

Thèse de doctorat

Octobre 2007

**Modélisation de la dynamique des rides
sédimentaires générées par les vagues**

par Vincent Marieu (UMR EPOC)

Directeur de thèse : Philippe Bonneton

Table des matières

1	Introduction	8
1.1	Dynamique Côtière et Échelles Caractéristiques	8
1.2	Généralités sur les Rides	10
1.2.1	Types de rides et formation	10
1.2.2	Adaptation des rides aux variations de l'hydrodynamique	14
1.2.3	Asymétrie et migration des rides	17
1.2.4	Orientation des rides et rides tri-dimensionnelles	18
1.3	Applications de l'Étude des Rides	18
1.4	Objectifs de la thèse et démarche	21
2	Vagues et Transport Sédimentaire	23
2.1	Action des Vagues sur la Colonne d'Eau	23
2.1.1	Propagation de vagues monochromatiques, théorie linéaire	23
2.1.2	Vagues en milieu peu profond	25
2.1.3	Couche limite oscillante	26
2.2	Analyse Dimensionnelle	30
2.2.1	Paramètres définissant le système vagues-sédiment	31
2.2.2	Nombres sans dimension caractéristiques du système	31
2.3	Modes de Transport Sédimentaire	33
3	Les Prédictors de Rides à Tourbillons et Leurs Limitations	36
3.1	Conditions d'Existence des Rides et Généralités	36
3.1.1	Conditions d'existence des rides	36
3.1.2	Types de rides à tourbillons	37
3.2	Les Prédictors de Rides	39
3.2.1	Les différentes approches	39
3.2.2	Quelques prédictors de rides	40
3.3	Comparaison des Prédictors	45
3.3.1	Superposition des formules	45
3.3.2	Grandeurs typiques d'un plateau continental	48
3.4	Base de Données de la Littérature	51

3.4.1	Domaines Investigués	51
3.4.2	Performances des Prédicteurs	53
3.4.3	Identification des Paramètres Clés	54
3.5	Conclusion, Questionnement et Perspectives	57
4	Modèle Hydro-Sédimentaire de Couche Limite : le Code Dune2D	61
4.1	Structure du Code	61
4.2	Équations et Modélisation	62
4.2.1	Hydrodynamique	62
4.2.2	Transport sédimentaire	66
4.2.3	Morphodynamique	71
4.3	Limitations de l'Ancien Module Morphodynamique de Dune2D	73
5	Développement d'un Nouveau Module Morphodynamique	78
5.1	Problématique Générale	78
5.2	Adaptation des Schémas Centrés Non-Oscillants	79
5.2.1	Le NOCS sur maillage non-décalé	80
5.2.2	Le NOCS sur maillage décalé	81
5.2.3	Adaptation du NOCS sur maillage décalé	81
5.2.4	Modification de l'étape prédictrice	82
5.3	Gestion des Avalanches	83
5.4	Application à Dune2D	85
5.4.1	Ride triangulaire soumise à un courant oscillant	85
5.4.2	Influence du type de prédicteur	88
5.4.3	Effet de la procédure d'avalanches	89
5.5	Conclusion	91
6	Étude de l'Évolution Morphodynamique des Rides à Tourbillons	92
6.1	Introduction	94
6.2	Governing Equations and Dune2D Model	95
6.2.1	Hydrodynamics	97
6.2.2	Sediment Transport	97
6.2.3	Flow Morphologic Coupling	99
6.2.4	Modified Non-Oscillatory Centred Scheme	101
6.2.5	Avalanching	103
6.3	Results	105
6.3.1	Development From a Flat Bed Form	105
6.3.2	Ripple Evolution Processes	108
6.3.3	Evolution From Random Bed Forms	114
6.3.4	Dissipation of Wave Energy	116

6.4	Conclusion	118
7	Rides Anorbitales, un Cas CROSSTEX	121
7.1	Simulation de rides anorbitales	121
7.1.1	Particularités du régime anorbital	121
7.1.2	Une nouvelle procédure d'avalanches pour les rides anorbitales . .	123
7.2	L'Expérience CROSSTEX	124
7.2.1	La campagne expérimentale	124
7.2.2	Description du cas simulé	126
7.3	Simulations	127
7.3.1	Cas d'un forçage de période $T_p = 4$ secondes	127
7.3.2	Simulation avec l'application d'un forçage réel	128
7.4	Conclusion	129
8	Conclusions et Perspectives	134
A	Application à l'Environnement Côtier	157
A.1	Modèle Linéaire Simplifié de Propagation de la Houle sur le Plateau Continental	157
A.2	Estimation des Rides Obtenues	159
A.3	Dissipation de l'énergie de la houle par les rides	164
A.4	Conclusion	165
B	Test du Module Morphodynamique sur un Cas d'Advection Simple	168
B.1	Cas d'un débit constant	169
B.1.1	Comparaison entre les deux NOCS	170
B.1.2	Influence du limiteur de Flux	170
B.1.3	Influence des modifications du pas prédicteur	171
B.1.4	Le schéma WENO	171
B.2	Cas d'un débit variable	171
C	Autres Applications du Module Morphodynamique	179
C.1	Évolution d'une Dune en Canal	179
C.1.1	Le modèle utilisé	180
C.1.2	Résultats	181
C.2	Modélisation d'un profil de plage 1D	184
C.2.1	Problématique	184
C.2.2	Présentation du modèle et insertion du module morphodynamique	185
C.2.3	Résultats préliminaires et perspectives	186

Glossaire

a	: Célérité du fond
A	: Semi-excursion orbitale des vagues
A_0	: Amplitude des vagues (horizontale) au sommet de la couche limite
A_0^*	: Amplitude des vagues au sommet de la couche limite adimensionnée, $A_0^* = A_0/d$
c_g	: Vitesse de groupe d'un train d'ondes
c_g^L	: Vitesse de groupe d'un train d'ondes au large (en eau profonde)
c_p	: Vitesse de phase d'une onde
C_D	: Coefficient de trainée
d	: Diamètre du sédiment
D	: Hauteur d'eau
D_E	: Taux de dissipation de l'énergie des vagues par frottement sur le fond
$\overline{D}$	: Profondeur moyenne
D_0	: Diamètre orbital des vagues, $D_0 = 2A_0$
d_*	: Taille de grain adimensionnée, $d_* = (g(s-1)/\nu^2)^{1/3} d$
d_{50}	: Diamètre médian du sédiment
d_{90}	: Neuvième décile des diamètres du sédiment
E	: Énergie des vagues
f_d	: Taux de dissipation de l'énergie des vagues par déferlement bathymétrique
f_e	: Coefficient de dissipation de l'énergie des vagues
f_w	: Coefficient de friction au fond due aux vagues
g	: Accélération gravitationnelle terrestre
h	: Hauteur du fond
h_{max}	: Hauteur maximale du fond
h_{rms}	: Écart-type de la hauteur du fond
$\overline{h}$	: Hauteur moyenne du plan d'eau
H	: Hauteur de vague
H_s	: Hauteur significative des vagues
H_{rms}	: Écart-type de la hauteur des vagues
H^L	: Hauteur de vague au large (eau profonde)
k	: Nombre d'onde de vague, $k = 2\pi/\lambda$. Dans le modèle $k - \omega$, k est l'énergie cinétique turbulente
k_N	: Rugosité équivalente de Nikuradse
n	: Fraction de particules susceptibles de se trouver dans la couche supérieure du fond
Nx	: Nombre de mailles selon x
Ny	: Nombre de mailles selon y
p	: Porosité du fond
P	: Pression

q_b	: Flux horizontal de sédiment charrié
q_r	: Flux de sédiment transporté par le courant de retour
q_s	: Flux horizontal de sédiment en suspension
q_w	: Flux de sédiment transporté par les vagues
q	: Flux horizontal total de sédiment
Q_{def}	: Fraction de vagues déferlées
r	: Rugosité relative du fond, $r = A_0/k_s$
Re	: Nombre de Reynolds, $\frac{U_0 A_0}{\nu}$
Re_d	: Nombre de Reynolds sédiment, $\frac{U_0 d}{\nu}$
s	: Rapport des densités du sédiment et de l'eau, $s = \rho_s/\rho$
S_{ij}	: Tenseur des taux de déformation
S_{xx}	: Tenseur des tensions de radiation
t	: Coordonnée temporelle
T	: Période de vague
T^*	: Période de vague adimensionnée, $T^* = \sqrt{g/d}T$
T_p	: Période pic des vagues
T_s	: Tension superficielle
u^*	: Vitesse de friction
u_0	: Vitesse (horizontale) au sommet de la couche limite
U_0	: Vitesse maximale (horizontale) au sommet de la couche limite
u_i	: Composantes de la vitesse instantanée du fluide, $i = 1, 2, 3$
U_i	: Composantes de la vitesse moyenne du fluide selon la décomposition de Reynolds, $u_i = U_i + u'_i$, $i = 1, 2, 3$
u'_i	: Composantes de la vitesse fluctuante du fluide selon la décomposition de Reynolds, $u_i = U_i + u'_i$, $i = 1, 2, 3$
U_m	: Vitesse du courant moyen
U_r	: Vitesse du courant de retour
U_{rms}	: Écart-type de la vitesse horizontale des vagues au sommet de la couche limite
u_w	: Vitesse instantanée au fond
u	: Composante horizontale de la vitesse
w	: Composante verticale de la vitesse
w_s	: Vitesse de dépôt du sédiment
x	: Coordonnée spatiale horizontale
X	: Déplacement horizontal
z	: Coordonnée spatiale verticale
Z	: Déplacement vertical
β	: Valeur du coefficient limiteur de flux
δ	: Épaisseur de la couche limite d'un écoulement
ϵ	: Dissipation de l'énergie cinétique turbulente
$\bar{\eta}$	: Cote moyenne de la surface libre
η_r	: Hauteur de ride
θ	: Nombre de Shields
θ'	: Nombre de Shields maximum pour un écoulement oscillant
θ_B	: Nombre de Shields de bifurcation entre rides orbitales et rides anorbitales
θ_c	: Nombre de Shields critique pour l'initiation du sédiment

$\theta_{c\alpha}$	: Nombre de Shields critique avec correction de l'effet de pente
λ	: Longueur d'onde de houle
λ_r	: Longueur d'onde de ride
μ_D	: Friction dynamique du fond
ν	: Viscosité cinématique de l'eau
ν_T	: Viscosité turbulente
ρ	: Densité de l'eau
ρ_s	: Densité du sédiment
τ	: Tension de cisaillement
τ_b	: Tension de cisaillement au fond
τ'_b	: Tension de cisaillement maximale au fond
τ_{ij}	: Tenseur des contraintes de Reynolds
χ	: Paramètre de période, $\chi = d / (s - 1) g T^2$
ψ	: Nombre de mobilité, $\psi = \frac{U_0^2}{(s-1)gd}$
ϕ	: Angle de repos du sédiment
ϕ_l	: Angle limite de stabilité du sédiment
Φ	: Déphasage définissant l'enveloppe des vagues
ω	: Pulsation d'un écoulement oscillant, $\omega = 2\pi/T$. Dans le modèle $k - \omega$, ω est la dissipation de l'énergie cinétique turbulente

Chapitre 1

Introduction

1.1 Dynamique Côtière et Échelles Caractéristiques

Du plateau continental au littoral, de nombreuses sortes de figures sédimentaires sont observables. Elles sont le résultat du développement d'instabilités entre le fond et l'écoulement près du fond. La forme et les dimensions des figures sédimentaires sont fonction des caractéristiques du sédiment et de l'écoulement qui les génère. L'échelle temporelle d'un écoulement est particulièrement importante car elle a une incidence directe sur l'épaisseur de la couche limite et elle est ainsi liée aux échelles spatiales. Par exemple, les courants de marées interviennent au niveau de structures sédimentaires de grande ampleur (dunes, bancs) alors que les vagues génèrent des structures sédimentaires plus petites (rides, barres littorales). D'autres caractéristiques des écoulements entrent en jeu : caractère mono, bi ou tri-dimensionnel de l'écoulement, sa vitesse, son caractère stationnaire ou oscillatoire et dans ce cas sa fréquence, etc. Les caractéristiques du sédiment entrent aussi en ligne de compte : qu'il soit cohésif ou non, sa granulométrie, sa densité, etc. De plus il faut également tenir compte d'événements instantanés tels que les avalanches, ou d'évolutions à long terme, comme «l'histoire» du fond.

La figure 1.1 montre une cascade de structures sédimentaires caractéristiques observées en zone côtière en fonction de leur échelle temporelle et spatiale. Les rides sont les structures sédimentaires situées aux plus petites échelles spatio-temporelles. Elles ont longtemps été négligées dans les processus hydro-sédimentaires (au profit du transport de matière en suspension). Pourtant, de part leur migration et de part la mise en suspension de sédiment que leur forme induit, les rides sont responsables d'une part significative du transport sédimentaire en milieu côtier. De plus, les rides sont connectées aux structures sédimentaires de taille plus importante car elles leur servent de moyen d'évolution par le stock de sédiment qu'elles représentent et de moyen de transport par leur migration.

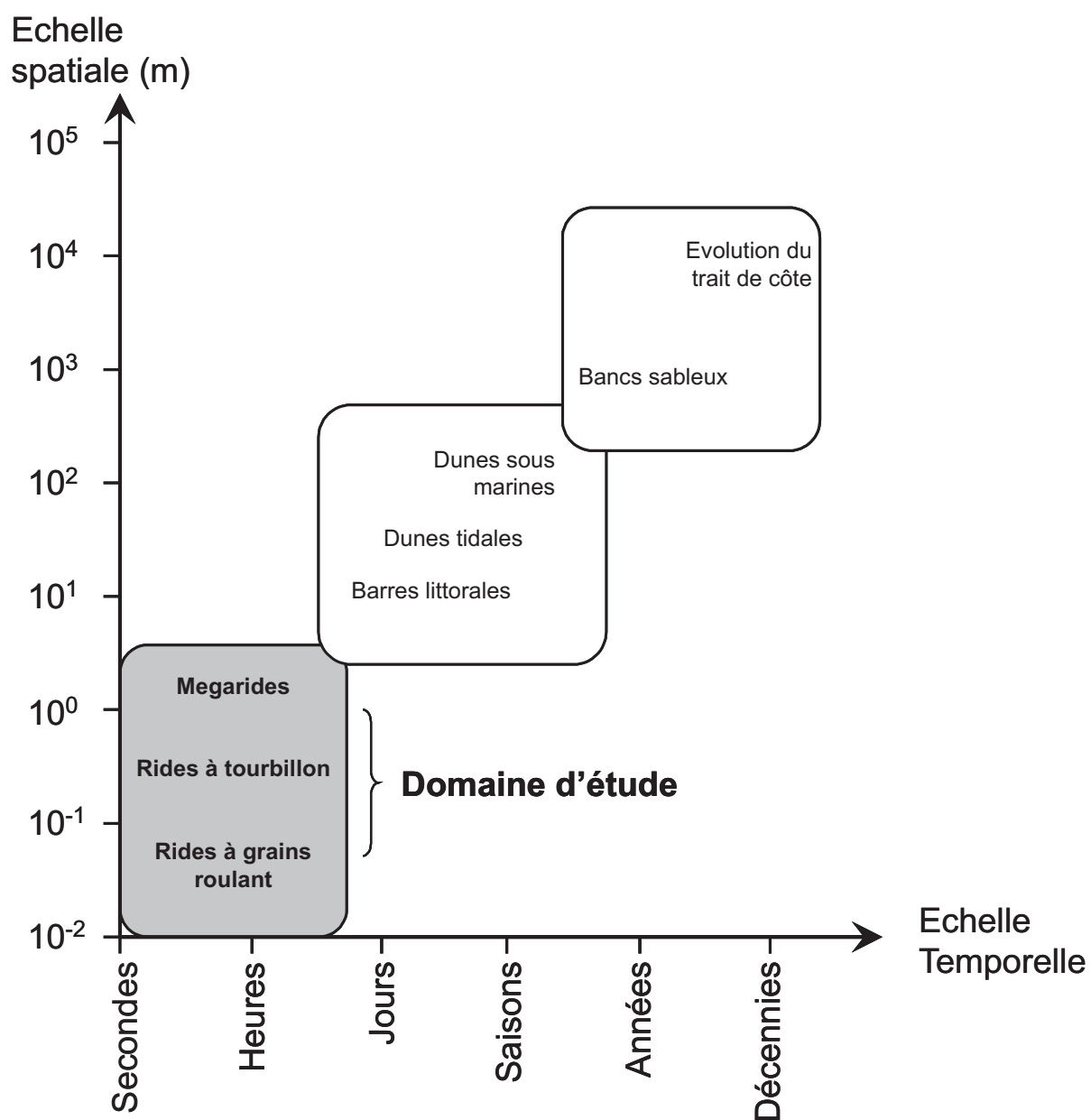


FIG. 1.1 – Classification spatio-temporelle des formes sédimentaires observées en zone côtière.

1.2 Généralités sur les Rides

1.2.1 Types de rides et formation

Les premières études menées sur les rides sédimentaires ont été menées par *Hunt* (1882), puis *Darwin* (1883) en même temps que par *Forel* (1883) en France. On peut citer également le travail de *Ayrton* (1910) mais c'est réellement lors des études de *Bagnold* (1946) que les bases des études actuelles ont été fondées. En utilisant un canal à houle droit et un système de plaques oscillantes, Bagnold décrit le développement de rides à partir d'un fond plat. Tout d'abord il constate que le mouvement du sédiment est initié lorsque la vitesse du mouvement oscillant atteint un seuil critique. Puis il remarque la formation de deux types de rides :

- Les rides à grains roulants («rolling grain ripples»)
- Les rides à tourbillons («vortex ripples»)

La figure 1.2 représente une image tirée des expériences de Bagnold : l'évolution de rides à grains roulants en rides à tourbillons. Les différences de forme et d'échelle entre les deux types de rides sont nettement visibles sur cette figure.

Les rides à grains roulants

Les rides à grains roulants sont le résultat de petites agglomérations locales de grains. Elles apparaissent lorsque le forçage hydrodynamique est faible, proche du seuil de mise en mouvement du sédiment. Les grains roulent le long du fond sans être soulevés. La longueur de leur trajectoire reste limitée car le mouvement oscillant est peu ample. Peu à peu, les grains s'agglutinent et forment des petites crêtes triangulaires raides perpendiculaires au mouvement, hautes de quelques diamètres de grains, et séparées par des espaces plats de plusieurs fois leur longueur. Ces rides ont essentiellement été étudiées en laboratoire car elles sont présentes lorsque le forçage hydrodynamique est juste au dessus du seuil de mise en mouvement, plage de fonctionnement restreinte et rarement observée en milieu naturel (citons cependant les observations de *Kos'Yan* (1988b)). Les physiciens se sont intéressés à la question des rides à grains roulants et en particulier à leur stabilité. Par exemple, *Bagnold* (1946), *Sleath* (1976) ou *Blondeaux* (1990) ont observé des rides à grains roulants stables alors que les récentes observations de *Scherer et al.* (1999) et *Stegner and Wesfreid* (1999) ont montré que bien que les temps d'évolutions soient parfois extrêmement longs, les rides à grains roulants évoluent toujours vers un état stable de rides à tourbillons.

Les rides à tourbillons

Lorsque la vitesse de l'oscillation est plus importante, des rides à tourbillons se développent directement. La figure 1.3 montre une vue de dessus des rides à tourbillons

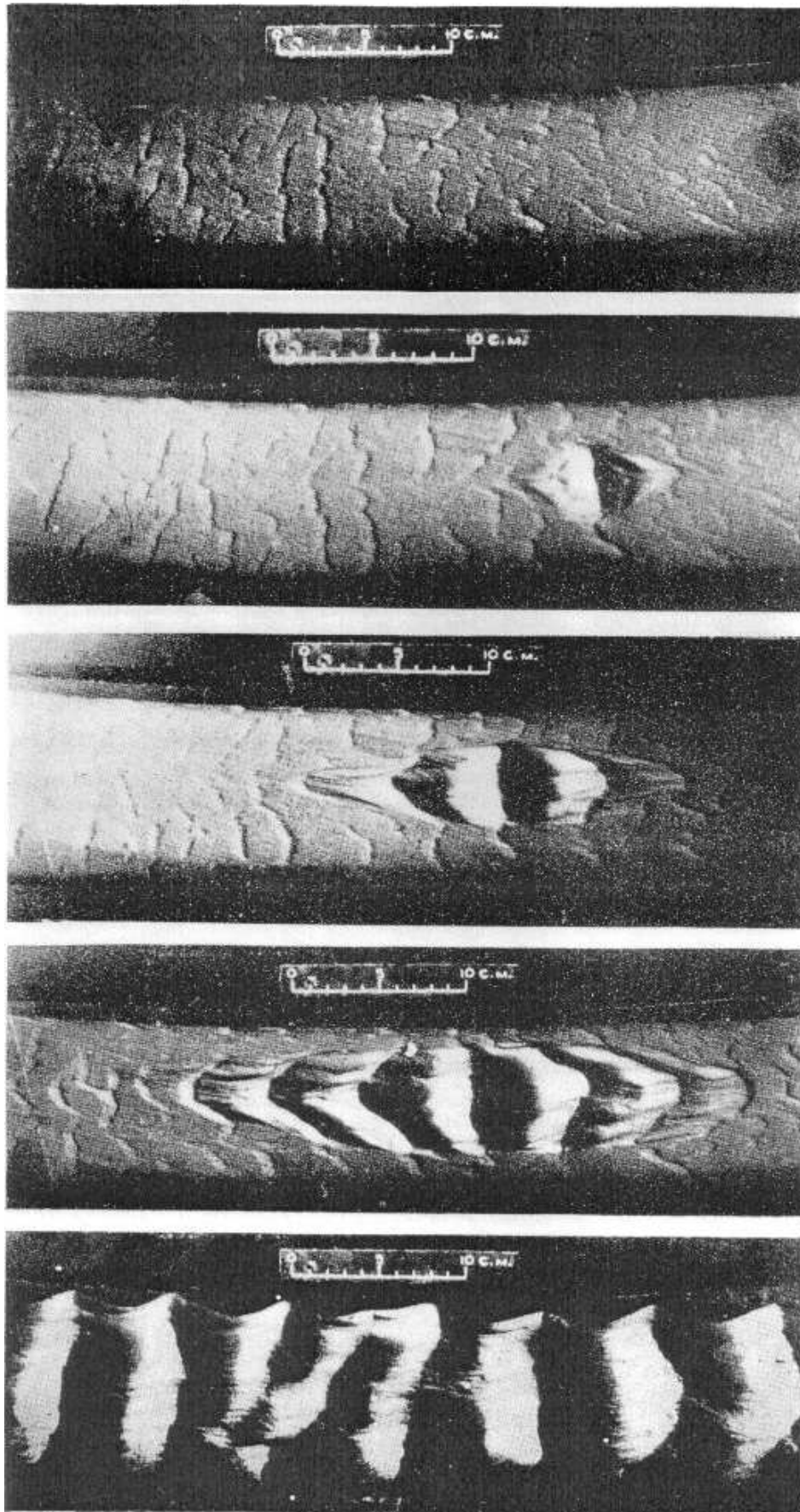


FIG. 1.2 – Rides à grains roulants évoluant vers des rides à tourbillons (de haut en bas), observées lors des expériences de *Bagnold* (1946)



FIG. 1.3 – Champ de rides à tourbillons (2D) photographiées en bord de mer à travers la colonne d'eau

observées en milieu naturel à travers la colonne d'eau. Les crêtes des rides sont triangulaires et les creux ont une forme parabolique. Ces rides tirent leur nom des deux tourbillons qui se développent de chaque côté de leur crête lors du mouvement d'aller et retour induit par le forçage oscillant. Ce tourbillon transporte un nuage de sédiment en suspension qui est arraché à la pente en amont de la crête puis redéposé au cours de sa trajectoire. La figure 1.4 montre l'évolution sur une demi-période des tourbillons créés par une ride à tourbillons, observée lors d'expériences dans une cuve oscillante. La taille et la forme de ces rides est fonction du forçage hydrodynamique ainsi que des caractéristiques du sédiment. L'évolution de ces rides est liée à la taille et à la trajectoire des tourbillons qu'elles génèrent, ainsi qu'aux avalanches locales de leur crête.

Les rides à tourbillons ont été classées en plusieurs catégories. En particulier *Clifton* (1976) a séparé les rides à tourbillons en trois classes :

- Les rides orbitales dont la taille dépend linéairement de l'amplitude du mouvement oscillatoire près du fond,
- Les rides anorbitales dont la taille dépend uniquement de la granulométrie,
- Les rides sub-orbitales, classe intermédiaire entre les deux précédentes, et dont la taille dépend à la fois de l'amplitude du mouvement et de la granulométrie.

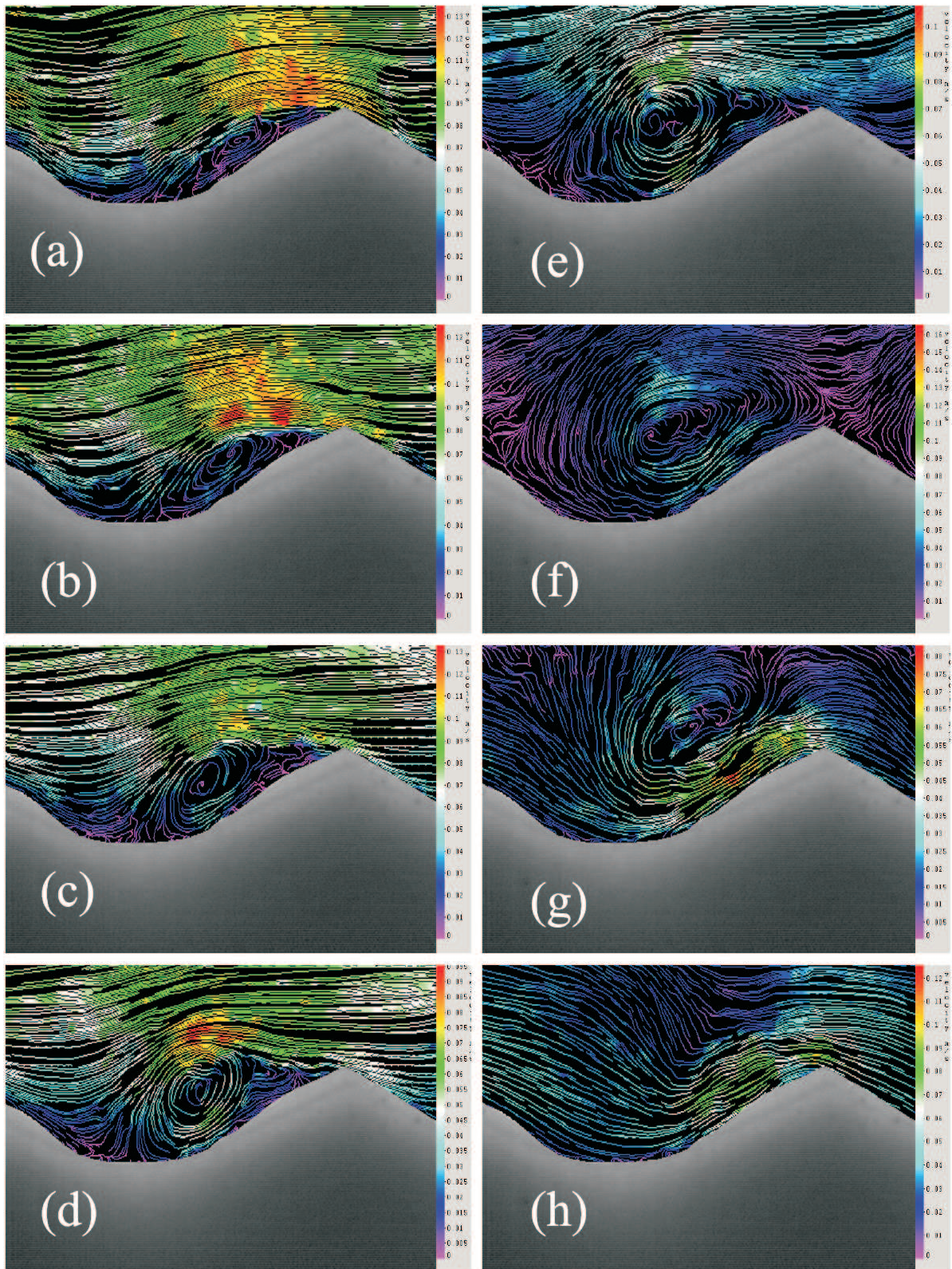


FIG. 1.4 – Figure de *Rousseaux* (2003) : Mesures effectuées dans une cuve oscillante. Lignes de courant expérimentales au dessus d’une ride à tourbillon durant une demi-oscillation. L’échelle de couleurs représente les variations du module de la vitesse.

Lorsque le forçage hydrodynamique augmente, les rides changent de forme et leur crête tend à s'arrondir. Ces rides «écrasées» sont des rides à tourbillons dont la crête est balayée par les vitesses importantes présentes près du fond. Si le forçage hydrodynamique est intense, des structures longues et de pente peu importante peuvent apparaître. Elles sont appelées «rides à grande longueur d'onde» (long wavelength ripples) par *Hanes et al.* (2001) et *Chang and Hanes* (2004). Ces auteurs ont remarqué que des rides à tourbillons de plus petite longueur d'onde peuvent se former au-dessus de celles-ci. Lorsque le forçage hydrodynamique devient trop important, les rides sont balayées, une couche mixte formée d'eau et de sédiment en suspension («sheet flow») se forme et le fond est progressivement aplani.

De nombreuses formules empiriques ont été développées afin de prédire la taille et la géométrie des rides à tourbillons. Certaines sont basées sur l'amplitude ou la vitesse du mouvement oscillatoire près du fond et d'autres sur des nombres sans dimension caractéristiques du système. Elles ont été mises au point à partir d'expériences en laboratoire ou de mesures in-situ.

1.2.2 Adaptation des rides aux variations de l'hydrodynamique

Un grand nombre d'expériences en laboratoire ont été effectuées pour mesurer la réponse du fond à un forçage hydrodynamique, que ce soit les temps de croissance des rides (*Faraci and Foti*, 2002; *Voropayev et al.*, 1999; *Jarno-Druaux et al.*, 2003; *Smith and Sleath*, 2005) ou l'adaptation de formes de fonds en équilibre à des variations de l'hydrodynamique (*Stegner and Wesfreid*, 1999; *Hansen et al.*, 2001; *Smith and Sleath*, 2005; *Doucette and O'Donoghue*, 2006; *Testik et al.*, 2007b). Au contraire, peu de mesures in-situ ont permis d'enregistrer en parallèle les variations des conditions hydrodynamiques et l'adaptation de la forme du fond. On peut citer cependant les travaux de *Traykovski et al.* (1999), *Hanes et al.* (2001), *Ardhuin et al.* (2002) et *Xu* (2005).

Adaptation d'un forçage moins énergétique à un forçage plus énergétique

En général, les rides s'adaptent rapidement d'un forçage moins énergétique à un forçage plus énergétique. Les expériences de *Voropayev et al.* (1999) et de *Faraci and Foti* (2002) montrent que le taux de croissance des rides est peu dépendant de la forme initiale du fond, le temps caractéristique pour que la forme de fond converge vers des rides à l'équilibre avec l'hydrodynamique étant essentiellement fonction de la vitesse de friction près du fond et des caractéristiques du sédiment. La croissance des rides en hauteur et en longueur d'onde peut être obtenue par différents processus. Dans certains cas, la taille des ride augmente par un simple gonflement mais il arrive aussi que certaines rides soient absorbées par les voisines ou que les rides s'apparient pour former des rides plus grandes. La figure 1.5 montre l'adaptation d'une ligne du fond initialement plate à un forçage hydrodynamique constant, lors d'une expérience de *Doucette and O'Donoghue*

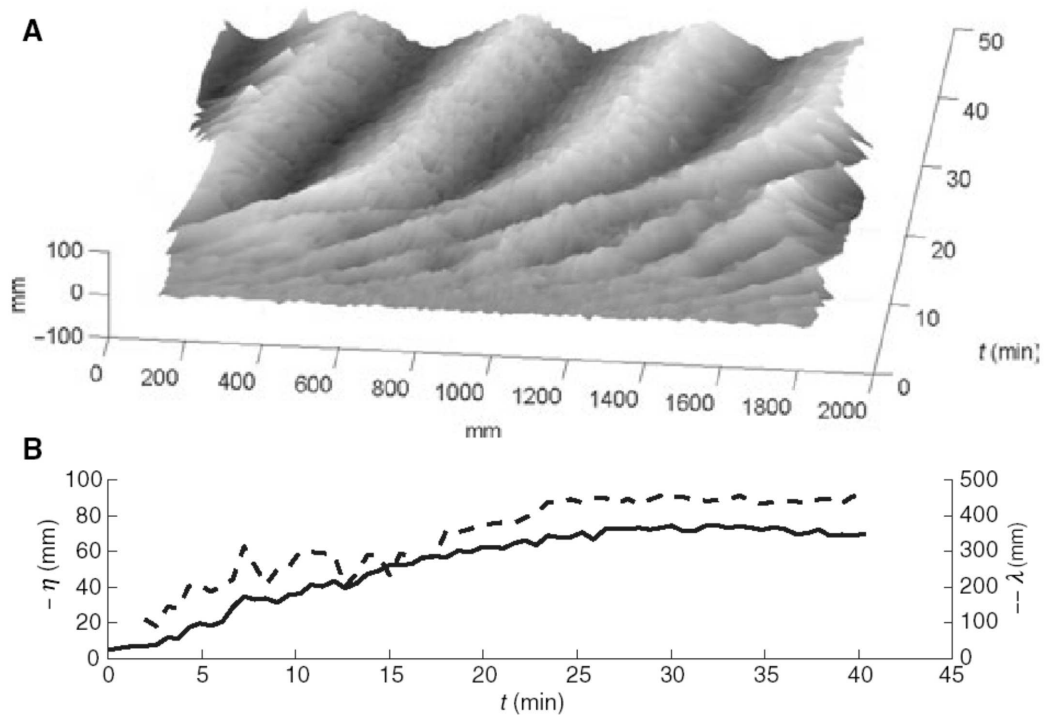


FIG. 1.5 – Figure de *Doucette and O'Donoghue* (2006) : Mesures effectuées dans un canal linéaire (longueur : 16 m, largeur : 30 cm). Évolution temporelle d'un fond initialement plat, A : évolution temporelle d'une ligne du fond, B : longueur d'onde et hauteur moyenne des rides au cours du temps.

(2006). La croissance par appariement et absorption des rides est bien visible. Dans certains cas, les expériences en laboratoire ont montré des paliers temporaires ou des blocages stables lors de la croissance des rides (*Jarno-Druaux et al.*, 2003). Il est difficile de déterminer si ces blocages existent en milieu naturel ou s'ils sont liés aux effets de confinement présents lors des expériences en laboratoire.

Adaptation d'un forçage plus énergétique à un forçage moins énergétique

Des rides en équilibre avec un forçage hydrodynamique énergétique ont différentes manières de s'adapter à un forçage moins énergétique :

- Les rides peuvent se séparer en deux, puis se développer jusqu'à atteindre la taille en équilibre avec l'hydrodynamique (*Testik et al.*, 2007b).
- Un phénomène de blocage peut être observé. Dans ce cas, le fond n'évolue plus ou presque plus.
- Les rides peuvent s'aplatir progressivement cependant que d'autres rides de longueur d'onde plus petite se forment par dessus. Cela est appelé le phénomène de «mémoire du fond» («bed history»).

La combinaison du blocage et de la mémoire du fond est appelée «phénomène d'hystérésis». Un blocage intervient puis l'intensité du forçage atteint une limite inférieure

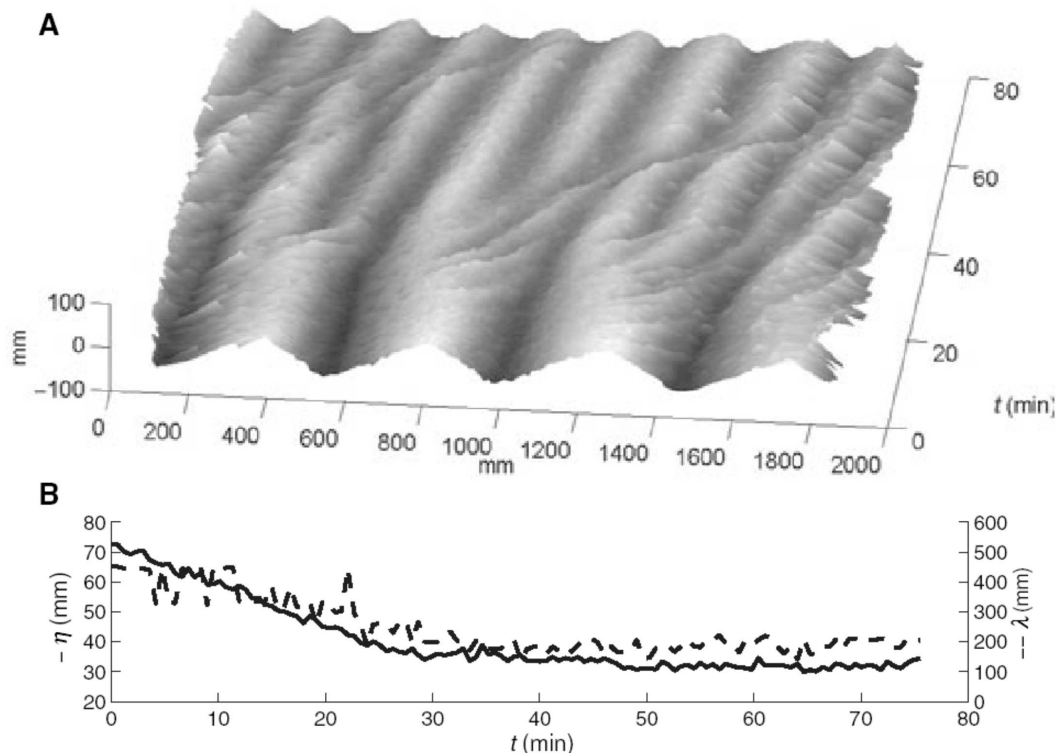


FIG. 1.6 – Figure de *Doucette and O'Donoghue* (2006) : Mesures effectuées dans un canal linéaire (longueur : 16 m, largeur : 30 cm). Évolution temporelle d'un fond initialement plat, A : évolution temporelle d'une ligne du fond, B : longueur d'onde et hauteur moyenne des rides au cours du temps.

permettant le développement de petites rides sur les anciennes rides. Lorsqu'ils sont très longs et suivant les méthodes de mesure (statistiques ou ponctuelles) ces phénomènes sont difficiles à dissocier.

La figure 1.6 montre l'adaptation de grandes rides à un forçage hydrodynamique constant plus faible que le forçage initial, lors d'une expérience de *Doucette and O'Donoghue* (2006). Un phénomène de mémoire du fond est visible pendant 20 minutes puis de petites rides se développent au dessus des grandes rides initiales et croissent en même temps que les rides initiales disparaissent. Les phénomènes de blocage (et d'hystérésis) ont surtout été observés lors d'expériences en laboratoires (*Scherer et al.*, 1999; *Stegner and Wesfreid*, 1999) alors qu'en milieu naturel, les variations d'angle des vagues, la présence de petits courants transverses et l'absence totale de confinement permet au fond de s'adapter en passant par une réorientation des crêtes comme montré par *Traykovski et al.* (1999), ou même par un stade intermédiaire de rides tri-dimensionnelles (*Xu*, 2005) qui semble faciliter le processus. L'article de *Hansen et al.* (2001) décrit une zone appelée «Stability balloon» autour d'une période de vague et d'une amplitude. Dans cette zone, le fond est stable et en équilibre avec l'hydrodynamique. Autour de cette zone, les processus de blocage, de séparation en deux, de croissance par gonflement et de croissance

par développement de plus petites rides apparaissent suivant si la période ou l'amplitude du mouvement sont augmentées ou diminuées.

1.2.3 Asymétrie et migration des rides

Lorsque les vagues sont asymétriques, le mouvement qu'elles génèrent au fond a un sens dominant. Il en résulte une asymétrie des rides et généralement un déplacement moyen de celles-ci, appelé migration. Ce phénomène est particulièrement important en zone de levée des vagues («shoaling zone») où la forte variation bathymétrique entraîne une asymétrie des vagues importante. C'est également une zone où le mouvement que les vagues crée au fond est important, engendrant une migration rapide des rides. *Testik et al.* (2007a) ont étudié l'asymétrie des rides et *Testik et al.* (2006) leur migration en zone de levée, dans un canal à houle. Leurs résultats montrent que la migration des rides sert d'alimentation en sédiment à la barre sub-tidale. La figure 1.7 montre différents types de rides rencontrées en zones côtière en fonction de l'asymétrie des vagues (*Clifton, 1976*).

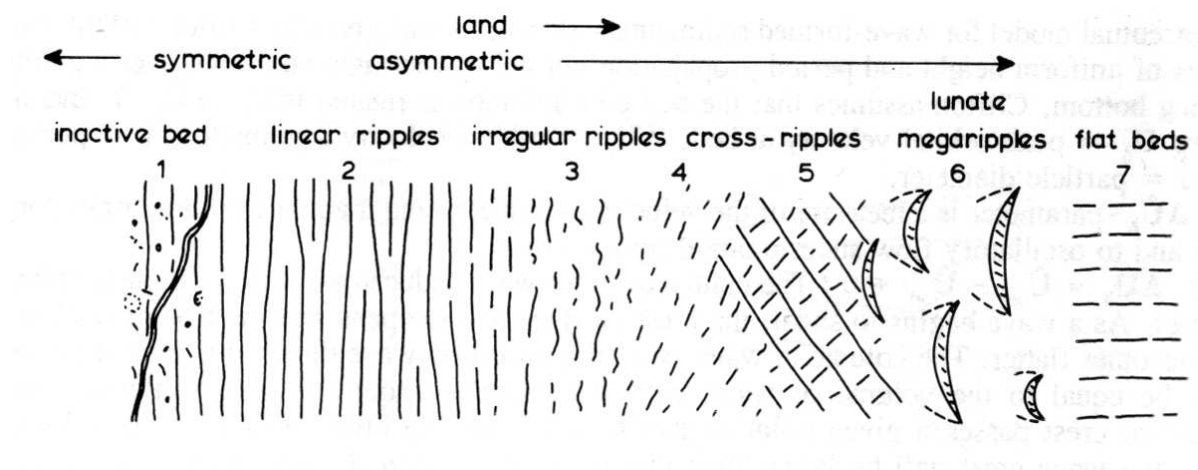


FIG. 1.7 – Figure de *Clifton* (1976) : Types de rides rencontrées en zone côtière en fonction de l'asymétrie des vagues engendrée par la remontée du fond.

D'une manière plus générale, lorsqu'un courant moyen est additionné au courant oscillant des vagues, les deux forçages étant de même direction, des rides asymétriques se développent et une migration s'installe. La migration des rides a été étudiée par *Blondeaux et al.* (2000), ils ont également mis au point des formules empiriques permettant de calculer le taux de migration des rides en fonction des caractéristiques du système vagues-sédiment. Lors des campagnes de mesures in-situ récentes, les vitesses de migration des rides sont souvent mesurées. On peut citer en particulier les travaux de *Traykovski et al.* (1999), *Hanes et al.* (2001), *Doucette et al.* (2002) et *Swales et al.* (2006).

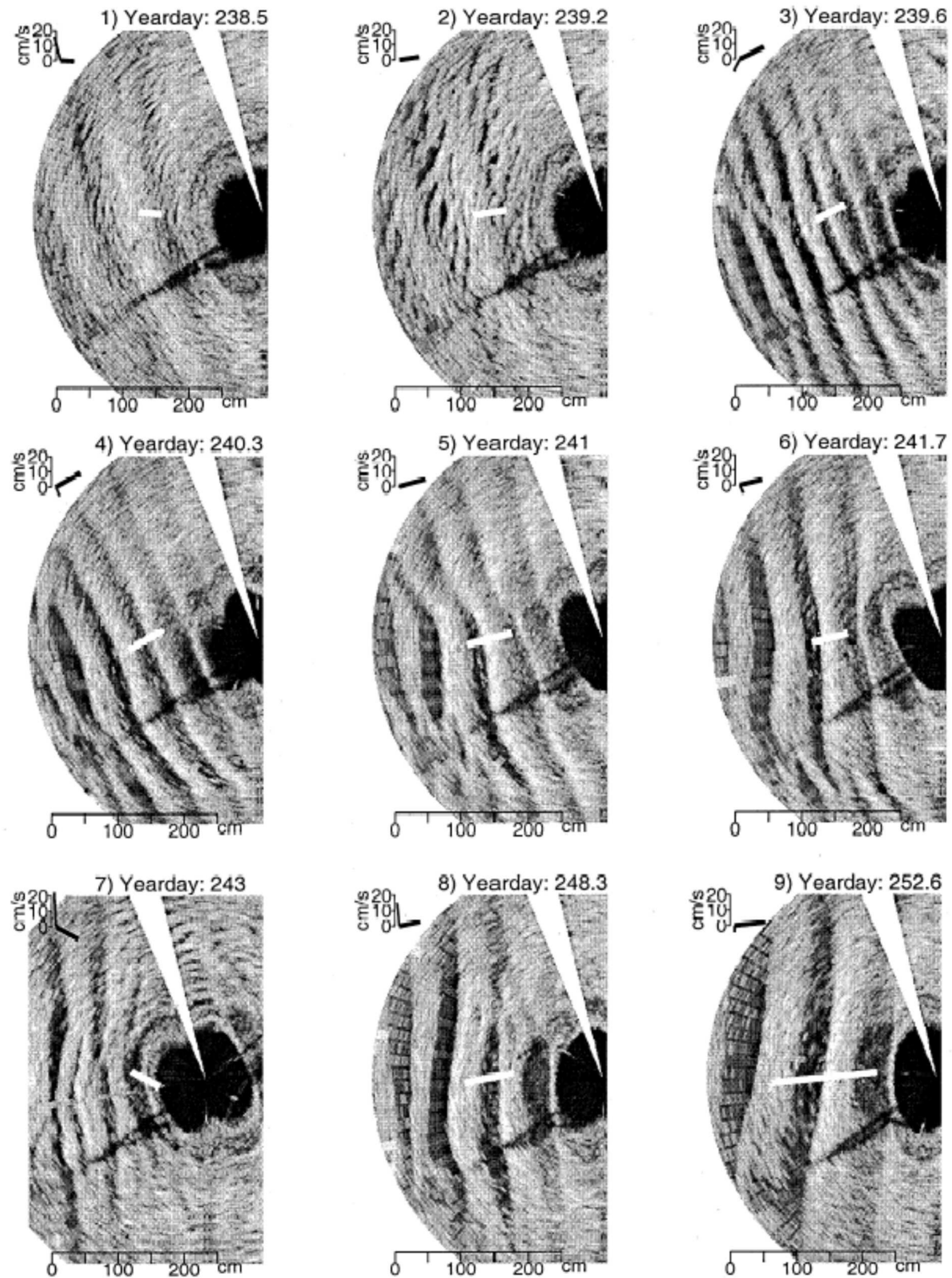
1.2.4 Orientation des rides et rides tri-dimensionnelles

Lorsque le forçage est unidirectionnel, les crêtes des rides s'orientent perpendiculairement au mouvement de l'eau. Lorsqu'un courant moyen transverse est ajouté au mouvement oscillant des vagues ou lorsque les vagues sont multi-directionnelles, l'orientation des rides est plus complexe. Dans le cadre d'expériences en laboratoire, il est techniquement difficile de créer un courant moyen transversal en plus des vagues, c'est pourquoi la question n'a pas encore été étudiée. En revanche, l'orientation des rides en fonction du forçage a été étudiée lors de campagnes de mesures in-situ. Les travaux de *Gallagher et al.* (1998), *Traykovski et al.* (1999), *Ardhuin et al.* (2002) et *Xu* (2005) traitent du sujet. Lorsqu'il n'y a pas de courant moyen, l'orientation des rides s'adapte aux changements de direction des vagues, avec un certain temps d'adaptation dépendant de l'énergie du forçage. Ce changement de direction des crêtes s'accompagne souvent d'un passage par le développement de rides tri-dimensionnelles. Ce phénomène est parfaitement visible sur les images radar de *Traykovski et al.* (1999), comme montré figure 1.8. Lorsque la vitesse du courant moyen n'est pas négligeable devant la vitesse orbitale des vagues près du fond, certains auteurs prétendent que l'orientation est commandée par la somme des vecteurs des deux contributions. *Gallagher et al.* (1998) ont effectué une campagne expérimentale sur des mégarides en zone de surf où de forts courants s'ajoutent aux vagues. Ils montrent que les rides s'orientent de manière à maximiser la somme des projections des vecteurs vitesse dus au courant moyen et aux vagues sur la normale à la crête des rides. Lorsque les vagues ne sont pas unidirectionnelles mais la somme de composantes multidirectionnelles, ou lorsque qu'il existe un courant moyen transverse puissant, des rides tri-dimensionnelles de formes complexes peuvent se développer. La figure 1.9 montre des rides 3D en forme de briques («brick-pattern») observées par *Xu* (2005) dans une zone soumise à une houle bi-modale. De même, en zone de surf le fond est soumis à une hydrodynamique énergétique, complexe et tri-dimensionnelle permettant le développement de rides de types très différents à quelques mètres d'intervalle (*Osborne and Vincent*, 1993; *Gallagher*, 2003; *Swales et al.*, 2006).

1.3 Applications de l'Étude des Rides

Les rides jouent un rôle dans les échanges sédimentaires sur toute la zone située du plateau continental jusqu'au rivage et leur connaissance semble être un atout pour comprendre l'évolution de structures sédimentaires de plus grande dimension. En particulier elle servent de réservoir à sédiment au barres subtidales et jouent donc un rôle implicite dans les processus d'érosion-engraissement des plages (*Osborne and Vincent*, 1993; *Doucette*, 2000; *Masselink and Pattiaratchi*, 2000; *Swales et al.*, 2006).

Les modèles de propagation de la houle en zone côtière nécessitent un coefficient de friction au fond pour prendre en compte l'effet de cette dissipation. Or la mauvaise



Representative sector-scanning sonar images. The thick white line near the center of each image represents the wave orbital diameter scaled by 3/4 and is aligned in the wave direction. The small plot below the upper left of each image displays the relative wave rms velocity (thick line) and current velocity (thin line).

FIG. 1.8 – Figure de *Traykovski et al.* (1999) : Mesures sur le site Long Term Ecosystem Observatory (LEO-15) dans le New Jersey. L'adaptation des rides à un changement de direction de la houle passe par des stades tri-dimensionnels.

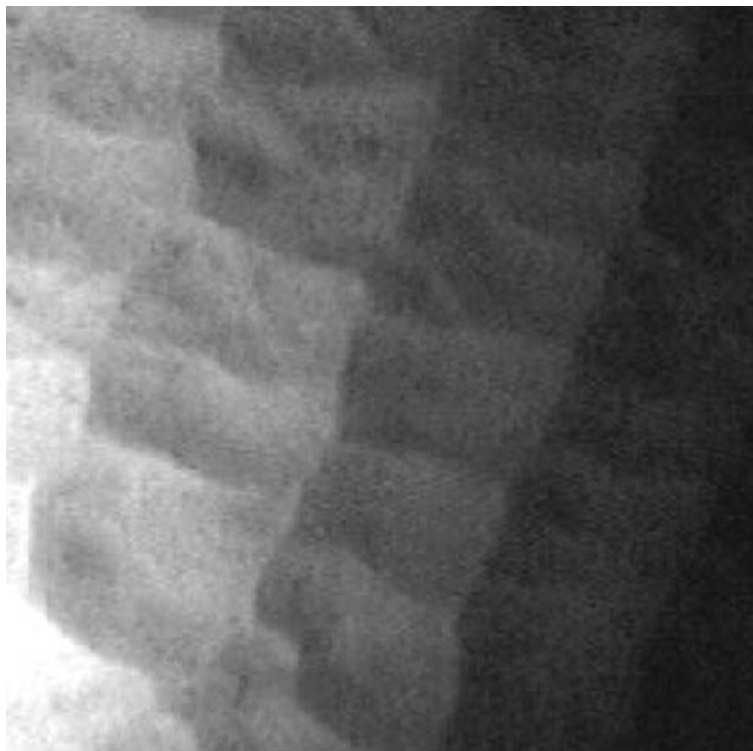


FIG. 1.9 – Figure de *Xu* (2005) : Rides en forme de briques observées en baie de San Pedro (Californie), en réponse à une houle bi-modale.

connaissance du comportement des rides, la non prise en compte des temps d'évolution et de l'historique du fond rendent la paramétrisation de ces coefficients de friction très imprécise. C'est pourquoi l'étude des rides est nécessaire également à l'amélioration des modèles de propagation de la houle.

L'étude des rides est également nécessaire aux problèmes d'enfouissements d'objets fixes ou déposés sur le fond. Ainsi, il existe des applications possibles en génie côtier, cela concerne l'enfouissement de tuyaux, câbles, oléoducs, gazoducs, etc. (voir par exemple *Voropayev et al.* (2003a)). Il existe également des applications militaires, en particulier les études d'enfouissement de mines (*Voropayev et al.*, 1999, 2003b; *Guyonic et al.*, 2007). Les interactions entre les rides et des piliers verticaux sont également étudiés (*Faraci et al.*, 2000; *Hatton and Foster*, In review) pour des applications en génie côtier (jetées, warfs).

Par ailleurs, la connaissance du comportement des rides en réponse à l'hydrodynamique permettrait d'apporter des informations sur les conditions climatiques passées, par l'interprétation d'observations sédimentologiques. Ce genre d'interprétations a déjà été effectué (*Allen*, 1981, 1984; *Allen and Hoffman*, 2005) bien qu'elles aient été également critiquées (*Kos'Yan*, 1988a; *Jerolmack and Mohrig*, 2005), le nombre de paramètres observés (taille et géométrie des rides) ne permettant pas de reconstruire les conditions climatiques passées sans faire un grand nombre de suppositions sur certains autres pa-

ramètres (hauteur d'eau, hauteur et période des vagues, mémoire du fond).

1.4 Objectifs de la thèse et démarche

Ce travail de thèse s'inscrit dans le programme d'études amont du SHOM n° 982408 intitulé «Modélisation de l'environnement géophysique et de sa représentation». Il vise, en outre, à définir les caractéristiques des produits géophysiques adaptés aux besoins opérationnels de la marine, en couvrant les domaines géophysiques suivants : bathymétrie, magnétisme, gravimétrie et sédimentologie. Dans ce cadre, la présente thèse a pour but de synthétiser l'état actuel des connaissances sur la formation des rides sur le plateau continental, en dehors de la zone de déferlement, par l'action de l'état de mer. Le besoin est de déterminer les caractéristiques des rides formées par les vagues, en particulier leur taille et leur géométrie. Ces résultats seront ensuite utilisés pour le calcul de la dissipation de l'énergie des vagues par frottement sur le fond, pour la modélisation de l'évolution de la bathymétrie dans des zones sous l'influence des vagues, et seront applicables à des problèmes opérationnels tels que l'enfouissement d'objets posés sur le fond (pipelines, objets, câbles de communication).

Il existe de nombreux axes de recherche possibles dans le domaine de la dynamique des rides sédimentaires. Dans le cas de cette thèse, les principales motivations concernent le plateau continental. Ainsi, le contexte spatial et les échelles temporelles que cela représente nous ont poussés à nous intéresser particulièrement aux rides à tourbillons. En effet, les rides à grains roulants n'ont pratiquement pas été observées en milieu naturel mais surtout, du fait de leur petite taille, elles n'ont pas une grosse incidence sur les bilans de transferts énergétiques ou sédimentaires à l'échelle du plateau continental. Les rides à tourbillons, au contraire, sont largement représentées en milieu naturel, du plateau continental jusqu'à la zone de surf. Ce sont elles qui participent aux processus hydro-sédimentaires en zone côtière et, par la rugosité du fond qu'elles induisent, elles sont la première cause de dissipation d'énergie de la houle sur le plateau continental.

Le but principal de ce travail est d'apporter des éclaircissements sur les mécanismes responsables de la génération et de l'évolution des rides à tourbillons. Dans un premier temps, une analyse de la littérature sur les rides a été effectuée afin d'analyser les expériences concernant les rides observées en laboratoire et surtout lors de campagnes en milieu naturel. Les résultats de ces mesures ont été rassemblés dans une base de données afin d'expliquer le comportement des rides en fonction de différents paramètres de l'état de mer. Cette base de données a permis de montrer qu'il n'existe pas à l'heure actuelle de prédicteur de rides réellement performant, même lorsque les rides les plus simples sont examinées (rides à tourbillons bidimensionnelles créées par des vagues seules). La base de données a également permis de dégager les paramètres clés de la formation des rides à tourbillons, ce qui est nécessaire dans l'optique d'élaborer un prédicteur de rides plus

performant. Dans une seconde partie, qui représente le principal travail de cette thèse, une étude de la modélisation numérique des rides à tourbillons est présentée. Un module morphodynamique spécifique a été développé de manière à simuler la réponse du fond au forçage induit par les vagues. Ce module a été appliqué au code de calcul d'écoulements dans la couche limite Dune2D, développé à l'Université Technique du Danemark pour l'étude des dunes et des rides. Cela a permis d'examiner les processus de création et d'évolution des rides orbitales et d'apporter une estimation de la quantité d'énergie dissipée par les vagues au cours de ces processus. Des rides anorbitales ont également été simulées à l'aide du code de calcul afin de reproduire un cas mesuré en laboratoire lors de la campagne de mesures CROSSTEX (2005).

Chapitre 2

Vagues et Transport Sédimentaire

Ce chapitre présente des rappels sur l'hydrodynamique liée aux vagues et à leur interaction avec le fond, à l'échelle de la colonne d'eau puis à l'échelle de la couche limite. Ces rappels permettent de préciser les nombres sans dimension qui caractériseront le couplage entre les vagues et le fond et à partir desquelles les formulations de transport sont établies. Ces nombres sans dimension seront repris dans le chapitre suivant, lors de l'analyse des prédictors de rides et de leurs limitations.

2.1 Action des Vagues sur la Colonne d'Eau

2.1.1 Propagation de vagues monochromatiques, théorie linéaire

Les vagues sont des ondes de surface se propageant le long de l'interface eau-air. Elles sont le résultat d'un déséquilibre local de l'interface eau-air et peuvent être créées par un choc ou à la suite d'un frottement régulier comme celui du vent sur la surface. Ces oscillations de la surface libre sont entretenues par la gravité et les forces intermoléculaires appelées tension superficielle. Une oscillation sinusoïdale de la surface libre est caractérisée par sa hauteur H , sa période T (ou sa pulsation $\omega = 2\pi/T$) et sa longueur d'onde λ (ou son nombre d'onde $k = 2\pi/\lambda$). La figure 2.1 montre le système hydrodynamique en deux dimensions et les variables associées.

La théorie linéaire d'*Airy* (1845) permet de décrire la plupart des vagues, elle est valable lorsque la cambrure des vagues kA est faible, où $A = H/2$ est l'amplitude des vagues. Dans le cadre de ce travail, seules les ondes de gravité nous intéressent, les effets de la tension superficielle T_s pouvant être négligés lorsque la longueur d'onde des vagues est assez grande, $\lambda > 3 \times 2\pi\sqrt{T_s/\rho g}$, c'est à dire $\lambda > 5.2$ cm environ, dans l'eau de mer à 20°. L'hypothèse simplificatrice que les vagues sont irrotationnelles est émise, ce qui est bien vérifié tant qu'elles ne déferlent pas, la vitesse des particules peut être alors écrite comme dérivant d'un potentiel. En partant des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, cela permet d'établir la relation de dispersion pour les

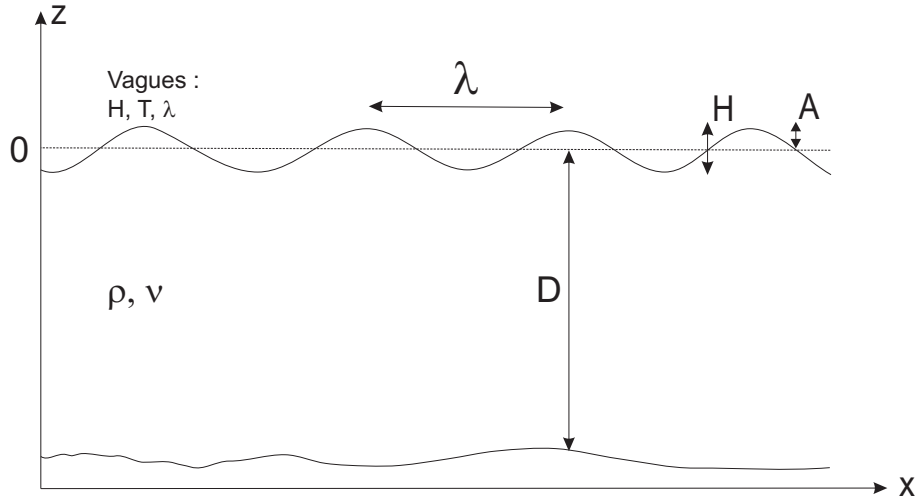


FIG. 2.1 – Le système hydrodynamique et les variables associées.

ondes de gravité, liant le nombre d'onde k , la hauteur d'eau D et la pulsation ω :

$$\omega^2 = gk \tanh(kD) \quad (2.1)$$

Les vitesses en chaque point de la colonne d'eau sont (en deux dimensions) :

$$u(x, z, t) = -A\omega \frac{\cosh[k(z + D)]}{\sinh(kD)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.2)$$

et

$$w(x, z, t) = A\omega \frac{\sinh[k(z + D)]}{\sinh(kD)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.3)$$

On en déduit le déplacement horizontal et vertical des particules :

$$X(x, z, t) = X_0 - A \frac{\cosh[k(z + D)]}{\sinh(kD)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.4)$$

et

$$Z(x, z, t) = Z_0 - A \frac{\sinh[k(z + D)]}{\sinh(kD)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.5)$$

La vitesse de phase d'une onde c_p est obtenue par la relation $c_p = \omega/k$, c'est à dire

$$c_p = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kD)} \quad (2.6)$$

et la vitesse de groupe d'un paquet d'ondes est $c_g = \partial\omega/\partial k$, c'est à dire

$$c_g = \frac{\omega}{k} \left(\frac{1}{2} + \frac{kD}{\sinh(2kD)} \right). \quad (2.7)$$

2.1.2 Vagues en milieu peu profond

La fonction tangente hyperbolique se comporte linéairement pour une variable comprise entre 0 et 0.3, environ, et elle converge vers 1 pour une variable au dessus de 3, environ. C'est pourquoi, si $kD > 3$, alors $\tanh(kD) \simeq 1$ et donc $\omega^2 \simeq gk$. Les vagues sont alors considérées comme évoluant en «eau profonde», elles n'ont pas d'interaction avec le fond et le mouvement des particules est circulaire. Lorsque $kD < 0.3$, on a alors $\tanh(kD) \simeq kD$ et donc $\omega^2 \simeq gk^2D$. Les vagues sont alors considérées comme évoluant en milieu «peu profond» et la vitesse de phase des vagues ne dépend plus de leur longueur d'onde mais uniquement de la hauteur d'eau $c_p = \sqrt{gD}$. Lorsque $0.3 < kD < 3$, les vagues évoluent en milieu intermédiaire et elles ont également une interaction avec le fond. En pratique, on considère que les vagues interagissent avec le fond à partir des profondeurs $D \leq \lambda/2$. Les trajectoires des particules au passage de l'onde en eau peu profonde ou intermédiaire sont des ellipses dont le demi grand axe est horizontal et diminue peu avec la profondeur alors que le demi petit axe (vertical) diminue avec la profondeur, le mouvement se résumant à une oscillation horizontale près du fond. la figure 2.2 montre les trajectoires des particules et les vitesses dans la colonne d'eau, sous l'action de petites vagues dans 8 mètres d'eau (en eau profonde) et la figure 2.3 montre l'action d'une houle pour la même profondeur (en eau peu profonde), calculées avec les équations (2.2), (2.3), (2.4) et (2.5).

Remarque : On s'intéressera plus loin à l'écoulement dans la couche limite. Le mouvement créé par les vagues au sommet de la couche limite peut être considéré comme un mouvement horizontal d'aller-retour. Le tracé des trajectoires en eau peu profonde (figure 2.3) permet de déterminer la hauteur par rapport au fond à partir de laquelle un capteur peut être positionné pour que la vitesse orbitale mesurée des vagues soit considérée comme étant la même que celle du sommet de la couche limite.

Il est intéressant de donner quelques ordres de grandeur concernant le domaine qui nous intéresse, à savoir le plateau continental. Le tableau 2.1 donne une idée du mouvement créé au fond à des profondeurs de 10, 50, 100 et 200 mètres pour trois types de vagues : une houle faible ($H = 1$ m et $T = 6$ s), une houle forte ($H = 2$ m et $T = 12$ s) et une houle de tempête locale ($H = 6$ m et $T = 10$ s). Ces houles représentent des phénomènes typiques du plateau continental aquitain mesurés par la bouée houle de Biscarosse (e.g. Butel et al. (2002)). Ce tableau montre que si une houle faible (houle caractéristique d'été) ne génère déjà plus de mouvement à 50 mètres de fond, ce n'est pas le cas d'une houle forte (houle caractéristique d'hiver) qui est capable de provoquer un mouvement jusqu'à 100 mètres de fond. Quant aux vagues créées par une forte tempête locale, le mouvement qu'elles génèrent au fond est intense mais sa période de 10 secondes l'empêche de mettre le fond en mouvement à beaucoup plus de 100 mètres de profondeur. Avec une période plus importante (par exemple une grande dépression, $H = 4$ m et $T = 13$ s) les vagues peuvent entrer en interaction avec le fond

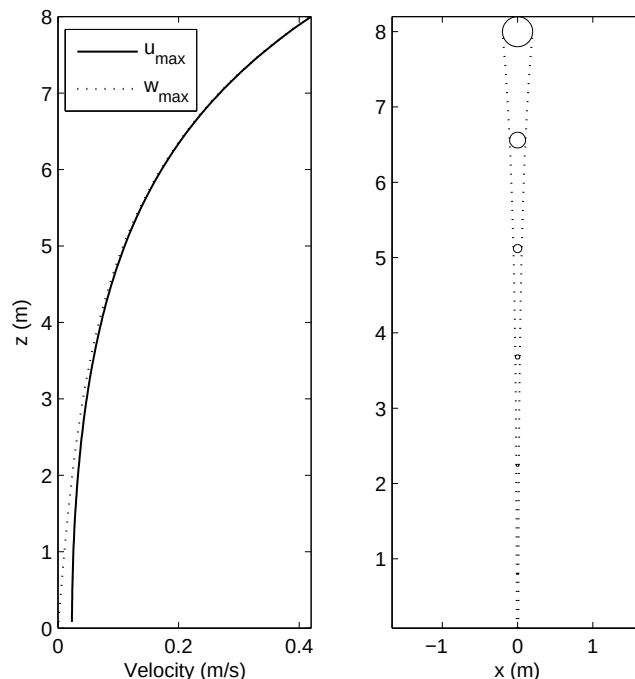


FIG. 2.2 – Tracé des vitesses horizontales et verticales ainsi que des trajectoires des particules dans la colonne d’eau, en eau profonde ; $D = 8$ m, $H = 0.4$ m, $T = 3$ s et $\lambda = 14.0$ m.

sur tout le plateau continental.

2.1.3 Couche limite oscillante

La couche limite d’un écoulement est la couche à l’intérieur de laquelle l’écoulement est influencé de manière significative par la paroi, c’est à dire ici le fond. L’évolution de la vitesse dans la couche limite créée par un courant stationnaire suit un profil logarithmique régulier. Dans le cas d’un écoulement oscillant, les effets de l’inertie du fluide engendrent un déphasage progressif du profil des vitesses en fonction de la distance au fond. Pour un écoulement périodique, l’épaisseur de la couche limite, δ , est globalement fonction de la viscosité turbulente, ν_T , ainsi que de la période de l’écoulement :

$$\delta \sim \sqrt{\nu_T T}. \quad (2.8)$$

Par exemple, la couche limite liée à une marée bi-diurne sera environ soixante fois plus épaisse que celle d’une houle dont la période est de 12 secondes, pour une même viscosité turbulente. Ainsi, dans l’étude des rides, les courants tidiaux sont considérés comme des courants stationnaires au regard du mouvement oscillant des vagues.

L’écoulement dans la couche limite générée par des vagues unidirectionnelles peut

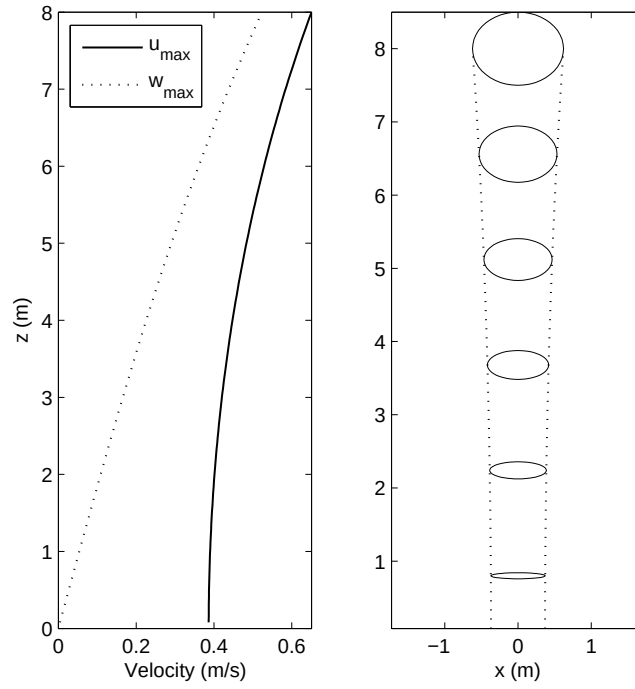


FIG. 2.3 – Tracé des vitesses horizontales et verticales ainsi que des trajectoires des particules dans la colonne d'eau, en eau peu profonde ; $D = 8$ m, $H = 1$ m, $T = 6$ s et $\lambda = 45.2$ m.

H (m)	T (s)	D (m)	λ (m)	A_0 (m)	U_0 (m/s)
1	6	10	48	0.30	0.31
1	6	50	56	0.00	0.00
1	6	100	56	0.00	0.00
2	12	10	113	1.71	0.90
2	12	50	205	0.45	0.24
2	12	100	223	0.12	0.06
2	12	200	225	0.00	0.00
6	10	50	151	0.76	0.48
6	10	100	156	0.11	0.07
6	10	200	156	0.00	0.00

TAB. 2.1 – Excursion orbitale et vitesse orbitale au fond générées par des vagues typiques du plateau continental aquitain à des profondeurs de 10, 50, 100 et 200 m.

être décrit dans le plan (x, z) par l'équation :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial z}. \quad (2.9)$$

où $\tau = \rho \nu_T du/dz$ est la tension de cisaillement dans la couche limite.

A titre d'exemple, le cas d'un écoulement d'une couche limite laminaire sur fond plat peut être étudié. Supposons la vitesse w selon z négligeable, l'écoulement étant essentiellement horizontal, alors le mouvement est décrit par l'équation :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial z}. \quad (2.10)$$

De plus, en supposant le fond peu rugueux, l'écoulement peut être considéré comme uniforme suivant la direction horizontale x et le terme convectif $u \partial u / \partial x$ devient alors négligeable. Le mouvement peut alors être décrit par l'équation :

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial z} \quad (2.11)$$

et dans le cas laminaire, la tension de cisaillement devient :

$$\tau = \rho \nu \partial u / \partial z. \quad (2.12)$$

Les effets de la tension de cisaillement sont souvent considérés comme négligeables devant la pression hydrostatique en dehors de la couche limite. Cela permet de relier directement la vitesse au sommet de la couche limite u_0 au gradient de pression :

$$\rho \frac{\partial u_0}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x} \quad (2.13)$$

Ainsi l'équation (2.11) décrivant l'écoulement dans la couche limite devient l'équation linéarisée suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (u - u_0) = -\nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (2.14)$$

L'équation 2.14 permet de se faire une idée du type d'écoulement rencontré dans la couche limite créée par les vagues. En considérant des vagues monochromatiques la vitesse au sommet de la couche limite est du type :

$$u_0 = U_0 \sin(\omega t) \quad (2.15)$$

L'hypothèse de non-glissement impose une vitesse nulle au fond et la solution de l'équation (2.14) est alors :

$$u = U_0 \sin(\omega t) - U_0 \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right) \sin\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right) \quad (2.16)$$

où l'épaisseur de la couche limite δ est donnée par la longueur de Stokes $\delta = \sqrt{2\nu/\omega}$.

La contrainte au fond, τ_b , est alors obtenue à partir de l'équation (2.12) en $z = 0$:

$$\tau_b = \rho \frac{\nu U_0}{\delta} [\sin(\omega t) + \cos(\omega t)] = \rho \frac{\nu U_0}{\delta} \sqrt{2} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right). \quad (2.17)$$

On remarque un déphasage de $\pi/4$ radians entre u_0 , au sommet de la couche limite et τ_b , au fond. Ce déphasage est typique des couches limites liées au vagues et dans les cas réels, il dépend fortement de la structure du fond. Lorsque le fond n'est pas plat et en prenant en compte les effets de la turbulence, les hypothèses simplificatrices ne sont plus valables et un modèle complet de couche limite tel que Dune2D est nécessaire pour calculer l'écoulement. La figure 2.4 montre l'évolution de la vitesse dans la couche limite liée au vagues en fonction du temps, calculée par le modèle de couche limite Dune2D sur un fond plat. Le forçage imposé est la vitesse au sommet de la couche limite $u_0 = U_0 \sin(\omega t)$ de l'écoulement, de période $T = 2\pi/\omega$. Les grandeurs caractéristiques de la simulation sont une amplitude $A_0 = 6.4$ cm ($U_0 = 10$ cm) au sommet de la couche limite, une période $T = 4$ s (ce qui correspond par exemple à des vagues de hauteur $H = 80$ cm dans un hauteur d'eau $D = 10$ m) et un diamètre de grain de 0.4 mm. Dans ce cas, il est visible sur la figure 2.4 que la vitesse est stable à partir de 6 mm environ avec ce modèle de turbulence (modèle $k - \omega$). La longueur de Stokes est de $\delta = \sqrt{2\nu/\omega} = 1.1$ mm pour ce cas et la différence est due à la rugosité du fond prise en compte dans le modèle. L'épaisseur de la couche limite varie avec la rugosité de peau, c'est à dire les effets du grain, mais également avec la rugosité à grande échelle due aux structures sédimentaires présentes sur le fond.

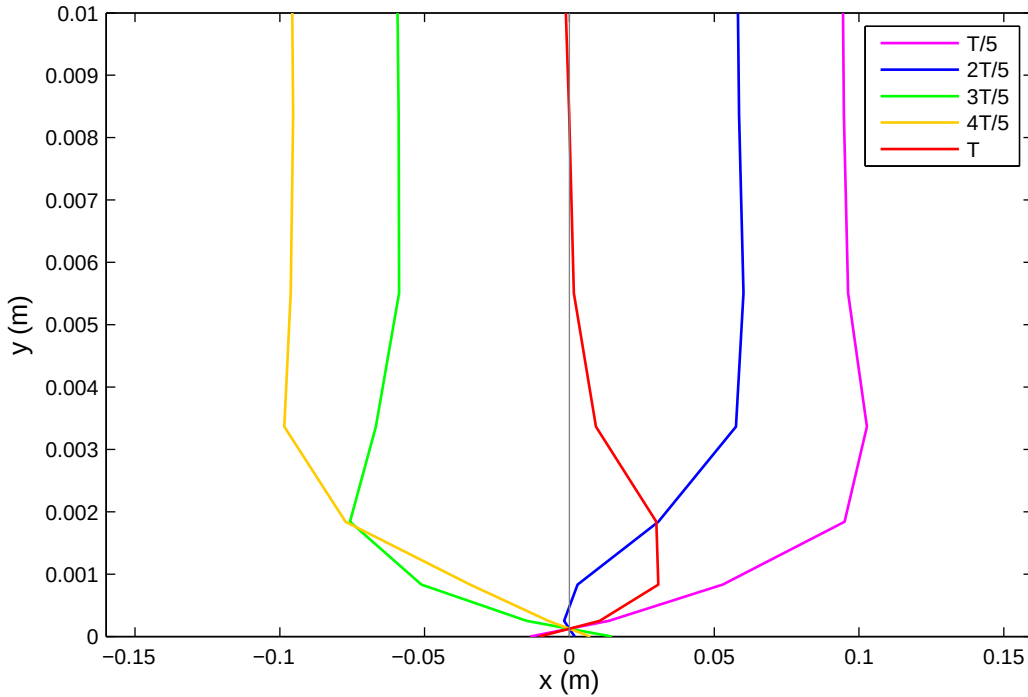


FIG. 2.4 – Tracé des profils de vitesse sur une période de vague au dessus d'un fond plat. Profils calculés avec le modèle de couche limite Dune2D sur un fond plat pour une vitesse maximale au sommet de la couche limite $U_0 = 0.1$ m/s et une période $T = 4$ s.

Le coefficient de friction des vagues est calculé par rapport à la tension de cisaillement maximale au fond, τ'_b :

$$\tau'_b = \frac{1}{2}\rho f_w U_0^2. \quad (2.18)$$

Jonsson (1966) a montré que le coefficient de friction des vagues est fonction du nombre de Reynolds, $Re = U_0 A_0 / \nu$, et de la rugosité relative du fond, $r = A_0 / k_N$, où k_N est la rugosité équivalente de Nikuradse. Il existe de nombreuses formules empiriques permettant de calculer le coefficient de friction des vagues en fonction de la rugosité relative du fond, suivant le régime d'écoulement considéré (*Soulsby*, 1997). Citons la formule de Swart (*Nielsen*, 1992) qui est largement utilisée pour les écoulements turbulents sur fond rugueux :

$$f_w = 0.3 \quad \text{si } r \leq 1.57 \quad (2.19)$$

$$f_w = \exp(5.213r^{-0.194}) - 5.977 \quad \text{si } r > 1.57 \quad (2.20)$$

Cette formule est basée sur une rugosité $k_N = 2.5d_{50}$ où d_{50} est le diamètre médian du grain (*Nielsen*, 1992). Elle est valable pour la friction due aux grains mais lorsqu'il existe des structures sédimentaires, la friction globale du fond est considérablement augmentée.

Le calcul de la tension de cisaillement au fond permet de calculer le taux de dissipation de l'énergie des vagues par frottement sur le fond :

$$D_E = \overline{\tau_b u_0(t)}, \quad (2.21)$$

et *Jonsson* (1966) a défini le coefficient de dissipation de l'énergie des vagues, f_e , de la manière suivante :

$$D_E = \frac{2}{3\pi}\rho f_e U_0^3 \quad (2.22)$$

En pratique, bien que leur définition soit différente, le coefficient de dissipation de l'énergie des vagues est souvent considéré comme égal au coefficient de friction des vagues, en particulier si les effets de la percolation à l'interface eau/sédiment sont négligés (*Nielsen*, 1992; *Fredsøe and Deigaard*, 1992). La dissipation est peu importante sur un fond plat mais peut augmenter de deux ordres de grandeur lorsque le fond est couvert de rides. C'est pourquoi il est nécessaire de connaître la forme du fond pour pouvoir donner un coefficient de dissipation correct aux modèles de propagation de houle. Un couplage entre modèles de propagation de houle et modèles de couche limite serait très coûteux en temps de calcul et n'existe pas encore à ce jour, c'est pourquoi pour calculer la dissipation due aux rides, les modèles de propagation de la houle utilisent des formules empiriques de l'hydrodynamique, pas toujours très précises.

2.2 Analyse Dimensionnelle

Le problème de la dynamique des rides sableuses peut être caractérisé par un ensemble de nombres sans dimension (voir par exemple *Nielsen* (1992), *Soulsby* (1997) ou

Andersen (1999)). Cette section définit les variables décrivant le système couplé vagues-sédiment.

2.2.1 Paramètres définissant le système vagues-sédiment

Paramètres définissant le fluide et l'écoulement :

- g : accélération gravitationnelle,
- ρ : densité du fluide (eau de mer en général),
- ν : viscosité cinématique du fluide,
- D : hauteur d'eau,
- H : hauteur des vagues, ou A : semi-excursion orbitale des vagues,
- T : période des vagues, ou $\omega = 2\pi/T$: pulsation,
- λ : longueur d'onde des vagues, ou $k = 2\pi/\lambda$: nombre d'onde,
- U_m : vitesse du courant moyen s'il existe.

Période, hauteur d'eau et longueur d'onde sont liées par la relation de dispersion. Cela supprime un degré de liberté. De plus, si seul l'écoulement dans la couche limite est considéré, un degré de liberté supplémentaire peut être supprimé, la hauteur d'eau étant implicitement contenue dans les variables décrivant le mouvement au sommet de la couche limite. Les paramètres définissant complètement l'écoulement sont alors :

- g : accélération gravitationnelle,
- ρ : densité du fluide (eau de mer en général),
- ν : viscosité cinématique du fluide,
- A_0 : amplitude du mouvement horizontal au sommet de la couche limite, ou U_0 : vitesse maximale du mouvement horizontal au sommet de la couche limite,
- T : période de l'oscillation,
- U_m : vitesse du courant moyen s'il existe.

Paramètres définissant le sédiment :

- ρ_s : densité du sédiment
- d : diamètre du grain

Paramètres définissant les rides :

- λ_r : longueur d'onde des rides
- η_r : hauteur des rides

2.2.2 Nombres sans dimension caractéristiques du système

Lors de l'étude des rides, différents auteurs ont utilisé des nombres sans dimension permettant de décrire la physique du système, le but étant de comprendre le comporte-

ment des rides en fonction de certains paramètres clé, caractérisant des régimes hydro-sédimentaires. Le système hydrodynamique-sédiment est décrit par 8 variables. Ces 8 variables physiques sont exprimées en terme de 3 dimensions physiques indépendantes : longueur, masse et temps. D'après le théorème de Vaschy-Buckingham, ce système peut donc être ramené à $8 - 3 = 5$ variables sans dimension construites à partir des 8 variables initiales, par exemple : $s = \rho_s/\rho$, A_0/d , gT^2/d , $A_0^2/\nu T$ et $U_m T/A_0$. Pour les rides, λ_r/d et η_r/d peuvent convenir. D'autres paramètres sans dimension peuvent être également choisis, comme la taille de grain adimensionnée $d_* = [g(s-1)/\nu^2]^{1/3} d$, ou le nombre $\chi = d/[(s-1)gT^2]$, et la longueur d'onde et la hauteur des rides sont souvent adimensionnées par A_0 .

Dans ce travail de thèse, des données de la littérature vont être rassemblées dans une base de données afin d'analyser la performance des prédicteurs de ride (cf. chapitre 3). Les données rassemblées ne concernent que du sédiment composé de quartz, ce qui permet de ne pas tenir compte du paramètre ρ_s/ρ . De plus, dans un premier temps, les rides sous l'action simultanée des vagues et d'un courant moyen n'ont pas été examinées donc $U_m T/A_0$ peut être également supprimé. Le système vagues-sédiment est alors complètement décrit par trois nombres sans dimension indépendants, par exemple l'excursion orbitale adimensionnée, $A_0^* = A_0/d$, la période adimensionnée, $T^* = \sqrt{g/d} T$ et le nombre de Reynolds caractérisant la turbulence de l'écoulement, $Re = A_0 U_0/\nu$.

D'autres nombre sans dimension, combinaisons des trois précédents, sont généralement utilisés pour l'étude des rides. Ils ont généralement une signification physique plus claire. Par exemple le nombre de mobilité représente le rapport des forces d'arrachement sur les forces de sédimentation du grain¹ :

$$\psi = \frac{U_0^2}{(s-1)gd}$$

De façon pratiquement équivalente le nombre de Shields est également employé :

$$\theta = \frac{f_w \psi}{2}$$

où f_w , le coefficient de friction des vagues est fonction de la trainée du fond.

Remarque : Dans la littérature, le nombre de Shields est en général noté θ' ou seulement θ suivant qu'il prenne en compte la trainée due aux structures sédimentaires ou uniquement l'effet de peau généré par le sédiment dans le calcul de la friction. Lorsque la friction ne prend en compte que la rugosité du grain, le nombre de Shields devient alors pratiquement équivalent au nombre de mobilité.

¹Le nombre de mobilité peut être exprimé en fonction de A_0^* et T^* : $\psi = \frac{1}{(s-1)} \left[\frac{2\pi A_0^*}{T^*} \right]^2$

Le nombre de Reynolds sédiment est également employé² :

$$Re_d = \frac{U_0 d}{\nu}.$$

Enfin, la vitesse de dépôt du sédiment w_s adimensionnée par U_0 représente la distance que le sédiment peut parcourir en suspension³ :

$$\frac{w_s}{U_0} = \sqrt{\frac{4(s-1)gd}{3C_D U_0^2}} \quad (2.23)$$

avec C_D le coefficient de traînée calculé à partir des forces exercées sur un grain : $C_D = 24/Re$ pour une sphère ou $C_D = 1.4 + 36/Re$ pour du sable naturel.

La plupart des formules empiriques prédisant la géométrie des rides sont basées sur A_0^* , ψ ou θ mais il n'est pas sûr que ces paramètres utilisés seuls soient suffisants pour déterminer la géométrie des rides à tourbillons, trois paramètres indépendants étant nécessaires pour caractériser complètement le système vagues-sédiment.

2.3 Modes de Transport Sédimentaire

Le mouvement des grains est initié lorsque la tension de cisaillement exercée par le fluide sur les grains est suffisante pour contrer la friction que les grains exercent les uns sur les autres. En pratique, le nombre de Shields critique pour l'initiation du mouvement des grains a été mesuré comme étant à peu près constant sur un fond plat (e.g. *Fredsøe and Deigaard* (1992)) :

$$0.03 \leq \theta_c \leq 0.06.$$

Par ailleurs, l'angle limite de stabilité du sédiment, ϕ_l , est l'angle du fond à partir duquel une avalanche se déclenche spontanément. Ainsi, une correction linéaire peut être apportée au nombre de Shields critique pour prendre en compte l'effet d'une pente α :

$$\theta_{c\alpha} = \theta_c \cos \alpha \left(1 - \frac{\tan \alpha}{\tan \phi_l} \right) \quad (2.24)$$

Les travaux récents de *Courrech du Pont* (2003) et de *Doppler* (2005) donnent de plus amples informations sur les avalanches en milieu liquide. En particulier la durée des avalanches et la variation des angles de déclenchement et de repos sont examinés en fonction de la viscosité du fluide, de la tension de cisaillement sur la pente et de la granulométrie.

L'observation du transport sédimentaire a conduit à séparer les flux sédimentaires en trois catégories :

²Le nombre de Reynolds sédiment peut être exprimé en fonction de Re et A_0^* : $Re_d = Re/A_0^*$.

³ w_s/U_0 peut être exprimé en fonction de A_0^* , T^* , et Re : $\frac{w_s}{U_0} = \frac{(s-1)T^*}{\pi A_0^* \sqrt{3(1.4+36/Re)}}$ pour du sable naturel.

- Transport par charriage au fond («bed load»)
- Transport en suspension («suspended load»)
- Lit fluidisant («sheet flow»)

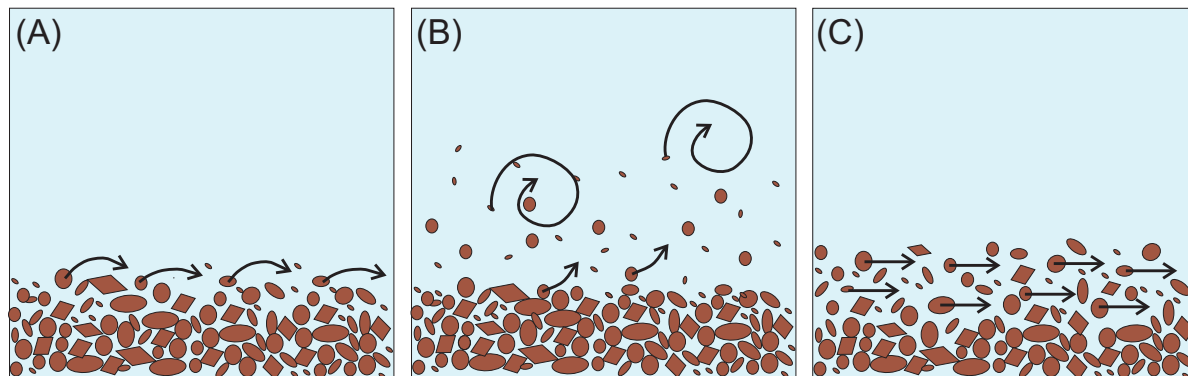


FIG. 2.5 – Les différents types de transport sédimentaire, (A) charriage, (B) suspension et (C) lit fluidisant.

La figure 2.5 schématise les trois types de transport sédimentaire. En pratique il est rare de ne rencontrer qu'un seul type de transport à la fois. Le transport par charriage est généralement prépondérant lorsque la vitesse près du fond est peu importante, c'est à dire lorsque le nombre de Shields est proche du nombre de Shields critique. Les grains situés sur la première couche de sédiment roulent, sautent et glissent les uns sur les autres. Il existe plusieurs définitions du transport par charriage. On retiendra celle de *Fredsøe and Deigaard* (1992) qui définissent le charriage comme étant la part du transport total pour laquelle les grains sont toujours plus ou moins en contact avec le fond au cours du transport. Lorsque le charriage est très faible, les grains roulent sur le fond et peuvent générer des rides à grains roulant, cependant le charriage, s'il est plus important, intervient également dans la formation de rides à tourbillons. Si le nombre de Shields augmente, la suspension devient importante et peut devenir le mode de transport prépondérant. Les particules sont soulevées et transportées dans la colonne d'eau. Le transport par lit fluidisant intervient lorsque le nombre de Shields est très important (entre 0.8 et 1.5 suivant les auteurs). Une couche mixte de sédiment et d'eau se forme (épaisse de quelques millimètres à quelques centimètres), transportant une grande quantité de sédiment. En général, cette couche balaye les crêtes des rides, celles-ci sont aplaties puis disparaissent.

Remarque : La valeur du nombre de Shields, seule, n'est pas suffisante pour établir un mode de transport prépondérant. Par exemple la présence d'aspérités ou de rides sur le fond entraîne la mise en suspension de sédiment au niveau des ruptures de pente. *Andersen* (1999) met en rapport θ et w_s/U_0 pour caractériser le mode de transport prépondérant au dessus de rides à tourbillons.

Il existe différentes formules de transport par charriage. La plupart dérivent de

la formulation de *Meyer-Peter and Müller* (1948) et sont fonction de l'écart entre le nombre de Shields et le nombre de Shields critique pour l'initiation du sédiment. Dans le cadre de cette thèse, la formulation originale de *Meyer-Peter and Müller* (1948) est utilisée lorsque le nombre de Shields est peu important et la formulation de *Engelund and Fredsøe* (1976) lorsque le nombre de Shields est plus important. Cette dernière apporte une dimension probabiliste en considérant la fraction de particules susceptibles d'être mises en mouvement.

La concentration de sédiment en suspension est généralement calculée à partir d'une équation de transport lorsque le mouvement du fluide est connu. Il existe différentes formulations pour estimer le taux de mise en suspension au fond, condition à la limite nécessaire pour la résolution de l'équation de transport. Les formules de *Smith and Sleath* (1977), d'*Engelund and Fredsøe* (1976), ou celles de *van Rijn* (1984b) sont généralement utilisées.

Chapitre 3

Les Prédicteurs de Rides à Tourbillons et Leurs Limitations

Si le comportement d'un fond sableux soumis à un courant oscillant est connu qualitativement, il existe une grande part d'incertitude du point de vue quantitatif sur les caractéristiques des structures sédimentaires générées par les vagues. Des formules empiriques ont été constituées à partir de données expérimentales ou de mesures in-situ. Elles s'appuient sur certains des paramètres sans dimension présentés au chapitre précédent. Dans ce chapitre, les conditions d'existence des rides sont rappelées, puis différents prédicteurs sont analysés et comparés, en particulier en utilisant des données récentes de la littérature. Les rides étudiées ici sont des rides à tourbillons, de forme bidimensionnelle, formées par des vagues seules. Bien qu'il s'agisse du cas de figure le plus simple, les prédicteurs de rides présentent déjà des limitations importantes, c'est pourquoi il paraît très difficile pour l'instant de les étendre à des cas plus complexes (houle multidirectionnelle, interaction vagues-courant, etc.).

3.1 Conditions d'Existence des Rides et Généralités

3.1.1 Conditions d'existence des rides

Les différents auteurs semblent d'accord pour définir des conditions d'existence des rides. Des rides apparaissent dès que le nombre de Shields dépasse le seuil critique d'initiation du mouvement. Le nombre de Shields critique permet de déterminer la vitesse de friction au fond nécessaire pour l'initiation du mouvement du sédiment. Le diagramme de Shields (cf. *Fredsøe and Deigaard* (1992)) montre l'évolution du nombre de Shields critique en fonction du nombre de Reynolds lié au sédiment $Re_d = U_0 d / \nu$. En pratique, la valeur du nombre de Shields critique reste comprise entre 0.03 et 0.06, $\theta_c = 0.05$ étant la valeur généralement utilisée dans les modèles¹. Pour plus de précision, la formule empirique de *Soulsby* (1997) peut être utilisée. Elle permet de calculer le nombre de

¹Cela correspond à un nombre de mobilité aux alentours de 2

Shields critique en fonction de la taille de grain adimensionnée $d_* = (g(s-1)/\nu^2)^{1/3} d$:

$$\theta_c = \frac{0.3}{2 + 1.2d_*} + 0.055 [1 - \exp(-0.02d_*)]. \quad (3.1)$$

Lorsque le nombre de Shields est inférieur au seuil critique, les formes de fond déjà existantes sont conservées, ce qui a évidemment une influence sur le développement des futures formes de fond. Lorsque le nombre de Shields est supérieur mais proche de la valeur critique, ce sont des rides à grains roulant qui se développent. Cependant, d'après *Scherer et al.* (1999) et *Stegner and Wesfreid* (1999) ces rides ne sont pas stable et évoluent toujours vers des rides à tourbillons, même si le temps d'évolution est parfois très long. Lorsque la tension de cisaillement au fond est nettement supérieure au seuil critique, les rides à tourbillons se développent plus rapidement. Si la tension au fond est trop importante, les rides sont balayées et le fond redevient plat. On observe alors un écoulement en nappe du fond («sheet flow »). *Dingler* (1974) observe ce point de disparition des rides lorsque le nombre de mobilité ψ est supérieur à 240 ou d'après *Wilson* (1989), lorsque θ est supérieur à 0.8.

3.1.2 Types de rides à tourbillons

Clifton (1976) a classé les rides à tourbillons en trois catégories principales. La figure 3.1 montre la position de ces trois ensembles dans un diagramme où la longueur d'onde des rides est exprimée en fonction du diamètre orbital des vagues. Les rides orbitales sont des rides dont la longueur d'onde est proportionnelle à l'excursion orbitale des rides, $\lambda_r = 1.3A_0$ selon *Clifton and Dingler* (1984). La pente de ces rides est uniquement limitée par l'angle de repos du sédiment lorsque l'écoulement n'est pas trop énergétique et leur hauteur est ainsi également proportionnelle à A_0 . D'après *Nielsen* (1992), la raideur des rides est environ $\eta_r/\lambda_r = 0.18$ pour $\theta < 0.2$. Lorsque le forçage est plus énergétique, il peut apparaître des rides de type anorbital. Leur longueur d'onde est uniquement proportionnelle à la taille du grain, $\lambda_r = 535d$ selon *Wiberg and Harris* (1994). Les rides suborbitales sont les rides dont la longueur d'onde est à la fois fonction du diamètre orbital des vagues et du diamètre du sédiment. Lorsque $\theta > 0.2$, la pente des rides diminue lorsque le nombre de Shields (ou de mobilité) augmente, jusqu'à ce que les rides disparaissent. La figure 3.2 montre une estimation de la pente des rides en fonction du diamètre du sédiment et de la vitesse orbitale établie par *Allen* (1982) à partir d'une compilation de mesures in-situ et expérimentales. Le maximum de l'index de forme sur la figure est $\lambda_r/\eta_r = 3.59$, ce qui correspond à des rides très raides ($\eta_r/\lambda_r = 1/3.59 = 0.279$) dont les pentes sont pratiquement entièrement à l'angle de repos du sédiment. On peut considérer que la zone comprise à l'intérieur de la ligne de niveau $\lambda_r/\eta_r \leq 6.5$ correspond à l'ensemble des rides orbitales.

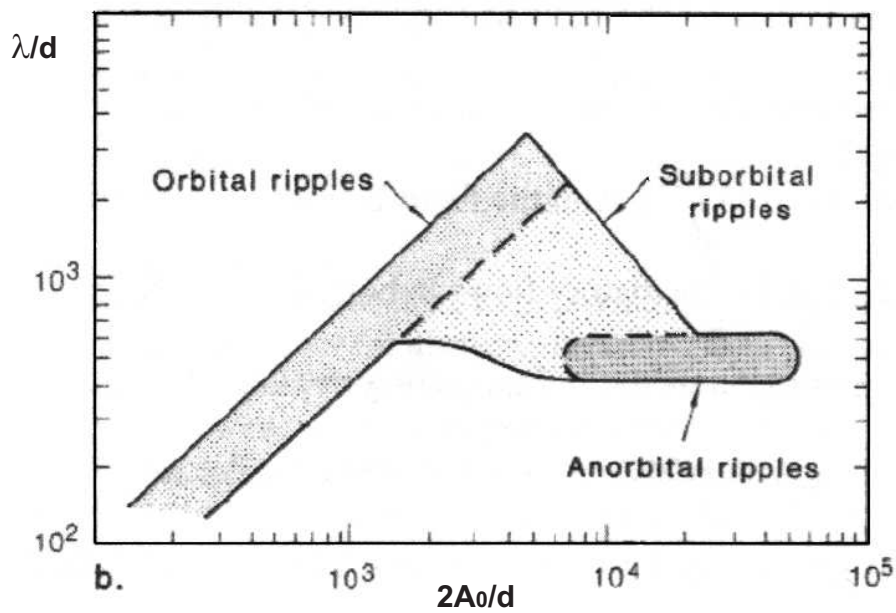


FIG. 3.1 – Classification des rides selon *Clifton and Dingler* (1984).

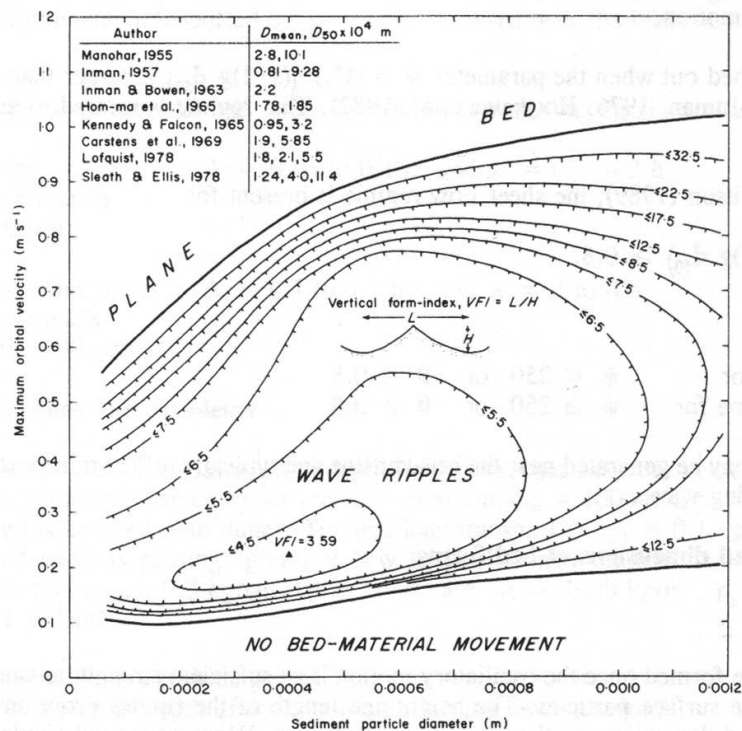


FIG. 3.2 – Index de forme des rides en fonction du diamètre du sédiment et de la vitesse orbitale maximale près du fond établie par *Allen* (1982) à partir de 648 mesures in-situ et en laboratoire provenant des sources indiquées sur la figure.

3.2 Les Prédicteurs de Rides

Les prédicteurs de rides sont des formules empiriques construites à partir de données mesurées en laboratoire ou lors de campagnes in-situ. Ils sont utilisés pour prédire la taille (longueur d'onde et hauteur) des rides en fonction du forçage hydrodynamique, premier stade nécessaire à l'estimation de la dissipation de la houle par frottement sur le fond ou au bilan sédimentaire dû à la migration des rides et à la remise en suspension qu'elles engendrent. Durant ce travail de thèse, différents prédicteurs de rides ont été comparés afin de déterminer l'approche la plus performante. L'approche n'est pas complètement exhaustive et certains prédicteurs de rides ne sont pas présentés ici car ils concernent des situations spécifiques (par exemple la superposition de vagues et de courants) ou alors ils ont été élaborés à partir de peu de données. Il a été montré dans la section 2.2 que si la densité relative de l'eau et du sable est considérée comme constante, la taille des rides générées par des vagues unidirectionnelles est le fait de trois paramètres sans dimension, par exemple A_0^* , T^* et Re . Les prédicteurs de rides sont établis en fonctions de différents nombres sans dimension et l'analyse dimensionnelle faite à la section 2.2 sert de base pour la critique des prédicteurs de rides effectuées dans ce chapitre.

3.2.1 Les différentes approches

Différents prédicteurs de rides sont présentés dans cette section, il s'agit des formules de *Nielsen* (1981), *Grant and Madsen* (1982), *van Rijn* (1989), *Wiberg and Harris* (1994) et le récent prédicteur de *Soulsby and Whitehouse* (2005). Leurs différences proviennent des différents paramètres sans dimension choisis pour décrire la variation des rides et des données utilisées pour les élaborer. Suivant les auteurs, les paramètres régissant la taille des ride peuvent être :

- L'excursion orbitale (ou le diamètre orbital) des vagues, adimensionnée par le diamètre du sédiment, A_0^* ,
- Le nombre de mobilité, ψ ,
- Le nombre de Shields, θ .

Il s'agit ici du nombre de Shields «grain», tenant compte uniquement de la friction due aux grains et non pas de celle engendrée par la forme du fond. C'est pourquoi dans ce cas, le nombre de Shields n'apporte pas vraiment plus d'information que le nombre de mobilité². En conséquence, on peut séparer les prédicteurs de rides en deux groupes suivant qu'ils sont exprimés en fonction de A_0^* d'un côté ou de ψ ou θ de l'autre. Il s'agit ici du nombre de Shields «grain», tenant compte uniquement de la friction due aux grains et non pas de celle engendrée par la forme du fond. C'est pourquoi dans ce cas, le nombre

²Dans l'étude de *Soulsby and Whitehouse* (2005), les prédicteurs tracés pour un ensemble de données fictives tirées au hasard montrent des tendances très similaires lorsqu'ils sont représentés par l'un ou l'autre de ces deux paramètres.

de Shields n'apporte pas vraiment plus d'information que le nombre de mobilité³. En conséquence, on peut séparer les prédicteurs de rides en deux groupes suivant qu'ils sont exprimés en fonction de A_0^* d'un côté ou de ψ ou θ de l'autre.

3.2.2 Quelques prédicteurs de rides

Les formules de *Nielsen* (1981)

Ces formules ont été largement utilisées car elles sont parmi les premières de la littérature et sont basées sur le nombre de mobilité, ψ . Peter Nielsen a recueilli diverses données expérimentales et mesures in-situ antérieures (e.g. *Inman* (1957); *Cartens et al.* (1969); *Dingler* (1974); *Nielsen* (1979)). Il remarque que A_0^* n'est pas un paramètre suffisant pour décrire la taille des rides et propose des formules différentes pour les données expérimentales et les données in-situ, celles-ci ne suivant pas la même tendance. Il attribue les différences de comportement à l'irrégularité des vagues mesurées en milieu naturel en comparaison de celles générées en laboratoire. Ces formules sont données en fonction de l'excursion orbitale des vagues, du nombre de mobilité et également en fonction du nombre de Shields pour la pente des rides. Pour les vagues de laboratoire, la longueur d'onde et la hauteur des rides sont données par les relations :

$$\frac{\lambda_r}{A_0} = 2.2 - 0.345\psi^{0.34} \quad (3.2)$$

$$\frac{\eta_r}{A_0} = 0.275 - 0.022\psi^{0.5}. \quad (3.3)$$

Pour les vagues mesurées en milieu naturel, la géométrie des ride est obtenue par :

$$\frac{\lambda_r}{A_0} = \exp\left(\frac{693 - 0.37 \ln^8 \psi}{1000 - 0.75 \ln^7 \psi}\right) \quad (3.4)$$

$$\frac{\eta_r}{A_0} = 21\psi^{-1.85}. \quad (3.5)$$

Lorsqu'un autre sédiment que du quartz est utilisé, $\rho_s \neq 2.65$, la pente des rides doit être calculée en fonction du nombre de Shields et non du nombre de mobilité. Pour les vagues de laboratoire,

$$\frac{\eta_r}{\lambda_r} = 0.182 - 0.24\theta^{1.5}, \quad (3.6)$$

et pour les vagues mesurées en milieu naturel,

$$\frac{\eta_r}{\lambda_r} = 0.342 - 0.34\theta^{0.25}. \quad (3.7)$$

Il faut noter que ces formules peuvent être écrites directement en fonction de A_0^* et de ψ . La figure 3.3 montre la longueur d'onde et la hauteur des rides adimensionnées par l'excursion orbitale des vagues près du fond, en fonction du nombre de mobilité selon les formules de *Nielsen* (1981).

³*Soulsby and Whitehouse* (2005) soulignent la différence entre ψ et θ mais pourtant les prédicteurs tracés pour un ensemble de données fictives tirées au hasard montrent des tendances très similaires lorsqu'ils sont représentés par l'un ou l'autre de ces deux paramètres.

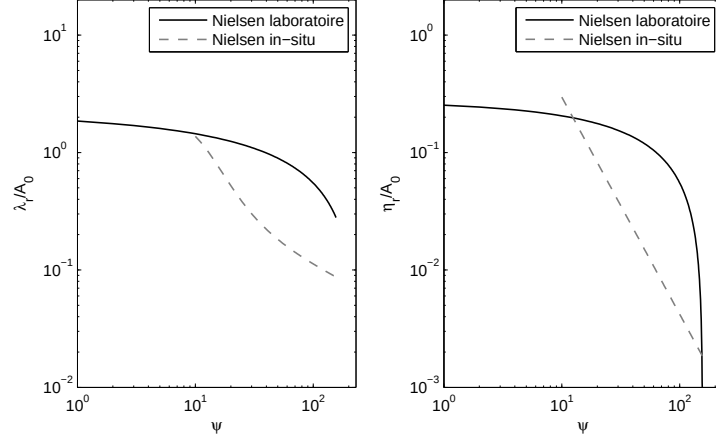


FIG. 3.3 – Prédicteur de *Nielsen* (1981), longueur d'onde et pente des rides adimensionnées par l'excursion orbitale des vagues près du fond, en fonction du nombre de mobilité.

Les formules de *Grant and Madsen* (1982)

Les formules de *Grant and Madsen* (1982) sont essentiellement basées sur les données de *Cartens et al.* (1969). La dimension des rides est décrite en fonction du nombre de Shields et du nombre de Shields critique. La position d'un point de bifurcation θ_B est calculée en fonction de la taille du grain adimensionnée d_* et il existe des formules différentes pour décrire le comportement des rides de chaque côté du point de bifurcation. Le diamètre du grain adimensionné est calculé par

$$d_* = \left(\frac{g(s-1)}{\nu^2} \right)^{\frac{1}{3}} d \quad (3.8)$$

et le point de bifurcation est obtenu par la formule

$$\theta_B = 1.8\theta_c (d_*^{1.5}/4)^{0.6}. \quad (3.9)$$

Si $\theta_c < \theta < \theta_B$ alors

$$\frac{\eta}{A_0} = 0.22 \left(\frac{\theta}{\theta_c} \right)^{-0.16} \quad (3.10)$$

$$\frac{\lambda}{\eta} = \frac{1}{0.16 \left(\frac{\theta}{\theta_c} \right)^{-0.04}} \quad (3.11)$$

et si $\theta > \theta_B$ alors

$$\frac{\eta}{A_0} = 0.48 (d_*^{1.5}/4)^{0.8} \left(\frac{\theta}{\theta_c} \right)^{-1.5} \quad (3.12)$$

$$\frac{\lambda}{\eta} = \frac{1}{0.28 (d_*^{1.5}/4)^{0.6} \left(\frac{\theta}{\theta_c} \right)^{-1}}. \quad (3.13)$$

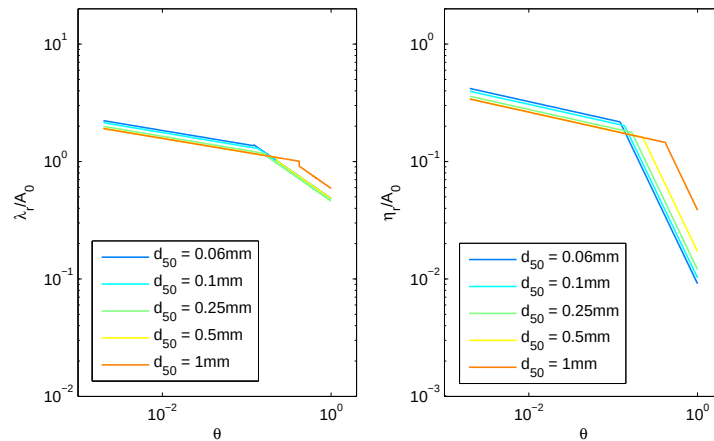


FIG. 3.4 – Prédicteur de *Grant and Madsen* (1982), longueur d'onde et pente des rides adimensionnées par l'excursion orbitale des vagues près du fond, en fonction du nombre de Shields.

La figure 3.4 montre la longueur d'onde et la hauteur des rides adimensionnées par l'excursion orbitale des vagues près du fond, en fonction du nombre de Shields selon les formules de *Grant and Madsen* (1982). La principale différence entre ces formules et celles de *Nielsen* (1981) et *van Rijn* (1989) est le fait que la longueur d'onde des rides diminue beaucoup moins fortement dans le régime anorbital. Pour *Grant and Madsen* (1982), lorsque le forçage des vagues est très énergétique, la crête des rides est balayée mais leur longueur d'onde ne diminue pas.

Les formules de *van Rijn* (1989)

Les formules de *van Rijn* (1989) sont très proches des formules de *Nielsen* (1981) établies à partir des données de laboratoire et elles sont également établies en fonction de l'excursion orbitale et du nombre de mobilité. Ces formules sont sensées être plus complètes que celles de Nielsen car les données qui ont servi à les établir sont plus nombreuses et couvrent un plus large domaine. Les formules présentent un point de bifurcation en $\psi = 10$. La hauteur des rides est obtenue par

$$\frac{\eta_r}{A_0} = 0.22 \quad \text{si } \psi \leq 10 \quad (3.14)$$

$$\frac{\eta_r}{A_0} = 2.8 \cdot 10^{-13} (250 - \psi)^5 \quad \text{si } 10 < \psi < 250 \quad (3.15)$$

$$\frac{\eta_r}{A_0} = 0 \quad \text{si } \psi \geq 250, \quad (3.16)$$

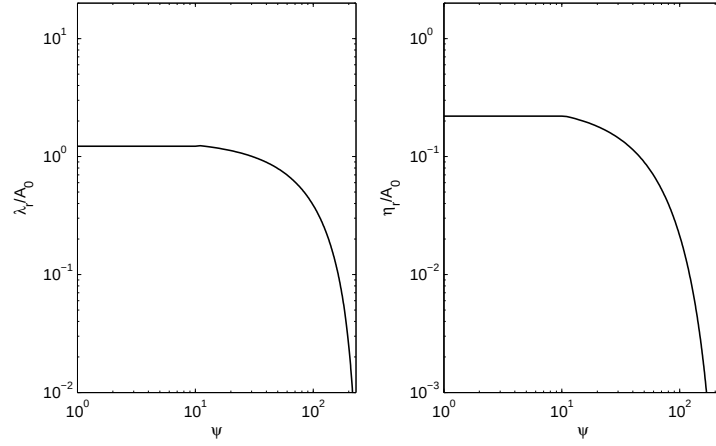


FIG. 3.5 – Prédicteur de *van Rijn* (1989), longueur d'onde et pente des rides adimensionnées par l'excursion orbitale des vagues près du fond, en fonction du nombre de mobilité.

ce qui permet de calculer la longueur d'onde des rides à l'aide des formules,

$$\frac{\eta_r}{\lambda_r} = 0.18 \quad \text{si } \psi \leq 10 \quad (3.17)$$

$$\frac{\eta_r}{\lambda_r} = 2.0 \cdot 10^{-7} (250 - \psi)^{2.5} \quad \text{si } 10 < \psi < 250 \quad (3.18)$$

$$\frac{\eta_r}{\lambda_r} = 0 \quad \text{si } \psi \geq 250. \quad (3.19)$$

La figure 3.5 montre la longueur d'onde et la hauteur des rides adimensionnées par l'excursion orbitale des vagues près du fond, en fonction du nombre de mobilité selon les formules de *van Rijn* (1989).

Les formules de *Wiberg and Harris* (1994)

Wiberg and Harris (1994) expriment la taille des rides en fonction de d et D_0 , $D_0 = 2A_0$ étant le diamètre orbital des vagues. Leurs formules ont été élaborées à partir des mesures in-situ de *Inman* (1957) et de *Dingler* (1974) ainsi que des mesures en laboratoire de *Cartens et al.* (1969), de *Mogridge and Kamphuis* (1972) et également de *Dingler* (1974). La différence entre les rides orbitales et les rides anorbitales est facilement observable sur leurs données, et il existe également un groupe de rides suborbitales dont le comportement se situe entre les deux. Les rides mesurées en laboratoire ont globalement un comportement orbital et les rides mesurées in-situ un comportement suborbital ou anorbital. Les formules de *Wiberg and Harris* (1994) sont complexes à employer car c'est la valeur de D_0/η qui est utilisée comme critère de classement des rides. La dimension

des rides est obtenue par les formules suivantes :

$$\lambda_r = \lambda_{orb} \text{ et } \eta_r = \eta_{ano} \quad \text{si } \frac{D_0}{\eta_{ano}} < 20 \quad (3.20)$$

$$\lambda_r = \lambda_{sub} \text{ et } \eta_r = \eta_{sub} \quad \text{si } 20 \leq \frac{D_0}{\eta_{ano}} \leq 100 \quad (3.21)$$

$$\lambda_r = \lambda_{ano} \text{ et } \eta_r = \eta_{ano} \quad \text{si } 100 < \frac{D_0}{\eta_{ano}} \quad (3.22)$$

où les indices $_{orb}$, $_{sub}$ et $_{ano}$ correspondent respectivement aux formules adaptées aux rides orbitales, suborbitales et anorbitales. Le comportement orbital est obtenu par les formules qui suivent,

$$\lambda_{orb} = 0.62D_0 \quad (3.23)$$

$$\eta_{orb} = 0.17\lambda_{orb}, \quad (3.24)$$

de même le comportement anorbital est obtenu par les formules,

$$\lambda_{ano} = 535d \quad (3.25)$$

$$\eta_{ano} = \lambda_{ano} \exp \left[-0.095 \left(\ln \frac{D_0}{\eta_{ano}} \right)^2 + 0.442 \ln \frac{D_0}{\eta_{ano}} - 2.28 \right], \quad (3.26)$$

et le comportement suborbital est obtenu en fonction des deux précédents par les équations,

$$\lambda_{sub} = \exp \left[\frac{\ln \frac{D_0}{\eta_{ano}} - \ln 100}{\ln 20 - \ln 100} (\ln \lambda_{orb} - \ln \lambda_{ano}) + \ln \lambda_{ano} \right] \quad (3.27)$$

$$\eta_{sub} = \lambda_{sub} \exp \left[-0.095 \left(\ln \frac{D_0}{\eta_{sub}} \right)^2 + 0.442 \ln \frac{D_0}{\eta_{sub}} - 2.28 \right]. \quad (3.28)$$

Il faut noter que η_{ano} et η_{sub} doivent être calculés implicitement, par itération. La figure 3.6 montre la longueur d'onde et la hauteur des rides adimensionnées par l'excursion orbitale des vagues près du fond, en fonction de l'excursion orbitale adimensionnée par le diamètre du sédiment, selon les formules de *Wiberg and Harris* (1994). Ces formules ne tiennent compte que de d et D_0 . En conséquence la dimension temporelle n'entre jamais en ligne de compte et ces formules ne peuvent pas être exprimées en fonction de A_0^* et de T^* . Seules l'amplitude du mouvement et la taille du grain contrôlent la taille prédite des rides.

Les formules de *Soulsby and Whitehouse* (2005)

Ces formules ont été récemment établies à partir d'une analyse des précédents prédicteurs. Elles sont basées sur l'excursion orbitale adimensionnée par le diamètre du grain, A_0^* , *Soulsby and Whitehouse* (2005) ayant montré que ce paramètre était le plus pertinent pour l'ensemble de données qu'ils ont rassemblées. Cela conduit à des formules du même type que celles de *Wiberg and Harris* (1994), bien que plus pratiques

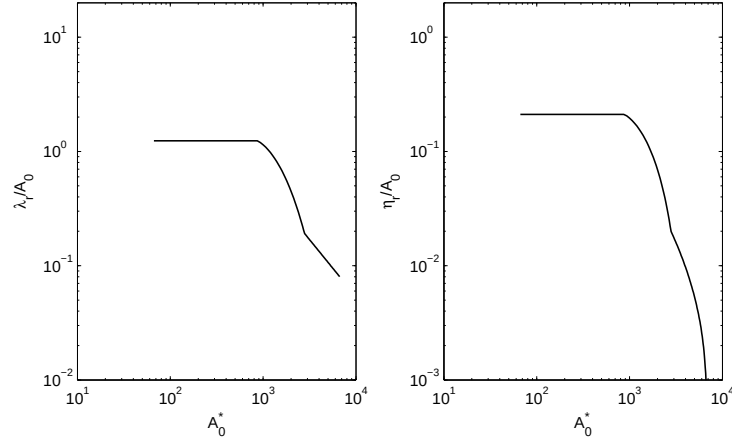


FIG. 3.6 – Prédicteur de *Wiberg and Harris* (1994), longueur d’onde et pente des rides adimensionnées par l’excursion orbitale des vagues près du fond, en fonction de l’excursion orbitale des vagues adimensionnée par le diamètre du sédiment.

d’utilisation. Lorsque $\theta > \theta_c$, la longueur d’onde des rides et leur pente sont données par les relations suivantes :

$$\frac{\lambda_r}{A_0} = \left[1 + 1.87 \cdot 10^{-3} \frac{A_0}{d} \left(1 - \exp \left\{ - \left(2.0 \cdot 10^{-4} \frac{A_0}{d} \right)^{1.5} \right\} \right) \right]^{-1} \quad (3.29)$$

$$\frac{\eta_r}{\lambda_r} = 0.15 \left[1 - \exp \left\{ - \left(5000 \frac{d}{A_0} \right)^{3.5} \right\} \right]. \quad (3.30)$$

La figure 3.7 montre la longueur d’onde et la hauteur des rides adimensionnées par l’excursion orbitale des vagues près du fond, en fonction de l’excursion orbitale adimensionnée par le diamètre du sédiment, selon les formules de *Soulsby and Whitehouse* (2005). Il est curieux que, malgré leur analyse complète des précédents prédicteurs, *Soulsby and Whitehouse* (2005) aient établi un prédicteur basé uniquement sur A_0^* sans tenir compte de T^* ou d’un autre paramètre équivalent intégrant la dimension temporelle. En effet le fait que A_0^* soit le paramètre le plus déterminant pour la taille des rides n’est pas suffisant pour négliger T^* .

3.3 Comparaison des Prédicteurs

3.3.1 Superposition des formules

La figure 3.8 montre la superposition des prédicteurs de *Nielsen* (1981), *van Rijn* (1989) et *Wiberg and Harris* (1994) en fonction du nombre de mobilité. Les formules de *Nielsen* (1981) et *van Rijn* (1989) étant initialement fonction du nombre de mobilité, ils ne couvrent qu’une seule ligne dans ce mode de représentation. En revanche, la formule de *Wiberg and Harris* (1994) étant initialement fonction de A_0^* , elle couvre ici toute

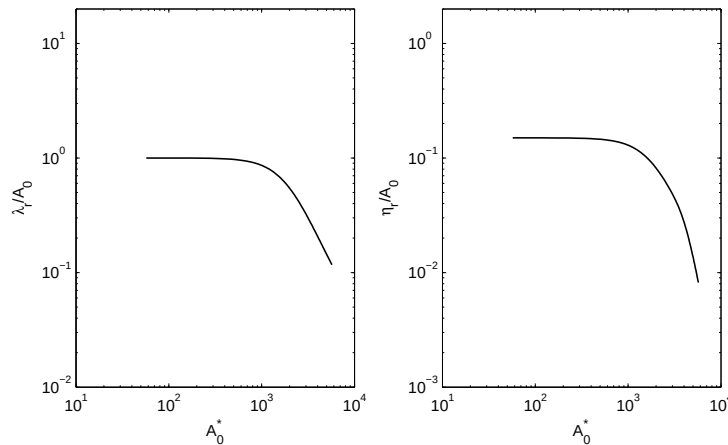


FIG. 3.7 – Prédicteur de *Soulsby and Whitehouse* (2005), longueur d’onde et pente des rides adimensionnées par l’excursion orbitale des vagues près du fond, en fonction de l’excursion orbitale des vagues adimensionnée par le diamètre du sédiment.

une enveloppe sur le domaine, suivant les valeurs choisies pour T^* . Son comportement se rapproche de la formule de *Nielsen* (1981) pour les mesures en laboratoire ou de la formule de *van Rijn* (1989) lorsque T^* est faible et se rapproche de la formule de *Nielsen* (1981) pour les mesures in situ lorsque T^* est important.

On constate sur la figure 3.8 que lorsque les formules de *Wiberg and Harris* (1994) sont représentées en fonction du nombre de mobilité, elles décrivent une tendance similaire à celles de *Nielsen* (1981) ou de *van Rijn* (1989), ce qui n’est pas visible lorsque les formules sont visualisées dans leur représentation habituelle (cf. figures 3.3, 3.5 et 3.6). En revanche, au niveau quantitatif, les différences sont énormes suivant les valeurs de la période adimensionnée. Par exemple, la différence entre les longueurs d’onde prédites par la formule de *Wiberg and Harris* (1994) peut atteindre un ordre de grandeur suivant que $T^* = 600$ ou que $T^* = 1600^4$. On constate sur la figure 3.9 que lorsque la taille des rides est représentée en fonction de A_0^* , ce sont les formules de *Nielsen* (1981) et de *van Rijn* (1989) qui balayent l’espace, suivant les valeurs de la période adimensionnée, les formules de *Wiberg and Harris* (1994) et *Soulsby and Whitehouse* (2005) ne décrivant qu’une seule ligne. Dans la suite de ce travail, lors de l’analyse de données de la littérature, c’est la représentation λ_r/d ou η_r/d en fonction de A_0^* qui sera privilégiée car elle permet de marquer la rupture entre le comportement orbital et le comportement anorbital de rides (cf. figure 3.1). De plus, cette représentation permet de dissocier l’influence de A_0^* sur les rides de celle de T^* .

Il a été montré par l’analyse dimensionnelle effectuée section 2.2 que la prise en compte de A_0^* , T^* et Re est nécessaire pour pouvoir établir un prédicteur prenant en

⁴Remarque : La visualisation sur des axes logarithmiques diminue fortement les écarts, ce qui peut donner une bonne impression d’un prédicteur très approximatif lorsqu’il est comparé à un ensemble de valeurs mesurées. Cela a également une incidence ici sur l’inter-comparaison des prédicteurs.

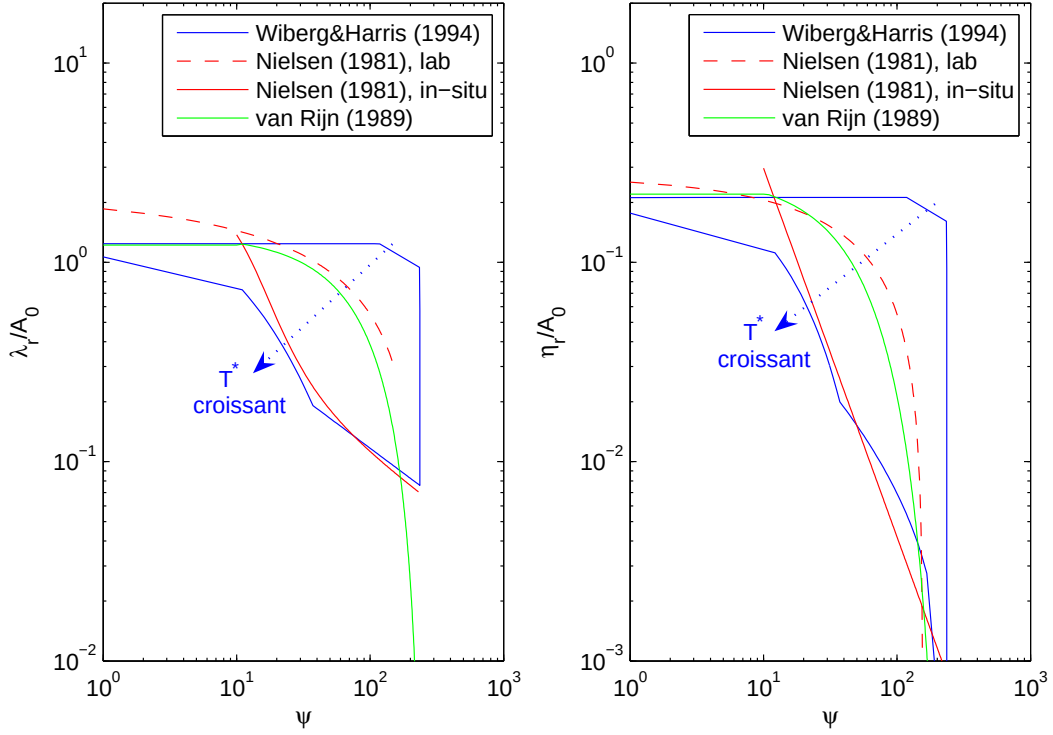


FIG. 3.8 – Comparaison des domaines balayés par les prédicteurs de *Nielsen* (1981), *van Rijn* (1989) et *Wiberg and Harris* (1994) en fonction du nombre de mobilité, T^* variant de 600 à 1600 (dans le sens des flèches pointillées).

compte le système hydro-sédimentaire dans sa totalité. D'après *Soulsby and Whitehouse* (2005), le paramètre dont la taille des rides dépend le plus est A_0^* . Cependant, *Mogridge et al.* (1994)) ont souligné l'importance de la période adimensionnée en reprenant un ensemble de données de la littérature au cas par cas et ont élaboré une formule à partir de A_0^* et de $\chi = 1/[(s-1)T^{*2}]$. De plus, *Traykovski et al.* (1999) ont également souligné l'importance de la période des vagues, montrant que les longues périodes rencontrées lors de leurs mesures en milieu naturel ont permis l'obtention de grandes rides orbitales rarement observées pour ces valeurs de A_0^* . Il apparait donc que les prédicteurs de *Wiberg and Harris* (1994) et de *Soulsby and Whitehouse* (2005) ne peuvent pas être fiable pour tout type de forçage. En revanche les prédicteurs basés sur A_0^* et ψ ou sur A_0^* et θ possèdent autant de degrés de liberté que s'ils étaient basés directement sur A_0^* et T^* et devraient être beaucoup plus précis. Aucun prédicteur ne tient compte du nombre de Reynolds, pourtant les expériences récentes de *Faraci and Foti* (2002) ont montré qu'il avait également une influence sur la taille des rides obtenues.

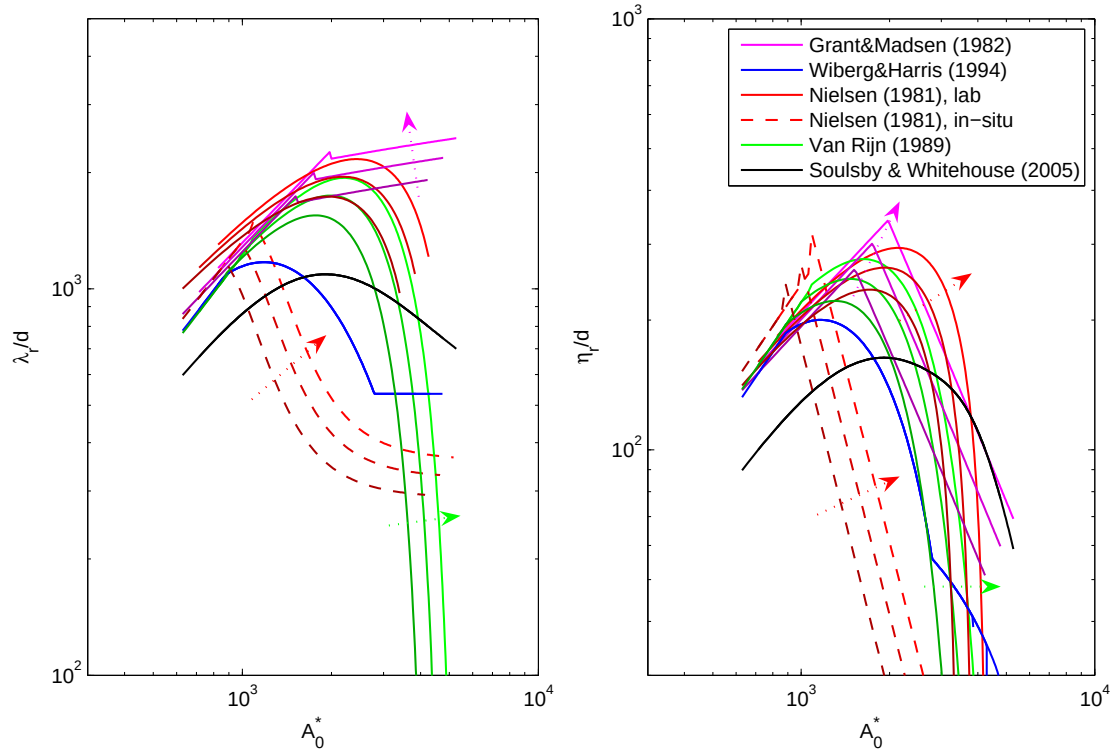


FIG. 3.9 – Longueur d’onde et hauteur des rides en fonction de l’excursion orbitale des vagues, comparaison des prédicteurs de rides pour trois valeurs de la période adimensionnée $T^* = 1350, 1500, 1650$ (dans le sens des flèches pointillées).

3.3.2 Grandeurs typiques d’un plateau continental

Les écarts entre les prédicteurs de rides sont particulièrement importants près des limites de leur champ d’application. Dans ce paragraphe, les cinq prédicteurs de rides décrits plus haut sont appliqués à des houles typiques du plateau continental aquitain, de manière à visualiser concrètement les écarts sur la taille des rides prédites dans les conditions qui nous intéressent. Si la dissipation de l’énergie de la houle est négligée, pour une houle forte typique du plateau continental aquitain (*Butel et al.*, 2002), de hauteur significative $H_s = 2$ mètres et de période pic $T_p = 12$ secondes, et pour une taille de sédiment fixe égale à 0.35 mm, la variation de hauteur d’eau sur le plateau continental (entre 200 m et 5 m) génère des nombres de mobilité compris entre 1 et 250. En conséquence, la totalité du domaine d’existence des rides doit être prise en compte pour la comparaison des prédicteurs de ride.

Il est intéressant de coupler un prédicteur de rides avec un modèle d’évolution de la houle sur le plateau continental. En effet, les informations sur les vagues en chaque point permettent de calculer le mouvement qu’elles engendrent au fond. La taille des rides peut être déduite de ce calcul, en utilisant un prédicteur ou un modèle plus perfectionné. L’annexe A présente un modèle très simple de propagation de la houle sur le

plateau continental, la théorie linéaire d'Airy est utilisée pour décrire le mouvement au fond et les prédictors de rides permettent d'en déduire les rides obtenues. La figure 3.10 montre le résultat de ce calcul avec les différents prédictors de rides présentés plus haut, cela permet de visualiser directement la taille des rides prédite en fonction de la profondeur, pour différentes conditions de houles typiques du plateau continental aquitain (*Butel et al.*, 2002). Les résultats montrés ici sont obtenus en supposant que l'énergie des vagues est conservée durant toute la propagation sur le plateau continental. Cela a pour conséquence l'obtention de vagues très énergétiques près de la côte, ce qui n'est pas physique, mais cela permet cependant de se rendre compte qualitativement du type de rides rencontrées sur le plateau continental. Suivant le forçage, on constate le déplacement de la zone de développement des rides qui correspond à la partie du plateau continental pour laquelle le mouvement au fond est supérieur au Shields critique mais inférieur au seuil $\psi = 240$ pour lequel les rides sont balayées. Cette zone se situe près du bord pour une houle faible et dans la zone la plus éloignée du plateau continental pour une houle de tempête. Dans ce dernier cas, le fond est en mouvement sur la totalité du plateau continental, ce qui a de grandes conséquences sur le transport sédimentaire dans toute la zone côtière, sur les organismes vivants au fond, ainsi que sur la dissipation de l'énergie de la houle. Les zones de passage du comportement orbital au comportement anorbital sont clairement visibles également, la taille (hauteur et longueur d'onde) des rides atteignant un pic avant de passer dans le domaine anorbital. Cela explique la présence de plus grandes rides au large qu'au bord, bien que le mouvement au fond s'intensifie lorsque la profondeur diminue. Quelque soit l'approche, les différents prédictors suivent la même tendance dans le domaine orbital ($\psi < 10$) bien qu'il existe des différences allant jusqu'à un facteur 2 pour la longueur d'onde et pour la hauteur des rides. Dans le domaine anorbital ($\psi > 10$) les formules divergent complètement et les écarts peuvent atteindre pratiquement un ordre de grandeur. Le récent prédictor de *Soulsby and Whitehouse* (2005) donne des dimensions des rides très en dessous des autres prédictors. C'est surtout surprenant dans le domaine orbital où les autres prédictors donnent des résultats très similaires. Il faut noter que lorsque le diamètre du sédiment est modifié, les formules de *Nielsen* (1981), de *Grant and Madsen* (1982) et de *van Rijn* (1989) réagissent de la même manière alors que celles de *Wiberg and Harris* (1994) et *Soulsby and Whitehouse* (2005) réagissent autrement, ce qui peut creuser l'écart entre les deux types de prédictors. Il est intéressant de constater que seules les formules de *Nielsen* (1981), de *Grant and Madsen* (1982) et de *van Rijn* (1989) permettent d'obtenir des rides orbitales de grandes taille (jusqu'à 1 mètre pour une houle longue) comme celles observées lors des campagnes in-situ de *Traykovski et al.* (1999) et d'*Ardhuin et al.* (2002).

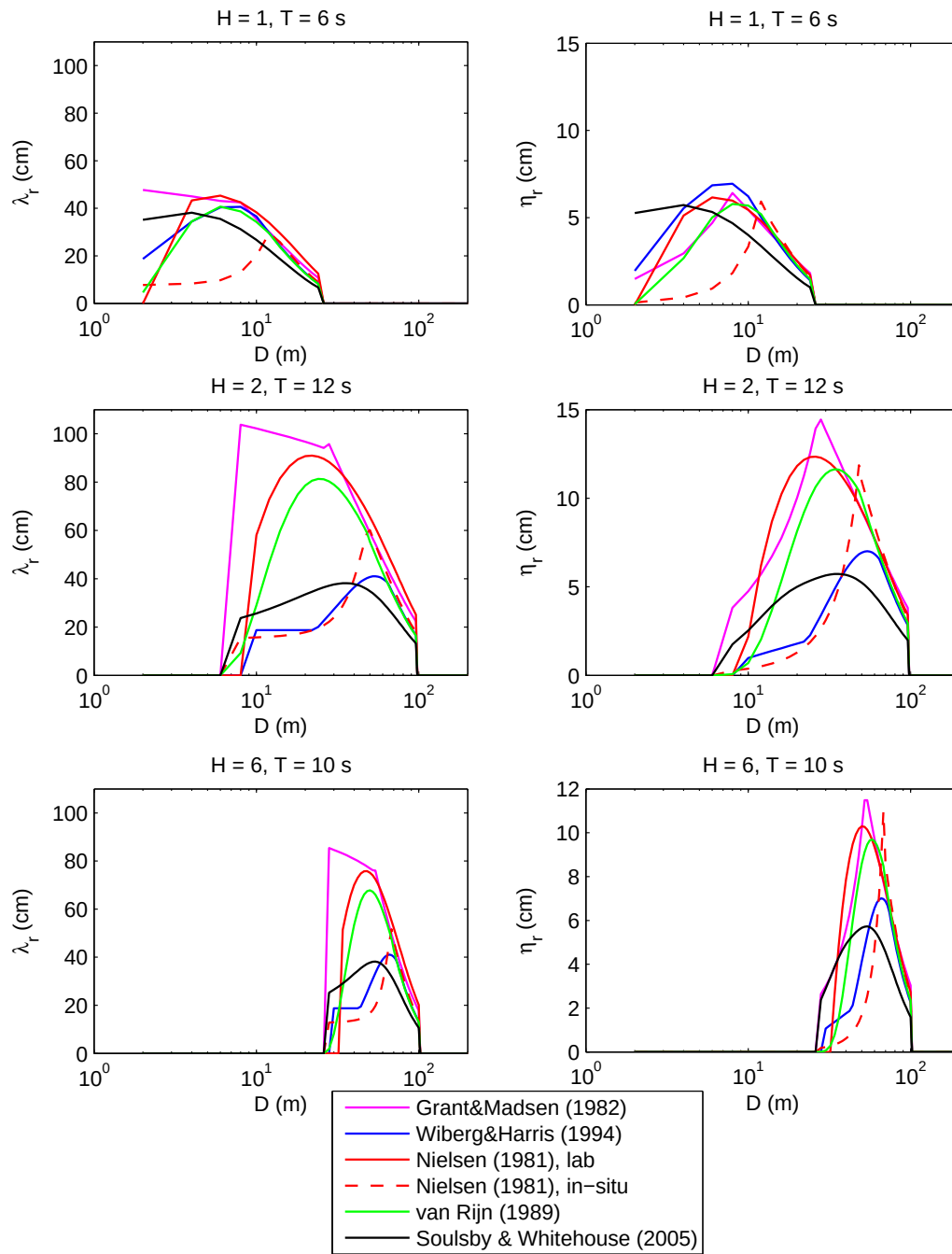


FIG. 3.10 – Résultat des différents prédicteurs de rides en fonction de la hauteur d'eau, pour trois types de vagues caractéristiques de la côte Aquitaine : une houle faible d'été ($H_s = 1$ m et $T_p = 6$ s), une houle longue d'hiver ($H_s = 2$ m et $T_p = 12$ s) et une houle de tempête ($H_s = 6$ m et $T_p = 10$ s) ; $d = 0.35$ mm.

3.4 Base de Données de la Littérature

3.4.1 Domaines Investigués

Une base de données a été élaborée en recueillant les données récentes de la littérature. Les données anciennes ont souvent été utilisées pour élaborer les prédicteurs de rides, or ces données étaient en grande partie le résultat d'expériences en laboratoire. Depuis les années quatre-vingts, les techniques d'observation des figures sédimentaires in-situ se sont développées (Sonars, vidéos stéréoscopiques, radars rotatif, etc.) et il y a maintenant beaucoup de données mesurées en milieu naturel. La communauté des scientifiques qui étudient les rides se sépare en trois domaines, les physiciens, les mécaniciens des fluides et les géologues, et leurs techniques d'approche du problème sont très différentes. La figure 3.11 montre un exemple de domaines couverts par différentes études de la littérature en fonction du nombre de mobilité⁵. Les expériences en laboratoire telles que celles de *Jarno-Druaux et al.* (2003) concernent principalement les rides à grains roulants et sont cantonnées à des petit nombre de mobilité. Dans le cas des mesures de *Jarno-Druaux et al.* (2003), des billes de densité inférieure au quartz ont été utilisées, ce qui accentue encore plus le décalage lorsque les domaines couverts sont représentés en fonction du nombre de Shields. Les mesures de *Stegner and Wesfreid* (1999) sont effectuées dans un chenal annulaire oscillant de très petite taille, le domaine étudié allant des rides à grains roulant jusqu'aux rides orbitales. Les expériences de *Faraci and Foti* (2002) concernent des nombres de mobilité plus important mais ceux-ci ont été obtenus par l'application de hautes fréquences plutôt qu'en imposant des vagues de grande amplitude (A_0^* et T^* faibles) pour des raisons techniques (limitations du batteur). Au contraire, les données de *Traykovski et al.* (1999) proviennent de mesures en milieu naturel et sont représentatives des ordres de grandeurs qui nous concernent. Un nombre de mobilité du même ordre de grandeur est obtenu avec des valeurs fortes de A_0^* et T^* . Les rides observées durant leurs mesures sont des rides orbitales de grande amplitude. Les données de *Hanes et al.* (2001) sont obtenues en milieu naturel dans des conditions très énergétiques et les rides sont plus complexes, divisées en rides à grandes longueurs d'ondes (LWR) et rides à petite longueur d'onde (SWR), parfois superposées.

Dans le cadre de cette étude, les rides qui nous intéressent sont celles du plateau continental, c'est pourquoi les écoulements non représentatifs de ce milieu ne seront pas abordés. Il s'agit en particulier de petites oscillations à haute fréquence (période de l'ordre de la seconde) et petites amplitudes (de l'ordre de quelques centimètres) mises en œuvre dans les expériences des physiciens. De plus, il est difficile de dire dans quelle

⁵Attention ces domaines ne sont que des estimations qualitatives, ils sont étirés par le fait que les valeurs extrêmes n'ont pas forcément été réellement mesurées. Par exemple pour calculer le nombre de mobilité maximal, la vitesse maximale au fond et le diamètre de grain minimal observés durant la campagne de mesures ont été utilisés. Or cette vitesse n'a peut-être pas été mesurée pour ce type de grain.

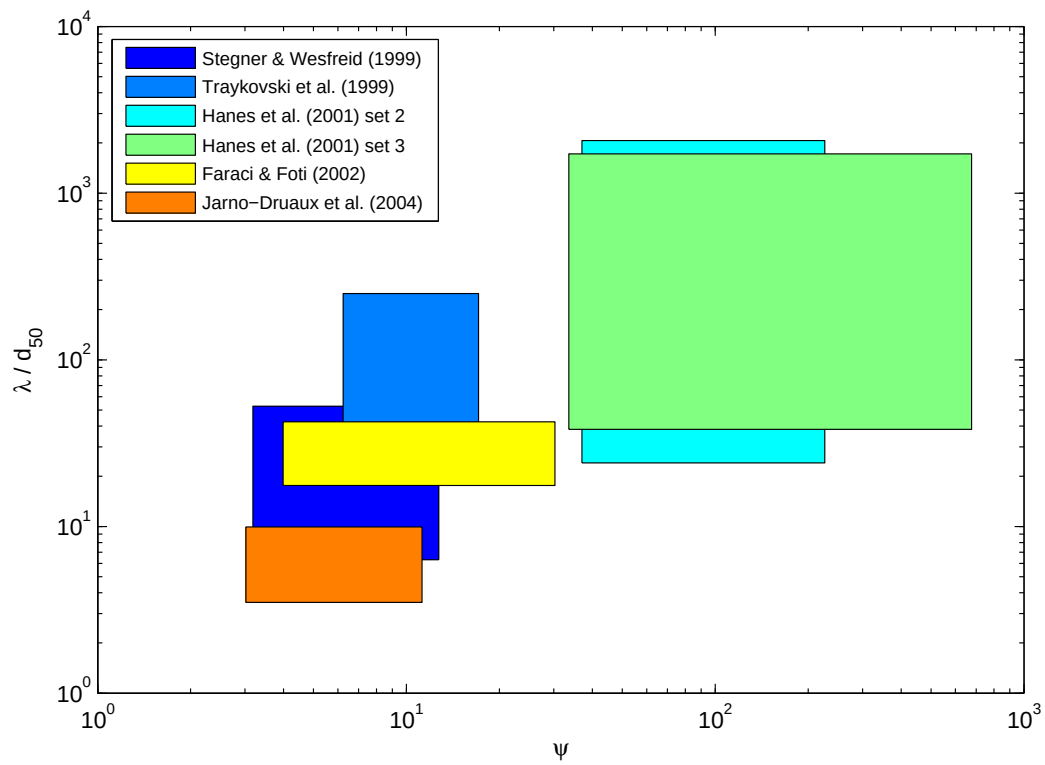


FIG. 3.11 – Domaines couverts par différentes études de la littérature ; λ_r/d_{50} en fonction de ψ .

mesure les effets de d'inertie et de confinement ont une influence sur les rides obtenues. En effet, les plateformes oscillantes soumettent le fond et le fluide à des effets d'inertie et l'effet des parois sur les écoulements granulaires étant très important (*Jop et al.*, 2005, 2006), il est difficile de dire dans quelle mesure il entre en ligne de compte lorsque des rides se forment dans un chenal très étroit. Dans la suite de ce travail, seules les données provenant de mesures en milieu naturel sont utilisées, les mesures présentant un courant moyen ont été enlevées, ainsi que les rides tri-dimensionnelles, afin de se limiter au problème le moins complexe.

Les données utilisées sont représentées sur les figure 3.12 et 3.13 dans les deux représentations les plus pertinentes, c'est à dire λ_r/d_{50} et η_r/d_{50} en fonction de A_0^* et λ_r/A_0 et η_r/A_0 en fonction de ψ . Si les données de *Traykovski et al.* (1999) et celles de *Ardhuin et al.* (2002) sont de type orbital, au contraire celles de *Xu* (2005) sont entièrement de type anorbital. Les données de *Grasmeijer and Kleinhans* (2004) sont toutes de type suborbital et celles de *Hanes et al.* (2001) couvrent les domaines suborbital et anorbital. Ainsi ces données proviennent de mesures en milieu naturel et couvrent tout le spectre d'existence des rides, de $\psi = 2$ à $\psi = 250$. Il est évident sur la figure 3.12 que le paramètre A_0^* n'est pas suffisant pour décrire la taille des rides, des rides orbitales ou anorbitales pouvant apparaître pour une même valeur de ce paramètre. En particulier, certaines rides mesurées par *Ardhuin et al.* (2002) sont de type orbital alors que les valeurs de A_0^* sont importantes, les rides observées pour ces valeurs étant généralement anorbitales.

Note sur les variables mesurées

Les données disponibles dans la littérature ne sont pas toujours exprimées en fonction des mêmes grandeurs, suivant les méthodes de mesure ou de calcul des valeurs au fond. Afin d'uniformiser les données recueillies, le nombre de mobilité a été recalculé à partir de la vitesse maximale au fond, U_0 , et le diamètre médian du sédiment, d_{50} . Si seul l'écart type de la vitesse était disponible alors la formule $U_0 = \sqrt{2}U_{rms}$ a été appliquée. Si seule l'excursion orbitale est donnée alors la vitesse est calculée par la formule $U_0 = 2\pi A_0/T_p$. La théorie linéaire a été appliquée pour calculer les valeurs au fond lorsque celles-ci n'étaient pas fournies, c'est à dire $A_0 = H_s/[2 \sinh(kD)]$ où k est le nombre d'onde des vagues et D la hauteur d'eau. Pour le calcul du nombre de Shields, la friction, f_w , a été calculée selon la formule de Swart, équations (2.19) et (2.20).

3.4.2 Performances des Prédicteurs

Les figures 3.14, 3.15 et 3.16 montrent les longueurs d'onde et hauteurs des rides mesurées en fonction de celles calculées avec, respectivement, les prédicteurs de *Nielsen* (1981) pour des vagues irrégulières, de *van Rijn* (1989) et de *Soulsby and Whitehouse* (2005). L'erreur quadratique moyenne (MES) est indiquée sur les figures. On remarque

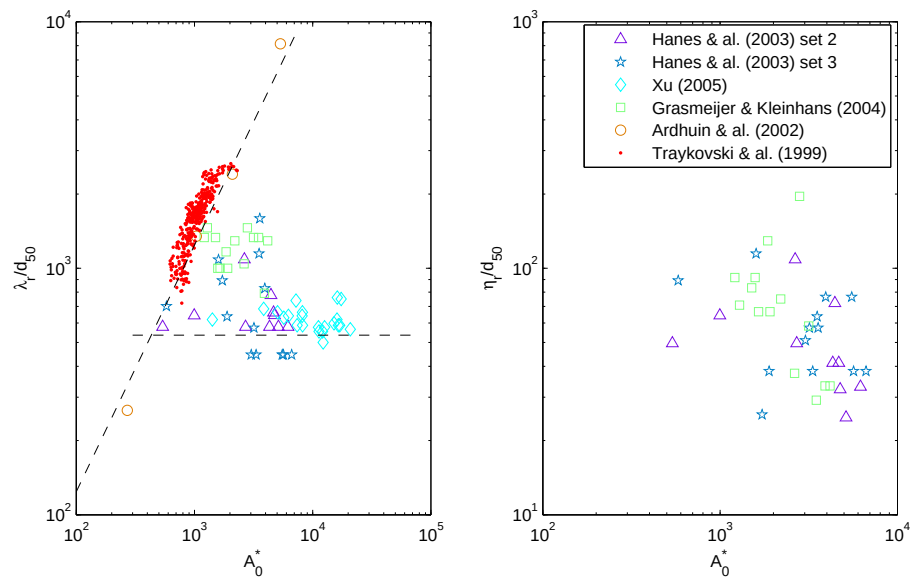


FIG. 3.12 – Longueur d’onde et hauteur des rides adimensionnées par le diamètre médian du sédiment en fonction de l’excursion orbitale des vagues adimensionnée par le diamètre médian du sédiment pour diverses données in-situ récentes de la littérature ; les lignes pointillées représentent le comportement orbital ($\lambda_r/d_{50} = 1.3A_0^*$) et le comportement anorbital ($\lambda_r/d_{50} = 535$).

que les prédicteurs de *Nielsen* (1981) sont de loin les plus performants, en particulier pour prédire la longueur d’onde des rides. Les prédictions sont précises dans le domaine orbital, mais moins dans le domaine anorbital, comme cela sera montré au paragraphe suivant. Le prédicteur de *van Rijn* (1989) se comporte globalement de la même façon, mais il est encore moins précis pour déterminer la hauteur des rides, celle-ci étant toujours largement surestimée par les formules. Quant au prédicteur de *Soulsby and Whitehouse* (2005), contrairement aux deux autres, il est performant dans le domaine anorbital et moins dans le domaine orbital, certainement parce qu’il ne prend pas en compte l’effet de la période adimensionnée.

3.4.3 Identification des Paramètres Clés

Les sections précédentes montrent qu’il est nécessaire de prendre en compte l’effet de la période adimensionnée dans les formules prédisant la taille des rides en fonction de l’hydrodynamique. La figure 3.17 montre la longueur d’onde et la hauteur des rides en fonction de la période adimensionnée, T^* , les valeurs de A_0^* étant différenciées par l’échelle de couleur. La dépendance au nombre T^* est difficile à percevoir : Si la longueur d’onde des rides de type anorbital (proches de la ligne pointillée) ne varie pas du tout en fonction de T^* , ce n’est pas le cas des autres types de rides, leur longueur d’onde augmentant fortement avec T^* pour une valeur fixe de A_0^* . En ce qui concerne la hauteur

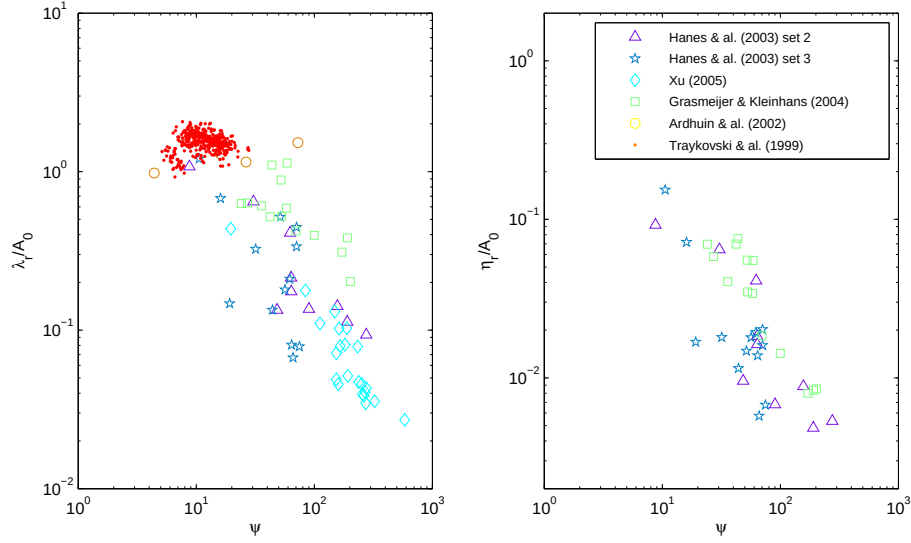


FIG. 3.13 – Longueur d’onde et hauteur des rides adimensionnées par le diamètre médian du sédiment en fonction du nombre de mobilité pour diverses données in-situ récentes de la littérature.

des rides, la tendance est encore plus difficile à analyser car il y a beaucoup moins de données. Il semble cependant que pour des valeurs constantes de A_0^* , la hauteur des rides augmente en fonction de T^* .

Les figures 3.18, 3.19 et 3.20 présentent le diagramme inverse. La longueur d’onde et la hauteur des rides sont représentées en fonction de A_0^* et les niveaux de T^* par l’échelle de couleur. Les formules de *Nielsen* (1981), *van Rijn* (1989) et de *Soulsby and Whitehouse* (2005) sont superposées aux données respectivement sur les trois figures. Ces trois figures permettent de visualiser dans quels domaines les prédictors pêchaient lorsque leur performance a été examinée au paragraphe précédent. En effet, on constate que la construction des prédictors de *Nielsen* (1981) et *van Rijn* (1989) leur permet de décrire les rides orbitales de petite et de grande amplitude car l’amplitude varie en fonction de la période adimensionnée. Ainsi les formules de Nielsen permettent de prévoir la présence des grandes rides orbitales de *Traykovski et al.* (1999). En revanche, ces deux prédictors ne sont pas très performants dans le domaine des rides anorbitales, en particuliers les formules de Nielsen convergent vers des longueurs d’onde paliers pour les rides anorbitales qui ne sont pas visibles dans les données (ou alors avec des paliers nettement moins espacés). Le prédictor de *Soulsby and Whitehouse* (2005) (comme celui de *Wiberg and Harris* (1994)) n’est pas performant dans le domaine orbital du fait de son indépendance à la période adimensionnée. Il est complètement incapable de prédire des rides du type de celles de *Traykovski et al.* (1999). En revanche, dans le domaine anorbital, *Soulsby and Whitehouse* (2005) considèrent que toutes les rides convergent vers une valeur fixe uniquement fonction du diamètre médian du sédiment, ce qui lui

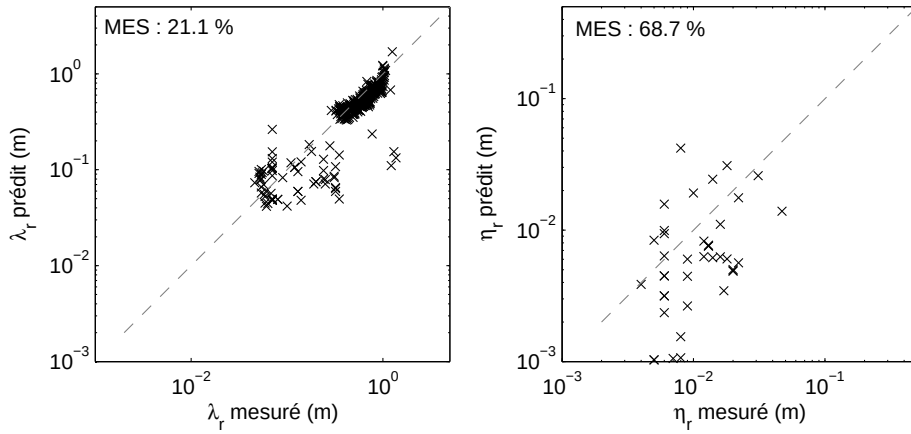


FIG. 3.14 – Comparaison entre les longueurs d’onde et hauteur des rides mesurées et celles prédites par les formules de *Nielsen* (1981) (houle irrégulière) ; l’erreur quadratique moyenne (MES) est indiquée sur la figure.

permet d’approcher de manière plus satisfaisante les longueurs d’onde mesurées. Aucun prédicteur n’est capable d’expliquer la taille des plus grandes rides orbitales observées par *Ardhuin et al.* (2002) et il serait peut-être nécessaire de s’intéresser à la dépendance des rides au nombre de Reynolds qui n’est pris en compte par aucun prédicteur.

Sur l’ensemble de données que *Soulsby and Whitehouse* (2005) ont examinées, le paramètre semblant le plus représentatif du comportement des rides est A_0^* . De plus lorsque la taille des rides est tracée en fonction de ce paramètre, il existe une rupture nette entre le comportement orbital et le comportement anorbital des rides. Cependant, au vu des données provenant de mesures en milieu naturel, le paramètre A_0^* n’est pas suffisant pour décrire complètement le comportement des rides. Cela est particulièrement visible sur les mesures de *Traykovski et al.* (1999) et surtout *Ardhuin et al.* (2002). C’est pourquoi il est important de signaler l’influence de la période adimensionnée T^* sur la taille des rides à l’équilibre. La meilleure stratégie pour élaborer un nouveau prédicteur de rides semble être donc l’utilisation des nombres A_0^* et T^* , et éventuellement Re . Les formules utilisant A_0^* et le nombre de mobilité à la place de la période adimensionnée tiennent compte de deux paramètres indépendants et permettent ainsi une meilleure prédiction de la taille des rides. Ainsi les formules de *Nielsen* (1981) décrivent de façon relativement satisfaisante, au moins qualitativement, le passage du comportement orbital au comportement anorbital et semblent représenter le prédicteur de rides le plus efficace à l’heure actuelle pour des rides rencontrées en milieu naturel. Elles doivent cependant être améliorées dans le domaine anorbital.

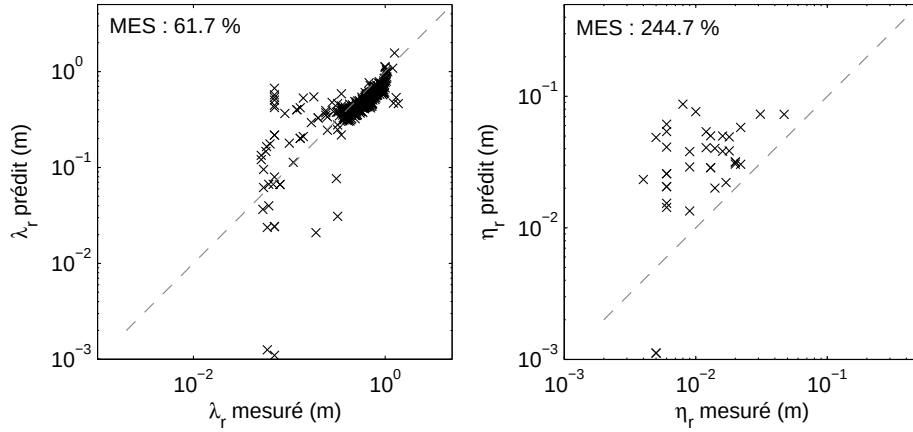


FIG. 3.15 – Comparaison entre les longueurs d’onde et hauteur des rides mesurées et celles prédites par les formules de *van Rijn* (1989) (houle irrégulière); l’erreur quadratique moyenne (MES) est indiquée sur la figure.

3.5 Conclusion, Questionnement et Perspectives

Ce travail d’analyse est préliminaire à l’élaboration éventuelle d’un meilleur prédicteur de rides. D’une manière générale, les prédicteurs actuels décrivent correctement le comportement des rides soumises aux vagues du point de vue qualitatif mais sont très approximatifs du point de vue quantitatif. De plus, à l’heure actuelle, ils semblent mal capturer le point de bifurcation des rides orbitales aux rides anorbitales. Il est important de constater que le prédicteur de *Nielsen* (1981) donne les meilleurs résultats pour les rides observées en milieu naturel. De plus, le fait que cet auteur ait différencié le comportement des rides générées par des vagues régulières ou par des vagues irrégulières montre qu’il est nécessaire de prendre en compte le spectre fréquentiel des vagues, les valeurs de H_s ou U_{rms} n’étant pas suffisantes. En effet, il serait peut-être possible d’élaborer un prédicteur commun à toutes sortes de vagues, à condition de déterminer les caractéristiques des vagues irrégulières qui sont déterminantes dans la génération de rides. Par exemple *Scheibye-Knudsen et al.* (2005) ont trouvé des formules dépendant de la plus grande amplitude d’un train de vagues après avoir effectué des mesures en laboratoire avec des amplitudes complexes.

L’élaboration de la base de données sur les rides est une étape fastidieuse mais nécessaire et doit être poussée plus avant. En particulier, il serait nécessaire d’obtenir un plus grand nombre de données dans le domaine anorbital pour définir clairement si la longueur d’onde dans ce domaine est dépendante de la période adimensionnée ou non, la formule empirique $\lambda_r = 535d_{50}$ établie par *Wiberg and Harris* (1994) semblant être la plus juste pour l’ensemble des données rassemblées jusqu’à présent.

Les causes du passage du comportement orbital au comportement anorbital des

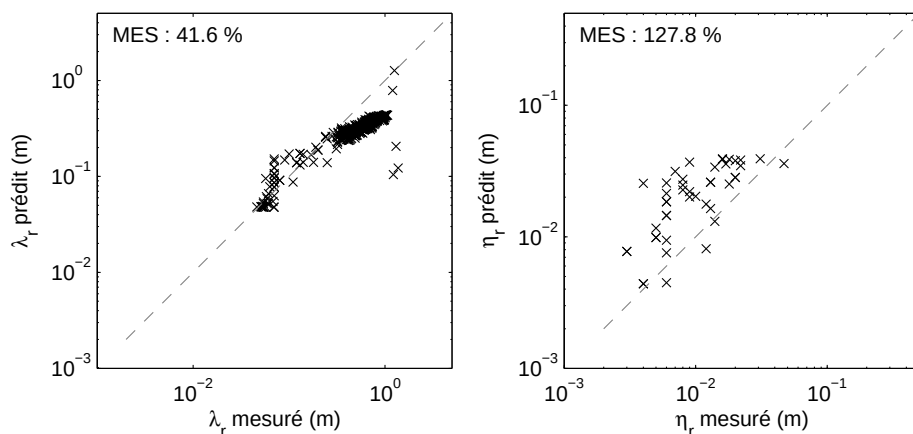


FIG. 3.16 – Comparaison entre les longueurs d’onde et hauteur des rides mesurées et celles prédites par les formules de *Soulsby and Whitehouse* (2005) (houle irrégulière); l’erreur quadratique moyenne (MES) est indiquée sur la figure.

rides sont assez peu connues. Selon *Traykovski et al.* (1999) cela pourrait provenir de l’importance relative du flux de sédiment en suspension. En effet, la mise en suspension du sédiment lui permet de passer au dessus des crêtes et l’autorise ainsi à se redéposer dans l’espace situé entre deux autres rides. En revanche, comme cela sera décrit dans le chapitre 6, le sédiment charrié est poussé vers la crête des rides par les bulles de recirculation situées entre les crêtes. Les rides s’écartent ainsi les unes des autres jusqu’à arriver à saturation lorsque la crête s’écroule, ayant atteint l’angle limite de stabilité du sédiment. Le flux de sédiment en suspension est beaucoup plus important lorsque T^* est faible pour une valeur fixe de A_0^* . Cela expliquerait pourquoi la période adimensionnée est un paramètre qui décale le point de bifurcation du comportement orbital au comportement anorbital.

Afin de répondre à ces questions, la suite de ce travail s’est tournée vers la simulation numérique avec le modèle Dune2D. Il existe beaucoup de possibilités d’interactions entre Dune2D et la base de données. La base de données permettra de valider les résultats du modèle concernant la géométrie des rides. Par ailleurs, le modèle peut compléter la base de données par le résultat de calculs concernant des conditions rarement mesurées. La simulation numérique permet également d’observer les processus de formation et d’évolution des rides au niveau local. De plus le modèle pourrait nous permettre de calculer l’énergie dissipée lors du passage des vagues sur les rides. En intégrant cette information dans des formules empiriques de prédiction des rides, cela permettrait de concevoir un modèle simple de propagation de la houle sur le plateau continental prenant en compte la formation de rides et la dissipation d’énergie qu’elles entraînent.

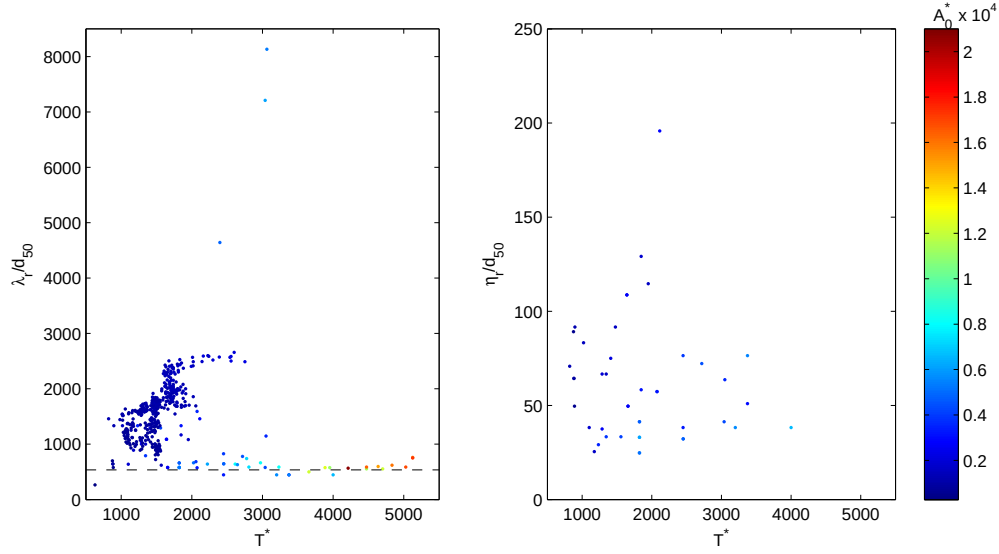


FIG. 3.17 – Longueur d’onde et hauteur des rides adimensionnées par le diamètre médian du sédiment en fonction de T^* et de A_0^* (échelle de couleurs) pour des données in-situ récentes de la littérature; la ligne pointillée représente le comportement anorbital ($\lambda_r/d_{50} = 535$).

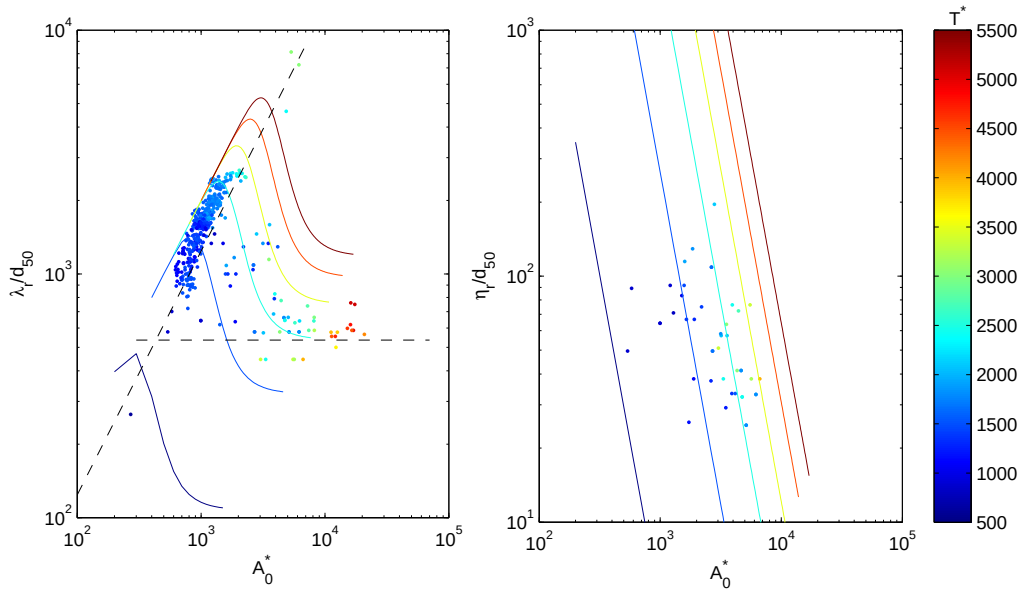


FIG. 3.18 – Longueur d’onde et hauteur des rides adimensionnées par le diamètre médian du sédiment en fonction de l’excursion orbitale des vagues adimensionnée par le diamètre médian du sédiment et de la période adimensionnée (échelle de couleurs) pour un ensemble de données in-situ récentes de la littérature; superposition des courbes de *Nielsen* (1981) pour des vagues irrégulières.

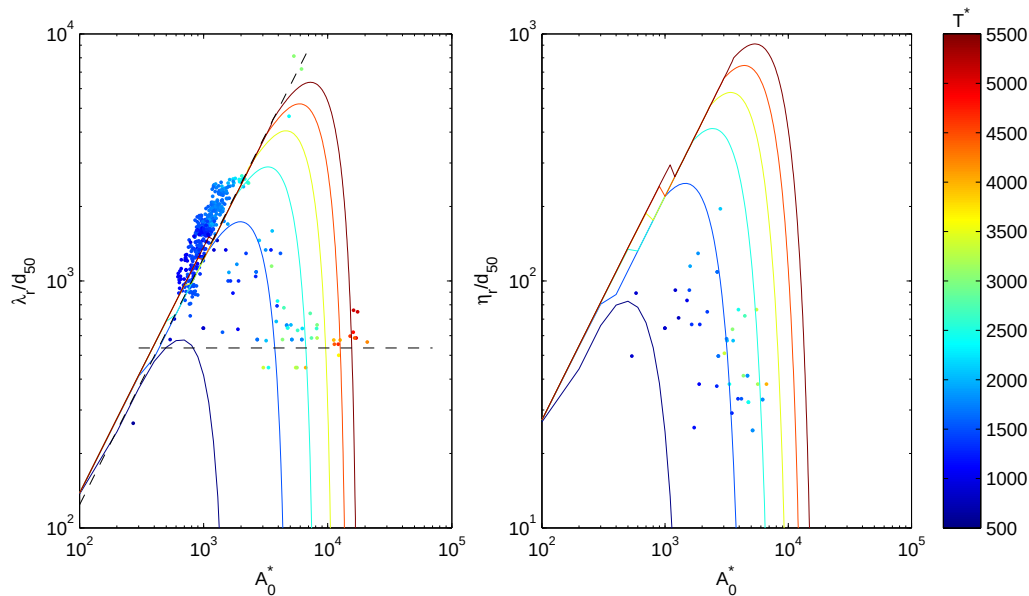


FIG. 3.19 – Longueur d’onde et hauteur des rides adimensionnées par le diamètre médian du sédiment en fonction de l’excursion orbitale des vagues adimensionnée par le diamètre médian du sédiment et de la période adimensionnée (échelle de couleurs) pour un ensemble de données in-situ récentes de la littérature ; superposition des courbes de *van Rijn* (1989).

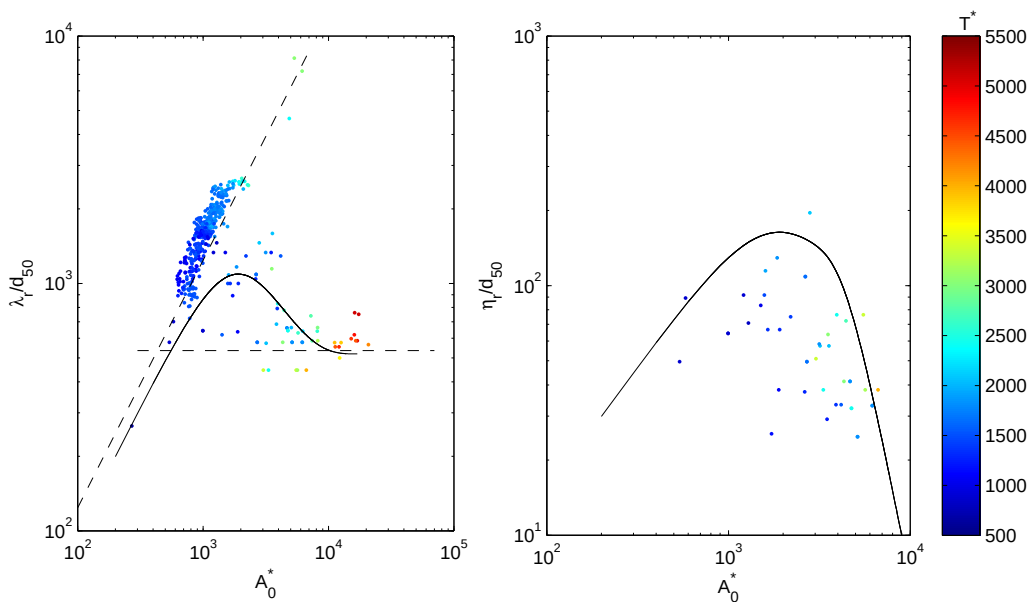


FIG. 3.20 – Longueur d’onde et hauteur des rides adimensionnées par le diamètre médian du sédiment en fonction de l’excursion orbitale des vagues adimensionnée par le diamètre médian du sédiment et de la période adimensionnée (échelle de couleurs) pour un ensemble de données in-situ récentes de la littérature ; superposition des courbes de *Soulsby and Whitehouse* (2005).

Chapitre 4

Modèle Hydro-Sédimentaire de Couche Limite : le Code Dune2D

Le code de calcul Dune2D a été utilisé afin de simuler l'écoulement et le transport sédimentaire dans la couche limite liée aux vagues. Ce code a été créé par *Tjerry* (1995) au sein de l'équipe de Jörgen Fredsøe à l'université Technique du Danemark. Dune2D était initialement conçu pour simuler les écoulements au dessus de dunes dans les rivières alluviales mais, par la suite, il a été adapté à d'autres problématiques. En particulier, le développement le plus intéressant dans le cadre de notre étude concerne la possibilité d'introduire dans le modèle un forçage périodique et ainsi, de simuler l'action des vagues sur le fond. Ce développement a été effectué par *Andersen* (1999), au cours de sa thèse de doctorat. *Foster et al.* (In review) du Coastal Sediment Transport Laboratory de l'université de l'état d'Ohio a également effectué une modification de Dune2D permettant d'introduire comme forçage un enregistrement de vagues réelles, permettant ainsi une comparaison directe des résultats du code et des mesures expérimentales. Dune2D possède un module de transport sédimentaire permettant de calculer le flux de sédiment charrié et en suspension. Ces flux sont couplés à l'évolution du fond dans un module morphodynamique mais celui-ci comporte des défauts. Ce chapitre présente la structure de Dune2D et montre sur un cas test l'inadéquation du module morphodynamique en place pour la simulation de rides à tourbillons. Dans le chapitre 5 le nouveau module morphodynamique développé durant cette thèse sera présenté, il est applicable à Dune2D et permet de simuler la formation et l'évolution des rides.

4.1 Structure du Code

Dune2D est composé de trois modules principaux :

- Le module hydrodynamique résolvant les équations de Navier-Stokes dans la couche limite,
- le module de transport sédimentaire calculant le flux de sédiment transporté par charriage ainsi que la concentration et le flux de sédiment en suspension,

- le module morphologique résolvant l'équation de conservation du sédiment afin d'actualiser la forme du fond.

La figure 4.1 représente l'agencement des modules de Dune2D. Les modules hydrodynamique et de transport sédimentaire sont appelés à chaque pas de temps Δt_{hydro} . Les flux de sédiment sont transmis au module morphologique pour le calcul de la nouvelle forme de fond $h(x)$ à chaque pas de temps morphologique Δt_{morpho} . La nouvelle forme de fond sert alors de base à la suite des calculs hydrodynamiques. Les pas de temps hydrodynamique et morphodynamique doivent chacun obéir à leur propre condition CFL, et l'écart entre les deux est considéré suffisant pour que l'hydrodynamique se soit adaptée au changement de morphologie.

4.2 Équations et Modélisation

4.2.1 Hydrodynamique

L'écoulement dans Dune2D est obtenu par la résolution dans la couche limite des équations de Reynolds (RANS) en deux dimensions. La couche limite des vagues étant très mince, l'écoulement est résolu dans une hauteur d'eau arbitraire D assez grande pour ne pas avoir d'influence sur l'écoulement. Les inconnues sont les composantes de la vitesse moyenne U_i et U_j selon les deux directions $x_i = x$ et $x_j = z$. Les petites échelles de la turbulence sont prises en compte en utilisant la décomposition de Reynolds, $u'_i = u_i - U_i$ et les équations de conservation la masse et de la quantité de mouvement deviennent :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S_{ij} + \tau_{ij}) \quad (4.2)$$

où P est la pression, S_{ij} tenseur des taux de déformation : $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$, et τ_{ij} le tenseur des contraintes de Reynolds :

$$\tau_{ij} = -\overline{u'_j u'_i} = 2\nu_T S_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (4.3)$$

avec k l'énergie cinétique turbulente et ν_T la viscosité turbulente.

La turbulence est résolue par le modèle de fermeture $k-\omega$ de Wilcox (1988) qui est plus adapté que le modèle $k-\epsilon$ aux problèmes de forts gradients de pression comme on peut en rencontrer au niveau de la crête des rides où un décollement des lignes de courant est observé. Ce modèle de turbulence est également bien adapté lorsqu'une condition de non glissement est appliquée aux murs or pour ces écoulements de couche limite, c'est la condition qui est appliquée au fond. Ainsi la viscosité turbulente est $\nu_T = \gamma^* k / \omega$ où, pour le calcul de la turbulence, l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation

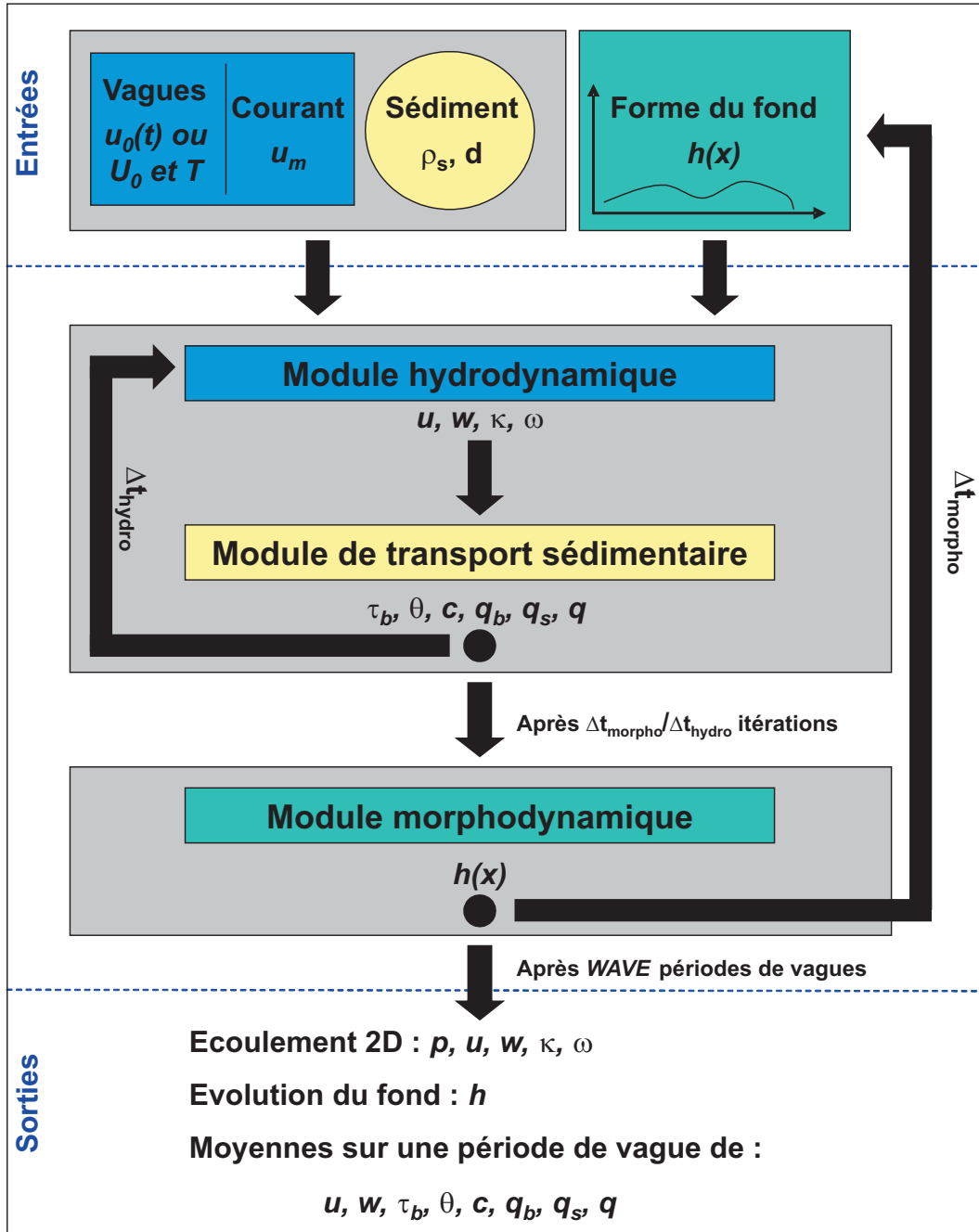


FIG. 4.1 – Structure du code de calcul Dune2D.

turbulente ω sont calculées par les équations suivantes :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma^* \nu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma \nu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ + \gamma \frac{\omega}{k} \left(-\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \beta \omega^2. \end{aligned} \quad (4.5)$$

avec β , β^* , σ , σ^* , γ , et γ^* des coefficients de fermeture.¹

Les équations sont discrétisées par une méthode de volumes finis en utilisant un schéma ISNAs. La pression est calculée implicitement par un algorithme PISO (Pressure Implicit Splitting of Operators). Le forçage oscillant est imposé par l'intermédiaire d'un terme supplémentaire dans les équations de conservation (4.2). Ce terme est imposé sur la totalité du domaine, le courant moyen étant obtenu par itération en utilisant un algorithme de PID-control. Ainsi un grand nombre d'oscillations est nécessaire pour que le système soit en équilibre avec le forçage, le courant moyen obtenu étant celui demandé.

Plusieurs études de l'hydrodynamique au dessus de formes sédimentaires ont été effectuées avec Dune2D. *Tjerry* (1995) qui a écrit la base du programme s'en est servi pour simuler l'écoulement au dessus de dunes dans des rivières alluviales. En ce qui concerne les rides à tourbillon, les travaux de d'Andersen, initiés durant sa thèse, sont les plus intéressants (*Andersen*, 1999; *Andersen and Fredsøe*, 1999; *Andersen and Lohmann*, 2000; *Andersen et al.*, 2001; *Andersen and Faraci*, 2003). *Fredsøe et al.* (1999) a également étudié l'interaction vagues-courant au dessus de rides avec Dune2D et *Chang and Hanes* (2004) ont utilisé Dune2D pour simuler l'écoulement au dessus de rides à grande longueur d'onde.

Application : Écoulement au dessus d'une ride triangulaire

La figure 4.2 montre la vitesse et la vorticité d'un écoulement simulé au dessus d'une ride idéalisée de forme triangulaire à différents instants d'une période de vague, le courant moyen imposé étant nul. Le décollement des lignes de courant à la crête de la ride entraîne une zone de recirculation en aval de la crête à l'aller et au retour du courant.

L'enregistrement des vitesses instantanées dans la colonne d'eau permet de retracer les profils verticaux des vitesses, au dessus du fond. Par exemple la figure 4.3 montre la comparaison entre les profils de la vitesse horizontale instantanée calculés au dessus d'un fond plat durant une période de vague avec ceux calculés au dessus de la crête et

¹Le taux de dissipation turbulente ω est lié à la dissipation turbulente ϵ utilisée dans les modèles k - ϵ par la relation $\omega = \epsilon / \beta^* k$.

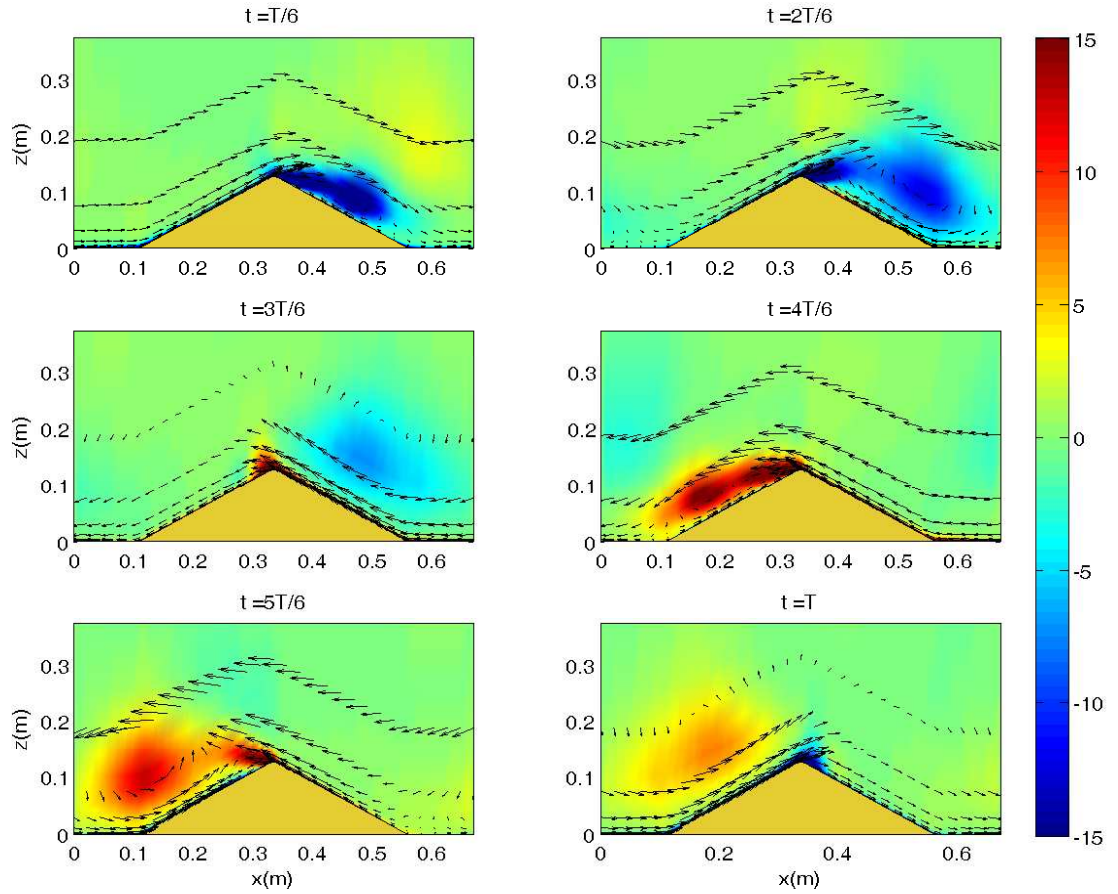


FIG. 4.2 – Champ de vitesse (vecteurs) et de vorticité (niveaux de couleur) en s^{-1} simulé par Dune2D au dessus d'une ride triangulaire durant une période de vague; $U_0 = 0.5$ cm/s, $T = 6$ s, $U_m = 0.0$ cm/s.

du creux de la ride triangulaire représentée figure 4.2. La condition aux limites droite et gauche est une condition de cyclicité pour traduire la périodicité du phénomène. Le profil de vitesse mesuré sur la crête de la ride n'est pas symétrique car il a été enregistré au niveau de la maille située du côté droit de la crête. La comparaison de ces trois profils montre que l'épaisseur de la couche limite au dessus de la ride triangulaire est de l'ordre de 20 à 50 centimètres alors qu'elle n'est que de 3 à 4 centimètres au dessus d'un fond plat. Cela montre la très grande influence des rides sur la couche limite. De plus, il est remarquable de constater l'accélération due à la crête de la ride, la vitesse horizontale maximale atteignant une valeur double de celle imposée au sommet de la couche limite. Cette accélération a évidemment une influence sur le transport sédimentaire au niveau de la crête, ce qui montre la complexité du phénomène de création des rides, les rides ayant une rétro-action sur le courant qui les a créées.

4.2.2 Transport sédimentaire

Le transport sédimentaire par charriage et par suspension sont tous deux intégrés dans Dune2D. Le charriage est calculé par l'intermédiaire d'une formule empirique basée sur la différence entre le nombre de Shields et le nombre de Shields critique. Le flux de sédiment en suspension est obtenu par l'intégration de la concentration en sédiment sur la colonne d'eau, celle-ci étant calculée par une équation de transport.

Transport par charriage

Le charriage est calculé par la formule de *Meyer-Peter and Müller* (1948) lorsque le nombre de Shields est petit ou par la formule de *Engelund and Fredsøe* (1976) lorsqu'il est plus important. Ces deux formules sont basées sur la différence entre le nombre de Shields θ et le nombre de Shields critique θ_c mais la formule de *Engelund and Fredsøe* (1976) y ajoute une composante probabiliste. Dans Dune2D, le nombre de Shields critique est corrigé par un facteur de pente comme montré équation (2.24). Ainsi, $\theta_{c\alpha} = \theta_c$ lorsque la pente est nulle et $\theta_{c\alpha} = 0$ lorsque la pente est égale à l'angle limite de stabilité.

La formule de *Meyer-Peter and Müller* (1948) est généralement utilisée lorsque $\theta < 1$. Le flux de sédiment charrié q_b est obtenu par l'équation :

$$\begin{aligned} q_b(x, t) &= 8 (\theta(x, t) - \theta_{c\alpha}(x))^{\frac{3}{2}} & \text{si } \theta(x, t) > \theta_{c\alpha}(x) \\ q_b(x, t) &= 0 & \text{sinon} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Lorsque $\theta > 1$, la formule de *Engelund and Fredsøe* (1976) est généralement employée :

$$\begin{aligned} q_b(x, t) &= 5n \left(\sqrt{\theta(x, t)} - 0.7\sqrt{\theta_{c\alpha}(x)} \right) & \text{si } \theta(x, t) > \theta_{c\alpha}(x) \\ q_b(x, t) &= 0 & \text{sinon} \end{aligned} \quad (4.7)$$

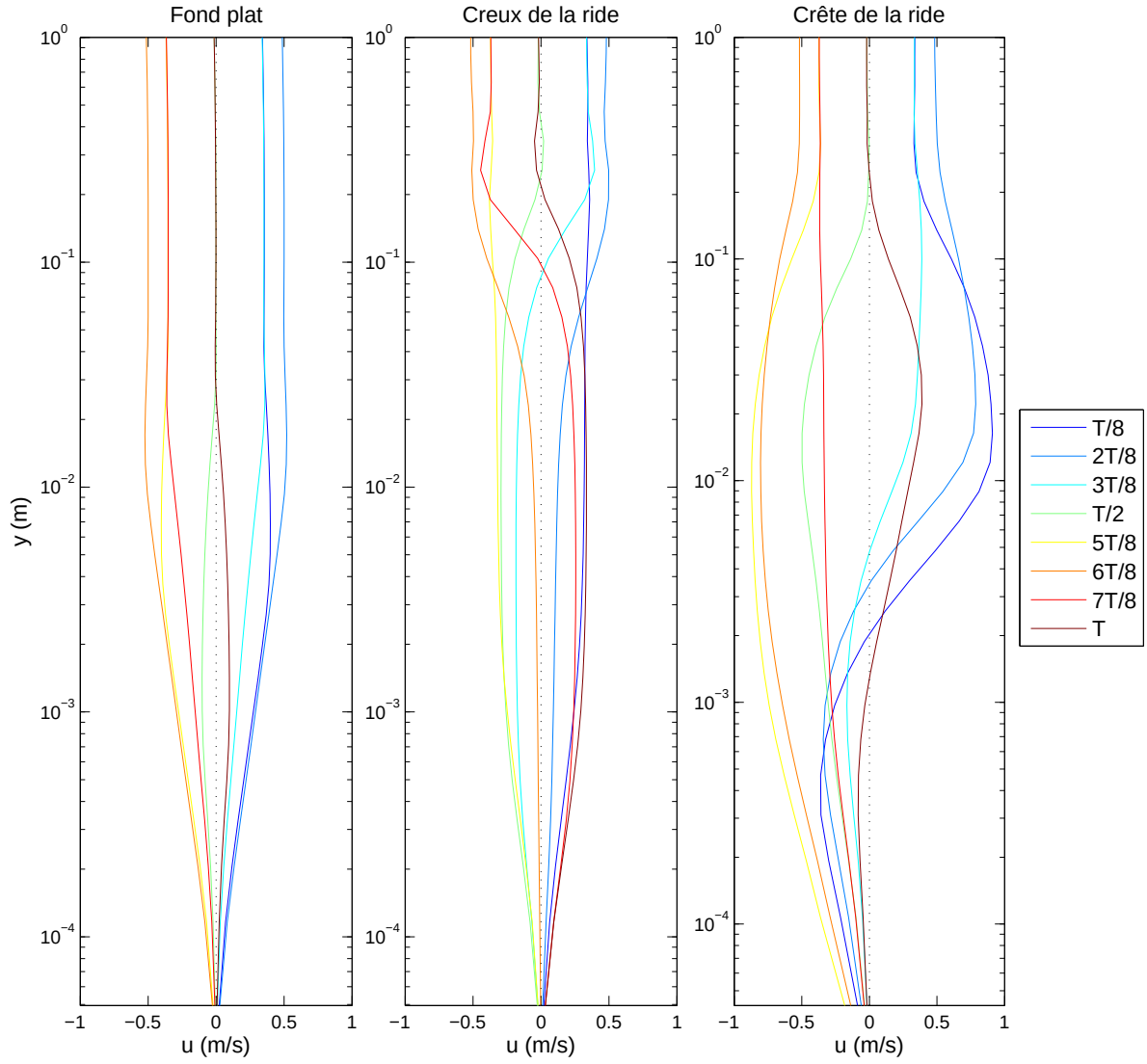


FIG. 4.3 – Comparaison entre les profils de vitesse instantanée sur une période de vague calculés au dessus d'un fond plat, du creux et de la crête d'une ride triangulaire ; $U_0 = 0.5$ cm/s, $T = 6$ s, $U_m = 0.0$ cm/s.

où n est la fraction des particules se trouvant potentiellement dans la couche supérieure du fond, c'est à dire le nombre de particules susceptibles d'être mises en mouvement. D'après *Fredsøe and Deigaard* (1992), n est obtenu par la formule :

$$n(x, t) = \left[1 + \left(\frac{\frac{\pi}{6}\mu_d}{\theta(x, t) - \theta_{c\alpha}(x)} \right)^4 \right]^{-\frac{1}{4}} \quad (4.8)$$

avec μ_d , la friction dynamique au fond.

Transport par suspension

La concentration de matière en suspension c est obtenue par la résolution d'une équation de transport dans le fluide :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = \frac{\partial w_s c}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_T \frac{\partial c}{\partial x_j} \right), \quad (4.9)$$

où w_s est la vitesse de sédimentation définie par l'équation (2.23). L'équation (4.9) nécessite une concentration de référence comme condition à la limite au fond. Il existe trois différents modèles de calcul de la concentration au fond c_b implémentés dans Dune2D. *Natoo* (2003) a effectué une étude comparative des ces trois modèles, par comparaison avec des mesures in-situ recueillies lors de la campagne SandyDuck. Son travail montre que les modèles de *Engelund and Fredsøe* (1976) et de *Zyserman and Fredsøe* (1994) sont appropriés lorsque l'hydrodynamique est peu énergétique, avec un nombre de Shields maximal inférieur à 2. Au contraire, le modèle de *Smith and Sleath* (1977) est mieux adapté aux cas pour lesquels l'hydrodynamique est plus énergétique. La méthode de *Engelund and Fredsøe* (1976) est également basée sur la fraction n de particules susceptibles d'être mises en suspension :

$$c_b = \frac{c_0}{(1 + 1/\lambda)^3} \quad (4.10)$$

où λ est défini comme étant la concentration linéaire, c'est à dire d/λ est l'espace moyen entre les particules. La concentration linéaire est évaluée par la formule :

$$\lambda = \left(\frac{\theta - \theta_{c\alpha} - \frac{\pi n \mu_d}{6}}{0.027 s \theta} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.11)$$

où $s = \rho_s/\rho$ est la densité relative du sédiment.

La formule *Smith and Sleath* (1977) donne directement la concentration de sédiment au fond :

$$c_b = 0.65 \frac{\gamma_0 S_0}{1 + \gamma_0 S_0} \quad (4.12)$$

$$S_0 = \frac{\theta - \theta_{c\alpha}}{\theta_{c\alpha}}$$

avec γ_0 la constante empirique estimée à 2.4×10^{-3} pour correspondre aux valeurs expérimentales de *Smith and Sleath* (1977).

La formule de *Zyserman and Fredsøe* (1994) a été calculée de manière entièrement empirique à partir d'un jeu de données en partant du postulat que la variable principale est l'écart entre le nombre de Shields et le nombre de Shields critique. La concentration est obtenue en appliquant la formule :

$$c_b = \frac{0.331 (\theta - \theta_{c\alpha})^{1.75}}{1 + \frac{0.331}{0.46} (\theta - \theta_{c\alpha})^{1.75}} \quad (4.13)$$

Le flux de sédiment en suspension est obtenu par l'intégration sur la colonne d'eau du flux horizontal de concentration en sédiment :

$$q_s(x, t) = \int_{h(x,t)}^D c(x, z, t) u(x, z, t) dz. \quad (4.14)$$

Le travail de *Nichols* (2005) apporte plus d'informations sur le transport sédimentaire au dessus d'un fond plat, simulé avec Dune2D. Elle a étudié l'évolution de la concentration en sédiment au dessus d'un fond plat soumis à un courant oscillatoire en plus d'un courant moyen. Dune2D a permis le calcul des profils de vitesse et de concentration pour différentes valeurs de U_0 , de U_m et de l'angle entre les deux courants.

Application : Transport sédimentaire au dessus d'une ride triangulaire

Le calcul du transport sédimentaire au dessus d'une ride triangulaire permet de dégager les difficultés propres à l'étude des rides. La figure 4.4 montre l'évolution de la concentration en sédiment en relation avec le champ de vitesses à quatre instants d'une demi-période de vague (le phénomène étant symétrique durant l'autre demi-période de vague) au dessus d'une ride triangulaire soumise aux même forçage que dans la figure 4.2 montrée précédemment. Le flux de sédiment charrié est calculé par la formule de *Meyer-Peter and Müller* (1948) et le modèle de suspension utilisé est celui de *Engelund and Fredsøe* (1976). Le pic de concentration se situe au niveau de la zone de mise en suspension, c'est dire à la crête de la ride. C'est dans cette zone que la tension de cisaillement est la plus importante, en particulier lorsque le courant près du fond est fort (voir figure 4.3), c'est à dire surtout durant le premier tiers d'une période de vague (règle des douzièmes pour un mouvement sinusoïdal). Le sédiment est ensuite piégé dans la bulle de recirculation puis transporté avec celle-ci.

La figure 4.4 montre également les flux de sédiment charrié et en suspension au dessus d'une ride triangulaire soumise aux même forçage. Le flux de sédiment charrié est facile à interpréter. Il présente un saut important au niveau de la crête de la ride. Cette discontinuité est engendrée par le courant de retour de la bulle de recirculation. Les vitesses au fond, à gauche et à droite de la crête, convergent vers la crête et entraînent une discontinuité selon x de la tension de cisaillement et donc du nombre de Shields.

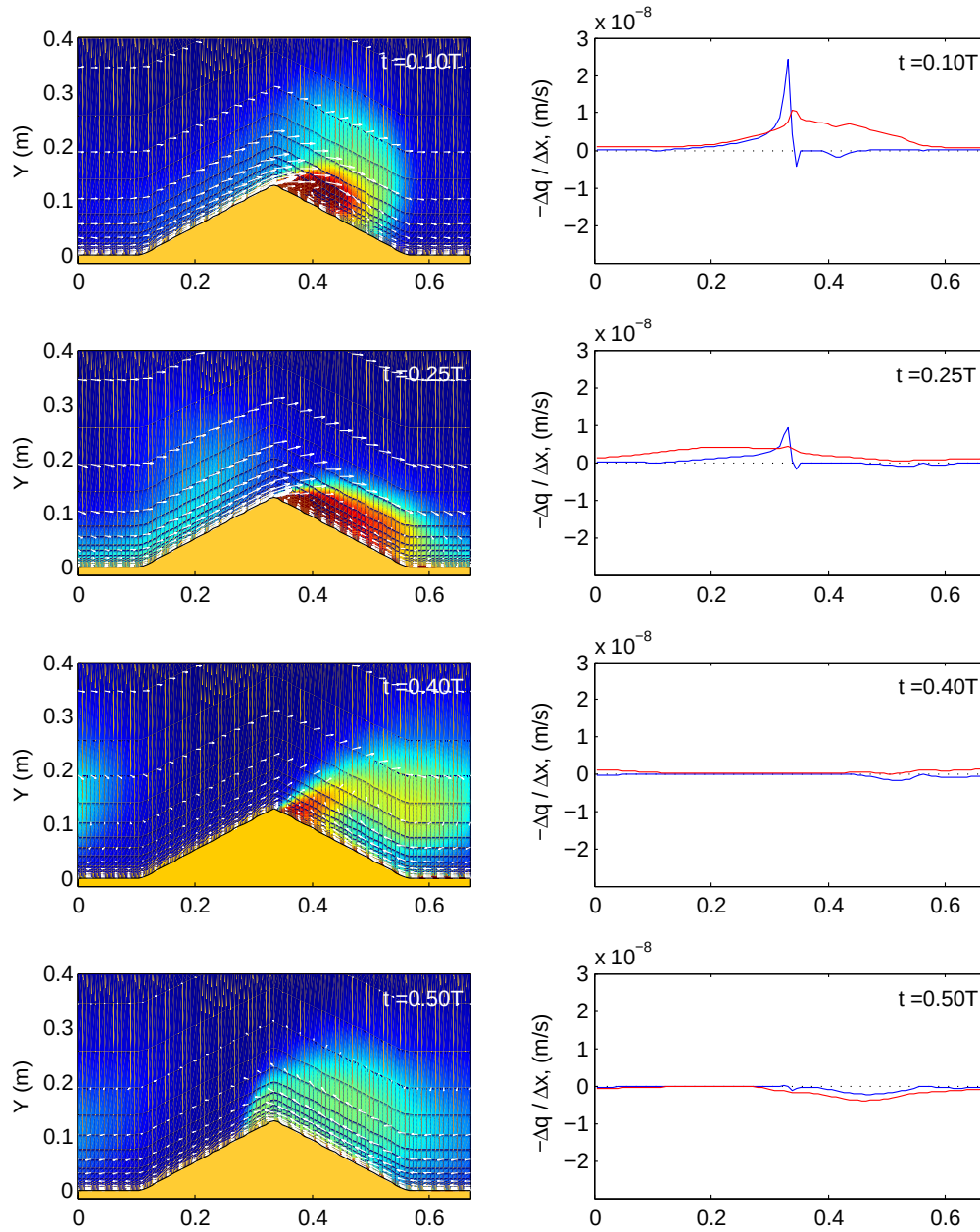


FIG. 4.4 – Flux de sédiment charrié et en suspension (à droite) au dessus d’une ride triangulaire en relation avec les champs de vitesses et de concentration (à gauche) à quatre instants d’une demi période de vague ; le flux de sédiment charrié est en bleu et le flux de sédiment en suspension est en rouge ; les niveaux de concentration varient de 0 à 15 g/l ; $U_0 = 50$ cm/s, $T = 6$ s, $U_m = 0.0$ cm/s.

En ce qui concerne le flux de sédiment en suspension, l'intégrale sur la colonne d'eau du flux local de concentration rend difficile le parallèle entre la visualisation spatiale de la concentration en sédiment et le flux intégré. A l'instant $t = 0.1T$, le sédiment est arraché à la crête de la ride puis transporté vers l'aval, la bulle de recirculation étant encore trop petite pour le piéger, ce qui entraîne un flux global important de gauche à droite. Par la suite, le sédiment est majoritairement piégé dans la bulle de recirculation, le courant au sommet de la bulle compensant celui au bas de la bulle, et le bilan de flux global sur la colonne d'eau devient peu important. Seuls des faibles flux de sédiment en suspension sont alors visibles, ils sont situés dans les zones non affectées par la bulle de recirculation.

La figure 4.5 montre le bilan des flux sédimentaires sur une période de vague. Le pic de flux de sédiment charrié est très nettement visible au niveau de la crête de la ride alors que le bilan global de sédiment en suspension paraît avoir une influence moins importante. *Andersen* (1999) montre que suivant les valeurs du rapport entre le nombre de Shields et la vitesse de chute du sédiment, θ/w_s , le charriage ou la suspension deviennent alternativement les processus dominants. Le flux total de sédiment est la somme du flux de sédiment charrié et du flux de sédiment en suspension. Le pic de flux total au niveau de la crête est à l'origine du maintien, voire de la croissance de la ride, le sédiment étant transporté du creux vers la crête de la ride en permanence. Ainsi la ride semble pouvoir s'accroître à l'infini et il est déjà possible de supposer que ce sont les mécanismes d'éboulement qui vont empêcher cette croissance et conduire à un équilibre du système.

4.2.3 Morphodynamique

Le choix des formulations utilisées pour le charriage et la suspension est très important car les flux résultants sont utilisés pour calculer l'évolution de la morphologie du fond. En effet, le mouvement du fond est le résultat d'un bilan de flux sur chaque maille. Le mouvement de la hauteur du fond h est calculé par l'équation de conservation du sédiment :

$$\frac{\partial h(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial q(x, t)}{\partial x} = 0 \quad (4.15)$$

avec q le flux total de sédiment :

$$q(x, t) = \frac{1}{1 - p} (q_b(x, t) + q_s(x, t)) \quad (4.16)$$

où p est la porosité du fond.

La simplicité de cette équation de conservation n'est qu'apparente. En effet, le gradient de flux important situé au niveau de la crête des rides s'apparente à un choc et entraîne l'explosion de la plupart des schémas numériques (*Johnson and Zyserman*, 2002). De plus, l'effet de seuil présent lorsque le nombre de Shields est inférieur au nombre

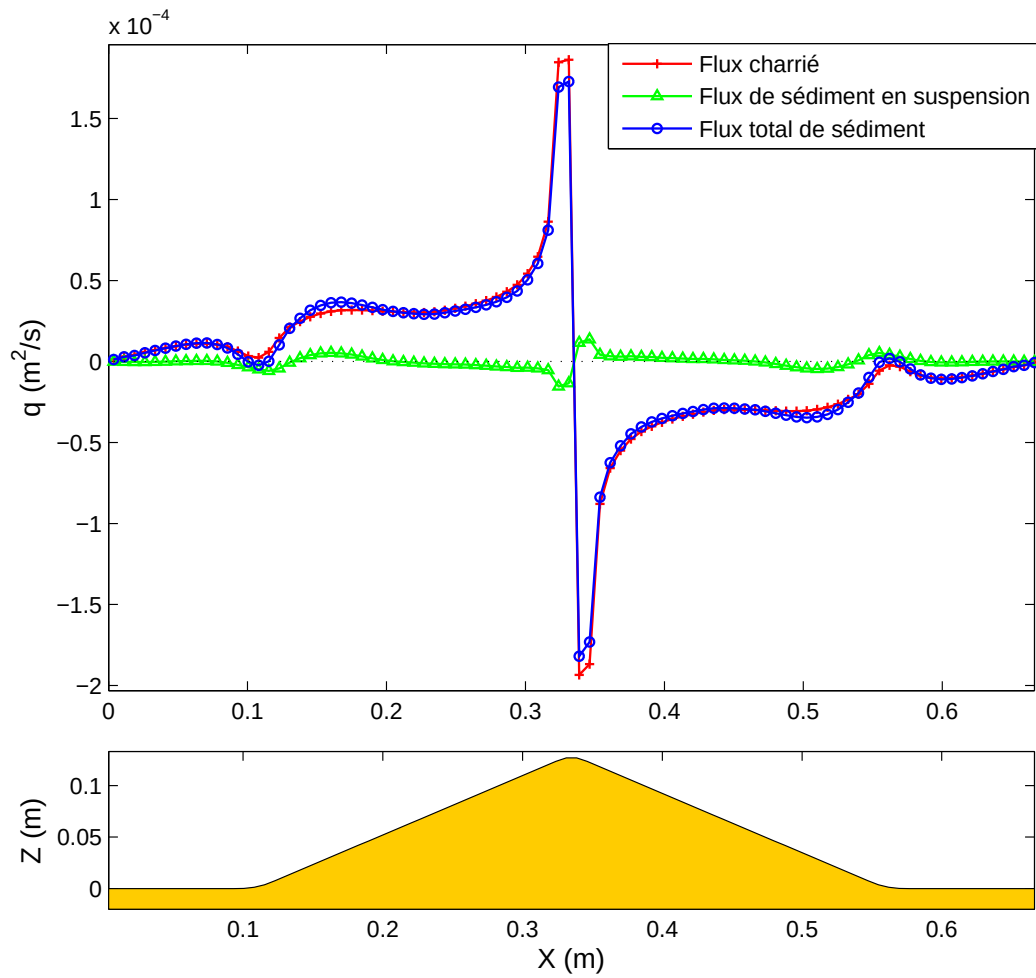


FIG. 4.5 – Flux de sédiment charrié, en suspension et flux total moyennés sur une période de vague au dessus d'une ride théorique triangulaire; $U_0 = 50$ cm/s, $T = 6$ s, $U_m = 0.0$ cm/s.

de Shields critique génère d'autres sauts du flux de sédiment charrié (et donc du flux total de sédiment) qui entraînent également des instabilités numériques. Une contribution importante de ce travail de thèse a été de mettre au point un module morphologique capable de résoudre cette équation, en particulier dans le cadre de la morphodynamique des rides à tourbillons.

4.3 Limitations de l'Ancien Module Morphodynamique de Dune2D

Dans le code Dune2D qui a été mis à notre disposition, l'équation (4.15) est résolue par un schéma QUICK de *Leonard* (1991). La morphologie est actualisée tous les MOIT (MOOrphological ITeration) pas de temps de l'hydrodynamique en utilisant les flux instantanés. MOIT est une clé définie dans le fichier de commande du programme, de valeur 10 par défaut. La figure 4.6 montre l'évolution de la ride triangulaire étudiée à la section précédente lorsque l'ancien module morphodynamique est activé. Les mesures expérimentales montrent généralement une oscillation régulière de la crête des rides, visible par exemple dans les expériences de *Rousseaux* (2003). Or sur la figure, des oscillations parasites du schéma se développent au niveau de la crête et génèrent des perturbations non physiques du même ordre de grandeur que le phénomène observé.

Pour compenser les oscillations dues au saut de flux à la crête des rides, un lissage des flux peut être effectué avant chaque actualisation de la morphologie du fond. Le lissage mis en œuvre est une moyenne centrée sur trois mailles :

$$q(x_i) = 0.25 (q(x_{i-1}) + 2q(x_i) + q(x_{i+1}))$$

et la clé QSMO définit le nombre de fois que ce lissage est effectué avant chaque calcul morphologique. La figure 4.7 montre le même résultat que la figure 4.6 lorsque les flux sont lissés 5 fois et la figure 4.8 lorsqu'ils sont lissés 10 fois. La comparaison entre ces trois figures montrent que bien que le lissage des flux améliore le mouvement de la crête de la ride, les oscillations sont toujours importantes et masquent le phénomène observé. De plus, le lissage a une influence sur le résultat et empêcherait des petites rides de se développer, son but étant justement de gommer les oscillations de petite amplitude.

Ces mauvais résultats montrent que le schéma numérique employé n'est pas adapté à l'étude des rides. En effet il présente deux limitations majeures :

- Le schéma QUICK de *Leonard* (1991) est un schéma hyperbolique upwind. Il est généralement appliqué pour résoudre une équation hyperbolique dont la célérité est connue, de manière à permettre un décalage du schéma vers l'amont. Or ici, la vitesse de propagation du fond est inconnue et le schéma est appliqué en supposant que le signe de la célérité est le même que le sens du flux. Cette méthode peut suffire dans certains cas mais elle n'est pas adaptée en présence

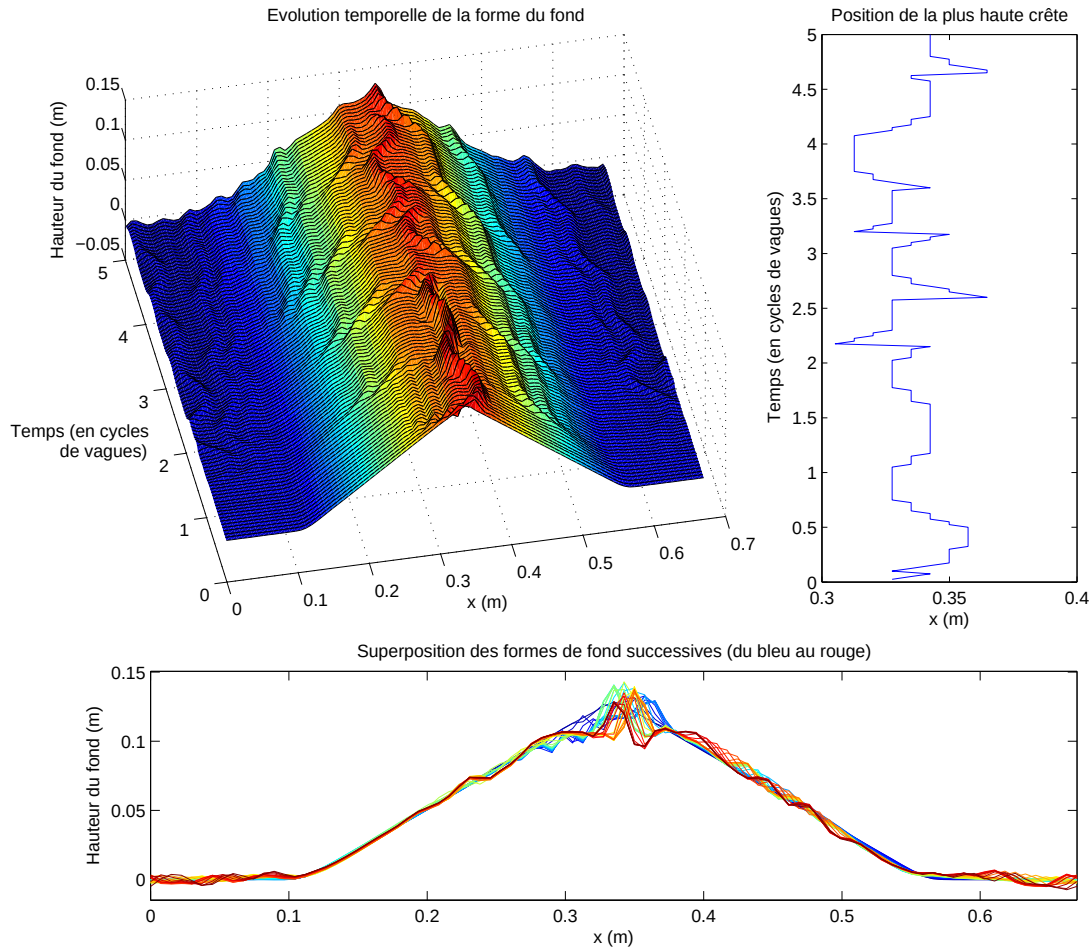


FIG. 4.6 – Évolution d’une ride théorique triangulaire soumise à un courant oscillant calculé avec le schéma QUICK tel qu’il était implémenté initialement dans Dune2D, sans lissage des flux. $U_0 = 50$ cm/s, $T = 6$ s, $U_m = 0.0$ cm/s.

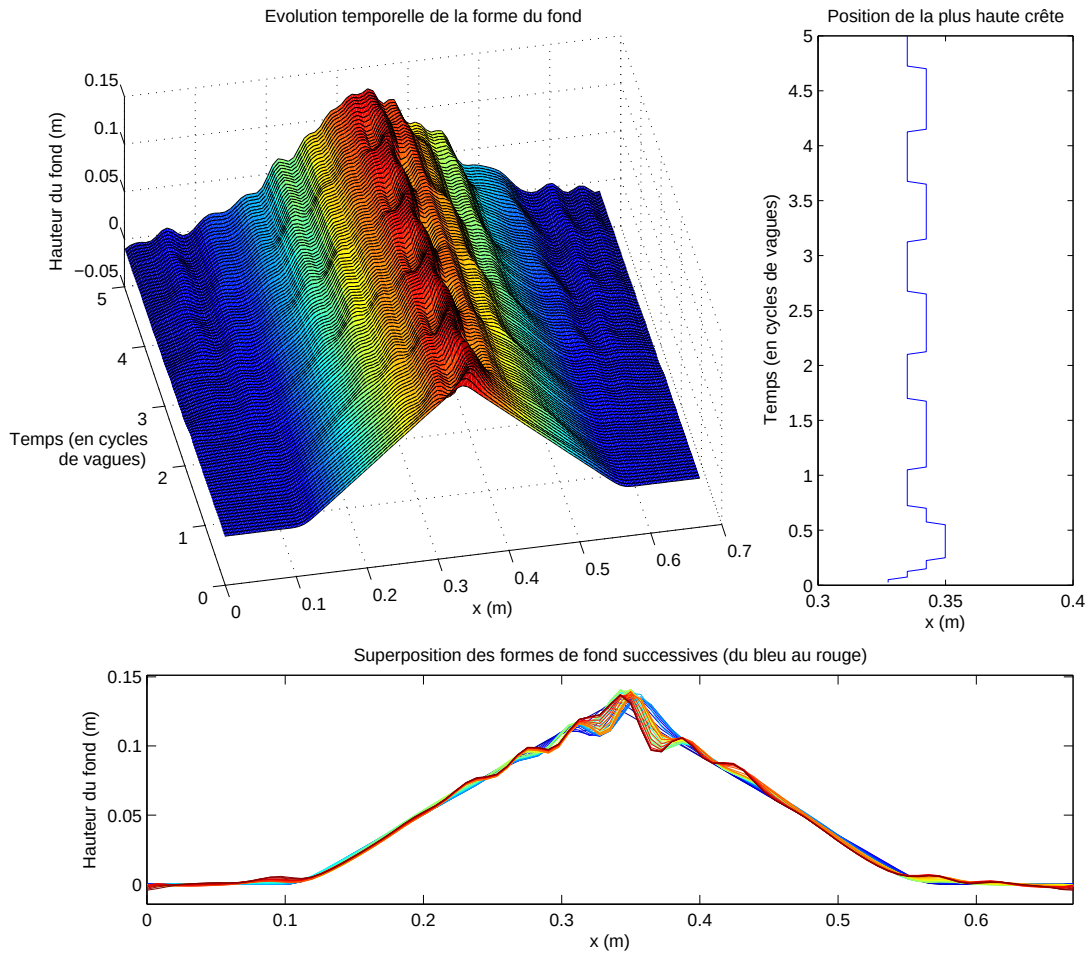


FIG. 4.7 – Évolution d'une ride théorique triangulaire soumise à un courant oscillant calculé avec le schéma QUICK tel qu'il était implémenté initialement dans Dune2D, les flux étant lissés 5 fois avant chaque calcul morphologique; $U_0 = 50$ cm/s, $T = 6$ s, $U_m = 0.0$ cm/s.

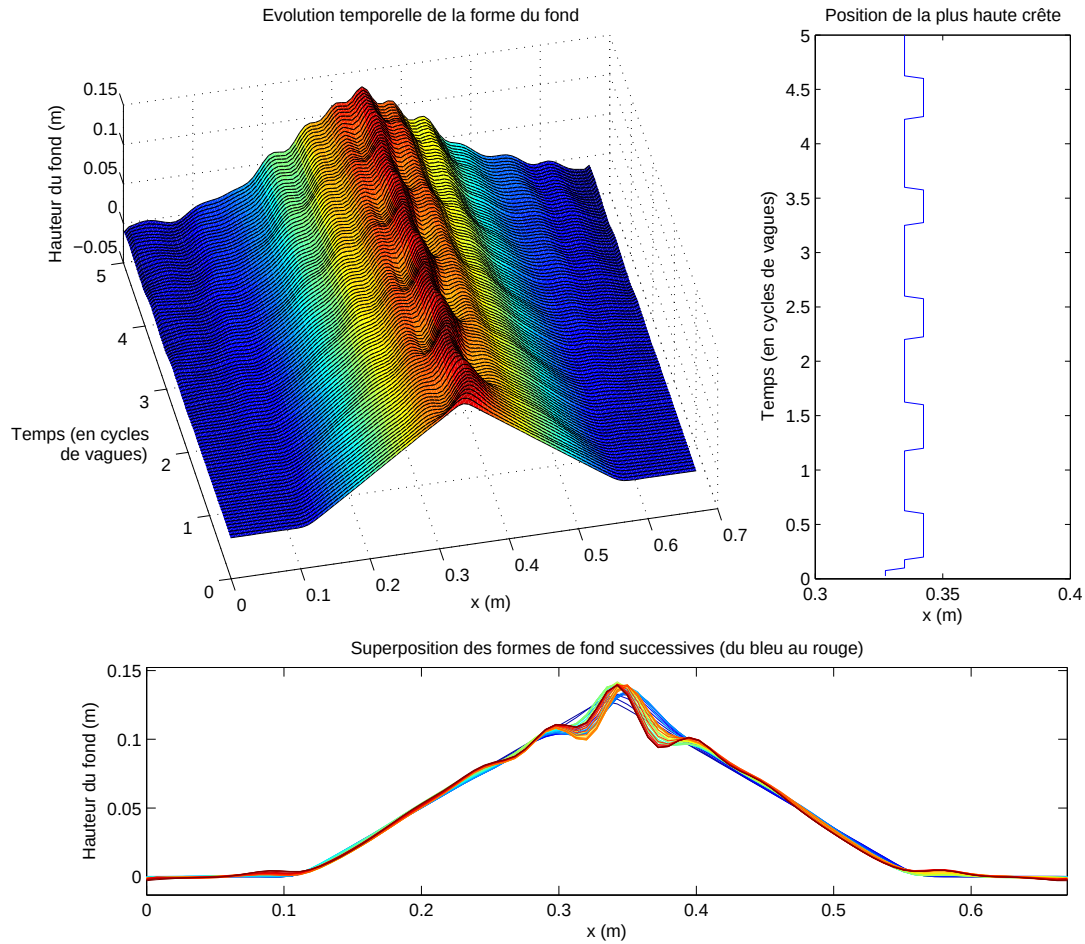


FIG. 4.8 – Évolution d’une ride théorique triangulaire soumise à un courant oscillant calculé avec le schéma QUICK tel qu’il était implémenté initialement dans Dune2D, les flux étant lissés 10 fois avant chaque calcul morphologique; $U_0 = 50$ cm/s, $T = 6$ s, $U_m = 0.0$ cm/s.

d'une bulle de recirculation. Un autre exemple est celui d'une anti-dune pour laquelle le fond se propage dans le sens contraire du flux.

- La deuxième limitation du schéma QUICK est qu'il ne paraît pas adapté à la résolution d'équations de conservation dans un cas où le saut de flux est aussi important que celui observé à la crête des rides à tourbillons (voir figure 4.5).

Les oscillations rencontrées en appliquant ce schéma en sont la preuve.

Dans le cas des rides dues aux vagues, *Andersen* (1999) a été obligé de trouver le bon réglage du lissage adapté à chaque cas afin d'obtenir des résultats acceptables, le filtrage morphologique étant toujours un problème délicat. De plus il était impossible avec la version initiale de Dune2D de créer des rides à partir d'un fond plat localement perturbé, la perturbation locale étant lissée au premier calcul morphologique. *Andersen* (1999) a donc simulé l'évolution de rides déjà développées. Les limitations du module morphologique de Dune2D nous ont conduits à développer un nouveau module morphologique basé sur un schéma en flux, conservatif, et en utilisant également une procédure simulant les avalanches pour permettre d'obtenir un équilibre des formes sédimentaires avec le forçage hydrodynamique.

Chapitre 5

Développement d'un Nouveau Module Morphodynamique

5.1 Problématique Générale

Ce chapitre décrit l'élaboration du module morphologique proposé, c'est à dire le choix des schémas numériques, leurs modifications et les éléments supplémentaires apportés pour la simulation des rides à tourbillon. Il a été montré dans le chapitre précédent que les variations de pente brutales au niveau de la crête des rides à tourbillons engendrent des sauts de la fonction de flux (voir figures 4.4 et 4.5). Ces sauts sont assimilables à des chocs pour l'équation de conservation du sédiment (4.15). Afin de conserver les flux de masse de chaque côté du saut de flux, il est nécessaire d'utiliser un schéma conservatif à capture de choc. Ces schémas sont généralement utilisés dans le cadre des écoulements compressibles, par exemple des écoulements supersoniques ou des calculs de rentrées hypersoniques ou pour résoudre les équations de Saint Venant, par exemple lors de la propagation de vagues en zone de surf interne (e.g. *Bonneton et al.* (2004); *Bonneton* (2007)). De nombreux schémas numériques existent pour la résolution de ce type d'équations hyperboliques (voir *Leveque* (2002)) mais la plupart d'entre eux nécessite une connaissance de la célérité du fond. Il existe des formules de flux dépendant explicitement de la hauteur d'eau et donc des variations de la morphologie du fond. Cela permet de calculer la célérité du fond $a = dq/dh$ directement. Mais dans le cas de Dune2D, le flux total de sédiment est le résultat d'un calcul hydro-sédimentaire complet, combiné avec des formules de flux complexes qui ne sont pas explicitement fonction de h . C'est pourquoi la plupart des schémas hyperboliques ne peuvent pas convenir et il est nécessaire de résoudre l'équation de conservation du sédiment sous sa forme conservative (4.15), avec un schéma en flux.

Deux solutions ont été retenues. La première solution retenue est l'utilisation d'un schéma WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) de *Liu et al.* (1994). Bien qu'il soit décentré, ce schéma nécessite uniquement le calcul du signe de la célérité du fond et a déjà été utilisé avec succès dans des calculs morphologiques par *Caleffi et al.* (2006) et

Long et al. (2007). Ce schéma a été appliqué avec succès à un cas test d'advection simple détaillé en Annexe B mais il n'est malheureusement pas resté stable lors de son application aux rides à tourbillons avec Dune2D, c'est pourquoi il ne sera pas détaillé ici. Il a cependant été intégré au module morphologique pour d'autres applications éventuelles. La deuxième solution retenue est l'utilisation des schémas centrés dérivés du schéma de Lax-Friedrich qui résolvent la forme conservative des équations et sont réputés pour leur stabilité sur les zones de choc (voir *Leveque* (2002)). Le schéma de Lax-Friedrich lui-même est le plus stable mais il est d'ordre 1 et génère trop de diffusion numérique, c'est pourquoi les schémas retenus appartiennent à la famille des schémas NOCS (Non-Oscillatory Central Schemes) développés par *Nessyahu and Tadmor* (1990) qui sont des extensions à l'ordre 2 du schéma de Lax-Friedrich. La performance de ces schémas a été comparée au schéma WENO et à une solution obtenue par la méthode des caractéristiques sur le cas d'advection simple présenté en Annexe B. Les NOCS ont été modifiés pour pouvoir être utilisés dans Dune2D, ces modifications ainsi que leur test sur le cas d'une ride triangulaire de taille orbitale sont présentés dans les sections suivantes.

La résolution de l'équation de conservation du sédiment n'est pas suffisante pour simuler la morphodynamique des rides sédimentaires. Afin de se rapprocher de la physique des écoulements granulaires, il a été nécessaire de développer pour le module morphodynamique une procédure simulant des avalanches locales. En effet, l'accumulation de sédiment sur les crêtes peut conduire à des pentes raides qui s'effondrent en milieu naturel. Ce module d'avalanches est également décrit dans les sections suivantes ainsi que son effet sur la simulation de la ride triangulaire.

5.2 Adaptation des Schémas Centrés Non-Oscillants

Les NOCS résolvent l'équation de conservation en deux temps, une étape prédictrice donnant une forme de fond temporaire à partir de laquelle les flux sont recalculés et une étape correctrice permettant d'obtenir la forme de fond définitive. Ces schémas ont déjà été utilisés pour des calculs morphologiques par *Callaghan et al.* (2006) qui ont pu employer les NOCS dans leur forme originale car le flux de sédiment qu'ils utilisent est une fonction explicite de la forme de fond : $q \sim h^\beta$ avec $\beta > 1$. Pour Dune2D, comme dans la plupart des modèles morphodynamiques, le calcul des flux lors de l'étape prédictrice est impossible car elle entraînerait une boucle complète des modules hydrodynamique et de transport sédimentaire, ce qui serait très coûteux en temps de calcul et impliquerait une ré-écriture complète du code de calcul. C'est pourquoi l'étape prédictrice des schémas NOCS a été modifiée pour son intégration dans Dune2D.

Il existe deux schémas NOCS, l'un donne la solution sur un maillage décalé et l'autre sur un maillage non-décalé. Le NOCS sur maillage non-décalé est plus simple et plus rapide mais il induit une plus grande diffusion numérique que le NOCS sur maillage

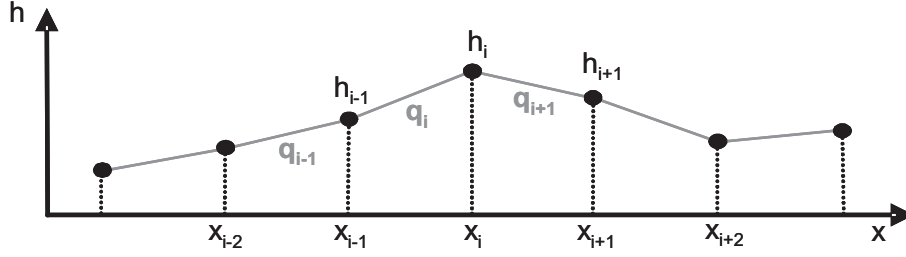


FIG. 5.1 – Maillage du fond dans Dune2D. La hauteur du fond est calculée sur les nœuds de la grille et les flux sont calculés sur les mailles.

décalé. Tous deux ont été implémentés dans le module morphologique et sont présentés dans les paragraphes suivants.

5.2.1 Le NOCS sur maillage non-décalé

Le NOCS sur maillage non-décalé est le plus intéressant à priori car il est plus facile d'implémentation, le résultat étant obtenu directement sur le maillage d'origine.

L'étape prédictrice donne l'élévation du fond après un demi pas de temps $n + 1/2$ sur la maille i :

$$h_i^{n+\frac{1}{2}} = h_i^n - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} q'_i \quad (5.1)$$

où q'_i est l'approximation de la dérivée du flux q sur la maille i , la structure du maillage du fond étant représentée figure 5.1. Le flux temporaire au temps $n + 1/2$ est calculé à partir de $h_i^{n+\frac{1}{2}}$ directement¹ :

$$q_i^{n+\frac{1}{2}} = q \left(h_i^{n+\frac{1}{2}} \right) \quad (5.2)$$

L'étape correctrice permet le calcul de l'élévation du fond au temps $n + 1$ sur la maille i directement :

$$h_i^{n+1} = \frac{1}{2} (h_{i+1}^n + h_{i-1}^n) + \frac{1}{4} (h'_{i-1} - h'_{i+1}) - \frac{\Delta t}{2\Delta x} (q_{i+1}^{n+\frac{1}{2}} - q_{i-1}^{n+\frac{1}{2}}) \quad (5.3)$$

où h' est l'approximation de la dérivée de l'élévation du fond h .

Les termes q'_i et h'_i sont calculés à l'aide d'un limiteur de pente, de manière à garantir un schéma TVD (Total Variation Diminishing). Pour ce schéma, la famille des β -limiteurs a été utilisée.

Pour calculer l'approximation de la dérivée d'une fonction ϕ , les β -limiteurs sont définis de la manière suivante :

$$\phi'_i = \text{MinMod}[\beta(\phi_i - \phi_{i-1}), \frac{1}{2}(\phi_{i+1} - \phi_{i-1}), \beta(\phi_{i+1} - \phi_i)] \quad (5.4)$$

¹Cette étape est impossible dans Dune2D, c'est pourquoi une modification du pas prédicteur est nécessaire, elle est présentée section 5.2.4.

où β est le paramètre du limiteur, et la fonction *MinMod* est définie par

$$\text{MinMod}\{x_1, x_2, x_3\} = \begin{cases} \min\{x_1, x_2, x_3\} & \text{si } x_k > 0 \ \forall k = 1, 2, 3, \\ \max\{x_1, x_2, x_3\} & \text{si } x_k < 0 \ \forall k = 1, 2, 3, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (5.5)$$

Lorsque $\beta = 1$, il s'agit du limiteur MinMod proprement dit et lorsque $\beta = 2$ il s'agit du limiteur Superbee, plus précis que le limiteur MinMod proprement dit mais ayant tendance à aplatir les crêtes. La théorie de la convergence des schémas utilisant le limiteur MinMod en présence de chocs a été étudiée par *Konyagin et al.* (2005). Dans le cas du schéma de *Nessyahu and Tadmor* (1990) sur maillage non-décalé, la condition CFL ne permet pas d'utiliser un limiteur supérieur au MinMod proprement dit ($\beta \leq 1$) et la diffusion numérique qui en résulte est importante.

5.2.2 Le NOCS sur maillage décalé

L'étape prédictrice de ce schéma est la même que pour le NOCS sur maillage non-décalé mais l'étape correctrice est différente, donnant l'élévation du fond au temps $n + 1$ sur une maille décalée, en $i + 1/2$:

$$h_{i+1/2}^{n+1} = \frac{1}{2} (h_i^n + h_{i+1}^n) + \frac{1}{8} (h'_i - h'_{i+1}) - \frac{\Delta t}{\Delta x} (q_{i+1}^{n+1/2} - q_i^{n+1/2}) \quad (5.6)$$

Il est possible d'utiliser des β -limiteurs (5.4) avec des valeurs jusqu'à $\beta = 4$ avec le NOCS sur maillage décalé. Les valeurs 1 (MinMod), 2 (Superbee), et 4 ont été testées pour β ainsi que le limiteur de *van Leer* (1979) qui est un bon compromis entre le MinMod et le Superbee. Le limiteur de van Leer est défini de la manière suivante :

$$\phi'_i = (\phi_{i+1} - \phi_i) \times \Psi \left(\frac{\phi_i - \phi_{i-1}}{\phi_{i+1} - \phi_i} \right) \quad (5.7)$$

où la fonction Ψ est définie par :

$$\Psi(r) = \begin{cases} \frac{2r}{1+r} & \text{si } r > 0 \\ 0 & \text{si } r \leq 0 \end{cases} \quad (5.8)$$

Ainsi le NOCS sur maillage décalé permet de simuler des chocs plus raides que le NOCS sur maillage non-décalé.

5.2.3 Adaptation du NOCS sur maillage décalé

Cette modification du schéma est propre au NOCS sur maillage décalé. Afin d'obtenir la forme de fond à la maille $i + 1$, le schéma est appliqué deux fois de suite, avec un demi pas de temps. Ainsi le premier pas prédicteur permet de calculer $h_i^{n+1/4}$, le premier pas correcteur $h_{i+1/2}^{n+1/2}$, le second pas prédicteur $h_{i+1/2}^{n+3/4}$ et le second pas correcteur h_{i+1}^{n+1} . Cette modification permet d'obtenir le résultat sur le maillage d'origine, en revanche cela double le cout en temps de calcul du schéma. Dans Dune2D, le temps de calcul

du schéma NOCS implémenté deux fois n'est pas un problème majeur dans Dune2D étant donné le faible coût du module morphologique en comparaison du coût du module hydrodynamique.

5.2.4 Modification de l'étape prédictrice

Cette modification s'applique aux deux NOCS. Pour effectuer l'étape prédictrice des NOCS, il est nécessaire de recalculer le flux obtenu par l'équation (5.2) à partir de la forme de fond prédite par l'équation (5.1) au temps $n + 1/2$. Dans le cas de Dune2D, il serait nécessaire d'actualiser toute l'hydrodynamique pour en déduire le flux total de sédiment. Cela n'est pas envisageable car cela impliquerait une modification en profondeur du code de calcul et le temps de simulation d'une évolution morphologique serait doublé. C'est pourquoi cette étape prédictrice a été modifiée de manière à obtenir une autre estimation du flux au temps $n + 1/2$. Deux méthodes ont été utilisées, l'une d'entre elles est basée sur une estimation de la célérité du fond (notée PRED1) et l'autre utilise une interpolation des flux au temps $n + 1/2$ à partir des flux sauvegardés aux temps n et $n - 1$ (notée PRED2).

Remarque : Lorsque le NOCS sur maillage décalé est utilisé, les flux doivent être estimés deux fois, aux temps $n + 1/4$ et $n + 3/4$.

Utilisation de la célérité du fond (PRED1)

En considérant que les modifications du flux sont uniquement dues aux variations du fond, il est alors possible d'écrire une approximation locale du gradient de flux :

$$\frac{\partial q}{\partial x} \approx \frac{\partial q}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial x}. \quad (5.9)$$

Alors l'équation de conservation de sédiment (4.15) peut s'écrire sous sa forme non-conservative :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + a \frac{\partial h}{\partial q} = 0, \quad (5.10)$$

a étant la célérité du fond : $a \approx \partial q / \partial h$.

Cela permet de remplacer le pas prédicteur défini par les équations (5.1) et (5.2) par une estimation du flux au temps $n + 1/2$:

$$q_i^{n+\frac{1}{2}} \equiv q \left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, x_i \right) = q \left(t_n, x_i - a \frac{\Delta t}{2} \right). \quad (5.11)$$

La célérité du fond est estimée localement avant chaque calcul morphologique, en utilisant l'approximation du premier ordre

$$a_i = \frac{2(q_{i+1} - q_i)}{h_{i+1} - h_{i-1}} \quad \text{si } h_{i+1} \neq h_{i-1} \quad (5.12)$$

Cette estimation ne peut pas être effectuée lorsque h_{i+1} est égal à h_{i-1} (ou très proche), sous peine de division par 0. Ce genre de problème peut arriver lorsqu'une zone

du fond est plate ou lorsqu'il existe une inversion de pente de chaque côté d'un nœud du maillage. Pour résoudre ce problème, la célérité au nœud i est approchée par un polynôme du 3^{ème} degré : $a_i = P^3(x_i)$, les coefficients de P^3 étant obtenus en utilisant les célérités estimées aux nœuds voisins : $a_{i-2}, a_{i-1}, a_{i+1}, a_{i+2}$.

Lorsque le NOCS sur maillage non-décalé est utilisé, il est nécessaire de calculer les flux aux temps $n + 1/4$ et $n + 3/4$, ce qui est effectué à partir de la même estimation de la célérité :

$$q_i^{n+\frac{1}{4}} = q \left(t_n, x_i - a \frac{\Delta t}{4} \right)$$

$$q_i^{n+\frac{3}{4}} = q \left(t_n, x_i - a \frac{3\Delta t}{4} \right).$$

Interpolation temporelle du flux total (PRED2)

Une autre méthode d'obtention des flux utilise simplement une interpolation linéaire dans le temps de la fonction de flux. Le flux est estimé au temps $n + 1/2$ en fonction des flux enregistrés aux temps n et $n - 1$:

$$q_i^{n+\frac{1}{2}} = q_i^n + \frac{1}{2} (q_i^n - q_i^{n-1}) \quad (5.13)$$

Dans le cas du NOCS sur maillage décalé, les flux doivent être estimés deux fois :

$$q_i^{n+\frac{1}{4}} = q_i^n + \frac{1}{4} (q_i^n - q_i^{n-1}) \quad (5.14)$$

$$q_i^{n+\frac{3}{4}} = q_i^n + \frac{3}{4} (q_i^n - q_i^{n-1}) \quad (5.15)$$

Bien que simple, ce nouveau prédicteur du flux respecte l'esprit du schéma de *Nessyahu and Tadmor* (1990) qui est justement d'ordre 2 en temps. Il paraît moins adapté que le prédicteur (5.11) pour les écoulement oscillants car à l'inversion du courant, l'interpolation du flux risquerait d'être très loin de la vérité. Cependant l'écoulement étant de type sinusoïdal, les flux diminuent sensiblement au moment de l'inversion (e.g. figure 4.4), réduisant d'autant l'erreur d'interpolation.

5.3 Gestion des Avalanches

Le NOCS modifié permet d'obtenir des pentes assez raides et le fond simulé peut devenir trop raide pour être physique. En effet, l'angle limite de stabilité au delà duquel une avalanche se déclenche se situe entre 28° et 33° suivant les auteurs pour du sable immergé dans l'eau (e.g. *Fredsøe and Deigaard* (1992), *Soulsby* (1997) et *Courrech du Pont* (2003)). C'est pourquoi il est nécessaire de simuler les avalanches locales qui peuvent se déclencher sur les zones les plus raides, en particulier près de la crête des rides.

Afin de simuler le large flux de sédiment que représente une avalanche, *Fredsøe and Deigaard* (1992) ont suggéré de fixer le nombre de Shields θ à une valeur arbitraire

importante et dirigée vers le bas de la pente (dans Dune2D : $\theta = -2 \times \text{sign}(\theta)$) quand la pente locale dépasse l'angle limite de stabilité. Cette méthode introduit des sauts supplémentaires de très grande amplitude dans la fonction de flux total, de plus la valeur $|\theta| = 2$ utilisée semble trop arbitraire. C'est pourquoi cette solution a été écartée et un système différent a été implémenté dans le module morphologique pour simuler les avalanches locales :

- Le calcul morphologique est toujours effectué, même lorsque la pente résultante est plus importante que l'angle limite d'avalanche, sans imposer de flux vers le bas de la pente.
- Une correction est appliquée au maillage du fond après chaque calcul morphologique pour simuler les avalanches au niveau des mailles trop raides.

La figure 5.2 montre deux itérations de la procédure d'avalanche. Les mailles dont la pente est supérieure à l'angle limite d'avalanche sont détectées, puis la plus raide d'entre elles est ramenée arbitrairement à l'angle de repos du sédiment par une correction des deux nœuds formant la maille de manière à ce que le volume du fond soit conservé. Les mailles voisines de la maille corrigée deviennent alors plus raides et si leur angle est supérieur à l'angle d'avalanche, elles sont également corrigées. Le phénomène se propage ainsi jusqu'au bas de la pente et il est réitéré jusqu'à ce qu'il n'existe plus de maille dont la pente est trop raide.

Remarque : L'angle de repos du sédiment est très proche de l'angle limite d'avalanche, l'écart entre les deux angles dépendant de la nature des grains et du fluide, de la cohésion des grains et de leur compacité. Il est généralement admis qu'il existe environ 2° à 3° d'écart mais les récents travaux de *Courrech du Pont* (2003) montrent que lorsqu'un tas de sable est immergé dans l'eau cet écart diminue et se situe aux alentours de 0.5° .

Par la suite, cette procédure d'avalanches s'est montrée efficace pour la simulation des rides orbitales mais elle semble être une condition trop forte pour la simulation des rides anorbitales. En effet, l'avalanche est considérée ici comme instantanée or *Doppler* (2005) a effectué des travaux sur les temps caractéristiques des avalanches du sable immergé. Elle a mesuré des temps d'avalanches qui ne peuvent pas être négligés lorsque l'on considère un écoulement oscillant dont la période est courte. De plus *Doppler* (2005) a montré que l'angle limite de stabilité est dépendant de la tension de cisaillement au fond, une pente est stabilisée par un courant dirigé vers le haut alors qu'elle est déstabilisée par un courant dirigé vers le bas. Ainsi, la procédure d'avalanche pourrait être améliorée par la suite, en particulier lorsqu'il existera des mesures précises des angles de déclenchement en fonction de la tension de cisaillement au fond.

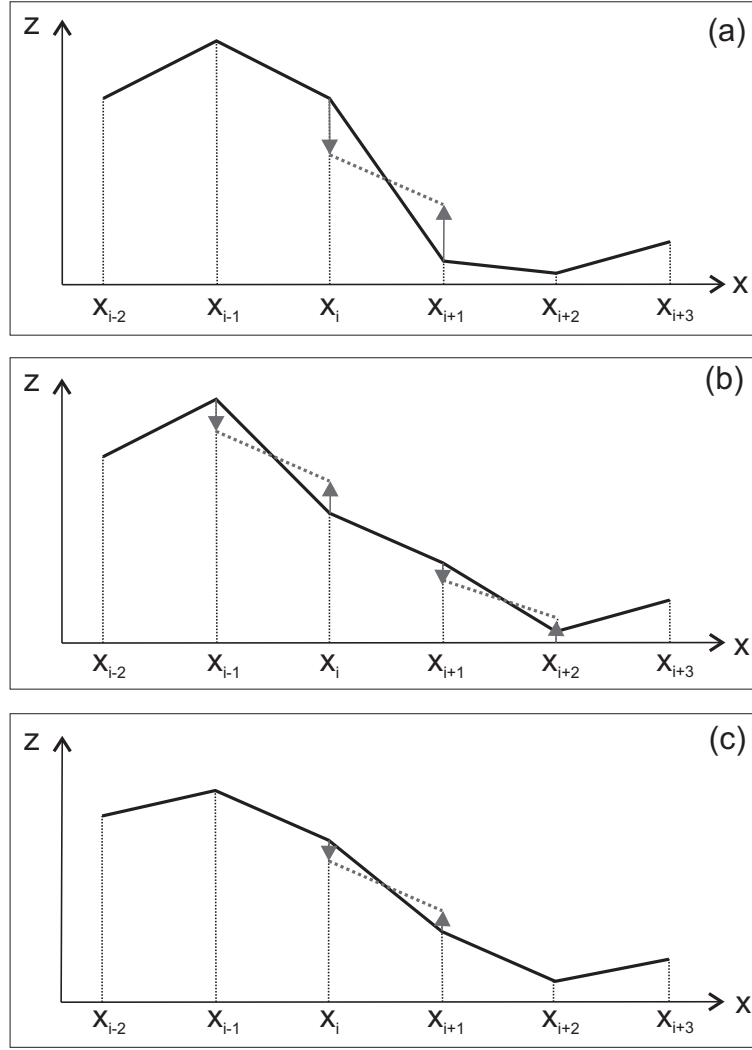


FIG. 5.2 – 2 itérations de la procédure simulant les avalanches.

5.4 Application à Dune2D

5.4.1 Ride triangulaire soumise à un courant oscillant

Comme montré au paragraphe 4.3, le module morphologique initial de Dune2D n'était pas adapté à la simulation des rides à tourbillons. Dans cette section, le nouveau module morphologique est appliqué à la simulation avec Dune2D de l'évolution d'une ride triangulaire théorique de taille orbitale soumise à un courant oscillant. Le NOCS sur maillage décalé implémenté deux fois avec un demi pas de temps s'est révélé le meilleur des NOCS sur le cas d'advection simple (voir Annexe B), c'est pourquoi il a été choisi pour la simulation des rides dans Dune2D. La figure 5.3 montre l'évolution d'une ride à tourbillons théorique de forme triangulaire en utilisant le NOCS, un β -limiteur ayant pour valeur $\beta = 4$ et le prédicteur PRED2. Les oscillations parasites obtenues avec le schéma QUICK (voir figure 4.6) ne sont pas visibles ici et les résultats sont réguliers. La figure 5.4 montre l'évolution de la ride triangulaire lorsque le calcul est prolongé sur 5

périodes de vagues en utilisant le même schéma. Le fond évolue de manière ordonnée, la crête effectuant des mouvements d'aller-retour à chaque période de vague comme cela a été observé lors des expériences en laboratoire (voir par exemple *Rousseaux (2003)*). Sur la figure 5.4, l'augmentation de la hauteur (et donc de la raideur) de la ride est visible sur la courte période de temps de la simulation. Ce résultat est important car il montre que malgré la diffusion numérique naturelle des NOCS, le schéma modifié est apte à simuler la croissance des rides à tourbillons.

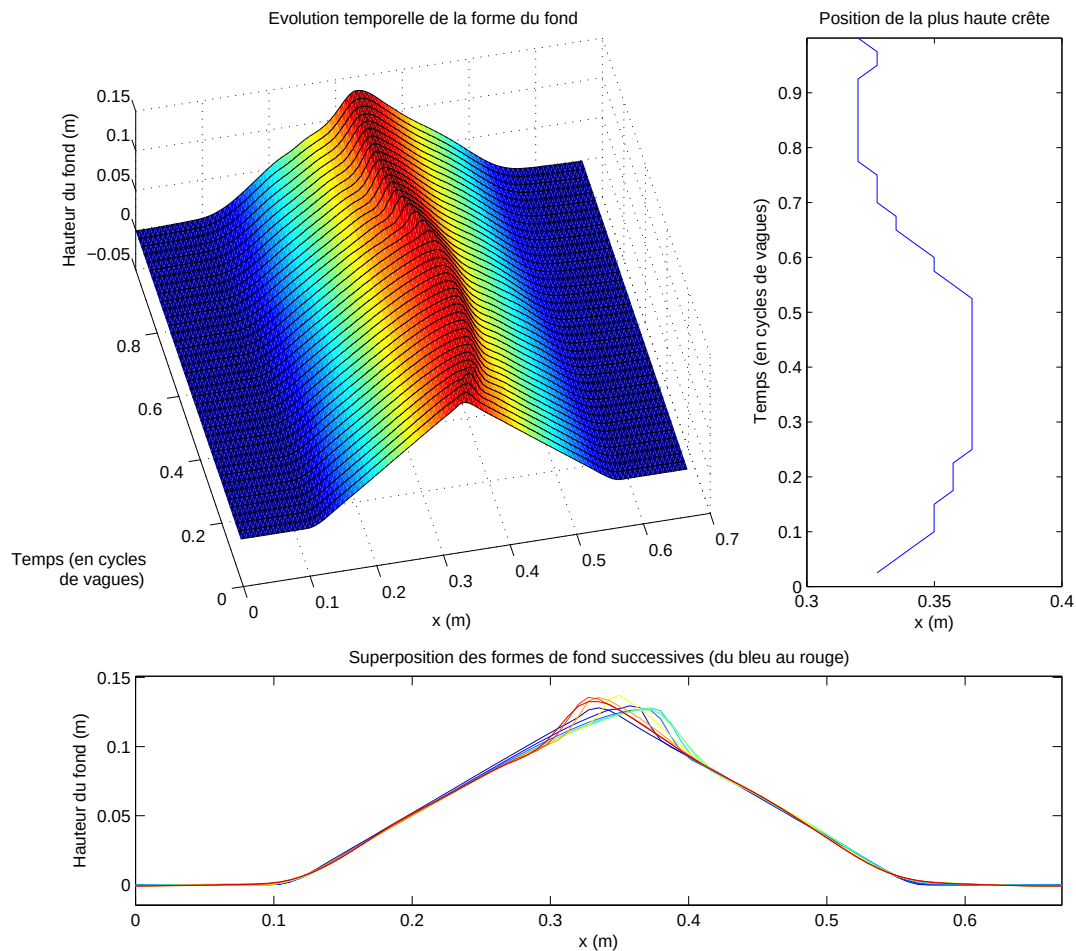


FIG. 5.3 – Évolution sur 1 période de vague d'une ride triangulaire orbitale calculée avec le NOCS modifié et le prédicteur PRED2 ; $U_0 = 0.5$ m/s, $T = 6$ s, $Nx = 90$.

Note sur le schéma WENO

Le schéma WENO étant très performant sur le cas d'advection simple (voir Annexe B), il a été le premier essayé sur le cas de l'évolution d'une ride à tourbillons théorique de forme triangulaire et s'est révélé inadéquat pour ce type de problème. La figure 5.5 montre

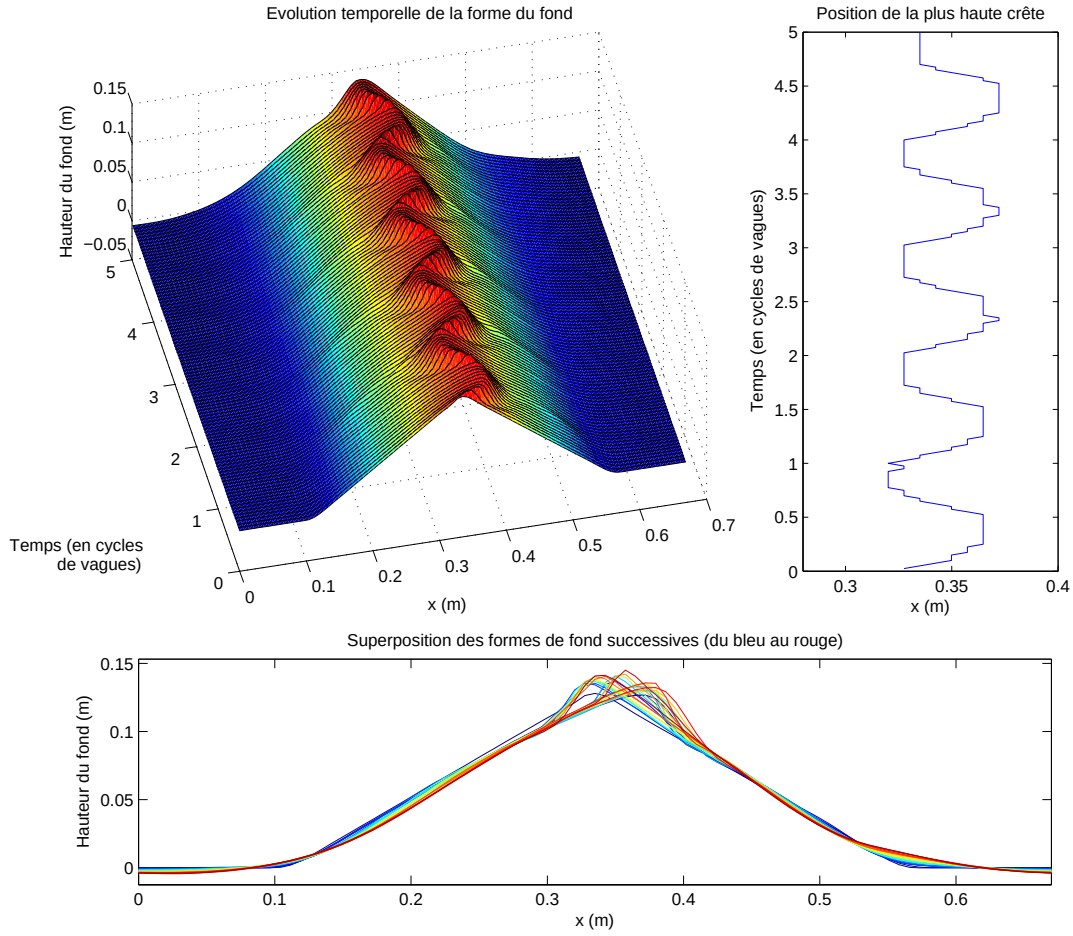


FIG. 5.4 – Évolution sur 5 périodes de vague d’une ride triangulaire calculée avec le NOCS modifié et le prédicteur PRED2; $U_0 = 0.5$ m/s, $T = 6$ s, $Nx = 90$.

l’évolution de la même ride triangulaire de taille orbitale, calculée avec le schéma WENO sur cinq périodes de vague. Bien que très performant sur le cas d’advection simple, ce schéma génère ici des oscillations importantes qui sont amplifiées au fil du temps. Cela est particulièrement visible sur la superposition des profils de fond successifs. Le WENO est un schéma upwind, l’estimation de la célérité du fond permettant d’effectuer un décalage du schéma vers l’amont. Le saut de flux présent à la crête de la ride entraîne une discontinuité de l’estimation de la célérité et cela peut déclencher un décalage du mauvais côté. De plus, comme son nom l’indique, le schéma WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) est *essentiellement* non-oscillant, ce qui paraît ne pas être suffisant pour résoudre l’équation de conservation du sédiment avec des sauts de la fonction de flux aussi importants. Des méthodes de lissages ont été essayées mais ne se sont pas révélées satisfaisantes.

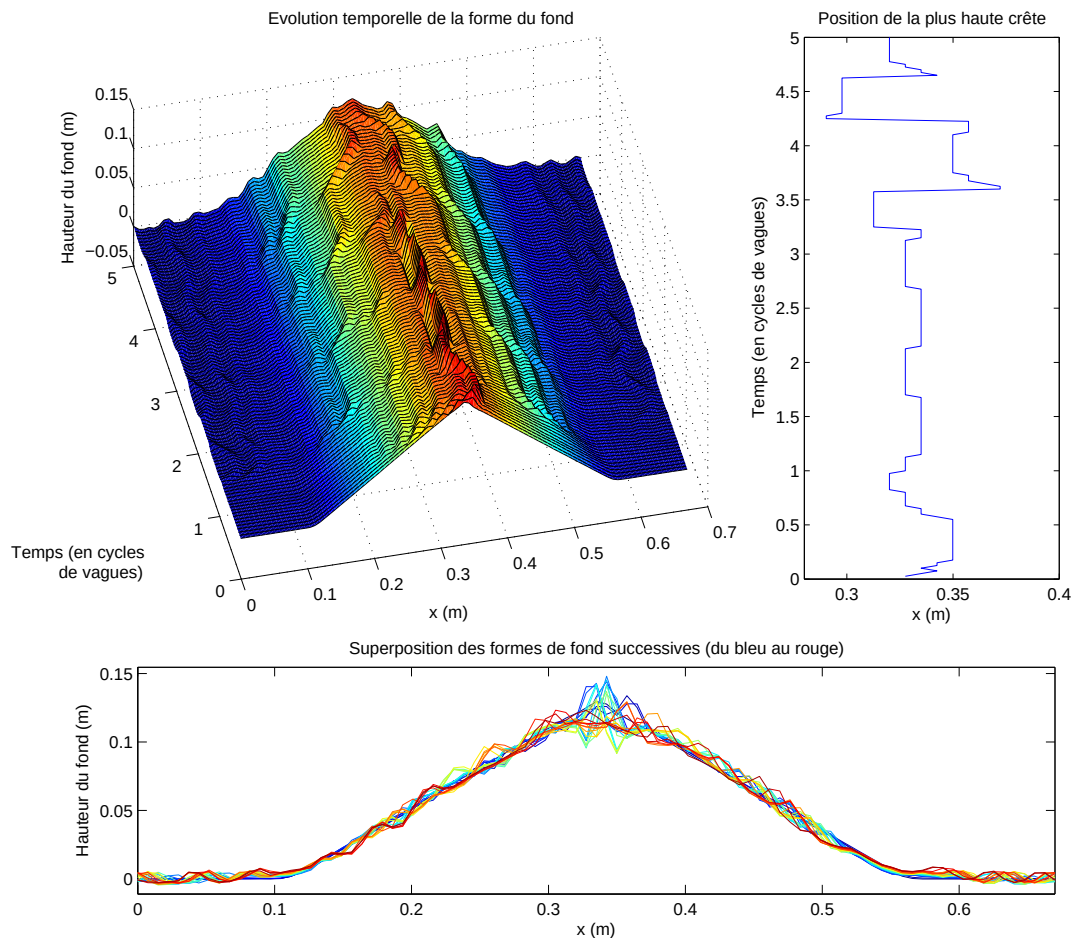


FIG. 5.5 – Évolution sur 5 périodes de vague d'une ride triangulaire calculée avec le schéma WENO ; $U_0 = 0.5$ m/s, $T = 6$ s, $Nx = 90$.

5.4.2 Influence du type de prédicteur

La figure 5.6 montre les résultats de la même simulation sur 5 périodes calculé avec le NOCS modifié, en utilisant les deux prédicteurs de remplacement : PRED1 basé sur une estimation locale de la célérité du fond, et PRED2 basé sur une interpolation temporelle du flux au temps $n + 1/2$ à l'aide des flux aux temps $n - 1$ et n . L'évolution de la ride est globalement la même avec les deux prédicteurs, les mouvements d'aller-retour étant plus accentués dans le cas du prédicteur PRED2. Ceci semble être dû à la surestimation du flux engendrée par l'interpolation temporelle lorsque le mouvement ralentit. Par ailleurs, le prédicteur PRED1 a montré de temps en temps des petites instabilités lorsque des simulations étaient effectuées sur plusieurs centaines de cycles vagues. Les simulations du chapitre 6 ont été effectuées avec le prédicteur PRED1 qui a été le premier implémenté dans le code, mais certaines ont été recalculées avec le

prédicteur PRED2. L'évolution du fond s'est révélée globalement identique quel que soit le prédicteur utilisé, cependant certains processus d'appariements de rides sont apparus plus tôt avec le prédicteur PRED2 du fait qu'il génère un mouvement des crêtes plus ample.

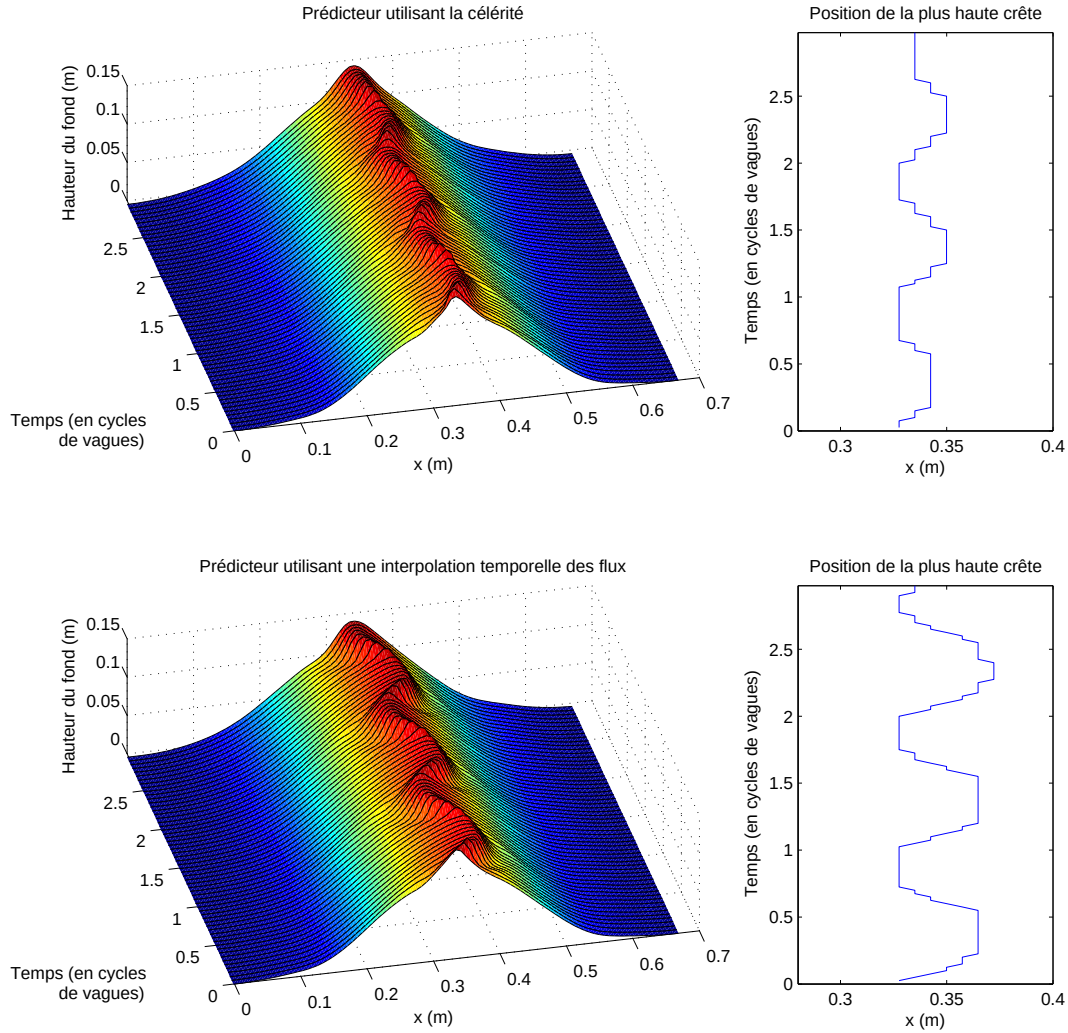


FIG. 5.6 – Comparaison de l'évolution sur 5 périodes de vague d'une ride triangulaire orbitale calculée avec le schéma NOCS modifié utilisant les prédicteurs PRED1 ou PRED2 ; $U_0 = 0.5$ m/s, $T = 6$ s, $Nx = 90$.

5.4.3 Effet de la procédure d'avalanches

L'évolution de la ride représentée figure 5.4 montre que la résolution numérique de l'équation de conservation du sédiment n'est pas suffisante pour simuler les rides à tourbillons. En effet, les flux convergent vers la crête de la ride et l'alimentent en

5 - Développement d'un Nouveau Module Morphodynamique

sédiment, celle-ci devenant de plus en plus raide au cours des aller-retours des vagues. La figure 5.7 montre le résultat de la simulation sur 5 périodes de vagues lorsque la procédure d'avalanches est activée. Dans ce cas, l'angle limite d'avalanche est égal à 33° , ce qui est à peu près l'angle initial de la ride triangulaire. Les avalanches se déclenchent immédiatement après les premiers calculs morphologiques, limitant la raideur de la ride et donc sa hauteur tant que sa longueur d'onde n'augmente pas. L'avalanche permet une redistribution du sédiment sur les deux pentes de la ride, lui donnant une forme moins anguleuse et plus naturelle. Lorsque sa longueur d'onde a augmenté, la ride peut à nouveau croître, c'est pourquoi une légère augmentation de la hauteur de la ride est visible. La procédure d'avalanche n'empêche pas le mouvement d'aller-retour de la crête mais son amplitude est légèrement diminuée.

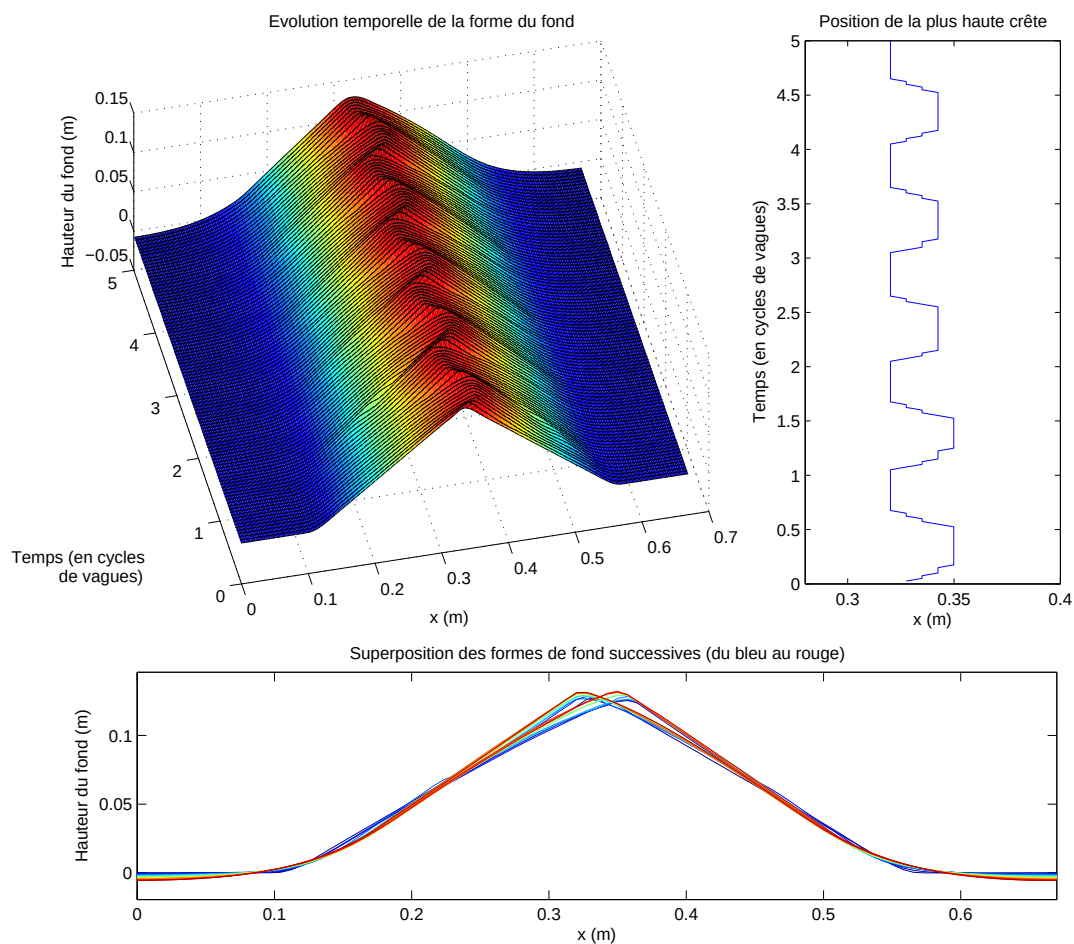


FIG. 5.7 – Évolution sur 5 périodes de vague d'une ride triangulaire orbitale avec le module d'avalanche activé; $U_0 = 0.5$ m/s, $T = 6$ s, $Nx = 90$.

5.5 Conclusion

Les bons résultats du NOCS modifié nous ont conduits à utiliser ce schéma pour la suite des simulations. La version retenue est le schéma NOCS sur maillage décalé, implémenté deux fois avec un demi pas de temps. Le prédicteur PRED1 utilisant la célérité du fond a été utilisé durant toute l'étude de l'évolution des rides à tourbillon (voir chapitre 6), le prédicteur PRED2 utilisant l'interpolation temporelle des flux ayant été fonctionnel plus tard. Les simulations les moins longues effectuées dans le chapitre 6) ont été relancées avec ce dernier prédicteur pour comparaison. PRED2 a montré une plus grande stabilité sur les crêtes que le précédent prédicteur mais les résultats sont très proches. Des petites différences apparaissent sur les vitesses d'appariement des rides, celles-ci étant favorisées par le mouvement de crête plus ample obtenu avec le prédicteur PRED2.

La procédure simulant les avalanches fait partie intégrante du module morphodynamique. Sur le cas test de la ride triangulaire, sa grande influence sur le résultat est déjà visible. Cela sera confirmé et développé dans le chapitre suivant, les avalanches étant un des processus régissant la stabilité des rides en équilibre avec l'hydrodynamique.

Ce module morphodynamique a été tout d'abord développé dans le cadre de l'étude des rides à tourbillons mais il peut être appliqué à la simulation d'autres phénomènes. Il est particulièrement approprié lorsque la célérité du fond ne peut pas être calculée, c'est à dire lorsque les formulations de flux sont complexes. De plus il permet de traiter des discontinuités importantes, dans la forme de fond comme dans les flux. Pour finir, le module morphologique est surtout efficace lorsque le rapport $\frac{\Delta t}{\Delta x}$ est proche de un, c'est à dire pour des grands pas de temps et un maillage fin, car le schéma est très stable et une large CFL limite la diffusion numérique. Le schéma a été appliqué à la propagation d'une dune en canal et également à un modèle de profil de plage 1D développé au sein de l'équipe METHYS. Ces applications sont présentées en Annexe C, les premiers résultats son probants.

Chapitre 6

Étude de l'Évolution Morphodynamique des Rides à Tourbillons

Ce chapitre a fait l'objet d'une publication actuellement en cours de soumission à *Journal of Geophysical Research*. Le but de ce travail est l'application du module morphologique développé à un cas typique de rides orbitales, dans le but de dégager les processus responsables de la formation et de l'évolution des rides à tourbillons. Le modèle Dune2D est présenté, ainsi que le nouveau module morphodynamique. Puis le modèle est appliqué à un cas de rides orbitales générées à partir d'un fond plat perturbé localement. Cela permet de comparer les résultats de la simulation avec les tailles estimées par les prédicteurs de rides mais aussi d'examiner en détail les processus de formation, d'appariement et d'absorption des rides qui sont observés lors de l'évolution du fond. L'énergie de la houle dissipée durant l'évolution du fond a également été examinée, montrant qu'elle est maximale lorsque le fond est équilibre avec l'hydrodynamique.

Modeling of vortex ripple morphodynamics

V. Marieu¹, P. Bonneton¹, D. L. Foster², and F. Ardhuin³

Abstract

A new morphology module has been developed in order to perform simulations of the bed form evolution under hydrodynamic forcing. This module has been implemented into the numerical model Dune2D, developed at the Danish Technical University, which solves the Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) equations in the boundary layer and resolves sediment transport over moving sand beds. The morphology module is composed of a modified central scheme and a routine that simulates avalanches and has been successfully applied to the study of orbital ripples evolution. Ripple growth from a quasi-flat bed have been simulated and the growth behaviour has been compared to previous experimental measurements. The simulated ripples reach an equilibrium state where energy damping processes (avalanches) compensate energy production processes (flux of sediment). These processes have been analyzed during ripple creation, growth, merging and annihilation. Furthermore, sandy bed evolutions have been simulated with random initial bed forms in order to examine the influence of the bed “history” on the final solution and the wave energy dissipated during these evolutions.

¹Université Bordeaux 1 ; CNRS ; UMR 5805-EPOC, Talence, F-33405, France.

²Department of Civil and Environmental Engineering and Geodetic Science, Ohio State University, Columbus, Ohio, USA.

³Service Hydrographique et Océanographique de la Marine, Brest, France.

6.1 Introduction

The interaction between wave-induced coastal flows and sandy sea floor results in the formation and evolution of an array of bed forms. These bedforms impact the propagation of waves as well as the transport of sediment, either by their migration or by the suspension induced by their shape. They also enhance water and nutrient fluxes in the sediment layer, with a significant impact on the carbon cycle (*Precht et al.*, 2004). Wave-formed ripples have been studied for centuries. In particular, *Darwin* (1883) and *Bagnold* (1946) described the generation and evolution of "vortex ripples", characterized by the vortex which is formed at the lee of the ripple crest and ejected upward during the flow reversal. Since then, vortex ripple formation and evolution have been studied in the course of laboratory experiments and field observations. *Clifton and Dingler* (1984) separated vortex ripples in three classes. Orbital ripples have wavelengths, λ_r , linearly dependent on the wave orbital excursion near the bed, A_0 . Anorbital ripples have wavelengths that only depend on the grain diameter, d . Suborbital ripples are an intermediate stage where ripples wavelength depends both on the wave orbital excursion and on the grain diameter. *Wiberg and Harris* (1994) proposed a ripple geometry predictor based on this classification. Alternative ripple predictors also consider the wave period, the fluid and sediment (*Nielsen*, 1981; *Grant and Madsen*, 1982; *van Rijn*, 1993).

Despite support through several laboratory studies, these predictors have limitations. Some observations show wavelengths with up to one order of magnitude difference from the predicted wavelength (*Nielsen*, 1981; *Wiberg and Harris*, 1994; *Soulsby and Whitehouse*, 2005). Moreover, some large orbital ripples have been observed within the anorbital ripple range (*Traykovski et al.*, 1999; *Ardhuin et al.*, 2002). Finally these predictor models are limited to reasonably simple forcing conditions and do not resolve formations such as squash ripples, long waves ripples, megaripples, etc. (*Soulsby and Whitehouse*, 2005).

Ripples formation and evolution have also been studied through theoretical models (*Blondeaux*, 1990; *Vittori and Blondeaux*, 1990) or 1-D models (*Andersen et al.*, 2001). These models predict ripple behaviour and are simple to implement but full 2-D models are necessary to resolve the hydrodynamics above a rippled bed. 2-D numerical simulation allows a precise study of vortices above a bed form and until now, simulations have been used mostly for hydrodynamics, sediment concentrations and fluxes calculations (*Andersen*, 1999; *Foster et al.*, 2001; *Chang and Hanes*, 2004; *Foster et al.*, In review). True flow and morphologic coupling has been limited because of the resolution of the sediment conservation equation, which links the sediment fluxes to the bed height, when complex non-linear formulations are used for the sediment fluxes calculation. This is particularly relevant in the case of vortex ripples where the slope variation at the crest of the ripples represents a discontinuity which is difficult to solve with numerical schemes

because it can induce instabilities (*Johnson and Zyserman, 2002*). These instabilities can be artificially smoothed however the smoothing may prevent the evolution of small perturbations and bed evolution from a quasi-flat bed.

This paper presents a new morphologic approach which resolves bedform evolution with a modified non-oscillatory central scheme for ripple growth and a routine which simulates small avalanches. This approach leads to an equilibrium between building processes and damping processes, allowing the bed to reach a saturation state when submitted to a regular forcing. This morphology module has been integrated into Dune2D model (*Tjerry, 1995; Andersen, 1999; Fredsøe and Tjerry, 2001*) to perform simulations of vortex ripple growth and evolution.

6.2 Governing Equations and Dune2D Model

Dune2D is a two-dimensional bottom boundary layer model which was first developed by *Tjerry (1995)* in the Danish Technical University to simulate flow over non-cohesive sediment beds in alluvial rivers and to examine the bed response to this flow. *Andersen (1999)* added the oscillatory forcing component in order to simulate the flow induced by waves.

The model inputs are the free stream orbital velocity near the top of the boundary layer U_0 , the oscillation period T and the mean current U_m . Figure 6.1 shows the gridded domain, the boundary layer flow is computed above the bed form line $z = h(x, t)$, where x and z are the horizontal and vertical coordinates. The domain depth D should be large enough to ensure that it does not have an influence on the computed flow, therefore it does not represent the real boundary layer thickness or water depth. Following *Natoo (2003)*, we specify $D = 2\pi(U_0 + U_m)T$. The grid is generated by a boundary fitted transfinite interpolation method (*Eriksson, 1982*) after each morphological calculation. In order to resolve the viscous sub-layer, the grid cell thickness immediately next to the bed is set to $2\nu/u^*$ (*Andersen, 1999*), where ν is the kinematic viscosity of water and u^* is the friction velocity on a flat bed. The upper boundary is closed by a rigid-lid boundary condition and a cyclic boundary condition is set on the lateral sides of the domain for vortex ripples simulations under oscillating flows. In the present study $\rho_s/\rho = 2.65$, where ρ_s and ρ are respectively the sediment and fluid densities. d_{50} is the median grain size, and λ_r and η_r are respectively ripples wavelength and height (cf. figure 6.1).

The hydrodynamics and sediment transport are described hereafter, more informations about the models and numerical methods used in Dune2D are available in *Tjerry (1995)*, *Andersen (1999)* and *Tjerry and Fredsøe (2005)*.

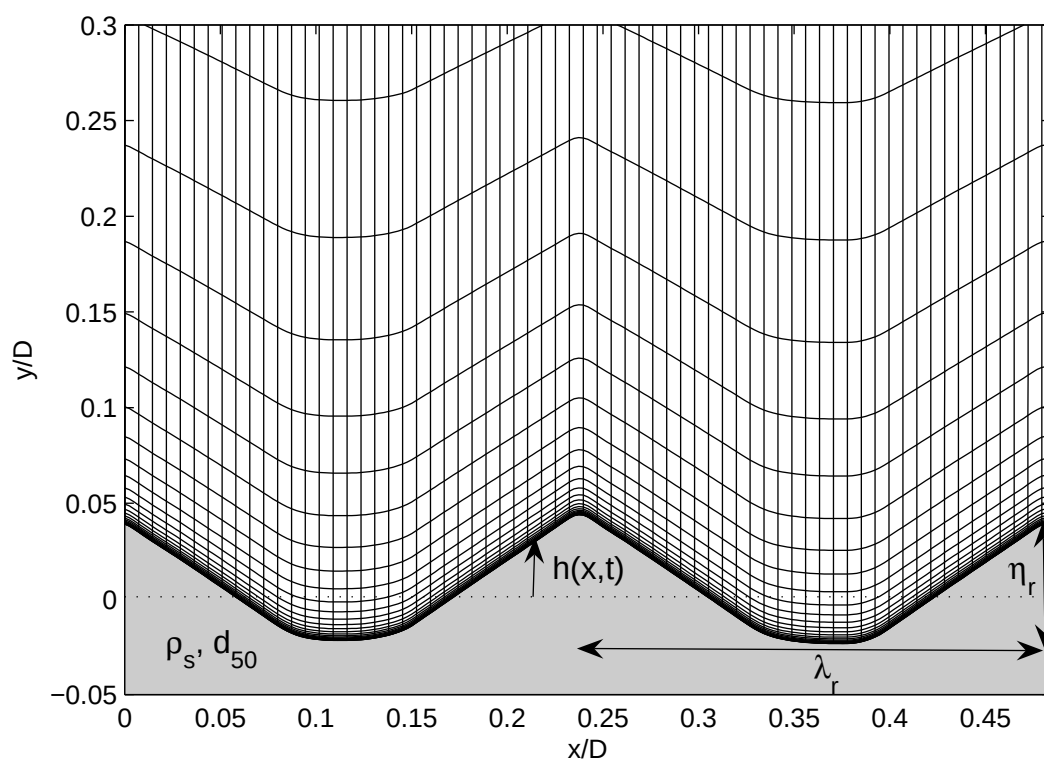


FIG. 6.1 – Dune2D 200×30 computational grid used for the simulations over two orbital ripples, 1 of 3 grid cells plotted in x direction.

6.2.1 Hydrodynamics

The flow field is resolved with the two-dimensional Reynolds averaged Navier-Stokes equations (RANS). The averaged fluid velocity components U_i are the unknown, where $i = 1, 2$ are the two space coordinates of the system $x_1 = x$ and $x_2 = z$. The Reynolds decomposition of the fluid velocity, u_i , is used to take into account smaller scales effects, $u'_i = u_i - U_i$, and the RANS equations over the time, t , are

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S_{ij} + \tau_{ij}) \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0, \quad (6.2)$$

where P is the pressure, S_{ij} is the strain rate tensor $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$, and τ_{ij} is the Reynolds stress tensor given by

$$\tau_{ij} = -\overline{u'_j u'_i} = 2\nu_T S_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (6.3)$$

with ν_T the eddy viscosity and k the kinetic energy.

Turbulence closure is achieved using the k - ω model developed by Wilcox (1988) which has been successfully applied to problems with strong adverse pressure gradients and rough wall boundary conditions (e.g. Bradshaw *et al.* (1996)). The quantities k and ω and the eddy viscosity $\nu_T = \gamma^* k / \omega$ are obtained by resolving the closure equations,

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma^* \nu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega \quad (6.4)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma \nu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \gamma \frac{\omega}{k} \left(-\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) - \beta \omega^2. \quad (6.5)$$

where β , β^* , σ , σ^* , γ , and γ^* are closure coefficients.

In Dune2D, the governing equations are discretized using a finite volume method with an ISNAS scheme. A PISO (Pressure Implicit Splitting of Operators) algorithm is used to calculate the pressure and a process of iteration is applied to find the mean current (null if only waves are simulated) using a PID-control algorithm. The model is forced over the entire domain with the free stream pressure gradient defined with

$$F = \omega_0 U_0 \cos(\omega_0 t). \quad (6.6)$$

where $\omega_0 (= 2\pi/T)$ is the wave angular frequency.

6.2.2 Sediment Transport

The total sediment transport includes the bed load transport and the total quantity of sediment in suspension in the water column. The bed load horizontal flux is calculated

by the formulation of *Meyer-Peter and Müller* (1948) as follows

$$\begin{cases} q_b(x, t) = 8 (\theta(x, t) - \theta_{c\alpha}(x))^{\frac{3}{2}} & \text{if } \theta(x, t) > \theta_{c\alpha}(x) \\ q_b(x, t) = 0 & \text{if } \theta(x, t) \leq \theta_{c\alpha}(x) \end{cases} \quad (6.7)$$

or the formulation of *Engelund and Fredsøe* (1976),

$$\begin{cases} q_b(x, t) = 5n(x, t) \left(\sqrt{\theta(x, t)} - 0.7\sqrt{\theta_{c\alpha}(x)} \right) & \text{if } \theta(x, t) > \theta_{c\alpha}(x) \\ q_b(x, t) = 0 & \text{if } \theta(x, t) \leq \theta_{c\alpha}(x) \end{cases} \quad (6.8)$$

where θ is the Shields parameter, $\theta_{c\alpha}$ is the slope corrected critical Shields parameter, as defined in *Fredsøe and Deigaard* (1992), and n is the fraction of the particles that may be in the upper layer of the bed. The Shields parameter represents the adimensioned shear stress at the bed τ_b and is given by

$$\theta(x, t) = \frac{\tau_b(x, t)}{\rho g (s - 1) d_{50}}. \quad (6.9)$$

The fraction of the particles that may be in the upper layer of the bed is calculated as follows

$$n(x, t) = \left[1 + \left(\frac{\frac{\pi}{6} \mu_d}{\theta(x, t) - \theta_{c\alpha}(x)} \right)^4 \right]^{-\frac{1}{4}} \quad (6.10)$$

with μ_d , the dynamic friction on the bed.

The formulation of Meyer-Peter and Müller (6.7) is generally employed for low stress values ($\theta < 1$) whereas the formulation of Engelund and Fredsøe (6.8) is more appropriated for higher shear stress values (e.g. *Nielsen* (1992)).

The sediment concentration, c , is calculated with the advection-diffusion equation given by

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u_j \frac{\partial c}{\partial x_j} = \frac{\partial w_s c}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_T \frac{\partial c}{\partial x_j} \right), \quad (6.11)$$

where w_s is the settling velocity defined with

$$w_s = \sqrt{\frac{4(s - 1)g d_{50}}{3C_D}}, \quad (6.12)$$

with C_D the drag coefficient for natural sand. The bottom boundary condition for equation (6.11) is defined with a reference concentration model of *Engelund and Fredsøe* (1976) at $z = h + 2d_{50}$. The suspended load horizontal flux results from the integration on the water column of the suspended sediment

$$q_s(x, t) = \int_{h(x, t)}^D c(x, z, t) u(x, z, t) dz. \quad (6.13)$$

6.2.3 Flow Morphologic Coupling

The sediment transport and the sand bed evolution are coupled by the sediment conservation equation

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \quad (6.14)$$

where h is the bed height and q is the total sediment flux given by

$$q = \frac{1}{1-p} (q_b + q_s) \quad (6.15)$$

where $p(= 0.4)$ is the porosity of the bed.

Figure 6.2 shows the sediment flux over one vortex ripple at the instant $t = T/4$ (maximum right-directed free stream velocity). The crest of the ripple represents a discontinuity of the bed form which creates a discontinuity of the term $\partial q/\partial x$. In this context, it is necessary to solve the sediment conservation equation (6.14) using a shock-capturing scheme in order to preserve the mass flux on each side of the shock.

Many morphological models use a total flux function which directly depends on the bed form variations. In this case, the conservation equation (6.14) can be developed into its non-conservative form which describes an advection of the bed at a celerity $a = dq/dh$. A large panel of hyperbolic schemes are available to solve this equation but, in the Dune2D model, the sediment flux is not an explicit function of h . On the contrary, it is the result of the full hydrodynamic calculation, combined with a bed load formulation and a transport equation for the sediment in suspension, therefore, the scheme has to solve the conservative form (6.14) of the sediment conservation equation.

Initially, the scheme implemented in the morphology module of Dune2D was the Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics (QUICK) of *Leonard* (1979). This scheme does not solve the conservative form of the sediment conservation equation and it needs a calculation of the bed celerity in order to perform an upwinding shift on the grid. Therefore, the QUICK scheme is not able to resolve the flux discontinuity at ripple crest and uncontrolled spurious oscillations appear. By smoothing the flux, it is possible to avoid these oscillations, however the resulting bedform shape is dependent on this smoothing. Furthermore, smoothing prevent the small perturbations from developing and growing, hence ripple creation from a flat bed locally perturbed is impossible.

A high order hyperbolic scheme has been tested, the Weighted Essentially Non-Oscillating (WENO) scheme of *Liu et al.* (1994) which has been successfully implemented in morphological calculations by *Caleffi et al.* (2006) and *Long et al.* (2007). This scheme is interesting because only the sign of the bed celerity is needed, which can be estimated locally, $sign(a) = sign(\Delta q/\Delta h)$. This scheme performed very well on a simple advection test but, in Dune2D, it is not able to solve the flux discontinuity at ripple crest and it leads to spurious oscillations in the resulting bed form. In this context, the family of non-oscillatory centred schemes (NOCS) developed by *Nessyahu and Tadmor* (1990)

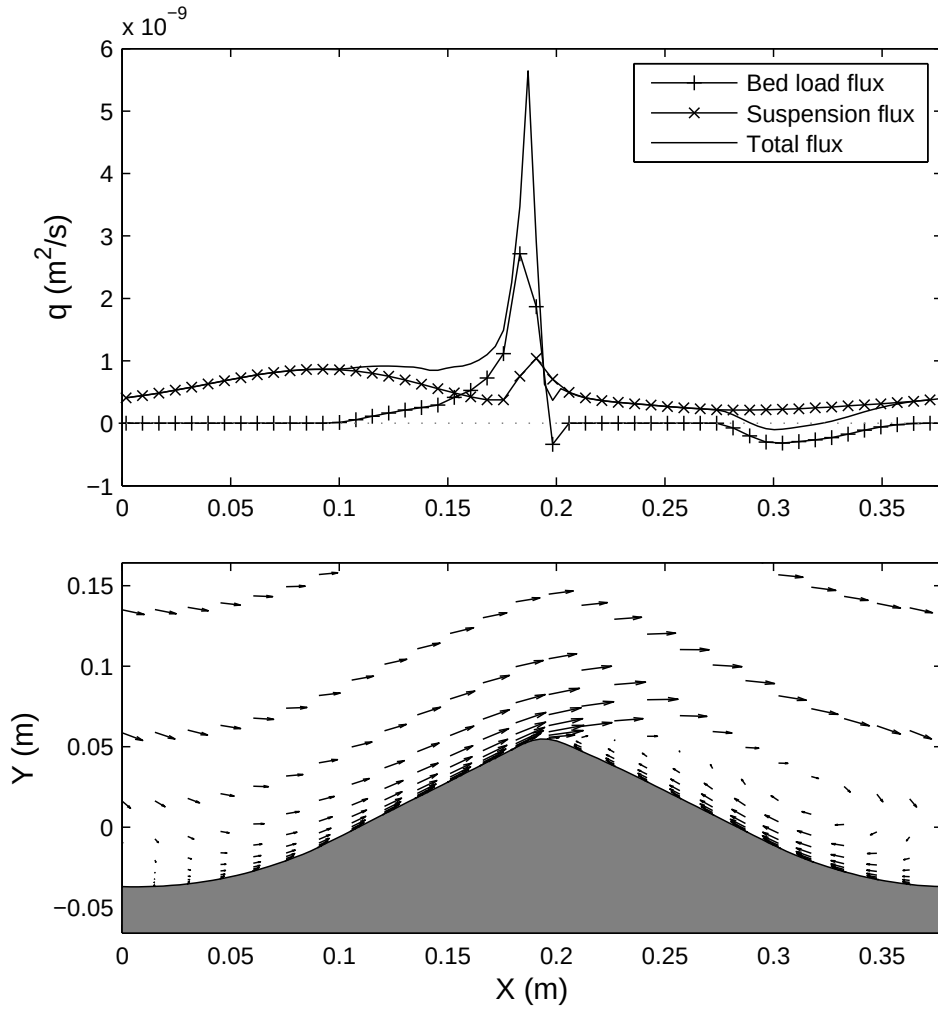


FIG. 6.2 – Instantaneous bed load, suspended load, total flux and velocity field over one vortex ripple at $t = T/4$, the free stream velocity is $U = U_0 \sin(w_0 t)$.

has been chosen. These schemes use directly the conservative form of equation (6.14) and do not require the calculation of dq/dh .

6.2.4 Modified Non-Oscillatory Centred Scheme

NOCS are second order natural extensions of the first order Lax-Friedrich scheme. In the present study, we used a modified version of the staggered NOCS presented by *Nessyahu and Tadmor* (1990) which is more accurate than the non-staggered NOCS. The bed elevation on a staggered grid is obtained at step $n + 1$ using a predictor-corrector method. The predictor step is used to calculate the total flux q at step $n + \frac{1}{2}$ for a grid node i using the first order scheme

$$\begin{cases} h_i^{n+\frac{1}{2}} = h_i^n - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta x} q'_i \\ q_i^{n+\frac{1}{2}} = q(h_i^{n+\frac{1}{2}}) \end{cases} \quad (6.16)$$

where q' is the approximate numerical derivative of the flux q , Δt and Δx are respectively the time and space steps. The corrector step is used to calculate the bed height at step $n + 1$, using the flux $q_i^{n+\frac{1}{2}}$ calculated during the predictor step

$$h_{i+\frac{1}{2}}^{n+1} = \frac{1}{2} (h_i^n + h_{i+1}^n) + \frac{1}{8} (h'_i - h'_{i+1}) - \frac{\Delta t}{\Delta x} (q_{i+1}^{n+\frac{1}{2}} - q_i^{n+\frac{1}{2}}) \quad (6.17)$$

where h' is the approximate numerical derivative of the bed elevation h . According to *Nessyahu and Tadmor* (1990), this term is calculated using a limiter in order to ensure that the scheme is *Total Variation Diminishing* (TVD), thus it avoids spurious oscillations of the solution. A β -limiter has been used, as follows

$$h'_i = MM[\beta(h_i - h_{i-1}), \frac{1}{2}(h_{i+1} - h_{i-1}), \beta(h_{i+1} - h_i)]$$

where β is the limiting parameter and MM , the function MinMod defined by

$$MM\{v_1, v_2, \dots\} = \begin{cases} \min_k\{v_k\} & \text{if } v_k > 0 \forall k, \\ \max_k\{v_k\} & \text{if } v_k < 0 \forall k, \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$$

This scheme allows a value for β up to 4, which is the value used in the morphological module as it led to the less numerical diffusion. More information about this scheme are available in *Nessyahu and Tadmor* (1990) and its two-dimensional extension can be found in *Jiang and Tadmor* (1998).

NOCS have already been used for morphological modeling by *Callaghan et al.* (2006) but even if the sediment flux used by these authors was non-linear ($q \sim h^\beta$, $\beta > 1$) it was an explicit function of the bed form h . In Dune2D, the fluxes calculation, given the bed height, involves the processing of both the hydrodynamic and the sediment modules. Thus, the calculation of a predicted value for q at step $n + 1/2$ would be very expensive in time (about a double cost) and would be hard to implement as it involves

the modification of the entire structure of the code. In order to avoid this difficulty and to ensure a portability of the morphology module, the predictor step (6.16) was replaced by an other estimation of $q^{n+1/2}$. For this purpose, we assumed that the sediment flux variations are only resulting from the bed variation, that is to say

$$\frac{\partial q}{\partial x} \approx \frac{\partial q}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial x} \quad (6.18)$$

which gives the non-conservative form of the sediment conservation equation (6.14) given by

$$\frac{\partial h}{\partial t} + a \frac{\partial h}{\partial x} = 0 \quad (6.19)$$

where a is the bed celerity, $a \approx \partial q / \partial h$. Thus, the predictor step (6.16) was replaced by

$$q_i^{n+\frac{1}{2}} \equiv q\left(t_n + \frac{\Delta t}{2}, x_i\right) = q\left(t_n, x_i - \frac{a\Delta t}{2}\right) \quad (6.20)$$

Before the morphological calculation, the local bed celerity a is calculated locally on the staggered bed grid using a first degree estimation

$$a_i = \frac{2(q_{i+1} - q_i)}{h_{i+1} - h_{i-1}} \quad \text{if } h_{i+1} \neq h_{i-1} \quad (6.21)$$

This estimation cannot be done if h_{i+1} is equal or nearly equal to h_{i-1} . This problem occurs where the bed form presents a flat (or nearly flat) zone or near a slope inversion (on each side of a crest or a trough). In these cases, a_i is estimated using a third order polynomial estimation $a_i = P^3(x_i)$, the coefficients of P^3 are calculated using two other nodes on each side of the critical nodes : $a_{i-2}, a_{i-1}, a_{i+1}, a_{i+2}$.

The staggered NOCS described above gives the bed elevation at location $i + \frac{1}{2}$. The implementation of the non-staggered version of NOCS would be simpler. It is the direct extension of the non-staggered Lax-Friedrich scheme, which calculates the bed elevation at the location $i + 1$ directly. However the numerical diffusion of this scheme is much higher therefore it was not retained. The staggered NOCS has been used in this work and, in order to avoid the interpolation of the calculated bed height, the scheme (6.17) is performed twice with a half time step $\frac{\Delta t}{2}$ instead of Δt . This implies the estimation of $q^{n+\frac{1}{4}}$ and $q^{n+\frac{3}{4}}$ instead of the estimation of $q^{n+\frac{1}{2}}$ and this is done using the same method as equation (6.20).

The morphology computation needs a new calculation of the entire computational grid. Therefore it is not done at each hydrodynamic time step in order to allow the stabilisation of the hydrodynamics. The morphological time step is chosen the largest possible to limit the numerical diffusion but it must be small enough to respect the CFL condition.

The performance of classical NOCS has already been tested by *Callaghan et al.* (2006) but, even so, a simple advection test has been realized in order to observe the

behaviour of the modified scheme, using the approximation (6.18). Our scheme has been compared to others schemes (second order upwind scheme, WENO scheme...) and to the analytical solution. The results show that the modified NOCS performs well to capture the shock location. Moreover the results are the same, using the original NOCS or the modified scheme, showing that the scheme modification does not have an influence on the results. The numerical diffusion of NOCS is noticeable on an advection test, where the sediment structures are not maintained by the flow but only advected. However, in the case of a Dune2D the sedimentary features are maintained by the fluxes generated by the 2-D flow and the numerical diffusion is not inconvenient. In particular, the numerical scheme allows to compute steep slopes.

6.2.5 Avalanching

By not taking into account the avalanches that occur at the crest of vortex ripples, a simulated sand ripple could become abnormally steep, leading to non-physical slopes by far greater than the angle of repose of sediment. In natural environments, when the slope is too steep and there is a surplus of sediment on a ripple crest, an avalanche occurs and the surplus of sediment is evenly distributed downhill over the slope. In order to simulate the high flux of avalanches, *Fredsøe and Deigaard* (1992) suggested to fix the Shields parameter θ equal to a down-slope fixed value, $\theta = 2$, when the local slope exceeds the sediment angle of repose. This method induces large discontinuities in the flux function that are hard to deal with in the morphological model and the fixed value is too arbitrary. Therefore it has been deactivated and an independent avalanche routine is executed after the morphological calculation. Figure 6.3 shows the algorithm, which is based on the difference between the limit angle of stability of the sand bed and the angle of repose of sediment. The grid cells where the local slope is steeper than the limit angle of stability are corrected in order to reach the sediment angle of repose, which is considered to be a stable state. The correction is done by changing the two nodes of the cell in such a way that the bed volume is kept constant. This implies a slope change on the neighboring cells and it has to be done several times until none of the cells have to be changed. The angle of repose of sediment ϕ has been fixed and the limit angle of stability is chosen $\phi_l = \phi + 2^\circ$. This technique does not take into account the time duration of avalanches and they are regarded as instantaneous in respect to the flow time, which is an approximation and should be further improved (e.g. *Courrech du Pont et al.* (2003b)). Moreover the limit angle of stability and the angle of repose of sediment depends on the local shear stress on the bed as shown by *Doppler* (2005) but this dependency should be calibrated by measurements before it could be integrated in the model. In this study, the angle of repose of sediment ϕ is set to 33° . The behaviour of this avalanche algorithm is very similar to what is observed in natural environments. This mechanism is not confined to vortex ripples and the algorithm could be extended to other sedimentary features.

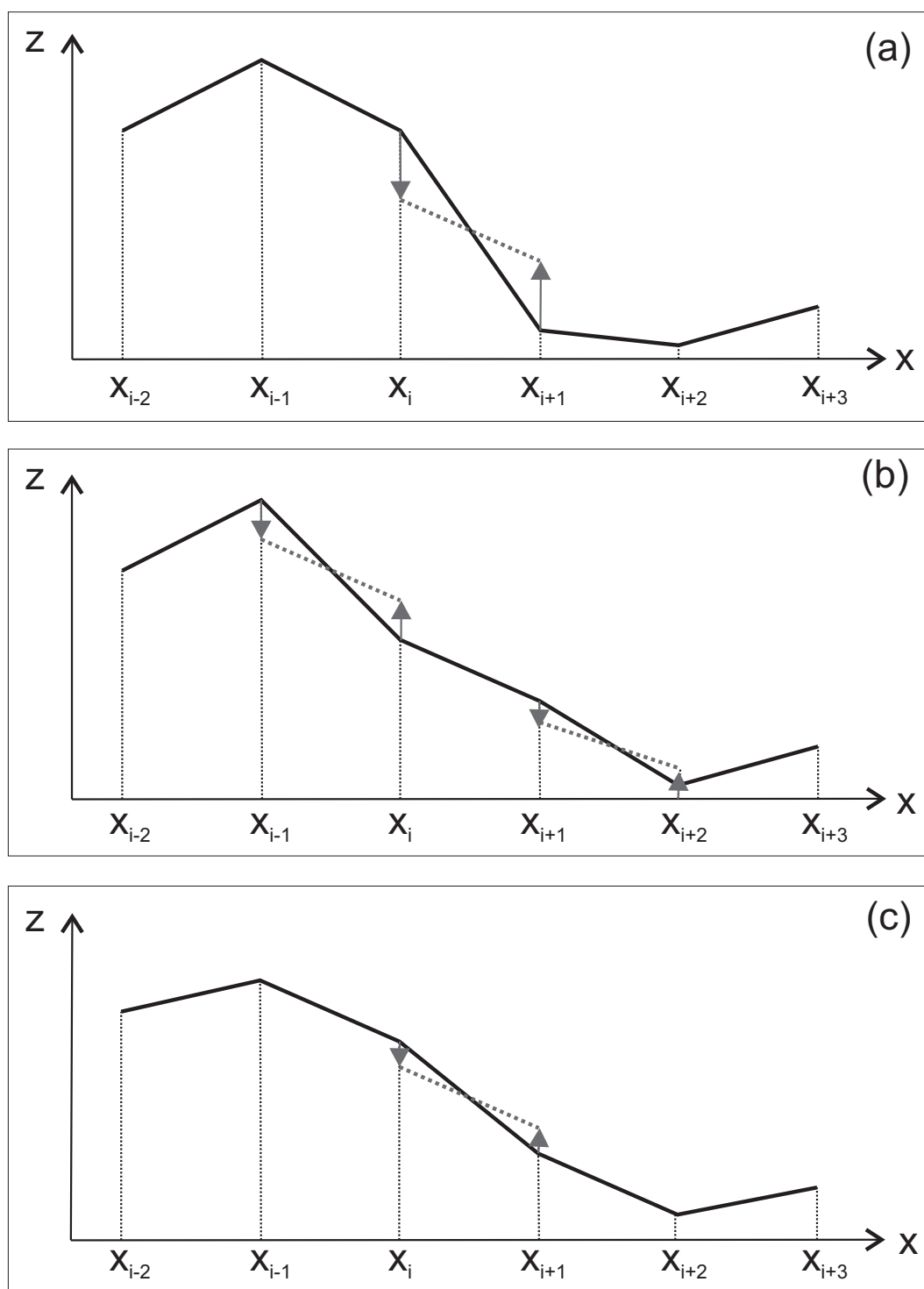


FIG. 6.3 – Two iterations of the avalanche algorithm, (a) : initial bed form, (b) : first iteration, (c) second iteration; slopes steeper than the angle of avalanche are corrected resulting in a sediment transfer from the crest to the trough.

6.3 Results

6.3.1 Development From a Flat Bed Form

In the following sections, the morphologic evolution of a rippled bed in response to a single set of hydrodynamic forcing is examined. The sea bed is composed of 0.3 mm diameter quartz grained sand ($\rho_s/\rho = 2.65$). The hydrodynamic forcing is sinusoidal with a wave amplitude of $A_0 = 0.25$ m, and period of $T = 6$ s, yielding an excursion velocity amplitude of $U_0 = 0.26$ m/s. Similar hydrodynamic conditions would be expected to be observed within the shoaling zone of intermediate water depths (e.g. a 1 m wave height in 12 m water depth). These conditions were chosen such that the ripple characteristics would be expected to be contained purely within the orbital ripple regime as specified by *Clifton and Dingler* (1984). The wave mobility number ψ and the maximum Shields number θ' are low, $\psi \simeq 14$ and $\theta' \simeq 0.1$. Following the guidelines of *Nielsen* (1992) for low Shields numbers, the bed load formulation of Meyer-Peter and Müller (6.7) has been employed. The suspended load is small (20% of the total load) relative to the bed load so the formation of ripples is essentially due to bed load transport in this case. Initially, a simulation over a large domain has been performed, in order to limit the influence of the periodic boundary condition on the ripple size. The mean ripple wavelength observed when the bed form reaches a stable form will be used to perform lower cost simulations over smaller domains, containing one or two ripples.

Figure 6.4 shows the result of the simulation over a large domain of length 3.4 m. $Nx = 900$ horizontal grid cells are used for this simulation, and 2000 time steps per wave period ($\Delta t_{hydro} = 3$ ms) are necessary for the convergence of the hydrodynamic module. The morphological calculation and the grid update are done every 10 time steps ($\Delta t = 30$ ms). The sand bed converges to its quasi-stable geometry composed of 9 ripples at 1500 wave cycles. At roughly 1500 wave cycles, the 7th ripple slowly decreases in amplitude. In this simulation, there are between 9 ripples (prior to 1500 wave cycles) and 8 ripples (following 1500 wave cycles) which would result in equilibrium wave lengths of 0.425 m and 0.378 m. The wavelength predicted by the orbital law of *Wiberg and Harris* (1994) is $\lambda_r = 1.3 \times A_0 = 0.325$ m, and the empirical relationship of *Nielsen* (1981) for regular waves predicts $\lambda_r = A_0 (2.2 - 0.345\psi^{0.34}) = 0.34$ m for $2 < \psi < 230$. The simulated ripple wavelength is larger than these values but is in better agreement with the field observations of *Traykovski et al.* (1999) and *Ardhuin et al.* (2002). According to *Traykovski et al.* (1999), the expected wavelength is $\lambda_r = 1.52A_0 = 0.38$ m, which is very close to the result obtained with this simulation. The hydrodynamic forcing can be characterized by the dimensionless wave amplitude A_0/d_{50} and the period parameter $\chi = d_{50}/(s-1)gT^2$. According to *Mogridge et al.* (1994), smaller values of χ lead to larger orbital ripples for a fixed value of A_0/d_{50} . In the present simulation, $A_0/d_{50} = 833$ and $\chi = 5.1 \cdot 10^{-7}$. These values are more representative of field measurements than flume

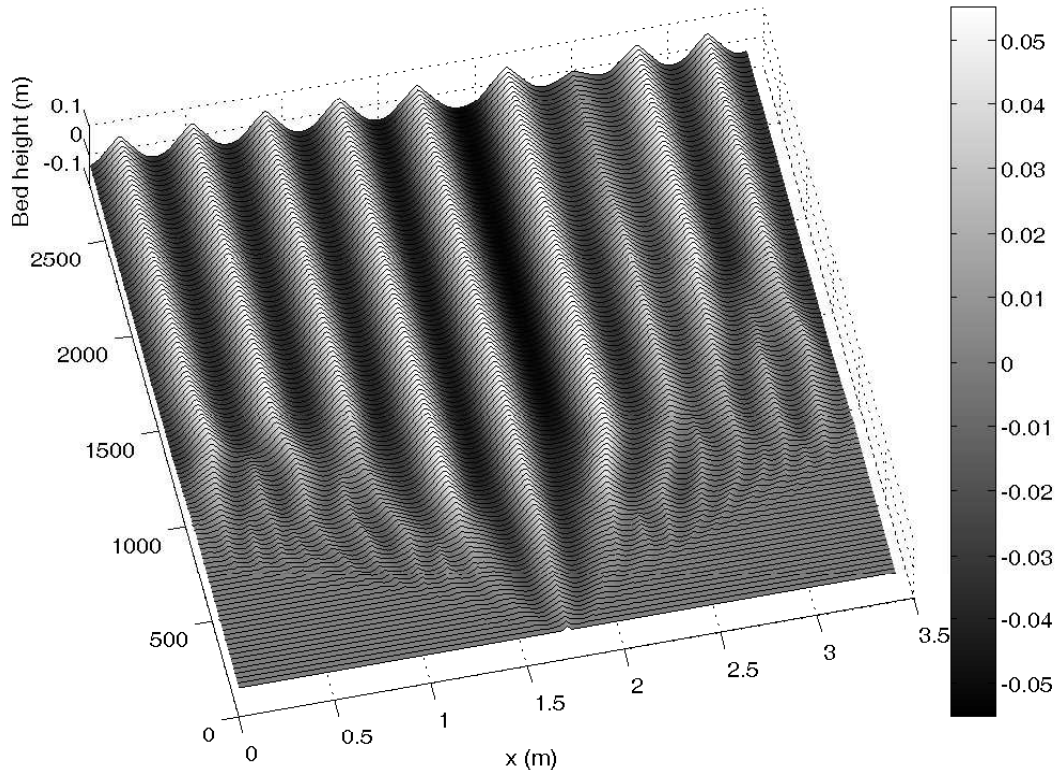


FIG. 6.4 – Time evolution of a flat bed locally perturbed by a Gaussian hump ; $U_0 = 0.26$ m/s, $T = 6$ s, $d_{50} = 0.3$ mm, $Nx = 900$.

experiments and allow large orbital ripples (*Mogridge et al.*, 1994; *Traykovski et al.*, 1999).

For the ripples simulated here, the mean ripple steepness, defined with η_r/λ_r , is 0.228. The slope steepness is limited by the angle of repose of the sediment, ϕ , and ripples shape is formed of parabolic troughs with triangular crests, as a result of the crest avalanching. *Nielsen* (1992) gives the empirical relation $\eta_r/\lambda_r \simeq 0.32 \tan \phi$ when $\theta' \leq 0.2$, that is a mean steepness of 0.208 for this simulation with $\phi = 33^\circ$. The mean value obtained with the simulation is 10 % larger than the value predicted by the empirical relationship of *Nielsen* (1992) but is consistent with the diagrams of *van Rijn* (1993) for orbital ripples.

The initial perturbation grows quickly, its crest moving back and forth by roughly 1 cm at each wave period. Figure 6.5 shows the evolution of the maximum bed height and the surface elevation standard deviation during the bed evolution. In the first 1000 wave cycles, maximum ripple height grows linearly at $4.6 \cdot 10^{-5}$ m/wave cycle until saturation is reached. The other ripples are inexistent on the initial bed, it leads to a delay before the entire bed reaches saturation, at roughly 1500 wave cycles. From experimental data, *Voropayev et al.* (1999) built an empirical model to predict the ripple

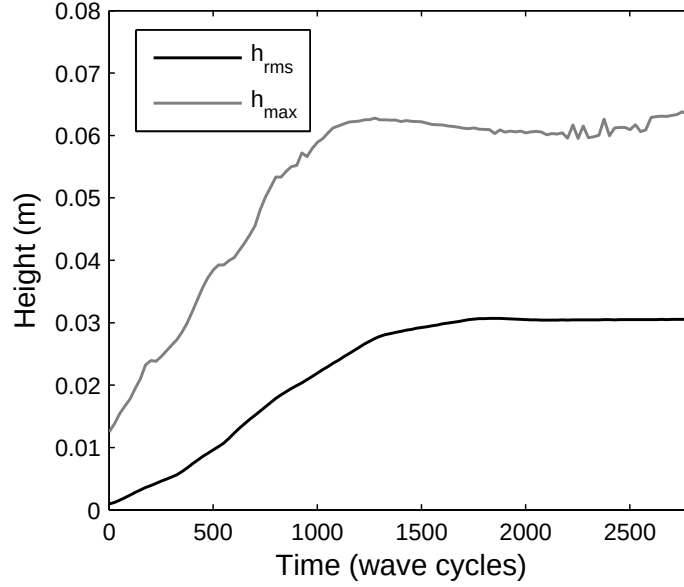


FIG. 6.5 – Maximum bed height h_{max} and standard deviation of the bed height h_{rms} during the evolution of a flat bed locally perturbed by a Gaussian hump ; $U_0 = 0.26$ m/s, $T = 6$ s, $d_{50} = 0.3$ mm, $Nx = 900$.

growth duration. They give a characteristic time scale, $t^* = c/\omega_0\psi^{1/2}$, with the empirical constant, $c = 2500$, derived from their experimental data. The ripple growth duration should be ranged between $2t^*$ and $3t^*$. The simulated hydrodynamic conditions of the present study would yield $t^* = 640$ s with a ripple growth duration from 213 to 320 wave cycles. In this case, the growth duration is much longer because there is a single initial perturbation on the middle of the domain, therefore it takes time for its propagation on the entire domain. In an experimental environment, the bed has many local perturbations that are likely to grow in the same time. A simulation on a smaller domain containing one ripple, $L = 0.378$ m, gave a growth duration of 225 wave cycles, which is in agreement with the expected duration.

There are a variety of mechanisms which rule the equilibrium of established ripples when saturation is reached. These mechanisms can be separated into production and damping processes. In equation (6.17), the flux difference term $-\Delta t/\Delta x \left(q_{i+1}^{n+\frac{1}{2}} - q_i^{n+\frac{1}{2}} \right)$ represents a production term when it is positive and a damping term when it is negative. The scheme's numerical diffusion and the local avalanches are damping terms. The main difference between these terms is that numerical diffusion depends on the slope variation whereas the avalanche condition depends directly on the slope value. The equilibrium of the bed is reached when the local avalanching balances the production term. This result confirms the theory of *Andersen et al.* (2001) on ripples equilibrium, which was based on an analysis of the sediment fluxes.

The influence of the computational grid on the hydrodynamics and bed shear stress

has been examined by *Andersen* (1999) above a theoretical vortex ripple and by *Chang and Hanes* (2004) above gently sloped long wave ripples. *Andersen* (1999) found that the criterion $\Delta x/A_0 < 0.012$ was required to avoid instabilities near the crest. Here, we continue with those efforts and examine the model sensitivity to the morphological time step and the bed grid refinement. The bed evolution has been simulated on a length $L = 0.378$ m for 6 horizontal grid resolutions, $Nx = 40, 60, 80, 100, 120, 140$, and three morphological time steps. Figure 6.6 shows the sensitivity of the time to saturation, t^{sat} , and the bed energy at saturation, h_{rms}^{sat} . The time to saturation is defined as the number of wave cycles necessary for the bed energy to reach 95 % of the bed energy at equilibrium. The bed energy at saturation is defined as the standard deviation of the bed at saturation. When the grid is too coarse or the time step is too small, the numerical diffusion of the morphology scheme becomes high regarding to the sediment fluxes and the initial bed evolves to a flat bed form. If the grid is too refined or if the time step is too large, the CFL condition is not satisfied and the resulting bed is unstable, it happens when $Nx \geq 140$ if $\Delta t_{morph} = 10\Delta t$ and when $Nx \geq 120$ if $\Delta t_{morph} = 20\Delta t$. There is a strong sensitivity of the growth rate to the resolution, as the saturation time decreases with increasing grid refinement. Not surprisingly, there is a lower sensitivity to the morphologic time step because the numerical diffusion is a square function of the grid spacing, but only a linear function of the time step. For the cases where the CFL condition is satisfied, the bed energy at saturation shows only 7 % variability. Morphologic sensitivity to bed load formulation and slope correction is shown in figure 6.7. In all cases the hydrodynamic forcing was uniform. Both the bed load formulation and the activation of the slope correction on the critical Shields parameter have a significant influence on the growth rate, but also on the bed energy at equilibrium. The slope correction applied to the critical Shields parameter tends to reduce the flux directed from the ripple trough toward the ripple crest and this leads to slightly smaller bed forms. Of the four simulations shown in Figure 6.7, the slope-corrected Meyer-Peter and Müller formulation is the most consistent with the empirical relation of *Voropayev et al.* (1999).

6.3.2 Ripple Evolution Processes

An example of ripple creation, mergers and annihilations is given in figure 6.8. For these simulations, the domain length is 0.756 m, therefore, when saturation is reached, the domain is expected to be covered by two ripples. Figure 6.9 shows the flow field and suspended sediment over the initial bed form, zoomed on the perturbation. The velocity vectors, the concentration of sediment, the horizontal flux of sediment and the flux gradient given by $-(q_{i+1} - q_i) / (x_{i+1} - x_i)$. The concentration of sediment allows the visualization of the recirculation bubble and the flux gradient allows the visualization of the erosion/deposition zones. Two strong variations are visible in the flux gradient.

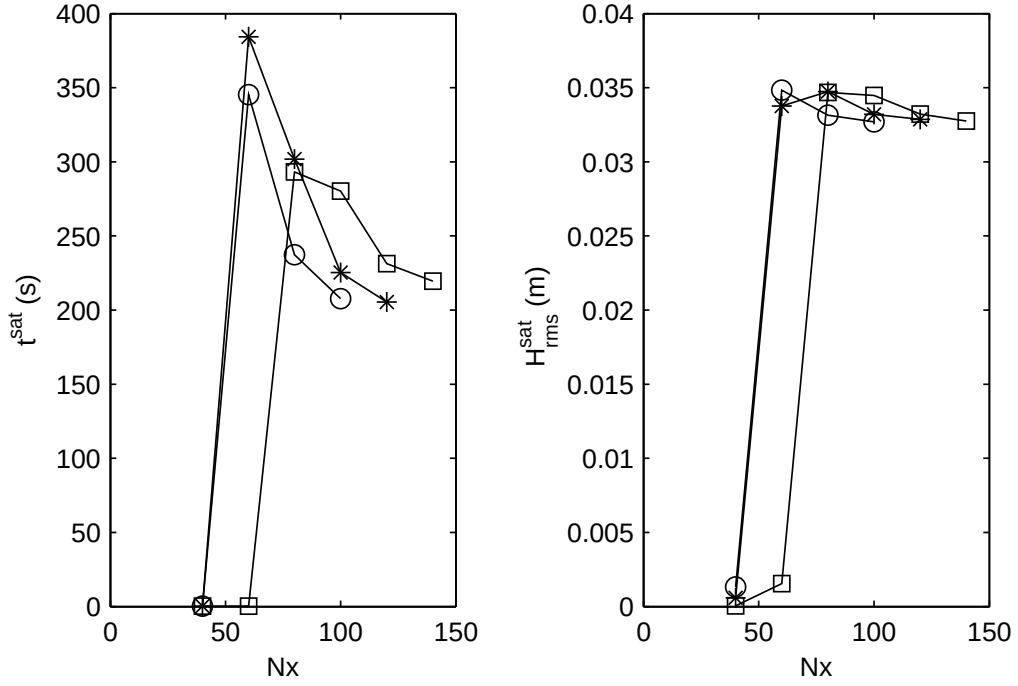


FIG. 6.6 – Influence of grid and morphological time step on the time to saturation (a) and on the bed energy at saturation (b); squares represent $\Delta t_{\text{morph}} = 5\Delta t$, stars represent $\Delta t_{\text{morph}} = 10\Delta t$, and circles represent $\Delta t_{\text{morph}} = 20\Delta t$.

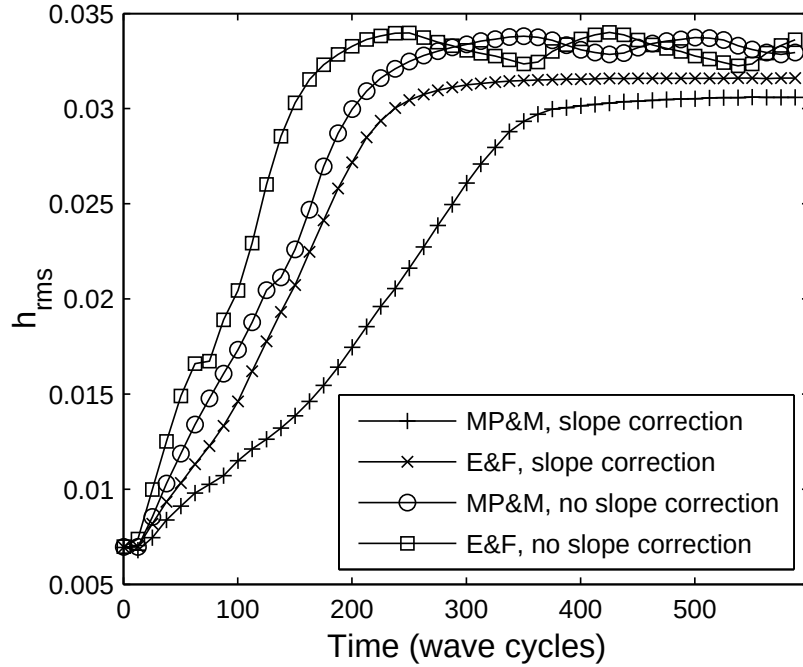


FIG. 6.7 – Time evolution of the bed form height standard deviation for four flux formulations : Meyer-Peter and Müller (MP&M) or Engelund and Fredsøe (E&F) with or without slope correction.

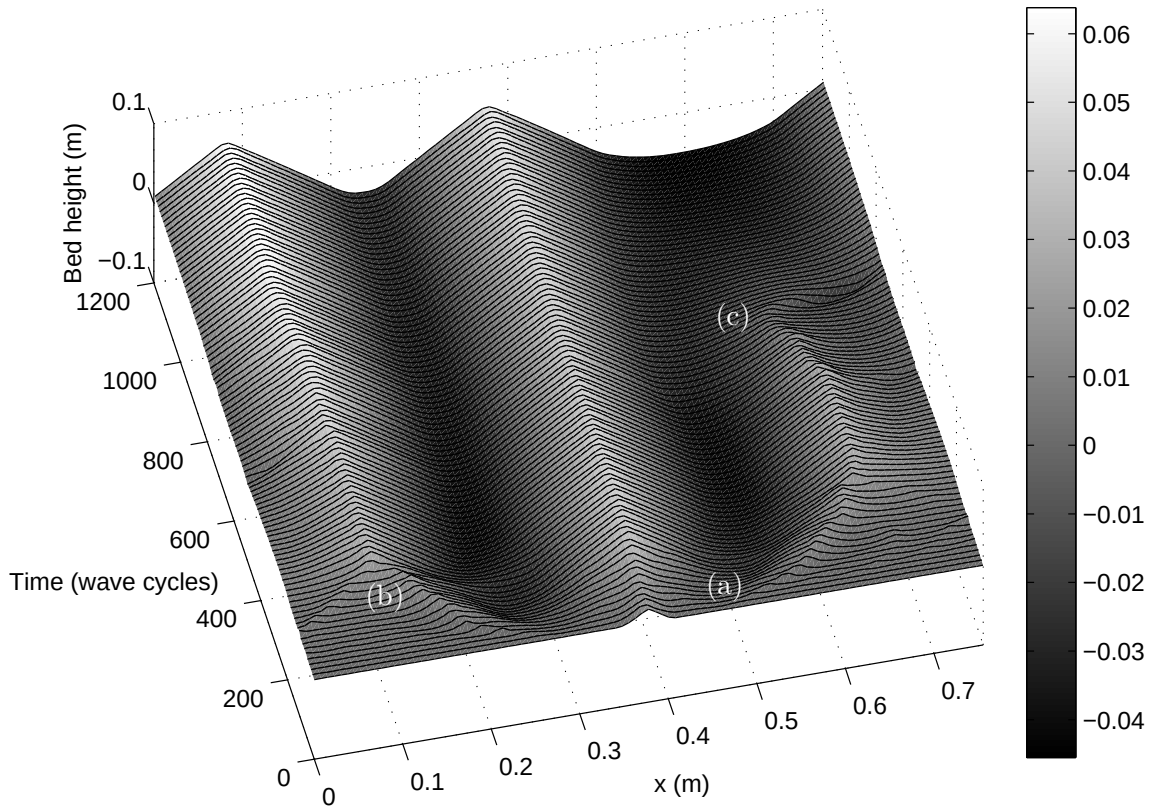


FIG. 6.8 – Ripple growth and creation (a), ripple merging (b), and ripple annihilation (c), during a sandy bed evolution; $U_0 = 0.26$ m/s, $T = 6$ s, $d_{50} = 0.3$ mm, $Nx = 200$.

One is the discontinuity created by the flow separation at the ripple crest at $x = 0.37$ m. Sediment is eroded from the left slope of the ripple and deposited on the right slope, resulting in a rightward crest displacement. The other is situated at the stagnation point at $x = 0.41$ m, where the leftward flux induced by the end of the recirculation bubble generates an erosion zone which is responsible for the ripple development and propagation.

Figures 6.4 and 6.8 show small perturbations that are created on each side of the initial perturbation. Figure 6.10 shows the evolution of the flux gradient averaged over one wave period at three times over the evolution. The erosion zones situated on each side of the initial perturbation increases the ripple steepness but is filled by the crest avalanching. The second erosion zones are not filled by the crest avalanching and they are responsible for the formation of two other perturbations on each side of the first one. The erosion zones are scaled by the amplitude of the vortex during one wave period. The new created depressions imply the creation of new vortices which lead to new zones of convergence and initiate new perturbations of the bed form. If the first perturbation is small, the secondary perturbation are very close to the first one but as

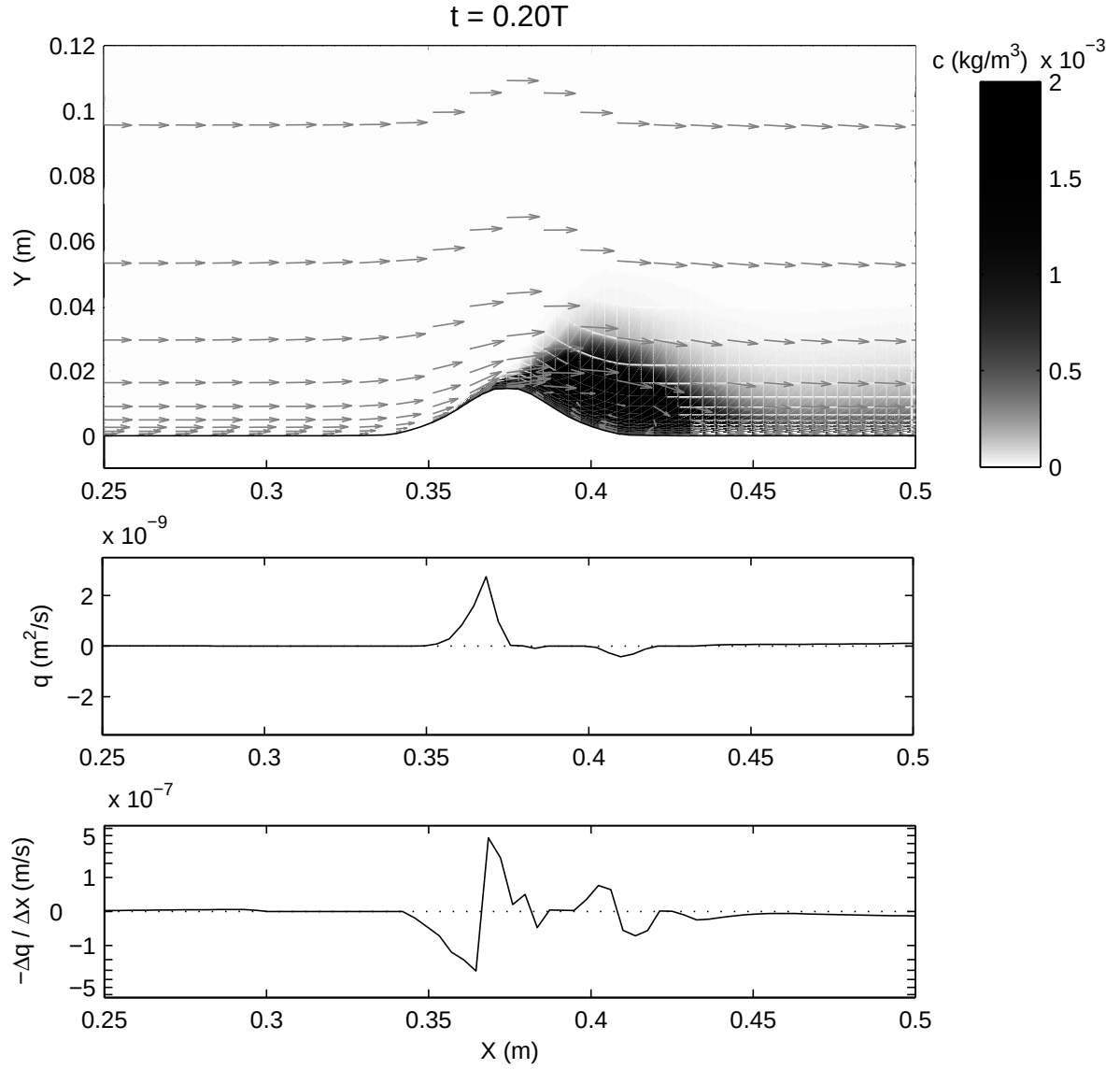


FIG. 6.9 – Velocity field and concentration (upper panel), horizontal flux of sediment (middle panel), and flux gradient (center panel) over the initial bed form at $t = T/5$ zoomed on the perturbation; maximum velocity is 0.38 m/s, the flux gradient is plotted on a non-linear axis for a better visualization.

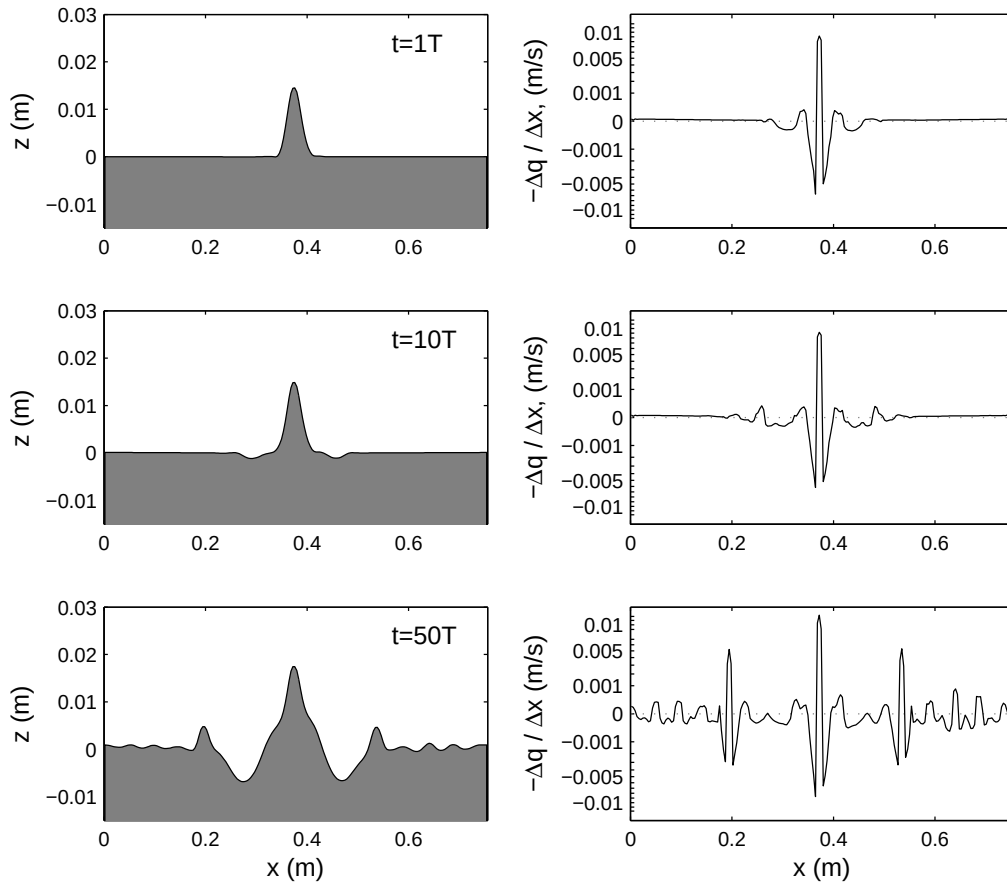


FIG. 6.10 – Evolution of the bed form (left panel) and erosion-deposition rate averaged over one wave period (right panel), during ripple creation at $t = T$, $t = 10T$, $t = 50T$.

the first perturbation grows, the recirculation bubbles are larger, driving the secondary perturbations to migrate away from the initial perturbation. The phenomenon is repeated until the entire domain is covered by ripples and saturation is reached. Saturation occurs when each side of the ripple reaches the angle of repose, then avalanches will prevent further evolution. This process underlines the importance of the vorticity calculations. As shown in *Chang and Scotti (2004)* RANS with $k-\omega$ models can over predict the extent of the recirculation bubbles, suggesting that a large-eddy simulation would predict smaller ripple wavelengths.

Figure 6.11 shows the evolution of the bed form and the flux gradient during the merging of ripples 1 and 2 which occurs between 150 and 210 wave cycles. The initial perturbation 3 has grown and the vortices that it creates are getting larger. The vortex generated by ripple 3 on its left side is larger than the one generated by ripple 2 on its right side. Thus, ripple 2 is displaced to the left. The asymmetry of ripple 2 has an incidence on the vortices that it generates. The vortex generated on the left of the

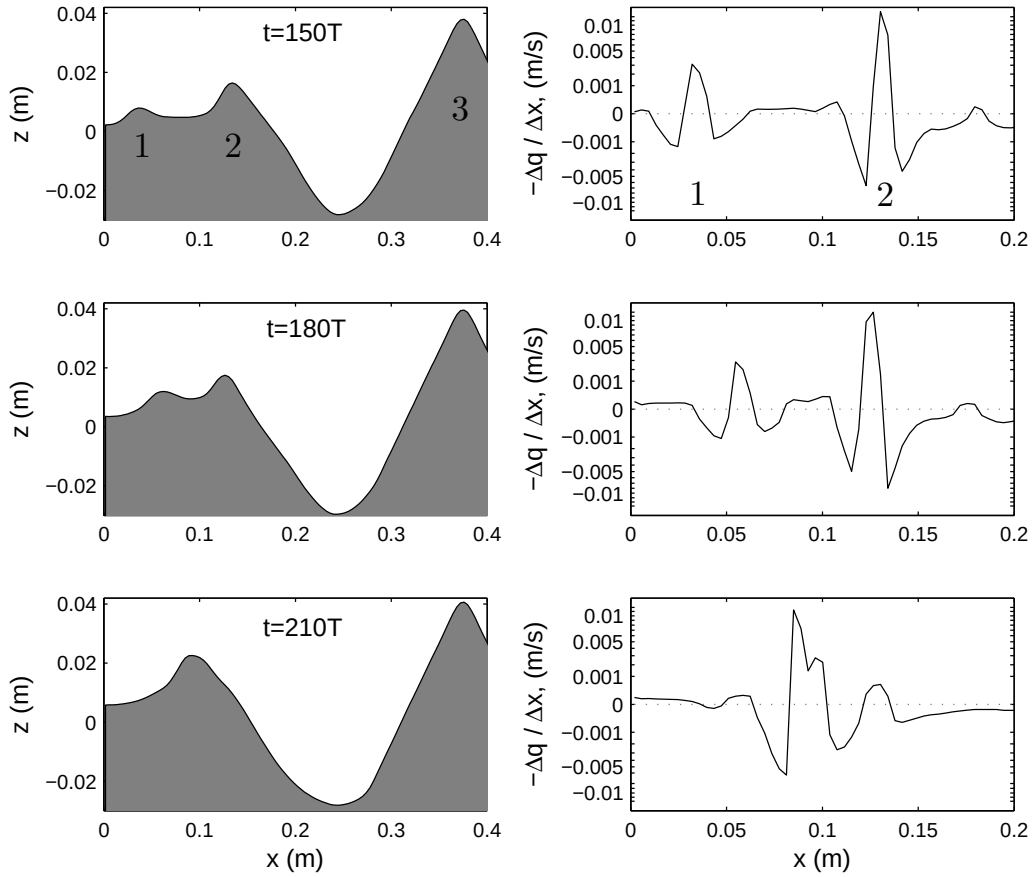


FIG. 6.11 – Evolution of the bed form (left panel) and the flux gradient averaged over one wave period (right panel), during the merging of ripple 1 and ripple 2 at $t = 150T$, $t = 180T$, $t = 210T$.

ripple is much smaller than the other one, therefore, sediment is deposited on the flat zone between the ripple 1 and ripple 2 as it can be observed on the curves representing the flux gradient. Ripple 1 is supplied in sediment on its right side and displaces on the right while the flat zone raises.

Figure 6.12 shows the bed form evolution and the sediment flux averaged on a wave period during a ripple annihilation. The domain length has been chosen in such a way that two orbital ripples are able to develop at saturation. The initial perturbation is situated on the middle of the domain, leading to the development of three ripples. One of them is annihilated in order to allow the sand bed to converge to the saturated bed form composed of two orbital ripples. The ripple situated on the right of the domain creates two vortices that are slightly smaller than those created by the two other ripples. It generates a negative mean flux on the left slope of the ripple and positive flux on the right slope. This leads to a lack of sediment on the crest of the ripple which vanishes

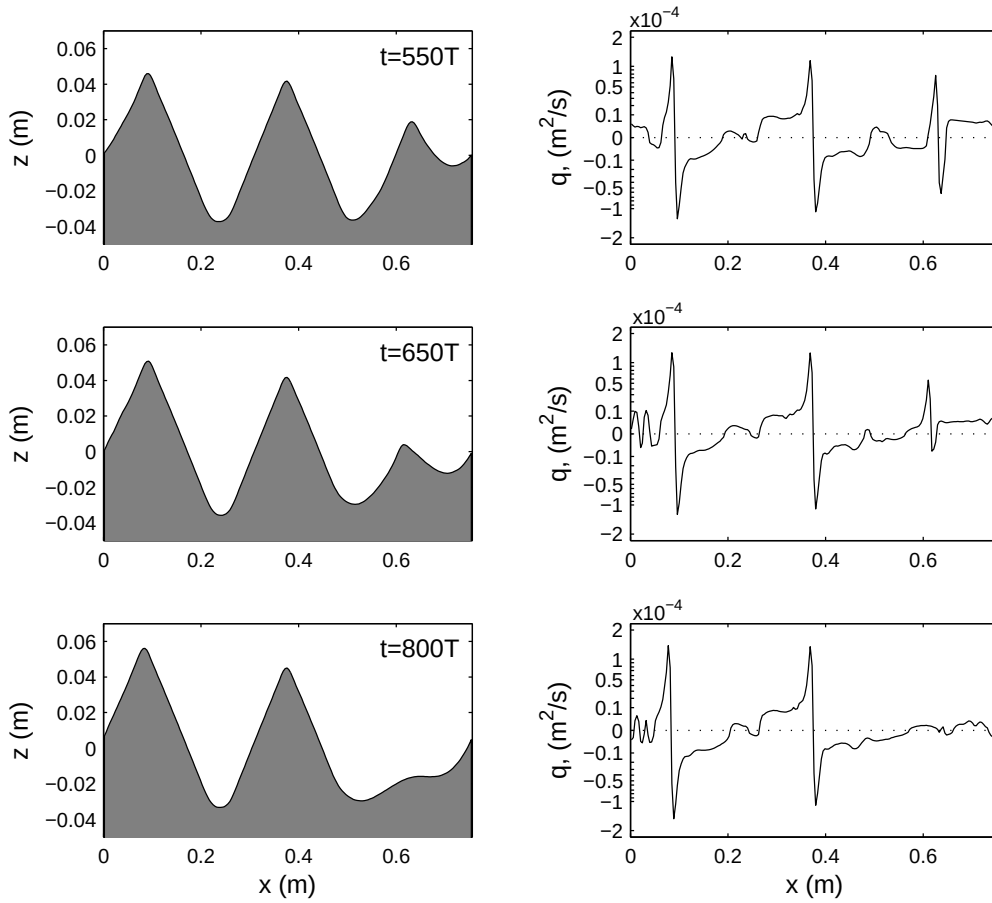


FIG. 6.12 – Evolution of the bed form (left panel) and the total flux of sediment averaged over one wave period (right panel), during ripple annihilation at $t = 550T$, $t = 650T$, $t = 800T$.

while the others two grow slightly.

6.3.3 Evolution From Random Bed Forms

Other simulations have been done with random initial bed forms. Figure 6.13 shows the bed form evolution on a large domain, starting from a random bed with large oscillations. In this case, the initial bed represents a relic bed form which is more energetic than the bedform obtain at equilibrium, figure 6.4. The bed form tends to reach an equilibrium state that is close to the one obtained at the end of the evolution from a quasi-flat bed. Figure 6.14 shows the evolution of the bed form spectrum, which allows a better understanding of the evolution stages. At the beginning and until 500 wave cycles, small ripples ($\lambda_r \simeq 0.2$ m) are developing over the existing large sand waves which does not disappear directly. Then, until 1000 wave cycles, these small ripples are growing and merging to form larger ripples that have already the equilibrium wavelength ($\lambda_r \simeq 0.4$

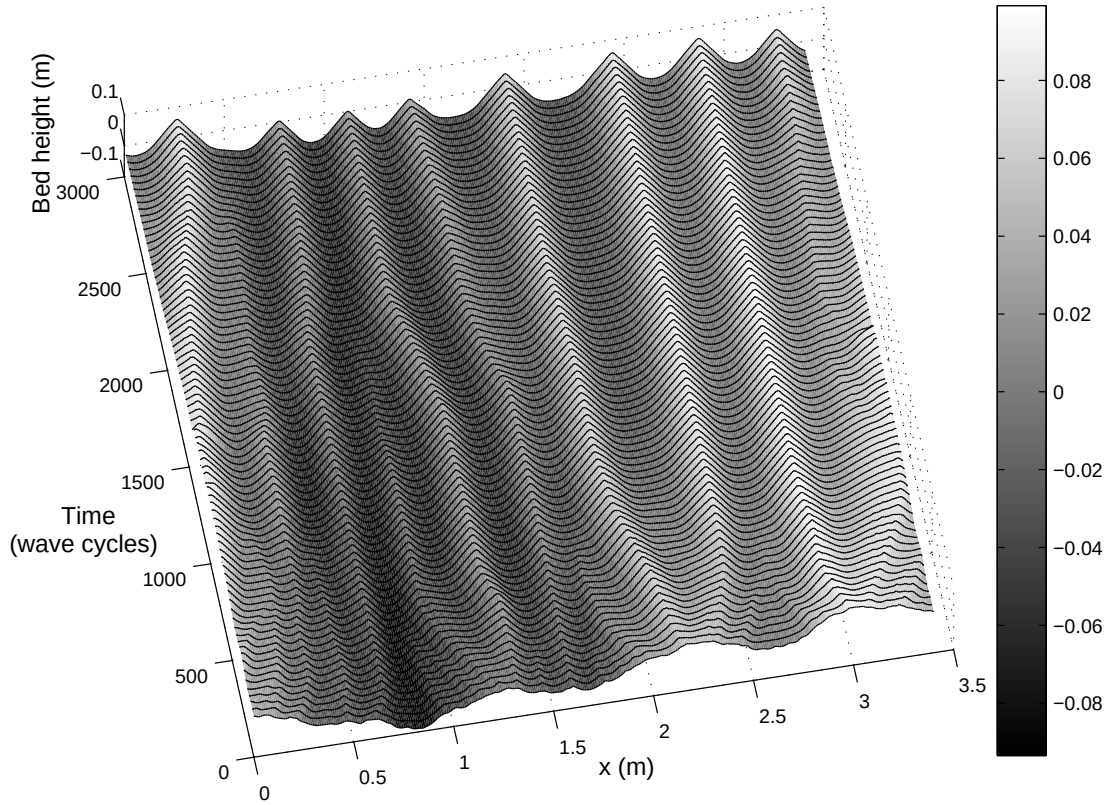


FIG. 6.13 – Time evolution of a randomly rippled bed ; $U_0 = 0.26$ m/s, $T = 6$ s, $d_{50} = 0.3$ mm, $Nx = 900$.

m), while the large oscillations loose energy. At that time, the bed form is already close to the final bed form, then an energy transfer is occurring from the large oscillations to the equilibrium wavelength. This process is very long as structures that are almost in equilibrium have to reorganize in order to allow the sediment transfer from the higher to the lower areas.

Figure 6.15 shows the evolution of the standard deviation of the bed height during the simulation. The ripple evolution can be separated in three stages : organization stage, growth stage and a saturation stage. In the case starting from a quasi-flat bed, the initial energy of the bed is quasi-null, therefore the evolution begins directly with the growth stage until saturation is reached. An organization stage is necessary when the sandy bed is in equilibrium with a previous hydrodynamic forcing and has to adapt to the current hydrodynamics. On figure 6.15 the energy decreasing stages represents organization stages. They occur during the creation of small ripples over the large oscillations, from 0 to 500 wave cycles, and during the transfer of energy from higher to lower areas, from 1000 to 2500 wave cycles. The organization stages can be very long compared to the growth stages and depends strongly on the bed history. 8 simulations have been done

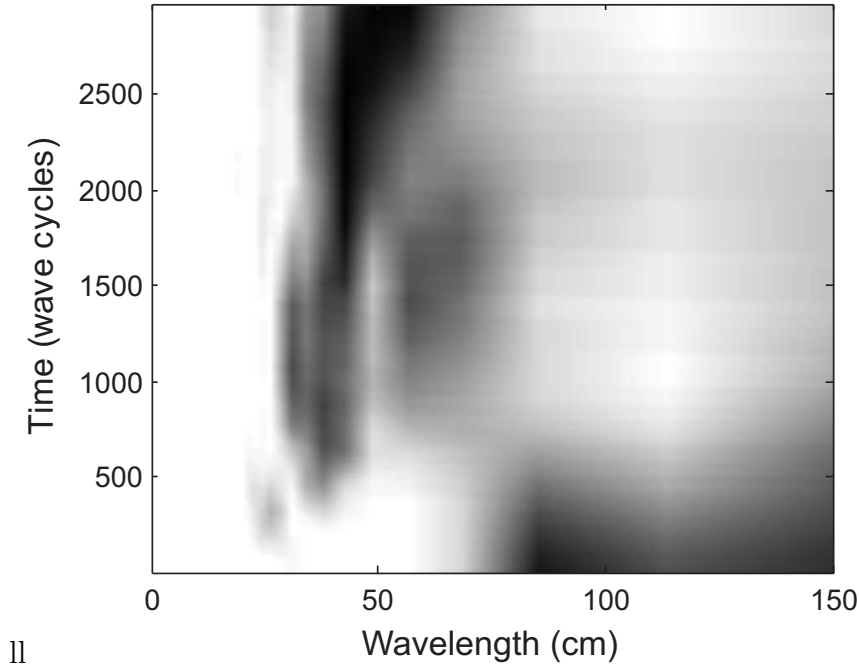


FIG. 6.14 – Evolution of the bottom elevation spectrum starting from a random rippled bed ; $U_0 = 0.26$ m/s, $T = 6$ s, $d_{50} = 0.3$ mm, $Nx = 900$.

on a smaller domain, $L = 0.378$ m, starting from random bed forms or organized bed forms (2, 3 or 5 regular orbital ripples with parabolic shapes). At saturation, simulations evolve into two kinds of final bed forms, made of 1 or 2 regular vortex ripples, depending on the initial bed. The bed form evolves to 2 final ripples only when the initial bed form has already 2 humps that are developing at the same rate. This is due to the cyclic boundary conditions that is too strong and does not allow for their merging. In natural environment, small variations in the wave intensity, the wave direction, or the sediment distribution can break this quasi-stable stage, possibly by passing through an intermediate 3-D ripple. Times of evolution until saturation were not the same ones according to whether the initial bed form were close to the final one or not. This result shows that the bed history has a strong influence on the time of evolution, even if the bed tends to evolve to the same equilibrium form.

6.3.4 Dissipation of Wave Energy

The total wave energy dissipation averaged on the entire domain and for each wave period, D_E , has been calculated during bed form evolutions. It allows the calculation of the energy dissipation factor f_e , averaged on each wave period, which represents the action of the bed form on the wave energy dissipation. f_e is obtained from the formulation of *Jonsson* (1966),

$$f_e = \frac{3\pi}{2} \frac{D_E}{\rho U_0^3}. \quad (6.22)$$

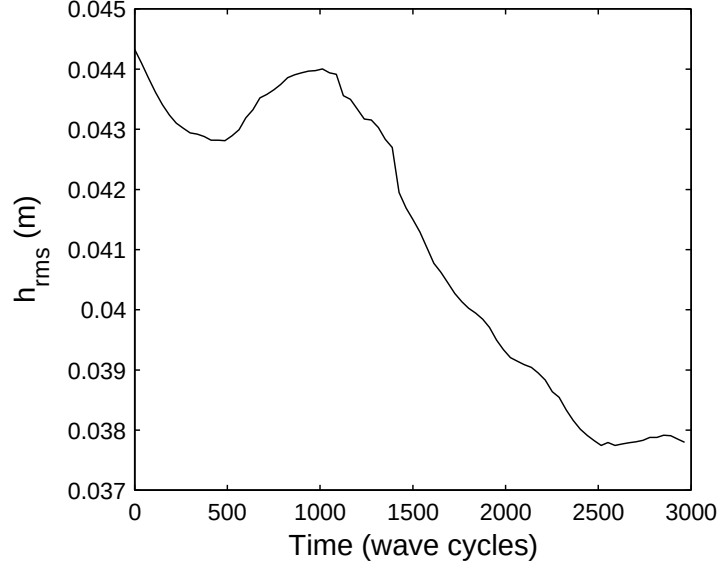


FIG. 6.15 – Maximum bed height h_{max} and standard deviation of the bed height h_{rms} starting from a random rippled bed; $U_0 = 0.26$ m/s, $T = 6$ s, $d_{50} = 0.3$ mm, $Nx = 900$.

On a flat bed, the wave energy dissipation factor is found equal to 0.0098 which corresponds to the value calculated by the corrected Swart's formula (e.g. *Nielsen* (1992)) on a rough bed, for $d_{90} = 0.3$ mm and $A_0 = 0.25$ m,

$$f_e = \exp \left[5.5 \left(\frac{2d_{90}}{A_0} \right)^{0.2} - 6.3 \right] = 0.0095. \quad (6.23)$$

The wave energy dissipation factor has been calculated during the bed form evolution. Figure 6.16 shows the evolution of the energy dissipation factor during the bed evolution starting both from a quasi-flat bed (e.g. figure 6.4) and from a random “relic” bed (e.g. figure 6.13). For the quasi-flat bed case, the dissipation factor increases in the same time that the bed energy grows. It is due to the bed roughness that increases in the same time than ripples develop. The energy dissipation factor for the equilibrium profile is $f_e = 0.25$, which is about 25 times the dissipation factor on a flat bed with the same hydrodynamic forcing.

Despite the energy of the initial bed form, the gentle slope of the initial long ripples generates few energy dissipation. Until 1000 wave cycles, the wave energy dissipation factor for the random bed case increases at the same rate than for the quasi-flat bed case. This is due to the development and growth of the orbital ripples on the relic bed form. However, the energy dissipation factor decreases during ripple annihilations. This is particularly visible from about 1400 to 1600 wave cycles, when a large orbital ripple is annihilated (e.g. figure 6.13). These ripple annihilations allow the bed to reorganize, then the ripple growth is initiated again, leading to a new increase of the wave energy dissipation factor. The 8 simulations that have been done on a smaller domain with

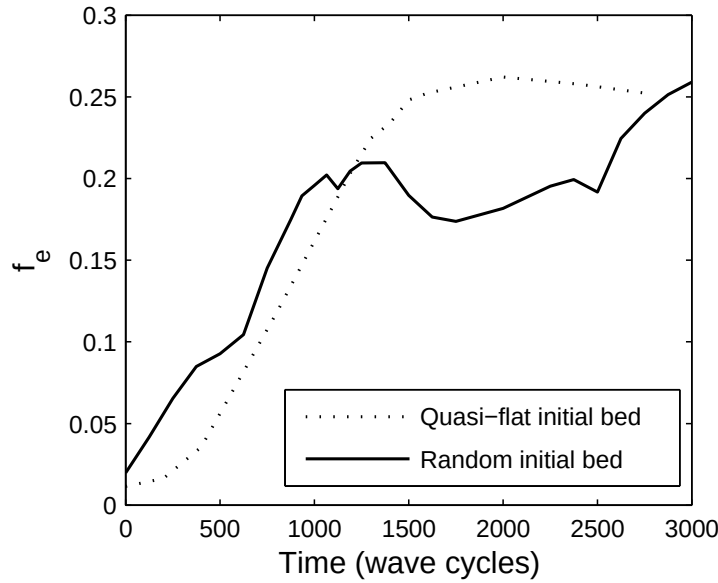


FIG. 6.16 – Evolution of the energy dissipation factor f_e starting from quasi-flat bed or a random rippled bed; $U_0 = 0.26$ m/s, $T = 6$ s, $d_{50} = 0.3$ mm, $Nx = 900$.

random initial bed forms show that the wave energy dissipation decreases during ripples annihilation and increases strongly during ripple merging. In any case, ripples organizations lead to a ripple growth, therefore the final wave energy dissipation is higher. In these simulations, the initial bed forms never generate as much energy dissipation as the equilibrium bed form. This is an interesting result for the study of the wave dissipation on relic ripples but it must be further investigated for generalization. Gentle slope history bed forms will not generate as much dissipation as an equilibrium rippled bed.

The morphology module allows the study of the bed form feedback on the waves that generate it. An application of this work could be the study of swell dissipation on a continental shelf, in order to give a better value of energy dissipation factors included in swell propagation models.

6.4 Conclusion

A new morphological module has been developed and test for simulations of sandy bed evolution. This method, based on a non-oscillatory central scheme with a local avalanche routine allows the simulation of vortex ripples creation and evolution until reaching an equilibrium state of the sandy bed in response to a regular hydrodynamic forcing. This equilibrium is obtained when the damping processes balance the production processes. The production processes are induced by the vortices whereas the dominant damping process that limits the steepness of ripples is the local avalanche of the crest. The equilibrium between these two phenomena is reached when the the avalanches of

the ripple slopes counter the sediment flux generated by the vortices.

When simulations are performed from random bed forms, the bed growth rate is in agreement with experimental results of the literature whether it concerns the growth pattern or the growth time. However, when the simulations are initiated from a quasi-flat bed form, the growth time is much longer. Ripples are developing one by one, starting from the initial perturbation and it takes a long time for the ripples to propagate on the entire domain. The growth time depends on numerical diffusion and bed load formulations. Therefore the parameters ruling the morphological module (Δt , N_x and fluxes formulations) must be chosen carefully to fit the studied phenomenon. A comparison with experimental measurements of growth rates could be used as a criterion to calibrate the fluxes formulations.

The application of the morphology module to the evolution of a quasi-flat sandy bed allows the local study of the development, merging and annihilation of ripples. These processes are the consequences of the evolution of the vortices formed at the lee of each ripple. The vortices induce sign inversions of the sediment fluxes which create erosion zones and deposition zones, allowing for the creation and development of new ripples. A merging occurs when two ripples generate vortices that are smaller than the ones generated by the ripples next to them. The large vortices push them one on the other until their merging. Annihilation of one ripple occurs when the ripple is situated between two larger ripples which generate larger vortices. These vortices draw the sediment and erode the ripple until it vanishes.

The study of the bed evolution from random initial bed forms shows that, in this orbital case, the bed tends to evolve to the same final bed form whatever the initial bed form is. However this evolution can take a very long time when the bed reached a state close to the final form. In this case, an organization stage occurs where sediment is transferred from ripples to others. This transfer can last a long time due to the difficulties for sediment to travel above an orbital ripple that reached a quasi-equilibrium. However in natural environment, ripples are not confined in boundaries and three dimensional effects can accelerate the bed evolution. It can be supposed that organization stages are easier when the fluxes are dominated by the transport of sediment in suspension.

The new morphology module allows the study of the wave energy dissipation above relic sand beds. The first results above random bed forms confirm that the ripple steepness is the main cause of energy dissipation. The bed height is also a factor of dissipation and larger structures induce more energy dissipation than smaller ones, for a given steepness. The study of energy dissipation over moving bed forms is a tool for wave propagation models on continental shelves.

This study has been done on orbital ripples but more investigations should be done, forcing with other hydrodynamic conditions to understand the physical processes that induce other ripples regimes, such as anorbital ripples. An investigation of various

hydrodynamic regimes, using Dune2D, would certainly help to clarify these phenomena. As ripple migration is the dominant mode of cross-shore sediment transport in coastal areas, an interesting field for further investigations is the study of migration velocities under wave-current flows, or asymmetric waves. Moreover, the developed morphological module gave good results for the study of ripples but could also be applied to other morphological applications such as near-shore sand bar morphodynamics.

acknowledgments

This research is supported by the French Service Hydrographique et Océanographique de la Marine, research contract n° CA 2003/07/CMO. We are grateful to the Technical University of Denmark who developed Dune2D model and provided it for this study.

Chapitre 7

Rides Anorbitales, un Cas CROSSTEX

Le chapitre précédent concerne l'évolution du fond en réponse à un forçage oscillant peu énergétique. Lorsque le forçage est plus énergétique, les rides sont généralement de type anorbital, leur taille ne dépendant plus de A_0^* . Une des explications possible est que la mise en suspension du sédiment est beaucoup plus importante pour ce type de forçage, facilitant un transfert de sédiment au dessus de la crête des rides, ce qui diminuerait l'importance de la taille de la bulle de recirculation. Les rides anorbitales ont un comportement différent des rides orbitales et il a été nécessaire d'adapter le module morphodynamique pour leur simulation. La simulation de rides anorbitales a été effectuée pour des cas observés lors des expériences CROSSTEX (CROss Shore Sediment Transport Experiment). Les résultats des mesures expérimentales ont été obtenus dans le cadre d'une collaboration avec le Coastal Sediment Transport Laboratory de l'université de l'état de Ohio, à Columbus (U.S.A.). Un cas particulier est présenté ici, il s'agit de la réponse du fond à un changement de période des vagues. Cela nous a permis de comparer les simulations réalisées avec le modèle à un cas réel.

7.1 Simulation de rides anorbitales

7.1.1 Particularités du régime anorbital

Dans le régime anorbital, l'énergie de la houle est beaucoup plus importante que dans le régime orbital, entraînant une tension de cisaillement au fond nettement plus importante et donc un flux total de sédiment beaucoup plus important. De plus, la mise en suspension du sédiment est beaucoup plus importante que dans un régime orbital et la part de flux total de sédiment due au flux de sédiment en suspension est également nettement plus importante (pour un fond identique). La figure 7.1 montre le flux moyenné sur une période de vagues au dessus de deux rides anorbitales lorsqu'elles sont en mouvement, pour le forçage suivant : $A_0 = 0.22$ m, $T = 4$ s et $d_{50} = 0.22$ mm, ce qui correspond à un nombre de mobilité maximal $\psi = 33$. Le flux de sédiment en suspension

est du même ordre de grandeur (deux fois moins important en moyenne) que le flux de sédiment charrié, malgré la faible pente des rides ($\eta_r/\lambda_r < 0.1$).

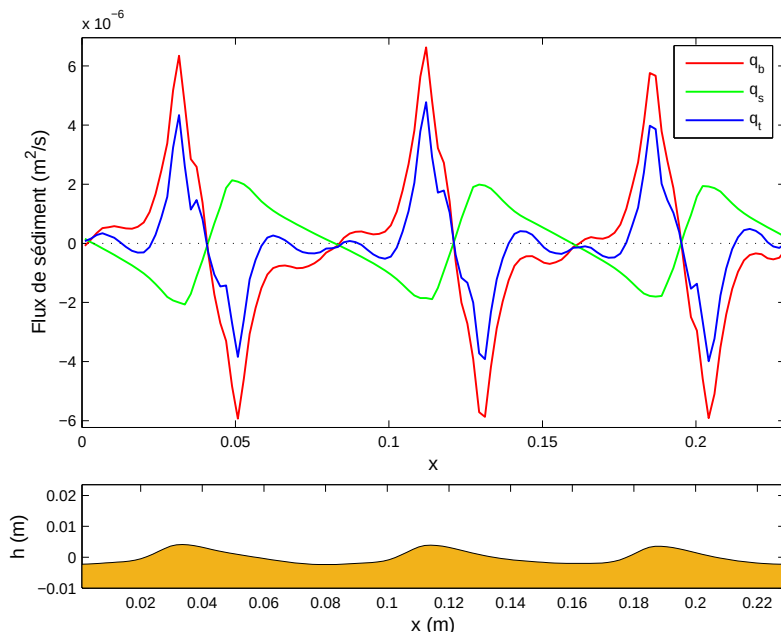


FIG. 7.1 – Flux de sédiment charrié, en suspension et total moyennés sur une période de vague au dessus de deux rides anorbitales ; $A_0 = 0.22$ m, $T = 4$ s et $d_{50} = 0.22$ mm.

Dans le régime anorbital, l'écoulement très énergétique entraine un mouvement des crêtes des rides beaucoup plus ample que dans le régime orbital. La figure 7.2 montre le mouvement des deux rides anorbitales pour le même forçage durant un cycle de vague. On remarque que presque la totalité de la ride est en mouvement et non plus juste la crête comme c'était le cas pour les rides orbitales (e.g. figure 5.3). De plus, une seule période de vagues suffit à modifier complètement la forme du fond. Les simulations effectuées dans la littérature jusqu'à présent (*Andersen, 1999; Foster et al., 2001; Chang and Hanes, 2004*) étaient effectuées sur des fonds fixes, or les grandeurs calculées au dessus d'un fond fixe sont très différentes de celles calculées lorsque le fond est mobile. A titre d'exemple, le tableau 7.1 montre la tension de cisaillement, le flux et le coefficient de dissipation de l'énergie des vagues, calculés au dessus de rides orbitales et anorbitales durant un cycle de vagues. Les différences entre les valeurs calculées lorsque le fond est fixe ou lorsqu'il est mobile sont beaucoup plus importantes dans le cas des rides anorbitales du fait de l'amplitude de mouvement de ces dernières. Cela renforce la nécessité de disposer d'un module morphodynamique efficace lorsque des rides anorbitales sont simulées. Pour simuler les amples mouvements des rides anorbitales, il a été nécessaire d'effectuer des ajustements. En particulier, le pas de temps morphodynamique a été adapté aux flux importants, de manière à conserver la condition CFL du schéma NOCS modifié.

Rides	A_0 (m)	T (s)	d (mm)	$\bar{\theta}$	$\bar{q}$ (m ² /s)	f_e
Orb. fixes	0.25	6	0.30	0.068	$2.7 \cdot 10^{-6}$	0.2517
Orb. mobiles	0.25	6	0.30	0.062	$1.6 \cdot 10^{-6}$	0.2650
Différence fixes/mobiles				-9.7%	-40.7%	+5.3%
Anorb. fixes	0.22	4	0.22	0.065	$3.7 \cdot 10^{-6}$	0.0219
Anorb. mobiles	0.22	4	0.22	0.038	$1.0 \cdot 10^{-6}$	0.0289
Différence fixes/mobiles				-41.5%	-73.0%	+32.0%

TAB. 7.1 – Nombre de Shields, flux total de sédiment et dissipation d'énergie des vagues sur des fonds fixes et mobiles durant un cycle de vagues pour un cas orbital et un cas anorbital.

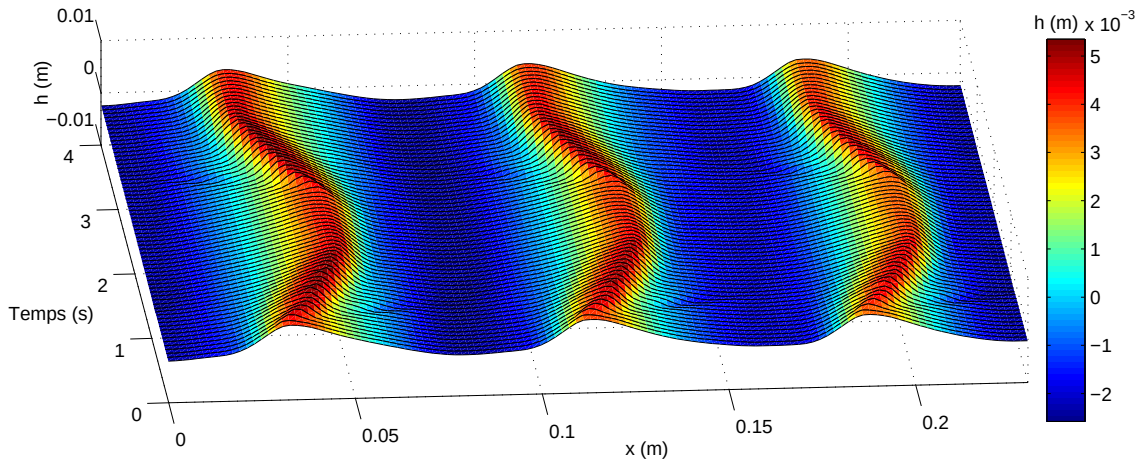


FIG. 7.2 – Évolution de la forme du fond durant une période de vague ; $A_0 = 0.22$ m, $T = 4$ s et $d_{50} = 0.22$ mm.

7.1.2 Une nouvelle procédure d'avalanches pour les rides anorbitales

Les premières simulations morphodynamiques en régime anorbital conduisaient toujours à des rides orbitales de grande longueur d'onde. La procédure d'avalanches décrite paragraphe 5.3 est exécutée de manière instantanée au regard de l'écoulement or, en réalité, les avalanches sous marines sont lentes (*Courrech du Pont et al., 2003b*) et leur temps d'action ne peut être négligé. Dans le cas des rides anorbitales, les avalanches artificielles perturbent les mouvements très amples des rides, les poussant à se regrouper très rapidement jusqu'à former de grandes rides orbitales stables. De plus une petite perturbation peut générer une ride complètement développée sous l'action unique de la procédure d'avalanche, la ride alors créée n'étant pas physique. Pour éviter ce problème, il a été nécessaire de modifier la procédure simulant les avalanches. Au lieu d'effectuer des avalanches successives jusqu'à l'obtention d'un profil de fond dont les pentes sont entièrement inférieures à l'angle limite de stabilité du sédiment, la correction

de la pente est effectuée une seule fois. La propagation de l'avalanche se fait sur quelques mailles seulement (dont le nombre est paramétrable). Le nombre de mailles sur lesquelles l'avalanche peut se propager a été imposé arbitrairement à 2 mailles de chaque côté de la maille la plus raide dans les simulations qui suivent. Ce système permet d'effectuer une avalanche partielle jusqu'au calcul morphologique suivant. Cette nouvelle procédure d'avalanches a été appliquée avec succès à des cas tests de rides orbitales, bien que le résultat soit moins régulier que celui obtenu avec la procédure d'avalanches précédente. Pour les simulations de rides anorbitales, cette nouvelle procédure d'avalanches a permis de limiter le développement artificiel d'instabilités ponctuelles, autorisant ainsi la stabilisation de fonds composés de petites rides anorbitales.

7.2 L'Expérience CROSSTEX

7.2.1 La campagne expérimentale

CROSSTEX est un projet rassemblant plusieurs laboratoires en collaboration des États-Unis et dont le but est d'étudier le transport sédimentaire sous l'action des vagues en milieu littoral (dans le sens cross shore). A cette fin, des mesures ont été effectuées durant l'été 2005 dans le canal à houle de grandes dimensions, représenté figure 7.3, situé au O.H. Hinsdale Wave Research Laboratory de l'université d'état d'Oregon. La



FIG. 7.3 – Canal à houle de large dimension du O.H. Hinsdale Wave Research Laboratory de l'université d'état d'Oregon.

longueur du canal est de 104 m, sa largeur de 3.7 m et sa profondeur de 4.6 m. Les vagues sont générées par un batteur hydraulique capable de produire des vagues régulières ou

irrégulières selon un spectre TMA, avec des hauteurs significatives au large comprises entre 30 et 60 cm et des périodes comprises entre 4 et 8 secondes. Le fond du canal est couvert de sable, le diamètre médian du grain étant de 0.218 mm. L'observation des mouvements du fond du canal a été effectuée par une caméra vélocimètre laser immergée PIV (Particle Image Velocimetry), la fréquence d'acquisition étant de 15 Hz et la surface balayée d'environ 23 cm. Les vitesses de l'écoulement oscillant ont été mesurées par un ADV (Acoustic Doppler Velocimeter) à 30 cm environ au dessus du fond. La figure 7.4 montre la position des instruments. Étant données les conditions de houle et la profondeur du canal, il s'agit d'un écoulement en eau peu profonde et la variation de la vitesse horizontale de l'écoulement au dessus de la couche limite est très faible (cf. section 2.1). En conséquence, les vitesses mesurées par l'ADV peuvent être considérées comme égales à la vitesse de l'écoulement au dessus de la couche limite. Une description plus complète de l'expérience et du traitement des données est disponible dans le travail de *Brown* (2006), de *Hatton and Foster* (In review) et de *Nichols and Foster* (In review).



FIG. 7.4 – Dispositif de mesure dans le canal à houle ; de gauche à droite : Sonar (Imagenex) et PIV laser (Dantec), vélocimètre cohérent bi-statique, puis ADV (Sontek) et vidéo.

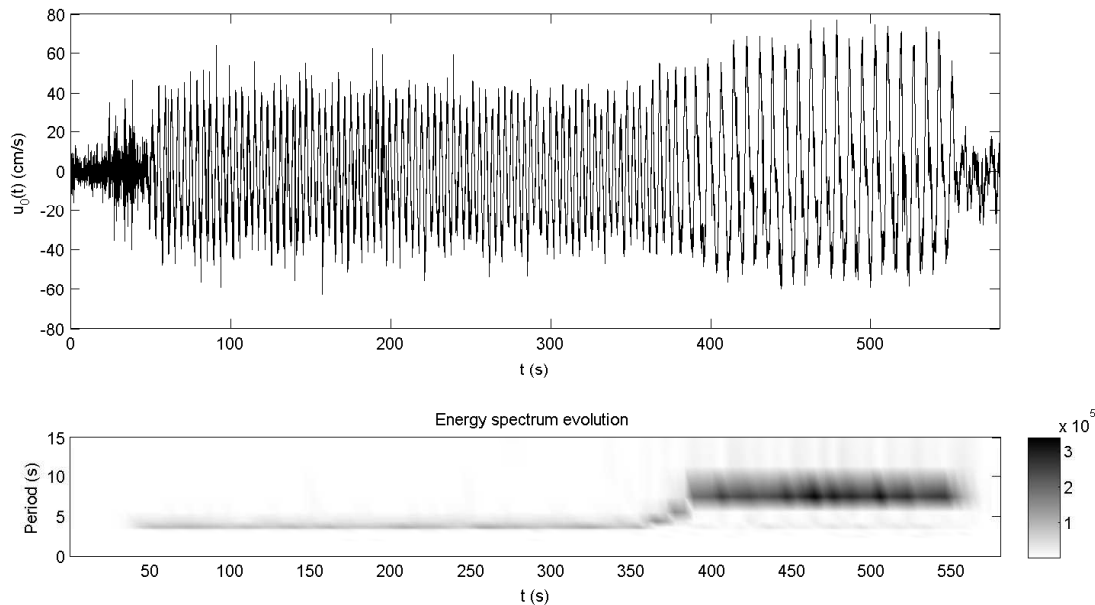


FIG. 7.5 – Vitesse horizontale au point de mesure et évolution temporelle du spectre de la vitesse.

7.2.2 Description du cas simulé

La mesure de la vitesse horizontale par l'ADV est représentée figure 7.5. Le cas simulé (run 196_01) débute par une houle de hauteur significative $H_s = 30$ cm et de période pic $T_p = 4$ secondes, quasi monochromatique. Au bout de 55 secondes de mise en marche du batteur, la houle de période 4 secondes est installée. Après 355 secondes, la période du spectre des vagues est modifiée, passant de 4 à 8 secondes (entre $t = 355$ s et $t = 385$ s environ). Les mouvements du batteur sont finalement arrêtés après $t = 555$ secondes. La figure 7.6 montre un échantillon des images du fond recueillies par le système PIV, du fond initial au fond final. Le fond est initialement couvert de 6 petites rides régulières assez marquées. Lorsque le forçage initial s'installe, le fond se réorganise et des rides anorbitales se forment. Le fond reste très mobile et une vague dont l'amplitude est plus importante que les autres peut désorganiser l'agencement des rides qui se reconstruit tout de suite après, la longueur d'onde moyenne des rides redevenant plus ou moins identique. Durant la période de $t = 55$ s à $t = 355$ s, le fond évolue pour former entre 3 et 4 rides sur la fenêtre de 23 cm, ce qui correspond à une longueur d'onde de 6 à 7 cm. Après le basculement de la période de 4 à 8 secondes, les rides évoluent et s'agrandissent jusqu'à ce qu'il n'y ait plus que 2 rides environ dans le domaine. Ces deux rides ne sont pas très régulières et il est difficile de donner leur longueur d'onde avec précision. En considérant qu'il y a deux rides dans le domaine, elles auraient une longueur d'onde de 11.5 cm. Les formules de *Nielsen* (1981) pour une houle irrégulière prédisent respectivement des longueurs d'onde de 6 et 9 cm environ pour les conditions

initiales et finales. La pente des rides obtenue est très faible, $\eta_r/\lambda_r < 0.1$ car leur crête est balayée par le courant intense.

7.3 Simulations

7.3.1 Cas d'un forçage de période $T_p = 4$ secondes

La simulation de l'évolution du fond avec un mouvement oscillant monochromatique a été effectuée pour un forçage théorique automatique équivalent au forçage initial :

$$u_0(t) = U_0 \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right),$$

La vitesse orbitale maximale U_0 et la période T ont été calculés à partir de l'enregistrement de l'ADV, en prenant comme valeur $U_0 = \sqrt{2}U_{rms}$ et la période pic mesurée de 4 secondes (voir figure 7.5) a été imposée. Durant cette simulation, le fond évolue vers une grande ride orbitale après être resté un certain temps en équilibre avec trois rides anorbitales. Afin de déterminer si ce résultat était le fait du forçage sinusoïdal ou d'une autre cause, la simulation a été également effectuée à partir de la vitesse au fond mesurée durant l'expérience. La partie du forçage correspondant à une période pic de 4 secondes (entre $t = 55$ s et $t = 355$ s) a été injectée en boucle de manière à obtenir une simulation aussi longue que celle effectuée à partir du forçage théorique sinusoïdal. La figure 7.7 montre l'évolution du fond durant cette simulation. L'évolution est presque complètement identique à celle obtenue avec le forçage théorique, c'est pourquoi cette dernière n'a pas été représentée. Le fond évolue vers une ride orbitale au bout d'une vingtaine de minutes. La ride finale possède une crête arrondie due à l'importance du flux de sédiment en suspension. Sa longueur d'onde est de 23 cm et sa pente est de $\eta_r/\lambda_r = 0.17$, valeur plus faible que les rides orbitales obtenues dans le chapitre précédent, $\eta_r/\lambda_r = 0.23$. Le développement de cette ride orbitale n'est pas observé durant l'expérience, ce pourquoi il existe deux explications possibles. Le fait que l'expérience n'ait duré qu'à peu près 5 minutes avant le changement de période est une explication possible car d'après la simulation, c'est une durée trop courte pour le développement de la ride orbitale. En effet, on remarque sur la figure 7.7 que deux rides anorbitales se développent et se maintiennent de manière relativement stable durant 10 minutes. Cela impliquerait que certaines rides anorbitales peuvent représenter un état instationnaire du fond, les rides convergeant finalement vers une ride orbitale lorsque la durée d'application du forçage hydrodynamique est plus longue.

Par ailleurs, les conditions initiales du test sont assez modérées. Elles se situent dans le domaine anorbital mais sont proches du point de basculement entre le comportement orbital et le comportement anorbital. Cela est montré sur la figure 7.8 qui représente la position des deux forçages de l'expérience dans la représentation λ_r/d_{50} en fonction de A_0/d_{50} . Il est possible que la légère surestimation de la taille de la bulle de recirculation

induite par le modèle $k - \omega$ (*Chang and Scotti*, 2004) ainsi que les incertitudes sur la friction au fond conduisent à des erreurs assez importantes pour que le point d'équilibre des rides anorbital ne reste pas totalement stable. On constate d'ailleurs sur la figure 7.8 que si les formules de *Nielsen* (1981) pour des vagues irrégulières prédisent des rides anorbitales pour ce forçage, ce n'est pas le cas de formules pour des vagues régulières qui prédisent une taille de ride orbitale d'environ 23 cm, ce qui correspond exactement à la taille de la ride obtenue à l'équilibre durant la simulation (voir figure 7.7).

Il est possible que les deux explications soient liées, les vagues régulières génèreraient des rides de taille plus importante et les vagues irrégulières ne permettraient pas une organisation suffisante du fond pour générer des rides orbitales, sauf éventuellement après un temps très long. Lorsque le forçage hydrodynamique est moins énergétique, seules les crêtes sont soumises au mouvement d'aller-retour des vagues, comme cela est montré au chapitre précédent. Dans ce cas, des vagues irrégulières ne détruisent pas pour autant la structure du fond et les rides peuvent converger vers une structure orbitale, quelque soit l'irrégularité des vagues. Avec un forçage tel que celui appliqué durant les expériences CROSSTEX, certaines vagues plus grosses que les autres balayent presque totalement les rides en place, celles-ci se reconstruisant en suite petit à petit.

7.3.2 Simulation avec l'application d'un forçage réel

La figure 7.9 montre la simulation de l'évolution du fond lorsque le forçage réel mesuré par l'ADV est appliqué dans le modèle Dune2D. Le fond initial est composé de 6 rides paraboliques générées automatiquement qui sont sensées représenter le fond initial réel montré figure 7.6. Lorsque le forçage de période 4 secondes se met place, les rides initiales s'apparient rapidement pour former un profil composé de 3 rides stables (à cette échelle temporelle). Lorsque la période est modifiée à 8 secondes, le fond réagit rapidement et les rides s'apparient pour former une seule ride anorbitale qui reste stable jusqu'à la fin de la simulation. Une comparaison avec la vidéo PIV d'évolution du fond montre que l'évolution simulée est légèrement plus rapide que l'évolution mesurée et les rides obtenues sont légèrement plus grandes, par exemple, sur la figure 7.6 le fond final mesuré contient environ deux rides alors que le fond final après la simulation n'en contient qu'une. Cette différence entre le résultat expérimental et la simulation pourrait être due au modèle de turbulence $k - \omega$ qui surestime légèrement la taille de la bulle de recirculation ou alors au modèle de rugosité du fond. *Chang and Hanes* (2004) ont utilisé une rugosité de fond $k_N = 10d_{50}$ pour obtenir des flux correspondants aux mesures lors de simulations de rides à grande longueur d'onde. De la même manière, une simulation a été effectuée avec une rugosité de grain modifiée : $k_N = 5d_{50}$. Cette valeur est très proche de la rugosité de grain utilisée par *van Rijn* (1993) qui préconise $k_N = 2.5d_{90}$, or $1.5d_{50} \leq d_{90} \leq 2d_{50}$. La figure 7.10 montre le résultat obtenu avec cette nouvelle rugosité. Les appariements de rides sont plus lents que sur la simulation montrée figure

7.9, le fond final contient deux rides comme le profil final obtenu durant l'expérience et leur pente, $\eta_r/\lambda_r < 0.1$, correspond environ à celle mesurée durant l'expérience.

7.4 Conclusion

La simulation d'un cas CROSSTEX a permis de calibrer le modèle Dune2D et le module morphodynamique pour la simulation de rides anorbitales, ce qui n'est pas une tâche aisée étant donné la vitesse du mouvement des rides. Le cas étudié a permis de montrer qualitativement que la simulation des rides anorbitales est possible mais du fait de la petite taille de la fenêtre vidéo, le domaine ne s'étendait que sur 23 cm. Des simulations sur un domaine plus grand sont nécessaires pour calibrer correctement le modèle du point de vue quantitatif (dimension moyenne des rides, concentration de sédiment au dessus de rides mobiles, etc.) ainsi que des tests avec différentes rugosités du fond. Cependant ce cas particulier montre déjà qu'il est difficile d'affirmer que les rides anorbitales sont toujours stable pour un forçage donné. Il est possible qu'elles puissent évoluer vers des grandes rides orbitales. Cette question est particulièrement intéressante car elle permettrait d'expliquer l'existence de plusieurs sortes de rides pour un forçage donné (voir chapitre 3). Il serait également intéressant d'étudier les différences entre un forçage monochromatique et un forçage irrégulier.

La possibilité de simuler des rides anorbitales permettra à plus long terme de lancer une batterie de simulations pour balayer le domaine d'existence des rides et en déduire la réponse à un certain nombre de questions : Géométrie et taille des rides en fonction du forçage hydrodynamique, nouveaux prédicteurs de rides, énergie dissipée au dessus de fond mobiles en fonction du forçage et de la taille des rides... En particulier, le passage du comportement orbital au comportement anorbital des rides n'est toujours pas expliqué. Une des hypothèses les plus plausibles est l'importance relative du flux de sédiment en suspension par rapport au flux de sédiment charrié, la suspension permettant un passage plus facile du sédiment au dessus des crêtes mais cela demande une étude plus spécifique et approfondie.

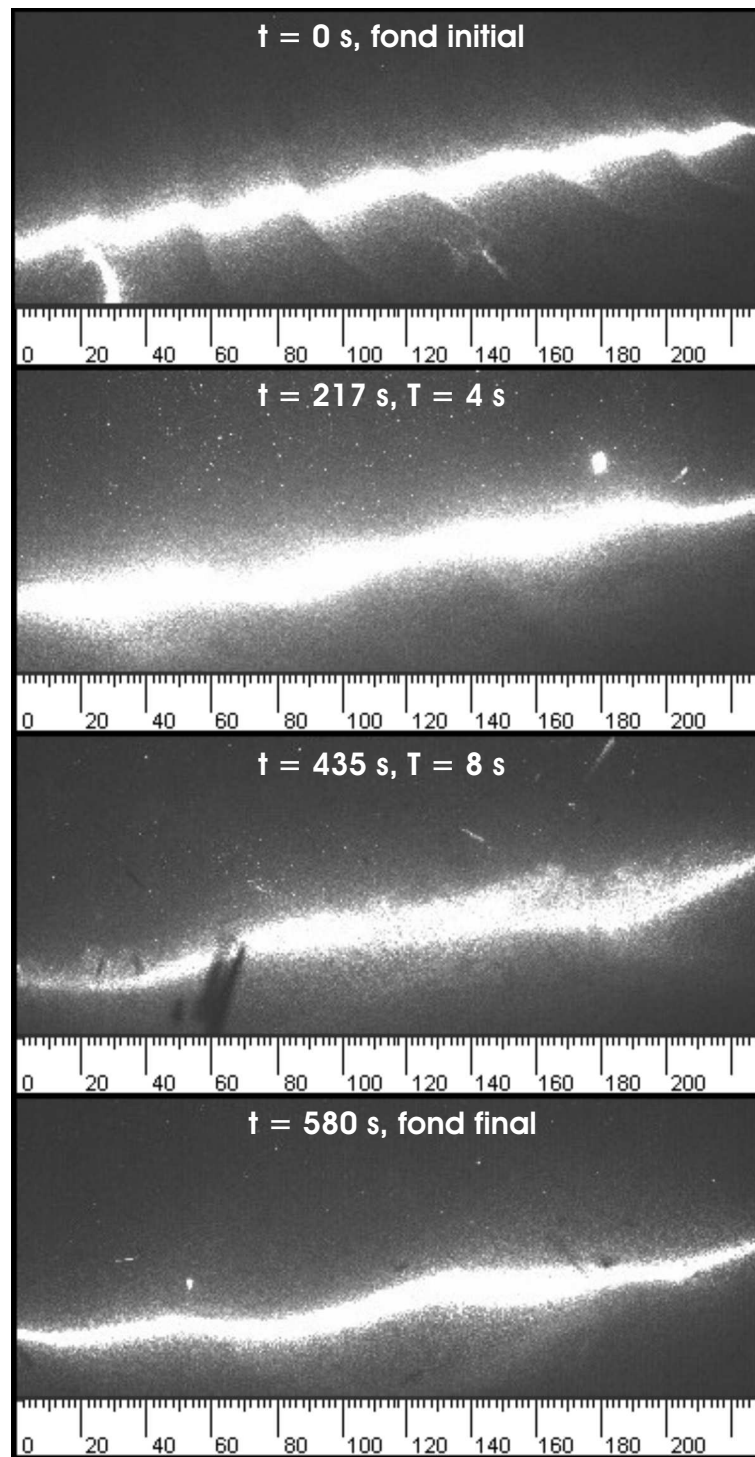


FIG. 7.6 – Images du fond capturées par le système PIV aux temps $t = 0$, 217, 435, et 580 secondes.

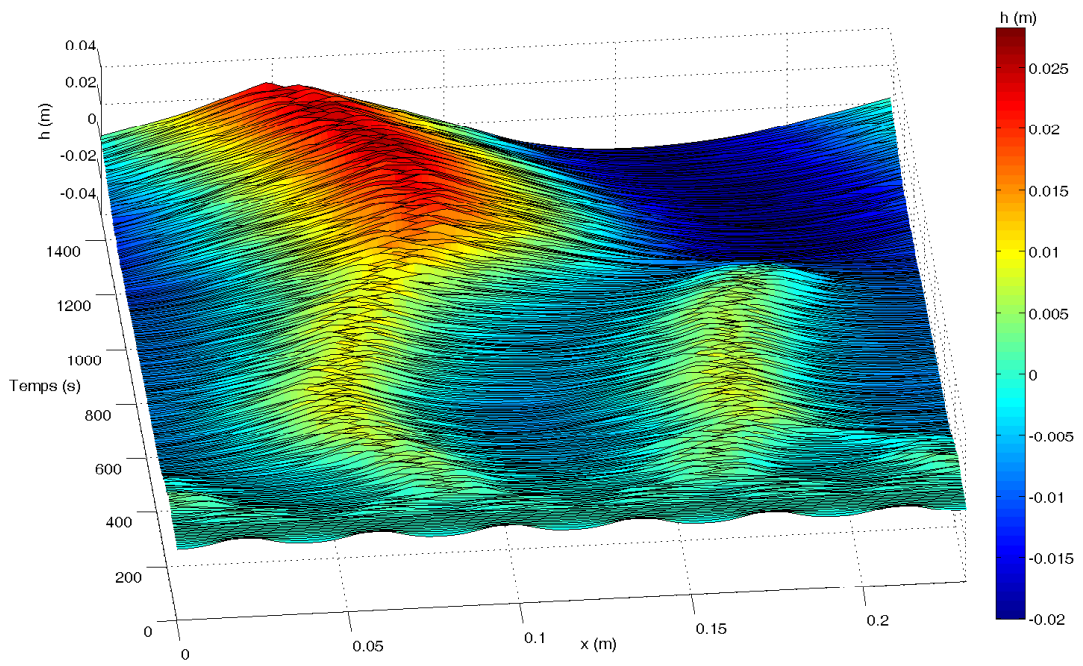


FIG. 7.7 – Simulation de l'évolution du fond soumis à un forçage hydrodynamique mesuré durant l'expérience CROSSTEX et injecté en boucle dans Dune2D ; $U_{rms} = 0.24$ m/s et $T_p = 4$ s.

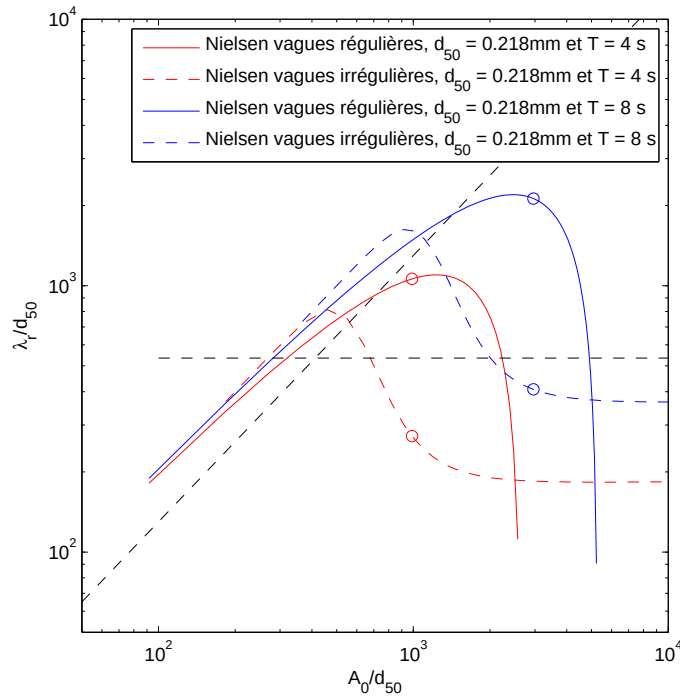


FIG. 7.8 – Longueur d’onde des rides prédites par les formules de *Nielsen* (1981) pour les conditions initiales et finales du run, les droites pointillées noires indiquent les relations de *Wiberg and Harris* (1994) pour les rides orbitales et anorbitales.

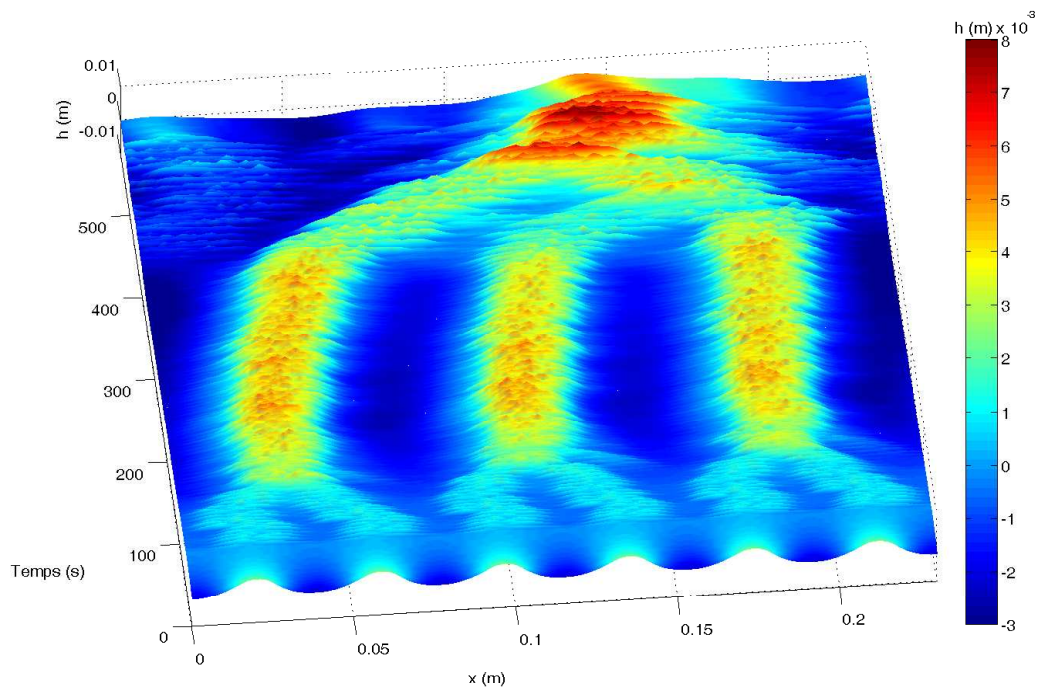


FIG. 7.9 – Simulation de l’évolution du fond soumis à un forçage hydrodynamique, $u_0(t)$, mesuré durant l’expérience CROSSTEX, avec la rugosité $k_N = 2.5d_{50}$; passage de période des vagues de 4 s à 8 s au temps $t = 355$ s.

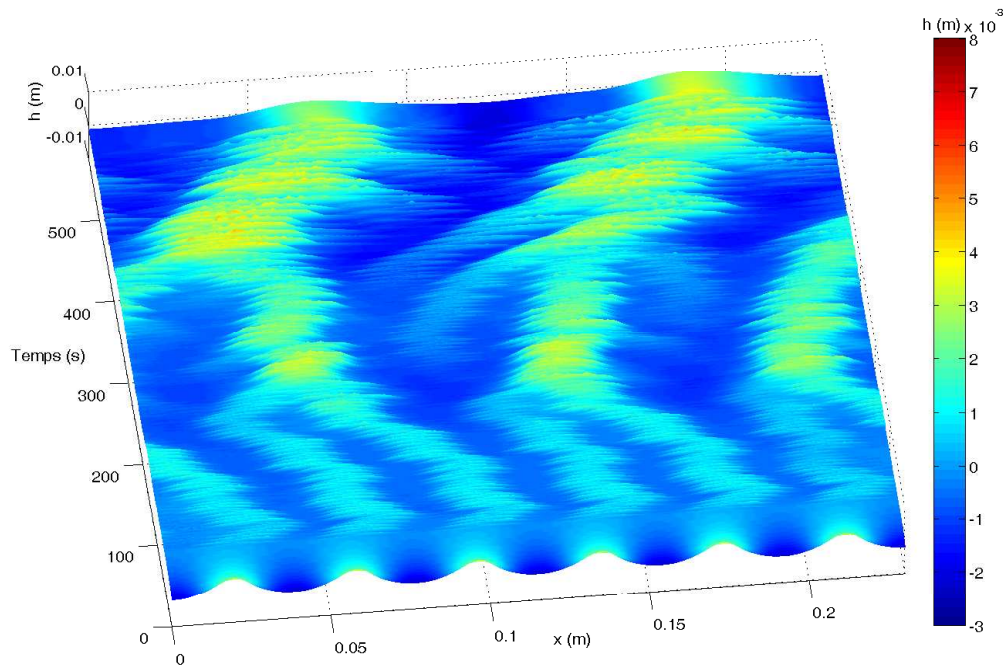


FIG. 7.10 – Simulation de l'évolution du fond soumis à un forçage hydrodynamique, $u_0(t)$, mesuré durant l'expérience CROSSTEX, avec la rugosité $k_N = 5d_{50}$; passage de période des vagues de 4 s à 8 s au temps $t = 355$ s.

Chapitre 8

Conclusions et Perspectives

Le but de cette thèse était d’apporter des éclaircissements sur le comportement des rides générées par l’action des vagues sur le plateau continental. Dans ce cadre le domaine étudié a été restreint aux rides à tourbillons qui représentent l’essentiel du domaine d’existence des rides générées par les vagues. Les rides étudiées sont bidimensionnelles et uniquement générées par l’action des vagues, l’action d’un courant moyen ajoutant une inconnue supplémentaire dans le système. Bien qu’il s’agisse du cas de figure le plus simple, les connaissances actuelles sur le sujet sont encore très approximatives. Ce travail de thèse a été tourné vers l’estimation de la taille (longueur d’onde et hauteur) des rides en fonction du forçage hydrodynamique, à l’aide de formules empiriques existantes. Par la suite, un module morphodynamique a été développé. Il s’est révélé précieux pour examiner les mécanismes régissant l’évolution des rides et la dissipation de l’énergie des vagues qui les génèrent.

Analyse des prédicteurs de rides

La brève analyse dimensionnelle réalisée à la section 2.2 a permis d’analyser les prédicteurs de rides en se basant sur les paramètres sans dimension représentatifs de l’écoulement. Cela a permis de montrer dans le chapitre 3 que les formules empiriques existantes ne sont pas satisfaisantes pour prédire la taille des rides mesurées en milieu naturel. Même dans le cas de figure le plus simple, deux paramètres principaux au moins sont nécessaires pour caractériser le système vagues-sédiment et certains prédicteurs de rides ne tiennent compte que d’un seul des deux. C’est le cas des prédicteurs de *Wiberg and Harris* (1994) et *Soulsby and Whitehouse* (2005), qui ne tiennent pas compte de la période adimensionnée, T^* , et peuvent donc présenter de grands écarts avec la taille des rides mesurées. En revanche les formules basées sur A_0^* et un autre paramètre tenant compte implicitement de T^* , comme ψ et θ , sont plus à même de décrire la taille des rides, en particulier elles prédisent les grandes rides orbitales observées sur le plateau continental lorsque la valeur de T^* est importante. La comparaison entre les valeurs prédites et les valeurs mesurées lors de récentes expériences en milieu naturel

montre que c'est la formule de *Nielsen* (1981) (version mesures in-situ) qui est la plus exacte. Elle présente cependant une grande imprécision et parait sous-estimer la taille des grandes rides orbitales lorsque T^* est important. Afin d'affiner ce travail, il serait nécessaire de collecter une plus grande base de données couvrant tout le domaine d'existence des rides, par exemple en organisant une campagne de mesures de longue durée sur le plateau continental ou dans un canal de très grandes dimensions capable de générer une grande gamme de valeurs de A_0^* et T^* et également de s'intéresser à différentes valeurs du nombre de Reynolds. Par ailleurs, il est difficile de dire dans quelle mesure le degré d'irrégularité des vagues est important pour la taille des rides générées et il serait intéressant de regarder quelles sont les valeurs statistiques les plus significatives dans l'analyse du comportement des rides (U_{rms} ou U_0 ? d_{50} ou d_{90} ? etc.).

Simulation numérique de l'évolution des rides

La simulation numérique avec Dune2D permet d'analyser en détail les mécanismes régissant la création et l'évolution des rides. Le modèle Dune2D a déjà été utilisé pour la simulation des rides mais il était limité aux calculs sur des rides fixes. Une contribution importante de ce travail de thèse a été de mettre au point un module morphodynamique capable d'assurer le couplage entre les flux sédimentaires issus du calcul avec Dune2D et le fond. Ce module, composé d'un schéma conservatif modifié et d'un module simulant les avalanches, est une réussite. Très bien adapté à la simulation des rides à tourbillons, il permet d'obtenir des rides de taille similaire à celles mesurées en milieu naturel et des taux de croissance du même ordre.

Processus régissant l'évolution des rides

Le nouveau module morphodynamique a permis de simuler la création de rides à partir d'un fond plat et, grâce à sa procédure d'avalanches, il a permis d'obtenir un état de saturation, le fond étant en équilibre avec le forçage hydrodynamique. Ainsi, cet outil de travail a permis d'examiner en détail les processus de formation, de croissance, d'appariement et d'absorption des rides à tourbillons. Dans le cas des rides orbitales, le sédiment en suspension est piégé dans la bulle de recirculation créée par la crête des rides et c'est la taille de cette bulle qui va déterminer l'ensemble de ces processus. Ainsi, la création de nouvelles rides de chaque côté d'une perturbation est due à l'érosion de la zone du fond sous influence de la bulle de recirculation, cette érosion s'accroît et s'étend lorsque la perturbation initiale croît. La croissance des rides orbitales a lieu jusqu'à ce que l'angle limite de stabilité du sédiment soit atteint, ce qui déclenche des petites avalanches de la crête, processus qui contrebalance l'apport de sédiment par la bulle de recirculation et bloque la croissance des rides. De même, c'est la zone d'influence de la bulle de recirculation qui est génératrice de l'appariement ou de l'absorption de rides. Dans le cas anorbital, les processus permettant d'obtenir la saturation des rides n'ont

pas encore été clairement déterminés, ils sont plus complexes car la pente de ces rides n'atteint pas l'angle limite de stabilité du sédiment. Il reste à examiner attentivement les causes de cette saturation, en particulier il convient de s'intéresser au devenir des bulles de recirculation au cours du mouvement ample des rides anorbitales et à la trajectoire des nuages de sédiment en suspension.

Ce phénomène demande à être examiné plus avant, ce qui permettra de déterminer avec plus de précision le point critique de bifurcation entre comportement orbital et comportement anorbital des rides et les paramètres principaux qui régissent le basculement d'un type de ride à l'autre, avec éventuellement un régime mixte générant des rides suborbitales. Il serait également intéressant d'explorer le domaine d'existence des rides en effectuant des simulations pour différentes valeurs de A_0^* et T^* . Le résultat pourrait être comparé avec les prédicteurs de rides actuels et un nouveau prédicteur pourrait éventuellement être élaboré. Cependant ce type d'étude peut être très long du fait des temps de calcul importants engendrés par le calcul de l'hydrodynamique dans Dune2D.

Évaluation des grandeurs physiques au dessus d'un fond en mouvement

Le module morphodynamique développé durant cette thèse donne l'avantage de permettre le calcul des grandeurs physiques au dessus d'un fond en évolution. Les études précédentes étaient réalisées sur des rides fixes. En dehors du fait que les formes de fond utilisées n'étaient pas forcément en équilibre avec le forçage hydrodynamique, les valeurs de la contrainte de cisaillement, des flux ou de l'énergie dissipée par les vagues sur le fond sont différentes lorsque le fond est en mouvement. Les écarts sont faibles dans le cas de rides orbitales dont le mouvement est faible à l'équilibre mais ces écarts sont très importants pour les rides anorbitales. Sur les fonds mobiles, la tension de cisaillement au fond est moins importante, ce qui entraîne un flux de sédiment moins important. En revanche, l'énergie des vagues dissipée sur un fond mobile est supérieure à celle dissipée sur un fond fixe (30% dans le cas anorbital étudié). Le calcul de la dissipation de l'énergie des vagues au dessus de fonds pour différentes valeurs de A_0^* , T^* et Re permettrait d'établir une formule empirique de la dissipation en fonction du forçage hydrodynamique. Ce travail pourrait être très utile pour affiner les modèles de propagation de la houle en eau profonde.

Le module morphodynamique permet également d'étudier la dissipation d'énergie des vagues au dessus d'un fond évoluant vers l'équilibre, que ce soit à partir d'un fond plat ou d'un fond gardant la mémoire d'un événement antérieur. Dans le cas des rides orbitales étudiées au chapitre 6, il a été montré que des grandes rides «reliques» étaient moins dissipatives que les rides à l'équilibre avec l'hydrodynamique.

Influence de l'historique du fond

Les simulation effectuées pour un cas orbital à partir de fonds aléatoires ont montré que l'évolution du fond pouvait converger vers deux formes différentes. En effet, une forme de fond stable peut apparaître bien qu'il ne s'agisse pas des rides orbitales habituellement obtenues à saturation. Ce genre de résultat est apparu lorsque le fond s'est trouvé dans une position où les rides étaient très régulières, ce qui conduit à une impossibilité pour une ride de se développer au détriment des autres, le fond restant alors bloqué. Il est difficile de déterminer s'il s'agit d'un résultat physique ou d'un artéfact de la simulation lié à la condition de cyclicité aux bords du domaine étudié. En effet, seul un nombre entier de rides peut se développer dans le domaine, ce qui peut entraîner une contrainte supplémentaire limitant le développement des rides.

Améliorations du module morphodynamique

Sur le point de vue de la méthode, le module morphodynamique pourrait être amélioré en utilisant un pas de temps adaptatif. En effet, le fait de ne pas effectuer le calcul de la morphologie du fond lorsque les flux sont faibles (par exemple lors de l'inversion du sens du courant) permettrait de diminuer la diffusion numérique globale du schéma. Le module morphodynamique pourrait également être amélioré sur le plan physique en affinant la procédure qui simule les avalanches. En effet, les temps caractéristiques des avalanches ne sont pas pris en compte, or ils ne sont pas négligeables devant le pas de temps morphodynamique. Il serait intéressant d'avoir des valeurs plus précises de ces temps caractéristiques, afin d'implémenter des avalanches partielles. Par ailleurs, l'angle limite de stabilité d'une pente sableuse et l'angle de repos du sédiment sont fonction de la taille du grain et de la tension de cisaillement au fond. Il serait facile d'implémenter dans le code un angle local de déclenchement des avalanches, fonction de la tension de cisaillement à chaque maille. Cependant il serait nécessaire d'obtenir des mesures précises de ces angles pour du sable naturel dans l'eau de mer.

Autres applications du module morphodynamique

Le module morphodynamique développé durant cette thèse n'est pas limité à l'étude des rides à tourbillons. En effet, il est très utile lorsque les flux de sédiment ou le fond présentent des variations très brutales. Ainsi le module morphodynamique est actuellement appliqué avec succès à un code de calcul 1D d'évolution d'un profil de plage, développé au sein de l'équipe METHYS. Le nouveau module morphodynamique est parfaitement adapté dans ce cas car le modèle de déferlement bathymétrique intégré au code génère des variations brutales de flux sur la barre provoquant la divergence des schémas numériques classiques. L'extension en 2D du schéma est envisagée pour application à la simulation 2DH en zone de surf. Les applications susceptibles de tirer profit

8 - Conclusions et Perspectives

du schéma sont la simulation de tempêtes ponctuelles (flux de sédiment très importants) ou la simulation en présence d'obstacles (variations très importantes de la bathymétrie).

Bibliographie

- Admiraal, David, Rodrigo Musalem-Jara, Marcelo García, and Yarko Niño, Vortex trajectory hysteresis above self-formed vortex ripples, *Journal of Hydraulic Research*, 44, 437–450, 2006.
- Airy, G. B., *Tides and waves*, 289 pp., London, 1845.
- Allen, John R. L., *Sedimentary Structures. Their Character and Physical Basis*, vol. 30A – 30B of *Developments in sedimentology*, Elsevier Scientific Publishing Company, 1982.
- Allen, Philip A., Some guidelines in reconstructing ancient sea conditions from wave ripplemarks, *Marine Geology*, 43, M59–M67, 1981.
- Allen, Philip A., Reconstruction of ancient sea conditions with an example from the Swiss molasse, *Marine Geology*, 60, 455–473, 1984.
- Allen, Philip A., and Paul F. Hoffman, Extreme winds and waves in the aftermath of a neoproterozoic glaciation, *Nature*, 433, 123–127, 2005.
- Andersen, K. H., M. Abel, C. Ellegaard, L.R. Søndergaard, and J. Udesen, Pattern dynamics of vortex ripples in sand : Nonlinear modeling and experimental validation, *Physical Review Letters*, 88(23), 234302, 2002, DOI :10.1103/PhysRevLett.88.234302.
- Andersen, Ken H., *The dynamics of ripples beneath surface waves and topics in shell models of turbulence*, Ph.D. dissertation, Det Naturvidenskabelige Fakultet Københavns Universitet, 1999, [<http://mail.isva.dtu.dk/~ken/Thesis.html>].
- Andersen, Ken H., and Jørgen Fredsøe, How to calculate the geometry of vortex ripples, *Proceeding of the Coastal Sediments conference*, 78–93, 1999.
- Andersen, Ken H., and Martin Lohmann, The dissipation of waves over a rippled bed, *Proceeding of the 27th conference of coastal engineering*, 396–402, 2000.
- Andersen, Ken Haste, A particle model of rolling grain ripples under waves, *Physics of Fluids*, 13(1), 58–64, 2001.
- Andersen, Ken Haste, and Carla Faraci, The wave plus current flow over vortex ripples at an arbitrary angle, *Coastal Engineering*, 47, 431–441, 2003.

- Andersen, Ken Haste, Marie-Line Chabanol, and Martin van Hecke, Dynamical models for sand ripples beneath surface waves, *Physical Review E*, 63(1), 066308, 2001, DOI : 10.1103/PhysRevE.63.066308.
- Anderson, D.M., and W.L. Prell, The structure of the southwest monsoon winds over the arabian sea during the late quaternary : Observations, simulations, and marine geologic evidence, *Journal of Geophysical Research*, 97, 15,481–15,487, 1992.
- Ardhuin, Fabrice, T. G. Drake, and T. H. C. Herbers, Observations of wave-generated vortex ripples on the North Carolina continental shelf, *Journal of Geophysical Research*, 107(C10), 2002, DOI :10.1029/2001JC000986.
- Armonjon, P., and A. St-Cyr, Nessyahu-tadmor-type central finite volume methods without predictor for 3d cartesian and unstructured tetrahedral grids, *Applied Numerical Mathematics*, 46, 135–155, 2003.
- Arora, Mohit, and Philip L. Roe, A well-behaved tvd limiter for high-resolution calculations of unsteady flow, *Journal of Computational Physics*, 132, 3–11, 1997.
- Ayrton, H., The origin and growth of the ripple mark, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A84, 285–310, 1910.
- Baghlani, A., and N. Talebbeydokhti, A mapping technique for numerical computations of bed evolutions, *Applied Mathematical Modelling*, 2006.
- Bagnold, R. A., Motion of waves in shallow water, interaction between waves and sand bottoms, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A187, 1–15, 1946.
- Bagnold, R. A., Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a newtonian fluid under shear, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A225, 49–63, 1954.
- Balbás, Jorge, Eitan Tadmor, and Cheng-Chin Wu, Non-oscillatory central schemes for one- and two-dimensional mhd equations : I, *Journal of Computational Physics*, 201, 261–285, 2004.
- Barrantes, Analía I., and Ole S. Madsen, Near-bottom flow and flow resistance for currents obliquely incident to two-dimensional roughness elements, *Journal of Geophysical Research*, 105(C11), 26253–26264, 2000.
- Battjes, J A, and J P F M Janssen, Energy loss and set-up due to breaking of random waves, *Proceeding of the 16th International Conference on Coastal Engineering*, 569–587, 1978.

- Battjes, J A, and M J F Stive, Calibration and verification of a dissipation model for random breaking waves, *Journal of Geophysical Research*, 90(C5), 9159–9167, 1985.
- Betteridge, K. F. E., J. J. Williams, P. D. Thorne, and P. S. Bell, Acoustic instrumentation for measuring near-bed sediment processes and hydrodynamics, *Journal of Experimental Marine Biology and Ecology*, 285–286, 105–118, 2003.
- Black, Kerry P., and John W. Oldman, Wave mechanisms responsible for grain sorting and non-uniform ripple distribution accross two moderate-energy, sandy continental shelves, *Marine Geology*, 162, 121–132, 1999.
- Blanco, M. R. Delagado, P. Bell, and J. Monbaliu, A new look to the applicability of classical models for ripple prediction, *Coastal Engineering*, 51, 1909–1921, 2004.
- Blondeaux, P., Sand ripples under sea waves part 1. ripple formation, *Journal of Fluid Mechanics*, 218, 1–17, 1990.
- Blondeaux, Poalo, Enrico Foti, and Giovanna Vittori, Migrating sea ripples, *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 19, 285–301, 2000.
- Bonneton, P., Modelling of periodic wave transformation in the inner surf zone, *Ocean Engineering*, 34, 1459–1471, 2007.
- Bonneton, P., V. Marieu, H. Dupuis, and N. Senechal, Wave transformation and energy dissipation in the surf zone : comparison between a non-linear model and field data, *Journal of Coastal Research*, 39, 329–333, 2004.
- Bradshaw, P., B. E. Launder, and J. L. Lumley, Collaborative testing of turbulence models, *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 118(2), 243–246, 1996.
- Brown, Jennifer A., Sea-bed response to non-breaking waves, Master’s thesis, The Ohio State University, 2006.
- Bruneau, N., P. Bonneton, R. Pedreros, F. Dumas, and D. Idier, A new morphodynamic modelling platform : Application to characteristic sandy systems of the aquitanian coast, france, *Journal of Coastal Research*, SI50, 932–936, 2007.
- Bundgaard, F., C. Ellegaard, K. Scheibye-Knudsen, T. Bohr, and T.Sams, Pattern formation of underwater sand ripples with skewed drive, *Physical Review E*, 70(1), 066207, 2004, DOI : 10.1103/PhysRevE.70.066207.
- Butel, Rémi, Hélène Dupuis, and Philippe Bonneton, Spatial variability of wave conditions on the french aquitanian coast using in-situ data, *Journal of Coastal Research*, 36, 96–108, 2002.

- Caleffi, V., A. Valiani, and A. Bernini, Fourth-order balanced source term treatment in central weno schemes for shallow water equations, *Journal of Computational Physics*, 218, 228–245, 2006.
- Caleffi, V., A. Valiani, and A. Bernini, High-order balanced cweno scheme for movable bed shallow water equations, *Advances in Water Resources*, in press, 2007.
- Callaghan, David P., Frédéric Saint-Cast, Peter Nielsen, and Tom E. Baldock, Numerical solutions of the sediment conservation law; a review and improved formulation for coastal morphological modelling, *Coastal Engineering*, 53, 557–571, 2006.
- Calvete, D., and H.E. de Swart, A nonlinear model study on the long-term behavior of shore face-connected sand ridges, *Journal of Geophysical Research*, 108(C5), 3169, 2003, DOI :10.1029/2001JC001091.
- Cambazoglu, M K, K A Haas, and D M Hanes, Numerical investigations on the effect of wave skewness on sandbar migration, *Proceeding of the 30th International Conference on Coastal Engineering*, 2286–2298, 2006.
- Cardenas, M. B., and J. L. Wilson, Hydrodynamics of coupled flow above and below a sediment-water interface with triangular bedforms, *Advances in Water Resources*, 30, 301–313, 2007.
- Cartens, M. R., F. M. Neilson, and H. D. Altinbilek, Bedforms generated in the laboratory under an oscillatory flow, CERC Technical Memo, 1969.
- Castelle, B., and P. Bonneton, Modeling of a rip current induced by waves over a ridge and runnel system on the aquitanian coast, france, *C.R. Geoscience*, 338(10), 711–717, 2006.
- Castelle, Bruno, *Modélisation de l'hydrodynamique sédimentaire au-dessus des barres sableuses soumises à l'action de la houle : application à la côte aquitaine*, Ph.D. dissertation, Ecole Doctorale Sciences du Vivant, Géosciences, Sciences de l'Environnement de l'université Bordeaux 1, 2004.
- Cavaleri, L., J.-H. Alves, F. Ardhuin, A. Babanin, M. Banner, K. Belibassakis, M. Benoit, M. Donelan, J. Groeneweg, T. H. C. Herbers, P. Hwang, P. A. E. M. Janssen, T. Janssen, I. V. Lavrenov, R. Magne, J. Monbaliu, M. Onorato, V. Polnikov, D. Resio, W. E. Rogers, A. Sheremet, J. M. Smith, H. L. Tolman, G. van Veldder, J. Wolf, and I. Young, Wave modelling the state of the art, *Progress in Oceanography*, 51, 206, 2007, DOI :10.1016/j.pocean.2007.05.005.
- Chang, Yeon S., and Daniel M. Hanes, Suspended sediment and hydrodynamics above mildly sloped long wave ripples, *Journal of Geophysical Research*, 109, C07022, 2004, doi :10.1029/2003JC001900.

- Chang, Yeon S., and Alberto Scotti, Modeling unsteady turbulent flows over ripples : Reynolds-averaged navier-stokes equations (rans) versus large-eddy simulation (les), *Journal of Geophysical Research*, 109, C09012, 2004, doi :10.1029/2003JC002208.
- Church, J C, and E B Thornton, Effects of breaking wave induced turbulence within a longshore current model, *Coastal Engineering*, 20, 1–28, 1993.
- Clifton, H. E., Wave-formed sedimentary structures : a conceptual model, *Beach and nearshore sedimentation*, 126–148, 1976.
- Clifton, H. Edward, and John R. Dingler, Wave-formed structures and paleoenvironmental reconstruction, *Marine Geology*, 60, 165–198, 1984.
- Courrech du Pont, Sylvain, *Avalanches granulaires en milieu fluide*, Ph.D. dissertation, Université Paris XI, spécialité Physique Macroscopique, 2003.
- Courrech du Pont, Sylvain, Philippe Gondret, Bernard Perrin, and Marc Rabaud, Wall effects on granular heap stability, *Europhysics Letters*, 61(4), 492–498, 2003a.
- Courrech du Pont, Sylvain, Philippe Gondret, Bernard Perrin, and Marc Rabaud, Granular avalanches in fluids, *Physical Review Letters*, 90(4), 044301, 2003b, DOI : 10.1103/PhysRevLett.90.044301.
- Crawford, Anna M., and Alex E. Hay, Wave orbital velocity skewness and linear transition ripple migration : Comparison with weakly nonlinear theory, *Journal of Geophysical Research*, 108(C3), 3091, 2003, doi :10.1029/2001JC001254.
- Damgaard, J S, N Dodd, L Hall, and T J Chesher, Morphodynamic modeling of rip channel growth, *Coast. Eng.*, 45, 199–221, 2002.
- Darwin, G. H., On the formation of the ripple-mark in sand, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, A36, 18–43, 1883.
- Davis, Joseph P., *A spectral approach to the transient analysis of wave-formed sediment ripples*, Ph.D. dissertation, The University of Adelaide, Australia, 2005.
- Dingler, John R., and H. Edward Clifton, Tidal-cycle changes in oscillation ripples on the inner part of an estuarine sand flat, *Marine Geology*, 60, 219–233, 1984.
- Dingler, John Richard, *Wave-formed ripples in nearshore sands*, Ph.D. dissertation, University of California, San Diego, 1974.
- Doppler, Delphine, *Stabilité et dynamique de pentes granulaires sous-marines*, Ph.D. dissertation, Université Paris XI, spécialité Mécanique Physique, 2005.

- Doucette, J. S., The distribution of nearshore bedforms and effects on sand suspension on low-energy, micro-tidal beaches in southwestern Australia, *Marine Geology*, 165, 41–61, 2000.
- Doucette, J. S., and T. O'Donoghue, Response of sand ripples to change in oscillatory flow, *Sedimentology*, 53, 581–596, 2006.
- Doucette, Jeffrey S., Euan S. Harvey, and Mark R. Shortis, Stereo-video observation of nearshore bedforms on a low energy beach, *Marine Geology*, 189, 289–305, 2002.
- Drake, T. G., and J. Calantoni, Discrete particle model for sheet flow sediment transport in the nearshore, *Journal of Geophysical Research*, 106, 19859–19868, 2001.
- Dyer, K. R., and R. L. Soulsby, Sand transport on the continental shelf, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 20, 295–324, 1988.
- Eidsvik, Karl J., Large scale modelling of oscillatory flows over a rippled bottom, *Continental Shelf Research*, 26, 318–337, 2006.
- Elbelrhiti, Hicham, Philippe Claudin, and Bruno Andreotti, Field evidence for surface-wave-induced instability of sand dunes, *Nature*, 437, 720–723, 2005.
- Engelund, Frank, and Jørgen Fredsøe, A sediment transport model for straight alluvial channels, *Nordic Hydrology*, 7, 293–306, 1976.
- Engelund, Frank, and Jørgen Fredsøe, Sediment ripples and dunes, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 14, 13–37, 1982.
- Eriksson, L. E., Generation of boundary-conforming grids around wing-body configurations using transfinite interpolation, *AIAA Journal*, 20, 1313–1320, 1982.
- Faraci, C., and E. Foti, Evolution of small scale regular patterns generated by waves propagating over a sandy bottom, *Physics of Fluids*, 13(6), 1624–1634, 2001.
- Faraci, Carla, and E. Foti, Geometry, migration and evolution of small-scale bedforms generated by regular and irregular waves, *Coastal Engineering*, 47, 35–52, 2002.
- Faraci, Carla, Enrico Foti, and S. Baglio, Measurements of sandy bed scour processes in an oscillating flow by using structured light, *Measurement*, 28, 159–174, 2000.
- Ferziger, J. H., and M. Perić, *Computational methods for fluid dynamics*, Springer, 1999.
- Forel, François-Alphose, Rides formées à la surface du sable déposé au fond de l'eau, *Archives des sciences physiques et naturelles*, 9, 256, 1883.

- Foster, D. L., Stanton T., Andersen K., and E. B. Fredsoe J. and Thornton, Model-data comparisons of velocity and suspended sediment in a wave dominated environment, *Proceedings of the Coastal Dynamics '01*, 751–758, 2001.
- Foster, Diane L., Ronald A. Guenther, and Robert A. Holman, An analytic solution to the wave bottom boundary layer governing equation under arbitrary wave forcing, *Ocean Engineering*, 26, 595–623, 1999.
- Foster, Diane L., R. A. Beach, and Robert A. Holman, Field observations of the wave bottom boundary layer, *Journal of Geophysical Research*, 105(C8), 19631–19647, 2000.
- Foster, D.L., P. Natoo, and T.S. Stanton, The suspension of sediment from flat and megarippled beds : A pairing of models and observations, *Continental Shelf Research*, In review.
- Fredsøe, Jørgen, and Rolf Deigaard, *Mechanics of coastal sediment transport*, vol. 3 of *Advanced Series on Ocean Engineering*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1992.
- Fredsøe, Jørgen, and S. Tjerry, Morphological computation of dunes, *Proceedings of the Symposium on River, Coastal and Estuarine Morphodynamics, Obihiro, Japan*, 225–231, 2001.
- Fredsøe, Jørgen, Ken Haste Andersen, and B. Mutlu Sumer, Wave plus current over a ripple-covered bed, *Coastal Engineering*, 38, 177–221, 1999.
- Fredsøe, Jørgen, B. Mutlu Sumer, Andrzej Kozakiewicz, Lloyd H.C. Chua, and Rolf Deigaard, Effect of externally generated turbulence on wave boundary layer, *Coastal Engineering*, 49, 155–183, 2003, doi :10.1016/S0378-3839(03)00032-2.
- Fries, J. Stephen, Cheryl Ann Butman, and Robert A. Weatcroft, Ripples formation induced by biogenic mounds, *Marine Geology*, 159, 287–302, 1999.
- Fries, J. Stephen, Cheryl Ann Butman, and Robert A. Weatcroft, Discussion ripples formation induced by biogenic mounds, *Marine Geology*, 168, 153–155, 2000.
- Gallagher, E. L., S. Elgar, and E. B. Thornton, Megaripple migration in a natural surf zone, *Nature*, 394(6689), 165–168, 1998.
- Gallagher, Edith L., A note on megaripples in the surf zone : evidence for their relation to steady flow dunes, *Marine Geology*, 193, 171–176, 2003.
- Gallagher, Edith L., Steve Elgar, R. T. Guza, and E. B. Thornton, Estimating nearshore bedform amplitudes with altimeters, *Marine Geology*, 216, 51–57, 2005.

- Garnier, R., D. Calvete, A. Falques, and M. Caballeria, Generation and nonlinear evolution of shore-oblique/transverse sand bars, *Journal of Fluid Mechanics*, 567(6689), 327–360, 2006, doi :10.1017/S0022112006002126.
- Garnier, Roland, *Nonlinear modelling of surf zone morphodynamical instabilities*, Ph.D. dissertation, Universitat Politècnica de Catalunya, 2007.
- Giménez-Curto, Luis A., and Miguel. A Corniero, Highest natural bed forms, *Journal of Geophysical Research*, 108(C2), 3046, 2003, doi :10.1029/2002JC001474.
- Grant, William D., and Ole S. Madsen, Movable bed roughness in unsteady oscillatory flow, *Journal of Geophysical Research*, 87, 469–481, 1982.
- Grant, William D., and Ole S. Madsen, The continental-shelf bottom boundary layer, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 18, 265–305, 1986.
- Grasmeijer, B. T., and M. G. Kleinhans, Observed and predicted bed forms and their effect on suspended sand concentrations, *Coastal Engineering*, 51, 351–371, 2004.
- Green, Malcolm O., Side-scan sonar mosaic of a sand ridge field : southern mid-atlantic bight, *Geo-Marine Letters*, 6, 35–40, 1986.
- Guyonic, Stéphane, Mathieu Mory, Thomas Wever, Fabrice Ardhuin, and Thierry Garland, Full scale mine burial experiments in wave and current environments and comparison with models, *IEEE - Journal of Oceanic Engineering*, submitted, 2007.
- Hanes, Daniel M., Vadim Alymov, and Yeon S. Chang, Wave-formed sand ripples at duck, north carolina, *Journal of Geophysical Research*, 106(C10), 22575–22592, 2001.
- Hansen, J. L., M. van Hecke, C. Ellegaard, K. H. Andersen, T. Bohr, A. Haaning, and T. Sams, Stability balloon for two-dimensional vortex ripple patterns, *Physical Review Letters*, 87(20), 204301, 2001, DOI :10.1103/PhysRevLett.87.204301.
- Hatton, K. A., and D. L. Foster, Scour and ripple migration offshore of a vertically mounted pile subjected to irregular waves, *Journal of Geophysical Research*, In review, DOI :10.1029/2001JC001091.
- Hay, Alex E., and Douglas J. Wilson, Rotary sidescan images of nearshore bedform evolution during a storm, *Marine Geology*, 119, 57–65, 1994.
- Hoefel, F., and S. Elgar, Wave-induced sediment transport and sandbar migration, *Science*, 299(5614), 1885–1887, 2003.
- Huang, Ching-Jer, and Chih-Ming Dong, Propagation of water waves over rigid rippled beds, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 128(5), 190–201, 2002, DOI :10.1061/(ASCE)0733-950X(2002)128 :5(190).

- Hudson, Justin, Jesper Damgaard, Nick Dodd, Tim Chesher, and Alan Cooper, Numerical approaches for 1d morphodynamic modelling, *Coastal Engineering*, 52, 691–707, 2005.
- Hunt, Arthur Roope, On the formation of the ripplemark, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 34, 1–18, 1882.
- Idier, Déborah, *Dynamique des bancs et dunes de sable du plateau continental : Observation in-situ et modélisation numérique*, Ph.D. dissertation, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2002.
- Inman, D. L., Wave-generated ripples in nearshore sands, 67, U.S. Army Corps of Engineers, Beach Erosion Board Technical Memo, 1957.
- Jarno-Druaux, Armelle, Jérôme Brossard, and François Marin, Dynamical evolution of ripples in a wave channel, *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 23, 695–708, 2003, doi :10.1029/2001JC001254.
- Jensen, J. H., E. Ø. Madsen, and J. Fredsøe, Oblique flow over dredged channels. i : Flow description, *Journal of Hydraulic Engineering - ASCE*, 125, 1181–1188, 1999a.
- Jensen, J. H., E. Ø. Madsen, and J. Fredsøe, Oblique flow over dredged channels. ii : Sediment transport and morphology, *Journal of Hydraulic Engineering - ASCE*, 125, 1190–1198, 1999b.
- Jerolmack, D. J., and D. Mohrig, Allen and hoffman reply, *Nature*, 436, E1, 2005.
- Jiang, Guang-Shan, and Chi-Wang Shu, Efficient implementation of weighted eno schemes, *Journal of Computational Physics*, 126, 202–228, 1996.
- Jiang, Guang-Shan, and Eitan Tadmor, Nonoscillatory central schemes for multidimensional hyperbolic conservation laws, *SIAM Journal on Scientific Computing*, 19(6), 1892–1917, 1998.
- Johnson, H. K., and J. A. Zyserman, Controlling spatial oscillations in bed level update schemes, *Coastal Engineering*, 46(6), 109–126, 2002.
- Jonsson, I. G., Wave boundary layers and friction factors, *Proceedings of the 10th International Conference of Coastal Engineering*, 1966.
- Jop, Pierre, Yoël Forterre, and Olivier Pouliquen, Crucial role of side walls for granular surface flows : consequences for the rheology, *Journal of Fluid Mechanics*, 541, 167–192, 2005, DOI : 10.1017/S0022112005005987.
- Jop, Pierre, Yoël Forterre, and Olivier Pouliquen, A constitutive law for dense granular flows, *Nature*, 441, 727–730, 2006, doi :10.1038/nature04801.

- Kennedy, John F., The formation of sediment ripples, dunes, and antidunes, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1, 147–168, 1969.
- Kocurek, Gary, and Ryan C. Ewing, Aeolian dune field self-organization - implications for the formation of simple versus complex dune-field patterns, *Geomorphology*, in press, 2007.
- Komar, P. D., and M. C. Miller, The initiation of oscillatory ripple marks and the development of plane-bed at high shear stresses under waves, *Journal of Sedimentary Petrology*, 45, 697–703, 1975.
- Konyagin, S., B. Popov, and O. Trifonov, On convergence of minmod-type schemes, *SIAM Journal on Numerical Analysis*, 42, 1978–1997, 2005.
- Kos’Yan, Ruben D., On the dimensions of passive ripple marks in the nearshore zone, *Marine Geology*, 80, 149–153, 1988a.
- Kos’Yan, Ruben D., Study of sand microforms in the nearshore zone, *Marine Geology*, 83, 63–78, 1988b.
- Kurganov, Alexander, and Eitan Tadmor, New high-resolution central schemes for non-linear conservation laws and convection-diffusion equations, *Journal of Computational Physics*, 160, 241–282, 2000.
- Leer, B. van, Towards the ultimate conservative difference scheme v.a. second-order sequel to godunov’s method, *Journal of Computational Physics*, 32, 101–136, 1979.
- Leonard, B. P., A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 19, 59–98, 1979.
- Leonard, B. P., The ultimate conservative difference scheme applied to unsteady one-dimensional advection, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 88, 17–74, 1991.
- Leveque, Randall J., *Finite volume methods for hyperbolic problems*, vol. 1 of *Cambridge texts in applied mathematics*, Cambridge University Press, 2002.
- Li, Michael Z., and Carl L. Amos, Predicting ripple geometry and bed roughness under combined waves and currents in a continental shelf environment, *Continental Shelf Research*, 18, 941–970, 1998.
- Li, Michael Z., and Carl L. Amos, Sheet flow and large wave ripples under combined waves and currents : field observations, model predictions and effect on boundary layer dynamics, *Continental Shelf Research*, 19, 637–663, 1999.

- Li, Michael Z., L.D. Wright, and Carl L. Amos, Predicting ripple roughness and sand resuspension under combined flows in a shoreface environment, *Marine Geology*, 130, 139–161, 1996.
- Liu, X-D., S. Osher, and T. Chan, Weighted non-oscillatory central scheme, *Journal of Computational Physics*, 115(1), 200–212, 1994.
- Liu, Xu-Dong, and Eitan Tadmor, Third order nonoscillatory central scheme for hyperbolic conservation laws, *Numerische Mathematik*, 79, 397–425, 1998.
- Long, Wen, James T. Kirby, and Zhiyu Shao, A numerical scheme for morphological bed level calculations, *Coastal Engineering*, in press, 2007.
- Madsen, O. S., L.D. Wright, J. D. Boon, and T. A. Chisholm, Wind stress, bed roughness and sediment suspension on the inner shelf during an extreme storm event, *Continental Shelf Research*, 13, 1303–1324, 1993.
- Makino, Yasuhiko, Wave ripple dynamics and the combined-flow modification of wave ripples in the intertidal zone of ariake bay (kyushu, japan), *Marine Geology*, 120, 63–74, 1994.
- Marieu, V., P. Bonneton, and D. L. Foster, Non oscillatory central schemes for ripple morphological calculations with dune2d, *AGU Fall Meeting Abstracts*, pp. C611+, 2006.
- Marsh, S. W., C. E. Vincent, and P. D. Osborne, Bedforms in a laboratory wave flume : an evaluation of predictive models for bedform wavelengths, *Journal of Coastal Research*, 15(3), 624–634, 1999.
- Martin, Stephen D., Vortex ripple morphology using dune2d model, Master’s thesis, United States Navy Naval Postgraduate School, 2001.
- Masselink, Gerhard, and Charitha Pattiaratchi, Tidal asymmetry in sediment resuspension on a macrotidal beach in northwestern australia, *Marine Geology*, 163, 257–274, 2000.
- Mathisen, Paul P., and Ole S. Madsen, Waves and currents over a fixed rippled bed. 1 bottom roughness experienced by waves in the presence and absence of currents, *Journal of Geophysical Research*, 101(C7), 16533–16542, 1996a.
- Mathisen, Paul P., and Ole S. Madsen, Waves and currents over a fixed rippled bed. 2 bottom and apparent roughness experienced by currents in the presence of waves, *Journal of Geophysical Research*, 101(C7), 16543–16550, 1996b.

- Mathisen, Paul P., and Ole S. Madsen, Waves and currents over a fixed rippled bed 3. bottom and apparent roughness for spectral waves and currents, *Journal of Geophysical Research*, 104(C8), 18447–18461, 1999.
- Meyer-Peter, E., and R. Müller, Formulas for bed-load transport, *Proceeding of the International Association of Hydraulic Research, 3rd Annual Conference, Stockholm*, 39–64, 1948.
- Mogridge, G. R., and J. W. Kamphuis, Experiments on bed form generation by wave action, *Proceeding of the 13th Coastal Engineering conference, Vancouver*, vol. 2, 1972.
- Mogridge, G. R., M. H. Davies, and D. H. Willis, Geometry prediction for wave-generated bedforms, *Coastal Engineering*, 22(C11), 255–286, 1994.
- Murray, A. Brad, and E. Robert Thieler, A new hypothesis and exploratory model for the formation of large-scale inner-shelf sediment sorting and rippled scour depressions, *Continental Shelf Research*, 24, 295–315, 2004, doi :10.1016/j.csr.2003.11.001.
- Natoo, Parag, Evaluation of near bed suspension in a wave and current dominated environment, Master’s thesis, The Ohio State University, 2003.
- Nessyahu, Haim, and Eitan Tadmor, Non-oscillatory central differencing for hyperbolic conservation laws, *Journal of Computational Physics*, 87(1), 408–463, 1990.
- Nichols, C. S., and D. L. Foster, Full-scale observations of wave-induced vortex generation over a rippled bed, *Journal of Geophysical Research*, In review.
- Nichols, Claire S., Evaluation of wave-current bottom boundary layer models, Master’s thesis, College of Engineering of the Ohio State University, 2005.
- Nielsen, Peter, Some basic concepts of wave sediment transport, 20, ISVA, Danish Technical University, Copenhagen, 1979.
- Nielsen, Peter, Dynamics and geometry of wave-generated ripples, *Journal of Geophysical Research*, 86(C7), 6,467–6,472, 1981.
- Nielsen, Peter, *Coastal bottom boundary layers and sediments transport*, vol. 4 of *Advanced Series on Ocean Engineering*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1992.
- O’Donoghue, Tom, and Graeme S. Clubb, Sand ripples generated by regular oscillatory flow, *Coastal Engineering*, 44, 101–115, 2001.
- O’Donoghue, Tom, J. S. Doucette, J. J. van der Werf, and J. S. Ribberink, The dimensions of sand ripples in full-scale oscillatory flows, *Coastal Engineering*, 2006.

- Osborne, Philipp D., and Christopher E. Vincent, Dynamics of large and small scale bed-forms on a macrotidal shoreface under shoaling and breaking waves, *Marine Geology*, 115, 207–226, 1993.
- Parker, G., L. Solari, and G. Seminara, Bedload at low shields stress on arbitrarily sloping beds : alternative entrainment formulation, *Water Resources Research*, in press, 2007.
- Precht, E., and M. Huettel, Rapid wave-driven advective pore water exchange in a permeable coastal sediment, *Journal of Sea Research*, 51(2), 93–107, 2004, doi :10.1016/j.seares.2003.07.003.
- Precht, E., U. Franke, L. Polerecky, and M. Huettel, Oxygen dynamics in permeable sediments with wave-driven pore water exchange, *Limnology and Oceanography*, 49(3), 693–705, 2004.
- Reniers, A J H M, J A Roelvink, and E B Thornton, Morphodynamic modeling of an embayed beach under wave group forcing, *J. Geophys. Res.*, 109, C01030, doi :10.1029/2002JC001586, 2004.
- Reynaud, Jean-Yves, Bernadette Tessier, Serge Berné, Hervé Chamley, and Marc Debatist, Tide and wave dynamics on a sand bank from the deep shelf of the western channel approaches, *Marine Geology*, 161, 339–359, 1999.
- Rijn, Leo C. van, Sediment transport : bed load transport, *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(10), 1431–1456, 1984a.
- Rijn, Leo C. van, Sediment transport, part ii : suspended load transport, *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(11), 1613–1641, 1984b.
- Rijn, Leo C. van, Sediment transport, part iii : bed forms and alluvial roughness, *Journal of Hydraulic Engineering*, 110(12), 1733–1754, 1984c.
- Rijn, Leo C. van, *Handbook of sediment transport by currents and waves*, Delft Hydraulics, Delft, The Netherlands, 1989.
- Rijn, Leo C. van, *Principles of Sediment Transport in River, Estuaries and Coastal Seas*, Aqua Publications, Amsterdam, 1993.
- Roos, P. C., and P. Blondeaux, Sand ripples under sea waves. part 4. tile ripple formation, *Journal of Fluid Mechanics*, 447, 227–246, 2001, DOI :10.1017/S0022112001005961.
- Roos, P. C., S. J. M. H. Hulscher, M. A. F. Knaapen, and R. M. J. Van Damme, The cross-sectional shape of tidal sandbanks : Modeling and observations, *Journal of Geophysical Research*, 109, F02003, 2004, DOI :10.1029/2003JF000070.

- Rossi, Lionel, Hervé Michallet, and Philippe Bonneton, Morphodynamique d'une dune, couplage avec l'écoulement, *9ème congrès de l'Association des Sédimentologues Français*, 2003.
- Rousseaux, G., H. Caps, and J. E. Wesfreid, Granular size segregation in underwater sand ripples, *The European Physical Journal E*, *13*, 213–219, 2004, doi :10.1140/epje/e2004-00055-x.
- Rousseaux, Germain, *Etude de l'instabilité d'une interface fluide-granulaire : Application à la morphodynamique des rides de plage*, Ph.D. dissertation, Spécialité Physique des Liquides à l'université Paris 6, 2003.
- Rousseaux, Germain, José Eduardo Wesfreid, and Alexandre Stegner, Dynamique d'une interface eau-granulaire, *Proceedings du 15ème Congrès Français de Mécanique à Nancy*, 2001.
- Rousseaux, Germain, Alexandre Stegner, and José Eduardo Wesfreid, Wavelength selection of rolling-grain ripples in the laboratory, *Physical Review E*, *69*, 031307, 2004, doi :10.1103/PhysRevE.69.031307.
- Saint-Cast, Frédéric, *Modélisation de la morphodynamique des corps sableux en milieu littoral*, Ph.D. dissertation, Ecole Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur de l'université Bordeaux 1, 2002.
- Scheibye-Knudsen, K., C. Ellegaard, F. Bundgaard, and T. Sams, Sand ripples under water with complex wave motion, *Physical Review E*, *72*(4), 016209, 2005.
- Scherer, M. A., F. Melo, and M. Marder, Sand ripples in an oscillating annular sand-water cell, *Physics of Fluids*, *11*(1), 58–67, 1999.
- Sekiguchi, Tomohiro, and Tsuguo Sunamura, Reply to discussion of 'effects of bed perturbation and velocity asymmetry on ripple initiation : wave-flume experiments', *Coastal Engineering*, *52*, 309–312, 2005.
- Sénéchal, Nadia, *Etude de la propagation des vagues au-dessus d'une bathymétrie complexe en zone de surf*, Ph.D. dissertation, Ecole Doctorale Sciences du Vivant, Géosciences, Sciences de l'Environnement de l'université Bordeaux 1, 2002.
- Silva, P. A. da, A. Temperville, and F. S. Santos, Sand transport under combined current and wave conditions : A semi-unsteady, practical model, *Coastal Engineering*, *53*, 897–913, 2006.
- Sleath, John F.A., A contribution to the study of vortex ripples, *Journal of Hydraulic Research*, *13*, 315–328, 1975.

- Sleath, John F.A., On rolling-grain ripples, *Journal of Hydraulic Research*, 14, 69–81, 1976.
- Smith, Daniel, and John F.A. Sleath, Spatially averaged flow over a wavy surface, *Journal of Geophysical Research*, 82(12), 1735–1746, 1977.
- Smith, Daniel, and John F.A. Sleath, Transient ripples in oscillatory flows, *Continental Shelf Research*, 25, 485–501, 2005, doi :10.1016/j.csr.2004.10.012.
- Soulsby, Richard, *Dynamics of marine sands*, Thomas Telford Services Ltd., 1997.
- Soulsby, Richard L., and Richard J. S. Whitehouse, Prediction of ripple properties in shelf seas, U.S. Office of Naval Research, 2005.
- Southard, J. B., J. M. Lambie, D. C. Federic, H. T. Pile, and C. R. Wiedman, Experiments on bed configurations in fine sands under bidirectional purely oscillatory flow, and the origin of hummocky cross-stratification, *Journal of Sedimentary Petrology*, 60, 1–17, 1990.
- Southard, John B., Experimental determination of bed-form stability, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 19, 423–455, 1991.
- Stegner, Alexandre, and José Eduardo Wesfreid, Dynamical evolution of sand ripples under water, *Physical Review E*, 60(4), R3487, 1999.
- Stive, M., D. Roelvink, and H. De Vriend, Large-scale coastal evolution concept, *Proceedings of the 22th Coastal Engineering Conference*, 1991.
- Stive, M J F, and A J H M Reniers, Sanbars in motion, *Science*, 21(5614), 1855–1856, 2003.
- Styles, Richard, and Scott M. Glenn, Modeling bottom roughness in the presence of wave-generated ripples, *Journal of Geophysical Research*, 107(C8), 3110, 2002, DOI :10.1029/2001JC000864.
- Sumer, B. Mutlu, Jørgen Fredsøe, Alberto Lamberti, Barbara Zanuttigh, Martin Dixen, Kjartan Gislason, and Antonio F. Di Penta, Local scour at roundhead and along the trunk of low crested structures, *Coastal Engineering*, 52, 995–1025, 2005, doi :10.1016/j.coastaleng.2005.09.012.
- Swales, Andrew, John W. Oldman, and Keith Smith, Bedform geometry on a barred sandy shore, *Marine Geology*, 226, 243–259, 2006.
- Testik, F. Y., S. I. Voropayev, and H. S. Fernando, Laboratory experiments on sand-bar formation and migration under breakingwaves, *AGU Fall Meeting Abstracts*, pp. C615+, 2006.

- Testik, F. Y., S. I. Voropayev, and H. J. S. Fernando, On the equilibrium profiles of asymmetric sand ripples under nonlinear shoaling waves, *Geophysical Research Letters*, *submitted*, 2007a.
- Testik, F. Y., S. I. Voropayev, and H. J. S. Fernando, Adjustment of sand ripples under changing water waves, *Physics of Fluids*, *under revision*, 2007b.
- Thornton, E B, and Guza R T, Transformation of wave height distribution, *Journal of Geophysical Research*, *90*, 4951–4958, 1983.
- Thorsos, Eric I., Kevin L. Williams, Darell R. Jackson, Michael D. Richardson, Kevin B. Briggs, and Dajun Tang, An experiment in high-frequency sediment acoustics : Sax99, *IEEE - Journal of Oceanic Engineering*, *26*, 4–14, 2001.
- Tjerry, Søren, *Morphological calculation of dunes in alluvial rivers*, Ph.D. dissertation, Det Naturvidenskabelige Fakultet Københavns Universitet, 1995.
- Tjerry, Søren, and Jørgen Fredsøe, Calculation of dune morphology, *Journal of Geophysical Research*, *110*, F04013, 2005.
- Traykovski, Peter, Alex E. Hay, James D. Irish, and James F. Lynch, Geometry, migration, and evolution of wave orbital ripples at LEO-15, *Journal of Geophysical Research*, *104* (C1), 1,505–1,524, 1999.
- Vincent, Christopher E., and Philipp D. Osborne, Bedform dimensions and migration rates under shoaling and breaking waves, *Continental Shelf Research*, *13* (11), 1267–1280, 1993.
- Vittori, G., and P. Blondeaux, Sand ripples under sea waves part 2. finite-amplitude development, *Journal of Fluid Mechanics*, *218*, 19–39, 1990.
- Voropayev, S. I., G. B. McEachern, D. L. Boyer, and H. J. S. Fernando, Dynamics of sand ripples and burial/scouring of cobbles in oscillatory flow, *Applied Ocean Research*, *21*, 249–261, 1999.
- Voropayev, S. I., F. Y. Testik, H. J. S. Fernando, and D. L. Boyer, Burial and scour around short cylinder under progressive shoaling waves and h. j. s. fernando, *Ocean Engineering*, *30*, 1647–1667, 2003a.
- Voropayev, S. I., F. Y. Testik, H. J. S. Fernando, and D. L. Boyer, Morphodynamics and cobbles behavior in and near the surf zone, *Ocean Engineering*, *30*, 1741–1764, 2003b.
- Walker, Ian J., and William G. Nickling, Simulation and measurement of surface shear stress over isolated and closely spaced transverse dunes in a wind tunnel, *Earth Surface Processes and Landforms*, *28*, 1111–1124, 2003, doi :10.1002/esp.520.

- Werf, J. J. van der, J. S. Ribberink, T. O'Donoghue, and J. S. Doucette, Modelling and measurement of sand transport processes over full-scale ripples in oscillatory flow, *Coastal Engineering*, 53, 657–673, 2006.
- Werner, B. T., and G Kocurek, Bed-form dynamics : does the tail wag the dog ?, *Geology*, 25(9), 771–774, 1997.
- Werner, B. T., and G. Kocurek, Bedform spacing from defect dynamics, *Geology*, 27, 727–730, 1999.
- Wiberg, Patricia L., and Courtney K. Harris, Ripple geometry in wave-dominated environments, *Journal of Geophysical Research*, 99(C1), 775–789, 1994.
- Wilcox, D. C., Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models, *AIAA Journal*, 26(11), 1279–1310, 1988.
- Williams, J. J., and C. P. Rose, Measured and predicted rates of sediment transport in storm conditions, *Marine Geology*, 179, 121–133, 2001.
- Williams, S. M., and D. H. Peregrine, The overtopping of a plane slope by multiple swash events, *Proceeding of the 28th International Conference of Coastal Engineering*, 929–941, 2002.
- Willis, D. H., M. H. Davies, and G. R. Mogridge, Laboratory observations of bedforms under directional irregular waves, *Revue canadienne de génie civil*, 20, 550–563, 1993.
- Wilson, K. C., Friction of wave-induced sheet flow, *Coastal Engineering*, 12, 371–379, 1989.
- Wright, L. D., Micromorphodynamics of the inner continental shelf : a Middle Atlantic Bight study, *Journal of Coastal Research*, 15, 93–130, 1993.
- Xu, J. P., and L. D. Wright, Test of bed roughness models using field data from the middle atlantic bight, *Continental Shelf Research*, 15(11–12), 1,409–1,434, 1995.
- Xu, J.P., Observations of plan-view sandripple behavior and spectral wave climate on the inner shelf of san pedro bay, california, *Continental Shelf Research*, 25, 373–396, 2005, doi :10.1016/j.csr.2004.10.004.
- Yorath, C. J., B. D. Bornhold, and R.E. Thomson, Oscillation ripples on the northeast pacific continental shelf, *Marine Geology*, 31, 45–58, 1979.
- Yoshikawa, H. N., G. Rousseaux, J. Kruithof, A. Stegner, and J. E. Wesfreid, Flow structure over rolling-grain ripples - laboratory experiments and theoretical study, *Proceeding of Marine Sandwave and River Dune Dynamics congres*, 2004.

Zyserman, J. A., and Jørgen Fredsøe, Data analysis of bed concentration of suspended sediment, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, 120, 1021–1042, 1994.

Annexe A

Application à l'Environnement Côtier

A.1 Modèle Linéaire Simplifié de Propagation de la Houle sur le Plateau Continental

La zone qui nous intéresse dans le cadre de cette étude est le plateau continental. Nous allons effectuer une étude des ordres de grandeur en prenant comme exemple le plateau continental atlantique français. La topographie de la zone est représentée figure A.1, la bathymétrie du plateau continental est comprise entre 0 et 200 mètres.

Pour cette analyse, la propagation des vagues sur cette bathymétrie est calculée à partir de données de houle au large en utilisant la théorie linéaire. L'énergie totale de vagues linéaires est fonction du carré de la hauteur des vagues (*Fredsøe and Deigaard, 1992*) :

$$E = \frac{1}{16} \rho g H^2 \quad (\text{A.1})$$

En négligeant la dissipation d'énergie induite par les frottements sur le fond et les échanges à l'interface océan/atmosphère, la conservation de l'énergie des vagues peut s'écrire :

$$E c_g = \text{constante}. \quad (\text{A.2})$$

où c_g est la vitesse de groupe des vagues. Les effets de la tension superficielle sont négligés pour les ondes de gravités et la relation de dispersion, $\omega^2 = gk \tanh kD$, permet de calculer la vitesse de groupe :

$$c_g = \frac{\omega}{2k} \left(1 + \frac{2kD}{\sinh(2kD)} \right) \quad (\text{A.3})$$

En considérant une période de vague T , la vitesse de groupe au large est obtenue par la relation en eau profonde $c_g^L = 0.5 \sqrt{g/k}$. La période est supposée rester constante tout au long de la propagation des vagues, ce qui permet d'obtenir le nombre d'onde correspondant à chaque profondeur, par itération en utilisant la relation de dispersion.

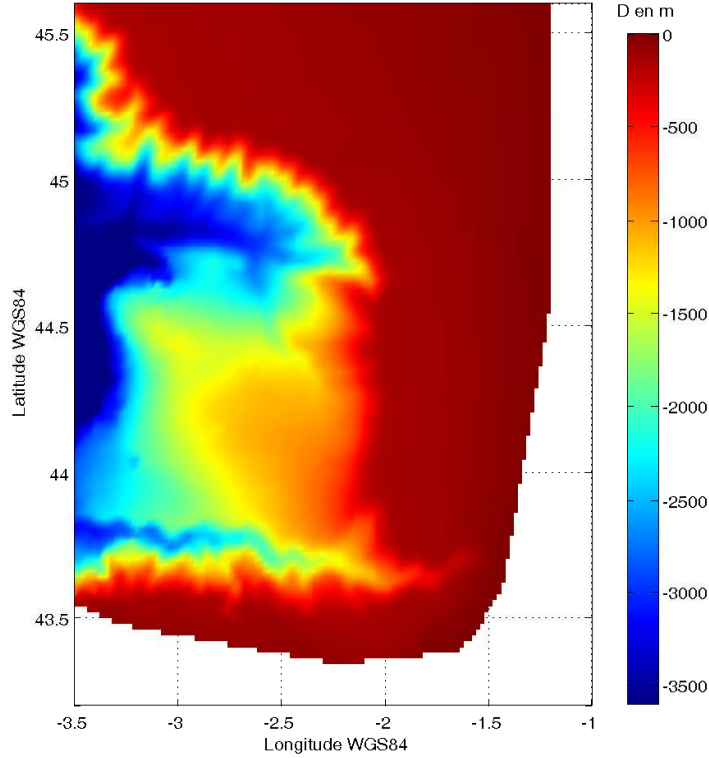


FIG. A.1 – Bathymétrie de la côte Aquitaine (Golfe de Gascogne).

L'équation de conservation d'énergie A.1 est alors appliquée pour en déduire la hauteur des vagues à partir d'une hauteur des vagues H^L au large. C'est à dire, la hauteur des vagues est calculée en chaque point du plateau continental par la relation :

$$H = H^L \sqrt{\frac{c_g^L}{c_g}}. \quad (\text{A.4})$$

L'excursion orbitale au fond est calculée par la relation :

$$A_0 = \frac{H}{2 \sinh kD}. \quad (\text{A.5})$$

Cela permet d'obtenir les paramètres nécessaires aux différents prédictors de rides : A_0^* , ψ , θ_c et θ .

Pour la suite, le diamètre médian du sédiment a été choisi constant, $d_{50} = 0.35$ mm. L'exploitation des données de la bouée Biscarosse (*Butel et al.*, 2002) a permis de dégager différents types de houles typiques de la côte s'étendant de la Vendée au Pays Basque. Les valeurs de houle utilisées ici sont indicatives, elles se rapportent à des événements typiques de cette côte. Trois cas de figure sont étudiés :

- une houle faible d'été : $H^L = 1$ m et $T = 6$ s,
- une houle longue d'hiver $H^L = 2$ m et $T = 12$ s,
- et une houle de tempête (dépression locale) $H^L = 6$ m et $T = 10$ s.

La figure A.2 montre le nombre de mobilité sur le plateau continental aquitain pour les trois cas de figure. Les lignes de niveau extrêmes représentent les limites d'existence des rides. Si $\psi < 1^1$, le mouvement au fond est insuffisant pour permettre aux grains de se déplacer et si $\psi > 250$ les rides sont balayées par l'écoulement, le fond devenant plat. Il est intéressant de remarquer que si seule la zone proche du littoral est en mouvement dans le cas de la faible houle, c'est environ la moitié du plateau continental qui est en mouvement pour une houle longue, jusqu'à une profondeur de 100 mètres. Une houle de période plus importante peut mettre en mouvement la totalité du plateau continental. La zone mise en mouvement par la houle de tempête n'est pas plus importante, car sa longueur d'onde est trop faible pour générer du mouvement au fond dans les grandes profondeurs. En revanche, toute la zone littorale est le siège d'écoulement fluidisant (sheet flow), ce qui peut générer une grande quantité de transport sédimentaire.

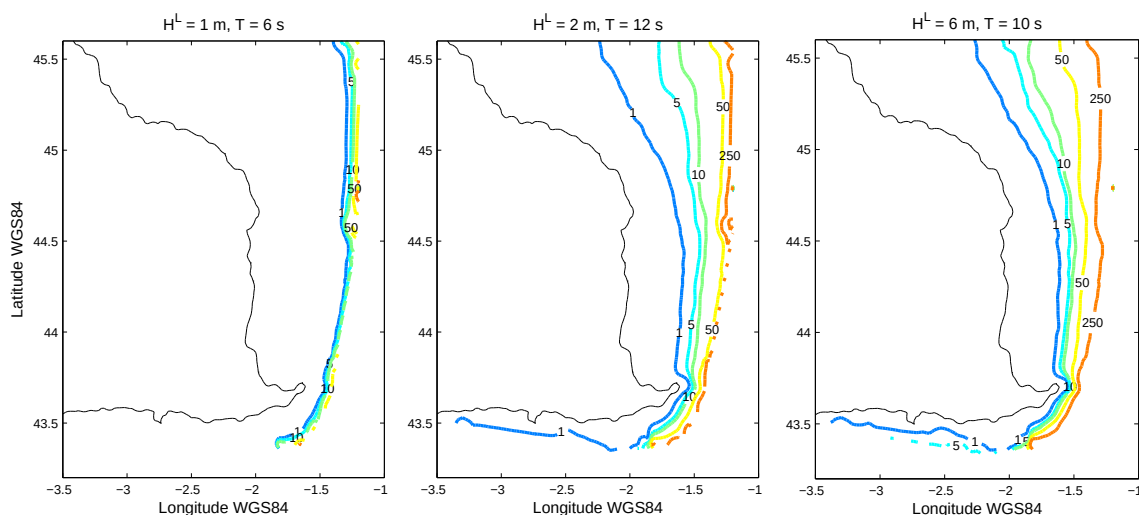


FIG. A.2 – Nombre de mobilité sur le plateau continental aquitain pour trois conditions de houle.

A.2 Estimation des Rides Obtenues

La taille des rides a été calculée sur le plateau continental avec le prédicteur de *Nielsen* (1981) pour les houles irrégulières qui s'est montré le plus proches des données provenant de mesures en milieu naturel (cf. chapitre 3). Elles ont également été calculée avec le prédicteur de *van Rijn* (1989) permettant l'obtention de grandes rides orbitales mais surestimant fortement la hauteur des rides et avec le récent prédicteur de *Soulsby and Whitehouse* (2005) qui ne dépend que du nombre sans dimension A_0^* , sans prendre en

¹Cette valeur est approximative et doit être considérée comme un ordre de grandeur, le nombre de Shields critique est plus précis

compte la période des vagues. Les figures A.3, A.4 et A.5 montrent les résultats obtenus avec les prédictors de *Nielsen* (1981), de *van Rijn* (1989) et de *Soulsby and Whitehouse* (2005) respectivement. Dans le cas de la petite houle, les rides ne sont présentes qu'en zone littorale. En revanche, dans les cas de houle longue ou de houle de tempête, la zone de présence des rides est très étendue, comme le montrait l'examen du nombre de mobilité. La taille maximale des rides se trouve juste avant le point de basculement entre le comportement orbital et le comportement anorbital, où le nombre de mobilité est proche de 10 environ. Ces grandes rides orbitales peuvent atteindre 70 cm de longueur d'onde et 13 cm de hauteur selon les formules de *Nielsen* (1981). Pour la houle de tempête, la zone de rides orbitales est très étroite, car le nombre de mobilité devient rapidement trop important. Plus près du bord les rides sont balayées et le transport près de la côte se fait sous forme de sheet flow.

La taille des rides prédites par les formules de *Nielsen* (1981) et de *van Rijn* (1989) sont du même ordre de grandeur mais la zone du maximum de taille est située beaucoup plus près de la côte selon les formules *van Rijn* (1989), ces formules prédisant des rides orbitales sur presque la totalité du plateau continental. Les formules de *Soulsby and Whitehouse* (2005) prédisent des rides de taille bien inférieure aux deux autres formules et ne permettent pas d'obtenir les grandes rides orbitales du type de celles observées par *Traykovski et al.* (1999).

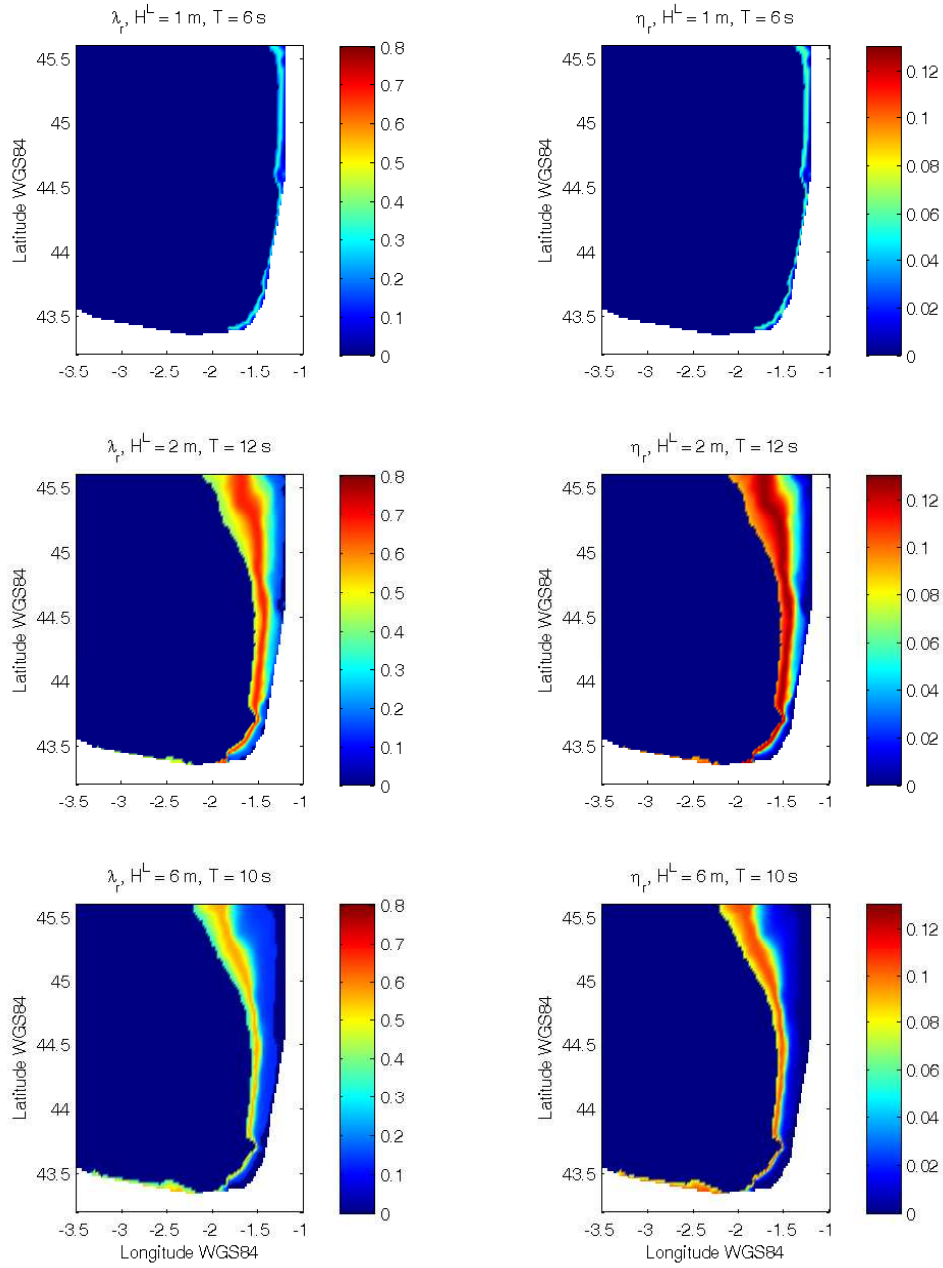


FIG. A.3 – Longueur d’onde et hauteur des rides calculées sur le plateau continental avec le prédicteur *Nielsen* (1981) pour trois catégories de vagues typiques de la côte aquitaine.

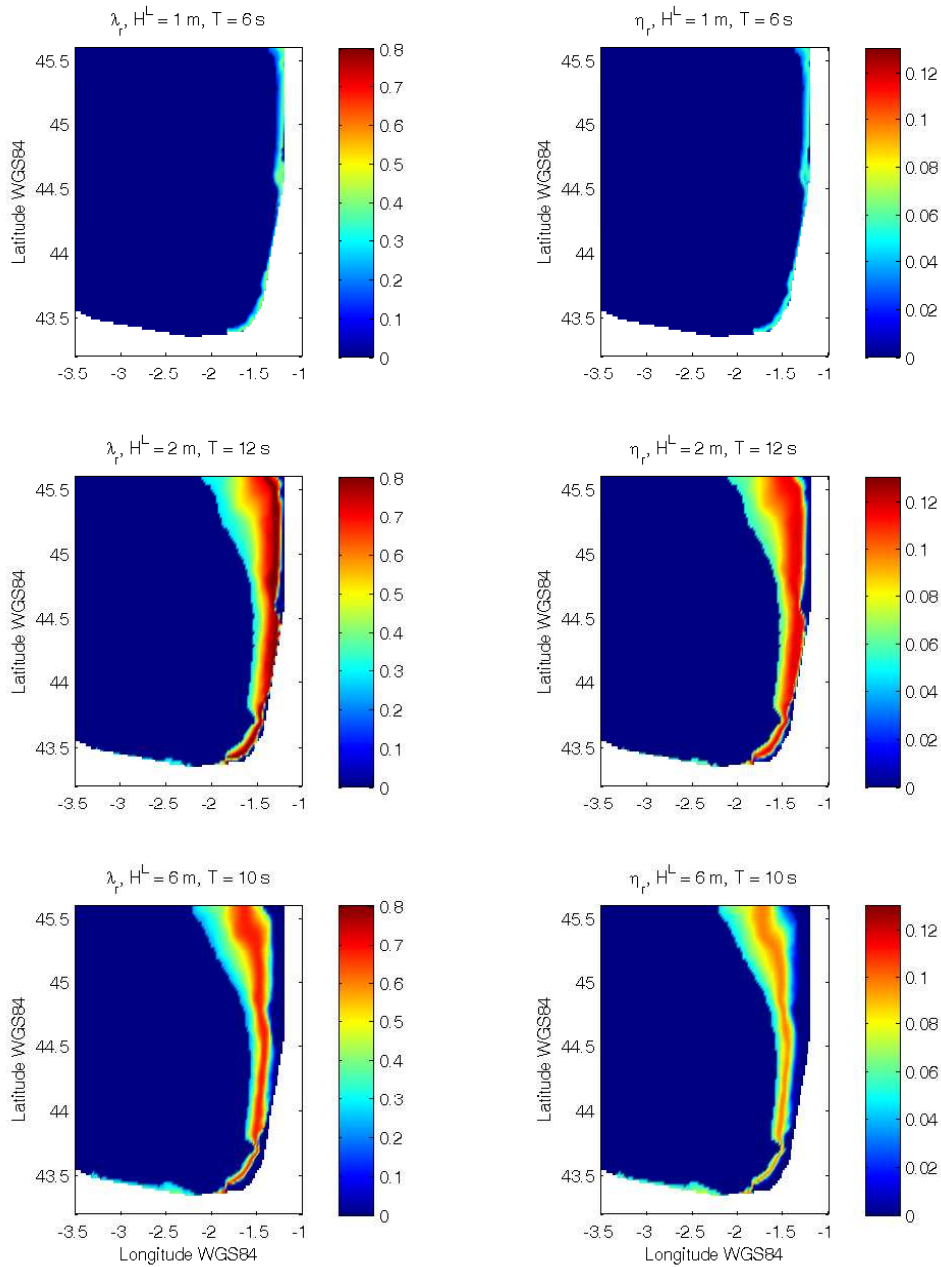


FIG. A.4 – Longueur d'onde et hauteur des rides calculées sur le plateau continental avec le prédicteur *van Rijn* (1989) pour trois catégories de vagues typiques de la côte aquitaine.

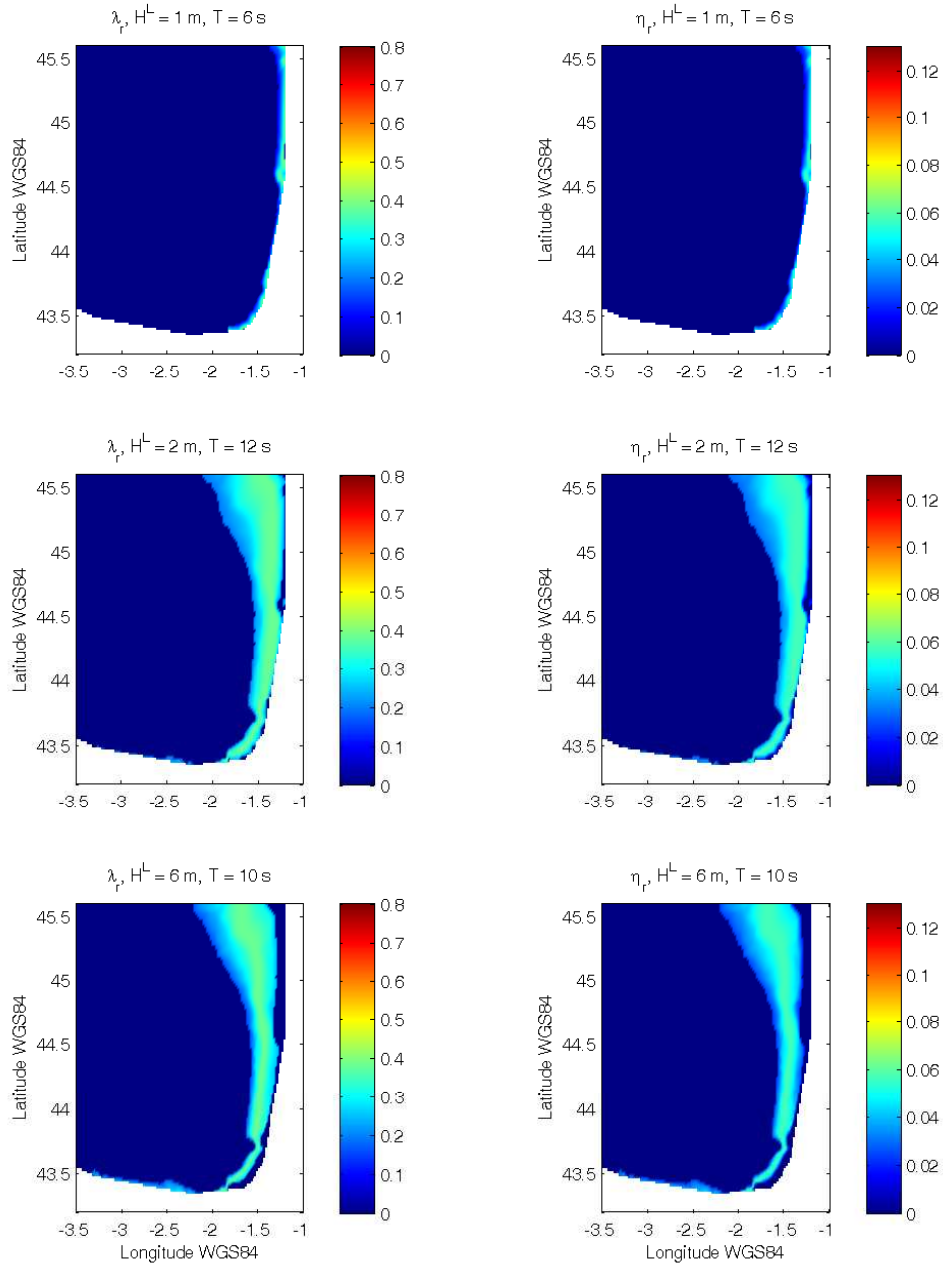


FIG. A.5 – Longueur d’onde et hauteur des rides calculées sur le plateau continental avec le prédicteur *Soulsby and Whitehouse* (2005) pour trois catégories de vagues typiques de la côte aquitaine.

A.3 Dissipation de l'énergie de la houle par les rides

L'utilisation de Dune2D avec le nouveau module morphodynamique a permis de calculer la quantité d'énergie dissipée par le passage de la houle sur les rides, que celles-ci soient en équilibre ou non avec l'hydrodynamique. Le nombre restreint de cas étudiés ne permet pas pour l'instant d'élaborer une règle générale avec beaucoup de précision, cependant, lorsque les rides sont en équilibre avec l'hydrodynamique, une relation simple a été observée entre le coefficient de dissipation de l'énergie des vagues et la forme du fond à l'équilibre :

- pour les rides orbitales, $f_e = \frac{2.5}{A_0} h_{rms}$, et
- pour les rides anorbitales, $f_e = \frac{2.1}{1000d_{50}} h_{rms}$.

En considérant que les rides sont de forme sinusoïdale, on a $h_{rms} = \eta_r / \sqrt{2}$. Cette règle a été appliquée pour calculer un ordre de grandeur de la dissipation de la houle sur le plateau continental, en remplaçant la relation de conservation de l'énergie (A.2) par

$$\frac{\partial E c_g}{\partial x} = -D_E \quad (\text{A.6})$$

où x est la direction de propagation de la houle et D_E l'énergie dissipée par frottement sur les rides, calculée en fonction de la vitesse au fond, d'après *Fredsøe and Deigaard* (1992) :

$$D_E = \frac{2}{3\pi} \rho f_e U_0^3 \quad (\text{A.7})$$

Le frottement par effet de peau a été négligé et seule la dissipation due au frottement sur les rides est calculée. D'après les équations (A.1) et (A.6), la hauteur des vagues en chaque point i est obtenue en fonction du point précédent $i - 1$ dans la direction de propagation des vagues x :

$$H_i = \sqrt{\frac{[EC_g]_{i-1} - [D_E]_{i-1} (x_i - x_{i-1})}{\frac{1}{16} \rho g [c_g]_i}} \quad (\text{A.8})$$

La figure A.6 montre la hauteur des vagues sur le plateau continental lorsque la dissipation de l'énergie des vagues par les rides n'est pas activée et la figure A.7 montre la même figure lorsque la dissipation de l'énergie par les rides est activée. La houle est orientée plein ouest et la taille des rides a été calculée par les formules de *Nielsen* (1981) pour des vagues irrégulières. La dissipation est très importante dans le cas de la houle longue, $H^L = 2$ m, en particulier sur la partie nord où le plateau continental s'étend sur une longue distance, dissipant la houle progressivement. Pour ce cas de houle, la dissipation d'énergie paraît trop importante car les vagues qui arrivent sur le littoral ont perdu presque la totalité de leur énergie. La plupart des rides générées par cette houle longue étant de type orbital, la formule donnant f_e en fonction de la hauteur des rides orbitales surestime sans doute la dissipation. De plus, la précision du prédicteur de rides est certainement aussi en cause.

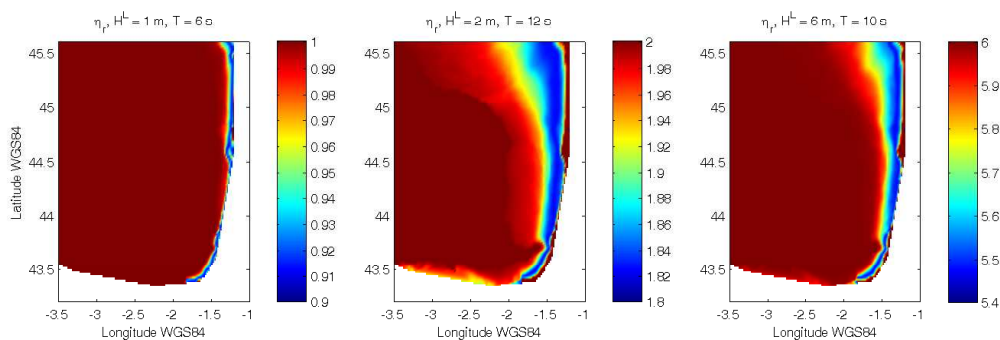


FIG. A.6 – Hauteur des vagues obtenue par la théorie linéaire, sans dissipation pour trois catégories de vagues typiques de la côte aquitaine.

La hauteur de la houle longue diminue beaucoup plus rapidement que celle de la houle de tempête. Ceci est dû au fait que l'énergie de la houle est une fonction de la hauteur des vagues au carré alors que le coefficient de dissipation a été estimé en fonction de l'excursion orbitale des vagues de manière linéaire. Ainsi, bien que la dissipation de l'énergie soit beaucoup plus importante pour la houle de tempête, le frottement sur les rides ne supprime qu'une petite part de l'énergie initiale dans ce cas. Cela est également dû au fait que la bande du plateau qui est le siège de la création de rides est beaucoup plus étroite, l'écoulement étant rapidement trop énergétique ($\psi > 250$) pour générer des rides or l'énergie dissipée lors d'écoulements en lit fluidisant (sheet flow) n'a pas été prise en compte ici.

La figure A.8 montre les rides obtenues avec la formule de *Nielsen* (1981) lorsque la dissipation de l'énergie de la houle est prise en compte. Une comparaison avec la figure A.3 montre que la zone couverte de rides est plus étendue pour la houle longue et la houle de tempête, se rapprochant du littoral. Ceci est dû au fait que le nombre de mobilité reste dans les limites $1 < \psi < 250$ sur toute cette zone, la limite supérieure étant atteinte plus près du littoral du fait de la perte d'énergie des vagues. Par ailleurs, les rides obtenues sont légèrement plus petites et la zone de taille maximale des rides est décalée vers le littoral.

A.4 Conclusion

Cette étude basé sur un modèle de houle extrêmement simplifié montre comment les résultats des simulations effectuées avec Dune2D peuvent être combinés avec des prédictors de rides pour évaluer la dissipation de l'énergie de la houle sur le plateau continental par frottement sur les rides. Ce genre d'application pourrait être intégré

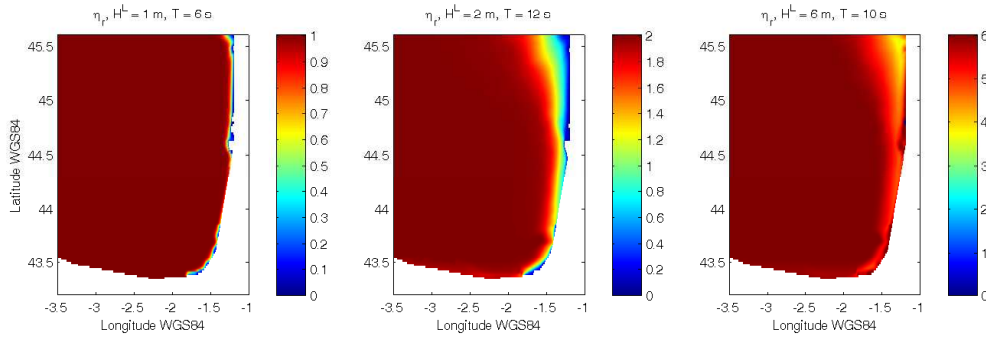


FIG. A.7 – Hauteur des vagues obtenue par la théorie linéaire pour trois catégories de vagues typiques de la côte aquitaine, la dissipation de l'énergie des vagues étant calculée à partir de la hauteur des rides estimée par la formule de *Nielsen* (1981) pour des vagues irrégulières.

dans un modèle complet de propagation de la houle (ex. WaveWatch III ou SWAN). Cependant, pour obtenir une application opérationnelle, il serait nécessaire d'élaborer un prédicteur de rides plus performant que ceux existant actuellement (par exemple à partir d'un ensemble de données mesurées in situ sur le plateau continental) et il serait également nécessaire de lancer des simulations avec Dune2D pour tout un panel d'excursions orbitales, de périodes et de diamètres de sédiment, afin de déterminer plus précisément une relation exprimant f_e en fonction de A_0 , T , d_{50} ou d'autres paramètres.

Cette étude ne tient pas compte des effets de l'historique du fond. Ceux-ci pourraient être pris en compte dans des modèles de propagation de la houle si l'état précédent est connu et si l'énergie dissipée sur des fonds qui ne sont pas à l'équilibre avec l'hydrodynamique est connue. Ce genre d'information pourrait être obtenue avec Dune2D en lançant une série de tests, cependant il n'est pas sûr qu'une relation simple existe entre le taux de dissipation de l'énergie des vagues et la forme du fond lorsque le fond n'est pas en équilibre avec l'hydrodynamique. De plus, il est nécessaire dans ce cas de prendre en compte la durée d'évolution du fond vers le profil à l'équilibre.

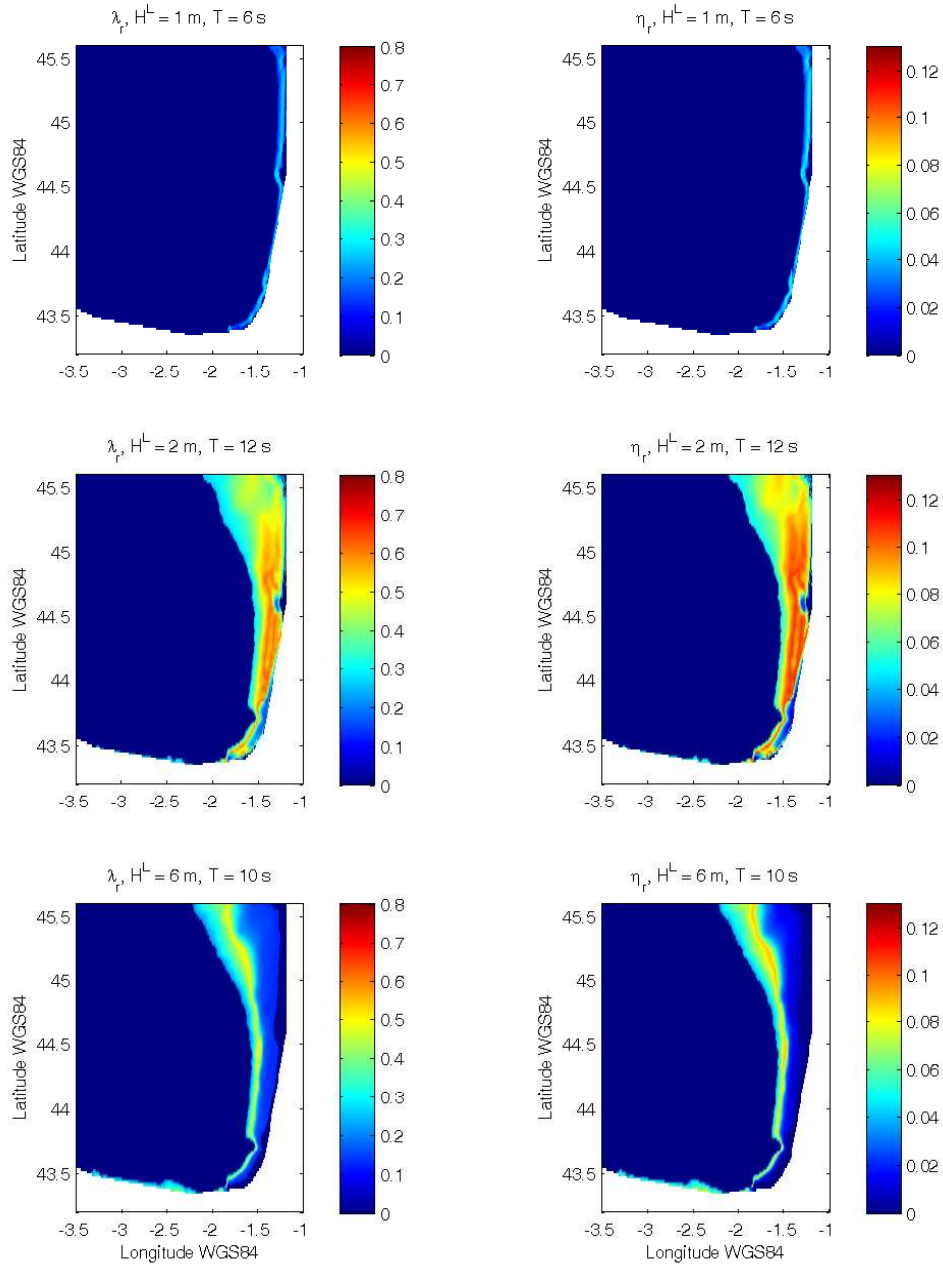


FIG. A.8 – Longueur d’onde et hauteur des rides calculées sur le plateau continental avec le prédicteur *Nielsen* (1981) pour trois catégories de vagues typiques de la côte aquitaine, en tenant compte de la dissipation de l’énergie des vagues.

Annexe B

Test du Module Morphodynamique sur un Cas d'Advection Simple

Des simulations d'un cas d'advection simple ont été effectuées afin de tester les différents schémas numériques utilisés, ainsi que les modifications qui y ont été apportées. Le système et les variables utilisées pour ce test sont représentés figure B.1. Il s'agit d'un écoulement uni-dimensionnel à débit imposé avec une surface supérieure fixe (mur glissant), la conservation du débit impose donc les variations de la vitesse du fluide en fonction des variations de bathymétrie. La vitesse du fluide u est exprimée en fonction

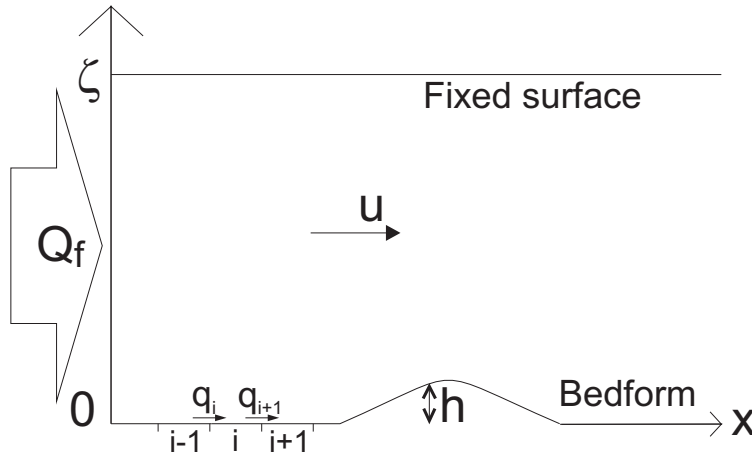


FIG. B.1 – Schéma descriptif du cas d'advection simple

du débit :

$$u(x) = \frac{Q_f}{\zeta - h(x)}$$

où Q_f est le débit du fluide, ζ la hauteur de la surface et h la hauteur du fond. L'équation de couplage morphologique est encore l'équation de conservation du sédiment (4.15) mais le flux total q est ici calculé en fonction de la vitesse du fluide à l'aide d'une formule simple de charriage :

$$q(x) = \alpha u(x)^\beta,$$

où α et β sont deux constantes. Ainsi q est ici uniquement fonction de la bathymétrie h :

$$q(x) = \alpha \left(\frac{Q_f}{\zeta - h(x)} \right)^\beta$$

et l'équation de conservation du sédiment peut s'écrire sous sa forme non-conservative :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + a \frac{\partial h}{\partial x} = 0$$

où a est la célérité du fond obtenue qui peut être calculée directement :

$$a(h) = \frac{dq}{dh} = \frac{\alpha \beta Q_f^\beta}{(\zeta - h)^{\beta+1}}$$

Dans ce cas d'advection simple, la variation de la morphologie du fond peut être calculée par la méthode des caractéristiques, ce qui permet d'avoir une solution analytique pour comparaison avec les résultats du module morphologique. La hauteur est conservée sur les courbes caractéristiques d'équation :

$$x(t) = x(t=0) + a(h) \times t$$

Lorsque le choc est formé, il existe plusieurs solutions à cette équation et la solution est choisie de manière à ce que le volume du fond soit conservé (il ne peut pas y avoir apparition ou disparition de sédiment).

Le fond initial plat est perturbé au centre par une bosse de forme gaussienne :

$$h(x) = h_0 - 2e^{-\gamma(x-x_c)^2}$$

et les valeurs numériques utilisées pour les constantes sont : $\alpha = 0.001s^2/m$, $\beta = 3.0$, $\gamma = 0.01m^{-2}$, $h_0 = 6.0m$, $0 \leq x \leq 300.0m$ et $x_c = 150.0m$.

Deux débits ont été appliqués :

- un débit constant permettant une comparaison avec les résultats donnés par la méthode des caractéristiques
- un débit variable pour observer le comportement du module morphologique lors d'un forçage oscillant.

B.1 Cas d'un débit constant

La figure B.2 montre le résultat de l'évolution du fond calculé par la méthode des caractéristiques lorsqu'un débit constant $Q_f = Q_{f_0} = 10 \text{ m}^2/\text{s}$ est imposé. La bosse est advectée vers la droite et évolue rapidement pour former un saut puis le mouvement est maintenu, la bosse s'étalant tout en diminuant d'amplitude. Cette solution a servi de base de comparaison pour l'évaluation des divers schémas numériques. Les valeurs numériques choisies sont celles qui ont permis de valider le schéma WENO de *Long et al.* (2007).

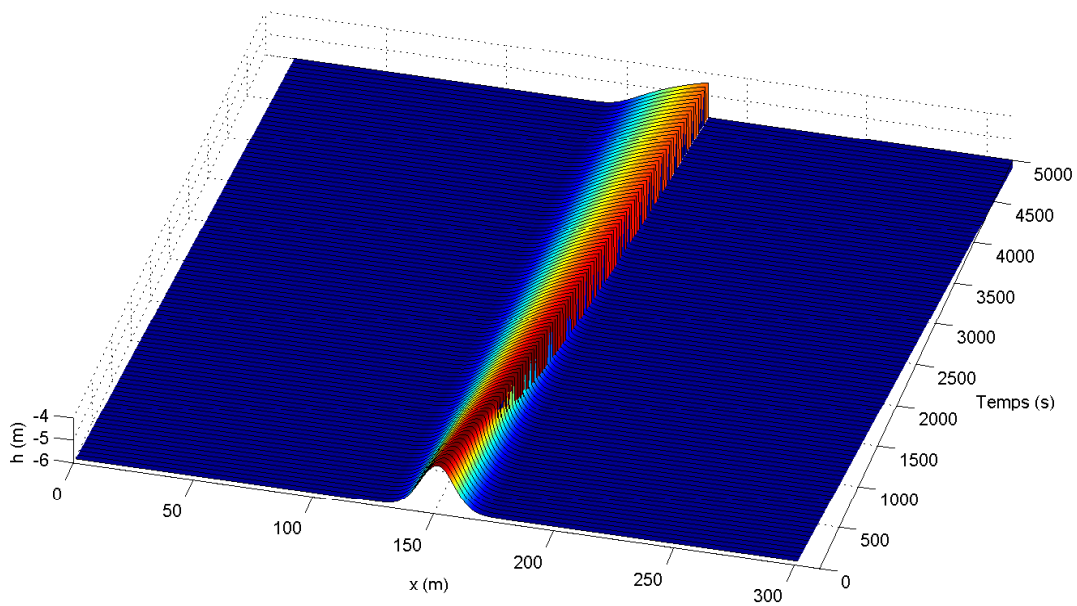


FIG. B.2 – Évolution temporelle de la morphologie du fond calculée par la méthode des caractéristiques lorsqu'un débit constant est imposé sur le domaine.

B.1.1 Comparaison entre les deux NOCS

La figure B.3 montre les résultats obtenus avec le NOCS sur maillage non-décalé et le NOCS sur maillage décalé intégrant la modification décrite paragraphe 5.2.3, les deux schémas utilisant le limiteur MinMod. Le cas analytique montré figure B.2 sert de référence et il est évident que la diffusion numérique qu'ils entraînent est très importante bien que les deux schémas conservent le volume du fond. Le NOCS sur maillage non-décalé génère plus de diffusion numérique que l'autre schéma, l'étalement de la bosse étant plus important. De plus, comme il n'est pas possible d'utiliser un autre limiteur avec ce schéma, ce résultat ne peut pas être amélioré. En revanche, le NOCS sur maillage décalé appelé deux fois avec un demi pas de temps peut être amélioré en changeant le limiteur et c'est celui-ci qui sera retenu pour la suite.

B.1.2 Influence du limiteur de Flux

Le NOCS sur maillage décalé autorise l'utilisation de β -limiteur avec une valeur de β pouvant atteindre 4. La figure B.4 montre le résultat obtenu avec différents limiteurs : MinMod, Superbee, van Leer et le β -limiteur avec $\beta = 4$. Le meilleur résultat est obtenu avec le limiteur $\beta = 4$ qui permet d'avoir un choc plus raide qu'avec les autres limiteurs, le Superbee étant presque aussi performant mais ayant tendance à écraser la crête. On remarque que la position du front est bien située dans tous les cas, cependant la diffusion numérique propre aux NOCS entraîne un lissage des variations de pente, particulièrement

important au niveau du front.

B.1.3 Influence des modifications du pas prédicteur

Un des résultats principaux de ce test a été la validation des modifications effectuées sur les NOCS. La figure B.5 montre le résultat de la comparaison entre les résultats obtenus avec le NOCS original et ceux obtenus avec NOCS dont le prédicteur a été modifié, que ce soit en utilisant la célérité du fond ou l'interpolation temporelle du flux total. Les résultats sont pratiquement les mêmes, l'erreur atteint au maximum 0.03% au niveau du choc. Ce résultat valide les deux nouveaux prédicteurs et ils seront utilisés par la suite avec Dune2D qui ne permet pas l'utilisation du NOCS dans sa version initiale.

Finalement, la figure B.6 montre l'évolution du fond calculé avec le NOCS sur maillage décalé implémenté deux fois avec un demi pas de temps en utilisant le prédicteur PRED2. La position du choc est conservée bien que la crête soit arrondie. Ce schéma est très stable et, dans le cas des rides à tourbillons, la pente du fond ne peut pas dépasser l'angle limite d'avalanche du sédiment. C'est pourquoi la diffusion numérique du schéma ne semble pas être un inconvénient majeur pour les applications qui nous intéressent.

B.1.4 Le schéma WENO

Le schéma WENO de *Liu et al.* (1994) a également été étudié car il donne des excellents résultats sur le cas d'advection simple, comme montré par *Long et al.* (2007) mais il n'était pas adapté à la simulation des rides à tourbillons, le schéma ne résistant pas au saut de flux présent à la crête des rides. C'est pourquoi, les résultats obtenus avec ce schéma ne seront pas développés ici, bien que le WENO soit beaucoup plus performant que les NOCS sur ce cas test. Le schéma WENO a cependant été intégré au module morphologique pour d'éventuelles autres applications sur lesquelles il pourrait s'avérer plus adapté. La figure B.7 montre les résultats obtenus avec le WENO sur ce cas d'advection simple et la comparaison avec le NOCS à l'instant $t = 5000$ s. La performance du WENO est remarquable, très proche de la solution analytique, le choc ne s'étalant que sur 3 mailles contre 9 avec le NOCS.

B.2 Cas d'un débit variable

Un débit variable a été imposé au système pour observer la réponse du NOCS modifié à un courant oscillant. Le débit imposé est la somme d'une composante constante et d'une composante oscillante : $Q = \frac{1}{2}Q_{f0} + 2Q_{f0} \cos\left(\frac{\pi t}{1000.0}\right)$ m²/s. La méthode des caractéristiques ne peut pas être employée dans ce cas et le résultat est comparé à celui obtenu avec le schéma WENO. La figure B.8 montre le résultat du calcul sur une durée de 5000 secondes. Le NOCS modifié est là aussi plus diffusif que le WENO mais une fois

B - Test du Module Morphodynamique sur un Cas d'Advection Simple

la crête arrondie et la pente du choc établie, l'étalement de la crête n'augmente plus et la hauteur et la position finales sont identiques à celles obtenues avec le WENO.

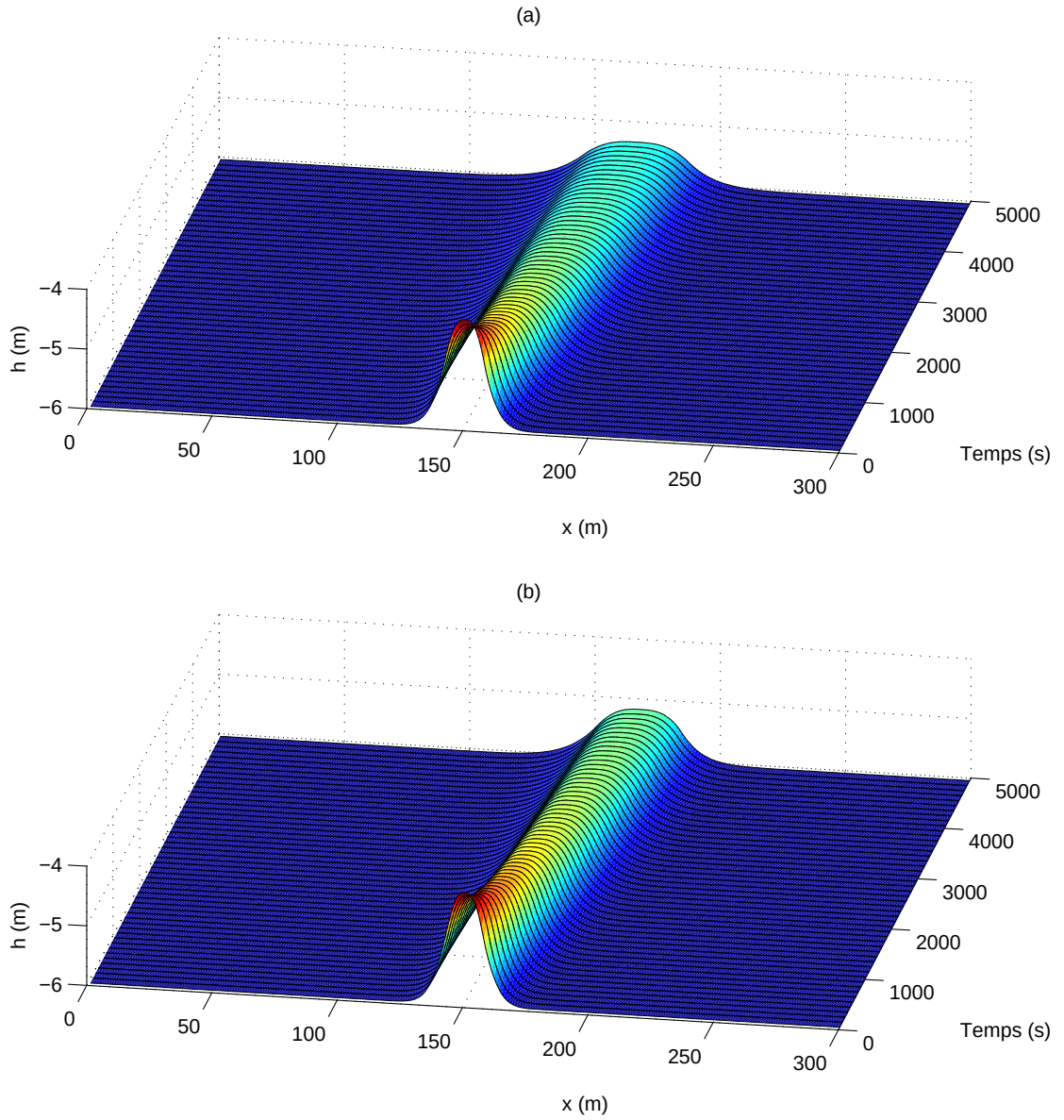


FIG. B.3 – Simulation d'une advection simple à l'aide du NOCS sur maillage non-décalé (a) et du NOCS sur maillage décalé implémenté deux fois avec un demi pas de temps (b).

B - Test du Module Morphodynamique sur un Cas d'Advection Simple

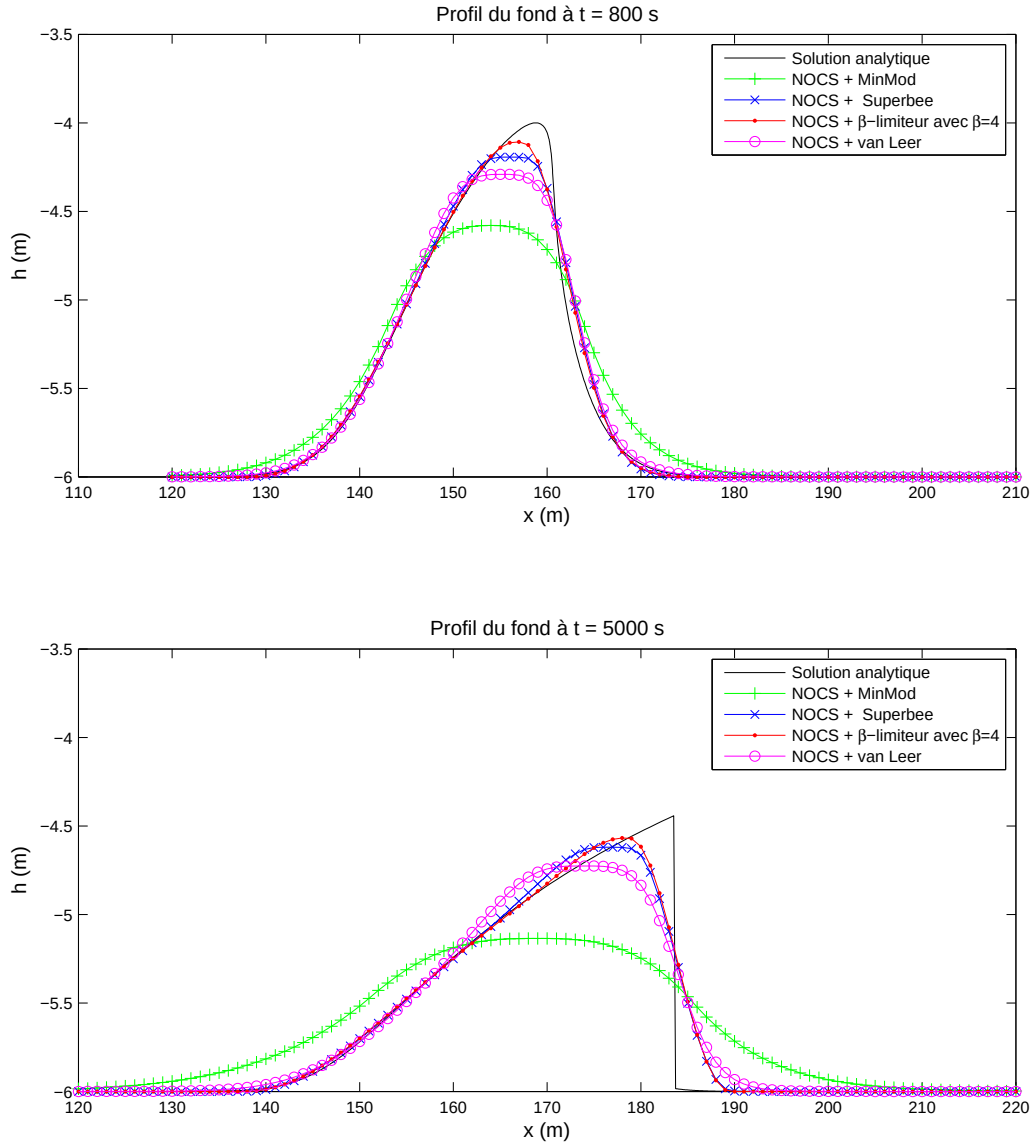


FIG. B.4 – Comparaison des limiteurs MinMod, Superbee, van Leer et $\beta = 4$ appliqués au NOCS implémenté deux fois avec un demi pas de temps ; résultats aux temps $t = 800$ s et $t = 5000$ s.

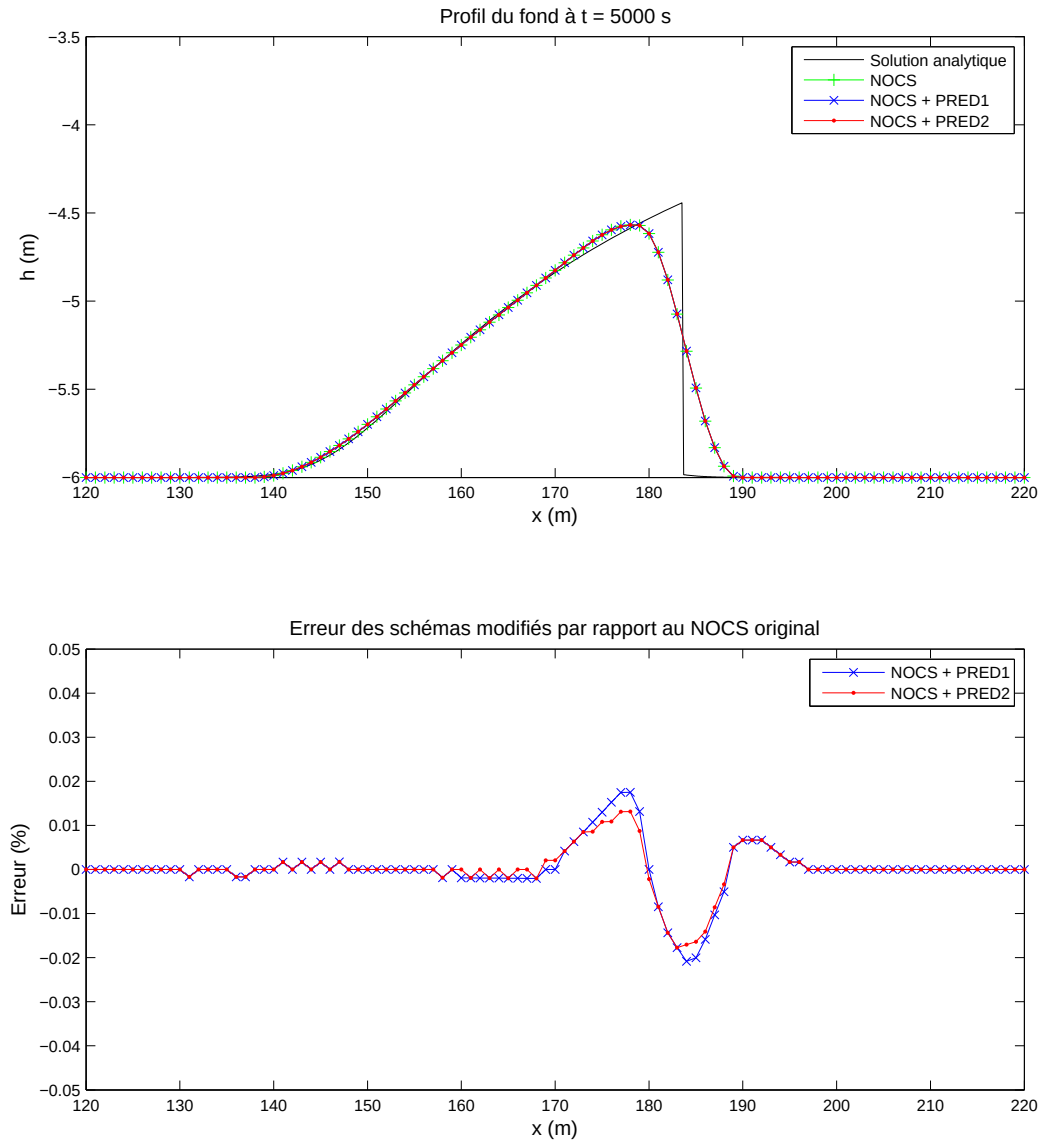


FIG. B.5 – Morphologie du fond au temps $t = 5000$ s calculée avec les différents NOCS et erreur entre les NOCS avec prédicteur modifié PRED1 et PRED2 et le NOCS original.

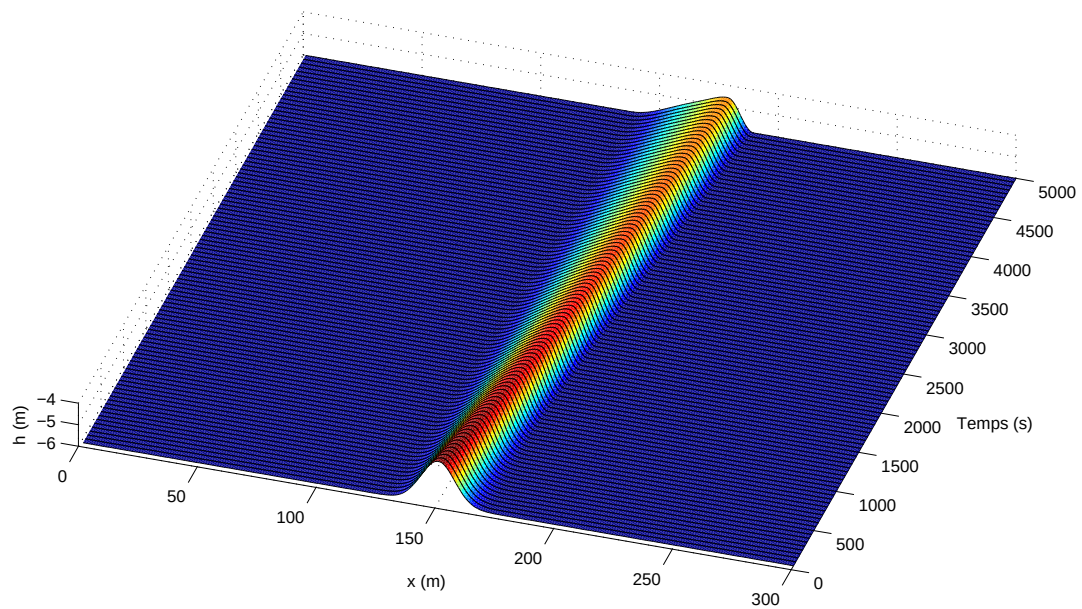


FIG. B.6 – Évolution du fond calculée avec le schéma NOCS modifié final.

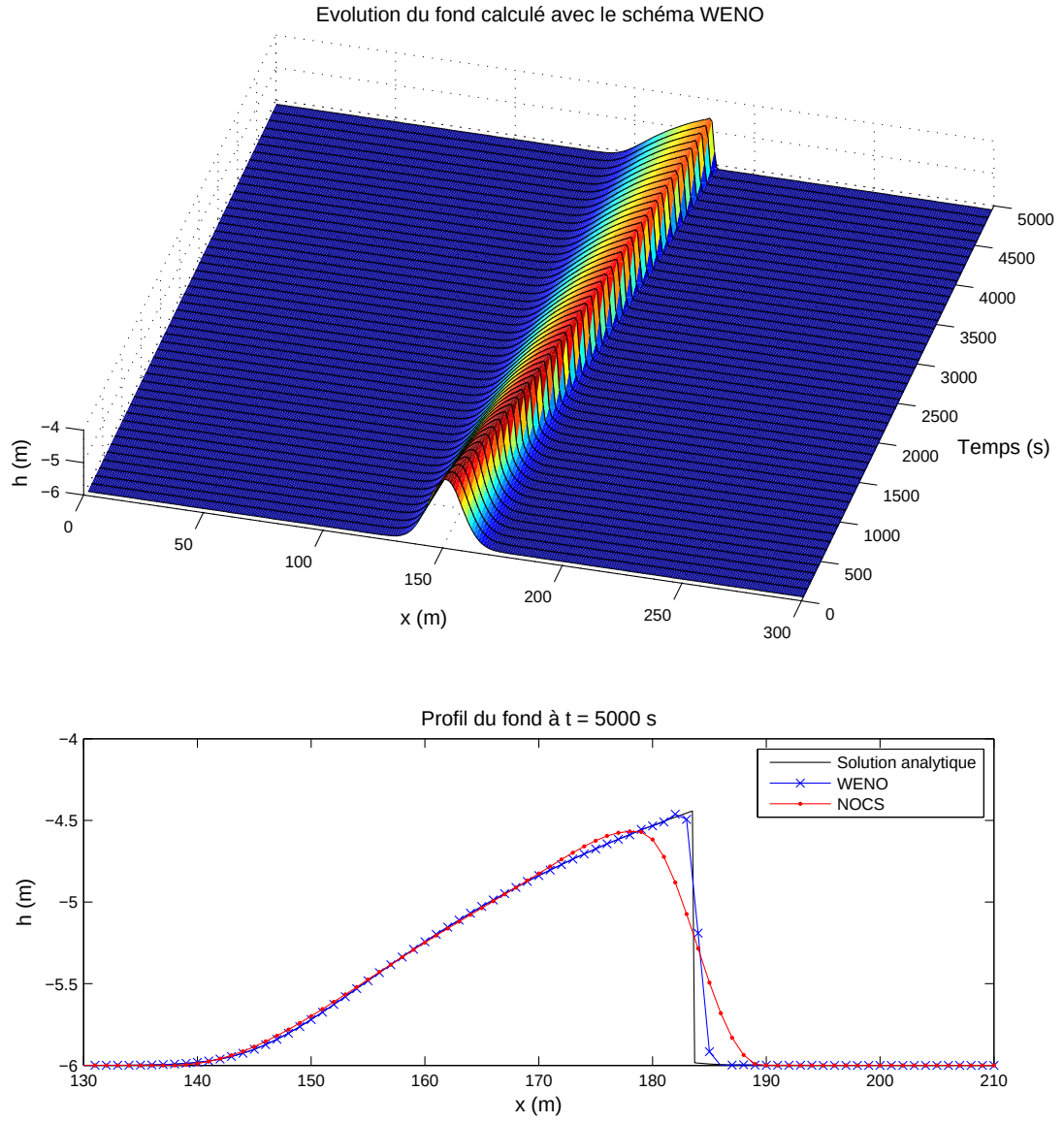


FIG. B.7 – Évolution du fond calculée avec le schéma WENO et comparaison avec le NOCS au temps $t = 5000$ s.

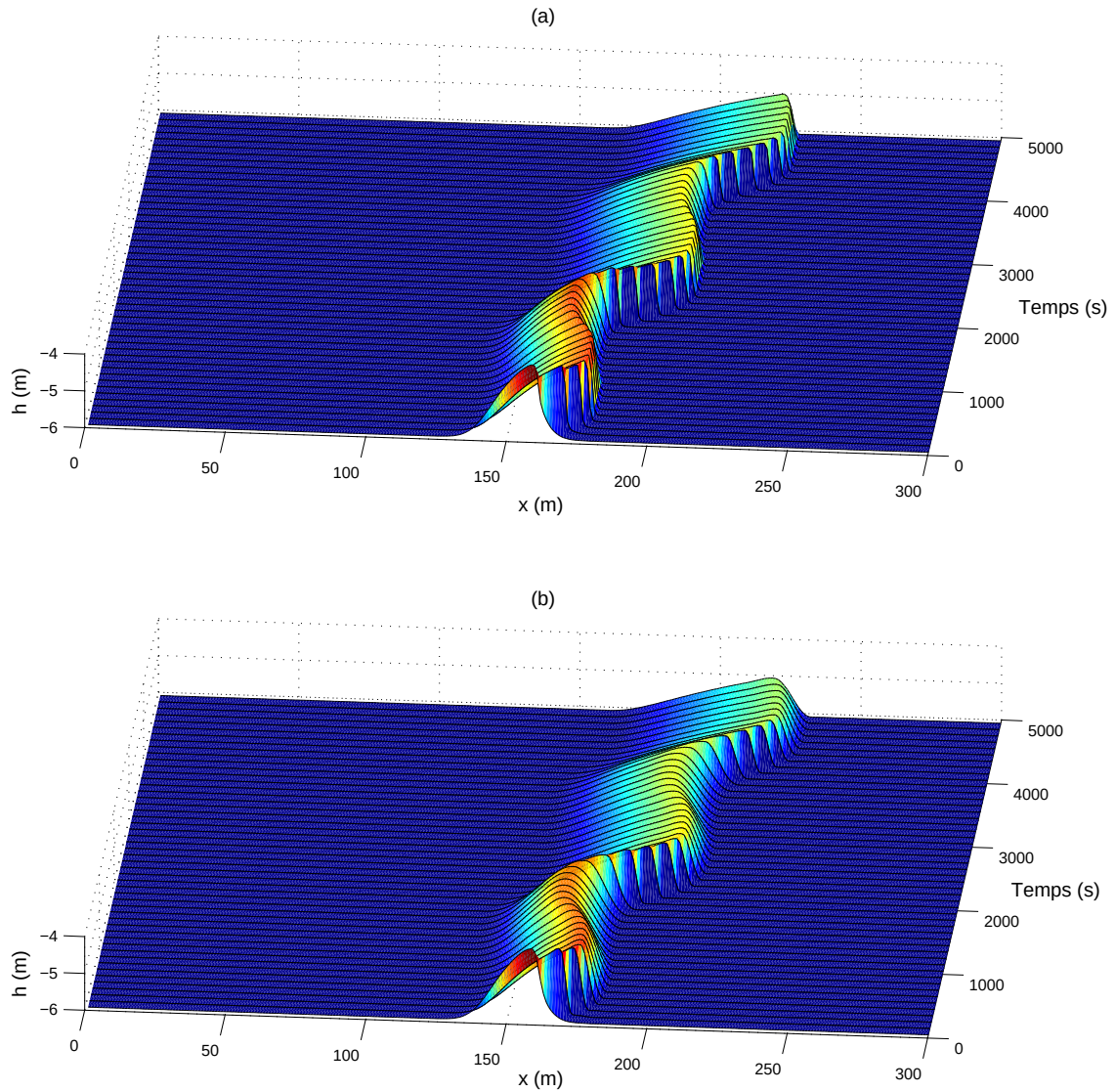


FIG. B.8 – Comparaison entre les simulations effectuées avec le schéma WENO (a) et le NOCS modifié utilisant un limiteur $\beta = 4$ (b) lorsque le débit est la superposition d'une composante constante et d'une composante oscillante.

Annexe C

Autres Applications du Module Morphodynamique

Cette annexe présente brièvement deux autres applications du modèle morphodynamique afin de démontrer son adaptabilité à d'autres domaines que les rides à tourbillons. La première application concerne un modèle simple de propagation d'une dune sous l'action d'un courant stationnaire à surface libre. La deuxième application concerne la modélisation de la morphodynamique des barres en milieu littoral, sujet étudié au laboratoire EPOC dans le cadre du projet MODLIT (programme RELIEFS). Les deux applications sont mono-dimensionnelles mais le passage en deux dimensions du module morphodynamique a déjà été effectué, en vue d'une intégration dans des modèles 2DH (MORPHODYN ou MARS3D) pour la simulation de la morphodynamique des barres en milieu littoral.

C.1 Évolution d'une Dune en Canal

Cette étude concerne l'évolution d'une dune solitaire qui a été étudiées expérimentalement par Lionel Rossi et Hervé Michallet au Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) à Grenoble (*Rossi et al.*, 2003). Le canal utilisé est en PVC, de longueur 10 m, de largeur 35 cm, et de hauteur 40 cm. Une vitre de 2 mètres de long permet de visualiser le déplacement et la déformation des structures sédimentaires. La figure C.1 montre une photo de la dune dans le canal. L'expérience a été conduite pour deux diamètres de grain d_{50} , 0.2 mm et 0.9 mm et pour différentes hauteurs d'eau, D , et différentes vitesses du courant moyenné sur la verticale, U_m . La forme du fond, h , est mesurée par des sondes à ultrasons montées sur rails et avançant à vitesse constante, la mesure du temps de retour de l'écho ultrasonore est converti en distance. Les profils de vitesse est mesuré par un ADV et la vitesse moyenne du courant en est déduite avec une précision de 10 %.

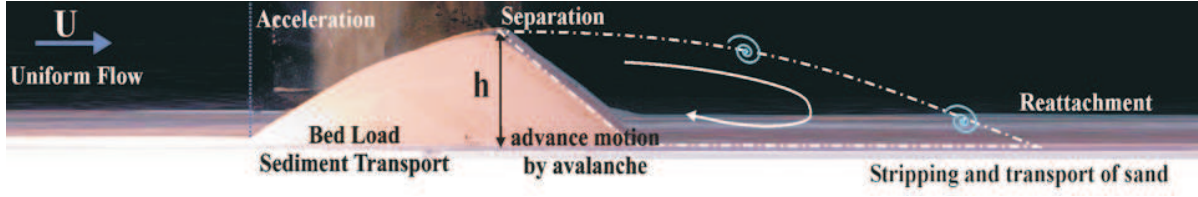


FIG. C.1 – Photo de la dune dans le canal, extrait de *Rossi et al.* (2003).

C.1.1 Le modèle utilisé

L'écoulement est calculé à partir des équations des Saint Venant pour un écoulement stationnaire unidimensionnel sans frottement :

$$D(x) U_m(x) = D(0) U_m(0) \quad (C.1)$$

$$\frac{1}{2} U_m^2(x) + g(D(x) + h(x)) = \frac{1}{2} U_m^2(0) + gD(0) \quad (C.2)$$

L'équation de conservation du débit (C.1) permet d'exprimer U_m en fonction de D , $D(0)$ et $U_m(0)$. En l'injectant dans (C.2), on obtient l'équation du troisième degré suivante :

$$D^3(x) + \left(h - \frac{U_m^2(0)}{2g} \right) D^2(x) = \left(1 - \frac{U_m^2(0)}{2g} \right) D^2(0) \quad (C.3)$$

Cette équation peut être résolue par une méthode itérative pour trouver $D(x)$ à chaque instant, en fonction de la nouvelle forme de fond $h(x)$, puis la vitesse intégrée sur la verticale est calculée par l'équation de conservation du débit (C.1).

Le flux de sédiment est exprimé en fonction de la vitesse intégrée sur la verticale en appliquant les formules résultant des mesures de *Rossi et al.* (2003) :

$$q = C_1 C_2 (U_m^2 - U_c^2)^{3/2} \quad (C.4)$$

où $U_c = 0.29$ m/s est la vitesse critique de l'écoulement à partir de laquelle le sédiment est mis en mouvement. C_1 est une constante dépendant du sédiment et C_2 est fonction de la pente de la dune entre la crête, h_{max} , et le point critique d'initiation du sédiment, $h_c = D(0)(1 - U_m(0)/U_c)$. Le transport solide de la dune a été mesuré durant l'expérience, ce qui a permis de déterminer les constantes C_1 et C_2 :

- Si $d_{50} = 0.9$ mm, $C_1 = 3.35 \cdot 10^{-3}$ s²/m et $C_2 = \frac{h_{max}-h_c}{x-x_c}$.
- Si $d_{50} = 0.2$ mm et $U_m(0) < 0.264$ m/s, $C_1 = 2.1 \cdot 10^{-2}$ s²/m et $C_2 = \left(\frac{h_{max}-h_c}{x-x_c} \right)^{4.3}$.
- Si $d_{50} = 0.2$ mm et $U_m(0) \geq 0.264$ m/s, $C_1 = 2.5 \cdot 10^{-3}$ s²/m et $C_2 = \left(\frac{h_{max}-h_c}{x-x_c} \right)^{1.4}$.

d_{50} (mm)	U_m (mm/s)	D (mm)	h_{max} (mm)
0.2	211	304	150
0.2	218	304	134
0.2	233	295	150
0.2	242	290	126.5
0.2	264	283	151
0.9	210	306	177
0.9	236	297	177
0.9	312	281	128

TAB. C.1 – Conditions initiales des mesures simulées avec le modèle : d_{50} est le diamètre du sédiment, U_m la vitesse du courant moyennée sur la verticale en amont, D la hauteur d'eau en amont et h_{max} la hauteur initiale de la dune.

Le flux de sédiment est utilisé dans l'équation de conservation du sédiment pour trouver la nouvelle forme de fond :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0, \quad (\text{C.5})$$

Cette équation est résolue par le module morphodynamique complet décrit chapitre 5, avec l'activation de la procédure d'avalanche pour simuler l'éboulement de la face avant de la dune.

C.1.2 Résultats

Le tableau C.1 montre les conditions expérimentales des mesures simulées avec le modèle. Les mesures pour lesquelles l'écoulement passe en mode super-critique n'ont pas été simulées, l'équation (C.2) n'étant plus valable.

La figure C.2 montre l'évolution de la dune dans le cas $d_{50} = 0.9$ mm, $U_m = 236$ mm/s et $D = 297$ mm. La forme de la dune obtenue est similaire aux observations, le bas de la face amont de la dune n'est pas modifié, la vitesse de l'écoulement se situant sous le seuil critique de mise en mouvement du sédiment. Le haut de la dune est advecté par le courant, la face en aval s'écroulant par avalanche lorsque la pente dépasse l'angle limite de stabilité.

La figure C.3 montre les résultats de l'évolution de la dune en fonction des différents diamètres du sédiment, vitesses moyennes de l'écoulement et hauteurs d'eau. Dans l'ensemble, le comportement de la dune est bien reproduit par les simulations et les différences entre les mesures expérimentales et les résultats des simulations ne sont pas constantes. Les simulations donnent des résultats proches des mesures expérimentales pour un diamètre de grain de 0.2 mm, l'erreur maximale étant inférieure à 5 %. En revanche, pour un diamètre de grain de 0.9 %, les écarts peuvent atteindre 25 % de la valeur mesurée, en particulier sur la position de la crête de la dune. Ces différences peuvent être dues à la procédure simulant les avalanches. En effet, dans les simulations l'angle limite de stabilité et l'angle de repos du sédiment sont supposés constant or en réalité, ils varient

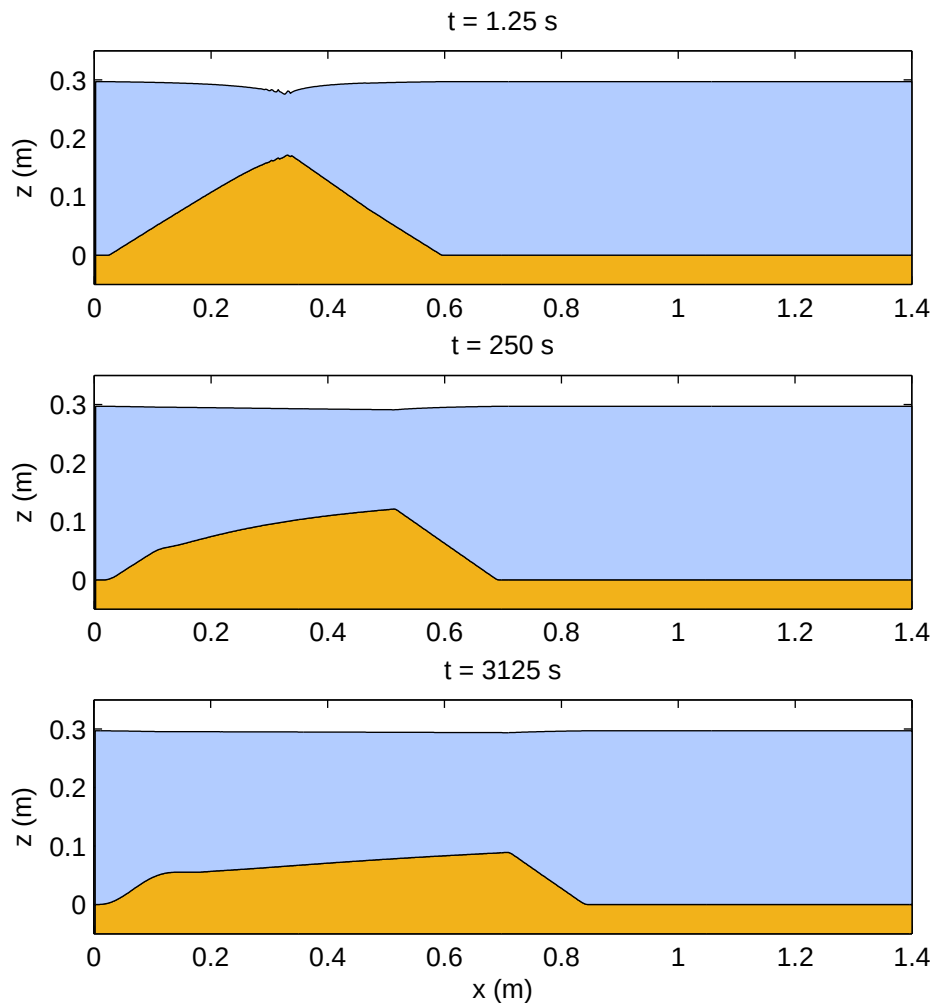


FIG. C.2 – Évolution temporelle du profil de la dune calculé par la simulation ; $d_{50} = 0.9$ mm, $U_m = 236$ mm/s et $D = 297$ mm.

en fonction de la tension de cisaillement au fond. Les résultats pourraient être améliorés si la pente de face aval de la dune était connue ou si la variation de l'angle limite de stabilité en fonction de la tension de cisaillement était étudiée. Une autre source des divergences entre les mesures et les simulations peut être la formule de transport utilisée. En effet, les termes C_1 et C_2 de l'équation (C.4) sont obtenus par le bilan global de transport solide. Ce bilan prend en compte à la fois le transport par charriage, par suspension et par avalanche. Or ce flux est appliqué localement dans les simulations, ce qui ne correspond pas à la même approche du problème. L'application d'un modèle d'écoulement bidimensionnel dans la couche limite couplé avec des formules de transport locales (au fond), du type de Dune2D, permettrait de prendre en compte séparément les processus tels que le charriage, la suspension, les avalanches et la bulle de recirculation et devrait conduire à des résultats plus proches des mesures.

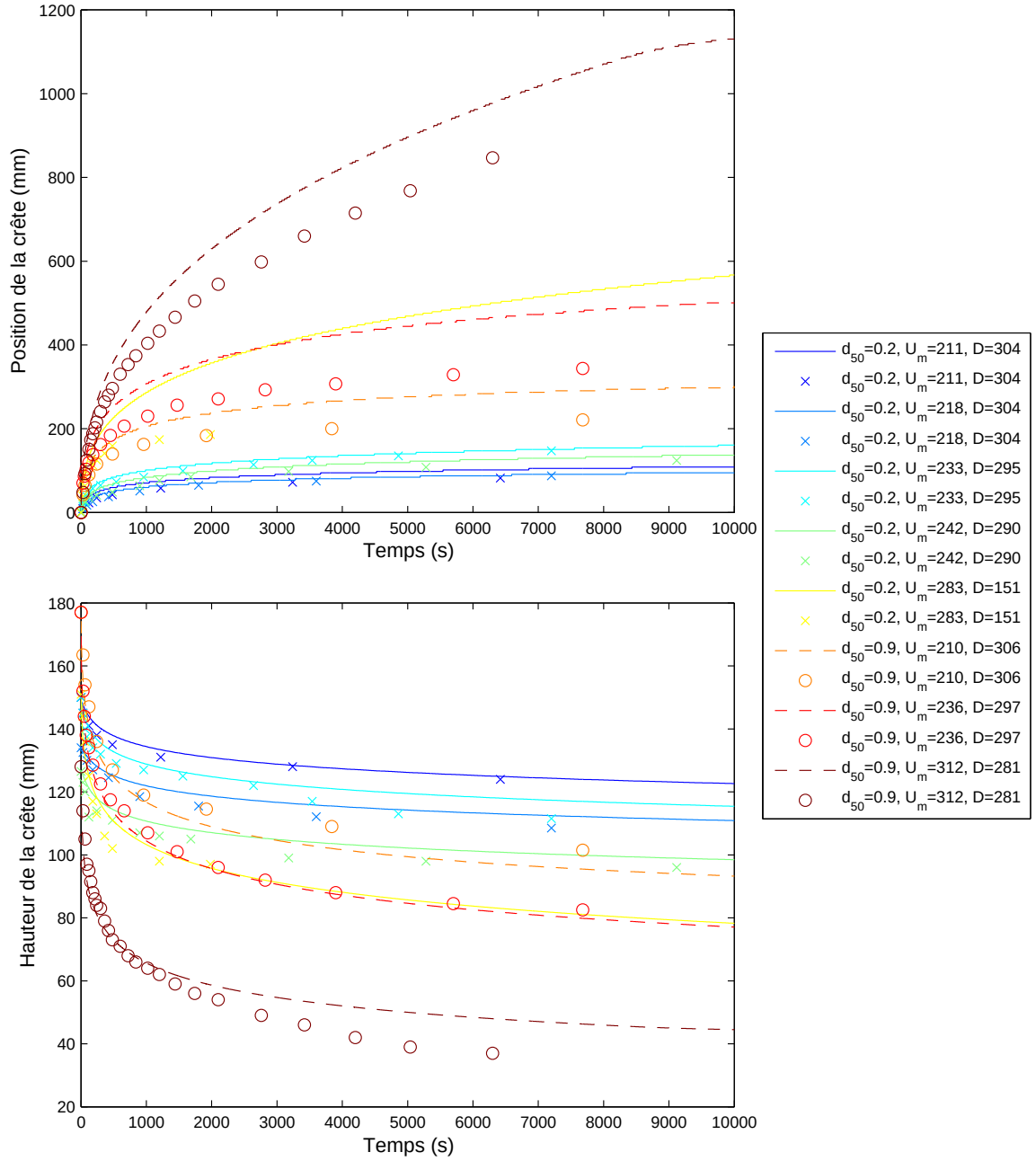


FIG. C.3 – Position et hauteur de la crête de la dune au cours du temps pour les différentes conditions initiales de l'expérience, les mesures étant représentées par les points isolés et les résultats de la simulation par les courbes.

C.2 Modélisation d'un profil de plage 1D

C.2.1 Problématique

Les littoraux sableux dominés par l'action de la houle sont des milieux énergétiques, vulnérables, soumis à des mouvements (sableux et de masse d'eau) intenses et complexes. Bien que des progrès importants aient été réalisés depuis une vingtaine d'années sur le plan international, la modélisation de la dynamique des vagues, des courants induits et de l'évolution des littoraux sableux dominés par l'action de la houle représente encore un véritable défi scientifique (*Stive and Reniers, 2003*). L'approche de modélisation 2DH (courants intégrés sur la verticale) couplée à des modèles de vagues à phase moyennée et des formulations de transport sédimentaire de type énergétique est à l'heure actuelle la seule approche permettant de simuler la dynamique des plages sableuses tridimensionnelles avec des temps de calcul raisonnables. Cette approche n'est toutefois pas suffisamment au point pour reproduire la migration des barres perpendiculairement à la côte (*Damgaard et al., 2002; Reniers et al., 2004; Castelle and Bonneton, 2006*), ou encore les taux d'érosion et d'accrétion du haut de plage.

L'une des raisons pour lesquelles cette limitation existe est que l'approche à phase moyennée ne permet pas de calculer les vitesses et les accélérations instantanées près du fond, celles-ci dépendant directement de l'enveloppe des vagues et donc de leur asymétrie en eau peu profonde. Or, il a été montré récemment que cette asymétrie des vagues était le moteur du transport sédimentaire vers le rivage (*Hoefel and Elgar, 2003*). Des paramétrisations doivent être développées afin d'estimer ces termes à partir des paramètres à phase moyennés tels que la hauteur quadratique des vagues H_{rms} , la profondeur d'eau moyenne $\bar{D}$, la fraction de vagues déferlées Q_{def} et la période pic des vagues T_p . D'autre part, le courant de retour, qui peut être calculé à partir de différentes méthodes, induit un transport sédimentaire net vers le large. Ces paramétrisations peuvent être introduites dans un modèle de profil de plage (approche 1DH) afin de les tester avec des temps de calcul et de développement réduits.

Le modèle 1DBeach présenté ici est en cours de développement au sein de l'équipe METHYS. Basé sur l'approche 1DH, il est composé d'un module hydrodynamique qui permet de calculer les caractéristiques du champ de vagues hors et dans la zone de déferlement et d'un module sédimentaire pour le calcul des flux de sédiment. Le module morphodynamique développé durant cette thèse est appliqué à ce modèle de profil de plage, le but étant de reproduire la migration des barres sableuses dominées par l'action de la houle.

C.2.2 Présentation du modèle et insertion du module morphodynamique

La propagation des vagues est calculée à partir de l'équation classique de conservation de l'énergie des vagues le long du profil de plage (axe x) :

$$\frac{d(Ec_g)}{dx} = f_d \quad (\text{C.6})$$

où E est l'énergie des vagues définie par la théorie linéaire, c_g la vitesse de groupe et f_d le taux de dissipation de l'énergie des vagues par déferlement bathymétrique. f_d est calculée à partir de l'analogie au ressaut hydraulique, dont plusieurs options de paramétrisation sont disponibles dans le modèle (*Battjes and Janssen, 1978; Thornton and T, 1983; Battjes and Stive, 1985; Church and Thornton, 1993*). L'équation de conservation de l'énergie des vagues est résolue numériquement par une méthode de Runge-Kuta explicite au deuxième ordre.

A partir des caractéristiques des vagues le long du profil de plage, la hauteur moyenne du plan d'eau $\bar{h}$ peut être calculée à travers le set-up/set-down $\bar{\eta}$ en utilisant l'équation cross-shore de la conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho g \bar{h} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x_i} = -\frac{\partial \bar{S}_{xx}}{\partial x} \quad (\text{C.7})$$

où S_{xx} représente le tenseur des tensions de radiation calculé à partir de la théorie linéaire et $\bar{\eta}$ la cote de la surface libre moyenne.

Le courant de retour est aussi calculé à partir de la théorie linéaire :

$$U_r = \frac{E}{\rho c_p \bar{h}} \quad (\text{C.8})$$

où c_p est la vitesse de phase à partir de la théorie linéaire. La contribution du rouleau de déferlement, à travers les tensions de radiation et le courant de retour, est aussi disponible dans ce modèle mais n'est pas présentée ici.

Différentes paramétrisations du transport sédimentaire sont en cours de développement dans le code. Pour les exemples de simulations présentées ici, la formulation proposée par *Cambazoglu et al. (2006)* est utilisée. Cette formulation distingue deux composantes de transport sédimentaire :

$$q_U = C_U (\bar{u}_w^2 U_r + U_r^3) \quad (\text{C.9})$$

$$q_w = C_w (\bar{u}_w^3 + 2\bar{u}_w^2 U_r) \quad (\text{C.10})$$

$$q = q_U + q_w \quad (\text{C.11})$$

où q_U est le sédiment transporté par le courant de retour, q_w le sédiment transporté par les vagues, q le transport total, C_U et C_w des constantes ajustables et u_w la vitesse instantanée au fond.

Pour cette formulation du transport sédimentaire, une définition de la vitesse instantanée au fond u_w est nécessaire. La paramétrisation utilisée ici est inspirée de *Drake and Calantoni* (2001), qui suppose que la vitesses au fond induites par la propagation des vagues en eau peu profonde peut être estimée par la somme de sinusoides. Les moyennes temporelles dans les équations (C.9) et (C.10) sont alors résolues numériquement :

$$\overline{u_w^n} = \left(\frac{\pi H_{rms}}{T_p \sinh(k\bar{h})} \right)^n \frac{1}{T_p} \int_0^{T_p} \left(\sum_{i=0}^4 \frac{1}{2^i} \sin[(i+1)\omega t + i\Phi] \right)^n dt \quad (C.12)$$

où Φ est un déphasage qui définit la forme de l'enveloppe de la vague. Lorsque $\Phi = 0$, l'enveloppe est caractéristique d'une vague hors de la zone de surf. Lorsque $\Phi = \pi/2$, l'enveloppe est caractéristique d'une vague dans la zone de surf interne. Dans ce modèle, on définit Φ tel que :

$$\Phi = \frac{Q_{def}\pi}{2} \quad (C.13)$$

où Q_{def} est la fraction de vagues déferlées ($Q_{def} = 1$ en zone de surf interne).

L'évolution de la hauteur du fond h est ensuite calculée à partir de la loi de conservation du sédiment :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0, \quad (C.14)$$

Le module morphologique développé durant la cette thèse a été appliqué au modèle 1DBeach. Le NOCS modifié (cf. section 5.2) a été utilisé, couplé avec un limiteur Superbee car le limiteur β avec $\beta = 4$ conduit a des oscillations numériques du fond. Le limiteur Superbee présente une précision suffisante car les temps de calcul du modèle permet un maillage très fin, limitant ainsi la diffusion numérique du NOCS modifié. La procédure simulant des avalanches décrite section 5.3 a également été intégrée au modèle mais l'angle de repos du sédiment est rarement dépassé pour ces simulations. Elle pourra cependant intervenir au niveau de la berme, lors d'une simulation de tempête.

C.2.3 Résultats préliminaires et perspectives

Les figures C.4 et C.5 montrent respectivement l'évolution d'un profil de plage caractéristique des plages d'Aquitaine (double-barre) pour des conditions moyennement énergétique et très énergétique simulés avec 1DBeach. Lorsque la morphodynamique était calculée avec un schéma classique centré, le code devenait très vite instable et un schéma de Lax-Friedrich était trop diffusif. Dans les cas présentés ici, on observe que le module morphodynamique permet de reproduire la migration des barres sédimentaires à la fois vers le large pour les conditions de tempête et vers le rivage pour les épisodes moins énergétiques. Quelques instabilités sont toutefois observées (Figure C.5) dont la cause n'est à l'heure actuelle pas encore complètement identifiée, les oscillations semblant provenir du modèle de déferlement bathymétrique.

Le code présenté ici est en cours de développement et l'adéquation du module morphodynamique devra être testée plus en détail en fonction par exemple des caractéristiques de la grille de calcul ou de l'intensité des flux sédimentaire. Les simulations seront comparées à la modélisation physique (canal LEGI). Ces avancées scientifiques ainsi qu'une adaptation du module morphodynamique seront à terme introduites dans un code 2DH, e.g. MORPHODYN (*Castelle and Bonneton, 2006*) ou MARS2D (*Bruneau et al., 2007*), afin de simuler la dynamique des barres sableuses tridimensionnelles dominées par l'action de la houle. En particulier, la dégénérescence et la destruction des structures de type barre/chenal et barres en croissant. L'ensemble de ces travaux se feront notamment dans le cadre du programme MODLIT (RELIEFS).

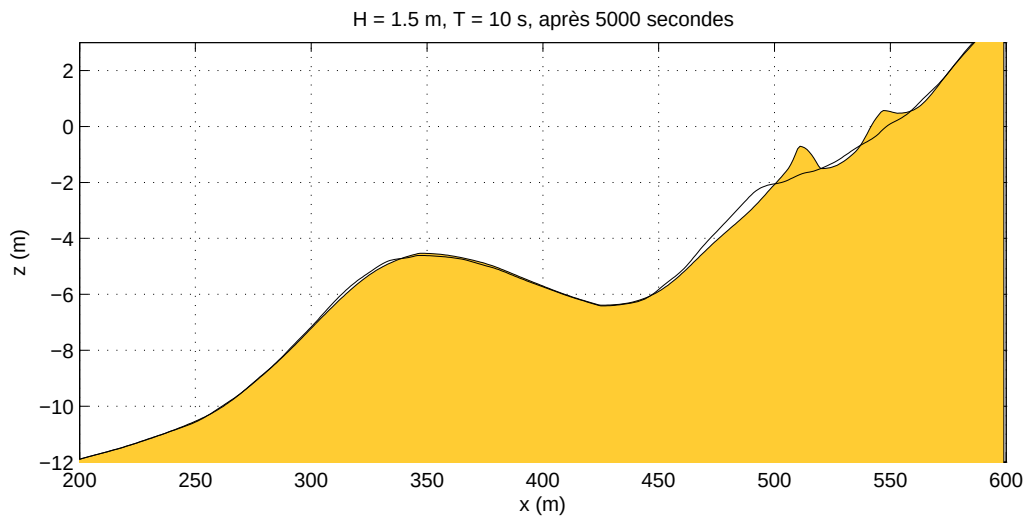


FIG. C.4 – Simulation de l'évolution d'un profil de plage caractéristique de la côte aquitaine pour une houle moyennement énergétique : $H_{rms}=1.5$ m, $T_p=10$ s, sans marée. Le trait continu noir représente le profil initial. Observation de la formation d'une berme en haut de plage et de la migration vers le rivage de la barre intertidale. La barre externe est très peu affectée (faible migration vers le rivage).

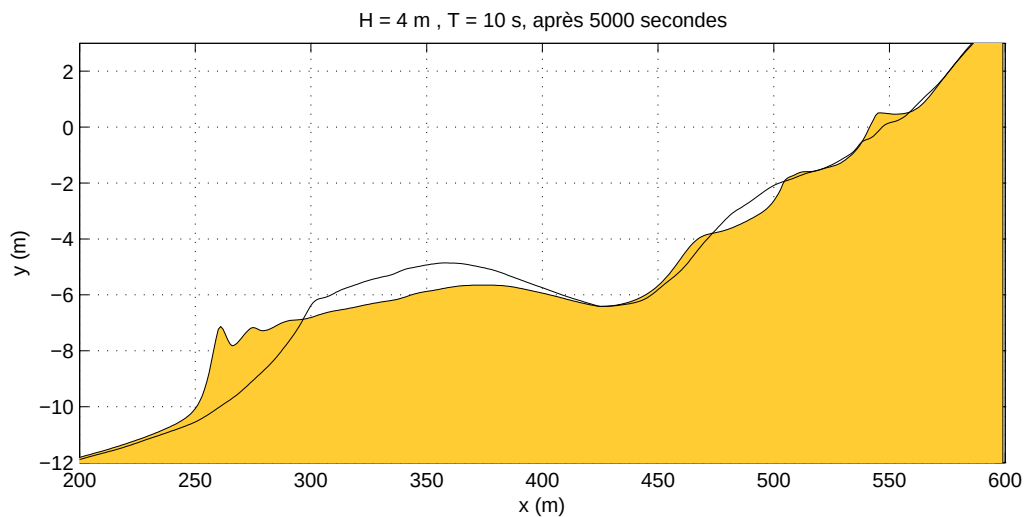


FIG. C.5 – Simulation de l'évolution d'un profil de plage caractéristique de la côte aquitaine pour une houle énergétique : $H_{rms}=4$ m, $T_p=10$ s, sans marée. Le trait continu noir représente le profil initial. Observation de l'érosion de la barre interne et de la migration vers le large de la barre externe.