

Université du Québec  
Institut national de la recherche scientifique  
Centre Eau Terre Environnement

## APPORT DE LA TOMODENSITOMÉTRIE À L'ÉTUDE DU TRANSPORT SÉDIMENTAIRE

Par  
Corinne Bourgault-Brunelle

Thèse présentée pour l'obtention du grade de  
*Philosophiae Doctor, Ph.D.*  
en Sciences de la terre

### Jury d'évaluation

Examinateur externe	Franssen, Jan, Ph.D. professeur Université de Montréal
Examinateur externe	Pascal Bernatchez, Ph.D. professeur Université de Québec à Rimouski
Examinateur interne	Yves Secretan, Ph.D. professeur Institut national de la recherche scientifique
Directeur de recherche	Pierre Francus, Ph.D. professeur Institut national de la recherche scientifique
Co-directeur de recherche	Philippe Després, Ph.D. professeur Université Laval



# Résumé

L'amélioration des connaissances sur les mécanismes fondamentaux de la dynamique sédimentaire est bénéfique notamment pour améliorer les performances des modèles de transport en milieux océaniques et côtiers. Des nouvelles technologies de pointe en laboratoire permettent désormais d'approfondir notre compréhension des processus d'hydrodynamique sédimentaire et ainsi de proposer de nouvelles techniques d'analyse pour améliorer les prévisions d'évolution morphodynamique. Dans ce travail, un modèle physique d'un lit de sable non cohésif ( $D_{50}=217\ \mu\text{m}$ ) en mode de transport actif sous l'action de courants unidirectionnels en régime turbulent est réalisé. Les expériences visent à caractériser les propriétés physiques du modèle à haute résolution et de comparer les résultats aux paramètres classiques du transport sédimentaire total, incluant charriage et suspension, incluant la déformation et la porosité du lit de sédiments. Pour ce faire, une nouvelle méthode de laboratoire est proposée combinant imagerie optique par rayons X (c.-à-d., tomodensitométrie) et laser (c.-à-d., vélocimétrie par images de particules) basée sur les travaux réalisés précédemment au Laboratoire multidisciplinaire de tomodensitométrie pour les ressources naturelles et le génie civil (INRS). Différentes vitesses d'écoulement près du lit de sédiments (c.-à-d.,  $0,10\text{ à }0,44\text{ m s}^{-1}$ ) sont générées dans un canal hydraulique de 7 mètres de long et de pente nulle. Les valeurs de contrainte de cisaillement du fluide sur le lit de sable ( $\tau_0$ ), le transport par suspension ( $q_s$ ) et par charriage ( $q_b$ ) sont quantifiées. Des configurations optimales des appareils de mesure sont proposées pour améliorer l'estimation de ces paramètres. Les résultats sont validés et interprétés en fonction des équations classiques du transport tout en tenant compte de la nature complexe des phénomènes observés. Dans la première section de cette étude (article 1), la déformation 3D du lit de sable est notamment reliée à la rugosité du lit par la technique de variogramme en utilisant les images du CT scan. De plus, le post-traitement des images du CT scan a permis de calculer des valeurs locales de charriage et de relier statistiquement la variabilité de celles-ci aux propriétés hydrodynamiques de l'écoulement en améliorant la précision du calcul empirique de transport (article 2). Finalement, l'étude des profils de matière en suspension utilisant les photographies du système de vélocimétrie par image de particules (PIV) s'est avéré être le moyen le plus efficace, combiné avec les méthodes de filtration d'eau, pour déterminer l'allure des profils de matière en suspension. Les résultats ont montré que l'intégration des propriétés de la distribution granulométrique à l'équation théorique de Rousse représentait plus fidèlement les observations des concentrations de matière en suspension (article 3). Cette étude montre donc la possibilité de dériver davantage d'information à partir de la technique expérimentale proposée dans le but d'améliorer l'intégration des phénomènes physiques aux équations empiriques du transport sédimentaire. Le potentiel et les limitations de la méthode sont discutés. Le nouvel apport de connaissance par cette méthode combinée d'imagerie haute résolution est une avenue prometteuse pour les études expérimentales dans le domaine du transport sédimentaire et de l'érosion.

**Mots-clés** PIV, CT scan, ADP, transport sédimentaire, canal hydraulique



# Abstract

The development of knowledge on the fundamental mechanisms of sediment-fluid dynamics is particularly beneficial for transport models in oceanic and coastal environments. New advanced technologies in laboratory work now bring more precise observations of the hydrodynamic-sedimentary processes in order to propose equations and parameters to improve predictions of morphodynamic evolution. In this work, a physical model of a non-cohesive sand bed ( $D_{50} = 217 \mu\text{m}$ ) in active transport mode under the action of unidirectional currents in turbulent regime is studied. The aim of the experiments is to characterize with a high-resolution the physical properties of the model to compare the results with classical parameters of the total sand transport, including bedload and suspension), the bed deformation and bed porosity. To achieve this, a new experimental method is proposed combining optical X-ray (i.e. CT scan) and laser (i.e. particle image velocimetry) imaging based on the preliminary work conducted at the Multidisciplinary Laboratory of CT-Scan for Non-Medical Use (INRS). Different flow velocities (i.e.,  $0.10$  to  $0.44 \text{ m s}^{-1}$ ) near the bed are generated in a hydraulic flume 7 meters long with a null slope. Shear stress values on the sand bed ( $\tau_0$ ) and total sand transport are estimated. The parameters are quantified with the greatest precision and optimal configurations are proposed. Simple coefficients of the transport equations were derived while integrating the complex nature of the observed phenomena. In the first section of this study, the 3D deformation of the sand bed is related to the roughness of the bed by the variogram technique using the CT-scan images (article 1). In addition, the post-processing of the CT-scan images made it possible to calculate the local bedload transport (article 2). Finally, the study of suspended material profiles using particle image velocimetry (PIV) photographs showed that the integration of the particle size distribution within the theoretical equation of Rousset suspended sediment profile improve the fitting to the observations (article 3). This study has therefore investigated the possibility to integrate more information within the empirical equations of sedimentary transport in laboratory work. The potential and limitations of the method are discussed. This new contribution of this high resolution imaging techniques is a promising avenue for experimental studies in the field of sediment transport and erosion.

**Keywords** PIV, CT scan, ADP, sediment transport, hydraulic flume



# Remerciements

Ce travail est dédié à la mémoire du professeur Bernard Long qui a consacré une partie de sa carrière à la création du Laboratoire multidisciplinaire de tomodensitométrie pour les ressources naturelles et le génie civil (INRS). Ce travail est une initiative de la Chaire de recherche en ingénierie côtière et fluviale, financée par le Ministère de la Sécurité publique et le Ministère des Transports du Québec. Cette recherche est également supportée par le groupe de Québec-Océan. Les travaux présentés n'auraient pu être réalisés sans la précieuse aide des assistants de recherche Mathieu DesRoches et Louis-Frédéric Daigle. De plus, une grande reconnaissance est attribuée à l'équipe de recherche en dynamique sédimentaire composée des professeurs Carl L. Amos, Hachem Kassem et Charlie Thompson du National Oceanography Centre (University of Southampton, UK) pour le développement des thématiques de recherche et leur accueil chaleureux. Les chercheurs Benoît Camenen et Emeline Perret de l'Irstea (Lyon-Villeurbanne) ont également contribué grandement aux idées scientifiques de cette thèse en collaboration avec la région du Rhône-Alpes et l'entremise du projet financier CMIRA ExploraPro. Je tiens également à remercier Justin Larivière et Janny Desgané pour leur aide lors des manipulations en laboratoire et pour l'analyse des données à titre de stagiaires au Centre Eau-Terre-Environnement de l'INRS. Finalement, le support du directeur de recherche Pierre Francus et du co-directeur de recherche Philippe Després a été essentiel dans cette réalisation. Un remerciement également aux réviseurs et examinateurs de cet ouvrage qui ont accepté généreusement de contribuer à cette recherche. Les amis, les collègues et la famille ont fourni un support inconditionnel m'ayant ainsi permis d'achever cet ouvrage.



# Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Remerciements	vii
Table des matières	ix
Liste des figures	xiii
Liste des tableaux	xix
Liste des abréviations	xxi
<b>I Synthèse</b>	<b>1</b>
<b>1 Introduction générale</b>	<b>3</b>
1.1 Mise en contexte de l'étude . . . . .	3
1.2 État de l'art . . . . .	5
1.2.1 État de l'art théorique . . . . .	5
1.2.2 État de l'art instrumental . . . . .	10
1.3 Problématique . . . . .	15
1.4 Objectifs et hypothèses . . . . .	16
<b>2 Méthodes</b>	<b>17</b>
2.1 Matériel de laboratoire . . . . .	17
2.1.1 Canal hydraulique . . . . .	17
2.1.2 Système de filtration d'eau . . . . .	18
2.1.3 Lit de sable . . . . .	19
2.1.4 Profileur acoustique à effet Doppler . . . . .	19
2.1.5 Vélocimétrie par images de particules . . . . .	20
2.1.6 Système de tomodensitométrie médical . . . . .	21
2.2 Montages expérimentaux . . . . .	23
2.2.1 Montage 1 : fond plat et rigide . . . . .	23
2.2.2 Montage 2 : lit fixe avec rides solides . . . . .	25
2.2.3 Montage 3 : lit de sable mobile . . . . .	27
2.3 Conditions expérimentales et protocole . . . . .	29
2.3.1 Écoulements unidirectionnels . . . . .	29

2.3.2	Élévation du lit de sable . . . . .	29
2.4	Étalonnage et contrôle de qualité . . . . .	30
2.4.1	Fluctuation des vitesses du fluide . . . . .	30
	Mesures acoustiques . . . . .	31
	Mesures optiques . . . . .	33
2.4.2	Positionnement des appareils . . . . .	35
2.4.3	Mesure de la densité absolue . . . . .	40
2.4.4	Transport solide . . . . .	41
<b>II</b>	<b>Articles</b>	<b>43</b>
<b>3</b>	<b>COMBINED X-RAY AND LASER IMAGING TECHNIQUE APPLIED TO SAND-BED PHYSICAL MODEL</b>	<b>45</b>
3.1	Abstract . . . . .	47
3.2	Introduction . . . . .	48
3.3	Materials and methods . . . . .	49
3.3.1	Physical model . . . . .	49
3.3.2	Experimental conditions . . . . .	50
3.3.3	Experimental setup . . . . .	52
3.3.4	CT scan measurements . . . . .	52
3.3.5	Particle image velocimetry . . . . .	53
3.3.6	Acoustic Doppler Profiler . . . . .	54
3.3.7	Hydrodynamic analysis . . . . .	55
3.3.8	Sand bed analysis . . . . .	58
3.4	Results and discussion . . . . .	60
3.4.1	Bed shear stress estimate . . . . .	60
	Local near bed measurements . . . . .	60
	Spatial average . . . . .	63
3.4.2	Bed roughness . . . . .	69
3.4.3	Sand bed dynamics . . . . .	73
3.4.4	Porosity . . . . .	76
3.5	Conclusions . . . . .	80
3.6	Bibliography . . . . .	81
<b>4</b>	<b>X-RAYS IMAGING FOR SAND TRANSPORT ESTIMATE IN FLUIDS: PART I. BEDLOAD</b>	<b>87</b>
4.1	Abstract . . . . .	89
4.2	Introduction . . . . .	89
4.3	Materials and methods . . . . .	91
4.3.1	Physical model . . . . .	91
4.3.2	Measurements . . . . .	92
	Bed shear stress . . . . .	92
	Bed density . . . . .	93
4.3.3	Experimental conditions . . . . .	94
4.3.4	Data analysis . . . . .	95
	Bed form velocity . . . . .	95
	Bedload transport estimate . . . . .	95

4.4	Results . . . . .	96
4.4.1	Ripples displacement . . . . .	96
4.4.2	Bottom of bedload layer . . . . .	100
4.4.3	Bedload layer thickness . . . . .	100
4.4.4	Bed porosity estimate . . . . .	105
4.4.5	Bedload transport . . . . .	108
4.5	Conclusions . . . . .	115
4.6	Bibliography . . . . .	116
<b>5</b>	<b>X-RAYS IMAGING FOR SAND TRANSPORT ESTIMATE IN FLUIDS: PART II. SUSPENDED LOAD</b>	<b>121</b>
5.1	Abstract . . . . .	123
5.2	Introduction . . . . .	123
5.3	Materials and methods . . . . .	125
5.3.1	Physical model . . . . .	125
5.3.2	Experimental conditions . . . . .	126
5.3.3	Flow properties . . . . .	128
5.3.4	Sand concentration . . . . .	128
	Water filtration . . . . .	128
	PIV . . . . .	128
	CT scan . . . . .	129
5.3.5	Suspended load . . . . .	130
	Measurement method . . . . .	130
	Theoretical equations . . . . .	131
5.4	Results and discussion . . . . .	131
5.4.1	Critical shear stress for sand suspension . . . . .	131
5.4.2	Effect of transport on flow properties . . . . .	132
5.4.3	PIV suspended sand profile . . . . .	133
5.4.4	CT scan density measurements . . . . .	139
5.4.5	Theoretical suspended sand profile . . . . .	142
5.4.6	Suspended load . . . . .	144
5.5	Conclusion . . . . .	146
5.6	Bibliography . . . . .	147
<b>6</b>	<b>Résultats et discussion</b>	<b>153</b>
6.1	Estimation de la contrainte cisaillement sur le lit . . . . .	153
6.1.1	Variabilité spatiale . . . . .	153
6.1.2	Comparaison des méthodes . . . . .	154
6.1.3	Seuil critique . . . . .	154
6.1.4	Effets des formes du lit . . . . .	155
6.2	Détection du volume des pores . . . . .	156
6.3	Dynamique du transport par charriage . . . . .	156
6.3.1	Vitesse de déformation du lit . . . . .	156
6.3.2	Épaisseur de la couche de charriage . . . . .	157
6.3.3	Charriage local . . . . .	157
6.4	Transport par suspension . . . . .	158
6.4.1	Profil des vitesses du fluide . . . . .	158
6.4.2	Profil de concentration des particules en suspension . . . . .	158

6.5	Transport total . . . . .	159
6.6	Développement et améliorations . . . . .	159
6.6.1	La méthode . . . . .	159
6.6.2	Les applications futures . . . . .	162
6.7	Bibliographie . . . . .	164
<b>III</b>	<b>Annexes</b>	<b>185</b>
<b>A</b>	<b>Description du système de tomodensitométrie</b>	<b>187</b>
<b>B</b>	<b>Artefacts principaux de la tomodensitométrie</b>	<b>195</b>
<b>C</b>	<b>Interaction sédiments-structure</b>	<b>201</b>

# Liste des figures

2.1	Schéma du montage expérimental du lit de sable mobile. Les deux réservoirs sont placés à chaque extrémité du canal. L'eau s'écoule du réservoir 1 vers le réservoir 2. L'eau est acheminée du réservoir 2 vers le réservoir 1 à l'aide d'une pompe liant les réservoirs d'une conduite par la base. Un écoulement unidirectionnel et quasi-permanent est généré par le système de pompage. . . . .	18
2.2	Montage 1 : mesures PIV et Vectrino II co-localisées en alternance (non synchronisé). L'ADP (noir) est déployé dans la même zone de mesures que le PIV (ligne noire pointillée). Deux caméras PIV (bleu) sont utilisées en mode stéréo pour obtenir les composantes 3D de l'écoulement du fluide dans un plan 2D (2D-3C). . . . .	24
2.3	Forme des rides 2D idéalisées, observées pour un écoulement de $0,25 \text{ m s}^{-1}$ , et conçue à partir des mesures de TDM. . . . .	25
2.4	Sculpture du modèle de rides (haut) et rides en plastique construites par thermofor-mage (bas). . . . .	26
2.5	Montage 2 : Les rides solides installées dans la partie centrale du canal. Le système PIV en mode stéréo est utilisé, caméras PIV en mode stéréo (2D-3C). . . . .	26
2.6	Montage 3 : expériences des rides de sable mobiles. Le système de PIV est fixé au scanner se déplaçant facilement sur des rails. . . . .	27
2.7	Montage 3 : expériences des rides de sable mobiles. Le canal est inséré dans le CT scan médical, avec le lit de sable fin de taille médiane de $217 \mu\text{m}$ et le système de PIV. . . . .	28
2.8	Contrainte de cisaillement dans le fluide mesurées par l'ADP (Vectrino II) au-dessus de la paroi d'acrylique du canal rempli d'eau seulement pour des conditions d'écoulement de la table 2.1 pour a) différentes fréquences d'échantillonnage et 5 minutes d'acquisition, et b) différents temps d'acquisition pour une fréquence d'échantillon-nage de 50 Hz. La ligne pointillée représente la pente 1:1. . . . .	32
2.9	Mesure des contraintes de cisaillement dans le fluide, moyennée dans l'espace du champ de vision, par le système de PIV au-dessus de la paroi d'acrylique du canal rempli d'eau seulement pour des conditions similaires à celles des montages 2 et 3 pour a) différentes résolution de grilles de vecteurs calculés et b) différents temps d'acquisition pour une résolution de grille de vecteurs de 0,5 mm. La ligne pointillée représente la pente 1:1. . . . .	34
2.10	Mesures PIV des différentes vitesses d'écoulement moyennées temporellement au-dessus de rides solides (ligne noire continue) pour des courants au fond de a) $0,12 \text{ m s}^{-1}$ b) $0,25 \text{ m s}^{-1}$ c) $0,30 \text{ m s}^{-1}$ d) $0,40 \text{ m s}^{-1}$ et e) $0,60 \text{ m s}^{-1}$ vers la droite. La hauteur verticale est normalisée par la dimension du montage. La longueur horizontale est normalisée par rapport à la longueur d'onde $\lambda$ des rides. La ligne représente la surface de la ride délimitée manuellement à partir des photographies. . . . .	37

2.11	Contraintes de cisaillement mesurées par PIV et dérivées par les 3 méthodes reliées aux fluctuations temporelles de l'écoulement (c.-à.-d., $\tau(z)_{Rxx}$ , $\tau(z)_{TKE}$ and $\tau(z)_{Rzz}$ ). Différentes vitesses d'écoulement moyennées temporellement au-dessus de rides solides sont illustrées pour des courants au fond de $12 \text{ m s}^{-1}$ (a, b et c), $0,25 \text{ m s}^{-1}$ (d, e et f), $0,30 \text{ m s}^{-1}$ (g, h et i), $0,40 \text{ m s}^{-1}$ (j, k et l) et $0,60 \text{ m s}^{-1}$ (m, n et o) vers la droite. La hauteur verticale est normalisée par la dimension du montage. La longueur horizontale est normalisée par rapport à la longueur d'onde $\lambda$ des rides. . . . .	38
2.12	Champ de vecteurs (rouge) de l'écoulement dans la zone des rides mesurés par le système PIV; a) $0,12 \text{ m s}^{-1}$ b) $0,25 \text{ m s}^{-1}$ c) $0,30 \text{ m s}^{-1}$ d) $0,40 \text{ m s}^{-1}$ et e) $0,60 \text{ m s}^{-1}$ vers la droite. En arrière-plan se trouvent les valeurs de vitesses moyennes du courant. La hauteur verticale est normalisée par la dimension du montage. La longueur horizontale est normalisée par rapport à la longueur d'onde $\lambda$ des rides. . . . .	39
3.1	Schematic view of the rectangular hydraulic flume inserted into a medical X-ray CT scanner. Left: The PIV system, laser (black) and cameras (blue), is fixed to the CT scanner by the structure, which moves on rails along the flume. Right: The field of view (black dashed line) of the PIV cameras (blue) in the hydraulic flume. The ADP (black) is deployed in the PIV measurement zone when the structure (CT scanner and PIV) is moved on the side. . . . .	52
3.2	Fluid shear stress over the sand bed for the different experiments 1 to 7 measured with the ADP using (top) the TKE, (middle) the Reynolds stress and (bottom) the Kim et al. (2000)'s modified TKE method. . . . .	62
3.3	Fluid shear stress over the sand bed for the different experiments measured by the PIV system using (top) the turbulent kinetic and the Reynolds stress methods (middle and bottom). The lines are the extrapolation of data point to the bed. The colors refer to the experiment number as defined in figure 3.2. . . . .	64
3.4	Velocity profiles measured with the PIV system for the different experiments (exp.) over the sand bed: a) space- and time-average, b) data fitting on the logarithmic regressions according to equation 3.1 used to calculate $\tau_0 \log$ and $z_0$ . . . . .	66
3.5	Clauser plot for the different sand bed experiments using PIV flow measurements. The straight line is the regression over the dots fitting the slope $\kappa=0,4$ using equation 3.2. The colors refer to the experiment number as defined in figure 3.2. . . . .	67
3.6	The ratio of $\tau_0 TKE$ and the downward depth-averaged flow velocity for every depth ( $\langle \bar{U}(z)_m \rangle_z$ ) over the bed for the different experiments measured with the PIV and the ADP above and below the dashed line, respectively. $S$ is the ripples steepness. .	68
3.7	Bed topography using long CT scan for sand bed experiments 3 to 7 during the PIV measurements. The experimental conditions are listed in table 3.1. The scans are acquired in the same zone than the PIV and the ADP. . . . .	71
3.8	Variogram parameters for sand bed experiments 2 to 7. The maximum value of $\gamma$ ( $\gamma_{max}$ ) determines the height of predominant sand bed structures and their length ( $L$ ). .	72
3.9	Top view (XY) of ripple displacement for experiment 3 (left to right). a) The background image of topography (gray) and in red the calculated vectors using the PIV stereo cross-correlation algorithm. b) The normalized difference of the two subsequent images used for the PIV tracking; the red color indicates sand deposition and the blue indicates bed erosion. . . . .	74

3.10 Top view (XY) of ripple displacement for experiment 4 (left to right). a) The background image of topography (gray) and in red the calculated vectors using the PIV stereo cross-correlation algorithm. b) The normalized difference of the two subsequent images used for the PIV tracking; the red color indicates sand deposition and the blue indicates bed erosion. . . . .	74
3.11 Top view (XY) of ripple displacement for experiment 5 (left to right). a) The background image of topography (gray) and in red the calculated vectors using the PIV stereo cross-correlation algorithm. b) The normalized difference of the two subsequent images used for the PIV tracking; the red color indicates sand deposition and the blue indicates bed erosion. . . . .	75
3.12 Top view (XY) of ripple displacement for experiment 6 (left to right). a) The background image of topography (gray) and in red the calculated vectors using the PIV stereo cross-correlation algorithm. b) The normalized difference of the two subsequent images used for the PIV tracking; the red color indicates sand deposition and the blue indicates bed erosion. The scan is here acquired in static mode, hence a narrower image, but acquired at a faster rate. . . . .	75
3.13 a) $HU$ values in the cross-section of the flume, in yellow is the sand, in green the water and in dark blue the air, b) the same cross-section with the piece of quartz in the sand bed, c) the calibrated image for sand bed density ( $\rho_s$ ) and d) the porosity ( $n$ ) estimated with $\rho_s$ . . . . .	78
3.14 Histogram of $HU$ porosity values extracted from the image of figure 3.13d. The band width is 0.03 the total number of point analyzed (N) is 262144. . . . .	79
4.1 Histogram of bed elevation according to the mean sand bed level for the experiments 3, 4, 5 and 6, with a scan length of 1.8, 0.34, 0.20 and 0.10 m, respectively. . . . .	98
4.2 Top view (XY) of the normalized volume of transported sand. In red is the region of sand accretion and in blue the region of sand erosion for the experiment 3 ( $\bar{U}_c=0.12 \text{ m s}^{-1}$ ). The current direction is to the right. . . . .	98
4.3 Top view (XY) of the local ripple velocity vectors and the CT scan bed topography in the background for the experiment 3 ( $\bar{U}_c=0.12 \text{ m s}^{-1}$ ). Current direction to the right. . . . .	99
4.4 Top view (XY) of the bed elevation for the experiment 3 positioning the bed elevation relative to $z=0 \text{ m}$ . The bottom of the bed load layer ( $\Delta_{min}$ ), the bedload layer thickness ( $\Delta_b$ ) and the ripple cross-section velocity are illustrated. The current direction is to the right. . . . .	101
4.5 Top view (XY) of the bed elevation for the experiment 4 positioning the bed elevation relative to $z=0 \text{ m}$ . The bottom of the bed load layer ( $\Delta_{min}$ ), the bedload layer thickness ( $\Delta_b$ ) and the ripple cross-section velocity are illustrated. The current direction is to the right. The two columns are two different measurements of bed dynamics. . . . .	102
4.6 Top view (XY) of the bed elevation for the experiment 5 positioning the bed elevation relative to $z=0 \text{ m}$ . The bottom of the bed load layer ( $\Delta_{min}$ ), the bedload layer thickness ( $\Delta_b$ ) and the ripple cross-section velocity are illustrated. The current direction is to the right. The three columns are three different measurements of bed dynamics. . . . .	103
4.7 Top view (XY) of the bed elevation for the experiment 6 positioning the bed elevation relative to $z=0 \text{ m}$ . The bottom of the bed load layer ( $\Delta_{min}$ ), the bedload layer thickness ( $\Delta_b$ ) and the ripple cross-section velocity are illustrated. The current direction is to the right. One measurement is presented, which is the only one with a high spatial correlation. . . . .	104

4.8	Cross-section view (YZ) of the <i>HU</i> values in the flume for the 6 experiments. A <i>HU</i> reference value is identified in the sand bed. . . . .	106
4.9	Average distribution of sand bed porosity ( <i>n</i> ) for the experiments 3 to 6 normalized to the counts number of the water porosity ( <i>n</i> =1). . . . .	107
4.10	Top view (XY) of the local volume of transported sand for the experiment 3 . Current direction to the right. . . . .	109
4.11	Top view (XY) of the local volume of transported sand for the experiment 4. Current direction to the right. . . . .	110
4.12	Top view (XY) of the local volume of transported sand for the experiment 5 . Current direction to the right. . . . .	111
4.13	Top view (XY) of the local volume of transported sand for the experiment 6 . Current direction to the right. . . . .	112
4.14	The Shields parameter $\theta$ estimated with different methods as a function of the mean flow velocity ( $U_c$ ). The Reynolds shear stress method for global measurements using the PIV data ( $\theta_{RX}$ global) are shown in black and local measurements using the ADP data ( $\theta_{RX}$ local) are shown in blue. The method of the log law is illustrated by the red curve and the quadratic law by the green curve both using the PIV measurements.	112
4.15	The bedload transport for every bed cross-section (YZ) for the experiments 3 to 6. The top of the box is the 75 <sup>th</sup> percentile and the bottom is the 25 <sup>th</sup> percentile of the bedload measurements. . . . .	113
4.16	Comparison of bedload transport equations for sand with measurements. The red and green curves represent the range of solution proposed by Van Rijn (2013) for sand. The blue curve is the Meyer & Müller equation (1948) for well sorted fine gravel at low transport stage (Fernandez-Luque and van Beck, 1976). The purple curve is fitted to the observations of this study and is extrapolated at the highest Shields parameter ( $\theta$ ). . . . .	114
5.1	The grain size distribution of pure sand of quartz used for the flume experiments. The $D_{50}$ is 217 $\mu m$ . . . . .	126
5.2	Suspended sand concentrations measured by filtration (markers) for experiments 1 to 7 as a function of the dimensionless shear stress coefficient $\theta$ , calculated with a constant drag coefficient based on observations (i.e, $C_d=0.02$ ) for 3 different depths over the sand bed. The lines represent the interpolation of observations for the 3 different sampling depths. . . . .	133
5.3	Combined images of flow and bed properties for experiments 1 to 4. First two columns: PIV image analysis of <i>TKE</i> and <i>TKE</i> turbulence production <i>P</i> for the cross-view section (XZ) of the flume (vertical). Third column : CT scan image of bed topography top view (XY) for the corresponding flow properties (horizontal). . . . .	135
5.4	Combined images of flow and bed properties for experiments 5 to 7. First two columns: PIV image analysis of <i>TKE</i> and <i>TKE</i> turbulence production <i>P</i> for the cross-view section (XZ) of the flume (vertical). Third column : CT scan image of bed topography top view (XY) for the corresponding flow properties (horizontal). . . . .	136
5.5	PIV image analysis. Left : the PIV photographs. Right: Intensity threshold on intensity value of the photographs to identify the sand grain (in yellow) for experiments 5 to 7. . . . .	137

5.6	Suspended sand concentration profiles interpretation using the PIV photographs and the observations. The PIV curves are calibrated with the suspended matter concentrations obtained from the fitted curves of figure 5.2. The lines below $h/d=0.2$ are the extrapolation of sand concentrations to the bed using water filtration measurements.	138
5.7	Cross-section view (YZ) of the canal ( $0.30\text{ m} \times 0.30\text{ m}$ ) for a null flow velocity ( $\bar{U}=0\text{ m s}^{-1}$ ) for the flat bed. In yellow is the sand, in green the water and in dark blue the air. a) $HU$ values with no quartz, b) $HU$ values with the piece of quartz, c) the calibrated image for dry sand density ( $\rho_s$ ) and d) the porosity estimated with $\rho_s$ .	140
5.8	Averaged $HU$ vertical profile of CT scan images measured by static scans for two different rotation times of the X-ray source a) $0.5\text{ s}$ and b) $1\text{ s}$ . The colors refer to the experiment number illustrated in figure 5.6. The profiles are the average of twenty $0.6\text{ mm}$ -thick slices obtained in the middle of the flume, and are illustrated as a function of the height above local bed elevation (i.e., the dashed black line). The legend refers to the measured sand suspended concentrations near the bed.	141
5.9	Longitudinal view (XY) of the bed surface density $\rho_s$ derived by delimiting the surface with a threshold value and converting the $HU$ values in densities by the porosity equation (Brunelle et al., in preparation - chapter 3).	141
5.10	The sum of suspended sand Rousse profiles for every grain size class (i.e., a to f). The $z$ is the height above the mean bed elevation, $d$ is the water depth and $a$ is the bed roughness height.	143
5.11	Velocity profiles measured with the PIV system. The velocities are extrapolated at the bed using the Vectino II measurements.	144
5.12	Suspended sand load as a function of the height above the bed. The profile is the multiplication of the suspended sand profiles by the velocity profiles measured with the PIV	145
6.1	Transport total du sable, incluant charriage et suspension, en fonction de la contrainte de cisaillement relative sur le fond selon la valeur de cisaillement critique du transport par charriage.	160
C.1	Montage (4) d'une conduite horizontale de $0,03\text{ m}$ de diamètre reposant sur le lit de sable dans le canal hydraulique.	202
C.2	Montage 4 : Les mesures CT scan sont effectuées dans la même zone de mesures que le PIV de façon synchronisée. Une caméra PIV est utilisée (bleue) obtenant les composantes 2D de l'écoulement. Le laser (noir) est incliné pour éclairer les particules de sables dans la zone de mesure du CT scan. Le miroir est situé à la limite de la zone intérieure de mesures du scan et positionné face au laser.	202
C.3	Montage 4 (Vue de haut): mesures PIV et CT scans co-localisées et synchronisées, caméra PIV en mode mono (2D-2C).	203
C.4	Lit de sable ("sand bed") avec conduite horizontale ("pipe"). L'échelle de couleur représente l'écoulement local moyen en $\text{m s}^{-1}$ . La conduite est suspendue et immobile. Dans cette configuration de montage (4), le PIV est fixé au CT scan et des mesures sont réalisées dans la même zone, soit à l'intérieur du CT scan. L'écoulement est de la gauche vers la droite et le courant augmente pour chacune des figures présentées ci-haut.	204



# Liste des tableaux

2.1	Propriétés globales des écoulements unidirectionnels générés dans le canal hydraulique pour réaliser les expériences des montages 1, 2 et 3. Les valeurs présentées sont les conditions recherchées avec les erreurs et les incertitudes associées lors de la mesure.	29
3.1	Sand bed experimental conditions for different flow velocity, water depth ( $d$ ) and discharge ( $Q$ ) for different transport mode; with and without sand transport (including bedload and suspension). The depth-averaged fluid velocity ( $\bar{U}_m$ ), the mean fluid velocity ( $\bar{U}_c$ ), the standard deviation of bed elevation ( $\sigma_\Delta$ ), the fluid Reynolds ( $R_e$ ) and Froude ( $F_r$ ) numbers, the suspended sediment concentrations near the bed ( $C_{z=0.01m}$ ) are presented. . . . .	51
3.2	The CT scan length and time between scans as a function of the mean flow velocity near the bed ( $U_{h/d}=0.05$ ). The grid resolution of the velocity vector field calculated by the PIV stereo cross-correlation algorithm is indicated. . . . .	59
3.3	Different methods of sand bed shear stress ( $\tau_0$ ) estimation measured by the ADP for each experiment (exp.). The $\theta$ and $Re^*$ parameters are calculated with $\tau_0 R_{xz}$ values. . . . .	61
3.4	Different methods of sand bed shear stress ( $\tau_0$ ) estimation measured by the PIV (2D-3 components) for each experiment (exp.). The values are related to hydraulic roughness length ( $z_0$ ) calculated with $\tau_0 \log$ . . . . .	63
3.5	The drag coefficient $C_d$ for each experiment (exp.) over the bed using $\tau_0 TKE$ and $U_c$ according to equation 3.3, the bed roughness height ( $k_s = 30 z_0$ ), the ratio of ripple height $\gamma_{max}$ and the corresponding length $L$ index of variogram analysis, the ripple steepness $S$ ( $\gamma_{max}/L$ ) and the $a_r$ coefficient referring to Soulsby (1997)'s expression of equation 3.9. . . . .	70
3.6	The spatial average in $x$ and $y$ direction of ripple velocity ( $V_{rmean}$ ) as a function of the mean flow velocity ( $\bar{U}_c$ ) and the bed shear stress measured with temporal flow fluctuations ( $\tau_0 R_{xz}$ ). The standard deviation of the ripple velocity is indicated in parentheses. . . . .	73
4.1	Sand bed experimental conditions for the different mean flow velocities ( $\bar{U}_c$ ), water depth ( $d$ ), the bed shear stress $\tau_0 R_{xz}$ , ripple height ( $\gamma_{max}$ ), ripples length $L$ and ripples steepness $S$ , the mean ripple velocity in the cross-section of the flume $V_{rmean}$ . The deviation standard is in parentheses. . . . .	94
4.2	Spatial averages ( $x,y$ ) of local measurements for the bedload layer thickness ( $\Delta_b$ ), ripples velocity in the $x$ direction $V_{r x mean}$ , the volume of transported sand $Vol_{sand mean}$ as a function of the mean flow velocity $\bar{U}_c$ including the standard deviation in parentheses. . . . .	100

4.3 The non dimensional bedload estimate measured ( $q_b^*$ ) versus $q_b^*$ calculated with equation of Meyer-Peter & Müller (1948) as a function of the bed shear stress calculated with the quadratic stress law ( $\tau_0 = \rho C_d \bar{U}_c^2$ ), where $C_d$ is equal to 0.02 for rippled bed and 0.005 for flat bed based on observations. The calculated porosity is 0.45 and $\rho_s$ is estimated to $1200 \text{ kg m}^{-3}$ . . . . .	109
5.1 Experimental conditions for the sand bed experiments, including the non dimensional ( $q_b^*$ ) and dimensional ( $q_b$ ) measured bedload as a function the water depth ( $d$ ), the ripple steepness ( $S$ ), mean flow velocity ( $\bar{U}_c$ ), bed shear stress ( $\tau_0$ ), friction velocity ( $u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$ ), Reynolds grain parameter $Re^*$ and Shield parameter $\theta$ . . . . .	127
5.2 Settling velocity $w_s$ , Rouse number $R$ , mean grain size diameter $d_m$ or the different grain size classes and proportional $C_A$ calculated from the observations. . . . .	142

# Liste des abréviations

Symbol	Définition	Unité
$C_d$	Coefficient de traînée	-
$C(z)$	Profil de la matière en suspension	$\text{g L}^{-1}$
$d$	Profondeur d'eau	m
$D_i$	Diamètre des grains du $i^{th}$ percentile	m
$F_r$	Nombre de Froude	-
$Q$	Débit	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$
$L$	Indice de longueur du variogramme	m
$R_e$	Nombre de Reynolds	-
$R_{e*}$	Nombre de Reynolds pour les grains	-
$R$	Nombre de Rouse	-
$S$	Pente des structures du lit de sédiments	-
$TKE$	Énergie cinétique turbulente	$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$
$u_*$	Vitesse de friction	$\text{m s}^{-1}$
$u, v, w$	Composantes de la vitesse du fluide directions $x, y$ et $z$	$\text{m s}^{-1}$
$U$	Vitesse moyenne du fluide	$\text{m s}^{-1}$
$x, y, z$	Axes longitudinal, transverse et vertical	-
$z_0$	Longueur de la rugosité hydraulique	m
$\Delta$	Élévation du lit de sable	m
$\gamma$	Indice de hauteur du variogramme	m
$\kappa$	Constante de Von Karman	-
$\lambda_r$	Longueur d'onde significative des rides	m
$\nu$	Viscosité cinématique de l'eau	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$\theta$	Paramètre de Shield	-
$\rho$	Densité de l'eau	$\text{kg m}^{-3}$
$\rho_s$	Densité du lit de sable sec	$\text{kg m}^{-3}$
$\rho_{sand}$	Densité des grains de sable	$\text{kg m}^{-3}$
$\tau_{ij}$	Contrainte de cisaillement du fluide directions $ij$	$\text{N m}^{-2}$
$\tau_0$	Contrainte de cisaillement du fluide à la paroi	$\text{N m}^{-2}$
$W_s$	Vitesse de chute des sédiments	$\text{m s}^{-1}$
$\overline{\phantom{x}}$	Moyenne temporelle	-
$\langle \rangle$	Moyenne spatiale	-
$'$	Fluctuation temporelle	-
$\sim$	Fluctuation spatiale	-



Première partie

Synthèse



# **Chapitre 1**

## **Introduction générale**

### **1.1 Mise en contexte de l'étude**

Les modèles de transport sédimentaire sont des outils essentiels pour la gestion des milieux côtiers notamment pour l'entretien des voies maritimes, les opérations de dragage, les risques d'érosion et d'inondation, ainsi que pour les modèles environnementaux notamment de la qualité de l'eau et de déversement d'hydrocarbures. Le développement de nouvelles connaissances fondamentales à propos des mécanismes de cette dynamique serait donc bénéfique notamment à notre compréhension des phénomènes de transport sédimentaire en milieu océanique, côtier ou fluvial, que ce soit pour les fleuves, les deltas, les estuaires ou les plateaux continentaux. Bien que plusieurs études en milieux naturels aient été réalisées, les résultats demeurent spécifiques aux cas étudiés. C'est pourquoi les modèles physiques en laboratoire sont utilisés pour mieux comprendre la physique fondamentale des systèmes afin de quantifier le transport sédimentaire. Les méthodes de mesure en laboratoire se sont grandement améliorées récemment, et ce notamment en dynamique des fluides et en science des matériaux. Ceci permet maintenant d'acquérir une grande quantité d'informations parfois d'un nouveau type pour l'étude de ces modèles physiques. Il serait donc approprié d'exploiter le potentiel des nouvelles technologies de pointe afin de renouveler notre connaissance du problème d'hydrodynamique sédimentaire. Il est plus particulièrement souhaitable de proposer de nouvelles applications pour l'étude du transport de sédiments.

Parmi ces méthodes se trouve celle de la tomodensitométrie (TDM) étant un système d'imagerie 3D par rayons X. Bien que les domaines d'application de la tomodensitométrie soient très vastes, allant de la médecine jusqu'aux sciences des matériaux, les limitations et le potentiel en science de la terre sont toujours à l'étude. De façon générale, l'utilisation de cette méthode est appliquée en sciences de la terre pour les mesures de densités relatives et de porosité des matériaux non homogènes (Ketcham & Carlson, 2001; Otani & Obara, 2004; Ketcham & Iturrino, 2005). Cette technique est notamment utilisée pour l'étude des carottes de forage. Dans le domaine pétrolier, ce type d'analyse permet de déterminer l'hétérogénéité, la porosité, la saturation de fluide et la distribution de la perméabilité des réservoirs de pétrole pour des fins de modélisation numérique (Honarpour, 1985; Kantzas et al., 1992; Peters et al., 1992; Van et al., 2000). La tomodensitométrie s'applique de la même façon aux études de paléoclimatologie par la caractérisation de carottes sédimentaires (Guyard et al., 2011; Cuven et al., 2011; Beaudoin et al., 2016), de la glace (Crabeck et al., 2016) et de pergélisol (Calmels & Allard, 2008; Ducharme, 2016). Il est également possible de discriminer les différents matériaux qui la composent (Alves et al., 2015).

Récemment, de nouvelles études se sont penchées sur les possibles applications de la TDM pour l'étude du transport sédimentaire (Yamada et al., 2013; Montreuil, 2014; Tilston et al., 2015). Des applications similaires existent en dynamique des fluides. L'imagerie par tomodensitométrie est notamment utilisée pour caractériser les propriétés des écoulements multiphasiques tels que pour les mélanges gaz-fluide (Tschentscher et al., 2013; Rabha et al., 2015) appliquée pour les recherches en chimie industrielle. La technique d'imagerie par tomodensitométrie est également utilisée pour les études en hydrogéologie notamment dans le domaine de l'agriculture et des sols (Tollner et al., 1991; Mooney et al., 2012). Par le biais d'expériences contrôlées en laboratoire, cette méthode permet d'observer l'évolution de racines, la présence d'insectes et de vers en fonction de l'humidité et de la compacité des sols (Joschko et al., 1993; Kuka et al., 2013). La TDM est par ailleurs utilisée pour modéliser l'écoulement interstitiel et la propagation d'un contaminant dans les sédiments (Périard, 2015; Mukunoki et al., 2016). Cette étude vise ainsi à explorer le potentiel de la technique de tomodensitométrie pour l'étude du transport sédimentaire en laboratoire dans le but d'extraire de nouvelles informations.

Pour ce faire, un montage expérimental combinant un système de TDM et de vélocimétrie par images de particules, ce dernier calculant les vitesses du fluide, est utilisé. L'approche expérimentale est une continuité des travaux réalisés par Montreuil (2014). Ces travaux ont montré la possibilité de quantifier la densité du lit de sédiments et la vitesse de déplacement des rides. De plus, les résultats ont également caractérisé la variation de la contrainte de cisaillement sur la surface des différentes parties de la ride. Par contre, les travaux se concentrent principalement sur l'étude de la dynamique locale aux alentours d'une seule ride donnant peu d'informations sur l'aspect global du transport sédimentaire. D'autre part, certaines questions demeurent, à savoir quelle est 1) la précision de la mesure de porosité du lit de sédiments, 2) la limite de détection des particules en suspension et 3) la rapidité des systèmes d'acquisition pour déterminer la dynamique temporelle (4D) des modèles physiques. Cette étude vise donc à étendre la portée des travaux réalisés précédemment en appliquant la méthode de tomodensitométrie aux propriétés globales des surfaces libres de sédiments fins et non cohésifs sous l'action des écoulements unidirectionnels pour l'étude du transport actif. Les nouvelles expériences réalisées dans cet ouvrage permettront ainsi de quantifier le transport total de sédiments et d'investiguer la possibilité d'améliorer la quantification de celui-ci.

## 1.2 État de l'art

### 1.2.1 État de l'art théorique

Le premier mode de transport des sédiments est par suspension. La mise en suspension des sédiments se produit lorsque l'écoulement atteint une vitesse critique selon la taille des grains. Shields (1936) a ainsi proposé un seuil de mouvement pour une contrainte adimensionnée de cisaillement (c.-à-d., paramètre de Shields  $\theta$ ). Lorsque la contrainte atteint la valeur de seuil, les grains se déplacent alors en contact quasi permanent avec le fond par roulement et petits sauts. Lorsque le courant est suffisamment intense et que la taille des sédiments est relativement fine, les grains peuvent être ainsi transportés par suspension dans la colonne d'eau ( Soulsby, 1997). Les particules demeurent en suspension lorsque la vitesse de friction sur le lit ( $u_*$ ) excède la vitesse de chute ( $w_s$ ). Lorsque la vitesse de friction est plus faible que la vitesse de chute, le transport est majoritairement par charriage sur le fond (Bagnold, 1966). Il est également possible de considérer un troisième mode de

transport, par saltation, qui est un mode intermédiaire entre le charriage et la suspension (Yalin, 1972); les particules se propagent par de plus grands bonds au-dessus du lit. Cependant, on divise communément le transport total de sédiments ( $q$ ) par les deux modes principaux: suspension ( $q_s$ ) et charriage ( $q_b$ ), de sorte que :

$$q = q_s + q_b \quad (1.1)$$

Pour les sédiments fins, la formation de rides et de dunes constitue la principale caractéristique du processus de charriage. Les rides se propagent de la même façon que les dunes vers l'aval par l'érosion de son talus amont et la migration des grains vers les fronts les plus abruptes. Pour des courants de vitesses comparables à celles de la nature, le mode de transport de toutes les classes granulométriques du sable si situe entre le charriage et la suspension. On utilise la mesure de la contrainte de cisaillement du fluide ( $\tau$ ), une force par unité de surface, au niveau du lit de sédiment pour déterminer un seuil critique ( $\tau_{cr}$ ) qui engendre le mouvement des particules :

$$\tau \geq \tau_{cr} \quad (1.2)$$

La valeur de  $\tau_{cr}$  augmente avec la taille des sédiments pour une distribution unimodale (Wilcock, 1993). La contrainte de cisaillement exercée par le fluide est définie de différentes façon selon l'écoulement. En théorie, la dynamique de la partie supérieure de la couche limite est gouvernée par la turbulence alors que la partie inférieure est dominée par les forces visqueuses, la couche limite étant l'interface de la transition entre l'écoulement principal et la paroi (Liu, 2001). Dans la couche turbulente, la contrainte de cisaillement ( $\tau$ ) du fluide est reliée aux fluctuations de petites échelles des vitesses du fluide et est appelée contrainte de cisaillement turbulente ( $\tau_t$ ) (Cousteix, 1989). La composante visqueuse ( $\tau_\nu$ ) est prédominante dans la couche limite près du lit de sédiments. La contrainte de cisaillement dans la couche visqueuse est alors seulement une fonction du gradient vertical des vitesses horizontales. La contrainte de cisaillement total est donc une somme de ces deux composantes :

$$\tau = \tau_t + \tau_\nu \quad (1.3)$$

Pour les couches limites turbulentes, ce qui est vrai dans la majorité des études en dynamique sédimentaire, les forces d'inertie sont plus importantes que les forces visqueuses. Dans ce cas, la partie visqueuse de la couche limite est négligeable. On considère que le terme  $\tau_t$  est dominant. La valeur de cisaillement au niveau du fond ( $\tau_0$ ) est alors essentiellement une expression des fluctuations à petite échelle du courant. L'estimation de  $\tau_0$  est fondamental cosidérant que les équations classique empiriques en dépendent grandement (Sternberg, 1971; Grant, 1979).

La valeur de  $\tau_0$  peut être estimée à partir de la loi logarithmique. L'écoulement de la couche limite extérieure correspond théoriquement au profil de cette loi. Les mesures de courants parallèle à la paroi permettent de déterminer la rugosité hydraulique  $z_0$ , reliée à la rugosité de la surface solide, ainsi que la vitesse de friction  $u_*$  et la contraite  $\tau_0$ .  $z_0$  est une constante d'intégration de la loi logarithmique et représente en fait la hauteur à laquelle la vitesse de l'écoulement est nulle près de la paroi, et ce pour des fins mathématiques seulement. Cette hauteur est très petite et l'incertitude des calculs peut amener une grande variabilité dans son estimation. L'équation logarithmique ne s'applique cependant que pour des conditions d'écoulement particulière (c-à-d., écoulement permanent et contrainte de cisaillement dans le fluide constante) rarement respectées pour les écoulements avec lit mobile de sédiments. Il est possible d'estimer de façon directement proportionnelle la rugosité hydraulique par la rugosité dite apparente  $k_s$  du lit de sédiments (Nikuradse, 1933). Cette dernière se quantifie notamment empiriquement par la taille des grains ou la forme du lit de sédiments incluant les rides et les dunes. Sinon, outre la loi logarithmique, il est également possible de calculer la contrainte  $\tau_0$  à l'aide des fluctuations temporelles de la vitesse des fluides (Pope, 2001).

L'écoulement dans la couche limite turbulente est composé de structures intermittentes (Heathershaw, 1974) de sorte que l'écoulement ne soit pas laminaire (Kline et al., 1967; Praturi & Brodkey, 1978). Ceci entraîne la formation de rides ce qui augmenterait l'intensité du processus de mélange des particules et de leur concentration dans la colonne d'eau pour une même valeur de cisaillement au fond (Ikeda, 1980; Van Rijn, 1984b). La dimension de ces formes peut être déterminée par des équations empiriques nécessitant des coefficients de calibration (Van Rijn, 1984c). Ainsi, au fur et à mesure que le lit de sédiments se déforme s'ensuit un ajustement permanent de la morphologie par les processus d'érosion et de dépôt. La morphologie du lit varie spatialement et

temporellement. Au niveau du lit de sédiments, on parle alors plutôt de la partie de la contrainte de friction reliée à la taille des grains ( $\tau_{0g}$ ) et de l'autre, reliée à la contrainte de l'effet de forme du lit de sédiments ( $\tau_{0f}$ ) :

$$\tau_0 = \tau_{0g} + \tau_{0f} \quad (1.4)$$

où  $\tau_0$  est par définition une fonction de la vitesse de friction ( $u_*$ ), tel que  $u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$ . Il est par contre difficile de quantifier la contribution relative des forces de friction (c-à-d., taille des grains) et de l'effet de trainée (c-à-d., forme des rides) sur le transport sédimentaire total.

Les équations du transport sédimentaire utilisent fréquemment des nombres adimensionnels. Ceci permet de comparer des mesures réalisées dans différentes conditions mais proportionnellement similaires. Ainsi, les paramètres indépendants ( $x_1, x_2, \dots, x_n$ ) déterminant le transport sédimentaire, tels que la profondeur d'eau, la taille et la densité des grains, la viscosité cinématique de l'eau, sont regroupés sous forme de nombres adimensionnels ( $X_1, X_2, \dots, X_n$ ) avec la vitesse de friction et sont utilisés dans les équations de transport tel que :

$$q = f(X_1, X_2, \dots, X_n) \quad (1.5)$$

Le transport total net de sédiments, incluant la matière en suspension et le charriage, est ainsi principalement une expression de la contrainte de cisaillement sur le fond ainsi que des propriétés physiques des sédiments (Bagnold, 1956; Bagnold, 1966; Collins & Rigler, 1982; Van Rijn, 1984c). On exprime de façon générale les équations de transport en fonction de la valeur critique de cisaillement initiant le mouvement des particules ( $\tau_{cr}$ ). Pour le calcul du transport des sédiments en suspension ( $q_s$ ), on résout normalement l'équation de conservation de masse par advection-diffusion :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \nabla \cdot (\epsilon_s \nabla C) - \nabla \cdot (\mathbf{v}C) + E - D \quad (1.6)$$

où  $C$  est la concentration de sédiments en suspension,  $\epsilon_s$  est le coefficient de diffusion de masse des sédiments,  $\mathbf{v}$  est le champ des vitesses du fluide. Lorsque la divergence du gradient de concentration est positive (c.-à-d., que la concentration est élevée) il y a diffusion, et inversement (premier

terme de l'équation 1.6). Les sédiments sont également advectés contribuant au profil de matière en suspension. Ces paramètres et équations sont généralement discrétisés par classe de la taille des grains. Les paramètres additionnels devant être appliqués pour modéliser la dynamique sédimentaire à l'interface fluide-sédiments sont le taux de déposition et de la remise en suspension des grains. Le taux de déposition ( $D$ ) dépend de la vitesse de chute des sédiments ( $w_s$ ) et le taux d'érosion ( $E$ ) dépend du coefficient de mélange vertical et du gradient ( $\epsilon_{s,z}$ ) du profil de matière en suspension tel que :

$$E - D = \epsilon_{s,z} \frac{\partial C}{\partial z} - w_s C \quad (1.7)$$

Les coefficients de l'équation 1.7 doivent cependant être approximés et l'équation de Rouse (Rouse, 1937; Rouse, 1938) permet, entre autres, de déterminer le gradient du profil de sédiments en suspension. Pour le transport par charriage ( $q_b$ ), les solutions demeurent généralement empiriques (Van Rijn, 2003). Il est en effet complexe de résoudre analytiquement le problème tel qu'énoncé par l'équation du transport d'Exner (1920, 1925) :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} \propto \nabla \cdot (q_b) - S \quad (1.8)$$

où  $\eta$  est l'élévation de la surface du lit de sédiments et  $S$  une source extérieure de sédiments. Le terme source du transport par charriage peut être relié aux termes de dépôt des équations de transport par suspension (Paola, 2005). Il n'existe pas ainsi de solution universelle régissant l'évolution de l'ensemble des domaines du transport sédimentaire. Des dizaines de formules ont été proposées depuis un peu plus d'un siècle de recherche active sur ce sujet, chacune d'entre elles ayant été établie pour des conditions hydrauliques et sédimentaire particulières pour quantifier le transport total (Meyer-Peter & Müller, 1948; Ackers & White, 1973; Engelund & Fredsøe 1976; Van Rijn, 1993). L'équation de Exner est facilement applicable à des mesures locales d'élévation du lit. Par ailleurs, l'utilisation de l'équation de conservation de masse est également comparable aux mesures en reliant la variation temporelle du bilan de masse ( $\rho$ ) au champ de vitesse ( $\mathbf{u}$ ) de la masse déplacée :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) \quad (1.9)$$

### 1.2.2 État de l'art instrumental

Il est normalement nécessaire d'effectuer un étalonnage des coefficients empiriques pour utiliser les équations du transport de sédiments. Il est alors nécessaire de se doter de modèles physiques. Ces modèles sont souvent une reproduction à plus petite échelle d'un système physique. Un des avantages de ces modèles réduits est qu'il n'est pas nécessaire de résoudre les équations du mouvement à l'aide d'approximations. Il est également possible d'isoler en laboratoire certaines composantes des mécanismes complexes des phénomènes naturels. De plus, il est possible dans ce cas d'échantillonner à plus haute résolution spatiale et temporelle des phénomènes qu'il ne serait pas possible d'observer autrement. Les modèles physiques demeurent ainsi une façon très intuitive de comprendre et de solutionner les problèmes complexes reliés à la dynamique sédimentaire. Par contre, un des principaux désavantages est l'effet d'échelle pour lequel il est nécessaire de conserver en proportion les forces dominantes du système (Hughes, 1993). Il peut être également difficile d'éliminer les artefacts reliés au montage expérimental.

Il n'en demeure pas moins que les modèles physiques demeurent largement utilisés en laboratoire notamment pour améliorer les modèles numériques. Pour reproduire un phénomène à la l'aide d'un modèle physique à une plus petite échelle, il est important de déterminer dans un premier temps les variables physiques affectant les processus étudiés. Les unités de bases de ces variables doivent correspondre aux unités des forces appliquées (c.-à-d., longueur, temps, masse, etc.). Ainsi, les paramètres du modèle (c.-à-d., vitesse, force, contrainte, etc.) sont une composition des unités fondamentales du système. Le nombre de paramètres peut rapidement augmenter pour un système physique donné. L'analyse dimensionnelle permet alors de diminuer le nombre de variables en créant des nombres adimensionnels par le produit des paramètres fondamentaux. Cela permet également d'établir le nombre de variables indépendantes du système. Il existe plusieurs nombres adimensionnels pour décrire l'hydrodynamisme de l'écoulement. Les nombres principaux utilisés sont le nombre de Reynolds et Froude. Le nombre de Reynolds exprime le rapport entre les forces inertielles et visqueuses (équation 1.10) tandis que le nombre de Froude quantifie le rapport des forces inertielles et de gravité (équation 1.11). L'essentiel est de respecter la similitude de ces coefficients entre le modèle réel et le modèle réduit à l'aide des nombres adimensionnels pour des géométries semblables

afin d'interpréter correctement les résultats.

$$Re = \frac{VL}{\nu} \quad (1.10)$$

$$Fr = \frac{V^2}{\sqrt{gL}} \quad (1.11)$$

où  $V$  es la vitesse moyenne de l'écoulement,  $L$  la grandeur caractéristique (telle que la profondeur d'eau),  $\nu$  la viscosité de l'eau et  $g$  l'accélération gravitationnelle. Les équivalents du nombre de Reynolds et de Froude ( $Re_*$  and  $Fr_*$ ) existent pour la dynamique sédimentaire, en utilisant la vitesse de friction  $u_*$  et la taille des grains de sédiments comme critères, afin d'assurer la similitude entre les modèles :

$$Re* = \frac{u_* D_{50}}{\nu} \quad (1.12)$$

$$Fr* = \frac{u_*^2 \rho}{(\rho_s - \rho)gd} \quad (1.13)$$

où  $\rho$  est la densité de l'eau,  $\rho_s$  la densité des sédiments secs,  $D_{50}$  le diamètre des grains du 50<sup>ème</sup> percentile et  $d$  la profondeur d'eau. Cependant, il est souvent difficile, voire impossible, de respecter toutes ces conditions à la fois. Il est alors prioritaire d'assurer une similarité. Dans ce cas, il est nécessaire d'approximer les paramètres de l'expérience pour avoir des résultats satisfaisants selon les processus dominants de l'expérience. Pour un modèle de lit de sable mobile et non cohésif, il est nécessaire de respecter en premier lieu le critère de densité relative des sédiments par rapport à la densité de l'eau ( $\rho_s/\rho$ ) et d'utiliser la taille réelle des grains. Pour déterminer la contrainte de cisaillement adimensionnelle on utilise la similitude de Shields quantifiée par le nombre non dimensionnel  $\theta$  suivant :

$$\theta = \frac{\tau_0}{(\rho_s - \rho)gD_{50}} \quad (1.14)$$

Le nombre de Froude est important surtout pour les surfaces libres (i.e., vagues), considérant qu'il montre l'importance des forces relatives de la gravité par rapport au poids des particules. Le nombre de Reynolds devient plus important dans l'étude de la couche limite où les forces visqueuses deviennent non-négligeables. Cependant, il est souvent difficile de respecter toutes ces conditions à la fois. Il est alors nécessaire d'assurer une similarité de l'expérience. Dans ce cas, les paramètres de l'expérience sont approximés pour avoir des résultats satisfaisants. Par définition, le facteur d'échelle ( $N$ ) est le rapport entre les valeurs des paramètres du prototype et celles du modèle réduit. Par exemple, le rapport des dimensions en termes de longueurs ( $N_L$ ) permet de respecter le principe de similitude pour la géométrie du modèle. Les nombres adimensionnels présentés dans cette étude doivent donc être utilisés pour interpréter les résultats à différentes échelles. Le nombre de Reynolds doit être équivalent pour le modèle physique tel que :

$$\frac{N_L N_V}{N_\nu} = 1 \quad (1.15)$$

où le facteur d'échelle de la viscosité cinématique ( $N_\nu$ ) est égal à 1. Pour le nombre de Froude, le rapport entre le prototype et le modèle est exprimé ci-dessous prenant la racine carré de l'équation 1.11 :

$$\frac{N_V}{\sqrt{N_g N_L}} = 1 \quad (1.16)$$

Considérant que le facteur d'échelle de vitesse ( $N_V$ ) est un rapport entre les unités de longueur ( $N_L$ ) et le temps ( $N_T$ ) et que le rapport d'échelle de la gravité ( $N_g$ ) étant égal à 1, on obtient que le rapport d'échelle de temps est donc directement proportionnel à la racine carrée de l'échelle géométrique des longueurs :

$$\sqrt{N_L} = N_T \quad (1.17)$$

Si l'écoulement n'est pas uniforme et qu'il est non permanent, les variations d'échelle temporelles devraient alors respecter également la condition de l'équation 1.17. Pour les écoulements permanents de cette étude (c.-à-d., sans vagues), les équations 1.16 et 1.15 seulement peuvent s'appliquer. De

plus, pour les niveaux d'eau constant les effets de tensions de surface sont négligés.

Pour estimer la contrainte de cisaillement sur lit, les mesures de fluctuations temporelles des vitesses du fluide  $u'$ ,  $v'$  et  $w'$  dans les axes longitudinal, transversal et vertical, respectivement sont utilisées. Les fluctuations sont par définition la soustraction entre la mesure et la moyenne temporelle des vitesses du fluide de sorte que chaque composante s'exprime tel que  $u' = u - \bar{u}$ ,  $v' = v - \bar{v}$  and  $w' = w - \bar{w}$ . Pour la contrainte de Reynolds, la contrainte sur le lit de sédiments ( $\tau_0$ ) s'exprime selon les composantes  $u'$  et  $w'$  :

$$\tau_{0 Rxz} = -\rho \left[ \overline{u'w'} \right]_{z=0} \quad (1.18)$$

Pour la méthode TKE, les trois composantes de turbulence sont utilisées pour estimer  $\tau_0$  par un facteur empirique ( $C_{TKE}=0.19$ ) (Soulsby, 1983):

$$\tau_{0 TKE} = C_{TKE} \left[ \rho 0.5 \left( \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) \right]_{z=0} \quad (1.19)$$

Il est également possible d'utiliser seulement les vitesses verticales du fluide ( $\overline{w'^2}$ ) tel que décrit à l'équation 1.19, définissant la contrainte de Reynolds  $R_{zz}$  et pouvant quantifier  $\tau_0$  utilisant une valeur différente du coefficient empirique  $C$  value ( $C_{Rzz}=0.9$ ) (Kim et al., 2000):

$$\tau_{0 Rzz} = C_{Rzz} \left[ \rho 0.5 \left( \overline{w'^2} \right) \right]_{z=0} \quad (1.20)$$

Ces équations sont facilement applicables aux mesures en laboratoire pour des résolutions des vitesses de courant suffisantes. L'équation de la loi logarithmique peut être également utilisée, si applicable :

$$\overline{U}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) \quad (1.21)$$

Où  $\kappa$  est la constante de von Karman ( $\kappa = 0.41$ ),  $z$  la hauteur au-dessus du lit de sédiments.  $\overline{U}(z)$  est la moyenne temporelle des vitesses horizontales à la hauteur  $z$  et est défini par  $\overline{U}(z) = \sqrt{\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}}$ . Cette équation est par contre plus difficilement applicable et diffère considérablement lorsque comparée aux méthodes des fluctuations pour les montages en laboratoire (Biron et al., 2004). Une fois

que les contraintes de cisaillement sont connues, l'intérêt est de les relier aux transports totaux de sédiments. Les méthodes classiques de mesure du transport par suspension comprennent la filtration de l'eau. Pour le charriage, les trappes qui recueillent les sédiments à la sortie du canal sont utilisés. La vitesse de l'écoulement moyen  $\bar{U}$  peut également être reliée à la contrainte de cisaillement sur le fond par l'expression de la loi quadratique :

$$\tau_0 = \rho C_d \bar{U}^2 \quad (1.22)$$

où  $\rho$  est la densité de l'eau et  $C_d$  le coefficient de trainée pour une profondeur d'eau donnée (Soulsby, 1983). Cette expression est particulièrement utile pour les modèles intégrés sur la verticale reliant la contrainte de cisaillement du fluide sur le fond à la vitesse moyenne de l'écoulement.

### 1.3 Problématique

Pour les équations empiriques du transport solide, un des défis principaux est l'estimation de la contrainte  $\tau_0$ , pour laquelle l'incertitude est très grande. Cette incertitude est reliée à la mesure elle-même mais également aux équations mathématiques utilisées pour l'estimer. L'impact est d'autant plus grand que les équations empiriques du transport dépendent d'une puissance ( $N$ ) de cette variable, augmentant ainsi l'erreur associée au calcul du transport total ( $q$ ) (Yalin, 1963) :

$$q \propto (\tau_0)^N \quad (1.23)$$

Par ailleurs, un des paramètres fondamentaux des équations du transport total est la densité du lit de sédiments ( $\rho_s$ ) et de sa valeur relative à celle de l'eau ( $\rho - \rho_s$ ). Cette valeur ne peut pas être mesurée en temps réel et est normalement approximée sans quantification de cette incertitude sur les mesures de transport. La majorité des approximations considèrent également que la distribution granulométrique des grains puisse être représentée dans les équations par la taille médiane de la distribution ( $D_{50}$ ). Il est difficilement possible de savoir dans quelle ordre de grandeur cette approximation affecte l'estimation du transport total et, plus spécifiquement, pour le transport par suspension. En fait, les mesures du transport solide en laboratoire possèdent plusieurs limitation. Par exemple, les méthodes sont intrusives dans la majorité des cas interagissant ainsi avec l'écoulement ce qui affecte la mesure elle-même. Il est notamment difficile d'échantillonner l'eau sans perturber l'écoulement (c.-à-d., par filtration) et de réaliser plusieurs mesures sur le domaine de façon simultanée afin de quantifier le quantité de matière en suspension avec précision. Pour l'estimation du transport par charriage, l'utilisation de trappes dans le canal perturbe la dynamique du lit de sable. Si la trappe est située à l'extérieur canal, il peut être alors difficile de distinguer le transport par suspensison et par charriage si la trappe receuille l'ensemble des particules transportées. De plus, les mesures de transport total sont ainsi des moyennes spatiales et temporelles et peu d'information sur la dynamique locale est disponible. Tout cela induit une incertitude importante dans le calcul de régression entre le transport solide et la contrainte de  $\tau_0$ .

## 1.4 Objectifs et hypothèses

Le but principal de l'étude est d'améliorer le calcul du transport total de sable en laboratoire par l'entremise de techniques d'imagerie de pointe. Les techniques non destructives de PIV et de tomodensitométrie sont utilisées. L'étude se concentre plus particulièrement sur l'apport de la tomodensitométrie à l'étude du transport sédimentaire. Les mesures hydrodynamiques des écoulements unidirectionnels en canal pour des lits de sable mobiles qui ont été caractérisées maintes fois serviront de référence pour cette étude dans une approche simplifiée. Cette étude se concentre sur l'amélioration de certaines limitations expérimentales existantes dans le domaine. Ses objectifs se concentrent ainsi principalement sur les énoncés suivants :

- 1) Établir un protocole expérimental permettant d'optimiser les paramètres d'acquisition et d'identifier les principales propriétés physiques de l'interface fluide-sable normalement difficilement quantifiables (c.-à-d., densité, topographie et concentration de la matière en suspension) en fonction des propriétés hydrodynamiques de l'écoulement (c.-à-d., champs des vitesses et contrainte de cisaillement du fluide), et ce à haute résolution spatiale et temporelle.
- 2) Détailler le post-traitement des données permettant de quantifier d'une nouvelle façon les paramètres dérivés fondamentaux du transport sédimentaire (c.-à-d., porosité, transport par charriage et suspension).
- 3) Discuter les résultats en fonction des méthodes traditionnelles en laboratoire et des principales équations des modèles de transport sédimentaire pour déterminer l'intérêt et la portée de la nouvelle méthode.

L'hypothèse de travail principale repose sur le fait que de nouvelles méthodes expérimentales, incluant ici les rayons X, puissent apporter de nouvelles connaissances dans le domaine de la caractérisation du transport sédimentaire. Cette étude se concentre sur certaines expressions mathématiques pouvant bénéficier de ces nouvelles mesures.

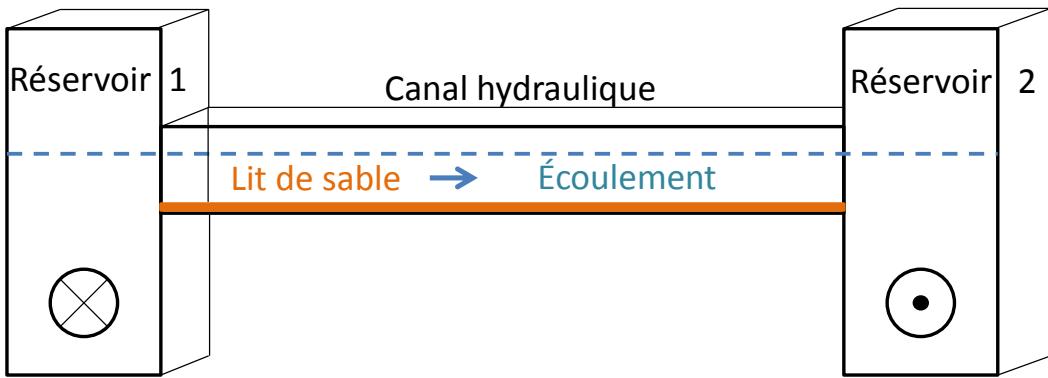
# **Chapitre 2**

## **Méthodes**

### **2.1 Matériel de laboratoire**

#### **2.1.1 Canal hydraulique**

Le canal hydraulique est de forme rectangulaire d'une largeur de 0,30 m, une hauteur de 0,30 m et d'une longueur de 7,0 m. Les parois du canal, d'une épaisseur de 0,025 m, sont faites de plastique transparent ayant une densité similaire à celle de l'eau. Le canal a une pente nulle et est mis à niveau dans ses trois axes par rapport à la gravité. L'écoulement unidirectionnel à l'intérieur de celui-ci est généré à l'aide d'une pompe située à l'extérieur du canal reliant deux réservoirs placés à chaque extrémité du canal (figure 2.1). Les réservoirs mesurent approximativement 1,0 m de longueur dans l'axe du canal, 1,5 m de largeur et 2,0 m de hauteur. Le niveau d'eau est ainsi gardé constant dans chacun des réservoirs. Le niveau d'eau dans le réservoir 1 est légèrement plus élevé. Un écart maximal de 0,01 m entre ces deux niveaux est toléré pour les expériences réalisées dans cette étude. Une grille diffusante composée d'ouvertures dont la largeur et la hauteur sont de 0,05 cm et la longueur 0,30 cm est placée à la sortie du réservoir 1 pour uniformiser l'écoulement dans le canal. Le niveau d'eau initial dans la partie centrale du canal est de 0,14 m. La hauteur initiale du lit de sable est de 0,05 m pour une hauteur totale de 0,19 m de matériel dans le canal et ce, tout au long de la conduite de 7,0 m.



**Figure 2.1 – Schéma du montage expérimental du lit de sable mobile.** Les deux réservoirs sont placés à chaque extrémité du canal. L'eau s'écoule du réservoir 1 vers le réservoir 2. L'eau est acheminée du réservoir 2 vers le réservoir 1 à l'aide d'une pompe liant les réservoirs d'une conduite par la base. Un écoulement unidirectionnel et quasi-permanent est généré par le système de pompage.

### 2.1.2 Système de filtration d'eau

Des échantillons d'eau sont prélevés lors des expériences pour quantifier la matière en suspension lors des expériences. Le système de filtration d'eau est composé d'une pompe qui crée un vide dans un erlenmeyer d'un litre à l'aide d'un tube flexible d'un diamètre de 0,01 m. Un deuxième tube sortant de l'rlenmeyer est attaché à une tige graduée et échantillonne l'eau par succion dans le canal lors des expériences. Un litre d'eau est récupéré pour chaque échantillonnage. Trois hauteurs d'eau différentes sont échantillonnées soit 0,01, 0,04 and 0,08 m au dessus du lit. Les échantillons d'eau sont immédiatement filtrés pour déterminer la masse de particules recueillies. Pour ce faire, des filtres de micro fibres de verre (c.-à-d., Whatman 934-AH borosilicate) pré-pesés après séchage à haute température (c.-à-d., 200 degrés Celsius) sont utilisés. Une rampe de filtration avec pompe est utilisée. Le diamètre de rétention de particule pour les filtres est de  $1,5 \mu\text{m}$ . Une fois l'échantillon d'eau d'un litre filtré, le filtre est séché et pesé à nouveau ce qui fournit le poids des grains de sable recueillis. Des échantillons d'eau pure seulement sont également filtrés pour assurer un contrôle de qualité. Considérant l'erreur évaluer sur ces échantillons de référence et la précision de la balance utilisée, la valeur minimale de détection de particule est établie à  $0,01 \text{ gL}^{-1}$  et l'incertitude associée

est évaluées 15 %.

### 2.1.3 Lit de sable

Le lit de sable est composé à 99% de pur quartz ( $\text{SiO}_2$ ). La densité des grains ( $\rho_{sand}$ ) est ainsi estimée à  $2650 \text{ kg m}^{-3}$ . L'analyse granulométrique est effectuée à l'aide d'un analyseur de taille de particule par diffraction laser (Beckman Coulter LS 13 320). La taille médiane du diamètre des grains ( $D_{50}$ ) de la distribution granulométrique du mélange de sable est de  $217 \mu\text{m}$ . La taille minimale est de  $60 \mu\text{m}$  et la taille maximale de  $600 \mu\text{m}$ . L'épaisseur initiale du lit de sable est de 0,05 m afin de pouvoir permettre la création de rides d'eau moins 0,035 m sans interférer avec le fond du canal. Le lit de sable doit être pratiquement plat et sa pente ne doit pas être plus élevée que 0,07 % dans l'axe longitudinal et transversal du canal. Pour se faire, le niveau du lit doit être vérifié en tout endroit avec un niveau à bulle. Le lit ne doit pas non plus comporter d'imperfection et de bulle d'air. Pour ce faire, le canal est d'abord rempli d'eau jusqu'à une hauteur de 0,06 m. Le sable est ensuite saupoudré dans le canal. Le lit, recouvert d'un centimètre d'eau, est alors mis au niveau avec un morceau de bois sur lequel est attaché le niveau à bulle. Un morceau de quartz pur est enterré au fond du lit dans la partie centrale du canal pour des fins de calibration des mesures de densité.

### 2.1.4 Profileur acoustique à effet Doppler

Un profileur acoustique à effet Doppler (ADP) Vectrino II est utilisé pour mesurer le profil local des composantes 3D de la vitesse du fluide. Le Vectrino II est un sonar bistatique émettant un son dans sa partie centrale étant entourée par quatre sondes réceptrices. L'appareil émet un signal acoustique pulsé de courtes paires, la sonde centrale détectant l'écho de ceux-ci afin de déterminer la vitesse des particules dans l'eau par effet Doppler (Lhermitte & Serafin, 1984). La mesure enregistrée correspondant à la moyenne des vitesses mesurées sur un court intervalle de temps. Le volume de détection des vitesses des particules se situe entre une distance de 40 et 75 mm de l'émetteur (Zedel et al., 2002). La résolution spatiale du profil des vitesses est de 1 mm fournissant ainsi un profil de 35 points par mesure. La particularité du Vectrino II est sa capacité de mesurer des vitesses locales

très précises et ce, près de la paroi ainsi que la zone des rides de sable. Par contre, cet appareil n'a pas une grande couverture spatiale et il doit y avoir un nombre suffisant de particules en suspension afin de minimiser significativement le bruit dans le signal mesuré. Les fréquences d'échantillonnage sont très élevées allant jusqu'à 100 Hz. Ce type d'appareils enregistre également la distance entre l'émetteur et le fond à une fréquence normalement de 10 Hz.

### 2.1.5 Vélocimétrie par images de particules

Le système utilisé de vélocimétrie par images de particules (PIV) de LaVision est composé de caméras haute résolution et d'un laser double pulses. Le laser, situé au-dessus du canal, éclaire en forme d'éventail les particules dans l'eau au centre du canal. Les caméras prennent aux mêmes moments deux images subséquentes. Le plan focal du PIV est situé dans l'axe longitudinal du canal. Les caméras sont perpendiculaires au faisceau et sont situées sur le côté du canal à un angle de 15 degrés et à une distance d'environ 0,30 mm du canal. La largeur du champs de vision est de 132mm × 133mm. Le système est monté en mode stéréo signifiant que les deux caméras sont utilisées afin d'obtenir les composantes 3D de l'écoulement dans un plan 2D longitudinal dans l'axe du canal. Les images sont orthocorrigées afin de calculer la longueur de déplacement des particules à partir des images des caméras. De fines particules ( $15 \mu\text{m}$ ) sont ajoutées à l'eau afin d'améliorer la détection des mouvements du fluide. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet d'avoir un large champ de vision de la dynamique du fluide. Chaque caméra de haute résolution acquiert deux images successives à des angles différents, séparées d'un court délai. Diminuer le délai permet de détecter les mouvements les plus rapides aux dépens de ceux les plus lents. Au contraire, augmenter ce délai peut empêcher la détection des mouvements rapides, mais permet de mesurer des vitesses plus faibles. Pour chacune de ces images, un pulse lumineux est émis par le laser dans le plan focal afin d'éclairer les particules en mouvement et de les détecter par les caméras.

Une matrice de la répartition des particules est créée et ensuite utilisée dans l'algorithme de reconstruction tomographique (Scarano, 2012). Le déplacement des particules en trois dimensions est ainsi déterminé en utilisant la méthode de corrélation en définissant des fenêtres d'interrogation. La résolution de la grille de vecteurs calculés peut aller jusqu'à une fraction de millimètre. La fréquence

d'échantillonnage du PIV est par contre plus faible que les appareils acoustiques, soit normalement de quelques Hz. Le temps d'enregistrement est limité par le système d'acquisition en fonction des capacités de la mémoire avant le transfert de données. Pour effectuer des mesures avec ce système, il doit y avoir un nombre suffisant de particules dans l'eau afin que la lumière du laser soit réfléchie aux caméras. L'avantage de ce système et qu'il est possible de mesurer les champs de vitesses du fluide avec un large champ de vision et qu'il n'est pas intrusif. Par contre, le système de caméras ne permet pas d'effectuer des mesures dans la zone des rides tel que configuré. La position des mesures de vitesse par rapport au lit de sable est déterminée à partir des images de tomodensitométrie. Un point de référence entre les deux systèmes est ainsi utilisé.

### 2.1.6 Système de tomodensitométrie médical

Un système médical de tomodensitométrie (TDM) à rayons X, Somatom Definition AS+ 128 Siemens, est utilisé. Le système se compose d'un source à rayons X et de détecteurs. L'appareil mesure dans un premier temps l'atténuation des rayons X dans l'objet. Cette mesure est reliée à la densité des parties de l'objet scanné. Ensuite, la tomodensitométrie, appelée en anglais "computed tomography" (CT), se base sur des méthodes numériques pour reconstruire en trois dimensions la matrice de densité d'un objet en unités relatives par rapport à celle de l'eau (HU) (Annexe A). Le système possède deux modes d'acquisition; spirale et statique. En mode spirale, le scanner se déplace sur les rails permettant de scanner des objets de grandes dimensions. En mode statique, le scanner peut réaliser rapidement des mesures en un endroit précis. Les avantages d'utiliser la tomodensitométrie (TDM) tel que proposé dans cette étude sont 1) la grande ouverture du scanner permettant d'y insérer un canal hydraulique, 2) le large champ de vision du système de TDM et 3) un temps d'acquisition rapide. La TDM permet ainsi de réaliser des mesures à l'intérieur de corps denses ou au travers d'un liquide opaque, là où les méthodes acoustiques et optiques sont limitées. Sa principale limitation vient du fait que le temps entre les scans soit limité par le refroidissement du système (c.-à-d., refroidissement de l'anode bombardée d'électrons pour créer le faisceau de rayons X).

La collimation du faisceau en éventail de rayons X dans l'axe transversal de l'objet est de 1,2 mm pour les différents modes d'acquisition. Le courant du tube à rayons X est configuré aux environs de 280 mAs pour un voltage of 140 kV. Le maximum de dose est utilisée en tentant de minimiser le temps entre les scans qui est limité par le temps de refroidissement de l'anode. Le pas qui détermine la vitesse de déplacement du scanner en mode d'acquisition spirale est de 0,35. La valeur absolue mesurée par le système TDM dépend des paramètres d'acquisition. Les mesures initiales sont une série 360 degrés de projections 1D des rayons X dans l'axe transversal du canal. Un matrice 3D des indices de densité en valeur *HU* relative à celle de l'eau est calculée à partir d'un algorithme de reconstruction de rétroprojection filtrée à partir d'acquisition en mode spirale (Stierstorfer et al., 2004). Un filtre adoucissant (Siemens, B30s) est appliqué sur les images reconstruites pour augmenter le rapport signal-bruit. Pour les expériences réalisées dans cette étude, la matrice de données 3D reconstruite est de  $512 \times 512$  pixels dans l'axe transversal du canal d'une résolution de 0,6 mm  $\times$  0,6 mm tandis que dans l'axe longitudinal l'épaisseur des couches est de 2,0 mm.

## 2.2 Montages expérimentaux

Pour répondre aux objectifs de cette recherche, 3 montages expérimentaux sont réalisés et sont présentés ci-dessous. La configuration et les protocoles des montages 1 et 2 visent à assurer la qualité des mesures acquises et le bon déploiement des appareils pour l'étude de la dynamique d'un lit de sable mobile. Le montage 1 compare les mesures hydrodynamiques des appareils accoustique et optique en fonction des paramètres de configuration. Le montage 2 étudie l'écoulement au-dessus de rides solides à l'aide des appareils hydrodynamiques afin de cibler les zones d'intérêt de mesure. Le montage 3 correspond au modèle du lit de sable mobile dont les résultats sont présentés dans les articles 1, 2 et 3 de la thèse. Pour chacun des montages, plusieurs vitesses d'écoulement similaires près du fond sont générées. Les mesures des appareils présentées ici ne sont pas synchronisées. Le temps entre les mesures des divers appareils est par contre minimisé. La dynamique des expériences se trouve alors à l'état d'équilibre.

### 2.2.1 Montage 1 : fond plat et rigide

Le canal hydraulique est rempli d'eau seulement. Dans cette configuration, l'élévation du fond par rapport au niveau moyen ( $\Delta$ ) est constante et uniforme soit initialement de 0,19 m. Le niveau d'eau est progressivement baissé pour atteindre des vitesses d'écoulement plus élevées. Les appareils ADP et PIV sont déployés en alternance dans la zone de mesure au centre du canal. Ces manipulations permettent de vérifier l'étalonnage et la configuration des appareils. Pour le Vectrino II, les mesures des vitesses du fluide sont réalisées à différentes fréquences d'échantillonnage de 7, 25, 50, 75 et 100 Hz près du fond. Pour le PIV, la fréquence d'échantillonnage est de 6.6 Hz et différentes fenêtres de reconstruction sont calculées correspondant à des résolutions de grille de vecteur de 0.5 mm, 0.9 mm, 1.2 mm et 1.9 mm.

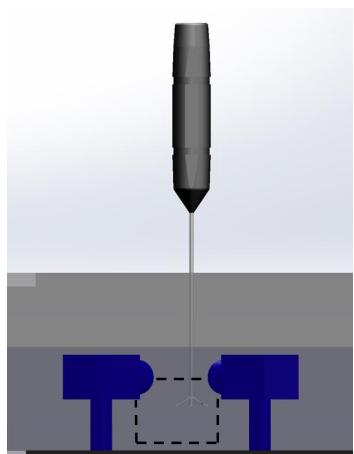


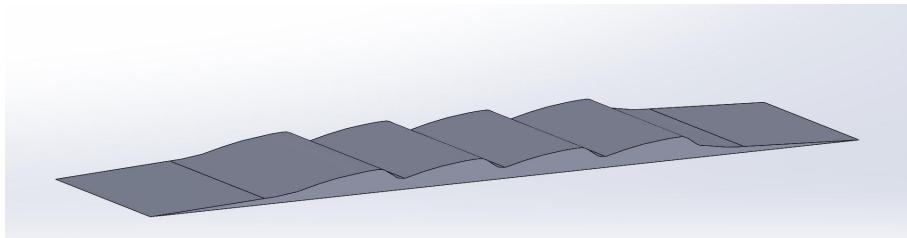
Figure 2.2 – Montage 1 : mesures PIV et Vectrino II co-localisées en alternance (non synchronisé). L'ADP (noir) est déployé dans la même zone de mesures que le PIV (ligne noire pointillée). Deux caméras PIV (bleu) sont utilisées en mode stéréo pour obtenir les composantes 3D de l'écoulement du fluide dans un plan 2D (2D-3C).

## 2.2.2 Montage 2 : lit fixe avec rides solides

Un modèle simplifié de rides solides (figure 2.3) est créé pour mieux observer la dynamique dans l'interface fluide-sédiment pour identifier la zone d'intérêt de mesures hydrodynamiques. Pour ce montage, un lit artificiel solide a été construit sur la base d'un scan 3D par tomodensitométrie d'un lit de sédiments réel réalisé au laboratoire. Ceci a permis de construire une série de rides solides (figure 2.3). La forme des rides est une interprétation idéale 2D de rides typiquement observées pour un écoulement de  $0,25 \text{ m s}^{-1}$  près du fond. Cet écoulement se situe tout juste au-dessus du seuil critique du transport solide pour des grains de sable d'une taille médiane de  $217 \mu\text{m}$ . Dans ce cas, l'élévation du lit de sable ( $\Delta$ ) est constante dans l'axe transversal du canal et varie dans le plan longitudinal seulement, étant fixe dans le temps :

$$\Delta = f(x) \quad (2.1)$$

Le modèle physique a été produit en sculptant le modèle et les rides en plastique ont été construites par thermoformage (figure 2.4). Les rides sont remplies de mousse pour éviter qu'elles ne se déforment sous l'action du courant. La couleur noire des rides permet une absorption complète des rayons laser du PIV éliminant ainsi les problèmes de réflexions sur le fond. Les rides possèdent donc les propriétés (c.-à-d., longueurs d'onde, hauteurs et angles) exactes pour l'écoulement de  $0,25 \text{ m s}^{-1}$ . Ceci permet d'étudier l'effet hydrodynamique précisément de la forme réelle d'une ride solide sur l'écoulement. Les mêmes conditions hydrodynamiques du montage 1 sont reproduites. Les rides solides sont placées dans la zone centrale de l'expérience (figure 2.5). Il est ainsi possible d'établir un champ de vison à l'interface fluide-sédiments et de quantifier précisément les propriétés de l'écoulement dans la région des rides.



**Figure 2.3 – Forme des rides 2D idéalisées, observées pour un écoulement de  $0,25 \text{ m s}^{-1}$ , et conçue à partir des mesures de TDM.**

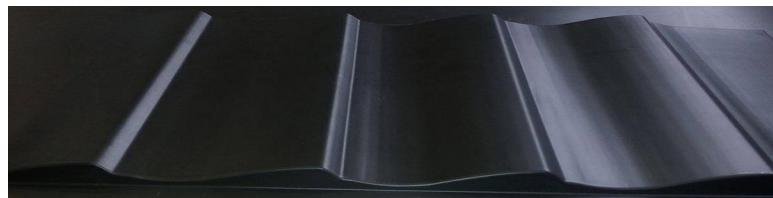


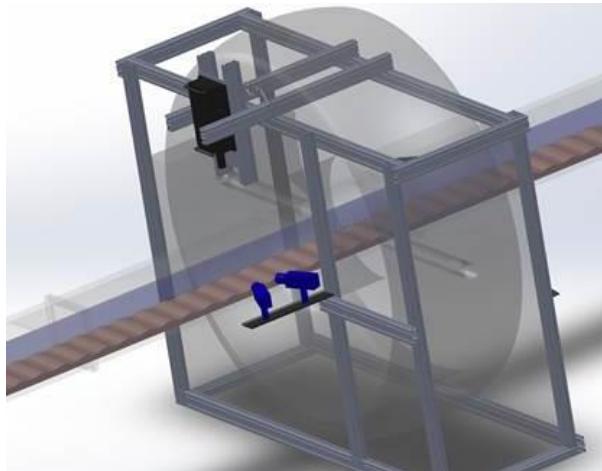
Figure 2.4 – Sculpture du modèle de rides (haut) et rides en plastique construites par thermoformage (bas).



Figure 2.5 – Montage 2 : Les rides solides installées dans la partie centrale du canal. Le système PIV en mode stéréo est utilisé, caméras PIV en mode stéréo (2D-3C).

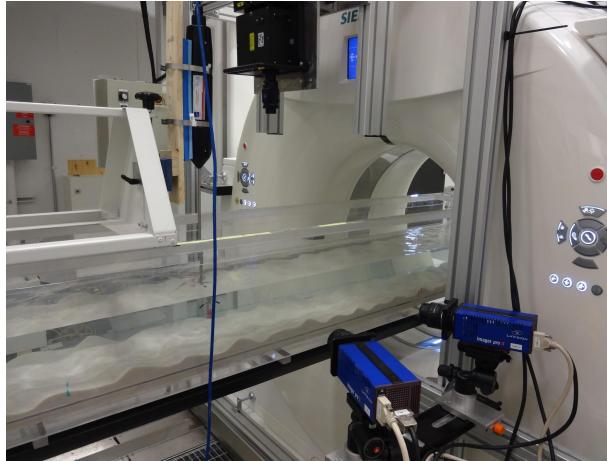
### 2.2.3 Montage 3 : lit de sable mobile

Le montage 3 comprend le système de vélocimétrie par images de particules (PIV) et le système de tomodensitométrie médical (CT scan). Le canal, dont le fond est rempli de sable, est inséré dans le CT scan médical qui se déplace automatiquement sur des rails. Le système de PIV est fixé au scanner ce qui permet de le déplacer facilement (figure 2.6). Cette configuration permet d'alterner rapidement les mesures de CT Scan et de PIV dans la zone d'intérêt. La combinaison de ces deux techniques permet d'avoir le champ de vecteurs dans le fluide ainsi que la densité du modèle. Ces deux systèmes non intrusifs fournissent des données de très hautes résolutions spatiale et temporelle. La particularité du montage réside dans le fait que le CT scan se déplace sur des rails de 2 mètres de long sur lequel est fixé le système de PIV permettant d'alterner rapidement les mesures. Ceci évite d'avoir à calibrer à nouveau le système de PIV à chacun de ses déplacements. Dans ce cas, le système est configuré en mode stéréo à l'aide de deux caméras. Le profileur acoustique à effet Doppler (ADP, Vectrino II) est également déployé pour effectuer des mesures de vitesse de courant dans la zone des rides de sable.



**Figure 2.6 – Montage 3 : expériences des rides de sable mobiles. Le système de PIV est fixé au scanner se déplaçant facilement sur des rails.**

L'épaisseur du lit de sable est de 0,05 m (figure 2.7). La taille médiane des grains de sable est de 217 µm. Le niveau d'eau est ensuite élevé à 0,14 m au-dessus du lit de sable. Cette expérience est la



**Figure 2.7 – Montage 3 : expériences des rides de sable mobiles. Le canal est inséré dans le CT scan médical, avec le lit de sable fin de taille médiane de  $217 \mu\text{m}$  et le système de PIV.**

continuité de l'expérience 1 et 2 en caractérisant l'hydrodynamique de l'écoulement unidirectionnel au-dessus du lit de sable pour le même éventail de vitesses. Environ 45 minutes sont écoulées entre chaque vitesse générée avant de prendre les mesures. Le lit plat est refait entre les expériences. L élévation du fond ( $\Delta$ ) n'est pas constante dans les axes du canal et varie en fonction du temps :

$$\Delta = f(x, y, t) \quad (2.2)$$

De plus, les relevés sont effectués de sorte qu'il soit possible de suivre la trace des rides et quantifier leurs déplacements pour déterminer la vitesse de migration des rides et le transport par charriage. Il est donc nécessaire de vérifier le temps de refroidissement de l'anode du système de TDM scan pour savoir s'il est suffisamment rapide pour effectuer des relevés topographiques sans perte d'information sur la forme des rides. Une méthode de calibration pour le calcul de porosité est également proposée. L'analyse des données porte également sur la définition de l'épaisseur de la couche de transport par charriage. Les résultats sont également interprétés en vue de déterminer le profil de particules en suspension pour quantifier le transport en suspension.

## 2.3 Conditions expérimentales et protocole

### 2.3.1 Écoulements unidirectionnels

Le débit circulant dans la pompe qui rejoint les deux réservoirs est utilisé à titre d'indicateur du débit circulant dans le canal hydraulique. Plusieurs débits sont générés de sorte que le courant moyen dans le canal augmente (table 2.1). L'écoulement maximal est déterminé en fonction des capacités de la pompe. La vitesse moyenne du fluide, étant le débit divisé par la surface d'écoulement, augmente ainsi de 0,10 à 0,40  $m s^{-1}$  pour les expériences. Les mêmes conditions d'écoulement sont créées pour les trois montages. Pour des fins de comparaison, la mesure de vitesse près de la paroi ou du fond est respectée en premier lieu. De fait, pour une même vitesse d'écoulement au fond, le débit peut être un peu plus ou moins grand selon la rugosité de la paroi. Par ailleurs, l'écoulement n'est pas uniforme tout au long du canal considérant qu'il y a une perte de charge. Cependant, les mesures sont effectuées dans la partie centrale du canal, là où l'écoulement est considéré uniforme dans l'axe de l'écoulement. Le courant n'est pas parfaitement permanent car la pompe induit des variations temporelles. Cependant, ces variations sont considérées lentes par rapport au temps d'acquisition des mesures et l'amplitude des courtes fluctuations sont ajoutées à l'erreur.

**Table 2.1 – Propriétés globales des écoulements unidirectionnels générés dans le canal hydraulique pour réaliser les expériences des montages 1, 2 et 3. Les valeurs présentées sont les conditions recherchées avec les erreurs et les incertitudes associées lors de la mesure.**

$\bar{U}_{fond}$ $m s^{-1}$	$Q$ $L min^{-1}$	$\bar{U}_{moyenne}$ $m s^{-1}$	$d$ $m$
5%	8%	15%	5%
0.10	245	0.10	0.140
0.15	475	0.20	0.140
0.20	585	0.23	0.140
0.25	700	0.28	0.140
0.35	725	0.30	0.120
0.50	850	0.40	0.105

### 2.3.2 Élévation du lit de sable

Le lit de sable initial doit être plat et d'une épaisseur de 0,05 m. Une erreur de moins 5% est tolérée sur lélévation initiale sans quoi les artéfacts, soit une déformation du lit irréaliste, se

produisent. Le lit est remis à plat entre chaque expérience. Les tests sont divisés en 7 expériences pour lesquelles la vitesse de l'écoulement augmente. De longs scans en mode spiral, d'environ 0,60 m de longueur, sont réalisés tout au long des expériences pour mesurer la topographie globale du lit de sable au centre du canal. La topographie initiale du lit plat pour une vitesse de l'écoulement nulle est mesurée. Ensuite, des scans du morceau de quartz de référence, d'un diamètre de 0,3 m, représentant une porosité nulle sont réalisés. Celui-ci est positionné sur le lit et ensuite dans le lit près du fond du canal. Ces valeurs servent de référence pour calculer les valeurs de densité absolue. Le cristal demeure dans le lit de sable pour toute la durée des expériences. Des mesures en mode statique, pour lesquels la longueur des scans est plus courte soit d'environ 0,10 m, sont également réalisés avec le quartz.

Ces images sont ensuite utilisées pour mesurer la déformation du lit de sédiments. D'abord, l'écoulement généré est sous du seuil critique de transport. Le seuil critique de transport est par la suite déterminé en augmentant le courant. Légèrement au dessus de ce seuil critique, un lit de rides de sable est généré. Le courant est ensuite diminué à nouveau au-dessus de ce lit de sable sous le seuil critique de transport pour quantifier l'effet des rides sur l'écoulement. Finalement, la vitesse de l'écoulement est augmentée de sorte que le transport solide s'accentue jusqu'à la valeur critique où l'érosion complète du lit de sable se produit. Cette séquence d'expérience permet de couvrir une vaste plage de conditions différentes de transport sédimentaire. Une dizaine de longs scans rapprochés dans le temps (selon la vitesse des rides) est mesurée pour chaque expérience afin de déterminer ultérieurement la vitesse des rides à partir des séries temporelles de topographie.

## 2.4 Étallonnage et contrôle de qualité

### 2.4.1 Fluctuation des vitesses du fluide

Les expériences réalisées à l'aide du montage 1, présentés ici-bas, ont permis de vérifier et optimiser la configuration des appareils de mesures hydrodynamiques, et ce de façon adaptée à la dynamique sédimentaire. Un des objectifs est de vérifier si la série temporelle de profils de l'ADP (Vectrino II) peut être écourtée pour les calculs de turbulence car, pour l'étude de surface dyna-

mique, il est complexe d'interpréter les données échantillonnées près du lit lorsque de la topographie change en fonction du temps. Pour le système PIV, il était nécessaire de vérifier si la fréquence d'échantillonnage, de l'ordre de quelques Hz, pouvait être compensée par une augmentation de la résolution spatiale des mesures de vitesse du fluide dans un plan 2D. Dans les deux cas, les appareils mesurent les trois composantes  $x$ ,  $y$  et  $z$  des mêmes écoulements à des moments similaires.

## Mesures acoustiques

Une première manipulation a été réalisée au montage 1 en diminuant le temps d'acquisition et la fréquence d'échantillonnage de l'ADP Vectrino II dans la région de l'écoulement près de la paroi. Les valeurs éloignées des mesures de vitesse du fluide sont d'abord enlevées par la méthode de Goring & Nikora (2002) utilisant une méthode de corrélation dans l'espace de phase, soit basée sur la continuité des variations des dérivées temporelles des valeurs de vitesse pour détecter les irrégularités dans le signal. Les composantes de vitesse sont également réalignées dans l'axe du canal pour enlever toute erreur sur l'alignement vertical de l'ADP en calculant l'angle entre le courant moyen longitudinal  $u$  et vertical  $v$ . La moyenne temporelle du courant transversal doit également être nulle. Le rapport signal/bruit toléré est de 0,80 et environ 8% des données sont enlevées. La hauteur des vitesses est déterminée par rapport à la position du fond ( $z = 0$  m) déterminée par l'ADP. Il est observé que l'interférence des échos de l'appareil sur le fond limite la prise de données valides dans une zone d'environ 5 mm au dessus de la paroi d'acrylique tel que préalablement spécifié (Brand et al., 2016; Koca et al., 2017).

À partir de ces mesures validées des vitesses du fluide, les fluctuations temporelles de celles-ci sont calculées (c.-à.-d.,  $u'$ ,  $v'$  et  $w'$ ). Les contraintes dans le fluide sont ainsi mesurées près de la paroi selon 3 méthodes de calcul (c.-à.-d.,  $\tau(z)_{TKE}$ ,  $\tau(z)_{Rxz}$ ,  $\tau(z)_{Rzz}$ ) à des fréquences d'échantillonnage de 7, 25, 50 and 75 Hz qui sont ensuite comparées à celles de 100 Hz. Les résultats ont montré que la fréquence d'échantillonnage doit être d'au moins 50 Hz pour que les résultats convergent vers les mêmes valeurs (figure 2.8a) et ce, surtout près du fond où les valeurs de  $\tau(z)$  sont plus élevées. Pour les mesures de contraintes de cisaillement acquises à 50 Hz, le temps d'acquisition peut être écourté jusqu'à 30 secondes selon les résultats de la figure 2.8b montrant que les mesures convergent à partir

de ce seuil. Ce temps est assez court pour réaliser des mesures sur différentes sections de la ride et supposer que le mouvement des rides est négligeable pendant l'acquisition.

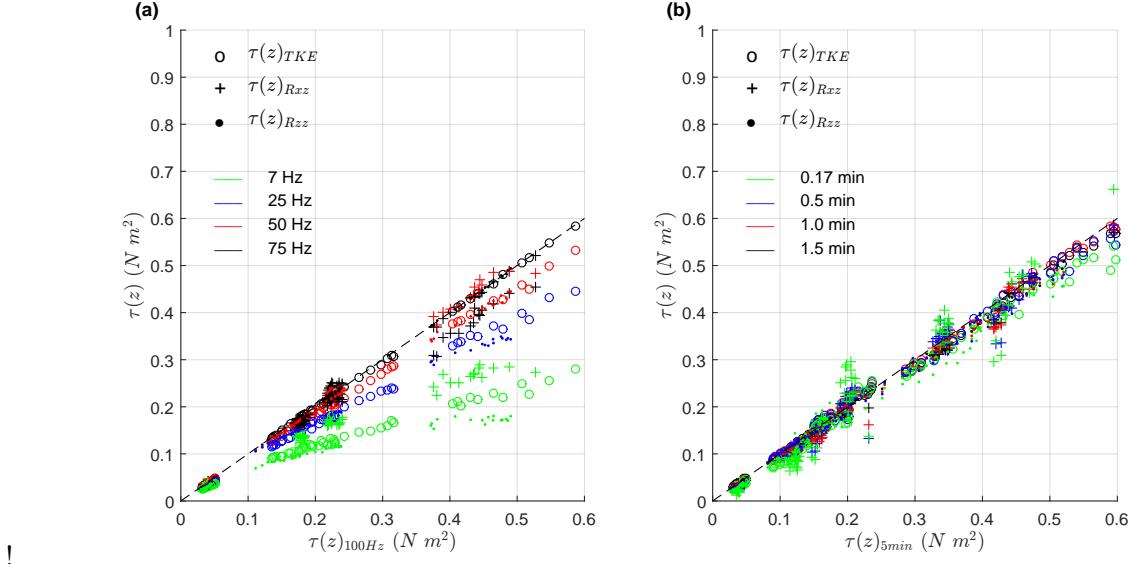


Figure 2.8 – Contrainte de cisaillement dans le fluide mesurées par l'ADP (Vectrino II) au-dessus de la paroi d'acrylique du canal rempli d'eau seulement pour des conditions d'écoulement de la table 2.1 pour a) différentes fréquences d'échantillonnage et 5 minutes d'acquisition, et b) différents temps d'acquisition pour une fréquence d'échantillonnage de 50 Hz. La ligne pointillée représente la pente 1:1.

## Mesures optiques

Des mesures de vitesse du fluide par le système de PIV dans la couche extérieure de l'écoulement sont réalisées. La grande résolution spatiale des mesures limite la fréquence d'échantillonnage et le temps d'enregistrement en fonction de la capacité de transfert de données. Pour optimiser ces paramètres d'acquisition selon les mesures recherchées, le temps d'enregistrement et la résolution spatiale des mesures de PIV sont donc diminués pour vérification à une fréquence d'échantillonnage fixe de 6,7 Hz. Cette fréquence correspond en fait à la fréquence maximale du CT scan en mode statique et est utilisée à titre de référence. Les mesurées réalisées visent à vérifier si ces limitations techniques affectent les mesures de turbulence et les calculs de contrainte. Un filtre sur les images des caméras est utilisé pour éliminer les points qui ne sont pas reliés aux mouvements des particules (c.-à-d., réflexion de lumière et bulles d'air). Les valeurs correspondant à plus de deux fois la déviation standard de la distribution des données sont enlevées. Ceci correspond environ à 10% des données acquises pour les mesures de fluctuations.

Une analyse de la sensibilité de  $\tau(z)$  à la grandeur de fenêtre d'interrogation de l'algorithme de reconstruction de PIV est effectuée. La taille relative de la fenêtre d'interrogation est réduite pour obtenir une grille de  $96 \times 96$ ,  $64 \times 64$ ,  $48 \times 48$  jusqu'à  $32 \times 32$  cellules augmentant ainsi la résolution de la grille de vecteurs de 1,75 mm, 1,2 mm, 0,9 mm jusqu'à 0,5 mm, respectivement. La résolution maximale de la grille de vecteurs qui converge vers les mesures optimales du Vectrino II est de 0,5 mm (figure 2.9a). Le champ de vision est alors de  $132\text{mm} \times 133\text{mm}$  avec une grille de  $263 \times 264$  vecteurs de vitesse. Bien que les temps d'enregistrement puissent aller jusqu'à 2 minutes, les résultats ont démontré que le temps minimal d'acquisition serait d'au moins 1 minute pour la fréquence d'échantillonnage de 6,7 Hz (figure 2.9b).

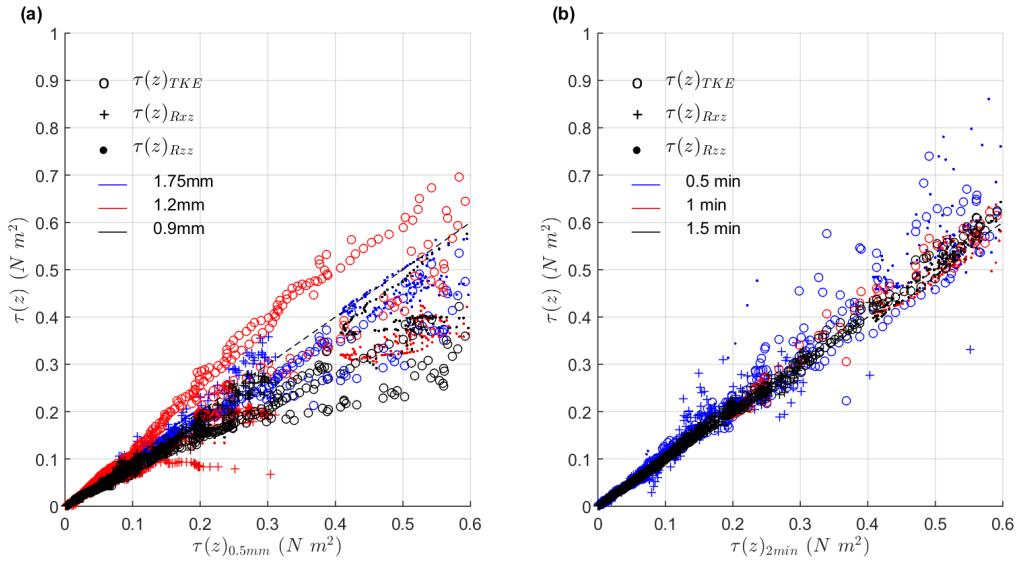


Figure 2.9 – Mesure des contraintes de cisaillement dans le fluide, moyennée dans l'espace du champ de vision, par le système de PIV au-dessus de la paroi d'acrylique du canal rempli d'eau seulement pour des conditions similaires à celles des montages 2 et 3 pour a) différentes résolutions de grilles de vecteurs calculés et b) différents temps d'acquisition pour une résolution de grille de vecteurs de 0,5 mm. La ligne pointillée représente la pente 1:1.

## 2.4.2 Positionnement des appareils

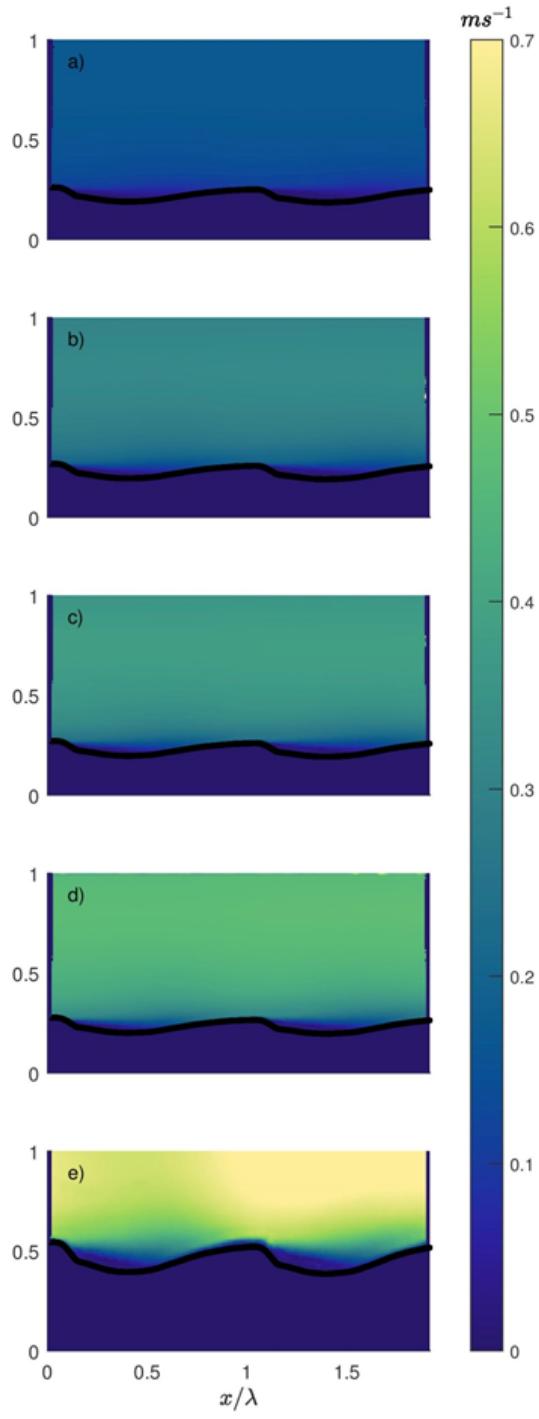
Dans le cadre du montage 2, une ride de sable solide est réalisée. Sa porosité est nulle, mais la rugosité de la surface est équivalente à celle des grains de sable. Dans cette configuration simplifiée, il est possible de déterminer avec précision le niveau moyen du lit, ce qui est par contre complexe pour les lits de sable mobile. Seule la déformation 2D du lit peut être étudiée (c.-à-d., sans déformation dans l'axe transversal du canal considérant que les rides sont symétriques) ce qui permet aux champs de vison des caméras du système de PIV de couvrir cette région autrement difficilement réalisable avec la déformation 3D des rides. Ce modèle améliore également l'échantillonnage de données en imprimant des rides solides noires et donc non réfléchissantes n'éblouissant pas ainsi les caméras.

Des écoulements similaires au montages 1 et 3 sont réalisés (figure 2.10) au-dessus d'une forme de rides typiquement créée pour le courant seuil de transport (c.-à-d.,  $0,25 \text{ m s}^{-1}$ ). La morphologie des rides est ainsi presque identique à la forme réelle de rides qui seraient créées pour cet écoulement. Les observations ont pu déterminer que la zone de séparation de l'écoulement se situe principalement juste au-dessus de la zone des rides (figure 2.10). Les mesures montrent entre autres que les mesures de turbulence peuvent être extrapolées de l'écoulement extérieur jusqu'à la limite de la région des rides (figure 2.11). En fait, les différents termes de fluctuations ( $\tau(z)_{Rxz}$ ,  $\tau(z)_{TKE}$  and  $\tau(z)_{Rzz}$ ) sont relativement uniformes dans la section extérieure de l'écoulement. De ce fait, les moyennes spatiales de l'écoulement extérieur de la zone des rides sont réalisées sur l'ensemble de l'image.

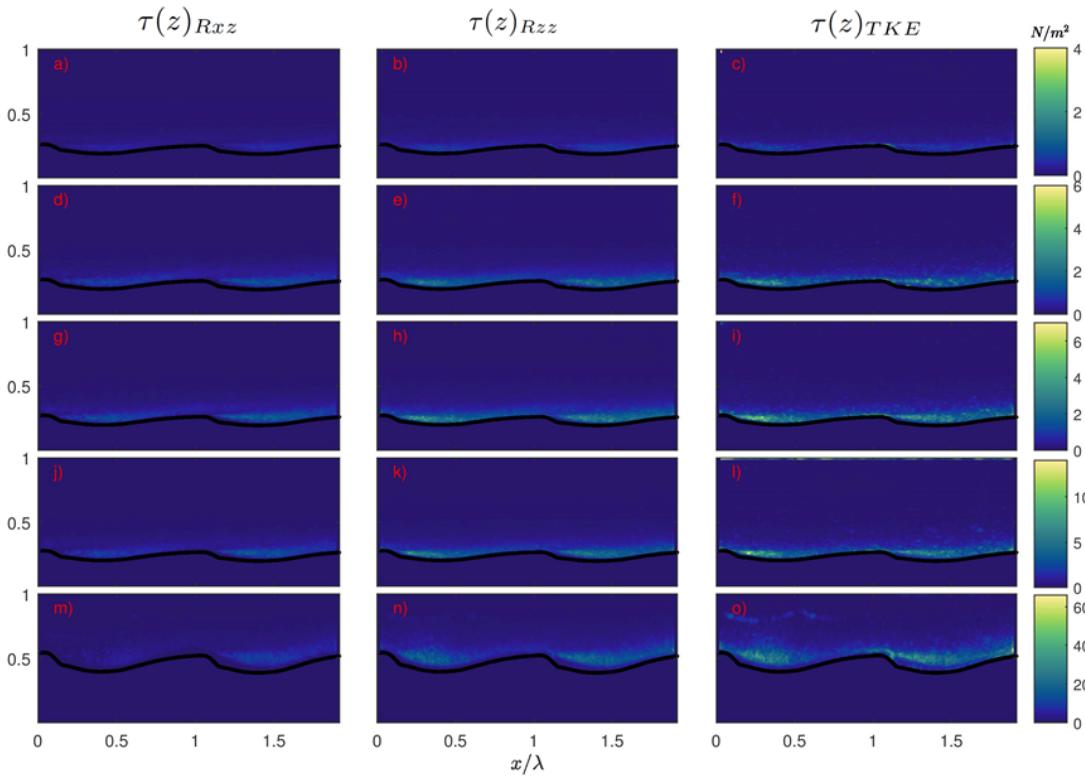
De plus, il est possible de visualiser le champ de vecteurs dans la zone des rides elle-même (figure 2.12). On observe ainsi que les vitesses moyennes de courant les plus élevées se situent au sommet de la crête de la ride et les vitesses moyennes les plus faibles dans la face en aval des rides, correspondant aux zones d'érosion et de dépôt respectivement. Les analyses de données se concentrent ainsi sur cette région pour le montage 3 de lit de sable mobile. L'effet de friction de la paroi ici semble donc plus important sur la partie de la pente douce en amont et la crête de la ride. L'effet de forme par ailleurs rend la distribution de la contrainte sur le lit non-uniforme, pour lequel

les turbulences au niveau des creux sont presque nulles.

Ces observations sont importantes pour le déploiement des appareils de mesures hydrodynamiques (i.e., ADP et PIV) et l'interprétation des résultats de mesure pour l'expérience du lit de sable mobile. Par exemple, pour obtenir une bonne résolution sur les mesures de turbulence le champ de vision PIV doit être restreint tout en s'assurant que l'écoulement est quasi-stationnaire dans le champ de vision. L'expérience des rides solides démontrent en ce sens que le montage permet d'obtenir des mesures précises des fluctuations comparables aux mesures effectuées sans rides et que le montage expérimental peut s'appliquer de la même façon aux montages de sable mobile. Par ailleurs, les mesures du Vectrino II doivent être analysées en fonction de la section étudiée de la ride. Pour des besoins de calculs de transport sédimentaire, on s'intéresse dès lors à la valeur maximale de contrainte de cisaillement sur la crête des rides, étant la région principale d'érosion. Cette méthodologie est appliquée aux expériences du montage 3.



**Figure 2.10 – Mesures PIV des différentes vitesses d’écoulement moyennées temporellement au-dessus de rides solides (ligne noire continue) pour des courants au fond de a)  $0,12 \text{ m s}^{-1}$  b)  $0,25 \text{ m s}^{-1}$  c)  $0,30 \text{ m s}^{-1}$  d)  $0,40 \text{ m s}^{-1}$  et e)  $0,60 \text{ m s}^{-1}$  vers la droite. La hauteur verticale est normalisée par la dimension du montage. La longueur horizontale est normalisée par rapport à la longueur d’onde  $\lambda$  des rides. La ligne représente la surface de la ride délimitée manuellement à partir des photographies.**



**Figure 2.11 – Contraintes de cisaillement mesurées par PIV et dérivées par les 3 méthodes reliées aux fluctuations temporelles de l’écoulement (c.-à.-d.,  $\tau(z)_{Rxz}$ ,  $\tau(z)_{TKE}$  and  $\tau(z)_{Rzz}$ ). Différentes vitesses d’écoulement moyennées temporellement au-dessus de rides solides sont illustrées pour des courants au fond de  $12 \text{ m s}^{-1}$  (a, b et c),  $0,25 \text{ m s}^{-1}$  (d, e et f),  $0,30 \text{ m s}^{-1}$  (g, h et i),  $0,40 \text{ m s}^{-1}$  (j, k et l) et  $0,60 \text{ m s}^{-1}$  (m, n et o) vers la droite. La hauteur verticale est normalisée par la dimension du montage. La longueur horizontale est normalisée par rapport à la longueur d’onde  $\lambda$  des rides.**

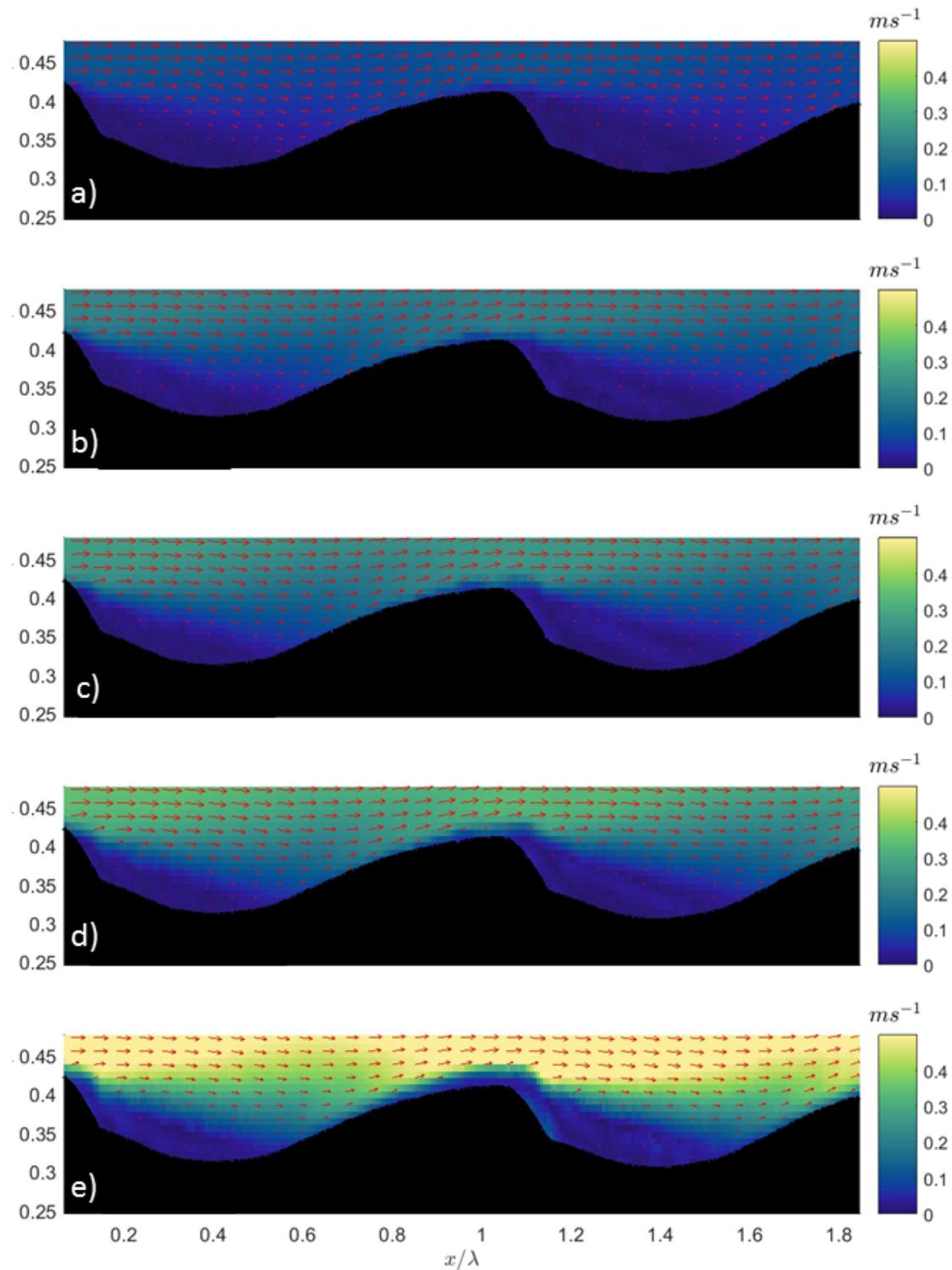


Figure 2.12 – Champ de vecteurs (rouge) de l’écoulement dans la zone des rides mesurés par le système PIV; a)  $0,12 \text{ m s}^{-1}$  b)  $0,25 \text{ m s}^{-1}$  c)  $0,30 \text{ m s}^{-1}$  d)  $0,40 \text{ m s}^{-1}$  et e)  $0,60 \text{ m s}^{-1}$  vers la droite. En arrière-plan se trouvent les valeurs de vitesses moyennes du courant. La hauteur verticale est normalisée par la dimension du montage. La longueur horizontale est normalisée par rapport à la longueur d’onde  $\lambda$  des rides.

### 2.4.3 Mesure de la densité absolue

Pour déterminer la densité du modèle physique, une méthode d'étallonnage est utilisée. D'abord, la porosité  $n$  du modèle est calculée à partir des valeurs  $HU$  mesurées par le scanner (équation 2.3). La porosité est définie comme le volume de vide dans le volume total de sable. Les vides entre les grains de sable sont remplis par l'eau. Ainsi, la valeur  $HU$  moyenne du morceau de quartz ( $HU_{quartz}$ ) est utilisée à titre de référence d'une porosité nulle ( $n=0$ ). Inversement, la valeur  $HU$  moyenne de l'eau quantifie une porosité de 100% ( $n=1$ ). Ainsi, les valeurs  $HU$  mesurées par le CT scan médial sont interprétées comme un mélange en pourcentage d'eau et de sable tel qu'énoncé par l'équation 2.4 connaissant la densité du quartz pur ( $\rho_{quartz} = 2650 \text{ kg m}^{-3}$ ). Cette méthode d'étallonnage dépend des paramètres d'acquisition du système de tomodensitométrie. Ces paramètres sont donc constants lors des mesures par scanner pour chacun des modes utilisés (c.-à.d., spirale et statique). La densité du lit de sable  $\rho_s$  est ainsi calculée.

Les valeurs de  $HU$  dépendent également de la géométrie de l'objet. Considérant que le lit de sable se déforme constamment, seul le morceau de quartz enterré dans le lit permet de calibrer les valeurs  $HU$  tout au long des expériences sans perturber le montage. Les valeurs de  $HU$  dans la colonne d'eau sont également analysées afin d'évaluer la possibilité d'appliquer l'équation 2.4 pour quantifier la concentration de matière en suspension  $C(z)$ . Considérant la variabilité naturelle de la densité du sable, la valeur de  $\rho_s$  se présente normalement sous forme de distribution. Un premier traitement de qualité sur les données est effectué en ne conservant que les valeurs de porosité correspondant à des valeurs observées soit entre 0.3-0.5 (Das, 2013). Une seconde analyse quantifiant l'erreur associée à l'algorithme de reconstruction est par la suite étudiée à la lumière des résultats.

$$\rho_s = \rho_{quartz}(1 - n) \quad (2.3)$$

$$\rho_s = \rho_{quartz} \left( \frac{HU - HU_{eau}}{HU_{quartz} - HU_{eau}} \right) \quad (2.4)$$

#### 2.4.4 Transport solide

Le transport solide total se divise en deux catégories; charriage et suspension. Pour calculer le transport par charriage, les matrices 2D de topographie du lit de sable sont d'abord extraites à partir des images 3D du système de TDM pour chaque expérience. La surface du lit est déterminée par une valeur seuil  $HU$  de référence, qui dépend des paramètres d'acquisition, constituant un seuil de transition entre l'eau et le sable. Les formes du lit sont alors mesurées. La quantification de la vitesse de ces formes irrégulières du lit de sable est mesurée par l'algorithme de reconstruction tomographique du système PIV Lavision (Scarano, 2012), détourné ici de son usage normal. Pour ce faire, les images 2D des topographies successives dans le temps sont utilisées. Ceci permet d'estimer la vitesse locale des formes du lit de sédiments. Des grilles de vecteurs de vitesse des formes du lit sont calculées pour chaque paire de topographie. La grille est réinterpolée à plus grande résolution sur la grille des topographies. L'épaisseur locale de la couche de transport est ensuite déterminée. Cette épaisseur est définie comme étant le minimum de la couche de transport par charriage. Ce minimum est déterminé en utilisant un filtre passe-bas sur les images de topographie. Les plus basses fréquences de variation de l'élévation du lit sont identifiées comme la limite inférieure de la couche de transport. Le déplacement de ces basses fréquences, étant l'équivalent de dunes, est considéré lent par rapport à celles des hautes fréquences (c. -à-d. les rides). La densité locale est multipliée par le volume de sable déplacer dans le volume de chaque point de grille pour calculer le transport par charriage local.

Pour le transport de la matière en suspension, le profil de concentration dans la colonne d'eau de sédiments est multiplié par le profil des vitesses du fluide. Le profil de matière en suspension est d'abord déterminé par méthode de filtration. Ensuite, les photographies de PIV sont utilisées pour compter le nombre de particules dans l'eau. Une valeur seuil d'intensité sur les images permet de trier les pixels en deux classes; eau et grain de sable. Plusieurs centaines d'images sont enregistrées et pour chacune d'elles un profil moyen du nombre de particules en suspension est extrait. Connaissant approximativement le volume de pixels de la photographie et la densité des grains, un profil moyen de concentration de particules en suspension est calculé. En intégrant sur la hauteur d'eau totale, on obtient la valeur nette du transport en suspension. Combinant ces résultats avec la somme du transport par charriage on obtient le transport solide total. La grille de vecteurs mesurés

au PIV peut être superposée aux images du CT Scan à l'aide d'un point de référence positionné sur la plaque de calibration du PIV. Ainsi, il est possible de relier le transport total aux contraintes de cisaillement du fluide sur le fond.

**Deuxième partie**

**Articles**



# **Chapitre 3**

## **COMBINED X-RAY AND LASER IMAGING TECHNIQUE APPLIED TO SAND-BED PHYSICAL MODEL**

**Technique d'imagerie rayons X et laser combinées pour l'étude des lits de sable à  
l'aide d'un modèle physique**

### **Auteurs**

Corinne B. Brunelle<sup>1</sup>, Pierre Francus<sup>1,2</sup>, Benoît Camenen<sup>3</sup>, Philippe Després<sup>4</sup>, Carl L. Amos<sup>5</sup>, Mathieu Des Roches<sup>1</sup>, Louis-Frédéric Daigle<sup>1</sup>, Hachem Kassem<sup>5</sup>, Emeline Perret<sup>4</sup>, Justin Larivière<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut national de la recherche scientifique, 490 rue de la Couronne, Québec, G1K 9A9, Canada.

<sup>2</sup> Canada Research Chair in Environmental Sedimentology.

<sup>3</sup> Irstea, UR HHLY, centre de Lyon-Villeurbanne, F-69625 Villeurbanne Cedex, France.

<sup>4</sup> Université Laval, 2325 rue de l'Université Québec (Québec) G1V 0A6, Canada.

<sup>5</sup> National Oceanography Centre, University of Southampton - Waterfront Campus, Southampton, SO14 3ZH, Royaume-Uni.

### **Contribution**

Corinne B. Brunelle a rédigé en majorité l'article scientifique. Le développement des axes de recherche et le financement du projet sont le fruit des efforts du professeur Pierre Francus en collaboration avec les chercheurs Benoît Camenen, Carl L. Amos et Philippe Després. Les montages expérimentaux, les manipulations et l'acquisition des données en laboratoire ont été réalisés à l'aide

des assistants de recherche de l'INRS Mathieu Des Roches et Louis-Frédéric Daigle du Laboratoire multidisciplinaire de tomodensitométrie pour les ressources naturelles et le génie civil. Hachem Kassem, Emeline Perret et Justin Larivière ont contribué à l'échantillonnage et à l'analyse des données.

### Résumé traduit

Un montage expérimental a été développé pour mieux quantifier la densité du lit de sable mobile à l'aide d'un modèle physique à petite échelle. Des rides asymétriques ont été créées sous l'action de courants unidirectionnels dans des conditions d'écoulement turbulent dans un canal hydraulique inséré dans un tomodensitomètre médical à rayons X. Un système de vélocimétrie par image de particules (PIV) fournissant une technique d'imagerie non intrusive et haute résolution (4D) unique est fixé au tomodensitomètre permettant de coupler les mesures d'interaction particule-fluide. La méthode propose une méthode d'étalonnage en temps réel pour le calcul de la porosité ( $n \approx 0,45$ ) de petites ( $217 \mu\text{m}$ ) et denses ( $2650 \text{ kg m}^{-3}$ ) particules en éliminant les artefacts d'imagerie par rayons X. De plus, la porosité du lit est mesurée en même temps que la vitesse de déplacement des rides grâce au suivi topographique du lit de sable extrait par tomodensitométrie. Le temps entre deux scans est suffisamment court pour suivre le mouvement des rides jusqu'à ce que la vitesse moyenne de celles-ci atteigne  $0,56 \text{ mm s}^{-1}$ . La principale limite de la méthode est le temps nécessaire pour refroidir le tube à Rayons-X entre les deux scans. Cet ensemble complet de données permet de mesurer le taux local de transport de particules d'une nouvelle façon sans introduire d'approximation dans le calcul du poids de la matière transportée. Des scans plus longs ont été utilisés pour estimer la pente des rides de formes irrégulières par la technique du variogramme. Ces mesures s'avèrent valides pour montrer la corrélation entre la pente des rides avec la force de traînée du lit de sable ainsi que la contrainte de cisaillement du fluide sur le lit. Cette technique d'imagerie combinée montre ainsi une application globalement prometteuse au calcul du transport solide de matériaux poreux en laboratoire. La combinaison des résultats avec les mesures de contrainte de cisaillement de fluide fournit de nouvelles observations contribuant à l'avancement des travaux expérimentaux.

### 3.1 Abstract

An experimental setup was developed to better quantify the density of a mobile sand bed using a small-scale physical model. Asymmetric ripples were created under unidirectional currents for rough turbulent flow conditions in a flume inserted in an X-ray medical CT scanner. A particle image velocimetry (PIV) system providing a unique non-intrusive and high resolution (4D) imaging technique is fixed to the CT-scanner to couple particle-fluid interaction measurements. The method proposes a real-time calibration technique for porosity calculation ( $n \approx 0.45$ ) for small ( $217 \mu\text{m}$ ) and dense ( $2650 \text{ kg m}^{-3}$ ) particles by eliminating the X-ray imaging artifacts. The 4D bed porosity measurements are linked to the local bed-form velocity using the temporal series of bed topography extracted from the CT scans. The time between two CT scans was short enough to track the ripple movement until the mean ripples velocity reaches  $0.56 \text{ mm s}^{-1}$ . The main limitation of the method is the time related to X-ray tube cooling time between the two scans. The data set allows the calculation of a local rate of particle transport in a new way without introducing approximations in the calculation of weight. Longer scans were used to estimate the steepness of the irregular shaped ripples by the variogram technique. The measurements properly correlated the ripple steepness to the bed drag and fluid shear stress. This combined imaging technique shows overall promising application to solid transport calculation for porous materials in laboratory. The combination of the results with the fluid shear stress measurements provide new observations contributing to the advancement of experimental work.

## 3.2 Introduction

Fundamental parameters of sand-fluid interface dynamics are difficult to measure, especially for unsteady and non-uniform flow. Unidirectional flows can create complex 3D non-symmetric bed forms with highly spatial heterogeneous hydrodynamics near the bed. This affects the fluid motion in terms of the drag force and local changes in flow velocity (Nikora et al., 2007). Better describing this interaction would benefit the development of sand transport equations (Meyer-Peter & Müller, 1948; Sternberg, 1971; Grant WD & Madsen, 1979). The topography is one of the key parameters. The bed forms of the particle-fluid interface have a crucial role in the flow dynamics (Hare et al., 2014; Lefebvre & Winter, 2016) determining the apparent bed roughness ( $k_s$ ) and the bed shear stress ( $\tau_0$ ). Using laser scanners is a robust method to describe the bed topography but reaches a limit at high suspended sand concentrations when light does not penetrate the opaque water and fails to detect the interface of particle-fluid. The porosity is also difficult to estimate, if not impossible, during active sand transport. Considering the significant effect of bed porosity on hydrodynamics (Cooper et al., 2018; Sinha, 2017; Roche, 2018), a better description of this interaction needs to be investigated.

The use of X-Ray computed tomography (CT) was then explored to better describe the bed characteristics during active sand transport for different unidirectional flow types. The CT scan is a non-destructive technique that provides a 4D matrix of matter density. The application of CT scan in geosciences has already been explored (Ketcham & Carlson, 2001; Otani & Obara, 2004; Ketcham & Iturrino, 2005). The method has been successfully used to study gravity currents (Tilston et al., 2015) and wave action on beach morphology (Yamada et al., 2013) using small-scale physical models. In this study, a new protocol is tested to determine the application of the CT scan to study a mobile sand-bed physical model to estimate the total sand transport in a new way to include porosity measurements. To achieve this, a flume filled of sand and water is inserted in a medical CT scanner. A particle image velocimetry (PIV) system is attached to the scanner allowing hydrodynamics measurements. The structure moves on rails providing fast and co-located measurements with the scanner measurements. A fixed acoustic Doppler profiler (ADP) of high sampling frequency is also deployed near the bed. The combined techniques provide an experimental data set

including hydrodynamic characteristics and sand bed properties needed to derive sand bed transport equations.

In this study, steady currents over sand beds are generated covering the lower regime of sand transport from ripples formation to ripples erosion (Camenen et al., 2006). The objective of the experiments is first to evaluate the capability of the CT scan combined with the PIV to reproduce classical measurements of sand transport calculation (i.e., bed shear stress and bed topography). Secondly, the aim is to establish the contribution of the X-ray imagining to sand transport studies. The data analysis is focused on the calculation of density, and inversely the porosity. Medical Ct-scanner resolution is too low to directly measure porosity of fine to medium sand beds using segmentation techniques (Iassonov et al., 2009; Schluter et al., 2010). Yet, an original calibration method is proposed to measure density in real-time along the moving sand beds. Finally, an assessment of the CT scan technique is conducted, outlining its advantages and limitations.

### 3.3 Materials and methods

#### 3.3.1 Physical model

A movable sand-bed physical model (Hughes, 1993) was built in the Multidisciplinary Laboratory of CT Scan for Non-Medical Use at the Institut national de la recherche scientifique (Québec, Canada). A rectangular flume ( $0.30\text{ m} \times 0.30\text{ m} \times 7.0\text{ m}$ ), made with  $0.025\text{ m}$  thick transparent acrylic is used. The water level in the flume is set constant such as the initial water depth ( $d$ ) over the flat bed is  $0.14\text{ m}$ . The flume was horizontal (no slope) fed with water using an honeycomb diffuser to reduce the turbulence at the water inlet. A steady flow is induced by a water pump joining two water tanks placed at each extremity of the flume. The sand bed is composed of pure (99%) quartz ( $\text{SiO}_2$ ) with a median grain diameter  $D_{50}$  of  $217\text{ }\mu\text{m}$ , and a ninety percentile  $D_{90}$  of  $355\text{ }\mu\text{m}$ . The sand grain density  $\rho_{sand}$  is uniform and equal to the density of pure quartz which is  $2650\text{ kg m}^{-3}$ . The sand grain density of the prototype is thus equal to the natural density of sand grain. The water density ( $\rho$ ), calculated for a water temperature of 20 Celsius degrees, is  $967\text{ kg m}^{-3}$ .

(Fofonoff & Millard, 1983). The initial bed thickness for each experiment is 0.05 m.

### 3.3.2 Experimental conditions

Seven experiments were conducted by progressively increasing the flow velocity. The depth-averaged fluid velocity in the center of the flume in the center of the flume ( $\bar{U}_m$ ) for the first (1) and the second (2) experiments are 0.14 and 0.18 m s<sup>-1</sup> respectively (table 3.1). During the experiment 1 and 2, there is no sand transport. The only difference between the two experiments is that experiment 1 was conducted over a flat sand bed whereas the initial sand bed for the experiment 2 was rippled by a flow of  $\bar{U}_m = 0.32$  m s<sup>-1</sup>. The initial sand bed is flat for the experiments 3 to 7. The sand bed was flattened manually before each experiment.  $\bar{U}_m$  was increased incrementally for the experiments 3 to 7: 0.32, 0.39, 0.44, 0.54 to 0.64 m s<sup>-1</sup>. The water depth is decreased at high flow velocities (table 3.1) to obtain higher mean fluid velocity. The flow was maintained for 45 minutes until the bed dynamics reaches an equilibrium before measurements were made. The experiments were repeated to identify critical flow conditions and to ensure repeatability. Only one series of measurements is presented in this study. The non dimensional numbers Reynolds ( $R_e$ ) and Froude ( $F_r$ ) numbers for the fluids that specify the relative importance of inertial to viscous and gravity forces, respectively, are listed in table 3.1. These numbers are calculated using the mean fluid velocity denoted here by  $\bar{U}_c$  defined as the flow rate divided by the discharge area.

Water samples were collected at 3 different depths (i.e., 0.01, 0.04 and 0.08 m) over the bed using a series of water pumps and tubing. The tube internal diameter was 10 mm. The water samples (1.0 L) were filtered under low vacuum onto pre-weighted Whatman 934-AH borosilicate glass microfiber filters having a nominal particle retention of 1.5  $\mu\text{m}$ . The range of suspended sediment concentrations  $C$  at 0.01m over the mean sand bed elevation during active sand transport (i.e., experiments 3 to 7) varies from 0.006 to 0.27 g L<sup>-1</sup> (table 3.1) which is relatively low concentration. The range of standard deviation of sand bed elevation ( $\sigma_\Delta$ ) measured by the CT scanner varies from 0,010 to 0,016 m corresponding to the mean ripple height.

Table 3.1 – Sand bed experimental conditions for different flow velocity, water depth ( $d$ ) and discharge ( $Q$ ) for different transport mode; with and without sand transport (including bedload and suspension). The depth-averaged fluid velocity ( $\bar{U}_m$ ), the mean fluid velocity ( $\bar{U}_c$ ), the standard deviation of bed elevation ( $\sigma_\Delta$ ), the fluid Reynolds ( $R_e$ ) and Froude ( $F_r$ ) numbers, the suspended sediment concentrations near the bed ( $C_{z=0.01m}$ ) are presented.

<i>exp.#</i>	$Q$	$d$	$\bar{U}_c$	$\bar{U}_m$	$R_e$	$F_r$	$2\sigma_\Delta$	<i>Mode</i>	$C_{z=0.01m}$
-	$m^3 s^{-1}$	$m$	$m s^{-1}$	$m s^{-1}$	-	-	$m$	-	$g L^{-1}$
1	0.004	0.140	0.10	0.14	13 611	0.08	0.002	no transport	0.0024
2	0.005	0.140	0.12	0.18	16 667	0.10	0.011	no transport	0.0024
3	0.008	0.140	0.19	0.32	26 278	0.16	0.010	transport	0.0060
4	0.010	0.140	0.23	0.39	32 500	0.20	0.011	transport	0.041
5	0.012	0.140	0.28	0.44	38 778	0.23	0.018	transport	0.11
6	0.012	0.120	0.33	0.54	40 000	0.31	0.016	transport	0.26
7	0.014	0.105	0.44	0.64	46 667	0.44	0.016	transport	0.27

### 3.3.3 Experimental setup

The flume was inserted longitudinally into a medical CT scanner as realized by Yamada et al. (2013) and Montreuil (2014). The CT scanner moves up to 2.6 m on rails along the flume. The particularity of the experimental setup is based on the fact that the particle image velocimetry (PIV) system is attached to the CT scanner moving both on the rails. This allows fast co-located measurements by the two systems. The PIV measures the hydrodynamics while the CT scanner measures the model density. This provide a co-located and quasi synchronized data set of flow features and bed characteristics. An ADP is also deployed after the PIV and CT scan measurements at the same bed location. The ADP provide local measurements of bed elevation and flow velocities.

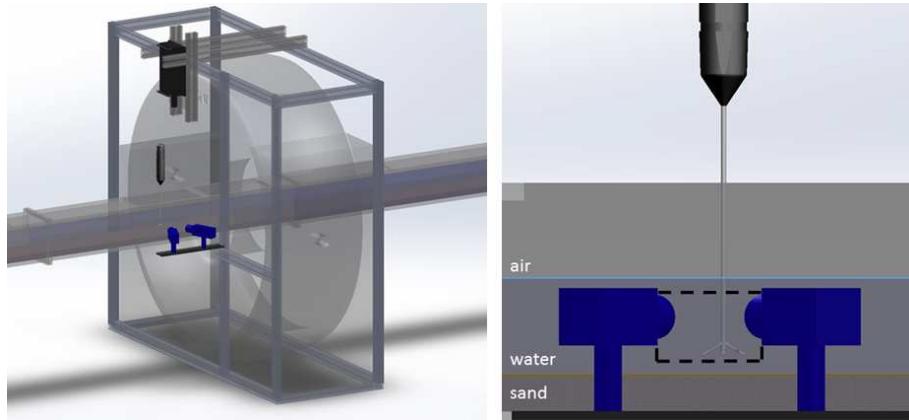


Figure 3.1 – Schematic view of the rectangular hydraulic flume inserted into a medical X-ray CT scanner. Left: The PIV system, laser (black) and cameras (blue), is fixed to the CT scanner by the structure, which moves on rails along the flume. Right: The field of view (black dashed line) of the PIV cameras (blue) in the hydraulic flume. The ADP (black) is deployed in the PIV measurement zone when the structure (CT scanner and PIV) is moved on the side.

### 3.3.4 CT scan measurements

The CT scanner, a medical X-ray CT scan (Siemens, Somatom Definition AS+ 128), measures a 3D attenuation coefficient matrix scaled in Hounsfield units (HU) which are related to density. The HU values vary from -1024 to +3071 providing 4096 levels of density relative to water. The scanner moves in the longitudinal axis of the flume as the X-ray tube turns in the gantry, around the flume, allowing rapid and long scans. The initial measurements are 360 degrees 1D X-ray projections through the cross section of the flume. The 3D matrix is reconstructed with a weighted

filtered back projection for helical acquisition using the 1D projections (Stierstorfer et al., 2004). For the experiments, the X-ray beam collimation is 1.2 mm, the X-rays tube current intensity was 287 mAs with a tube voltage of 140 kV. The pitch factor, determining the gantry velocity during measurements in helical mode, was 0.35. The convolution kernel used to remove noise in the image reconstruction is a soft image smoothing Siemens filter (B30s). The absolute HU value depends on this aforementioned configuration. The 3D *HU* matrix is  $512 \times 512$  pixels in the cross-section with a pixel size of  $0.6 \text{ mm} \times 0.6 \text{ mm}$ . In the longitudinal axis, the slice thickness is 2.0 mm.

Consecutive CT scans were acquired to detect the 3D movement or ripples. The time between scans should then be long enough to detect movement and short enough to not lose the trace of ripple displacement. This time depends on the cooling time of the X-ray tube. Depending on the configuration, this time is normally longer for spatially longer scans. The cooling time is then shorter as the duration of sampling decreases. Different types of acquisition for the scan were tested to evaluate the capacity of the CT scan to detect the bed topography changes with time. As the flow velocity increases, the length of the scan is diminished to increase the sampling frequency. For slow movements, long scans (0.30 m) were acquired in the spiral mode (i.e., helical) where the CT scan moves on the rails during the acquisition. In this case, the time between scans is approximately few minutes. The shortest scans (0.1 m) where done in static mode when the CT scan is fixed for which the time between scan can be as fast as 0.5 minute.

### 3.3.5 Particle image velocimetry

A LaVision stereo particle image velocimetry (PIV) measured 3D velocity components (3C) in a plane (2D) using two cameras Imager pro X4M in double frame mode. The resolution of the camera is  $2048 \times 2048$  pixels. The longitudinal axis of the flume was parallel to the PIV plane. The PIV field of view is over the ripples and does not cover the inside zone of the ripples. No measurements could be done in the ripples region because of the laser reflection on the 3D sand forms. Image distortion due to optical path or oblique viewing was corrected automatically using the LaVision calibration plate and calibration algorithm. The self-calibration algorithm, using simultaneous particle images from each camera, was then used to correct the calibration inaccuracies

by detecting slight offsets in calibration during experiments. A 532 nm bandpass filter was placed on the camera lens to filter ambient light. The camera angle was no larger than 15 degrees limiting astigmatism effects. The laser is a double-pulse  $Nd : YAG$  laser system and the sheet thickness of the laser is 1 mm. The sheet thickness is slightly larger in the water column due to beam spreading at the air-water interface. The PIV system sample rate and duration were set to 6.7 Hz and 2 minutes, respectively. The time between each pair of frames,  $\delta t$ , was adjusted for each flow velocity using the LaVision  $\delta t$  Optimizer. The  $\delta t$  Optimizer measured particle displacement to reach 25% of the desired interrogation window size, which provided vectors of the maximum flow speed at the desired spatial resolution. Particles of 15  $\mu\text{m}$  diameter were added to water to obtain a minimum of 10 particles per interrogation window. A stereo cross-correlation algorithm was used to compute vector fields (Scarano, 2012). A filter was used on the images to remove static patterns that were not consistent with the overall measurements (i.e., light reflection and air bubbles).

The sensitivity of  $\tau(z)$  estimates to the vector grid resolution of the reconstructed images and the sampling duration were tested. The interrogation window size was reduced successively diminishing the increasing the grid resolution. The sensitivity estimates converge at a window size of  $32 \times 32$  corresponding to a grid resolution of 0.5 mm which is used. The field of view was  $132\text{mm} \times 133\text{mm}$  resulting in a grid of  $263 \times 264$  vectors. The shear stress estimates converge after one minute of acquisition showing that two minutes of sampling were sufficient. Outliers vectors greater than twice the standard deviation were removed in the vector post processing step. The percentage of data removed for fluid shear stress measurements is up to 10 %, and 0.5 % for the mean flow velocity.

### 3.3.6 Acoustic Doppler Profiler

The Vectrino-II is a high-resolution acoustic Doppler profiler (ADP) used to measure 3D fluid velocity. It is a bistatic sonar, that is the transmitter and receiver are separated physically. The probe transmits through a central beam and receives through four down-looking fixed probes displaced to the side. The geometry of the probe determines the sampling volume (Zedel et al., 2002), which is at a distance of 40 to 75 mm from the probe (i.e., volume of 35 mm) with a 1 mm range cells. The Vectrino-II estimates the Doppler shift from a change in phase between the transmitted pairs of sound pulses separated by a short time interval. This method produces high resolution and

low noise data (Lhermitte & Serafin, 1984). The measured velocity is an average of many velocity estimates called pings. The ping algorithm here is chosen to have the maximum interval time between pulses to minimize overlapping with each echo. The intensity of the transmitter is set to maximum. The gain reduction, to compensate for very strong boundary echoes, is set to 50. The bottom distance sample rate of the Vectrino-II is 10 Hz. The data analyzed was chosen to have a correlation above 0.8 and a signal-to-noise ratio of no less than 20. The velocity matrix components were de-spiked following the method of Goring & Nikora (2002) delimiting an acceptable ellipsoid domain in phase-space to detect any irregularity in the signal. These components were also de-rotated to correct any possible sensor misalignment by calculating the angle between streamwise  $u$  and vertical  $v$  temporal mean velocity in the  $x$ - $y$  plane. The percentage of data removed by the data quality process (i.e., signal-to-noise ratio, correlation, and de-spiking) is approximately 8%. The bottom check option determines the bed position ( $z = 0$  m). Limitations in data interpretation result from bottom echos that interfere with the cells closest to the bottom (Koca et al., 2017). The bed interference adversely influenced the measurements up to 5 mm above the bed (Brand et al., 2016) and consequently, the data were removed. The sample rate is 50 Hz and the acquisition duration is 5 minutes. The peak of the return signal should be sharp as the bottom position is interpreted to be somewhere between the location of the peak and the point at which the echo return starts. The ADP sensitivity to duration time of acquisition was tested. The results showed that shear stress converged rapidly after 30 seconds at 50 Hz.

### 3.3.7 Hydrodynamic analysis

The results are separated into local measurements, made with the ADP, and double-averaged measurements (i.e., time and space), made by the PIV. For the PIV data, the velocity data were double averaged; first in time ( $\bar{\cdot}$ ) and then in space ( $\langle \rangle_x$ ) (Nikora et al., 2007). The same equations to estimate bed shear stress are applied to the both ADP and PIV. The different equations to quantify the bed shear stress ( $\tau_0$ ) can differ between each other (Biron et al., 2004). A regression over the time-averaged velocity profile in the benthic boundary layer (i.e., logarithmic law) can be

applied to calculate the bed shear stress and the hydraulic roughness length so-called Law of the wall:

$$\bar{U}(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) \quad (3.1)$$

where  $u_*$  is the friction velocity ( $u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$ ),  $\kappa$  is the von Karman's constant ( $\kappa = 0.41$ ),  $z$  the height above the bed and  $z_0$  is the hydraulic roughness length.  $\bar{U}(z)$  is the time-averaged velocity  $\bar{U}(z) = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$ , where  $\bar{U}(z)$  is parallel to the flume longitudinal axis in this case.  $z_0$  expresses the height above the bed where the flow velocity is null (Liu, 2001). This equation is applicable in the logarithmic region only, which is the overlap between the upper part of the boundary layer, called the outer layer, and the inner layer (López & García, 1999; Ferreira et al., 2012). A regression between  $z$  and  $\bar{U}(z)$  determined  $u_*$  and  $z_0$ . This method is highly sensitive to the relative bed position (i.e.,  $z = 0$ ). The uncertainty on mean bed level related to bed forms leads to the largest errors in the estimation of  $z_0$ , more than for the friction velocity which only depends on the slope of the velocity profile. Moreover, the use of this expression assumes the validity of the Karman-Prandtl Law of the wall for fully turbulent conditions and a constant shear stress in the vertical direction (Schlichting, 1975). This conditions is not fully met in the experiments. Consequenlty, to apply the equation 3.1 in the valid regions, the von Karman's constant is calculated iteratively by approximating a first value of  $u_*$  to apply the Law of the wall in the logarithmic region (if any) where  $\kappa = 0.4$  (Smart, 1999; Bagherimiyab & Lemmin, 2013), using the Clauser plot regression (Clauser, 1956):

$$\frac{\bar{U}(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{zu_*}{\nu} \right) + B \quad (3.2)$$

where  $B$  is a constant of integration,  $\nu$  is the water kinematic viscosity ( $\nu = 1.00 \times 10^{-6} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ). The mean flow velocity  $\bar{U}$  may also be related to the bed shear stress by using the quadratic stress law :

$$\tau_0 = \rho C_d \bar{U}^2 \quad (3.3)$$

where  $\rho$  is the water density and  $C_d$  the drag coefficient for the height of the measurement of  $U$ . The equation is useful in depth-averaged models that link the bed shear stress to the mean flow velocity for a given water depth using a drag coefficient ( $C_d$ ). Assuming again fully turbulent flow conditions, this empirical non-dimensional coefficient  $C_d$  is depth- and flow-type dependent (Soulsby, 1983). The turbulent fluctuations of flow velocity at the bed can also be related to the bed shear stress by the Reynolds Stress and Turbulent Kinetic Energy (TKE) methods (Stapleton & Huntley, 1995). The temporal flow fluctuations are denoted  $u'$ ,  $v'$  and  $w'$  in the streamwise, transverse and vertical directions respectively by Reynolds decomposition. The fluctuations are the flow velocity signal minus the time-averaged flow velocity for each component such as  $u' = u - \bar{u}$ ,  $v' = v - \bar{v}$  and  $w' = w - \bar{w}$ . For the Reynolds Stress, the bed shear stress is estimated using streamwise ( $u'$ ) and vertical ( $w'$ ) turbulent fluctuations:

$$\tau_{0 Rxz} = -\rho \left[ \overline{u'w'} \right]_{z=0} \quad (3.4)$$

For the TKE method, the 3D turbulent components are related to  $\tau_0$  by a empirical factor ( $C_{TKE}=0.19$ ) (Soulsby, 1983):

$$\tau_{0 TKE} = C_{TKE} \left[ \rho 0.5 \left( \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) \right]_{z=0} \quad (3.5)$$

The vertical fluctuation term ( $\overline{w'^2}$ ) in equation 3.5, defined as the Reynolds Stress  $R_{zz}$ , can be used to determine  $\tau_0$  with a different  $C$  value ( $C_{Rzz}=0.9$ ) (Kim et al., 2000):

$$\tau_{0 Rzz} = C_{Rzz} \left[ \rho 0.5 \left( \overline{w'^2} \right) \right]_{z=0} \quad (3.6)$$

The linear part of the flow temporal fluctuations profiles are extrapolated to the mean bed level to calculate  $\tau_0$  (Pokrajac et al., 2008). The drag coefficient  $C_d$  is calculated using the bed shear stress estimates (i.e., here using  $\tau_{0 Rxy}$  and the mean flow velocity  $\bar{U}_c$  for the given water level  $d$  according to equation 3.3).  $\bar{U}_c$  also determines the Reynolds ( $R_e = \bar{U}_c d / \nu$ ) and the Froude numbers ( $F_r = \bar{U}_c / \sqrt{gd}$ ) for a given water depth ( $d$ ). From these results, the grain Reynolds number and the Shield's parameter so derived by equations 3.7 and 3.8 are calculated. This conforms to the Shield's diagram axes which are used to determine the critical conditions for the initiation of sediment

motion in a unidirectional fluid flow (Kamphuis, 1982).

$$Re* = \frac{u_* D_{50}}{\nu} \quad (3.7)$$

$$\theta = \frac{\tau_0}{(\rho_s - \rho)gD_{50}} \quad (3.8)$$

### 3.3.8 Sand bed analysis

The bed elevation ( $\Delta$ ) is determined by a threshold of density value on CT scan 3D images. This way, a 2D map of bed topography is extracted from the CT scans. The position  $z=0\text{ m}$  is determined by calculating the offset of this 2D map of bed elevation calculated by a 2D fast Fourier transform analysis. The offset of the bed elevation is considered as the mean bed elevation which is subtract of the original signal to provide the local  $z=0\text{ m}$  position. The images of the CT scanner and the PIV were superposed using a reference point with a known position in the two coordinate systems. The hydrodynamics measurements of the PIV can then be positioned over the bed position  $z=0\text{ m}$ .

The bed topography is also used to quantify the bed characteristics. First, the standard deviation of bed elevation ( $\sigma_\Delta$ ) was examined as a proxy for ripple height and bed roughness. Secondly, a variogram algorithm was used to calculate the length and the elevation of bed structures in the x-y plane (Schwanghart, 2010). The variogram determines a  $\gamma$  index which is the maximum mean bed elevation for a chosen length  $L$  squared and divided by two ( $\frac{1}{2}(\langle\Delta(i) - \Delta(i + L)\rangle)^2$ ). This expression is similar to the standard deviation of the bed elevation ( $\Delta$ ) ( $\sqrt{\langle(\Delta(i) - \langle\Delta\rangle)^2\rangle}$ ). The  $\sigma_\Delta$  and the  $\gamma$  index can then be compared. The maximum of  $\gamma$  corresponds to the characteristic length  $L$  of bed structures. The characteristic length  $L$  of bed structures is used as a proxy of ripple wavelength  $\lambda_r$ . The ripple height  $\Delta_r$  is approximated by the  $\gamma$  maximum value. The hydraulic roughness height

$z_0$  can be expressed using both ripple height  $\Delta_r$  and wavelength  $\lambda_r$  (Soulsby, 1997), where the coefficient  $a_r$  is an empirical coefficient ranging usually between 0.3 and 3:

$$z_0 = a_r \frac{(\Delta_r)^2}{\lambda_r} \quad (3.9)$$

The PIV LaVison stereo cross-correlation algorithm is used (Scarano, 2012) to compute vector fields of ripple displacement  $V_r(x,y)$  using successive bed topography images obtained by the CT-Scanner. The calculation creates a 2D vectors grid of bed form velocity. The window size is  $48 \times 48$  of the PIV stereo cross-correlation algorithm provides a grid of varying resolution (table 3.2) depending on the CT scan length. The length of scans is diminished with increasing ripple velocity to increase the sample rate of bed topography. This allows the algorithm of the PIV to track with a higher correlation the movement of the ripples. The acquisition parameters of table 3.2 provides the best correlation for vector calculation. The vectors are interpolated by local averages to every bed location when no velocity could be calculated by a lack of correlation between successive CT scan images.

**Table 3.2 – The CT scan length and time between scans as a function of the mean flow velocity near the bed ( $U_{h/d}=0.05$ ). The grid resolution of the velocity vector field calculated by the PIV stereo cross-correlation algorithm is indicated.**

exp.#	$U_{h/d}=0.05$ ( $m s^{-1}$ )	Scan length (mm)	Time between scans (s)	Grid resolution (mm)
3	0.20	1800	810	10
4	0.20	340	201	9
5	0.25	200	75	5
6	0.33	100	25	4

The porosity of sand bed is also calculated. The  $HU$  values measured by the CT scan are interpreted as a function of density considering that sand has a uniform density (i.e., 99.5 % pure silica). A voxel of the scan can thus contain a combination of water and quartz only. The  $HU$  values can be converted into relative density for different materials (Boespflug et al., 1994). Consequently, the dry sand density ( $\rho_s$ ) is determined by equation 3.10, the measured  $HU_m$  values is a function of  $HU$  value of water, the  $HU$  value of pure quartz and the density of pure quartz ( $\rho_{quartz}$ ). A quartz crystal ( $2 cm^3$ ) was buried in the sand bed to determine the reference value of  $HU_q$  in the bed. The

dry bed density is then given by:

$$\rho_s = \rho_{quartz} \left( \frac{HU - HU_{water}}{HU_{quartz} - HU_{water}} \right) \quad (3.10)$$

The porosity ( $n$ ), the volume of void divided by the total volume, is expressed as:

$$\rho_s = \rho_{quartz}(1 - n) \quad (3.11)$$

## 3.4 Results and discussion

### 3.4.1 Bed shear stress estimate

#### Local near bed measurements

The local near bed shear stress are measured with the ADP since the bottom echos interfere with the cells closest to the bed, the velocity values near the bed ( $z/d \leq 0.05$ ) were discarded. Only the measurements of fluid velocity in the sampling zone where the incident beam fully overlap are kept for analysis (Brand et al., 2016). Consequently, no fluid velocity profiles are analyzed and the log law could not be applied to measurements. Velocity measurements are acquired below and over the sand motion threshold. The observations shows that the non-dimensional  $Re^*$  and  $\theta$  numbers (table 3.3) were below the threshold for sand transport during experiments 1 and 2 only. The observed critical  $\theta_c$  is equal to the reference value for sand motion which is typically 0.04 ( Soulsby, 1997).

During the experiments the zone of erosion was located on the crest of the ripples, as previously observed (Charru & Hinch, 2006). This creates a non-uniform distribution shear stress over the ripple surface. The analysis focuses on the ADP shear stress ( $\tau(z)$ ) data acquired only over the ripple crests, where the maximum of sand transport occurs. Considering the crest of the ripple only, shortened the amount of data because the ripples move during measurements. Yet, it still represent one minute of measurements, which is sufficient as determined in the preliminary calibration for a fluid shear stress measurements a 50 Hz. The three bed shear stress estimation methods  $\tau_0 R_{xz}$ ,

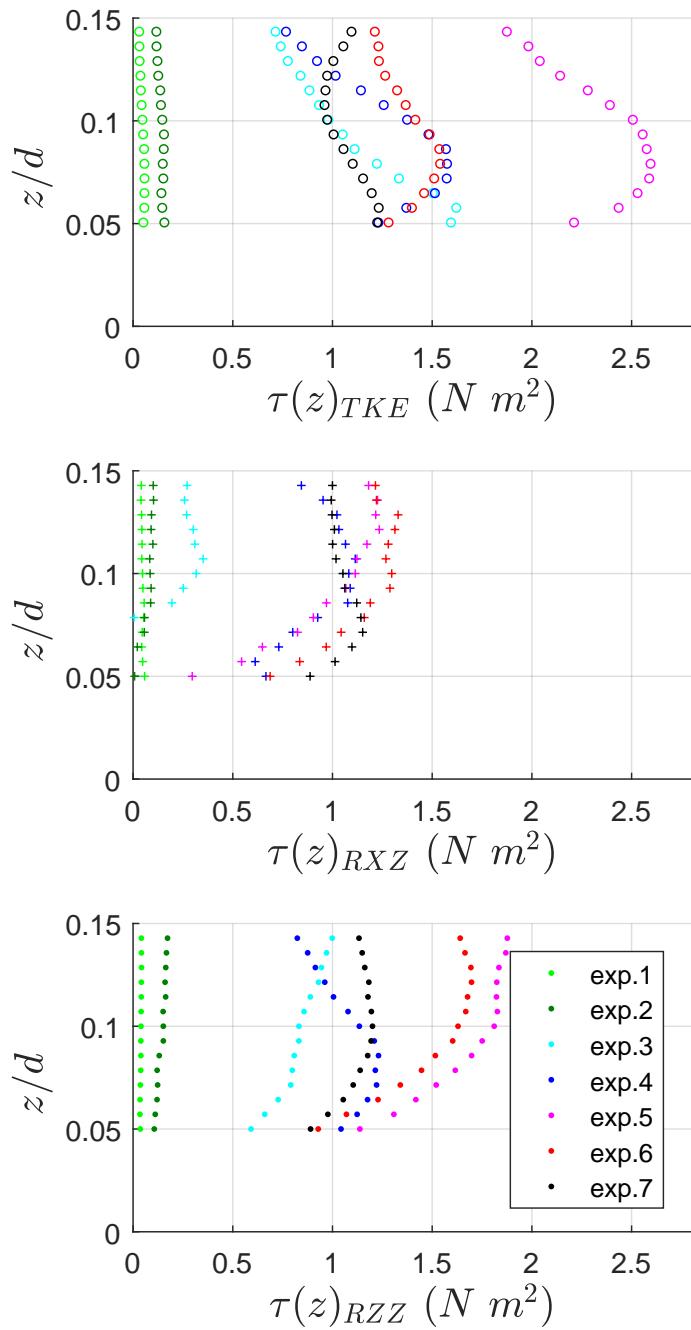
$\tau_{0 Rzz}$  and  $\tau_{0 TKE}$  were calculated using equal record lengths. The results are shown in figure 3.2 for the experiments 1 to 7 for an increasing flow velocities over the sand ripples.

There is no clear systematic trend between the shear stress estimation methods which are similar. The relative depths of the maxima vary with the experiments. However, estimating the  $\tau_0$  value using the depth  $h/d \approx 0.1$  (Biron et al. 2004; Bagherimiyab et al., 2013) seems to be a good proxy (figure 3.2). The value of the shear stress maxima are listed in table 3.3. The lower value of  $\tau_{0 Rxz}$  than  $\tau_{0 TKE}$  could be related to the non-negligible contribution of the transverse flow constituent included only in the *TKE* method. Overall, table 3.3 shows that the bed shear stress on top of the ripples increases with flow velocity until it reaches a maximum value (experiments 1 to 5) and decreases at high flow velocities (experiments 6 and 7) in accordance with the bed form washout.

Recalculating the conversion factor  $C_{TKE}$  between  $\tau(z)_{TKE}$  and  $\tau(z)_{Rxz}$  for all dataset, supposing  $\tau(z)_{Rxz}$  to be the reference value of fluid shear stress, shows that the Soulsby (1983)'s constant of 0.19 is valid. However,  $C_{TKE}$  was not a constant and varied along the acoustic profile of the ADP. The same was true for the  $C_{Rzz}$ ; the value 0.9 was a good approximation but the coefficient also varied along the acoustic profile. These variations were random and not correlated with flow velocity ( $R \leq 0.2$ ).

**Table 3.3 – Different methods of sand bed shear stress ( $\tau_0$ ) estimation measured by the ADP for each experiment (exp.). The  $\theta$  and  $Re^*$  parameters are calculated with  $\tau_{0 Rxz}$  values.**

exp.#	$Re^*$	$\theta$	$\tau_{0 Rxz}$ ( $N m^{-2}$ )	$\tau_{0 Rzz}$ ( $N m^{-2}$ )	$\tau_{0 TKE}$ ( $N m^{-2}$ )
-	-	-	( $N m^{-2}$ )	( $N m^{-2}$ )	( $N m^{-2}$ )
1	1.6	0.02	0.056	0.040	0.063
2	2.3	0.03	0.11	0.17	0.16
3	4.5	0.12	0.43	1.09	1.25
4	7.2	0.32	1.11	1.23	1.58
5	7.6	0.35	1.23	1.90	2.60
6	7.9	0.38	1.32	1.70	1.55
7	7.4	0.33	1.15	1.20	1.24



**Figure 3.2 – Fluid shear stress over the sand bed for the different experiments 1 to 7 measured with the ADP using (top) the TKE, (middle) the Reynolds stress and (bottom) the Kim et al. (2000)'s modified TKE method.**

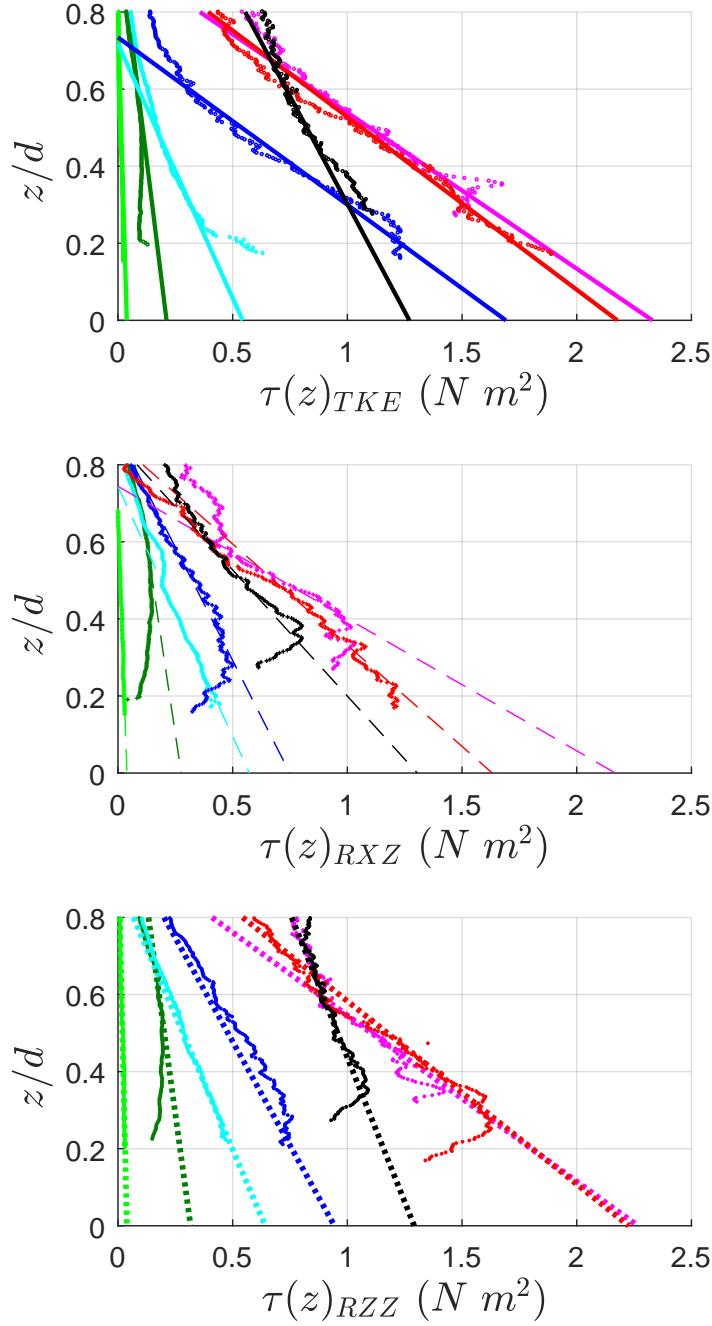
## Spatial average

The flows measured with the PIV in the outer region of the ripples are compared to the near bed measurements made with the ADP in order to validate the application of bed shear stress estimate methods in this configuration. To achieve this, the spatial averaged flow properties are derived from the PIV data. The PIV system has a large field of view (i.e., 2D plane) above the ripples (figure 3.1). The flow here is considered uniform in the flow direction above a certain height. Indeed, the results showed that the PIV measurements were not sensitive to the length of spatial average in the longitudinal x-axis inducing less than 5% of differences in the results. The form-induced stress term ( $\tilde{u} \tilde{w}$ ), inducing spatial variation, is almost null above  $z/d = 0.3$ . Consequently, the temporal flow fluctuations are double averaged, first in time and then in space in the x-axis, to estimate the fluid shear stress (figure 3.4 left). This increases the number of observations in the mean profile compensating for the low sampling frequency.

The three bed shear stress estimation methods  $\tau_0 R_{xz}$ ,  $\tau_0 R_{zz}$  and  $\tau_0 TKE$  were calculated using equal record lengths. The linear extrapolation method (Pokrajac et al., 2008) of the PIV fluid shear stress measurements to the mean sand bed level is used (figure 3.3). The  $\tau_0 R_{xz}$ ,  $\tau_0 R_{zz}$  and  $\tau_0 TKE$  profiles fit the linear regression towards the bed and the section with a great correlation is used for the extrapolation calculation. The results are listed in table 3.4. The bed shear stress estimation methods using flow turbulence ( $\tau_0 R_{xz}$ ,  $\tau_0 R_{zz}$  and  $\tau_0 TKE$ ) are similar. The results are also in agreement with the ADP near bed shear stress measurements comparing the results with table 3.3.

**Table 3.4 – Different methods of sand bed shear stress ( $\tau_0$ ) estimation measured by the PIV (2D-3 components) for each experiment (exp.). The values are related to hydraulic roughness length ( $z_0$ ) calculated with  $\tau_0 \log$ .**

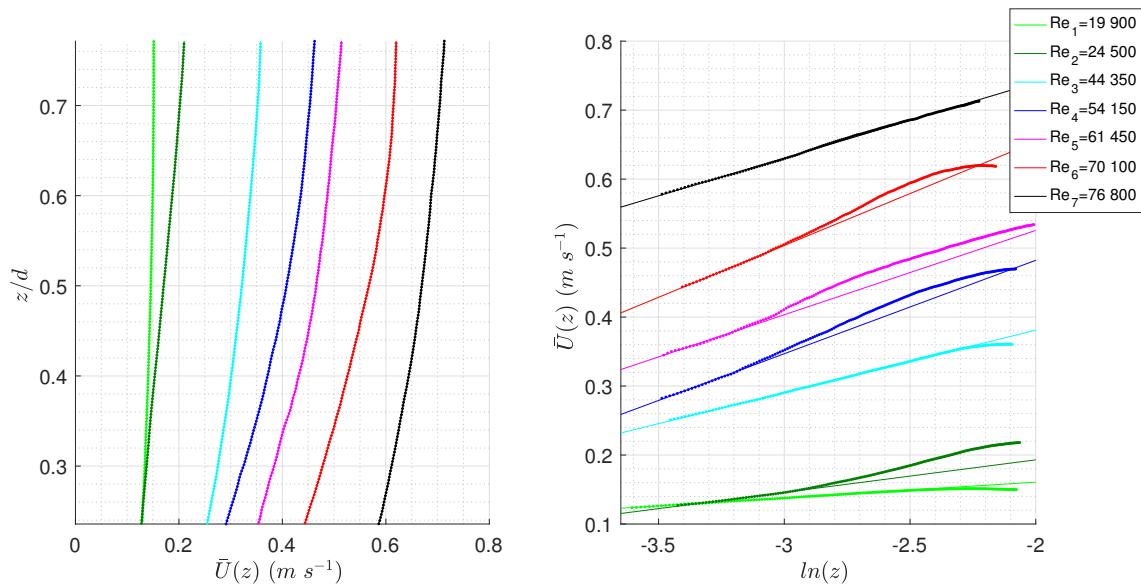
exp.#	$z_0$ (m)	$\tau_0 \log$ ( $N m^{-2}$ )	$\tau_0 R_{xz}$ ( $N m^{-2}$ )	$\tau_0 R_{zz}$ ( $N m^{-2}$ )	$\tau_0 TKE$ ( $N m^{-2}$ )
1	0.00004	0.075	0.05	0.05	0.05
2	0.00085	0.30	0.28	0.317	0.221
3	0.00095	1.28	0.57	0.642	0.544
4	0.0015	2.42	0.75	0.943	1.69
5	0.0020	4.16	2.17	2.27	2.33
6	0.00064	3.12	1.63	2.23	2.18
7	0.00020	2.58	1.30	1.29	1.27



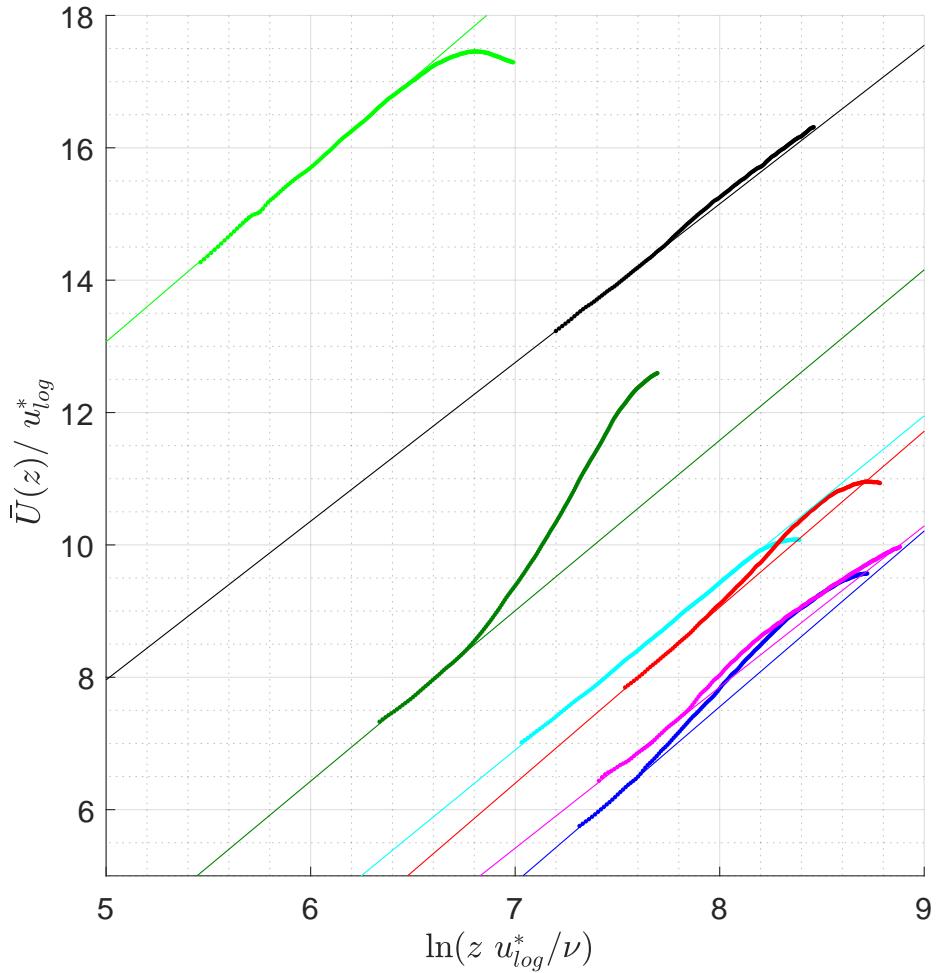
**Figure 3.3 – Fluid shear stress over the sand bed for the different experiments measured by the PIV system using (top) the turbulent kinetic and the Reynolds stress methods (middle and bottom). The lines are the extrapolation of data point to the bed. The colors refer to the experiment number as defined in figure 3.2.**

The PIV measurements, the fluid velocity gradient increases towards the sand bed where the fluid velocity diminishes rapidly (figure 3.4). The profile doesn't cover the ripple zone. The data are interpreted according to the log law. The vertical distribution of the mean flow velocity in the logarithmic region could be fitted to the equation 3.1 (figure 3.4 right). This method to calculate the logarithmic layer thickness is however theoretically only applicable for constant fluid shear stress. The regression over the data is also very sensitive to experimental interpretation. The Clauser plot illustration (figure 3.5) expressed by equation 3.2 was used to verify the valid region of the logarithmic law where the von Karman's constant  $\kappa$  should be equal to 0.4.

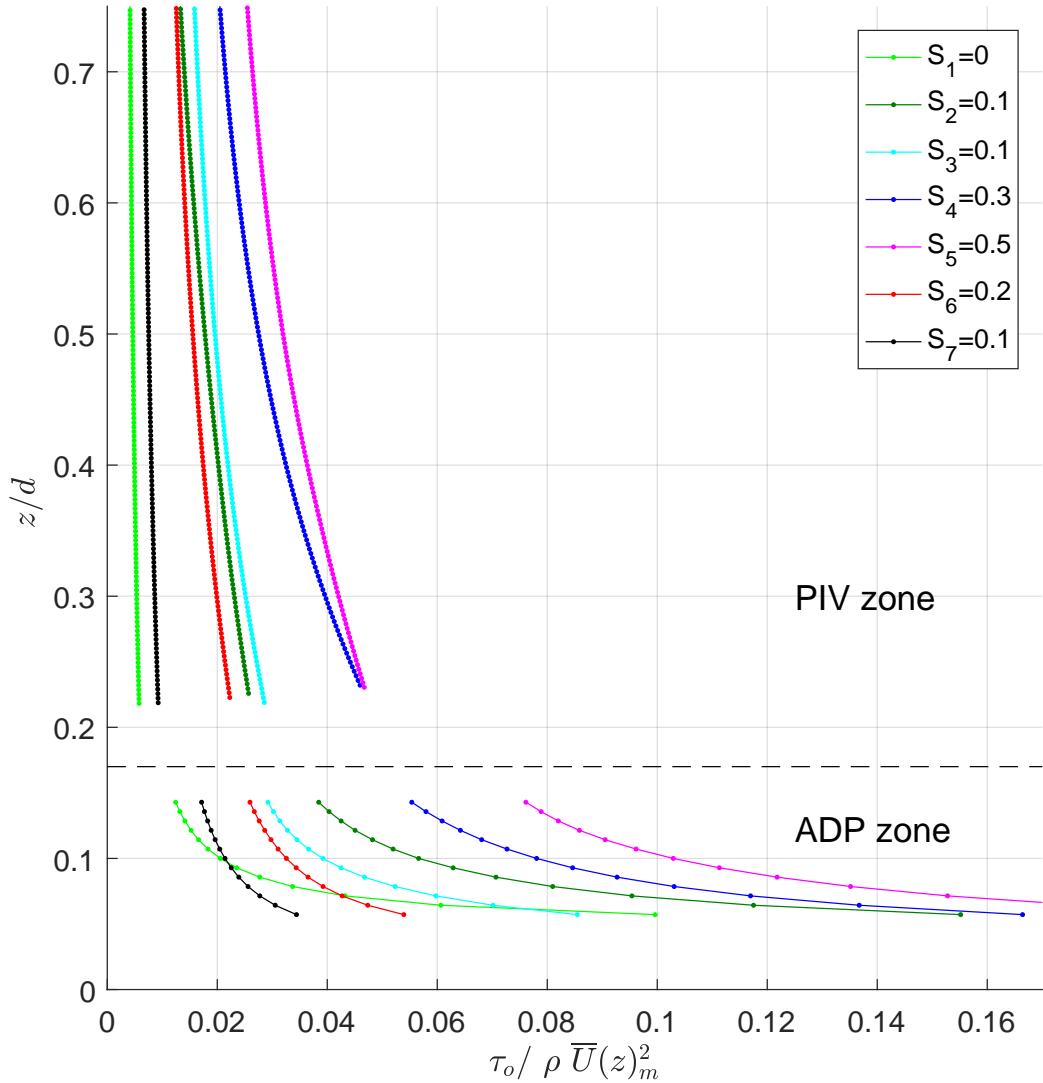
The analysis identified regions that fit the logarithmic law with different thicknesses relative to water depth ( $z/d$ ) for the seven experiments (0.52, 0.36, 0.72, 0.29, 0.29, 0.37 and 0.41, respectively). According to the Clauser plot, the viscous sublayer located close to the bed ( $0 \leq \ln(zu_*/\nu) \leq 1.6$ ) where turbulent shear stress is negligible (Pope, 2001), was not observed in the experiments (figure 3.5) as well as the buffer region with the log region (López & García, 1999). The  $\tau_{0 \log}$  and the hydraulic roughness length ( $z_0$ ) were calculated and are listed in table 3.4. The estimation of the bed shear stress using logarithmic equation 3.1 leads to higher values compared to the methods based on flow turbulence. However, the flow features observed with the ADP table 3.3, showing that the bed shear stress reaches a maximum value at experiments 5 to decreases at high flow velocities, is also observed with the PIV measurements. The ratio of  $\tau_0 TKE$  and the downward depth-averaged flow velocity for every depth ( $\langle \bar{U}(z)_m \rangle_z$ ) is shown in figure 3.6. The two sensors also showed the same trends above and near the bed where the ADP results are the extension of the PIV measurements using the aforementioned data processing. This variation was also well correlated with the hydraulic roughness length ( $z_0$ ) (table 3.4).



**Figure 3.4 – Velocity profiles measured with the PIV system for the different experiments (exp.) over the sand bed: a) space- and time-average, b) data fitting on the logarithmic regressions according to equation 3.1 used to calculate  $\tau_{0 \log}$  and  $z_0$ .**



**Figure 3.5 – Clauser plot for the different sand bed experiments using PIV flow measurements. The straight line is the regression over the dots fitting the slope  $\kappa=0.4$  using equation 3.2. The colors refer to the experiment number as defined in figure 3.2.**



**Figure 3.6 –** The ratio of  $\tau_0 TKE$  and the downward depth-averaged flow velocity for every depth ( $\langle \bar{U}(z)_m \rangle_z$ ) over the bed for the different experiments measured with the PIV and the ADP above and below the dashed line, respectively.  $S$  is the ripples steepness.

### 3.4.2 Bed roughness

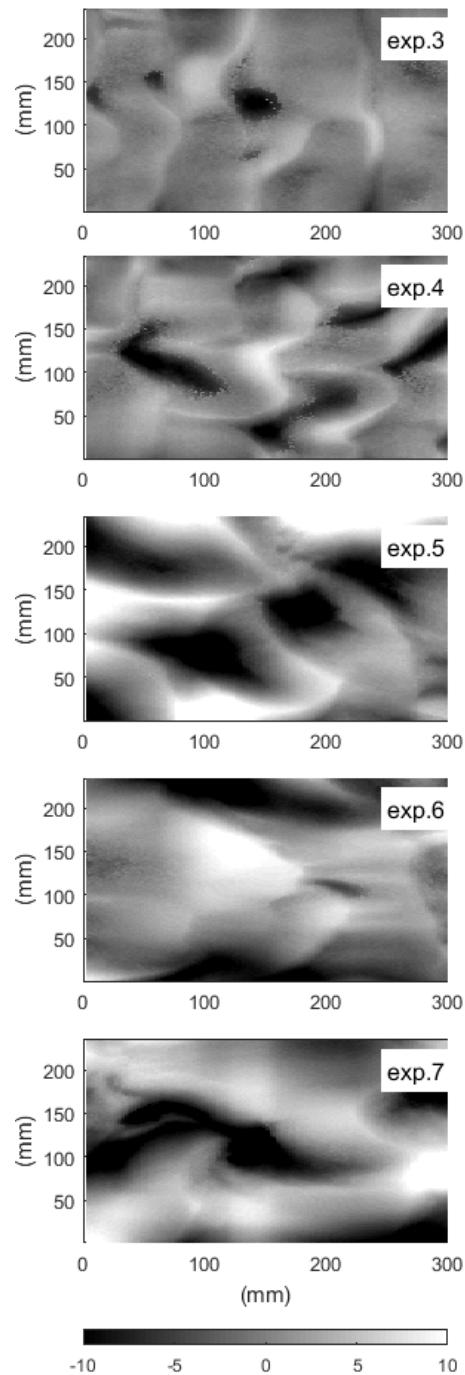
The mean flow velocity decreases towards the sand bed (figure 3.4left) according to the drag force driven by the bed (Thompson et al., 2003). The drag coefficient  $C_d$  (table 3.5) first increases and then decreases at high Reynolds numbers. These variations correspond to the evolution of bed characteristics. The bed topography extracted for the CT scan images are presented in figure 3.7. As the flow velocity increases, the ripple height and the bed roughness increase. The ripples grow until a certain point where the standard deviation of bed elevation ( $\sigma_\Delta$ ) becomes nearly constant (table 3.1). The maximum ripple height reaches the reference value of 0.0217 m for fine sand grain ( $D_{50}=217 \mu\text{m}$ ) (Liu, 2001). However, the quantification of bed roughness ( $k_s$ ) using only the standard deviation of the bed elevation ( $\sigma_\Delta$ ) (table 3.1) is not sufficient to explain the observed decrease in the apparent bed roughness at high flow velocity. The apparent bed roughness is quantified as  $k_s=30z_0$  (Nikuradse, 1933) which is normally related to grain size or ripple height. The correlation here of  $z_0$  with  $\sigma_\Delta$  here is weak ( $R^2 \leq 0.2$ ).

This can be explained by the difference in steepness of the bed form shapes adding the length of the bed structures to the analysis. The variogram technique brings both significant ripple height and length of the 3D bed structures. The variogram estimates the maximum height index  $\gamma_{max}$  of the predominant sand bed structures and determines their length ( $L$ ) (figure 3.8). The values are listed in table 3.5. The ripple steepness ( $S$ ) is the ratio of  $\gamma_{max}$  and the corresponding predominant structure length  $L$ . This way, the bed shear stress  $\tau_0$  is better correlated with  $S$ ,  $C_d$  and  $z_0$  ( $R^2=0.60-0.76$ ). The equation of Soulsby (1997) which uses the ripple steepness to determine the hydraulic roughness length (equation 3.9) can then be applied.  $\lambda_r$  is the length  $L$  of bed structures that corresponds to  $\gamma_{max}$  index.  $\Delta_r$  is the  $\gamma_{max}$  index. Knowing the  $z_0$  values,  $a_r$  coefficients are calculated and listed in table 3.5. These values are in the range of typical values (i.e.,  $0.3 \leq a_r \leq 3$ ) showing a correspondence with the previous observations. The decrease of the apparent bed roughness at highest flow velocities is caused here by the increasing length of bed structures. This phenomenon was observed before in natural environment (Li et al., 1999; Baas et al., 1995). The decrease of bottom shear stress, observed with the two hydrodynamic sensors, happens during the transitional

regime with washed-out ripples before the system reaches the upper transport regime.

**Table 3.5 – The drag coefficient  $C_d$  for each experiment (exp.) over the bed using  $\tau_{0\ TKE}$  and  $U_c$  according to equation 3.3, the bed roughness height ( $k_s = 30 z_0$ ), the ratio of ripple height  $\gamma_{max}$  and the corresponding length  $L$  index of variogram analysis, the ripple steepness  $S$  ( $\gamma_{max}/L$ ) and the  $a_r$  coefficient referring to Soulsby (1997)'s expression of equation 3.9.**

exp.#	$C_d(z = d)$	$k_s$ (m)	$L$ (m)	$\gamma_{max}$	$S$	$a_r$
-	-	-	-	-	-	-
1	0.004	0.0012	-	-	-	-
2	0.014	0.026	0.053	0.005	0.1	1.8
3	0.016	0.029	0.061	0.006	0.1	1.6
4	0.021	0.045	0.045	0.014	0.3	0.3
5	0.026	0.060	0.096	0.048	0.5	0.1
6	0.013	0.019	0.100	0.023	0.2	0.1
7	0.007	0.006	0.095	0.013	0.1	0.1



**Figure 3.7 – Bed topography using long CT scan for sand bed experiments 3 to 7 during the PIV measurements. The experimental conditions are listed in table 3.1. The scans are acquired in the same zone than the PIV and the ADP.**

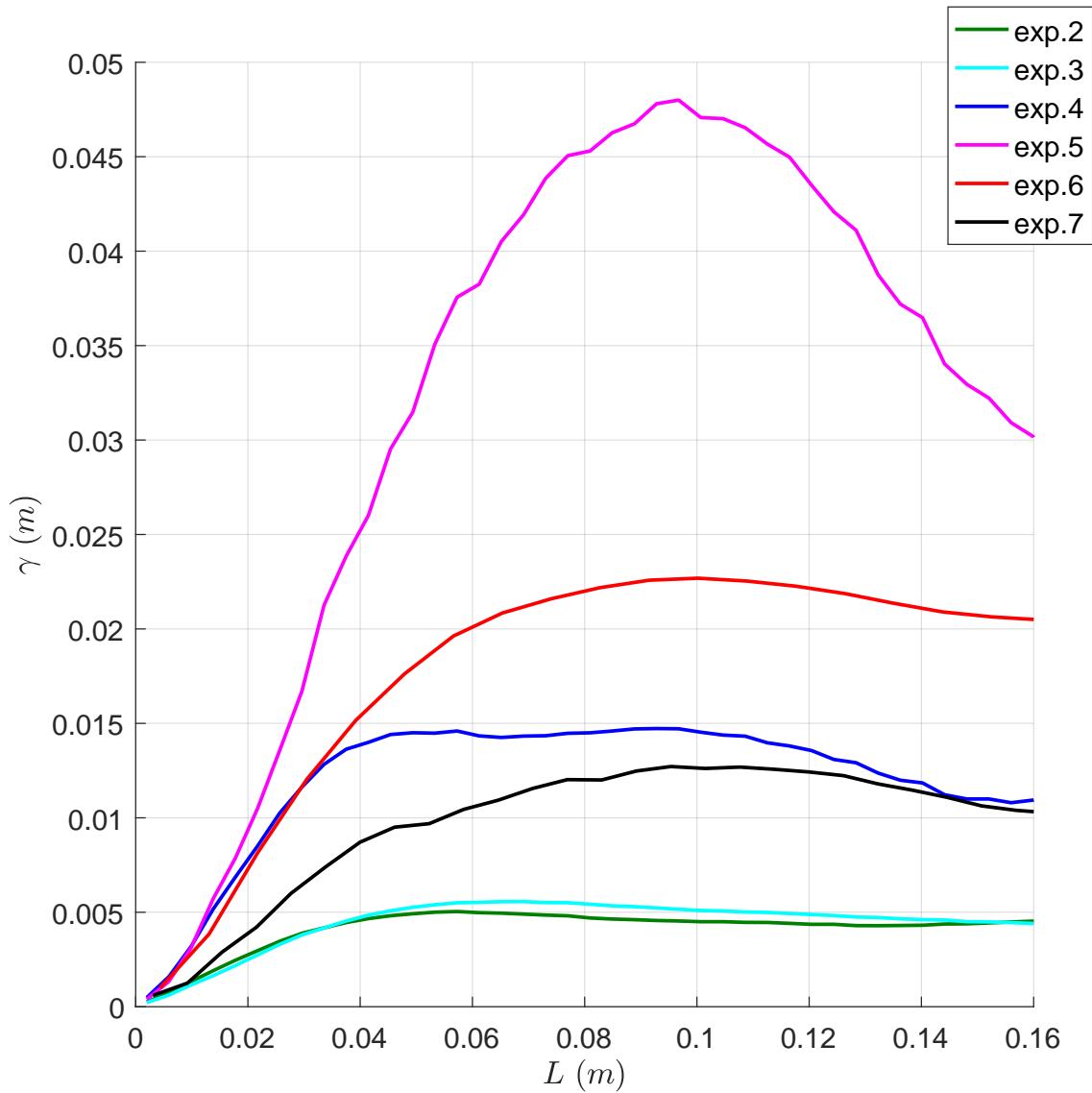


Figure 3.8 – Variogram parameters for sand bed experiments 2 to 7. The maximum value of  $\gamma$  ( $\gamma_{max}$ ) determines the height of predominant sand bed structures and their length ( $L$ ).

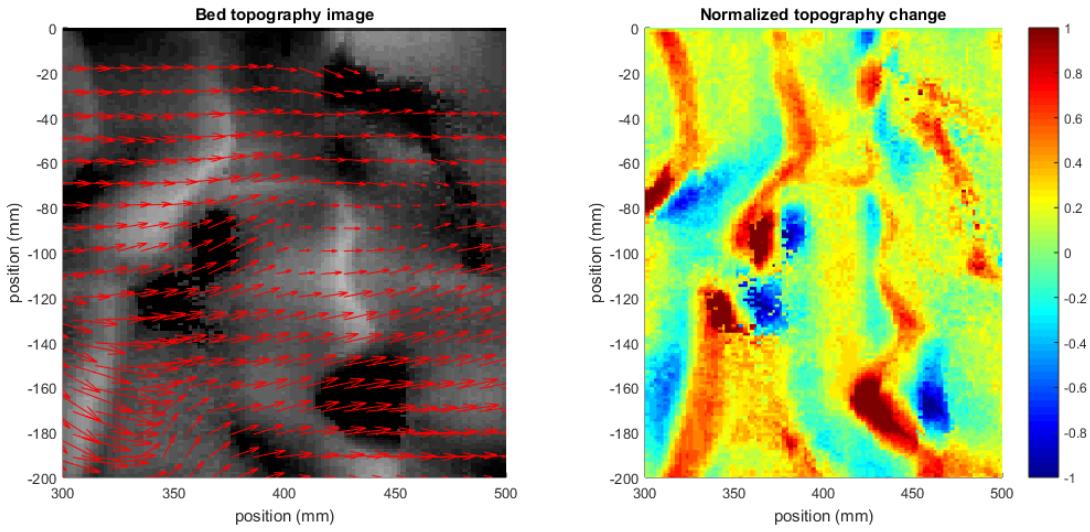
### 3.4.3 Sand bed dynamics

The bed deformation is tracked by measuring consecutive CT scans that provides the changing bed topography with time. The sequence of images for each velocity quantifies the displacement of bed structures using the PIV stereo cross-correlation algorithm but applied on CT scan images (Scarano, 2012). When the bed height variation is steep, as for the lee side, the contrast on the topography images is high, increasing the detection of movement and the calculation of velocity vectors. The vectors were not calculated for the entire image considering that some sections had a weak correlation between two successive images where no clear features are observed. The vectors were extrapolated to the entire image in that case without loosing the resolution on local movements. The ripple velocity vector fields (i.e.,  $V_r(x,y)$ ) are illustrated in figure 3.9, 3.10, 3.11 and 3.12.

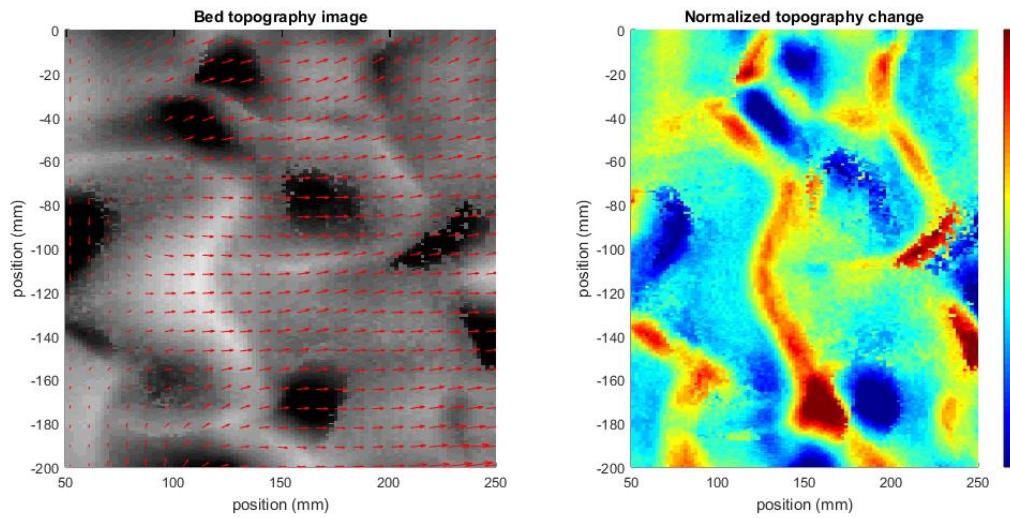
The results show clearly to zone of sand accretion and erosion of the sand bed for each experiments. For experiments 1 and 2, there was no movement of the bed structures (i.e., no transport). As the flow increases for the experiments 3 to 5, the length of the scan is shortened to decrease the time between scans to detect the topography dynamics as the velocity of ripple increases. Consequently, the acquisition mode for the experiments 3 to 5 are done in the spiral mode (i.e., helical). For the experiment 6, the CT scan is fixed and static measurements are acquired with a smallest length (i.e., 0.1 m) for which the time between scan can be as fast as 25 seconds. The PIV stereo cross-correlation algorithm could however not be applied for the experiment 7 as the fluid was fully eroding the ripples providing no contrast on the CT scan images. The results show that the ripple velocity is correlated mainly with the flow velocity especially for high bed form velocity (table 3.6).

**Table 3.6 – The spatial average in  $x$  and  $y$  direction of ripple velocity ( $V_{r,mean}$ ) as a function of the mean flow velocity ( $\bar{U}_c$ ) and the bed shear stress measured with temporal flow fluctuations ( $\tau_{0,Rxz}$ ). The standard deviation of the ripple velocity is indicated in parentheses.**

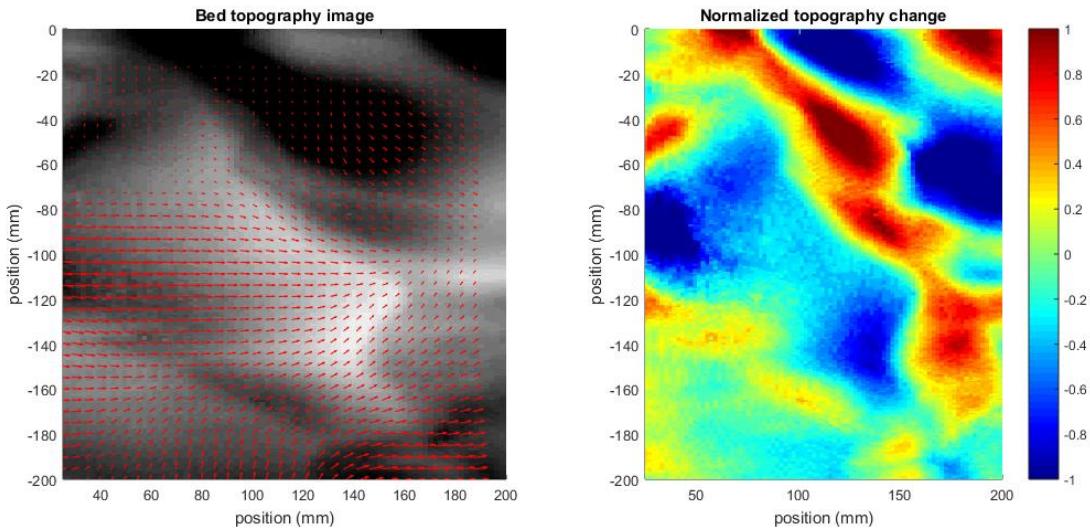
exp.#	$\tau_{0,Rxz}$ ( $N\ m^{-2}$ )	$\bar{U}_c$ ( $m\ s^{-1}$ )	$V_{r,mean}$ ( $mm\ s^{-1}$ )
-			
3	0.57	0.19	0.014 (0.003)
4	0.75	0.23	0.083 (0.030)
5	2.17	0.28	0.21 (0.048)
6	1.63	0.33	0.56 (0.085)



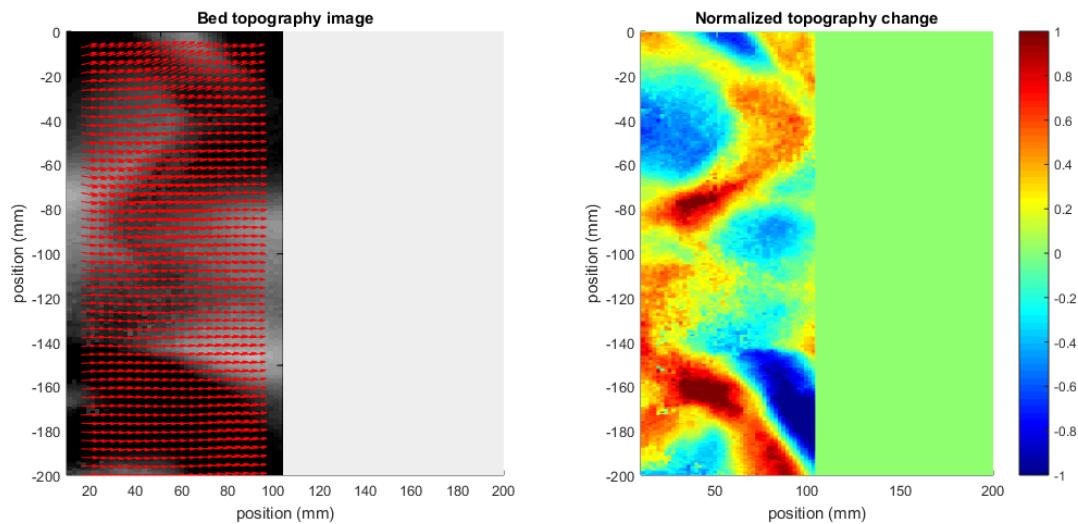
**Figure 3.9 – Top view (XY) of ripple displacement for experiment 3 (left to right). a) The background image of topography (gray) and in red the calculated vectors using the PIV stereo cross-correlation algorithm. b) The normalized difference of the two subsequent images used for the PIV tracking; the red color indicates sand deposition and the blue indicates bed erosion.**



**Figure 3.10 – Top view (XY) of ripple displacement for experiment 4 (left to right). a) The background image of topography (gray) and in red the calculated vectors using the PIV stereo cross-correlation algorithm. b) The normalized difference of the two subsequent images used for the PIV tracking; the red color indicates sand deposition and the blue indicates bed erosion.**



**Figure 3.11 – Top view (XY) of ripple displacement for experiment 5 (left to right).** a) The background image of topography (gray) and in red the calculated vectors using the PIV stereo cross-correlation algorithm. b) The normalized difference of the two subsequent images used for the PIV tracking; the red color indicates sand deposition and the blue indicates bed erosion.



**Figure 3.12 – Top view (XY) of ripple displacement for experiment 6 (left to right).** a) The background image of topography (gray) and in red the calculated vectors using the PIV stereo cross-correlation algorithm. b) The normalized difference of the two subsequent images used for the PIV tracking; the red color indicates sand deposition and the blue indicates bed erosion. The scan is here acquired in static mode, hence a narrower image, but acquired at a faster rate.

### 3.4.4 Porosity

Each voxel (i.e. 3D pixel) value of a CT-scan image is function of the attenuation of the matter of this voxel. In this experimental setup, attenuation is mainly controlled by density. Yet, when a voxel is totally filled with one component, (e.g. quartz, or water), it reflects this component's density. It is then easy to distinguish two different components with different densities using simple imaging techniques such as segmentation using a threshold. However, when the objects of interest are smaller than the voxel size, attenuation is a mix of two or more components, and the thresholding technique is not possible. In this experiment, the CT-scan voxel size is smaller than the sand grains diameter, and therefore it is not possible to evaluate porosity using such technique. Therefore, an alternative methodology was used to infer porosity.

Two main challenges for the application of the calibration method that need to be addressed. First, image reconstruction algorithm creates artifacts on images. The strongest artifact here is mainly caused by the beam hardening which normally underestimate the  $HU$  value in the center of the object (Ketcham & Hanna, 2014). The beam hardening refers to fact that photons of the X-ray source spectrum with lower energies are less penetrating than photons with highest energies which tends to "harden" the X-ray beam (Brooks & Di Chiro, 1976). This error is uniform for circular object in the transverse axis as the X-ray path in the object. In this study, the cross-section of flume is a square and the underestimation is strongest in the diagonals as illustrated in figure 3.13a. This artifacts is seen as a dark cross form linking the four sand corners and underestimating  $HU$  values in the center of the sand bed. The second difficulty is the changes in the object geometry. The  $HU$  are not absolute but relative, depending on the dimension, of the object.

To overcome these difficulties a piece of full quartz with a null porosity is buried in the bed to obtain a reference value for  $HU_q$ . The quartz stays in the bed during all the experiments and does not interfere with the experiments. This provide a real-time value of  $HU_q$  in the sand bed. The value of  $HU_q$  is chosen to be the maximum  $HU$  value measured on figure 3.13b. Using equation 3.10, the pixels of the CT scan image are converted in dry sand bed density ( $\rho_s$ ) as illustrated in figure 3.13c. The porosity is then quantified by the equation 3.11 and is illustrated in figure 3.13d. The overall

porosity values correspond to the reference values for fine sand is 0.3-0.5 (Das, 2013). However, the artifacts related to the image reconstruction algorithm of the CT scan in form of streaks are still visible on the porosity image (figure 3.13d).

To eliminate this bias in the porosity calculation, the distribution of porosity values of cross-section of the flume image (figure 3.13d) are sorted by an histogram (figure 3.14). This figure shows the three main modes of the porosity distribution corresponding to the air, water and sand. The distribution of water porosity are centered around the porosity value  $n = 1$  on figure 3.14. The distribution of water porosity is also skewed as outlined by the red curve on figure 3.14. Considering that these porosity values are too high to be sand porosity, the porosity values below the red curve, which is extrapolated to  $n = 0$ , are interpreted as the effect of streak artifacts caused by the beam hardening and are removed from the analysis. Subtracting the red curve from the total distribution gives the blue distribution curve on figure 3.14. The mode with the highest count for sand porosity according to the blue curve corresponds to values between  $n = 0.45 - 0.48$ . The porosity ( $n$ ) of well-sorted sand is often approximated to 0.4 (Das, 2013). Here the results shows a loose sand grain distribution. The sand was indeed deposit by decantation without compaction.

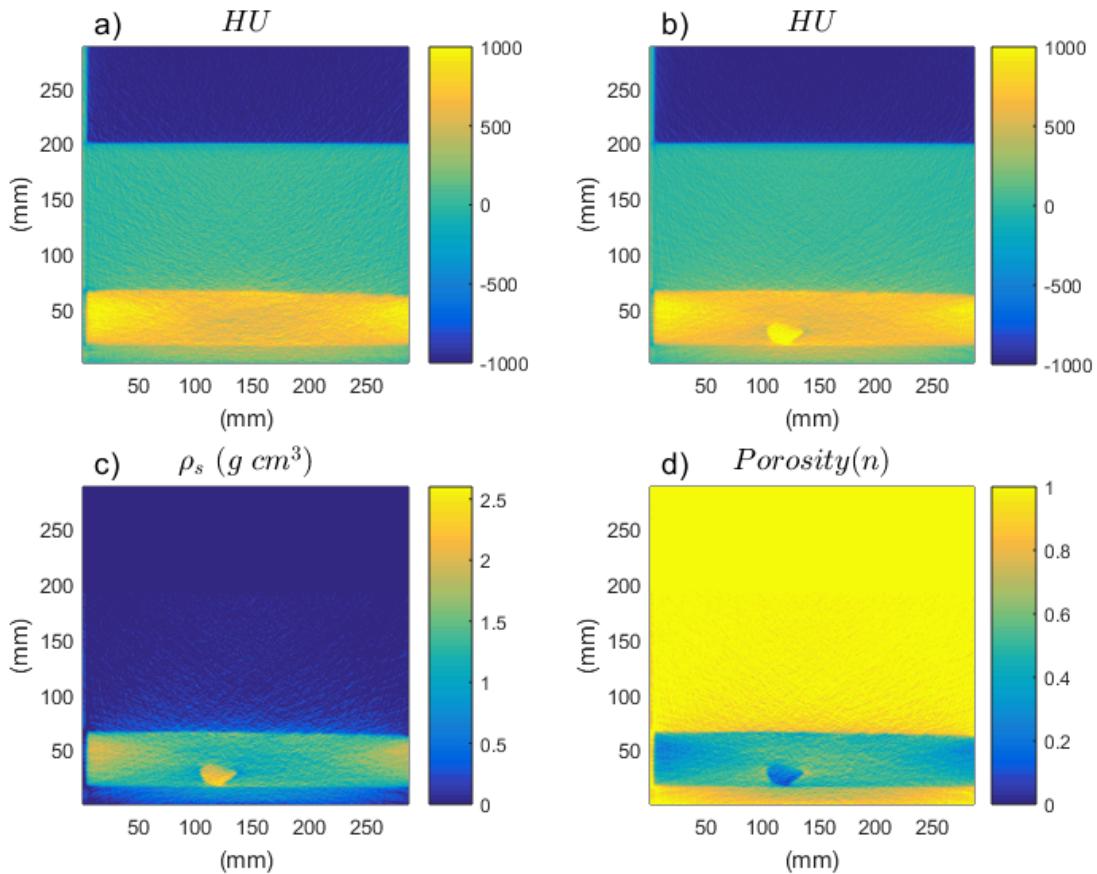


Figure 3.13 – a)  $HU$  values in the cross-section of the flume, in yellow is the sand, in green the water and in dark blue the air, b) the same cross-section with the piece of quartz in the sand bed, c) the calibrated image for sand bed density ( $\rho_s$ ) and d) the porosity ( $n$ ) estimated with  $\rho_s$ .

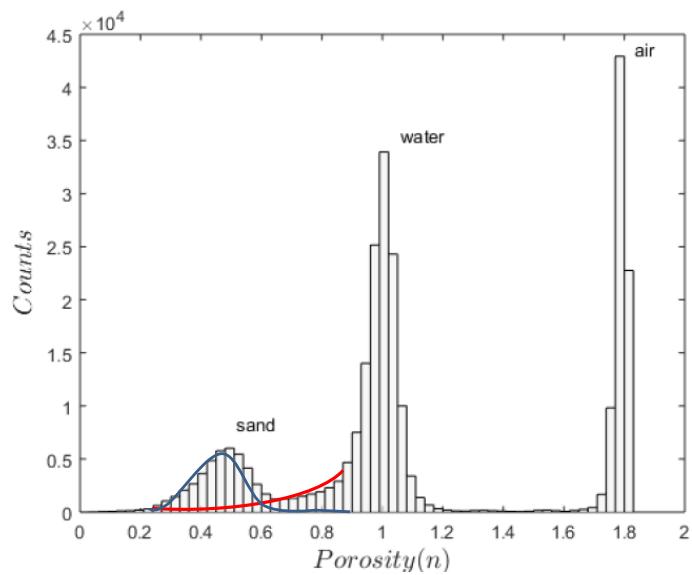


Figure 3.14 – Histogram of  $HU$  porosity values extracted from the image of figure 3.13d. The band width is 0.03 the total number of point analyzed (N) is 262144.

### 3.5 Conclusions

A new experimental setup to analyse particle-fluid physical models is presented. It combines a CT-Scanner with other more classical hydrodynamic measurements, i.e. PIV and ADP. The set up proved to be successful at reproducing classical measurements of bed shear stress estimates. As already reported in the literature, the results showed that the drag reduction in transitional sand transport regime is associated to the decrease in bed form steepness, as the length of structures increases and the bed is eroded. This was concluded from the variogram analysis that described the 3D sand bed structures using the CT scan measurements. Moreover, the bed roughness height and the ripple velocity could also be extracted from the CT scan images providing a complete data set to quantify the bedload sand transport. Moreover, the results showed the potential to better describe the porosity of particle-fluid physical models. The proposed calibration technique uses CT scan measurements to provide real-time porosity measurements in a non-intrusive manner for sand beds of uniform density. This histogram analysis of porosity eliminates the main artifacts created by the X-ray imaging algorithms and estimate properly the sand bed porosity. The proposed protocol opens the way to advanced study on porosity effect on hydrodynamics using different porous material. The overall results contribute to the improvement in experimental work for the development of empirical total solid transport equations.

### 3.6 Bibliography

Bagherimiyab F & Lemmin U (2013) Shear velocity estimates in rough-bed open-channel flow. *Earth Surface Processes & Landforms.* 38(14):1714–1724.

Baas JH & De Koning H (1995) Washed-out ripples; their equilibrium dimensions, migration rate, and relation to suspended-sediment concentration in very fine sand. *Journal of Sedimentary Research.* 65(2a): 431-435.

Biron PM, Robson C, Lapointe MF & Gaskin SJ (2004) Comparing different methods of bed shear stress estimates in simple and complex flow fields. *Earth Surface Processes & Landforms.* 29(11):1403–1415.

Brand A, Noss C, Dinkel C & Holzner M (2016) High-resolution measurements of turbulent flow close to the sediment–water interface using a bistatic acoustic profiler. *Journal of Atmospheric & Oceanic Technology.* 33(4):769–788.

Brooks RA & Di Chiro G (1976) Beam hardening in X-ray reconstructive tomography. *Physics in medicine biology.* 21(3): 390.

Camenen B, Bayram A & Larson M (2006) Equivalent roughness height for plane bed under steady flow. *Journal of Hydraulic Engineering.* 132(11):1146–1158.

Charru F & Hinch EJ (2006) Ripple formation on a particle bed sheared by a viscous liquid. Part 1. Steady flow. *Journal of Fluid Mechanics.* 550: 111-121.

Clauser FH (1956) The turbulent boundary layer. *Advances in Applied Mechanics.* 4:1–51. 712 pp.

Das BM (2013) Advanced soil mechanics. *Crc Press*. 575 pp.

Ferreira RM, Franca MJ, Leal JG & Cardoso AH (2012) Flow over rough mobile beds: Friction factor and vertical distribution of the longitudinal mean velocity. *Water Resources Research*. 48(5). 14 pp.

Fofonoff NP & Millard JCR (1983) Algorithms for computation of fundamental properties of seawater. *Unesco Technical Papers in Marine Science*. Rep. 44. Unesco, Paris. 51 pp.

Goring DG & Nikora VI (2002) Despiking acoustic doppler velocimeter data. *Journal of Hydraulic Engineering*. 128(1):117–126.

Grant WD & Madsen OS (1979) Combined wave and current interaction with a rough bottom. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 84(C4):1797–1808.

Hughes SA (1993) Physical models and laboratory techniques in coastal engineering. *World Scientific*. 588 pp.

Iassonov P, Gebrenegus T & Tuller M (2009) Segmentation of x-ray computed tomography images of porous materials: A crucial step for characterization and quantitative analysis of pore structures. *Water Resources Research*. 45(9). 12 pp.

Kamphuis JW (1982) Coastal mobile bed modeling from a 1982 perspective. *Department of Civil Engineering, Queen's University*. 76 pp.

Ketcham RA & Hanna RD (2014) Beam hardening correction for X-ray computed tomography of heterogeneous natural materials. *Computers & Geosciences*. 67: 49-61.

Kim SC, Friedrichs C, Maa JY & Wright L (2000) Estimating bottom stress in tidal boundary layer from acoustic doppler velocimeter data. *Journal of Hydraulic Engineering*. 126(6):399–406.

Koca K, Noss C, Anlanger C, Brand A & Lorke A (2017) Performance of the Vectrino Profiler at the sediment–water interface. *Journal of Hydraulic Research*. 55(4): 573-581.

Lhermitte R & Serafin R (1984) Pulse-to-pulse coherent doppler sonar signal processing techniques. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*. 1(4):293–308.

Li MZ & Amos CL (1999) Sheet flow and large wave ripples under combined waves and currents: field observations, model predictions and effects on boundary layer dynamics. *Continental Shelf Research*. 19(5): 637-663.

Liu Z (2001) Sediment transport. *Aalborg Universitet*. 75 pp.

López F & García MH (1999) Wall similarity in turbulent open-channel flow. *Journal of engineering mechanics*. 125(7):789–796.

Meyer-Peter E & Müller R (1948) Formulas for bed-load transport. IAHSR 2nd meeting, Stockholm, appendix 2, IAHR:39-64.

Montreuil S (2014) Définition des paramètres sédimentologiques mesurés au scanographe densitométrique et estimation de la contrainte de cisaillement sur une ride sableuse. *Thèse de doctorat*. Université du Québec, Institut national de la recherche scientifique. 289 pp.

Nikora V, McEwan I, McLean S, Coleman S, Pokrajac D & Walters R (2007) Double-averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows: Theoretical background. *Journal of Hydraulic Engineering*. 133(8):873–883.

- Nikuradse J (1933) Strömungsgesetze in Rauhen Rohren ForschHft. Ver. Dt. Ing. 361 pp.
- Pokrajac D, McEwan I & Nikora V (2008) Spatially averaged turbulent stress and its partitioning. *Experiments in Fluids*. 45(1):73–83.
- Pope SB (2001) Turbulent flows. Press CU, éditeur. 771 pp.
- Scarano F (2012) Tomographic PIV: principles and practice. *Measurement Science and Technology*. 24(1) 012001: 28 pp.
- Schlichting H (1975) Boundary-layer theory. 7<sup>th</sup> edition McGraw-Hill Book Company. 804 pp.
- Schlüter S, Weller U & Vogel HJ (2010) Segmentation of x-ray microtomography images of soil using gradient masks. *Computers Geosciences*. 36(10):1246–1251.
- Schwanghart W & Kuhn NJ (2010) Topotoolbox: A set of matlab functions for topographic analysis. *Environmental Modelling Software*. 25(6):770–781.
- Smart GM (1999) Turbulent velocity profiles and boundary shear in gravel bed rivers. *Journal of Hydraulic Engineering*. 125(2):106–116.
- Soulsby R (1997) Dynamics of marine sands: a manual for practical applications. Thomas Telford. 253 pp.
- Soulsby R (1983) The bottom boundary layer of shelf seas. *Elsevier Oceanography Series*. 35:189–266.
- Stapleton K & Huntley D (1995) Seabed stress determinations using the inertial dissipation method and the turbulent kinetic energy method. *Earth Surface Processes & Landforms*. 20(9):807–815.

Sternberg RW (1971) Measurements of incipient motion of sediment particles in the marine environment. *Marine Geology*. 10(2):113–119.

Stierstorfer K, Rauscher A, Boese J, Bruder H, Schaller S & Flohr T (2004) Weighted FBP — a simple approximate 3D FBP algorithm for multislice spiral CT with good dose usage for arbitrary pitch. *Physics in Medicine Biology*. 49(11): 2209.

Tilston M, Arnott R, Rennie C & Long B (2015) The influence of grain size on the velocity and sediment concentration profiles and depositional record of turbidity currents. *Geology*. 43(9). 839-842.

Thompson CE, Amos CL, Jones T & Chaplin J (2003) The manifestation of fluid-transmitted bed shear stress in a smooth annular flume-a comparison of methods. *Journal of Coastal Research*. 19(4): 1094-1103.

Yamada F, Tateyama R, Tsujimoto G, Suenaga S, Long B & Pilote C (2013) Dynamic monitoring of physical models beach morphodynamics and sediment transport using X-ray CT scanning technique. *Journal of Coastal Research*. 65(sp2):1617–1622.

Zedel L & Hay AE (2002) A three-component bistatic coherent Doppler velocity profiler: error sensitivity and system accuracy. *IEEE Journal of Oceanic Engineering* 27(3): 717-725.



# Chapitre 4

## X-RAYS IMAGING FOR SAND TRANSPORT ESTIMATE IN FLUIDS:

### PART I. BEDLOAD

**Imagerie rayons X appliquée pour l'estimation du transport de sable par un fluide**  
**: Part I. Charriage**

#### Auteurs

Corinne B. Brunelle<sup>1</sup>, Pierre Francus<sup>1,2</sup>, Benoît Camenen<sup>3</sup>, Philippe Després<sup>4</sup>, Carl L. Amos<sup>5</sup>, Mathieu Des Roches<sup>1</sup>, Louis-Frédéric Daigle<sup>1</sup>, Hachem Kassem<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Institut national de la recherche scientifique, 490 rue de la Couronne, Québec, G1K 9A9, Canada.

<sup>2</sup> Canada Research Chair in Environmental Sedimentology.

<sup>3</sup> Irstea, UR HHLY, centre de Lyon-Villeurbanne, F-69625 Villeurbanne Cedex, France.

<sup>4</sup> Université Laval, 2325 rue de l'Université Québec (Québec) G1V 0A6, Canada.

<sup>5</sup> National Oceanography Centre, University of Southampton - Waterfront Campus, Southampton, SO14 3ZH, Royaume-Uni.

#### Contribution

Corinne B. Brunelle a rédigé en majorité l'article scientifique. Le développement des axes de recherche et le financement du projet ont été le fruit des efforts du professeur Pierre Francus en collaboration avec les chercheurs Benoît Camenen, Carl L. Amos et Philippe Després. Les montages expérimentaux, les manipulations et l'acquisition des données en laboratoire ont été réalisés à l'aide

des assistants de recherche de l'INRS Mathieu Des Roches et Louis-Frédéric Daigle du Laboratoire multidisciplinaire de tomodensitométrie pour les ressources naturelles et le génie civil. Hachem Kassem a contribué à l'analyse des données.

### Résumé traduit

Un modèle physique de rides de courant dans un petit canal hydraulique est analysé par tomodensitométrie dans le but de déterminer si le charriage est quantifiable par cette technique. Un lit de sable fin à moyen de 0,05 m d'épaisseur est soumis à des courants unidirectionnels entre 0,19 et  $0,33 \text{ ms}^{-1}$ . Le volume des rides de sable qui se forment et se déplacent sous ce régime est mesuré par tomodensitométrie en délimitant leurs topographies et quantifiant leurs déformations spatio-temporelles. L'épaisseur de la couche de charriage est quantifiée en estimant une valeur minimale locale qui est extrapolée par les points voisins. La densité des volumes transportés est mesurée en tenant compte des valeurs d'atténuation des rayons-X des rides en mouvement, étalonnées par un minéral de quartz enfoui dans la partie immobile du lit. Les vitesses des rides de sable mesurées sont comprises entre  $0,14 - 0,56 \text{ mm s}^{-1}$ . Les valeurs adimensionnelles de transport par charriage ( $q_b^*$ ) varient entre 0,03 - 0,86 selon l'équation de conservation de masse. La technique atteint une limite pour un transport par charriage élevé ( $q_b^* \geq 0,86$ ), ce qui correspond à une contrainte adimensionnelle de cisaillement au niveau du lit de 0,61. Cette dernière est calculée à l'aide de la loi quadratique qui a une plus grande corrélation avec le transport par charriage pour des vitesses du fluide élevées de l'ordre de  $0,30 \text{ ms}^{-1}$ . Le coefficient de trainée ( $C_d$ ) est étalonné à l'aide de la méthode de calcul de contrainte dans le fluide par la méthode d'interpolation des mesures de turbulence au niveau du lit ( $\tau_{0 Rxz}$ ). Cette méthode par tomodensitométrie combinant les paramètres fondamentaux du transport par charriage a démontré le potentiel de quantifier de façon dynamique le transport de particules à l'interface de matériel poreux.

## 4.1 Abstract

A physical model of current ripples in a small hydraulic canal is analyzed by using an X-ray medical CT scan to test whether bedload can be quantified by this technique. A bed of fine to medium sand with a thickness of  $0.05\text{ m}$  is subjected to unidirectional currents between  $0.19 - 0.33\text{ ms}^{-1}$ . The volume of sand ripples that form and move under this regime is measured by computed tomography by delimiting their topographies and quantifying their spatio-temporal deformations. The thickness of bedload is estimated by defining a local minimum which is extrapolated by the neighboring points. The density of transported volumes is measured by taking into account the X-ray attenuation values of the moving ripples, calibrated by a quartz mineral buried in the immobile part of the bed. The measured speeds of ripples are between  $0.14 - 0.56\text{ mms}^{-1}$ . The dimensionless bedload ( $q_b^*$ ) is estimated according to the mass conservation equation varying from  $0.03 - 0.86$ . This technique reaches a limit for high bedload transport ( $q_b^* \geq 0.86$ ), which corresponds to a non dimensionless bed shear stress of  $\theta \geq 0.61$ . The bed shear stress is calculated with the quadratic law having a highest correlation with the sand transport at high fluid velocity ( $\geq 0.30\text{ ms}^{-1}$ ). The drag coefficient ( $C_d$ ) is calibrated for the rippled bed with the bed shear stress estimate method using linear extrapolation of turbulence measurements at the bed ( $\tau_{0 Rxz}$ ). The new method combining tomodensitometry and the fundamental parameters of bedload transport has the potential to dynamically quantify the particle transport at the interface of porous materials.

## 4.2 Introduction

The bedload transport equations are mostly derived from observations and laboratory experiments. These empirical relationships link fluid properties, like the bed shear stress  $\tau_0$ , to the total amount of solid transport. Classical equations (Meyer-Peter & Müller, 1948; Einstein, 1950; Bagnold, 1956; Yalin, 1963) and advanced models (Lajeunesse et al., 2010; Nabil et al., 2013; De Marchis et al., 2017) for bedload transport have been proposed in the last century for uniform flows). The purpose of these models is to predict the evolution of sediment budget in aquatic environments. More particularly, the study of fine particle transport (i.e., deposition and erosion) in low energy regions like meanders, deltas and estuaries is essential to determine the sediment budget in specific

areas. Consequently, coastal and fluvial environmental studies would benefit of a improvement in bedload transport prediction.

The uncertainty on bedload measurements however is still high. The exercise is indeed non-trivial as the estimate of total sand transport is hard to quantify with great accuracy in laboratory or in the field work. Most studies use sediment traps to calculate the bedload transport (Holmes, 2010). However, the traps induce errors in the measurements by disturbing the flow and ultimately the particle movement. Sediment trapping gives only a time- and space-averaged bedload in terms of weight. This method can only calculate ripples or dunes velocity assuming that these features are two-dimensional (2D) and steadily propagating forms (Simons et al., 1965; Ten Brinke et al., 1999; McElroy & Mohrigm, 2009). The bedload can be estimate by calculation the velocity of ripples (Jinchi, 1992). For example, local measurements of bed elevation with time is conducted using the back-scatter signals of acoustic or optical sensors to determine the bed forms migration (Nikora et al., 1997; Aberle et al., 2012). This is applied to field studies (Van Den Berg, 1987; Gaeuman & Jacobson, 2007; Masselink et al., 2009). However, these methods do not consider the irregular 3D ripple shape and do not provide information on density as well as internal structures of the bed. In fact, it is almost impossible to quantify the bed porosity composed of mixed sediments during active transport using classical methods. These parameters are anyhow key parameters to estimate the sediment transport.

This study proposes to use a new method to study the bedload transport to better describe the dynamics of complex bedform geometry for steady flow (Van Der Mark et al., 2008). To achieve this, the bed mobility of a porous sand bed composed of cohesion-less well sorted sand under directional current is studied in rough turbulent flow regime. For the experimental setup, a combined X-ray and laser imaging technique is used to acquire 4D measurements of sand bed and fluid dynamics (Brunelle et al., in preparation - chapter 3). The data analysis focuses on incorporating these new type of measurements in classical bed load transport equations in order to improve its understanding and propose new avenue for its quantification. The objective of this study is to estimate the bed density, the bed load transport layer thickness and the bed form velocity in real-time to apply the mass conservation equation to calculate the bedload transport (Charru & Hinch, 2006; Lajeunesse

et al., 2010).

## 4.3 Materials and methods

Material and methods used in this paper were described in details in Brunelle et al. (in preparation - chapter 3) that was aiming to test the validity of the instrumental settings used here. For the sake of clarity, necessary information is repeated in this section.

### 4.3.1 Physical model

The combined imaging technique uses X-rays and laser systems as a non-intrusive technique to provide 4D measurements of fluid and bed dynamics. A movable sand-bed physical model was built in the Multidisciplinary Laboratory of CT Scan for Non-Medical Use at the Institut National de la Recherche Scientifique (Québec, Canada). The rectangular flume ( $0.30\text{ m} \times 0.30\text{ m} \times 7.0\text{ m}$ ), made with  $0.025\text{ m}$  thick transparent acrylic, is inserted horizontally into a medical CT scanner (Siemens, Somatom Definition AS+ 128). The CT scanner moves up to  $2.6\text{ m}$  on rails along the flume. The particle image velocimetry (PIV) system is attached to the CT scanner. This allows fast co-located measurements with the two systems, linking bed and flow characteristics. An acoustic Doppler (ADP) is also deployed shortly after the PIV measurements in the same zone than the CT scan measurements. The flume is horizontal with a null slope and a honeycomb diffuser reduces the turbulence at the water inlet. A permanent flow is induced by a water pump joining two water tanks placed at each extremity of the flume. The sand bed is composed of pure (99%) quartz ( $\text{SiO}_2$ ) with a median grain diameter ( $D_{50}$ ) of  $217\text{ }\mu\text{m}$ , and a  $D_{90}$  of  $355\text{ }\mu\text{m}$ , of uniform dry density  $\rho_{\text{sand}}$  where the sand grain density is equal to  $2650\text{ kg m}^{-3}$ . The water density ( $\rho$ ), for water temperature at 20 Celsius degrees, is  $967\text{ kg m}^{-3}$  (Fofonoff & Millard, 1983).

### 4.3.2 Measurements

#### Bed shear stress

The temporal flow fluctuations are denoted  $u'$ ,  $v'$  and  $w'$  in the streamwise, transverse and vertical directions respectively by Reynolds decomposition. The fluctuations are the flow velocity signal minus the time-averaged flow velocity for each component such as  $u' = u - \bar{u}$ ,  $v' = v - \bar{v}$  and  $w' = w - \bar{w}$ . For the Reynolds Stress, the bed shear stress  $\tau_0$  is estimated using streamwise ( $u'$ ) and vertical ( $w'$ ) turbulent fluctuations as expressed in equation :

$$\tau_{0 Rxz} = -\rho \left[ \overline{u'w'} \right]_{z=0} \quad (4.1)$$

The mean flow velocity  $\bar{U}$  may also be related to the bed shear stress by using the quadratic stress law :

$$\tau_0 = \rho C_d \bar{U}^2 \quad (4.2)$$

where  $\rho$  is the water density and  $C_d$  the drag coefficient for the height of the measurement of  $U$ . The equation is useful in depth-averaged models that link the bed shear stress to the mean flow velocity for a given water depth using a drag coefficient ( $C_d$ ). Assuming again fully turbulent flow conditions, this empirical non-dimensional coefficient  $C_d$  is depth- and flow-type dependent (Soulsby, 1983).

To apply these equations, the flow velocity are measured with two sensor. First, the acoustic Doppler profiler (ADP) Vectrino-II provides high-resolution measurement of local 3D fluid velocity in the ripple zone. The Vectrino II is a bistatic sonar with down-looking probes. The sample rate is 50 Hz and the acquisition duration is 5 minutes. Only the maxima of bed shear stress  $\tau_0$  profile are kept for analysis. The sampling length is also shortened to keep only the measurements on the ripple crests (Brunelle et al., in preparation - chapter 3). Secondly, a LaVision stereo particle image velocimetry (PIV) system measured 3D velocity components (3C) in a plane (2D) using two cameras Imager pro X4M in double frame mode over the ripple zone. The longitudinal axis of the flume was parallel to the PIV plane. The PIV system sample rate and duration were set to 6.7 Hz and 2 minutes, respectively (Brunelle et al., in preparation - chapter 3). The time between

each pair of frames,  $\delta t$ , is adjusted for each flow velocity using the LaVision  $\delta t$  Optimizer. A stereo cross-correlation algorithm was used to compute vector fields (Scarano, 2012). Outliers vectors greater than twice the standard deviation were removed in the vector post processing step. The field of view was  $132\text{mm} \times 133\text{mm}$  resulting in a grid of  $263 \times 264$  vectors. The measurements are spatially and temporally averaged to calculate the fluid shear stress. The fluid shear stress  $\tau_{Rxz}$  is linearly extrapolated to the bed to determine  $\tau_0$ . The water in the flume contains sufficient amount of particles of  $15\text{\mu m}$  diameter to minimize the signal-to-noise ratio for both sensors (Brunelle et al., in preparation chapter 3).

## Bed density

The CT scanner measures a 3D attenuation coefficient matrix scaled in Hounsfield units (HU) related to matter density of the physical model. The 3D matrix is reconstructed with a weighted filtrated back projection for helical acquisition using the 1D projections (Stierstorfer et al., 2004). The beam collimation is 1.2 mm. The X-rays tube current intensity was 287 mAs with a voltage of 140 kV. The pitch factor, determining the gantry velocity during measurements in helical mode, is 0.35. The convolution kernel used to remove noise in the image reconstruction is a soft image smoothing Siemens filter (B30s). The scans were co-located with the PIV. The time between the scans is set to track the ripples displacement. The long scans (up to 1.8 m) were acquired in the spiral mode (i.e., helical) where the CT scan moves on the rails during the acquisition. The shortest scans (0.1 m) where measured in static mode when the CT scan is fixed for which the time between scan can be as fast as 0.5 minute. The sampling is limited by the X-ray tube cooling time which determines the time between two scans. This limits the detection of movement at high ripple velocity. The 3D matrix is  $512 \times 512$  pixels in the cross-section with a pixel size of  $0.6\text{ mm} \times 0.6\text{ mm}$ . In the longitudinal axis, the slice thickness is 2.0 mm. The quartz calibration method (Brunelle et al., in preparation - chapter 3) is used in this study to estimate the dry sand bed density  $\rho_s$ .

### 4.3.3 Experimental conditions

A series of 6 experiments are conducted in order to estimate the bedload transport for permanent flow over sand bed. The flow velocity is increased from experiment 2 to he experiment 6. The flow near the sand bed for the first (1), flat bed, and the second (2) experiment, rippled bed, are similar (table 4.1). The mean flow velocity is defined as the flow divided by the discharge area ( $\bar{U}_c$ ). The range of the fluid Reynolds number ( $R_e$ ) is from 8400 to 32200 and the fluid Froude number ( $F_r$ ) from 0.02 to 0.36. The flow was maintained for 45 minutes, reaching an equilibrium pattern of bedforms, before measurements were made. The sand bed was flattened manually before each experiments. The initial bed thickness for each experiment is 0.05 m. The water level in the flume is set constant such as the initial water depth ( $d$ ) over the flat bed is 0.14 m. The water depth is decreased at high flow velocities (table 4.1) to obtain higher sand transport. The depth integrated mean flow in the center of the flume for the 6 experiments corresponds to 0.14, 0.18, 0.32, 0.39, 0.44 and 0.54  $m s^{-1}$ . The scan are used to extract the bed topography using a  $HU$  threshold value. From these topography, the ratio of ripple height ( $\gamma_{max}$ ) and the corresponding length  $L$  index are calculated using the variogram technique (Schwanghart, 2010) defining the ripple steepness. The bed shear stress ( $\tau_0$ ) is calculated using the Reynolds definition denoted here by  $\tau_{0 Rxz}$ , using the multiple of vertical and stream-wise flow fluctuations. The  $\tau_{0 Rxz}$  values present in table 4.1 are the weighted mean between of PIV and ADP measurements proportional to the number of measurements. The Shields parameter  $\theta$  is proportional to the ratio of the bed shear stress and the median grain size.

**Table 4.1 – Sand bed experimental conditions for the different mean flow velocities ( $\bar{U}_c$ ), water depth ( $d$ ), the bed shear stress  $\tau_{0 Rxz}$ , ripple height ( $\gamma_{max}$ ), ripples length  $L$  and ripples steepness  $S$ , the mean ripple velocity in the cross-section of the flume  $V_{rmean}$ . The deviation standard is in parentheses.**

exp.#	$d$	$\bar{U}_c$	$\tau_{0 Rxz}$	$S$	$\gamma_{max}$	$L$	$V_{rmean}$
-	$m$	$m s^{-1}$	$N m^{-2}$	-	$m$	$m$	$mm s^{-1}$
1	0.140	0.10	0.05	-	-	-	-
2	0.140	0.12	0.3	0.1	0.005	0.053	-
3	0.140	0.19	0.6	0.1	0.006	0.061	0.014 (0.003)
4	0.140	0.23	0.8	0.3	0.014	0.045	0.083 (0.030)
5	0.140	0.28	2.2	0.5	0.048	0.096	0.21 (0.048)
6	0.120	0.33	1.6	0.2	0.023	0.100	0.56 (0.085)

#### 4.3.4 Data analysis

##### Bed form velocity

The PIV LaVison stereo cross-correlation algorithm is used (Scarano, 2012) to compute the vector field of ripple displacement  $V_r(x,y)$  from successive bed topography images acquired with the CT-Scanner. The calculation creates a 2D vectors grid of bed form velocity. For the PIV stereo cross-correlation algorithm, the interrogation window size for correlation calculation is  $48 \times 48$  which provides a grid of varying resolution, from 10 mm to 4 mm depending on the CT scan length. The length of scans is diminished from 1.8 to 0.1 m in order to increase ripple velocity to increase the sample rate of bed topography. This allows the PIV stereo cross-correlation algorithm to track with a higher correlation the movement of the ripples. When no velocity could be calculated by a lack of correlation between successive CT scan images, the vectors are interpolated by local averages (i.e.,  $1 \text{ cm}^2$ ) to every bed location. The analysis provides instantaneous results. The spatial range of ripples velocity during the experiments vary on average from 0.01 to  $0.56 (\text{mm s}^{-1})$  (table 4.1).

##### Bedload transport estimate

The bedload layer thickness and the velocity of bed forms is quantified to determine the total bedload transport of sand. To achieve this, the bed elevation ( $\Delta$ ) according to the mean bed elevation is determined by a threshold  $HU$  value on the CT scan images. The bedload layer thickness of the sand bed is estimated by determining the local minimum of bed elevation ( $\Delta_{min}$ ). This is represented by mapping the low spatial frequency of bed elevations. The value of  $\Delta_{min}$  is considered as the bottom of the bedload layer for short term variations. These values determine the local thickness of the bedload layer  $\Delta_b$ . Then, the mass conservation equation is used to link the transported volume of sand and its density ( $\rho_s$ ), to the velocity field of the bed forms ( $\mathbf{u}$ ) :

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_s \mathbf{u}) \quad (4.3)$$

The bedload transport is estimated by calculating the sand discharge in the cross-section of the flume, summing in the  $y$  direction, multiplying the local velocity ( $V_r(x,y)$ ) and local bedload layer

thickness  $\Delta_b(x,y)$  (Simon et al., 1965; Holmes, 2010). The bedload transport ( $q_b$ ), the discharge per unit width, is then expressed as follows :

$$q_b(x) = \frac{\rho_s}{L} \sum_i^L V_r(x, y_i) \delta \Delta_b(x, y_i) \quad (4.4)$$

where  $\delta$  is the CT scan pixel resolution in the cross-section (YZ) and  $L$  is the flume width. The sum in equation 4.4 is for each cross-section of the flume. For every location of the bed there is a value of bedload  $q_b(x,y)$ . The non-dimensional bedload transport ( $q_b^*$ ) is the ratio of  $q_b$  divided by the grain Reynolds number ( $Re^*$ ):

$$q_b^* = \frac{q_b}{\rho Re^* \nu} \quad (4.5)$$

The grain Reynolds number and the Shield's parameter are expressed by equations 4.6 and 4.7, where  $u_*$  is the friction velocity ( $u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$ ). The dry sand bed density  $\rho_s$  is measured in time and space by the CT scan.

$$Re^* = \frac{u_* D_{50}}{\nu} \quad (4.6)$$

$$\theta = \frac{\tau_0}{(\rho_s - \rho) g D_{50}} \quad (4.7)$$

## 4.4 Results

### 4.4.1 Ripples displacement

The bed is deformed by the unidirectional flow velocity in asymmetric ripples. The lee-side, which has the property to always be steeper than the stoss side, is where the sand accumulates as a result of the ripple migration. Inversely, the stoss side is the zone of erosion which is smoother. The ripple elevation, as illustrated in figure 4.7, are centered around the mean bed elevation with an apparent skewness representing the non-linear shape of the bed forms. The length of the scans is diminished with flow velocity to diminish the cooling time of the instrument and the time between two successive scans. Shortening the length of the scan still allow the calculation of bed form

velocity using the PIV stereo cross-correlation algorithm. To achieve this, the bed deformation is tracked by measuring rapid CT scans quantifying the changes in bed topography with time. The algorithm tracks clear features on the CT scan images between successive images. Areas of sand accretion and erosion sections are illustrated in figure 4.2. The sets of successive images for each flow velocity quantifies the displacement of bed structures. The ripple velocity vector field ( $V_r(x,y)$ ) is then calculated knowing the displacement of bed forms for a certain period of time (figure 4.3). The velocities of ripples in the cross-section of the flume are calculated for each experiment (lower panel of figures 4.4, 4.5, 4.6, 4.7). The average of ripple velocity increases exponentially with the mean flow velocity (table 4.2).

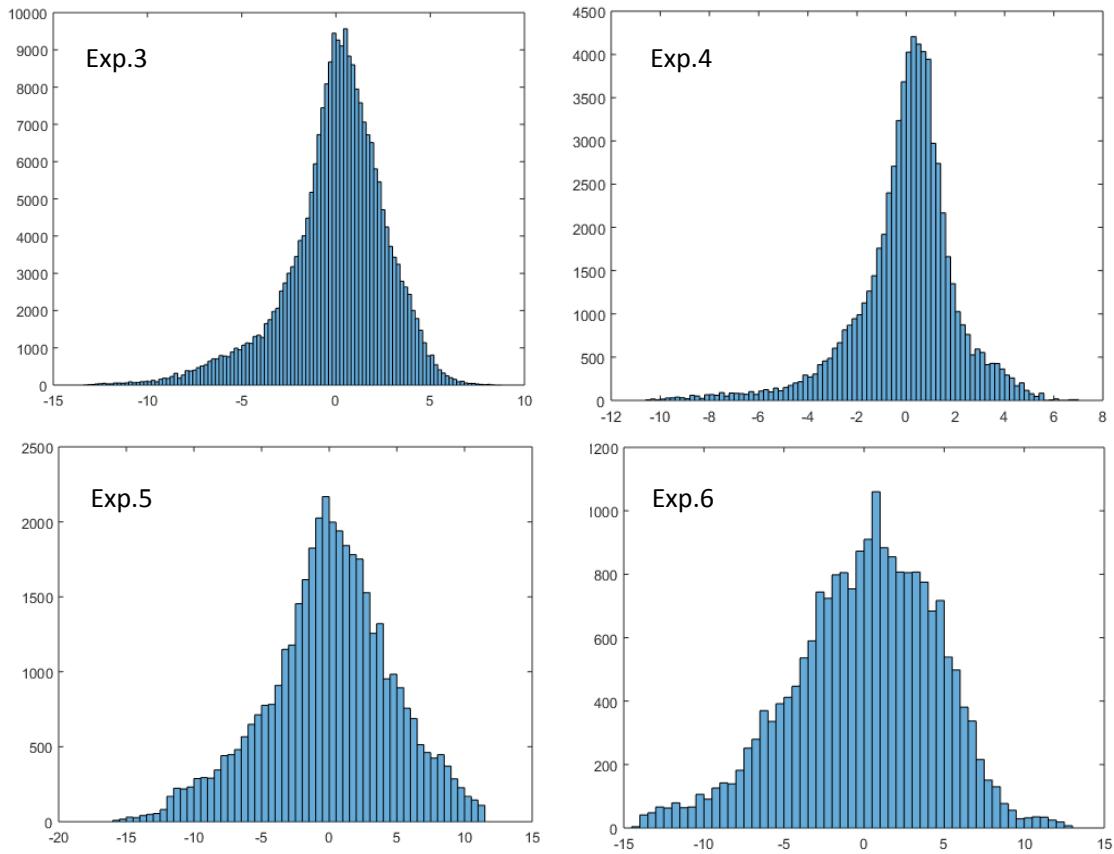


Figure 4.1 – Histogram of bed elevation according to the mean sand bed level for the experiments 3, 4, 5 and 6, with a scan length of 1.8, 0.34, 0.20 and 0.10 m, respectively.

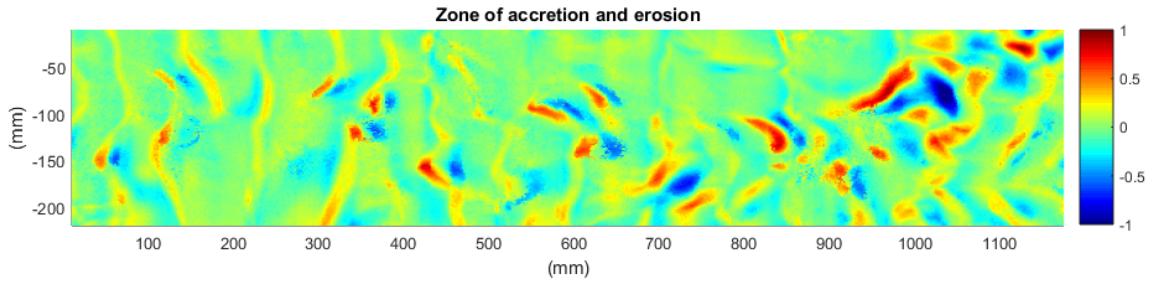
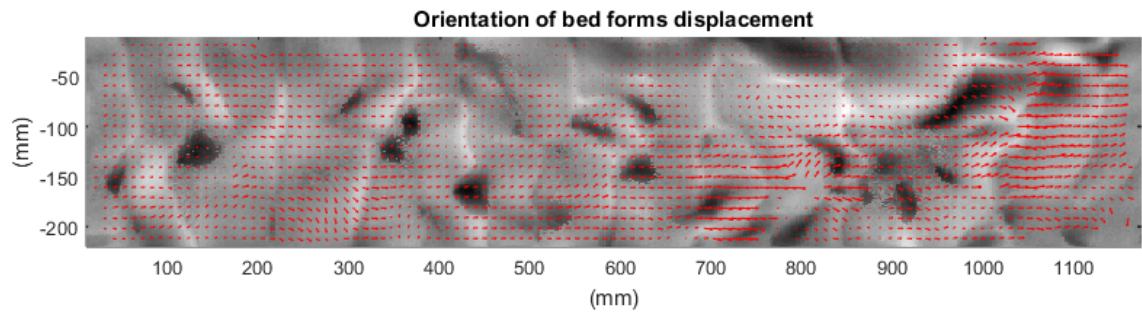


Figure 4.2 – Top view (XY) of the normalized volume of transported sand. In red is the region of sand accretion and in blue the region of sand erosion for the experiment 3 ( $\bar{U}_c=0.12 \text{ m s}^{-1}$ ). The current direction is to the right.



**Figure 4.3 – Top view (XY) of the local ripple velocity vectors and the CT scan bed topography in the background for the experiment 3 ( $\bar{U}_c=0.12 \text{ m s}^{-1}$ ). Current direction to the right.**

#### 4.4.2 Bottom of bedload layer

The position of the local minimum of bed elevation  $\Delta_{min}$  is calculated according to the mean bed elevation. The mean bed elevation is determined by quantifying the offset of the 2D bed elevation signal using fast Fourier transform (figures 4.4, 4.5, 4.6, 4.7). The local minimum of a group of pixels is determined and the image is smoothed for the same number of pixels. The mapping of the local minimum reveals the longer bed structures with lower spatial variations (second panel of figures 4.4, 4.5, 4.6, 4.7). The results show that the bedload layer thickness is not constant in space. The minimum value of  $\Delta_{min}$  is used to calculate the bedload layer thickness. As the bedload increases, the scans are shorter which make the spatial variation of  $\Delta_{min}$  harder to capture.

#### 4.4.3 Bedload layer thickness

The local bottom of the bedload layer thickness ( $\Delta_b$ ) is defined as the local minimum. The bedload layer thickness  $\Delta_b$  is the local height of bottom position of the bedload layer below the mean bed elevation added to the local bed elevation. The bedload layer thickness is relatively constant during the experiments (3rd panel of figures 4.4, 4.5, 4.6, 4.7). This way, the volume of sand can be estimated for every pixel of the scan images. The multiplication of the local bedload layer thickness and width by the velocity of ripples provide the volume of transported sand ( $Vol_{s\ mean}$ ). Table 4.2 shows that the volume of transported sand increases with flow velocity.

**Table 4.2 – Spatial averages ( $x,y$ ) of local measurements for the bedload layer thickness ( $\Delta_b$ ), ripples velocity in the x direction  $V_{r\ x\ mean}$ , the volume of transported sand  $Vol_{sand\ mean}$  as a function of the mean flow velocity  $\bar{U}_c$  including the standard deviation in parentheses.**

Exp.#	$\bar{U}_c$ $m\ s^{-1}$	$\Delta_b\ mean$ m	$Vol_{sand\ mean}$ $\times 10^{-5} m^3\ s^{-1}$
-	-	-	-
1	0.10	-	-
2	0.12	-	-
3	0.19	0.008 (0.0007)	0.008 (0.002)
4	0.23	0.009 (0.001)	0.040 (0.012)
5	0.28	0.010 (0.002)	0.110 (0.024)
6	0.33	0.011 (0.001)	0.341 (0.073)

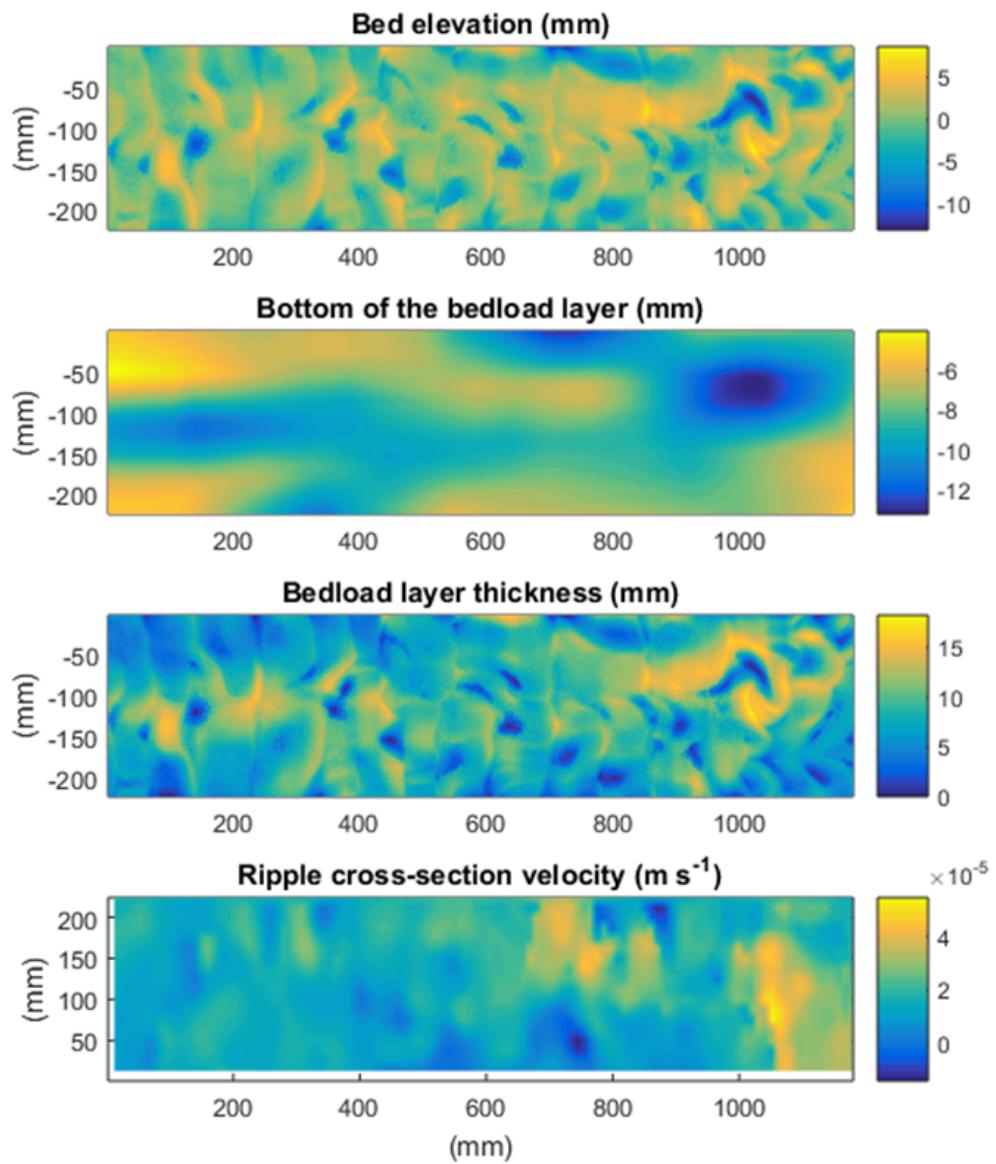


Figure 4.4 – Top view (XY) of the bed elevation for the experiment 3 positioning the bed elevation relative to  $z=0$  m. The bottom of the bed load layer ( $\Delta_{min}$ ), the bedload layer thickness ( $\Delta_b$ ) and the ripple cross-section velocity are illustrated. The current direction is to the right.

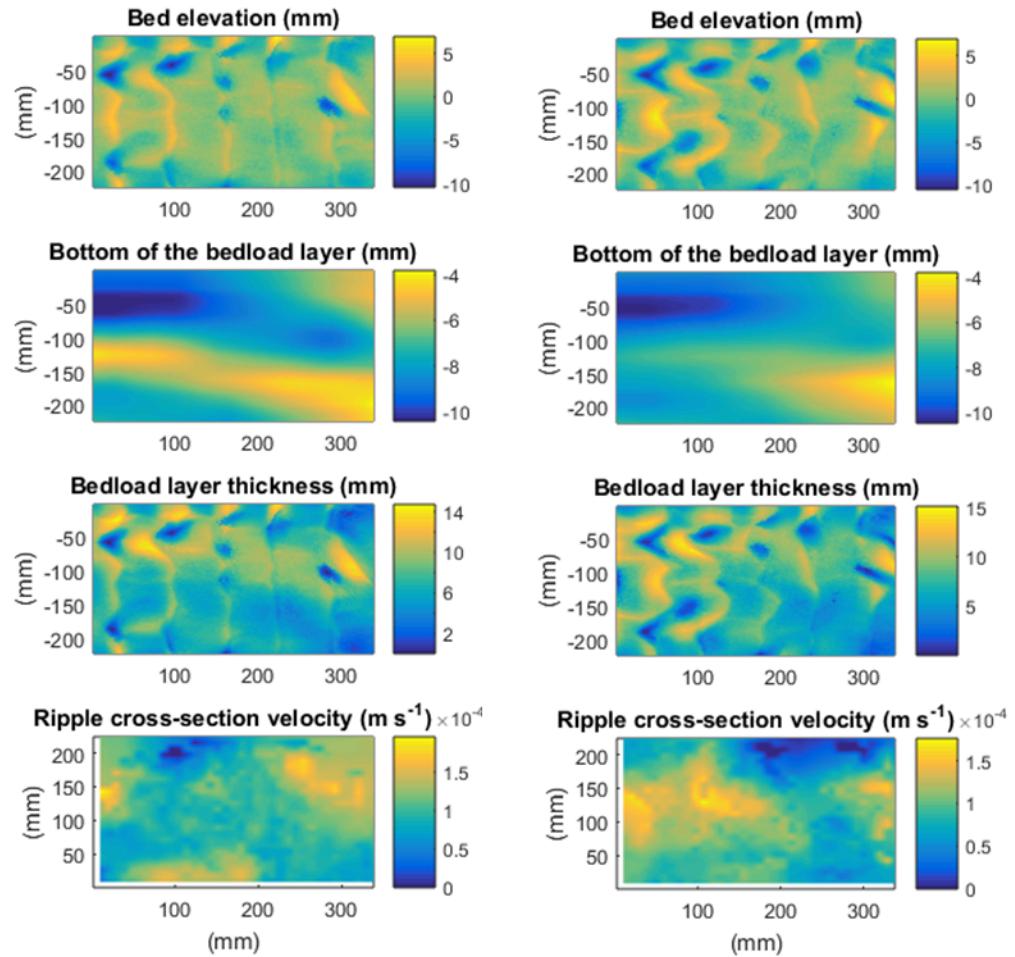
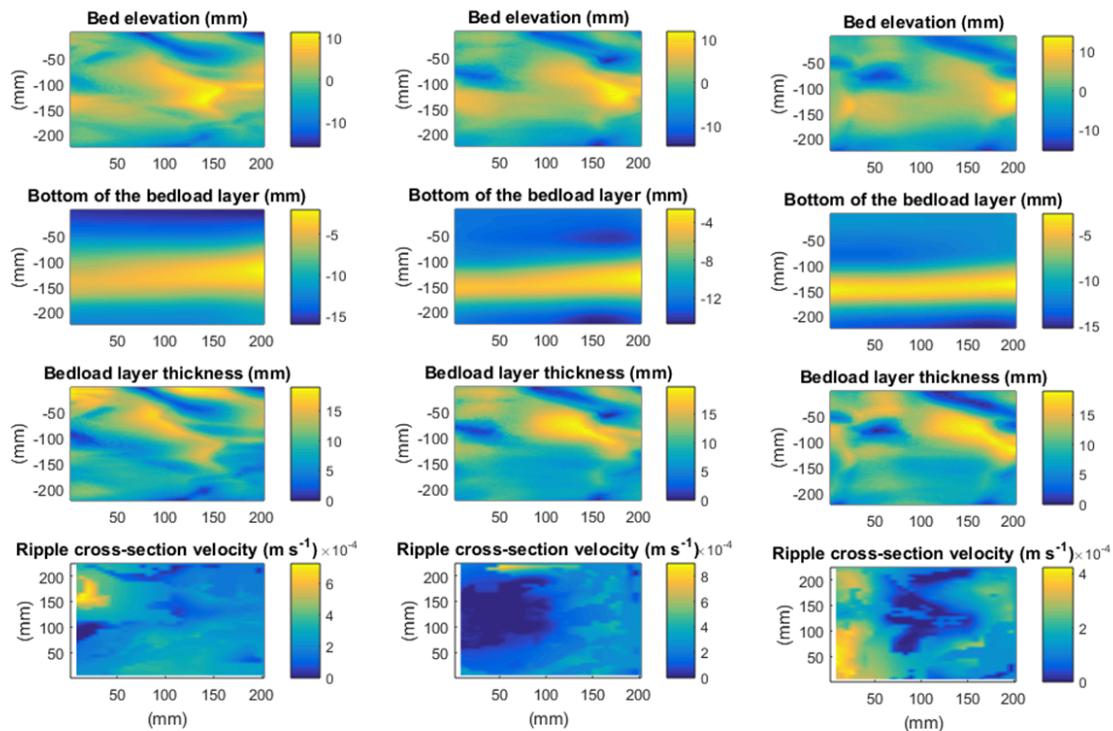


Figure 4.5 – Top view (XY) of the bed elevation for the experiment 4 positioning the bed elevation relative to  $z=0$  m. The bottom of the bed load layer ( $\Delta_{min}$ ), the bedload layer thickness ( $\Delta_b$ ) and the ripple cross-section velocity are illustrated. The current direction is to the right. The two columns are two different measurements of bed dynamics.



**Figure 4.6 – Top view (XY) of the bed elevation for the experiment 5 positioning the bed elevation relative to  $z=0$  m. The bottom of the bed load layer ( $\Delta_{min}$ ), the bedload layer thickness ( $\Delta_b$ ) and the ripple cross-section velocity are illustrated. The current direction is to the right. The three columns are three different measurements of bed dynamics.**

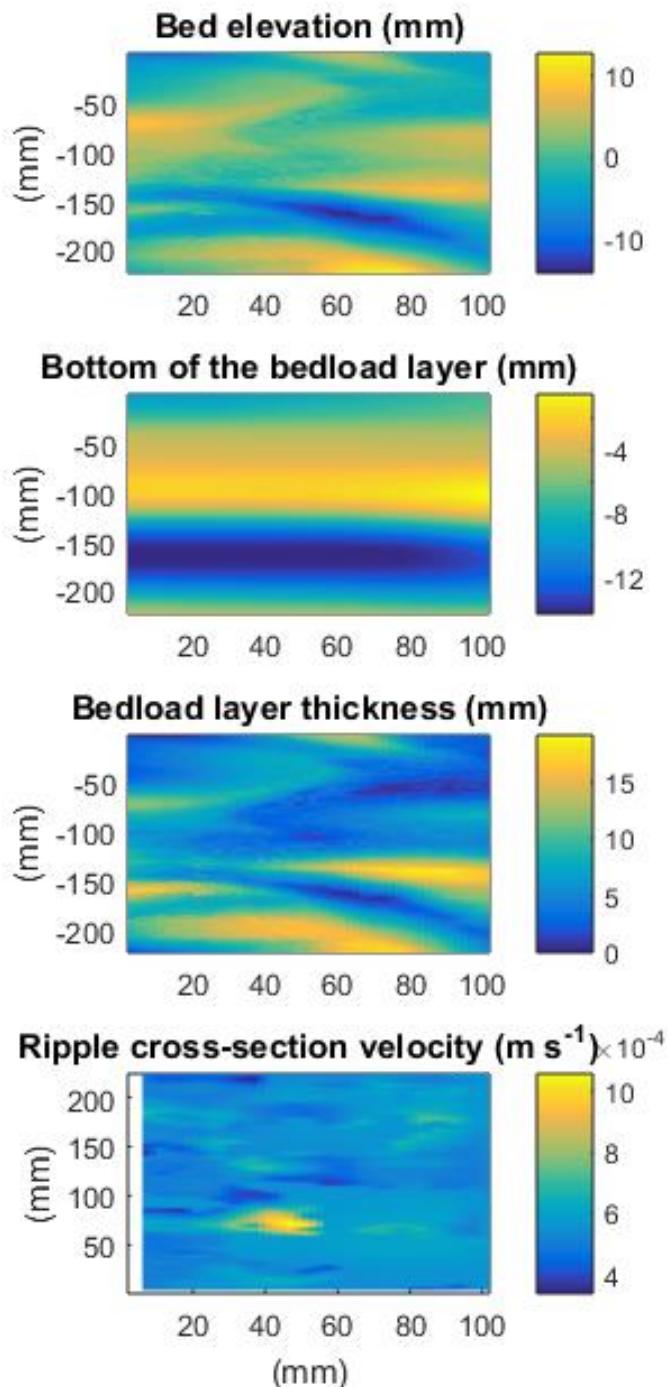


Figure 4.7 – Top view (XY) of the bed elevation for the experiment 6 positioning the bed elevation relative to  $z=0$  m. The bottom of the bed load layer ( $\Delta_{min}$ ), the bedload layer thickness ( $\Delta_b$ ) and the ripple cross-section velocity are illustrated. The current direction is to the right. One measurement is presented, which is the only one with a high spatial correlation.

#### 4.4.4 Bed porosity estimate

The bed porosity is estimated using the calibration method. The method uses a  $HU$  reference value of a pure piece of quartz buried in the sand bed, denoted as  $HU_q$ . The reference value of  $HU_q$  is measured for the initial condition in the flat bed, before starting the experiments. The quartz stays in the sand bed during the experiments for which the calibration can be adjusted with time. The  $HU$  value in the upper part of the water column  $HU_w$  is also a reference for  $HU$  measurements variations. The  $HU$  values in the entire images are not absolute but subject to change in the geometry of the experimental setup affects its value. Indeed, the artifacts on the images appearing in form of strikes in the sand bed and are stronger in the presence of ripples (figure 4.8). The water level is also diminished to increase the flow velocity in the flume during the experiments. Consequently, the absolute value of sand bed  $HU$  varies during the experiments adding an incertitude to porosity estimate. To estimate this incertitude, the  $HU$  value at the bottom right sand corner is analyzed (figure 4.8). The value diminishes as the bed is eroded and deformed of approximately 80  $HU$ . This represents a variation of approximately  $150 \text{ kg m}^{-3}$  for the measurement of sand density  $1650 \text{ kg m}^{-3}$ .

As outlined in Brunelle et al. (in preparation -chapter 3), the analysis of the histogram of the attenuation values allows to remove pixels that are affected by images artefacts and, yet, to only retain the ones that are representative of the sand porosity. Then, the combination of all the histograms gives the statical distribution of porosity value for the different experiments. The maximum counts in the sand porosity value is centered around  $0.45 +/- 0.05$  (figure 4.9). The histograms shows that the porosity was nearly constant during the experiments. Therefore, a 0.45 mean porosity value is used to calculate the bedload transport in this case considering that the distribution is uniform over time and space.

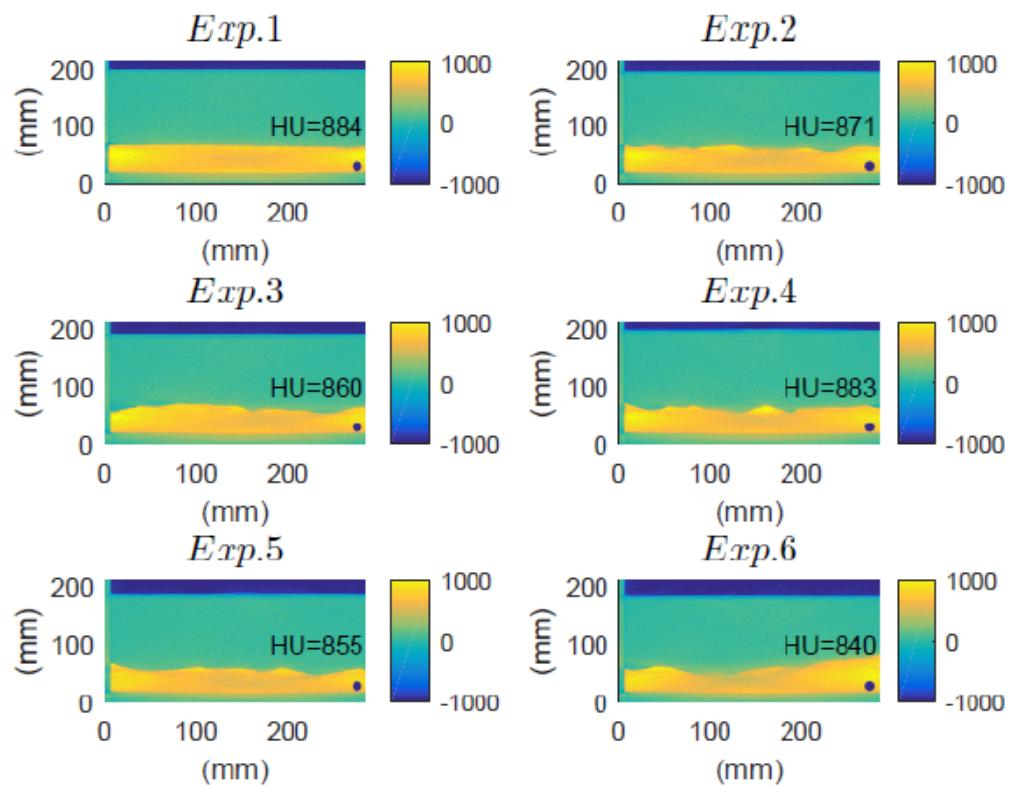


Figure 4.8 – Cross-section view (YZ) of the *HU* values in the flume for the 6 experiments. A *HU* reference value is identified in the sand bed.

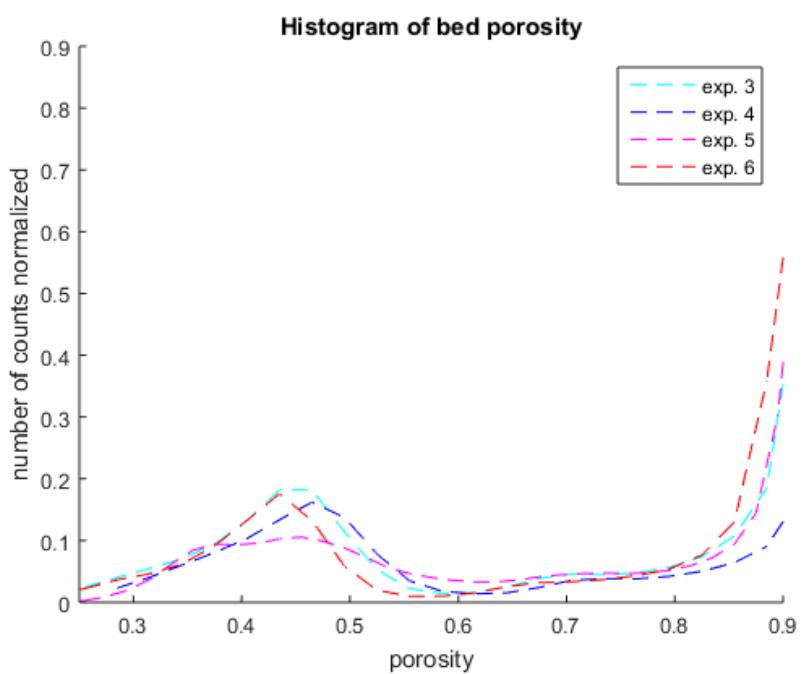


Figure 4.9 – Average distribution of sand bed porosity ( $n$ ) for the experiments 3 to 6 normalized to the counts number of the water porosity ( $n=1$ ).

#### 4.4.5 Bedload transport

To calculate the bedload transport, the local minimum bed elevation ( $\Delta_{min}$ ) was subtracted of the mean bed elevation ( $\Delta$ ) to obtain an elevation according to the local bottom of the bedload transport layer denoted  $\Delta_b$ . The cross-section ( $YZ$ ) velocity of the ripple in the  $x$  direction is multiplied by  $\Delta_b$  to obtain the local bedload transport (figure 4.10). The calculated bed porosity is used to determine  $\rho_s$ . The limitation of the tracking volume displacement arises at high flow velocities. The ripple length increases which diminishes the contrast on the image and the calculation of velocity displaced sand volume. Also, shortening the scans length to diminish the time between the scans diminishes the number of detected features on the image. This limits the estimate of bedload transport at high flow velocity only. The analysis shows a 2D map of local bedload transport (figure 4.10, 4.11, 4.12, 4.13). The method of calculation provide a large spread range for bedload transport estimates instead of high incertitude on few measurements (figure 4.15). This way, it is easier to evaluate the probability of sand transport with confidence interval difficult to evaluate otherwise.

It was observed that when the flow increases, the bed shear stress  $\tau_0$  increases as well.  $\tau_0$  reaches a maximum value before decreasing when the length of bed structures increases. However, the decrease is not observed on the bedload transport which increases with flow velocity (figure 4.15). In table 4.3, the expression of the quadratic law (i.e.,  $\tau_0 = \rho C_d \bar{U}_c^2$ ) is used to define the values of  $\tau_0$  and  $\theta$ . This way, the bottom shear stress increases (figure 4.14) as well as the bedload. Consequently, the mean flow velocity is non negligible at high flow velocity to predict the bedload transport. Using the quadratic law to estimate the bed shear stress, the results are presented in figure 4.16 and compared to the references.

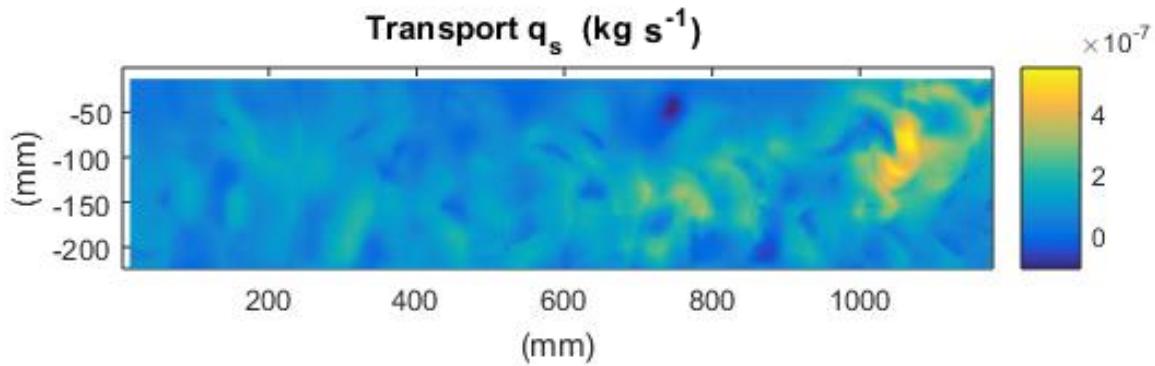


Figure 4.10 – Top view (XY) of the local volume of transported sand for the experiment 3 . Current direction to the right.

Table 4.3 – The non dimensional bedload estimate measured ( $q_b^*$ ) versus  $q_b^*$  calculated with equation of Meyer-Peter & Müller (1948) as a function of the bed shear stress calculated with the quadratic stress law ( $\tau_0 = \rho C_d \bar{U}_c^2$ ), where  $C_d$  is equal to 0.02 for rippled bed and 0.005 for flat bed based on observations. The calculated porosity is 0.45 and  $\rho_s$  is estimated to  $1200 \text{ kg m}^{-3}$ .

Exp.#	$\bar{U}_c$	$\tau_0$	$u_*$	$Re^*$	$\theta$	$q_b^*$	$q_b^* M&P(1948)$
-	$m s^{-1}$	$N m^{-2}$	$m s^{-1}$	-	-	-	-
1	0.10	0.05	0.007	1.7	0.01	-	-
2	0.12	0.20	0.014	2.0	0.06	-	-
3	0.19	0.72	0.027	3.5	0.21	0.03 (0.01)	0.04
4	0.23	1.06	0.033	4.3	0.31	0.14 (0.02)	0.20
5	0.28	1.57	0.040	5.2	0.41	0.30 (0.08)	0.49
6	0.33	2.18	0.047	5.8	0.61	0.86 (0.14)	0.77

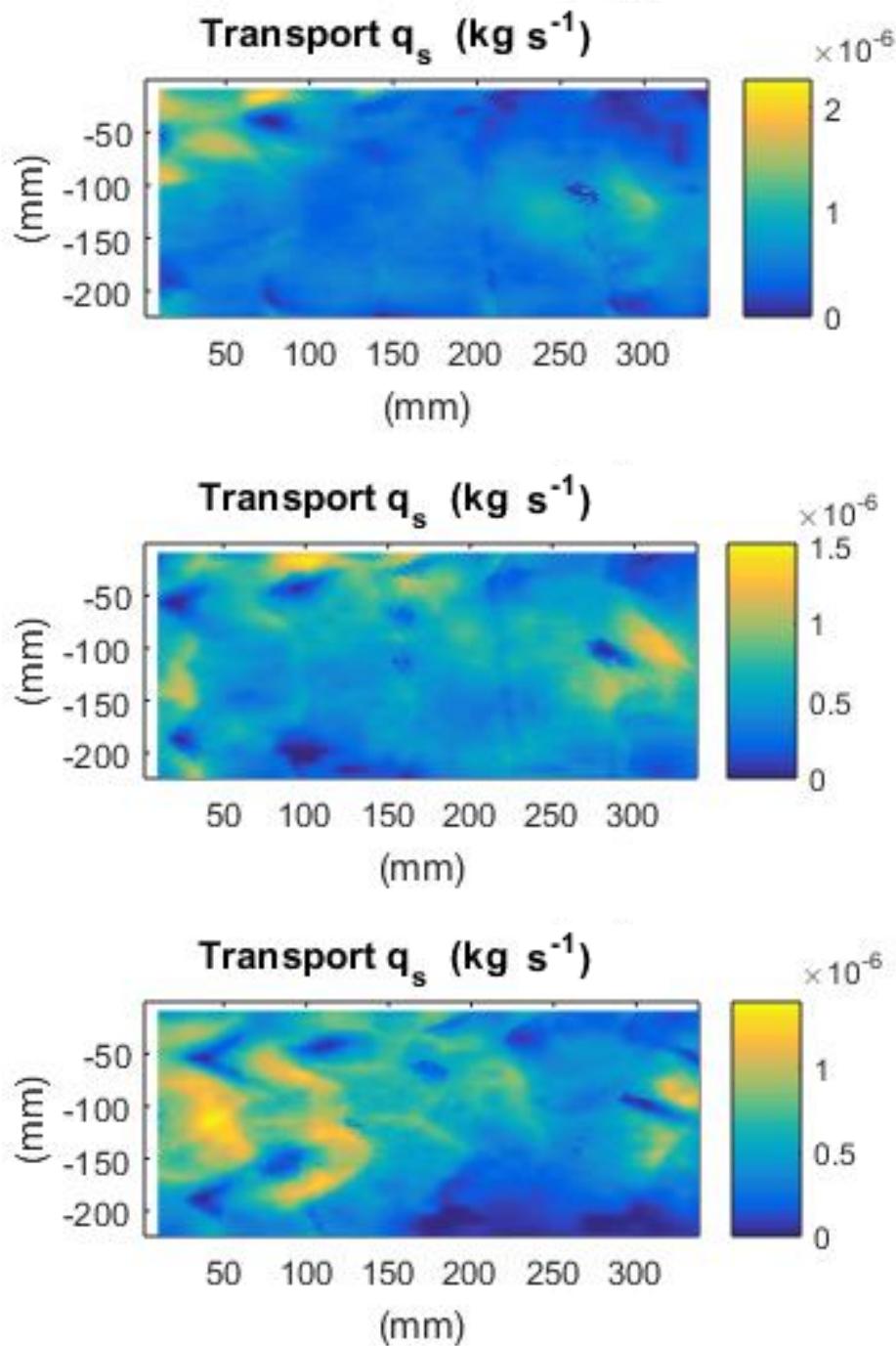


Figure 4.11 – Top view (XY) of the local volume of transported sand for the experiment 4. Current direction to the right.

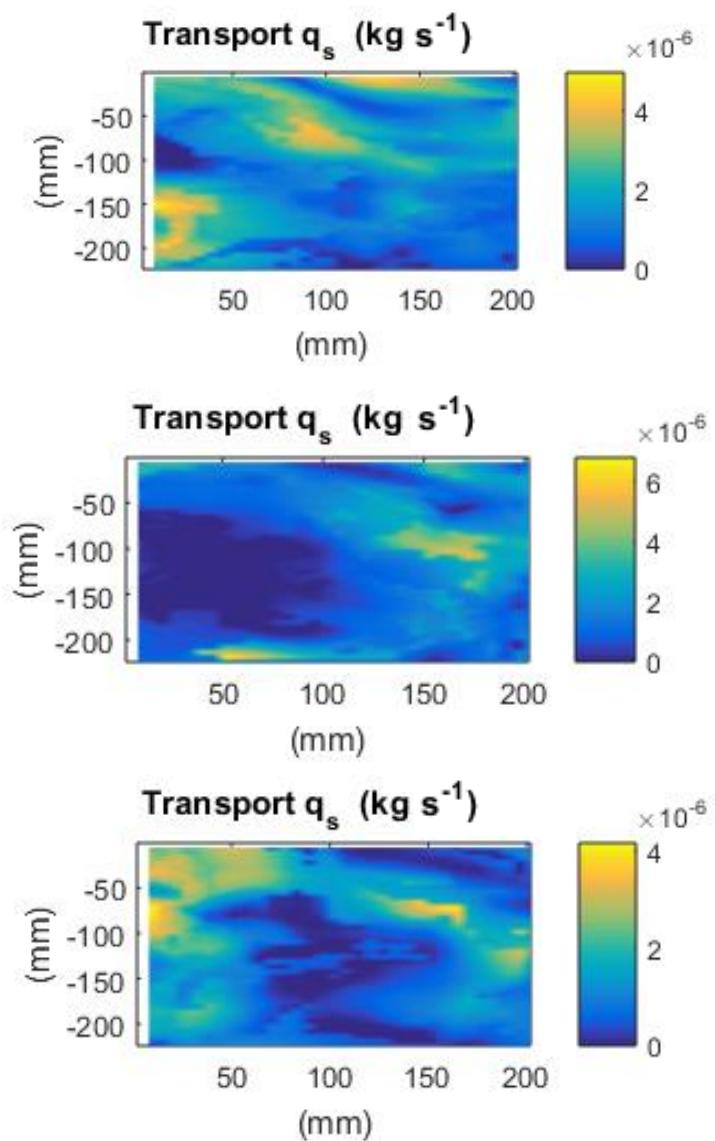


Figure 4.12 – Top view (XY) of the local volume of transported sand for the experiment 5 . Current direction to the right.

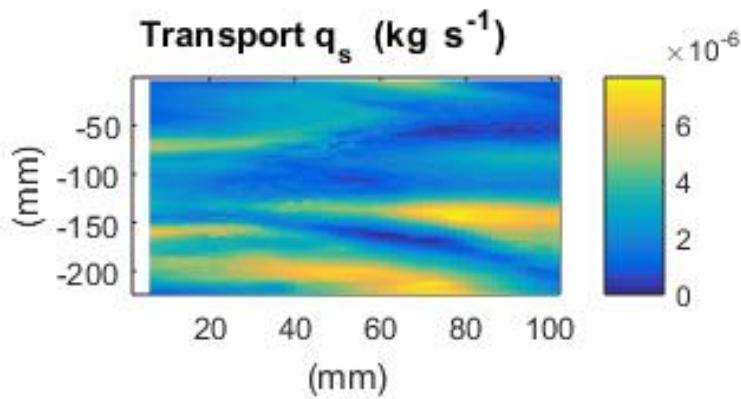


Figure 4.13 – Top view (XY) of the local volume of transported sand for the experiment 6 . Current direction to the right.

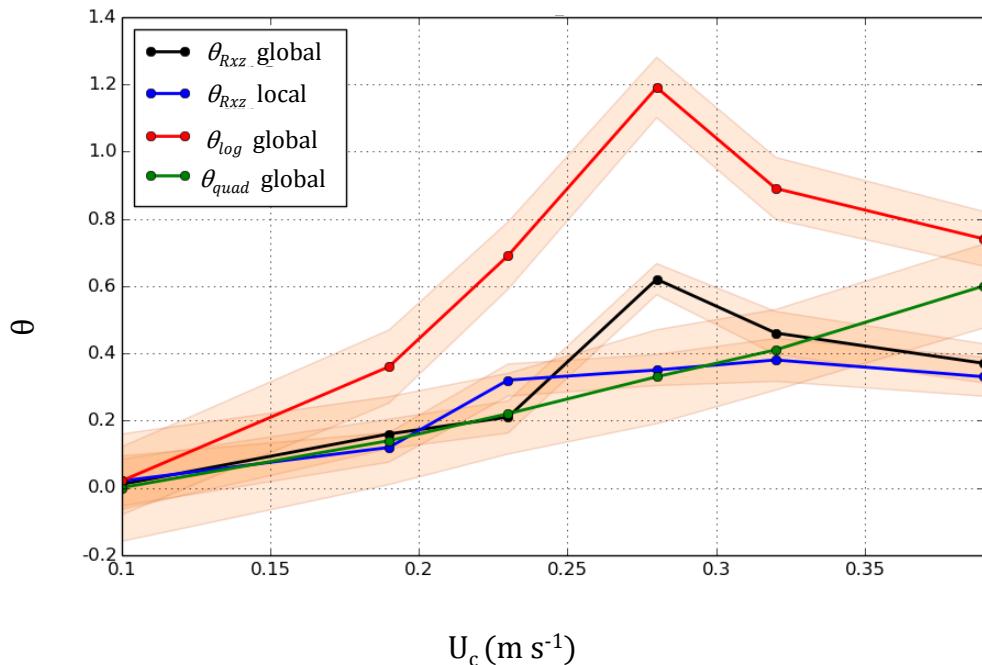


Figure 4.14 – The Shields parameter  $\theta$  estimated with different methods as a function of the mean flow velocity ( $U_c$ ). The Reynolds shear stress method for global measurements using the PIV data ( $\theta_{RX}$  global) are shown in black and local measurements using the ADP data ( $\theta_{RX}$  local) are shown in blue. The method of the log law is illustrated by the red curve and the quadratic law by the green curve both using the PIV measurements.

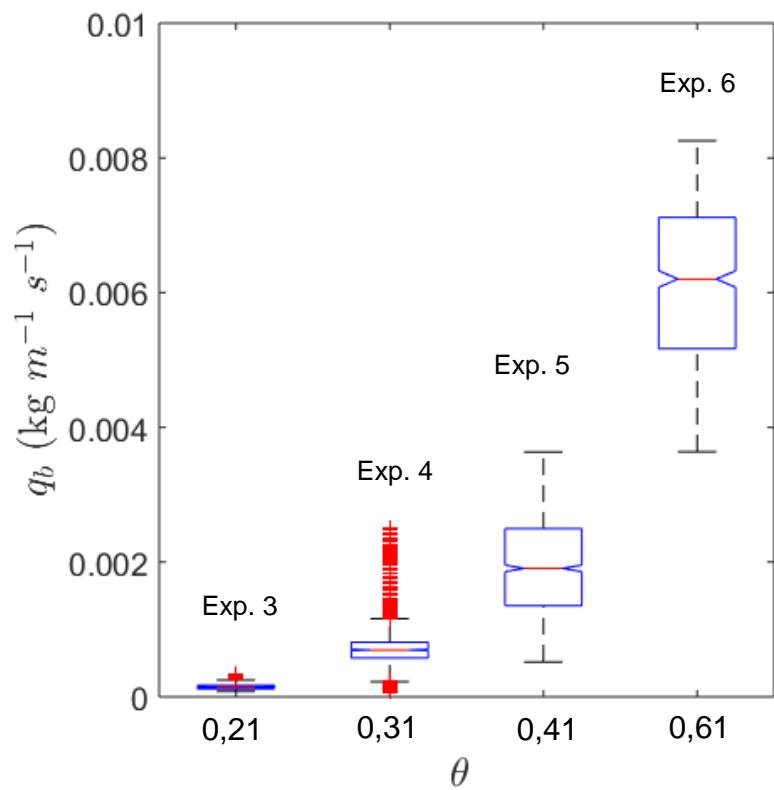


Figure 4.15 – The bedload transport for every bed cross-section (YZ) for the experiments 3 to 6. The top of the box is the 75<sup>th</sup> percentile and the bottom is the 25<sup>th</sup> percentile of the bedload measurements.

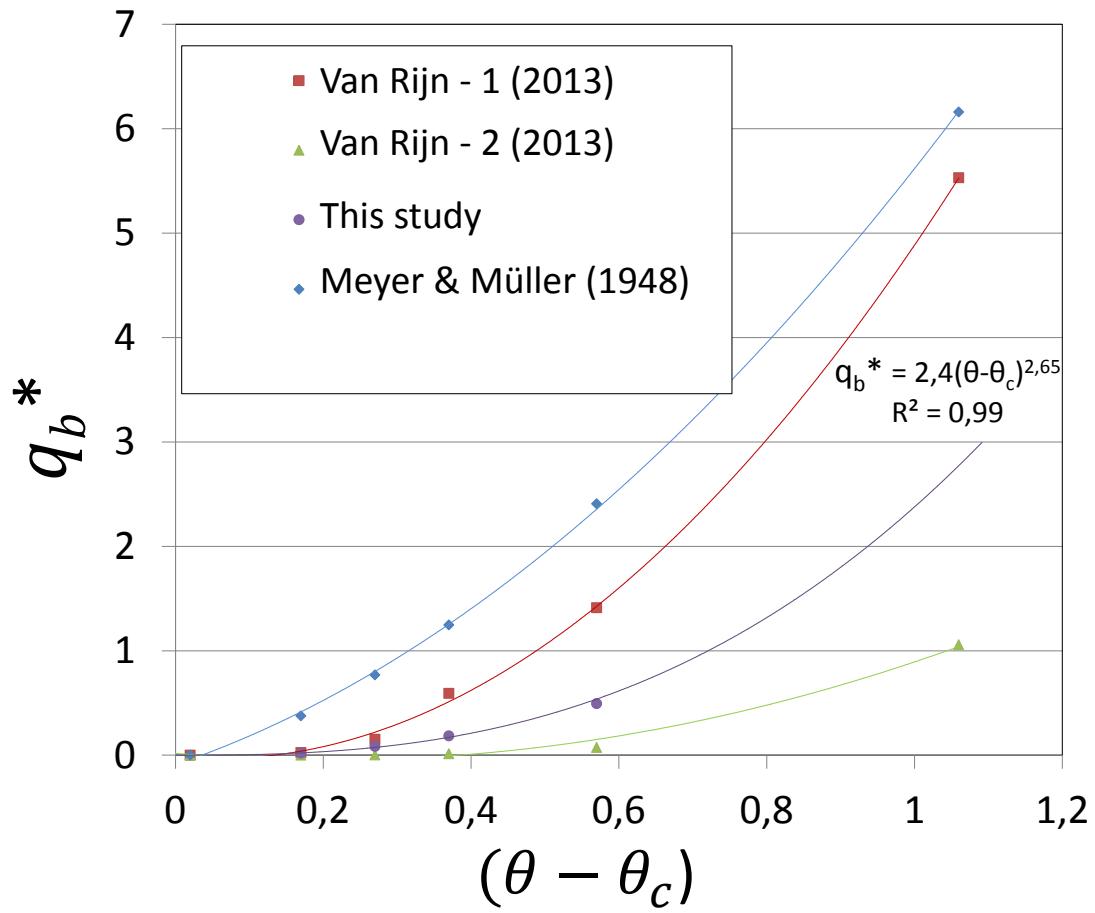


Figure 4.16 – Comparison of bedload transport equations for sand with measurements. The red and green curves represent the range of solution proposed by Van Rijn (2013) for sand. The blue curve is the Meyer & Müller equation (1948) for well sorted fine gravel at low transport stage (Fernandez-Luque and van Beck, 1976). The purple curve is fitted to the observations of this study and is extrapolated at the highest Shields parameter ( $\theta$ ).

## 4.5 Conclusions

CT scanning of a physical model of a movable sand bed was successfully used to calculate the bedload within a small hydraulic canal. Several steps were required to achieve this estimation. First, the total transported volume was measured by estimating the bedload layer thickness. This estimation was performed using the detailed topography retrieved by the CT-Scanner that allowed to define local minima of bed elevation as the bottom of the bedload layers. Second, the velocity of bed structures was calculated with a PIV stereo cross-correlation algorithm that identified the movement of ripples crest or trough. Then, it was possible to quantify the spatial variation of the bed forms velocity in the cross-section of the flume according to the net transport in the longitudinal axis of the flume. The spatial average of the bed forms velocity was strongly correlated with the mean flow velocity. Third, the porosity of the bed was estimated to  $0.45 \pm 0.05$ . This estimation was achieved using a post-treatment of sand bed images that removes from the porosity histograms aberrant values due to artifacts of the CT scan image reconstruction algorithm. Fourth, knowing the local values of the porosity, the velocity and volume of displaced sand, it was possible to calculate the total bedload. The bedload is proportional the bed form and fluid velocity as expected. Consequently, the quadratic method for bed shear stress estimation has the best correlation with the calculated bedload transport using the mean flow velocity. The method using turbulence measurements to estimate the bed shear stress fits the quadratic law until the fluid velocity gets relatively high, because at these high values, the mean fluid velocity is no longer negligible. Overall, the calculation of the spatial distribution of the bedload transport using CT-Scanning technique provided a distribution of bedload values in unique way improving the correlation with flow properties.

## 4.6 Bibliography

Aberle J, Coleman S & Nikora V (2012) Bed Load transport by bed form migration. *Acta Geophysica*. 60(6): 1720-1743.

Bagnold RA (1956) The flow of cohesionless grains in fluids. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 249(964):235–297.

Brunelle CB (2019) Chapter 3: Combined X-ray and laser imaging technique applied to sand-bed physical model. *Thèse de doctorat*. Université du Québec, Institut national de la recherche scientifique. 36 pp.

Charru F & Hinch E (2006) Ripple formation on a particle bed sheared by a viscous liquid. Part 1. Steady flow. *Journal of Fluid Mechanics*. 550: 111–121.

Cooper JR, Ockleford A, Rice SP & Powell DM (2018) Does the permeability of gravel river beds affect near-bed hydrodynamics? *Earth Surface Processes and Landforms*. 43(5):943–955.

De Marchis M, B Milici & E Napoli (2017) Solid sediment transport in turbulent channel flow over irregular rough boundaries. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 65: 114-126.

Einstein HA (1950) The bed-load function for sediment transportation in open channel flows. *United states department of agriculture washington*. Technical Bulletin. 1026. 71 pp.

Fernandez Luque R & Van Beek R (1976) Erosion and transport of bed-load sediment. *Journal of hydraulic research*. 14(2): 127-144.

Fofonoff NP & Millard JCR (1983) Algorithms for computation of fundamental properties of seawater. *Unesco Technical Papers in Marine Science*. Rep. 44. Unesco, Paris. 51 pp.

Gaeuman D & Jacobson RB (2007) Field assessment of alternative bed-load transport estimators. *Journal of Hydraulic Engineering*. 133(12): 1319-1328.

Holmes Jr RR (2010) Measurement of bedload transport in sand-bed rivers: A look at two indirect sampling methods. *US Geological Survey Scientific Investigations Report*. 5091: 236-252.

Jinchi H (1992) Application of sandwave measurements in calculating bed load discharge. *Erosion and Sediment Transport Monitoring Programmes in River Basins*. Proc. Oslo Symposium. 63-70.

Ketcham RA & Carlson WD (2001) Acquisition, optimization and interpretation of x-ray computed tomographic imagery: applications to the geosciences. *Computers Geosciences*. 27(4):381–400.

Ketcham RA & Iturrino GJ (2005) Nondestructive high-resolution visualization and measurement of anisotropic effective porosity in complex lithologies using high-resolution X-ray computed tomography. *Journal of Hydrology*. 302(1-4):92–106.

Lajeunesse E, L Malverti & F Charru (2010) Bed load transport in turbulent flow at the grain scale: Experiments and modeling. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*. 115(F4). 16 pp.

Masselink G, Cointre L, Williams J, Gehrels R & Blake W (2009) Tide-driven dune migration and sediment transport on an intertidal shoal in a shallow estuary in Devon, UK. *Marine Geology*. 262(1-4): 82-95.

McElroy B & Mohrig D (2009) Nature of deformation of sandy bed forms. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*. 114(F3). 13 pp.

Meyer-Peter E & Müller R (1948) Formulas for bed-load transport. IAHSR 2nd meeting, Stockholm, appendix 2, IAHR:39-64.

Nabi M, HJ De Vriend, E Mosselman , CJ Sloff & Y Shimizu (2013) Detailed simulation of morphodynamics: 2. Sediment pickup, transport, and deposition. *Water resources research*. 49(8): 4775-4791.

Nikora VI, Sukhodolov A & Rowinski PM (1997) Statistical sand wave dynamics in one-directional water flows. *Journal of Fluid Mechanics*. 351: 17-39.

Otani J & Obara Y (2004) Xray CT for geomaterials: Soils, concrete. *Rocks. Balkema*. 392 pp.

Scarano F (2012) Tomographic PIV: principles and practice. *Measurement Science and Technology*. 24(1) 012001: 28 pp.

Simons DB, Richardson EV & Nordin CF (1965) Bedload equation for ripples and dunes. *US Government Printing Office*. 9 pp.

Sinha S, Hardy RJ, Blois G, Best JL & Sambrook Smith GH (2017) A numerical investigation into the importance of bed permeability on determining flow structures over river dunes. *Water Resources Research*. 53(4):3067–3086.

Ten Brinke WBM, Wilbers AWE & Wesseling C (1999) Dune growth, decay and migration rates during a large-magnitude flood at a sand and mixed sand–gravel bed in the Dutch Rhine River System. *Fluvial sedimentology VI*: 15-32.

Van Den Berg JH (1987) Bedform migration and bed-load transport in some rivers and tidal environments. *Sedimentology*. 34(4): 681-698.

Van der Mark CF, Blom A & Hulscher SJ (2008) Quantification of variability in bedform geometry. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*. 113(F3). 11 pp.

Van Rijn LC (2013) Simple general formulae for sand transport in rivers, estuaries and coastal waters. *Retrieved from www.leovanrijn-sediment.com.* pages 1–16. 20 pp.

Wilson KC (1966) Bed-load transport at high shear stress. *Journal of the hydraulics division.* 92(6): 49-59.

Yalin MS (1963) An expression for bed-load transportation. *Journal of the Hydraulics Division.* 89(3):221–250.



# Chapitre 5

## X-RAYS IMAGING FOR SAND TRANSPORT ESTIMATE IN FLUIDS: PART II. SUSPENDED LOAD

**Imagerie rayons X appliquée à l'estimation du transport de sable par un fluide :**

### **Part II. Matière en suspension**

#### **Auteurs**

Corinne B. Brunelle<sup>1</sup>, Pierre Francus<sup>1,2</sup>, Benoît Camenen<sup>3</sup>, Philippe Després<sup>4</sup>, Carl L. Amos<sup>5</sup>, Mathieu Des Roches<sup>1</sup>, Louis-Frédéric Daigle<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institut national de la recherche scientifique, 490 rue de la Couronne, Québec, G1K 9A9, Canada.

<sup>2</sup> Canada Research Chair in Environmental Sedimentology.

<sup>3</sup> Irstea, UR HHLY, centre de Lyon-Villeurbanne, F-69625 Villeurbanne Cedex, France.

<sup>4</sup> Université, 2325 rue de l'Université (Québec) G1V 0A6, Canada.

<sup>5</sup> National Oceanography Centre, University of Southampton - Waterfront Campus, Southampton, SO14 3ZH, Royaume-Uni.

#### **Contribution**

Corinne B. Brunelle a été la majoritaire de l'article scientifique. Le développement des axes de recherche et le financement du projet ont été le fruit des efforts du professeur Pierre Francus en collaboration avec les chercheurs Benoît Camenen, Carl L. Amos et Philippe Després. Les montages expérimentaux, les manipulations et l'acquisition des données en laboratoire ont été réalisés avec l'aide des assistants de recherche de l'INRS Mathieu Des Roches et Louis-Frédéric Daigle du Laboratoire multidisciplinaire de tomodensité.

tomie pour les ressources naturelles et le géo civil.

### Résumé traduit

La dynamique particule-fluide d'un lit de sable avec rides a été étudiée à l'aide d'un modèle physique réduit à petite échelle. Une technique d'imagerie combinant un système de velocimétrie par images de particules (PIV) et un CT scan médical yrons X (i.e. tomodensitométrie) a été testée pour calculer le transport de sable en suspension pour un écoulement unidirectionnel. Les photographies des images PIV sont utilisées pour calculer les profils de concentrations de sable en suspension en fonctionnant ceux-ci par des mesures obtenues avec des modes classiques de filtration. La comparaison de ces profils avec le profil théorique de Rouse a montré que l'intégration des classes de taille des grains dans les équations correspondait aux profils observés. La contribution de cinq classes de taille de grains  $D_{10}$ ,  $D_{25}$ ,  $D_{50}$ ,  $D_{75}$  et  $D_{90}$  sont additionnées dans l'expression de Rouse ce qui augmente la prédiction particulièrement pour les grandes vitesses d'écoulement, lorsque le régime de transport est élevé et qu'une forte érosion du lit de sable est mesurée. Les observations ont également montré que les mécanismes de suspension du sable sont dominés par la friction de peau et ce, davantage que par les formes du lit. Ainsi, la vitesse de frottement ( $u_*$ ) et le paramètre Shield ( $\theta$ ) calculés avec la loi quadratique, une expression proportionnelle à la vitesse moyenne de l'écoulement ( $\bar{U}$ ), sont fortement corrélés aux concentrations de sable en suspension. Les relativement faibles concentrations de matière en suspension de ces expériences ne sont pas directement mesurables par tomodensitométrie. Finalement, les résultats sont combinés aux mesures de transport par charriage, incluant la rugosité du lit de sable.

## 5.1 Abstract

The particles-fluid dynamics of a sandy rippled bed using a small-scale physical model with unidirectional flow was studied. An imaging technique combining a particle image velocimetry (PIV) and an X-ray medical CT scan, was tested to estimate the suspended sand transport in this flow. For the suspended sand concentration profile, the photographs of the PIV images are used to calculate the amount of particle in water by calibrating the results with the water filtration. Comparing these suspended sand profiles with the theoretical Rouse profile showed that integrating the grain size classes in the equations better fits the observations. The contribution of five grain size classes  $D_{10}$ ,  $D_{25}$ ,  $D_{50}$ ,  $D_{75}$  and  $D_{90}$  are summed in the Rousse expression, increasing the prediction particularly at high flow velocity during high sand transport regime and strong sand bed erosion. The observations also showed that the mechanisms of sand suspension are dominated by skin friction and less by the bed forms. The friction velocity ( $u_*$ ) and the Shield parameter ( $\theta$ ) calculated with the quadratic stress law, an expression proportional to the mean flow velocity ( $\bar{U}$ ), is better correlated with suspended sand concentrations than flow fluctuations. Low sediment concentration in suspension from these experiments were not measurable by the CT scan. Finally, these results are combined with measurements of bedload transport from an earlier study, that includes porosity and bed roughness.

## 5.2 Introduction

The distribution of suspended matter in the water column is key information for water quality and environmental models. The biology is driven, with nutrients, by light availability that is attenuated by particulate and dissolved matter (Brunelle et al., 2012; Ardyna et al., 2013). The profile of sediments in suspension is thus an important part of the light budget in biological models. The presence of fine particles in the water column can also change the dispersion of a pollutant. In coastal regions, the sediment in suspension can interact with dispersed oil droplets and can participate to particle agglomeration and settling behavior during oil spilling events (Payne et al, 2003; Gong et al., 2014). The development of models integrating ocean color satellite images to retrieve sediment concentrations in surface water nowadays provides a large overview of distribution in lakes, seas and oceans (Ouillon et al., 2004; Binding et al., 2003). Combining this information to suspended

load equation represents a great potential for water biological and physio-chemical water studies. Consequently, the relation between water mass properties and suspended sand concentration distribution in the water column has been for centuries an active topic of research.

The interaction between flow and sediments is however complex and no universal solution has been derived. The profile of suspended matter is an equilibrium between the settling velocity and the re-suspension of particles in the fluid flow (Mofjeld, 1988). The fall velocity depends on the submerged weight of particle, viscous and inertial forces. The transport of grains occurs when the fluid flow exceeds the fall velocity. Consequently, the suspension of particles results from a balance between the vertical ascending motion due to turbulence and vertical descending fluxes due to gravity. The dynamics of suspended load in turbulent flow gets rapidly difficult to predict. The presence of particles itself in turbulent flow can affect the turbulence. This is the so-called turbulence modulation by suspended sediment (Best et al., 1997; Baas & Best, 2002). In some configurations, the turbulence can be damped leading to a laminarization of the flow (Yu et al., 2013). Otherwise, the particles can also enhance the turbulence at high Reynolds number (Hetsroni, 1989). It is not clear how this change in dynamics affects the suspended load. Moreover, the bed forms can enhance the suspended load (Baas et al., 1995) in different ways.

Anyhow, general assumptions provide relatively simple mathematical expression to quantify the suspended load using the Prandtl's mixing length theory for turbulence modeling (Prandtl, 1925). Supposing that the movement of sediment is similar to the movement of water, the turbulence modulation effect by suspended sediment is neglected. Additionally, assuming that the mass diffusion of suspended sediment is similar to water eddy diffusivity (Tsujimoto, 2010), the commonly used Rouse equation (Rouse, 1937) is mostly applied. The Rouse profile of particles in suspension can be calculated knowing the bedload layer density, the bedload layer thickness as well as the median size of sediment grains and the corresponding settling velocity. The application of this expression is sometimes non-trivial. For most continental sediments, the grain size distribution is polymodal (Sun et al., 2002) for which the meaning of a median grain size might not be representative (Katra & Yizhaq, 2017). Integrating the fractional transport rates related to the bed grain size distribution is a solution being implemented in sediments suspension, erosion and deposition models (Wilcock

& Crowe, 2003). The effect of sand grain interaction for different transport mode on flow properties and overall sand transport is still an active topic of research. Survey instruments for particle size and settling velocity observations in sediment transport are under development (Agrawal & Pottsmith, 2000). Recent studies in field survey using the acoustic backscatter of Doppler profiler determining grain sizes, suspended concentration and bed forms also increase our knowledge of sediments distribution in natural environments (Wilson & Hay, 2015; Wilson & Hay, 2016).

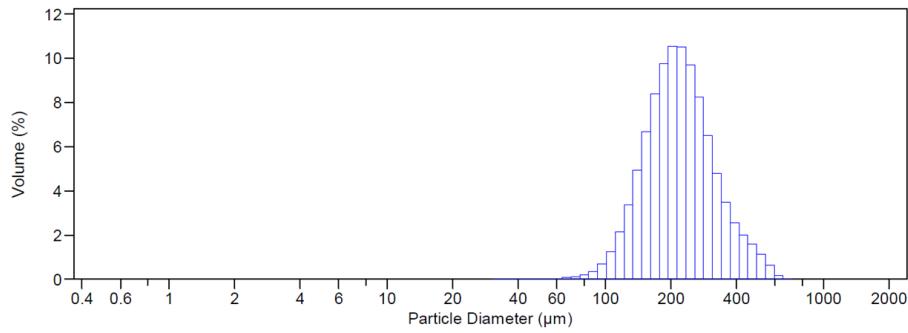
In this paper, a set of experiments in laboratory with unidirectional flow is used to study the case of suspended sand profiles over a rippled sandy bed in a flume during active sediment transport. The method explores the potential of non-intrusive techniques combining laser (i.e., PIV) and X-ray (i.e., CT scan) imaging technique to derive additional information on suspension load in laboratory work. Previous studies have shown the possibility to quantify suspended matter and bed density with the CT scan (Montreuil, 2014; Tilston et al., 2015). The experiment outlined here is the continuation of Brunelle et al. (in preparation - chapter 4) that was focusing on the quantification of bedload transport. Here, using an identical setup, the aim is to quantify the suspended sand profile under different flow conditions. The first objective is to link the fluid turbulence measurements to the suspended load according to classical equations. Secondly, the impact of grain size distribution on suspended particle profile is investigated. The results are interpreted according to the general features of bed forms and the total sand transport.

## 5.3 Materials and methods

### 5.3.1 Physical model

The combined imaging technique uses X-rays and laser systems as a non-intrusive technique to provide 4D measurements of fluid and bed dynamics as conducted by Brunelle et al. (in preparation, chapter 3 and 4) using a medical CT scanner (Siemens, Somatom Definition AS+ 128) and a LaVision particle image velocimetry (PIV) system. An acoustic Doppler(ADP) is also deployed shortly after to the PIV measurements in the same zone than the CT scan and PIV measurements. The movable sand-bed physical model, built in the Multidisciplinary Laboratory of CT Scan for

Non-Medical Use at the Institut National de la Recherche Scientifique (Québec, Canada), is in a rectangular flume with transparent acrylic. A permanent flow is induced by a water pump joining two water tanks placed at each extremity of the flume. The flume is horizontal with a null slope and a honeycomb diffuser reduces the turbulence at the water inlet. The sand bed is composed of pure (99%) quartz ( $SiO^2$ ). A Laser Diffraction Particle Size Analyzer, Beckman Coulter LS 13 320, determined the size distribution of particles suspended, using the light scattering model Fraunhofer and a maximum obscuration of 12%. The mean grain size is  $233.7 \mu m$  and the median grain size ( $D_{50}$ ) is  $217 \mu m$ , where the other fractions  $D_{10}$ ,  $D_{25}$ ,  $D_{75}$ ,  $D_{90}$  are  $138.1 \mu m$ ,  $170.6 \mu m$ ,  $275.6 \mu m$  and  $354.8 \mu m$ , respectively (figure 5.1). The grains have a uniform dry density  $\rho_{sand}$  where the sand grain density is equal to  $2650 \text{ kg m}^{-3}$ .



**Figure 5.1 – The grain size distribution of pure sand of quartz used for the flume experiments. The  $D_{50}$  is  $217 \mu m$ .**

### 5.3.2 Experimental conditions

A series of 7 experiments is conducted in order to estimate the suspended load over the sand bed. In the first experiment a slow current is created over a flat bed, while for the second experiment, a current of similar velocity is produced over a rippled bed that was before hand created with current just above the threshold of sand motion (table 5.1). The flow velocity is increased from experiment 2 to the experiment 7. The mean flow velocity is defined as the flow divided by the discharge area ( $\bar{U}_c$ ). The flow was maintained for 45 minutes, reaching an equilibrium pattern of bed forms, before measurements were made with the PIV, the CT scan and the Vectrino II (Brunelle et al., in preparation - chapter 3). The sand bed was flattened manually before each experiment. The initial

bed thickness for each experiment is 0.05 m. The water level in the flume is set constant such as the initial water depth ( $d$ ) over the flat bed is 0.14 m. The water depth is decreased at high flow velocities (table 5.1) to obtain higher total sand transport.

The setup and measurements outlined below in this section have been the topic of the previous paper (Brunelle et al., in prep (Chapter 4)). The CT scans are used to extract the bed topography using a  $HU$  threshold value. From these topography, the ratio of ripple height ( $\gamma_{max}$ ), varying from 0.005, 0.006, 0.014, 0.048, 0.023 to 0.013 m, and the corresponding length  $L$  index, varying from 0.053, 0.061, 0.045, 0.096, 0.100 to 0.095, are calculated using the variogram technique (Schwanaghart, 2010) for experiments 1 to 7, respectively. The ripple steepness is defined as  $S=\gamma_{max}/L$  (table 5.1). The bed shear stress ( $\tau_0$ ) is calculated using the quadratic stress law ( $\tau_0=\rho C_d \bar{U}_c^2$ ) where  $C_d$  is equal to 0.02 for rippled and 0.004 for flat bed as measured. The Shields parameter  $\theta$  is calculated using the bed shear stress estimate of the quadratic law. The calculated bed porosity is 0.45 and  $\rho_s$  is approximated to  $1200 \text{ kg m}^{-3}$  (Brunelle et al., in preparation - chapter 4). The bedload transport is calculated by tracking the ripples displacement by analyzing the changing bed topography with time. The bedload transport ( $q_b$ ) is the discharge per unit width obtained by multiplying the transported volume of sand and the bed forms velocity. The non-dimensional bedload transport ( $q_b^*$ ) is the ratio of  $q_b$  divided by the grain Reynolds number. The Reynolds grain parameter is defined as  $Re^*=\frac{u_* D_{50}}{\nu}$  and the Shield's parameter is defined as  $\theta = \tau_0/((\rho_{sand}-\rho_{water})gD_{50})$ .

**Table 5.1 – Experimental conditions for the sand bed experiments, including the non dimensional ( $q_b^*$ ) and dimensional ( $q_b$ ) measured bedload as a function the water depth ( $d$ ), the ripple steepness ( $S$ ), mean flow velocity ( $\bar{U}_c$ ), bed shear stress ( $\tau_0$ ), friction velocity ( $u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$ ), Reynolds grain parameter  $Re^*$  and Shield parameter  $\theta$ .**

Exp.#	$d$	$S$	$\bar{U}_c$	$\tau_0$	$u_*$	$Re^*$	$\theta$	$q_b$	$q_b^*$
-	m	-	$\text{m s}^{-1}$	$\text{N m}^{-2}$	$\text{m s}^{-1}$	-	-	$\times 10^{-3} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$	-
1	0.140	-	0.10	0.07	0.008	1.7	0.01	-	-
2	0.140	0.1	0.12	0.08	0.009	2.0	0.06	-	-
3	0.140	0.1	0.19	0.24	0.016	3.5	0.21	0.14	0.03
4	0.140	0.3	0.23	0.40	0.020	4.3	0.31	0.7	0.14
5	0.140	0.5	0.28	0.60	0.024	5.2	0.41	1.9	0.30
6	0.120	0.2	0.33	0.72	0.027	5.8	0.61	6.0	0.86
7	0.105	0.1	0.44	1.10	0.033	7.2	1.10	-	-

### 5.3.3 Flow properties

The temporal flow fluctuations, denoted  $u'$ ,  $v'$  and  $w'$  in the streamwise, transverse and vertical directions, are used to calibrate the bed shear stress estimate ( $\tau_0$ ). The suspended load is presented as a function of  $\tau_0$ . The fluctuations are the flow velocity signal minus the time-averaged flow velocity for each component such as  $u' = u - \bar{u}$ ,  $v' = v - \bar{v}$  and  $w' = w - \bar{w}$ . The Turbulent Kinetic Energy (TKE) is the 3D turbulent components as expressed by  $TKE=0.5(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$ . The 2D index of TKE production is defined as  $P=\overline{u'w'}(\partial\bar{u}/\partial(z))$  combining the effects of fluid shear stress and fluid velocity gradient (Rippeth et al., 2002). The  $\nu$  is the water kinematic viscosity is  $\nu = 1.00 \times 10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}$ .

### 5.3.4 Sand concentration

#### Water filtration

Water samples were collected at 3 different depths (i.e., 0.01, 0.04 and 0.08 m) in the water column over the bed using a series of water pumps and tubing for each experiment. The tube internal diameter is 10 mm. The water samples (1.0 L) were filtered under low vacuum onto pre-weighted Whatman 934-AH borosilicate glass microfiber filters having a nominal particle retention of 1.5  $\mu\text{m}$ . Two sample are taken for each depth. The tube is attached to a thin plastic support making the opening area of the tube facing the current direction. PIV measurements around this structure showed that the perturbations of the sampling method were moderate, providing significant suspended particle concentration measurements.

#### PIV

The suspended particulate matter profiles are in addition extracted from the PIV photographs by using a light intensity threshold value on the images that identifies the presence of particles. Every dots on the images are considered as filled with sand. The cameras have 2048 x 2048 detectors with pixels size of 0.06 mm that allow the detection of sand grains. Therefore, it is possible to identify the pixels representing sand grains on the image of the flow. The photograph is taken

for a volume which is defined by the laser sheet thickness. The laser is placed above the flume and the light sheet is parallel to the flow and located in the center of the flume. The laser thickness is not measured precisely. However, the observations showed that the thickness was not more than few millimeters. To fit the measured concentrations by filtering, it was found that the laser sheet must be approximately equal to 5 mm. Hundreds of images for each 2 minutes of PIV measurements are used to calculate the sum of sand particles for each elevation above the bed. The results are spatially averaged to obtain the suspended sand profile. The curves are then calibrated with the water filtration results.

## CT scan

The CT scanner measures a 3D attenuation coefficient matrix scaled in Hounsfield units (HU) related to matter density of the physical model. The 3D matrix is reconstructed with a weighted filtrated back projection for helical acquisition using the 1D projections (Stierstorfer et al., 2004). The 3D matrix is  $512 \times 512$  pixels in the cross-section with a pixel size of  $0.6 \text{ mm} \times 0.6 \text{ mm}$ . In the longitudinal axis, the slice thickness is 2.0 mm. Only the part of the image representing the sand bed and the water column is kept for analysis. In this section, 74 % of the image is composed of water and 26 % represents the sand bed. Within the sand beds, the CT-scan voxel size is too small to directly discriminate sand grains and pores between them. Therefore, an indirect calibration method described by Brunelle et al. (in preparation - chapter 3) is used to calculate the bed porosity and the suspended sand concentration. This way, the *HU* values measured by the CT scan can directly be interpreted as a function of density. A  $2 \text{ cm}^3$  quartz crystal is placed in and on the sand bed to determine the reference value of pure quartz density ( $HU_q$ ) in the bed and in the water column, respectively.

### 5.3.5 Suspended load

#### Measurement method

The velocity profiles are measured by the LaVision stereo particle image velocimetry (PIV) system measuring 3D velocity components (3C) in a plane (2D) using two cameras Imager pro X4M in double frame mode as conducted by Brunelle et al. (in preparation - chapter 3). The longitudinal axis of the flume is parallel to the PIV plane. The PIV system sample rate and duration were set to 6.7 Hz and 2 minutes, respectively. A stereo cross-correlation algorithm was used to compute vector fields (Scarano, 2012). The field of view was 132mm × 133mm resulting in a grid of 263 × 264 vectors. The 2D field of view is above the ripples. The PIV flow velocities are double averaged, first in time (i.e., 2 minutes) and then in space (i.e., 0.1 m), to get a single profile. The images of the CT scanner and the PIV were superposed using a reference point with a known position in the two coordinate system to determine the mean bed position ( $z=0$ ).

The PIV field of view is located above the ripple zone. The PIV measurements consequently does not cover the fluid dynamics inside the ripple area. The PIV velocity profiles are extrapolated to the bed level using the Vectrino-II measurements. The acoustic high-resolution Doppler profiler (ADP) Vectrino-II measures local 3D fluid velocity in the near-bed rippled region. The bottom check option determines the bed position ( $z = 0$  m). Only the local bed shear stress estimated over the top of the ripples are used to extrapolate the PIV fluid shear stress measurements to the bed. The spatial and temporal average of the fluid velocity profile is obtained. The suspended load ( $q_s$ ) profile is thus calculated by multiplying the velocity profile, the discharge area and the sand concentration at each depth as expressed by :

$$q_s(z) = \frac{1}{L} \sum_i^L C(y_i, z) \times U(y_i, z) \chi \zeta \quad (5.1)$$

where  $\chi$  is the laser sheet thickness in the flume cross-section (YZ),  $\zeta$  is the PIV pixel resolution and  $L$  is the flume width. To apply equation 5.1, the sand concentration profile ( $C(z)$ ) are extrapolated in the cross-section (YZ) of the flume. This way, the sum in equation 5.1 can be calculated. The sand concentration and the velocity profiles ( $U$ ) are already averaged in space in the x-direction

and in time, a value of  $q_s(z)$  is calculated for each water depth.

## Theoretical equations

The Rouse number (equation 5.2) is calculated to determine the theoretical and reference concentration profiles of suspended sand ( $C(z)$ ):

$$R = \frac{w_s}{\kappa u_*} \quad (5.2)$$

where the settling velocity ( $w_s$ ) is calculated as conducted by Camenen (2007) for spherical particles. The friction velocity  $u_*$  is calculated from the quadratic stress law where the drag coefficient  $C_d$  is equal to 0.02 for rippled bed and 0.005 for flat bed based on observations. The Rouse profile equation, assuming the parabolic eddy viscosity model, is defined as (Van Rijn, 1984):

$$C(z) = C_A((d - z)/z)(A/(d - A))^R \quad (5.3)$$

where concentration profiles of suspended sand ( $C(z)$ ) is calculated from the edge of the bed-load layer ( $z=A$ ) to the water surface ( $z=d$ ) (Van Rijn, 2013).  $z=0$  is the mean bed elevation calculated from the bed topography.  $A$  is assumed to be equal to half the bed-form height, which here is quantified as the standard deviation of bed elevation ( $a=\sigma_\Delta$ ).  $C_A$  is estimated according to the extrapolated observations of suspended sand concentrations at the bed to fit the overall results in the water column. The results are compared to reference values. The theoretical suspended sand profiles are multiplied by the observed velocity profiles to estimate the theoretical suspended sand profile  $q_s(z)$ .

## 5.4 Results and discussion

### 5.4.1 Critical shear stress for sand suspension

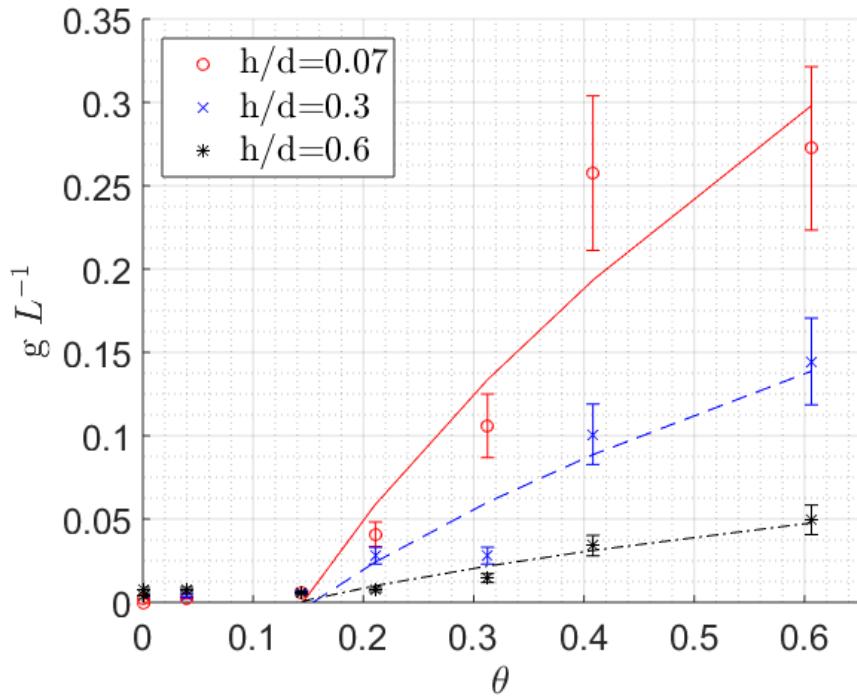
To calculate the  $\theta_c$  for suspended load, the coefficient that determines the critical conditions for sand suspension, the  $\theta$  values are calculated using the quadratic stress law and plotted as a

function of suspended sand concentrations (figure 5.2). The expression of the quadratic stress law includes the mean flow velocity.  $\theta$  derived this way is better correlated ( $R^2=0.8$ ) with the constant increasing concentration of suspended sand. The threshold for grain suspension  $\theta_c$  determining the critical conditions for the initiation of sediment motion in suspension is estimated to 0.14 as shown on figure 5.2. This is a typical values (i.e., 0.1) for fine and medium sand (Soulsby, 1997). This value is also higher than the critical value  $\theta_c$  for bedload transport that is equal approximately to 0.05 according to the observations (Brunelle et al., in preparation - chapter 3). As expected, the bedload is the predominant mechanism of transport until the flow reaches a higher critical shear stress. At low flow velocity (experiments 1 to 3), the bed load transport is consequently the dominant mode of transport which is mostly characterized by ripple formation where very few particles in suspension were observed in these cases.

#### 5.4.2 Effect of transport on flow properties

The flow and bed dynamics are described in figure 5.3 and figure 5.4. The bed roughness increases with flow velocity from experiments 1 to 6. For experiment 7, the steepness of ripples decreases at high flow velocity (table 5.1) where the bed is strongly eroded. Suspended sand concentration reach its maximum for experiment 7 (figure 5.2). Therefore, it is observed that the increase in sand concentration is not increasing the flow turbulence in this case. The fluid shear stress quantifies the *TKE* and *P*, where *P* is the rate at which the energy is transferred from the flow to turbulent kinetic energy (Rippeth et al., 2002).

Comparing experiment 1 and 2, for which the flow velocities are similar but with the presence of ripples for the experiment 2, it can be deduced that the presence of ripples increases the amount (*TKE*) and the production (*P*) of flow turbulence and shear stress. For all the experiments, *TKE* decreases with height above the bed, not decreasing totally to zero, at the proximity of surface water. The production *P* decreases more or less toward the surface. This follows the model based on the law of the wall. However, *TKE* and *P* are not only related to the mean flow velocity but also to bed forms. Consequently, when the flow exceeds the equilibrium state of ripples, the bed drag



**Figure 5.2 – Suspended sand concentrations measured by filtration (markers) for experiments 1 to 7 as a function of the dimensionless shear stress coefficient  $\theta$ , calculated with a constant drag coefficient based on observations (i.e.,  $C_d=0.02$ ) for 3 different depths over the sand bed. The lines represent the interpolation of observations for the 3 different sampling depths.**

decreases as the bed forms are eroded. The shear stress and turbulence also diminished pointing out the importance of bed form characteristics for the calculation of energy budget.

#### 5.4.3 PIV suspended sand profile

The water filtering technique has some disadvantages to quantify the suspended particle concentration. First, the measurements are limited in space and time. Secondly, it is also difficult to retrieve every grain from the filtering setup considering the low concentration and very small particles can be lost in the process. Finally, the exactitude of the position over the bed is a weak point too. The depth of sampling is made according to the water level, which is the only reference point during the sampling process and not the mean bed elevation, which would be more adequate. Consequently, a simple method using the PIV images is tested to verify the possibility to detect and quantify the

particles in suspension using the PIV photographs as illustrated in figure 5.5.

The suspended sand concentration profile is obtained by calculating the mass of every sand grain in the volume of detection. The time averages of these profiles are shown in figure 5.6. the PIV photographs needed to be calibrated by the water filtration measurements to provide realistic values. In the near bed region, the optical measurement of concentration suffers from light reflection on the sand bed and no good measurement using the PIV images is produced in that region. The suspended sand profiles were thus extrapolated to the bed using the measured concentrations. The advantage of the PIV method is the ability to integrate additional observations mainly related to the profile shape that could not be achieve with classical methods of water filtration.

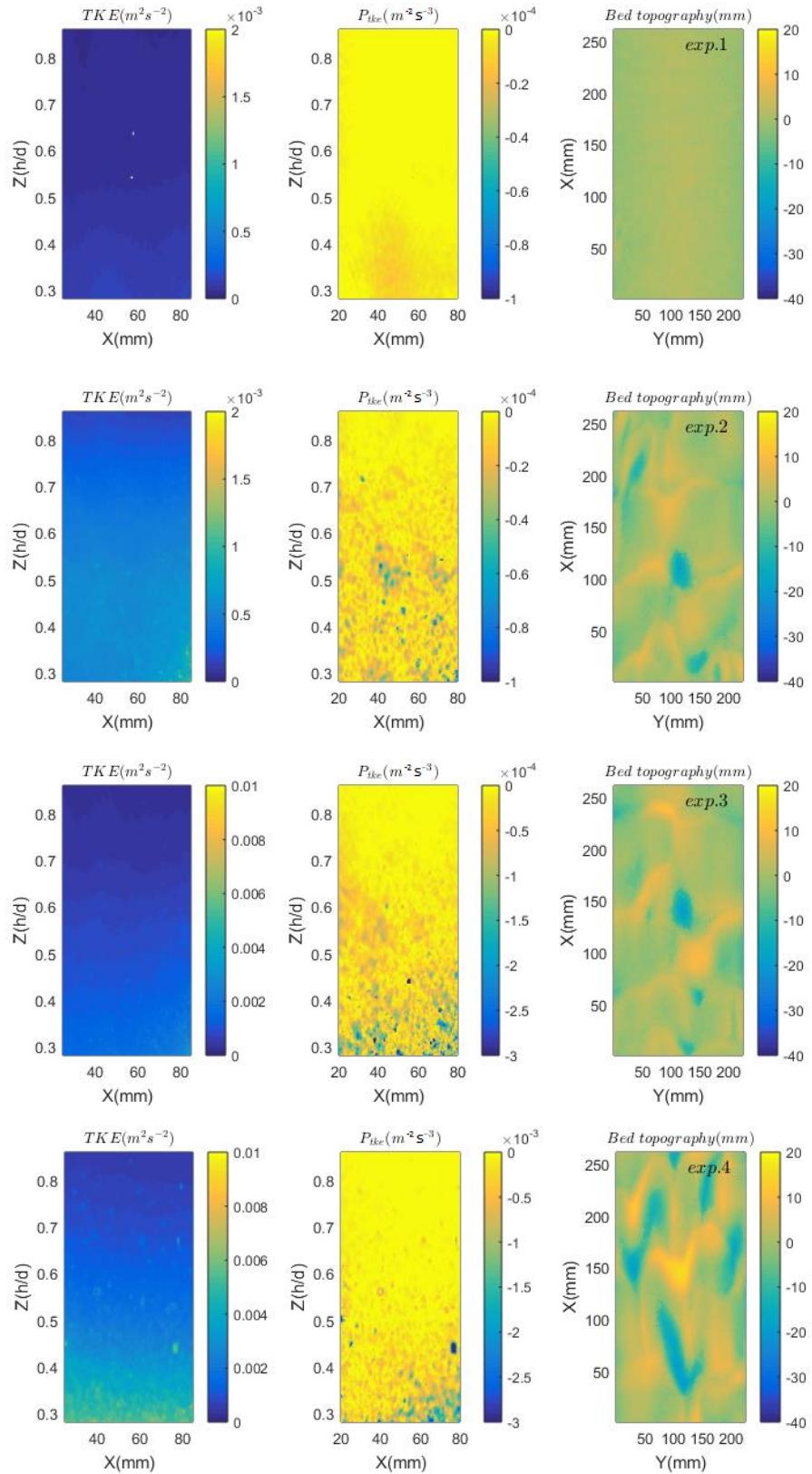
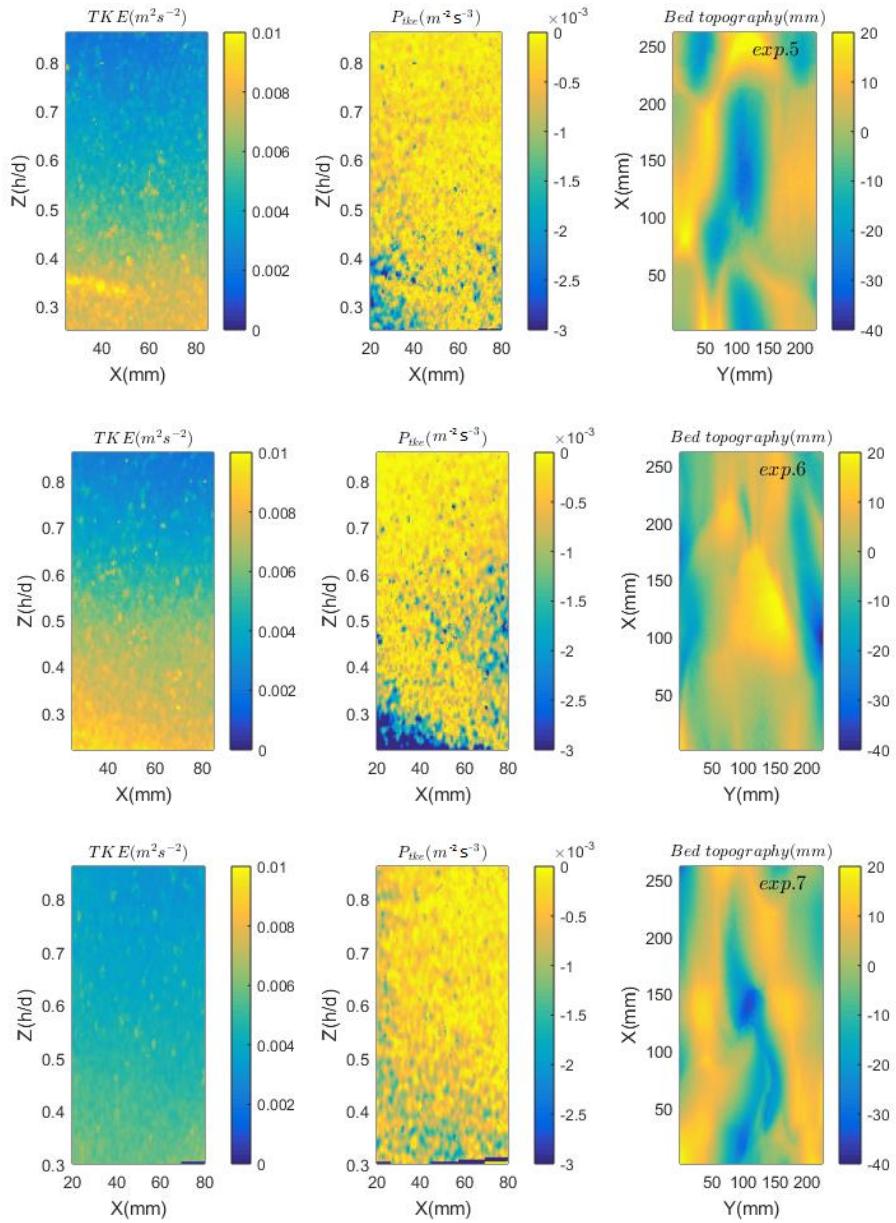


Figure 5.3 – Combined images of flow and bed properties for experiments 1 to 4. First two columns: PIV image analysis of  $TKE$  and  $TKE$  turbulence production  $P$  for the cross-view section (XZ) of the flume (vertical). Third column : CT scan image of bed topography top view (XY) for the corresponding flow properties (horizontal).



**Figure 5.4 – Combined images of flow and bed properties for experiments 5 to 7. First two columns: PIV image analysis of  $TKE$  and  $TKE$  turbulence production  $P$  for the cross-view section (XZ) of the flume (vertical). Third column : CT scan image of bed topography top view (XY) for the corresponding flow properties (horizontal).**

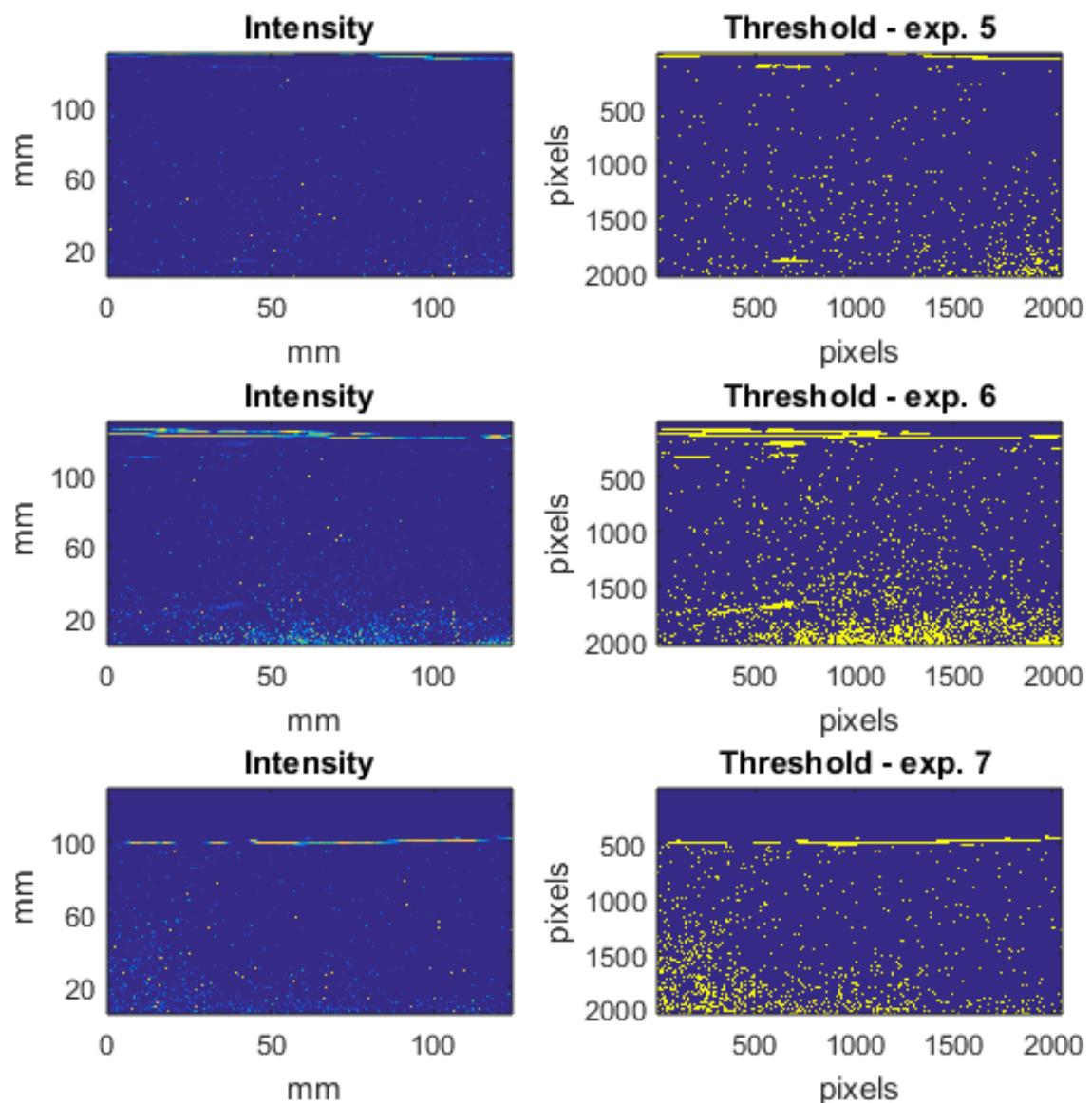


Figure 5.5 – PIV image analysis. Left : the PIV photographs. Right: Intensity threshold on intensity value of the photographs to identify the sand grain (in yellow) for experiments 5 to 7.

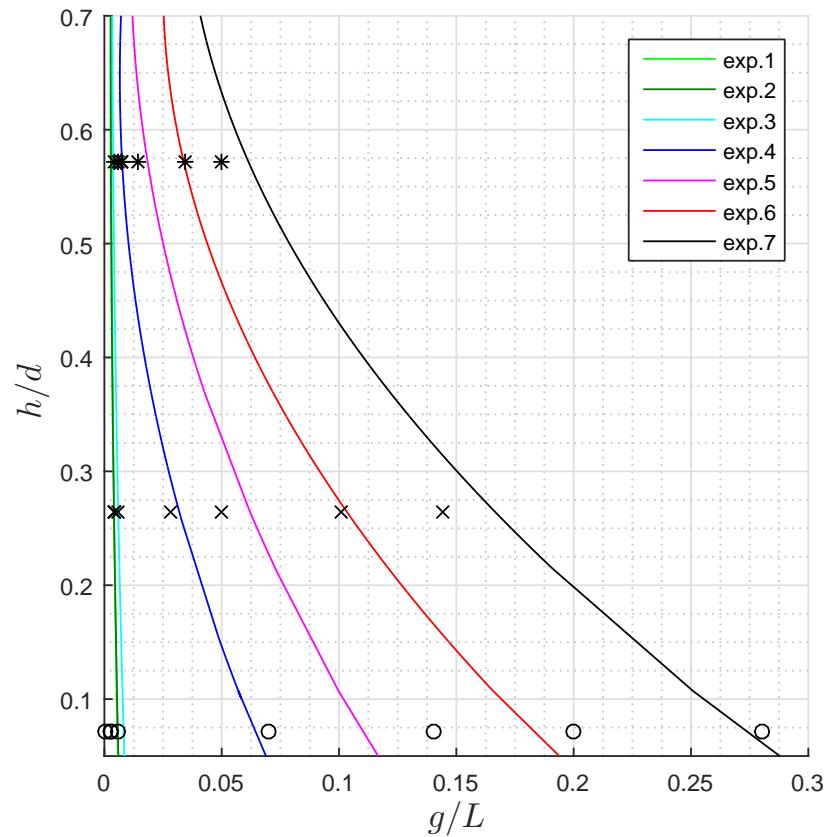


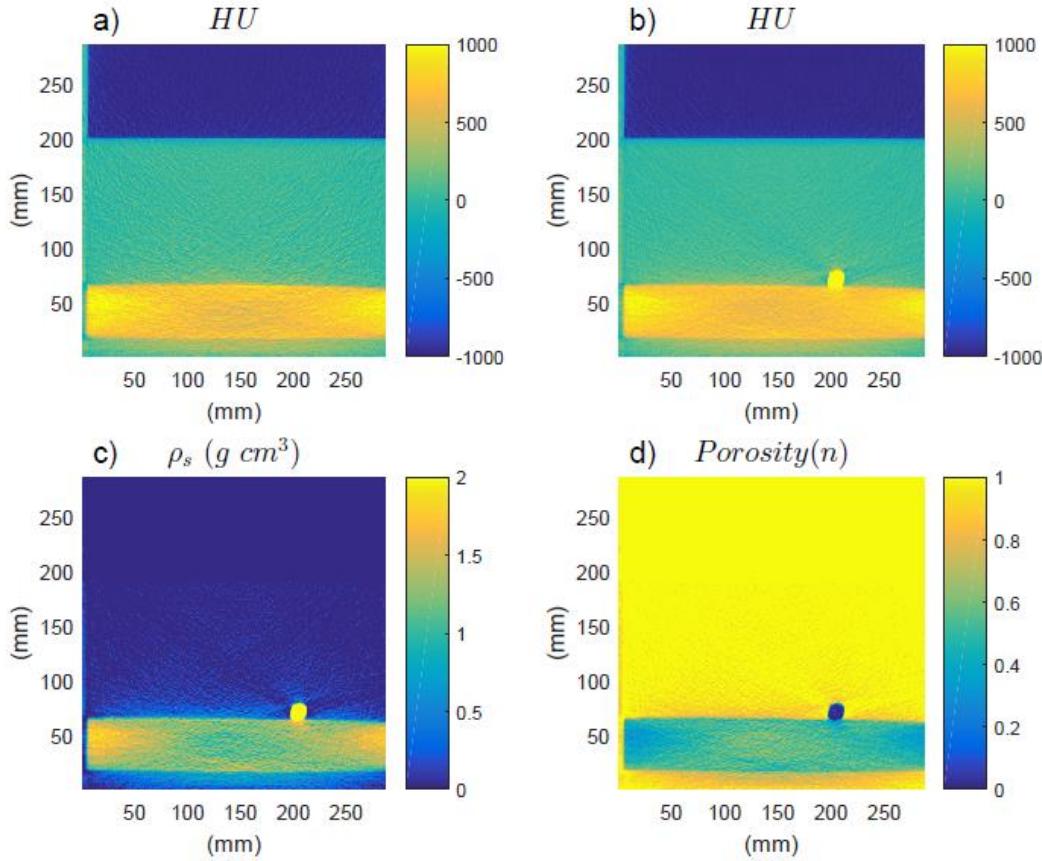
Figure 5.6 – Suspended sand concentration profiles interpretation using the PIV photographs and the observations. The PIV curves are calibrated with the suspended matter concentrations obtained from the fitted curves of figure 5.2. The lines below  $h/d=0.2$  are the extrapolation of sand concentrations to the bed using water filtration measurements.

#### 5.4.4 CT scan density measurements

The possibility to detect density profile with the CT scan is investigated. According to the porosity equation (Brunelle et al., in preparation - chapter 3), the conversion of  $HU$  measurements in density must be calibrated first because  $HU$  values are not absolute measurements. These are relative values depending on the CT scan acquisition parameters and the scanned object geometry. Consequently, each prototype needs a specific calibration. The  $HU_q$  and  $HU_w$  of quartz and water, respectively, are calibrated first. A piece of quartz is placed on the bed (figure 5.7b) to calibrate the detection of quartz grain in the water column. However, adding an object to the physical model may change the overall  $HU$  values in the reconstructed image. This seems not the case here, because the difference between figure 5.7a and figure 5.7b (without and with quartz) are negligible. Yet, it was legitimate to calculate  $\rho_s$  is calculated, as describe in Brunelle et al. (in preparation - chapter 3) for the entire image (figure 5.7c), as well as the porosity (figure 5.7d).

To detect suspended matter concentrations in the water column, the CT scan images acquired in static mode are analyzed at each flow velocity. Two rotation speed of the X-ray source have been tested (i.e., 0.5 and 1 s) to verify if there was any impact on the detection of particle. The objective was to set the sampling duration as short as possible to limit the impact of concentration variation in the detected volume during data acquisition. Figure 5.8 displays the  $HU$  profiles acquired at the top of a ripples for the 7 experiments, the profiles being aligned according to the gradient delimiting the sand-water interface.

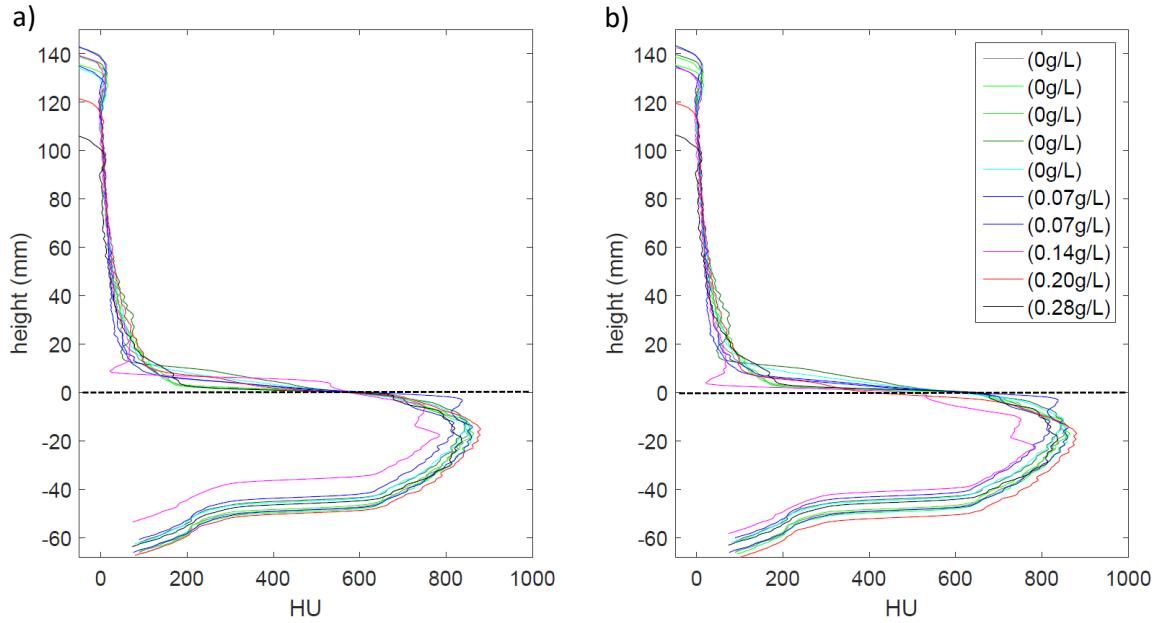
There was no clear signal of a  $HU$  increase in the water column (figure 5.8) with increasing flow velocity. It appears that an image artifact occurs just above the sand bed where  $HU$  values are falsely higher than the rest of the water column. This can be related to the smoothing filter used by the image reconstruction algorithm. The baseline curve of  $HU$  values, when there is no suspension load (i.e.,  $0 \text{ gL}^{-1}$ ), varies from nearly 0  $HU$  at the top to 100  $HU$  at the bottom. This gives the false impression of an increase of density toward the bottom which seems actually related to the artifact or the post-processing of the CT scan image (i.e., smoothing filter). The sand concentrations in the flow were also probably too low to be detected. Inverting the equation of porosity (Brunelle et al.,



**Figure 5.7 – Cross-section view (YZ) of the canal ( $0.30\text{ m} \times 0.30\text{ m}$ ) for a null flow velocity ( $\bar{U}=0\text{ m s}^{-1}$ ) for the flat bed. In yellow is the sand, in green the water and in dark blue the air.** a)  $HU$  values with no quartz, b)  $HU$  values with the piece of quartz, c) the calibrated image for dry sand density ( $\rho_s$ ) and d) the porosity estimated with  $\rho_s$ .

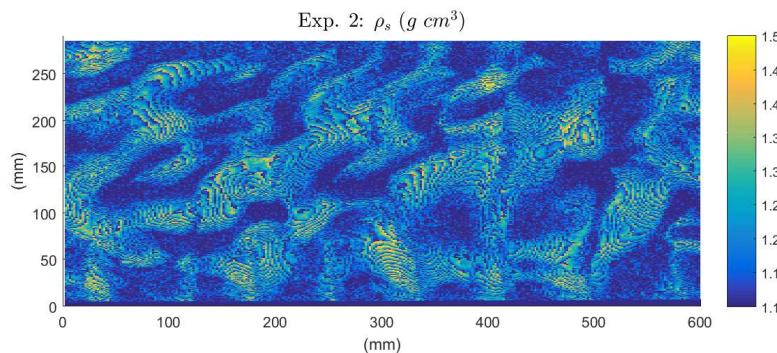
in preparation - chapter 3), the theoretical  $HU$  value to detect  $0.3\text{ g L}^{-1}$  is 35, which is smaller than the 100 HUs attributed to the image reconstruction artifact. The result here shows that the artifact magnitude is greater than the expected measurements. The artifact thus limits the interpretation of  $HU$  values in the water column.

For the longer scan, acquired in spiral mode, the density analysis shows that only the bed surface could be detected robustly by slicing the 3D matrix in the horizontal plan. Indeed, the edge position of the bed is very precise (0.56 mm) with the CT scan. This way, it is possible to extract a 2D map of bed density ( $\rho_s$ ) at the bed surface (Figure 5.9). The spatial variations of density are however likely caused by artifacts of the image reconstruction algorithm. The range of bed surface density



**Figure 5.8 – Averaged  $HU$  vertical profile of CT scan images measured by static scans for two different rotation times of the X-ray source a) 0.5 s and b) 1 s). The colors refer to the experiment number illustrated in figure 5.6. The profiles are the average of twenty 0.6 mm-thick slices obtained in the middle of the flume, and are illustrated as a function of the height above local bed elevation (i.e., the dashed black line). The legend refers to the measured sand suspended concentrations near the bed.**

varies between  $1.15 \text{ g cm}^{-3}$  and  $1.35 \text{ g cm}^{-3}$ . The  $HU$  values of ripple crest are always higher than the ripple troughs representing an error of 16 %. These results are the most accurate value possibly quantifiable density value measurements near the bed. The measured density are however too high to quantify the sand concentration in suspension near the bed required by the Rouse equation.



**Figure 5.9 – Longitudinal view (XY) of the bed surface density  $\rho_s$  derived by delimiting the surface with a threshold value and converting the  $HU$  values in densities by the porosity equation (Brunelle et al., in preparation - chapter 3).**

### 5.4.5 Theoretical suspended sand profile

The theoretical suspended sand concentration profiles are calculated to compare the observed PIV results. The Rouse profiles are calculated for each experiment. The  $C_A$  value should be between the suspended concentration measured near the bed and the surface bed density measured with the CT scan. There are three orders of magnitude between these values. Here,  $A$  is defined according to the bed roughness based on the observations.  $C_A$  is adjusted to fit the observations. The best fit with the observations was obtained by calculating the Rouse profiles for every grain size class (i.e., a to f) for all the experiments (table 5.2). The hypothesis is that the overall distribution of gain size contributes to the shape of the observed profiles with each size class of sand acting independently in suspension and no interaction between the classes. Using equation 5.4, the parameters are then calculated for every grain size class as a fraction of the total distribution using observations (table 5.2). The sum of each curve of the Rouse profile for every grain size class (i.e., a to f) is calculated (equation 5.4) for a same critical shear stress. The sum of concentration profiles for every grain classes is shown in figure 5.10.

$$C(z) = \sum_{i=a}^f C_i (h - z/z) (A/h - A)^{R_i} \quad (5.4)$$

**Table 5.2 – Settling velocity  $w_s$ , Rouse number  $R$ , mean grain size diameter  $d_m$  or the different grain size classes and proportional  $C_A$  calculated from the observations.**

Class	$w_s$ $m s^{-1}$	$R$	$d_m$ $\mu m$	$C_A$ $g L^{-1}$
a	0.003	2.3	90	0.09
b	0.007	2.8	155	0.14
c	0.009	2.6	190	0.23
d	0.014	3.1	245	0.90
e	0.020	3.6	310	0.14
f	0.029	6.6	400	0.09

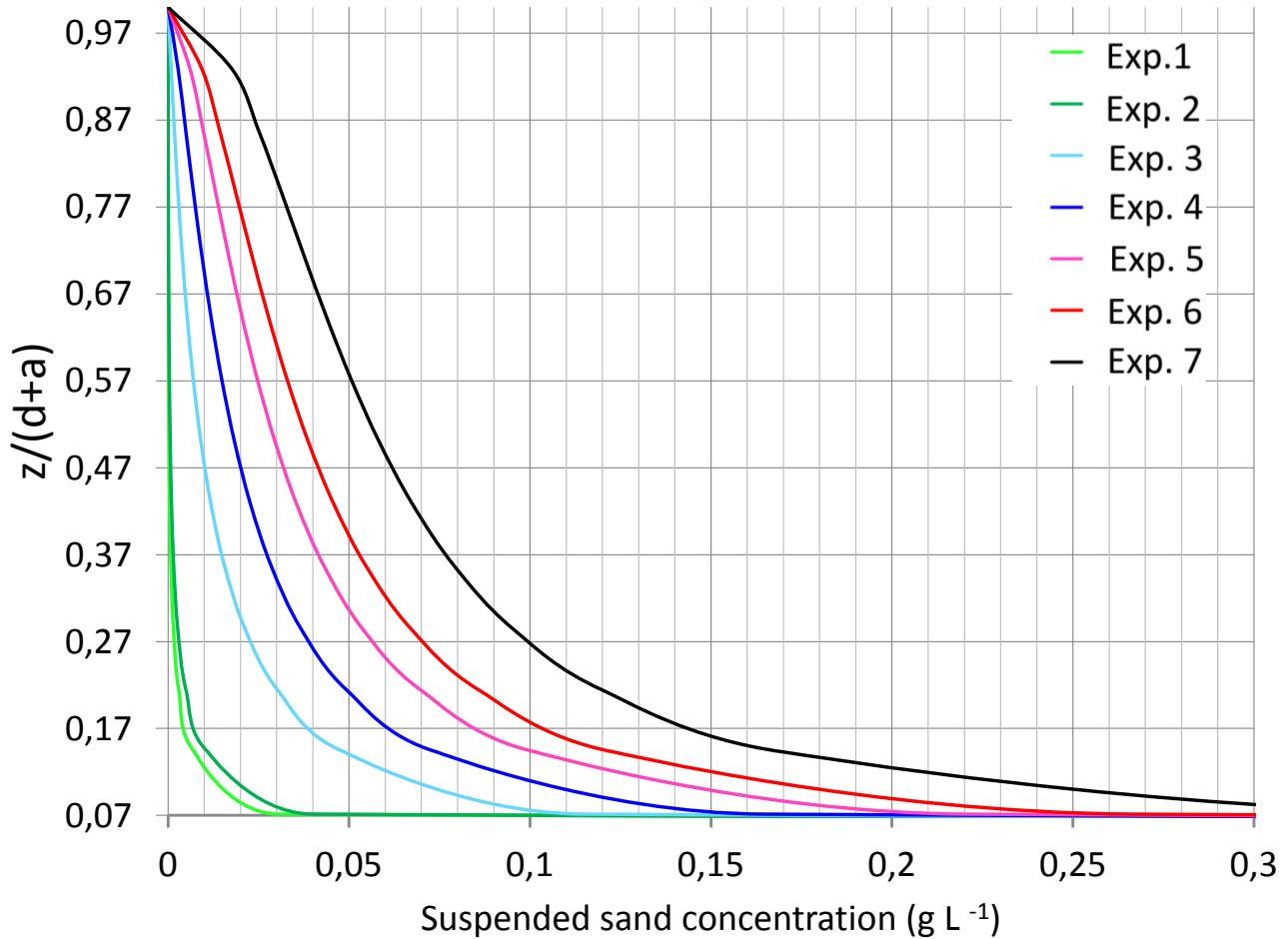


Figure 5.10 – The sum of suspended sand Rousse profiles for every grain size class (i.e., a to f). The  $z$  is the height above the mean bed elevation,  $d$  is the water depth and  $a$  is the bed roughness height.

#### 5.4.6 Suspended load

The overall suspended transport is calculated using the suspended sand concentration profiles and the velocity profiles (figure 5.11). The suspended transport (figure 5.12) is almost null for the first experiments (exp. 1 to 3). The physical model is dominated by bedload at low flow velocity. At higher velocities (exp. 4 to 7), the suspended load increases proportionally with the mean flow velocity. The shape of the suspended transport profiles are similar corresponding a parabolic increase toward the bottom with a inflexion point before the transport tends to a constant near the bed.

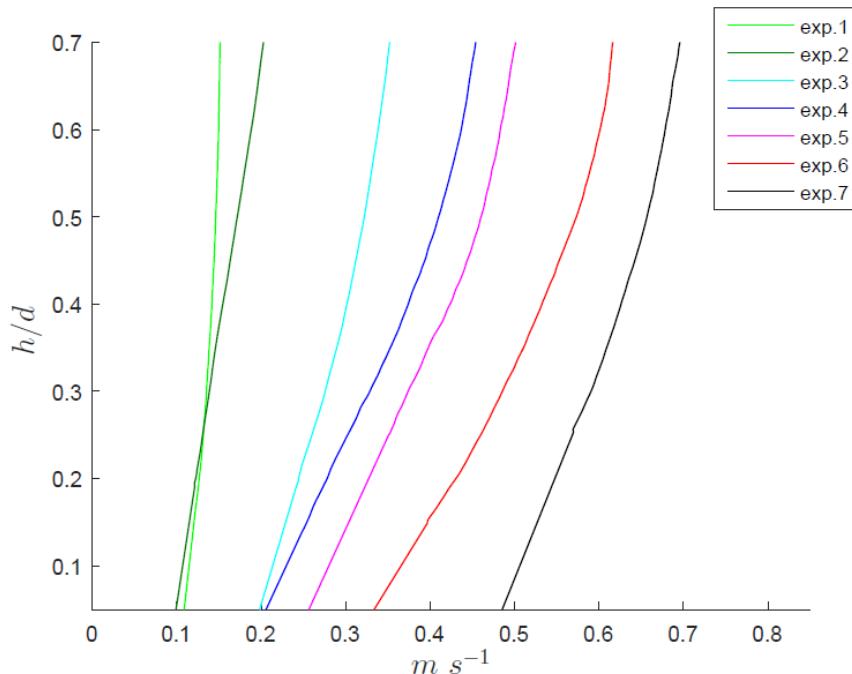


Figure 5.11 – Velocity profiles measured with the PIV system. The velocities are extrapolated at the bed using the Vectino II measurements.

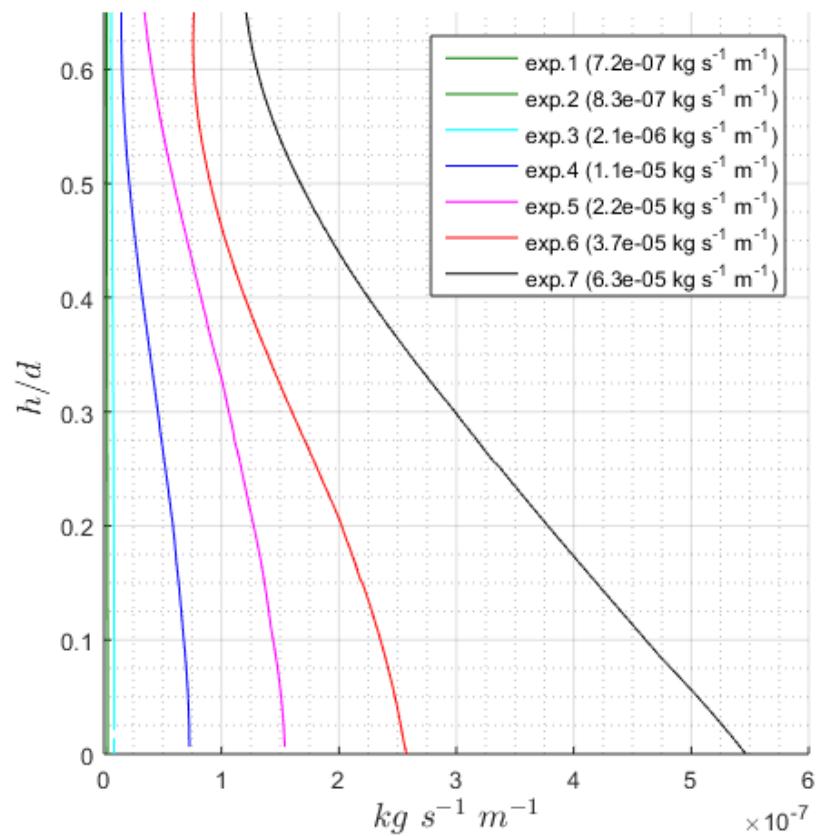


Figure 5.12 – Suspended sand load as a function of the height above the bed. The profile is the multiplication of the suspended sand profiles by the velocity profiles measured with the PIV

## 5.5 Conclusion

The aim of the experiments was to characterize suspended sand profiles and fluid shear stress to derive the parameters of the suspended load equations. The suspended sand concentrations plotted as a function of the parameter  $\theta$  determined the critical parameter  $\theta_c$  (0.14) for sand motion. The analysis revealed that the values of  $\theta$  calculated with the quadratic stress law have a better correlation with the measurements concentrations of sand in suspension, both increasing with flow velocity. The count of particles on the PIV photographs provided a temporal average of suspended sand profiles over the bed to complement the single point measurements of water filtration. The results showed that the PIV measurements of the suspended sand concentration profiles ( $C(z)$ ) over the bed needed to be calibrated with the observations (i.e., the water filtration). This combined profile was the more accurate way to quantify the suspended sand concentrations than water filtration only. The integration of grain size classes in the suspended sand profiles equation better fit the observed profiles  $C(z)$ . For the detection of suspended sand grain using the X-ray images, the study showed that the sand concentrations were too low ( $\leq 0.3gL^{-1}$ ) to be measured. The method would rather be applied to very high matter suspended concentrations, coarser grains and preferably with slow movements to facilitate the detection of particles by the X-ray method. The CT scanner provides anyhow the bedload transport which, combined with PIV measurements of velocity and suspended sand concentrations, provide a complete quantification of sand transport including bed density measurements. The impact of ripples form on sand suspension mechanisms is less dominant than the overall flow velocity in this case. The bed forms are however predominant for the energy budget.

## 5.6 Bibliography

Agrawal Y & Pottsmith H (2000) Instruments for particle size and settling velocity observations in sediment transport. *Marine Geology*. 168(1-4):89114.

Ardyna M, Babin M, Gosselin M, Devred E, Bnger S, Matsuoka A & Tremblay J2013) Parameterization of vertical chlorophyll a in the arctic ocean: impact of the subsurface chlorophyll maximum on regional, seasonal, and annual primary production estimates. *Biogeosciences*. 10(6): 43834404.

Baas JH & De Koning H (1995) Washed-out ripples; their equilibrium dimensions, migration rate, and relation to suspended-sediment concentration in very fine sand. *Journal of Sedimentary Research*. 65(2a): 431-435.

Baas JH & Best JL (2002) Turbulence modulation in clay-rich sediment-laden flows and some implications for sediment deposition. *Journal of Sedimentary Research*. 72(3):336340.

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):11181129.

Binding C, Bowers D & Mitchelson-Jacob E (2003) An algorithm for the retrieval of suspended sediment concentrations in the irish sea from seawifs ocean colour satellite imagery. *International Journal of Remote Sensing*, 24(19):37913806.

Boespflug X, Ross N, Long B & Dumais J (1994) Tomodensitomie axiale: relation entre l'intensitomographique et la densit la mati. *Canadian Journal of Earth Sciences* 31(2):426434.

Brand A, Noss C, Dinkel C & Holzner M (2016) High-resolution measurements of turbulent flow close to the sedimentwater interface using a bistatic acoustic profiler. *Journal of Atmospheric &*

*Oceanic Technology.* 33(4):769788.

Brunelle CB, Larouche P & Gosselin M (2012) Variability of phytoplankton light absorption in Canadian arctic seas. *Journal of Geophysical Research: Oceans.* 117(C9). 17 pp.

Brunelle CB (2019) Chapter 3: Combined X-ray and laser imaging technique applied to sand-bed physical model. *Th de doctorat.* Universit Quc, Institut national de la recherche scientifique. 36 pp.

Brunelle CB (2019) Chapter 4: X-rays imaging for sand transport estimate in fluids: Part I. Charriage. *Th de doctorat.* Universit Quc, Institut national de la recherche scientifique. 37 pp.

Camenen B (2007) Simple and general formula for the settling velocity of particles. *Journal of Hydraulic Engineering.* 133(2): 229-233.

Das BM (2013) Advanced soil mechanics. *Crc Press.* 575 pp.

Gong Y, Zhao X, Cai Z, Oreilly S, Hao X & Zhao D (2014) A review of oil, dispersed oil and sediment interactions in the aquatic environment: influence on the fate, transport and remediation of oil spills. *Marine pollution bulletin.* 79(1-2):1633.

Goring DG & Nikora VI (2002) Despiking acoustic doppler velocimeter data. *Journal of Hydraulic Engineering.* 128(1):117126.

Hetsroni G (1989) Particles-turbulence interaction. *International Journal of Multiphase Flow.* 15(5): 735-746.

Hughes SA (1993) Physical models and laboratory techniques in coastal engineering. *World Scientific.* 588 pp.

Katra I & Yizhaq H (2017) Intensity and degree of segregation in bimodal and multimodal grain size distributions. *Aeolian Research*. 27:2334.

Kim SC, Friedrichs C, Maa JY & Wright L (2000) Estimating bottom stress in tidal boundary layer from acoustic doppler velocimeter data. *Journal of Hydraulic Engineering*. 126(6):399406.

Koca K, Noss C, Anlanger C, Brand A, & Lorke A (2017) Performance of the Vectrino Profiler at the sedimentwater interface. *Journal of Hydraulic Research*. 55(4): 573-581.

Lhermitte R & Serafin R (1984) Pulse-to-pulse coherent doppler sonar signal processing techniques. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*. 1(4):293308.

Mofjeld HO (1988) Formulas for velocity, sediment concentration and suspended sediment flux for steady uni-directional pressure-driven flow. *NOAA technical memorandum ERL PMEL*. 83. 25 pp.

Montreuil S (2014) Dnition des parames smentologiques mesur scanographe densitomique et estimation de la contrainte de cisaillement sur une ride sableuse. *Th de doctorat*. Universit Quc, Institut national de la recherche scientifique. 289 pp.

Ouillon S, Douillet P & Andru (2004) Coupling satellite data with in situ measurements and numerical modeling to study fine suspended-sediment transport: a study for the lagoon of new caledonia. *Coral Reefs*. 23(1):109122.

Payne JR, Clayton Jr JR & Kirstein BE (2003) Oil/suspended particulate material interactions and sedimentation. *Spill Science & Technology Bulletin*. 8(2):201221.

Prandtl L (1925) Bericht ber Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz. *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*. 5(2): 136-139.

Rippeth TP, Williams E Simpson JH (2002) Reynolds stress and turbulent energy production in a tidal channel. *Journal of Physical Oceanography*. 32(4): 1242-1251.

Rouse H (1937) Modern conceptions of the mechanics of fluid turbulence. *Trans ASCE*. 102:463505.

Rouse H (1938) Fluid mechanics for hydraulic engineers. *McGraw-Hill Book Company*. 422 pp.

Scarano F (2012) Tomographic PIV: principles and practice. *Measurement Science and Technology*. 24(1) 012001: 28 pp.

Soulsby R (1983) The bottom boundary layer of shelf seas. *Elsevier Oceanography Series*. 35:189266.

Soulsby R (1997) Dynamics of marine sands: a manual for practical applications. *Thomas Telford*. 253 pp.

Stapleton K & Huntley D (1995) Seabed stress determinations using the inertial dissipation method and the turbulent kinetic energy method. *Earth Surface Processes & Landforms*. 20(9):807815.

Stierstorfer K, Rauscher A, Boese J, Bruder H, Schaller S Flohr T (2004) Weighted FBP – a simple approximate 3D FBP algorithm for multislice spiral CT with good dose usage for arbitrary pitch. *Physics in Medicine Biology*. 49(11):2209

Sun D, Bloemendal J, Rea D, Vandenberghe J, Jiang F, An Z & Su R (2002) Grain-size distribution function of polymodal sediments in hydraulic and aeolian environments, and numerical partitioning of the sedimentary components. *Sedimentary Geology*. 152(3-4):263277.

Tilston M, Arnott R, Rennie C & Long B (2015) The influence of grain size on the velocity and sediment concentration profiles and depositional record of turbidity currents. *Geology*. 43(9):839842.

Tsujimoto T (2010) Diffusion coefficient of suspended sediment and kinematic eddy viscosity of flow containing suspended load. *River Flow*. 2010: 801806.

Van Rijn (2013) Simple general formulae for sand transport in rivers, estuaries and coastal waters. *Retrieved from www.leovanrijn-sediment.com*. 16 pp.

Van Rijn LC (1984) Sediment transport, part II: suspended load transport. *Journal of hydraulic engineering*. 110(11): 1613-1641.

Wilcock PR & Crowe JC (2003) Surface-based transport model for mixed-size sediment. *Journal of Hydraulic Engineering*. 129(2):120128.

Wilson G & Hay AE (2015) Acoustic backscatter inversion for suspended sediment concentration and size: A new approach using statistical inverse theory. *Continental Shelf Research*. 106:130139.

Wilson G & Hay A (2016) Acoustic observations of near-bed sediment concentration and flux statistics above migrating sand dunes. *Geophysical Research Letters*. 43(12):63046312.

Yu X, Ozdemir C, Hsu TJ & Balachandar S (2013) Numerical investigation of turbulence modulation by sediment-induced stratification and enhanced viscosity in oscillatory flows. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*. 140(2):160172.



# Chapitre 6

## Résultats et discussion

Cette section porte sur les résultats des expériences réalisées pour le lit de sable mobile (montage 3). Les résultats sont détaillés dans les trois articles de la thèse. L'analyse est divisée principalement en 3 thèmes. En premier lieu, l'estimation de la contrainte permet de déterminer le forçage du fluide sur le lit de sable. Ensuite, les principaux paramètres pour le calculer le transport par charriage sont quantifiés. Finalement, la méthode de calcul du transport par suspension est détaillée. Le transport solide total est ainsi relié aux valeurs de contrainte du fluide exercée sur le lit.

### 6.1 Estimation de la contrainte cisaillement sur le lit

#### 6.1.1 Variabilité spatiale

La zone de l'écoulement à l'extérieur de la région des rides, soit au-dessus de celles-ci, s'est montrée uniforme dans le champ de mesure du PIV. Ainsi, les mesures de vitesse dans le plan 2D au centre du canal ont pu être moyennées pour obtenir un profil de vitesse sur lequel la loi logarithmique est appliquée pour calculer la valeur de  $\tau_0$  considérant que l'écoulement du profil de vitesse correspond à cette équation. Il en est de même pour les mesures des fluctuations des vitesses de courant qui sont moyennées et dont les profils sont extrapolés au niveau d'élévation moyenne du lit pour estimer  $\tau_0$  à partir de données du PIV. La zone de mesure à l'intérieur des rides est beaucoup plus hétérogène et correspond à la zone de détachement de la paroi de l'écoulement sur

la partie avale de la ride.

### 6.1.2 Comparaison des méthodes

Les différentes méthodes d'estimation de la contrainte de cisaillement ( $\tau$ ) dans le fluide réalisé à partir des mesures de l'ADP et du PIV sont comparées à l'aide du montage 1, c'est-à-dire sans lit de sable. Les résultats ont montré que les trois expressions mathématiques estimant la contrainte de cisaillement à partir des mesures de turbulence (c.-à-d.,  $\tau(z)_{TKE}$ ,  $\tau(z)_{Rxz}$ ,  $\tau(z)_{Rzz}$ ) sont similaires, et n'étant donc pas significativement différents. Pour les expériences avec lits de sable, l'extrapolation des mesures de  $\tau$ , réalisée par le système de PIV, au-dessus de la zone de rides de sable est comparable aux mesures de  $\tau$  réalisées par l'ADP sur la crête des rides. La crête est visuellement la zone principale d'érosion de la ride. La méthode logarithmique surestime de façon signification la contrainte  $\tau_0$  par rapport aux méthodes de turbulence. En fait, les conditions théoriques pour utiliser la loi logarithmique ne sont pas respectées (c.-à-d. le cisaillement dans le fluide est non constant). La référence ainsi utilisée ici est basée sur les méthodes basées sur les fluctuations temporelles du fluide, et plus spécifiquement  $\tau_{Rxy}$ .

Les expressions mentionnées ici-haut ne tiennent pas en compte les vitesses de courant directement. La loi logarithmique utilise la pente du profile de vitesse et les méthodes de turbulence utilisent les valeurs de fluctuations temporelles par rapport à la vitesse moyenne pour estimer  $\tau_0$ . Seule l'expression de la loi quadratique utilise la vitesse moyenne du fluide dans le canal pour estimer  $\tau_0$ . La méthode de la loi quadratique diverge par rapport aux autres méthodes d'estimation de  $\tau_0$  à un niveau de transport élevé (c.-à-d., avant l'érosion complète des rides du lit de sable). Dans ce cas, les turbulences et le gradient du profile diminuent ce qui sous-estime la valeur de  $\tau_0$ . Inversement,  $\tau_0$  mesurée par la loi quadratique augmente de façon proportionnelle avec la vitesse de l'écoulement.

### 6.1.3 Seuil critique

Le seuil critique de cisaillement initiant le mouvement des grains est différent pour le transport par suspension et le transport par charriage. Le seuil critique est exprimé sous la forme adimen-

sionnelle dans les équations de transport par le paramètre de Shields. Les valeurs de  $\tau(z)_{Rxz}$  sont utilisées. La valeur critique mesurée pour le transport par charriage est de  $\theta=0,04$ . La valeur critique pour la matière en suspension est de  $\theta=0,07$ . Ainsi, les particules de sable commencent d'abord à être transportées sur le fond. Lorsque la vitesse de l'écoulement augmente, les particules peuvent demeurer en suspension. La contrainte de cisaillement critique pour le transport par charriage est utilisée pour calculer les régressions avec le transport solide total considérant qu'il s'agit du seuil minimal de mise en mouvement et que le transport par charriage s'est avéré être beaucoup plus important en quantité que le transport par suspension.

#### 6.1.4 Effets des formes du lit

Outre la perturbation de l'écoulement dans la zone des rides, les propriétés hydrodynamiques globales de l'écoulement sont affectées par les caractéristiques des formes du lit. Dans les expériences, le paramètre de Shields varie de 0,02 à 0,21 couvrant le seuil sous critique de transport jusqu'au seuil d'érosion complet du lit de sable. En augmentant la vitesse de l'écoulement la hauteur des rides d'abord augmente jusqu'à une contrainte du fluide de  $\theta=0,16$ . Ensuite, la longueur d'onde des rides s'allonge diminuant ainsi la pente ( $S$ ) des rides en mode de transport élevé. Les mesures de contraintes moyennes  $\tau(0)_{TKE}$ ,  $\tau(0)_{Rxz}$ ,  $\tau(0)_{Rzz}$  et par la méthode logarithmique sont fortement corrélées à cette variation ( $R^2=0,9$ ). Ainsi, la diminution de la pente des rides correspond à la diminution de la turbulence et à l'adoucissement de la pente des profils de vitesse du fluide.

## 6.2 Détection du volume des pores

Le volume des pores est calculé à partir des valeurs *HU* des la matrice 2D des tranches transversales du canal. Les analyses ont montré l'importance des artéfacts créés par l'algorithme de reconstruction des images par rapport aux valeurs mesurées elles-mêmes. Cette erreur peut surestimer de 200% les valeurs réelles de porosité. Cette erreur est causée a priori par l'effet de durcissement du faisceau (Annexe B). Cet artéfact est néanmoins facile à identifier sur les images formant une croix dans le carré de sable de l'image transversale du canal (Brunelle et al., 2015)). Pour enlever les valeurs erronées de l'analyse, les pixels sont d'abord convertis en valeur de porosité sur l'image. Ensuite, les valeurs de l'image sont présentées sous forme d'histogrammes. Une valeur seuil permet facilement d'identifier les données de porosité anormalement élevées qui ne correspondent pas à la variabilité naturelle de la porosité des lits de sable. Les résultats ont montré qu'il était plus précis d'enlever les valeurs erronées en soustrayant l'histogramme des artéfacts et de la distribution totale. De cette façon, on obtient des valeurs moyennes de porosité  $n$  de  $0,45 \pm 0,03$  pour tous les scans de toutes les expériences. Les résultats sont donc constants et ne varient que très peu dans le temps et l'espace ainsi qu'au cours des expériences.

## 6.3 Dynamique du transport par charriage

### 6.3.1 Vitesse de déformation du lit

Les séries temporelles de topographie sont utilisées pour déterminer la vitesse des formes du lit de sable. L'algorithme du PIV de corrélation croisée de LaVision est utilisé pour quantifier le déplacement des formes du lit de sable. Les résultats on montré qu'il était possible de quantifier le déplacement des rides surtout pour les sections des images ayant un relief plus abrupt, facilement repérable d'une image à l'autre. On a ainsi constaté que toutes les sections de l'image ne bougent pas à la même vitesse. Parfois la corrélation du mouvement entre une paire d'image est perdue sur certaines sections de l'image. Malgré tout, plus de 50% des pixels sur l'image ont en moyenne une corrélation suffisante pour déterminer les vitesses locales de déplacement des formes du lit de sable. Pour les expériences 3 à 6 correspondant aux écoulements de transports moyens à relativement

élevés, les vitesses des rides augmentent de 0,01 à 0,56 mm  $s^{-1}$ , respectivement. Pour l'expérience 7, la méthode n'est pas applicable considérant que le lit s'érode trop rapidement, effaçant les formes du lit de sable et rendant la méthode impraticable. De plus, les longueurs des scans doivent être raccourcies considérablement afin de diminuer le temps de refroidissement entre les scans du système de TDM pour conserver la trace des déplacements des rides à transport élevé. Les longueurs des scans passent ainsi de 1,8 à 0,1 m de l'expérience 3 à 6, les mesures de l'expérience 6 étant faites en mode statique pour obtenir un temps très court de l'ordre de quelques dizaines de secondes.

### 6.3.2 Épaisseur de la couche de charriage

L'épaisseur de la couche de charriage est calculée à partir des mesures de topographies. Les minimums locaux, sur une distance de quelques centimètres, sont déterminés créant ainsi un effet de filtre passe-bas sur l'image de topographie. Ces minimums locaux permettent de calculer l'épaisseur de la couche de transport locale. Les valeurs d'épaisseur de la couche de charriage augmentent légèrement avec le débit, mais de façon non significative en moyenne. Par contre, ces minima locaux varient significativement dans l'espace pour une expérience donnée.

### 6.3.3 Charriage local

Les mesures de tomodensitométrie ont permis de quantifier la porosité du lit de sable ainsi que l'épaisseur locale de la couche de transport. Ces résultats combinés à la vitesse locale du déplacement des formes du lit de sable permettent de calculer le transport local par charriage. Ainsi, il est possible d'estimer le volume de sable transporté pour chaque point de la grille de topographie et d'effectuer des moyennes spatiales. Au cours des expériences, le transport moyen augmente de 0,1 à  $6,2 \times 10^{-3} \text{Kg } m^{-1} s^{-1}$ . Les résultats des mesures du transport par charriage sont ainsi exprimés par une distribution statistique représentant la variabilité spatiale de la mesure. Une régression entre la moyenne de ces distributions pour chaque expérience et la contrainte moyenne du fluide sur le lit a montré une très grande corrélation. Les méthodes classiques ne permettent pas d'obtenir ce type de distribution et de variabilité. Considérant que la méthode permet de faire plusieurs relevés et de calculer des déplacements de volume beaucoup plus rapidement que n'importe quelle trappe

à sédiment, le calcul statistique du transport tel que présenté dans cette étude offre des mesures beaucoup plus significatives en incluant les écarts-types. Ceci semble grandement améliorer la corrélation entre les propriétés moyennes du fluide et la mesure du transport. La méthode a également l'avantage d'être non intrusive, n'interférant donc pas avec la mesure diminuant ainsi l'erreur sur celle-ci.

## 6.4 Transport par suspension

### 6.4.1 Profil des vitesses du fluide

Les mesures de PIV permettent de déterminer les vitesses du fluide dans la zone extérieure des rides, mais ne couvrent pas l'intérieur de la zone des rides de sable. Pour calculer le transport en suspension, le profil complet jusqu'au niveau moyen du lit doit être estimé. Ceci est important considérant que les concentrations de sable augmentent drastiquement près du lit, par rapport à la surface, et que la majorité du transport par suspension s'y retrouve. Pour ce faire, les profils des vitesses mesurées par le PIV sont extrapolés, par une fonction polynomiale en faisant appel aux valeurs mesurées par le Vectrino II au-dessus des crêtes des rides de sable; ces valeurs sont concordantes. L'intervalle des vitesses du fluide près du lit pour les différentes expériences est de 0,1 à 0,5 m s<sup>-1</sup>.

### 6.4.2 Profil de concentration des particules en suspension

Les analyses par filtration d'eau ont montré que la quantité de matière en suspension augmentait près du fond en fonction du courant (0,01 - 0,3 gL<sup>-1</sup>). Les points de mesures ont permis de calibrer les images des particules en suspension issues du système de mesure du PIV. Les résultats ont montré que les profils étaient similaires au profile théorique de Rousse. La présente étude propose notamment d'intégrer la contribution des classes de taille de sédiments, pour des distributions granulométriques peu étalées, au profil de sédiments en suspension. Ces résultats ont permis de vérifier si les mesures de TDM permettaient de quantifier les concentrations de particules en suspension en mode de transport actif. Cependant, le TDM s'est révélé ne pas être capable de détecter de matière en

suspension en faible concentration comme c'est le cas pour les expériences réalisées dans ce travail. Il est également observé que les artéfacts induits par l'algorithme de reconstruction 3D fournissent une fausse impression de matière en suspension près du lit. Ainsi, le profil moyen de transport par suspension est calculé en multipliant le profil des vitesses du fluide et le profile de sable en suspension déterminé par la combinaison des images PIV et de filtration d'eau sans données de TDM.

## 6.5 Transport total

Un des avantages marquants de la technique proposée est la possibilité de quantifier le transport par charriage et en suspension de façon simultanée. Les études en transport sédimentaire se concentrent trop souvent uniquement sur l'un ou l'autre. Ainsi, la combinaison des résultats a montré que le transport par suspension représentait une petite fraction ( $\leq 5\%$ ) du transport solide total (figure 6.1). Le transport par charriage est également l'unique mécanisme présent en bas régime de transport soit pour des courants moyens à faibles. La méthode peut donc s'avérer nécessaire pour déterminer les mécanismes dominants selon les phénomènes étudiés.

## 6.6 Développement et améliorations

### 6.6.1 La méthode

La démarche expérimentale de cette étude a permis entre autres de mieux configurer les expériences de modèle physique pour sable mobile dans le but d'en extraire les observations nécessaires pour l'étude du transport total. Notamment, les valeurs de porosité ont été estimées lors des processus de transport dans un ordre de grandeur similaire à la variabilité naturelle de celle-ci. La méthode de segmentation ne pouvant être appliquée aux images du CT scan, la méthode de calibration proposée a ainsi permis de déterminer la densité du lit de sable afin de calculer la quantité de sable transportée par charriage. L'analyse des images CT scan a permis de déterminer avec précision les mouvements des formes du lit. Cette technique a montré qu'il était possible d'avoir une meilleure quantification de la variabilité spatiale et temporelle du transport par charriage et ce, comparé aux

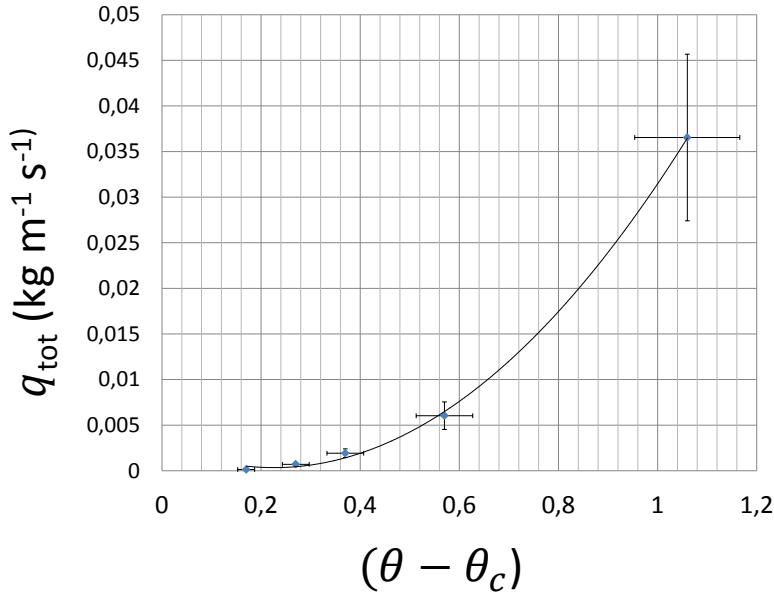


Figure 6.1 – Transport total du sable, incluant charriage et suspension, en fonction de la contrainte de cisaillement relative sur le fond selon la valeur de cisaillement critique du transport par charriage.

méthodes classiques.

Les résultats ont aussi démontré l'intérêt de l'imagerie rayons X pour l'observation temporelle de la déformation de surfaces poreuses. La technique présentée permet de quantifier notamment le volume du transport des grains de sable dans une interface irrégulière et mobile. À notre connaissance, aucune autre étude n'a été en mesure de fournir cette information avec une telle précision pour les expériences de transport sédimentaires en laboratoire. Ces mesures sont couplées aux mesures de transport par suspension et de contrainte de cisaillement du fluide. Ce travail permet de lier ainsi les principaux paramètres pour l'étude du transport sédimentaire d'une façon nouvelle à l'aide de la technique d'imagerie combinée (laser et rayons X).

Les expériences ont également révélé certaines avantages et limitations pouvant faire l'objet d'améliorations futures. L'analyse de données près du lit de sable est, par exemple, limitée par la réflexion du laser sur le lit de sédiments créant un éblouissement sur les images des caméras PIV.

Une solution serait d'utiliser des particules fluorescentes comme traceurs dans l'eau et d'appliquer des filtres correspondant aux caméras afin de détecter uniquement les particules en mouvement sans les rérefctions du laser. Lorsque la matière devient trop dense pour la méthode optique du laser PIV, la méthode rayons X du CT scan permet de pénétrer la matière dense et d'en calculer la densité. Ainsi, l'interprétation conjointe de ces profils de concentration et de densité permettrait d'observer la zone de discontinuité entre le profil de matière en suspension et la densité du lit de sédiments. Le champ de vision du PIV pourrait également être agrandi lorsque la dimension des structures du lit s'allonge pour des courants élevés. Celles-ci peuvent dépasser de plusieurs fois en longueur d'onde le champ de vision des caméras du système PIV.

La démonstration des applications a été faite pour un écoulement permanent non uniforme créé par une pompe reliant les extrémités d'un canal de 7 mètres de long. Différents types d'écoulement pourraient être également réalisés notamment des écoulements gravitaires, soit avec une pente du canal, permettant ainsi d'obtenir un écoulement plus réaliste. Un tel montage nécessite cependant une bonne maîtrise des conditions amont pour le débit et aval pour le niveau d'eau. Il faut considérer qu'il y aura toujours des pertes de charge par frottement et l'écoulement permanent restera toujours aussi difficile à obtenir.

La technique de mesure par photographie du PIV s'est avérée par ailleurs finalement nécessaire pour déterminer les profils de sédiments en suspension, pour lesquel la tomodensitométrie s'est montrée inefficace. Il serait essentiel de déterminer la limite de détection des particules en suspension en fonction de leur densité, mais également en fonction de leur vitesse de déplacement. Dans le même ordre d'idée, il serait pertinent de créer un montage expérimental afin de déterminer la limite de détection des pores. De cette façon, il serait possible d'améliorer les méthodes de calibration des mesures de porosité.

Finalement, la configuration du montage en mode synchronisé permettrait de comparer de façon instantanée les mesures du CT scan et du PIV nécessaire dans ce cas (Brunelle et al., 2016). Pour assurer le synchronisme des mesures, il sera alors requis d'utiliser un système d'acquisition unique qui permettra de comparer précisément les mesures des appareils entre eux en fonction du temps

et de la localisation. Le système synchronisé, quoique non utilisé dans cette étude, offre cet avantage de coupler les données dans le temps et dans l'espace augmentant ainsi grandement la portée des analyses notamment pour étudier les interactions entre les structure et les sédiments (Annexe C).

### 6.6.2 Les applications futures

Parmi les nouvelles avancées possibles se trouve l'étude de l'impact de la porosité du lit sur l'écoulement (Sinha, 2017; Cooper et al., 2018; Roche, 2018). La valeur de porosité est difficilement quantifiable autrement que par la méthode de tomodensitométrie. Les résultats ont montré un réel intérêt de la méthode qui permettra l'amélioration de l'estimation du transport solide. Les mesures de porosité en temps réel laissent entrevoir d'autres champs d'application pouvant bénéficier de cette technique d'imagerie. L'étude de la dynamique de granulométrie bimodale est parmi celles-ci. Bien que la taille des grains de la présente étude soit relativement uniforme et de petites tailles, la méthode de calibration de la porosité permettrait de détecter des pores de plus grandes tailles. Ceci ouvre la porte à des expériences d'interaction entre différentes classes de grain et les effets associés sur l'hydrodynamisme. Par exemple, des applications pertinentes pourraient être développées pour étudier les phénomènes d'infiltration de sédiments fins dans le gravier pouvant affecter notamment les écosystèmes des rivières limitant la circulation d'eau interstitielle et l'oxygénéation (Sear, 1993; Evans & Wilcox, 2014).

Dans cette étude, les résultats des analyses se limitent aux zones où l'effet des vagues sur la contrainte de fond est négligeable par rapport à celle exercée par un courant continu. Les études sur les effets d'infiltration d'eau dans les sédiments par les vagues (Turner & Masselink, 1998; Nielsen et al., 2001) pourraient également bénéficier de la nouvelle méthode pouvant s'appliquer aux modèles physiques côtiers (Deigaard, 1992; Camenen & Larson 2005). Pour les sols saturés en eaux, des traceurs peuvent également être utilisés pour étudier les caractéristiques de la perméabilité (Bieber, 1996; Clavaud et al., 2008). Il serait également pertinent de tester la capacité du montage à détecter la propagation et le nettoyage de contaminants lourds dans les sédiments (Wellman et al., 2006). L'analyse des résultats porte également à croire qu'une calibration des images CT-scan pourrait

être effectuée afin de déterminer la granulométrie des matériaux étudiés.

Les applications aux études de l'interaction fluide-sédiment sont ainsi nombreuses, notamment pour les écoulements interstitiels qui pourraient bénéficier de cette technique. D'autres avenues intéressantes seraient entre autres la détection de bulles d'air dans l'eau, dont le contraste sur l'image est grand et donc pour lesquelles la détection est facile. Des possibilités seraient également envisageables pour l'étude des interactions entre le lit de sédiments et les fluides de turbidité élevée pour lesquelles la méthode laser serait limitée.

Pour finir, la continuation des travaux se concentrerait sur la modélisation numérique des expériences réalisées. Le calcul du transport sédimentaire dépend en premier lieu de la modélisation de l'écoulement du fluide. Il serait ainsi possible de créer des conditions initiales et frontières similaires aux conditions expérimentales. Diverses solutions existent pour résoudre ces équations dont les modèles numériques forcent ou couplent alors les résultats avec les équations de transport sédimentaire selon certaines approximations. Il existe pour ce faire diverses méthodes pour résoudre l'écoulement à la paroi. Cette paramétrisation est très importante, car la modélisation du transport sédimentaire en dépend principalement. L'ensemble des données acquises permettrait ainsi d'établir et de valider la modélisation numérique de ces expériences. Dès lors, il serait possible de mieux quantifier les termes liés aux fluctuations, tels que la diffusion et la dissipation d'énergie, souvent paramétrés par différents modèles de turbulence, et d'explorer les solutions de l'écoulement à la paroi. Cette contribution pourrait notamment servir à améliorer la reproduction des résultats en milieu naturel.

## 6.7 Bibliographie

Aberle J, Coleman S & Nikora V (2012) Bed Load transport by bed form migration. *Acta Geophysica*. 60(6): 1720-1743.

Ackers P & White WR (1973) Sediment transport: new approach and analysis. *Journal of the Hydraulics Division*. 99(11).

Alvarez RE & Macovski A (1976) Energy-selective reconstructions in X-ray computerised tomography. *Physics in Medicine & Biology*. 21(5):733.

Alves H, Lima I, de Assis JT, Neves A, & Lopes R (2015) Mineralogy evaluation and segmentation using dual-energy microtomography. *X-Ray Spectrometry*. 44(3):99–104.

Agrawal Y & Pottsmith H (2000) Instruments for particle size and settling velocity observations in sediment transport. *Marine Geology*. 168(1-4):89–114.

Ardyna M, Babin M, Gosselin M, Devred E, Bélanger S, Matsuoka A & Tremblay JÉ (2013) Parameterization of vertical chlorophyll a in the arctic ocean: impact of the subsurface chlorophyll maximum on regional, seasonal, and annual primary production estimates. *Biogeosciences*. 10(6): 4383–4404.

Bagherimiyab F & Lemmin U (2013) Shear velocity estimates in rough-bed open-channel flow. *Earth Surface Processes Landforms*. 38(14):1714–1724.

Bagnold RA (1956) The flow of cohesionless grains in fluids. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 249(964):235–297.

Bagnold RA (1966) An approach to the sediment transport problem. *General Physics Geological Survey*. 37 pp.

Baas JH & De Koning H (1995) Washed-out ripples; their equilibrium dimensions, migration rate, and relation to suspended-sediment concentration in very fine sand. *Journal of Sedimentary Research*. 65(2a): 431-435.

Baas JH & Best JL (2002) Turbulence modulation in clay-rich sediment-laden flows and some implications for sediment deposition. *Journal of Sedimentary Research*. 72(3):336–340.

Beaudoin A, Pienitz R, Francus P, Zdanowicz C & St-Onge G (2016) Palaeoenvironmental history of the last six centuries in the nettilling lake area (Baffin island, Canada): A multi-proxy analysis. *The Holocene*. 26(11):1835–1846.

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.

Boas FE & Fleischmann D (2012) CT artifacts: causes and reduction techniques. *Imaging Med*. 4(2):229–240.

Bieber MT, Rasolofosaon P, Zinszner B & Zamora M (1996) Measurement and overall characterization of permeability anisotropy by tracer injection. *Revue de l'Institut Français du Pétrole*. 51(3): 333-347.

Binding C, Bowers D & Mitchelson-Jacob E (2003) An algorithm for the retrieval of suspended sediment concentrations in the irish sea from seawifs ocean colour satellite imagery. *International Journal of Remote Sensing*. 24(19):3791–3806.

Biron PM, Robson C, Lapointe MF & Gaskin SJ (2004) Comparing different methods of bed shear stress estimates in simple and complex flow fields. *Earth Surface Processes & Landforms*.

29(11):1403–1415.

Boas FE & Fleischmann D (2012). CT artifacts: causes and reduction techniques. *Imaging in Medicine*. 4(2): 229-240.

Boespflug X, Ross N, Long B & Dumais J (1994) Tomodensitométrie axiale: relation entre l'intensité tomographique et la densité de la matière. *Canadian Journal of Earth Sciences* 31(2):426–434.

Brand A, Noss C, Dinkel C & Holzner M (2016) High-resolution measurements of turbulent flow close to the sediment–water interface using a bistatic acoustic profiler. *Journal of Atmospheric Oceanic Technology*. 33(4):769–788.

Brooks RA, & Di Chiro G (1976) Beam hardening in X-ray reconstructive tomography. *Physics in medicine biology*. 21(3): 390.

Brunelle CB, Larouche P & Gosselin M (2012) Variability of phytoplankton light absorption in Canadian arctic seas. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 117(C9). 17 pp.

Brunelle CB, Long B, Francus P, Daigle LF, Des Roches M & Takayama H (2015) Wave-sediment interaction imaging with X-ray tomography: A small-scale experiment to characterize the artefacts. *Conference: 2nd International Conference on Tomography of Materials and Structures*. 5 pp.

Brunelle CB, Des Roches M, Daigle LF, Francus P, Long B & Després (2016) Combining CT scan and particle imaging techniques: applications in geosciences. *The 4th International Conference on Image Formation in X-Ray Computed Tomography*. 225-228.

Brunelle CB (2019) Chapter 3: Combined X-ray and laser imaging technique applied to sand-bed physical model. *Thèse de doctorat*. Université du Québec, Institut national de la recherche scientifique. 36 pp.

Brunelle CB (2019) Chapter 4: X-rays imaging for sand transport estimate in fluids: Part I. Charriage. *Thèse de doctorat*. Université du Québec, Institut national de la recherche scientifique. 37 pp.

Brunelle CB (2019) Chapter 5: X-rays imaging for sand transport estimate in fluids: Part II. Suspended load. *Thèse de doctorat*. Université du Québec, Institut national de la recherche scientifique. 25 pp.

Calmels F & Allard M (2008) Segregated ice structures in various heaved permafrost landforms through CT Scan. *Earth Surface Processes and Landforms: The Journal of the British Geomorphological Research Group*. 33(2): 209-225.

Camenen B & Larson M (2005) A general formula for non-cohesive bed load sediment transport. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*. 63(1-2):249–260.

Camenen B, Bayram A & Larson M (2006) Equivalent roughness height for plane bed under steady flow. *Journal of Hydraulic Engineering*. 132(11):1146–1158.

Camenen B (2007) Simple and general formula for the settling velocity of particles. *Journal of Hydraulic Engineering*. 133(2): 229-233.

Charru F & Hinch EJ (2006) Ripple formation on a particle bed sheared by a viscous liquid. Part 1. Steady flow. *Journal of Fluid Mechanics*. 550, 111-121.

Clauser FH (1956) The turbulent boundary layer. *Advances in Applied Mechanics*. 4:1–51. 712 pp.

Clavaud JB, Maineult A, Zamora M, Rasolofosaon P & Schlitter C (2008). Permeability anisotropy and its relations with porous medium structure. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*.

113(B1).

Collins M & Rigler J (1982) The use of settling velocity in defining the initiation of motion of heavy mineral grains, under unidirectional flow. *Sedimentology*. 29(3):419–426.

Cooper JR, Ockleford A, Rice SP & Powell DM (2018) Does the permeability of gravel river beds affect near-bed hydrodynamics? *Earth Surface Processes and Landforms*. 43(5):943–955.

Cousteix J (1989) Aerodynamique–Turbulence et couche limite turbulente. *Cépaduès-éditions*. 627 pp.

Crabeck O, Galley RJ, Delille B, Else BG, Geilus NX, Lemes M, Des Roches M, Francus P, Tison JL & Rysgaard S (2016) Imaging air volume fraction in sea ice using non-destructive x-ray tomography. *The Cryosphere*. 10:1125–1145.

Cuven S, Francus P & Lamoureux S (2011) Mid to late holocene hydroclimatic and geochemical records from the varved sediments of east lake, cape bounty, canadian high arctic. *Quaternary Science Reviews*. 30(19-20):2651–2665.

Das BM (2013) Advanced soil mechanics. *Crc Press*. 575 pp.

Deigaard R (1992) Mechanics of coastal sediment transport. *World scientific*. 369 pp.

De Marchis M, B Milici & E Napoli (2017) Solid sediment transport in turbulent channel flow over irregular rough boundaries. *International Journal of Heat and Fluid Flow*. 65: 114-126.

Ducharme MA (2016) Caractérisation du pergélisol: application d'une nouvelle méthode afin d'estimer la conductivité thermique à l'aide de la tomodensitométrie. *Mémoire de maîtrise*. Université Laval. 101 pp.

Einstein HA (1950). The bed-load function for sediment transportation in open channel flows. *United states departemennt of agriculture washington*. Technical Bulletin, 1026: 71 pp.

Engelund F & Fredsøe J (1976) A sediment transport model for straight alluvial channels. *Hydrology Research*. 7(5):293–306.

Evans E & Wilcox AC (2014) Fine sediment infiltration dynamics in a gravel-bed river following a sediment pulse. *River research and applications*. 30(3): 372-384.

Exner FM (1920) Zur physik der dünen. Hölder. 346 pp.

Exner FM (1925) Über die wechselwirkung zwischen wasser und geschiebe in flussen. Akad. Wiss. Wien Math. Naturwiss. Klasse, 134(2a), 165-204.

Feldkamp L, Davis L & Kress J (1984) Practical cone-beam algorithm. *JOSA A*. 1(6):612–619.

Fernandez Luque R & Van Beek R (1976) Erosion and transport of bed-load sediment. *Journal of hydraulic research*. 14(2): 127-144.

Ferreira RM, Franca MJ, Leal JG & Cardoso AH (2012) Flow over rough mobile beds: Friction factor and vertical distribution of the longitudinal mean velocity. *Water Resources Research*. 48(5). 14 pp.

Fofonoff NP & Millard JCR (1983) Algorithms for computation of fundamental properties of seawater. *Unesco Technical Papers in Marine Science*. Rep. 44. Unesco, Paris. 51 pp.

Gaeuman D & Jacobson RB (2007) Field assessment of alternative bed-load transport estimators. *Journal of Hydraulic Engineering*. 133(12), 1319-1328.

Galappatti G & Vreugdenhil C (1985) A depth-integrated model for suspended sediment transport. *Journal of Hydraulic Research*. 23(4):359–377.

Gleason SS, Sari-Sarraf H, Paulus MJ, Johnson DK, Norton S & Abidi MA (1999) Reconstruction of multi-energy X-ray computed tomography images of laboratory mice. *IEEE Transactions on Nuclear Science*. 46(4):1081–1086.

Gong Y, Zhao X, Cai Z, O'reilly S, Hao X & Zhao D (2014) A review of oil, dispersed oil and sediment interactions in the aquatic environment: influence on the fate, transport and remediation of oil spills. *Marine pollution bulletin*. 79(1-2):16–33.

Goring DG & Nikora VI (2002) Despiking acoustic doppler velocimeter data. *Journal of Hydraulic Engineering*. 128(1):117–126.

Guyard H, St-Onge G, Pienitz R, Francus P, Zolitschka B, Clarke GK, Hausmann S, Salonen VP, Lajeunesse P, Ledoux G & Lamothe M (2011) New insights into Late Pleistocene glacial and postglacial history of northernmost Ungava (Canada) from Pingualuit Crater Lake sediments. *Quaternary Science Reviews*. 30: 3892-3907.

Grant WD & Madsen OS (1979) Combined wave and current interaction with a rough bottom. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 84(C4):1797–1808.

Grue J, Liu PL & Pedersen GK (2004) PIV and water waves. *World Scientific*.

Hammersberg P & Mangard M (1998) Correction for beam hardening artefacts in computerised tomography. *Journal of X-ray Science and Technology*. 8(1):75–93.

Hare J, Hay AE, Zedel L & Cheel R (2014) Observations of the space-time structure of flow, turbulence, and stress over orbital-scale ripples. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 119(3):

1876-1898.

Heeraman DA, Hopmans JW & Clausinger V (1997) Three dimensional imaging of plant roots in situ with x-ray computed tomography. *Plant and soil*. 189(2):167–179.

Herman GT (1979) Correction for beam hardening in computed tomography. *Physics in Medicine & Biology*. 24(1):81.

Hetsroni G (1989) Particles-turbulence interaction. *International Journal of Multiphase Flow*. 15(5): 735-746.

Holmes Jr RR (2010) Measurement of bedload transport in sand-bed rivers: A look at two indirect sampling methods. US Geological Survey Scientific Investigations Report. 5091: 236-252.

Honarpour MM, Cromwell V, Hatton D & Satchwell R (1985) Reservoir rock descriptions using computed tomography (CT). *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*. Society of Petroleum Engineers.

Hsieh J (2009) Computed tomography: principles, design, artifacts, and recent advances. *Bellingham, WA: SPIE*.

Hsieh J, Molthen RC, Dawson CA & Johnson RH (2000) An iterative approach to the beam hardening correction in cone beam CT. *Medical physics*. 27(1):23–29.

Hughes SA (1993) Physical models and laboratory techniques in coastal engineering. *World Scientific*. 588 pp.

Iassonov P, Gebrenegus T & Tuller M (2009) Segmentation of x-ray computed tomography images of porous materials: A crucial step for characterization and quantitative analysis of pore

structures. *Water Resources Research*. 45(9). 12 pp.

Ikeda S (1980) Suspended sediment on sand ripples. *Third International Symposium on Stochastic Hydraulics*. Tokyo, Japan.

Jaffray D & Siewerdsen J (2000) Cone-beam computed tomography with a flat-panel imager: initial performance characterization. *Medical physics*. 27(6):1311–1323.

Jinchi H (1992) Application of sandwave measurements in calculating bed load discharge. Erosion and Sediment Transport Monitoring Programmes in River Basins. Proc. Oslo Symposium. 63-70.

Joseph PM & Spital RD (1978) A method for correcting bone induced artifacts in computed tomography scanners. *Journal of computer assisted tomography*. 2(1):100–108.

Joschko M, Müller P, Kotzke K, Döhring W & Larink O (1993) Earthworm burrow system development assessed by means of x-ray computed tomography. *Soil Structure/Soil Biota Interrelationships*. 209–221 pp.

Hammersberg P & Mangard M (1998) Correction for beam hardening artefacts in computerised tomography. *Journal of X-ray Science and Technology*. 8(1): 75-93.

Heathershaw AD (1974) “Bursting” phenomena in the sea. *Nature*. 248(5447): 394-395.

Hetsroni G (1989) Particles-turbulence interaction. *International Journal of Multiphase Flow*. 15(5): 735-746.

Hicks Jr PJ, Deans HA & Narayanan K (1992) Distribution of residual oil in heterogeneous carbonate cores using X-ray CT. *SPE formation evaluation*. 7(03): 235-240.

Hughes SA (1993) Physical models and laboratory techniques in coastal engineering. *World Scientific*. 588 pp.

Hsieh J (2009) Computed tomography: principles, design, artifacts, and recent advances. 666 pp.

Jinchi H (1992) Application of sandwave measurements in calculating bed load discharge. *Erosion and Sediment Transport Monitoring Programmes in River Basins*. Proc. Oslo Symposium. 63-70.

Joschko M, Müller P, Kotzke K, Döhring W & Larink O (1993) Earthworm burrow system development assessed by means of x-ray computed tomography. *Soil Structure/Soil Biota Interrelationships*. 209–221 pp.

Kalender WA (2011) Computed tomography: fundamentals, system technology, image quality, applications. *John Wiley & Sons*. 372 pp.

Kantzias A, Marentette DF, & Jha KNN (1992) Computer-assisted tomography: from qualitative visualization to quantitative core analysis. *Journal of Canadian Petroleum Technology*. 31(09).

Kamphuis JW (1982) Coastal mobile bed modelling from a 1982 perspective. Department of Civil Engineering, Queen's University. 76.

Katra I & Yizhaq H (2017) Intensity and degree of segregation in bimodal and multimodal grain size distributions. *Aeolian Research*. 27:23–34.

Ketcham RA & Carlson WD (2001) Acquisition, optimization and interpretation of x-ray computed tomographic imagery: applications to the geosciences. *Computers & Geosciences*. 27(4): 381–400.

Ketcham RA & Iturrino GJ (2005) Nondestructive high-resolution visualization and measurement of anisotropic effective porosity in complex lithologies using high-resolution x-ray computed

tomography. *Journal of Hydrology*. 302(1-4):92–106.

Ketcham RA & Hanna RD (2014) Beam hardening correction for X-ray computed tomography of heterogeneous natural materials. *Computers & Geosciences*. 67: 49-61.

Kim SC, Friedrichs C, Maa JY & Wright L (2000) Estimating bottom stress in tidal boundary layer from acoustic doppler velocimeter data. *Journal of Hydraulic Engineering*. 126(6):399–406.

Kline SJ, Reynolds WC, Schraub FA, & Runstadler PW (1967) The structure of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*. 30(4): 741-773.

Knoll GF (2010) Radiation detection and measurement. *John Wiley & Sons*. 830 pp.

Koca K, Noss C, Anlanger C, Brand A, & Lorke A (2017). Performance of the Vectrino Profiler at the sediment–water interface. *Journal of Hydraulic Research*. 55(4): 573-581.

Kuka K, Illerhaus B, Fox CA, & Joschko M (2013) X-ray computed microtomography for the study of the soil–root relationship in grassland soils. *Vadose Zone Journal*. 12(4). 10 pp.

Lajeunesse E, L Malverti & F Charru (2010) Bed load transport in turbulent flow at the grain scale: Experiments and modeling. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*. 115(F4). 16 pp.

Lefebvre A, & Winter C (2016) Predicting bed form roughness: the influence of lee side angle. *Geo-Marine Letters*. 36(2): 121-133.

Lhermitte R & Serafin R (1984) Pulse-to-pulse coherent doppler sonar signal processing techniques. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*. 1(4):293–308.

Li MZ & Amos CL (1999) Sheet flow and large wave ripples under combined waves and currents: field observations, model predictions and effects on boundary layer dynamics. *Continental*

*Shelf Research.* 19(5): 637-663.

Liu Z (2001) Sediment transport. *Aalborg Universitet.* 75 pp.

López F & García MH (1999) Wall similarity in turbulent open-channel flow. *Journal of engineering mechanics.* 125(7):789–796.

Masselink G, Cointre L, Williams J, Gehrels R & Blake W (2009) Tide-driven dune migration and sediment transport on an intertidal shoal in a shallow estuary in Devon, UK. *Marine Geology.* 262(1-4): 82-95.

McElroy B & Mohrig D (2009) Nature of deformation of sandy bed forms. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface.* 114(F3). 13 pp.

Meyer-Peter E & Müller R (1948) Formulas for bed-load transport. IAHSR 2nd meeting, Stockholm, appendix 2, IAHR:39-64.

Mofjeld HO (1988) Formulas for velocity, sediment concentration and suspended sediment flux for steady uni-directional pressure-driven flow. *NOAA technical memorandum ERL PMEL.* 83. 25 pp.

Montreuil S (2014) Définition des paramètres sédimentologiques mesurés au scanographe densitométrique et estimation de la contrainte de cisaillement sur une ride sableuse. *Thèse de doctorat.* Université du Québec, Institut national de la recherche scientifique. 289 pp.

Mooney SJ, Pridmore TP, Helliwell J & Bennett MJ (2012) Developing x-ray computed tomography to non-invasively image 3-D root systems architecture in soil. *Plant and soil.* 352(1-2):1–22.

Mukunoki T, Miyata Y, Mikami K & Shiota E (2016) X-ray CT analysis of pore structure in sand. *Solid Earth*. 7(3):929–942.

Nabi M, HJ De Vriend, E Mosselman , CJ Sloff, & Y Shimizu (2013) Detailed simulation of morphodynamics: 2. Sediment pickup, transport, and deposition. *Water resources research*. 49(8). 4775-4791.

Nielsen P, Robert S, Møller-Christiansen B & Oliva P (2001) Infiltration effects on sediment mobility under waves. *Coastal Engineering*. 42(2): 105-114.

Neitzel U (1992) Grids or air gaps for scatter reduction in digital radiography: a model calculation. *Medical physics*. 19(2):475–481.

Nikora VI, Sukhodolov A & Rowinski PM (1997) Statistical sand wave dynamics in one-directional water flows. *Journal of Fluid Mechanics*. 351: 17-39.

Nikora V, McEwan I, McLean S, Coleman S, Pokrajac D & Walters R (2007) Double-averaging concept for rough-bed open-channel and overland flows: Theoretical background. *Journal of Hydraulic Engineering*. 133(8):873–883.

Nikuradse J (1933) Strömungsgesetze in rauhen rohren forschhft. *Ver. Dt. Ing.* 361 pp.

Ouillon S, Douillet P & Andréfouët S (2004) Coupling satellite data with in situ measurements and numerical modeling to study fine suspended-sediment transport: a study for the lagoon of new caledonia. *Coral Reefs*. 23(1):109–122.

Otani J & Obara Y (2004) Xray CT for geomaterials: Soils, concrete. *Rocks. Balkema*. 392 pp.

Paola C & Voller VR (2005) A generalized Exner equation for sediment mass balance. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*. 110(F4014). 8 pp.

Payne JR, Clayton Jr JR & Kirstein BE (2003) Oil/suspended particulate material interactions and sedimentation. *Spill Science & Technology Bulletin*. 8(2):201–221.

Périard Y, Gumire S, Long B, Rousseau A & Caron J (2015) Water infiltration and pollution. *2nd International Conference on Tomography of Materials and Structures*. 4 pp.

Perret E (2017) Transport of moderately sorted gravels at low bed shear stresses : impact of bed arrangement and fine sediment infiltration. Thèse de doctorat, Claude Bernard University, Lyon.

Peters EJ & Afzal N (1992) Characterization of heterogeneities in permeable media with computed tomography imaging. *Journal of Petroleum Science and Engineering*. 7(3-4):283–296.

Pokrajac D, McEwan I & Nikora V (2008) Spatially averaged turbulent stress and its partitioning. *Experiments in Fluids*. 45(1):73–83.

Pope SB (2001) Turbulent flows. Press CU. 771 pp.

Prandtl L (1925) Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz. *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*. 5(2): 136-139.

Praturi AK & Brodkey RS (1978) A stereoscopic visual study of coherent structures in turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*. 89(2): 251-272.

Rabha S, Schubert M, Grugel F, Banowski M & Hampel U (2015) Visualization and quantitative analysis of dispersive mixing by a helical static mixer in upward co-current gas–liquid flow. *Chemical Engineering Journal*. 262:527–540.

Rebuffel V & Dinten JM (2007) Dual-energy X-ray imaging: benefits and limits. *Insight-nondestructive testing and condition monitoring*. 49(10):589–594.

Rippeth TP, Williams E Simpson JH (2002) Reynolds stress and turbulent energy production in a tidal channel. *Journal of Physical Oceanography*. 32(4): 1242-1251.

Roche K, Blois G, Best J, Christensen K, Aubeneau A & Packman A (2018) Turbulence links momentum and solute exchange in coarse-grained streambeds. *Water Resources Research*. 54(5), 3225-3242.

Rouse H (1937) Modern conceptions of the mechanics of fluid turbulence. *Trans ASCE*. 102:463–505.

Rouse H (1938) Fluid mechanics for hydraulic engineers. *McGraw-Hill Book Company*. 422 pp.

Scarano F (2012) Tomographic piv: principles and practice. *Measurement Science and Technology*. 24(1):012001. 28 pp.

Schomberg H & Timmer J (1995) The gridding method for image reconstruction by Fourier transformation. *IEEE transactions on medical imaging*. 14(3), 596-607.

Sear DA (1993) Fine sediment infiltration into gravel spawning beds within a regulated river experiencing floods: ecological implications for salmonids. *Regulated Rivers: Research Management*. 8(4): 373-390.

Sinha S, Hardy RJ, Blois G, Best JL & Sambrook Smith GH (2017) A numerical investigation into the importance of bed permeability on determining flow structures over river dunes. *Water Resources Research*. 53(4):3067–3086.

Schlichting H (1975) Boundary-layer theory, 7<sup>th</sup>edition *McGraw-Hill Book Company*. 804 pp.

Schlüter S, Weller U & Vogel HJ (2010) Segmentation of x-ray microtomography images of soil using gradient masks. *Computers Geosciences*. 36(10):1246–1251.

Schomberg H & Timmer J (1995) The gridding method for image reconstruction by fourier transformation. *IEEE Transactions on Medical Imaging*. 14(3):596–607.

Schwanghart W & Kuhn NJ (2010) Topotoolbox: A set of matlab functions for topographic analysis. *Environmental Modelling Software*. 25(6):770–781.

Shields A (1936) Application of similarity principles and turbulence research to bed-load movement. 36 pp.

Simons DB, Richardson EV & Nordin CF (1965) Bedload equation for ripples and dunes. *US Government Printing Office*. 9 pp.

Sinha S, Hardy RJ, Blois G, Best JL & Sambrook Smith GH (2017) A numerical investigation into the importance of bed permeability on determining flow structures over river dunes. *Water Resources Research*. 53(4):3067–3086.

Smart GM (1999) Turbulent velocity profiles and boundary shear in gravel bed rivers. *Journal of Hydraulic Engineering*. 125(2):106–116.

Soulsby R (1983) The bottom boundary layer of shelf seas. *Elsevier Oceanography Series*. 35:189–266.

Soulsby R (1997) Dynamics of marine sands: a manual for practical applications. *Thomas Telford*. 253 pp.

Stapleton K & Huntley D (1995) Seabed stress determinations using the inertial dissipation method and the turbulent kinetic energy method. *Earth Surface Processes & Landforms*. 20(9):807–815.

Sternberg RW (1971) Measurements of incipient motion of sediment particles in the marine environment. *Marine Geology*. 10(2):113–119.

Stierstorfer K, Rauscher A, Boese J, Bruder H, Schaller S & Flohr T (2004) Weighted FBP—a simple approximate 3D FBP algorithm for multislice spiral ct with good dose usage for arbitrary pitch. *Physics in medicine and biology*. 49(11):2209.

Sun D, Bloemendal J, Rea D, Vandenbergh J, Jiang F, An Z & Su R (2002) Grain-size distribution function of polymodal sediments in hydraulic and aeolian environments, and numerical partitioning of the sedimentary components. *Sedimentary Geology*. 152(3-4):263–277.

Tang X, Hsieh J, Nilsen RA & Dutta S (2004) A helical cone-beam filtered backprojection (CB-FBP) reconstruction algorithm using 3D view weighting. *Optical Science and Technology, the SPIE 49th Annual Meeting, International Society for Optics and Photonics*. 577–587.

Ten Brinke WBM, Wilbers AWE & Wesseling C (1999) Dune growth, decay and migration rates during a large-magnitude flood at a sand and mixed sand–gravel bed in the Dutch Rhine River System. *Fluvial sedimentology*. VI. 15-32.

Tilston M, Arnott R, Rennie C & Long B (2015) The influence of grain size on the velocity and sediment concentration profiles and depositional record of turbidity currents. *Geology*. 43(9):839–842.

Thompson CE, Amos CL, Jones T, Chaplin J (2003) The manifestation of fluid-transmitted bed shear stress in a smooth annular flume—a comparison of methods. *Journal of Coastal Research*. 19(4): 1094-1103.

Tollner E (1991) X-ray computed tomography applications in soil ecology studies. *Agriculture, Ecosystems & Environment*. 34(1-4):251–260.

Tschentscher R, Schubert M, Bieberle A, Nijhuis TA, van der Schaaf J, Hampel U & Schouten JC (2013) Gas holdup of rotating foam reactors measured by tomography—effect of solid foam pore size and liquid viscosity. *AICHE Journal*. 59(1):146–154.

Tsujimoto T (2010) Diffusion coefficient of suspended sediment and kinematic eddy viscosity of flow containing suspended load. *River Flow*. 2010: 801–806.

Turner IL & Masselink G (1998) Swash infiltration-exfiltration and sediment transport. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 103(C13). 30813-30824.

Van de Casteele E, Van Dyck D, Sijbers J & Raman E (2002) An energy-based beam hardening model in tomography. *Physics in Medicine & Biology*. 47(23):4181.

Van Den Berg JH (1987) Bedform migration and bed-load transport in some rivers and tidal environments. *Sedimentology*. 34(4): 681-698.

Van der Mark CF, Blom A & Hulscher SJ (2008) Quantification of variability in bedform geometry. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface*. 113(F3). 11 pp.

Van Geet M, Swennen R & Wevers M (2000) Quantitative analysis of reservoir rocks by micro-focus X-ray computerised tomography. *Sedimentary Geology*. 132(1-2):25–36.

Van Rijn LC (1984a) Sediment transport, part I: bed load transport. *Journal of hydraulic engineering*. 110(10):1431–1456.

Van Rijn, LC (1984b) Sediment transport, Part II: suspended load transport. *Journal of Hydraulic Engineering*. 110 (11): 1613–1640.

Van Rijn LC (1984c) Sediment transport, Part III: bed form and alluvial roughness. *Journal of Hydraulic Engineering*. 110 (12): 1733–1754.

Van Rijn LC (1993) Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas Part I. *Aqua publications*. 700 pp.

Van Rijn LC (2003) Sediment transport by currents and waves; general approximation formulae Coastal Sediments. *In Corpus Christi, USA*. 14 pp.

Van Rijn LC (2007) Unified view of sediment transport by currents and waves. I: Initiation of motion, bed roughness, and bed-load transport. *Journal of Hydraulic Engineering*. 133(6):649–667.

Van Rijn LC (2013) Simple general formulae for sand transport in rivers, estuaries and coastal waters. *Retrieved from www.leovanrijn-sediment.com*. 16 pp.

Wellman DM, Icenhower JP & Owen AT (2006) Comparative analysis of soluble phosphate amendments for the remediation of heavy metal contaminants: Effect on sediment hydraulic conductivity. *Environmental Chemistry*. 3(3). 219-224.

Wilcock PR (1993) Critical shear stress of natural sediments. *Journal of Hydraulic Engineering*. 119(4): 491-505.

Wilcock PR & Crowe JC (2003) Surface-based transport model for mixed-size sediment. *Journal of Hydraulic Engineering*. 129(2):120–128.

Wilson KC (1966) Bed-load transport at high shear stress. *Journal of the hydraulics division.* 92(6): 49-59.

Wilson G & Hay AE (2015) Acoustic backscatter inversion for suspended sediment concentration and size: A new approach using statistical inverse theory. *Continental Shelf Research.* 106:130–139.

Wilson G & Hay A (2016) Acoustic observations of near-bed sediment concentration and flux statistics above migrating sand dunes. *Geophysical Research Letters.* 43(12):6304–6312.

Yalin MS (1963) An expression for bed-load transportation. *Journal of the Hydraulics Division.* 89(3):221–250.

Yalin MS (1963) An expression for bed-load transportation. *Journal of the Hydraulics Division.* 89(3):221–250.

Yalin MS (1972) Mechanics of sediment transport. *Pergamon Press.* 298 pp.

Yamada F, Tateyama R, Tsujimoto G, Suenaga S, Long B & Pilote C (2013) Dynamic monitoring of physical models beach morphodynamics and sediment transport using X-ray CT scanning technique. *Journal of Coastal Research.* 65(sp2):1617–1622.

Yu X, Ozdemir C, Hsu TJ & Balachandar S (2013) Numerical investigation of turbulence modulation by sediment-induced stratification and enhanced viscosity in oscillatory flows. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering.* 140(2):160–172.

Zedel L & Hay AE (2002) A three-component bistatic coherent Doppler velocity profiler: error sensitivity and system accuracy. *IEEE Journal of Oceanic Engineering.* 27(3): 717-725.



## **Troisième partie**

## **Annexes**



## Annexe A

# Description du système de tomodensitométrie

Production du faisceau rayons X :

Les rayons X sont des radiations électromagnétiques (Knoll, 2010). On peut considérer cette radiation comme un photon d'énergie  $E$  étant égale au rapport  $hc/\lambda$ , où  $h$  est la constante de Planck ( $6,63 \times 10^{-34} Js$ ),  $c$  est la vitesse de la lumière ( $3 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$ ) et  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière. Plus la longueur d'onde est courte, plus l'énergie du photon est grande. Par convention, l'énergie des particules est exprimée en eV ( $1 \text{ eV} = 1,602 \times 10^{-19} J$ ). Les rayons X sont créés par l'interaction d'un électron avec un atome. En fait, une cible est bombardée à l'aide d'électrons et plusieurs types de collisions peuvent avoir lieu. La majorité des collisions implique des transferts faibles d'énergie qui mènent à l'ionisation des atomes de la cible. Ce type d'interaction ne produit pas de rayons X mais se convertit en chaleur, représentant 99 % de la transformation de l'énergie. Sinon, il existe trois types d'interactions menant à la création du spectre de rayons X soit :

1) Le premier est lorsqu'un électron de haute énergie est dévié par le champ électrique du noyau de l'atome et décélère. À ce moment, un rayonnement électromagnétique survient, nommé bremsstrahlung. L'énergie du photon libéré dépend de l'énergie cinétique de l'électron incident. Il est possible de créer le même type d'interaction en utilisant d'autres particules, tel que les protons ou

les particules alpha. Cependant, l'intensité du rayonnement générée est inversement proportionnelle au carré de la masse de la particule incidente. Il est donc plus avantageux de prendre des électrons. De plus, l'intensité de ce rayonnement sera directement proportionnelle au nombre atomique ( $Z$ ) de la cible bombardée par les électrons. Il est donc avantageux de prendre des matériaux lourds (ex. tungstène). Cette interaction constitue la partie des faibles énergies du spectre de rayons X.

2) Le second type d'interaction survient lorsqu'un électron de haute énergie entre en collision avec un électron de l'atome de la cible et le libère. Lorsqu'un électron d'une couche supérieure le remplace, une onde électromagnétique est émise. Selon le modèle de l'atome de Bohr, les électrons occupent des niveaux d'énergie discrets. L'énergie du photon libéré dépendra ainsi de la différence entre les deux niveaux d'énergie correspondant à la transition de l'électron dans l'atome. Ceci détermine les pics spécifiques dans le spectre d'émission des rayons X.

3) Le troisième type d'interaction se produit lorsque l'électron entre directement en collision avec le noyau de l'atome de la cible et l'énergie cinétique de l'électron est totalement transférée au photon libéré. Quoique peu probable, cette interaction représente le plus grand transfert d'énergie possible entre l'électron et le photon représentant les plus hautes énergies du spectre.

Dans le domaine médical, les longueurs d'onde des rayons X utilisées varient approximativement aux environs de 0,1 nm à 0,01 nm correspondant à des énergies allant de 12 eV à 124 keV. L'énergie la plus probable du spectre peut être ajustée lors de l'acquisition. Les rayons X de plus courtes longueurs d'onde sont plus pénétrants. Cependant, ils offrent un effet de contraste moins intéressant car l'absorption des photons permet de distinguer les différences de densité sur l'image; les zones plus denses absorbent davantage de photons. Selon l'objet étudié, il s'avère alors de nécessaire de tester différents paramètres d'acquisition.

Interaction avec la matière :

Une fois les photons émis par la source, il y a trois façons dont ils peuvent interagir avec l'objet scanné : par l'effet photoélectrique, l'effet Compton ou la diffusion de Rayleigh. L'effet photoélec-

trique se produit lorsque le photon incident entre en collision avec un électron près du noyau de l'atome, éjectant celui-ci. Toute l'énergie du photon est transmise à l'électron et le photon disparaît, les photons secondaires étant rapidement absorbés. La probabilité d'avoir une interaction découlant de l'effet photoélectrique est inversement proportionnelle à l'énergie du photon incident ( $E^n$ ), et est proportionnelle au numéro atomique ( $Z^m$ ) de l'atome. Donc, l'effet photoélectrique sera plus important pour des énergies de photons incidents plus faibles et des numéros atomiques élevés. Ce type d'interaction domine pour le CT scan médical. Le deuxième type d'interaction entre le photon et l'atome de la matière détectée est l'effet Compton. Dans ce cas, le photon a une énergie beaucoup plus grande que l'énergie de liaison de l'électron de l'atome avec lequel il entre en collision et le libère. Le photon est alors dévié (0 à 180 degrés) avec une perte partielle de son énergie. Le photon possède alors une assez grande énergie pour poursuivre sa course hors de l'objet. Les détecteurs de photons sont protégés de ce type d'interaction par des grilles antidiffusantes éliminant ainsi le bruit du signal mesuré. On considère ici que l'atténuation des photons est définie par le coefficient d'atténuation linéaire ( $\mu$ ), étant la somme de l'effet photoélectrique ( $\tau$ ) et Compton ( $\sigma$ ). Ce coefficient d'atténuation  $\mu$  dépend alors de l'énergie des photons ( $\mu(E)$ ). La courbe d'atténuation des photons dans la matière  $\mu(E)$  décroît ainsi en fonction de l'énergie des photons pour un matériel donné. Considérant que la source de rayons X se présente sous la forme d'un spectre d'énergie, les photons ne sont pas tous absorbés dans les mêmes proportions ce qui modifie la forme du spectre.

Acquisition des données :

Le système d'acquisition de mesures se compose d'une source à rayons X et de détecteurs. Le faisceau de rayons X est produit à l'aide d'un tube vide d'air où une grande différence de potentiel (kV) est appliquée aux bornes d'une cathode et d'une anode (la cible) situées à l'intérieur. L'énergie maximale des photons produits dépend de cette différence de potentiel. La cathode est un filament qui libère les électrons qui bombardent l'anode. L'objet va donc recevoir une certaine dose de radiations, qui est essentiellement une expression de l'énergie reçue par unité de masse. Les propriétés importantes de l'anode sont premièrement qu'elle soit résistante à la chaleur créée par le bombardement d'électrons et que le numéro atomique soit élevé pour accroître l'intensité du rayonnement produit. Une lentille électromagnétique fait converger le faisceau d'électrons afin de

diminuer la surface de contact avec la cible (c.-à-d., le point focal), augmentant ainsi la précision du faisceau de rayons X produit. L'anode chauffe très rapidement considérant que la majorité de l'énergie incidente des électrons est transformée en chaleur. Elle doit être refroidie par des temps de repos entre les scans pouvant limiter la fréquence des relevés par TDM.

Les détecteurs convertissent l'intensité des photons incidents en signal électrique. Ce signal est ensuite converti en signal numérique. Le temps de réponse des détecteurs doit être court. Ceci implique que la matière qui compose les détecteurs et qui absorbe les photons doit se désexciter rapidement afin d'effectuer de compter un maximum de photons. Pour évaluer la performance des détecteurs il faut déterminer l'efficacité de "déttection quantique" qui représente la quantité de photons incidents absorbés par les détecteurs qui est convertie en signal électrique. Outre leur taille et leur efficacité d'absorption de photons, on compte également parmi les propriétés importantes des détecteurs leur sensibilité. La sensibilité est définie comme la charge électrique produite par le détecteur pour un photon incident d'une énergie spécifique. La qualité des détecteurs est également quantifiée par le niveau de contraste; soit le nombre de nuances de gris de l'image. L'étendue maximale correspond à la plage dynamique des capteurs, dont la valeur est souvent comparée au niveau de bruit. L'idéal est d'avoir une grande échelle de contraste pour un faible bruit.

Les détecteurs mesurent ainsi les profils d'atténuation des rayons X, appelées des projections, en effectuant des rotations autour d'un objet. Ce principe d'imagerie se base sur l'acquisition de radiographies, c'est-à-dire les projections, sous plusieurs angles dans l'axe transversale de l'objet. On peut extraire de ces mesures un système d'équations qui relie chaque valeur des projections ( $p$ ) mesurées par les détecteurs à une somme des coefficients d'atténuation ( $\mu_1 + \mu_2 + \mu_3 + \dots$ ) représentant chaque composante de l'objet. Ce sont ainsi ces coefficients d'atténuation de l'objet que l'on cherche à déterminer et à relier à la densité de la matière (Hsieh, 2009). Pour le CT scan médical, les valeurs de l'image finale sont exprimées par rapport au coefficient d'atténuation linéaire de l'eau

$(\mu_{eau})$ . La valeur d'atténuation en Hounsfield ( $HU$ ) représente ainsi une valeur d'atténuation ( $\mu$ ) par rapport à celle de l'eau. La valeur  $HU$  de l'eau dans ce cas est donc nulle et est définie par :

$$HU = 1000 \left( \frac{\mu - \mu_{eau}}{\mu_{eau}} \right) \quad (\text{A.1})$$

Pour l'appareil de TDM utilisé dans cette étude, les détecteurs ne mesurent pas les différentes énergies des photons incidents ne pouvant pas alors quantifier à ce niveau l'aspect polychromatique du faisceau. Dans ce cas, on peut considérer que  $\mu$  est une constante pour un matériel donné. L'intensité des rayons X transmis ( $I$ ) est alors exprimée par la loi de Beer-Lambert de sorte que :

$$I = I_0 e^{-\int \mu(s)ds} \quad (\text{A.2})$$

où  $I_0$  est l'intensité incidente du faisceau pour une énergie donnée. Pour un matériel de densité uniforme, on peut écrire l'équation A.2 en fonction des types d'interaction des photons avec la matière tel que :

$$I = I_0 e^{-(\tau + \sigma)L} \quad (\text{A.3})$$

où  $L$  est la trajectoire du photon parcourue dans l'objet et les coefficients d'atténuation sont ici définis selon l'effet photoélectrique ( $\tau$ ) et l'effet Compton ( $\sigma$ ). Les projections ( $p$ ), selon le parcours effectué dans l'objet, sont exprimées par :

$$p = \int \mu(s)ds = -\ln(I/I_0) \quad (\text{A.4})$$

Pour un matériel de densité non uniforme, le photon traverse une multitude de couches d'épaisseur  $\Delta x$  et de valeurs d'atténuation différentes ( $\mu_n$ ). Ainsi, l'expression  $\mu ds$  de l'équation A.2 devient la somme de  $\mu_1 \Delta x + \mu_2 \Delta x + \mu_3 \Delta x + \text{etc}$ . Il est ainsi possible d'exprimer la mesure d'un point d'une projection par la somme suivante :

$$p = -\ln(I/I_0) = \sum_{n=1}^N \mu_n \Delta x \quad (\text{A.5})$$

## Reconstruction d'images

La matrice de densité 3D de l'objet est calculée à partir des projections mesurées. Il existe essentiellement deux types de reconstruction d'images dont la méthode analytique, utilisant les transformées de Fourier, et les méthodes itératives, faisant converger une hypothèse vers la solution la plus probable. Les techniques de reconstruction utilisent souvent une combinaison de ces deux méthodes. Les méthodes itératives ont en théorie un temps de calcul plus long mais un potentiel plus grand pour solutionner la matrice d'atténuation. Un algorithme analytique pour reconstruire les images à l'aide de l'ensemble des projections (c.-à-d., sinogrammes) est celui de la rétroprojection. Cette méthode vient du mathématicien J. Radon (1917) qui a montré qu'une image pouvait être reconstruite par un l'ensemble de ses projections. Prenons l'exemple d'un faisceau de rayons parallèles tel que présenté par Hsieh (2009). Tel que discuté, chaque exposition de l'objet aux rayons est captée par les détecteurs et cette mesure est appelée la projection ( $p$ ). Les projections représentent l'atténuation des rayons le long de leur parcours optique. Elles sont recueillies à différents angles dans l'axe transversal de l'objet. Il est alors possible de déterminer la distribution des coefficients d'atténuation dans l'objet, dénotée ici par  $f(x,y)$  selon le théorème de Radon. La valeur de  $t$  est la position sur la projection pour un angle donné  $\theta$ . La projection est alors dénotée par  $p(t,\theta)$ . Si l'on pose  $\theta=0$  et que l'on considère que les rayons sont parallèles à l'axe des  $y$ , l'équation A.4 peut s'écrire de la façon suivante :

$$p(t = x, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dy \quad (\text{A.6})$$

Il peut être démontré mathématiquement que la transformée de Fourier 1D de la projection de l'équation A.6, dénotée  $P(\omega, \theta)$ , est égale à une ligne dans le plan de la transformée de Fourier 2D de la fonction  $f(x,y)$ , dénoté  $F(u,v)$ . On effectue alors des transformées de Fourier 1D pour chaque angle de projection  $p(t,\theta)$  afin de remplir un espace dans le domaine des fréquences  $F(u,v)$ . Ensuite, la transformée inverse 2D de  $F(u,v)$  permet de retrouver les valeurs de la matrice  $f(x,y)$  par l'expression :

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) e^{i2\pi(ux+vy)} du dv \quad (\text{A.7})$$

L'implémentation par contre de ce principe n'est pas simple notamment parce que les transformées 1D des projections doivent être interpolées sur une grille cartésienne pour pouvoir effectuer une transformée inverse 2D de la fonction de  $F(u,v)$ . L'interpolation dans l'espace des fréquences, contrairement au domaine spatial, affecte l'ensemble de l'image. Ceci peut créer des artéfacts sur l'image tels des effets d'ombrage ou un décalage des valeurs d'atténuation. Il est ensuite possible de dériver une version plus efficace de l'algorithme qui est celui de la rétroposition filtrée (FBP). D'abord, les transformées de Fourier des projections rempliraient idéalement l'espace des fréquences sous forme de pointe de tarte (Hsieh, 2009), mais en réalité on superpose le résultat des projections. Le centre est alors surexposé par rapport à la région périphérique. Ainsi, une fonction (c.-à-d., le filtre) est ajoutée à la transformée de Fourier pour contre balancer cet effet. Pour ce faire, on exprime l'équation A.7 en coordonnées polaires en insérant la fonction du filtre de la façon suivante :

$$f(x, y) = \int_0^\pi d\theta \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega, \theta) |\omega| e^{i2\pi\omega t} d\omega \quad (\text{A.8})$$

La seconde intégrale de l'équation A.8 est une transformée de Fourier inverse de l'expression  $P(\omega, \theta) |\omega|$ , où  $P(\omega, \theta)$  est la transformée de Fourier d'une projection à un angle  $\theta$ . Le terme  $|\omega|$  est la fonction qui agit à titre de filtre pour la projection  $P(\omega, \theta)$ . Il est important de noter ici que les projections de l'espace spatial sont filtrées dans l'espace des fréquences. Pour augmenter la résolution de l'image, les données des projections 1D peuvent être interpolées. En augmentant ainsi le nombre de points ( $N$ ) par projection l'intervalle d'échantillonnage des projections ( $\delta$ ) devient plus petit augmentant la fréquence d'échantillonnage ( $1/\delta$ ). Le domaine de résolution en fréquence ( $\omega = \pm \Gamma$ ) est directement proportionnel à la fréquence d'échantillonnage des détecteurs par le principe de Nyquist. Les bornes de l'intégrale de l'expression de  $P(\omega, \theta)$  dans l'équation A.8 sont donc limitées passant de  $(-\infty, \infty)$  à  $(-\Gamma, \Gamma)$ . Donc, plus la résolution des projections est grande, plus  $\delta$  est petit, plus la résolution dans le domaine des fréquences ( $\Gamma$ ) est grande. La projection filtrée correspond alors à l'expression suivante :

$$g(t, \theta) = \int_{-\Gamma}^{\Gamma} P(\omega, \theta) |\omega| e^{i2\pi\omega t} d\omega \quad (\text{A.9})$$

signifiant que :

$$f(x, y) = \int_0^\pi g(t, \theta) d\theta \quad (\text{A.10})$$

L'équation A.10 est discrétisée pour son implémentation numérique. On détermine que l'intervalle  $t$  est un multiple entier  $n$  de l'intervalle d'échantillonnage  $\delta$ . L'expression de l'intégrale est alors discrétisée. Les projections filtrées  $g(t, \theta)$  sont alors exprimées par une convolution spatiale de termes discrets. Cette expression est ensuite intégrée sur le domaine des angles de projections  $\theta$  pour ainsi reconstruire l'image de la matrice  $f(x, y)$ . Il est intéressant de noter qu'il est possible d'estimer la matrice d'atténuation  $f(x, y)$  dès qu'une projection  $p$  est mesurée.

L'algorithme de la rétroprojection filtrée a été amélioré avec le temps, dont au niveau de l'interpolation, pour faciliter son implémentation numérique (Schomberg & Timmer, 1995). Utiliser un faisceau de rayons parallèles implique concrètement que la source se déplace linéairement pour mesurer une projection complète avant d'effectuer une rotation pour mesurer la projection suivante. Cela prend plus de temps que d'utiliser un faisceau en éventail qui éclaire d'un seul coup tout l'objet et nécessite seulement la rotation de la source et des détecteurs. Pour le système TDM médical utilisé, les détecteurs sont placés en forme d'arc permettant que la distance entre chacun et que les angles entre les rayons soient constants. Les algorithmes de la rétroprojection dans l'espace spatial doivent par contre être adaptés pour respecter la forme en éventail du faisceau. L'algorithme de rétroprojection filtrée a également été adapté pour une reconstruction en 3D d'un faisceau conique, travail réalisé par Feldkamp (1984), mieux connu sous l'appellation FDK. Les algorithmes ont ensuite été adaptés pour les systèmes d'acquisition multi-tranches de forme hélicoïdale pour les systèmes de tomodensitométrie médicaux (Stierstorfer et al., 2004; Tang et al., 2004) tels qu'utilisés dans cette étude.

## Annexe B

# Artefacts principaux de la tomodensitométrie

Les valeurs de  $HU$  mesurées ne sont pas absolues et varient selon les paramètres d'acquisition et la géométrie du système. Les paramètres d'acquisition du CT Scan et la géométrie de l'objet scanné doivent donc être constants durant les expériences pour comparer des valeurs nettes. Cela s'applique bien, par exemple, pour les carottes de sédiments. Par contre, cela est impossible à réaliser pour les modèles dynamiques de lits de sable mobile. La solution de calibration proposée dans cette recherche permet de calibrer les images au fur et à mesure que le modèle se déforme. Les artefacts lors de la reconstruction de l'image, principalement causés par l'effet de durcissement du faisceau, sont la limitation principale pour l'interprétation de la densité. Seulement une amélioration au niveau de la reconstruction ou à l'acquisition de l'image CT scan permettrait de solutionner le problème.

En effet, le CT Scan médical n'est pas conçu pour mesurer des densités plus élevées que celles du corps humain. L'énergie maximale des photons incidents est de 140 keV. Il ne s'agit pas d'énergies aussi grandes que celles que l'on retrouve pour les systèmes industriels. Ainsi, les rayons sont moins pénétrants, mais offrent un bon contraste sur l'image permettant de discerner les structures internes de l'objet sur l'image CT scan. De plus, les formes non cylindriques induisent des erreurs sur l'image reconstruite qui s'expriment de façon prédominante sous forme de croix dans la section transversale du canal hydraulique. Le CT scan médical est intéressant car la fréquence d'échantillonnage spatiale

des détecteurs est grande. Lorsque la fréquence d'échantillonnage est trop faible, des artefacts sous forme de raies apparaissent sur l'image. Le problème d'artefacts rencontré dans cette recherche est fondamental et ne possède pas de solution triviale. Pour bien comprendre la nature du problème, une brève description des limitations est présentée dans cette section sous forme de discussion.

Pour les systèmes médicaux, la géométrie est fixe et les photons utilisés sont de faibles énergies pour avoir un bon effet de contraste pour les matériaux peu denses. Par contre, beaucoup de photons sont absorbés par l'effet photoélectrique. La puissance est donc élevée et le temps d'acquisition réduit au maximum. Le CT scan médical a donc certains avantages tels que le grand volume de détection, un effet de contraste intéressant et un temps d'acquisition rapide. Un des désavantages est lorsque l'objet est trop épais, le flux de photons diminue. Cela fait en sorte qu'il y a moins de photons comptés sur les détecteurs. Cela crée un bruit qui résulte du fait qu'il n'y a statistiquement plus assez de photons pour déterminer avec justesse la valeur d'absorption. Cette valeur fluctue dans le temps. Plus il y a de photons qui bombardent la matière, plus la valeur d'absorption va converger vers une valeur dans le temps (Kalender, 2011). Le bruit est de cette façon inversement proportionnel à la dose. Il y a également un bruit électronique relié aux limitations physiques du système. Le bruit inclus dans les données des détecteurs est amplifié surtout lors de la reconstruction. Des filtres en fréquences peuvent également être utilisés en post-traitement pour contrer les effets indésirables du bruit; certains filtres donneront une image d'apparence plus lisse alors que d'autres rehausseront les contours. Ces types de filtres sont utilisés dans cette étude.

Il demeure que l'un des problèmes principaux en reconstruction d'image demeure celui du durcissement du faisceau de rayons X. L'algorithme de reconstruction du CT scan médical utilisé dans cette étude considère que la source est monochromatique, ce qui n'est pas le cas dans la réalité. Elle est en fait polychromatique et se présente sous forme de spectre, la valeur d'absorption étant une fonction de l'énergie incidente des photons. Les photons du faisceau incident ont alors différentes énergies. Ceci fait en sorte que l'atténuation du faisceau en fonction de l'épaisseur de l'objet n'est pas linéaire, car les coefficients d'atténuation dépendent de l'énergie des photons ( $\mu(E)$ ). Ainsi, il se produit ce que l'on appelle un effet apparent de durcissement du faisceau qui est causé par le fait que les photons de plus faibles énergies du spectre soient absorbés plus facilement par la matière

(Hsieh, 2009). Cet effet a tendance à sous-estimer les coefficients d'atténuation au centre de l'objet. Une correction pour les densités avoisinant l'eau seulement est effectuée par le système de CT scan médical.

Pour la source polychromatique, l'intensité des rayons transmis ( $I$ ) est une fonction du spectre de densité d'énergie du faisceau incident ( $\mu(E)$ ) de sorte que l'équation A.2 s'exprime dans ce cas de la façon suivante :

$$I = I_0 \int \Omega(E) e^{-\int \mu(E,s) ds} dE \quad (\text{B.1})$$

Les photons de faibles énergies sont plus facilement absorbés. Ceci fait en sorte que le faisceau se "durcit" en ne conservant que les photons de plus hautes énergies. Ceci sous-estime les valeurs des coefficients d'atténuation mesurées par les projections ( $p$ ). L'erreur s'accentue plus l'épaisseur de l'objet est grande. L'effet de durcissement du faisceau peut créer un effet de "cupping" ainsi que des bandes foncées et de l'ombrage entre les objets denses de l'image (Brooks & Di Chiro, 1976). Il est possible de filtrer le faisceau incident en positionnant une mince pièce d'aluminium ou de cuivre devant la source afin d'éliminer à l'avance les photons de moindres énergies. Cela réduit par contre le nombre de photons incidents. Il est possible d'effectuer des corrections au niveau de l'algorithme de reconstruction de par la méthode de linéarisation. Pour ce faire, une calibration au niveau des valeurs de projections est nécessaire. Il s'agit d'une méthode empirique qui doit être développée selon l'appareil et son utilisation. Ainsi, les coefficients d'une régression de type polynomial sont calculés décrivant la correction à apporter à la courbe non linéaire, avec durcissement du faisceau, afin d'obtenir la courbe idéale d'atténuation. La régression s'exprime de la façon suivante :

$$P = \sum_{i=1}^N \alpha_i p_c^i = \alpha_1 p_c^1 + \alpha_2 p_c^2 + \alpha_3 p_c^3 + \dots \quad (\text{B.2})$$

où  $p_c$  est la courbe non linéaire concave qui est redressée sur la courbe de projection idéale linéaire ( $p$ ) à l'aide des coefficients  $\alpha_i$  (Brooks & Di Chiro, 1976). Le nombre  $N$  est l'ordre de grandeur de la régression polynomiale. Les coefficients  $\alpha_i$  dépendent de la nature de l'objet et du spectre d'énergie de la source. Cette expression telle qu'elle ne peut être appliquée qu'au milieu de densités uniformes. Dans le cas du CT scan médical, on note que le système effectue seulement une

correction du durcissement de faisceau pour l'eau. En utilisant l'expression de la projection, on peut écrire :

$$P = - \sum_{i=1}^N \alpha_i \ln \frac{I}{I_0} \quad (\text{B.3})$$

Si la source était monochromatique, seul le coefficient 1 serait non nul. Dans le cas où l'objet est composé de deux densités différentes, on peut exprimer l'expression de projection comme une séquence d'atténuation par les deux matières, l'ordre n'ayant pas d'importance ici, par :

$$P = - \sum_{i=1}^N \alpha_i \ln \frac{I_k}{I_0} - \sum_{i=1}^N \beta_i \ln \frac{I}{I_k} \quad (\text{B.4})$$

Où les coefficients  $\beta$  dépendent des propriétés d'atténuation du second matériel et du spectre d'énergie du faisceau incident. Les termes  $\alpha$  et  $\beta$  ici sont connus. Si l'on corrige les projections d'abord pour un seul matériel, l'erreur sur les projections est la différence entre l'équation B.3 et l'équation B.4 (correction pour le matériel 1 et 2). Les termes non linéaires en résultant sont responsables des artefacts sur l'image. Cette soustraction résulte essentiellement en une expression qui est fonction du terme  $\ln(I/I_k)$ . Ce terme est la valeur d'atténuation pour le second matériel seulement. Dans ce cas, il est possible d'utiliser une méthode de correction de post-traitement. Ainsi, l'image reconstruite initiale est utilisée pour corriger l'erreur de durcissement du faisceau pour le matériel 1. Puis, en utilisant une valeur seuil (i.e., par segmentation), recalculer les projections pour le matériel 2 seulement. Ceci devrait correspondre à l'erreur résiduelle. L'erreur peut être corrigée sur les projections et pour l'image reconstruire à nouveau (Joseph & Spital, 1978; Hsieh, 2009). L'algorithme de FDK pour les faisceaux coniques des systèmes médicaux est souvent utilisé dans ce cas et de façon itérative si l'on répète le processus ci-haut. En médical, une régression polynomiale d'ordre 2 ( $N=2$ ) est normalement suffisante (Herman, 1979) mais cela peut s'avérer beaucoup trop faible pour des matériaux plus denses (Hammersberg & Mangard, 1998).

Il existe d'autres méthodes que la linéarisation et la segmentation pour corriger le durcissement du faisceau (Boas & Fleischmann, 2012). La méthode de multi-énergies est reconnue pour avoir un potentiel prometteur pour la reconstruction d'images (Gleason et al., 1999). Dans ce cas, on suppose ici que les valeurs d'atténuation  $\mu(E)$  peuvent être exprimées par la somme de deux fonctions, repré-

sentant ici l'atténuation par l'effet photoélectrique ( $E^{-3}$ ) et l'effet Compton (Alvarez & Macovski, 1976). Le principe est d'utiliser des mesures à deux énergies différentes pour résoudre le système d'équations afin d'estimer les valeurs de projections et reconstruire la matrice d'atténuation (Van de Casteele, 2002). Techniquement, cela est faisable en utilisant deux sources distinctes d'énergie. Il est également possible d'utiliser des détecteurs pouvant discriminer différentes énergies des photons (Rebuffel & Dinten, 2007), ce qui n'est pas le cas du système CT scan utilisé.

Par ailleurs, l'effet de volume partiel est également à considérer. Il se produit lorsque l'objet scanné est partiellement inclus dans la zone longitudinale du scan. Cette erreur est alors reliée au paramètre d'épaisseur de la tranche de scan et donc au paramètre d'acquisition. Plus la collimation est ajustée, plus cette erreur augmente. L'objet n'occupe pas nécessairement tout l'espace du voxel mesuré. La meilleure façon de minimiser cet effet est d'augmenter l'épaisseur des tranches mesurée aux dépens souvent du ratio signal-bruit (SNR) qui augmente dans ce cas. D'un autre côté, on cherche à diminuer la collimation du faisceau pour minimiser les effets de diffusion. Des grilles antidiffusantes sont placées devant les détecteurs. Elles sont normalement composées de collimateurs faits de matériaux lourds et orientés dans l'axe de la source pour bloquer les rayons diffusés (ex. CT scan médical). Il demeure que le système de CT scan est déjà optimisé pour ce type d'acquisition et aucune configuration particulière n'a démontré avoir amélioré ou modifié grandement les résultats enregistrés.



## Annexe C

# Interaction sédiments-structure

Le montage 4 ici présenté vise à optimiser la configuration du CT-scan et du PIV des montages 1, 2 et 3 en réalisant une configuration synchronisée du système afin d'explorer l'utilisation possible du montage expérimental pour l'étude de l'interaction structure-sédiments. Les résultats ont montré la possibilité de quantifier les déformations complexes du lit par une structure ainsi que la porosité du modèle et le champ des vitesses et ce, en temps réel pour un modèles physiques 2D. Les tests réalisés à l'aide de ce montage cherchent à vérifier les portées futures de la méthode pour l'interaction entre le lit de sédiments et structures. Pour ce faire, le modèle physique du montage 3 est utilisé mais une conduite horizontale d'acrylique et d'un diamètre de 0,03 m est déposée sur le lit de sable plat (figure C.1). Cette dernière est complètement transparente pour l'imagerie rayons X car elle a même densité que l'eau. Les mesures de densité peuvent donc être effectuées sous cette structure, difficilement réalisable sans la tomodensitométrie.

Dans cette expérience, l'acquisition est synchronisée dans le temps et dans l'espace. Un miroir est utilisé pour réfléchir l'image dans la zone de scan vers la caméra du PIV (figure C.2, figure C.3). Une seule caméra est utilisée dans cette configuration mesurant 2 composantes  $x$  et  $y$  des vitesses de l'écoulement. La caméra est protégée par une enveloppe de plomb pour empêcher les photons de hautes énergies du CT scan d'entrer en interaction avec les CCD des caméras. La vitesse du courant est augmentée graduellement et des images PIV et CT scan sont acquises. Pour ce montage, l'ensemble du système ne se déplace pas sur les rails mais demeure à un endroit fixe.

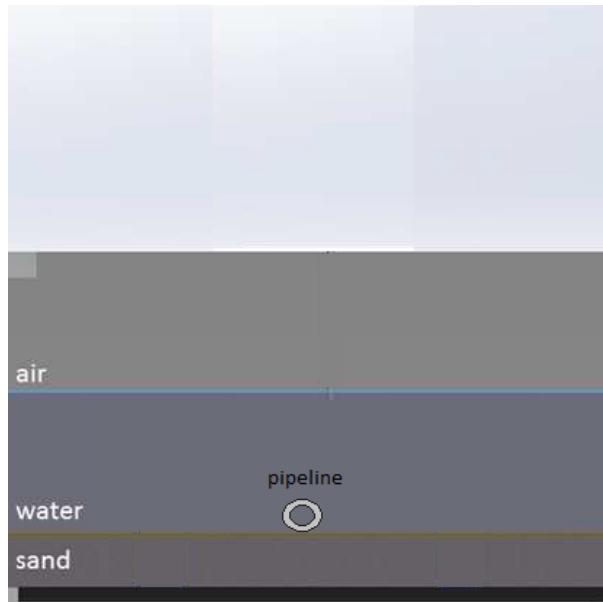


Figure C.1 – Montage (4) d'une conduite horizontale de 0,03 m de diamètre reposant sur le lit de sable dans le canal hydraulique.

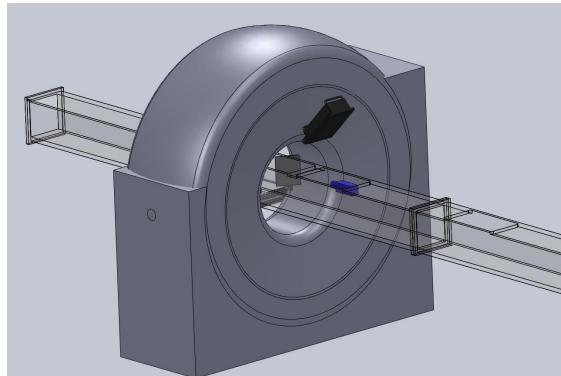
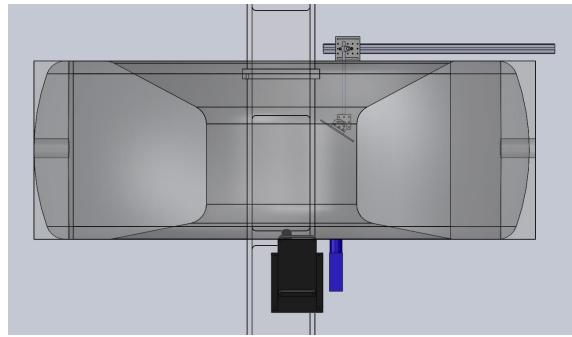


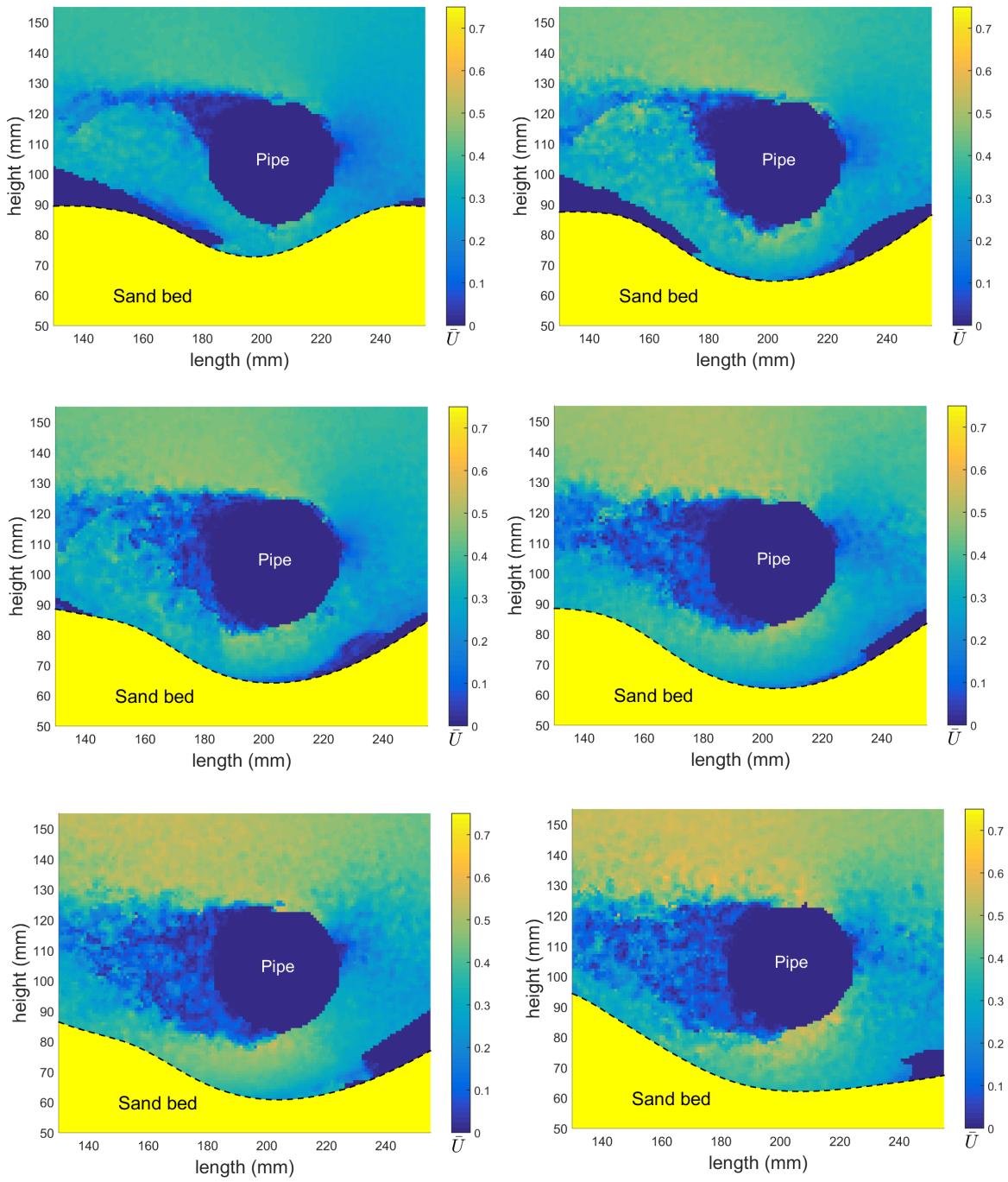
Figure C.2 – Montage 4 : Les mesures CT scan sont effectuées dans la même zone de mesures que le PIV de façon synchronisée. Une caméra PIV est utilisée (bleue) obtenant les composantes 2D de l'écoulement. Le laser (noir) est incliné pour éclairer les particules de sables dans la zone de mesure du CT scan. Le miroir est situé à la limite de la zone intérieure de mesures du scan et positionné face au laser.

La configuration synchronisée s'avère nécessaire pour l'étude de l'évolution temporelle de la dynamique sédimentaire non-stationnaire, et donc notamment pour étudier les interactions structure-sédiments. Dans ce cas, l'écoulement modifie la topographie qui à son tour modifie l'écoulement.



**Figure C.3 – Montage 4 (Vue de haut): mesures PIV et CT scans co-localisées et synchronisées, caméra PIV en mode mono (2D-2C).**

Par exemple, la configuration du montage 4 mesure la déformation du lit par une conduite horizontale suspendue et immobile au-dessus du lit de sable pour des écoulements similaires au montage 3. Les mesures CT scan sont effectuées dans la même zone de mesures que le PIV et ce, de façon synchronisée. Dans ce cas, seulement une caméra PIV est utilisée obtenant les composantes  $x$  et  $y$  de l'écoulement dans le plan 2D perpendiculaire à l'écoulement. L'avantage est que les images de PIV et CT scan sont synchronisées et co-localisées (figure C.4) et ce en temps réel. Ceci augmente donc la portée de la méthode pour divers types d'interaction et de déformation de l'interface fluide-sédiment pouvant notamment intégrer des mesures de porosité et des objets potentiellement opaques, difficilement réalisable autrement.



**Figure C.4 – Lit de sable ("sand bed") avec conduite horizontale ("pipe").** L'échelle de couleur représente l'écoulement local moyen en  $\text{m s}^{-1}$ . La conduite est suspendue et immobile. Dans cette configuration de montage (4), le PIV est fixé au CT scan et des mesures sont réalisées dans la même zone, soit à l'intérieur du CT scan. L'écoulement est de la gauche vers la droite et le courant augmente pour chacune des figures présentées ci-haut.