



HAL
open science

Dynamique et morphologie de dépôts sédimentaires en chenal expérimental

Julie Dréano

► **To cite this version:**

Julie Dréano. Dynamique et morphologie de dépôts sédimentaires en chenal expérimental. Physique [physics]. Université Européenne de Bretagne, 2009. Français. NNT: . tel-00462405

HAL Id: tel-00462405

<https://theses.hal.science/tel-00462405>

Submitted on 9 Mar 2010

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

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



THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1
sous le sceau de l'Université Européenne de Bretagne

pour le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1

Mention : Sciences de la Terre

Ecole doctorale Sciences de la Matière

présentée par

Julie DREANO

préparée à l'unité de recherche IPR UMR CNRS 6251
Institut de Physique de Rennes
U.F.R. Structure et Propriétés de la Matière

Intitulé de la thèse :

**Dynamique et
morphologie de
dépôts sédimentaires
en chenal
expérimental**

**Thèse soutenue à Rennes
le 10 décembre 2009**

devant le jury composé de :

François CHARRU

Professeur - IMFT- Toulouse / *Rapporteur*

Thierry GARLAN

Chercheur SHOM - Brest / *Rapporteur*

Philippe DAVY

Directeur de Recherche CNRS - Géosciences
Rennes / *Président du jury*

Philippe CLAUDIN

Chargé de Recherche CNRS - ESPCI - Paris /
Examineur

Alexandre VALANCE

Chargé de Recherche CNRS - IPR - Rennes /
Directeur de thèse

Dimitri LAGUE

Chargé de Recherche CNRS - Géosciences
Rennes / *Co-directeur de thèse*

A ma famille

« To see a world in a grain of sand,
And a heaven in a wild flower,
Hold infinity in the palm of your hand,
And eternity in an hour. »

William Blake (Auguries of Innocence)

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes deux directeurs de thèse Alexandre Valance et Dimitri Lague. Ils ont su me conseiller et ont toujours été présents pour répondre à mes questions durant ces trois années de thèse. Le mélange physique/géologie m'a beaucoup apporté et m'a permis d'avoir une vision plus large de mon sujet et des problématiques abordées. Je remercie en particulier Alexandre pour la confiance qu'il m'a témoignée en me laissant mener librement mes expériences. Je remercie Dimitri pour l'enthousiasme qu'il a toujours montré pour mes résultats et pour sa persévérance au sujet de ma bibliographie ! Tous deux m'ont fait confiance pour mener à bien ma thèse, je les en remercie.

Je remercie également mes rapporteurs, Thierry Garlan et François Charru, d'avoir bien voulu consacrer du temps à la lecture de mon manuscrit, ainsi que les autres membres du jury, Philippe Davy et Philippe Claudin pour l'attention prêtée à mes travaux.

Merci à l'équipe technique de l'IPR pour l'aide apportée tout au long de ces trois années à mes problèmes de manip'. Je tiens à remercier en particulier Hervé Orain pour la réalisation du système d'alimentation en grains qui constitue la partie la plus importante du dispositif expérimental. Merci vivement à Alain Faisant pour toutes ses idées géniales qui ont toujours permis de résoudre mes problèmes techniques. Enfin, merci à Yvonig Robert pour son aide sur toute la partie électrique, et surtout pour tous les moments de rigolade et les bons jeux de mots partagés.

Un grand merci également à Valérie Ferri et à Nathalie Chouteau pour leur dynamisme et leur soutien.

Ces trois années de thèse auraient été bien différentes sans la rencontre avec Jeff, Djaoued, El Hadji et Houda. Merci en particulier à El Hadji et Houda avec qui j'ai partagé durant ces trois années des discussions enrichissantes sur le monde qui nous entoure, et qui me feront un jour connaître leur pays. L'ambiance joyeuse que nous avons su mettre à « thésarland » a fortement contribué à ma motivation et à la réussite de cette thèse. Merci également aux « nouveaux » thésards, Merline, Duc et Imen, qui j'en suis sûre continueront à entretenir cette bonne ambiance. Bonne continuation à eux !

Merci aux autres membres de l'équipe granulaires/mousses, et aux autres thésards rencontrés. En particulier à Yvelin, pour les discussions partagées.

Je tiens à remercier très sincèrement Cyril pour toute l'aide apportée, et pour avoir supporté mes moments de déprime en salle de manip'. Mais surtout merci pour ta bonne humeur de tous les instants et pour tous les moments passés à rigoler et à y croire même quand le Moiré ou la PIV ne voulaient pas fonctionner ! Merci de ton amitié. Cette thèse m'aura également permis de faire d'autres belles rencontres, merci à Nini, Virg, Carole, Lionnel et Rico, pour tous les supers moments passés ensemble et pour tous ceux à venir.

Merci aussi à Nico, Amélie, Mathieu, Lucas, Sandrine, Erwan, Marielle et Seb ; vous n'êtes jamais loin les amis je le sais.

Arriver jusqu'au doctorat n'aurait pas été possible sans le soutien et l'aide de ma famille. Merci à mes parents d'avoir toujours soutenu mes choix quel qu'ils soient.

Enfin, je tiens à remercier mon compagnon qui m'a encouragée à faire cette thèse, qui m'a soutenue, aidée et a cru en moi durant ces trois années, et qui le fait au quotidien ... merci pour tout Sébastien.

Table des matières

Chapitre 1 Introduction	5
1.1 Structures sédimentaires et transport de sédiments	5
1.1.1 Quelques exemples de structures sédimentaires en milieu fluvial . . .	5
1.1.2 Le transport des sédiments	7
Les modes de transport	7
Les paramètres physiques	9
Les lois de transport	11
1.2 Etat des connaissances	14
1.2.1 Un peu d'histoire	14
1.2.2 Etude des structures sédimentaires	15
Sous écoulement oscillant	15
Sous écoulement continu	16
1.2.3 Ecoulement fluide au dessus de structures sédimentaires	20
Structure de l'écoulement	20
Effet sur le transport des sédiments	22
1.3 Quelques études sur fond non érodable	23
1.4 Ojectif de notre étude	25
Chapitre 2 Dispositif et méthodes expérimentales	27
2.1 Description du montage expérimental	27
Le canal d'écoulement	27
L'alimentation en eau	28
La mesure du débit	29
L'entrée du canal	29
Le système d'apport en sédiments	30
Le milieu granulaire	31
La zone d'étude	31
2.2 Méthodes de mesure du relief	32
2.2.1 Profil de hauteur par déviation d'une nappe laser	32

2.2.2	Topographie 3D par projection de franges : méthode de Moiré . . .	33
2.3	Mesure du champ de vitesses du fluide par P.I.V.	36
2.3.1	Principe de la P.I.V.	36
2.3.2	Caractérisation de l'écoulement	38
Chapitre 3 Le système d'alimentation en sédiments		43
3.1	Présentation du système	43
3.1.1	Principe	43
3.1.2	Rôle des barreaux en Teflon	44
3.2	Calibration du système	47
3.2.1	Variation de la vitesse de montée	47
3.2.2	Variation de la taille des sédiments	51
3.2.3	Variation du débit d'eau	53
3.3	Limites du système	55
Chapitre 4 Résultats expérimentaux en milieu sédimentaire monodisperse : étude temporelle		59
4.1	Paramètres de l'étude	59
4.2	Morphologie des structures sédimentaires : observation qualitative	62
4.2.1	billes de 100 μm	62
4.2.2	billes de 500 μm	63
4.3	Evolution temporelle des paramètres morphodynamiques	66
4.3.1	Epaisseur moyenne $\langle h \rangle$ et hauteur H	67
	Influence du débit de sédiments Q_{in}	67
	Influence du débit d'eau Q_{eau}	68
	Temps caractéristiques d'équilibre $t_{eq,\langle h \rangle}$ et $t_{eq,H}$ pour les billes de 100 μm	69
	Avec des sédiments de diamètre $d = 500 \mu\text{m}$	70
4.3.2	Vitesse de migration V_d	72
	Avec des sédiments de diamètre $d = 100 \mu\text{m}$	72
	Temps caractéristiques d'équilibre t_{eq,V_d} pour les billes de 100 μm	73
	Avec des sédiments de diamètre $d = 500 \mu\text{m}$	75
4.3.3	Distance crête à crête λ	75
	Temps caractéristiques d'équilibre $t_{eq,\lambda}$ pour les billes de 100 μm .	76
4.3.4	Rapport d'aspect R	78
	Temps caractéristiques d'équilibre $t_{eq,R}$ pour les billes de 100 μm	79
4.4	Bilan	79
4.4.1	Existence d'un état stationnaire	80
4.4.2	Amplitude des fluctuations	81

Chapitre 5 Résultats expérimentaux en milieu sédimentaire monodisperse :	
étude de l'état stationnaire	85
5.1 Article : Experimental study on transient and steady-state dynamics of bed-	
forms in supply limited configuration	85
5.2 Analyses complémentaires	110
5.2.1 Discussion autour de l'épaisseur moyenne et de la hauteur	110
5.2.2 Etude du rapport d'aspect dans l'état stationnaire	111
5.3 Bilan	113
Chapitre 6 Ecoulement et transport au-dessus des dunes	115
6.1 Structure de l'écoulement fluide au-dessus de motifs sédimentaires	115
6.1.1 Etude expérimentale	115
Champ de vitesse moyen de l'écoulement	116
Profils verticaux de vitesse horizontale	120
Turbulence	122
6.2 Contrainte cisailante	125
6.2.1 Au coeur de l'écoulement	125
6.2.2 Près du fond	126
6.3 Transport par suspension : étude qualitative	128
6.4 Bilan	132
Chapitre 7 Etude en milieu sédimentaire bidisperse	135
7.1 Morphologie des structures sédimentaires bidisperses	135
7.1.1 Paramètres des expériences	135
7.1.2 Observations qualitatives	136
7.1.3 Composition des dépôts bidisperses	138
7.2 Evolution temporelle des paramètres $\langle h \rangle$, H et V_d : deux étapes	139
7.2.1 Première étape de l'évolution temporelle	139
7.2.2 Seconde étape de l'évolution temporelle	142
7.3 Etat stationnaire de $\langle h \rangle$, H et V_d pour les dépôts bidisperses	142
7.3.1 Variation de $\langle h \rangle_{eq}$, H_{eq} et V_{deq} avec Q_{in} et Q_{eau}	142
7.3.2 Comparaison avec le cas monodisperse	144
7.4 Bilan	146
Chapitre 8 Conclusion et perspectives	149
Table des figures	155

Préface

Cette thèse a pour objet l'étude expérimentale de la morphodynamique des structures sédimentaires dans des conditions d'apport limité en sédiments. Cette étude s'inscrit dans un contexte où il s'agit de prendre en compte la complexité naturelle des rivières à l'échelle d'un dispositif expérimental afin de mieux appréhender les mécanismes de transport et de dépôt sédimentaire mis en jeu à l'échelle d'un tronçon de rivière.

Le manuscrit est divisé en sept chapitres. Dans le premier chapitre nous présentons le contexte dans lequel se situe notre étude et les objectifs de celle-ci. Nous dressons un état des lieux des connaissances actuelles sur la morphodynamique des structures sédimentaires. Le chapitre 2 présente le dispositif expérimental dans lequel a eu lieu notre étude, ainsi que les méthodes de mesure utilisées.

Le chapitre 3 détaille le principe du système d'alimentation mis en place pour les besoins de l'étude. Ce système permet de limiter et de contrôler l'apport en sédiments dans le chenal.

Dans le chapitre 4 sont présentées dans un premier temps les différentes morphologies obtenues en milieu sédimentaire monodisperse. Puis, nous nous intéressons plus particulièrement à l'évolution temporelle des paramètres morphodynamiques des structures sédimentaires.

Le chapitre 5 présente une étude détaillée de l'état d'équilibre des dépôts de sédiments. Nous nous intéressons à la dépendance des paramètres morphodynamiques à l'équilibre avec les paramètres de contrôle qui sont le débit de sédiments et la vitesse de frottement en entrée du chenal, et la taille des sédiments.

Dans le chapitre 6, nous abordons l'étude de l'écoulement au-dessus de dunes artificielles, et nous nous intéressons au transport de sédiments par suspension.

Enfin, le chapitre 7 présente des résultats préliminaires sur l'étude de la morphodynamique des dépôts de sédiments bidisperses.

$$\begin{aligned}H_{eq} &\approx \frac{1}{u_*^3} \left[k_H + gd\alpha_H \left(\frac{\rho_s}{\rho_f} - 1 \right) Q_{in} \right] \\V_{deq} &\approx k^2 u_*^3 \left[g\alpha_H \left(\frac{\rho_s}{\rho_f} - 1 \right) dQ_{in} + k_H \right] \\u_* &= \sqrt{\frac{\tau_f}{\rho_f}}\end{aligned}$$

Chapitre 1

Introduction

1.1 Structures sédimentaires et transport de sédiments

L'érosion d'un matériau sédimentaire par l'eau se retrouve partout dans la nature. Que ce soit par les vagues, les courants marins ou fluviaux, cette interaction est à l'origine d'une grande variété de structures sédimentaires.

1.1.1 Quelques exemples de structures sédimentaires en milieu fluvial

Dans une rivière, la pente décroît de l'amont vers l'aval, ceci est à l'origine du tri granulométrique qui s'y opère. Ce tri granulométrique est une fonction du dépôt et de l'entraînement sélectif des grains en fonction de leur taille, mais aussi de leur abrasion qui tend à diminuer leur taille. Dans les parties amont de rivières, l'étendue granulométrique est large (blocs, cailloux, graviers, sable, limons), et du fait de la réduction de pente les éléments les plus grossiers vont se déposer. On retrouve alors dans les parties aval, c'est à dire dans les zones de plaine, une étendue granulométrique plus resserrée. Ceci conduit à des structures sédimentaires différentes selon l'endroit de la rivière considéré.

Dans les parties amont où les rivières sont torrentielles, les sédiments fins sont transportés plus en aval, laissant à la surface du lit une couche de matériaux grossiers, qui constituent peu à peu une couche de protection pour les sédiments sous-jacents, les protégeant ainsi de l'érosion. Cette couche de protection, appelée "pavage" (Fig. 1.1a), entraîne une réduction de la capacité de transport solide de la rivière. Ce phénomène de pavage apparaît principalement dans les rivières à graviers.

Dans les parties aval où les rivières sont dans les plaines, la granulométrie est moins étendue, les lits sont principalement constitués de sable et de graviers. On observe alors

différents types de structures sédimentaires :

- Des bancs de sable alternés dans le cours de certains chenaux uniques rectilignes (Nelson, 1990 [1]) (Fig. 1.1b)
- Des rides et des dunes qui sont des structures triangulaires comprenant une pente douce et une face d'avalanche plus pentue sur laquelle a lieu la déposition des sédiments, ce qui contribue à faire avancer la structure. Fourrière (2009) [2] propose une classification de ces structures basée sur les mécanismes responsables de leur formation. Il définit ainsi les rides comme étant des motifs dont la longueur d'onde λ est suffisamment petite devant la hauteur d'eau pour ne pas ressentir la valeur finie de cette dernière. Les rides sont donc des instabilités indépendantes de la hauteur d'eau. A contrario, les dunes sont des structures soumises à un écoulement qui est affecté par la présence de la surface libre. Ces instabilités sont issues de la résonance avec la surface libre.
- Des antidunes qui ont une forme symétrique en phase avec les ondes se déplaçant à la surface de l'eau et qui, contrairement aux rides et aux dunes, remontent le courant ; le mécanisme d'érosion/déposition se faisant dans le sens opposé. Ces structures apparaissent pour des vitesses d'écoulement fluide élevées, et ont généralement été précédées d'autres formes (rides, dunes et lits plats pour des contraintes croissantes) (Simons and Richardson, 1966 [3]).

En s'éloignant un peu du domaine fluvial, on observe également des structures sédimentaires en milieu côtier et sur les fonds marins. On peut en effet trouver des bancs de sable le long des côtes (Fig. 1.1c), qui sont des structures sédimentaires imposantes générées par le mouvement oscillatoire des marées. Leur hauteur peut atteindre plusieurs dizaines de mètres et leur longueur plusieurs kilomètres. L'étude de ces bancs sableux est cruciale afin de répondre aux problèmes d'ensablement tels que ceux rencontrés au Mont Saint Michel ou dans le bassin d'Arcachon.

Lorsque la hauteur d'eau est relativement faible au dessus du fond sableux, l'écoulement oscillant généré par les vagues donne naissance à des rides de plage facilement observables à marée basse, de longueur d'onde de l'ordre de quelques centimètres (Rousseaux, 2003 [4]) (Fig. 1.1d).

Enfin, on retrouve également dans les fonds marins situés à de grandes profondeurs, des structures sédimentaires du même type que celles observées en rivière. Sous l'action des courants dus aux marées des rides de sable peuvent se former, leur longueur d'onde est de l'ordre de quelques centaines de mètres et leur hauteur entre cinq et dix mètres (Santoro et al, 2002 [5]). Des dunes peuvent également apparaître, leur taille et leur forme résultent d'une interaction entre la vitesse et la direction des courants, la profondeur d'eau, ainsi que la disponibilité et la taille des sédiments. Elles sont généralement surmontées de mégarides. Ces dunes font l'objet de nombreuses études car en se déplaçant elles peuvent rendre dangereuse la navigation maritime, comme c'est le cas par exemple dans la Manche ou en

Mer du Nord. Il est donc important d'étudier et de prédire leur évolution et leur dynamique (Idier et al., 2002 [6], Garlan, 2007 [7]).

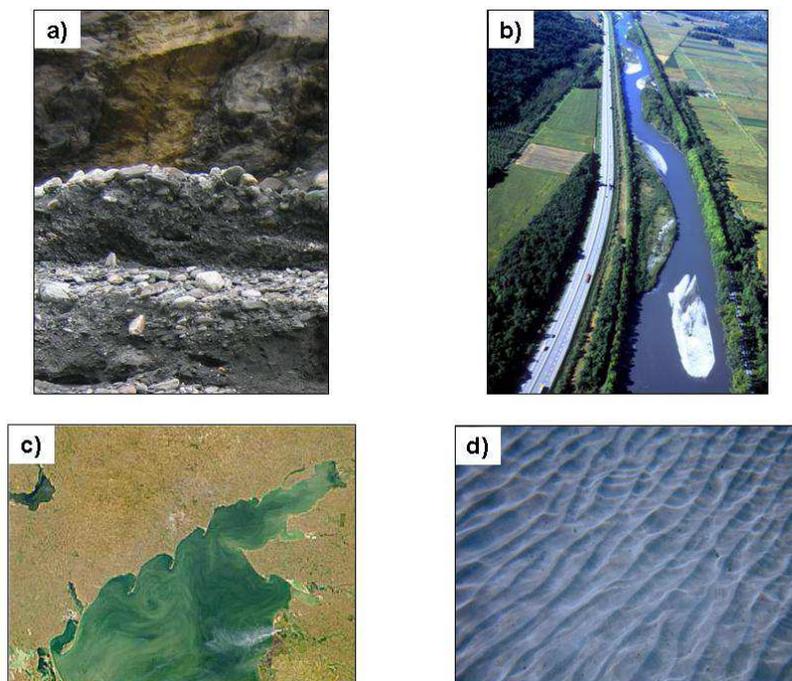


FIGURE 1.1 – a) Couche de pavage. b) Bancs de sable alternés dans une rivière. c) Côte nord de la mer d'Azov. d) Rides de plage (d'après Rousseaux [4]).

1.1.2 Le transport des sédiments

Intéressons nous plus particulièrement au transport de sédiments en milieu fluvial et considérons une rivière dont le fond est constitué de matériaux de tailles différentes.

Les modes de transport

Il y a transport sédimentaire lorsque la force exercée sur les particules est suffisante pour les déplacer. Le transport solide est donc un phénomène à seuil, nous y reviendrons un peu plus loin. On distingue classiquement trois modes principaux de transport qui sont la suspension, la saltation, et le glissement ou roulement.

Le transport par suspension est essentiellement observé dans des écoulements turbulents. Seuls les grains de petites tailles peuvent être maintenus en suspension sur de grandes distances, leur vitesse de chute étant compensée par les fluctuations verticales des vitesses de l'écoulement. Ils se déplacent à une vitesse proche de celle du fluide. Les plus gros grains

eux retombent sur le fond effectuant ainsi des mouvements de saltation. Le nombre de Rouse, qui est le rapport de la vitesse de chute du sédiment sur la vitesse de frottement u_* caractéristique des fluctuations turbulentes du fluide, permet d'identifier le mode de transport prédominant des sédiments : pour $Rouse < 0.8$ le transport se fait principalement par suspension, pour $Rouse > 2.5$ le transport se fait principalement par charriage, enfin pour $0.8 < Rouse < 2.5$, les deux modes de transport coexistent [8]. Nous reviendrons sur le nombre de Rouse et sur les valeurs qu'il prend dans nos expériences dans la section 4.1.

Lors du transport par saltation, les grains effectuent des sauts de longueur quelques dizaines de diamètre et de hauteur quelques diamètres au dessus du lit, ceci à une vitesse relativement grande. Lorsqu'ils rentrent en contact avec le fond, l'énergie emmagasinée lors de leur vol devrait leur permettre de rebondir et de continuer à avancer, tout en délogeant au passage quelques grains du lit. Cependant, dans un liquide contrairement à dans l'air, la quasi-totalité de l'énergie est dissipée à travers le fluide. Cette dissipation est souvent trop importante pour que les grains en saltation rebondissent à nouveau après la collision avec le fond, et réussissent à mettre en mouvement des grains du lit. Le transport par saltation est donc peu efficace.

Le glissement ou roulement est le principal mode de transport des particules dans un liquide lorsque la suspension est absente. Ce type de déplacement est dû à la force de traînée du fluide. Sous son action, les grains glissent et/ou roulent à la surface du lit, ceci relativement lentement tout en restant en contact permanent avec celui-ci. Lorsqu'un grand nombre de grains est mobilisé, ce transport s'apparente au glissement de quelques couches de grains au dessus du lit. Le cisaillement effectif à la surface du lit caractérise ce mode de transport.

Dans la littérature, le transport solide est divisé en deux catégories : la suspension qui comprend uniquement les grains entraînés par le courant turbulent dans toute la section de l'écoulement, et le charriage qui est une translation en masse des matériaux du fond. Dans le transport par charriage, Bagnold (1973) [9] distingue les trois types de mouvement suivants : la saltation, le roulement et le glissement. Graf et Altinakar (1996) [10] définissent le charriage comme : "le mouvement des particules restant en contact étroit avec le fond ; elles se déplacent en glissant, roulant ou sautant (brièvement) ; ce mode de transport concerne les particules relativement grandes". Le charriage et la suspension ont sur la morphologie du lit des influences très différentes. Les matériaux en suspension n'ont pas ou peu d'interaction avec les matériaux du fond, ils ont par conséquent un rôle morphogène peu important. Les matériaux transportés par charriage sont eux en interaction permanente avec le lit, et d'une certaine manière le façonnent.

Les paramètres physiques

Pour décrire le transport de particules par un écoulement fluide, il est nécessaire d'introduire un certain nombre de paramètres physiques.

- d : le diamètre des particules
- L : une longueur caractéristique de l'écoulement
- ρ_p : la masse volumique des particules
- ρ_f : la masse volumique du fluide
- g : la gravité
- ν : la viscosité cinématique du fluide
- η : la viscosité dynamique du fluide
- τ_f : la contrainte exercée par le fluide sur le lit granulaire, i.e. la contrainte cisailante
- u_* : la vitesse de frottement
- $\dot{\gamma}$: taux de cisaillement au niveau du lit granulaire
- U_m : la vitesse moyenne de l'écoulement

En combinant entre eux ces paramètres physiques, on obtient des nombres sans dimension qui permettent de caractériser l'écoulement et l'interaction fluide/particules.

Concernant l'interaction fluide/particules, on observe que pour de faibles vitesses du fluide les particules ne se déplacent pas. Il existe donc un seuil de mise en mouvement à partir duquel les grains commencent à être transportés par le fluide. En 1936, Shields [11] a introduit un nombre sans dimension, appelé nombre de Shields, pour caractériser le seuil de mise en mouvement des grains :

$$\theta = \frac{\tau_f}{(\rho_p - \rho_f)gd} \quad (1.1)$$

Ce nombre est le rapport entre la force qu'exerce le fluide sur les grains, $\tau_f d^2$, appelée force de trainée, et le poids apparent des grains immergés, $(\rho_p - \rho_f)gd^3$. L'expression de τ_f dépend de la nature de l'écoulement selon qu'il est laminaire, $\tau_f = \eta\dot{\gamma}$, ou turbulent, $\tau_f = \rho_f u_*^2$. La force de trainée tendant à mettre les particules en mouvement, et le poids apparent s'y opposant, on peut dire que le nombre de Shields contrôle la stabilité des grains. Shields [11], à partir d'expériences en laboratoire avec un matériau de granulométrie uniforme et pour de faibles pentes, a identifié une valeur critique minimale θ_c pour que le transport ait lieu. Ainsi, pour $\theta > \theta_c$, les grains commencent à se mettre en mouvement sous l'action du fluide. Ses résultats expérimentaux sont représentés sur la diagramme de Shields de la Figure 1.2, où le nombre de Shields critique est représenté en fonction

d'un autre nombre sans dimension, le nombre de Reynolds particulaire. On définit deux nombres de Reynolds particuliers selon que le régime est laminaire : $Re_p = \frac{\dot{\gamma} d^2}{\nu}$; ou turbulent : $Re_p^* = \frac{u_* d}{\nu}$.

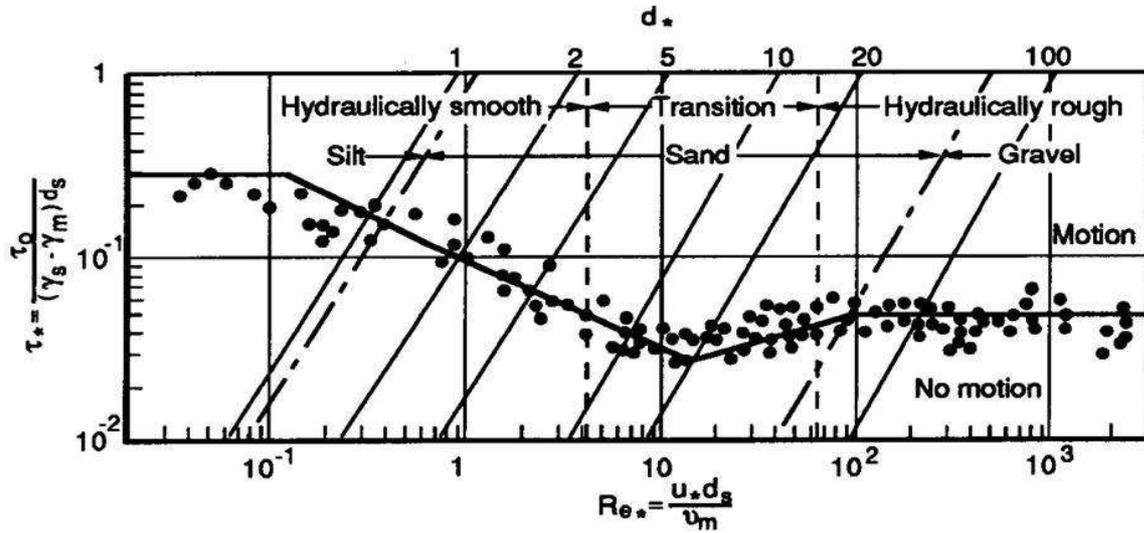


FIGURE 1.2 – Diagramme de Shields (1936), d'après Graf et Altinakar [10] ; Re_* correspond au nombre de Reynolds particulaire dans le cas d'un écoulement turbulent et τ_* correspond au nombre de Shields.

On observe que la courbe de Shields délimite deux zones : une zone où il n'y a pas de transport, et une autre où l'écoulement cisaille le lit de sédiments suffisamment fort pour que les grains soient arrachés. Ainsi, la valeur critique θ_c dépend du nombre de Reynolds particulaire, c'est à dire de la taille des grains et du type d'écoulement fluide. Pour des nombres de Reynolds particulaire très faibles (inférieurs à 10^{-1}) ou très grands (supérieurs à 10^2), la contrainte adimensionnelle seuil est constante ; entre ces deux bornes, θ_c varie avec le nombre de Reynolds particulaire. La valeur du nombre de Reynolds particulaire renseigne également sur le type de régime hydraulique : pour $Re_p^* < 5$ on a un régime lisse, pour $Re_p^* > 70$ un régime rugueux, et entre les deux un régime de transition. Cette dépendance de la contrainte adimensionnelle seuil avec le nombre de Reynolds particulaire a récemment été mise en évidence expérimentalement par Loiseleux et al. (2005) [12] pour un écoulement laminaire (Fig. 1.3). Ils montrent que pour $Re_p > 1$, θ_c tend à décroître comme $1/Re_p$, tandis que pour $Re_p < 1$, θ_c est globalement constant.

La notion de contrainte critique reste néanmoins difficile à définir précisément. En effet, il n'est pas possible que tous les grains d'un lit naturel, avec leurs variations de forme et de disposition, présentent tous la même contrainte de début d'entraînement. De plus, la

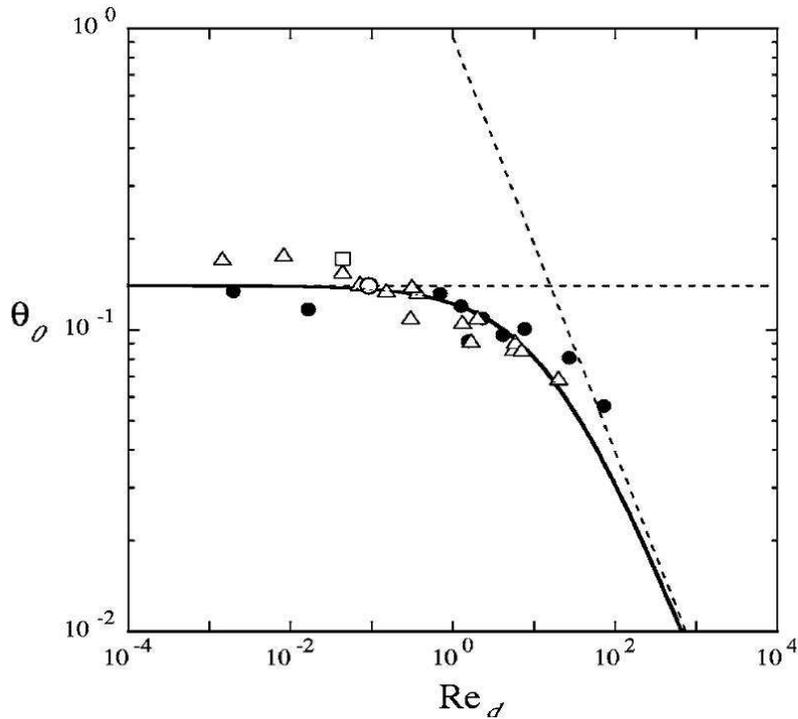


FIGURE 1.3 – Influence du nombre de Reynolds particulaire noté ici Re_d , sur le nombre de Shields critique noté θ_0 (d'après Loiseleux et al., 2005 [12]).

contrainte exercée par l'écoulement sur les grains est fluctuante à cause de la turbulence de l'écoulement. Ces fluctuations font que pour une contrainte moyenne inférieure à la contrainte critique, des grains pourront quand même être entraînés et le transport solide sera non nul. La difficulté à déterminer expérimentalement la valeur de θ_c explique les différences entre les valeurs de Shields critique trouvées dans la littérature (Buffington and Montgomery, 1997 [13]).

Pour caractériser l'écoulement, on utilise le nombre de Reynolds qui correspond au rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses : $Re = \frac{U_m L}{\nu}$. Lorsque $Re > 3000$, l'écoulement est considéré comme turbulent.

Les lois de transport

La connaissance des paramètres physiques qui contrôlent l'interaction fluide/particules, et plus particulièrement le seuil de mise en mouvement des particules est d'autant plus importante que de nombreuses lois de transport font appel à un seuil de transport. Mais la contrainte adimensionnelle seuil reste difficile à évaluer expérimentalement. Elle est par conséquent le plus souvent extrapolée à partir des courbes de débit solide en fonction de la vitesse du fluide.

Malgré de nombreuses études menées sur le terrain ou en laboratoire, destinées à établir des relations permettant d'estimer le débit solide, il n'existe pas de loi universelle de transport solide. Il y a donc un nombre assez important de lois de transport, principalement empiriques ou semi-empiriques, chacune établie dans des conditions particulières. Nous ne présenterons ici qu'un petit aperçu des différentes lois de transport existantes.

Concernant les lois de transport par charriage, DuBoys (1879) [14] fut parmi les premiers à identifier la contrainte cisailante exercée par le fluide sur les grains comme paramètre de contrôle de leur mobilité. Il proposa en outre une expression du débit de particules q_p en régime permanent, qui fait intervenir une contrainte seuil de mise en mouvement des sédiments. Au cours du siècle qui suivit, la majorité des expressions du débit de particules q_p proposées se basèrent sur le même modèle. Parmi les lois de transport par charriage les plus utilisées, on peut notamment citer celle de Meyer-Peter et Müller (1948) [15], qui relie le débit volumique de particules adimensionné Q_p à l'écart du nombre de Shields à sa valeur critique. Cette formule a été calée à partir d'expériences en laboratoire sur du gravier et du sable grossier (certaines expériences étant à lit plat, d'autres présentant des formes de fond) à transport modéré ($\theta_c < \theta < 2\theta_c$).

$$Q_p = \frac{q_p}{\sqrt{\left(\frac{\rho_p}{\rho_f} - 1\right) \cdot g \cdot d_{50}^3}} = 8(\beta\theta - \theta_c)^{\frac{3}{2}} \quad (1.2)$$

où $\beta = \left(\frac{K_s}{K_p}\right)^{\frac{3}{2}}$ est un paramètre adimensionnel qui tient compte de la présence de dunes. K_p , en $m^{1/3}/s$, est le coefficient de rugosité du fond ou coefficient de Strickler de peau, il permet d'évaluer la contrainte liée au frottement de l'écoulement sur les grains. Dans le cas d'une rivière à lit de gravier et à berges non végétalisées, des formules empiriques ont pu être établies, entre autres la formule de Strickler : $K_p = 21/d_{50}^{1/6}$ (pour une granulométrie étroite), et la loi de Meyer-Peter et Müller : $K_p = 26/d_{90}^{1/6}$ (pour une granulométrie étendue) ; avec d_n le diamètre des grains (en m) tel que $n\%$ en poids aient un diamètre inférieur à n . Le paramètre K_s , en $m^{1/3}/s$, est le coefficient de Strickler total, il prend en compte la contrainte de forme due à la présence de dunes et la contrainte de peau liée aux grains eux-mêmes.

La loi de Meyer-Peter et Müller a pour principal avantage sa simplicité, c'est pourquoi elle reste aujourd'hui une des lois de référence pour le transport solide par charriage. Nous pouvons également citer la loi de Smart et Jaeggi (1993) [16], qui s'applique dans le cas de rivières à fortes pentes (comprises entre 3 et 20 %), pour lesquelles la loi de Meyer-Peter et Müller donnait des résultats trop faibles. De manière générale, la majorité des lois de

transport par charriage proposées dans la littérature s'écrivent sous la forme :

$$Q_p = a\theta^n (\theta - \theta_c)^m \quad (1.3)$$

où a , n et m sont des facteurs numériques qui dépendent des auteurs.

Les expériences de Recking (2006) [17] en canal à forte pente ont montré que si une loi du type "Meyer-Peter et Müller" [15] rend bien compte des mesures de débits solides pour les transports modérés de sédiments, dans le cas des transports élevés (pour $\theta > 5\theta_c$ environ) le transport suit plutôt une loi s'appuyant sur la contrainte adimensionnelle θ à une puissance $5/2$.

Il existe également des lois de transport total, pour lesquelles certains auteurs distinguent la partie en charriage et la partie en suspension, tandis que d'autres moyennent les deux termes dans une seule expression. Nous pouvons citer l'approche probabiliste d'Einstein (1950) [18], qui en s'appuyant sur des concepts hydrodynamiques, a proposé une loi constituée d'un terme en suspension et d'un terme en charriage qui ne fait pas intervenir de seuil de mise en mouvement des grains. Citons également la loi empirique d'Engelund et Hansen (1967) [19] qui tient compte de l'éventuelle présence de dunes, et qui a été validée sur de nombreuses mesures expérimentales. Comme la plupart des lois de transport solide total, cette loi ne fait pas non plus intervenir de seuil de mise en mouvement des particules, mais s'appuie sur la contrainte adimensionnelle θ à la puissance $5/2$.

Si les lois semi-empiriques sont pour la plupart très simples d'utilisation, elles ne sont généralement valables que dans des conditions expérimentales précises, et sont donc à utiliser avec précaution. Même pour celles dont les résultats sont satisfaisants, il existe des limitations importantes telles que :

- La granulométrie étendue qui n'est pas vraiment prise en compte puisque les lois utilisent le diamètre médian d_{50} des sédiments.
- Le pavage qui donne un débit solide plus faible que celui prévu par les lois. C'est la raison pour laquelle on dit que les lois de transport fournissent la capacité maximale de transport, c'est à dire le débit solide maximum que peut transporter le fluide pour des conditions hydrauliques données.
- Le seuil de mise en mouvement qui est difficile à déterminer. Par conséquent, les lois de transport donnent une bonne approximation du débit solide loin du seuil, mais peuvent conduire à des erreurs importantes près du seuil.

Une revue complète des différents modèles de transport que l'on peut trouver dans la littérature a été effectuée par Kouakou (2005) [20].

1.2 Etat des connaissances

1.2.1 Un peu d'histoire

L'étude des structures sédimentaires en milieu naturel n'est pas toujours chose aisée, les paramètres du milieu pouvant présenter de fortes variabilités qui rendent difficile l'obtention de mesures fiables. C'est pourquoi, afin de comprendre les processus mis en jeu dans la formation des structures sédimentaires ainsi que leur comportement à plus ou moins long-terme, les scientifiques se sont mis à réaliser des études expérimentales en laboratoire à plus petites échelles dans des conditions parfaitement contrôlées. Les premières études en la matière datent du *XIX^e* : de Candolle (1882) [21] et Lady Ayrton (1910) [22] soumettent à des oscillations une cuve rectangulaire remplie d'eau dans laquelle une couche de sable a été déposée sur le fond. Ils observent ainsi l'apparition de rides engendrées par les ondes stationnaires créées à la surface de l'eau. De son côté, Darwin (1883) [23] adopte une géométrie circulaire et y observe la formation de rides radiales. L'utilisation d'encre lui permettra de plus de visualiser les tourbillons. En 1946, Bagnold [24] utilise un système de plaques oscillantes sous un fluide statique pour observer la formation de structures sédimentaires (Fig. 1.4). Il sera le premier à donner une classifications des rides stables obtenues sous écoulement oscillant, proposant les deux terminologies suivantes :

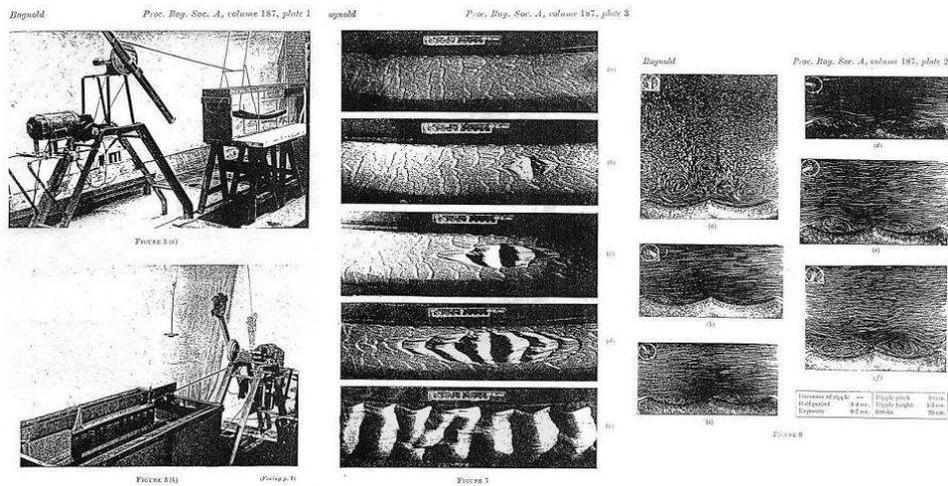


FIGURE 1.4 – Montage expérimental et observations de Bagnold (1946) [24].

- Les rides à grains roulants : ce sont des structures de petite taille, caractérisées par une longueur d'onde assez stable, et facilement reconnaissable à la fine couche de grains mobiles à l'interface (Fig. 1.5a).

- Les rides à tourbillon : ce sont des structures de taille plus importante que les précédentes, caractérisées par la présence de tourbillons issus du détachement de la couche limite au niveau des crêtes (Fig. 1.5b).

Au travers de ses expériences, Bagnold montre en particulier que la longueur d'onde finale des rides à tourbillon est indépendante de la fréquence des oscillations, et dépend uniquement de leur amplitude. Il mesure aussi le seuil de mise en mouvement des grains en présence d'un écoulement oscillant.

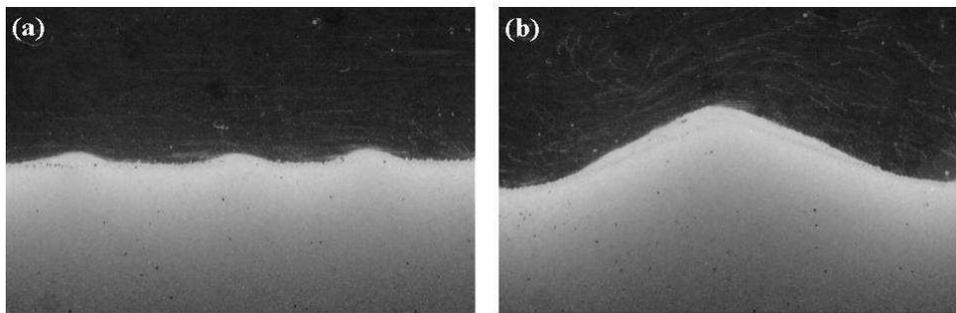


FIGURE 1.5 – Photographies : a) de rides à grains roulants. b) de ride à tourbillon (d'après Rousseaux (2003) [4]).

1.2.2 Etude des structures sédimentaires

Sous écoulement oscillant

Les études expérimentales sous écoulement oscillant ont lieu aussi bien en géométrie circulaire avec un plateau supérieur oscillant (Stegner and Wesfreid, 1999 [25], que dans un canal hydraulique à vagues (Jarno-Druaux et al., 2004 [26]). Une première hypothèse pour expliquer la formation des rides à grains roulants est émise en 1976 par Sleath [27] : la forme des rides induirait un écoulement secondaire analogue à celui créé par un fond ondulé. Cet effet serait du au terme non-linéaire de l'équation de Navier-Stokes qui, à partir d'un écoulement périodique, peut engendrer une perturbation indépendante du temps qui se superposerait à l'écoulement principal. Plus récemment, Stegner and Wesfreid (1999) [25] puis Rousseaux (2003) [4] ont étudié la formation de structures sédimentaires dans une cellule de Couette oscillante (Fig. 1.6a). Dans un premier temps apparaissent des rides à grains roulants dont la longueur d'onde dépend de l'amplitude des oscillations, du diamètre des grains et de l'épaisseur de la couche de Stokes (Rousseaux et al., 2004 [28]). Ces rides croissent par coalescence (Fig. 1.6b). Si la sollicitation dure suffisamment longtemps, les rides à grain roulant transitent vers les rides à tourbillon qui finissent par

atteindre un état stable dans lequel leur longueur d'onde est proportionnelle à l'amplitude des oscillations. Grâce à la visualisation de l'écoulement autour des rides, Rousseaux (2003) [4] a également mis en évidence l'existence d'un tourbillon transitoire apparaissant au moment du retournement de l'écoulement principal au-dessus des rides à grain roulant. Ceci tend à montrer qu'il n'y aurait pas de réelle différence de mécanismes entre les deux types de rides comme le laissait supposer Bagnold (1946) [24]. Enfin, Andersen (2001) [29] a proposé un modèle phénoménologique pour décrire la coalescence des rides, en introduisant une fonction d'échange qui caractérise le transport de matière entre deux rides à tourbillon voisines.

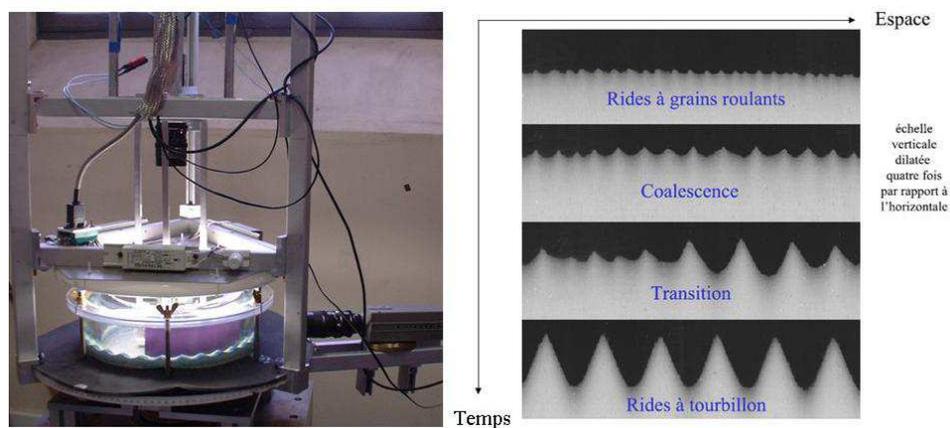


FIGURE 1.6 – a) Cellule de Couette oscillante. b) Evolution temporelle des rides à grains roulants vers les rides à tourbillon (d'après Rousseaux (2003) [4]).

Sous écoulement continu

Pour les études expérimentales sous écoulement continu, on rencontre principalement deux types de géométrie : des canaux hydrauliques et des géométries circulaires sans surface libre de type couette (Betat et al, 1999 [30] ; Mouilleron-Arnould, 2002 [31]). Les canaux hydrauliques peuvent être à surface libre (Coleman and Eling, 2000 [32] ; Ancy et al., 2003 [33]), ou sans surface libre (Doppler, 2005 [34] ; Langlois, 2005 [35]), et plus ou moins inclinés.

Les structures sédimentaires issues de la déformation d'un lit de grains soumis à un cisaillement continu présentent un profil triangulaire asymétrique, tant qu'elles restent bidimensionnelles. Ceci est valable aussi bien pour les structures observées au fond des rivières, que pour celles obtenues en laboratoire. Elles possèdent en amont une face en pente douce, et en aval une face d'avalanche dont la pente est proche de l'angle maximal de stabilité (Coleman and Melville, 1994 [36]). Le mécanisme de base de l'instabilité

à l'origine de la formation des structures sédimentaires sous écoulement continu est bien connu. En 1963, Kennedy [37] met en évidence le fait qu'il existe un déphasage entre le maximum de la contrainte cisailante du fluide et les sommets de l'interface fluide/milieu granulaire. Ce déphasage découle de la prise en compte de l'inertie du fluide, et est à l'origine de la formation des structures sédimentaires. Il a été calculé pour la première fois pour un écoulement turbulent par Engelund en 1970 [38], puis plus tard en 2000 pour un écoulement laminaire par Charru and Hinch [39].

La formation de structures sédimentaires a été étudiée sous écoulement continu laminaire et turbulent.

- Sous écoulement laminaire :

En 2002, Mouilleron-Arnould [31] en configuration de Couette cylindrique, observe que les rides qui apparaissent évoluent très rapidement avant d'atteindre un état saturé en longueur d'onde et en amplitude. Ses expériences lui permettent de mettre en évidence une loi reliant la longueur d'onde finale des rides, le diamètre des grains d et le nombre de Reynolds particulaire Re_p :

$$\frac{\lambda_f}{d} = 490 Re_p^{-0.36} \quad (1.4)$$

Plus récemment, Ouriemi (2007) [40], en utilisant un tube en verre contenant un lit de grains soumis à un écoulement allant du laminaire au turbulent, a mis en évidence l'existence de cinq régimes différents d'évolution du milieu granulaire, dont trois présentent une déformation du lit : formation de petites dunes, formation de dunes à vortex, et formation de dunes sinueuses. Elle a montré qu'au cours du temps, les petites dunes se déplacent en gardant une amplitude relativement constante tandis que leur longueur d'onde augmente. Le lit n'étant pas alimenté en sédiments, une fois les dunes sorties du tube, il reste un lit plat, dont la surface supérieure continue légèrement à avancer avant de s'immobiliser. A contrario, l'amplitude et la longueur d'onde des dunes à vortex augmentent au cours du temps tandis que leur vitesse de migration diminue jusqu'à ce que les dunes s'immobilisent complètement. Il n'y a alors plus aucun mouvement du milieu granulaire. Avec ce dispositif sans réalimentation en sédiments, Ouriemi a pu suivre l'évolution complète d'un lit de sédiments cisailé par un écoulement fluide.

- Sous écoulement turbulent :

Les écoulements turbulents étant principalement ceux que l'on retrouve dans le milieu naturel, beaucoup d'expériences en laboratoire ont lieu dans ce régime. Elles étudient la formation et l'évolution de structures granulaires issues du cisaillement par un écoulement fluide d'un lit de grains, en s'intéressant au comportement au cours du temps de paramètres

caractéristiques tels que, la longueur d’onde, l’amplitude des structures, et leur vitesse de migration. En canal hydraulique avec un écoulement turbulent, les structures sédimentaires de type rides, apparaissent avec une longueur d’onde initiale comprise entre 100 et 300 fois le diamètre des grains. A partir d’expériences réalisées en canal linéaire, Coleman and Melville (1996) [41] remarquent que les rides croissent principalement par coalescence, si bien qu’après avoir atteint un maximum, le nombre de rides décroît avec le temps. Ils proposent également une loi expérimentale, $c \propto A^{-1.3}$, reliant la vitesse de migration des rides c et l’amplitude des rides A ; ainsi qu’une loi empirique, assez semblable à celle de Mouilleron-Arnould (Eq. (1.5)) reliant la longueur d’onde initiale des rides λ_i , le diamètre des grains d et le nombre de Reynolds particulière Re_p^* :

$$\frac{\lambda_i}{d} = 10^{5/2} Re_p^{*-0.2} \quad (1.5)$$

En 1999, Betat et al [30], dans une géométrie Couette plan, observent également la formation de rides dont l’amplitude présente un premier régime de croissance exponentielle rapide, suivi d’une saturation de l’amplitude moyenne. Ils montrent de plus que le temps nécessaire pour atteindre l’état d’équilibre augmente progressivement à mesure que la contrainte cisailante se rapproche de la contrainte seuil.

La dynamique des structures sédimentaires se caractérise essentiellement par le phénomène de mûrissement, c’est à dire par un accroissement de la longueur d’onde au cours du temps, et son éventuel arrêt. Une importante question concernant l’évolution des structures sédimentaires obtenues sous cisaillement fluide, est de savoir si l’amplitude et la longueur d’onde finissent par atteindre un état stationnaire, ceci indépendamment du dispositif expérimental. Dans un canal annulaire avec une très faible profondeur d’eau, Betat et al (2002) [42] observent une saturation de l’amplitude et de la longueur d’onde des rides au bout de temps assez longs. Il se posent néanmoins la question de l’influence de la taille finie et réduite du montage expérimental. Il est en effet bon de noter que de nombreuses expériences sans surface libre ont lieu dans des dispositifs expérimentaux où l’effet de taille finie peut avoir une forte influence sur les résultats. Dans un canal plus large et plus profond, Baas (1999) [43] observe une saturation de la longueur d’onde, mais elle coïncide avec un changement notable de la morphologie des rides. Plus récemment, Langlois (2005) [35] a observé la formation de rides dans un canal rectangulaire, dont la longueur d’onde initiale semble dépendre du diamètre des grains. Les observations aux temps longs montrent une augmentation de l’amplitude et de la longueur d’onde des rides, qui tendent lentement vers un état stationnaire. Il observe également une transition des rides bidimensionnelles vers des structures tridimensionnelles. Dans les expériences réalisées en canal, on peut obtenir des structures semblables à celles observées en éolien pour un flux unidirectionnel telles que : les barchanes qui sont des dépôts sédimentaires isolés, les rides ou dunes transverses

qui sont des structures 2D (ligne de crête rectiligne), et les rides ou dunes barchanoïdes qui sont des structures 3D (ligne de crête sinueuse) (Fig. 1.7). Raudkivi (1997) [44] et Baas (1999) [43] ont également obtenu d'autres structures tridimensionnelles comme les rides "briques" ou en écailles. La Figure 1.8 montre la transition des rides sinueuses vers les rides en écailles.



FIGURE 1.7 – Géométries de structures sédimentaires obtenues en chenal.

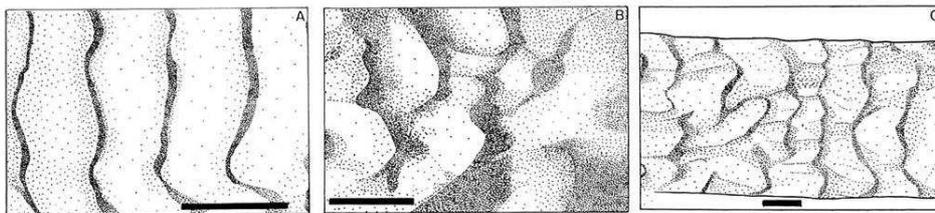


FIGURE 1.8 – Transition vers les rides tridimensionnelles en écailles (d'après Baas (1999) [43]).

Si certaines expériences en laboratoire peuvent paraître assez éloignées des conditions réelles du milieu naturel, par exemple lorsqu'elles s'affranchissent de l'effet de la surface libre, utilisent une granulométrie uniforme, ou ont lieu en géométrie confinée ; ces simplifications sont toutefois nécessaires si l'on veut pouvoir comprendre le rôle de chaque paramètre et les mécanismes physiques en jeu à l'échelle du grain. Ceci intéresse plus particulièrement les physiciens qui travaillent sur des expériences modèles simplifiées, alors que les géologues cherchent plutôt à reproduire en laboratoire le comportement du milieu naturel de façon plus fidèle, en travaillant en surface libre avec une granulométrie étendue et une géométrie non confinée. Il existe ainsi des expériences qui cherchent à reproduire en laboratoire des phénomènes précis observés dans la nature. Par exemple le phénomène de tri granulométrique et ses conséquences sur le transport de sédiments (Recking, 2006 [17]), mais aussi l'impact de la variabilité du flux d'eau sur le transport de sédiments (Admiraal et al, 2000 [45] ; Kwan et al, 2003 [46]) et sur la topographie et granulométrie du lit (Wong and Parker, 2006 [47] ; Hassan and Parker, 2006 [48]). Ces études sont le plus souvent complétées par des données issues d'expériences sur le terrain.

De nombreux modèles tentent de décrire la formation et le développement des structures sédimentaires, que ce soit sous écoulement oscillant ou continu. Une difficulté majeure réside dans la description de l'écoulement fluide au dessus de ces structures. En effet, selon l'amplitude de la déformation du lit, l'écoulement fluide est plus ou moins affecté. Cela entraîne une perturbation de la quantité de grains transportés, et donc, par conservation de la masse, une modification de la forme des motifs et/ou de leur migration. Une description précise de l'écoulement fluide au niveau des structures et de l'effet qu'il a sur les grains, est donc nécessaire pour obtenir un modèle de prédiction correct.

1.2.3 Ecoulement fluide au dessus de structures sédimentaires

Structure de l'écoulement

La détermination et la compréhension de la structure d'un écoulement fluide au dessus de motifs sédimentaires, c'est à dire les caractéristiques du flux moyen et turbulent, ont fait l'objet de nombreuses études ces quinze dernières années.

L'écoulement fluide au dessus de dunes asymétriques, générées par un écoulement stationnaire uniforme unidirectionnel, peut être décomposé en cinq régions majeures (McLean and Smith, 1979, 1986 [49][50]; Nelson and Smith, 1989 [51]; McLean, 1990 [52]; Nelson et al., 1993 [53]; McLean et al., 1994, 1999a, 1999b [54][55][56]; Bennett and Best, 1995 [57]; Maddux et al., 2003a, 2003b [58][59]; Kleinhans, 2004 [60]) (Fig. 1.9) : (1) une zone de décollement de la couche limite au niveau de la face d'avalanche, le rattachement a lieu à une distance équivalente à 4 à 6 fois la taille de la dune en aval de la crête de la dune. (2) Une couche de cisaillement est générée à la frontière de la zone de séparation, elle sépare cette zone de recirculation de l'écoulement fluide au-dessus; de la turbulence a grande échelle est générée sous forme d'instabilités de Kelvin -Helmholtz le long de la couche de cisaillement. (3) Une zone d'écoulement libre en expansion. (4) En aval de la zone de rattachement, une nouvelle couche limite interne grossit à mesure que le fluide se rétablit et développe un profil de vitesse plus logarithmique. (5) Le maximum de vitesse horizontale a lieu au-dessus de la crête de la dune.

Cette structure du fluide générée par la présence de dunes asymétriques a de nombreuses implications pour la résistance à l'écoulement, la contrainte cisailante sur le lit, et le transport de sédiments. Par exemple, prédire le transport de sédiments au-dessus de dunes repose sur la capacité à estimer la contrainte cisailante au-dessus de la dune, et de la relier aux lois de transport de sédiments [55][56]. De nombreuses études ont souligné l'importance de la structure turbulente du fluide au-dessus des dunes dans la détermination

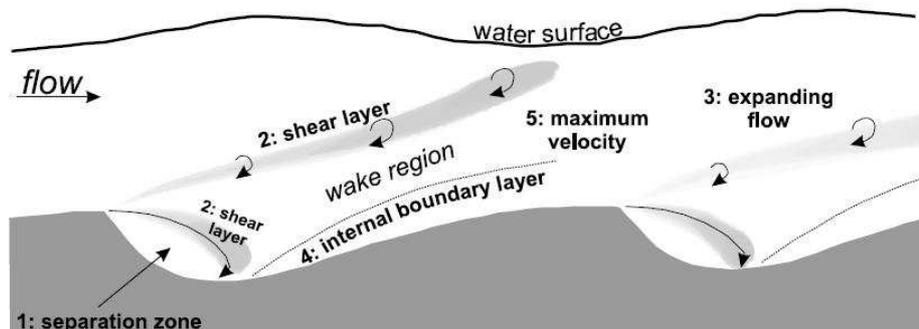


FIGURE 1.9 – Schéma des principales régions du flux au-dessus de dunes 2D asymétriques (d’après Best (2005) [61]).

des contraintes cisailantes basales instantanées [53][55], des taux de transport local par charriage, et de sédiments en suspension ; et donc dans le contrôle de la morphologie de la surface du lit et la topographie de la surface libre [57]. La turbulence, au-dessus de dunes classiques asymétriques, est dominée par l’influence de la zone de recirculation et la vorticité générée le long de la couche de cisaillement (Cf. Fig. 1.9).

Malgré des avancées notables concernant la structure du fluide et la dynamique des sédiments au-dessus de dunes, beaucoup de ces connaissances ont été obtenues à partir d’expériences présentant des conditions aux limites simplifiées (par exemple, des dunes 2D artificielles sous écoulement stationnaire), qui n’ont pas permis d’étudier des écoulements plus complexes et des morphologies typiques des rivières naturelles.

La question de l’influence de la morphologie 3D des dunes sur l’écoulement fluide n’a été abordé que relativement récemment. Venditti et al. (2005) [62] soutient que toute dune peut éventuellement devenir tridimensionnelle, si des excès ou des manques mineurs en sédiments ont lieu d’une dune à l’autre. Les travaux de Baas et al. [63] [64] [43] partagent ce point de vue que la transition entre structures sédimentaires 2D et 3D est inévitable. Maddux et al. (2003) [58][59] ont présenté la première étude détaillée d’un écoulement fluide au-dessus de dunes fixes tridimensionnelles, qui sont bidimensionnelles dans la largeur, mais dont la hauteur de la ligne de crête varie introduisant une morphologie 3D. Ils ont montré que, si la résistance à l’écoulement des dunes 3D est plus importante que celle des dunes 2D, le turbulence générée par les dunes 3D est par contre plus faible. En cause la formation d’écoulements secondaires liés à la sinuositt   de la ligne de crête des dunes 3D. Parsons et al. (2005) [65] présentent des mesures sur l’écoulement fluide au-dessus de dunes tridimensionnelles en rivière naturelle sableuse et concluent que la tridimensionnalitt   des dunes est liée à la morphologie de la dune en amont, dont les changements de sinuositt   et

les jonctions/bifurcations de la ligne de crête influencent de manière significative la forme de la dune en aval. Ils observent également que les dunes à ligne de crête sinueuse possèdent des zones de vitesse verticale plus larges et mieux structurées, et des zones de recirculation plus petites que les dunes 2D à ligne de crête rectiligne. La ligne de crête de nombreuses dunes naturelles est fortement incurvée, ce qui crée des zones préférentielles d'érosion sur la face exposée de la dune, qui influencent grandement la dynamique de l'écoulement. Les observations sur le terrain soulignent la présence d'évènements turbulents intenses à grande échelle au-dessus des structures 3D.

Il est ainsi clair que la structure de l'écoulement fluide au-dessus de dunes 3D est très différente de celle obtenue dans les nombreuses études concernant les dunes 2D. L'application de certaines de ces études au milieu naturel requiert donc de prendre quelques précautions.

Effet sur le transport des sédiments

L'influence de la structure de l'écoulement fluide sur le transport de grains au niveau de dunes 2D a intéressé de nombreux auteurs. Que ce soit au dessus de dunes artificielles rigides (McLean et al, 1994 [54] ; Bennett and Best, 1995 [57]), ou au dessus de véritables dunes de sable mobiles (Raudkivi, 1966 [66] ; Wren et al, 2007 [67]), les auteurs s'accordent à dire que le transport de sédiments est profondément affecté par les fluctuations temporelles de la structure de l'écoulement fluide près du lit. McLean et al (1994) [54] et Bennett and Best (1995) [57] observent qu'au dessus de la cellule de recirculation les fortes intensités de turbulence et les contraintes de Reynolds (qui manifestent l'influence des fluctuations sur l'écoulement moyen) sont à l'origine de taux élevés de sédiments entraînés et mis en suspension. Des analyses récentes d'images de grains en mouvement, réalisées par Ha and Chough (2003) [68], confirment que la concentration de sédiments en suspension est plus importante en aval des crêtes des dunes (près du point de rattachement du fluide) qu'au niveau de leur face abritée. Ils rapportent également que les grains entraînés coagulent de façon intermittente dans la couche de cisaillement. Une forte concentration de sédiments en suspension près du point de rattachement de l'écoulement avait déjà été observée auparavant (Kostachuck and Church, 1993 [69] ; Nezu and Nakagawa, 1993 [70]). Dans la région où l'écoulement est influencé par la présence de dunes, la concentration de sédiments en suspension et les caractéristiques de la turbulence locale sont très faiblement couplées, ce qui avait déjà été observé par Venditti and Bennett (2000 [71]). Il est possible que dans cette région, les conditions en amont ont un rôle plus important sur la suspension de sédiments que les caractéristiques de la turbulence locale.

En s'intéressant à l'interaction entre deux dunes de sable plus ou moins espacées sou-

mises à un écoulement fluide, Jerolmack and Mohrig (2005) [72] observent que si le transport de sédiments est minimal lorsqu'il n'y a qu'une seule dune, il est augmenté de façon significative en présence de deux dunes. Ils remarquent également que le flux de sédiments est toujours plus important au niveau de la crête de la seconde dune ; la différence avec le flux de grains au niveau de la crête de la première dune étant d'autant plus grande que les deux structures sont proches. En fait, la seconde dune subit les effets causés par la première sur le flux, c'est à dire une augmentation des fluctuations de vitesse turbulente au niveau de la face abritée de la dune et donc, une amélioration du taux de transport des sédiments. Ils observent de plus que la seconde dune a aussi un effet sur la première, puisque le flux de sédiments au niveau du premier motif est toujours plus important quand deux motifs sont présents quelque soit leur espacement, que lorsqu'il n'y en a qu'un seul. Les auteurs soulignent de plus que pour bien comprendre ce qu'il se passe à l'interface fluide-grains, une description de la topographie avec une fine résolution spatiale et temporelle est nécessaire.

1.3 Quelques études sur fond non érodable

La majorité des études expérimentales sur la formation et l'évolution de structures sédimentaires ont lieu dans des dispositifs contenant un fond érodable suffisamment épais de façon à avoir une source inépuisable de sédiments. En effet, ce type de dispositif permet de reproduire de façon assez fidèle le développement d'instabilités observées sur le fond sableux des rivières ou en milieu côtier, c'est à dire là où le sédiment est disponible et érodable. Toutefois, des études expérimentales en laboratoire ont aussi lieu dans des dispositifs présentant des fonds non érodables avec un apport en sédiments limité. Ces expériences permettent de contrôler plus précisément certains paramètres tel que le débit de sédiments, mais également de s'affranchir de certaines contraintes.

Par exemple, les limitations intrinsèques des études de terrain ne permettant pas d'étudier convenablement la dynamique et la morphologie des barchanes éoliennes, Hersen (2004) [73] a réussi à reproduire en laboratoire des barchanes aquatiques dans des conditions contrôlées, en cisillant par un écoulement fluide une couche très fine ou un tas de sable. De taille environ 1000 fois plus petite que leurs cousines éoliennes, ces barchanes aquatiques présentent cependant la même morphologie et la même dynamique que ces dernières (Fig. 1.10).

Hersen a mis en évidence un lien formel entre les barchanes aquatiques et éoliennes, qui se trouve être contrôlé par le flux de sédiments. Cette étude lui a permis d'observer la formation et la dynamique des barchanes de façon détaillée.

En utilisant le même type de dispositif, dans un chenal rectiligne à fond rigide lisse,

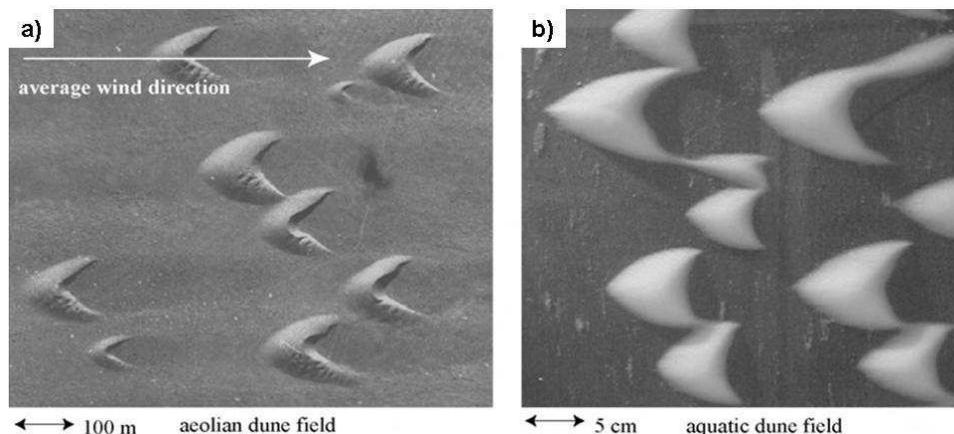


FIGURE 1.10 – Champs de barchanes éoliennes (a) et aquatiques (b) (d’après Hersen (2004) [73]).

Noritaka et al (2005) [74] observent la formation d’un champ de barchanes, à partir du cisaillement par un écoulement fluide d’une mince couche de sable en entrée du chenal. Ils mettent en évidence deux types de formation des barchanes : soit elles se forment à partir de la séparation de dunes barchanoïdes, soit à partir d’un petit agrégat de sable dans la partie aval du chenal pauvre en sédiments. Dans tous les cas, une fois le système stable, leur morphologie et leur dynamique sont similaires à celles des barchanes éoliennes.

Dans une configuration se rapprochant du milieu naturel, Kleinhans et al. (2002, 2005) [75][76] et Tuijnder et al. (2009) [77] étudient la morphodynamique des dunes se formant dans des conditions d’alimentation en débit de sédiments limité. Kleinhans et al. (2002) [75] se sont intéressés à la stabilité de structures sédimentaires polydisperses (sable et graviers) dans le cas d’apport limité en sédiments. Leurs expériences en laboratoire et en rivière ont mis en évidence que les caractéristiques des structures sédimentaires sont partiellement ou complètement liées à l’apport en sédiments venant de l’amont. Tuijnder et al. (2009) [77], ont également étudié les dimensions des structures sédimentaires en condition d’apport limité en sédiments. De la même façon, ils observent qu’une diminution de l’apport en sédiments limite la taille des structures sédimentaires, et qu’une augmentation de l’apport augmente l’irrégularité des structures sédimentaires qui deviennent alors tridimensionnelles. Ces deux études prennent en compte la complexité du milieu naturel dans la mesure où la polydispersité des sédiments et leur apport limité sont intégrés aux expériences.

1.4 Ojectif de notre étude

Notre étude se place dans des conditions expérimentales similaires à celles de Kleinhans et al. (2002, 2005) [75][76] et Tuijnder et al. (2009) [77], dans le sens où notre configuration expérimentale présente un fond fixe et un système d'alimentation en sédiments qui permet de contrôler et de limiter l'apport en grains.

D'un point de vue physique, l'objectif de notre étude est d'étudier l'influence de l'apport en sédiments sur la formation et l'évolution des structures sédimentaires. Pour cela nous avons adopté une approche simplifiée en ne faisant varier dans nos expériences que trois paramètres caractérisant nos conditions aux limites : le débit solide de sédiments en entrée du chenal, la vitesse de cisaillement en entrée du chenal et la taille des sédiments. D'un point de vue géologique, un des objectifs est d'essayer d'utiliser la morphologie d'un train de dunes (des dunes fossiles par exemple) pour obtenir des informations sur ces conditions aux limites. Peut-on, à partir de la morphologie en coupe de structures sédimentaires (hauteur et longueur d'onde), remonter au débit de sédiments et à la vitesse de cisaillement.

Notre dispositif expérimental, qui comprend un système d'apport en sédiments contrôlé indépendamment du débit d'eau et qui grâce à son système d'acquisition permet une étude précise des caractéristiques morphologiques et dynamiques des structures, est un système bien adapté à l'étude des processus de formation et d'évolution des structures sédimentaires en conditions limitée d'apport en grains [78].

Chapitre 2

Dispositif et méthodes expérimentales

Dans ce chapitre, nous allons présenter dans un premier temps le montage expérimental utilisé pour l'étude du transport de sédiments et des instabilités morphologiques associées. Dans un second temps, nous verrons les méthodes de mesure mises en place afin d'obtenir la topographie du fond du canal, et le champ de vitesses de l'écoulement.

2.1 Description du montage expérimental

Le canal d'écoulement

Le dispositif expérimental utilisé est un canal rectiligne de largeur $l = 120 \text{ mm}$, de profondeur maximale 77 mm, et de longueur totale 3 m ; la longueur utile étant approximativement 2 m (Fig. 2.1). La profondeur du canal peut être réduite au moyen de plaques disposées sur le fond qui constituent ce que l'on appellera le substrat. Dans notre étude, la hauteur d'eau h_{eau} varie entre 27 et 37 mm ; on a donc placé au fond du chenal un substrat d'épaisseur comprise entre 40 et 50 mm selon la hauteur d'eau souhaitée. Le chenal ne présente pas de surface libre, un couvercle est maintenu fermé au dessus de l'écoulement, au moyen de "sauterelles" d'un côté et de charnières de l'autre. Afin de faciliter le remplissage du canal et l'évacuation des bulles d'air, celui-ci est légèrement incliné d'environ 0.5° dans le sens de l'écoulement. Le canal est entièrement en plexiglas, ce qui permet une vision latérale et verticale. Le bâti du chenal est équipé de montants permettant la fixation d'appareils de mesure (caméra, laser, vidéo-projecteur, etc.) à différents endroits au-dessus du chenal. A la sortie du canal, l'eau s'écoule dans une cuve contenant un filtre qui récupère les grains qu'elle contient ; l'eau ainsi filtrée retourne au moyen d'une pompe vers l'entrée du canal, le canal fonctionne en système fermé. La section de sortie a été réduite par un convergent afin de faciliter la mise en eau du canal avant une expérience, mais également

afin de pouvoir le maintenir partiellement en eau lorsque l'écoulement est arrêté. Le canal, dans la configuration présentée ci-dessus, a été construit durant le doctorat de Vincent Langlois. Afin de l'adapter à mon travail de thèse, un système d'apport en sédiments a été mis en place à l'entrée du chenal.

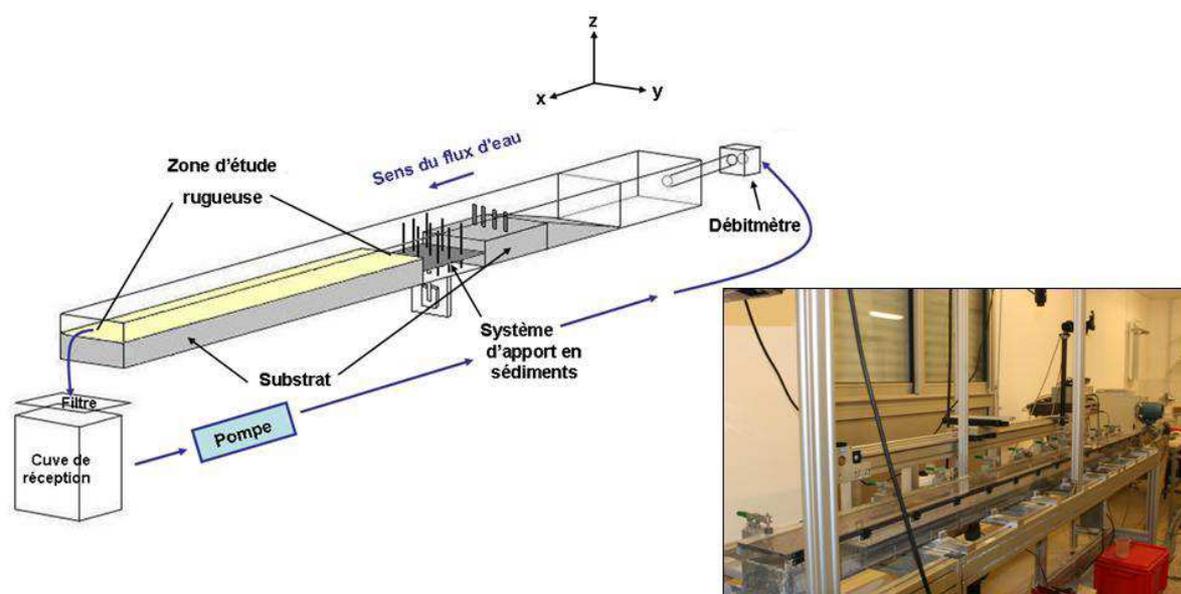


FIGURE 2.1 – Schéma et photo du canal d'écoulement.

L'alimentation en eau

Lors des premières expériences, l'alimentation en eau du canal se faisait par gravité au moyen d'une cuve placée à environ 3 m au-dessus de l'entrée du chenal. Le niveau d'eau dans la cuve était maintenu constant grâce à un système de trop-plein ; on obtenait ainsi un débit d'eau stable en entrée du chenal. Une vanne placée juste avant l'entrée permettait ensuite de régler le débit d'eau à la valeur souhaitée. Enfin, une pompe située dans la cuve à la sortie du canal remontait l'eau vers le réservoir d'alimentation, fermant ainsi le circuit. Ce système d'alimentation en eau par gravité permettait d'atteindre un débit d'eau maximal de 73 L.mn^{-1} , ce qui correspond à une vitesse débitante maximale de l'ordre de 28 cm.s^{-1} . Nous nous sommes très vite aperçus qu'il était nécessaire de travailler avec un débit d'eau proche du débit maximal, si nous voulions avoir un transport suffisant des sédiments et observer la formation de structures sédimentaires. Il nous était donc impossible avec ce système d'alimentation par gravité d'explorer une large gamme de débits d'eau. Cette limitation technique nous a obligé à concevoir un nouveau système d'alimentation en eau.

Le nouveau système consiste en une pompe placée sous le bâti, connectée d'un côté à l'entrée du chenal, et de l'autre à la cuve de réception en sortie du chenal qui sert

de zone tampon pour l’approvisionnement en eau. Entre la pompe et l’entrée du chenal une dérivation commandée par une vanne manuelle sert à ramener une partie de l’eau pompée vers le bac d’où elle vient. Ce système de dérivation permet à la pompe de toujours fonctionner à un régime optimal, tout en donnant accès à des débits d’eau proches de zéro en entrée du chenal ; ce qui est nécessaire lors de la mise en eau de celui-ci au début de chaque expérience. La vanne manuelle au niveau de la dérivation permet de sélectionner de façon grossière une gamme de débits d’eau, la sélection plus fine se faisant au niveau d’une seconde vanne placée juste en amont du débitmètre, vanne déjà existante sur la précédente configuration d’alimentation en eau. Cette pompe permet de tripler le débit maximal que l’on obtenait avec le système d’alimentation en eau par gravité. Les fluctuations de débits engendrées par ce nouveau système sont du même ordre de grandeur que celles engendrées par le système d’alimentation en eau par gravité, à savoir moins de 1.5 %.

La mesure du débit

Le paramètre de contrôle de l’écoulement fluide est le débit d’eau. Celui-ci est mesuré juste avant l’entrée du chenal au moyen d’un débitmètre électromagnétique interfaçable. Le principe de fonctionnement de ce débitmètre repose sur la conductivité de l’eau et la loi d’induction de Faraday. Le débitmètre crée un champ magnétique autour du tube où s’écoule l’eau, liquide conducteur. La tension induite, proportionnelle à la vitesse du conducteur, est mesurée par deux électrodes. La connaissance de la vitesse du liquide conducteur et de la section du tube donne accès au débit volumique. Les principaux avantages de cette méthode de mesure sont l’absence de perte de charge, la stabilité sur le long terme et une précision élevée.

L’entrée du canal

L’eau est acheminée vers l’entrée du chenal au moyen d’un tuyau souple de diamètre 25 cm pour le système d’écoulement gravitaire, et de diamètre 80 cm pour le système avec pompe. Juste avant le débitmètre ce tuyau souple est raccordé à un conduit rigide de diamètre 2.5 cm sur lequel est fixé le débitmètre. C’est par ce conduit rigide que l’eau pénètre dans le chenal, il y a donc un changement de section très important au niveau de l’entrée du canal. Un dispositif situé à l’entrée du canal, visant à réduire les perturbations liées à ce brusque changement de section (turbulence, bulles d’air, etc.), a été mis en place lors de la précédente thèse. Il consiste en un milieu poreux composé d’un empilement libre de billes de verre de diamètre 16 mm, permettant de détruire les gros tourbillons ; suivi d’un ensemble de pailles d’environ 5 mm de diamètre et de longueur 20 cm, servant à canaliser l’écoulement afin de le régulariser. A la suite de ce dispositif, une rampe fait converger l’écoulement vers sa section définitive, celle à laquelle on travaille.

Ce dispositif permet bien d'obtenir un écoulement plus régulier, mais il s'avère que la configuration de l'empilement du milieu poreux a une influence non négligeable sur le profil de vitesse de l'écoulement dans le canal, et donc sur la vitesse de frottement basal. Cet empilement n'étant pas fixe, les billes peuvent bouger au cours d'une expérience, modifiant ainsi sensiblement le profil de vitesse de l'écoulement. Afin que l'influence du dispositif de régularisation sur l'écoulement soit la même quelque soit le débit d'eau et l'expérience considérée, nous avons modifié le dispositif d'entrée (Fig. 2.2). Le milieu poreux constitué de billes de verre libres a été remplacé par un empilement cubique simple de 105 billes en résine de diamètre 16 mm (même diamètre que les billes de verre), solidaires les unes des autres. Ce type d'empilement de compacité 0.52 permet de limiter les pertes de charge tout en gardant son efficacité pour réduire les tourbillons. Concernant l'ensemble de pailles placé à la suite de cet empilement, nous avons juste collé les pailles les unes aux autres afin que la configuration de l'ensemble soit toujours la même. Le dispositif d'entrée, visant à réduire les perturbations liées au changement de section, est maintenant bien contrôlé.

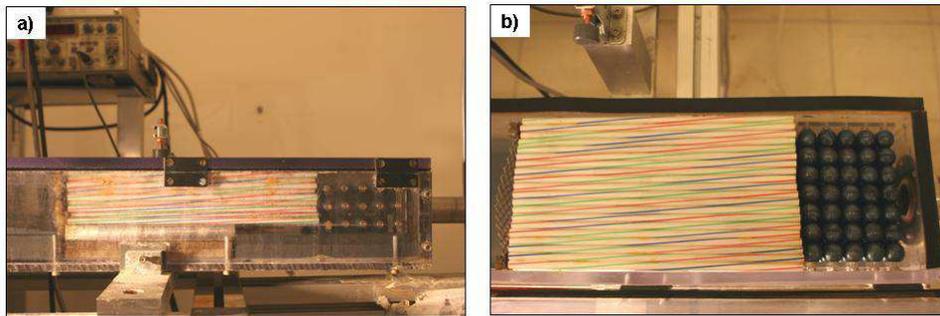


FIGURE 2.2 – Photo de l'entrée du canal : a) vue de côté, b) vue du dessus.

Le système d'apport en sédiments

Le système d'apport en sédiments (Fig. 2.3) permet de contrôler et de maintenir constant le débit de sédiments injecté dans le chenal. Ce système se compose d'une plaque horizontale carrée en PVC, d'épaisseur 5 mm et de côté 120 mm, se déplaçant verticalement depuis le fond du chenal jusqu'au niveau du substrat au moyen d'un moteur pas à pas. La cavité étant initialement remplie de sédiments, l'apport en grains se fait lorsque la plaque s'élève. Le débit de sédiments est contrôlé par la vitesse de montée de la plaque. Des barreaux en Teflon placés verticalement ont été ajoutés au système. La présence de ces barreaux permet d'éviter la formation d'une grosse ride au niveau de la zone d'apport, ils contribuent ainsi à rendre la surface d'alimentation beaucoup plus uniforme. Le système d'alimentation en sédiments et sa calibration sont étudiés en détails dans le Chapitre 3.

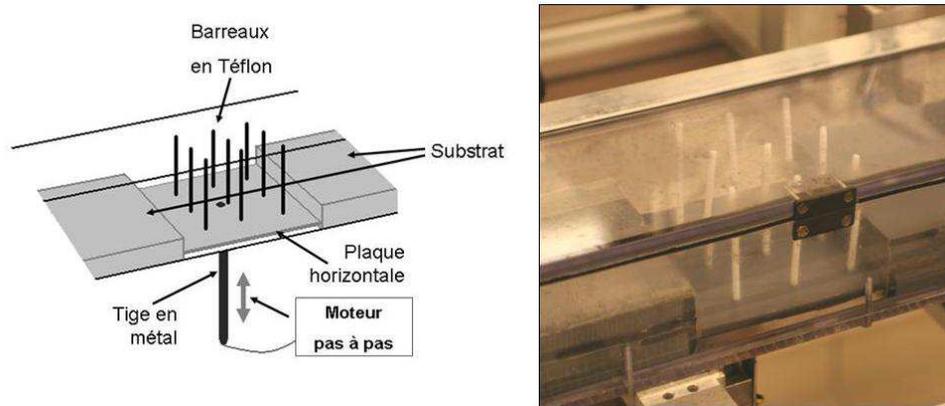


FIGURE 2.3 – Schéma et photo du système d'apport en sédiments.

Le milieu granulaire

Le milieu granulaire utilisé dans les expériences pour l'alimentation en sédiments et pour la création d'un fond rugueux est constitué de billes en verre sphériques transparentes (Sigmund LindnerTM), de densité $d = 2,5$. Deux gammes de taille ont été utilisées : 70-110 μm et 400-600 μm ; nous nous y référerons respectivement par 100 et 500 μm . Nous avons également utilisé, pour l'alimentation en sédiments, des billes en verre teintées en surface de couleur rouge, de taille 400-600 μm ; ceci afin d'avoir un fort contraste visuel entre les billes de taille différente lors des expériences bidisperses. A cause de leur traitement de surface, ces billes forment sous l'eau des "micelles" en emprisonnant des bulles d'air. Pour palier à ce problème les billes ont été plongées dans un bac d'eau contenant quelques gouttes de savon biologique (moins moussant que du savon classique) ; elles ne forment alors plus de micelles et se mélangent facilement aux billes de 100 μm lors des expériences bidisperses.

La taille des sédiments a été choisie de façon à ce que l'on puisse observer les différents modes de transport (saltation, charriage, suspension) dans la gamme de débits d'eau dont nous disposons. Sachant qu'avec le système d'alimentation en eau par gravité, notre gamme de débits d'eau était très limitée, nous avons du commencer notre étude avec des sédiments de petite taille facilement transportables même à faible débit d'eau, à savoir des billes de 100 μm .

La zone d'étude

En amont de la zone d'apport en sédiments se trouve la zone d'étude de longueur environ 1.80 m (Cf. Fig. 2.1). Cette zone a la particularité de présenter un fond rugueux fixe créé à partir d'une monocouche de billes en verre monodisperses, collées au moyen de scotch double-face sur le fond de la zone d'étude. Des fonds de rugosité différente sont

fabriqués en changeant le diamètre des billes en verre utilisées. Ainsi, changer la rugosité de la zone d'étude, revient à remplacer le substrat qui constitue le fond du canal à cet endroit, par un autre de rugosité différente. Les rugosités utilisées pour la zone d'étude sont les suivantes : lisse, 100 μm et 500 μm .

2.2 Méthodes de mesure du relief

Deux méthodes de mesure ont été utilisées pour mesurer le relief à différents endroits du chenal. L'orientation des zones étudiées est la suivante : l'axe x est orienté dans le sens de l'écoulement, l'axe y est horizontal et orienté perpendiculairement à l'écoulement, et l'axe z est vertical et orienté perpendiculairement au plan Oxy (Cf. Fig. 2.1).

2.2.1 Profil de hauteur par déviation d'une nappe laser

Au niveau de la zone d'apport en sédiments, le relevé du profil de hauteur se fait par déviation d'une nappe laser. La nappe laser est créée au moyen d'une diode couplée à une lentille cylindrique. Le principe de déviation d'une nappe laser est le suivant : on envoie de façon oblique une nappe laser sur le lit de sédiments de la zone à étudier, et en fonction de la topographie du fond la ligne laser se trouve plus ou moins déviée (Fig. 2.4).

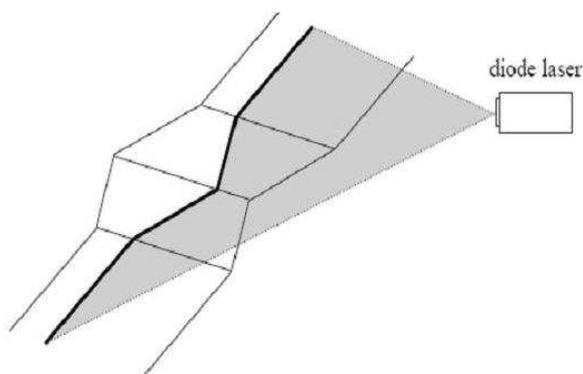


FIGURE 2.4 – Relevé du profil par déviation d'une nappe laser (d'après Langlois [35]).

La déviation de la nappe laser en fonction du relief est initialement calibrée au moyen d'une cale fixe d'épaisseur connue. Un appareil photo placé à la verticale de la zone étudiée, prend des images de la ligne laser à intervalles de temps réguliers, $\Delta t = 5$ ou 7 s. Par un traitement avec le logiciel ImageJ, la position du maximum d'intensité lumineuse est extraite pour chaque abscisse x . On obtient finalement le profil de hauteur du lit de sédiments suivant x pour une position latérale y fixée (la nappe laser est dirigée de façon à ce que la position y corresponde à la moitié de la largeur du canal). L'utilisation de cette technique

suppose que le lit de sédiments étudié reste invariant dans la largeur du chenal, c'est à dire ne présente pas une forte tridimensionnalité, ce qui est globalement le cas au niveau de la zone d'alimentation en sédiments (voir Chapitre 3).

2.2.2 Topographie 3D par projection de franges : méthode de Moiré

Les structures sédimentaires qui se forment au niveau de la zone d'étude peuvent être tridimensionnelles. Par conséquent, la méthode de déviation d'une nappe laser n'est pas adaptée à l'étude de cette zone. Il a donc fallu mettre en place une autre méthode de mesure qui prenne en compte cette tridimensionnalité, c'est à dire une technique permettant d'obtenir la topographie 3D de la zone étudiée. La technique de mesure par projection de franges utilisée, ou méthode de Moiré (Breque et al., 2004 [79]), consiste à projeter sur la zone à étudier un réseau de franges parallèles, perpendiculaires à l'écoulement, au moyen d'un vidéo-projecteur (résolution 800×600) (Fig. 2.5). La déformée de ce réseau est fonction des pentes locales du relief de la zone étudiée. Initialement, la déformée du réseau en fonction du relief est calibrée au moyen d'une cale fixe de dimensions connues. Un logiciel informatique intitulé "Photomeca" et élaboré par le Laboratoire de Mécanique des Solides de l'Université de Poitiers (Breque et al., 2004 [79], David et al., 2005 [80]), permet le pilotage simultané du vidéo-projecteur et d'une caméra placée à la verticale de la zone d'étude (résolution 782×582) (Fig. 2.5) qui enregistre la déformée du réseau projeté. La projection et l'enregistrement constituent une acquisition. Cette acquisition, qui dure moins de 3 s, est répétée par le logiciel sur toute la durée d'une expérience, avec un intervalle de temps choisi entre deux acquisitions de 20 ou 30 s. La caméra ne permet d'enregistrer qu'une portion de la zone d'étude. La portion choisie commence 60 cm après la zone d'alimentation en sédiments et s'étend sur 60 cm, elle sera appelée dans la suite "zone de travail" (Fig. 2.5). L'emplacement du début de la zone de travail a été choisi de façon à ce que dans cette zone, l'écoulement fluide ne soit plus modifié par la présence de barreaux au niveau de l'alimentation. Des mesures par P.I.V. (Cf. section 2.3) ont montré qu'à partir de 20 cm après la fin de la zone d'alimentation, l'écoulement fluide n'est plus affecté par la présence de barreaux et retrouve le profil qu'il a en leur absence.

Le traitement des différentes acquisitions, permettant d'obtenir la topographie 3D du fond et son évolution au cours du temps, se fait de manière automatisée à l'aide du logiciel "Photomeca". A l'issue de ce traitement, nous obtenons pour chaque acquisition une matrice correspondant à la hauteur mesurée $z_{mesuré}(x, y, t)$, en mm, du relief de la zone étudiée. Il est cependant nécessaire d'appliquer un facteur correctif aux données brutes $z_{mesuré}(x, y, t)$, ce système de mesure n'ayant pas été conçu pour des mesures sous

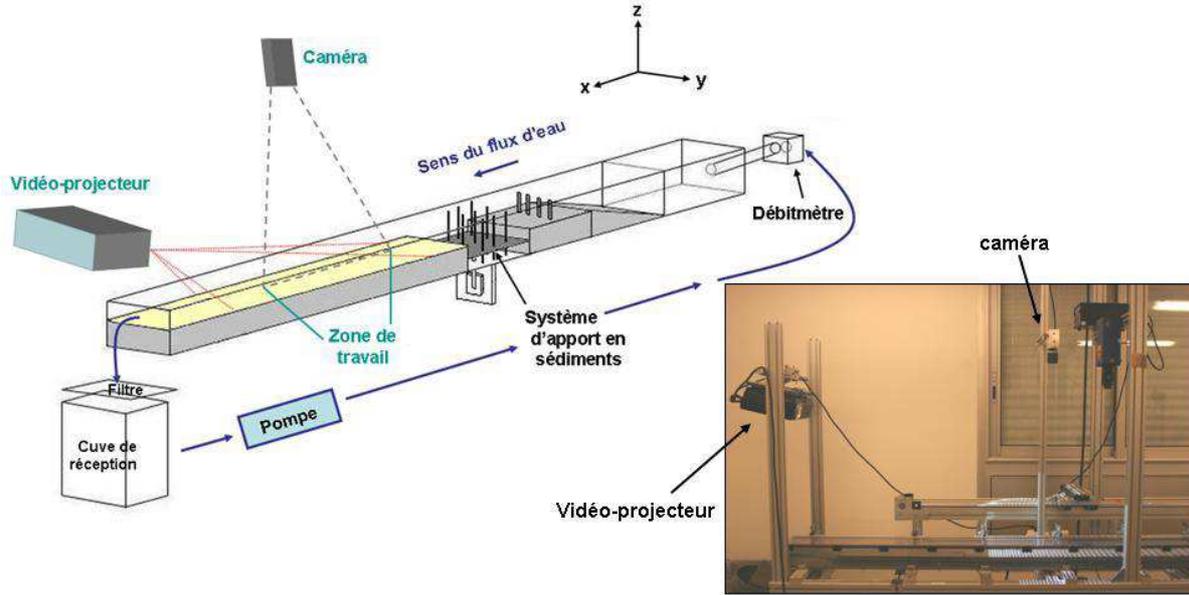


FIGURE 2.5 – Schéma et photo du système de mesure par projection de franges.

l'eau. En effet, l'angle de réfraction du réseau projeté au niveau de l'interface air-eau (on néglige l'épaisseur du plexiglas) varie avec x , ce qui entraîne des erreurs sur la valeur de $z_{mesuré}(x, y, t)$ lors du traitement. Pour corriger cette erreur, nous avons évalué le facteur correctif à apporter en faisant une série d'acquisition en eau du relief de cales d'épaisseur variant de 1 à 15 mm et de longueur 1 m. En comparant les données $z_{mesuré}(x, y, t)$ issues du traitement aux épaisseurs réelles des cales, nous avons pu déterminer le facteur correctif par lequel multiplier $z_{mesuré}(x, y, t)$ pour avoir les hauteurs réelles. Ce facteur correctif $C(x)$ est de la forme : $C(x) = a \times x + b$, où a et b sont des paramètres indépendants de l'épaisseur des cales. Ainsi, pour obtenir le véritable profil de hauteur $z(x, y, t)$, on applique la correction suivante :

$$z(x, y, t) = C(x) \times z_{mesuré}(x, y, t) \quad (2.1)$$

En l'absence de correction, la variation de hauteur d'un lit horizontal uniforme est de l'ordre de un millimètre entre le début et la fin de la zone de travail.

Les mesures du relief par la méthode de Moiré ont une résolution horizontale de 1 mm^2 et une précision verticale de l'ordre de $100 \text{ }\mu\text{m}$. Cette méthode de mesure est tout à fait adaptée à notre configuration expérimentale puisqu'elle requiert de travailler avec une hauteur d'eau fixe dans le canal, c'est à dire en surface fermée.

Cette technique de projection de franges permet d'avoir accès à la tridimensionnalité

du relief étudié, et non plus seulement au relief en deux dimensions pour une position y fixée comme c'est le cas avec la méthode de déviation d'une nappe laser. A partir des données corrigées de la topographie 3D de la zone étudiée, nous pouvons extraire plusieurs paramètres morphodynamiques caractérisant les dépôts qui se développent sur la zone d'étude : la hauteur des dépôts H , leur hauteur moyenne $\langle h \rangle$, leur étalement L , la distance crête à crête λ et leur vitesse de migration V_d (Fig. 2.6). La connaissance de ces paramètres permet également de calculer le rapport d'aspect $R = H/L$ des dépôts.

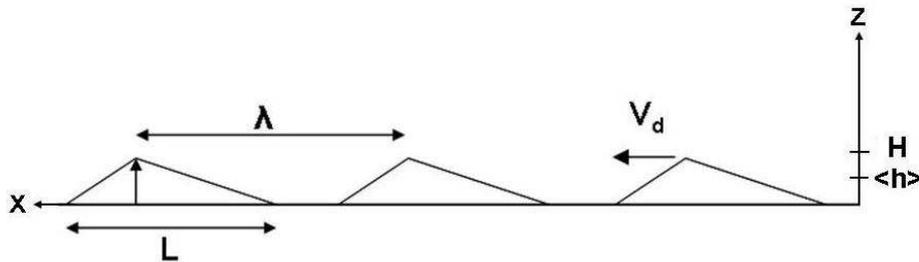


FIGURE 2.6 – Paramètres morphodynamiques caractéristiques des dépôts.

Pour calculer ces paramètres, on procède en deux étapes. Dans un premier temps, le profil $z(x, y, t)$ est découpée suivant y avec un pas de discrétisation $dy = 2 \text{ mm}$ (cela correspond au pas du réseau que l'on a choisi suivant x et y). On recherche alors pour chaque tranche y , les paramètres morphodynamiques des dépôts, à partir du profil de hauteur $z(x, t)_y$. La hauteur H_y des dépôts est la moyenne des maxima locaux du profil $z(x, t)_y$, et la hauteur moyenne $\langle h \rangle_y$ correspond à la moyenne suivant x du profil $z(x, t)_y$. Pour calculer l'étalement L_y , on mesure la longueur de chaque dépôt présent dans la tranche y considérée (on considère qu'il y a présence de dépôts si $z(x, t)_y > 2 \times d_b$, où d_b est le diamètre des sédiments); puis l'on moyenne l'ensemble des longueurs mesurées pour obtenir L_y . A partir de ces longueurs de dépôts, on calcule également le rapport d'aspect R_y , en faisant le rapport de H_y sur L_y . La distance crête à crête λ_y est calculée par transformée de Fourier du profil $z(x, t)_y$, et la vitesse de migration V_{d_y} des dépôts est obtenue par corrélation temporelle entre deux profils de hauteur consécutifs dans le temps.

Une fois ces opérations répétées pour chaque tranche y , on peut évaluer les paramètres morphodynamiques caractérisant les dépôts présents sur la zone d'étude au temps t . La hauteur des dépôts H , la hauteur moyenne $\langle h \rangle$, l'étalement L , la distance crête à crête λ , la vitesse de migration V_d , et le rapport d'aspect $R = H/L$, sont évalués en moyennant sur l'ensemble des tranches y , les paramètres H_y , $\langle h \rangle_y$, L_y , λ_y , V_{d_y} , et R_y , obtenus lors de la première étape du calcul. On a alors, pour un temps t donné, les paramètres morphodynamiques moyens caractérisant les structures sédimentaires présentes sur la zone de travail. On répète ce processus à différents instants de l'expérience afin d'avoir l'évolution

de ces paramètres au cours du temps.

2.3 Mesure du champ de vitesses du fluide par P.I.V.

Le champ de vitesses du fluide a été obtenu au moyen d'un système de vélocimétrie par images de particules, appelé P.I.V. (Particle Imaging Velocimetry). Le dispositif utilisé dans notre étude a été développé par la société LaVision.

2.3.1 Principe de la P.I.V.

La vélocimétrie par images de particules est l'une des techniques les plus utilisées pour déterminer le champ de vitesses d'un fluide. Le principe est relativement simple, on illumine une fine couche de l'écoulement étudié au moyen d'une nappe laser de forte puissance (ici un laser 532 *nm* de puissance 0.818 *W*) orientée parallèlement à l'écoulement (Fig. 2.7). Préalablement, le fluide a étéensemencé au moyen de particules très petites qui jouent le rôle de traceurs, et l'on considère que ces traceurs ont un mouvement identique à celui des particules du fluide. Dans nos expériences, les particules d'ensemencement utilisées sont des billes en verre argentées très brillantes de diamètre 20 μm . Aussi, lorsque les traceurs traversent la zone illuminée par la nappe laser, ils diffusent la lumière qui est récupérée par une caméra CCD (résolution 1600 x 1192) synchronisée sur le laser. Une acquisition P.I.V. correspond à l'enregistrement de 170 paires d'images à la fréquence de 14 Hz. Entre deux images d'une paire, l'intervalle de temps de flash laser est de 1500 μs , et le laser illumine chaque image durant 500 μs . Le logiciel utilisé pour les mesures de P.I.V. et le traitement des images est le logiciel DAVIS développé par LaVision. La Figure 2.8 montre un exemple d'image prise par la caméra CDD au cours d'une étude du champ de vitesses de l'écoulement.

Lors du traitement, chaque image est divisée en petites fenêtres, dont la taille décroît de 64×64 pixels à 16×16 pixels au cours du traitement, avec un recouvrement de 50 % sur les cellules voisines ce qui permet d'affiner le calcul de corrélation. Le calcul de la fonction de corrélation de deux fenêtres issues des paires d'images, permet de déterminer le déplacement moyen des traceurs situés dans cette zone. Les résultats de cette opération sont des cartes de vitesses instantanées donnant les deux composantes de la vitesse dans le plan éclairé par la nappe laser. La précision sur la vitesse est difficile à évaluer, on l'estime de l'ordre de quelques *mm/s*, et la résolution verticale est de l'ordre de 0.04 *mm*, dans les conditions dans lesquelles nous avons opéré.

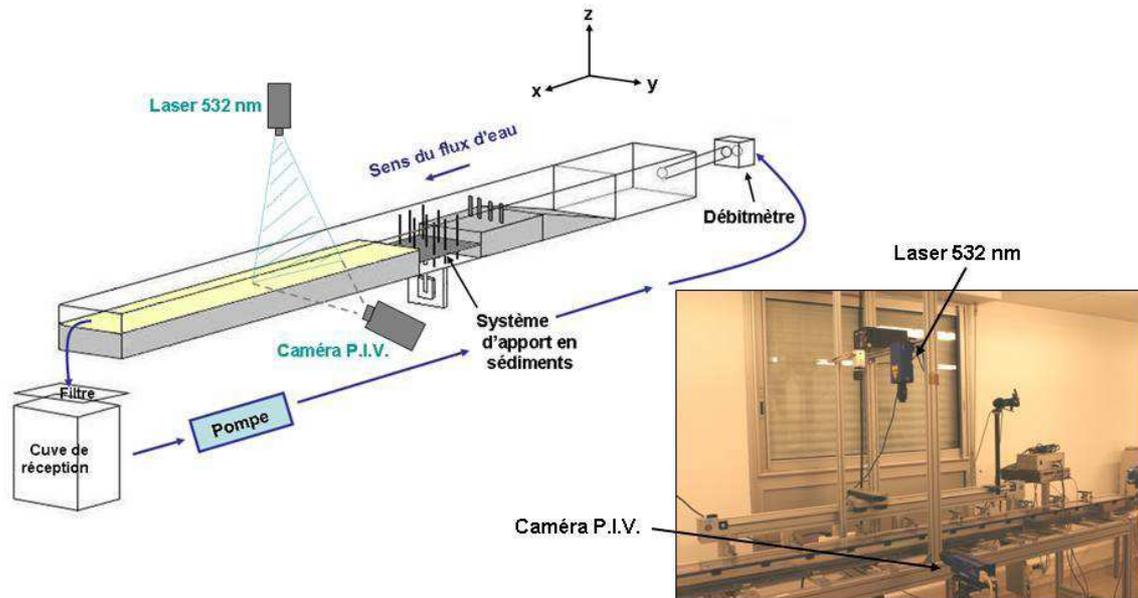


FIGURE 2.7 – Schéma et photo du système P.I.V.

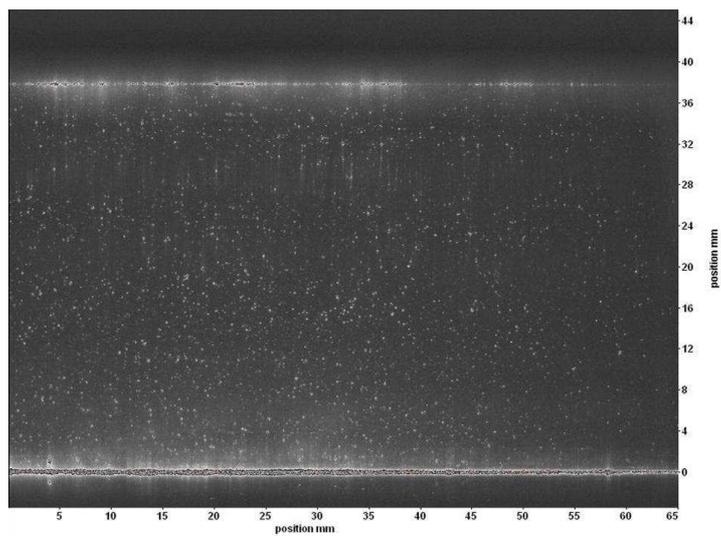


FIGURE 2.8 – Image prise par la caméra CCD, les traceurs sont les points brillants.

2.3.2 Caractérisation de l'écoulement

Nous ne présentons ici que la caractérisation de l'écoulement dans le canal "à vide", c'est à dire en l'absence de sédiments; la caractérisation en présence de sédiments et de structures sédimentaires interviendra dans le Chapitre 6. L'écoulement présenté ici est étudié au niveau de la zone de travail sur une fond rugueux de $100 \mu\text{m}$, à environ 40 cm de la zone d'apport en sédiments et au milieu du canal (à égale distance des deux parois latérales). Chaque profil présenté est issu d'une série de 170 mesures, la fréquence d'acquisition est de 14Hz.

La Figure 2.9a présente le profil vertical de la composante horizontale de la vitesse pour différents débits d'eau. On vérifie sur la Figure 2.9b, que les profils se superposent bien lorsqu'on les normalise par la vitesse débitante. On peut ainsi considérer que le régime d'écoulement est bien établi au niveau de la zone de travail. On remarque également sur la Figure 2.9a, que les profils de vitesse sont légèrement asymétriques. Cela est dû à la rugosité du fond, pour un fond lisse les profils sont bien symétriques. La Figure 2.10 présente les profils de vitesse verticale et horizontale et leurs fluctuations de vitesse, pour un débit d'eau $Q_{eau} = 71 \text{ L.mn}^{-1}$. On observe que la vitesse verticale est négligeable. Les fluctuations de vitesse horizontale, inférieures à 10% de la vitesse, caractérisent les fluctuations turbulentes de l'écoulement.

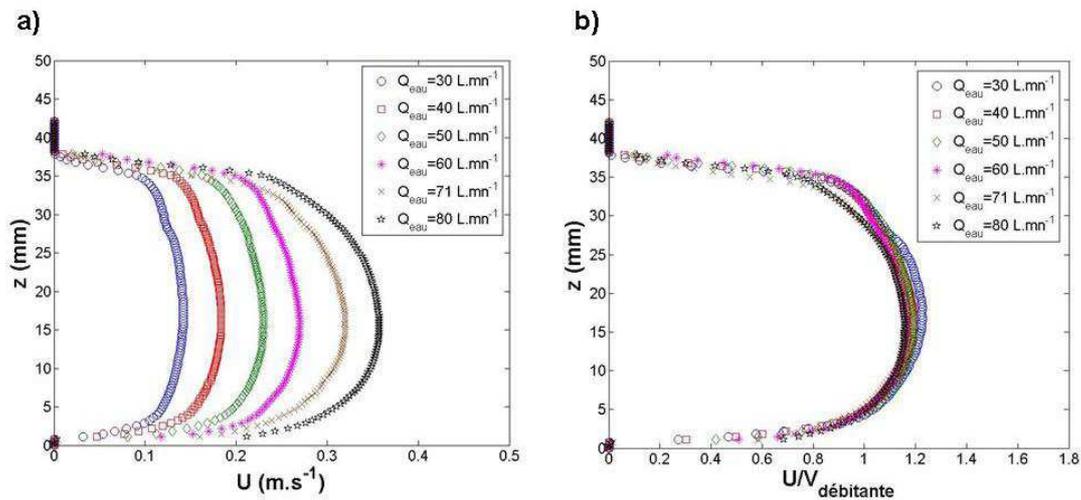
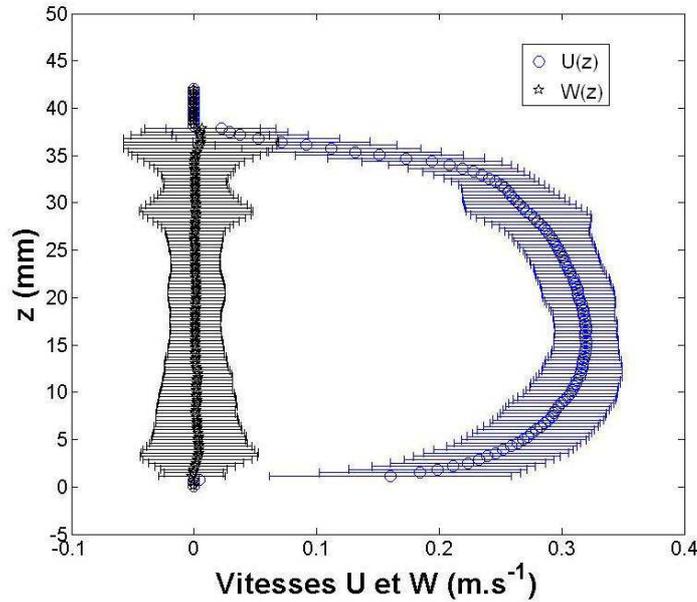


FIGURE 2.9 – a) Profil vertical de la composante horizontale de la vitesse pour différents débits. b) Profil renormalisé par la vitesse débitante.

Ces profils de vitesse horizontale (Fig. 2.9) correspondent à des écoulements turbulents. Nous avons en effet vérifié que proche de la paroi inférieure, le profil suit la loi logarithmique

FIGURE 2.10 – Profils de vitesse verticale et horizontale, et fluctuations ($Q_{eau} = 71 L.mn^{-1}$).

classique des écoulements turbulents :

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (2.2)$$

où u_* est la vitesse de frottement, $\kappa = 0.41$ est la constante de von Karman, et z_0 la rugosité hydraulique.

L'ajustement logarithmique des profils (Fig. 2.11) permet d'évaluer la vitesse de frottement pour chaque débit d'eau. Les ajustements commencent à $z = z_c$, altitude à partir de laquelle le frottement devient purement turbulent. On vérifie que z_c varie bien comme : $z_c \approx 70\nu/u_*$.

La Figure 2.12 présente l'évolution de la vitesse de frottement en fonction de la vitesse débitante, pour trois configurations de l'écoulement : (i) pour une rugosité de $100 \mu m$ avec $h_{eau} = 37 mm$ (section S1), (ii) pour une rugosité de $500 \mu m$ avec $h_{eau} = 37 mm$ (section S1), et (iii) pour une rugosité de $100 \mu m$ avec $h_{eau} = 32 mm$ (section S2). Ces vitesses de frottements ont été évaluées à partir d'ajustements logarithmiques. On observe que la vitesse de frottement varie linéairement avec la vitesse débitante, et qu'elle est légèrement plus élevée pour la rugosité de $500 \mu m$, comme attendu.

La Figure 2.13 présente l'évolution de la vitesse de frottement en fonction du débit d'eau. On ajuste les évolutions de u_* pour chacune des trois configurations par la loi suivante :

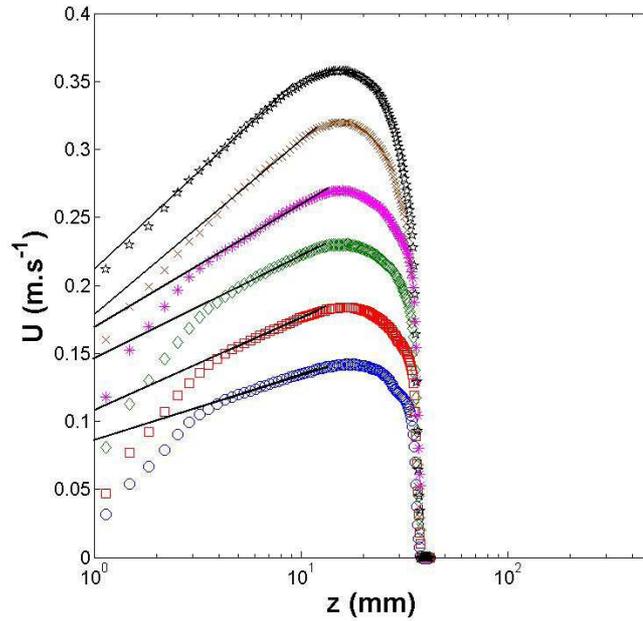


FIGURE 2.11 – Profils de vitesse horizontale en échelle semi-logarithmique et ajustements par des profils semi-logarithmiques (droites). Rugosité du fond de $100 \mu\text{m}$.

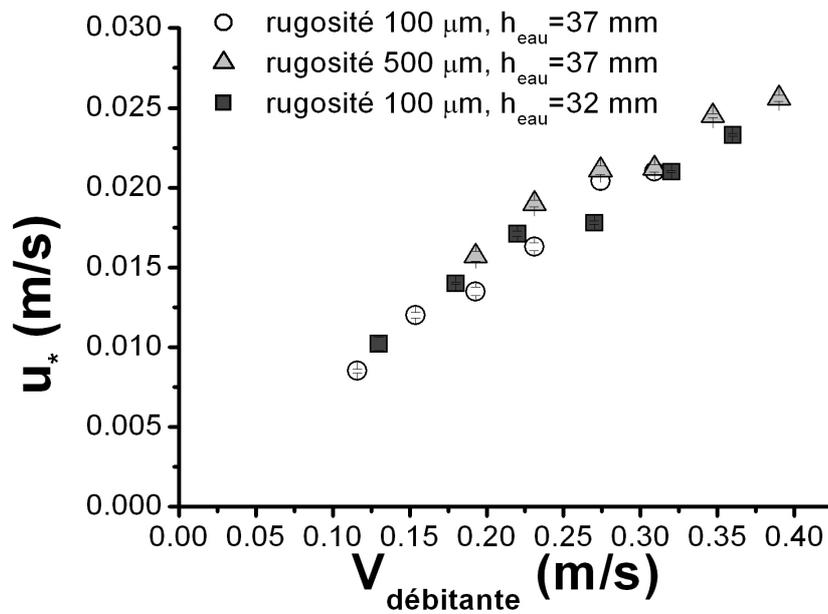


FIGURE 2.12 – Vitesse de frottement u_* en fonction de la vitesse débitante, pour trois configurations de l'écoulement.

$$u_* = C \times \frac{Q_{eau}^{7/8} \nu^{1/8}}{R_h^{15/8}} \quad (2.3)$$

où C est une constante, Q_{eau} est le débit d'eau en m^3/s , ν est la viscosité cinématique, et R_h est le rayon hydraulique. Bien que cette loi ait été établie pour des écoulements en conduite cylindrique [81], nous avons choisi de l'utiliser pour des écoulements dans un canal en charge de section rectangulaire. Pour cela, nous évaluons le rayon hydraulique de la façon suivante : $R_h = \sqrt{h_{eau}l/\pi}$. Il s'avère que cette loi expérimentale s'applique bien à nos mesures de u_* . Nous trouvons respectivement pour les trois séries les constantes suivantes : $C_{100,S1} \approx 0.083 \pm 0.002$, $C_{500,S1} \approx 0.087 \pm 0.003$ et $C_{100,S2} \approx 0.082 \pm 0.002$. On remarque que pour la rugosité de $100 \mu m$, la constante C est équivalente pour les deux sections. Pour la rugosité de $500 \mu m$, C est un peu plus élevé comme attendu. Nous serons amené à utiliser ces ajustements dans la suite. Pour cela, quelque soit la section S utilisée, nous prendrons pour la constante C les valeurs suivantes : $C_{100} \approx 0.083 \pm 0.002$, et $C_{500,S1} \approx 0.087 \pm 0.002$.

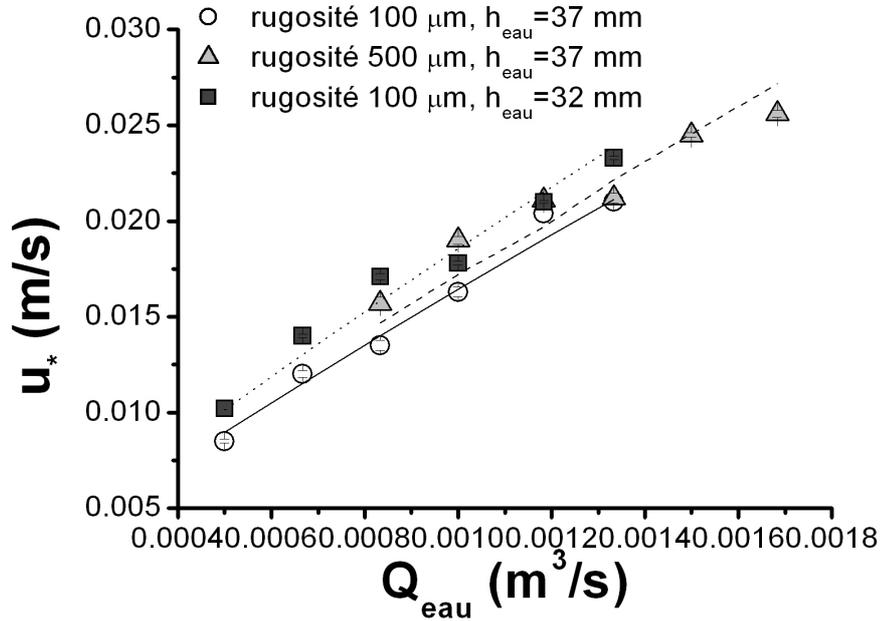


FIGURE 2.13 – Vitesse de frottement u_* en fonction du débit d'eau. Les droites continues et pointillées sont issues de l'Equation (2.3).

A partir des vitesses de frottement évaluées pour un fond rugueux de $100 \mu m$ et de $500 \mu m$, on peut calculer le nombre de Reynolds particulaire $Re_p^* = \frac{u_* d}{\nu}$. Pour les débits d'eau utilisés dans notre étude, on trouve les gammes de Reynolds particulaire suivantes : $0.8 < Re_{p100\mu m}^* < 2.3$, et $4 < Re_{p500\mu m}^* < 12$. Pour la rugosité de $100 \mu m$, on est dans un

régime turbulent hydraulique lisse, tandis que pour la rugosité de $500 \mu\text{m}$ on est dans un régime turbulent dit de transition.

Chapitre 3

Le système d'alimentation en sédiments

Dans ce chapitre, nous allons exposer dans un premier temps le principe du système d'alimentation en sédiments et le rôle des barreaux en Teflon, et dans un second temps la calibration du système et ses limites. Le système d'alimentation en sédiments présente une avancée technique importante, puisqu'il permet de contrôler, indépendamment des autres paramètres de l'expérience, le débit de sédiments injecté en entrée de la zone d'étude, dans un canal en charge.

3.1 Présentation du système

3.1.1 Principe

Le système d'alimentation en sédiments constitue la plus grosse modification effectuée sur le chenal déjà existant. Pour les besoins de notre étude, il fallait concevoir un système permettant d'injecter un débit de sédiments contrôlé et constant dans un chenal sans surface libre. Le système qui a été réalisé est présenté sur la Figure 3.1. Il consiste en une tige en métal traversant le fond du chenal au niveau d'un joint torique assurant l'étanchéité. A son extrémité basse, la tige est reliée à un moteur pas-à-pas qui permet un déplacement vertical de celle-ci à vitesse contrôlée. A l'extrémité haute de la tige en métal est fixée une plaque horizontale carrée en PVC d'épaisseur 5 mm et de côté 120 mm. Neuf trous ont été percés afin de permettre le passage au travers de la plaque de neuf barreaux en Teflon de diamètre 4 mm et de hauteur identique à celle du canal, c'est à dire 77 mm. Lorsque le couvercle est fermé, les barreaux se retrouvent coincés entre le fond du chenal et le couvercle, et ne peuvent donc pas bouger. C'est la plaque horizontale, entraînée par le déplacement vertical de la tige en métal, qui coulisse autour d'eux, leur composition en Teflon facilitant ce coulisement.

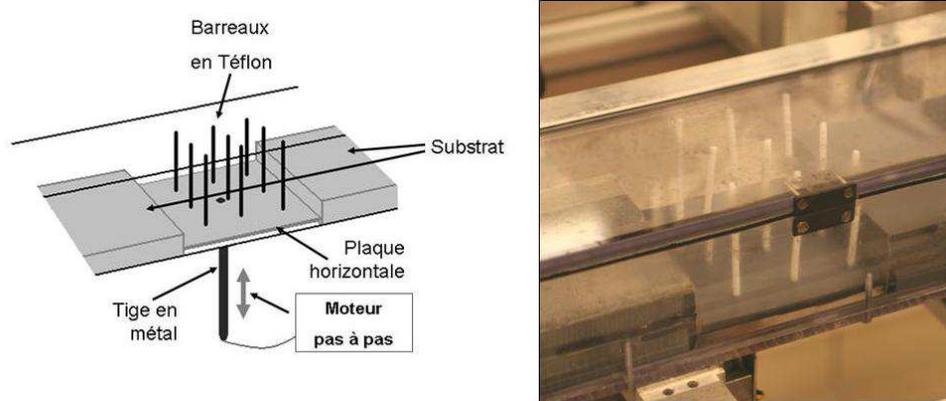


FIGURE 3.1 – Schéma et photo du système d'apport en sédiments.

Le principe du système est le suivant : Au début d'une expérience, la plaque horizontale se trouve au fond du canal, c'est à dire sous le niveau du substrat qui constitue le fond du chenal (plaques servant à diminuer la hauteur d'eau). La cavité ainsi créée, de profondeur 30 à 40 mm selon l'épaisseur du substrat utilisé, est remplie d'un milieu granulaire jusqu'à une certaine hauteur, puis l'on règle la vitesse de déplacement vertical de la tige en métal V_{up} via la fréquence du moteur pas-à-pas. A mesure que la plaque s'élève, le milieu granulaire est érodé par l'écoulement d'eau et transporté plus en aval dans le chenal. Plus la plaque s'élève vite, plus la quantité de sédiments mise à disposition de l'écoulement est importante. Ainsi, c'est la vitesse de montée de la plaque qui contrôle le débit de grains injecté.

3.1.2 Rôle des barreaux en Téflon

Comme souligné précédemment, le rôle de ce système d'apport est d'injecter dans un chenal sans surface libre un débit de sédiments contrôlé et constant. Pour cela le rôle des barreaux en Téflon positionnés de façon régulière au niveau de la zone d'apport est primordial.

En effet, les premiers tests d'apport en sédiments en l'absence de barreaux ont rapidement montré que la surface de la zone d'alimentation se comporte exactement comme un lit de sédiments érodables cisailé par un fluide : très vite la surface est déformée par l'apparition de rides qui grossissent, migrent et coalescent pour former une plus grosse ride. Ceci génère des pulses de sédiments chaque fois qu'une ride quitte la zone d'apport. De plus, ces rides sont souvent tridimensionnelles ce qui donne lieu à une dispersion irrégulière des sédiments en sortie de la zone d'alimentation. Notre objectif étant d'avoir un système

d'apport permettant de contrôler et de rendre constant le débit de sédiments injecté dans le chenal, nous avons cherché des moyens de supprimer la formation de ces rides sur la surface d'apport. Après différents tests avec différents types d'obstacles, nous avons trouvé une solution qui s'est avérée efficace, à savoir placer dans la zone d'alimentation un réseau de neuf barreaux en Teflon de diamètre 4 mm. La Figure 3.2 présente des prises de vue verticale de la déviation de la nappe laser au niveau de la zone d'apport à quatre instants différents sans et avec barreaux. Ces photos montrent bien, de façon qualitative, l'influence des barreaux en Teflon sur la formation de rides.

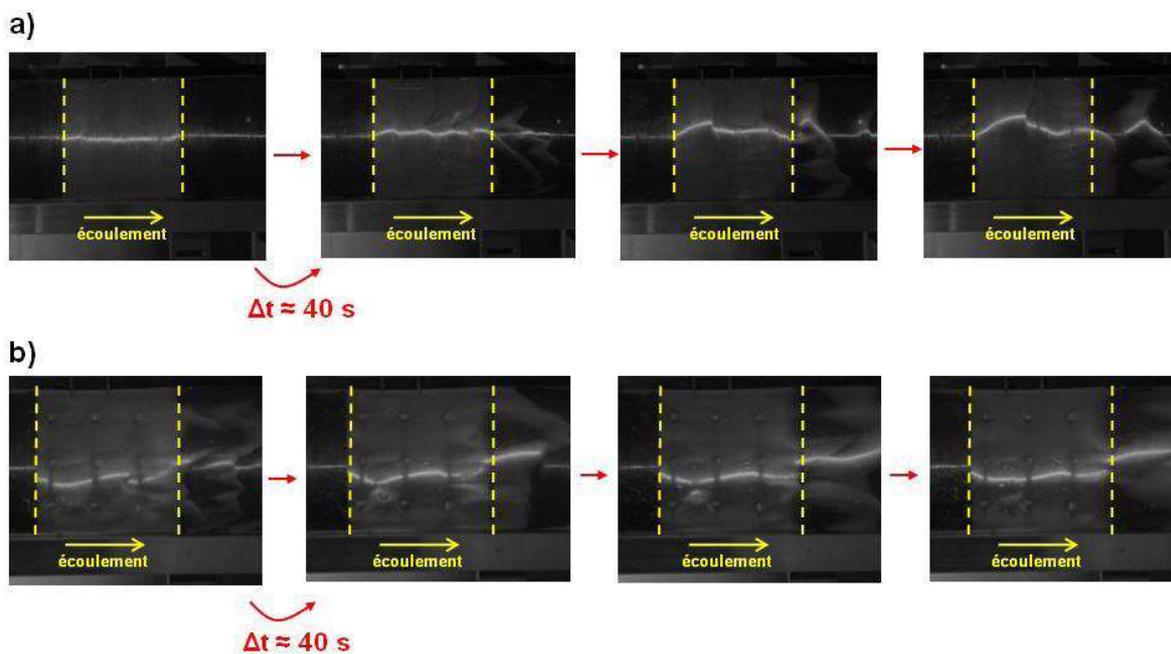


FIGURE 3.2 – Vues de dessus de la déviation de la nappe laser au niveau de l'alimentation à quatre instants t : a) sans barreaux, b) avec barreaux. La zone d'apport est délimitée par les traits verticaux en pointillés.

En effet, on observe que dans le cas avec barreaux (Fig. 3.2b), la surface se déforme peu au cours du temps, et qu'il n'y a pas de rides significatives à se former, alors que l'on voit clairement la formation de rides et leur éjection de la zone d'apport dans le cas sans barreaux (Fig. 3.2a). De plus, nous avons observé qu'en présence des barreaux en Teflon, l'érosion latérale de la surface d'alimentation est beaucoup plus uniforme. Ceci va nous permettre d'utiliser par la suite de façon pertinente les profils de nappe laser au niveau de la zone d'alimentation. La Figure 3.3a montre, de façon quantitative, que sans barreaux, la hauteur de la surface d'apport $h_{alim}(x)$ (nappe laser centrée dans la largeur du chenal et niveau zéro correspondant au niveau du substrat) évolue au cours du temps et

varie énormément suivant x . Alors qu'en présence de barreaux (Fig. 3.3b), on atteint un état d'équilibre avec une hauteur relativement uniforme. Les variations de hauteur sont inférieures à 2 mm.

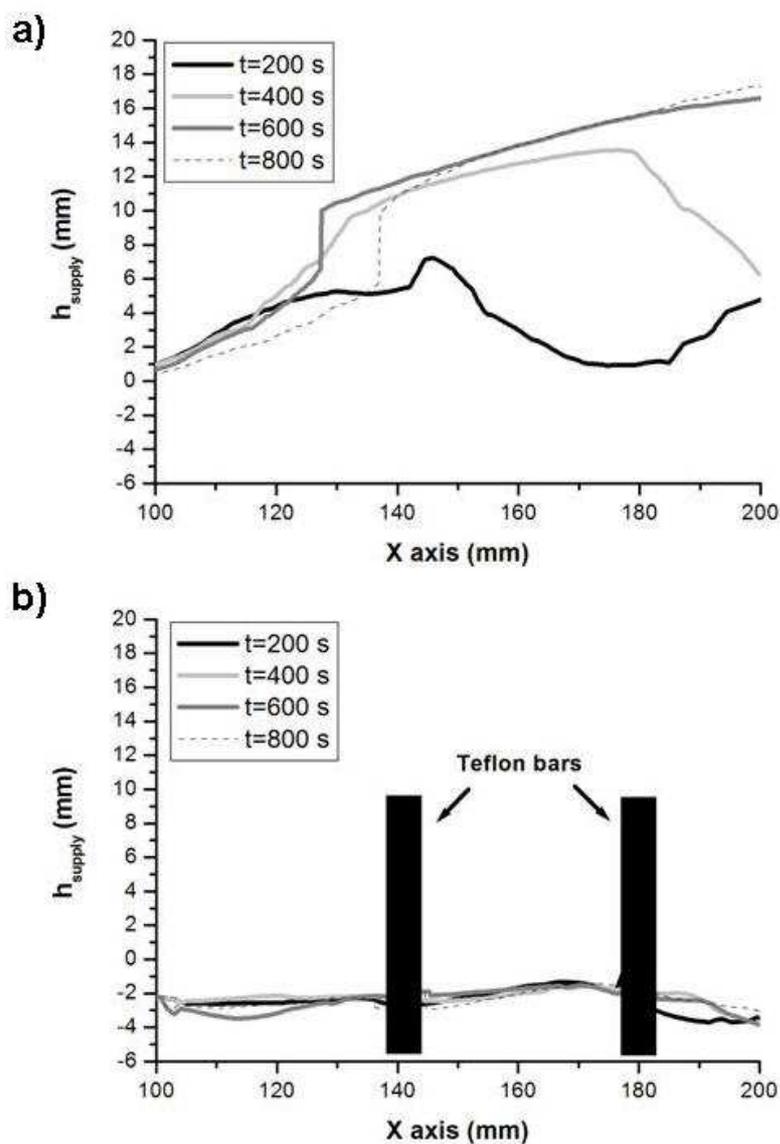


FIGURE 3.3 – Evolution de la hauteur h_{alim} en fonction de x sur une portion de la zone d'alimentation, à quatre instants t : a) sans barreaux, b) avec barreaux.

Ainsi, les barreaux en Teflon jouent un rôle primordial au niveau de la zone d'apport. Ils tendent, sans doute, à augmenter localement la contrainte cisailante et à l'homogénéiser à l'échelle de la zone d'apport, supprimant ainsi le mécanisme d'instabilité qui donne naissance aux rides (Sutton et al., 2008 [82]). La calibration du système va mettre en

évidence le caractère contrôlé et constant du débit de sédiments injecté dans le chenal.

3.2 Calibration du système

Nous considérons que la hauteur $h_{alim}(x)$ obtenue avec la nappe laser au centre de la zone d'alimentation est représentative de la hauteur sur toute la largeur de la zone d'apport. Les débits de sédiments seront donc exprimés par unité de largeur. Le système d'apport en sédiments est contrôlé par la vitesse de montée de la plaque d'alimentation, qui dépend de la fréquence du moteur pas-à-pas relié au dispositif. A partir de cette vitesse de montée V_{up} on peut évaluer le débit volumique par unité de largeur de sédiments que l'on apporte :

$$Q_{apporté} = LV_{up} \quad (3.1)$$

où $L = 0.12 \text{ m}$ est la longueur de la zone d'apport. Le débit de sédiments $Q_{apporté}$ est exprimé en m^2/s . La compacité d'un tas de sable immergé a été évaluée à environ 0.55.

Le calcul du débit de sédiments érodé au niveau de l'alimentation $Q_{érodé}$ se fait à partir des relevés de profil de nappe laser au cours du temps. L'évolution du système est gouvernée par l'équation de conservation de la masse suivante :

$$L \frac{d \langle h_{alim} \rangle_x}{dt} = Q_{apporté} - Q_{érodé} \quad (3.2)$$

Ainsi, si $\langle h_{alim} \rangle_x$ reste constant au cours du temps, on aura alors égalité entre le débit de sédiments apporté $Q_{apporté}$ et le débit de sédiments érodé $Q_{érodé}$, qui sort de la zone d'apport.

3.2.1 Variation de la vitesse de montée

Nous nous intéressons dans un premier temps à l'évolution au cours du temps de $\langle h_{alim} \rangle_x$ pour différentes vitesses de montée V_{up} , pour un débit d'eau fixé, $Q_{eau} = 71 \text{ L.mn}^{-1}$, et un milieu granulaire constitué de billes en verre $100 \mu\text{m}$. On observe sur la Figure 3.4, qui représente ces différentes évolutions, que pour chaque vitesse de montée, $\langle h_{alim} \rangle_x$ atteint un état stationnaire après un régime transitoire dont la durée diminue lorsqu'on augmente V_{up} . On remarque que plus V_{up} est faible, plus la valeur de $\langle h_{alim} \rangle_x$ dans l'état stationnaire, que l'on notera $\langle h_{alim} \rangle_{eq}$, diminue; et inversement plus V_{up} est importante, plus $\langle h_{alim} \rangle_{eq}$ augmente. On peut remarquer que la hauteur d'équilibre pour les expériences réalisées est toujours négative. Sachant qu'initialement la surface de la zone d'apport est à la côte zéro (cavité entièrement remplie), on comprend bien que le

régime transitoire soit plus long aux faibles V_{up} , pour lesquelles la hauteur d'équilibre de la surface est bien en dessous du niveau du substrat.

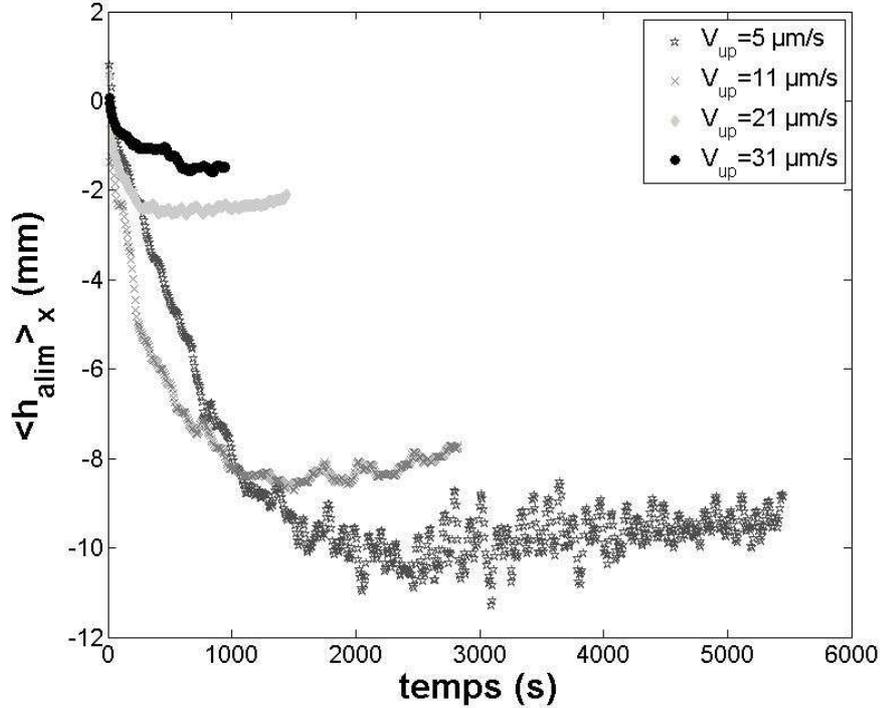


FIGURE 3.4 – Evolution au cours du temps de la hauteur moyenne $\langle h_{alim} \rangle_x$ pour différentes vitesses de montée V_{up} .

Une série d'expériences réalisée dans les conditions préalablement décrites a montré que pour une vitesse de montée V_{up} donnée, la hauteur de la surface d'apport atteint toujours, aux fluctuations près, le même état stationnaire $\langle h_{alim} \rangle_{eq}$. Ceci assure le caractère reproductible des conditions d'alimentation, mais surtout permet de s'affranchir en grande partie du régime transitoire en positionnant dès le départ la surface de la zone d'alimentation à sa hauteur d'équilibre $h_i = \langle h_{alim} \rangle_{eq}$. Ainsi, la surface de la zone d'apport atteint plus rapidement sa hauteur d'équilibre (au bout de une à six minutes selon la valeur de V_{up}) : on réduit le transitoire qui devient alors petit devant la durée totale de l'expérience (de 1h à 2h). La Figure 3.5 représente l'évolution au cours du temps de $Q_{érodé}$, pour différentes vitesses de montée. Le débit de sédiments $Q_{érodé}$ est évalué à partir des Equations (3.1) et (3.2), la quantité $\frac{d\langle h_{alim} \rangle_x}{dt}$ étant calculée de la façon suivante :

$$\frac{d\langle h_{alim} \rangle_x(t)}{dt} \approx \frac{\langle h_{alim} \rangle_x(t + \Delta t) - \langle h_{alim} \rangle_x(t - \Delta t)}{2\Delta t} \quad (3.3)$$

Les mesures de la hauteur de la surface d'alimentation avec la nappe laser ont lieu tous les $dt = 5 \text{ s}$. Calculer la dérivée d'un signal expérimental discret donne souvent lieu à de

grandes fluctuations. Pour réduire ces fluctuations, nous avons choisi un pas Δt plus grand que l'intervalle de temps dt entre deux profils. Nous avons pris : $\Delta t = 3dt$.

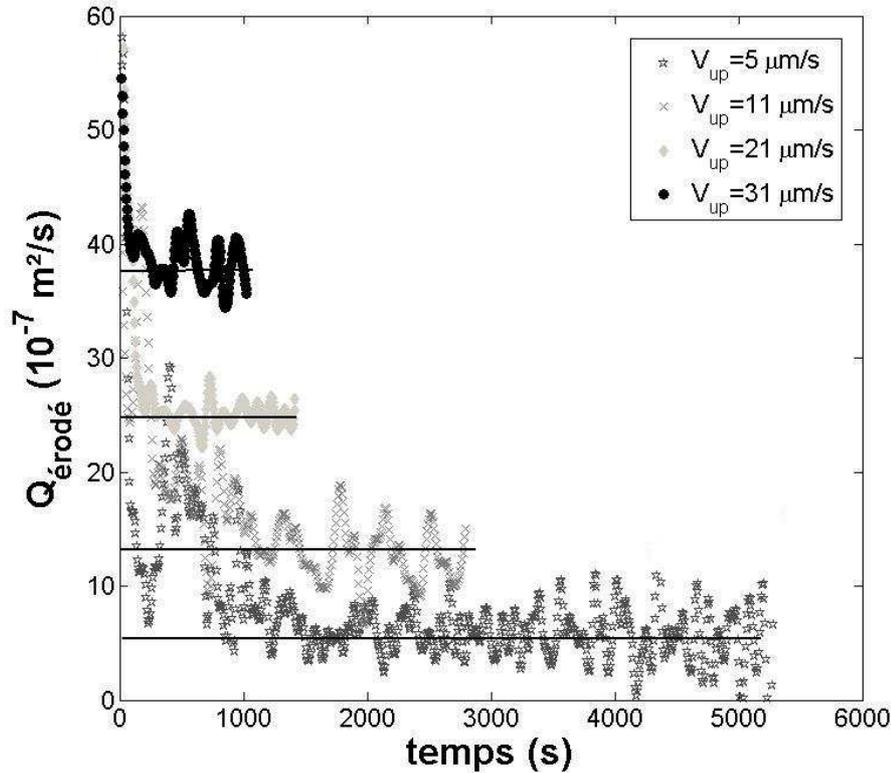


FIGURE 3.5 – Evolution au cours du temps de $Q_{\text{érodé}}$ pour différentes vitesses de montée V_{up} . Les lignes continues représentent le débit de sédiments apporté $Q_{\text{apporté}}$ correspondant.

On note que $Q_{\text{érodé}}$ atteint rapidement (au bout de une à six minutes environ selon la valeur de V_{up}) un état d'équilibre, et que dans cet état, il est égal en moyenne à $Q_{\text{apporté}}$ représenté par les droites horizontales. Par conséquent, le débit de sédiments injecté dans l'écoulement est à tout instant égal, aux fluctuations près, au débit de sédiments imposé par le système d'alimentation $Q_{\text{apporté}}$. Le flux injecté dans l'écoulement sera par la suite noté $Q_{in} = V_{up}L$. Ainsi, pour un débit d'eau et une taille de billes fixés, on arrive à contrôler le débit de sédiments injecté via le choix de la vitesse de montée V_{up} .

La Figure 3.6, qui représente les valeurs de $\langle h_{alim} \rangle_{eq}$ pour différentes valeurs de V_{up} , sert de courbe de calibration pour le choix de la hauteur initiale h_i de la surface de la zone d'alimentation lors du remplissage de la cavité, dans les conditions de débit d'eau et de taille de sédiments données. Cette hauteur initiale h_i permet de réduire la durée du régime transitoire. Chaque point de la Figure 3.6 est une moyenne sur plusieurs expériences.

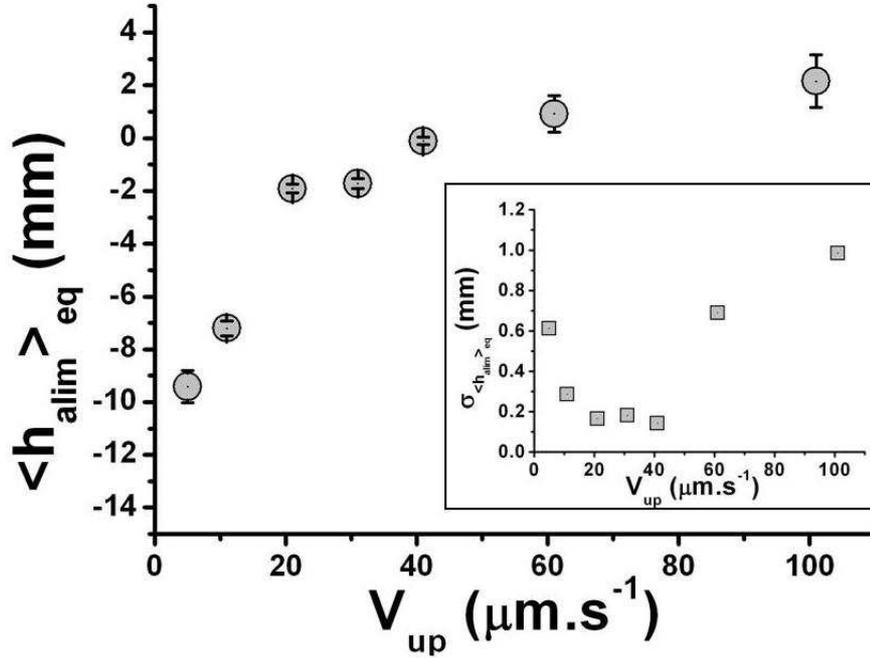


FIGURE 3.6 – Evolution de $\langle h_{alim} \rangle_{eq}$ en fonction de V_{up} . Insert : fluctuations absolues de $\langle h_{alim} \rangle_{eq}$ en fonction de V_{up} . Sédiments de $100 \mu\text{m}$ et débit d'eau égal à $12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$.

On remarque que $\langle h_{alim} \rangle_{eq}$ augmente avec V_{up} . Dans le cas où V_{up} est faible (peu d'apport en sédiments), la surface de la zone d'alimentation est très nettement sous le niveau du substrat qui représente la côte zéro ; dans le cas où V_{up} est élevée (fort apport en sédiments), la surface est au-dessus du niveau du substrat. Ainsi le système adapte la section d'eau au niveau de la zone d'apport, et donc la vitesse de frottement, afin de transporter la quantité de sédiments imposée par V_{up} . Lorsque la surface est au-dessus du substrat (V_{up} élevée et donc Q_{in} élevé), la réduction de section contribue à augmenter la contrainte cisailante et donc la capacité de transport. Le fluide peut alors transporter le débit de sédiments élevé qui lui ait imposé. Ce résultat va dans le sens des lois de transport ([15][16][18][19]) où la capacité de transport d'un écoulement augmente avec la contrainte cisailante. On note aussi qu'il y a apparemment un changement de régime dans l'évolution de $\langle h_{alim} \rangle_{eq}$ avec V_{up} à partir du moment où $\langle h_{alim} \rangle_{eq}$ est supérieur à zéro.

Nous avons tenté par des mesures de P.I.V. au niveau de la zone d'alimentation d'obtenir les vitesses de frottement pour différentes vitesses de montée, ceci en vue de faire une étude de la capacité de transport du fluide. Mais il s'est avéré que les mesures faites n'étaient pas exploitables pour déterminer précisément une vitesse de frottement. Ceci à cause d'une très grande incertitude sur la mesure, due aux fluctuations importantes de

vitesse engendrées par la présence des barreaux et le changement de hauteur d'eau. Nous avons donc du abandonner l'idée de mesurer la vitesse de frottement au niveau de la zone d'alimentation.

L'insert en bas à droite de la Figure 3.6 représente les fluctuations absolues de $\langle h_{alim} \rangle_{eq}$ en fonction de V_{up} . On remarque que ces fluctuations sont relativement constantes et faibles pour la gamme de vitesses V_{up} comprises entre 10 et 40 $\mu m/s$. Pour les autres vitesses V_{up} (celles inférieures à 10 $\mu m/s$ et supérieures à 40 $\mu m/s$), le niveau de la zone d'apport est soit supérieur à zéro soit bien en dessous du niveau du substrat (jusqu'à -12 mm). Dans ce cas, l'écoulement fluide est très perturbé au niveau de la zone d'alimentation du fait de la réduction ou de l'augmentation de section. On pense que cette perturbation est à l'origine des fluctuations absolues plus importantes de $\langle h_{alim} \rangle_{eq}$ observées.

La courbe de calibration de de la Figure 3.6 est propre à chaque couple de paramètres (débit d'eau , taille des sédiments) utilisés. Les deux paragraphes suivants s'intéressent à l'évolution de $\langle h_{alim} \rangle_x$ lorsque l'on modifie ce couple de paramètres.

3.2.2 Variation de la taille des sédiments

Dans notre étude, nous avons également utilisé des billes en verre de diamètre de 500 μm . Par conséquent, il est nécessaire de s'assurer qu'avec ces billes, on contrôle toujours le débit de sédiments injecté dans le chenal via le choix de V_{up} . Nous cherchons donc à vérifier que $\langle h_{alim} \rangle_x$ atteint encore une valeur stationnaire lorsque l'on utilise des billes en verre de diamètre 500 μm . La Figure 3.7 présente l'évolution au cours du temps de $\langle h_{alim} \rangle_x$ pour deux vitesses de montée V_{up} pour des billes de diamètre 500 μm .

On vérifie dans un premier temps qu'il existe bien un état stationnaire pour $\langle h_{alim} \rangle_x$ dans le cas des billes de 500 μm . L'existence de cet état stationnaire garantit l'égalité entre $Q_{apporté}$ et $Q_{érodé}$ (Eq. (3.2)). Ceci assure donc que le débit de sédiments Q_{in} injecté dans le chenal est contrôlé par le choix de la vitesse de montée V_{up} .

Nous remarquons que pour la vitesse $V_{up} = 101 \mu m/s$, la hauteur $\langle h_{alim} \rangle_x$ présente de grandes fluctuation montrant une certaine périodicité. On peut néanmoins considérer qu'en moyenne $\langle h_{alim} \rangle_x$ est stationnaire. Les variations observées sont dues aux réalimentations successives de la zone d'apport, qui sont nécessaires aux grands débits solides. Ceci sera expliquée plus en détails dans la section 3.3.

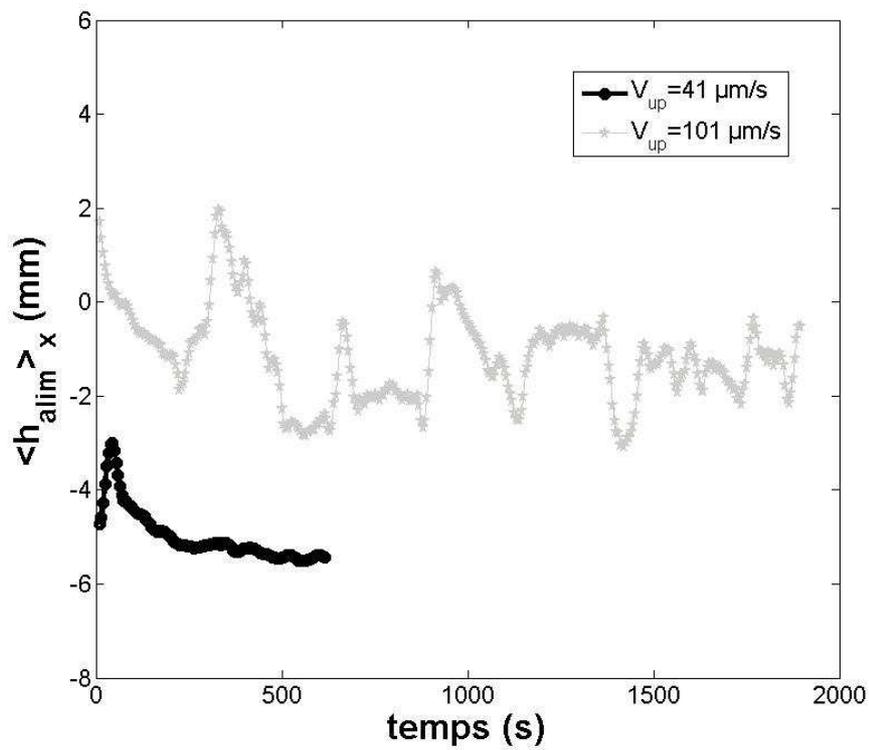


FIGURE 3.7 – Evolution au cours du temps de $\langle h_{alim} \rangle_x$ pour deux valeurs de V_{up} , dans le cas des billes de $500 \mu\text{m}$.

3.2.3 Variation du débit d'eau

Intéressons nous maintenant à l'influence du débit d'eau Q_{eau} sur la hauteur $\langle h_{alim} \rangle_x$. Comme nous allons faire varier ce paramètre dans notre étude, il est essentiel de vérifier que le débit de sédiments injecté dans le chenal est indépendant du débit d'eau, c'est à dire qu'il est bien entièrement contrôlé par la vitesse de montée V_{up} . La Figure 3.8 présente l'évolution au cours du temps de $\langle h_{alim} \rangle_x$ obtenu avec des billes de $500 \mu\text{m}$ pour trois débits d'eau Q_{eau} à vitesse V_{up} fixée ($V_{up} = 41 \mu\text{m/s}$).

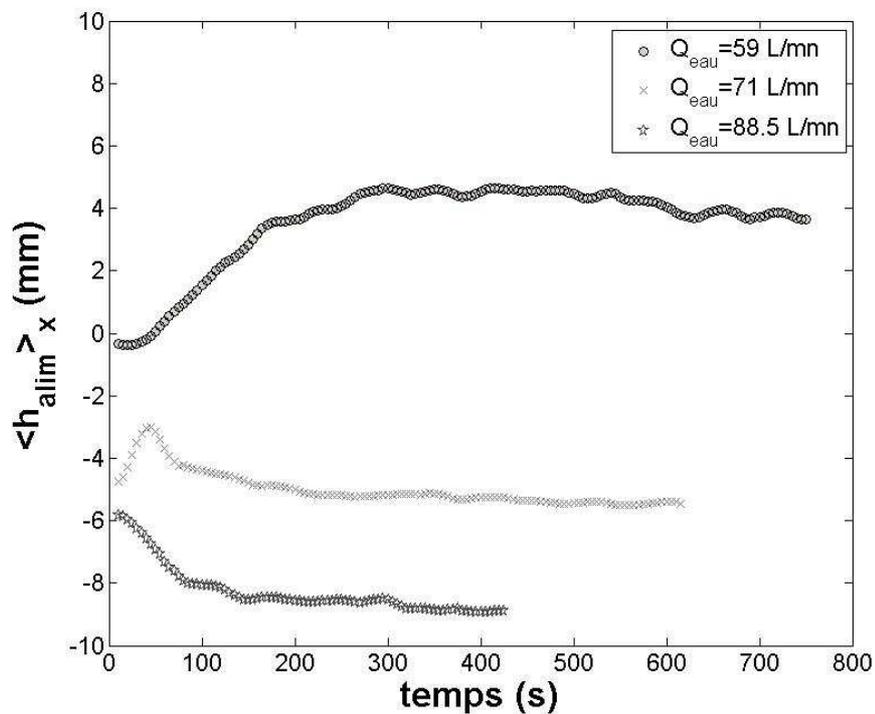


FIGURE 3.8 – Evolution au cours du temps de $\langle h_{alim} \rangle_x$ pour trois débits d'eau différents.

On observe qu'il existe bien un état stationnaire pour $\langle h_{alim} \rangle_x$ pour les trois débits d'eau. Ce résultat assure une fois de plus l'égalité entre $Q_{apporté}$ et $Q_{érodé}$. Ainsi, le débit de sédiments injecté dans le chenal ne dépend pas du débit d'eau. Il est entièrement contrôlé par la vitesse de montée V_{up} .

On remarque de plus sur la Figure 3.8, que la valeur de $\langle h_{alim} \rangle_x$ à l'équilibre diminue lorsque le débit d'eau augmente pour une vitesse V_{up} fixée. Comme il a été dit précédemment, au niveau de la zone d'apport, le système adapte sa section afin de diminuer ou d'augmenter la contrainte cisailante dans le but de transporter ce qui lui ait imposé via V_{up} . Il se passe la même chose lorsque l'on fait varier le débit d'eau ; le fluide doit éroder une quantité donnée de sédiments (V_{up} fixée) pour trois débits d'eau différents.

Ainsi, au faible débit d'eau la valeur de $\langle h_{alim} \rangle_{eq}$ est élevée afin de réduire la section et donc d'augmenter la capacité initiale de transport du fluide. Alors qu'au fort débit d'eau, la valeur de $\langle h_{alim} \rangle_{eq}$ est basse, la section est augmentée afin de diminuer la contrainte cisailante et donc la capacité initiale de transport du fluide.

Plusieurs expériences ont été menées, elles ont permis d'évaluer les fluctuations moyennes du débit de sédiments érodé pour différentes vitesses de montée V_{up} . La Figure 3.9 présente ses fluctuations absolues (a) et relatives (b) en fonction de V_{up} . Chaque point est une moyenne sur l'ensemble des expériences réalisées à une vitesse de montée donnée, pour différents débits d'eau et des billes de $100 \mu\text{m}$.

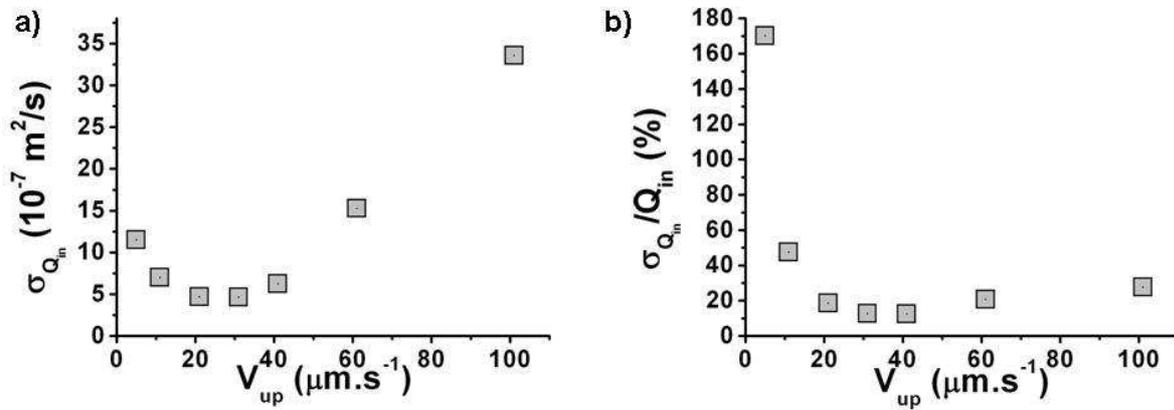


FIGURE 3.9 – a) Fluctuations absolues du débit de sédiments injecté Q_{in} en fonction de la vitesse de montée V_{up} , b) Fluctuations relatives de Q_{in} en fonction de V_{up} , pour des billes de $100 \mu\text{m}$.

On remarque sur la Figure 3.9a, qui représente les fluctuations absolues du débit de sédiments érodé, que celles-ci passent par un minimum situé aux alentours de $V_{up} = 30 \mu\text{m}/\text{s}$. Ce minimum correspond à une hauteur d'équilibre de la zone d'apport très proche du niveau du substrat, c'est à dire une configuration pour laquelle la section de l'écoulement n'est pratiquement pas modifiée au niveau de la zone d'alimentation. Les fluctuations plus importantes correspondent aux cas où la section de l'écoulement est perturbée au niveau de l'alimentation (augmentation ou réduction). Ces fluctuations proviennent aussi du fait que l'on calcule une dérivée à partir d'un signal discret et fluctuant.

La Figure 3.9b, qui représente les fluctuations relatives du débit de sédiments Q_{in} , permet de conclure quant à la gamme de vitesses V_{up} pour laquelle les fluctuations sont raisonnables, et donc le débit de sédiments injecté bien contrôlé et constant. Cette gamme de vitesses commence à partir de $V_{up} \approx 15 \mu\text{m}/\text{s}$, et l'on a alors des fluctuations relatives de l'ordre de 20 % en moyenne, avec un minimum aux alentours de $V_{up} = 30 \mu\text{m}/\text{s}$. En deçà de cette vitesse, les fluctuations relatives sont plus importantes ; ainsi même si en moyenne

le débit de sédiments injecté est constant, il fluctue plus, les fluctuations absolues pouvant être de l'ordre de grandeur du débit aux très faibles vitesses V_{up} . Il existe néanmoins une large gamme de vitesses V_{up} pour laquelle, le débit de sédiments injecté est bien contrôlé et constant, et ce indépendamment du débit d'eau.

3.3 Limites du système

Bien que ce système d'alimentation en sédiments soit relativement innovant, puisqu'il permet une alimentation en sédiments contrôlée dans un chenal sans surface libre, il présente néanmoins quelques limites.

Tout d'abord, les barreaux en Teflon n'empêchent pas complètement la formation de rides. Certes, ils évitent l'apparition de grosses rides, qui rendaient le débit de sédiments discontinu dans le temps et non-uniforme sur la largeur, mais on observe sur la Figure 3.3, qu'il existe quand même entre les barreaux des micro-rides de 1 à 2 mm de hauteur. Ces micro-structures peuvent générer une variabilité dans le débit de sédiments, elles participent donc aux fluctuations observées. Un réseau plus dense de barreaux pourraient peut-être réduire les fluctuations du débit de sédiments.

Ensuite, la principale limite du système est sa taille. En effet, la cavité où se trouvent les sédiments est petite : une surface de $120 \times 120 \text{ mm}^2$ et une profondeur maximale variant de 30 à 40 mm selon l'épaisseur du substrat choisi. Par conséquent, pour pouvoir faire des expériences sur des temps assez longs (afin d'observer un éventuel état stationnaire des dépôts de sédiments), nous sommes obligés d'arrêter l'expérience à intervalles réguliers afin de re-remplir la cavité en sédiments. Le protocole est le suivant : Lorsqu'il reste entre 5 et 10 mm d'épaisseur de sédiments au niveau de la zone d'alimentation, l'expérience est arrêtée, la durée de la première vidange de la cavité est notée $\Delta t_{vidange}$. Dans un premier temps, les systèmes de mesure et le système d'alimentation en sédiments sont stoppés. Puis, le débit d'eau est réduit progressivement mais rapidement (en 5 s environ) jusqu'à zéro, le convergent en sortie du canal assurant une hauteur d'eau suffisante dans le chenal pour que les structures sédimentaires restent complètement immergées. On note alors la position d'équilibre de la surface de la zone d'apport avant de faire descendre la plaque du système d'alimentation. Une fois celle-ci au fond du chenal, on remplit à nouveau de sédiments jusqu'à la hauteur d'équilibre.

Pour les vitesses V_{up} jusqu'à $30 \mu\text{m/s}$, les réalimentations ont peu d'influence sur la stabilité du débit de sédiments et sur ses fluctuations. D'une part parce que la vidange de la cavité est relativement longue ; le régime transitoire pour que la surface de la zone

d'alimentation atteigne un état d'équilibre représente ainsi une durée négligeable devant le temps de vidange. La hauteur fluctue peu ce qui donne un débit de sédiments érodé stable. D'autre part, les réalimentations sont peu nombreuses au cours d'une expérience. Ainsi, la zone d'alimentation n'est pas souvent perturbée par des épisodes de réalimentation, et reste donc en moyenne à une hauteur d'équilibre bien définie sur toute la durée d'une expérience. Ceci assure un débit de sédiments $Q_{\text{érodé}}$ constant et fluctuant peu autour de sa valeur moyenne.

Par contre, pour des vitesses V_{up} plus élevées, la vidange de la cavité est beaucoup plus rapide ; les réalimentations sont donc plus fréquentes pour une même durée d'expérience. Ainsi, le régime transitoire, même s'il est court, n'est plus négligeable comparé au temps de vidange de la cavité ; le débit solide présente alors plus de fluctuations. Les réalimentations étant régulières, les fluctuations présentent un caractère périodique. La Figure 3.10 compare l'évolution au cours du temps de la hauteur $\langle h_{alim} \rangle_x$ pour deux vitesses de montée : $V_{up} = 5 \mu\text{m}/\text{s}$ sans réalimentation et $V_{up} = 61 \mu\text{m}/\text{s}$ avec neuf réalimentations ($T \approx 400 \text{ s}$).

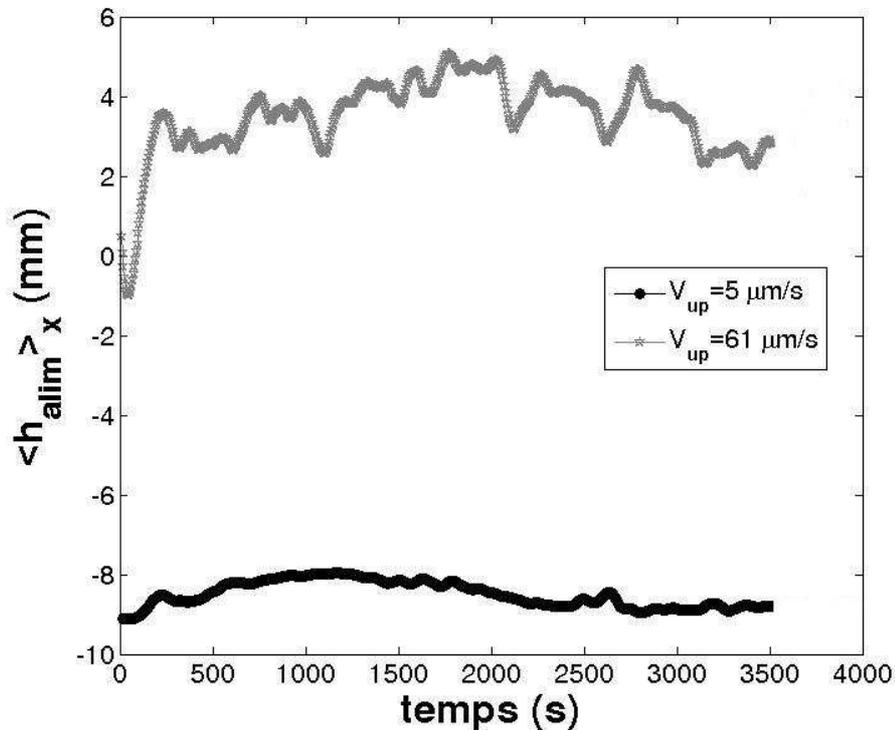


FIGURE 3.10 – Evolution au cours du temps de $\langle h_{alim} \rangle_x$ pour deux vitesses de montée V_{up} , pour de billes de $100 \mu\text{m}$.

On observe bien pour le cas $V_{up} = 61 \mu\text{m}/\text{s}$ de la Figure 3.10 une périodicité dans les variations de hauteur au niveau de l'alimentation. La Figure 3.11 représente l'évolution au

cours du temps du débit de sédiments $Q_{\text{érodé}}$ correspondant aux deux cas de la Figure 3.10.

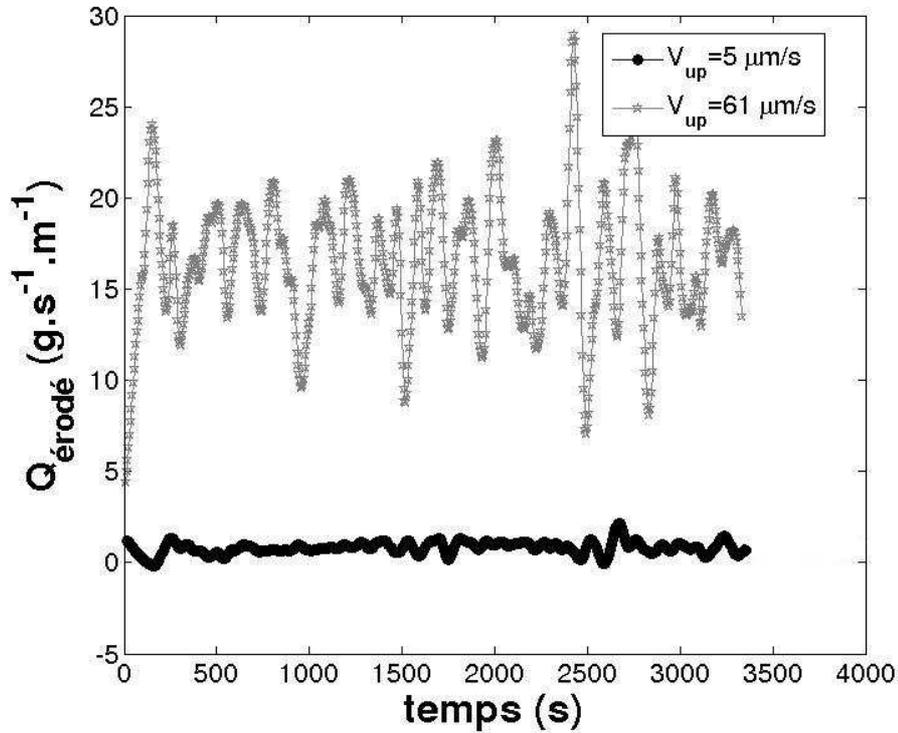


FIGURE 3.11 – Evolution au cours du temps de $Q_{\text{érodé}}$ pour deux vitesses de montée V_{up} , pour de billes de $100 \mu\text{m}$.

On remarque que pour la vitesse $V_{up} = 5 \mu\text{m/s}$, le débit de sédiments érodé fluctue peu en absolu autour de sa valeur moyenne. Alors que pour $V_{up} = 61 \mu\text{m/s}$, on observe d'importantes fluctuations du débit instantané $Q_{\text{érodé}}$. Comme attendu, pour une vitesse de montée élevée, le débit de sédiments érodé fluctue plus dans le temps mais reste en moyenne constant. On considère les fluctuations autour de l'état d'équilibre comme acceptables pour notre étude puisque les fluctuations relatives du débit de sédiments sont de l'ordre de 20 % (Cf. Fig. 3.9). Il s'avère néanmoins qu'aux vitesses de montée élevées, on atteint les limites de notre système d'alimentation puisque une expérience nécessite alors plus d'une dizaine de réalimentations, ce qui induit de fortes fluctuations du débit.

Afin de vérifier que les fluctuations périodiques de la hauteur $\langle h_{alim} \rangle_x$, observées aux vitesses de montée élevées, sont bien liées aux réalimentations, nous avons effectué une transformée de Fourier du signal de hauteur. La Figure 3.12 présente la transformée de Fourier d'un signal de hauteur $\langle h_{alim} \rangle_x$ réalisé à $V_{up} = 101 \mu\text{m/s}$ et pour un débit d'eau égal à 71 L/mn . La période de réalimentation $V_{up} = 101 \mu\text{m/s}$ est égale à environ 300 s (durée de vidange de la cavité), ce qui est en accord avec le résultat de la transformée

de Fourier qui donne un pic d'amplitude maximale à $f=0.003523$ Hz, c'est à dire environ $T=284$ s. Nous avons fait de même pour d'autres profils de hauteur à vitesse de montée élevée présentant des fluctuations périodiques, et nous avons à chaque fois retrouvé une correspondance entre la fréquence du pic d'amplitude et la durée de vidange de la cavité.

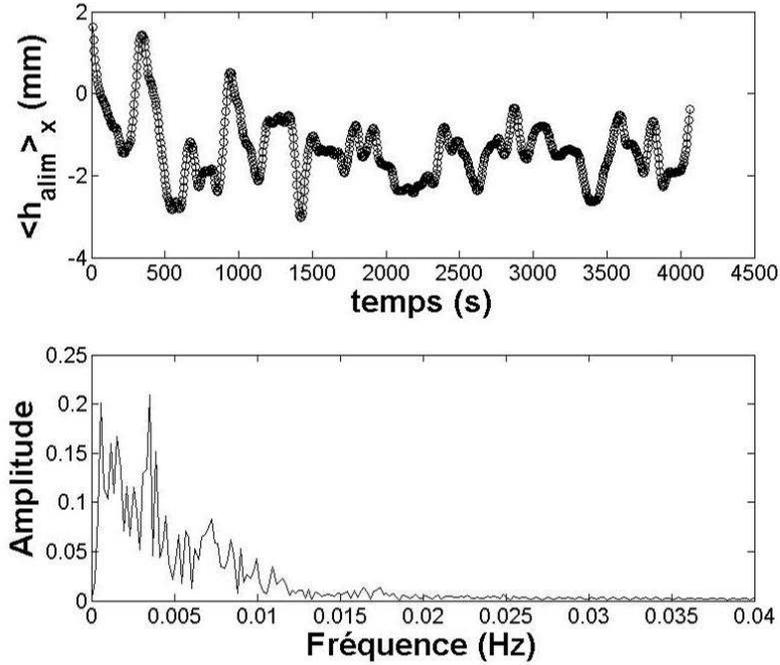


FIGURE 3.12 – En haut, évolution au cours du temps de $\langle h_{alim} \rangle_x$. En bas, transformée de Fourier du signal de hauteur.

Ainsi, les fluctuations périodiques qui apparaissent clairement sur les profils de hauteur de l'alimentation aux vitesses de montées V_{up} élevées, correspondent bien aux périodes de réalimentation de la cavité, c'est à dire à la durée de vidange de celle-ci. L'influence de ces fluctuations de forte amplitude sur la morphologie des structures sédimentaires étudiées sera abordée dans le prochain chapitre.

En définitive, le système d'apport en sédiments présente quelques limites importantes. Pour autant, il reste un système innovant puisqu'il permet de contrôler le débit de sédiments injecté dans le chenal indépendamment du débit d'eau et de la taille des sédiments. Ce système a été créé pour s'adapter à un chenal déjà existant, ce qui a contraint fortement ses dimensions. Une zone d'apport plus profonde et de surface plus grande devrait permettre de diminuer le nombre de réalimentations aux vitesses de montée élevées, et donc de limiter les effets associés.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux en milieu sédimentaire monodisperse : étude temporelle

Dans ce chapitre seront rappelés dans un premier temps les paramètres et les objectifs de l'étude. Ensuite, nous caractériserons brièvement de façon qualitative les différentes morphologies de dépôts sédimentaires monodisperses observées. Puis, nous nous intéresserons à l'évolution des paramètres morphologiques et dynamiques des structures sédimentaires en fonction du temps, et plus particulièrement au régime transitoire.

4.1 Paramètres de l'étude

Nous faisons varier dans notre étude quatre paramètres de contrôle :

- le débit de sédiments Q_{in} varie entre 6 et $121 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$
- le débit d'eau Q_{eau} prend les valeurs 9.8, 12 et $15 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$
- le diamètre des sédiments d vaut 100 ou 500 μm
- la hauteur d'eau h_{eau} prend les valeurs 27, 32 ou 37 mm

Nous introduisons les nombres sans dimension suivants :

- Le nombre de Reynolds de l'écoulement :

$$Re = \frac{U_m D_h}{\nu} \quad (4.1)$$

Pour notre section rectangulaire, le diamètre hydraulique est calculé de la façon suivante : $D_h = \sqrt{4h_{eau}l/\pi}$, avec l la largeur du chenal.

On trouve des nombres de Reynolds compris entre 17000 et 25000, ce qui signifie que dans nos expériences, nous sommes en présence d'un écoulement turbulent pleinement développé, comme le confirment les profils de vitesse présentés au Chapitre 2.

- Le nombre de Shields :

$$\theta = \frac{\tau_f}{(\rho_p - \rho_f)gd} \quad (4.2)$$

La valeur critique du nombre de Shields θ_c , correspondant au seuil de mise en mouvement, est évaluée expérimentalement en recherchant à partir de quel débit d'eau critique les particules d'un lit horizontal uniforme commencent à se mettre en mouvement. Des mesures P.I.V. à ce débit critique permettent, à partir du profil de vitesse, d'extraire u_* et d'en déduire θ_c . Nous trouvons expérimentalement : $\theta_{c100\mu m} = 0.044 \pm 0.004$, et $\theta_{c500\mu m} = 0.029 \pm 0.004$. En utilisant le diagramme de Shields (Cf. Fig. 1.2), on trouve pour les billes de $100 \mu m$, $\theta_c \approx 0.1$, et pour les billes de $500 \mu m$, $\theta_c \approx 0.04$. Ainsi, pour les sédiments $500 \mu m$, le Shields critique expérimental est proche de celui évalué à partir du diagramme de Shields. Ce n'est pas le cas pour les sédiments plus fins, pour lesquels on trouve un Shields critique expérimental deux fois plus petit que celui évalué avec le diagramme de Shields. Nous avons choisi de travailler par la suite avec les valeurs de θ_c calculées expérimentalement dans notre dispositif.

- Le nombre de Rouse :

$$Rouse = \frac{v_c}{\kappa u_*} \quad (4.3)$$

Le nombre de Rouse compare la vitesse de chute du sédiment v_c et la vitesse de frottement u_* qui caractérise la turbulence. La valeur du nombre de Rouse permet d'identifier le mode de transport prédominant des sédiments : pour $Rouse > 2.5$ le transport se fait majoritairement par charriage, pour $Rouse < 0.8$ le transport se fait majoritairement par suspension, enfin pour $0.8 < Rouse < 2.5$, les deux modes de transport coexistent [8].

Pour les billes de $100 \mu m$, on obtient des nombres de Rouse compris entre 0.8 et 1.3, ce qui suggère un transport principalement par suspension. Pour les billes de $500 \mu m$, le nombre de Rouse varie entre 20 et 30, on s'attend donc à ce que ces sédiments soient transportés majoritairement par charriage.

Le tableau 4.1 indique les valeurs prises par les paramètres de contrôle et les nombres sans dimension qui nous intéressent, pour l'ensemble des expériences réalisées. Les expériences présentées sont classées en huit séries. Dans une série donnée, seul un paramètre varie : le débit de sédiments Q_{in} ; les autres paramètres, d , h_{eau} et Q_{eau} sont fixés. Chaque série compte en moyenne sept expériences qui correspondent à différents débits. Certaines expériences sont doublées.

	Série 1	Série 2	Série 3	Série 4	Série 5	Série 6	Série 7	Série 8
Diamètre des sediments d (μm)	100	100	100	500	500	500	100	100
Hauteur d'eau h_{eau} (10^{-3} m)	37	37	37	37	37	37	27	32
Débit d'eau Q_{eau} (10^{-4} m ³ /s)	9,8	12	15	9,8	12	15	10	12
Vitesse moyenne U_m (m/s)	0.23	0.28	0.35	0.23	0.28	0.35	0.32	0.32
Vitesse de frottement u_* (10^{-2} m/s)	1.62 ± 0.06	2.04 ± 0.07	2.30 ± 0.08	1.70 ± 0.04	2.11 ± 0.05	2.42 ± 0.06	2.21 ± 0.08	2.18 ± 0.08
Nombre de Shields θ	0.18 ± 0.01	0.28 ± 0.02	0.35 ± 0.02	$0.039 \pm$ 0.002	$0.061 \pm$ 0.003	$0.08 \pm$ 0.004	0.33 ± 0.02	0.32 ± 0.02
Shields critique θ_c	0.044 ± 0.004	0.044 ± 0.004	0.044 ± 0.004	0.029 ± 0.004	0.029 ± 0.004	0.029 ± 0.004	0.044 ± 0.004	0.044 ± 0.004
Reynolds particulaire Re_p^*	1.61	2.03	2.29	8.46	10.50	12.04	2.20	2.17
Nombre de Reynolds Re	17000	20000	25000	17000	20000	25000	20600	21900
Nombre de Rouse	1.23	0.98	0.87	29.31	23.62	20.59	0.91	0.92
Valeurs de Q_m (10^{-7} m ³ /s.m) :								
6	Exp95	Exp47		Exp121				
13	Exp94	Exp45-46		Exp123	Exp114	Exp119		Exp77-83
23	Exp92							
25		Exp41-43	Exp137	Exp120	Exp113	Exp115	Exp98	Exp79-84
37	Exp93	Exp40-44		Exp106	Exp112-132	Exp118-130		Exp80-82
49	Exp96	Exp48-50	Exp90	Exp122	Exp104	Exp116-131	Exp99	Exp78-81
61						Exp105-111		
66							Exp100	
71			Exp91					
73	Exp128	Exp49-139			Exp117			Exp86
85							Exp97	
92			Exp87					
121	Exp124	Exp51-127	Exp138		Exp129			Exp85

TABLE 4.1 – Paramètres des 8 séries pour les expériences monodisperses.

4.2 Morphologie des structures sédimentaires : observation qualitative

4.2.1 billes de 100 μm

Les premières séries d'expériences (série 1 à 3, Cf. Tableau 4.1) ont été réalisées avec des billes en verre de diamètre de 100 μm . Avec ce type de sédiments, on observe moins de 5 s après le démarrage de l'expérience, l'apparition de dépôts sur toute la longueur du canal en aval de la zone d'apport. Ces structures ont la forme de barchanes dans les premiers instants ($t \leq 500$ s environ), ceci quelque soit le débit d'eau et le débit de sédiments imposés. Puis, les structures se différencient morphologiquement au fur et à mesure de leur croissance, en fonction des valeurs de Q_{in} et Q_{eau} . La Figure 4.1 présente des reconstructions 3D, issues des mesures Moiré, des structures sédimentaires à trois instants différents pour l'expérience 76 ($Q_{in} = 37 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$) (Cf. Tableau 4.1).

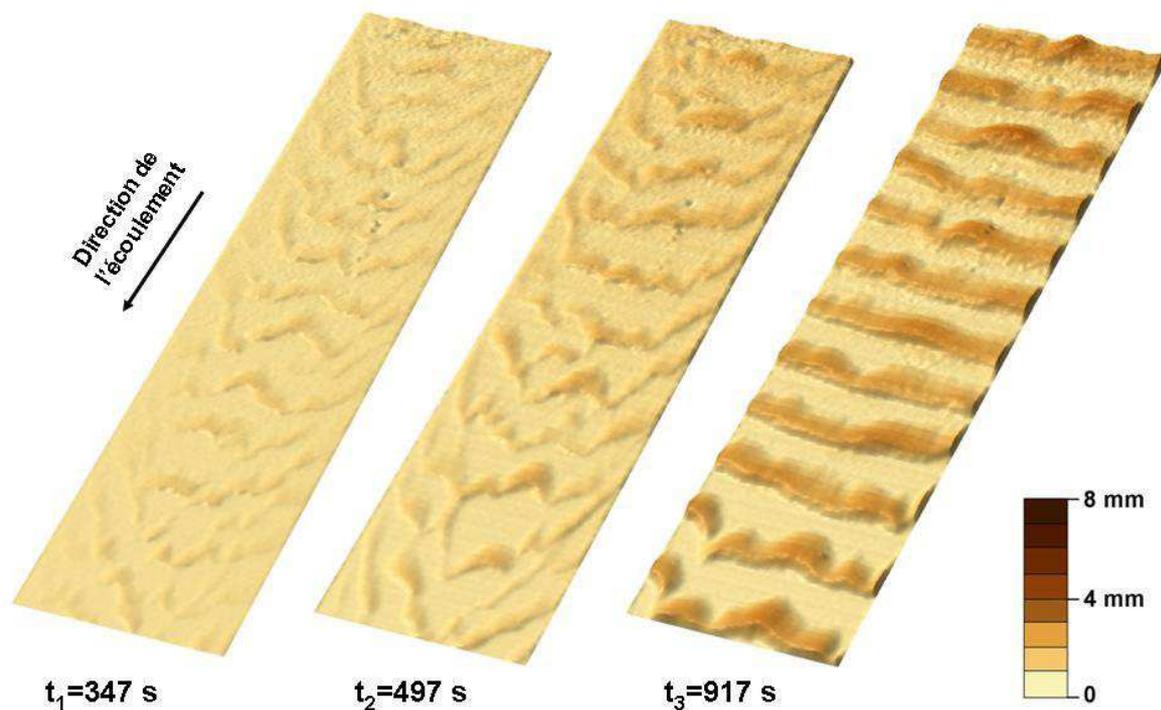


FIGURE 4.1 – Reconstruction 3D des structures sédimentaires à trois instants t pour l'expérience 76 ($Q_{in} = 37 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$). La zone reconstruite fait 55 cm de long par 11 cm de large.

Nous notons également qu'au cours de leur mûrissement les structures tendent vers une stabilisation de leur morphologie. Nous pouvons observer trois morphologies d'équilibre : (i) des dépôts isolés de type barchanes, (ii) des dépôts de types dunes transverses, et (iii) des

dépôts connectés de type dunes barchanoïdes. Ces trois morphologies sont observées selon les valeurs de Q_{in} et Q_{eau} . Nous précisons que dans l'état d'équilibre morphologique, les dépôts continuent toujours de se déplacer, et que le fond du canal n'est jamais complètement recouvert par les dépôts, même dans le cas des dunes barchanoïdes. La Figure 4.2 présente des reconstructions 3D de ces trois types de morphologies d'équilibre, issues respectivement des expériences 47, 40 et 124 (Cf. Tableau 4.1).

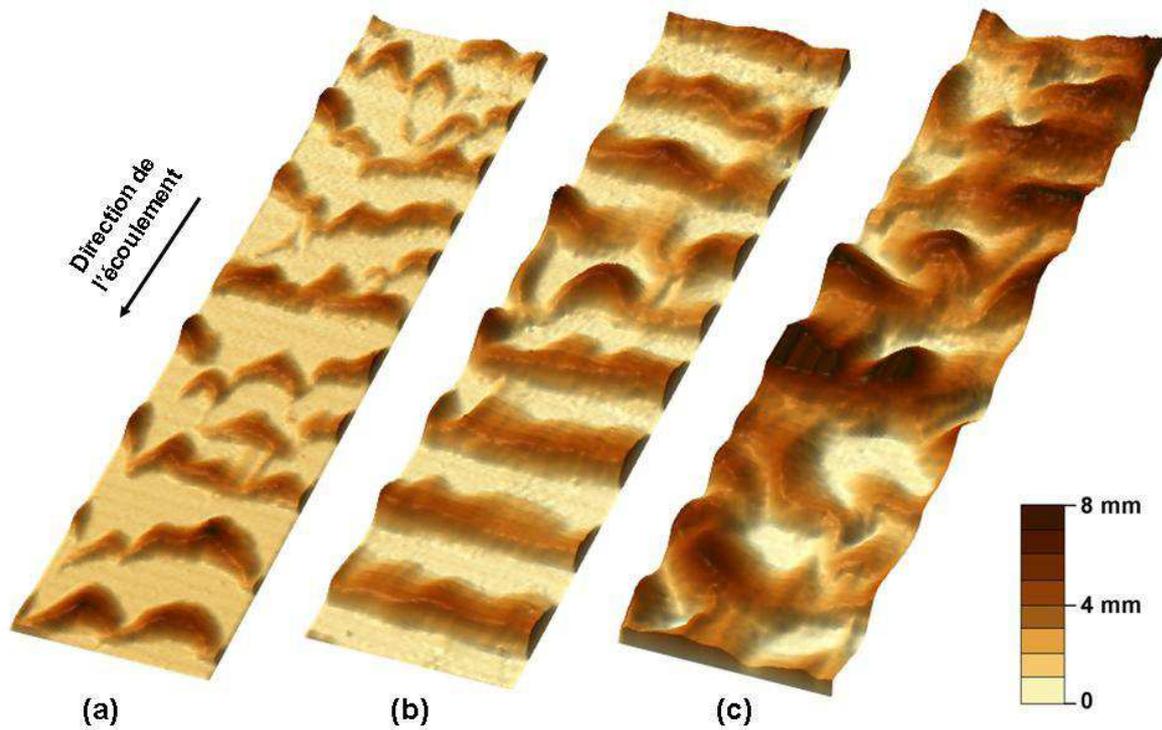


FIGURE 4.2 – Reconstruction 3D de fin d'expérience (a) des dépôts de type barchanes (exp 47, $Q_{in} = 7 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$), (b) des dépôts de type dunes transverses (exp 40, $Q_{in} = 37 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$), (c) des dépôts de type dunes barchanoïdes (exp 124, $Q_{in} = 121 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 9.8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$). La zone reconstruite fait 55 cm de long par 11 cm de large.

La Figure 4.3 présente un diagramme de phase des morphologies d'équilibre dans l'espace des phases débit de sédiments - débit d'eau. Nous n'avons pas fait suffisamment d'expériences pour proposer un diagramme de phase complet, et déterminer précisément les lignes de transition entre une morphologie et une autre.

4.2.2 billes de 500 μm

Les expériences des séries 4 à 6 ont été réalisées avec des billes de verre de diamètre 500 μm . A la différence des expériences avec des billes de 100 μm , on ne voit pas apparaître, dès

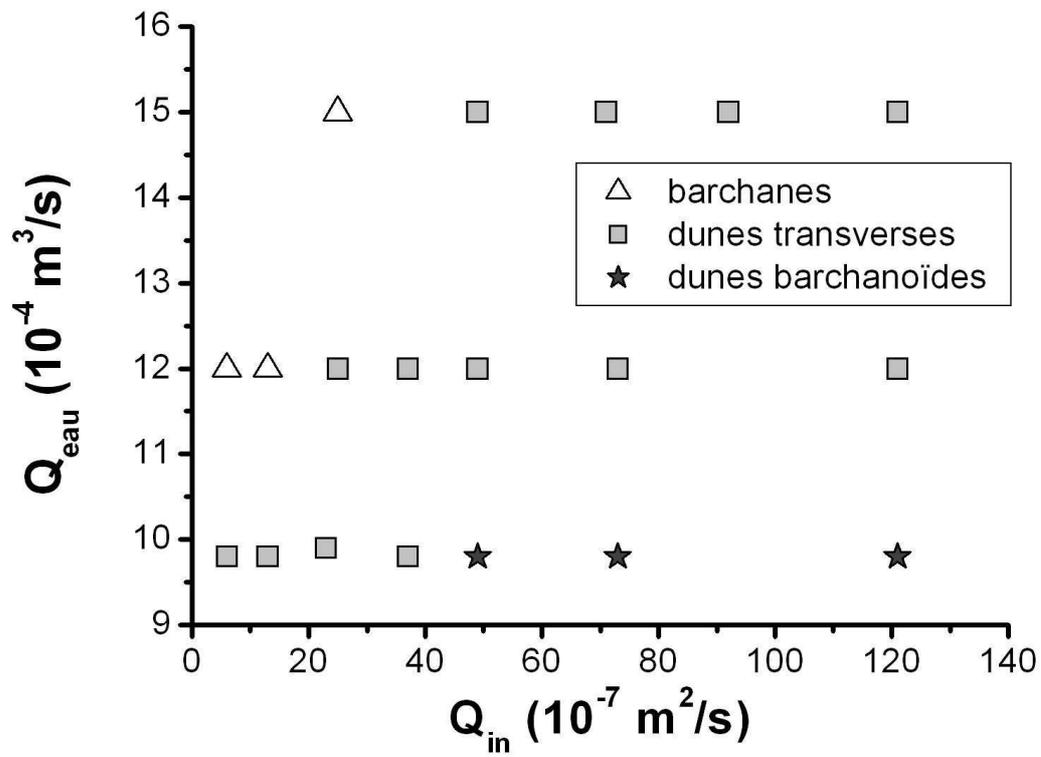


FIGURE 4.3 – Diagramme de phase des morphologies d'équilibre pour les dépôts de billes de $100 \mu\text{m}$.

les premières secondes de l'expérience, des dépôts sur le fond rugueux du chenal. Contrairement aux billes de $100\ \mu\text{m}$, un front de dépôts apparaît suivi d'un ensemble de structures sédimentaires qui se déplace et envahit peu à peu l'ensemble du chenal. Ceci est dû à une différence dans le mode de transport. En effet, au vu des nombres de Rouse, on s'attend à ce qu'il y ait transport des sédiments de $500\ \mu\text{m}$ majoritairement par charriage. Nous remarquons également en aval du front de dépôts, la présence de plus petits dépôts de type dunes barchanoïdes, se déplaçant plus vite que le front.

Comme pour les dépôts de billes de $100\ \mu\text{m}$, nous notons qu'après le mûrissement, les structures tendent vers une morphologie d'équilibre. Nous avons principalement observé deux types de morphologies d'équilibre : (i) des dépôts de type dunes barchanoïdes, et (ii) des dépôts de forme complexe qui recouvrent complètement la zone d'étude (nappe de charriage). Précisons qu'au plus faible débit d'eau ($Q_{eau} = 9.8 \cdot 10^{-4}\ \text{m}^3/\text{s}$) et au plus faible débit de sédiments ($Q_{in} = 25 \cdot 10^{-7}\ \text{m}^2/\text{s}$), nous avons observé un état d'équilibre correspondant aux dunes transverses. La Figure 4.4 présente des reconstructions 3D des dépôts à trois instants différents pour les deux types de morphologie d'équilibre observés.

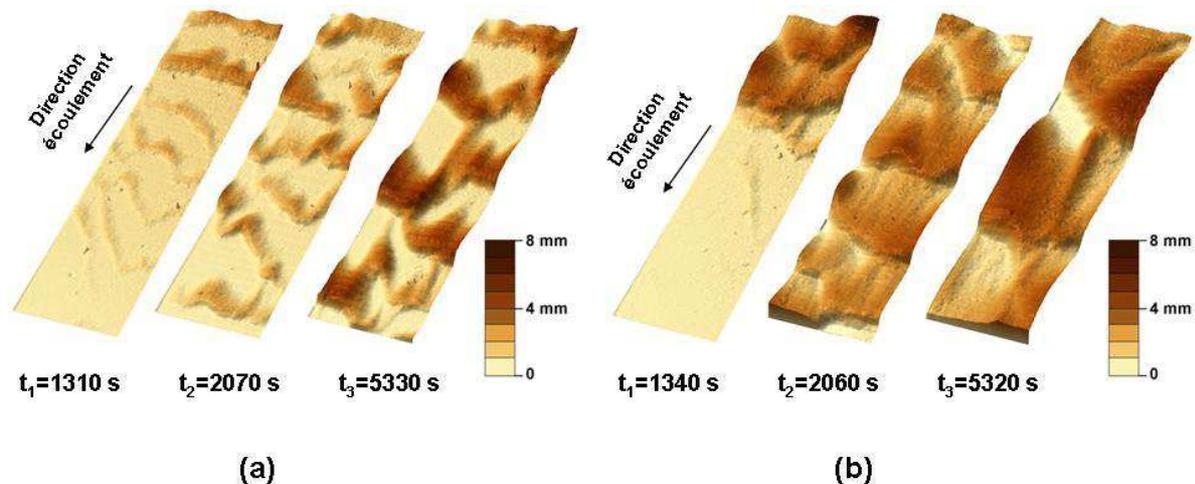


FIGURE 4.4 – Reconstruction 3D à trois instants t (a) des dépôts de type dunes barchanoïdes (exp 113, $Q_{in} = 25 \cdot 10^{-7}\ \text{m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4}\ \text{m}^3/\text{s}$), (b) des dépôts de type nappe de charriage recouvrant toute la surface (exp 117, $Q_{in} = 73 \cdot 10^{-7}\ \text{m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4}\ \text{m}^3/\text{s}$). La zone reconstruite fait 55 cm de long par 11 cm de large.

Sur la Figure 4.4, le temps t_1 correspond à l'arrivée du front de dépôts sur la zone de travail, on observe bien la présence de plus petites structures juste en aval du front. Le temps t_2 est un temps intermédiaire, et le temps t_3 est proche de la fin de l'expérience. L'évolution temporelle des dépôts est étudiée plus en détails dans la suite. De la même façon que pour les billes de $100\ \mu\text{m}$, nous proposons un diagramme de phase des structures

d'équilibre dans l'espace des phases débit de sédiments - débit d'eau (Cf. Fig. 4.5).

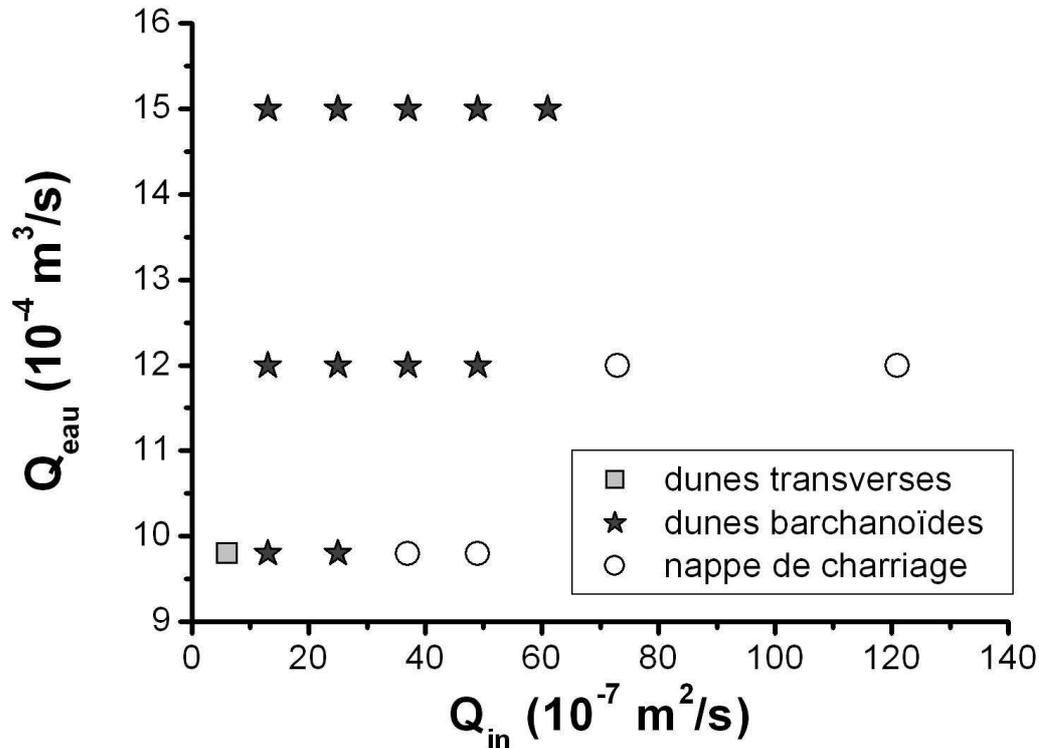


FIGURE 4.5 – Diagramme de phase des morphologies d'équilibre pour les dépôts de billes de $500 \mu\text{m}$.

Ainsi, le débit d'eau et le débit de sédiments jouent un rôle important sur la morphologie des structures sédimentaires. L'aspect morphologique ne sera pas étudié plus en détail dans la suite ; nous nous intéresserons uniquement à l'évolution temporelle des caractéristiques morphologiques et dynamiques des structures (Cf. 2.2.2).

4.3 Evolution temporelle des paramètres morphodynamiques

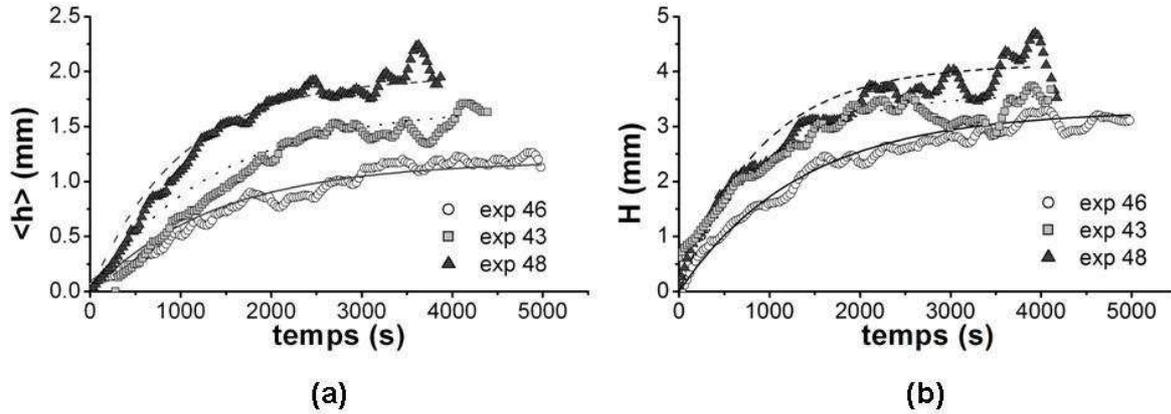
Dans cette partie, nous nous intéressons à l'évolution temporelle de l'épaisseur moyenne $\langle h \rangle$, la hauteur H , la vitesse de migration des dépôts V_d , la distance crête à crête λ , le rapport d'aspect R , et la couverture C des structures sédimentaires. Nous allons montrer qu'il existe deux dynamiques d'évolution temporelle selon le paramètre morphologique étudiée, et que l'on atteint à chaque fois un état stationnaire.

4.3.1 Epaisseur moyenne $\langle h \rangle$ et hauteur H

Nous nous intéressons ici à l'épaisseur moyenne $\langle h \rangle$ et à la hauteur maximale H des instabilités morphologiques. Rappelons que $\langle h \rangle$ est obtenue en moyennant dans la longueur puis dans la largeur les profils de hauteur obtenus à partir des mesures Moiré (Cf. 2.2.2). La hauteur H , quant à elle, est calculée en moyennant les maxima locaux des dépôts dans la longueur, puis dans la largeur. Les fluctuations longitudinales et latérales de ces deux paramètres restent faibles : les fluctuations de $\langle h \rangle$ sont comprises entre 0.12 mm et 0.22 mm selon la valeur de Q_{in} , et pour H les fluctuations sont comprises entre 0.45 mm et 0.64 mm.

Influence du débit de sédiments Q_{in}

Un paramètre de contrôle important dans notre étude est le débit de sédiments injecté Q_{in} . La Figure 4.6 présente l'évolution en fonction du temps de l'épaisseur moyenne et de la hauteur des structures sédimentaires, pour trois valeurs du débit de sédiments. Les expériences utilisées sont issues de la série 2 (Cf. Tableau 4.1), pour lequel le débit d'eau est égal à $12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$, et les sédiments sont des billes de $100 \mu\text{m}$.



	$Q_{eau} (10^{-4} \text{ m}^3/\text{s})$	$Q_{in} (10^{-7} \text{ m}^2/\text{s})$	$\langle h \rangle_{eq} (\text{mm})$	$t_{eq} (\text{s})$	$H_{eq} (\text{mm})$	$t_{eq} (\text{s})$
Exp 46	12	13	1.19	1400	3.29	1350
Exp 43	12	25	1.68	1360	3.59	900
Exp 48	12	49	1.96	1000	4.13	890

FIGURE 4.6 – Evolution temporelle (a) de $\langle h \rangle$, et (b) H , pour trois débits de sédiments Q_{in} , $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ et $d = 100 \mu\text{m}$. Les courbes continues et pointillées correspondent aux fonctions exponentielles. Le tableau contient les valeurs des paramètres $\langle h \rangle_{eq}$, H_{eq} , et t_{eq} .

Les paramètres $\langle h \rangle$ et H présentent le même comportement temporel, on observe que $\langle h \rangle$ et H augmentent au cours du temps. Cette croissance peut être décomposée

en deux étapes : une augmentation rapide de $\langle h \rangle$ et H , suivie d'une croissance plus lente qui tend asymptotiquement vers une valeur d'équilibre. Il est possible d'approximer correctement l'évolution temporelle des deux paramètres $\langle h \rangle$ et H par une fonction exponentielle du type :

$$\zeta(t) = \zeta_{eq} [1 - \exp(-t/t_{eq})] \quad (4.4)$$

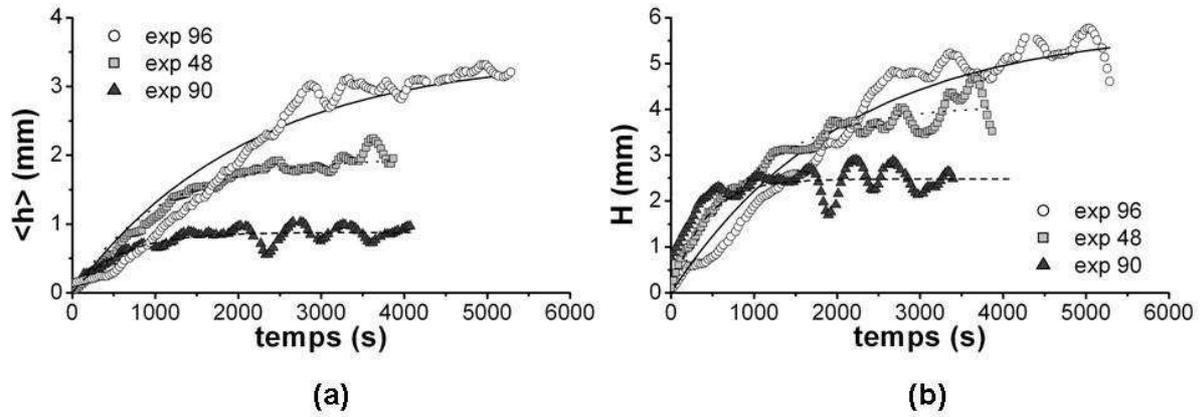
où ζ_{eq} est la valeur à l'équilibre du paramètre morphologique, et t_{eq} est le temps d'équilibre caractéristique. Le tableau de la Figure 4.6 donnent les valeurs des paramètres $\langle h \rangle_{eq}$, H_{eq} , et t_{eq} . On note tout d'abord que les temps caractéristiques d'équilibre t_{eq} sont du même ordre de grandeur pour les deux paramètres $\langle h \rangle$ et H . On remarque ensuite, que les paramètres $\langle h \rangle_{eq}$, H_{eq} , et t_{eq} dépendent fortement du débit de sédiments Q_{in} . Lorsque Q_{in} augmente, les valeurs de $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} deviennent plus grandes, et les temps d'équilibre t_{eq} plus petits ; les structures sédimentaires atteignent plus vite un état d'équilibre. L'erreur relative sur t_{eq} est de 6 %. Ce comportement avec le débit de sédiments est observé sur l'ensemble des expériences utilisant des billes de 100 μm .

Influence du débit d'eau Q_{eau}

Un autre paramètre de contrôle dans notre étude est le débit d'eau Q_{eau} que nous avons fait varier entre $9.8 \cdot 10^{-4}$ et $15 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. La Figure 4.7 présente l'évolution en fonction du temps de l'épaisseur moyenne et de la hauteur, des structures sédimentaires, pour trois valeurs du débit d'eau. Les expériences utilisées sont issues des séries 1, 2 et 3 (Cf. Tableau 4.1), pour lesquelles le débit de sédiments Q_{in} est égal à $49 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$. Les données sont approchées par des fonctions exponentielles de forme donnée par l'Equation (4.4).

On remarque que les paramètres $\langle h \rangle_{eq}$, H_{eq} , et t_{eq} dépendent également fortement du débit d'eau Q_{eau} . Lorsque Q_{eau} augmente, ces trois paramètres diminuent. Ainsi, à débit d'eau élevé, les structures sédimentaires atteignent plus vite leur état d'équilibre et celui-ci est caractérisé par des valeurs de $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} plus petites qu'à faible débit d'eau. Ce comportement avec le débit d'eau est observé sur l'ensemble des expériences utilisant des billes de 100 μm .

Ainsi, le cisaillement fluide appliqué joue un rôle important sur l'évolution des instabilités morphologiques et sur l'état stationnaire atteint. Une petite remarque quant à l'ajustement des données par des lois exponentielles (Eq. (4.4)), nous observons sur certaines courbes des Figures 4.6 et 4.7, que la fonction exponentielle s'écarte des données expérimentales. Malgré cet écart, nous considérons qu'il est acceptable d'utiliser sur l'ensemble de nos résultats des approximations par des fonctions exponentielles pour déterminer les valeurs d'équilibre.



	$Q_{eau} (10^{-4} m^3/s)$	$Q_{in} (10^{-7} m^2/s)$	$\langle h \rangle_{eq} (mm)$	$t_{eq} (s)$	$H_{eq} (mm)$	$t_{eq} (s)$
Exp 96	9.8	49	3.45	2100	5.80	2080
Exp 48	12	49	1.96	1000	4.13	890
Exp 90	15	49	0.88	560	2.48	390

FIGURE 4.7 – Evolution temporelle (a) de $\langle h \rangle$, et (b) H , pour trois débits d'eau Q_{eau} , $Q_{in} = 49 \cdot 10^{-7} m^2/s$ et $d = 100 \mu m$. Les courbes continues et pointillées correspondent aux fonctions exponentielles. Le tableau contient les valeurs des paramètres $\langle h \rangle_{eq}$, H_{eq} , et t_{eq} .

Temps caractéristiques d'équilibre $t_{eq, \langle h \rangle}$ et $t_{eq, H}$ pour les billes de $100 \mu m$

La Figure 4.8 présente les évolutions en fonction de Q_{in} des temps caractéristiques d'équilibre t_{eq} de $\langle h \rangle$ et H , pour l'ensemble des expériences des séries 1 à 3. Ces temps caractéristiques ont été évalués à partir de l'approximation des données par des fonctions exponentielles.

On observe tout d'abord une classification des temps caractéristiques d'équilibre en fonction du débit d'eau. Cette dépendance est d'autant plus importante que Q_{in} est petit ($\leq 49 \cdot 10^{-7} m^2/s$). On remarque également à débit d'eau fixé une dépendance en Q_{in} : les temps caractéristiques d'équilibre diminuent lorsque le débit de sédiments augmente. Néanmoins, cette diminution est moins significative lorsque le débit d'eau augmente. Ainsi pour la série 3, où le débit d'eau est le plus élevé, les temps $t_{eq, \langle h \rangle}$ et $t_{eq, H}$ semblent ne pas dépendre de Q_{in} . Les structures sédimentaires atteignent rapidement leur hauteur d'équilibre même pour un faible apport en grains. Enfin, notons qu'à débit de sédiments élevé ($\geq 49 \cdot 10^{-7} m^2/s$), les temps caractéristiques d'équilibre semblent tendre pour les trois débits d'eau vers une valeur proche de zéro.

En conclusion, à faible débit d'eau (série 1), la dynamique d'évolution temporelle de $\langle h \rangle$ et H est très dépendante du débit de sédiments, tandis qu'à fort débit d'eau (série 3), la dynamique en devient indépendante.

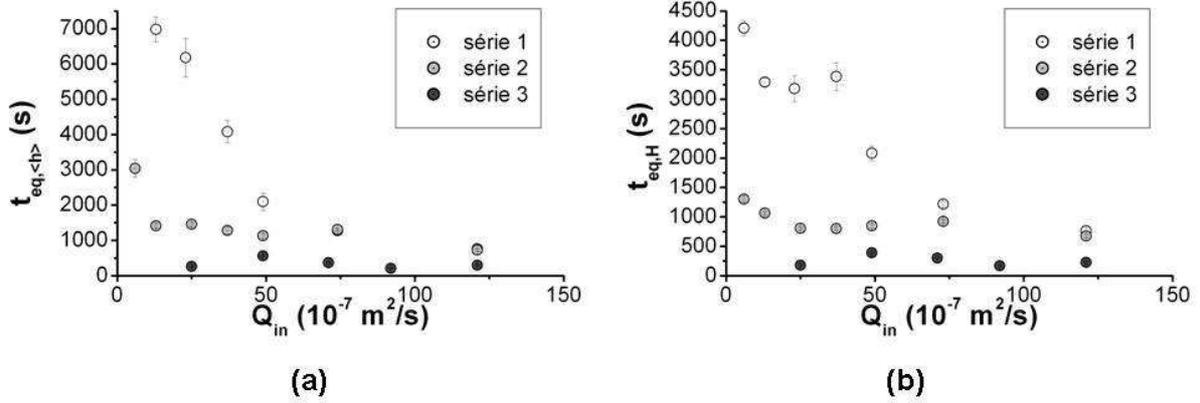


FIGURE 4.8 – Evolution en fonction de Q_{in} des temps caractéristiques d'équilibre t_{eq} de (a) $\langle h \rangle$, et (b) H , pour les dépôts de billes de 100 μm .

Avec des sédiments de diamètre $d = 500 \mu\text{m}$

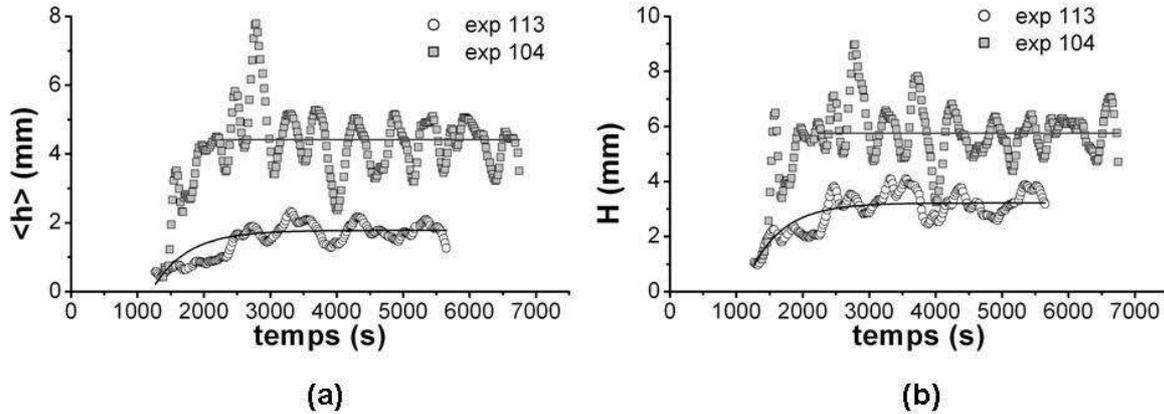
Nous avons également utilisé dans nos expériences des sédiments de diamètre de 500 μm . Comme cela a été précisé lors de l'étude qualitative de la morphologie (Cf. section 4.2), pour des billes de 500 μm , on observe sur la zone d'étude le déplacement du front de dépôts qui progresse lentement. Il n'y a donc pas de structures sur la zone de travail tant que le front ne l'a pas atteinte. Cette zone se remplit ensuite peu à peu en fonction de la vitesse d'avancée des dépôts. Par conséquent, le temps t auquel on commence les mesures sur la zone de travail ne vaut plus zéro, comme dans le cas des billes de 100 μm , mais un temps fini qui peut être très grand (plusieurs milliers de secondes). Les dépôts ont déjà mûri en partie au moment d'arriver sur la zone de travail. Il convient donc d'introduire un nouveau paramètre $\Delta\xi$ dans la forme exponentielle :

$$\xi(t) = \xi_{eq} - \Delta\xi \exp(-(t - t_0)/t_{eq}) \quad (4.5)$$

où $\Delta\xi$ est l'écart entre la hauteur d'équilibre ξ_{eq} et la hauteur ξ_{init} du dépôt au moment où il apparaît sur la zone de travail. t_0 est le temps auquel les dépôts apparaissent sur la zone de travail. Ce n'est pas un paramètre ajustable, il est lié à la vitesse de déplacement des structures sédimentaires.

La Figure 4.9 présente l'évolution temporelle de l'épaisseur moyenne et de la hauteur des structures sédimentaires, pour deux valeurs du débit de sédiments. Les expériences utilisées sont issues de la série 5 (Cf. Tableau 4.1), pour laquelle le débit d'eau est égal à $12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. Précisons que le paramètre $\langle h \rangle$ est évalué, dans le cas des billes de 500 μm , en moyennant les profils de hauteur sur la portion de la zone de travail contenant des

dépôts, et non pas sur toute la longueur de la zone.



	Q_{eau} ($10^{-4} m^3/s$)	Q_{in} ($10^{-7} m^2/s$)	$\langle h \rangle_{eq}$ (mm)	t_{eq} (s)	H_{eq} (mm)	t_{eq} (s)	t_0 (s)	t_f (s)
Exp 113	12	25	1.78	528	3.22	503	1270	1710
Exp 104	12	49	4.42	-	5.93	-	1390	1870

FIGURE 4.9 – Evolution temporelle de (a) $\langle h \rangle$, et (b) H , pour deux débits de sédiments Q_{in} , $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} m^3/s$ et $d = 500 \mu m$. La courbe continue correspond à une fonction exponentielle, et la courbe pointillée à la moyenne temporelle dans l'état stationnaire. Le tableau contient les valeurs des paramètres $\langle h \rangle_{eq}$, H_{eq} , et t_{eq} .

On note deux situations différentes. Pour l'expérience 113, les dépôts lorsqu'ils arrivent sur la zone de travail n'ont pas encore atteint leur état d'équilibre. On observe en effet une augmentation de $\langle h \rangle$ et de H avant qu'ils ne saturent. Pour l'expérience 104, les dépôts ont déjà atteint leur état d'équilibre au moment où ils arrivent sur la zone de travail. Dans ce cas, il n'est pas possible d'avoir accès au temps d'équilibre à partir de ces mesures. On a seulement une estimation d'une borne supérieure du temps d'équilibre (t_0).

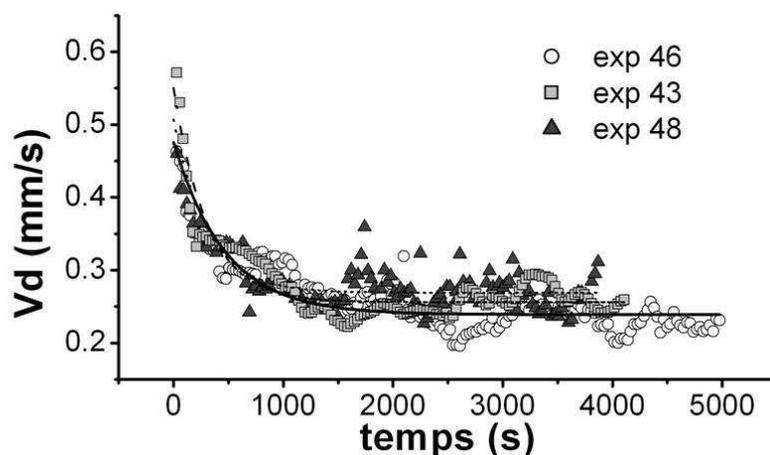
Pour le cas des billes de $500 \mu m$, il n'a donc pas été possible de faire une étude systématique des temps de mise à l'équilibre. On peut juste dire que l'on observe les mêmes tendances que pour les billes de $100 \mu m$, à savoir, une diminution du temps caractéristique d'équilibre lorsque Q_{in} ou Q_{eau} augmentent. Concernant les valeurs d'équilibre de $\langle h \rangle$ et de H obtenues pour les billes de $500 \mu m$, on note, comme pour les billes de $100 \mu m$, une forte dépendance avec le débit de sédiments et le débit d'eau que nous étudierons en détail dans le Chapitre 5.

4.3.2 Vitesse de migration V_d

Nous nous intéressons ici à l'évolution temporelle de la vitesse de migration V_d des dépôts. Les vitesses de migration sont obtenues par corrélation des profils de hauteur issus des mesures Moiré. Les fluctuations dans la largeur sont en moyenne de l'ordre de 0.03 mm/s pour les dépôts de billes de 100 μm , et de l'ordre de 0.12 mm/s pour les dépôts de billes de 500 μm .

Avec des sédiments de diamètre $d = 100 \mu\text{m}$

La Figure 4.10 présente l'évolution en fonction du temps de la vitesse de migration V_d des dépôts de sédiments 100 μm , pour trois valeurs du débit de sédiments. Les expériences utilisées sont issues de la série 2 (Cf. Tableau 4.1), pour laquelle le débit d'eau est égal à $12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$.



	$Q_{eau} (10^{-4} \text{ m}^3/\text{s})$	$Q_{in} (10^{-7} \text{ m}^2/\text{s})$	$V_{d_{eq}} (\text{mm}/\text{s})$	$t_{eq} (\text{s})$
Exp 46	12	13	0.24	465
Exp 43	12	25	0.26	306
Exp 48	12	49	0.27	307

FIGURE 4.10 – Evolution temporelle de la vitesse de migration des dépôts de billes de 100 μm , pour trois débits de sédiments et $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. Les courbes continues et pointillées correspondent aux fonctions exponentielles. Le tableau contient les valeurs des paramètres $V_{d_{eq}}$ et t_{eq} .

On remarque que la vitesse de migration des structures sédimentaires de billes de 100 μm diminue au cours du temps. Les dépôts sont en début d'expérience petits et isolés (Cf. Fig. 4.1), ils se déplacent vite. Puis ils grossissent et se connectent entre eux, diminuant ainsi leur vitesse de migration. Cette décroissance peut être décomposée en deux étapes : une

diminution rapide de V_d , suivie d'une décroissance plus lente qui tend asymptotiquement vers une valeur d'équilibre. Cette évolution temporelle peut être approchée par une fonction exponentielle du type :

$$\psi(t) = \psi_{eq} + \Delta\psi \exp(-t/t_{eq}) \quad (4.6)$$

où $\Delta\psi$ est l'écart entre la vitesse de migration à l'équilibre ψ_{eq} et la vitesse de migration initiale ψ_{init} , et t_{eq} est le temps d'équilibre caractéristique. Le tableau de la Figure 4.10 donne les valeurs des paramètres V_{deq} et t_{eq} . On note tout d'abord que le temps d'équilibre t_{eq} diminue, mais de façon très modérée, lorsque le débit de sédiments augmente. On observe également que les temps d'équilibre pour V_d sont très courts comparés à ceux pour $\langle h \rangle$ et H (Fig. 4.6). La vitesse de migration présente donc une dynamique d'évolution temporelle plus rapide. On remarque enfin, que le paramètre V_{deq} ne semble dépendre que faiblement du débit de sédiments. Lorsque Q_{in} augmente, les valeurs de V_{deq} n'augmentent que légèrement. Ces observations sont représentatives de l'ensemble des expériences utilisant des billes de 100 μm .

La Figure 4.11 présente l'évolution en fonction du temps de la vitesse de migration des dépôts de sédiments de 100 μm , pour trois valeurs du débit d'eau. Les expériences utilisées sont issues des séries 1, 2 et 3 (Cf. Tableau 4.1), pour lesquelles le débit de sédiments Q_{in} est égal à $49 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$. Ces courbes sont approchées par des fonctions exponentielles de la forme de celle de l'Equation (4.6).

On observe que la vitesse de migration des structures sédimentaires de billes de 100 μm , diminue au cours du temps pour les trois débits d'eau jusqu'à atteindre une valeur stationnaire. On remarque ensuite que les paramètres V_{deq} dépend de Q_{eau} : lorsque Q_{eau} augmente, V_{deq} augmente aussi. A débit d'eau élevé, la vitesse d'équilibre des structures sédimentaires est plus élevée qu'à faible débit d'eau. Par contre, au vu des valeurs prises par le paramètre t_{eq} , on ne peut mettre en évidence une variation significative du temps d'équilibre avec le débit d'eau. Ces observations sont représentatives de l'ensemble des expériences utilisant des billes de 100 μm . Ainsi, le cisaillement fluide appliqué joue un rôle important sur l'évolution temporelle de la vitesse de migration des structures sédimentaires et sur la vitesse d'équilibre atteinte. Nous reviendrons de façon plus détaillée sur les variations de la vitesse d'équilibre en fonction de Q_{in} et Q_{eau} dans le Chapitre 5.

Temps caractéristiques d'équilibre t_{eq, V_d} pour les billes de 100 μm

La Figure 4.12 présente l'évolution en fonction de Q_{in} du temps caractéristique d'équilibre de la vitesse de migration des dépôts de billes de 100 μm (séries 1 à 3).

On observe tout d'abord que pour les trois séries, les temps caractéristiques d'équilibre sont tous inférieurs à 600 s, ce qui met en évidence une dynamique d'évolution rapide de

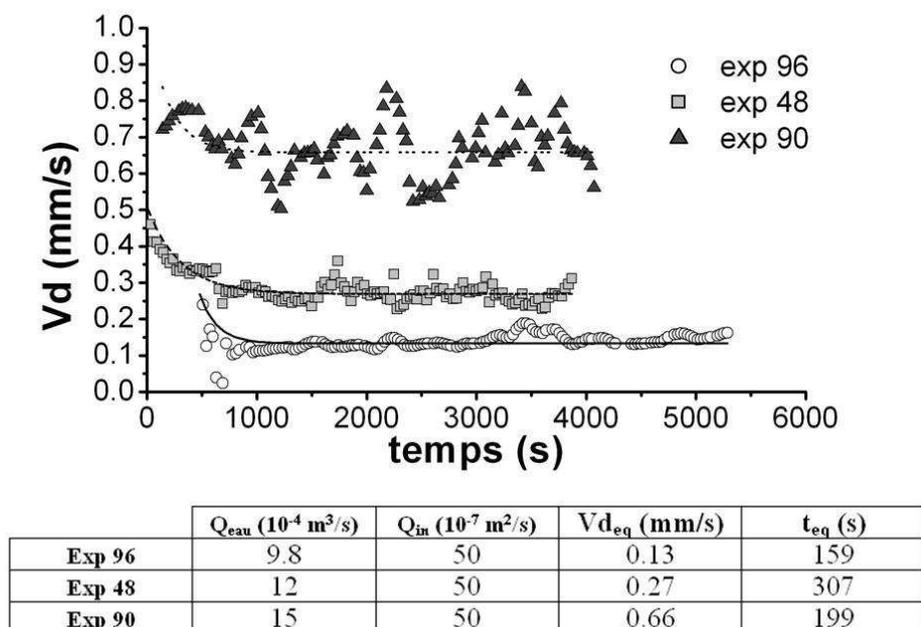


FIGURE 4.11 – Evolution temporelle de la vitesse de migration des dépôts $100 \mu\text{m}$, pour trois débits d'eau Q_{eau} et $Q_{in} = 49 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$. Les courbes continues et pointillées correspondent aux fonctions exponentielles. Le tableau contient les valeurs des paramètres Vd_{eq} et t_{eq} .

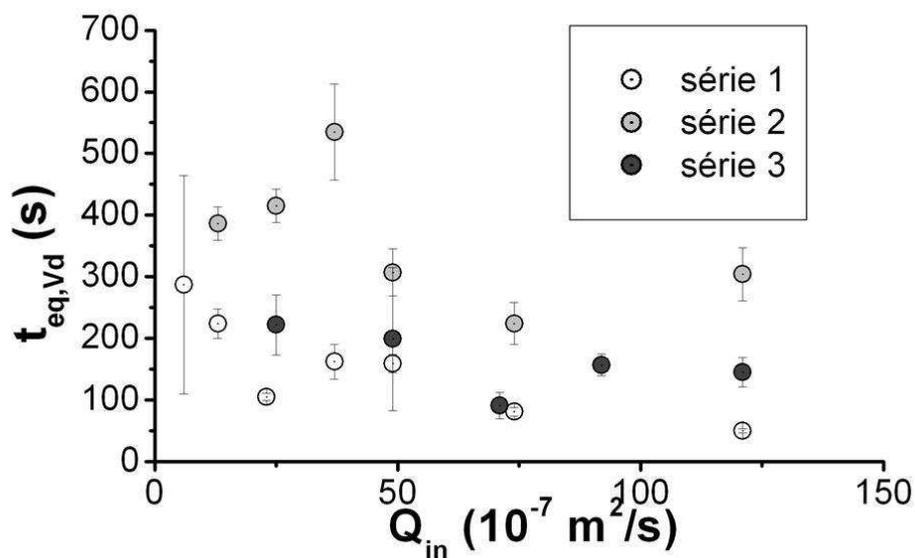


FIGURE 4.12 – Evolution de $t_{eq,Vd}$ en fonction de Q_{in} , pour les dépôts de billes de $100 \mu\text{m}$.

la vitesse de migration, comparée à celles de l'épaisseur moyenne $\langle h \rangle$ et de la hauteur H , pour lesquelles les temps caractéristiques d'équilibre sont environ trois fois plus grands pour les séries 2 et 3, et dix fois plus grands pour la série 1 (Fig. 4.8). Nous notons ensuite qu'il n'y a pas de dépendance significative de t_{eq,V_d} avec Q_{in} et Q_{eau} , contrairement aux temps caractéristiques des paramètres $\langle h \rangle$ et H . La dispersion des valeurs des temps d'équilibre nous empêche de conclure au sujet de la dépendance en fonction des paramètres de contrôle. Nous retiendrons simplement que l'on a une dynamique d'évolution temporelle très rapide du paramètre V_d .

Avec des sédiments de diamètre $d = 500 \mu\text{m}$

S'agissant des billes de $500 \mu\text{m}$, nous savons que les dépôts mettent un temps fini pour atteindre la zone de travail. Lorsque le front des dépôts atteint le début de cette zone, il a déjà parcouru 60 cm durant lesquels sa vitesse s'est stabilisée. Ainsi, la vitesse des structures sédimentaires est déjà stationnaire lorsque l'on commence à la mesurer, et l'on ne peut avoir accès au régime transitoire comme dans le cas des billes de $100 \mu\text{m}$. Pour obtenir la valeur de V_{deq} , il suffit donc de moyenner V_d sur le temps.

La Figure 4.13 présente l'évolution en fonction du temps de la vitesse de migration des dépôts de sédiments de $500 \mu\text{m}$ pour $Q_{in} = 13 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ et $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ (Exp 114, Cf. Tableau 4.1). On observe que la vitesse de migration est bien stationnaire en moyenne dès l'arrivée des dépôts sur la zone de travail. Cette observation est valable pour l'ensemble des expériences des séries 4 à 6.

La dépendance de V_{deq} avec les paramètres de contrôle sera étudiée en détails dans le Chapitre 5.

4.3.3 Distance crête à crête λ

Nous nous intéressons maintenant à l'évolution temporelle de la distance crête à crête, ou longueur d'onde, λ des structures sédimentaires. Ce paramètre est obtenu à partir de la transformée de Fourier des profils de hauteur longitudinaux (Cf. 2.2.2), et puis est moyenné dans la largeur. Les fluctuations de λ dans la largeur sont comprises entre 5 et 10 mm environ, selon la morphologie des dépôts (dunes transverses ou 3D).

Pour les billes de $100 \mu\text{m}$, on observe un premier régime de croissance rapide suivi d'un régime de croissance plus lente qui tend asymptotiquement vers une valeur d'équilibre. Cette évolution temporelle est approchée par une fonction exponentielle de la forme :

$$\phi(t) = \phi_{eq} - \Delta\phi \exp(-t/t_{eq}) \quad (4.7)$$

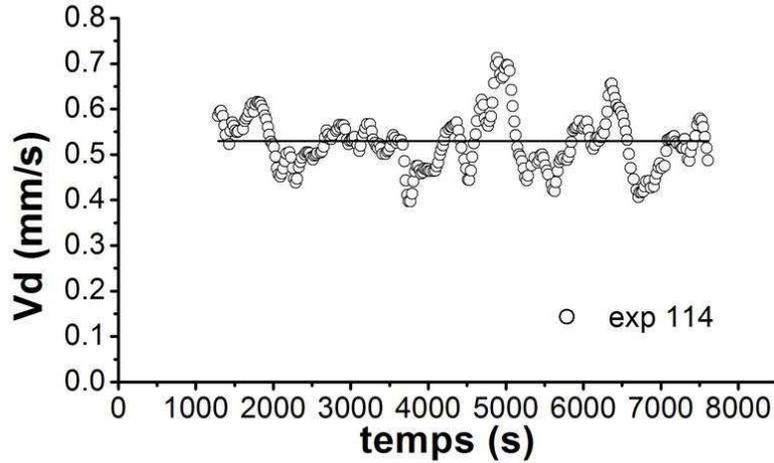


FIGURE 4.13 – Evolution temporelle de la vitesse de migration V_d pour $Q_{in} = 13 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ et $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ (Exp 114). La droite continue correspond à la moyenne temporelle de V_d .

où $\Delta\phi$ est l'écart entre la longueur d'onde à l'équilibre ϕ_{eq} et la longueur d'onde initiale ϕ_{init} , et t_{eq} est le temps d'équilibre caractéristique.

Dans le cas des billes de $500 \mu\text{m}$, la longueur d'onde est déjà à l'équilibre lorsque les dépôts arrivent sur la zone de travail. Par conséquent, pour obtenir la valeur de λ_{eq} , il suffit de moyenniser λ sur le temps. Ces observations sont représentatives de l'ensemble des expériences recensées dans le Tableau 4.1. La Figure 4.14 présente une évolution temporelle type de λ pour les deux tailles de grains utilisées.

L'étude de l'influence des paramètres de contrôle Q_{in} et Q_{eau} sur la valeur de λ_{eq} sera abordée en détails dans le Chapitre 5.

Temps caractéristiques d'équilibre $t_{eq,\lambda}$ pour les billes de $100 \mu\text{m}$

La Figure 4.15 présente l'évolution en fonction de Q_{in} du temps caractéristique d'équilibre de la longueur d'onde des dépôts de billes de $100 \mu\text{m}$ (séries 1 à 3).

On note tout d'abord un classement selon le débit d'eau utilisé. La série 1, réalisée à faible débit d'eau, présente des temps caractéristiques d'équilibre élevés. A plus fort débit d'eau, les $t_{eq,\lambda}$ sont plus petits. On n'observe une dépendance avec Q_{in} que sur la série 1, c'est à dire à faible Q_{eau} : $t_{eq,\lambda}$ décroît lorsque Q_{in} augmente. Pour les deux autres séries à débits d'eau plus grands, les $t_{eq,\lambda}$ semblent ne pas dépendre du débit de sédiments. Ainsi, à fort débit la dynamique d'évolution temporelle de la longueur d'onde des dépôts semble

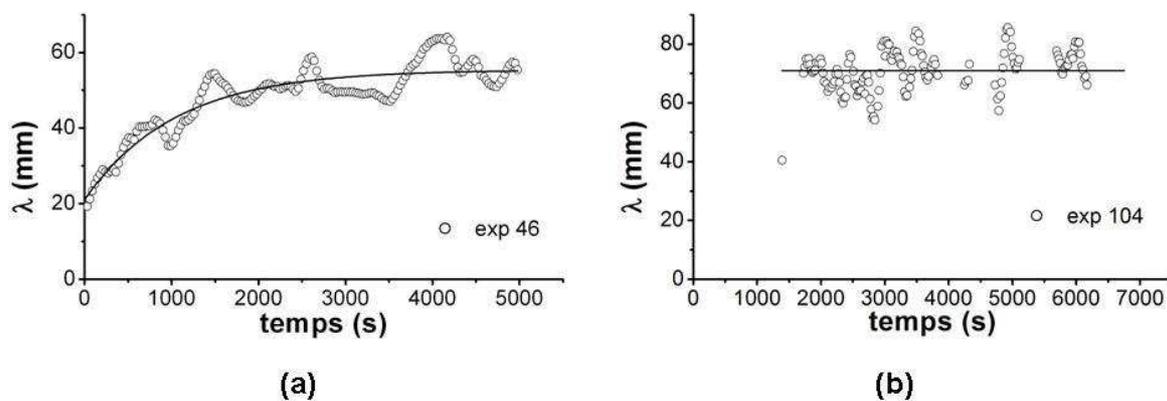


FIGURE 4.14 – Evolution temporelle de la longueur d'onde λ des dépôts de billes (a) 100 μm (exp 46, $Q_{in} = 13 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$) et (b) 500 μm (exp 104, $Q_{in} = 49 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$).

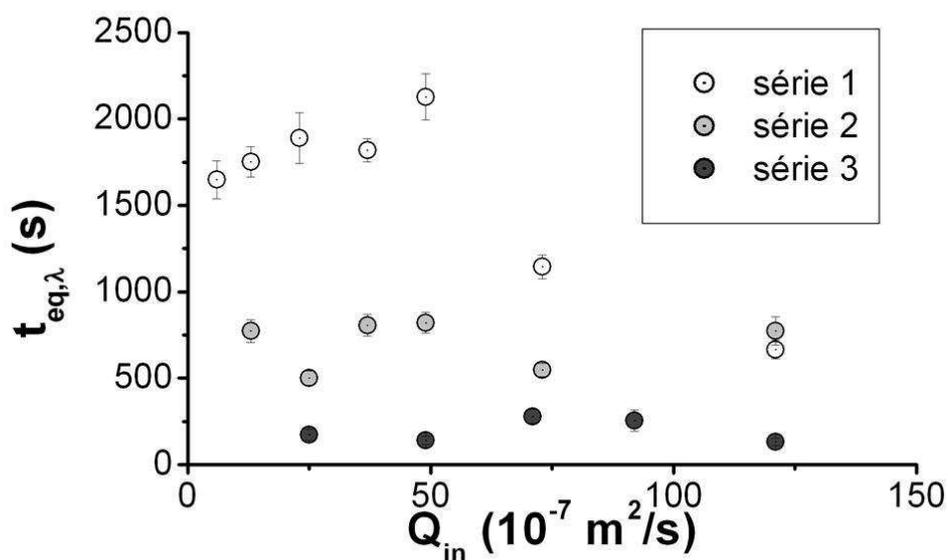


FIGURE 4.15 – Evolution de $t_{eq,\lambda}$ en fonction de Q_{in} , pour les dépôts de billes de 100 μm .

principalement gouvernée par les conditions hydrauliques.

Notons également que les temps caractéristiques d'équilibre $t_{eq,\lambda}$ sont environ deux fois plus petits que ceux évalués pour le paramètre H (Fig. 4.8), mais quand même plus grands que ceux associés à la vitesse de migration. L'évolution temporelle de la longueur d'onde présente donc une dynamique intermédiaire.

4.3.4 Rapport d'aspect R

Nous nous intéressons ici à l'évolution temporelle du rapport d'aspect $R = H/L$ des structures sédimentaires, où L est l'étalement des dunes. Ce rapport est calculé à partir des profils de hauteur longitudinaux, puis moyenné dans la largeur (Cf. 2.2.2).

Pour les billes de $100 \mu\text{m}$, toutes les expériences des séries 1 à 3 présentent un régime de croissance rapide de R suivi d'une croissance plus lente tendant asymptotiquement vers une valeur d'équilibre. Cette évolution est approchée par une fonction exponentielle (Eq. (4.7)). Dans le cas des billes de $500 \mu\text{m}$, le rapport d'aspect est déjà à l'équilibre lorsque les dépôts arrivent sur la zone de travail. La valeur de R_{eq} est donc la moyenne temporelle du signal. La Figure 4.16 présente un exemple d'évolution temporelle du rapport d'aspect pour chaque taille de sédiments.

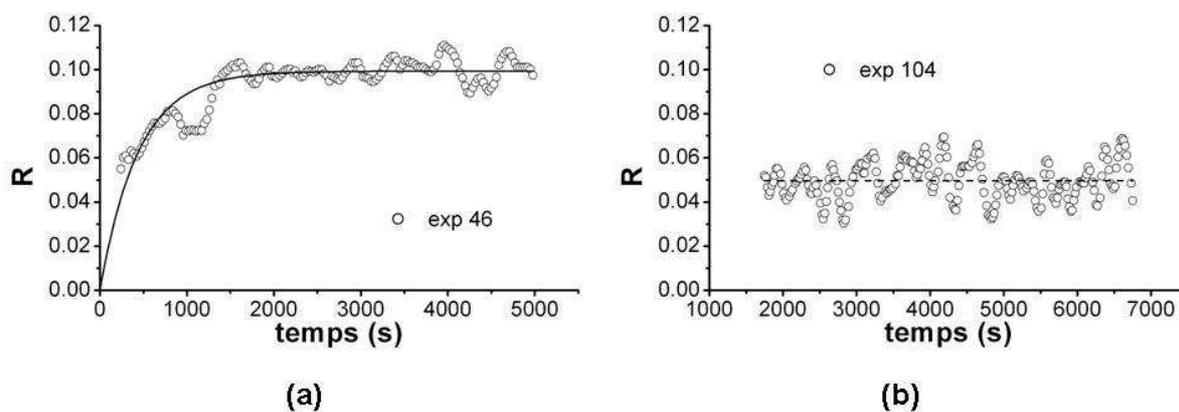


FIGURE 4.16 – Evolution temporelle du rapport d'aspect R des dépôts de billes (a) $100 \mu\text{m}$ (exp 46, $Q_{in} = 13 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$) et (b) $500 \mu\text{m}$ (exp 104, $Q_{in} = 49 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$).

L'étude de l'influence des paramètres de contrôle Q_{in} et Q_{eau} sur la valeur de R_{eq} sera abordée en détails dans le Chapitre 5.

Temps caractéristiques d'équilibre $t_{eq,R}$ pour les billes de 100 μm

La Figure 4.17 présente l'évolution en fonction de Q_{in} du temps caractéristique d'équilibre du rapport d'aspect des dépôts de billes de 100 μm (séries 1 à 3).

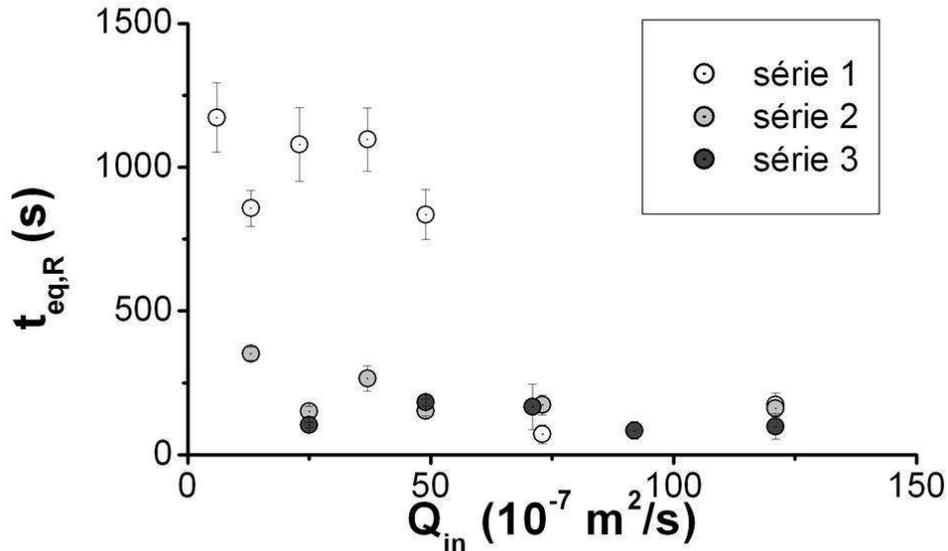


FIGURE 4.17 – Evolution de $t_{eq,R}$ en fonction de Q_{in} , pour les dépôts de billes de 100 μm .

On observe des évolutions comparables à celles présentées pour les temps d'équilibre $t_{eq,<h>}$, $t_{eq,H}$ et $t_{eq,\lambda}$ (Fig. 4.8 et 4.15). A savoir, une dépendance avec Q_{in} à faible débit d'eau qui tend à disparaître à mesure que Q_{eau} augmente. Au vu des valeurs prises par $t_{eq,R}$, on est en présence comme pour λ d'une dynamique d'évolution temporelle intermédiaire. Le fait que le rapport d'aspect augmente et se stabilise plus vite que la hauteur H des dépôts sédimentaires signifie qu'en début d'expérience H croît plus vite que l'étalement L , puis les deux paramètres augmentent au même rythme ce qui donne un rapport d'aspect constant sur des temps courts.

4.4 Bilan

L'étude des évolutions temporelles des paramètres $\langle h \rangle$, H , V_d , λ et R a souligné l'existence d'un état stationnaire bien défini et reproductible pour l'ensemble des caractéristiques morphologiques, et ce quelque soit les valeurs des paramètres de contrôle utilisés. Dans le cas des expériences avec des billes de 100 μm (séries 1 à 3), les évolutions temporelles peuvent toutes être approchées par des fonctions exponentielles croissantes ou décroissantes. Concernant les expériences avec des billes de 500 μm (séries 4 à 6), les paramètres morphologiques sont déjà à l'équilibre lorsque les dépôts atteignent la zone de

travail.

Nous pouvons également noter qu'au vu des valeurs prises par le paramètre t_{eq} (expériences avec des billes de $100 \mu\text{m}$) nous sommes en présence de trois dynamiques d'évolution temporelle : (i) l'évolution des paramètres $\langle h \rangle$ et H est contrôlée par une dynamique lente, (ii) celle des paramètres λ et R est contrôlée par une dynamique intermédiaire, et enfin (iii) le paramètre V_d présente une dynamique d'évolution rapide et sans dépendance marquée de t_{eq, V_d} avec les paramètres de contrôle, contrairement aux autres paramètres morphologiques. Il faut néanmoins prendre ces résultats avec précaution car les fluctuations du débit de sédiments en entrée du chenal peuvent jouer un rôle non négligeable sur la dynamique du transitoire. Nous n'irons pas plus loin dans l'étude de l'influence des paramètres de contrôle sur les temps caractéristiques d'équilibre. Les paramètres $\langle h \rangle_{eq}$, H_{eq} , $V_{d,eq}$, λ_{eq} et R_{eq} quant à eux, présentent une dépendance avec Q_{in} et Q_{eau} qui sera abordée en détail dans le prochain chapitre.

4.4.1 Existence d'un état stationnaire

A ce stade, on peut se demander si les réalimentations de la zone d'apport ne contribuent pas à créer un état stationnaire artificiel, qui serait dicté par la période des réalimentations et entretenu par celles-ci.

La Figure 4.18 présente les évolutions temporelles de $\langle h \rangle$ (a) et H (b) issues des expériences 105 et 111 (Cf. Tableau 4.1). Elles sont caractérisées par un débit de sédiments, un débit d'eau, et une taille de grains ($500 \mu\text{m}$) identiques, seule la périodicité des réalimentations de la zone d'apport diffère : la périodicité des réalimentations de l'expérience 105 est égale à 300 s, celle de l'expérience 111 est égale à 160 s. Nous avons choisi de diviser par environ deux la périodicité des réalimentations de l'expérience 111 afin de voir s'il y a une influence de la fréquence des réalimentations sur l'état stationnaire atteint.

On observe que les valeurs de $\langle h \rangle$ et H dans l'état stationnaire sont proches pour les deux expériences. Le petit écart qui existe entre les valeurs d'équilibre reste très inférieur à l'amplitude des fluctuations temporelles du signal. Ainsi, la fréquence des réalimentations ne semble pas avoir d'influence significative sur l'état stationnaire atteint. On note de plus que l'amplitude des fluctuations ne semble pas affectée par l'augmentation de la fréquence des réalimentations, elle est du même ordre de grandeur pour les deux signaux alors que la fréquence est doublée. L'augmentation de la fréquence des réalimentations a par contre un effet sur les fluctuations temporelles de $\langle h \rangle$ et H dans l'état stationnaire. En effet,

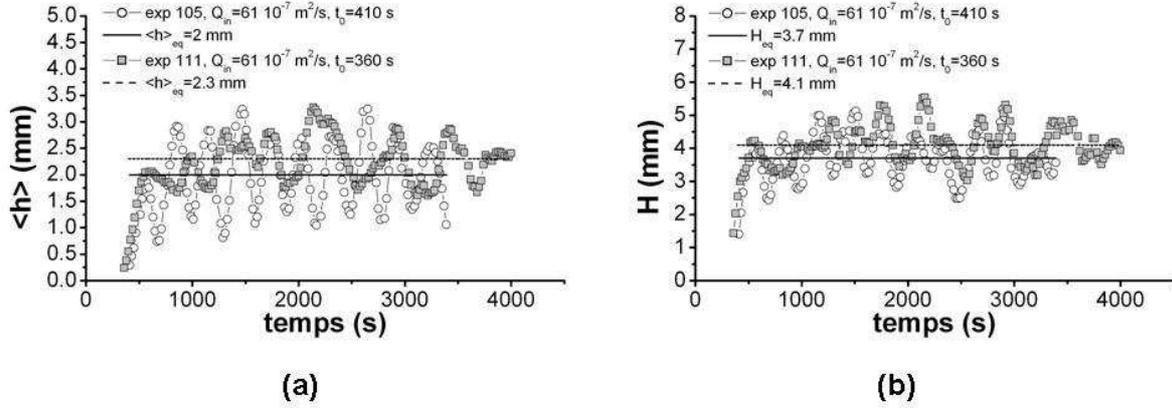


FIGURE 4.18 – Evolution temporelle (a) de $\langle h \rangle$, et (b) H , pour deux types de réalimentations (exp 105 : $T_{réalim} = 300$ s, exp 111 : $T_{réalim} = 160$ s). Le temps de vidence complet de la cavité est égal à 600 s.

ces fluctuations sont corrélées à la fréquence des réalimentations de la zone d’apport, et montrent ainsi un caractère périodique calé sur la période des réalimentations.

La Figure 4.19 présente sur le graphe du haut l’évolution temporelle de $\langle h \rangle$ pour l’expérience 105 et en-dessous la transformée de Fourier de ce signal.

La transformée de Fourier de $\langle h \rangle$ pour l’expérience 105 présente un pic bien marqué à $f = 0.003401$ Hz, équivalent à une périodicité $T \approx 294$ s. Cette fréquence est très proche de la fréquence des réalimentations de la zone d’apport égale à 0.0033 Hz pour l’expérience 105 ($Q_{in} = 61 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ et $Q_{eau} = 15 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$). Les fluctuations de $\langle h \rangle$ au niveau de la zone d’étude sont donc bien corrélées à la fréquence des réalimentations. Les observations faites sur $\langle h \rangle$ et H valent également pour les autres paramètres V_d , λ et R . L’état d’équilibre observé semble bien intrinsèque au système et n’est pas dicté par la fréquence des réalimentations.

4.4.2 Amplitude des fluctuations

La Figure 4.20 présente le rapport des fluctuations absolues des paramètres $\langle h \rangle$ et H autour de leurs valeurs d’équilibre sur le diamètre des grains en fonction du débit de sédiments Q_{in} , pour les expériences des séries 2 et 5 ($Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$). On observe que les fluctuations adimensionnées par la taille des sédiments ont le même ordre de grandeur pour les deux tailles de grains. On remarque de plus que les fluctuations adimensionnées par d croissent avec le débit de sédiments. Cela peut être relié au fait qu’à fort débit de sédiments, les fluctuations du débit sont plus importantes, comme on l’a montré au

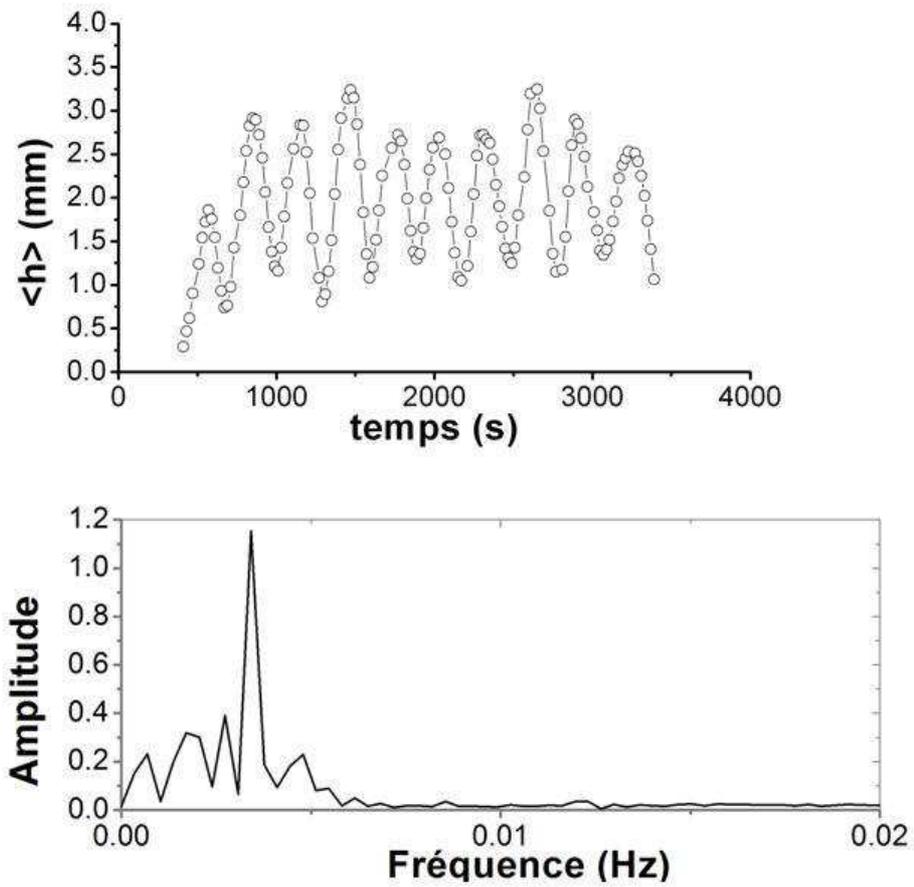


FIGURE 4.19 – En haut : évolution temporelle de $\langle h \rangle$ pour l'expérience 105, en bas : transformée de Fourier du signal.

Chapitre 3.

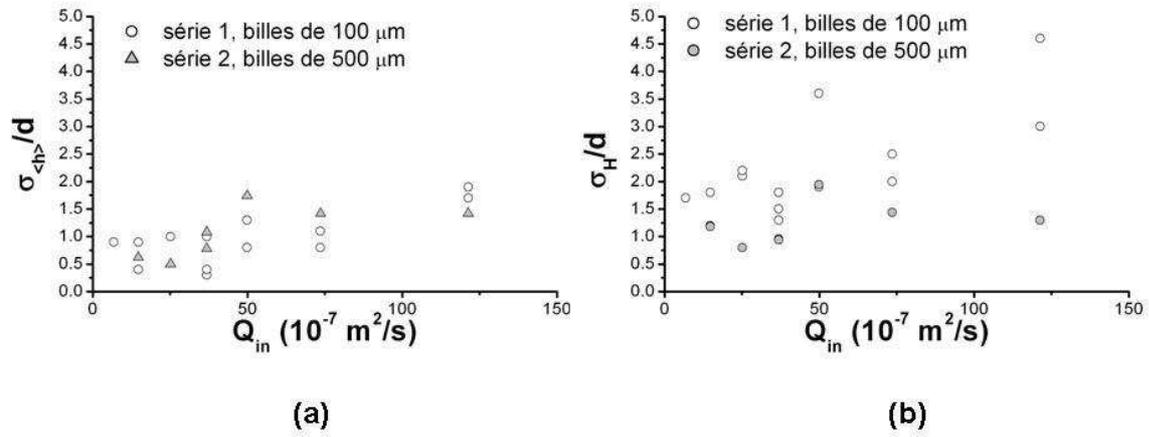


FIGURE 4.20 – Evolution en fonction du débit de sédiments Q_{in} du rapport des fluctuations absolues de (a) $\langle h \rangle$, et (b) H sur le diamètre des grains, pour les expériences des séries 2 et 5 ($Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$).

Chapitre 5

Résultats expérimentaux en milieu sédimentaire monodisperse : étude de l'état stationnaire

Dans ce chapitre nous allons étudier en détail la dépendance des paramètres $\langle h \rangle_{eq}$, H_{eq} , V_{deq} , λ_{eq} et R_{eq} avec le débit de sédiments et le débit d'eau, pour les deux tailles de sédiments utilisés. La dépendance en Q_{eau} sera abordée à travers la vitesse de frottement u_* , évaluée en l'absence de structures dans le chenal.

5.1 Article : Experimental study on transient and steady-state dynamics of bedforms in supply limited configuration

Il est à noter que seules les sections 4, 5 et 6 de l'article constituent le coeur de l'analyse sur les paramètres morphologiques à l'équilibre. Les sections 1, 2 et 3 ayant été abordées dans les chapitres précédents. L'article a été soumis à Earth Surface Processes and Landforms.

Experimental study on transient and steady-state dynamics of bedforms in supply limited configuration

Julie Dreano^{1*}, Cyril Cassar², Alexandre Valance¹ and Dimitri Lague²

¹ Institut de Physique de Rennes, UMR CNRS 6251, Université Rennes 1, 35042 Rennes Cedex-France

² Géosciences Rennes, UMR CNRS 6118, Université Rennes 1, 35042 Rennes Cedex-France

*Correspondence to : J. Dreano, IPR, UMR CNRS 6251, Université Rennes 1, 35042 Rennes Cedex-France.

E-mail : julie.dreano@univ-rennes1.fr

Abstract

The purpose of the present study is to investigate experimentally the development of bedform instabilities in a configuration where the sediment supply is limited. The experimental setup is a rectangular closed duct combining an innovative system to control the rate of sediment supply Q_{in} , and a digitizing system to measure in real time the 3D bed topography. We carried out different sets of experiments with two sediment sizes (100 μm and 500 μm) varying both the sediment supply rate and the water flow rate to obtain a total of 46 different configurations. After a transient phase, we observed the establishment of steady and stable bedforms of various shapes (barchans, transverse dunes, bedload sheets). We investigated carefully the morphological parameters of the equilibrium bedforms (height, length, spacing) as well as their migration speed as a function of the sediment supply rate. Two regimes were identified: (i) a linear regime where the equilibrium height H_{eq} of the bedforms increases with the sediment supply rate Q_{in} and (ii) an invariant regime where H_{eq} is almost independent of Q_{in} . For the linear regime, we propose a simple scaling law for the equilibrium height H_{eq} of the bedforms as a function of the sediment supply rate Q_{in} , the cube of the shear flow velocity u_* and the sediment size d . In this regime, the migration speed increases linearly with sediment supply rate, grain size and the cube of the shear velocity. We suggest that the saturation of bedform height corresponds to the transition from a supply-limited regime to a transport-limited regime in which the bedload flux has reached its maximum value under the prevailing flow conditions. Our experimental results provide a unique quantification of the factor controlling equilibrium height and migration speed of bedform deposits in supply-limited conditions against which theoretical models can be tested.

Keywords: bedforms; laboratory experiments; steady state; 3D bed topography

1. Introduction

In nature, the combination of water flow over an erodible granular bed gives birth to various patterns such as ripples, dunes, antidunes, and bars. The dynamics of these patterns is still poorly understood, because of the complex coupling between the development of bedform instabilities, fluid dynamics and sediment transport. For instance, the development of bedforms influences the hydraulic roughness and consequently the efficiency of water to transport sediment (Bennett et al., 1995; Nelson et al., 1995; Wren et al. 2007). It is however still unclear how the rate of sediment supply at a given location in the flow controls the development of bedforms immediately downstream and how this will affect sediment transport efficiency (e.g., Kleinhans et al., 2005). Moreover, an additional complexity is introduced by the time dependency of bedform development. In a supply limited configuration (as in the case for the development of subaqueous barchan dunes), the very existence of steady patterns for given flow condition has not been clearly elucidated (e.g., Hersen et al., 2002). Conversely, in the case of unlimited source of sediment (as for an erodible bed of infinite thickness), several authors (e.g., Baas, 1999; Betat et al., 2002) have observed experimentally (in flumes) that the bedforms grow till they adopt a steady and equilibrium morphology. In the latter configuration, the sediment transport rate can reach everywhere its maximum capacity of transport because there is an inexhaustible source of sediment at any point along the bed. This is not the case in a supply limited configuration, where we expect therefore the bedform evolution to be markedly different.

Given the difficulty to measure in situ sediment fluxes and bed morphology with accuracy, flume experiments in laboratory are commonly used. Most of the flume studies (e.g., Baas, 1999; Charru et al., 2004; Loiseleux et al., 2005) dealt with configurations where there is an exhaustible source of sediment. These configurations correspond generally to situations where a flow shears an erodible bed of large thickness (in comparison with the bedform height). In contrast, much less experiments were carried out in configuration where the sediment supply is limited (Endo et al., 2005; Hersen et al., 2002). Yet, this latter configuration is crucial for understanding problems such as the development of bedforms over a thin erodible bed (Kleinhans et al., 2002), and the morphodynamics of subaqueous barchan dunes (Hersen et al., 2002). It also makes the problem richer in the sense that bedform development depends both on the local availability of sediment and on the upstream condition of sediment supply. This is the configuration we choose to work with in this study.

No real progress can be made on the understanding of bedform dynamics without a precise way to document the 3D pattern development in almost real time and with a precision commensurate with a couple of grain diameter. For this reason, we developed a new digitizing device that permits a complete measurement of spatial and temporal development of bedforms. At present, it requires to work in a closed flume setting (i.e., without a free water surface boundary). This configuration also presents the advantage to work in fully turbulent conditions ($Re \sim 20000$) using relative small flow section (i.e., $12 \times 3.7 \text{ cm}^2$). Turbulent conditions are typical of bed river configurations (Maddux et al., 2003ab; Schindler et al., 2005; McLean et al., 2006; Venditti, 2007).

In this study, we address the control of sediment supply rate on bedform development on an initially bare non-erodible rigid bed. We used an innovative experimental setup in which sediment discharge Q_{in} is set at the entrance of the flume, and 3D bedform morphology is accurately measured in real time. We investigated the dynamics of the bedforms, and its sensitivity to the sediment supply rate. We first present the experimental setup and the 3D acquisition system. Then we describe a typical experiment of bedform development, including transient and steady state. In a second part, we present the features of the equilibrium bedforms and their sensitivity both to the sediment supply and water flow rate.

Our results stress the key role played by the sediment supply rate in the bedform development. Finally, we discuss our experimental outcomes and present some clues to interpret some of the observed experimental features.

2. Experimental setup and Protocol

2.1 Experimental setup

Experiments were performed in a rectangular closed flume. The flume is 3 m long, 120 mm wide and 77 mm deep (Fig. 1). Plates of various thicknesses lying on the flume bottom allow to reduce the cross section of the flow. Water flow is driven by a pump, and its rate is controlled by a valve. The fluctuations of water discharge are less than 1.5 %. The cover and the walls of the flume are transparent in order to permit the observation of flow and bedforms. At the entrance of the channel, a fixed packing of plastic beads of 16 mm in diameter allows to break the large eddy structure created by the abrupt change of section. Further downstream, a sediment supply system ensures a constant and controlled sediment discharge into the flume. Downstream from this system, the bottom substrate is roughened by gluing glass beads of same size as the sediment used. This rough surface is 1.7 m long. The observation (or working) area is 60 cm long and starts at 30 cm downstream the sediment supply system. At the exit of the channel, sediments are collected thanks to a filter, and water returns at the entrance of the flume by a pump. Sediments used in experiments are well-sorted glass beads of density $\rho_s=2500 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Two different sediment sizes were used: $d=100 \text{ }\mu\text{m}$ and $d=500 \text{ }\mu\text{m}$.

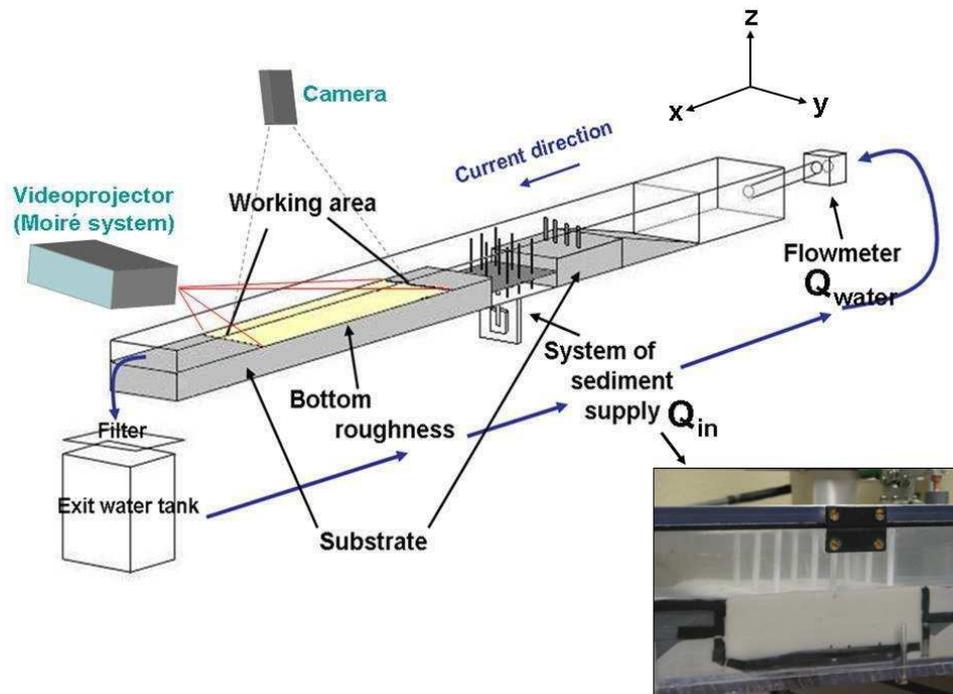


Figure 1. Experimental setup.

2.2 System of sediment supply

Principle

The system of sediment supply consists in a metal rod coming through the bottom of the channel. At the lower end, the rod is linked to a step-by-step motor with a computer-controlled uplift rate V_{up} . This motor allows a vertical displacement of the metal rod. A horizontal plate, 5 mm thick, 120 mm wide and long, is fixed at the upper end of the metal rod. At the beginning of each experiment, the plate lies at the bottom of the flume, and is therefore below the level of the rough substrate. The cavity is filled up with sediment (see Fig. 1) and as the plate rises, sediment is eroded by water flow and transported into the flume. This system is intended to inject sediment in the flow with a constant and controlled rate. Calibration tests showed that the sediment rate injected into the flow fluctuates a lot in course of time, due to the development of bedform instability in the supply cavity. To suppress the bedform instability and consequently dump the fluctuations, we added vertical bars within the cavity. These bars, whose role is explained in detailed below, go through the moving plate and are quenched between the bottom and the cover of the channel, so that the plate can move upwards or downwards while the bars are kept fixed.

Calibration

First tests achieved without bars show that the sediment supply zone behaves exactly as in an erodible bed experiment: the initial flat surface is rapidly deformed by the growth and migration of dunes that coalesce with time and form a single large dune (Betat et al., 2002) (see Fig. 2). This generates a sediment pulse each time a dune reaches the end of the supply zone. Moreover dunes have a 3D shape: there are not uniform in the cross-stream direction. We seek solutions to dump the growth of large dunes and consequently reduce spatial and temporal fluctuation of the sediment rate. The first solution used with moderate success was to put on the bed surface obstacles of centimetric size (chains, bolts). The second solution which consisted in placing an array of vertical bars was much more efficient to suppress bedform instability. With bars, the sediment is more evenly distributed laterally, and the bed height (measured in the mid plane) is more uniform along the supply zone and fluctuates much less in course of time than in absence of bars. Figure 2 shows clearly that in absence of bars a dune develops and eventually invades the whole supply zone, whereas in presence of bars, the bed profile remains in average horizontal with a standard deviation less than 2 mm.

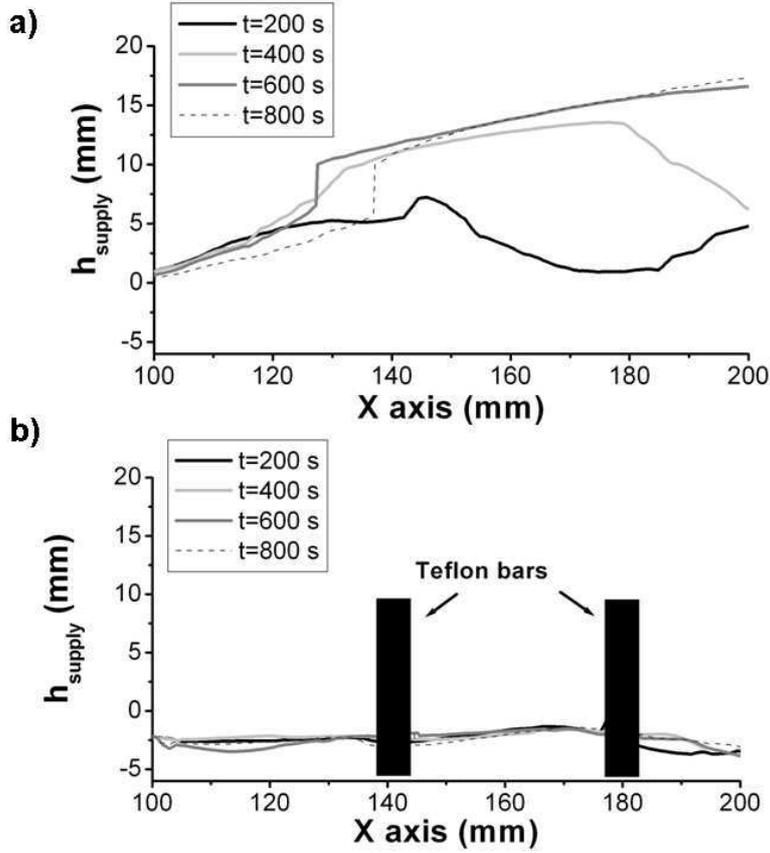


Figure 2. Time evolution of the bed height (measured in the mid-plane of the supply zone) without (a) and with (b) Teflon bars.

In presence of bars, the mean bed height $\langle h_{\text{supply}} \rangle$ in the mid plane is representative of the whole system and its evolution is governed by the following mass balance equation:

$$L \frac{d \langle h_{\text{supply}} \rangle}{dt} = LV_{\text{up}} - Q_{\text{in}} \quad (1)$$

where $L=0.12$ m is the length of the supply area, V_{up} is the uplift rate, and Q_{in} is the volumetric sediment flux per unit width that leaves the supply zone (the volume fraction of the sediment packing is on the order of 0.55). In steady state, $Q_{\text{in}} = LV_{\text{up}}$ which allows to tune the sediment supply rate by varying V_{up} . We checked that for the range of water flow and uplift rate investigated, we always reach a steady state. Figure 3a represents the mean bed height evolution for three different water flow rates. After a transient, the bed height reaches an equilibrium value, which is of course dependent of the water discharge. We therefore calibrated the system by running different uplift rates at different flow rates and measuring the corresponding steady state height. By setting the initial height of the sediment supply surface to its steady state configuration, the transient is reduced to 100-200 seconds. In steady state, the sediment supply rate fluctuates around the mean value with a standard deviation of 20 % in average over the whole range of V_{up} (see Fig. 3b). This fluctuation cannot be reduced further and is inherent to the system, but it is small enough for our purpose.

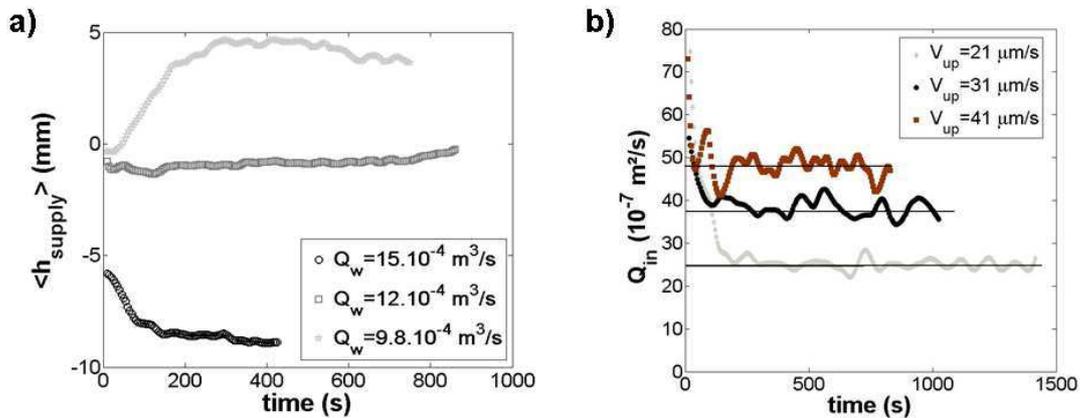


Figure 3. a) Time evolution of the mean height of the sediment supply surface for different water flow rates Q_w at a given uplift rate $V_{\text{up}} = 41 \cdot 10^{-3}$ mm/s. b) Time evolution of the sediment supply rate Q_{in} when starting from an initial surface height corresponding to the steady state height. Sediment supply rate is calculated from eq. (1) and solid lines correspond to the imposed rate.

Role of the bars

Teflon bars disposed through the supply zone avoid large dune to develop. Their role is to enhance locally the shear stress and homogenize it over the whole supply zone (Sutton et al., 2008). It does not completely suppress the growth of dunes, since micro-structures of a 2 or 3 mm height are present between the bars (Fig. 2b) and generate a variability of sediment supply. However, further dune growth and migration cannot take place because the flow perturbation that would be induced by larger dunes is likely too small compared to the quasi-uniform bed shear stress imposed by the bars. A smaller spacing of the bars may further improve the sediment supply stability, but it would significantly lower flow velocity in the flume and could prove difficult to realize technically.

Figure 3 shows that the reduction of the flow depth induced by a higher steady-state level of the supply zone surface allows a larger flux of sediment to be transported. This is expected as the sediment transport capacity increases with bed shear stress. The existence of a steady-state height also proves that the flow over the supply zone is at capacity on average. If the flow was below capacity, additional sediment could be entrained that would reduce the bed height until reaching a lower steady-state height. The opposite would happen if the flow was over capacity. For the larger sediment supply rate, there is even a measurable reduction of the flow section within the supply zone to accommodate the along stream increase of sediment transport rate.

In conclusion, our system of sediment supply allows us to inject sediments into the flume with a constant and controlled rate Q_{in} , which only depends on the uplift rate V_{up} .

2.3 Digitizing system

The digitizing system consists in a video-projector (resolution 800x600) coupled with a Firewire camera (resolution 782x582) controlled (via a computer) by a commercial software Photomeca edited by the Laboratoire de Mécanique des Solides of the University of Poitiers

(Breque et al., 2004; David et al., 2005). The camera scans a zone of 60 cm long, corresponding to the working area. The vertical resolution obtained with this system is of the order of 100 μm , while the horizontal spatial resolution is typically 1 x 1 mm^2 . Such a resolution is a significant improvement compared with previous methods (Lane, 2000; Chandler et al., 2001). However, this is at the expense of a fixed configuration of measurement. The Moiré system was not originally designed to work under water, and cannot directly factor in the refraction at the water surface. This induces a non-uniform deviation of the projected rays. To take into account this deviation and correctly measure bedform elevation, an additional calibration was performed using various slabs of known thickness z_{true} lying on the bottom of the flume. We applied a mathematical correction Z_{corr} to the measurement $z_{measured}$ such that:

$$z_{true} = Z_{corr} * z_{measured} \quad (2)$$

We found that the correction factor varies linearly along the flume:

$$Z_{corr} = a x + b \quad (3)$$

where a and b are parameters independent of the thickness of the slabs, and x is the distance along the flume (Z_{corr} varies between 0.9 and 1.1). During an experiment, bedforms are digitized every 20 or 30 seconds. Digitization typically takes about 3 seconds.

2.4 Protocol and methods

Experimental protocol

At the beginning of an experiment, the sediment supply system is filled up with sediment and the rough substrate is entirely cleaned up. Then, the water flow and the sediment supply system are triggered simultaneously. As the cavity of the sediment supply system is relatively small, we have to re-fill the cavity several times during an experiment for large sediment supply rate in order to observe the bedform evolution on long enough time. For the re-filling, we proceed as follows. The water flow rate is quickly decreased (within a few seconds) to zero. The experimental setup allows to leave enough water within the flume to avoid the alteration of the bedform morphology. The cavity is refilled, and then the water flow is restarted and increased quickly up to the same original value. Stopping the experiment introduce perturbations in the system as we shall see later on.

We carried out 8 sets of experiments corresponding to different water depths and water flow rates. Each set corresponds to a series of experiments performed at a fixed water depth and water flow rate but various sediment supply rates Q_{in} ranging from $6 \cdot 10^{-7}$ to $121 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ (see Table 1). Note that for sets 1-3 and 7-8, we used fine sediments (100 μm in diameter) and for sets 4-6, coarser sediments (500 μm in diameter). The shear velocity and Shields parameter were determined in the working area in absence of bedforms and calculated from the fluid velocity profile obtained by Particle Image Velocimetry in a vertical plane along the flow centerline. The relative errors on the velocity measurements are less than a few percent, and the spatial resolution is 0.04 mm. The velocity profile exhibits a clear logarithmic behaviour from which we can extract the shear velocity. The critical Shields parameter for incipient motion is respectively $\theta_{c100\mu\text{m}} = 0.044 \pm 0.004$ for 100 μm sediment and $\theta_{c500\mu\text{m}} = 0.029 \pm 0.004$ for 500 μm sediment. These values are estimated experimentally.

Bedform characterization

The bed morphology within the working area was digitized using the Moiré system. The bedform is described in terms of its vertical height $h(x,y,t)$ where x is the streamwise direction, y the cross-stream direction and t the time.

From a cross section of the topography (i.e., for a fixed y), we can extract several morphological features of the bedforms: the height H , the length L , the spacing λ between consecutive bedforms, and the migration speed V_d (see Fig. 4). We can also evaluate the mean thickness $\langle h \rangle$ of the bedform within the working area, which is nothing but an estimation of the mass of sediment. The geometrical parameters H and L are obtained by an averaging over all bedforms within the working area. The bedform spacing is calculated by means of a Fourier transform of the cross-section profile, while the migration speed of the bedforms is obtained by temporal cross-correlation of the profile. In the case the bedforms are not invariant in the cross-stream direction, the above quantities are averaged over all cross sections.

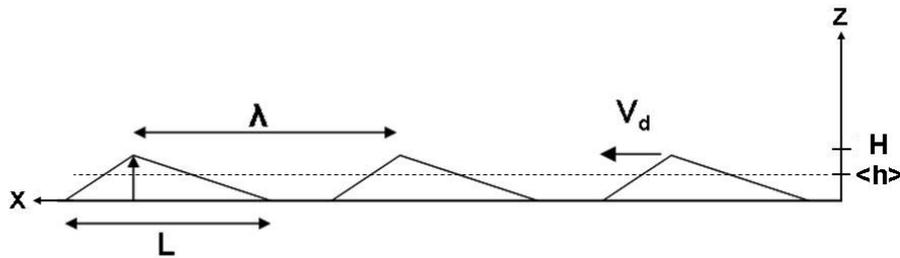


Figure 4. Morphological parameters characterizing a cross section of the bedform.

3. Description of typical experiments

We describe here the evolution of two typical experiments (run 46 and run 48 extracted from set 2) performed at the same water flow rate but different sediment supply rates: $Q_{in}=13 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ for run46, and $Q_{in}=49 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ for run 48. Figure 5 presents, for these two runs, the temporal evolution of the morphological parameters $\langle h \rangle$, H , λ , and V_d , together with the 3D bedform reconstruction resulting from Moiré measurements at three successive times. We note that initially ($t= t_1$), bedforms are disconnected and exhibit crescentic shapes, thus resembling aeolian barchan dunes. As time proceeds, bedforms grow and become more and more rectilinear ($t=t_3$) in the crosswise direction. They are then reminiscent of aeolian transverse dunes. The bedforms reach eventually an equilibrium pattern after a characteristic equilibrium time t_{eq} .

The growth process can be decomposed into two stages: a rapid linear increase of $\langle h \rangle$ and H followed by a slower increase which saturates to an asymptotic equilibrium value (see Figs 5a, b). We can approximate the time evolution of $\langle h \rangle$ and H by an exponential function of the form: $\zeta(t)=\zeta_{eq}[1-\exp(-t/t_{eq})]$, where ζ_{eq} is the equilibrium value of the morphological parameter, and t_{eq} the characteristic equilibrium time. We note that the parameters ζ_{eq} and t_{eq} strongly depend on the sediment supply rate Q_{in} . Increasing Q_{in} leads to higher equilibrium values for $\langle h \rangle$ and H , and to smaller equilibrium times.

The bedform spacing λ exhibits the same temporal behavior than $\langle h \rangle$ and H (see Fig. 5c): it increases first linearly with time and then reaches asymptotically an equilibrium value. The

temporal evolution of λ can be also described by an exponential function. We can note that the characteristic equilibrium time is much shorter than that associated to $\langle h \rangle$ and H , and the equilibrium value of λ increases with increasing Q_{in} .

The dynamics of the sedimentary structures is thus characterized by a growth of height and spacing of the bedforms with time. This process is common in bedform dynamics and sometimes referred to as “coarsening process” (Betat et al., 2002; Baas, 1994, 1999).

We have also determined from our data the time evolution of the migration speed V_d of the bedforms (Fig. 5d). V_d decreases with time before reaching a steady value. This decrease is expected because the bedforms grow with time and therefore slow down (Bagnold, 1941; Cooke et al., 1993; Hersen et al., 2005). Two salient features should be mentioned. First, in contrast to the equilibrium values obtained for the morphological parameters $\langle h \rangle$, H and λ , the equilibrium migration speeds are almost similar for the two runs. This means that the equilibrium bedforms move roughly at the same speed although they are different in size. This striking behavior is only observed for fine sediments as detailed in the next section. Second, like for the bedform spacing, the characteristic equilibrium time for the migration speed is much shorter (about one third) than that found for the parameters $\langle h \rangle$ and H . In others words, bedforms reach a stationary migration speed before the growth of their height saturates.

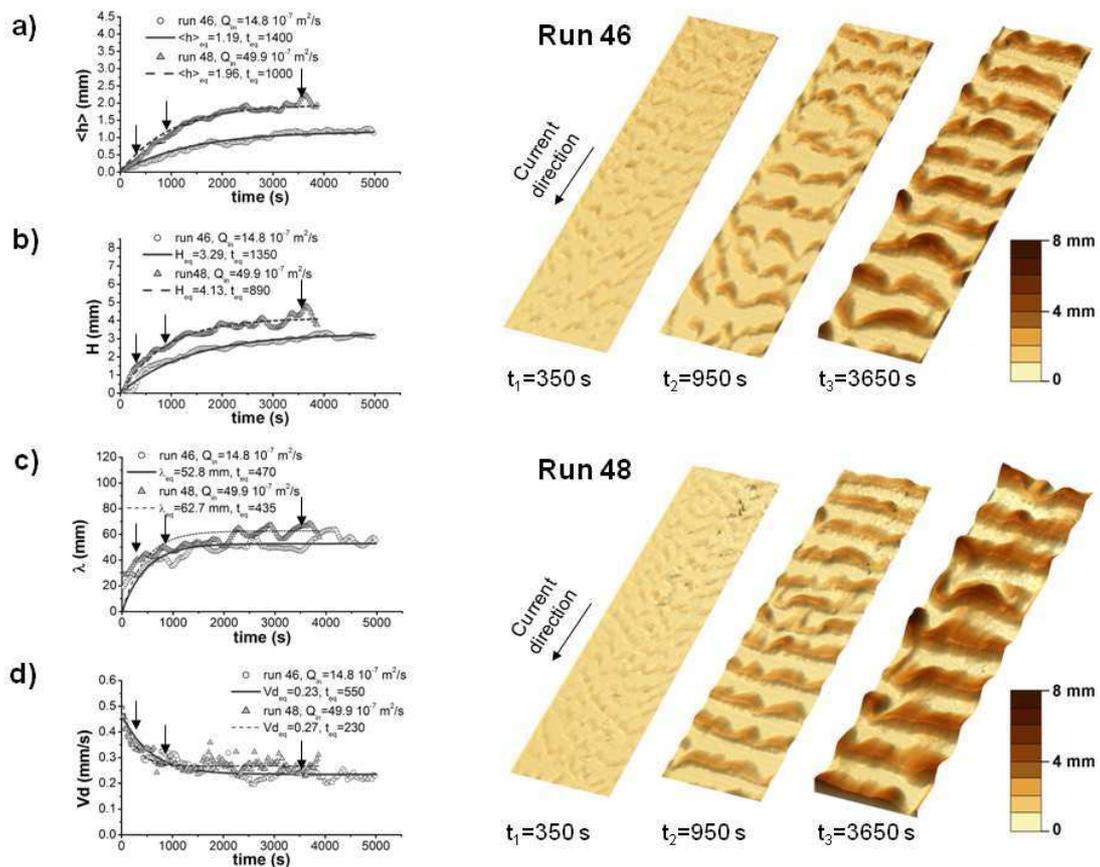


Figure 5. Left panel: temporal evolution of the morphological parameters $\langle h \rangle$, H , λ , and V_d for runs 46 and 48. Right panel: 3D bedform reconstruction at three successive times for runs 46 and 48 (the observation area is 55 cm long and 11 cm width).

For all the runs, we clearly observe a saturation of the growth process and can consequently define an equilibrium state. An adjustment of the data by an exponential fit allows to determine the steady values for the morphological parameters of the bedform and the migration speed.

Before going further, we shall say a few words about the temporal fluctuations observed for the morphological parameters of the bedforms. These fluctuations exhibit a clear periodic behavior and appear to be significant for large sediment supply rates. It turns out that the observed fluctuations are mostly due to the sediment supply system and in particular to the frequency of the re-filling process. An important limitation of the sediment supply system is the relative small size of the cavity ($120 \times 120 \times 30 \text{ mm}^3$). Thus, during a run, it is necessary to stop several times the flow to refill the cavity. When we stop the flow, we proceed with caution in order not to alter the bedforms. However, after the flow is restarted, the bed elevation in the cavity requires a finite amount of time (1 to 2 minutes) before reaching its equilibrium value. During this transient process, the sediment supply rate undergoes large fluctuations. At low V_{up} , the cavity empties slowly, and only few fillings are necessary. Consequently, the re-fillings play a minor role on the bedform dynamics and the fluctuations observed on the morphological parameters are intrinsic to the system. Conversely, at high V_{up} , the cavity empties rapidly and many fillings are necessary. In this case, the duration between two successive re-fillings is of the same order magnitude than the time necessary for the cavity to equilibrate with the flow. This leads to large fluctuations of the morphological parameters of the bedform which are closely correlated to the rate of the re-fillings. These features are illustrated in Figure 6, where we plotted the time evolution of H and $\langle h \rangle$, together with that of the mean bed elevation in the sediment supply cavity, $\langle h_{supply} \rangle$, at a high sediment supply rate ($Q_{in} = 121 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$). The time evolution of $\langle h_{supply} \rangle$ exhibits successive peaks, which appear shortly after each re-filling process. These fluctuations are therefore expected to cause large variations on the sediment supply rate and consequently on the morphology of the bedforms. Figure 6 reveals indeed that the temporal fluctuations of H and $\langle h \rangle$ are strongly correlated with those of $\langle h_{supply} \rangle$. We note that the peaks in H appear with a time-lag but that the amplitude of the oscillation is much smaller than that of $\langle h_{supply} \rangle$.

In conclusion, the oscillations observed in the temporal evolution of the morphological parameters of the bedforms are caused by the successive fillings of the sediment supply cavity. We note however, that despite these fluctuations, a mean equilibrium value for each morphological parameter can systematically be defined.

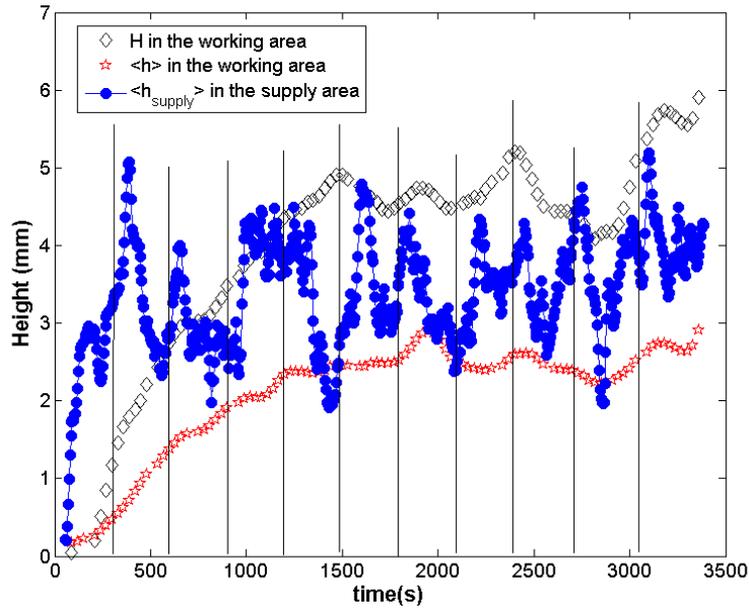


Figure 6. Temporal evolution of H and $\langle h \rangle$ compared with the evolution of the mean bed elevation in the sediment supply cavity $\langle h_{\text{supply}} \rangle$. Run 127: $Q_{\text{in}}=49 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ and $Q_w=0.0012 \text{ m}^3/\text{s}$. Note that vertical solid lines indicate successive times of re-fillings.

4. Bedform features in steady state

We focus here on the equilibrium values of the morphological bedform parameters and in particular on their variation as a function of the sediment supply rate for various flow configurations. We recall that we carried out 8 sets of experiments and used two sediment sizes: fine sediments ($d=100 \mu\text{m}$) for sets 1-3 and 7-8, and coarser sediments ($d=500 \mu\text{m}$) for sets 4-6. Each set of experiments corresponds to a given flow configuration (see Table 1). A flow configuration is defined both by the water flow rate Q_w and the water depth h_w . All runs were performed with the same water depth ($h_w=37 \text{ mm}$) excepted for sets 7 and 8, where the flow section was reduced respectively to $h_w=27 \text{ mm}$ and $h_w=32 \text{ mm}$.

Figures 7, 8, 9, and 10 present respectively the variation of $\langle h \rangle_{\text{eq}}$, H_{eq} , λ_{eq} and V_{deq} against Q_{in} for the 6 different sets of experiments achieved at the same water depth $h_w=37 \text{ mm}$.

4.1 Variation of $\langle h \rangle_{\text{eq}}$ and H_{eq} versus Q_{in} and u_*

Figures 7 and 8 reveal clearly two regimes: (i) a first regime where $\langle h \rangle_{\text{eq}}$ and H_{eq} increase almost linearly with Q_{in} , and (ii) a second where $\langle h \rangle_{\text{eq}}$ and H_{eq} seem to be invariant with Q_{in} . This second regime is clearly evidenced for sets 1-3, where fine sediments were used. For coarser sediments (sets 4-6), we only observe the linear regime but we suspect that the transition occurs at higher sediment supply rates. The data of set 5 tend to support the existence of an invariant regime for coarse sediments.

We find that for a given sediment supply rate, the values of $\langle h \rangle_{eq}$ and H_{eq} depend crucially on the shear velocity. The morphological parameters $\langle h \rangle_{eq}$ and H_{eq} increase with decreasing shear velocity. Besides, we note that bedforms with coarse sediments (sets 4-6) are much larger than those with fine sediments (sets 1-3), for a given shear velocity. We shall come back to that point later on.

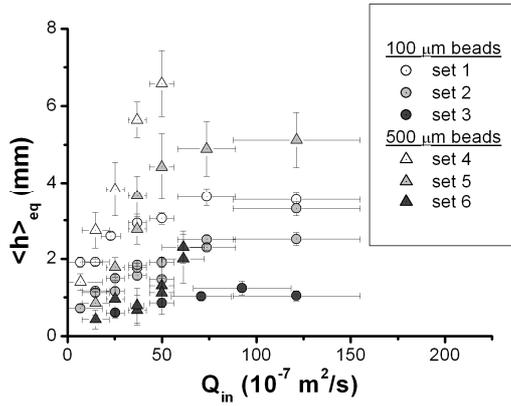


Figure 7. Equilibrium mean thickness $\langle h \rangle_{eq}$ of the bedforms against Q_{in} . Error bars correspond to the standard deviation of the temporal fluctuations.

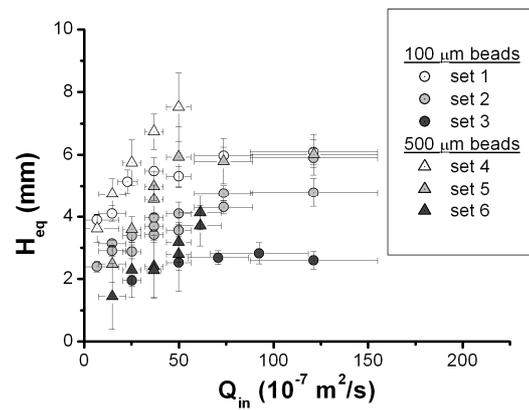


Figure 8. Equilibrium height H_{eq} of the bedforms against Q_{in} . Error bars correspond to the standard deviation of the temporal fluctuations.

The transition between the linear and the invariant regime occurs at a critical sediment supply rate noted $Q_{in,c}$. To estimate the values of $Q_{in,c}$, we adjust the evolutions of $\langle h \rangle_{eq}$ and H_{eq} with a function which is linear between $Q_{in}=0$ and $Q_{in}=Q_{in,c}$, then constant for $Q_{in}>Q_{in,c}$. The critical sediment discharge $Q_{in,c}$ is a fitting parameter. Figure 9 presents the evolution of $Q_{in,c}$ as a function of the Shields parameter θ . The data at moderate Shields parameters ($\theta < 0.3$) seems to indicate that $Q_{in,c}$ increases with increasing θ . However, one can not conclude definitively about the influence of θ on $Q_{in,c}$. Additional experiments would be required to draw definite conclusion.

In the linear regime (i.e. $Q_{in} < Q_{in,c}$), each data set can be approximated as follows:

$$\langle h \rangle_{eq} = \langle h \rangle_0 + a_{\langle h \rangle} Q_{in} \quad (4)$$

$$H_{eq} = H_0 + a_H Q_{in} \quad (5)$$

The slopes ($a_{\langle h \rangle}$ and a_H) and the intercepts ($\langle h \rangle_0$ and H_0) are fitting parameters and depend on the shear velocity and the sediment size. We find that $a_{\langle h \rangle}$ and a_H decrease with increasing shear velocity u_* and are larger for the coarser sediments (see Figure 10). The inset of Figure 10 shows that these variations can be well captured by the following scaling law:

$$a_{\langle h \rangle, H} \propto gd / u_*^3 \quad (6)$$

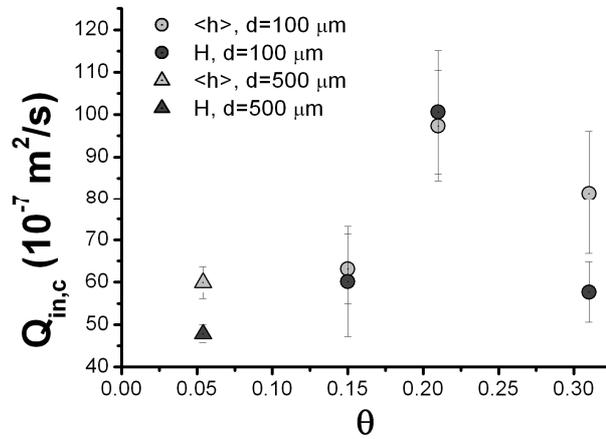


Figure 9. Evolution of $Q_{in,c}$ versus the Shields parameter θ .

The variation of the intercepts $\langle h \rangle_0$ and H_0 versus the shear velocity are shown in Figure 10. It is tempting to interpret H_0 as the minimum equilibrium height below which a dune cannot be sustained at a given shear velocity. Many authors have advocated that this elevation scales with the saturation length of the sediment transport L_s (Hersen, 2002; Claudin and Andreotti, 2006; Parteli et al., 2007). In subaqueous conditions, the controls on L_s are not well documented, but L_s is expected to decrease with shear velocity and to increase with increasing grain size. Our results show that H_0 decreases with increasing shear velocity. This observation is consistent with the model of Parteli et al. (Parteli et al., 2007), which exhibits the same type of behavior. Contrary to the observations of Claudin and Andreotti (Claudin and Andreotti, 2006), we observe that H_0 is relatively insensitive to the sediment size. As a consequence, we suggest that the minimum equilibrium dune height is more likely related to hydraulic characteristics than to sediment transport dynamics. We note that as for a_H , H_0 seems to decrease as u_*^{-3} (best fit: $H_0 = 2.8 \cdot 10^{-6} u_*^{-3.37}$ mm).

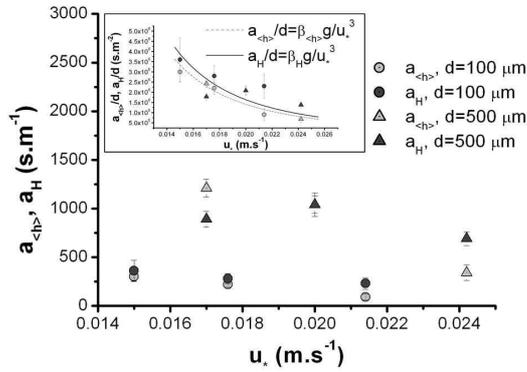


Figure 10. Evolution of $a_{<h>}$ and a_H versus the shear velocity u_* for the two sizes of sediment. The inset represents the evolution of the ratio $a_{<h>}/d$ and a_H/d versus the shear velocity u_* . The dash and solid lines represent the best fits of the form $1/u_*^\alpha$. We found: $a_{<h>} = \beta_{<h>}gd/u_*^3$ and $a_H = \beta_Hgd/u_*^3$, with $\beta_{<h>} \approx 1.15$ and $\beta_H \approx 1.33$.

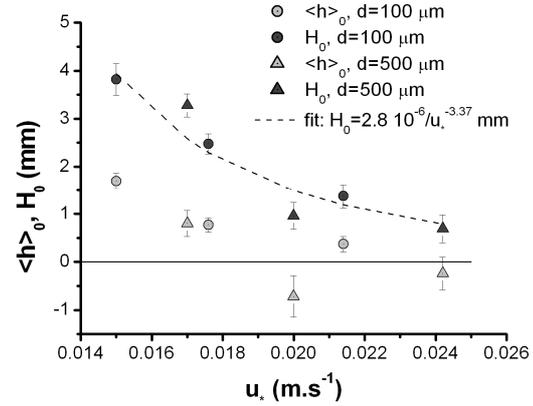


Figure 11. Evolution of $\langle h \rangle_0$ and H_0 versus the shear velocity u_* for the two sizes of sediment. Power-law fit to H_0 for the two grain sizes combined yield: $H_0 = 2.8 \cdot 10^{-6} / u_*^{-3.37}$ mm, $r^2 = 0.80$.

4.2 Variation of λ_{eq} versus Q_{in} and u_*

For fine sediments, the variation of the bedform spacing λ_{eq} with Q_{in} exhibits the same trends as $\langle h \rangle_{eq}$ and H_{eq} (see Fig. 12): at low Q_{in} , λ_{eq} increases with increasing Q_{in} , while at larger Q_{in} , we observe a saturation. The sediment supply rate at which the transition between the two regimes occurs is difficult to evaluate with accuracy, due to the data dispersion. We observe in addition that λ_{eq} is sensitive to changes in the shear velocity: increasing the shear velocity decreases the bedform spacing.

In contrast, the coarser sediments exhibit different trends: the bedform spacing seems to be almost invariant with Q_{in} and u_* , except for set 6 in which λ_{eq} increases significantly with Q_{in} .

4.3 Variation of V_{deq} versus Q_{in} and u_*

The evolution of the migration speed V_{deq} versus Q_{in} differs markedly according to the sediment size (see Fig. 13). For the finer sediment and a given shear velocity, V_{deq} barely increases with Q_{in} . In contrast, for the coarser sediment, V_{deq} strongly increases with Q_{in} , at an almost constant rate. At large sediment supply rate, a saturation is observed for set 5.

For a fixed sediment supply rate Q_{in} , the variation of the migration speed with the shear velocity is qualitatively the same for both sediments: the migration speed increases with increasing u_* . The variation of V_{deq} with Q_{in} and u_* is not trivial and is later discussed in the paper.

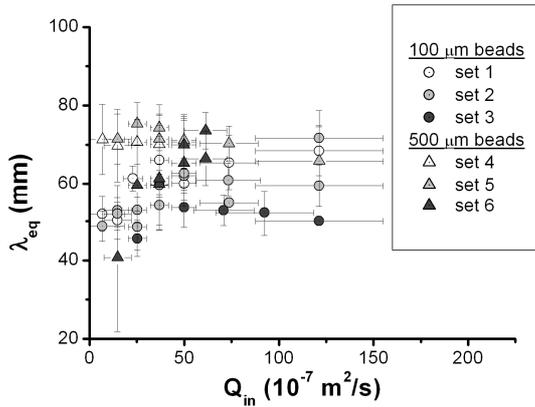


Figure 12. Equilibrium dune spacing λ_{eq} against Q_{in} . Error bars correspond to the standard deviation of the temporal fluctuations.

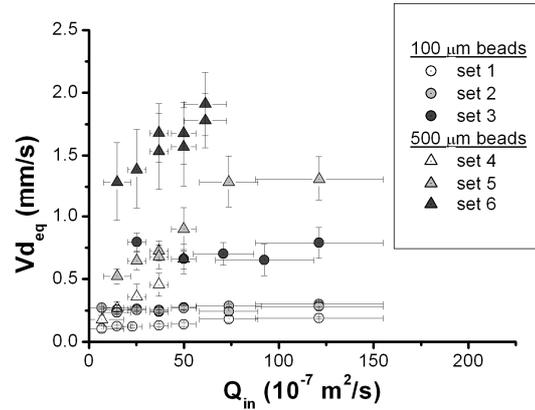


Figure 13. Equilibrium migration speed $V_{d,eq}$ of the bedforms against Q_{in} . Error bars correspond to the standard deviation of the temporal fluctuations.

4.4 Influence of the water depth

Sets 3, 7 and 8 correspond to experiments performed with fine sediments at three different water depths but at almost identical shear velocity u_* . The parameters of the equilibrium bedforms for these 3 sets are shown in Figures 14 and 15. The data are very similar qualitatively and quantitatively, indicating that the water depth is unimportant for the development of the bedforms within the flow configurations investigated so far. In other words, the confinement of the flow plays a minor role for the fine sediments. We did not check however whether this result remains valid for the experiments made with the coarser sediment, where the equilibrium bedforms are higher.

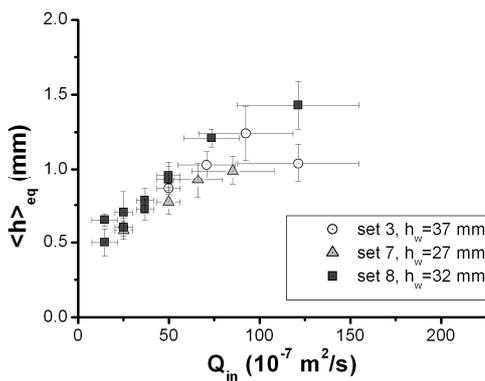


Figure 14. Equilibrium mean thickness $\langle h \rangle_{eq}$ of the bedforms against Q_{in} for three different water depths. Error bars correspond to the standard deviation to the temporal average.

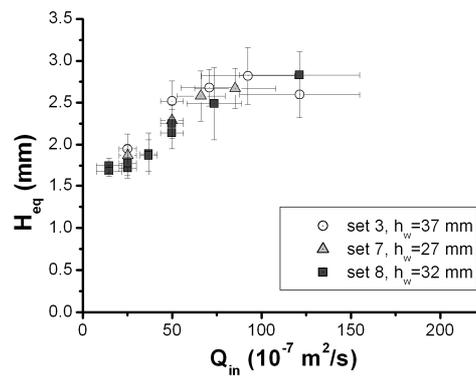


Figure 15. Equilibrium height H_{eq} of the bedforms against Q_{in} for three different water depths. Error bars correspond to the standard deviation to the temporal average.

In conclusion, the parameters of the equilibrium bedforms are sensitive both to the sediment supply rate Q_{in} , to the shear velocity u_* and grain size d . In the following, we shall try to extract generic features and scaling laws, and propose possible explanations for some of the observed behaviors.

5. Discussion

5.1 Height of the bedforms

We have evidenced that the bedforms reach a steady and fully developed state for the whole range of sediment discharge Q_{in} and water discharge Q_w investigated so far. Our experimental results have shown a clear sensitivity of the sediment supply rate Q_{in} and the shear velocity u_* on the equilibrium bedforms. They have also underlined that the morphological parameters of the equilibrium bedforms for fine and coarse sediments exhibit the same trends.

The increase of $\langle h \rangle_{eq}$ and H_{eq} with Q_{in} can be explained by the fact that for large sediment supply rates, deposition process is more likely to occur. Above a critical value of sediment discharge, $\langle h \rangle_{eq}$ and H_{eq} reach a plateau and remain almost invariant with increasing Q_{in} . Taking advantage of Equations 4 and 5 together with the scaling law given by Equation 6, our data can be recasted into:

$$\frac{\langle h \rangle_{eq} - \langle h \rangle_0}{d} = \alpha_{\langle h \rangle} \frac{Q_{in}}{Q_t} \quad (7)$$

$$\frac{H_{eq} - H_0}{d} = \alpha_H \frac{Q_{in}}{Q_t} \quad (8)$$

with

$$Q_t = \frac{\rho_f u_*^3}{(\rho_s - \rho_f)g} \quad (9)$$

α_h and α_H are constant parameters ($\alpha_{\langle h \rangle} = 0.78 \pm 0.03$ and $\alpha_H = 0.96 \pm 0.05$). These scaling laws are evidenced in Figures 16 and 17 where all data sets of the linear regime collapse on a master curve. The quantity Q_t has the dimension of a volume flow rate per unit width and scales as u_*^3 . The expression of Q_t is reminiscent of classical bedload transport laws which scales as u_*^3 at high shear velocity. But contrary to classical laws, there is no threshold shear velocity in the expression of Q_t . If we had rescaled Q_{in} by Q_{MPM} (Meyer-Peter and Müller, 1948) (or another law of the same form), the collapse of the data observed in Figures 16 and 17 would have broken up (in particular for experiments with coarse sediments).

Several remarks follow. We have not yet a clear physical explanation for the origin of the observed scaling. Second, we shall recall that the shear velocity u_* is calculated in absence of bedforms and is likely smaller than the actual shear velocity in presence of bedforms. We have no way at present to evaluate the shear velocity during steady-state conditions as our PIV cannot resolve the difference between transported sediment (fine grains that travel more slowly than the flow) and seeding particles. The shear velocity in Eq. (9) (and elsewhere) has

however a strong physical sense as it is a measure of the imposed hydraulic forcing under which bedforms will develop.

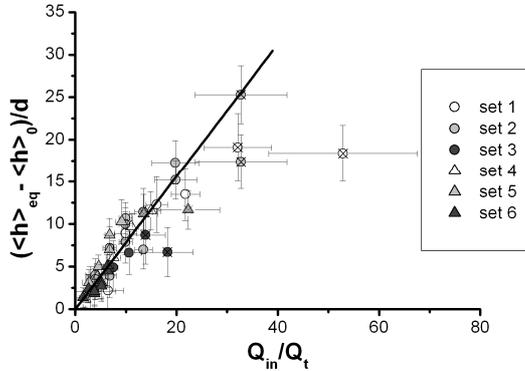


Figure 16. Dimensionless relative mean thickness $(\langle h \rangle_{eq} - \langle h \rangle_0)/d$ versus dimensionless sediment supply rate Q_{in}/Q_t . The solid line corresponds to Eq. 6. Note that the data marked with a cross correspond to experiments that do not belong to the linear regime.

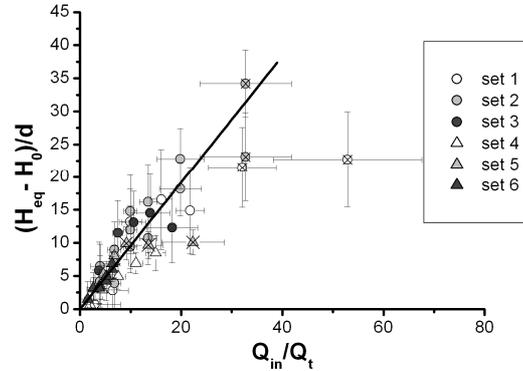


Figure 17. Dimensionless relative height $(H_{eq} - H_0)/d$ versus dimensionless sediment supply rate Q_{in}/Q_t . The solid line corresponds to Eq. 7. Data marked with a cross correspond to experiments that do not belong to the linear regime.

5.2 Dominant mode of transport

Rouse numbers (cf. Table 1) for the coarse sediments (calculated using initial u_*) vary between 20 and 30 pointing out that bedload is the dominant mode of transport. However, for fine grains, the Rouse number varies between 0.8 and 1.3. In that case, suspension and bedload are expected to coexist. A simple way to assess this partition is to look at mass conservation at the scale of a dune in the steady state:

$$Q_c = V_{deq} \times H_{eq} \quad (9)$$

where Q_c is, by definition, the sediment flux captured by the slip face of the dune. Q_c can be identified to the bedload flux at the crest of the dune. The sediment flux Q_c is compared to the sediment supply rate Q_{in} for the sets 1-6 (see Fig. 18). For coarse sediments, the flux Q_c is equal to the sediment supply rate Q_{in} , indicating that the sediment is transported exclusively by bedload (as expected from the values of the Rouse number).

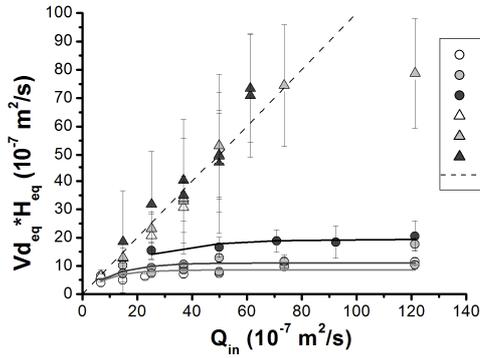


Figure 18. Evolution of $Q_c = Vd_{eq} \times H_{eq}$ against Q_{in} . Curves correspond to data exponential approximations (Eq. 12).

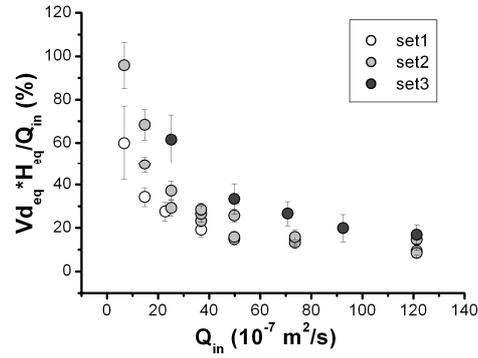


Figure 19. Evolution of the fraction of sediment transport by bedload as a function of Q_{in} for fine sediments.

For fine sediments, Q_c is nearly equal to Q_{in} only at low sediment discharge, and saturates at larger Q_{in} towards a constant value, $Q_{c,\infty}$, which is an increasing function of the shear velocity u_* . At large sediment discharge, Q_c is consequently much smaller than the sediment supply rate Q_{in} , indicating that sediment is partially transported by bedload and that transport by suspension is prevailing. In Figure 19, we have plotted the evolution of the fraction of sediment transported by bedload as a function of Q_{in} : it clearly decreases with increasing Q_{in} .

The evolution of Q_c with Q_{in} can be well approximated by an exponential function:

$$Q_c = Q_{c,\infty} (1 - \exp(-Q_{in}/Q_{c,\infty})) \quad (10)$$

We find respectively for sets 1-3: $Q_{c,\infty 1} = 8.58 \pm 2.08 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{c,\infty 2} = 11.04 \pm 2.36 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, and $Q_{c,\infty 3} = 19.34 \pm 0.88 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$. $Q_{c,\infty}$ can be interpreted as the maximum bedload flux that the system is able to transport at a given shear velocity u_* . It is therefore tempting to compare these values with those obtained from classical bedload transport laws. In Figure 20, we plotted the evolution of the dimensionless flux $Q_{c,\infty}$ against the relative Shields parameter $(\theta - \theta_c)$ and compare it with classical transport laws. Our data can be well fitted by a law of the form $Q^* = A \times (\theta - \theta_c)^{3/2}$ with $A \approx 3.94$. The value found for the coefficient A is smaller than those proposed in transport laws from the literature (e.g., Meyer-Peter and Müller, 1948: $A=8$; Fernandez Luque and van Beek, 1976: $A = 5.7$) but is of the same order of magnitude. This strongly suggests that the saturation process is related to the bedload transport capacity of the flow and may thus be interpreted as a signature of a transition from the “supply limited” regime to the “transport limited” regime. We note that this saturation occurs because the bedform height and velocity become constant. Hence, we can relate the occurrence of the invariant regime of H_{eq} and $\langle h_{eq} \rangle$ (Figs. 7 and 8) to the saturation of the bedload flux. In that case, the increase of bedform height with Q_{in} corresponds to the supply limited regime while the saturation of bedform height and speed characterizes the transport limited regime. We note that Q_c and $Q_{in,c}$ cannot be directly compared : the first one is the saturated bedload flux, and the later one the total sediment supply, hence always larger than the bedload flux (Fig. 19).

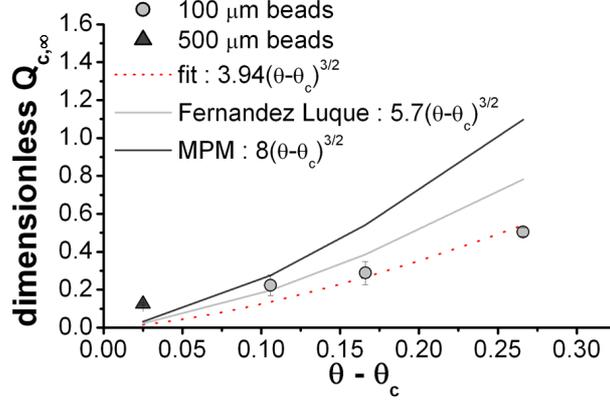


Figure 20. Evolution of dimensionless $Q_{c,\infty}$ versus the relative Shields parameter $(\theta - \theta_c)$. Solid and dotted lines correspond to various bedload transport laws proposed in the literature.

In the light of these results, it is tempting to associate the difference in sensitivity of bedform migration speeds with Q_{in} (Fig. 13) for the coarse and fine sediment, to the transport mode and the dependency of the bedload flux – critical for bedform dynamics – to Q_{in} . Indeed, in the case of the coarse sediment, the bedload flux is constantly equal to Q_{in} (hence typically varying over an order of magnitude for a given set of experiments), while for the fine sediment the bedload flux is marginally increasing with Q_{in} (Fig. 18) which translates into less than a factor 2 of variation for a given set of experiments.

To test this hypothesis we compare the bedforms velocity to Q_c . First, we note that the bedform velocity increases with u_* for a given sediment supply rate and grain size (Fig. 13). Using the coarse grain size runs, we found that normalizing the bedform velocity by u_*^3 allows for the data from sets 4, 5 and 6 to collapse on a single curve (Fig. 21). This rescaling is only roughly constrained as we have only 3 different values of u_* , but we note that rescaling by $u_*^{2.5}$ or $u_*^{3.5}$ leads to significantly poorer results. Most importantly, this renormalization also works for the fine grain experiments as long as Q_c is considered rather than Q_{in} (Fig. 21). We found a significant power-law trend ($r^2=0.94$) between the normalized bedforms velocity and Q_c for all the experimental sets:

$$\frac{V_{deq}}{u_*^3} = k(V_{deq} \times H_{eq})^m \quad (11)$$

with $k = 50860 \pm 1494 \text{ s}^{2.53} \cdot \text{m}^{-3.06}$ and $m=0.53 \pm 0.02$. Equation (11) holds for all the runs we performed, independently of grain size, shear velocity and sediment supply rate. It underlines that the difference in sensitivity to Q_{in} observed in Figure 13 is related to the varying proportion of bedload over total supply load for the fine grain experiments.

Eq. (11) also allows to express the bedforms velocity as a function of boundary conditions only (Q_{in} , u_* and grain size d). We first assume that $m \sim 0.5$ and re-arrange Eq. (11) to obtain the following relationship:

$$V_{deq} \approx k^2 H_{eq} u_*^6 \quad (12)$$

Using Equation (8) to express the bedform height as a function of Q_{in} and u_* , and recalling that H_0 roughly scale as $k_H u_*^{-3}$ (Fig. 11) we obtain:

$$V_{deq} \approx k^2 u_*^3 (\alpha_H g (\rho_s / \rho_f - 1) d Q_{in} + k_H) \quad (13)$$

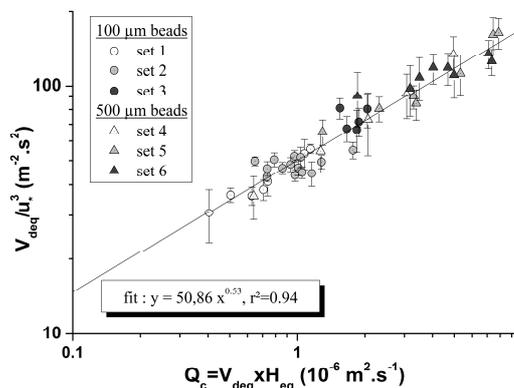


Figure 21. Evolution of V_{deq}/u_*^3 against $Q_c = V_{deq} \times H_{eq}$ for coarse and fine sediments. The solid line corresponds to Eq. 11.

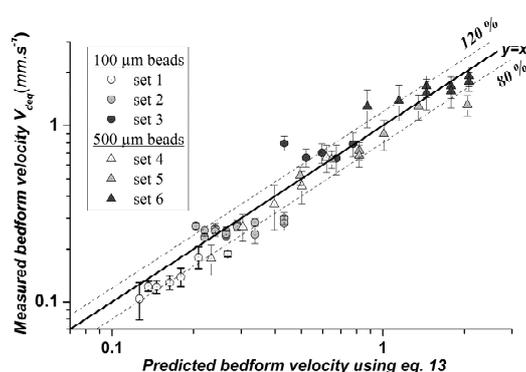


Figure 22. Evolution of measured bedform velocity V_{deq} against the bedform velocity predicted by Eq. 13.

Fig. 22 shows that the prediction of V_{deq} by eq. (13) is most of the time within 20 % of the measured migration velocity for all experiments. Given the fluctuations of the steady-state parameters at steady-state, we consider this prediction to be excellent, and to our knowledge unique for supply-limited bedforms. It illustrates how relatively simple are the controls on steady-state bedform velocity in our experimental setup. In particular we predict that the bedform velocity increases linearly with grain size and total sediment supply rate independently of whether a fraction of the sediment is transported as suspended load or not. The sensitivity to shear velocity measured in the absence of bedforms is once again cubic. As explained before, we do not have a physical explanation for the origin of the constant k_H but we stress that it is necessary to factor it in to predict the velocity correctly and rescale all experiments together. Note that eq. (13) only holds for $Q_{in} < Q_{in,c}$ explaining why some of the points in figure 22 which have already reach saturation significantly overpredict the velocity of bedforms.

5.3 Limits of the approach

The results presented in this article are subject to some limits. The first one is technical and pertains to the sediment supply system. The small size of the cavity requires several re-fillings during an experiment, leading to fluctuations at large sediment supply rates. These fluctuations do not seem to alter much the development of the bedforms, and still permit to reach an average steady configuration, but a larger cavity would improve the accuracy of the data.

We have shown that the flow confinement does not alter the development of the bedforms when using fine sediments. However, the confinement may play a significant role in experiments performed with the coarser sediments, where bedform height can reach a quarter of the water depth. We note that no clear saturation have been observed for the coarse sediment experiments, such that water depth is likely not a limiting factor. Moreover, the fact that all experiments can be relatively well rescaled in terms of bedform elevation and velocity suggests that confinement was not a limiting factor. Yet, this peculiar condition cannot easily be translated to natural free surface flows (rivers): in rivers the growth of bedforms increases

friction on the bed, but does not reduce the water depth (increased friction would indeed tend to deepen the flow). In our case, the increased friction due to bedform development as well as progressive reduction of the flow section, combine to change the mean flow velocity and shear velocity in a non-trivial way, and likely different way than in natural rivers. Hence, while our experiments and analysis provide a unique set of constraints on the development of steady-state bedforms in relation to sediment supply rate, flow intensity and grain size, the extrapolation of our results to rivers should be taken with caution.

6. Conclusion

We carried out experiments in which we can control the sediment discharge Q_{in} and accurately measure in real time the 3D bed topography. In the configuration used, the sediment supply was limited and entirely controlled by the choice of the value of the sediment supply rate Q_{in} . Our results showed clearly, after a transient, the establishment of steady bedforms whose morphological features depend on (i) the sediment supply rate Q_{in} , (ii) the shear velocity u_* , and (iii) the sediment size d . Experiments with reduced water depths have shown that the confined configuration does not alter the bedforms morphodynamics for fine sediments. This point needs to be clarified for coarser sediments.

We found that the equilibrium morphological parameters $\langle h \rangle_{eq}$ and H_{eq} exhibit the same evolution with Q_{in} : a linear regime at low Q_{in} and an invariant regime at large Q_{in} . The second regime is not clearly evidenced for coarse sediments, but we suspect that it should appear at high sediment supply rate that can not be achieved using the present set-up. We interpret the invariant regime as a signature of the transition from the supply limited regime to the transport-limited regime in which the bedload carrying capacity of the flow is reached. We showed that in the linear regime, the variation of the equilibrium values $\langle h \rangle_{eq}$ and H_{eq} as a function of the sediment supply rate Q_{in} , the shear flow velocity u_* and the sediment size d , can be recasted into a simple scaling law: $H_{eq} \propto gd \times Q_{in} / u_*^3$ and $\langle h \rangle_{eq} \propto gd \times Q_{in} / u_*^3$. A characteristic minimal dune size H_0 is predicted by the linear fit for $Q_{in}=0$, for which we have no physical explanation. It is however independent of grain size and thus points out a hydrodynamics origin rather than a grain dynamics mechanism.

Regarding the evolution of the equilibrium dune spacing λ_{eq} with Q_{in} , the dispersion of the data prevents us to draw definite conclusions. Nevertheless, for fine sediment, the variation of λ_{eq} with Q_{in} is similar to that observed for $\langle h \rangle_{eq}$ and H_{eq} : a linear regime at low Q_{in} and an invariant one at large Q_{in} . In contrast, for coarse sediment, λ_{eq} seems to be almost invariant with Q_{in} .

We have also evidenced that for coarse sediments, bedload is the dominant mode of transport within the range of control parameters investigated. In contrast, for fine sediments, bedload and suspension coexist: at low sediment supply rate Q_{in} , bedload prevails, whereas at large Q_{in} suspension becomes the main mode of transport and bedload saturates. The predicted bedload transport capacity resembles existing bedload transport laws. Depending on the dominant mode of transport, an increase of sediment supply rate in the flow is either accommodated by a simultaneous increase of bedform height and speed when bedload dominates, or mostly by an increase of bedform height leading to an increased proportion of suspended load when bedload and suspended load occurs. This difference in transport mode explains the observed discrepancy between migration speed V_{deq} and sediment discharge for the coarse sediment (linear increase) and fine sediment (almost constant velocity). By specifically considering the flux of bedload necessary to balance the bedform dynamics, we demonstrated that the migration speed simply scales with the product of shear velocity raised

to the power six and bedform elevation. Migration speed can also be expressed in terms of boundary conditions, and we found that it increases linearly with grain size, sediment supply rate and with shear velocity raised to the power three. A direct consequence of this relationship is that a single bed form with known grain size cannot readily inform on the sediment supply rate or the shear velocity under which it developed. We also note that the scaling relationships we evidenced apply to deposits of very different shapes ranging from individual barchans, transverse dunes to 3D bedload sheets.

These experiments provide a strong benchmark for theoretical modelling studies as boundary conditions are well controlled and steady-state geometries and transient dynamics are exceptionally well documented. Further work will focus in documenting and modelling the coupling between hydraulics and sediment transport at the dune scale to help understanding the pertinent physical mechanisms responsible for the selection of the equilibrium bedforms geometry and velocity in sediment supply limited configurations.

Acknowledgements

Hervé Orain, Alain Faisant and Yvonig Robert are greatly acknowledged for technical assistance. Discussion with Gérard Le Caer, Pascal Dupont and Jens Turowski helped in understanding the results. Funding for this research was provided by the French Agence Nationale de la Recherche (ANR), under grant ANR-05-blanc-0273.

References

- Baas J. 1999. An empirical model for the development and equilibrium morphology of current ripples in fine sand. *Sedimentology*. 46: 123-138.
- Bagnold R. 1941. The physics of blown sand and desert dunes. Chapman and Hall, Londres.
- Bennett S.J. and Best J.L. 1995. Mean flow and turbulence structure over fixed two-dimensional dunes: implications for sediment transport and bedform stability. *Sedimentology*. 42: 491-513.
- Betat A., Kruehle C., Frette V., and Rehberg I. 2002. Long-time behaviour of sand ripples induced by water shear flow. *Eur. Phys. J. E*. 8: 465-476.
- Breque C., Dupre J.-C., and Bremand F. 2004. Calibration of a system of projection Moiré for relief measuring: biomechanical applications. *Optics and Lasers in Engineering* 41: 241-260.
- Charru F., Mouilleron H., and Eiff O. 2004. Erosion and deposition of particles on a bed sheared by a viscous flow. *J. Fluid Mech.* 519: 55-80.
- Claudin, P. And Andreotti, 2006. A scaling law for Aeolian dunes on Mars, Venus, Earth, and for subaqueous ripples. *Earth and Planetary Science Letters*. 252: 30-44.
- Cooke R., Warren A., and Goudie A. 1993. Desert geomorphology. *UCL press*.
- Endo N., Sunamura T., and Takimoto H. 2005. Barchan ripples under unidirectional water flows in the laboratory: formation and planar morphology. *Earth Surf. Process. Landforms*. 30: 1675-1682.
- Hersen P., Douady S., and Andreotti B. 2002. Relevant length scale of barchan dunes. *Phys. Rev. Lett.* 89, 264301.
- Hersen P. and Douady S. 2005. Collision of barchan dunes as a mechanism of size regulation. *Geophys. Res. Lett.* 32, L21403, doi:10.1029/2005GL024179.
- Kleinhans M.G., Wilbers A.W.E., De Swaaf A., and Van den Berg J.H. 2002. Sediment Supply-Limited Bedforms in Sand-Gravel Bed Rivers. *J. Sedimentary Res.*, 72(5): 629-640.
- Kleinhans M.G., 2005. Upstream sediment input effects on experimental dune trough scour in sediment mixtures. *J. Geophys. Res.* 110, F04S06, doi: 10.1029/2004JF000169.
- Loiseleux T., Gondret P., Rabaud M., and Doppler D. 2005. Onset of erosion and avalanche for an inclined granular bed sheared by a continuous laminar flow. *Physics of Fluids*. 17, 103304, doi:10.1063/1.2109747
- Maddux T.B., McLean S.R., and Nelson J.M. 2003b. Turbulent flow over three-dimensional dunes: 2. Fluid and bed stresses. *J. Geophys. Res.* 108 (F1), doi:10.1029/2003/JF000018.

- Maddux T.B., Nelson J.M., and McLean S.R. 2003a. Turbulent flow over three-dimensional dunes: 1. Free surface and flow response. *J. Geophys. Res.* 108 (F1), doi:10.1029/2003/JF000017.
- McLean S.R. and Nikora V.I. 2006. Characteristics of turbulent unidirectional flow over rough beds: Double-averaging perspective with particular focus on sand dunes and gravel beds. *Water Resour. Res.* 42, W10409, doi:10.1029/2005WR004708.
- Nelson J.M., Shreve R.L., McLean S.R., and Drake T.G. 1995. Role of near-bed turbulence structure in bed load transport and bed form mechanics. *Water Resour. Res.* 31 (8): 2071-2086.
- Meyer-Peter E. & Müller R. 1948. Formula for the bedload transport. *Proceedings of the 3rd Meeting of the International Association of Hydraulic Research.* 39-64.
- Parteli, E.J.R., Durán, O., and Herrmann H.J. 2007. Minimal size of a barchans dune. *Phys. Rev. E.* 75, 011301.
- Schindler R.J. and Robert A. 2005. Flow and turbulence structure across the ripple-dune transition: an experiment under mobile bed conditions. *Sedimentology.* 52: 627-649.
- Sutton S.L.F and McKenna-Neuman C. 2008. Variation in bed level shear stress on surfaces sheltered by nonerodible roughness elements. *J. Geophys. Res.* 113, F03016, doi: 10.1029/2007JF000967.
- Venditti J.G. 2007. Turbulent flow and drag over fixed two- and three-dimensional dunes. *J. Geophys. Res.* 112, F04008, doi: 10.1029/2006JF000650.
- Wren D.G., Kuhnle R.A., and Wilson C.G. 2007. Measurements of the relationship between turbulence and sediment in suspension over mobile sand dunes in a laboratory flume. *J. Geophys. Res.* 112, F03009, doi:10.1029/2006JF000683.
- Fernandez Luque R. and van Beek R. 1976. Erosion and transport of bedload sediment. *Journal of Hydraulic Research*, 14(2):127-144, 1976.
- Dreano J., Valance A., Cassar C., and Lague D. Experimental study of deposit morphology and sediment transport in a flume. In: *Proceedings Marine and River Dune Dynamics, 1-3 April 2008, (Eds D. R. Parsons, T. Garlan and J. L. Best)*, pp. 97-102. University of Leeds, Leeds.

Table

	Set 1	Set 2	Set 3	Set 4	Set 5	Set 6	Set 7	Set 8
Sediment diameter d (μm)	100	100	100	500	500	500	100	100
Water depth h_w (10⁻³ m)	37	37	37	37	37	37	27	32
Water discharge Q_w (m³/s)	0.00098	0.0012	0.0015	0.00098	0.0012	0.0015	0.0010	0.0012
Shear velocity u* (10⁻² m/s)	1.62 ± 0.06	2.04 ± 0.07	2.30 ± 0.08	1.70 ± 0.04	2.11 ± 0.05	2.42 ± 0.06	2.21 ± 0.08	2.18 ± 0.08
Shields parameter θ	0.18 ± 0.01	0.28 ± 0.02	0.35 ± 0.02	0.039 ± 0.002	0.061 ± 0.003	0.08 ± 0.004	0.33 ± 0.02	0.32 ± 0.02
Values of Q_{in} (10⁻⁷ m³/s.m) :								
6	Run95	Run47		Run121				
13	Run94	Run45-46		Run123	Run114	Run119		Run77-83
23	Run92							
25		Run41-43	Run137	Run120	Run113	Run115	Run98	Run79-84
37	Run93	Run40-44		Run106	Run112-	Run118-		Run80-82
49	Run96	Run48-50	Run90	Run122	132	130	Run99	Run78-81
61					Run104	Run116-		
66						131	Run100	
71			Run91			Run105-		
73	Run128	Run49-139				111		Run86
85					Run117		Run97	
92			Run87					
121	Run124		Run138					Run85
		Run51-127			Run129			
Rouse number	1.23	0.98	0.87	29.31	23.62	20.59	0.91	0.92
Re	17000	20000	25000	17000	20000	25000	20600	21900
Re_p *	1.61	2.03	2.29	8.46	10.50	12.04	2.20	2.17

Table 1. Characteristics of the 8 experiment sets.

5.2 Analyses complémentaires

5.2.1 Discussion autour de l'épaisseur moyenne et de la hauteur

Nous montrons dans l'article ci-dessus que les variations des paramètres $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} avec le débit de sédiments présentent deux régimes : un régime de croissance linéaire avec Q_{in} et un régime de saturation. Ce dernier régime n'est pas observé pour les séries 4 et 6, pour lesquelles nous n'avons sans doute pas augmenté assez le débit de sédiments pour pouvoir l'observer. La transition entre les deux régimes est difficile à définir et le choix du débit critique de sédiments auquel elle a lieu influence la valeur des paramètres $\langle h \rangle_0$, H_0 , $a_{\langle h \rangle}$ et a_H , qui représentent, rappelons le, les intersections à l'origine et les pentes des régimes linéaires. Afin de ne pas choisir arbitrairement ce débit critique de sédiments, nous avons ajusté les évolutions des séries 1, 2, 3 et 5 par une fonction qui présente une partie croissante linéaire et une partie constante (Fig. 5.1). L'utilisation de cette fonction se justifie si l'on fait l'hypothèse que les évolutions suivent bien un régime de croissance linéaire puis saturent de façon brutale.

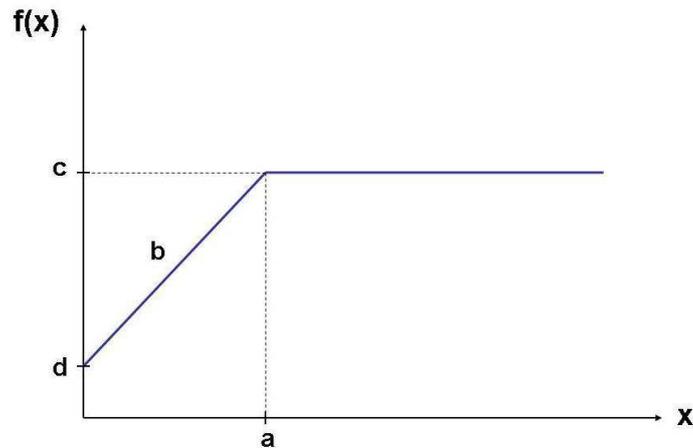


FIGURE 5.1 – Fonction d'ajustement pour les évolutions de $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} avec Q_{in} .

Cette fonction est définie de la façon suivante :

$$f : x \rightarrow \begin{cases} bx + d & \text{si } x \leq a \\ c & \text{si } x > a \end{cases}$$

Il y a trois paramètres ajustables indépendants, puisque par continuité en $x = a$, on a $c = ba + d$. On obtient alors pour la fonction l'expression suivante :

$$f(x) = b \left\{ \frac{a - x + |x - a|}{2|x - a|} x + \frac{x - a + |x - a|}{2|x - a|} a \right\} + d \quad (5.2)$$

Cette fonction permet d'obtenir les paramètres ajustables a , b , et d , qui représentent respectivement le débit critique de sédiments $Q_{in,c}$, la pente du régime linéaire $a_{<h>,H}$, et l'intersection à l'origine $\langle h \rangle_0$ ou H_0 . La Figure 5.2 présentent les ajustements par la fonction f des évolutions de $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} en fonction de Q_{in} , pour les séries 1 et 5. Les évolutions pour les séries 4 et 6 ne présentent que le régime linéaire, on ajuste donc les données directement par une fonction affine.

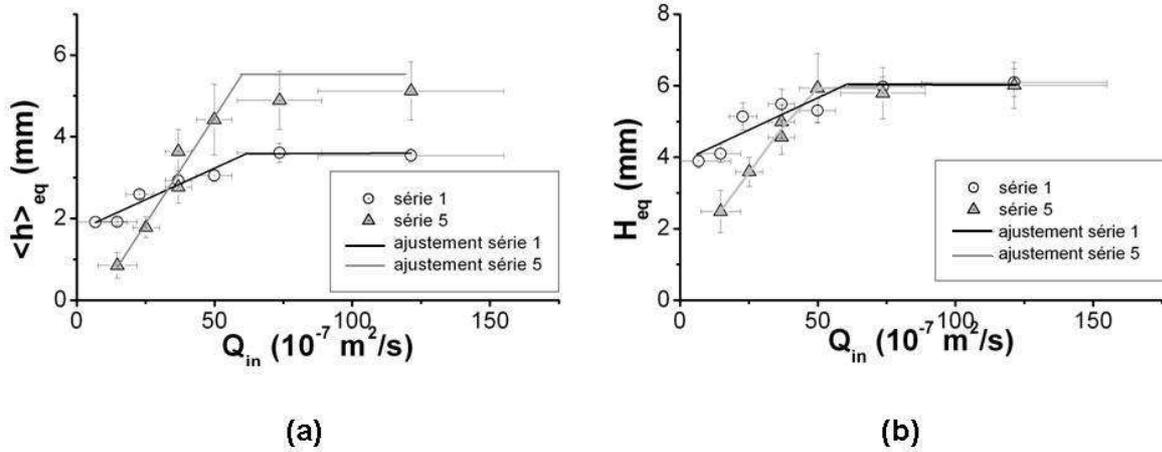


FIGURE 5.2 – Evolution en fonction de Q_{in} de (a) $\langle h \rangle_{eq}$, et (b) H_{eq} , pour les séries 1 et 5, ajustées par la fonction f .

5.2.2 Etude du rapport d'aspect dans l'état stationnaire

L'évolution, pour les séries 1 à 6, du rapport d'aspect à l'équilibre en fonction de Q_{in} , est présentée sur la Figure 5.3.

On remarque tout d'abord qu'au plus faible débit de sédiments, le rapport d'aspect à l'équilibre est maximal, et que les six séries semblent tendre vers une même valeur $R_{eq_{max}} \approx 0.10$. On note ensuite que pour les six séries, R_{eq} décroît lorsque Q_{in} augmente, ceci jusqu'à atteindre un palier. Pour les séries 4 et 6, seule la phase de décroissance est observable. Cette phase de décroissance suit une loi affine avec Q_{in} .

On note également que pour les dépôts de billes de $100 \mu\text{m}$ (séries 1 à 3), la dépendance de R_{eq} avec u_* n'est pas bien marquée. Il semble néanmoins que R_{eq} augmente avec u_* à débit de sédiments fixé. De plus, la gamme de R_{eq} obtenue est peu étendue, R_{eq} varie entre

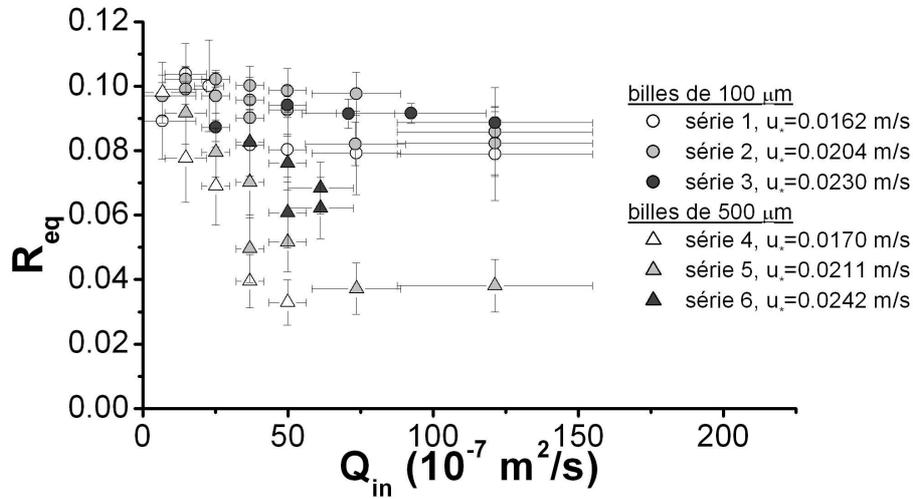


FIGURE 5.3 – Evolution du rapport d'aspect à l'équilibre R_{eq} en fonction de Q_{in} . Les barres d'erreur correspondent à l'écart à la valeur moyenne temporelle.

0.08 et 0.10, ce qui signifie qu'il y a presque invariance d'échelle entre les différents dépôts obtenus (dunes transverses). Concernant les dépôts de billes de 500 μm (séries 4 à 6), la dépendance avec u_* est bien marquée, R_{eq} augmente avec la vitesse de frottement. De plus, la décroissance de R_{eq} avec Q_{in} est importante, R_{eq} varie d'un facteur 3 entre 0.03 et 0.10. Cette gamme de variation étendue peut être expliquée par le fait que, contrairement au cas des billes de 100 μm pour lesquelles les dépôts de type dunes transverses prédominent, les expériences avec des billes de 500 μm présentent différentes morphologies, en particulier des dunes barchanoïdes et des nappes de charriage. La morphologie tridimensionnelle de ces structures peut être à l'origine de la gamme étendue de valeurs de R_{eq} pour les expériences avec des billes de 500 μm .

Dans l'article présenté plus haut, nous avons montré que le flux charrié Q_c et la vitesse de cisaillement au cube u_*^3 semblent être les deux paramètres pertinents pour les lois d'échelle. Ainsi, si l'on trace l'évolution du rapport d'aspect à l'équilibre R_{eq} en fonction du rapport Q_c/u_*^3 (Cf. Fig. 5.4), on observe que les données des six séries se regroupent sur une courbe maîtresse. Cette loi d'échelle souligne le couplage entre morphologie, écoulement et transport de sédiments. J'ai également pu observer un classement des morphologies d'équilibre en fonction du rapport d'aspect à l'équilibre : les grands R_{eq} correspondent aux barchanes, tandis que les petits R_{eq} correspondent aux nappes de charriage.

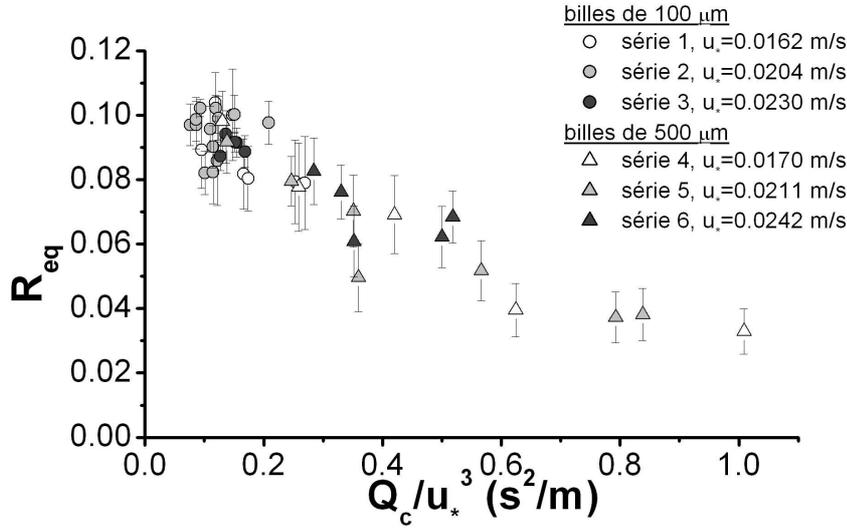


FIGURE 5.4 – Evolution du rapport d'aspect à l'équilibre R_{eq} en fonction de Q_c/u_*^3 .

5.3 Bilan

Nos résultats montrent clairement que les morphologies d'équilibre dépendent (i) du débit de sédiments Q_{in} , (ii) de la vitesse de cisaillement u_* , et (iii) de la taille des sédiments d . Les expériences avec des hauteurs d'eau réduite ont montré que la configuration confinée du système n'avait pas d'influence significative sur la morphodynamique des dépôts pour les sédiments de 100 µm. Le cas des billes de 500 µm reste à être étudié concernant l'influence du confinement.

Nous avons montré que les paramètres morphologiques à l'équilibre $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} présentent une évolution semblable avec le débit de sédiments : un régime linéaire à faible Q_{in} , suivi d'un régime invariant à plus fort Q_{in} . Le second régime n'apparaît pas clairement sur les séries avec des billes de 500 µm, mais nous supposons qu'il existe pour des débits de sédiments plus élevés qu'il n'est pas possible d'atteindre avec notre configuration expérimentale. Nous interprétons le régime de croissance linéaire comme un régime où la morphologie d'équilibre des structures sédimentaires est contrôlée par l'apport limité en sédiments. Alors que dans le régime invariant, la morphologie d'équilibre serait gouvernée par une limitation du transport de sédiments par l'écoulement. Dans ce second régime, l'écoulement a atteint sa capacité de transport par charriage. Nous avons également montré que dans le régime linéaire, les variations des valeurs d'équilibre $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} en fonction de Q_{in} , u_* , et d , peuvent être reformulées sous la forme : $\langle h \rangle_{eq} \propto gdQ_{in}/u_*^3$ et $H_{eq} \propto gdQ_{in}/u_*^3$. De plus, l'approche linéaire conduit à définir pour $Q_{in} = 0$ une hauteur caractéristique minimale H_0 , pour laquelle nous n'avons pas pour le moment d'explica-

tion physique. Retenons néanmoins que cette hauteur H_0 ne dépend pas de la taille des sédiments, ce qui tend à indiquer une origine hydrodynamique plutôt qu'un mécanisme lié aux grains.

De la même façon que pour $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} , le paramètre d'équilibre R_{eq} présente deux régimes d'évolution avec Q_{in} : un régime linéaire suivi d'un régime invariant. Son évolution est contrôlée par le flux charrié Q_c et par la vitesse de cisaillement au cube. Concernant l'évolution de la longueur d'onde à l'équilibre avec Q_{in} , la dispersion des valeurs nous empêche de conclure. Nous notons néanmoins que pour les billes de $100 \mu\text{m}$, l'évolution de λ_{eq} avec Q_{in} semble également présenter les deux régimes décrits précédemment. Par contre, pour les billes de $500 \mu\text{m}$ λ_{eq} semble indépendant du débit de sédiments.

Les expériences en monodisperse ont également mis en évidence pour les sédiments de $500 \mu\text{m}$, que dans la gamme de paramètres de contrôle utilisée, le charriage est le mode de transport dominant. Au contraire, pour les sédiments de $100 \mu\text{m}$, le charriage et la suspension coexistent : à faible Q_{in} le charriage prédomine, alors qu'à Q_{in} élevé la suspension devient le principal mode de transport, le flux de charriage étant quant à lui saturé. Dans le cas où le charriage domine, une augmentation de Q_{in} s'accompagne d'une croissance simultanée de la hauteur et de la vitesse de migration des dépôts. Quand la suspension et le charriage coexistent, on a principalement une croissance de la hauteur des dépôts qui entraîne une augmentation de la proportion de sédiments en suspension. Cette différence de modes de transport explique la différence observée entre la vitesse de migration à l'équilibre des dépôts de billes de $100 \mu\text{m}$ (vitesse quasi constante), et celle des dépôts de billes de $500 \mu\text{m}$ (croissance linéaire). En considérant le flux de charriage Q_c , nous avons montré que la vitesse de migration à l'équilibre se comporte comme le produit de la hauteur H_{eq} par la vitesse de frottement à la puissance six. La vitesse de migration peut également s'exprimer en fonction des conditions aux limites du système. Et nous avons trouvé qu'elle augmente linéairement avec la taille des grains, le débit de sédiments, et la vitesse de frottement à la puissance trois. Cette relation implique qu'il est difficile de définir sous quel débit de sédiments ou vitesse de cisaillement, un dépôt sédimentaire de taille de grains connue s'est développé. Précisons enfin que les relations présentées dans ce chapitre s'appliquent à des dépôts sédimentaires présentant des morphologies très différentes (barchanes, dunes transverses, dunes barchanoïdes, nappe de charriage).

Chapitre 6

Écoulement et transport au-dessus des dunes

Dans ce chapitre, nous allons aborder dans un premier temps l'étude de l'écoulement au-dessus de motifs sédimentaires fixes. Puis, nous nous intéresserons de façon qualitative au transport des sédiments par suspension.

6.1 Structure de l'écoulement fluide au-dessus de motifs sédimentaires

6.1.1 Etude expérimentale

La technique de mesure par P.I.V. du champ de vitesse de l'écoulement au-dessus des dunes n'a pas pu être appliquée lors de nos expériences pour deux raisons : (i) il est très difficile de distinguer les traceurs argentés (diamètre $20 \mu\text{m}$) des sédiments de $100 \mu\text{m}$ en suspension, (ii) les dunes grossissent et se déplacent, il faudrait donc prendre en compte cette dynamique lors du calcul sur les images, ce qui est compliqué. L'utilisation dans l'avenir de particules fluorescentes et d'un filtre adapté devrait permettre de s'affranchir de ces deux limites.

Pour ces deux raisons, nous avons étudié l'écoulement fluide par P.I.V. au-dessus de dunes artificielles en mousse rigide. Ces dunes en mousse ont été façonnées à partir des relevés des profils de hauteur à l'équilibre du relief avec des billes de $100 \mu\text{m}$ au fond du chenal. Trois reliefs de dunes transverses correspondant aux expériences réalisées à trois différents débits de sédiments $Q_{in} = 13, 25 \text{ et } 49 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, pour un débit d'eau $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$, ont été reproduites. Dans la suite, nous y ferons respectivement référence sous les termes : mousse 1, mousse 2 et mousse 3. La Figure 6.1 présente une

photo de ces trois mousses. Les plaques de mousse font la longueur de la zone d'étude (1.80 m) et la largeur du chenal (12 cm), elles sont positionnées directement au fond du canal. En utilisant des traceurs argentés (Cf. Chapitre 2), on mesure le champ de vitesse de l'écoulement par P.I.V. au-dessus de ces motifs.



FIGURE 6.1 – Photo des trois plaques de mousse présentant des reliefs de dunes transverses.

L'utilisation de ces dunes rigides artificielles permet de s'affranchir des deux problèmes évoqués plus haut. Mais cela nous empêche d'étudier la rétroaction des grains sur l'écoulement, ainsi que l'adaptation de l'écoulement à l'évolution des dépôts vers leur état d'équilibre. Cette étude constitue néanmoins une première approche de la structure de l'écoulement fluide dans nos expériences.

Champ de vitesse moyen de l'écoulement

Les Figures 6.2, 6.3 et 6.4 présentent une carte 2D du champ de vitesse moyen de l'écoulement, obtenu par P.I.V. au-dessus des trois mousses. L'écoulement a lieu de la droite vers la gauche. Les paramètres de la P.I.V. sont ceux présentés dans la section 2.3 du Chapitre 2. Rappelons quand même qu'une acquisition comprend 170 paires d'images, et que les paires sont prises à une fréquence de 14 Hz.

On observe de façon qualitative que l'écoulement est affecté par la présence des dunes. Sur la face exposée à l'écoulement, la vitesse moyenne augmente, alors qu'elle diminue fortement au niveau de la face abritée. On remarque par contre que pour $z > 10 \text{ mm}$, la vitesse devient à une altitude donnée pratiquement invariante le long de l'écoulement.

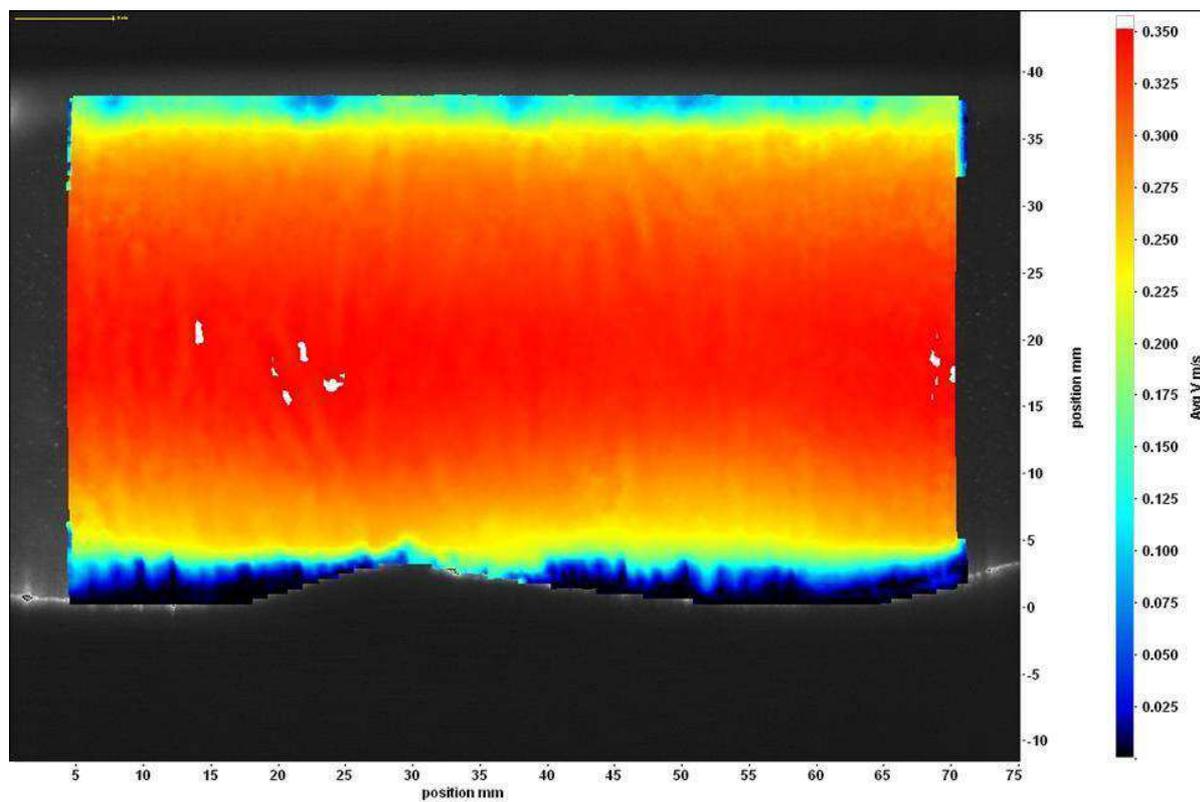


FIGURE 6.2 – Champ de vitesse moyen de l'écoulement au-dessus de la mousse 1. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche. Remarque : les zones blanches correspondent à des vitesses supérieures à 0.35 m/s .

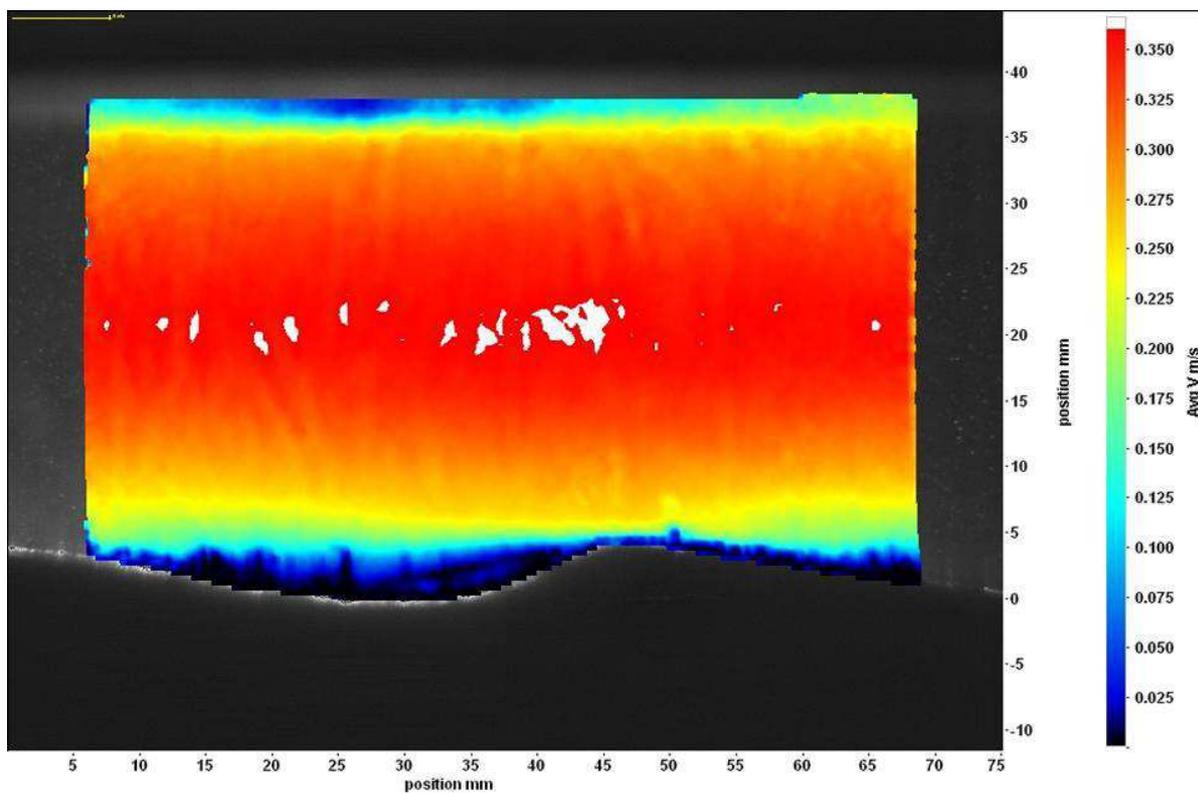


FIGURE 6.3 – Champ de vitesse moyen de l'écoulement au-dessus de la mousse 2. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche. Remarque : les zones blanches correspondent à des vitesses supérieures à 0.37 m/s .

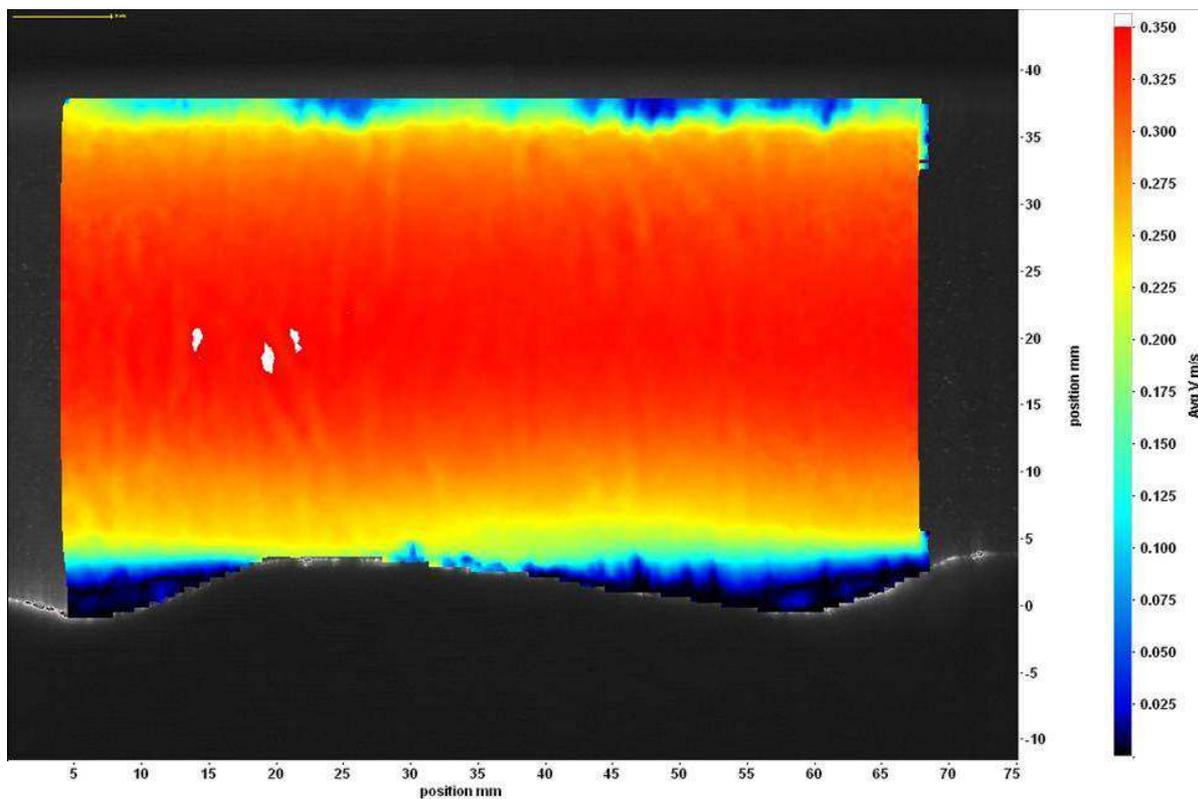


FIGURE 6.4 – Champ de vitesse moyen de l'écoulement au-dessus de la mousse 3. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche. Remarque : les zones blanches correspondent à des vitesses supérieures à 0.35 m/s .

Profils verticaux de vitesse horizontale

A partir du champ de vitesse moyen de l'écoulement, on peut calculer à différentes positions le long des dunes en mousse le profil vertical de la vitesse horizontale moyenne. Les Figures 6.5, 6.6 et 6.7 présentent ces profils verticaux, respectivement pour les mousses 1, 2 et 3. Les profils sont espacés de 7 mm, et sont tracés jusqu'à mi-hauteur environ.

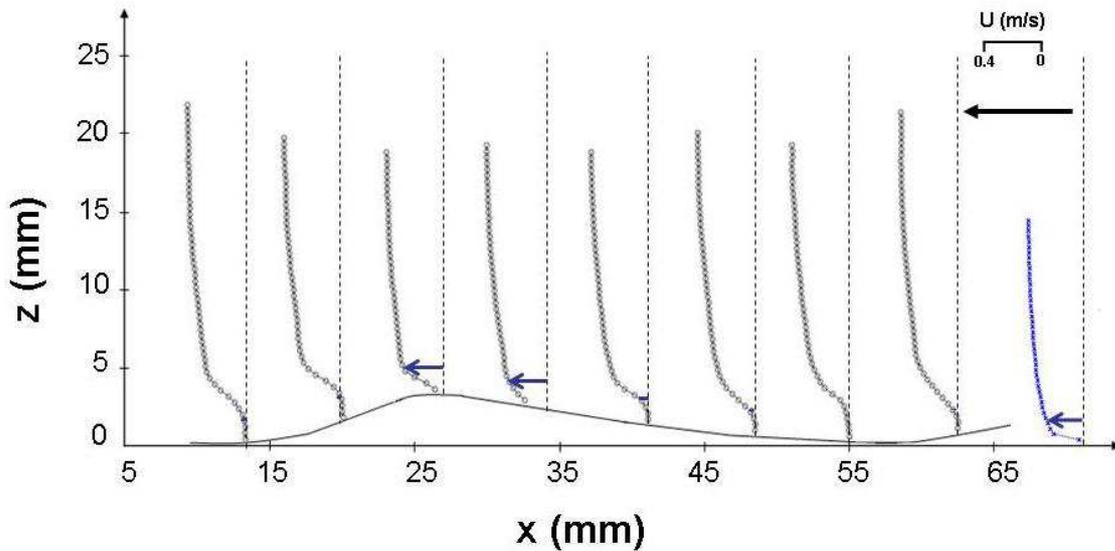


FIGURE 6.5 – Profils verticaux de la composante horizontale de la vitesse le long d'une dune de la mousse 1. Le profil en bleu à droite correspond au profil vertical de la vitesse horizontale sur fond rugueux en l'absence de dunes. Les flèches représentent l'amplitude de la vitesse horizontale à $z \approx h(x) + 2 \text{ mm}$. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.

Nous observons pour les trois mousses que près du fond, disons à $z(x) + 2 \text{ mm}$ pour fixer les choses [$h(x)$ étant l'altitude locale de la dune], la vitesse moyenne augmente le long de la face exposée avec un maximum un peu avant la crête, et diminue derrière la crête. De plus, nous notons qu'au niveau de la face abritée des dunes, les profils de vitesse présentent des vitesses horizontales négatives, ce qui souligne la présence d'une cellule de recirculation à ce niveau. Ces observations sont en accord avec celles recensées dans la littérature ([53] [61] [62] [83]).

La Figure 6.8 présente pour les trois mousses les profils verticaux de la vitesse horizontale en échelle semi-logarithmique, à différentes positions le long des dunes. On observe un comportement logarithmique des profils pour $z - h(x) > 6 \text{ mm}$, et on note également que les pentes sont les mêmes, pour une mousse donnée, le long de la dune. Dans la suite, nous évaluerons à partir des portions logarithmiques les vitesses de cisaillement.

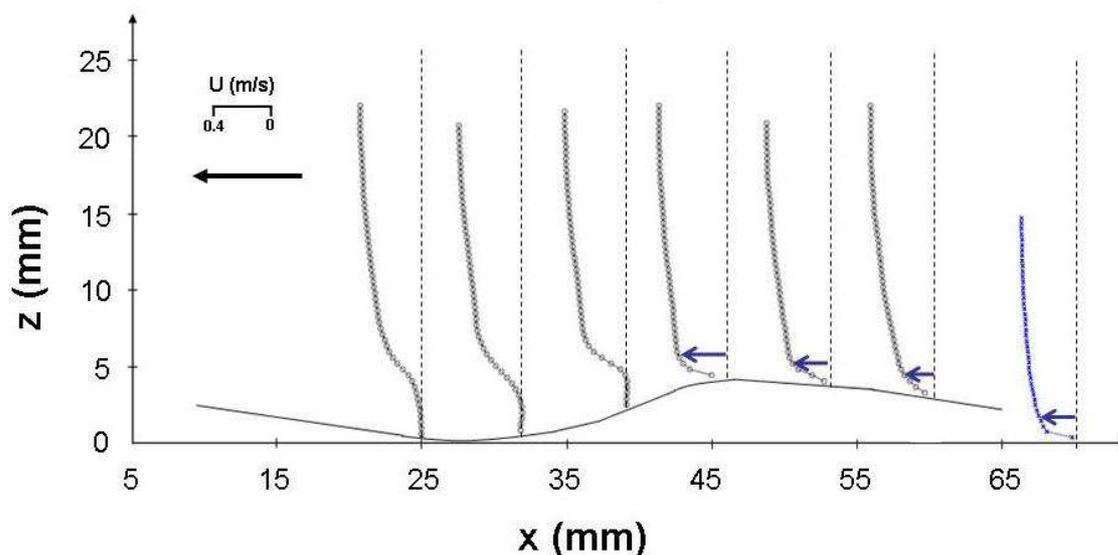


FIGURE 6.6 – Profils verticaux de la composante horizontale de la vitesse le long d'une dune de la mousse 2. Le profil en bleu à droite correspond au profil vertical de la vitesse horizontale sur fond rugueux en l'absence de dunes. Les flèches représentent l'amplitude de la vitesse horizontale à $z \approx h(x) + 2 \text{ mm}$. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.

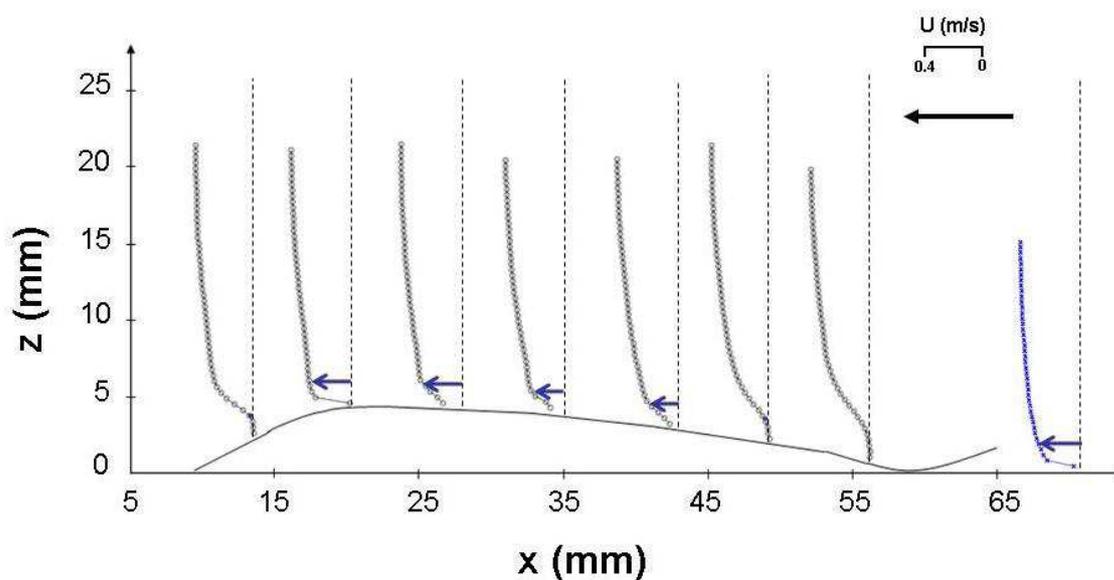


FIGURE 6.7 – Profils verticaux de la composante horizontale de la vitesse le long d'une dune de la mousse 3. Le profil en bleu à droite correspond au profil vertical de la vitesse horizontale sur fond rugueux en l'absence de dunes. Les flèches représentent l'amplitude de la vitesse horizontale à $z \approx h(x) + 2 \text{ mm}$. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.

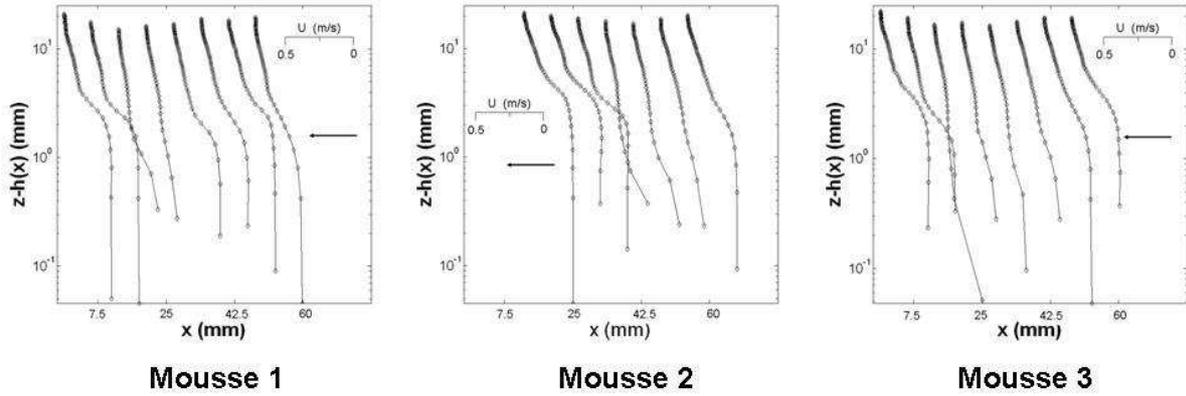


FIGURE 6.8 – Profils verticaux de la composante horizontale de la vitesse en échelle semi-logarithmique pour les mousses 1, 2 et 3. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.

Turbulence

Le transport de quantité de mouvement par les fluctuations turbulentes est caractérisé par le tenseur des contraintes turbulentes, $\tau_{ij} = -\rho \overline{v'_i v'_j}$. Ce terme, qui représente les corrélations entre les composantes v'_i et v'_j des fluctuations de vitesse, est appelé tenseur des contraintes de Reynolds. Les composantes non diagonales $\tau_{i \neq j}$ jouent un rôle plus important que les composantes diagonales τ_{ii} : elles correspondent en effet à des contraintes de cisaillement qui facilitent l'apparition de nouveaux mouvements de rotation et permettent, par conséquent, de maintenir élevé le rotationnel de la vitesse et de faire apparaître de nouveaux tourbillons.

Les contraintes de Reynolds manifestent l'influence des fluctuations sur l'écoulement moyen. Chacune de ces contraintes correspond à la corrélation de deux composantes des fluctuations en un même point du champ de vitesse et représente ainsi une quantité mesurable. Une valeur finie de cette corrélation indique que les deux composantes ne sont pas indépendantes l'une de l'autre. Par exemple, si la contrainte de cisaillement $\rho \overline{v'_i v'_j} < 0$, cela indique qu'au moment où une particule de fluide se meut avec une fluctuation $v'_i > 0$, v'_j est négatif et vice versa.

Nous nous intéressons ici à la contrainte de Reynolds $\tau_{xz} = -\rho \overline{u'v'}$, avec u' la composante des fluctuations de vitesse horizontale et v' la composante des fluctuations de vitesse verticale. Les Figures 6.9, 6.10 et 6.11 présentent les fluctuations $\overline{u'v'}$ à différents endroits des mousses 1, 2 et 3.

Au niveau du creux des dunes nous avons de petites bulles fixées dans la rugosité de la mousse. Celles-ci réfléchissent beaucoup la lumière de la nappe laser, ce qui empêche de dis-

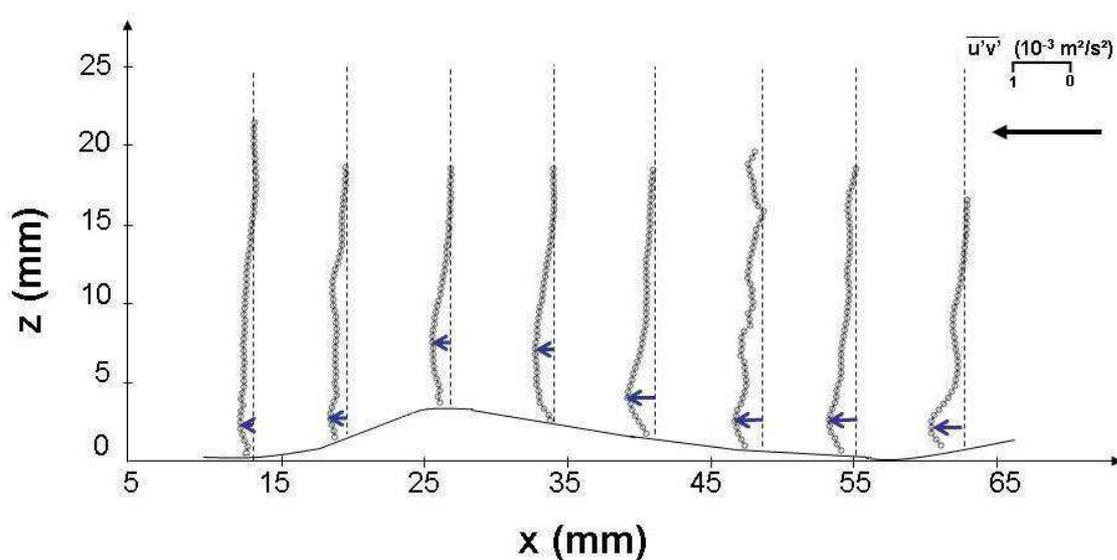


FIGURE 6.9 – Profils verticaux des fluctuations $\overline{u'v'}$ le long d'une dune de la mousse 1. Les flèches représentent la valeur maximale de $\overline{u'v'}$ sur chaque profil. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.

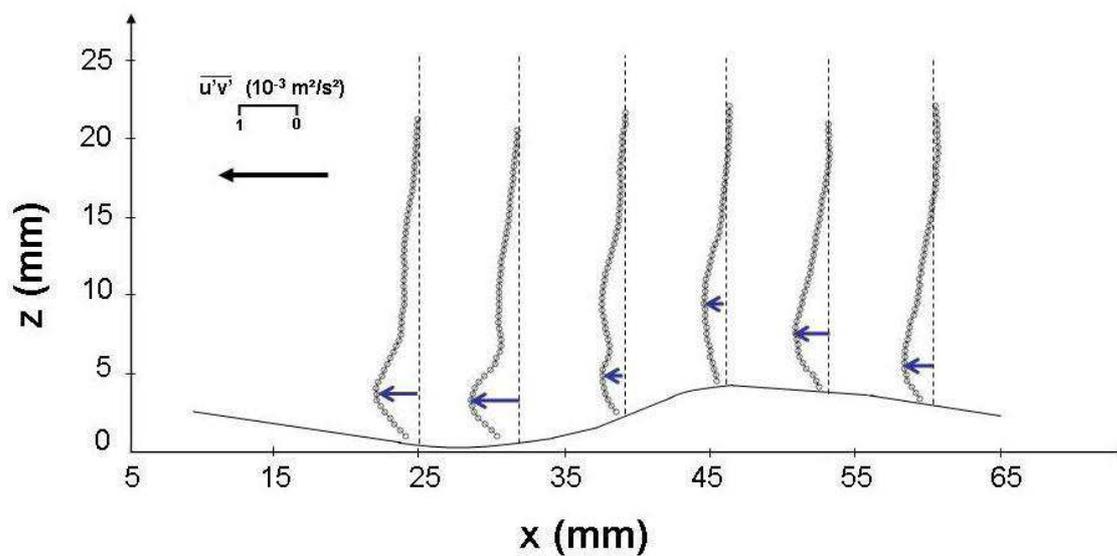


FIGURE 6.10 – Profils verticaux des fluctuations $\overline{u'v'}$ le long d'une dune de la mousse 2. Les flèches représentent la valeur maximale de $\overline{u'v'}$ sur chaque profil. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.

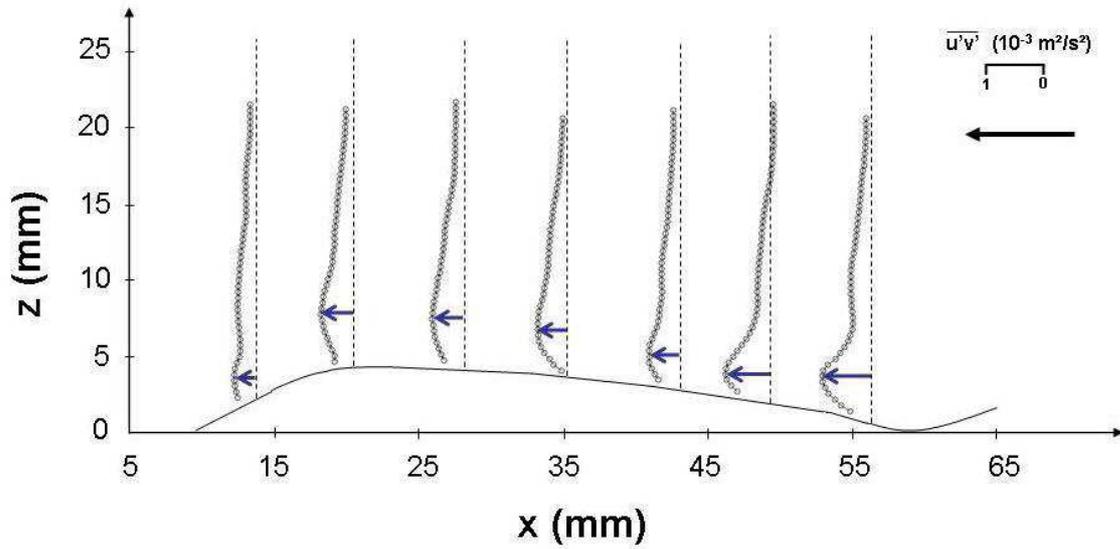


FIGURE 6.11 – Profils verticaux des fluctuations $\overline{u'v'}$ le long d'une dune de la mousse 3. Les flèches représentent la valeur maximale de $\overline{u'v'}$ sur chaque profil. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.

tinguer les traceurs dans cette zone. Par conséquent, nous n'avons pas assez de statistiques pour une évaluation précises des fluctuations $\overline{u'v'}$ à ce niveau, puisque tous les traceurs ne sont pas pris en compte dans le calcul. On s'intéresse donc à l'amplitude maximale de la contrainte de Reynolds de chaque profil. On observe sur les Figures 6.9, 6.10 et 6.11 que cette amplitude est maximale au niveau de la face abritée et plus particulièrement non loin du creux de la dune, puis qu'elle diminue le long de la face exposée de la dune jusqu'à la crête. On remarque également que l'altitude z du maximum de la contrainte turbulente augmente le long de la face exposée de la dune.

L'augmentation de la vitesse moyenne, induite par la topographie, le long de la face amont (Cf. Figs. 6.5, 6.6 et 6.7), a une influence importante sur la structure turbulente de l'écoulement au-dessus des dunes. Nelson et al. (1993) [53] ont montré plus spécifiquement que cette augmentation de vitesse tend à diminuer rapidement l'intensité turbulente au-dessus des dunes, comparé au cas d'une surface plane où cette augmentation n'existe pas.

6.2 Contrainte cisailante

6.2.1 Au coeur de l'écoulement

Nous avons vu (Cf. Fig. 6.8) que les profils de vitesse horizontale présentent pour les trois mousses un comportement logarithmique au-dessus des dunes ($z - h(x) > 6 \text{ mm}$). On peut donc évaluer une vitesse cisailante au coeur de l'écoulement à partir d'ajustements logarithmiques entre $z - h(x) = 6$ et 13 mm . La Figure 6.12 présente les valeurs de la vitesse de frottement calculées pour les trois mousses qui correspondent, rappelons le, à des morphologies d'équilibre obtenues à différents débits de sédiments Q_{in} . La valeur de u_* à $Q_{in} = 0$ correspond au cas d'un fond sans dunes avec une rugosité de $100 \mu\text{m}$.

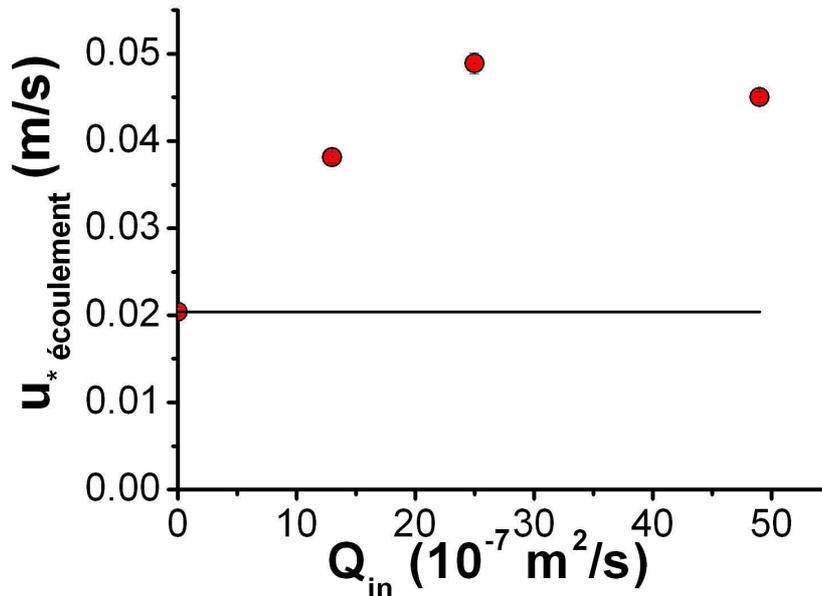


FIGURE 6.12 – Evolution de la vitesse de cisaillement en fonction du débit de sédiments.

On remarque que les vitesses de frottement évaluées au coeur de l'écoulement au-dessus des dunes artificielles sont très supérieures au u_* calculé sur fond plat. On observe également que u_* croît avec le débit de sédiments. On remarque néanmoins que la vitesse de frottement évaluée pour la mousse 3 (Q_{in} le plus élevé) est légèrement plus faible que celle évaluée pour la mousse 2. Cela peut s'expliquer par le fait que les hauteurs d'équilibre de ces deux mousses sont très proches, mais que la pente de leur face exposée est légèrement différente.

La vitesse de frottement u_* calculée à partir du profil logarithmique dans la partie de l'écoulement au-dessus des dunes donne une contrainte effective moyenne s'appliquant sur

le fond, qui représente la somme des contraintes dues à la forme et celles liées au frottement du fluide sur les grains. Lorsque Q_{in} croît, l'augmentation de u_* au coeur de l'écoulement favorise sans doute le transport par suspension. On peut supposer que cette vitesse de cisaillement est probablement pertinente dans la proportion suspension/charriage.

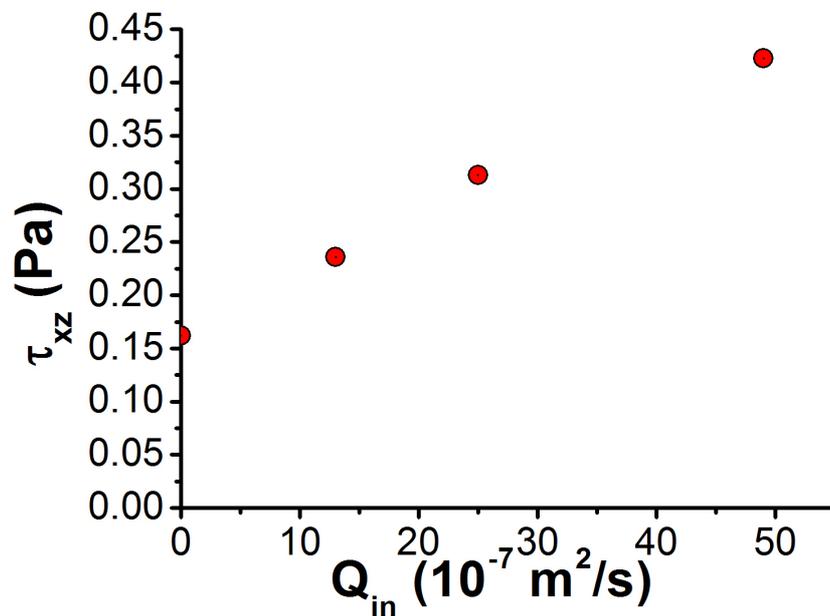
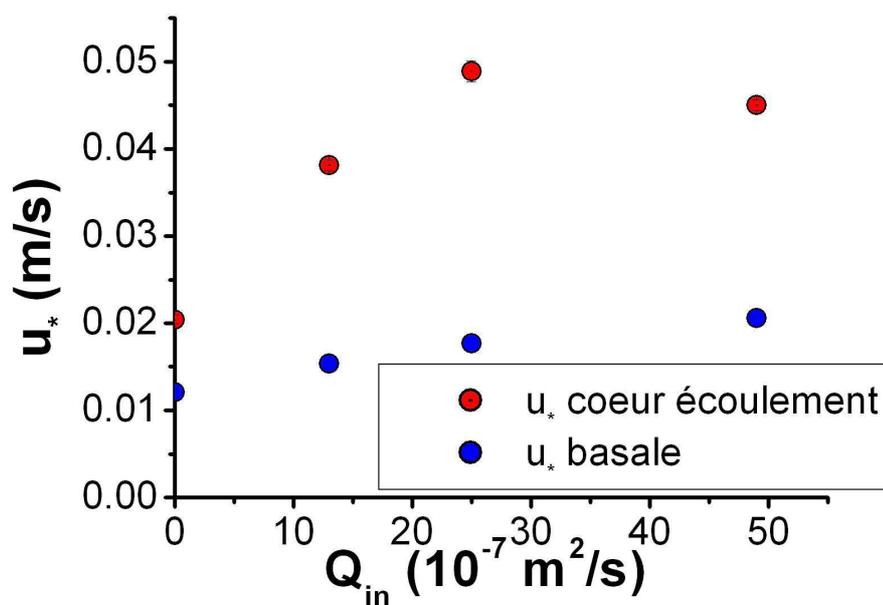
Nous avons présenté, dans le Chapitre 2, une loi expérimentale reliant la vitesse de frottement au débit d'eau et au rayon hydraulique de la section considérée (Eq. (2.3)) : $u_* = C \times Q_{eau}^{7/8} \nu^{1/8} / R_h^{15/8}$. A partir de cette loi, on peut évaluer la vitesse de frottement que l'on aurait pour une hauteur d'eau diminuée de la hauteur des dunes. On trouve des valeurs de frottement légèrement augmentées (quelques %) par rapport à celles calculées sans dunes, mais bien inférieures à celles obtenues dans le coeur de l'écoulement. On en déduit que l'augmentation de u_* dans l'écoulement est essentiellement liée à la macrorugosité générée par les dunes, et non à la réduction de section en elle-même.

6.2.2 Près du fond

A partir des profils de fluctuations $\overline{u'v'}$ (Figs. 6.9, 6.10 et 6.11), on évalue au sommet des dunes des mousses 1, 2 et 3, la valeur de la contrainte de Reynolds τ_{xz} au plus près du fond ($z \approx 0.5 \text{ mm}$). Il n'est pas possible d'évaluer τ_{xz} au niveau du creux de la dune à cause du manque de statistiques sur les fluctuations $\overline{u'v'}$ à cet endroit. La Figure 6.13 présente l'évolution des contraintes turbulentes en fonction de Q_{in} . On note tout d'abord que la contrainte turbulente augmente linéairement avec Q_{in} .

On peut évaluer la vitesse de frottement basale correspondante en utilisant la relation : $\tau_f = \rho_f u_*^2$. La Figure 6.14 présente l'évolution de u_* calculée à partir de la contrainte turbulente en fonction de Q_{in} .

On observe que la vitesse de frottement basale évaluée à partir de la contrainte turbulente augmente avec le débit de sédiments tout en restant inférieure à la vitesse de frottement u_* au coeur de l'écoulement. On s'attend cependant à ce que sur fond plat ($Q_{in} = 0$) ces deux vitesses soient égales. Ce n'est pas le cas. Le déficit observé est sans doute dû à une sous-estimation de la contrainte basale totale puisque l'on ne prend pas en compte la contrainte visqueuse dans l'évaluation de la vitesse de frottement basale. Or la contrainte visqueuse n'est a priori pas négligeable puisque l'écoulement turbulent est dans un régime hydraulique dit de transition. Le manque de résolution de nos images P.I.V. ne nous permet pas d'estimer avec précision les contraintes basales visqueuses. Notons enfin que la vitesse de frottement basale augmente peu avec Q_{in} et reste proche de la vitesse de frottement sur fond plat rugueux. Ainsi, l'hypothèse faite dans le Chapitre 5 d'utiliser le u_* sur fond plat comme facteur de renormalisation est en partie justifié.

FIGURE 6.13 – Evolution en fonction de Q_{in} de la contrainte turbulente.FIGURE 6.14 – Evolution en fonction de Q_{in} de u_* calculée à partir de la contrainte turbulente.

6.3 Transport par suspension : étude qualitative

Dans les expériences avec des billes de $100 \mu\text{m}$, une partie des sédiments est transportée par suspension. Nous avons montré dans le Chapitre 5 que le débit de sédiments transportés par charriage, Q_c , sature rapidement lorsque Q_{in} augmente. Cette saturation a été interprétée comme une signature de l'apparition d'un mode de transport complémentaire : la suspension. On s'attend donc à ce que le débit de sédiments en suspension augmente avec Q_{in} .

A partir d'images prises avec la caméra CCD du système de P.I.V. au cours des expériences, nous avons tenté d'évaluer la concentration de billes de $100 \mu\text{m}$ en suspension au-dessus des dunes, ainsi que leur vitesse. Précisons que même si les billes de $100 \mu\text{m}$ sont en verre transparent, elles réfléchissent suffisamment la lumière de la nappe laser pour qu'on puisse les détecter sur les images. La Figure 6.15 montre un exemple d'image prise avec la caméra CCD au cours d'une expérience. On y distingue une dune, les sédiments en suspension au-dessus, ainsi qu'une forte concentration en sédiments en aval de la crête (zone très lumineuse). L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.

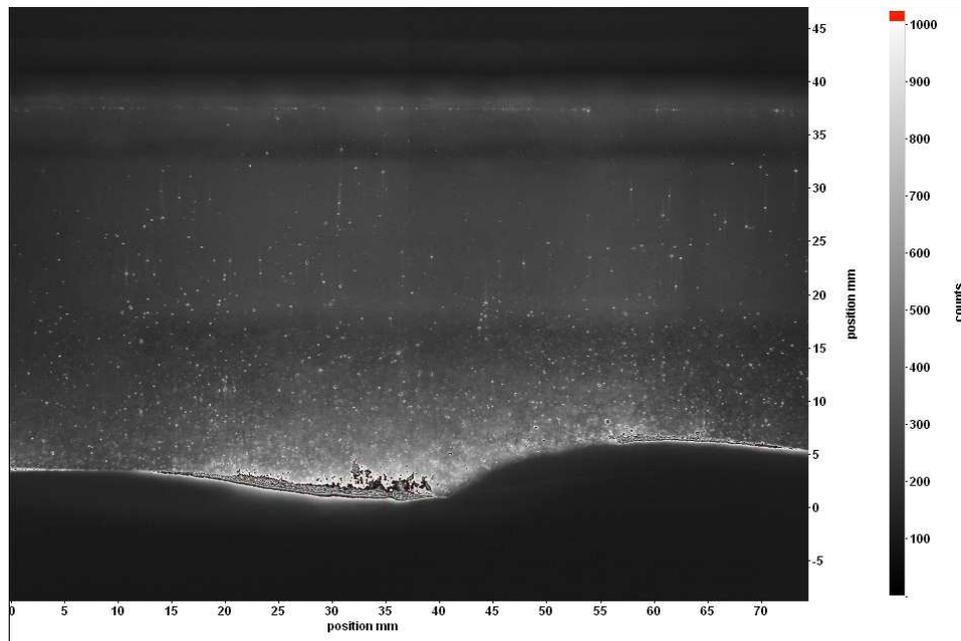


FIGURE 6.15 – Image prise avec la caméra CCD lors d'une expérience avec des billes de $100 \mu\text{m}$, à $Q_{in} = 25 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ et $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.

Pour cinq débits de sédiments différents à $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$, nous avons acquis au moyen du système de P.I.V. des séries d'images (170 paires d'images par série) à différents

instants t de l'état stationnaire des dépôts de sédiments. A partir de ces images, nous avons calculé au-dessus des dunes le champ de vitesse des sédiments, ainsi que leur concentration. La concentration moyenne le long de la dune en fonction de l'altitude a été évaluée par détection des particules sur chaque image, puis moyennée sur l'ensemble des images acquises lors d'une expérience.

L'évaluation de la concentration de sédiments en suspension n'a été réalisée que pour cinq expériences et malheureusement nous avons eu des problèmes d'éclairage et de rayures localisées sur le plexiglas du canal, qui ont rendu moins visibles les billes à certaines altitudes sur les images acquises par la caméra CCD. Par conséquent, lors du calcul du champ de vitesse ou lors du comptage des particules, on détecte moins de billes qu'il y en a réellement. Précisons que le défaut d'éclairage n'est intervenu qu'au cours de ces expériences en particulier. Par contre les rayures localisées à $z \approx 29 \text{ mm}$ ont toujours été présentes et sont visibles sur les profils de vitesse du Chapitre 2. On remarque ainsi sur la Figure 6.16, qui présente l'évolution de la concentration des billes de $100 \mu\text{m}$ à différentes altitudes z pour cinq débits de sédiments, une diminution importante de la concentration en sédiments à certaines altitudes ($z \approx 22$ et 29 mm). Nous présentons néanmoins ces résultats car ils indiquent que la concentration de billes tend à augmenter avec le débit de sédiments comme attendu.

La Figure 6.17 présente le profil de vitesse moyenne des particules de $100 \mu\text{m}$. On montre également, à titre de comparaison, le profil de vitesse de l'écoulement obtenu au-dessus de dunes artificielles correspondant à la morphologie d'équilibre de cette expérience (mousse 2). Ces profils sont des profils moyens, ils correspondent à une moyenne des profils obtenus à différentes positions le long de la dune. Par ailleurs, ces profils ne représentent que ce qui se passe au-dessus des dunes ($z \geq 4.7 \text{ mm}$ et $H_{eq} = 3.1 \text{ mm}$).

On observe des profils de vitesse moyenne similaires pour les billes de $100 \mu\text{m}$ et pour l'écoulement. On note un léger écart de vitesse entre les deux profils pour une altitude z donnée. Cela pourrait être dû à une morphologie légèrement différente de la dune de sédiments comparée à la dune artificielle. Néanmoins, nous n'avons pas suffisamment de données pour conclure sur ce point.

Connaissant le champ de vitesse des sédiments ainsi que leur concentration moyenne en fonction de l'altitude z , il est possible d'évaluer le flux moyen de particules en suspension au-dessus des dunes. Ce flux est sous-estimé par rapport au flux réel de particules en suspension, puisque nous ne tenons pas compte des billes en suspension au niveau du creux de la dune. La Figure 6.18 présente le flux moyen de sédiments en suspension, en charriage, et le flux total (suspension + charriage) en fonction du débit de sédiments. Rappelons que le flux de charriage est calculé de la façon suivante : $Q_c = V_{d_{eq}} \times H_{eq}$. On

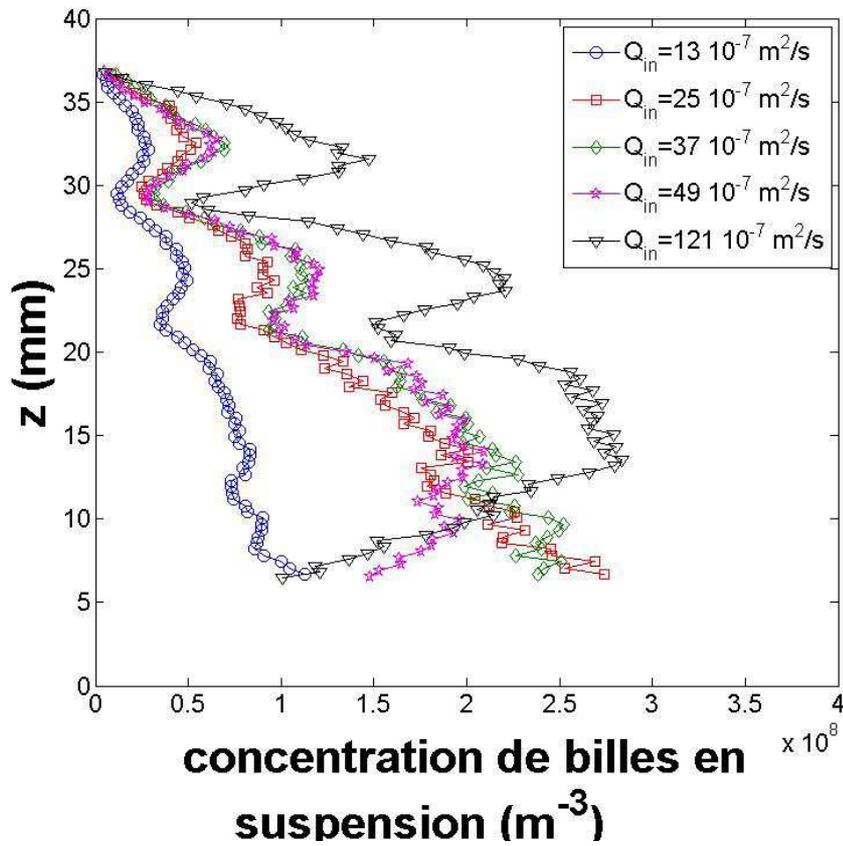


FIGURE 6.16 – Concentration de billes de 100 μm au dessus des dunes en fonction de l'altitude z , pour cinq débits de sédiments à $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. L'origine des creux aux altitudes $z \approx 22$ et 29 mm est due à un défaut d'éclairage et à la présence de rayures sur le plexiglas en $z \approx 29 \text{ mm}$.

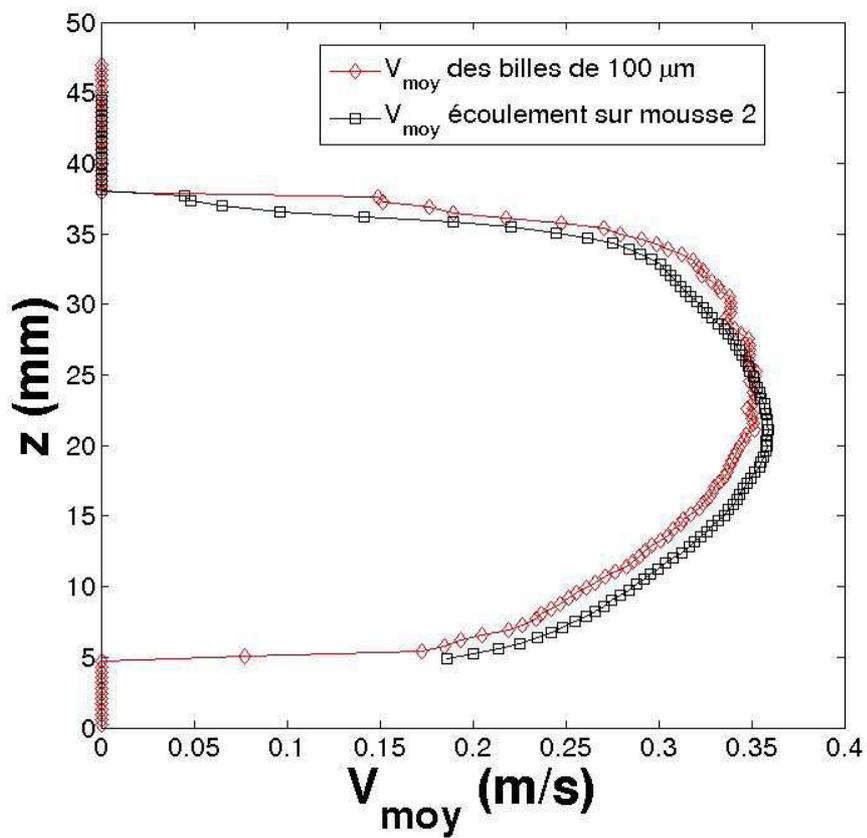


FIGURE 6.17 – Profil vertical de vitesse moyenne des billes de 100 μm au-dessus des dunes et au-dessus de la mousse 2, pour $Q_{in} = 25 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ et $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$.

note qualitativement que le flux de sédiments en suspension croît lorsque Q_{in} augmente comme attendu, alors que le flux de charriage sature. On observe de plus que le flux total n'est pas égal à Q_{in} , et qu'il s'en écarte à mesure que le débit de sédiments augmente. Cela est dû au fait que nous sous-estimons le flux de sédiments en suspension.

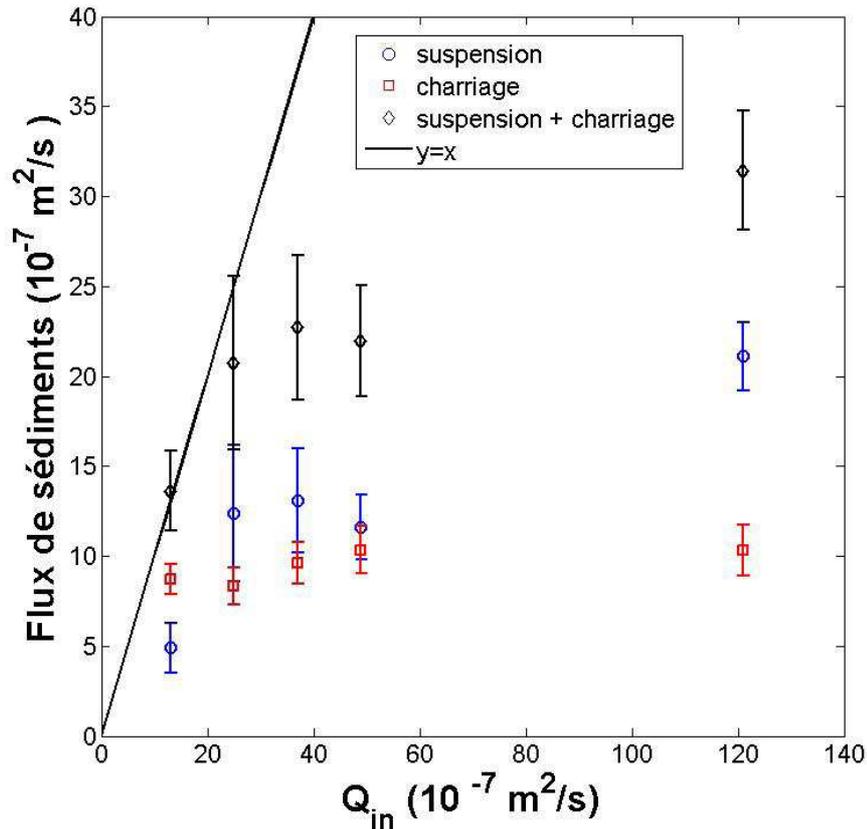


FIGURE 6.18 – Flux moyen de particules en suspension au-dessus des dunes ($z \geq 6 \text{ mm}$), flux de charriage, et flux total en fonction du débit de sédiments Q_{in} .

6.4 Bilan

L'étude de l'écoulement au-dessus de dunes artificielles correspondant à trois morphologies obtenues expérimentalement avec des billes de $100 \mu\text{m}$ donne des résultats en accord avec ceux recensés dans la littérature, à savoir une augmentation de la vitesse moyenne horizontale près du fond le long de la face exposée de la dune, et une diminution dans le creux de la dune. Nous avons également noté pour les trois morphologies utilisées la présence d'une cellule de recirculation derrière la crête, et nous avons observé qu'au-dessus des dunes ($z > 10 \text{ mm}$ environ), la vitesse devient quasi-invariante le long de la dune et

présente un comportement logarithmique qui nous a permis d'évaluer une vitesse cisailante au coeur de l'écoulement. Cette vitesse présente des valeurs très supérieures à celle calculée sur fond plat rugueux, et elle croît avec Q_{in} . L'augmentation avec le débit de sédiments (i.e. avec la taille des dunes) est liée à la macrorugosité générée par les dunes et non à la réduction de section qui donne des u_* beaucoup plus faibles. Nous supposons que cette vitesse de frottement au coeur de l'écoulement favorise le transport en suspension lorsque Q_{in} augmente.

Nous avons de plus calculé les contraintes turbulentes au sommet des dunes, et en avons déduit la vitesse de frottement basale associée. Il s'avère que cette vitesse de frottement basale augmente avec le débit de sédiments et donc avec la hauteur des dunes. Néanmoins, contrairement à la vitesse de frottement au coeur de l'écoulement, celle-ci reste proche en valeur du u_* évalué sur fond plat rugueux. Il semble ainsi que l'hypothèse faite au Chapitre 5 d'utiliser la vitesse de frottement sur fond plat pour renormaliser nos résultats soit en partie justifiée.

Enfin, une première série d'expériences sur l'étude de la concentration de sédiments en suspension dans les expériences avec des billes de $100 \mu\text{m}$ a montré, qualitativement, le comportement auquel on s'attendait, à savoir une augmentation des particules en suspension lorsque le débit de sédiments augmente. Mais des problèmes d'éclairage et le fait que l'étude n'ait lieu qu'au-dessus des dunes font que l'on minimise le débit de sédiments en suspension. Il serait nécessaire pour bien l'estimer de faire des expériences dans des conditions mieux contrôlées (sans bulles et sans défaut d'éclairage).

Chapitre 7

Etude en milieu sédimentaire bidisperse

Dans ce chapitre sont présentés des résultats préliminaires sur l'étude de la morphodynamique des dépôts de sédiments bidisperses. Le milieu naturel fluvial se composant le plus souvent de grains polydisperses, cette étude est un prélude à des expériences faisant intervenir cette complexité. Nous n'avons réalisé qu'un nombre limité d'expériences en milieu bidisperse. Une analyse approfondie aurait nécessité de réaliser un jeu complet d'expériences en faisant intervenir le débit solide et liquide sur une plus large gamme. Néanmoins, ces expériences préliminaires nous permettent de dégager certaines tendances.

7.1 Morphologie des structures sédimentaires bidisperses

Le premier objectif était de comparer qualitativement les structures obtenues avec un milieu sédimentaire bidisperse, à celles obtenues en milieu monodisperse. Les questions suivantes ont guidées notre étude : Peut-on considérer la dynamique d'un système bidisperse comme une superposition linéaire des dynamiques des sous-systèmes monodisperses pris indépendamment l'un de l'autre ? Si non, peut-on définir un système équivalent en monodisperse ? Ou obtient-on une dynamique complètement nouvelle ? Enfin, quel rôle joue la proportion relative de fines et de grosses particules dans la morphodynamique des structures ?

7.1.1 Paramètres des expériences

Les paramètres de contrôle que nous avons fait varier lors des expériences bidisperses sont les mêmes que ceux utilisés dans le cas monodisperse, à savoir le débit de sédiments

	Exp 135-136	Exp 143	Exp 144	Exp 134-140	Exp 141	Exp 142
Débit d'eau Q_{eau} ($10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$)	9.8	9.8	9.8	12	12	12
Débit de sédiments Q_{in} ($10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$)	37	49	73	37	49	73

TABLE 7.1 – Paramètres des 8 expériences bidisperses.

injecté Q_{in} , et le débit d'eau Q_{eau} . Cependant, la gamme de variation de ces paramètres est plus restreinte, nous n'avons utilisé que deux débits d'eau, $Q_{eau} = 9.8$ et $12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$, et trois débits de sédiments, $Q_{in} = 37, 49$ et $73 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$. Concernant la rugosité du fond de la zone d'étude, nous avons choisi d'utiliser une rugosité faite à partir des billes de $500 \mu\text{m}$. Ce choix n'est pas déterminant, dans la mesure où nous avons vérifié lors des premières expériences monodisperses, que la rugosité du fond n'avait pas d'influence significative sur la formation et la morphologie des dépôts. Enfin, concernant le mélange bidisperse, celui-ci est obtenu en mélangeant 50 % en volume de billes de $100 \mu\text{m}$ et de billes de $500 \mu\text{m}$. Ces deux types de billes ayant la même densité, nous avons aussi un mélange equi-massique. Nous n'avons pas fait varier les proportions en sédiments fins et grossiers. Les billes de $100 \mu\text{m}$ sont celles de l'étude monodisperse, c'est à dire des billes de verre transparentes, alors que les billes de $500 \mu\text{m}$ sont des billes de verre teintées en rouge en surface, ceci afin d'avoir un fort contraste visuel au niveau des dépôts. Avant la mise en place dans la cavité d'alimentation le mélange est préparé de la façon suivante : on prépare dans un premier temps deux béchers contenant chacun le même volume de sédiments de $100 \mu\text{m}$ et de $500 \mu\text{m}$ humides ; on verse ensuite alternativement dans un grand bécher les volumes de sédiments monodisperses ; puis l'on ajoute un peu d'eau et l'on remue le mélange afin de l'homogénéiser, avant de le verser la cavité d'apport. Malgré un facteur cinq en taille entre les deux types de sédiments, nous n'avons pas observé de ségrégation forte lors du mélange.

Le Tableau 7.1 indique pour les huit expériences bidisperses réalisées, les valeurs des paramètres de contrôle Q_{in} et Q_{eau} utilisés.

7.1.2 Observations qualitatives

Les huit expériences réalisées (Cf. Tableau 7.1) présentent toutes la même dynamique des structures sédimentaires. On observe, environ une minute après le démarrage de l'expérience, la formation de dépôts au niveau de la zone d'étude. Ces dépôts de couleur blanche sont constitués exclusivement de billes de $100 \mu\text{m}$. Par la suite, ces structures grossissent et se déplacent de façon similaire aux dépôts monodisperses de billes de $100 \mu\text{m}$, présentés dans les Chapitres 4 et 5. En parallèle, on observe en sortie de la zone d'alimentation la for-

mation d'une nappe de charriage qui semble principalement constitué de billes de $500\ \mu\text{m}$ (rouges). Le front de cette nappe et les structures qui le suivent se déplacent plus vite que les dépôts monodisperses déjà présents sur la zone d'étude, ils finissent par les recouvrir. La Figure 7.1 présente des photos prises par le dessus au niveau de la zone d'étude à quatre instants t différents montrant les structures sédimentaires observées, pour l'expérience 143 ($Q_{in} = 49 \cdot 10^{-7}\ \text{m}^2/\text{s}$ et $Q_{eau} = 9.8 \cdot 10^{-4}\ \text{m}^3/\text{s}$).

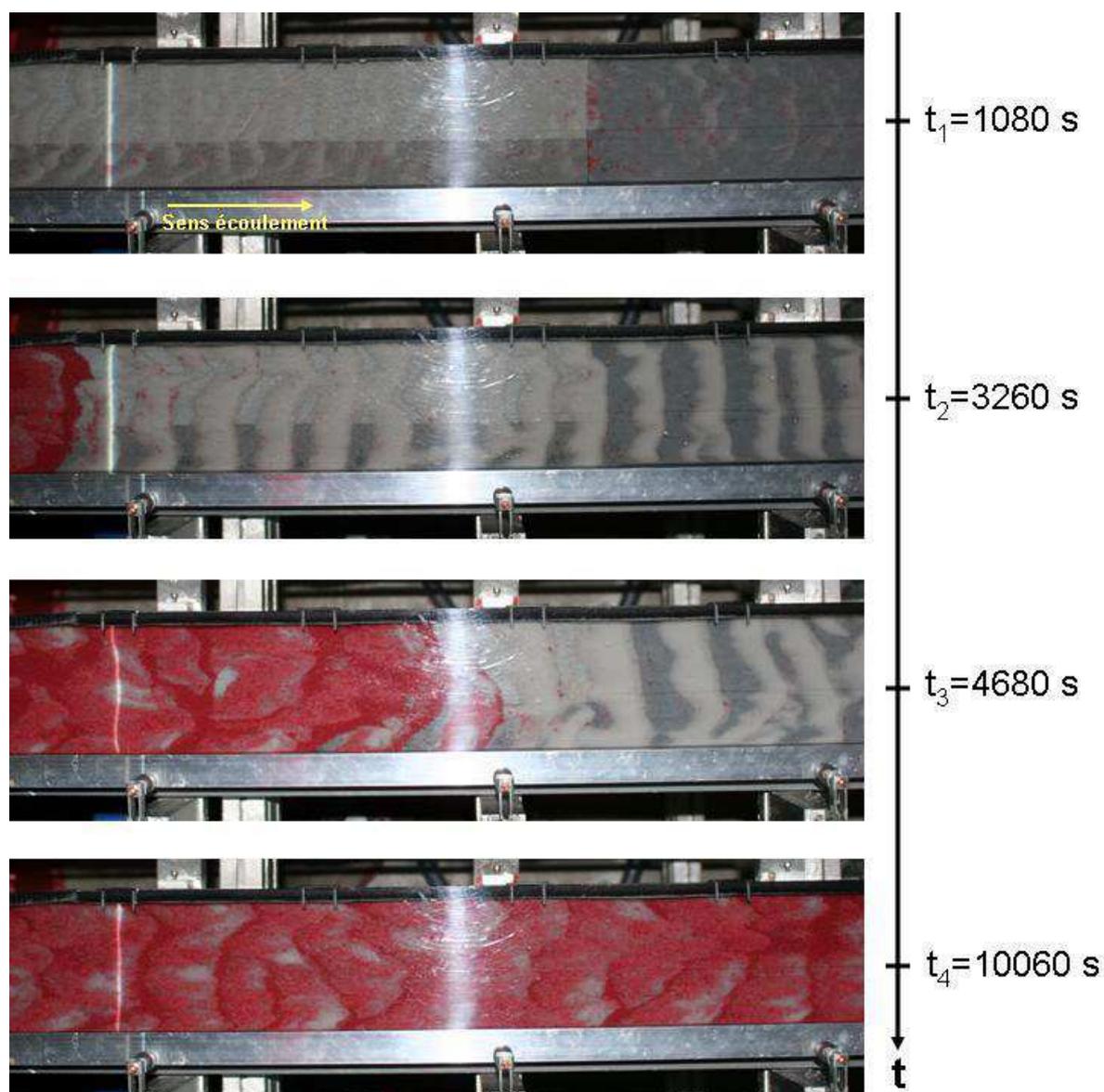


FIGURE 7.1 – Photos prises par le dessus des structures sédimentaires présentes sur la zone d'étude à quatre instants t différents pour l'expérience 143 ($Q_{in} = 49 \cdot 10^{-7}\ \text{m}^2/\text{s}$ et $Q_{eau} = 9.8 \cdot 10^{-4}\ \text{m}^3/\text{s}$). La zone fait 80 cm de long par 12 cm de large.

Nous observons deux étapes distinctes. La première étape a lieu avant l'arrivée du front

de la nappe de charriage sur la zone de travail ($t = t_1$). Elle correspond à la formation et à l'évolution des dépôts de billes de $100 \mu\text{m}$. Ces dépôts sont comparables en forme à ceux observés dans le cas monodisperse pour les billes de $100 \mu\text{m}$. On observe tout d'abord la formation de dépôts isolés de type barchanes, puis ces dépôts se connectent et deviennent plus rectilignes, de type dunes transverses. La seconde étape apparaît avec l'arrivée de la nappe de charriage sur la zone d'étude ($t = t_2$). Le front de la nappe se déplaçant plus vite que les structures de billes de $100 \mu\text{m}$, il les recouvre peu à peu ($t = t_3$). Les dépôts alors présents ressemblent en forme à ceux observés lors des expériences monodisperses pour les billes de $500 \mu\text{m}$, ils sont tridimensionnels et recouvrent complètement la surface de la zone d'étude ($t = t_4$). Néanmoins, on observe sur les photos de la Figure 7.1, que ces dépôts ne se composent pas exclusivement de billes de $500 \mu\text{m}$ (rouges), mais qu'il y a également des billes blanches de $100 \mu\text{m}$. Nous montrons de plus que ces dépôts de sédiments bidisperses atteignent un état stationnaire.

7.1.3 Composition des dépôts bidisperses

Les photos de la Figure 7.1 montrent que les dépôts en fin d'expérience ($t = t_4$), contiennent à la fois des billes de $100 \mu\text{m}$ et des billes de $500 \mu\text{m}$. Nous avons cherché à estimer la proportion de billes de $100 \mu\text{m}$ dans la nappe de charriage. Pour cela, nous avons prélevé en fin d'expérience, à différents endroits du chenal, des dunes entières. Ces grains ont ensuite été séchés, puis pesés et triés. La Figure 7.2 présente l'évolution de la proportion moyenne des billes de diamètre $100 \mu\text{m}$ en fonction de la position x des dunes ($x = 0$ correspond à la sortie de la zone d'alimentation), pour les expériences 140 à 144 (Cf. Tableau 7.1).

On note tout d'abord que les proportions ne varient pas de façon significative le long de la zone d'apport : il n'y a pas de gradient de concentration notable le long du chenal. On remarque que ces proportions ne montrent pas de dépendance marquée avec le débit de sédiments mais semblent néanmoins augmenter avec le débit d'eau : la proportion de fines particules passe de 30 % à 40 % quand Q_{eau} augmente de 9.8 à $12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. Cette augmentation demanderait cependant à être confirmée par des expériences complémentaires.

A ce stade, on peut se demander pourquoi l'on ne retrouve pas une proportion équivalente de fines et de grosses particules dans la nappe de charriage. Le déficit en fines peut s'expliquer par le fait qu'une partie d'entre elles est transportée par suspension et ainsi ne se retrouve pas dans la nappe de charriage.

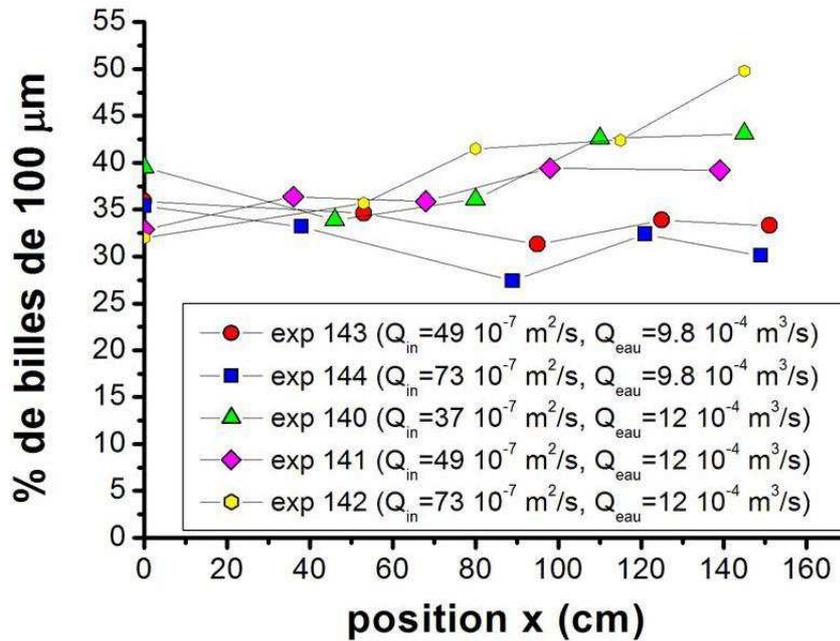


FIGURE 7.2 – Proportion des billes de 100 μm dans les échantillons prélevés en fonction de leur position x , pour les expériences 140 à 144.

7.2 Evolution temporelle des paramètres $\langle h \rangle$, H et V_d : deux étapes

Nous avons vu qu'il existe deux types de dépôts qui se forment successivement : dans un premier temps, on observe des dunes composées uniquement de fines particules, puis dans un second temps une nappe de charriage composée à la fois de fines et de grosses particules (dans une proportion 1/3 et 2/3 respectivement).

Nous allons donc comparer les évolutions temporelles de $\langle h \rangle$, H et V_d , avec celles des expériences monodisperses et voir dans quelles mesures ces dynamiques peuvent se comparer.

7.2.1 Première étape de l'évolution temporelle

Sachant qu'au niveau de l'alimentation, la moitié des sédiments apportés sont des billes de 100 μm , nous allons comparer, pour la première étape de l'évolution temporelle, les expériences bidisperses à un débit de sédiments Q_{in} à celles monodisperses pour des billes de 100 μm à $Q_{in}/2$. La Figure 7.3 présente l'évolution temporelle de l'épaisseur moyenne et de la hauteur des structures sédimentaires dans le cas bidisperse (exp 142, $Q_{in} =$

$73 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$) et monodisperse (exp 44, $Q_{in} = 37 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$), pour $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$.

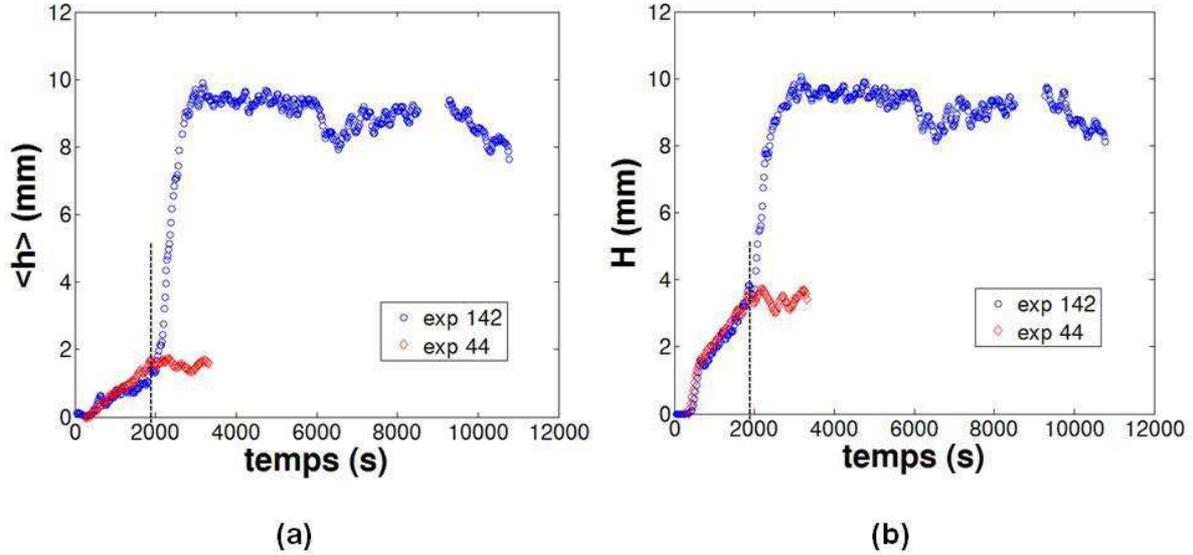


FIGURE 7.3 – Evolution temporelle (a) de $\langle h \rangle$, et (b) H , dans le cas bidisperse (exp 142, $Q_{in} = 73 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$) et monodisperse (exp 44, $Q_{in} = 37 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$), pour $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. Le trait vertical en pointillé correspond au temps t auquel la nappe de charriage apparaît sur la zone de travail.

On observe, comme attendu à partir des premières observations morphologiques, deux étapes d'évolution pour l'expérience bidisperse (exp 142). Le comportement de l'épaisseur moyenne et de la hauteur des dépôts bidisperses dans la première étape ($t < 1900 \text{ s}$), est semblable à celui de l'expérience monodisperse dans le cas où le débit de sédiments est divisé par deux (exp 44). On remarque de plus que les dunes constituées de sédiments fins atteignent l'état d'équilibre ($t \approx 1900 \text{ s}$) juste avant l'arrivée de la nappe de charriage sur la zone de travail. Pour un débit de sédiments plus grand, on aboutit aux mêmes observations.

Intéressons nous maintenant à l'évolution temporelle de la vitesse de migration V_d . La Figure 7.4 présente cette évolution dans le cas bidisperse (exp 142, $Q_{in} = 73 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$) et monodisperse (exp 44, $Q_{in} = 37 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$), pour $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. On observe que dans la première étape d'évolution, la décroissance de la vitesse de migration des dépôts bidisperses aux courts instants suit une dynamique semblable à celle des dépôts monodisperses à $Q_{in}/2$. Puis, alors que V_d pour les dépôts monodisperses (exp 44) se stabilise, la vitesse de migration des dépôts bidisperses (exp 142) se met à augmenter dès lors que la nappe de charriage arrive sur la zone de travail.

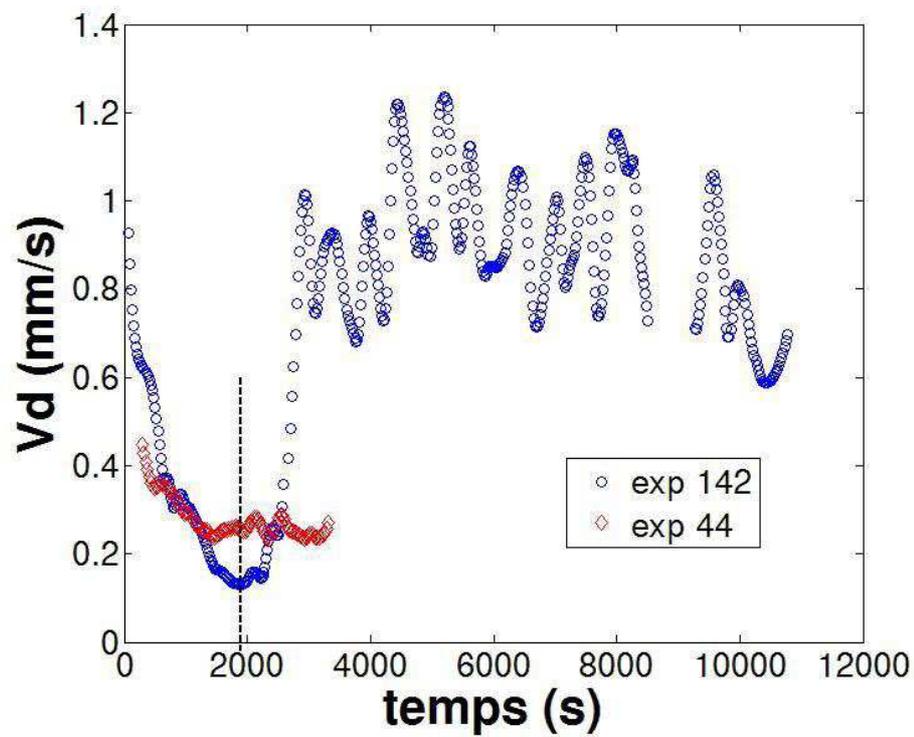


FIGURE 7.4 – Evolution temporelle de V_d dans le cas bidisperse (exp 142, $Q_{in} = 73 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$) et monodisperse (exp 44, $Q_{in} = 37 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$), pour $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. Le trait vertical en pointillé correspond au temps t auquel la nappe de charriage apparaît sur la zone de travail.

7.2.2 Seconde étape de l'évolution temporelle

La seconde étape de l'évolution temporelle des caractéristiques morphologiques des dépôts de sédiments bidisperses correspond à l'arrivée de la nappe de charriage sur la zone de travail. Sur la Figure 7.3 on remarque que cette seconde étape est caractérisée par une augmentation brutale de $\langle h \rangle$ et H lorsque la nappe apparaît. Celle-ci est en effet plus haute que les dunes de sédiments fins et présente une épaisseur moyenne $\langle h \rangle$ et une hauteur H déjà à l'équilibre.

Concernant la vitesse de migration des dépôts bidisperses (Fig. 7.4) dans la seconde étape d'évolution, on remarque que l'arrivée de la nappe induit une augmentation brutale de V_d . En cause une vitesse plus élevée de la nappe de charriage comparée à celle des dépôts de sédiments fins en aval. La vitesse de migration de la nappe est déjà à l'équilibre lorsque la nappe de charriage arrive sur la zone de travail.

7.3 Etat stationnaire de $\langle h \rangle$, H et V_d pour les dépôts bidisperses

Les paramètres morphologiques des huit expériences réalisées (Cf. Tableau 7.1) atteignent tous un état stationnaire au cours de leur évolution temporelle. Nous allons nous intéresser ici à l'évolution des paramètres d'équilibre $\langle h \rangle_{eq}$, H_{eq} et $V_{d_{eq}}$ des dépôts bidisperses en fonction des paramètres de contrôle Q_{in} et Q_{eau} utilisés, et comparer les valeurs d'équilibre avec celles obtenues dans l'étude monodisperse (Chapitres 4 et 5).

7.3.1 Variation de $\langle h \rangle_{eq}$, H_{eq} et $V_{d_{eq}}$ avec Q_{in} et Q_{eau}

La Figure 7.5 présente l'évolution en fonction du débit de sédiments de l'épaisseur moyenne et de la hauteur à l'équilibre pour les huit expériences réalisées.

On observe tout d'abord une dépendance avec le débit de sédiments, les paramètres $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} augmentent avec Q_{in} . On note ensuite une dépendance avec le débit d'eau, les valeurs de $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} sont plus petites à débit d'eau plus grand. Ces observations qualitatives relatives aux hauteurs d'équilibre et à leur dépendance avec Q_{in} et Q_{eau} sont semblables à celles faites dans l'étude monodisperse (Chapitre 5). Notons enfin que les valeurs d'équilibre $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} sont très proches. Cela signifie que la surface de la nappe de charriage présente des déformations de faible amplitude.

La Figure 7.6 présente l'évolution de la vitesse de migration à l'équilibre en fonction du débit de sédiments pour les huit expériences réalisées.

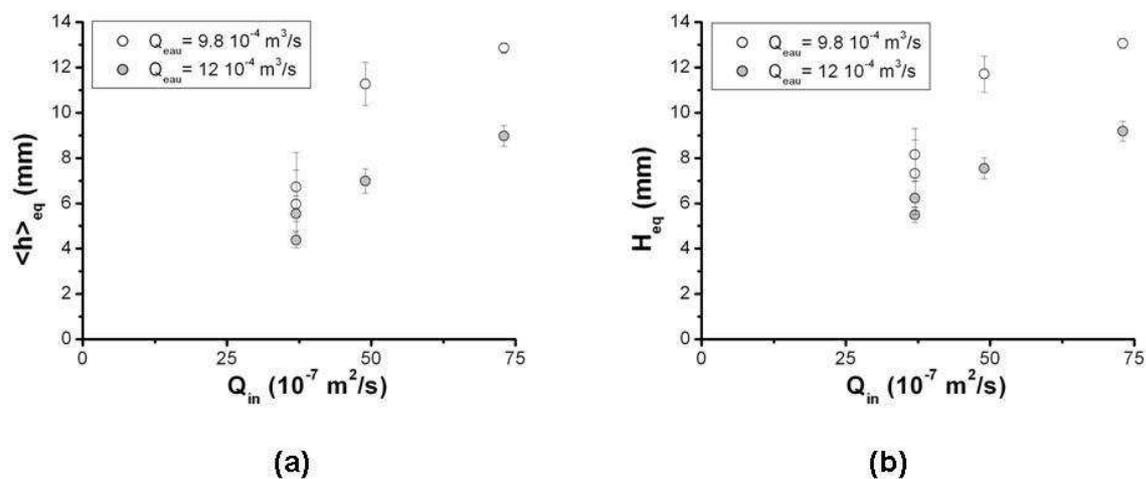


FIGURE 7.5 – Evolution (a) de $\langle h \rangle_{eq}$, et (b) H_{eq} en fonction de Q_{in} . Les barres d'erreur correspondent à l'écart à la valeur moyenne temporelle.

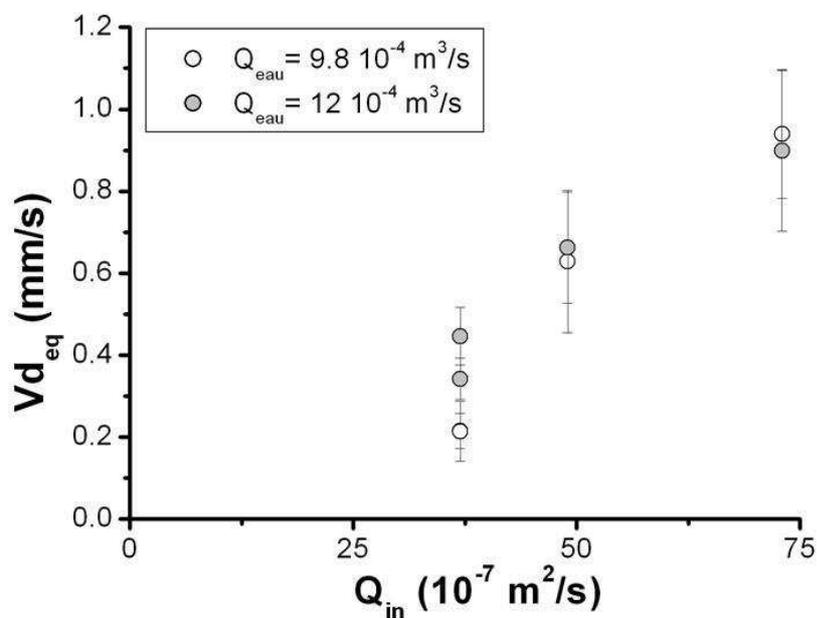


FIGURE 7.6 – Evolution de $V_{d,eq}$ en fonction de Q_{in} . Les barres d'erreur correspondent à l'écart à la valeur moyenne temporelle.

On observe que la vitesse de migration à l'équilibre présente une dépendance très forte avec le débit de sédiments, V_{deq} augmente lorsque Q_{in} croît. Cette évolution avec Q_{in} est semblable à celle observée dans l'étude monodisperse (Chapitre 5), à savoir une croissance plus ou moins prononcée de V_{deq} avec le débit de sédiments. Par contre, contrairement aux paramètres $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} , V_{deq} ne présente pas de variation significative avec le débit d'eau.

Ainsi les évolutions des paramètres d'équilibre $\langle h \rangle$, H et V_d avec les paramètres de contrôle suivent les mêmes tendances que celles observées lors de l'étude des structures sédimentaires monodisperses (Chapitre 5).

7.3.2 Comparaison avec le cas monodisperse

Les Figures 7.7 et 7.8 comparent les évolutions en fonction de Q_{in} , respectivement de l'épaisseur moyenne à l'équilibre $\langle h \rangle_{eq}$ et de la hauteur à l'équilibre H_{eq} , pour les expériences bidisperses et monodisperses réalisées avec les sédiments de $500 \mu\text{m}$.

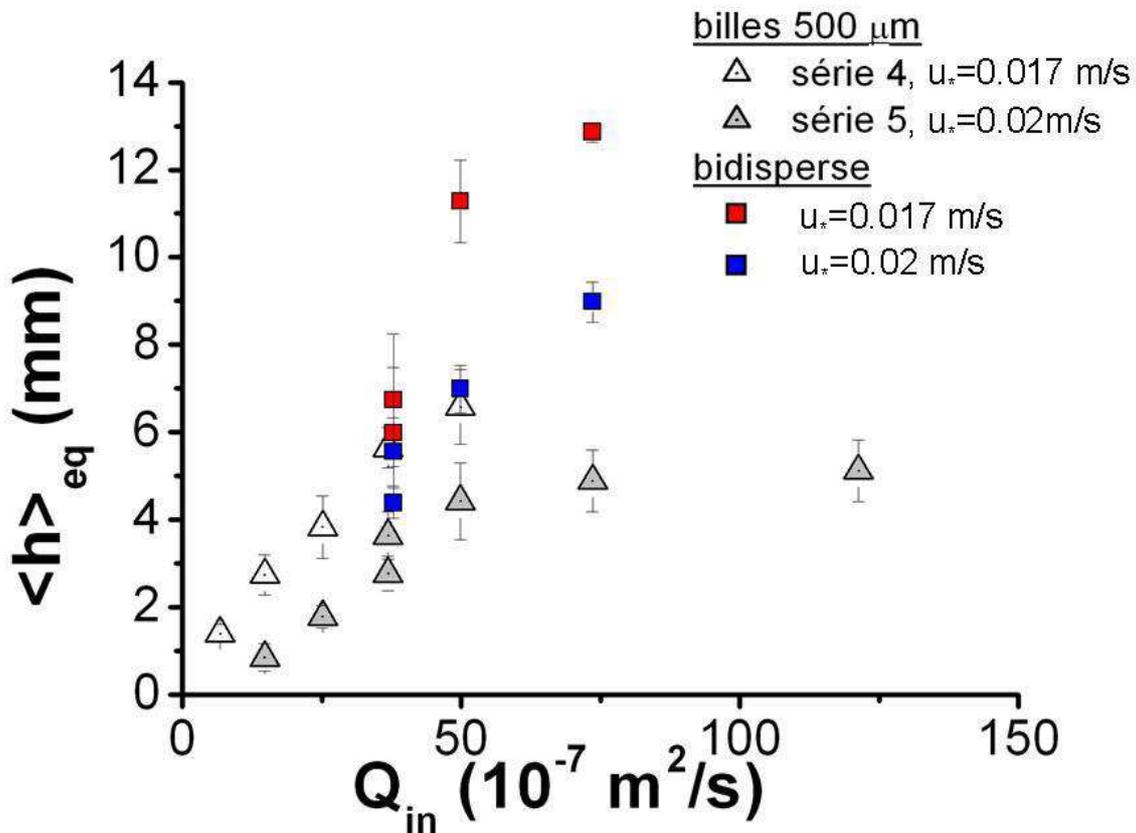


FIGURE 7.7 – Evolution de $\langle h \rangle_{eq}$ en fonction de Q_{in} pour les expériences bidisperses et monodisperses réalisées avec les sédiments de $500 \mu\text{m}$.

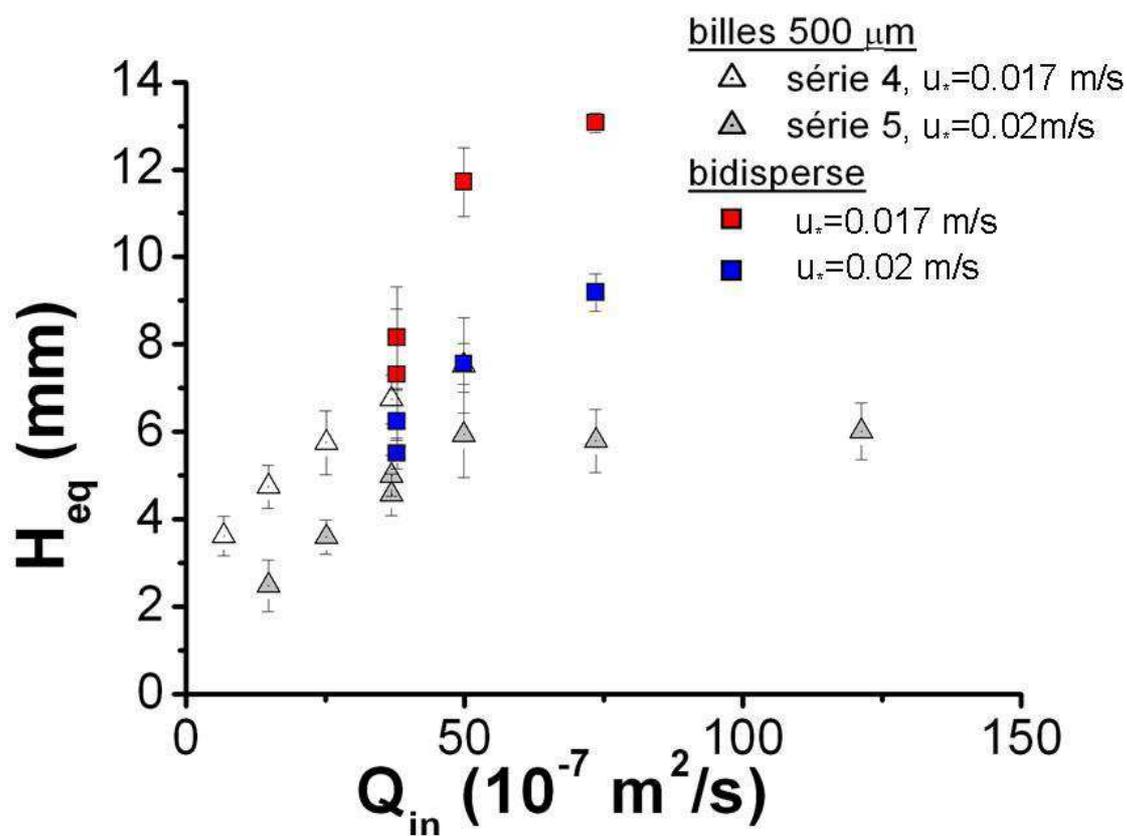


FIGURE 7.8 – Evolution de H_{eq} en fonction de Q_{in} pour les expériences bidisperses et monodisperses réalisées avec les sédiments de $500 \mu\text{m}$.

Contrairement au cas monodisperse, où pour des billes de $500 \mu\text{m}$ le débit de sédiments Q_{in} est égal au flux de charriage Q_c , dans le cas bidisperse une partie des sédiments, les billes de $100 \mu\text{m}$, est transportée par suspension. Par conséquent, le flux de charriage dans le cas bidisperse est inférieur à Q_{in} . Ainsi, si le système bidisperse se comporte comme le monodisperse avec des billes de $500 \mu\text{m}$, on devrait avoir des structures d'équilibre présentant des hauteurs plus petites à Q_{in} équivalent. Ce n'est pas le cas.

En effet, on note tout d'abord que les valeurs de $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} dans le cas bidisperse sont supérieures à celles obtenues dans le cas monodisperse (Cf. Figs. 7.7 et 7.8). On remarque néanmoins qu'à $Q_{in} = 37 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ les valeurs de $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} en bidisperse et en monodisperse sont très proches. Mais, à mesure que Q_{in} croît l'écart augmente, et à $Q_{in} = 73 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ les valeurs d'équilibre en bidisperse sont beaucoup plus grandes que celles en monodisperse.

La Figure 7.9 compare l'évolution de la vitesse de migration à l'équilibre V_{deq} en fonction de Q_{in} , pour les expériences bidisperses et monodisperses réalisées avec les sédiments de $500 \mu\text{m}$. Si le système bidisperse se comporte comme le monodisperse avec des billes de $500 \mu\text{m}$, on devrait avoir, à débit de sédiments équivalent, des vitesses de migration d'équilibre plus petites en bidisperse puisque les hauteurs d'équilibre sont plus grandes. C'est bien ce que l'on observe pour les expériences réalisées à $u_* = 0.02 \text{ m/s}$, les valeurs de V_{deq} dans le cas bidisperse sont inférieures à celles évaluées en monodisperse à Q_{in} équivalent. Par contre, pour les expériences à $u_* = 0.017 \text{ m/s}$, on observe que les valeurs de V_{deq} dans le cas bidisperse et monodisperses sont comparables.

7.4 Bilan

Les premières expériences réalisées en milieu sédimentaire bidisperse nous ont permis de mettre en évidence deux étapes dans l'évolution temporelle des morphologies sédimentaires bidisperses. Une première étape durant laquelle s'opère un phénomène de tri granulométrique avec un affinage vers l'aval, qui est un phénomène bien documenté dans la littérature ([84] [85] [17]). La différence de mode de transport entre les billes de $100 \mu\text{m}$ et de $500 \mu\text{m}$ explique cette première étape. Durant celle-ci, les dépôts qui se forment sur la zone d'étude ne contiennent que des particules fines, et l'évolution de leur morphologie suit celle des dépôts monodisperses de billes de $100 \mu\text{m}$ à $Q_{in}/2$. La seconde étape correspond à l'arrivée de la nappe de charriage sur la zone de travail. Cette étape est caractérisée par une croissance brutale des paramètres morphologiques des dépôts. Les caractéristiques morphologiques de l'état d'équilibre de la nappe de charriage diffèrent en valeur de celles rencontrées dans l'étude monodisperse pour des billes de $500 \mu\text{m}$: ici $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} sont plus élevés à Q_{in} équivalent, et la vitesse de migration V_{deq} est plus petite ce qui est normal pour des struc-

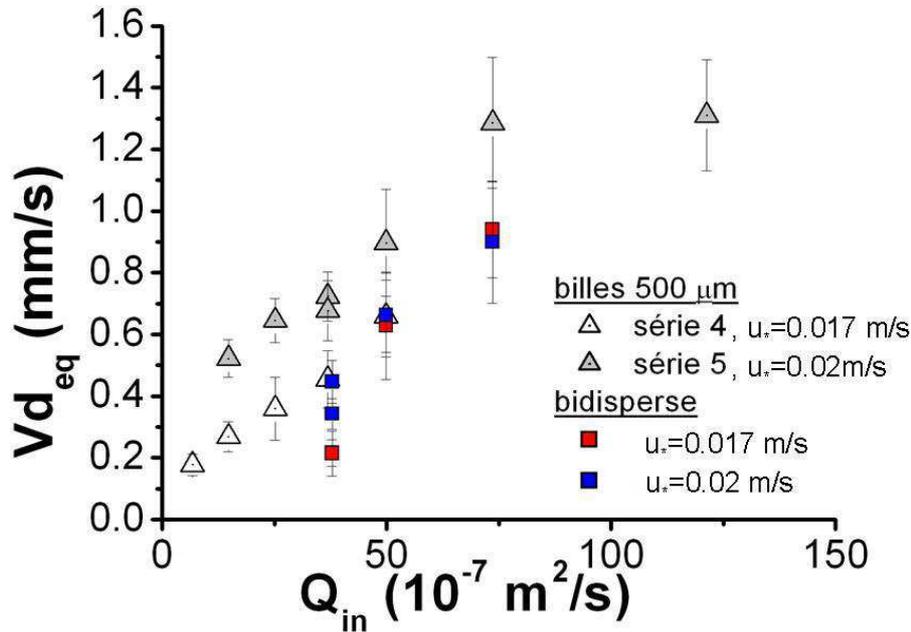


FIGURE 7.9 – Evolution de $V_{d_{eq}}$ en fonction de Q_{in} pour les expériences bidisperses, et monodisperses avec des sédiments de $500 \mu\text{m}$.

tures plus grandes. Ces différences montrent à l'évidence que les fines particules jouent un rôle important dans la morphologie à l'équilibre des structures sédimentaires bidisperses. Par contre, les paramètres d'équilibre $\langle h \rangle_{eq}$, H_{eq} et $V_{d_{eq}}$ présentent des dépendances avec Q_{in} et Q_{eau} semblables à celles observées dans l'étude monodisperse. A savoir une augmentation des valeurs d'équilibre avec le débit de sédiments, et des valeurs d'équilibre plus petites à débit d'eau plus grand.

Précisons que le mélange bidisperse présente une compacité supérieure au cas monodisperse : en bidisperse la fraction volumique vaut environ 0.7 pour un mélange équi-massique [86], alors qu'en monodisperse elle vaut environ 0.55. Ainsi, les débits massiques de sédiments bidisperses sont supérieurs à ceux de sédiments monodisperses à Q_{in} équivalent. Par ailleurs, la nappe de charriage présente elle une proportion 1/3-2/3 de sédiments de $100 \mu\text{m}$ et de $500 \mu\text{m}$, ce qui augmente encore la compacité qui devient de l'ordre de 0.75 (compacité maximale pour le rapport de taille utilisé). Cette différence de compacité par rapport à celle des dépôts de sédiments monodisperses fait que l'on peut s'attendre à des lois de charriage modifiées.

Une analyse plus détaillée sera nécessaire pour quantifier l'influence respective (i) de

la bidispersité (phénomène de ségrégation), et (ii) du changement de compacité, sur la morphodynamique des structures sédimentaires bidisperses.

Chapitre 8

Conclusion et perspectives

Objectifs initiaux : Durant cette thèse, nous avons étudié divers aspects de la formation et de l'évolution des structures sédimentaires en chenal expérimental. L'objectif principal étant de caractériser la morphodynamique des dépôts de sédiments en fonction du temps et de trois paramètres de contrôle qui sont le débit de sédiments en entrée du chenal, la vitesse de cisaillement en entrée du chenal, et la taille des sédiments. Ce sujet est d'un grand intérêt à la fois pour les physiciens et les géologues. L'approche simplifiée en laboratoire permet de bien contrôler les conditions aux limites de l'expérience et donc de mieux appréhender les mécanismes physiques en jeu. D'un point de vue géologique, l'objectif est de pouvoir remonter au débit de sédiments et à la vitesse de cisaillement à partir de la morphologie en coupe de structures sédimentaires observées dans le milieu naturel.

L'un des objectifs de cette thèse a été de déterminer dans quelle mesure un apport limité en sédiments joue sur les paramètres morphologiques et dynamiques des structures sédimentaires. L'idée étant de se rapprocher d'un système naturel où l'alimentation en grains est souvent limitée.

Outils développés : Cette étude nous a conduit à l'élaboration et à la conception d'un système d'apport en sédiments venant se rajouter au chenal déjà existant. Le but de ce système est de permettre un apport contrôlé et constant en sédiments à l'entrée de la zone d'étude. Sa mise en place a été longue, et il a fallu résoudre des problèmes de formation de dunes au niveau de la surface d'apport, qui rendaient le flux de sédiments intermittent. La solution a été de mettre en place à ce niveau un réseau de barreaux verticaux en Teflon qui favorisent la turbulence et homogénéisent l'érosion, empêchant ainsi la formation de dunes. Ce système d'apport pour un canal en charge est un outil essentiel puisqu'il nous a permis de travailler en conditions d'apport en sédiments limité et contrôlé.

D'autre part, nous souhaitons pouvoir étudier avec précision et en trois dimensions les structures sédimentaires présentes sur la zone d'étude. Pour cela nous avons utilisé un

système de projection de franges élaboré par le Laboratoire de Mécanique des Solides de l'Université de Poitiers. Il a néanmoins fallu adapter le système à une étude en eau, et donc le calibrer de façon à ce qu'il réponde à nos exigences. Grâce à ce système, nous avons pu suivre en temps réel le développement des morphologies et avoir accès à leurs caractéristiques avec une précision de $100 \mu\text{m}$.

Ces deux systèmes développés conjointement permettent une étude précise et contrôlée de la morphodynamique des structures sédimentaires.

Résultats de l'étude en milieu sédimentaire monodisperse : Concernant l'évolution temporelle des paramètres caractéristiques des structures $\langle h \rangle$, H , V_d , λ et R , notre étude nous a permis de mettre en évidence trois dynamiques d'évolution temporelles : (i) une dynamique rapide pour V_d , (ii) intermédiaire pour λ et R , et (iii) lente pour $\langle h \rangle$ et H . Dans le cas des expériences avec des billes de $100 \mu\text{m}$, les évolutions temporelles peuvent être approchées par des fonctions exponentielles. Dans le cas des billes de $500 \mu\text{m}$, les paramètres morphologiques sont déjà à l'équilibre lorsque les dépôts arrivent sur la zone de travail. Ces évolutions tendent toutes vers un état stationnaire bien défini et reproductible pour l'ensemble des expériences réalisées. De plus, cet état stationnaire ne coïncide pas systématiquement dans nos expériences avec un changement de morphologie, celle-ci est conservée à la différence des expériences de Baas (1999) [43].

L'étude des morphologies d'équilibre dans l'état stationnaire a clairement montré que celles-ci dépendent (i) du débit de sédiments Q_{in} en entrée de la zone d'étude, (ii) de la vitesse de cisaillement u_* en entrée du chenal, et (iii) de la taille des sédiments d . Ces résultats sont en accord avec ceux de Tuijnder et al. (2009) [77] obtenus dans une configuration expérimentale quelque peu similaire avec des tailles de sédiments plus importantes, qui montrent une forte dépendance de la morphologie des structures avec le débit de sédiments. Les expériences réalisées avec des hauteurs d'eau réduite ont montré que la configuration confinée du système n'avait pas d'influence significative sur la morphodynamique des dépôts pour les sédiments de $100 \mu\text{m}$. Le cas des billes de $500 \mu\text{m}$ reste à être étudié concernant l'influence du confinement.

Nous avons observé que les paramètres morphologiques d'équilibre $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} présentent une évolution semblable avec le débit de sédiments : un régime linéaire à faible Q_{in} , suivi d'un régime invariant à plus fort Q_{in} . Le second régime n'apparaît pas clairement sur les séries avec des billes de $500 \mu\text{m}$, mais nous supposons qu'il existe pour des débits de sédiments plus élevés qu'il n'est pas possible d'atteindre avec notre configuration expérimentale. Nous interprétons le régime de croissance linéaire comme un régime

où la morphologie d'équilibre des structures sédimentaires est contrôlée par l'apport limité en sédiments. Alors que dans le régime invariant, la morphologie d'équilibre serait gouvernée par une limitation du transport de sédiments par l'écoulement. Dans ce second régime, l'écoulement a atteint sa capacité de transport par charriage. Nous avons également montré que dans le régime linéaire, les variations des valeurs d'équilibre $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} suivent une loi d'échelle simple en Q_{in}/u_*^3 .

De la même façon que pour $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} , le paramètre d'équilibre R_{eq} présente deux régimes d'évolution avec Q_{in} : un régime linéaire suivi d'un régime invariant. Et son évolution est contrôlée par le rapport Q_c/u_*^3 . Concernant l'évolution de la longueur d'onde à l'équilibre avec Q_{in} , la dispersion des valeurs nous a empêché de conclure. Nous avons néanmoins noté pour les billes de 100 μm , l'évolution de λ_{eq} avec Q_{in} semble également présenter les deux régimes décrits précédemment. Par contre, pour les billes de 500 μm λ_{eq} semble indépendant du débit de sédiments.

Les expériences en monodisperse ont également mis en évidence pour les sédiments de 500 μm , que dans la gamme de paramètres de contrôle utilisée, le charriage est le mode de transport dominant. Au contraire, pour les sédiments de 100 μm , le charriage et la suspension coexistent : à faible Q_{in} le charriage prédomine, alors qu'à Q_{in} élevé la suspension devient le principal mode de transport, le flux de charriage étant quant à lui saturé. Dans le cas où le charriage domine, une augmentation de Q_{in} s'accompagne d'une croissance simultanée de la hauteur et de la vitesse de migration des dépôts. Quand la suspension et le charriage coexistent, on a principalement une croissance de la hauteur des dépôts qui entraîne une augmentation de la proportion de sédiments en suspension. Cette différence de modes de transport explique la différence observée entre la vitesse de migration à l'équilibre des dépôts de billes de 100 μm (vitesse quasi constante), et celle des dépôts de billes de 500 μm (croissance linéaire). En considérant le flux de charriage Q_c , nous avons montré que la vitesse de migration à l'équilibre se comporte comme le produit de la hauteur H_{eq} par la vitesse de frottement à la puissance six. La vitesse de migration peut également s'exprimer en fonction des conditions aux limites du système. Nous avons trouvé également qu'elle augmente linéairement avec la taille des grains, le débit de sédiments, et la vitesse de frottement à la puissance trois.

Résultats de l'étude de l'écoulement et du transport au-dessus des dunes :

Nous nous sommes également intéressés à l'étude de l'écoulement au-dessus de dunes artificielles qui ont été façonnées de façon à reproduire trois des morphologies obtenues expérimentalement avec des billes de 100 μm . Nous avons observé en accord avec la littérature une augmentation de la vitesse moyenne horizontale près du fond le long de la

face exposée de la dune, et une diminution dans le creux de la dune. Nous avons également noté pour les trois morphologies utilisées la présence d'une cellule de recirculation derrière la crête, et nous avons observé qu'au-dessus des dunes, la vitesse devient quasi-invariante le long de la dune et présente un comportement logarithmique qui nous a permis d'évaluer une vitesse cisailante au coeur de l'écoulement. Il s'avère que cette vitesse de cisaillement augmente avec la taille des dunes (i.e. avec Q_{in}), et que cette augmentation est liée à la macrorugosité générée par les dunes et non à la réduction de section elle-même. Ainsi, lorsque le débit de sédiments augmente le transport par suspension, dans le cas où il existe, est favorisé.

Nous avons de plus montré que la vitesse de frottement basale, associée aux contraintes turbulentes au sommet des dunes, augmente avec la taille de celles-ci, et présente des valeurs inférieures à celles obtenues pour la vitesse de frottement au coeur de l'écoulement. Les valeurs de u_* basale sont proches de celle évaluée sur fond plat rugueux. L'augmentation de la vitesse de cisaillement basale avec Q_{in} contribue à augmenter le transport de charge de fond.

Enfin, une première série d'expériences sur l'étude de la concentration de sédiments en suspension dans les expériences avec des billes de $100\ \mu\text{m}$ a montré, qualitativement, une augmentation des particules en suspension lorsque le débit de sédiments croît. Néanmoins, ce flux de sédiments est sous-estimé par rapport au flux réel de particules en suspension (problème d'éclairage et pas d'étude au niveau du creux de la dune).

Résultats de l'étude en milieu sédimentaire bidisperse : Dans l'étude préliminaire de la morphodynamique des dépôts de sédiments bidisperses, nous avons mis en évidence deux étapes dans l'évolution temporelle des morphologies. Une première étape durant laquelle on observe sur la zone d'étude uniquement des dépôts de sédiments fins. Cette étape est liée aux modes de transport différents entre les sédiments de $100\ \mu\text{m}$ et de $500\ \mu\text{m}$, les fins pouvant être transportés par suspension. La seconde étape correspond à l'arrivée sur la zone de travail de la nappe de charriage. Nous avons montré que cette nappe contenait une proportion de sédiments fins variant entre 30 et 40 %. Cette proportion est différente de la proportion initiale du mélange. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'une partie des billes de $100\ \mu\text{m}$ est transportée par suspension, et ne participe donc pas à la nappe.

Nous avons de plus observé, comme pour les dépôts monodisperses, que les paramètres morphologiques $\langle h \rangle$, H et V_d de la nappe de charriage atteignent un état stationnaire, qui est caractérisé par des hauteurs plus grandes et des vitesses plus petites que les dépôts monodisperses de billes de $500\ \mu\text{m}$ à Q_{in} équivalent. Ainsi, la présence de fines particules en

proportion non négligeable dans la nappe de charriage joue un rôle important sur la morphodynamique des structures. Le mélange bidisperse présente une compacité supérieure au cas monodisperse. La compacité de la nappe de charriage est donc supérieure à celle des dépôts de $500 \mu\text{m}$. On s'attend à ce que cette différence ait une influence sur le transport par charriage. Notons enfin que qualitativement les nappes de charriage bidisperses obtenues ressemblent à celles présentées dans la littérature [76], et observées en milieu naturel (Fig. 8.1).



FIGURE 8.1 – Photo d'une nappe de charriage dans une rivière en Nouvelle-Zélande.

Perspectives En ce qui concerne l'étude de la morphodynamique des structures sédimentaires, il serait intéressant de réaliser de nouvelles expériences avec des billes de $500 \mu\text{m}$ à des débits de sédiments plus élevés pour vérifier si les paramètres $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} saturent à partir d'un certain Q_{in} . Il faudrait aussi réaliser des expériences avec des billes de $100 \mu\text{m}$ et de $500 \mu\text{m}$ à débit d'eau plus élevé pour étendre la gamme de variation de ce paramètre, et vérifier les lois d'échelle proposées pour des vitesses de cisaillement plus élevées. Néanmoins, ces expériences ne peuvent être faites sur le chenal existant, pour lequel nous avons utilisé la plus large gamme possible de Q_{in} et Q_{eau} . Elles sont donc prévues sur un chenal plus grand qui sera mis en service début 2010, et qui permettra d'utiliser une gamme très large de débits de sédiments, de débits d'eau et de taille de sédiments.

Les études de l'écoulement et du transport au-dessus de dunes modèles ouvre aussi des perspectives. Il serait intéressant de documenter plus précisément l'écoulement au-dessus

des trois dunes présentées en réglant les problèmes rencontrés lors de la première étude (bulles sur le fond, défaut d'éclairage), et de continuer cette étude au-dessus de nouvelles structures correspondant toujours aux morphologies obtenues expérimentalement. Il serait également très utile de modéliser ces écoulements et le couplage avec le transport de sédiments. L'objectif étant de comprendre les mécanismes physiques pertinents responsables de la sélection de la morphologie d'équilibre et de la vitesse de migration des structures sédimentaires en conditions d'apport limité en sédiments.

Enfin, il serait nécessaire de compléter les expériences déjà réalisées en milieu sédimentaire bidisperse, en faisant varier sur une plus large gamme le débit de sédiments et le débit d'eau. Ceci afin de voir s'il est possible, comme pour les dépôts monodisperses, de mettre en évidence des lois d'échelle. Il faudra également s'intéresser plus précisément à l'influence respective de la bidispersité et du changement de compacité sur la morphodynamique des structures sédimentaires.

Table des figures

Chapitre 1	5
1.1 a) Couche de pavage. b) Bancs de sable alternés dans une rivière. c) Côte nord de la mer d'Azov. d) Rides de plage (d'après Rousseaux [4]).	7
1.2 Diagramme de Shields (1936), d'après Graf et Altinakar [10]; Re_* correspond au nombre de Reynolds particulière dans le cas d'un écoulement turbulent et τ_* correspond au nombre de Shields.	10
1.3 Influence du nombre de Reynolds particulière noté ici Re_d , sur le nombre de Shields critique noté θ_0 (d'après Loiseleux et al., 2005 [12]).	11
1.4 Montage expérimental et observations de Bagnold (1946) [24].	14
1.5 Photographies : a) de rides à grains roulants. b) de ride à tourbillon (d'après Rousseaux (2003) [4]).	15
1.6 a) Cellule de Couette oscillante. b) Evolution temporelle des rides à grains roulants vers les rides à tourbillon (d'après Rousseaux (2003) [4]).	16
1.7 Géométries de structures sédimentaires obtenues en chenal.	19
1.8 Transition vers les rides tridimensionnelles en écailles (d'après Baas (1999) [43]).	19
1.9 Schéma des principales régions du flux au-dessus de dunes 2D assymétriques (d'après Best (2005) [61]).	21
1.10 Champs de barchanes éoliennes (a) et aquatiques (b) (d'après Hersen (2004) [73]).	24
2.1 Schéma et photo du canal d'écoulement.	28
2.2 Photo de l'entrée du canal : a) vue de côté, b) vue du dessus.	30
2.3 Schéma et photo du système d'apport en sédiments.	31
2.4 Relevé du profil par déviation d'une nappe laser (d'après Langlois [35]). . .	32
2.5 Schéma et photo du système de mesure par projection de franges.	34
2.6 Paramètres morphodynamiques caractéristiques des dépôts.	35
2.7 Schéma et photo du système P.I.V.	37
2.8 Image prise par la caméra CCD, les traceurs sont les points brillants. . . .	37

2.9	a) Profil vertical de la composante horizontale de la vitesse pour différents débits. b) Profil renormalisé par la vitesse débitante.	38
2.10	Profils de vitesse verticale et horizontale, et fluctuations ($Q_{eau} = 71L.mn^{-1}$).	39
2.11	Profils de vitesse horizontale en échelle semi-logarithmique et ajustements par des profils semi-logarithmiques (droites). Rugosité du fond de $100 \mu m$	40
2.12	Vitesse de frottement u_* en fonction de la vitesse débitante, pour trois configurations de l'écoulement.	40
2.13	Vitesse de frottement u_* en fonction du débit d'eau. Les droites continues et pointillées sont issues de l'Equation (2.3).	41
3.1	Schéma et photo du système d'apport en sédiments.	44
3.2	Vues de dessus de la déviation de la nappe laser au niveau de l'alimentation à quatre instants t : a) sans barreaux, b) avec barreaux. La zone d'apport est délimitée par les traits verticaux en pointillés.	45
3.3	Evolution de la hauteur h_{alim} en fonction de x sur une portion de la zone d'alimentation, à quatre instants t : a) sans barreaux, b) avec barreaux.	46
3.4	Evolution au cours du temps de la hauteur moyenne $\langle h_{alim} \rangle_x$ pour différentes vitesses de montée V_{up}	48
3.5	Evolution au cours du temps de $Q_{érodé}$ pour différentes vitesses de montée V_{up} . Les lignes continues représentent le débit de sédiments apporté $Q_{apporté}$ correspondant.	49
3.6	Evolution de $\langle h_{alim} \rangle_{eq}$ en fonction de V_{up} . Insert : fluctuations absolues de $\langle h_{alim} \rangle_{eq}$ en fonction de V_{up} . Sédiments de $100 \mu m$ et débit d'eau égal à $12 \cdot 10^{-4} m^3/s$	50
3.7	Evolution au cours du temps de $\langle h_{alim} \rangle_x$ pour deux valeurs de V_{up} , dans le cas des billes de $500 \mu m$	52
3.8	Evolution au cours du temps de $\langle h_{alim} \rangle_x$ pour trois débits d'eau différents.	53
3.9	a) Fluctuations absolues du débit de sédiments injecté Q_{in} en fonction de la vitesse de montée V_{up} , b) Fluctuations relatives de Q_{in} en fonction de V_{up} , pour des billes de $100 \mu m$	54
3.10	Evolution au cours du temps de $\langle h_{alim} \rangle_x$ pour deux vitesses de montée V_{up} , pour de billes de $100 \mu m$	56
3.11	Evolution au cours du temps de $Q_{érodé}$ pour deux vitesses de montée V_{up} , pour de billes de $100 \mu m$	57
3.12	En haut, évolution au cours du temps de $\langle h_{alim} \rangle_x$. En bas, transformée de Fourier du signal de hauteur.	58

4.1	Reconstruction 3D des structures sédimentaires à trois instants t pour l'expérience 76 ($Q_{in} = 37 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$). La zone reconstruite fait 55 cm de long par 11 cm de large.	62
4.2	Reconstruction 3D de fin d'expérience (a) des dépôts de type barchanes (exp 47, $Q_{in} = 7 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$), (b) des dépôts de type dunes transverses (exp 40, $Q_{in} = 37 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$), (c) des dépôts de type dunes barchanoïdes (exp 124, $Q_{in} = 121 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 9.8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$) . La zone reconstruite fait 55 cm de long par 11 cm de large.	63
4.3	Diagramme de phase des morphologies d'équilibre pour les dépôts de billes de $100 \mu\text{m}$	64
4.4	Reconstruction 3D à trois instants t (a) des dépôts de type dunes barchanoïdes (exp 113, $Q_{in} = 25 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$), (b) des dépôts de type nappe de charriage recouvrant toute la surface (exp 117, $Q_{in} = 73 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$). La zone reconstruite fait 55 cm de long par 11 cm de large.	65
4.5	Diagramme de phase des morphologies d'équilibre pour les dépôts de billes de $500 \mu\text{m}$	66
4.6	Evolution temporelle (a) de $\langle h \rangle$, et (b) H , pour trois débits de sédiments Q_{in} , $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ et $d = 100 \mu\text{m}$. Les courbes continues et pointillées correspondent aux fonctions exponentielles. Le tableau contient les valeurs des paramètres $\langle h \rangle_{eq}$, H_{eq} , et t_{eq}	67
4.7	Evolution temporelle (a) de $\langle h \rangle$, et (b) H , pour trois débits d'eau Q_{eau} , $Q_{in} = 49 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ et $d = 100 \mu\text{m}$. Les courbes continues et pointillées correspondent aux fonctions exponentielles. Le tableau contient les valeurs des paramètres $\langle h \rangle_{eq}$, H_{eq} , et t_{eq}	69
4.8	Evolution en fonction de Q_{in} des temps caractéristiques d'équilibre t_{eq} de (a) $\langle h \rangle$, et (b) H , pour les dépôts de billes de $100 \mu\text{m}$	70
4.9	Evolution temporelle de (a) $\langle h \rangle$, et (b) H , pour deux débits de sédiments Q_{in} , $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ et $d = 500 \mu\text{m}$. La courbe continue correspond à une fonction exponentielle, et la courbe pointillée à la moyenne temporelle dans l'état stationnaire. Le tableau contient les valeurs des paramètres $\langle h \rangle_{eq}$, H_{eq} , et t_{eq}	71
4.10	Evolution temporelle de la vitesse de migration des dépôts de billes de $100 \mu\text{m}$, pour trois débits de sédiments et $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. Les courbes continues et pointillées correspondent aux fonctions exponentielles. Le tableau contient les valeurs des paramètres V_{deq} et t_{eq}	72

4.11	Evolution temporelle de la vitesse de migration des dépôts $100 \mu\text{m}$, pour trois débits d'eau Q_{eau} et $Q_{in} = 49 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$. Les courbes continues et pointillées correspondent aux fonctions exponentielles. Le tableau contient les valeurs des paramètres Vd_{eq} et t_{eq}	74
4.12	Evolution de t_{eq,V_d} en fonction de Q_{in} , pour les dépôts de billes de $100 \mu\text{m}$	74
4.13	Evolution temporelle de la vitesse de migration V_d pour $Q_{in} = 13 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ et $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$ (Exp 114). La droite continue correspond à la moyenne temporelle de V_d	76
4.14	Evolution temporelle de la longueur d'onde λ des dépôts de billes (a) $100 \mu\text{m}$ (exp 46, $Q_{in} = 13 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$) et (b) $500 \mu\text{m}$ (exp 104, $Q_{in} = 49 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$).	77
4.15	Evolution de $t_{eq,\lambda}$ en fonction de Q_{in} , pour les dépôts de billes de $100 \mu\text{m}$	77
4.16	Evolution temporelle du rapport d'aspect R des dépôts de billes (a) $100 \mu\text{m}$ (exp 46, $Q_{in} = 13 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$) et (b) $500 \mu\text{m}$ (exp 104, $Q_{in} = 49 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$).	78
4.17	Evolution de $t_{eq,R}$ en fonction de Q_{in} , pour les dépôts de billes de $100 \mu\text{m}$	79
4.18	Evolution temporelle (a) de $\langle h \rangle$, et (b) H , pour deux types de réalimentations (exp 105 : $T_{réalim} = 300 \text{ s}$, exp 111 : $T_{réalim} = 160 \text{ s}$). Le temps de vidange complet de la cavité est égal à 600 s	81
4.19	En haut : évolution temporelle de $\langle h \rangle$ pour l'expérience 105, en bas : transformée de Fourier du signal.	82
4.20	Evolution en fonction du débit de sédiments Q_{in} du rapport des fluctuations absolues de (a) $\langle h \rangle$, et (b) H sur le diamètre des grains, pour les expériences des séries 2 et 5 ($Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$).	83
5.1	Fonction d'ajustement pour les évolutions de $\langle h \rangle_{eq}$ et H_{eq} avec Q_{in}	110
5.2	Evolution en fonction de Q_{in} de (a) $\langle h \rangle_{eq}$, et (b) H_{eq} , pour les séries 1 et 5, ajustées par la fonction f	111
5.3	Evolution du rapport d'aspect à l'équilibre R_{eq} en fonction de Q_{in} . Les barres d'erreur correspondent à l'écart à la valeur moyenne temporelle.	112
5.4	Evolution du rapport d'aspect à l'équilibre R_{eq} en fonction de Q_c/u_*^3	113
6.1	Photo des trois plaques de mousse présentant des reliefs de dunes transverses.	116
6.2	Champ de vitesse moyen de l'écoulement au-dessus de la mousse 1. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche. Remarque : les zones blanches correspondent à des vitesses supérieures à 0.35 m/s	117
6.3	Champ de vitesse moyen de l'écoulement au-dessus de la mousse 2. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche. Remarque : les zones blanches correspondent à des vitesses supérieures à 0.37 m/s	118

6.4	Champ de vitesse moyen de l'écoulement au-dessus de la mousse 3. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche. Remarque : les zones blanches correspondent à des vitesses supérieures à 0.35 m/s	119
6.5	Profils verticaux de la composante horizontale de la vitesse le long d'une dune de la mousse 1. Le profil en bleu à droite correspond au profil vertical de la vitesse horizontale sur fond rugueux en l'absence de dunes. Les flèches représentent l'amplitude de la vitesse horizontale à $z \approx h(x) + 2 \text{ mm}$. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.	120
6.6	Profils verticaux de la composante horizontale de la vitesse le long d'une dune de la mousse 2. Le profil en bleu à droite correspond au profil vertical de la vitesse horizontale sur fond rugueux en l'absence de dunes. Les flèches représentent l'amplitude de la vitesse horizontale à $z \approx h(x) + 2 \text{ mm}$. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.	121
6.7	Profils verticaux de la composante horizontale de la vitesse le long d'une dune de la mousse 3. Le profil en bleu à droite correspond au profil vertical de la vitesse horizontale sur fond rugueux en l'absence de dunes. Les flèches représentent l'amplitude de la vitesse horizontale à $z \approx h(x) + 2 \text{ mm}$. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.	121
6.8	Profils verticaux de la composante horizontale de la vitesse en échelle semi-logarithmique pour les mousses 1, 2 et 3. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.	122
6.9	Profils verticaux des fluctuations $\overline{u'v'}$ le long d'une dune de la mousse 1. Les flèches représentent la valeur maximale de $\overline{u'v'}$ sur chaque profil. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.	123
6.10	Profils verticaux des fluctuations $\overline{u'v'}$ le long d'une dune de la mousse 2. Les flèches représentent la valeur maximale de $\overline{u'v'}$ sur chaque profil. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.	123
6.11	Profils verticaux des fluctuations $\overline{u'v'}$ le long d'une dune de la mousse 3. Les flèches représentent la valeur maximale de $\overline{u'v'}$ sur chaque profil. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.	124
6.12	Evolution de la vitesse de cisaillement en fonction du débit de sédiments.	125
6.13	Evolution en fonction de Q_{in} de la contrainte turbulente.	127
6.14	Evolution en fonction de Q_{in} de u_* calculée à partir de la contrainte turbulente.	127
6.15	Image prise avec la caméra CCD lors d'une expérience avec des billes de $100 \mu\text{m}$, à $Q_{in} = 25 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ et $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. L'écoulement se fait de la droite vers la gauche.	128

6.16	Concentration de billes de $100 \mu\text{m}$ au dessus des dunes en fonction de l'altitude z , pour cinq débits de sédiments à $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. L'origine des creux aux altitudes $z \approx 22$ et 29 mm est due à un défaut d'éclairage et à la présence de rayures sur le plexiglas en $z \approx 29 \text{ mm}$	130
6.17	Profil vertical de vitesse moyenne des billes de $100 \mu\text{m}$ au-dessus des dunes et au-dessus de la mousse 2, pour $Q_{in} = 25 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ et $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. 131	
6.18	Flux moyen de particules en suspension au-dessus des dunes ($z \geq 6 \text{ mm}$), flux de charriage, et flux total en fonction du débit de sédiments Q_{in}	132
7.1	Photos prises par le dessus des structures sédimentaires présentes sur la zone d'étude à quatre instants t différents pour l'expérience 143 ($Q_{in} = 49 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ et $Q_{eau} = 9.8 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$). La zone fait 80 cm de long par 12 cm de large.	137
7.2	Proportion des billes de $100 \mu\text{m}$ dans les échantillons prélevés en fonction de leur position x , pour les expériences 140 à 144.	139
7.3	Evolution temporelle (a) de $\langle h \rangle$, et (b) H , dans le cas bidisperse (exp 142, $Q_{in} = 73 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$) et monodisperse (exp 44, $Q_{in} = 37 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$), pour $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. Le trait vertical en pointillé correspond au temps t auquel la nappe de charriage apparaît sur la zone de travail.	140
7.4	Evolution temporelle de V_d dans le cas bidisperse (exp 142, $Q_{in} = 73 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$) et monodisperse (exp 44, $Q_{in} = 37 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$), pour $Q_{eau} = 12 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{s}$. Le trait vertical en pointillé correspond au temps t auquel la nappe de charriage apparaît sur la zone de travail.	141
7.5	Evolution (a) de $\langle h \rangle_{eq}$, et (b) H_{eq} en fonction de Q_{in} . Les barres d'erreur correspondent à l'écart à la valeur moyenne temporelle.	143
7.6	Evolution de V_{deq} en fonction de Q_{in} . Les barres d'erreur correspondent à l'écart à la valeur moyenne temporelle.	143
7.7	Evolution de $\langle h \rangle_{eq}$ en fonction de Q_{in} pour les expériences bidisperses et monodisperses réalisées avec les sédiments de $500 \mu\text{m}$	144
7.8	Evolution de H_{eq} en fonction de Q_{in} pour les expériences bidisperses et monodisperses réalisées avec les sédiments de $500 \mu\text{m}$	145
7.9	Evolution de V_{deq} en fonction de Q_{in} pour les expériences bidisperses, et monodisperses avec des sédiments de $500 \mu\text{m}$	147
8.1	Photo d'une nappe de charriage dans une rivière en Nouvelle-Zélande.	153

Bibliographie

- [1] J. Nelson. The initial instability and finite-amplitude stability of alternate bars in straight channels. *Earth-Science Reviews*, 29 :97–115, 1990.
- [2] A. Fourriere. Thèse, Morphodynamique des rivières, ESPCI Paris, 2009.
- [3] D.B. Simons and E.V. Richardson. Resistance to flow in alluvial channel. *US Geological Survey Professionnal Paper*, 422-J, 1966.
- [4] G. Rousseaux. Thèse, Etude de l’instabilité d’une interface fluide-granulaire : Application à la morphodynamique des rides de plage, Université ParisVI, 2003.
- [5] V.C. Santoro, E. Amore, L. Cavallaro, G. Cozzo, and E. Foti. Sand waves in the messina strait, Italy. *Journal of Coastal Research*, 63 :460–653, 2002.
- [6] D. Idier, A. Ehrhold, and T. Garlan. Morphodynamique dune dune sous-marine du détroit du pas de Calais. *Comptes Rendus Geosciences*, 334(15) :1079–1085, 2002.
- [7] T. Garlan. Study on marine sandwave dynamics. *International Hydrographic Review*, 8(1) :26–37, 2007.
- [8] Pierre Y. Julien. Erosion and sedimentation. Livre, Cambridge University Press, 1998.
- [9] R.A. Bagnold. The nature of saltation and of ‘bed-load’ transport in water. *Proceedings of the Royal Society of London A.*, 332 :473–504, 1973.
- [10] W.H. Graf and M.S. Altinakar. Hydraulique fluviale, tome 2 : Ecoulement non permanent et phénomènes de transport, volume 16. *Traité de Génie Civile de l’Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, presses polytechniques et universitaires romandes*, 1996.
- [11] J.M. Buffington. The legend of A.F. Shields. *Journal of Hydraulic Engineering*, April :376–387, 1999.
- [12] T. Loiseleux, P. Gondret, M. Rabaud, and D. Doppler. Onset of erosion and avalanche for an inclined granular bed sheared by a continuous laminar flow. *Physics of Fluids*, 17, 2005.
- [13] J.M. Buffington and D.R. Montgomery. A systematic analysis of eight decades of incipient motion studies, with special reference to gravel-bedded rivers. *Water Resources Research*, 33(8), 1997.

- [14] P. DuBoys. Le Rhône et les rivières à lit affouillable. *Annales des Ponts et Chaussées, Séries 5*, 18 :141–195, 1879.
- [15] E. Meyer-Peter and R. Müller. Formula for the bedload transport. *Proceedings of the 3rd Meeting of the International Association of Hydraulic Research*, 18 :39–64, 1948.
- [16] G.M. Smart and M. Jaeggi. Sediment transport in steilen Gerinnen. Sediment transport on steep slopes . *Mitteilung der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie der ETH Zürich*, 64, 1993.
- [17] A. Recking. Thèse, Etude expérimentale de l'influence du tri granulométrique sur le transport solide par charriage, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2006.
- [18] H.A. Einstein. The bed load functions for sediments transport in open channel flows. *Tech. Bull. N°1026, U.S. Dept of agriculture, Soil Conservation service*, page 71, 1950.
- [19] F. Engelund and E. Hansen. A monograph on sediment transport in alluvial streams. *Teknisk Forlag, Copenhagen*, page 62, 1967.
- [20] K. Kouakou. Thèse, Instabilités des interfaces écoulement/fond érodable : approches asymptotiques, Université Paris IV, 2005.
- [21] C. de Candolle. Rides formées à la surface du sable déposé au fond de l'eau. *Archives des Sciences Physiques et Naturelles*, 9 :253, 1882.
- [22] H. Ayrton. The origin and growth of ripple-mark. *Proceedings of the Royal Society A*, 84 :285–310, 1910.
- [23] G. Darwin. On the formation of ripple-mark in sand. *Proceedings of the Royal Society A*, 36 :18–43, 1883.
- [24] R. Bagnold. Motion of waves in shallow water. Interaction between waves and sand bottom. *Proceedings of the Royal Society A*, 187 :1–15, 1946.
- [25] A. Stegner and J.-E. Wesfreid. Dynamical evolution of sand ripples under water. *Physical Review E*, 60 :34873490, 1999.
- [26] A. Jarno-Druaux, J. Brossard, and F. Marin. Dynamical evolution of ripples in a wave channel. *European Journal of Mechanics/B Fluids*, 23 :695–708, 2004.
- [27] J. Sleath. On rolling-grain ripples. *Journal of Hydraulic Research*, 14 :69–81, 1976.
- [28] G. Rousseaux, A. Stegner, and J. Wesfreid. Wavelength selection of rolling-grain ripples in laboratory. *Physical Review E*, 69, 2004.
- [29] K. Andersen. A particle model of rolling-grain ripples. *Physics of Fluids*, 13 :58–64, 2001.
- [30] A. Betat, V. Frette, and I. Rehberg. Sand ripples induced by water shear flow in an annular channel. *Physical Review Letters*, 83 :88–91, 1999.

- [31] H. Mouilleron-Arnould. Thèse, Instabilités d'un lit granulaire cisailé par un fluide visqueux, Université Paul Sabatier, Toulouse, 2002.
- [32] S.E. Coleman and B. Eling. Sand wavelets in laminar open-channel flows. *Journal of Hydraulic Research*, 38 :331–338, 2000.
- [33] C. Ancey, F. Bigillon, P. Frey, and R. Ducret. Rolling motion of a bead in a rapid water stream. *Physical Review E*, 37 :011303, 2003.
- [34] D. Doppler. Thèse, Stabilité et dynamique de pentes granulaires sous-marines, Université Paris Sud XI, 2005.
- [35] V. Langlois. Thèse, Instabilité dun lit granulaire cisailé par un écoulement fluide, Université de Rennes 1, 2005.
- [36] S.E. Coleman and B.W. Melville. Bed-form development. *Journal of Hydraulic Engineering*, 120(4) :544–560, 1994.
- [37] J.F. Kennedy. The mechanics of dunes and antidunes in erodible-bed channels. *Journal of Fluid Mechanics*, 16 :521–544, 1963.
- [38] F. Engelund. Instability of erodible beds. *Journal of Fluid Mechanics*, 42 :225–244, 1970.
- [39] F. Charru and E.J. Hinch. Phase diagram of interfacial instabilities in a two-layer couette flow and mechanism of the long-wave instability. *Journal of Fluid Mechanics*, 414 :195–223, 2000.
- [40] M. Ouriemi. Thèse, Erosion, transport et instabilités d'un lit de particules dans un tube, Université de Povençe, 2007.
- [41] S.E. Coleman and B.W. Melville. Initiation of beds forms on a flat sand bed. *Journal of Hydraulic Engineering*, 132 :301–310, 1996.
- [42] A. Betat, C.A. Kruelle, V. Frette, and I. Rehberg. Long-time behavior of sand ripples induced by water shear flow. *The European Physical Journal E*, 8 :465–476, 2002.
- [43] J. Baas. An empirical model for the development and equilibrium morphology of current ripples in fine sand. *Sedimentology*, 46 :123–138, 1999.
- [44] A. Raudkivi. Ripples on stream bed. *Journal of Hydraulic Engineering*, 123 :58–64, 1997.
- [45] D.M. Admiraal, M.H. Garcia, and J.F. Rodriguez. Entrainment response of bed sediment to time-varying flows. *Water Resources Research*, 36(1) :335–348, 2000.
- [46] T.L. Kwan, L. Yi-Liang, and C. Kai-Hung. Experimental investigation of bedload transport processes under unsteady flow conditions. *Hydrological Processes (in press)*, 18 :2439–2454, 2004.

- [47] M. Wong and G Parker. One-dimensional modeling of bed evolution in a gravel bed river subject to a cycled flood hydrograph. *Journal of Geophysical Research*, 111, 2006.
- [48] M.A. Hassan, R. Egozi, and G. Parker. Experiments on the effect of hydrograph characteristics on vertical grain sorting in gravel bed rivers. *Water Resources Research*, 42, 2006.
- [49] S.R. McLean and J.D. Smith. Turbulence measurements in the boundary layer over a sand wave field. *Journal of Geophysical Research*, 84 :7791–7808, 1979.
- [50] S.R. McLean and J.D. Smith. A model for flow over two-dimensional bedforms. *Journal of Hydraulic Engineering*, 112 :300–317, 1986.
- [51] J.M. Nelson and J.D. Smith. Mechanics of flow over ripples and dunes. *Journal of Geophysical Research*, 94 :8146–8162, 1989.
- [52] S.R. McLean. The stability of ripples and dunes. *Earth Science Reviews*, 29 :131–144, 1990.
- [53] J.M. Nelson, S.R. McLean, and S.R. Wolfe. Mean flow and turbulence fields over two-dimensional bed forms. *Water Resources Research*, 29(12) :3935–3953, 1993.
- [54] S.R. McLean, J. Nelson, and S. Wolfe. Turbulence structure over two dimensional bedforms : implications for sediment transport. *Journal of Geophysical Research*, 190 :12729–12747, 1994.
- [55] S.R. McLean, S.R. Wolfe, and J.M. Nelson. Predicting boundary shear stress and sediment transport over bedforms. *Journal of Hydraulic Engineering*, 125 :725–736, 1999.
- [56] S.R. McLean, S.R. Wolfe, and J.M. Nelson. Spatially averaged flow over a wavy boundary revisited. *Journal of Geophysical Research*, 104 :15,743–15,753, 1999.
- [57] S.J. Bennett and J.L. Best. Mean flow and turbulence structure over fixed two-dimensional dunes : implications for sediment transport and bedform stability. *Sedimentology*, 42 :491–513, 1995.
- [58] T.B. Maddux, J.M. Nelson, and S.R. McLean. Turbulent flow over three-dimensional dunes : 1. Free surface and flow response. *Journal of Geophysical Research*, 108, 2003a.
- [59] T.B. Maddux, S.R. McLean, and J.M. Nelson. Turbulent flow over three-dimensional dunes : 2. Fluid and bed stresses. *Journal of Geophysical Research*, 108, 2003b.
- [60] M.G. Kleinhans. Sorting in grain flows at the lee side of dunes. *Earth Science Reviews*, 65 :75–102, 2004.
- [61] J. Best. The fluid dynamics of river dunes : A review and some future research directions. *Journal of Geophysical Research*, 110 :F04S02, doi :10.1029/2004JF000218, 2005.

- [62] J.G. Venditti, M. Church, and S.J. Bennett. On the transition between 2D and 3D dunes. *Sedimentology*, 53 :doi : 10.1111/j.1365-3091.2005.00748.x., 2005.
- [63] J.H. Baas, A.P. Oost, O.K. Sztano, P.L. de Boer, and G. Postma. Time as an independent variable for current ripples developing towards linguoid equilibrium morphology. *Terra Nova*, 5 :29-35, 1993.
- [64] J.H. Baas. A flume study on the development and equilibrium morphology of current ripples in very fine sand. *Sedimentology*, 41 :185-209, 1994.
- [65] D.R. Parsons, J.L. Best, O. Orfeo, R.J. Hardy, R. Kostaschuk, and S.N. Lane. Morphology and flow fields of three-dimensional dunes, Rio Parana, Argentina : Results from simultaneous multibeam echo sounding and acoustic Doppler current profiling. *Journal of Geophysical Research*, 110 :F04S03, doi :10.1029/2004JF000231, 2005.
- [66] A.J. Raudkivi. Bed forms in alluvial channels. *Journal of Fluid Mechanics*, 26 :507-514, 1966.
- [67] D.G. Wren, R.A. Kuhnle, and C.G. Wilson. Measurements of the relationship between turbulence and sediment in suspension over mobile sand dunes in a laboratory flume. *Journal of Geophysical Research*, 112, 2007.
- [68] H.K. Ha and S.K. Chough. Intermittent turbulent events over sandy current ripples : a motion picture analysis of flume experiments. *Sedimentary Geology*, 161 :295-308, 2003.
- [69] R. Kostachuck and M. Church. Macroturbulence generated by dunes. *Sedimentary Geology*, 85 :25-37, 1993.
- [70] I. Nezu and H. Nakagawa. Turbulence in open channel flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, 120(10) :1235-1237, 1994.
- [71] J.G. Venditti and S.J. Bennett. Spectral analysis of turbulent flow and suspended sediment transport over fixed dunes. *Journal of Geophysical Research*, 105(C9) :22035-22048, 2000.
- [72] D. Jerolmack and D. Mohrig. Interactions between bed forms : Topography, turbulence, and transport. *Journal of Geophysical Research*, 110, 2005.
- [73] P. Hersen. Thèse, Morphogénèse et dynamique des barchanes, Université de Paris VII, 2004.
- [74] N. Endo, T. Sunamura, and H. Takimoto. Barchan ripples under unidirectional water flows in the laboratory : formation and planar morphology. *Earth Surf. Process. Landforms*, 30 :1675-1682, 2005.
- [75] M.G. Kleinans, A.W.E. Wilbers, A. De Swaaf, and J.H. Van den Berg. Sediment supply-limited bedforms in sand-gravel bed rivers. *Journal of Sedimentary Research*, 72(5) :629-640, 2002.

- [76] M.G Kleinmans. Upstream sediment input effects on experimental dune trough scour in sediment mixtures. *Journal of Geophysical Research*, 110, 2005.
- [77] A.P. Tuijnder, J.S. Ribberink, and S.J.M.H. Hulscher. An experimental study into the geometry of supply-limited dunes. *Sedimentology*, 2009.
- [78] J. Dreano, C. Cassar, A. Valance, and D. Lague. Experimental study of deposit morphology and sediment transport in a flume. *Proceedings Marine and River Dune Dynamics, 13 April 2008, (Eds D. R. Parsons, T. Garlan and J. L. Best), University of Leeds*, pages 97–102, 2008.
- [79] C. Breque, J.C. Dupre, and F. Bremand. Calibration of a system pf projection moiré for relief measuring application to biomechanics. *Optics and Laser in Engineering*, 41(2) :241–260, 2004.
- [80] L. David, J.C. Dupre, V. Valle, E. Robin, M. Koudeir, J. Brochard, S. Jarny, and D. Calluau. Comparison of three techniques to localize 3D surfaces and to measure their displacements. *6th international Symposium on Particle Image Velocimetry. Pasadena.*, 2005.
- [81] H. Schlichting. Boundary-layer theory. Livre, 7ème édition Mc Grax-Hill, 1979.
- [82] S.L.F. Sutton and C. McKenna-Neuman. Variation in bed level shear stress on surfaces sheltered by nonerodible roughness elements. *Journal of Geophysical Research*, 113, 2008.
- [83] A.N. Sukhodolov, J.J. Fedele, and B.L. Rhoads. Structure of flow over alluvial bed-forms : an experiment on linking field and laboratory methods. *Earth Surface Pocesess and Landforms*, 31 :1292–1310, 2006.
- [84] B. Gomez, B.J. Rosser, D.H. Peacock, D.M. Hicks, and J.A. Palmer. Downstream fining in a rapidly aggrading bed river. *Water Resources Research*, 37(6) :1813–1823, 2001.
- [85] R.P. Hunziker and M.N.R. Jaeggi. Grain Sorting Processes. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(12), December 1, 2002.
- [86] D.J. Cumberland and R.J. Crawford. The packing of particles. *Hand-book of powder technology, Elsevier, Amsterdam*, 6, 1987.