

189555

©500 - GUI - M



LOB Banyuls UMR 7621  
BP44 – 66651 BANYULS CEXEX  
Tél: 04 68 88 73 00  
Fax: 04 68 88 73 95

**Contrat IFREMER N° 05/2.20652405**

**Rapport de contrat, version finale**

**Modélisation numérique de l'hydrodynamisme et de la suspension  
sédimentaire induite par l'interaction houle-courant en présence de  
rugosités d'origine biogène**

**Katell Guizien**

**Laboratoire d'Océanographie Biologique de Banyuls**

IFREMER Bibliothèque de BREST



OEL11460

## **Modélisation numérique de l'hydrodynamisme et de la suspension sédimentaire induite par l'interaction houle-courant en présence de rugosités d'origine biogène**

Un modèle numérique de couche limite oscillante a été développé sur la base de la fermeture turbulente  $k-\omega$  transitionnelle de Wilcox (1992) permettant de décrire des couches limites transitionnelles et turbulentes (programme européen SEDMOC). En modifiant les constantes de diffusion et de transition du modèle de Wilcox et en introduisant une condition de décollement de couche limite sous l'effet d'un gradient de pression adverse, on a pu reproduire avec un bien meilleur accord que le modèle originel de Wilcox des simulations directes (Vittori et Verzicco, 1998) ainsi que les mesures de Jensen et al. (1989) d'écoulement oscillant sur fond plat lisse dans le régime turbulent intermittent (version 1DV, Guizien et al., 2003). Ce modèle décrit également mieux que le modèle originel de Wilcox les grandeurs turbulentes mesurées dans l'interaction houle-courant par Dohmen-Janssen (1999) sur fond plat dans le régime turbulent rugueux (version 1DV, Guizien et al., 2003). En particulier, le modèle reproduit les fluctuations turbulentes lors de la décélération de l'écoulement ainsi que le déphasage des contraintes turbulentes sur la verticale. Ces deux points d'achoppement des modèles jusqu'alors expliquait en partie les difficultés des modèles existants à reproduire correctement les concentrations sédimentaires en présence de sédiment (Davies et al, 1997). Cette fermeture turbulente est également implémentée dans une version 2DHV du modèle qui permet d'étudier l'écoulement sur des fonds présentant des macro-rugosités. Il a été en particulier utilisé dans le cadre du programme européen SANDPIT pour calculer des profils de concentration en présence de formes de fond sédimentaires (ride de sable) et pour investiguer la notion de rugosité hydro-sédimentaire équivalente. La contribution du LOBB dans cette action transversale prévoyait les actions suivantes:

- caractériser mathématiquement des rugosités d'origine biogène
- modéliser l'hydrodynamisme pour une variété d'interaction houle-courant sur ces rugosités et paramétriser la rugosité macroscopique résultante (question 8)
- comparer ces résultats avec ceux d'autres modèles numériques
- tester la validité des simulations hydrodynamiques face aux expériences de laboratoire menées dans le cadre de ce projet (exemple des fonds de crépidules)
- modélisation de la suspension sédimentaire pour ces mêmes fonds de crépidules pour des distributions granulométriques a) réalistes et b) idéales.

Ce rapport présente les actions effectivement réalisées au cours de l'AT, précédées d'une revue rapide de la bibliographie concernant des études du transport sédimentaire sous des écoulements oscillants en présence de formes de fond sédimentaires et la notion de rugosité équivalente à ces formes de fond, transférée des travaux du groupe de travail SANDPIT.

### **1. Synthèse bibliographique sur les études du transport sédimentaire sous des écoulements oscillants en présence de formes de fond sédimentaires, la notion de rugosité équivalente en présence de ces formes et son utilisation dans les modèles de transport sédimentaire**

Dans la littérature, l'étude du transport sédimentaire en présence de formes de fond sédimentaires repose sur deux approches très différentes et qui n'ont pas encore convergé :

- (1) D'une part, on trouve des travaux dits de recherche décrivant de façon détaillée l'écoulement oscillant complexe bi-dimensionnel sur des rides sédimentaires et la suspension sédimentaire associée. Dans cette catégorie, on trouve des études expérimentales en canal à houle ou tunnel oscillant de différentes tailles (Bosman, 1981, Sato et al., 1987, Ribberink and Al Salem, 1994, Fredsoe et al, 1999) ainsi que des études numériques (Huynh-Thanh and Temperville, 1990, Kim et al., 1994, Fredsoe et al, 1999). Les études expérimentales apportent des informations plus ou moins détaillées allant des caractéristiques des rides

formées (longueur et hauteur, Ribberink et Al Salem, 1994) aux séries temporelles et spatiales de vitesse (Sato et al., 1987), mais se limitant souvent aux profils moyennés de concentration. Tous ces travaux décrivent l'éjection périodique d'un vortex au sommet de la ride à chaque demi-période de houle, entraînant un nuage de sédiment par convection. Ce transport convectif du sédiment s'observe jusqu'à quelques hauteurs de ride (1 à 2, Thorne et al., 2002) et domine la diffusion dans cette zone. Malgré cela, Ribberink et Al Salem (1994) modélisent la suspension sédimentaire dans cette zone par un profil diffusif obtenu pour une diffusivité constante dépendant de la seule hauteur de la ride  $\epsilon = w_s H_r$ .

(2) D'autre part, on trouve des travaux dits d'ingénierie visant à quantifier la dynamique sédimentaire à l'échelle d'un littoral. Ce changement d'échelle ne peut être mené qu'au prix d'une simplification de la description de l'écoulement bi-dimensionnel complexe au voisinage de la ride. Dans la plupart des cas, la suspension sédimentaire est calculée comme résultante du bilan de la chute du sédiment et du seul processus de diffusion turbulent associé à un écoulement horizontal sur un fond dont la rugosité est modifiée pour rendre compte de l'effet de la forme de fond, introduisant la notion de rugosité apparente ou équivalente, par analogie avec la définition de la rugosité de Nikuradse (Wiberg et Harris, 2001, Li et Amos, 2001). En général, cette rugosité équivalente est défini à partir des caractéristiques de la ride (hauteur et longueur) sous la forme:

$$k_s = H_r^2 L_r$$

proposée dans la littérature tout d'abord par Grant & Madsen (1982, - - 27.7). Par la suite, d'autres auteurs proposent une variété de valeur pour  $k_s$  allant de 8 (Nielsen, 1992) à 25 (Wiberg & Harris, 1994). Madsen (1994) propose une formulation encore plus simple pour la rugosité équivalente de la forme  $k_s = 4 H_r$ . Bien que la plupart de ces auteurs proposent en fait des prédicteurs de hauteur et longueur d'onde de rides, ils préconisent presque tous de réduire cette information à une rugosité équivalente à partir de laquelle est défini le frottement sur le fond et le profil de diffusion. Grasmeier et Kleinhans (in press) ont montré récemment que les performances de différents prédicteurs de rides utilisés dans un même modèle diffusif de suspension sédimentaire étaient équivalentes. Les trois prédicteurs permettent de bien décrire la suspension moyenne proche du fond (0.2 m) mais sous-estime la suspension observée au delà.

Il faut souligner que les travaux de Nielsen se démarquent des deux approches décrites au dessus. En effet, Nielsen (1992) propose des modèles simples de suspension sédimentaire diffusive mais aussi convective et mixte, dans lesquels il utilise une variété de paramétrisations de rugosités équivalentes suivant les conditions environnementales (houle régulière ou irrégulière, avec ou sans courant). L'approche de Nielsen semble convaincre certains auteurs à la recherche de modèles moins coûteux que les modèles 2D non hydrostatique mais plus performants que le modèle 1D diffusif basé sur l'analogie fond plat avec rugosité équivalente. En particulier, le modèle mixte de diffusion-convection décrit bien les observations de Williams et al. (1999) dans l'interaction houle-courant. Thorne et al. (2002) suggèrent que l'écoulement sur des rides peut être décrit par un modèle diffusif avec une diffusion constante (comme Ribberink et Al Salem, 1994) jusqu'à 2 hauteurs de rides mais par un modèle diffusif-convectif au-delà. Ces travaux révèlent sans doute un début de convergence entre les deux approches jusqu'à présent assez disjointes.

## **2. Caractérisation mathématique de rugosités d'origine biogène**

Deux modèles de macro-rugosités associés à la macro-faune benthique sont envisagés:

- la crépidule, espèce invasive en rade de Brest (Atlantique Est)
- l'annélide polychète *Ditrupa arietina*, espèce dominante des substrats meubles du Golfe du Lion (Méditerranée Nord Ouest)

La crépidule fait l'objet d'une attention particulière dans le cadre de ce projet, puisque à la fois des expérimentations en canal à partir de modèle en résine et des observations en rade de Brest sur des fonds colonisés par cette espèce ont été réalisées. La rugosité générée par cette espèce est une forme de dôme

bosselé de 4-5 cm de long pour 2-3 cm de haut (Figure 1).



Figure 1: Photo des moulages de chaînes de crépidules utilisées dans les expériences en laboratoire

Cette rugosité est à rapprocher de celle créée par un fond de galet et s'avère difficile à caractériser par une transformation conforme. La forme la plus proche que l'on est obtenu est représenté sur la figure 2.

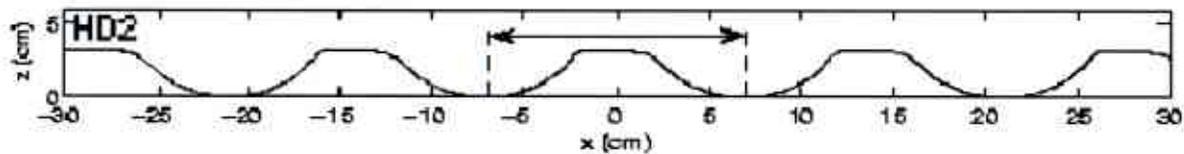


Figure 2 : Forme de fond utilisée dans les simulations numériques 2D pour représenter les chaînes de crépidules.

La deuxième espèce, *Ditrupa arietina*, a une forme caractéristique de défense d'éléphant de dimension plus petite (diamètre de 2-3 mm pour 2-3 cm de long) et la rugosité associée à la présence en densité importante de cette espèce ressemble à un lit de brindilles (Figure 3).



Figure 3: Photo d'un fond couvert de *Ditrupa arietina* (courtesy F. Charles et M. Desmalades)

Après digitalisation d'un fond tapissé de *Ditrupa arietina*, un profil de la rugosité de ce fond est extrait et les coefficients de la transformation conforme ajustant au mieux ce profil sont déterminés à partir de sa transformée de Fourier. Sur la figure 4, on présente le profil brut digitalisé ainsi que l'ajustement de meilleure qualité.

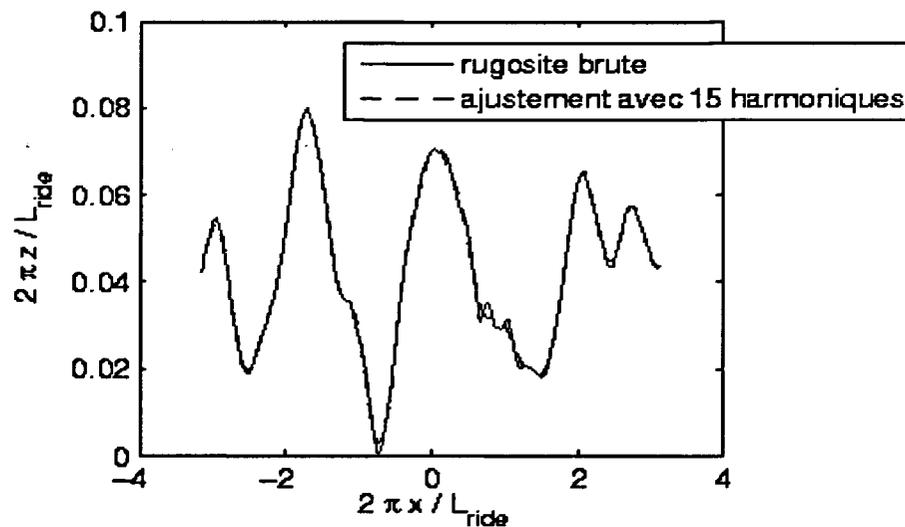


Figure 4: Profil brut de la rugosité sur un fond tapissé de *Ditrupa arietina* ( $L_{\text{ride}}=5.7$  cm) et meilleur ajustement obtenu pour la transformation conforme du fond.

### 3. Modélisation de l'hydrodynamisme pour une variété d'interaction houle-courant et paramétrisation de la rugosité macroscopique équivalente: cas des rides vortex de sable

La notion de rugosité macroscopique équivalente a été investiguée à partir de l'exemple des rugosités de type ride vortex pour une variété d'interaction houle-courant. Cette action concerne particulièrement la question 8. Cette étude, purement numérique, repose sur la comparaison de simulations 2DHV (sur une macro-rugosité donnée) et 1DV (dans laquelle cette macro-rugosité est uniquement décrite par une rugosité de type Nikuradse). Le principe est donc de déterminer la rugosité de Nikuradse à prescrire dans la simulation 1DV pour obtenir des caractéristiques hydrodynamiques équivalentes à celles de la simulation 2DHV, moyennées sur la rugosité.

Ainsi, on distingue deux méthodes différentes pour définir une rugosité équivalente suivant que l'écoulement est purement oscillant ou en présence d'un courant (Figure 5).

**En présence d'un courant** avec ou sans écoulement oscillant, la rugosité équivalente est la rugosité à prescrire dans le modèle 1DV de façon à ajuster la partie supérieure du profil de vitesse moyenné sur la rugosité (et sur une période si écoulement oscillant superposé). En d'autres mots, l'équivalence dans ce cas consiste à ajuster les rugosités apparentes de l'interaction houle-courant dans la loi de paroi logarithmique du courant.

**Pour un écoulement purement oscillant**, le profil de vitesse moyenné sur une période de houle étant nulle, la définition précédente ne tient pas. Une autre définition de la rugosité équivalente est proposée. Il s'agit de la rugosité à prescrire dans le modèle 1DV de façon à obtenir le même frottement de fond que celui calculé avec le modèle 2DHV et moyenné sur la rugosité.

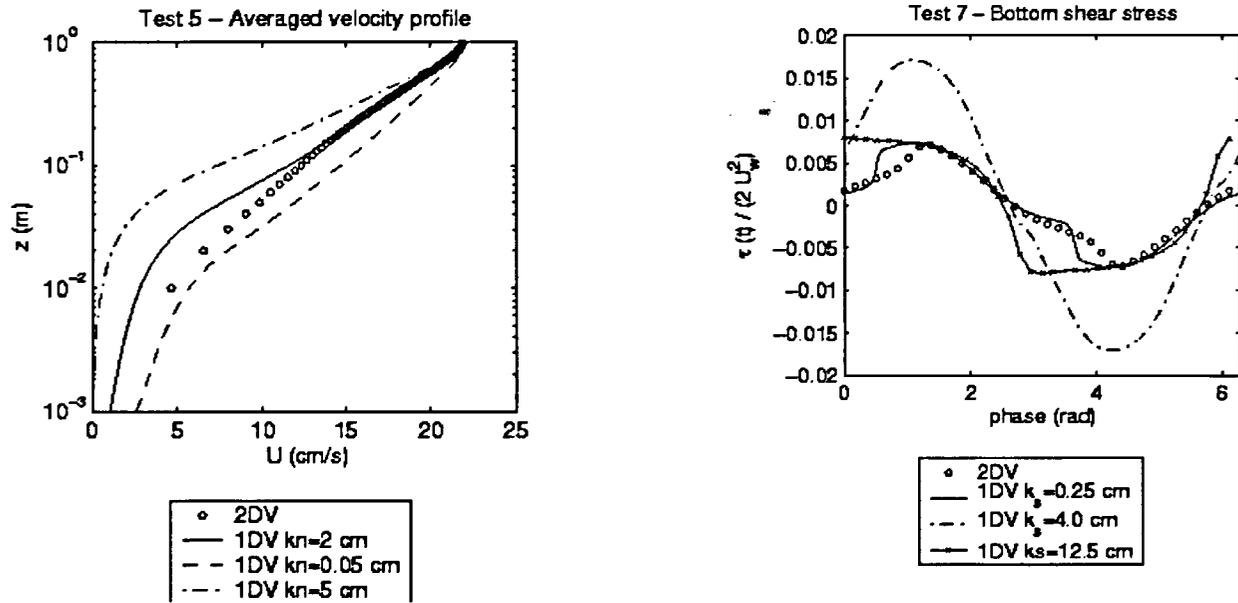


Figure 5: Définition de la rugosité équivalente à une macro-rugosité en présence d'un courant (à gauche) et pour un écoulement purement oscillant (à droite).

Ces définitions de rugosité équivalente d'une macro-rugosité ont été mis en oeuvre pour le cas particulier des rides vortex de sable pour une variété d'écoulements (Tableau 1). L'écoulement  $u$  à l'extérieur de la couche limite est la composition d'un courant et d'une houle de Stokes au 2<sup>nd</sup> ordre et s'écrit:

$$u = U_c + U_{w1} \sin(2 \cdot t / T_p) + U_{w2} \sin(4 \cdot t / T_p) \dots (2)$$

Test number	$U_c$ ( $10^{-2}$ m/s)	$T_p$ (s)	$U_{w1}$ ( $10^{-2}$ m/s)	$U_{w2}$ ( $10^{-2}$ m/s)	$k_n$ ( $10^{-2}$ m)	$L_r$ ( $10^{-2}$ m)	$H_r$ ( $10^{-2}$ m)
6	0.0	4.4	40.5	0.0	0.05	32.0	2.2
7	0.0	8.1	84.0	0.0	0.05	200.0	10.0
10	0.0	6.9	70.0	0.0	0.057	76.0	2.0
18	0.0	8.5	70.0	0.0	0.05	175.0	2.0
Mr5b50	0.0	5.0	62.0	0.0	0.088	40.6	8.6
5	22.0	8.0	61.0	4.0	0.05	68.0	1.2
8	19.0	7.7	42.0	2.0	0.05	49.0	2.2
9	20.0	5.04	46.0	9.0	0.05	32.0	2.0
11	62.0	5.8	42.0	0.0	0.07	39.0	2.5
12	61.0	5.8	18.0	0.0	0.07	17.0	1.6
13	30.0	8.0	60.0	0.0	0.0735	76.0	4.0
14	19.0	9.1	72.0	0.0	0.0735	105.0	3.0
15	30.0	9.3	52.0	0.0	0.05	125.0	1.0
16	27.0	9.3	70.0	0.0	0.05	100.0	1.0
17	67.0	9.3	70.0	0.0	0.05	175.0	1.0
19	37.0	9.5	121.0	13.0	0.0635	203.0	7.0
20	49.0	10.02	116.0	7.0	0.0635	196.0	7.0
21	52.0	9.6	122.0	10.0	0.0635	201.0	7.0
22	36.0	9.5	116.5	7.5	0.0635	187.0	7.0
23	25.0	9.1	113.0	5.0	0.0635	171.0	7.0
24	13.0	9.4	115.5	9.5	0.0635	186.0	7.0

**Tableau 1: Conditions des simulations 2DHV sur ride-vortex de sable pour un écoulement purement oscillant (5 premiers) et en présence d'un courant (suivants)**

Les rugosités équivalentes déterminées pour ces différentes conditions sont reportées dans les tableaux 2 (pour les écoulements purement oscillants) et 3 pour les écoulements en présence d'un courant. Dans ces tableaux, sont également reportées les valeurs de rugosités équivalentes de la forme:

$$k_s = H_r^2 / L_r (1)$$

proposée dans la littérature tout d'abord par Grant & Madsen (1982, - - 27.7) puis par Nielsen (1992, - - 8) et enfin, Wiberg & Harris (1994, - - 25).

Test number	$L_r$ (cm)	$H_r$ (cm)	$k_s = 8H_r^2/L_r$ (cm)	$k_s = 25H_r^2/L_r$ (cm)	$k_s = 27.7H_r^2/L_r$ (cm)	$k_s$ (best fit) (cm)	$\alpha$ (best fit)
6	32	2.2	1.2	3.8	4.2	0.075	0.5
7	200	10.0	4.0	12.5	13.8	0.25	0.5
10	76	2.0	0.42	1.31	1.45	0.42	8.0
18	175	2.0	0.18	0.57	0.63	0.40	17.8
Mr5b50	40.6	8.6	14.6	45.5	50.4	45.5	25.0

**Tableau 2: Rugosités équivalentes à une ride-vortex de sable pour un écoulement purement oscillant.**

Le coefficient  $\alpha$  du meilleur ajustement de la formule (1) varie de 0.5 à 25 pour les exemples d'écoulement purement oscillant et de 5.7 à 200 en présence d'un courant, incluant donc les différentes valeurs proposées par les auteurs précédents. Cette variabilité du coefficient  $\alpha$  (tant dans la littérature que dans nos expériences numériques) sur une gamme d'au moins un ordre de grandeur suggèrent que la rugosité de Nikuradse d'une ride vortex ne peut être décrite par sa seule pente moyenne comme le suggère la formule (1).

Test number	$L_r$ (cm)	$H_r$ (cm)	$k_s = 8H_r^2/L_r$ (cm)	$k_s = 27.7H_r^2/L_r$ (cm)	$k_s$ (best fit) (cm)	$\alpha$ (best fit)
5	68.0	1.2	0.2	0.6	2.0	80.0
8	49.0	2.2	0.8	2.7	8.0	80.0
9	32.0	2.0	1.0	3.5	10.0	80.0
11	39.0	2.5	1.3	4.4	5.0	30.8
12	17.0	1.6	1.2	4.2	15.0	100.0
13	76.0	4.0	1.7	5.8	5.0	23.5
14	105.0	3.0	0.7	2.4	3.0	34.3
15	125.0	1.0	0.06	0.2	0.5	66.7
16	100.0	1.0	0.08	0.3	2.0	200.0
17	175.0	1.0	0.04	0.16	0.3	60.0
19	203.0	7.0	1.9	6.7	1.5	6.3
20	196.0	7.0	2.0	6.9	1.5	6.0
21	201.0	7.0	1.9	6.8	1.5	6.3
22	187.0	7.0	2.1	7.2	1.5	5.7
23	171.0	7.0	2.3	7.9	2.5	8.7
24	186.0	7.0	2.1	7.2	2.5	9.5

**Tableau 3: Rugosités équivalentes à une ride-vortex pour un écoulement avec courant.**

Par ailleurs, il est à noter que la simulation permet de tester différentes formes de ride pour un couple  $(H_r, L_r)$ . Ces simulations mettent en évidence que la forme de la ride est un paramètre clé de la rugosité de forme. Dans les simulations, excepté pour le cas expérimental Mr5b50, la forme de la ride n'était pas connu et

la même forme de ride type a été choisie. Cependant, il est clair que la forme de la ride de sable résulte de l'équilibre entre le sédiment mobile et l'écoulement. En d'autres termes, il est fort probable que la forte variabilité du coefficient  $\alpha$  dans les simulations soient artificiel pour les rides de sables dont la gamme de variabilité de forme est certainement contraint par la nécessité d'être en équilibre avec l'écoulement qui la crée. Cependant, il n'en reste pas moins que les rides de sable présente malgré tout une variabilité de forme que traduit la variabilité de  $\alpha$  proposé dans la littérature.

Pour ce qui concerne plus particulièrement le cas des macro-rugosités d'origine biogènes et plus particulièrement celles associées aux coquillages, la rugosité étant indéformable, la variabilité de forme pourra être importante et clairement le seul rapport d'aspect  $H_r, L_r$  ne saurait suffire à décrire ces macro-rugosités.

Enfin, est-il possible d'utiliser la rugosité de Nikuradse défini par l'équivalence hydrodynamique pour étudier la dynamique sédimentaire autour de ces macro-rugosités? Sur la figure 6, on représente les profils de suspension sédimentaire calculé sur la macro-rugosité par le modèle 2DHV et par le modèle 1DV pour différentes rugosités de Nikuradse pour les deux exemples des tests 7 (purent oscillant,  $k_s = 0.25\text{ cm}$ ) et 5 (en présence de courant,  $k_s = 2\text{ cm}$ ). Dans les 2 cas, la suspension sédimentaire n'est pas bien décrite dans le modèle 1DV avec la rugosité de Nikuradse équivalente. De plus, c'est dans le cas de la houle seule que la suspension est la plus mal décrite. En effet, le modèle 1DV ne reproduit pas la convection verticale à proximité de la rugosité, or en l'absence de courant, cette convection a un poids relatif d'autant plus important face à la diffusion. Ainsi, la notion de rugosité équivalente basée sur l'équivalence de la diffusion dans les géométries 2DHV et 1DV est d'autant plus criticable.

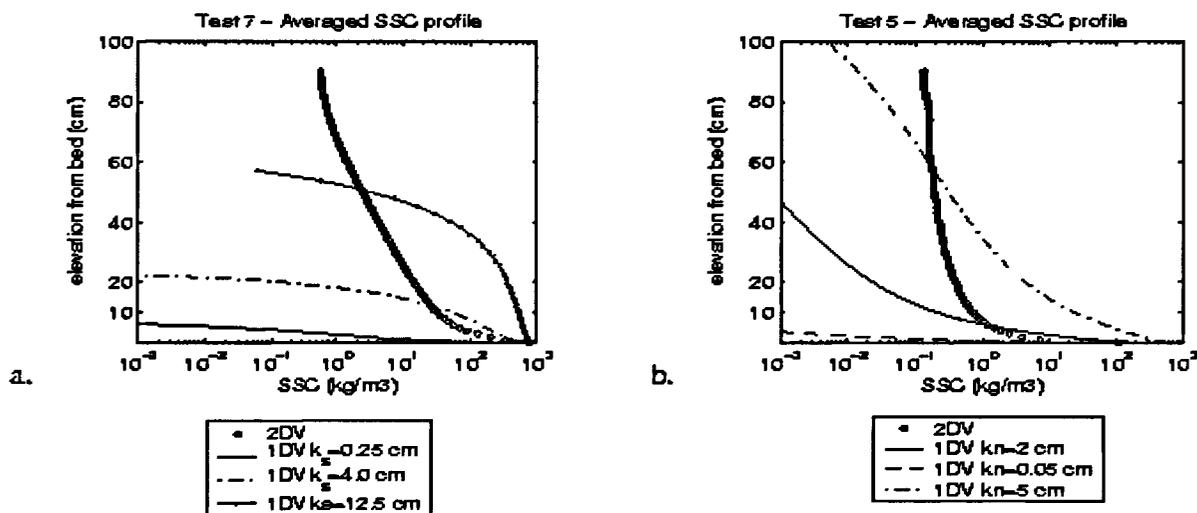


Figure 6: Profil de suspension sédimentaire calculé par la modèle 2DHV sur la macro-rugosité et par le modèle 1DV pour différents rugosités équivalentes.

Il apparaît donc peut intéressant de poursuivre la voie d'une unique rugosité équivalente pour répondre à la question de l'érodabilité sédimentaire autour de macro-rugosité et dans la suite de ce travail, le modèle 2DHV sera utilisé pour simuler des suspensions sur des rugosités plus complexes que les rides vortex qui seront comparés aux suspensions et limite d'érodabilité effectivement mesurées. Une extension 3D de ce modèle non hydrostatique n'est pas réalisable dans le cadre de cette AT. Il reste que l'utilisation de l'outil numérique pour établir des paramétrisations de rugosité de Nikuradse équivalentes pour différentes macro-rugosités reste une voie prometteuse.

#### 4. Comparaison avec d'autres modèles numériques -> évaluation de l'hypothèse hydrostatique

Afin de ne pas s'engager dans des comparaisons inutiles de modèles inadaptés, il était important d'évaluer l'hypothèse d'hydrostaticité faite dans de nombreux modèles 3D disponibles pour l'étude de la couche limite de fond sur des macro-rugosités. Ainsi, l'importance des différents termes du gradient vertical de pression (2) est estimée face à la gravité:

$$\rho \frac{dw}{dz} = -\rho g + \rho w \frac{dw}{dz} + \rho u \frac{du}{dz} + \rho v \frac{dv}{dz} \quad (2)$$

La distribution spatiale à un instant donné de chacun des 3 derniers termes du côté droit de l'équation (2) est présentée sur la figure 7 pour un exemple d'écoulement oscillant sur une macro-rugosité isolée.

Jusqu'à 1.5 fois la hauteur de cette macro-rugosité, le terme  $u \frac{du}{dz}$  domine la gravité, confirmant clairement la non-hydrostaticité de l'écoulement dans cette zone. Il apparaît donc peu judicieux d'utiliser des modèles hydrostatiques, fussent-ils 3D, pour l'étude de la suspension sédimentaire autour de macro-rugosités.

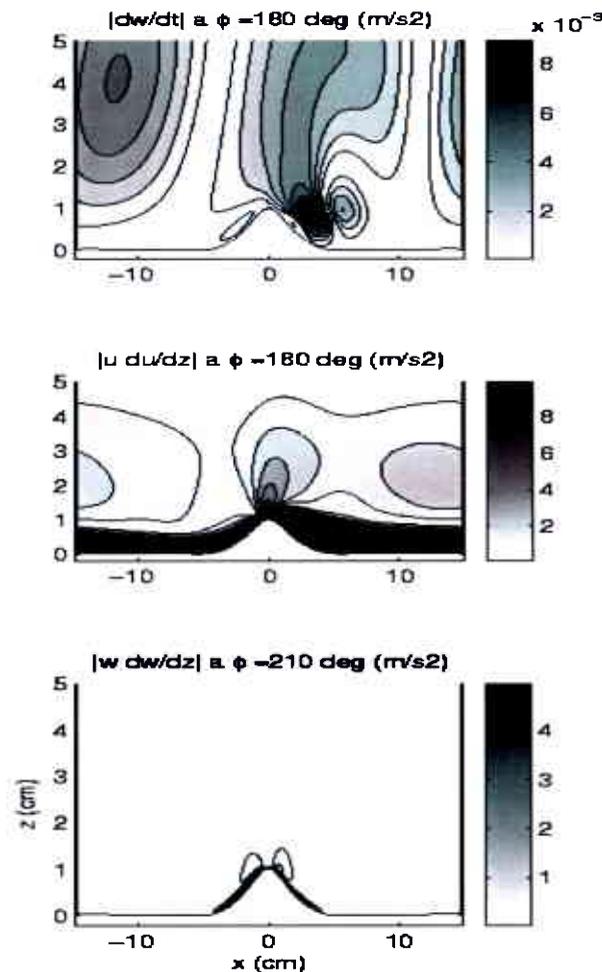


Figure 7: Distribution spatiale des contributions au gradient vertical de pression pour un écoulement oscillant sur une macro-rugosité.

## 5. Simulations hydrodynamiques 2D face aux expériences de laboratoire menées dans le cadre de ce projet

Les expériences de laboratoire ont concerné l'effet de la densité de macro-rugosités 3D dont la forme reproduit celle de chaînes de crépidules sur l'écoulement dans la couche limite de fond généré par un courant. Trois densités, correspondant aux densités mesurées sur le terrain à différents sites, ont été testé dans les expériences : 150, 450 et 900 ind.m<sup>2</sup>. Les densités frontales  $\lambda_{2D}$  (aire exposée au courant rapportée à l'aire occupé au sol par les rugosité) correspondant à ces trois densités sont respectivement de 0.05, 0.12 et 0.24. Des simulations 2D ont donc été réalisées également pour trois densités de rugosités (LD, ID, HD1) avec des

valeurs de densités frontales proche des valeurs expérimentales (Figure 8, Tableau 4). Pour la densité la plus forte, deux formes de rugosités ont été testées (HD1 et HD2) en conservant la densité frontale. Dans ces simulations, trois vitesses de courant  $U_{max}$  ont été imposées à l'extérieur de la couche limite (16 cm.s<sup>-1</sup>, 39 cm.s<sup>-1</sup> et 55 cm.s<sup>-1</sup>), à une distance  $D=42$  cm du fond. Pour les plus fortes densités (HD1 et HD2), les simulations ont été également réalisées en imposant la condition limite à  $D=80$  cm du fond, de façon à pouvoir mieux observer la zone logarithmique. Le domaine physique réel est transformé par une transformation conforme en un domaine rectangulaire, avec une maille régulière sur l'horizontale (101 points) et exponentielle sur la verticale (109 points pour  $D=42$  cm, 122 point pour  $D=80$  cm).

Afin de comparer les simulations numériques aux expériences, les résultats des deux approches sont analysées en appliquant des modèles simples décrivant la vitesse horizontale moyennée spatialement, au-dessus de la rugosité (Bayazit, 1976) et entre les rugosités (Mac Donald, 2000, Cheng & Castro, 2002), valable pour des écoulements permanents. Les profils verticaux de vitesse adimensionnelles ( $U/U_{max}$ ) se confondent pour les trois vitesses de courant  $U_{max}$  testées.

Au-dessus de la rugosité (entre  $z = 6 z_0$  et  $z = 0.2$  à  $0.3 D$ ,  $D$  la profondeur d'eau), la vitesse horizontale moyennée spatialement est décrite par un profil logarithmique de la forme :

$$U(z) = u^* \ln [(z - d) / z_0]$$

où  $u^*$  est la vitesse de frottement,  $z_0$  la rugosité équivalente de la macro-rugosité pour l'écoulement externe et  $d$ , l'épaisseur de déplacement définissant le niveau  $z$  où s'applique le frottement. Dans les simulations numériques comme dans les expériences, la valeur de  $u^*$  est définie comme étant le maximum de la contrainte horizontale

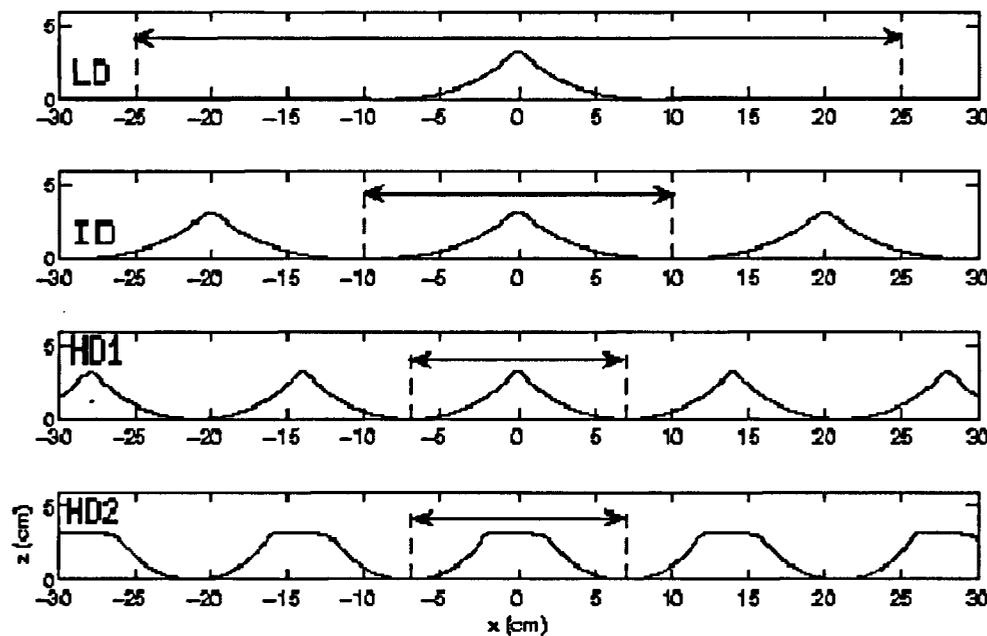


Figure 8: Géométrie (en cm sur les 2 axes) de différentes densités de rugosité étudiées LD, ID, (HD1 et HD2) correspondant à des densités frontales de 0.064, 0.16 et 0.229 respectivement.

moyenne de cisaillement  $\langle u'w' \rangle_x$ .

Entre les creux et les crêtes des rugosités (canopée), la vitesse horizontale moyenne est décrite par un profil exponentielle de la forme :

$$U(z) = U(H) \exp[a (z/H - 1)]$$

où  $H$  est la hauteur de la rugosité et  $a$  le coefficient d'atténuation de la vitesse dans la canopée.

La Figure 9 montre l'ajustement de ces modèles simples sur les profils verticaux adimensionnels de la vitesse horizontale moyennée spatialement obtenus dans les simulations numériques.

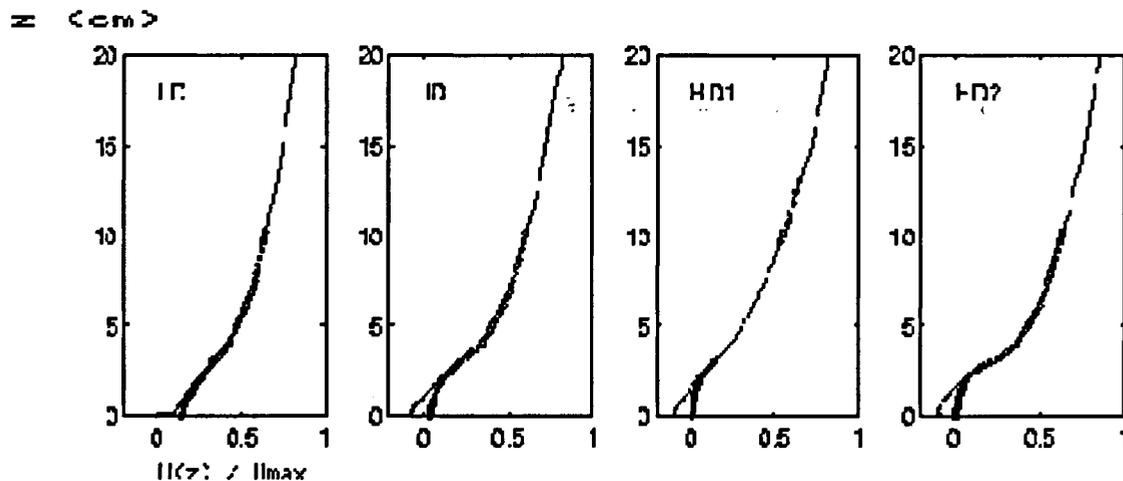


Figure 9: Ajustement des modèles simples (log et exponentiel, o) aux profils verticaux de vitesse horizontale moyennée spatialement simulés (trait continu) pour les différentes densités de rugosité étudiées LD, ID, (HD1 et HD2).

Il est en particulier remarquable que si l'écoulement au-dessus de la rugosité peut effectivement être décrit par un profil logarithmique, l'ajustement exponentiel entre les rugosités n'est pas adapté car il ne permet pas de décrire les vitesses négatives proche du fond que l'on observe pour les plus fortes densités dans les simulations 2D. Dans les expériences autour de rugosités 3D, la vitesse horizontale moyennée spatialement ne devient pas négative proche du fond. En fait, ces vitesses négatives résultent des re-circulations à l'arrière de la rugosité dont la contribution est forte dans le cas 2D, mais dont la contribution est beaucoup moins forte dans le cas 3D.

Le tableau 4 récapitule les valeurs des paramètres des modèles simples (log et exp) donnant ces ajustements:

	$\lambda_{2D}$	$u^*/U_{max}$	$d/H$	$z_0/H$	$a$
LD	0.064	0.078	0.354	0.103	0.9
ID	0.160	0.081	0.587	0.126	2.0
HD1 (42cm)	0.229	0.121	0.890	0.360	2.8
HD1 (80cm)			1.080	0.410	
HD2	0.229	0.091	0.508	0.154	3.5

Tableau 4: Valeurs des paramètres décrivant l'ajustement des modèles simples (log et exponentiel) aux profils verticaux de vitesse horizontale moyennée spatialement simulés pour les différentes densités de rugosité étudiées LD, ID, (HD1 et HD2).

Ces ajustements mettent en évidence que la vitesse de frottement, la rugosité apparente, l'épaisseur de déplacement et l'atténuation de la vitesse entre les rugosités augmentent avec la densité de rugosités. Cette tendance est également observée dans les expériences 3D. Cependant, l'ordre de grandeur de la rugosité apparente est bien plus fort en 2D qu'en 3D, d'un facteur 10 environ. Ces simulations soulignent à nouveau que le seul paramètre de la densité frontale ne suffit pas à décrire une macro-rugosité puisque deux formes différentes (HD1 et HD2), pour une même densité frontale, conduisent à des valeurs différentes de vitesse de frottement, rugosité apparente, épaisseur de déplacement et facteur d'atténuation. En effet, ces différences s'expliquent comme le rappellent Bentham & Britter (2003) par des coefficients de traînée différents suivant la forme.

Cependant, cette analyse de la couche limite au-dessus des macro-rugosités en terme de vitesse horizontale

moyennée spatialement ne permet pas d'élucider la question de l'érodabilité autour des macro-rugosités. En effet, l'érosion du sédiment est fonction du frottement au fond entre les macro-rugosités et la mise en suspension du sédiment est fonction de la vitesse de transfert vertical du sédiment érodé entre les rugosités et l'écoulement externe. Suivant la proposition de Bentham & Britter (2003), nous calculons cette vitesse d'échange  $U_E$  avec la définition suivante:

$$u^{*2} = U_E (U_{ref} - U_c)$$

où  $U_{ref}$  est la vitesse à  $z = 2.5 H$  et  $U_c = 1, H, \int_0^H u(z)^2 dz$  est la vitesse dite de canopée.

Le tableau 5 montre l'évolution en fonction de la densité frontale du rapport de la contrainte turbulente au fond  $\tau_b$  (moyenne entre  $z=0$  et  $z=0.1$  cm entre les macro-rugosités) et au sommet de la rugosité  $\tau_H$ , ainsi que celui de la vitesse d'échange  $U_E$  à la vitesse de référence  $U_{ref}$ .

	$\lambda_{2D}$	$\tau_b / \tau_H$	$\tau_b / \rho u^{*2}$	$U_E / U_{ref}$	$d_{crit} (10^{-6} m)$
LD	0.064	0.113	0.111	0.031	127
ID	0.160	0.050	0.043	0.030	53
HD1	0.229	0.055	0.023	0.086	63
HD2	0.229	0.103	0.034	0.034	53

**Tableau 5: Valeurs du ratio des contraintes moyennées spatialement au fond et au sommet de la rugosité, du ratio des contraintes moyennées spatialement au fond et de la vitesse de frottement, du ratio de la vitesse d'échange à la vitesse de référence obtenus dans les simulations 2D pour les différentes densités de rugosité étudiées LD, ID, (HD1 et HD2). La valeur du diamètre critique maximum mis en mouvement pour les contraintes moyennées spatialement au fond est également indiqué.**

Ces résultats numériques suggèrent que l'érodabilité due aux contraintes turbulentes au fond tend à diminuer quand la densité augmente, tendance qui est renforcée par le fait que l'espace entre les rugosités diminue quand la densité augmente. Cette tendance est également observée dans les résultats expérimentaux. De plus, l'ordre de grandeur du ratio entre les contraintes au fond et au sommet de la rugosité est de 10 % tant dans les simulations numériques que dans les résultats expérimentaux. Enfin, ce ratio dépend à nouveau de la forme de la rugosité.

Par contre, alors que dans les expériences, on observe une tendance claire de diminution de la vitesse d'échange avec l'augmentation de la densité de rugosité, les simulations numériques conduisent à une vitesse d'échange qui diminue puis augmente fortement quand la densité augmente. Ces tendances différentes s'expliquent par la présence de la recirculation derrière les rugosités qui conduisent à des vitesses négatives en moyenne proche du fond dans les simulations 2D alors que dans les expériences 3D, le poids de ces recirculations (également observées) est diminué dans la moyenne spatiale de la vitesse et ne conduit pas à des vitesses négatives. Ainsi, la définition de la vitesse de canopée  $U_c$  devraient être adaptée au cas où les vitesses à l'intérieur de la canopée deviennent négatives.

En résumé, bien que les simulations 2D correspondent à des cas extrêmes où les recirculations derrière les rugosités ont un poids plus fort dans les moyennes spatiales de l'écoulement que dans les cas 3D, ces simulations confirment les tendances observées dans les expériences à savoir :

1. une augmentation de la rugosité apparente pour l'écoulement externe quand la densité de rugosité augmente mais
2. une diminution des contraintes au fond quand la densité de rugosité augmente

Ces tendances semblent en accord avec les valeurs de concentration en suspension observées en rade de Brest sur deux sites pour lesquels la densité de crépidules est très contrastée.

Cependant, les variations spatiales de l'érodabilité et du maintien en suspension (vitesse verticale ascensionnelle sur les faces avant des rugosités) ne sont pas prises en compte dans cette analyse de la moyenne spatiale de la vitesse horizontale.

Ce travail a fait l'objet d'une communication lors du colloque PNEC (Nantes, juin 2006). Un article a été soumis pour le numéro spécial PNEC d'Aquatic Living Ressources.

Effets d'un substrat biogène, la crépidule, sur l'hydrodynamique et le transport dans la couche limite benthique. F. Moulin, K. Guizien, G. Chapalain, G. Thouzeau, C. Bourg, K. Mülleners. Colloque PNEC. Nantes, juin 2006.

Impact of an invasive species, *Crepidula fornicata* L., on the hydrodynamic and transport properties of the benthic boundary layer. F. Moulin, K. Guizien, G. Thouzeau, K. Mülleners, C. Bourg. Soumis à Aquatic Living Ressources.

## 6. Simulations sédimentaires 2D sur des fonds couverts de macro-rugosités biogènes

La mise en suspension du sédiment présent entre les macro-rugosités a été simulée pour les 4 densités de macro-rugosités de la Figure 8 (LD, ID, HD1 et HD2) sous l'effet d'un courant  $U_{max} = 39 \text{ cm.s}^{-1}$  imposé à l'extérieur de la couche limite. Dans ces simulations, les zones érodables se situent dans les creux, correspondant à un niveau  $z < 0.2 \text{ cm}$ . Ainsi, la proportion de zone érodable diminue donc quand la densité de rugosités augmente.

L'érosion de deux fractions sédimentaires d'un sédiment mixte sablo-vaseux ( $d_{50} = 350 \text{ microns}$ ,  $k_N = 0.07 \text{ cm}$ ) a été simulée: l'une correspond à la fraction riche en matière organique ( $d_1 = 63 \text{ microns}$ ,  $w_{s1} = 0.37 \text{ cm.s}^{-1}$ ) et l'autre à une fraction inorganique sableuse ( $d_2 = 200 \text{ microns}$ ,  $w_{s2} = 2.5 \text{ cm.s}^{-1}$ ).

Considérant les contraintes entre les rugosités et les diamètres maxima susceptibles d'être remis en suspension par ces contraintes (Tableau 5), seule la fraction fine devraient être remis en suspension et uniquement pour les densités LD et éventuellement HD1. Effectivement, les profils de la concentration de sédiment en suspension moyennée spatialement montre que la fraction sableuse n'est quasiment pas remobilisée par l'écoulement. Par contre, à l'inverse de ce qui était attendu, la concentration de sédiment fin en suspension augmente avec la densité de rugosité (Figure 10) pour cette valeur du courant.

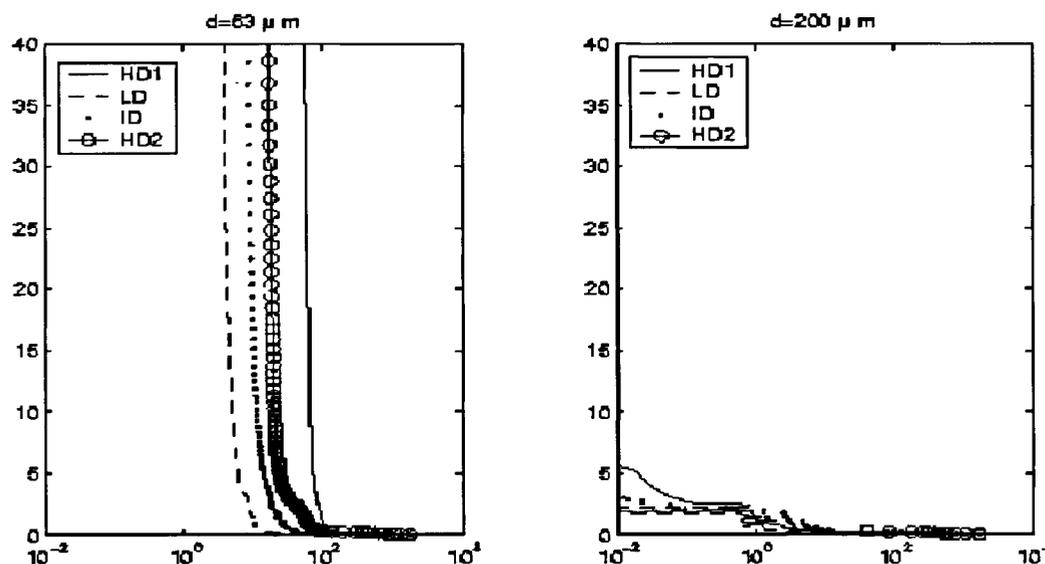


Figure 10: Profils de la concentration de sédiment en suspension moyennée spatialement pour deux fractions sédimentaires d'un sédiment mixte sablo-vaseux sur des fonds couverts de rugosités non érodables pour différentes densités.

En fait, l'érodabilité autour des macro-rugosités n'est pas uniquement contrôlée par les contraintes turbulentes (diffusion), mais également par les vitesses verticales (convection) qui jouent un rôle important lorsque les rugosités sont proches les unes des autres. En effet, la figure 11 montre: (1) que les contraintes turbulentes sont effectivement plus faibles (y compris le maximum) entre les rugosités pour le cas à plus forte densité (HD1) que pour le cas à faible densité (LD) comme le suggèrent les valeurs moyennées spatialement mais par contre, (2) des vitesses verticales positives (jusqu'à  $1 \text{ cm.s}^{-1}$ ) sont observables entre les rugosités proche du

fond (au niveau où est calculé la condition limite d'érosion du sédiment) pour les deux densités extrêmes (LD et HD1). Ces vitesses verticales peuvent donc dépasser la vitesse de chute du sédiment fin de  $0.37 \text{ cm.s}^{-1}$  et entraîner ce sédiment en suspension. Ces vitesses verticales positives proche du fond résultent du tourbillon généré à l'aval de la rugosité. Ainsi, leur proportion augmente avec la densité de rugosités. Ces vitesses verticales ascensionnelles proche du fond créées à l'aval de chaque rugosité semblent donc suggérer que l'érodabilité augmente avec la densité de rugosité. Cependant, ces résultats 2D sont certainement biaisés en comparaison à la réalité 3D, au sens où la proportion de zones où seules les contraintes de fond jouent un rôle comparé à la proportion de zone à l'aval des rugosités est plus faible en 2D qu'en 3D. Ainsi, il est vraisemblable que dans la réalité 3D, l'érodabilité diminue dans un premier temps lorsque la densité augmente sous l'effet de la diminution des contraintes de fond puis réaugmente sous l'effet des vitesses verticales positives derrière les rugosités lorsque celles-ci sont plus densément regroupées.

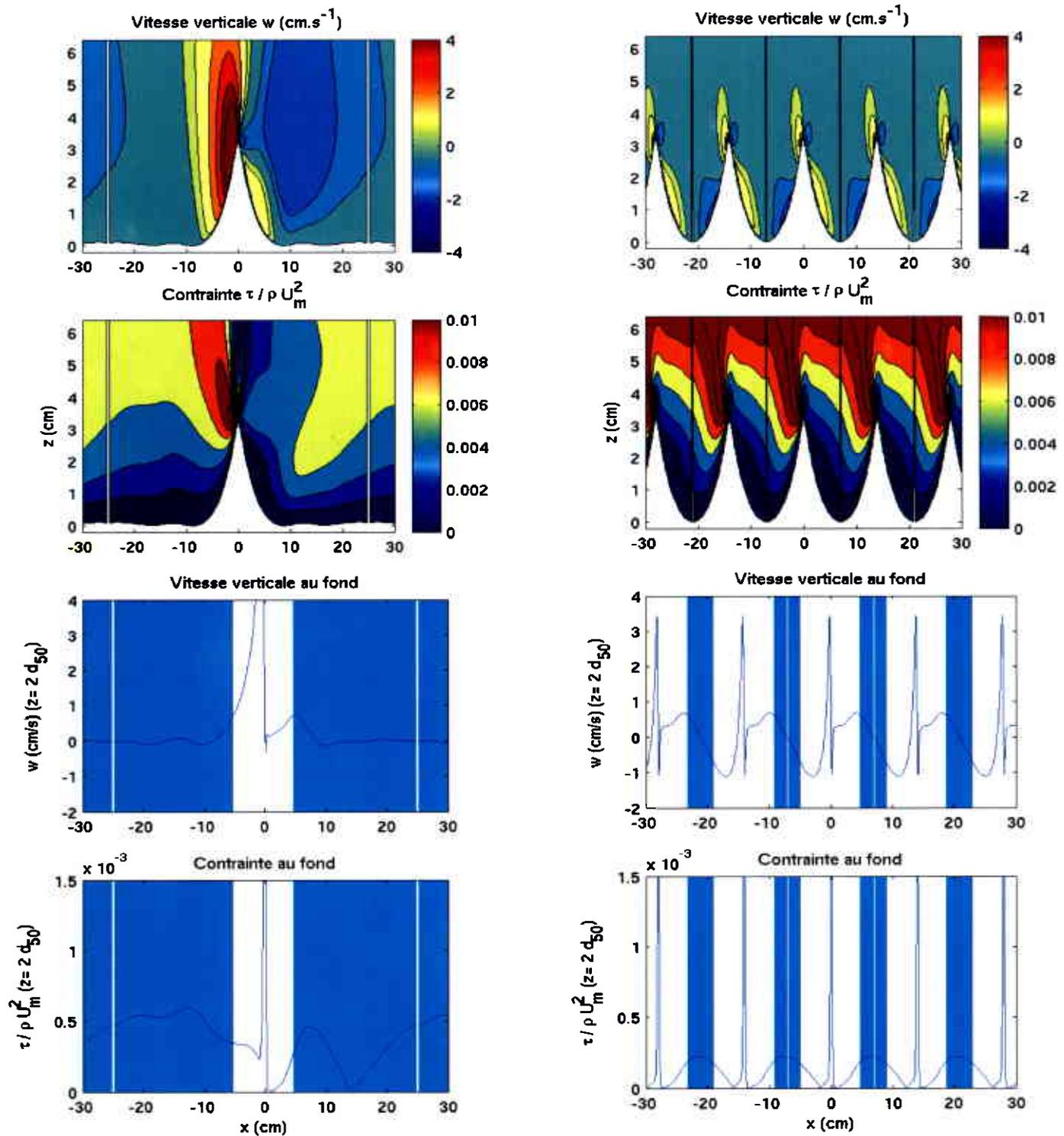


Figure 11: Cartographie des vitesses verticales et contraintes turbulentes pour la densité LD (à gauche) et la densité HD1 (à droite). Variations spatiales de la vitesse verticale et de la contrainte turbulente au niveau  $z = 0.07$  cm pour la densité LD (à gauche) et la densité HD1 (à droite). Les zones colorées en bleu correspondent aux zones érodables.

Bibliographie citée:

- Bayazit M., 1976. Free surface flow in a channel of large relative roughness. *J. Hyd. Res.* 14(2), 115-125.
- Bentham T., Britter R., 2003. Spatially averaged flow within obstacle arrays. *Atmospheric Environment* 37, 2037-2043.
- Cheng H., Castro I.P., 2002. Near wall flow over urban-like roughness. *Boundary-layer Meteorology* 104, 2, 229-259.
- Davies A.G., Ribberink J.S., Temperville A. and Zyserman J.A., 1997. Comparison between sediment transport models and observations made in wave and current flows above plane beds. *Coastal Eng.* 31, 163-198.
- Dohmen-Janssen M., 1999. Grain size influence on sediment transport in oscillatory sheet flow. PhD Thesis, Delft Technical University.
- Fredsoe J., Andersen K.H., Sumer B.M., 1999. Waves plus current over ripple-covered bed. *Coastal Eng.* 38, 177-221.
- Grant W.D. and Madsen O.S., 1982. Moveable bed roughness in unsteady oscillatory flows. *J. Geophys. Res.* 87, 469-481.
- Guizien K., Dohmen-Janssen M., Vittori G., 2003. 1DV bottom boundary layer modeling under combined wave and current : turbulent separation and phase lag effects. *J. Geophys. Res.*, 108 (C1), 16 : 1-15.
- Grasmeier B.T. And Kleinhans M.G., Observed and predicted bed forms and their effect on suspended sand concentrations. In Press in *Coastal Eng.*
- Huynh-Tham S. and Temperville A., 1990. A numerical model of the rough turbulent boundary layer in combined wave and current interaction. *Coastal Eng. Conf.* 65, 853-866.
- Jensen B.L., Sumer B.M. and Fredsoe J., 1989. Turbulent oscillatory boundary layers at high Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* 206, 265-297.
- Kim H., O'Connor B.A., Shim Y., 1994. Numerical modelling of flow over ripples using SOLA method. *Coastal Eng. Conf.* 155, 2140-2154.
- Li M.Z. and Amos C.L., 2001. SEDTRANS96: the upgraded and better calibrated sediment-transport model for continental shelves. *Computer & Geosciences* 27, 619-645.
- McDonald R.W., 2000. Modelling the mean velocity profile in the urban canopy layer. *Boundary-layer Meteorology* 97, 25-45.
- Malarkey J. and Davies A.G., 2002. Discrete vortex modelling of oscillatory flow over ripples. *Applied Ocean Research* .24, 127-145.
- Nielsen P., 1992. Coastal bottom boundary layers and sediment transport.. *Advanced Series on Ocean Engineering*, Vol. 4., World Scientific Ed., 324 p.
- Sato S., Shimosako K., Watanbe A., 1987. Measurements of oscillatory turbulent boundary layer flow above ripples with a LASER-Doppler velocimeter. *Coastal Engineering in Japan.* 30:1, 89-98.
- Thorne P.D., Williams J.J., and Davies A.G., 2002. Suspended sediment under waves measured in a large-scale flume facility. *J. Geophys. Res.* 107(C8) 10.1029, 16 p.
- Tsujimoto G., Hayakawa N., Ichiyama M., Fukushima Y., Nakamura Y., 1991. A study of suspended sediment concentration and sediment transport mechanism over rippled sand bed using a turbulence model. *Coastal Engineering in Japan.* 34: 2, 177-189.
- Vittori G. and Verzicco R., 1998. Direct simulation of transition in an oscillatory boundary layer. *J. Fluid Mech.* 371, 207-232.
- Harris C.K. and Wiberg P.L., 2001. A two-dimensional, time-dependent model of suspended sediment transport and bed reworking for continental shelves. *Computer & Geosciences* 27, 675-690.
- Wiberg P.L. and Harris C.K., 1994. Ripple geometry in wave dominated environments. *J. Geophys. Res.* 99(C4), 775-789.
- Wilcox D.C., 1992. The remarkable ability of turbulence model equations to describe transition. Fifth Symposium on Numerical and Physical aspects of Aerodynamical Flows 13-15 January, California State University, Long Beach, CA.
- Williams J.J., Rose C.P., Thorne P.D., O'Connor B.A., Humphery J.D., Hardcastle P.J., Moores S.P., Cooke J.A., Wilson D.J., 1999. Field observations and predictions of bed shear stresses and vertical suspended sediment concentration profiles in wave-current conditions. *Cont. Shelf. Res.* 19, 507-536.