Experimental study and modelling of the sediment transport in sheet-flow regime

Thibaud Revil-Baudard

▶ **To cite this version:**

Thibaud Revil-Baudard. Experimental study and modelling of the sediment transport in sheet-flow regime. Earth Sciences. Université de Grenoble, 2014. English. NNT : 2014GRENU027 . tel-01122234v2

HAL Id: tel-01122234

https://theses.hal.science/tel-01122234v2

Submitted on 23 Nov 2015

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.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Océan-Atmosphère-Hydrologie**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Thibaud REVIL-BAUDARD

Thèse dirigée par **Éric Barthélémy**
co-encadrée par **Julien Chauchat**

préparée au sein du **Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI)**
dans **l'École Doctorale Terre, Univers , Environnement**

Étude expérimentale et modélisation du transport sédimentaire en régime de sheet-flow

Thèse soutenue publiquement le **13/11/2014**,
devant le jury composé de :

Pr Olivier EIFF
Professeur, IMFT, INP Toulouse, Président
Pr Tian-Jian HSU
Associate Professor, CACR, University of Delaware, Rapporteur
Dr Pierre-Yves LAGRÉE
Directeur de recherche, Institut d'Alembert, UPMC, Rapporteur
Dr Mohamed NAAIM
Directeur de recherche, IRSTEA Grenoble, Membre
Dr Thierry GARLAN
Chargé de Recherche, SHOM, Brest, Membre
Dr David HURTHER
Chargé de recherche CNRS, LEGI, Université de Grenoble, Membre
Pr Éric BARTHÉLÉMY
Professeur, LEGI, Grenoble INP, Directeur de thèse
Dr Julien CHAUCHAT
Maître de conférence, LEGI, Grenoble INP, Co-encadrant de thèse

Université Joseph Fourier / Université Pierre Mendès France /
Université Stendhal / Université de Savoie / Grenoble INP

Remerciements

C'est pas facile d'écrire des remerciements. Il faut savoir trouver les mots justes. Il faut trouver les mots qui parviennent à décrire l'immense gratitude que j'ai pour mon encadrant de thèse, Julien Chauchat, sans qui cette thèse ne se serait pas faite. Celui qui a traité mes problèmes en priorité, qui a été très patient quand je désespérais sur mon clavier, avec qui on a eu des discussions passionnées et qui m'a toujours aidé à bricoler sur l'expérience.

Il faut aussi trouver les mots qui illustrent ma reconnaissance envers David Hurther, qui m'a formé à l'utilisation de l'instrumentation et qui n'a pas hésité à passer du temps à traiter des données ou à corriger ce que j'écrivais.

Les mots qui permettent de dire à Marine, à mes parents, à mes grand-parents, à Léo, à mes colocs (Bast, Kak, Lulu, Mr Panda, Pipouille), à mes collègues de bureaux (Seb et Mariana) et à tous les copains, qu'ils ont créé un environnement propice au bon déroulement de la thèse même si certains s'en sont (très) souvent moqué...

Les mots qui traduisent ma gratitude envers certains professeurs qui par leur passion et leur pédagogie, donnent envie aux étudiants de se poser des questions et de pousser la réflexion. Je pense en particulier à Yves Gagnes qui, d'une part m'a transmis son goût pour la mécanique des fluides, et d'autre part m'a aiguillé vers ce sujet de thèse.

Il faut enfin trouver les mots qui remercient les membres du jury pour leurs lectures attentives du manuscrit, et les mots qui disent à tous ceux qui ont contribué au bon déroulement de la thèse à quel point je leur suis gré de leur aide : Pierre-Alain Barraud, Jean-Marc Barnoud et François Bonnel pour le support technique, Éric Barthélémy et Hervé Michallet pour les discussions scientifiques, Patrick Snabre pour l'apport sur les analyses vidéo, les doctorants du labo pour les repas animés, les services administratifs pour leur patiente parce qu'il faut avouer qu'on est vraiment pas doués et enfin la DGA pour le support financier.

Avant-propos

La thèse présentée dans ce document est rédigée en partie en français en partie en anglais. Deux articles en anglais, l'un accepté l'autre en révision, sont inclus en tant que section dans le texte et les résultats les plus marquants sont rédigés en anglais. Cependant une section en français résumant les principales idées est proposé pour chaque chapitre écrit principalement en anglais. L'introduction, la conclusion, la description du dispositif expérimental ainsi qu'une partie de l'analyse des résultats expérimentaux sont écrits en français. En annexe, une traduction en anglais de la fin du chapitre 6 et de la conclusion est proposée, en espérant que le lecteur ne soit pas déconcerté par cette alternance de langues.

Foreword

The thesis presented in the following is partly written in English and partly in French. Two English articles, one being accepted the other one being under revision, are included as sections in the text and the most noteworthy results are written in English. Nevertheless a section in French, summarising the principal ideas is proposed for each chapter mainly written in English. The introduction, the conclusion, the description of the experiment device and a part of the experimental data analysis are written in French. In annex, an English translation of the end of the chapter 6 and of the conclusion is proposed, hoping that the reader will not be disconcerted by this languages alternation.

Table des matières

Table des figures **v**

1 Introduction **1**

1.1 Contexte et enjeux 1

1.2 Physique du phénomène 2

1.3 État de l'art 3

1.3.1 Les expériences de sheet-flow 3

1.3.2 Les modèles de sheet-flow 4

1.4 Objectif et organisation de la thèse 6

2 Modèle diphasique frictionnel **7**

2.1 La rhéologie des écoulements granulaires denses $\mu(I)/\phi(I)$ 7

2.2 Présentation du modèle et des principaux résultats 8

2.3 Copie de l'article 10

2.4 Analytical approach for the bed-load layer
Approche analytique pour la couche de charriage 26

3 Dispositif expérimental **29**

3.1 Description du canal et du protocole expérimental 29

3.2 Propriétés sédimentaires 31

3.3 Mesure de hauteur d'eau et de pression 32

3.4 Mesure des profils de vitesse 34

3.4.1 Méthode de vidéo-trajectographie 34

3.4.2 Principe de fonctionnement des profileurs acoustiques 35

3.4.3 Mesure des profils de vitesse par le Vectrino II 38

3.4.4 Mesure des profils de vitesse par l'ACVP 39
3.4.5 Comparaison des profils de vitesse obtenus 41
3.5 Validation des mesures de concentration par l'ACVP 42
3.6 Reproductibilité, stationnarité et uniformité 45

4 Vertical structure in uniform and steady regime
Structure verticale en régime uniforme et permanent **49**

4.1 Copie de l'article 50
4.2 Résumé de l'analyse des profils moyens 79
4.3 Influence de la non-uniformité 81
4.4 Retour sur la modélisation diphasique 83

5 Statistical analysis of fluctuations
Analyse statistique des fluctuations **87**

5.1 Résumé des résultats de l'analyse statistique 87
5.2 Comparison with an equivalent clear water flow 88
5.3 Turbulence modulation in the logarithmic layer 91
5.4 Quadrant analysis 94
5.5 Increase of the bed roughness height induced by the bed mobility 99

6 Conclusions et perspectives **101**

6.1 Conclusions 101
6.2 Remarques 103
6.3 Perspectives 105

Bibliographie **108**

6.4 Sensitivity to the flow non-uniformity (section 4.3) 113
6.5 Back on two-phase modelling (section 4.4) 115
6.6 Conclusions 118
6.7 Remarks 120
6.8 Perspectives 121

Table des figures

2.1 Bed-load sketch for the analytical model. 26

3.1 Photographie du canal à surface libre. 29

3.2 Vue de dessus schématisée du canal à surface libre. 30

3.3 Schéma de fonctionnement du canal. 30

3.4 Exemples de mesures d'angle de repos. Pour les sédiments anguleux (photo de gauche), l'angle de repos maximum avant avalanche (angle de droite) et l'angle de repos post-avalanche (angle de gauche) sont matérialisés. Pour les billes (photo de droite), aucune différence n'a été remarquée. 32

3.5 Signal temporel caractéristique de mesure de hauteur d'eau — pour une expérience de sheet-flow (panneau du haut). Zoom sur la période d'intérêt et signal de pression dans lit — (panneau du bas). 33

3.6 Répartition des capteurs de pression au fond du canal. 33

3.7 Exemple de traitement par vidéo-trajectographie. Des ROI (*Region Of Interset*, rectangle jaune sur la figure) identiques sont extraits de chaque image du film (a) et sont *stackés* les uns sous les autres pour faire apparaître les trajectoires des particules dans un diagramme spatio-temporel (b). Ensuite une autocorrélation de ce diagramme permet d'évaluer la pente moyenne des trajectoires dont la vitesse horizontale moyenne est déduite (c). 35

3.8 Exemple de profil vitesse 2C obtenu par la méthode de vidéo-trajectographie pour un film de 6 secondes (flèches). L'histogramme vert représente une évaluation qualitative des fluctuations de vitesse. 36

3.9 Schéma de fonctionnement de la mesure de vitesse par les profileurs acoustiques (polycopié du cours *Flow Measurement Science*, D. Hurther). E représente la céramique émettrice, P une particule (ou rétro-diffuseur) voyageant à la vitesse $\vec{V_p}$ et R un des récepteurs. $\lambda = cf_0$ représente la longueur d'onde du train d'onde pulsé. 36

3.10 Schéma et photo du Vectrino II. 38

3.11 Photographie de la zone de mesure avec le Vectrino II en paroi et l'ACVP au centre dans la cloche à vide. 38

3.12 Exemple de mesures de vitesses horizontales, verticales et transverses en fonction de la position verticale et du temps, obtenus avec le Vectrino II en paroi. La ligne noire représente une évaluation qualitative de la position de fond. 39

3.13 Exemple de mesures de vitesses horizontales et verticales en fonction de la position verticale et du temps obtenus avec l'ACVP au centre. La ligne noire représente la position du fond immobile détectée par l'ACVP. 40

3.14 Profils de vitesse horizontale moyennée sur 10 secondes obtenus avec l'ACVP au centre du canal (+), avec le Vectrino II en paroi (o) et avec la méthode de vidéo-trajectographie (x). L'image de fond est la moyenne des 150 images utilisées pour la vidéo-trajectographie. Pour cette figure une version actualisée de l'ACVP a permis d'atteindre une résolution spatiale de 1.5 mm. 41

3.15 Exemple de mesures instantanées de vitesse horizontale, de concentration et flux sédimentaire mesurés avec l'ACVP en fonction de la position verticale et du temps. Les profils correspondent aux grandeurs moyennées sur 6 secondes et représentées toutes les 10 secondes. Les flèches en haut à gauche de chaque panneau représentent respectivement $u = 1$ ms^{-1}, $\phi = 0.55$ and $\pi = 0.05$ ms^{-1}. 43

3.16 Évolution temporelle du volume de sédiment transporté (estimation ACVP) pour différents régime de transport, du charriage faible (points noirs) au sheet-flow avec suspension (pointillés bleus), cf tableau 3.2. 44

3.17 (a) Évolution temporelle de la hauteur d'eau (—) et de la position du lit immobile (- - -) pour les 11 réalisations. (b) Évolution temporelle de la moyenne d'ensemble. (c) Évolution temporelle de l'écart-type entre les 11 réalisations. 45

3.18 Évolutions temporelles filtrées à 4.9 Hz des moyennes d'ensemble de la vitesse (a), de la concentration (b), du flux sédimentaire 2D (c) et de la norme de la contrainte de Reynolds (d). La moyenne d'ensemble de la position du lit immobile est représentée par la ligne noire sur chaque panneau. Les profils représentent des moyennes d'ensemble de profils verticaux moyennés en temps sur 6 s et représentés toutes les 10 s. Pour ces profils, les flèches en haut à gauche des panneau correspondent respectivement à $u = 1$ ms^{-1}, $\phi = 0.55$, $\pi = 0.05$ ms^{-1} et $< u'w' >= 0.003$ m^{2}s^{-2}. 46

3.19 Évolution du taux de convergence des moyennes d'ensemble en fonction du nombre de réalisations (voir équ. 3.10) pour le profil de contrainte de Reynolds (- - -) et le profil de vitesse (—). 48

4.1 Vision schématique de la structure verticale de l'écoulement. 80

4.2 Sensibilité à la non-uniformité de l'écoulement. Profils moyens de vitesse (a), de concentration (b), de contrainte de cisaillement (c), de longueur de mélange (d) et de rapport entre viscosité turbulente et diffusivité particulaire (e) évalués sur les intervalles $t \in [30-36]$ s (carrés), $t \in [40-46]$ s (cercles), $t \in [50-56]$ s (triangles), $t \in [60-66]$ s (losanges), $t \in [70-76]$ s (croix). Le segment en pointillé sur le panneau (d) représente la pente $\kappa = 0.2$. Le segment en pointillé sur le panneau (e) représente un nombre de Schmidt $\sigma_s = 0.45$. 81

4.3 Profils de longueur de mélange mesurée (+) et modélisée à partir de l'équation 4.3 de l'article avec $\kappa = 0.41$ (- - -) et $\kappa = 0.3$ (—). Le profil de concentration mesurée expérimentalement est utilisé ici pour paramétrer la formulation de longueur de mélange. 83

4.4 Comparaison entre les mesures expérimentales (o) et les résultats du modèle diphasique (—) pour les profils de vitesse (la ligne noire représente le profil de vitesse particulaire) (a), le profils de concentration (b), le profil de contrainte turbulente (c) et le profil de flux sédimentaire (d). Deux profils de flux basés sur les mesures expérimentales sont représentés : le flux "réel" moyen (o) et le flux évalué à partir des profils de vitesse et de concentration moyens (+). 84

5.1 Comparison of sheet-flow (+) and clear water (o) horizontal velocity profiles (a), turbulent shear stress profiles (b), vertical (x and . for SF and CW respectively) and horizontal turbulent intensities profiles (c) and 2D TKE profiles (d). 88

5.2 Raw and denoised spectra for clear water (black) and sheet-flow (red) experiment at $z/d_p = 3$ and $z/d_p = 6$. In each case the upper curve corresponds to the horizontal velocity fluctuation spectrum while the lower curve corresponds to the vertical one. The blue stars represent the $-5/3$ slope. For the position $z/d_p = 6$ the -1 range is shown for the clear water experiment (+). 90

5.3 Raw and denoised spectra for clear water (black) and sheet-flow (red) experiment at $z/d_p = 15$ and $z/d_p = 25$. In each case the upper curve corresponds to the horizontal velocity fluctuation spectrum while the lower curve corresponds to the vertical one. The blue stars represent the $-5/3$ slope. . 90

5.4 Comparison of sheet-flow (+) and clear water (o) third order statistical moment of vertical velocity fluctuations (a) and mixing length profiles (b). The dashed line corresponds to a slope value of $\kappa = 0.25$ and the solid line corresponds to a slope value of $\kappa = 0.41$. 91

5.5 Role of the 2D Reynolds tensor terms in the turbulent diffusion processes. . 92

5.6 Comparison of correlation coefficient profiles for sheet-flow (+) and clear water (o). 93

5.7 Quadrant decomposition from u', w' diagram. 94

5.8 (a) Profiles of conditioned contributions to the total Reynolds shear stress. + : SF *inward interactions*, + : SF *outward interactions*, . : CW *inward interactions*, . : CW *outward interactions*, x : SF *sweeps*, x : SF *ejections*, o : CW *sweeps*, o : CW *ejections*. (b) ratio between the norm of *sweeps* + *ejections* contribution and the norm of *interactions* contribution for sheet-flow (+) and clear water (o). (c) ratio between *ejections* and *sweeps* contribution for sheet-flow (+) and clear water (o). 95

5.9 Time fraction of *sweeps* (blue) and *ejections* (red) in SF (a) and CW (b). . 97

5.10 Conditioned sediment flux profiles. + : *inward interactions*, + : *outward interactions*, x : SF *sweeps*, x : SF *ejections*. 97

5.11 Time evolution of the measured bed interface position (black thick line) and concentration measurements (colorplot in base 10 logarithm) associated to coherent structures detection : the red and blue contours represent the ejections and sweeps respectively as iso-contours of $H = 2$ as evaluated in *Mignot et al.* (2009). The vector plot represents the instantaneous 2C velocity fluctuations. 98

5.12 Measured mean horizontal velocity profiles in sheet-flow (+) and logarithmic fit from equation 5.14 (—). The horizontal dashed line represents the zero plane position $z = z_d$. 100

6.1 Sensitivity to the non-uniformity of the flow. Mean profiles of velocity (a), concentration (b), turbulent shear stress (c), mixing length (d) and ratio between momentum and particular diffusivities (e) evaluated on the intervals $t \in [30-36]$ s (squares), $t \in [40-46]$ s (circles), $t \in [50-56]$ s (triangles), $t \in [60-66]$ s (diamonds), $t \in [70-76]$ s (pluses). The dashed line on panel (d) represents the slope $\kappa = 0.2$. The dashed line on panel (e) represents the Schmidt number $\sigma_s = 0.45$. 114

6.2 Mixing length profile measured (+) and simulated from equation 4.3 of the paper using $\kappa = 0.41$ (- - -) and $\kappa = 0.3$ (—). The measured concentration profile is used here to parametrise the mixing length formulation. 115

6.3 Comparison between experimental measurements (o) and the results of the two-phase model (—) for the velocity profiles (the black line represents the particle velocity profile) (a), the concentration profiles (b), the turbulent shear stress profiles (c) and the sediment flux profiles (d). Two sediment flux profiles based on the experimental measurements are represented : the mean "real" flux (o) and the flux evaluated from the mean profiles of velocity and concentration (+). 116

Liste des variables

Caractères grecs

α : angle formé par les directions Émetteur-Particule et Particule-Récepteur
β : angle de la pente du fond
$\dot{\gamma}$: taux de cisaillement
Δt : intervalle de temps utilisé pour les moyennes temporelles
Δz : résolution spatiale de l'ACVP
$\Delta\rho$: différence de densité entre la phase solide et la phase liquide
Δz_{min} : plus petite maille dans la "Fluid Layer"
δ_s : épaisseur de la couche de sheet-flow
ϵ : concentration volumique du fluide (modèle diphasique) ou diffusivité particulaire (résultats expérimentaux)
ζ : paramètre de diffusion acoustique du sédiment
η_e : viscosité dynamique effective du fluide
η_f : viscosité dynamique moléculaire du fluide
η_t : viscosité dynamique turbulente du fluide
θ : nombre de Shields
θ_c : nombre de Shields critique de mobilisation des sédiments
κ : paramètre de Von Karman
λ : paramètre de régularisation pour la viscosité particulaire ou longueur d'onde de l'onde incidente (ACVP)
μ : coefficient de friction, rapport entre contrainte de cisaillement et pression particulaire
μ_s : coefficient de friction statique
μ_2 : coefficient de friction dynamique
ν : viscosité cinématique, diffusivité de QdM
ν_f : viscosité cinématique du fluide
ν^t : viscosité cinématique turbulente
π : flux sédimentaire volumique par unité de largeur
Π : flux sédimentaire volumique par unité de largeur cumulé
$\rho_p,\ \rho_f$: masse volumique des particules et du fluide respectivement
ρ_m : masse volumique du mélange
ρ_{susp} : masse volumique dans la suspension
σ_s : nombre de Schmidt
τ : contrainte de cisaillement
$\tau_p,\ \tau_f$: contrainte de cisaillement dans la phase particulaire et fluide respectivement
τ_{top} : contrainte de cisaillement associée au toit rigide placé au dessus de l'écoulement
$\overline{\overline{\tau^t_{fs}}}$: tenseur des temps caractéristiques de la turbulence vue par les particules
ϕ : concentration volumique en particules
ϕ_c : concentration critique sous laquelle la pression particulaire devient négligeable
ϕ_r : concentration de référence pour le profil de Rouse
ϕ_{h_p} : concentration volumique à l'interface entre la "Fluid Layer" et la "Sediment Bed Layer"
$\phi_m,\ \phi_{max}$: concentration volumique maximum
ϕ_{susp} : concentration volumique dans la suspension
ϕ_I : phase de l'onde incidente
ϕ_R : phase de l'onde réfléchie
$\bar{\phi}$: concentration volumique moyenne dans la couche de charriage
ψ : débit solide volumique par unité de largeur adimensionné

Caractères latins

A_j : paramètre acoustique d'atténuation
A_s : fonction de forme des sédiments
b : paramètre phénoménologique de la loi $\phi(I)$
c : célérité du son dans l'eau
C : coefficient de corrélation
C_D : coefficient de traînée
C_v : taux de convergence
$\overline{\overline{D^t}}$: tenseur de dispersion turbulente d_p : diamètre particulaire
f : fréquences
f_0 : fréquence de l'onde porteuse émise par l'ACVP
f_d : fréquence Doppler
Fr : nombre de Froud
g : accélération de la gravité
g_0 : fonction de distribution radiale
H : seuil de contrainte de Reynolds pour la détection des structures cohérentes turbulentes
H_f : hauteur d'eau
H_{max} : hauteur d'eau initiale avant ouverture de la vanne
h_p : interface entre la "Fluid Layer" et la "Sediment Bed Layer" dans le modèle diphasique
h_c : interface entre le fond immobile et la "Sediment Bed Layer"
I : nombre inertiel
I_0 : paramètre phénoménologique de la loi $\mu(I)$
I_j : intensité rétro-diffusée mesurée à la position j
$\vec{k_i}$: nombre d'onde de l'onde incidente
$\vec{k_s}$: nombre d'onde de l'onde rétro-diffusée
k_s : hauteur de rugosité
K_{fit} : paramètre d'ajustement pour l'inversion du profil d'intensité
l_{BL} : échelle de longueur caractéristique du mélange de QdM dans la couche de charriage
l_m : longueur de mélange
l_m^{ϕ} : modèle de longueur de mélange paramétré par l'intégrale du profil de concentration
l_m^{Ri} : modèle de longueur de mélange paramétré par le nombre de Richardson
L : longueur du canal
$n\vec{f}$: terme d'interaction entre les phases fluides et particulaires
$N_{FL},\ N_{SBL}$: nombre de point de maillage dans la "Fluid Layer" et la "Sediment Bed Layer" respectivement
N : nombre de réalisations de la même expérience
p : exposant du profil de Rouse
P^p : pression particulaire
P^f : pression fluide
P_I : signal de pression de l'onde incidente
PRF : Pulse Repetition Frequency, fréquence de répétition de l'onde pulsée
Q_f : débit volumique d'eau
$q_s,\ q_p$: débit solide volumique par unité de largeur
$q_p^{FL},\ q_p^{SBL}$: débit solide volumique par unité de largeur localisé dans la "Fluid Layer" et la "Sediment Bed Layer" respectivement
$\vec{r_p}$: vecteur déplacement d'une particule
$\vec{r_R}$: vecteur position du récepteur

r : rapport entre le temps inertiel et le temps turbulent de recompaction du milieu granulaire
$R_{\bar{\bar{t}}}^2$: coefficient de détermination
$\bar{\bar{R}}_f$: tenseur des contraintes de Reynolds
Re_p : nombre de Reynolds particulaire
Re_* : nombre de Reynolds rugueux
Ri : nombre de Richardson
S : nombre de suspension
S_0 : pente du fond
S_f : pente de frottement
$St,\ St^*$: nombre de Stokes basés sur le cisaillement ou sur la pression particulaire
St' : nombre de Stokes basé sur la température granulaire
t : temps
t_{macro} : temps macroscopique de cisaillement du milieux granulaire
t_{micro}^{ff} : temps microscopique inertiel de recompaction du milieux granulaire
t_{micro}^{v} : temps microscopique visqueux de recompaction du milieux granulaire
t_{micro}^{t} : temps microscopique turbulent de recompaction du milieux granulaire
T : température granulaire
TKE : énergie cinétique turbulente
T_{LSS} : temps caractéristique passé par les structures turbulentes larges échelles dans le volume de mesure
$u,\ v,\ w$: composantes de la vitesse parallèle, transverse et perpendiculaire au fond
$u^f,\ u^p$: composantes de la vitesse parallèle au fond pour le fluide et les particules
U : composante de la vitesse parallèle au fond pour le mélange
$\vec{U_d}$: vitesse de glissement turbulente
u_* : vitesse de frottement
$u'_{rms},\ w'_{rms}$: intensités turbulente horizontale et verticale
U_f : vitesse moyenne de l'écoulement
U_b : vitesse de glissement à l'interface entre la "Fluid Layer" et la "Sediment Bed Layer"
U_δ : vitesse à la limite haute de la couche de charriage
$\bar{U}$: vitesse moyenne dans la couche de charriage
$\vec{V_p}$: vecteur vitesse d'une particule
$\mathcal{V}_{ACVP}$: volume de sédiment transporté estimé avec l'ACVP
w_0 : pulsation de l'onde porteuse émise par l'ACVP
w_d : vitesse de glissement verticale
w_s : vitesse de sédimentation d'une particule
W : largeur du canal
$x,\ y,\ z$: axes parallèle, transverse et perpendiculaire au fond
z_0 : position initiale du lit
z_c : position verticale à partir de laquelle la pression particulaire devient négligeable
z_d : paramètre de la *loi de la paroi*, point d'attachement moyen des tourbillons
z_r : position verticale de référence pour le profil de Rouse

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte et enjeux

Le transport sédimentaire contrôle l'érosion des plages sur le littoral, l'évolution morphologique des rivières et la migration des dunes dans le désert. Il constitue aussi un important facteur de risques pour les populations et les infrastructures. Pour pouvoir endiguer l'érosion et limiter les risques, une prédiction fiable des volumes transportés est cruciale. Cependant, le transport sédimentaire est un phénomène complexe dont les mécanismes à petite échelle sont encore mal caractérisés. Cette lacune s'explique à la fois par la grande diversité des propriétés sédimentaires et des modes de transport, mais aussi par l'extrême difficulté à obtenir des mesures haute résolution sur le terrain.

Trois principaux modes de transport sédimentaire peuvent être distingués. Premièrement, le transport en suspension concerne les particules légères qui restent suspendues dans la colonne fluide sur la totalité de leur déplacement. Le principal mécanisme impliqué dans ce mode de transport est la turbulence du fluide. Un exemple représentatif de transport en suspension est le transport fluvial de fines particules argileuses. Deuxièmement, le transport par saltation est proche du transport par suspension à la différence que les particules décrivent une trajectoire balistique et impactent régulièrement la surface du lit sédimentaire. Lors de l'impact d'autres particules peuvent être éjectées. En transport par saltation, la turbulence du fluide et l'élasticité des chocs interparticulaires influencent le taux de transport. Dans la nature, le transport de neige ou de sable par le vent est un bon exemple de transport dominé par la saltation. Le dernier mode de transport sédimentaire est appelé charriage. Dans ce régime de transport, les grains sont considérés comme massifs par rapport aux forces turbulentes et sont charriés à la surface du lit sédimentaire dans une couche plus ou moins épaisse. Dans la nature, le forçage de ce mode de transport est toujours induit par les forces turbulentes du fluide mais les interactions entre les grains jouent un rôle essentiel à l'intérieur de la couche de charriage. Ce mode de transport concerne par exemple les graviers dans les rivières.

Dans l'étude présentée ici on se focalise sur un régime de transport particulièrement intense appelé sheet-flow en anglais, ou écoulement en nappe, dans lequel peuvent co-exister les trois modes de transport présentés précédemment. Ce régime de transport sédimentaire se produit au cours des crues dans les rivières ou lors du déferlement des vagues sur les plages sableuses. L'intensité du transport associée au régime de sheet-flow en fait un régime très morphogène et une meilleure compréhension de ce phénomène est primordiale pour la prévention des risques humains et matériels.

1.2 Physique du phénomène

Le but de la thèse est de mieux caractériser les processus physiques prépondérants en régime de sheet-flow. Pour simplifier le problème on cherche à étudier le phénomène dans des conditions permanentes et uniformes, avec des particules non cohésives et monodisperses de diamètre d_p. La pente de fond S_0 est considérée suffisamment faibles pour que l'effet de la gravité sur les particules dans la direction du transport ne soit pas le forçage principal. Les faibles valeurs de pentes permettent d'utiliser la terminologie "horizontale" et "verticale" pour les directions "parallèle" et "perpendiculaire" à l'écoulement respectivement. Les variations dans la direction transverse à l'écoulement sont ignorées, ce qui revient à faire l'hypothèse que l'écoulement est de largeur infinie. De ces hypothèses résulte un domaine d'étude réduit à un seul axe vertical z avec des vecteurs vitesse à deux composantes u, w.

Le régime de sheet-flow uniforme se produit quand l'écoulement fluide entraîné par la gravité applique une contrainte de cisaillement τ, suffisamment grande sur le lit sédimentaire pour pouvoir mettre en mouvement une épaisse et dense couche de sédiments, la couche de charriage. La force exercée par l'écoulement fluide sur une particule, $\propto \tau d_p^2$, est adimensionnée par le poids apparent d'une particule, $\propto (\rho_p - \rho_f) g d_p^3$, pour construire le nombre de Shields (*Yalin*, 1977) :

$$\theta = \frac{\tau}{\Delta \rho g d_p}. \tag{1.1}$$

où ρ_f et ρ_p représentent les masses volumiques des phases fluide et particulaire, $\Delta\rho$ leur différence et g l'accélération de la gravité. La valeur du nombre de Shields contrôle l'épaisseur de la couche de charriage et le taux de transport associé. Sous une valeur seuil, $\theta_c \approx 0.05$, il n'y a pas de transport solide. Pour $0.05 \lesssim \theta \lesssim 0.3$ le taux de transport reste faible et l'épaisseur de la couche de charriage ne dépasse pas un diamètre particulaire. Dans cette gamme de nombre de Shields des formes de fond telles que des dunes ou des rides peuvent apparaître. Pour $\theta \gtrsim 0.3$ les formes de fond disparaissent et la couche de charriage peut atteindre plusieurs tailles de particules d'épaisseur : c'est la phénomène de sheet-flow (*Graf*, 1971).

Dans le cas de particules suffisamment légères par rapport aux fluctuations turbulentes du fluide, une couche de suspension se forme au dessus de la couche de charriage et contribue au transport solide. Le nombre de suspension S représente la compétition entre l'inertie des particules, caractérisée par leur vitesse de chute dans le fluide au repos w_s, et l'intensité des fluctuations turbulentes caractérisée par la vitesse de frottement, $u_* = \sqrt{\tau/\rho_f}$. La valeur du nombre de suspension permet d'évaluer l'importance relative du débit solide par charriage et du débit solide en suspension dans l'écoulement (*Sumer et al.*, 1996). Pour $S << 1$, les particules sont considérées comme légères et la fraction de transport en suspension domine sur la fraction du transport en charriage. Pour $S >> 1$, les particules sont considérées comme massives et sont majoritairement charriées à la surface du lit sédimentaire. $S \approx 1$ correspond à un régime intermédiaire pour lequel la fraction du transport par charriage et la fraction du transport en suspension sont comparables.

La finalité de l'étude des mécanismes du transport sédimentaire réside dans la prédiction du débit solide associé à un écoulement fluide et à des propriétés sédimentaires données. Deux grandeurs physiques fondamentales contrôlent la valeur du débit solide. D'abord la Quantité de Mouvement (QdM), qui est le produit de la masse et de la vitesse. En mécanique des fluides on utilise classiquement la quantité de mouvement par unité de volume. Dans ce cas la masse est remplacée par la masse volumique dans la formulation de la QdM. La concentration en particules est la seconde grandeur fondamentale à connaître pour prédire le débit solide. Il existe différentes façons de formuler la concentration

en particules. Dans cette étude nous retiendrons la concentration volumique ϕ, exprimée comme la fraction de volume occupée par la phase solide dans un volume donné. Cette vision eulérienne permet de considérer la phase solide comme un milieux continu à l'instar de la phase fluide.

Les mécanismes physiques prépondérants dans ce régime sont donc ceux affectant la répartition de quantité de mouvement et de concentration dans l'espace et dans le temps. En transport fluvial, maritime et éolien la région où la quantité de mouvement est maximum se localise dans le haut de la colonne fluide où la concentration est nulle ou négligeable. Au contraire, la région de concentration maximum se localise dans le lit fixe où la quantité de mouvement est nulle. Grâce à la vision continue adoptée dans cette étude, les mécanismes de transfert qui affectent la QdM et la concentration peuvent s'exprimer comme des processus de diffusion. On peut donc définir des coefficients de diffusion (ou diffusivités dites "Fickiennes") associés à la concentration et à la quantité de mouvement. Par exemple, la viscosité cinématique moléculaire est une diffusivité de quantité de mouvement engendrée par le mouvement Brownien des molécules.

Dans un écoulement en régime de sheet-flow on peut distinguer deux couches en fonction de la nature des processus de diffusion. La couche de suspension dominée par les contraintes turbulentes du fluide et la couche de charriage dominée par les contraintes intergranulaires. Dans la couche de suspension, la concentration est tellement faible ($\phi \lesssim 0.1$) que les grains n'ont plus d'interaction entre eux, cependant ils peuvent avoir une influence sur la turbulence du fluide qui les maintient en suspension. Dans la couche de charriage, la concentration est de l'ordre de la concentration maximum du lit fixe ($0.1 \lesssim \phi \lesssim 0.6$). On peut distinguer deux catégories d'interactions granulaires. Les interactions collisionnelles quand le contact est bref et associé à un changement de direction des particules et les interactions frictionnelles associées aux contacts longs ou permanents. Les interactions entre particules développent des contraintes tangentielles et des contraintes normales. Les premières participent au transfert de quantité de mouvement tandis que les secondes participent à la diffusion particulaire à l'origine de la décompaction du lit dans la couche de charriage.

1.3 État de l'art

1.3.1 Les expériences de sheet-flow

Les premières expériences de sheet-flow sur le terrain ou en laboratoire ont été menées dans le but de prédire le taux de transport solide en volume par unité de largeur q_s, en fonction des propriétés macroscopiques de l'écoulement (hauteur d'eau H_f, pente S_0, vitesse moyenne U_f...). Dans la majorité des cas, les lois de transport déduites de ces expériences lient le débit solide adimensionné,

$$\psi = \frac{q_s}{d_p\sqrt{\Delta\rho/\rho_f g d_p}}, \tag{1.2}$$

à la contrainte adimensionnée θ (*Einstein*, 1942; *Meyer-Peter and Muller*, 1948; *Engelund and Fredsoe*, 1982; *Van Rijn*, 1984, par exemple). Cependant, selon la formulation utilisée le taux de transport prédit peut varier de plusieurs ordres de grandeur pour un nombre de Shields donné. Cette dispersion montre la non universalité des formules de transport malgré les adimensionnements proposés et s'explique à la fois par la difficulté à évaluer de manière précise la contrainte de cisaillement et le taux de transport, mais aussi par le manque de connaissance des mécanismes impliqués à l'échelle particulaire.

Des expériences à petite échelle ont été mises en place pour décrire la structure verticale de l'écoulement en régime de sheet-flow. Ces expériences ont été menées dans des conduites en charge ou dans des écoulements à surface libre, éventuellement couverts d'un toit rigide, dans le but de mesurer les profils de vitesse et/ou de concentration au centre de l'écoulement ou en paroi. Pour les écoulements en conduite menés par *Daniel* (1965); *Wilson* (1966); *Nnadi and Wilson* (1992); *Pugh and Wilson* (1999) les profils moyens de concentration et de vitesse horizontale ont été mesurés ponctuellement par un dispositif à rayon gamma et par conductimètrie respectivement. Le moteur de l'écoulement étant le gradient de pression, les expériences en conduite ont permis d'investiguer des nombres de Shields très élevés. Il reste cependant difficile de transposer ces résultats aux écoulements à surface libre sur faible pente car le gradient de pression agit comme une force volumique dans la couche de sheet-flow. Dans les expériences citées, le transport solide se produit majoritairement en suspension ($S < 0.8$). *Sumer et al.* (1996) ont réalisé des expériences de sheet-flow impliquant quatre types de sédiment différents dans des écoulements à surface libre avec et sans toit rigide. Ces expériences ont été menées entre autres afin d'élargir la gamme de nombre de suspension à des valeurs plus grandes que 1. Dans cette étude les profils moyens de vitesse horizontale ont été obtenus ponctuellement au moyen de tubes de Pitot, tandis que les profils de concentration ont été mesurés ponctuellement par des capteurs capacitifs (CCM). Cependant, il n'y a pas d'expérience dans cette étude pour laquelle vitesse et concentration sont mesurées simultanément. À notre connaissance cette étude fut la première à mesurer et à évoquer les fluctuations de concentration dans la partie dense de l'écoulement. Plus récemment, *Cowen et al.* (2010) ont développé un Borescope pour mesurer ponctuellement le profil de vitesse particulaire dans la partie dense de l'écoulement. Ce système de mesure optique permet d'accéder aux fluctuations de vitesse. *Armanini et al.* (2005), *Spinewine et al.* (2011) et *Capart and Fraccarollo* (2011) ont utilisé une technique d'analyse d'image pour obtenir des champs 2D de vitesse particulaire à 2 composantes et de concentration en paroi. Ce dispositif expérimental a permis d'étudier une large gamme d'écoulements granulaires immergés, incluant des régimes de sheet-flow. L'analyse des contraintes locales et des mesures de vitesse a permis de distinguer les régions dominées par les collisions des régions dominées par la friction interparticulaires. Cependant, aucune mesure des vitesses du fluide n'a été obtenue dans ces expériences.

1.3.2 Les modèles de sheet-flow

Plusieurs approches ont été proposées dans la littérature pour modéliser le régime de sheet-flow. On se concentrera ici sur les modèles de sheet-flow uniforme dans lesquels la phase granulaire est considérée comme continue et dont les propriétés sont dérivables spatialement, au même titre que la phase fluide.

Les premiers modèles de *Hanes and Bowen* (1985) ou *Wilson* (1987) sont monophasiques et le profil de concentration est prescrit. La rhéologie de *Bagnold* (1954) est utilisée pour décrire les contraintes intergranulaires. Basée sur des tests en cisaillement simple, cette rhéologie prédit que la contrainte de cisaillement liée aux interactions granulaires est proportionnelle au carré du taux de cisaillement (dérivée verticale de la vitesse, $\mathrm{d}u/\mathrm{d}z$) et proportionnelle à la pression particulaire.

Depuis une quinzaine d'années, la théorie cinétique des écoulements granulaires est utilisée dans des approches diphasiques pour modéliser les contraintes intergranulaires (*Jenkins and Hanes*, 1998; *Greimann and Holly*, 2001; *Hsu et al.*, 2004; *Longo*, 2005). Dans cette théorie, le profil de concentration résulte de l'équilibre entre l'effet de la gravité qui a tendance à recompacter le lit et l'effet des collisions qui le décompacte. La contrainte de cisaillement granulaire est elle aussi liée à l'intensité des collisions qui est

quantifiée par l'intensité des fluctuations de vitesse particulaire (ou température granulaire, T). Pour cette variable une équation d'énergie supplémentaire doit être résolue. La théorie cinétique originale n'est plus valable pour des fortes concentrations quand les collisions deviennent multiples et que des contacts permanents apparaissent (*Jenkins*, 2006). Une échelle caractéristique de la longueur des chaînes de force a été introduite dans les équations originales par *Jenkins* (2007) pour circonvenir à cette limitation. Les modèles analytiques de *Berzi* (2011) ou *Capart and Fraccarollo* (2011) sont aussi basés sur la théorie cinétique. Cependant, cette théorie est limitée aux particules massives qui sont peu affectées par le fluide interstitiel.

Les avancées dans la compréhension des écoulements granulaires secs ont abouti à une rhéologie frictionnelle phénoménologique $\mu(I)/\phi(I)$ permettant de décrire le profil de concentration et les contraintes intergranulaires en fonction du nombre inertiel, I (*GDR midi*, 2004) . Ce nombre sans dimension caractérise la compétition entre le cisaillement du milieu granulaire qui induit friction et collisions entre les particules, et la pression de confinement qui a pour effet de recompacter le milieu granulaire sous son propre poids. Selon l'inertie relative des particules par rapport à la viscosité ou à la turbulence du fluide, il existe différentes formulations pour I qui seront explicitées dans le chapitre suivant. On considère que pour $I \approx 0$, le milieu granulaire est en régime quasi-statique. Pour $0 \lesssim I \lesssim 1$ le milieux granulaire est en régime liquide mais des chaînes de force existent toujours dans le milieu. Enfin, pour $I \gtrsim 1$ les chaînes de forces disparaissent totalement et le milieu granulaire est en régime gazeux (*Andreotti et al.*, 2013). Dans le phénomène de sheet-flow, ces trois états coexistent mais la rhéologie frictionnelle $\mu(I)/\phi(I)$ est particulièrement appropriée pour le régime liquide. *Ouriemi et al.* (2009) ou *Aussillous et al.* (2013) ont utilisé cette rhéologie pour modéliser avec de bons résultats le charriage en écoulement laminaire.

Concernant la modélisation des contraintes fluides, la principale difficulté provient de la modélisation des contraintes turbulentes (ou contraintes de Reynolds). En effet, les modèles classiquement utilisés en turbulence de paroi, comme la loi de la paroi ou les modèles $k-\epsilon$, ne peuvent être utilisés directement à cause de la modulation de la turbulence induite par les particules. Dans la loi de la paroi, la diffusivité de QdM (ou viscosité turbulente) est modélisée comme le produit d'une longueur caractéristique au carré, la longueur de mélange l_m, et du taux de cisaillement. En général un coefficient d'atténuation empirique est introduit pour tenir compte de la présence des particules qui affectent la turbulence (*Greimann and Holly*, 2001, par exemple). Ce terme peut être paramétré par le taux de stratification de l'écoulement (ex: *Jenkins and Hanes*, 1998) ou par l'intégrale du profil de concentration (ex: *Dong and Zhang*, 1999). Dans leur modèle, *Hsu et al.* (2004) résolvent une équation d'énergie cinétique turbulente (TKE) de type $k-\epsilon$ pour estimer la viscosité turbulente et les contraintes de Reynolds. Pour prendre en compte l'effet des particules sur la turbulence, un terme de transfert est introduit dans le bilan d'énergie cinétique turbulente. Ce terme peut être à la fois source ou puits de TKE.

La turbulence du fluide est aussi un mécanisme de diffusion de concentration. Dans la couche de suspension un modèle de *Rouse* (1937) est classiquement utilisé pour prédire le profil de concentration (ex: *Nielsen and Teakle*, 2004). Ce modèle est basé sur l'équilibre entre le flux de chute des particules et le flux turbulent de concentration. Le flux turbulent de concentration résulte des corrélations entre les fluctuations de vitesses verticales et de concentration. Il est paramétré grâce à une diffusivité de concentration, considérée égale ou proportionnelle à la viscosité turbulente. Le coefficient de proportionnalité est appelé nombre de Schmidt, σ_s. La dépendance du nombre de Schmidt aux propriétés de l'écoulement et des particules est encore une question ouverte dans la littérature (*Bridge*, 2003). Dans le modèle de *Hsu et al.* (2004), la suspension turbulente est prise en compte directement dans les termes de transfert des équations $k-\epsilon$ et coexiste avec la suspension granulaire dans tout le domaine.

1.4 Objectif et organisation de la thèse

L'objectif de la thèse est i) de proposer un modèle phénoménologique permettant de prédire les principales caractéristiques du régime de sheet-flow pour une large gamme d'écoulements et de propriétés sédimentaires, ii) de mettre en place un dispositif expérimental capable de palier au manque de données haute résolution dans la littérature et iii) d'analyser les résultats expérimentaux pour décrire la structure verticale de l'écoulement et les mécanismes impliqués.

D'abord, la rhéologie phénoménologique frictionnelle $\mu(I)/\phi(I)$ est utilisée dans un modèle diphasiques à deux couches : une couche dense de charriage dans laquelle contraintes intergranulaires et turbulentes sont modélisées et une couche diluée de suspension dans laquelle les interactions granulaires sont négligées. Contrairement à la théorie cinétique qui est limitée aux particules massives, la rhéologie $\mu(I)/\phi(I)$ permet de prendre en compte une large gamme de propriétés sédimentaires. Le chapitre 2 est consacré à la description et à la validation du modèle diphasique ainsi qu'à la présentation des résultats obtenus. Un modèle analytique pour la couche de charriage est ensuite proposé. Les fermetures du modèle permettent de retrouver les adimensionnements classiquement utilisés dans la littérature et de prédire l'exposant du nombre de Shields dans les lois de transport $\psi = f(\theta)$.

La validation individuelle des fermetures des modèles ne peut s'effectuer sans données expérimentales haute résolution de vitesse et de concentration et ces données sont rares voire inexistantes dans la littérature. Le chapitre 3 est consacré à la description du dispositif expérimental mis en place au cours de la thèse qui permet la mesure haute résolution et colocalisée des profils de vitesse 2 composantes et de concentration en régime de sheet-flow. Le traitement des données a été adapté pour s'affranchir de l'instationnarité et de la non-uniformité de l'écoulement induites par le manque de système de recirculation des sédiments.

Les profils moyens de vitesse, de concentration, de flux sédimentaire et de contrainte turbulente sont présentés dans le quatrième chapitre. L'analyse des profils de viscosité turbulente, de diffusivité particulaire et de longueur de mélange déduits des profils évoqués ci-dessus permet de décrire la structure verticale de l'écoulement. Une analyse de sensibilité à la non-uniformité montre que les résultats établis en régime uniforme restent pertinents en régime faiblement non uniforme. La forte intermittence liée au couplage entre les structures turbulentes larges échelles et le lit sédimentaire est mise en évidence. À la fin du chapitre un retour sur la modélisation permet de proposer une paramétrisation phénoménologique des fermetures du modèle diphasique.

Le cinquième chapitre présente les mesures de vitesse en écoulement turbulent d'eau claire sur fond rugueux obtenues dans des conditions similaires à l'expérience de sheet-flow. Ces mesures sont utilisées comme référence pour analyser l'influence du transport sédimentaire sur les grandeurs statistiques turbulentes. L'existence d'une épaisse couche logarithmique dans laquelle la viscosité turbulente est considérablement diminuée est confirmée par l'analyse statistique et des précisions sur la nature de la modulation de la turbulence sont apportées. Différents indicateurs attestent d'une augmentation de la rugosité équivalente.

Enfin, le chapitre 6 présente les conclusions et les perspectives des travaux menés au cours de la thèse.

Chapitre 2

Modèle diphasique frictionnel

Ce chapitre est dédié à la présentation du modèle diphasique à deux couches, développé dans le cadre de la thèse pour étudier le transport sédimentaire en régime de sheet-flow uniforme et stationnaire. Dans la couche de charriage, la rhéologie frictionnelle $\mu(I)/\phi(I)$ modélise les contraintes et la décompaction granulaires tandis qu'une approche de longueur de mélange est adoptée pour modéliser les contraintes turbulentes du fluide. Cette formulation de longueur de mélange est aussi utilisée dans la couche de suspension. Dans cette couche les contraintes intergranulaires sont négligées et le profil de concentration est modélisé par un profil de Rouse. La rhéologie des écoulements granulaires denses est détaillée dans la première section. Les autres fermetures du modèle et les principaux résultats sont présentés dans la deuxième section. Dans la troisième section, une copie de l'article intitulé *A two-phase model for sheet flow regime based on dense granular flow rheology*, publié en 2013 dans *Journal of Geophysical Research : Oceans*, présente en détail le modèle numérique et l'analyse des résultats obtenus. La dernière section est consacrée à la présentation d'un modèle analytique pour la couche de charriage.

2.1 La rhéologie des écoulements granulaires denses $\mu(I)/\phi(I)$

Le modèle diphasique présenté dans ce chapitre est développé dans le but de vérifier si les avancées récentes dans la compréhension des écoulements granulaires denses (*GDR midi*, 2004) peuvent être utilisées comme alternative à la théorie cinétique des écoulements granulaires pour modéliser le phénomène de sheet-flow. Dans la rhéologie phénoménologique $\mu(I)/\phi(I)$, μ est un coefficient de friction local, rapport entre contrainte tangentielle granulaire τ_p et pression particulaire P^p. Cette dernière variable représente la contrainte normale induite par le poids immergé des sédiments au dessus d'une certaine position et s'écrit :

$$P^p(z) = \Delta\rho g \int_z^{z=h_p} \phi(z)\mathrm{d}z, \tag{2.1}$$

où $z = h_p$ représente la position de l'interface entre la couche de charriage, appelée *sediment bed layer (SBL)*, et la couche de suspension, appelée *suspension layer (SL)* dans l'article. ϕ représente la concentration volumique en sédiment. Dans la rhéologie des écoulements granulaires denses, μ et ϕ dépendent du nombre inertiel I. Ce nombre sans dimension caractérise la compétition entre le taux de cisaillement, décompactant le lit et induisant des collisions et des effets de lubrification, et la recompaction du lit sous son propre poids. L'importance de ces deux effets est quantifiée par la valeur des temps caractéristiques associés :

un temps caractéristique de déformation lié au cisaillement et un temps caractéristique de recompaction sous l'effet de la gravité. Le temps caractéristique de déformation est donné par l'inverse du taux de cisaillement $t_{macro} = \dot{\gamma}^{-1} = |\mathrm{du/dz}|^{-1}$. La formulation du temps caractéristique de recompaction du lit dépend des propriétés sédimentaires. Dans le cas de particules massives, l'effet du fluide peut être négligé dans la recompaction du lit. Dans le cas contraire, les forces de traînée appliquées par le fluide sur les particules affectent la recompaction. Ces forces de traînées peuvent être visqueuses ou turbulentes. Il en résulte trois formulations différentes pour le temps caractéristique de recompaction.

$$t^{ff}_{micro} = d_p\sqrt{\frac{\rho_p}{P^p}} \;\; ; \;\; t^{v}_{micro} = \frac{\eta_f}{P^p} \;\; ; \;\; t^{t}_{micro} = d_p\sqrt{\frac{\rho_f C_D}{P^p}}, \tag{2.2}$$

où C_D représente le coefficient de trainée. La formulation du nombre inertiel s'écrit alors :

$$I = \frac{\max\left(t^{ff}_{micro}, t^{v}_{micro}, t^{t}_{micro}\right)}{t_{macro}}. \tag{2.3}$$

Dans le modèle présenté les trois temps caractéristiques sont calculés à chaque itération et à chaque position verticale pour évaluer le régime local d'écoulement granulaire et en déduire la formulation adéquate du nombre inertiel I. Ainsi le modèle est capable de simuler une large gamme d'écoulements et de propriétés sédimentaires.

La formulation suivante a été utilisée pour modéliser des écoulements granulaire secs ou en régime visqueux (*GDR midi*, 2004; *Forterre and Pouliquen*, 2008; *Boyer et al.*, 2011) :

$$\mu(I) = \mu_s + \frac{\mu_2 - \mu_s}{I_0/I + 1}, \tag{2.4}$$

où μ_s correspond au coefficient de friction statique lié à l'angle de repos des sédiments, μ_2 représente le coefficient de friction dynamique et I_0 est une constante empirique de la rhéologie.

Le profil de concentration est modélisé par la loi de décompaction $\phi(I)$ (*Forterre and Pouliquen*, 2008; *Boyer et al.*, 2011) :

$$\phi(I) = \frac{\phi^m}{1 + bI^{1/2}}, \tag{2.5}$$

où b est une constante empirique et ϕ^m représente la concentration maximum du lit statique.

La rhéologie frictionnelle $\mu(I)/\phi(I)$ est relativement simple à mettre en œuvre et ne nécessite pas de conditions limites particulières.

2.2 Présentation du modèle et des principaux résultats

Le domaine du modèle est divisé en deux couches. Dans la couche de suspension, une seule phase est modélisée et les contraintes intergranulaires sont négligées. Dans cette couche la contrainte turbulente est modélisée par une formulation de longueur de mélange et le profil de concentration est modélisé par un profil de Rouse. Dans la couche de charriage (ou *SBL*), la rhéologie $\mu(I)/\phi(I)$ qui modélise la contrainte et la décompaction granulaire, est couplée à une formulation de longueur de mélange qui modélise la contrainte turbulente.

Il a été observé dans la littérature que la présence des particules dans une couche limite turbulente en modifie les propriétés (par exemple *Vanoni*, 1977; *Best et al.*, 1997; *Gaudio et al.*, 2011). Dans le modèle proposé, la formulation de *Li and Sawamoto* (1995) est utilisée :

$$l_m = \kappa \int_0^z \frac{\phi^m - \phi}{\phi^m} \, \mathrm{d}z. \tag{2.6}$$

Dans cette formulation, la longueur de mélange dépend de l'intégral du profil de concentration et sa valeur est diminuée par rapport à la longueur de mélange de Prandtl. De la modulation de la longueur de mélange résulte une modulation de la viscosité turbulente et par conséquent de l'efficacité de la diffusivité turbulente. La formulation de *Li and Sawamoto* (1995) a été choisie pour plusieurs raisons. D'abord, contrairement à la formulation classique de Prandtl ou à celle utilisée par *Jenkins and Hanes* (1998), elle ne nécessite pas de calage vertical sur l'axe z. Ensuite, cette formulation respecte les comportements aux limites souhaités : les effets turbulents sont totalement atténués quand la concentration est maximale (dans le lit fixe) et l'importance de la modulation devient négligeable à mesure que l'on s'éloigne du lit sédimentaire. Enfin, la dépendance en intégrale du profil de concentration est un facteur de stabilité pour le calcul numérique.

Les profils de vitesse obtenus sont comparés aux mesures expérimentales de *Cowen et al.* (2010) pour des particules légères ($S < 0.8$) et aux mesures de *Sumer et al.* (1996) pour des particules massives ($S \approx 1$). Un très bon accord a été obtenu entre les résultats du modèle et les données expérimentales, confirmant la capacité de la rhéologie granulaire dense $\mu(I)/\phi(I)$ à modéliser le phénomène de sheet-flow pour différentes propriétés sédimentaires. À notre connaissance, il n'existe pas de profil de concentration expérimentaux résolus dans la partie dense de l'écoulement pour des régimes de sheet-flow entraînés par des écoulements à surface libre. C'est pourquoi les profils de concentration obtenus ont été comparés aux résultats du modèle de *Hsu et al.* (2004) dans lequel les contraintes inter-granulaire sont modélisées par la théorie cinétique des écoulements granulaires et les contraintes turbulentes sont prises en compte par un modèle $k - \epsilon$. Un accord qualitatif est observé entre les deux modèles. Dans les deux cas une zone de concentration constante (ou épaule de concentration) dont l'épaisseur croît avec le nombre de Shields est observée.

Les grandeurs macroscopiques prédites par le modèle telles que le débit solide par unité de largeur, l'épaisseur de la couche de sheet-flow ou la rugosité équivalente sont analysées et comparées aux données de la littérature. Un bon accord est obtenu pour une relativement large gamme de nombre de Shields. Basé sur les résultats du modèle diphasique, un modèle analytique de prédiction de l'épaisseur de la couche de sheet-flow en fonction du nombre de Shields, du coefficient de friction interne et de la pente de l'écoulement est proposé. Une étude de sensibilité montre que les valeurs de débit solide prédites sont relativement peu dépendantes des valeurs des paramètres phénoménologiques et numériques du modèle.

Finalement, les résultats du modèle ont été utilisés pour analyser la structure verticale de l'écoulement. Les résultats montrent que les contraintes visqueuses du fluide sont négligeables sur tout le domaine, celles-ci étant dominées par les contraintes intergranulaires dans les régions denses de l'écoulement et dominées par les contraintes turbulentes dans les régions diluées. Pour les particules légères et pour les particules massives, le maximum de flux sédimentaire est localisé à l'interface entre la couche de charriage et la couche de suspension. De manière cohérente avec les observations de *Sumer et al.* (1996), pour un nombre de suspension $S \approx 1$ le débit solide transporté par charriage dans la couche de sheet-flow est du même ordre de grandeur que le débit solide transporté en suspension dans l'écoulement alors que pour des nombres de suspension plus faibles, $S < 0.8$, le débit solide est majoritairement transporté en suspension.

2.3 Copie de l'article

JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH: OCEANS, VOL. 118, 619–634, doi:10.1029/2012JC008306, 2013

A two-phase model for sheet flow regime based on dense granular flow rheology

T. Revil-Baudard[1] and J. Chauchat[1]

Received 21 June 2012; revised 26 November 2012; accepted 3 December 2012; published 4 February 2013.

[1] A two-phase model having a $\mu(I)$ rheology for the intergranular stresses and a mixing length approach for the turbulent stresses is proposed to describe the sheet flow regime of sediment transport. In the model, two layers are considered: a dilute suspension layer and a dense sediment bed layer. The concentration profile is obtained from the dilatancy law $\phi(I)$ in the sediment bed layer and from a Rouse profile in the suspension layer. The comparison of velocity profile, concentration profile, and macroscopic parameters (sediment transport rate, thickness, and roughness) with experimental data shows a good agreement. These comparisons demonstrate that the dense granular rheology is relevant to describe intense bed-load transport in turbulent regime (sheet flow). The transition from the dense static bed to the dilute suspension is well described by the present model. Also, the different regimes of the dense granular rheology seems to be able to capture the transition between collision-dominant and turbulent-fluctuations-dominant sheet flows, depending on the particle's characteristics.

Citation: Revil-Baudard, T., and J. Chauchat (2013), A two-phase model for sheet flow regime based on dense granular flow rheology, *J. Geophys. Res. Oceans*, *118*, 619–634, doi:10.1029/2012JC008306.

1. Introduction

[2] The sheet flow regime of sediment transport is associated with extreme events such as sandstorms, river floods, or storm waves in the surf zone. Because of the huge amount of sediment transported in this regime, it is especially important for the understanding of the morphological evolution and the stability of constructions in riverine and coastal environments.

[3] From a physical point of view, the sheet flow regime is characterized by a high bed shear stress [e.g., *Hanes and Bowen*, 1985] represented by the so-called Shields number θ—the ratio of the force exerted by the fluid on the sediment bed over the apparent weight of a single particle. It is usually considered that sheet flow occurs for a Shields number higher than 0.5, which corresponds to roughly 10 times the critical Shields number θ_c in the turbulent regime. The flow is strong enough to wash out bedforms; the sediment bed becomes flat and the thickness of the bed-load layer δ_s is of order of 10 times the particle's size d_p. It is widely accepted that particle-particle interactions, such as collisions and frictional interactions, and fluid turbulent velocity fluctuations are the key mechanisms controlling the sheet flow (*Bagnold* [1956] and *Jenkins and Hanes* [1998] among others).

[1]Laboratoire des Ecoulements, Géophysiques et Industriels, UMR 5519, UJF, INPG, Grenoble, France.

Corresponding author: J. Chauchat, Laboratoire des Ecoulements, Géophysiques et Industriels, UMR 5519, UJF, INPG, Grenoble, France. (julien.chauchat@grenoble-inp.fr)

© 2012 American Geophysical Union. All Rights Reserved.
2169-9275/13/2012JC008306

[4] In this paper, we focus on uniform steady sheet flows. Such sheet flow conditions have been studied in small-scale experiments by *Wilson* [1966, 1989], *Nnadi and Wilson* [1992], *Sumer et al.* [1996], *Gao* [2008], and *Cowen et al.* [2010]. In these studies, velocity and concentration measurements and image analyses were performed for different sediment types and different flow conditions.

[5] The first attempts in modeling sheet flow were conducted by *Hanes and Bowen* [1985] and *Wilson* [1987], among others. In these models, the concentration profile is prescribed and the intergranular stresses are given by a phenomenological law [e.g., *Bagnold*, 1954]. Over the past 15 years, two-phase models, based on kinetic theory of granular flows to describe intergranular stresses, have been applied with some success to model the sheet flow regime [e.g., *Jenkins and Hanes*, 1998; *Greimann and Holly*, 2001; *Hsu et al.*, 2004; *Longo*, 2005; *Amoudry et al.*, 2008]. In these models, the kinetic theory has been stated for situations in which collisional interactions are the dominant mechanism of momentum transfer. The concentration profile is obtained from a balance between collisional interactions and gravity as a result of the model. The collisional shear stresses are linked to the strength of the particle velocity fluctuations represented by the granular temperature. For this new variable, an equation for energy conservation has to be solved with complex boundary conditions in addition to the momentum conservation equation for the particulate phase. *Berzi* [2011] has proposed a simplified analytical solution for the collisional sheet flow regime based on a layer decomposition: a collisional layer based on the kinetic theory of granular flows and a macroviscous layer describing the transition from the collisional regime to the quasi-static one (i.e., fixed bed). This last layer is introduced to circumvent one of the main

limitations of the kinetic theory of granular flows, the modeling of repeated collisions and/or enduring contacts [*Jenkins*, 2006].

[6] Recent improvements in the understanding of the liquid regime of dense granular flows [*GDR midi*, 2004; *Cassar et al*., 2005; *Forterre and Pouliquen*, 2008; *Boyer et al*., 2011] has led to the proposition of a viscoplastic rheology. This rheology exhibits a threshold of motion, controlled by the static friction coefficient and the particulate pressure, and a shear rate dependence of the particulate shear stress characteristic of a viscous-like behavior. It has been used with some success by *Ouriemi et al*. [2009] and *Aussillous et al*. [2012] to model bed-load transport in laminar shearing flows. The author's two-phase model is based on the phenomenological granular rheology $\mu(I)$ for the intergranular stresses [*Forterre and Pouliquen*, 2008]. The concentration profile is either assumed constant in the moving sediment layer or obtained from the $\phi(I)$ phenomenological law [*Boyer et al*., 2011].

[7] The phenomenological laws $\mu(I)/\phi(I)$ are based on dimensional analysis where I represents the dimensionless number controlling the friction coefficient μ and the volume fraction ϕ [*Forterre and Pouliquen*, 2008]. It can be interpreted as the ratio of a vertical time scale of rearrangement to a horizontal time scale of deformation. When the deformation time scale is large (small shear rate) compared with the time scale of rearrangement, the granular media is in the quasi-static regime ($I << 1$). When the parameter I is of order unity ($I \approx 1$), the granular media is in the liquid regime of dense granular flows. In this regime, the concentration ϕ decreases and the friction coefficient μ increases with the dimensionless number I. When the parameter I is much greater than unity ($I >> 1$), the granular media is in the gaseous regime.

[8] Following *Courrech du Pont et al*. [2003] and *Cassar et al*. [2005], three regimes can be observed for the vertical time scale of rearrangement: free fall, viscous, or turbulent, leading to the three corresponding regimes for the phenomenological rheology. The dry granular case pertains to the free-fall regime and has been extensively studied over the last two decades [e.g., *Forterre and Pouliquen*, 2008, and references therein]. In the viscous regime, *Boyer et al*. [2011] have proposed relationships for the two constitutive laws $\mu(I)$ and $\phi(I)$ based on annular shear cell experiments. These relationships are valid in the range $\phi \in [0.3;0.585]$ for spheres.

[9] In this paper, a two-phase model for turbulent flows inspired from the early work of *Ouriemi et al*. [2009] and *Aussillous et al*. [2012] in the laminar case is presented. In the turbulent case the concentration decreases continuously from the static bed up to the suspension [*Nnadi and Wilson*, 1992; *Sumer et al*., 1996]. The phenomenological laws $\mu(I)/\phi(I)$ are used to account for the intergranular stresses and the dilatancy effects inside the sediment bed layer. In the suspension a Rouse profile is assumed to represent the suspended sediment transport. As a first step a simple mixing-length model is used to model the fluid Reynolds stresses. The main objective of the present contribution is to propose an alternative approach to the kinetic theory of granular flows to describe the intergranular stresses based on the dense granular flow rheology for the modeling of sheet flow regime. The velocity and concentration profiles predicted by the present model are compared to existing experimental data from the literature. The evolution of the sediment transport rate, the moving sediment layer thickness, and the equivalent roughness are compared to empirical correlations and available experimental data for a wide range of Shields number. Modeling of transitions from the dense static bed to the dilute suspension and between collision-dominant and turbulent-fluctuations-dominant sheet flows are also investigated in the present work.

[10] The model formulation and numerical algorithm are presented in section 2. The results are presented in section 3, while section 4 is dedicated to the discussion.

2. Model Formulation

[11] A sketch of the flow is presented in Figure 1. The domain is decomposed into two layers: a fluid layer (FL) and a sediment bed layer (SBL).

[12] In the FL, the turbulent fluid flow is driven by gravity and exerts a shear stress on the SBL. In the SBL, the fluid-particle mixture is set in motion by this fluid shear stress and the gravity. We only consider situations where this fluid shear stress is high enough to set a thick layer of sediment particles in motion (i.e., $\theta >> \theta_c$ and $\delta_s >> d_p$). The two layers, FL and SBL, are solved separately in the model. In the FL only the fluid phase momentum equation is solved. In the SBL a two-phase model is used with momentum equations for both fluid and particulate phases.

2.1. Two-Phase Model in the SBL Layer

[13] The present model is based on *Jackson*'s [2000] two-phase equations (1)–(4)

$$\frac{D\rho_f \varepsilon \overrightarrow{u^f}}{Dt} = -\overrightarrow{\nabla} P^f \bar{\bar{I}} + \overrightarrow{\nabla}.\bar{\bar{\tau^f}} + \overrightarrow{\nabla}.\bar{\bar{R^f}} + \epsilon\rho_f \overrightarrow{g} + n\overrightarrow{f}, \quad (1)$$

$$\frac{D\rho_p \phi \overrightarrow{u^p}}{Dt} = -\overrightarrow{\nabla} P^p \bar{\bar{I}} + \overrightarrow{\nabla}.\bar{\bar{\tau^p}} + \phi\rho_p \overrightarrow{g} - n\overrightarrow{f}, \quad (2)$$

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \overrightarrow{\nabla}.\left(\epsilon \overrightarrow{u^f}\right) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{\partial \phi}{\partial t} + \overrightarrow{\nabla}.\left(\phi \overrightarrow{u^p}\right) = 0, \quad (4)$$

in which ϵ and ϕ represent fluid and particles volume fractions. The other variables are defined, for a generic phase k, as follows: ρ_k represents the true density, $\overrightarrow{u^k}$

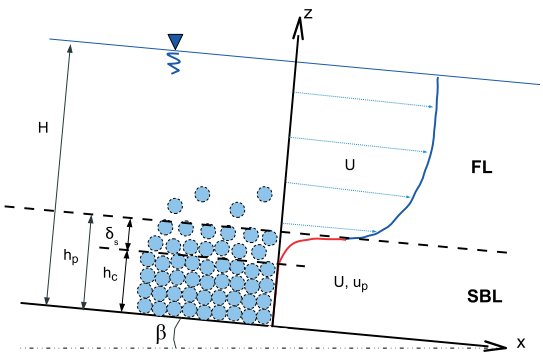

Figure 1. Sketch of unidirectional sheet flow.

corresponds to the volume averaged velocity, P^k is the pressure, $\bar{\bar{\tau}}^k$ represents the shear stress, where k stands either for the fluid phase f or the particulate phase p. $\bar{\bar{R}}^f$ corresponds to the fluid Reynolds stresses. The term $n\vec{f}$ represents the interactions between the fluid and the particulate phase and $\vec{g}$ classically corresponds to the gravitational acceleration.

[14] In this paper, we focus on a unidirectional and steady sheet flow, therefore, the two-phase equations (1)–(4) simplify with all dependencies in t, x, and y vanishing. Because we are interested in the steady state solution, we further assume that the vertical velocities of both phases vanish. Therefore, the mass conservation equation (3)–(4) are trivially satisfied. The variables that appear in the resulting equations are τ^f_{xz}, R^f_{xz}, ϵ, ϕ, P^{f}, P^{p}, nf_x, and nf_z, which only depend on the vertical upward direction z. The simplified system of equations reads

$$0 = \frac{d\tau^f_{xz}}{dz} + \frac{dR^f_{xz}}{dz} - nf_x + \epsilon\ \rho_f\ g\,sin\beta \tag{5}$$

$$0 = \frac{d\tau^p_{xz}}{dz} + nf_x + \phi\ \rho_p\ g\ sin\beta \tag{6}$$

$$0 = -\frac{dP^f}{dz} - nf_z - \epsilon\rho_f g\ cos\beta \tag{7}$$

$$0 = -\frac{dP^p}{dz} + nf_z - \phi\rho_p g\ cos\beta \tag{8}$$

$$\epsilon + \phi = 1 \tag{9}$$

[15] The system (5)–(9) is similar to the one proposed by *Ouriemi et al*. [2009] for the laminar case except for the presence of the term R^f_{xz} for the fluid Reynolds stresses.

2.1.1. Phases Interactions

[16] Following *Jackson* [2000], the terms nf_x and nf_z represent all the forces acting at the fluid-particle interface such as buoyancy, drag, lift, and Basset forces. In sediment transport problems, the dominant interaction forces are the buoyancy and the drag forces [*Hsu et al*., 2003, 2004; *Bombardelli and Jha*, 2009]. In the vertical direction the buoyancy force is the only interaction force at steady state

$$nf_z = -\phi\frac{dP^f}{dz}.$$

[17] In the horizontal direction, the fluid-particle interactions are the generalized buoyancy force, due to the fluid stresses acting on the fluid-particle interfaces, and the drag force induced by the velocity difference between the fluid and the particles

$$nf_x = \phi\frac{d\tau^f_{xz}}{dz} + C_D(U - u^p). \tag{10}$$

[18] In the second term of this relationship, C_{D} represents the drag coefficient. Following *Jenkins and Hanes* [1998] and *Hsu et al*. [2004], the Dallavalle formulae is used with *Richardson and Zaki*'s [1954] correction

$$C_D = \frac{\rho_f\phi}{d_p(1-\phi)^{3.1}}\left(0.3(U-u^p) + 18.3\frac{\eta_f}{\rho_f d_p}\right), \tag{11}$$

where $U = (1-\phi)u^{\mathrm{f}} + \phi u^{\mathrm{p}}$ represents the volume-averaged mixture velocity.

[19] Introducing the buoyancy force in the vertical momentum equations (7)–(8), a hydrostatic pressure distribution is obtained for both phases. This is consistent with *Berzi*'s [2011] analytical solution.

$$\frac{dP^f}{dz} = \rho_f g cos\beta \quad \text{and} \quad \frac{dP^p}{dz} = \phi\Big(\rho_p - \rho_f\Big)gcos\beta. \tag{12}$$

[20] Introducing the expression of nf_x (10) in the horizontal momentum equations (5)–(6) leads to the following system of equations:

$$0 = \frac{dR^f_{xz}}{dz} + \epsilon\frac{d\tau^f_{xz}}{dz} - C_D(U-u^p) + \epsilon\ \rho_f\ gsin\beta \tag{13}$$

$$0 = \frac{d\tau^p_{xz}}{dz} + \phi\frac{d\tau^f_{xz}}{dz} + C_D(U-u^p) + \phi\ \rho_p\ gsin\beta. \tag{14}$$

2.1.2. Closures of the Fluid Stresses

[21] Following the proposition of *Ouriemi et al*. [2009], a Newtonian form of the fluid phase viscous stresses is assumed

$$\tau^f_{xz} = \eta_e\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}z}, \tag{15}$$

where η_{e} is the effective viscosity. Because no theoretical model exists for dense suspension, *Ouriemi et al*. [2009] proposed to use the Einstein's viscosity $\eta_e/\eta_{\mathrm{f}} = (1+5\phi/2)$. This choice was not definitely settled in this paper. Recently, *Boyer et al*. [2011] have measured the rheology of an isodense granular suspension in a pressure-controlled annular shear cell experiment. The authors have proposed the following relationship:

$$\frac{\eta_e}{\eta_f} = 1 + \frac{5}{2}\phi\left(1 - \frac{\phi}{\phi^m}\right)^{-1}, \tag{16}$$

which allows to recover Einstein's viscosity at low concentration, and diverges at the maximum packing fraction ϕ^{m} with a behavior similar to the Krieger-Dougherty formulation [*Krieger and Dougherty*, 1959].

[22] The fluid Reynolds stresses R^f_{xz} are closed using an eddy viscosity concept based on a mixing length approach

$$R^f_{xz} = \eta_t\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}z} \quad \text{with} \quad \eta_t = \rho_f(1-\phi)\ l_m^2\ \left|\frac{dU}{dz}\right|. \tag{17}$$

[23] The mixing length l_{m} is parameterized following *Li and Sawamoto* [1995] by

$$l_m = \kappa\int_0^z \frac{\phi^m - \phi}{\phi^m}\mathrm{d}z, \tag{18}$$

where κ is the Von Karman constant. This mixing length formulation has been used with some success by *Dong and*

Zhang [1999] in a two-phase model for oscillatory sheet flow. In this formulation, the mixing length is weighted by the integral of the concentration profile. Considering the limit case of a static bed at maximum volume fraction, the turbulence is fully damped in the bed and the classical linear Prandtl mixing length $l_m = \kappa(h_p - z)$ is recovered in a clear fluid boundary layer.

[24] The choice of a mixing length model is justified by the uniformity and the steadiness of the flow. Moreover, such a modeling for the fluid Reynolds stresses is coherent with the phenomenological approach for the intergranular stresses.

2.1.3. Closure of the Intergranular Stresses

[25] The intergranular stresses are modeled using the dense granular flows rheology $\mu(I)$ [*Forterre and Pouliquen*, 2008; *Boyer et al.*, 2011] in which the dimensionless number I can be interpreted as the ratio of a vertical time of rearrangement t_{micro} over a horizontal time of deformation $t_{\text{macro}} = \|\bar{\bar{\dot{\gamma}}}^p\|^{-1} = \left|du^p/dz\right|^{-1}$

$$I = \frac{t_{micro}}{t_{macro}}.$$

[26] The microscopic time scale corresponds to the time needed by a particle submitted to a pressure P^p to fall over its own diameter. Following *Courrech du Pont et al.* [2003] and *Cassar et al.* [2005] three regimes can be observed: free fall, viscous, or turbulent. The corresponding time scales are given by

$$t^{ff}_{micro} = d_p\sqrt{\frac{\rho_p}{P^p}} \quad ; \quad t^{v}_{micro} = \frac{\eta_f}{P^p} \quad ; \quad t^{t}_{micro} = d_p\sqrt{\frac{\rho_f C_D}{P^p}}$$

[27] A phase diagram (Figure 2) can be drawn in the plane (St, r) where St is the Stokes number, defined as the ratio of the free fall time to the viscous one, and r is the ratio of the free-fall time to the turbulent one [*Cassar et al.*, 2005]. In the free-fall regime the fluid has no influence on the rheology and the granular media behaves like a dry granular flow. In the viscous regime, the vertical fall of a particle in the granular assembly is controlled by the viscous drag. In the turbulent regime, the vertical motion of the particle is controlled by the turbulent drag.

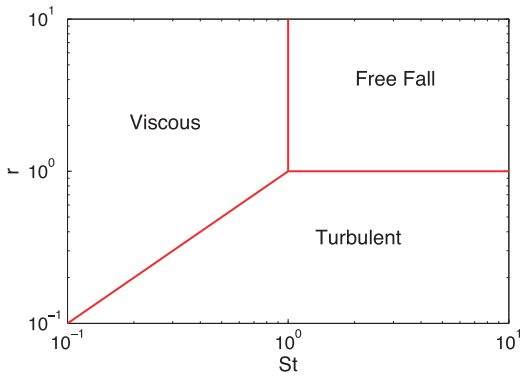

Figure 2. Phase diagram of the different flow regimes in the (St, r) plane for sheared immersed granular flows at imposed pressure [*Andreotti et al.*, 2011].

[28] A rough estimate of the characteristic time scales associated to the sheet flow regime gives the following values of the two above-mentioned dimensionless numbers $St \sim 10^{-2} - 10^2$ and $r \sim 10^{-2} - 10^1$ with typical particulate Reynolds number $Re_p = \rho_f w_s d_p/\eta_f \sim 10^{-1} - 10^2$, where w_s is the settling velocity of particles. The order of magnitudes used for these estimates are summarized in Table 1. These first estimates show that the granular flow is potentially at the transition between the three regimes. It is also possible that a transition occurs within the sheet flow layer itself.

[29] In the numerical model, the dimensionless number I is computed as the ratio of the largest microscopic time scales to the macroscopic one

$$I = \frac{\max\left(t^{ff}_{micro}, t^{v}_{micro}, t^{t}_{micro}\right)}{t_{macro}}.$$

[30] The dense granular flow regime is therefore obtained as a result of the model. This point will be discussed in detail in section 4.1.

[31] In the context of a frictional rheology, the particulate shear stress is written as

$$\tau^p_{xz} = \mu(I)P^p, \tag{19}$$

where the friction coefficient μ depends on the dimensionless number I as a result of the dimensional analysis. Following the idea originally introduced for dry granular flows [*GDR midi*, 2004; *Forterre and Pouliquen*, 2008], the same functional form has been used by *Boyer et al.* [2011] in the viscous regime

$$\mu(I) = \mu_s + \frac{\mu_2 - \mu_s}{I_0/I + 1}, \tag{20}$$

where μ_s corresponds to the static friction coefficient or the so-called tangent of the angle of repose, μ_2 represents a dynamical friction coefficient, and I_0 is an empirical parameter of the rheology.

[32] Following *Chauchat and Médale* [2010], a particulate viscosity is defined as

$$\eta_p = \frac{\tau^p_{xz}}{\|\bar{\bar{\dot{\gamma}}}^p\|} = \frac{\mu(I)P^p}{\|\bar{\bar{\dot{\gamma}}}^p\|}. \tag{21}$$

[33] It should be noted that the particulate viscosity diverges when the particulate shear rate $\|\bar{\bar{\dot{\gamma}}}^p\|$ vanishes. This is a typical characteristic of a viscoplastic behavior of which the archetype is the Bingham fluid model. The difference between the $\mu(I)$ rheology and the Bingham one lies in the dependency of the yield stress on the particulate pressure P^p. With this definition, if the particulate shear rate goes to zero, the particulate viscosity diverges and the granular media behaves like a solid material. In the numerical model, such divergence raises obvious numerical issues and a regularization technique [*Chauchat and Médale*, 2010] is used

$$\eta_p = \frac{\mu(I)P^p}{\|\bar{\bar{\dot{\gamma}}}^p\| + \lambda}, \tag{22}$$

where λ is the regularization parameter. In the regularized problem, the solid behavior is replaced by a "very viscous"

Table 1. Order of Magnitudes for the Estimates of the Stokes (St), r Parameter and Particulate Reynolds Number ($\boldsymbol{Re}_\mathbf{p}$) in the Sheet Flow Regime

Param.	ρ_p/ρ_f	$\rho_p - \rho_f$	ϕ	d_p	δ_s
Unit	(-)	$(kg \cdot m^{-3})$	(-)	(m)	(m)
O(•)	1	$10^2 - 10^3$	1	$10^{-4} - 10^{-3}$	$\sim 10\, d_p$

problem with a viscosity of order $O(\lambda^{-1})$. Consequently, a creeping flow is predicted by the model in the fixed sediment bed layer. It has been checked that for all the simulations presented herein, a value of the regularization parameter fixed to $\lambda = 10^{-6} s^{-1}$ guarantees a negligible creeping flow in the fixed bed layer ($z < h_c$).

2.1.4. Concentration Profile

[34] The prediction of the concentration profile is based on the dilatancy law $\phi(I)$ [*Forterre and Pouliquen*, 2008; *Boyer et al*., 2011]. *Boyer et al*. [2011] have measured precisely this relationship for volume fractions ranging from 0.4 to 0.585 in the viscous regime and have proposed the following relationship:

$$\phi(I) = \frac{\phi^m}{1 + I^{1/2}}. \tag{23}$$

[35] This formulation allows to describe the asymptotic behavior observed in the experiments $\phi^m - \phi \propto I^{1/2}$ close to ϕ^m and ensures the positivity of ϕ even for large values of I. It is also shown that this expression matches the experimental measurements from *Deboeuf et al*. [2009] down to $\phi = 0.3$ for the normal viscosity of dense suspension.

[36] From a physical point of view, two quantities control the dilatancy of the granular media: the particulate pressure and the shear rate. At constant particulate pressure, the concentration decreases when the shear rate increases. This mechanism can be responsible for the transition between the fixed sediment bed and the dilute suspension in sediment transport problems.

[37] In the present model, a similar relationship is used

$$\phi(I) = \frac{\phi^m}{1 + bI^{1/2}}, \tag{24}$$

where an additional parameter b, of order unity, has been introduced to allow calibration.

2.2. Boundary Layer Model in the FL

[38] In the FL the horizontal fluid momentum equation reduces to

$$0 = \frac{d\tau^f_{xz}}{dz} + \frac{dR^f_{xz}}{dz} + \rho_f \; g \; sin\beta, \tag{25}$$

where the presence of suspended particles is neglected both in the gravity and in the viscous stress terms. The closure for the fluid Reynolds stresses is identical to the SBL one (17)–(18). The mixing length at the bottom of the boundary layer is controlled by the concentration profile and the thickness in the moving SBL.

[39] In the turbulent boundary layer (FL), sediment particles can be suspended by the fluid turbulence. Following *Rouse* [1937], the suspended concentration profile is determined from a balance between the settling and the vertical turbulent dispersion fluxes of particles

$$w_s\phi + \frac{\eta_t}{\rho_f}\frac{d\phi}{dz} = 0, \tag{26}$$

where w_s represents the settling velocity of sediment particles. This balance equation can be integrated from a given vertical level at which the volume fraction is known up to the free surface H. Here the FL/SBL interface is chosen as the reference level.

$$\phi(z) = \phi_{h_p} \exp\left(-\rho_f w_s \int_{h_p}^{z} \eta_t^{-1} dz \right). \tag{27}$$

[40] The validity of the Rouse profile in the suspension above the sheet flow layer has been demonstrated by *Sumer et al*. [1996]. The authors have shown that the Rouse profile fit well their data provided that the reference level is taken high enough above the bed; it should lie in the upper half of the sheet flow layer, which corresponds to typical sediment concentration of order 0.25.

2.3. Resolution Strategy and Boundary Conditions

[41] For the numerical implementation, a pseudo time-integration and an implicit finite difference discretization technique are used to compute the steady state solution for both layers. The FL algebraic system is tridiagonal and is solved using a double sweep algorithm [*Thomas*, 1995] whereas the SBL two-phase algebraic system is solved using the Moore-Penrose solver of Matlab. The problem is decoupled between the two-layers FL and SBL as illustrated in Figure 3. The FL solution gives the bed shear stress applied on the SBL. In turn the SBL solution gives the boundary conditions for the FL: slip velocity U_b and sediment volume fraction at the interface ϕ_{h_p}. The mesh in the SBL is updated once after the FL solution to account for the sediment volume eroded from the SBL, and second at the end of the SBL solution, after the calculation of ϕ_{SBL} from equation (24). This latter step accounts for the bed decompaction. These two mesh adaptations lead to an error on the sediment volume conservation of less than 0.1 %. More details concerning the algorithm are given in Appendix B.

[42] No-slip boundary conditions are imposed for both velocities and the volume fraction is maximum at the bottom of the SBL (see Figure 3). The shear stress is imposed as boundary condition at the top of the FL (τ_{top} is zero for free-surface flows and is computed from the Colebrook and White formula for duct flows).

[43] At the end of the computations the model gives a prediction of the mixture velocity and the concentration profiles in the whole domain, from the fixed bed up to the

free surface, and the particulate phase velocity profile within the SBL. From this knowledge, the sediment transport rate $q_p = q_p^{\mathrm{FL}} + q_p^{\mathrm{SBL}}$ can be computed as

$$q_p^{FL} = \int_{h_p}^{H} \phi\ U\ dz \quad \text{and} \quad q_p^{SBL} = \int_{0}^{h_p} \phi\ u^p\ dz, \tag{28}$$

and the sheet flow layer thickness is computed as $\delta_s = h_p - h_c$. The lower limit of the mobile layer h_c is defined as the vertical position where the concentration has decreased 0.1% from the maximum packing fraction.

3. Results

[44] The proposed model is used to simulate sheet flow regimes involving two types of sediments over a large range of Shields numbers: $0.5 < \theta < 2.6$. Both sediment types are taken from sheet flow experiments presented in the literature [*Cowen et al.*, 2010; *Sumer et al.*, 1996] and cover a wide range of properties (Table 2).

[45] In section 3.1, we focus on the comparison of the vertical flow profiles with *Cowen et al.*'s [2010] and *Sumer et al.*'s [1996] experiments. Section 3.2 is dedicated to the study of the macroscopic parameters such as sediment transport rate, mobile layer thickness, and roughness.

3.1. Vertical Profiles

[46] At first, the model results are compared with two data sets from the literature [*Sumer et al.*, 1996; *Cowen et al.*, 2010] in terms of velocity and concentration profiles. The physical parameters for these simulations are summarized in Tables 2 and 3. The chosen values of the empirical parameters (κ, μ_2, I_0, and b) are given in Table 4.

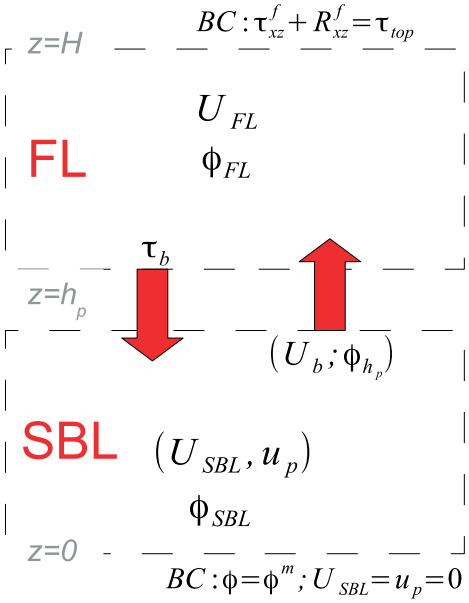

Figure 3. Sketch of the numerical resolution strategy.

[47] In the FL, the grid size is geometrically distributed with a reason of 1.048 and a minimum grid size taken as $\Delta z_{\min} = \min(0.1\eta_f/(\rho_f u_*); 0.1 d_p)$ resulting in N_{FL} grid points. In the SBL, the grid size is distributed following a cosine function refined at both boundaries. For all the simulations, the number of grid points N_{SBL} is fixed to 150, which leads to a minimum grid size smaller than d_p (see Table 4). The pseudo time step is fixed to 10^{-5} s. These numerical parameters ensure the spatial convergence of the numerical results.

[48] Figures 4a and 5a show the numerical velocity profiles compared with *Sumer et al.*'s [1996] and *Cowen et al.*'s [2010] measurements, respectively. In the four cases the simulated velocity profiles present a good agreement with experimental data for different experimental conditions and describe fairly well the transition from the static bed to the mobile sediment layer.

[49] In Figures 4b and 5b, concentration profiles for each experimental conditions are presented. The concentration profile in the SBL is calculated from the dilatancy law $\phi(I)$ (24) whereas it is obtained from the Rouse profile (27) in the FL. The value of the concentration at the top of the SBL is used as the boundary condition for the suspension solution in the FL. This value is in the range $\phi \in [0.2;0.3]$, which corresponds to the limit value below which the $\phi(I)$ law is valid [*Boyer et al.*, 2011] and above which the Rouse profile fits the experimental measurements [*Sumer et al.*, 1996].

[50] In *Sumer et al.*'s [1996] cases, the concentration profile in the dense part of the sheet layer was not measured. The present model results are compared with *Hsu et al.*'s [2004] results obtained with a two-phase model based on the kinetic theory for the intergranular stresses. It is interesting to note the similarity of the concentration profiles obtained with the dense granular flow rheology and the collisional theory [*Hsu et al.*, 2004]. In both cases the concentration profile exhibits a concentration "shoulder" of a few particles size thickness, characteristic of the existence of a sheet. Both phenomenological rheology and kinetic theory seem to be able to reproduce the existence of this sheet layer. Using γ-ray technique, *Pugh and Wilson* [1999] have measured concentration profiles in a cylindrical geometry that are consistent with the predicted profiles. However, more refined measurements are needed to improve our understanding of vertical dispersive mechanisms in the sheet flow layer.

[51] Concerning *Cowen et al.*'s [2010] experiment, the transition from the static bed to the sheet flow layer is smoother, but the concentration shoulder still exists. However, no experimental data or model results are available in the literature to further assess the predicted concentration profile. In the FL, the Rouse profile seems to match quite well with the concentration profile in the SBL.

Table 2. Sediment Properties for *Sumer et al.*'s [1996] (Type A) and *Cowen et al.*'s [2010] (Type B) Experiments

Sediment Type	Composition	Shape	d_p (mm)	ρ_p (kg/m^{-3})	$\phi_{\max}$	μ_s	w_s (m/s)
A	PMMA	Cylinders	2.6	1140	0.62	0.51	0.072
B	Glass	Beads	0.25	2600	0.6	0.3	0.0326

Table 3. Physical Parameters for the Simulations Corresponding to *Sumer et al.*'s [1996] and *Cowen et al.*'s [2010] Experiments

Parameters	Unit	*Cowen et al.* [2010]	*Sumer et al.* [1996] Run 82	*Sumer et al.* [1996] Run 91	*Sumer et al.* [1996] Run 99
Flow type		Free surface	Duct flow	Duct flow	Duct flow
Sediment type		B	A	A	A
θ		1.25	1.37	1.64	2.30
u_*	(m/s)	0.074	0.1	0.11	0.125
$sin\ \beta$		0.0035	0.00715	0.0086	0.0119
H	(cm)	12.5	17.4	17.5	17.6
h_p	(cm)	1.2	8.4	8.5	8.8
ρ_f	$(kg \cdot m^{-3})$	10^3	10^3	10^3	10^3
η_f	$(kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1})$	10^{-3}	10^{-3}	10^{-3}	10^{-3}

Table 4. Phenomenological and Numerical Parameters for the Simulations Corresponding to *Sumer et al.*'s [1996] and *Cowen et al.*'s [2010] Experiments. The Number in Brackets Refers to the Equation Containing the Parameter

	Sediment Type	κ (18)	μ_2 (20)	I_0 (20)	b (24)	N_{FL}/N_{SBL}
Sumer et al. [1996]	A	0.35	0.7	0.3	0.75	143/150
Cowen et al. [2010]	B	0.41	0.64	0.3	0.75	197/150

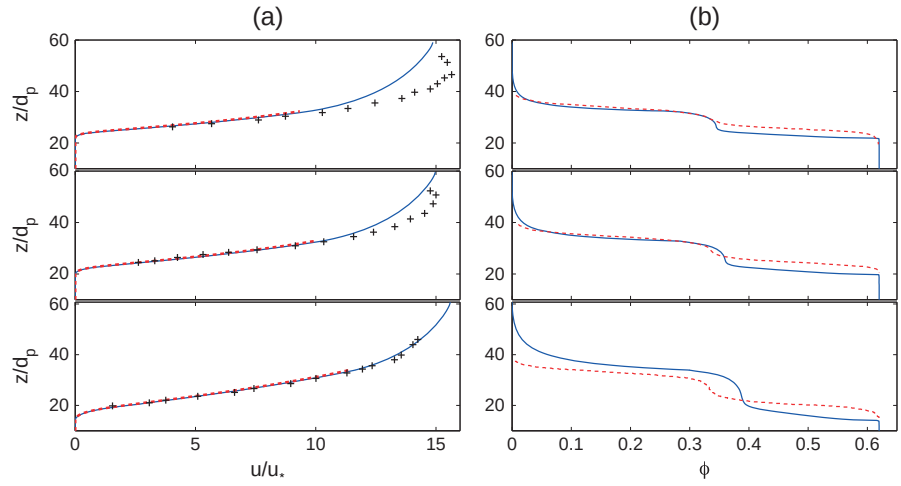

Figure 4. (a) Comparison of the fluid (blue line) and the particulate (red dashed line) velocity profiles between the present model and the measurements of *Sumer et al.* [1996] (plus), and (b) comparison of the concentration profiles predicted by the present model (blue line) with *Hsu et al.*'s [2004] results (red dashed line). From top to bottom, the left and right panels correspond to Run 82 ($\theta = 1.37$), Run 91 ($\theta = 1.65$), and Run 99 ($\theta = 2.3$) of *Sumer et al.*'s [1996] experiments.

As pointed out by *Sumer et al.* [1996], a Rouse profile matches the experimental measurements independently from the reference level chosen provided that the reference concentration is greater than approximately $\phi \approx 0.25$. This condition is quite well verified in the four cases presented here $\phi_{h_p} \in [0.25; 0.3]$. In the following, we will denote the concentration shoulder as the sheet layer.

[52] These first comparisons show that the proposed model is able to simulate quantitatively the velocity profiles and the concentration profiles for a wide range of Shields number ($\theta \in [1.25;2.3]$). It should be noted that the empirical constants of the phenomenological laws $\mu(I)/\phi(I)$, b, and I_0, are kept constant for both sediment types, A and B. In the four simulated cases, the concentration in the sheet layer is between $\phi = 0.3$ and $\phi = 0.4$, which is still in the validity domain of the phenomenological rheology [*Boyer et al.*, 2011]. The sensitivity of the model results to the empirical parameters κ, μ_2, I_0, and b will be discussed in section 4.2.

3.2. Macroscopic Parameters

[53] In this subsection, the macroscopic parameters predicted by the model are compared to experimental data and empirical

correlations from the literature in terms of sediment transport rate ψ, mobile layer thickness δ_s, and roughness k_s. Simulations have been performed, with the two sediment types A and B, for the following range of Shields number $\theta \in [0.5;2.6]$ by varying the bed slope at constant water depth.

[54] Figure 6 shows the comparison between the predicted dimensionless sediment transport rate ψ, the model results from *Hsu et al*. [2004], and the experimental data collected by *Yalin* [1977]. The total load ψ and the bed load contribution ψ^{SBL} are presented to exhibit the qualitative contribution of suspended load for each sediment type. The agreement between the model results and the experiments is rather good. For the light particles, type B, the contribution of the suspended load is much greater than the bed load one. On the contrary, for the massive particles, type A, the suspended load contribution is negligible compared to the bed load one. This observation is consistent with *Sumer et al*.'s [1996] phase diagram in the plane (θ, w_s/u_*). For sediment type A the ratio of the fall velocity over the friction velocity is in the range $w_s/u_* \in [0.74;1.7]$ whereas it is in the range $w_s/u_* \in [0.32;0.74]$ for sediment type B. Following *Sumer et al*.'s [1996] phase diagram, sediment type A simulations are mostly in the no suspension mode of sheet flow regime ($w_s/u_* > 1$), whereas sediment type B simulations are all in the suspension mode ($w_s/u_* < 0.8$). The present simulation results are consistent with these observations. It should be mentioned that our results are very close to *Hsu et al*.'s [2004] obtained with a two-phase approach based on kinetic theory of granular flows.

[55] Figure 7 shows the comparison between the dimensionless thickness computed with the present model δ_s/d_p, the model results from *Hsu et al*. [2004], and the experimental data reported by *Sumer et al*. [1996]. The comparison shows a fairly good agreement with experimental observations for both models especially for Shields numbers lower than 1.5. For higher Shields numbers, the evolution of the thickness predicted by our model presents a nonlinear behavior for sediment type A that is not observed in the measurements of *Sumer et al*. [1996] or *Hsu et al*. [2004] model results. It should also be pointed out that a significant scatter is observed on the *Sumer et al*. [1996] measurements

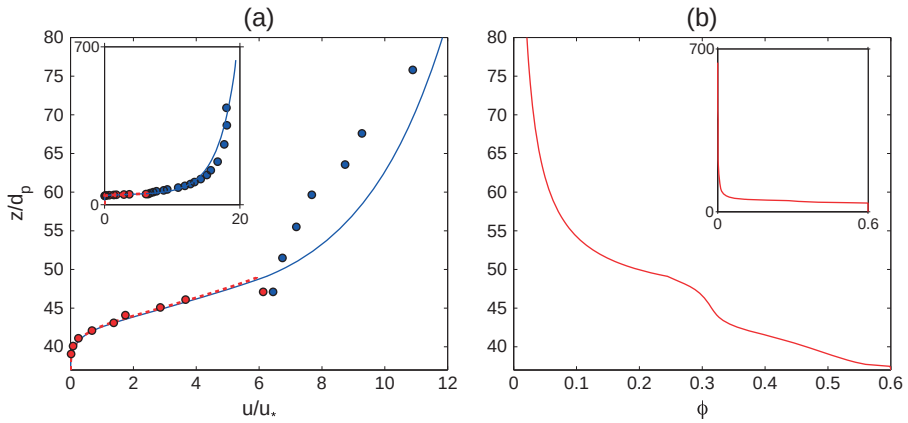

Figure 5. (a) Comparison of the fluid (blue line) and the particulate (red dashed line) velocity profiles between the present model and the measurements of *Cowen et al*. [2010], (red solid circle) and (blue solid circle). (b) The corresponding concentration profile.

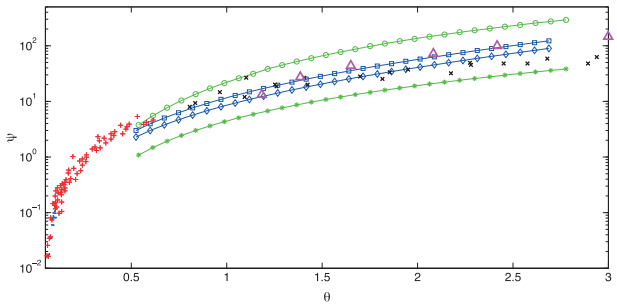

Figure 6. Dimensionless sediment transport rate $\psi = q_p/d_p\sqrt{(\rho_p - \rho_f)gd_p/\rho_f}$ and SBL contribution $\psi^{SBL} = q_p^{SBL}/d_p\sqrt{\rho_p g d_p/\rho_f}$ versus Shields parameter θ. Experimental data from *Meyer-Peter and Muller* [1948] (red, plus), *Wilson* [1966] (cross), *Gilbert* [1914] (blue, solid circle) synthesized in *Yalin* [1977]; model results from *Hsu et al*. [2004] (magenta, open triangle) ; total load and bed-load results from the present model for sediment type A (blue, open square; blue, open diamond), and type B (green, open circle; green, star), respectively.

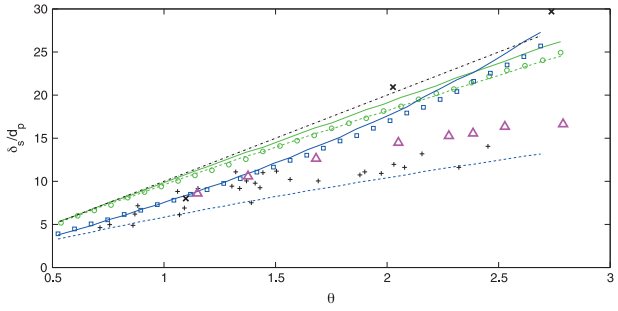

Figure 7. Comparison of the dimensionless sheet flow layer thickness $\boldsymbol{\delta_s/d_p = (h_p - h_c)/d_p}$ between the present model results for sediment types A: numerical solution (blue, open square), equation (32) (blue line), equation (33) (blue dashed line), and B: numerical solution (green, open circle), equation (32) (green line), equation (33) (green dashed line), model results from *Hsu et al*. [2004] (magenta, open triangle), *Wilson*'s [1987] model predictions (dash dotted line) and *Sumer et al*.'s [1996] data from visual observations (plus) and from concentration profiles (cross).

between visual observations and those deduced from concentration profiles (a factor of two for Shields number between 2 and 3).

[56] To better understand the influence of the particle properties (shape, density, and size), a simple model for the evolution of the thickness versus the Shields number is derived from the mixture momentum balance. This momentum balance is obtained as the sum of the momentum equations for the fluid and the particulate phases (13) and (14), respectively

$$0 = \frac{dR^f_{xz}}{dz} + \frac{d\tau^f_{xz}}{dz} + \frac{d\tau^p_{xz}}{dz} + \rho_m \; g \; \sin \; \beta, \tag{29}$$

where $\rho_m = \epsilon \; \rho_f + \phi\rho_p$ is the mixture density. This equation can then be integrated between a given vertical position z in the SBL and the FL/SBL interface h_p, as follows:

$$R^f_{xz}(z) + \tau^f_{xz}(z) + \tau^p_{xz}(z) = \tau_b + g \; \sin\beta \int_z^{h_p} \rho_m(z)dz, \tag{30}$$

where it is assumed that the intergranular stresses vanishes at the FL/SBL interface $\tau^p_{xz}(h_p) = 0$ and $\tau_b = R^f_{xz}(h_p) + \tau^f_{xz}(h_p)$ represents the total fluid bed shear stress.

[57] We then introduce the mean sheet flow layer concentration $\bar{\phi}$, defined as: $\bar{\phi} \;\; \delta_s = \int_{h_c}^{h_p} \phi(z)dz$. Using this notation, the integral in the right-hand side of equation (30) can be rewritten as

$$\int_{h_c}^{h_p} \rho_m(z)dz = \delta_s\left[\rho_f + \left(\rho_p - \rho_f\right)\bar{\phi}\right]. \tag{31}$$

[58] Furthermore, at the location of the boundary between the stationary and moving sediment ($z = h_c$), we can assume that the mixture stresses are dominated by the intergranular ones, i.e., the fluid stresses are negligible. This assumption will be justified in section 4.3. The velocity profiles presented in Figures 4 and 5 show that the shear rate goes to zero there. Consequently, the parameter I also vanishes and $\tau^p_{xz}(h_c) = \mu_s p^p(h_c)$, which is a classical Coulomb yield criterion [*Hanes and Inman*, 1985]. With these assumptions and the hydrostatic particulate pressure distribution (12), equation (30) can be rewritten between h_c and h_p in dimensionless form

$$\frac{\delta_s}{d_p} = \frac{\theta}{\mu_s \;\; \bar{\phi} \;\; \cos\beta - \left[\rho_f/\left(\rho_p - \rho_f\right) + \bar{\phi}\right]\sin\beta}. \tag{32}$$

[59] For sufficiently small inclination angles, i.e., $sin\beta \ll cos\beta \approx 1$, one obtains the following simple relationship for the thickness of the sheet flow layer:

$$\frac{\delta_s}{d_p} = \frac{\theta}{\mu_s\bar{\phi}}. \tag{33}$$

[60] These two last expressions are identical to equation (3.16) presented by *Ouriemi et al*. [2009] in the laminar case in which the longitudinal pressure gradient replaces the gravity term. The simplified model, equation (33), is similar to the one obtained by *Wilson* [1987], inspired from *Bagnold* [1956], with the difference that the friction coefficient here is the static one and not the dynamic one. In Figure 7, the predictions obtained with equations (32) and (33) together with the one from *Wilson*'s [1987] model are presented. For sediment types A and B, the predictions obtained using equation (32) are in good agreement with the full numerical solution. The slight overestimation of the dimensionless thickness, less than 5%, is induced by the regularization technique in a nontrivial way. Prediction obtained with (33) is a good approximation of (32) as far as the gravity term is negligible compared with the fluid bed shear stress and friction ones. This is the case for the "light particles" (type B) for which the proposed model and *Wilson*'s [1987] model are in good agreement. On the contrary, for the "massive particles" (type A) the gravity term is not negligible and a variation of as much as 100% is observed between the simplified model (33) and the complete one (32). One should keep in mind that gravity effects can become significant for "massive particles" that are not accounted for in simplified relationships such as (33) or *Wilson*'s [1987] model. For example, the simulations performed in this paper suggest that this is the case in *Sumer et al*.'s [1996] experiments.

[61] The difference between sediment type A and B shows an influence of the particle's frictional properties: sediment type A, which are not spherical, exhibits a higher static friction coefficient ($\mu_s = 0.51$) than the glass beads (sediment type B ; $\mu_s = 0.3$). This influence is captured by the simplified model (33); however, it is screened by the influence of gravity. Further works are needed to better understand the role of the particle properties in sheet flow regime (shape, size, and density).

[62] In Figure 8, the evolution of the dimensionless roughness versus the Shields number is presented. In the present model, the roughness is obtained from the value of the mixing length at the FL/SBL interface $k_s = l_m(h_p)$. This definition is consistent with our mixing length approach where its value at the interface represents the more energetic eddies length scale within the sheet flow layer. It is interesting to note that the roughness nondimensionalized by the thickness of the sheet layer is rather constant with the Shields number independently of the sediment types. This characteristic has been observed by *Grant and Madsen* [1982], *Nnadi and Wilson* [1992], and *Hsu et al*. [2004], among others, and is well reproduced by the present model.

[63] It appears from these three comparisons that the dense granular rheology allows to correctly predict the main features of the sheet flow regime.

4. Discussion

[64] In this section, the model results are analyzed and discussed. First, the dense granular rheology regime(s) encountered in the sheet flow regime are deduced from the model results. Second, the sensitivity of the model solution to the phenomenological parameters is presented. Third, the stresses repartition in the sheet flow layer are discussed and the vertical distribution of the sediment transport flux are analyzed. Finally, a discussion on the main limitations of both the kinetic theory of dense granular flows and the dense granular rheology for application to sheet flow regime is presented.

4.1. Dense Granular Rheology Regimes

[65] As mentioned in the model formulation (section 2), the sheet flow regime of sediment transport is at the transition between viscous, free fall, and turbulent regimes of the granular rheology. The phase diagram presented in Figure 2 allows to represents graphically these regimes. As explained previously, the competition between the three time scales associated with the vertical motion of a particle in the granular assembly leads to the three above-mentioned regimes:

- **Viscous regime**: $t^v_{micro} >> t^{ff}_{micro}$; t^t_{micro}.

i.e., $St << 1$ and $r >> St$

- **Free fall regime**: $t^{ff}_{micro} >> t^v_{micro}$; t^t_{micro}.

i.e., $St >> 1$ and $r >> 1$

- **Turbulent regime**: $t^t_{micro} >> t^v_{micro}$; t^{ff}_{micro}.

i.e., $St >> r$ and $r << 1$

[66] In Figure 9, the values of the Stokes number and the r number, for each grid point in the SBL and for all the simulations performed (i.e., for all Shields numbers), are plotted. As expected, most of the points are close to the transition. For all but a few points, the Stokes number is greater than unity, hence the particles' vertical motion is hardly affected by the fluid viscosity in the sheet flow regime. For the lighter particles most of the points are in the turbulent regime $r < 1 < St$ except at the FL/SBL interface. The particles' inertia does not control the vertical time scale of rearrangement for sediment type B and fluid turbulence is expected to be the control mechanism in the sheet flow layer. However, for sediment type A all the points are in the free fall regime; the grain inertia dominate the time scale of rearrangement, like in the dry granular case.

[67] *Ouriemi et al*. [2009], *Aussillous et al*. [2012], and *Boyer et al*. [2011] have shown that the $\mu(I)$ rheology is able to describe fairly well the granular flow in the viscous regime for different configurations. The agreement between the present model results and the experimental data from *Cowen et al*. [2010] (sediment type B) gives some clues that the granular rheology could be relevant in the turbulent regime as well. The authors are not aware of any publications concerning such application of the dense granular rheology in this regime.

[68] It is interesting to note that the predicted regimes of the dense granular rheology are consistent with the picture existing in the literature concerning the dominant mechanisms acting in the sheet flow regime: collisional interactions for massive particles, corresponding to the free fall regime,

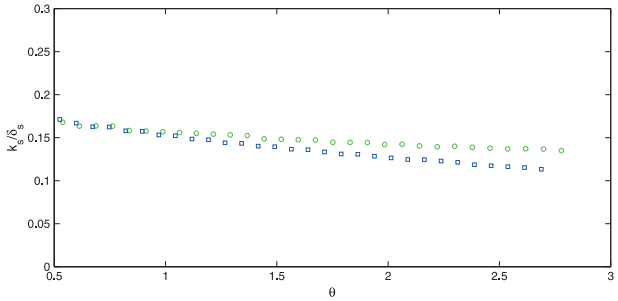

Figure 8. Dimensionless roughness k_s/δ_s versus Shields parameter θ for sediment types A (blue, open square) and B (green, open circle).

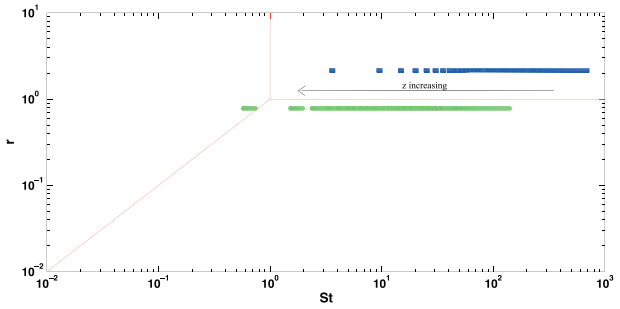

Figure 9. Phase diagram from *Andreotti et al.* [2011]. The limits in red (red line) represent $St = 1$, $r = 1$ and $St = r$. Local regimes for sediment A (blue, open square) and B (green, open circle). The arrow shows the equivalent variation of vertical position.

and fluid velocity fluctuations for light particles, corresponding to the turbulent regime. The phenomenological rheology seems to be able to capture intrinsically the transition between those two mechanisms.

4.2. Sensitivity Analysis

[69] The proposed model introduces several phenomenological parameters (κ, μ_2, I_0, and b, see Table 4). In the following, the chosen parameter values are discussed in light of previous works, and a sensitivity analysis for the two parameters I_0 and b is presented.

[70] The value of the Von Karman "constant" has been fixed to 0.35 for sediment type A, and 0.41 for sediment type B by comparison with experimental data. It has been suggested by *Vanoni* [1975] and *Amoudry et al.* [2008], among others, that the presence of sediment particles can lead to a reduction of the Von Karman constant. For example, *Longo* [2005] found values in the range 0.33 to 0.38 for sand sheet flows. To quantify the sensitivity to the Von Karman constant, we have performed simulations for *Sumer et al.*'s [1996] experiments with $\kappa = 0.41$, in place of 0.35, and have found relative variations of the sediment transport rate of 8%, 2.5%, and 2.3% for runs 82, 91, and 99, respectively. The relative variation for the sheet flow layer thickness is negligible (less than 1.5%). Therefore, the macroscopic parameters predicted by the model are not so sensitive to variations of the Von Karman constant.

[71] As stated in *Pouliquen* [1999] and [*Forterre and Pouliquen*, 2008], the parameter μ_2 is intrinsic to the particle type (material and shape) and corresponds to the tangent of the maximum angle below which a steady uniform flow is possible in gravity-driven flows down an inclined plane. From comparisons with experiments, we have calibrated $\mu_2 = 0.7$ for sediment type A and $\mu_2 = 0.64$ for sediment type B. These values are coherent with the ones presented in the literature [*Forterre and Pouliquen*, 2008; *Boyer et al.*, 2011].

[72] It follows that I_0 and b are the only two purely phenomenological parameters of the proposed model. The chosen value for I_0 is identical to the one used for dry granular flows in the inertial regime, e.g., *Forterre and Pouliquen* [2008]. In Figure 10 the sensitivity of the model results to the parameters I_0 and b is presented for the *Sumer et al.*'s [1996] experiments. Values of I_0 between 0.1 and 1 and b between 0.5 and 1 have been tested, and the relative variation of the dimensionless sediment transport rate $\Delta\psi/\psi^{\mathrm{ref}}$ and of the thickness $\Delta\delta_s/\delta_s^{\mathrm{ref}}$ are presented, where ψ^{ref} and δ_s^{ref} correspond to the reference results obtained with the original values of the parameters ($I_0 = 0.3$ and $b = 0.75$). It is observed that I_0 has no significant influence on the thickness ($\leq 5\,\%$), and the sediment transport rate shows maximum relative variation of 25 %. The parameter b has less influence on the sediment transport rate, with typical relative variations of about $\pm 15\,\%$ and more influence on δ_s than I_0 ($\approx \pm 15\,\%$). It is also observed that δ_s is an increasing function of I_0 and b whereas ψ is an increasing function of I_0 and a decreasing function of b. From this sensitivity analysis we can deduce that I_0, the phenomenological parameter of the $\mu(I)$ law, has mainly an influence on the velocity profile and not much on the concentration one. On the contrary, b, which only appears in the dilatancy law $\phi(I)$, has mainly an influence on the thickness. As a conclusion, the relatively small sensitivity of the model results to the phenomenological parameters, I_0 and b, demonstrates the robustness of the model.

4.3. Stresses and Sediment Flux Repartition

[73] Figure 11 shows the mixture stresses repartition in the SBL as given by (30). In the lower part of the sheet flow layer, where the concentration is close to the maximum packing fraction, the intergranular stresses dominate. Upper in the sheet flow layer, the intergranular stresses decrease and the fluid ones increase. At a given point, the fluid stresses and the intergranular ones match. This point is located around the two thirds of the sheet layer thickness. This was also observed by *Hsu et al.* [2004] in their two-phase model based on the kinetic theory of granular flows. In the concentration shoulder, both intergranular stresses and fluid Reynolds stresses are of the same order of magnitude. Above the concentration shoulder, the fluid Reynolds stresses dominate the mixture ones, consistently with the transition toward the suspension. In the whole domain, the relative contribution of the viscous stresses compared with the total fluid stresses are negligible except in a very thin layer near the bottom of the sheet flow layer. However, in this region the fluid stresses are negligible compared with the intergranular ones. Therefore, the contribution of the viscous stresses are not significant to this problem. This confirms the conclusion deduced from the analysis of the dense granular flow rheology regimes presented in section 4.1.

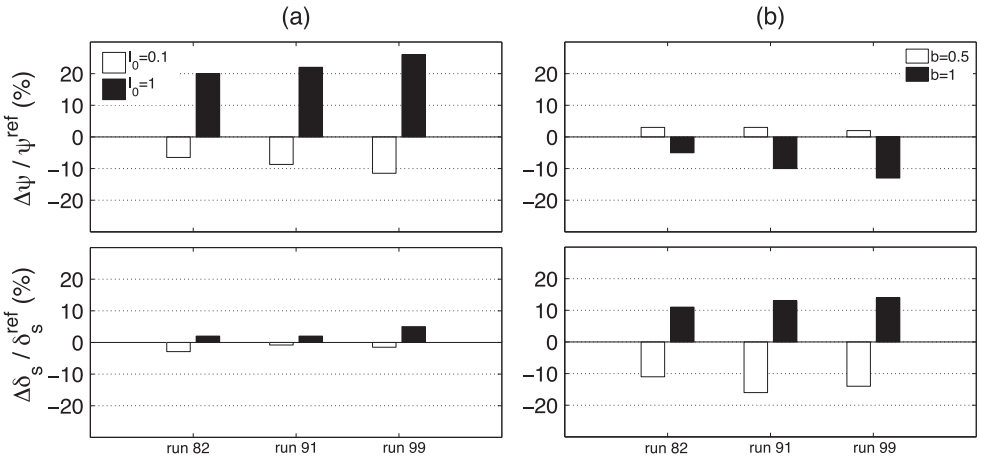

Figure 10. Sensitivity of the model results to the phenomenological parameters (a) I_0 and (b) b for the dimensionless sediment transport rate $\Delta\psi/\psi^{\mathrm{ref}}$ and the thickness of the sheet flow layer $\Delta\delta_s/\delta_s^{\mathrm{ref}}$. The values are relative to the reference simulation result (ψ^{ref}, δ_s^{ref}) obtained with $I_0 = 0.3$ and $b = 0.75$. The following values of the phenomenological parameters have been tested: $I_0 \in \{0.1;1\}$ and $b \in \{0.5;1\}$ for the three computed *Sumer et al.*'s [1996] runs.

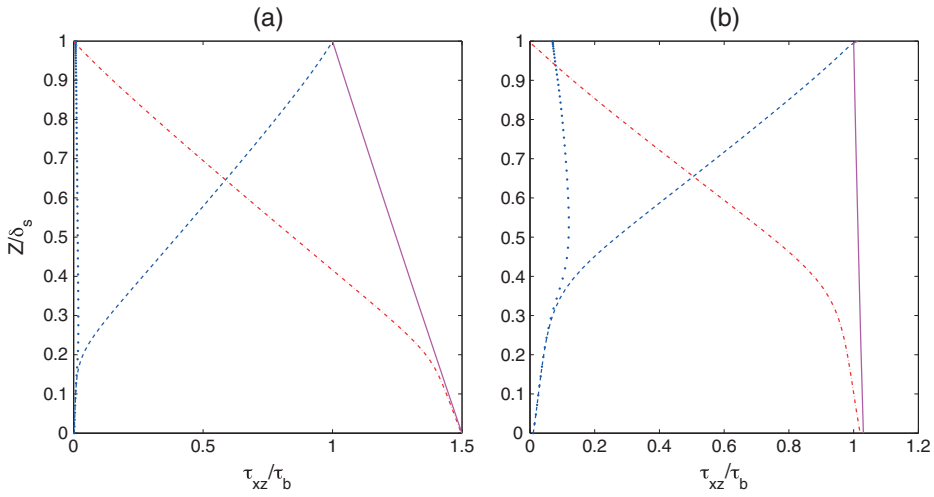

Figure 11. Results of the various contributions to the total mixture stresses inside the SBL, nondimensionalized by the shear stress at the interface SBL/FL (τ_b), for run 91 of (a) *Sumer et al.*'s [1996] and (b) *Cowen et al.*'s [2010] experiments. The vertical axis starts at the lower limit of the sheet and is nondimensionalized by the thickness. (magenta line) represents the mixture stresses, (red dash dotted line) represents the particulate stresses, (blue dashed line) represents the total fluid stresses, and (blue dotted line) represents the viscous contribution to fluid stresses.

[74] From a conceptual point of view, the SBL can be split into three layers: the upper layer, dominated by the fluid turbulence; the middle layer, corresponding to the concentration shoulder where the Reynolds stresses and the intergranular ones have the same order of magnitudes; and the lower layer, dominated by the particle-particle interactions. In *Berzi*'s [2011] model, a macroviscous layer is considered at the bottom where the fluid-particle mixture behaves as a viscous suspension. The collisional layer is split into two parts: a dense algebraic layer, in which an equilibrium between production of fluctuating energy and dissipation due to collisions is assumed, and a diffuse collisional layer, in which the balance of particle fluctuation energy is solved using the trapezium rule. The lower layer of the proposed model and the macroviscous one from *Berzi*'s [2011] model are physically consistent. However, in the collisional layer, *Berzi* [2011] neglects the fluid Reynolds stresses, whereas in the upper layer of the proposed model, the intergranular stresses are negligible. Therefore, improvements of both approaches requires a better understanding of the complex interactions between fluid turbulence and collisions (four-way coupling).

[75] It should also be pointed out that the concentration in this layer is obtained solely from the dilatancy law $\phi(I)$ and turbulent dispersion effects are neglected. Due to dominant fluid Reynolds stresses in the upper part of the SBL, this assumption is probably too strong. If this effect was accounted for, the concentration would be lower in this region and the concentration profiles would be closer to the ones predicted by *Hsu et al.*'s [2004] model (see Figure 4).

[76] The vertical distribution of the horizontal sediment flux $\pi = \phi u^p$ is presented in Figure 12 to determine the most efficient region for the sediment transport. The maximum of the flux is located at the SBL/FL interface ($\phi \approx 0.25 - 0.3$). The curves of the cumulative flux ($\Pi = \int_0^z \pi(\xi) d\xi$) show that different behaviors are observed for the two sediment types. With sediment type A [*Sumer et al.*, 1996], the sheet layer contributes to 65% of the total solid load, while for sediment type B [*Cowen et al.*, 2010], the sheet layer contributes only to 15% of the total solid load. As discussed in section 3.2, this is consistent with the phase diagram presented in *Sumer et al.* [1996]. The ratio of the fall velocity over the friction velocity controls the importance of the suspended load. Sediment type A has a ratio between 0.74 and 1.7, whereas sediment type B has a ratio between 0.32 and 0.74. Following *Sumer et al.* [1996], the transition between the no-suspension mode and the suspension mode of sheet flow is observed for a ratio lower than 0.8. Therefore, for "massive particles" ($w_s/u_* \geq 0.8$) ,the description of the SBL is critical to the prediction of the sediment transport flux. The dense granular rheology is shown to correctly predict the granular behavior in the sheet flow regime. For "light particles" ($w_s/u_* \leq 0.8$), the existence of a mobile sheet layer is associated to a high suspended load. It is essential to correctly describe the transition from the static bed to the suspension to get quantitative predictions of the sediment transport characteristics. The present model seems to be also relevant for this purpose; however, more precise validations against experimental data are needed.

4.4. Dense Granular Rheology Versus Kinetic Theory

[77] In this subsection, we discuss the limitations and advantages of both the kinetic theory and the dense granular rheology.

[78] Originally, the kinetic theory was developed to describe the gaseous regime of granular flows. It is based on the assumption of uncorrelated, instantaneous, and binary collisions [*Jenkins and Richman*, 1985] that are not verified when the particle response time is shorter than the fluid one (small Stokes number), and in dense shearing flows, when repeated collisions and/or enduring contacts between the particles occur [*Jenkins*, 2006, 2007].

[79] Concerning the influence of the ambient fluid, two mechanisms can modify the collisional interactions. First, when the particle inertia is so small that collisions are damped by the fluid viscosity [*Berzi*, 2011]. Second, when the particle response time is small compared with the fluid turbulent one the particles follow closely the fluid velocity fluctuations and the collisions cannot be considered as uncorrelated. *Hsu et al.* [2004] proposed a mixing length that depends on the Stokes number to account for this phenomenon.

[80] Mainly three approaches have been proposed to modify the original kinetic theory to account for enduring contacts [*Forterre and Pouliquen*, 2008, and references therein]. First, a frictional stress term can be added to the collisional one [e.g., *Johnson and Jackson*, 1987]. Second, the transport coefficients of the kinetic theory can be modified in the region of enduring contacts [e.g., *Kumaran*, 2006]. A last idea postulates the existence of a length scale larger than the particle diameter related to the formation of clusters [*Jenkins*, 2006]. To describe the transition between the gaseous and the liquid regimes, Hsu and coworkers [e.g., *Hsu et al.*, 2004] have introduced a modification of the radial distribution function and an additional closure for the particle pressure to account for enduring

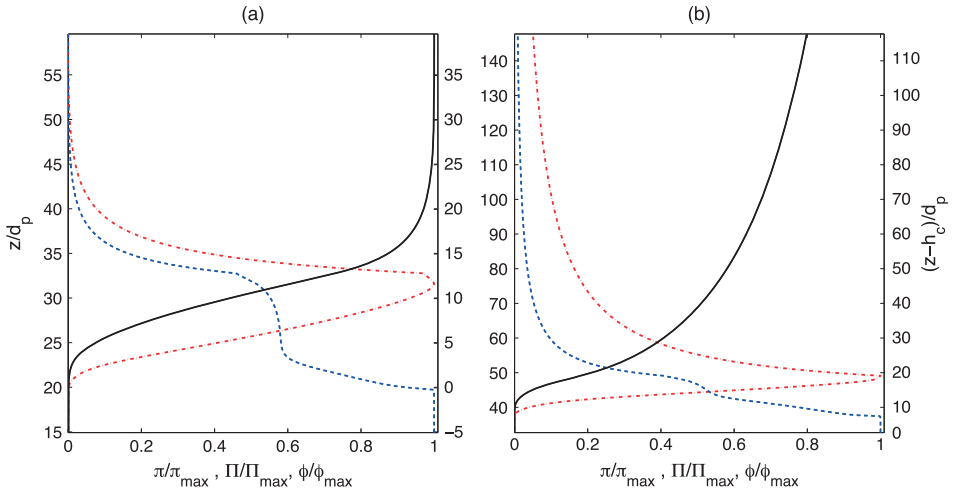

Figure 12. Concentration (blue dashed line), sediment flux (red dash dotted line) and cumulated sediment flux (black line) for (a) *Sumer et al.*'s [1996] experiment, run 91 ($\theta = 1.64$), and (b) *Cowen et al.*'s [2010] experiment ($\theta = 1.25$) with, respectively, $w_s/u_* = 0.94$ and $w_s/u_* = 0.44$.

contacts. *Berzi* [2011], in his analytical solution of sheet flow, has used the same approach to describe the liquid regime (macroviscous layer) and has accounted for multiple and repeated collisions using the correlation length proposed by Jenkins [e.g., *Jenkins*, 2006]. However, as stated by the authors, this extension is not meant to apply when enduring contacts dominate. It should also be noted that, in these models, the constitutive equations of the kinetic theory have been modified in a phenomenological way.

[81] Concerning the dense granular rheology, the following limitations apply to the modeling of sheet flow. First, no fundamental theory exists to link the form of the friction and dilatancy laws to the microscopic properties of the particles (e.g., restitution coefficient, shape, particle friction coefficient). Second, the hysteretic character of the flow threshold are not accounted for. Third, the phenomenological approach cannot capture the gaseous regime of granular flows. This regime falls in the framework of the kinetic theory. Besides that, the results presented in this paper show that the dense granular rheology coupled with the mixing length approach for the fluid Reynolds stresses allows to describe the sheet flow regime. Furthermore, as shown in the discussion on rheology regimes (section 4.1), the dense granular rheology potentially captures the transition between collisional dominant and fluid velocity fluctuations dominant sheet flow regime.

[82] From this short discussion, it appears clearly that both the kinetic theory and the phenomenological approach have some limitations concerning the modeling of sheet flow. The original kinetic theory is not appropriate in the dense part of the sheet flow, whereas the phenomenological approach is not appropriate for dilute conditions a priori. However, as illustrated in Figures 6 and 7, both approaches are shown to be able to quantitatively predict the main features of the sheet flow provided that constitutive laws are cautiously calibrated against experimental measurements. The proposed model can be considered as an alternative approach to the Bagnold's law and to the kinetic theory for modeling intergranular stresses. One of the advantages of the proposed model compared with kinetic theory ones is that no additional transport equations, with complex boundary conditions, have to be solved. However, some specific numerical techniques must be used to deal with the viscoplastic behavior of the dense granular rheology.

5. Summary and Conclusion

[83] An original two-phase model for sheet flow regime based on recent advances in dense granular flows has been presented. Using the dense granular rheology $\mu(I)$ and dilatancy law $\phi(I)$ coupled with a mixing length approach, the model has been validated against experimental data for the velocity profiles. The concentration profiles, for which no measurements are available, are consistent with those obtained by kinetic theory of granular flows. The evolution of the sheet flow macroscopic parameters such as sediment transport rate, thickness, and roughness, against Shields parameter are in good agreement with existing experimental data and empirical correlations.

[84] The main conclusions of the present paper can be summarized as follows:

1. The transition between collisional and fluid turbulent dominant sheet flow is captured by the dense granular rheology depending on the particles' characteristics and the local shear rate. This transition is characterized by a transition between the turbulent regime for "light particles", and the free fall one for "massive particles." In sheet flow regime, "massive particles" behave like a dry granular flow meaning that the fluid has a negligible influence on the particulate phase rheology.
2. The robustness of the model has been demonstrated from a sensitivity analysis performed for the two purely empirical parameters of the dense granular rheology (I_0 and b). For variations of these two parameters as high as 300%, the model solution only varies in a range of less than 25%.
3. A layer decomposition based on an analysis of the stresses repartition inside the sheet flow layer, is proposed:

(a) A dense frictional layer with dominant intergranular stresses that describes the transition to the static bed.
(b) A sheet layer where intergranular stresses and turbulent stresses are of the same order of magnitude.
(c) A turbulent dilute region with dominant turbulent stresses that describes the transition to the suspension.

4. From a practical point of view, the proposed model predicts a maximum of the sediment flux at the top of the sheet flow layer for both massive and light particles. For massive particles, most of the flux occurs in the moving bed layer, whereas for the light particles, most the flux occurs in the suspension layer.

[85] As a general conclusion, it has been demonstrated that the dense granular rheology ($\mu(I)/\phi(I)$) can be used as an alternative approach to the kinetic theory of granular flow for modeling intergranular stresses in the two-phase model for sheet flow regime.

[86] In a future work, a more refined turbulence model should be introduced to improve the modeling of the fluid-particle turbulent interactions (two-way and four-way coupling). Further works are also needed to better understand the influence of the particles' characteristics (shape, density, size, ...) on the dominant mechanisms acting in sheet flow regime. We strongly believe that higher-resolution experimental data inside the sheet flow layer are needed to further improve theoretical models.

Appendix A: Summary of the Model Equations

[87] The numerical model is based on the resolution of the following set of ordinary differential equations using an implicit finite difference method. The two layers are solved alternatively; the FL solution gives an estimate of the shear stress acting on the SBL whereas the FL solution gives an estimate of the slip velocity for the FL.

[88] **Boundary layer model in the FL**

$$0 = \frac{\mathrm{d}}{dz}\left[\left(\eta_f + \eta_t\right)\frac{du^f}{dz}\right] + \rho_f g \sin\beta \tag{A1}$$

[89] **Two-phase model in the SBL**

$$0 = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\left[\eta_p \frac{du^p}{dz}\right] + \phi \frac{d}{dz}\left[\eta_e \frac{dU}{dz}\right] + C_D(U - u^p) + \phi\rho_p g \sin\beta \tag{A2}$$

$$0 = (1-\phi)\frac{d}{dz}\left[\eta_e \frac{dU}{dz}\right] + \frac{d}{dz}\left[\eta_t \frac{dU}{dz}\right] - C_D(U - u^p) + (1-\phi)\rho_f g \sin\beta \tag{A3}$$

$$\phi = \frac{\phi^m}{1 + b\ I^{1/2}} \tag{A4}$$

$$0 = +\frac{dP^f}{dz} + \rho_f g cos\beta$$
$$0 = -\frac{dP^p}{dz} - \phi\left(\rho_p - \rho_f\right) g cos\beta \tag{A5}$$

Appendix B: Numerical Algorithm [90]

Initialization : $k = 0$

$$U^0_{\mathrm{FL}} = 0$$
$$U^0_{\mathrm{SBL}} = 0; u^{p0} = 0 \text{ and } p^p = \phi^m \Delta\rho\ g\ \left(h_p - z^0\right)$$
$$\tau^{f0}_b = 0 \text{ and } U^0_b = 0.$$

$k = k + 1$

Step 1: U^{k+1}_{FL} is obtained by solving (25) with bottom boundary conditions

$$(\eta + \eta_t)\frac{\mathrm{d}U^{k+1}_{SBL}}{\mathrm{d}z}\Big|_{z=H} = \tau_{fs}$$

and

$$U^{k+1}_{\mathrm{FL}}\big|_{z=h_p} = U^k_b$$

This solution gives the fluid bed shear stress $\tau^{f\ k+1}_b$.

Step 2: ϕ^{k+1}_{FL} is obtained from (27) and the suspended volume of sediment is given by

$$V^{k+1}_{\mathrm{FL}} = \int_{h^k_p}^{H} \phi^{k+1}_{FL}\mathrm{d}z.$$

Step 3: The space step in each cell is updated to ensure the total volume conservation

$$dz^*_j = dz^k_j + \frac{V^{k+1}_{\mathrm{FL}} - V^k_{FL}}{\phi^k_{SBL}(N_{SBL} - 1)}$$

The volume conservation reads

$$V^{k+1}_{FL} + V^*_{SBL} = V^k_{FL} + V^k_{SBL}$$

with $V^*_{SBL} = \int_0^{h^*_p} \phi^k_{SBL} dz$ and $V^k_{SBL} = \int_0^{h^k_p} \phi^k_{SBL} dz$.

Step 4: P^p the particulate pressure is updated after the remeshing of the SBL grid

$$P^p(z) = \Delta\rho g \int_z^{h^*_p} \phi^k_{\mathrm{SBL}} dz.$$

Step 5: U^{k+1}_{SBL} and u^{pk+1} are obtained by solving (13)–(14) with boundary conditions

$$(\eta + \eta_t)\frac{\mathrm{d}U^{k+1}_{SBL}}{\mathrm{d}z}\Big|_{z=h_p} = \tau^{f\ k+1}_b$$

and

$$U^{k+1}_{SBL}\Big|_{z=0} = u^{p\ k+1}_{SBL}|_{z=0} = 0.$$

This solution gives the value of the boundary condition in the FL: $U^{k+1}_b = U^k_{SBL}\big|_{z=h_p}$.

Step 6: ϕ^{k+1}_{SBL} is obtained from (24). This solution gives the value of the boundary condition in the FL $\phi^{k+1}_{h_p} = \phi^{k+1}_{SBL}\big|_{z=h_p}$.

Step 7: z^{k+1} is updated to ensure mass conservation in each cell j: $dz^{k+1}_j \phi^{k+1}_{SBLj} = dz^k_j \phi^k_{SBLj}$.

[91] This coupling procedure (step 1 to step 7) is iterated until convergence is reached for the two quantities τ^k_b and U^k_b with typical relative residual of 10^{-5}. Also, a convergence criteria of 10^{-6} on the relative residual for the velocities in root-mean-square norm is imposed for both layers. Step 3 ensures the mass conservation in the whole domain whereas step 7 ensures mass conservation in the SB layer due to the shear-induced decompaction of the sediment bed. A shear stress at the free surface τ_{fs} can be imposed to model the presence of a roof. It is calculated from the Colebrook and White formula.

[92] **Acknowledgments**. The authors acknowledge DGA for the financial support of the first author's Ph.D. Thesis (N° 2011-170914/DGA/DS/MRIS) and LEGI for its financial support. The authors also acknowledge P. Aussillous, Y. Forterre, E. Guazzelli, and O. Pouliquen for the fruitful discussions concerning the physics of dense granular flows and the phenomenological rheology, Daniel Lhuilier for the fruitful discussions concerning the two-phase model, and N. Delgado for the contribution to the model development during his Master's degree. The Associate Editor's and the two anonymous reviewers' constructive comments have been greatly appreciated during the review process.

References

Amoudry, L., T. J. Hsu, and P. L. F. Liu (2008), Two-phase model for sand transport in sheet flow regime, *J. Geophys. Res.*, *113*, C03011, doi:10.1029/2007JC004179.

Andreotti, B., Y. Forterre, and O. Pouliquen (2011), Les milieux granulaires entre fluide et solide, CNRS ed, p. 495, Paris.

Aussillous, P., J. Chauchat, M. Pailha, M. Médale, and E. Guazzelli (2012), Investigation of the mobile granular layer in bed-load transport, *J. Fluid Mech.*, Submitted.

Bagnold, R. A. (1954), Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a newtonian fluid under shear, *Philos. Trans. R. Soc. London*, *225*, 49–63.

Bagnold, R. A. (1956), The flow of cohesionless grains in fluids, *Philos. Trans. R. Soc. London*, *249*, 235–297.

Berzi, D. (2011), Analytical solution of collisional sheet flows, *J. Hydraul. Eng.*, *137*(10), 1200–1207.

Bombardelli, F., and S. Jha (2009), Hierarchical modeling of the dilute transport of suspended sediment in open channels, *Environ. Fluid Mech.*, *9*, 207–235.

Boyer, F. m. c., E. Guazzelli, and O. Pouliquen (2011), Unifying suspension and granular rheology, *Phys. Rev. Lett.*, *107*, 188,301, doi:10.1103/PhysRevLett.107.188301.

Cassar, C., M. Nicolas, and O. Pouliquen (2005), Submarine granular flows down inclined planes, *Phys. Fluids*, *17*(10), 103301, doi:10.1063/1.2069864.

Chauchat, J., and M. Médale (2010), A 3D numerical model for incompressible two-phase flow of a granular bed submitted to a laminar shearing flow, *Comput. Meth. Appl. Mech. Eng.*, *199*, 439–449.

Courrech du Pont, S., P. Gondret, B. Perrin, and M. Rabaud (2003), Granular avalanches in fluids, *Phys. Rev. Lett.*, *90*, 044,301.

Cowen, E. A., R. D. Dudley, Q. Liao, E. A. Variano, and P. L.-F. Liu (2010), An insitu borescopic quantitative imaging profiler for the measurement of high concentration sediment velocity, *Exp. Fluids*, *49*(1), 77–88.

Deboeuf, A., G. Gauthier, J. Martin, Y. Yurkovetsky, and J. F. Morris (2009), Particle pressure in a sheared suspension: A bridge from osmosis to granular dilatancy, *Phys. Rev. Lett.*, *102*, 108,301, doi:10.1103/PhysRevLett.102.108301.

Dong, P., and K. Zhang (1999), Two-phase flow modelling of sediment motions in oscillatory sheet flow, *Coastal Eng.*, *36*(2), 87–109, doi:10.1016/S0378-3839(98)00052-0.

Forterre, Y., and O. Pouliquen (2008), Flows of dense granular media, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, *40*, 1–24, doi:10.1146/annurev.fluid.40.111406.102142.

Gao, P. (2008), Transition between two bed-load transport regimes: Saltation and sheet flow, *J. Hydraul. Eng.*, *134*(3), 340–349.

GDR midi (2004), On dense granular flows, *Eur. Phys. J. E*, *14*, 341–365.

Gilbert, G. K. (1914), The transportation of debris by running water, *Tech. Rep. 86*, USGS Professional Paper.

Grant, W. D., and O. S. Madsen (1982), Movable bed roughness in unsteady oscillatory flow, *J. Geophys. Res.*, *87*(C1), 469–481.

Greimann, B., and F. Holly (2001), Two-phase flow analysis of concentration profile, *J. Hydraul. Eng.- ASCE*, *127*, 753–761.

Hanes, D. M., and A. J. Bowen (1985), A granular-fluid model for steady intense bed-load transport, *J. Geophys. Res.*, *90*.

Hanes, D. M., and D. L. Inman (1985), Experimental evaluation of a dynamic yield criterion for granular fluid flows, *J. Geophys. Res.*, *90*(B5), 3670–3674.

Hsu, T., J. T. Jenkins, and L. F. Liu (2003), On two-phase sediment transport: Dilute flow, *J. Geophys. Res.*, *108*, 14.

Hsu, T.-J., J. T. Jenkins, and P. L.-F. Liu (2004), On two-phase sediment transport: sheet flow of massive particles, *P. Roy. Soc. Lond. A. Math.*, *460*(2048), 2223–2250, doi:10.1098/rspa.2003.1273.

Jackson, R. (2000), The Dynamics of Fluidized Particles, pp. 17–64, Cambridge University Press, Cambridge.

Jenkins, J. T. (2006), Dense shearing flow of inelastic disks, *Phys. Fluids*, *18*, 393–410, doi:10.1063/1.2364168.

Jenkins, J. T. (2007), Dense inclined flow of inelastic spheres, *Granular matter*, *10*, 47–52, doi:10.1007/s10035-007-0057-z.

Jenkins, J. T., and D. M. Hanes (1998), Collisional sheet flows of sediment driven by a turbulent fluid, *J. Fluid Mech.*, *370*(1), 29–52, doi:null.

Jenkins, J. T., and M. W. Richman (1985), Grad's 13-moment system for a dense gas of inelastic spheres, *Arch. Ration. Mech. Anal.*, *87*, 355–377.

Johnson, P. C., and R. Jackson (1987), Frictional-collisional constitutive relations for granular materials, with application to plane shearing, *J. Fluid Mech.*, *176*, 67–93.

Krieger, I. M., and T. J. Dougherty (1959), A mechanism for non-Newtonian flow in suspensions of rigid spheres, *Trans. Soc. Rheol.*, *3*, 137–157.

Kumaran, V. (2006), The constitutive relation for the granular flow of rough particles, and its application to the flow down an inclined plane, *J. Fluid Mech.*, *561*, 1–42.

Li, L., and M. Sawamoto (1995), Multi-phase model on sediment transport in sheet-flow regime under oscillatory flow, *Coastal Eng. Jpn.*, *38*, 157–178.

Longo, S. (2005), Two-phase flow modeling of sediment motion in sheet-flows above plane beds, *J. Hydraul. Eng.*, *131*(5), 366–379, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(2005)131:5(366).

Meyer-Peter, E., and R. Muller (1948), Formulas for bed-load transport, in 2nd Meeting of the International Association of Hydraulic and Structural Research, pp. 34–64.

Nnadi, F. N., and K. C. Wilson (1992), Motion of contact-load particles at high shear stress, *J. Hydraul. Eng.*, *118*(12), 1670–1684, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1992)118:12(1670).

Ouriemi, M., P. Aussillous, and E. Guazzelli (2009), Sediment dynamics. Part I: Bed-load transport by shearing flows, *J. Fluid Mech.*, *636*, 295–319.

Pouliquen, O. (1999), Scaling laws in granular flows down rough inclined planes, *Phys. Fluids*, *11*(3), 542–548, doi:10.1063/1.869928.

Pugh, F. J., and K. C. Wilson (1999), Velocity and concentration distributions in sheet flow above plane beds, *J. Hydraul. Eng.*, *125*(2), 117–125.

Richardson, J. F., and W. N. Zaki (1954), Sedimentation and fluidization: Part i, *Trans. Inst. Chem. Eng.*, *32*, 35–53.

Rouse, H. (1937), Modern conceptions of the mechanics of turbulence, *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.*, *102*, 463–505.

Sumer, B. M., A. Kozakiewicz, J. Fredsøe, and R. Deigaard (1996), Velocity and concentration profiles in sheet-flow layer of movable bed, *J. Hydraul. Eng.*, *122*(10), 549–558, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1996)122:10(549).

Thomas, J. W. (1995), Numerical Partial Differential Equations : Finite Difference Methods, 437 pp., Springer, New York.

Vanoni, V. A. (1975), Sedimentation engineering, Manual 54, *Am. Soc. Coastal Eng.*, New York, 745 p.

Wilson, K. (1987), Analysis of bed-load motion at high shear stress, *J. Hydraul. Eng.*, *113*, 97103.

Wilson, K. C. (1966), Bed-load transport at high shear stress, in Proc. A.S. C.E, vol. *HY6*, ASCE.

Wilson, K. C. (1989), Mobile-bed friction at high shear stress, *J.Hydraul. Eng.*, *115*(6), 825–830, doi:10.1061/(ASCE)0733-9429(1989)115:6(825).

Yalin, M. S. (1977), Mechanics of sediment transport, 2nd ed., 141 pp., Pergamon Press, Ontario.

2.4 Analytical approach for the bed-load layer
Approche analytique pour la couche de charriage

The purpose of this section is to propose an analytical model allowing to first reformulate the origin of Einstein's scaling law for solid load and second to precise the physical processes controlling the Shields number exponent in the solid load formulae such as *Meyer-Peter and Muller* (1948)'s one.

Let's assume that in the bed-load layer the velocity profile is linear from $U = 0$ at the bottom, $z = 0$, to U_δ at the top of the bed-load layer, $z = \delta_s$ (see figure 2.1). In such conditions the mean velocity in the bed-load layer is $\bar{U} = U_\delta/2$. The solid load per unit width can then be expressed as :

$$q_s = \bar{U}\ \bar{\phi}\ \delta_s\ =\ \frac{U_\delta}{2}\ \bar{\phi}\ \delta_s, \tag{2.7}$$

where $\bar{\phi}$ is taken as the mean concentration in the bed-load layer. This assumption is only verified if velocity and concentration are independent spatially and temporally, which will be further discussed later. Nevertheless, the concentration ranges from 0.55 to 0.1 in the bed-load layer and the potential resulting error is limited.

Assuming that the particles are sufficiently massive so that turbulent dispersion is negligible within the bed-load layer, the total submerged weight of the bed-load layer is transmitted trough collisions and enduring contacts to the lower boundary of the bed-load layer. The particulate pressure at this position is then $P^p = \Delta\rho g\bar{\phi}\delta_s$. Moreover, by assuming that the shear stress is constant along depth, the Coulomb yield criterion leads to the relation : $\tau = \mu_s P^p$. The bed-load layer thickness can then be linked to the applied shear stress (*Revil-Baudard and Chauchat*, 2013) as :

$$\delta_s = \frac{\tau}{\Delta\rho g\mu_s\bar{\phi}}. \tag{2.8}$$

The value of the velocity at the top of the bed-load layer U_δ can be deduced from a macroscopic rheological law in the bed-load layer. Assuming an inertial scaling for the shear stress it leads to :

$$\tau = \rho_m\ l_{BL}^2\ \dot{\gamma}^2, \tag{2.9}$$

where l_{BL} is a characteristic length scale of momentum diffusion. In this formulation, the viscosity can be identified as $\eta_{BL} = \rho_m\ l_{BL}^2\ \dot{\gamma}$. In *Bagnold* (1954)'s formulation l_{BL}

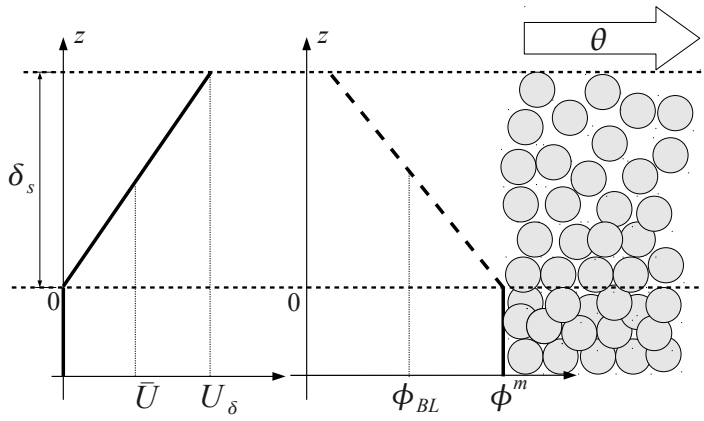

FIGURE 2.1 – Bed-load sketch for the analytical model.

is equal to the particle diameter and is considered independent of the Shields number. Formulation 2.9 is also consistent with the law of the wall whereas in such case l_{BL} would be proportional to the bed-load layer thickness. As it will be discussed later, the choice of the scaling for the length scale of momentum diffusion controls the exponent of the solid load formulae.

Since the velocity profile is assumed linear, the shear rate is constant in the bed-load layer and equal to U_δ/δ_s, leading to :

$$\tau = \rho_m (l_{BL})^2 \ \frac{U_\delta^2}{\delta_s^2} = \rho_m \left(\frac{l_{BL}}{\delta_s}\right)^2 \ U_\delta^2, \tag{2.10}$$

from which one can extract the formulation for the top velocity U_δ :

$$U_\delta = \left(\frac{\tau}{\rho_m}\right)^{0.5} \frac{\delta_s}{l_{BL}} \tag{2.11}$$

By injecting 2.8 and 2.11 in 2.7, and by using the Shields number definition (see equation 1.1) the solid load can be written :

$$q_s = \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_m} \ g d_p^3} \ \frac{\delta_s}{l_{BL}} \ \frac{\theta^{3/2}}{2 \ \mu_s}. \tag{2.12}$$

By substituting Einstein's scaling (see equation 1.2) it reads :

$$\psi = \frac{\delta_s}{l_{BL}} \ \frac{1}{2\mu_s} \ \theta^{3/2}. \tag{2.13}$$

This formulation shows that the Einstein scaling law for solid loads can be retrieved from a physical approach. Second, by assuming that the relevant length scale of momentum diffusion in the bed-load layer l_{BL} scales with its thickness, the form of *Meyer-Peter and Muller* (1948)'s formula is retrieved provided that $\frac{\delta_s}{l_{BL}} = o(1-10)$, which seems physically reasonable. Also, by applying such scaling, the particle diameter dependence on the solid load is lost because of the Shields exponent (a factor $d_p^{3/2}$ is present on each side of 2.13). This result legitimises the continuum hypothesis for the solid phase. Two main reasons can possibly explain the scaling of l_{BL} with the sheet-layer thickness. First, turbulent effects are dominant in the upper part of the bed-load layer where most of the sediment flux is located. In this case, the turbulent eddies would scale with the sheet-layer thickness and their size would become the relevant length scale of momentum diffusion. Second, sediment clusters can be present within the bed-load layer, in which force chains scaling with the bed-load layer thickness would develop. It is still challenging to assess which of those mechanisms is dominant.

It is interesting to note that if the relevant length of momentum diffusion l_{BL} scales with the particle diameter d_p, the dimensionless solid load becomes proportional to $\theta^{5/2}$ (the bed-load layer thickness δ_s being proportional to the Shields number, see equation 2.8). Such scaling has already been proposed by *Recking et al.* (2008) for massive particles such as gravels and cobbles.

This simple analytical approach seems to indicate that if the particle diameter is sufficiently small ($S < 0.8$), the granular media behaves as a continuum and the relevant length scale of momentum diffusion is either the clusters size or the eddies size. In the latter hypothesis, eddies would be larger than the particle diameter. On the other hand, if the particle diameter is large enough compared with eddies size ($S > 1$), the particle diameter becomes the relevant length scale of momentum diffusion. It follows that the Shields and Einstein numbers are not sufficient to discriminate both behaviours, meaning that a "universal" bed-load formulation must necessary be dependent of an additional parameter characterising the competition between particle and eddy sizes. The suspension or the Rouse number are good candidates for this purpose.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Dans la deuxième partie de la thèse, une expérience de sheet-flow en canal à surface libre a été mise au point. Le canal n'étant pas équipé de système de recirculation des sédiments, un protocole expérimental et un traitement du signal spécifiques ont été développés. Le canal à surface libre, le protocole expérimental, les propriétés sédimentaires et les mesures de hauteur d'eau et de pression sont d'abord présentés dans ce chapitre. Ensuite, l'analyse d'images vidéo utilisée pour obtenir des profils de vitesse en parois par trajectographie est décrite. Deux types de profileurs acoustiques permettent d'accéder aux profils de vitesse en paroi (Vectrino II) et au centre (ACVP). Les principes de fonctionnement de ces instruments sont abordés et les résultats obtenus par les différents systèmes sont comparés et discutés. Le protocole de validation des mesures de concentration et de flux sédimentaire obtenues avec l'ACVP est ensuite présenté. Finalement, la reproductibilité des expériences ainsi que la stationnarité et l'uniformité de l'écoulement sont vérifiés.

3.1 Description du canal et du protocole expérimental

Le canal à surface libre du LEGI/ENSE3 a été utilisé pour reproduire en laboratoire le phénomène de sheet-flow (voir photo 3.1 et schémas 3.2 et 3.3). Ce canal a une longueur $L = 10$ m, une largeur $W = 0.35$ m et une pente variable fixée à $S_0 = 0.005$. Deux rails parallèles permettent de déplacer des chariots mobiles qui soutiennent l'instrumentation.

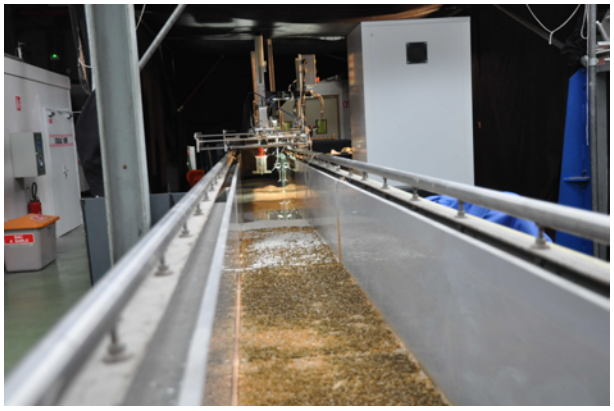

FIGURE 3.1 – Photographie du canal à surface libre.

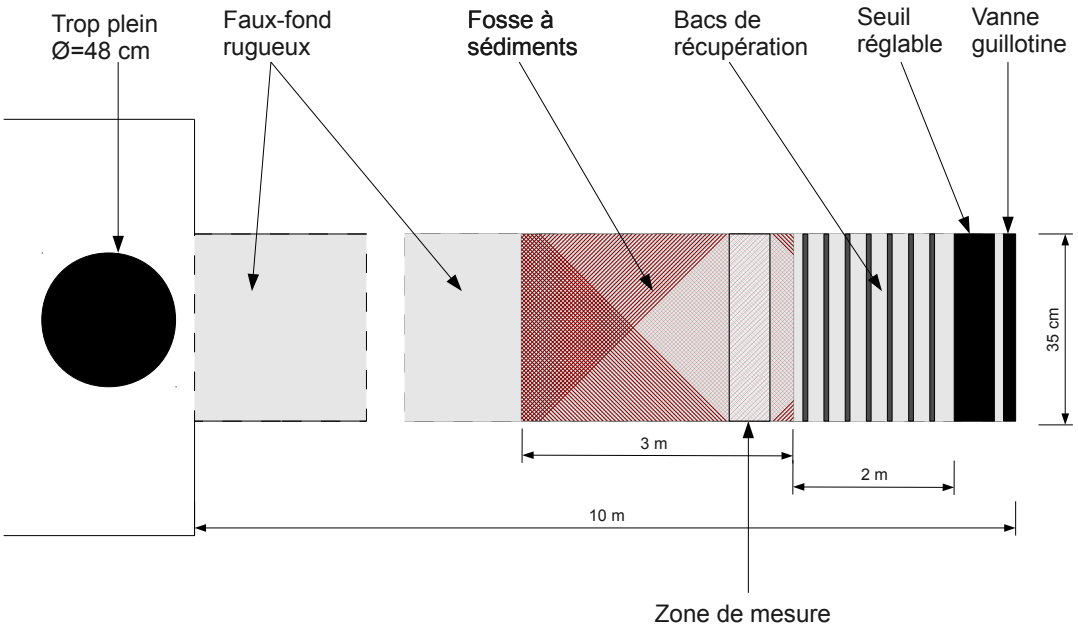

FIGURE 3.2 – Vue de dessus schématisée du canal à surface libre.

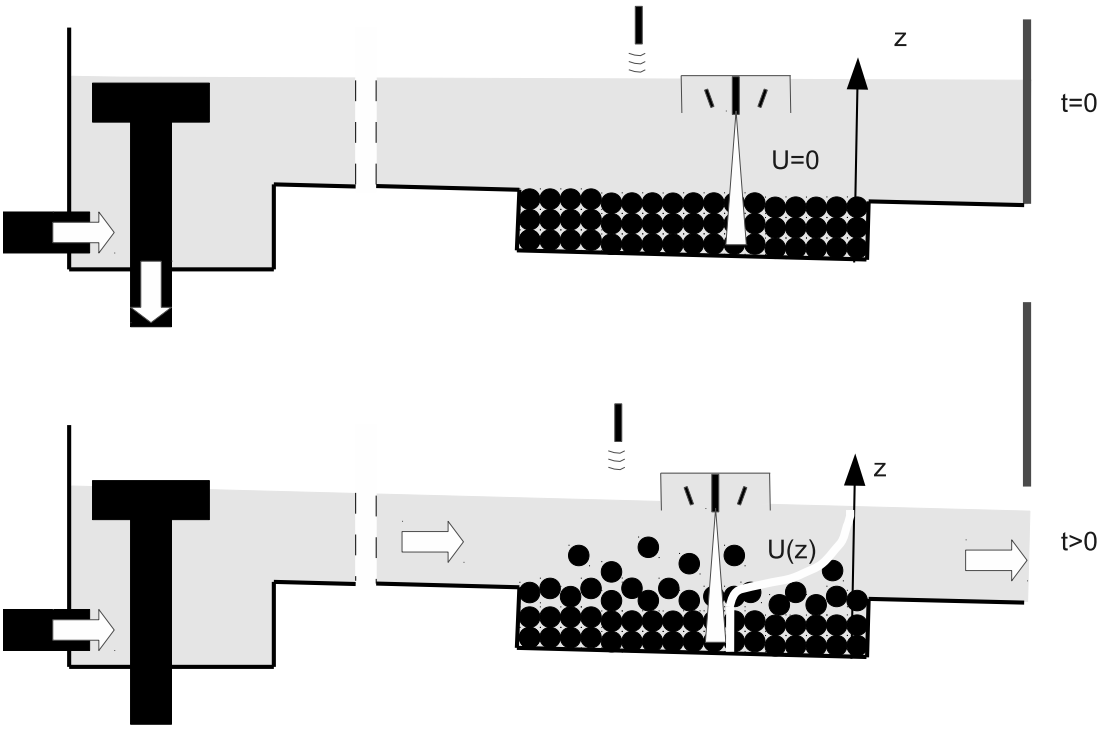

FIGURE 3.3 – Schéma de fonctionnement du canal.

Sur les cinq premiers mètres à l'entrée du canal, un faux-fond rigide et rugueux a été fixé à 11 cm au dessus du fond initial du canal. À l'aval du fond rugueux un lit sédimentaire est préparé sur trois mètres de long, pour que sa surface s'aligne avec le faux-fond rigide. Enfin sur les deux derniers mètres à l'aval du fond mobile, des pièges à sédiments constitués de plaques ajourées collectent les sédiments transportés au cours de l'expérience. À la sortie du canal un seuil de hauteur réglable permet d'imposer la hauteur d'eau et une vanne guillotine permet d'obstruer partiellement ou complètement sa sortie. Le débit d'eau dans le canal est mesuré dans un bac d'évacuation au moyen d'un seuil triangulaire et d'un limnimètre, placés après une série de bacs de tranquillisation. Une relation hauteur-débit a été calibrée lors d'une précédente étude.

Le canal n'étant pas équipé de système de recirculation des sédiments, la fosse à sédiment est érodée au cours de l'expérience. Pour éviter l'impact d'une lame d'eau sur le lit sédimentaire au cours du remplissage du canal, un protocole expérimental a été développé (voir schéma 3.3). D'abord le lit est préparé, tassé et lissé puis des plaques lestées sont posées dessus pour le protéger lors du remplissage. Ensuite la vanne guillotine à la sortie avale du canal est fermée et la pompe est mise en marche. La hauteur d'eau monte dans le canal jusqu'à ce que le trop plein dans le bac amont du canal absorbe le débit d'eau. L'eau dans le canal étant au repos, les plaques lestées recouvrant le lit sédimentaire sont retirées délicatement afin d'éviter toute perturbation du lit sédimentaire. Au début de l'expérience on remonte rapidement la vanne guillotine et l'eau initialement au repos commence à s'écouler. Après un bref instant la hauteur d'eau a suffisamment baissé pour que le trop plein amont ne fonctionne plus et tout le débit passe dans le canal. En procédant ainsi, la durée d'établissement de l'écoulement est considérablement réduite (20 à 30 s au lieu de plusieurs minutes), ce qui limite également l'érosion du lit pendant la période transitoire.

Paramètre Unité	ρ_p $(kg.m^{-3})$	μ_s (-)	d_p (mm)	w_s $(m.s^{-1})$
sédiments anguleux	1192	0.7	3 ± 0.5	0.0559
billes	1200	0.44	4	0.108

TABLE 3.1 – Propriétés sédimentaires.

3.2 Propriétés sédimentaires

Deux types de sédiments en plastique ont été utilisés : des sédiments en PMMA (ou Plexiglas, $\rho_p/\rho_f = 1.19$), très anguleux dont le diamètre sphérique équivalent est compris dans l'intervalle $d_p \in [2.5 - 3.5]$ mm et des billes sphériques en polypropylène chargé à la fibre de verre ($\rho_p/\rho_f = 1.2$) de diamètre $d_p = 4$ mm (voir tableau 3.1). Le régime de transport obtenu avec ce type de particules correspond à un nombre de suspension $S \approx 1$. Les vitesses de chute dans l'eau au repos (ou vitesse de sédimentation) ont été mesurées par la méthode de vidéo-trajectographie qui sera présentée dans la suite de ce chapitre. Les résultats obtenus sont $w_s = 5.5$ cm.s^{-1} pour les sédiments anguleux et $w_s = 10.8$ cm.s^{-1} pour les billes. Une propriété sédimentaire moins facilement mesurable est l'angle de friction interne. Une des méthodes pour l'évaluer consiste à mesurer l'angle de repos d'un tas de sédiments. Pour cela un cône renversé ouvert dans sa partie basse est rempli de sédiments et lentement remonté pour former un tas de particules. Une photo latérale du tas permet d'évaluer son angle de repos par traitement d'image avec *ImageJ* (cf figure 3.4). Cette expérience a été répétée une vingtaine de fois et les résultats ont été moyennés pour limiter l'incertitude. Dans un massif sédimentaire, plus la friction interne

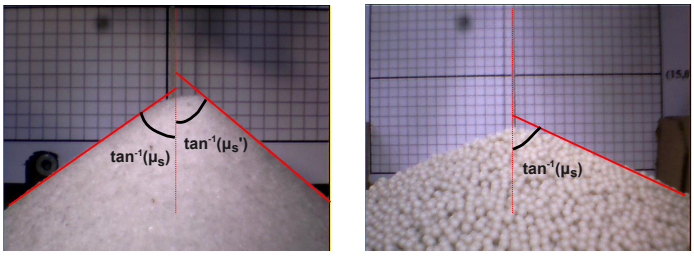

FIGURE 3.4 – Exemples de mesures d'angle de repos. Pour les sédiments anguleux (photo de gauche), l'angle de repos maximum avant avalanche (angle de droite) et l'angle de repos post-avalanche (angle de gauche) sont matérialisés. Pour les billes (photo de droite), aucune différence n'a été remarquée.

est importante, plus l'angle de repos est élevé. Pour les sédiments anguleux deux angles différents ont été observés : un angle maximum avant avalanche $\tan^{-1}(\mu_s') = 41.2$ degrés et un angle post-avalanche $\tan^{-1}(\mu_s) = 34.9$ degrés. Pour les billes cette différenciation n'a pas été observée et l'angle de repos a été mesuré invariablement à 23.8 degrés. Dans les modèles frictionnels, le coefficient de friction statique μ_s est représenté par la tangente de l'angle de repos. Il en résulte que $\mu_s = 0.70$ pour les sédiments anguleux et $\mu_s = 0.44$ pour les billes. Les expériences de sheet-flow avec les billes n'ayant pas été finalisées à ce jour, la grande majorité des résultats présentés dans la suite du manuscrit sont obtenus en utilisant les sédiments anguleux.

3.3 Mesure de hauteur d'eau et de pression

Fixé sur un des chariots mobiles, un limnimètre acoustique permet de mesurer la distance entre le capteur et la surface libre. En connaissant la distance entre le capteur et le fond du canal, on en déduit la hauteur d'eau par rapport au fond du canal. La fréquence d'échantillonnage est de 200 Hz et la résolution de 0.1 mm. La figure 3.5 montre un exemple de signal de hauteur d'eau obtenu lors d'une expérience de sheet flow. Dans la première partie du signal la hauteur d'eau présente une valeur constante. Dans cette phase le débit est absorbé par le trop plein à l'amont et l'eau dans le canal est au repos, n'entraînant pas de transport solide. À l'ouverture de la vanne, l'écoulement se met en place et le niveau d'eau baisse jusqu'à ce que le trop plein amont ne fonctionne plus et que tout le débit passe dans le canal. À partir de $t = 20$ s, l'écoulement est établi et la couche de sheet-flow est entièrement développée. En fin d'expérience la vanne guillotine est refermée et l'eau est à nouveau au repos. L'instant $t = 0$ est évalué sur un critère associé à la baisse de hauteur d'eau après ouverture de la vanne : il correspond à l'instant pour lequel la valeur de la hauteur d'eau baisse de 5% par rapport à sa valeur initiale. Ce critère permet de comparer les mesures obtenues pour différentes réalisations de la même expérience.

Des capteurs de pression ont été placés dans le lit sédimentaire pour tenter de mesurer la pression de pores (voir photo 3.6). Pour éviter les perturbations induites par l'impact des particules sur les céramiques, des pierres poreuse sont placées à l'extrémité des capteurs (*Berni*, 2011). Ainsi la pression mesurée est bien celle du fluide interstitiel. Le but de ces mesures est de voir si la présence de sédiments en suspension dans la colonne d'eau peut être détectable par des mesures de pression. En effet, sous l'hypothèse de réparti-

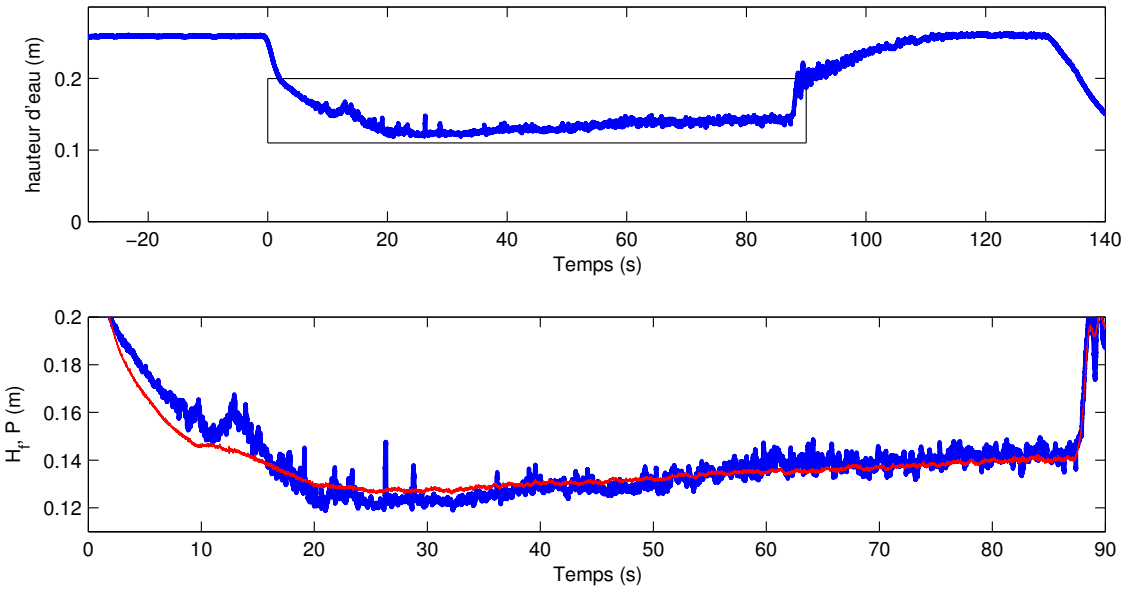

FIGURE 3.5 – Signal temporel caractéristique de mesure de hauteur d'eau — pour une expérience de sheet-flow (panneau du haut). Zoom sur la période d'intérêt et signal de pression dans lit — (panneau du bas).

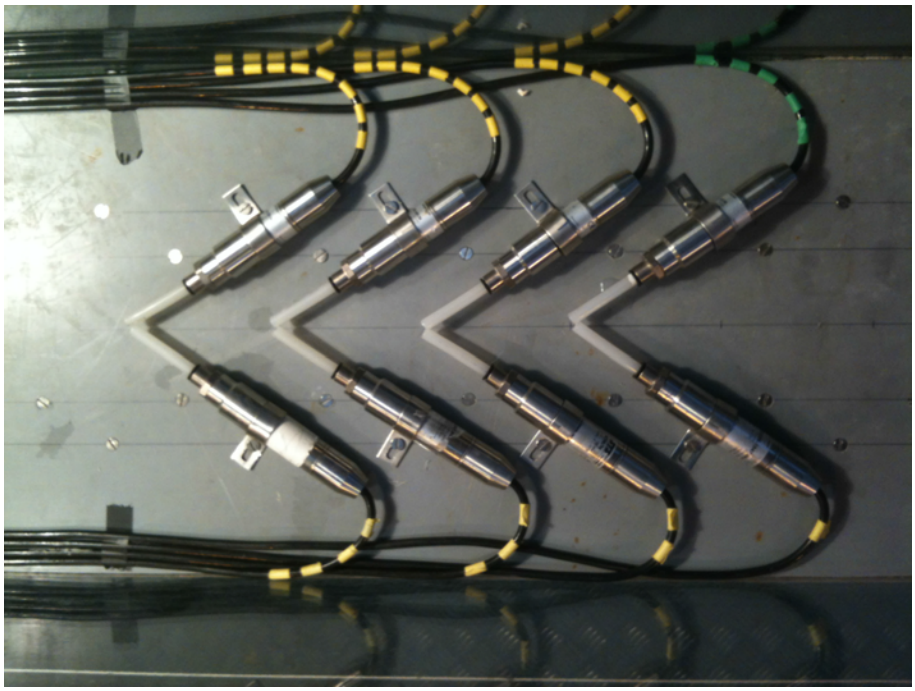

FIGURE 3.6 – Répartition des capteurs de pression au fond du canal.

tion hydrostatique, le gradient de pression dans le fluide s'exprime : $\mathrm{dP/dz} = \rho_{\mathrm{susp}}\mathrm{g}$, où ρ_{susp} est la masse volumique de la suspension. Lorsque les particules sont suspendues par les fluctuations turbulentes, leur poids est repris par l'eau et la masse volumique équivalente augmente légèrement. En revanche lorsque les particules sont suspendues par les interactions granulaires (collisionnelles ou frictionnelles) leur poids est repris par la phase granulaire et la masse volumique équivalente du fluide n'est pas modifiée. La masse volumique équivalente de la suspension peut s'exprimer : $\rho_{susp} = \rho_f + \Delta\rho\phi_{susp}$. La pression mesurée en bas de la colonne d'eau dépend donc de la concentration de sédiments en suspension (ϕ_{susp}) :

$$P = \int_0^{H_f} \rho_f g \mathrm{dz} + \int_0^{\mathrm{H_f}} \Delta\rho \mathrm{g}\phi_{\mathrm{susp}}\mathrm{dz}. \tag{3.1}$$

Le premier terme représente la pression hydrostatique d'eau claire qui s'exprime aussi par $\rho_f g H_f$ où H_f est la hauteur d'eau mesurée indépendamment par le limnimètre acoustique. Le second terme représente donc la différence entre la pression hydrostatique, $\rho_f g H_f$ évaluée par la hauteur d'eau mesurée, et la pression statique effective P, mesurée par les capteurs au fond du canal. On peut l'interpréter comme le poids apparent des sédiments suspendus par unité de largeur et de longueur.

Le deuxième panneau de la figure 3.5 montre un exemple de signal de pression exprimée en mètre de colonne d'eau et de signal de hauteur d'eau synchronisés obtenus lors d'une expérience de sheet flow. On n'observe pas de tendance claire, la pression mesurée étant tantôt plus faible tantôt plus forte que la pression hydrostatique attendue. Plusieurs raisons peuvent expliquer cela. D'abord comme on le voit sur le signal de hauteur d'eau, la surface libre fluctue en temps et l'observation visuelle permet de voir que ces fluctuations sont soit advectées par l'écoulement soit relativement stationnaires. Il en résulte qu'un petit décalage de position horizontale entre capteur de pression et limnimètre peut induire un écart sensible dans la mesure de pression/hauteur d'eau dont l'origine n'est pas la suspension. Ensuite, l'hypothèse hydrostatique n'est pas respectée quand l'écoulement n'est pas rigoureusement uniforme, ce qui semble expliquer le fort écart observé entre la pression hydrostatique et la pression mesurée en début d'expérience quand l'écoulement n'est pas encore établi. Dans ces conditions nous n'avons pas pu clairement détecter la présence de suspension par le couple capteur de pression/limnimètre. Pour augmenter la sensibilité de la mesure, il faudrait utiliser du sable car sa masse volumique immergée est 8 fois plus grande que celle du plastique utilisé ici. Il en résulterait une sensibilité 8 fois plus grande sur l'évaluation du volume de sédiments transportés en suspension.

3.4 Mesure des profils de vitesse

Trois dispositifs ont été utilisés pour mesurer les profils de vitesse : l'analyse d'image haute résolution et deux profileurs acoustiques à effet Doppler, le Vectrino II et l'ACVP. Dans cette section la méthode de vidéo-trajectographie et les principes physiques sur lesquels sont basés les profileurs acoustiques à effet Doppler sont décrits. Des mesures caractéristiques de chaque instrument sont présentées et les profils obtenus sont comparés entre eux.

3.4.1 Méthode de vidéo-trajectographie

Au niveau de la fosse à sédiment, les parois sont vitrées permettant un accès optique à l'écoulement. Une caméra rapide *Phantom Miro* a été utilisée pour acquérir des images

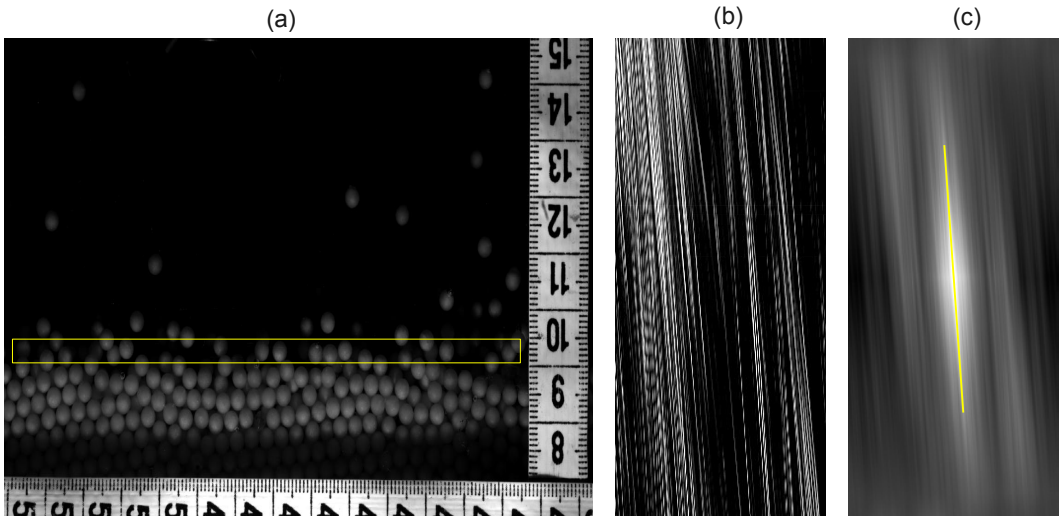

FIGURE 3.7 – Exemple de traitement par vidéo-trajectographie. Des ROI (*Region Of Interset*, rectangle jaune sur la figure) identiques sont extraits de chaque image du film (a) et sont *stackés* les uns sous les autres pour faire apparaître les trajectoires des particules dans un diagramme spatio-temporel (b). Ensuite une autocorrélation de ce diagramme permet d'évaluer la pente moyenne des trajectoires dont la vitesse horizontale moyenne est déduite (c).

haute résolution en paroi. La fréquence d'acquisition est fixée à 150 images par secondes et les images ont une résolution de 1280×704 pixels. La méthode de vidéo-trajectographie est utilisée pour obtenir très simplement des profils de vitesses moyens (*Blaj*, 2012). Dans cette méthode, un ROI (*Region Of Interest*) d'une hauteur d'un diamètre particulaire et dont la longueur fait la taille de l'image (figure 3.7a) est découpé sur chaque image du film. Tous ces rectangles sont alors *stackés* les uns sous les autres pour former une nouvelle image dont l'axe horizontal représente la direction x et l'axe vertical le temps (figure 3.7b). Les traces laissées par les particules peuvent alors être interprétées comme des trajectoires dont les pentes représentent leurs vitesses. Une auto corrélation de l'image (figure 3.7c) permet d'extraire la pente dominante qui donne une vitesse moyenne pour une position dans l'écoulement. Ce traitement est répété pour toutes les positions verticales et on en déduit un profil de vitesse. La même analyse est effectuée pour les vitesses verticales mais la mesure perd en précision car le mouvement n'est pas uniforme dans cette direction. La figure 3.8 montre un exemple de profil de vitesse obtenu à partir de la méthode de vidéo-trajectographie. Dans cette figure, l'histogramme représente une évaluation des fluctuations de vitesses mais nous n'avons pas encore effectué d'analyse sur ces données. Il faut remarquer que cette méthode de mesure de vitesse est basée sur des variations de textures de niveau de gris qui sont entièrement imputables au mouvement des particules dans l'écoulement. Il en résulte que les vitesses mesurées correspondent à celles des particules et non à celle du fluide.

3.4.2 Principe de fonctionnement des profileurs acoustiques

La mesure acoustique de vitesse est basée sur l'effet Doppler qui correspond à une modification de la fréquence de l'onde émise ou réfléchie par un objet en mouvement.

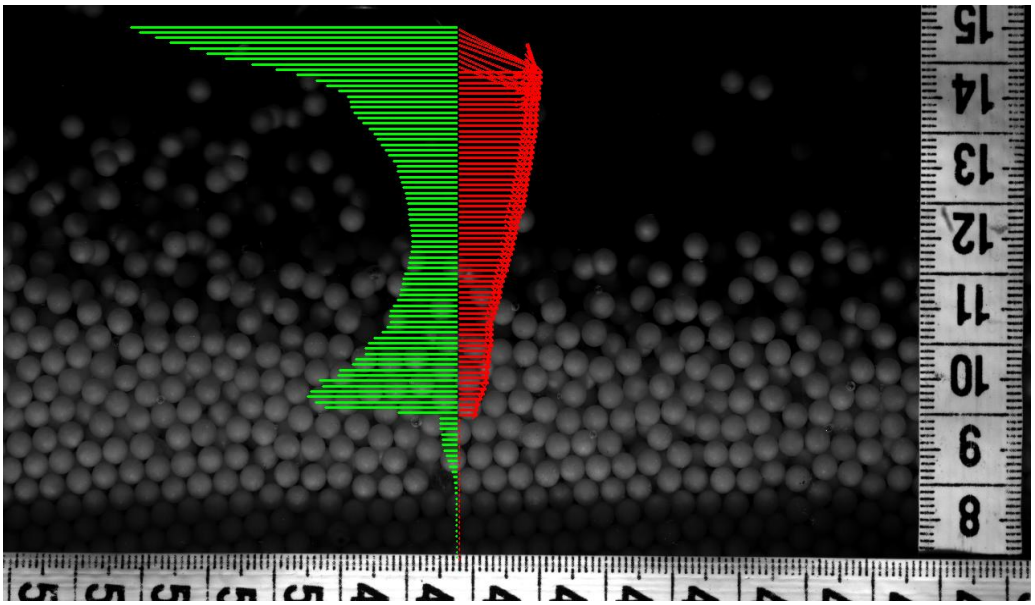

FIGURE 3.8 – Exemple de profil vitesse 2C obtenu par la méthode de vidéo-trajectographie pour un film de 6 secondes (flèches). L'histogramme vert représente une évaluation qualitative des fluctuations de vitesse.

$$\vec{r}_p = \vec{V}_p t = \begin{pmatrix} ut \\ wt \end{pmatrix}$$

$$\vec{k}_i = \frac{2\pi}{\lambda}\vec{e}_i = \begin{pmatrix} 0 \\ -2\pi/\lambda \end{pmatrix}$$

$$\vec{k}_s = \frac{2\pi}{\lambda}\vec{e}_s = \frac{2\pi}{\lambda}\begin{pmatrix} \sin\alpha \\ \cos\alpha \end{pmatrix}$$

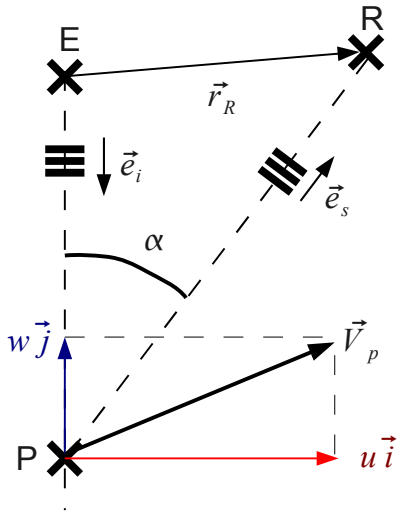

FIGURE 3.9 – Schéma de fonctionnement de la mesure de vitesse par les profileurs acoustiques (polycopié du cours *Flow Measurement Science*, D. Hurther). E représente la céramique émettrice, P une particule (ou rétro-diffuseur) voyageant à la vitesse $\vec{V}_p$ et R un des récepteurs. $\lambda = cf_0$ représente la longueur d'onde du train d'onde pulsé.

Cette variation de fréquence est audible par l'oreille humaine dans le cas d'un véhicule nous dépassant : le signe de la vitesse relative change et le son passe de l'aigu au grave. Les profileurs acoustiques émettent un train d'onde pulsé de fréquence $f_0 = w_0/2\pi$ se propageant sur toute la colonne d'eau depuis une céramique émettrice (voir schéma 3.9). En négligeant la modulation d'amplitude, l'onde de pression transmise par l'émetteur au point E peut s'écrire :

$$P_I = a\cos(w_0 t). \tag{3.2}$$

L'onde est ensuite partiellement réfléchie par les micro bulles d'air, les impuretés ou les particules sédimentaires (les rétro-diffuseurs) qui sont présents dans la colonne insonifiée. La vitesse de la particule a pour effet de déphaser une première fois le signal de pression incident lors de l'impact tel que :

$$P_T = b\cos(w_0 t - \vec{k_i}.\vec{r_p}). \tag{3.3}$$

Ensuite, la rétro-diffusion de l'onde incidente dans la direction du récepteur induit un déphasage supplémentaire tel que l'onde reçue par le récepteur au point $\vec{r_R}$ devient :

$$P_R = b\cos(w_0 t - \underbrace{\vec{k_i}.\vec{r_p} + \vec{k_s}.\vec{r_p} - \vec{k_s}.\vec{r_R}}_{\phi_R}) = b\cos\left[w_0 t + \vec{r_p}.(\vec{k_s} - \vec{k_i}) - \vec{k_s}.\vec{r_R})\right]. \tag{3.4}$$

Le terme $\vec{k_s}.\vec{r_R}$ étant constant en temps, la fréquence Doppler peut être évaluée comme la dérivée temporelle de la différence entre la phase de l'onde incidente ϕ_I (considérée comme nulle dans cette exemple) et celle de l'onde réfléchie ϕ_R :

$$f_D = \frac{1}{2\pi}\frac{d}{dt}(\phi_R - \phi_I) = \frac{f_0}{c}\left[\vec{V_p}.(\vec{e_s} - \vec{e_i})\right]. \tag{3.5}$$

On obtient alors :

$$f_D = \frac{f_0}{c}[u\sin\alpha + v(1+\cos\alpha)]. \tag{3.6}$$

En utilisant deux récepteurs disposés symétriquement par rapport à l'axe du tir, on obtient deux fréquences Doppler f_D^+ et f_D^- synchronisées qui permettent de reconstruire les vitesse u et w, connaissant l'angle α. Le temps de parcours de l'onde étant directement lié à la position du rétrodiffuseur dans la colonne insonifiée, l'échantillonnage régulier du signal après émission permet d'obtenir la position verticale du rétro-diffuseur dont dépend l'angle α. Il en résulte une reconstruction géométrique du profil de vitesse à deux composantes :

$$\begin{cases} u(z) = \dfrac{c}{2f_0\sin\alpha(z)}\left(f_D^+(z) - f_D^-(z)\right) \\ w(z) = \dfrac{c}{2f_0(1+\cos\alpha(z))}\left(f_D^+(z) + f_D^-(z)\right) \end{cases} \tag{3.7}$$

Il est intéressant de noter que le terme $\sin\alpha(z)$ tend vers zéro lorsque la distance à l'émetteur devient grande. Il en résulte une incertitude croissante avec la profondeur dans l'évaluation de la vitesse horizontale.

L'onde émise se propageant à la célérité du son dans l'eau ($c \approx 1480$ m.s^{-1}) et les vitesses des rétro-diffuseurs étant de l'ordre du mètre par seconde, la mesure peut être considérée comme instantanée.

En pratique, l'échantillonnage se fait par une succession de portes de durée équivalente à plusieurs fois la période f_0^{-1} de l'onde émise. Il en résulte que la vitesse instantanée mesurée ne correspond pas à celle d'un seul rétro-diffuseur mais représente une moyenne spatiale des vitesses des rétro-diffuseurs dans un volume de contrôle. Ce volume de contrôle est proche d'un cylindre de diamètre similaire à celui de la céramique émettrice et d'une

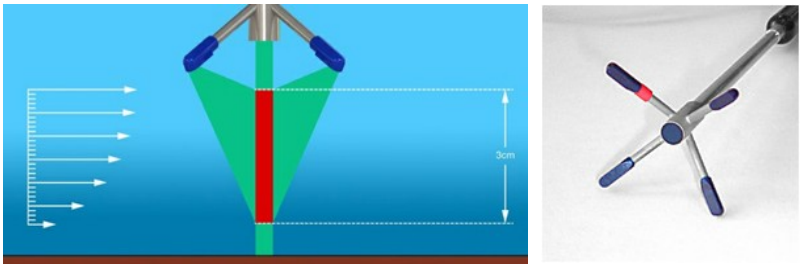

FIGURE 3.10 – Schéma et photo du Vectrino II.

hauteur de l'ordre du millimètre. Le train d'onde de fréquence f_0 est émis environ mille fois par seconde à la fréquence PRF (Pulse Repetition Frequency) et plus d'une dizaine de tirs sont nécessaires pour reconstruire l'onde Doppler de manière fiable. Il est à noter que l'onde Doppler est par conséquent discrétisée temporellement à la cadence de tir PRF (de l'ordre du kHz). Il en résulte une fréquence d'acquisition des vitesses entre 50 et 100 Hz, ce qui permet d'accéder à des valeurs de vitesse quasi-instantanées en comparaison des échelles temporelles turbulentes.

Le principal avantage des profileurs utilisés dans cette étude par rapport aux courantomètres, provient de la colocalisation des mesures de vitesses horizontales et verticales. C'est une condition nécessaire pour pouvoir évaluer de façon fiable les statistiques turbulentes croisées à l'origine du mélange de quantité de mouvement.

3.4.3 Mesure des profils de vitesse par le Vectrino II

Le Vectrino II est un profileur acoustique commercial développé par *Nortek* possédant un émetteur au centre de 4 pattes réceptrices disposées en croix (voir figure 3.10). Il permet de mesurer les trois composantes de vitesse à une fréquence de 100 Hz sur un profil de 3.5 cm avec une résolution spatiale de 1 mm. Sa taille très réduite a permis de faire des mesures de vitesse très proches de la paroi qui pourront être comparées aux mesures vidéo, représentatives des vitesses granulaires à la paroi. La figure 3.12 présente l'évolution temporelle des mesures des trois composantes de vitesse obtenues avec le Vectrino II. Sur

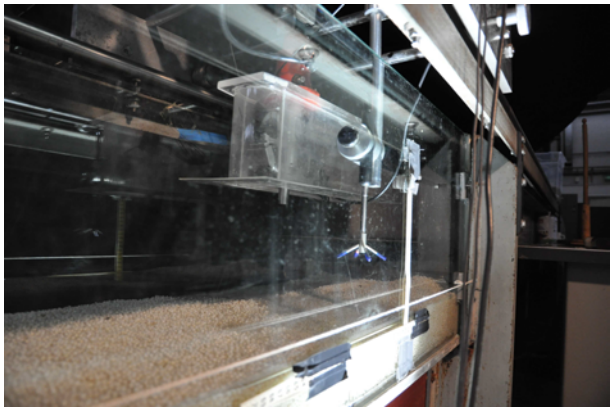

FIGURE 3.11 – Photographie de la zone de mesure avec le Vectrino II en paroi et l'ACVP au centre dans la cloche à vide.

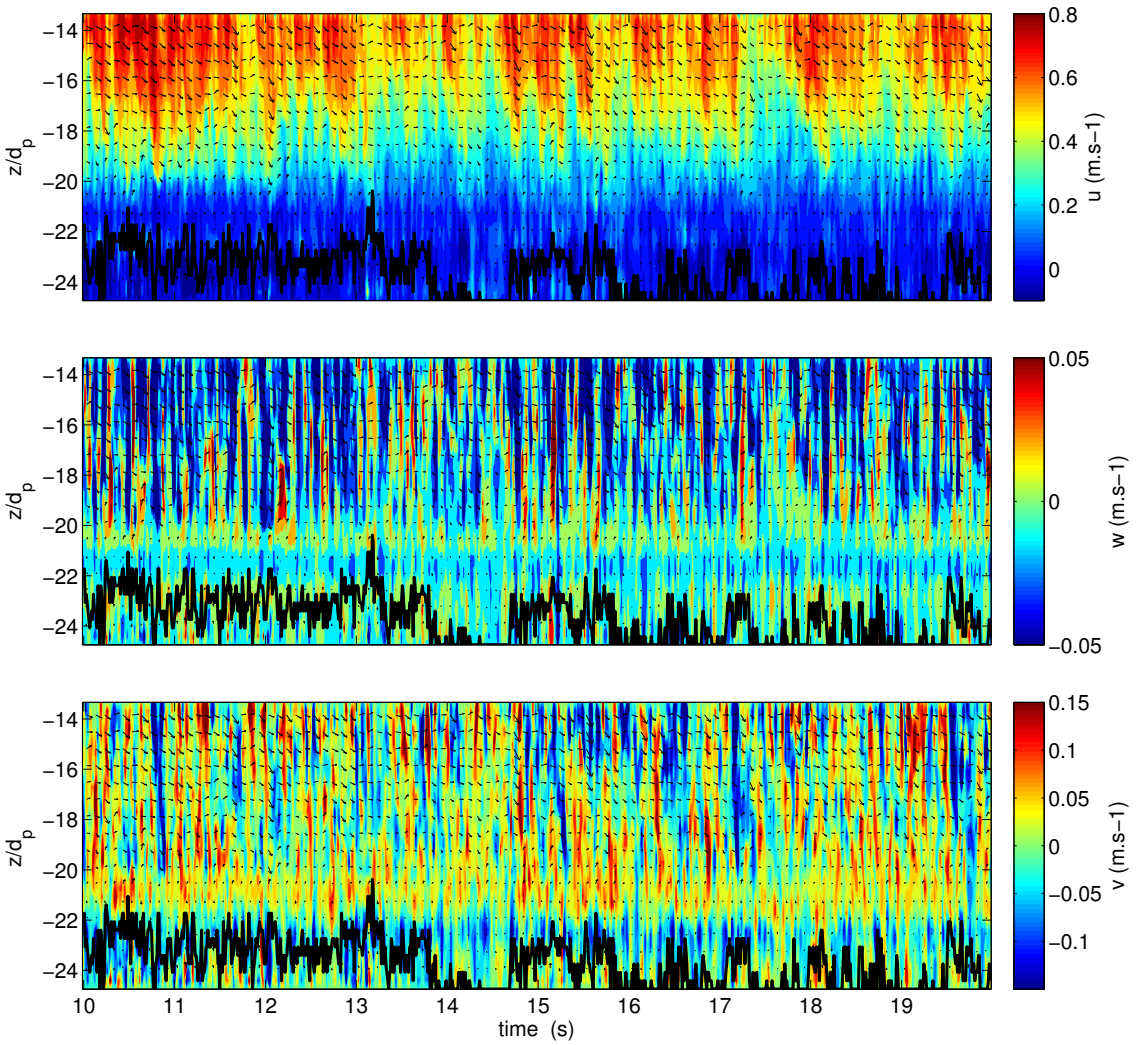

FIGURE 3.12 – Exemple de mesures de vitesses horizontales, verticales et transverses en fonction de la position verticale et du temps, obtenus avec le Vectrino II en paroi. La ligne noire représente une évaluation qualitative de la position de fond.

les trois panneaux, la courbe noire représente une évaluation qualitative de la position du lit fixe basée sur un critère de cohérence “tir-à-tir” du signal.

3.4.4 Mesure des profils de vitesse par l’ACVP

La technologie ACVP (Acoustic Concentration and Velocity Profiler) proposée par *Hurther et al.* (2011) est un profileur acoustique développé pour l’étude des processus hydro-sédimentaires de couche limite au LEGI par D. Hurther avec le soutien technique de P.-A. Barraud (conception électronique) et de J.-M. Barnoud (conception mécanique). Cette instrumentation combine la technologie multi-bistatique ADVP, Acoustic Doppler Velocity Profiler (*Hurther and Lemmin*, 2001, 2008; *Mignot et al.*, 2009) avec la technologie multi-fréquentielle ABS, Acoustic Backscattering System (*Thorne and Hanes*, 2002; *Thorne et al.*, 2011; *Thorne and Hurther*, 2014) afin de mesurer simultanément et dans le même volume de mesure, les profils de vitesse et de concentration sédimentaire. Cette mesure co-localisée et bien résolue dans le temps présente l’intérêt de pouvoir quantifier directement les profils verticaux des flux sédimentaires en estimant le produit instantané

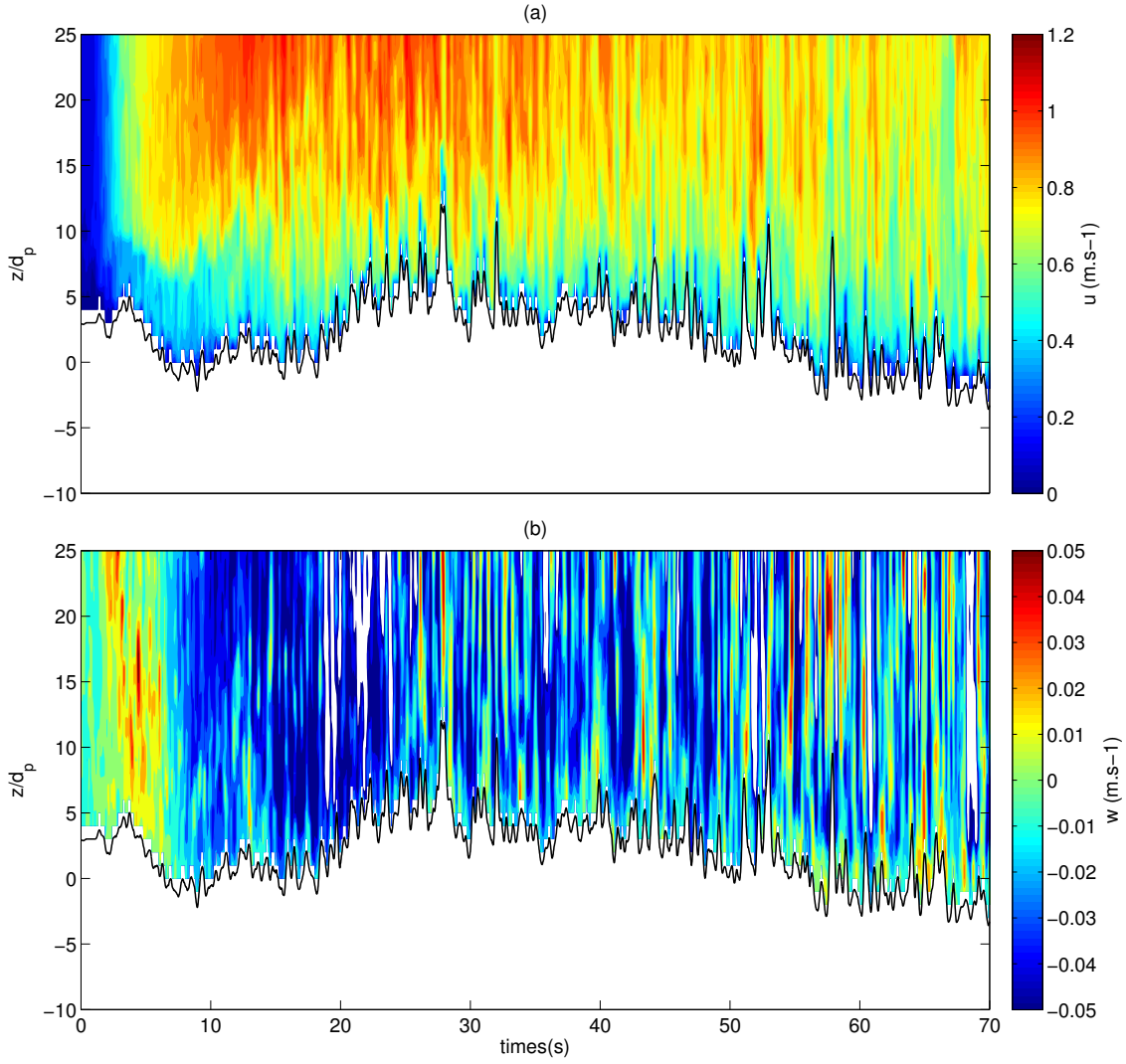

FIGURE 3.13 – Exemple de mesures de vitesses horizontales et verticales en fonction de la position verticale et du temps obtenus avec l'ACVP au centre. La ligne noire représente la position du fond immobile détectée par l'ACVP.

de la vitesse par la concentration au travers de la couche limite de fond. La technologie ACVP est un atout considérable pour l'étude de différents processus de transport sédimentaire (*Hurther and Thorne*, 2011; *Chassagneux and Hurther*, 2014; *Naqshband et al.*, 2014). Le principe et la validation de la mesure de concentration seront abordés dans le paragraphe 3.5.

Concernant la vitesse, l'ACVP permet de mesurer les composantes horizontales et verticales depuis la surface libre jusqu'au fond fixe (soit environ 25 cm de profil) avec une fréquence d'acquisition de 78 Hz et une résolution spatiale de ±3 mm. L'intensité acoustique associée à la variance du signal enregistré correspond à une diffusion par des cibles en mouvement et peut être séparée de l'intensité diffusée par les sédiments au repos constituant le lit de l'écoulement (*Hurther and Thorne*, 2011; *Naqshband et al.*, 2014). La position du maximum d'intensité associée aux sédiments immobiles est détectée au cours du temps (filtrée à 7.8 Hz). Cette position est considérée comme équivalente à l'interface du lit sédimentaire immobile, sous laquelle les vitesses sont instantanément forcées à zéro pour limiter les effets résiduels du bruit Doppler dans la partie immobile du lit. Dans le but de limiter l'impact de l'instrument sur l'écoulement et d'étendre la mesure du fond

fixe à une position proche de la surface libre, l'ACVP est placé dans une boîte à vide (voir figure 3.3 et photo 3.11). Lors de la première phase du protocole expérimental, l'eau est au repos et la boîte est entièrement immergée. La boîte est rendue étanche par la fermeture d'une vanne. Lorsque l'écoulement se met en place dans le canal, la hauteur d'eau baisse mais la boîte ne se vide pas. La position verticale de la boîte est ajustée pour que sa limite inférieure soit légèrement sous le niveau de la surface libre lorsque l'écoulement est établi. Ainsi le système de mesure est hors de l'écoulement et permet de mesurer la vitesse sur toute la colonne d'eau. Il faut noter que la présence de la boîte provoque une légère résistance à l'écoulement qui induit une faible surélévation de la surface libre et une couche de mélange sous la boîte. Il est cependant raisonnable de penser que cette intrusion n'affecte que peu l'écoulement au dessus du lit sédimentaire. La figure 3.13 présente un exemple de mesure instantanée de vitesse u et w. L'évolution temporelle de la position du fond immobile est aussi représentée.

3.4.5 Comparaison des profils de vitesse obtenus

Dans la plupart des expériences réalisées au cours de la thèse, l'ACVP est placé au centre du canal tandis que le Vectrino II est placé au plus proche de la paroi pour pouvoir comparer les profils obtenus aux mesures vidéo. L'ACVP, le Vectrino II et l'acquisition

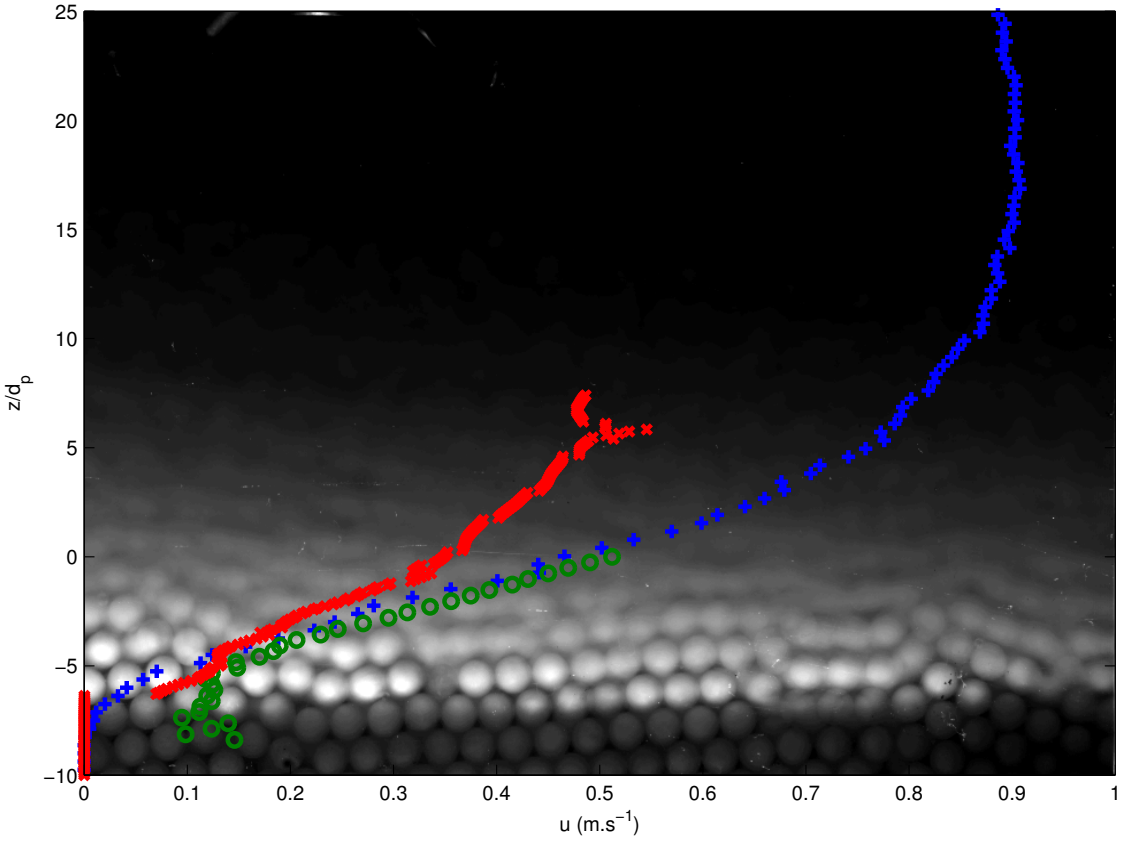

FIGURE 3.14 – Profils de vitesse horizontale moyennée sur 10 secondes obtenus avec l'ACVP au centre du canal (+), avec le Vectrino II en paroi (o) et avec la méthode de vidéo-trajectographie (x). L'image de fond est la moyenne des 150 images utilisées pour la vidéo-trajectographie. Pour cette figure une version actualisée de l'ACVP a permis d'atteindre une résolution spatiale de 1.5 mm.

vidéo sont synchronisés en temps. L'axe du cône de mesure du Vectrino II étant situé à 2 cm de la paroi, l'éclairage a été dimensionné pour restreindre le champs de la caméra aux premiers centimètres derrière la paroi. La figure 3.14 montre les profils de vitesses moyennés sur 10 s obtenus avec l'ACVP, le Vectrino II et la méthode de vidéo-trajectographie. L'image moyenne associée à cet intervalle est représentée en fond. D'abord, on voit que les deux profileurs acoustiques donnent des résultats très similaires entre $z/d_p = -5$ et $z/d_p = 0$. On peut en déduire que les profils de vitesse moyenne dépendent peu de la direction transversale à l'écoulement. En d'autres termes, il semble que l'épaisseur de la couche limite turbulente associée aux parois en verre est plus petite que 2 cm. On remarque que dans la partie basse du profil Vectrino II la valeur de la vitesse augmente et la mesure est bruitée. Cet effet semble caractéristique des profileurs acoustiques en présence de sédiments, cependant grâce à la correction instantanée des vitesses sous l'interface détectée (voir section précédente), cet effet est corrigé dans les mesures ACVP. Ensuite, les mesures vidéo et Vectrino II donnent des résultats assez similaires dans la partie basse de l'écoulement mais un écart qui augmente avec la distance au fond fixe est observé. Cette vitesse relative illustre une des grandes interrogations de la mesures acoustique : *en présence de particules sédimentaires dans l'écoulement, mesure-t-on la vitesse du fluide, la vitesse des particules ou la vitesse du mélange ?* Des éléments de réponses seront apportés dans le dernier chapitre.

3.5 Validation des mesures de concentration par l'ACVP

L'ACVP utilise également la technologie multi-fréquence ABS pour mesurer les profils de concentration colocalisés avec les profils de vitesse. L'intensité de l'onde émise par la céramique est atténuée au cours de son trajet par les particules sédimentaires. Le but de la technologie ABS est d'évaluer le profil de concentration à partir de la mesure du profil d'intensité rétrodiffusée. Le profil théorique d'intensité acoustique s'écrit :

$$I_j = \rho_p K_{fit} A_j A_s \phi \mathrm{e}^{-4\rho_p \int_{\vec{r}} \zeta \phi \mathrm{d}r}, \tag{3.8}$$

où A_j est un paramètre acoustique dépendant des caractéristiques de l'instrument et de la position verticale, dont l'indice est donné par j, et A_s représente la fonction de forme des sédiments qui dépend de leur diamètre, de leur densité et de la fréquence de l'onde émise. Le produit $A_j A_s$ est obtenu par calibration des profils d'intensité mesurés en eau calme à différentes distances du lit compact. ζ est le paramètre de diffusion acoustique du sédiment et est déterminé semi-empiriquement. K_{fit} est un paramètre d'ajustement de l'ordre de l'unité. Les tests de validation présentés ci-dessous ont permis d'évaluer sa valeur à $K_{fit} = 0.8$. Cette méthode statistique de mesure de la concentration est basée sur le moment statistique d'ordre deux des fluctuations de pression. Il en résulte un biais statistique que l'on réduit en moyennant les fluctuations de pression. Le signal de concentration mesuré est donc filtré à 4.9 Hz pour réduire l'incertitude statistique à moins de 15% sur la mesure instantanée.

Une validation indépendante de la mesure acoustique est nécessaire, cependant nous n'avons pas eu accès à d'autres appareils de mesure de concentration comme les systèmes à rayon γ, ayant été utilisés par exemple par *Pugh and Wilson* (1999) ou les systèmes capacitifs (*ex: Lanckriet et al.*, 2012). Un autre procédé a donc dû être mis au point pour valider la mesure de concentration. Une grandeur aisément accessible dans l'expérience est le volume total de sédiments transportés au cours de l'expérience. Pour l'évaluer, les sédiments transportés sont préalablement séchés et pesés et la valeur obtenue est divisée par la masse volumique du sédiment pour connaître le volume transporté, $\mathcal{V}_{pesée}$. Cette

valeur est ensuite comparée à l'évaluation acoustique $\mathcal{V}_{ACVP}$ obtenue en multipliant le débit volumique par unité de largeur q_s par la largeur W. Le débit volumique par unité de largeur est égal à l'intégrale sur la verticale et au cours du temps du flux local et instantané de sédiment $\pi = u(t,z) \times \phi(t,z)$. On obtient alors :

$$\mathcal{V}_{ACVP}(t) = W \int_0^t \int_{-\infty}^{+\infty} \pi(t,z) \mathrm{d}z \mathrm{d}t. \tag{3.9}$$

Ces tests de validation ont été réalisés pour 4 régimes de transport différents allant d'un charriage relativement faible à un régime de sheet-flow pour lequel une importante contribution de la suspension au transport total est observée (figure 3.16). Dans ces conditions, l'écart maximum entre le volume obtenu par pesée et le volume mesuré par l'ACVP est de 18% (voir tableau 3.2). Il est intéressant de noter que la différence relative obtenue pour

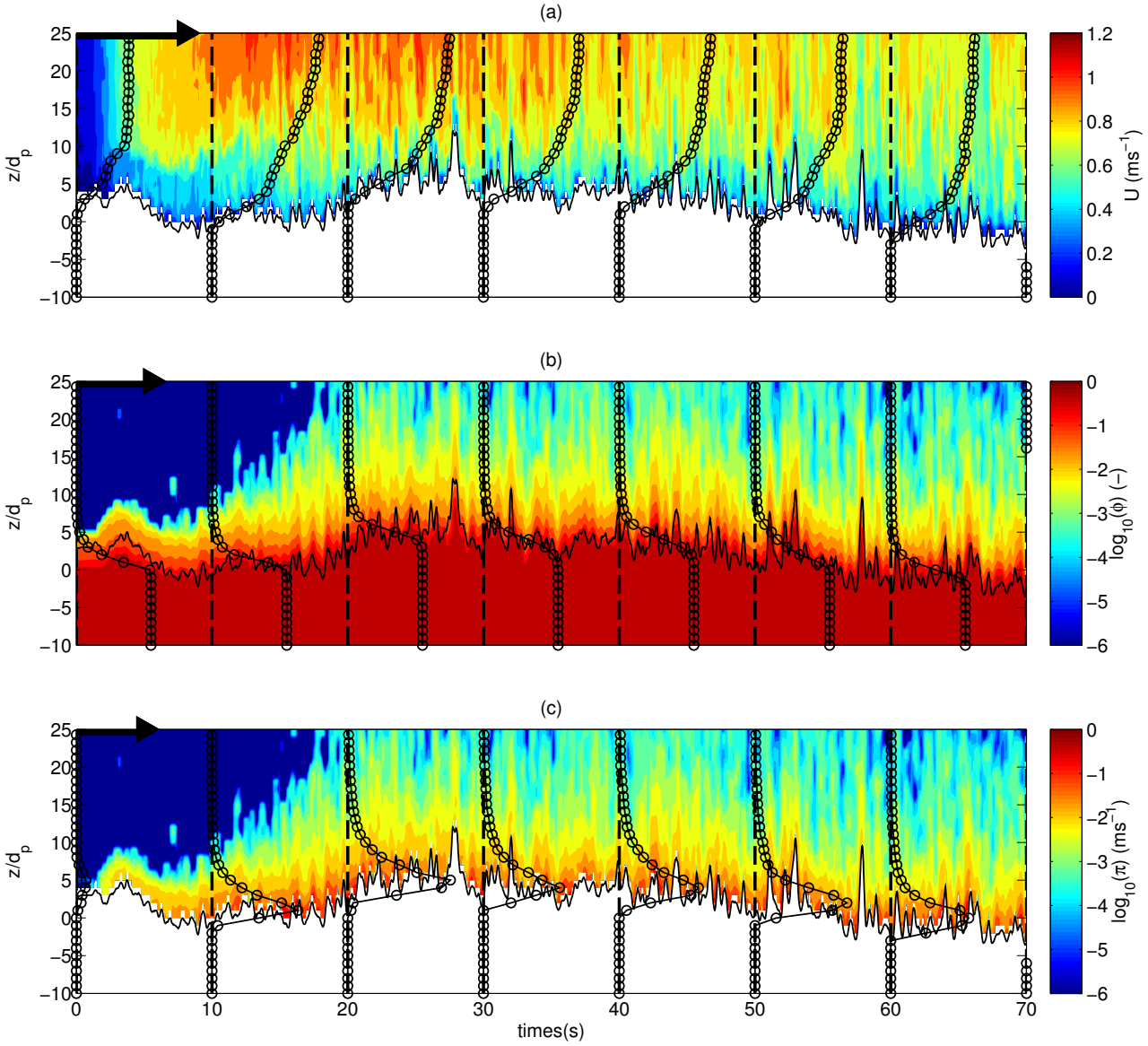

FIGURE 3.15 – Exemple de mesures instantanées de vitesse horizontale, de concentration et flux sédimentaire mesurés avec l'ACVP en fonction de la position verticale et du temps. Les profils correspondent aux grandeurs moyennées sur 6 secondes et représentées toutes les 10 secondes. Les flèches en haut à gauche de chaque panneau représentent respectivement $u = 1$ ms^{-1}, $\phi = 0.55$ and $\pi = 0.05$ ms^{-1}.

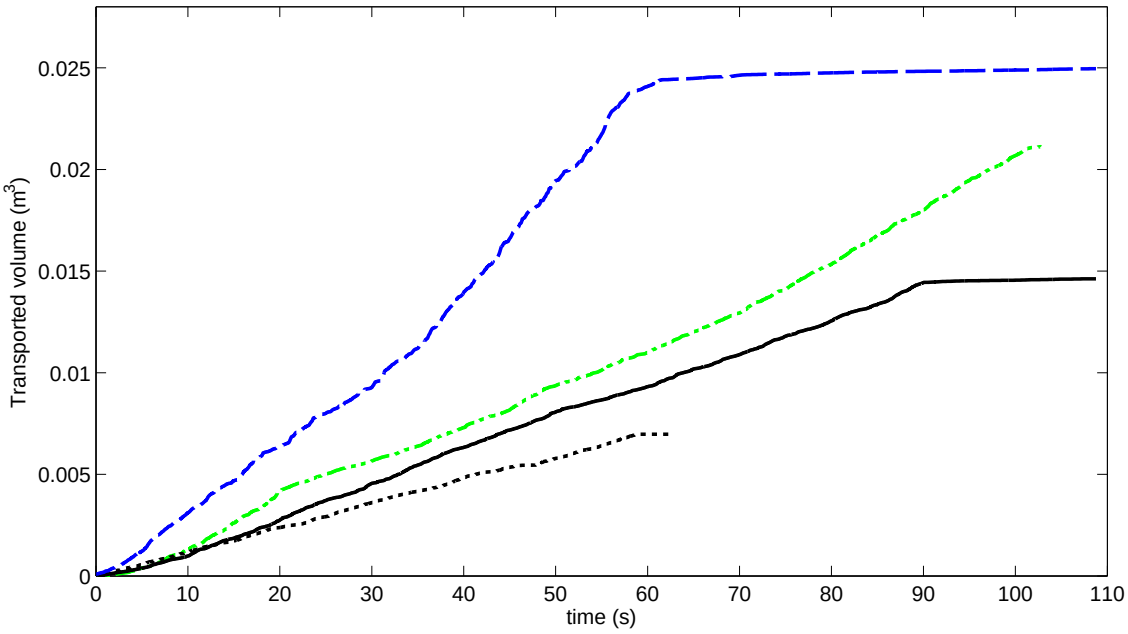

FIGURE 3.16 – Évolution temporelle du volume de sédiment transporté (estimation ACVP) pour différents régime de transport, du charriage faible (points noirs) au sheet-flow avec suspension (pointillés bleus), cf tableau 3.2.

Mode de transport	charriage faible	charriage	sheet-flow	sheet-flow + suspension
Durée	59 s	90 s	100 s	62 s
$\mathcal{V}_{pesée}$ (en l)	6.7 ± 0.5	17.8 ± 0.5	25.7 ± 0.5	27.3 ± 0.5
$\mathcal{V}_{ACVP}$ (en l)	7	14.5	21.1	24.5
Écart relatif	5%	18%	18%	10 %

TABLE 3.2 – Comparaison entre la mesure du volume de sédiments transportés par pesée et par l'ACVP.

le régime de transport le plus faible et le plus intense sont respectivement de 5% et 10%. Ces incertitudes peuvent être considérées comme très faibles sachant que les estimations acoustiques sont obtenues en sommant un très grand nombre de termes $o(10^5)$. Ces tests ont montré que d'un point de vue instrumental on peut avoir une bonne confiance dans la mesure de flux sédimentaire pour différents régimes de transport même si des calibrations préalables seront nécessaires. D'un point de vue physique, ces résultats montrent que les fluctuations de concentration se produisent principalement à des échelles spatio-temporelles assez grandes pour que la résolution spatiale (3 mm) et temporelle (0.2 s) de la mesure soit suffisante pour mesurer le transport.

La figure 3.15 présente un exemple de mesure de vitesse (a) de concentration (b) et de flux sédimentaire (c), filtrés comme la concentration à 4.9 Hz. La position de la zone d'arrêt du mouvement est aussi représentée et on peut observer un bon accord avec la position pour laquelle la concentration atteint sa valeur maximum. Cette observation donne confiance en la mesure instantanée de concentration, sachant que la détection du fond immobile et la mesure de concentration sont indépendantes.

3.6 Reproductibilité, stationnarité et uniformité

Un des objectifs de l'expérience est de confronter les profils moyens de vitesse, de concentration, de flux sédimentaire et de contrainte de cisaillement mesurés aux résultats du modèle diphasique présenté dans le chapitre 2. Pour cela, il faut se placer dans des conditions d'écoulement les plus proches possibles des hypothèses du modèle 1DV : uniformité et stationnarité. Le lit étant érodé au cours de l'expérience, on ne peut moyenner les valeurs mesurées sur toute la durée de l'expérience directement. Une solution à ce problème consiste à utiliser des intervalles de temps suffisamment courts pour que l'on puisse négliger l'érosion du lit et l'évolution des conditions d'écoulement. Dans ce dernier cas, un problème de convergence statistique des profils peut se poser. L'écoulement étant fortement turbulent, les mesures de vitesse et de concentration sont soumises à de fortes fluctuations et une durée de mesure minimum est nécessaire pour avoir des profils convergés. Pour palier à ce problème on peut utiliser des moyennes d'ensemble en plus des moyennes temporelles. Pour effectuer des moyennes d'ensemble, il faut reproduire plusieurs réalisations de la même expérience et en vérifier la reproductibilité.

Onze expériences ont été réalisées de manière identique et sont synchronisées sur le critère de hauteur d'eau présenté dans la section 3.3. La figure 3.17 (a) présente la hauteur d'eau mesurée et la position du lit immobile détectée par rapport temps pour les $N = 11$ réalisations de la même expérience. La position z_0 correspond à la hauteur initiale du lit

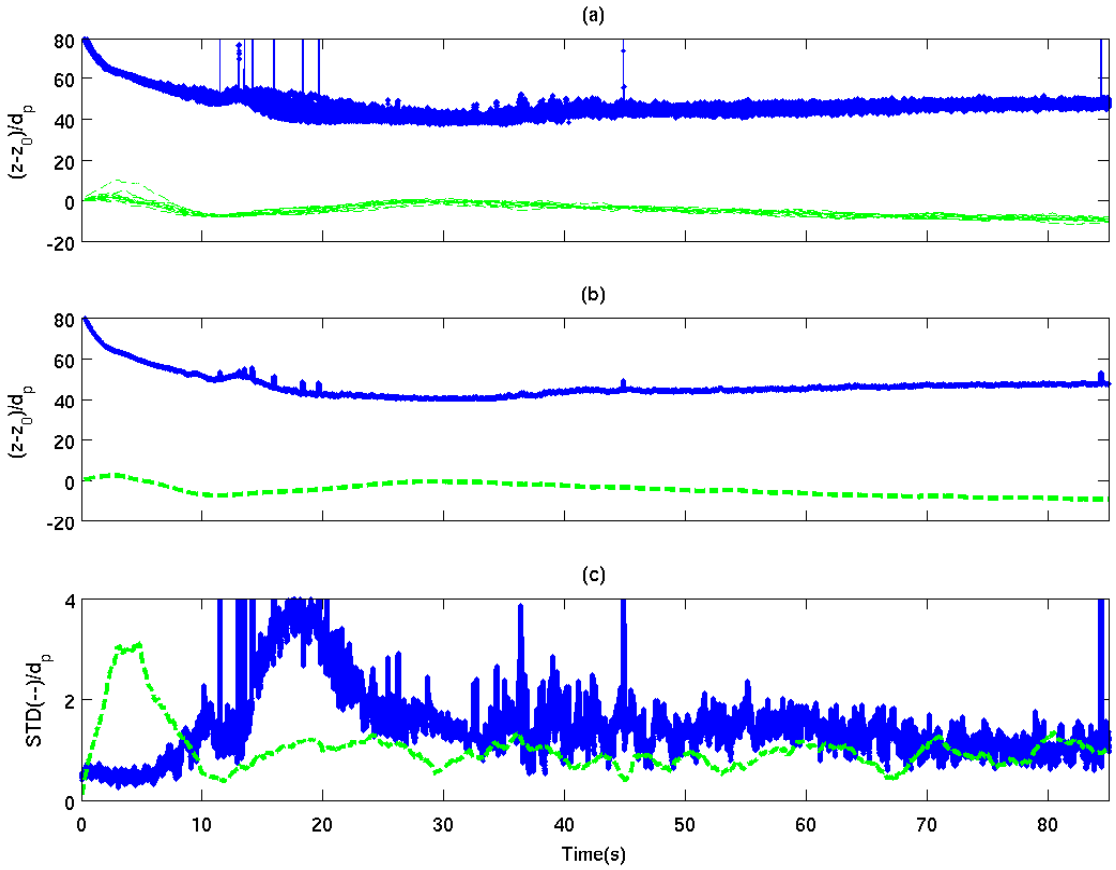

FIGURE 3.17 – (a) Évolution temporelle de la hauteur d'eau (—) et de la position du lit immobile (- - -) pour les 11 réalisations. (b) Évolution temporelle de la moyenne d'ensemble. (c) Évolution temporelle de l'écart-type entre les 11 réalisations.

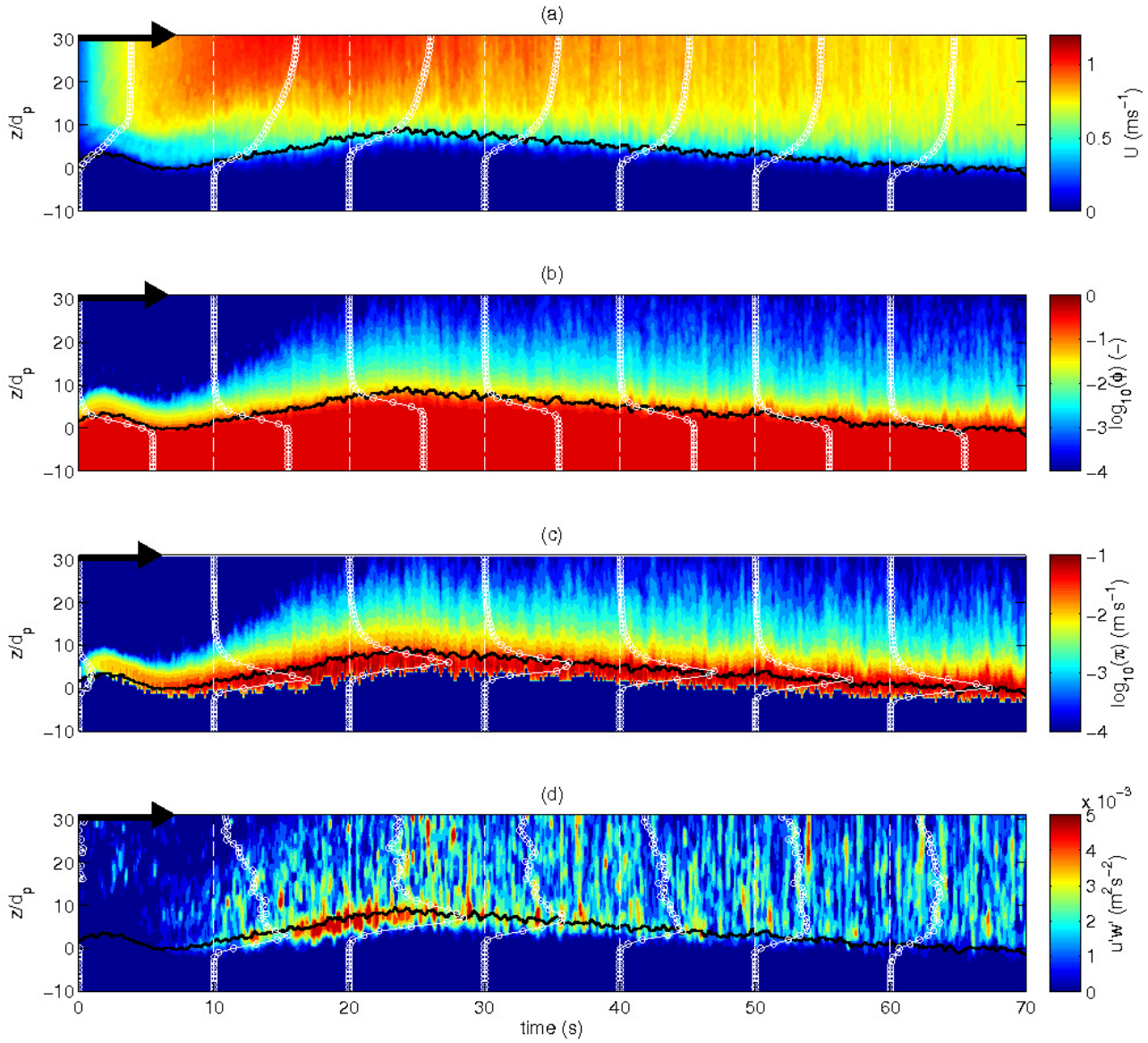

FIGURE 3.18 – Évolutions temporelles filtrées à 4.9 Hz des moyennes d'ensemble de la vitesse (a), de la concentration (b), du flux sédimentaire 2D (c) et de la norme de la contrainte de Reynolds (d). La moyenne d'ensemble de la position du lit immobile est représentée par la ligne noire sur chaque panneau. Les profils représentent des moyennes d'ensemble de profils verticaux moyennés en temps sur 6 s et représentés toutes les 10 s. Pour ces profils, les flèches en haut à gauche des panneau correspondent respectivement à $u = 1$ ms^{-1}, $\phi = 0.55$, $\pi = 0.05$ ms^{-1} et $< u'w' >= 0.003$ m^{2}s^{-2}.

(11 cm par rapport au fond du canal). Le panneau (b) montre les résultats de la moyenne d'ensemble et le panneau (c) montre l'écart-type associé aux 11 réalisations. Le panneau (b) permet de quantifier le taux d'érosion, c'est à dire la dérivée de la position du lit immobile en fonction du temps. On observe une évolution linéaire de cette interface entre $t = 30$ s et $t = 75$ s correspondant à un taux d'érosion constant égal à une taille de particule, $d_p = 3$ mm, toutes les $\Delta t = 6$ s. Cet intervalle peut être considéré comme suffisamment court pour que l'hypothèse de stationnarité soit respectée et suffisamment long pour être représentatif des plus grosses structures turbulentes. L'intervalle $\Delta t = 6$ s est utilisé dans la suite pour les moyennes temporelles. Le panneau (c) permet de quantifier la reproductibilité de l'expérience. En effet, l'écart-type associé à l'ensemble des réalisations pour un instant

donné est un critère pertinent pour caractériser la reproductibilité. On voit sur le panneau (c) de la figure 3.17 que l'écart-type associé à la hauteur d'eau et à la position du fond est au maximum de $3-4$ diamètres particulaires en début d'expérience, puis qu'il fluctue dans l'intervalle $0.5-2d_p$ après l'instant $t = 25$ s. Ces valeurs sont très faibles et montrent la très bonne reproductibilité de l'expérience, autorisant l'utilisation de moyennes d'ensemble. Sous l'hypothèse d'ergodicité du phénomène, qui suppose l'équivalence entre une moyenne temporelle sur un temps infiniment long et une moyenne d'ensemble sur un nombre infini de réalisations, la durée équivalente sur laquelle les profils sont moyennés est $N \times \Delta t = 66$ s.

La figure 3.18 montre l'évolution temporelle des moyennes d'ensemble de vitesse, de concentration, de flux sédimentaire et de contrainte de Reynolds. La contrainte de Reynolds représente le mélange de quantité de mouvement induit par la turbulence. C'est un processus d'advection à petite échelle qui peut être modélisé comme un processus de diffusion à l'échelle de l'écoulement. Le coefficient de diffusion correspond à la viscosité turbulente. La mesure acoustique instantanée des composantes horizontales et verticales de la vitesse permet d'évaluer leur taux de corrélation qui correspond à la composante de cisaillement du tenseur des contraintes de Reynolds. En régime uniforme, cette contrainte doit équilibrer la projection sur l'axe de l'écoulement du poids de la colonne d'eau située au dessus d'une position verticale donnée. En d'autres termes, en régime uniforme la contrainte est nulle à la surface libre (en négligeant le frottement avec l'air) et croît linéairement vers le fond. En canal de largeur infinie la pente du profil de contrainte correspond à la pente du canal. En largeur finie, cette pente est réduite à cause du frottement aux parois. Le panneau (d) de la figure 3.18 montre que le profil de contrainte de Reynolds est concave dans la première partie de l'expérience et convexe dans la deuxième partie. Ces observations caractérisent un écoulement accéléré et ralenti respectivement (*Yang and Chow*, 2008) et sont consistantes avec l'évolution de l'élévation de la surface libre (cf figure 3.15). On voit que pendant l'intervalle $t \in [40 - 46]$ s le profil de contrainte est linéaire, indiquant l'uniformité de l'écoulement. Cet intervalle sera donc utilisé pour évaluer les profils moyens et leur fluctuations, qui seront analysés dans les chapitres suivants.

On peut quantifier l'erreur statistique résiduelle associée à la moyenne d'ensemble en étudiant l'évolution du taux de convergence C_v qui s'exprime :

$$C_v(i) = \frac{\left|\frac{1}{i+1}\sum_1^{i+1} < A_i > (z) - \frac{1}{i}\sum_1^{i} < A_i > (z)\right|}{\left|\frac{1}{i}\sum_1^{i} < A_i > (z)\right|}, \tag{3.10}$$

où $A_i(z)$ représente une variable quelconque moyennée en temps sur $\Delta t = 6$ s de la réalisation i. L'évolution des taux de convergence des profils de vitesses et de contraintes en fonction du nombre de réalisations est tracée sur la figure 3.19. Le profil de vitesse converge très vite et le biais statistique final est de moins de 0.4%. Ce résultat montre que d'une part l'expérience est très reproductible et d'autre part que la durée de l'intervalle choisi ($\Delta t = 6$ s) est suffisamment longue. La contrainte de Reynolds correspondant à un moment statistique de deuxième ordre, il est normal qu'elle converge moins vite que la vitesse moyenne. Néanmoins, le taux de convergence sur la moyenne d'ensemble atteint la valeur de 3.6%. Cette faible valeur confirme également la bonne reproductibilité de l'expérience.

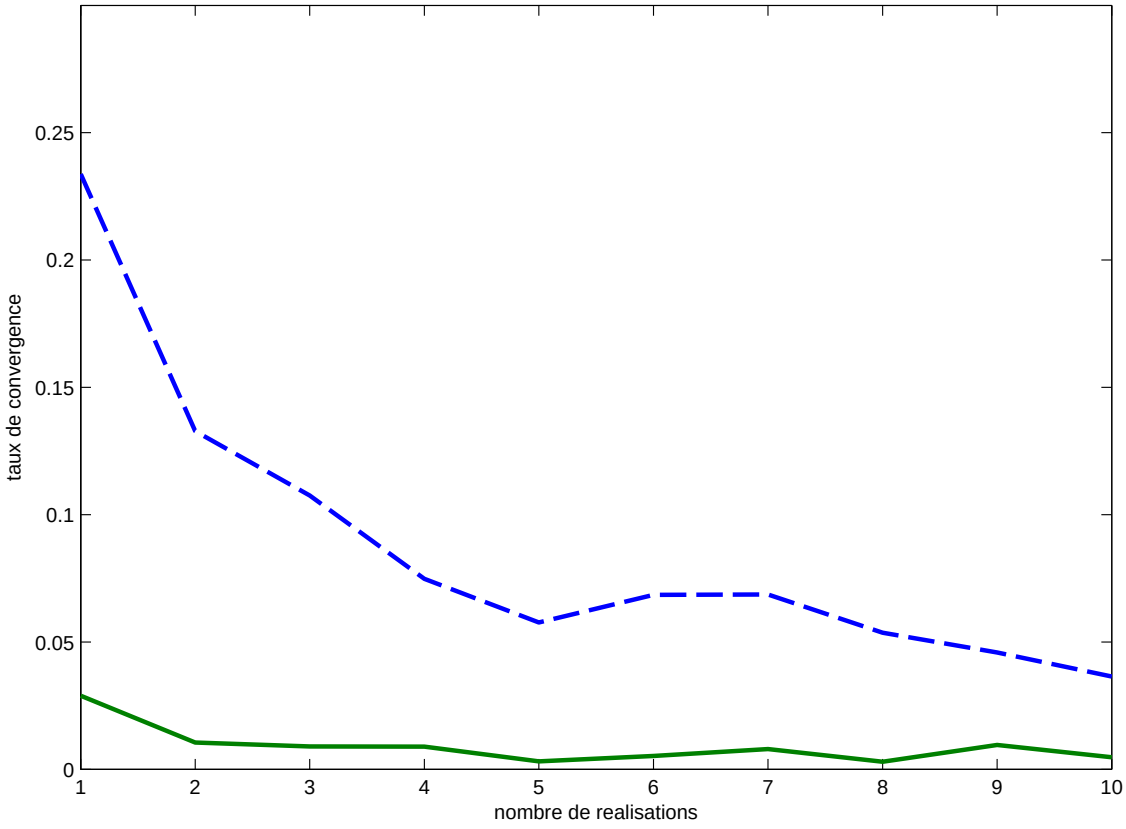

FIGURE 3.19 – Évolution du taux de convergence des moyennes d'ensemble en fonction du nombre de réalisations (voir équ. 3.10) pour le profil de contrainte de Reynolds (**- - -**) et le profil de vitesse (—).

Chapitre 4

Vertical structure in uniform and steady regime
Structure verticale en régime uniforme et permanent

Ce chapitre est dédié à l'analyse des profils moyens obtenus avec le dispositif expérimental et le traitement du signal présentés dans le chapitre précédent. Dans la première section, l'article *On sheet flow modelling perspectives based on novel acoustic high resolution measurements*, soumis à *Journal of Fluid Mechanics* le 13/06/2014 et actuellement en révision, est présenté. Dans la deuxième section, les principaux résultats de l'article sont résumés. En complément, la sensibilité des résultats à la non-uniformité de l'écoulement est analysée et un retour sur la modélisation est proposé.

4.1 Copie de l'article

On sheet flow modelling perspectives based on novel acoustic high resolution measurements.

Thibaud Revil-Baudard[1]†, Julien Chauchat [1], David Hurther[1] and Pierre-Alain Barraud[2]

[1]LEGI, Grenoble University, Domaine Universitaire , BP 53 , 38041 Grenoble Cedex 9, France

[2]Laboratoire TIMC-IMAG, GMCAO team,In3S, Pavillon Taillefer Rond-Point de la Croix de Vie (site hospitalier Nord) La Tronche, France

(Received ?; revised ?; accepted ?. - To be entered by editorial office)

A new dataset of uniform and steady sheet flow experiment is presented in this paper. An Acoustic Concentration and Velocity Profiler (ACVP) is used to measure time-resolved profiles of colocated 2C velocity (u,w), sediment concentration and the vertical position of the bed interface. The vertical profiles cover the entire water column, from the free surface down to the bed interface constituted of sediments. Ensemble averaging over eleven similar experiment realisations is carried out to evaluate the mean profiles of streamwise velocity, concentration, sediment flux and Reynolds shear stress. The repeatability, stationarity and uniformity of the flow is carefully checked for a Shields number of $\theta = 0.44$ and a suspension number of $S = 1.1$. Subsequently, a detailed analysis of momentum and sediment diffusivities is presented. The Schmidt number in the dilute region is almost constant with a mean value of $\sigma_s = 0.44$. The analysis of the mixing length profile allows to separate the flow into two distinct layers: a suspension layer dominated by turbulence and a bed layer dominated by granular interactions. The examination of the Stokes and the inertial number profiles across the bed layer reveals the existence of two sublayers: a frictional layer (lower) and a collisional layer (upper). In the suspension layer, a strong damping of the turbulent mixing efficiency is observed with a reduction of the corresponding von Karman parameter by a factor of more than two. The present measurement results are interpreted in terms of classical modelling approach including a mixing length concept for the Reynolds shear stress, kinetic theory of granular flows and dense granular flow rheology for the intergranular stresses. The tested constitutive laws are in qualitative agreement with the measurements, however the strong intermittency of the flow induced by the coupling between large-scale turbulent coherent structures and the dense mobile bed layer shows the limits in terms of quantitative interpretation of a steady two-phase flow model.

Key words:

---

1. Introduction

The sheet flow regime of sediment transport occurs when the fluid flow is sufficiently strong to mobilise a thick and dense layer of particles on the top of a sediment bed. The present paper is focused on uniform, steady and turbulent sheet flows of well-sorted

† Email address for correspondence: thibaud.revil-baudard@legi.grenoble-inp.fr

particles in which the low value of the slope allows to neglect the body force acting on the particles. In such conditions, both granular interactions and turbulent processes are the key mechanisms in momentum and particle diffusion (*e.g.* Bagnold 1956; Jenkins & Hanes 1998). The Shields number θ and the suspension number S are the two dimensionless numbers that control sediment transport in this regime (Sumer *et al.* 1996). The Shields number is the ratio between the force exerted by the fluid on a particle at the bed and the apparent weight of a single particle. In the literature, the transition from the bedform regime to the sheet flow one occurs at a Shields number around 0.5. Above this value, the bed-load layer thickness and the associated solid load increase with the Shields number (*e.g.* Einstein 1950; Yalin 1977). The suspension number characterises the competition between the particle inertia represented by its settling velocity (w_s) and the magnitude of the turbulent velocity fluctuations represented by the friction velocity (u_*). Following Sumer *et al.* (1996), for $S < 0.8$ the sheet-flow regime is in the suspension mode in which the suspended-load is greater than the bed-load. For $S > 1$, the sheet-flow regime is in the no-suspension mode in which the bed-load dominates the suspended one.

The challenges in research on the sheet flow regime reside currently in two complementary aspects. The first one lies in the modelling of the horizontal and vertical momentum transfer mechanisms for both fluid and solid phases. The second one concerns the realisation of sheet flow experiments providing reliable high-resolution data. At present, only few such datasets exist in the literature and this strongly limits our ability to investigate the validity of sheet flow models.

Under uniform flow conditions, the vertical profile of shear stress from the free-surface down to the non-moving bed is derived from the horizontal momentum balance. At any given position along z (vertical coordinate), the total shear stress is equal to the streamwise projection of the water column weight above this position. In the dilute suspension (usually taken as the flow domain where the volumetric concentration ϕ is lower than 0.08, Hsu *et al.* 2004) the total shear stress is balanced by the Reynolds stress which transfers streamwise momentum downward from high velocity layers to lower velocity layers. Within the mobile sediment layer, momentum can be transferred by turbulent fluctuations and/or collisional and frictional interactions between grains. At the non-moving bed interface, a plastic threshold imposes a zero velocity shear rate where the friction between grains exactly balance the total shear stress (Coulomb yield criterion, Hanes & Inman 1985). The vertical profile of particle concentration can be obtained from the vertical momentum balance in which gravity is mainly balanced by two mechanisms : a turbulent dispersion term arising from the effect of turbulent velocity fluctuations on the drag force (Chauchat & Guillou 2008) and a dispersive force induced by granular interactions (Bagnold 1954; Wilson 1989). This last force originates from collisions and enduring contacts between particles and vanishes at low concentration ($\phi < 0.08$) for which particles are fully suspended by the fluid turbulence.

Several attempts have been made to model the above mentioned mechanisms. Bagnold (1954) has originally proposed a formulation of the granular shear stress proportional to the square of the velocity shear rate and to the square of the particle diameter (inertial regime). He also suggested that the particulate pressure is proportional to the shear stress. Several authors have employed the kinetic theory of granular flows to account for the granular contribution to the shear stress (Hsu *et al.* 2004, amongst others). In this theory, an additional energy equation is solved to evaluate the granular temperature which represents the intensity of the particle velocity fluctuations. This variable is then used to evaluate the granular shear and normal stresses. More recently the dense granular flow rheology, $\mu(I)/\phi(I)$, has been employed to model laminar bed-load (Ouriemi *et al.* 2009) and turbulent (Revil-Baudard & Chauchat 2013) sheet flow regimes.

Concerning the turbulent contribution to the total shear stress in turbulent sheet flow conditions, it has been observed that the presence of particles induces a modification of turbulence compared to clear water turbulent shear boundary layers (Best *et al.* 1997). In order to account for this effect, several authors have used a mixing length approach with a correction depending on (a) the density stratification rate (*e.g.* Jenkins & Hanes 1998), (b) the local concentration (Pasini & Jenkins 2005, for instance) or (c) the integrated concentration profiles (Revil-Baudard & Chauchat 2013). Hsu *et al.* (2004) have employed a $k-\epsilon$ model with a transfer term related to the particle inertia to account for turbulence modulation induced by the presence of particles. However particle induced turbulence modulation is still subject to open discussion in the community (Castro-Orgaz *et al.* 2012). The concentration profile in the dilute region of the flow is usually modelled by the so-called Rouse profile based on a balance between the downward settling flux and the upward turbulent dispersion flux. This last term is classically assumed to follow the Fick law in which the sediment flux is proportional to the vertical concentration gradient with a proportionality coefficient denoted as sediment diffusivity. This diffusivity is considered equal to the turbulent eddy viscosity divided by a Schmidt number which is introduced to account for experimental measurements (Graf & Cellino 2002).

Laboratory experiments for the study of the vertical structure of turbulent 2D mean sheet flows are rare. The main reasons for this are the difficulties of measuring both the velocity and the sediment concentration under such extreme particle concentration conditions and with a spatio-temporal resolution sufficiently high to resolve turbulent eddies at the scale of the grain. Furthermore, the importance of the Reynolds shear stress terms in the momentum balance across the active sheet flow layer imposes quasi-instantaneous two-component (2C) velocity measurement performances. Few flow measurement systems are adapted to such challenging flow conditions. Experiments were mainly conducted in pipe flows by Daniel (1965); Wilson (1966); Nnadi & Wilson (1992); Pugh & Wilson (1999). These studies examined the time-averaged volumetric concentration and streamwise velocity (u) using a point-wise gamma-ray technique and a point-wise conductivity probe, respectively. Sumer *et al.* (1996) carried out sheet flow experiments in an open-channel flume and in a closed duct flow using point-wise capacity probes for the concentration measurements and a Pitot device for the local streamwise velocity measurements. More recently, Cowen *et al.* (2010) have used a Boroscope technique to measure the streamwise velocity profile. All these experiments used intrusive point wise techniques subjected to local flow perturbations and providing only one-component (1C) velocity and concentration time series in separate measurement volumes. As a consequence, the analysis of these data was restricted to the interpretation of mean profiles of independently measured quantities with no direct quantification of the co-variances such as the Reynolds shear stress or the turbulent sediment fluxes. Armanini *et al.* (2005); Spinewine *et al.* (2011) and Capart & Fraccarollo (2011) applied a video technique to get instantaneous 2C velocity and mean concentration profiles in the near-wall region. To the best of our knowledge, up to now this dataset is the only one which provides both velocity and concentration profiles in open channel flows. The main restrictions of these data is that they have been obtained at the sidewall and velocity and concentration measurements are not collocated and synchronised.

In the present paper, a new steady uniform sheet flow experiment carried out in an open-channel is presented. A multi-frequency Acoustic Concentration Velocity Profiler (ACVP, Hurther *et al.* 2011; Naqshband *et al.* 2014) is used to provide non-intrusive vertical profiles across the suspension and the sheet flow layers of co-located 2C velocities and particle concentration. The mean profiles are analysed and discussed to give insights into the physical mechanisms responsible for the vertical momentum diffusion across

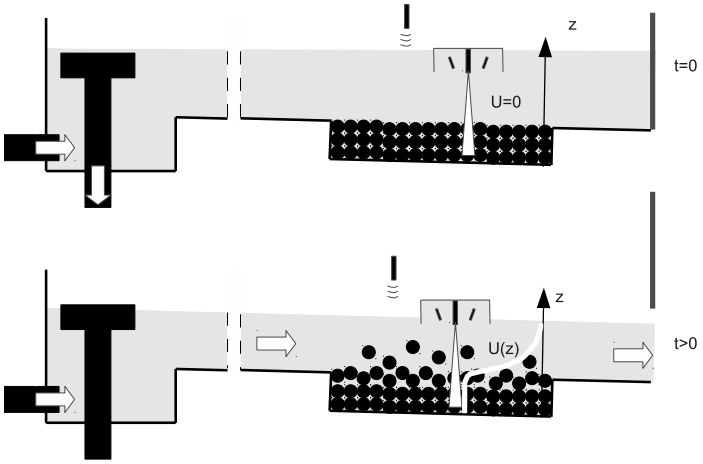

FIGURE 1. Sketch of the experiment. Initial and running states.

the sheet flow and the suspension layers. Classical constitutive laws from the literature are confronted to the present measurements to enhance the discussion. In section 2, the experimental setup and the data processing of the acoustic measurements are described. In section 3, the mean profiles of streamwise velocity, concentration, turbulent shear stress and sediment flux are presented. The vertical structure of the flow is outlined from momentum and concentration diffusivity profiles and further analysed based on mixing length and dimensionless numbers. In section 3, the measurements are compared with different constitutive laws to discuss the modelling perspectives of this new experiment. In section 4, the main conclusions of this paper are summarised.

2. Flume characteristics and measurement equipment

In this section, we first present the experimental setup composed of the tilting flume and the measurement equipment. Secondly, the experimental protocol and methodology are described. Finally, the statistical data processing methodology and the corresponding mean flow data are presented to address (a) the establishment of 2D mean flow conditions in the test section as a steady uniform turbulent sheet flow and (b) the validity of the ACVP measurements.

2.1. *Experimental facility*

The LEGI/ENSE3 tilting flume is $L = 10$ m long and $W = 0.35$ m wide with a bed slope set to a value of $S_0 = 0.005$. A 3 m long by 11 cm high sediment reservoir is installed in the channel bed at 2 m before the channel outlet (see figure 1). Elsewhere the flume bed is covered by glued particles to enhance the bed roughness and facilitate the boundary layer development before the test section so that steady uniform flow conditions can be reached at the sediment reservoir. The sediments are irregularly shaped (PMMA, density $\rho_p = 1192$ kg/m^3), with a tangent of the angle of repose measured at $\mu_s = 0.7$ in dry conditions. The particle size distribution is fairly well-sorted and the particle diameters are in the range $d_p \in 2.5 - 3.5$ mm (table 1). The mean settling velocity is equal to $w_s = 5.59$ cm/s which was determined experimentally from settling tests in a still water tank. The flume is equipped with an acoustic limnimeter mounted on

TABLE 1. Sediment and flow properties.

Param.	ρ_f	ρ_p	μ_s	d_p	w_s	Q_f	S_0	U	H_f	Re	Fr
Unit	$(kg.m^{-3})$	$(kg.m^{-3})$	(-)	(m)	$(m.s^{-1})$	$(m^3.s^{-1})$	(-)	$(m.s^{-1})$	(m)	(-)	(-)
	1000	1192	0.7	0.003	0.0559	0.031	0.005	0.52	0.17	10^6	0.4

a moveable trolley for the measurement of the water level time series at a rate of 200 Hz in the test section. These water level measurements are synchronised with the data acquisitions of the Acoustic Concentration and Velocity Profiler (ACVP). The ACVP is a 1D2C system measuring the co-located streamwise and vertical velocity components as well as the particle volumetric concentration over a vertical profile of 25 cm extending from the non-moving sediment bed to the top of the free-surface. The originality of this acoustic flow instrumentation lies in the combination of the multi-bistatic ADVP technology (Acoustic Doppler Velocity Profiler Hurther & Lemmin 2001, 2008; Mignot *et al.* 2009) with the multi-frequency ABS technology (Acoustic Basckscattering System, Thorne & Hanes 2002; Thorne *et al.* 2011; Thorne & Hurther 2014) into a single ACVP system as proposed by Hurther *et al.* (2011). Recently, the profiling of velocity and sediment transport quantities across both the suspension and the bed layers has given promising results in a variety of sediment transport process studies (Hurther & Thorne 2011; Chassagneux & Hurther 2014; Naqshband *et al.* 2014). The same methodology and data validation technique is applied herein as discussed below. The spatio-temporal resolution of the measurements is equal to $z = 3 \pm 1.5$ mm along the vertical direction and 1/78 s, respectively. The time rate of the concentration measurement is set to 4.9 Hz in order to guarantee a measurement uncertainty lower than 15% as discussed in Thorne & Hurther (2014). The Acoustic Bed Interface Tracking (ABIT) method proposed by Hurther & Thorne (2011) is used here for the localisation of the non-moving sediment bed at a time rate of 7.8 Hz. This bed localisation technique allows to reduce Doppler noise effects in the mean velocity and sediment transport profiles by forcing the instantaneous Doppler velocities to zero below the detected bed level position. Flow intrusiveness of the ACVP sensors is minimised by placing the system into a vacuum box. The lower end of this box is slightly below the free-surface level as illustrated in figure 1. Despite the fact that the box generates a roughly 1 cm thick mixing layer in the upper part of the water column, the vacuum box guarantees a negligible impact of the instrument on the sediment bed. Moreover, it provides velocity measurements over the entire shear boundary layer height as shown below.

2.2. *Experimental protocol and flow properties*

The particles transported during the experiment are not recirculated. This induces bed erosion during the runs which requires a particular attention to ensure steady uniform flow conditions as discussed below. In order to minimise the transient period associated with the set up of the targeted flow discharge, the flume is first filled slowly with no sediment movement on the horizontally levelled particle bed until the still water level has reached a value just above the aimed normal flow depth. At this stage, the sluice gate at the flume exit is still closed and a circular shaped weir located in the upstream supply tank evacuates the entire water discharge as illustrated in the upper sketch of figure 1. The sluice gate is suddenly opened provoking a rapid water level drop to inactivate the circular weir and to transfer the entire flow discharge of $Q_f = 31$ l/s into the tilting flume. After less than 30 seconds the water flow and the sheet flow layer are fully developed

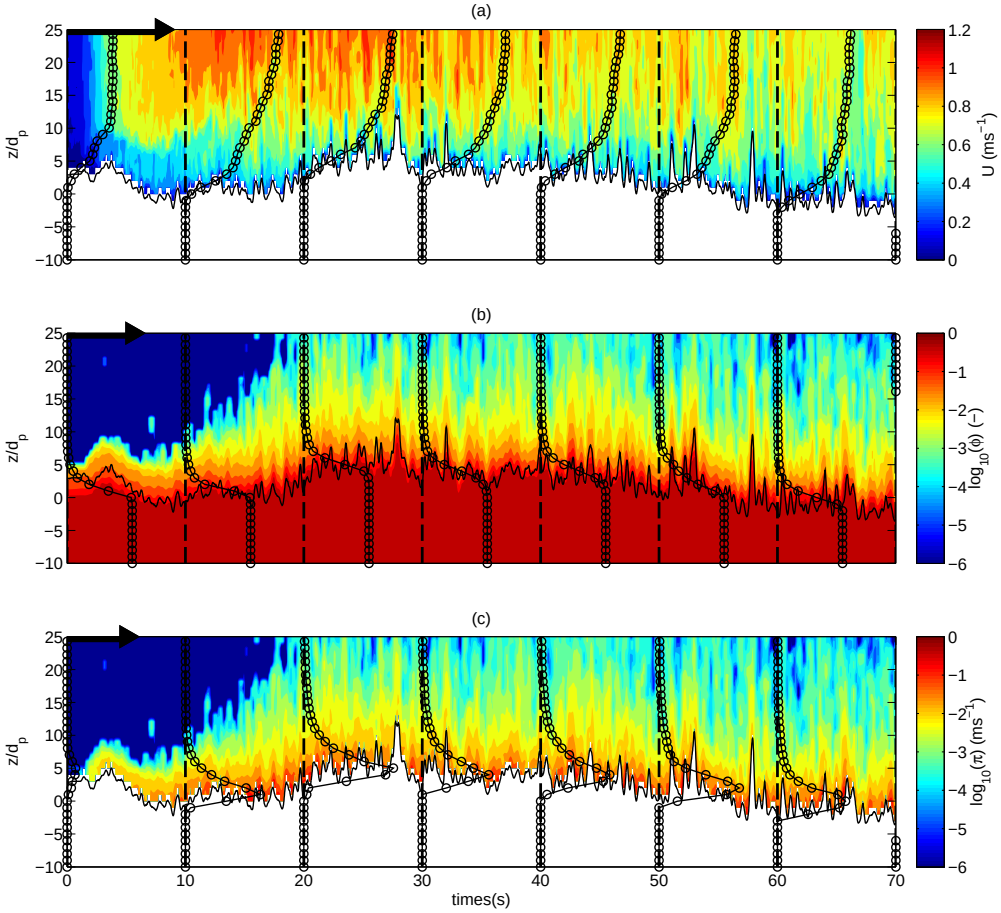

FIGURE 2. Colorplot of the filtered instantaneous streamwise velocity (a), concentration (b) and 2D sediment flux (c). The filtered detected bed-interface positions is presented by the solid black lines. The vertical axis is made dimensionless by the particle diameter. The curves show the vertical profiles of (a) streamwise velocity, (b) concentration and (c) sediment flux averaged over 6 s and represented every 10 s. For these profiles the arrows at the top left corner of each panel corresponds to $u = 1$ ms^{-1}, $\phi = 0.55$ and $\pi = 0.05$ ms^{-1} respectively.

with a normal flow depth of $H_f = 0.17$ m above the bed interface and a mean bulk flow velocity of $U = 0.52$ m/s. This experimental procedure is repeated for $N = 11$ runs in order to increase the statistical convergence of the averaged flow quantities as shown in the next section.

The bulk Reynolds number $Re = UH_f/\nu_f$ is of the order of 10^6. The Reynolds roughness number $Re_* = u_* k_s/\nu_f$ can be estimated by evaluating the friction velocity as $u_* = \sqrt{gH_f S_0} = 0.09$ m/s and the bed roughness as $k_s = 2.5\ d_p$ that gives $Re* = 375$. The value of the two Reynolds numbers demonstrate that the flow is fully turbulent and fully hydraulically rough. Also, the flow is subcritical with a Froude number $Fr = U/\sqrt{gH_f} \approx 0.4$ where g is the gravitational acceleration.

Figure (2) presents an example of the measured profiles of the streamwise velocity (a), the volumetric particle concentration (b) and the streamwise sediment flux $\pi = \phi\ u$ (c) for one of the 11 runs. The black solid line represent the detected bed interface. The

vertical axis is the vertical coordinate made dimensionless by the particle diameter. Due to the highly turbulent flow conditions, a time-averaging technique has been applied to the data. It consists of a low-pass time filtering using a moving rectangular window at a cutoff frequency of 4.9 Hz. The black solid lines with circles markers represent the vertical profiles averaged over 6 seconds and shown every 10 seconds. As can be seen from these figures, the run can be divided into a transient phase of about 30 s followed by a quasi-steady bed erosion phase of roughly 40 s long. During the transient phase, the bed is first abruptly eroded over the first 5 s and more slowly accreted until $t = 28$ s. The corresponding streamwise velocity field shows a severe acceleration phase reaching velocities of about 1 m/s associated with the bed erosion phase and a bulk flow deceleration period during the accretion phase. This transient phase also shows a strong spatial heterogeneity in the vertical velocity profile since a low velocity nearbed region appears to persist over the first 20 s (seen as a blue colour nearbed domain in figure 2a). This vertical flow heterogeneity disappears after 30 s with the establishment of typical shear flow profiles of negligibly low velocity at the bed level. The volumetric concentration timeseries (in log_{10}) show the development of a suspension layer over the first 25 s from an initial value $\phi \approx 0$ to values in the $\phi \approx 0.001$ range. In the nearbed region the concentrations reach a maximum value $\phi^m = 0.55$ below the bed level position. In particular, the maximum bed concentration value follows quite perfectly the time evolution of the bed level position over the entire run. This unforced behaviour strongly supports the validity of the acoustic concentration measurements in the dense nearbed flow region. The colorplots of the sediment flux demonstrate important nearbed sediment flux over the entire run. The suspension flux over the transient phase is negligibly low. This can be attributed to the negligibly low suspension concentration values since the bulk flow velocity is significantly high during this phase. In the quasi-steady erosion phase, the sediment flux profiles show fairly steady shapes of the profiles when referenced to the actual bed level position. Although not shown here, the 11 runs show a very similar spatio-temporal structure at large flow scales and with more randomly distributed short scale fluctuations over the different runs. The repeated run behaviour allows us to apply the ensemble averaging technique described in the following section. Another particularly interesting point in figure 2 is the range of bed level variability at short timescales. It is found to reach several particle diameters. The origin of this phenomenon and its consequence on the modelling approaches will be evocated in the discussion of this paper. The previous analysis has showed that time averaging of the measurements over the complete duration of a run is unadapted for match steady uniform conditions. Therefore, a specific averaging technique has been applied as described in section 2.4.

2.3. *Validation of acoustic transport measurements*

In order to test quantitatively the validity of the acoustic sediment flux measurements, the volume of transported particles estimated acoustically has been directly compared to the volume of particles collected in two sediment traps located downstream the test section. The acoustic estimation, $\mathcal{V}_{ACVP}(t = t_{max})$, is calculated from:

$$\mathcal{V}_{ACVP}(t) = W \int_0^t \int_{-\infty}^{+\infty} u(t,z)\phi(t,z)\mathrm{d}z\mathrm{d}t, \tag{2.1}$$

where W represents the flume width. The mass balance technique consists in the weighting of the dried amount of particles collected after each run. The obtained mass is divided by the particle density to be compared with acoustic estimation.

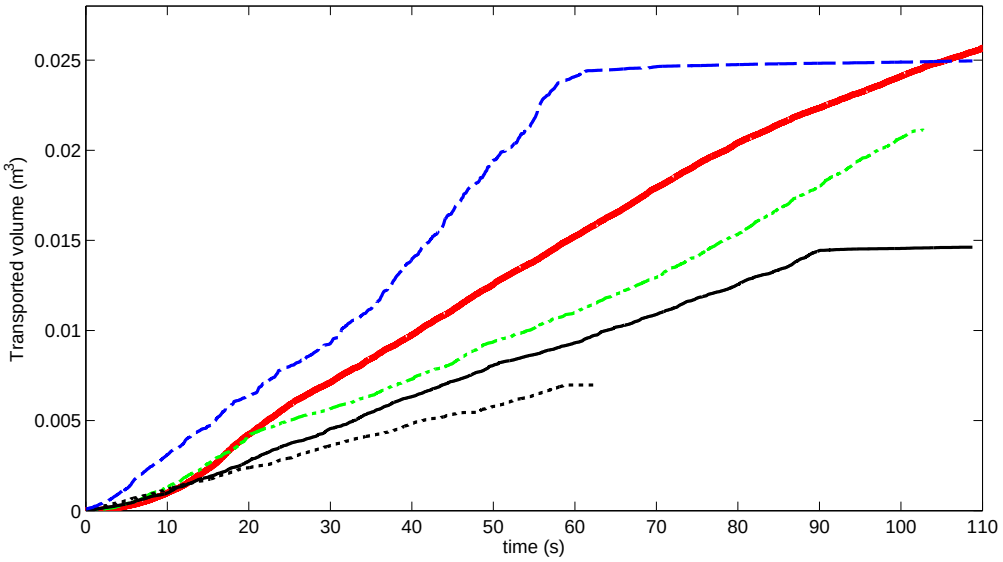

FIGURE 3. Time evolution of the volume of transported sediment (acoustic estimation) for different flow regimes, from low bed-load (dotted line) to relatively intense sheet flow (dashed line). The thick line corresponds to the ensemble averaged sheet flow experiment considered in this paper.

Figure 3 represents the time evolution of the transported particle volume estimated acoustically. In order to test the robustness of the acoustic measurement, the weighted amounts of sediment transported during four significantly different flow conditions have been compared to the acoustic estimations. The dotted line corresponds to relatively low bed-load regime while the dashed one corresponds to relatively intense sheet flow. The maximum discrepancy between weighted and acoustic estimation is 18% while the discrepancy for bed-load and intense sheet flow is 5% and 10% respectively. Since the transported volume estimated acoustically is obtained by adding thousands of times the product of velocity and concentration, these uncertainties can be considered very low, supporting the assumption that no systematic bias error is present in the measurement. The thickest curve of figure 3 corresponds to an ensemble average of the present experiment and shows a clear slope break from a high to low value around $t = 30$ s. This change of regime is in very good agreement with the observations made in figure 2 on the presence of a transient phase followed by a fairly quasi-steady erosion phase for the investigated high flow discharge regime. The results shown in the previous and the present sections strongly support the validity of the sediment transport measurement provided by the ACVP.

2.4. *Experiment repeatability, flow steadiness and uniformity*

In order to ensemble average the measured quantities over the eleven runs, the repeatability of the experiments must be analysed. A representative criteria is the ensemble standard deviation associated with the 11 realisations. Figure 4 shows the time series of the bed level position for the 11 realisations of the experiment. Each realisation has been time referenced to an initial event of free-surface water drop occurring after the gate opening. The drop is set to 5% as $H_f(t = 0) = 0.95H_{max}$, where H_{max} is the initial water level in the upper sketch of figure 1. In figure 4 the ensemble average of the bed level

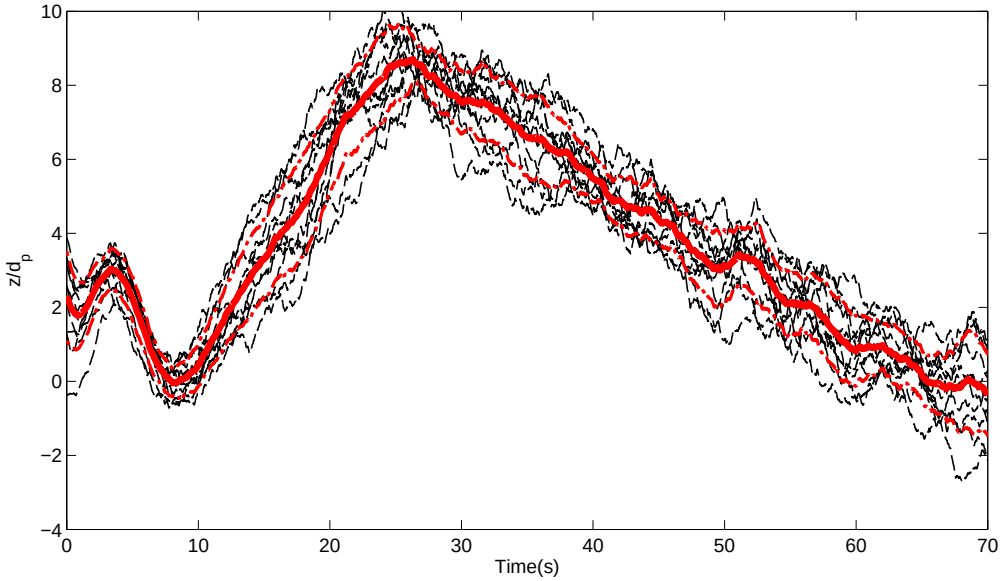

FIGURE 4. Time evolution of the bed interface positions filtered at 0.333Hz and made dimensionless by a particle diameter for the 11 realisations (- - -). Ensemble average (—) boxed by the associated standard deviation (-.-).

position is plotted and bounded by plus and minus the ensemble standard deviation. It is shown that the value of the ensemble standard deviation is around one particle diameter and it is of the order of the fluctuation amplitude of a single time serie. It indicates the very high degree of repeatability of the experiment in terms of morphological evolution.

Since the bed is eroded during the experiment, the interval over which the flow can be time-averaged has to be determined. The ensemble average of the bed level time serie (figure 4) permits the evaluation of the mean erosion rate in the quasi-steady phase to a value of one particle diameter every 6 seconds. This time interval ($\Delta t = 6$ s) is sufficiently short to assume a constant bed level and long enough to be statistically representative of the largest turbulent flow scales since: $\Delta t \approx 30 T_{LSS}$ where $T_{LSS} \approx 0.7 H_f/U$ represents a characteristic scale of the time spent by the biggest turbulent structure in the measurement volume (Muste *et al.* 2004).

The selection of the adequate 6 s time interval in the quasi-steady bed erosion phase of the individual runs (*i.e.* for $t > 30$ s) is based on the appreciation of the ensemble averaged data shown in figures 5. In addition to the steady flow conditions, the selected 6 s time interval must also satisfy uniform flow conditions in opposition to accelerated or decelerated flow regimes. The velocity, concentration and sediment flux time series in figure 5 show that the most steady time interval is seen between $t = 40$ s and $t = 50$ s. In this time interval, both the amplitudes of the measured quantities at a given distance from the bed and the shape of the vertical profiles look very similar. The mean absolute Reynolds shear stress is shown in figure 5d. In terms of flow uniformity, it can clearly be observed that the vertical profiles exhibit a linear trend versus z at the time $t = 40$ s. Before and after this time, the vertical profiles follow respectively, a concave and a convex shape. Song & Graf (1994) and Yang & Chow (2008) showed that the deviation from a linear shear stress profile is an accurate indication of the flow non-uniformity. This is further confirmed here since the concave shear stress profile is associated with an

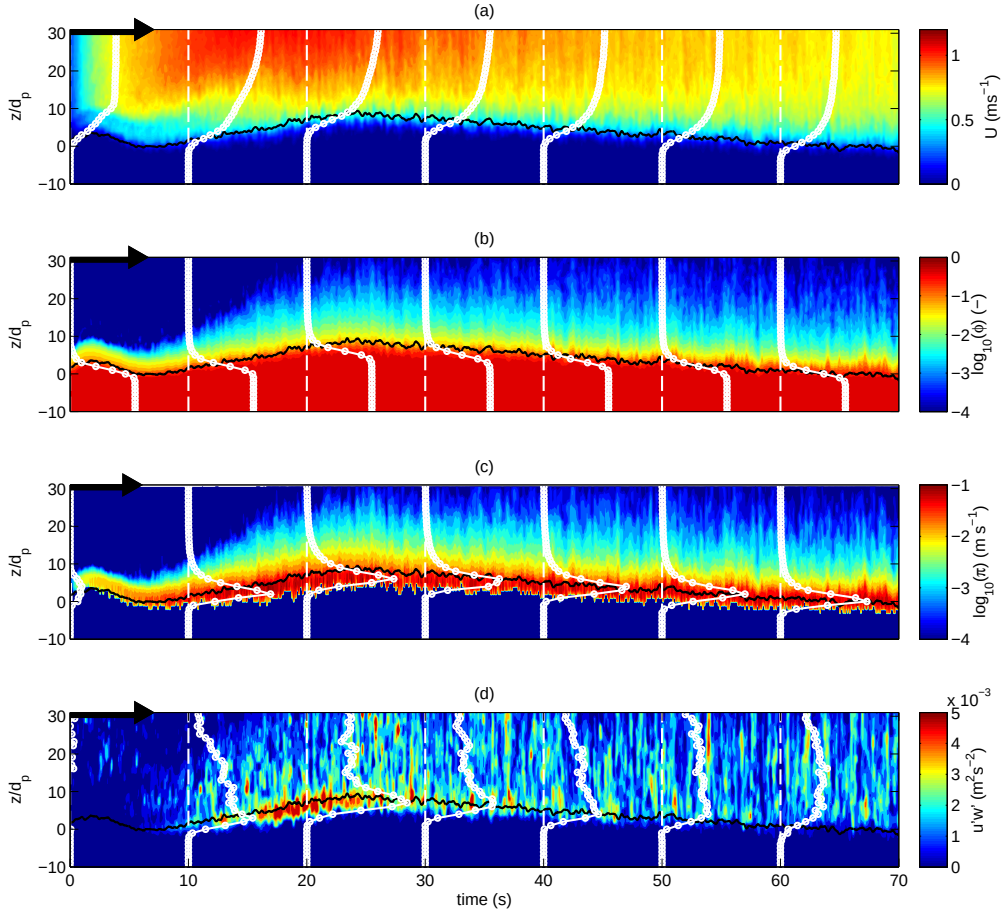

FIGURE 5. Colorplot of the ensemble averaged and filtered instantaneous streamwise velocity (a), concentration (b), 2D sediment flux (c) and absolute Reynolds stress. The ensemble averaged and filtered detected bed-interface positions is presented by the solid black lines. The vertical axis is made dimensionless by particle diameter. The curves show the ensemble averaged vertical profiles of (a) streamwise velocity, (b) concentration, (c) sediment flux and (d) absolute Reynolds stress averaged over 6 s and represented every 10 s. For these profiles the arrows at the top left corner of each panel corresponds to $u = 1$ ms^{-1}, $\phi = 0.55$, $\pi = 0.05$ ms^{-1} and $< u'w' >= 0.003$ m^{2}s^{-2} respectively.

accelerated bulk flow whereas the convex shape is obtained during the decelerating phase for $t > 50$ s. As a consequence, the 6 s time interval over which the flow steadiness will be tested quantitatively is taken as $[40 - 46$ s$]$ in figure 5. The analysis of the statistical properties of the ensemble averaged velocity, concentration and streamwise sediment flux profiles $< u > (z)$, $< w > (z)$, $\phi(z)$ and $\pi(z)$ relies on the calculation of the statistical moments between $t_1 = 40$s and $t_2 = 46$s as :

$$< u > (z) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{1}{\Delta t} \int_{t_1}^{t_2} u_i(t, z) dt \right) \tag{2.2}$$

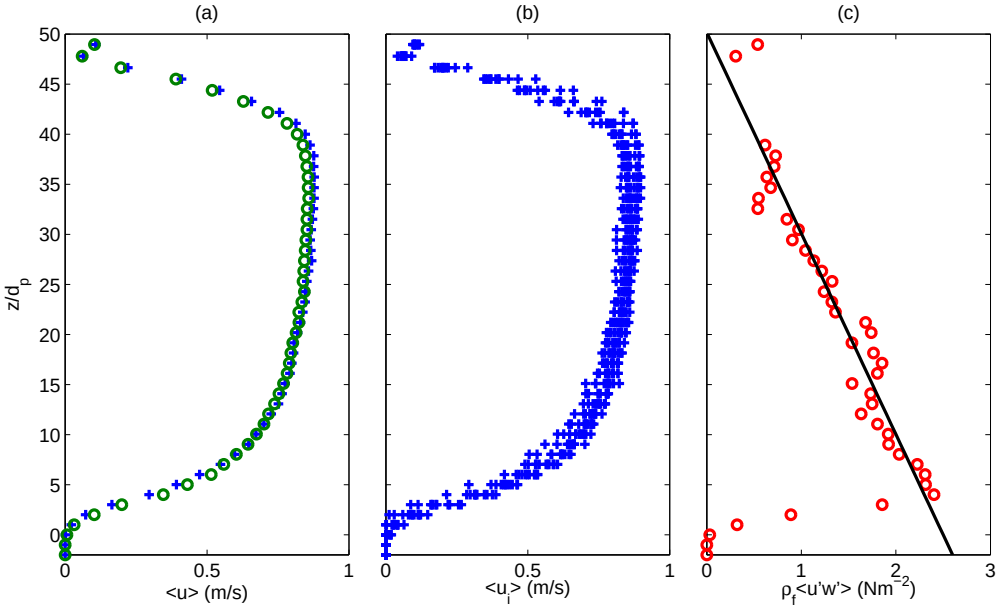

FIGURE 6. (a) Mean streamwise velocity profiles averaged over $t \in [40-43]$s (+) and over $t \in [43-46]$s (o). (b) Mean streamwise velocity profiles averaged over $t \in [40-46]$s for the 11 realisations. (c) Absolute Reynolds shear stress $\rho_f < u'w' >$ (o) and linear fit (—).

$$< w > (z) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{1}{\Delta t}\int_{t_1}^{t_2} w_i(t,z)dt\right) \tag{2.3}$$

$$\phi\ (z) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{1}{\Delta t}\int_{t_1}^{t_2} \phi_i(t,z)dt\right) \tag{2.4}$$

$$\pi\ (z) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{1}{\Delta t}\int_{t_1}^{t_2} u_i(z,t)\phi_i(z,t)\mathrm{d}t\right) \tag{2.5}$$

with i standing for the realisation number. Under the assumption of ergodicity, the equivalent period of time averaging for a steady flow is $N \times \Delta t = 66$ s. Over this averaging interval, the first order moments have a negligibly low bias error in the range of 1%. The Reynolds components of the velocity are estimated as:

$$u_i'(t,z) = u_i(t,z) - < u > (z) \tag{2.6}$$

$$w_i'(t,z) = w_i(t,z) - < w > (z) \tag{2.7}$$

The mean Reynolds shear stress $\rho_f < u'w' > (z)$ is calculated as:

$$\rho_f < u'w' > (z) = \rho_f \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{1}{\Delta t}\int_{t_1}^{t_2} u_i'(t,z)\ w_i'(t,z)dt\right) \tag{2.8}$$

In order to check the flow steadiness over the time interval $[40-46$ s$]$, the ensemble averaged steamwise velocity profile given by equation (2.2) is calculated over the time interval $[40-43$ s$]$ and compared to the one obtained over the time interval $[43-46$ s$]$.

As shown in the left panel of figure 6, the similarity of the two profiles further confirms the steadiness of the flow over the time interval $[40-46$ s$]$. A mixing layer induced by the vacuum box is observed on this plot ($z/d_p > 40$), however it represents only 20% of the total water depth. In the middle panel of figure 6 the profile of streamwise velocity averaged over the time interval $[40-46$ s$]$ for each of the 11 realisations is shown. The very good agreement between the different profiles in terms of magnitude and shape along z further supports the high degree of experiment repeatability. Finally, the quantitative validation of the flow uniformity condition is based on the representation in figure 6 (right panel) of the ensemble averaged absolute Reynolds shear stress profile given by equation (2.8). As previously observed in figure 5, this profile exhibits a linear evolution versus z over the bulk flow region which is a clear indication of an established uniform flow (Yang & Chow 2008). The linear fit of the shear stress profile (solid black line in figure 6c) crosses the zero axis at the vertical coordinate $z/d_p = 50$. This position corresponds to a physical distance of 17 cm above the bed interface which is in good agreement with the value of the measured flow depth. This aspect further indicates the full development of the shear boundary layer over the entire flow depth. In this section, the high degree of repeatability, steadiness and uniformity of the present experiment over the selected averaging interval of $[40-46$ s$]$ has been demonstrated. These data can now be used to discuss the vertical structure of uniform steady sheet flow.

3. Results and discussion

In this section, we present and discuss the vertical profiles of velocity, concentration, normalised sediment flux and absolute turbulent shear stress measured with the methodology described in the previous section. Second, the profiles of momentum and concentration diffusivities are presented. Third, the vertical structure of the flow is analysed in terms of mixing length, Stokes and inertial numbers profiles.

3.1. *Mean profiles*

Figure 7 shows the vertical profiles of streamwise velocity (a), volumetric concentration (b), sediment flux repartition (c) and absolute Reynolds shear stress (d). As for the other figures, the vertical axis z is made dimensionless by the particle diameter and its origin is taken at the vertical position where the mean streamwise velocity is lower than 1% of the bulk flow velocity U. This position is denoted as the bed interface in the following.

Just above the bed interface the velocity profile increases exponentially with the vertical distance to the bed. Above this exponential layer the velocity profile exhibit a linear behaviour including an inflection point. In the region $5 < z/d_p < 14$, the vertical profile follows a logarithmic shape.

The concentration profile presented in panel (b) shows that concentration decreases linearly with z in the lower part of the flow whereas for $z/d_p > 5$ the concentration decreases exponentially with z. This behaviour will be discussed in section 4.

In order to study the solid load repartition along the vertical direction, the cumulative profile of volumetric sediment flux is evaluated over the interval $[40-46$ s$]$ as

$$\Pi(z) = \int_{-\infty}^{z} \pi(z) dz. \tag{3.1}$$

Figure 7c presents the vertical distribution of the sediment flux $\pi(z)$ as well as the cumulative flux $\Pi(z)$, both normalised by their maximum values. A peak of sediment flux is seen at the position $z/d_p \approx 4$. The representation of the cumulative sediment flux

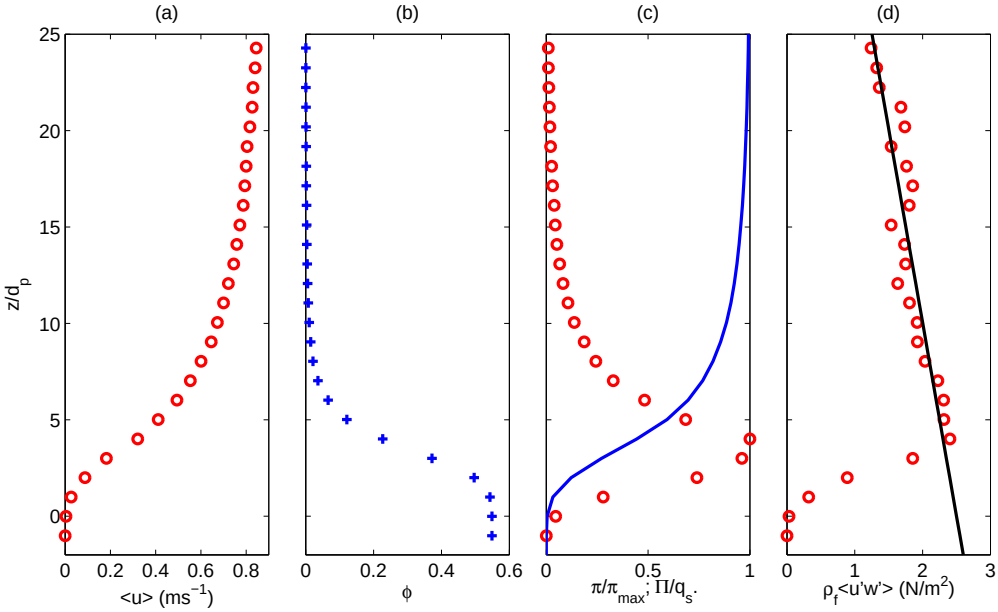

FIGURE 7. (a) Mean streamwise velocity profile. (b) Mean concentration profile. (c) Sediment flux (o) and cumulative sediment flux (—) per unit width, normalised by their maximum value (d) absolute Reynolds shear stress (o) and linear fit (—).

shows that roughly half of the total solid load is transported below the position $z/d_p = 5$, where the concentration profile is linear and the other half is transported in the above lying layer over which the concentration profile decreases exponentially with z.

As mentioned previously, the linearity of the turbulent Reynolds stress with z indicates the high degree of flow uniformity (figure 7d). In this condition, the linear fit of the Reynolds shear stress in the water column is a good estimate of the total shear stress (τ) in the bulk flow, the suspension and the sheet flow regions. The extrapolation of the total shear stress at the bed interface is the friction velocity u_*: $\tau(z=0) = \rho_f u_*^2$. This method gives a value of $u_* = 5.0$ cm/s. The corresponding Shields number and suspension number values are $\theta = 0.44$ and $S = 1.1$, respectively. This indicates a sediment transport regime at the transition between the bed-load and the sheet flow regime and at the transition between the suspension and the no-suspension mode (Sumer *et al.* 1996).

The total solid load per unit width can be computed from equation (3.1) as $q_s = \Pi(Hf) = 7.1 \times 10^{-3}\mathrm{m}^2/\mathrm{s}$ and in dimensionless form $\psi = q_s/\sqrt{\Delta\rho g d_p^3/\rho_f} = 3.2$, where $\Delta\rho = \rho_p - \rho_f$ stands for the density difference between the solid and the water phase. This value can be compared with the reference data of Meyer-Peter & Muller (1948) and Wilson (1966). As can be seen in figure 8, the obtained total solid load is in very good agreement with these reference data. This further confirms the validity of the coupled sediment transport and flow forcing measurements provided by the ACVP technology. Also, this result further assess the steadiness and uniformity of the flow over the time interval $[40 - 46$ s$]$ as discussed in the previous section.

3.2. *Momentum and concentration diffusivities*

When sediment particles are transported in a turbulent boundary layer, streamwise momentum is diffused downward from the bulk flow to the fixed sediment bed while sediment

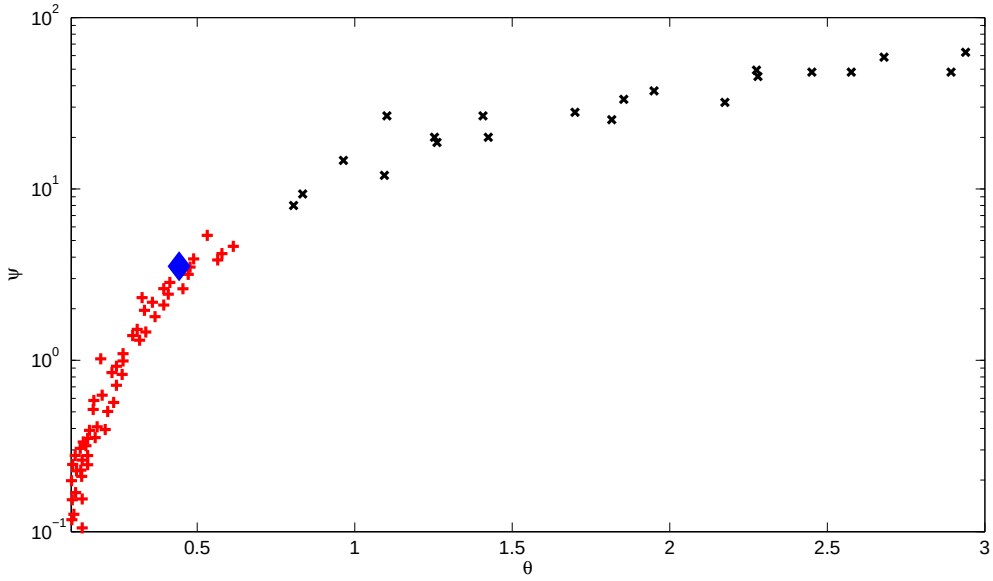

FIGURE 8. Measured dimensionless solid loads per unit width versus the Shields number from Meyer-Peter & Muller (1948) (+) and Wilson (1966) (x). The diamond corresponds to measured solid load of the present experiment.

concentration is diffused upward from the dense moving bed to the dilute suspension. The understanding of these mixing processes is the key issue for an accurate modelling of sediment transport.

Following Fick's law one can evaluate a diffusion coefficient (*i.e.* the diffusivity) of a given quantity as the ratio between the flux of this quantity and its spatial derivative. In the case of sediment transport this quantity can be either the streamwise momentum or the concentration and the spatial derivative is against the vertical direction z. The total shear stress represents a flux of momentum and its derivative is given by the water density times the velocity shear rate $\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}$. Therefore, the momentum diffusivity can be written as a mixture kinematic viscosity ν defined as:

$$\nu = \frac{\tau}{\rho_f \left| \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z} \right|}, \tag{3.2}$$

where the local value τ is obtained from the linear fit of the measured Reynolds stress (see figure 7).

Concerning the concentration flux, it is defined as the product of the particles settling velocity w_s and the local volumetric concentration (Rouse 1937). The concentration diffusivity ϵ can be evaluated as:

$$\epsilon = \frac{w_s \phi}{\left| \frac{d\phi}{dz} \right|}. \tag{3.3}$$

Figure 9 presents the normalised velocity and concentration profiles (a) and the vertical evolution of momentum and concentration diffusivities (b). The mixture viscosity diverges to infinity close to the bed interface, characterising the transition from a fluid-like to a solid-like behaviour. As expected the mixture viscosity reaches a minimum corresponding to the inflection point of the velocity profile. For $z/d_p > 5$, the mixture

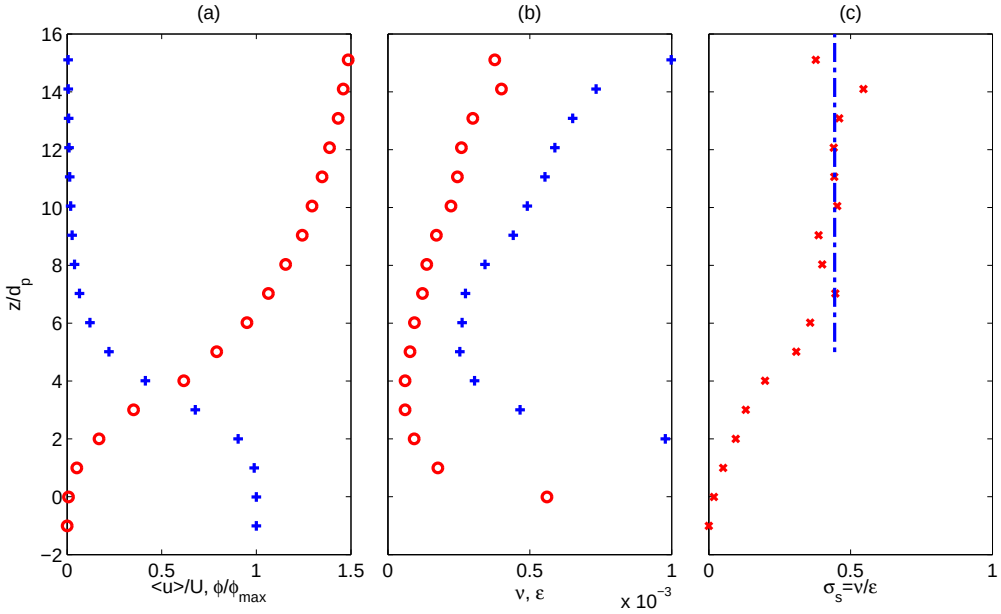

FIGURE 9. (a) Normalised mean streamwise velocity (o) and concentration profiles (+). (b) Momentum (o) and concentration (+) fickian diffusivity profiles. (c) Ratio between momentum and concentration diffusivity (x) and evaluated Schmidt number (-.-).

viscosity increases linearly with z. This is a typical characteristic of the law of the wall for turbulent boundary layers. Figure 9c shows the profile of the Schmidt number defined as the ratio between concentration and momentum diffusivities, $\sigma_s = \nu/\epsilon$. The Schmidt number increases from zero at the bed interface to a rather constant value of $\sigma_s = 0.44 \pm 0.05$ for $z/d_p > 5$.

3.3. *Vertical structure of the flow*

Using dimensional arguments, the representative length scale of momentum diffusion (l_m), the so-called mixing length in the law of the wall (Prandtl 1926), can be evaluated from the mixture kinematic viscosity (ν) defined in equation 3.2. From the law of the wall, the formulation of the kinematic viscosity reads :

$$\nu = l_m^2 \left|\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}\right|. \tag{3.4}$$

Identifying equation (3.2) with equation 3.4 one can compute the mixing length as:

$$l_m = \frac{\sqrt{\tau/\rho_f}}{\left|\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}\right|}. \tag{3.5}$$

The mixing length profile presented in figure 10a gives further insights into the length scale controlling the local rheology. Consistently with the kinematic viscosity profile, the mixing length diverges downward for $z/d_p < 2$. As proposed by Jenkins (2007), this behaviour is most probably related to the increase of contact chains length when enduring contact occurs between particles. The length scale associated with the contact chain network appears to be the relevant scale of momentum diffusion in this layer. This suggests that momentum is mainly transferred via permanent or long term contacts

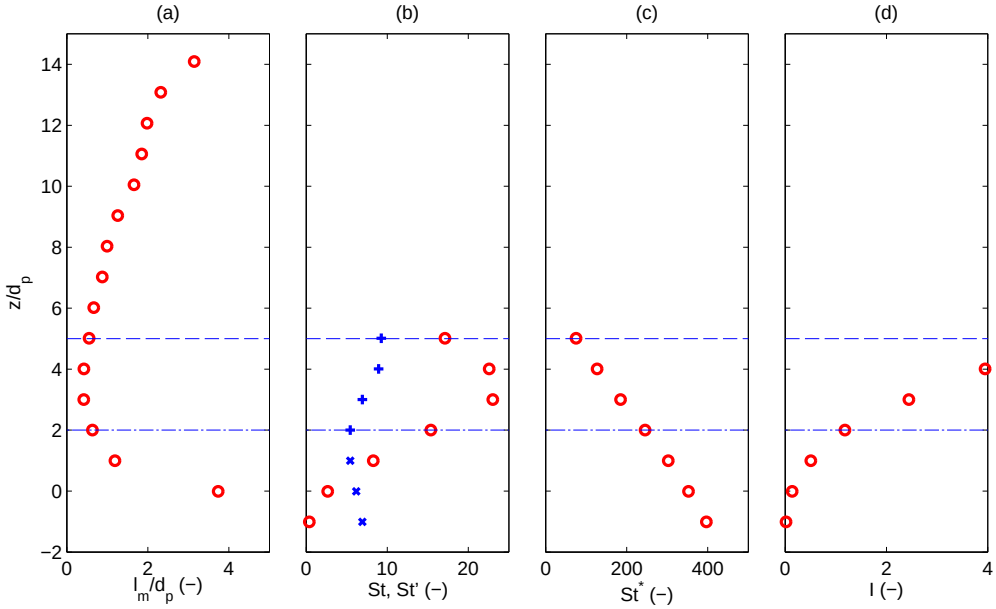

FIGURE 10. (a) Mixing length profiles (b) Stokes number based on the shear rate St (o), Stokes number based on the granular temperature St' (in, +, and outside, x, the region of validity of equation 3.7). (c) Stokes number based on the particulate pressure St^*. (d) Inertial number I. The horizontal dashed line represents the transition between the bed and suspension layers. The horizontal dot-dashed line represents the transition between the frictional and the collisional layers.

between particles by frictional interactions. In the region $2 < z/d_p < 5$, the mixing length reaches its minimum value ($l_m/d_p \approx 0.5$) and is fairly constant. The scaling of the mixing length with the particle diameter indicates that momentum diffusion is driven by particle inertia (Bagnold 1954). Particles motions are correlated to their diameter meaning that their interactions are probably due to binary collisions. For $z/d_p > 5$, the mixing length profile increases linearly with z, consistently with the law of the wall in turbulent boundary layers. This supports that turbulent motions are the dominant momentum diffusion process in this region.

From this analysis, the position $z/d_p = 5$ appears as a transition between a layer dominated by granular interactions, denoted as the bed layer in the following, and a layer dominated by turbulent processes, denoted as the suspension layer in the following.

In order to further confirm the mechanisms responsible for momentum diffusion in the bed layer, we introduce three different Stokes numbers. Following Armanini *et al.* (2005)'s definition we first evaluate a Stokes number based on the velocity shear rate defined as:

$$St = \frac{1}{18}\frac{\rho_p}{\rho_f}\frac{d_p^2\left|\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}\right|}{\nu_f}, \tag{3.6}$$

This Stokes number characterises the competition between the deformation rate, that produces particle fluctuating motions, and the viscous effects that damp collisions efficiency.

A second Stokes number, based on the granular temperature T, has been introduced by Armanini *et al.* (2005) :

$$St' = \frac{1}{18}\frac{\rho_p}{\rho_f}\frac{d_p T^{1/2}}{\nu_f}. \tag{3.7}$$

For $St' > 7.5$, the fluctuating motion of particles is no longer influenced by the fluid viscosity and inertial collisions is the dominant mechanism. On the other hand for $St' < 7.5$, viscous effects are strong enough to damp collisions efficiency and reduce dramatically particle velocity fluctuations (Armanini *et al.* 2005).

In addition to these two Stokes numbers a third one is defined as the ratio between a free-fall time scale and a viscous time scale for a particle in a dense granular media submitted to a particulate pressure P^p in a fluid of viscosity ν_f (Cassar *et al.* 2005):

$$St^* = \frac{d_p}{\nu_f}\sqrt{\rho_p P^p}. \tag{3.8}$$

This Stokes number St^* is based on the vertical motion timescale of a single particle in a granular media submitted to a pressure P^p. It allows to determine wether the timescale of rearrangement is controlled by the fluid viscosity or the particle inertia corresponding to the viscous and inertial regimes of the dense granular flow rheology $\mu(I)$ respectively (Andreotti *et al.* 2013).

The particulate pressure P^p represents the normal stresses associated with the granular interactions. Under steady uniform conditions and for concentration value higher than $\phi_c = 0.08$, the particulate pressure balances the buoyant weight of particles above a given position z such that:

$$P^p(z) = \begin{cases} 0 & \text{for z} \geqslant \text{z}_\text{c} \\ \Delta\rho g \displaystyle\int_z^{z_c} \phi(z)\mathrm{d}z & \text{otherwise,} \end{cases} \tag{3.9}$$

where z_c is the vertical position at which $\phi = \phi_c$. In the present case we obtain $z_c/d_p = 5$. The critical concentration $\phi_c = 0.08$ corresponds to an inter-particle distance of one particle diameter and is commonly used as a transition below which intergranular stresses exist (*e.g.* Hsu *et al.* 2004). This further confirms that the position $z/d_p = 5$ represents a transition between the bed and the suspension layers. One must notice that equation 3.9 is valid assuming that turbulent effects do not participate to particle diffusion for $z/d_p < 5$, but that buoyant weight of particles is entirely supported by intergranular normal stress.

Contrary to Armanini *et al.* (2005), we can not evaluate the particle velocity fluctuations in our experiments. In order to estimate the Stokes number based on the granular temperature we use the relationship proposed by Jenkins & Hanes (1998) based on the kinetic theory of granular flows:

$$P^p = (1 + 4\phi g_0)\phi\rho_p T, \tag{3.10}$$

where g_0, the radial distribution function, reads:

$$g_0(\phi) = \frac{2-\phi}{2(1-\phi)^3}. \tag{3.11}$$

From equations (3.10)-(3.11) and the particulate pressure profile obtained from (3.9) we can compute the granular temperature profile. It must be noticed that for concentration

higher than $\phi = 0.5$, enduring contacts occur and maintain particles against gravity. In this range of concentration, equations (3.10)-(3.11) are no longer valid (Jenkins 2007). For concentration lower than ϕ_c the particle weight is balanced by fluid-particle turbulent interactions (see section 4). Consequently, the granular temperature estimation is only valid for $\phi \in [\phi_c; 0.5]$.

Figure 10b shows the profile of the Stokes numbers based on the shear rate and on the granular temperature. The profiles and the order of magnitude of these two Stokes number are in good agreement with those obtained by Armanini *et al.* (2005) but for different particle shape and density. Applying the same threshold value as in Armanini *et al.* (2005) ($St' > 7.5$ and $St > 10 - 15$) we can identify a transition around $z/d_p = 2$ above which collisional interactions are dominant.Armanini *et al.* (2005), show from a scaling analysis of the shear and normal stresses that frictional interactions are dominant below this transition. Adopting a dense granular flow rheology point of view, figure 10c shows the profile of Stokes number St^* as defined in equation (3.8). The Stokes number increases linearly toward the fixed bed and is always higher than unity in the bed layer meaning that the granular flow is in the inertial regime. This observation is in good agreement with the conclusion of the two-phase modelling approach presented in Revil-Baudard & Chauchat (2013). From the value of the Stokes number, we know that the pertinent dimensionless number for the dense granular rheology is the inertial number I defined as:

$$I = \frac{d_p |\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}|}{\sqrt{P^p/\rho_p}}. \tag{3.12}$$

The inertial number can be interpreted as the ratio between the time scale of rearrangement and the time scale of deformation (Andreotti *et al.* 2013). For $I \approx 0$ the granular flow is in the quasi static regime. For $I > 1$, the granular flow is in the gaseous regime in which binary collisions are dominant (Forterre & Pouliquen 2008). In between these two values the granular flow is in the liquid regime where both frictional and collisional interactions control the flow behaviour.

In figure 10d the vertical profile of the inertial number is represented. One can observe that I is increasing from zero to one between $z/d_p = 0$ and $z/d_p = 2$. For $z/d_p > 2$, I still increases and reaches values greater than unity. This is in agreement with the conclusions raised by Armanini *et al.* (2005): in the lower part of the bed load layer frictional interactions are dominant whereas in the upper layer binary collisions are dominant. Capart & Fraccarollo (2011) have also observed a frictional layer in their experiments. The thickness of $2d_p$ found here in is in good agreement with their measured value for $\theta \approx 0.5$.

In conclusion to this section, we have demonstrated that a transition from a suspension layer dominated by turbulent mechanisms to a bed layer dominated by granular interactions occurs around $z/d_p = 5$. This latter layer can be divided into two sublayers, an upper layer in which binary collisions dominate and a lower layer in which frictional interactions between particles are dominant. Furthermore, for a suspension number around unity the solid load is equipartitioned between the bed layer and the suspended layer.

4. Modelling perspectives

In this section, the measurements presented in section 3 are interpreted in relation with the well known constitutive laws for the Reynolds shear stress and the intergranular

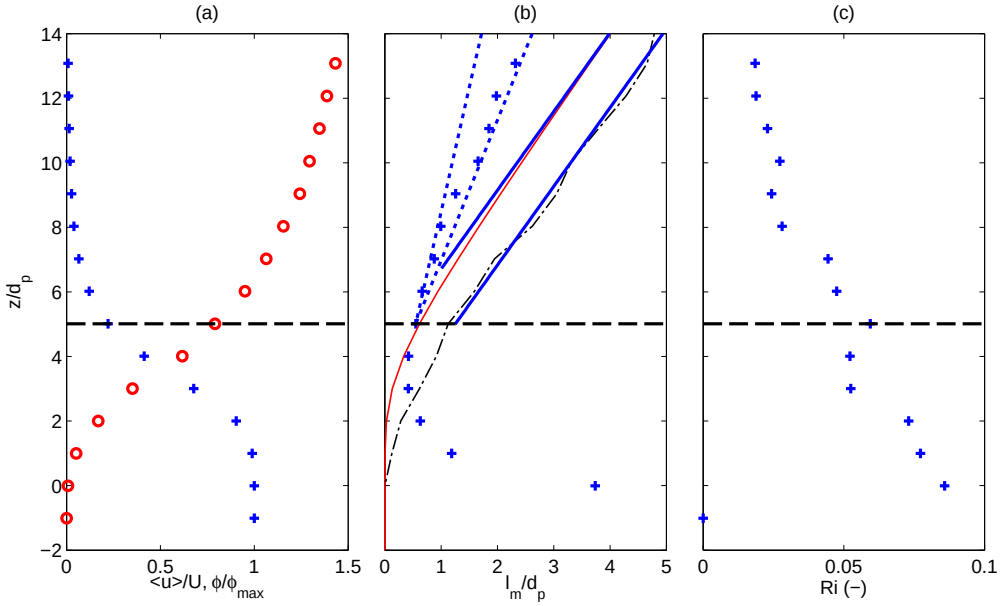

FIGURE 11. (a) Normalised mean streamwise velocity (o) and concentration profiles (+). (b) Mixing length profiles: measured (+), result of equation 4.1 (-.-) and result of equation 4.3 (—). The dashed lines represent the minimum and maximum slopes of the measured mixing length. The thick solid lines represent the slope 0.41. (c) Profile of Richardson number. The horizontal dashed line represents the transition between the bed and the suspension layers.

stresses. Our aim is to further discuss the underlying physical mechanisms involved and derive some modelling perspectives of these novel high resolution sheet-flow data.

4.1. *Suspension layer*

In this subsection the turbulence modulation induced by the presence of particles and its link with the concentration profile are discussed. Second, the concentration profile obtained with a Rouse model is compared to our result and the underlying physic is discussed.

Figure 11b shows that the mixing length evolves almost linearly with z above the lower boundary of the suspension layer ($z/d_p = 5$). This is consistent with the law of the wall and the measured logarithmic velocity profile in the corresponding layer. The slope of the linear mixing length profile is used to evaluate the von Karman parameter. The dotted lines represent the minimum and the maximum of the interval $\kappa^{sf} \in [0.14; 0.23]$. This range of value is compared with the clear water value $\kappa^{cw} = 0.41$. The much lower values of the von Karman parameter is representative of a strong turbulence damping induced by the presence of particles as previously shown by Vanoni (1977); Best *et al.* (1997) and Gaudio *et al.* (2010) for instance. In order to confirm that this mixing length slope is due to a reduction of the von Karman parameter rather than a modification of the wake law, the derivative of the mixing length is considered (Castro-Orgaz *et al.* 2012). It can be seen that it increases with z whereas the wake law would induce a decrease of the mixing length slope with z. A damping effect affecting the wake law would induce an even stronger decrease of the mixing length slope. As a result, the presence of particles is found to significantly affect the von Karman parameter.

The mixing length slope is also reduced in the upper part of the boundary layer even though the local concentration values are significantly lower in this region. This result suggest that the presence of such massive inertial particles in the lower part of a fully turbulent shear flow affects the mixing length scale associated with turbulent eddies in the entire boundary layer. This supports the presence of non local effects induced by the dense sheet flow layer.

From a modelling point of view, the turbulence damping induced by the presence of particles in sediment laden flows has been classically modelled in the framework of the stratified flow analogy (Villaret & Trowbridge 1991). The same conceptual approach has been applied in several sheet flow models to account for turbulence damping effects (Jenkins & Hanes 1998; Capart & Fraccarollo 2011; Berzi & Fraccarollo 2013). In this context, the clear water mixing length depends on the Richardson number as:

$$l_m^{Ri} = \sqrt{1-\phi}\,(1-7Ri)\,\kappa^{cw} z, \tag{4.1}$$

The Richardson number characterises the competition between turbulence production induced by shearing and turbulence damping induced by density stratification as:

$$Ri = \frac{-\frac{g}{\rho_m}\frac{d\rho_m}{dz}}{\left|\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}\right|^2}, \tag{4.2}$$

where $\rho_m = \rho_f + \phi\Delta\rho$ is the mixture density. Figure 11c presents the local Richardson number profile. The mixing length profile given by equation (4.1) is shown in panel b of the same figure. It can be seen that this formulation underestimates the damping effect. Also, since this correction is restricted to local stratification effects it cannot account for the non-local effects. It is illustrated by the slope of the modelled mixing length which reaches the clear water value 0.41 right above the bed layer.

The formulation used by Revil-Baudard & Chauchat (2013) in their two-phase sheet flow model, relates empirically the mixing length to the integral of the concentration profile:

$$l_m^{\phi} = \kappa^{cw} \int_{-\infty}^{z} \frac{\phi^m - \phi}{\phi^m} dz. \tag{4.3}$$

This formulation is considered as a first order model accounting for non-local effects. The corresponding profile is represented by the solid line in figure 11b. Contrary to the formulation 4.1, it predicts a full damping of turbulent mixing in the dense frictional layer ($0 < z/d_p < 2$). Also, the dependency of the mixing length on the integral of the concentration profile allows to modify its slope up to the position $z/d_p \approx 10$. Also, an interesting feature of this simple model is that no reference level for the fixed bed elevation has to be imposed contrary to equation (4.1). Nevertheless, the mixing length values are also overestimated indicating that this first order approach will not give accurate predictions for the velocity profile.

The study of Villaret & Trowbridge (1991) suggests that the stratified flow analogy is applicable to turbulent sand laden flows of water. However, their model fails to reproduce quantitatively individual profiles and they observed a dependency on the particle size that can not be predicted by the stratified flow theory. The authors concluded that it was not clear at present what physical process this dependence reflects. The stratification framework relies on the assumption that the sediment concentration acts as a passive scalar. Following Ferry & Balachandar (2001), this assumption is fully satisfied when the particle size is smaller than the Kolmogorov dissipation length scale. On the contrary, when the particles are massive and their diameter is higher than the Kolmogorov dissipation length scale, typically of the order of the integral scale of turbulence, parti-

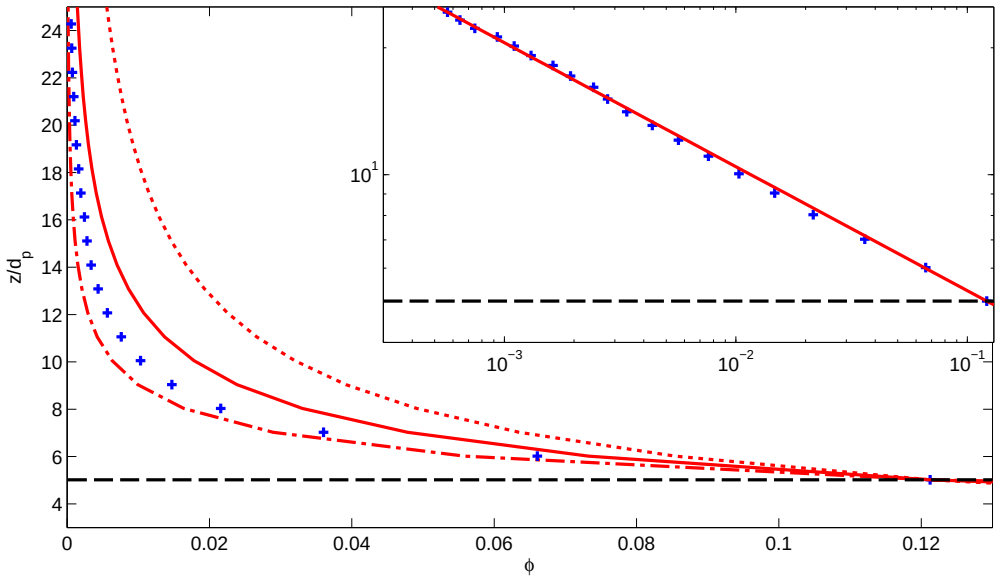

FIGURE 12. Comparison between measured (+) and modelled suspension profiles. Results of formulation 4.4 using $\sigma_s = 0.39$ and $\kappa^{sf} = 0.23$ (dotted line) ; $\sigma_s = 0.49$ and $\kappa^{sf} = 0.13$ (dashed-dotted line) and $\sigma_s = 0.44$ and $\kappa^{sf} = 0.18$ (solid line). The inset in log-log shows the fit (solid line) of equation 4.4 using $p = 3.4$. The horizontal dashed lines represents the transition between the bed and the suspension layers.

cle inertia can not be neglected and sediment concentration can not be considered as a passive scalar. In such conditions density stratification alone are insufficient to account for the complex interactions between the turbulent fluctuating motions of particles and elementary fluid parcels.

In our flow conditions, the particle size is not negligible compared with the integral length scale of turbulence. This can be deduced from the mixing length values shown in figure 11b and considered as a proxy for the local integral scale of turbulence. The values are of the same order of magnitude as the particle diameter $d_p = 3$ mm. Therefore the passive scalar assumption is not satisfied and particles inertia can not be neglected. One can assume that the great inertia and size of particles in the present experiment induces the observed non-local effects.

The analytical expression of the concentration profile in the suspension layer can be obtained from a mass balance between the settling flux $w_s\phi$ and the turbulent diffusion flux approximated as $-\frac{\nu^t}{\sigma_s}\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}z}$ (Rouse 1937). The observed linearity of the measured turbulent momentum diffusivity $\nu_t(z)$ (see figure 9) leads to the following analytical solution (Nielsen & Teakle 2004):

$$\phi = \phi_r \left(\frac{z}{z_r}\right)^p, \tag{4.4}$$

where ϕ_r represents the reference concentration at an elevation z_r above the fixed bed and $p = -\frac{\sigma_s}{\kappa^{sf}}\frac{w_s}{u_*}$ is the Rouse number. It has been observed previously that the Schmidt number is fairly constant across the suspension layer with a value of $\sigma_s = 0.44 \pm 0.05$ and that the von Karman parameter has a value of $\kappa^{sf} = 0.18 \pm 0.05$. From these values

the Rouse number is in the range $p \in [-4.2; -1.9]$. Figure 12 shows the comparison between the measured suspension concentration and the profile obtained from equation (4.4) using $\phi_r = 0.12$ at $z_r/d_p = 5$ and using extreme and mean values of σ_s and κ^{sf}. A rather good agreement is obtained when using the mean values of σ_s and κ^{sf} despite a high sensitivity to these parameters. The inset in figure 12 confirms that a power law is suitable to model suspension profiles and that the underlying physic of equation 4.4 is relevant, provided that accurate models for κ^{sf} and σ_s are given.

The Schmidt number in sediment laden flows has been subject to many discussions in the literature (*e.g.* Ismail 1951; Van Rijn 1984). Field and laboratory experiment showed that the Schmidt number value can substantially depart from unity (Graf & Cellino 2002). Greimann *et al.* (1999) argued that the increased diffusion of large particles (Schmidt number lower than unity) originates from the added diffusive nature of the sediment's velocity fluctuations. Nielsen & Teakle (2004) have proposed that finite length effects in the vertical distributions of concentration and momentum can explain the decrease of the Schmidt number for increasing suspension number. The authors argued that the use of a first order Fickian diffusivity for the concentration is only valid if the characteristic length scale of the concentration distribution is much greater than the one of the momentum distribution. This hypothesis is valid for light particles and small suspension number ($S << 1$) with particles almost homogeneously distributed over the water column. In such condition the vertical gradient of concentration is low enough to neglect second order terms in the diffusivity model. However, for massive particles ($S > 1$) the vertical gradient of concentration can be very strong in the bed region, inducing non negligible second order terms in the Fickian derivative approximation. Following Nielsen & Teakle (2004)'s approach these higher order terms explain the reduction of the Schmidt number for massive particles. To the best of our knowledge a clear quantitative description of the physical processes responsible for the Schmidt number decrease with particles inertia has not yet been proposed.

To summarise the discussion on the suspension layer, the observed turbulence modulation can not be modelled solely from the stratified flow analogy. Other non-local effects that are most probably linked with the particles inertia and size must be accounted for. Concerning the sediment turbulent dispersion flux, a low Schmidt number value of 0.44 has been obtained for a relatively high Rouse number corresponding to an established suspension regime. This is in agreement with the trend of a decreasing Schmidt number with increasing suspension number observed in the literature. Another important aspect is that the Schmidt number presented here is calculated from the measured diffusivities accounting for the modification of the Von Karman parameter. It is noteworthy that the ratio $\kappa^{sf}/\sigma_s = 0.41$ is in perfect agreement with the value of the von Karman constant for clear water flow. As a consequence, it seems that the turbulence damping induced by the presence of particles and the Schmidt number modification are tightly linked.

4.2. *Bed layer*

In section 3 it has been concluded that collisional interactions pertaining to the gaseous regime of granular flows dominates in the layer $2 < z/d_p < 5$ and that frictional interactions pertaining to the inertial regime of dense granular flows dominates in the layer $0 < z/d_p < 2$. In the following, we attempt to interpret our measurements in terms of constitutive laws based on the kinetic theory of granular flows for the collisional layer and based on the dense granular flow rheology $\mu(I)/\phi(I)$ for the frictional layer. Figure 13a presents the comparison between the measured dimensionless shear stress as a func-

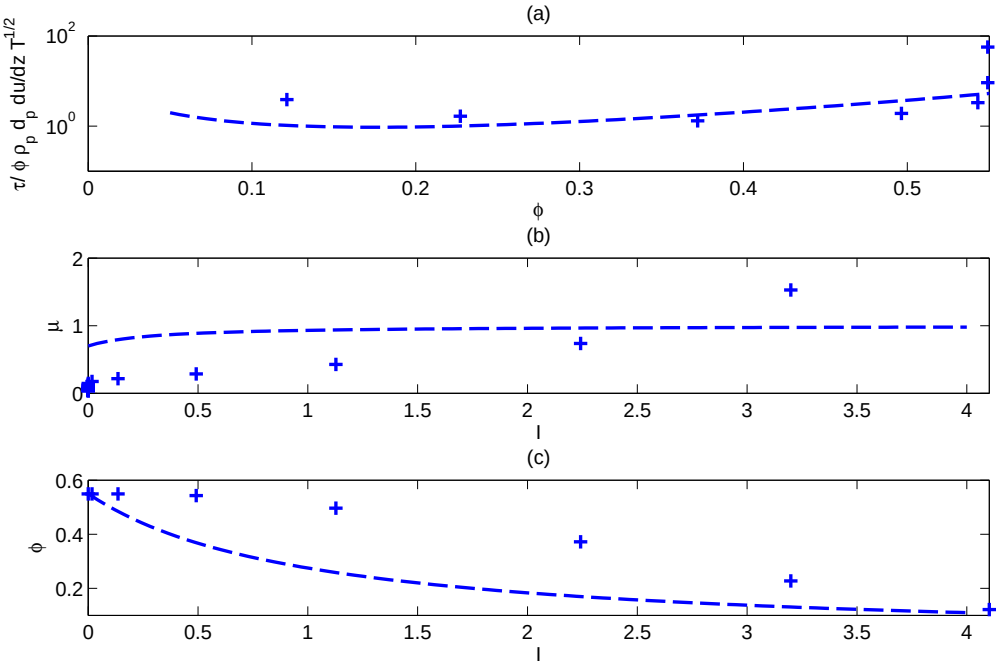

FIGURE 13. Comparison between present measurement and granular rheologies. (a) Measured dimensionless shear stress depending on the measured concentration (+) compared with the kinetic theory of granular flow (- - -). (b) Measured friction coefficient depending on the measured inertial number (+) compared with the dense granular rheology $\mu(I)$ (- - -). (c) Measured concentration depending on the measured inertial number compared with dense granular rheology $\phi(I)$ (- - -).

tion of the measured concentration and the constitutive relationship based on the kinetic theory as given in Jenkins & Hanes (1998) :

$$\tau = \frac{8 g_0 \phi \rho_p d_p T^{1/2}}{5\pi^{1/2}} E \frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}, \tag{4.5}$$

where $E = 1 + \frac{\pi}{12}\left(1 + \frac{5}{8\phi g_0}\right)^2$.

As expected the kinetic theory cannot reproduce the divergence of the shear stress that occurs at high concentrations ($\phi \approx 0.5 - 0.55$) where permanent or long term contacts dominate. However, the kinetic theory qualitatively reproduces the increase of shear stress with decreasing concentration for $\phi \in [0.1 - 0.4]$. The agreement is not quantitative but the obtained measurements are consistent with Armanini *et al.* (2005)'s experimental observations. Figure 13b and c present the measured friction coefficients, $\mu = \tau / P^p$, and the measured concentrations as a function of the measured inertial number I. On the same plots the phenomenological laws $\mu(I)/\phi(I)$ are presented as proposed in Forterre & Pouliquen (2008):

$$\mu(I) = \mu_s + \frac{\mu_2 - \mu_s}{I_0/I + 1}, \tag{4.6}$$

and

$$\phi(I) = \frac{\phi_m}{1+I}, \tag{4.7}$$

where μ_s represents the static friction coefficient, the so-called tangent of the angle of repose, which has been determined experimentally for our sediment ($\mu_s = 0.7$ see table 1), μ_2 is a dynamical friction coefficient and I_0 is a phenomenological parameter of the rheology. These parameters are set to $\mu_2 = 1$ ($\mu_2 - \mu_s \approx 0.3$) and $I_0 = 0.3$ that corresponds to the parameters obtained for dry granular flows of glass beads in the inertial regime. Figure 13b shows that μ is an increasing function of I as predicted by the rheology however the friction coefficient value at the bed interface (*i.e.* for $I \approx 0$) is $\mu \approx 0.2$, which is much lower than the expected value of $\mu_s = 0.7$. Such a deviation toward lower values has already been observed under laminar bed-load conditions by Aussillous *et al.* (2013) but in a smaller proportion. Figure 13c shows that the relationship between the concentration and the inertial number is not reproduced by equation (4.7). Even in the range of $I \in [0 - 1]$, for which the dense granular flow rheology is valid, the concentration decreases from $\phi = 0.55$ for $I = 0$ to $\phi \approx 0.5$ for $I \approx 1$, however equation (4.7) predicts a more rapid decrease with I ($\phi = 0.275$ for $I = 1$).

From a modelling point of view, the intergranular shear stress is given by the product of the friction coefficient μ and the particulate pressure P^p which is obtained from the concentration profile by equation (3.9). It has been observed on figure 13 that the friction coefficient is overestimated and that the concentration is underestimated by the rheology so that errors on the shear stress could compensate. Therefore, using the dense granular flow rheology to predict velocity and concentration profiles for the present experiment without tuning the parameters would probably lead to poor quantitative predictions.

An important assumption in the dense granular flow rheology is that the granular media is a continuum and that the flow is at steady state. All the results presented above are based on average quantities consistent with these hypotheses. The importance of the bursting process and its intermittency in the sheet layer has already been put into evidence by Sumer *et al.* (1996) based on a statistical analysis of local concentration time series. The present experimental setup combined with the unique ACVP measurement performances allows to verify the validity of this hypothesis since high-rate velocity and concentration profiles are provided from the top of the suspension layer down to the bed interface position. Figure 14 shows an example of the time evolution of the measurements over a duration of approximately 3 seconds acquired at a rate of 78 Hz. As mentioned in the section 2, the bed interface detection and the concentration measurement are filtered at 7.8 Hz and 4.9 Hz respectively. The blue and red solid contours represent isolines of relative turbulent shear stress identified as sweep and ejection events, respectively. The uw-quadrant threshold technique of Lu & Willmarth (1973) has been applied here with a typical threshold value of $H = 2$ as proposed by Mignot *et al.* (2009). The colorplot represents the base 10 logarithm of the concentration and the black solid line represents the detected bed position. The 2C vector plot corresponds to the instantaneous 2C time fluctuating velocity field revealing that the velocity field inside a red and blue delimited contour is oriented in quadrant 2 (ejection) and 4 (sweep) in the (u,w) plane, respectively. This figure illustrates the complex interactions between large-scale coherent structures, suspended sediment concentration and the bed level dynamics. A close examination of this figure reveals that erosion events, corresponding to a drop of the bed level position, are associated to sweep events. In terms of concentration, these erosive events are

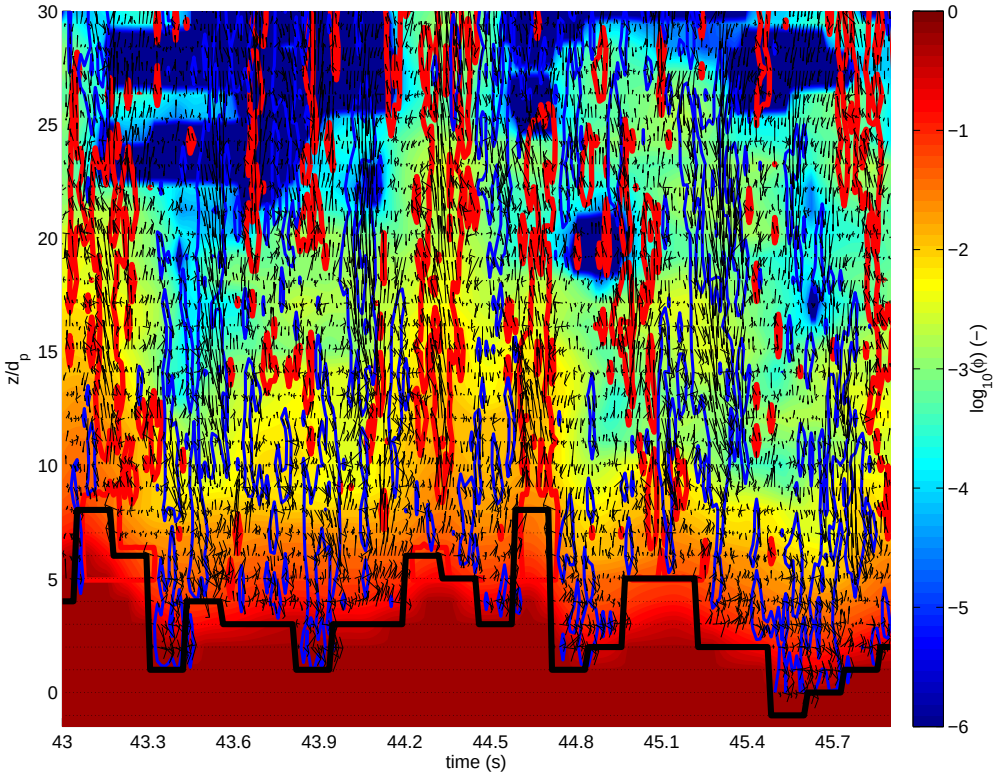

FIGURE 14. Time evolution of the measured bed interface position (black thick line) and concentration measurements (colorplot in base 10 logarithm) associated to coherent structures detection: the red and blue contours represent the ejections and sweeps respectively as iso-contours of $H = 2$ as evaluated in Mignot *et al.* (2009). The vector plot represents the instantaneous 2C velocity fluctuations.

associated with a reduction of concentration while accretion events, corresponding to an increase of the bed level position, are linked to ejections events that are associated with an increase of concentration. Intuitively, it can be deduced that sweeps are mainly responsible for momentum diffusion while ejections are mainly responsible for particle dispersion. This large scale turbulence driven intermittency is also believed to explain why the measured granular rheology deviates from the steady state rheology. Due to the intermittency and under the action of the sweeps events the dense frictional layer observed in the present experiment can be dominated by turbulent processes for the duration of this event. On average the flow is dominated by granular interactions indeed, however turbulent processes that occur on short duration are sufficiently dynamic to modify the averaged values of the concentration and the vertical gradient of streamwise velocity. The role of boundary layer coherent structure on the vertical structure of the sheet flow layer will be at the centre of our future investigations.

5. Summary and conclusion

A new laboratory experiment on steady uniform sheet flow regime of sediment transport has been presented. Using an Acoustic Concentration and Velocity Profiler (ACVP)

we have been able to measure instantaneous streamwise and wall-normal velocities colocated with concentration measurements over the entire water column at high spatio-temporal resolution. The repeatability of the experiment plus the steadiness and the uniformity of the flow has been carefully checked together with the accuracy of the sediment flux measurements.

From the profiles of average streamwise velocity, average concentration and Reynolds turbulent shear stress we have deduced profiles of momentum and concentration diffusivities as well as the mixing length profile. From these informations and an analysis of Stokes and Inertial numbers, we have deduced the following results on the vertical structure :

• It exists a suspension layer in which the mixing length evolves linearly with z and with a von Karman parameter reduced by a factor of more than two compared with the classical clear water value, illustrating the turbulence damping induced by the presence of particles.

• A bed layer is present in which the mixing length increases continuously downward from a minimum value scaling with the particles diameter and diverging at the fixed bed elevation. In the upper part of the bed layer, where the mixing length scales with the particle diameter, the Stokes number based on the granular temperature is higher than the critical value proposed by Armanini *et al.* (2005) and the Inertial number is higher than unity indicating the dominance of instantaneous binary collisions on intergranular stresses. In the lower part of the bed layer the Stokes number based on the granular temperature is lower than the critical value and the Inertial number is lower than unity indicating a dense granular flow dominated by frictional interactions in the inertial regime.

The concentration profile is in agreement with this vertical structure: in the suspension layer the concentration decreases exponentially with z consistently with the Rouse profile. In the bed layer the concentration evolves linearly with z characterising the effect of a dispersive force induced by granular interactions.

In terms of modelling perspectives, the present measurements have been compared with constitutive laws from the literature. In the suspension layer, a strong reduction of the von Karman parameter is observed that can not be modelled based on the stratified flow analogy. Our measurements suggests that non-local mechanisms play a role in particle induced turbulence modulation. A Rouse profile based on the measured von Karman and Schmidt parameters gives a good prediction of the concentration profile in the suspension layer. The key issue consists in modelling the dependence of these two parameters as a function of the particle and flow properties. Concerning the modelling of intergranular stresses it has been shown that the kinetic theory of granular flows and the dense granular flow rheology allows to qualitatively reproduce the present measurements in the upper and lower bed layer respectively. It is believed that the strong intermittency observed in the measurements is responsible for the discrepancy observed between the dense granular flow rheology and the present average measurements assuming non varying bed level position. An example of instantaneous measurements has highlighted the interactions between the large scale coherent structures and the bed-layer dynamic. These interactions could be at the origin of the non-local effects observed in the analysis and could explain the difficulty in modelling intergranular stresses based on steady-state rheological laws in the sheet flow regime.

In a near future other sheet-flow experiments with different particle sizes and shapes and for different Shields numbers will be performed. A particular attention will be given to velocity fluctuations in order to investigate the role of particle's inertia and size on

turbulence modulation and the coupling between boundary layer coherent structures and the bed layer dynamic.

Acknowledgments

The authors acknowledge the DGA for the financial support of the first author PhD Thesis (N° 2011-170914/DGA/DS/MRIS). The development of the ACVP has been funded by the EU project Hydralab IV-WISE (contract 261520) and the experiments has been funded by the pole SMINGUE UJF/INPG. The authors also gratefully acknowledge J.M. Barnoud for the technical support during the development of the experimental set-up.

REFERENCES

Andreotti, B., Forterre, Y. & Pouliquen, O. 2013 *Granular Media: Between Fluid and Solid*. Cambridge.

Armanini, A., Capart, H., Fraccarollo, L. & Larcher, M. 2005 Rheological stratification in experimental free-surface flows of granular-liquid mixtures. *Journal of Fluid Mechanics* **532**, 269–319.

Aussillous, P., Chauchat, J., Pailha, M., Médale, M. & Guazzelli, E. 2013 Investigation of the mobile granular layer in bedload transport by laminar shearing flows. *Journal of Fluid Mechanics* **736**, 594–615.

Bagnold, R. A. 1954 Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a newtonian fluid under shear. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **225**, 49–63.

Bagnold, R. A. 1956 The flow of cohesionless grains in fluids. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **249**, 235–297.

Berzi, D. & Fraccarollo, L. 2013 Inclined, collisional sediment transport. *Physics of Fluids* **25** (10), –.

Best, J., Bennett, S., Bridge, J. & Leeder, M. 1997 Turbulence modulation and particle velocities over flat sand beds at low transport rates. *Journal of Hydraulic Engineering* **123** (12), 1118–1129.

Capart, H. & Fraccarollo, L. 2011 Transport layer structure in intense bed-load. *Geophysical Research Letters* **38** (20), n/a–n/a.

Cassar, C., Nicolas, M. & Pouliquen, O. 2005 Submarine granular flows down inclined planes. *Physics of Fluids* **17** (10), 103301.

Castro-Orgaz, O., Giráldez, J. V., Mateos, L. & Dey, S. 2012 Is the von kármán constant affected by sediment suspension? *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* **117** (F4), n/a–n/a.

Chassagneux, F. X. & Hurther, D. 2014 Wave bottom boundary layer processes below irregular surfzone breaking waves with light-weight sheet flow particle transport. *Journal of Geophysical Research: Oceans* **119** (3), 1668–1690.

Chauchat, J. & Guillou, S. 2008 On turbulence closures for two-phase sediment-laden flows models. *Journal Geophysical Research: Oceans* **113**, 20.

Cowen, E. A., Dudley, R. D., Liao, Q., Variano, E. A. & Liu, P. L.-F. 2010 An in-situ borescopic quantitative imaging profiler for the measurement of high concentration sediment velocity. *Experiments in Fluids* **49** (1), 77–88.

Daniel, SM 1965 Flow of suspension in a rectangular channel. PhD thesis.

Einstein, H. A. 1950 The bed load function for sedimentation in open channel channel flows. *Tech. Rep.* 1026. U.S. Department of Agriculture.

Ferry, J. & Balachandar, S. 2001 A fast eulerian method for disperse two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow* **27** (7), 1199–1226.

Forterre, Y. & Pouliquen, O. 2008 Flows of dense granular media. *Annual Review of Fluid Mechanics* **40**, 1–24.

Gaudio, R., Miglio, A. & Dey, S. 2010 Non-universality of von kármán's in fluvial streams. *Journal of Hydraulic Research* **48** (5), 658–663.

Graf, W. H. & Cellino, M. 2002 Suspension flows in open channels; experimental study. *Journal of Hydraulic Research* **40**, 435–447.

Greimann, B. P., Muste, M. & Jr., F. M. Holly 1999 Two-phase formulation of suspended sediment transport. *Journal of Hydraulique Research* **37**, 479 – 500.

Hanes, Daniel M. & Inman, Douglas L. 1985 Experimental evaluation of a dynamic yield criterion for granular fluid flows. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* **90** (B5), 3670–3674.

Hsu, T.J., Jenkins, J. T. & Liu, P. L.-F. 2004 On two-phase sediment transport: sheet flow of massive particles. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **460** (2048), 2223–2250.

Hurther, D. & Lemmin, U. 2001 Shear stress statistics and wall similarity analysis in turbulent boundary layers using a high resolution 3d advp. *Journal of Oceanic Engineering* **25**, 446–457.

Hurther, D. & Lemmin, U. 2008 Improved turbulence profiling with field-adapted acoustic doppler velocimeters using a bifrequency doppler noise suppression method. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* **25**, 452–463.

Hurther, D. & Thorne, Peter D. 2011 Suspension and near-bed load sediment transport processes above a migrating, sand-rippled bed under shoaling waves. *Journal of Geophysical Research: Oceans* **116** (C7), n/a–n/a.

Hurther, D., Thorne, P. D., Bricault, M., Lemmin, U. & Barnoud, J.M. 2011 A multi-frequency acoustic concentration and velocity profiler (acvp) for boundary layer measurements of fine-scale flow and sediment transport processes. *Coastal Engineering* **58**, 594–605.

Ismail, H.M. 1951 Turbulent transfer mechanism and suspended sediment in closed channels. *Proc. ASCE* **77(6)**.

Jenkins, J. T. 2007 Dense inclined flow of inelastic spheres. *Granular matter* **10**, 47–52.

Jenkins, J. T. & Hanes, D. M. 1998 Collisional sheet flows of sediment driven by a turbulent fluid. *Journal of Fluid Mechanics* **370** (-1), 29–52.

Lu, S. S. & Willmarth, W. W. 1973 Measurements of the structure of the reynolds stress in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* **60**, 481–511.

Meyer-Peter, E. & Muller, R. 1948 Formulas for bed-load transport. In *2nd Meeting of the International Association of Hydraulic and Structural Research*, pp. 34–64.

Mignot, E., Hurther, D. & Barthelemy, E. 2009 On the structure of shear stress and turbulent kinetic energy flux across the roughness layer of a gravel-bed channel flow. *Journal of Fluid Mechanics* **638**, 423–452.

Muste, M., Yu, K. & Spasojevic, M. 2004 Practical aspects of adcp data use for quantification of mean river flow characteristics; part i: moving-vessel measurements. *Flow Measurement and Instrumentation* **15** (1), 1–16.

Naqshband, S., Ribberink, J. S., Hurther, D. & Hulscher, S.J.M.H. 2014 Bed load and suspended load contributions to migrating sand dunes in equilibrium. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* pp. n/a–n/a.

Nielsen, P. & Teakle, I. A. L. 2004 Turbulent diffusion of momentum and suspended particles: A finite-mixing-length theory. *Physics of Fluids* **16** (7), 2342–2348.

Nnadi, F. N. & Wilson, K. C. 1992 Motion of contact-load particles at high shear stress. *Journal of Hydraulic Engineering* **118** (12), 1670–1684.

Ouriemi, M., Aussillous, P. & Guazzelli, E. 2009 Sediment dynamics. Part I: Bed-load transport by shearing flows. *Journal of Fluid Mechanics* **636**, 295–319.

Pasini, J. M. & Jenkins, J. T. 2005 Aeolian transport with collisional suspension. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **363** (1832), 1625–1646.

Prandtl, L. 1926 Bericht über neuere turbulenzforschung. *Hydraulische Probleme* pp. 1–13.

Pugh, F. J. & Wilson, K. C. 1999 Velocity and concentration distributions in sheet flow above plane beds. *Journal of Hydraulic Engineering* **125** (2), 117–125.

Revil-Baudard, T. & Chauchat, J. 2013 A two-phase model for sheet flow regime based on dense granular flow rheology. *Journal of Geophysical Research: Oceans* **118** (2), 619–634.

Rouse, H. 1937 Modern conceptions of the mechanics of turbulence. *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.* **102**, 463 – 505.

Song, T. & Graf, W. H. 1994 Non uniform open-channel flow over a rough bed. *Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering* **12** (1), 1–25.

Spinewine, B., Capart, H., Fraccarollo, L. & Larcher, M. 2011 Laser stripe measurements of near-wall solid fraction in channel flows of liquid-granular mixtures. *Experiments in Fluids* **50**, 1507–1525.

Sumer, B. M., Kozakiewicz, A., Fredsøe, J. & Deigaard, R. 1996 Velocity and concentration profiles in sheet-flow layer of movable bed. *Journal of Hydraulic Engineering* **122** (10), 549–558.

Thorne, P. D. & Hanes, D. M. 2002 A review of acoustic measurement of small-scale sediment processes. *Continental Shelf Research* **22** (4), 603–632.

Thorne, P. D. & Hurther, D. 2014 An overview on the use of backscattered sound for measuring suspended particle size and concentration profiles in non-cohesive inorganic sediment transport studies. *Continental Shelf Research* **73** (0), 97–118.

Thorne, P. D., Hurther, D. & Moate, B. D. 2011 Acoustic inversions for measuring boundary layer suspended sediment processes. *The Journal of the Acoustical Society of America* **130** (3), 1188–1200.

Van Rijn, L. C. 1984 Sediment transport, part ii: Suspended load transport. *J. Hydraul. Eng.* **110**, 1613–1641.

Vanoni, V. A. 1977 *Sedimentation engineering*. New York: American Society of Civil Engineers.

Villaret, C. & Trowbridge, J. H. 1991 Effects of stratification by suspended sediments on turbulent shear flows. *Journal of Geophysical Research: Oceans* **96** (C6), 10659–10680.

Wilson, Kenneth C. 1966 Bed-load transport at high shear stress. In *Proc. A.S.C.E*, , vol. HY6. ASCE.

Wilson, K. C. 1989 Mobile-bed friction at high shear stress. *Journal of Hydraulic Engineering* **115** (6), 825–830.

Yalin, M. S. 1977 *Mechanics of sediment transport 2nd edition*. Pergamon Press.

Yang, S.-Q. & Chow, A. T. 2008 Turbulence structures in non-uniform flows. *Advances in Water Resources* **31** (10), 1344–1351.

4.2 Résumé de l'analyse des profils moyens

Plusieurs critères ont démontré la reproductibilité, la stationnarité et l'uniformité des conditions d'écoulement à partir desquels les profils de vitesse, de concentration, de flux sédimentaire et de contrainte de Reynolds sont évalués. Sous ces hypothèses, il est possible de définir des coefficients de diffusion (ou diffusivités) de quantité de mouvement et de concentration. La diffusivité de concentration ou diffusivité particulaire $\epsilon(z)$ s'exprime :

$$\epsilon = \frac{w_s \phi}{|\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}z}|}, \tag{4.1}$$

où $w_s\phi$ représente le flux vertical de concentration. Dans ce chapitre, les dérivées verticales sont évaluées à partir d'un schéma centré afin qu'elles soient colocalisées avec les autres mesures. La diffusivité de quantité de mouvement correspond à la viscosité cinématique effective définie comme :

$$\nu = \frac{\tau}{\rho_f |\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}|}, \tag{4.2}$$

où τ représente la contrainte de cisaillement, équivalente à un flux vertical de quantité de mouvement. On peut évaluer une échelle de longueur caractéristique du mélange de quantité de mouvement, la longueur de mélange l_m telle que :

$$\nu = l_m^2 |\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}| \qquad \text{et} \qquad l_m = \frac{\sqrt{\tau/\rho_f}}{|\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}|}. \tag{4.3}$$

Les profils de nombre de Stokes St et de nombre inertiel I sont évalués dans la partie dense de l'écoulement tel que :

$$St = \frac{1}{18}\frac{\rho_p}{\rho_f}\frac{d_p^2 |\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}|}{\nu_f}, \tag{4.4}$$

et

$$I = \frac{d_p |\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}z}|}{\sqrt{P^p/\rho_p}}, \tag{4.5}$$

où P^p représente la pression particulaire.

L'analyse des profils moyens obtenus permet de distinguer la couche de charriage de la couche de suspension (voir schéma récapitulatif 4.1). Dans la couche de suspension ($z/d_p > 5$), le profil de vitesse est logarithmique, la concentration est faible ($\phi < 0.08$) et décroît exponentiellement, et le profil de longueur de mélange est linéaire. Dans la couche de charriage, deux zones peuvent être distinguées :
-une couche collisionnelle ($2 < z/d_p < 5$), modérément dense ($0.5 < \phi < 0.08$) dans laquelle les profils de vitesse et de concentration sont linéaires et la longueur de mélange présente une valeur constante proche du diamètre particulaire. Dans cette couche, le nombre de Stokes St et le nombre inertiel I sont plus élevés que leurs valeurs critiques, St^{crit} et I^{crit} respectivement, ce qui indique que la rhéologie est dominée par les collisions entre les grains (*Armanini et al.*, 2005; *Andreotti et al.*, 2013).
-une couche frictionnelle ($0 < z/d_p < 2$), très dense ($\phi > 0.5$) où le profil de vitesse présente une queue exponentielle et dans laquelle viscosité et longueur de mélange divergent. Dans cette couche, le nombre de Stokes et le nombre inertiel sont plus faibles que leurs valeurs critiques, ce qui indique que la rhéologie est dominée par la friction entre les grains.

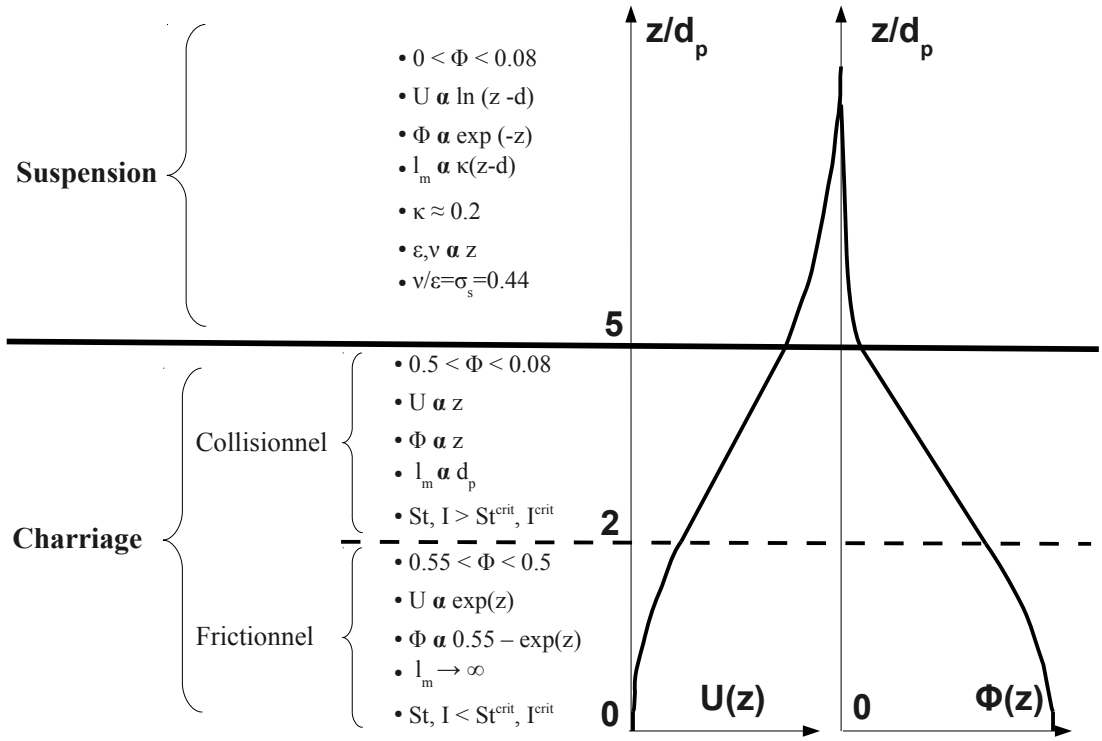

FIGURE 4.1 – Vision schématique de la structure verticale de l'écoulement.

La linéarité du profil de longueur de mélange, qui est consistante avec la forme logarithmique du profil de vitesse, permet d'évaluer un paramètre de von Karman équivalent dans la couche de suspension. Les résultats montrent que la valeur de ce paramètre en condition de sheet-flow ($\kappa^{SF} \approx 0.2$) est deux fois plus faible que la valeur traditionnellement mesurée en eau claire ($\kappa^{CW} = 0.41$). Cette différence matérialise la modulation de la turbulence induite par la mobilité des sédiments. En effet, la réduction de κ induit une diminution de la longueur de mélange et donc de la viscosité turbulente. Un point très intéressant vient du caractère non-local de la modulation. Les résultats montrent que la longueur de mélange est modifiée sur une région étendue, dans laquelle la concentration en particule peut-être quasi nulle. On peut montrer qu'un modèle de stratification seul ne peut pas prendre en compte ces effets non-locaux. Le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement et la diffusivité particulaire est constant dans la couche de suspension et égal au nombre de Schmidt $\sigma_s = 0.44$. Un profil de Rouse paramétré par les valeurs de κ^{SF} et σ_s mesurées expérimentalement permet de prédire le profil de concentration dans la suspension.

Dans la couche de charriage, la théorie cinétique des écoulements granulaires et la rhéologie $\mu(I)/\phi(I)$ ne sont pas capables de reproduire quantitativement les données expérimentales. Cependant, ces lois constitutives sont basées sur des hypothèses de stationnarité et d'uniformité au sens strict. Or, si ces hypothèses ont été confirmées à l'échelle de $\Delta t = 6$ s, une forte intermittence de l'écoulement proche du lit est mise en évidence à plus petite échelle. Cette intermittence semble induite par la réponse dynamique du lit aux structures cohérentes présentes dans la couche limite turbulente. Sur l'exemple présenté dans l'article, les balayages semblent provoquer une baisse de la concentration et de la position du fond fixe (érosion) tandis que les éjections, au contraire, semblent avoir tendance à augmenter la concentration dans la colonne d'eau et à provoquer une hausse de

la position du fond fixe (accrétion).

Les profils moyens et les détails de l'analyse apparaissent dans la copie de l'article présentée dans la section suivante, tandis que l'étude statistique des fluctuations est abordée dans le chapitre 5.

4.3 Influence de la non-uniformité

Dans la section précédente, l'analyse des profils moyens est réalisée sur l'intervalle $t \in [40 - 46]$ s pour lequel l'écoulement est le plus uniforme. Dans cet intervalle, le profil de contrainte turbulente est linéaire sur une grande partie de la colonne d'eau. La figure 5 de l'article montre que les profils de contrainte sont concaves avant $t \approx 40$ s, ce qui correspond à un écoulement accéléré, et convexes après $t \approx 50$ s, ce qui correspond à un écoulement ralenti. Le but de cette section est d'étudier l'influence de la non-uniformité sur les profils de vitesse, de concentration, de longueur de mélange et sur la valeur du nombre de Schmidt. Pour cela, on s'intéresse aux profils moyens obtenus sur les intervalles

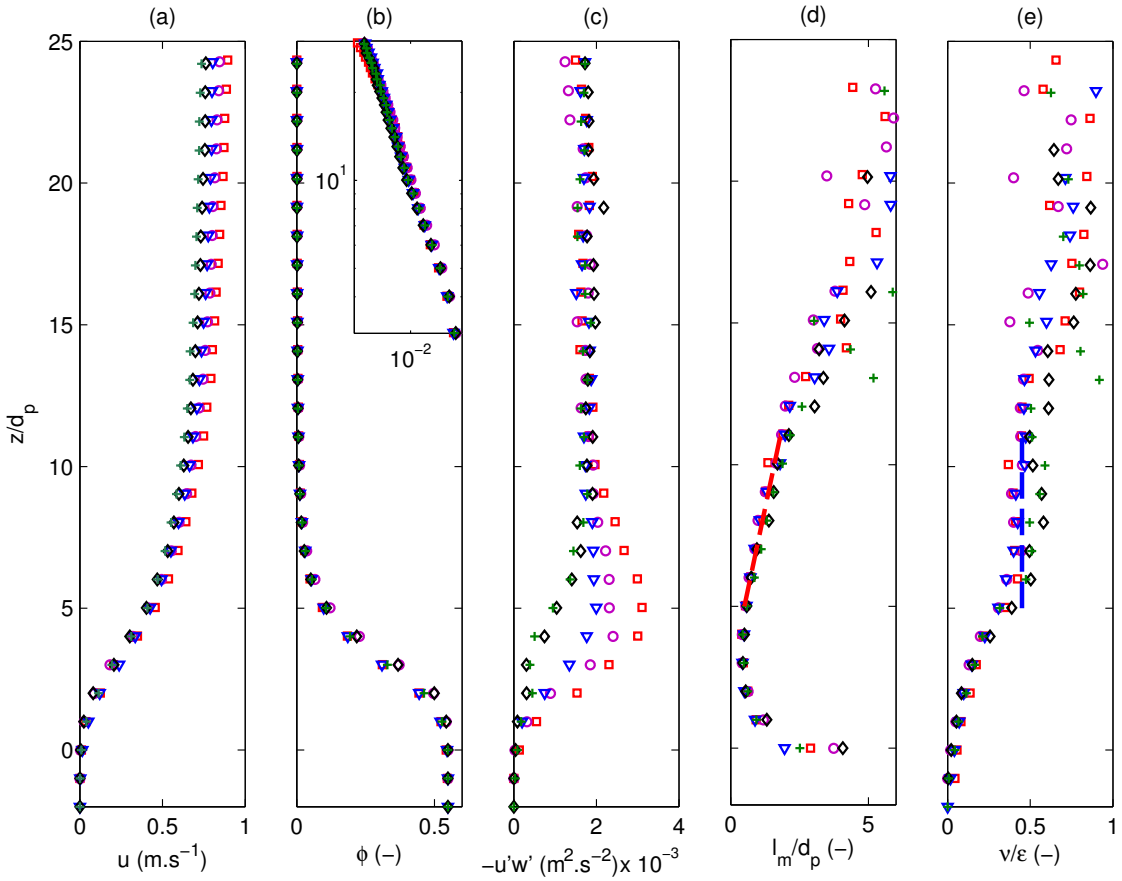

FIGURE 4.2 – Sensibilité à la non-uniformité de l'écoulement. Profils moyens de vitesse (a), de concentration (b), de contrainte de cisaillement (c), de longueur de mélange (d) et de rapport entre viscosité turbulente et diffusivité particulaire (e) évalués sur les intervalles $t \in [30 - 36]$ s (carrés), $t \in [40 - 46]$ s (cercles), $t \in [50 - 56]$ s (triangles), $t \in [60 - 66]$ s (losanges), $t \in [70 - 76]$ s (croix). Le segment en pointillé sur le panneau (d) représente la pente $\kappa = 0.2$. Le segment en pointillé sur le panneau (e) représente un nombre de Schmidt $\sigma_s = 0.45$.

$t \in [30-36]$ s, $t \in [40-46]$ s, $t \in [50-56]$ s, $t \in [60-66]$ s, $t \in [70-76]$ s. Afin de pouvoir comparer les résultats entre eux, les profils sont recalés verticalement pour que la zone d'arrêt du mouvement coïncide pour les 5 intervalles de temps. La figure 4.2 montre les profils moyens de vitesse, de concentration, de contrainte de Reynolds, de longueur de mélange et de rapport entre viscosité et diffusivité particulaire obtenus sur les différents intervalles. Dans la partie haute du profil de vitesse un ralentissement associé à l'élévation de la surface libre est observé en revanche, la partie basse du profil de vitesse et l'intégralité du profil de concentration semblent très peu affectées par la non-uniformité. La partie basse du profil de contrainte de Reynolds est aussi affectée par la non-uniformité. Dans le cas accéléré ($t \in [30-36]$ s), le gradient de hauteur d'eau négatif associé à l'accélération induit une augmentation de la contrainte turbulente proche du fond. Au contraire, dans les cas ralentis ($t > 50$ s) un gradient adverse tend à réduire la contrainte turbulente proche du fond. Il est intéressant de noter que ces gradients de pression induits par la non-uniformité de l'écoulement affectent peu les profils de vitesse et de concentration. Ce résultat est consistent avec la figure 3 de l'article sur laquelle est tracée l'évolution du volume de sédiments transportés en fonction du temps. La pente de la courbe est constante sur l'intervalle $t \in [30-76]$ s, indiquant un débit solide constant alors que l'écoulement est accéléré puis ralenti. De manière inattendue, il en résulte que les gradients de pression adverses ou co-courants induits par la non-uniformité ne semblent pas affecter la valeur du débit solide.

Le panneau (c) de la figure 4.2 montre que pour $z/d_p > 10$, les profils de contrainte turbulente sont très similaires et ce sur toute la colonne d'eau. Or, la régression linéaire est effectuée sur cette partie du profil pour évaluer la contrainte de cisaillement totale $\tau(z)$ (cf figure 7 de l'article). Les profils de vitesse étant aussi très similaires, il en résulte que les profils de longueur de mélange sont très peu affectés par la non-uniformité (voir panneau d). Ce résultat a déjà été montré par *Yang and Chow* (2008) en eau claire. Les conclusions de l'analyse effectuée sur la partie uniforme de l'écoulement restent pertinentes en régime accéléré et ralenti. En effet, on retrouve i) la divergence de la longueur de mélange vers la zone d'arrêt du mouvement ($z/d_p < 2$), ii) la partie quasi constante dominée par les interactions granulaires ($2 < z/d_p < 5$) et iii) l'évolution linéaire de la longueur de mélange dans la couche de suspension ($z/d_p > 5$). La pente de la longueur de mélange représentée en pointillé correspond à $\kappa = 0.2$. Cette valeur confirme la forte modulation de la turbulence induite par les sédiments sur toute la durée de l'expérience.

Le panneau (e) représente le rapport entre la viscosité (ou diffusivité de quantité de mouvement) et la diffusivité particulaire. Les profils sont là encore très similaires dans la partie basse de l'écoulement et la valeur du nombre de Schmidt $\sigma_s = 0.45$ semble pertinente pour tous les intervalles de temps même si une dispersion plus importante que dans le cas uniforme est observée pour $5 < z/d_p < 11$. La forte dispersion présente dans les panneaux (d) et (e) pour $z/d_p > 11$ s'explique en partie par les très faibles valeurs des gradients de vitesse et de concentration qui augmente les erreurs de mesure dans cette région.

La faible influence de la non-uniformité de l'écoulement sur la structure verticale est un résultat très important. D'une part du point de vue de la mesure, cela permet d'exploiter potentiellement une plus grande partie du signal à condition de s'affranchir de l'érosion du lit. D'autre part du point de vue de la modélisation, cela implique que les mêmes modèles de longueur de mélange et de suspension, peuvent être utilisés pour prédire la structure verticale de l'écoulement dans des cas uniformes à faiblement non-uniformes. Il a aussi été montré que la valeur du débit solide n'est pas affectée par la non-uniformité de l'écoulement alors que la valeur maximum de la contrainte turbulente mesurée varie. On peut en déduire que la valeur de contrainte pertinente à utiliser dans les lois de transport correspond à la projection linéaire des contraintes mesurées dans la colonne d'eau, car

celles-ci sont peu affectées par la non-uniformité de l'écoulement.

4.4 Retour sur la modélisation diphasique

Dans cette section, le modèle diphasique présenté dans la chapitre 2 est utilisé pour simuler les conditions de l'expérience. Dans le modèle, la pente et la hauteur d'eau ont été ajustées à $\tan\beta = 0.0019$ et $H = 14.1$ cm pour reproduire la pente de frottement et le nombre de Shields de l'expérience. La pente de frottement S_f diffère de la pente du canal à cause de l'influence des parois. Elle est liée à la pente du profil de contrainte $\tau(z)$ tel que :

$$\tau(z) = \rho_f g(H_f - z)S_f. \tag{4.6}$$

Les paramètres phénoménologiques de la rhéologie sont fixés à $I_0 = 0.3$, $b = 0.3$ et $\mu_2 = 0.8$. Concernant les paramètres physiques du modèle, le coefficient de friction statique est fixé à $\mu_s = 0.2$ et le nombre de Schmidt est fixé à $\sigma_s = 0.44$. Ces valeurs proviennent de l'analyse des profils moyens présentée dans l'article en révision à JFM. Dans le modèle diphasique, la formulation de *Li and Sawamoto* (1995) modifie la longueur de mélange de Prandtl pour prendre en compte la modulation de la turbulence. La figure 4.3 montre que cette formulation (ligne continue) sous-estime l'importance de la modulation. En utilisant la valeur $\kappa = 0.3$ (ligne pointillée), on retrouve un bon accord avec le profil de longueur de mélange mesuré. Cette valeur de κ est donc utilisée dans la simulation.

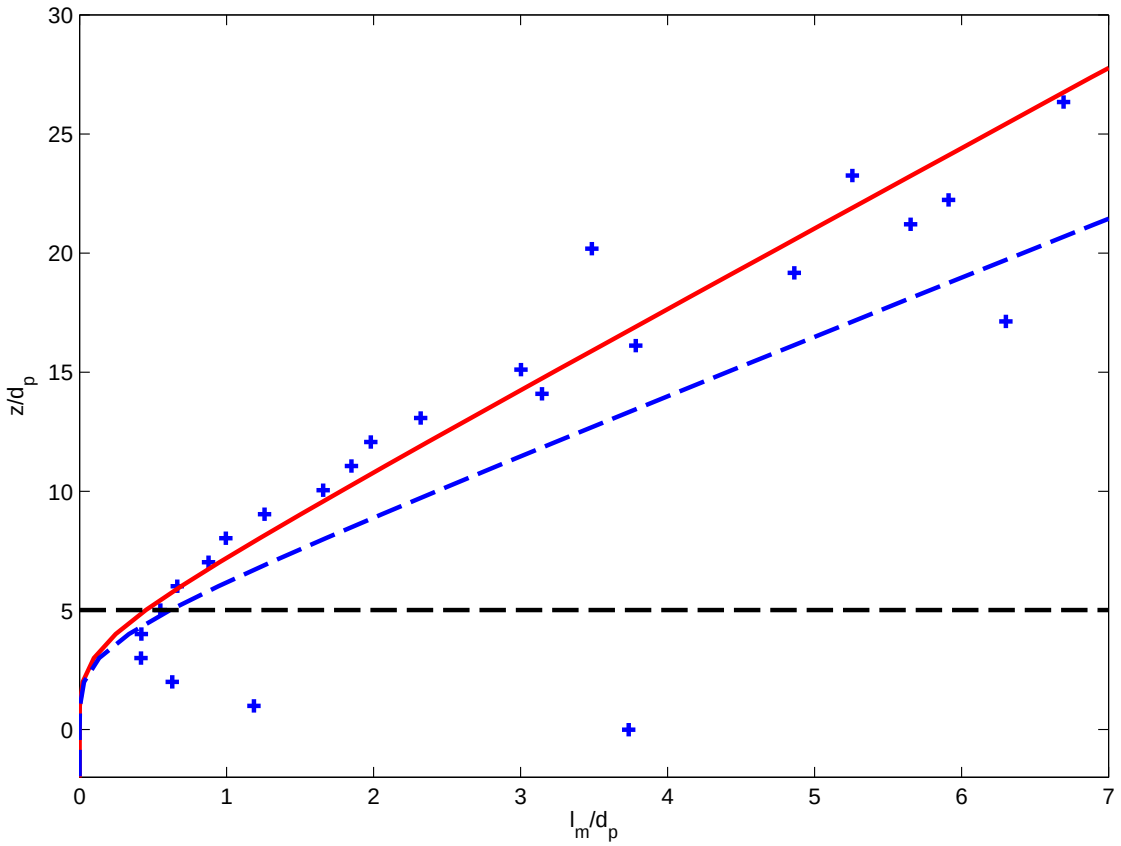

FIGURE 4.3 – Profils de longueur de mélange mesurée (+) et modélisée à partir de l'équation 4.3 de l'article avec $\kappa = 0.41$ (- - -) et $\kappa = 0.3$ (—). Le profil de concentration mesurée expérimentalement est utilisé ici pour paramétrer la formulation de longueur de mélange.

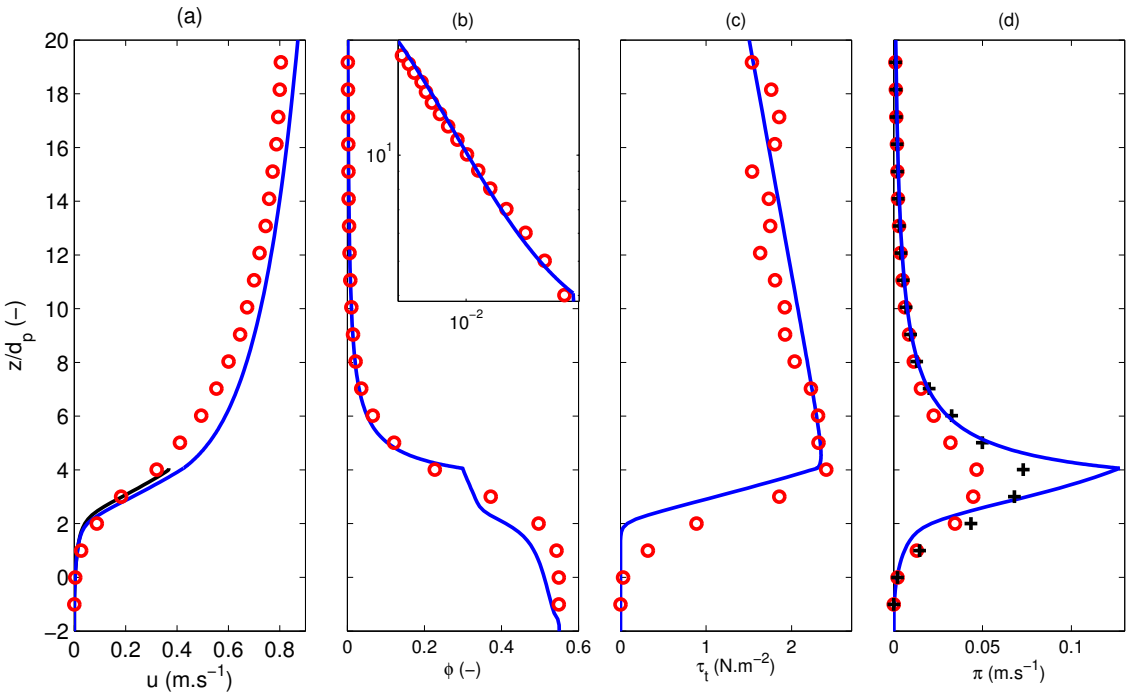

FIGURE 4.4 – Comparaison entre les mesures expérimentales (o) et les résultats du modèle diphasique (—) pour les profils de vitesse (la ligne noire représente le profil de vitesse particulaire) (a), le profils de concentration (b), le profil de contrainte turbulente (c) et le profil de flux sédimentaire (d). Deux profils de flux basés sur les mesures expérimentales sont représentés : le flux "réel" moyen (o) et le flux évalué à partir des profils de vitesse et de concentration moyens (+).

La figure 4.4 présente la comparaison des profils de vitesse, de concentration, de contrainte turbulente et de flux sédimentaire obtenus avec le modèle diphasique et mesurés expérimentalement. La queue exponentielle du profil de vitesse expérimental est reproduite phénoménologiquement par la rhéologie $\mu(I)$ avec un coefficient de friction statique $\mu_s = 0.2$ et un coefficient de friction dynamique $\mu_2 = 0.8$. La transition vers la couche de suspension est assez bien décrite même si la pente de la partie linéaire du profil est légèrement surestimée. Cet écart provient probablement du fait que les collisions binaires dominant les contraintes granulaires dans cette région ne sont pas correctement modélisées par la loi $\mu(I)$. Dans la couche de suspension, le profil de vitesse simulé est plutôt en bon accord avec le profil mesuré. Sachant que la pente et la hauteur d'eau du modèle ont été ajustées pour reproduire le profil de contrainte mesuré (panneau c), le bon accord observé entre profils de vitesse simulé et mesuré démontre la fiabilité du modèle de longueur de mélange dans ces conditions.

On peut remarquer que la formulation $\phi(I)$ reproduit qualitativement la décompaction dans la couche de charriage, mais qu'une épaule de concentration qui n'est pas observée expérimentalement est présente dans les résultats du modèle. Une explication possible pourrait venir de l'intermittence de l'écoulement : si une épaule de concentration existe au dessus du lit fixe et si la position de ce dernier fluctue, le gradient de concentration est diffusé verticalement et il en résulte un profil moyen plus linéaire (*Suarez et al.*, 2014). De plus, la formulation $\phi(I)$ reproduit phénoménologiquement la décompaction granulaire mais néglige l'effet de la turbulence sur la pression particulaire. Or, il est très probable que la dispersion turbulente affecte le profil de concentration en lissant le haut de l'épaule. Pour prendre en compte l'effet de la dispersion turbulente sur la pression particulaire, un

modèle à une couche capable de modéliser les forces de dispersion verticale granulaire et turbulente est nécessaire (*Chiodi et al.*, 2014). De plus, il est difficile d'analyser de façon plus approfondie les fermetures du modèle diphasique individuellement car le problème est fortement non-linéaire, ce qui implique un couplage très important entre les contraintes particulaires et les contraintes turbulentes.

Dans la suspension, le profil de concentration est très bien reproduit par un profil de Rouse avec par un nombre de Schmidt $\sigma_s = 0.44$. Une analyse approfondie du couplage entre les fluctuations turbulentes du fluide et des particules est requise pour pouvoir prédire la valeur du nombre Schmidt en fonction des propriétés de l'écoulement.

Le panneau (d) de la figure 4.4 présente le flux sédimentaire simulé (—), évalué comme le produit de la concentration et de la vitesse simulées, le flux "réel" mesuré (o), évalué comme la moyenne du flux instantané mesuré, et le flux basé sur les valeurs moyennes (+), évalué comme le produit de la vitesse et de la concentration moyennes mesurées.

Or, le flux réel moyen s'écrit :

$$< \pi >_t (z) =< u(t,z)\phi(t,z) >_t, \tag{4.7}$$

où $<>_t$ représente l'opérateur de moyenne temporelle entre t_1 et t_2 :

$$< \bullet >_t = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \bullet \, \mathrm{d}t. \tag{4.8}$$

En opérant une décomposition de Reynolds sur les signaux de vitesse et de concentration on obtient :

$$u(t,z) =< u >_t (z) + u'(t,z) \qquad \text{et} \qquad \phi(t,z) =< \phi >_t (z) + \phi'(t,z), \tag{4.9}$$

avec $u'(t,z)$ et $\phi'(t,z)$ représentant les fluctuations de vitesse et de concentration. Par définition $< u'(t,z) >_t = 0$ et $< \phi'(t,z) >_t = 0$, d'où :

$$< \pi >_t (z) = \left\langle (< u > (z) + u'(t,z)) \times (< \phi >_t (z) + \phi'(t,z)) \right\rangle_t, \tag{4.10}$$

Les valeurs moyennes de $< u >_t (z)$ et $< \phi >_t (z)$ étant indépendantes du temps et la moyenne des fluctuations est nulle par définition, on obtient :

$$< \pi >_t (z) =< u >_t (z) < \phi >_t (z) + < u'(t)\phi'(t) >_t (z). \tag{4.11}$$

Le terme $< u'(t)\phi'(t) > (z)$ représente le niveau de corrélation entre fluctuations de vitesse horizontale et fluctuations de concentration et correspond statistiquement à la différence entre la moyenne du produit et le produit de la moyenne. Cette différence est nulle seulement en cas d'indépendance statistique entre ϕ' et u'.

On observe sur le panneau (d) de la figure 4.4 que le pic de flux sédimentaire est localisé à l'interface entre la couche de suspension et la couche de charriage ($z/d_p \approx 4 - 5$) dans les trois cas. La différence observée entre la profil de flux "réel" et le profil de flux basé sur les valeurs moyennes de vitesse et de concentration correspond au terme de corrélation des fluctuations qui contribue négativement au flux. Cette figure confirme l'importance du terme de corrélation. En intégrant les profils de flux, on peut montrer que le terme de corrélation réduit de 25% le débit solide évalué à partir des valeurs moyennes de vitesse et de concentration. L'importance du niveau de corrélation entre fluctuations de vitesse et de concentration illustre une des principales limitations des approches moyennes pour la modélisation du sheet-flow turbulent.

D'un point de vue physique, ce niveau de corrélation montre que fluctuations de vitesse et de concentration sont fortement dépendantes. Ce résultat confirme le rôle considérable

joué par la turbulence et l'intermittence de la position du lit dans la dynamique du transport. La fiabilité de la mesure des volumes transportés a été démontrée pour différents régimes de transport dans le chapitre précédent alors que la mesure de concentration est filtrée à 4.9 Hz. On peut en conclure que les évènements à l'origine des corrélations entre fluctuations de vitesse et de concentration se produisent à grande échelle. Cette hypothèse a été formulée par *Hsu et al.* (2003) et est qualitativement en accord avec la dernière figure de l'article qui illustre un fort couplage entre les structures turbulentes macro-échelle et la dynamique du lit. On peut expliquer qualitativement le signe du terme de corrélation. En effet, la contrainte de Reynolds vient de la corrélation entre les fluctuations de vitesses horizontales et verticales. Ces fluctuations sont corrélées négativement. Or, on imagine aisément que les fluctuations de vitesse verticale sont corrélées positivement avec les fluctuations de concentration. En d'autres termes, une vitesse verticale positive à tendance à entraîner des sédiments vers le haut, induisant une fluctuation de concentration positive alors qu'une fluctuation de vitesse verticale négative entraîne de l'eau claire vers le lit, induisant une fluctuation de concentration négative. En résumé, si $< u'w' >$ est négatif et $< w'\phi' >$ est positif on peut en déduire que le terme $< u'\phi' >$ est négatif. Ce dernier terme pourrait expliquer en partie la vitesse relative observée entre vitesse fluide et particulaire en paroi sur la figure 3.14.

Le chapitre suivant est dédié à l'étude des fluctuations de vitesse et de concentration.

Chapitre 5

Statistical analysis of fluctuations *Analyse statistique des fluctuations*

In this chapter, 1D2C velocity profiles obtained using the ACVP in a clear water flow over a rough wall in similar experimental conditions as the analyzed sheet-flow are introduced. It allows to compare the statistical quantities obtained in a clear water flow with the ones obtained in the sheet-flow experiment. By doing so, the existence of a log layer associated with a reduced turbulent momentum mixing efficiency can be discussed.

5.1 Résumé des résultats de l'analyse statistique

Dans ce chapitre, une analyse statistique des fluctuations est proposée. Pour pouvoir discuter des grandeurs statistiques obtenues en régime de sheet-flow, les résultats sont comparés à des mesures effectuées avec la même instrumentation dans des conditions expérimentales équivalentes mais sur fond fixe et rugueux. La comparaison des profils d'intensités turbulentes montre que les profils d'énergie cinétique turbulente sont similaires dans la majeure partie de l'écoulement mais qu'un pic de TKE est observé proche du fond mobile en régime de sheet-flow. En revanche, les contraintes de Reynolds mesurées sont plus importantes sur fond fixe. Ces résultats confirment l'influence du lit mobile sur la structure de la turbulence. Le conditionnement en quadrant des fluctuations de vitesse permet de montrer que le faible niveau de corrélation des fluctuations de vitesse horizontales et verticales est associée à une augmentation de la contribution des "*interactions*" plutôt qu'à une diminution de la contribution des "*balayages*" et "*éjections*". L'analyse conditionnée permet aussi de mettre en évidence l'importance des "*balayages*" dans le transfert de quantité de mouvement de l'écoulement fluide vers le lit sédimentaire. Enfin, l'existence d'une épaisse couche logarithmique en régime de sheet-flow est confirmée. Les paramètres de la *loi de la paroi* tels que l'origine de l'axe vertical $z_d = 3.2d_p$, le paramètre de Von Karman $\kappa = 0.25$ et la hauteur de rugosité équivalente $k_s \approx 6d_p$ ont été ajustés sur la partie logarithmique du profil de vitesse. L'ajustement de la *loi de la paroi* conduit à une localisation de l'origine de l'axe vertical dans la partie supérieure de la couche de charriage, là où les contributions turbulentes commencent à devenir significatives en moyenne. La valeurs du paramètre de Von Karman est proche de celles évaluées dans le chapitre précédent à partir du profil de longueur de mélange mesuré, ce qui confirme la forte ré-

duction de l'efficacité du mélange turbulent de quantité de mouvement. L'augmentation de l'échelle de rugosité équivalente peut s'expliquer par le fait que l'échelle pertinente de rugosité n'est plus le diamètre particulaire mais plutôt l'amplitude des fluctuations de positions du fond qui pourraient être vues par l'écoulement comme des macro-rugosités. Celles-ci pourraient être à l'origine de la production d'une turbulence de traînée, inefficace en terme de diffusion de QdM mais efficace en terme de diffusion particulaire. Pour résumer, la succession de "*balayages*" et d'"*éjections*" induirait une forte intermittence de la position du fond et les excursions du fond fixe dans l'écoulement associés à cette intermittence pourraient être assimilées à des macro-rugosités produisant une turbulence "stérile", peu efficace pour la diffusion de QdM.

5.2 Comparison with an equivalent clear water flow

The streamwise velocity profiles for CW and SF are presented in the panel (a) of figure 5.1. It is shown that for $z/d_p > 25$ both profiles are very similar whereas differences are found below this position. Unlike the SF profile, the CW profile does not present a significant linear layer and the inflection point is located right above the rough wall. Concerning the turbulent shear stress profiles presented in panel (b), one can observe that the CW shear stress profile is convex, characterising a decelerated regime, however the maximum values are very close in both cases, indicating comparable wall shear stresses and friction velocities. In the following the friction velocity $u_* = 5.0$ cm.s^{-1} is used for both cases. Following *Yang and Chow* (2008) and the results of the non-uniformity analysis performed in previous chapter, one can assume that even if the fixed bed flow is decelerated, the first statistical moments are still comparable between the SF and the CW case.

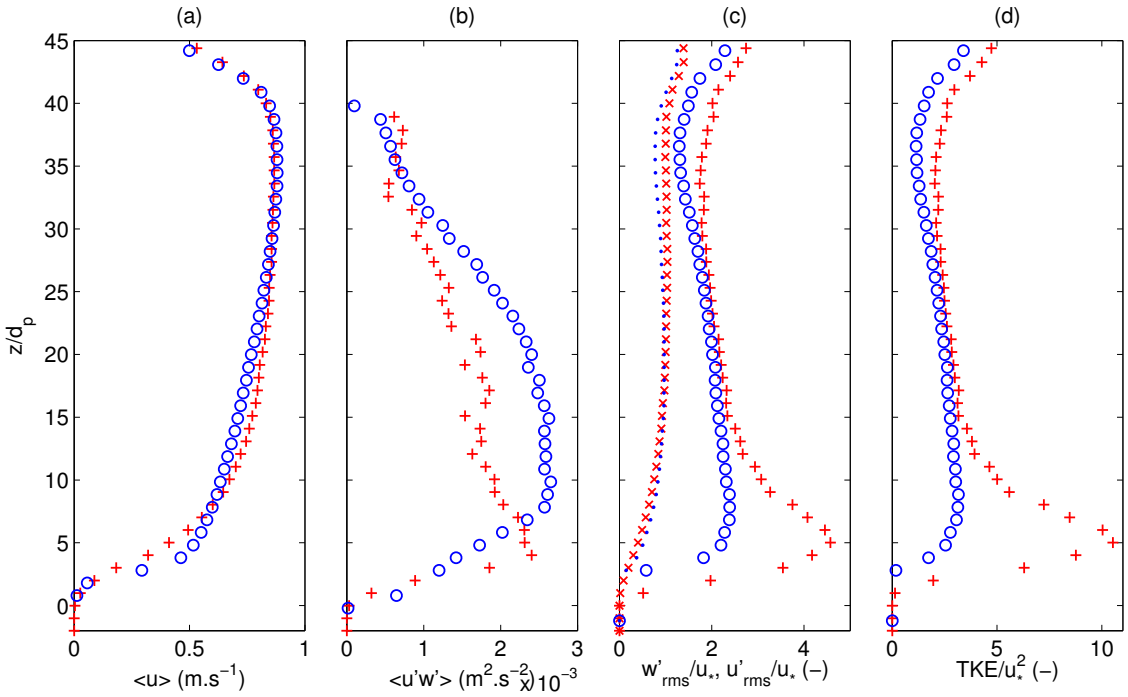

FIGURE 5.1 – Comparison of sheet-flow (+) and clear water (o) horizontal velocity profiles (a), turbulent shear stress profiles (b), vertical (x and . for SF and CW respectively) and horizontal turbulent intensities profiles (c) and 2D TKE profiles (d).

To limit the effect of noise signals, horizontal and vertical turbulent intensities are evaluated using the method proposed by *Garbini et al.* (1982). The raw intensities are classically evaluated as the standard deviation of the velocity fluctuations which is equivalent to the square root of their autocorrelation. In *Garbini et al.* (1982)'s method, the turbulent intensities are denoised by computing the cross correlation between turbulent signals measured at consecutive positions in the profiles, as :

$$u'_{rms}(z) = \left\langle u'(z,t)u'(z+\Delta z,t)\right\rangle_t^{1/2}, \tag{5.1}$$

where $\langle\bullet\rangle_t$ represents the temporal average operator as presented in equation 4.8. This method is based on the assumption that the noise signals measured at different locations are uncorrelated and can be removed by using the spatial decorrelation. The disadvantage of this method is the loss of the kinetic energy associated with isotropic turbulent flow scales smaller than the vertical resolution of the acoustic profiler, $\Delta z = 3$ mm. In the near bad region a fraction of the turbulent intensity can be contained in isotropic flow scales smaller than $\Delta z = 3$ mm, consequently this denoising method can affect the results in this region. However, the maximum near bed value of $u'_{rms}/u_* = 2.38$ measured in the clear water conditions (see figure 5.1 panel (c)) is in very good agreement with the value of $u'_{rms}/u_* = 2.3$ proposed by *Nezu and Nakagava* (1993). *Hurther and Lemmin* (2001, 2008) have previously shown that the inaccuracy on the streamwise normal Reynolds stress estimations due to the Garbini method are smaller by an order of magnitude compared with the inaccuracy obtained with the raw data (containing the additional velocity standard deviation induced by the Doppler noise). Even if small scale induced turbulent kinetic energy is not resolved, the same noise reduction method has been applied to the clear water and sheet-flow cases. The vertical and horizontal turbulent intensities are plotted on the panel (c) of figure 5.1 for the sheet-flow and the clear water cases. It is shown that despite a peak of horizontal intensity present only in the sheet-flow case, the profiles are quite similar. In particular the profile of vertical turbulent intensity is weakly affected by the mobile bed and in both cases the measured values are rather close to the friction velocity value. The profiles of 2D turbulent kinetic energy ($TKE = 1/2(u'^2_{rms} + w'^2_{rms})$) are represented on the panel (d) for sheet-flow and clear water cases. Consistently with the turbulent intensity profiles shown on the previous panel, a peak of TKE is present above the bed in SF but the profiles are very similar in the region $15 < z/d_p < 30$.

The impact of the Garbini's method on the turbulence spectra is presented in the following. Figures 5.2 and 5.3 show the raw and denoised spectra of horizontal and vertical velocity fluctuations at four different positions. It is observed that the denoising method has more effect on the horizontal spectra than on the vertical ones. It is consistent with the signal to noise ratio which is lower for the horizontal component because of the geometric reconstruction of the signal as shown in *Hurther and Lemmin* (2001) (see also chapter 2). For the positions $z/d_p = 6, 15, 25$, a clear spectral inertial subrange cascading in $-5/3$ is observed in both horizontal and vertical power spectral densities while it is not clearly observed in the bed-load region ($z/d_p = 3$). It is consistent with the vertical structure analysis performed in the previous chapter. However, for $z/d_p = 3$ it is shown that the largest scales, corresponding to the lowest frequencies, contain a great amount of energy and a spectral gap is observed around $f = 5$ Hz. This large amount of energy associated with low frequencies is also retrieved at the position $z/d_p = 6$ and is most probably at the origin of the observed peak of TKE. The spectra obtained at position $z/d_p = 6$ are interesting because the $-5/3$ inertial range is clearly observed in SF but starts at lower frequencies than in CW. In CW a -1 cascade is observed for $0.6 < f < 5$ Hz and beyond the turbulent energy cascades in -5/3. The $-5/3$ inertial range is observed for $f > 1.5$ Hz in SF. This difference could be linked to the turbulence modulation highlighted in the previous chapter and further discussed in the present one. For positions $z/d_p = 15$ and

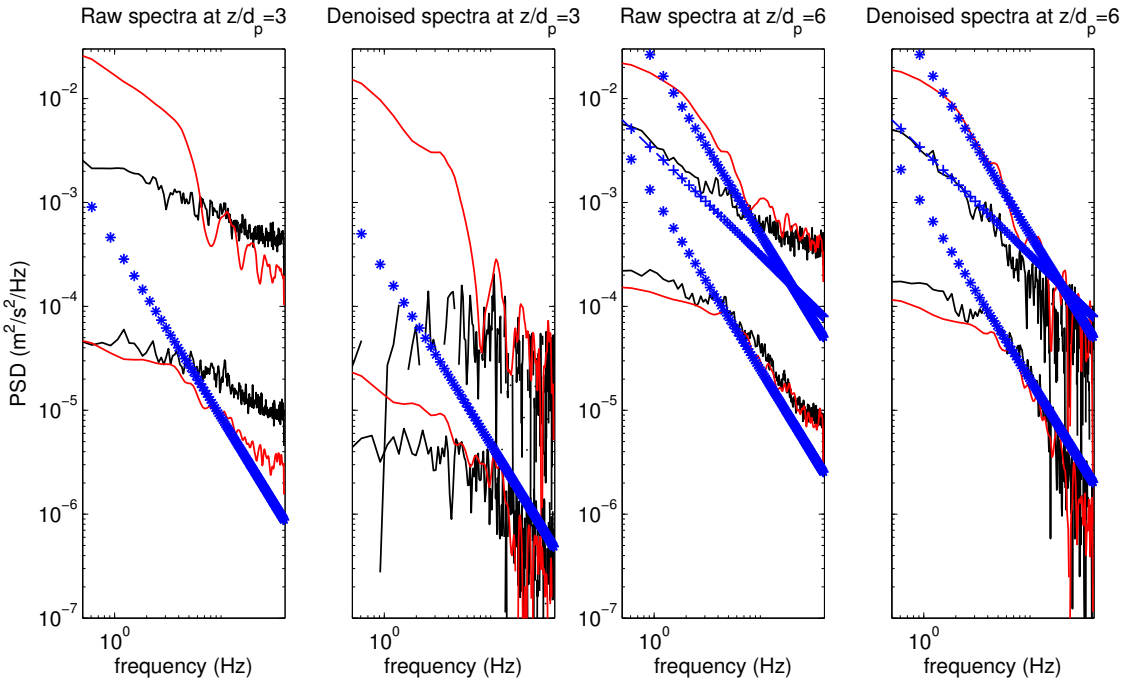

FIGURE 5.2 – Raw and denoised spectra for clear water (black) and sheet-flow (red) experiment at $z/d_p = 3$ and $z/d_p = 6$. In each case the upper curve corresponds to the horizontal velocity fluctuation spectrum while the lower curve corresponds to the vertical one. The blue stars represent the $-5/3$ slope. For the position $z/d_p = 6$ the -1 range is shown for the clear water experiment $(+)$.

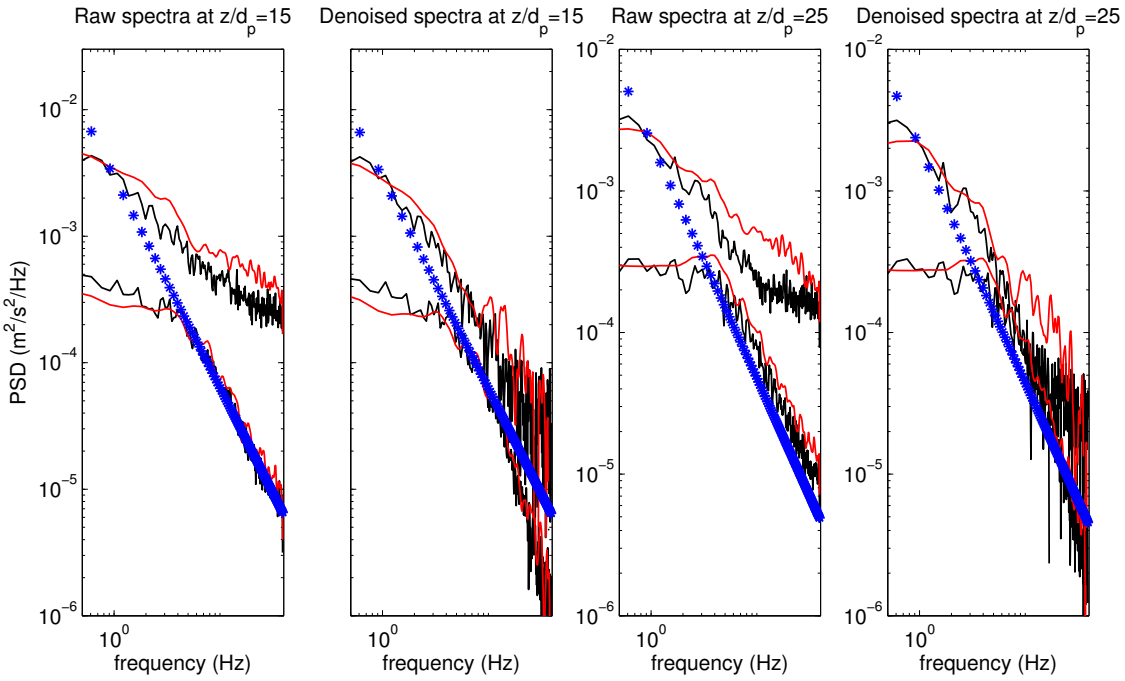

FIGURE 5.3 – Raw and denoised spectra for clear water (black) and sheet-flow (red) experiment at $z/d_p = 15$ and $z/d_p = 25$. In each case the upper curve corresponds to the horizontal velocity fluctuation spectrum while the lower curve corresponds to the vertical one. The blue stars represent the $-5/3$ slope.

$z/d_p = 25$ the CW and SF spectra are very similar. Also, by getting higher in the water column, it is shown that horizontal and vertical turbulent intensities take similar values in the $-5/3$ inertial range. It supports the isotropisation of turbulent motion in the inertial range with increasing distance from the bed.

5.3 Turbulence modulation in the logarithmic layer

In the logarithmic zone of a turbulent boundary layer, it is commonly assumed that the local production and dissipation of TKE are in equilibrium (*Townsend*, 1976; *Nikora and Goring*, 2000). In other words, by assuming that the convective transport linked to non-uniformity (I) and the pressure fluctuation effects (IV) are negligible, the turbulent vertical transport (III) must also be negligible in this layer to ensure any gain or loss of TKE apart from the production (II) and dissipation (V) mechanisms. In this case, the mean TKE budget under steady conditions (*Hinze*, 1975), becomes :

$$0 = \underbrace{< u > \frac{\partial TKE}{\partial x} + < w > \frac{\partial TKE}{\partial z}}_{\text{I}} + \underbrace{< u'w' > \frac{\partial < u >}{\partial z}}_{\text{II}} + \underbrace{\frac{\partial \langle TKEw' \rangle}{\partial z}}_{\text{III}} + \underbrace{\frac{1}{\rho}\frac{\partial < w'p' >}{\partial z}}_{\text{IV}} - \underbrace{\epsilon}_{\text{V}} \tag{5.2}$$

The term (III) accounting for the turbulent vertical transport in the TKE budget equation is proportional to the vertical gradient of the third order statistical moment of vertical velocity fluctuations $< w'^3 >$ (*Raupach*, 1981; *López and García*, 1999). Consequently, the equilibrium layer corresponds to a constant $< w'^3 >$ with z. The left panel of figure 5.4 shows $< w'^3 > (z)$ for SF and CW. The associated mixing lengths are represented on the

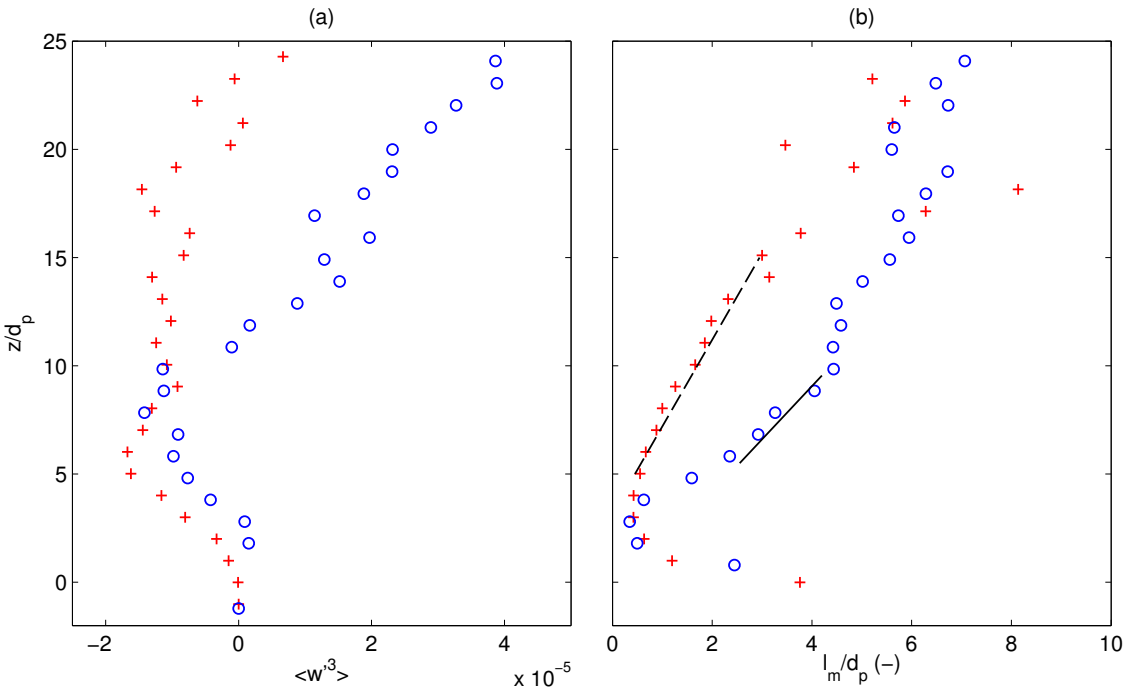

FIGURE 5.4 – Comparison of sheet-flow (+) and clear water (o) third order statistical moment of vertical velocity fluctuations (a) and mixing length profiles (b). The dashed line corresponds to a slope value of $\kappa = 0.25$ and the solid line corresponds to a slope value of $\kappa = 0.41$.

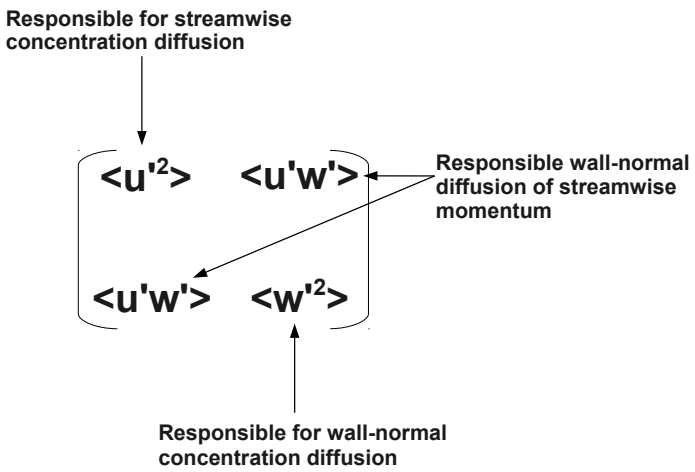

FIGURE 5.5 – Role of the 2D Reynolds tensor terms in the turbulent diffusion processes.

right panel. First, in SF it is clearly observed that $< w'^3 >$ is rather constant from $z/d_p \approx 5$ to $z/d_p \approx 18$. This region corresponds to the logarithmic suspension layer identified in the previous chapter. As can be seen in Figure 5.4b, the mixing length evolves linearly with z in this layer which strongly support the validity of the logarithmic profiles. The slope represented with a dashed line corresponds to $\kappa = 0.25$. For comparison, in the clear water case the region of constant $< w'^3 >$ is significantly thinner and the slope of the mixing length is very close to the standard Von Karman value $\kappa = 0.41$ (represented by the solid line). This result emphasises the existence of a logarithmic layer in the present sheet-flow regime which is thicker than in an equivalent clear water flow. Second, the comparison of both mixing length profiles lets no doubt on the existence of a strong damping effect of the particles on turbulent diffusion efficiency despite the fact that the TKE is greater in SF compared with the CW conditions.

In a turbulent shear boundary layer, turbulent fluctuations are not isotropic. The anisotropy can be illustrated in two ways. First, the horizontal turbulent intensity is significantly greater than the vertical one. Second, horizontal and vertical velocity fluctuations are not independent but are negatively correlated on average. The level of correlation indicates the efficiency of the turbulence to diffuse momentum along z. The "rate of efficiency" (or momentum diffusivity) is often modelled by an eddy viscosity concept. In isotropic turbulence (grid turbulence for example), horizontal and vertical velocity fluctuations are uncorrelated on average and the shear contribution to Reynolds stresses is negligible. However, in such case the turbulent dispersion of passive scalar is still greater than the molecular one.

As presented in *Chauchat* (2007) the general definition of a turbulent dispersion flux can be written as (*Batchelor*, 1948; *Hinze*, 1975) :

$$\phi \vec{U_d} = \overline{\overline{D^t}}.\vec{\nabla}\phi, \tag{5.3}$$

where $\vec{U_d}$ is the drift velocity induced by the mechanisms of turbulent dispersion. $\overline{\overline{D^t}}$ represents a dispersion tensor which, in the case of a fluid-particles turbulent flow, can be written as (*Deutsch and Simonin*, 1991) :

$$\overline{\overline{D^t}} = \overline{\overline{\tau^t_{fs}}} < \vec{u'_f} \otimes \vec{u'_s} >_s, \tag{5.4}$$

in which $\overline{\overline{\tau^t_{fs}}}$ is built on the characteristic turbulent time scales seen by the particles. Par-

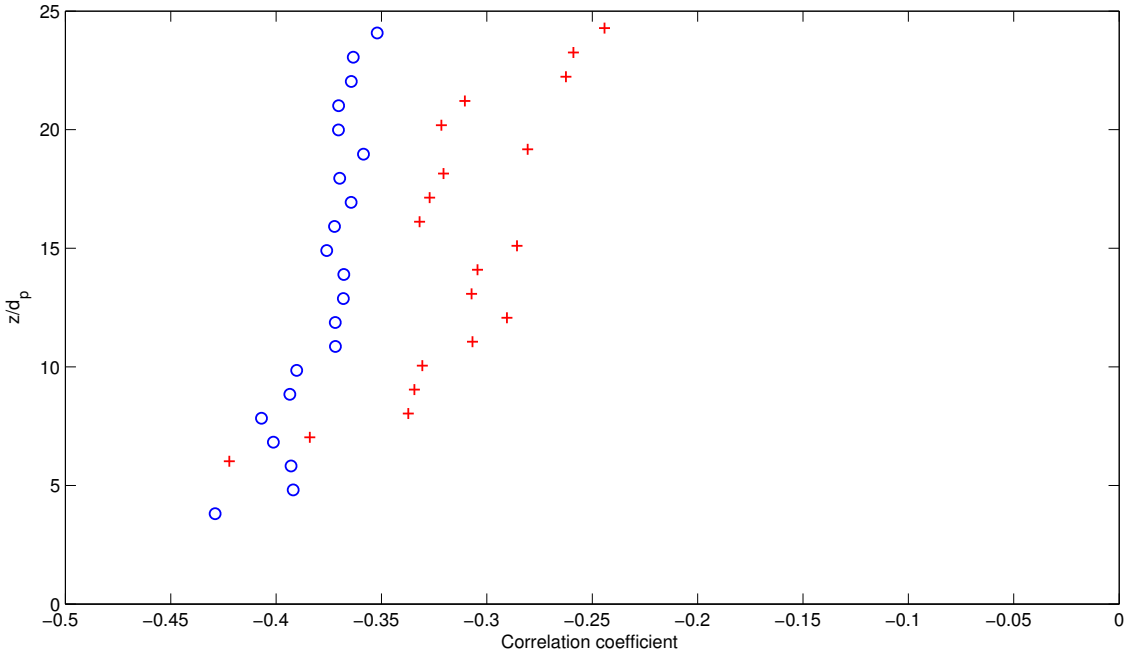

FIGURE 5.6 – Comparison of correlation coefficient profiles for sheet-flow (+) and clear water (o).

ticles inertia makes that these time scales depends on the direction of the relative motion of the particles compared with the mean flow direction, the so-called crossing trajectory effect (*Csanady*, 1973; *Wells and Stock*, 1983). The term $< \vec{u_f'} \otimes \vec{u_s'} >_s$ corresponds to the correlation of fluid-particles velocity fluctuations using an ensemble averaging method on the solid phase as defined by *Drew and Lahey* (1993). These correlations are extremely difficult to measure in experiments, however it is possible to link it to the Reynolds tensor. Under the hypotheses of weakly inertial particles and in homogeneous and stationary turbulence, *Tchen* (1947) has proposed a simple analytical model based on a time scale analysis :

$$< \vec{u_f'} \otimes \vec{u_s'} >_s \propto < \vec{u_f'} \otimes \vec{u_f'} >_f, \tag{5.5}$$

with a coefficient that depends on the particles inertia. It follows that if the term $\vec{\nabla}\phi$ of equation 5.3 has a unique vertical component as it is the case in the present experiment, the turbulent vertical dispersion flux becomes :

$$\phi w_d \ \propto < w'^2 > \frac{d\phi}{dz} \tag{5.6}$$

where w_d is the vertical drift velocity. This formulation shows that turbulent diffusion of concentration is mainly due to the diagonal terms of the 2D Reynolds stress tensor. On the other hand, the deviatoric term is responsible for turbulent diffusion of streamwise momentum (see figure 5.5).

The comparison between SF and CW turbulent profiles suggest that the diagonal terms of the Reynolds stress tensor are not damped but even locally increased by the presence of particles while the symmetric term linked to the turbulence shear stress is noticeably reduced. Particularly, the vertical turbulent intensity which is mainly responsible for vertical turbulent diffusivity of concentration is unchanged by the presence of particles. This feature could explain the low value of the Schmidt number $\sigma_s = 0.44$ which characterises the competition between momentum and concentration diffusivity. The correlation coefficient between u' and w' is a relevant statistical quantity to illustrate the decrease of the

cross correlation $< u'w' >$ compare with the auto correlations $< u'^2 >$ and $< w'^2 >$. It is expressed as :

$$C = \frac{< u'w' >}{u'_{rms} w'_{rms}}, \tag{5.7}$$

where $u'_{rms} =< u'^2 >^{1/2}$ and $w'_{rms} =< w'^2 >^{1/2}$ are the denoised values of streamwise and wall normal intensities respectively. Another possible interpretation is that C represents the efficiency of vertical fluctuations in transferring streamwise momentum (*Breugem et al.*, 2006). The obtained profiles of correlation coefficients for sheet-flow and clear water cases are presented in figure 5.6. It is observed that for $z/d_p > 8$, the values are almost constant and scatter around $C = -0.37$ and $C = -0.3$ for the CW and SF respectively. The CW value is in good agreement with the value $C \approx -0.4$ proposed in the literature (*Townsend*, 1976). The difference between SF and CW values suggests that the coherency of eddies is affected by the presence of sediments whereas their fluctuating energy is not. It confirms that momentum diffusion decreases while scalar diffusion is unchanged in the bulk flow. Interestingly, this effect is significant up to $z/d_p = 25$ where there are barely no particles, confirming the existence of non-local turbulence modulation effect. Surprisingly, the turbulent modulation does not seem to affect the spectra in the bulk region (see figure 5.3). Nevertheless, at $z/d_p = 6$ it has been shown that the $-5/3$ inertial frequency range, in which correlated motion are partly lost, is wider and starts at lower frequency in SF than in CW (see figure 5.2). This feature could illustrate the early breaking of large scale coherent eddies into smaller uncorrelated ones which would partly explain the decrease of momentum diffusion efficiency in presence of particles.

5.4 Quadrant analysis

To further investigate the effect of sediment transport on turbulence characteristics, the quadrant threshold method of *Lu and Willmarth* (1973) is applied to the velocity fluctuations. For this purpose the (u', w') plane is divided into four quadrants depending on their sign (see scheme 5.7). The quadrant 1 ($u' > 0$ and $w' > 0$) corresponds to *outward*

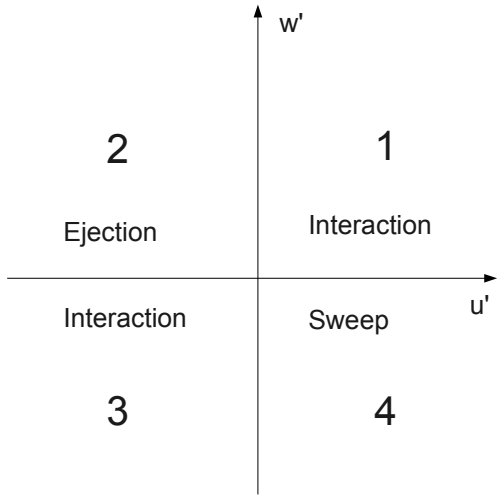

FIGURE 5.7 – Quadrant decomposition from u', w' diagram.

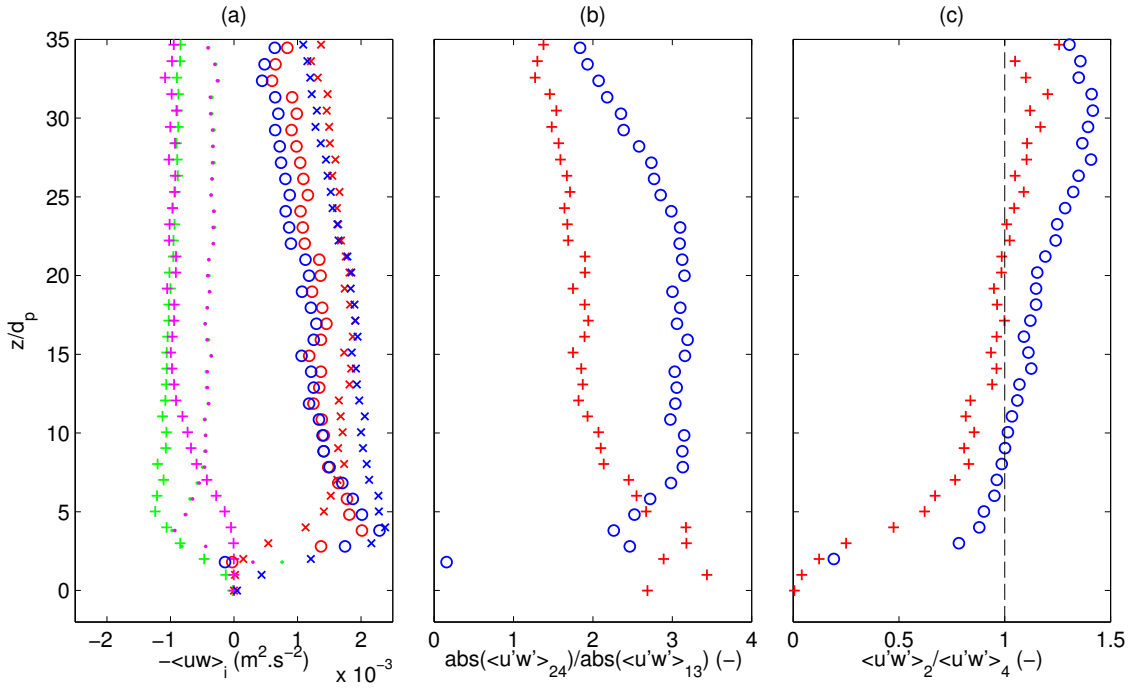

FIGURE 5.8 – (a) Profiles of conditioned contributions to the total Reynolds shear stress. + : SF *inward interactions*, + : SF *outward interactions*, . : CW *inward interactions*, . : CW *outward interactions*, x : SF *sweeps*, x : SF *ejections*, o : CW *sweeps*, o : CW *ejections*. (b) ratio between the norm of *sweeps* + *ejections* contribution and the norm of *interactions* contribution for sheet-flow (+) and clear water (o). (c) ratio between *ejections* and *sweeps* contribution for sheet-flow (+) and clear water (o).

interactions events, the quadrant 2 ($u' < 0$ and $w' > 0$) to *ejections* events, the quadrant 3 ($u' < 0$ and $w' < 0$) to *inward interactions* events and the quadrant 4 ($u' > 0$ and $w' < 0$) to *sweeps* events. Events in quadrants 2 and 4 participate in momentum transfer and increase eddy viscosity while events in quadrant 1 and 3 tend to stratify the flow and to increase the shear rate. The contribution of each quadrant to the total Reynolds shear stress is evaluated by an intrinsic averaging. In the intrinsic averaging process, the local and instantaneous shear stress associated to events which do not pertain to a given quadrant are first set to zero :

$$(u'w')_1(t,z) = \begin{cases} 0 \quad \text{if} \quad u' < 0 \ \textbf{or} \ w' < 0 \\ u'(t,z) \times w'(t,z) \quad \text{otherwise} \end{cases} \tag{5.8}$$

$$(u'w')_2(t,z) = \begin{cases} 0 \quad \text{if} \quad u' > 0 \ \textbf{or} \ w' < 0 \\ u'(t,z) \times w'(t,z) \quad \text{otherwise} \end{cases} \tag{5.9}$$

$$(u'w')_3(t,z) = \begin{cases} 0 \quad \text{if} \quad u' > 0 \ \textbf{or} \ w' > 0 \\ u'(t,z) \times w'(t,z) \quad \text{otherwise} \end{cases} \tag{5.10}$$

$$(u'w')_4(t,z) = \begin{cases} 0 \quad \text{if} \quad u' < 0 \ \textbf{or} \ w' > 0 \\ u'(t,z) \times w'(t,z) \quad \text{otherwise} \end{cases} \tag{5.11}$$

Then the resulting signals is averaged to build the conditioned profiles of shear stress :

$$< u'w' >_i = \langle (u'w')_i \rangle_t \quad i = 1, 2, 3, 4. \tag{5.12}$$

The intrinsic conditioned averaging makes that the sum of every conditioned contributions is equal the total shear stress presented in figure 5.1 (b) :

$$\sum_i < u'w' >_i = < u'w' > (z), \quad i = 1, 2, 3, 4. \tag{5.13}$$

The intrinsic conditioned averaging is dependent on both the occurrence frequency and the magnitude of each event. The results are presented in figure 5.8 (a) for CW and SF. It must be noticed that for sake of clarity with previous representation of the Reynolds stress, *sweeps* and *ejections* are taken as positive contributions to the total shear stress while *interactions* are taken as negative contributions. First, it is observed that in the clear water case *sweeps* and *ejections* contribute rather similarly to the turbulent shear stress, while in the sheet flow case the contributions of *sweeps* and *ejections* are quite different. Second, the norm of the *interactions* contribution is noticeably greater in SF. Panels (b) and (c) of figure 5.8 permit to quantify these two points.

The panel (b) of figure 5.8 presents the profile of the ratio between the mixing contributions (sum of contributions from quadrants 2 and 4) and the stratifying contributions (sum of contributions from quadrants 1 and 3) for CW and SF. It is clearly observed that the ratio is closer to unity in SF. This result is of importance because it indicates that the observed turbulence modulation is not induced by a decrease of the *sweeps* and *ejections* contribution but rather by an increase of the *interactions* contribution. It further explains why the level of correlation between horizontal and vertical fluctuations decreases while the TKE is rather increased by the presence of particles.

Panel (c) shows the vertical profiles of the ratio between *sweeps* and *ejections* contributions to the total shear stress. As expected, the CW profile is rather close to unity in the entire water column, indicating that *sweeps* and *ejections* contribute similarly to the shear stress over the entire domain. However it is clearly observed that in SF, *sweeps* events strongly dominate in the lower part of the flow ($z/d_p < 5$). This result permits to generalise the observations of the figure 14 of the article presented in the previous chapter (see also 5.11), in which it is shown qualitatively that *sweeps* coherent structures induce local and instantaneous bed erosion while *ejections* coherent structures are responsible for the bed accretion events. Also, it is interesting to note that the position for which *sweeps* and *ejections* events equally contribute to the total shear stress ($< u'w' >_2 / < u'w' >_4 = 1$) is significantly higher in the water column in presence of sediment transport. This behaviour could be associated with an increase of the equivalent roughness height (*Manes et al.*, 2011).

Another interesting quantity associated to the conditioned analysis concerns the time fraction of each type of event. Figure 5.9 presents the time fraction of *sweep* and *ejection* events for SF (a) and clear water (b). It is observed that *sweep* events occur much more frequently than *ejection* events in SF below $z/d_p = 10$ whereas *sweep* and *ejection* events have quite the same frequency of occurrence in CW over the entire water column. This result further confirms that *sweeps* are responsible for momentum transfer toward the bed.

The conditioned intrinsic averaging (equations 5.8 to 5.11) can also be applied to the sediment flux. Figure 5.10 presents the results of conditioned sediment flux. It is shown that both *sweeps* and *outward interactions* are very efficient in transporting sediment. The great efficiency of *sweeps* can be explained by their presence in the lower part of the sheet-layer which is very dense. The efficiency of *outward interactions* is also understandable since it is associated with upward vertical velocity fluctuations and positive streamwise velocity fluctuations. Interestingly, in the suspension region the sediment fluxes associated with the different quadrant are similar.

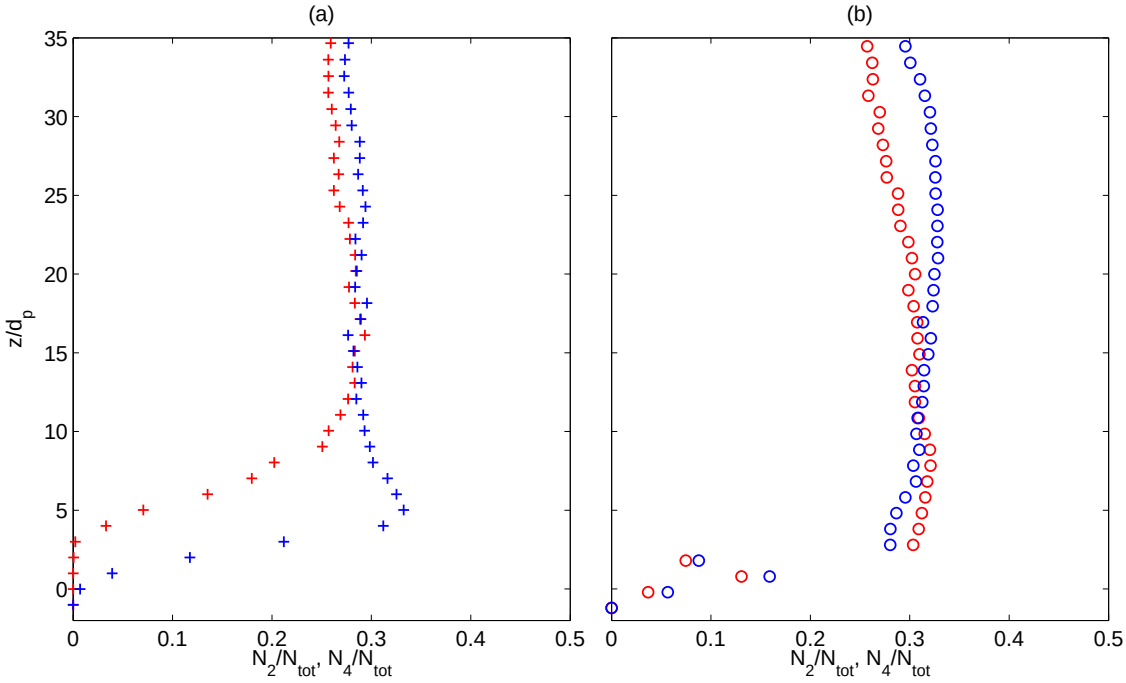

FIGURE 5.9 – Time fraction of *sweeps* (blue) and *ejections* (red) in SF (a) and CW (b).

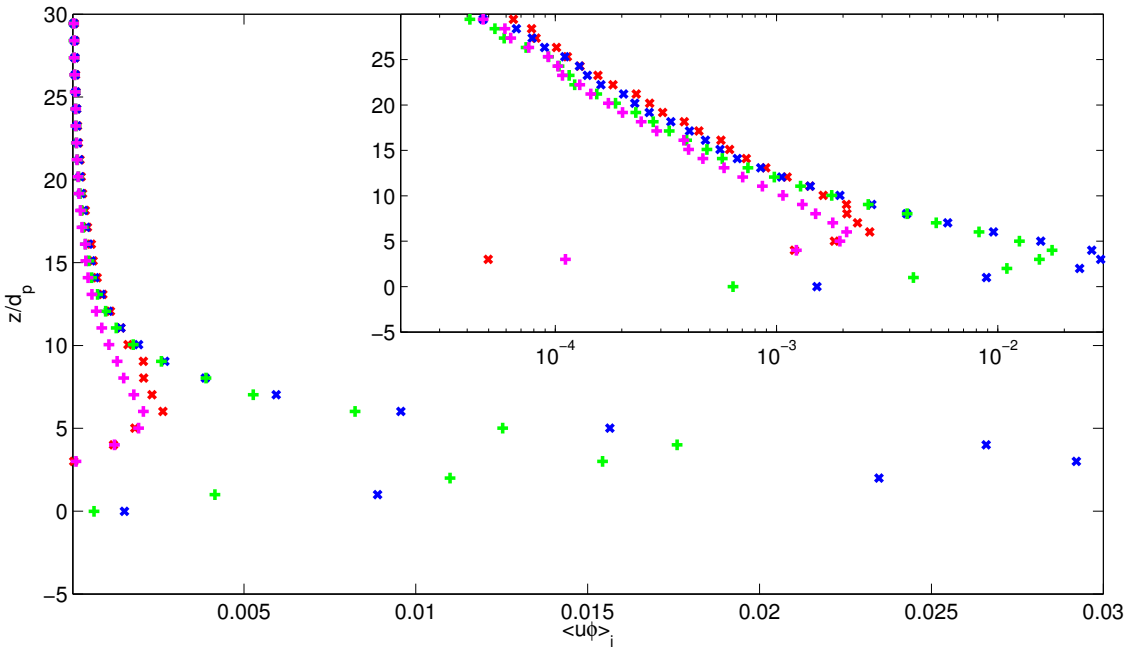

FIGURE 5.10 – Conditioned sediment flux profiles. + : *inward interactions*, + : *outward interactions*, x : SF *sweeps*, x : SF *ejections*.

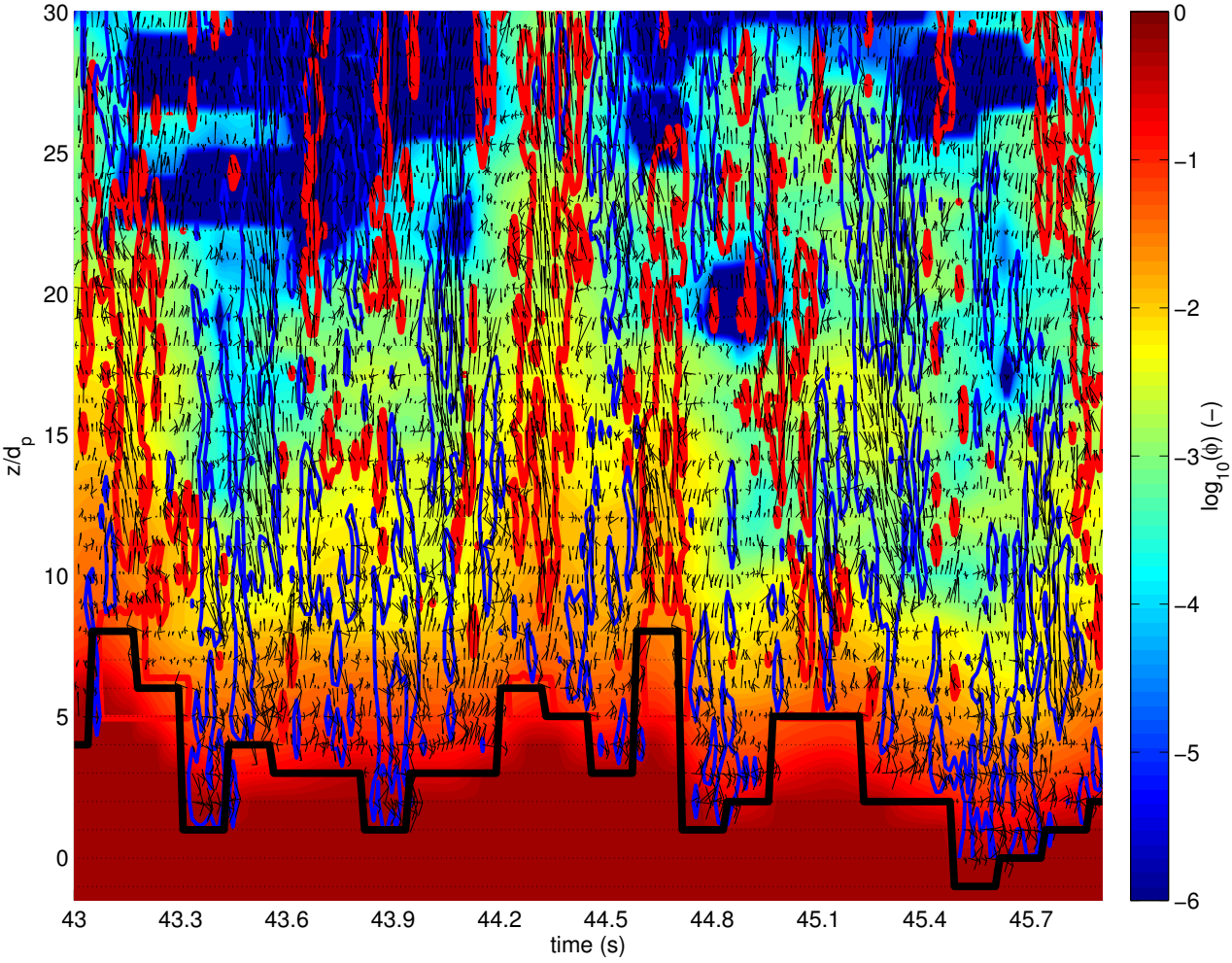

FIGURE 5.11 – Time evolution of the measured bed interface position (black thick line) and concentration measurements (colorplot in base 10 logarithm) associated to coherent structures detection : the red and blue contours represent the ejections and sweeps respectively as iso-contours of $H = 2$ as evaluated in *Mignot et al.* (2009). The vector plot represents the instantaneous 2C velocity fluctuations.

5.5 Increase of the bed roughness height induced by the bed mobility

The main problem in evaluating the law of the wall parameters in sheet-flow conditions resides in the definition of the reference for the z axis. Since there is no clear reference position for its origin an additional parameter z_d, called the zero plane position is included in the law of the wall :

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \log \frac{z - z_d}{30 k_s}, \tag{5.14}$$

where k_s is an equivalent roughness height. The parameters κ, z_d and k_s are fitted using the mean velocity profile between $z/d_p = 5$ and $z/d_p = 14$. Figure 5.12 presents the fitted profile obtained by using $\kappa = 0.25$, $z_d/d_p = 3.2$ and $k_s/d_p = 6.6$. The coefficient of determination in this case is $R^2 = 0.9993$. The fitted value of κ is close to the ones proposed in the previous chapter and is significantly reduced compared with the value obtained on the clear water data ($\kappa = 0.37$) by using the same method. The position of the zero plane corresponds to the inflection zone where the concentration reaches intermediate values ($0.25 < \phi < 0.35$). It also corresponds to the position where the mixing length starts to increase with z, consistently with *Poggi et al.* (2004) who interpreted the zero plane position as an effective position where attached eddies are located, leading to a scaling of these eddies in $z - z_d$. For comparison, in the present clear water case the zero plane position is found right above the roughness elements ($z_d/d_p = 1.2$). The von Karman parameter κ and the zero plane position z_d are not very sensitive to the vertical range of the velocity profile employed for the fitting whereas k_s evolves from $k_s = 4.8 d_p$ when using $z/d_p \in [5 - 17]$ to $k_s = 8.5 d_p$ when using $z/d_p \in [5 - 11]$. This strong sensitivity excludes a quantitative interpretation, nevertheless the obtained roughness height is significantly greater than the one found in CW ($k_s = 2.4 d_p$). This result is in agreement with the fact that for the same water discharge, slope and water depth the sheet-flow experiment is uniform while the clear water flow is decelerated. In other words, it means that the CW normal height is lower than the SF one and thus the equivalent SF roughness is higher than the CW one. This further confirms the increase of equivalent roughness height in presence of sediment transport (*Recking et al.*, 2008). A possible explanation is that in the sheet-flow regime the relevant length scale close to the wall is no longer the particle diameter but rather the fluctuations amplitude of the immobile bed position. In the present sheet-flow experiment, the mean immobile bed position is $h_c = 4 \pm 3 d_p$, where $3 d_p$ is the standard deviation of the flow bed position. The $\pm$ sign implies that the turbulent boundary layer feels an excursion of the bed position equal to twice the standard deviation, suggesting that the equivalent roughness height in sheet-flow regime is of the order of twice the standard deviation of the fixed bed position.

Following *Jiménez* (2004) who suggested that roughness may produce "sterile" turbulence, the peak of uncorrelated turbulent kinetic energy observed in SF could be linked to the equivalent roughness increase. In such case, the static bed excursion in the flow associated with intermittency would induce uncorrelated wake turbulence similarly to the effects of macro roughness elements. Such wake turbulence is efficient in concentration mixing but inefficient in momentum mixing. It constitutes a possible explanation for the observed von Karman and Schmidt numbers alteration.

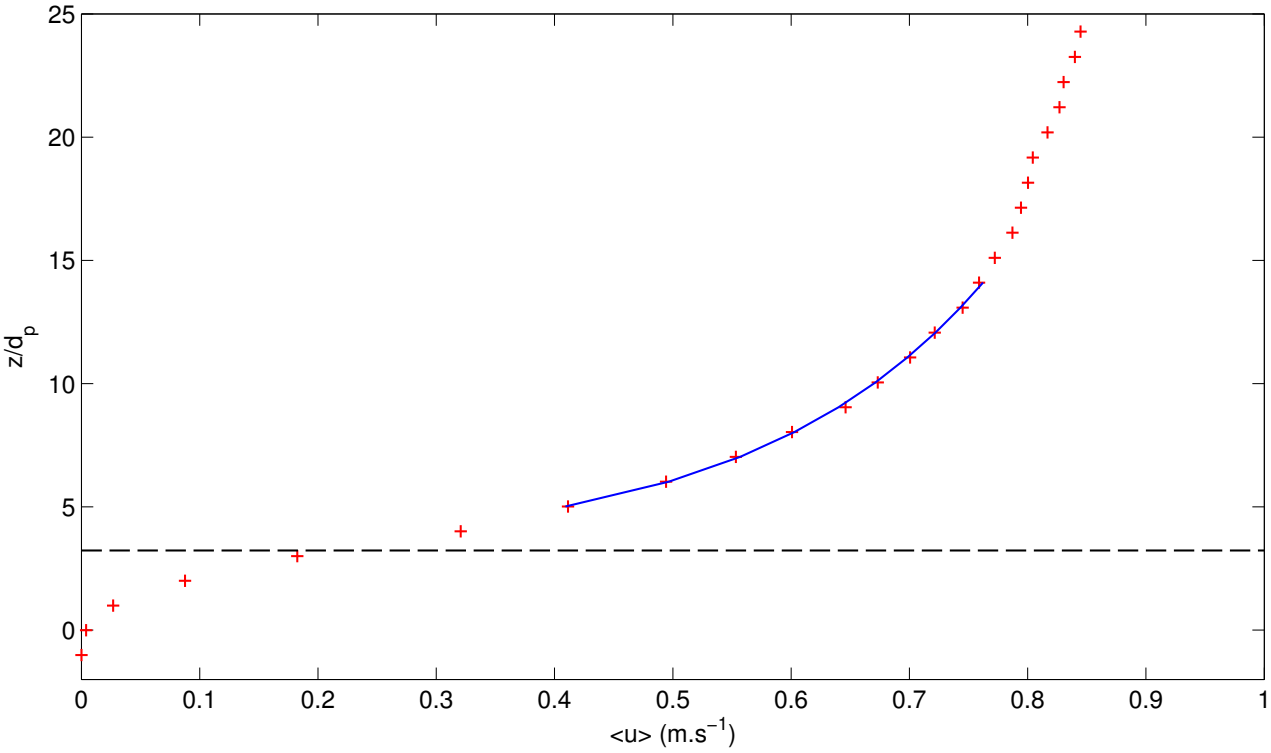

FIGURE 5.12 – Measured mean horizontal velocity profiles in sheet-flow (+) and logarithmic fit from equation 5.14 (—). The horizontal dashed line represents the zero plane position $z = z_d$.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Les travaux effectués au cours de la thèse ont permis de proposer une alternative pour la modélisation du phénomène de sheet-flow, de produire un jeu de données original haute-résolution et d'établir un protocole d'analyse permettant de discuter des mécanismes à l'œuvre. Dans ce dernier chapitre, les principaux résultats sont d'abord récapitulés, ensuite des remarques sur le modèle, l'expérience et l'instrumentation sont proposées et finalement les perspectives expérimentales, de modélisation et d'analyses sont présentées.

6.1 Conclusions

- L'utilisation de la rhéologie granulaire dense $\mu(I)/\phi(I)$ et d'une approche de longueur de mélange dans un modèle diphasique permet de prédire les principales caractéristiques du transport sédimentaire en régime de sheet-flow pour une large gamme d'écoulements et de propriétés sédimentaires. L'analyse des résultats du modèle a montré que les contraintes visqueuses peuvent être négligées devant les contraintes turbulentes dans le haut de la couche de sheet-flow et devant les contraintes granulaires proche du lit immobile. Un pic de flux sédimentaire est prédit à la transition entre la couche de charriage et la couche de suspension, à la fois pour les particules légères et pour les particules massives.

- Un modèle analytique simple destiné à prédire le taux de transport dans la couche de charriage a été proposé. Les mécanismes physiques sur lesquels est basé le modèle permettent de retrouver les adimensionnements classiques de la littérature et de mettre en évidence le lien entre l'échelle caractéristique de transfert de quantité de mouvement et l'exposant du nombre de Shields dans les lois de transport.

- Pour pallier au manque de données haute résolution de vitesse et de concentration dans la littérature, une expérience de sheet-flow en laboratoire a été mise au point au cours de la thèse. Des mesures haute résolution des profils de vitesse 2C et de concentration colocalisés ont été obtenues au centre du canal grâce à l'ACVP (Acoustic Concentration and Velocity Profiler) développé au laboratoire. La reproductibilité a été vérifiée et la même expérience a été réalisée 11 fois pour pouvoir effectuer des moyennes d'ensemble sur un intervalle de temps choisi. Ce traitement a permis d'évaluer des profils de vitesse, de concentration, de flux sédimentaire et de contrainte turbulente en régime uniforme et permanent. Dans l'expérience proposée, le nombre de Shields est de $\theta = 0.44$ et le nombre de suspension est de $S = 1.1$. Ces valeurs

correspondent à l'initiation du régime de sheet-flow, dans un mode de transport à la transition entre le mode de suspension et le mode sans suspension.

- La structure verticale de l'écoulement est déduite des profils moyens obtenus. Une couche de charriage dense ($0.1 \lesssim \phi \lesssim 0.55$) dominée par les contraintes intergranulaires et une couche de suspension diluée ($\phi \lesssim 0.1$) dominée par les contraintes turbulentes, sont mises en évidence. Le profil de flux sédimentaire montre que le débit solide est équitablement réparti entre ces deux couches avec un pic localisé à l'interface. Dans la couche de suspension, le profil de vitesse est logarithmique, la longueur de mélange est linéaire et la concentration décroît exponentiellement. Dans la couche de charriage, une couche collisionnelle et une couche frictionnelle sont observées. Dans la couche collisionnelle, les profils de vitesse et de concentration sont linéaires, la longueur de mélange présente une valeur proche du diamètre particulaire et les valeurs du nombre de Stokes et du nombre inertiel sont au dessus de leurs valeurs critiques de transition entre régime frictionnel et régime collisionnel. Au contraire, dans la couche frictionnelle les valeurs du nombre de Stokes et du nombre inertiel sont au dessous de leurs valeurs critiques, la longueur de mélange diverge vers le lit fixe et les profils de vitesse et de concentration présentent des comportements exponentiels croissant et décroissant respectivement.

- Les prédictions de la rhéologie granulaire dense $\mu(I)/\phi(I)$ et de la théorie cinétique ont été comparées aux mesures expérimentales dans la couche de charriage. Les prédictions sont qualitativement en accord avec les mesures mais des ajustements empiriques sont nécessaires pour obtenir un accord quantitatif. Une forte intermittence dans la couche de charriage a été observée, illustrée par une fluctuation de position du fond de plusieurs diamètres particulaires d'amplitude. Cette intermittence semble fortement liée aux structures cohérentes large échelle présentes dans la couche limite turbulente. Ces grosses structures induisent des effets non-locaux qui pourraient être à l'origine de l'écart obtenu entre la mesure et les prédictions théoriques des contraintes granulaires.

- Dans la suspension, une couche logarithmique est mise en évidence. Le profil de longueur de mélange associé est linéaire et sa pente correspond à un paramètre de von Karman, $\kappa^{SF} \approx 0.2$, significativement plus faible que la valeur mesurée en couche limite turbulente en eau claire ($\kappa = 0.4$). La réduction du paramètre de von Karman caractérise la modulation de la turbulence induite par le transport de particules. Le profil de longueur de mélange est affecté par le transport solide sur une grande partie de la colonne d'eau, même dans des régions extrêmement pauvres en particules sédimentaires, confirmant l'existence d'effets non-locaux dans l'écoulement. Une loi logarithmique peut-être ajustée au profil de vitesse à partir de la vitesse de frottement mesurée indépendamment. En procédant ainsi, on retrouve un paramètre de von Karman considérablement réduit ($\kappa^{SF} = 0.25$) par rapport à la valeur mesurée en eau claire. L'origine de l'axe vertical est aussi un résultat de l'ajustement et se situe dans le haut de la couche de charriage, proche du point d'inflexion du profil de vitesse $z_d/d_p = 3.2$. La rugosité équivalente ressentie par l'écoulement est déduite de l'ajustement logarithmique et varie entre $k_s/d_p = 4.8$ et $k_s/d_p = 8.5$ selon la partie du profil de vitesse considérée pour l'ajustement. L'augmentation de la rugosité équivalente est consistante avec les résultats des analyses conditionnées. En présence de transport sur fond érodable, l'échelle de rugosité pourrait être liée à l'amplitude des fluctuations de position du fond fixe ($\approx 6d_p$) plutôt qu'au diamètre particulaire.

- Dans la couche de suspension, le rapport des diffusivités de quantité de mouvement et de concentration est constant et égal au nombre de Schmidt $\sigma_s = 0.44$. Il en

résulte un bon accord entre le profil de concentration mesuré dans la suspension et les prédictions du profil de Rouse paramétré par les valeurs de κ^{SF} et σ_s mesurées. La faible valeur de σ_s est consistante avec l'analyse statistique des fluctuations. En effet, il a été montré que le niveau de corrélation entre les fluctuations de vitesse horizontales et verticales $< u'w' >$, est significativement réduit alors que l'intensité turbulente verticale w'_{rms} n'est pas affectée par la présence du lit mobile et que l'énergie cinétique turbulente est même fortement augmentée proche du lit mobile. Or, le terme $< u'w' >$ quantifie la diffusivité de quantité de mouvement tandis que le terme w'_{rms} est à l'origine de la diffusivité verticale de concentration. Une explication possible à ce phénomène vient de la traînée que pourrait générer les excursions de sédiments temporairement immobiles dans l'écoulement. La turbulence ainsi générée est active en termes de mélange de concentration mais inefficace pour le mélange de quantité de mouvement. Cette turbulence de traînée serait alors advectée par les structures cohérentes large échelle vers le haut de la colonne, expliquant ainsi les effets non locaux observés. Ces observations indiquent que les mécanismes à l'origine de la modification du nombre de Schmidt et du nombre de von Karman sont probablement très liés.

- Les conclusions évoquées dans les 4 derniers points ne semblent pas sensibles à une faible non-uniformité de l'écoulement, à condition de recaler verticalement les profils moyens. Ce résultat est très important, d'abord en termes de mesure, car il permet potentiellement d'élargir la population statistique des données. Deuxièmement, d'un point de vue physique il semble que le gradient de pression adverse ou favorable, observé en écoulement ralenti ou accéléré respectivement, n'affecte ni les profils moyens ni le taux de transport. Enfin, pour la modélisation de la structure verticale, les formulations de longueur de mélange et de concentration utilisées en régime uniforme dans la suspension ne semblent pas être affectées par la non-uniformité de l'écoulement.

- L'analyse conditionnée des fluctuations de vitesse a permis de montrer que les évènements de *balayage* sont à l'origine du transfert de quantité de mouvement en profondeur dans le lit sédimentaire tandis que les *éjections*, absentes dans la couche de charriage, semblent induire des accrétions locales. L'intermittence de ces structures semble être à l'origine de l'intermittence observée dans la couche de charriage.

6.2 Remarques

Concernant la modélisation diphasique, un erratum doit être apporter sur la formulation de la loi de décompaction $\phi(I)$. Dans l'article présenté dans le deuxième chapitre, la formulation $\phi(I) = \dfrac{\phi^m}{1 + bI^{1/2}}$ déduite des mesures de *Boyer et al.* (2011) en régime visqueux, n'est pas consistante avec les lois d'échelles obtenues en régime inertiel. En effet, comme proposé par *Bagnold* (1954) la pression particulaire est proportionnelle à $\dot{\gamma}$ en régime visqueux et proportionnelle à $\dot{\gamma}^2$ en régime inertiel. Dans ce dernier cas, il faut utiliser une formulation de type $\phi(I) = \dfrac{\phi^m}{1 + b'I}$ comme cela a été effectué dans le chapitre 4 pour les particules massives. Cependant, cette formulation reste phénoménologique et les valeurs du nombre inertiel I sont de l'ordre de 1 dans les régimes étudiés. Il en résulte une erreur limitée sur les résultats.

Aussi, certaines précautions doivent être prises quant aux hypothèses sur lesquelles sont basées l'expérience et l'analyse. En effet, il est important de garder en tête que l'utilisa-

tion de sédiments modèles permet de mettre en évidence certains mécanismes physiques, néanmoins les sédiments naturels présentent une gamme de propriétés étendue au sein d'un même lit. Ces disparités de taille et de forme peuvent induire des effets de grande importance dans la nature qui sont absents dans l'expérience présentée. De même, l'utilisation de sédiment en plastique a permis d'obtenir des régimes de transport en charriage intense pour lesquels la contribution du transport en suspension n'était pas trop importante, néanmoins ces régimes sont rares dans la nature.

L'absence de système de recirculation des sédiments provoque la formation d'un creusement à l'entrée de la fosse à sédiment qui peut induire une modification des caractéristiques turbulentes dans la zone de mesure. Cependant, l'analyse de sensibilité à la non-uniformité a montré que les résultats obtenus sont peu dépendants de l'intervalle de temps utilisé. Or, la fosse due à l'érosion est inexistante en début d'expérience et relativement marquée à la fin. On peut en déduire que la présence de cette marche n'a pas d'impact majeur sur les résultats, au moins sur les premiers moments statistiques.

Concernant la mesure acoustique, il reste difficile de distinguer les vitesses du fluide des vitesses des particules mais plusieurs hypothèses peuvent être formulées. Dans la suspension, la concentration est de l'ordre de 1%. Autrement dit, la probabilité qu'une particule soit présente dans le volume de mesure et de 0.01 en faisant l'hypothèse que le volume de la particule correspond au volume de mesure. Il en résulte une faible influence de la présence des particules sur la mesure dans la couche de suspension et les vitesses instantanées mesurées dans cette région peuvent être assimilées à celles du fluide. L'incertitude peut devenir importante quand la population statistique est conditionnée par la présence des particules. Par exemple le terme de corrélation croisée des fluctuations de concentration et de vitesse verticale $< w'\phi' >$ est une grandeur statistique qui conditionne la mesure en donnant de l'importance aux évènements associés aux fortes concentrations pour lesquelles la probabilité de présence d'une particule dans le volume de mesure est augmentée. Dans une suspension à l'équilibre le flux de dispersion turbulent $< w'\phi' >$ doit équilibrer le flux de sédimentation $w_s < \phi >$. Dans l'expérience présentée, un facteur 10 est obtenu entre ces deux termes, provenant probablement du fait que la mesure du terme $< w'\phi' >$ est conditionnée par la présence des particules dans le volume de mesure. En effet quand la particule est élevée dans la colonne d'eau entourée de fluide ascendant (w' et ϕ' positif), dans le référentiel du fluide la particule a une vitesse verticale relative est de l'ordre de la vitesse de sédimentation w_s. Le dispositif acoustique ne mesurera donc pas la fluctuation de vitesse turbulente fluide à l'origine de la dispersion turbulente mais la vitesse de la particule : $w' - w_s$. Le terme $< w'\phi' >$ mesuré est donc sous estimé. On peut remarquer que pour des particules légères on a $w_s << w_{rms}$ et l'erreur commise est très faible alors que dans l'expérience présentée on a $w_s \approx u_* \approx w_{rms}$ ce qui induit une très forte erreur dans l'estimation du flux vertical turbulent de concentration.

Le flux horizontal mesuré, $\pi =< u\phi >$, est lui aussi conditionné par les fortes concentrations. En d'autres termes, les événements où $\phi(t,z) = 0$, pour lesquels la vitesse mesurée correspond à celle du fluide, ne contribuent pas au calcul du flux. En revanche, les événements où l'on a $\phi(t,z) > 0$, et pour lesquels la vitesse mesurée correspond à celle des particules, contribuent au calcul du flux moyen. Il en résulte que pour l'évaluation du flux sédimentaire c'est bien la vitesse des particules qui est utilisée. Ce conditionnement de la mesure du flux est en partie responsable de la différence observée entre le flux évalué à partir des mesures instantanées de vitesse et de concentration et le flux mesuré à partir des profils moyens de vitesse et de concentration (voir fin du chapitre 4).

Dans la région dense de l'écoulement, on a $\phi = o(0.1)$ et la probabilité de présence d'une particule dans le volume de mesure devient significative. Dans ce cas, on peut imaginer que les mesures de vitesse correspondent à une moyenne des vitesses fluide et particulaire

pondérée par la concentration, *i.e.* la vitesse du mélange.

Enfin, le protocole de validation de la mesure de concentration a montré qu'il n'existait pas de biais systématique sensible, cependant une validation complètement indépendante impliquant un autre appareil de mesure de concentration serait préférable.

6.3 Perspectives

Expérience

- L'analyse qui a été proposée dans cette thèse concerne un seul régime d'écoulement et un seul type de sédiment. Prochainement, des expériences de sheet-flow avec des billes de plastiques de 4 mm devraient être réalisées pour évaluer l'influence de la forme des particules sédimentaires sur le charriage et la suspension. Ensuite, des particules en plastique (PMMA) de 1 mm vont être utilisées pour élargir la gamme de nombres de Shields et de suspension. À plus long terme, des sédiments naturels plus denses pourraient être utilisés, dans le but de produire des mesures couvrant différentes tailles de particules, différentes formes, différentes densités et différents nombres de Reynolds d'écoulement. Un tel jeu de données permettrait d'enrichir les modèles diphasiques et de bâtir des modèles analytiques ou phénoménologiques simples, capables de prédire les profils de vitesse et de concentration pour une large gamme d'écoulements. À partir de ces profils les flux sédimentaires pourraient être estimés à condition de connaître le niveau de corrélation entre fluctuations de vitesse et de concentration. L'analyse d'une grande variété d'écoulements et de propriétés sédimentaires permettra aussi de mieux appréhender la rétroaction du transport solide sur la turbulence du fluide.

- En parallèle des expériences sur fond érodable citées précédemment, des expériences de sheet-flow sur fond rigide et rugueux pourraient être réalisées en ensemençant l'écoulement, afin de mieux cibler l'influence des fluctuations de position de fond sur la dynamique du transport et la turbulence du fluide. Pour ce faire, une trémie placée en amont de la zone de mesure délivrerait un débit de particule légèrement en dessous de la capacité de transport maximale de l'écoulement. Ces précautions permettraient *a priori* d'éviter toute accrétion et de se placer dans des conditions proches de celles obtenues sur fond érodable. Les analyses présentées dans les chapitres 4 et 5 pourraient être appliquées aux mesures obtenues sur fond rigide pour évaluer le rôle joué par l'intermittence de la position du fond érodable dans l'augmentation de la rugosité équivalente, la modulation de la turbulence, la suspension....

Analyse

- Afin de préciser l'influence des fluctuations de position du fond sur les caractéristiques turbulentes, un suivi de fond dynamique pourrait être réalisé de manière à ce que les profils soient recalés verticalement en s'affranchissant des accrétions et érosions successives. Ce traitement peut être appliqué en utilisant différents filtres sur le signal de position du fond. L'origine physique du pic d'intensité turbulente dans la couche de sheet-flow pourra éventuellement être éclaircie grâce à cette méthode.

- L'étude des grandeurs statistiques turbulentes doit être approfondie pour mieux caractériser les mécanismes à l'origine de la modulation et de la dispersion turbulente. Pour cela l'évaluation des différents termes de l'équation de transport de TKE doit

être réalisée (production, dissipation, diffusion turbulente...). Cette étude pourrait aussi apporter des éléments de réponse sur l'origine du pic d'intensité turbulente.
De plus, des méthodes de PIV (Particle Image Velocimetry) devraient être appliquées prochainement aux images vidéo. Les résultats obtenus seront comparés aux mesures du Vectrino II en paroi pour apporter des précisions sur la mesure acoustique et pour mieux comprendre les mécanismes de dispersion turbulente. En effet les résultats préliminaires présentés dans le chapitre 3 semblent indiquer une différence de vitesse moyenne entre le fluide et les particules en paroi. Cette vitesse relative est très probablement induite par une localisation préférentielle des particules dans des zones de faibles vitesses. Ce mécanisme pourrait être modélisé dans le cadre des modèles diphasiques.

- L'analyse des spectres doit aussi être approfondie. En particulier, différentes échelles spatiales de corrélation pourront être utilisées dans la méthode de Garbini pour évaluer la distribution d'énergie entre les différentes échelles verticales. Les résultats pourront être comparés à des analyses de corrélation directe entre les différentes positions verticales. L'ajustement de la gamme inertielle des spectres pourrait aussi permettre d'évaluer qualitativement la valeur de la dissipation turbulente. Toujours dans le but d'apporter des précisions sur la modulation de la turbulence, les spectres et densité de probabilité des contraintes turbulentes $u'w'$ pourront être étudiés et comparés aux résultats obtenus en eau clair.

- Les analyses conditionnées présentées dans le chapitre 5 pourront être étendues à différents seuils d'intensité $H = u'w'(z,t)/ < u'w' > (z)$ pour distinguer de manière statistique les structures les plus efficaces en terme de transfert de quantité de mouvement, de mise en suspension des sédiments ou de transport solide. Ceci pourrait aussi permettre d'isoler les structures les plus affectées par la mobilité du lit. Pour compléter l'étude statistique, les structures cohérentes turbulentes peuvent aussi être caractérisées individuellement pour investiguer le couplage dynamique avec le lit.

Modélisation

- Du point de vue de la modélisation diphasique, un modèle continu (sans séparation de couche) utilisant une formulation de pression particulaire tenant compte à la fois des forces de dispersion granulaires et des forces de suspension turbulentes est en cours de développement. La calibration de ce modèle sur des expériences impliquant une large gamme d'écoulements et de propriétés sédimentaires permettra la paramétrisation de lois constitutives phénoménologiques capables de prédire le flux sédimentaire pour un forçage donné. La paramétrisation du terme de corrélations $< u'\phi' >$ sera sûrement nécessaire pour prédire fidèlement le profil de flux à partir des profils moyens de vitesse et de concentration.

- Afin d'étudier numériquement le couplage entre les structures cohérentes large échelle et la dynamique du lit, des modèles de type SGE (Simulation Grandes Échelles) pour la turbulence peuvent être couplés à des modèles granulaires continus ou discrets. Les résultats obtenus pourront ensuite être comparés aux résultats de l'analyse des structures cohérentes large échelle basées sur les mesures expérimentales.

Un jeu de données haute résolution, couvrant une large gamme de régimes d'écoulement et de propriétés sédimentaires, et un modèle diphasique pertinent sont les outils qui permettront d'améliorer notre compréhension des mécanismes contrôlant le transport sédimentaire et ainsi, de faire un pas en avant dans la prédiction multi-échelles de la morphodynamique.

Bibliographie

Andreotti, B., Y. Forterre, and O. Pouliquen (2013), *Granular Media : Between Fluid and Solid*, 462 pp., Cambridge.

Armanini, A., H. Capart, L. Fraccarollo, and M. Larcher (2005), Rheological stratification in experimental free-surface flows of granular-liquid mixtures, *Journal of Fluid Mechanics*, *532*, 269–319, doi :10.1017/S0022112005004283.

Aussillous, P., J. Chauchat, M. Pailha, M. Médale, and E. Guazzelli (2013), Investigation of the mobile granular layer in bedload transport by laminar shearing flows, *Journal of Fluid Mechanics*, *736*, 594–615, doi :10.1017/jfm.2013.546.

Bagnold, R. A. (1954), Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a newtonian fluid under shear, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, *225*, 49–63.

Batchelor, G. K. (1948), Diffusion in a field of homogeneous turbulence ii. the relative motion of particles, in *Cambridge Phil. Soc.*, vol. 48, pp. 345 – 362.

Berni, C. (2011), Processus de mobilisation et de transport de sédiments dans la zone de déferlement, Ph.D. thesis, Université de Grenoble, France.

Berzi, D. (2011), Analytical solution of collisional sheet flows, *Journal of Hydraulic Engineering*, *137*(10), 1200–1207, doi :http ://dx.doi.org/10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000420.

Best, J., S. Bennett, J. Bridge, and M. Leeder (1997), Turbulence modulation and particle velocities over flat sand beds at low transport rates, *Journal of Hydraulic Engineering*, *123*(12), 1118–1129, doi :10.1061/(ASCE)0733-9429(1997)123 :12(1118).

Blaj, O. (2012), Comment coule une pâte granulaire ? études des composantes primaire et secondaire et des fluctuations de l'écoulement, Ph.D. thesis, Université de Bordeaux 1, France.

Boyer, F., É. Guazzelli, and O. Pouliquen (2011), Unifying suspension and granular rheology, *Phys. Rev. Lett.*, *107*, 188,301, doi :10.1103/PhysRevLett.107.188301.

Breugem, W. P., B. J. Boersma, and R. E. Uittenbogaard (2006), The influence of wall permeability on turbulent channel flow, *Journal of Fluid Mechanics*, *562*, 35–72, doi : 10.1017/S0022112006000887.

Bridge, J. S. (2003), *Rivers and Floodplains : Forms, Processes, and Sedimentary Record*, Blackwell Science, Philadelphie.

Capart, H., and L. Fraccarollo (2011), Transport layer structure in intense bed-load, *Geophysical Research Letters*, *38*(20), n/a–n/a, doi :10.1029/2011GL049408.

Chassagneux, F. X., and D. Hurther (2014), Wave bottom boundary layer processes below irregular surfzone breaking waves with light-weight sheet flow particle transport, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, *119*(3), 1668–1690, doi :10.1002/2013JC009338.

Chauchat, J. (2007), Contribution à la modélisation diphasique du transport sédimentaire en milieux côtiers et estuariens, Ph.D. thesis, Université de Caen.

Chiodi, P., P. Claudin, and B. Andreotti (2014), A two phase flow model of sediment transport : transition from bed-load to suspended-load, *Journal of Fluid Mechanics*, *submitted*.

Cowen, E. A., R. D. Dudley, Q. Liao, E. A. Variano, and P. L.-F. Liu (2010), An in-situ borescopic quantitative imaging profiler for the measurement of high concentration sediment velocity, *Experiments in Fluids*, *49*(1), 77–88.

Csanady, G. T. (1973), *Turbulent diffusion in the environment*, Geophysics and Astrophysics Monographs, D. Reidel Publishing Company, London.

Daniel, S. (1965), Flow of suspension in a rectangular channel, Ph.D. thesis.

Deutsch, E., and O. Simonin (1991), Large eddy simulation applied to the motion of particles in stationary homogeneous fluid turbulence, *Turbulence Modification in Multiphase Flows ASME-FED*, *110*, 35 – 42.

Dong, P., and K. Zhang (1999), Two-phase flow modelling of sediment motions in oscillatory sheet flow, *Coastal Engineering*, *36*(2), 87–109, doi :DOI : 10.1016/S0378-3839(98)00052-0.

Drew, D. A., and R. T. Lahey (1993), *Analytical modelling of multiphase-flow, Particulate two-phase flows*, chap. 16, pp. 509 – 566, Butterworth-Heinemann series on chemical engineering, Rocco.

Einstein, H. (1942), Formulas for the transportation of bed load, *Transactions of the American Society of Civil Engineers*, *2140*, 561–597.

Engelund, F., and J. Fredsoe (1982), Sediment ripples and dunes, *Annual Review of Fluid Mechanics*, *14*(1), 13–37, doi :10.1146/annurev.fl.14.010182.000305.

Forterre, Y., and O. Pouliquen (2008), Flows of dense granular media, *Annual Review of Fluid Mechanics*, *40*, 1–24, doi :10.1146/annurev.fluid.40.111406.102142.

Garbini, J. L., F. K. Forster, and J. E. Jorgensen (1982), Measurement of fluid turbulence based on pulsed ultrasound techniques. part 2. experimental investigation, *Journal of Fluid Mechanics*, *118*, 471–505, doi :10.1017/S0022112082001165.

Gaudio, R., A. Miglio, and F. Calomino (2011), Friction factor and von karman's κ in open channels with bed-load, *Journal of Hydraulic Research*, *49*(2), 239–247, doi : 10.1080/00221686.2011.561001.

GDR midi (2004), On dense granular flows, *The European Physical Journal E*, *14*, 341–365.

Graf, W. (1971), *Hydraulics of Sediment Transport*, 513 pp., McGraw-Hill.

Greimann, B., and F. Holly (2001), Two-phase flow analysis of concentration profile, *J. Hydraulic. Eng.- ASCE*, *127*, 753 – 761.

Hanes, D. M., and A. J. Bowen (1985), A granular-fluid model for steady intense bed-load transport, *J. Geophys. Res.*, *Vol. 90*.

Hinze, J. O. (1975), *Turbulence*, McGraw Hill, New York.

Hsu, T., J. T. Jenkins, and L. F. Liu (2003), On two-phase sediment transport : Dilute flow, *J. Geophys. Res.*, *108*, 14.

Hsu, T., J. T. Jenkins, and P. L.-F. Liu (2004), On two-phase sediment transport : sheet flow of massive particles, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, *460*(2048), 2223–2250, doi : 10.1098/rspa.2003.1273.

Hurther, D., and U. Lemmin (2001), Shear stress statistics and wall similarity analysis in turbulent boundary layers using a high resolution 3d advp., *Journal of Oceanic Engineering*, *25*, 446–457.

Hurther, D., and U. Lemmin (2008), Improved turbulence profiling with field-adapted acoustic doppler velocimeters using a bifrequency doppler noise suppression method., *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, *25*, 452–463.

Hurther, D., and P. D. Thorne (2011), Suspension and near-bed load sediment transport processes above a migrating, sand-rippled bed under shoaling waves, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, *116*(C7), n/a–n/a, doi :10.1029/2010JC006774.

Hurther, D., P. D. Thorne, M. Bricault, U. Lemmin, and J. Barnoud (2011), A multi-frequency acoustic concentration and velocity profiler (acvp) for boundary layer measurements of fine-scale flow and sediment transport processes, *Coastal Engineering*, *58*, 594–605, doi :http ://dx.doi.org/10.1016/j.coastaleng.2011.01.006.

Jenkins, J. T. (2006), Dense shearing flow of inelastic disks, *Physics of Fluids*, *18*, 393–410, doi :10.1063/1.2364168.

Jenkins, J. T. (2007), Dense inclined flow of inelastic spheres, *Granular matter*, *10*, 47–52, doi :10.1007/s10035-007-0057-z.

Jenkins, J. T., and D. M. Hanes (1998), Collisional sheet flows of sediment driven by a turbulent fluid, *Journal of Fluid Mechanics*, *370*(-1), 29–52, doi :null.

Jiménez, J. (2004), Turbulent flows over rough walls, *Annual Review of Fluid Mechanics*, *36*(1), 173–196, doi :10.1146/annurev.fluid.36.050802.122103.

Lanckriet, T., J. Puleo, G. Masselink, I. Turner, D. Conley, C. Blenkinsopp, and P. Russell (2012), Field measurements of sheet flow sediment transport in the swash zone, *Coastal Engineering Proceedings*, *1*(33).

Li, and Sawamoto (1995), Multi-phase model on sediment transport in sheet-flow regime under oscillatory flow, *Coastal engineering Japan*, *38*, 157–178.

Longo, S. (2005), Two-phase flow modeling of sediment motion in sheet-flows above plane beds, *Journal of Hydraulic Engineering*, *131*(5), 366–379, doi :10.1061/(ASCE)0733-9429(2005)131 :5(366).

López, F., and M. García (1999), Wall similarity in turbulent open-channel flow, *Journal of Engineering Mechanics*, *125*(7), 789–796, doi :10.1061/(ASCE)0733-9399(1999)125 :7(789).

Lu, S. S., and W. W. Willmarth (1973), Measurements of the structure of the reynolds stress in a turbulent boundary layer, *Journal of Fluid Mechanics*, *60*, 481–511, doi : 10.1017/S0022112073000315.

Manes, C., D. Poggi, and L. Ridolfi (2011), Turbulent boundary layers over permeable walls : scaling and near-wall structure, *Journal of Fluid Mechanics*, *687*, 141–170, doi : 10.1017/jfm.2011.329.

Meyer-Peter, E., and R. Muller (1948), Formulas for bed-load transport, in *2nd Meeting of the International Association of Hydraulic and Structural Research*, pp. 34–64.

Mignot, E., D. Hurther, and E. Barthelemy (2009), On the structure of shear stress and turbulent kinetic energy flux across the roughness layer of a gravel-bed channel flow, *Journal of Fluid Mechanics*, *638*, 423–452, doi :10.1017/S0022112009990772.

Naqshband, S., J. S. Ribberink, D. Hurther, and S. Hulscher (2014), Bed load and suspended load contributions to migrating sand dunes in equilibrium, *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, pp. n/a–n/a, doi :10.1002/2013JF003043.

Nezu, I., and H. Nakagava (1993), *Turbulence in Open-channel flows*, IAHR.

Nielsen, P., and I. A. L. Teakle (2004), Turbulent diffusion of momentum and suspended particles : A finite-mixing-length theory, *Physics of Fluids*, *16*(7), 2342–2348, doi : http ://dx.doi.org/10.1063/1.1738413.

Nikora, V., and D. Goring (2000), Flow turbulence over fixed and weakly mobile gravel beds, *Journal of Hydraulic Engineering*, *126*(9), 679–690, doi :10.1061/(ASCE)0733-9429(2000)126 :9(679).

Nnadi, F. N., and K. C. Wilson (1992), Motion of contact-load particles at high shear stress, *Journal of Hydraulic Engineering*, *118*(12), 1670–1684, doi :10.1061/(ASCE)0733-9429(1992)118 :12(1670).

Ouriemi, M., P. Aussillous, and E. Guazzelli (2009), Sediment dynamics. Part I : Bed-load transport by shearing flows, *Journal of Fluid Mechanics*, *636*, 295–319.

Poggi, D., A. Porporato, L. Ridolfi, J. Albertson, and G. Katul (2004), The effect of vegetation density on canopy sub-layer turbulence, *Boundary-Layer Meteorology*, *111*(3), 565–587, doi :10.1023/B :BOUN.0000016576.05621.73.

Pugh, F. J., and K. C. Wilson (1999), Velocity and concentration distributions in sheet flow above plane beds, *Journal of Hydraulic Engineering*, *125*(2), 117–125.

Raupach, M. R. (1981), Conditional statistics of reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, *108*, 363–382, doi : 10.1017/S0022112081002164.

Recking, A., P. Frey, A. Paquier, P. Belleudy, and J. Y. Champagne (2008), Feedback between bed load transport and flow resistance in gravel and cobble bed rivers, *Water Resources Research*, *44*(5), n/a–n/a, doi :10.1029/2007WR006219.

Revil-Baudard, T., and J. Chauchat (2013), A two-phase model for sheet flow regime based on dense granular flow rheology, *Journal of Geophysical Research : Oceans*, *118*(2), 619–634, doi :10.1029/2012JC008306.

Rouse, H. (1937), Modern conceptions of the mechanics of turbulence, *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.*, *102*, 463 – 505.

Spinewine, B., H. Capart, L. Fraccarollo, and M. Larcher (2011), Laser stripe measurements of near-wall solid fraction in channel flows of liquid-granular mixtures, *Experiments in Fluids*, *50*, 1507–1525, doi :10.1007/s00348-010-1009-7.

Suarez, L., E. Barthélémy, C. Berni, J. Chauchat, H. Michallet, and R. Cienfuegos (2014), Vertical distribution of skewness and asymmetry in a boundary layere on a mobile bed. experiment and $k - \omega$ model comparison, *Journal de la Houille Blanche*.

Sumer, B. M., A. Kozakiewicz, J. Fredsøe, and R. Deigaard (1996), Velocity and concentration profiles in sheet-flow layer of movable bed, *Journal of Hydraulic Engineering*, *122*(10), 549–558, doi :10.1061/(ASCE)0733-9429(1996)122 :10(549).

Tchen, C. M. (1947), Mean value and correlation problems connected with the motion of small particles suspended in a turbulent fluid, Ph.D. thesis, Delft University of Technology.

Thorne, P. D., and D. M. Hanes (2002), A review of acoustic measurement of small-scale sediment processes, *Continental Shelf Research*, *22*(4), 603–632, doi : http ://dx.doi.org/10.1016/S0278-4343(01)00101-7.

Thorne, P. D., and D. Hurther (2014), An overview on the use of backscattered sound for measuring suspended particle size and concentration profiles in non-cohesive inorganic sediment transport studies, *Continental Shelf Research*, *73*(0), 97–118, doi : http ://dx.doi.org/10.1016/j.csr.2013.10.017.

Thorne, P. D., D. Hurther, and B. D. Moate (2011), Acoustic inversions for measuring boundary layer suspended sediment processes, *The Journal of the Acoustical Society of America*, *130*(3), 1188–1200, doi :http ://dx.doi.org/10.1121/1.3618728.

Townsend, A. A. (1976), *The Structure of Turbulent Shear Flow*, 433 pp., Cambridge University Press.

Van Rijn, L. C. (1984), Sediment pickup functions, *Journal of Hydraulique Engineering.*, *110*, 1494–1502.

Vanoni, V. A. (1977), *Sedimentation engineering*, American Society of Civil Engineers, New York.

Wells, M. R., and D. E. Stock (1983), The effects of crossing trajectories effects on the dispersion of particles in a turbulent flow, *J. Fluid Mech.*, *9*, 421 – 435.

Wilson, K. (1987), Analysis of bed-load motion at high shear stress, *Journal of Hydraulic Engineering*, *113*, 97–103.

Wilson, K. C. (1966), Bed-load transport at high shear stress, in *Proc. A.S.C.E*, vol. HY6, ASCE.

Yalin, M. S. (1977), *Mechanics of sediment transport 2nd edition*, Pergamon Press.

Yang, S.-Q., and A. T. Chow (2008), Turbulence structures in non-uniform flows, *Advances in Water Resources*, *31*(10), 1344–1351, doi : http ://dx.doi.org/10.1016/j.advwatres.2008.06.006.

Annex : English translation

6.4 Sensitivity to the flow non-uniformity (section 4.3)

In the article presented previously, the analysis of the mean profiles has been performed on the interval $t \in [40 - 46]$ s, for which the flow is the most uniform. In this interval the turbulent shear stress profile is linear over a large part of the water column. The figure 5 of the article shows that the profiles are concave before $t \approx 40$ s, which corresponds to an accelerated flow regime, and convex after $t \approx 50$ s, which corresponds to a decelerated flow regime. The aim of this section is to study the influence of the non-uniformity on the velocity, concentration and mixing length profiles and on the Schmidt number value. The analysis is performed over the intervals $t \in [30 - 36]$ s, $t \in [40 - 46]$ s, $t \in [50 - 56]$ s, $t \in [60 - 66]$ s and $t \in [70 - 76]$ s. To enable results comparison, the profiles are bed referenced with respect to the zero velocity elevation. Figure 6.1 shows the mean profiles of velocity, concentration, Reynolds shear stress, mixing length and ratio between momentum and particular diffusivities, obtained using the previously mentioned time intervals.

In the upper part of the velocity profile a deceleration associated with the free surface elevation is observed, however the lower part of the velocity profile and the whole concentration profile seem not to be affected by the flow non-uniformity. The lower part of the Reynolds shear stress is also affected by the flow non-uniformity. In the accelerated case ($t \in [30 - 36]$ s), the negative horizontal gradient of water depth, associated with the acceleration, induces an increase of the turbulent shear stress close to the bed. On the contrary, in the decelerated case ($t > 50$ s) an adverse gradient tends to decrease the turbulent shear stress close to the bed. It is noteworthy that these non-uniformity-induced pressure gradients do not significantly affect the velocity and concentration profiles. This result is consistent with figure 3 of the article on which the time evolution of the transported volume of sediment is represented. The slope of this curve is constant over the interval $t \in [30 - 76]$ s, indicating a constant solid load although the flow is decelerated and accelerated. Unexpectedly, a small adverse or favourable pressure gradient induced by the flow non-uniformity, do not affect the sediment transport rate.

The panel (c) of figure 6.1 shows that for $z/d_p > 10$, the shear stress profiles are very similar in the bulk flow region. Moreover, the linear fit is performed on this region to evaluate the shear stress profile $\tau(z)$ (cf figure 7 in the paper). As the velocity profiles are also very similar, it results that the mixing length profiles are weakly affected by the flow non-uniformity (see panel d). This result has already been mentioned by *Yang and Chow* (2008) for clear water flows. The conclusions of the analysis performed on the uniform part of the experiment are still relevant in accelerated and decelerated regimes. Indeed, one can observe that i) the mixing length profile diverges downward for $z/d_p < 2$, ii) in the region $2 < z/d_p < 5$ the mixing length presents a constant value, close to the particle diameter and iii) the profile is linear with z in the suspension layer ($z/d_p > 5$). The slope represented

by the dashed line corresponds to $\kappa = 0.2$. This value confirms the significant turbulence modulation induced by the solid transport over the entire duration of the experiment .

Panel (e) represents the ratio between the mixture viscosity (or momentum diffusivity) and the particulate diffusivity. The profiles are also very similar in the lower part of the flow and the Schmidt number value $\sigma_s = 0.45$ seems still accurate for all the intervals, although the dispersion is greater compared with the uniform case.

The weak influence of flow non-uniformity on the vertical structure of the flow is a very important result. From a measurement point of view, it allows to potentially use a much greater part of the signal, provided that the bed erosion is taking into account. Also, from the modelling point of view, it implies that the same mixing length and suspension models can be used to predict the vertical structure of the flow, even in weakly non-uniform cases. It has also been shown that the solid load is not affected by the flow non-uniformity although the maximum value of the turbulent shear stress varies. One can deduce that the relevant shear stress value for transport laws corresponds to the linear projection of the turbulent shear stress measured in the bulk flow rather than its maximum value.

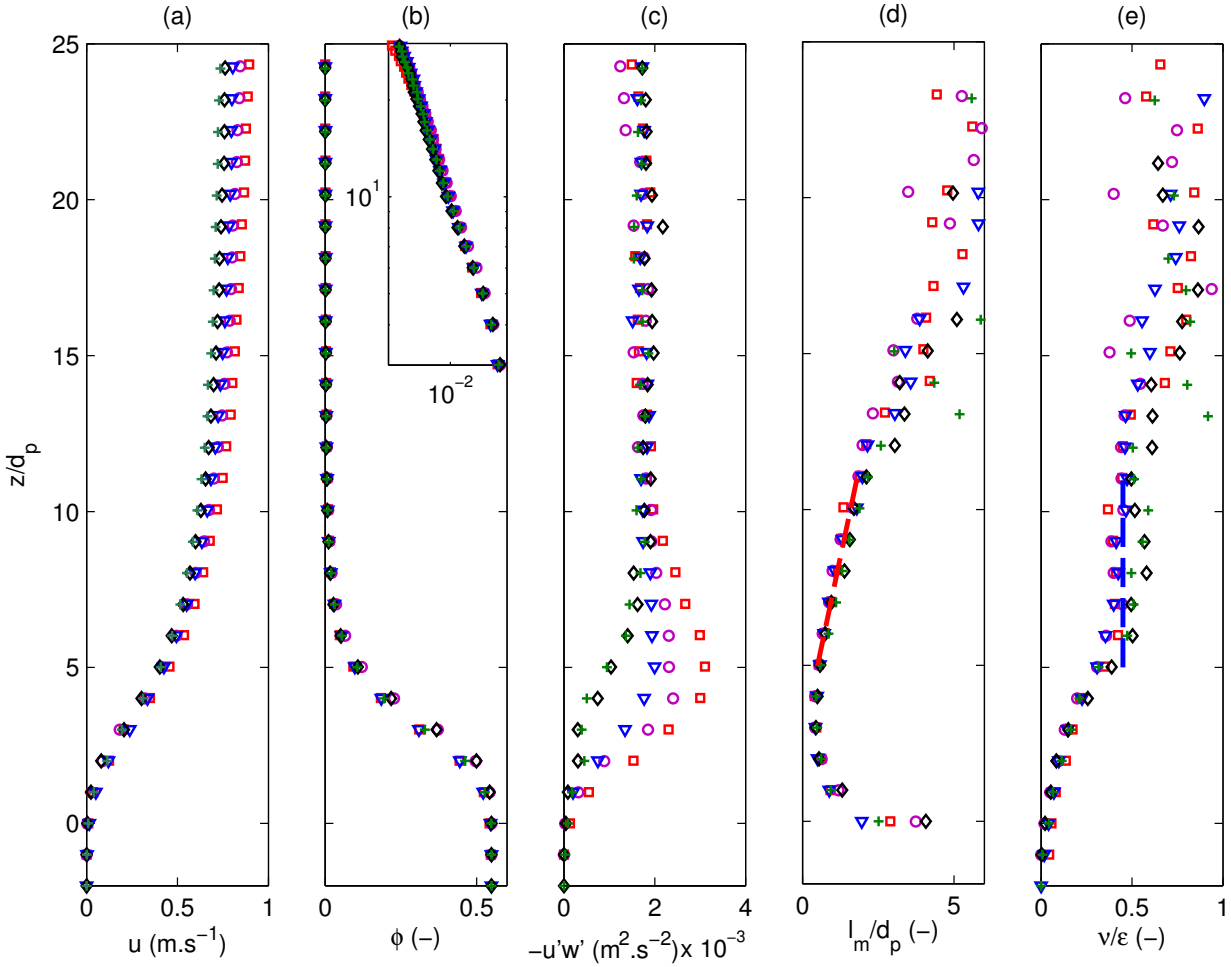

FIGURE 6.1 – Sensitivity to the non-uniformity of the flow. Mean profiles of velocity (a), concentration (b), turbulent shear stress (c), mixing length (d) and ratio between momentum and particular diffusivities (e) evaluated on the intervals $t \in [30-36]$ s (squares), $t \in [40-46]$ s (circles), $t \in [50-56]$ s (triangles), $t \in [60-66]$ s (diamonds), $t \in [70-76]$ s (pluses). The dashed line on panel (d) represents the slope $\kappa = 0.2$. The dashed line on panel (e) represents the Schmidt number $\sigma_s = 0.45$.

6.5 Back on two-phase modelling (section 4.4)

In this section, the two-phase model presented in chapter 2 is used to simulate the present experiment. In the model, the slope and the water depth have been adjusted to $\tan\beta = 0.0019$ and $H = 14.1$ cm to reproduce the experimental friction slope and Shields number. The friction slope S_f differs from the flume slope because of the side wall influence. It is linked to the slope of the shear stress profile $\tau(z)$ as :

$$\tau(z) = \rho_f g(H_f - z)S_f. \tag{6.1}$$

The phenomenological parameters of the rheology are set to $I_0 = 0.3$, $b = 0.3$ and $\mu_2 = 0.8$. Concerning the physical parameters of the model, the static friction coefficient is set to $\mu_s = 0.2$ and the Schmidt number is set to $\sigma_s = 0.44$. These values come from the mean profiles analysis presented in the article under revision for JFM. In the two-phase model, the *Li and Sawamoto* (1995)'s formulation modifies the Prandtl mixing length to take into account turbulence modulation. Figure 6.2 shows that this formulation (solid line) underestimates the modulation amplitude when using the value $\kappa = 0.41$. Using the value $\kappa = 0.3$ (dashed line), a good agreement is retrieved with the measured mixing length profile. This latter value is thus used for the simulation.

Figure 6.3 presents the comparison between velocity, concentration, turbulent shear stress and sediment flux profiles obtained by the two-phase model and measured experimentally. The exponential tail of the velocity profile is phenomenologically reproduced by the $\mu(I)$ rheology using a static friction coefficient $\mu_s = 0.2$ and a dynamic friction coefficient $\mu_2 = 0.8$. The transition towards the suspension layer is rather well described even if the slope of the linear part of the profile is slightly overestimated. This discrepancy probably comes from the fact that binary collisions which dominate the granular shear

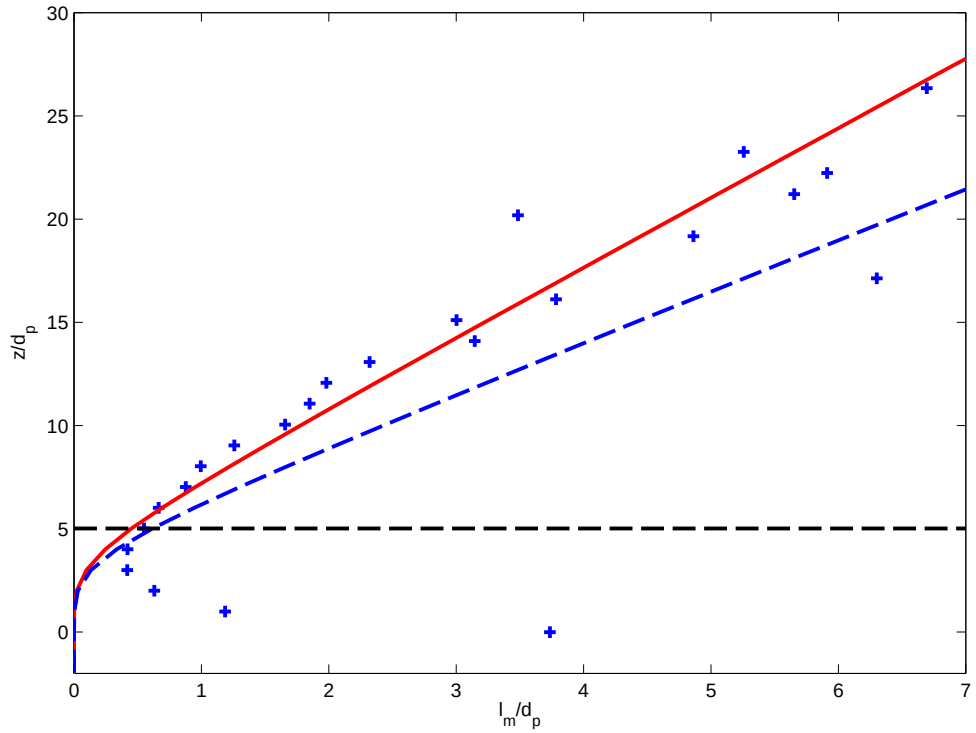

FIGURE 6.2 – Mixing length profile measured (+) and simulated from equation 4.3 of the paper using $\kappa = 0.41$ (- - -) and $\kappa = 0.3$ (—). The measured concentration profile is used here to parametrise the mixing length formulation.

stress in this region are not accurately modelled by the $\mu(I)$ law. In the suspension layer, the simulated velocity profile is in rather good agreement with the measurements.

One can notice that the $\phi(I)$ formulation reproduces qualitatively the decompaction in the bed-load layer, however a concentration shoulder which is not observed in the experiment is present in the model results. A possible explanation could come from the bed interface intermittency : if a concentration shoulder exists above the fixed bed and if its position fluctuates, the concentration gradient is diffused vertically and the resulting mean profile is more linear (*Suarez et al.*, 2014). Moreover, the $\phi(I)$ formulation reproduces phenomenologically the granular decompaction but neglects the turbulence effect on particulate pressure. It is possible that the turbulent dispersion affects the concentration profile by smoothing the top of the concentration shoulder. To account for the turbulent dispersion in the particulate pressure formulation, a single layer model is required (*Chiodi et al.*, 2014). It is difficult to further analysed the two-phase model closures individually since the problem is highly non-linear, which implies a strong coupling between intergranular stresses and turbulent stresses.

In the suspension region, the concentration profile is well reproduced by the Rouse profile using $\sigma_s = 0.44$ for the Schmidt number. A deeper analysis of the coupling between fluid and particle velocity fluctuations is required to predict the Schmidt number value as a function of flow and sediment properties.

Panel (d) of figure 6.3 presents the simulated sediment flux (—), evaluated as the product of the simulated concentration and velocity profiles, the "real" measured flux (o), evaluated as the average of instantaneous measured fluxes, and the flux based on

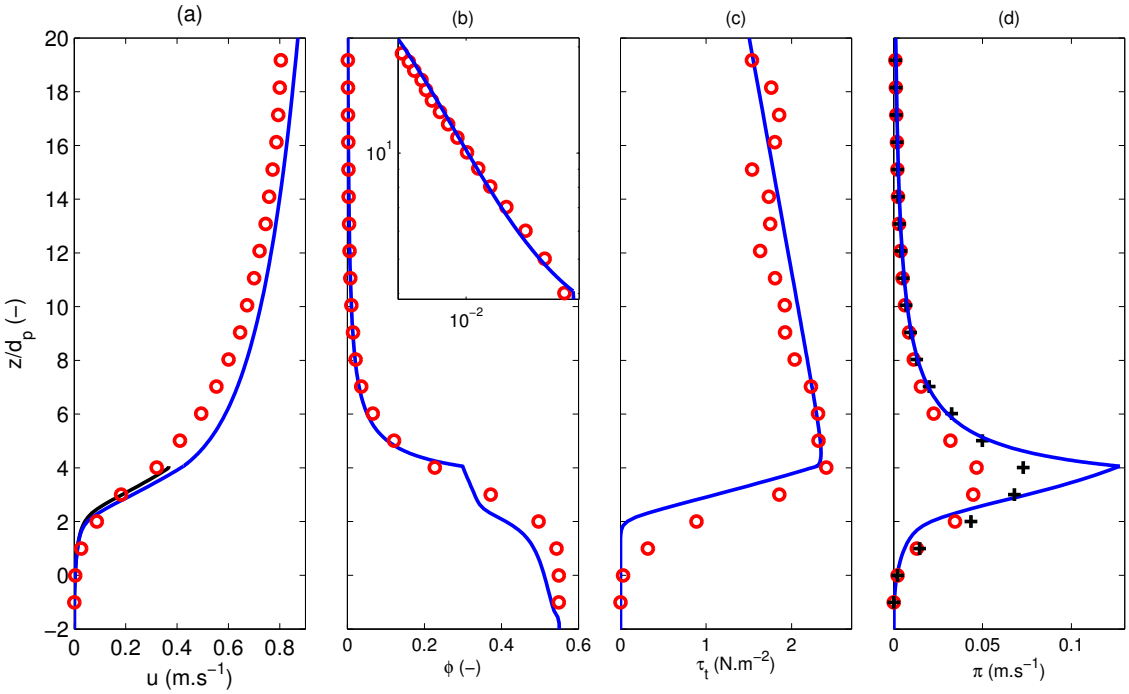

FIGURE 6.3 – Comparison between experimental measurements (o) and the results of the two-phase model (—) for the velocity profiles (the black line represents the particle velocity profile) (a), the concentration profiles (b), the turbulent shear stress profiles (c) and the sediment flux profiles (d). Two sediment flux profiles based on the experimental measurements are represented : the mean "real" flux (o) and the flux evaluated from the mean profiles of velocity and concentration (+).

mean profiles (+), evaluated as the product of measured velocity and concentration mean profiles. The "real" flux reads :

$$< \pi >_t (z) =< u(t,z)\phi(t,z) >_t, \tag{6.2}$$

where $<>_t$ represents time average operator between t_1 and t_2 :

$$< \bullet >_t = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \bullet \, \mathrm{d}t. \tag{6.3}$$

By performing a Reynolds decomposition on velocity and concentration signals we obtain :

$$u(t,z) =< u >_t (z) + u'(t,z) \qquad \text{et} \qquad \phi(t,z) =< \phi >_t (z) + \phi'(t,z), \tag{6.4}$$

with $u'(t,z)$ and $\phi'(t,z)$ represent the velocity and concentration fluctuations. By definition $< u'(t,z) >_t = 0$ and $< \phi'(t,z) >_t = 0$, and the mean flux reads :

$$< \pi >_t (z) = \left\langle (< u > (z) + u'(t,z)) \times (< \phi >_t (z) + \phi'(t,z)) \right\rangle_t . \tag{6.5}$$

The mean values $< u >_t (z)$ and $< \phi >_t (z)$ are independent on time and the mean value of fluctuations is zero by definition, leading to :

$$< \pi >_t (z) =< u >_t (z) < \phi >_t (z) + < u'(t)\phi'(t) >_t (z). \tag{6.6}$$

The term $< u'(t)\phi'(t) > (z)$ represents the correlations between the fluctuations of concentration and horizontal velocity that corresponds to the statistical difference between the mean of the product and the product of the means. The difference between both vanishes only if ϕ' and u' are statistical independent.

One can observe on figure 6.3(d) that the peak of sediment flux is located at the interface between the suspension and the bed-load layers ($z/d_p \approx 4-5$) in the three cases. The difference observed between the "real" flux profile (o) and the flux profile based on the mean values of measured velocity and concentration (+) corresponds to the correlation term $< u'(t)\phi'(t) > (z)$, which is negative. This figure confirms the importance of the correlation term. By integrating the sediment flux profile, it can be shown that it corresponds to 25% of reduction compared with the solid load evaluated from the mean values of velocity and concentration. The importance of the correlation level between velocity and concentration illustrates one of the main limitations of average model for sediment transport.

From a physical point of view, this level of correlation shows that the velocity and concentration fluctuations are highly dependent. This result confirms the significant role plaid by the turbulence and the bed position intermittency in the transport dynamic. The measurements accuracy for the transported volume of sediment has been established for different regimes in the previous chapter, with a concentration signal filtered at 4.9 Hz. Therefore the events responsible for the correlation term $< u'(t)\phi'(t) > (z)$ happen at quite large scale. This hypothesis has already been formulated by *Hsu et al.* (2003), and is qualitatively in agreement with the last figure of the article which illustrates the strong coupling between the macro-scale coherent structures and the bed dynamic. The sign of the correlation term can be explained qualitatively. Indeed, the Reynolds shear stress comes from the negative correlation between horizontal and vertical velocity fluctuations. One can expect that vertical velocity fluctuations are positively correlated with concentration fluctuations (a positive vertical velocity fluctuation tends to drag particle upwards, inducing a positive concentration fluctuation, while negative vertical velocity fluctuation tends to drag clear water downwards, inducing a negative concentration fluctuation). It results that if $< u'w' >$ is negative and $< w'\phi' >$ is positive on average, one can deduce that the term $< u'\phi' >$ is negative. This term could partly explain the relative velocity observed between fluid and particles at the side wall on the picture 3.14.

Conclusions and perspectives

In the present thesis, a novel alternative for the sheet-flow modelling is proposed, an original experimental data set is presented and a protocol of analysis has been set up to further study the physical mechanisms acting in the sheet-flow regime of sediment transport. In this last chapter, the main results are summarised, then some remarks about the model, the experiment and the instrumentation are presented and finally the perspectives of this work are drawn.

6.6 Conclusions

- The dense granular rheology $\mu(I)/\phi(I)$ combined with a mixing length approach in a two-phase model has allowed the prediction of the main characteristics of sediment transport in sheet-flow regime, for a wide range of sediment and flow properties. The analysis of the model results has shown that the viscous stresses can be neglected compared with the turbulent stresses in the upper part of the sheet-flow layer and compared with the intergranular stresses in the lower part. The maximum of the simulated sediment flux is found at the transition between the bed-load and the suspension layers, for both light and massive particles.

- A simple analytical model for transport-rate prediction in the bed-load layer has been proposed. The physical mechanisms on which the model is based allow to retrieve classical scaling laws from the literature and also to highlight the link between the scaling of the characteristic length scale of momentum diffusion and the Shields number exponent in the transport laws.

- To overcome the lack of high-resolution velocity and concentration measurements in the literature, a sheet-flow experiment has been set up during the PhD project. High-resolution data of 2C velocity profiles collocated with concentration measurements have been obtained at the central line of the flume by using an ACVP (Acoustic Concentration and Velocity Profiler). The reproducibility has been checked and the same experiment has been repeated 11 times to allow ensemble averaging over a given time interval. This signal processing has permitted to evaluate velocity, concentration, solid flux and turbulent shear stress profiles in steady and uniform regime. In the present experiment, the Shields number is $\theta = 0.44$ and the suspension number is $S = 1.1$. These values correspond to the lower limit of the sheet-flow regime range and to a transport mode at the transition between the suspension and the no-suspension modes.

- The vertical structure of the flow is deduced from the mean profiles. A dense bed-load layer ($0.1 \lesssim \phi \lesssim 0.55$) dominated by intergranular stresses and a diluted suspension layer ($\phi \lesssim 0.1$) dominated by turbulent stresses are observed. The sediment flux

profile shows that the total solid load is equally divided between the bed-load and the suspension layers, with a peak at the transition between both layers. In the suspension layer the velocity profile presents a logarithmic shape, the mixing length is linear with z and the concentration decreases exponentially. In the bed-load layer, a frictional layer capped by a collisional layer are observed. In the collisional layer, the velocity and concentration profiles are linear, the mixing length presents a rather constant value of the order of the particle diameter, and the Stokes and inertial numbers are greater than their critical values. On the other hand, in the frictional layer the Stokes and inertial numbers are lower than their critical values, the mixing length diverges downwards and the velocity and concentration profiles present increasing and decreasing exponential behaviours respectively.

- The predictions from the dense granular rheology $\mu(I)/\phi(I)$ and from the kinetic theory of granular flows have been compared to experimental measurements in the bed-load layer. The predictions qualitatively agree with the measurements but parametrisations are required to obtain a quantitative agreement. A great intermittency in the bed-load layer has been observed, materialised by a time fluctuation of the immobile bed interface of several particle diameters of amplitude. This behaviour seems tightly linked to large-scale coherent structures present in the turbulent boundary layer. These large structures induce non-local effects, that could be responsible for the discrepancy observed between measurements and theoretical predictions.

- In the suspension, a logarithmic layer is highlighted. The associated mixing length profile is linear with z and its slope corresponds to the von Karman parameter $\kappa^{SF} \approx 0.2$, which is significantly lower than the value measured for clear water turbulent boundary layers ($\kappa \approx 0.4$). The decrease of the von Karman parameter characterises the turbulence modulation induced by the sediment transport. The mixing length profile is affected over a great part of the water column, even in extremely diluted regions, which confirms the existence of non-local effects. The logarithmic formulation from the law of the wall can be fitted to the measured velocity profile using the friction velocity evaluated independently from the turbulent shear stress measurement. The resulting von Karman parameter is still considerably small ($\kappa^{SF} = 0.25$) compared with the clear water value. The origin of the vertical axis is also a result of the fitting and is located in the upper part of the bed-load layer $z_d/d_p = 3.2$, very close to the inflection point of the velocity profile. The equivalent roughness height felt by the flow is deduced from the fitting and varies between $k_s/d_p = 4.8$ and $k_s/d_p = 8.5$, depending on the part of the velocity profiles used for the fitting. The increase of the roughness height compared with the clear water value ($k_s/d_p \approx 2$) is consistent with the conditional analysis. In presence of sediment transport over an erodible bed, the roughness scale could be linked to the amplitude of the bed-position fluctuations (which is $\approx 6d_p$ in the present experiment) rather than to the particle diameter.

- In the suspension layer, the ratio between momentum and concentration diffusivities is constant with z and equal to the Schmidt number $\sigma_s = 0.44$. A good agreement is observed between the measured concentration profile and a Rouse profile using measured values of κ^{SF} and σ_s. The low value of σ_s is consistent with the statistical analysis of fluctuations. Indeed, it has been shown that the correlation level between horizontal and vertical velocity fluctuations, $< u'w' >$, is significantly reduced whereas the vertical turbulent intensity w'_{rms} is not affected by the mobile bed and the TKE even increases close to the bed. The term $< u'w' >$ quantifies the momentum diffusion, while the term w'_{rms} is responsible for the vertical turbulent diffusion of concentration. A possible explanation for this phenomenon comes from

the wake-like turbulence produced downstream of the excursions of the immobile particles in the turbulent boundary layer. Such turbulence is still efficient for scalar diffusion but is inefficient for momentum diffusion. This "sterile" turbulence could then be advected higher in the water column by the large-scale structures, justifying the existence of non-local effects. These observations indicate that the mechanisms inducing the alteration of von Karman and Schmidt numbers are probably tightly linked.

- The conclusions drawn in the four previous points seem to be unaffected by a weak non-uniformity of the flow, provided that the mean profiles are bed-referenced. This result is of major importance, first for the data processing, it allows to considerably enlarge the statistical population used for the analysis and second, from a physical point of view, it seems that the weak adverse or favourable pressure gradient observed in decelerated or accelerated flows, respectively, do not affect neither the mean profiles nor the solid transport rate. Finally, for vertical structure modelling, the suitable formulations for mixing length and concentration in uniform regime can still be used in weakly non-uniform regimes.

- The conditional analysis of velocity fluctuations has permitted to show that *sweep* events are mainly responsible for momentum transfer towards the sediment bed while *ejection* events, absent in the bed-load layer, seem to induce local accretions. The intermittency of the bursting process is probably at the origin of the intermittency observed in the bed-load layer.

6.7 Remarks

Concerning the two-phase model, a mistake has been made about the dilatancy law $\phi(I)$. In the article presented in the second chapter, the formulation $\phi(I) = \dfrac{\phi^m}{1 + bI^{1/2}}$, deduced from *Boyer et al.* (2011)'s measurements in a granular viscous regime, is not consistent with the inertial scaling laws. Indeed, as proposed by *Bagnold* (1954), the granular pressure must be proportional to $\dot{\gamma}$ in a viscous regime and proportional to $\dot{\gamma}^2$ in an inertial regime. In the latter case, one must use a formulation such as $\phi(I) = \dfrac{\phi^m}{1 + b'I}$, as it has been done in the fourth chapter, for the massive particles.

Also, the hypotheses on which the experiment and the analysis are based must be kept in mind. The use of model sediments allows to highlight some physical mechanisms, however natural sediments present a wide range of properties within a single bed. This dispersion of size and form can induce significant effects, which are absent in the present experiment. Likewise, the use of plastic sediment has permitted to obtain intense bed-load regimes in which the contribution of suspended particles is not too important, however such regimes are not commonly encountered in nature.

The lack of a recirculation device for the particles induces an erosion pit at the entrance of the sediments tank which could lead to a modification of turbulence characteristics in the measurement zone. However, the sensitivity analysis to non-uniformity has shown that the obtained results do not depend on the time interval used for the analysis. As the erosion pit is absent at the beginning of the experiment and rather deep at the end, one can conclude that it does not greatly influence the flow, at least for the first statistical moments.

Concerning the acoustic measurements, it is still challenging to distinguish between fluid and particles velocities, nevertheless several hypotheses can be drawn. In the suspension region, the concentration is of the order of 1%. In other words, the probability of a particle being in the measurement volume is 0.01, assuming that the volume of the particle corresponds to the measurement volume. It results in a weak influence of the particles on the measurements in the suspension layer and the instantaneous velocity measurement corresponds to the fluid one in this region. The uncertainty can become significant when the statistical population is conditioned by the presence of the particles. For example, the cross-correlation term of concentration and vertical velocity fluctuations $< w'\phi' >$ is a statistical quantity which conditions the measurement by weighting events associated with high concentration values, for which the probability that a particle is present in the measurement volume is higher. In a suspension at equilibrium, the dispersion turbulent flux $< w'\phi' >$ must balance the settling flux $w_s < \phi >$. In the present experiment, a factor of 10 is obtained between both terms, most probably coming from the fact that the evaluation of $< w'\phi' >$ is conditioned by the presence of particles. Indeed, when the particle is raised in the water column surrounded by ascendant fluid parcels (w' and ϕ' positive), in the fluid parcels referential, the particle settles. The relative velocity is of the order of the settling velocity w_s. Then, the acoustic device does not measure the turbulent fluid velocity fluctuation, responsible for the dispersion, but the particle velocity : $\approx w' - w_s$. On average, the measured term $< w'\phi' >$ is thus underestimated. One should notice that for light particles the settling velocity is negligible compared with the vertical turbulent intensity, $w_s << w_{rms}$, and the resulting error is low. On the contrary, in the present experiment they are of the same order of magnitude $w_s \approx u_* \approx w_{rms}$, which induces a large error in the estimation of the vertical turbulent flux of particles.

On the other hand, the measured horizontal flux $\pi =< u\phi >$, is also conditioned by large concentration values. In other words, the events where $\phi(t, z) = 0$, for which the measured velocity corresponds to the fluid one, do not contribute to the flux evaluation. On the contrary, events where $\phi(t, z) > 0$, for which the measured velocity corresponds to that of the particles, do contribute to the solid flux evaluation. It is thus the velocity of the particles that is involved in the evaluation of the particles flux, leading to an accurate evaluation of the transported volume as it has been checked in chapter 3. This conditioning of the velocity in the evaluation of the solid load partly explains the discrepancy observed between the flux evaluated from the mean profiles of velocity and concentration and the flux evaluated from the instantaneous measurements (see the last section of chapter 4).

In the dense region of the flow $\phi = o(0.1)$ and the probability that particles are present in the measurement volume becomes significant. In such case, one can imagine that the measured mean velocity corresponds to an average of fluid and particles velocities, weighted by the concentration *i.e.* the mixture velocity.

Finally, the protocol of validation for solid flux measurements has shown that there is no significant systematic bias error, however a totally independent calibration of concentration measurements involving a different device would be better.

6.8 Perspectives

Experiment

- The proposed analysis only involves a single flow regime and a single sediment type. Soon, sheet-flow experiments using plastic beads of 4 mm diameter should be performed to evaluate the influence of the particles shape on the bed and suspended loads. Then, 1 mm plastic particles should be used to widen the Shields and sus-

pension numbers ranges. Later on, denser natural sediment will be used in order to produce a data set covering a wide range of particles sizes, shapes and densities with various flow Reynolds numbers. Such data set could permit to improve two-phase models and to build analytical or phenomenological simple models, able to predict velocity and concentration profiles for a wide range of flow properties. From these mean profiles, the solid load could be estimated, provided that the correlation level between concentration and velocity fluctuations is known.

- Additionally to erodible-bed experiments, sheet-flow experiments on fixed rigid rough wall could be performed by seeding the flow with particles, in order to further characterise the influence of the fixed-bed interface fluctuations on the transport dynamic. To do so a hopper placed upstream of the measurement zone could deliver a particle flow slightly below the transport capacity, to avoid accretions and to be close to the flow conditions obtained over erodible bed. The analysis presented in chapter 4 and 5 is then be applied almost straightforwardly on data obtained in the rigid bed case to evaluate the effect of the bed-interface intermittency on roughness length increase, turbulence modulation, Schmidt number alteration, and so on.

Analysis

- In order to provide precisions about the influence of the fixed-bed interface fluctuations on the turbulence characteristics, a dynamic bed referencing must be performed to ensure that velocity profiles are shifted vertically with respect to accretion and erosion events. This process could be applied by using different time filters on the bed interface signal. The origin of the peak of turbulent intensity could be further understood by using this method.

- Turbulent statistical quantities must be further investigated to better characterise the mechanisms responsible for turbulence modulation and turbulent dispersion. One must evaluate the different contributions of the TKE budget terms such as production, dissipation, turbulent diffusion... Such study could also provide information about the origin of the TKE peak close to the bed.
  Furthermore, *PIV* methods (Particle Image Velocimetry) should be applied in the near future to video images. The obtained results will be compared with Vectrino II data at the wall to improve our knowledge about acoustic measurements and turbulent dispersion mechanisms. The preliminary results of chapter 3 seem to indicate that a relative velocity is observed between fluid and particles, on average. This relative velocity could be induced by a preferential location of particles in low-velocity regions. Two-phase models are able to account for this mechanism.

- The spectral analysis must be further detailed. Particularly, different spatial correlation scales can be used in the Garbini's method to evaluate the energy distribution between different vertical scales. Also, the fitting of the inertial sub-range could allow the evaluation of the profile of turbulent dissipation, at least qualitatively. Moreover, spectra and probability density functions associated with turbulent shear stress measurements should be analysed and compared with clear water results.

- Conditioned analysis presented in chapter 5 should be extended using different intensity threshold $H = u'w'(z,t)/ < u'w' > (z)$ to statistically evaluate the most efficient structures in terms of momentum transfer, sediment suspension or solid flux. It could allow to isolate the structures the most affected by the bed mobility. To complete the statistical study, the turbulent coherent structures can also be characterised individually to investigate the dynamic coupling with the bed.

Modelling

- Concerning the two-phase modelling, a continuous model (without layers separation) using particulate pressure formulation accounting for both granular and turbulent dispersion effects is under development. The calibration of such model with complete data sets involving a wide range of flow and sediment properties should allow the accurate parametrisation of the phenomenological constitutive laws, enabling to fairly predict sediment fluxes. The correlation term $< u'\phi' >$ will probably need to be taken into account to accurately predict the solid flux profile from velocity and concentration measurements.

- In order to numerically study the coupling between large-scale coherent structures and the bed dynamic, turbulent models such as LES (Large Eddy Simulation) models can be coupled to eulerian or discrete granular models. The obtained results could then be compared with the results of large scale coherent structures analysis based on experimental data.

  A high resolution data set, covering a wide range of flow and sediment properties, coupled with a relevant two-phase model, are the tools which will permit to improve our knowledge about the mechanisms that control sediment transport, and then make a step for the multiscale prediction of the morphodynamics.

Résumé : Le transport sédimentaire contrôle l'évolution morphologique des rivières, l'érosion du littoral et l'équilibre des écosystèmes. Il constitue également un facteur de risque pour les populations et les infrastructures. Le sheet-flow, ou charriage intense, est un régime de transport sédimentaire qui s'établi lors de crues dans les fleuves et les rivières ou lors du déferlement des vagues littorales sur les plages sableuses. Le fort taux de transport associé à ce régime le rend très morphogène et une bonne compréhension des processus physiques impliqués est fondamentale pour prédire la morphodynamique. Cependant, les interactions granulaires et les fluctuations turbulentes, qui sont les principaux mécanismes à l'œuvre dans ce phénomène, constituent des verrous scientifiques pour la modélisation du régime de sheet-flow. Cette déficience s'explique essentiellement par le manque de données expérimentales haute résolution. Partant de ce constat, l'objectif de la thèse est de proposer un modèle diphasique et un dispositif expérimental haute résolution permettant de mieux caractériser les mécanismes impliqués.

Dans un premier temps, le modèle diphasique est présenté et les résultats obtenus sont confrontés aux données de la littérature. L'analyse des résultats montre que la rhéologie des écoulements granulaires denses ($\mu(I)/\phi(I)$) et l'approche de longueur de mélange utilisées sont des fermetures appropriées pour reproduire les principales caractéristiques du régime de sheet-flow pour une large gamme d'écoulements et de propriétés sédimentaires. La deuxième partie de la thèse est consacrée à la mise en place d'un dispositif expérimental capable de fournir des mesures instantanées de vitesse et de concentration en régime de sheet-flow uniforme. Dans la troisième partie les grandeurs moyennes sont analysées pour décrire la structure verticale de l'écoulement. Les résultats obtenus montrent qu'une formulation en longueur de mélange et un profil de Rouse permettent de décrire la contrainte turbulente et le profil de concentration dans la suspension à condition de fortement modifier le paramètre de von Karman ($\kappa \approx 0.2$) et le nombre de Schmidt ($\sigma_s = 0.44$). La rhéologie frictionnelle ($\mu(I)/\phi(I)$) et la théorie cinétique des écoulements granulaires prédisent qualitativement le comportement observé, mais échoue à reproduire quantitativement les mesures. Le lien étroit existant entre les structures cohérentes turbulentes et la dynamique du lit sédimentaire illustre l'importance des fluctuations et de l'intermittence de l'écoulement. Ce couplage pourrait expliquer l'écart observé entre le comportement prédit par les modèles de contraintes inter-granulaires et les mesures expérimentales. Finalement, la comparaison des analyses statistiques en régime de sheet-flow et en écoulement sur fond fixe rugueux permet de montrer que l'énergie cinétique turbulente est peu affectée par la présence des sédiments mais que le niveau de corrélation entre fluctuations horizontales et verticales est sensiblement diminué, impliquant une diminution de la longueur de mélange et de la viscosité turbulente. Une augmentation significative de la rugosité équivalente induite par le lit mobile est aussi observée.

Mots-clés :
Transport sédimentaire, sheet-flow, écoulement diphasique, rhéologie granulaire, turbulence, profileurs acoustiques, ACVP, constante de Von Karman, nombre de Schmidt.

Abstract : Sediment transport controls river morphological evolution, coastal erosion and ecosystem equilibrium. It represents a risk factor for populations and infrastructures. The sheet-flow, or intense bed-load, is a regime of sediment transport occurring during river floods or in the coastal wave breaking region above sandy beaches. The large amount of sediment transported in this regime is the main source for morphological evolution in our natural systemswater bodies. A good understanding of the underlying physical processes is a pre-requisite for accurate morphodynamic predictions. However, particle-particle interactions and turbulent flow interactions, which are the main driving mechanisms in this problem, constitute the scientific bottlenecks for sheet-flow modelling. This deficiency is mainly caused by the lack of high resolution experimental data. Based on this observation, the objective of the present thesis is to propose a novel two-phase model and to generate a new set of high resolution experiment data to improve process based sheet-flow modelling.

First, the two-phase flow model is presented and the obtained results are compared with data from the literature. The result analysis has shown that the dense granular flow rheology ($\mu(I)/\phi(I)$) combined with a turbulent mixing length concept predicts the main sheet flow characteristics over a wide range of flow and sediment properties. Secondly, the experimental set up providing high-rate measurements of velocity and concentration under a uniform sheet-flow regime is presented. Third, the measured mean flow quantities are analysed to describe the vertical structure of the flow. The obtained results show that a mixing length formulation and a Rouse profile allow to describe the turbulent stress and the concentration profiles in the turbulent suspension layer, provided that the von Karman parameter and the Schmidt number are modified ($\kappa \approx 0.2$ and $\sigma_s = 0.44$). The frictional rheology ($\mu(I)/\phi(I)$) and the kinetic theory of granular flows predict qualitatively the observed behaviour but fail to reproduce measurements quantitatively. The observed link between the turbulent coherent structures and the bed dynamic illustrates the importance of flow fluctuations and intermittency. This coupling could be responsible for the discrepancy found between the predictions from the intergranular stresses models and the measurements. Finally, the comparison between the statistical analysis performed for a sheet-flow regime and for a clear water flow over a rough fixed bed demonstrates that the turbulent kinetic energy is weakly affected by the presence of sediments whereas the turbulent correlation level between horizontal and vertical fluctuations is significantly reduced, leading to a decrease of both the mixing length and the turbulent eddy viscosity. An increase of the equivalent roughness height induced by the moving bed is also observed.

Keywords :
Sediment transport, sheet-flow, two-phase flow, granular rheology, turbulence, acoustic profilers, ACVP, von Karman constant, Schmidt number.