

Dynamique des plages sableuses soumises à l'action des vagues, de la marée et des rechargements artificiels

David L. Morellato

▶ **To cite this version:**

David L. Morellato. Dynamique des plages sableuses soumises à l'action des vagues, de la marée et des rechargements artificiels. Océan, Atmosphère. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2008. Français. NNT : . tel-00380212v1

HAL Id: tel-00380212

https://theses.hal.science/tel-00380212v1

Submitted on 7 May 2009 (v1), last revised 28 Jul 2009 (v2)

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

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

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Thèse de Doctorat

Spécialité : Océanographie Physique

par

David Morellato

Dynamique des plages sableuses soumises à l'action des vagues, de la marée et des rechargements artificiels

---

Sous la direction de Georges Chapalain

présentée le 18 décembre 2008 devant la commission suivante :

M. Alain Colin de Verdière, Professeur à l'Université de Brest - Brest, Président

M. Dominique Astruc, Maître de Conférence à l'ENSEEIHT - Toulouse, Rapporteur

M. Eric Barthélémy, Professeur à l'ENSE3 - Saint-Martin-D'Hères, Rapporteur

M. Edward Anthony, Professeur à l'ULCO - Dunkerque, Examinateur

M. Gerd Masselink, Professeur à l'Université de Plymouth - Plymouth, Examinateur

M. Olivier Piet, Directeur-adjoint du CETMEF - Compiègne, Examinateur

M. Georges Chapalain, Directeur de Recherche au CETMEF - Plouzané, Directeur de thèse

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Remerciements

Je tiens à exprimer ma gratitude à :

- Messieurs Geoffroy Caude, directeur du Centre d'Etudes Techniques Maritimes et Fluviales (CETMEF), et Joël L'Her, chef du Département Environnement Littoral et Cours d'Eau (DELCE) du CETMEF, pour m'avoir permis d'effectuer ce travail de doctorat dans le cadre de mon affectation ;

- Monsieur Laurent Memery, directeur du Laboratoire des sciences de l'Environnement MARin (LEMAR), pour m'avoir accueilli au sein de son unité de recherche au début de ce travail de doctorat.

Je voudrais également remercier tous ceux qui m'ont aidé à réaliser ce travail :

- Monsieur Georges Chapalain, directeur de thèse, pour ses conseils en sédimentologie et en océanographie physique, son encadrement, son aide lors des campagnes de mesures sur la plage de Pentrez et l'accès à ses séries de mesures en petit canal ;

- Messieurs Dominique Astruc de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electrotechnique, d'Electronique, d'Informatique, d'Hydraulique et des Télécomunications (ENSEEIHT) et Eric Bathélémy de l'Ecole Nationale Supèrieure pour l'Energie, l'Eau et l'Environnement (ENSE3) pour leur travail de rapporteur ;

- Monsieur Alain Colin de Verdière de l'Université de Brest pour sa tâche de président du jury ;

- Messieurs Edward Anthony de l'Université du Littoral Côte d'Opale, Gerd Masselink de l'Université de Plymouth et Olivier Piet du CETMEF pour leur rôle d'examinateur ;

- Messieurs Fabrice Ardhuin du Service Hydrographique et Océanographique de la Marine (SHOM), Philippe Sergent du CETMEF et Pierre Le Hir de l'Institut Français de Recherche pour l'Exploitation de la MER (IFREMER) pour leur participation à mon comité de thèse et les conseils qu'ils m'ont prodigués ;

- Monsieur Alain Hénaff du laboratoire Littoral-Environnement-Télédétection-Géomatique (LETG) pour son aide précieuse lors du relevé des profils sur la plage de Pentrez ;

- Monsieur Nicolas Guillou du CETMEF pour son aide lors des campagnes de me-

sures sur la plage de Pentrez, les figures de son mémoire de thèse et l'accès aux données bathymétriques (convention SHOM-IUEM) ;

- Messieurs Gérard Goasguen du CETMEF et Michel Benoit du Laboratoire National d'Hydraulique et Environnement (LNHE) pour l'utilisation des données de l'Atlas Numérique d'Etats de Mer Océanique et Côtier (ANEMOC).

- Messieurs Guy Amis, Alain Le Berre et Alain Le Flem du CETMEF pour le mouillage des bouées houlographiques, le traitement des données de houle et leur aide lors des campagnes de mesures sur la plage de Pentrez ;

- Monsieur André Simon du CETMEF pour la digitalisation des courbes expérimentales en petit canal ;

- Monsieur Eric Duvieilbourg du LEMAR pour la programmation et le déploiement des instruments sur la plage de Pentrez ;

- Messieurs Laurent Chauvaud, Erwan Amice et Robert Marc du LEMAR pour le déploiement des instruments en zone subtidale ;

- Madame Karine Spielmann de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) pour l'accès aux données Deltaflume'93 ;

- Monsieur Wen Long de l'Université du Maryland pour ses conseils sur l'utilisation de FUNWAVE et la transmission de références bibliographiques ;

- Monsieur Rolf Deigaard de l'Université Technologique du Danemark (TUD) pour la transmission de références bibliographiques ;

- les capitaines et les équipages du Navire Océanographique de l'Institut National des Sciences de l'Univers et du Centre National de la Recherche Scientifique (INSU-CNRS) pour le mouillage des bouées houlographiques ;

- Monsieur Maurice Le Bechec, maire de Saint-Nic, ses adjoints et son personnel technique pour leur assistance lors des campagnes de mesures sur la plage de Pentrez ;

- Messieurs Emmanuel Taboré, Eric Hardy et Alain Le Mercier, de l'Institut Universitaire Européen de la Mer (IUEM), pour leur aide en informatique, en particulier pour l'accès au pôle de CAlcul PARallèle Mutualisé pour l'Océanographie et la Recherche (CAPARMOR) ;

- le personnel de l'IUEM et du CETMEF.

Je remercie particulièrement ma femme Vanessa pour sa présence et son amour ainsi que mes parents et mes proches pour leur soutien.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Résumé

La thèse s'attache à l'étude des processus hydrodynamiques et hydro-sédimentaires affectant la morphodynamique des plages sableuses dissipatives, soumises à l'action des vagues, de la marée et des rechargements artificiels. Les travaux se concentrent sur la direction perpendiculaire au trait de côte ("Cross-shore").

La méthode choisie s'appuie en premier lieu sur la modélisation numérique. Déterministe, celle-ci incorpore et couple des composantes hydrodynamique, hydro-sédimentaire et morphodynamique. Le module hydrodynamique résout les processus à l'échelle temporelle de la vague. Il se fonde sur le modèle de propagation de vagues FUNWAVE (Kirby *et al.*, 1998), basé sur les équations complètement non linéaires de Wei *et al.* (1995). Ce modèle tient compte du déferlement des vagues et du frottement sur le fond. Le frottement sur le fond est amélioré en ajoutant le prédicteur de rides de Nielsen (1992) établi pour des vagues monochromatiques. Le courant de retour induit au fond dans la zone de déferlement, appelé "undertow", n'est pas reproduit par le modèle FUNWAVE. Une correction de la vitesse près du fond est alors introduite pour pallier ce manque au niveau des processus de transport sédimentaire. Deux méthodes qui conduisent à deux modèles de transport sont proposées et confrontées. Le premier modèle, unidimensionnel horizontal (1DH), consiste à inclure la méthode de calcul de vitesse au fond proposée par Lynett (2006) et le modèle de transport sédimentaire intégré de Bailard (1981). Le second modèle adopte une série de modèles unidimensionnels verticaux juxtaposés, avec un schéma de fermeture turbulente à une équation exprimée en coordonnées σ, et constitue un modèle pseudo-2DV. FUNWAVE et chacun de ces deux modèles de transport sont enfin couplés à un module d'évolution morphologique basé sur l'équation de conservation des sédiments.

L'approche par modélisation numérique est associée à une démarche d'expérimentation en milieu contrôlé de laboratoire (canal à fond plat du Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels de Grenoble et canal de grande taille Delta Flume du Delft Hydraulics), ainsi qu'in situ sur la plage de Pentrez, en baie de Douarnenez, à une fin de validation.

Ces travaux ont montré que le modèle reproduit très convenablement la propagation des vagues, la distribution verticale des vitesses moyennes et quadratiques moyennes et les concentrations moyennes de sédiments en suspension. La distribution verticale des concentrations quadratiques moyennes des sédiments en suspension est très sous-estimée. En bout de chaîne, le modèle reproduit les tendances d'évolution morphologique comme les migrations des barres, qu'il tend cependant à trop lisser. Les deux approches du transport donnent des résultats comparables et montrent l'intérêt de bien reproduire la vitesse au fond pour mieux prédire les évolutions morphologiques. Il s'avère cependant que seule l'approche 1DH est utilisable pour des études numériques pratiques, en raison de sa meilleure stabilité et de son moindre coût en temps de calcul que l'approche pseudo-2DV.

Une première étude numérique a été entreprise, à l'aide de l'outil de modélisation développé et validé, pour quantifier l'influence des différents paramètres sur la morphologie des plages idéalisées, planes, soumises à l'action conjuguée des vagues et de la marée. Il ressort des simulations que le nombre de barres, leur volume et leur éloignement par rapport au rivage augmentent avec la hauteur des vagues. Ces trois effets sont atténués quand le marnage, la largeur du spectre et la granulométrie du sable augmentent, et quand la pente de la plage et la période des vagues incidentes diminuent. En cas de marnage variable au cours d'une lunaison, c'est la période de vive-eau qui est la plus dynamique. Cette étude montre également que notre modèle retrouve les grandes lignes du modèle descriptif de Masselink et Short (1993). Cependant, il convient de prendre un certain recul par rapport aux résultats obtenus en zone intertidale, car notre modèle possède quelques lacunes vis-à-vis des processus hydro-sédimentaires en zone de "swash".

Une seconde étude numérique visant à analyser l'évolution d'un rechargement artificiel en fonction de sa forme et de sa position sur le profil de plage a été entreprise. Elle conduit à quelques recommandations préliminaires sur la pratique du rechargement artificiel, à l'attention des gestionnaires des plages sableuses. Sur les plages microtidales, il est conseillé de déposer le sable plutôt en haut des plages ou au niveau des barres. Sur les plages soumises à la marée, il est préférable de recharger au-dessus du niveau moyen de la mer. Dans tous les cas, les talus doivent présenter des pentes fortes qui assurent la stabilité des dépôts et protègent la plage en dissipant les plus grosses vagues. Ces recommandations devront être confirmées par des travaux complémentaires, tout particulièrement par des confrontations avec des expérimentations en milieux contrôlés et/ou naturels.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Table des matières

Remerciements **3**

Résumé **5**

Table des matières **7**

Liste des symboles **11**

1 Introduction générale **17**

2 Théorie et modélisation **29**

2.1 Processus hydrodynamiques 32

2.1.1 Les vagues 32

2.1.2 La marée 47

2.2 Processus hydro-sédimentaires 50

2.2.1 Etat de l'art 50

2.2.2 Modèle de transport intégré dans approche 1DH 54

2.2.3 Modèle de transport vertical dans approche 2DV 57

2.3 Réponse morphologique 70

2.3.1 Formulation 70

2.3.2 Résolution numérique 71

2.4 Discussion 71

3 Mesures expérimentales **75**

3.1 Mesures en environnement contrôlé à échelle réduite 75

3.1.1 Bibliographie 75

3.1.2 Données hydrodynamiques sur fond plat 76

3.2 Mesures en environnement contrôlé à échelle réelle 79

3.2.1 Bibliographie 79

3.2.2 Delta Flume'93 79

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

3.3 Mesures en environnement naturel : la plage de Pentrez 83
3.3.1 Situation géographique de la baie de Douarnenez 83
3.3.2 Nature des fonds dans la baie de Douarnenez 84
3.3.3 Régime hydrodynamique de la baie de Douarnenez 85
3.3.4 Caractéristiques de la plage de Pentrez 89
3.3.5 Suivi topographique de la plage de Pentrez 92
3.3.6 Appareillage expérimental 94
3.3.7 Campagnes effectuées 98
3.3.8 Analyse des mesures en zone intertidale 103

4 Applications et validation du modèle FUNBEACH 107
4.1 Tests sur fond plat 107
4.2 Delta Flume'93 112
4.2.1 Modèle de houle 112
4.2.2 Modèle de Lynett 117
4.2.3 Modèle vertical de turbulence 119
4.2.4 Taux de transport et évolution morphologique 124
4.3 Plage de Pentrez 131
4.3.1 Modèle de houle 131
4.3.2 Modèle de Lynett 136
4.3.3 Modèle vertical de turbulence 143
4.3.4 Taux de transport et évolution morphologique 162
4.4 Discussion 166

5 Etude numérique de l'influence des vagues et de la marée sur la morphodynamique des plages 169
5.1 Introduction 169
5.2 Simulations sur une plage uniforme 170
5.2.1 Onde de marée sinusoïdale 170
5.2.2 Modulation morte-eau vive-eau 214
5.3 Simulations sur la plage de Pentrez 225
5.3.1 Onde de marée sinusoïdale 226
5.3.2 Modulation morte-eau vive-eau 230
5.4 Discussion 232

6 Etude numérique d'opérations de rechargement 235
6.1 Introduction 235
6.2 Conditions de simulation 237

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

6.3 Résultats 239
6.3.1 Hauteur des vagues variable en absence de marée 239
6.3.2 Hauteur des vagues donnée pour différents marnages 242
6.4 Discussion 244

7 Conclusion générale **249**

Bibliographie **253**

Table des figures **265**

Liste des tableaux **277**

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Liste des symboles

L'ensemble des symboles utilisés dans ce manuscrit sont présentés sur ces quelques pages, avec entre crochets l'unité U.S.I correspondante (M : masse (kg), L : longueur (m) et T : temps (s)).

A	$[L]$	demie-excursion des vagues,
A	$[L^{\frac{1}{3}}]$	coefficient de forme de profil,
A	$[L^2T^2]$	spectre d'action de la houle,
A	$[-]$	coefficient correctif pour les modèles à flux moyen dominant,
a	$[L]$	amplitude de la houle,
a, b, c	$[-]$	coefficient de la série de Fourier,
a_1, a_2, b_1, b_2	$[-]$	constantes dans l'équation de Wei *et al.* (1995, [160]),
B	$[-]$	paramètre de contrôle dans le modèle de déferlement,
C	$[-]$	concentration volumique en sédiment,
C	$[ML^{-1}]$	concentration massique en sédiment,
C	$[LT^{-1}]$	vitesse de phase de la vague,
C	$[LT^{-1}]$	vitesse du rouleau dans la formulation de Lynett,
C_0	$[-]$	concentration volumique de référence ($z = z_0$),
C_a	$[-]$	concentration volumique près du fond à l'équilibre($z = z_0$),
C_f	$[-]$	coefficient de frottement (formule de transport),
C_g	$[LT^{-1}]$	vitesse de groupe de la vague,
C_m	$[-]$	concentration volumique maximale,
C_ν	$[-]$	constante empirique dans l'équation d'énergie cinétique turbulente,

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

D	$[L]$	diamètre du grain,
D_*	$[-]$	diamètre adimensionné du grain,
d	$[LT^{-1}]$	fonction de dépôt,
$\mathrm{d}t$	$[L]$	pas temporel,
$\mathrm{d}x$	$[L]$	pas spatial,
d_{50}	$[L]$	diamètre médian,
dh^+_{max}	$[L]$	élévation verticale maximale,
E	$[L^2T]$	spectre d'élévation de la houle,
E	$[L]$	mouvement du batteur,
E, E_2, U	$[LT^{-1}]$	termes dans l'équation de Wei *et al.* (1995, [160]),
e	$[L]$	excursion,
F, F_2, F^t	$[LT^{-2}]$	termes dans l'équation de Wei *et al.* (1995, [160]),
F_{br}	$[LT^{-2}]$	terme de dissipation par déferlement dans l'équation de Wei *et al.* (1995, [160]),
F_b	$[LT^{-2}]$	terme de dissipation par frottement sur le fond dans l'équation de Wei *et al.* (1995, [160]),
F_{sp}	$[LT^{-2}]$	terme de dissipation de la couche éponge dans l'équation de Wei *et al.* (1995, [160]),
f	$[LT^{-2}]$	terme source dans l'équation de Wei *et al.* (1995, [160]),
f	$[T^{-1}]$	fréquence de la houle,
f_w	$[-]$	coefficient de frottement,
g	$[LT^{-2}]$	accélération de la pesanteur,
g	$[-]$	fonction gaussienne,
H	$[L]$	hauteur de la houle (houle monochromatique),
H	$[L]$	hauteur d'eau instantanée,
H_{m_0}	$[L]$	hauteur significative spectrale des vagues,
H_s	$[L]$	hauteur significative des vagues,
$H_{1/3}$	$[L]$	moyenne du tiers supérieur des vagues,
h	$[L]$	profondeur d'eau,
h_{final}	$[L]$	hauteur finale du tas de sable,
h_{initial}	$[L]$	hauteur initiale du tas de sable,
K	$[L^{-1}T^2]$	coefficient de frottement (FUNWAVE),
k	$[L^{-1}]$	nombre d'onde de la houle,
k	$[L^2T-2]$	énergie cinétique turbulente,

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

k_s	$[L]$	rugosité équivalente de Nikuradse,
L	$[L]$	longueur d'onde de la houle,
L	$[L]$	fonction de transport pour les modèles de transport total,
l	$[L]$	longueur de mélange,
M	$[-]$	constante de détermination du régime érosion-accrétion,
M	$[L^2T^{-1}]$	« masse » dans l'équation de conservation de la masse,
MSR	$[L]$	marnage moyen de printemps,
m_0	$[L^2]$	variance de l'élévation de la surface libre,
m_2	$[L^2T^{-2}]$	moment d'ordre 2 de la houle,
P	$[M^2L^{-2}T^{-3}]$	spectre de pression,
PROD	$[ML^{-1}T^{-3}]$	terme de production de l'équation d'énergie cinétique turbulente,
p	$[LT^{-1}]$	fonction d'entraînement,
p	$[ML^{-1}]$	pression dynamique,
$\tilde{p}$	$[ML^{-1}]$	variation périodique de pression associée au mouvement des vagues,
Q	$[L^2T]$	somme des termes sources et puits,
q	$[L^2T^{-1}]$	débit solide volumique global par unité de largeur,
q_s	$[L^2T^{-1}]$	débit solide volumique par suspension,
q_{s0}	$[L^2T^{-1}]$	débit solide volumique par suspension sur fond plat,
$q_{s\beta}$	$[L^2T^{-1}]$	débit solide volumique par suspension lié à la pente β_p,
q_{c0}	$[L^2T^{-1}]$	débit solide volumique par charriage sur fond plat,
$q_{c\beta}$	$[L^2T^{-1}]$	débit solide volumique par charriage lié à la pente β_p,
q_su	$[L^2T^{-1}]$	débit solide volumique par suspension lié au courant moyen,
q_sw	$[L^2T^{-1}]$	débit solide volumique par suspension lié au courant orbital,
q_sl	$[L^2T^{-1}]$	débit solide volumique par suspension lié au courant lagrangien,
q_c	$[L^2T^{-1}]$	débit solide volumique par charriage,
RTR	$[-]$	marnage relatif,
r	$[-]$	rugosité relative,
s	$[-]$	densité du sédiment,

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

s	$[LT^{-1}]$	fonction source temporelle,
T	$[T]$	période de la houle (houle monochromatique),
TR	$[L]$	marnage moyen,
T^*	$[T]$	temps de transition,
T_m	$[T]$	période moyenne de la houle (relative aux moments m_0 et m_2),
T_p	$[T]$	période correspondant au maximum de la densité spectrale,
T_z	$[T]$	période moyenne de la houle (par passage au niveau moyen par valeur croissante),
t	$[T]$	variable temporelle,
u	$[LT^{-1}]$	vitesse horizontale "cross-shore",
u_{ref}	$[LT^{-1}]$	vitesse à un niveau de référence,
u_0	$[LT^{-1}]$	vitesse orbitale des vagues,
u_s	$[LT^{-1}]$	vitesse à la surface,
u_*	$[LT^{-1}]$	vitesse de frottement,
U_l	$[L^T-1]$	vitesse lagrangienne,
U_r	$[L^{-1}]$	nombre d'Ursell,
U_w	$[LT^{-1}]$	vitesse orbitale au fond,
V	$[LT^{-2}]$	ensemble des termes dispersifs,
V_d	$[L]$	quantité de sable par unité de surface érodée lors de la renverse de la vitesse (décroissance de la vitesse),
V_u	$[L]$	quantité de sable par unité de surface érodée lors de la renverse de la vitesse (croissance de la vitesse),
V_x	$[LT^{-1}]$	vitesse de déplacement horizontal de la barre,
V_z	$[LT^{-1}]$	vitesse d'accrétion de la barre,
v	$[LT^{-1}]$	vitesse horizontale "longshore",
w	$[LT^{-1}]$	vitesse verticale,
w_f	$[LT^{-1}]$	vitesse de chute,
x	$[L]$	coordonnée horizontale "cross-shore",
xh^+_{max}	$[L]$	position de la barre principale,
x_{final}	$[L]$	position finale du tas de sable,
x_{initial}	$[L]$	position initiale du tas de sable,
y	$[L]$	coordonnée horizontale "longshore",

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

z	$[L]$	coordonnée verticale,
z_0	$[L]$	longueur de rugosité sur le fond,
z_{0s}	$[L]$	longueur de rugosité sur le fond de peau,
z_{0f}	$[L]$	longueur de rugosité sur le fond de forme,
z_{0t}	$[L]$	longueur de rugosité sur le fond due au transport sédimentaire,
z_α	$[L]$	$0.531h$,
α	$[-]$	amplitude relative de la houle,
α	$[-]$	paramètre de développement des équations de Boussinesq,
α_d	$[-]$	coefficient dans le schéma modifié de Lax,
β	$[-]$	profondeur relative de la houle,
β_f	$[-]$	pente des flancs,
β_p	$[-]$	pente de la plage,
γ	$[-]$	hauteur de houle sur la profondeur,
γ	$[-]$	fraction de la vitesse du rouleau,
Δl	$[L]$	distance entre deux rayons du même train d'onde,
Δr	$[L]$	hauteur des rides,
Δt	$[T]$	pas morphodynamique,
Δx	$[T]$	pas spatial,
δ	$[-]$	amplitude relative de la houle, petit paramètre,
δ	$[-]$	longueur de mélange pour le modèle de déferlement,
ε	$[-]$	porosité,
ε_c	$[-]$	coefficient d'efficacité du transport par charriage,
ε_s	$[-]$	coefficient d'efficacité du transport en suspension,
ε_{sd}	$[L^2T^{-1}]$	coefficient de diffusion turbulente,
η	$[L]$	dénivellation de la surface libre,
θ	$[-]$	direction de propagation de la houle,
θ_{cr}	$[-]$	paramètre de Shields critique,
θ_r	$[-]$	paramètre de Shields pour les rides,
θ_s	$[-]$	paramètre de Shields,
θ_{ws}	$[-]$	paramètre de Shields de peau,
κ	$[-]$	paramètre pour la technique de plage perméable,
κ	$[-]$	constante de von Kármán,

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Λ	$[L]$	paramètre pour la technique de plage perméable,
λ	$[-]$	cambrure de la vague,
μ	$[-]$	petit paramètre représentant la dispersion,
ν	$[L^2T^{-1}]$	viscosité cinématique de l'eau,
ν	$[L^2T^{-1}]$	coefficient de viscosité turbulente pour le déferlement,
ν_t	$[L^2T^{-1}]$	coefficient de viscosité turbulente totale,
ξ	$[-]$	paramètre de caractérisation du déferlement,
ρ_s	$[ML^{-3}]$	masse volumique du sédiment,
ρ_w	$[ML^{-3}]$	masse volumique de l'eau,
σ	$[-]$	profondeur réduite,
σ_k	$[-]$	constante empirique dans l'équation d'énergie cinétique turbulente,
τ_s	$[MLT^{-2}]$	frottement de peau au fond,
τ_w	$[MLT^{-2}]$	tension au fond,
τ_{zx}	$[MLT^{-2}]$	contrainte instantanée,
ϕ	$[-]$	échelle de phi,
ϕ	$[L^2T^{-1}]$	potentiel des vitesses,
Ψ	-	paramètre de mobilité,
Ω	$[-]$	paramètre de Dean (1973, [31]),
ω	$[T^{-1}]$	pulsation de la houle,

Notation indicielle :	-	i :	valeur pour la classe i,
	-	d :	valeur au déferlement,
	-	0 :	valeur en entrée ou initiale,
	-	∞ :	valeur au large,
	-	min :	valeur minimale,
	-	max :	valeur maximale,
	-	rms :	écart quadratique moyen,
	-	t :	dérivée partielle par rapport à t,
	-	x :	dérivée partielle par rapport à x,
	-	y :	dérivée partielle par rapport à y,
	-	z :	relatif au système de coordonnées z,
	-	TEXTE :	relatif au « TEXTE »,
	-	α :	relatif à l'altitude $z = z_\alpha$.
	-	σ :	relatif au système de coordonnées σ,
Notation spécifique :	-	$\bar{x}$:	moyenne temporelle de x,
	-	x' :	valeur variable de x.
	-	$\vec{x}$:	valeur vectorielle de x.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Chapitre 1

Introduction générale

Contexte général

Le littoral, interface entre la terre et la mer, présente une grande diversité. A titre d'exemple, le littoral français métropolitain est constitué de falaises calcaires en Normandie, de côtes bretonnes granitiques et découpées, de dunes de sable en Aquitaine et de calanques en Méditerranée. Statistiquement, d'après l'étude Eurosion (2004, [25]), il est constitué à 41,3 % de côtes rocheuses et de falaises, à 33,4 % de côtes sableuses, à 7,8 % de marais et vasières et à 17,5 % de secteurs aménagés (*e.g.* ports, digues, zones de remblais) et d'estuaires. Toujours selon cette étude qui confirme les conclusions de Paskoff (1985, [108], 1993, [109]) et de l'IFEN (1996, [59]), près d'un quart du littoral recule sous l'action de la mer. Ce recul peut atteindre 2 à 7 mètres par an. Il n'épargne aucune région comme le confirme la Figure 1.1 (Chamley, 2002, [20]). A l'inverse, 43,7 % du linéaire côtier est stable et seul 9,5 % de celui-ci est en extension et gagne des terres sur la mer.

Les côtes sableuses sont les côtes les plus sensibles à l'érosion. En France métropolitaine, les 50 % d'entre-elles qui reculent représentent près des deux tiers du total des côtes en recul. Ce constat est confirmé à l'échelle mondiale (Paskoff, 1998b, [111]). Le recul des plages est causé par la pénurie en sable et en galets enregistrée depuis la fin de la dernière transgression postglaciaire, il y a 7000 ans. Cette pénurie s'est accentuée à l'époque contemporaine avec les multiples actions anthropiques, telles que la rétention des apports sédimentaires par les barrages, l'extraction de granulats pour les besoins de la construction et la dégradation des protections naturelles que constituent les herbiers et les champs d'algues par les activités de pêche (chalutage contre le fond) et de nautisme (mouillage), par les opérations de dragage et par les diverses pollutions marines (Chamley, 2002, [20]). Il est fort probable que le phénomène d'érosion soit aggravé par l'élévation du

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

niveau de la mer, voire l'accentuation des régimes de tempêtes, consécutifs au réchauffement climatique (Paskoff, 1998a, [110]).

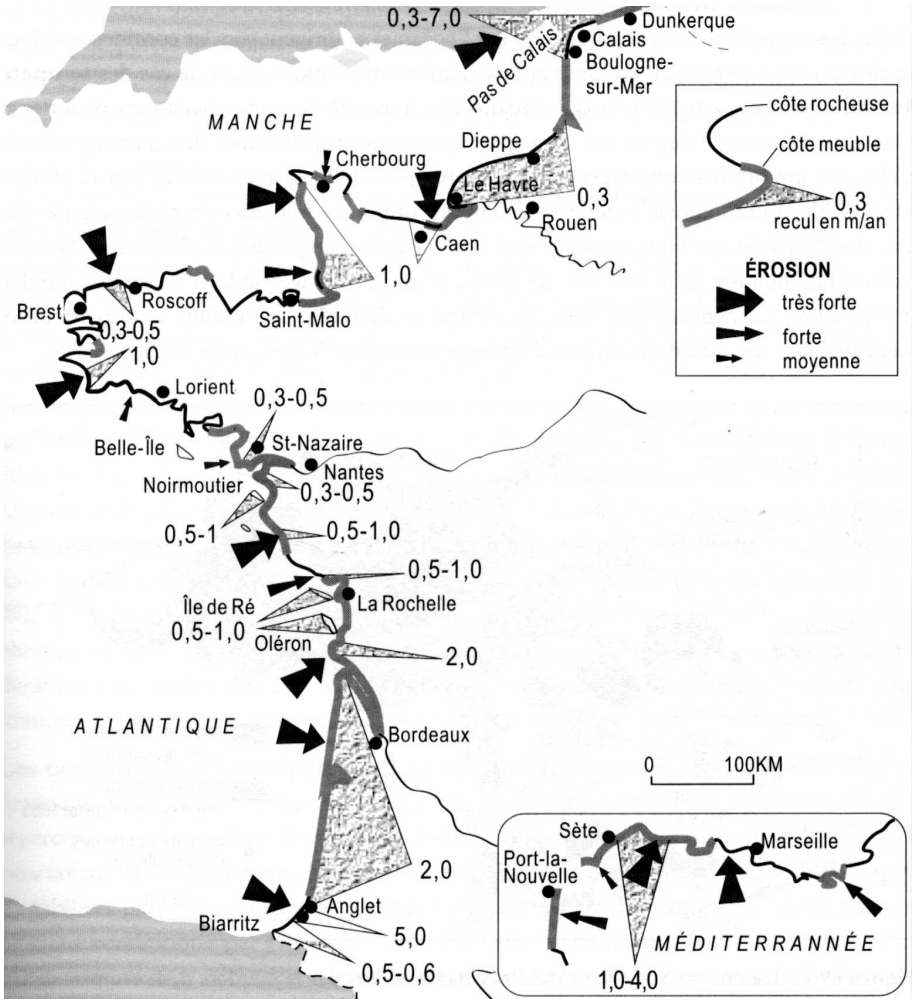


FIG. 1.1 – Bilan de l'érosion actuelle des côtes de France métropolitaine (d'après Massoud et Piboubès, 1994, [96] dans Chamley (2002, [20])).

En France métropolitaine, le dixième du linéaire côtier est aménagé pour contrecarrer le phénomène d'érosion. En moyenne, un aménagement est recensé tous les kilomètres. Il s'agit d'enrochements, d'épis, de brise-lames, de jetées ou de digues. Ces ouvrages assurent une protection locale, qui se solde malheureusement très souvent par un déplacement du problème initial. Par ailleurs, ils nécessitent un entretien périodique extrêmement onéreux. En conséquence, les gestionnaires de la zone littorale privilégient maintenant de plus en plus des méthodes dites « douces », comme le rechargement de plage en sable ou le soutirage continu par drainage de la plage (*e.g.* système Ecoplage®).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Aucune des solutions évoquées précédemment ne s'avère être une solution miracle. La complexité des processus mis en jeu nécessite encore des recherches sur les fonctionnements hydrodynamique, hydro-sédimentaire et morphodynamique des plages sableuses. Initiées de manière moderne au cours de la Seconde Guerre Mondiale par le corps des ingénieurs de l'armée américaine (US CERC), pour préparer le débarquement allié sur les côtes françaises, ces recherches en génie côtier mobilisent à la fois des physiciens, des ingénieurs, des géographes, des sédimentologues et des géologues, qui pratiquent des travaux d'acquisition de données complémentaires de terrain et de calcul prédictif.

La réponse d'une plage sableuse résulte de transformations spatio-temporelles, couplées et rétro-actives, entre les processus hydrodynamiques et le stock sédimentaire mobile constituant la plage, via les processus hydro-sédimentaires. C'est un système éminemment complexe en équilibre dynamique précaire, sous l'action de divers forçages (Figure 1.2).

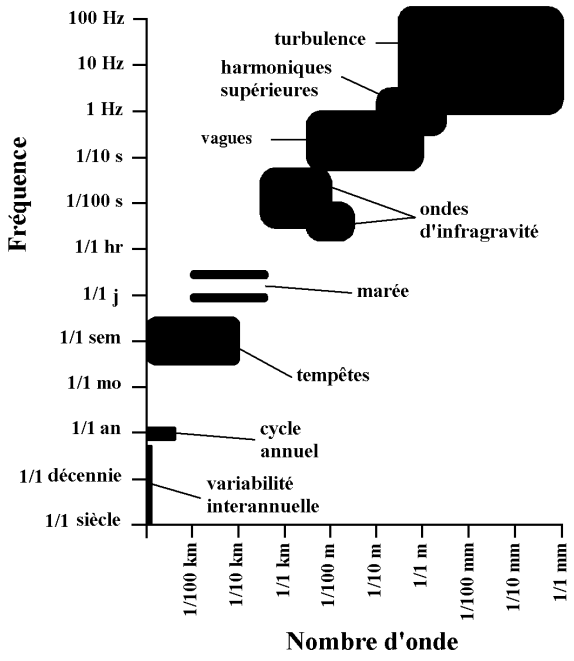


Fig. 1.2 – Echelles spatio-temporelles des processus hydrodynamiques en zone côtière (d'après Thornton *et al.*, 2000, [149]).

Les vagues et les houles incidentes générées par le vent sont le principal forçage hydrodynamique de la zone littorale (*e.g.* Wright *et al.*, 1984, [164], 1985, [166]). Elles se caractérisent par une variabilité temporelle correspondant à l'alternance des tempêtes et

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

des périodes de temps calme, et au cycle saisonnier (Figure 1.2). Les transformations purement hydrodynamiques concernent une large gamme de processus d'échelles spatio-temporelles associées (*e.g.*, Komar, 1976, [73], Dean et Dalrymple, 1984, [35], Massel, 1989, [92], Mei, 1989, [99]) :

- le levage ("shoaling") et la réfraction ;
- les ondes infragravitaires réfléchies par la plage ("leaky waves") ou piégées à la côte par réfraction ("edge waves" ou ondes de coin, Short, 1979, [130]) ;
- le frottement sur le fond ;
- la percolation dans le substrat perméable ;
- le déferlement ;
- le jet de rive ("swash") ;
- la réflexion.

A cette gamme, s'ajoutent les phénomènes dérivés, tels que le courant de retour ("undertow"), les courants sagittaux ("rip currents"), la dérive littorale et les dénivellations du niveau moyen ("set-up" et "set-down"), qui sont contrôlés par les tenseurs de radiation ("radiation stresses") et sur lesquels se répercute la variabilité de la houle incidente.

La marée constitue un forçage secondaire qui affecte (i) la topologie de la plage en créant un espace intertidal dont la largeur varie périodiquement et (ii) les transformations des vagues et autres phénomènes induits à l'approche de la côte. Davies (1964, [29]) distingue trois types de plages en fonction du marnage :

- microtidales pour un marnage inférieur à 2 m ;
- mésotidales pour un marnage compris entre 2 et 4 m ;
- macrotidales pour un marnage supérieur à 4 m.

A l'instar des phénomènes hydrodynamiques, les processus hydro-sédimentaires, qui concernent la réponse des particules sédimentaires à l'action des agents hydrodynamiques et déterminent les flux sédimentaires, s'inscrivent dans une large gamme d'échelles spatio-temporelles. Ces phénomènes présentent un caractère hautement non linéaire, qui s'amplifie au niveau de l'évolution morphologique contrôlée par la variabilité spatiale des flux sédimentaires.

Le profil d'une plage sableuse peut se décrire simplement par une pente uniforme du large ("offshore") jusqu'à la zone de déferlement ("breaker zone"), où apparaît très couramment une barre de déferlement ("longshore bar") (Figure 1.3). Cette dernière jouxte une dépression, appelée fosse, qui se raccorde à la zone des jets de rives ("swash zone") par une pente uniforme croissant subitement à l'endroit de la berme. Entre la ligne

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

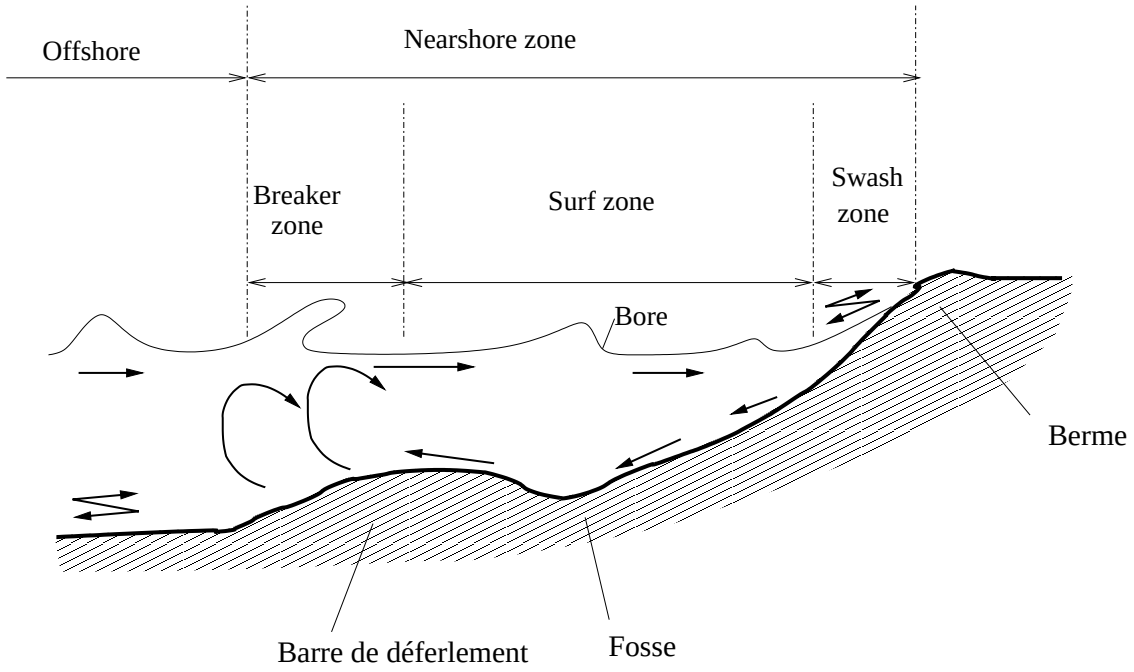


Fig. 1.3 – Terminologie utilisée pour la description du profil de plage (d'après Komar, 1976, [73]).

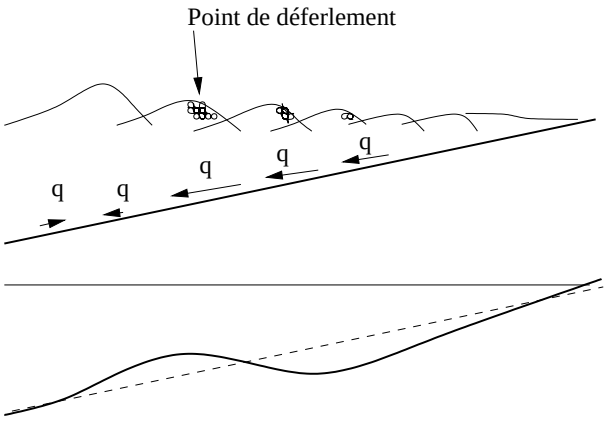


Fig. 1.4 – Transport sédimentaire "cross-shore" et formation d'une barre de déferlement (d'après Fredsøe et Deigaard, 1994, [45]).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

de déferlement et la zone de "swash" se situe la zone des déferlantes ("surf zone"). Par la dissipation d'énergie des vagues qu'elles provoquent, les barres sableuses jouent un rôle fondamental dans la stabilité des plages et du trait de côte adjacent (King et William, 1949, [69]). Elles se classent en deux grands types géométriques de barres, d'un côté les barres rectilignes longitudinales proches de celle évoquée précédemment, et de l'autre les barres non rectilignes. Selon Fredsøe et Deigaard (1994, [45]), les barres rectilignes se forment par la convergence de deux phénomènes : d'une part un apport résiduel de sable contrôlé par l'asymétrisation des vagues vers la plage, et d'autre part le flux sédimentaire orienté vers le large dans la zone de "surf", induit par la forte agitation sous le déferlement des vagues et le courant de retour (Figure 1.4). Les barres non rectilignes seraient, quant à elles, générées par les ondes infragravitaires (Bowen et Inman, 1971, [14]) réfractées le long de la côte (Short, 1979, [130]). Reniers *et al.* (2004, [115]) ont récemment remis en question cette théorie en s'appuyant sur le processus d'auto-organisation suggéré par Falquès *et al.* (1996, [41]). Les barres sableuses sont mobiles sous l'effet des vagues (Hoefel et Elgar, 2003, [57]). En condition de tempêtes, les vagues qui déferlent sur elles génèrent de forts courants de retour, à l'origine de leur migration vers le large en quelques heures. En condition de houle modérée ou de beau temps, les barres migrent lentement (dizaine de jours) vers la côte selon des modalités mal élucidées. Une asymétrie des accélérations au-dessus de la barre est souvent avancée (Hoefel et Elgar, 2003, [57]). Cette variabilité est à l'origine de la variabilité saisonnière des profils de plage (Short, 1978, [129]).

Différentes approches de la modélisation morphodynamique des plages sableuses

En milieu microtidal, Roelvink et Brøker (1993, [118]) ont recensé quatre grands types de modèle morphodynamique.

Le premier type de modèle est le **modèle descriptif**. En toute logique, la première étape dans la modélisation de l'évolution des profils de plage est d'observer les plages et leurs modifications, sur un large spectre d'environnements et d'échelles de temps. Nous pouvons ensuite classer les plages et leurs états, puis regarder les principaux paramètres qui déterminent le passage d'un état à l'autre. Sonu (1973, [133]) a décrit les topographies tridimensionnelles des plages, les séquences typiques d'érosion et d'accrétion et la rythmicité entre les topographies. Le modèle des états de plage ("beach stage model") de Short (1978, [129]) décrit les transitions entre les états extrêmes d'érosion et d'accrétion à travers quatre états en érosion et quatre états en accrétion. Le changement de l'état de la plage est alors gouverné par les variations de l'énergie des vagues au déferlement. Dans le modèle de Wright et Short (1984, [165]), ces dix états sont réduits à six et le passage

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

d'un état à l'autre est gouverné par le paramètre Ω de Dean (1973, [31]), défini par la relation :

$$\Omega = \frac{H_d}{w_f T} \tag{1.1}$$

avec H_d la hauteur des vagues au déferlement, w_f la vitesse de chute du sédiment et T la période des vagues. Ce modèle décrit la variabilité morphodynamique des plages microtidales :

- pour $\Omega < 1$, la plage est réflective, de sédiment assez grossier et très pentue, soumise à des vagues modérées ;
- pour $1 < \Omega < 6$, la plage est intermédiaire, caractérisée par la présence de barres.
- pour $\Omega > 6$, la plage est dissipative, de sédiment assez fin et possédant ou non des barres, soumises à des vagues fortes.

Le modèle de Sunamura (1988, [146]), qui est une synthèse de nombreuses études, donne des résultats similaires au modèle de Wright et Short (1984, [165]). Lippmann et Holman (1990, [82]) ont décrit les analyses effectuées sur le mouvement des barres à partir de deux années d'enregistrements vidéos et ont modifié le modèle de Wright et Short (1984, [165]) à huit états de plage. Le mouvement de la barre externe est très bien corrélé à la hauteur de la vague incidente. Un résultat important, basé sur une analyse en composantes principales de la variabilité temporelle et longitudinale de la barre, est que 76% de la variabilité de la crête de la barre s'explique par les mouvements "cross-shore", alors que seulement 14% s'explique par la structure longitudinale de la barre. Les modèles descriptifs sont donc très utiles pour déterminer les topographies typiques des plages naturelles et leurs transitions. Ils mettent en évidence le rôle de divers paramètres dans l'évolution des plages sableuses. Cependant, les capacités quantitatives de ces modèles sont très limitées et les effets anthropiques ne peuvent pas être traités.

Le deuxième type de modèle est le **modèle de profils d'équilibre**. Depuis le début du siècle dernier, des similitudes observées sur la forme des profils de plage ont amené le concept suivant : pour des conditions données, les profils tendent vers un équilibre. Bruun (1954, [17]) a utilisé ce concept pour mettre en relation la position du fond et les quantités érodées avec le déplacement de la ligne de rivage. Il a trouvé la forme générale des profils d'équilibre donnée par :

$$h = Ax^{\frac{2}{3}} \tag{1.2}$$

Ceci a été confirmé par Dean (1977, [32]) en testant un grand nombre de profils de plage de la côte Est des Etats-Unis et du golfe du Mexique. En supposant que les profils tendent à dissiper l'énergie des vagues de façon uniforme, il en a déduit la forme du profil

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

de plage à la puissance 2/3 à partir de la vitesse de chute du sédiment. Le modèle de Dean est souvent très appliqué pour assister des rechargements artificiels en sable (Dean, 1991, [33]). Edelman (1968, [38], 1972, [39]) a appliqué ce concept pour prédire l'érosion dunaire pendant une tempête. L'idée repose sur le fait que le haut du profil atteint une forme d'équilibre pendant une tempête assez longue. La position verticale du profil est alors déterminée par la surcote créée par la tempête. En enlevant ce profil du profil existant, et en supposant la conservation du sédiment, nous obtenons le nouveau profil horizontal et le volume total érodé. Cette méthode a été confirmée par de nombreuses expérimentations à échelle réduite (Van de Graaff, 1977, [151] ; Vellinga, 1982, [155]). A partir de ces expériences et de considérations théoriques, Vellinga (1982, [155]) en a déduit des relations qui peuvent être utilisées pour calculer l'érosion à partir d'un profil et d'une tempête donnée, ou encore pour déterminer des conditions expérimentales de laboratoire. Le concept de profil d'équilibre a montré son utilité dans des zones où le gradient de transport "longshore" peut être négligé, et où le profil de plage est capable d'atteindre l'équilibre. Pour appliquer ces modèles à l'érosion des plages due aux tempêtes, la tempête doit être assez longue et constante.

Le troisième type de modèle est le **modèle empirique d'évolution de profils**. Le concept de profil d'équilibre peut être utilisé pour inclure de façon empirique les évolutions vers l'équilibre. Bakker (1968, [7]) a suggéré que le taux de transport "cross-shore", et ainsi le mouvement du fond, est proportionnel à la différence entre la pente réelle et la pente d'équilibre. Kriebel et Dean (1985, [77]) ont fait l'hypothèse que le taux de transport "cross-shore" dépendait de l'écart entre le taux d'énergie dissipée par la vague par unité de volume pour ce profil et le taux d'énergie dissipée par la vague par unité de volume pour le profil d'équilibre. Ils ont ainsi trouvé une dépendance temporelle pour le modèle afin de converger vers le profil d'équilibre. Ce concept a été appliqué par Larson (1988, [79]) et Kraus et Larson (1988, [76]). Ce type de modèle permet l'évaluation de dommages générés par une tempête sur une durée limitée. Ce type de modèle doit être utilisé avec un certain regard critique. car il utilise des coefficients empiriques, recouvrant beaucoup de processus, qu'il est nécessaire de caler sur un site donné. Cette démarche de calage et la limite de ce type de modèle ont été montrées par Morellato (2003, [101], 2004, [102]) sur les plages de Camargue avec le modèle SBEACH (Larson et Kraus, 1989, [80]).

Le quatrième type de modèle est le **modèle déterministe**. Dans ce type de modèle, les processus qui contribuent à faire évoluer une plage sont explicitement pris en compte. Ce genre de modèle nécessite des puissances de calcul de plus en plus fortes,

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

correspondant au nombre de processus pris en compte. La complexification des modèles s'est effectuée en même temps que l'augmentation des puissances de calcul. Au début, Dally et Dean (1984, [27]), Stive et Battjes (1984, [141]) et Steezel (1987, [138], 1990, [139]) ont d'abord considéré que le transport était majoritairement dû aux sédiments en suspension transportés vers le large par le courant de retour. Puis Watanabe *et al.* (1980, [158]) et Watanabe et Dibajnia (1988, [157]) ont utilisé diverses formulations empiriques pour le transport vers la côte et vers le large, en fonction de la contrainte exercée au fond. Par la suite, Stive (1986, [140]) et Nairn (1990, [104]) ont appliqué le modèle énergétique de Bailard (1981, [5]) et ont considéré les contributions des termes asymétriques. Ensuite, Roelvink et Stive (1989, [120]) ont ajouté les effets du "phase lag" dans la description du courant de retour, de la turbulence générée par le déferlement et des ondes longues. Enfin, Brøker *et al.* (1991, [16]) ont utilisé un modèle de couche limite pour décrire les variations sur la verticale et dans le temps. Contrairement aux trois premiers types de modèle, les modèles déterministes peuvent revendiquer la possibilité de représenter explicitement la formation et le mouvement des barres sableuses. Cependant, ils demandent des efforts informatiques plus considérables.

Le choix du modèle sur un site s'effectue en fonction de l'étude demandée et des réponses morphodynamiques envisagées vis-à-vis des processus hydrodynamiques en action. De telles réponses peuvent être totalement déterministes (migration vers le large d'une barre de déferlement) ou entièrement chaotiques (génération de barres en croissant). Ces dernières réponses correspondent au modèle d'auto-organisation évoqué précédemment, également qualifié de **modèle chaotique**, explicité en détail dans Stive et Reniers (2003, [142]).

Rôle de la marée

En modifiant la hauteur du plan d'eau au cours du temps, la marée détermine l'existence de trois domaines contigus (Figure 1.5) :

- le domaine supratidal qui se situe au-dessus du niveau des plus hautes mers exceptionnelles de tempête ;
- le domaine intertidal compris entre le niveau des plus hautes mers exceptionnelles de tempête et le niveau des plus basses mers de vive-eau ;
- le domaine subtidal qui est toujours baigné en eau.

Le déplacement horizontal à travers ces différents domaines de la zone de transformation des vagues au cours du cycle de marée complique la réponse morphodynamique.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

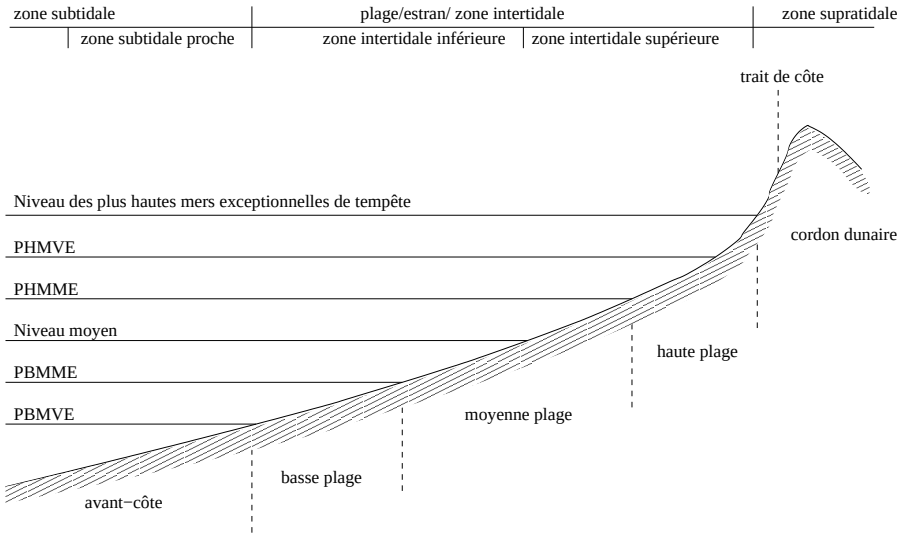


FIG. 1.5 – Terminologie des différents domaines composant les systèmes côtiers sableux en environnement tidal (d'après Komar, 1998, [74] et Levoy, 2000, [81]).

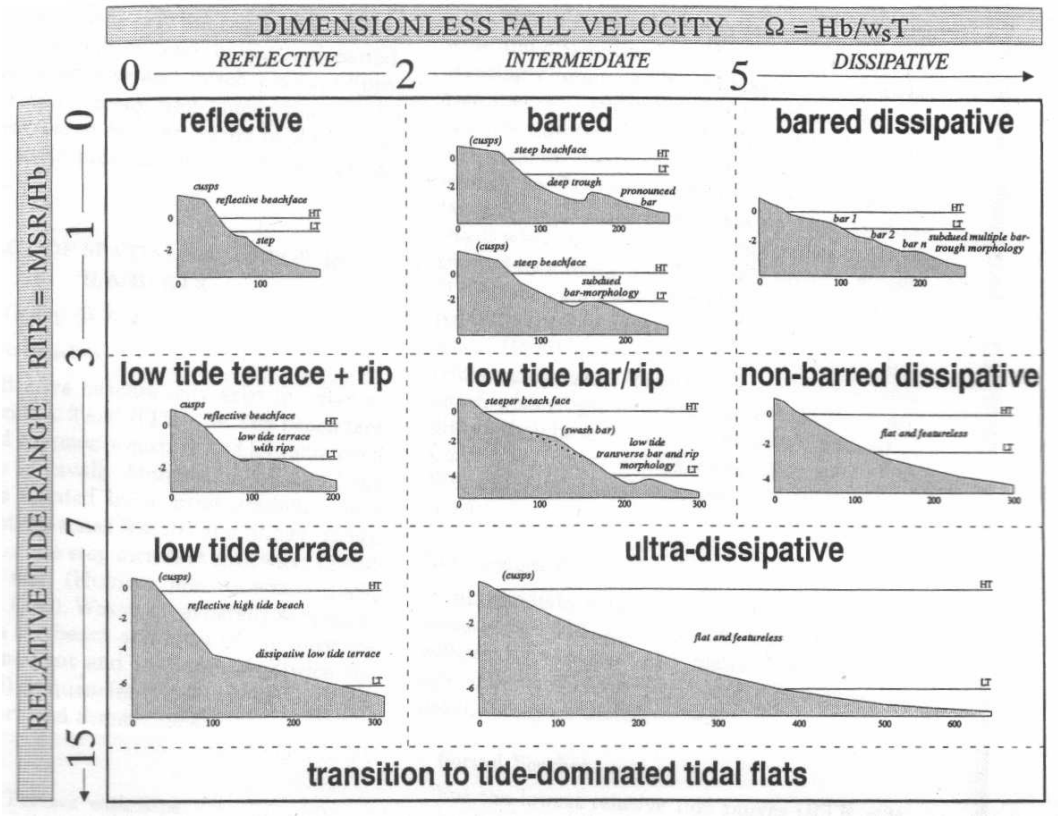


FIG. 1.6 – Modèle descriptif conceptuel de morphologie de plage proposé par Masselink et Short (1993, [95]).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Suivant Davis et Hayes (1984, [30]), la morphologie des plages dépend de manière très subtile à la fois de la hauteur des vagues et du marnage.

Dans la continuité des travaux de Wright et Short (1984, [165]) en milieu microtidal, Short (1991, [131]) a proposé un modèle étendu aux environnements tidaux. Ce modèle repousse la limite microtidale à 3 mètres et définit trois types de plages de marnage supérieur à cette valeur :

- plages planes avec une pente de 1 à 3 % soumises à des vagues importantes ($H_d > 0.5\text{m}$) ;
- plages à barres multiples de pente de l'ordre de 0.5 % soumises à des vagues modérées ;
- plages à fond très plat (0.1%) peu exposées.

Cette classification regroupe des plages de caractéristiques très différentes. Masselink et Short (1993, [95]) ont surmonté ce défaut en réintroduisant le paramètre de marnage relatif RTR ("relative tide range"), initialement proposé par Davis et Hayes (1984, [30]), qui s'exprime comme le rapport du marnage TR ("Tide Range" ou du MSR="Mean Spring tide Range") sur la hauteur des vagues au déferlement H_d, soit :

$$\text{RTR} = \frac{\text{TR}}{H_d} \tag{1.3}$$

Une grande valeur du RTR signifie une prédominance de la marée, alors qu'une petite valeur indique une prédominance des vagues.

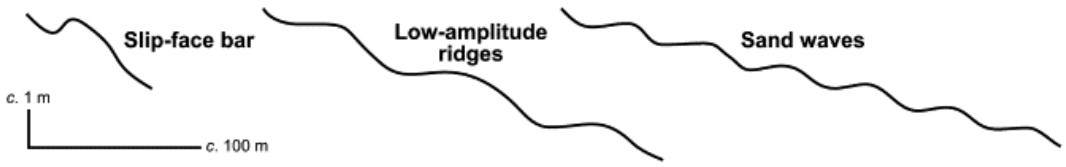


Fig. 1.7 – Trois types de barres intertidales répertoriés par Masselink *et al.* (2006, [94]).

A partir d'observations sur une vingtaine de plages australiennes macrotidales de la région du Queensland en Australie, Masselink et Short (1993, [95]) ont élaboré un modèle descriptif conceptuel classant les plages en fonction des paramètres Ω et RTR (Figure 1.6). Ce modèle montre qu'un accroissement du marnage se solde par une atténuation des formes littorales jusqu'à leur disparition. *A contrario*, des vagues de plus en plus hautes génèrent des barres intertidales et subtidales. Masselink *et al.* (2006, [94]) ont défini trois groupes de barres intertidales de moins en moins marquées à mesure que la hauteur des vagues et la pente de la plage diminuent et que le marnage augmente : "Slip-face bar",

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

"Low-amplitude ridges" et "Sand waves" (Figure 1.7).

Objectifs de la thèse

Notre travail de thèse se concentrera sur la dynamique des plages sableuses de pentes modérées, soumises à l'action de vagues incidentes normales affectées par les processus de frottement et de déferlement sur le fond. On négligera donc la réflexion, les phénomènes d'infra-gravité et la percolation, ainsi que la variabilité latérale en adoptant une approche uniquement transersale "cross-shore". La méthode choisie s'appuie sur une modélisation numérique déterministe qui incorpore et couple des composantes hydrodynamique, hydro-sédimentaire et morphodynamique (Roelvink et Brøker, 1993, [118]). Le travail se scinde en deux étapes : la première bidimensionnelle verticale (2DV) focalisée à l'échelle temporelle de la vague, pour l'étude détaillée des processus hydrodynamiques et hydro-sédimentaires ; la seconde unidimensionnelle horizontale (1DH), axée sur l'étude de l'hydrodynamique et sur la morphodynamique par l'adoption d'un modèle de transport intégré sur la verticale (Bailard, 1981, [5]). La composante hydrodynamique se base sur le modèle de propagation de vagues FUNWAVE (Kirby *et al.*, 1998, [72]), fondé sur les équations complètement non linéaires de Wei *et al.* (1995, [160]). La modélisation numérique est associée à une démarche d'expérimentation en milieu contrôlé de laboratoire (canal à fond plat de l'IMG et Delta Flume'93) et *in situ* sur la plage de Pentrez, en baie de Douarnenez, à des fins de forçage et de validation des processus simulés.

Les outils de modélisation, ainsi devéloppés et validés, sont utilisés pour effectuer deux études numériques, la première visant à quantifier les rôles respectifs des vagues et de la marée sur des plages sableuses dans la continuité des travaux principalement descriptifs effectués à ce jour, la seconde visant à examiner de manière exploratoire le devenir de plages soumises à des opérations de rechargement schématique.

Le mémoire s'organise de la manière suivante :
- le chapitre 2 décrit la stratégie de modélisation multi-composante ;
- le chapitre 3 expose les mesures expérimentales ;
- le chapitre 4 s'attache à la confrontation entre les résultats de la modélisation numérique et les mesures expérimentales ;
- le chapitre 5 se consacre à une étude numérique de l'influence des vagues et de la marée ;
- le chapitre 6 concerne la simulation du devenir de plages rechargées ;
- le chapitre 7 fait le bilan des travaux et explicite quelques perspectives de recherche.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Chapitre 2

Théorie et modélisation

Les processus étudiés s'inscrivent dans une boucle de modélisation hydrodynamique, hydro-sédimentaire et morphodynamique, représentée à la Figure 2.1.

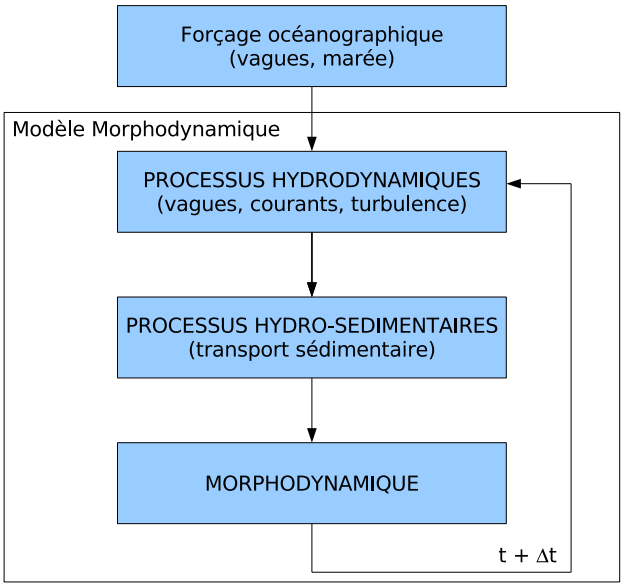


FIG. 2.1 – Différentes composantes du modèle morphodynamique littoral.

Dans cette chaîne de modélisation, nous couplons un modèle hydrodynamique, en l'occurrence la version unidimensionnelle du modèle FUNWAVE 1D, modèle de Boussinesq développé en différence finie à l'université du Delaware (Kirby *et al.*, 1998, [72]), à des modèles de transport sédimentaire et à un module d'évolution morphologique basé sur

la conservation des matériaux sédimentaires. Dans la section 2.1, nous décrirons principalement le modèle FUNWAVE 1D que nous n'avons pas modifié, mis à part la prise en compte d'un frottement hétérogène induit par les rides sableuses, mais que nous avons modularisé pour être intégré dans notre modèle morphodynamique. Dans ce modèle, la difficulté est de restituer une structure verticale de la vitesse moyenne dans la zone de déferlement qui soit réaliste notamment au niveau du courant de retour. Pour ce faire, deux approches ont été implémentées par nos soins : la première reprend le post-traitement introduit par Lynett (2006, [86]), la seconde consiste à mettre en place un modèle vertical de l'hydrodynamique moyenne et turbulente dont l'originalité réside dans son expression en coordonnée σ. Cette double approche est étendue au niveau du calcul du transport sédimentaire (voir Figure 2.2 et section 2.2) avec dans le premier cas une formule de transport intégré et dans le second cas un modèle vertical de transport en suspension associé à un modèle ponctuel de transport en charriage. Exceptions faites de la formulation des équations en coordonnée σ et des conditions à l'interface eau-sédiment, la seconde approche s'apparente à celle développée par Rakha (1998, [113]).

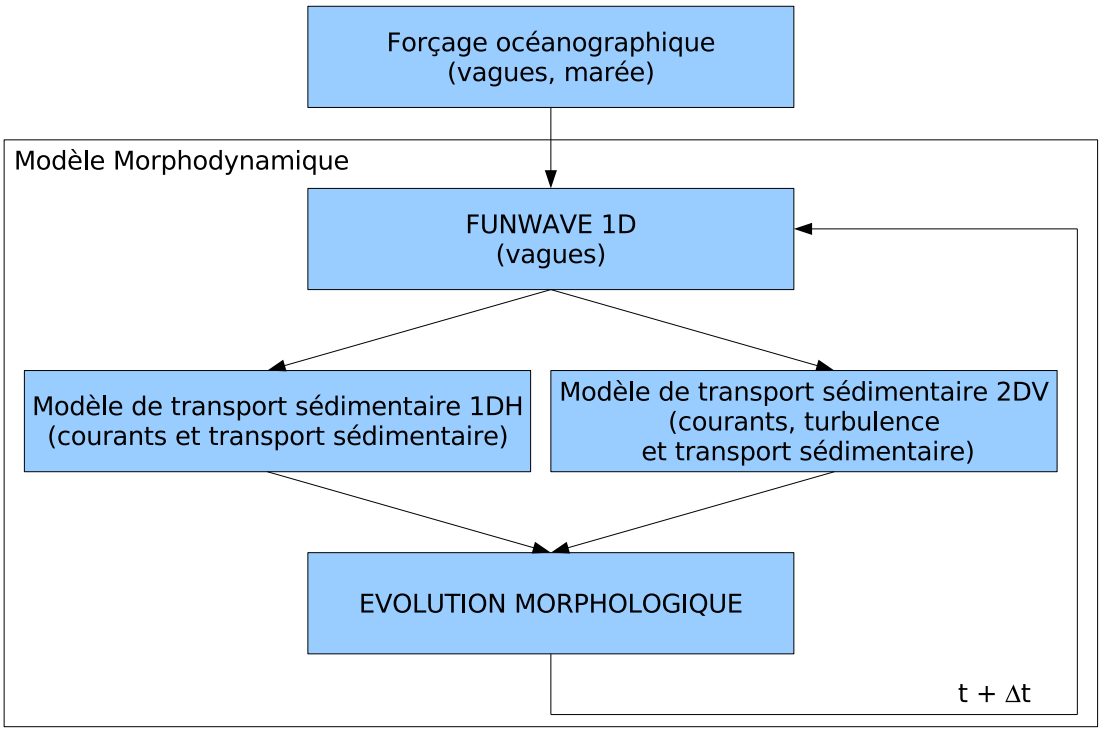


FIG. 2.2 – Deux versions du modèle morphodynamique.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Dans le modèle morphodynamique, pendant un certain pas de temps morphodynamique Δt, nous supposons que la topographie de la plage et le niveau marin, principalement contrôlé par la marée, sont invariants. A chaque pas de temps Δt, les modélisations hydrodynamiques et hydro-sédimentaires calculent l'ensemble des variables montrées à la figure 2.3 et listées ci-dessous :

- x, l'abscisse dans le profil, positif dans le sens de propagation des vagues ;
- t, la variable temporelle ;
- $h(x)$, la profondeur d'eau au point x ;
- $\eta_0(t)$, la position de la surface libre à l'entrée du profil et à l'instant t ;
- $\bar{\eta}_0$, la position moyenne de la surface libre à l'entrée du profil, qui correspond au niveau marin ;
- $\eta(x,t)$, la position de la surface libre au point x et à l'instant t ;
- z, l'altitude par rapport à la côte marine. Le fond est alors désigné par $-h(x)$;
- $u(x,z,t)$, la vitesse horizontale du fluide au point $(x,\ z)$ et à l'instant t ;
- $w(x,z,t)$, la vitesse verticale du fluide au point $(x,\ z)$ et à l'instant t ;
- $C(x,z,t)$, la concentration de sédiments en suspension au point $(x,\ z)$ et à l'instant t.

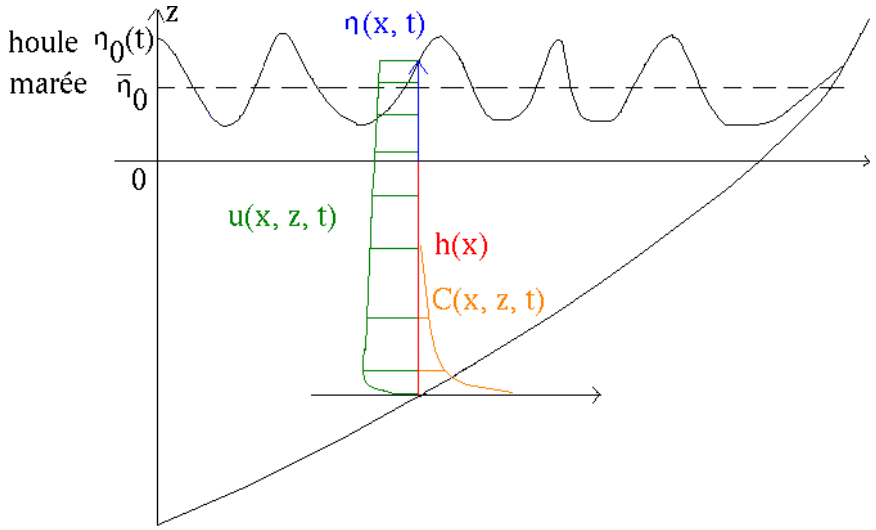


Fig. 2.3 – Principales variables des modules hydrodynamiques et hydro-sédimentaires de la chaîne de modélisation.

Dans le présent chapitre, nous présenterons les éléments théoriques et/ou les modélisations et paramétrisations, y compris empiriques, relatifs aux trois classes de processus évoquées précédemment. Les enchaînements entre les différents modules et l'interaction entre les variables sont présentés aux Figures 2.17 et 2.18.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

2.1 Processus hydrodynamiques

2.1.1 Les vagues

Généralités

Les vagues sont des ondes de gravité qui se propagent à la surface de l'océan et sont générées par le vent. On distingue les vagues générées par le vent local, qualifiées de mer du vent, de la houle ("swell"), propagée hors de son aire de génération. La vague la plus simple est la vague monochromatique d'équation $\eta(x,t) = a\cos(kx - \omega t)$ d'amplitude a, de nombre d'onde k et de pulsation ω. Sur la Figure 2.4 apparaissent la longueur d'onde $L = \frac{2\pi}{k}$ qui correspond à la distance entre deux crêtes de vagues successives, la hauteur $H = 2a$ et la profondeur d'eau h. La période $T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{f}$ correspond au temps nécessaire pour que la crête de la vague parcoure la distance L.

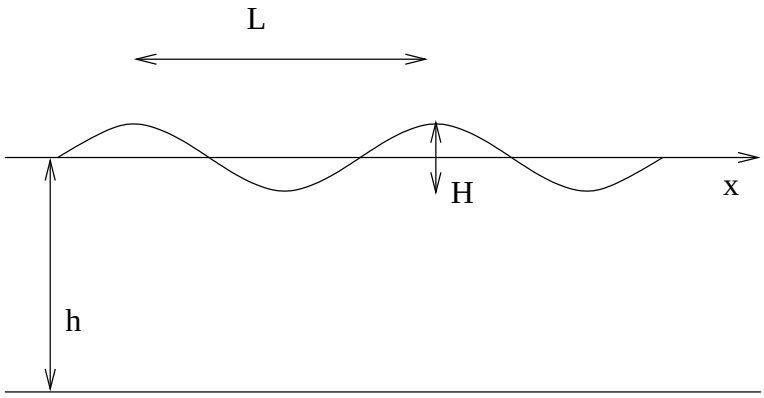


FIG. 2.4 – Les paramètres des vagues.

Dans la réalité, les vagues monochromatiques sont rares. Au-delà des déformations du profil des vagues, qui se produisent en zone côtière et sur lesquelles nous reviendrons plus tard, les vagues réelles sont irrégulières ou aléatoires. La surface libre est ainsi la superposition en fréquence et en direction de plusieurs trains de vagues. Dans ce cas, on utilise couramment la notion de densité spectrale d'élévation $E(f,\theta)$ dans une direction qui intégrée, dans toutes les directions, donne la densité spectrale :

$$E(f) = \int_0^{2\pi} E(f,\theta)\mathrm{d}\theta \tag{2.1}$$

L'étude de ce spectre permet de caractériser un état de mer en identifiant deux domaines fréquentiels :

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

- celui de la houle, pour les fréquences inférieures à 0.1 Hz, qui présente généralement un pic assez étroit résultant de grand "fetch" ;
- celui de la mer de vent, pour des fréquences supérieures à 0.1 Hz, qui présente un pic d'énergie plus étalé.

Dans cette représentation, les vagues peuvent alors être décrites par des paramètres d'état de mer, à caractère énergétique, à partir des moments d'ordre 0 $m_0 = \int_0^\infty E(f)\mathrm{d}f$, représentant la variance de l'élévation de la surface libre, et d'ordre 2 $m_2 \int_0^\infty f^2 E(f)\mathrm{d}f$ du spectre fréquentiel :

$$H_{m_0} = 4m_0^{1/2} \tag{2.2}$$

$$T_m = \left(\frac{m_0}{m_2}\right)^{1/2} \tag{2.3}$$

En eau profonde ou intermédiaire, ces quantités sont pratiquement identiques avec les variables issues d'un comptage manuel des vagues. Celui-ci permet de définir $H_{1/3}(\approx H_{m_0}$ en eau profonde) comme la moyenne du tiers supérieur des vagues et $T_z(\approx T_m)$ comme la période des vagues par passage au niveau moyen par valeur croissante ("up-crossing"). Pour quantifier les vagues, nous utilisons généralement la variable H_s, hauteur significative des vagues, correspondant visuellement à l'observation de la hauteur des vagues effectuée en bateau ou sur la plage. Cette dernière est calculée à partir de H_{m_0}, sauf en eau peu profonde où $H_{1/3} \approx 1.2$ à $1.5\ H_{m_0}$, qui correspondrait à une impression visuelle de la hauteur des vagues relevée par un observateur situé sur la plage. Cependant, l'utilisation de H_{m_0} pour décrire les vagues est préférable car d'une part cette variable représente une énergie, et d'autre part $H_{1/3}$ est très sensible à la phase des différentes harmoniques. Nous définissons également Tp, la période du pic, c'est-à-dire la période correspondant au maximum de la densité spectrale.

Il existe de nombreuses théories pour décrire la propagation des vagues (*e.g.* Kinsman, 1984, [70]). Elles se fondent sur l'hypothèse de fluides incompressibles et non visqueux, sauf dans des couches limites très minces au voisinage de parois ou de l'interface terre-mer, qui conduisent à un écoulement irrotationnel.

La théorie la plus simple est la théorie de la houle infinitésimale linéaire d'Airy (1845, [1]), qui aboutit à la relation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = gk \tanh(kh) \tag{2.4}$$

avec g l'accélération de la pesanteur. En définissant la profondeur relative de la vague, $\beta = \frac{h}{L}$, cette théorie permet de caractériser trois domaines de comportement des vagues distincts :

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

- la zone peu profonde pour $\beta < 0.05$;
- la zone intermédiaire pour $0.05 < \beta < 0.25$;
- la zone profonde pour $0.25 < \beta$.

Le Tableau 2.1 présente les valeurs de la célérité ou vitesse de phase C, de la vitesse de groupe C_g à laquelle l'énergie se propage et de la longueur d'onde L pour ces différents domaines.

	$\beta > 0.25$	$0.05 < \beta < 0.25$	$\beta < 0.05$
Vitesse de phase C	$\frac{gT}{2\pi}$	$\frac{gT}{2\pi}\tanh(kh)$	$(gh)^{0.5}$
Vitesse de groupe C_g	$\frac{1}{2}\left(\frac{gT}{2\pi}\right)$	$\frac{1}{2}\left(\frac{gT}{2\pi}\right)\tanh(kh)\left[1+\frac{2kh}{\sinh(2kh)}\right]$	$(gh)^{0.5}$
Longueur L	$\frac{gT^2}{2\pi}$	$\frac{gT^2}{2\pi}\tanh(kh)$	$T(gh)^{0.5}$

TAB. 2.1 – Vitesse de phase, vitesse de groupe et longueur d'onde dans les différents domaines de profondeur relative β de la théorie linéaire.

Pour des vagues d'amplitude finie et de petite cambrure, affectées par des phénomènes non linéaires, Stokes (1847, [143]) a étendu la théorie linéaire à l'ordre 2 en ka. Borgman et Chappelear (1958, [12]), puis Skjelbreia et Henderson (1961, [132]), l'étendirent ensuite respectivement aux ordres 3 et 5.

Pour des vagues plus cambrées, avec $\alpha = \frac{a}{h}$ petit et β^2 du même ordre (Nombre d'Ursell $U_r = \frac{\alpha}{\beta^2}$ de l'ordre de 1), Boussinesq (1872, [13]) et Korteweg et Devries (1895, [75]) ont introduit respectivement le soliton et la houle cnoïdale comme solutions des équations en eau peu profonde. On suppose que la non-linéarité ka et la dispersion kh sont deux petits paramètres.

La Figure 2.5 récapitule les domaines de validité de ces différentes théories en fonction des paramètres λ et $\gamma = 2\alpha = \frac{H}{h}$.

Pour terminer, signalons les deux types de méthodes numériques largement utilisées en ingénierie pour décrire la génération et la propagation des vagues en zone côtière sur un domaine (x, y) de bathymétrie complexe :

- la première méthode est une méthode énergétique. Il suffit de voir les vagues comme une somme de train d'ondes linéaires de phases aléatoires. En supposant les vagues faiblement non linéaires, il suffit alors de résoudre la densité spectro-angulaire d'action $A(\vec{k}, \vec{x}, t) = A(k_x, k_y, x, y, t) = \frac{E}{\omega} = \frac{E}{\rho_w g \omega}$ à travers son équation d'évolution sur tout le domaine, afin d'obtenir E et toutes les caractéristiques des vagues. L'équation

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

d'évolution s'écrit sous sa forme fondamentale :

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial \dot{x} A}{\partial x} + \frac{\partial \dot{y} A}{\partial y} + \frac{\partial \dot{k}_x A}{\partial k_x} + \frac{\partial \dot{k}_y A}{\partial k_y} = Q(k_x, k_y, x, y, t) \tag{2.5}$$

Cette équation est écrite en utilisant comme variable pour la densité d'action d'onde le vecteur position $\vec{x} = (x, y)$ dans un repère cartésien et le nombre d'onde $\vec{k} = (k_x, k_y) = (k.\cos\theta, k.\sin\theta)$ avec θ la direction de propagation des vagues. Q correspond aux termes sources et puits. Nous pouvons citer le modèle SWAN ;

– la deuxième méthode s'intéresse plutôt aux cas fortement non linéaires. Cela consiste à établir un ensemble d'équations entre la position de la surface libre η et la vitesse du fluide (u, v, w) en tout point (x, y, z). Ces équations dérivent des équations de Navier-Stokes. Il n'est cependant pas encore possible de résoudre ces équations pour étudier la propagation des vagues car cela demande trop de temps de calcul. Pour surmonter ce problème numérique, des hypothèses sur la structure verticale de la vitesse sont effectuées, ce qui revient à introduire une forme analytique afin de simplifier les équations. Nous pouvons citer le modèle FUNWAVE.

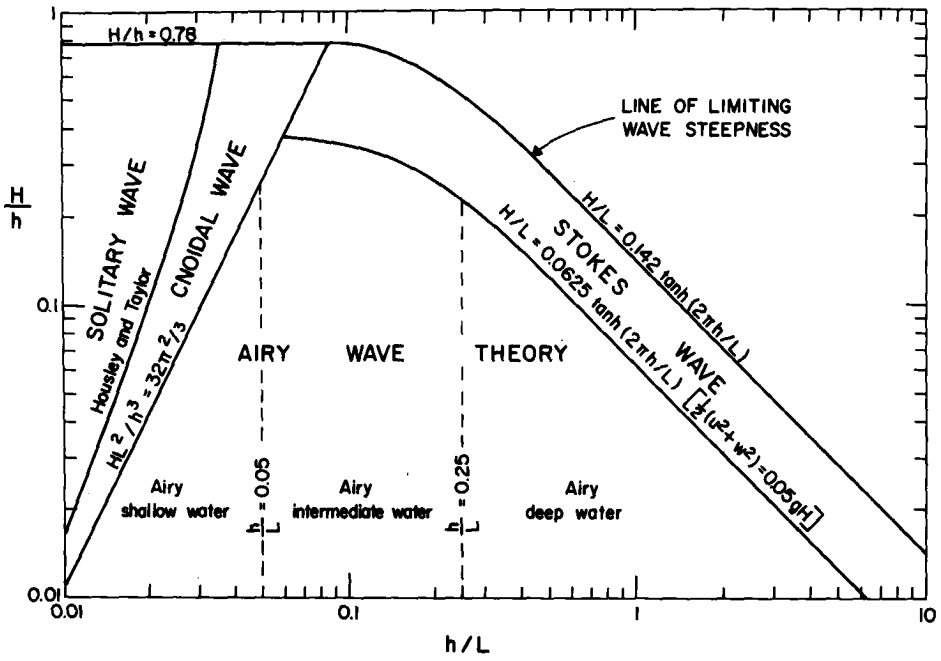


Fig. 2.5 – Les aires de validité de plusieurs théories de vagues en fonction des paramètres $\lambda = \frac{H}{L}$ et $2\alpha = \frac{H}{h}$ (Komar, 1976, [73]).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Equations du modèle FUNWAVE

Le modèle de houle est basé sur le modèle FUNWAVE 1D développé à l'université du Delaware (Kirby *et al.*, 1998, [72]). Ce modèle est le fruit de plusieurs décennies de travail sur les équations de Boussinesq, visant à les rendre valables en toute profondeur.

Peregrine (1967, [112]) a été le premier à travailler sur les équations standard de Boussinesq en profondeur d'eau variable. Cependant les effets de la dispersion les rendaient invalides en eau intermédiaire et en eau peu profonde.

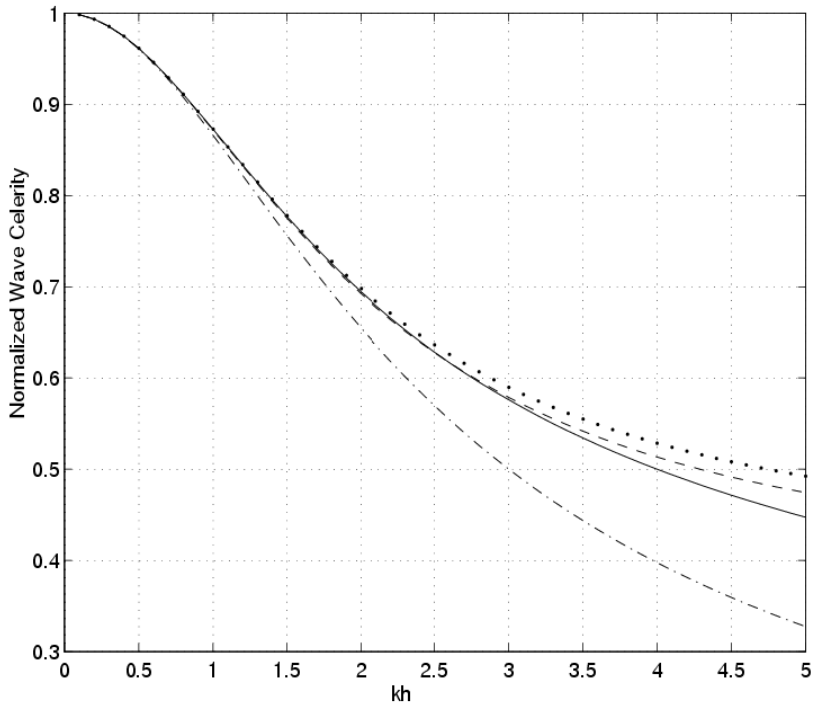


FIG. 2.6 – Comparaison des relations de dispersion linéaire : Trait plein, solution exacte ; Trait tireté, α=-0.390 valeur optimale ; Trait pointé, α=-2/5 approximation de Padé (2,2) ; Trait pointé-tireté, α=-1/3 équations standards de Boussinesq.

Récemment, ces équations ont été étendues par Madsen *et al.* (1991, [88]) et Nwogu (1993, [106]). Madsen *et al.* (1991, [88]) ont incorporé des termes additionnels dans l'équation des moments. La forme de ces termes était gouvernée par la contrainte d'obtenir la meilleure relation linéaire de dispersion et la meilleure optimisation du shoaling linéaire (Madsen et Sørensen, 1992, [89]). Nwogu (1993, [106]) a utilisé la vitesse à une certaine profondeur comme une variable dépendante pour obtenir la meilleure relation de disper-

sion. Bien que les méthodes de dérivation soient différentes, le résultat sur la relation de dispersion est similaire à une approximation de Padé (2,2) sur la relation totale de dispersion (Witting, 1984, [163]). La relation peut être écrite sous la forme de :

$$\omega^2 = ghk^2 \frac{1 - (\alpha + \frac{1}{3})(kh)^2}{1 - \alpha(kh)^2} \tag{2.6}$$

La Figure 2.6 compare la relation exacte de dispersion avec celles des équations de Nwogu (1993, [106]) pour plusieurs valeurs de α. En eau peu profonde, c'est-à-dire quand $kh \to 0$, toutes les courbes approchent de $\sqrt{gh}$. Cependant, quand kh augmente, l'écart avec la solution exacte augmente. Nous remarquons que la relation de dispersion pour les équations de Nwogu, optimale pour $\alpha = 0.390$, est plus proche de la solution exacte en eau intermédiaire que les équations standards de Boussinesq. Pour confirmer cela, Madsen et Sørensen (1992, [89]) et Nwogu (1993, [106]) ont montré sur des exemples que les équations étendues sont capables de simuler la propagation des vagues du large à la côte.

Malgré une très bonne capacité d'approche de la relation exacte de dispersion, les équations de Boussinesq étendues restreignent toujours les situations à des interactions faiblement non linéaires. Dans la plupart des cas, les effets non linéaires sont trop importants pour être traités comme une faible perturbation d'un problème linéaire. Quand les vagues approchent de la côte, leur hauteur croît sous l'effet du "shoaling" et leur déferlement intervient sur la plupart des pentes naturelles. Ces effets sont inappropriés pour être pris en compte dans les modèles de Boussinesq faiblement non linéaires ce qui implique que des extensions ont dû être apportées pour être valable au niveau du déferlement. De plus, comme ont montré Chen *et al.* (1998, [23]), les équations introduites par Madsen et Sørensen (1992, [89]) et Nwogu (1993, [106]) sont incapables de combiner les interactions houle-courant rencontrées dans les régions côtières.

En adaptant l'approche de Nwogu (1993, [106]) mais en ne faisant aucune simplification concernant l'effet des petites non-linéarités, Wei *et al.* (1995, [160]) ont mis en place un nouveau jeu d'équations de Boussinesq étendues qui inclut les termes dispersifs non linéaires. Non seulement, les équations peuvent être appliquées en eau intermédiaire comme les équations étendues de Boussinesq, ce qui améliorent la relation de dispersion, mais sont aussi capables de simuler la propagation des vagues avec des interactions fortement non linéaires. L'inclusion de toutes les non-linéarités permet aussi de donner une forme correcte à l'effet Doppler dans les équations quand un courant est présent. Cela implique que ces équations sont adaptées pour modéliser l'interaction houle-courant comme montrée par Kirby (1997, [71]).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Les équations de Boussinesq complètement non linéaires de Wei *et al.* (1995, [160]) sont à la base du modèle numérique aux différences finies FUNWAVE 1D. Celles-ci sont construites en se basant sur une série de solution de l'équation de Laplace. En suivant Mei (1989, [99]), nous utilisons un nombre d'onde de référence k_0, pour réduire la distance horizontale x, une altitude de référence h_0, pour réduire l'altitude z et la profondeur $h(x)$, et l'amplitude a, pour réduite le déplacement de la surface libre η. Par la suite, nous introduisons les petits paramètres $\delta = a/h_0$ et $\mu^2 = (h_0 k_0)^2$. Nous déduisons ensuite pour le temps t un changement d'échelle en $(k_0\sqrt{gh_0})^{-1}$ et pour le potentiel des vitesses ϕ en $\delta h_0\sqrt{gh_0}$. Ces changements d'échelles sont alors introduit dans l'équation de Laplace en supposant le mouvement irrotationnel et incompressible :

$$\phi_{zz} + \mu^2\phi_{xx} = 0; \quad -h \leq z \leq \delta\eta \tag{2.7}$$

Les conditions limites sont :

- pour la condition au fond ($z = -h$),

$$\phi_z + \mu^2 h_x \phi_x = 0 \tag{2.8}$$

- pour la condition dynamique en surface ($z = \delta\eta$),

$$g\eta + \phi_t + \frac{1}{2}\delta\left[(\phi_x)^2 + \frac{1}{\mu^2}(\phi_z)^2\right] = 0 \tag{2.9}$$

- pour la condition cinématique en surface ($z = \delta\eta$),

$$\eta_t + \delta\phi_x\eta_x - \frac{1}{\mu^2}\phi_z = 0 \tag{2.10}$$

Nous développons alors une équation exprimant la conservation du flux surfacique en intégrant l'équation (2.7) sur z de $-h$ à $\delta\eta$ et en utilisant les équations (2.8) et (2.10). Cette équation est l'équation de la conservation de la masse :

$$\eta_t + M_x \quad = \quad 0 \tag{2.11}$$

avec $M = \int_{-h}^{\delta\eta} \phi_x \mathrm{d}z$. L'équation des moments est obtenue en utilisant l'équation (2.9) de Bernoulli. Nous introduisons alors une série de ϕ ne conservant que les termes en $O(\mu^2)$ qui est solution de l'équation de Laplace et qui satisfait la condition au fond :

$$\phi = \phi_0(x,t) - \mu^2(h+z)h_x\phi_{0x} - \mu^2\frac{(h+z)^2}{2}\phi_{0xx} + O(\mu^4) \tag{2.12}$$

avec ϕ_0 la valeur du potentiel de vitesse au fond. En posant $\phi_\alpha = \phi(z_\alpha)$, nous obtenons :

$$\phi_\alpha = \phi_0 - \mu^2(h+z_\alpha)h_x\phi_{0x} - \mu^2\frac{(h+z_\alpha)^2}{2}\phi_{0xx} + O(\mu^4) \tag{2.13}$$

Cette expression est alors utilisée dans l'équation (2.12) pour obtenir une expression de ϕ en termes de ϕ_α :

$$\phi = \phi_\alpha - \mu^2(z_\alpha - z)(h\phi_{\alpha x})_x + \frac{1}{2}\mu^2(z_\alpha^2 - z^2)\phi_{\alpha xx} + O(\mu^4) \tag{2.14}$$

Cette forme du potentiel de vitesse est alors introduite dans les équations (2.11) de conservation de la masse et (2.9) de Bernoulli. En introduisant $u_\alpha = \phi_x(z_\alpha)$ et en ne conservant que les termes en $O(\mu^2)$ et à tous les ordres en δ, nous obtenons les équations complètement non linéaires de Wei *et al.*(1995, [160]) :

$$\eta_t + M_x = 0 \tag{2.15}$$

$$u_{\alpha t} + u_\alpha u_{\alpha x} + g\eta_x + V = 0 \tag{2.16}$$

avec M et les termes dispersifs V :

$$\begin{aligned} M &= (h+\eta)\left[u_\alpha + \left(z_\alpha + \frac{1}{2}(h-\eta)\right)(hu_\alpha)_{xx}\right. \\ &+ \left.\left(\frac{1}{2}z_\alpha^2 - \frac{1}{6}\left(h^2 - h\eta + \eta^2\right)\right)u_{\alpha xx}\right] \end{aligned} \tag{2.17}$$

$$\begin{aligned} V &= z_\alpha\left\{\frac{1}{2}z_\alpha u_{\alpha txx} + (hu_{\alpha t})_{xx}\right\} + \left\{\frac{1}{2}\left(z_\alpha^2 - \eta^2\right)u_\alpha u_{\alpha xx} + \frac{1}{2}\left[(hu_\alpha)_x + \eta u_{\alpha x}\right]^2\right\}_x \\ &+ \left\{(z_\alpha - \eta)\,u_\alpha\,(hu_\alpha)_{xx} - \eta\left[\frac{1}{2}\eta u_{\alpha tx} + (hu_{\alpha t})_x\right]\right\}_x \end{aligned} \tag{2.18}$$

où x est l'abscisse ;
t est le temps ;
η est la dénivellation de la surface libre ;
h est la profondeur d'eau ;
$z_\alpha = 0.531h$ l'altitude où sont développées les équations ;
u_α est le courant à l'altitude z_α ;
g est l'accélération de la pesanteur.

A partir de l'expression du potentiel de vitesse de l'équation (2.14), nous obtenons les équations suivantes :

$$u_{\mathrm{FUNWAVE}}(z) = u_\alpha + \frac{z_\alpha^2 - z^2}{2}u_{\alpha xx} + (z_\alpha - z)(hu_\alpha)_{xx} \tag{2.19}$$

$$w_{\mathrm{FUNWAVE}}(z) = -(h+z)(u_\alpha)_x - h_x u_\alpha \tag{2.20}$$

permettant d'obtenir la structure verticale de la vitesse dans la colonne d'eau.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Les équations (2.15) et (2.16) représentent respectivement la conservation de la masse et des moments. Elles décrivent l'évolution sans frottements de vagues non déferlantes sur un fond imperméable et lisse. Afin de développer le modèle pour des applications pratiques, plusieurs effets ont été incorporés dans ces équations sous forme de termes sources et puits. Les effets physiques pris en compte dans les équations sont le déferlement, le frottement sur le fond et la génération des vagues. D'autres termes qui sont des artefacts numériques comme l'absorption sur les frontières et le mouvement du rivage sont ajoutés. Nous pouvons alors réécrire les équations (2.15) et (2.16) de la façon suivante :

$$\eta_t = E(\eta,u) + E_2(\eta,u) + f(x,t) \tag{2.21}$$

$$[U(u)]_t = F(\eta,u) + F_2(\eta,u) + F^t(\eta,u_t) + F_{br} + F_b + F_{sp} \tag{2.22}$$

Les termes U, E, E_2, F, F_2 et F^t font intervenir les dérivées spatiales de η, u, et u_t et sont définies par :

$$U = u + h\left[b_1 h u_{xx} + b_2 (hu)_{xx}\right] \tag{2.23}$$

$$E = -\frac{1}{\kappa}(\Lambda u)_x - \left\{a_1 h^3 u_{xx} + a_2 h^2 (hu)_{xx}\right\}_x \tag{2.24}$$

$$F = -g\eta_x - uu_x \tag{2.25}$$

$$E_2 = -\left\{\left[a_1 h^2 \eta + \frac{1}{6}\eta\left(h^2-\eta^2\right)\right]u_{xx}\right\}_x - \left\{\left[a_2 h\eta - \frac{1}{2}\eta(h+\eta)\right](hu)_{xx}\right\}_x \tag{2.26}$$

$$F_2 = -\left\{\frac{1}{2}\left(z_\alpha^2-\eta^2\right)uu_{xx}\right\}_x - \left\{(z_\alpha-\eta)\,u\,(hu)_{xx}\right\} - \frac{1}{2}\left\{\left[(hu)_x + \eta(u_x)\right]^2\right\}_x \tag{2.27}$$

$$F^t = \left\{\frac{1}{2}\eta^2 u_{xt} + \eta(hu_t)_x\right\}_x \tag{2.28}$$

où a_1, a_2, b_1, b_2 sont des constantes fonction de la profondeur relative $\beta = z_\alpha/h = -0.531$:

$$a_1 = \frac{1}{2}\beta^2 - \frac{1}{6}, \qquad a_2 = \beta + \frac{1}{2}, \qquad b_1 = \frac{1}{2}\beta^2, \qquad b_2 = \beta \tag{2.29}$$

Il faut noter que les variables Λ et κ dans l'équation (2.24) sont calculées à partir de la technique de plage perméable (ou "slot technique"). Cette technique permet de reproduire le mouvement du rivage par le modèle. Cela consiste à remplacer, vers le rivage, le fond solide en fond poreux. Pour plus de détails, il faut se reporter à la documentation de FUNWAVE (Kirby *et al.*, 1998, [72]). Loin du rivage, c'est-à-dire en l'absence de cette technique, nous avons $\Lambda = h + \eta$ et $\kappa = 1$).

Le terme $f(x,t)$ apparaissant dans l'équation (2.21) est une fonction source pour la génération des vagues. Cette fonction source est le produit d'une fonction Gaussienne $g(x)$ et d'une fonction $s(t)$. L'avantage de forcer le modèle par une fonction source spatio-temporelle est d'éliminer les fortes instabilités qui auraient été générées par un

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

forçage ponctuel. Cette technique, et notamment le passage d'une série temporelle enregistrée par une bouée en une fonction spatio-temporelle, est décrite par Wei *et al.* (1999, [161]).

Le terme F_{sp}, apparaissant dans l'équation (2.22), permet d'absorber les vagues aux limites du domaine de calcul. Pour plus de détails, il faut se reporter à la documentation de FUNWAVE (Kirby *et al.*, 1998, [72]). De part et d'autre du domaine de calcul, c'est-à-dire au large, avant la fonction source et à la côte, après la ligne de rivage, des zones éponges (de deux à trois fois la longueur d'onde) sont ajoutées. Dans ces zones, la valeur du terme F_{sp} est calculée de façon à absorber l'énergie des vagues et d'éviter toute réflexion parasite.

Le schéma numérique du modèle, qui permet d'obtenir à chaque pas de temps t et en tout point x, la surface libre η et la vitesse du courant u_α à une certaine profondeur z_α est décrit par Kirby *et al.* (1998, [72]). Ce modèle, développé en différences finies, utilise un schéma composite de Adams-Bashforth-Moulton au quatrième ordre (couplant un pas prédicteur Adams-Bashfort au troisième ordre et un pas correcteur Adams-Moulton au quatrième ordre) pour calculer le pas temporel suivant. Pour ne pas alourdir le manuscrit, nous ne décrirons pas ces schémas et nous prions le lecteur de se reporter à la documentation de FUNWAVE (Kirby *et al.*, 1998, [72]).

Déferlement

Selon Miche (1944, [100]), le déferlement d'une vague progressive irrotationnelle peut être déterminé par une valeur maximale de sa cambrure $\lambda = \frac{H}{L}$:

$$\frac{H}{L} > 0.142 \tanh\left(\frac{2\pi h}{L}\right) \tag{2.30}$$

qui se réduit en eau profonde à $\frac{H}{L} > 0.142$ et en eau peu profonde à $\frac{H}{h} > \gamma_d \approx 0.78$ (cf Figure 2.5). De nombreuses expérimentations en eau peu profonde conduisent à des valeurs différentes de cette valeur théorique. Ainsi, Battjes (1974, [9]) propose une gamme variant de 0.6 à 1.2. Par la suite, diverses paramétrisations de γ_d faisant intervenir la pente de la plage et la longueur d'onde de la vague ont été proposées (*e.g.* Sunamara, 1983, [145], Battjes et Stive, 1985, [10], Hansen, 1990, [55]). Selon la forme de la plage et les conditions des vagues, il existe trois principaux types de déferlement décrits à la Figure 2.7 : les déferlements glissant, plongeant et frontal. Battjes (1974, [9]) a proposé le paramètre ξ pour caractériser le déferlement, en fonction de la pente de la plage $\tan\beta_p$ et de la cambrure de la vague λ :

$$\xi = \frac{\tan\beta_p}{\sqrt{\lambda}} \tag{2.31}$$

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

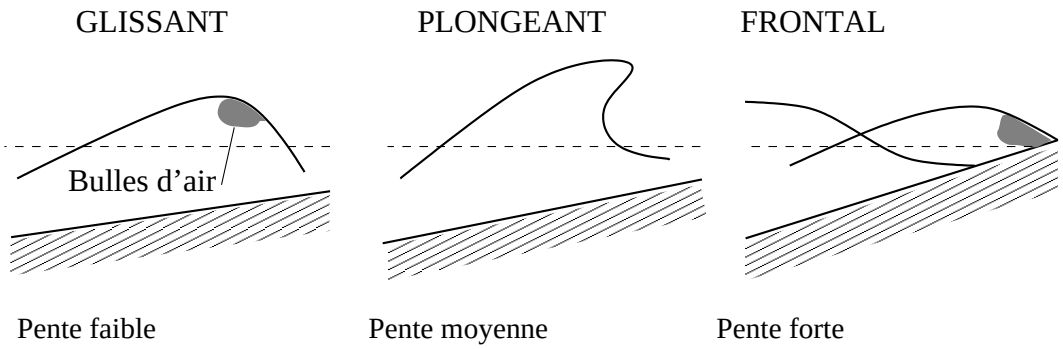


FIG. 2.7 – Les principaux types de déferlement (d'après Fredsøe et Deigaard, 1994, [45]).

Ce paramètre peut être défini au large (ξ_∞) ou au déferlement (ξ_d). En reprenant les travaux de Galvin (1968, [47]), il est possible de classifier l'occurence de ces différents types de déferlement comme montrée au Tableau 2.2.

Type de déferlement	ξ_∞ ou ξ_d	**Scénario**
glissant ("spilling breakers")	$\xi_\infty < 0.5$ $\xi_d < 0.4$	L'instabilité se crée sur la face avant de la crête. Elle se concrétise par un panache d'eau et de bulles d'air glissant sur la pente, qui conduit à une diminution rapide de la hauteur de la vague.
plongeant ("plunging breakers")	$0.5 < \xi_\infty < 3.3$ $0.4 < \xi_d < 2.0$	La crête se déplace plus rapidement que le centre de la vague et chute de manière désordonnée, en créant des tourbillons qui agitent fortement les sédiments.
frontal ("surging breakers")	$3.3 < \xi_\infty$ $2.0 < \xi_d$	Ce n'est plus la crête qui est instable, mais le pied de la vague qui remonte la pente, provoquant la disparition progressive de la crête.

TAB. 2.2 – Description des différents types de déferlement et domaines d'occurence en fonction des paramètres ξ_∞ et ξ_d (d'après Galvin, 1968, [47]).

Le déferlement glissant (et même plongeant) est géré dans FUNWAVE à travers le terme F_{br}, apparaissant dans l'équation (2.22). Celui-ci doit être modélisé par une technique capable de préserver la forme d'une vague déferlante. Pour cela, il est nécessaire de mettre en place un mécanisme de dissipation localisé spatialement et temporellement sur le front de la vague. Les auteurs du modèle sont partis de deux formulations différentes, basées sur la viscosité turbulente développée par Zelt (1991, [167]) et le rouleau de surface

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

("surface roller") de Schäffer *et al.* (1992, [124], 1993, [125]). Cette dernière formulation consiste à modéliser le déferlement comme une surface au-dessus de la colonne d'eau qui dissipe de l'énergie. Selon Kirby *et al.* (1998, [72]), cette technique « plus géométrique » n'est pas plus performante que la technique de Zelt (1991, [167]). Kennedy *et al.* (2000, [68]) ont donc proposé pour le modèle FUNWAVE 1D une formulation de viscosité turbulente pour le déferlement inspiré de Zelt (1991, [167]), mais en intégrant une description plus réaliste de l'initiation et de la fin du déferlement. L'énergie associée au déferlement s'exprime par :

$$F_{br} = \frac{1}{h+\eta}(\nu((h+\eta)u_\alpha)_x)_x \tag{2.32}$$

avec le coefficient de viscosité turbulente défini par :

$$\nu = B\delta^2 \left|(h+\eta)\frac{\partial M}{\partial x}\right| \tag{2.33}$$

dans laquelle $\delta = 1.2$ est un coefficient empirique de longueur de mélange. La quantité B contrôle la dissipation d'énergie de la façon suivante :

$$B = \begin{cases} 1, & \eta_t \geq 2\eta_t^* \\ \frac{\eta_t}{\eta_t^*} - 1, & \eta_t^* < \eta_t \leq 2\eta_t^* \\ 0, & \eta_t \leq \eta_t^* \end{cases} \tag{2.34}$$

En analogie avec le modèle de « rouleau de surface » de Schäffer *et al.* (1993, [125]), l'initiation et la fin du déferlement, en utilisant le paramètre η_t^*, sont définies par :

$$B = \begin{cases} \eta_t^{(F)}, & t \geq T^* \\ \eta_t^{(I)} + \frac{t-t_0}{T^*}(\eta_t^{(F)} - \eta_t^{(I)}), & 0 \leq t - t_0 < T^* \end{cases} \tag{2.35}$$

avec T^* le temps de transition, t_0 le temps où le déferlement démarre et $t - t_0$ l'âge du déferlement. $\eta_t^{(I)}$ représente la vitesse en surface à partir de laquelle la vague va déferler. Cette variable, selon Kennedy *et al.* (2000, [68]), s'exprime comme une fraction γ de la célérité de l'onde $\sqrt{gh}$. Ces auteurs conseillent de fixer γ à la valeur de 0.35 pour un déferlement avec des barres. Les variables $\eta_t^{(F)}$ et T^* sont fixées respectivement à $0.15\sqrt{gh}$ et $5\sqrt{h/g}$.

Frottement sur le fond

En eau intermédiaire et en eau peu profonde, les vagues produisent un courant oscillant juste au-dessus du fond. Dans le cas monochromatique, l'amplitude U_w de cette vitesse orbitale est égale à :

$$U_w = \frac{\pi H}{T \sinh(kh)} \tag{2.36}$$

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

qui, dans le cas de vagues aléatoires, est remplacé par $U_{rms} = \frac{1}{\sqrt{2}} U_w$. Cette vitesse produit un écoulement de type couche limite turbulente sur fond rugueux dans la plupart des cas rencontrés en mer. A travers cette couche limite, dont l'épaisseur varie de quelques millimètres à quelques centimètres, la vitesse décroît de U_w à 0 à la côte $z = z_0 = \frac{k_s}{30}$ dans laquelle z_0 est le paramètre de rugosité et k_s l'échelle de rugosité équivalente de Nikuradse. Cette couche limite induit sur l'écoulement sus-jacent une contrainte de cisaillement τ_w qui s'exprime en fonction de la vitesse orbitale et d'un coefficient de frottement f_w sous la forme :

$$\tau_w = \frac{1}{2} \rho_w f_w U_w |U_w| \tag{2.37}$$

Dans la cas d'un fond plat constitué de sable de diamètre médian d_{50}, Swart (1974, [148]) propose la formule suivante :

$$\begin{aligned} &\text{Pour } \frac{A}{k_s} \leq 1.57 \qquad f_w = 0.3 \\ &\text{Pour } \frac{A}{k_s} > 1.57 \qquad f_w = 0.00251 \exp(5.21 \left(\frac{k_s}{A} \right)^{0.19}) \end{aligned} \tag{2.38}$$

où $A = \frac{U_w T}{2\pi}$ est la demi-excursion et k_s admise égale à $2.5 d_{50}$.

Dans FUNWAVE, le frottement au fond est géré à travers le terme F_b apparaissant dans l'équation (2.22) :

$$F_b = \frac{Kg}{h + \eta} u_\alpha |u_\alpha| \tag{2.39}$$

où K est un coefficient de frottement spécifique égal à $\frac{f_w}{2g}$.

Rides et rugosités associées

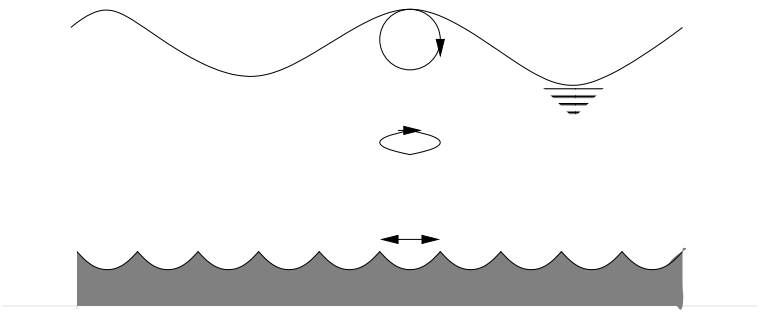


FIG. 2.8 – Les rides de vagues.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

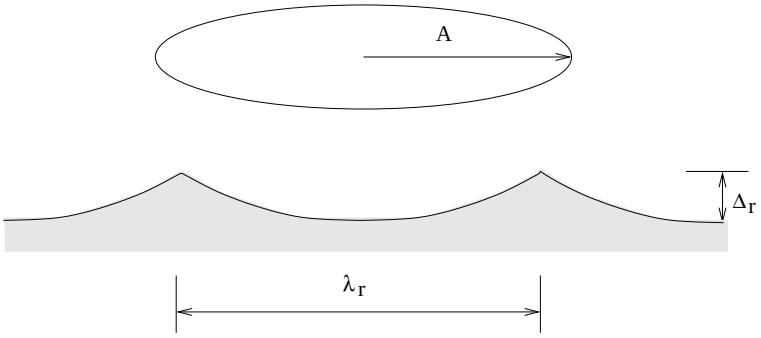


Fig. 2.9 – Relation entre la taille des rides et l'excursion des particules d'eau $2A$ (d'après Nielsen (1992, [105])).

Pour des vitesses orbitales modérées, des rides de vagues se forment sur un fond sableux, comme présentées à la Figure 2.8, pour un nombre de Shields $\theta_{ws} = \frac{\tau_w}{g(\rho_s - \rho_w)d_{50}}$ supérieur à une valeur critique de mise en mouvement des sédiments θ_{cr}, explicité à la section 2.2. Lorsque les conditions de vagues diminuent, le champs de rides est conservé en deça de θ_{cr}. Les crêtes des rides s'alignent avec celles des vagues et sont symétriques et pointues, à la différence des rides de courant qui ont des crêtes dissymétriques dont la pente est faible dans le sens du courant. Comme illustrée à la Figure 2.9, la longueur d'onde des rides λ_r est généralement comprise entre 1.5 et 2 fois la demi-excursion A. La hauteur des rides Δ_r est quant à elle comprise entre 0.1 et 0.2 fois la longueur d'onde. Selon le principe de partition couramment utilisé (*e.g.* van Rijn, 1984, [152], Soulsby, 1997, [134]), les rides induisent une rugosité de forme z_{0f} qui s'ajoute à celle des grains de sable ou de peau z_{0s} et à celle induite par la couche de sédiments en mouvement z_{0t}, soit un paramètre de rugosité totale :

$$z_0 = z_{0s} + z_{0f} + z_{0t} \tag{2.40}$$

Pour prendre en compte les rides dans FUNWAVE, nous avons supposé que les rides n'évoluent pas pendant un pas morphodynamique. L'action des vagues sur la formation des rides et l'action des rides sur la propagation des vagues nécessitent un certain nombre d'itérations entre le modèle de houle et le module de ride. Lorsque le mouvement orbital augmente, notamment à l'approche du déferlement, les rides sableuses sont lessivées ("Sheet flow"). Nielsen (1992, [105]) détermine ce domaine pour :

$$\Psi = \frac{{U_w}^2}{g(s-1)d_{50}} > 150 \tag{2.41}$$

ou

$$\theta_{ws} = \frac{\tau_{ws}}{g(\rho_s - \rho_w)d_{50}} = \frac{f_{ws}{U_w}^2}{2g(s-1)d_{50}} = \frac{1}{2}f_{ws}\Psi > 0.8 \tag{2.42}$$

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

avec f_{ws} le coefficient de frottement de peau exprimé dans (2.40) et τ_{ws} la contrainte de frottement de peau associée. Nielsen (1992, [105]) évalue les caractéristiques des rides dans le cas de vagues monochromatiques (modèle R1) par :

$$\Delta_r = (0.275 - 0.022\Psi^{0.5})A \tag{2.43}$$

$$\lambda_r = \frac{\Delta_r}{0.182 - 0.24\theta_{ws}^{1.5}} \tag{2.44}$$

et dans le cas de vagues aléatoires (modèle R2) par :

$$\Delta_r = 21\Psi^{-1.85}A \text{ pour } \Psi > 10 \tag{2.45}$$

$$\lambda_r = \frac{\Delta_r}{0.342 - 0.34\theta_{ws}^{0.25}} \tag{2.46}$$

En termes de rugosités de forme et de transport sédimentaire, il propose :

$$z_{0f} = 0.267\frac{\Delta_r^2}{\lambda_r} \tag{2.47}$$

$$z_{0t} = 5.67(\theta_{ws} - 0.05)^{0.5} d_{50} \tag{2.48}$$

Ces deux contributions ajoutées à la rugosité de peau (2.38) permettent de calculer le coefficient de frottement qui sera réinjecté dans FUNWAVE, jusqu'à convergence.

Courants induits

Le mouvement orbital des vagues a pour effet d'induire deux types de courant qui sont caractérisés par des directions opposées.

Juste au-dessus de la couche limite, Longuet-Higgins (1963, [85]) a été le premier à mettre en évidence un courant, nommé dérive de fond ou "streaming". Ce courant, dirigé vers la plage dans le sens de propagation des vagues, s'explique par un transfert d'énergie dans la couche limite de vague par diffusion visqueuse. Cependant, Van Rijn (1998, [154]) l'estime à 5 % de la vitesse orbitale, ce qui est très faible, et ses effets pour le transport sédimentaire sont donc très discutables (Rakha, 1998, [113], Spielmann *et al.*, 2004, [136]), notamment par rapport au courant de retour.

Avant le déferlement, dans le "shoaling", le mouvement des particules d'eau n'est pas tout à fait périodique comme le décrit la théorie linéaire. En effet, après avoir fait un tour, une particule est en fait légèrement déplacée dans le sens de propagation des vagues ; il y a donc un apport de masse vers la plage ou en « terme physique », une augmentation de la contrainte de radiation S_{xx}. Le flux de masse étant nul vers la plage (l'eau ne traversant pas la plage) et le niveau moyen ne pouvant pas monter indéfiniment,

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

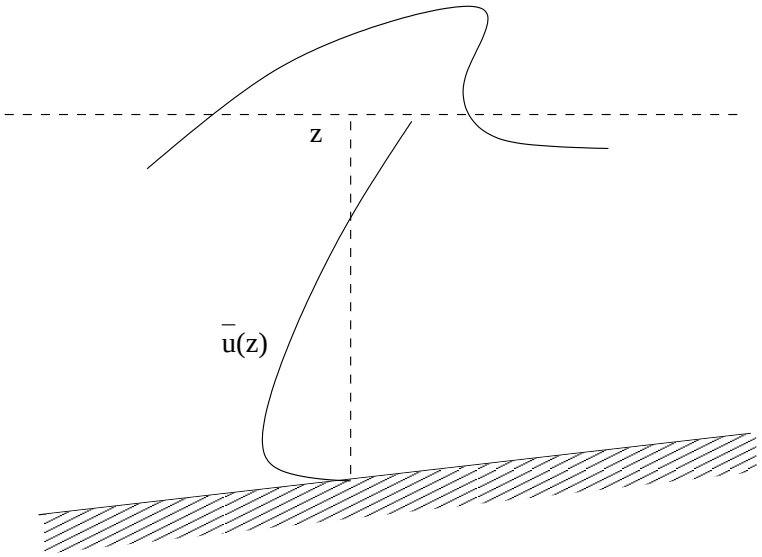


Fig. 2.10 – Profil vertical du courant sous le déferlement.

il se crée un courant vers le large. Ce courant de retour, ou "undertow", situé proche du fond, permet de pouvoir rétablir l'équilibre des masses. Ce courant, présenté à la Figure 2.10, s'explique donc simplement par la présence de la dérive de Stokes ("Stokes drift"). Pour expliquer la structure verticale du courant de retour, Svendsen (1984, [147]) a introduit un terme supplémentaire dans ce courant correspondant aux effets des rouleaux de déferlement. Les rouleaux ont pour effet d'augmenter la vitesse moyenne au-dessus du niveau moyen et donc de créer une dissymétrie dans la colonne d'eau. Selon Dally et Osiecki (1994, [28]), ces deux effets sont du même ordre de grandeur. Le modèle FUNWAVE reproduit le courant de retour en estimant correctement le flux de masse dans la zone de déferlement. Cependant, il ne tient pas compte de cette dissymétrie dans la colonne d'eau car il sous-estime la vitesse du rouleau (Lynett, 2006, [86]) et donc, par continuité, sous-estime la vitesse au fond.

Nous verrons plus spécifiquement comment sont gérés ces courants induits dans les modèles de transport (section 2.2) et notamment comment est corrigée la vitesse au fond.

2.1.2 La marée

La marée est la variation d'allure périodique du niveau de la mer, causée par la force d'attraction exercée par la lune et le soleil sur l'eau des océans, combinée à la force d'inertie générée par les mouvements orbitaux de la terre. L'intensité variable de ces deux forces à la surface du globe explique différents types de marée, à savoir :

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

- semi-diurne au large des côtes européennes de l'océan Atlantique ; c'est-à-dire qu'on observe deux pleines mers et deux basses mers par jour, ayant sensiblement la même hauteur (Figure 2.11) ;
- semi-diurne à inégalités diurnes dans l'océan Indien et dans certaines parties du Pacifique ;
- diurne dans le Pacifique ;
- mixte, c'est-à-dire qui alterne les trois premiers types de marée.

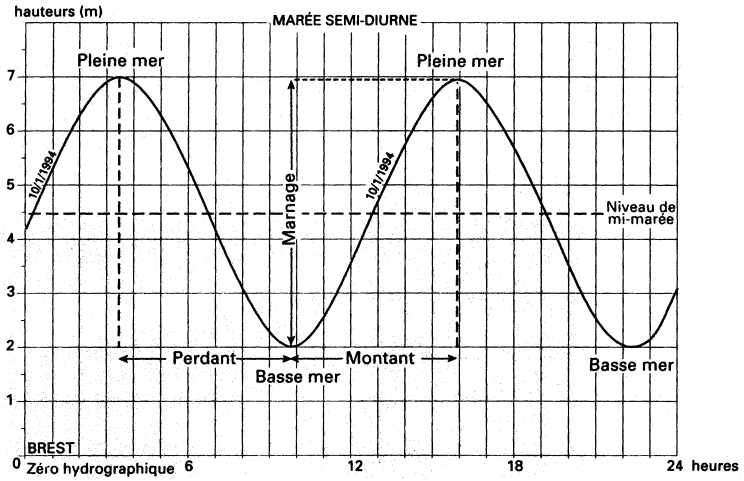


FIG. 2.11 – Courbe de marée semi-diurne à Brest (SHOM, 1997, [128]).

Le courant de marée en constitue la composante horizontale. Loin des côtes, il est maximum au moment de la pleine mer et porte dans la direction de propagation de l'onde de marée (flot) ; il est de nouveau maximum au moment de la basse mer et porte alors dans la direction opposée (jusant). A l'approche de la côte, la marée du large se déforme en raison des variations bathymétriques, des non-linéarités et du frottement lui-même non linéaire. Les maxima de vitesse tendent à se rapprocher de la mi-marée. On redéfinit alors le flot, courant entre la basse mer et la pleine mer, et son courant inverse, le jusant. En zone côtière où le relief du fond est accidenté, l'holographe des courants est souvent compliqué : il se crée des mouvements rotatoires alternatifs dus à la force de Coriolis. A proximité de la côte, dans les baies et sur les plages, les courants de marée sont faibles devant les vitesses orbitales et les courants induits par les vagues, hypothèse que nous ferons dans notre modélisation. La marée n'interviendra donc qu'en tant que modulation de la hauteur du plan d'eau. Les échelles de temps et d'espace étant significativement plus grandes que pour les vagues, nous imposerons une hauteur d'eau identique sur tout le domaine d'étude, et cela pendant toute la période Δt.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

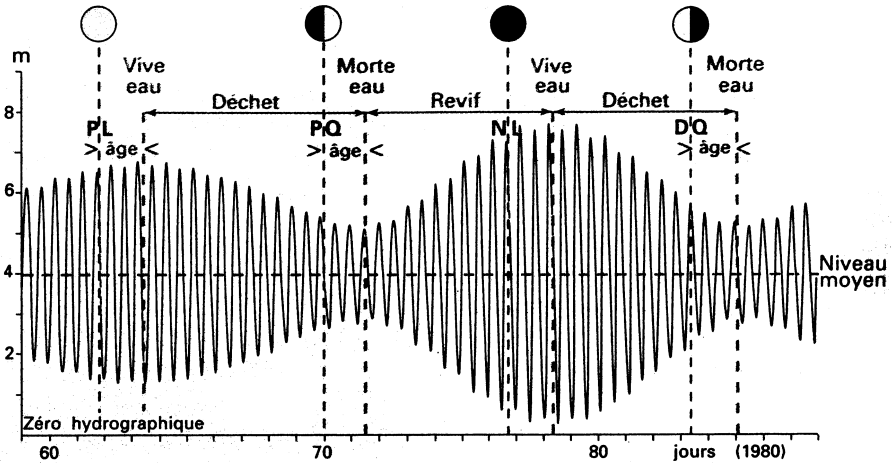


Fig. 2.12 – Exemple de courbe de marée pendant une lunaison (SHOM, 1997, [128]).

La décomposition harmonique de l'onde de marée montre qu'elle est composée de plusieurs fréquences. Sur nos côtes, ce sont les ondes M2 et S2 qui prédominent et nous observons une alternance de périodes de vive-eau et de morte-eau sur une période de 15 jours (Figure 2.12). Pour de courtes simulations (inférieures à 5 jours) en conditions schématiques, nous assimilerons la marée à une l'onde sinusoïdale lunaire moyenne M2 de période T=12H25mn. Pour des simulations schématiques plus longues, toujours sur des cas schématiques, et pour tenir compte du cycle morte-eau vive-eau, nous sommons simplement l'onde M2 et l'onde solaire moyenne S2 de période T_{S2}=12H00mn :

$$\eta(t) = \eta_0 + a \sin\left(\frac{2\pi t}{T_{M2}}\right) + b \sin\left(\frac{2\pi t}{T_{S2}}\right) \tag{2.49}$$

qui conduit à des marnages maximum et minimum respectivement égaux à $2(a+b)$ et à $2(a-b)$ (Figure 2.13). Pour des simulations réalistes, pour lesquelles nous disposons

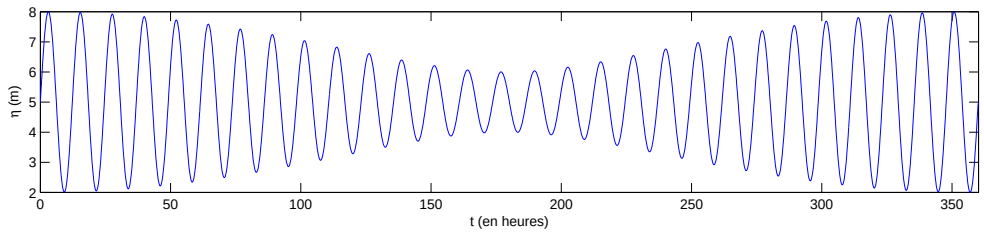


Fig. 2.13 – Courbe de marée schématique au cours d'une lunaison (360 heures ou 15 jours) pour $a = 2$ et $b = 1$ dans (2.49).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

de mesures de pression, nous effectuerons une moyenne sur la période Δt pour obtenir la hauteur d'eau influencée par la marée, mais aussi d'éventuelles surcotes météorologiques.

2.2 Processus hydro-sédimentaires

Nous abordons ici les interactions entre le fluide en mouvement et les particules sableuses, supposées appartenir dans un premier temps à une seule classe granulométrique, de diamètre égal au diamètre médian d_{50} des sables constituant la plage. Dans cette approche, en utilisant une seule classe, nous assimilons le comportement du sable réel à un sable qui aurait uniquement une seule taille de grain. Nous négligeons donc la dispersion du sable autour du d_{50}. En toute rigueur, il faudrait suivre le mouvement de chaque grain de sable, ce qui est bien sûr impossible dans un modèle morphodynamique opérationnel. Néanmoins, on peut se rapprocher de la réalité en décomposant le sable en plusieurs classes granulométriques ; un début d'approche sera abordé dans cette thèse.

2.2.1 Etat de l'art

Il existe deux modes de transport sédimentaire :
- le transport par charriage : les grains de sable roulent, glissent sur le fond et sautent (saltation) au-dessus du fond,
- le transport par suspension : les grains de sable sont élevés au-dessus du fond et transportés par le courant.

Afin de quantifier le transport, nous définissons $q(t)$ le taux de transport, encore appelé débit solide volumique. Il correspond à la somme des taux de transport par charriage $q_c(t)$ et par suspension $q_s(t)$. Ce taux calculé à la même échelle de temps que les vagues est un taux instantané.

Dans notre modélisation, l'évolution morphodynamique est obtenue en moyennant les taux de transport instantanés sur la durée $\Delta t = t_2 - t_1$, de façon à obtenir le taux de transport moyen :

$$\bar{q}(x) = \int_{t_1}^{t2} \int_{fond}^{surface} C(x,z,t)u(x,z,t)\mathrm{d}z\mathrm{d}t + \bar{q_c}(x) \tag{2.50}$$

En séparant les composantes moyennes et variables pour la vitesse u et la concentration C de la façon suivante :

$$u = \bar{u} + u' \tag{2.51}$$

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

$$C = \bar{C} + C' \tag{2.52}$$

nous obtenons :

$$\bar{q}(x) = \int_{t_1}^{t2} \int_{fond}^{surface} \bar{C}(x,z)\bar{u}(x,z) + C'(x,z,t)u'(x,z,t)\mathrm{d}z\mathrm{d}t + \bar{q_c}(x) \tag{2.53}$$

Selon les processus pris en compte, Roelvink et Brøker (1993, [118]) ont montré qu'il existe trois types différents de modèles de transport. L'objectif des modèles de transport est d'obtenir le taux de transport moyen $\bar{q}(x)$ qui servira à résoudre l'équation de conservation du sédiment (2.134).

Modèles à flux moyen dominant

Dans les cas où le flux moyen est dominant dans le transport, l'équation (2.53) peut se simplifier de la façon suivante :

$$\bar{q}(x) = A \int_{fond}^{surface} \bar{C}(x,z)\bar{u}(x,z)\mathrm{d}z \tag{2.54}$$

avec un coefficient A prenant en compte les écarts induits par la simplification des autres termes, assez proche de 1. Cette approche a été introduite par Stive et Battjes (1984, [141]) et Steezel (1987, [138], 1990, [139]). Le profil vertical de concentration moyenne $\bar{C}(x,z)$ est calculé à partir d'une équation stationnaire de diffusion, avec une condition empirique au fond et une distribution empirique du profil de viscosité turbulente. Ce profil de viscosité turbulente est aussi utilisé pour déterminer le profil vertical de vitesse moyenne $\bar{u}(x,z)$. Ce concept est souvent utilisé pour prédire l'érosion d'une plage pendant de fortes tempêtes et a montré ses preuves. Cependant, les asymétries des vagues sont absentes de ce concept. Il est donc inefficace pendant les phases d'accrétion où les conditions sont plus modérées.

Modèles de transport total

Dans les cas où le profil vertical de vitesse est raisonnablement uniforme au fond, là où la plupart du transport est effectué, il est acceptable de réduire l'intégration verticale de l'équation (2.50) en un simple produit entre un transport total et une vitesse à un niveau de référence. Si le transport est localisé au niveau du fond, où la concentration peut s'adapter assez rapidement à la vitesse, nous pouvons supposer que le transport total est une fonction de la vitesse instantanée à un niveau de référence. L'équation (2.50) devient alors :

$$\bar{q}(x) = \overline{u_{ref} L(u_{ref})} \tag{2.55}$$

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Bowen (1980, [15]) a été le premier à appliquer ce concept au transport "cross-shore", en utilisant la formule de Bagnold (1966, [4]) pour le transport par charriage et en suspension. Il a ainsi retrouvé numériquement la forme théorique des profils d'équilibre de Dean (1977, [32]). Depuis, dans ces formules, le transport total est une simple combinaison linéaire des puissances de la vitesse près du fond, en fonction de la pente de plage et de divers paramètres représentant la nature des sédiments. Bailard (1981, [5]) et Bailard et Inman (1981, [6]) ont re-dérivé ces formulations et ont donné la formule la plus communément utilisée aujourd'hui. Cette formule de transport sédimentaire total permet ainsi de distinguer le transport en suspension (q_s), le charriage (q_c) et l'effet de la pente $\beta_p(x)$ ($q_{c\beta_p} + q_{s\beta_p}$), ceci en fonction de la vitesse instantanée de l'écoulement à proximité du fond ($u(x,-h,t)$) :

$$q(x) = q_{c0}(x) + q_{c\beta_p}(x) + q_{s0}(x) + q_{s\beta_p}(x) \tag{2.56}$$

avec

$$q_{c0}(x) = \frac{C_f \varepsilon_c}{2g(s-1)\tan\phi} \overline{|u(x,-h,t)|^2 u(x,-h,t)} \tag{2.57}$$

$$q_{c\beta_p}(x) = -\frac{C_f \varepsilon_c}{2g(s-1)\tan^2\phi} \overline{|u(x,-h,t)|^3} \beta_p(x) \tag{2.58}$$

$$q_{s0}(x) = \frac{C_f \varepsilon_s}{2g(s-1)w_f} \overline{|u(x,-h,t)|^3} \tag{2.59}$$

$$q_{s\beta_p}(x) = -\frac{C_f \varepsilon_s^2}{2g(s-1)w_f^2} \overline{|u(x,-h,t)|^5} \beta_p(x) \tag{2.60}$$

où ε_c, ε_s sont les facteurs d'efficacité du transport par charriage et en suspension et C_f un coefficient de frottement que nous assimilons au coefficient de frottement K de FUNWAVE.

Pour accélérer le mouvement des barres vers la côte en période de beau temps, et le ralentir en période de tempête, Hoefel et Elgar (2003, [57]) conseillent d'ajouter un terme qui s'exprime en fonction de l'asymétrie de l'accélération du fluide au-dessus de la barre. Cependant, ce terme n'a aucune signification physique dans la formule de Bailard (1981, [5]), et le calage du coefficient de pondération du terme d'asymétrie est très sensible par rapport à la simulation effectuée (Long et Kirby, 2003, [83], Long *et al.*, 2006, [84]). De plus, son calage peut être contesté car sa valeur serait plus grande à mesure que les conditions climatiques sont modérées : il n'existe pas de valeurs (ou de formules) acceptées par la communauté scientifique. Plutôt que d'introduire un concept qui n'est pas abouti et qui n'est pas démontré, nous ferons l'hypothèse de ne pas avoir besoin de rajouter ce terme empirique dans la formule de transport et qu'un bon calage de la

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

vitesse au fond suffit à obtenir des simulations morphodynamiques correctes.

La difficulté majeure d'exploitation de cette formule est de connaître la chronique de la vitesse au fond. Celle-ci peut être plus ou moins facilement obtenue selon le type de modèle de houle utilisé. Nous avons vu dans la section précédente qu'il existe deux façons de modéliser les vagues. La résolution des vagues par méthode spectrale ne permet pas d'obtenir la chronique de la vitesse u. Castelle (2004, [19]) a d'abord couplé le modèle hydrodynamique, développé par Saint-Cast (2002, [122]), avec le modèle spectral de propagation de vagues SWAN. Ce modèle hydrodynamique est composé d'un modèle de courant moyen 2DH. Ce dernier résout les équations issues de l'intégration spatio-temporelle des équations de Navier-Stokes. A ce courant moyen, il faut ajouter la vitesse orbitale au fond. Saint-Cast (2002, [122]) la calcule en utilisant la paramétrisation de Fredsøe et Deigaard (1994, [45]). Par cette méthode, Castelle (2004, [19]) a ainsi pu reproduire l'évolution et le mouvement des barres sableuses sur le littoral aquitain grâce à la formule de Bailard (1981, [5]). Résoudre la dynamique des vagues avec un modèle de Boussinesq permet d'obtenir directement la chronique de la vitesse u. Encore faut-il que cette vitesse corresponde à la vitesse au fond. Meftah *et al.* (2005, [98]) ont utilisé la formule de Bailard (1981, [5]) avec le modèle REFLUX 2DV (Meftah *et al.*, 2004, [97]), de type Boussinesq étendu, prenant en compte la variabilité de la vitesse sur la verticale. Nous verrons dans la sous-section 2.2.2 comment nous procédons avec le modèle FUNWAVE.

Modèles verticaux

Un modèle général de transport de sédiments, qui peut couvrir toutes les combinaisons des vagues et des courants ou qui peut prendre en compte ou non le déferlement, nécessite la modélisation des variations temporelles de la structure verticale des vitesses et des concentrations de sédiments en suspension. En zone littorale, les variations horizontales de ces vitesses et de ces concentrations sont bien moins importantes que sur la verticale. Sous ces conditions, la distribution verticale des sédiments en suspension peut être décrite comme un processus de diffusion verticale. Le coefficient de diffusion est souvent pris comme égal au coefficient de viscosité turbulente. Ce principe a été introduit par Rouse (1939, [121]) dans le cas d'un courant établi. Dans le cas d'un courant combiné avec les vagues, Fredsøe *et al.* (1985, [44]) ont développé un modèle vertical de résolution de la turbulence. Ce modèle a été amélioré par Deigaard *et al.* (1986, [36]) pour prendre en compte le déferlement des vagues. La mise en place d'un modèle vertical nécessite une description détaillée de l'hydrodynamique, c'est-à-dire une connaissance parfaite des variations temporelles de l'ensemble des vitesses et des coefficients de viscosité turbulente. Pour cela, il faut définir une condition de fermeture

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

turbulente. Le modèle de Deigaard *et al.* (1986, [36]) utilise le concept de couche limite et impose comme condition au fond une concentration de référence, qui s'exprime en fonction de la contrainte de cisaillement au fond (Engelund et Fredsøe, 1976, [40]). Ce type de modèle vertical a la possibilité de modéliser le retard de phase des sédiments en suspension et les effets des asymétries des vagues. La turbulence générée par le déferlement, qui est responsable de nombreuses remises en suspension, peut aussi être incluse d'une manière très physique. Rakha *et al.* (1997, [114]) et Rakha (1998, [113]) ont couplé un modèle de Boussinesq étendu avec plusieurs modèles verticaux. Nous verrons dans la sous-section 2.2.3 comment coupler un tel modèle avec le modèle FUNWAVE.

Pour répondre à notre problématique, il est nécessaire que notre modèle puisse représenter les régimes d'érosion et d'accrétion. Ceci n'est donc pas possible avec un modèle à flux moyen dominant. Nous ne voulons pas nous restreindre sur l'un ou l'autre des deux modèles de transport restants. Nous pensons qu'il est intéressant de pouvoir confronter les deux approches tant au point de vue de la reproductibilité des processus que des temps de calcul. En effet, il faut préciser qu'un modèle vertical est bien plus gourmand en temps de calcul que l'application d'une formule de transport. Enfin, le développement de ces deux modèles de transport justifie ici l'utilisation du modèle « vague par vague » FUNWAVE, plutôt que le modèle spectral SWAN, pour connaître la chronique exacte des vitesses (Morellato *et al.*, 2006, [103]).

A l'issue du modèle de houle, nous avons donc en tout point du domaine de calcul l'évolution de la surface libre et de la structure verticale de la vitesse donnée par l'équation (2.19). Cependant, cette structure verticale n'est pas valable partout à cause des courants induits par la houle. Une correction a donc été effectuée dans les modèles de transport.

2.2.2 Modèle de transport intégré dans approche 1DH

Pour le modèle de transport total, nous avons choisi d'utiliser la formule de Bailard (1981, [5]), qui est la formule de transport la plus connue, donnée à l'équation (2.56). Cette formule nécessite la connaissance de la chronique de la vitesse u au fond. L'équation (2.19) permet de calculer cette vitesse. Cependant, cette équation est déduite du potentiel de vitesse exprimée dans l'équation (2.14) et qui ne prend pas en compte le déferlement. Pour résoudre ce problème, Lynett (2006, [86]) a mis en place un post-traitement pour tenir compte du courant de retour induit par le déferlement. Il faut noter que cette approche pour assurer le passage entre un modèle de Boussinesq et des formules de transport en représentant le courant de retour est assez novatrice et n'a jamais été portée, à notre connaissance, dans une modélisation morphodynamique.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Selon l'équation (2.20), la vitesse verticale peut s'écrire :

$$w_{\text{FUNWAVE}} = -z\phi_\alpha - T + O(\mu^2) \tag{2.61}$$

avec $T = (hu_\alpha)_x$. Pour prendre en compte l'impact du déferlement sur la vitesse induite, Lynett (2006, [86]) modifie cette équation de la façon suivante :

$$w_{\text{FUNWAVE}} = -z\phi_\alpha - T + A(x,t)f(x,z,t) + O(\mu^2) \tag{2.62}$$

avec A et f des fonctions arbitraires qui prennent en compte les effets du déferlement. En utilisant cette vitesse modifiée, nous pouvons en déduire la nouvelle expression de la vitesse horizontale :

$$\begin{aligned} u_{\text{FUNWAVE}} &= u_\alpha - \mu^2 \left\{ \frac{z^2 - z_\alpha^2}{2}\phi_{\alpha x} + (z - z_\alpha)T_x \right\} \\ &+ \mu^2 \left\{ A_x \left[\int f(z)\mathrm{d}z - \int f(z_\alpha)\mathrm{d}z \right] \right. \\ &+ \left. A \left[\int f_x(z)\mathrm{d}z - \int f_x(z_\alpha)\mathrm{d}z \right] \right\} + O(\mu^2) \end{aligned} \tag{2.63}$$

Afin de mieux représenter le déferlement, cette formulation permet d'autoriser des vitesses plus importantes près de la surface. Lynett (2006, [86]) a donc proposé $u(x,\eta,t) = C(x,t)$ avec C la vitesse du rouleau de déferlement. La vitesse u_s à la surface, donnée par l'équation (2.19), étant :

$$u_s = u_\alpha - \mu^2 \left\{ \frac{\eta^2 - z_\alpha^2}{2}\phi_{\alpha x} + (\eta - z_\alpha)T_x \right\} + O(\mu^2) \tag{2.64}$$

nous en déduisons qu'il faut résoudre l'équation suivante :

$$\mu^2 A_x \left[\int f(z)\mathrm{d}z - \int f(z_\alpha)\mathrm{d}z \right] + \mu^2 A \left[\int f_x(z)\mathrm{d}z - \int f_x(z_\alpha)\mathrm{d}z \right] = C - u_s \tag{2.65}$$

En faisant l'hypothèse que $f_x(z) = O(\mu^2)$, en utilisant $f(z_\alpha) = f(z_B) + O(\mu^2)$ avec z_B une altitude dans la colonne d'eau et en effectuant la substitution $g = \int f\mathrm{d}z$, nous en déduisons l'équation suivante :

$$g(\eta) - g(z_B) = 1 \tag{2.66}$$

avec $A_x = \frac{\delta_{\text{déferlement}}}{\mu^2}(C - u_s)$, $\delta_{\text{déferlement}} = 1$ s'il y a déferlement, 0 sinon. Lynett (2006, [86]) a donc proposé une forme exponentielle pour la fonction g :

$$g = B\exp(k(z - \eta)) \tag{2.67}$$

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

avec B un coefficient et k un nombre d'onde vertical. En substituant cette forme de g dans l'équation, nous en déduisons une solution pour B :

$$B = \frac{1}{1 - \exp(k(z_B - \eta))} \tag{2.68}$$

avec k et z_B les inconnues du problème.

La vitesse verticale modifiée u_{LYNETT} est donc donnée par la relation suivante :

$$u_{\mathrm{LYNETT}} = u_{\mathrm{FUNWAVE}} + u_B \tag{2.69}$$

avec

$$u_B = \delta_{\text{déferlement}}(C - u_s)\frac{\exp(k(z - \eta)) - \exp(k(z_B - \eta))}{1 - \exp(k(z_B - \eta))} \tag{2.70}$$

Pour déterminer z_B, nous supposons que le flux déterminé par FUNWAVE est correct, ce qui implique que $\int_{-h}^{\eta} u_B(z)\mathrm{d}z = 0$. Cependant, nous avons

$$\int_{-h}^{\eta} u_B(z)\mathrm{d}z = BA_x\left[\frac{1}{k}(1 - \exp(-k(h + \eta)) - (h + \eta)\exp(-k(z_B - \eta))\right] \tag{2.71}$$

qui donne nécessairement

$$\exp(-k(h + \eta)) + k(h + \eta)\exp(-k(z_B - \eta)) = 1 \tag{2.72}$$

et qui conduit à donner la solution pour z_B :

$$z_B = -h + \frac{ln\left[\frac{1}{k(h+\eta)}(\exp(k(h + \eta)) - 1)\right]}{k} \tag{2.73}$$

k et C restent donc les seules variables à déterminer afin de résoudre le problème. En fait, k représente un coefficient de calage qui va plus ou moins déterminer l'amplitude du courant de retour. Lynett (2006, [86]) a proposé :

$$k = \frac{5}{h} \tag{2.74}$$

et

$$C = \frac{u_s}{|u_s|}\sqrt{g(h + \eta)} + \frac{1}{h + \eta}\int_{-h}^{\eta} u_{\mathrm{FUNWAVE}}(z)\mathrm{d}z \tag{2.75}$$

qui représente la somme entre la vitesse d'une onde longue en faible profondeur à laquelle nous ajoutons la vitesse moyenne sur la verticale.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Cette nouvelle formulation a permis à Lynett (2006, [86]) de reproduire très convenablement les courants de retour sur les expériences menées par Cox *et al.* (1995, [26]) et Ting et Kirby (1995, [62], 1996, [63]).

Dans ce modèle de transport, nous avons donc utilisé la formulation de Lynett (2006, [86]) afin de déterminer la vitesse au fond destinée à la formule de Bailard(1981, [5]). Pour déterminer le transport, la mise en place et l'utilisation d'un tel couplage, à l'issue du modèle FUNWAVE, est plus simple et plus rapide que la mise en place d'un modèle vertical.

2.2.3 Modèle de transport vertical dans approche 2DV

Pour résoudre la structure verticale des vitesses et des remises en suspension, nous avons développé un modèle vertical à fermeture turbulente composé de deux modules, à savoir le module hydrodynamique et le module hydro-sédimentaire. Théoriquement, ce modèle peut être appliqué en tout point x du maillage du modèle de houle. Ce modèle est lourd numériquement et rencontrera des limites d'utilisation. Le modèle 1DH est couplée à une multitude de modèles verticaux pour constituer au final un « pseudo-modèle 2DV » que nous denommons pour simplifier « modèle 2DV ». Dans la suite de la section, nous fixons le fond comme origine de l'axe des z et appelons H la hauteur d'eau instantanée en ce point.

Module hydrodynamique

Le noyau du module hydrodynamique est la détermination du coefficient de viscosité turbulente ν_t. Justesen *et al.* (1994, [61]) ont montré qu'il existe deux manières différentes de le calculer, qui donnent des résultats quasi identiques :

- soit de manière totale à l'aide d'un modèle de turbulence,
- soit en le décomposant en trois contributions : celle due à la dissipation d'énergie dans le déferlement, celle due au courant induit par les vagues et celle due à la couche limite.

Dans notre modélisation, nous avons préféré une approche par un modèle de turbulence. L'utilisation de la décomposition en trois contributions indépendantes ne nous paraissait pas suffisamment réaliste car la recomposition fait intervenir des sommes de coefficients de viscosité turbulente liés à des processus de nature différente. Nous avons également souhaité, afin de réduire la complexité du problème, n'utiliser qu'une seule équation pour notre modèle de turbulence. Nous avons choisi une k-équation, qui

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

avait été utilisée par Deigaard *et al.* (1991, [37]). Ce type de modèle est développé en coordonnées fixes z et travaille sur un niveau moyen. Cela ne nous semblait pas adapté, étant donné que le passage des vagues change la hauteur d'eau. De la même manière que Johns (1983, [60]), nous avons donc fait le choix de le développer en coordonnées variables σ, ceci afin de pouvoir suivre la variation de la surface libre lors du passage des vagues et ainsi pouvoir considérer la totalité du sédiment contenue dans la colonne d'eau. Traiter les modèles verticaux en coordonnées variables σ est une approche novatrice dans les modèles morphodynamiques côtiers car, à notre connaissance, cela n'a jamais été effectué.

L'équation du mouvement linéarisée en négligeant les termes convectifs s'écrit en coordonnées fixes :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_w}\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + \frac{1}{\rho_w}\left(\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} - \frac{\partial \bar{\tau}_{zx}}{\partial z}\right) \tag{2.76}$$

où $\tilde{p}$ est la variation périodique de pression associée au mouvement des vagues ;
z est l'altitude au-dessus du fond ;
ρ_w est la densité de l'eau ;
τ_{zx} est la contrainte instantanée ;
$\bar{\tau}_{zx}$ est la contrainte moyenne sur une période de vagues.

La contrainte instantanée est calculée à partir du concept de turbulence :

$$\tau_{zx} = \rho_w \nu_t \frac{\partial u}{\partial z} \tag{2.77}$$

La pression est quant à elle reliée au mouvement orbital des vagues u_0 à travers la relation :

$$\frac{1}{\rho_w}\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} = -\frac{\partial u_0}{\partial t} \tag{2.78}$$

Dans notre modèle, nous supposons que ce mouvement orbital u_0 est relié à la structure verticale de la vitesse calculée par le modèle FUNWAVE par :

$$u_0 = \frac{1}{H}\int_0^H u_{\text{FUNWAVE}}\,(z)\,dz = \bar{u}_{\text{FUNWAVE}} \tag{2.79}$$

D'autre part, la turbulence est calculée en utilisant l'équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente, k :

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\nu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial z}\right) + \frac{1}{\rho_w}PROD - C_\nu \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l} \tag{2.80}$$

où $\sigma_k = 1$;
$C_\nu = 0.08$;
$PROD$ est le terme de production qui sera détaillé un peu plus loin.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

La longueur de mélange l utilisée est calculée de la façon suivante :

$$l = \begin{cases} \sqrt[4]{C_\nu}\kappa z & \text{si } z < \frac{l_{\max}}{\sqrt[4]{C_\nu}\kappa} \\ \\ l_{\max} & \text{si } z > \frac{l_{\max}}{\sqrt[4]{C_\nu}\kappa} \end{cases} \tag{2.81}$$

où $\kappa = 0.40$ la constante de von Kármán ;
$l_{\max} = 0.07h$.

Afin de passer en coordonnées σ, nous avons effectué le changement de variable suivant :

$$\begin{cases} H = \eta + h - z_0 \\ z = z_0 + H\sigma \end{cases} \tag{2.82}$$

où $z_0 = k_N/30$ dans le cas d'un fond plat, $k_n = 2.5d_{50}$ étant le coefficient de Nikuradse. L'équation (2.76) devient alors en introduisant (2.77), (2.78) et (2.79) :

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\sigma}{H}\frac{\partial \eta}{\partial t}\frac{\partial u}{\partial \sigma} = \frac{\partial \bar{u}_0}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \sigma}\left(\nu_t \frac{\partial u}{\partial \sigma}\right)\frac{1}{H^2} - \frac{1}{\rho_w}\frac{\partial \bar{\tau}_{zx}}{\partial z} \tag{2.83}$$

Pour les conditions aux limites, nous considérons une vitesse nulle au fond :

$$u(z_0, t) = 0 \tag{2.84}$$

En ce qui concerne la surface, les modèles traditionnels de turbulence, travaillant en profondeur constante, ne résolvent pas la turbulence dans le rouleau. Ils imposent un gradient de vitesse nul en surface et de l'énergie dissipée liée au rouleau dans le terme de production. Dans notre modèle, nous résolvons la turbulence du fond jusqu'à la surface. Nous imposons donc une vitesse à la surface qui est celle des vagues (ou du rouleau s'il y a déferlement). L'énergie dissipée par le déferlement est donc implicitement incluse dans la contrainte du flux :

$$PROD = \tau_{zx}\frac{\partial u}{\partial z} = \rho_w \nu_t \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 = \rho_w \frac{\nu_t}{H^2}\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma}\right)^2 \tag{2.85}$$

La vitesse en surface s'écrit :

$$u(H, t) = u_{\text{FUNWAVE}}(H, t) + \delta_{\text{Déferlement}}\gamma\sqrt{gH} \tag{2.86}$$

où $\delta_{\text{Déferlement}} = 1$ si il y a déferlement en ce point, 0 sinon ;
γ est un facteur correctif.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Si nous prenons un coefficient $\gamma = 1$, comme dans le modèle de Lynett, nous obtenons des courants de retour trop importants par rapport à la réalité. Pour rester cohérent dans le modèle, nous avons utilisé le coefficient $\gamma = 0.35$ dont nous avons discuté dans le modèle de vague. En effet, dans celui-ci, il y a déferlement quand la vitesse en surface atteint $\gamma\sqrt{gh}$. En analogie avec le "surface roller", nous pouvons supposer que cette vitesse en surface correspond à la vitesse des particules d'eau qui glissent sur la colonne d'eau, et reste à peu près constante jusqu'à la fin du déferlement. L'utilisation de ce facteur correctif donne de très bonnes prévisions pour la prévision du courant de retour. Pour résoudre le problème, il reste à calculer la quantité $\frac{1}{\rho_w}\frac{\partial \bar{\tau}_{zx}}{\partial z}$ dans l'équation (2.83). Pour cela, nous avons supposé comme dans Rakha *et al.* (1997), [114], que la distribution de la contrainte moyenne sur une vague complète générée par le déferlement et le frottement sur le fond, $\bar{\tau}_{zx}(z)$, varie linéairement sur la colonne d'eau comme montré sur la Figure 2.14. Cela implique que la

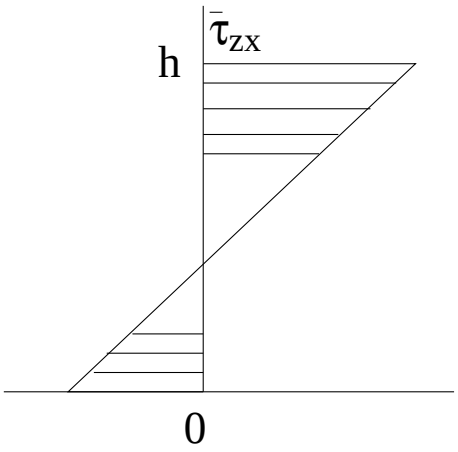


FIG. 2.14 – Distribution verticale de la contrainte moyenne due au déferlement des vagues.

quantité $\frac{1}{\rho_w}\frac{\partial \bar{\tau}_{zx}}{\partial z}$ est une constante. Nous évaluons cette constante par itération de façon à ce que le flux de $u(z)$ converge vers le flux de $u_{\text{FUNWAVE}}(z)$, supposé valide. Cela implique que :

$$\int_{vague}\int_0^{H(t)} u\,(z,t)\,dz = \int_{vague}\int_0^{H(t)} u_{\text{FUNWAVE}}\,(z,t)\,dz \tag{2.87}$$

L'équation (2.81) devient en effectuant le changement de variable (2.82) et en introduisant (2.85) :

$$\frac{\partial k}{\partial t} - \frac{\sigma}{H}\frac{\partial \eta}{\partial t}\frac{\partial k}{\partial \sigma} = \frac{1}{H^2}\frac{\partial}{\partial \sigma}\left(\frac{\nu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial \sigma}\right) + \frac{\nu_t}{H^2}\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma}\right)^2 - C_\nu \frac{k^{\frac{3}{2}}}{l} \tag{2.88}$$

Les conditions aux limites pour la k-équation sont un flux nul à la surface :

$$\frac{\partial k}{\partial z}(H,t) = 0 \tag{2.89}$$

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

et l'équilibre entre la production et la dissipation sur le fond :

$$k(z_0,t) = \frac{u^{*2}}{\sqrt{C_\nu}} \tag{2.90}$$

où $u^* = \sqrt{\left|\frac{\partial \tau}{\partial z}\right|}$ est la vitesse de frottement. Enfin, le modèle de turbulence est complété par la relation de Kolmogorov-Prandtl :

$$\nu_t = \sqrt{k} l \tag{2.91}$$

Dans ce modèle, nous nous sommes posés la question de la prise en compte de la dérive de fond introduite dans la sous-section 2.1.1. Selon Deigaard *et al.* (1991, [37]), elle peut être modélisée en introduisant la contrainte moyenne de radiation dans l'équation (2.83) :

$$\bar{\tau}(z)_{streaming} = \overline{u'(z)w'(z)} - \overline{u_0 w_0} \tag{2.92}$$

avec u' et w', les vitesses orbitales horizontales et verticales et u_0 et w_0 les vitesses orbitales horizontales et verticales hors de la couche limite. Cependant, dans l'équation (2.83), nous avons juste besoin du gradient de cette quantité qui s'obtient par la formule suivante :

$$\frac{\partial \bar{\tau}(z)_{streaming}}{\partial z} = \frac{\partial \overline{u'(z)w'(z)}}{\partial z} \tag{2.93}$$

Le calcul de cette quantité ne peut se faire qu'à posteriori et nécessite donc un certain nombre d'itération pour converger, ce qui est assez lourd en tant de calcul. Cependant, comme montré par Deigaard *et al.* (1991, [37]), le gradient de la contrainte moyenne de radiation est très très faible devant celui imposé par le frottement au fond et le déferlement. Cette faible valeur ne modifierait donc pas les résultats du modèle vertical. Ainsi, nous avons préféré ne pas l'introduire dans notre modélisation.

Comme montré à la Figure 2.15, le schéma numérique du modèle vertical est un schéma explicite décentré sur une grille irrégulière afin d'être plus fin près du fond. Nous nous plaçons à l'abscisse x discrétisée par la variable i (que nous éliminons des écritures par soucis de simplification). Pour k allant de 1 à n, nous définissons les variables suivantes discrétisées au pas de temps j :

- la position $s(k)$ des n couches s ($s(1) = 0$ pour $\sigma = 0$; $s(n) = 1$ pour $\sigma = 1$) ;
- la position $z(k)$ des n couches z. La $n$ième couche est hors de l'eau et sert à imposer les gradients à la surface comme l'équation (2.89).
- la taille $\mathrm{d}s(k) = s(k+1) - s(k)$;
- la taille $\mathrm{d}z(k) = z(k) - z(k-1)$;
- la profondeur d'eau H_j ;
- la vitesse $U(k)_j$ à la position $s(k)$;

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

- l'énergie turbulente $K(k)_j$ à la position $z(k)$;
- le coefficient de viscosité turbulente $\nu(k)_j$ à la position $z(k)$;
- la vitesse de frottement u_j^* ;
- la longueur de mélange $l(k)_j$ à la position $z(k)$.

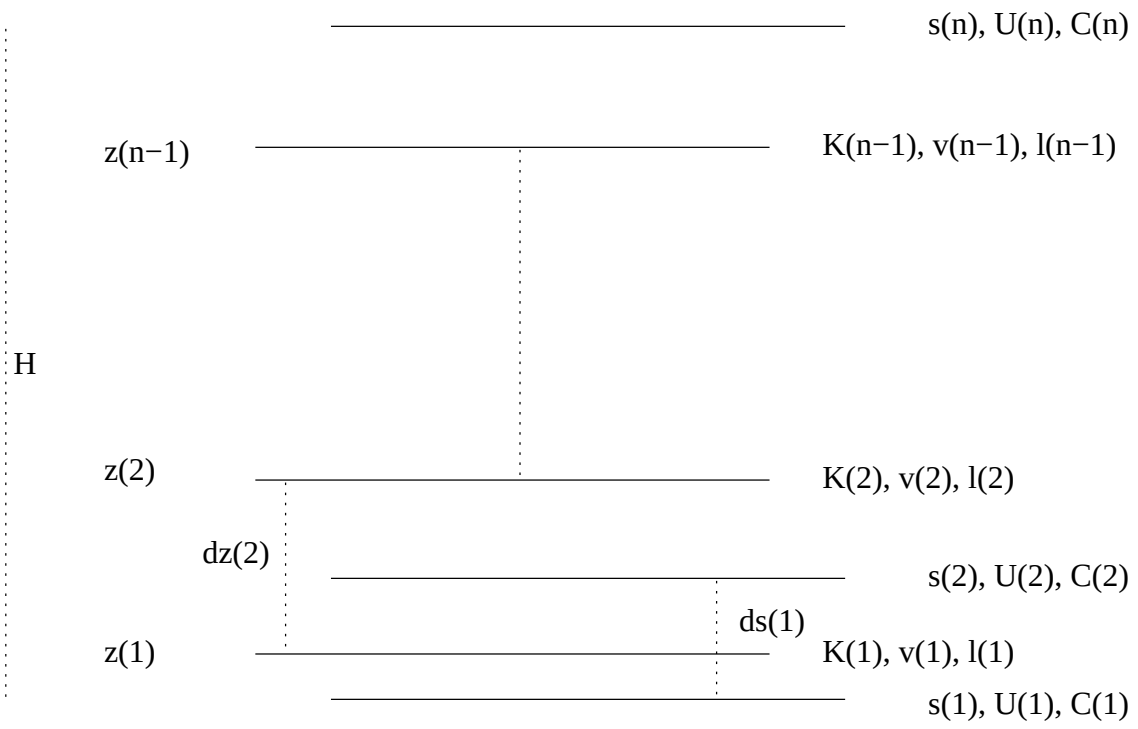


FIG. 2.15 – Schéma de discrétisation numérique du modèle vertical.

L'algorithme s'exécute pour chaque vague de période $T = N\mathrm{d}t$ de façon à ce que :

$$\frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N}\sum_{k=1}^{n} U(k)_j H_j \mathrm{d}s(k) = \frac{1}{T}\int_{t=0}^{T}\int_{0}^{H(t)} u_{\mathrm{FUNWAVE}}\,(z,t)\,\mathrm{d}z\mathrm{d}t \tag{2.94}$$

ce qui nécessite un certain nombre d'itération.

Au temps $j = 1$, si c'est la première vague, nous prenons comme condition initiale un profil logarithmique pour la vitesse $U(k)_1$ et $K(k)_1 = 1\mathrm{e}^{-31}$ J. Sinon, nous prenons les valeurs du dernier pas de temps de la vague précédente.

L'itération sur la vague commence : nous cherchons les valeurs au temps $j+1$. Pour cela, nous avons besoin des valeurs de $\nu(k)_j$, et u_j^* :

$$u_j^* \;=\; \nu(1)\frac{|U(2)_j - U(1)_j|}{H_j \mathrm{d}s(1)} \tag{2.95}$$

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

$$\forall k \in [1,n],$$
$$\nu(k)_j = l(k)_j\sqrt{K(k)_j} \quad (2.96)$$

ainsi que de la longueur de mélange $l(k)_j$ obtenue à partir de l'équation (2.81).

Nous calculons $K(k)_{j+1}$ grâce aux équations (2.88), (2.89) et (2.90) discrétisée :

$$K(1)_{j+1} = \frac{u_j^{*2}}{\sqrt{C_\mu}} \quad (2.97)$$

$$\begin{aligned}\forall k \in [2,n-1],\\ K(k)_{j+1} &= K(k)_j \\ &+ \frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}s(k)H_j^2}\left\{\frac{\nu(k+1)_j+\nu(k)_j}{2\sigma_k}\frac{K(k+1)_j-K(k)_j}{\mathrm{d}z(k+1)}\right. \\ &- \left.\frac{\nu(k)_j+\nu(k-1)_j}{2\sigma_k}\frac{K(k)_j-K(k-1)_j}{\mathrm{d}z(k)}\right\} \\ &+ \mathrm{d}t\frac{\nu(k)_j}{H_j^2}\frac{U(k+1)-U(k)}{\mathrm{d}s(k)} \\ &- \mathrm{d}tC_\nu\frac{K(k)_j^{1.5}}{l(k)_j} \\ &+ \mathrm{d}tz(k)\frac{\partial\eta}{\partial t}\frac{K(k+1)_j-K(k-1)_j}{H_j(\mathrm{d}z(k+1)+\mathrm{d}z(k)} \quad (2.98)\\ K(n)_{j+1} &= K(n-1)_{j+1} \quad (2.99)\end{aligned}$$

Puis nous calculons $U(k)$ au pas temporel grâce aux équations (2.83), (2.84) et (2.86) discrétisées :

$$U(1)_{j+1} = 0 \quad (2.100)$$

$$\begin{aligned}\forall k \in [2,n-1],\\ U(k)_{j+1} &= U(k)_j + \mathrm{d}t(\frac{\partial\bar{u}_0}{\partial t}+\frac{\partial\bar{\tau}_{zx}}{\partial z}) \\ &+ \frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}z(k)H_j^2}\left\{\nu(k)_j\frac{U(k+1)_j-U(k)_j}{\mathrm{d}s(k)}-\nu(k-1)_j\frac{U(k)_j-U(k-1)_j}{\mathrm{d}s(k-1)}\right\} \\ &+ \mathrm{d}ts(k)\frac{\partial\eta}{\partial t}\frac{U(k+1)_j-U(k-1)_j}{H_j(\mathrm{d}s(k)+\mathrm{d}s(k-1))} \quad (2.101)\\ U(n)_{j+1} &= u(H_j,(t+1)\mathrm{d}t) \quad (2.102)\end{aligned}$$

Nous réalisons cette opération jusqu'au dernier pas de temps N. Enfin, nous itérons sur la valeur de $\frac{\partial\bar{\tau}_{zx}}{\partial z}$ jusqu'à ce que l'équation (2.94) soit respectée.

A l'issue de ce module, nous obtenons donc la structure verticale de la vitesse, la vitesse de frottement et la viscosité turbulente. Ces variables sont alors introduites dans

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

la deuxième partie du modèle, qui est le module hydro-sédimentaire, objet de la partie suivante.

Module hydro-sédimentaire

La concentration C(z,t) est une quantité sans dimension calculée comme un volume de sédiments divisé par le volume total du mélange eau-sédiment. Pour calculer cette concentration, l'équation de diffusion turbulente est utilisée en négligeant les gradients horizontaux :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left[\left(w_f - w_z\right) C\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left(\varepsilon_{sd}\frac{\partial C}{\partial z}\right) \tag{2.103}$$

où ε_{sd} est le coefficient de diffusion turbulente qui est égal à ν_t ;
w_f est la vitesse de chute du sédiment ;
w_z est la vitesse verticale du fluide.

Après le changement de variable (2.82), l'équation (2.103) devient :

$$\frac{\partial C}{\partial t} - \frac{\sigma}{H}\frac{\partial \eta}{\partial t}\frac{\partial C}{\partial \sigma} = \frac{1}{H}\frac{\partial}{\partial \sigma}\left[\left(w_f - w_\sigma\right) C\right] + \frac{1}{H^2}\frac{\partial}{\partial \sigma}\left(\varepsilon_{sd}\frac{\partial C}{\partial \sigma}\right) \tag{2.104}$$

La vitesse verticale w_z est évaluée dans le modèle hydrodynamique en supposant le fluide incompressible :

$$\mathrm{div}(\overrightarrow{u}) = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w_z}{\partial z} = \overrightarrow{0} \tag{2.105}$$

que nous pouvons convertir après le changement de variable (2.82) :

$$\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\sigma}{H}\left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial x}\right)\frac{\partial u}{\partial \sigma} = -\frac{1}{H}\frac{\partial w_z}{\partial \sigma} \tag{2.106}$$

D'autre part :

$$w_\sigma = w_z - \sigma\left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + u_s\frac{\partial \eta}{\partial x}\right) \tag{2.107}$$

et nous imposons une vitesse $w_z(z_0) = w_\sigma(z_0) = 0$. Pour résoudre l'équation 2.103, il est nécessaire d'imposer une condition au fond. On passe alors par le calcul d'une concentration de référence $C_0(t)$ qui dépend du frottement sur le fond. Cependant, cela n'est possible que dans le cas d'écoulement uniforme et établi. Dans le cas contraire, les concentrations près du fond peuvent être importantes quand le frottement au fond est nul, à cause du

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

sable qui arrive du haut de la colonne d'eau. Nous préférons donc considérer l'entraînement $p(t)$ et le dépôt $d(t)$ comme deux phénomènes indépendants. La condition au fond (en réalité à l'altitude de référence z_0) est :

$$w_f C(t) + \varepsilon_{sd} \frac{\partial C(t)}{\partial z} = p(t) - d(t) \tag{2.108}$$

avec

$$d(t) = w_f C(t) \tag{2.109}$$

Dans le cas d'un fond plat, on dit qu'il y a régime de "sheet-flow". On peut alors utiliser la formulation empirique de Zyserman et Fredsøe (1994, [168]) :

$$C_0 = \frac{0.331 \left(\theta_s - \theta_{cr}\right)^{1.75}}{1 + \frac{0.331}{C_m} \left(\theta_s - \theta_{cr}\right)^{1.75}} \tag{2.110}$$

Zyserman et Fredsøe (1994, [168]) applique leur formulation à $z = 2d_{50}$. Ceci s'avère problématique numériquement car nous avons un maillage mobile. Nous avons donc préféré l'appliquer au seul endroit qui ne bouge pas c'est-à-dire à la référence $z = z_0$. Cela revient à utiliser un nouveau paramètre de calage C_m (initialement $C_m = 0.32$), représentant la concentration maximale. Pour appliquer cette formulation, il est nécessaire de connaître le paramètre de Shields (1936, [127]) θ_s et le paramètre de Shields critique θ_{cr}. Le paramètre de Shields θ_s s'écrit :

$$\theta_s = \frac{\tau_s}{g(\rho_s - \rho_w)D} \tag{2.111}$$

où τ_s est le frottement de peau au fond ;
ρ_s est la masse volumique du grain ;
ρ_w est la masse volumique de l'eau ;
D est le diamètre du grain.

Soulsby et Whitehouse (1997, [135]) ont établi une équation pour calculer le paramètre de θ_{cr} en fonction du diamètre de grain adimensionné D_* :

$$\theta_{cr} = \frac{0.30}{1 + 1.2D_*} + 0.055 \left[1 - \exp\left(-0.02D_*\right)\right] \tag{2.112}$$

avec D_* défini de la façon suivante :

$$D_* = \left[\frac{g(s-1)}{\nu^2}\right]^{1/3} D \tag{2.113}$$

où ν est la viscosité cinématique de l'eau ;
$s = \frac{\rho_s}{\rho_w}$ est la densité du grain.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Pour rappel, nous avons une mise en mouvement du sédiment si

$$\theta_s > \theta_{cr} \tag{2.114}$$

Cette formulation donne une concentration de référence $C_0(t)$. Nous la transformons en condition de flux $p(t) = w_f C_a(t)$ en assimilant $C_0(t)$ à $C_a(t)$. Ceci est rendu possible par l'approche de van Rijn (1986, [153]) qui est basée sur l'hypothèse que le flux ascendant entraîne autant de sédiments qui lui en est possible. On vérifie alors que la fonction $p(t)$ est en phase avec la contrainte de cisaillement ce qui n'est pas le cas quand il y a des rides.

En effet, dans le cas d'un fond ridé, le maximum des remises en suspension pour la fonction $p(t)$ s'effectue au moment de la renverse de la vitesse orbitale comme nous pouvons le voir sur la Figure 2.16. Les bouffées de sédiments interviennent quand la vitesse près du fond s'inverse et elles constituent la plus grande part des remises en suspension. Pour résoudre ce problème, Nielsen (1992, [105]) préfère calculer $\bar{p}$ sur une période de

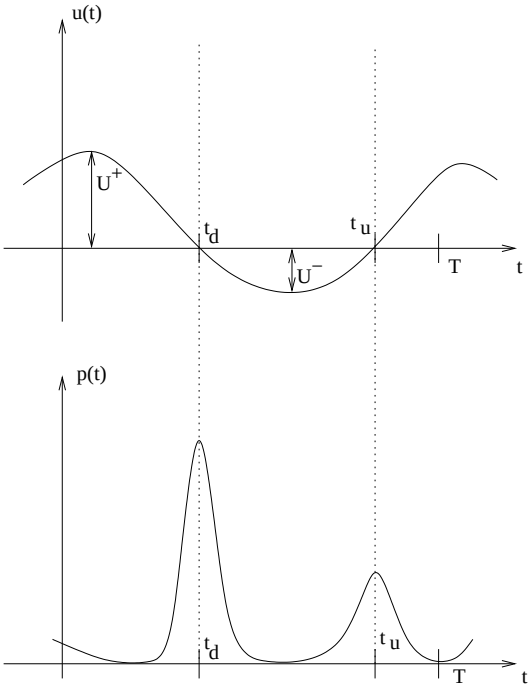


FIG. 2.16 – Fonction de flux sédimentaire ascendant $p(t)$ de Nielsen (d'après Nielsen (1992, [105])).

vague, en supposant l'équilibre établi entre le dépôt et l'érosion, et qui peut donc être relié à la vitesse de chute du sédiment w_f par la formule suivante :

$$\bar{p} = 0.005 w_f \theta_r^3 \tag{2.115}$$

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

avec θ_r, le paramètre de Shields modifié donné par :

$$\theta_r = \frac{\theta_{ws}}{\left(1 - \pi\frac{\Delta_r}{\lambda_r}\right)^2} = \frac{\tau_{ws}}{g(\rho_s - \rho_w)D}\frac{1}{\left(1 - \pi\frac{\Delta_r}{\lambda_r}\right)^2} \tag{2.116}$$

Ensuite, Nielsen (1992, [105]) introduit la formule suivante que nous avons adaptée sur une période de vague T :

$$p(t) = V_d\frac{\cos^{2m}\left(\frac{\pi(t-t_d)}{T}\right)}{\int_0^T \cos^{2m}\left(\frac{\pi t}{T}\right)\mathrm{d}t} + V_u\frac{\cos^{2m}\left(\frac{\pi(t-t_u)}{T}\right)}{\int_0^T \cos^{2m}\left(\frac{\pi t}{T}\right)\mathrm{d}t} \tag{2.117}$$

avec m, un entier positif et $\int_0^T \cos^{2m}\left(\frac{\pi t}{T}\right)\mathrm{d}t$, une intégrale calculée à partir de l'intégrale de Wallis[1] $W(2m)$. Plus m est grand, plus les pics sont resserés. Les coefficients V_d et V_u représentent la quantité de sable (par unité de surface) qui est érodée à chaque renverse. La somme des deux doit être égale à la quantité de sédiments qui se dépose pendant la période T. Nous avons donc :

$$V_d + V_u = \bar{p}T \tag{2.118}$$

Enfin, le rapport $\frac{V_d}{V_u}$ doit refléter les capacités relatives des vitesses u^+ et u^- à entraîner le sable. Nous avons choisi comme rapport :

$$\frac{V_d}{V_u} = \frac{u^{+2}}{u^{-2}} \tag{2.119}$$

En surface ($z = H$), nous imposons un flux nul de sédiments :

$$(w_f - w)C + \varepsilon_{sd}\frac{\partial C}{\partial z} = 0 \tag{2.120}$$

Pour compléter le modèle vertical nous devons calculer, pour tout k, les variables suivantes :

- la concentration $C(k)_j$ à la position $s(k)$;
- la vitesse verticale $W_z(k)_j$ à la position $s(k)$;
- la vitesse verticale $W_\sigma(k)_j$ à la position $s(k)$.

Cependant, le calcul des vitesses verticales nécessite dans l'équation (2.106) le calcul du gradient horizontal de la vitesse. Ceci n'est pas possible avec l'exécution d'un seul module hydrodynamique au point i. Pour cela, nous exécutons en plus du point i, le module hydrodynamique aux points $i-1$ et $i+1$ afin d'obtenir, pour tout k et tout j, $U(i-1,k)_j$ et $U(i+1,k)_j$. La distance spatiale entre les points i et $i-1$ est $\mathrm{d}x$. Le calcul

[1] $\int_0^T \cos^{2m}\left(\frac{\pi t}{T}\right)\mathrm{d}t = T\int_0^1 \cos^{2m}(\pi t)\,\mathrm{d}t = T.W(2m) = T\frac{(2m)!}{2^{2m}(m!)^2}$

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

des variables $W_z(k)_j$, $W_\sigma(k)_j$ et $C(k)_j$ se fait après celui des variables $U(i-1,k)_{j+1}$, $U(i,k)_{j+1}$ et $U(i+1,k)_{j+1}$, obtenues à l'issue de la dernière itération permettant la convergence de l'équation (2.94).

A partir de la discrétisation de l'équation (2.106), nous obtenons :

$$W_z(1)_{j+1} = 0 \tag{2.121}$$

$$\begin{aligned} \forall k \in [1, n-1], & \\ W_z(k+1)_{j+1} &= W_z(k)_{j+1} \\ &- H\mathrm{d}s(k)\left\{\frac{U(i+1,k+1)_{j+1}+U(i+1,k)_{j+1}}{4\mathrm{d}x}\right. \\ &- \left.\frac{U(i-1,k+1)_{j+1}-U(i-1,k)_{j+1}}{4\mathrm{d}x}\right\} \\ &+ z(k)*(U(i,k+1)_{j+1}-U(i,k)_{j+1})\frac{H(i+1)-H(i-1)}{2\mathrm{d}x} \end{aligned} \tag{2.122}$$

A partir de la discrétisation de l'équation (2.120), nous obtenons :

$$\begin{aligned} \forall k \in [1, n], & \\ W_\sigma(k)_{j+1} &= W_z(k)_{j+1} - s(k)\left\{\frac{\partial \eta}{\partial t} + U(i,N)_{j+1}\frac{\partial \eta}{\partial x}\right\} \end{aligned} \tag{2.123}$$

A partir de la discrétisation de l'équation (2.104), nous obtenons :

$$\begin{aligned} \forall k \in [2, n-1], & \\ C(k)_{j+1} &= C(k)_j + \mathrm{d}t\left\{s(k)\frac{\partial \eta}{\partial t} + w_f - W_\sigma(k)_j\right\}\frac{C(k+1)_j - C(k-1)_j}{H_j(\mathrm{d}s(k)+\mathrm{d}s(k-1))} \\ &+ \frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}zH_j^2}\left\{\nu(k)_j\frac{C(k+1)_j - C(k)_j}{\mathrm{d}s(k)}\right. \\ &- \left.\nu(k-1)_j\frac{C(k)_j - C(k-1)_j}{\mathrm{d}s(k-1)}\right\} \end{aligned} \tag{2.124}$$

$$\begin{aligned} C(n)_{j+1} &= C(n)_j + \mathrm{d}t\left\{z(k-1)\frac{\partial \eta}{\partial t}\frac{C(n)_j - C(n-1)_j}{H_j\mathrm{d}s(n-1)}\right. \\ &- (w_f - W_\sigma(n)_j)\frac{C(n-1)_j}{H_j(\mathrm{d}s(n)+\mathrm{d}s(n-1))} \\ &- \left.\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}zH_j^2}\nu(n-1)_j\frac{C(n)_j - C(n-1)_j}{\mathrm{d}s(k)}\right\} \end{aligned} \tag{2.125}$$

$$C(1)_{j+1} = C(2)_{j+1} + \frac{ds(1)H_j w_f}{\nu(1)_j} \tag{2.126}$$

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Cas multi-classe

Le module hydro-sédimentaire est aussi bien valable pour une seule classe de sédiment que pour un sédiment hétérogène de n classes. Il faut alors effectuer les mêmes calculs que dans le cas d'un sédiment homogène de diamètre d_{50} mais en considérant chaque classe i de diamètre D_i présent avec la fréquence f_i. De la même façon, nous définissons la concentration C_i et la vitesse de chute w_{fi}. La concentration totale est obtenue en sommant les n classes par la formule :

$$C = \sum_{i=1}^{n} C_i f_i \tag{2.127}$$

Au niveau des conditions limites, nous avons :

- pour le font plat, la formulation empirique 2.110 de Zyserman et Fredsøe (1994, [168]) en conservant le paramètre de calage C_m pour chaque classe et en recalculant les paramètres de Shields θ_{si} et θ_{cri} selon le diamètre D_i.
- pour le fond ridé, l'équation 2.115 en recalculant le paramètre de Shields modifié θ_{ri} selon le diamètre D_i.

Calcul des taux de transport

Une fois les concentrations calculées, le taux de transport instantané q_s de sédiments en suspension s'obtient :

$$q_s = \int_{z_0}^{H} C(z)u(z)\mathrm{d}z \tag{2.128}$$

Les évolutions morphodynamiques se situant sur une échelle de temps bien plus grande que la turbulence, nous avons préféré calculer un taux de transport moyen $\bar{q}_s$ obtenu à partir de q_s. Cependant, il peut être intéressant de décomposer ce transport global en suspension selon la vitesse moyenne $\bar{u}(z)$ et la vitesse orbitale $u_w(z,t)$ ($u(z,t) = \bar{u}(z) + u_w(z,t)$) pour obtenir une composante de transport due au courant de retour $\bar{q}_{su}$ et due au mouvement orbital $\bar{q}_{sw}$:

$$\bar{q}_{su} = \overline{\int_{z_0}^{H} C(z)\bar{u}(z)\mathrm{d}z} \tag{2.129}$$

$$\bar{q}_{sw} = \overline{\int_{z_0}^{H} C(z)u_w(z,t)\mathrm{d}z} \tag{2.130}$$

Le transport de sédiments en suspension n'est pas seulement composé des deux dernières contributions. Il faut en ajouter une troisième qui est celle de la dérive Lagrangienne.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Transport Lagrangien

Pour un calcul Eulérien, une contribution due à la dérive Lagrangienne doit être ajoutée pour tenir compte de la dérive des vagues sur la concentration de sédiments en suspension (Brøker *et al.*, 1991, [16]). Cette approximation est nécessaire pour compenser le fait d'avoir négliger les termes convectifs horizontaux dans le calcul des concentrations de sédiments. Rakha *et al.* (1997, [114]) ont montré que la vitesse lagrangienne U_l peut être calculée dans la direction de propagation de la vague par la formule suivante :

$$U_l(z) = \frac{1}{C_g}\overline{(u_w(z,t)^2)} \tag{2.131}$$

Le transport induit par cette dérive est alors :

$$\bar{q}_{sl} = \overline{\int_{z_0}^{H} C(z)U_l(z)\mathrm{d}z} \tag{2.132}$$

Le modèle vertical permet de calculer le transport total dû aux sédiments en suspension. Pour calculer le transport total, il reste à calculer le transport par charriage.

Transport par charriage

Contrairement au transport en suspension qui est localisé sur toute la colonne d'eau, le transport par charriage est localisé au fond, donc est difficile à quantifier de manière physique. Pour calculer ce transport $\bar{q}_c$, nous nous limitons uniquement, par soucis de simplicité, à des formules vérifiées expérimentalement. Afin d'être cohérent avec l'autre modèle de transport, nous avons utilisé la formule de charriage de Bailard et Inman (1981, [6]).

Grâce au couplage entre le modèle vertical et la formule de charriage, nous obtenons le taux de transport total :

$$\bar{q}(x) = \bar{q}_{su}(x) + \bar{q}_{sw}(x) + \bar{q}_{sl}(x) + \bar{q}_c(x) \tag{2.133}$$

2.3 Réponse morphologique

2.3.1 Formulation

Le taux de transport moyen permet alors de résoudre l'équation de conservation du sédiment :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{1-\varepsilon}\frac{\partial q}{\partial x} \tag{2.134}$$

où ε= 0.4 est la porosité. L'analyse de cette équation permet de dégager simplement le principe de la morphodynamique :

- si $\frac{\partial h}{\partial t} < 0$, il y a accrétion ou engraissement au point x. Le terme $C'u'$ prédomine sur le terme $\bar{C}\bar{u}$.
- si $\frac{\partial h}{\partial t} > 0$, il y a érosion au point x. Le terme $\bar{C}\bar{u}$ prédomine sur le terme $C'u'$.

Il est cependant difficile d'obtenir précisément le transport sédimentaire et, par conséquent, l'évolution du fond sableux. Il vaut mieux se restreindre aux tendances dégagées.

2.3.2 Résolution numérique

Le modèle de houle et les modèles de transport tournant sur une durée Δt, nous obtenons le transport total $\bar{q}(x)$ qui nous permet de faire évoluer la bathymétrie du site. Il faut noter que le transport n'est calculé que là où il y a constamment de l'eau. Pour calculer le taux de transport sur la zone de "swash", nous supposons que celui-ci varie linéairement du dernier point de calcul jusqu'au rivage, où il s'annule.

Comme Rakha *et al.* (1997, [114]), nous résolvons l'équation de conservation du sédiment (2.134) à l'aide d'un schéma modifié de Lax :

$$h(x, t+\Delta t) = h^*(x,t) + \frac{1}{1-\varepsilon}\frac{\Delta t}{2\Delta x}\left(\bar{q}(x+\Delta x) - \bar{q}(x-\Delta x)\right) \tag{2.135}$$

avec

$$h^*(x,t) = \alpha_d h^*(x+\Delta x, t) + (1-2\alpha_d)h^*(x,t) + \alpha_d h^*(x-\Delta x, t) \tag{2.136}$$

où $\alpha_d = 0.25$. Ce schéma réduit les instabilités spatiales qui apparaîtraient dans un simple schéma explicite. En effet, en prenant $h^*(x,t) = h(x,t)$, nous constatons que le modèle diverge à partir du dixième pas de temps.

Le bouclage morphodynamique, qui est la dernière étape du modèle, nous donne la nouvelle bathymétrie du site. Il permet aussi d'actualiser le niveau marin afin de tenir compte des effets de la marée, voire de surcôte mesurée.

2.4 Discussion

Deux modèles de transport sédimentaire à coupler avec FUNWAVE signifie au final deux versions pour le modèle morphodynamique. Nous avons baptisé les deux versions du modèle de la façon suivante :

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

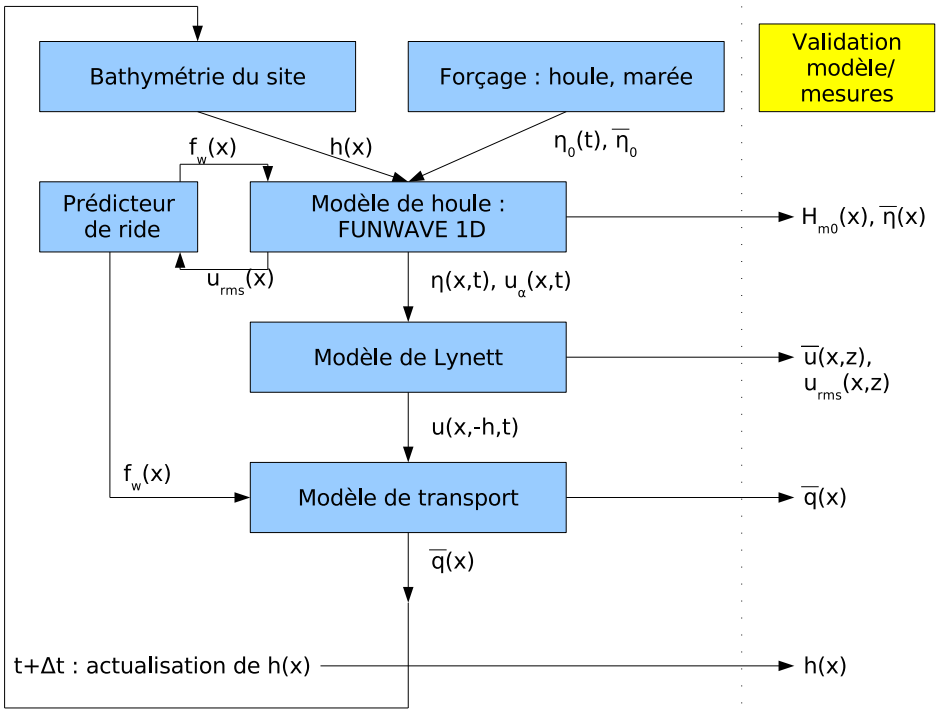


FIG. 2.17 – Différentes composantes et variables calculées du modèle FUNBEACH 1DH.

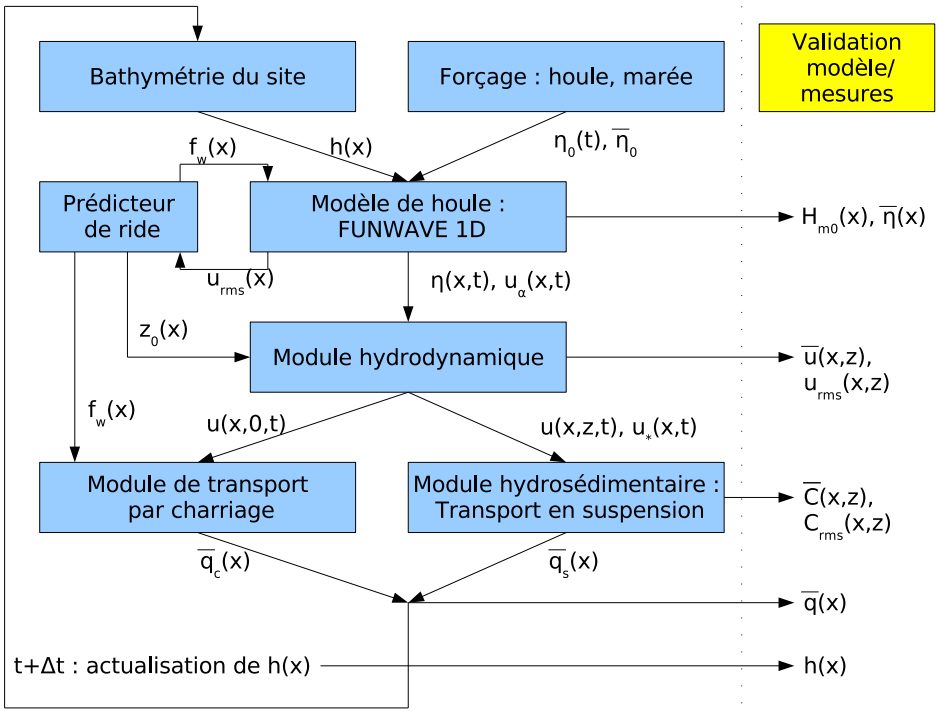


FIG. 2.18 – Différentes composantes et variables calculées du modèle FUNBEACH 2DV.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

- FUNBEACH 1DH pour le couplage avec une formule de transport totale et un bouclage morphodynamique. Une des difficultés résidait dans l'établissement de la vitesse au fond. Ceci est rendu possible par le modèle de Lynett (2006, [86]) ;
- FUNBEACH 2DV pour le couplage avec un modèle vertical et un bouclage morphodynamique.

Ces deux versions présentées aux Figures 2.17 et 2.18 font parties d'un modèle unique FUNBEACH. Le choix de l'utilisation de l'une ou de l'autre version se fait à l'intérieur en indiquant le modèle de transport désiré.

Basé sur un modèle hydrodynamique de la famille des modèles de « Boussinesq », le modèle FUNBEACH s'oppose aux modèles dits à phases moyennées (Saint-Cast, 2002, [122], Castelle, 2004, [19], Spielmann *et al.*, 2004, [136]), car il permet de calculer tout naturellement le transport en conservant la phase des vagues. Les deux approches du modèle permettent de traiter de façon détaillée ce qui se passe sur la verticale. Il est ainsi équivalent aux modèles de Rakha (1998, [113]), sauf qu'il a la particularité de suivre la surface libre dans le calcul des vitesses sur la verticale. FUNBEACH peut ainsi être comparé à REFLUX 2DV (Meftah *et al.*, 2004, [97]) ou au modèle de Karambas (2003, [65]), mais ces modèles ne gèrent pas aussi finement la structure verticale des vitesses modifiée par le courant de retour.

Ce nouveau modèle n'est pas utilisable en l'état dans des études numériques. Pour qu'il le soit, nous le validons sur les séries de mesures présentées dans le chapitre suivant en retenant un processus de validation du modèle morphodynamique en quatre étapes. La première étape est la validation du modèle de houle FUNWAVE 1D. Cela consite à estimer de façon correcte la hauteur des vagues H_{m_0} et si possible la position du niveau moyen $\bar{\eta}$. La deuxième étape est la validation du modèle de Lynett (2006,[86]). Pour cela, il faut estimer de façon correcte les profils verticaux de vitesses $\bar{u}$ et u_{rms} ceci afin d'obtenir les bonnes chroniques des vitesses au fond. La troisième étape est la validation du modèle vertical. Dans le même esprit, il s'agit d'estimer correctement les profils verticaux de vitesses $\bar{u}$ et u_{rms}, puis les profils verticaux de concentration de sédiments en suspension (CSS) $\bar{C}$ et C_{rms}. Le dernière étape est la validation des taux de transport $\bar{q}(x)$ et l'évolution morphodynamique à travers $h(x,t)$. Il s'agit notamment de montrer quel modèle de transport est le plus adapté pour reproduire l'évolution morphologique des plages.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Chapitre 3

Mesures expérimentales

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Afin de valider les différentes composantes de la chaîne de modèlisation FUNBEACH, il est nécessaire d'en confronter les résultats avec des mesures pertinentes. Trois types de mesures peuvent être envisagées :

- mesures en environnement contrôlé de laboratoire à échelle réduite ;
- mesures en environnement contrôlé de laboratoire à échelle réelle ;
- mesures en environnement naturel.

Dans le cadre de cette thèse, nous effectuerons une confrontation avec ces trois types de mesures. Les mesures en environnement contrôlé de laboratoire sont issues de la littérature. Par contre, les mesures en environnement naturel ont été réalisées par nos soins dans le cadre de ce travail et sont donc originales.

3.1 Mesures en environnement contrôlé à échelle réduite

3.1.1 Bibliographie

De nombreux tests de laboratoire sur l'évolution morphodynamique ont été effectués à échelle réduite. Pour ces tests, l'ordre de grandeur pour la hauteur des vagues est de 0.1 m. Nous pouvons citer, sans être exhaustifs, les travaux de Waters (1939, [159]), Bagnold (1940, [3]), Sunamura (1975, [144]) et Shibayama (1984, [126]). Leurs expériences ont montré l'influence de divers paramètres contrôlant la morphodynamique des plages. Cependant, comme l'a démontré Saville (1957, [123]) en comparant des évolutions de profil à échelle réduite et réelle, un biais important, dû à un effet d'échelle sur la hauteur de la vague, apparaît. D'autres variables indépendantes, comme la granulométrie, peuvent aussi produire une distorsion d'échelle. Des lois d'ajustement (Hughes, 1983,

[58] ; Vellinga, 1984, [156]) doivent alors être appliquées pour interpréter les résultats de ces mesures. D'après ce constat effectué par Larson (1988, [79]), nous pouvons conclure que des mesures à échelle réduite, bien que « simples » à effectuer, ne permettent pas d'obtenir des évolutions réalistes, quantifiables et applicables directement sur les sites réels. Cependant des efforts importants dans les modèles physiques, notamment en respectant des relations de similitudes, permettent de retrouver les grands principes de la morphodynamique côtière de Wright et Short (1984, [165]) (Grasso *et al.*, 2008, [51]). En raison des problèmes de similitudes rencontrées en expérimentations morphodynamiques à échelle réduite, nous n'exploiterons que les mesures hydrodynamiques dans ce type d'installation. De telles mesures hydrodynamiques dans des canaux à houle d'une trentaine de mètres de l'Université du Delaware (Cox, 1995, [26]) et du Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) à Grenoble, ont été exploitées notamment par Cienfuegos (2005, [24]) pour valider des modèles de déferlement des vagues.

Nous poursuivrons dans cette voie en nous focalisant sur les phénomènes non linéaires sur la base des mesures sur fond plat dans le canal du LEGI avec un forçage monochromatique réalisées par Chapalain (1988, [21]).

3.1.2 Données hydrodynamiques sur fond plat

Appareillage expérimental

Le canal utilisé pour les expériences mesure 35.54 m de long sur 55 cm de large et 1.3 m de profondeur. Il est équipé d'un batteur à houle permettant une excursion totale ($2e$) comprise entre 15.6 et 40 cm. La période de son mouvement peut être ajusté entre 0.5 et 5.1 s, avec une précision de 10^{-5}. La hauteur du plan d'eau peut être mesurée en 7 points à l'aide de capteurs ayant une précision de l'ordre du dixième de mm, à une fréquence de 120 Hz.

Conditions expérimentales

Les expériences consistaient à propager des vagues dans le canal sur un fond plat, celles-ci étant générées par le batteur selon un mouvement sinusoïdal :

$$E(t) = -e\cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \tag{3.1}$$

Le canal étant assez long, le régime transitoire assez court (de l'ordre de 1 à 2 périodes) et les phénomènes de réflexion parasite en fond du canal assez compliqués, seul le régime

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

progressif avant réflexion a été considéré.

Les mesures de variation de la surface libre $\eta(t)$ ont été effectuées sur chaque mètre en partant de la position médiane du générateur des vagues. A cause du nombre limité de capteurs, les expériences ont dû être répétées plusieurs fois afin d'obtenir des enregistrements sur l'ensemble du canal. La fréquence d'échantillonnage était de 50 Hz et dix essais ont été effectués. La hauteur d'eau h et les paramètres caractéristiques du mouvement du batteur, c'est-à-dire l'amplitude du mouvement e et sa période T, sont listés dans le Tableau 3.1.

Essai	h (cm)	e (cm)	T (s)
A	40	7.8	2.5
B	40	7.8	2.0
C	40	11.3	3.5
D	30	7.8	2.5
E	30	7.8	2.0
F	15	7.8	2.5
G	40	7.8	3.5
H	40	7.8	3.0
I	40	11.3	2.5
J	30	7.8	1.75

Tab. 3.1 – Caractéristiques des essais de Chapalain (1988, [21]).

Les paramètres caractéristiques des vagues, c'est-à-dire l'amplitude relative des vagues $\alpha = \frac{a}{h}$, la profondeur relative $\beta = \frac{h}{L}$ et le nombre d'Ursell $U_r = \frac{\alpha}{\beta^2}$ sont listés dans le Tableau 3.2. Ces essais sont situés dans le domaine faiblement non linéaire et dispersif de la théorie de Boussinesq. Dans le diagramme expérimental présenté à la Figure 3.1, proposé initialement par Galvin (1972a, [48], b, [49]), les essais sont localisés dans les zones I et II, ce qui signifie que les vagues sont quasi sinusoïdales ou font apparaître une petite crête dans le creux de la vague principale.

Cette série de mesures, effectuée à échelle réduite, servira à valider les aspects non linéaires apparaissant en eau peu profonde, pris en compte par notre modélisation.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Essai	α	β	U_r
A	0.108	0.084	15.1
B	0.130	0.108	11.1
C	0.105	0.059	30.2
D	0.117	0.072	22.3
E	0.150	0.092	17.7
F	0.167	0.050	65.9
G	0.075	0.059	21.6
H	0.088	0.069	18.2
I	0.150	0.084	21.1
J	0.167	0.107	14.6

TAB. 3.2 – Petits paramètres α, β et nombre d'Ursell U_r pour les différents essais de Chapalain (1988, [21]).

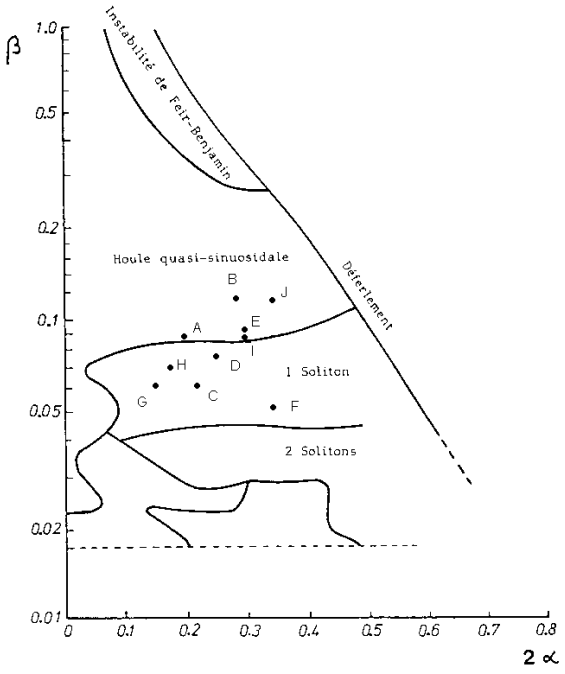


FIG. 3.1 – Différents types de vagues observés dans Chapalain (1988, [21]) en fonction de la profondeur relative β et de la hauteur relative des vagues 2α.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

3.2 Mesures en environnement contrôlé à échelle réelle

3.2.1 Bibliographie

L'avantage de ces mesures est d'avoir des vagues beaucoup plus réalistes, de l'ordre de 1 m, ce qui est représentatif des sites réels. Cependant, ce type de mesures nécessitant des moyens techniques bien plus imposants, il existe peu de canaux dans le monde où sont effectuées de telles mesures. Dans la littérature, nous avons recensé des expériences effectuées par le Corps des Ingénieurs de l'armée américaine dans les années 1956-1957 et 1962 (Kraus et Larson, 1988, [76]) à Dalecarlia Reservation (Washington D.C.) et par le CRIEPI (Central Research Institute of Electric Power Industry) à Chiba au Japon (Kajima *et al.*, 1983, [64]). Ces mesures avaient pour but d'analyser les évolutions d'un profil de plage en utilisant un large spectre réaliste de hauteurs et de périodes de vagues, de granulométrie et de pente de plage. Le forçage de ces tests a été fait avec des vagues monochromatiques.

De telles mesures sont intéressantes mais ne peuvent pas nous suffire. En effet, les auteurs de ces mesures n'ont effectué que des relevés topographiques à l'issue des tests. La comparaison des profils de plage entre le modèle et les mesures, ne constituant que la dernière étape de validation pour un modèle morphodynamique, ne permet pas de valider les processus. Pour cela, nous avons besoin d'expériences où la propagation des vagues et les profils de vitesse et de concentration sont mesurés. Ceci est le cas des données recueillies lors des expériences Delta Flume'93 (Arcilla *et al.*, 1994, [2], Roelvink et Reniers, 1995, [119]), réalisées dans le canal à houle de Delft aux Pays-Bas.

3.2.2 Delta Flume'93

Les expériences Delta Flume'93 sur un fond sableux (d_{50} =0.200 mm) exposé à des vagues aléatoires, de hauteur et de période différente ont été effectuées dans le canal à grande échelle de 225 m de long et de 7 m de profondeur. Compte-tenu de la taille de l'installation expérimentale, les jeux de données Delta Flume'93 sont parfaits pour valider et caler les aspects essentiels des modèles morphodynamiques. Le canal était équipé de plusieurs instruments. Une dizaine de capteurs de pression ont été utilisés pour estimer les caractéristiques des vagues incidentes et mesurer la déformation des vagues le long du canal. Un chariot mobile, pouvant être déplacé pendant l'expérience, a été équipé d'une sonde permettant de mesurer le profil du fond. Cinq courantomètres électromagnétiques et dix tubes à succion sont utilisés pour mesurer respectivement la structure verticale de la vitesse horizontale moyenne (VHM) et la structure verticale de la concentration moyenne

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

de sédiments en suspension (CMSS). La hauteur des vagues, le niveau moyen de l'eau et la position du fond sont mesurés toutes les heures le long du profil. Les profils verticaux de la VHM et de la CMSS sont, quant à eux, mesurés sur la colonne d'eau à une seule position "cross-shore". Pour valider le modèle, nous avons choisi deux tests : le test 1b qui représente un fort régime érosif et le test 1c qui représente un régime d'engraissement.

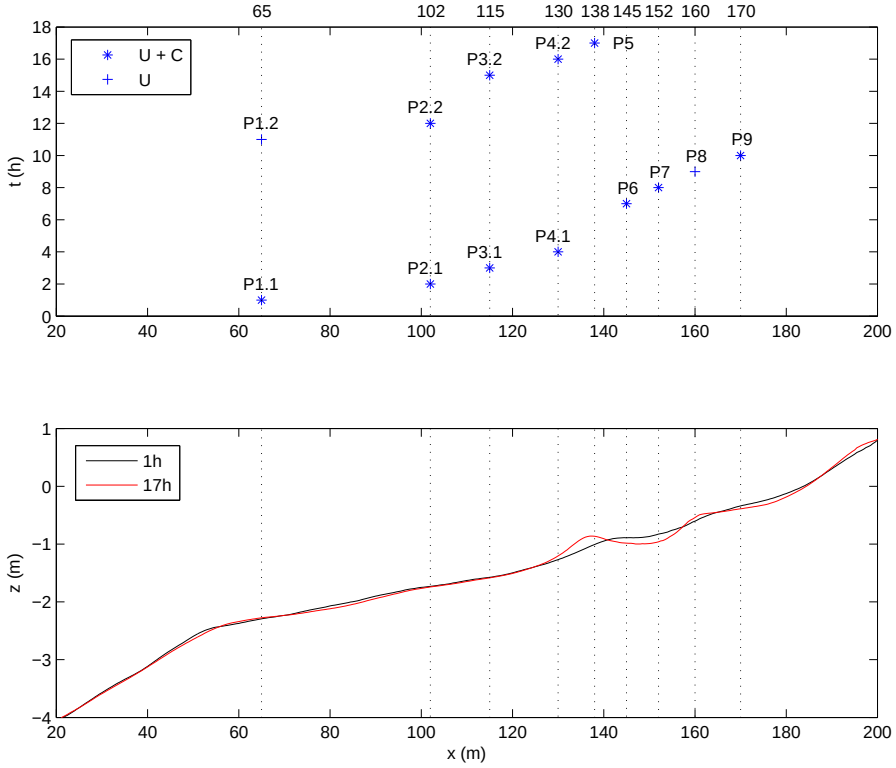


FIG. 3.2 – En haut : localisations spatiales et temporelles des profils verticaux P_i mesurés durant le test 1b des essais "Delta Flume" (Arcilla *et al.*, 1994, [2]). En bas : profils de plage à t=1h et t=17h.

Durant le test 1b, comme le montre la Figure 3.2, les profils présentent deux barres sableuses qui s'engraissent et se déplacent vers le large en fonction du temps. La hauteur de vague "offshore" $H_{m0,0}$ ($x_0 = 20$ m) et le niveau moyen "offshore" η_0 sont gardés à peu près constants durant tout le test. Ces valeurs sont indiquées dans le Tableau 3.3. La Figure 3.2 montre la position du chariot mobile utilisé pour mesurer les profils verticaux de la VHM et de la CMSS pendant le test 1b. Durant ce test, les vagues étaient irrégulières. Leur hauteur $H_{m0,0}$ était de l'ordre de 1.40 m et leur période de Pic T_p de l'ordre de 5 s.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Leur longueur d'onde était donc de 28 m. Nous vérifions avec le critère érosion-accrétion, défini dans l'équation 3.2 par Larson et Kraus (1989, [80]), que nous nous situons en régime d'érosion.

$$\begin{aligned} \text{Si } \frac{H_{m0,0}}{L_0} &< M\left(\frac{H_{m0,0}}{w_f T_p}\right)^3, \text{ alors il y a érosion} \\ \text{Si } \frac{H_{m0,0}}{L_0} &> M\left(\frac{H_{m0,0}}{w_f T_p}\right)^3, \text{ alors il y a accrétion} \end{aligned} \tag{3.2}$$

où $\frac{H_{m0,0}}{L_0}$ est la cambrure de la vague ;
$\frac{H_{m0,0}}{w_f T_p}$ est le nombre de Dean (1973, [31]), fonction de la vitesse de chute w_f ;
$M = 0.0007$.

La cambrure de la vague était égale à 0.05 et le nombre de Dean à 8.0. Nous avons donc $0.05 < 0.0007 * (8.0)^3 = 0.3584$, ce qui prouve que le régime était érosif.

t (h)	$H_{m0,0}$ (m)	$\bar{\eta}_0$	Mesures effectuées	Localisation (m)
1	1.312	-0.0538	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	65
2	1.3114	-0.0614	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	102
3	1.3103	-0.0762	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	115
4	1.3167	-0.093	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	130
5	1.2948	-0.037	-	-
6	1.2161	-0.0414	-	-
7	1.3879	-0.0471	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	145
8	1.3934	-0.0513	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	152
9	1.3953	-0.0496	$\bar{u}(z)$	160
10	1.3929	-0.0521	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	170
11	1.3914	-0.0476	$\bar{u}(z)$	65
12	1.3872	-0.049	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	102
13	1.3968	-0.04	-	-
14	1.3903	-0.0478	-	-
15	1.3877	-0.0487	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	115
16	1.3978	-0.0463	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	130
17	1.3943	-0.0492	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	138

Tab. 3.3 – Résumé des mesures faites dans le test 1b.

Durant le test 1c, qui suit chronologiquement le test 1b, les profils montrent une phase d'engraissement caractérisée par le rapprochement de la deuxième barre du rivage

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

en fonction du temps, comme nous pouvons le voir à la Figure 3.3. La hauteur de vague "offshore" $H_{m0,0}$ (x_0 = 20 m) et le niveau moyen "offshore" η_0 sont gardés constants durant tout le test. Ces valeurs sont indiquées dans le Tableau 3.4. La Figure 3.3 montre la position du chariot mobile utilisé pour mesurer les profils verticaux de la VHM et de la CMSS pendant le test 1c. Durant ce test, les vagues étaient irrégulières. Leur hauteur

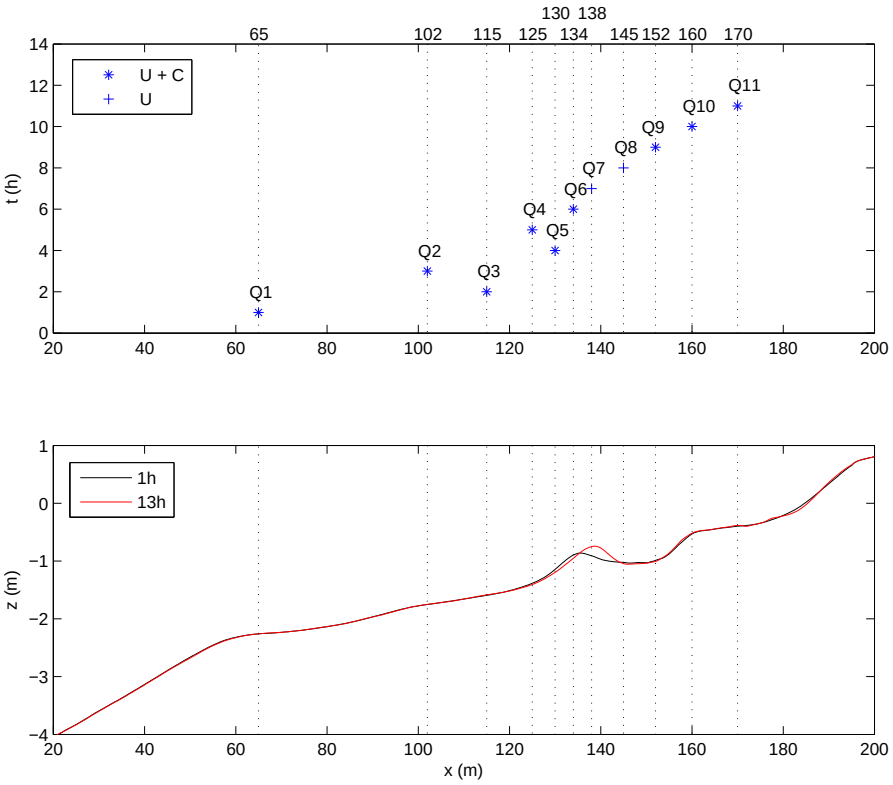


FIG. 3.3 – En haut : localisations spatiales et temporelles des profils verticaux Q_i mesurés durant le test 1c des essais "Delta Flume" (Arcilla *et al.*, 1994, [2]). En bas : profils de plage à t=1h et t=13h.

$H_{m0,0}$ était de l'ordre de 0.60 m et leur période de Pic T_p de l'ordre de 8 s. Leur longueur d'onde était donc de 48 m. Nous vérifions avec le critère érosion-accrétion que nous nous situons en régime d'accrétion. La cambrure de la vague était égale à 0.0125 et le nombre de Dean à 2.14. Nous avons donc $0.0125 > 0.0007 * (2.14)^3 = 0.00689$, ce qui prouve que nous nous situons bien en régime d'accrétion.

Ces mesures très intéressantes vont nous permettre de valider chaque étape du modèle morphodynamique dans un environnement soumis à des vagues fortes et modérées. Cepen-

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

t (h)	$H_{m0,0}$ (m)	$\bar{\eta}_0$	Mesures effectuées	Localisation (m)
1	0.5836	-0.0129	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	65
2	0.5849	-0.0133	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	115
3	0.5814	-0.0015	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	102
4	0.5827	-0.0105	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	130
5	0.5775	-0.0097	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	125
6	0.5821	-0.013	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	134
7	0.5793	-0.0105	$\bar{u}(z)$	138
8	0.5804	-0.0125	$\bar{u}(z)$	145
9	0.5768	-0.0095	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	152
10	0.578	-0.0102	$\bar{u}(z)$ et $\bar{C}(z)$	160
11	0.5805	-0.0113	$\bar{u}(z)$	170
12	0.5799	-0.0105	-	-
13	0.5784	-0.0111	-	-

Tab. 3.4 – Résumé des mesures faites dans le test 1c.

dant, le niveau moyen ne varie pas dans le temps ; le choix d'un site réel avec une variation du plan d'eau nous a donc semblé nécessaire pour pouvoir répondre à la problématique.

3.3 Mesures en environnement naturel : la plage de Pentrez

Il existe de nombreuses mesures de disponibles, effectuées sur des sites naturels (La plage de Duck aux Etats-Unis ou du Truc-Vert en France) mais, dans le cadre de cette thèse, nous avons préféré instrumenter nous-même un site et avoir ainsi nos propres jeux de données. Pour répondre à la problématique, nous avons choisi un site exposé à de la houle « océanique » avec un marnage relativement important, sans de forts courants de marée. Le site devait permettre une expérimentation facile d'accès et avoir une configuration "cross-shore" pour pouvoir être étudié selon un profil caractéristique et représentatif de l'ensemble de la plage. Les plages de la baie de Douarnenez répondaient aux nécessités de nos mesures.

3.3.1 Situation géographique de la baie de Douarnenez

La baie de Douarnenez est située à l'extrémité ouest de la Bretagne. Elle est limitée au nord par la presqu'île de Crozon et au sud par le cap Sizun, qui s'étend de la ville

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

de Douarnenez à la pointe du Raz, comme nous pouvons le voir à la Figure 3.4. Elle dessine un immense bassin semi-circulaire de 16 kilomètres de large sur 20 kilomètres de long. A demi fermée à l'ouest par le cap de la Chèvre, elle s'ouvre sur la mer d'Iroise sur une largeur de 9 kilomètres, d'où une houle relativement importante. Les bords sud et nord de la baie sont dominés par la présence de falaises abruptes. Il n'y a pratiquement aucun cordon littoral sur la façade sud, alors que la façade nord présente quelques cordons sableux peu soumis à la houle (le plus important étant celui de Morgat). Dans le fond de la baie de Douarnenez, des cordons littoraux se développent entre des massifs rocheux abrupts. Les deux plus grandes plages ont retenu notre attention : la plage de Sainte-Anne-la-Palud et la plage de Pentrez. Elles sont toutes les deux orientées plein ouest. Notre choix s'est porté sur la plage de Pentrez car elle est moins soumise au phénomène de l'algue verte. Cette plage est coincée entre la pointe rocheuse de Kéréon au nord et la pointe rocheuse de Tal ar Grip au sud. Elle ne peut donc pas être le siège de transits littoraux ; c'est pourquoi les mouvements sédimentaires dans le profil sont prépondérants. Cette plage est constituée d'un sable fin, qui est une caractéristique générale des fonds de la baie de Douarnenez.

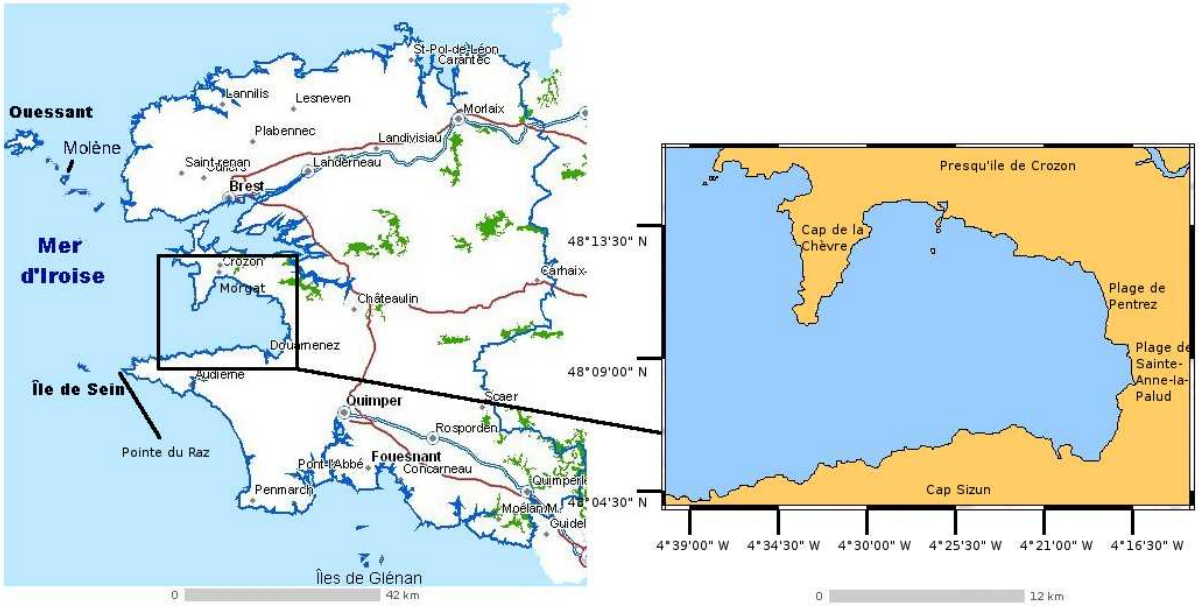


FIG. 3.4 – Localisation de la zone d'étude de Pentrez en baie de Douarnenez.

3.3.2 Nature des fonds dans la baie de Douarnenez

La Figure 3.5 montre la répartition du diamètre médian (en échelle phi de Wentworth), issue de la technique mixte AFS-krigeage d'interpolation des distributions granu-

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

lométriques échantillonnées en Mer d'Iroise, effectuée par Guillou (2007, [52]). L'échelle de ϕ est donnée pour un diamètre D par la relation : $\phi = -\log_2(1000D)$. Une analyse rapide de cette figure montre que l'environnement de la baie est majoritairement sableux, constitué d'un sable fin ($\phi_{50} = 2$, ce qui correspond à $d_{50} = 0.25$ mm) et très fin ($\phi_{50} = 3$, ce qui correspond à $d_{50} = 0.125$ mm). Nous observons une diminution de la taille du grain médian, de l'entrée au fond de la baie, avec la présence d'affleurements rocheux devant les pointes (en noir sur la figure).

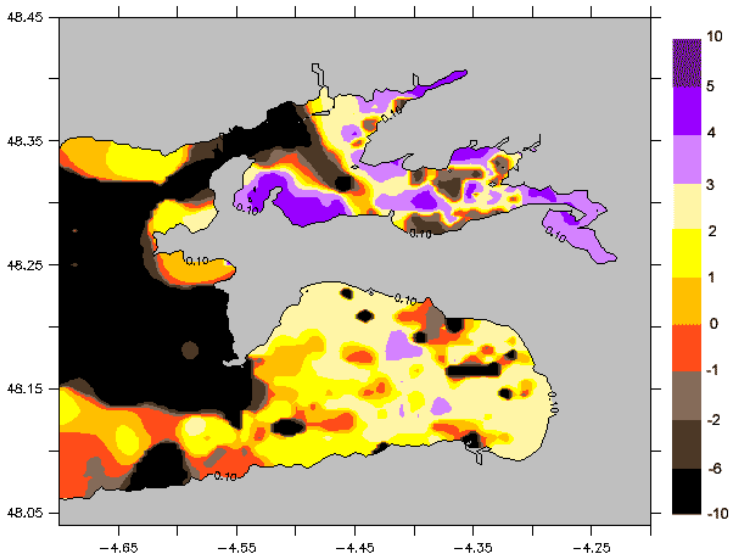


Fig. 3.5 – Cartographie du diamètre médian (exprimé en échelle ϕ) des sédiments de fond de la baie de Douarnenez (Guillou, 2007, [52]).

La comparaison qualitative entre la carte sédimentologique sous-marine des côtes de France (1968, feuille Brest, Edition DGRST-CNEXO) et la Figure 3.5 montre peu d'évolution sur les stocks sableux. Ceci peut être expliqué par le régime hydrodynamique particulier de la baie de Douarnenez.

3.3.3 Régime hydrodynamique de la baie de Douarnenez

Dans la baie de Douarnenez, l'action des vagues est prépondérante sur celle des courants de marée. La baie de Douarnenez est soumise à un fort régime de marée, de type semi-diurne, compte tenu de la prédominance de l'onde M2 (composante harmonique de la marée liée à l'action moyenne de la lune). La période du signal de marée est de 12h 25min et son marnage varie entre 2.60 m en morte-eau (coefficient 45) à 5.54 m en vive-eau

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

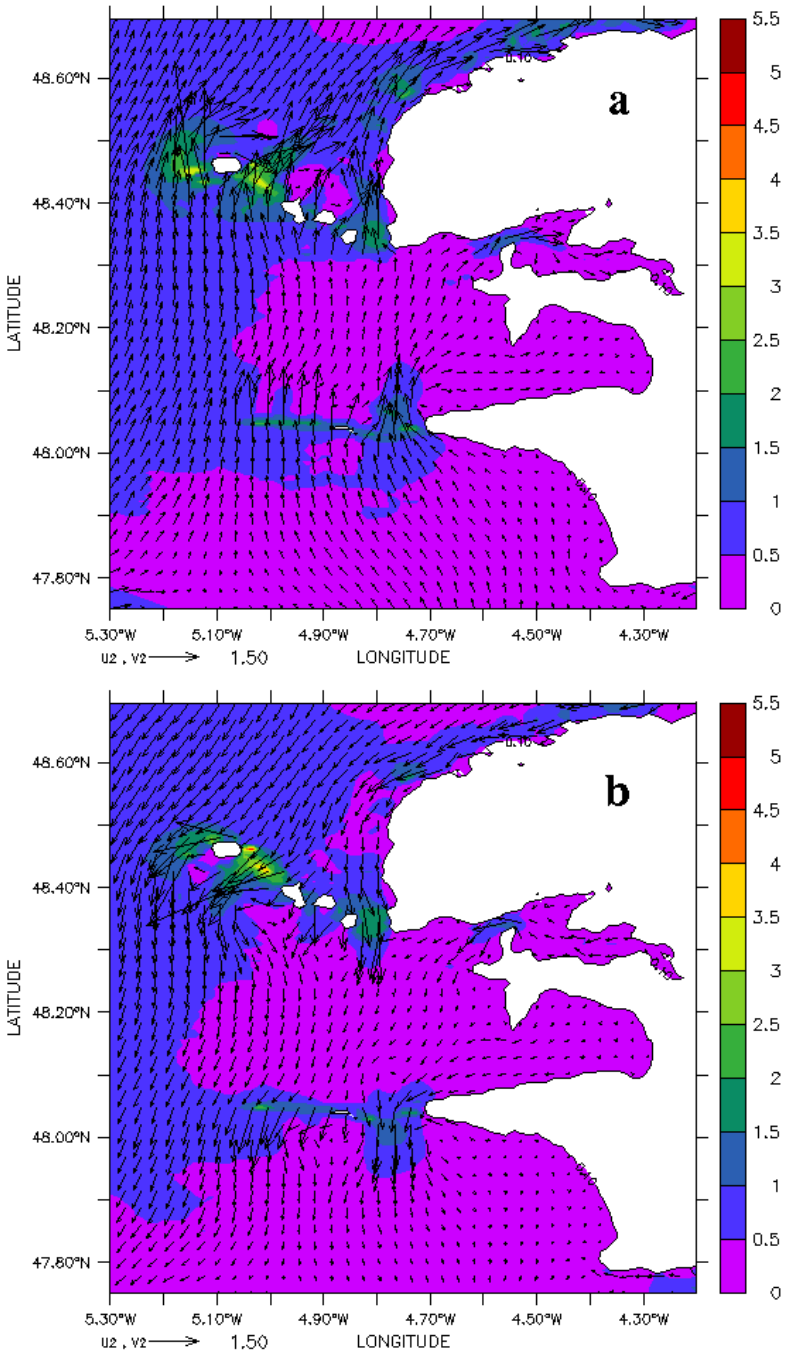


FIG. 3.6 – Courants de marée moyennés (en m/s) sur la verticale en Mer d'Iroise, en situations de flot (a) et de jusant (b), calculés par le modèle COHERENS (Guillou, 2007, [52]).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

(coefficient 95). La Figure 3.6 représentant les courants moyennés sur la verticale en Mer d'Iroise (Guillou, 2007, [52]), pour un coefficient de 90, montre qu'ils sont relativement faibles dans la baie. Ils sont inférieurs à 5 cm/s, sauf au niveau du cap de la Chèvre où l'effet du cap se fait ressentir. Ces faibles courants de marée vont avoir pour conséquence des échanges restreints avec l'extérieur de la baie, et donc une certaine stabilité du matériel sédimentaire à l'échelle de la baie.

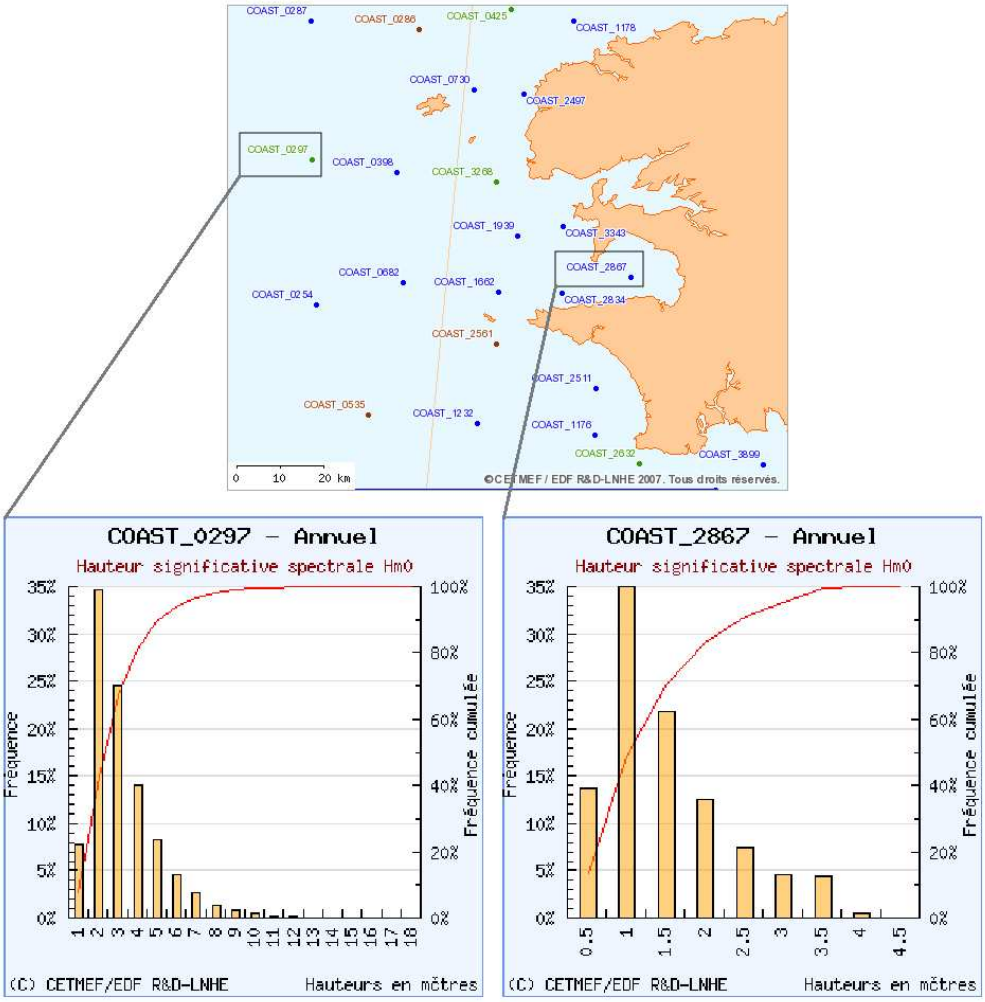


Fig. 3.7 – Hauteurs significatives spectrales extraites de l'atlas numérique d'états de mer ANEMOC.

Les vagues, seuls moteurs qui restent capable de remanier les sédiments, sont atténuées par l'effet de la réfraction due à l'évasement de la baie. Pour quantifier rapidement la perte d'énergie des vagues entre le large et le milieu de la baie, nous avons utilisé les

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

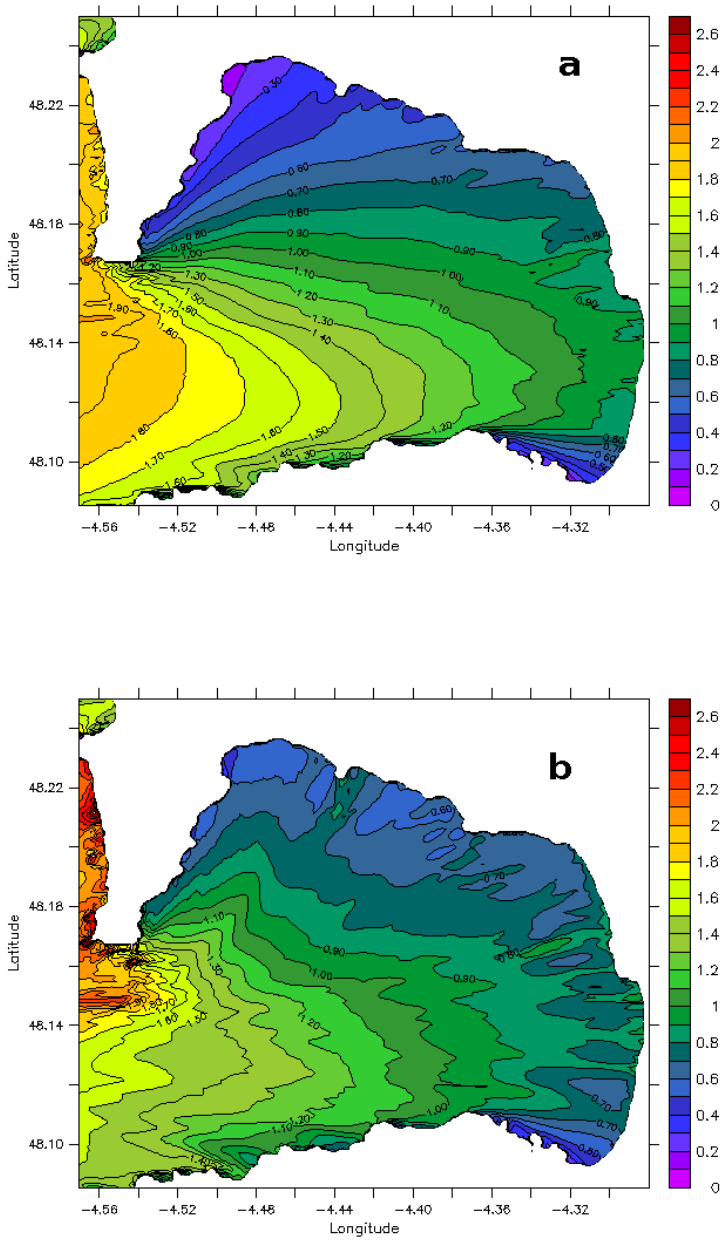


FIG. 3.8 – Champs de hauteur H_{m_0} (en m) calculés en baie de Douarnenez par le modèle SWAN (Guillou, 2007, [52]) pour une houle incidente d'ouest de hauteur $H_{m_0} = 2.5$ m et de périodes $Tp = 7$ s (a) et $Tp = 15$ s (b).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

hauteurs de vague obtenues à partir de simulations numériques, présentées à la Figure 3.7. Ces résultats sont extraits de l'atlas numérique d'états de mer ANEMOC, construit dans le cadre d'une collaboration entre EDF R&D-LNHE et le CETMEF. Cet atlas a été réalisé à partir de la base de données ANEMOC, construite à partir de simulations rétrospectives d'états de mer réalisées sur 23 ans et 8 mois, du 1er janvier 1979 au 31 août 2002 inclus. Bien que ce ne soient pas des mesures de vague mais des résultats de modélisation, les résultats peuvent être considérés comme très fiables. Nous constatons que la hauteur des vagues est divisée par deux entre le large (point COAST_0297 pour une profondeur de 105 m) et le milieu de la baie (point COAST_2867 pour une profondeur de 25.6 m). La hauteur moyenne des vagues est de 2.5 m au large et de 1.25 m au centre de la baie. Aussi bien au large qu'au centre de la baie, la période moyenne de pic est de 11 s et la direction au pic est de 280 $^\circ$. Cette décroissance des vagues du large à la côte a été confirmée par Guillou (2007, [52]), comme le montre la Figure 3.8.

Les courants de marée étant faibles, la plage de Pentrez n'est soumise à la marée qu'en tant que variation de hauteur du plan d'eau. Elle est aussi soumise à une houle modérée, d'environ 1 m (pour une profondeur de 10 m) lorsque la houle au large est de 2.5 m. La plage de Pentrez, que nous allons décrire dans la sous-section suivante, respecte donc les hypothèses énoncées en introduction pour résoudre notre problématique.

3.3.4 Caractéristiques de la plage de Pentrez

Des vues du ciel de la plage de Pentrez sont présentées aux Figures 3.9 et 3.10. Cette plage mesure environ deux kilomètres de long et, administrativement, elle se situe sur la commune de Saint-Nic au nord et sur la commune de Plomodiern au Sud. Elle est orientée à 248.5 $^\circ$ par rapport au nord. Comme nous pouvons le voir sur la courbe granulométrique de la Figure 3.11, il s'agit d'un estran sableux constitué uniquement de sable assez fin ($d_{50} = 0.144$ mm) et assez homogène sur toute sa surface. Les observations effectuées sur cet estran à marée basse ne montrent pas la présence de rides ; les éventuelles rides qui se mettent en place à marée haute sont lessivées au passage de la barrière de déferlement, ce qui est dû à l'augmentation des vitesses orbitales. A marée haute, pour des coefficients de vive-eau (supérieurs à 90), la plage est entièrement recouverte. Seuls subsistent l'enrochement sur la commune de Saint-Nic, partant du nord et mesurant 600 m de long, et le massif dunaire sur le reste de la plage. La pente moyenne de l'estran est de 1.1%. Elle est constante sur tout l'estran avec une légère augmentation en haut de plage (pente de 2%).

Pour une hauteur de vague déferlante de 1 m et une période associée de 11 s, selon l'équation 2.30 et selon le Tableau 2.1, la longueur d'onde L est de 30.3 m et la profondeur

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009



FIG. 3.9 – Photo satellite SPOT de la plage de Pentrez.



FIG. 3.10 – Photo aérienne oblique (vue du sud) de la plage de Pentrez.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

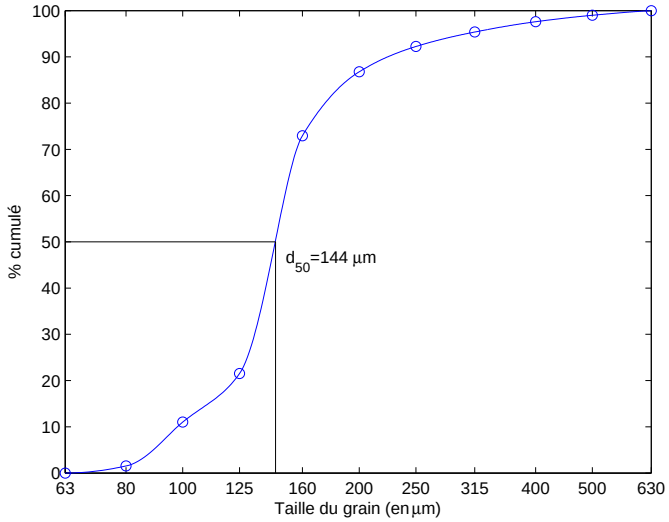


Fig. 3.11 – Courbe granulométrique cumulative des sédiments de fond sur la plage de Pentrez.

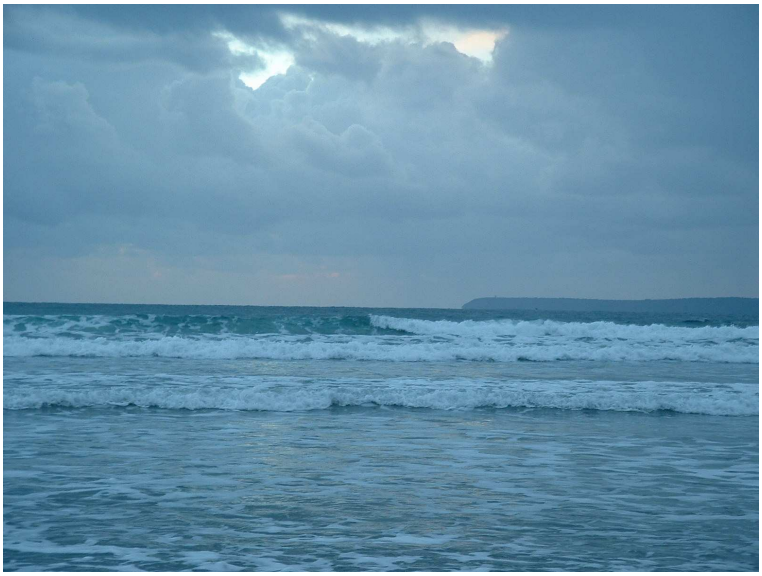


Fig. 3.12 – Observation du déferlement glissant sur la plage de Pentrez.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

h au déferlement est de 88 cm. Le paramètre ξ_d est donc de 0.06, ce qui signifie, d'après le Tableau 2.2, que nous sommes en présence de déferlement de type glissant. Ceci est confirmé par les observations sur le terrain, comme nous pouvons par exemple le voir sur la Figure 3.12.

La morphologie de la plage de Pentrez n'ayant jamais été suivie, nous n'avions pas de données topographiques à fournir à notre modèle. Nous avons donc pris l'initiative d'effectuer des Modèles Numériques de Terrain (MNT) avec le laboratoire GEOMER.

3.3.5 Suivi topographique de la plage de Pentrez

Afin de connaître les évolutions du site, nous avons effectué pendant deux ans un suivi topographique de la plage de Pentrez. Ce suivi avait pour but de dégager une quelconque évolution et d'obtenir des données en entrée pour notre modélisation.

Le suivi consistait à effectuer des relevés régulièrement à l'aide d'un tachéomètre laser LEICA, présenté à la Figure 3.14. Afin de couvrir la plus grande longueur de plage possible, les relevés ont été effectués à basse mer pour des coefficients de marée forts. La plage étant homogène sur son linéaire, nous avons concentré notre effort sur un profil transversal, partant du haut de l'enrochement jusqu'au rivage, et sur une zone de 100 m de part et d'autre de ce profil. A partir de chaque relevé, nous avons obtenu un MNT centré sur le profil choisi. Ce MNT est recalé par rapport au zéro IGN69, puis par rapport au zéro hydrographique (décalage de 3.30 m entre les deux zéro en baie de Douarnenez ; Source : serveur internet SHOM).

La Figure 3.13 présente les profils obtenus à partir des 8 relevés effectués. Leur analyse est délicate. En effet, aucune tendance claire entre la période estivale et hivernale ne se dégage sur le moyen terme. La plage reste relativement plane tout au long des observations. Elle s'engraisse ou s'érode faiblement, la variabilité sur la verticale ne dépassant pas 30 à 40 cm pendant la durée de l'étude.

Au vu des faibles variabilités de cette plage, les relevés effectués n'ont servi qu'à obtenir des données en entrée pour la modélisation.

Ces données étant acquises, il ne nous restait plus qu'à effectuer des campagnes de mesures grâce à l'appareillage expérimental disponible au laboratoire.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

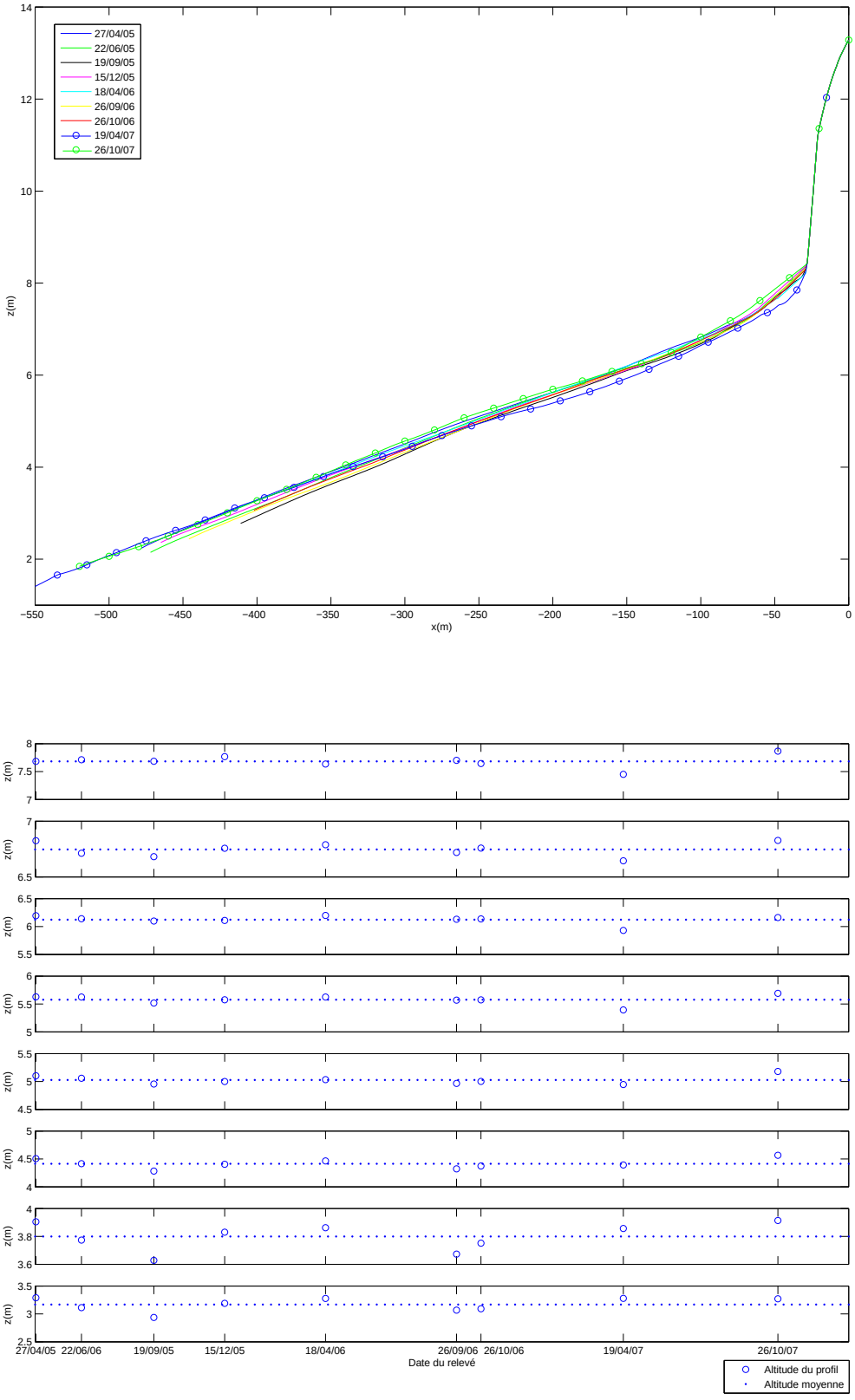


Fig. 3.13 – Profils de plage effectués sur la plage de Pentrez entre le printemps 2005 et l'automne 2007.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009



FIG. 3.14 – Tachéomètre laser LEICA.

3.3.6 Appareillage expérimental

Plusieurs appareils ont été utilisés pour mesurer les vagues, les courants et la turbidité.

Bouée houlographique DATAWELL

La bouée houlographique DATAWELL, présentée à la Figure 3.15, permet d'obtenir les caractéristiques des vagues. C'est une bouée qui permet, en suivant les mouvements de la surface de l'eau, de mesurer les vagues en enregistrant sa propre accélération verticale. Afin d'obtenir le déplacement vertical, l'accélération enregistrée est intégrée deux fois. Il existe deux types de bouées :

- les bouées non directionnelles fonctionnant sur le principe précédent. Le traitement statistique et fréquentiel du déplacement vertical permet de déduire toutes les caractéristiques des vagues, sauf leur direction.
- les bouées directionnelles enregistrant en plus les deux composantes de l'accélération horizontale afin d'en déduire les déplacements horizontaux. Le traitement combiné des trois déplacements permet d'obtenir l'état de mer complet des vagues.

L'utilisation de cet instrument pour la plage de Pentrez nécessite le mouillage par bateau. L'acquisition des données doit se faire à l'aide d'un récepteur placé à terre. Ici, nous avons choisi le sémaphore du cap de la Chèvre.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009



Fig. 3.15 – Bouée houlographique DATAWELL.

Courantomètres électromagnétique S4DW et acoustique ADV VECTOR

Les courantomètres, présentés à la Figure 3.16, permettent de mesurer la vitesse du fluide en mouvement ainsi que la pression. Après traitement, ils permettent de déduire les vagues et les courants. Pour calculer les vagues, il est nécessaire de convertir le signal de pression dynamique p en élévation de surface η. Pour cela, il faut calculer la densité spectrale de pression $P(f)$ et appliquer la fonction de transfert. Cette fonction, donnée par l'équation 3.3, permet d'obtenir la densité spectrale d'élévation $E(f)$ et ainsi le signal de la surface libre.

$$E(f) = \left(\frac{\cosh(kh)}{\cosh(k(h+z))} \right)^2 \frac{P(f)}{\rho_w^2 g^2} \tag{3.3}$$

La fonction de transfert est proche de 1 pour des longueurs d'onde importantes et s'amplifie pour des longueurs d'onde courtes. Cela s'explique par le fait que les vagues courtes ne se sentent pratiquement pas sur le fond. Il est alors habituel de couper le signal à partir d'une certaine fréquence (entre 0.2 et 0.3 Hz), pour ne pas assimiler du bruit à du signal.

Le S4DW (INTEROCEAN) est un courantomètre électromagnétique bi-composante PUV (pression P et composantes horizontales U et V de la vitesse) avec un volume de mesure de l'ordre de 30 cm de diamètre, ce qui ne permet pas de mesurer la vitesse en un point de façon précise. Cependant, ceci est suffisant pour obtenir des mesures de vagues satisfaisantes. Le S4DW permet d'acquérir à une cadence de 2 Hz maximum.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009



FIG. 3.16 – Courantomètres électromagnétique S4DW (en haut) et acoustique ADV VECTOR muni d'un turbidimètre OBS (en bas).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Le courantomètre acoustique tri-composante ADV VECTOR (NORTEK) possède un volume de mesure plus petit (14 mm de diamètre). C'est un courantomètre PUVW (pression P et composantes U, V et W de la vitesse) qui permet d'acquérir jusqu'à une cadence de 64 Hz. Contrairement au S4DW, un turbidimètre OBS peut y être branché.

Turbidimètre à rétro-diffusion optique OBS

Le turbidimètre OBS (DNA) est un capteur à rétro-diffusion infrarouge ("Optical Backscatter Sensor") qui permet de mesurer la turbidité dans un fluide. Après avoir été étalonné en laboratoire avec du sédiment prélevé sur le site, il permet de mesurer la concentration de sédiments dans le fluide à partir du signal analogique.

Mât Instrumenté en zone Intertidale (MII)

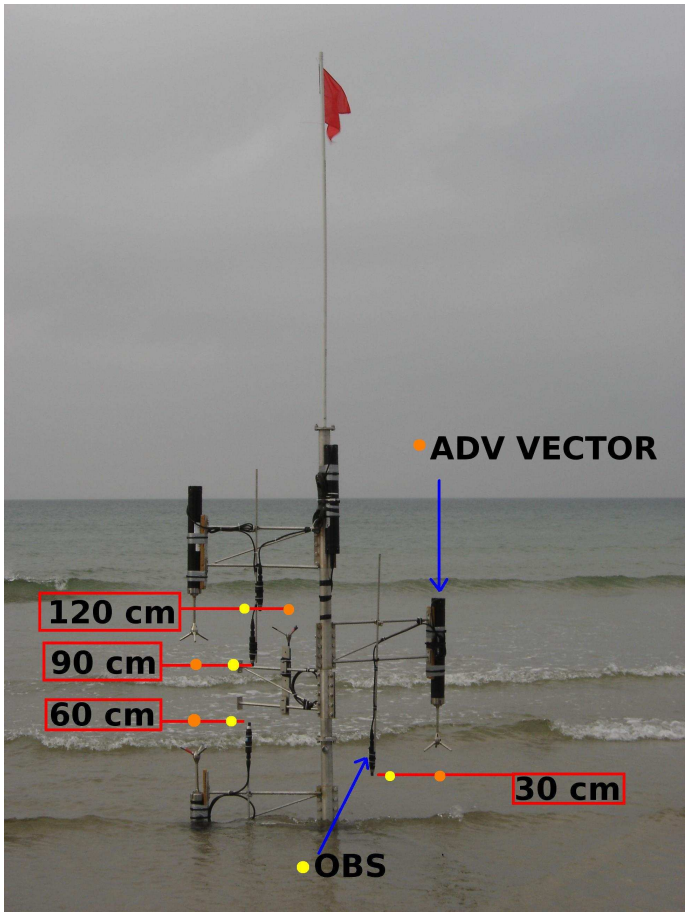


Fig. 3.17 – Mât Instrumenté en zone Intertidale (MII) avec 4 niveaux de mesure sur la verticale.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Le MII, présenté à la Figure 3.17, est un assemblage en inox de type mât ancré par vissage sur la plage. Ce dispositif, conçu à l'occasion de nos travaux, permet d'effectuer des mesures conjointes de vitesses du fluide et de concentrations de sédiment en suspension à plusieurs niveaux sur la verticale. Ainsi, trois ou quatre ADV VECTOR, munis chacun d'un OBS, sont fixés à différents niveaux au-dessus du fond (z = 30, 60, 90 et 120 cm).

3.3.7 Campagnes effectuées

L'objectif des campagnes sur la plage de Pentrez était de mesurer des processus physiques fins afin de pouvoir les comparer à l'aide de notre modélisation. Quatre campagnes de mesures ont été effectuées pour examiner des conditions météo-océanographiques différentes. Les quatre campagnes sont décrites dans le Tableau 3.5.

Nom	Date des campagnes	Durée (heures)	Cycles de marée semi-diurne	Coefficients de marée
PENTREZ#1	19/04/2005 au 21/04/2005	36	3	42 à 62
PENTREZ#2	25/04/2006 au 28/04/2006	60	5	86 à 105
PENTREZ#3	18/10/2006 au 20/10/2006	48	4	56 à 74
PENTREZ#4	14/04/2007 au 16/04/2007	48	4	62 à 96

TAB. 3.5 – Résumé des données relatives aux campagnes sur la plage de Pentrez.

Les Figures 3.20 et 3.21 présentent les plans d'instrumentation de chaque campagne. La Figure 3.18 fait état du climat des vagues observé pendant la période des mesures. Elle montre la hauteur des vagues :

- en entrée de profil (vers -10m),
- au niveau des appareils situés en zone intertidale,
- au large, mesurée à une bouée située vers l'île d'Ouessant (Source : Cetmef). Celle-ci, située au large en mer d'Iroise, donne des hauteurs comparables au point COAST_0297.

La Figure 3.19 présente les spectres correspondants, représentatifs de l'état de mer de

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

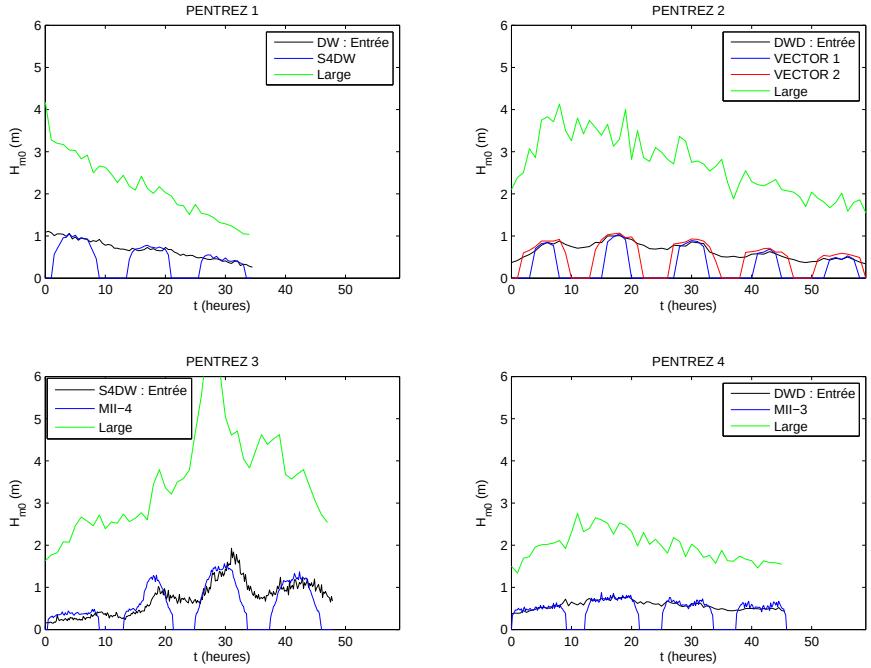


Fig. 3.18 – Séries chronologiques des hauteurs de vagues mesurées lors des campagnes sur la plage de Pentrez.

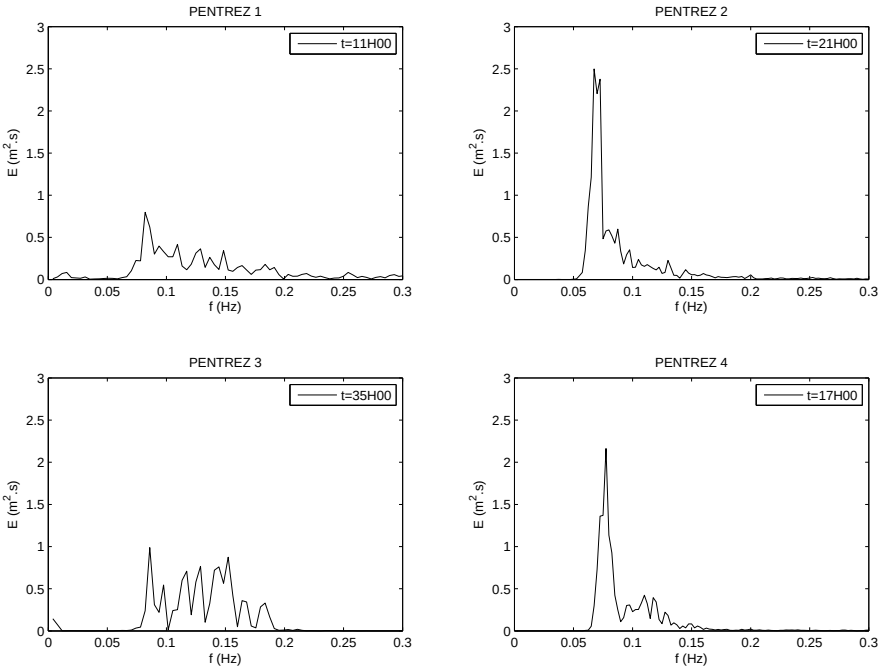


Fig. 3.19 – Sélection de spectres de vague de hauteur Hm0≃0.8 m à différents instants repérés sur les échelles temporelles à la Figure 3.18.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

la campagne considérée pour des hauteurs de vagues équivalentes (ici 0.81 m) en entrée de profil.

Les quatre campagnes ont été effectuées selon la même méthode. A l'aide d'un bateau, nous avons déposé un appareil au large, par 10 ou 12 m de fond, afin de mesurer les conditions hydrodynamiques en entrée de profil. Puis, à marée basse, nous avons déposé un ou plusieurs appareils en bas de plage. La présence d'un fort marnage sur la plage de Pentrez est très intéressant. En effet, lorsque le niveau de l'eau monte, les appareils de mesures situés en zone intertidale mesurent différents stades de l'évolution des vagues.

Du 19 au 21 avril 2005, la campagne PENTREZ#1 nous a permis de tester la mise en place d'une instrumentation sur la plage de Pentrez. Une bouée non directionnelle a été mouillée à 2300 m de la ligne de rivage, par 12 m de fond. Le dispositif expérimental a été complété par un courantomètre S4DW installé en zone intertidale sur la plage, mesurant à 30 cm au-dessus du fond. La bouée acquiert en mode salve ("burst") à la cadence de 2 Hz pendant 20 minutes toutes les 30 minutes, tandis que le S4DW mesure en continu à la cadence de 2 Hz. Nous étions en condition de tempêtes mollisantes (1.1 m à 0.3 m). L'analyse des spectres des vagues montre que l'énergie est assez étalée sur l'espace des fréquences. En effet, lors de cette campagne, il y avait peu de houle océanique et un peu de clapot généré par le vent local.

L'année suivante, du 25 au 28 avril 2006, la campagne PENTREZ#2 a permis de mesurer le propagation des vagues sur la plage. Une bouée directionelle a été mouillée à 1700 m de la ligne de rivage, par 10 m de fond. Le dispositif expérimental a été complété par deux courantomètres ADV VECTOR installés en zone intertidale, séparés de 150 m sur la plage mesurant à 50 cm au-dessus du fond. Les trois appareils acquièrent en mode salve ("burst") pendant 30 minutes à la cadence de 1.28 Hz pour la bouée et à la cadence de 8 Hz pour les ADV VECTOR. Les ADV VECTOR étaient chacun munis d'un OBS. La houle mesurée était assez propre, caractérisée sur le spectre d'énergie par la présence d'un pic étroit autour des 13 s, et se situait entre 0.8 et 1.1 m.

La campagne PENTREZ#3 a été effectuée du 18 au 20 octobre 2006. Elle avait pour but de mesurer la structure verticale des courants et des remises en suspension aux environs du déferlement. La bouée directionnelle n'étant pas disponible, nous l'avons remplacée par le S4DW afin d'acquérir les vagues en continu. Sur la zone intertidale, nous avons installé le MII pour mesurer les courants et la turbidité à 30, 60, 90 et 120 cm du fond. L'acquisition a été faite en continu à la fréquence de 8 Hz. Pendant cette

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

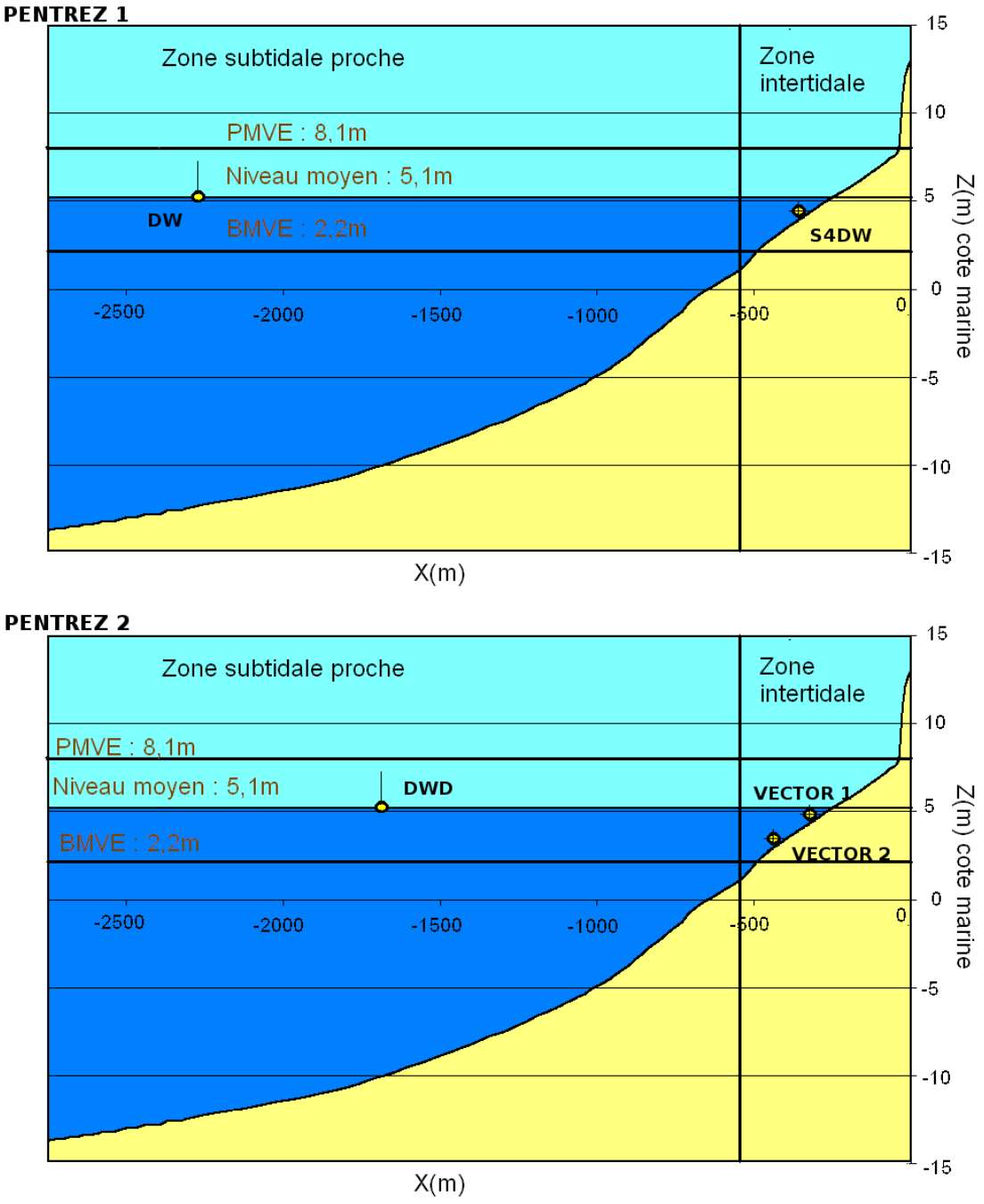


Fig. 3.20 – Dispositifs expérimentals des campagnes PENTREZ#1 et PENTREZ#2.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

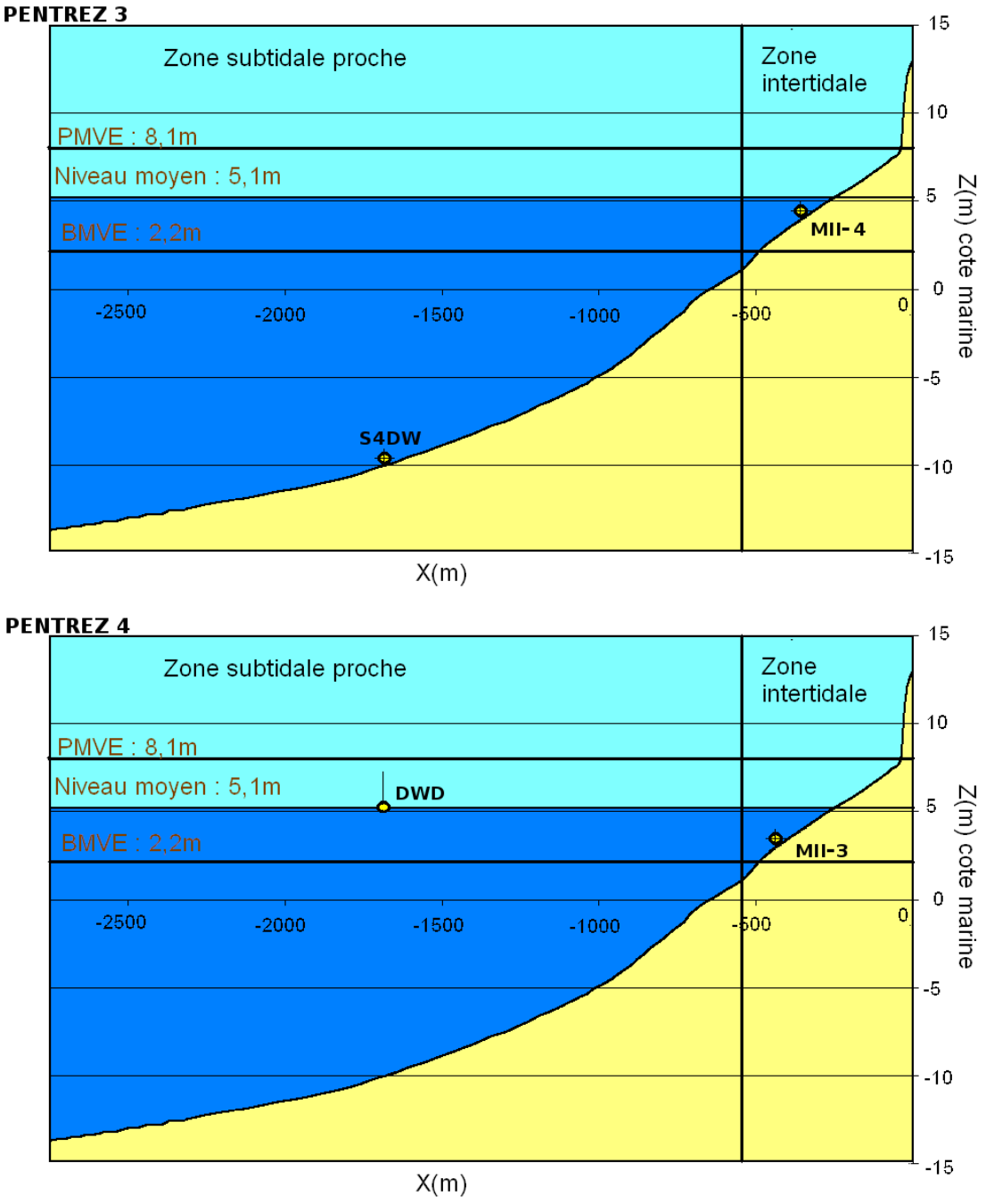


FIG. 3.21 – Dispositifs expérimentals des campagnes PENTREZ#3 et PENTREZ#4.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

période, nous avons assisté à une forte tempête, associée à un vent violent. Cela s'est caractérisé par la superposition d'une houle avec une forte mer de vent qui a généré des vagues jusqu'à 2 m.

Lors de la campagne PENTREZ#4, nous voulions réutiliser le MII mais avec une houle océanique assez forte. Le S4DW n'ayant qu'une autonomie de dix jours et nécessitant l'intervention des plongeurs, nous avons préféré utiliser la bouée directionnelle avec une acquisition en temps réel. Cette acquisition a été possible grâce à l'utilisation de deux stations de réception. Du 14 au 16 avril 2007, nous avons réussi à obtenir ce que nous voulions avec une houle atteignant 90 cm au déferlement et ayant pour caractéristique de ne présenter qu'un seul pic autour des 13 s.

Les quatre campagnes sont caractérisées par des hauteurs minimales de vagues au large de 2 m, ce qui induit des hauteurs de vagues devant la plage de Pentrez supérieures à 80 cm. Nous sommes donc dans des conditions moyennes de vague pour les campagnes PENTREZ#1, PENTREZ#2 et PENTREZ#4, et plutôt exceptionnelles pour la campagne PENTREZ#3. Les campagnes couvrent donc des états de mer représentatifs pour la plage de Pentrez.

3.3.8 Analyse des mesures en zone intertidale

Pour chaque campagne de mesure, nous effectuons un traitement sur chaque burst. Cela correspond respectivement pour PENTREZ#1 et PENTREZ#2 à 20 et 30 minutes. Pour PENTREZ#3 et PENTREZ#4, nous choisissons un découpage en burst de 10 minutes. Pour chacune de ces campagnes, nous disposons alors en zone intertidale de la chronique temporelle de la hauteur significative des vagues issue du traitement du signal de pression. Pour chaque campagne, le signal des vitesses est projeté sur la composante "cross-shore" (vitesse u) ; la composante "longshore" supposée négligeable. Sur chaque burst, les valeurs moyennes et rms sont calculées. Après étalonnage, le signal des OBS est converti en concentration. Nous calculons ensuite les valeurs moyennes et rms.

Les Figures 3.22 et 3.23 montrent le traitement des mesures pour les campagnes PENTREZ#3 et PENTREZ#4. Nous constatons que la vitesse moyenne u est négative, dirigée vers le large, maximale au fond et au niveau du déferlement. Ces mesures mettent donc en évidence la présence du courant de retour. A noter qu'il existe une légère dissymétrie entre la période de jusant et de flot qui est dû à la présence du courant de marée qu'il conviendra de soustraire. La composante "longshore" est plus faible ce qui confirme l'hypothèse "cross-shore" du site d'étude. Les vitesses rms sont maximales au

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

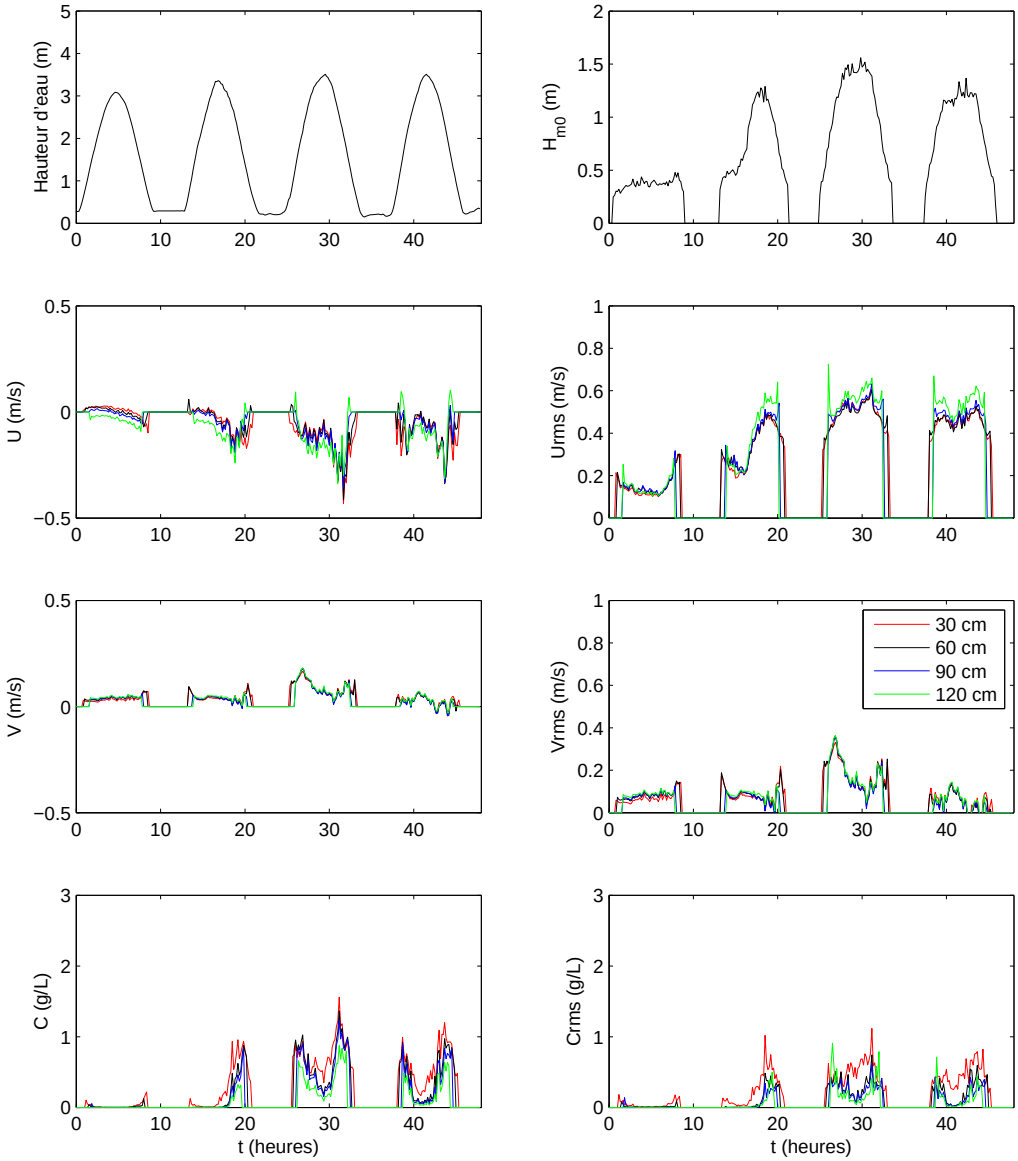


FIG. 3.22 – Séries chronologiques des diverses variables moyennes ($\bar{H}$, U ,V et C) et quadratiques moyennes "RMS" (H_{m_0}, U_{rms}, V_{rms}, et C_{rms}) mesurées durant la campagne PENTREZ#3.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

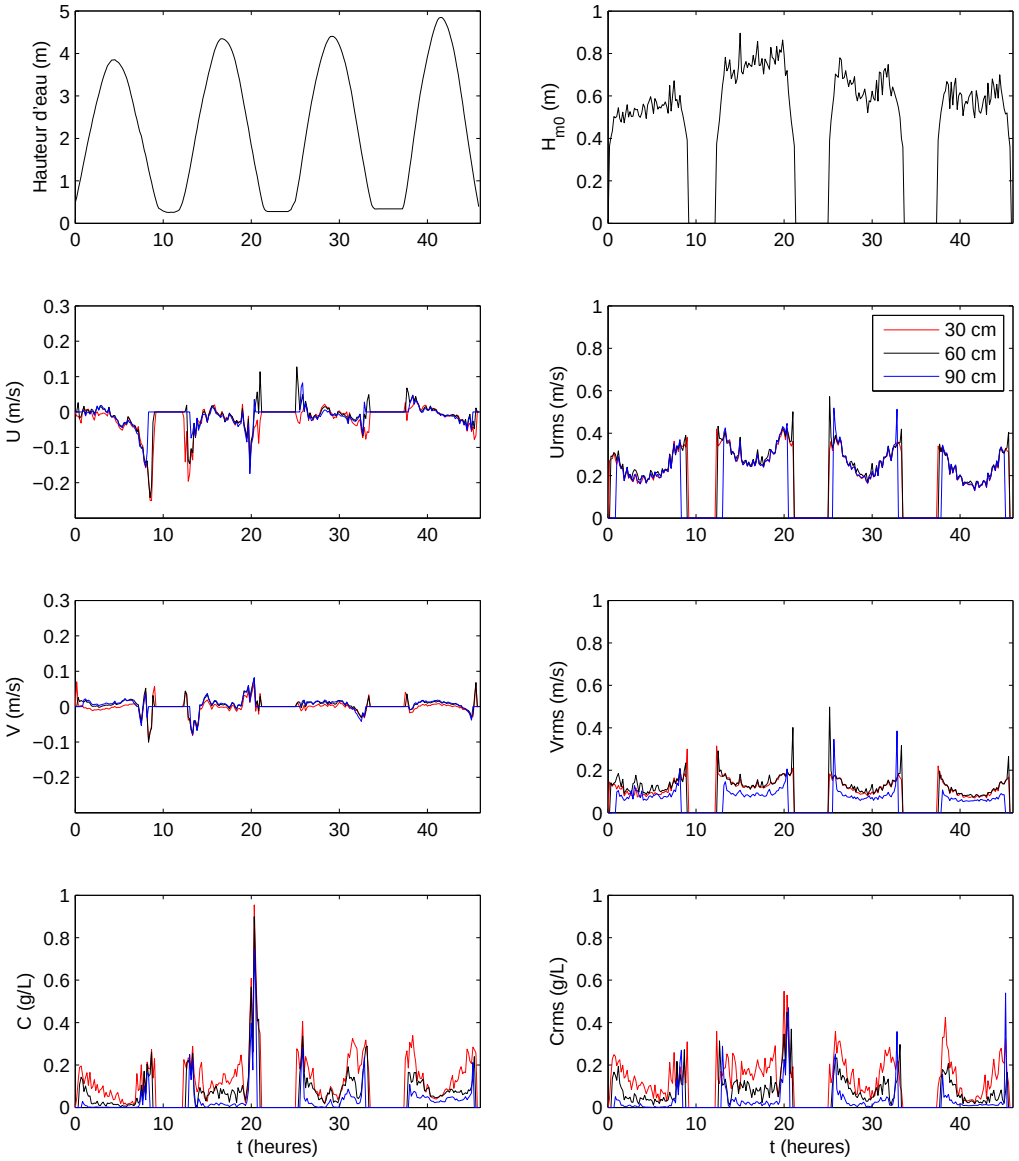


Fig. 3.23 – Séries chronologiques des diverses variables moyennes ($\bar{H}$, U ,V et C) et quadratiques moyennes "RMS" (H_{m_0}, U_{rms}, V_{rms}, et C_{rms}) mesurées durant la campagne PENTREZ#4.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

niveau du déferlement et quasi homogènes sur la verticale. De plus, la concentration C (moyenne et rms) est maximale au fond et au niveau du déferlement. Nous ne constatons pas de dissymétrie entre le flot et le jusant. Enfin, il faut noter que la prédominance des hauteurs de vagues de PENTREZ#3 par rapport à PENTREZ#4 se retrouve naturellement au niveau des vitesses et des concentrations de sédiments en suspension.

Nous ne montrerons pas d'intégration de flux de sédiments sur la verticale au niveau de ces mesures car nous considérons que 3 ou 4 points sur la verticale ne donneront pas une valeur représentative du taux de transport. Nous nous limiterons au calcul des taux de transports uniquement dans les modèles.

Dans ce chapitre, nous avons présenté les trois séries de mesures permettant de valider notre modèle numérique. Ces trois séries sont complémentaires. En effet, les environnements et les processus mesurés sont différents. Leur degré de complexité est croissant : nous passons d'un environnement contrôlé à échelle réduite où le fond est plat, puis à un environnement contrôlé à échelle réelle où n'agissent que les vagues et enfin à un environnement réel avec un fort marnage. Cette complémentarité et cette intensification de la complexité vont permettre de valider notre modèle morphodynamique FUNBEACH dans le chapitre suivant.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Chapitre 4

Applications et validation du modèle FUNBEACH

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Dans ce chapitre, nous allons procéder à la validation des diverses composantes de la chaîne de modélisation FUNBEACH par les trois séries de mesures présentées au chapitre précédent. La validation débute par la confrontation succincte et rapide avec le jeu de mesures sur la propagation de houles monochromatiques dans le canal à fond plat du LEGI. Elle se poursuit par une exploitation plus complète des données de haute qualité Delta Flume'93 et se termine par la comparaison avec les mesures *in situ* sur la plage macrotidale de Pentrez, en baie de Douarnenez.

4.1 Tests sur fond plat

Le modèle FUNWAVE 1D a été validé par ses concepteurs avec des mesures en canal à échelle réduite. Kirby *et al.* (1998, [72]) et Kennedy *et al.* (2000, [68]) ont montré que le modèle était en bonne adéquation avec les mesures testées. FUNWAVE 1D reproduit correctement la propagation et le déferlement tant pour des vagues régulières sur des mesures effectuées par Hansen et Svendsen (1979, [54]) que pour des vagues irrégulières sur des mesures effectuées par Mase et Kirby (1992, [91]). Il détermine aussi de façon satisfaisante le "runup" des vagues à la côte sur les mesures effectuées par Mase (1995, [90]) dans le cas de vagues bi-chromatiques. Ces validations nous montrent que le modèle reproduit très bien des mesures en canal à échelle réduite. Pour compléter ces validations et afin de vérifier la prise en compte des non-linéarités, nous l'avons appliqué sur les mesures sur fond plat présentées dans la sous-section 3.1.2. La Figure 4.1 montre un ensemble d'enregistrements temporels de la surface libre en différents points x du canal pour l'essai A (Chapalain *et al.*, 1992, [22]). Les remarques concernant cet essai sont générales et sont aussi valables pour les neuf autres essais. Nous pouvons voir que le

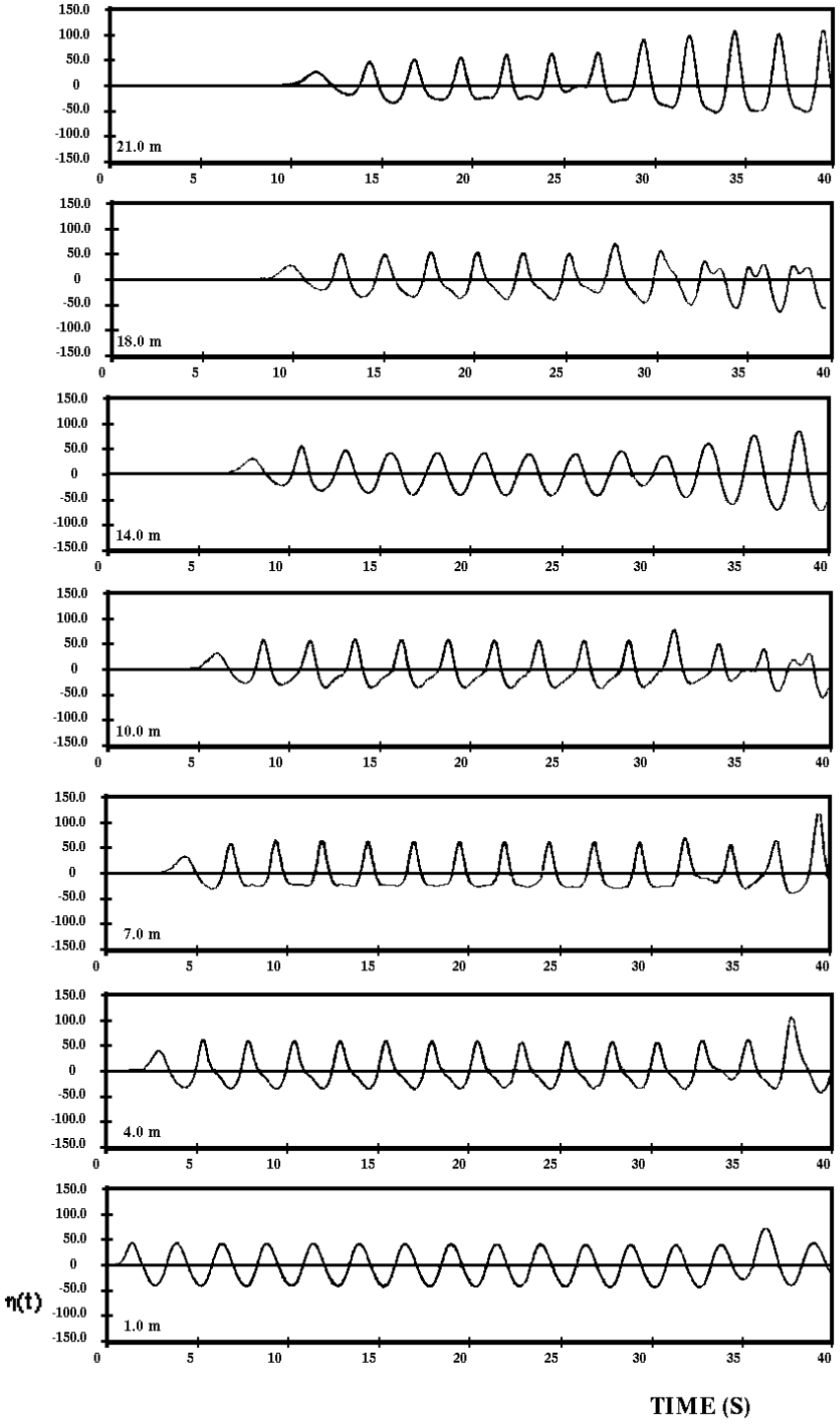


FIG. 4.1 – Séries chronogiques de l'élévation de la surface libre (en mm) enregistrée en différents points le long du canal pour l'essai A (d'après Chapalain *et al.* (1992, [22])).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

régime établi ne s'effectue qu'après deux périodes de vagues, ce qui est extrêmement court. Cependant, l'effet de la réflexion venant modifier le caractère progressif de l'onde, nous n'avons pu travailler que sur les 25 premiers mètres du canal. Pour interpréter les asymétries observées et pour comparer de façon quantitative les résultats expérimentaux et ceux du modèle, une analyse harmonique a alors été effectuée sur les séries temporelles. L'objectif de cette analyse harmonique a été de décomposer le signal η de période T, composé de n échantillons (c'est-à-dire, $t_i = (i-1)\Delta t, i = 1, 2, ...n$), en une série de Fourier :

$$\eta(t_i) = a_0 + \sum_{k=1}^{m} \left\{ a_k \cos\left(\frac{2k\pi}{n}(i-1)\right) + b_k \sin\left(\frac{2k\pi}{n}(i-1)\right) \right\} \tag{4.1}$$

où les coefficients sont :

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} \eta(t_i) \\ a_k &= \frac{2}{n}\sum_{i=1}^{n} \eta(t_i) \cos\left(\frac{2k\pi}{n}(i-1)\right) \\ b_k &= \frac{2}{n}\sum_{i=1}^{n} \eta(t_i) \sin\left(\frac{2k\pi}{n}(i-1)\right) \end{aligned} \tag{4.2}$$

L'amplitude totale c_k s'écrit alors :

$$c_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} \tag{4.3}$$

FUNWAVE 1D a été utilisé pour reproduire les conditions expérimentales de ce canal. Nous avons choisi un pas d$x = 0.04$m et un pas d$t = 0.01$ s. Pour chaque essai, nous avons utilisé un coefficient de frottement K adapté afin de reproduire l'atténuation des vagues. Pour information, les valeurs de ce coefficient sont données dans le Tableau 4.1. Le même traitement harmonique a alors été effectué sur les séries temporelles obtenues grâce au modèle. Nous avons comparé les amplitudes c_k des quatre premières harmoniques issues des observations et du modèle sur les Figures 4.2 et 4.3. Sur l'ensemble des essais, les résultats issus du modèle sont très proches des résultats observés, avec des écarts moyens inférieurs à 5% pour l'ensemble des harmoniques et ceci même pour l'essai F, qui est un essai fortement non linéaire. Cela signifie que les transferts énergétiques entre les harmoniques s'opèrent de la même façon entre le modèle et les mesures. Nous retrouvons les mêmes maxima et minima locaux. Grâce à ces comparaisons, nous avons montré rapidement que le modèle FUNWAVE 1D était adapté aux transferts non linéaires entre les fréquences. Ces résultats sont donc très encourageants parce qu'ils confirment que le modèle FUNWAVE 1D arrive à reproduire la propagation des vagues, dans le cas d'expériences de laboratoire à échelle réduite.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

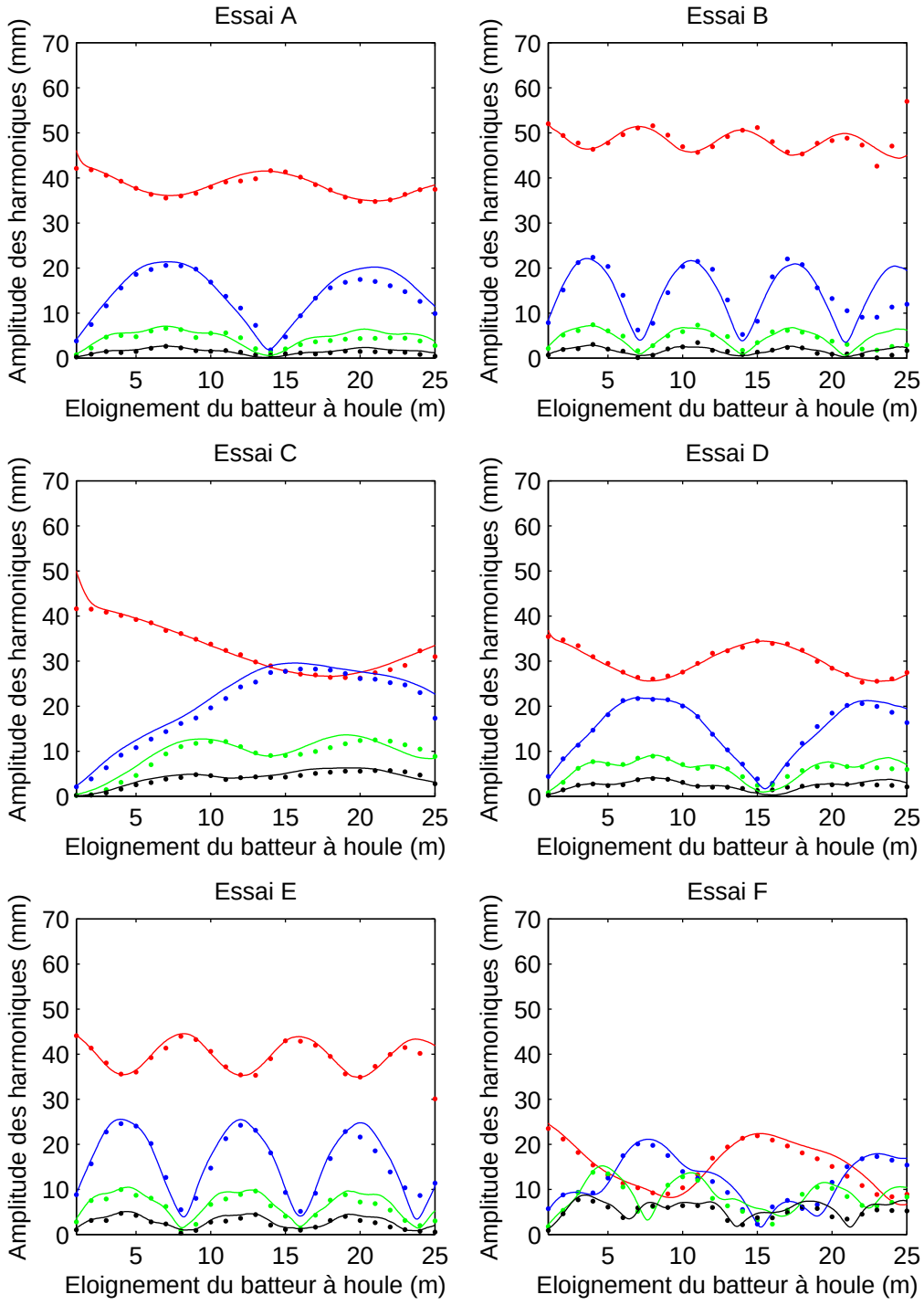


FIG. 4.2 – Evolution spatiale observée (trait pointé) et calculée (trait plein) des quatre premières composantes harmoniques (c_1 : rouge, c_2 : bleu, c_3 : vert, c_4 : noir) pour les essais A à F.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

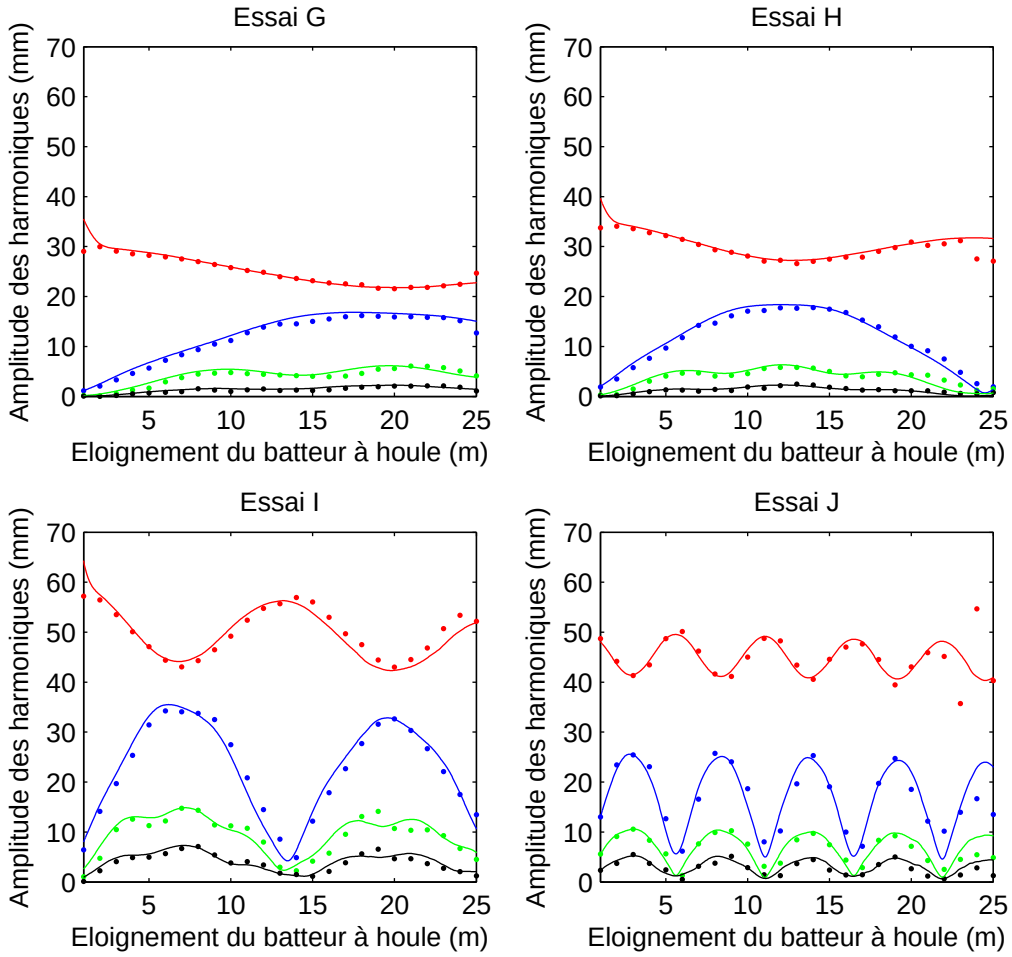


Fig. 4.3 – Evolution spatiale observée (trait pointé) et calculée (trait plein) des quatre premières composantes harmoniques (c_1 : rouge, c_2 : bleu, c_3 : vert, c_4 : noir) pour les essais G à I.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Essai	K
A	0.003
B	0.002
C	0.001
D	0.001
E	0.001
F	0.001
G	0.005
H	0.005
I	0.004
J	0.001

TAB. 4.1 – Valeurs du coefficient de frottement K appliquées dans FUNWAVE 1D.

4.2 Delta Flume'93

La première étape de validation de notre modèle consiste à reproduire les mesures de vagues.

4.2.1 Modèle de houle

Conditions de modélisation

Dans notre modèle, nous avons commencé par reproduire les conditions expérimentales des essais 1b et 1c de Delta Flume'93. Le canal à houle mesure 203 m. Nous avons choisi d'utiliser un pas spatial d$x = 0.5m$, ce qui correspond à $M = 407$ points de calcul. Nous avons choisi un pas temporel d$t = 0.0625s = \frac{1}{16}s$. Chaque essai peut être découpé en période d'une heure où sont supposés constants la hauteur des vagues $H_{m_0,0}$ et le niveau "offshore", égal au niveau moyen η_0. Chaque simulation horaire peut être considérée comme indépendante des autres. Nous utilisons sur chaque simulation horaire la bathymétrie mesurée. Lors de ces essais, le forçage des vagues était pseudo-monochromatique. Mais, n'ayant pas les chroniques temporelles réelles, ce forçage a été effectué en utilisant un spectre assez étroit avec des phases aléatoires pour chaque fréquence. Le forçage a été fait à l'abscisse $x = 0$.

La durée d'une simulation a donc été initialement fixée à une heure. Le forçage étant le même pendant toute la période, une simulation plus courte a suffi pour obtenir des résultats représentatifs. Nous avons fait le choix d'effectuer une simulation sur 30 minutes

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

et d'analyser les vagues sur les 15 dernières minutes (afin de permettre l'établissement du régime). Cela correspond à effectuer une analyse sur 300 vagues pour le test 1b, et sur 240 vagues pour le test 1c, ce qui est donc très représentatif du climat des vagues.

Résultats

Pour le test 1b, l'utilisation du prédicteur de ride de Nielsen nous indique que nous sommes en condition de "sheetflow" sur la totalité du profil, excepté sur les 40 premiers mètres. La prédominance de ce fond lisse est notamment due aux fortes conditions érosives. Pour cet essai, nous avons utilisé un coefficient de frottement $K = 0.005$ constant sur l'ensemble du domaine, afin d'obtenir un profil des vagues en adéquation avec les mesures.

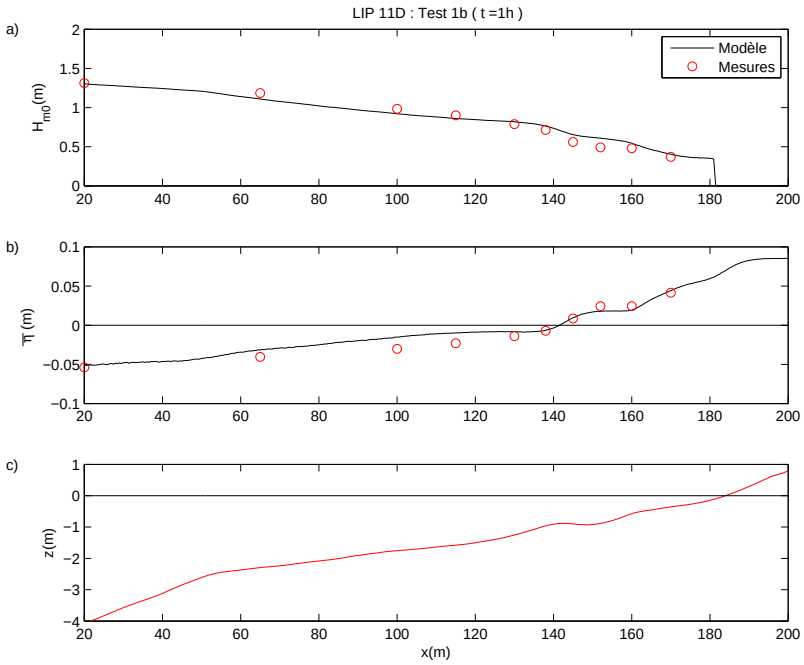


Fig. 4.4 – Evolutions spatiales "cross-shore" mesurées et prédites de la hauteur des vagues H_{m_0} et du niveau moyen $\bar{\eta}$ pour le test 1b.

Les résultats obtenus sur les vagues pour la première heure de simulation du test 1b sont représentatifs de l'ensemble de la simulation. Nous ne représentons alors, à la Figure 4.4a, que le profil "cross-shore" de H_{m_0} mesuré et modélisé à la première heure du test. En ce qui concerne les mesures pour les vagues, nous observons que l'amplitude des vagues diminue légèrement à partir du large jusqu'à $x \simeq 50$ m. Cette

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

décroissance est due à l'action du frottement sur le fond. Ce point ($x = 50$m), correspondant à un changement de la pente, est le lieu où les vagues commencent à déferler. Ensuite, la hauteur des vagues décroît plus fortement jusqu'au rivage, avec deux fortes régions de décroissances rapides qui correspondent aux barres ($x \simeq 140$ m et $x \simeq 160$ m).

Pour calculer l'écart (ou erreur) moyen(ne) entre les mesures et le modèle pour une variable X, nous calculons ΔX définie sur une durée T par la relation suivante :

$$\Delta X = \frac{1}{T} \int_{t=0}^{T} \left| X_{\text{mesure}} - X_{\text{modèle}} \right| \mathrm{d}t \tag{4.4}$$

Le Tableau 4.2 présente les écarts pour la hauteur des vagues et le niveau moyen entre le modèle et les mesures. Nous constatons que la hauteur des vagues modélisée approche

	$x(m)$	$\Delta H_{m_0}(m)$	$\Delta\bar{\eta}(m)$
	20	0.0103	0.0059
P1	65	0.1081	0.0194
P2	102	0.0578	0.0262
P3	115	0.0316	0.0178
P4	130	0.0150	0.0158
P5	138	0.0458	0.0170
P6	145	0.0993	0.0142
P7	152	0.1169	0.0124
P8	160	0.0575	0.0129
P9	170	0.0479	0.0142

TAB. 4.2 – Ecarts moyens entre résultats du modèle et mesures pour la hauteur des vagues H_{m_0} et le niveau moyen $\bar{\eta}$ pour le test 1b.

correctement les mesures, avec des écarts moyens de moins de 5 cm. Cependant, nous observons une légère surestimation au niveau de la fosse entre les deux barres ($x \simeq 150$ m), où les écarts dépassent les 10 cm. L'analyse de la Figure 4.4b, présentant le profil "cross-shore" du niveau moyen $\bar{\eta}(x)$, montre aussi une très bonne corrélation entre le modèle et les mesures, notamment pour le "runup", avec des écarts moyens inférieurs à 2 cm.

Dans le cas du test 1c, les conditions étant plus modérées, le prédicteur nous indique la présence de rides sur l'ensemble du profil. Nous avons donc eu le choix d'utiliser soit le prédicteur pour des vagues monochromatiques (R1 N), soit celui pour des vagues

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

aléatoires (R2 N). La limite pour Nielsen (1992, [105]) entre aléatoire et monochromatique étant peu claire, nous avons préféré tester les deux formulations.

La Figure 4.5a présente le profil "cross-shore" de H_{m_0} mesuré et modélisé à la première heure du test. Cette figure est représentative de l'ensemble des simulations effectuées pour chaque tranche horaire. Pour ce test, la hauteur des vagues étant plus faible, nous

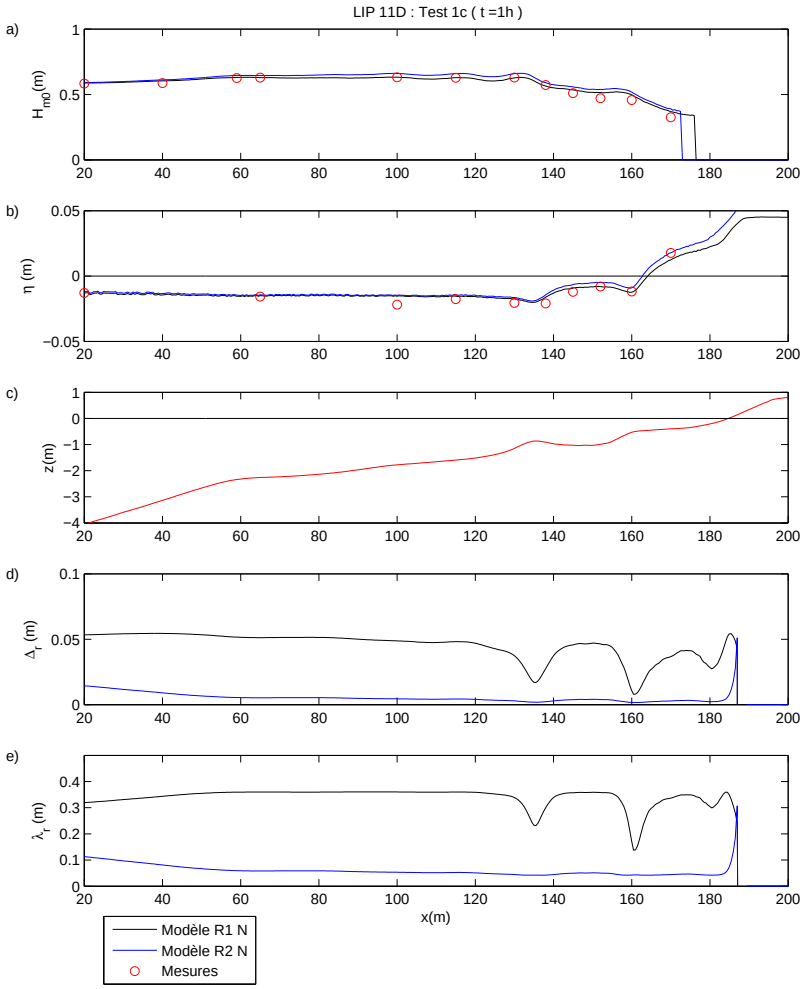


Fig. 4.5 – Evolutions spatiales "cross-shore" mesurées et prédites pour les deux prédicteurs de rides de Nielsen (1992, [105]) de la hauteur des vagues H_{m_0} et du niveau moyen $\bar{\eta}$ complétées par les prédictions de la hauteur Δ_r et de la longueur d'onde λ_r des rides pour le test 1c.

observons un début de déferlement seulement à partir de la barre externe, une reformation des vagues puis un deuxième déferlement jusqu'au rivage. La hauteur des vagues issue des

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

deux modélisations correspond bien aux mesures ; le Tableau 4.3, présentant les écarts pour la hauteur des vagues et le niveau moyen entre le modèle et les mesures, confirme cela. Cependant, la simulation effectuée avec le prédicteur de rides R1 N donne des résultats légèrement meilleurs que la simulation effectuée avec son homologue R2 N. La Figure 4.5b, présentant le profil "cross-shore" du niveau moyen $\bar{\eta}(x)$, montre aussi que nous avons une très bonne corrélation entre le modèle et les mesures, notamment pour le prédicteur R1 N. En effectuant une analyse spectrale du profil, Boers (1994, [11]) avait estimé, dans le cas du test 1c, une longueur d'onde pour les rides de l'ordre de 15 à 20 cm. Cette estimation est comprise, selon la Figure 4.5e, entre les deux estimations des deux prédicteurs. Cependant, n'ayant pas d'observations directes de la morphologie des rides, nous ne pouvons donc valider l'un ou l'autre des prédicteurs. Mais, ceci a peu d'importance car l'essentiel est d'avoir un frottement raisonnable permettant d'obtenir une bonne estimation des hauteurs des vagues. Par la suite, nous avons continué à utiliser les deux prédicteurs pour le test 1c.

	$x(m)$	$\Delta H_{m_0 R1N}(m)$	$\Delta H_{m_0 R2N}(m)$	$\Delta\bar{\eta}_{R1N}(m)$	$\Delta\bar{\eta}_{R2N}(m)$
	20	0.0035	0.0077	0.0013	0.0015
	40	0.0156	0.0244	-	-
Q1	65	0.0034	0.0190	0.0029	0.0022
Q2	102	0.0032	0.0256	0.0083	0.0045
Q3	115	0.0025	0.0282	0.0013	0.0030
Q4	125	-	-	-	-
Q5	130	0.0034	0.0307	0.0021	0.0022
Q6	134	-	-	-	-
Q7	138	0.0373	0.0163	0.0006	0.0047
Q8	145	0.0284	0.0476	0.0038	0.0021
Q9	152	0.0410	0.0632	0.0040	0.0050
Q10	160	0.0297	0.0483	0.0041	0.0058
Q11	170	0.0597	0.0493	0.0032	0.0059

TAB. 4.3 – Ecarts moyens entre résultats du modèle pour les deux predicteurs de ride de Nielsen (1992,[105]) de la hauteur des vagues H_{m_0} et du niveau moyen $\bar{\eta}$ pour le test 1c.

La première étape de validation a été réalisée avec succès. Le modèle de houle FUNWAVE 1D reproduit bien les mesures de vagues. Nous sommes passés à la deuxième étape de validation, qui est la reproduction de la structure verticale des vitesses par le modèle de Lynett.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

4.2.2 Modèle de Lynett

Nous avons utilisé le modèle de Lynett sur l'ensemble des points x du domaine de calcul et sur chaque simulation horaire des tests 1b et 1c. Lors de ces tests, seules les valeurs moyennes de la vitesse ont été mesurées. Nous avons calculé la vitesse moyenne dans le modèle sur les 15 dernières minutes de simulation, en prenant les valeurs données par Lynett (2006, [86]).

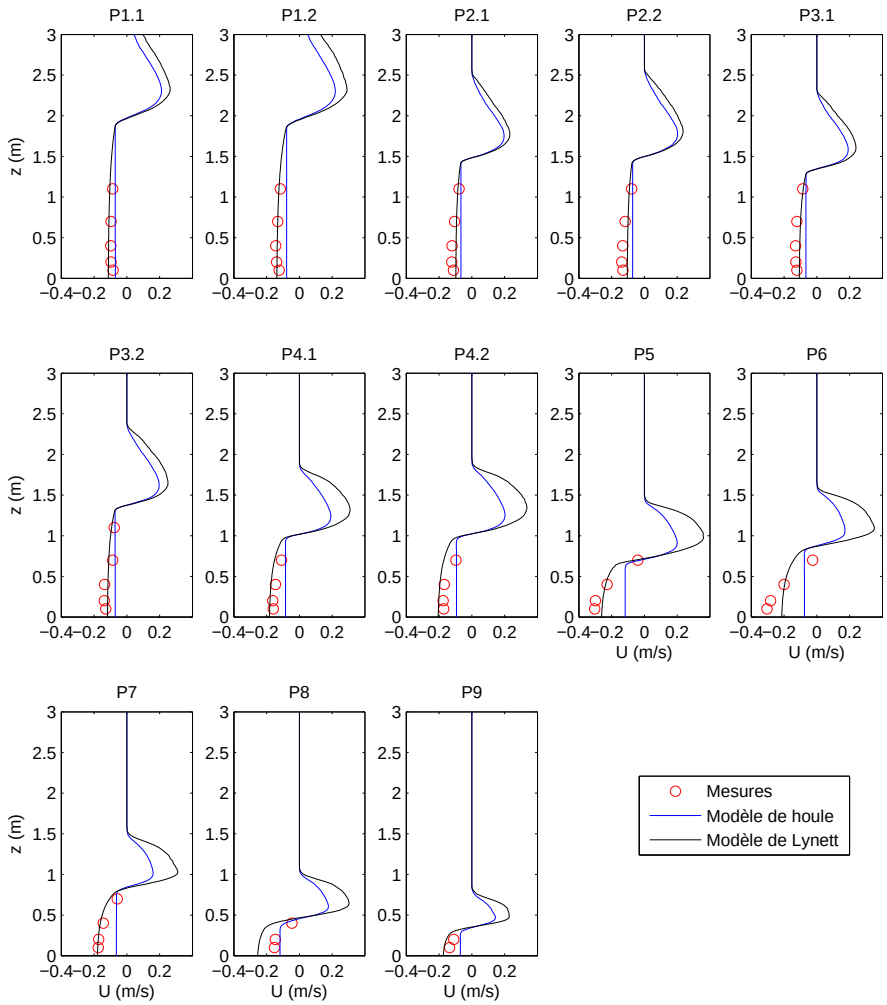


Fig. 4.6 – Profils verticaux de la vitesse horizontale moyenne mesurés et calculés par le modèle de Lynett pour le test 1b.

La Figure 4.6 présente les structures verticales des courants aux différents points de

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

mesure pour le test 1b. Ce graphique compare les mesures avec les résultats du modèle de Lynett. Nous avons également ajouté les résultats des courants issus du modèle de houle pour montrer tout l'intérêt de l'utilisation du modèle de Lynett. Nous obtenons une très bonne corrélation entre le modèle de Lynett et les mesures. Le courant de retour, qui se manifeste par une valeur maximale au fond et au niveau du déferlement, est très bien reproduit par le modèle de Lynett alors qu'il est inexistant pour le modèle de houle.

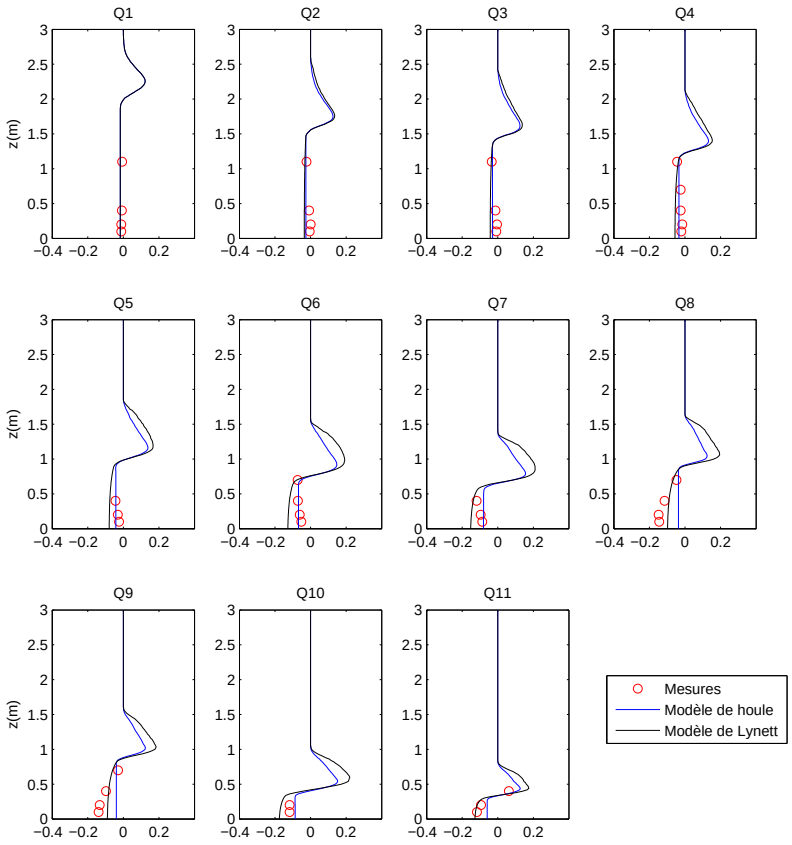


FIG. 4.7 – Profils verticaux de la vitesse horizontale moyenne mesurés et calculés par le modèle de Lynett pour le test 1c.

La Figure 4.7 présente les structures verticales des courants aux différents points de mesure pour le test 1c avec le prédicteur R1 N. Seul ce prédicteur est représenté, car nous avons noté très peu de différences entre les prédicteurs R1 N et R2 N (moins de 1%). Nous avons obtenu une bonne corrélation entre le modèle de Lynett et les mesures en tous points, sauf aux points Q5, Q6 et Q7 où le modèle prédit un courant vers le large

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

plus important qu'il n'a été mesuré. Ces écarts sont comparables à ceux obtenus par Rakha *et al.* (1997, [114]).

Dans l'ensemble, le modèle de Lynett donne de très bonnes approximations de la vitesse moyenne. Nous avons donc réalisé avec succès la deuxième étape de validation. Nous sommes passés à la troisième étape de validation, qui est la reproduction de la structure verticale des vitesses et des concentrations par le modèle vertical.

4.2.3 Modèle vertical de turbulence

Conditions de modélisation

Afin de réduire la durée des simulations, le modèle vertical de turbulence n'a été utilisé qu'aux points où ont été effectuées des mesures dans les tests 1b et 1c. Nous avons construit un maillage vertical de type logarithmique, en coordonnées σ composé de 50 couches, assez fin au fond. L'ordonnée z est orientée positivement vers le haut et a comme origine le fond. Le diamètre médian d_{50} du sédiment est 0.200 mm. La vitesse de chute du sédiment, calculée à l'aide de la formule empirique de Gibbs *et al.* (1971, [50]), est 2.30 cm/s. Lors de ces tests, seules les valeurs moyennes de la vitesse et de la concentration de sédiments en suspension ont été mesurées. Nous avons calculé la vitesse moyenne et la concentration moyenne de sédiments en suspension sur les 15 dernières minutes de simulation.

Validation des vitesses moyennes

La Figure 4.8 présente les structures verticales des vitesses moyennes aux différents points de mesure pour le test 1b. Ce graphique compare les mesures avec les résultats du modèle vertical. Nous avons également ajouté les résultats des courants issus du modèle de houle pour montrer tout l'intérêt de l'utilisation d'un modèle vertical. Nous obtenons une très bonne corrélation entre le modèle vertical et les mesures. Le courant de retour, qui se manifeste par une valeur maximale au fond et au niveau du déferlement, est très bien reproduit par le modèle vertical, alors qu'il est inexistant pour le modèle de houle.

La Figure 4.9 présente les structures verticales des vitesses moyennes aux différents points de mesure pour le test 1c avec le prédicteur R1 N. Seul ce prédicteur est représenté, car nous avons noté très peu de différences entre les prédicteurs R1 N et R2 N (moins de 1%). Nous avons obtenu une bonne corrélation entre le modèle vertical et les mesures, mais moins bonne que celle obtenue lors du test 1b. Nous faisons la même remarque que pour le modèle de Lynett, à savoir que le modèle surestime le courant de retour pour les

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

points Q5, Q6 et Q7.

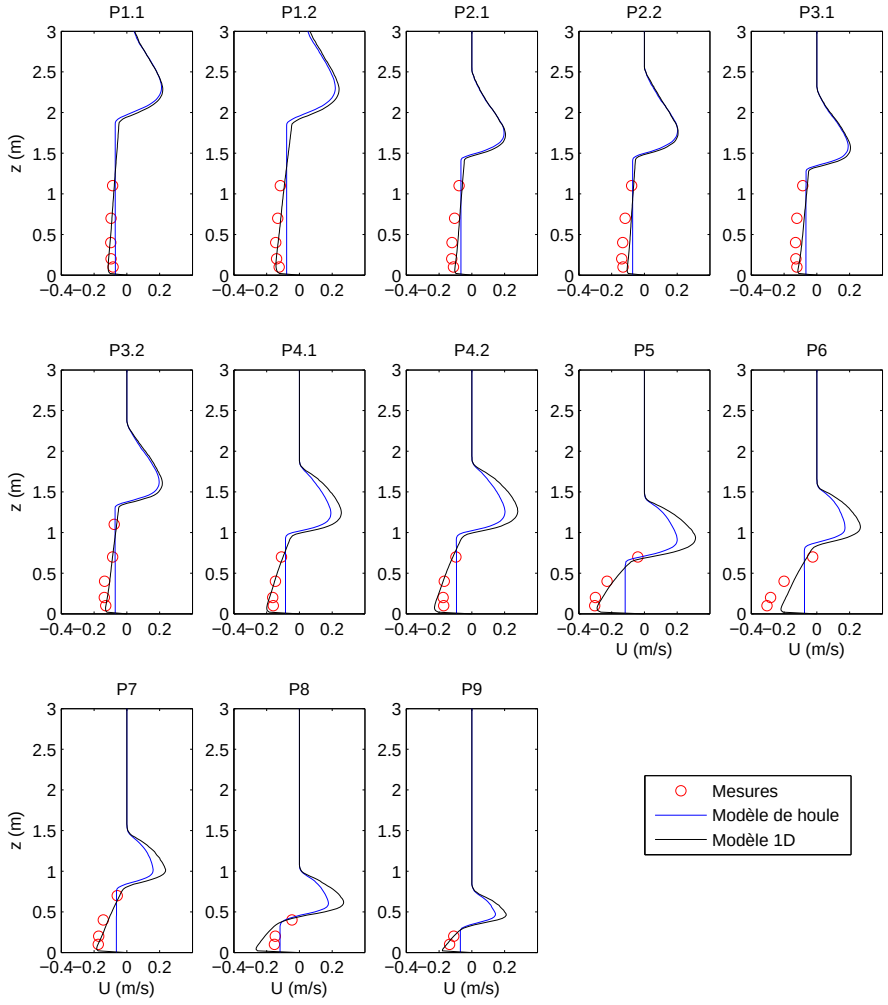


FIG. 4.8 – Profils verticaux de la vitesse horizontale moyenne mesurés et calculés par le modèle vertical de turbulence pour le test 1b.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

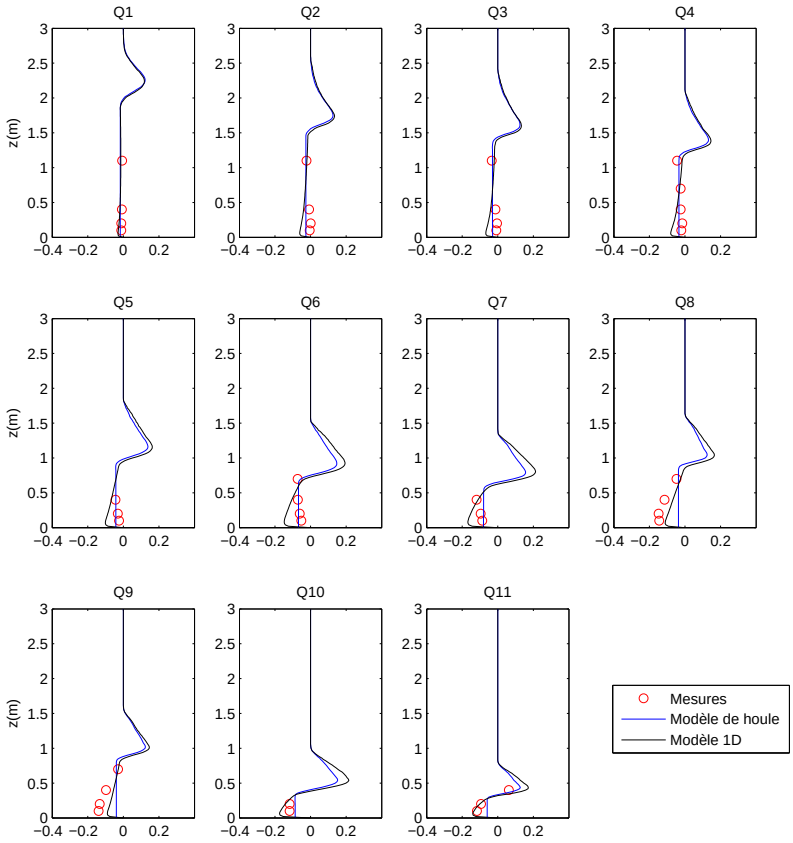


Fig. 4.9 – Profils verticaux de la vitesse horizontale moyenne mesurés et calculés par le modèle vertical de turbulence pour le test 1c.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Validation des concentrations de sédiments en suspension

La seconde phase consiste à valider les concentrations de sédiments dans le fluide. Nous avons vu dans la partie précédente que le régime de transport est différent dans les deux tests. Le test 1b est en régime de "sheetflow" alors que le test 1c présente un fond ridé.

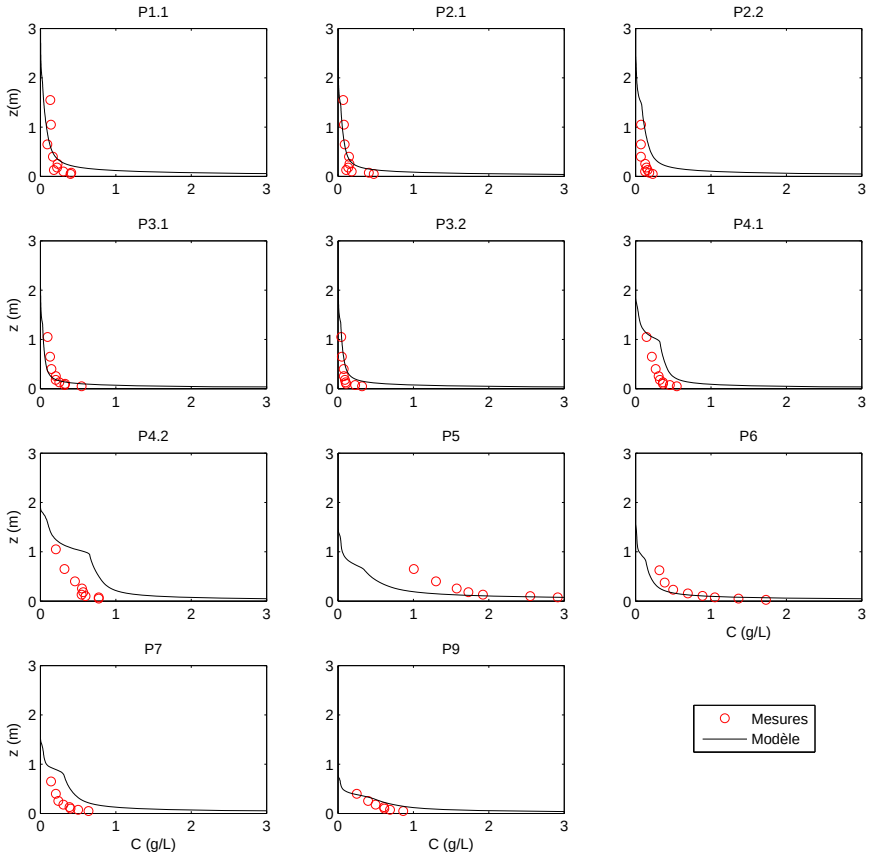


FIG. 4.10 – Profils verticaux de la CSS moyenne mesurés et calculés par le modèle vertical de turbulence pour le test 1b.

La Figure 4.10 présente les structures verticales des concentrations moyennes aux différents points de mesure pour le test 1b. Etant en régime de "sheetflow", nous avons pris la formulation de Zyserman et Fredsœ (équation 2.110) avec $C_m = 0.50$. Ce coefficient a été obtenu par itérations successives de façon à minimiser l'écart entre le modèle et les mesures. Nous obtenons une très bonne corrélation entre les mesures et les résultats du

modèle, aussi bien au large qu'au déferlement.

La Figure 4.11 présente les structures verticales des concentrations moyennes aux différents points de mesure pour le test 1c. Nous avons testé trois formulations différentes :

- le prédicteur R1 et la formulation de Nielsen (équation 2.115) : R1 N,
- le prédicteur R2 et la formulation de Nielsen (équation 2.115) : R2 N,
- le prédicteur R1 et la formulation de Zyserman et Fredsœ (équation 2.110) : R1 ZF, avec $C_m = 0.50$. Ce coefficient a été obtenu par itérations successives de façon à minimiser l'écart entre le modèle et les mesures. Nous avons considéré que le fond était plat, donc que nous étions en régime de "sheetflow" pour le modèle vertical (les rides n'agissaient que pour le modèle de houle.).

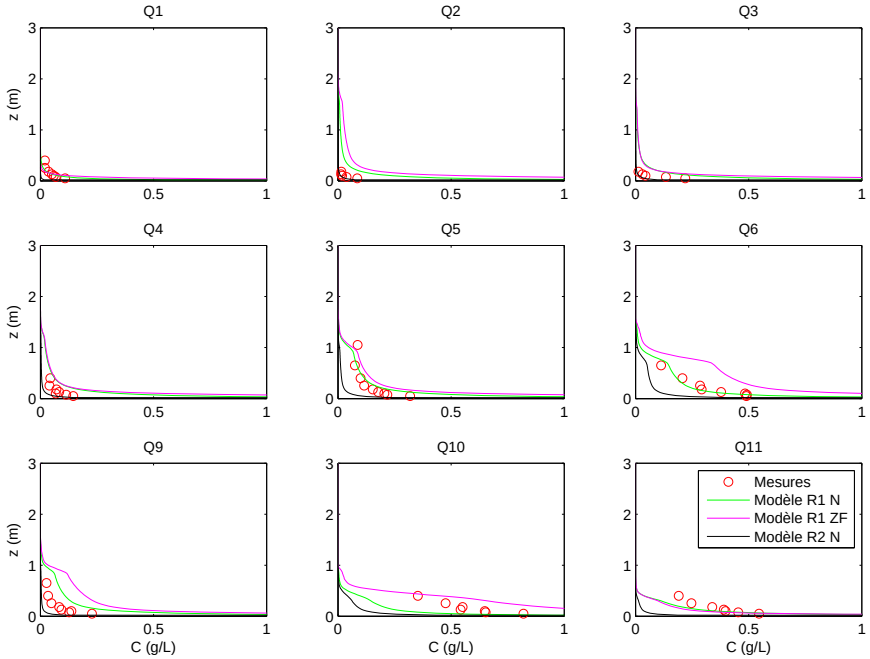


Fig. 4.11 – Profils verticaux de la CSS moyenne mesurés et calculés par le modèle vertical de turbulence pour le test 1c.

Nous avons obtenu les meilleurs résultats avec le prédicteur de rides R1 N. Dans le cas du prédicteur de rides R2 N, nous avons sous-estimé les concentrations de sédiments en suspension. Le calcul des concentrations avec un régime en "sheetflow" a donné des résultats sensiblement équivalents mais généralement moins bons. Nous concluons donc qu'il est nécessaire de considérer l'existence des rides et de préférer le prédicteur de rides conçu pour des vagues monochromatiques.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Le modèle vertical donne de très bons résultats par rapport aux mesures. Nous sommes donc passés à la dernière étape de validation, qui est la vérification de l'évolution morphologique.

4.2.4 Taux de transport et évolution morphologique

Comme nous le disions dans le chapitre 2, ce sont plus des tendances que nous obtenons à l'issue de la phase du transport sédimentaire. Nous avons essayé de retrouver qualitativement les évolutions de profil observées sur Delta Flume'93 dans le cas des tests 1b et 1c.

Test 1b

Dans le cas du test 1b, le mouvement vers le large de la barre est obtenu après 16 heures de simulation. Pour reproduire ce mouvement dans notre modélisation, nous avons repris les conditions de simulation des sous-sections précédentes. Nous avons découpé cette durée en période Δt de 10 minutes, ce qui représente 96 pas.

Pour commencer, nous avons appliqué le modèle de transport 2DV sur l'ensemble des points x du domaine de calcul lors du premier pas de temps. Nous obtenons le taux de transport $q_{2\mathrm{DV}}$, présenté à la Figure 4.12, qui est la somme des quatre composantes de transport. L'analyse des quatre courbes montre une prédominance de la composante $\bar{q}_{su}$

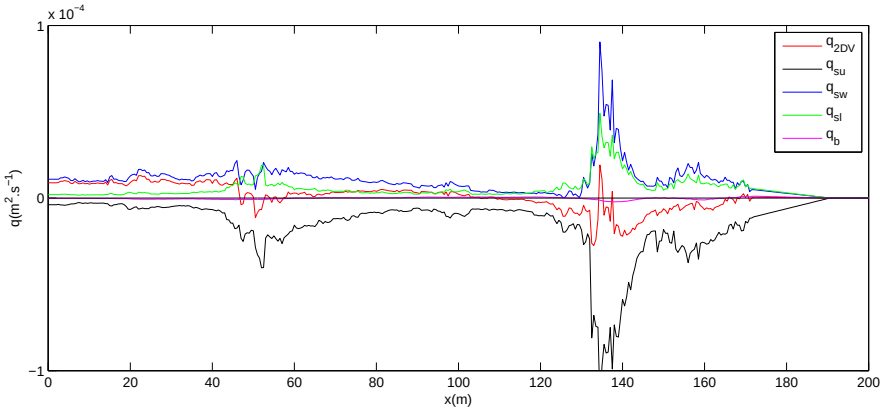


FIG. 4.12 – Différentes contributions et taux de transport sédimentaire total calculés par FUNBEACH 2DV pour le test 1b.

pour le transport en suspension et un faible transport par charriage. Cette simulation, représentant 10 minutes d'évolution, nécessite sur le calculateur CAPARMOR 6 heures de

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

calcul CPU. L'indépendance des modèles verticaux nous a permis d'effectuer une parallélisation qui réduit ce temps de calcul. Sur 8 processeurs, le temps de calcul est réduit à 43 minutes. Ce temps de calcul très important pénalise l'utilisation du modèle 2DV pour calculer l'évolution morphologique sur une grande durée. De plus, nous constatons que le taux obtenu est assez bruité, ce qui entraîne l'apparition d'instabilité sur le profil de plage.

La première solution, pour réduire le temps de calcul et lisser le taux de transport, est de réduire le nombre de points de calculs sur l'horizontal (par exemple en utilisant le modèle vertical tous les dix points) et d'interpoler entre ces points. De tels essais ont été effectués avec une interpolation linéaire puis par spline cubique avec plusieurs pas Δx. Dans les deux cas, nous constatons que des formes non réalistes, de la taille de ce nouveau pas, apparaissent sur le profil de plage et font diverger le modèle.

L'autre solution est pour le premier pas de temps de caler au mieux le modèle de transport 1DH sur les résultats du modèle 2DV. Ceci permet un gain de temps non négligeable. En effet, pour les mêmes 10 minutes, nous obtenons le taux de transport q_{1DH} en 15 secondes. Le calage du modèle 1DH est alors effectué en ajustant les constantes ε_c et ε_s de la formule de Bailard, de façon à minimiser l'écart entre les deux taux de transport : $q_{\mathrm{1DH}} \simeq q_{\mathrm{2DV}}$. Ici, nous trouvons que les valeurs des coefficients $\varepsilon_c = 0.1$ et $\varepsilon_s = 0.02$ minimisent cet écart.

Afin de vérifier ce calage, nous avons comparé les taux de transport issus des modèles avec le taux de transport théorique q_{DATA}, obtenu par l'analyse inverse de l'évolution des profils entre $t = 1\mathrm{H}$ et $t = 17\mathrm{H}$. Nous avons donc, en supposant un taux de transport nul en fin de profil, $q((M-1)\Delta x) = 0$:

$$q_{\mathrm{DATA}_{(x)}} = \int_x^{(M-1)\Delta x} (1-\varepsilon)\frac{\Delta H(x)}{\Delta T}\mathrm{d}x \tag{4.5}$$

avec ΔH la variation de la profondeur au point x pendant la durée ΔT (ici 16 heures). La Figure 4.13 représente ces trois taux de transport ainsi que la vitesse moyenne près du fond obtenue avec le modèle de Lynett et le modèle vertical. L'analyse de cette figure montre la dépendance entre l'amplitude du courant de retour et celle des taux de transport.

Pour montrer l'importance de la prise en compte du courant au fond par le modèle de Lynett, nous avons comparé les taux de transport obtenus en prenant la vitesse au fond corrigée par le modèle de Lynett et la vitesse non corrigée. Nous voyons nettement

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

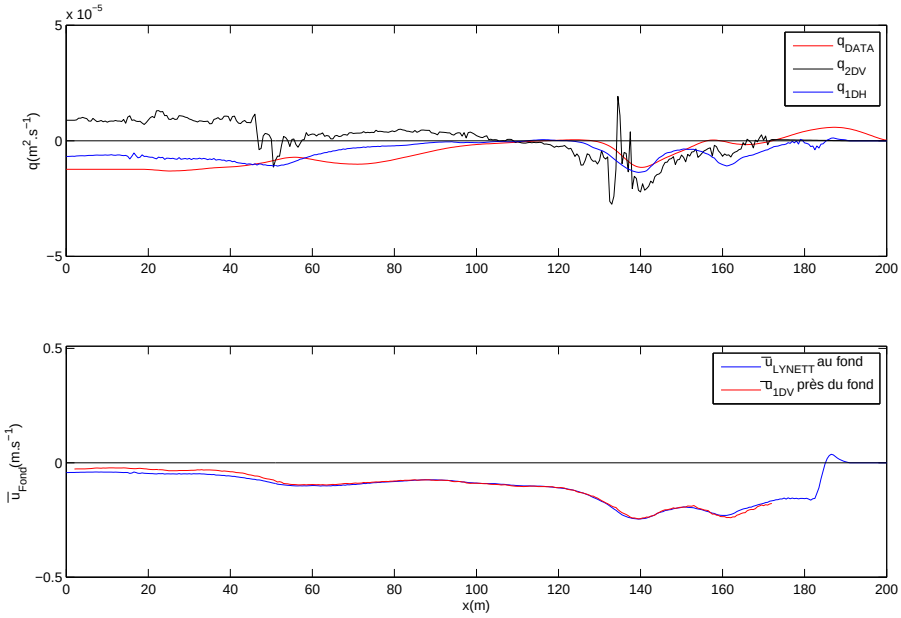


FIG. 4.13 – Résultats de l'ajustement du modèle 1DH sur le modèle 2DV pour le test 1b.

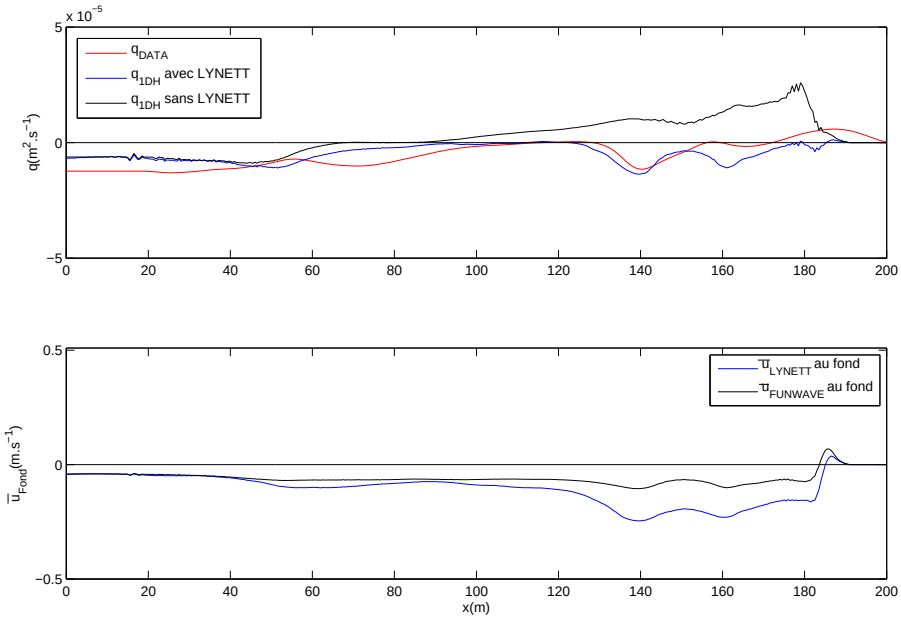


FIG. 4.14 – Sensibilité de la prédiction des taux de transport à la prise en compte ou non de la correction de Lynett.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

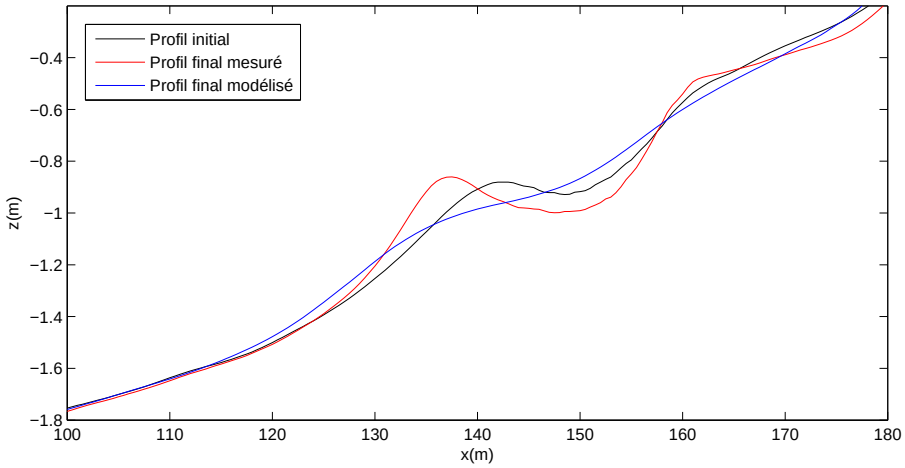


Fig. 4.15 – Profils finaux mesuré et calculé par le modèle morphodynamique 1DH pour le test 1b.

sur la Figure 4.14 qu'il est nécessaire d'effectuer cette correction, le taux de transport obtenu étant totalement faux.

Le modèle morphodynamique 1DH est alors appliqué sur les 96 pas de temps. Le temps de calcul est très raisonnable : nous obtenons les 16 h de simulation en 25 minutes. La Figure 4.15 présente l'évolution du profil après ces 16H de simulation. D'un point de vue qualitatif, nous reproduisons le recul de la barre. Cependant, au niveau quantitatif, nous constatons un recul de la barre externe plus prononcé qu'en réalité et une réduction de la taille de la barre, résultat comparable à celui obtenu par Spielmann *et al.* (2004, [136]).

Test 1c

Dans le cas du test 1c, le mouvement de la barre vers la côte est obtenu après 12 heures de simulation. Pour reproduire ce mouvement dans notre modélisation, nous avons repris les conditions de simulation des sous-sections précédentes. Nous avons découpé cette durée en période Δt de 10 minutes, ce qui représente 72 pas et nous avons appliqué la même méthode que pour le test 1b.

Pour commencer, nous avons appliqué le modèle de transport 2DV sur l'ensemble des points x du domaine de calcul, lors du premier pas de temps. Les résultats sont présentés à la Figure 4.16. Cette figure montre que la composante $\bar{q}_{su}$ est compensée par les composantes $\bar{q}_{sw}$ et $\bar{q}_{sl}$, ce qui confirme l'accrétion du profil.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

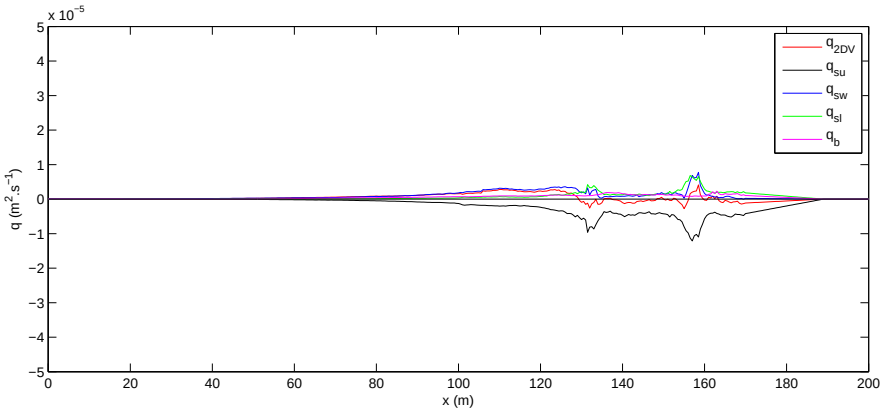


FIG. 4.16 – Différentes contributions et taux de transport sédimentaire total calculés par FUNBEACH 2DV pour le test 1c.

Le calage du modèle 1DH présenté à la Figure 4.17 est effectué en ajustant les constantes ε_c et ε_s de la formule de Bailard. Ici aussi, les valeurs des coefficients $\varepsilon_c = 0.1$ et $\varepsilon_s = 0.02$ minimisent l'écart entre les deux taux de transport. Afin de vérifier ce calage, nous avons comparé les taux de transport issus des modèles avec le taux de transport théorique q_{DATA}.

Comme Rakha *et al.* (1997, [114]), nous constatons un décalage de 10 m vers le large entre les maximums des taux de transport modélisé et mesuré. Cela peut s'expliquer par la surestimation du courant de retour montrée dans les deux sous-sections précédentes.

Le modèle 1DH est appliqué sur les 72 pas de temps. La Figure 4.18 présente l'évolution du profil après 12H de simulation. D'un point de vue qualitatif, nous reproduisons le recul de la barre, mais celui-ci est moins important que la réalité, à cause de l'erreur introduite par le faux courant de retour.

Afin de vérifier ce point, nous avons corrigé le taux de transport en prenant progressivement en compte le courant de retour entre $x = 135$ m et $x = 145$ m, comme nous pouvons le voir sur la Figure 4.19. Ceci permet d'obtenir la Figure 4.20 qui montre un meilleur recul de la barre.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

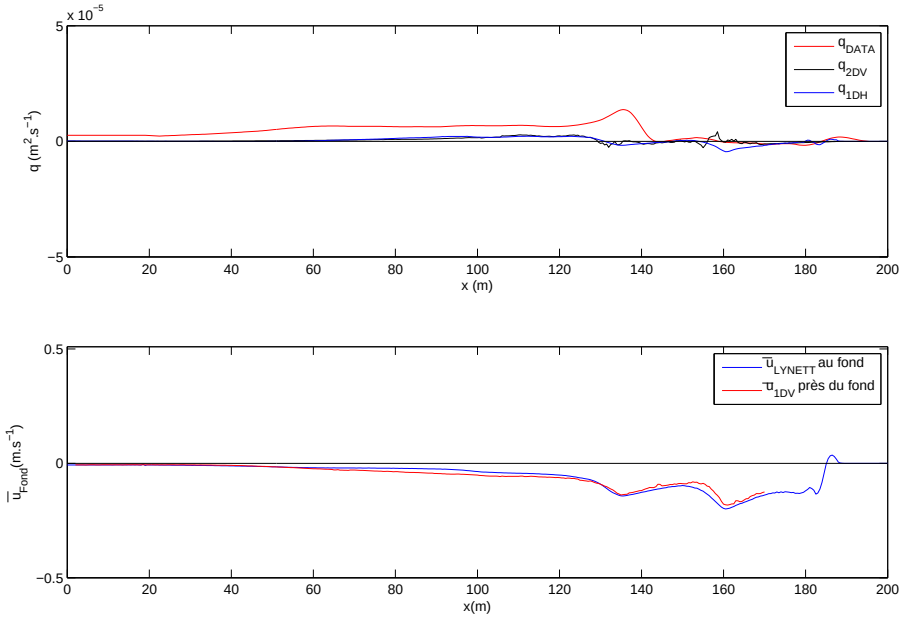


Fig. 4.17 – Résultats de l'ajustement du modèle 1DH sur le modèle 2DV pour le test 1c.

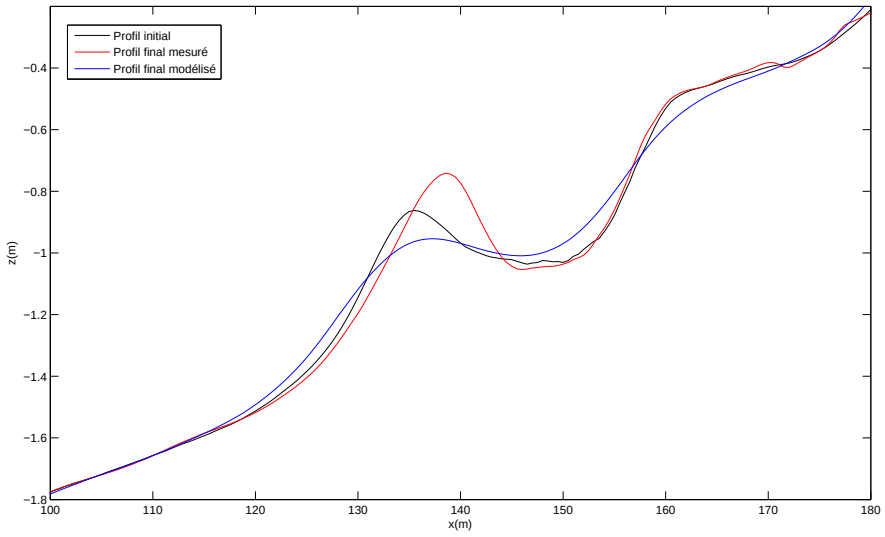


Fig. 4.18 – Profils finaux mesuré et calculé par le modèle morphodynamique 1DH pour le test 1c.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

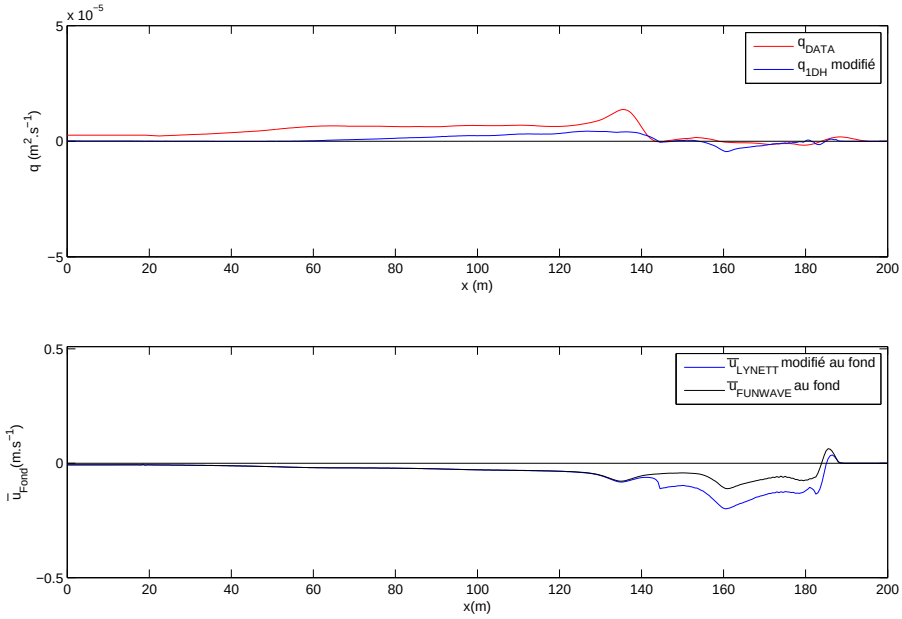


FIG. 4.19 – Taux de transport sédimentaire $q_{1\mathrm{DH}}$ calculé avec correction du courant de retour pour le test 1c.

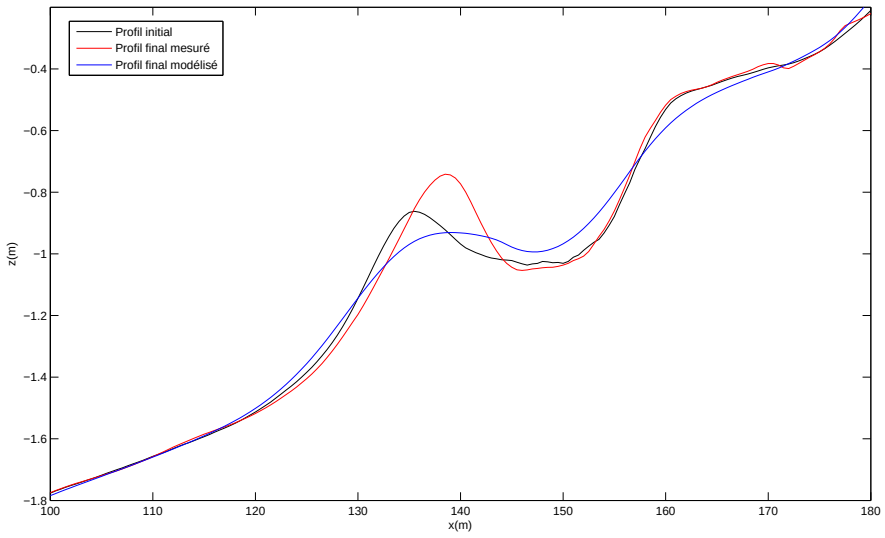


FIG. 4.20 – Profils finaux mesuré et calculé par le modèle morphodynamique 1DH avec correction du courant de retour pour le test 1c.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Discussion

Une évolution morphologique parfaite est difficile à obtenir. Un petit écart sur le taux de transport peut entraîner des écarts importants sur l'évolution de la plage. L'analyse de nos simulations permet seulement de dégager des tendances d'évolutions et le sens de déplacement des sédiments. L'analyse des taux de transport du modèle 2DV nous montre l'extrême sensibilité de ce type de modèle par rapport aux conditions initiales. En effet, le taux de transport en suspension est la somme de 3 composantes qui se compensent. Il faut donc être très vigilant quant à l'utilisation de ces taux de transport pour calculer l'évolution morphologique. Une erreur de 5% sur une des 3 composantes peut changer le sens de déplacement des sédiments. Il est donc nécessaire de toujours veiller à comparer les résultats de plusieurs modèles avec des mesures avant de faire un quelconque essai de prévision morphologique. Les résultats morphodynamiques sur ces deux séries de mesures sont équivalents à ceux obtenus par Long *et al.* (2006, [84]) à l'aide d'une nouvelle formulation des équations de Boussinesq, intégrant directement le courant de retour, couplée à la formule de Bagnold (1966, [4]) et intégrant le terme empirique d'Hoefel et Elgar (2003, [57]). Cependant, l'estimation par leur modèle des vitesses moyennes est assez mauvaise car constante sur la verticale. Malgré tout, ils arrivent à reproduire une évolution morphologique équivalente à la notre en jouant sur le calage des coefficients d'efficacité de la formule de Bagnold (1966, [4]) et du terme empirique d'Hoefel et Elgar (2003, [57]). Nous montrons donc ici qu'une bonne estimation de la vitesse au fond suffit à reproduire l'évolution morphodynamique des barres sableuses.

Cette section nous a permis d'établir une méthode pour appliquer cette chaîne de modélisation sur des plages. Le point essentiel est de caler le modèle vertical et le couplage Lynett/Bailard en terme de concentrations et de courants sur des mesures, ceci afin d'obtenir des taux de transport cohérents. Nous utilisons alors le taux de transport obtenu avec la formule totale de transport pour calculer l'évolution morphologique. Cette méthode a été ensuite appliquée sur la plage de Pentrez.

4.3 Plage de Pentrez

4.3.1 Modèle de houle

Comme pour Delta Flume, nous avons d'abord validé le modèle de houle sur ce site. L'analyse de la Figure 3.13 montre qu'il y a peu d'évolution significative de la plage sur le court terme. Cette faible évolution a été confirmée par des observations lors des quatre campagnes de mesures.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Conditions de modélisation

Nous avons effectué une modélisation pour chaque campagne de mesures. Pour chaque modélisation, nous avons utilisé le profil de plage le plus proche dans le temps de la campagne de mesures et nous avons essayé de reproduire l'hydrodynamique sur l'ensemble du profil, depuis l'appareil situé au large jusqu'au rivage. La validation du modèle s'est effectuée au niveau des appareils déposés en zone intertidale. Le pas spatial dx a été pris égal à 1 m et le pas temporel dt égal à 0.0625 s $= \frac{1}{16}$ s. Le domaine de la campagne PENTREZ#1 comprend 2280 points et le domaine des 3 autres campagnes 1700 points.

La présence de la marée modifiant le niveau moyen de l'eau, nous avons été obligés de découper les périodes de simulation en intervalles égaux, (c'est-à-dire le pas Δt pour notre modèle) où nous supposons que le niveau marin varie peu ou n'a pas le temps d'influencer l'évolution des vagues. Cependant, cet interval de temps, ou "burst", ne peut pas être trop petit, car il faut avoir un nombre de vagues suffisant pour permettre une analyse des vagues correcte. Avec un marnage de 5 m pour les gros coefficients de marée, la limite extrême de ce "burst" à ne pas dépasser est de 30 minutes, ce qui correspond à un intervalle Δz de 50 cm. Pour les campagnes PENTREZ#1 et PENTREZ#2, qui sont considérées comme des essais, nous avons pris des pas respectifs Δt de 20 et 30 minutes, ce qui correspondait aux temps d'échantillonnage des appareils de mesure. Pour les campagnes PENTREZ#3 et PENTREZ#4, qui sont les campagnes qui nous ont permis de caler notre modèle, nous avons choisi une durée de 10 minutes, ce qui correspond à une centaine de vagues.

La plage de Pentrez est un environnement réel soumis à des houles pouvant atteindre plus de 2 m au large. Cela peut générer des rides à des profondeurs de plus de 10 m. Le coefficient de frottement est donc intimement lié à la présence des rides. Nous avons supposé que le fond était totalement ridé à l'instant initial. Pour cela, nous avons cherché la hauteur des vagues qui permettait de générer des rides au point le plus extrême du profil. Une fois la morphologie obtenue, nous avons démarré la vraie chronique. Enfin, comme Delta Flume'93, nous avons testé les deux prédicteurs de rides.

Afin d'obtenir une analyse correcte des vagues, la chronique du forçage d'une durée Δt a été appliquée deux fois sur le domaine, à partir d'un état de repos, afin d'établir un plan de vagues réaliste au démarrage de la deuxième chronique. Nous avons juste utilisé la deuxième partie de la simulation pour la deuxième phase du modèle et pour analyser les vagues.

Le forçage du modèle s'est effectué directement en injectant la variation de la surface libre enregistrée par l'appareil de mesure situé au large du profil. Pour les campagnes PENTREZ#1, PENTREZ#2 et PENTREZ#4, il n'y a pas eu de difficultés car, l'appareil de mesure étant une bouée, c'est la variation de la surface libre qui a été enregistrée. Pour la campagne PENTREZ#3, c'est la variation de pression qui a été enregistrée. Pour convertir ce signal de pression en signal de hauteur d'eau, nous avons utilisé la fonction de transfert donnée par l'équation 3.3, en conservant les phases de chaque harmonique.

Résultats

La Figure 4.21 montre un exemple de morphologie de rides et de propagation des vagues sur la plage de Pentrez. Cet exemple représente globalement le comportement de la plage vis-à-vis des vagues et des rides qui y sont associées. Du large jusqu'au déferlement, les vagues sont soumises à deux phénomènes opposés : le "shoaling" et le frottement sur le fond. La hauteur des vagues augmentant très faiblement au large, les deux phénomènes se compensent ; les rides sont alors bien développées. Par contre, plus nous approchons du déferlement, moins les rides se développent, ce qui a pour conséquences de réduire le frottement et d'augmenter la hauteur des vagues. A partir d'un certain point avant la zone de déferlement, la vitesse orbitale étant assez forte, les rides sont lessivées, nous sommes donc en régime de sheetflow. Une fois la zone de déferlement dépassée, les rides ne se reforment pas. En effet, nous avons pu remarquer que la plage était entièrement lisse à marée basse. Pour le domaine subtidal, nous n'avons pas observé de rides. Nous ne pouvons donc pas valider l'un ou l'autre des prédicteurs.

La zone de "sheetflow" est comprise entre le rivage et un point avant le déferlement. Cette zone est d'autant plus grande que la hauteur des vagues au large est importante.

La Figure 4.22 montre les résultats pour la prévision des vagues aux différents points de mesure, lors des quatre campagnes de mesure. Nous avons une très bonne estimation par le modèle de la hauteur des vagues à 5 cm près, pour les campagnes PENTREZ#1, PENTREZ#2 et PENTREZ#4, et à 10 cm près pour la campagne PENTREZ#3, ce qui confirme le bon fonctionnement du modèle de houle. Nous avons noté très peu de différences (de l'ordre de 1%) entre le prédicteur R1 N et le prédicteur R2 N, ce qui ne nous a pas permis de valider l'un ou l'autre des prédicteurs. Nous avons donc continué à tester les deux prédicteurs pour la phase de validation suivante.

En réussissant la première étape de validation, nous concluons que FUNWAVE 1D reproduit correctement la propagation des vagues sur la plage de Pentrez, conformément aux

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

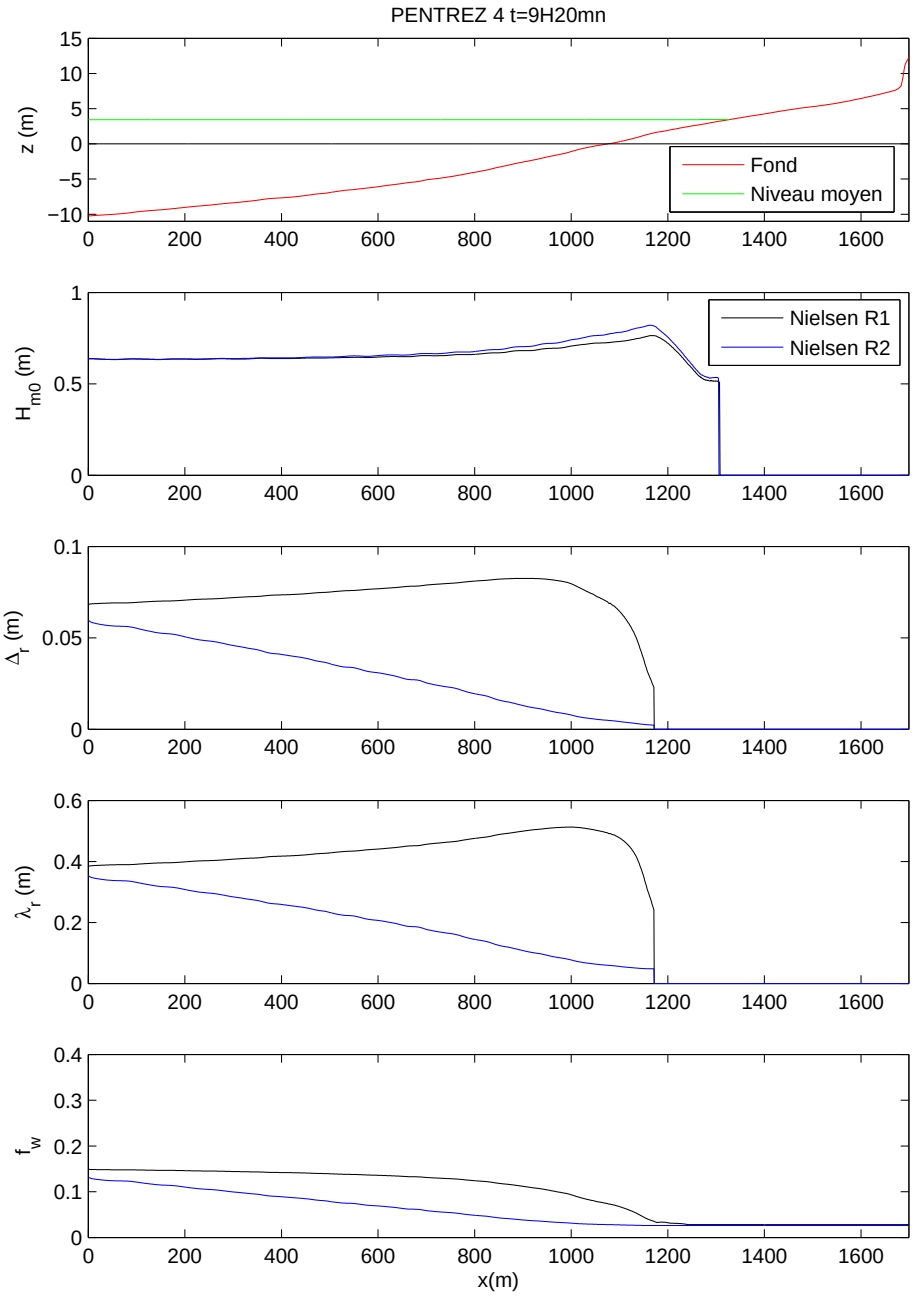


FIG. 4.21 – Evolution spatiale "cross-shore" prédite pour les deux prédicteurs de rides de Nielsen (1992, [105]) de la hauteur des vagues H_{m_0}, de la hauteur Δ_r et de la longueur d'onde λ_r des rides et du coefficient de frottement associé f_w à $t = 9\text{H}20\text{mn}$ au cours de la campagne PENTREZ#4.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

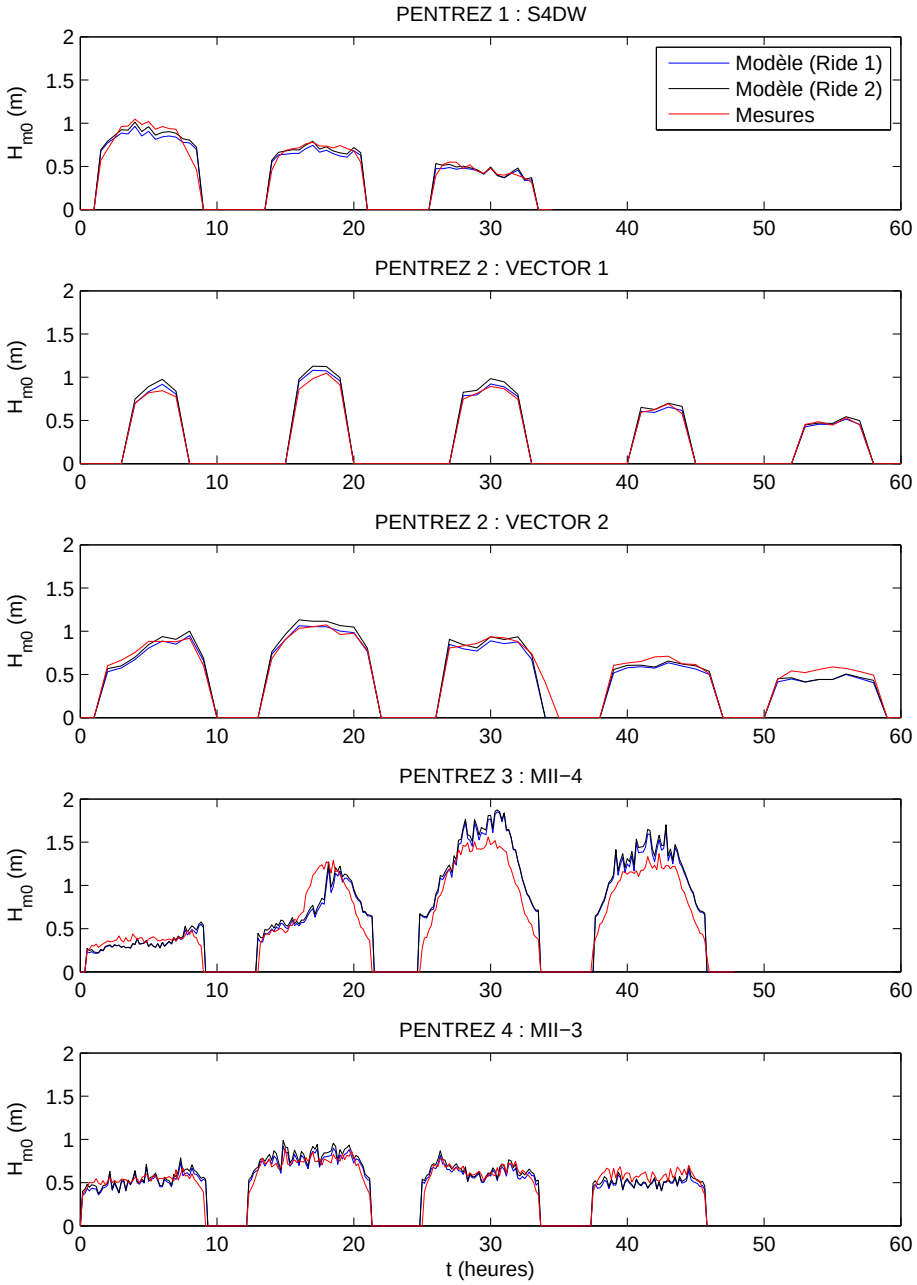


Fig. 4.22 – Evolution spatiale "cross-shore" mesurée et prédite pour les deux prédicteurs de rides de Nielsen (1992, [105]) de la hauteur des vagues H_{m_0} sur la plage de Pentrez.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

résultats de Morellato *et al.* (2006, [103]) sur la campagne PENTREZ#1. Nous sommes donc passés à la deuxième étape : la validation du modèle de Lynett.

4.3.2 Modèle de Lynett

Au niveau des mesures de vitesses, il était nécessaire de commencer par effectuer des corrections avant de faire une quelconque comparaison. Il fallait d'abord ne conserver que la composante "cross-shore" avant de calculer les vitesses moyennes et RMS. Ensuite, il fallait éliminer correctement le courant de marée. En effet, la présence du marnage, qui se caractérise par l'augmentation ou la diminution du plan d'eau, crée nécessairement un courant, qu'il convient de soustraire aux mesures. Pour l'évaluer, nous faisons l'hypothèse qu'il est de direction "cross-shore", constant sur la verticale et que son amplitude est liée à la différence du volume d'eau induit par la variation du niveau moyen. Nous avons donc calculé le courant de marée $U_{\text{Marée}}$ qui ne dépend que du marnage et de la pente moyenne de la plage $\overline{\frac{\partial h}{\partial x}}$:

$$U_{\text{Marée}} = \frac{\bar{\eta}(t+\Delta t) - \bar{\eta}(t-\Delta t)}{2\Delta t \overline{\frac{\partial h}{\partial x}}} \tag{4.6}$$

Ce courant de marée a alors été soustrait aux mesures afin d'obtenir un courant ne dépendant que des vagues.

Etant donné que nous avons noté très peu de différences entre les prédicteurs R1 N et R2 N (moins de 1%), nous avons présenté uniquement les résultats du prédicteur R1 N.

Les comparaisons ont porté sur l'ensemble des campagnes car nous avons mesuré des vitesses horizontales pour chacune d'elle. La Figure 4.23 présente les résultats sur les vitesses moyennes et RMS pour la campagne PENTREZ#1 à 30 cm au-dessus du fond. La Figure 4.24 présente les résultats sur les vitesses moyennes et RMS pour la campagne PENTREZ#2 à 50 cm au-dessus du fond. Les Figures 4.25 et 4.26 présentent les résultats sur les vitesses moyennes et RMS pour la campagne PENTREZ#3 à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond. Les Figures 4.27 et 4.28 présentent les résultats sur les vitesses moyennes et RMS pour la campagne PENTREZ#4 à 30, 60 et 90 cm au-dessus du fond. Nous remarquons qu'il y a une assez bonne corrélation entre les mesures et le modèle pour chaque campagne. En effet, nous notons, respectivement pour les campagnes PENTREZ#1, PENTREZ#2, PENTREZ#3 et PENTREZ#4, 2, 2, 3 et 2 cm/s d'écart moyen relatif pour les vitesses moyennes et 3, 2, 3 et 2 cm/s d'écart moyen relatif pour les vitesses RMS. Ces écarts sont tout à fait acceptables. Nous remarquons, au niveau des mesures et du modèle pour chaque cycle de marée, deux périodes où la vitesse moyenne

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

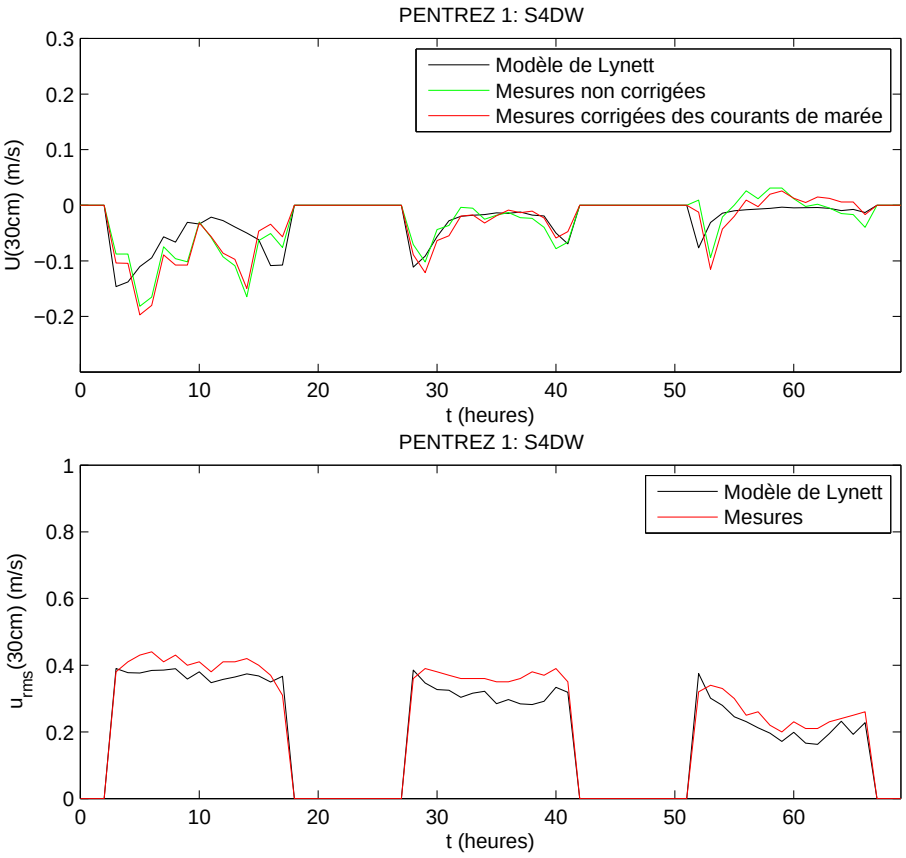


Fig. 4.23 – Séries chronologiques de la vitesse horizontale moyenne et RMS à 30 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle de Lynett au cours de la campagne PENTREZ#1.

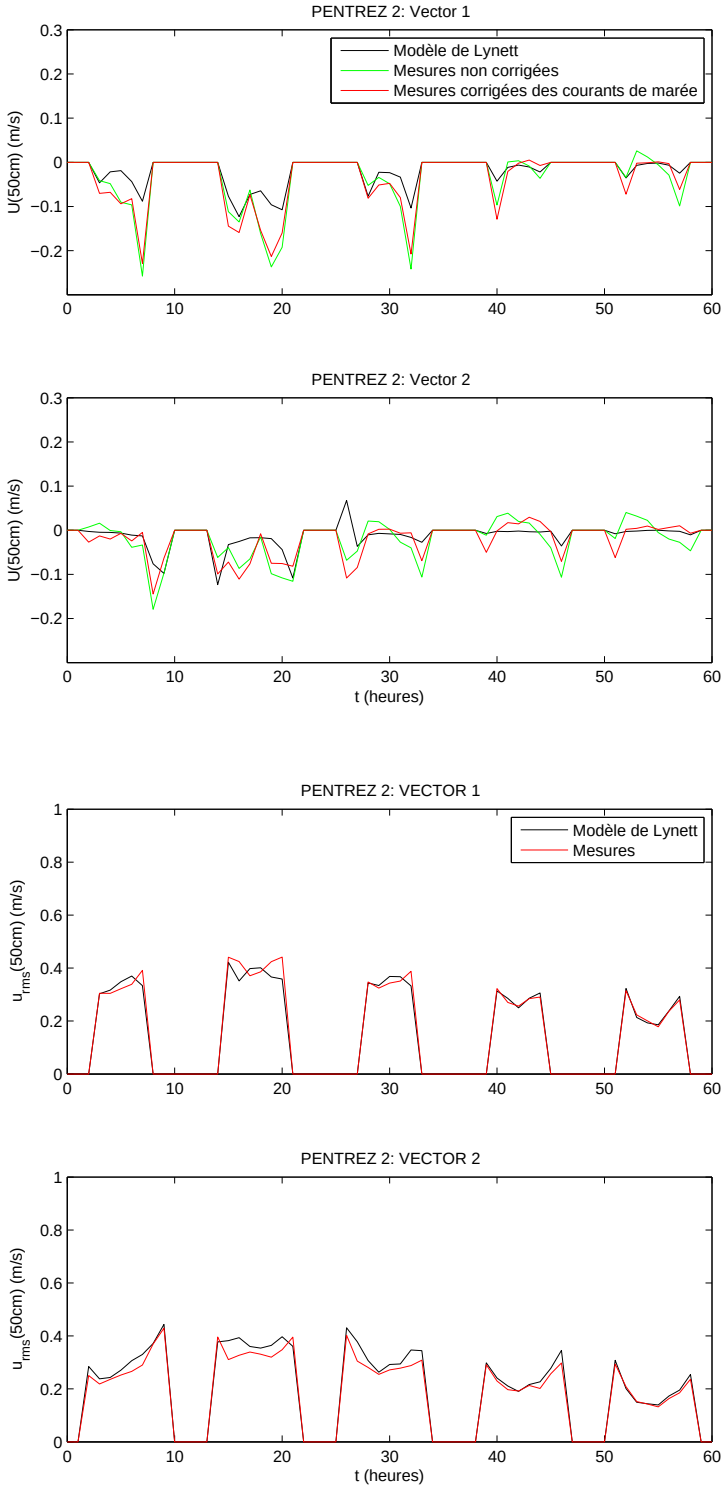


FIG. 4.24 – Séries chronologiques des vitesses horizontales moyennes et RMS à 50 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle de Lynett au cours de la campagne PENTREZ#2.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

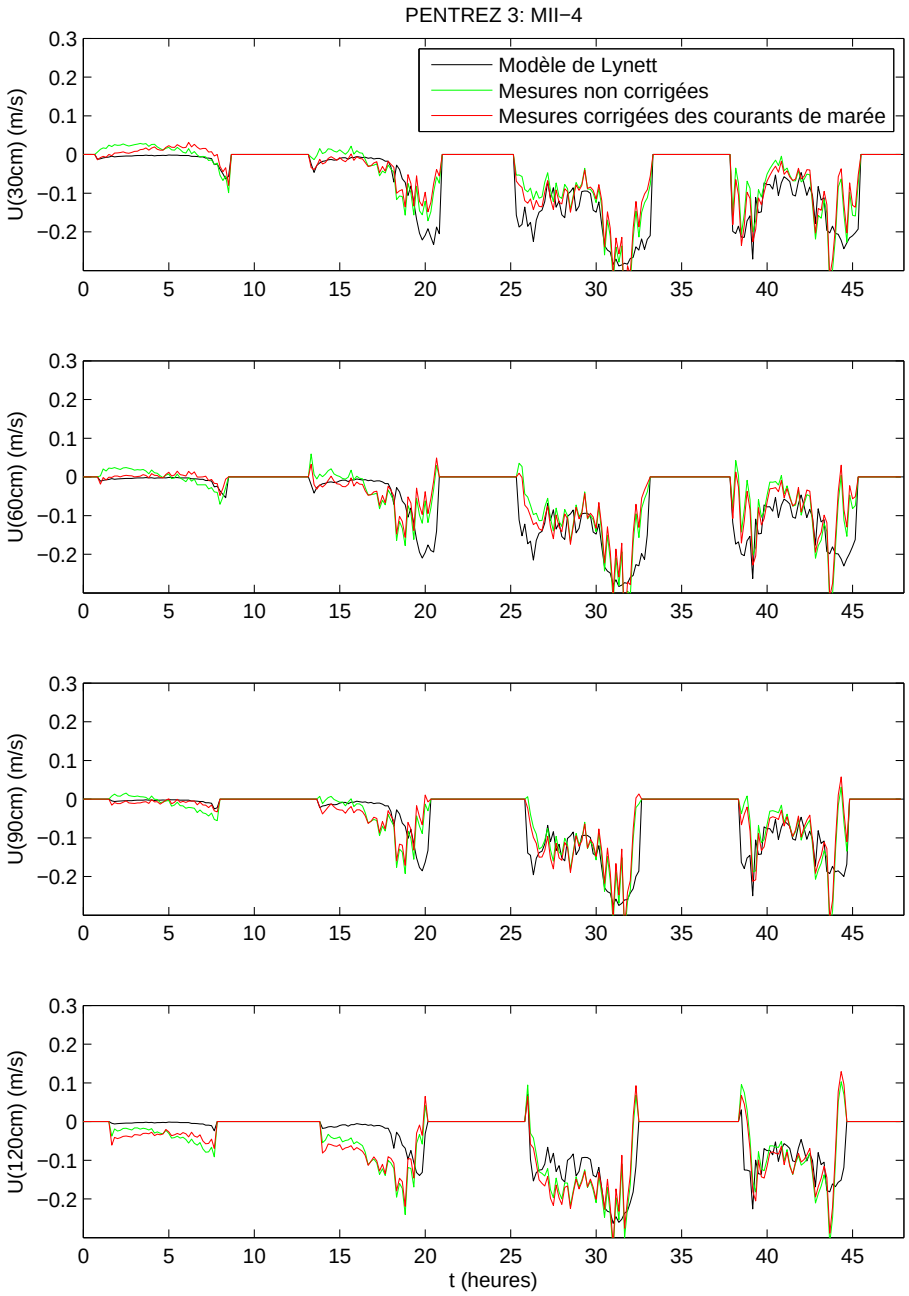


Fig. 4.25 – Séries chronologiques des vitesses horizontales moyennes à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle de Lynett au cours de la campagne PENTREZ#3.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

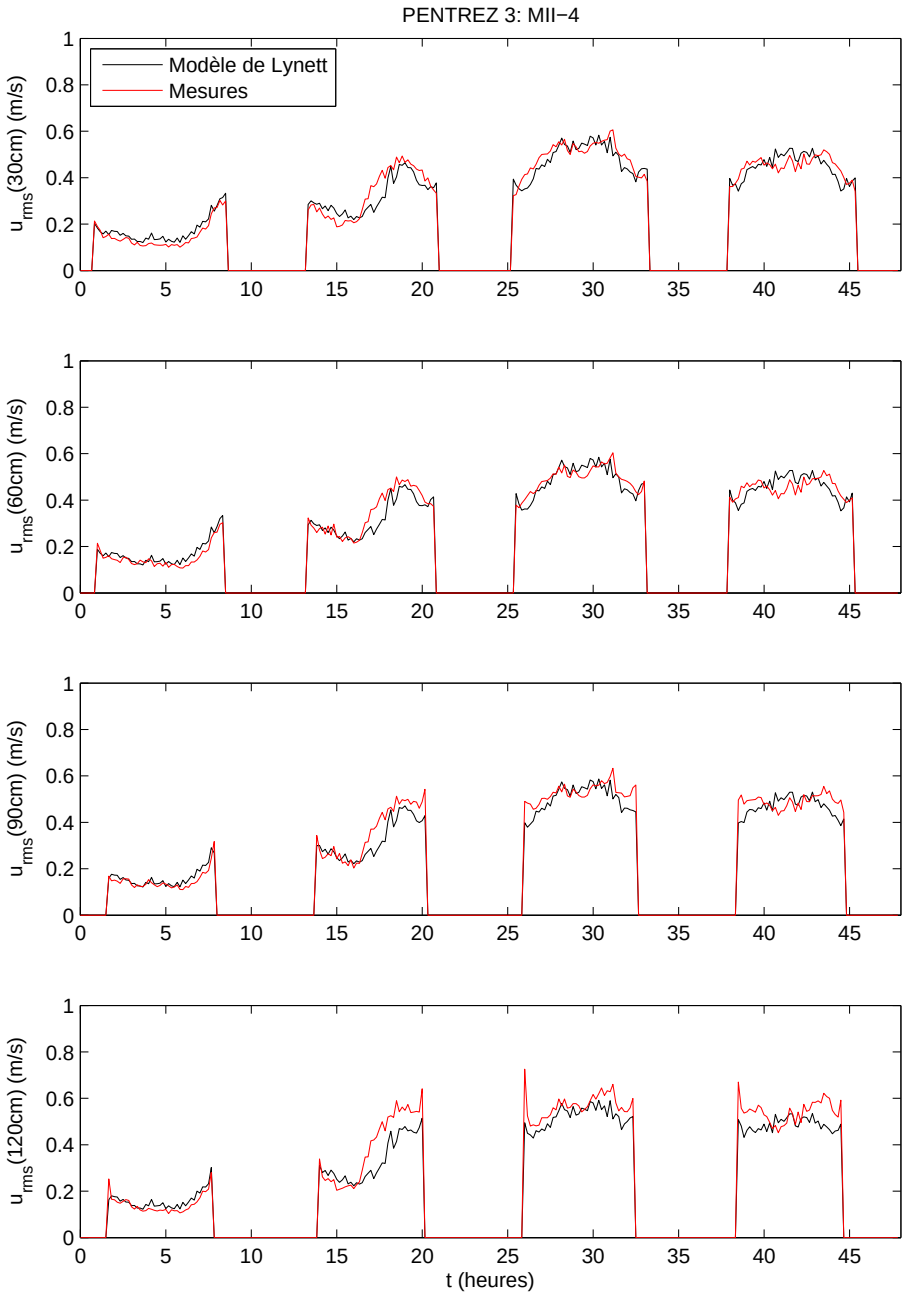


FIG. 4.26 – Séries chronologiques des vitesses horizontales RMS à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle de Lynett au cours de la campagne PENTREZ#3.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

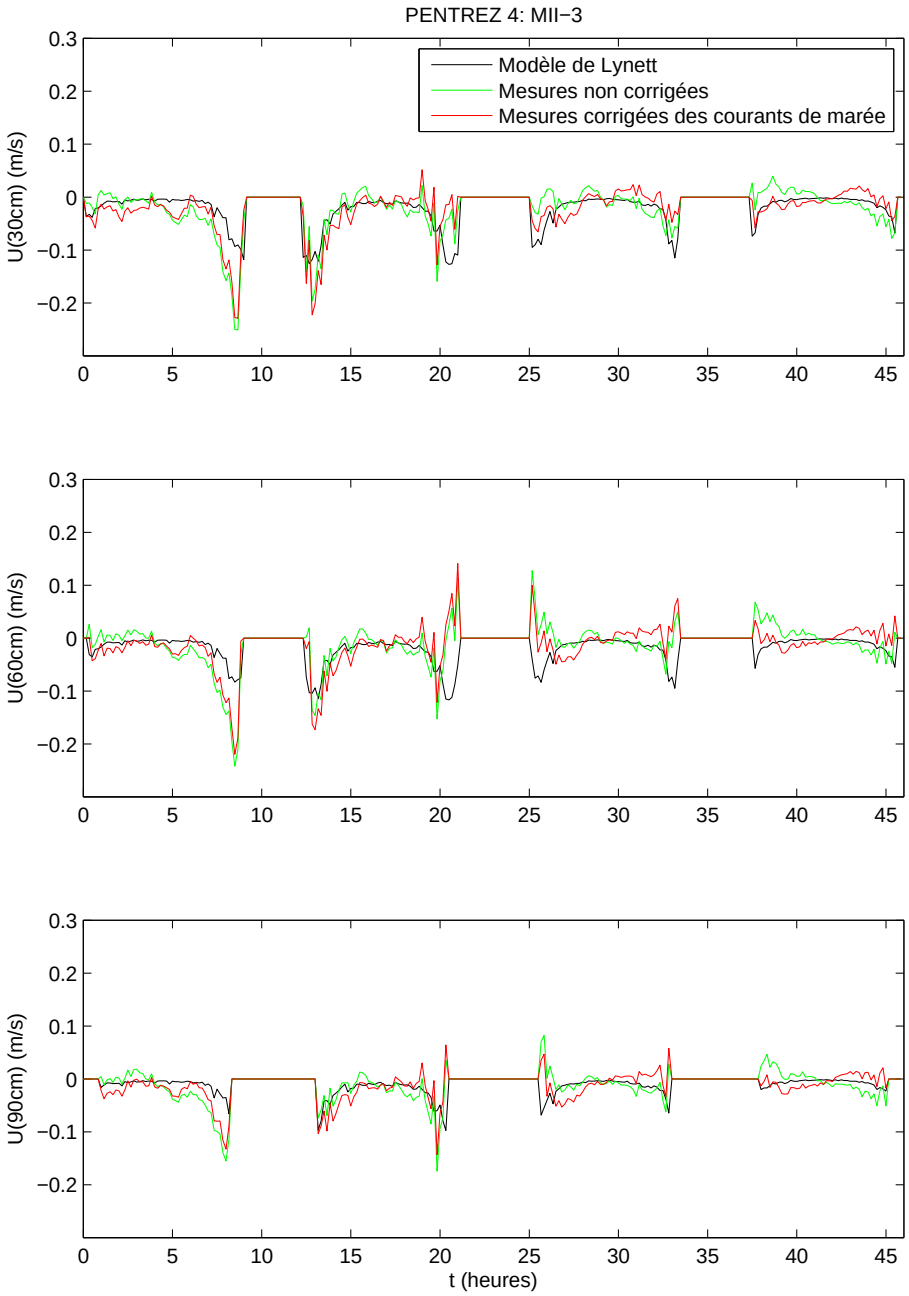


Fig. 4.27 – Séries chronologiques des vitesses horizontales moyennes à 30, 60 and 90 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle de Lynett au cours de la campagne PENTREZ#4.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

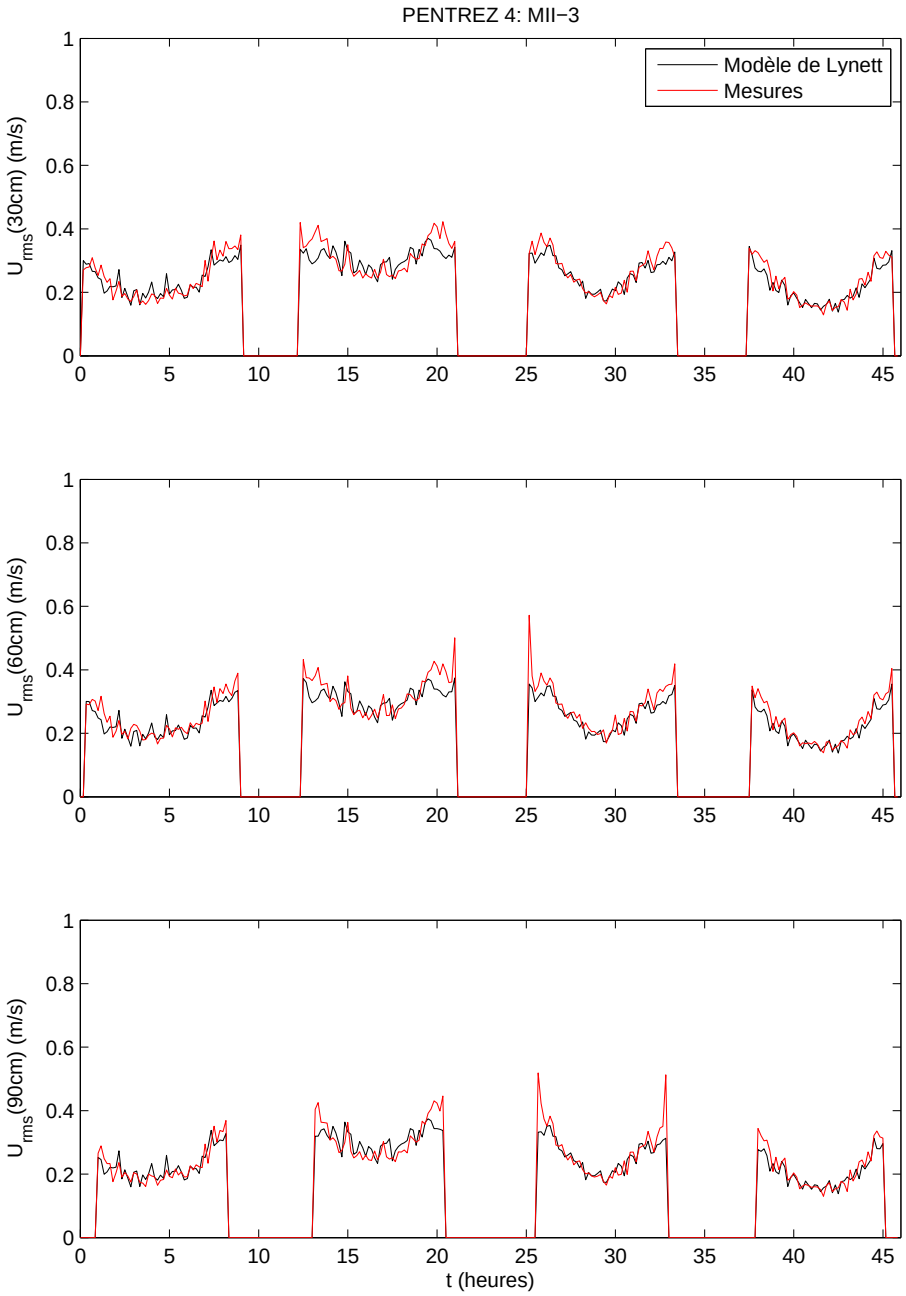


FIG. 4.28 – Séries chronologiques des vitesses horizontales RMS à 30, 60 and 90 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle de Lynett au cours de la campagne PENTREZ#4.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

est maximale. Ceci est normal, car au cours de chaque cycle, la ligne de déferlement passe au niveau des appareils de mesure, là où le courant de retour est maximal.

4.3.3 Modèle vertical de turbulence

Conditions de modélisation

Le modèle vertical a été utilisé aux points où ont été effectuées des mesures en zone intertidale. Comme présenté dans le chapitre 2, nous avons construit le maillage vertical composé de 50 couches, en coordonnées σ. L'ordonnée z est orientée positivement vers le haut et a pour origine le fond. Le diamètre médian d_{50} du sédiment est de 0.144 mm. La vitesse de chute du sédiment, calculée à l'aide de la formule empirique de Gibbs *et al.* (1971, [50]), est de 1.39 cm/s. Ayant le signal brut des courantomètres et des OBS, nous avons pu comparer les valeurs moyennes et RMS des mesures avec celles issues du modèle.

Les résultats que nous allons montrer ont été effectués avec un sédiment monoclasse et avec un sédiment multiclasse. Cependant, nous pouvons seulement valider notre modèle qu'avec le cas monoclasse, étant donné que nous n'avons pas de mesures tenant compte de la distribution granulométrique des sédiments en suspension. Néanmoins, cela apportera quelques éléments de compréhension supplémentaires.

Vitesses

Le traitement des vitesses est le même que dans la sous-section précédente. Etant donné que nous avons noté très peu de différences entre les prédicteurs R1 N et R2 N (moins de 1%), nous avons présenté uniquement les résultats dans le cas du prédicteur R1 N.

Les comparaisons ont porté sur l'ensemble des campagnes car nous avons mesuré des vitesses horizontales pour chacune d'elles. La Figure 4.29 présente les résultats sur les vitesses moyennes et RMS pour la campagne PENTREZ#1 à 30 cm au-dessus du fond. La Figure 4.30 présente les résultats sur les vitesses moyennes et RMS pour la campagne PENTREZ#2 à 50 cm au-dessus du fond. Les Figures 4.31 et 4.32 présentent les résultats sur les vitesses moyennes et RMS pour la campagne PENTREZ#3 à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond. Les Figures 4.33 et 4.34 présentent les résultats sur les vitesses moyennes et RMS pour la campagne PENTREZ#4 à 30, 60 et 90 cm au-dessus du fond. Nous remarquons qu'il y a une assez bonne corrélation entre les mesures et le modèle pour chaque campagne. En effet, nous notons, respectivement pour les campagnes PENTREZ#1, PENTREZ#2, PENTREZ#3 et PENTREZ#4, 2, 2, 3 et 2 cm/s d'écart

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

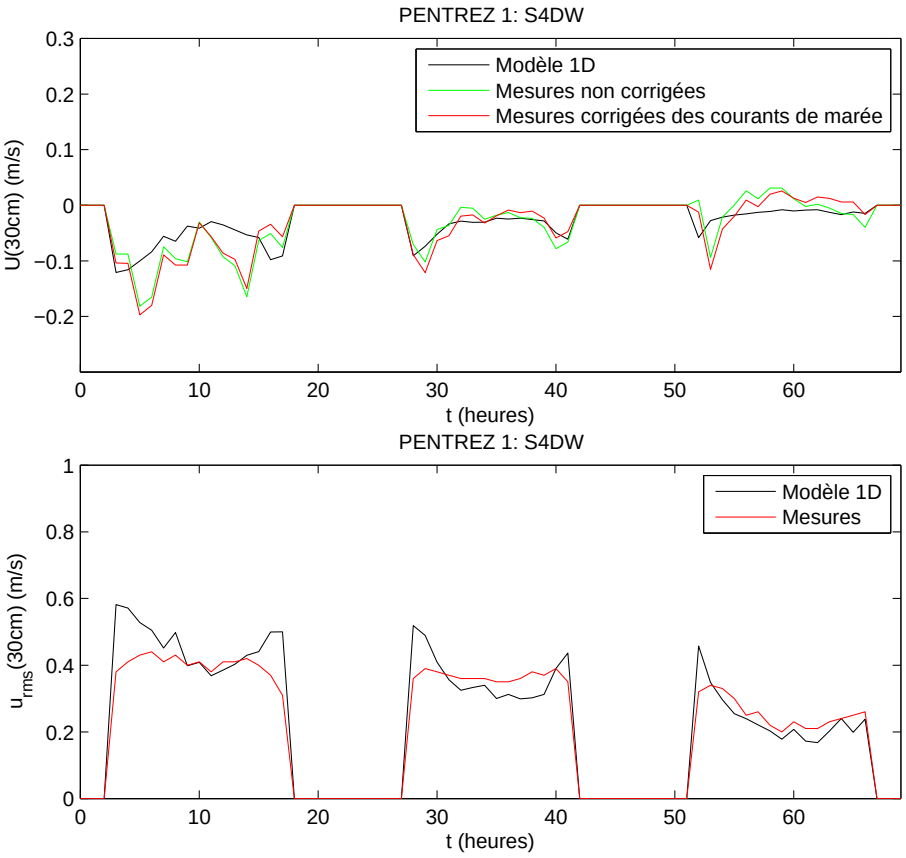


FIG. 4.29 – Séries chronologiques de la vitesse horizontale moyenne et RMS à 30 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#1.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

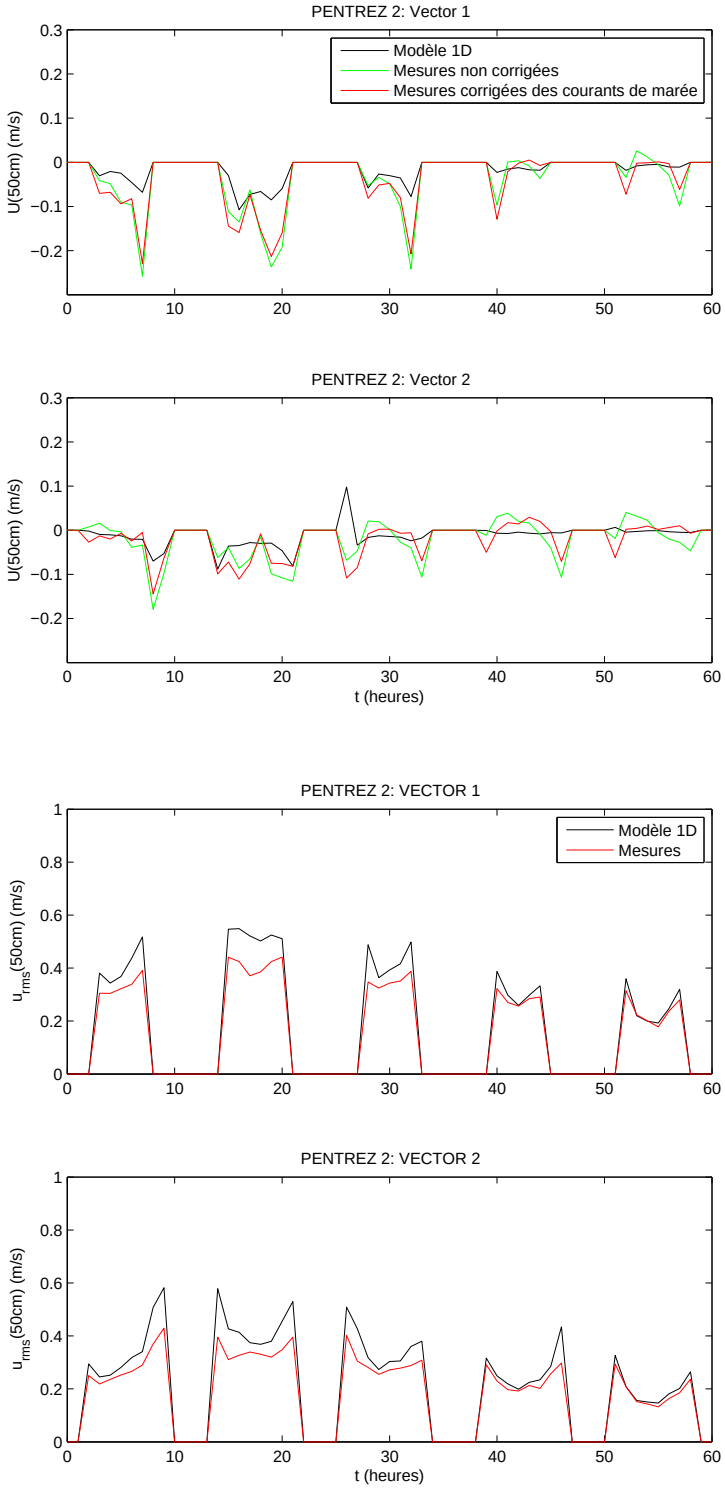


Fig. 4.30 – Séries chronologiques des vitesses horizontales moyennes et RMS à 50 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#2.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

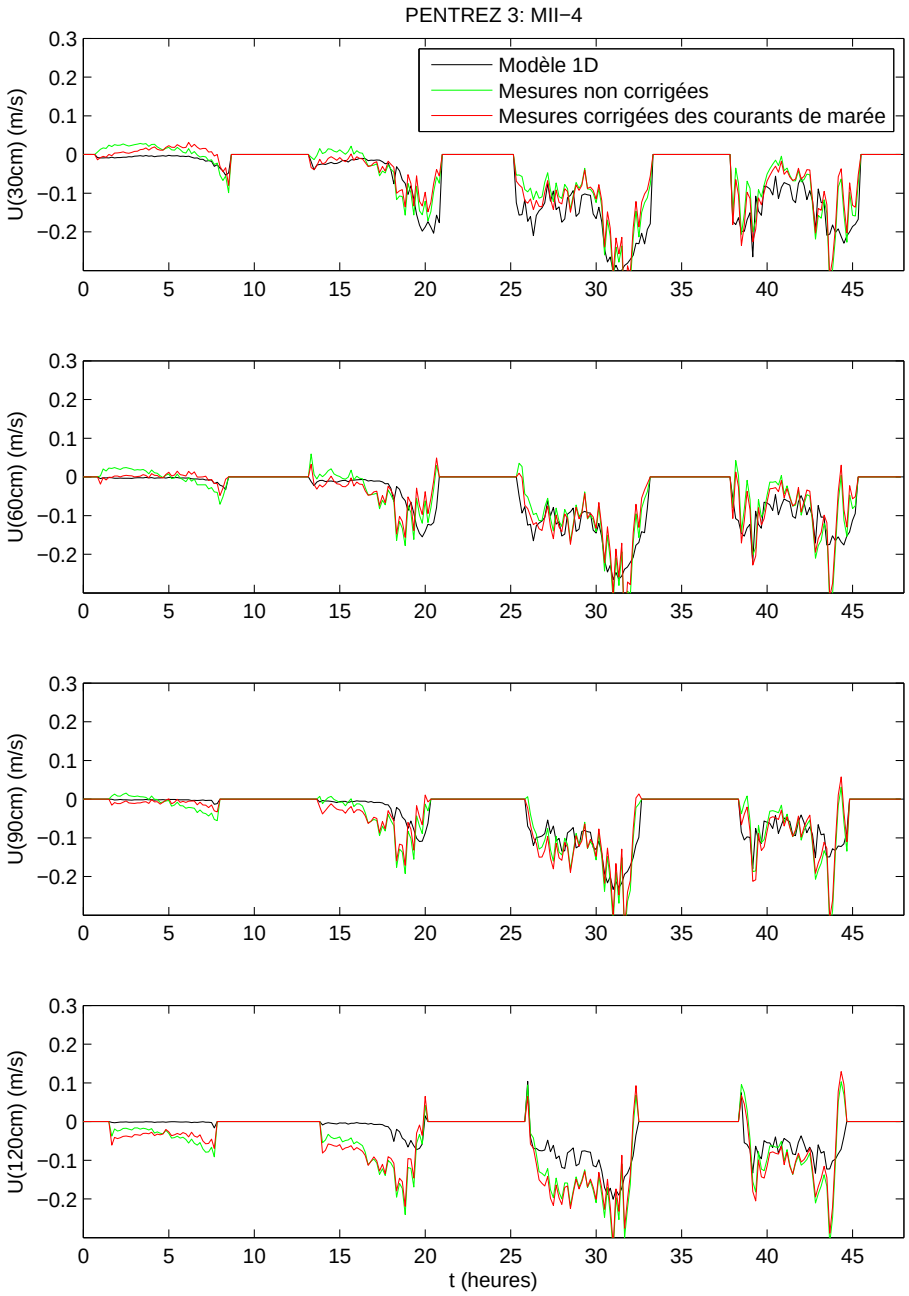


FIG. 4.31 – Séries chronologiques des vitesses horizontales moyennes à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#3.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

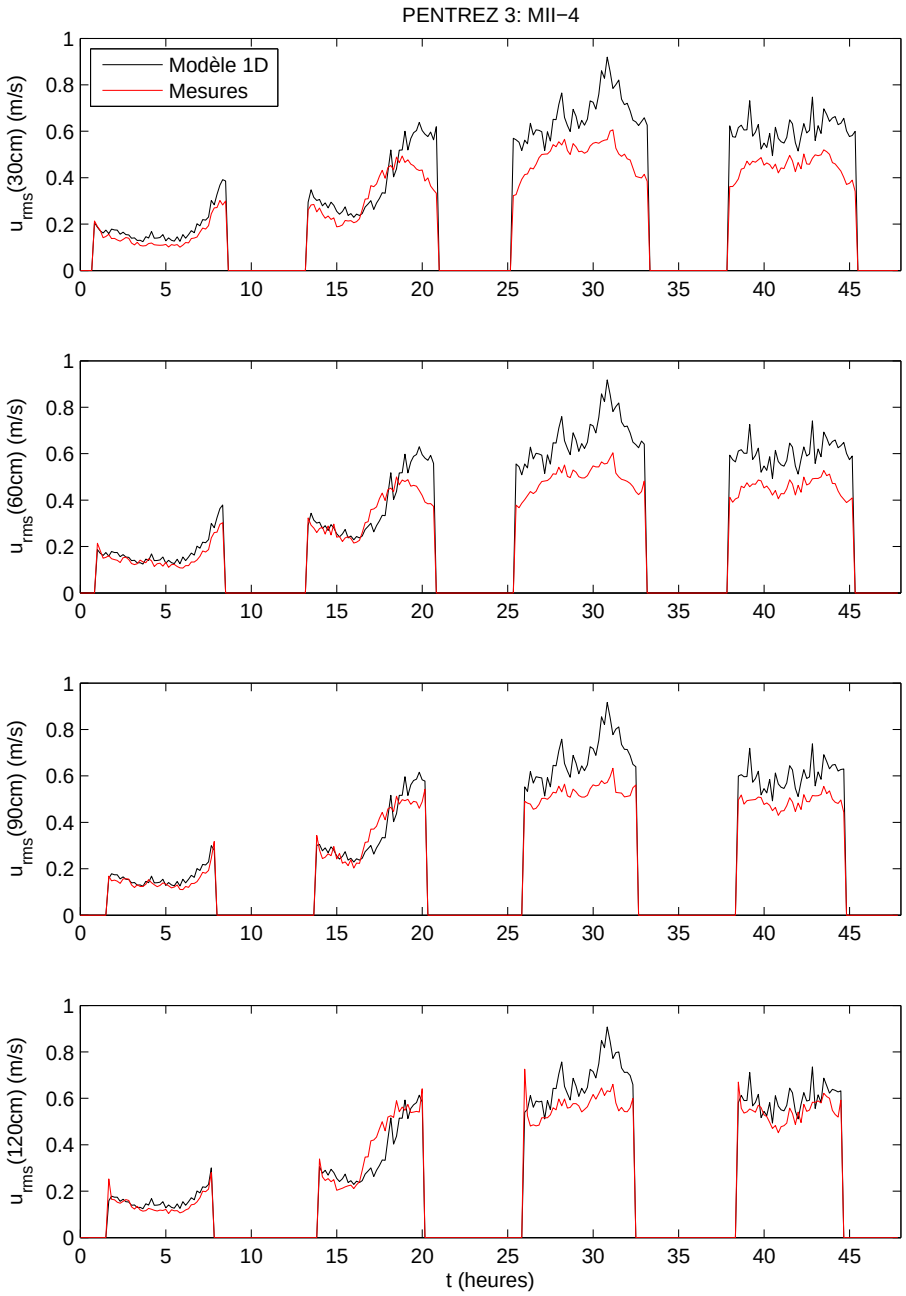


Fig. 4.32 – Séries chronologiques des vitesses horizontales RMS à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#3.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

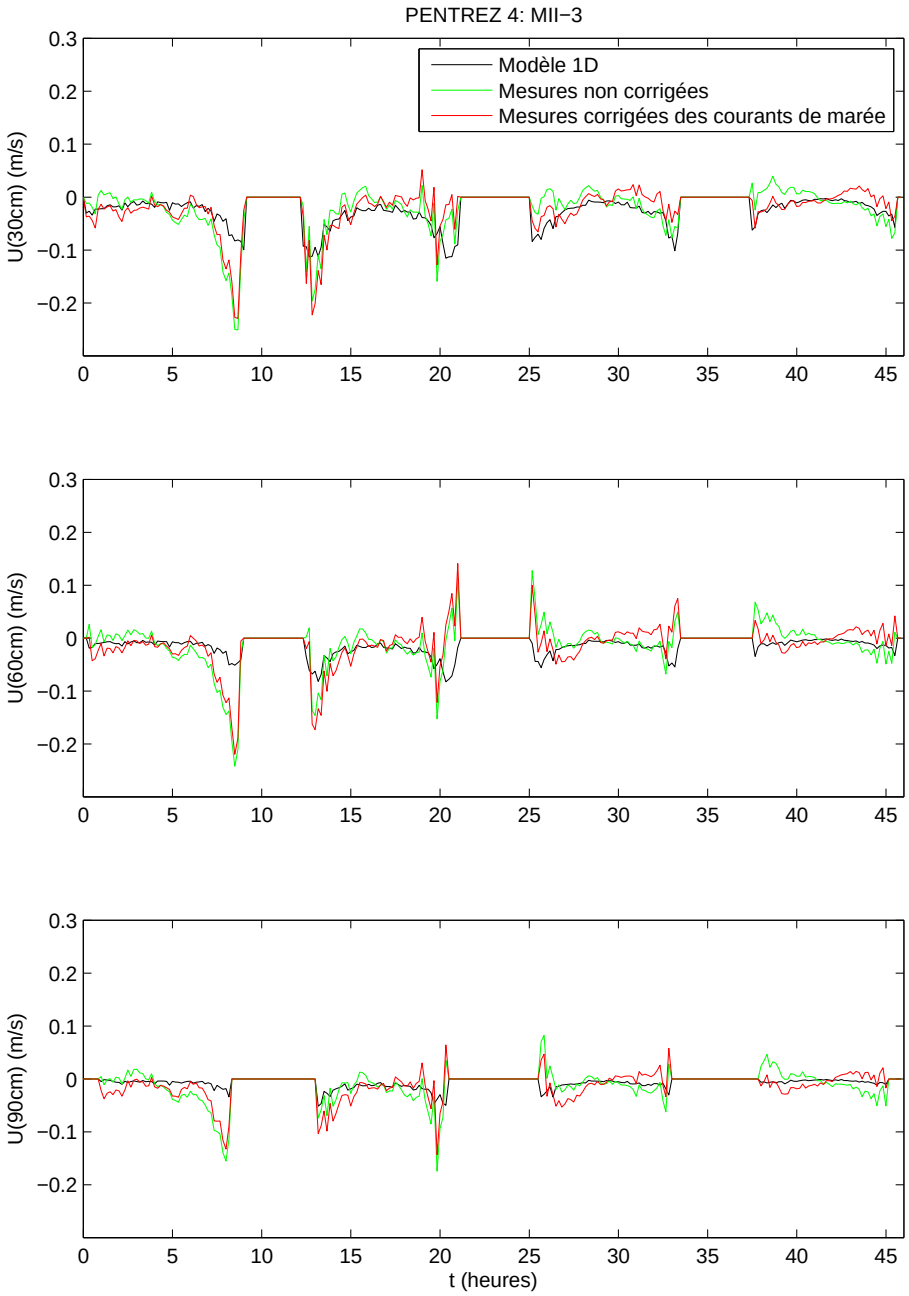


FIG. 4.33 – Séries chronologiques des vitesses horizontales moyennes à 30, 60 and 90 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#4.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

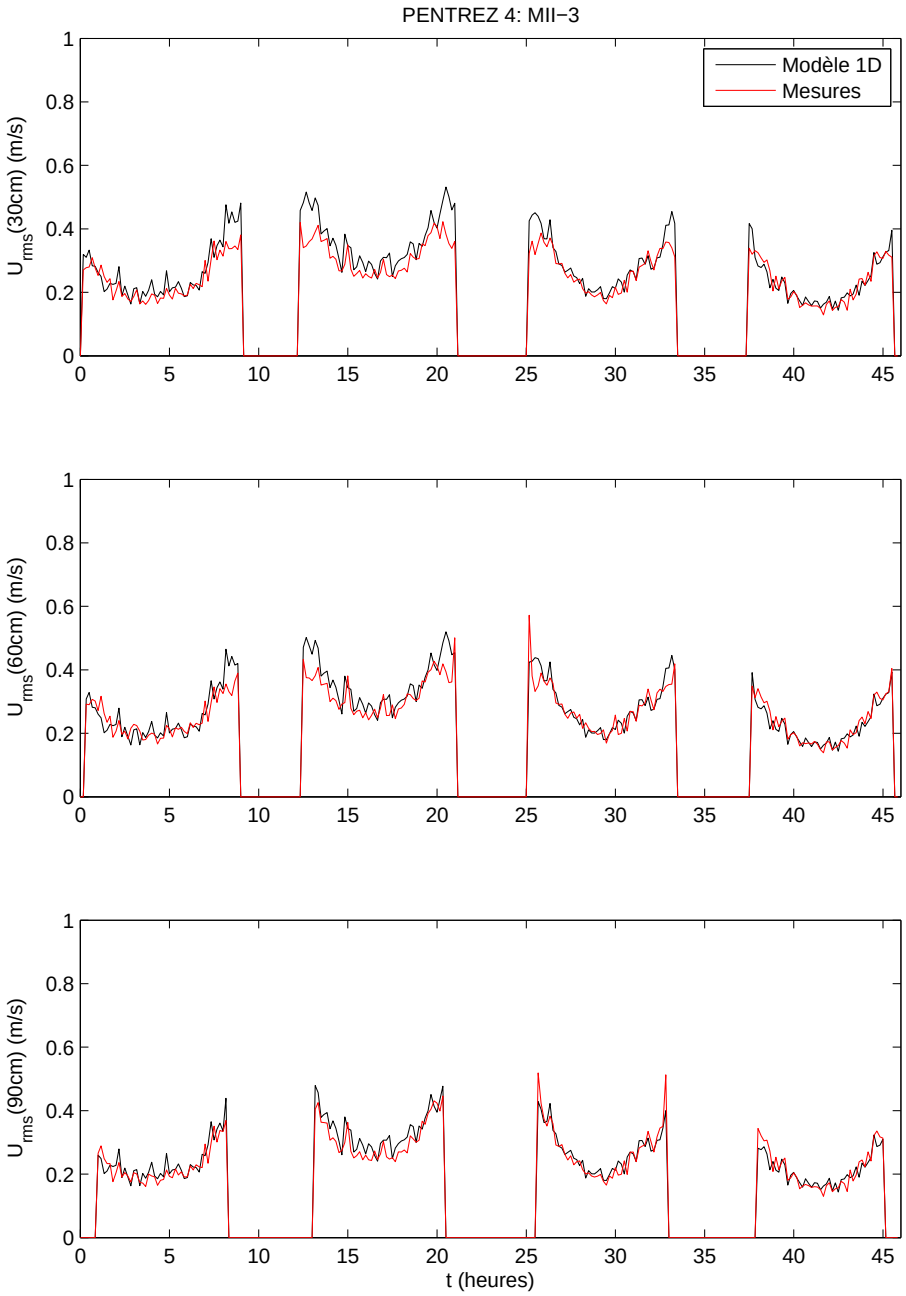


Fig. 4.34 – Séries chronologiques des vitesses horizontales RMS à 30, 60 and 90 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#4.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

moyen relatif pour les vitesses moyennes et 3, 4, 10 et 6 cm/s d'écart moyen relatif pour les vitesses RMS. Ces écarts sont tout à fait acceptables.

Les comparaisons entre les mesures et les modèles vertical et de Lynett nous montrent que les modèles reproduisent bien le courant de retour qui se met en place au fond aux environs de la zone de déferlement. Cependant, nous pouvons constater quelques lacunes quand le courant de retour est assez fort. Pour la vitesse RMS, nous avons une très bonne corrélation entre les mesures et les modèles, meilleure pour le modèle de Lynett.

Concentrations de sédiments en suspension (cas mono-classe)

La seconde phase consiste à valider les concentrations de sédiments dans le fluide. Pour cela, nous disposions de moins de mesures que lors de la phase précédente. En effet, lors de la campagne PENTREZ#1, nous ne possédions pas de dispositifs pour mesurer la concentration et, lors de la campagne PENTREZ#2, les OBS n'étaient pas assez sensibles pour mesurer les concentrations réelles. La validation du modèle ne pouvait donc se faire que sur les campagnes PENTREZ#3 et PENTREZ#4.

L'analyse des résultats des prédicteurs de rides nous montre que le régime de transport est différent au niveau des instruments déposés en zone intertidale. Pour la campagne PENTREZ#3, ces résultats nous indiquent un fond lisse, alors que pour la campagne PENTREZ#4, ils nous indiquent un fond ridé. Ces résultats sont très intéressants car ils nous permettent de caler les deux modes de transport. Pour la campagne PENTREZ#3, un coefficient $C_m = 0.015$ dans l'équation 2.110, obtenu après des itérations successives, nous a donné les meilleurs résultats dans le cas d'un fond lisse. Pour la campagne PENTREZ#4, l'utilisation de la formulation dans l'équation 2.115 nous a donné les meilleurs résultats dans le cas d'un fond ridé.

Les Figures 4.35 et 4.36 présentent les résultats sur les concentrations moyennes et RMS pour la campagne PENTREZ#3 à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond. Nous avons testé deux formulations différentes :

- le prédicteur R1 : R1 N,
- le prédicteur R2 : R2 N.

Ces deux formulations nous donnent une assez bonne corrélation entre les mesures et le modèle en ce qui concerne la concentration moyenne et nous constatons très peu de différences. En effet, pour cette série de mesures, étant en régime de "sheetflow", le choix du prédicteur n'intervient que sur le frottement exercé sur le fluide. Ce choix n'intervient pas directement dans l'équation 2.110.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

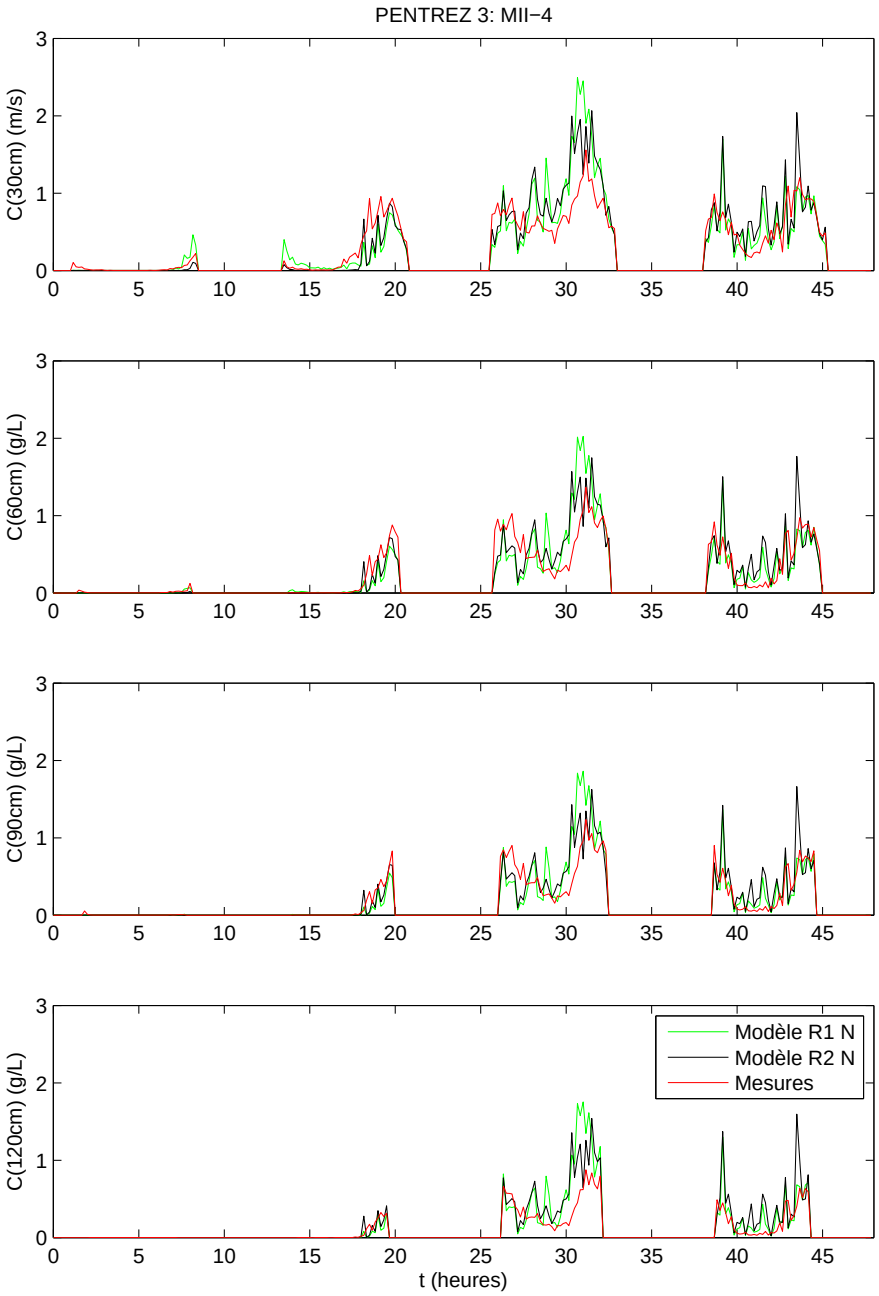


Fig. 4.35 – Séries chronologiques des CSS moyennes à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#3.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

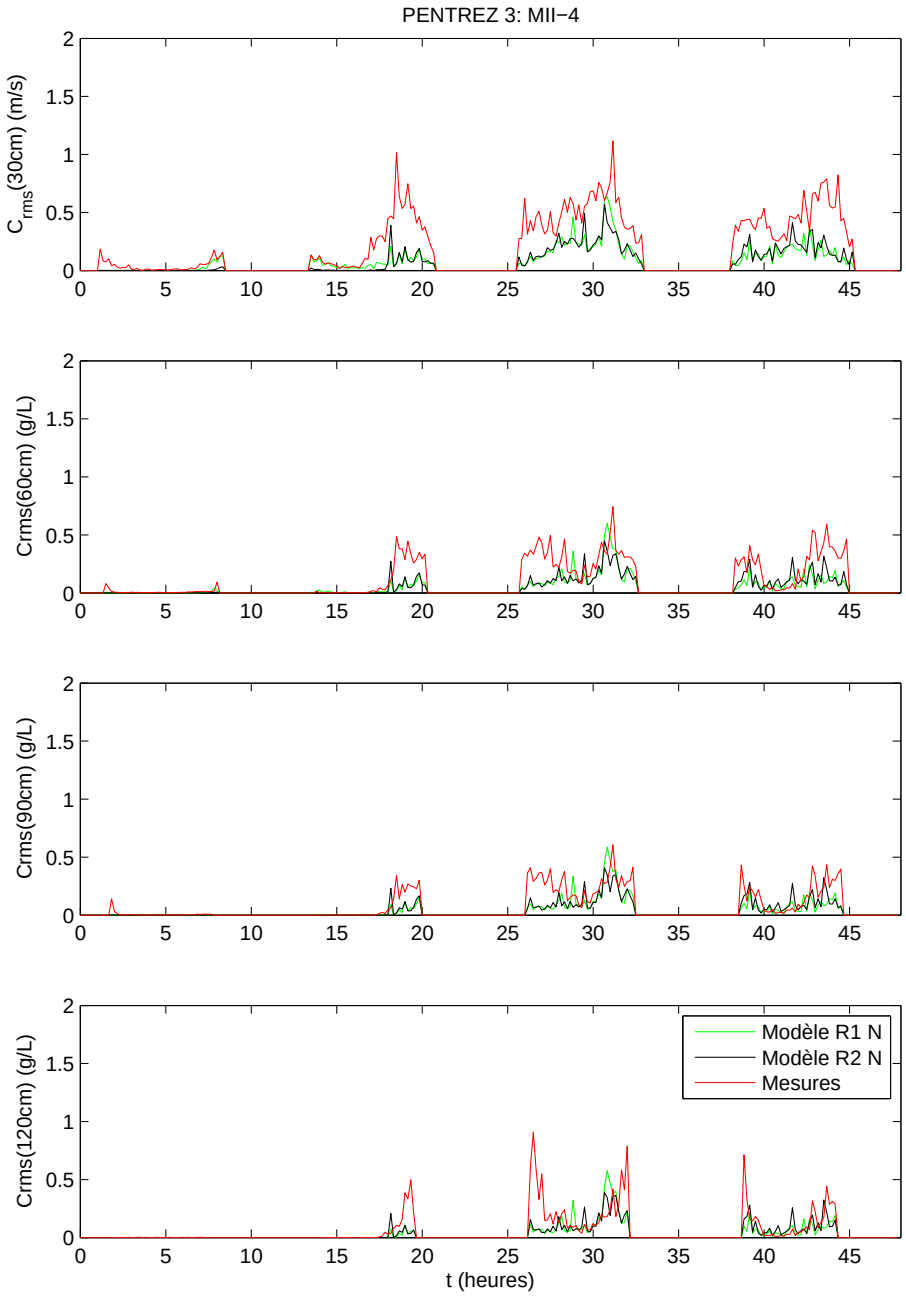


FIG. 4.36 – Séries chronologiques des CSS RMS à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#3.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

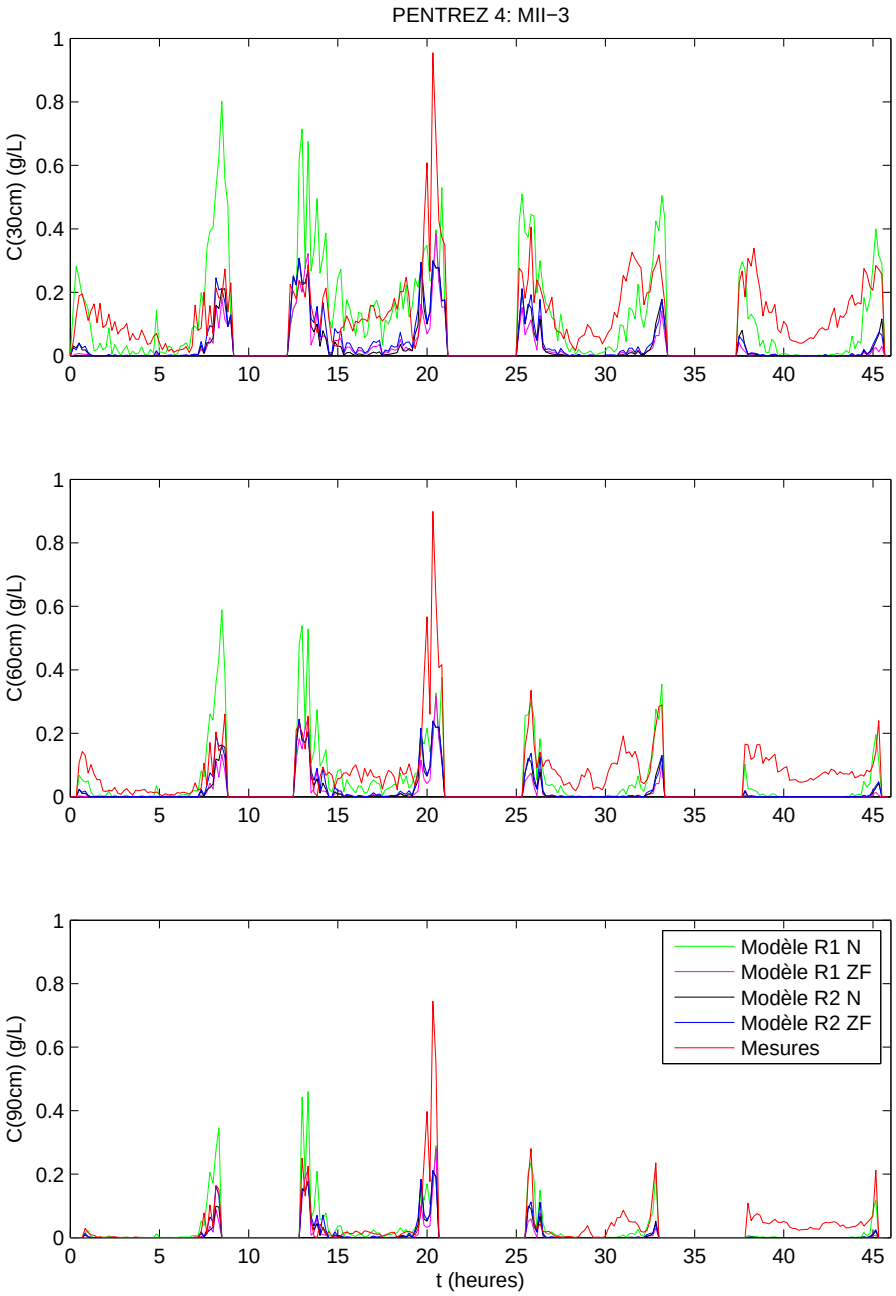


Fig. 4.37 – Séries chronologiques des CSS moyennes à 30, 60 et 90 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#4.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

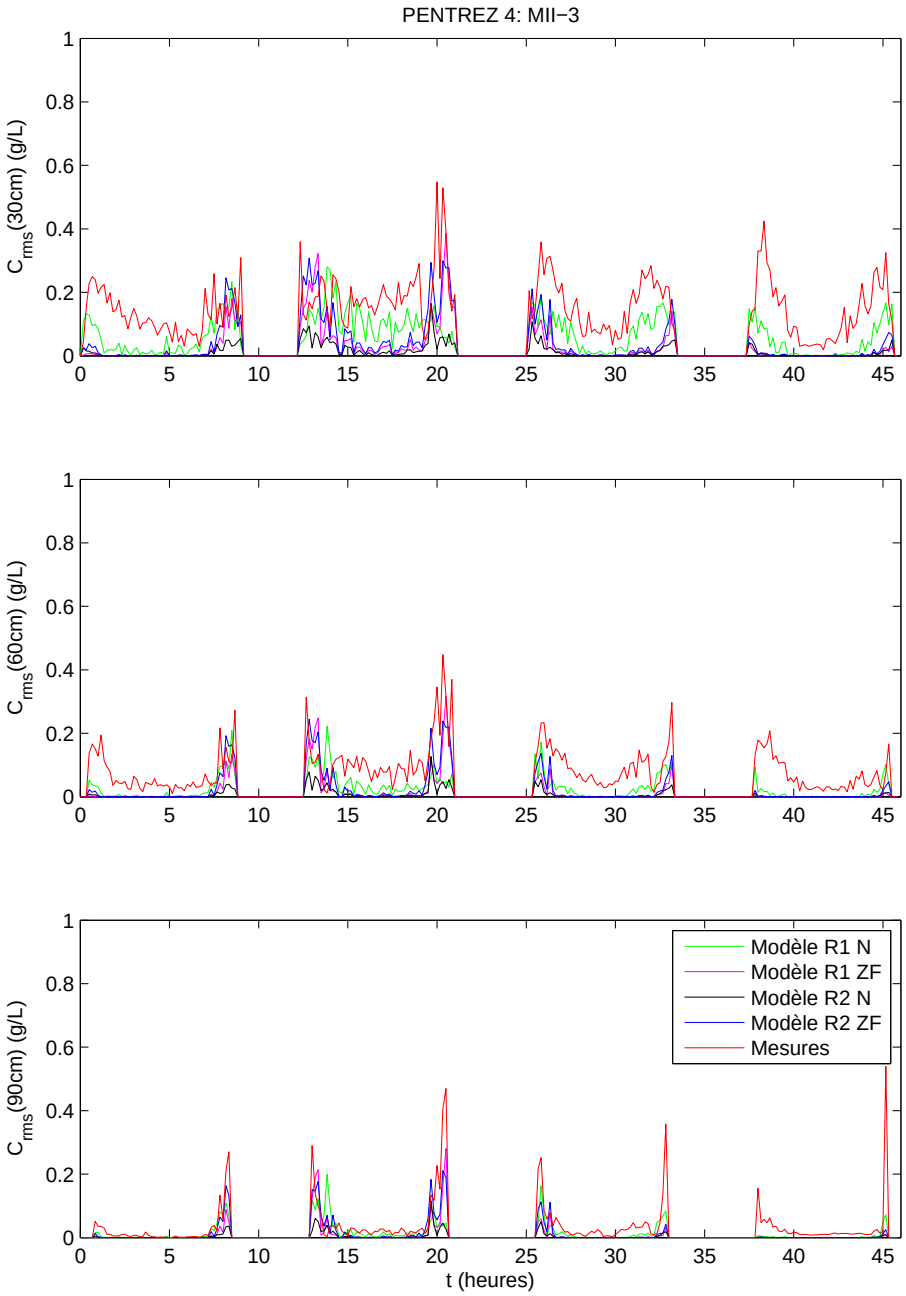


FIG. 4.38 – Séries chronologiques des CSS RMS à 30, 60 et 90 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#4.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Les Figures 4.37 et 4.38 présentent les résultats sur les concentrations moyennes et RMS pour la campagne PENTREZ#4 à 30, 60 et 90 cm au-dessus du fond. Nous avons testé quatre formulations différentes :

- le prédicteur R1 et la formulation de Nielsen (équation 2.115) : R1 N,
- le prédicteur R2 et la formulation de Nielsen (équation 2.115) : R2 N,
- le prédicteur R1 et la formulation de Zyserman et Fredsœ (équation 2.110) : R1 ZF,
- le prédicteur R2 et la formulation de Zyserman et Fredsœ (équation 2.110) : R2 ZF.

Nous avons obtenu les meilleurs résultats pour le prédicteur R1 et la formulation de Nielsen. Les trois autres formulations sous-estiment la concentration moyenne de sédiments en suspension. Comme pour Delta Flume, nous en concluons qu'il faut choisir la formulation des rides pour des vagues monochromatiques afin d'obtenir les meilleurs résultats.

Cependant, que ce soit pour PENTREZ#3 et PENTREZ#4, nous constatons que la concentration RMS modélisée est plus faible que celle qui est mesurée, malgré une bonne corrélation pour la concentration moyenne. Pour comprendre cela, nous avons effectué une étude spectrale des chroniques mesurées et modélisées.

Analyse spectrale des chroniques de vitesse et de concentration

Nous avons décidé de présenter un "burst" de la campagne PENTREZ#4 où la corrélation au point MII#3 entre valeurs moyennes mesurées et modélisées est correcte. Ceci est le cas pour $t = 26\text{h}10\text{mn}$. La hauteur des vagues H_{m_0} mesurée est de 0.69 m et est estimée à 0.72 m par le modèle.

La Figure 4.39 présente les profils, moyens et RMS, des vitesses et des concentrations. Comme constaté précédemment, les résultats du modèle pour la prévision du courant moyen, du courant orbital et de la concentration moyenne sont très satisfaisants. En revanche, nous observons que le modèle sous-estime la valeur de la concentration RMS. Afin d'étudier la cause de ce problème, nous avons tracé respectivement les spectres de hauteur des vagues, de vitesse et de concentration aux Figures 4.40, 4.41 et 4.42. Nous constatons également que le spectre des vagues et le spectre de courant sont très bien représentés par le modèle. Les pics maxima de ces spectres sont localisés vers 0.08 Hz, avec un étalement plus important de ce pic pour le modèle. Nous remarquons que les spectres de courant sont pratiquement identiques sur les trois paliers, ce qui confirme que la vitesse orbitale est quasiment constante sur la verticale. En ce qui concerne le spectre de concentration, le modèle reproduit la présence du pic maximal vers 0.016 Hz. Nous constatons, en analysant le spectre, que le mouvement des sédiments se fait à une

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

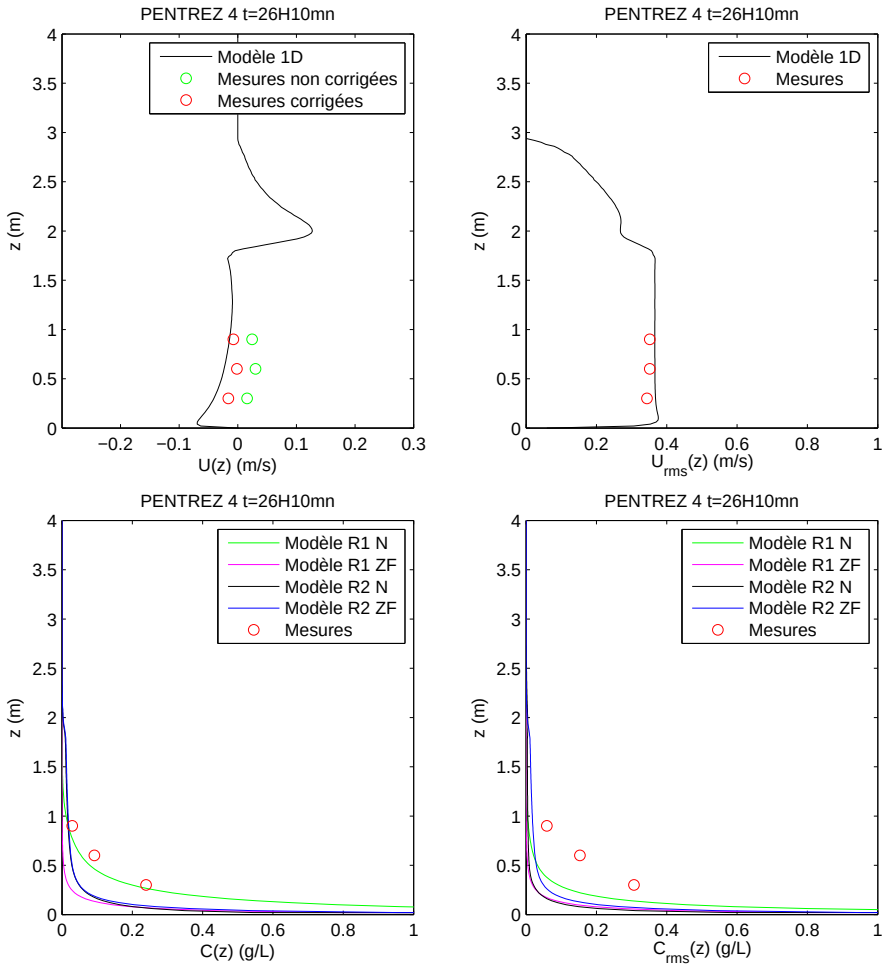


FIG. 4.39 – Profils verticaux de vitesses moyennes et RMS mesurés et calculés par le modèle vertical de turbulence au point MII#3 à t = 26h10mn au cours de la campagne PENTREZ#4.

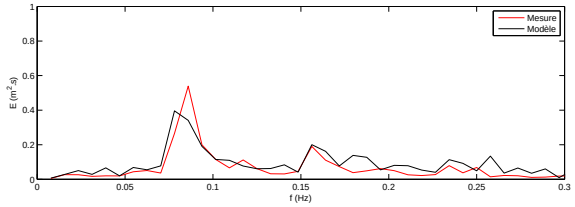


FIG. 4.40 – Spectres de hauteur des vagues mesuré et calculé par FUNWAVE au point MII#3 à t = 26h10mn au cours de la campagne PENTREZ#4.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

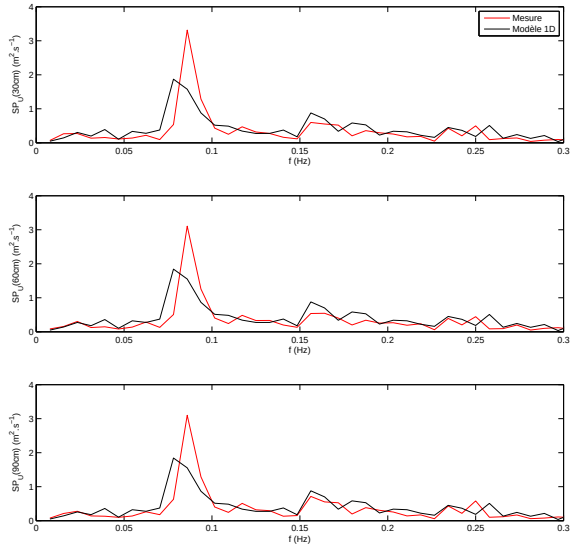


Fig. 4.41 – Spectres de vitesse mesurés et calculés par le modèle vertical de turbulence au point MII#3 à $t =$ 26h10mn au cours de la campagne PENTREZ#4.

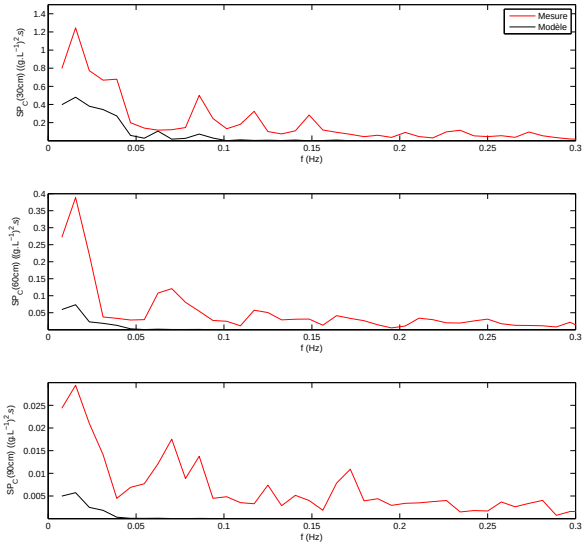


Fig. 4.42 – Spectres de concentration mesurés et calculés par le modèle vertical de turbulence au point MII#3 à $t =$ 26h10mn au cours de la campagne PENTREZ#4.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

fréquence plus basse que celle des vagues, entre 0.08 Hz et 0.4 Hz. Ceci représente le passage d'un groupe de vagues, entre 2 et 10 vagues plus exactement. Cela montre que c'est la passage de groupes de vagues qui influent majoritairement sur la variation des concentrations de sédiments en suspension. Cependant, nous constatons que l'amplitude prédite par le modèle associée à chaque fréquence est plus faible que pour les mesures. Nous pouvons expliquer ce phénomène de deux manières différentes :

- L'OBS est un appareil assez sensible. En effet, nous avons constaté lors de l'étalonnage de ce capteur, dans une enceinte circulaire munie d'un mélangeur contenant un mélange eau-sable à concentration constante, que la valeur indiquée oscille fortement. Il est nécessaire d'effectuer une moyenne pendant au moins 30 secondes pour obtenir une valeur stable.
- Le schéma de résolution du modèle vertical est explicite. Ce genre de modèle étant assez dissipatif, les variations de concentrations associées aux hautes fréquences sont donc atténuées par le modèle.

Dans la suite, l'évolution morphologique étant un phénomène présent à une échelle de temps plus grande que celles des vagues, nous avons supposé que la sous-estimation de la variation de la concentration par le modèle n'était pas importante.

Concentrations de sédiments en suspension (cas multi-classe)

Diamètre de la classe D_i en μm	Fréquence de la classe f_i
103	25.0%
144	50.0%
204	25.0%

TAB. 4.4 – Distribution granulométrique en 3 classes.

Dans cette partie, nous voulons étudier l'effet de la prise en compte d'un sédiment hétérogène au fond sur le calcul des concentrations de sédiment en suspension dans le modèle vertical. Nous nous plaçons dans les simulations réalisées avec le prédicteur de ride de Nielsen pour des vagues monochromatiques.

Pour prendre en compte un sédiment hétérogène, il faut considérer qu'il est composé de plusieurs classes granulométriques. A partir de la courbe granulométrique présentée à la Figure 3.11, nous déterminons deux types de distribution :

- une distribution avec 3 classes granulométriques présenté au Tableau 4.4.
- une distribution avec 10 classes granulométriques présenté au Tableau 4.5.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Diamètre de la classe D_i en μm	Fréquence de la classe f_i
71	1.5%
90	9.5%
112	10.5%
142	51.4%
180	13.8%
225	5.5%
282	3.1%
357	2.2%
450	1.4%
565	1.0%

Tab. 4.5 – Distribution granulométrique en 10 classes.

qui vont conduire à deux simulations différentes. Ces deux distributions possèdent une classe majoritaire centrée sur le diamètre médian d_{50}.

Nous avons effectué deux simulations pour PENTREZ#3 et deux simulations pour PENTREZ#4 en considérant 3 et 10 classes. Sur les Figures 4.43 et 4.44, nous représentons respectivement le résultat des calculs des concentrations totales moyennes pour PENTREZ#3 et PENTREZ#4. Nous constatons que les résultats sont meilleurs dans le cas d'une seule classe. Les concentrations sont d'autant plus fortes que le nombre de classes augmente. Ceci est normal, car il faut noter que le calage du modèle vertical a été effectué dans le cas monoclasse.

Afin de comparer la prédominance de certaines classes en suspension, nous avons calculé les fractions moyennes $\bar{F}_i$ de chaque classe de sédiments en suspension :

$$\bar{F}_i(z) = \int_{\text{temps}} \frac{C_i(z,t) f_i}{C(z,t)} \tag{4.7}$$

et nous avons reproduit, dans les Tableaux 4.6 et 4.7, ces fractions aux différentes altitudes au-dessus du fond. Ces tableaux nous indiquent une forte proportion des classes les plus fines. Nous constatons également que la fraction de la classe la plus fine augmente avec la profondeur et que les fractions des autres classes diminuent avec elle.

Les mesures effectuées ne permettent pas de vérifier la cohérence de ces résultats. Pour cela, il aurait fallu coupler un dispositif permettant un échantillonnage granulométrique des sédiments en suspension avec la mesure des concentrations. Ceci nous aurait permis

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

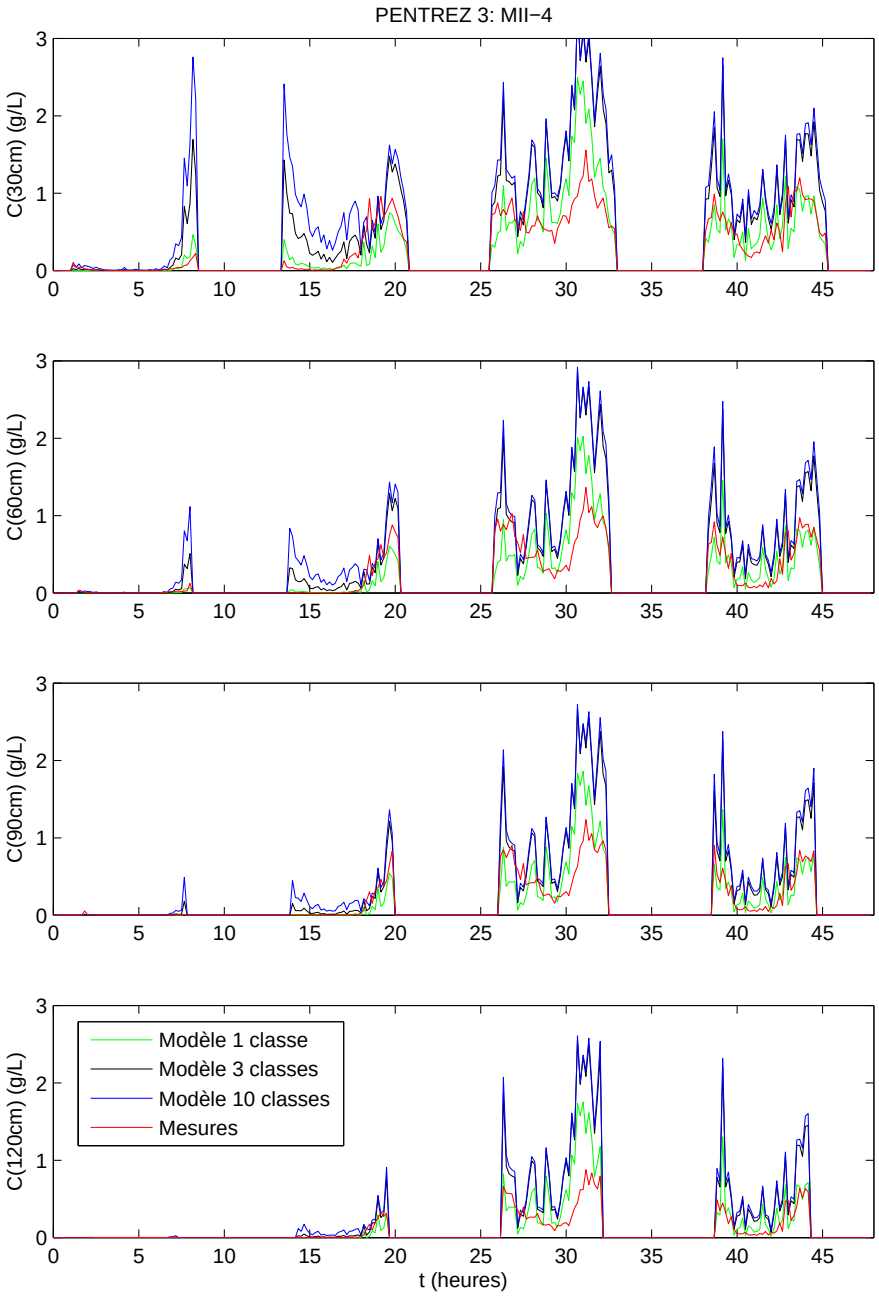


FIG. 4.43 – Séries chronologiques des CSS moyennes à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence pour les diverses distributions de tailles considérées au cours de la campagne PENTREZ#3.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

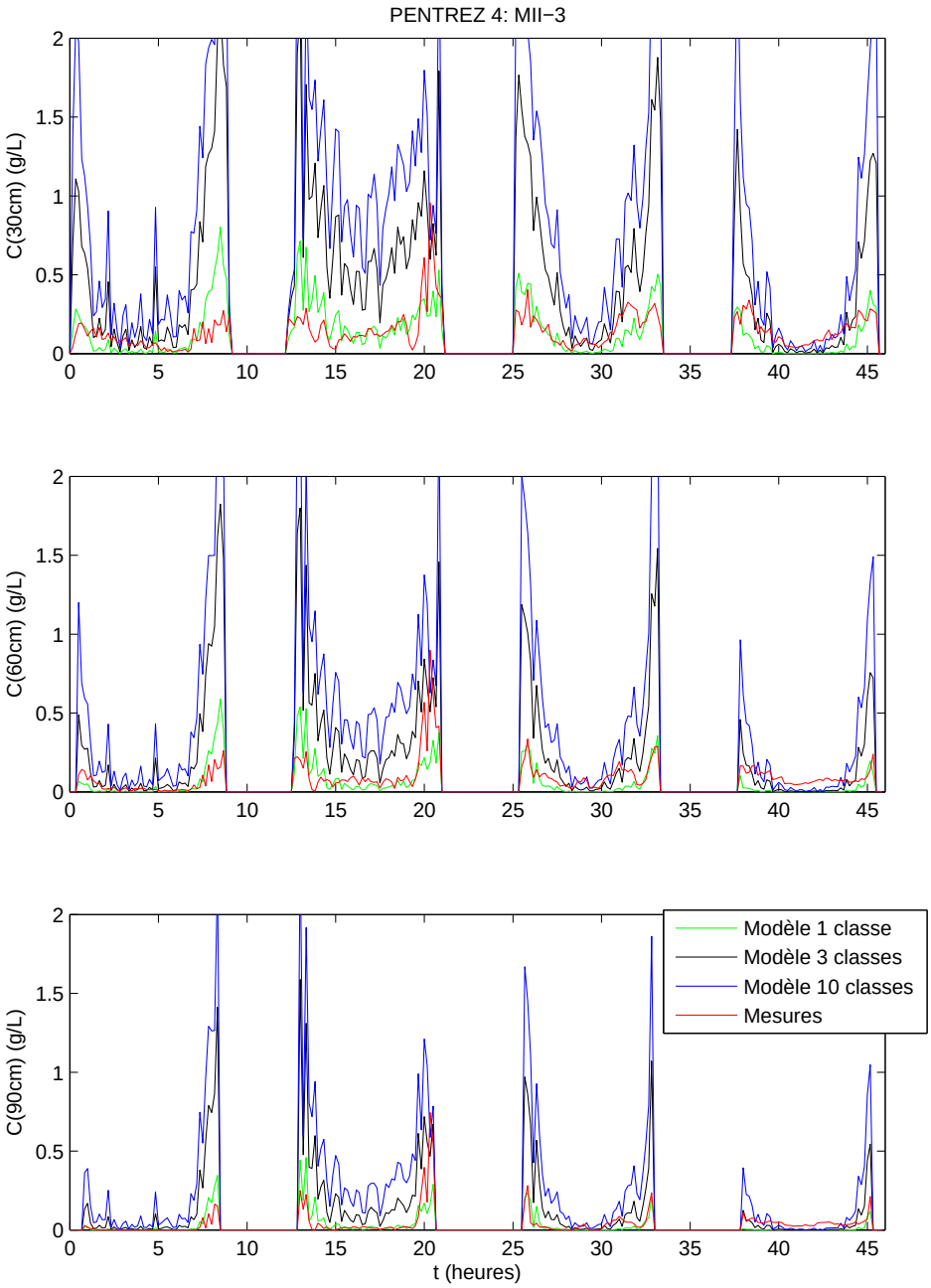


Fig. 4.44 – Séries chronologiques des CSS moyennes à 30, 60 et 90 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence pour les diverses distributions de tailles considérées au cours de la campagne PENTREZ#4.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

de savoir s'il fallait considérer des phénomènes de pavage dans notre méthode de calcul des concentrations de sédiments en suspension.

Diamètre D_i en μm	103	144	204
Fréquence f_i du substrat	25.0%	50.0%	25.0%
$\bar{F}_i$(30cm) PENTREZ#3	80.3%	19.0%	0.8%
$\bar{F}_i$(60cm) PENTREZ#3	83.1%	16.4%	0.6%
$\bar{F}_i$(90cm) PENTREZ#3	84.0%	15.5%	0.5%
$\bar{F}_i$(120cm) PENTREZ#3	84.4%	15.1%	0.5%
$\bar{F}_i$(30cm) PENTREZ#4	88.5%	11.3%	0.2%
$\bar{F}_i$(60cm) PENTREZ#4	92.7%	7.2%	0.1%
$\bar{F}_i$(90cm) PENTREZ#4	94.9%	5.0%	0.1%

TAB. 4.6 – Proportion de chacune des 3 classes de particules dans les sédiments de fond et en suspension à différents niveaux au-dessus du fond.

Diamètre D_i en μm	71	90	112	142	180	225	282	357	450	565
Fréquence f_i du substrat	1.5%	9.5%	10.5%	51.4%	13.8%	5.5%	3.1%	2.2%	1.4%	1.0%
$\bar{F}_i$(30cm) PENTREZ#3	25.1%	41.3%	14.3%	18.2%	1.0%	0.1%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%
$\bar{F}_i$(60cm) PENTREZ#3	30.2%	39.8%	13.1%	16.1%	0.8%	0.1%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%
$\bar{F}_i$(90cm) PENTREZ#3	33.8%	37.6%	12.4%	15.4%	0.8%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%
$\bar{F}_i$(120cm) PENTREZ#3	36.4%	35.5%	12.1%	15.2%	0.7%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%
$\bar{F}_i$(30cm) PENTREZ#4	33.6%	48.4%	10.4%	7.3%	0.2%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%
$\bar{F}_i$(60cm) PENTREZ#4	40.7%	47.1%	7.8%	4.2%	0.1%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%
$\bar{F}_i$(90cm) PENTREZ#4	46.4%	44.7%	6.1%	2.8%	0.1%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%	0.0%

TAB. 4.7 – Proportion de chacune des 10 classes de particules dans les sédiments de fond et en suspension à différents niveaux au-dessus du fond.

Dans cette sous-section, nous avons donc montré que le modèle vertical reproduisait bien la structure verticale des vitesses et des concentrations dans la colonne d'eau. Notre modèle morphodynamique a donc réussi avec succès la troisième étape de validation. Nous sommes passés à la dernière étape : la validation de l'évolution morphologique.

4.3.4 Taux de transport et évolution morphologique

Pour calculer l'évolution morphologique lors des campagnes PENTREZ#3 et PENTREZ#4, nous avons utilisé les mêmes conditions de modélisation que précédemment, a savoir un pas dx = 1 m, un pas dt = 0.0625 s et un pas Δt = 600 s. Nous avons ensuite calculé les trois composantes des taux de transport en suspension, données par le modèle vertical aux points MII#4 et MII#3. Celles-ci sont présentées aux Figures 4.45 et 4.46. Les tendances pour la résultante des taux de transport ne sont pas très claires car ces taux sont très variables. Nous pouvons affirmer cependant, pour la campagne PENTREZ#3,

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

que la composante $\bar{q}_{su}$ prédomine légèrement sur $\bar{q}_{sw}$ et $\bar{q}_{sl}$, ce qui signifie une érosion. Pour la campagne PENTREZ#4, la composante $\bar{q}_{su}$ est prédominée légèrement par $\bar{q}_{sw}$ et $\bar{q}_{sl}$, ce qui signifie une accrétion.

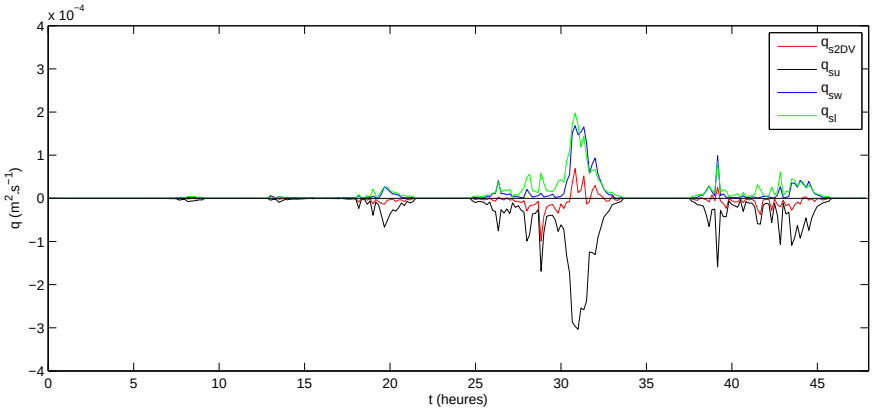


Fig. 4.45 – Différentes contributions et transport total de sédiments en suspension calculés par FUNBEACH 2DV au cours de la campagne PENTREZ#3.

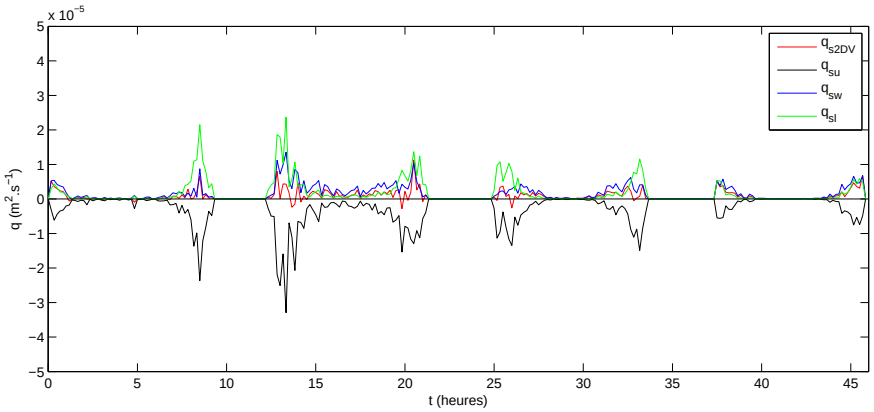


Fig. 4.46 – Différentes contributions et transport total de sédiments en suspension calculés par FUNBEACH 2DV au cours de la campagne PENTREZ#4.

Le taux de transport $q_{1\mathrm{DH}}$ calculé avec la formule de Bailard, présentées aux Figures 4.47 et 4.48 confirment ces tendances. La formule de Bailard, utilisée avec les valeurs des coefficients $\varepsilon_c = 0.1$ et $\varepsilon_s = 0.02$, est du même ordre de grandeur que le taux de transport $q_{2\mathrm{DV}}$ calculé par le modèle vertical. Nous avons donc conservé ces paramètres, étant donné qu'une tentative de calage entre les deux modèles serait aberrante.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

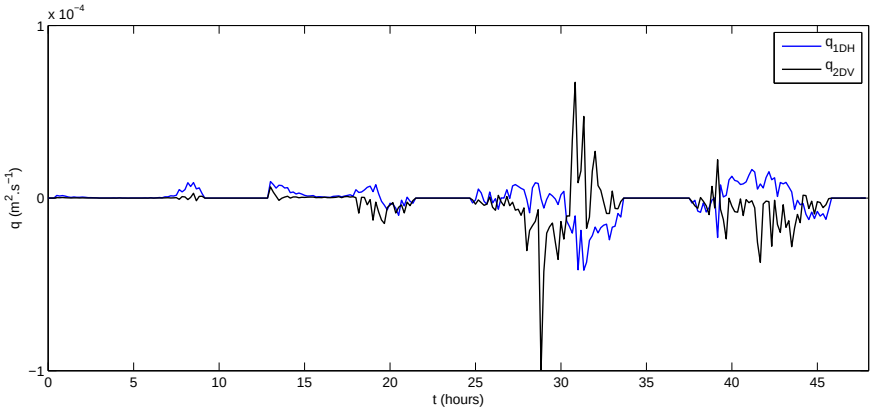


FIG. 4.47 – Résultats de l'ajustement du modèle 1DH sur le modèle 2DV au cours de la campagne PENTREZ#3.

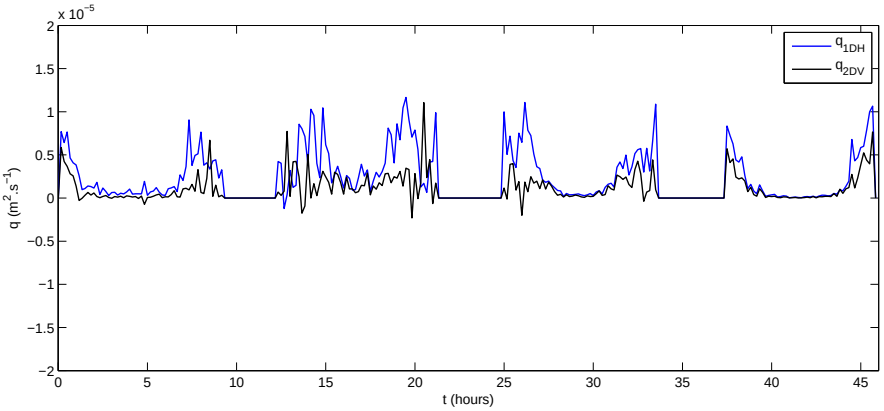


FIG. 4.48 – Résultats de l'ajustement du modèle 1DH sur le modèle 2DV au cours de la campagne PENTREZ#4.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

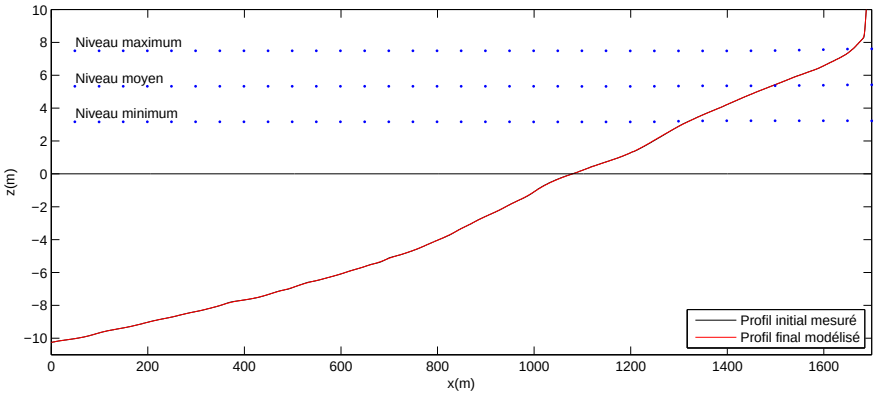


Fig. 4.49 – Evolution temporelle du profil de plage prédite par le modèle morphodynamique 1DH au cours de la campagne PENTREZ#3.

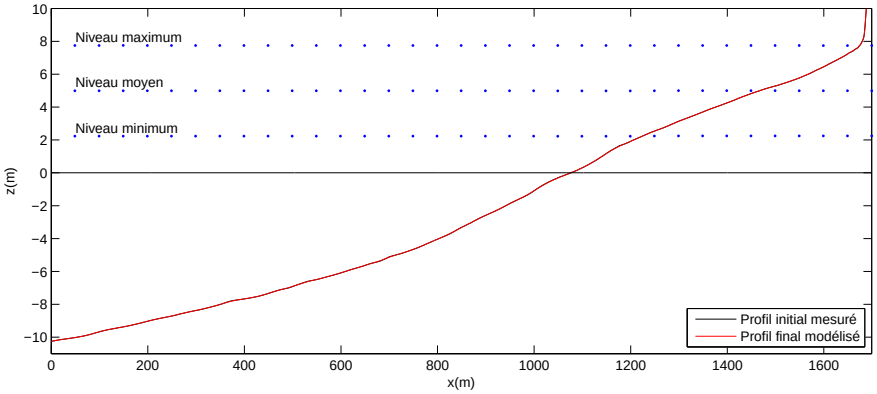


Fig. 4.50 – Evolution temporelle du profil de plage prédite par le modèle morphodynamique 1DH au cours de la campagne PENTREZ#4.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Pour calculer l'évolution morphologique, nous avons uniquement utilisé le modèle FUNBEACH 1DH. Ces simulations reproduisent 48 heures d'évolution, soit 4 cycles de marée. Sur le calculateur CAPARMOR, chaque simulation de 48 heures (288 pas de temps) est obtenue en 3 heures. Nous osons à peine imaginer le temps que cela prendrait si nous utilisions le modèle vertical sur les 1700 points du profil.

Les Figures 4.49 et 4.50 montrent les résultats de ces simulations. Ces résultats sont rassurants : ils confirment l'hypothèse faite au départ : la plage bouge très peu pendant les mesures. Nous avons relevé au maximum une variation sur l'axe des z de 2 cm.

Dans cette section, nous avons montré la validation de notre modèle morphodynamique avec les mesures sur sites réels. Nous allons discuter dans la section suivante les limites de notre modélisation en ce qui concerne la prévision morphologique.

4.4 Discussion

La comparaison des mesures avec le modèle soulève deux problèmes par rapport à la reproduction des phénomènes naturels. D'une part, la migration de la barre vers la côte, dans le test 1c de DELTAFLUME'93, est mal estimée par le modèle si on ne vient pas diminuer l'amplitude de la vitesse prédite. Comme nous l'avons signalé dans la sous-section 2.2.1, certains introduisent le terme d'accélération du fluide d'Hoefel et Elgar (2003, [57]) pour caler le mouvement de la barre vers la côte en période de beau temps, et ainsi combler les lacunes des modèles (Thornton *et al.*, 1996, [150], Gallagher *et al.*, 1998, [46]). Cependant, comme l'ont affirmé Long *et al.* (2006, [84]), il est préférable d'introduire des formulations plus réalistes du transport plutôt que d'intégrer cet artefact qui n'a aucun fondement physique. D'autre part, le modèle ne reproduit pas les mouvements sédimentaires quand il y a peu d'eau. L'interpolation que l'on fait à partir du "run-down" au "run-up" n'est donc pas correcte vis-à-vis de ce qui se passe réellement dans la zone de "swash". Il aurait donc fallu mettre en place une autre paramétrisation du transport dans cette zone, ou quelque chose de schématique (Masselink, 2004, [93]) ou basé sur des mesures (Fisher et O'hare, 1996, [42], Fisher *et al.*, 1997, [43]). Nous devons donc garder à l'esprit ces deux limites à notre modèle et analyser les résultats des études numériques avec un regard critique.

La comparaison des deux modèles avec les mesures nous a montré que seul le modèle FUNBEACH 1DH était applicable pour effectuer de la prévision morphologique. Ces deux exemples nous ont montré qu'il était préférable d'utiliser des formules simples de

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

transport, ne faisant intervenir que peu de paramètres. La formule de Bailard, calée sur des mesures, ne permet toutefois pas la prévision parfaite des évolutions. Nous arrivons seulement à reproduire que des tendances d'accrétion, d'érosion ou de non-évolution.

Nous aurions pu penser qu'utiliser un modèle de turbulence affinerait, les résultats mais ce n'est pas le cas. Ce modèle est peut-être intéressant pour comprendre les processus dans la colonne d'eau mais, le temps de calcul nécessaire étant trop important, son utilisation reste difficile pour calculer l'évolution du fond. De plus, les courbes de transport obtenues sont très bruitées, ce qui signifie que les résultats bruts sont assez discutables. Nous pouvons toujours lisser les résultats mais est-ce vraiment représentatif de la réalité ? L'idéal aurait été de développer un modèle effectuant un compromis entre les deux. Il s'agirait d'un modèle de turbulence plus simple prenant en compte les résultats du modèle de Lynett en résolvant par exemple analytiquement le profil de viscosité au fond. C'est une piste à suivre mais il n'y a pas de certitude quant à la validité des résultats obtenus.

Dans ce chapitre, le modèle FUNBEACH 1DH a été calé sur les essais réalisés à Delft et sur la plage de Pentrez. Il nous a permis de distinguer deux environnements différents qui ne répondent pas de la même façon :

- sans marnage : nous avons existence d'une barre qui évolue selon les conditions hydrodynamiques. De fortes vagues vont déplacer la barre vers le large alors que de faibles vagues vont la ramener vers la côte.
- avec un fort marnage : pour des hauteurs de vagues équivalentes au cas précédent, la plage est stable. Le marnage a tendance à étaler l'énergie des vagues.

Dans le chapitre suivant, nous allons analyser plus précisément l' influences des vagues et de la marée, en utilisant la modélisation 1DH mise en place et en faisant varier divers paramètres.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Chapitre 5

Etude numérique de l'influence des vagues et de la marée sur la morphodynamique des plages

5.1 Introduction

Sur la base d'une série d'observations en nature sur les côtes australiennes, Masselink et Short (1993, [95]) donnent une vision descriptive, sous forme d'un abaque, de l'influence respective des vagues et de la marée (Figure 1.6). L'objectif du présent chapitre est d'effectuer un panel d'expériences numériques et d'en analyser les résultats à la manière de Masselink et Short (1993, [95]). Cette démarche considère des profils de plage initiaux idéalisés uniformes et le profil initial réel correspondant à la plage de Pentrez. Des jeux de simulations à l'aide du modèle numérique FUNBEACH 1DH avec diverses combinaisons des paramètres suivants :

- hauteur des vagues au large qui influe sur la hauteur des vagues au déferlement ;
- marnage ;
- type de spectre des vagues qui conditionne la hauteur des vagues au déferlement et la période des vagues ;
- pente de la plage qui, combinée à la hauteur des vagues au large, influe sur la hauteur des vagues au déferlement ;
- granulométrie qui joue sur la vitesse de chute,

influençant les nombres Ω et RTR sont ainsi effectués.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

5.2 Simulations sur une plage uniforme

Pour pouvoir faire varier proprement ces 5 paramètres, nous avons fait le choix d'effectuer des expériences numériques sur une plage plane de pente et de granulométrie constante, en utilisant les coefficients de calage du chapitre précédent. Cette plage est soumise au même état de mer pendant toute la simulation. Seul le niveau marin varie au cours du temps. L'objectif est d'analyser, pour une situation donnée, comment et quelles sont les formes sableuses qui se mettent en place dans un environnement semi-diurne.

Il y a deux façons de pendre en compte la marée. Soit nous supposons que le marnage est constant, soit nous considérons l'asymétrie morte-eau vive-eau. Le modèle descriptif de Masselink et Short (1993, [95]) ne tenant pas compte de cette asymétrie et désirant limiter le nombre de paramètres à étudier, nous avons d'abord choisi dans nos expériences numériques de considérer un marnage constant.

5.2.1 Onde de marée sinusoïdale

Méthode retenue

Dans nos expériences numériques, nous avons souhaité recentrer notre étude sur la hauteur des vagues au large et le marnage car ils nous apparaissent être les paramètres clés. Pour cela, nous avons effectué une série de simulation de référence en faisant varier la hauteur des vagues au large et le marnage. Pour cette série, nous avons choisi un spectre de vague caractérisant une période de beau temps, une pente de la plage β_p de 1% et un diamètre d_{50} de 0.144 mm. 35 simulations sont alors réalisées en faisant varier la hauteur des vagues de 0.4 m à 2 m par pas de 0.4 m et le marnage de 0 m à 6 m par pas de 1 m. Nous avons fixé le niveau moyen à $z = 5$ m et modélisé la plage à partir de $z = -10$ m jusqu'à $z = 10$ m. Le pas spatial dx retenu étant de 1 m, cela implique 2000 points de calcul.

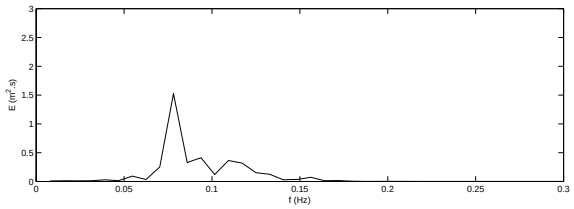


Fig. 5.1 – Spectre de hauteur des vagues choisie pour les simulations de beau temps.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Pour les conditions réalistes de beau temps, nous avons choisi un enregistrement effectué au large lors de la campagne PENTREZ#4 et qui, après traitement, donné des vagues de hauteur significative $H_{m_0} = 0.80$ m et de période de pic $T_p = 14.3$ s. Le spectre de cet enregistrement est présenté à la Figure 5.1. La hauteur des vagues désirée en entrée du modèle (de 0.40 m à 2.0 m) est obtenue en multipliant l'ensemble de l'enregistrement par le coefficient adéquat.

Cette plage est supposée soumise au même état de mer et au même marnage pendant toute la simulation. Pour cela, la chronique des vagues est répétée tous les pas de temps $\Delta t = 10$ mn après une actualisation du niveau marin et de la bathymétrie. Nous supposons alors que l'onde de marée est une onde sinusoïdale de période $T = 12\text{H}25$ (onde M2). Nous avons décidé d'effectuer une simulation pendant 14 cycles de marée, ce qui représente un peu plus d'une semaine de simulation (7 jours et 5H50 exactement soit 1045 pas de temps Δt). Cette période de temps permet de générer des formes sableuses significatives.

Cette série de simulation va nous permettre de pouvoir analyser l'influence de la hauteur des vagues au large, du marnage et de la combinaison de ces deux paramètres sur la morphologie des plages sableuses. Pour étudier l'influence de l'un des trois autres paramètres, nous le faisons varier sur plusieurs valeurs et nous effectuons la même série de simulation combinant marnage et hauteur des vagues au large. Nous avons testé de cette façon l'influence du spectre, de la pente et de la granulométrie. L'ensemble de ces simulations va nous permettre de conclure sur l'influence de chaque paramètre et de voir leur conformité avec le modèle descriptif de Masselink et Short (1993, [95]).

Influence de la hauteur des vagues au large

Pour analyser l'influence de la hauteur des vagues au large sur la morphologie des plages sableuses, nous présentons les Figures 5.2, 5.3, 5.4, 5.5 et 5.6 qui font état des 5 simulations de hauteur des vagues pour un marnage nul. Ces figures montrent quelques exemples de résultats obtenus au début et à la fin de chaque simulation à savoir :

- l'évolution bathymétrique,
- la propagation des vagues,
- le courant au fond,
- le taux de transport,
- le pourcentage de la présence des rides dans le temps. 100% signifie que les rides sont tout le temps présentes, 0% jamais,
- le signal de marée.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

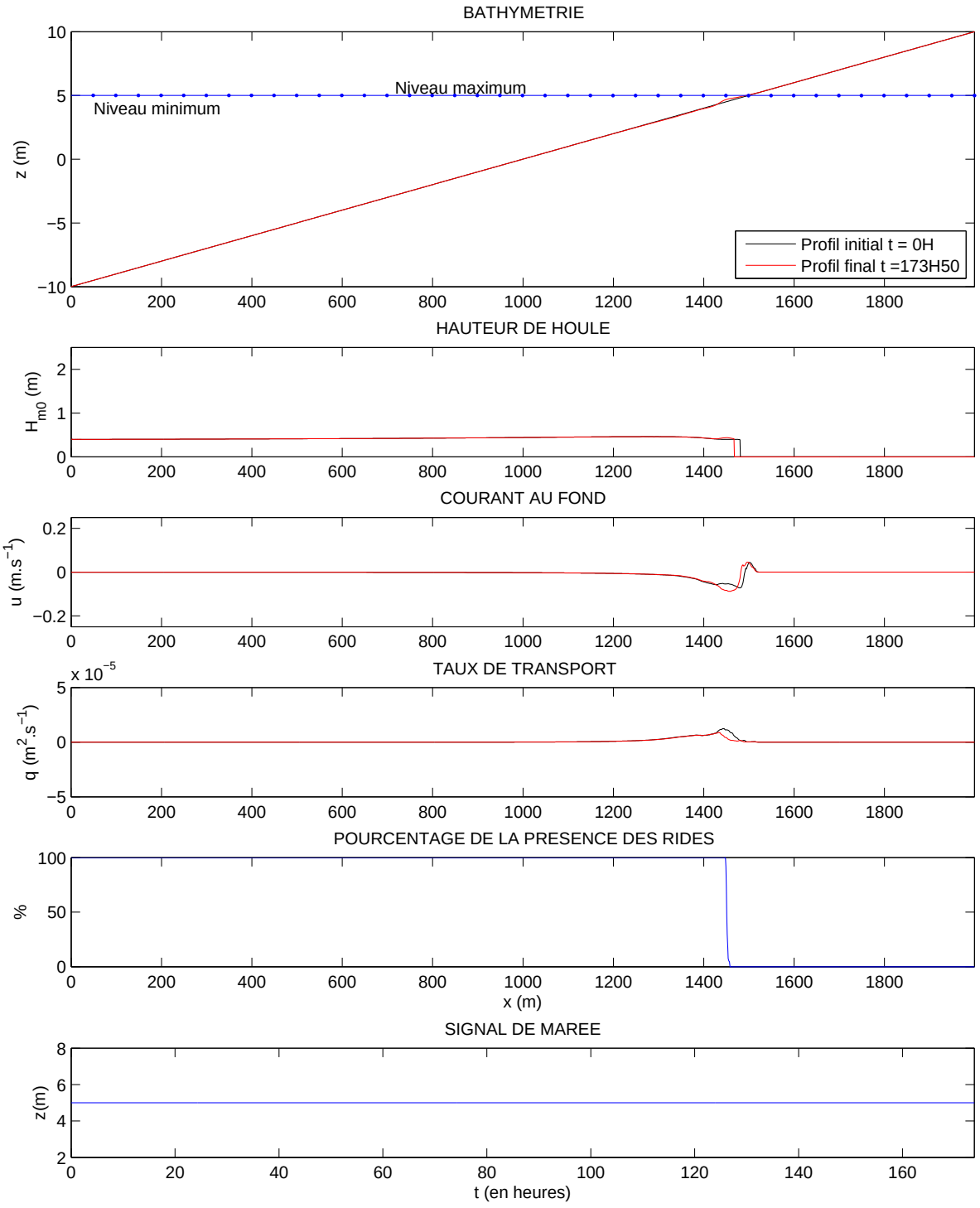


Fig. 5.2 – Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin d_{50} = 0.144 mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 0.4$ m et $T_p = 14.3$ s en absence de marée (TR = 0 m).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

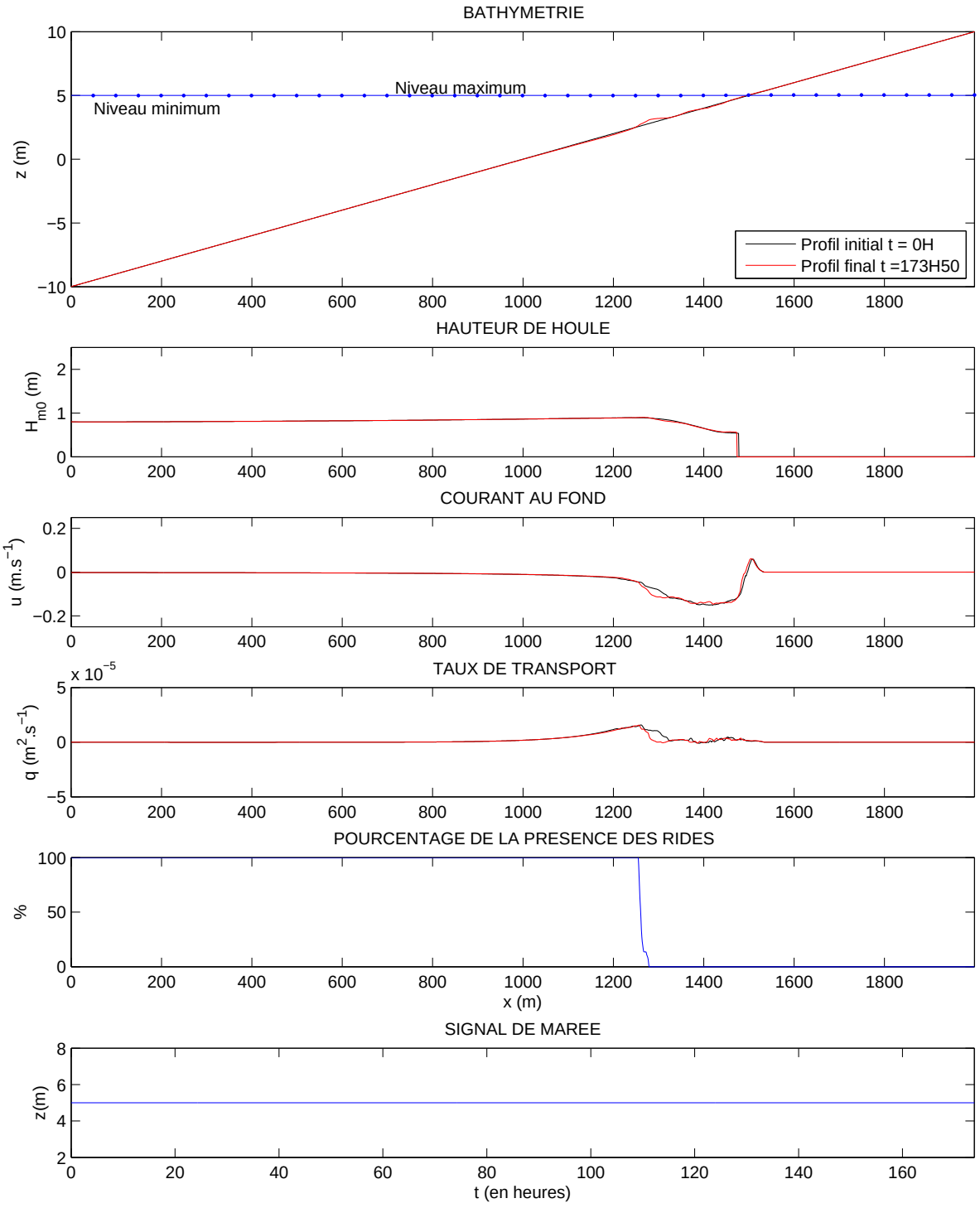


Fig. 5.3 – Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin d_{50} = 0.144 mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 0.8$ m et $T_p = 14.3$ s en absence de marée (TR = 0 m).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

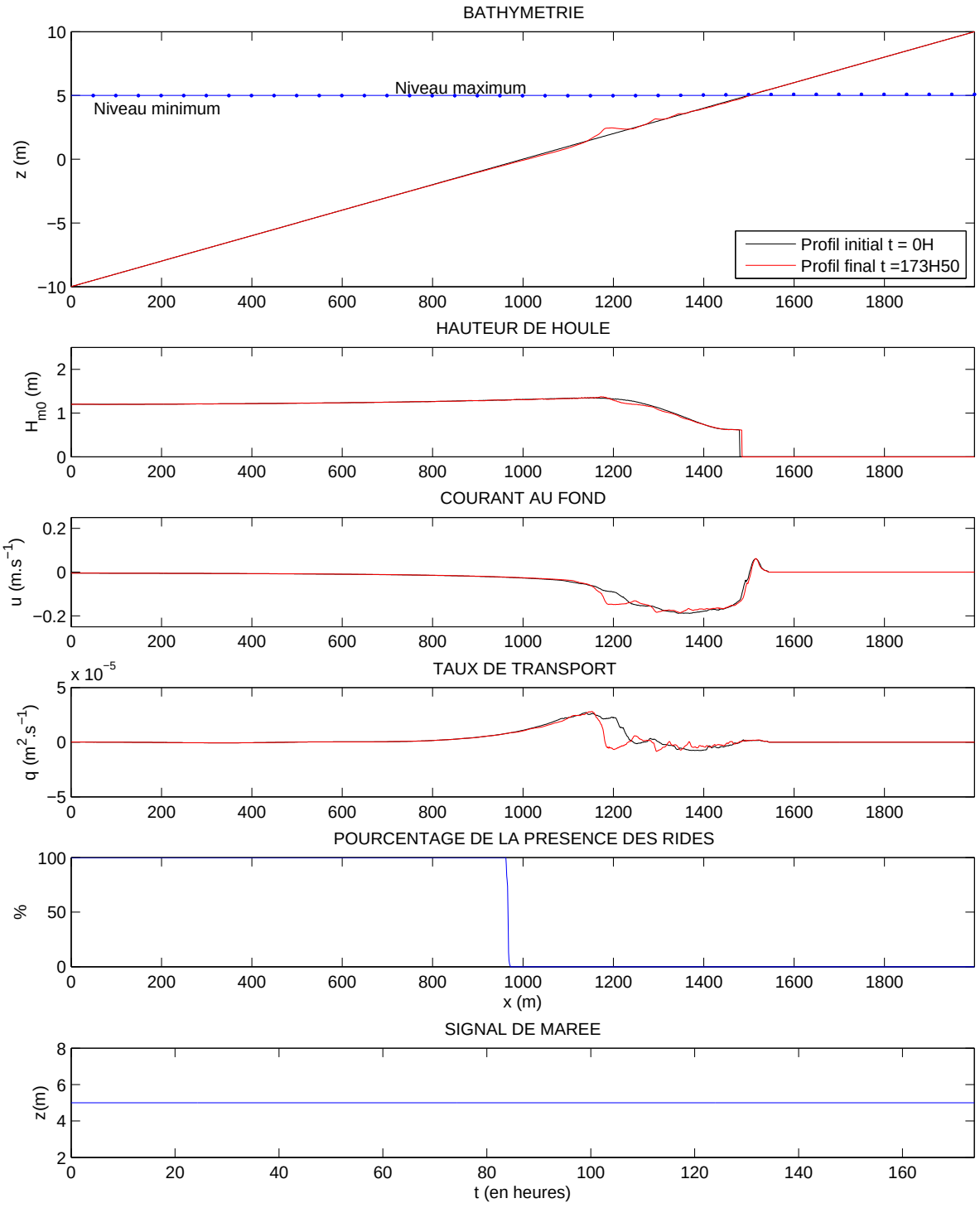


Fig. 5.4 – Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin d_{50} = 0.144 mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.2$ m et $T_p = 14.3$ s en absence de marée (TR = 0 m).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

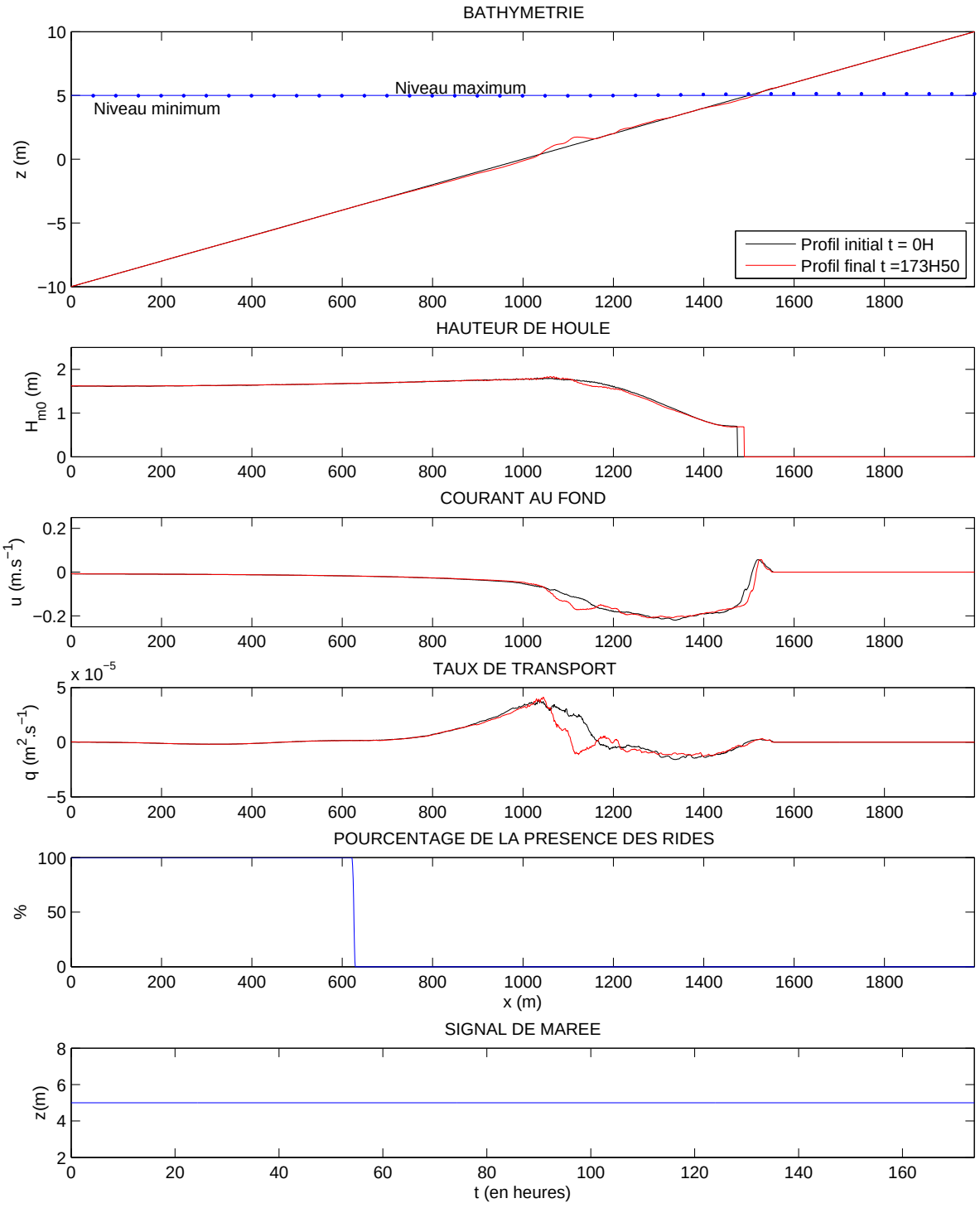


Fig. 5.5 – Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin d_{50} = 0.144 mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.6$ m et $T_p = 14.3$ s en absence de marée (TR = 0 m).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

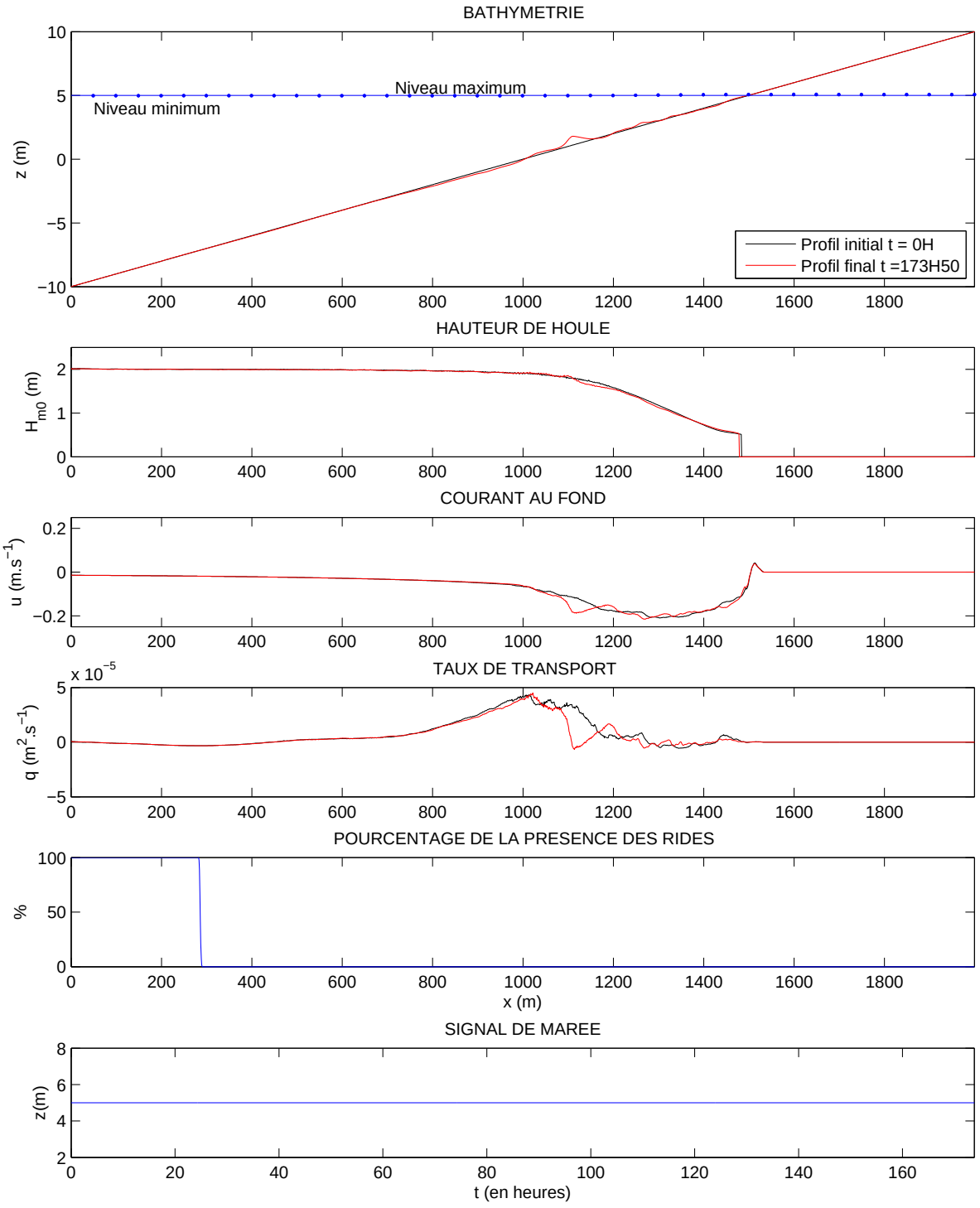


FIG. 5.6 – Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin d_{50} = 0.144 mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 2.0$ m et $T_p = 14.3$ s en absence de marée (TR = 0 m).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

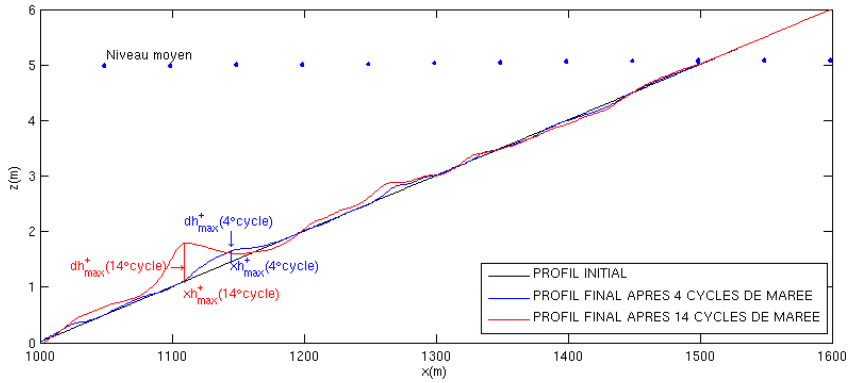


Fig. 5.7 – Méthode de calcul de l'élévation verticale dh^+_{max} par rapport au plan moyen et de la position horizontale xh^+_{max} de la barre principale.

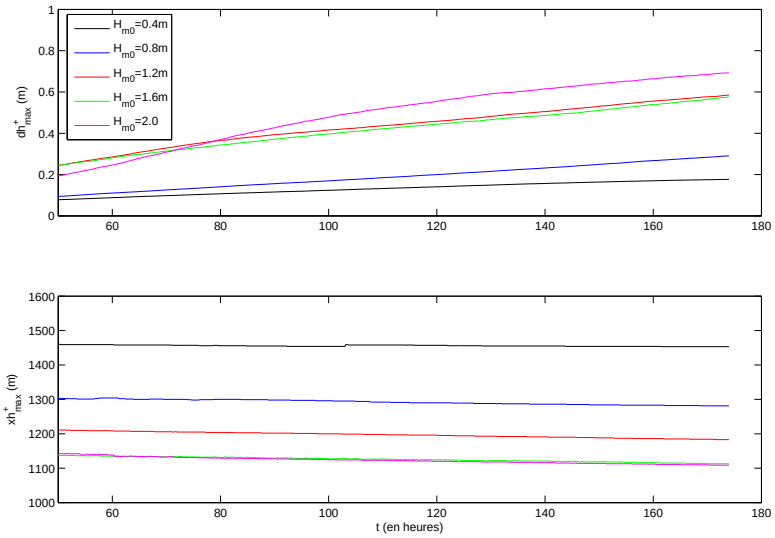


Fig. 5.8 – Evolution temporelle entre le 4ème et le 14ème cycle virtuel de marée (TR = 0 m) de dh^+_{max} et xh^+_{max} pour des vagues de beau temps (T_p = 14.3 s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Nous constatons que plus la hauteur des vagues au large augmente, plus le courant au fond et le taux de transport sont importants. Les barres semblent aussi plus nombreuses et plus marquées.

Afin d'être plus précis dans notre étude, nous nous focalisons sur la barre principale, repérée par le maximum de l'élévation verticale dh^+_{max} par rapport au plan moyen, située à la position horizontale xh^+_{max}. Sur la Figure 5.7, ces deux variables sont calculées lors du 4 ° et 14 ° cycle de marée.

La Figure 5.8 montre la variation de ces deux variables au cours du temps. Nous constatons d'une part que la position principale et l'élévation verticale croissent quasi linéairement au cours du temps. D'autre part, plus la hauteur des vagues est importante, plus les barres sont marquées (élévation verticale grande) et loin du rivage.

Influence du marnage

Pour analyser l'influence du marnage sur la morphologie des plages sableuses, nous présentons les Figures 5.4, 5.10, 5.11, 5.12, 5.13, 5.14 et 5.15 qui font état des 7 simulations de marnage pour une hauteur des vagues de 1.20 m.

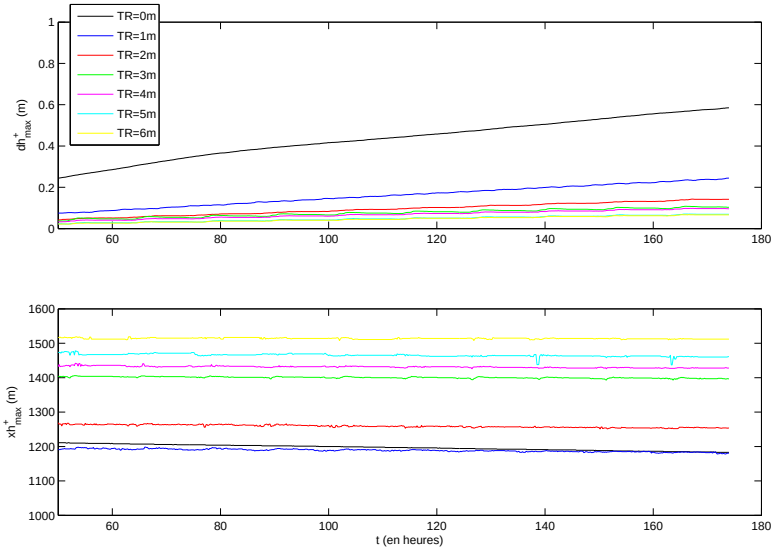


FIG. 5.9 – Evolution temporelle entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable de dh^+_{max} et xh^+_{max} pour des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de $H_{m_0} = 1.2$ m pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

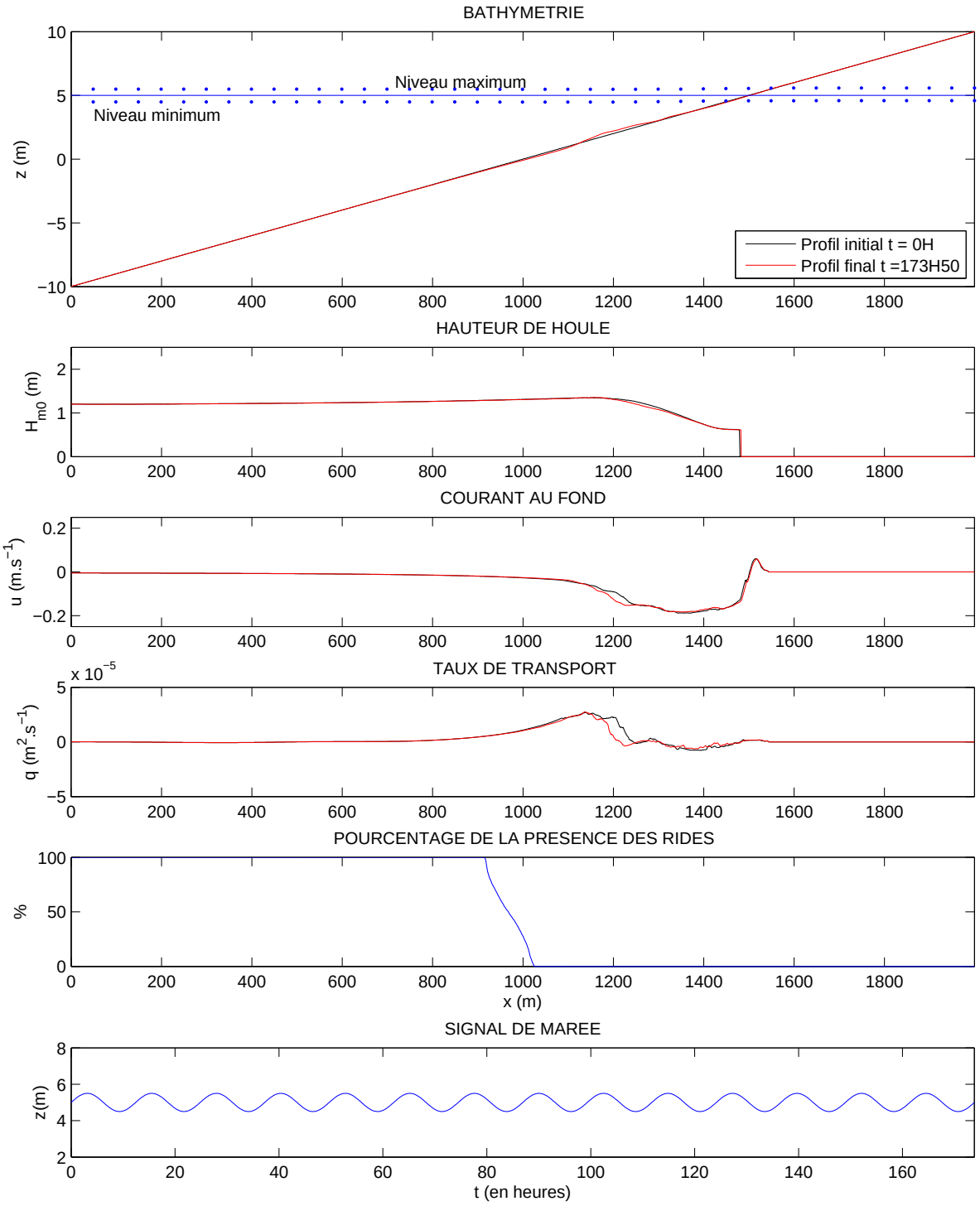


Fig. 5.10 – Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.2$ m et $T_p = 14.3$ s avec un marnage TR = 1 m.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

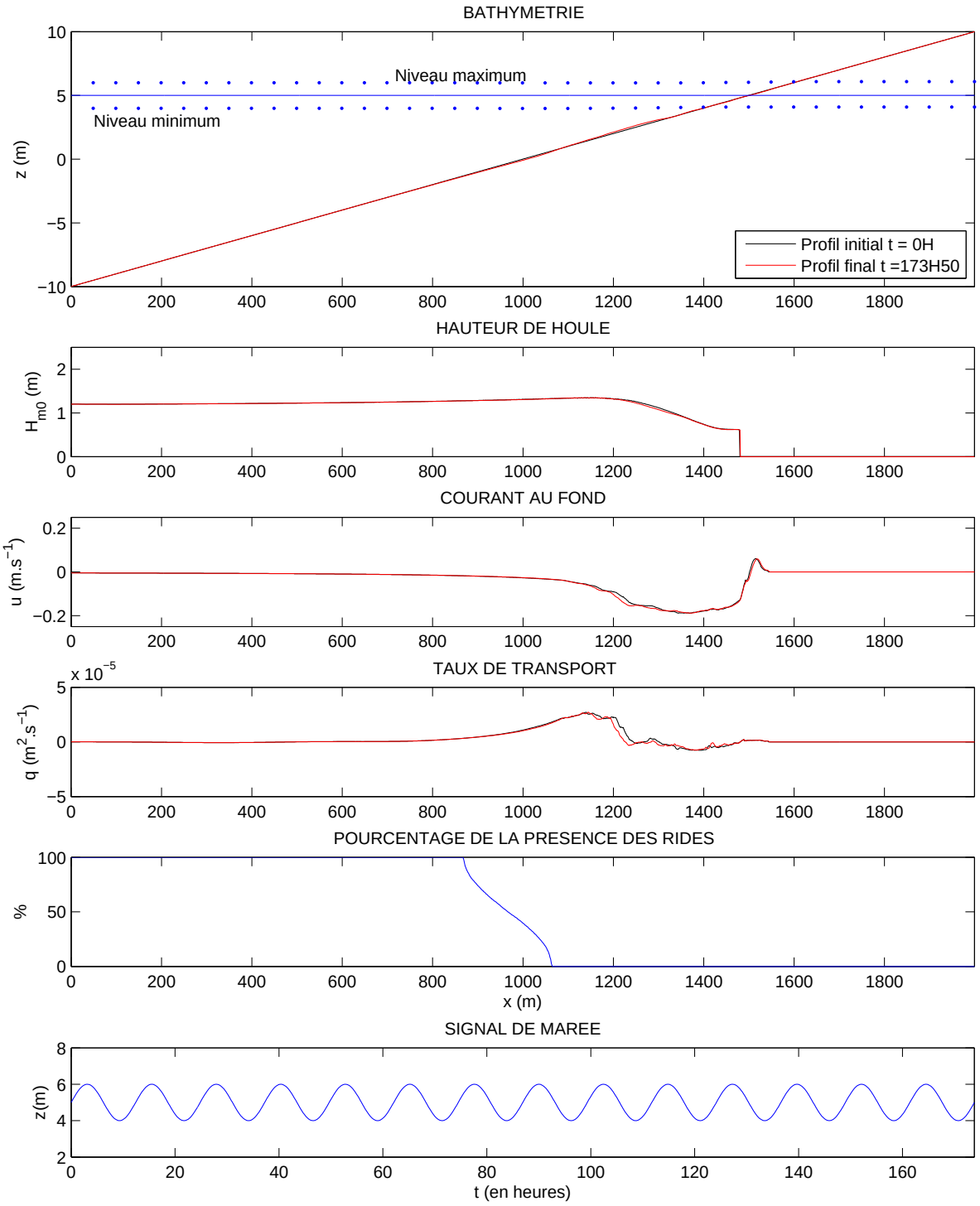


FIG. 5.11 – Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.2$ m et $T_p = 14.3$ s avec un marnage TR = 2 m.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

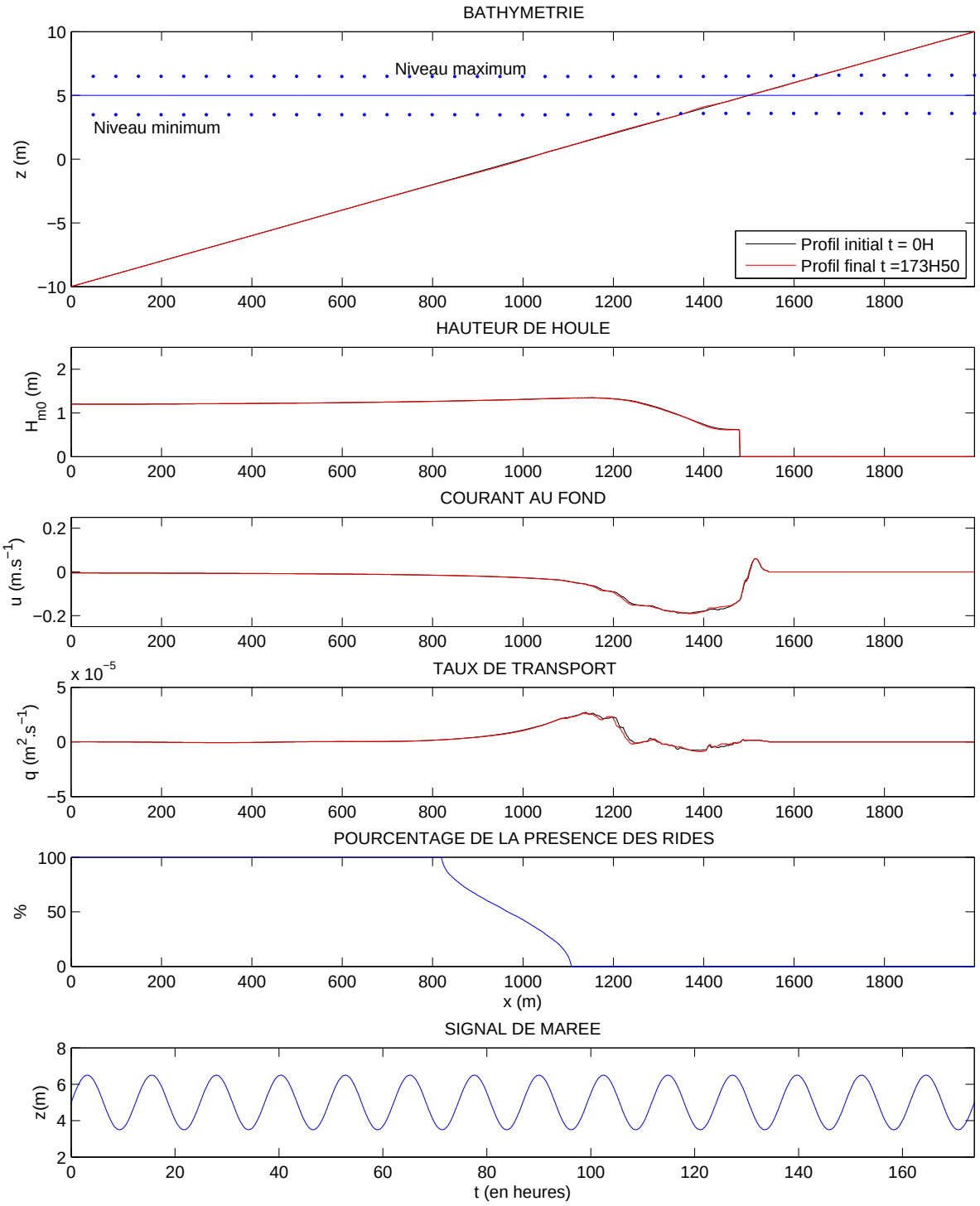


Fig. 5.12 – Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.2$ m et $T_p = 14.3$ s avec un marnage TR = 3 m.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

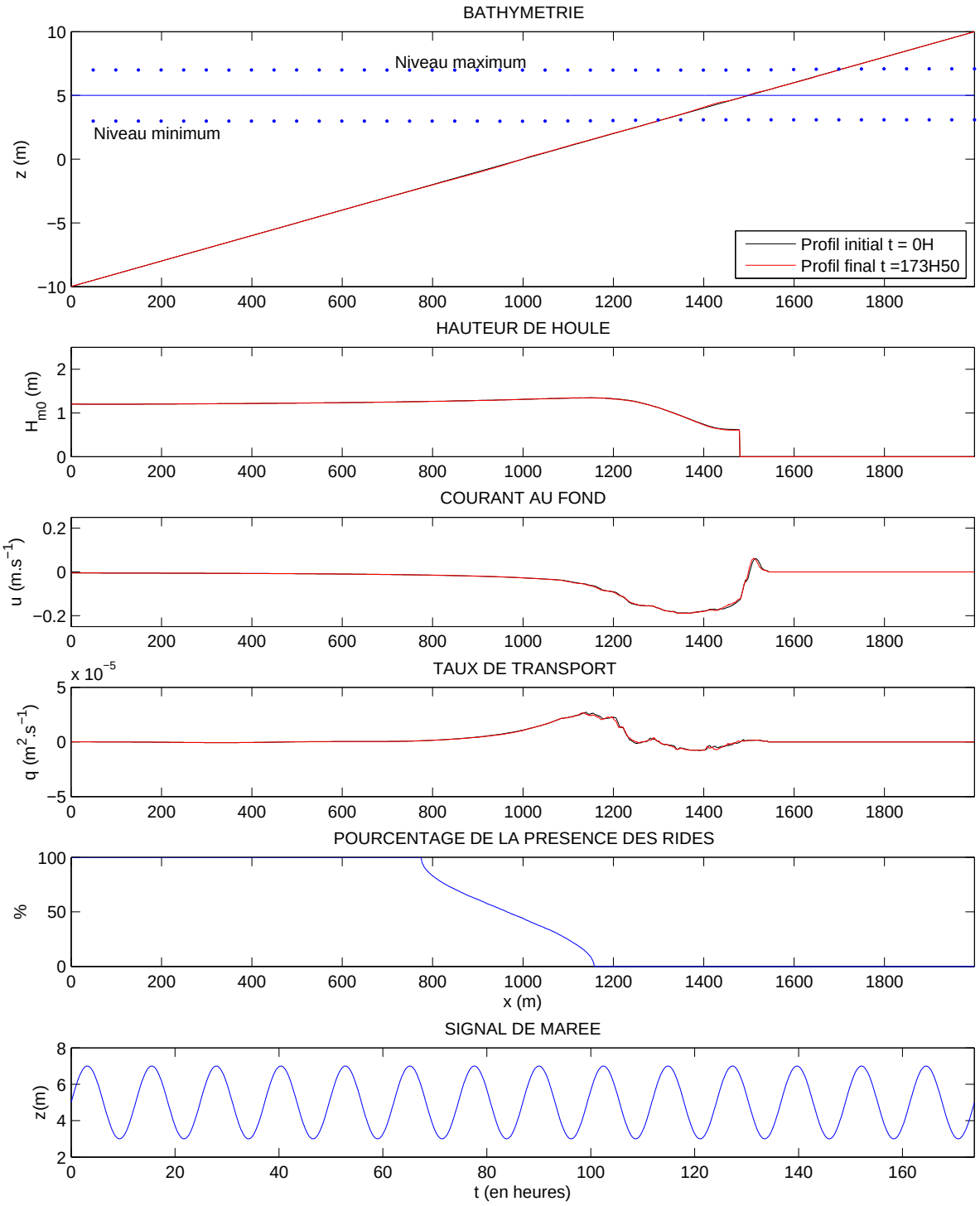


Fig. 5.13 – Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.2$ m et $T_p = 14.3$ s avec un marnage TR = 4 m.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

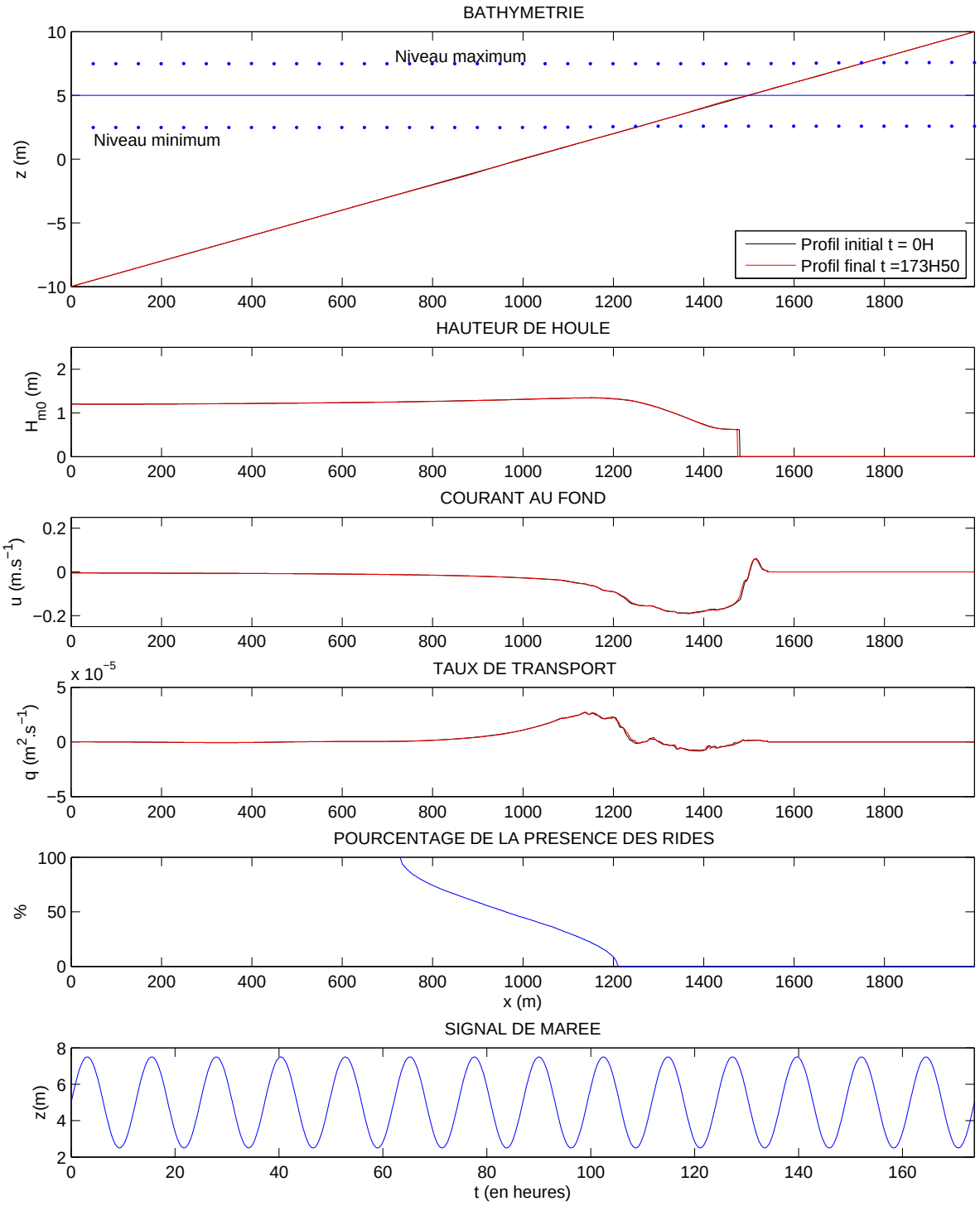


Fig. 5.14 – Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.2$ m et $T_p = 14.3$ s avec un marnage TR = 5 m.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

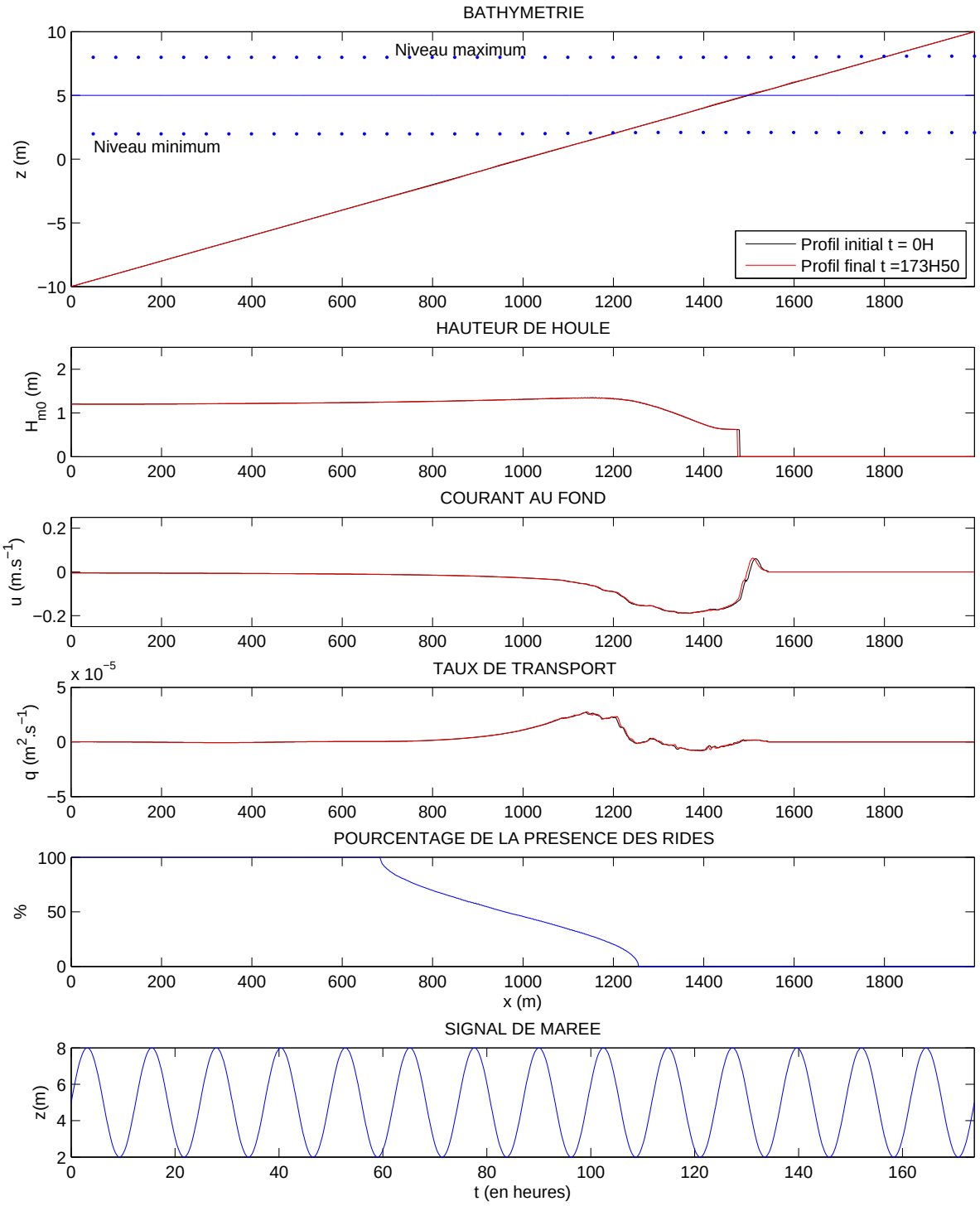


FIG. 5.15 – Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.2$ m et $T_p = 14.3$ s avec un marnage TR = 6 m.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Nous constatons que plus le marnage augmente, moins les barres sont marquées. Plus précisément, la Figure 5.9 montre la variation de ces deux variables au cours du temps. Nous constatons d'une part que la position principale et l'élévation verticale croissent quasi linéairement au cours du temps, modulées très légèrement par la variation sinusoïdale du niveau marin. D'autre part, plus le marnage est important, moins les barres sont marquées (élévation verticale petite) et loin du rivage.

Influence combinée de la hauteur des vagues et du marnage

Les 35 simulations donnent des résultats similaires, à savoir la mise en place de barres dans le domaine subtidal et intertidal, plus ou moins développées. D'une manière générale, nous constatons que plus les vagues sont importantes, plus les barres sont grosses, nombreuses et éloignées du rivage et que plus le marnage est important, plus les barres sont petites. Le Tableau 5.1 présente de manière synthétique les évolutions morphologiques simulées. Pour établir ce tableau, nous avons considéré qu'il se forme un système de n barres subtidales nBS ou intertidales nBI peu prononcées si 0.1 m $< dh^+_{max} <$ 0.2 m. ou très prononcées $dh^+_{max} >$ 0.2 m ; la police « gras » étant réservée aux systèmes de barres très prononcées.

H_{m_0} / TR	0m	1m	2m	3m	4m	5m	6m
0.4m	BS	BI	-	-	-	-	-
0.8m	**BS**	BS	-	-	-	-	-
1.2m	**3 BS**	**2 BS**	BS	BI	BI	-	-
1.6m	**3 BS**	**2 BS**	**BS**	BS	BI	BI	BI
2.0m	**5 BS**	**2 BS**	**2 BS**	BS	BI	BI	BI

Tab. 5.1 – Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$.

Quand il y a du marnage, nous remarquons qu'il y a deux zones privilégiées pour la formation des barres. Ces zones correspondent soit à la zone de déferlement de la marée haute, soit à la zone de déferlement de la marée basse. Dans cette configuration de plage, c'est à marée haute que la barre principale se forme. En fonction du marnage et de la hauteur des vagues, cela implique qu'elle peut se situer soit en zone intertidale, soit en zone subtidale.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

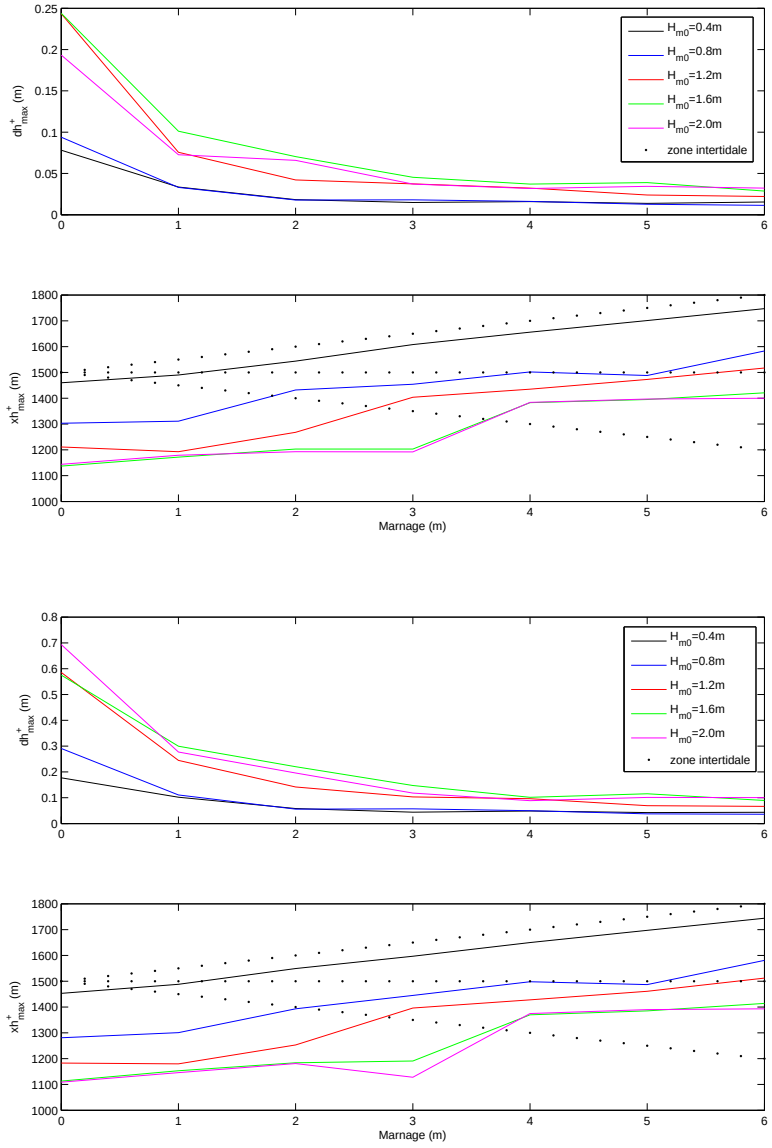


Fig. 5.16 – dh^+_{max} et xh^+_{max} après 4 (en haut) et 14 (en bas) cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

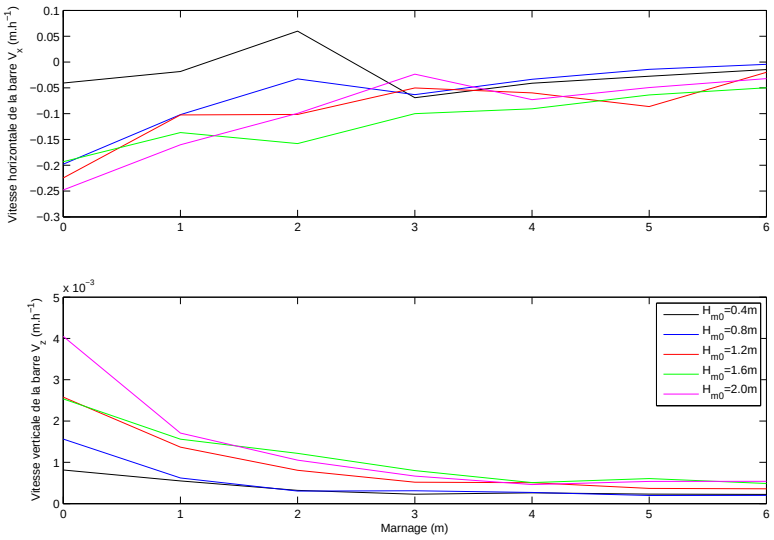


Fig. 5.17 – V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

Comme précédemment, nous avons calculé les variables dh^+_{max} et xh^+_{max}. Nous les avons représenté à l'issue du 4 ° et 14 ° cycle de marée sur la Figure 5.16. Etant donné que celles-ci varient quasi linéairement avec le temps, nous pouvons calculer les vitesses moyennes verticale et horizontale de déplacement de cette barre qui sont représentatives des transformations. Nous les calculons entre le 4 ° et 14 ° cycle de marée calculées à l'aide des formules suivantes :

$$V_x = \frac{xh^+_{max}(14^o\text{cycle}) - xh^+_{max}(4^o\text{cycle})}{T(10\text{cycles})} \tag{5.1}$$

$$V_z = \frac{dh^+_{max}(14^o\text{cycle}) - dh^+_{max}(4^o\text{cycle})}{T(10\text{cycles})} \tag{5.2}$$

Nous les avons représentées sur la Figure 5.17. La vitesse verticale est positive et représente la vitesse d'accrétion de la barre. Le vitesse horizontale est négative et représente la vitesse de recul.

La Figure 5.16 montre que la position de la barre principale est contrainte par la valeur de la hauteur des vagues. Pour une hauteur des vagues donnée, nous constatons que la barre se situe à peu près à la même distance du niveau des hautes-mer, quel que soit le marnage. Cependant, cette barre de déferlement est très peu développée (hauteur inférieure à 10 cm), voire inexistante, si elle se situe en zone intertidale. La Figure 5.17

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

montre que la vitesse verticale de la barre est d'autant plus grande que les vagues sont importantes ou que le marnage est faible. Celle-ci va de 2.5 mm/h à 0.5 mm/h. Le facteur qui influe principalement sur la vitesse horizontale est le marnage. En effet, quelle que soit la hauteur des vagues (à part en dessous de 0.40 m où elle vaut -5 cm/h), elle varie de -20 cm/h pour un marnage nul à -5 cm/h pour un marnage de 6 m.

Dans cette partie, sur cette configuration de plage, nous avons donc montré que les moteurs actifs sur la morphologie sont les vagues. Leur effet est de générer une barre dans la zone de déferlement. Cette barre est d'autant plus imposante ou loin du rivage que leur hauteur est importante. Le marnage intervient plutôt pour retarder leur effet, voir le stopper quand il est très important. Dans la partie suivante, nous avons regardé l'influence du spectre des vagues.

Influence du spectre des vagues

Pour analyser l'influence du spectre des vagues, nous pouvons jouer sur la forme du spectre mais aussi sur la position du maximum (qui représente la période des vagues). Nous avons commencé en prenant un climat de tempête, qui se caractérise par un spectre plus étalé et une période de pic plus petite.

• *Spectre plus étalé : conditions de tempête*

Pour tenir compte des conditions de tempête, nous avons choisi un enregistrement effectué au large lors la campagne PENTREZ#3 et qui après traitement donné des vagues de hauteur significative $H_{m_0} = 0.80$ m et de période de pic $T_p = 10.3$ s. Le spectre de cet enregistrement est présenté à la Figure 5.18. Comme précédemment, la hauteur des vagues désirée en entrée du modèle est obtenue en multipliant l'ensemble de l'enregistrement par le coefficient adéquat.

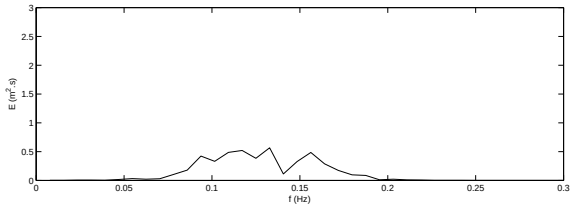


Fig. 5.18 – Spectre de hauteur des vagues choisie pour les simulations de tempête.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

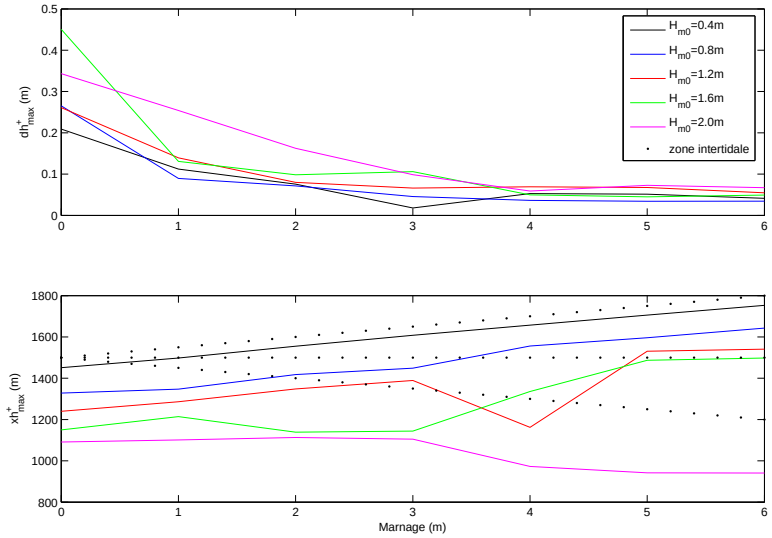


FIG. 5.19 – dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de tempête ($T_p = 10.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

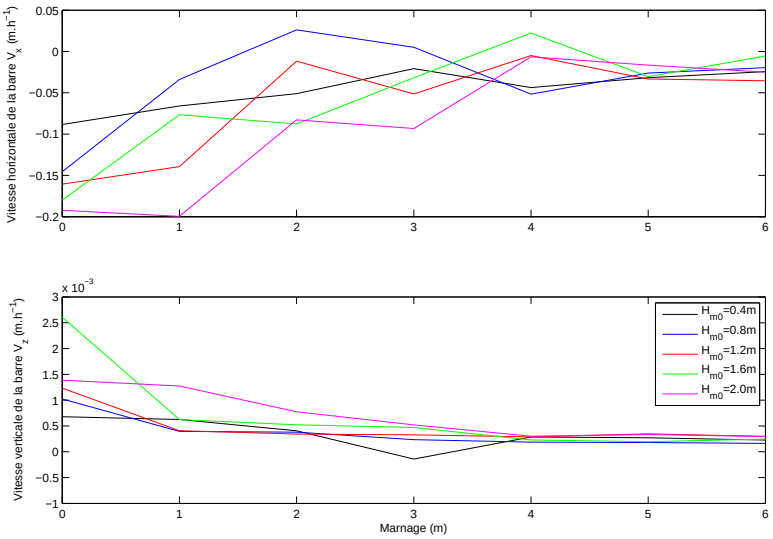


FIG. 5.20 – V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de tempête ($T_p = 10.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Nous avons alors effectué 35 simulations en faisant varier la hauteur des vagues de 0.4 m à 2 m par pas de 0.4 m et le marnage de 0 m à 6 m par pas de 1 m. Les 35 simulations donnent des résultats similaires, à savoir la mise en place de barres dans le domaine subtidal et intertidal, moins développées que pour le climat de beau temps. Nous constatons néanmoins que plus la hauteur des vagues est importante, plus les barres sont grosses, nombreuses et éloignées du rivage et que plus le marnage est important, plus les barres sont petites. Le Tableau 5.2 présente de manière synthétique les évolutions morphologiques simulées et confirme cette atténuation des barres dans le cas d'un climat de tempête.

H_{m_0} / TR	0m	1m	2m	3m	4m	5m	6m
0.4m	**BS**	BI	-	-	-	-	-
0.8m	**BS**	2 BS	-	-	-	-	-
1.2m	**3 BS**	2 BS	-	-	-	-	-
1.6m	**2 BS**	2 BS	BS	BS	-	-	-
2.0m	**2 BS**	**2 BS**	BS	BS	-	-	-

Tab. 5.2 – Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de tempête de période $T_p = 10.3$ s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$.

La Figure 5.19 montre que contrairement à la situation précédente, la barre principale peut se former dans la zone de déferlement de la marée basse, soit dans celle de la marée haute. Pour une hauteur des vagues faible, elle se forme à marée haute. Pour une hauteur de 2m, elle se forme à marée basse. Entre les deux, il n'est pas possible de conclure sur la position de la barre. Nous pouvons cependant noter qu'au-delà de 3m de marnage, la barre est très peu développée ($<$ 10 cm), ce qui relativise les tendances obtenues. La Figure 5.20 montre que la vitesse verticale de la barre est d'autant plus grande que la hauteur est importante ou que le marnage est faible. Celle-ci va de 1.5 mm/h à 0.5 mm/h. Le facteur qui influe principalement sur la vitesse horizontale est le marnage. En effet, quelle que soit la hauteur des vagues (à part en dessous de 0.40 m ou elle vaut -5 cm/h), elle varie de -15 cm/h pour un marnage nul et est de -5 cm/h pour un marnage de 6m.

La comparaison des Figures 5.19 et 5.20 avec les Figures 5.16 et 5.17 confirme que les barres se forment et se déplacent moins vite dans une situation de tempête que de beau temps pour des conditions équivalentes de hauteur de vague et de marnage.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Dans cette partie, sur cette configuration de plage, nous avons donc montré que des vagues, avec une période plus faible et un spectre plus étalé, atténuaient la formation des barres. Nous avons donc testé la situation inverse, en resserrant le spectre, c'est-à-dire en prenant des vagues monochromatiques de période de pic égale à la situation de référence.

• *Vagues monochromatiques de période de pic de 14.3 s*

En appliquant des vagues monochromatiques de période de pic de 14.3 s, nous avons alors effectué 35 simulations en faisant varier la hauteur des vagues de 0.4 m à 2 m par pas de 0.4 m et le marnage de 0 m à 6 m par pas de 1 m. Les 35 simulations donnent des résultats similaires, à savoir la mise en place de barres dans le domaine subtidal et intertidal, beaucoup plus développées que pour le climat de beau temps. Nous constatons aussi que plus les vagues sont importantes, plus les barres sont grosses, nombreuses et éloignées du rivage et que plus le marnage est important, plus les barres sont petites. Le Tableau 5.3 présente de manière synthétique les évolutions morphologiques simulées et confirme cette accentuation des barres dans le cas de vagues monochromatiques.

H_{m_0} / TR	0m	1m	2m	3m	4m	5m	6m
0.4m	2 BS	BI	BI	BI	BI	BI	BI
0.8m	**BS**	**2 BS**	**BI** BS	**BI** BS	**BI**	**BI**	**BI**
1.2m	**5 BS**	**BS BI**	**2 BS**	**BI BS**	**BI BS**	**BI BS**	**BI BS**
1.6m	**3 BS**	**2 BS**	**2 BS**	**2 BS**	**BI BS**	**BI BS**	**BI BS**
2.0m	**2 BS**	**2 BS**	**2 BS**	**3 BS**	**2 BS**	**BI** BS	**BI**

Tab. 5.3 – Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues monochromatiques de période T_p = 14.3 s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$.

La Figure 5.21 montre que la barre principale se forme dans la zone de déferlement de la marée haute. La Figure 5.22 montre que les vitesses horizontales et verticales de la barre sont d'autant plus grande que la hauteur est importante. Le marnage influe peu sur ces vitesses. Celles-ci augmentent avec la hauteur des vagues respectivement de -5 cm/h à -30 cm/h et de 1 mm/h à 6 mm/h .

La comparaison des Figures 5.21 et 5.22 avec les Figures 5.16 et 5.17 confirme que les barres se forment et se déplacent deux fois plus vite dans la cas de vagues monochromatiques par rapport à des vagues réelles équivalentes. Elles se forment aussi plus loin du

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

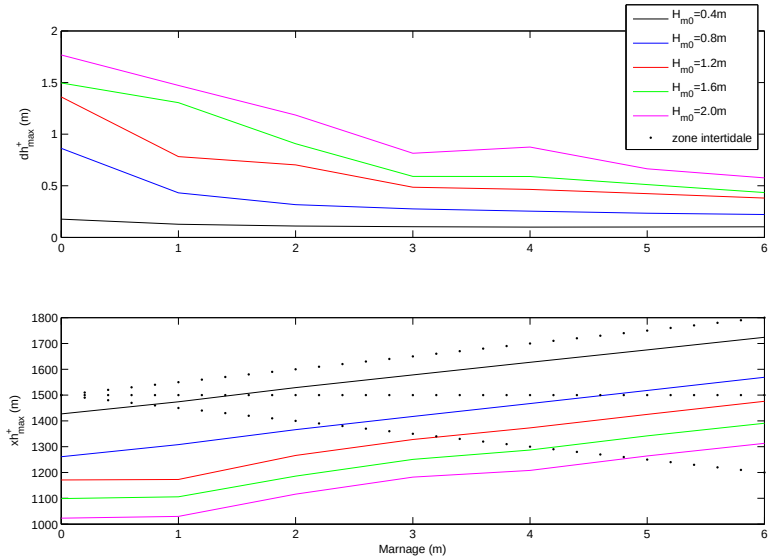


FIG. 5.21 – dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues monocromatiques ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

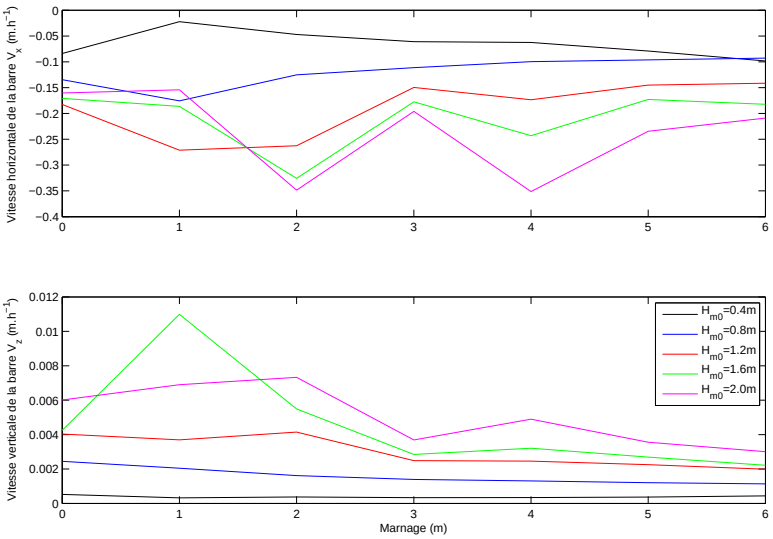


FIG. 5.22 – V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues monochromatiques ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

rivage. C'est donc la prise en compte d'un spectre plus étroit qui accentue la formation des barres. Nous avons alors testé une autre situation, des vagues monochromatiques mais avec une période plus courte.

• *Vagues monochromatiques de période de pic de 7.15 s*

En appliquant des vagues monochromatiques de période de pic de 7.15 s, moitié de la période des vagues de beau temps, nous avons alors effectué 35 simulations en faisant varier la hauteur des vagues de 0.4 m à 2 m par pas de 0.4 m et le marnage de 0 m à 6 m par pas de 1 m. Les 35 simulations donnent des résultats similaires, à savoir la mise en place de barres dans le domaine subtidal et intertidal, beaucoup plus développées que pour les vagues de beau temps. Nous constatons aussi que plus les vagues sont importantes, plus les barres sont grosses, nombreuses et éloignées du rivage et que plus le marnage est important, plus les barres sont petites. Le Tableau 5.4 présente de manière synthétique les évolutions morphologiques simulées et confirme cette accentuation des barres dans le cas de vagues monochromatiques.

H_{m_0} / TR	0m	1m	2m	3m	4m	5m	6m
0.4m	**BS**	BI	BI	-	-	-	-
0.8m	**3 BS**	**BS** BI	**BI**	BI	BI	BI	BI
1.2m	**8 BS**	**3 BS**	**BS BI**	**BI** BS	**BI** BS	**BI**	BI
1.6m	**4 BS**	**4 BS**	**3 BS**	**2 BI** BS	**2 BI** BS	**BI** BS	**BI** BS
2.0m	**4 BS**	**5 BS**	**4 BS**	**2 BS** **2 BI**	**2 BS** **2 BI**	**2 BS** **2 BI**	**2 BS** **2 BI**

Tab. 5.4 – Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues monochromatiques de période T_p = 7.15 s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$.

La Figure 5.23 montre que la barre principale se forme dans la zone de déferlement de la marée haute. La Figure 5.24 montre que les vitesses horizontales et verticales de la barre sont d'autant plus grande que la hauteur est importante. Un marnage important diminue un peu la vitesse horizontale. Celles-ci augmentent avec la hauteur des vagues respectivement de -5 cm/h à -30 cm/h et de 1 mm/h à 3 mm/h.

La comparaison des Figures 5.23 et 5.24 avec les Figures 5.16 et 5.17 montre dans cette configuration que les barres se forment à la même vitesse et se déplacent deux fois plus vite que dans le cas des vagues de beau temps. Elles se forment au même endroit

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

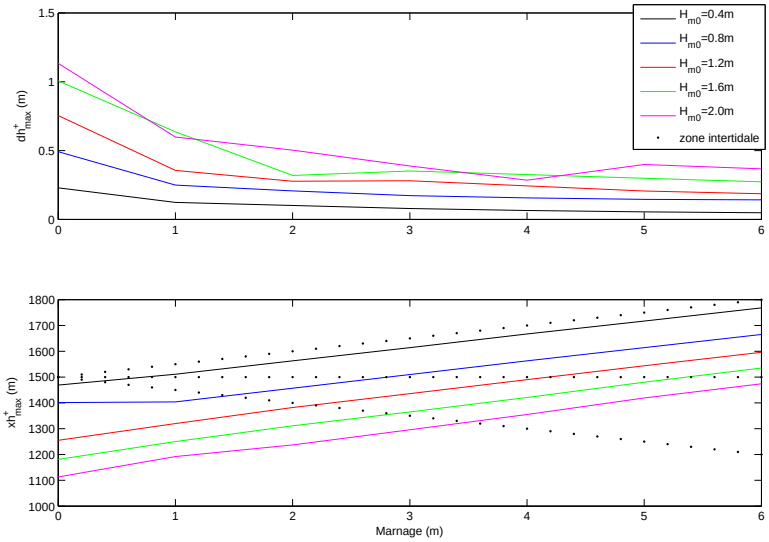


FIG. 5.23 – dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues monocromatiques ($T_p = 7.15$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

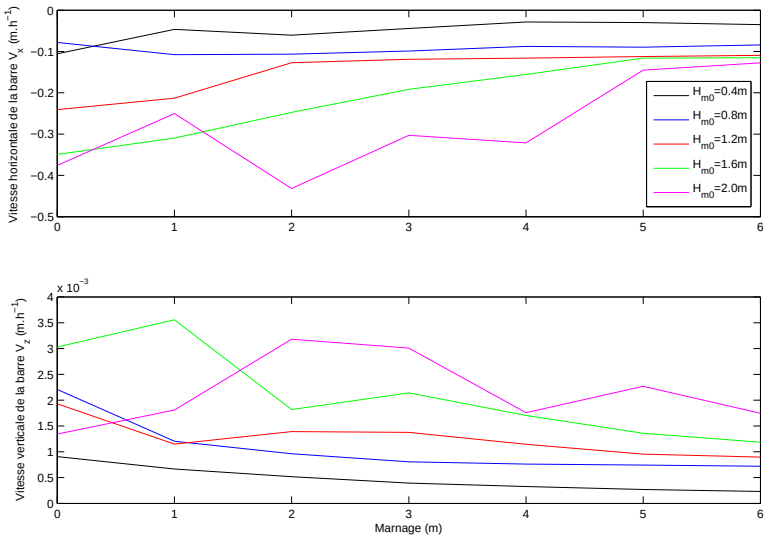


FIG. 5.24 – V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues monochromatiques ($T_p = 7.15$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

par rapport au rivage.

Par rapport à des vagues monochromatiques de période $T_p = 14.3$ s, les barres se déplacent à la même vitesse mais se forment moins vite. Elles sont donc moins marquées. Elles sont aussi situées plus près du rivage.

• *Conclusions sur le paramètre « spectre des vagues »*

La variation du climat des vagues sur la morphologie des plages est très importante. Nous avons vu qu'elle pouvait se manifester de deux manières : soit en étalant l'énergie, soit en déplaçant l'énergie sur le spectre. Nous avons constaté qu'un spectre plus étalé va agrandir la zone de déferlement et va créer des barres moins marquées. Au contraire, un spectre plus étroit, va resserrer la zone de déferlement et va générer des barres plus marquées. Enfin, une période plus courte va rapprocher la zone de déferlement du rivage ; les barres seront moins hautes car elles auront moins de place pour se développer.

Dans ces parties, nous avons donc montré les effets de la modification du spectre des vagues sur la morphologie des plages sableuses. Nous avons ensuite étudié les effets de la modification de la pente de la plage.

Influence de la pente de la plage

Pour analyser l'influence de la pente, nous avons testé une pente moins forte de 0.5% et une pente plus forte de 2%.

• *Pente moins forte de 0.5%*

Une pente β_p de 0.5% nécessite 4000 points de calcul. Nous avons alors effectué 35 simulations en faisant varier la hauteur des vagues de 0.4 m à 2 m par pas de 0.4 m et le marnage de 0 m à 6 m par pas de 1 m. Les 35 simulations donnent des résultats similaires, à savoir la mise en place de barres dans le domaine subtidal et intertidal, beaucoup moins développées que pour une pente de 1%. Nous constatons aussi que plus les vagues sont importantes, plus les barres sont grosses, nombreuses et éloignées du rivage et que plus le marnage est important, plus les barres sont petites. Le Tableau 5.5 présente de manière synthétique les évolutions morphologiques simulées et confirme cette atténuation dans le cas d'une plage moins pentue.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

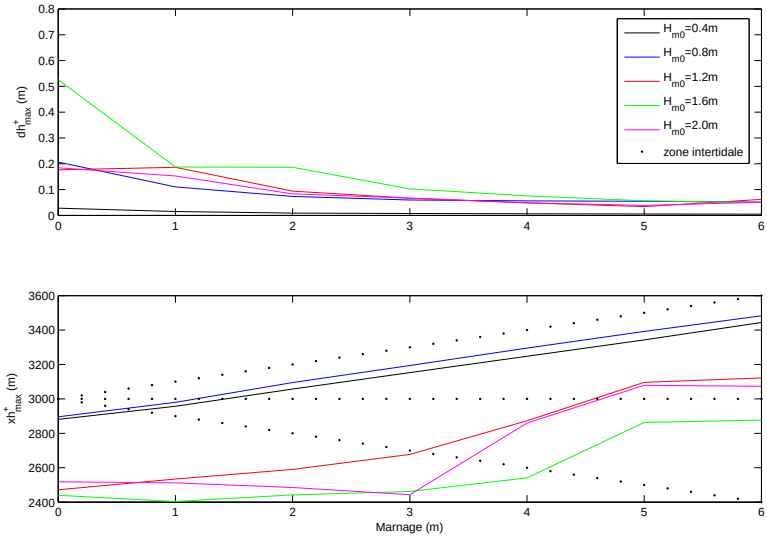


FIG. 5.25 – dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 0.5\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

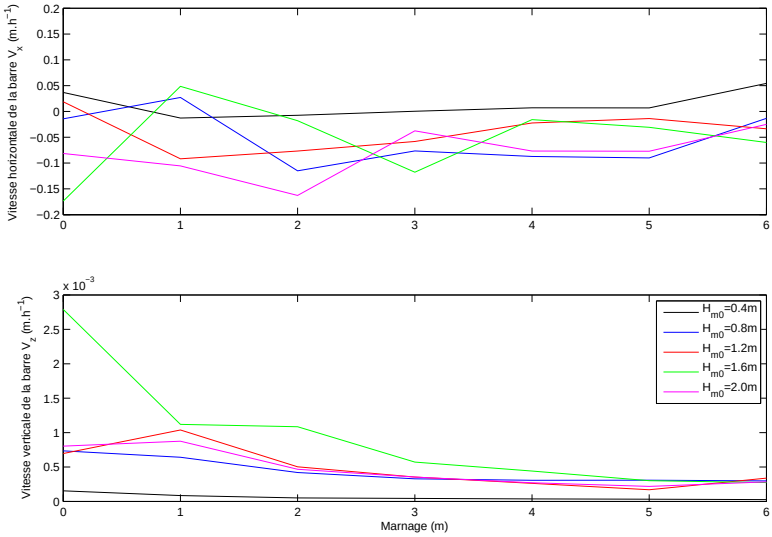


FIG. 5.26 – V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 0.5\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

H_{m_0} / TR	0m	1m	2m	3m	4m	5m	6m
0.4m	-	-	-	-	-	-	-
0.8m	**BS**	BI	-	-	-	-	-
1.2m	**6 BS**	BS	-	-	-	-	-
1.6m	**9 BS**	3 BS	2 BS	-	-	-	-
2.0m	**4 BS**	3 BS	-	-	-	-	-

Tab. 5.5 – Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 0.5\%$.

La Figure 5.25 montre que la barre principale se forme dans la zone de déferlement de la marée haute. La Figure 5.26 montre que les vitesses horizontales et verticales de la barre sont assez faibles. Il n'y a pas de tendances évidentes en fonction de la hauteur des vagues et nous observons une diminution avec l'augmentation du marnage. Leurs valeurs moyennes sont respectivement de l'ordre de -10 cm/h et de 1 mm/h.

La comparaison des Figures 5.25 et 5.26 avec les Figures 5.16 et 5.17 montre qu'une plage moins pentue voit la formation et le déplacement des barres beaucoup plus restreint.

• *Pente plus forte de 2 %*

H_{m_0} / TR	0m	1m	2m	3m	4m	5m	6m
0.4m	-	-	-	-	-	-	-
0.8m	**BS**	**BS**	BS	-	-	-	-
1.2m	**BS**	**BS**	**BS**	BS	BS	BS	BS
1.6m	**BS**	**BS**	**BS**	**BS**	**BS**	**BS**	**BS**
2.0m	**BS**	**BS**	**BS**	**BS**	**BS**	BS	BI BS

Tab. 5.6 – Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 2.0\%$.

Nous avons retenue une pente β_p de 2.%, ce qui implique 1000 points de calcul. Nous avons alors effectué 35 simulations en faisant varier la hauteur des vagues de 0.4 m à 2 m par pas de 0.4 m et le marnage de 0 m à 6 m par pas de 1 m. Les 35 simulations donnent

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

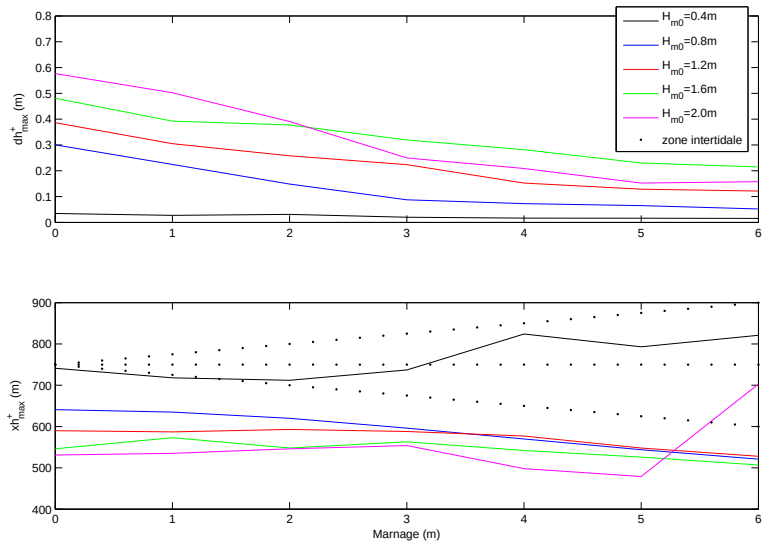


FIG. 5.27 – dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 2.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

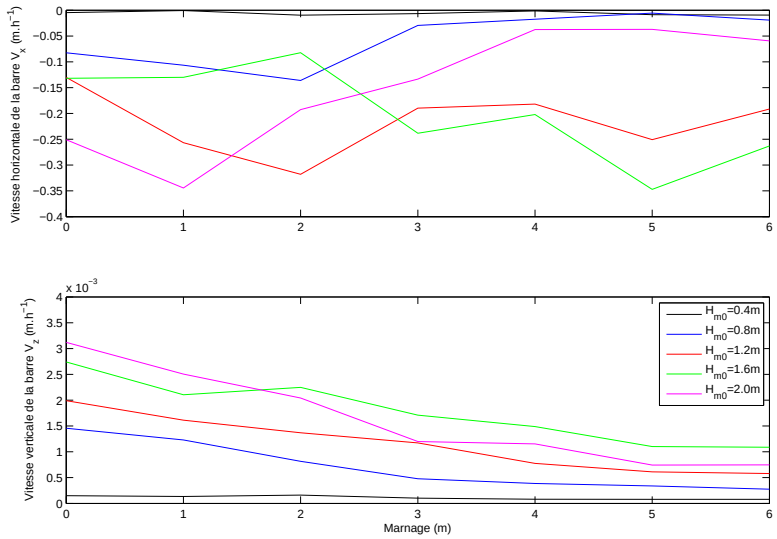


FIG. 5.28 – V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 2.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

des résultats similaires, à savoir la mise en place de barres dans le domaine subtidal, beaucoup plus développées que pour une pente de 1%. Nous constatons aussi que plus les vagues sont importantes, plus les barres sont grosses, nombreuses et éloignées du rivage et que plus le marnage est important, plus les barres sont petites. Le Tableau 5.6 présente de manière synthétique les évolutions morphologiques simulées et confirme cette accentuation dans le cas d'une plage plus pentue.

La Figure 5.27 montre que la barre principale se forme dans la zone de déferlement de la marée basse. La Figure 5.28 montre que la vitesse verticale de la barre est d'autant plus grande que les vagues sont importantes ou que le marnage est faible. Celle-ci va de 3.5 mm/h à 0.5 mm/h. Pour la vitesse horizontale, nous ne pouvons pas conclure selon le marnage et la hauteur des vagues. Celle-ci est comprise entre -35 cm/h et 0 cm/h.

La comparaison des Figures 5.27 et 5.28 avec les Figures 5.16 et 5.17 montre qu'une plage plus pentue voit la formation et le déplacement des barres beaucoup plus importants.

• *Conclusions sur le paramètre « pente de la plage »*

L'effet de la variation de la pente sur la morphologie des plages est très important. Une pente plus douce va avoir tendance à dissiper l'énergie des vagues sur une plus grande distance donc la formation des barres va être plus longue. Au contraire, une pente plus importante va contraindre le déferlement sur une zone plus restreinte et va donc engendrer des formes littorales plus marquées.

Dans cette sous-section, nous avons donc montré les effets de la modification de la pente sur la morphologie des plages sableuses. Nous avons ensuite étudié les effets de la modification du diamètre médian.

Influence du diamètre médian du sédiment

Pour analyser l'influence du diamètre médian du sédiment, nous avons testé un grain plus fin de 0.063 mm et un grain plus grossier de 0.200 mm.

• *Grain plus fin de 0.063 mm*

Nous avons effectué 35 simulations en faisant varier la hauteur des vagues de 0.4 m à 2 m par pas de 0.4 m et le marnage de 0 m à 6 m par pas de 1 m. Les 35 simulations donnent des résultats similaires, à savoir la mise en place de barres dans le domaine

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

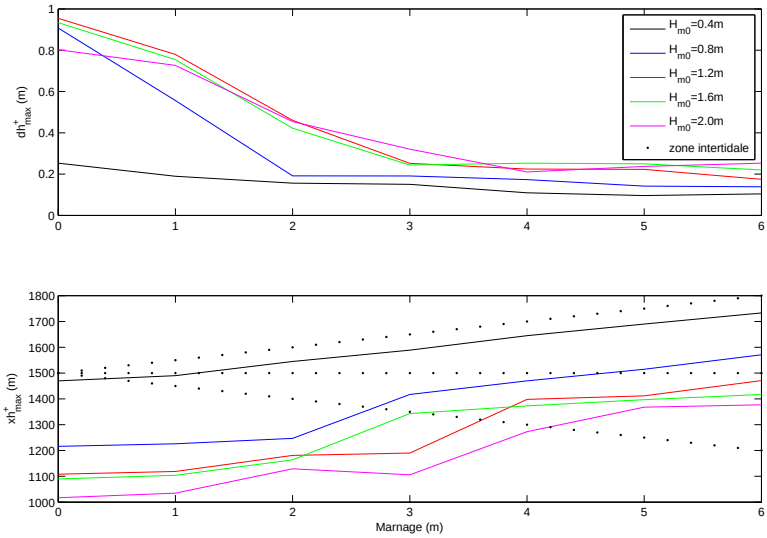


FIG. 5.29 – dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.063$ mm.

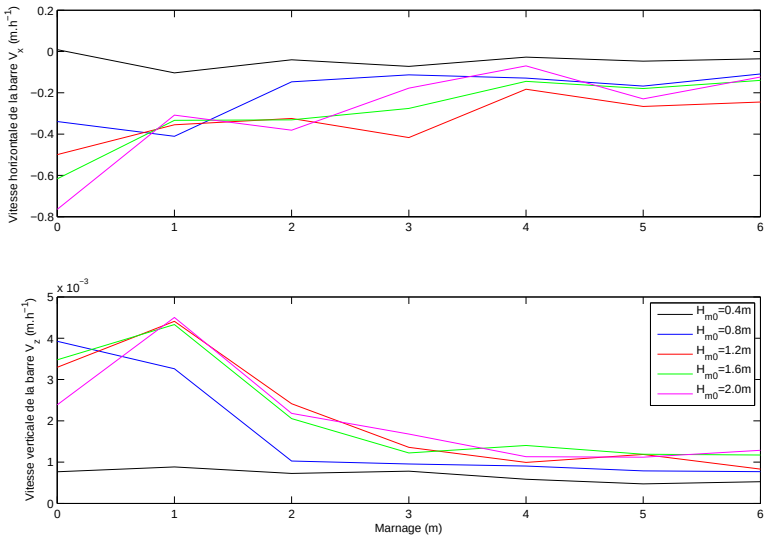


FIG. 5.30 – V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.063$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

subtidal et intertidal, beaucoup plus développées que pour un sédiment de taille de 0.144 mm. Nous constatons aussi que plus les vagues sont importantes, plus les barres sont grosses, nombreuses et éloignées du rivage et que plus le marnage est important, plus les barres sont petites. Le Tableau 5.7 présente de manière synthétique les évolutions morphologiques simulées et confirme cette accentuation des barres pour une granulométrie plus fine.

H_{m_0} / TR	0m	1m	2m	3m	4m	5m	6m
0.4m	2 BS	BI	BI	BI	BI	BI	BI
0.8m	**4 BS**	**BS**	**BS**	BI	BI	BI	BI
1.2m	**3 BS**	**BS**	**BS**	**BS** BI	**BI** BS	**BI** BS	BI BS
1.6m	**5 BS**	**BS** BI	**BS** BI	**BS BI**	**BI** BS	**2 BI** BS	**2 BI** BS
2.0m	**3 BS**	**3 BS** BI	**BS**	**BS BI**	**BI** BS	**2 BI** BS	**2 BI** BS

Tab. 5.7 – Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur une plage de sable très fin $d_{50} = 0.063$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1.0\%$.

La Figure 5.29 montre que la position de la barre principale est contrainte par la valeur de la hauteur des vagues. Pour une hauteur des vagues donnée, nous constatons que la barre se situe à peu près à la même distance du niveau des hautes-mer, quel que soit le marnage. La Figure 5.30 montre que la vitesse verticale de la barre est d'autant plus grande que le marnage est faible. Celle-ci va de 4 mm/h à 1 mm/h. Le facteur qui influe principalement sur la vitesse horizontale est aussi le marnage. En effet, quelle que soit la hauteur de vagues (à part en dessous de 0.40 m ou elle vaut moins de -5 cm/h), elle varie de -60 cm/h pour un marnage nul à de -20 cm/h pour un marnage de 6m.

La comparaison des Figures 5.29 et 5.30 avec les Figures 5.16 et 5.17 confirme que les barres se forment et se déplacent deux à trois fois plus vite dans le cas d'un sédiment de 0.063 mm par rapport à un sédiment de 0.144mm. Ces barres se forment aussi plus loin du rivage.

• *Grain plus grossier de 0.200 mm*

Nous avons effectué 35 simulations en faisant varier la hauteur des vagues de 0.4 m à 2 m par pas de 0.4 m et le marnage de 0 m à 6 m par pas de 1 m. Les 35 simulations donnent des résultats similaires, à savoir la mise en place de barres dans le domaine subtidal,

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

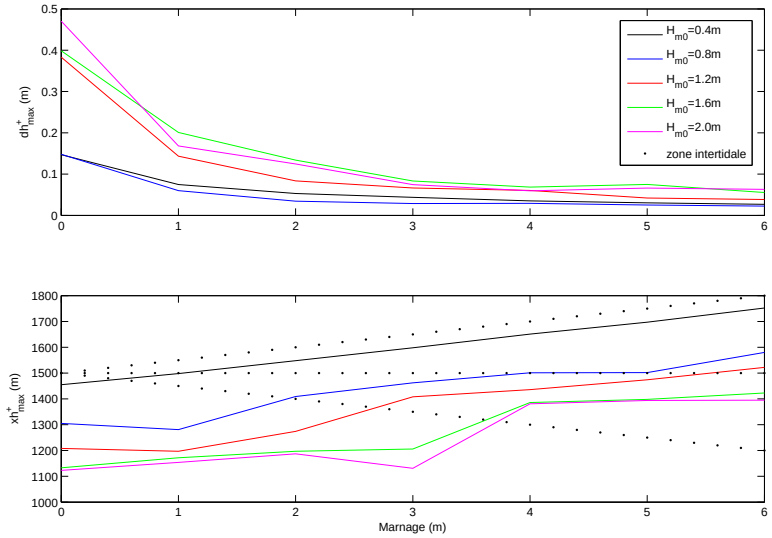


FIG. 5.31 – dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.200$ mm.

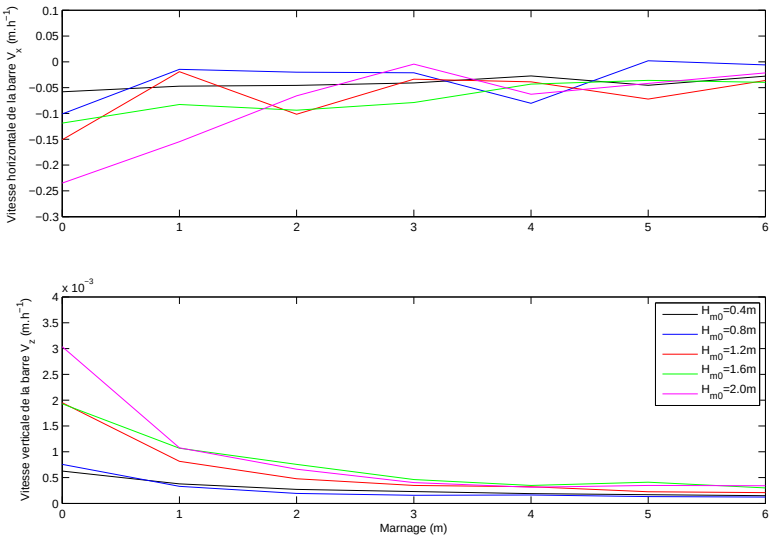


FIG. 5.32 – V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.200$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

beaucoup moins développées que pour un sédiment de taille de 0.144 mm. Nous constatons aussi que plus les vagues sont importantes, plus les barres sont grosses, nombreuses et éloignées du rivage et que plus le marnage est important, plus les barres sont petites. Le Tableau 5.8 présente de manière synthétique les évolutions morphologiques simulées et confirme cette atténuation des barres pour une granulométrie plus grossière.

H_{m_0} / TR	0m	1m	2m	3m	4m	5m	6m
0.4m	BS	-	-	-	-	-	-
0.8m	BS	-	-	-	-	-	-
1.2m	**3 BS**	BS	-	-	-	-	-
1.6m	**3 BS**	BS	BS	-	-	-	-
2.0m	**3 BS**	2 BS	BS	-	-	-	-

Tab. 5.8 – Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.200$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1.0\%$.

La Figure 5.31 montre que la position de la barre principale est contrainte par la valeur de la hauteur des vagues. Pour une hauteur des vagues donnée, nous constatons que la barre se situe à peu près à la même distance du niveau des hautes-mer, quel que soit le marnage. La Figure 5.32 montre que la vitesse verticale de la barre est d'autant plus grande que le marnage est faible ou la hauteur des vagues importante. Celle-ci va de 2 mm/h à moins de 0.5 mm/h. Pour la vitesse horizontale, il est plus difficile de conclure, car elle est assez faible.

La comparaison des Figures 5.31 et 5.32 avec les Figures 5.16 et 5.17 confirme que les barres se forment et se déplacent moins vite dans le cas d'un sédiment de 0.200 mm par rapport à un sédiment de 0.144mm. Ces barres se forment aussi plus près du rivage.

• *Conclusions sur le paramètre « granulométrie de la plage »*

L'effet de la granulométrie sur la morphologie des plages est très important. Une granulométrie plus fine implique une vitesse de chute plus faible, donc un transport de sédiment plus facile et ainsi une formation plus rapide des barres. Au contraire, une granulométrie plus importante va ralentir le mouvement des sédiments et va donc engendrer des formes littorales moins marquées.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Dans cette sous-section, nous avons donc montré les effets de la modification de la taille du sédiment sur la morphologie des plages sableuses. Cependant, l'étude des modèles descriptifs nous montre qu'une plage avec un sédiment fin va avoir tendance à générer une plage avec une pente plus douce. Au contraire, les plages pentues vont avoir des sédiments grossiers. Nous avons donc ensuite étudié l'effet combiné de la modification du diamètre médian et de la pente de la plage.

Influence combinée de la pente de la plage et du diamètre médian du sédiment

Pour voir l'influence combinée de la granulométrie et de pente de la plage, nous avons testé en prenant deux configurations : $\beta_p = 0.5\%$ avec $d_{50} = 0.063$ mm et $\beta_p = 2\%$ avec $d_{50} = 0.200$ mm.

• *Pente moins forte de 0.5% et grain plus fin de 0.063 mm*

Nous avons effectué 35 simulations en faisant varier la hauteur des vagues de 0.4 m à 2 m par pas de 0.4 m et le marnage de 0 m à 6 m par pas de 1 m. Les 35 simulations donnent des résultats similaires, à savoir la mise en place de barres dans le domaine subtidal et intertidal, beaucoup plus développées que pour la simulation de référence. Nous constatons aussi que plus les vagues sont importantes, plus les barres sont grosses, nombreuses et éloignées du rivage et que plus le marnage est important, plus les barres sont petites. Le Tableau 5.9 présente de manière synthétique les évolutions morphologiques simulées et confirme cette accentuation des barres dans cette configuration.

H_{m_0} / TR	0m	1m	2m	3m	4m	5m	6m
0.4m	**BS**	**BI**	BI	BI	BI	-	-
0.8m	**6 BS**	**4 BS** BI	BS 2 BI	-	5 BI	-	3 BI
1.2m	**6 BS**	**4 BS** BI	**2 BS** 2 BI	BS BI	2 BI	3 BI	3 BI
1.6m	**3 BS**	**3 BS BI**	**BS BI**	BS BI	2 BI	2 BI	3 BI
2.0m	**5 BS**	**3 BS BI**	**2 BS BI**	**BS BI**	3 BI	3 BI	2 BI

Tab. 5.9 – Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur une plage de sable très fin $d_{50} = 0.063$ mm de pente uniforme $\beta_p = 0.5\%$.

La Figure 5.33 montre que la position de la barre principale est contrainte par la valeur de la hauteur des vagues. Pour une hauteur des vagues donnée, nous constatons

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

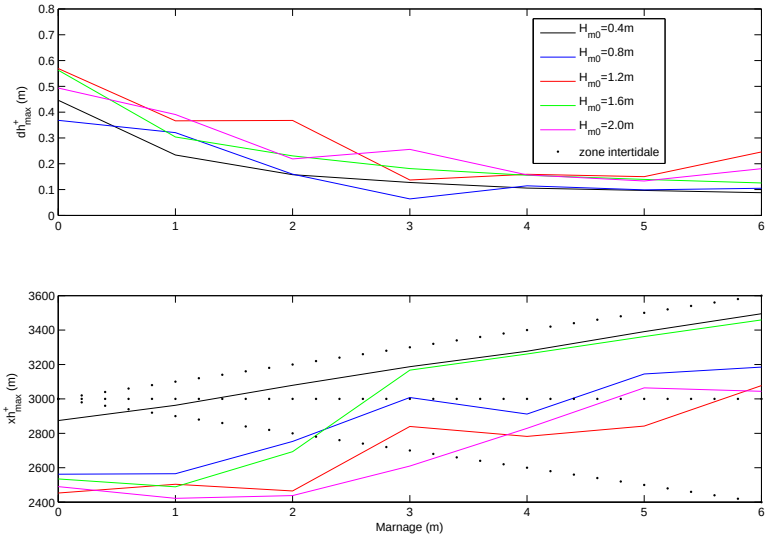


FIG. 5.33 – dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 0.5\%$ et $d_{50} = 0.063$ mm.

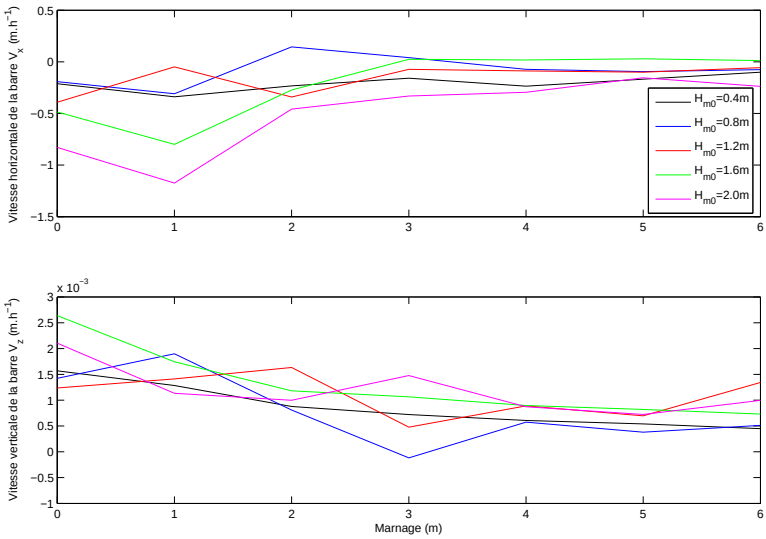


FIG. 5.34 – V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 0.5\%$ et $d_{50} = 0.063$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

que la barre se situe à peu près à la même distance du niveau des hautes-mer, quel que soit le marnage. La Figure 5.34 montre que la vitesse verticale de la barre est d'autant plus grande que le marnage est faible. Celle-ci va de 2.5 mm/h à 1 mm/h. Le facteur qui influe principalement sur la vitesse horizontale est aussi le marnage. En effet, quelle que soit la hauteur des vagues, elle varie de -50 cm/h pour un marnage nul à de -20 cm/h pour un marnage de 6m.

La comparaison des Figures 5.33 et 5.34 avec les Figures 5.16, 5.25, 5.29 et 5.17, 5.26, 5.30 montre que que la prise en compte d'une granulométrie plus fine venant accélérer la formation des barres, compense plus une pente moins marquée venant ralentir leur formation.

• *Pente plus forte de 2% et grain plus grossier de 0.200 mm*

Nous avons effectué 35 simulations en faisant varier la hauteur des vagues de 0.4 m à 2 m par pas de 0.4 m et le marnage de 0 m à 6 m par pas de 1 m. Les 35 simulations donnent des résultats similaires, à savoir la mise en place de barres dans le domaine subtidal, moins développées que pour la simulation de référence. Nous constatons aussi que plus les vagues sont importantes, plus les barres sont grosses, nombreuses et éloignées du rivage et que plus le marnage est important, plus les barres sont petites. Le Tableau 5.10 présente de manière synthétique les évolutions morphologiques simulées et confirme cette atténuation des barres dans cette configuration.

H_{m_0} / TR	0m	1m	2m	3m	4m	5m	6m
0.4m	-	-	-	-	-	-	-
0.8m	BS	BS	-	-	-	-	-
1.2m	**BS**	**BS**	BS	BS	-	-	-
1.6m	**BS**	**BS**	**BS**	**BS**	BS	BS	BS
2.0m	**BS**	**BS**	**BS**	BS	BS	BS	BI

Tab. 5.10 – Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.200$ mm de pente uniforme $\beta_p = 2.0\%$.

La Figure 5.35 montre que la position de la barre principale est contrainte par la valeur de la hauteur des vagues. Pour une hauteur des vagues donnée, nous constatons que la barre se situe à peu près à la même distance du niveau des basses-mer, quel

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

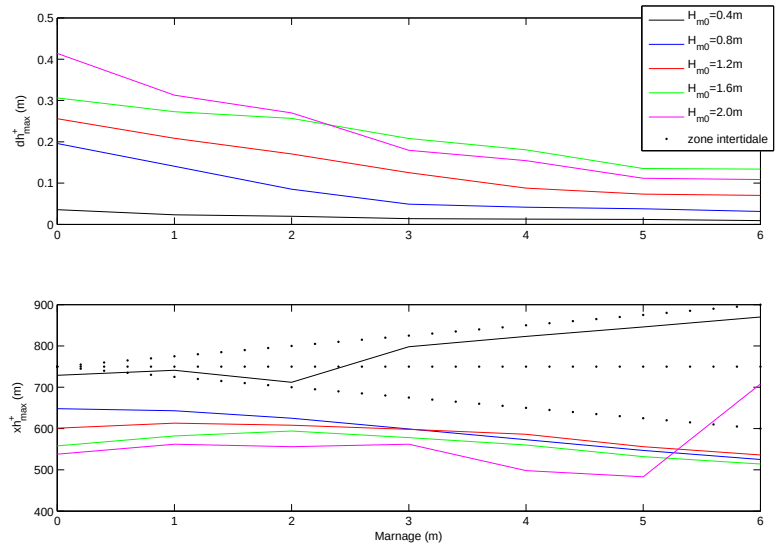


FIG. 5.35 – dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 2.0\%$ et $d_{50} = 0.200$ mm.

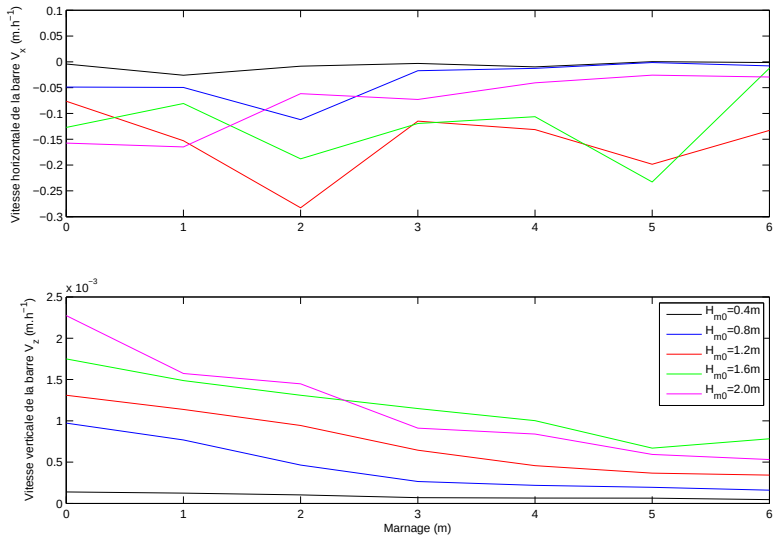


FIG. 5.36 – V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 2.0\%$ et $d_{50} = 0.200$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

que soit le marnage. La Figure 5.36 montre que la vitesse verticale de la barre est d'autant plus grande que le marnage est faible. Celle-ci va de 2.5 mm/h à moins de 1 mm/h. Pour la vitesse horizontale, nous ne pouvons pas conclure selon le marnage et la hauteur des vagues. Celle-ci est comprise entre -25 cm/h et 0 cm/h. La comparaison des Figures 5.35 et 5.36 avec les Figures 5.16, 5.27, 5.31 et 5.17, 5.28, 5.32 montre que que la prise en compte d'une granulométrie plus grossière venant ralentir la formation des barres, compense plus une pente plus marquée venant accélérer leur formation.

• *Conclusions sur la combinaison des deux paramètres*

Dans nos simulations, un changement de la granulométrie d'une plage a plus d'influence que le changement de la pente sur la vitesse de formation et de déplacement des barres. Cependant, nous constatons que la pente joue un rôle prépondérant sur la position de la barre principale. Dans nos simulations, une pente de 2% va générer une barre dans la zone de déferlement de la marée basse alors qu'elle sera générée dans la zone de déferlement de la marée haute pour une pente inférieure.

L'étude de ces différents paramètres dans ces diverses simulations nous permet d'apporter quelques éléments en terme de morphodynamique côtière.

Conclusions sur l'influence des paramètres

Les simulations que nous avons effectuées sont nombreuses et couvrent un spectre assez large de configuration de plage. Cependant, il y a deux limites dans ces simulations. La première est l'utilisation d'une plage de pente et de granulométrie identiques sur tout le profil. La deuxième est de fixer le marnage et les conditions de vagues constantes tout au long de la simulation. Ces hypothèses ne sont pas vérifiées dans la réalité. Il faut donc être très vigilant par rapport à l'exploitation de ces résultats et se limiter uniquement aux aspects qualitatifs. En conséquence, ces simulations nous permettent de vérifier l'influence de ces 5 paramètres :

- La hauteur des vagues. Plus elle est importante, plus les barres vont être marquées et loin du rivage. Ceci est tout à fait normal car la hauteur des vagues est reliée directement à l'énergie. Plus les vagues sont hautes, plus l'énergie dissipée sera importante et mettra en mouvement les sédiments. La hauteur des vagues est le moteur de tous les mouvements sur les plages sableuses.
- Le marnage. Plus il est important, plus l'énergie des vagues sera dissipée le long de la plage et moins les barres seront marquées. Le marnage est un mécanisme estompeur de l'énergie des vagues.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

- Le spectre des vagues. Plus il est étroit, plus l'énergie des vagues lors du déferlement sera localisée et plus les barres seront marquées. Le spectre d'énergie décrit la forme des vagues.
- La pente de la plage. Plus elle est grande, plus le déferlement des vagues sera rapide et donc intense et plus les barres seront marquées. Plus généralement, la forme de la plage induit la propagation des vagues et leur déferlement.
- La granulométrie. Plus elle est fine, plus les sédiments seront facilement mobilisables et plus les barres seront marquées.

A l'issue de ces expériences numériques, nous disposons d'un nombre important des simulations à confronter avec le modèle descriptif de Masselink et Short (1993, [95]).

Confrontation avec le modèle descriptif de Masselink et Short (1993)

Nous allons prendre en compte les huit séries de simulations réalistes effectuées sur le plan incliné :

- Climat de beau temps sur la plage de pente 1% et de $d_{50} = 0.144$mm,
- Climat de tempête sur la plage de pente 1% et de $d_{50} = 0.144$mm,
- Climat de beau temps sur la plage de pente 0.5% et de $d_{50} = 0.144$mm,
- Climat de beau temps sur la plage de pente 2% et de $d_{50} = 0.144$mm,
- Climat de beau temps sur la plage de pente 0.5% et de $d_{50} = 0.063$mm,
- Climat de beau temps sur la plage de pente 1% et de $d_{50} = 0.063$mm,
- Climat de beau temps sur la plage de pente 1% et de $d_{50} = 0.200$mm,
- Climat de beau temps sur la plage de pente 2% et de $d_{50} = 0.200$mm.

Pour pouvoir placer les points de chaque simulation selon RTR et Ω, nous devons calculer MSR, H_d, w_f et T. Pour cela, nous assimilons,

- le MSR au TR,
- la hauteur au déferlement comme le maximum de la hauteur $H_{1/3}$ sur le dernier plan de vague,
- la période T à la période de pic,
- la vitesse de chute w_f à celle utilisée dans la formule de Bailard.

Chaque série de simulation est représentée sur un schéma indépendant et fait l'objet d'un découpage en huit zones équivalent au diagramme de Masselink et Short (1993, [95]) présentée à la Figure 1.6. Ces huit schémas sont représentés aux Figures 5.37 et 5.38. Nous avons aussi regroupé les huit séries sur la Figure 5.39 afin d'avoir une vision plus globale.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

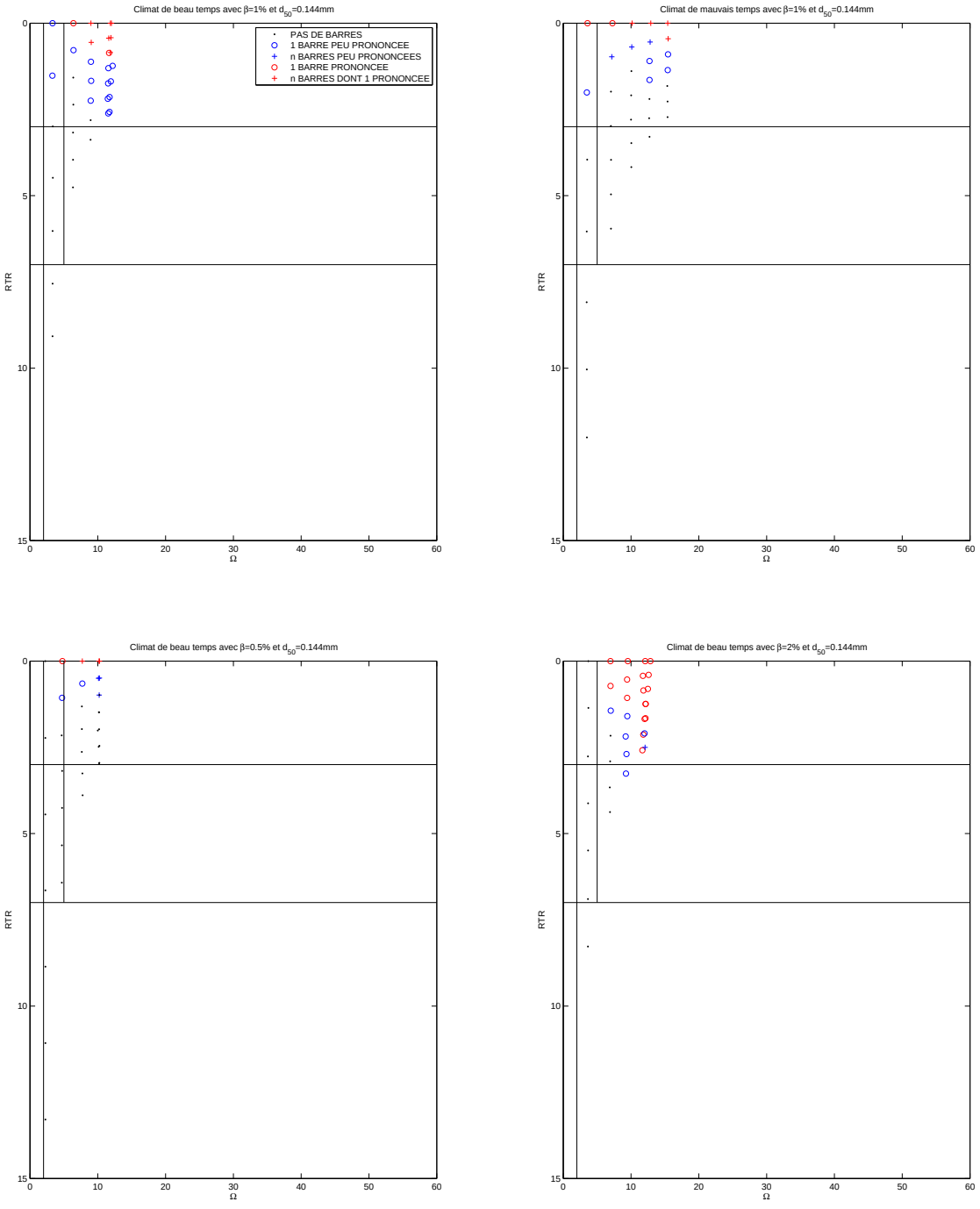


Fig. 5.37 – Résultats numériques présentés dans le diagramme de Masselink et Short (1993, [95]).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

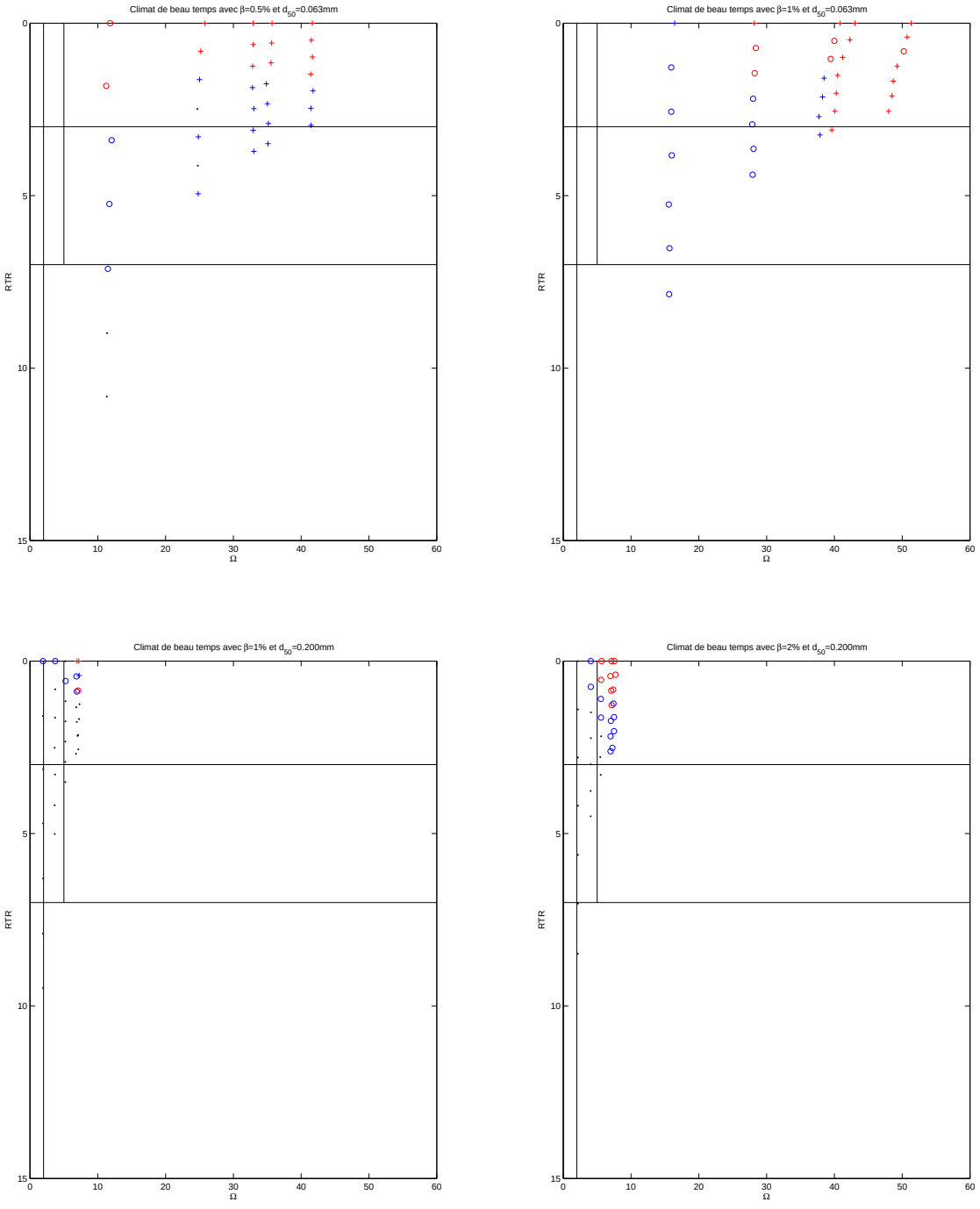


Fig. 5.38 – Résultats numériques présentés dans le diagramme de Masselink et Short (1993, [95]).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

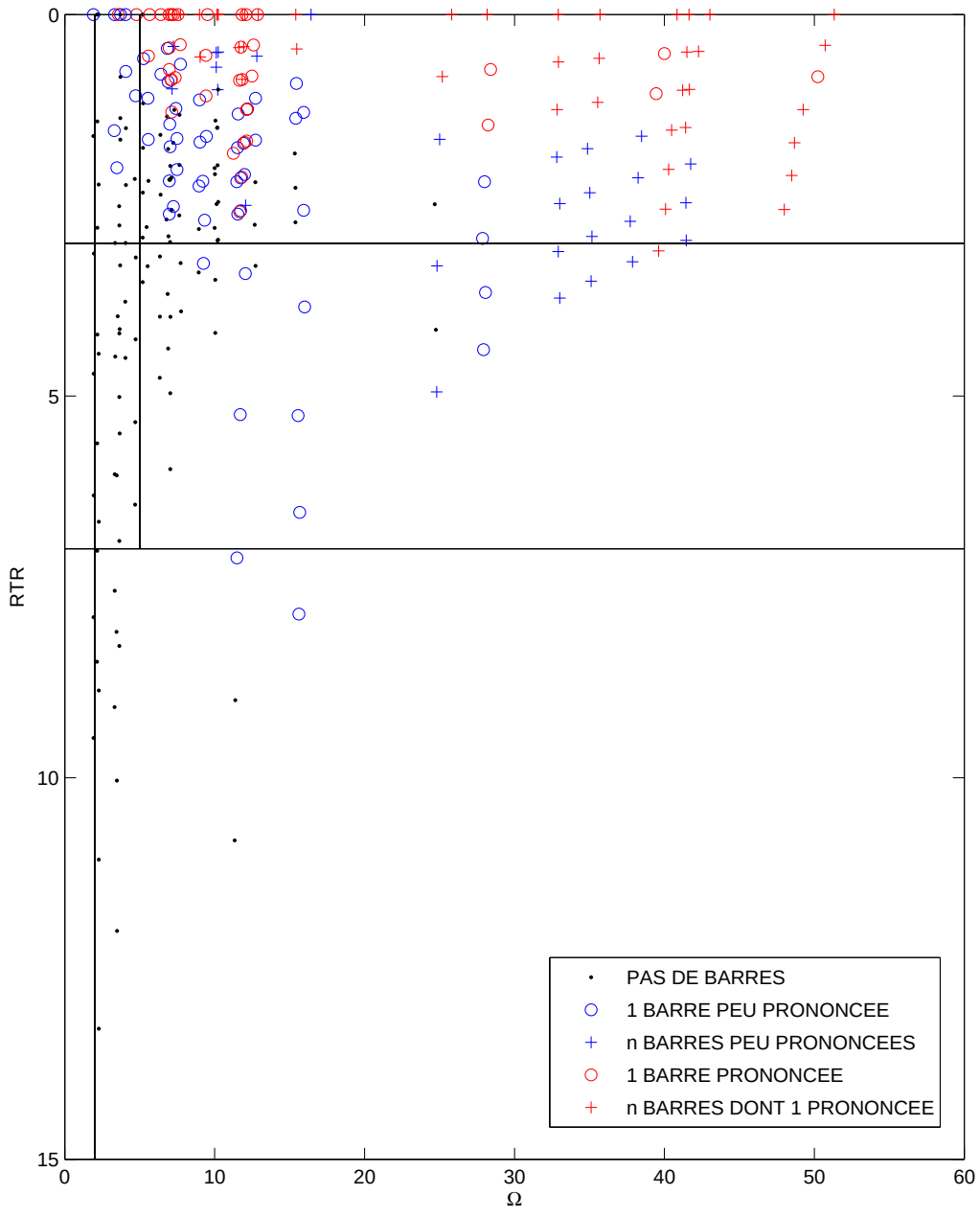


Fig. 5.39 – Résultats numériques présentés dans le diagramme de Masselink et Short (1993, [95]).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Chacun des huit graphes suit la même tendance. En effet, en se déplaçant du bas à gauche vers le haut à droite, nous partons de plages ne développant pas de barres à des plages générant des barres de plus en plus nombreuses et marquées. Ceci est normal car nous partons de plage avec un fort marnage et de faibles vagues vers des plages avec peu de marnage et des vagues importantes.

Selon la valeur de Ω, Masselink et Short (1993, [95]) caractérisent les plages réflectives, intermédiaires et dissipatives.

Dans nos simulations, nous avons peu traité le cas réflectif. Cependant, les quelques cas qui s'en approchent, montrent que ce type de morphologie ne génère pas de barres, ce qui correspond aux prédictions du modèle descriptif.

En ce qui concerne les plages intermédiaires, Masselink et Short (1993, [95]) différencient deux domaines selon la valeur de RTR. Pour un RTR < 3, ils définissent les plages à barre. Nos simulations mettent en place ce système de plage mais uniquement pour un RTR < 1. Au delà de cette valeur et notamment pour RTR >3 , nos simulations ne prédisent pas l'existence de barres. Masselink et Short (1993, [95]) affirme que c'est un système avec des bancs de sables et des chenaux de vidanges, appelé système barre-baïne sur la côte Aquitaine. Cependant, notre modélisation "cross-shore" ne peut pas représenter ce type de plage car c'est une morphologie 3D. Sur ce type de plage, ce ne sont pas les courants de retour qui vont générer les barres mais les courants de vidange qui vont creuser des chenaux.

En ce qui concerne les plages dissipatives, le modèle de Masselink et Short (1993, [95]) comme la plupart de nos simulations prédisent des barres pour un RTR < 3. Pour $3 <$ RTR < 7, le modèle de Masselink et Short (1993, [95]) comme une partie de nos simulations prédisent des plages sans barres. Une partie car les simulations avec un d_{50} de 0.063 mm génèrent des barres, ce qui ne paraît pas aberrant. L'explication est que ce type de plage n'a pas été observé et donc ne peut pas entrer dans le modèle descriptif. Pour des RTR > 7, le modèle descriptif et nos simulations prédisent la mise en place de plages ultra-dissipatives, sans barres.

Dans le cas de morphologies "cross-shore", le modèle de Masselink et Short (1993, [95]) décrit assez bien qualitativement ce que nous observons dans nos simulations au niveau de l'influence des différents paramètres. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 5.39, ceci est plus compliqué au niveau quantitatif, car pour des RTR et Ω équivalents,

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

nous pouvons avoir ou ne pas avoir des barres.

Dans cette sous-section, nous avons réalisé des simulations dans la cas où la marée est supposée sinusoïdale. Dans la sous-section suivante, nous allons analyser l'influence de la prise en compte d'une asymétrie morte-eau vive-eau.

5.2.2 Modulation morte-eau vive-eau

Méthode

La méthode consiste à utiliser la même plage que dans la sous-section précédente, à savoir la plage plane avec une pente β_p de 1%, un d_{50} de 0.144 mm et un climat de beau temps. Nous effectuons alors des simulations sur la totalité d'un cycle morte-eau vive-eau, c'est-à-dire 15 jours. Cela représente donc 2163 pas de temps Δt. Dans un premier temps, afin d'avoir des comparaisons cohérentes, les 35 simulations de référence avec une marée sinusoïdale sont alors réalisées en faisant varier la hauteur des vagues de 0.4 m à 2 m par pas de 0.4 m et le marnage de 0 m à 6 m par pas de 1 m sur cette nouvelle durée. Dans un second temps, nous effectuons 30 simulations en faisant varier la hauteur des vagues de 0.4 m à 2 m par pas de 0.4 m et un marnage asymétrique variant de :

- 1 m à 3 m,
- 2 m à 4 m,
- 1 m à 5 m,
- 3 m à 5 m,
- 2 m à 6 m,
- 4 m à 6 m.

L'objectif est de comparer, pour chaque hauteur des vagues, l'évolution morphologique de cette plage, en prenant en compte ces 6 signaux de marée asymétriques, par rapport à l'évolution morphologique de cette même plage soumise à une marée sinusoïdale. Il est à noter que nous observons peu de variations sur le résultat des simulations si nous commençons par une période de vive-eau ou par une période de morte eau. Nous avons donc effectué ces 30 simulations en faisant se succéder une période de vive-eau, de morte-eau et de vive-eau.

Résultats

Les 65 simulations donnent des résultats similaires, à savoir la mise en place de barres dans le domaine subtidal et intertidal. Pour chacune de nos simulations, nous nous focalisons sur le mouvement de la barre principale, repérée par le maximum de l'élévation

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

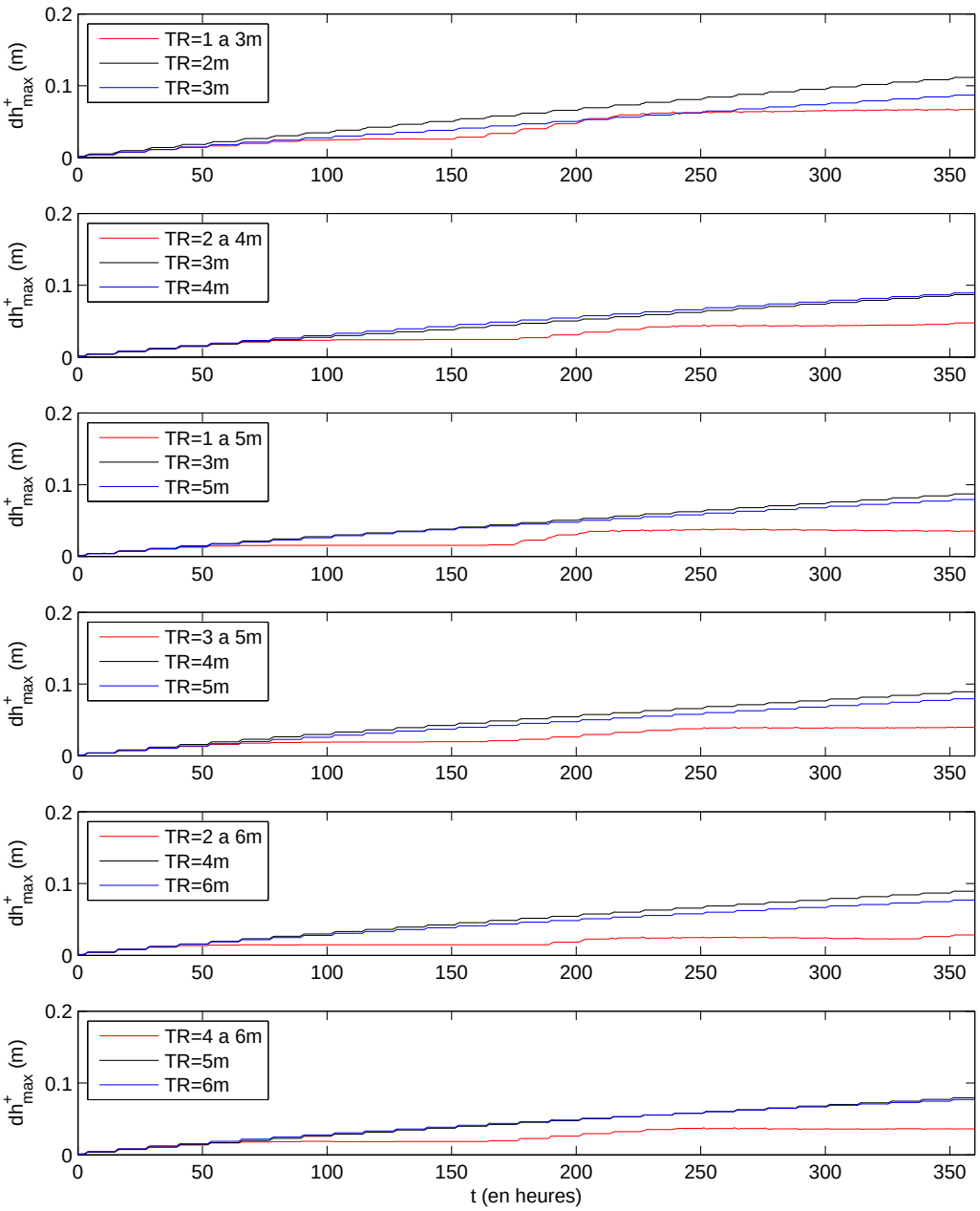


Fig. 5.40 – Séries chronologiques de dh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 0.4$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

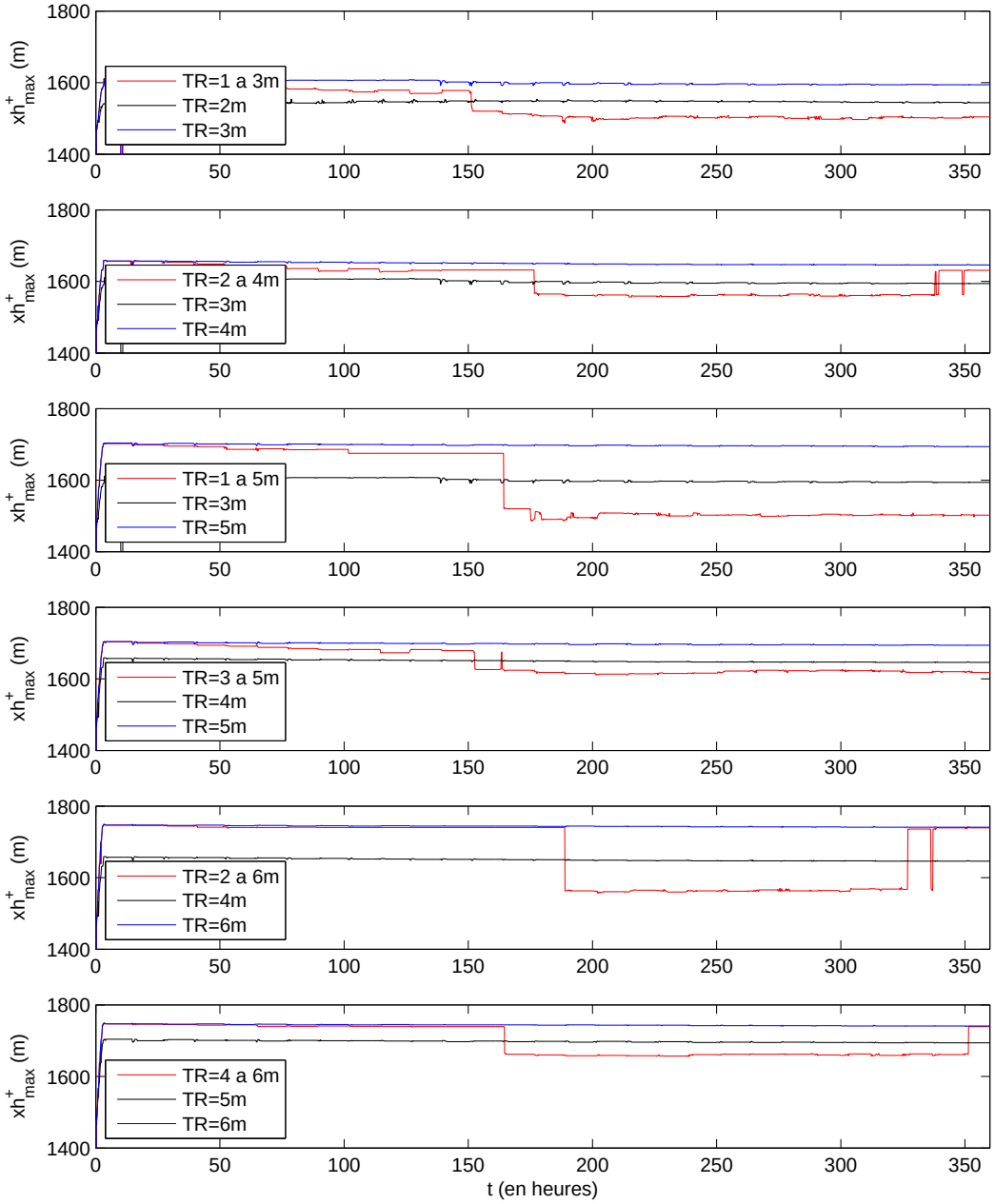


Fig. 5.41 – Séries chronologiques de xh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 0.4$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

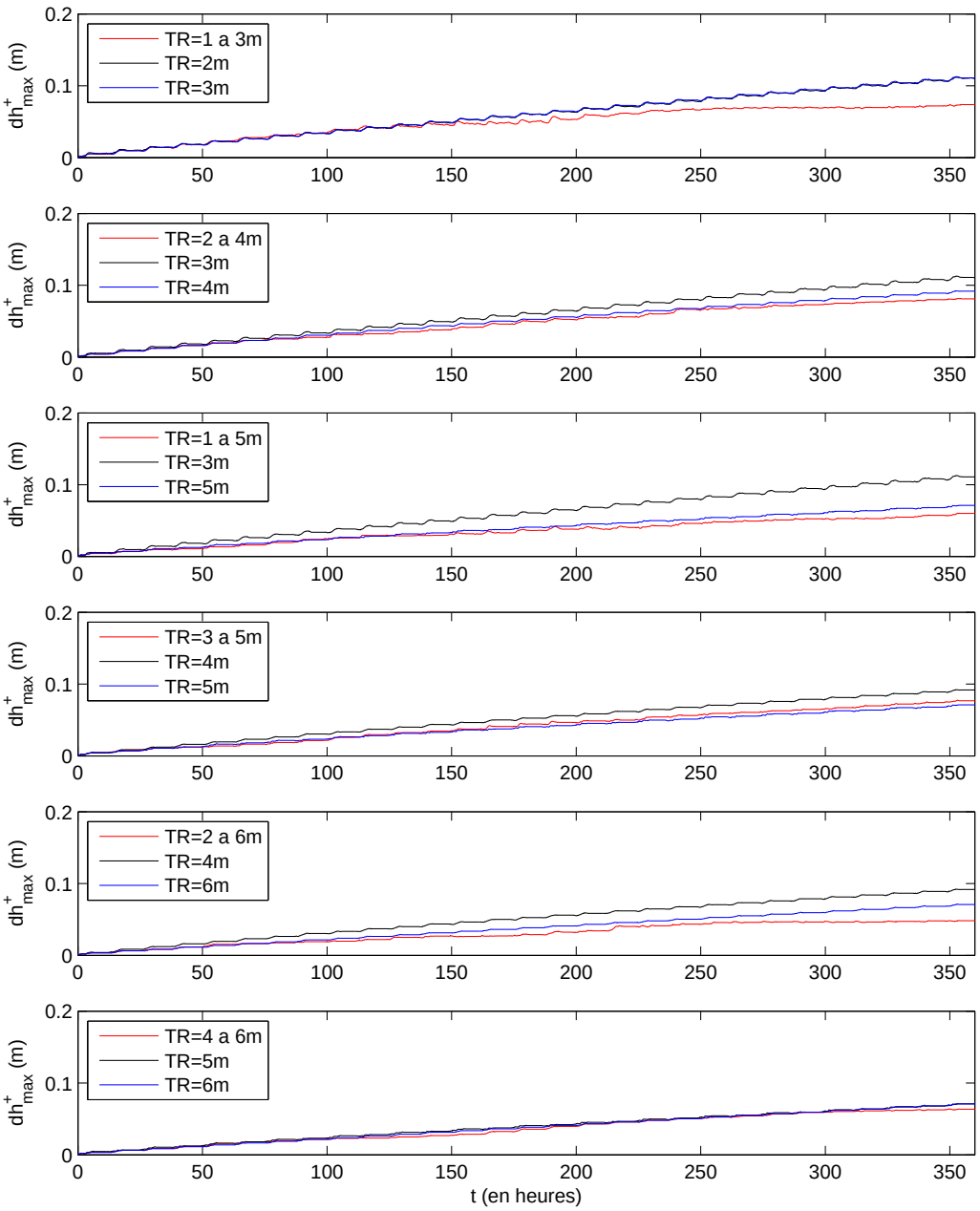


Fig. 5.42 – Séries chronologiques de dh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 0.8$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

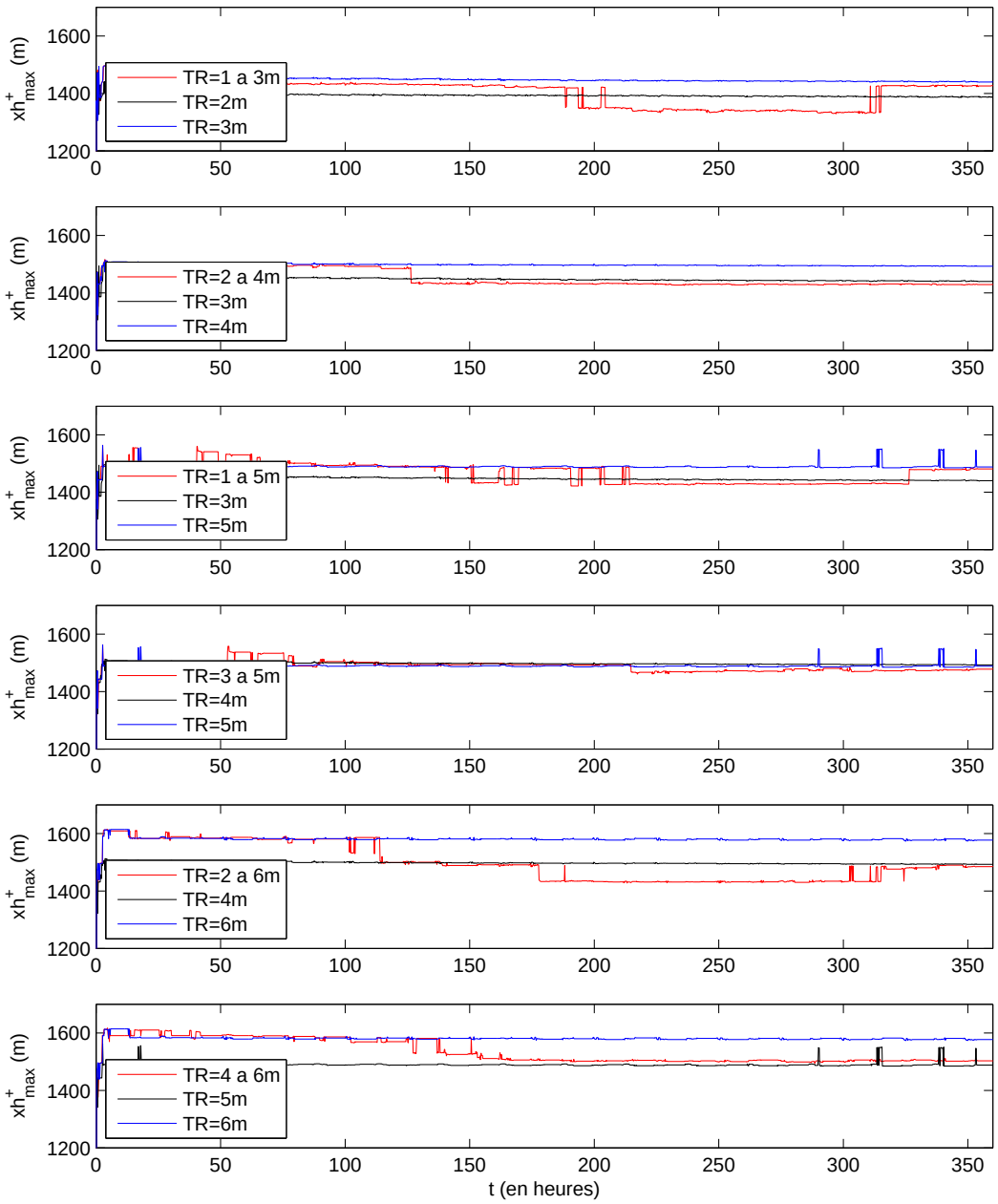


FIG. 5.43 – Séries chronologiques de xh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 0.8$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

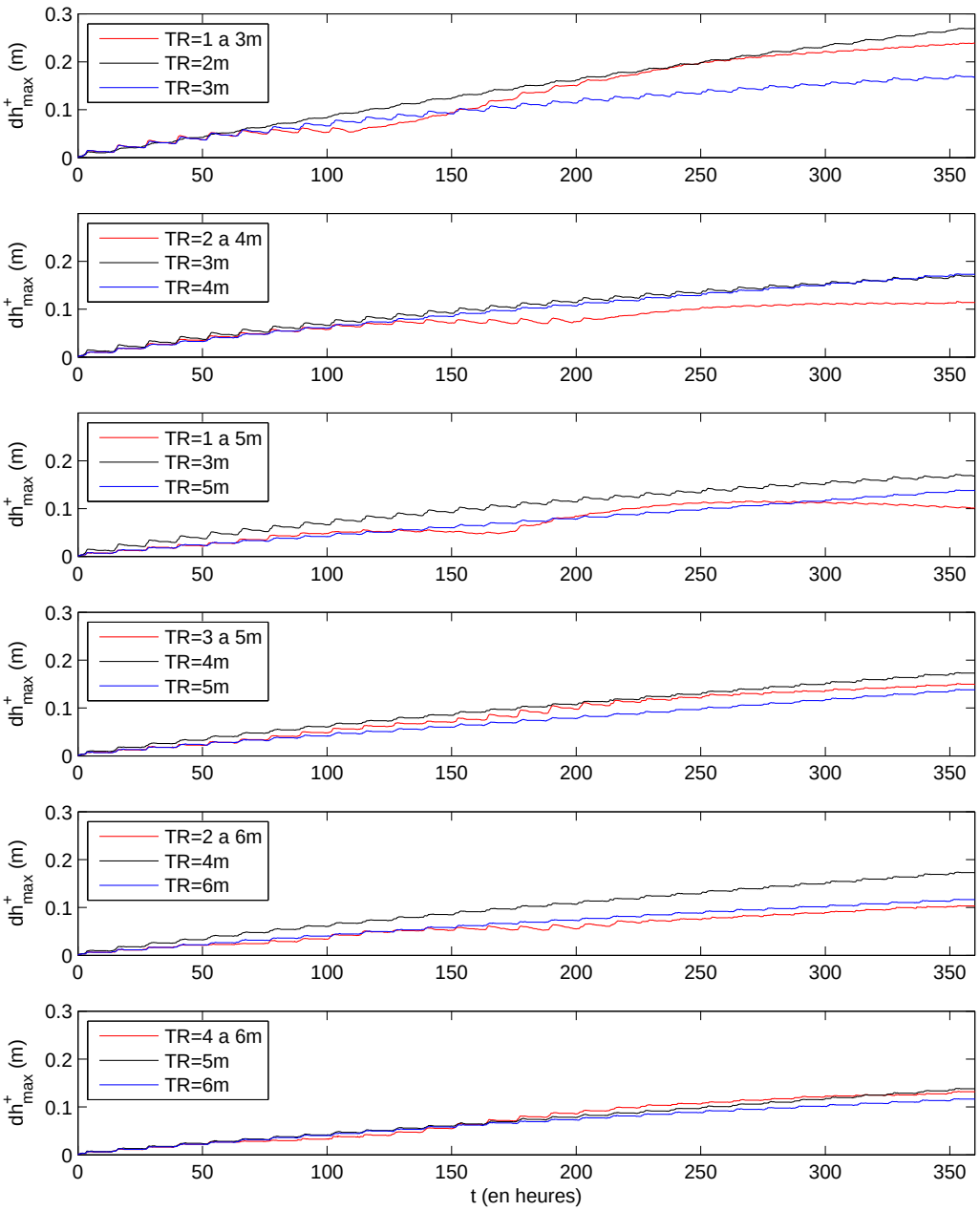


FIG. 5.44 – Séries chronologiques de dh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 1.2$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

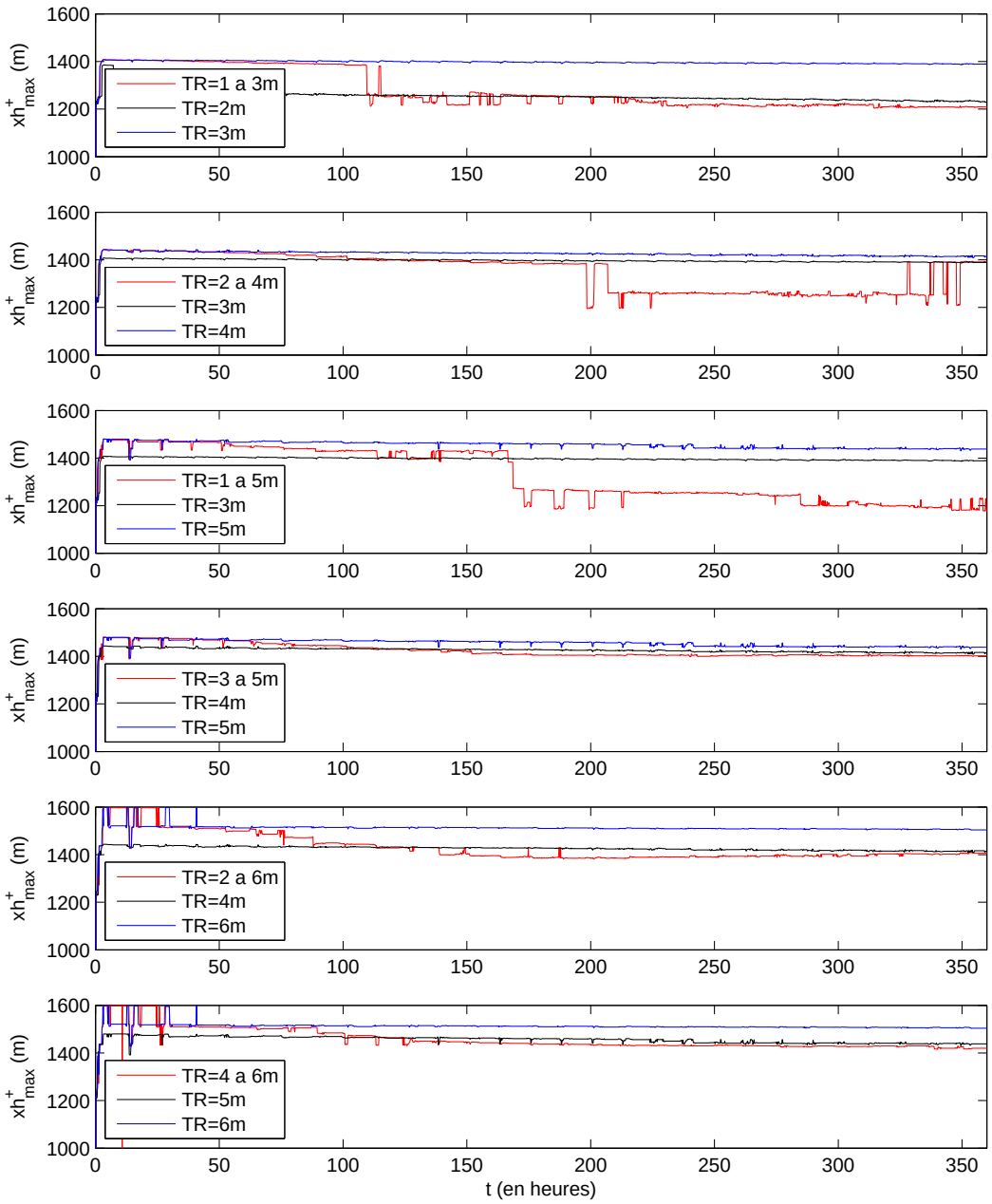


FIG. 5.45 – Séries chronologiques de xh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 1.2$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

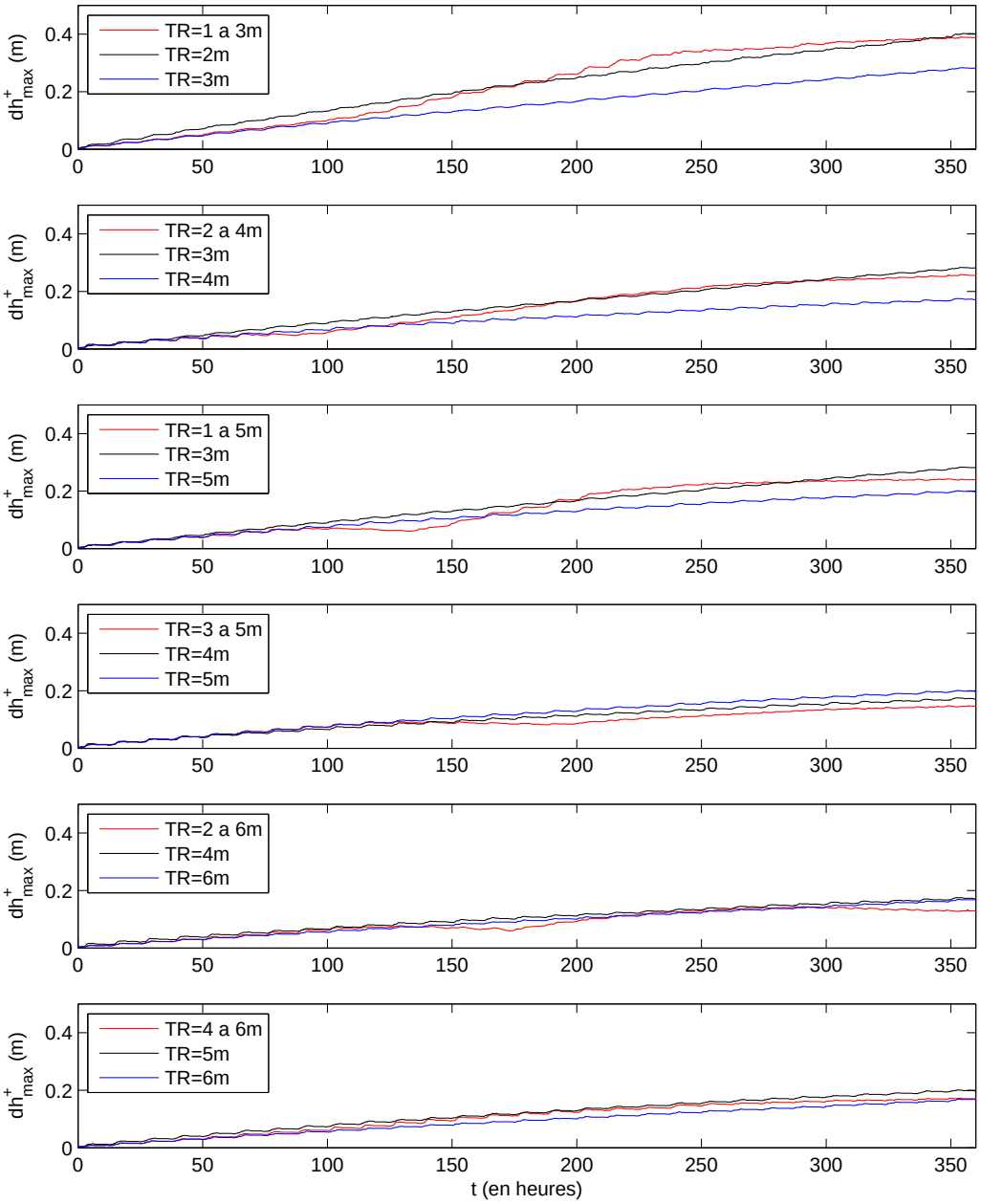


Fig. 5.46 – Séries chronologiques de dh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 1.6$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

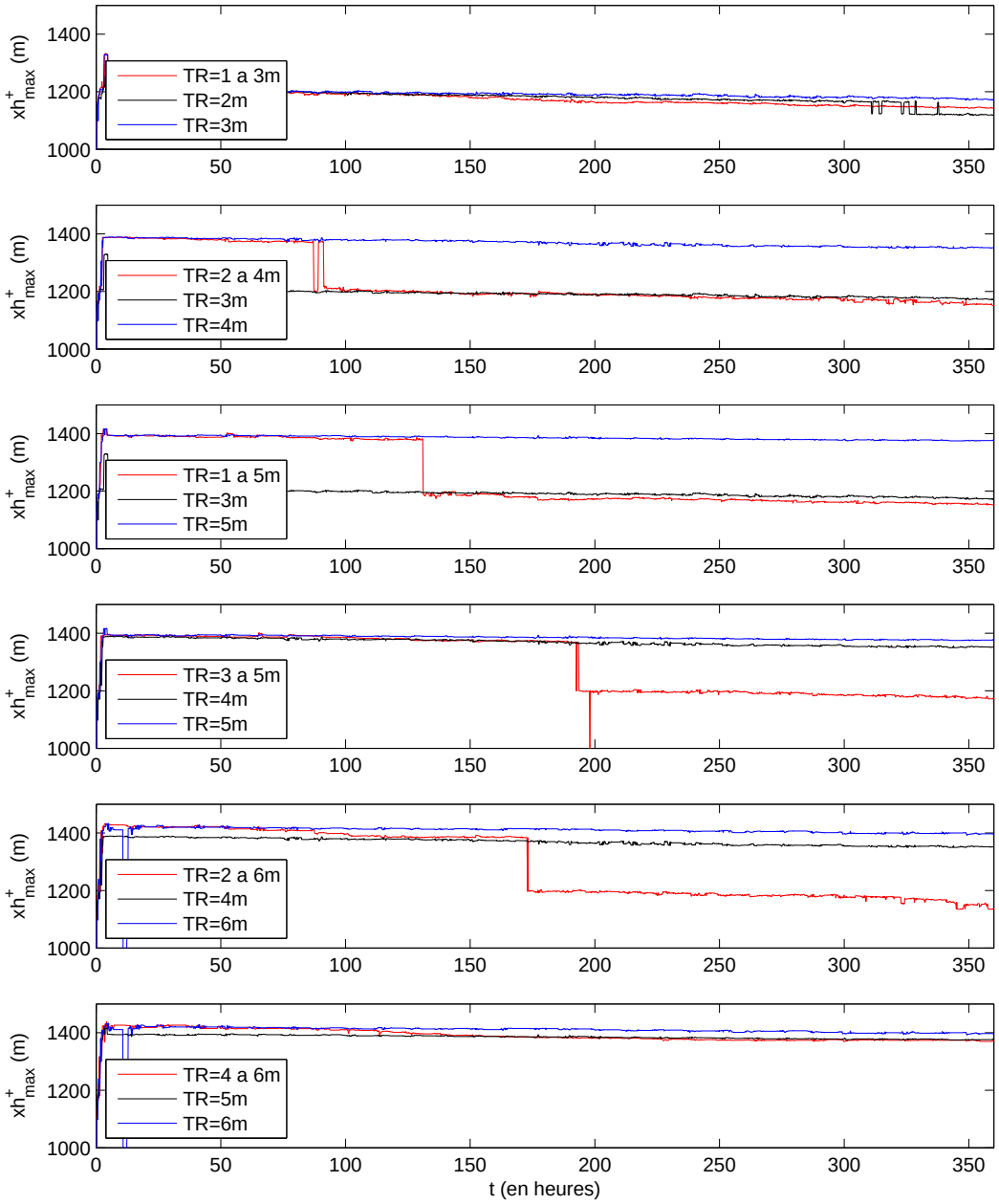


FIG. 5.47 – Séries chronologiques de xh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 1.6$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

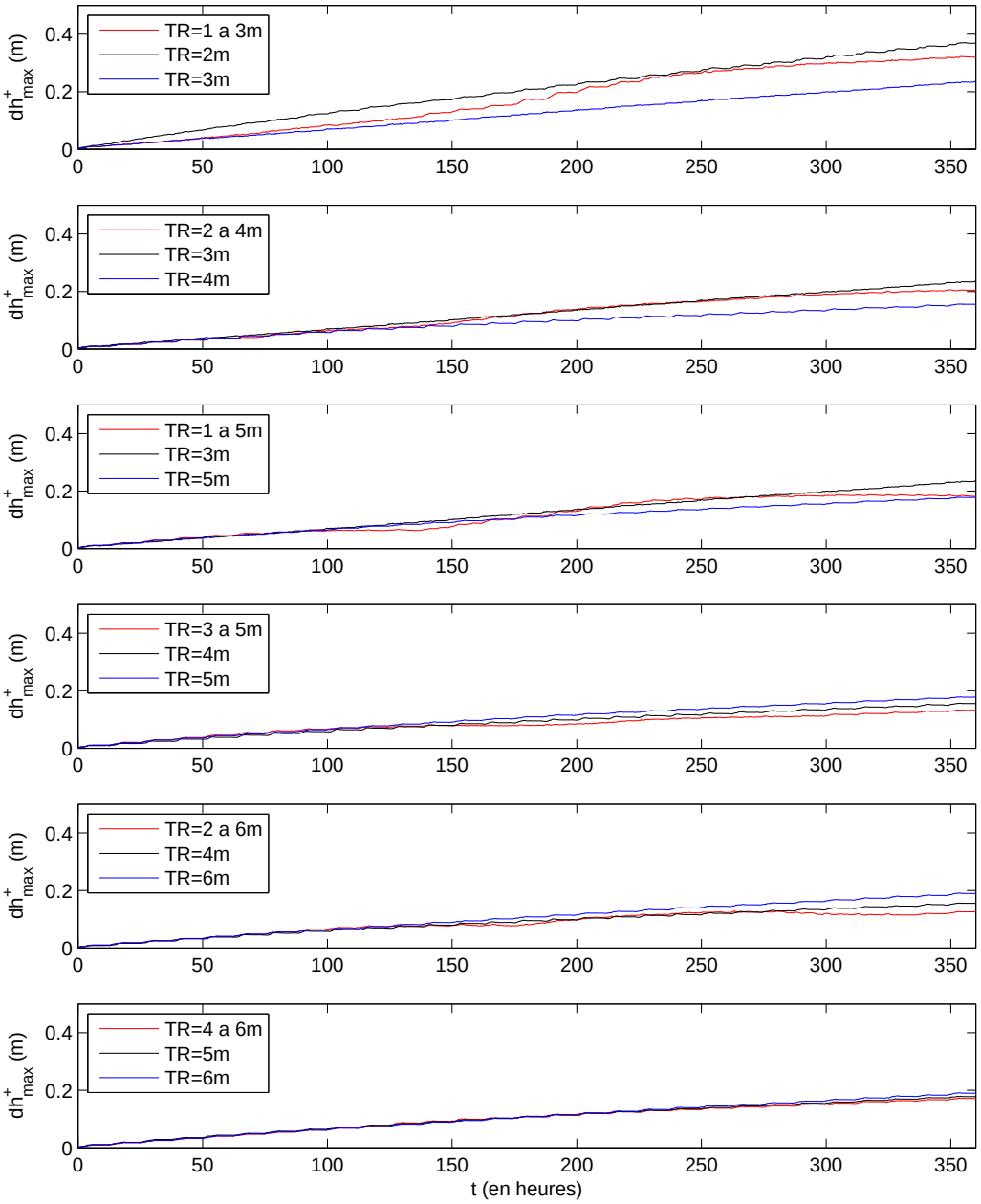


Fig. 5.48 – Séries chronologiques de dh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 2.0$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

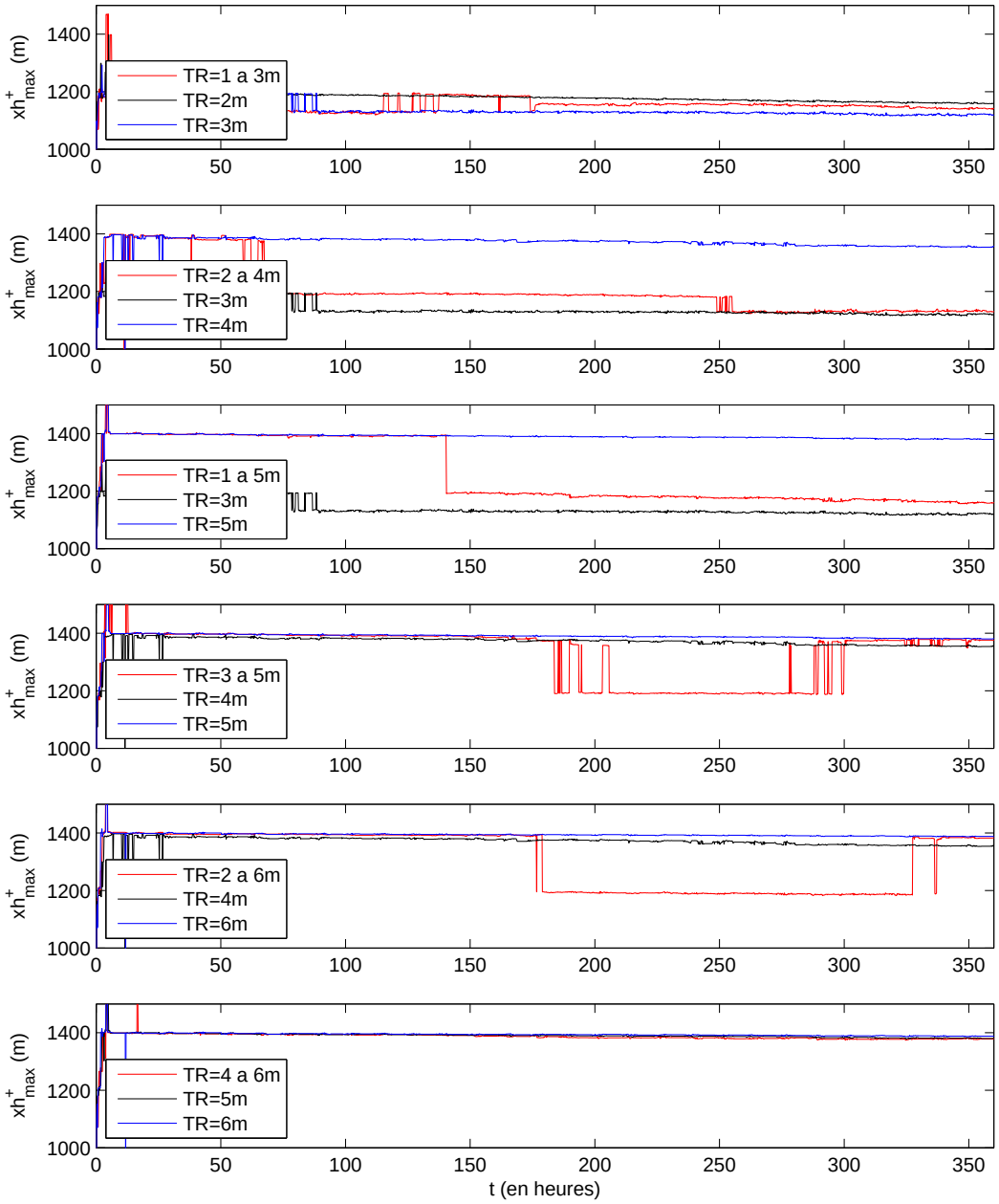


FIG. 5.49 – Séries chronologiques de xh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 2.0$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm.

verticale dh^+_{max} par rapport au plan moyen située à la position horizontale xh^+_{max}. Nous constatons que les résultats sont différents dans le cas d'une marée sinusoïdale et dans le cas d'une marée asymétrique.

En effet, dans le cas d'une marée sinusoïdale, nous observons une élévation et un recul quasi linéaire de la barre principale. Ceci est tout à fait normal car nous avons deux zones privilégiées pour la formation des barres : les points de déferlement au moment des étals de la marée basse et de la marée haute.

Au contraire, dans le cas de la marée asymétrique, nous observons une élévation et un recul qui sont modulés par la valeur du marnage. Ceci est tout-à-fait normal car un marnage qui varie vient modifier le temps d'action des vagues en un point et vient changer la position des étals. En conséquence, la position et l'élévation des barres ne suivent plus une loi linéaire. Plus précisément, nous constatons, au début de chaque simulation asymétrique, que la barre principale qui se forme tend à se rapprocher de la barre principale qui est générée dans le cas d'une simulation avec le marnage de vive-eau correspondant. Ensuite, comme le marnage diminue, cette barre évolue plus rapidement.

L'analyse de la comparaison des courbes d'évolution de l'élévation et de la position entre la marée sinusoïdale et asymétrique est assez difficile. Sur les Figures 5.40 à 5.49, nous avons représenté ces variables pour une marée asymétrique et pour les marnages moyens et maxima. Hormis pour une hauteur des vagues de 40 cm, nous observons qu'une simulation effectuée avec une marée asymétrique tend à se rapprocher des simulations correspondantes effectuées avec le marnage moyen et maximal tant en terme d'élévation que de position.

Dans cette sous-section, nous avons donc montré qu'il était inutile de considérer une marée asymétrique pour nos simulations numériques sur la plage idéalisée. Dans la section suivante, nous allons présenter quelques résultats de simulations effectuées sur la plage de Pentrez afin de montrer le caractère général des résultats obtenus pour la plage idéalisée.

5.3 Simulations sur la plage de Pentrez

Dans cette section, nous allons d'abord voir sur la plage de Pentrez dans le cas d'une onde de marée sinusoïdale que nous retrouvons les mêmes résultats que pour la plage

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

idéalisée. Puis, nous allons analyser comment répond cette plage à une simulation longue et réaliste en considérant l'asymétrie vive-eau morte-eau.

5.3.1 Onde de marée sinusoïdale

H_{m_0} / TR	0m	1m	2m	3m	4m	5m	6m
0.4m	BS	-	-	-	-	-	-
0.8m	**BS**	BS	-	-	-	-	-
1.2m	**BS**	**BS**	BS	BS	BS	BS	BS
1.6m	**BS**	**BS**	**BS**	**BS**	**BS**	BS	BS
2.0m	**BS**	**BS**	**BS**	**BS**	BS	BS	BS

Tab. 5.11 – Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur la plage de Pentrez.

H_{m_0} / TR	0m	1m	2m	3m	4m	5m	6m
0.4m	**BS**	BI	-	-	-	-	-
0.8m	BS	BS	-	-	-	-	-
1.2m	**BS**	**BS**	BS	-	BS	BS	BS
1.6m	**BS**	**BS**	**BS**	**BS**	BS	BS	BS
2.0m	**BS**	**BS**	**BS**	**BS**	**BS**	BS	BS

Tab. 5.12 – Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de tempête de période $T_p = 10.3$ s sur la plage de Pentrez.

Pour cette série de simulations, nous avons repris les conditions utilisées dans la sous-section 5.2.1 mais en prenant le profil de plage de la campagne PENTREZ#4. Comme précédemment, nous effectuons des simulations sur 14 cycles de marée par un climat de beau temps et de tempête. Pour chaque climat, nous avons donc réalisé 35 simulations en faisant varier la hauteur des vagues de 0.4 m à 2 m par pas de 0.4 m et le marnage de 0 m à 6 m par pas de 1 m. Les 70 simulations donnent des résultats similaires, à savoir la mise en place d'une barre dans le domaine subtidal. Nous constatons aussi que plus les vagues sont importantes, plus les barres sont grosses et que plus le marnage est important, plus les barres sont petites. Les barres sont légèrement moins marquées dans

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

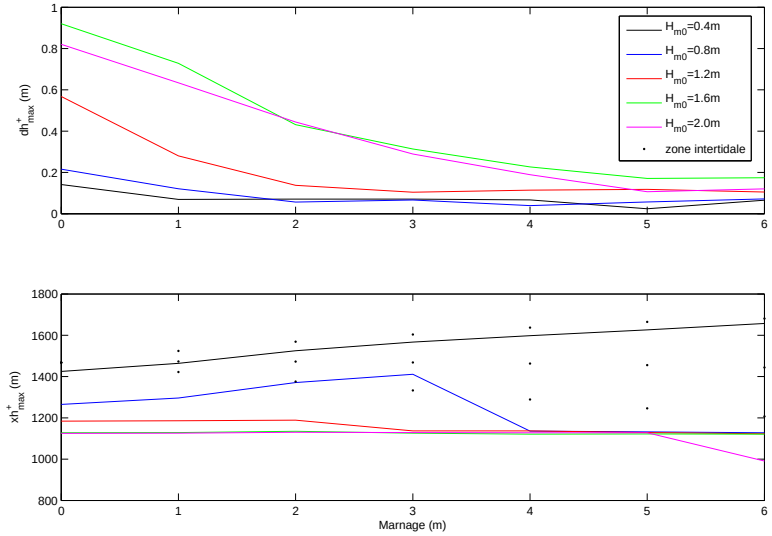


FIG. 5.50 – dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} sur la plage de Pentrez.

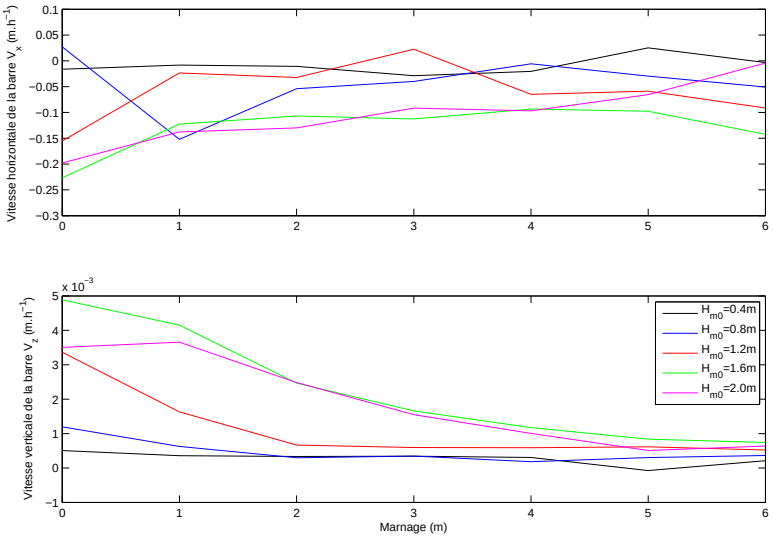


FIG. 5.51 – V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} sur la plage de Pentrez.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

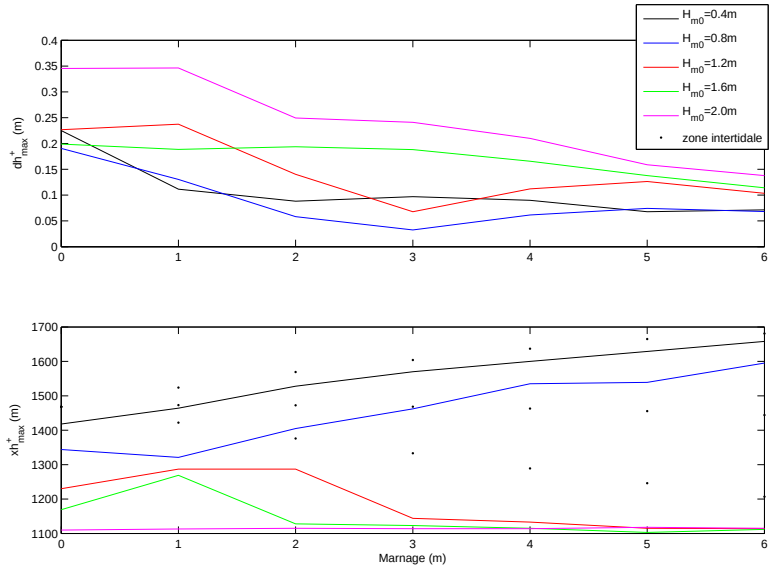


FIG. 5.52 – dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de tempête ($T_p = 10.3$ s) de diverses H_{m_0} sur la plage de Pentrez.

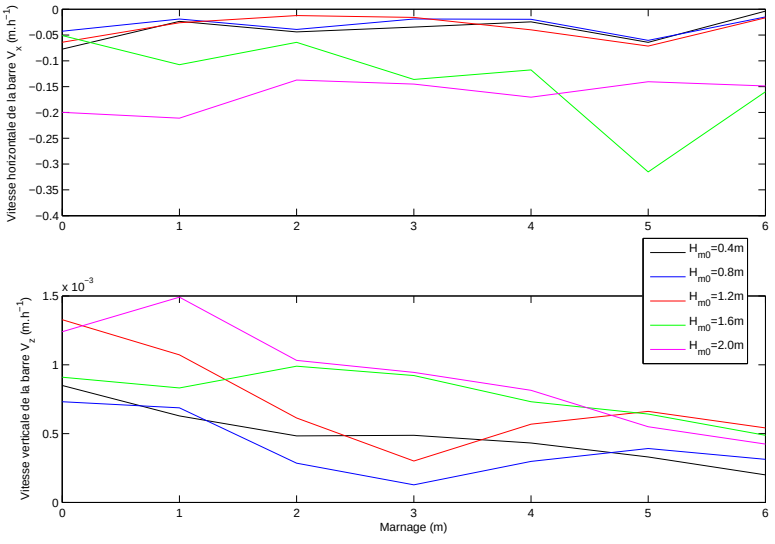


FIG. 5.53 – V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de tempête ($T_p = 10.3$ s) de diverses H_{m_0} sur la plage de Pentrez.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

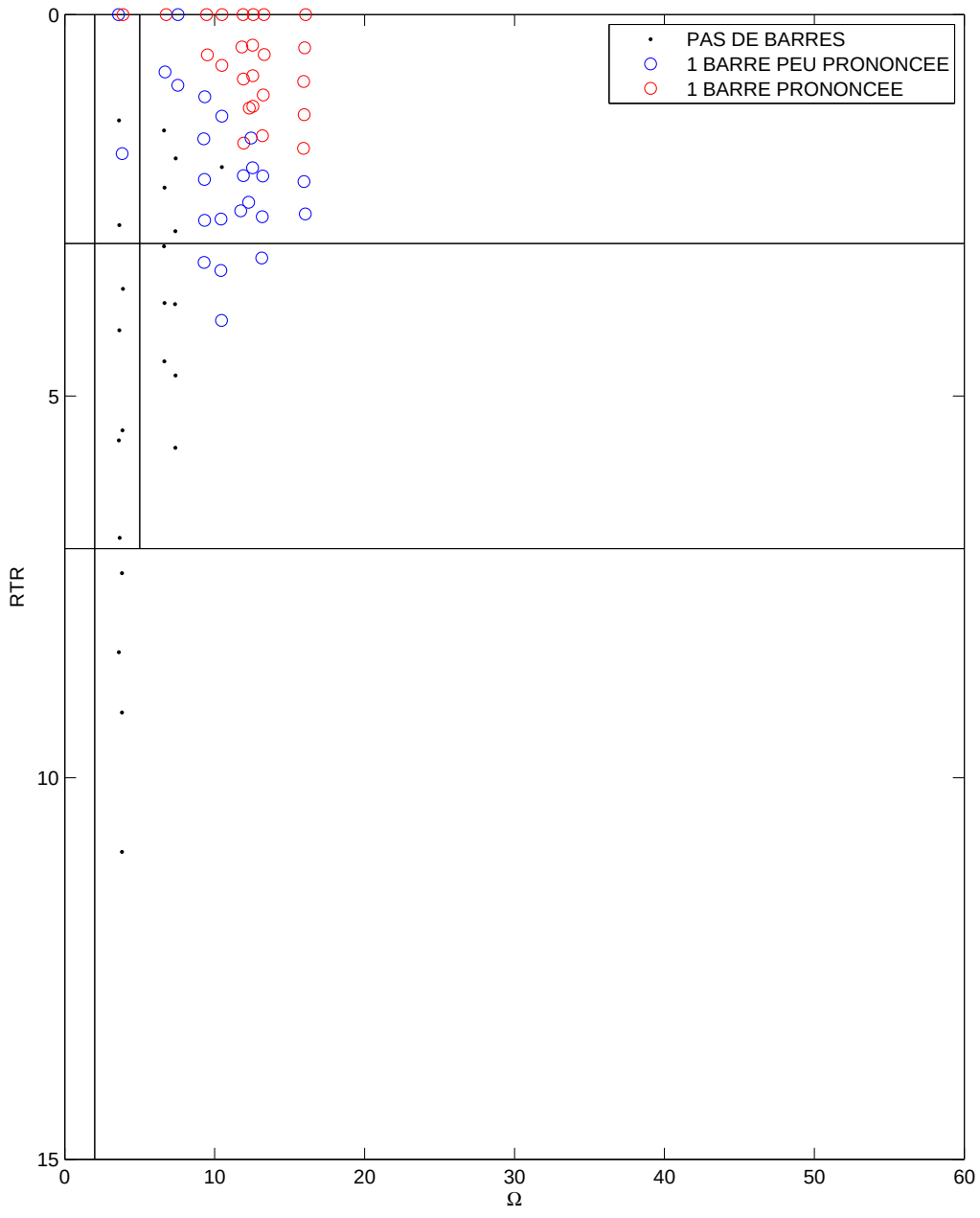


Fig. 5.54 – Résultats numériques sur la plage de Pentrez présentés dans le diagramme de Masselink et Short (1993, [95]).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

le cas du climat de tempête. Les Tableaux 5.11 et 5.12 présentent de manière synthétique les évolutions morphologiques simulées.

Les Figures 5.50 et 5.52 montrent que la position horizontale de la barre principale est contrainte en partie par la valeur de la hauteur des vagues mais aussi par la forme du profil. En effet, quelle que soit la plupart des marnages et des hauteurs des vagues, nous constatons une zone de convergence du transport (vers $x = 1150$m pour le climat de beau temps et vers $x = 1100$m pour le climat de tempête) induite par la forme du profil. Les Figures 5.51 et 5.53 montrent que la vitesse verticale de la barre est d'autant plus grande que le marnage est faible ou que les vagues sont importantes. Celle-ci va de 5 mm/h à moins de 1 mm/h dans le cas du climat de beau temps et de 1.5 mm/h à moins de 0.5 mm pour le climat de tempête. Pour la vitesse horizontale, c'est principalement la hauteur des vagues qui agit. Celle-ci est comprise entre -20 cm/h et 0 cm/h.

Pour terminer, nous avons placé les 70 simulations sur le diagramme de Masselink et Short (1993, [95]) sur la Figure 5.54. Nous arrivons aux même conclusions que pour la section précédente.

La comparaison des simulations effectuées sur la plage de Pentrez avec celles effectuées sur le plan incliné montre que les résultats concernant la variation de la hauteur et du climat des vagues ainsi que du marnage sont équivalents. Ceux concernant les vitesses horizontales et verticales sont du même ordre de grandeur. La différence essentielle correspond à la position de la barre principale et au nombre de barres générées : le profil réel ne génère qu'une seule barre en zone subtidale. Dans la dernière sous-section, nous avons analysé des simulations réalistes de longues durées sur la plage de Pentrez.

5.3.2 Modulation morte-eau vive-eau

Pour cette série de simulations, nous avons repris les conditions utilisées dans la sous-section 5.2.2 mais en prenant le profil de plage de la campagne PENTREZ#4. Pour cette sous-section, nous voulions des conditions réalistes en terme de forçage par les vagues et des simulations sur la totalité d'un cycle morte-eau vive-eau. Nous avons choisi 4 hauteurs de vagues : 0.40 m, 0.80 m, 1.20 m et 1.60 m. Nous avons choisi deux cycles morte-eau vive-eau caractéristiques sur la plage de Pentrez :

- Marnage variant de 3 à 5 m, ce qui équivaut à des coefficients variant de 49 à 82 : cycle morte-eau vive-eau modéré.
- Marnage variant de 2 à 6 m, ce qui équivaut à des coefficients variant de 33 à 98 : cycle morte-eau vive-eau fort.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

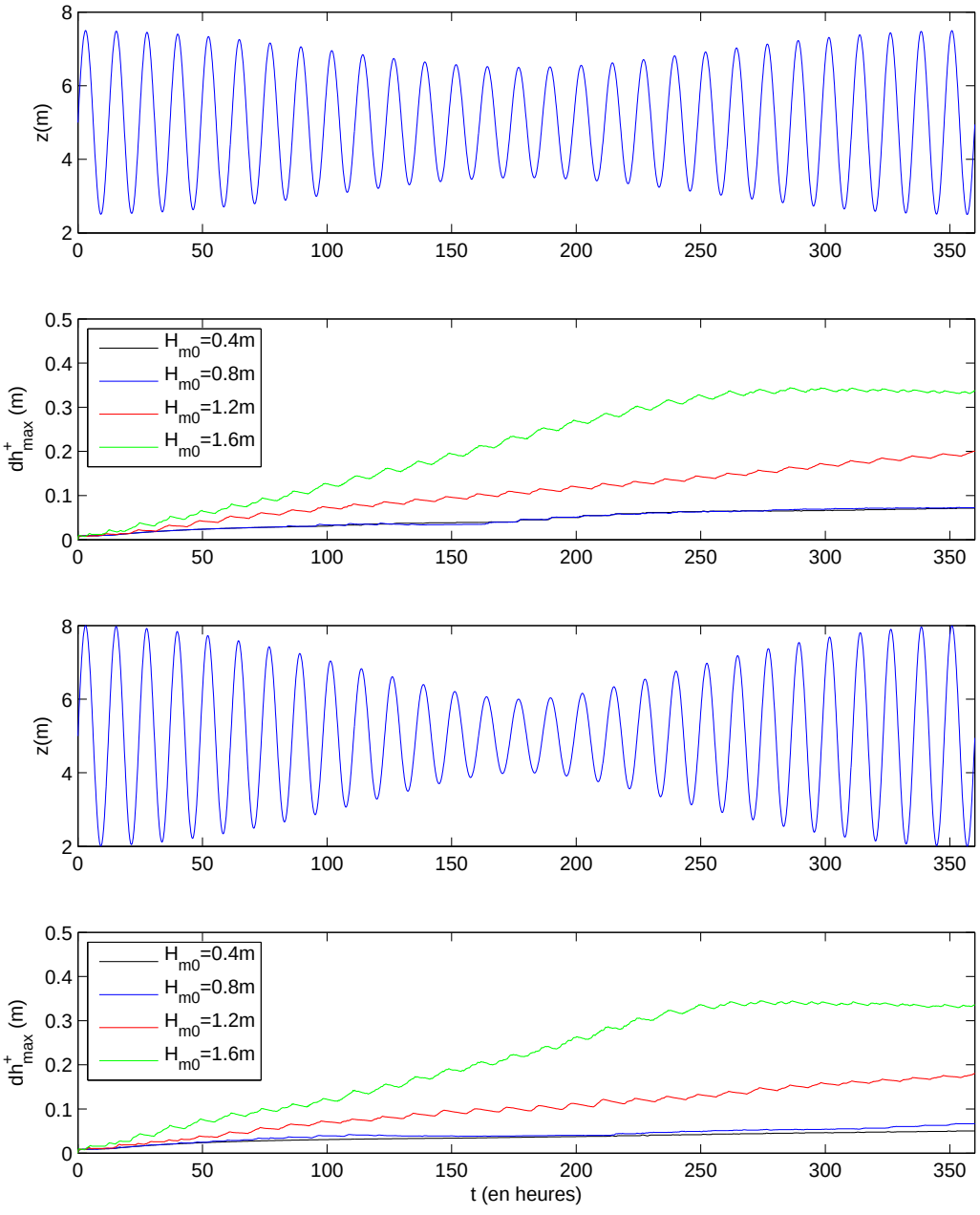


Fig. 5.55 – Séries chronologiques de dh^{+}_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et H_{m_0} variable sur la plage de Pentrez.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Nous avons donc réalisé 8 simulations avec un climat de beau temps, seul climat réaliste sur une période de 15 jours. Toutes les simulations mettent en place une barre plus ou moins marquée vers $x = 1150$m. La Figure 5.55 présente l'élévation de cette barre en fonction du type de marnage et de la hauteur des vagues. Nous pouvons faire les remarques suivantes :

- L'évolution temporelle de la barre est liée à la modulation du marnage. Elle devient plus forte quand le marnage diminue et moins forte quand le marnage augmente.
- La barre est plus marquée à mesure que la hauteur des vagues augmentent.
- Le cycle morte-eau vive-eau modéré génère une barre légèrement plus marquée que dans le cas du cycle morte-eau vive-eau fort.
- L'évolution de la plage est significative quand la hauteur des vagues dépassent 1.20 m, ce qui est rare sur la plage de Pentrez.

Avoir pris la plage de Pentrez comme site d'étude a été un bon choix pour mesurer les processus de façon propre car il y a peu de mouvements. L'ordre de grandeur des mouvements modélisés sur 15 jours pour des vagues de 1.20 m, à savoir une vingtaine de centimètres en hauteur, correspond bien à ce qui a été mesuré lors de la réalisation des MNT pendant la durée de la thèse. Cette plage, qui a servi de calage à notre modèle, nous a permis de comprendre qu'il fallait un marnage plus faible ou des vagues plus hautes pour générer des barres bien marquées.

5.4 Discussion

L'ensemble de ces simulations nous a montré quel système de barres se mettait en place en fonction des conditions de forçage et de la forme de la plage. Cependant, ceci étant le résultat d'un modèle numérique, il convient de faire quelques critiques sur la validité des résultats au regard des observations et des hypothèses faites dans le modèle.

Le nombre de barres subtidales est quelquefois irréaliste, notamment avec des vagues monochromatiques. Ce nombre diffère du nombre de barres qui peut être observé dans la réalité (Wijnberg, K. M. et Kroon, A., 2002, [162]). Ce nombre très important est probablement dû à des instabilités numériques qui sont entretenues par la mise en place de plusieurs zones de déferlement, et ainsi par l'augmentation des amplitudes des courants de retour qui viennent générer les barres.

Nous avions vu dans le chapitre précédent que les processus hydrosédimentaires dans la zone de "swash" sont mal reproduits par le modèle. On peut se demander alors s'il

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

y a une influence notable sur les résultats, notamment dans les plages macrotidales qui sont plus balayées que les autres par de tels processus. L'analyse de la forme des barres intertidales montre qu'elles sont peu marquées par rapport aux observations dans de tels environnements (Kroon et Masselink, 2002, [78]). Pour vérifier un lissage possible par notre modèle, nous terminons notre étude numérique en effectuant une simulation de l'impact de vagues incidentes normales sur un profil de la plage de Thedlethorpe, située en Angleterre, étudiée par Kroon et Masselink (2002, [78]). Nous testons l'évolution de ce profil pendant un cycle morte-eau vive-eau (marnage passant de 2.80 m à 6.0 m) sous diverses conditions de vagues :

- vague monochromatique variant de 0.3 m à 1.8 m et période de 4 s,
- vague aléatoire (spectre de Jonswap) variant de 0.3 m à 1.8 m et période de 4 s,
- vague monochromatique variant de 0.3 m à 1.8 m et période de 8 s,
- vague aléatoire (spectre de Jonswap) variant de 0.3 m à 1.8 m et période de 8 s,

qui représentent le climat observé sur cette plage. Nous constatons que quelles que soient les conditions, les barres disparaissent et le profil tend à se lisser, comme montré à la Figure 5.56.

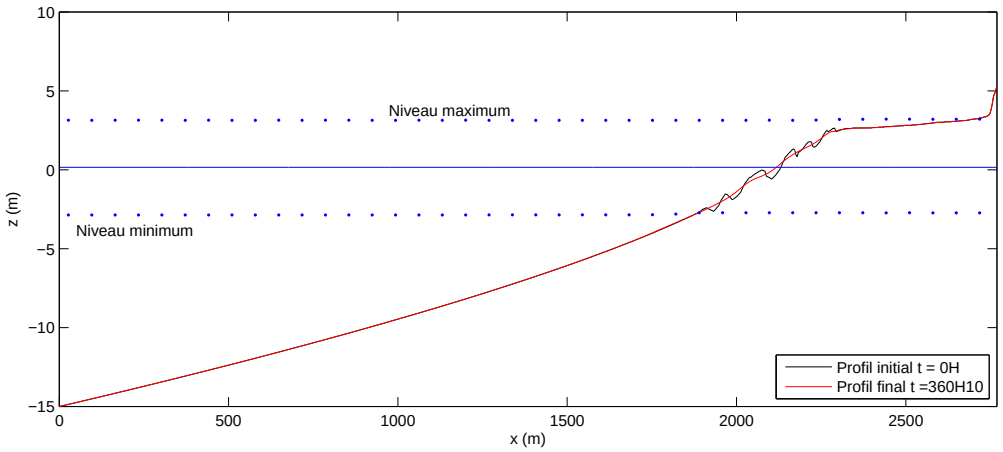


Fig. 5.56 – Transformation morphologique de la plage à barres non rectilignes de Thedlethorpe par des vagues monochromatiques ($H = 1.8$ m ; $T = 4$ s) au bout d'un cycle vive-eau morte-eau.

Dans notre modélisation, nous voyons que de simples vagues affectées par le déferlement sont susceptibles de remodeler le profil sur une période de 15 jours alors que dans la réalité, la morphologie effective de la plage reste la même. Alors pourquoi un tel lissage ? Peut-être parce que nous ne tenons pas compte de la dimension "longshore" et des

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

processus associés, mais surtout parce que nous devons sous-estimer le taux de transport dans la zone de "swash" à cause de l'interpolation effectuée (voir sous-section 2.3.2). Il conviendrait donc par la suite d'introduire une nouvelle formulation du transport dans notre modèle sur cette zone de faible profondeur, si nous voulons étudier plus précisément l'impact des conditions de forçage sur la zone intertidale. On pourrait alors se baser sur les travaux de Karambas (2003, [65]), Karambas et Tozer (1993, [67]) et Karambas (2006, [66]) qui modélisent cette zone en rajoutant un terme de viscosité turbulente (Zelt, 1991, [167]) dans un modèle de Boussinesq étendu.

Introduire le terme d'accélération du fluide d'Hoefel et Elgar (2003, [57]) aurait-il été judicieux ? Probablement pas car nous aurions introduit beaucoup d'incertitudes dans les résultats au regard de la grande variabilité des conditions de simulation, étant donné qu'il n'existe pas de calages logiques avec les phénomènes naturels (Long *et al.*, 2006, [84]).

Nous sommes donc conscients que le modèle morphodynamique FUNBEACH 1DH a atteint ses limites concernant la prévision de systèmes morphologiques complexes et qu'il convient de l'améliorer en fonction de ce qui est observé.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Chapitre 6

Etude numérique d'opérations de rechargement

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

6.1 Introduction

La réponse traditionnelle des ingénieurs face aux problèmes d'érosion des côtes sableuses a longtemps été d'implanter des structures telles que les digues, les épis et les brise-lames. Malheureusement, le retour d'expérience de cette ingénierie qualifiée de « dure » a montré des effets irréversibles sur l'environnement et un simple déplacement du problème à résoudre. Ce constat, ainsi que la notion de développement durable au début des années 90 a favorisé une ingénierie côtière plus « douce » avec notamment la technique de rechargement de plage largement éprouvée depuis 80 ans aux Etats-Unis (*e.g.* Basco, 1999, [8], Capobianco *et al.*, 2002, [18], Hanson *et al.*, 2002, [56]).

La méthode américaine de rechargement de plage, présentée par Dean (1991, [33]), est basée sur le concept d'évolution d'un profil d'équilibre initial correspondant à la granulométrie du sable natif vers un profil d'équilibre final calculé pour la granulométrie du sable rapporté (Figure 6.1). D'un point de vue pratique, cette méthode, qui ne précise pas le mode opératoire, optimise, pour une taille de grain de sable donné et un gain de largeur de plage recherché, le volume de sable de diamètre différent à apporter. Au niveau européen (Rijkswaterstaat, 1987, [116], STCPMVN, 1998, [137]), à défaut d'une méthode générale, ce sont plus des recommandations sur le redimensionnement de la berme (en terme de hauteur et de largeur) en fonction des conditions hydrodynamiques, sur la sélection du sédiment à apporter, sur le choix de la pente de la plage ainsi que sur les modalités d'exécution des travaux (prélèvement, transport et mise en place du sable sur la plage).

Rien ne permet de dire précisément l'endroit optimal pour placer le sable sur la plage

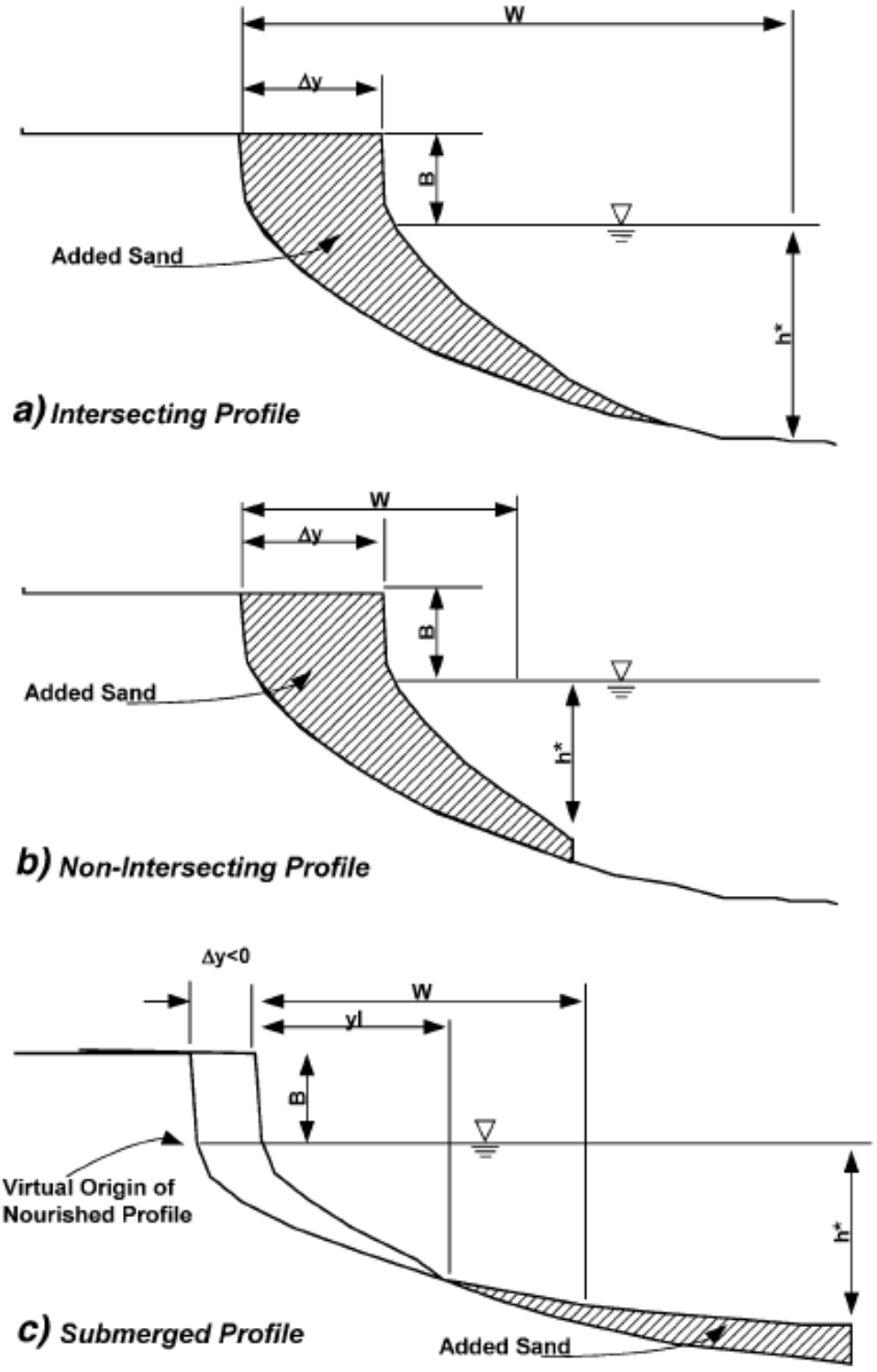


FIG. 6.1 – Trois principaux types de rechargement de profil de plage (Dean, 1998, [34]).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

lors d'un rechargement. Pour Capobianco *et al.* (2002, [18]), le sable peut être déposé au niveau de la dune, de la berme, des barres (déjà existantes ou artificielles) ou sur la plage. L'étude de plusieurs rechargements européens (Hanson *et al.*, 2002, [56], Hamm *et al.*, 2002, [53]) ne montre pas non plus d'endroits favoris. Pour être certain de l'efficacité d'un rechargement et étudier son devenir, les ingénieurs en charge d'un projet font souvent appel à de la modélisation sur le long terme. Selon Capobianco *et al.* (2002, [18]), ce type de modélisation n'est pas fiable car elle fait intervenir des notions dépendant de l'échelle de temps comme la profondeur de fermeture (profondeur à partir de laquelle aucun mouvement sédimentaire n'est enregistré) et un certain nombre d'inconnue (évolution de la granulométrie après le rechargement ; estimation du taux d'érosion ; comment prendre en compte les transitions latérales entre la plage rechargée et non rechargée ? ; climat sur le long terme). Selon Hamm *et al.* (2002, [53]), la modélisation du devenir des rechargements nécessite une analyse de sensibilité aux paramètres et une grande expérience des modélisateurs.

A l'aide de notre modèle, nous avons effectué une étude numérique pour analyser l'évolution à court terme sur 15 jours d'un monticule de sable rapporté lors d'une opération de rechargement. Cette évolution sur 15 jours permettra de donner une idée du devenir du rechargement à plus long terme que l'on pourrait obtenir avec les modèles cités plus haut. Le but de cette étude est d'estimer, sur une plage uniforme de pente β_p =1%, le site optimal d'un rechargement en regardant son évolution pour diverses conditions de vagues et de marée. Nous avons étudié :

- l'influence de la hauteur des vagues (0.4, 0.8, 1.2, 1.6 et 2.0 m) en l'absence de marée ;
- l'influence du marnage (de 0 à 6 m) pour une hauteur de vague donnée (1.2 m).

6.2 Conditions de simulation

La méthode consiste à placer à diverses positions, allant de la zone subtidale (x = 1000 m) jusqu'au dessus de la zone intertidale (x = 1800 m) (voir Figure 6.2a et Figure 6.2b), un monticule de sable d'un volume par mètre linéaire de plage de 66,7 m^3 dont les flancs sont symétriques. Nous avons testé trois valeurs de pente β_f (voir Figure 6.2c) : 1.5, 2.0 et 3.0 % ce qui représentent respectivement des hauteurs de 0.745 m, de 1.000 m et 1.333 m. Le sable est supposé être issu du même site donc possède les mêmes propriétés. Nous avons alors examiné sur une période de 15 jours, l'évolution de ces stocks sableux sous différentes conditions de vagues (climat de beau temps), puis de marée supposée sinusoïdale. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 6.3, nous avons recensé 4 types

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

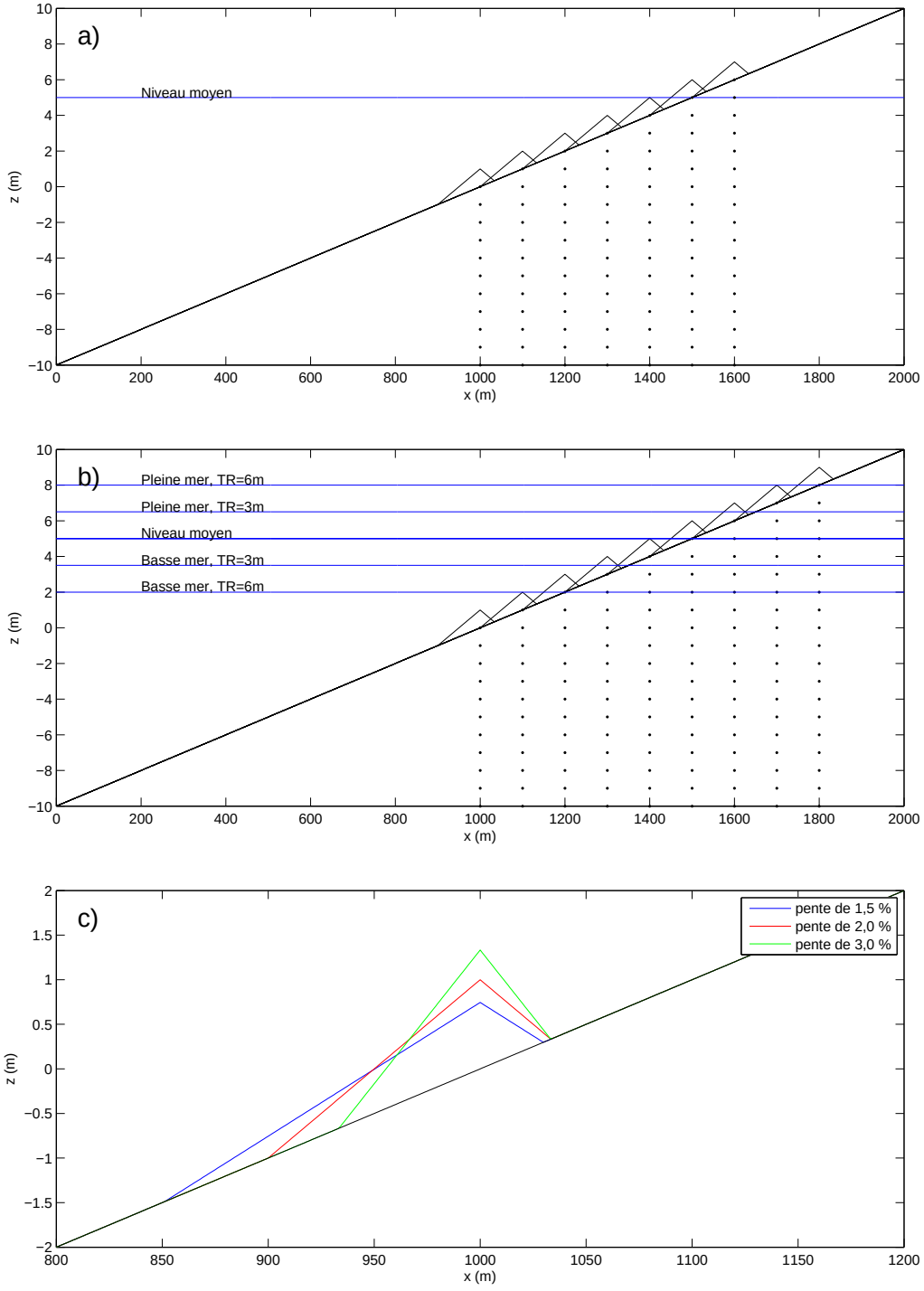


FIG. 6.2 – Différentes positions et formes initiales du dépôt de sable rapporté sur la plage uniforme de pente β_p =1%.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

d'évolution.

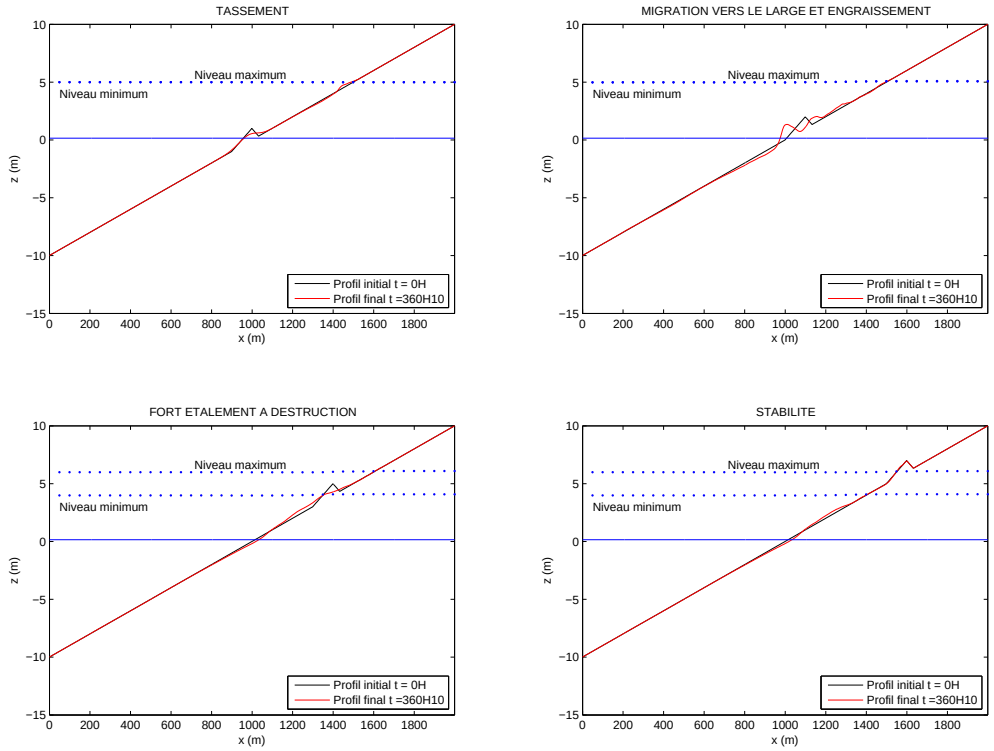


Fig. 6.3 – Quatre principaux modes d'évolution d'un rechargement de plage : tassement, migration vers le large et engraissement, fort étalement à destruction et stabilité.

6.3 Résultats

6.3.1 Hauteur des vagues variable en absence de marée

Pour analyser le devenir du tas de sable, nous étudions après 15 jours de simulation sa nouvelle position et sa nouvelle hauteur par rapport au plan moyen (voir Figure 6.4).

Au cours du temps, nous constatons que le tas de sable conserve son type d'évolution. Il ne se déplace pas ou se déplace vers le large (en augmentant ou en diminuant de hauteur). L'étude de sa nouvelle hauteur maximale et de sa position finale après 15 jours de simulation, récapitulée respectivement dans le Tableau 6.1 et dans le Tableau 6.2, met en évidence quatre zones d'évolution différentes pour le tas de sable. Ces zones sont larges

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

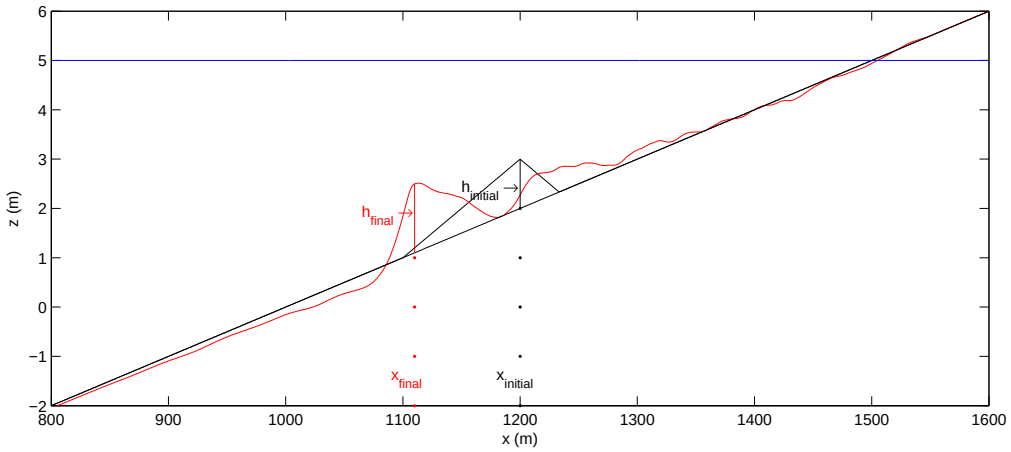


FIG. 6.4 – Définition des principaux paramètres décrivant l'évolution morphologique d'un rechargement de plage : hauteur initiale du sommet h_{initial}, hauteur finale du sommet h_{final}, position initiale du sommet x_{initial} et position finale du sommet x_{final}.

β_f	H_{m_0}(m)	x_{initial}(m)						
		1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600
1.5%	0.4	0.5071	0.5019	0.4845	0.4264	0.4132	0.7453	0.7453
	0.8	0.4600	0.3909	0.4023	0.9749	0.7030	0.7453	0.7453
	1.2	0.2815	0.4326	1.3833	1.1540	0.4942	0.7092	0.7453
	1.6	0.7322	1.1260	1.1957	0.6664	0.4433	0.6485	0.7453
	2.0	1.1515	1.2337	1.1282	0.7266	0.4017	0.7453	0.7453
2.0%	0.4	0.6008	0.5946	0.5738	0.5267	0.5431	1.0000	1.0000
	0.8	0.5477	0.4668	0.6258	0.9997	0.6154	1.0000	1.0000
	1.2	0.3684	0.9056	1.3986	1.0993	0.4804	0.9419	1.0000
	1.6	0.9805	1.2185	1.1760	0.6864	0.4274	0.9595	1.0000
	2.0	1.3740	1.2947	1.2296	0.7555	0.3683	1.0000	1.0000
3.0%	0.4	0.6751	0.6681	0.6436	0.6126	0.7140	1.3333	1.3333
	0.8	0.6172	0.5317	0.7883	0.9994	0.5830	1.3333	1.3333
	1.2	0.4473	1.1518	1.4028	1.0580	0.4504	1.2336	1.3333
	1.6	1.1941	1.2588	1.1567	0.5782	0.4024	1.0680	1.3333
	2.0	1.4410	1.3142	1.1487	0.7828	0.3490	1.3333	1.3333

TAB. 6.1 – h_{final} calculée au bout de 15 jours d'action des vagues de différentes hauteurs H_{m_0} sur un dépôt de sable ayant différentes positions x_{initial} et pentes de flancs β_f initiales en l'absence de marée (TR = 0 m).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

β_f	H_{m_0}(m)	x_{initial}(m)						
		1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600
1.5%	0.4	972	1072	1172	1280	1343	1500	1600
	0.8	972	1075	1185	1221	1253	1500	1600
	1.2	984	1100	1107	1138	1309	1484	1600
	1.6	1000	1016	1046	1161	1279	1492	1600
	2.0	972	999	1040	1174	1304	1500	1600
2.0%	0.4	982	1082	1183	1286	1398	1500	1600
	0.8	983	1085	1188	1225	1260	1500	1600
	1.2	992	1087	1110	1147	1307	1497	1600
	1.6	994	1015	1052	1161	1281	1481	1600
	2.0	964	1001	1046	1171	1306	1500	1600
3.0%	0.4	990	1090	1191	1292	1379	1500	1600
	0.8	991	1094	1186	1229	1262	1500	1600
	1.2	998	1080	1113	1151	1309	1498	1600
	1.6	982	1016	1055	1188	1282	1487	1600
	2.0	962	1005	1059	1166	1346	1500	1600

Tab. 6.2 – x_{final} calculée au bout de 15 jours d'action des vagues de différentes hauteurs H_{m_0} sur un dépôt de sable ayant différentes positions x_{initial} et pentes de flancs β_f initiales en l'absence de marée (TR = 0 m).

et d'autant plus loins du rivage à mesure que la hauteur des vagues augmente. Ces zones sont :

- avant le déferlement. Le tas s'écrase et son sommet se déplace légèrement vers le large. Ce n'est pas lui qui fait déferler les vagues. En grande profondeur et pour des vagues de hauteurs faibles, cet écrasement est sans doute causé par le schéma dispersif de résolution de l'équation de conservation ;
- dans le déferlement, le tas s'engraisse et son sommet se déplace légèrement vers le large. C'est lui qui initie le déferlement des vagues ;
- après le déferlement (zone de surf), le tas s'étale et son sommet se déplace rapidement vers le large, jusqu'à ce qu'il devienne initiateur du déferlement ;
- au niveau du rivage, le tas évolue très peu, voire pas du tout. Si les vagues atteignent le sommet, celui-ci est légèrement érodé.

Nous avons donc caractérisé deux zones où le tas de sable évolue peu ou s'engraisse, à savoir au-dessus du niveau moyen et au niveau de la barre de déferlement.

En ce qui concerne la pente β_f des flancs du tas de sable, nous constatons que plus celle-ci est importante, moins le tas de sable se déplace et plus sa hauteur finale est grande.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

6.3.2 Hauteur des vagues donnée pour différents marnages

Comme précédemment, au cours du temps, nous constatons que le tas de sable conserve son type d'évolution. Il ne se déplace pas ou se déplace vers le large (en augmentant ou en diminuant de hauteur).

β_f	TR(m)	x_{initial}(m)								
		1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700	1800
1.5%	0	0.2815	0.8281	1.3833	1.1540	0.4942	0.7092	0.7453	0.7453	0.7453
	1	0.2809	0.6577	1.1716	0.9726	0.4854	0.6100	0.7453	0.7453	0.7453
	2	0.3269	0.6322	0.7518	0.7116	0.4618	0.5008	0.7059	0.7453	0.7453
	3	0.4457	0.6102	0.5813	0.5794	0.5441	0.4998	0.6229	0.7453	0.7453
	4	0.5769	0.5890	0.4981	0.4895	0.6000	0.5568	0.5513	0.7039	0.7453
	5	0.5980	0.5433	0.4500	0.5249	0.5847	0.6418	0.5447	0.6385	0.7453
	6	0.5972	0.5011	0.4331	0.5054	0.5917	0.6808	0.5889	0.5621	0.6965
2.0%	0	0.3684	0.9056	1.3986	1.0993	0.4804	0.9419	1.0000	1.0000	1.0000
	1	0.3708	0.8331	1.2651	0.9149	0.4317	0.8224	1.0000	1.0000	1.0000
	2	0.4403	0.8004	0.8840	0.7494	0.4902	0.6297	0.9689	1.0000	1.0000
	3	0.6030	0.7430	0.6616	0.6412	0.6110	0.5984	0.8399	1.0000	1.0000
	4	0.7075	0.6850	0.5600	0.6015	0.6989	0.6295	0.6996	0.9765	1.0000
	5	0.7131	0.6155	0.5144	0.6307	0.7041	0.7225	0.6378	0.8520	1.0000
	6	0.6949	0.5565	0.5304	0.6158	0.7129	0.7878	0.6837	0.7108	0.9601
3.0%	0	0.4473	1.1518	1.4028	1.0580	0.4504	1.2336	1.3333	1.3333	1.3333
	1	0.4580	1.0140	1.2776	0.8519	0.4310	1.0812	1.3333	1.3333	1.3333
	2	0.5502	0.9276	0.9263	0.7545	0.5353	0.8095	1.2591	1.3333	1.3333
	3	0.7312	0.8287	0.6966	0.6750	0.6497	0.6793	1.1074	1.3333	1.3333
	4	0.8061	0.7327	0.5913	0.6694	0.7593	0.6893	0.9078	1.2719	1.3333
	5	0.7949	0.6429	0.5625	0.7028	0.7896	0.7781	0.7165	1.1062	1.3333
	6	0.7465	0.5829	0.6066	0.6979	0.8090	0.8558	0.7470	0.9280	1.2559

TAB. 6.3 – h_{final} calculée au bout de 15 jours d'action des vagues de hauteur $H_{m_0} = 1.2$ m sur un dépôt de sable ayant différentes positions x_{initial} et pentes de flancs β_f initiales pour différents marnages TR.

L'étude de sa nouvelle hauteur maximale et de sa position finale après 15 jours de simulation, récapitulée respectivement dans le Tableau 6.3 et dans le Tableau 6.4, met en évidence quatre zones d'évolution différentes pour le tas de sable. Ces zones sont larges et d'autant plus loins du rivage à mesure que le marnage augmente. Ces zones sont :

- avant le déferlement de la basse-mer. Le tas s'écrase et son sommet se déplace légèrement vers le large. Il ne fait pas déferler les vagues ;
- dans le déferlement de la basse-mer (ou zone subtidale proche) pour des marnages

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

inférieurs à 2 m. Le tas s'engraisse ou s'érode légèrement. Son sommet se déplace vers le large. C'est lui qui initie le déferlement des vagues à marée basse ;

- dans le déferlement de la basse-mer (ou zone subtidale proche) pour des marnages supérieurs à 2 m et dans la zone intertidale inférieure (au niveau moyen), le tas s'étale et son sommet se déplace rapidement vers le large ;
- dans la zone intertidale supérieure et dans la zone supra-tidale, le tas évolue très peu, voire pas du tout. Si les vagues atteignent son sommet, celui-ci est légèrement érodé.

β_f	TR(m)	x_{initial}(m)								
		1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700	1800
1.5%	0	984	1165	1107	1138	1309	1484	1600	1700	1800
	1	976	1176	1112	1148	1200	1487	1600	1700	1800
	2	978	1061	1120	1192	1233	1463	1595	1700	1800
	3	986	1047	1128	1209	1320	1458	1587	1700	1800
	4	971	1037	1133	1243	1338	1418	1573	1694	1800
	5	954	1033	1134	1251	1352	1436	1563	1689	1800
	6	949	1033	1158	1255	1356	1450	1559	1682	1793
2.0%	0	992	1087	1110	1147	1307	1497	1600	1700	1800
	1	993	1077	1112	1162	1317	1488	1600	1700	1800
	2	990	1064	1118	1196	1354	1479	1598	1700	1800
	3	989	1052	1130	1215	1328	1466	1591	1700	1800
	4	973	1042	1135	1245	1340	1450	1590	1699	1800
	5	962	1038	1146	1254	1350	1442	1569	1692	1800
	6	952	1038	1160	1260	1358	1448	1556	1694	1798
3.0%	0	998	1080	1113	1151	1309	1498	1600	1700	1800
	1	1000	1075	1114	1171	1352	1488	1600	1700	1800
	2	996	1066	1123	1202	1356	1503	1599	1700	1800
	3	990	1056	1132	1225	1338	1470	1590	1700	1800
	4	976	1047	1141	1251	1343	1458	1600	1699	1800
	5	965	1044	1155	1257	1354	1447	1577	1691	1800
	6	956	1047	1166	1264	1360	1452	1557	1700	1798

Tab. 6.4 – x_{final} calculée au bout de 15 jours d'action des vagues de hauteur $H_{m_0} = 1.2$ m sur un dépôt de sable ayant différentes positions x_{initial} et pentes de flancs β_f initiales pour différents marnages TR.

Nous avons donc caractérisé deux zones où le tas de sable évolue peu ou s'engraisse, à savoir au-dessus du niveau moyen et au niveau de la barre de déferlement de la marée basse (mais uniquement dans la cas d'environnement microtidal).

Ici, aussi, pour la pente β_f des flancs du tas de sable, nous constatons que plus celle-ci

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

est importante, moins le tas de sable se déplace et plus sa hauteur finale est grande.

6.4 Discussion

La section précédente montre deux zones à éviter pour placer un tas de sable. En zone subtidale profonde, le tas n'intervient pas dans les processus hydrodynamiques. En zone peu profonde (qui contient la zone subtidale proche et la zone intertidale inférieure, assimilée en zone de surf en milieu microtidal), nous ne voyons pas de gain pour la plage si le sable est étalé. Elle montre aussi que deux zones sont à privilégier pour placer un tas de sable car celles-ci le stabilisent pour des conditions hydrodynamiques constantes. Il s'agit de la zone de déferlement et du haut de plage.

En milieu microtidal, le tas de sable peut être placé au niveau de la barre de déferlement. Sur les figures 6.5, 6.6 et 6.7 qui comparent la propagation initiale des vagues le long du profil sur la plage rechargée et non rechargée, nous observons que les vagues sont atténuées si le monticule de sable est placé au niveau du déferlement et d'autant plus que la pente de ses flancs est importante. Ce type de rechargement permet donc un accroissement de la protection de la plage contre les fortes vagues. Cependant, il faut garder à l'idée que de fortes vagues vont déplacer le monticule de sable vers le large.

Dans tous les milieux, nous préconisons plus particulièrement le rechargement en haut de plage car cette zone évolue peu et permet d'allier tous les avantages recherchés dans un rechargement, à savoir :

- la stabilité du trait de cote ;
- la protection de l'arrière-plage ;
- l'accroissement de la taille de la plage découverte, et donc un avantage touristique.

Enfin, nous préconisons de placer le tas de sable avec des pentes de flancs importantes car celui-ci se déplacera moins vite. Il offrira une protection meilleure contre les vagues car celles-ci déferleront plus vite à cause de la hauteur plus importante du tas de sable.

Bien qu'en accord avec la méthode de Dean (1991, [33]) et les préconisations du STCPMVN (1998, [137]), nos propositions restent à confirmer par des études ultérieures plus poussées. D'une part, notre modèle ne reproduit pas le mouvement des tas de sable vers la côte qui est observé sur des sites naturels pendant des périodes de temps calme. En effet, nous aurions dû obtenir un tel mouvement pour de faibles hauteurs de vagues. D'autre part, il ne tient pas compte du vent, notamment dans les zones aériennes. Ces

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

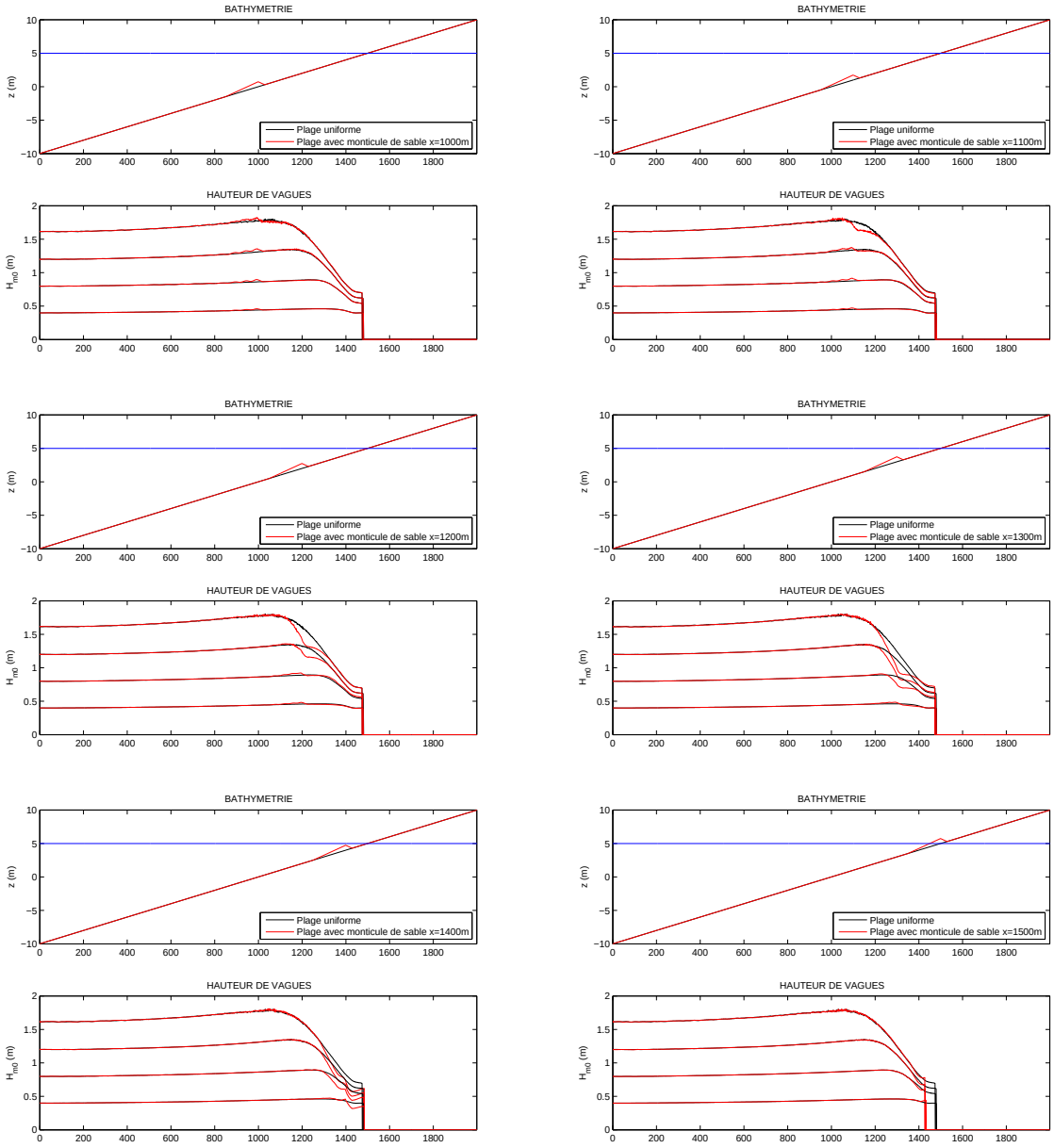


Fig. 6.5 – Transformation de vagues de différentes hauteurs sur un profil uniforme présentant un dépôt de sable ($\beta_f = 1.5\%$, $h_{\text{initial}} = 0.745$ m) placé à différentes positions x_{initial}.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

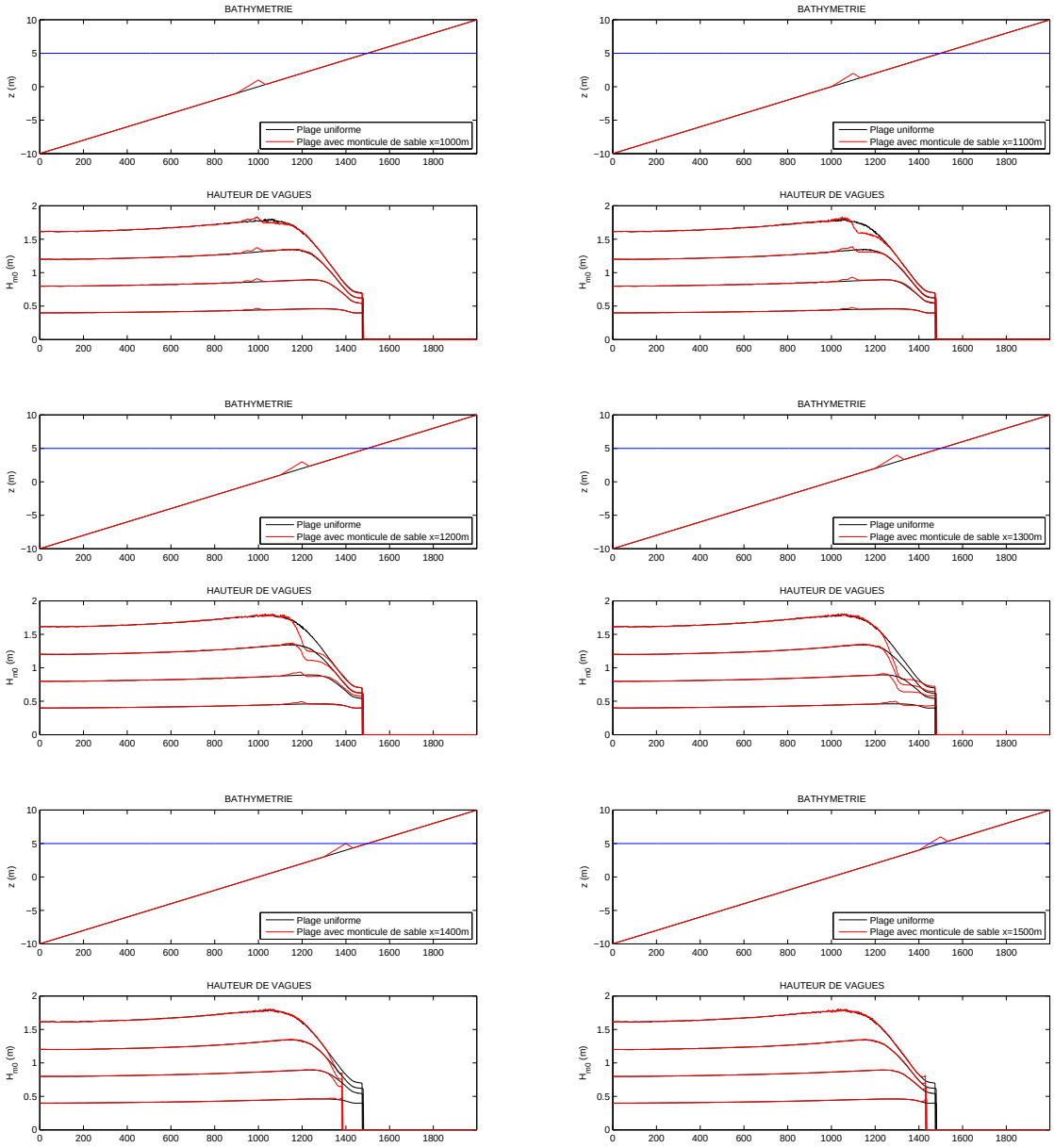


FIG. 6.6 – Transformation de vagues de différentes hauteurs sur un profil uniforme présentant un dépôt de sable ($\beta_f = 2.0\%$, $h_{\text{initial}} = 1.000$ m) placé à différentes positions x_{initial}.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

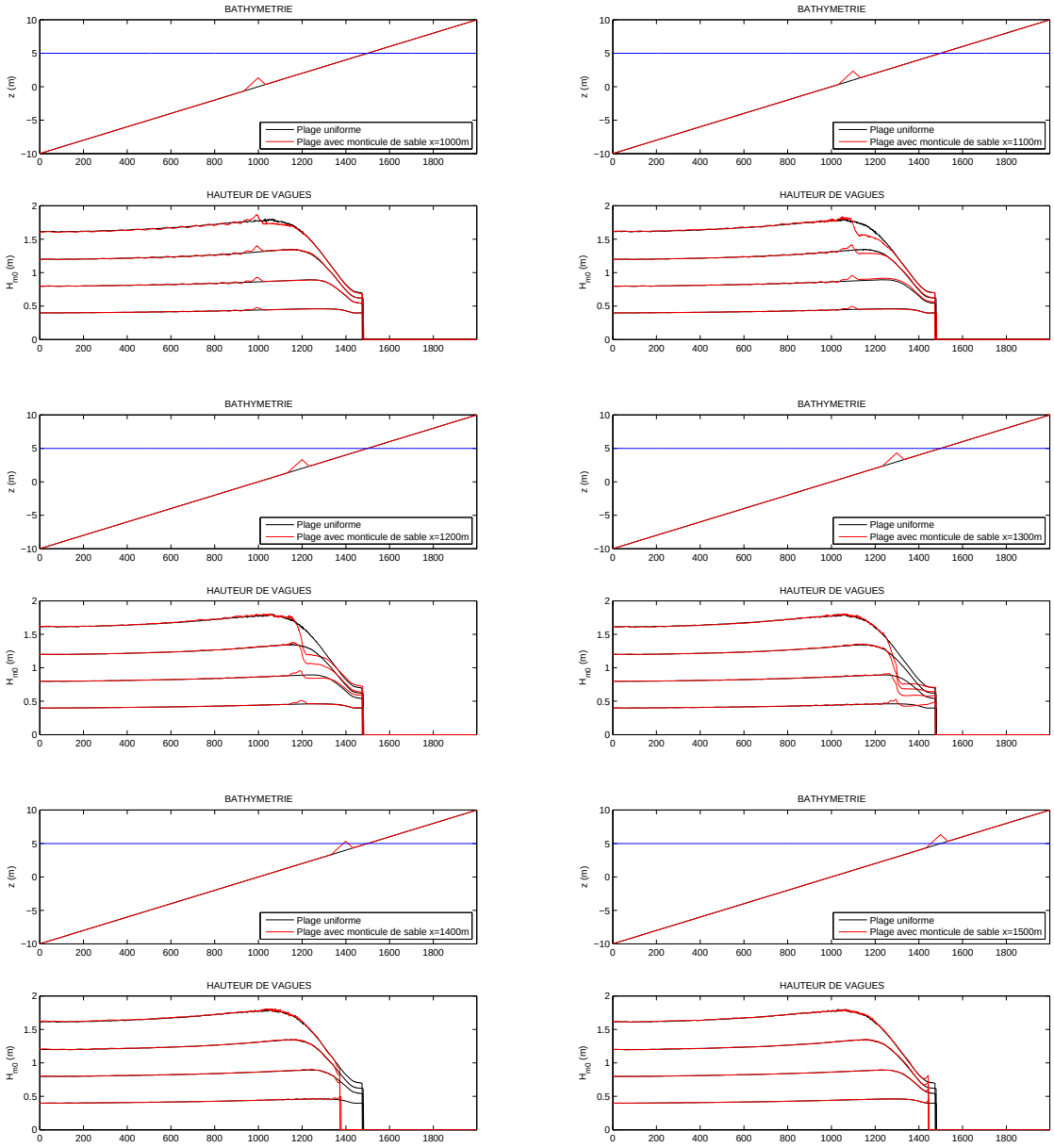


Fig. 6.7 – Transformation de vagues de différentes hauteurs sur un profil uniforme présentant un dépôt de sable ($\beta_f = 3.0\%$, $h_{\text{initial}} = 1.333$ m) placé à différentes positions x_{initial}.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

deux limites nous obligent donc à interpréter les résultats avec un certain recul, opération qui doit toujours être réalisée avec l'utilisation de modèles numériques pour prédire l'avenir (Oreskes *et al.*, 1994, [107]).

Les deux derniers chapitres ont montré des exemples d'utilisation du modèle développé au cours de cette thèse. Par la suite, il peut être intéressant d'utiliser ce modèle sur des plages plus actives afin de comprendre leur fonctionnement ou pour assister plus précisément des projets de rechargement artificiel.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Chapitre 7

Conclusion générale

Bilan des travaux

Les travaux de recherche, relatés dans le présent mémoire et réalisés dans le cadre du partenariat de recherche CETMEF-IUEM (UBO - CNRS) MEMPHYS, concernent la dynamique "cross-shore" de plages sableuses dissipatives soumises aux vagues, à la marée et aux rechargements artificiels. Des développements numériques à partir du modèle de Boussinesq entièrement non linéaire FUNWAVE 1D, développé à l'université du Delaware par Kirby *et al.* (1998, [72]), ont conduit à un outil de simulation numérique des processus hydrodynamiques, hydro-sédimentaires et morphodynamiques affectant les plages sur une période de deux semaines.

La validation d'un tel outil de simulation avec des mesures est une étape essentielle. Afin qu'il puisse être utilisé de façon générale, il a été testé dans des conditions expérimentales diverses et variées. Une approche en environnement contrôlé a d'abord permis d'appréhender une large gamme de conditions de forçage, tout en contrôlant l'ensemble des paramètres impliqués, principalement grâce aux mesures Delta Flume'93. Des mesures en environnement naturel ont dû être réalisées. Il a ainsi fallu mettre en place sur la plage de Pentrez une instrumentation apte à résister aux conditions océanographiques difficiles du déferlement et à ne pas perturber le milieu exploré.

Nous avons montré que l'outil de simulation, basé sur le modèle hydrodynamique FUNWAVE 1D, arrivait à reproduire la propagation des vagues et leur dissipation par déferlement et frottement. Nous l'avons également couplé avec les prédicteurs de rides de Nielsen (1992, [105]), dont la version monochromatique s'avère être la meilleure.

Tous les modèles de Boussinesq sous-estiment le courant de retour (Lynett, 2006, [86]),

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

ce qui entraîne des erreurs sur l'estimation de la vitesse près du fond, avec des répercussions sur le transport sédimentaire. Il a fallu corriger ce problème. Pour cela, nous avons mis en place dans notre outil de modélisation deux approches du transport novatrices :

- la première consistant à relier le modèle FUNWAVE 1D avec la formule de Bailard (1981, [5]), via le post-traitement suggéré par Lynett (2006, [86]), qui a permis d'obtenir des prévisions satisfaisantes des vitesses moyennes et de l'évolution morphologique comparées aux mesures Delta Flume'93 et sur la plage de Pentrez ;
- la seconde associant le modèle FUNWAVE 1D à un modèle vertical de turbulence en coordonnées σ, qui permet de suivre la surface libre et de représenter le transport vertical de sédiments sur toute la colonne d'eau. Cette amélioration, innovante dans le domaine par l'adoption des coordonnées σ, a conduit à des prédictions raisonnables des vitesses et des concentrations de sédiments en suspension, dans le cas des expériences Delta Flume'93 et sur la plage de Pentrez.

Grâce à ces deux approches qui ont donné des résultats cohérents, nous avons montré qu'une démarche visant à mieux estimer la vitesse au fond, en prenant en compte un bon courant de retour, permet d'obtenir de meilleures prédictions de l'évolution morphologique. Ainsi, nous n'avons pas éprouvé le besoin de suivre l'approche empirique de correction de la loi de transport par un terme additionnel faisant intervenir l'accélération du fluide, telle que proposée par Hoefel et Elgar (2003, [57]). Il faut cependant noter que le modèle vertical est beaucoup plus « coûteux » en temps de calcul que le modèle LYNETT-BAILARD et produit des courbes de taux de transport bruitées. Pour obtenir rapidement des résultats moyennés, nous conseillons de caler le modèle LYNETT-BAILARD sur un ou deux pas de temps du modèle vertical, et ensuite de réaliser les prévisions morphodynamiques à l'aide du modèle LYNETT-BAILARD.

La première étude numérique, réalisée à partir de la chaîne de modélisation, nous a permis de quantifier l'influence des différents paramètres sur la morphodynamique des plages. Le nombre de barres, leur volume et leur éloignement par rapport au rivage augmentent avec la hauteur des vagues. Ces trois effets sont atténués quand le marnage, la largeur du spectre et la granulométrie augmentent, et quand la pente de la plage et la période des vagues diminuent. En condition de marnage variable sur une lunaison, c'est la période de vive-eau qui prédomine. Cette étude montre également que notre modèle retrouve les grandes lignes du modèle descriptif de Masselink et Short (1993, [95]). Cependant, il convient de prendre un certain recul par rapport aux résultats obtenus en zone intertidale, car notre modèle possède quelques lacunes vis-à-vis des processus hydro-sédimentaires en zone de "swash".

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

La deuxième étude numérique, sur le devenir d'un rechargement schématique en sable natif sur une plage plane, a permis de dégager quelques recommandations à l'attention des gestionnaires des plages sableuses. Sur les plages microtidales, il est conseillé de placer le sable en haut de plage ou au niveau des barres. Sur les plages soumises à la marée, il est préférable de recharger au-dessus du niveau moyen. Dans tous les cas, les talus doivent présenter des pentes fortes qui assurent la stabilité des dépôts et protègent la plage en dissipant les plus grosses vagues. Il ne s'agit toutefois que d'indications issues de travaux simplifiés préliminaires, qui ne tient pas compte de tous les phénomènes, qui devront être affinés et confrontés à des expérimentations de préférence *in situ*.

Perspectives de recherche

Nous avons montré que l'interpolation de la loi de transport dans la zone de "swash" impliquait des taux de transport incorrects dans cette zone. Pour améliorer notre modèle morphodynamique, il conviendrait soit de mettre en place un modèle local hydrodynamique et hydrosédimentaire qui viendrait combler les lacunes dans cette zone, soit de modifier le modèle FUNWAVE à l'aide des travaux de Karambas (2003, [65]), Karambas et Tozer (1993, [67]) et Karambas (2006, [66]).

Nous avons constaté que la résolution de l'équation morphodynamique nous amenait à un lissage excessif des profils de plage. Il conviendrait d'améliorer cette résolution à l'aide d'un schéma moins diffusif.

Au cours de cette thèse, nous avons pu bénéficier du développement d'un Mât Instrumenté en zone Intertidale (MII) et contribuer à la mise au point d'une chaîne de modélisation morphodynamique complète. A l'avenir, ces deux outils complémentaires pourront être appliqué sur d'autres plages que Pentrez, afin de mieux comprendre leur dynamique.

Dans la modélisation, nous avons surtout représenté le sédiment par une seule classe. Quelques travaux préliminaires sur les processus hydro-sédimentaires multiclasses ont été réalisés. Pour caler cet aspect du modèle, des mesures fiables devraient être entreprises. Ceci constitue un défi qui permettrait de mieux prédire les flux de transport multiclasse et les évolutions morphologiques et granulométriques des fonds.

Le couplage du modèle de Boussinesq avec un modèle vertical entraîne des instabilités sur les taux de transport, qui posent des difficultés dans le couplage morphodynamique.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

A l'avenir, ce problème, dû à une approche pseudo 2DV juxtaposant une série de modèles verticaux indépendants, pourrait être surmonté par un véritable modèle 2DV comme déjà initié par Lynett et Liu (2004, [87]).

Dans nos développements numériques, nous nous sommes limités aux processus "cross-shore". Dans de nombreux cas, les processus "longshore" sont importants et l'adoption de la version FUNWAVE 2DH constituerait un prolongement naturel de ce travail, en particulier pour étudier la dynamique des plages pourvues de barres non rectilignes. Une alternative moins coûteuse en temps de calcul consisterait toutefois à adopter une modélisation intégrée, de type XBEACH récemment développé par Roelvink *et al.* (2008, [117]), avec de meilleures perspectives pour des simulations sur le plus long terme.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Bibliographie

[1] G. B. Airy, 1845. Tides and waves. Encyclopedia Metropolitana.

[2] A. S. Arcilla, J. A. Roelvink, B. A. O'Connor, A. Reniers et J. A. Jiménéz, 1994. The Delta Flume'93 experiments. Dans Proc. Coastal Dynamics '94, Barcelona, Spain, pages 488–502, ASCE, New York.

[3] R. A. Bagnold, 1940. Beach formation by waves ; Some model-experiments in a Wave tank. Journal of the Institution of Civil Engineers, 1 :27–52.

[4] R. A. Bagnold, 1966. An approach to the sediment transport problem from general physics. US Geological Survey, Professional Paper 422-I.

[5] J. A. Bailard, 1981. An energetics total load sediment transport model for a plane sloping beach. J. Geophys. Res., 86 :10938–10954.

[6] J. A. Bailard et D. L. Inman, 1981. An energetics bedload model for a plane sloping beach : local transport. J. Geophys. Res., 86(C3) :2035–2043.

[7] W. T. Bakker, 1968. The dynamics of a coast with a groyne system. Dans Proceedings of the 11th Coastal Engineering Conference, London, pages 492–517, ASCE.

[8] D. R. Basco, 1999. Overview of beach engineering in the United States of America. Final report, Old Dominion University.

[9] J. A. Battjes, 1974. Surf similarity. Dans 16th Coastal Engineering Conference Proceedings, pages 559–587, ASCE.

[10] J.A. Battjes et M.J.F. Stive, 1985. Calibration and verification of a dissipation model for breaking waves. Journal of Geophysical Research, 90(C5) :9159–9167.

[11] M. Boers, 1994. Bed forms and bed roughness in the surf zone. Dans Proc. Int. Symp Waves - Physical and numerical modeling, Univ. of British Columbia, Vancouver, Canada, Août 1994.

[12] L. E. Borgman et J. E. Chappelear, 1958. The use of the stokes-struick approximation for waves of finite height. Dans Proceedings of the 6th Coastal Engineering Conference, ASCE.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

[13] J. Boussinesq, 1872. Théories des ondes et des remous qui se propagent le long d'un canal rectangulaire horizontal. Journal de Mathématiques Pures et Appliquées, 17 :55–108.

[14] A Bowen et D. Inman, 1971. Edge waves and crescentic bar. Journal of Geophysical Research, 76 :8662–8671.

[15] A. J. Bowen, 1980. Simple models of nearshore sedimentation : beach profiles and longshore bars, pages 1–11. Dans S. B. Mac Cann (Editeur), The Coastline of Canada. Geographical Survey of Canada, Ottawa.

[16] I. Brøker, R. Deigaard et J. Fredsøe, 1991. On/offshore sediment transport and morphological modelling of coastal profiles. Dans ASCE Specialty conf. Coastal Sediments'91, Seattle, WA, pages 643–657.

[17] P. Bruun, 1954. Coast erosion and the developement of beach profiles. Rapport technique 44, U. S. Army Corps of Engineers, Beach Erosion Board.

[18] M. Capobianco, H. Hanson, M. Larson, H. Steezel, M. J. F. Stive, Y. Chatelus, S. Aaninkhof et T. Karambas, 2002. Nourishment design and evaluation : applicability of model concepts. Coastal Engineering, 47 :113–135.

[19] B. Castelle, 2004. Modélisation de l'hydrodynamique sédimentaire au-dessus des barres sableuses soumises à l'action de la houle : application à la côte aquitaine. Thèse de Doctorat, Université BORDEAUX I.

[20] H. Chamley, 2002. Environnements géologiques et activités humaines. Vuibert.

[21] G. Chapalain, 1988. Etude hydrodynamique et sédimentaire des environnements littoraux dominés par la houle. Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble.

[22] G. Chapalain, R. Cointe et A. Temperville, 1992. Observed and modeled resonantly interacting progressive water-waves. Coastal Engineering, 16 :267–300.

[23] Q. Chen, P. A. Madsen, H. A. Schäffer et D. R. Basco, 1998. Wave-current interaction based on an enhanced Boussinesq approach. Coastal Engineering, 33 :11–40.

[24] R. A. Cienfuegos, 1988. Modélisation numérique des houles bidimensionnelles et du déferlement bathymétrique. Thèse de Doctorat, INPG, Grenoble.

[25] EUROPEAN COMMISSION, 2004. Living with coastal erosion in Europe - sediment and space for sustainability. Rapport technique, Luxembourg, Office for Official Publications of the European Communitie.

[26] D. T. Cox, N. Kobayashi et A. Okayasu, 1995. Experimental and numerical modeling of surf zone hydrodynamics. Rapport de recherche CACR-95-07, Center

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

for Applied Coastal Research, Department of Civil and Environmental Engineering, University of Delaware.

[27] W. R. Dally et R. G. Dean, 1984. Suspended sediment transport and beach profile evolution. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 110(1) :15–33.

[28] W. R. Dally et D. A. Osiecki, 1994. The role of rollers in surf zone currents. Dans 24th Coastal Engineering Conference Proceedings, pages 1895–1905, ASCE.

[29] J. L. Davies, 1964. A morphogenic approach to world shorelines. Zeitschrift für Geomorphology, 8 :127–142.

[30] R. A. Davis et M. O. Hayes, 1984. What is a wave-dominated coast ? Marine Geology, 60 :313–329.

[31] R. G. Dean, 1973. Heuristic models of sand transport in the surf zone. Dans Proceedings of Conference on Engineering Dynamics in the Surf Zone, pages 208–214.

[32] R. G. Dean, 1977. Equilibrium beach profiles : US Atlantic and Golf Coasts. Rapport technique 12, Newark, University of Delaware, Departement of Civil engineering.

[33] R. G. Dean, 1991. Equilibrium beach profiles : characteristics and applications. Journal of Coastal Research, 7(1) :53–84.

[34] R. G. Dean, 1998. Beach nourishment : a limited review and some results. Dans Proceedings of the 26th Coastal Engineering Conference, pages 45–69, ASCE.

[35] R. G. Dean et R. A. Dalrymple, 1984. Water wave mechanics for engineers and scientists. Prentice-Hall.

[36] R. Deigaard, J. Fredsøe et I. Brøker, 1986. Suspended sediment in the surf zone. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE 112(1) :115–128.

[37] R. Deigaard, P. Justesen et J. Fredsøe, 1991. Modeling of undertow by one-equation turbulence model. Coastal Engineering, 15 :431–458.

[38] T. Edelman, 1968. Dune erosion during storm conditions. Dans Proceedings of the 11th Coastal Engineering Conference, London, Ch. 46, pages 719–722, ASCE.

[39] T. Edelman, 1972. Dune erosion during storm conditions. Dans Proceedings of the 13th Coastal Engineering Conference, Vancouver, Vol. 2, pages 1305–1311, ASCE.

[40] F. Engelund et J. Fredsøe, 1976. A sediment transport model for straight alluvial channels. Nord. Hydrol., 7.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

[41] A. Falques, A. Montoto et V. Iranzon, 1996. Bed-flow instability of the longshore current. Continent Shelf Research, 16.

[42] P. R. Fisher et T. O. O'Hare, 1996. Modeling sand transport and profile evolution on macrotidal beaches. Dans 25th Coastal Engineering Conference Proceedings, pages 2994–3005, ASCE.

[43] P. R. Fisher, T. O. O'Hare et D. A. Huntley, 1997. Morphological effect of spring-neap tidal variations on macrotidal beaches. Dans Coastal Dynamics Proceedings, pages 476–485.

[44] J. Fredsøe, O. H. Andersen et S. Silberg, 1985. Distribution of suspended sediment in large waves. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE 111(6).

[45] J. Fredsøe et R. Deigaard, 1994. Mechanics of coastal sediment transport, volume 3. Advanced Series on Ocean Engineering, world scientific edition.

[46] E. L. Gallagher, S. Elgar et R. T. Guza, 1998. Observations of sand bar evolution on a natural beach. Journal of Geophysical Research, 103(C5) :3203–3215.

[47] C. J. Galvin, 1968. Breaker type classification on three laboratoty beaches. Journal of Geophysical Research, 73 :3651–3659.

[48] C. J. Galvin, 1972. Finite amplitude, shallow water waves of periodically recurring form. U. S. Army Coastal Engineering Research Center. Reprint 5-72.

[49] C. J. Galvin, 1972. Finite amplitude, shallow water waves of periodically recurring form. Dans Proc. Symposium on long Waves, Newark, DA, pages 1–29.

[50] R. J. Gibbs, M. D. Matthew et D. A. Link, 1971. The relation between sphere size and settling velocity. J. Sediment. Petrol., 41 :7–18.

[51] F. Grasso, E. Barthelemy, R. Certain et H. Michallet, 2008. Etudes expérimentales des profils cross-shore de plages sableuses. Dans Proceedings des Xème Journées Génie Côtier- Génie civil, Sophia-Antipolis, pages 91–100.

[52] N. Guillou, 2007. Rôles de l'hétérogénéité des sédiments de fond et des interactions houle-courant sur l'hydrodynamique et la dynamique sédimentaire en zone subtidale - applications en Manche orientale et à la pointe de la Bretagne. Thèse de Doctorat, Université de Bretagne Occidentale, Brest.

[53] L. Hamm, M. Capobianco, H. H. Dette, A. Lechuga, R. Spanhoff et M. J. F. Stive, 2002. A summary of European experience with shore nourishment. Coastal Engineering, 47 :237–264.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

[54] J. B. Hansen et I. Svendsen, 1979. Regular waves in shoaling water experimental data. Rapport technique, Insitute of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, technical University of Denmark.

[55] J.B. Hansen, 1990. Periodic waves in the surf zone : analysis of experimental data. Coastal Engineering, 14 :19–41.

[56] H. Hanson, A. Brampton, M. Capobianco, H. H. Dette, L. Hamm, C. Laustrup, A. Lechuga et R. Spanhoff, 2002. Beach nourishment projects, practices, and objectives - A European overview. Coastal Engineering, 47 :81–111.

[57] F. Hoefel et S.. Elgar, 2003. Wave-induced sediment transport and sandbar migration. Science, 299 :1885–1887.

[58] S. A. Hughes, 1983. Movable-bed modeling law for castal dune erosion. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 109(2) :164–179.

[59] IFEN, 1996. L'érosion du littoral, phénomène naturel, doit-elle être contenue à tout prix ? Les données de l'environnement, 22.

[60] B. Johns, 1983. Physical oceanography of coastal and shelf seas. Elsevier Oceanography Series.

[61] P. Justesen, E. Asp Hansen, I. Brøker et R. Deigaard, 1994. Longshore and cross-shore velocity profiles in spilling breakers with an oblique angle of incidence. Rapport technique, ISVA, Technical University, Lyngby, Progressive Report 75.

[62] Ting F. C. K. et J. T. Kirby, 1995. Dynamics of surf-zone turbulence in a strong plunging breaker. Coastal Engineering, 24 :177–204.

[63] Ting F. C. K. et J. T. Kirby, 1996. Dynamics of surf-zone turbulence in a spilling breaker. Coastal Engineering, 27 :131–160.

[64] R. Kajima, T. Shimizu, K. Maruyama et S. Saito, 1983. Experiments of beach profile change with a large wave flume. Dans Proceedings of the 18th Coastal Engineering Conference, pages 1385–1404, ASCE.

[65] T. V. Karambas, 2003. Nonlinear wave modeling and sediment transport in the surf and swash zone, pages 267–298. Dans V. C. Lakhan (Editeur), Advances in Coastal Modeling, Elsevier Science B. V.

[66] T. V. Karambas, 2006. Prediction of sediment transport in the swash-zone by using a nonlinear wave model. Continental Shelf Research, 26 :599–609.

[67] T. V. Karambas et N. P. Tozer, 2003. Breaking waves in the surf and swash zone. Journal of Coastal Research, 19(3) :514–528.

[68] A. B. Kennedy, Q. Chen, J. T. Kirby et R. A. Dalrymple, 2000. Boussinesq modeling of wave transformation, breaking and runup. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 126(1) :39–48.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

[69] C. A. M. King et W. W. William, 1949. The formation and movement of sand bars by wave action. Geographical Journal, 113 :70–85.

[70] B. Kinsman, 1984. Wind waves - Their generation and propagation on the ocean surface. Dover Publications, Inc., New York.

[71] J. T. Kirby, 1997. Nonlinear, dispersive long waves in water of variable depth, pages 55–126. Chapitre 3 dans Gravity Waves in Water of Variable Depth, J. N. Hunt (editor), Advances in Fluid Mechanics. Computanional Mechanics Publications.

[72] J. T. Kirby, G. Wei, Q. Chen, A. B. Kennedy et R. A. Dalrymple, 1998. FUNWAVE 1.0 Fully nonlinear Boussinesq wave model. Documentation and user's manual. Rapport de recherche CACR-98-06, Center for Applied Coastal Research, Department of Civil and Environmental Engineering, University of Delaware.

[73] P. D. Komar, 1976. Beach processes and sedimentation. Prentice-Hall, INC., Englewood Cliffs, New Jersey.

[74] P. D. Komar, 1998. Beach processes and sedimentation. Prentice-Hall, INC., Englewood Cliffs, New Jersey.

[75] D. V. Korteweg et G. De Vries, 1895. On the change of form of long waves advancing en a rectangular channel, and on a new type of long stationary waves. Phil. Mag, 5th Ser., 39 :422–443.

[76] N. C. Kraus et M. Larson, 1988. Beach profile change measured in the tank for large waves, 1956-1957 and 1962. Rapport technique CERC-88-00, Coastal Engineering Research Center, U. S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, MS.

[77] D. L. Kriebel et R. G. Dean, 1985. Numerical simulation of time-dependent beach and dune erosion. Coastal Engineering, 9 :221–245.

[78] A. Kroon et G. Masselink, 2002. Morphodynamics of intertidal bar morphology on a macrotidal beach under low-energy wave conditions, North Lincolnshore, England. Marine Geology, 190 :591–608.

[79] M. Larson, 1988. Quantification of beach profile change. Thèse de Doctorat, Lund University, Institute of Science and Technology, Lund, Suède.

[80] M. Larson et N. C. Kraus, 1989. SBEACH : Numerical model for simulating storm-induces beach change, Report 1, empirical fondation and model developement. Rapport technique CERC-89-9, CERC - WES.

[81] F. Levoy, 2000. L'influence de la marée sur la morphodynamique des plages sableuses. Mémoire d'habilitation à diriger des recherches, Université de Caen.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

[82] T. C. Lipmann et R. A. Holman, 1990. The spatial and temporal variability of sand bar morphology. Journal of Geophysical Research, 95(C7) :11575–11590.

[83] W. Long et J. T. Kirby, 2003. Cross-shore sediment transport model based on the Boussinesq equations and an improved Bagnold formula. Dans Coastal Sediments'03 Proceedings, Clearwater Beach.

[84] W. Long, J. T. Kirby et J Hsu, T, 2006. Cross-shore sandbar migration predicted by a time domain Boussinesq model incorparating undertow. Dans 30th Coastal Engineering Conference Proceedings, pages 2655–2667, ASCE.

[85] M. S. Longuet-Higgins, 1953. Mass transport in water waves. Phil. Trans. Roy. Soc. London Series A, 245 :535–581.

[86] P. J. Lynett, 2006. Wave breaking velocity effects in depth-integrated models. Coastal Engineering, 53(4) :325–333.

[87] P. J. Lynett et P. L.-F. Liu, 2004. Linear analysis of the multi-layer model. Coastal Engineering, 51(6) :439–454.

[88] P. A. Madsen, R. Murray et O. R. Sørensen, 1991. A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Coastal Engineering, 15(4) :371–388.

[89] P. A. Madsen et O. R. Sørensen, 1992. A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part 2. A slowly varying bathymetry. Coastal Engineering, 18 :183–204.

[90] H. Mase, 1995. Frequency down drift of swash oscillation compared to incident waves. J. hydr. Res., 33(3) :397–411.

[91] H. Mase et J. T. Kirby, 1992. Hybrid frequency-domain Kdv equation for random wave transformation. Dans Proceedings of the 23rd Coastal Engineering Conference, pages 474–487, ASCE, New York.

[92] S. R. Massel, 1989. Hydrodynamics of coastal zones. Elsevier oceanography series.

[93] G. Masselink, 2004. Formation and evolution of multiple intertidal bars on macrotidal beaches : application of a morphodynamical model. Coastal Engineering, 51 :713–720.

[94] G. Masselink, A. Kroon et R. G. D. Davidson-Arnott, 2006. Morphodynamics of intertidal bars in wave-dominated coastal settings - A review. Geomorphology, 73 :33–49.

[95] G. Masselink et A. D. Short, 1993. The effect of Tide range on Beach Morphodynamics and Morphology : A Conceptual Beach Model. Journal of Coastal Research, 9(3) :785–800.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

[96] Z. Massoud et R. Piboubès, 1994. L'atlas du littoral de France. J.-P. de Monza éd., Paris.

[97] K. Meftah, P. Sergent et P. Gomi, 2004. Linear analysis of a new type of extended Boussinesq model. Coastal Engineering, 51 :185–206.

[98] K. Meftah, P. Sergent et A. Ouahsine, 2005. Modélisation du déferlement de la houle avec un modèle de Boussinesq : application au mouvement des barres sableuses. Dans 17ème Congrés de Mécanique, Troyes.

[99] C. C. Mei, 1989. The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves. World Scientific.

[100] R. Miche, mai-juin, juillet-août 1944. Mouvements ondulatoires de l'océan pour une eau profonde constante et décroissante. Ann. des Ponts et Chaussées, pages 25–78, 131–164, 270–292, 369–406.

[101] D. Morellato. Modèles numériques de transport littoral dans le profil - Application de Sbeach et Litpack aux profils du programme Liteau en Camargue. Rapport de Master, ENTPE, Lyon, France, 2003.

[102] D. Morellato. Modélisation de l'efficacité du rechargement artificiel en sable sur une plage microtidale à barres (Site de Rousty, Delta du Rhône). Rapport de Master, Université de Provence, Aix-en-Provence, France, 2004.

[103] D. Morellato, G. Chapalain et N. Guillou, 2006. Observation et modélisation de la houle sur la plage macrotidale de Pentrez en baie de Douarnenez. Dans Proceedings des IXème Journées Génie Côtier- Génie civil, Brest, pages 89–96.

[104] R. B. Nairn, 1990. Prediction of cross-shore sediment transport and beach profile evolution. Thèse de Doctorat, Dept. of Civil Engineering, Imperial College, London.

[105] P Nielsen, 1992. Coastal bottom boundary layers and sediment transport, volume 4. Advanced Series on Ocean Engineering, world scientific edition.

[106] O. Nwogu, 1993. An alternative form of the Boussinesq equations for nearshore wave propagation. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 119(6) :618–638.

[107] N. Oreskes, K. Shrader-Frechette et K. Belitz, 1994. Verification, validation and confirmation of numerical models in the earth sciences. Science, 263 :641–646.

[108] R. Paskoff, 1985. Les littoraux. Impact des aménagements sur leur évolution. Masson.

[109] R. Paskoff, 1993. Côtes en danger. Masson.

[110] R. Paskoff, 1998. Impacts à attendre d'une élévation du niveau de la mer sur les côtes françaises. Impacts potentiels du changement climatique en France au XXIř

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

siècle, Ministère de l'Aménagement et du Territoire et de l'Environnement, pages 46–53.

[111] R. Paskoff, 1998. La crise des plages : pénurie de sédiments. MappeMonde, 52 :11–15.

[112] D. H. Peregrine, 1967. Long waves on a beach. Journal of Fluid Mechanics, 27 :815–827.

[113] K. A. Rakha, 1998. A Quasi-3D phase-resolving hydrodynamic and sediment transport model. Coastal Engineering, 34 :277–311.

[114] K. A. Rakha, R. Deigaard et I. Brøker, 1997. A phase-resolving cross shore sediment transport model for beach profile evolution. Coastal Engineering, 31 :231–261.

[115] A. J. H. M. Reniers, J.A. Roelvink et E. B. Thornton, 2004. Morphodynamic modeling of an embayed beach under wave group forcing. Journal of Geophysical Research, 109 :1–22.

[116] Rijkswaterstaat, 1987. Manual on artificial beach nourishment. Rapport technique 130, Rijkswaterstaat, Delft.

[117] D. Roelvink, A. J. H. M. Reniers, A. R. van Dongeren, J. van Thiel de Vries, J. Lescinski et R. McCall, 2008. XBEACH Model Description and Manual 2.0. Rapport technique, UNESCO-IHE Institure for Water Education.

[118] J. A. Roelvink et I Brøker, 1993. Cross-shore profile models. Coastal Engineering, 21 :163–191.

[119] J. A. Roelvink et A. J. H. M. Reniers, 1995. LIP 11D Delta Flume Experiments : a dataset for profile model validation. Rapport technique H2130, WL/Delft hydraulics, Delft, the Netherlands.

[120] J. A. Roelvink et M. J. F. Stive, 1989. Bar-generating cross-shore flow mechanisms on a beach. J. Geophys. Res., 94(C4) :4785–4800.

[121] H. Rouse, 1939. Experiments on the mechanics of sediment suspension. Dans 5th Int. Congr. Appli. Mech., Cambridge, MA.

[122] F. Saint-Cast, 2002. Modélisation de la morphodynamique des corps sableux en milieu littoral. Thèse de Doctorat, Université BORDEAUX I.

[123] T. Saville, 1957. Scale effects in two dimensional beach studies. Dans Transactions from the 7th General Meeting of the Internatinal Association of Hydraulic Research, volume 1, pages A3–1–A3–10.

[124] H. A. Schäffer, R. Deigaard et P. A. Madsen, 1992. A two-dimensional surf-zone model based on the Boussinesq equations. Dans Proceedings of the 23rd Coastal Engineering Conference, Venice, pages 474–487, ASCE.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

[125] H. A. Schäffer, P. A. Madsen et R. Deigaard, 1993. A Boussinesq model for waves breaking in shalow water. Coastal Engineering, 20 :185–202.

[126] T. Shibayama, 1984. Sediment transport mechanism and two-dimensional beach transportation due to waves. Thèse de Doctorat, University of Tokyo, Tokyo, Japan.

[127] A. Shields, 1936. Anwendung der Ähnlichkeits-Mechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung. Preussische Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffnbau, vol.26, Berlin.

[128] SHOM, 1997. La marée. Les Guides du SHOM.

[129] A. D. Short, 1978. Wave power and beach stages - a global model. Dans Proceedings of the 16th Coastal Engineering Conference, pages 1145–1162, ASCE.

[130] A. D. Short, 1979. Multiple offshore bars and standing edge waves. Journal of Geophysical Research, 80 :3838–3840.

[131] A. D. Short, 1991. Macro-Meso Tidal Beach Morphodynamics - An Overview. Journal of Coastal Research, 7(2) :417–436.

[132] L. Skjelbreia et J. A. Henderson, 1961. Fifth order gravity wave theory. Dans Proceedings of the 7th Coastal Engineering Conference, pages 184–196, ASCE.

[133] C. J. Sonu, 1973. Three-dimensionnal beach changes. Journal of Geology, 81 :42–64.

[134] R. L. Soulsby, 1997. Dynamics of marine sands, a manual for practical applications. Thomas Telford, H.R. Wallingford.

[135] R. L. Soulsby et R. J. S. W. Whitehouse, 1997. Threshold of sediment motion in coastal environments. Dans Proceedings Pacific Coasts and Ports ' Conference, Christchurch, volume 1, pages 149–54, University of Canterbury, New Zealand.

[136] K. Spielmann, D. Astruc et O. Thual, 2004. Analysis of some key parametrizations in a beach profile morphodynamical model. Coastal Engineering, 51 :1021–1049.

[137] STCPMVN, 1998. Recommandations pour la conception de la réalisation des aménagements de défense du littoral contre l'action de la mer. Rapport technique, Ministère de l'Equipement, du Transport et du Logement.

[138] H. J. Steezel, 1987. A model for beach and dune profile changes near dune revetments. Dans Proceedings of the ASCE specialty Conference Coastal Sediments '87, New Orleans, LA, pages 1922–1934.

[139] H. J. Steezel, 1990. Cross-shore transport during storm surges. Dans Proceedings of the 22nd Coastal Engineering Conference, Delft, pages 1922–1934, ASCE.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

[140] M. J. F. Stive, 1986. A model for cross-shore sediment transport. Dans Proceedings of the 20th Coastal Engineering Conference, Taipei.

[141] M. J. F. Stive et J. A. Battjes, 1984. A model for offshore sediment transport. Dans Proceedings of the 19th Coastal Engineering Conference, pages 1420–1436, ASCE.

[142] M. J. F. Stive et Reniers J. H. M., 2003. Sandbars in motion. Science, 299 :1855–1856.

[143] G. G. Stokes, 1847. On the theory of Oscillatory Waves. Trans. Camb. Philos. Soc., 8 :441–455.

[144] T. Sunamura, 1975. A study of beach ridge formation in laboratory. Geographical Review of Japan, 48-11 :761–767.

[145] T. Sunamura, 1983. Determination of breaker height and depth in the field. Dans Ann. Report, 12, Inst. Geocsi, Univ. Tsukuba, pages 52–54.

[146] T. Sunamura, 1988. Short-term morphological change induced by cross-shore sediment movement, page 145. Dans K. Horikawa (Editeur), Nearshore Dynamics and Coastal Processes. Theory, Measurement and Predictive Models, Tokyo University Press, Tokyo.

[147] I. A. Svendsen, 1984. Mass flux and undertow in the surf zone. Coastal Engineering, 8 :347–365.

[148] D. H. Swart, 1974. Offshore sediment transport and equilibrium beach profiles. Delft Hydraulics Lab, Publ. 131.

[149] E. Thornton, T. Dalrymple, T. Drake, S. Elgar, E. Gallagher, B. Guza, A. Hay, R. Holman, J. Kaihatu, T. Lippmann et T. Ozkan-Haller, 2000. State of Nearshore Processes Research : II. Rapport technique NPS-OC-00-001, Naval Postgraduate School, Monterey, California.

[150] E. B. Thornton, R. Humiston et W. Birkemeier, 1996. Bar/trough generation on a natural beach. Journal of Geophysical Research, 101(C5) :12097–12110.

[151] J. Van de Graaff, 1977. Dune erosion during a storm surge. Coastal Engineering, 1(2) :99–134.

[152] L. C. van Rijn, 1984. Handbook sediment transport by currents and waves. Rapport technique H461, Delft Hydraulics.

[153] L. C. van Rijn, 1986. Mathematical modeling of suspended sediment in non-uniform flows. J. hydr. Eng., ASCE 112(6) :1613–1641.

[154] L. C. van Rijn, 1998. Principles of coastal morphology. Aqua publications (Delft hydraulics).

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

[155] P. Vellinga, 1982. Beach and dune erosion during storm surges. Coastal Engineering, 6 :361–387.

[156] P. Vellinga, 1984. Movable-bed modeling law for castal dune erosion. Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, 110(4) :495–504.

[157] A. Watanabe et M. Dibajnia, 1988. Numerical modeling of nearshore waves, cross-shore sediment transport and beach profil change. Dans Proceedings of the IAHR Symposium on Mathematical Modelling of Sediment Transport in the Coastal Zone, Copenhagen, pages 166–174.

[158] A. Watanabe, Y. Riho et K. Horikawa, 1980. Beach profile and on-offshore sediment transport. Dans Proceedings of the 17th Coastal Engineering Conference, Sydney, pages 1106–1121, ASCE.

[159] C. H. Waters, 1939. Equilibrium slopes of sea beaches. Thèse de Doctorat, University of California, Berkeley, CA.

[160] G. Wei, J. T. Kirby, S. T. Grilli et R. Subramanya, 1995. A fully nonlinear Boussinesq model for surfaces waves. Part1. Highly nonlinear unsteady waves. J. Fluid Mech., 294 :71–92.

[161] G. Wei, J. T. Kirby et A. Sinha, 1999. Generation of waves in Boussinesq models using a source function method. Coastal Engineering, 36 :271–299.

[162] K. M. Wijnberg et A. Kroon, 2002. Barred beaches. Geomorphology, 48 :103–120.

[163] J. M. Witting, 1984. A unified model for the evolution of nonlinear water waves. J. Comp. Phys., 56 :203–236.

[164] L. D. Wright, S. K. May, A. D. Short et M. O. Green, 1984. Beach and surf zone equilibria and response times. Dans Proceedings of the 19th Coastal Engineering Conference, pages 2150–2164, ASCE.

[165] L. D. Wright et A. D. Short, 1984. Morphodynamic variability of surf zones and beaches : a synthesis. Marine Geology, 56 :93–118.

[166] L. D. Wright, A. D. Short et M. O. Green, 1985. Short-term changes in the morphodynamics states of beaches and surf zones : An empirical model. Marine Geology, 62 :339–364.

[167] J. A. Zelt, 1991. The run-up of non-breaking and breaking solitary waves. Coastal Engineering, 15 :205–246.

[168] J. A. Zyserman et J. Fredsøe, 1994. Data analysis of bed concentration of suspended sediment. J. hydr. Eng., ASCE 120(9) :1021–1042.

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Table des figures

1.1 Bilan de l'érosion actuelle des côtes de France métropolitaine (d'après Massoud et Piboubès, 1994, [96] dans Chamley (2002, [20])). 18
1.2 Echelles spatio-temporelles des processus hydrodynamiques en zone côtière (d'après Thornton *et al.*, 2000, [149]). 19
1.3 Terminologie utilisée pour la description du profil de plage (d'après Komar, 1976, [73]). 21
1.4 Transport sédimentaire "cross-shore" et formation d'une barre de déferlement (d'après Fredsøe et Deigaard, 1994, [45]). 21
1.5 Terminologie des différents domaines composant les systèmes côtiers sableux en environnement tidal (d'après Komar, 1998, [74] et Levoy, 2000, [81]). 26
1.6 Modèle descriptif conceptuel de morphologie de plage proposé par Masselink et Short (1993, [95]). 26
1.7 Trois types de barres intertidales répertoriés par Masselink *et al.* (2006, [94]). 27

2.1 Différentes composantes du modèle morphodynamique littoral. 29
2.2 Deux versions du modèle morphodynamique. 30
2.3 Principales variables des modules hydrodynamiques et hydro-sédimentaires de la chaîne de modélisation. 31
2.4 Les paramètres des vagues. 32
2.5 Les aires de validité de plusieurs théories de vagues en fonction des paramètres $\lambda = \frac{H}{L}$ et $2\alpha = \frac{H}{h}$ (Komar, 1976, [73]). 35
2.6 Comparaison des relations de dispersion linéaire : Trait plein, solution exacte ; Trait tireté, α=-0.390 valeur optimale ; Trait pointé, α=-2/5 approximation de Padé (2,2) ; Trait pointé-tireté, α=-1/3 équations standards de Boussinesq. 36
2.7 Les principaux types de déferlement (d'après Fredsøe et Deigaard, 1994, [45]). 42
2.8 Les rides de vagues. 44

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

2.9 Relation entre la taille des rides et l'excursion des particules d'eau $2A$ (d'après Nielsen (1992, [105])). 45
2.10 Profil vertical du courant sous le déferlement. 47
2.11 Courbe de marée semi-diurne à Brest (SHOM, 1997, [128]). 48
2.12 Exemple de courbe de marée pendant une lunaison (SHOM, 1997, [128]). . 49
2.13 Courbe de marée schématique au cours d'une lunaison (360 heures ou 15 jours) pour $a = 2$ et $b = 1$ dans (2.49). 49
2.14 Distribution verticale de la contrainte moyenne due au déferlement des vagues. 60
2.15 Schéma de discrétisation numérique du modèle vertical. 62
2.16 Fonction de flux sédimentaire ascendant $p(t)$ de Nielsen (d'après Nielsen (1992, [105])). 66
2.17 Différentes composantes et variables calculées du modèle FUNBEACH 1DH. 72
2.18 Différentes composantes et variables calculées du modèle FUNBEACH 2DV. 72

3.1 Différents types de vagues observés dans Chapalain (1988, [21]) en fonction de la profondeur relative β et de la hauteur relative des vagues 2α. 78
3.2 En haut : localisations spatiales et temporelles des profils verticaux P_i mesurés durant le test 1b des essais "Delta Flume" (Arcilla *et al.*, 1994, [2]). En bas : profils de plage à t=1h et t=17h. 80
3.3 En haut : localisations spatiales et temporelles des profils verticaux Q_i mesurés durant le test 1c des essais "Delta Flume" (Arcilla *et al.*, 1994, [2]). En bas : profils de plage à t=1h et t=13h. 82
3.4 Localisation de la zone d'étude de Pentrez en baie de Douarnenez. 84
3.5 Cartographie du diamètre médian (exprimé en échelle ϕ) des sédiments de fond de la baie de Douarnenez (Guillou, 2007, [52]). 85
3.6 Courants de marée moyennés (en m/s) sur la verticale en Mer d'Iroise, en situations de flot (a) et de jusant (b), calculés par le modèle COHERENS (Guillou, 2007, [52]). 86
3.7 Hauteurs significatives spectrales extraites de l'atlas numérique d'états de mer ANEMOC. 87
3.8 Champs de hauteur H_{m_0} (en m) calculés en baie de Douarnenez par le modèle SWAN (Guillou, 2007, [52]) pour une houle incidente d'ouest de hauteur $H_{m_0} = 2.5$ m et de périodes $Tp = 7$ s (a) et $Tp = 15$ s (b). 88
3.9 Photo satellite SPOT de la plage de Pentrez. 90
3.10 Photo aérienne oblique (vue du sud) de la plage de Pentrez. 90
3.11 Courbe granulométrique cumulative des sédiments de fond sur la plage de Pentrez. 91

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

3.12 Observation du déferlement glissant sur la plage de Pentrez. 91
3.13 Profils de plage effectués sur la plage de Pentrez entre le printemps 2005 et l'automne 2007. 93
3.14 Tachéomètre laser LEICA. 94
3.15 Bouée houlographique DATAWELL. 95
3.16 Courantomètres électromagnétique S4DW (en haut) et acoustique ADV VECTOR muni d'un turbidimètre OBS (en bas). 96
3.17 Mât Instrumenté en zone Intertidale (MII) avec 4 niveaux de mesure sur la verticale. 97
3.18 Séries chronologiques des hauteurs de vagues mesurées lors des campagnes sur la plage de Pentrez. 99
3.19 Sélection de spectres de vague de hauteur Hm0$\simeq$0.8 m à différents instants repérés sur les échelles temporelles à la Figure 3.18. 99
3.20 Dispositifs expérimentals des campagnes PENTREZ#1 et PENTREZ#2. . 101
3.21 Dispositifs expérimentals des campagnes PENTREZ#3 et PENTREZ#4. . 102
3.22 Séries chronologiques des diverses variables moyennes ($\bar{H}$, U ,V et C) et quadratiques moyennes "RMS" (H_{m_0}, U_{rms}, V_{rms}, et C_{rms}) mesurées durant la campagne PENTREZ#3. 104
3.23 Séries chronologiques des diverses variables moyennes ($\bar{H}$, U ,V et C) et quadratiques moyennes "RMS" (H_{m_0}, U_{rms}, V_{rms}, et C_{rms}) mesurées durant la campagne PENTREZ#4. 105

4.1 Séries chronogiques de l'élévation de la surface libre (en mm) enregistrée en différents points le long du canal pour l'essai A (d'après Chapalain *et al.* (1992, [22])). 108
4.2 Evolution spatiale observée (trait pointé) et calculée (trait plein) des quatre premières composantes harmoniques (c_1 : rouge, c_2 : bleu, c_3 : vert, c_4 : noir) pour les essais A à F. 110
4.3 Evolution spatiale observée (trait pointé) et calculée (trait plein) des quatre premières composantes harmoniques (c_1 : rouge, c_2 : bleu, c_3 : vert, c_4 : noir) pour les essais G à I. 111
4.4 Evolutions spatiales "cross-shore" mesurées et prédites de la hauteur des vagues H_{m_0} et du niveau moyen $\bar{\eta}$ pour le test 1b. 113
4.5 Evolutions spatiales "cross-shore" mesurées et prédites pour les deux prédicteurs de rides de Nielsen (1992, [105]) de la hauteur des vagues H_{m_0} et du niveau moyen $\bar{\eta}$ complétées par les prédictions de la hauteur Δ_r et de la longueur d'onde λ_r des rides pour le test 1c. 115

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

4.6 Profils verticaux de la vitesse horizontale moyenne mesurés et calculés par le modèle de Lynett pour le test 1b. 117
4.7 Profils verticaux de la vitesse horizontale moyenne mesurés et calculés par le modèle de Lynett pour le test 1c. 118
4.8 Profils verticaux de la vitesse horizontale moyenne mesurés et calculés par le modèle vertical de turbulence pour le test 1b. 120
4.9 Profils verticaux de la vitesse horizontale moyenne mesurés et calculés par le modèle vertical de turbulence pour le test 1c. 121
4.10 Profils verticaux de la CSS moyenne mesurés et calculés par le modèle vertical de turbulence pour le test 1b. 122
4.11 Profils verticaux de la CSS moyenne mesurés et calculés par le modèle vertical de turbulence pour le test 1c. 123
4.12 Différentes contributions et taux de transport sédimentaire total calculés par FUNBEACH 2DV pour le test 1b. 124
4.13 Résultats de l'ajustement du modèle 1DH sur le modèle 2DV pour le test 1b. 126
4.14 Sensibilité de la prédiction des taux de transport à la prise en compte ou non de la correction de Lynett. 126
4.15 Profils finaux mesuré et calculé par le modèle morphodynamique 1DH pour le test 1b. 127
4.16 Différentes contributions et taux de transport sédimentaire total calculés par FUNBEACH 2DV pour le test 1c. 128
4.17 Résultats de l'ajustement du modèle 1DH sur le modèle 2DV pour le test 1c. 129
4.18 Profils finaux mesuré et calculé par le modèle morphodynamique 1DH pour le test 1c. 129
4.19 Taux de transport sédimentaire $q_{1\mathrm{DH}}$ calculé avec correction du courant de retour pour le test 1c. 130
4.20 Profils finaux mesuré et calculé par le modèle morphodynamique 1DH avec correction du courant de retour pour le test 1c. 130
4.21 Evolution spatiale "cross-shore" prédite pour les deux prédicteurs de rides de Nielsen (1992, [105]) de la hauteur des vagues H_{m_0}, de la hauteur Δ_r et de la longueur d'onde λ_r des rides et du coefficient de frottement associé f_w à $t = 9\mathrm{H}20\mathrm{mn}$ au cours de la campagne PENTREZ#4. 134
4.22 Evolution spatiale "cross-shore" mesurée et prédite pour les deux prédicteurs de rides de Nielsen (1992, [105]) de la hauteur des vagues H_{m_0} sur la plage de Pentrez. 135

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

4.23 Séries chronologiques de la vitesse horizontale moyenne et RMS à 30 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle de Lynett au cours de la campagne PENTREZ#1. 137
4.24 Séries chronologiques des vitesses horizontales moyennes et RMS à 50 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle de Lynett au cours de la campagne PENTREZ#2. 138
4.25 Séries chronologiques des vitesses horizontales moyennes à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle de Lynett au cours de la campagne PENTREZ#3. 139
4.26 Séries chronologiques des vitesses horizontales RMS à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle de Lynett au cours de la campagne PENTREZ#3. 140
4.27 Séries chronologiques des vitesses horizontales moyennes à 30, 60 and 90 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle de Lynett au cours de la campagne PENTREZ#4. 141
4.28 Séries chronologiques des vitesses horizontales RMS à 30, 60 and 90 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle de Lynett au cours de la campagne PENTREZ#4. 142
4.29 Séries chronologiques de la vitesse horizontale moyenne et RMS à 30 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#1. 144
4.30 Séries chronologiques des vitesses horizontales moyennes et RMS à 50 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#2. 145
4.31 Séries chronologiques des vitesses horizontales moyennes à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#3. 146
4.32 Séries chronologiques des vitesses horizontales RMS à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#3. 147
4.33 Séries chronologiques des vitesses horizontales moyennes à 30, 60 and 90 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#4. 148
4.34 Séries chronologiques des vitesses horizontales RMS à 30, 60 and 90 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#4. 149

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

4.35 Séries chronologiques des CSS moyennes à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#3. 151
4.36 Séries chronologiques des CSS RMS à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#3. 152
4.37 Séries chronologiques des CSS moyennes à 30, 60 et 90 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#4. 153
4.38 Séries chronologiques des CSS RMS à 30, 60 et 90 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence au cours de la campagne PENTREZ#4. 154
4.39 Profils verticaux de vitesses moyennes et RMS mesurés et calculés par le modèle vertical de turbulence au point MII#3 à t = 26h10mn au cours de la campagne PENTREZ#4. 156
4.40 Spectres de hauteur des vagues mesuré et calculé par FUNWAVE au point MII#3 à t = 26h10mn au cours de la campagne PENTREZ#4. 156
4.41 Spectres de vitesse mesurés et calculés par le modèle vertical de turbulence au point MII#3 à t = 26h10mn au cours de la campagne PENTREZ#4. . 157
4.42 Spectres de concentration mesurés et calculés par le modèle vertical de turbulence au point MII#3 à t = 26h10mn au cours de la campagne PENTREZ#4. 157
4.43 Séries chronologiques des CSS moyennes à 30, 60, 90 et 120 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence pour les diverses distributions de tailles considérées au cours de la campagne PENTREZ#3. 160
4.44 Séries chronologiques des CSS moyennes à 30, 60 et 90 cm au-dessus du fond mesurées et calculées par le modèle vertical de turbulence pour les diverses distributions de tailles considérées au cours de la campagne PENTREZ#4. 161
4.45 Différentes contributions et transport total de sédiments en suspension calculés par FUNBEACH 2DV au cours de la campagne PENTREZ#3. . . . 163
4.46 Différentes contributions et transport total de sédiments en suspension calculés par FUNBEACH 2DV au cours de la campagne PENTREZ#4. . . . 163
4.47 Résultats de l'ajustement du modèle 1DH sur le modèle 2DV au cours de la campagne PENTREZ#3. 164
4.48 Résultats de l'ajustement du modèle 1DH sur le modèle 2DV au cours de la campagne PENTREZ#4. 164

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

4.49 Evolution temporelle du profil de plage prédite par le modèle morphodynamique 1DH au cours de la campagne PENTREZ#3. 165
4.50 Evolution temporelle du profil de plage prédite par le modèle morphodynamique 1DH au cours de la campagne PENTREZ#4. 165

5.1 Spectre de hauteur des vagues choisie pour les simulations de beau temps. 170
5.2 Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 0.4$ m et $T_p = 14.3$ s en absence de marée (TR = 0 m). 172
5.3 Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 0.8$ m et $T_p = 14.3$ s en absence de marée (TR = 0 m). 173
5.4 Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.2$ m et $T_p = 14.3$ s en absence de marée (TR = 0 m). 174
5.5 Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.6$ m et $T_p = 14.3$ s en absence de marée (TR = 0 m). 175
5.6 Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 2.0$ m et $T_p = 14.3$ s en absence de marée (TR = 0 m). 176
5.7 Méthode de calcul de l'élévation verticale dh^+_{max} par rapport au plan moyen et de la position horizontale xh^+_{max} de la barre principale. 177
5.8 Evolution temporelle entre le 4ème et le 14ème cycle virtuel de marée (TR = 0 m) de dh^+_{max} et xh^+_{max} pour des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 177
5.9 Evolution temporelle entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable de dh^+_{max} et xh^+_{max} pour des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de $H_{m_0} = 1.2$ m pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 178
5.10 Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.2$ m et $T_p = 14.3$ s avec un marnage TR = 1 m. 179

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

5.11 Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.2$ m et $T_p = 14.3$ s avec un marnage TR = 2 m. 180

5.12 Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.2$ m et $T_p = 14.3$ s avec un marnage TR = 3 m. 181

5.13 Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.2$ m et $T_p = 14.3$ s avec un marnage TR = 4 m. 182

5.14 Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.2$ m et $T_p = 14.3$ s avec un marnage TR = 5 m. 183

5.15 Evolution des principaux paramètres simulés sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$ après 173H50 (14 cycles de marée semi-diurne) d'action de vagues de beau temps $H_{m_0} = 1.2$ m et $T_p = 14.3$ s avec un marnage TR = 6 m. 184

5.16 dh^+_{max} et xh^+_{max} après 4 (en haut) et 14 (en bas) cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 186

5.17 V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 187

5.18 Spectre de hauteur des vagues choisie pour les simulations de tempête. . . 188

5.19 dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de tempête ($T_p = 10.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 189

5.20 V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de tempête ($T_p = 10.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 189

5.21 dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues monocromatiques ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 192

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

5.22 V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues monochromatiques (T_p = 14.3 s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 192

5.23 dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues monocromatiques (T_p = 7.15 s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 194

5.24 V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues monochromatiques (T_p = 7.15 s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 194

5.25 dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps (T_p = 14.3 s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 0.5\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 196

5.26 V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps (T_p = 14.3 s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 0.5\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 196

5.27 dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps (T_p = 14.3 s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 2.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 198

5.28 V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps (T_p = 14.3 s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 2.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 198

5.29 dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps (T_p = 14.3 s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.063$ mm. 200

5.30 V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps (T_p = 14.3 s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.063$ mm. 200

5.31 dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps (T_p = 14.3 s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.200$ mm. 202

5.32 V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps (T_p = 14.3 s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.200$ mm. 202

5.33 dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps (T_p = 14.3 s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 0.5\%$ et $d_{50} = 0.063$ mm. 205

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

5.34 V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 0.5\%$ et $d_{50} = 0.063$ mm. 205

5.35 dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 2.0\%$ et $d_{50} = 0.200$ mm. 207

5.36 V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} pour $\beta_p = 2.0\%$ et $d_{50} = 0.200$ mm. 207

5.37 Résultats numériques présentés dans le diagramme de Masselink et Short (1993, [95]). 210

5.38 Résultats numériques présentés dans le diagramme de Masselink et Short (1993, [95]). 211

5.39 Résultats numériques présentés dans le diagramme de Masselink et Short (1993, [95]). 212

5.40 Séries chronologiques de dh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 0.4$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 215

5.41 Séries chronologiques de xh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 0.4$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 216

5.42 Séries chronologiques de dh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 0.8$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 217

5.43 Séries chronologiques de xh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 0.8$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 218

5.44 Séries chronologiques de dh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 1.2$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 219

5.45 Séries chronologiques de xh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 1.2$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 220

5.46 Séries chronologiques de dh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 1.6$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 221

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

5.47 Séries chronologiques de xh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 1.6$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 222
5.48 Séries chronologiques de dh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 2.0$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 223
5.49 Séries chronologiques de xh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et $H_{m_0} = 2.0$ m pour $\beta_p = 1.0\%$ et $d_{50} = 0.144$ mm. 224
5.50 dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} sur la plage de Pentrez. 227
5.51 V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de beau temps ($T_p = 14.3$ s) de diverses H_{m_0} sur la plage de Pentrez. 227
5.52 dh^+_{max} et xh^+_{max} après 14 cycles de marée de marnage TR variable avec des vagues de tempête ($T_p = 10.3$ s) de diverses H_{m_0} sur la plage de Pentrez. . 228
5.53 V_x et V_z entre le 4ème et le 14ème cycle de marée de marnage TR variable avec des vagues de tempête ($T_p = 10.3$ s) de diverses H_{m_0} sur la plage de Pentrez. 228
5.54 Résultats numériques sur la plage de Pentrez présentés dans le diagramme de Masselink et Short (1993, [95]). 229
5.55 Séries chronologiques de dh^+_{max} sur un cycle vive-eau morte-eau pour différents marnages par des vagues de beau temps $T_p = 14.3$ s et H_{m_0} variable sur la plage de Pentrez. 231
5.56 Transformation morphologique de la plage à barres non rectilignes de Thedlethorpe par des vagues monochromatiques ($H = 1.8$ m ; $T = 4$ s) au bout d'un cycle vive-eau morte-eau. 233

6.1 Trois principaux types de rechargement de profil de plage (Dean, 1998, [34]). 236
6.2 Différentes positions et formes initiales du dépôt de sable rapporté sur la plage uniforme de pente β_p =1%. 238
6.3 Quatre principaux modes d'évolution d'un rechargement de plage : tassement, migration vers le large et engraissement, fort étalement à destruction et stabilité. 239
6.4 Définition des principaux paramètres décrivant l'évolution morphologique d'un rechargement de plage : hauteur initiale du sommet h_{initial}, hauteur finale du sommet h_{final}, position initiale du sommet x_{initial} et position finale du sommet x_{final}. 240

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

6.5 Transformation de vagues de différentes hauteurs sur un profil uniforme présentant un dépôt de sable ($\beta_f = 1.5\%$, $h_{\text{initial}} = 0.745$ m) placé à différentes positions x_{initial}. 245
6.6 Transformation de vagues de différentes hauteurs sur un profil uniforme présentant un dépôt de sable ($\beta_f = 2.0\%$, $h_{\text{initial}} = 1.000$ m) placé à différentes positions x_{initial}. 246
6.7 Transformation de vagues de différentes hauteurs sur un profil uniforme présentant un dépôt de sable ($\beta_f = 3.0\%$, $h_{\text{initial}} = 1.333$ m) placé à différentes positions x_{initial}. 247

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

Liste des tableaux

2.1 Vitesse de phase, vitesse de groupe et longueur d'onde dans les différents domaines de profondeur relative β de la théorie linéaire. 34
2.2 Description des différents types de déferlement et domaines d'occurence en fonction des paramètres ξ_∞ et ξ_d (d'après Galvin, 1968, [47]). 42

3.1 Caractéristiques des essais de Chapalain (1988, [21]). 77
3.2 Petits paramètres α, β et nombre d'Ursell U_r pour les différents essais de Chapalain (1988, [21]). 78
3.3 Résumé des mesures faites dans le test 1b. 81
3.4 Résumé des mesures faites dans le test 1c. 83
3.5 Résumé des données relatives aux campagnes sur la plage de Pentrez. . . . 98

4.1 Valeurs du coefficient de frottement K appliquées dans FUNWAVE 1D. . . 112
4.2 Ecarts moyens entre résultats du modèle et mesures pour la hauteur des vagues H_{m_0} et le niveau moyen $\bar{\eta}$ pour le test 1b. 114
4.3 Ecarts moyens entre résultats du modèle pour les deux predicteurs de ride de Nielsen (1992,[105]) de la hauteur des vagues H_{m_0} et du niveau moyen $\bar{\eta}$ pour le test 1c. 116
4.4 Distribution granulométrique en 3 classes. 158
4.5 Distribution granulométrique en 10 classes. 159
4.6 Proportion de chacune des 3 classes de particules dans les sédiments de fond et en suspension à différents niveaux au-dessus du fond. 162
4.7 Proportion de chacune des 10 classes de particules dans les sédiments de fond et en suspension à différents niveaux au-dessus du fond. 162

5.1 Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$. 185

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

5.2 Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de tempête de période $T_p = 10.3$ s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$. 190

5.3 Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues monochromatiques de période $T_p = 14.3$ s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$. 191

5.4 Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues monochromatiques de période $T_p = 7.15$ s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1\%$. 193

5.5 Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 0.5\%$. 197

5.6 Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.144$ mm de pente uniforme $\beta_p = 2.0\%$. 197

5.7 Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur une plage de sable très fin $d_{50} = 0.063$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1.0\%$. 201

5.8 Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.200$ mm de pente uniforme $\beta_p = 1.0\%$. 203

5.9 Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur une plage de sable très fin $d_{50} = 0.063$ mm de pente uniforme $\beta_p = 0.5\%$. 204

5.10 Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur une plage de sable fin $d_{50} = 0.200$ mm de pente uniforme $\beta_p = 2.0\%$. 206

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

5.11 Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de beau temps de période $T_p = 14.3$ s sur la plage de Pentrez. 226
5.12 Evolution morphologique synthétique prédite au bout d'une semaine pour différents marnages TR et hauteurs H_{m_0} de vagues de tempête de période $T_p = 10.3$ s sur la plage de Pentrez. 226

6.1 h_{final} calculée au bout de 15 jours d'action des vagues de différentes hauteurs H_{m_0} sur un dépôt de sable ayant différentes positions x_{initial} et pentes de flancs β_f initiales en l'absence de marée (TR = 0 m). 240
6.2 x_{final} calculée au bout de 15 jours d'action des vagues de différentes hauteurs H_{m_0} sur un dépôt de sable ayant différentes positions x_{initial} et pentes de flancs β_f initiales en l'absence de marée (TR = 0 m). 241
6.3 h_{final} calculée au bout de 15 jours d'action des vagues de hauteur $H_{m_0} =$ 1.2 m sur un dépôt de sable ayant différentes positions x_{initial} et pentes de flancs β_f initiales pour différents marnages TR. 242
6.4 x_{final} calculée au bout de 15 jours d'action des vagues de hauteur $H_{m_0} =$ 1.2 m sur un dépôt de sable ayant différentes positions x_{initial} et pentes de flancs β_f initiales pour différents marnages TR. 243

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009

tel-00380212, version 2 - 7 May 2009