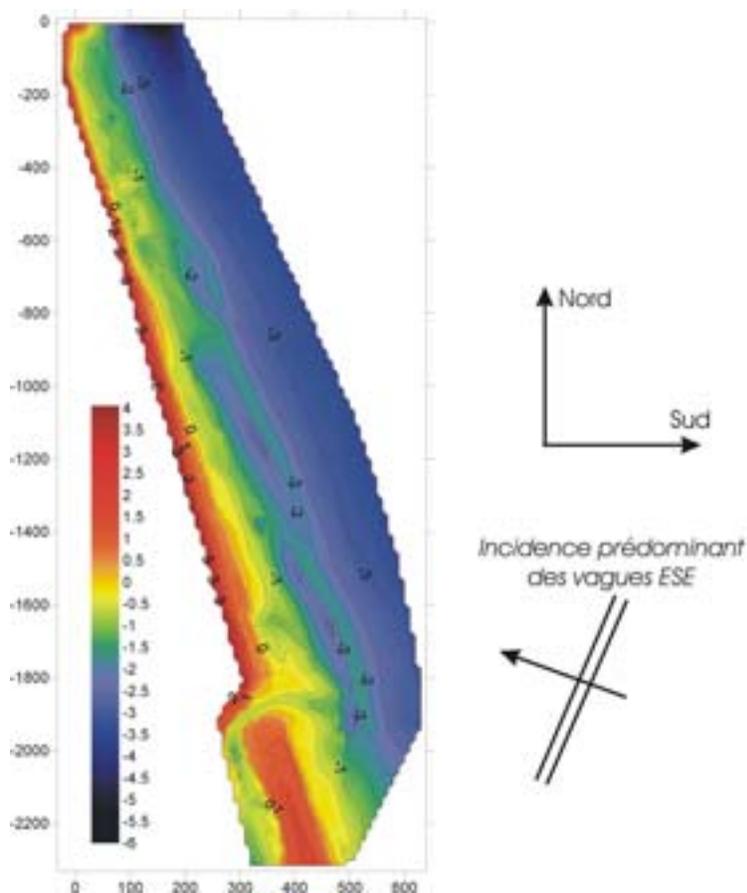


FIG. VI.20 – Observation de barres en croissant subtidales et dissymétrique sur la plage du Lido (Italie, d'après Balouin et al. (2004))

3.5m et celle de la fosse de l'ordre de 5.5m. Il faut toutefois noter que cette bathymétrie du SHOM est révélatrice de la morphologie des barres en croissant à un instant donné. Or des observations sur le terrain permettent d'affirmer qu'il y a une forte variabilité saisonnière de la profondeur des barres en croissant.

### VI.4.3 Morphologies couplées

Nous avons vu dans la partie III.5.3 (Fig. III.29) qu'on observait parfois sur la côte aquitaine des configurations morphologiques montrant une forte interaction entre les barres intertidales et les barres subtidales. Nous avons ensuite montré grâce aux simulations numériques que d'importants échanges sédimentaires existaient entre les systèmes sub-tidaux et intertidaux. Cela se traduisait par exemple par une forte activité des systèmes intermédiaires (ou barres internes) qui jouaient le rôle de zone tampon (partie VI.4.3, Fig. VI.18).

Dans la partie V.2.2 puis dans la partie VI.4.2, nous avons montré que les conditions

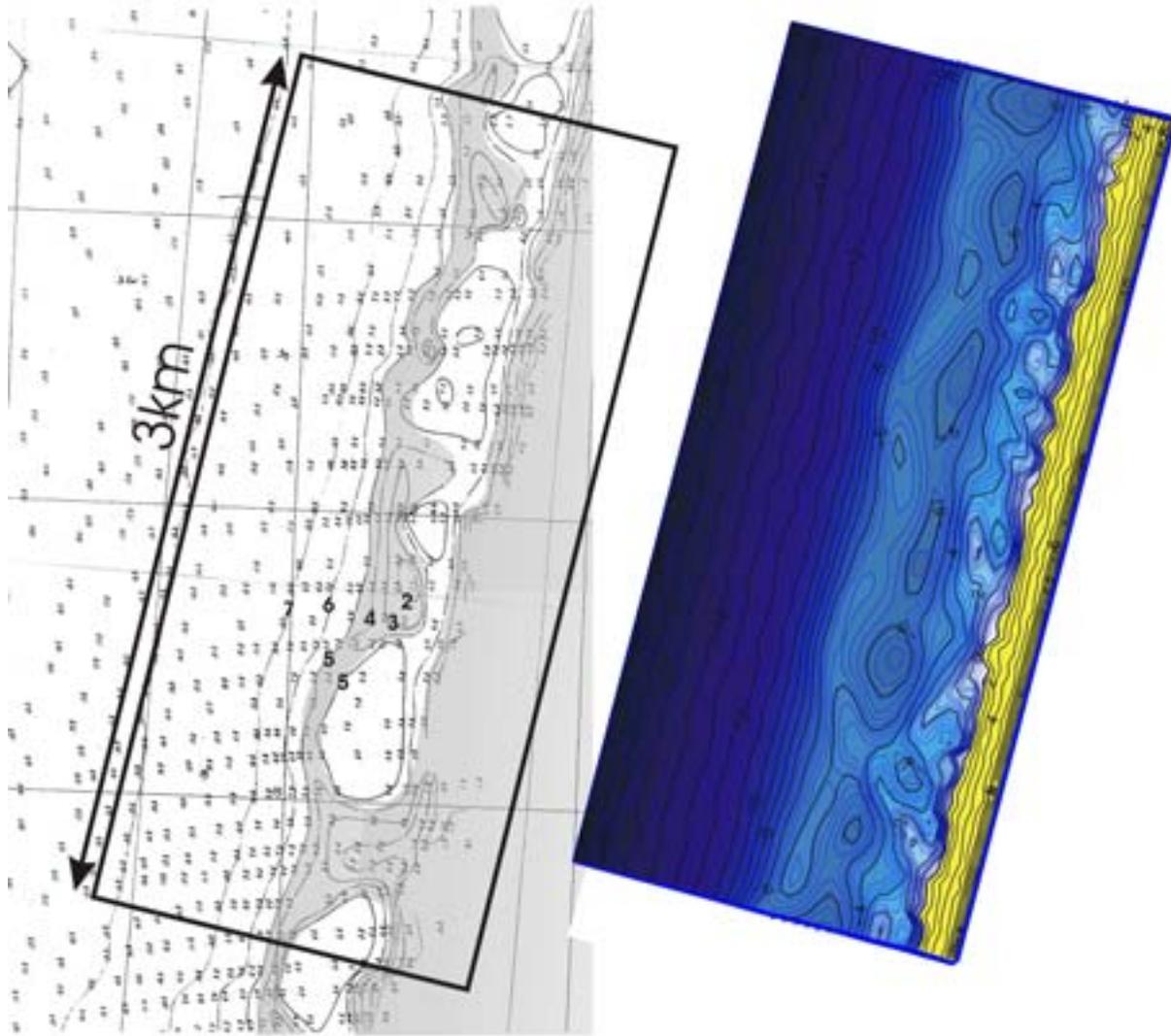


FIG. VI.21 – Extrait de la campagne bathymétrique du SHOM (1967) avec la morphologie des barres en croissant subtidale en gris. Comparaison avec une simulation de formation de barres en croissant sur une portion de plage de 3km

de houle peu énergétiques pendant une durée de l'ordre de quelques jours induisait au-dessus d'une longueur d'onde de barre en croissant deux courants sagittaux dans la zone intertidale dont la position parallèlement à la côte était quasiment constante pendant un cycle de marée.

Lorsque ces conditions sont réunies, la réfraction du champ de vagues au-dessus des barres en croissant et les mécanismes d'auto-organisation dans la zone intertidale agissent ensemble pour former deux systèmes barre/baïne.

Ces conditions sont vérifiées avant la prise de la scène SPOT du 15/05/01 (Fig. III.29.A). La Figure VI.22 montre les conditions de houle données par le modèle WW3 (Navy américaine) dans le Golfe de Gascogne 45 jours avant la prise de la scène SPOT du 15/05/01. Sur cette figure on observe une période de huit jours pendant laquelle la houle au large est quasiment constante avec  $H_{s0} \approx 1m$ ,  $T_{m0} \approx 9s$ ,  $\theta_{m0} \approx 0^\circ$ .

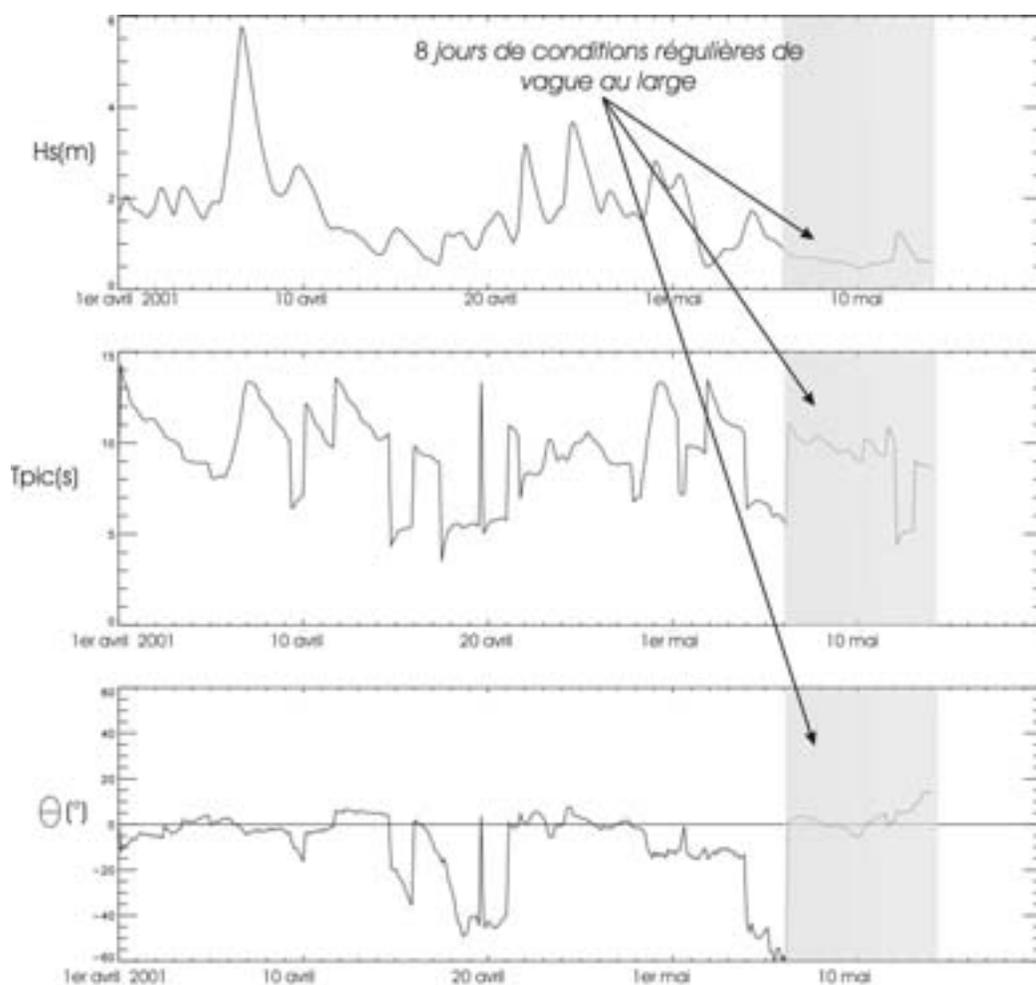


FIG. VI.22 – Conditions de houle dans le Golfe de Gascogne (modèle WW3) pendant 45 jours avant la prise de la scène SPOT du 15/05/01. Mise en évidence d'une période de huit jours de vagues au large quasiment constantes :  $H_{s0} \approx 1m$ ,  $T \approx 9s$ ,  $\theta_{m0} \approx 0^\circ$

Depuis la mise en place de la bouée Triaxys Cap Ferret, nous pouvons obtenir des

mesures directionnelles de houle au large. Il serait intéressant à l'avenir de collecter d'autres photos aériennes ou satellites pour les corrélérer aux données directionnelles et vérifier cette hypothèse.

## VI.5 Discussion

### VI.5.1 Interprétation de la variabilité de la morphologie des barres en croissant

#### VI.5.1.a Variabilité du Nord au Sud

La Figure VI.23 montre une image satellite LANDSAT prise le 22 septembre 2002 et qui couvre l'ensemble de la côte aquitaine entre les plages de Soulac et les plages du Sud Landes). On observe une forte variabilité de la morphologie des barres en croissant. Au Nord de Lacanau, l'eau est trop turbide pour que l'on puisse distinguer des barres en croissant subtidales. Des observations personnelles indiquent que ces barres en croissant existent jusqu'au Sud des plages de Souillac avec des longueurs d'onde généralement de l'ordre de seulement 300m à 400m. La longueur d'onde grandit ensuite jusqu'à la pointe du Cap Ferret où les barres en croissant changent de morphologie. Après le Bassin d'Arcachon, les barres en croissant réapparaissent au sud de la plage de la Salie et leur longueur d'onde grandit ensuite jusqu'au sud des plages landaises.

On remarque environ un rapport 4 entre les longueurs d'onde observées sur les plages du Nord Gironde et celles du Sud Landes. Plusieurs paramètres peuvent expliquer cette variabilité. Tout d'abord, le plateau continental est plus étroit au Sud. La houle est donc moins dissipée par frottement au Sud qu'au Nord et les vagues sont donc plus énergétiques et induisent des longueurs d'onde de barres en croissant plus grandes. Une étude récente montre également que les spectres de houle dans le Sud Landes sont beaucoup plus étroits (en directionnel) que dans le Nord de la côte aquitaine, et que l'incidence moyenne est aussi plus frontale (Abadie et al., 2004). D'autre part, la variabilité de la granulométrie peut également avoir une influence sur les caractéristiques des barres. Or dans notre stratégie de modélisation, nous n'avons pris en compte qu'une seule granulométrie de sable. Des études futures doivent être menées sur la répartition spatiale de la granulométrie du sable le long de la côte et de son impact sur la morphologie des barres en croissant.

#### VI.5.1.b Disparition et réapparition des barres en croissant

Ce qui nous intéresse particulièrement dans cette partie, c'est la disparition, ou la dégénérescence des barres en croissant à l'approche du Cap Ferret. On observe sur la Figure VI.24 trois scènes SPOT des barres en croissant à l'approche de la pointe du Cap Ferret. On observe une dégénérescence des barres en croissant sur ces trois scènes SPOT. Les courants tidaux générés dans la passe Nord du Bassin d'Arcachon vont perturber les cellules de circulation des courants moyens. Cette déstabilisation des circulations va se propager vers le Nord et ainsi empêcher la formation de barres en croissant régulières sur plusieurs kilomètres.

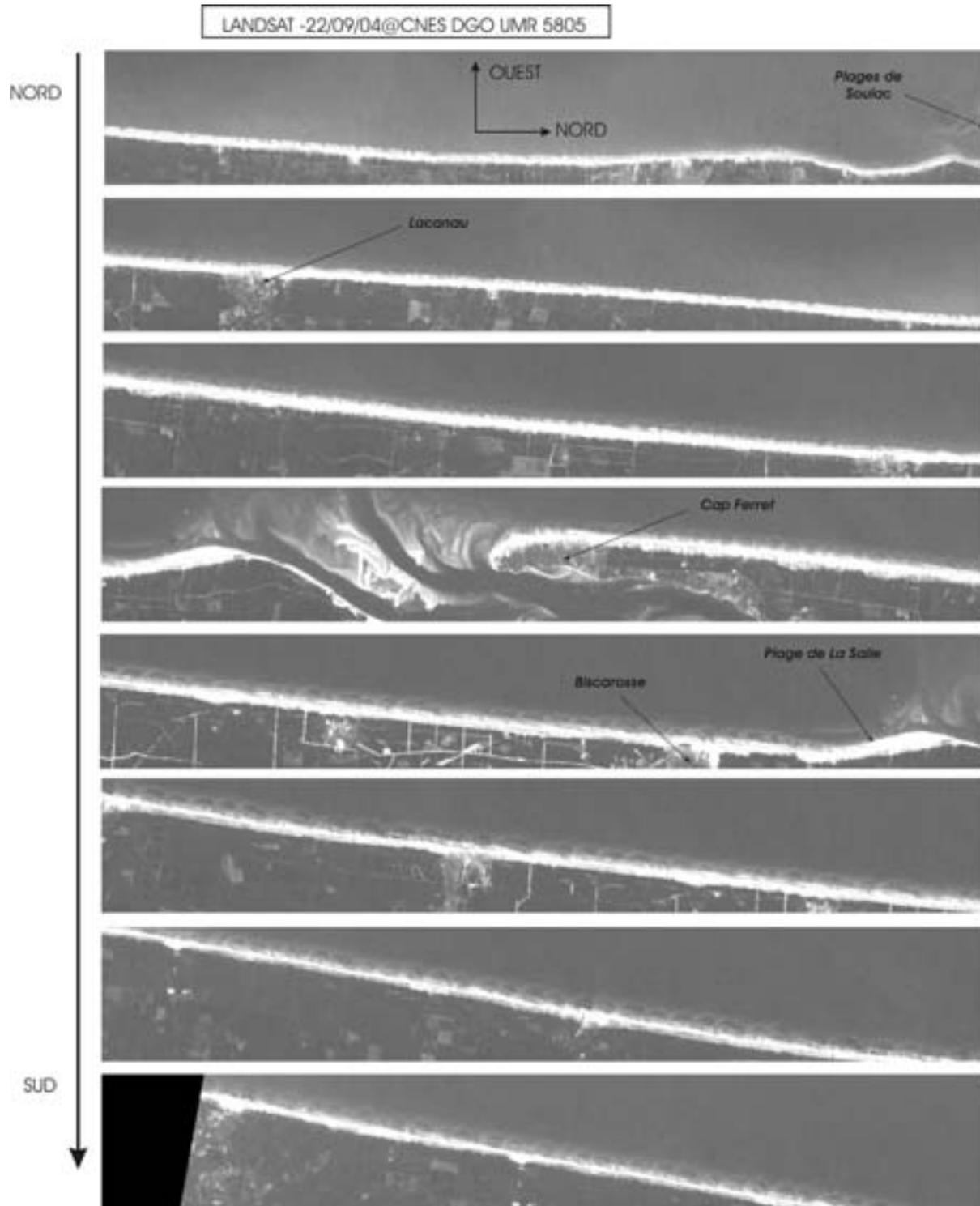


FIG. VI.23 – Image satellite LANDSAT le 22 septembre 2002 couvrant l'ensemble de la côte aquitaine entre le Nord des plages de Montalivet et les plages du Sud Landes

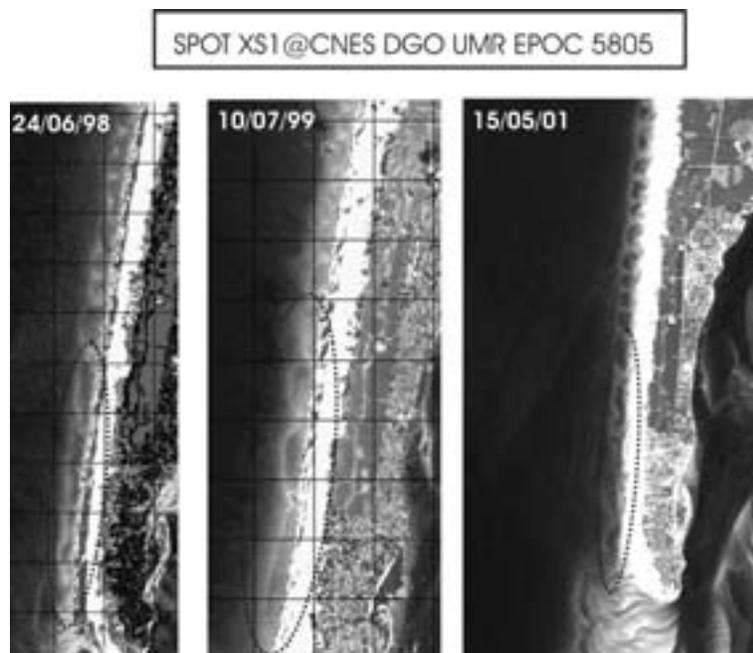


FIG. VI.24 – Scènes SPOT montrant la dégradation des barres en croissant à l’approche de la pointe du Cap Ferret

On observe ensuite la réapparition des barres en croissant au niveau de la plage de la Salie, au Sud du wharf. La Figure VI.25 montre deux scènes SPOT au voisinage de la plage de la Salie. Cette plage est située à l’extrémité de la passe Sud du Bassin d’Arcachon où les courants tidaux peuvent être intenses (le wharf a d’ailleurs été placé dans cette zone afin de faciliter la dispersion des eaux usées). A l’extrémité de la passe Sud, les courants tidaux parallèles à la côte faiblissent et de petits systèmes de barres/chenaux apparaissent. Ces systèmes prennent ensuite la forme de barres en croissant en se rapprochant des plages de Biscarosse où les courants tidaux deviennent négligeables par rapport aux courants moyens induits par la houle.

C’est en grande partie pourquoi la formation des barres en croissant est favorisée dans les plages dites fermées (”pocket beach”) où les courants tidaux sont inexistantes. En utilisant l’imagerie vidéo, Coco et al. (2004) ont très fréquemment observé des barres dans les ”pocket beach” de Nouvelle-Zélande. Les courants tidaux y sont inexistantes et les conditions limites latérales (falaises, avancées rocheuse, etc.) favorisent la formation de cellules de circulation associées à des courants sagittaux, avec en particulier un courant sagittal aux deux extrémités de la plage. On peut observer ce phénomène sur la côte aquitaine. La Figure VI.26 montre une photo aérienne appartenant à l’IGN (campagne 1978) où on observe des systèmes très réguliers de barre en croissant au Nord de l’embouchure de l’Adour qui est guidée par une longue digue. Celle-ci favorise la formation de cellules de circulation notamment en forçant un courant sagittal le long de celle-ci mais aussi en stoppant le

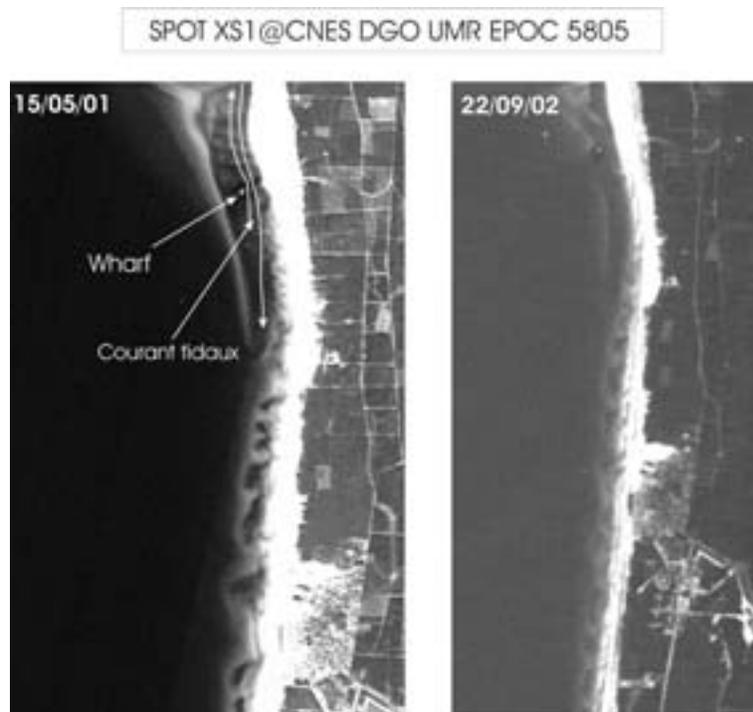


FIG. VI.25 – Scènes SPOT montrant la réapparition des barres en croissant au Sud de la plage de la Salien puis celle de Biscarosse où les courants tidaux deviennent négligeables

courant de dérive pour les houles de NW. On voit sur cette figure que les croissants, très réguliers proches de la digue, deviennent ensuite de moins en moins réguliers au fur et à mesure qu'on se déplace vers le Nord où le système est moins contraint.

### VI.5.2 Morphologie des barres sur les autres sites ateliers du PNEC ART7

La Figure VI.27 montre une schématisation des mécanismes d'auto-organisation sur une barre subtidale (auxquelles sont superposées des perturbations aléatoires) de plages sableuses soumises à l'action de la houle et en présence de courants tidaux parallèles à la côte, et qui va nous permettre d'énoncer des hypothèses concernant les deux autres sites ateliers du PNEC ART7.

Sur la Figure VI.27.A, les courants tidaux sont négligeables par rapport aux courants moyens induits par la houle. Les cellules de circulations peuvent développer des barres en croissant. C'est typiquement le cas de la côte aquitaine et de la plage du Truc Vert, ou encore celui des plages du Languedoc entre Saint-Cyprien et le Cap d'Agde (Certain, 2002).

Sur la Figure VI.27.B, les courants tidaux sont faibles mais pas négligeables par rapport aux courants moyens induits par la houle. Ces conditions hydrodynamiques sont par exemple observées sur la plage d'Egmond au Pays-Bas (Ruessink et al., 2001). Les barres en croissant subtidales y sont souvent observées, en alternance avec des barres

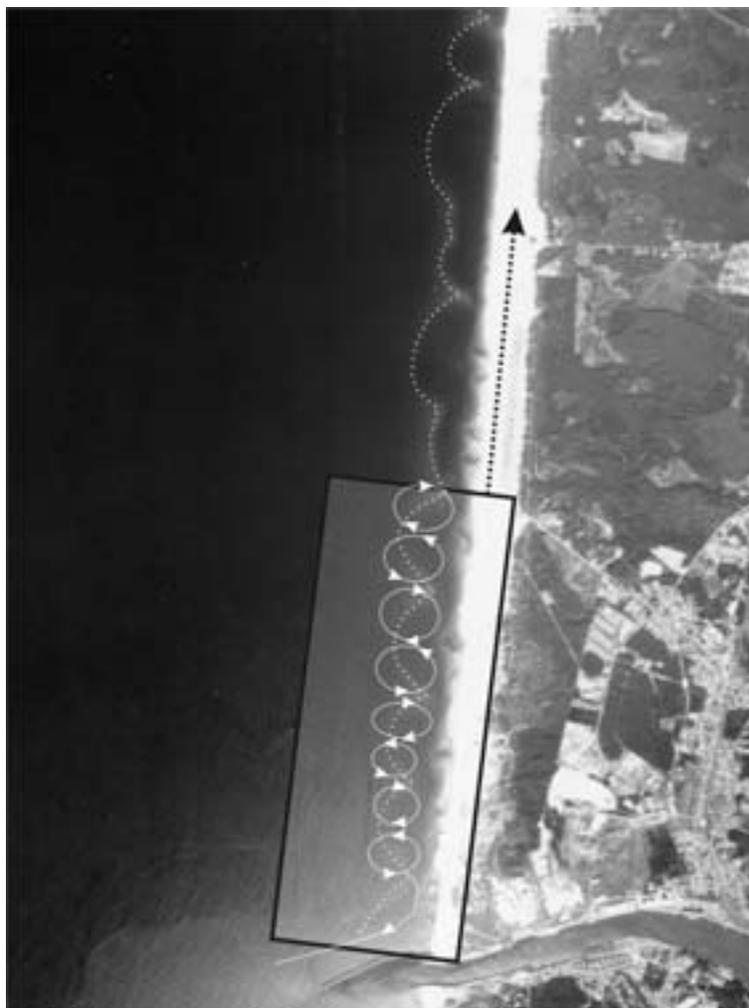


FIG. VI.26 – Photo IGN (1978). Cellules de circulation de courants moyens associés à des barres en croissants régulières favorisées par la présence d’une digue au Nord de l’embouchure de l’Adour. Propagation du système régulier vers le Nord

subtidales plus ou moins rectilignes.

Enfin, la Figure VI.27.C correspond aux plages où les courants tidaux sont importants. Les cellules de circulation de courants moyens interagissent fortement avec les courants tidaux parallèles à la côte et ne peuvent pas développer de barres en croissant. On observe alors une barre subtidale rectiligne. C’est typiquement le cas de la plage d’Omaha Beach où les courants tidaux dépassent fréquemment  $1m.s^{-1}$  (Levoy et al., 2001). Les modèles du type 1DH peuvent alors estimer la formation et la migration des barres intertidales et subtidale rectilignes. En annexe ?, le lecteur pourra observer la formation de barres rectilignes dans la zone intertidale et d’une barre subtidale conformément aux observations sur la plage d’Omaha Beach (Stépanian, 2002). On doit toutefois préciser que lorsque le courant de marée parallèlement à la côte devient très intense, on peut observer des barres tridimensionnelles. Ces ”ondes” de sables ne sont pas formées par interactions non-linéaires entre le champ de vagues et l’évolution du fond (”bed-surf interaction”), mais par interac-

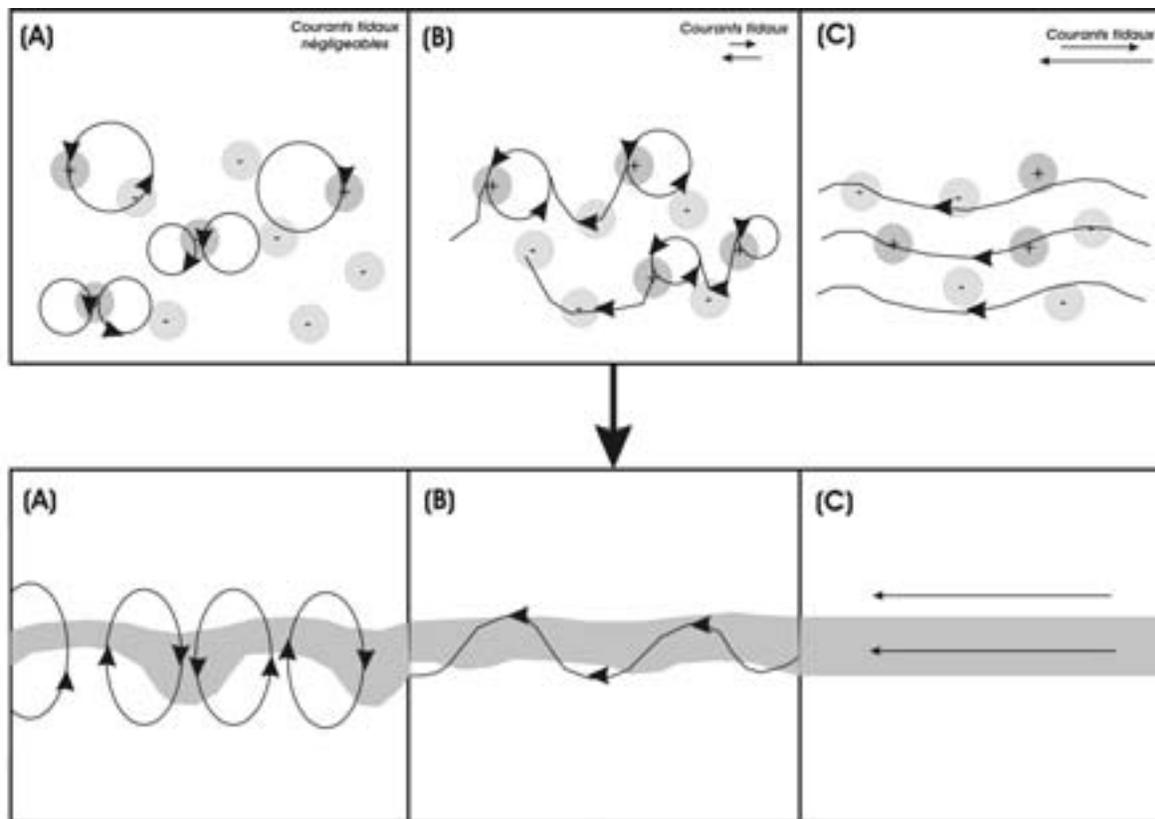


FIG. VI.27 – Schématisation du développement des perturbations au-dessus de barres subtidales rectilignes par les courants moyens induits par la houle en présence de courants tidaux. (A) : Courants tidaux négligeables par rapport aux courants tidaux, formation de barres en croissant; (B) : Courants tidaux faibles mais pas négligeables par rapports aux courants moyens induits par la houle, formation de barres légèrement festonnées; (C) : Courants tidaux de l'ordre des courants moyens induits par la houle, pas de formation de barres tridimensionnelles

tions non-linéaires entre le courant de marée et le fond sableux ("bed-flow interaction").

Revenons au cas des plages du Languedoc. La Figure VI.28 montre la carte des plages du Languedoc et la morphologie des barres subtidales observées, ainsi que deux profils de plage sous-marine au niveau du Lido de Sète et de la plage de Saint-Cyprien d'après Certain (2002). Certain (2002) observe des barres en croissant subtidales entre le Cap d'Agde et Saint-Cyprien, alors que des barres subtidales rectilignes sont observées entre le Cap d'Agde et les plages de Pallavas. Certain (2002) a énoncé plusieurs hypothèses pour expliquer ces différentes morphologies. Il ressort de son étude que les barres rectilignes observées sont dues à une incidence plus frontale de la houle sur cette zone, tandis que la dérive littorale entre les plages de Saint-Cyprien et le Cap d'Agde favoriserait l'occurrence de barres en croissant. Ces conclusions sont en contradiction avec nos simulations numériques.

Sur la Figure VI.28, on observe que les pentes des plages sous-marines sont très différentes : cette pente est beaucoup plus faible au niveau du lido de Sète que pour la

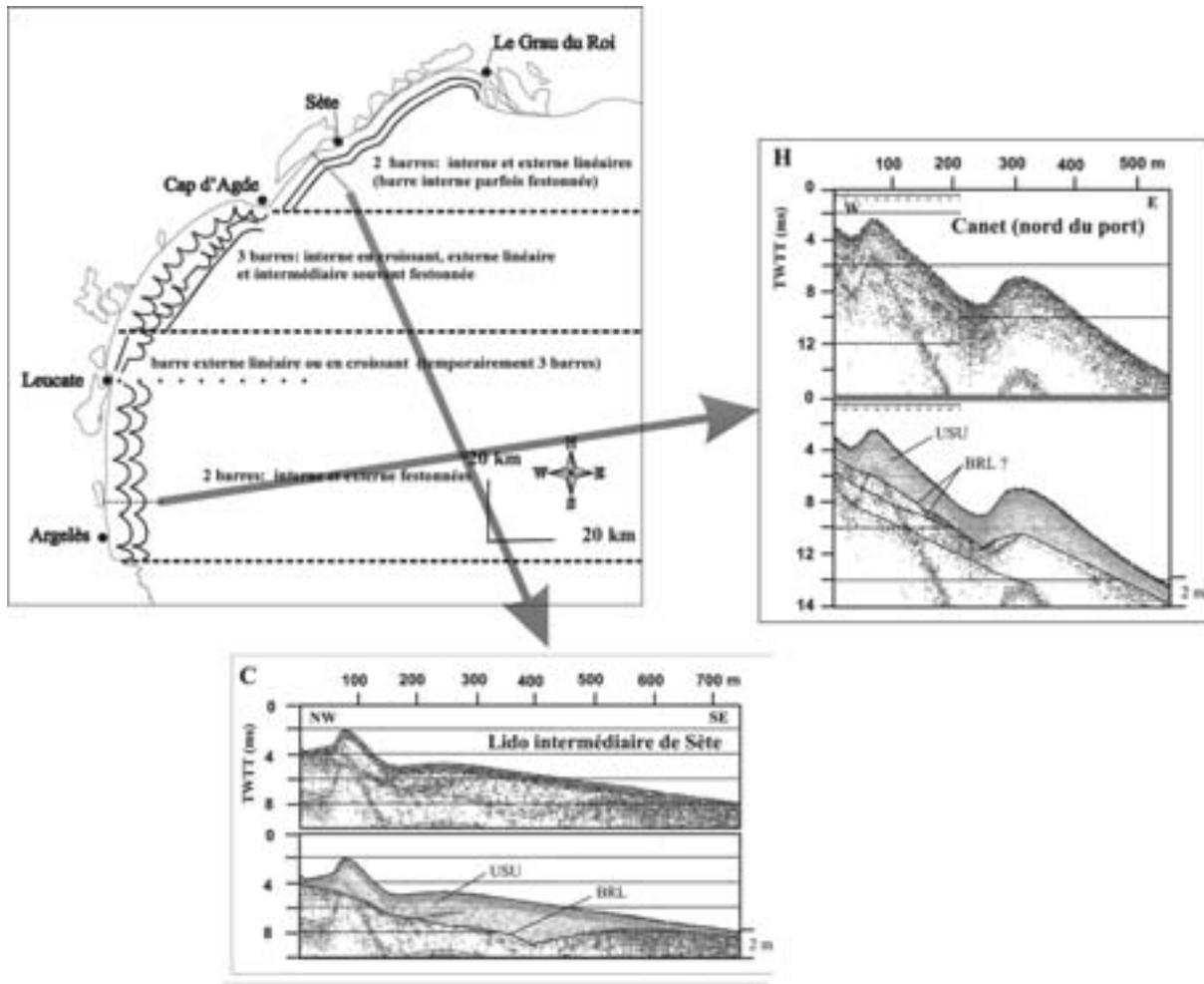


FIG. VI.28 – Carte des plages du Languedoc et morphologie des barres subtidales. Profil de la plage sous-marine de Saint-Cyprien et du lido de Sète. D'après Certain (2002)

plage sous-marine de Saint-Cyprien. Notre modèle montre que pour des plages à pente faible, le déferlement bathymétrique des vagues est peu intense et ne peut pas créer des cellules de circulation des courants moyens intenses, contrairement aux plages sous-marines ayant une pente plus sensible. La Figure VI.29 illustre ces propos. Pour les plages à pente douce (Fig. VI.29.A, typiquement les plages de la côte aquitaine ou celles situées entre le Cap d'Agde et Saint-Cyprien), les vagues vont induire des cellules de circulations de courants moyens capables de développer des barres sédimentaires tridimensionnelles. Par contre, sur les plages sous-marines où la pente est faible, les circulations sont beaucoup moins intenses et on observera plutôt une prédominance du courant de retour. Les barres sableuses seront donc développées beaucoup plus difficilement.

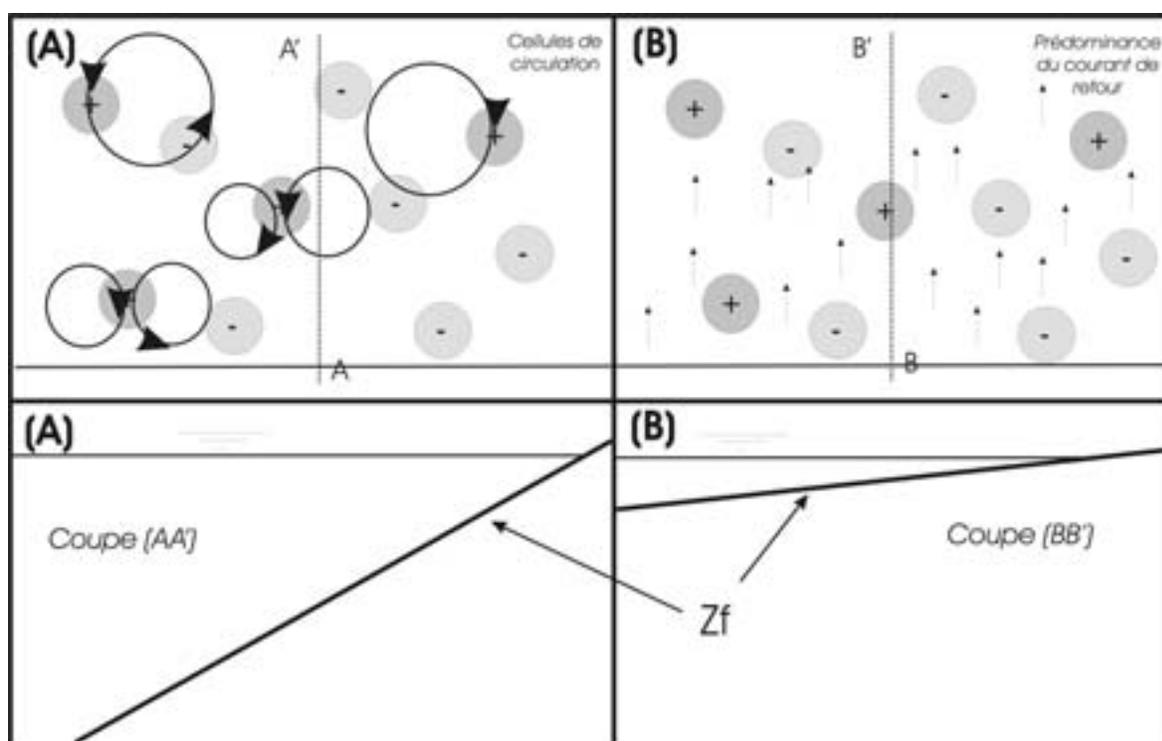


FIG. VI.29 – Schématisation des courants moyens induits par les vagues au-dessus d'une plage plane à laquelle on superpose des perturbations aléatoires. (A) : Plage à pente douce (côte aquitaine par exemple), formation de cellules de circulation des courants moyens; (B) : Plage à très faible pente, prédominance du courant de retour

De futures études doivent être menées afin de vérifier quelles sont les hypothèses les plus probables. L'approche numérique en interaction avec l'approche expérimentale sur les différents sites atelier du PNEC ART7, nous permettra de mieux connaître l'origine de ces différences de morphologies. On pourra aussi prévoir d'étudier d'autres plages sableuses ouvertes afin de vérifier ces différentes hypothèses (côte sauvage charentaise, côte SW de l'île d'Oléron, côte sauvage vendéenne, etc.).

### VI.5.3 Perspectives de recherches sur les barres en croissant

Nous venons de voir qu'en présence de courants tidaux parallèles à la côte, les barres en croissant se développaient difficilement. Par contre, lorsque ces courants tidaux sont parallèles, ou quasiment parallèles au champ de vagues (et à la côte), des barres en croissant peuvent se développer. La Figure VI.30 montre deux scènes SPOT de l'embouchure du Bassin d'Arcachon. Sur la scène du 15/01/01, on observe la présence de barres en croissant plus ou moins régulière quasiment connectées au delta de jusant. Sur la scène du 07/10/01, une houle énergétique ( $H_{s0} \approx 4.5m$ ) déferle avec intensité au-dessus de ces barres en croissant. Les bancs tidaux sont ainsi protégés par les barres croissant.

Cette figure permet de souligner l'importance des barres en croissant sur la dynamique de l'embouchure du Bassin d'Arcachon. A partir d'une stratégie de modèles emboîtés, on pourra à l'avenir intégrer notre modèle dans un modèle de circulation côtière afin de mieux comprendre la dynamique de l'embouchure tidale et le rôle de ces barres en croissant.

Nous avons également vu que les barres en croissant influent sur la dynamique des courants moyens dans la zone subtidale (partie V.2.2) et sur la morphologie des barres intertidale (partie VI.3.2). Cette influence s'étend également au trait de côte. La Figure VI.31 montre deux scènes SPOT des plages de Biscarosse qui illustre ces propos. On observe sur la scène de 15/10/01 une forte irrégularité d'un croissant subtidal au niveau de la plage Nord de Biscarosse. Cette irrégularité persiste sur la scène du 16/10/01, associée à une variation spatiale de la zone de déferlement ( $H_{s0} \approx 1m$ ). Pendant l'hiver 2001/2002, la côte aquitaine a été exposée à de violentes tempêtes, et une érosion locale importante était observée sur la plage Nord de Biscarosse (falaises d'érosion de l'ordre de 10m en mars 2002 sur la plage Sud de Biscarosse). On a superposé en pointillés sur la Fig. VI.31 la localisation de ce pic d'érosion. Cette figure met en évidence l'importance des barres en croissant sur la localisation des pics d'érosion et des processus d'érosion en général. On peut prévoir à l'avenir intensifier le suivi des barres en croissant par imagerie satellite afin d'approfondir et quantifier cette influence des barres en croissant sur l'évolution du trait de côte.

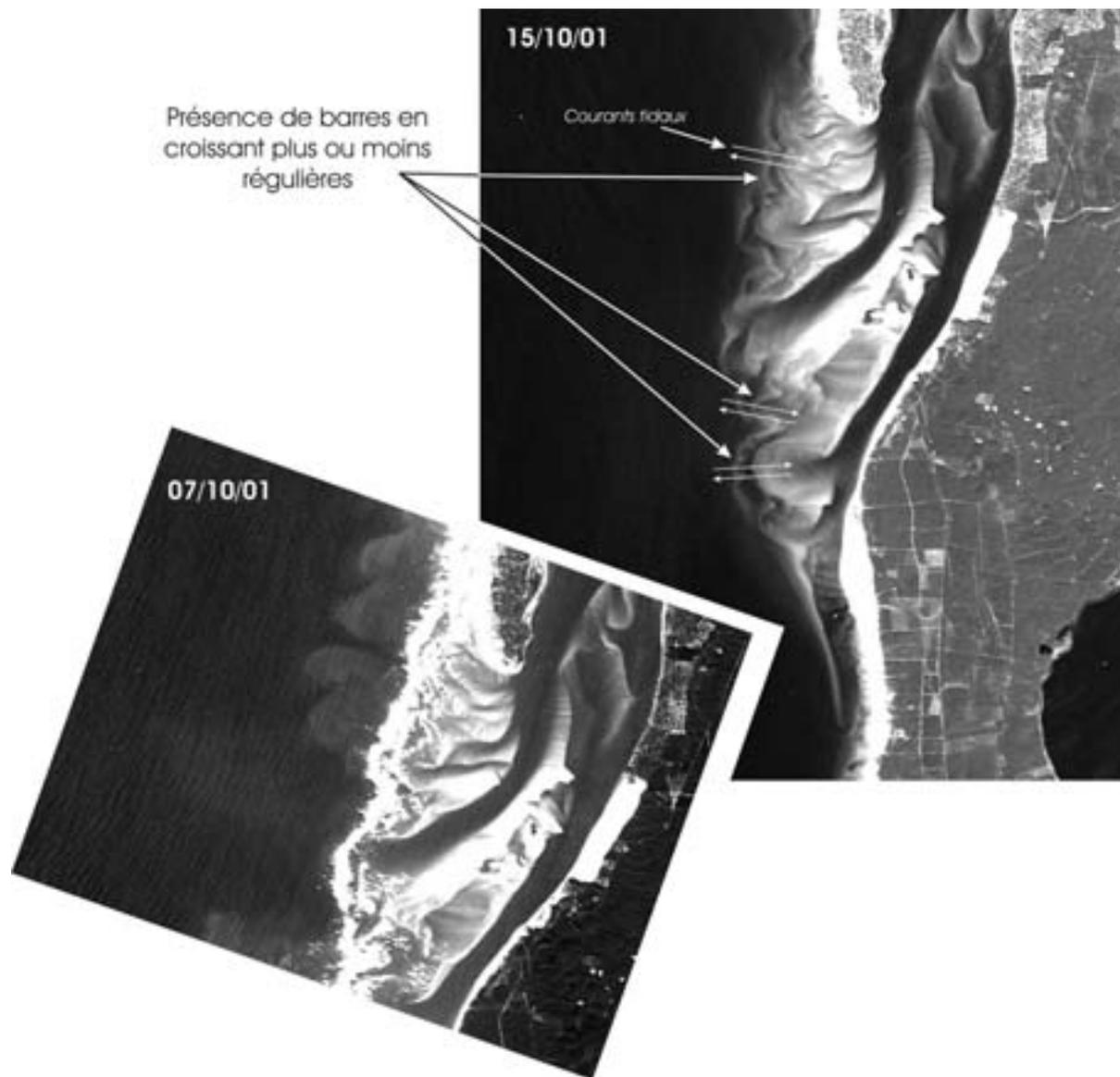


FIG. VI.30 – Scènes SPOT de l'embouchure du Bassin d'Arcachon, et mise en évidence de la présence de barres en croissant sous-marines. 15/10/01 :  $H_{s0} \approx 0.5m$ , 07/10/01 :  $H_{s0} \approx 4.5m$ .

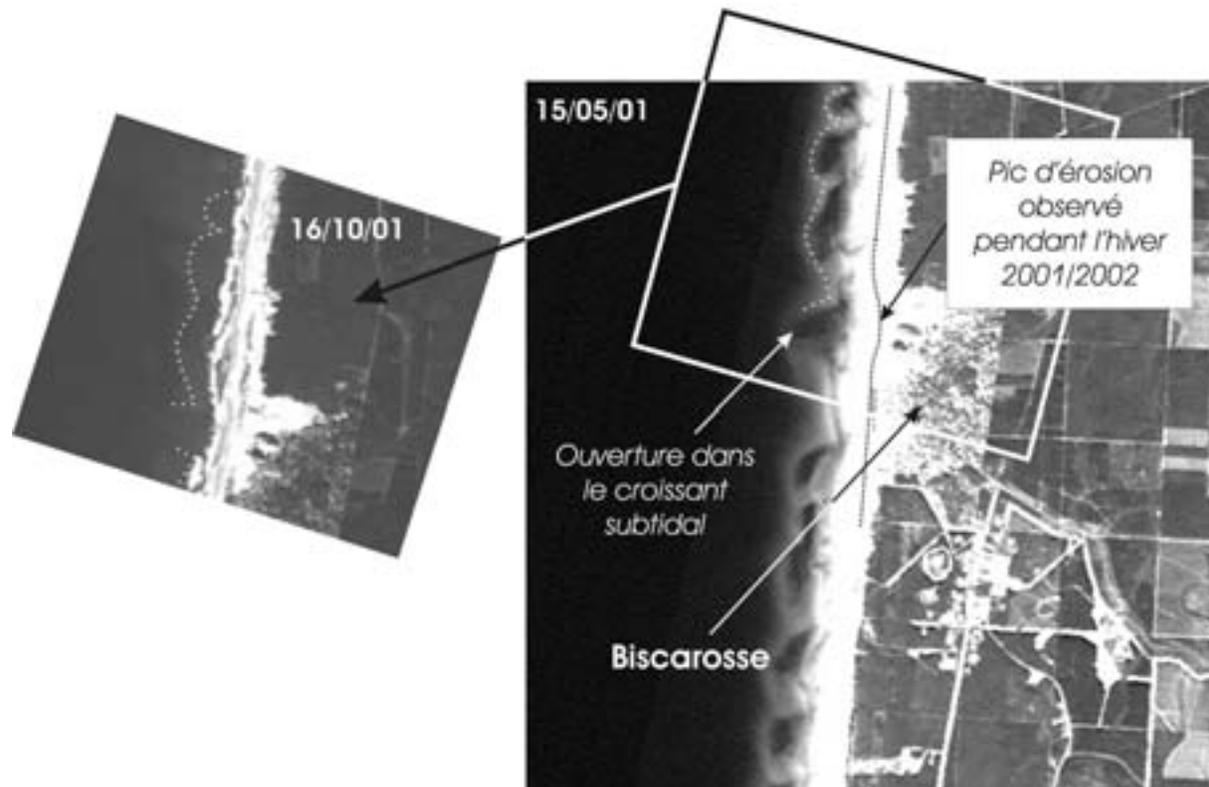


FIG. VI.31 – Scènes SPOT des plages de Biscarosse illustrant l'influence de la morphologie des barres en croissant sur les processus d'érosion. 15/10/01 :  $H_{m0} \approx 0.5m$ , 16/10/01 :  $H_{s0} \approx 1.5m$ .

## VI.6 Conclusion

Ce chapitre a permis de démontrer que les processus d'auto-organisation pouvait conduire à eux-seuls à la formations des systèmes périodiques de barres en croissant ou de systèmes barre/baïne.

La formation des barres en croissant est favorisée lorsque la barre est déconnectée du haut de plage tandis que les systèmes de barre/chenal sont formés lorsque la barre pré-existante est connectée ou quasiment connectée au haut de plage. La formation de ces barres rythmiques est favorisée par la présence de houles frontales ou quasi-frontales. Les houles longues formeront également plus facilement de telles barres. La direction de propagation de la houle a une forte influence sur la morphologie des bancs de sable. Nous avons ainsi pu établir un modèle conceptuel décrivant la morphologie dissymétrique des barres en croissant subtidales et des cellules de circulation des courants moyens associés.

Nous avons également décrit les trois principales limites actuelles de notre modèle morphodynamique. La première limite est la sous-estimation sensible des temps de réponse morphodynamiques des bancs de sable. La deuxième limite vient du besoin de la prise en compte de l'asymétrie des vagues qui joue un rôle essentiel dans le déplacement des barres sableuses perpendiculairement à la côte. Enfin, les processus physiques agissant dans la

zone du jet de rive ne sont pas pris en compte dans notre modèle.

Il ressort de l'ensemble des simulations (hydrodynamique et morphodynamique) que les cellules de circulation des courants moyens sont une figure essentielle de l'hydrodynamique sédimentaire côtière. Elle contrôle en grande partie la morphologie des bancs de sable. Lorsque les conditions de houle varient (par exemple la direction de propagation des vagues), ces cellules de circulation vont être perturbées et leur déphasage par rapport aux bancs de sable va induire une migration et/ou un changement de morphologie de ceux-ci.

Dans la dernière partie, la discussion nous a permis d'énoncer de nouvelles hypothèses capables d'expliquer les morphologies de barres sableuses que l'on peut observer sur les différents sites atelier du PNEC ART7 et d'élargir le domaine d'étude des barres en croissant.



# Chapitre VII

## Conclusion générale

### Bilan des travaux

Cette thèse visait deux principaux objectifs : l'analyse de la dynamique des courants moyens au-dessus des plages sableuses de la côte aquitaine, et l'étude de la morphodynamique des différentes barres sableuses.

La description du forçage hydrodynamique et de l'évolution des barres sableuses de la côte aquitaine a permis de soulever plusieurs questions essentielles auxquelles nous nous sommes attachés à répondre dans ce manuscrit. Pour cela nous nous sommes appuyés sur la modélisation numérique, des mesures in-situ, la télédétection, des photos aériennes et des observations personnelles.

Notre modèle morphodynamique est forcé par l'action des vagues aléatoires. Nous avons couplé le module de vagues spectral SWAN (Booij et al., 1999) et le modèle 2DH d'hydrodynamique sédimentaire côtière MORPHODYN (Saint-Cast, 2002). Le calcul des flux sédimentaires permet, à partir de l'équation de conservation du sédiment, de calculer le nouveau fond sableux. La rétroaction du fond sableux sur le champ de vagues s'accompagne de la prise en compte du nouveau niveau de marée. Un modèle de morphodynamique de plages a ainsi été conçu à partir du couplage complet des modules non-linéaires 'vagues / courants moyens / transport sédimentaire'.

La campagne de mesures PNEC 2001 a permis de collecter des données hydrodynamiques pendant 5 jours. Ces données ont été traitées et analysées, puis ont permis de calibrer les modules hydrodynamiques. Nous avons simulé les vagues et les courants moyens induits pendant la campagne de mesure au-dessus de la plage naturelle du Truc Vert. Nous avons ainsi pu montrer que la dynamique des courants moyens était contrôlée par des cel-

lules de circulations des courants moyens associés à des courants sagittaux intenses. La modulation tidale de ces structures a été soulignée et les courants moyens quantifiés.

Nous avons décrit les processus physiques à l'origine de la formation des courants sagittaux et des cellules de circulation associées. Pour cela, nous avons utilisé des bathymétries numériques idéalisées représentatives de la morphologie des barres en croissant et des systèmes barre/baïne. Avec l'introduction de la notion de forçage résiduel, nous avons fait des études de sensibilité des courants moyens aux caractéristiques du forçage des vagues au large. La formation des courants sagittaux est favorisée par la présence de houles longues et frontales. Dans la zone intertidale, ces courants sagittaux sont entièrement contrôlés par la bathymétrie locale lorsque l'on considère un système barre/baïne formé, alors qu'ils sont contrôlés par la réfraction du champ de vagues sur les barres en croissant et la focalisation d'énergie induite si on considère une plage intertidale plane.

La deuxième partie de cette thèse était consacrée aux processus physiques de formation et de développement des barres sableuses tridimensionnelles. Nous avons montré que la rétroaction positive du fond sableux sur le champ de vagues ("bed-surf interaction") développait des barres tridimensionnelles. Les processus d'auto-organisation peuvent conduire à eux-seuls à la formation des barres sableuses tridimensionnelles.

Lorsque la barre pré-existante est connectée au haut de plage, on observe la formation de systèmes barres/chenaux, lorsque la barre est déconnectée on observe la formation de barres en croissant.

Nous nous sommes focalisés sur les processus de formation des barres en croissant. Nous avons ainsi pu montrer que, comme pour la formation de courants sagittaux, la formation des barres en croissant est favorisée par la présence houle longue et frontale. Lorsque ces systèmes sont formés, l'incidence de la houle joue un rôle déterminant sur la morphologie des croissants. Les simulations ont ainsi permis d'aboutir à la proposition d'un nouveau modèle conceptuel lié au caractère dissymétrique des barres en croissant. Les longueurs d'onde et la morphologie des barres en croissant simulés sont globalement en accord avec les données sur les plages d'Aquitaine.

Nous avons également identifié les processus d'interaction entre les systèmes subtidaux et intertidaux. Le rôle des systèmes intermédiaire y est déterminant. Ces systèmes intermédiaires sont le siège d'échanges sédimentaires entre la zone subtidale et la zone intertidale. Nous avons également pour la première fois décrit la présence de configurations qui montrent une forte interaction entre la morphologie de la barre subtidale et celle de la barre intertidale, et nous avons énoncé une hypothèse pour l'expliquer.

L'interprétation des simulations numériques a conduit à l'explication de la disparition et de la réapparition des barres en croissant dans certaines zones de la côte aquitaine. Elle a également permis d'élargir le cadre de notre étude aux autres sites ateliers du PNEC ART7.

Pour conclure, cette thèse a permis de construire un outil numérique capable de simuler les courants moyens induits, les flux sédimentaires et la morphodynamique des plages sableuses dans des conditions de vagues réelles.

### Perspectives de recherche

Ces résultats ouvrent la voie à de nombreuses études futures sur le littoral aquitain, mais aussi sur d'autres plages sableuses.

Tout d'abord, nous disposons désormais d'une bonne connaissance de la structure et de l'intensité des courants moyens au-dessus des plages sableuses naturelles d'Aquitaine. Toutefois, des mesures in-situ supplémentaires sont nécessaires pour améliorer encore notre connaissance de la structure des cellules de circulation des courants moyens et des courants sagittaux associés, dans le but d'affiner la calibration de nos modules hydrodynamiques. Nous avons montré que nous pouvions désormais proposer un déploiement adéquat de courantomètres sur les barres sableuses tridimensionnelles. On peut également prévoir d'effectuer un relevé bathymétrique de la plage avant le déploiement des instruments, et faire une simulation préliminaire des vagues et des courants moyens afin de déterminer les zones les plus intéressantes pour l'installation de capteurs. Cette démarche pourra être entreprise dans le cadre de campagne de mesure ponctuelle, ou d'une campagne de mesures intensives sur plusieurs semaines avec une vaste gamme d'instruments (projet EPSHOM en cours).

La plupart des données in-situ (données hydrodynamiques, sédimentaires, topographiques et bathymétriques) acquises par le Département de Géologie et d'Océanographie de Bordeaux I l'ont été sur la plage du Truc Vert. Pourtant nous avons montré dans ce manuscrit qu'il existait une forte variabilité spatiale des barres sableuses le long de la côte aquitaine. En particulier, nous avons montré qu'un rapport 4 pouvait exister entre les longueurs d'onde des barres en croissant du Sud Landes et celles du Nord Gironde. Il faut prévoir d'effectuer des études in-situ de la variabilité de la granulométrie et de la morphologie des barres sableuses le long de la côte afin d'expliquer plus en détail les causes de cette variabilité, et de les vérifier avec notre modèle morphodynamique.

Comme nous l'avons vu dans le dernier chapitre, les barres en croissant peuvent être observées jusqu'au large des bancs tidaux de l'embouchure du bassin d'Arcachon. Celles-ci peuvent donc jouer un rôle important dans la dynamique des bancs tidaux et dans les mécanismes de "by-passing". De plus, la morphologie des barres en croissant a une forte influence sur la morphologie et la dynamique de la zone subtidale jusqu'au trait de côte. A l'avenir, un suivi de la morphologie des barres en croissant par image satellite et un approfondissement de la connaissance des processus d'érosion pourra nous permettre de

prévoir les pics d'érosion locaux.

Enfin, il est impératif d'utiliser l'imagerie vidéo (du type ARGUS) sur le littoral aquitain. Cette technique permet de déduire des zones de déferlement moyennée dans le temps la morphologie des barres sous-marines par des méthodes d'inversement. Il est particulièrement important de connaître le comportement des barres sableuses pendant les épisodes de tempête et de post-tempête sur le littoral aquitain. Or, il est impossible de mesurer directement in-situ l'évolution bathymétrique pendant de tels épisodes. De plus nous avons vu que notre modèle était capable simuler ces zones moyennes de déferlement. Il faut absolument prévoir d'améliorer notre modèle morphodynamique (en particulier les flux sédimentaires et ses termes diffusifs ou encore l'asymétrie des vagues) en comparant les simulations avec les données de l'imagerie.

Des améliorations peuvent être apportées à notre modèle morphodynamique. Dans cette thèse, nous avons utilisé l'intégralité des mesures hydro-sédimentaires en notre possession utiles pour l'étude de notre modèle morphodynamique. Avec l'installation de l'imagerie vidéo, nous pourrions continuer à améliorer la représentation de certains processus de notre modèle morphodynamique. Par exemple, la calibration de l'asymétrie de la houle et de son impact sur le transport sédimentaire devra être amélioré pour simuler fidèlement la migration des barres sableuses perpendiculairement à la côte. Nous pourrions également mieux connaître les temps de réponse morphodynamiques et calibrer nos termes diffusifs le pas de temps morphodynamique. De même, les processus physiques en zone de swash pourront être inclus dans notre modèle.

### Motivations

Les résultats et les perspectives de recherches amenés par cette thèse soulignent la nécessité des collaborations interdisciplinaires (physiciens, numériciens, sédimentologues et naturalistes). De telles collaborations ont contribué à ces travaux de thèse, et ne pourront à l'avenir que nous permettre d'améliorer notre connaissance du milieu littoral et de la prévision de son évolution.



## Bibliographie :

- Aagaard, T., Greenwood, B., Nielsen, J., 1997. Mean currents and sediment transport in a rip channel. *Marine Geology* 140, 25–45.
- Abadie, S., Bonneton, P., Caltagirone, J., 1998. Numerical simulation of plunging breaker. *Lecture Notes in Physics* 515, 458–463.
- Abadie, S., Butel, R., Dupuis, H. Brière, C., 2004. Paramètres statistiques de la houle directionnelle au large de la côte sud aquitaine. CRAS, soumis.
- Ardhuin, F., 2001. Swell across the continental shelf. Ph.D. thesis, Naval Postgraduate school, Monterey, California.
- Ashton, A., Brad Murray, A., Ruessink, G., 2003. Initial test of a possible explanation for alongshore sandwaves on the dutch coast. In : *Proceedings of RCEM 03*, Barcelona, Spain. pp. 320–330.
- Aubié, S., Tastet, J., 2000. Coastal erosion, processs and rate : an historical study of the gironde coastline, southwestern france. *Journal of Coastal Research* 16 (3), 756–767.
- Bailard, J., 1981. An energetic total load transport model for plane sloping beach. *Journal of Geophysical Research* 86 (C11).
- Balouin, Y., Ciavol, O., Anfuso, G., Corbau, C., Tessari, U., 2004. Morphodynamis of intertidal sand bars : field studies in the northern adriatic, ne italy. *Journal of Coastal Research* SI 39.
- Barcillon, A., Lau, J., 1973. A model for formation of transverse bars. *Journal of Geophysical Research* 78, 2656–2664.
- Barousseau, J., Saint-Guily, B., 1981. Disposition, caractères et formation des barres d'avant-côte festonnées du golfe du lion. *Oceanologica Acta* 4 (3), 297–304.
- Battjes, J., 1975. Modeling of turbulence in the surf zone. In : *Symposium on modeling techniques*. ASCE, pp. 1050–1061.
- Battjes, J., Janssen, J., 1978. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. In : *Proceeding of the 16<sup>th</sup> International Conference on Coastal Engineering*. ASCE, pp. 569–587.

- Battjes, J., Stive, M., 1985. Calibration and verification of a dissipation model for random breaking waves. *Journal of Geophysical Research* 90 (C5), 9159–9167.
- Bayram, A., Larson, M., 2000. Wave transformation in the nearshore zone : comparison between a boussinesq model and field data. *Coast. Eng.* 39, 149–171.
- Becq, F., 1998. Extension de la modélisation spectrale des états de mer. Ph.D. thesis, Université de Toulon et du Var.
- Beji, S., Battjes, J., 1993. Experimental investigation of wave propagation over a bar. *Coastal Engineering* 19, 151–162.
- Bijker, E., 1968. Littoral drift as function of waves and current. In : *Proceeding of the 11<sup>th</sup> International Conference on Coastal Engineering*. ASCE, pp. 415–435.
- Bonneton, P., 2001a. Modélisation des courants générés par la houle en milieu littoral. Rapport interne, DGO.
- Bonneton, P., 2001b. Note sur la propagation des vagues en zone d surf. *C.R. Acad. Sci. Paris*, t.329, Série IIb, 27–33.
- Bonneton, P., 2003. Dynamique non-linéaire des vagues en zone de surf interne. *Revue Française de Génie Civil*, numéro spécial 'Génie-Côtier'.
- Bonneton, P., 2004. Analyse physique et modélisation des processus hydrodynamiques en zone de surf. *Revue Oceanis* Sous presse.
- Bonneton, P., Dupuis, H., 2001. Transformation of irregular waves in the inner surf zone. In : *Proceeding of the 27<sup>th</sup> International Conference on Coastal Engineering*. Vol. 1. pp. 745–754.
- Bonneton, P., Marieu, V., Dupuis, H., Sénéchal, N., Castelle, B., 2004. Wave transformation and energy dissipation in the surf zone : Comparison between a non-linear model and field data. *Journal of Coastal Research* SI 39.
- Booij, N., Ris, R., Holthuijsen, L., 1999. A third-generation wave model for coastal regions, part i : Model description and validation. *Journal of Geophysical Research* 104 (C4), 7649–7666.
- Bowen, A., 1969. Rip currents : laboratory and field observations. *Journal of Geophysical Research* 74, 5479–5490.
- Bowen, A., 1980. Simple models of nearshore sedimentation ; beach profile and longshore bars. *Geological survey of Canada paper* 80, 1–11.

- Bowen, A., Inman, D., 1971. Edge waves and crescentic bar. *Journal of Geophysical Research* 76, 8662–8671.
- Bowen, A., Inman, D., Simmons, V., 1968. Wave set-up and set-down. *Journal of Geophysical Research* 73, 2569–2577.
- Brander, R., 1999. Field observations on the morphodynamic evolution of low-energy rip current system. *Marine Geology* 157, 199–217.
- Butel, R., 2000. Botido, une boîte à outils pour le traitement et l'imagerie des données de bouées océanographiques. Rapport interne D.G.O., 35p.
- Butel, R., Dupuis, H., Bonneton, P., 2002. Spatial variability of wave conditions on the french aquitanian coast using in-situ data. *Journal of Coast Research SI* 36, 96–108.
- Byrd, P., Friedman, M., 1954. *Handbook of elliptical integrals*. Springer Verlag.
- Caballeira, M., Coco, G., Falquès, A., Huntley, D., 2003. Self-organization mechanism for the formation of nearshore crescentic and transverse bar. *J. Fluid Mech.* 465, 379–410.
- Calvette, D., Dodd, N., Falquès, A., 2002. Morphological development of nearshore bedforms. In : *Coast. Eng. 2002*. ASCE.
- Calvette, D., Falquès, A., De Swart, H., Walgreen, M., 2001. Modeling of the formation of shoreface-connected ridges on storm-dominated inner shelves. *J. Fluid Mech.* 218, 1–17.
- Camenen, B., 2002. Modélisation numérique du transport sédimentaire sur une plage sableuse. Ph.D. thesis, Université Grenoble I.
- Camenen, B., Larroudé, P., 2003. Comparison of sediment transport formulae for the coastal environment. *Coastal Engineering* 48, 111–132.
- Carter, R., 1988. *Coastal Environments*. Academic Press.
- Carter, R., Kitcher, K., 1979. The geomorphology of offshore sand bars on the north coast of Ireland. In : *Proceeding of Royal Irish Academy, Dublin*. pp. 1507–1521.
- Castelle, B., 2001. Modélisation des courants moyens induits par la houle au dessus des barres en croissant : application à la côte aquitaine. Rapport de DEA *Sciences de l'Environnement Marin, Université Aix-Marseille*.
- Castelle, B., Bonneton, P., 2002. Wave-induced currents over the aquitanian coast sand bars. In : *Proceeding of the 8<sup>th</sup> International Symposium on Oceanography of the Bay of Biscay*.

- Castelle, B., Bonneton, P., 2004a. Modeling of tidal modulation and magnitude of wave-induced currents over the intertidal transverse bar systems on the french aquitanian coast. In : Proceeding of the 9<sup>th</sup> International Symposium on Oceanography of the Bay of Biscay, Pau.
- Castelle, B., Bonneton, P., 2004b. Nearshore crescentic bars along the french aquitanian coast : observation, physical mechanisms and modeling. In : Proceeding of the 9<sup>th</sup> International Symposium on Oceanography of the Bay of Biscay, Pau.
- Castelle, B., Bonneton, P., 2004c. Nearshore waves and currents over crescentic bars. Journal of Coast Research SI 39.
- Castelle, B., Bonneton, P., Butel, R., 2004a. Modélisation de la morphodynamique des barres en croissant de la côte aquitaine. In : VIIIèmes Journées Nationales Génie Côtier - Génie Civil, Compiègne.
- Castelle, B., Bonneton, P., Dupuis, H., 2004b. Nearshore multi-bars morphology on the high-energy aquitanian coast, france. In prep. to Marine Geology.
- Castelle, B., Bonneton, P., Sénéchal, N., Dupuis, H., Butel, R., Michel, D., 2004c. Dynamics of wave-induced currents over a multiple-barred sandy beach on the aquitanian coast. Continental Shelf Research, Submitted.
- Castelle, B., Saint-Cast, F., Bonneton, P., 2003a. 2dh modeling of wave-induced currents and sediment transport on a high energy barred-beach. In : Proceeding of Coastal Sediment 03.
- Castelle, B., Saint-Cast, F., Bonneton, P., 2003b. Modelling of wave-induced current and sediment transport in a rip channel. In : Proceeding of RCEM 03, Barcelona, Spain.
- Cayocca, F., 2001. Long-term morphological modeling of a tidal inlet : the arcachon basin, france. Coastal Engineering 42, 115–142.
- Certain, R., 2002. Morphodynamique d'un côte sableuse macrotidale à barres : le golfe du lion (languedoc-roussillon). Ph.D. thesis, Université de Perpignan, France.
- Chapalain, G., Duviellbourg, D., 2003. Processus hydro-sédimentaires sur la plage du truc vert (littoral aquitaian). In : Livre de résumés ASF 2003, Bordeaux.
- Church, J., Thornton, E., 1993. Effects of breaking wave induced turbulence within a longshore current model. Coastal Engineering 20, 1–28.
- Coco, G., Bryan, K., Ruessink, B., Turner, I., 2004. Observations of shoreline and sandbar dynamics on a pocket beach. Présenté à American Geophysical Union Ocean Sciences meeting, Portland, Oregon, janvier 2004.

- Coco, G., Burnet, T., Werner, B., Elgar, S., 2003. Test self-organization in beach cusp formation. *Journal of Geophysical Research* 108 (C3).
- Coco, G., Caballeria, M. Falquès, A., Huntley, D., 2002. Crescentic bars and nearshore self-organization processes. In : *Proceeding of the 28<sup>th</sup> Int. Conf. Coast. Eng. ASCE*.
- Coco, G., O'Hare, T., Huntley, D., 1999. Beach cusps : a comparison of data and theories for their formation. *Journal of Coastal Research* 15 (3), 741–749.
- Cook, D., 1970. The occurrence and geologic work of rip current off southern california. *Marine Geology* 9, 173–186.
- Dally, W., 1987. Longshore bar deformation - surf beat or undertow. In : Krauss, N. (Ed.), *Coastal Sediment '87*. ASCE, pp. 71–96.
- Dally, W., 2001. Modeling nearshore currents on reef-fronted beaches. In : *Proceeding of Coastal Dynamics*.
- Dally, W., Brown, C., 1995. A modeling investigation of the breaking wave roller with application to cross-shore currents. *Journal of Geophysical Research* 100 (C12), 24873–24883.
- Dally, W., Dean, R., 1984. Suspended sediment transport and beach profile evolution. *Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering* 110, 15–33.
- Dalrymple, R., 1978. Rip currents and their causes. In : *Proc. 14<sup>th</sup> Coastal Engineering Conference*. pp. 5467–5478.
- Dalrymple, R., Loranzo, C., 1978. Wave-current interaction models for rip currents. *Journal of Geophysical Research* 83, 6063–6071.
- Damgaard, J., Dodd, N., Hall, L., Chesher, T., 2002. Morphodynamic modeling of rip channel growth. *Coast. Eng.* 45, 199–221.
- De Melo Apoluceno, D., 2003. Morpho-hydrodynamique des plages à barres en domaine méso à macro-tidal : exemple de la plage du truc vert, girond, france. Ph.D. thesis, Université Bordeaux I.
- De Melo Apoluceno, D., Howa, H., Dupuis, H., Oggian, G., 2002. Morphodynamics of ridge and runnel systems during summer. *Journal of Coastal Research* SI 36, 222–230.
- Deigaard, R., Dronen, N., Fredsoe, J., Hjelmager Jensen, J., Jorgensen, M., 1999. A morphological stability analysis for a long straight barred coast. *Coastal Engineering* 36, 177–195.

- Deigaard, R., Justesen, P., Fredsoe, J., 1991. Modeling of undertow by one-equation turbulence model. *Coastal Engineering* 15, 431–458.
- Desmazes, F., Michel, D., 2002. Sedimentation of a high energetic lower shoreface : example of truc vert beach. In : *Proceeding of the 8<sup>th</sup> International Symposium on Oceanography of the Bay of Biscay*. p. 45.
- Desmazes, F., Michel, D., Howa, H., Pedreros, R., 2002. Etude morphodynamique du domaine pré-littoral nord aquitain, site atelier du truc vert. In : *Proceeding des VIIèmes Journées Nationales de Génie Côtier et Génie Civil*, Anglet, 15-17 mai.
- Dibajnia, M., Moriya, T., Watanabe, A., 2001. A representative wave model for estimation of nearshore local transport rate. *Coastal Engineering* 43 (1), 1–38.
- Dibajnia, M., Watanabe, A., 1992. Sheet flow under nonlinear waves and currents. *Coastal Engineering*, 2015–2029.
- Dingemans, M., 1997. Water wave propagation uneven bottoms. part i : linear wave propagation. *Advanced Series on Ocean Engineering* 13.
- Dolan, T., Dean, R., 1985. Multiple longshore sand bars in the upper chesapeake bay. *Estuarine Coastal Shelf Research* 21, 727–743.
- Dupuis, H., Forget, P., Lafon, V., Froidefond, J., 1998. Spatial distribution of swell wave properties in a coastal area using satellite images. In : *Oceans'98, IEEE conference, Nice*.
- Eldeberky, Y., Battjes, J., 1996. Spectral modelling of wave breaking : Application to boussinesq equations. *Journal of Geophysical Research* 101 (C1), 1253–1264.
- Falquès, A., Coco, G., Huntley, D., 2000. A mechanism for the generation of wave-driven rhythmic patterns in the surf zone. *Journal of Geophysical Research* 105 (C5), 24071–24088.
- Falquès, A., Montoto, A., Iranzon, V., 1996. Bed-flow instability of the longshore current. *Continent Shelf Research* 16, 1927–1964.
- Faria, A., Thornton, E., Lipmann, T., Stanton, T., 2000. Undertow over a barred-beach. *Journal of Geophysical Research* 103 (C2), 16999–17010.
- Fedderson, F., Guza, R., 2003. Observation of nearshore circulation : Alongshore uniformity. *Journal of Geophysical Research* 108 (C1), 15667–15676.
- Fedderson, F., Guza, R., Elgar, S., Herbers, T., 1998. Alongshore momentum balances in the nearshore. *Journal of Geophysical Research* 103 (C8), 15667–15676.

- Fredsoe, J., Deigaard, R., 1994. Mechanics of coastal sediment transport. Vol. 3. Advanced Series on Ocean Engineering, World Scientific Edition.
- Froidefond, J.-M., Gallissaires, J.-M., Prud'homme, R., 1990. Spatial variation in sinusoidal on a crescentic nearshore bar : application to the cap ferret coast. *Journal of Coastal Research* 6, 927–942.
- Galvin, C., 1968. A breaker type classifications of three laboratory beaches. *Journal of Geophysical Research* 73, 3651–3659.
- Galvin, C., Hayes, M., 1969. Winter beach profiles and wave climate along the new england coast. In : Abstract Program, Annual Meeting Geological American Society, Atlantic City.
- Gao, S., Collins, M., 1992. Net sediment transport patterns inferred from grain-size trends, based upon definition of transport vectors. *Sedimentary Geology* 81, 47–60.
- Gaudin, M., Cirac, P., Mulder, T., 2005. Past and present sedimentary dynamic in the capbreton canyon. *Geo-Marine Letter*, en préparation.
- Goldsmith, V., Bowman, D., Kiley, K., 1982. Sequential stage development of crescentic bars : Hahoterim beach, southeastern mediterranean. *Journal of Sedimentary Petrology* 67 (1), 233–249.
- Gourlay, M., 1968. Beach and dune erosion test. Delft Hydraulics Laboratory, report n°M935/M936.
- Greenwood, B., Davidson-Arnott, R., 1979. Sedimentation and equilibrium in wave-formed bars, a review and a case study. *Canad. J. Earth Sc.* 16, 312–332.
- Guignard, S., Marcer, R., Rey, V., Kharif, Fraunié, P., 2001. Soliraty wave breaking on sloping beaches : 2-d two phase flow numerical simulation by sl-vof method. *Eur. J. Mech. B-Fluids* 20, 57–74.
- Guilcher, A., Godard, A., Visseaux, E., 1952. Les crêtes et sillons obliques de l'estran des lands de gascognes. *Bulletin du Comité d'Océanographie et d'étude des côtes* 4, 151–157.
- Guillaume, A., 1987. Modèle de prévision de l'état de mer en eau profonde. Note de travail de l'EERM No. 178 Direction de la Météorologie Nationale, 128p.
- Haas, K., Svendsen, I., 2002. Laboratory measurements of the vertical structure of rip current. *Journal of Geophysical Research* 107 ((C5)).

- Haas, K., Svendsen, I., Brander, R., Nielsen, P., 2002. Modeling of a rip current system on moreton island, australia. In : Proceeding of International Conference on Coastal Engineering. ASCE.
- Haas, K., Svendsen, I., Merrick, C., Zhao, Q., 2003. Quasi-three-dimensional modeling of rip current systems. *Journal of Geophysical Research* 108 ((C7)).
- Hansen, J., 1990. Periodic waves in the surf zone. *Coast. Eng.* 14, 19–41.
- Hasselmann, K., Barnett, T., Bouws, E., Carlson, H., Cartwright, D., Enke, K., Ewing, J., Gienapp, H., Hasselmann, D., Kruseman, P., Meerburg, A., Müller, P., Olbers, D., Richter, K., Sell, W., Walden, H., 1973. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the joint north sea wave project (jonswap). *Dtsch. Hydrogr. Z.* 12 (A8).
- Hayes, M., Boothroyd, J., 1969. Storm as modifying agents in coastal environment. In : S.P.E.M. Guidebook, Eastern Section. ASCE, pp. 109–152.
- Holland, K., Holman, R., 1999. Wavenumber-frequency structure of far infragravity swash motion. *Journal of Geophysical Research* 104 (C6), 13479–13488.
- Holman, R., Bowen, A., 1982. Bar, bumps and holes : models for the generation of complex beach topography. *Journal of Geophysical Research* 87 (C1), 457–468.
- Holman, R., Sallenger, A., 1993. Sand bar generation : a discussion of the duck experiment series. *Journal of Coastal Research* SI 15, 76–92.
- Howa, H., De Resseguier, A., 1994. Application of a fluorescent grain detector/counter for sand transport evaluation in the littoral zone. In : Proceeding of the International Conference OCEAN OSATES '94. Vol. 3. pp. 254–257.
- Howd, P., Oltman-Shay, J., Holman, R., 1991. Wave variance partitioning in the trough of a barred beach. *Journal of Geophysical Research* 96, 12781–12795.
- Hunter, R., Clifton, H., Philipps, R., 1979. Depositional processes, sedimentary structures, and predicted vertical sequences in barred nearshore systems, southern oregon coast. *Journal of Sedimentary Petrology* 49 (3), 711–726.
- Inman, D., Tait, R., Nordstrom, C., 1971. Mixing in the surf zone. *Journal of Geophysical Research* 76 (C15), 3493–3514.
- James, I., 1974. A non-linear theory of longshore currents. *Est. Coast. Mar. Sci.* 2, 235–249.
- Jonsson, I., 1966. Wave boundary layers and friction factors. In : Proceeding oh the 10<sup>th</sup> International Conference Coastal Engineering. ASCE, pp. 109–152.

- Jonsson, I., Carlsen, N., 1976. Experimental and theoretical investigations in an oscillatory turbulent boundary layer. *Journal of Hydraulic Research* 14, 45–60.
- Jouon, A., 2003. Paramétrisation de l'asymétrie de la houle dans le code morphodyn. Rapport de stage du DESS Génie Littoral, Portuaire et des Estuaires, Université de Caen.
- King, C., 1972. *Beaches and Coasts*. London : Edward Arnold.
- King, C., Williams, W., 1949. The formation and movement of sand bars by wave action. *Geogr. J.* 113, 70–85.
- Kirby, J., Dalrymple, R., 1983. A parabolic equation for the combined refraction-diffraction of stokes waves by mildly varying topography. *Journal of Fluid Mechanics* 136, 543–56t.
- Kirby, J., Dalrymple, R., 1994. Ref/dif 1, version 2.5, documentation and user's manual. Center for Applied Coastal Research, Department of Civil Engineering, University of Delaware.
- Komar, P., 1998. *Beach processes and Sedimentation*. Prentice Hall.
- Konicki, K., Holman, R., 2000. The statistics and kinematics of transverse bars on an open coast. *Marine Geology* 169, 69–101.
- Kuriyama, Y., Nakatsukasa, T., 2000. A one-dimensional model for undertow and longshore current on a barred beach. *Coastal Engineering* 40, 39–58.
- Lafon, V., 1999. Méthodes de bathymétrie satellitale appliquées à l'environnement côtier : exemple des passes d'arcachon. Ph.D. thesis, Université Bordeaux I.
- Lafon, V., De Melo Apoluceno, D., Dupuis, H., Michel, D., Howa, H., Froidefond, J., 2004a. Rhythmic sub-tidal and inter-tidal bar morphology and dynamics in a mixed-energy environment. part i : Spatial mapping evidence. *Estuarine Coastal and Shelf Science*, Submitted.
- Lafon, V., Dupuis, H., Butel, R., Castelle, B., Michel, D., Howa, H., De Melo Apoluceno, D., 2004b. Rhythmic sub-tidal and inter-tidal bar morphology and dynamics in a mixed-energy environment. part ii : Physical forcing analysis. *Estuarine Coastal and Shelf Science*, Submitted.
- Lafon, V., Dupuis, H., Howa, H., Froidefond, J.-M., 2002. Determining ridge and runnel longshore migration rate using spot imagery. *Oceanologica Acta* 25, 149–158.
- Le Nindre, Y., Alexandre, A., Mallet, C., 2003. Modèle comportemental de la côte aquitaine : analyse fonctionnelle semi-quantitative basée sur la morphologie de l'état de plage. In : *Livre des résumés*, 2003, Publ. ASF, Paris, n°38. pp. 302–303.

- Lee, Z., Carder, K., Mobley, C., Stewart, R., Patch, J., 1998. Hyperspectral remote sensing for shallow waters. i. a semianalytical model. *Appl. Opt.* 37, 6329–6338.
- Levoy, F., Anthony, E., Barusseau, J., Howa, H., Tessier, B., 1998. Morphodynamique d'une plage macrotidale à barres. *C.R. Acad. Sciences* 327, 811–818.
- Levoy, F., Monfort, O., Larsonneur, C., 2001. Hydrodynamic variability on megatidal beaches. *Continental Shelf Research* 21, 563–586.
- Lippmann, T., Herbers, T., Thornton, E., 1998. Gravity and shear wave contributions to nearshore infragravity motion. *Journal of Physical Oceanography* 29 (2), 231–239.
- Lippmann, T., Holman, R., 1990. The spatial and temporal variability of sand bar morphology. *Journal of Coastal Research* 95, 575–590.
- Lippmann, T., Thornton, E., Reniers, A., 1995. Wave stress and longshore current on barred profiles. In : *Proc. Coast. Dyn. ASCE*, pp. 401–412.
- Liu, P., Dalrymple, R., 1978. Bottom frictional stresses and longshore currents due to waves with large angle of incidence. *Journal of Marine Research* 36, 357–375.
- Longuet-Higgins, M., 1970. Longshore current generated by obliquely incident sea waves. *Journal of Geophysical Research* 75, 6778–6801.
- Longuet-Higgins, M., Stewart, R., 1962. Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to surf-beats. *Journal of Fluid Mechanics* 13, 481–504.
- Longuet-Higgins, M., Stewart, R., 1964. Radiation stress in water waves : a physical discussion with application. *Deep Sea Res.* 11, 529–562.
- Lorin, J., Viguier, J., Migniot, C., 1979. Etude en nature de la côte aquitaine entre la pointe de grave et l'embouchure de l'adour. Maison Alfort (France : L.C.H.F.), rapport non publié.
- Lubin, P., Aadie, S., Vincent, S., Caltagirone, J., 2002. Etude du déferlement par modélisation numérique 2d et 3d. In : *Proceeding des VIIèmes journées nationales de Génie Côtier et Génie Civil*. Vol. 1. pp. 85–93.
- Madsen, O., Poon, Y.-K., Graber, H., 1988. Spectral wave attenuation by bottom friction : theory. In : *Proceeding of the 21<sup>th</sup> International Conference Coastal Engineering*. pp. 492–504.
- Mei, C., 1989. *The applied dynamics of ocean surface waves*. World Scientific.
- Michel, D., 1997. Evolution morphodynamique d'un littoral sableux situé à l'aval d'une embouchure lagunaire. Ph.D. thesis, University Bordeaux I, , 162p.

- Michel, D., Howa, H., 1994. Morphological evolution of a littoral sand bank, modelisation of its dynamics. *Annals Geophysical, European Geophysical Union, Part II*, 12 :240.
- Michel, D., Howa, H., 1996. Morphodynamic behavior of a tidal inlet system in a mixed-energy environment. *Annales Geophysicae*.
- Michel, D., Howa, H., 1999. Short-term morphodynamic response of a ridge and runnel system on a mesotidal sandy beach. *Journal of Coastal Research* 15, 428–437.
- Michel, D., Howa, H., Tastet, J., 1995. Essai de modélisation de l'évolution morphologique d'un banc sableux intertidal (sud du bassin d'arcachon, france). In : *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*. Vol. 321. pp. 497–504.
- Michel, D., Howa, H., Thomas, C., Chapalain, Thais, L., Malengro, D., 2000. Sediment dynamics and hydrodynamics on the inner part of the aquitanian shelf (france). In : *Workshop Marine Sandwaves Dynamics, Lille, 23-25 March 2000*.
- Migniot, C., 1977. Action des courants, de la houle et du vent sur les sédiments. *La Houille Blanche* 1, 9–47.
- Munk, W., 1949. Surf beat. *Eos Trans.* 30, 849–854.
- Niederoda, A., Tanner, W., 1970. Preliminary study on transverse bars. *Marine Geology* 9, 41–62.
- Nielsen, P., 1992. Coastal bottom boundary layers and sediment transport. *World Scientific*.
- Okayasu, A., Hara, K., Shibayama, T., 1988. Vertical variation of undertow in the surf zone. In : *Proc 21st Coastal Engineering Conf. ASCE*, pp. 478–491.
- Oltman-shay, J., Howd, P., Birkemeier, W., 1989. Shear instabilities of the mean longshore current, field observation. *Journal of Geophysical Research* 94, 18031–18042.
- Orford, J., Wright, P., 1978. What's in a name? descriptive or genetic implications of 'ridge and runnel' topography. *Marine Geology* 28.
- Owens, E., Frobel, D., 1977. Ridge and runnel systems in the magdalen islands, quebec. *Journal of Sedimentary Petrology* 47, 191–198.
- Pedreros, P., Howa, H., Tastet, J., Favennec, J., 2000. Flux sédimentaires eoliens sur la côte girondine. In : *16<sup>èmes</sup> colloque UOF 'Zones littorales et anthropisation'*.
- Pedreros, R., 2000. Quantification et modélisation du transport éolien au niveau des zones côtières - application au littoral aquitain. Ph.D. thesis, University Bordeaux I.

- Pederos, R., Howa, H., Michel, D., 1996. Application of grain-size-trend analysis for the determination of sediment transport pathways in intertidal areas. *Marine Geology* 135, 35–49.
- Petrevu, U., Oltman-Shay, J., I.A., S., 1995. Effects of alongshore non uniformities of longshore current predictions. *Journal of Geophysical Research* 100 (C16), 119–130.
- Philipps, O., 1977. *The dynamics of the upper ocean*. Cambridge University Press.
- Pierson, W., Moskowitz, L., 1964. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similitiry theory of s.a. kitaigorodskii. *Journal of Geophysical Research* 69, 5181–5203.
- Plant, N., Holman, R., Freilich, M., Birkemeier, W., 1999. A simple model for interannual sandbar behavior. *Journal of Geophysical Research* 104 (C7), 15755–15776.
- Raubenheimer, B., Guza, R., Elgar, S., 1996. Wave transformation across the inner surf zone. *Journal of Geophysical Research* 101 (C5), 25589–25597.
- Reniers, A., Battjes, J., 1997. A laboratory study of longshore currents over barred and non-barred beaches. *Coastal Engineering* 30, 1–22.
- Reniers, A., Roelvink, J., Thornton, E., 2004. Morphodynamic modeling of an embayed beach under wave group forcing. *Journal of Geophysical Research* 109.
- Rey, V., Belzons, M., Guazelli, E., 1998. Bed-load transport for steady flows and unsteady oscillatory flows. *Coastal Engineering* 34, 52–82.
- Ris, R., Booij, N., Holthuijsen, L., 1998. A third-generation wave model for coastal regions, part ii : verification. *Journal of Geophysical Research* 104 (C4), 7649–7666.
- Ruessink, B., Kroon, A., 1994. The behavior of a multiple bar system in the nearshore zone of terschelling, the netherlands. *Marine Geology* 21, 187–197.
- Ruessink, B., Miles, J., Feddersen, F., Guza, R., Elgar, S., 2001. Modeling the alongshore current on barred beaches. *Journal of Geophysical Research* 106, 22451–22463.
- Ruessink, B., Van Enckevort, J., 2000. The behavior of nearshore bars on the time scale of years : a conceptual model. *Marine Geology* 163, 289–302.
- Saint-Cast, F., 2002. *Modélisation de la morphodynamique des corps sableux en milieu littoral*. Ph.D. thesis, University Bordeaux I.
- Saint-Cast, F., Bonneton, P., Caltagirone, J., 2001. On the splitting of the sediment fluxes balance : a new formulation for the sand wave equation. *Coastal Engineering* 2001, Rhodes, Grèce.

- Shaffer, H., Madsen, P., Deigaard, R., 1993. A boussinesq model for waves breaking in shallow water. *Coast. Eng.* 20, 185–202.
- Short, A., 1978. Wave power and beach-stages : a global model. In : the 21th International Conference on Coastal Engineering. pp. 1145–1162.
- Short, A., 1979a. Multiple offshore bars and standing edge waves. *Journal of Geophysical Research* 80, 3838–3840.
- Short, A., 1979b. Three-dimensional beach-stage model. *Journal of Geology* 87, 553–571.
- Short, A., 1992. Beach systems of the central netherlands coast : processes, morphology and structural impacts in a storm driven multi-bar system. *Marine Geology* 107, 103–137.
- Short, A., 1999. *Handbook of Beach and Shoreface Morphodynamics*. Wiley.
- Short, A., Aagaard, T., 1993. Single and multi-bar beach change models. *Journal of Coastal Research* SI 15, 141–157.
- Short, A., Brander, R., 1999. Regional variations in rip density. *Journal of Coastal Research* 15 (3), 813–822.
- Silva, P., Temperville, A., 2000. Prédiction du débit sédimentaire à l'aide de la formule de dibajnia et watanabe. In : *Prceeding des VIèmes Journées de Génie Civil - Génie Côtier*. pp. 237–248.
- Slinn, D., 1998. Nonlinear shear instabilities of alongshore currents over bared beaches. *Journal of Geophysical Research* 103 (C9), 18357–18379.
- Sonu, C., 1968. Collective movement of sediment in littoral environment. *Coastal Engineering*, 337–400.
- Sonu, C., 1972. Field observation on nearshore circulation and meandering currents. *Journal of Geophysical Research* 77, 3232–3247.
- Sonu, C., 1973. Three-dimensional beach changes. *J. Geology* 81, 42–64.
- Soulsby, R., 1997. *Dynamics of Marine sand*. Thomas Telford.
- Soulsby, R., Hamm, L., Klopman, G., Myrhaug, D., Simons, R.R. and Thomas, G., 1993. Wave-current interaction within and outside the bottom boundary layer. *Coastal Engineering* 21, 41–69.
- Sous, D., Bonneton, N., Sommeria, J., 2004. Vortex dynamics in a shallow water layer. *Physics of Fluids* 16 (8).

- Stive, M., De Vriend, H., 1994. Shear stresses and mean flow in shoaling and breaking wave. In : Coastal Engineering. ASCE, pp. 594–608.
- Stive, M., Roelvink, D., De Vriend, H., 1991. Large-scale coastal evolution concept. In : Proceedings of the 22th Coastal Engineering Conference, New York. ASCE, pp. 1017–1027.
- Stépanian, A., 2002. Evolution morphodynamique d'une plage macrotidale à barres : Omaha beach (normandie). Ph.D. thesis, University de Caen.
- Sunamura, T., 1988. Beach morphologies and their changes. University of Tokyo Press, Tokio, pp. 136–166, , In Horikawa, K. (ed.) Nearshore Dynamics and Coastal Processes.
- Svendsen, I., 1984. Mass flux and undertow in a surf zone. *Coast. Eng.* 8, 347–365.
- Svendsen, I., Schaffer, H., Hansen, B., 1987. The interaction between the undertow and the boundary layer flow on a beach. *Journal of Geophysical Research* 92 (C1), 11845–11865.
- Sénéchal, N., 2003. Etude de la propagation des vagues au-dessus d'une bathymétrie complexe en zone de surf. Ph.D. thesis, Université Bordeaux I.
- Sénéchal, N., Bonneton, P., Dupuis, H., 2002. Field experiment on secondary wave generation on a barred beach and the consequent evolution of energy dissipation on the beach face. *Coastal Engineering* 46 (233-247).
- Sénéchal, N., Dupuis, H., Bonneton, P., Howa, H., Pedreros, R., 2001. Observation of wave transformation in the surf zone over a gently sloping beach. *Oceanologica Acta* 24 (6).
- Sénéchal, N., Dupuis, N., Bonneton, P., 2003. Preliminary hydrodynamic results of a field experiment on a barred beach, trunc vert beach on october 2001. *Ocean Dynamics* 54, 408–414, in press.
- Thornton, E., Guza, R., 1986. Surf zone currents and random waves : field data and models. *Journal of Physical Oceanography* 16, 1165–1178.
- Tucker, M., 1950. Surf beats : sea waves of 1 to 5 min. period. *Philos. Trans. R. Soc. London* 202, 565–573.
- Van Rijn, L., 1984. Handbook sediment transport by currents and waves. Technical report H461, Delft Hydraulics.
- Van Rijn, L., 1990. Handbook of sediment transport by currents and waves. Delft Hydraulic, second edition.
- Vassal, J., 1980. Les houles exceptionnelles et leurs conséquences. Ph.D. thesis, University Bordeaux I, 199p.

- Weber, O., 1978. Transits sédimentaires et évolution saisonnière de la zone littorale de la salie. Ph.D. thesis, University Bordeaux I, 126p.
- Whitham, G., 1974. Linear and nonlinear waves. Wiley.
- Wright, L., 1976. Nearshore wave power dissipation and the coastal energy regime of the sydney-jervis bay region, new south wales : a comparison. *Australian Journal of Marine and Freshwater Research* 27, 633–640.
- Wright, L., Guza, R., Short, A., 1982. Dynamics of a high energy dissipative zone. *Marine Geology* 45, 41–62.
- Wright, L., Short, A., 1984. Morphodynamic variability of surf zone and beaches : a synthesis. *Marine Geology* 56, 93–118.
- Wu, C., Thornton, E., Guza, R., 1985. Wave and longshore currents : Comparison of numerical model with field data. *Journal of Geophysical Research* 90 (C5), 9159–9167.



# Annexe A

## Modèle mathématique des courants moyens 2DH

### A.1 Conditions limite

Au niveau de la surface libre, la condition limite cinématique s'écrit :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u_i \frac{\partial \eta}{\partial x_i} = w \quad (\text{A.1})$$

La condition limite cinématique au fond s'écrit quant à elle :

$$u_i = w = 0 \quad (\text{A.2})$$

### A.2 Equation de la conservation de la masse

L'hypothèse d'incompressibilité du fluide ( $\rho = \text{constante}$ ) permet d'écrire l'équation locale de continuité :

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.3})$$

En intégrant cette équation sur la colonne d'eau on obtient :

$$\int_{Z_f}^{\eta} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} dz + [w]_{\eta} - [w]_{Z_f} = 0 \quad (\text{A.4})$$

On rappelle que la règle de Leibniz s'écrit :

$$\int_{Z_f}^{\eta} D(f) dz = D \left( \int_{Z_f}^{\eta} f dz \right) + [f]_{Z_f} \cdot D(Z_f) - [f]_{\eta} \cdot D(Z_f) \quad (\text{A.5})$$

L'équation (A.4) devient donc :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \int_{Z_f}^{\eta} u_i dz + \left[ -u_i \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + w \right]_{\eta} - \left[ u_i \frac{\partial Z_f}{\partial x_i} + w \right]_{Z_f} = 0 \quad (\text{A.6})$$

On introduit la hauteur d'eau totale  $h$  :

$$h(x, y, t) = \eta(x, y, t) - Z_f(x, y) \quad (\text{A.7})$$

A partir des équations (A.1) et (A.2), l'équation (A.6) devient donc :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{Z_f}^{\eta} u_i dz = 0 \quad (\text{A.8})$$

En appliquant la moyenne temporelle à l'équation (A.8) on obtient l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{Q}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.9})$$

### A.3 Equation de la conservation de la quantité de mouvement

On rappelle que l'équation locale de conservation de la quantité de mouvement est ( $i = 1, 2$ ) :

$$\rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i w}{\partial z} \right) = \frac{\partial \sigma_{if}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{i3}}{\partial z} \quad (\text{A.10})$$

Avec  $\sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + \tau_{ij}$  le tenseur des contraintes dans le fluide.  $P\delta_{ij}$  correspond aux contraintes de pression et  $\tau_{ij}$  au tenseur de contraintes de viscosité lié à la déformation du fluide.

En intégrant sur la colonne d'eau les termes de gauche de l'équation (A.10) on obtient :

$$\int_{Z_f}^{\eta} dz \frac{\partial \rho u_j}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{Z_f}^{\eta} \rho u_j dz - \rho [u_j]_{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (\text{A.11})$$

$$\int_{Z_f}^{\eta} dz \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{Z_f}^{\eta} \rho u_i u_j dz - \rho [u_i u_j]_{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} - \rho [u_i u_j]_{Z_f} \frac{\partial Z_f}{\partial x_i} \quad (\text{A.12})$$

$$\int_{Z_f}^{\eta} dz \frac{\partial \rho u_i w}{\partial z} = \rho [u_i w]_{\eta} - \rho [u_i w]_{Z_f} \quad (\text{A.13})$$

En additionnant ces termes et en utilisant les conditions limites au fond et à la surface on obtient le membre de gauche *M.G.* de l'équation (A.10) :

$$M.G. = \rho \frac{\partial \bar{Q}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{Z_f}^{\eta} (\rho u_i u_j) dz \quad (\text{A.14})$$

De la même manière, on obtient après intégration le membre de droite *M.D.* :

$$\begin{aligned} M.D. &= \int_{Z_f}^{\eta} \frac{\partial}{\partial x_i} (-P\delta_{ij} + \tau_{ij}) dz + \int_{Z_f}^{\eta} \frac{\partial \tau_{j3}}{\partial z} dz \\ &= \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{Z_f}^{\eta} (-P\delta_{ij} + \tau_{ij}) dz - [-P\delta_{ij} + \tau_{ij}]_{\eta} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \\ &\quad - [-P\delta_{ij} + \tau_{ij}]_{Z_f} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + [\tau_{j3}]_{\eta} - [\tau_{j3}]_{Z_f} \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

En utilisant les conditions limite aux interfaces air/eau et eau/fond et en introduisant  $\tau^F$  et  $\tau^S$  les contraintes appliquées au fluide respectivement à la surface et au fond  $M.D.$  devient :

$$M.D. = \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{Z_f}^{\eta} [-P\delta_{ij} + \tau_{ij}] dz + [P]_{Z_f} \frac{\partial h}{\partial x_j} + \tau_i^S - \tau_i^F \quad (\text{A.16})$$

En considérant la contrainte à la surface libre négligeable par rapport à la contrainte au fond ( $\tau^S \approx 0$ ), les équations (A.14) et (A.16) conduisent donc à l'équation de conservation de quantité de mouvement locale :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_{Z_f}^{\eta} \rho u_j dz + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{Z_f}^{\eta} (\rho u_i u_j) dz &= \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{Z_f}^{\eta} [-P\delta_{ij} + \tau_{ij}] dz \\ &+ [P]_{Z_f} \frac{\partial h}{\partial x_j} - \tau_i^F \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

On applique ensuite la moyenne temporelle à l'équation (A.17), le membre de gauche  $M.G.$  devient donc  $G$  :

$$G = \rho \frac{\partial \overline{Q}_i}{\partial t} + \overline{\frac{\partial}{\partial x_j} \int_{Z_f}^{\eta} \rho u_i u_j dz} \quad (\text{A.18})$$

Le terme  $G$  correspond à l'inertie horizontale de la couche d'eau. Le développement de la partie intégrale du terme d'inertie (A.18) en utilisant la décomposition des vitesses (IV.34) donne :

$$\overline{\int_{Z_f}^{\eta} \rho u_i u_j dz} = \overline{h} U_i U_j + U_i \overline{Q}_i + U_j \overline{Q}_j + \frac{\overline{\hat{Q}_i \hat{Q}_j}}{\overline{h}} \quad (\text{A.19})$$

$G$  devient donc :

$$G = \rho \frac{\partial \overline{Q}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho \frac{\overline{Q}_i \overline{Q}_j}{\overline{h}} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho \frac{\overline{\hat{Q}_i \hat{Q}_j}}{\overline{h}} \right) + \overline{\int_{Z_f}^{\eta} \rho \hat{u}_i \hat{u}_j dz} \quad (\text{A.20})$$

De la même manière, on applique la moyenne temporelle au membre de droite  $D$  de l'équation (A.17), finalement  $D$  devient :

$$\begin{aligned} D &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \int_{Z_f}^{\eta} P \delta_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} \int_{Z_f}^{\eta} \tau_{ij} dz - \rho g \overline{h} \frac{\partial \overline{\eta}}{\partial x_i} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{1}{2} \rho g \overline{h}^2 \right) - \overline{\tau}_i^F \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

En rassemblant les équations (A.20) et (A.21) on obtient l'équation de conservation de la quantité d mouvement intégrée spatio-temporellement :

$$\frac{\partial \overline{Q}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho \frac{\overline{\hat{Q}_i \hat{Q}_j}}{\overline{h}} \right) = -\mathbf{g} \overline{h} \frac{\partial \overline{\eta}}{\partial \mathbf{x}_i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\mathbf{S}^1_{ij}}}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\mathbf{T}}_{ij}}{\partial \mathbf{x}_j} + \frac{\overline{\tau}_i^S}{\rho} - \frac{\overline{\tau}_i^F}{\rho} \quad (\text{A.22})$$

où  $\overline{\tau}_i^S$  est le frottement du fluide au niveau de la surface libre, et qui est négligé :

$$\overline{\tau}_i^S \approx 0 \quad (\text{A.23})$$

$\overline{T}_{ij}$  est le tenseur des contraintes visqueuses à l'intérieur du fluide, dont les effets sont également négligeables :

$$\overline{T}_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\int_{Z_f}^{\eta} \tau_{ij} dz} \approx 0 \quad (\text{A.24})$$

$\overline{S}^1_{ij}$  est le tenseur d'excès de quantité de mouvement associé aux vagues :

$$\overline{S}^1_{ij} = \overline{\int_{Z_f}^{\eta} P \delta_{ij} + \rho \hat{u}_i \hat{u}_j dz} - \frac{1}{2} \rho g \bar{h}^2 - \rho \frac{\overline{\hat{Q}_i \hat{Q}_j}}{\bar{h}} \quad (\text{A.25})$$

On rappelle qu'on décompose la partie fluctuante des vitesses en 2 autres composantes :  $u'_i$  la composante oscillante associée au mouvement organisé des vagues, et  $u''_i$  la composante turbulente :

$$\hat{u}_i(x, y, z, t) = u'_i(x, y, z, t) + u''_i(x, y, z, t) \quad (\text{A.26})$$

On peut donc écrire :

$$\overline{S}^1_{ij} = \overline{S}^{\prime}_{ij} + \overline{S}^{\prime\prime}_{ij} \quad (\text{A.27})$$

où

$$\overline{S}^{\prime}_{ij} = \overline{\int_{Z_f}^{\eta} P \delta_{ij} + \rho u'_i u'_j dz} - \frac{1}{2} \rho g \bar{h}^2 - \rho \frac{\overline{\hat{Q}'_i \hat{Q}'_j}}{\bar{h}} \quad (\text{A.28})$$

et

$$\overline{S}^{\prime\prime}_{ij} = \overline{\int_{Z_f}^{\eta} P \delta_{ij} + \rho u''_i u''_j dz} - \frac{1}{2} \rho g \bar{h}^2 - \rho \frac{\overline{\hat{Q}''_i \hat{Q}''_j}}{\bar{h}} \quad (\text{A.29})$$

Par analogie aux tensions de Reynolds, le terme  $\overline{S}^{\prime\prime}_{ij}$  est un terme diffusif, du aux fluctuations de la turbulence horizontale, et qui a pour principal effet de diffuser spatialement la quantité de mouvement. Afin d'alléger et de rendre plus claires les notations, nous définirons  $T_{ij} = \overline{S}^{\prime\prime}_{ij}$  le tenseur de mélange des masses d'eau.

D'autre part, nous garderons la notation  $\hat{u}_i$  pour définir la partie oscillante de particules fluide associée au mouvement organisé des vagues et donnée par la théorie linéaire. On définit ainsi le tenseur des tensions de radiation  $S_{ij}$  (ou excès de quantité de mouvement associé au mouvement organisé des vagues) :

$$\overline{S}^1_{ij} = \overline{\int_{Z_f}^{\eta} P \delta_{ij} + \rho \hat{u}_i \hat{u}_j dz} - \frac{1}{2} \rho g \bar{h}^2 - \rho \frac{\overline{\hat{Q}_i \hat{Q}_j}}{\bar{h}} \quad (\text{A.30})$$

On introduit également dans le forçage des vagues la contribution du roulement de déferlement  $\overline{R}_{ij}$  dans l'équation de la conservation de la quantité de mouvement 2DH. Ce mouvement turbulent et chaotique ne peut pas être pris en compte mathématiquement, et sa paramétrisation sera explicitée dans la partie consacrée à la formulation du forçage des vagues (partie IV.5.1)

Finalement, on obtient notre modèle de courants moyens intégré sur la verticale (2DH) :

$$\frac{\partial \overline{Q}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho \frac{\overline{\hat{Q}_i \hat{Q}_j}}{\bar{h}} \right) = -g \bar{h} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{S}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{R}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{T}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\overline{\tau}_i^F}{\rho} \quad (\text{A.31})$$

# Annexe B

## Démonstration mathématique des tensions de radiation

Le forçage de notre modèle 2DH résulte des gradients de tensions de radiation  $S_{ij}$ . Ce terme correspond à l'excès de quantité de mouvement associé aux mouvements du fluide induit par les vagues. Afin d'explicitier les différents termes de l'équation (IV.41) il nous faut connaître le champ de vitesse fluctuante associé aux vagues  $(u_i)_{i=1,2,3}$ . Pour cela on considère une houle monochromatique de hauteur  $H$ , de pulsation  $\omega$  et de nombre d'onde  $k$ , avec  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde. D'après la théorie des écoulements potentiels, le champ de vitesse associé à cette onde propagative doit dériver d'un potentiel scalaire  $\Phi$  :

$$\vec{u} = \vec{\nabla}\Phi \quad (\text{B.1})$$

D'autre part, le potentiel  $\Phi$  doit satisfaire l'équation de Laplace :

$$\Delta(\Phi) = 0 \quad (\text{B.2})$$

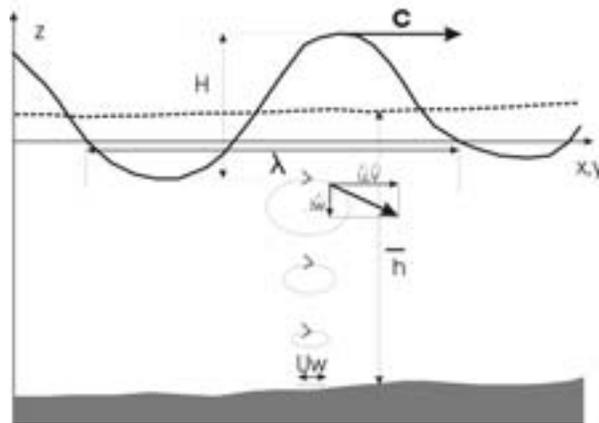


FIG. B.1 – Description et paramétrisation d'un champ de vagues monochromatiques, et des vitesses orbitales  $\hat{u}$

Le champ de vitesse des particules fluide associée à une houle propagative linéarisée et dérivant de ce potentiel est :

$$\hat{u}_i = \frac{1}{2} \frac{gH}{c} \frac{\cosh(k(z - Z_f))}{\cosh(k\bar{h})} \cos(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t) \frac{k_i}{k} \quad (\text{B.3})$$

$$\hat{w} = -\frac{1}{2} \frac{gH}{c} \frac{\sinh(k(z - Z_f))}{\cosh(k\bar{h})} \sin \vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t \frac{k_i}{k} \quad (\text{B.4})$$

Où  $w$  et  $k$  vérifient la relation de dispersion :

$$\omega^2 = gk \tanh(k\bar{h}) \quad (\text{B.5})$$

La vitesse de phase de l'onde  $c$  est définie comme la vitesse de propagation de l'onde elle-même :

$$c = \frac{\omega}{k} = \left( \frac{g}{k} \tanh k\bar{h} \right) \quad (\text{B.6})$$

Enfin, on définit la vitesse de phase  $c_g$  comme la vitesse de propagation de l'énergie associée à un train de vagues dont les longueurs d'onde sont légèrement différentes :

$$c_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{1}{2} c \left( \frac{2k\bar{h}}{\sinh(2k\bar{h})} + 1 \right) \quad (\text{B.7})$$

Pour l'expression de la surface libre, on utilise les fonctions complexes où  $i_c$  est le nombre imaginaire unitaire tel que  $i_c = -1$ . On obtient alors l'expression temporelle de la surface libre  $\eta_t$  :

$$\eta_t(x, y, t) = \text{Re} (\eta(x, y) e^{-i_c \omega t}) \quad (\text{B.8})$$

Où :

$$\eta(x, y) = \frac{1}{2} H(x, y) e^{i_c \vec{k} \cdot \vec{x}} \quad (\text{B.9})$$

Afin de calculer le débit liquide induit par les vagues  $\hat{Q}_i$  (Eq. IV.37) en milieu peu profond, on fait un développement limité au premier ordre du champ de vitesse horizontal au voisinage du niveau d'eau moyen. On obtient :

$$u_i(z) = \frac{gH}{2c} (1 + k \tanh k\bar{h} (z - \bar{\eta})) \cos(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t) \frac{k_i}{k} \quad (\text{B.10})$$

On obtient alors en intégrant sur la colonne d'eau :

$$\bar{Q}_i = \overline{\int_{Z_f}^{\eta} \hat{u}_i dz} = \frac{1}{8} \frac{gH^2}{c} \frac{E}{\rho c} \frac{k_i}{k} \quad (\text{B.11})$$

où  $E$  est l'énergie totale de la houle :

$$E = \frac{1}{8} \rho g H^2 \quad (\text{B.12})$$

Afin d'expliciter les différents termes, on cherche tout d'abord à exprimer la pression dynamique  $P$ . Pour cela on rappelle que l'équation de conservation de la quantité de mouvement dans le plan vertical est :

$$\rho \left( \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial w u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial w^2}{\partial z} \right) = -\frac{\partial}{\partial z} (P + \rho g z) + \frac{\partial \tau_{3j}}{\partial z} \quad (\text{B.13})$$

En intégrant l'équation B.13 et en utilisant la règle de Leibniz on obtient :

$$\begin{aligned}
P(z, t) = & \rho g(\eta - z) + \rho \left[ \frac{\partial}{\partial t} \int_{Z_f}^{\eta} w dz + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{Z_f}^{\eta} u_i w dz \right] \\
& - \rho \left[ w \left( \frac{\partial \eta}{\partial t} + u_i \frac{\partial \eta}{\partial x_i} - w \right) \right]_{\eta} - \rho [w^2]_z - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{Z_f}^{\eta} \tau_{i3} dz \\
& - \left[ -P + \tau_{33} - \tau_{i3} \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \right]_{\eta} + [\tau_{33}]_z
\end{aligned} \tag{B.14}$$

On intègre la pression dynamique  $P$  sur la colonne puis on applique la moyenne temporelle pour obtenir :

$$\begin{aligned}
\overline{\int_{Z_f}^{\eta} P dz} = & \rho g \frac{\bar{h}^2}{2} + \rho \overline{\int_{Z_f}^{\eta} dz \frac{\partial}{\partial t} \int_{Z_f}^{\eta} w dz} \\
& + \rho \overline{\int_{Z_f}^{\eta} dz \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{Z_f}^{\eta} u_i w dz} - \rho \overline{\int_{Z_f}^{\eta} w^2 dz}
\end{aligned} \tag{B.15}$$

Le tenseur des tensions de radiation s'écrit alors :

$$S_{ij} = \rho \left( \frac{g \bar{\eta}_t^2}{2} + \int_{Z_f}^{\eta} dz \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{Z_f}^{\eta} \overline{u_i w} dz - \int_{Z_f}^{\eta} \overline{w^2} dz \right) \delta_{ij} + \int_{Z_f}^{\eta} \overline{u_i u_j} dz - \rho \frac{\overline{Q_i Q_j}}{2} \tag{B.16}$$

On obtient alors :

$$\rho \frac{g \bar{\eta}_t^2}{2} = \frac{1}{4} \rho g |\eta|^2 \tag{B.17}$$

$$\rho \int_{Z_f}^{\eta} dz \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{Z_f}^{\eta} \overline{u_i w} dz = \frac{\rho g}{4} \left( \frac{2k\bar{h}}{\tanh(2k\bar{h})} - 1 \right) \frac{1}{k^2} \left( \left| \frac{\partial \eta}{\partial x} \right| \right) \tag{B.18}$$

$$\rho \int_{Z_f}^{\eta} \overline{w^2} dz = -\frac{\rho g}{4} |\eta|^2 \left( \frac{2k\bar{h}}{\sinh(2k\bar{h})} - 1 \right) \tag{B.19}$$

$$\int_{Z_f}^{\eta} \overline{u_i u_j} dz = \frac{\rho g}{4} \text{Re} \left( \frac{\partial \eta}{\partial x_i} \frac{\partial \eta^*}{\partial x_j} \right) \frac{1}{k^2} \left( \frac{2k\bar{h}}{\sinh(2k\bar{h})} + 1 \right) \tag{B.20}$$

$$\rho \frac{\overline{Q_i Q_j}}{2} = \frac{E^2}{\rho \bar{h} c^2} \frac{k_i k_j}{k} \tag{B.21}$$

D'après l'équation (B.9) la dérivée spatiale de  $\eta$  est :

$$\frac{\partial \eta}{\partial x_i} = k_j \left[ \frac{1}{k_j H} \frac{\partial H}{\partial x_j} + i_c \left( 1 + \frac{1}{k_j} \frac{\partial k_p}{\partial x_j} x_p \right) \right] \tag{B.22}$$

En faisant l'hypothèse que les caractéristiques des vagues ( $H$ ,  $k$ ,  $T$ ) varient lentement spatialement dans la zone de surf, on peut écrire :

$$\frac{\partial \eta}{\partial x_j} = i_c k_j \eta \tag{B.23}$$

Finalement, on en déduit l'expression simplifiée des tensions de radiation  $S_{ij}$  :

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \left( \frac{\mathbf{k}_i \mathbf{k}_j}{\mathbf{k}^2} \frac{2\mathbf{c}_g}{\mathbf{c}} + \delta_{ij} \left( \frac{2\mathbf{c}_g}{\mathbf{c}} - 1 \right) \right) - \frac{\mathbf{E}^2}{\rho \bar{h} c^2} \frac{\mathbf{k}_i \mathbf{k}_j}{\mathbf{k}} \tag{B.24}$$

# Annexe C

## Paramétrisation de l'asymétrie des vagues dans le calcul des flux sédimentaires du module sédimentaire de MORPHODYN

La paramétrisation de l'asymétrie de la houle et de son influence sur les flux sédimentaires dans le module sédimentaire de MORPHODYN s'est fait dans le cadre du stage de DESS de Jouon (2003). Pour cela, on considère que la couche limite au fond est dominée par le mouvement orbital des vagues.  $u_w(t)$  s'écrit alors :

$$u_w(t) = U_{w1}(t) \cos(wt) + U_{w2} \quad (\text{C.1})$$

où  $U_{w1}$  est la vitesse orbitale, et  $U_{w2}$  la composante moyenne due à l'asymétrie des vagues :

$$U_{w1} = \frac{U_{wc} + U_{wt}}{2} \quad (\text{C.2})$$

$$U_{w2} = \frac{U_{wc} - U_{wt}}{2} \quad (\text{C.3})$$

où  $U_{wc}$  et  $U_{wt}$  sont les vitesses orbitales respectivement maximales (sous la crête) et minimales (sous le creux). Ces vitesses orbitales sont alors calculées d'après Van Rijn (1990)

$$U_{wc}(t) = \frac{wA_{wc}}{\sinh(k(h + A_{wc}))} \quad (\text{C.4})$$

$$U_{wt}(t) = \frac{wA_{wt}}{\sinh(kh)} \quad (\text{C.5})$$

Une autre manière de prendre en compte l'asymétrie des vagues est de reformuler les vitesses orbitales en considérant une houle de Stokes au second ordre. Ainsi, la vitesse orbitale au fond devient :

$$u_w(t) = U_w(\cos wt + r_w \cos 2wt) \quad (\text{C.6})$$

où  $r_w$  est le coefficient d'asymétrie des vagues d'après la théorie de Stokes au second ordre, et valable pour des nombres d'Ursell  $U_{rs} < \frac{8\pi^2}{3}$ , avec :

$$U_{rs} = \frac{L^2 H}{h^3} \quad (\text{C.7})$$

Cette paramétrisation est donc valide pour des nombres d'Ursell assez faibles, classiquement loin de la zone de déferlement. Lorsque  $U_{rs} > \frac{8\pi^2}{3}$  la théorie de Stokes n'est plus valide. La théorie de la houle cnoïdale peut alors être utilisée. Toutefois, cette théorie reste complexe et lourde à implanter dans un modèle 2DH. Byrd and Friedman (1954) ont alors proposé une formulation, validée plus tard par Silva and Temperville (2000) :

$$u_w(t) = U_w(1 - r_w^2) \frac{\cos wt - r_w}{(1 - r_w \cos wt)^2} \quad (\text{C.8})$$

Dans la zone de déferlement, cette formulation n'est plus valide. La turbulence induite par le déferlement rend impossible une paramétrisation efficace des profils verticaux des vitesses. Le ressaut hydraulique (ou rouleau de déferlement) est alors pris en compte en considérant un profil en dents de scie de la surface libre. A partir de cela on peut définir grossièrement la paramétrisation de la vitesse orbitale au fond devient alors pour  $t < r_{hw}T$  :

$$u_w(t) = U_w \left( 1 - \frac{2t}{r_{hw}} \right) \quad (\text{C.9})$$

et pour  $t > r_{hw}T$  :

$$u_w(t) = U_w \left( -1 + \frac{2}{4 - r_{hw}} \left( \frac{t}{T} - r_{hw} \right) \right) \quad (\text{C.10})$$

où  $r_{wh}$  est le coefficient d'asymétrie de la houle pour le profil en dents de scie.

Ces formules font référence au coefficient d'asymétrie de vagues  $r_w$ . La valeur de ce coefficient dépend directement du profil de vagues considéré. Ce coefficient est défini ainsi :

$$r_w = \frac{|u_{w.max}| - |u_{w.min}|}{2U_w} \quad (\text{C.11})$$

Pour les houles de Stokes au second ordre ( $U_{rs} < \frac{8\pi^3}{3}$ ), le coefficient d'asymétrie est donné par :

$$r_w = \frac{3kh}{8 \sinh^3(kh)} \frac{H}{h} \quad (\text{C.12})$$

Pour le profil cnoïdal, la formule proposée par Hansen (1990) donne des résultats en accord avec la théorie (Camenen, 2002) :

$$r_w = 1 - 0.97 \tanh \frac{6.5}{U_{rs}^{0.55}} \quad (\text{C.13})$$

Dibajnia et al. (2001) ont montré à partir d'expériences que le coefficient d'asymétrie des vagues  $r_w$  ne dépassait pas 0.5. Or, en utilisant l'équation C.13 cette valeur peut être largement dépassée. C'est pourquoi Dibajnia et al. (2001) ont proposé la formulation suivante :

$$r_w = A_{dmw} \tanh \left( \frac{U_{rs}}{B_{dmw}} \right) \quad (\text{C.14})$$

$$r_{w.pic} = 0.48 - 0.2 \tanh 40\lambda \quad (\text{C.15})$$

avec,

$$A_{dmw} = \max(0.38, r_{w.pic}) \quad (\text{C.16})$$

$$B_{dmw} = \max(80, 120 - 65 \tanh 40\lambda) \quad (\text{C.17})$$

# Annexe D

## Forçage des vagues

Cette annexe présente une partie de l'interface développée pour calculer les termes de forçage des vagues.

```
!*****
```

```
! – forçage
```

```
!
```

```
!*****
```

```
!B. CASTELLE mai 2002 PV-WAVE
```

```
!R. BUTEL oct 2002 passage en FORTRAN90
```

```
!B. CASTELLE Mars 2002 Passage en mode couplage
```

```
!B. CASTELLE Mars 2002 Prise en compte du roller
```

```
SUBROUTINE forçage
```

```
IMPLICIT NONE
```

```
CHARACTER(*), PARAMETER :: mod_name = 'forçage'
```

```
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
```

```
! ECRITURE DU FICHIER DE FORÇAGE DES COURANTS POUR MORPHODYN!
```

```
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
```

```
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
```

```
! OUVERTURE DES FICHIERS!
```

```
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
```

```
CHARACTER*(*) , PARAMETER :: repertoire = './'
```

```
CHARACTER*(*) , PARAMETER :: fmt = '(6(E14.6, 2X))'
```

```
CHARACTER*(128) :: nomfic1, nomfic2, nomfic3, nomfic4, nomfic5, nomfic6, nomfic7, nomout
```

```
DOUBLE PRECISION :: pi
```

```
! Declaration des fichiers
```

```
INTEGER :: fid1, fid2, fid3, fid4, fid5, fid6, fid7, fidx
```

```
INTEGER :: nx, ny, dx, dy, nread
```

```
INTEGER :: xmax, ymax
```

```
DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( : ) :: hss
```

```
DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( : ) :: dirs
```

```
DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( : ) :: qbs
```

```
DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( : ) :: tm01s
```

```
DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( : ) :: bathh
```

DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( : ) :: y  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( : ) :: depths  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( : ) :: wlens  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( : ) :: x  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: hs  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: dir  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: qb  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: depth  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: wlen  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: tm01  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: Dissip  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: bath  
  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: hrms! hauteur root mean square  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: k! nb d'ondes  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: c! vitesse de phase  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: cg! vitesse de groupe  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: energie! Energie des vagues  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: qx! Flux de masse apporté par les vagues  
 a la cote  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: qy  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: uwx! Vitesses orbitales au fond  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: uwy  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: sxy! Tensions de radiation  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: sxx  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: syy  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: qrx! Debit apporté par le roller  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: qry!  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: ar1  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: ar2! aires du roller (methodes Kuriyama,  
 2000)  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: ar  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: rxx! excès de quantité de mvt du au  
 roller  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: rxy  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: ryx  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: MAT  
 DOUBLE PRECISION, PARAMETER :: rho = 1000.0! masse vol. de l'eau  
 DOUBLE PRECISION, PARAMETER :: alphaj = 1.D0! paramètre 1 pour la dissip de Battjes et Janssen  
 DOUBLE PRECISION, PARAMETER :: gamaj = 0.8D0! paramètre 2 pour la dissip de Battjes et Janssen  
 DOUBLE PRECISION, PARAMETER :: grav = 9.81! gravité  
 DOUBLE PRECISION, PARAMETER :: rhor = 0.5D0! masse volumique du roller  
 DOUBLE PRECISION, PARAMETER :: Ca = 7.D0! coefficient de Kuriyama (M2)  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: xf  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: yf  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( : ) :: xff  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( : ) :: yff  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: zff  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: hf  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: sxxf  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: sxyf  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: syyf  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: qbf  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: uwxf  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: uwyf  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: hrmsf  
 DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: qxf

```
DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: qyf
DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: vxf
DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: vyf
DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: dirf
DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: tm01f
DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( :, : ) :: Dissipf
```

```
DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( : ) :: xff2
DOUBLE PRECISION, ALLOCATABLE, DIMENSION( : ) :: yff2
INTEGER :: offset, off2
INTEGER :: nx2, i, j
INTEGER :: fraction2
```

```
!-----
! - forage.1!-----
```

```
pi = Acos(-1.0)
nomfic1 = repertoire // 'hs.dat'
nomfic2 = repertoire // 'Plage.bot'
nomfic3 = repertoire // 'dir.dat'
nomfic4 = repertoire // 'qb.dat'
nomfic5 = repertoire // 'depth.dat'
nomfic6 = repertoire // 'wlen.dat'
nomfic7 = repertoire // 'tm01.dat'
```

```
! Ouverture des fichiers
```

```
fid1 = 11
fid2 = 12
fid3 = 13
fid4 = 14
fid5 = 15
fid6 = 16
fid7 = 17
```

```
OPEN(UNIT = fid1, FILE = nomfic1)
OPEN(UNIT = fid2, FILE = nomfic2)
OPEN(UNIT = fid3, FILE = nomfic3)
OPEN(UNIT = fid4, FILE = nomfic4)
OPEN(UNIT = fid5, FILE = nomfic5)
OPEN(UNIT = fid6, FILE = nomfic6)
OPEN(UNIT = fid7, FILE = nomfic7)
```

```
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
! DECLARATION DES PARAMETRES!
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
```

```
nx = 226
ny = 41
dx = 40
dy = 40
nread = 1
xmax = dx*nx
ymax = dy*ny
```

```
!-----
! - forage.1
```

---

```

ALLOCATE(hss(0 :ny-1))
ALLOCATE(dirs(0 :ny-1))
ALLOCATE(qbs(0 :ny-1))
ALLOCATE(tm01s(0 :ny-1))
ALLOCATE(bathh(0 :ny-1))
ALLOCATE(y(0 :ny-1))
ALLOCATE(depths(0 :ny-1))
ALLOCATE(wlens(0 :ny-1))
ALLOCATE(x(0 :nx-1))
ALLOCATE(hs(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(dir(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(qb(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(depth(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(wlen(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(tm01(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(bath(0 :nx-1,0 :ny-1))

```

---

```
! - forage.1
```

---

```

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
! LECTURE DES FICHIERS DE SORTIE SWAN!
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
!

```

```

WRITE(*,*) mod_name, ' lecture de hs'
DO i = 0, nx-1
    READ(UNIT = fid1, FMT = *) hss
    hs(nx-1-i, 0 :ny-1) = hss
END DO
CLOSE(UNIT = fid1)
!

```

---

```
! - forage.1
```

---

```

WRITE(*,*) mod_name, ' lecture de bath'
DO i = 0, nx-1
    READ(UNIT = fid2, FMT = *) bathh
    bath(i, 0 :ny-1) = 0-bathh
END DO
CLOSE(UNIT=fid2)
!

```

---

```
! - forage.1
```

---

```

WRITE(*,*) mod_name, ' lecture de dir'
DO i = 0, nx-1
    READ(UNIT = fid3, FMT = *) dirs
    dir(nx-1-i, 0 :ny-1) = dirs
END DO
CLOSE(UNIT = fid3)
!WRITE(*,*) 'dir==', dir

```

```

!-----
! - forcage.1
!-----

WRITE(*,*) mod_name, ' lecture de qb'
DO i=0,nx-1
    READ(UNIT = fid4, FMT = *) qbs
    qb(nx-1-i, 0 :ny-1) = qbs
END DO
CLOSE(UNIT = fid4)

!-----
! - forcage.1
!-----

WRITE(*,*) mod_name, ' lecture de depth'
DO i=0,nx-1
    READ(UNIT = fid5, FMT = *) depths
    depth(nx-1-i, 0 :ny-1) = depths
END DO
CLOSE(UNIT = fid5)

!-----
! - forcage.1
!-----

WRITE(*,*) mod_name, ' lecture de wlen'
DO i=0,nx-1
    READ(UNIT = fid6, FMT = *) wlens
    wlen(nx-1-i, 0 :ny-1) = wlens
END DO
CLOSE(UNIT = fid6)

!-----
! - forcage.1
!-----

WRITE(*,*) mod_name, ' lecture de tm01'
DO i=0,nx-1
    READ(UNIT = fid7, FMT = *) tm01s
    tm01(nx-1-i, 0 :ny-1) = tm01s
END DO
CLOSE(UNIT = fid7)

!-----
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
! CALCUL DES TERMES DE FORCAGE DE PORPHODYN!
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

WRITE(*,*) mod_name, ' allocation des variables de calcul'

! Declaration des variables de calcul

ALLOCATE(hrms(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(k(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(cg(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(energie(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(qx(0 :nx-1,0 :ny-1))

```

```

ALLOCATE(qy(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(qrx(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(qry(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(rxx(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(ryy(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(rxy(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(MAT(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(ar1(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(ar2(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(ar(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(uwx(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(uwy(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(sxy(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(sxx(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(syy(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(Dissip(0 :nx-1,0 :ny-1))
ALLOCATE(c(0 :nx-1,0 :ny-1))

!-----
! - forage.1
!-----
! Calcul des principales grandeurs caracteristiques

WRITE(*,*) mod_name, ' calcul des grandeurs caracteristiques nx*ny==', nx, ' x ', ny

DO i = 0, nx-1
  DO j = 0, ny-1
    IF (depth(i, j) > 0) THEN
      depth(i, j) = 0.05
    END IF
  END DO
END DO

DO i = 0, nx-1
  DO j = 0, ny-1
    hrms(i,j) = hs(i,j)/(2**0.5)
    k(i, j) = 2*pi/wlen(i, j)
    energie(i, j) = 0.125*rho*grav*hrms(i, j)**2.D0
    c(i,j)=( (grav/k(i,j)) * Tanh(k(i,j)*depth(i,j)) )**0.5D0
    !cg(i, j) = 1+2*k(i, j)*depth(i, j)/Sinh(2*k(i, j)*depth(i, j))
    cg(i,j)= 0.5D0 *c(i,j) * ( (2*k(i,j)*depth(i,j)/Sinh(2.D0*k(i,j)*depth(i,j)))+1.D0)
    qx(i,j)=energie(i,j)/(rho*c(i,j)) * Sin(dir(i,j)*pi/180)
    qy(i,j)=0- (energie(i,j)/(rho*c(i,j)) * Cos(dir(i,j)*pi/180))
  END DO
END DO

!-----
! - forage.1
!-----
! Calcul de la vitesse orbitale au fond

WRITE(*,*) mod_name, ' calcul de la vitesse orbitale au fond'

DO i = 0, nx-1 DO j = 0, ny-1
  uwx(i, j) = pi*hrms(i, j)/(tm01(i, j)*Sinh(k(i, j)*depth(i, j))) * Sin(dir(i, j)*pi/180)
  uwy(i, j) = 0 - pi*hrms(i, j)/(tm01(i, j)*Sinh(k(i, j)*depth(i, j))) * Cos(dir(i, j)*pi/180)
END DO
END DO

```

```

!-----
! - forçage.1
!-----
!
WRITE(*,*) mod_name, ' Calcul de la dissipation et du roller'
MAT( :, :)=0.D0
ar1( :, :)=0.D0
ar2( :, :)=0.D0
ar( :, :)=0.D0

WRITE(*,*) mod_name, ' Calcul de la dissipation et du roller'

DO i = 0, nx-1
  DO j = 0, ny-1
    Dissip(i,j)= 0.25D0 * alphaj * rho * qb(i,j) * (1/(2.D0*pi*tm01(i,j))) * (gamaj * depth(i,j))**2.D0
    IF (Dissip(i,j) /= 0) THEN
      Dissip(i,j)=0.00001D0
    END IF
  END DO

  END DO

!
! Calcul de l aire du roller (Kuriyama, 2000)
!
WRITE(*,*) 'Calcul de l aire du roller'
DO j = 1,ny-1
  DO i = 0,nx-1
    MAT(i,j)=MAT(i,j-1)*c(i,j-1)**2.D0 * cos(dir(i,j-1)*pi/180.D0)/(c(i,j)**2.D0 * cos(dir(i,j)*pi/180.D0))+dy*Dissip(i,j)
  END DO
END DO
DO i=0,nx-1
  DO j=1,ny-1
    ar1(i,j)=tm01(i,j)*MAT(i,j)/rhor
    ar2(i,j)=Ca*hrms(i,j)**2.D0
    IF (ar1(i,j) /= 0) THEN
      ar1(i,j)=0.D0
    END IF
    IF (ar1(i,j) /= 0) THEN
      ar(i,j)=ar1(i,j)
    ELSE
      ar(i,j)=ar2(i,j)
    END IF
  END DO
END DO
!
! Calcul du forçage et du debit dus au roller
!
DO i=0,nx-1
  DO j=0,ny-1
    qrx(i,j)=(1/rho) * (rhor*ar(i,j)/tm01(i,j)) * sin(dir(i,j)*pi/180.D0)
    qry(i,j)=(1/rho) * (rhor*ar(i,j)/tm01(i,j)) * cos(dir(i,j)*pi/180.D0)
    rxx(i,j)= c(i,j) * (rhor*Ar(i,j)/tm01(i,j)) * (sin(dir(i,j)*pi/180)**2+0.5)
    ryy(i,j)= c(i,j) * (rhor*Ar(i,j)/tm01(i,j)) * (cos(dir(i,j)*pi/180)**2+0.5)
    rxy(i,j)= 0 - c(i,j) * (rhor*Ar(i,j)/tm01(i,j)) * sin(dir(i,j)*pi/180.D0)*cos(dir(i,j)*pi/180.D0)
  END DO
END DO
!-----

```

```

! – forrage.1
!_____
! Calcul des tensions de radiation

WRITE(*,*) mod_name, ' calcul des tensions de radiation'

      DO i = 0, nx-1
      DO j = 0, ny-1
      sxy(i, j) = 0-(0.5*energie(i, j)*(Cos(dir(i, j)*pi/180)*Sin(dir(i, j)*pi/180)*cg(i, j)) -rho*qx(i, j)*qy(i,
j)/depth(i, j)) sxx(i, j) = 0.5*energie(i, j)*(Sin(dir(i, j)*pi/180)**2*cg(i, j)+(cg(i, j)-1))-rho*qx(i, j)**2/depth(i,
j)
      syy(i, j) = 0.5*energie(i, j)*(Cos(dir(i, j)*pi/180)**2*cg(i, j)+(cg(i, j)-1))-rho*qy(i, j)**2/depth(i,
j)
      END DO
END DO

qx( :, :)=qx( :, :)+qrx( :, :)
qy( :, :)=qy( :, :)+qry( :, :)
sxx( :, :)=sxx( :, :)+rxx( :, :)
sxy( :, :)=sxy( :, :)+rxy( :, :)
syy( :, :)=syy( :, :)+ryy( :, :)

!_____
! – forrage.1
!_____

WRITE(*,*) mod_name, ' allocation des variables de sortie'

nx2 = 75

ALLOCATE(xf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(yf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(xff(0 :nx2))
ALLOCATE(yff(0 :ny-1))
ALLOCATE(zff(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(hf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(sxxf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(sxyf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(syyf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(qbf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(uwxf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(uwyf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(hrmsf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(qxf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(qyf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(vxf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(vyf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(dirf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(Dissipf(0 :nx2, 0 :ny-1))
ALLOCATE(tm01f(0 :nx2, 0 :ny-1))

!_____
! – forrage.1
!_____

DO i = 0, nx2
DO j= 0, ny-1

```

```

      xff(i) = float(i)*dx
      yff(j) = (ny-1-float(j))*dy
      xf(i, j) = float(i)*dx
      yf(i, j) = (ny-1-float(j))*dy
      zff(i, j) = bath(i+1+nx2, j)
      hf(i, j) = depth(i+nx2, j)
      sxxf(i, j) = sxx(i+nx2, j)
      sxyf(i, j) = sxy(i+nx2, j)
      syyf(i, j) = syy(i+nx2, j)
      qbf(i, j) = qb(i+nx2, j)
      uwxf(i, j) = uwx(i+nx2, j)
      uwyf(i, j) = uwy(i+nx2, j)
      hrmsf(i, j) = hrms(i+nx2, j)
      qxf(i, j) = qx(i+nx2, j)
      qyf(i, j) = qy(i+nx2, j)
      dirf(i, j) = dir(i+nx2, j)
      Dissipf(i, j) = Dissip(i+nx2, j)
    END DO
  END DO

!write(*,*) 'uwxf==', uwxf
!write(*,*) 'sxyf==', sxyf
!write(*,*) 'hf==', hf

!-----
! - forrage.1
!-----
! REGLAGE DES VALEURS AU NIVEAU DE LA PELLICULE D'EAU

WRITE(*,*) mod_name, ' réglage des valeurs au niveau de la pellicule d"eau'

DO i = 0, nx2
  DO j = 0, ny-1
    IF (hrmsf(i, j) .LT. 0) THEN
      hf(i, j) = 0.05
      sxxf(i, j) = 0.D0
      sxyf(i, j) = 0.D0
      syyf(i, j) = 0.D0
      qbf(i, j) = 0.D0
      uwxf(i, j) = 0.D0
      uwyf(i, j) = 0.D0
      hrmsf(i, j) = 0.D0
      qxf(i, j) = 0.0001D0
      qyf(i, j) = 0.0001D0
      dirf(i, j) = 0.D0
      Dissipf(i,j) = 0.00001D0
    END IF
  END DO
END DO!-----
! - forrage.1
!-----
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
! ECRITURE DU FICHIER POUR LE MODELE DE COURANT!
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!

nomout = repertoire // 'Forrage.dat'
fidx = 20
WRITE(*,*) mod_name, ' ecriture du fichier OUT'

```



```
        WRITE(UNIT = fidx, FMT = fmt) qbf(0 :nx2, ny-1-j)
    END DO

        DO j = 0, ny-1
            WRITE(UNIT = fidx, FMT = fmt) uwxf(0 :nx2, ny-1-j)
        END DO

        DO j = 0, ny-1
            WRITE(UNIT = fidx, FMT = fmt) uwyf(0 :nx2, ny-1-j)
        END DO

        DO j = 0, ny-1
            WRITE(UNIT = fidx, FMT = fmt) hrmsf(0 :nx2, ny-1-j)
        END DO

        DO j = 0, ny-1
            WRITE(UNIT = fidx, FMT = fmt) qxf(0 :nx2, ny-1-j)
        END DO

        DO j = 0, ny-1
            WRITE(UNIT = fidx, FMT = fmt) qyf(0 :nx2, ny-1-j)
        END DO

        DO j = 0, ny-1
            WRITE(UNIT = fidx, FMT = fmt) Dissipf(0 :nx2, ny-1-j)
        END DO

    CLOSE(UNIT = fidx)

    WRITE(*,*) mod_name, ' FIN'

    END SUBROUTINE forage

!*****
! - main
!*****

PROGRAM main
IMPLICIT NONE
CALL forage
END
```

# Annexe E

## Couplage morphodynamique

Cette annexe présente le script en shell développé pour lancer les simulations morphodynamiques et gérer les fichiers.

```
#-----  
#  
# COUPLAGE MORPHODYNAMIQUE POUR LA SIMULATION  
# DE LA FORMATION DES BARRES EN CROISSANT  
# (Castelle B., Butel R. et Bonneton P.)  
#  
#-----  
  
#-----  
#  
#- REGLAGES  
#  
#-----  
#  
#-----  
#- initialisation des paramètres des houles des paramètres  
#-----  
#  
  
hs=3 # !C Hauteur significative Hs(m) en condition limite du modèle  
ts=10 # !C Période significative Ts(s) theta=0 # !C Angle d'incidence du champ de vagues (° )  
  
#-----  
#- Caractéristiques de la boucle du couplage  
#-----  
  
num=1 # !C Cycle de marée initial  
fin=40 # !C Cycle de marée final  
  
#-----  
#- Initialisation bathymétrie  
#-----  
  
cp barre6_INI.bot Plage1_ntide1.bot # !C Copie du fichier de bathy initial pour être lu par SWAN (fichier  
INPUT)  
cp barre6_INI.bot Plage.bot # !C Copie du fichier de bathy initial pour être lu par l'interface du forçage  
(Interfae2D.out)  
#cp Plage$num_ntide1.bot Plage.bot # A activer si on veut reprendre un RUN (num_1)
```

```

#-----
#
#- LANCEMENT DES CALCULS
#
#-----

while [ num - lefin ]; do
echo '*****'
echo
echo 'CYCLE DE MAREE N°' $num
echo
echo '*****'
echo
for icas in 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12; do
case "$icas" in
1) ntide=1;tide=1;;
2) ntide=2;tide=1.2;;
3) ntide=3;tide=1.75;;
4) ntide=4;tide=2.5;;
5) ntide=5;tide=3.25;;
6) ntide=6;tide=3.8;;
7) ntide=7;tide=4.;;
8) ntide=8;tide=3.8;;
9) ntide=9;tide=3.25;;
10) ntide=10;tide=2.5;;
11) ntide=11;tide=1.75;;
12) ntide=12;tide=1.2;;
esac
#tide=2.5 #A aciver si on veut un niveau de marée constant

#-----
#- Ecriture du fichier d'entrée INPUT de SWAN
#-----

cat ;EOF — sed -e 's/!/$/g' ;INPUT # !C Remplacement de caractères '!' en '$'
PROJect 'Formation des croissants' '01'

!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
! Entrées de SWAN!
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
!
MODE STATIONary TWODimensionall
!
SET LEVEL = $tide 90 0.05
!
CGRID REGular 0.0 0.0 0.0 1640. 9040. 40 226 SECTOR -45. 45. 18 0.05 0.5 10
!
INPgrid BOTtom 0. 0. 0. 40 225 40. 40.
!
READinp BOTtom 1. 'Plagenumntidentide.bot' 3 FREE
!
BOUNDpar1 SHAPespec Gauss PEAK DSPR POWer
!
BOUNDpar2 SIDE W CCW CONSTANT PAR $hs $ts $theta 5
!
BREaking
GEN3

```

```

TRiAd
!
OFF WINDG
OFF QUAD
OFF WCAP
!
NUMeric ACCUR npnts=98 itermx=10
!
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
! Sorties de SWAN!
!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!!
!
!
FRame 'hs' 0. 0. 0. 1640. 9040. 41 226
BLOck 'hs' NOHEADer 'hs.dat' HSign 1.
!
FRame 'dir' 0. 0. 0. 1640. 9040. 41 226
BLOck 'dir' NOHEADer 'dir.dat' DIR 1.
!
FRame 'qb' 0. 0. 0. 1640. 9040. 41 226
BLOck 'qb' NOHEADer 'qb.dat' QB 1.
!
FRame 'depth' 0. 0. 0. 1640. 9040. 41 226
BLOck 'depth' NOHEADer 'depth.dat' DEPTH 1.
! FRame 'wlen' 0. 0. 0. 1640. 9040. 41 226
BLOck 'wlen' NOHEADer 'wlen.dat' WLEN 1.
!
FRame 'tm01' 0. 0. 0. 1640. 9040. 41 226
BLOck 'tm01' NOHEADer 'tm01.dat' TM01 1.
!
FRame 'dissip' 0. 0. 0. 1640. 9040. 41 226
BLOck 'dissip' NOHEADer 'dissip.dat' DISSIP 1.
!
!
COMPUTE
!
STOP
EOF

```

```
../Couplage3-/Swan.out
```

```
Interface2D.out
```

```
cp Forcage.dat Forcagenumntidentide.dat
```

```

#-----
#- Ecriture du fichier d'entrée couplage.don de MORPHODYN
#-----

```

```

cat jE1F ζcouplage.don
76 41 1 # LM,MM,NM(KX=LM+1!0-ζLM+1)
1000 1 1000 # NTM1(hydro),NTM2(morpho),NIMP! nb pas de temps, freq de sauvegarde

```

```

3600.D0 30.D0 30 1 # DR(ZF),DP(DTH),IDLA,ICIM(gp1+1)!phiQ,phiH,iter,, lagrangien Aug.
2 2 2 1 #ICOD(=1 :QHNL1,=2 :QHNL2),ICIC,ICYD,ICEM(ischema=1 :centre,2 :MC,3 :NOCS2,5 :NOCS1,6 :NOCS,7 :pre-

```

```

dicteur,8.MM,9 :TVD,10 :TVD,11 :HIRSCH,12 :YEE,14 :MCTVD,30 :EXACTE)
2 2 2 2 # ICET,ICEV,ICUT,ICEK(theta=0 :UPW,1 :MM1,2 :MM2,3 :UNO)(0 :UPW,1 :MM,2 :SB,3 :VL

1 2 5 3 1 # PERIO=1,IFLU,ITUR,IPRS,ISUP(igrille)
3 3 2 3 3 2 2 # IPIK,IPIR,IPIM,IPIX,IPID,IPIT,IPIC,IPIE

3 0 3 5 5 # IBIT,IBIV,IBIP,IBIR,IBIK ! Bibliotheque
5 1 1 0 0 # IGCT,IGCV,IGCP,IGCR,IGCK ! Accelérateur
31 32 2 0 0 # ICIT,ICIV,ICIP,ICIR,ICIK ! Preconditionnement
1.D-15 1.D-15 1.D-15 1.D-10 1.D-12 1.D-12 # EPST,EPSV,EPSP,EPSD,EPSR,EPSK
3 10 2.D-3 0.5D0 17 # LFIL,IRESTRT,TOLL,ALPHA,LW
30 200 30 20 40 # NGCT,NGCV,NGCP,NGCR,NGCK ! (auto)
0 # IOUT (sortie si iout=1)

1.D0 1.D0 20.D0 -0.25D0 # DT,DV(DTQ),DK(CFL HYD),DE!pas de temps DE=CFL MORPHO
0. 0. 0. 1.D0 1.D0 1.D0 #XILL,YJLL,ZKLL,XILU,YJLU,ZKLU! (auto-;control par dx,dy )
0.1 0.05 0.01 0. 0. 0. 20. 1. # XCC,ZCC,RC0,EXC,PHY,CIR,PER,COT0
101325.D0 1.1768D0 300.D0 # PREM,RHOM,TEPM
9.869D-06 3.333D-03 # XITM,BETM
0.0263 1006. 1.1768D-03 1.D+20 # COTM,CALM,VISM,PERM
0.1 1.D0 1. 1. # HAL0,VIT0,TEP0,PRE0
0.02361D0 500.D0 750.D0 # TSP,SAU,ROM
0. 0. 1.4 287. # PHIR,GRAV,GAMM,RGPM
0.05D0 0.01 0.01 # CX(eps :hauteur.deau.mini),CY,CZ
1.D-2 # EPS_ORDRE (hydro.station.O(eps_ordre))
1.D0 # pond :pond*nu_t(dissipation)
0.D0 # coeffa :pondere perturb falq
1 # jshoreline : cond. limite

Forcage$num_ntide$ntide # nom_du_run
12.5D0 25.D0 0 # dx1 :min dx2 :max kxmaille;1=irregulier
12.5D0 25.D0 0 # dy1 :min dy2 :max kymaille;1=irregulier
22 # icas_zf : 1 :ZF=-10, 2 :zf.plt,4 :-100/g,9 :DUNEPROFILEE,10 :ZF=0.D0,12 :FALQUES,20 :LOIC,22 :REF-
DIFF,23 :LONGSHORE,24 :PLAGE,25 :DUNE NOCS,26 :REPRISE
22 # icas_hydro :1 :0.5,0,-zf,2 :hydro.dat,3 :Ulin/mcx,4 :onde+,5 :dune1D,6 :dune1D,7 :ONDE CIRC,8 :MOLLS,9 :DU-
NEPROFILEE,10 :0,0,0,12 :FALQUES,20 :LOIC,22 :REFDIFF,23 :LONGSHORE,24 :PLAGE,25 :DUNE
NOCS,26 :REPRISE
22 # icas_morpho :0 :perturb=0,1 :DV,2 :GOUTTE,3 :CANAL,4 :DUNE1D+CANAL/X,6 :dune1D,8 :GAUSS3,6 :de-
bug1,9 :DUNEPROFILEE,10 :PARAB,11 :SINU,12 :FALQUES,20 :,22 :REFDIFF,21 :bruit blanc,31 :BUR-
GER2D,32 :LINEAR,24 :PLAGE,25 :DUNE NOCS,26 :REPRISE
1 # icod_morpho :0 :hydro seule, 1 :morpho ,2 :hydro+fond mobile
0 # icod_ini : 0=repos, 1= cond initiale speciale en qx, qy, h,(nomINI)
1 # icod_hydro : 0=pas d hydro, 1=hydro
0 # ireprise :0 :normal,1 :reprise
1 # icas_post_tt :0 :run,1 :run+ptt,2 :ptt
0 # affiche :0 :pas matrice.dat, 1 :ecrit matrice.dat,2 :diff conv,3 :fin boucleok.,4 :sub ok,5 :ordre gran-
deur,6 :divq&qz
0 0 0 # nts(nb pas stockes),KTS=nts-1,NTML(derniere iter. sauvee)
2 # icouplage(mode de couplage sur SWAN, 0-;pas de retroaction, 1-;retroaction 1D, 2-; retroaction 2D)

```

E1F

```

../EXE_PNEC_ESSAI/MORPHODYN_ # Lancement du code de calcul MORPHODYN

```

```

ntide='expr $ntide + 1'

```

```
cp Plage.bot Plagenumntidentide.bot

rm -f *.nam *.res lim* *.rep variable* hydro_* F*post_tt bk*.r hf*.r qw*.r qs*.r qw_*.r h_F* hf_*
hw_* *_mai* infobat.* zf_F* qsss_* qss0_* qsbs_* qsb0_* qw_* qs_* nk_* *.dat bk* *post_*ma *post_t

done #- fin de la boucle sur esac (1cycle de marée)

#rm -f Forcage*_ntide2.plt Forcage*_ntide3.plt Forcage*_ntide4.plt Forcage*_ntide5.plt Forcage*_ntide6.plt
Forcage*_ntide8.plt Forcage*_ntide9.plt Forcage*_ntide10.plt Forcage*_ntide11.plt Forcage*_ntide12.plt

rm -f Plage*_ntide2.bot Plage*_ntide3.bot Plage*_ntide4.bot Plage*_ntide5.bot Plage*_ntide6.bot
Plage*_ntide7.bot Plage*_ntide8.bot Plage*_ntide9.bot Plage*_ntide10.bot Plage*_ntide11.bot Plage*_ntide12.bot

num='expr $num + 1'

cp Plage.bot Plage$num_ntide1.bot
done #-fin de la boucle sur "num"
```

# Annexe F

## Article : "Nearshore Waves and Currents over Crescentic Bars"

Article accepté avec corrections à Journal of Coastal Research, Special Issue 39.

### ABSTRACT

### INTRODUCTION

### STUDY AREA

### MODEL

- Numerical model
- Periodic crescentic bar bathymetry
- Methods

### RESULTS

- Sensitivity to offshore wave direction
- Sensitivity to offshore wave period
- Sensitivity to offshore wave height

### DISCUSSION

### CONCLUSION

## Nearshore Waves and Currents over Crescentic Bars

B Castelle† and P. Bonneton

Department of Geology and Oceanography  
UMR EPOC 5805  
University Bordeaux I  
33405 Talence Cedex  
France

†corresponding author : b.castelle@epoc.u-bordeaux1.fr,



### ABSTRACT

CASTELLE, B., and BONNETON, P., 2003. Nearshore Waves and Currents over Crescentic Bars. Journal of Coastal Research, SI 39 (Proceedings of the 8th International Coastal Symposium), pg - pg. Itajaí, SC - Brazil, ISSN 0749-0208

The influence of crescentic sand bars on time and depth-averaged wave-induced currents is investigated. Crescent patterns are one of the most common feature observed in the nearshore zone, but their morphological behavior and their influence on wave-induced currents and the intertidal zone morphology are still not well-understood. The two-dimensional coastal area model MORPHODYN is coupled with the random-wave model SWAN to compute the hydrodynamics over the french aquitan coast nearshore bars. Simulations of waves and currents are done for different tide and swell conditions on an idealized crescentic system bathymetry to investigate the influence of wave refraction over the crescentic bar on the wave focalisation in the intertidal domain and the current patterns induced. The sensitivity of our model to the tide level and the offshore wave characteristics is revealed, as the influence of the crescentic bars on the formation and the shape of a ridge and runnel system in the intertidal domain.

**ADDITIONAL INDEX WORDS:** Rip current, circulation cell, ridge and runnel

### INTRODUCTION

The sea bottom and the coastline are often characterised by three dimensional periodic patterns of different spatial and temporal scales (SONU, 1973; WRIGTH and SHORT, 1984). Crescentic bars are nowadays observed on lots of sandy coasts in the world, especially through satellite images and the Argus video cameras system (LIPPMANN and HOLMAN, 1989). They contain a large amount of the mobile sand budget and are thought to have a strong influence on the beach morphology: irregularities or gaps in the bar can be responsible for local shoreline erosion. That's why the origin and the morphodynamics of these bars have been investigated for a few decades.

The two major hypothesis leading to the formation of crescentic patterns in the nearshore zone are the edge wave theory (BOWEN and INMAN, 1971; CARTER, 1988; KOMAR, 1998; SHORT, 1999) and the morphodynamic self-organisation theory (FALQUES *et al.*, 2000; CALVETE *et al.*, 2002; COCO *et al.*, 2002). More recently RENIERS *et al.* (2003) showed the formation of rhythmic crescentic patterns is essentially the result of morphodynamic self-organisation and that edge waves are a consequence and not the cause of the crescentic bar formation. Unfortunately, there is a lack of wave and wave-induced current measurements and detailed morphodynamical informations on this kind of bar.

The original feature of our paper is to investigate the influence of the refraction of the incoming waves over the crescentic bar on the intertidal zone morphology. The wave refraction over the crescentic bar induces wave energy focalisation in some intertidal zone areas, resulting horizontal circulations which are thought to

shape the intertidal sand bars.

The purpose of the present paper is to investigate the influence of crescentic bars on wave refraction, energy focalisation in the intertidal zone and nearshore horizontal circulations with a modelling approach. Emphasis will be placed on the sensitivity of the rip current and the circulation cells to the sea level and wave conditions, and on the swell conditions which can promote the formation of a ridge and runnel system.

### STUDY AREA

The aquitan coast is a 230km straight low sandy coast bordered by high dunes and exposed to high energy swells. The wave direction is predominantly W-NW, inducing a strong southerly longshore drift. The semidiurnal tides show a mean tidal range of 3.2 m, increasing to about 4.5m at spring tide. This coast is of the intermediate type 2e (following MASSELINK and SHORT, 1993) and exhibits crescentic nearshore bars (FROIDEFOND *et al.*, 1990) with a year average wavelength of about 700m (See Figure 1). The average migration in the longshore drift direction is about 1 m per day (LAFON *et al.*, 2002). In the intertidal domain ridge and runnel systems are observed (MICHEL and HOWA, 1999) with a mean wavelength of about 400m on a year average, and their longshore migration is of the order of 3 meters per day during summer. So the two systems do not seem to be linked on a year average point of view. But recent SPOT images showed that sometimes the two systems are strongly linked: on Figure 1 we observe that one nearshore crescentic bar is associated with two smaller crescentic bars shoreward, and each small crescent is connected with a runnel outlet. SPOT images can also show us

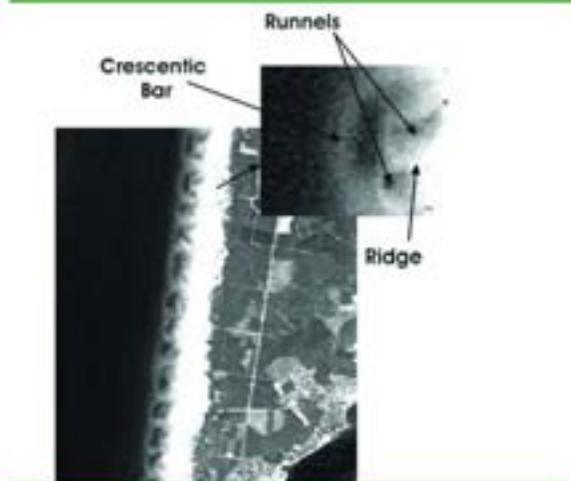


Figure 1. SPOT image of Truc Vert Beach, SPOT XS1, 15/05/01@CNES -DGO- UMR EPOC; Nearshore crescentic bar associated with a half-wavelength ridge and runnel system and intermediate crescentic system

irregularities in the shape of one crescentic as it was the case at Biscarosse South Beach on the Aquitan coast during the autumn 2001. These irregularities can lead to the formation of an erosion or accretion spot in the intertidal domain, as it was observed during winter 2001 at Biscarosse South Beach where the coastline locally retreated by 15m and exhibited a cliff dune. Moreover each system seems to have its own morphodynamic time scales resulting a very complex behavior of the bedforms.

## MODEL

### Numerical model

The two dimensional coastal area model MORPHODYN developed by SAINT-CAST (2002) is considered. The wave driver SWAN (BOUJ *et al.*, 1999) is coupled with the hydrodynamic module of MORPHODYN which is a time and depth-averaged model integrating the equations of mass and momentum. The forcing is the result of gradients of mean momentum flux for both the organized wave motion and the roller contribution. The mean currents are calculated following Philipps decomposition (PHILLIPS, 1977) to take into account the undertow contribution. For more details on the coupling and the hydrodynamic module see CASTELLE *et al.* (2003a). The ability of our model to simulate waves and currents on a high energy barred-beach has been tested with field data during the one week field measurement PNEC 2001 at Truc Vert Beach (SENECHAL *et al.*, 2002). After the calibration of the bottom friction coefficient and the lateral mixing, our model was in good quantitative agreement with field data during weak wind

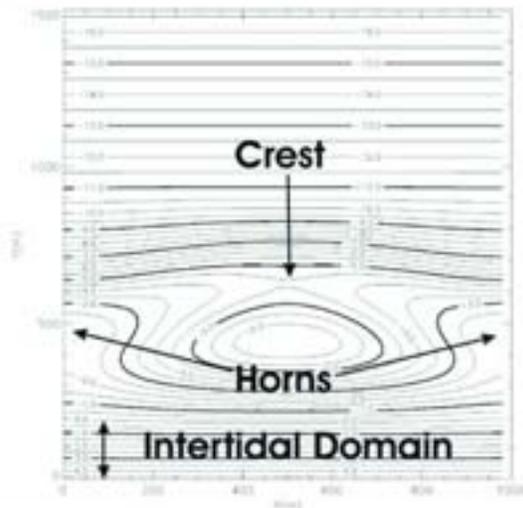


Figure 2. Periodic numerical bathymetry of nearshore crescentic bar, the shoreline is to the bottom.

conditions (CASTELLE *et al.*, 2003a). A qualitative study of the rip current occurring over the ridge and runnel system has been undertaken (CASTELLE *et al.*, 2003b). The calculations are in a good qualitative agreement with the observations on the Aquitan coast. For example both observations and numerical simulations show a strong tidal modulation of the rip current, with maximum flow velocities occurring at mid-tide.

### Periodic numerical crescentic bar bathymetry

For the calculations a numerical bathymetry of a crescentic bar has been created from a synthesis of bathymetric surveys and SPOT images. The computational domain ranges from 17m water depth at spring low tide to the shoreline, for a crescentic bar wavelength of 1 km. The crescent horn is connected to a longshore uniform gently slope intertidal domain. The mesh of the uniform computational grid is 20 m in both the longshore and crossshore directions (See Figure 2), with periodic lateral boundary conditions.

### Methods

For the following simulations we will consider as the reference simulation the calculation using the mean annual wave characteristics measured by the Biscarosse buoy which is moored on the continental shelf in 26m depth. The mean annual significant wave height and significant wave period are respectively 1.36m and 6.5s (BUTEL *et al.*, 2002), with normal incidence at high tide (referred in the following as the "reference offshore wave conditions").

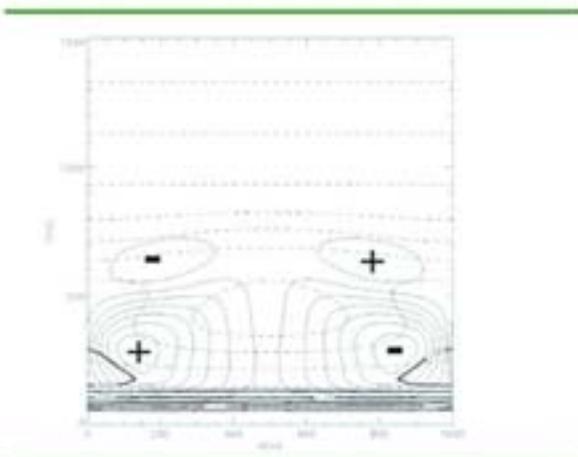


Figure 3. Radiation stress  $S_{xy}$ . Offshore wave conditions:  $H_s=1.36\text{m}$ ,  $T=6.5\text{s}$ ,  $\theta=0^\circ$ ,  $\eta=4\text{m}$ . Dashed lines: bathymetry; Thick lines: iso value of  $H_s$  (m). Black lines: iso value of  $S_{xy}$

All the numerical simulations were processed similarly. The parameters we tuned are the tide elevation ( $\eta$ ), the significant wave height ( $H_s$ ), the wave direction ( $\theta$ ) and the significant wave period ( $T_s$ ). For each run we computed the wave field, the forcing, and the time and depth-averaged current on a crescentic bar with periodic lateral boundary conditions. The position and the shape of the rip current in the intertidal zone and the circulation cells in the nearshore zone are then investigated and compared with the reference simulation.

## RESULTS

The wave refraction over crescentic bars will generate an alongshore variation of wave heights in the intertidal domain resulting radiation stress gradients. The set-down and set-up longshore variations respectively outside and inside the surf zone will drive the mean-current and lead to the formation of circulation cells associated with rip currents (seaward oriented), and onshore flows.

For the reference simulation at high tide, the wave focalisation and the horizontal circulations pattern are as follow. For a frontal  $1.36\text{m}$  offshore wave height, the wave refraction over a crescentic bar will generate a wave energy focalisation behind each crescentic horn and a wave energy minima behind the crescent through inducing radiation stress gradients (see Figure 3). It results a set of large eddies with rips (see Figure 4). Two circulation cells in the intertidal domain are observed, associated with two offshore oriented rip current of  $0.25\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  approximately  $500\text{m}$  spaced out. In the subtidal region two circulation cells are also observed, associated with a broad offshore rip current of about  $0.15\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ . The two intertidal rips are though to bring some sediment from the intertidal zone to the nearshore area. Then, these regular offshore wave conditions for a long time seem to be a condition conducive to the formation of rip channels in the intertidal domain.

In the following we will show that the location and the intensity of the breaking zones strongly depend on the tide level and the

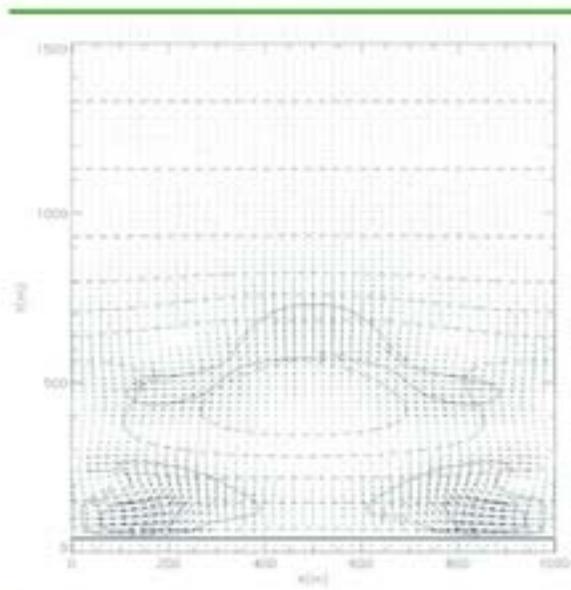


Figure 4. Wave-induced current vector plot over a crescentic bar for the reference offshore wave conditions at high tide:  $H_s=1.36\text{m}$ ,  $T=6.5\text{s}$ ,  $\theta=0^\circ$ ,  $\eta=4\text{m}$ . Dashed line: bathymetry; Black line: iso-value of wave-induced currents ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ).

wave characteristics. We will focus on the sensitivity of the forcing and the horizontal circulations to each wave and tide parameter. The simulations were carried out for a large range of parameter values, a synthesis is presented here' after.

### Sensitivity to the offshore wave direction

The wave direction is the leading wave characteristic controlling the shape and the location of the circulation cells in the foreshore and the nearshore zones. Elsewhere the rip areas, the wave-induced current magnitude is strongest when the offshore wave incidence increases while the rip just turns in the longshore current direction. For offshore wave directions up to about  $10^\circ$  all the circulations cells are replaced by a longshore current oscillation, but for frontal or near-frontal swell each circulation cell has its own behavior. The first circulation cells which disappear with the increasing wave direction are the down-current crescent horn side circulations. For the reference offshore wave conditions they disappear for an offshore wave direction of about  $5^\circ$  (see Figure. 5), while the up-current crescent horn circulations disappear for an offshore wave direction of about  $10^\circ$ . This distinct behaviors of the nearshore eddies can give an explanation for the rare dissymmetric shape of the nearshore crescentic bars which has been sometimes observed through SPOT images.

In the following tests we will define the "stability" as the sensitivity of the circulation cells to the offshore direction: a circulation cell is more stable when a bigger offshore wave direction is required to transform the circulation cell into a longshore current oscillation.

## Nearshore Waves and Currents over Crescentic Bars

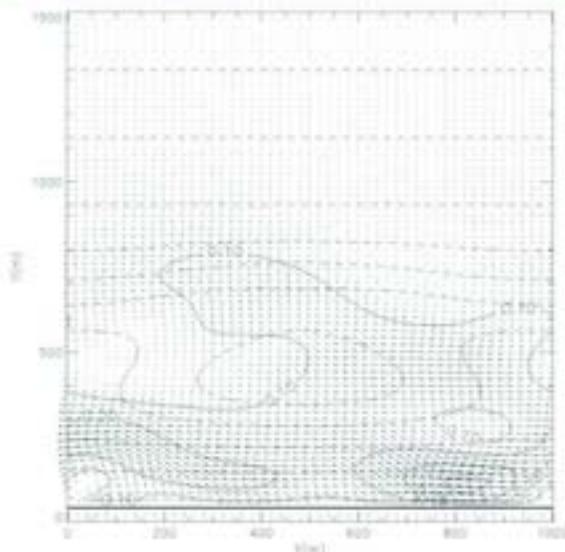


Figure 5. Wave-induced current vector plot over a crescentic bar. Offshore wave conditions:  $H_s=1.36\text{m}$ ,  $T=6.5\text{s}$ ,  $\theta=5^\circ$ ,  $\eta=4\text{m}$ . Dashed line: bathymetry; Black line: iso-value of wave-induced currents ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ).

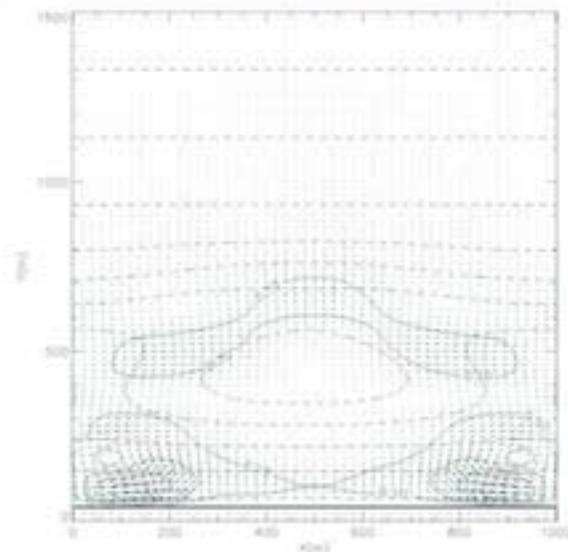


Figure 6. Wave-induced current vector plot over a crescentic bar. Offshore wave conditions:  $H_s=1.36\text{m}$ ,  $T=19\text{s}$ ,  $\theta=0^\circ$ ,  $\eta=4\text{m}$ . Dashed line: bathymetry; Black line: iso-value of wave-induced currents ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ).

### Sensitivity to the tide level

During spring low tide, the intertidal domain is uncovered, and the nearshore circulations are controlled by the crescentic bar. From mid tide to spring high tide, two intertidal horizontal circulations are observed for the reference offshore wave conditions. The higher the sea level is the stronger and the bigger the intertidal eddies are and the less strong the nearshore circulations are. The longshore location of the intertidal rips is the same during a tide cycle, which confirms the possibility that the reference offshore wave conditions for a long time can easily generate an intertidal ridge and runnel system. Therefore the sea level seems to have an influence just on the size and the intensity of the intertidal eddies for the reference offshore wave conditions. But in the following, we will notice it is wrong for bigger offshore wave heights.

### Sensitivity to the offshore wave period

The influence of the wave period on the circulation cells is weak, but simulations show the longest periods tend to strengthen the stability of the circulation cells. For short swells, the circulation cells are quickly transformed into a longshore current oscillation when the wave direction increases, while the longest swells make the circulations stay for a longer time. This can be an explanation for the smoothing of the intertidal domain during some big storms: the shortest very oblique swells are the conditions liable to smooth the intertidal domain while the frontal swells produce very stable eddies which can not smooth the intertidal domain. The longest swells also induce stronger and narrower rip currents (see Figure 6), which is in agreement with observations on the aquitan coast.

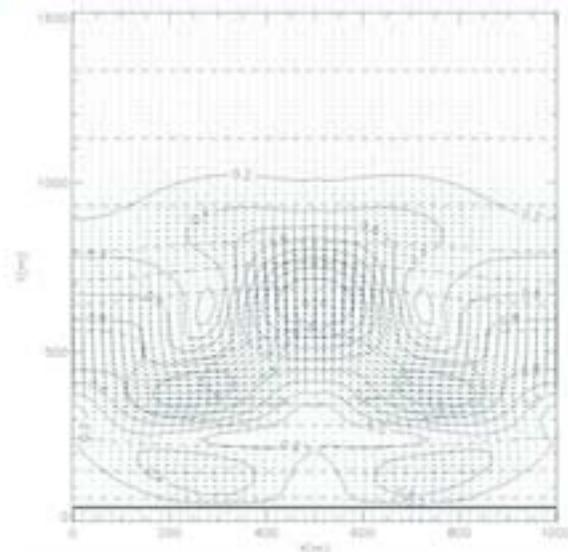


Figure 7. Wave-induced current vector plot over a crescentic bar. Offshore wave conditions:  $H_s=4\text{m}$ ,  $T=6.5\text{s}$ ,  $\theta=0^\circ$ ,  $\eta=4\text{m}$ . Dashed line: bathymetry; Black line: iso-value of wave-induced currents ( $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ).

### Sensitivity to the offshore wave height

The depth-averaged currents are very sensitive to the wave height. The bigger the offshore waves are, the strongest the wave-induced currents are, and the more stable the subtidal circulations are. But the shape and the direction of the intertidal circulation cells are much more sensitive to the wave height. For example at high tide and for reference offshore wave conditions, the refraction over the crescentic bar will generate a maximum wave height behind each crescent horn resulting an onshore flow and a minimum wave height behind the crescent through resulting an offshore flow associated with two circulation cells. This horizontal circulation behavior is observed within the range of  $H_s$  from 0.1m to approximately 2m. As a matter of fact, for the same tide level, wave period and direction but offshore wave height up to 2m, an increasing fraction of breaking wave will occur over the crescent horn. It results a movement of the intertidal location of the maximum wave height from behind the crescent horn to behind the crescent through, resulting intertidal circulation in the opposite direction (see Figure 7). We must also notice the critical wave height leading to this changement of circulation direction depends on the sea level: at high tide we need bigger offshore wave conditions to reverse the intertidal horizontal circulation direction than at mid tide. This changement of intertidal circulation cell direction during one tide cycle may have a strong influence on the intertidal area morphodynamics and could lead to the formation of irregular ridge and runnel systems.

### DISCUSSION

The results show that the wave-induced current over and behind nearshore crescentic bars in a semi-tidal environment are very complex and sensitive to the offshore wave conditions and the sea level. The simulations show that the wave refraction on the crescentic bar induces circulation cells in the subtidal and in the intertidal zone, the horizontal circulations seem to be realistic. For one crescentic bar and reference offshore wave conditions, four circulation cells are observed. The two nearshore circulation cells are associated with one strong offshore rip current facing the crescent through, and two stronger and narrower rip currents half crescent wavelength spaced out in the intertidal domain. Tuning the wave period weakly influence the longshore location of the intertidal rip currents, but does not significantly affect the horizontal circulations. Even if the wave period is not one of the most relevant parameter, the frontal or quasi-frontal long swells lead to stronger and the more stable horizontal circulations. The circulation cells disappear with increasing the incidence of the offshore waves, then an oscillation of the longshore current takes place. The dissymmetric behavior of the horizontal circulations is pointed out: the circulations which are up-current the crescent horn are more stable. The direction and the strength of the circulation cells are very sensitive to the wave height: for example directions of the intertidal circulations change during one tide cycle for offshore significant wave height up to 2m, while subtidal circulations are strengthened. Moreover the tide level affects the stability of the nearshore circulation, resulting different behaviors of the circulation cells for obliquely incidence offshore waves during one tide cycle. But we must bear in mind our numerical bathymetry can not represent all the morphological configurations of crescentic bars that we can observe on the Aquitan coast. The horizontal circulations induced by the numerical bathymetry will be different from those induced by lunate shape crescentic bars, or systems which crescent horns are disconnected from the intertidal domain. Further investigations must be undertaken on this topic.

One of the main attempt of our paper was to investigate the link between the formation of ridge and runnel system and the wave refraction over the nearshore crescentic bars. The existence of

strong rip currents is a condition conducive to the formation of rip channel in the intertidal domain if the hydrodynamics do not strongly change during a tide cycle. The simulations so show that the offshore significant wave height must not exceed 2m, with a normally to near-normally incidence. This is in agreement with the observations on the aquitan coast: the most of the time regular ridge and runnel systems are observed during summer after long period of low energy conditions. A constant direction of the intertidal circulations during a tide cycle is also observed for offshore wave height up to 4m. This can give an explanation for the strongly linked morphological configuration of the two systems as it is observed in Figure 1 even if this morphological configuration is rarely observed on the french aquitan coast. Most of the time it does not seem a morphological relation between the two systems. Another assumption commonly considered is the ridge and runnel system characteristics is controlled only by the offshore wave conditions. The feedback between hydrodynamics and the evolving topography can lead alone to the formation of oblique sand bars with spacings of several times the surf zone width like those observed in the intertidal region of the aquitan coast, or other coasts which don't exhibit crescentic patterns in the nearshore zone (RIBAS *et al.*, 2003). The two mechanisms both can act and lead to the formation of a ridge and runnel system. Besides, another idea is the refraction over the crescentic bars can promote the formation of some bedform instabilities in the intertidal domain, then these instabilities will grow according to the self-organization mechanisms and lead to the formation oblic bars. We have so to investigate what is the most relevant mechanism leading to the formation of regular ridge and runnel systems, using fully-coupled morphodynamic model to take into account both the "bed-surf" interaction and wave refraction over the nearshore bars.

### CONCLUSION

A calibrated numerical model (MORPHODYN) has been coupled with the wave module SWAN to simulate the waves and the wave-induced currents over nearshore crescentic bars. The idealized bathymetry is typically the king of morphology we observe on the french aquitan coast all year long. The simulations put forward the sensitivity of the horizontal circulations to the sea level and the wave characteristics. The nearshore and foreshore bars were commonly considered as unlinked but we showed the wave propagation over the nearshore crescentic bars are responsible for the formation of two rip currents in the intertidal region. Considering one crescentic bar, these rip currents are thought to lead to the formation of two rip channels, commonly called ridge and runnel system on the SW french coast. This morphological configuration is sometimes observed from SPOT images, but most of the time it is not. As a matter fact, another mechanism conducive to the formation of such bars is the self-organisation mechanism which includes the bed-surf interaction. Further investigations must be undertaken with a fully coupled morphological model.

### ACKNOWLEDGEMENTS

This study was performed within the framework of Programme National d'Environnement Côtier (PNEC), project "Hydrodynamique sédimentaire en zone côtière", sponsored by CNRS/INSU. This project is also financially supported by EPSHOM. Many thanks to Remi Butel for his contribution.

### LITERATURE CITED

BOUJ, N.; RIS, R.C., HOLTUIJSEN, L.H, 1999, A third generation wave model for coastal regions, Part I, Model

- description and validation. *Journal of Geophysical Research*, 104, C4, 7649-7666
- BOWEN, A. J. And INMAN, D. L., 1971. Edge wave and crescentic bars. *Journal of Geophysical Research*, 76, 8662-8671
- BUTEL, R., DUPUIS, H., and BONNETON, P. Spatial variability of wave conditions at Franch Atlantic coast using in-situ data. *Journal of Coastal Research*, SI 36, 96-108.
- CALVETE, D., DODD, N., and FALQUES, A., 2002. Self-organization mechanisms for the formation of nearshore crescentic and transverse sand bars. *Journal of Fluid Mechanics*, 465, 379-410.
- CARTER, R. W. G., 1988. *Coastal Environment*. Academic Press
- CASTELLE, B.; SAINT-CAST, F., and BONNETON, P., 2003a. 2DH Modelling of sediment transport on a high energy barred-beach. *Proceedings of Coastal Sediment '03* (Clearwater Beach, Florida)
- CASTELLE, B.; SAINT-CAST, F., and BONNETON, P., 2003b. Modelling of wave-induced currents and sediment transport in a rip channel. *Proceeding of the 3<sup>rd</sup> LAHR Symposium on River, Coastal and Estuarine Morphodynamics* (Barcelona, Spain)
- COCO, G., CABALLERA, M., FALQUES, A., and HUNTLEY, D. H., 2002. Crescentic bars and nearshore self-organization processes. In *Coastal Engineering 2002* (Cardiff, Wales, ASCE), in press.
- FALQUES, A., COCO, G., and HUNTLEY, D. A., 2000. A mechanism for the generation of wave-driven rhythmic patterns in the surf zone. *Journal of Geophysical Research*, 105 (C10), 24071-24088.
- FROIDEFOND, J.-M., GALLISSAIRES, J.-M. and PRUD'HOMME, R., 1990. Spatial variation in sinusoidal wave energy on a crescentic nearshore bar; application to the Cap Ferret. *Journal of Coastal Research*, 6, 927-942
- KOMAR, P. D., 1998. *Beach processes and sedimentation*. 2<sup>nd</sup> edition. Prentice Hall.
- LAFON, V., DUPUIS, H., BUTEL, R., CASTELLE, B., MICHEL, D., HOWA, H., and DE MELO APOLUCENO, D., 2004. Rhythmic Sub-Tidal Bar Morphology and Dynamics in Mixed-Energy Environments: Southwestern France. Part II: Physical Forcing Analysis. Submitted to *Estuarine Coastal and Shelf Science*.
- LIPPMANN, T. C., and HOLMAN, R. A., 1989. Quantification of sand bar morphology: a video technique based on wave dissipation. *Journal of Geophysical Research*, 94, 995-1011
- MASSELINK, G. And SHORT, A. D., 1993. The effect of tide range on beach morphodynamics: a conceptual model. *Journal of Coastal Research*, 9, 785-800.
- MICHEL, D., and HOWA, H., 1999. Short-term morphodynamic response of a ridge and runnel system on a mesotidal beach. *Journal of Coastal Research*, 15, 428-437.
- PHILIPPS, O. M., 1977. *Dynamics of the Upper Ocean*. 2<sup>nd</sup> edition Cambridge University Press, Cambridge.
- RENIERS, A. J. H. M., ROELVINK, J. A., and THORNTON, E. B., 2003. Morphodynamic modelling of an embayed beach under wave group forcing. *Journal of Geophysical Research*. Submitted
- RIBAS, F., FALQUES, A., and MONTOTO, A. 2003. Nearshore oblic sand bars. *Journal of Geophysical Research*, 108 (C4), 3119-3136
- SAINT-CAST, F., 2002. Modélisation de la morphodynamique des corps sableux en milieu littoral, France: University of Bordeaux I, Ph.D thesis, 246p.
- SENECHAL, N., DUPUIS, H., and BONNETON, P., 2002. Preliminary hydrodynamic results of a field experiment on a barred beach, Truc Vert beach on October 2001. *Proceeding of PECS* (Hamburg, Germany), in press.
- SHORT, A. D., 1999. *Handbook of beach and shoreface morphodynamics*. Wiley
- SONU, C. J., 1973. Three-dimensional beach changes. *Journal of Geology*, 81, 42-64
- WRIGHT, L. D., and SHORT, A. D., 1984. Morphodynamic variability of surf zones and beaches: a synthesis. *Marine Geology*, 56, 93-118

# Annexe G

## Note sur les limites de l'approche 1DH pour simuler les courants moyens induits par les vagues au-dessus des plages naturelles d'Aquitaine

Les modèles 1DH sont la plupart du temps incapables de prédire correctement le profil cross-shore du courant de dérive sur les plages à barre(s) naturelles (Reniers and Battjes, 1997) (paragraphe II.2.2.d.ii). Or, comme nous l'avons vu précédemment, on observe sur la côte aquitaine des barres tridimensionnelles complexes.

Castelle and Bonneton (2002) ont vérifié les limites de l'approche 1DH sur les plages d'Aquitaine en simulant les vagues et les courants induits pendant la campagne de mesures PNEC 2001, pendant les conditions les moins énergétiques et à marée haute (lorsque aucune vague ne déferle avant le système barre/baïne). Le code utilisé ici est MWAVESP écrit par P. Bonneton et basé sur les modèles de dissipation par déferlement de Battjes and Janssen (1978) et Thornton and Guza (1986). Castelle and Bonneton (2002) ont ensuite ajouté différents modèles de courant de retour basés sur la compensation du débit d'eau apporté par les vagues à la côte.

L'étude montre que le profil cross-shore des vagues est très bien représenté hors et dans la zone déferlement. Tous les modèles de dissipation des vagues donnent des résultats à peu près similaires. La Figure G.1 montre un exemple de simulation de l'évolution de la hauteur quadratique des vagues  $H_{rms}$  le long du profil barre  $L1$  le 17 octobre entre 17h et 17h10 d'après le modèle de dissipation de Battjes and Janssen (1978). On remarque que le modèle est en bon accord avec les mesures hors de la zone de déferlement (S4) et dans la zone de déferlement (capteurs de pression).

Le courant de retour  $U_r$  est ensuite calculé d'après la compensation du débit d'eau apporté par les vagues à la côte :

$$U_r = \frac{\hat{Q}}{h} \quad (\text{G.1})$$

où  $\hat{Q}$  est le débit d'eau apporté par les vagues à la côte et qui peut alors être donné par la théorie linéaire, le profil des vagues en dent de scie (Bonneton, 2003), ou encore la

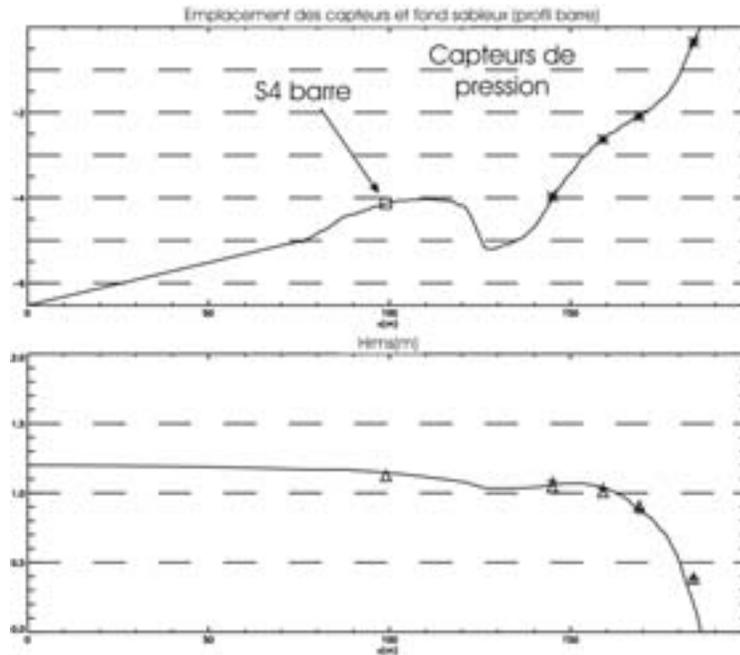


FIG. G.1 – Simulation de l'évolution de la hauteur quadratique des vagues  $H_{rms}$  le long du profil barre L1 le 17 octobre 2001 entre 17h et 17h10, à partir du modèle 1DH MWAVESP. croix : modèle de Battjes and Janssen (1978); triangles : modèle de Thornton and Guza (1986)

méthode de Svendsen (1984). La Figure G.2 montre la simulation du courant de retour entre 13h et 17h le mercredi 17 octobre, comparée avec les vitesses moyennées sur 10 minutes par la S4 située sur la barre. Cette période a été choisie car la houle au large reste quasiment constante et permet ainsi d'obtenir le courant de retour  $U_r$  en fonction de la hauteur d'eau  $\bar{h}$  au niveau de la S4 barre. Sur la même figure est représentée la hauteur quadratique  $H_{rms}$  en fonction de  $\bar{h}$ . On remarque qu'en dessous d'une certaine profondeur d'eau moyenne  $\bar{h} \approx 2.6m$ , la hauteur quadratique des vagues  $H_{rms}$  est entièrement contrôlée par  $\bar{h}$ . Cela signifie que la S4 barre est située dans la zone de déferlement lorsque  $\bar{h} < 2.6m$ .

On remarque tout d'abord que le courant de retour est sous-estimé lorsque la S4 est située hors de la zone de déferlement ( $h > 2.6m$ ). On remarque surtout que le courant de retour devient négatif (courant moyen dirigé vers le rivage) lorsque la S4 est située à l'intérieur de la zone de déferlement (Fig. G.2). Ceci montre la limite de l'approche 1DH, en effet lorsque les vagues déferlent au-dessus du système barre/bâine, elles induisent une cellule de circulation des courants moyens qui n'est pas prise en compte dans l'approche 1DH. La Figure G.3 montre l'intérêt de l'approche 2DH pour la simulation des courants moyens au-dessus du système barre/bâine lors de la campagne PNEC 2001. L'intérêt principal de l'approche 2DH réside dans la possibilité de simuler les cellules de circulation horizontale des courants moyens ici induites par le déferlement des vagues sur le système barre/bâine (Fig. G.3). En effet, la modélisation 2DH peut simuler ce changement d'orientation du courant de retour pendant un cycle de marée (voir par exemple les courants moyens sur la barre sur la Fig. V.3). Toutefois, il faut rappeler que la structure verticale du courant de retour n'est pas homogène, et ce changement de sens du courant de retour mesuré dépend donc fortement de la distance du capteur au fond (de l'ordre de 30cm pour la S4).

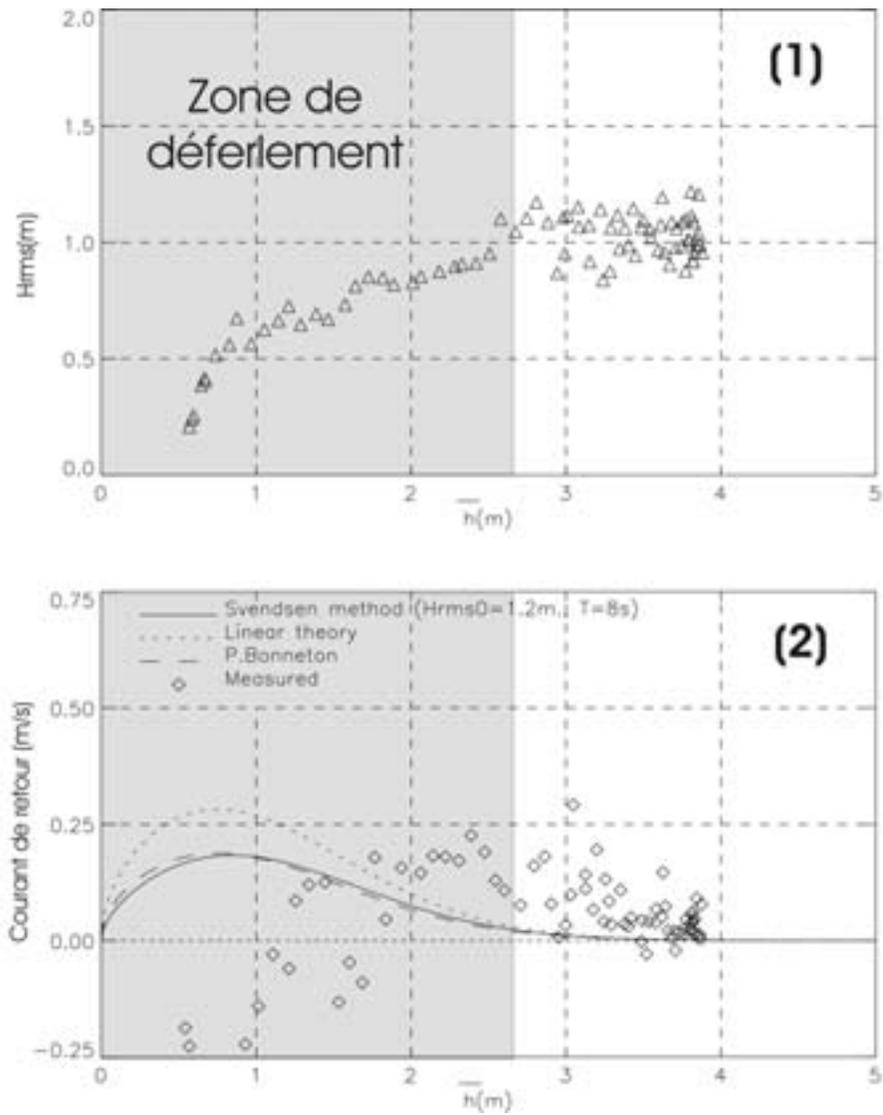


FIG. G.2 – (1) : Mesure de la hauteur quadratique des vagues  $H_{rms}$  au niveau de la S4 barre le mercredi 17 octobre entre 13h et 17h. (2) : Simulation (modèle 1DH MWAVESP) et mesure du courant de retour  $U_r$  pour la S4 barre, le mercredi 17 octobre 2001 entre 14h et 17h



FIG. G.3 – Intérêt de l'approche 2DH pour simuler les courants moyens induit par les vagues au-dessus du système barre/baïne pendant la campagne de mesures PNEC 2001

# Annexe H

## Formation d'un profil de plage à barre et rôle de l'asymétrie

Le modèle morphodynamique décrit dans le chapitre IV est utilisé en mode 1DH afin de simuler la formation des barres de déferlement. On utilise une grille de calcul telle que  $nx = 1$  avec des conditions limite périodique, représentant une plage plane de pente 2.4% avec  $dy = 2.5m$ . Nous présentons ici deux simulations sur deux semaines de la formation de barre sédimentaire. Nous prenons en compte ici l'asymétrie des vagues (profil cnoïdal, voir partie IV.4.1.b), avec des facteurs d'efficacité par charriage et par suspension respectivement  $\epsilon_b = 0.5$  et  $\epsilon_s = 0.01$ , avec  $\alpha_{morpho=0}$ .

La Figure H.1 montre la simulation de la formation de la barre de déferlement sans marnage pour une houle au large telle que :  $H_s = 1m$ ,  $T = 5.5s$  et  $\theta = 0^\circ$ . On observe la formation d'une barre de déferlement située à environ 150m de la ligne d'eau. En haut de plage, une berme est formée. L'asymétrie des vagues va en effet induire un transport sédimentaire net vers le rivage en eau très peu profonde et favoriser la formation d'une berme. Les gradients de flux sédimentaire au niveau du point de déferlement vont quant à eux induire la formation d'une barre sédimentaire, dite barre de déferlement.

La Figure H.2 montre quant à elle la simulation de barres sableuses pour les mêmes conditions de houle au large, mais cette fois-ci en prenant en compte un marnage de 3m. La morphologie de plage obtenue est très différente de celle obtenue sur la Figure H.1. On observe la formation d'une barre subtidale située environ à 150m du niveau d'eau moyen et d'une berme en haut de plage, au niveau de la lesse de haute mer. Dans la zone intertidale, on observe la formation de trois barres sédimentaires. Les variations du point de déferlement pendant un cycle de marée vont favoriser la formation de plusieurs petites barres sableuses. Au bout d'une semaine on observe quatre barres intertidales, et au fur et à mesure, trois barres vont se développer préférentiellement ( $t = 2$  semaines).

Ces simulations sont qualitativement en accord avec les observations. Pour un niveau d'eau constant et des vagues courtes et peu énergétique, on observe la formation d'une barre de déferlement et d'une berme, qui sont révélateur d'une période de temps calme. La formation d'une telle berme est observée sur la côte aquitaine pendant la période estivale, avec en temps de réponse correct.

Il est intéressant d'observer la formation de barres intertidales multiples sur la Fig. H.2. Sur certaine plage où l'approximation 1DH est valable, il serait intéressant de comparer les positions et les migrations cross-shore de ces barres avec des données in-situ. Une telle

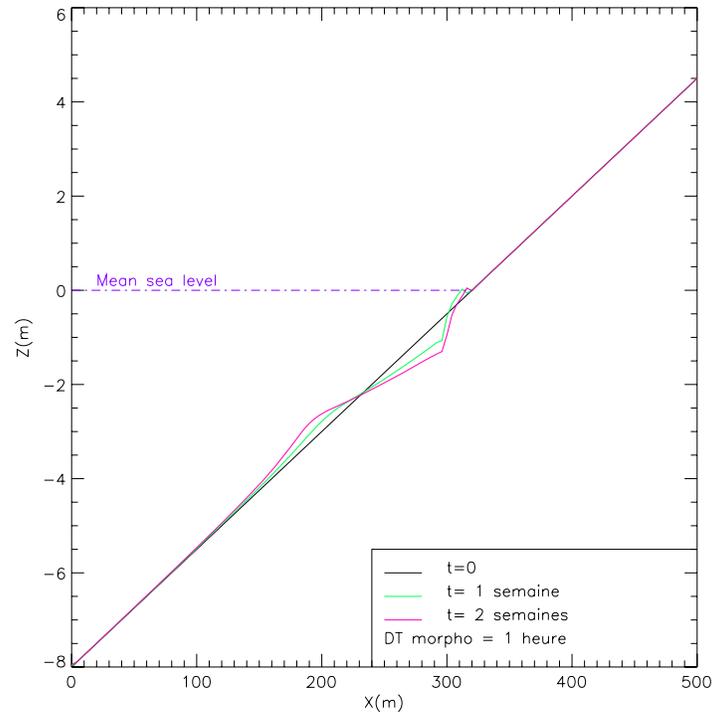


FIG. H.1 – Simulation de la formation d’une barre de déferlement et d’une berme en haut de plage à partir d’une plage plane de pente 2.4%,  $d_y = 2.5m$ , avec un marnage nul. Houle au large :  $H_s = 1.5$ ,  $T = 5.5^\circ$ ,  $\theta = 0^\circ$

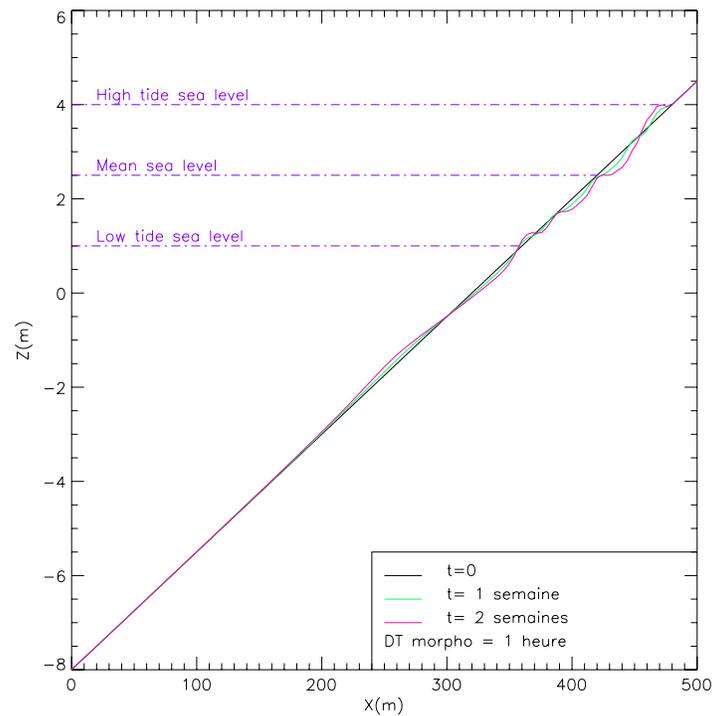


FIG. H.2 – Simulation de barres sédimentaires de déferlement et d’une berme en haut de plage à partir d’une plage plane de pente 2.4%,  $d_y = 2.5m$ , avec un marnage de 3m. Houle au large :

application est envisageable sur la plage macrotidale d'Omaha Beach, site atelier du PNEC ART7, qui présente plusieurs barres intertidales.

# Annexe I

## Flux sédimentaires au-dessus d'un système barre/baïne

Cette annexe présente un exemple de calcul de flux sédimentaires au-dessus du système barre/baïne utilisé dans la partie V.2.1. Aucune donnée in-situ de flux sédimentaire n'est disponible sur les plages d'Aquitaine et ne permet donc aucune validation de ces flux sédimentaires. C'est résultats ne sont donc que qualitatifs. La Figure I.1 montre les flux sédimentaires entre la mi-marée et la marée haute ( $h_m = 3.5m$ ) pour une houle au large de  $H_{s0} = 2m$ ,  $T_{m0} = 10s$  pour  $\theta_{m0} = 0^\circ$  et  $\theta = -10^\circ$ . Pour la houle frontale, on observe que les flux sédimentaires sont qualitativement en accord avec les résultats de Michel and Howa (1999). La Figure I.2 montre les flux sédimentaires résiduels pour un cycle de marée obtenus par Michel and Howa (1999) à partir de la méthode introduite par Gao and Collins (1992). On remarque, comme pour la simulation numérique.

Pour la houle d'incidence  $-10^\circ$ , on observe une forte dérive littorale qui oscille au-dessus du système barre/baïne. Les calculs montrent également que le flux de sédiments longshore moyen obtenu au-dessus du système barre/baïne idéalisé pour une houle au large de  $H_{s0} = 2m$ ,  $T_{m0} = 10s$  et  $\theta_{m0} = -10^\circ$  est de l'ordre de 10% supérieur à celui obtenu pour une même houle sur une plage plane. La dérive littorale dépendrait donc principalement des caractéristiques de houle au large, mais aussi en partie à la morphologie des corps sableux.

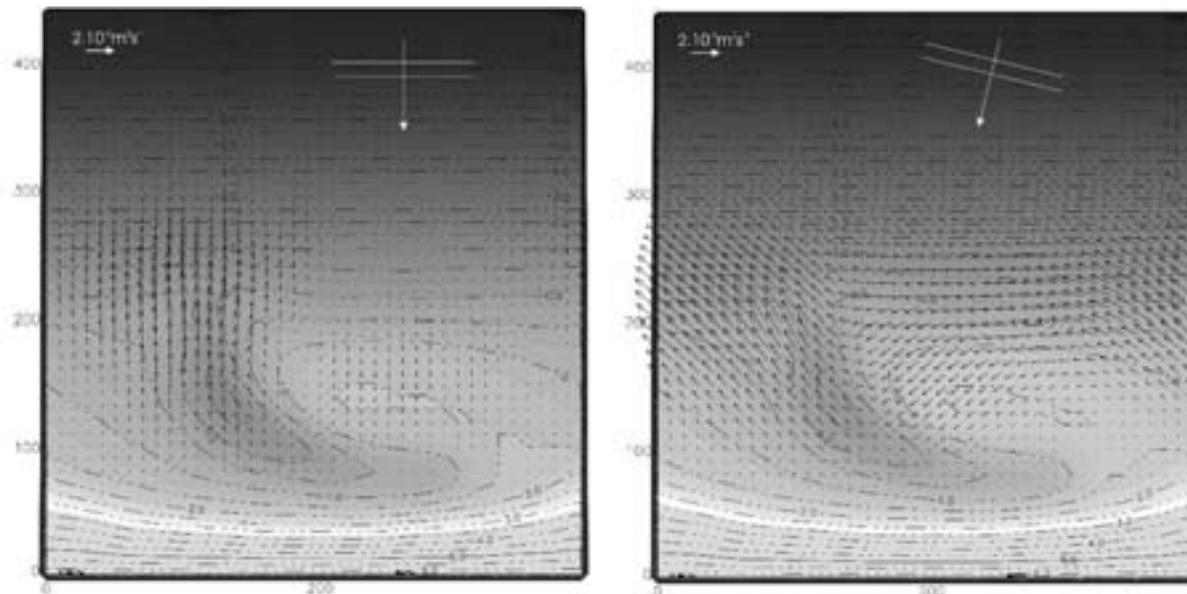


FIG. I.1 – Simulation des flux sédimentaires au-dessus du système barre/baïne idéalisé utilisé dans la partie V.2.1. Houle au large :  $H_{s0} = 2m$ ,  $T_0 = 10s$  entre la mi-marée et la marée haute ( $h_m = 3.5m$ ). A gauche :  $\theta_{m0} = 0^\circ$ , à droite :  $\theta = -10^\circ$

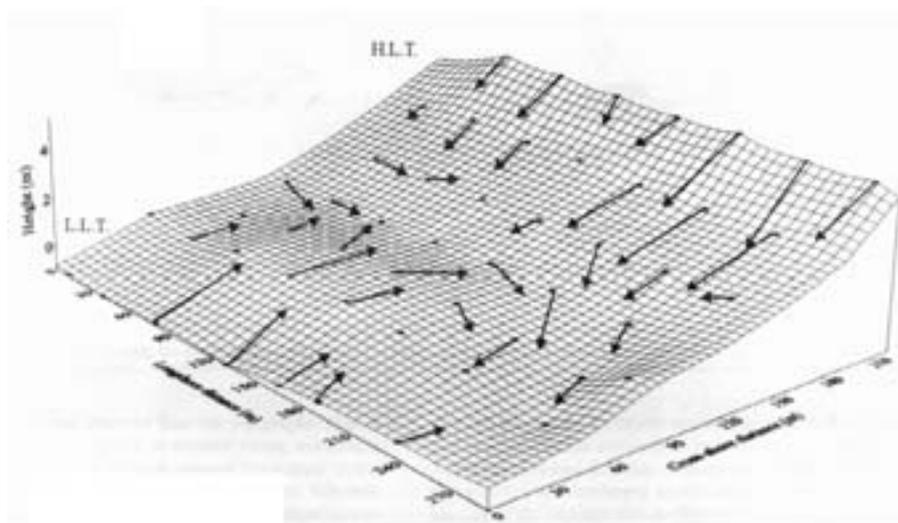


FIG. I.2 – Flux sédimentaire au-dessus d'un système barre/baïne de la plage de la Salie, (Michel and Howa, 1999)

# Annexe J

## Simulation numérique de la formation des systèmes barre/baïne

La formation du système barre baïne dans la zone intertidale est induite par les courants moyens induits par la houle. Cette formation est aussi due aux processus physiques en zone de jet de rive et à l'asymétrie de la houle qui, en eau très peu profonde, apporte du sédiment en grande quantité de la zone subtidale vers zone intertidale. Notre modèle ne peut pas représenter l'ensemble des processus, et la formation des systèmes barre/baïne sera discutée succinctement.

### J.1 Conditions initiales

Comme pour le paragraphe précédent, nous allons partir d'une situation initiale à laquelle on superpose des perturbations aléatoires. La Figure J.1 montre notre bathymétrie initiale de  $1500m$  de long et présentant une barre intertidale rectiligne à laquelle on superpose des perturbations aléatoires.

Comme pour les simulations de la formation des barres en croissant, on calcule le champ de vagues sur  $4500m$  et on calcule ensuite le forçage, les courants moyens induits et le nouveau fond sableux sur  $1500m$ , avec des conditions limites latérales périodiques.

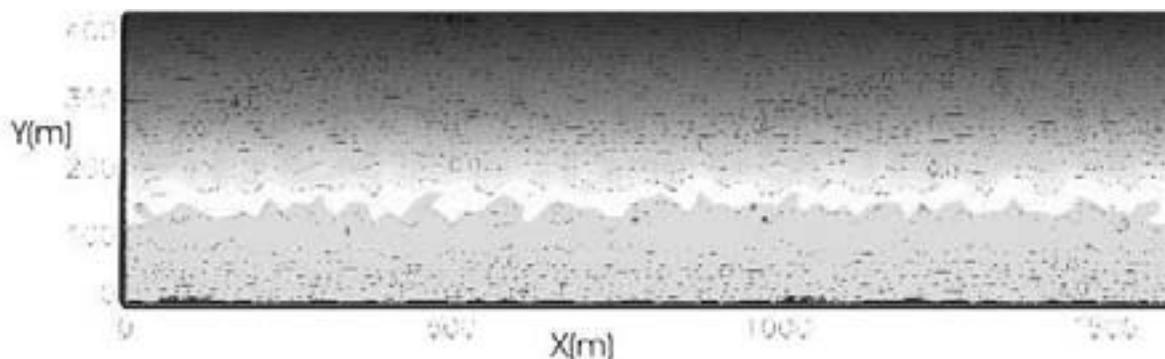


FIG. J.1 – Bathymétrie initiale utilisée pour la formation des systèmes barre/baïne. Barre intertidale rectiligne à laquelle on superpose un champ de perturbations aléatoires. Plage de  $1500m$ , conditions limites périodiques,  $\Delta x = \Delta y = 20m$

## J.2 Houle frontale

La Figure J.2 montre l'évolution de la plage initiale (Fig. V.2) à  $t = 15j$  pour plusieurs hauteurs de marée  $h_m$  pour une houle au large telle que :  $H_{s0} = 1.5m$ ,  $T_{m0} = 10s$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . On observe la formation de barres transverses peu régulières dans la zone intertidale associées à des systèmes de croissants intermédiaires tels que nous les avons décrits dans la partie III.3.2. Notre modèle ne semble pas capable de former correctement des systèmes barre/baïne quasi-périodiques tels que nous pouvons les observer sur la côte aquitaine. Cela peut être dû à trois principales raisons. La première est la restriction de la longueur de plage relativement faible avec conditions limites périodiques qui empêche la plage de s'auto-organiser librement. La deuxième raison est que la taille des perturbations initiales  $-0.4m < \delta(i, j) < 0.4m$  est suffisamment grandes pour être développées par une houle incidente de hauteur significative  $1.5m$  mais trop importante pour développer des systèmes réguliers : ces perturbations forment déjà à elles-seules des petites barres sédimentaires désordonnées. Enfin, notre modèle ne simule pas ici les processus physiques en jet de rive et l'asymétrie de la houle qui aurait pour effet de connecter les systèmes intermédiaires à la barre intertidale, et de ne pas avoir des courants moyens induits par ces systèmes intermédiaires et qui perturbent les cellules de circulation des courants moyens induits au-dessus de la barre intertidale.

## J.3 Houle oblique

Pour une houle oblique, la morphologie des bancs de sable obtenue est sensiblement différente. La Figure J.3 montre la morphologie des barres sableuse et les courants moyens induits à  $t = 30j$  pour une hauteur de marée  $h_m = 3.25m$  et pour une houle au large telle que :  $H_{s0} = 1.5m$ ,  $T_{m0} = 10s$  et  $\theta_{m0} = -10^\circ$ . On observe la formation de barres transverses irrégulières associées à des barres en croissant intermédiaires dissymétriques beaucoup plus régulières.

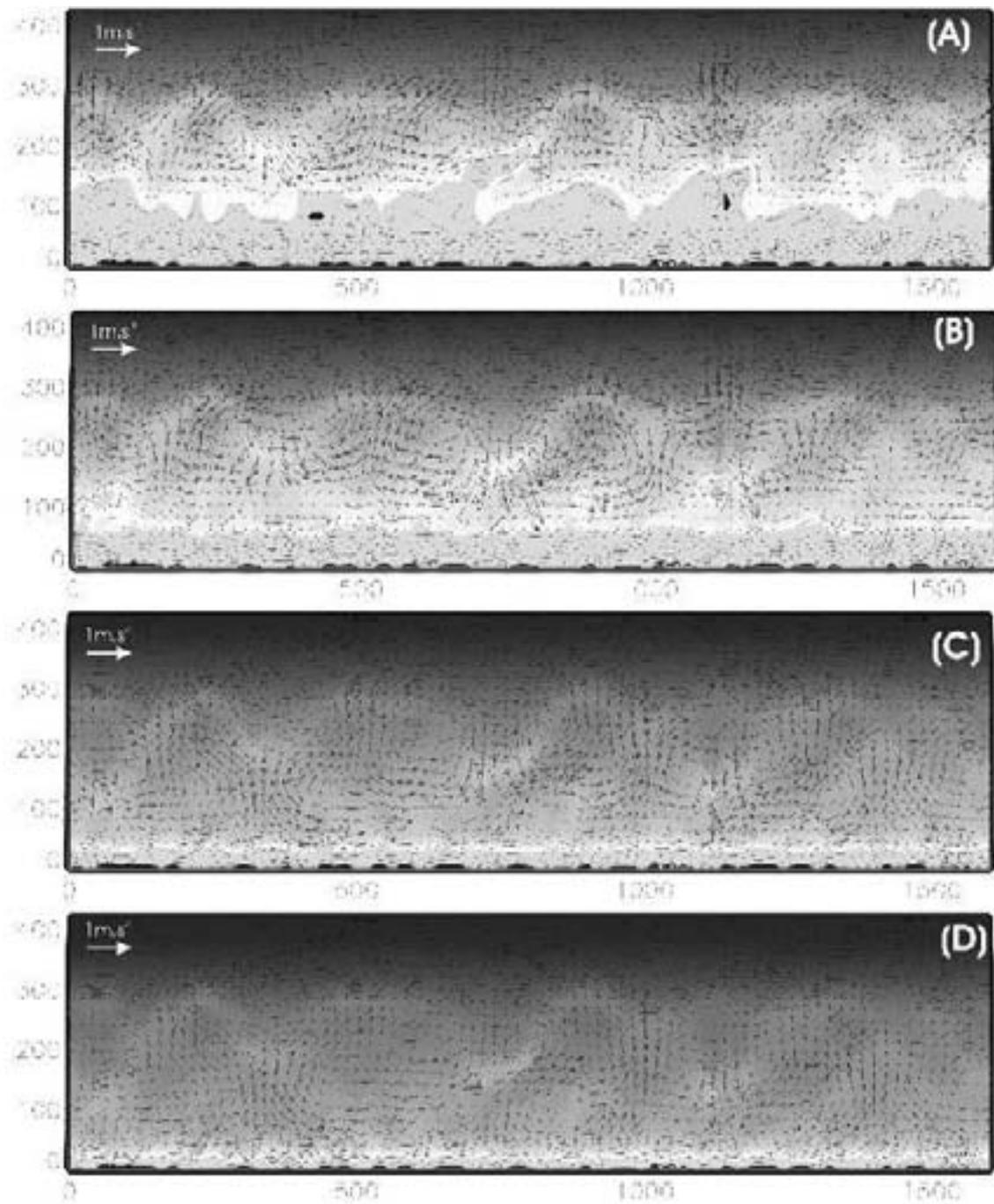


FIG. J.2 – Formation de systèmes barre/baïne dans la zone intertidale associés à des croissants intermédiaires dans la zone proche intertidale, à  $t = 15j$ . Houle au large :  $H_{s0} = 1.5m$ ,  $T_{m0} = 10s$  et  $\theta_{m0} = 0^\circ$ . (A) :  $h_m = 1m$  ; (B) :  $h_m = 1.75m$  ; (C) :  $h_m = 3.25m$  ; (D) :  $h_m = 4m$

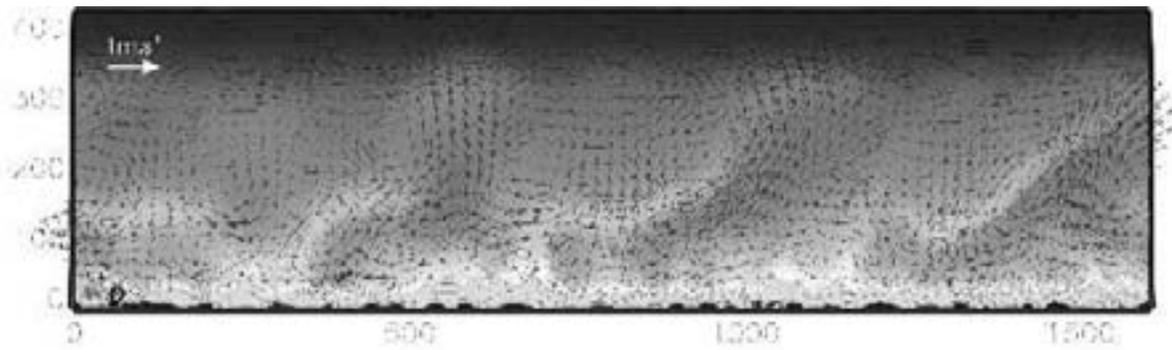


FIG. J.3 – Formation de systèmes barre/bâine dans la zone intertidale associés à des croissants intermédiaires dans la zone proche intertidale, à  $t = 15j$  et pour une hauteur de marée  $h_m = 3.25m$ . Houle à large :  $H_s = 1.5m$ ,  $T = 10s$  et  $\theta = -10^\circ$

## Annexe K

# Note sur le transport sédimentaire au-dessus des plages d'Aquitaine pendant les conditions de houle énergétiques

Nous avons vu que les flux sédimentaires obtenus sur un système barre/bâine idéalisé était qualitativement en accord avec les observations de Michel and Howa (1999). Nous avons auparavant remarqué dans la partie VI.2.1 consacrée à la formation des barres en croissant, que les cellules de circulations étaient associées à des courants sagittaux intenses au-dessus des barres en croissant. Par exemple, pour une houle frontale de hauteur significative  $H_{s0} = 4m$  peut induire des courants sagittaux qui s'étendent jusqu'à plus d' $1km$  au large du pied de dune (Fig. VI.7). Cela signifie que, pour des houles annuelles de l'ordre de  $H_{s0} = 10m$ , les courants sagittaux induits par la houle au-dessus des barres en croissant pourraient transporter du sédiment jusqu'à plusieurs kilomètres au large. De récentes études vont dans ce sens. Gaudin et al. (2005) ont analysé des carottes proches du gouf de Capbreton et ont montré la présence de sable de plage fin à moyen en grande quantité à plus de  $30m$  de profondeur. La Figure K.1 montre la bathymétrie de la zone du Gouf de Capbreton et l'emplacement des trois carottes qui nous intéressent. La carotte C2 est située au large des plages d'Hossegor où la houle est focalisée par réfraction au-dessus du Gouf de Capbreton, et induit des courants violents. Cela montre que l'on peut donc trouver du sable de plage à des profondeurs supérieures à  $30m$  et confirme ainsi la présence de courants sagittaux s'étendant très loin vers le large pendant les épisodes de tempête, conformément à nos simulations.

Cela doit donc être pris en compte, par exemple dans l'estimation de la profondeur de fermeture. La limite des expressions couramment utilisées pour exprimer cette profondeur de fermeture est ici soulignée.

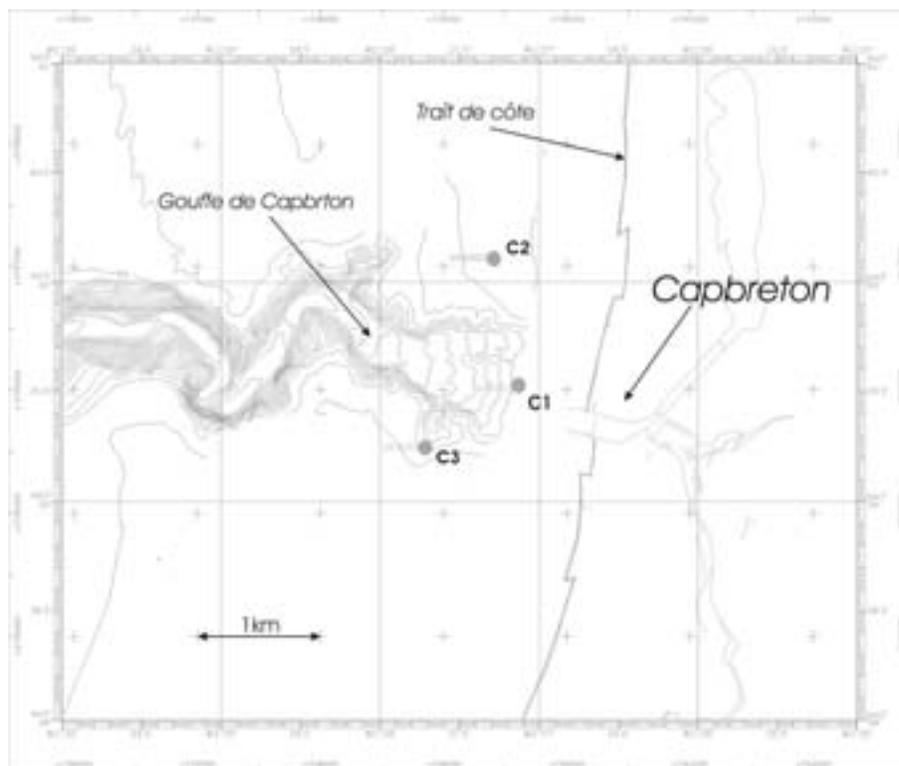


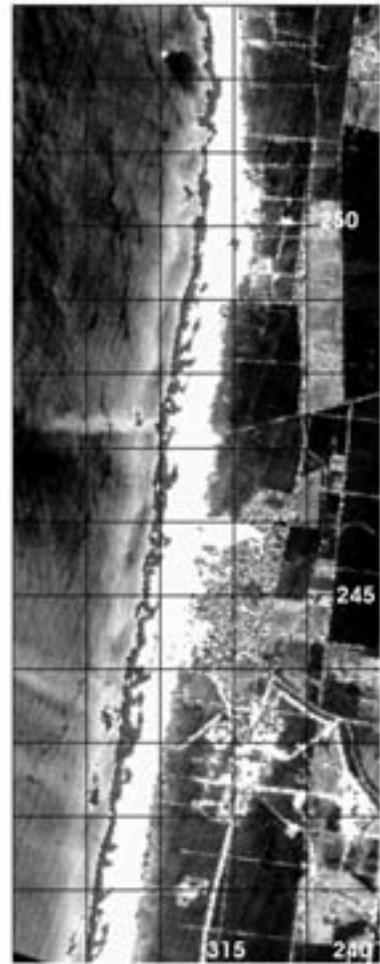
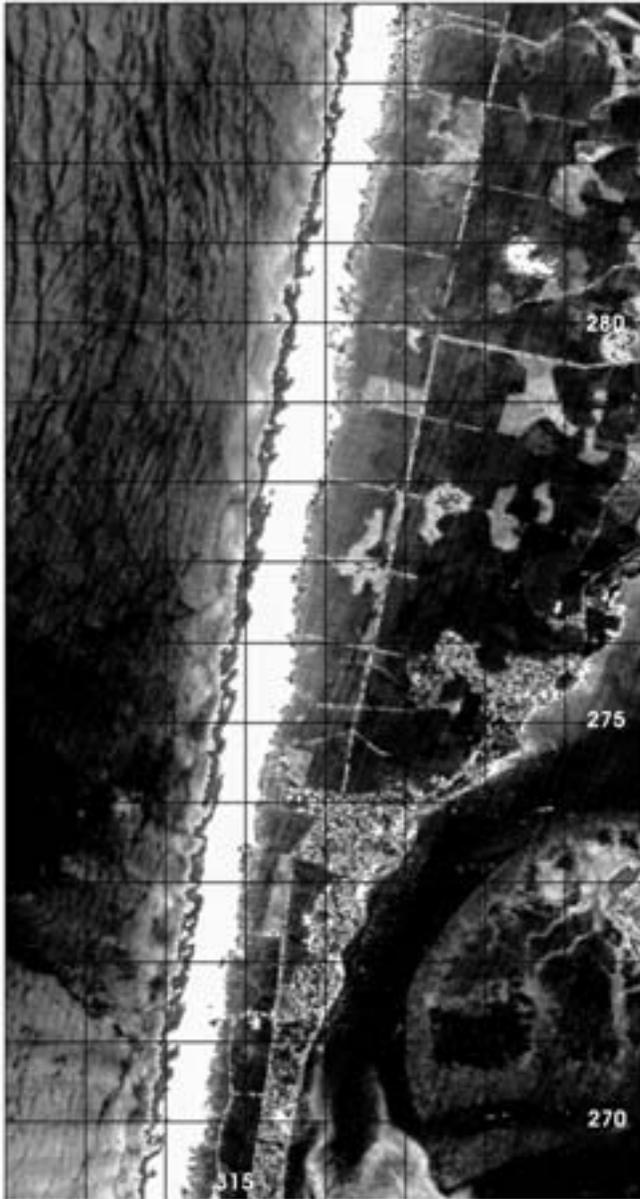
FIG. K.1 – Bathymétrie de la zone proche du gouff de Capbreton (Sud Aquitaine) et emplacement des carottes C1, C2, C3

# Annexe L

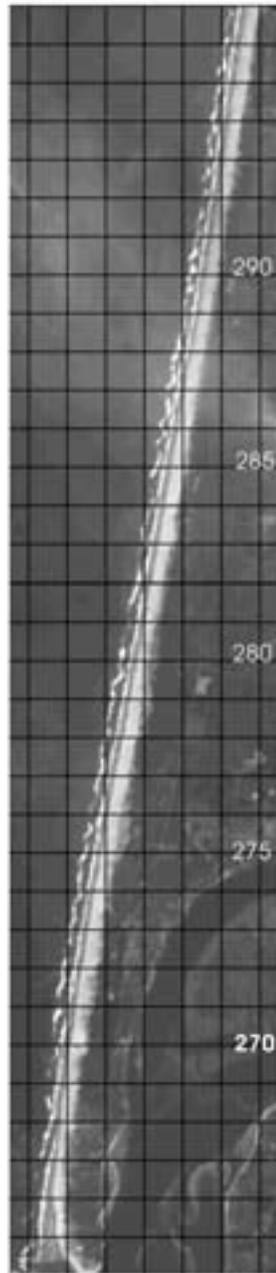
## Synthèse des images SPOT montrant la présence de barres en croissant subtidales

La majorité des ces images satellites sont issues des travaux de thèse de Virginie Lafon (Lafon, 1999)

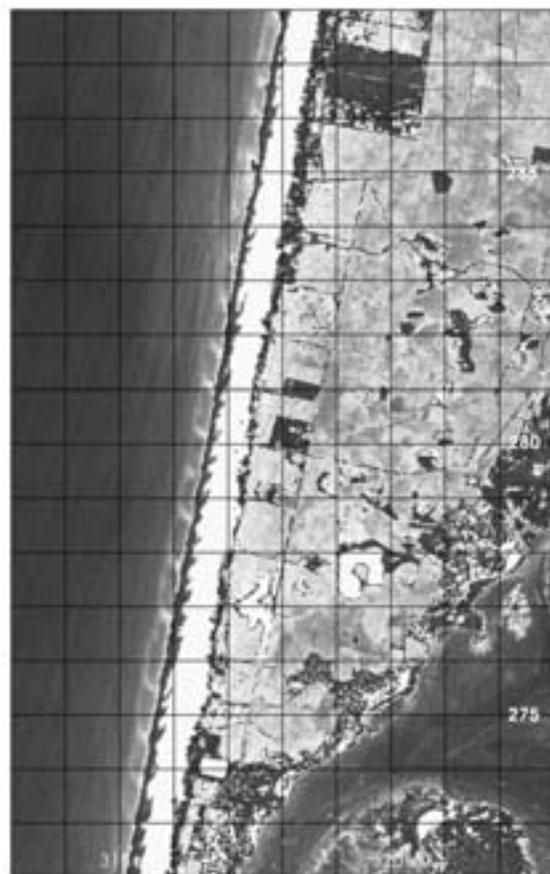
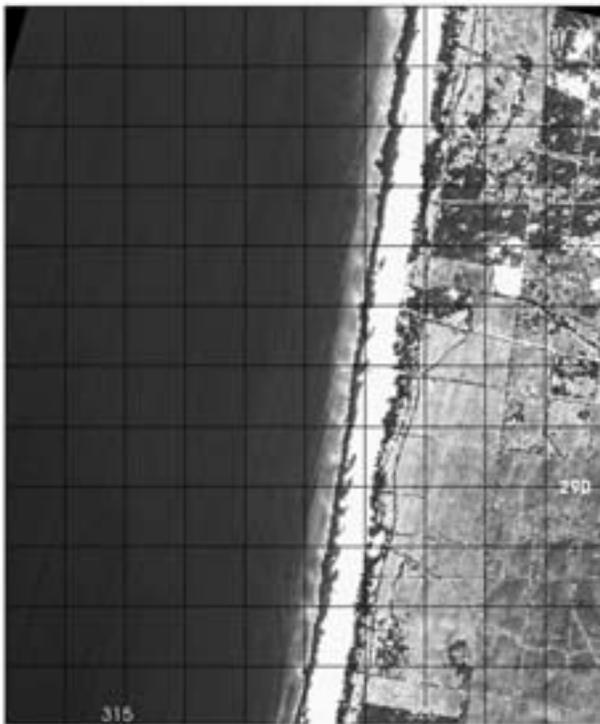
SPOT XS1 -16/07/86@CNES DGO UMR 5805



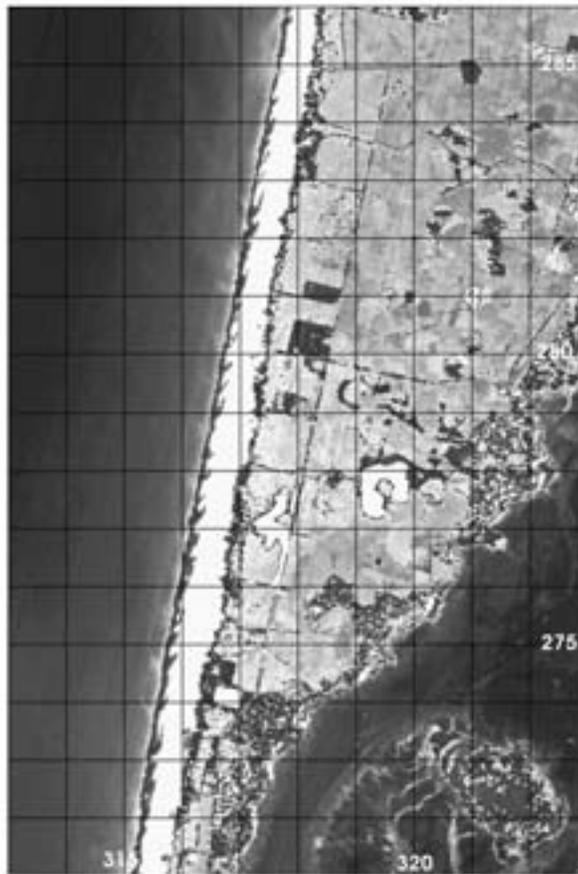
SPOT XS1 -02/09/86@CNES DGO UMR 5805



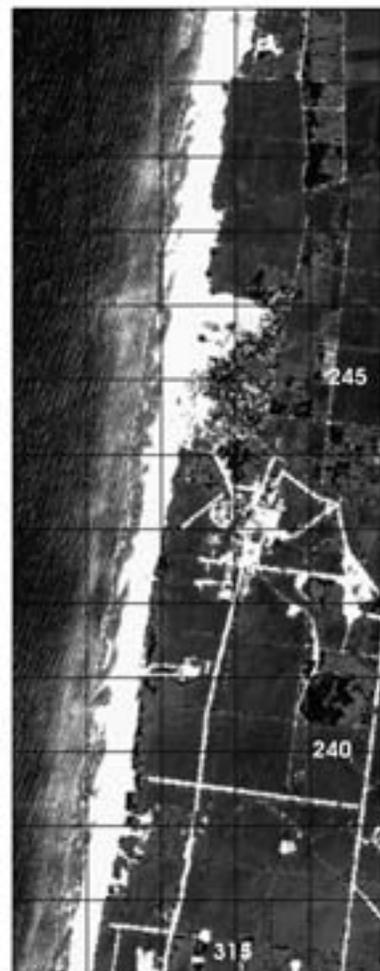
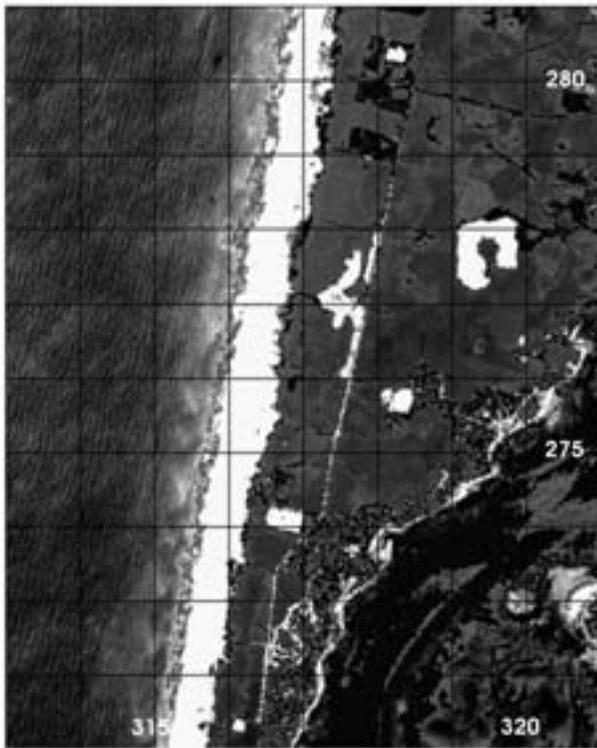
SPOT XS1 -29/07/89@CNES DGO UMR 5805



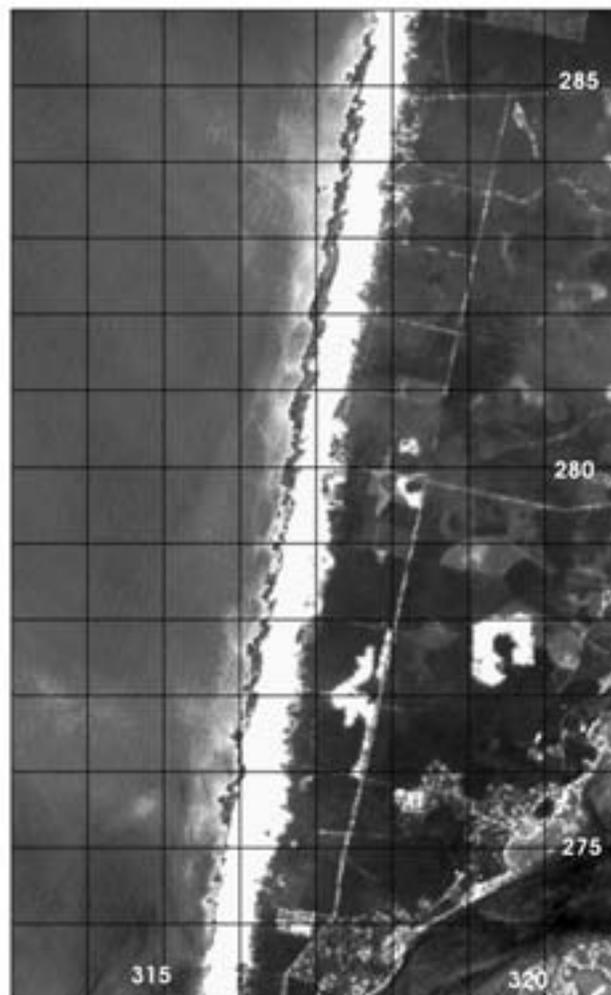
SPOT XS1 -09/08/89@CNES DGO UMR 5805



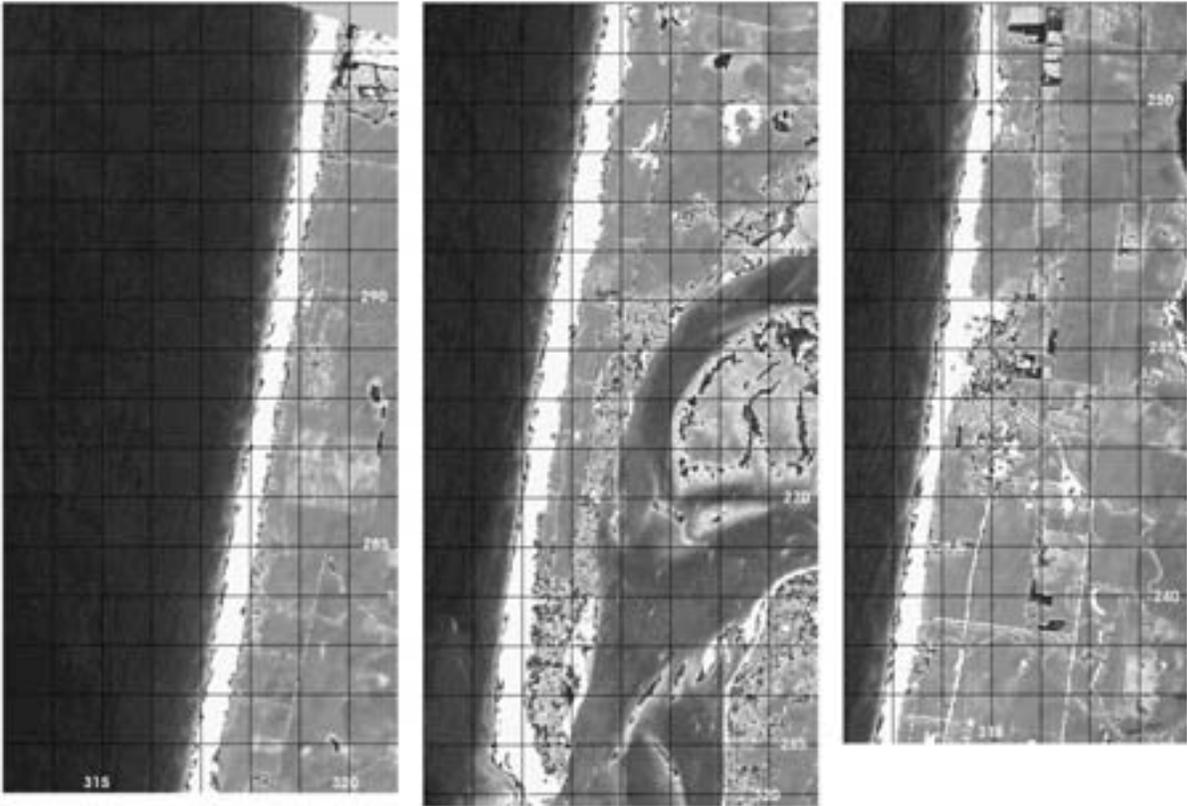
SPOT XS1 -06/07/90@CNES DGO UMR 5805



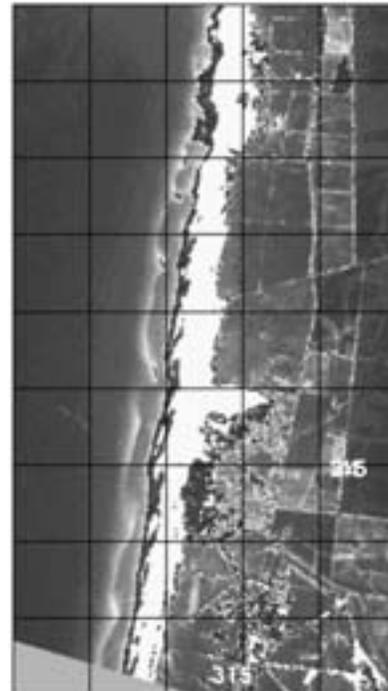
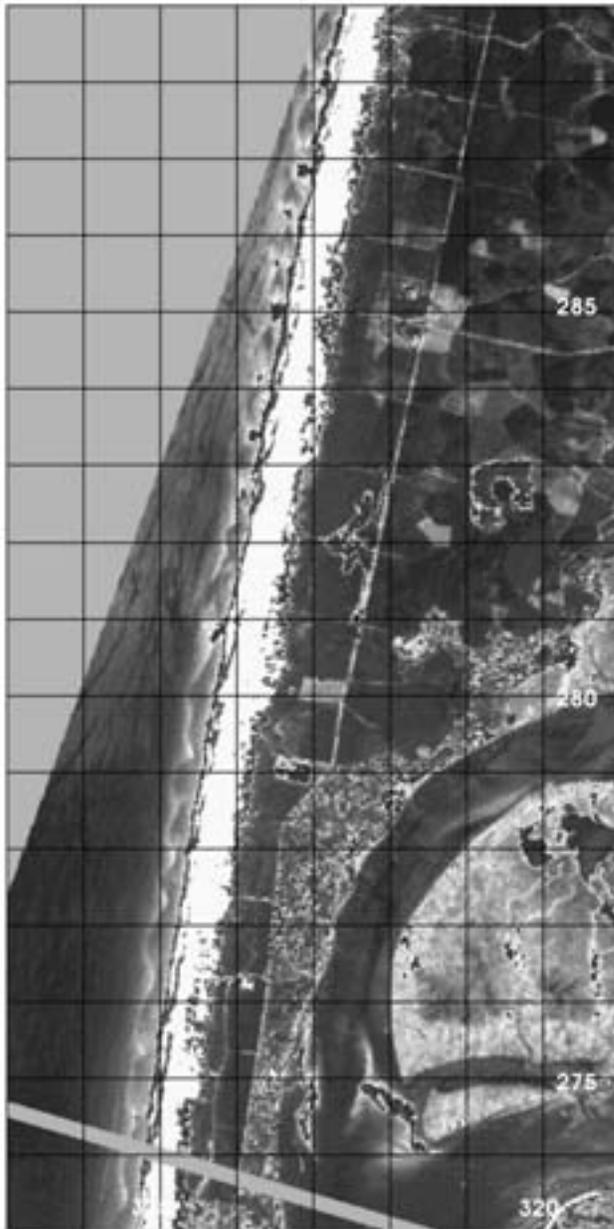
SPOT XS1 -27/05/91 @CNES DGO UMR 5805



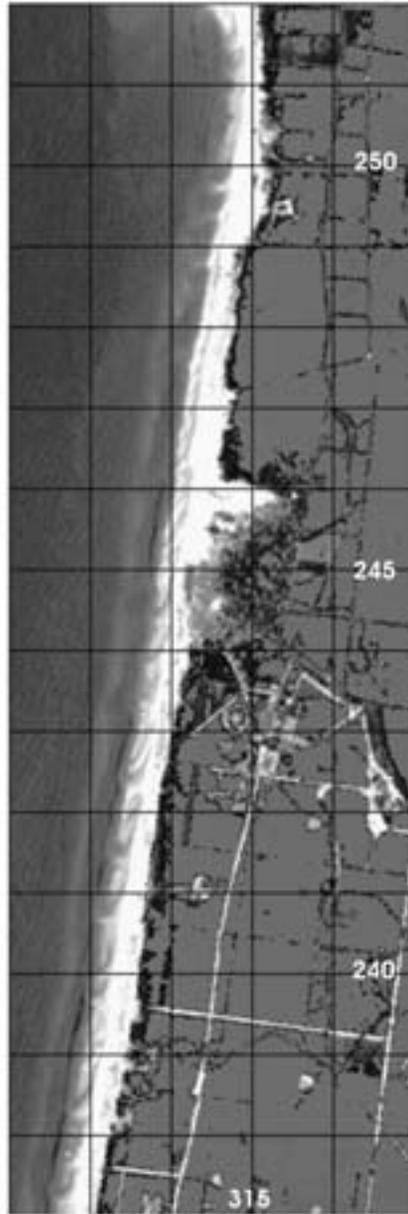
SPOT XS1 -08/09/91@CNES DGO UMR 5805



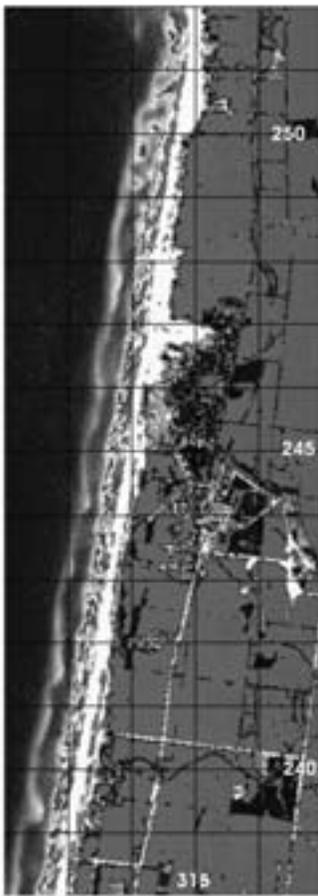
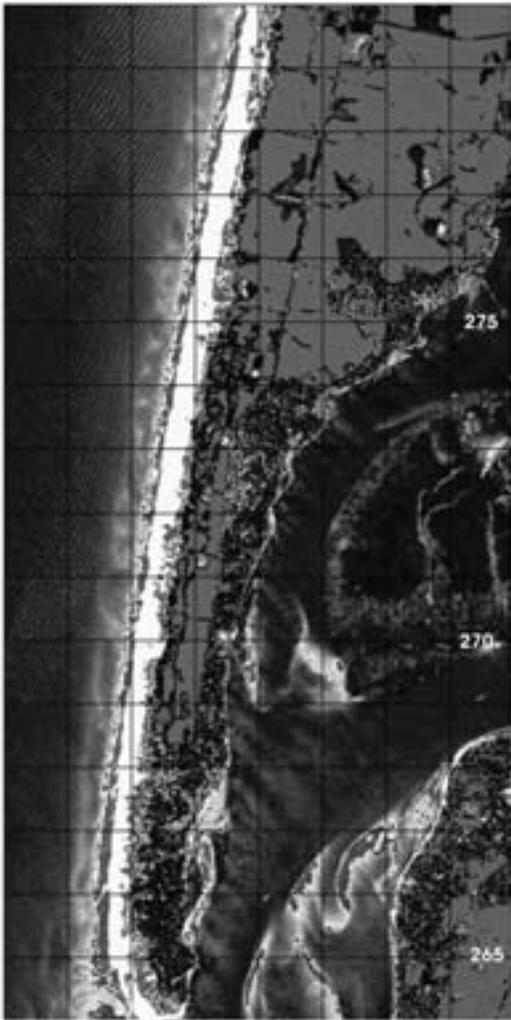
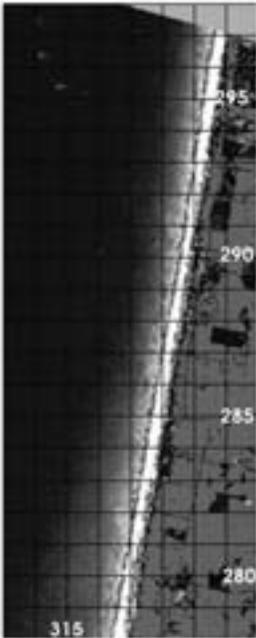
SPOT XS1 -18/05/92@CNES DGO UMR 5805



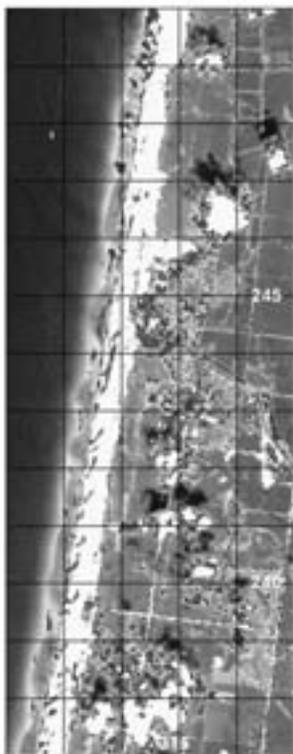
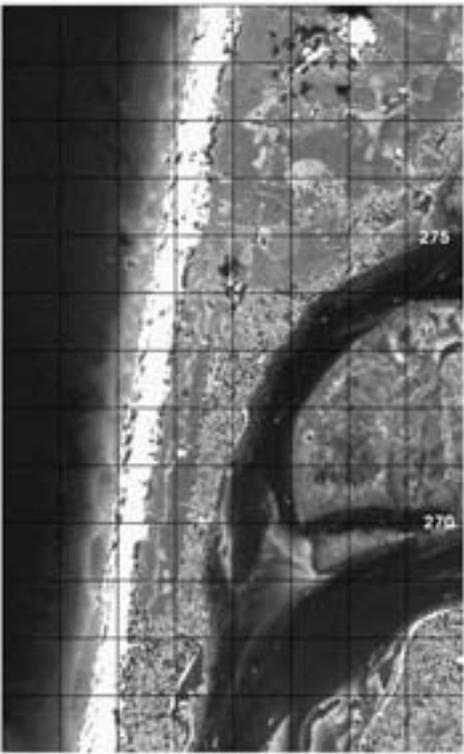
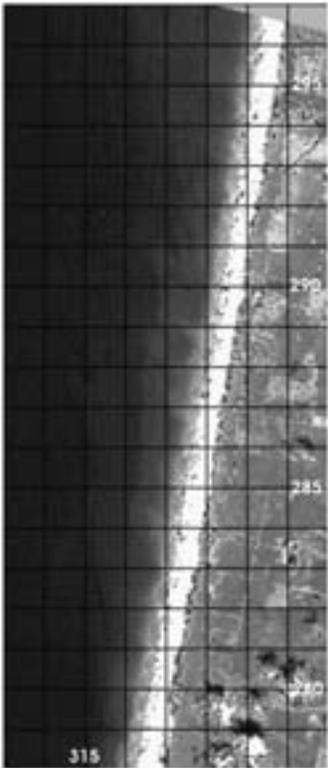
SPOT XS1 -28/06/95@CNES DGO UMR 5805



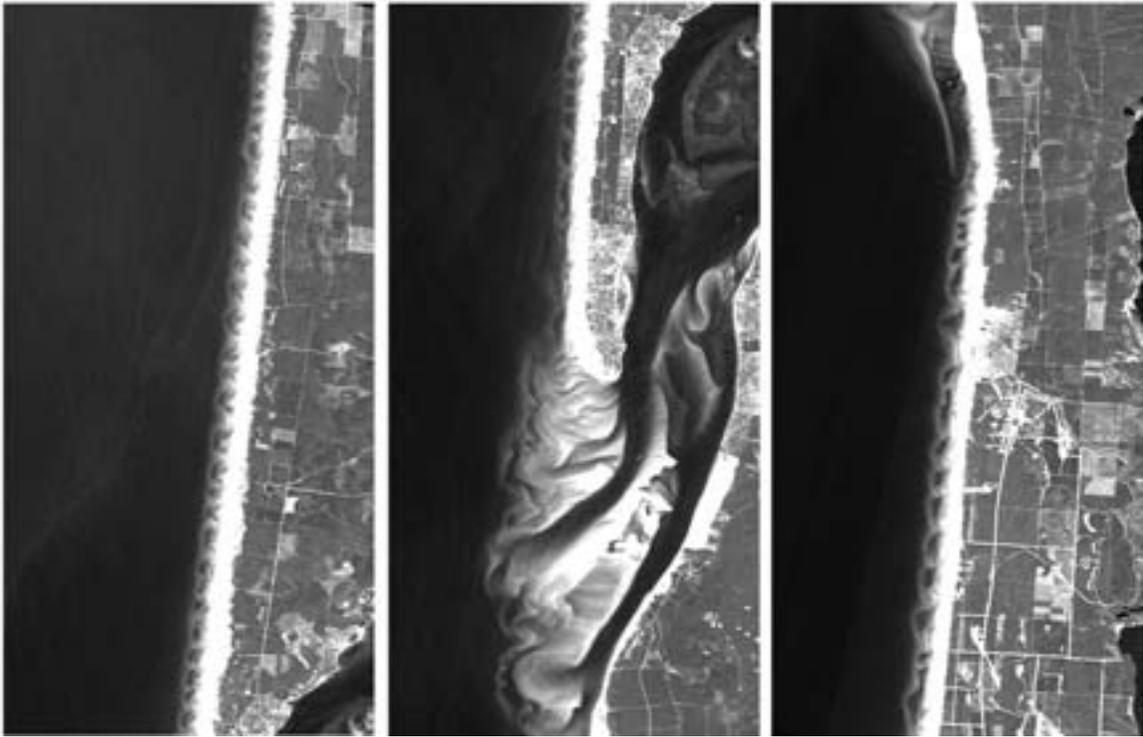
SPOT XS1 -24/06/98@CNES DGO UMR 5805

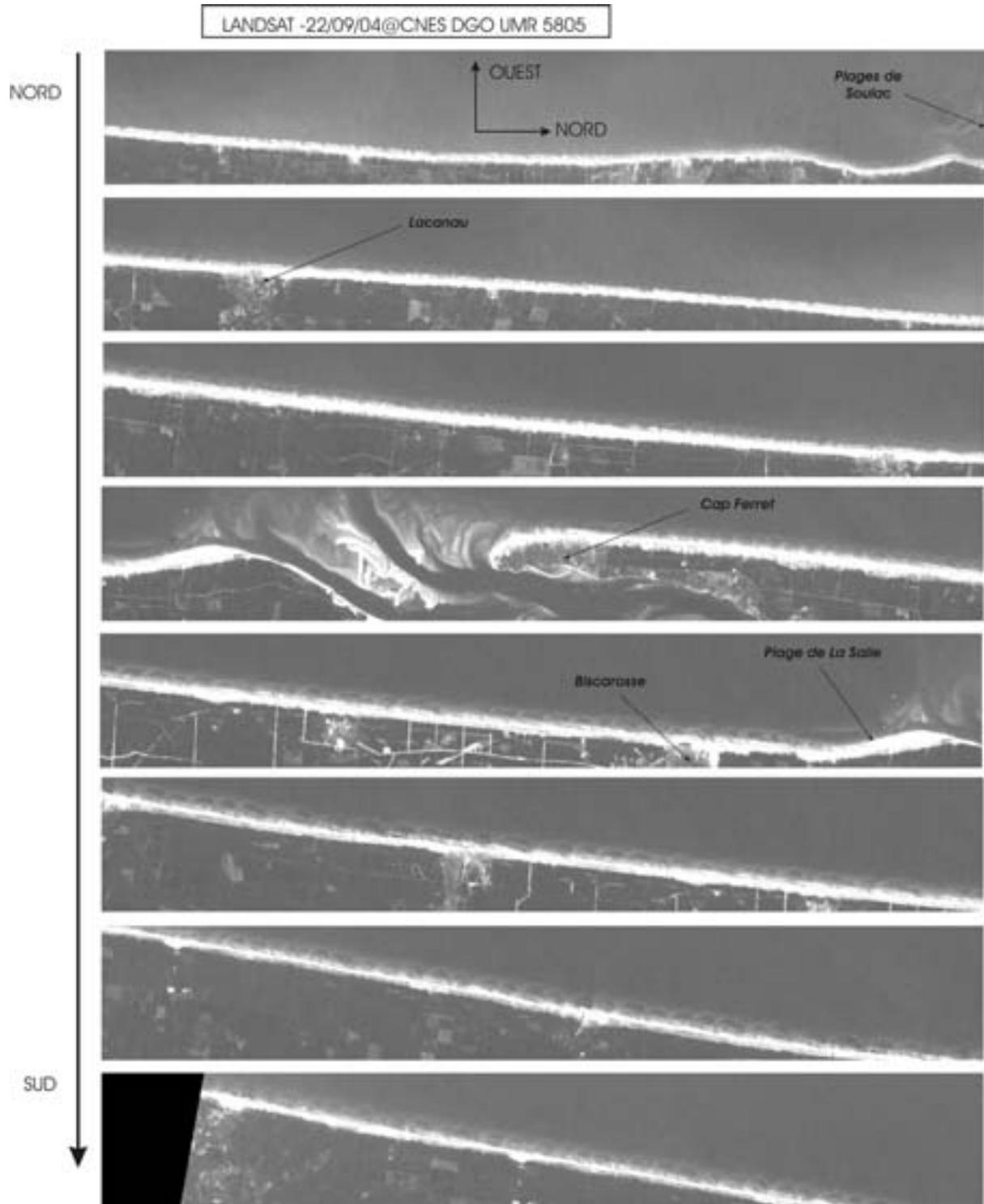


SPOT XS1 -16/07/99@CNES DGO UMR 5805



SPOT XS1 -15/05/01@CNES DGO UMR 5805





# **Modélisation de l'hydrodynamique sédimentaire au-dessus des barres sableuses soumises à l'action de la houle : application à la côte aquitaine.**

## **Résumé**

Cette thèse présente la première étude complète de la dynamique des vagues, des courants moyens induits et des barres sableuses sur les plages d'Aquitaine. La démarche suivie repose sur la modélisation des processus physiques, en interaction avec l'imagerie satellite et aérienne, les observations sur le terrain, ainsi que le traitement et l'analyse in-situ. Du 12 au 19 Octobre 2001 sur la plage aquitaine du Truc Vert, la campagne de mesures PNEC 2001 a permis de collecter des données hydrodynamiques et sédimentaires pendant des conditions de houle énergétiques. A partir de l'analyse de ces données, le module hydrodynamique du modèle morphodynamique développé au cours de cette thèse a été validé, et la dynamique des courants moyens au-dessus de la plage du Truc Vert a été décrite. A partir de simulations au-dessus des systèmes barre/baïne et de systèmes de barres en croissant de la côte aquitaine, on montre que la modulation tidale des processus est intense. La formation des courants sagittaux est favorisée par les houles longues et frontales tandis qu'un courant de dérive oscillant est induit par les houles d'incidence oblique. Le couplage morphodynamique complet avec prise en compte de la marée montre que le mécanisme d'auto-organisation est à l'origine de la formation des systèmes barre/baïne dans la zone intertidale et des systèmes de barres en croissant dans la zone subtidale. Les caractéristiques morphologiques des systèmes formés sont en accord avec les observations sur le terrain. Le développement de ces barres est également étudié, ainsi que sa sensibilité au forçage au large. L'étude aboutit à un nouveau modèle conceptuel de la morphologie des barres sableuses observées sur la côte aquitaine.

*Mots clefs :* Hydrodynamique 2D-Horizontale, courants moyens induits par la houle, courants sagittaux, cellules de circulation, transport sédimentaire, morphodynamique, mécanisme d'auto-organisation, plages sableuses d'Aquitaine, imagerie satellite

---

## **Abstract**

This thesis presents the first complete study of wave dynamics, wave-induced currents, and morphodynamics of nearshore sandy bars on the Aquitanian coast beaches. This study is based on a physical modeling approach, associated with satellite imagery as well as treatment and analysis of field data. From the 12<sup>th</sup> to the 19<sup>th</sup> of October 2001 at Truc Vert Beach, hydrodynamic and sedimentary data were collected during PNEC 2001 field measurements for energetic swell conditions. From the analysis of these data, the hydrodynamic module of the morphodynamic model developed during this thesis has been validated, and the dynamics of waves and wave-induced currents has been described. Simulations over Aquitanian coast ridge and runnel systems and nearshore crescentic bar systems show an intense tidal modulation of physical processes. Rip currents are induced by shore normal incidence long swells and an oscillating longshore current is induced by oblique incidence swells. The morphodynamic coupling including tidal cycles shows that self-organization mechanisms are responsible for the formation of ridge and runnel systems in the intertidal domain and crescentic bar systems in the nearshore zone. The morphological characteristics of simulated systems are in agreement with observations. The development of these bars is also studied, as well as its sensitivity to wave forcing. The study leads to a new conceptual model of sandy bars morphology on the Aquitanian coast..

*Keywords:* 2D-Horizontal Hydrodynamics, mean wave-induced currents, rip current, circulation eddies, sediment transport, morphodynamics, self-organization mechanism, Aquitanian sandy beaches, satellite imagery