

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :

Dynamique des fluides

Présentée et soutenue par :

M. MAXIME ROUZES

le mardi 10 mars 2015

Titre :

ETUDE EXPERIMENTALE DE L'HYDRODYNAMIQUE D'UN ECOULEMENT TURBULENT A SURFACE LIBRE SUR FOND RUGUEUX A FAIBLE SUBMERSION

Ecole doctorale :

Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (I.M.F.T.)

Directeur(s) de Thèse :

M. OLIVIER EIFF

M. FRÉDÉRIC MOULIN

Rapporteurs :

M. DAVID HURTHER, LABORATOIRE CORIOLIS LEGI

M. NICOLAS RIVIERE, INSA LYON

Membre(s) du jury :

M. HENRI BOISSON, INP TOULOUSE, Président

M. FRÉDÉRIC MOULIN, UNIVERSITE TOULOUSE 3, Membre

Mme SEVERINE TOMAS, IRSTEA, Membre

M. OLIVIER EIFF, INP TOULOUSE, Membre

Résumé

L'étude concerne les couches limites turbulentes dans le cas d'écoulements à surface libre sur fond rugueux homogène. Afin de réaliser cette étude, deux dispositifs de mesure PIV par stéréoscopie (PIV 2D-3C) ont été mis en place avec comme double objectif de fournir les lignes directrices au design d'un système stéréoscopique PIV *in situ* et d'étudier l'influence de la faible submersion des éléments rugueux sur la structure universelle de la couche limite sur fond rugueux, i.e. pour des submersions $0{,}33 < h/D < 0{,}66$ (avec h la hauteur des rugosités et D la hauteur d'eau). Pour le premier objectif, le dispositif de mesure a permis un accès optique facilité par un point de vue incliné des caméras à la zone proche des rugosités dans des conditions naturelles d'écoulement (turbidité et éclairement naturels). Les mesures de vitesse ont été faites dans un canal hydraulique de petite dimension (12 m x 0,5 m x 0,25 m) rempli d'hémisphères positionnées en quinconce. Une étude paramétrique de l'influence de l'inclinaison des caméras ainsi que de la turbidité de l'eau sur la qualité des mesures de vitesse a été entreprise suivie par une nouvelle méthodologie basée sur l'analyse de l'intensité lumineuse dans le système. Il a été montré que l'écoulement est correctement résolu jusqu'à une turbidité d'environ 25 NTU avec un angle d'inclinaison par rapport au plan vertical de mesure de 25°. Pour le second objectif, les investigations expérimentales ont été réalisées dans une veine hydraulique de plus grande dimension (26 m x 1,10 m x 0,50 m), dont le fond rugueux est constitué par des cubes en PVC de 2 cm de côté comme dans l'étude de Florens et al. (2013). Les résultats mettent en évidence que l'étendue de la sous-couche rugueuse augmente avec la submersion pour finalement occuper toute la colonne d'eau dans le cas de la plus faible submersion ($h/D=0{,}66$). Malgré cela, une loi logarithmique est tout de même observée, et ce, quelle que soit la submersion étudiée.

Abstract

This work deals with turbulent boundary layers in open-channel flows over rough homogeneous beds. The objectives of this work are, first, to provide some guidance for the design of an efficient *in situ* stereoscopic PIV measurements system (SPIV), and, second, to assess the effect of the relative submergence on the universal turbulent boundary layer structure for very high relative submergence ratios, *i.e.* $0.33 < h/D < 0.66$ (where h is the roughness height and D the water depth). For the first objective, a stereoscopic PIV configuration was set-up with steeply inclined camera viewpoints in order to improve the image quality and the optical access into the bed canopy under naturally occurring turbid conditions. Velocity measurements were undertaken in a 12 m x 0.5 m x 0.25 m open-channel flume filled with staggered hemispheres as surrogates for bed river peebles. A parametric study was then carried out to both analyze how the turbidity and camera angle impact the quality of PIV measurements. An innovative light intensity-based methodology was developed and applied to perform data analysis. The latter shows good PIV results up to 25 NTU with an optimal camera angle with respect to the vertical PIV measurements plane of 25°. The SPIV measurements for the second objective were performed in a 26-m-long, 1.10-m-wide and 0.50-m-deep steep open channel filled with 2-cm cubes as in Florens et al. (2013). The results show that the extent of the roughness sublayer increases with the relative submergence to fill the entire water column for the highest relative submergence investigated. Despite this, the logarithmic law is still observed even for the highest relative submergence studied (h/D=0.66).

Remerciements

Mes remerciements vont en premier lieu à mes directeurs de thèse : Olivier Eiff et Frédéric Moulin sans qui ce projet n'aurait pas vu le jour. Merci de m'avoir offert cette opportunité, je ne l'oublierai pas. Vous avez su me faire confiance tout d'abord, puis faire preuve de discernement lors de périodes pas toujours faciles. Votre précision et rigueur scientifique ont été d'un grand secours tout au long de ce projet ambitieux.

Je souhaite également remercier Nicolas Rivière et David Hurther d'avoir rapporté ce travail avec autant de soin. Mes remerciements vont également aux autres membres du jury : Séverine Tomas, Carole Nahum et Henri-claude Boisson (merci d'avoir présidé avec autant de classe).

J'en profite pour remercier tout spécialement la DGA (Direction Générale de l'Armement) qui a financé ce projet, et nous a laissé une totale liberté pour les choix scientifiques faits au cours de cette thèse.

Merci à l'ensemble des membres du groupe OTE pour votre bonne humeur, votre aide et les discussions scientifiques au détour d'un couloir ou dans la salle café. Je tiens également à remercier l'IMFT pour les conditions de travail fabuleuses -je pense notamment à la Plateforme de Mécanique des Fluides Environnementale- et pour les cycles de conférences qui m'ont beaucoup apporté au cours de ces trois années.

Un remerciement tout spécial au service Signaux et Images, Sébastien Cazin, Moïse Marchal, Maëlle Ogier et Hervé Ayrolles. Pour votre compétence d'abord, ensuite pour votre patience et enfin pour votre bonne humeur même après des heures de réglage infructueux. Votre persévérance et votre exigence ont permis de mettre en place de très belles expériences. Promis, je retiendrai la différence entre "trigger" en externe et interne...

Je remercie du fond du cœur toutes les personnes qui ont contribué à la reconstruction du canal hydraulique et à son utilisation à l'heure actuelle. Dieu seul sait que la reconstruction n'a pas été sans difficulté ni surprise. Merci à mes directeurs de thèse pour la phase de dimensionnement et à Serge Font pour la construction. Merci Serge pour ta bonne humeur et tes blagues pendant ces longs moments de prise de tête sur le canal, avec toi j'ai été plombier, géomètre, peintre...et surtout merci de m'avoir répété inlassablement qu'un canal qui ne fuit pas n'est pas un vrai canal. Je tiens aussi à remercier l'Atelier Mécanique de l'IMFT, Jean-Marc Sfedj, Laurent Mouneix et Jean-Pierre Escafit pour avoir toujours répondu présent à toutes les demandes et pour vos conseils.

Je tiens à remercier tout particulièrement Emma Florens pour son travail de thèse et son manuscrit extrêmement clair ! Ta thèse a été mon livre de chevet pendant ces trois années.

En ce qui concerne mes activités extra-recherche, pour la partie enseignement, je souhaite remercier le département de mécanique des fluides et hydraulique de l'ENSEEIHT qui m'a accueilli pendant ces trois années et bien entendu Maryse André pour ces trois dernières années mais aussi pour les années étudiantes passées au sein de l'école. J'ai également eu la chance de participer au Conseil d'Unité du laboratoire où je tiens à particulièrement remercier Laurent Lacaze et Patricia Ern pour vos traductions éclairées de tous les sigles et les explications sur le fonctionnement d'un laboratoire. Merci également à François Charru pour sa confiance lors de la création de l'association des doctorants

Doct'Eau qui n'aurait pas pu être mise en place sans son soutien.

A ma famille Papa, Véro, Maman et Bernard pour votre soutien inconditionnel depuis toujours, vos conseils avisés, MERCI INFINIMENT ! ! Ça m'a beaucoup touché que tout le monde soit présent pour la soutenance. A ma sœur, Léna, que dire de plus hein...tu as toujours été là même lorsque tu étais à plus de 15000 kms, thank you sista ! A ma tante Monique et mes cousins Sébas et Frédy, grandmercé ! A mes amis d'enfance Hugo, Vincent, Alex, Claire, merci de m'avoir supporté ces trois (trente) dernières années ! Et bien sûr, Lucia, un IMMENSE merci d'être là pour moi et de me motiver tous les jours. Tu m'as appris à faire la part des choses et je t'en suis très reconnaissant. Je n'en serai pas là sans toi !

Je fais une spéciale dédicace à mon co-bureau et ami Édouard Izard. Je te remercie pour toutes les discussions scientifiques sans fin dans le bureau et aussi pour tous les nombreux autres moments (beaucoup moins sérieux) en dehors du laboratoire. Merci pour tout. Un grand merci à Audrey Filella, Jérôme Mougel pour votre contribution à tous ces moments mémorables, c'était bien cool.

Maintenant, en vrac et en espérant n'oublier personne,Julie Albagnac (SPECIAL thank you), Matthieu Mercier, Alice Harang, Falilou Coundoul, Bastien Caplang, Sylvie Senny, Laurent Lacaze, Thomas Bonometti, Adrien Thacker, Jessica Astier, Joris Bouteloup, Alexis Bougoin, Elise Almeras, Auriane Audouin, Thomas Abadie, Grégory Ehses, Nicolas Baudin, Ruddy Soeparno, Blaise Delmotte, Hervé Neau, Pierre Elyakime, Thomas Ducrocq (voisin de cœur), l'association Doct'Eau, François Charru, Eric Climent, Catherine Colin,...., je vous remercie d'avoir participé à faire de l'IMFT un endroit agréable où travailler.

Je dédie cette thèse à mes grands parents André et Madeleine Malval, et Jean et Maryse Rouzès.

Table des matières

1 Introduction **1**
1.1 Contexte . . . 2
1.2 Écoulement turbulent sur paroi lisse . . . 4
1.3 Écoulement turbulent sur fond rugueux . . . 11
1.3.1 Définition de la longueur de rugosité équivalente k_s^+ . . . 11
1.3.2 Loi logarithmique et loi déficitaire en écoulement turbulent pleinement rugueux . . . 12
1.3.3 Concept de double moyenne . . . 13
1.3.4 Hauteur de sous-couche de rugosités z_{rs} . . . 15
1.4 Paramètres de paroi (u_*,d,k_s) . . . 18
1.4.1 Vitesse de frottement u_* . . . 18
1.4.2 Hauteur de déplacement d et longueur de rugosité équivalente k_s . . . 19
1.4.3 Position de la loi logarithmique dans l'écoulement . . . 20
1.5 Effet de la submersion relative α . . . 20
1.5.1 Effets des rugosités de fond . . . 21
1.5.2 Effets de la surface libre . . . 23
1.6 Enjeux métrologiques . . . 25
1.7 Stratégie de la thèse . . . 27

2 PIV stéréoscopique appliquée à l'étude de couches limites turbulentes en conditions naturelles **29**
2.1 Introduction . . . 30
2.2 Dispositif expérimental . . . 35
2.2.1 Le canal hydraulique . . . 35
2.2.2 Dispositif de vélocimétrie PIV par stéréoscopie . . . 36
2.2.3 Protocole expérimental . . . 37
2.3 Distribution lumineuse dans le système stéréoscopique PIV . . . 44
2.3.1 Éléments sur la diffusion de la lumière . . . 44
2.3.2 Modélisation de la distribution lumineuse . . . 45
2.4 Traitement des images . . . 52
2.4.1 Pré-traitement des images . . . 52
2.4.2 Évolution du chemin optique total $s(z)$ en fonction de l'angle d'inclinaison des caméras θ . . . 53
2.4.3 Résolution pixelique dz en fonction de la profondeur z . . . 53

2.4.4 Statistique des intensités moyennées . . . 54
2.4.5 Distribution gaussienne de la nappe laser dans la zone de mesure 54
2.5 Analyse des intensités lumineuses dans le système stéréoscopique PIV . . 58
2.5.1 Détermination du coefficient d'atténuation lumineuse c . . . 58
2.5.2 Dépendance angulaire de la lumière réfléchie . . . 61
2.5.3 Étude spatiale des rms de l'intensité lumineuse . . . 62
2.5.4 Profils des corrélations PIV . . . 64
2.5.5 Analyse des profils de vitesses . . . 66
2.6 Conclusion . . . 71

3 Dimensionnement hydraulique, investigations expérimentales et technique de mesure 73
3.1 Dimensionnement hydraulique des régimes d'écoulement et de la pente I du canal hydraulique . . . 75
3.1.1 Éléments sur le choix des macro-rugosités . . . 75
3.1.2 Définition des macro-rugosités . . . 79
3.1.3 Modélisation hydraulique . . . 81
3.2 Description du canal hydraulique . . . 90
3.3 Régimes d'écoulements . . . 93
3.4 Campagne de mesure et post-traitement des données . . . 94
3.4.1 Création du jeu de données SPIV . . . 94
3.4.2 Plans verticaux S1P1, S1P2 et S1P3 . . . 96
3.4.3 Disposition du matériel de mesure . . . 97
3.4.4 Post-traitement des données . . . 98
3.5 Méthode de mesure : SPIV . . . 102
3.5.1 Acquisition des images . . . 103
3.5.2 Calibration et auto-calibration en PIV stéréoscopie . . . 103
3.5.3 Traitement des images . . . 107
3.6 Validation des hypothèses d'étude du dimensionnement hydraulique . . . 111
3.6.1 Stationnarité de la veine hydraulique . . . 111
3.6.2 Validation des régimes d'écoulement . . . 114
Conclusion . . . 119

4 Submersion et loi logarithmique 121
4.1 Indépendance et convergence statistique des données . . . 122
4.1.1 Indépendance statistique des données . . . 122
4.1.2 Convergence temporelle . . . 125
4.2 Comparaison du régime $\alpha = 0{,}33$ à la littérature . . . 127
4.2.1 Correction des variations du débit . . . 128
4.2.2 Présentation des champs moyennés temporellement . . . 129
4.2.3 Estimation de la hauteur de la sous couche de rugosités . . . 132
4.2.4 Loi logarithmique et paramètres de parois (u_*, d, z_0) . . . 135
4.3 Influence de la submersion relative α . . . 139
4.3.1 Topologie de l'écoulement sous l'effet de la submersion . . . 139

4.3.2 Définition de la hauteur de sous-couche de rugosités 150
4.3.3 Effet de la submersion sur les grandeurs statistiques turbulentes . 154
4.3.4 Effet de la submersion sur les paramètres de paroi (u_*,d,k_s) 159
4.3.5 Existence et bornes de la loi logarithmique 160
Conclusion 163

Bibliographie **169**

Chapitre 1

Introduction

Ce chapitre introductif a vocation à présenter le contexte du travail présenté dans ce manuscrit de thèse. Il présente tout d'abord le positionnement de cette étude par rapport aux problématiques abordées. Il donne ensuite les éléments bibliographiques nécessaires à la compréhension des phénomènes physiques relatifs à ce travail de recherche.

1.1 Contexte

La première observation de la turbulence a vraisemblablement été faite par Léonard de Vinci (1452-1519) qui a le premier décrit l'hydrodynamique d'une rivière autour d'une pile de pont (voir figure 1.1). Sur son croquis, il est communément admis qu'il se met en scène en train d'observer l'écoulement d'une rivière autour d'un pont. En marge de son dessin, il note : 'observing the motions, they are similar to curls of hair. Water flows consist of two kind of vortices ; one vortex motion is promoted by mainstream, whereas the other is generated intermittently by separated reverse flows.'

Son dessin met clairement en évidence des tourbillons en épingles à cheveux d'un écoulement turbulent à surface libre autour d'une pile de pont. Son assertion se révèle alors presque exacte, même à la lumière des connaissances actuelles sur les structures cohérentes des écoulements turbulents à surface libre sur un obstacle.



Figure 1.1 – Auto-portrait présumé de Léonard de Vinci (1452-1519). Son croquis et son assertion décrivent des structures cohérentes autour d'une pile de pont (source : *The Royal Library, Windsor Castle*).

Malgré cette contribution notable de Léonard de Vinci sur la description de l'hydrodynamique d'un écoulement en rivière par des observations minutieuses, aucune explication théorique ne vient compléter ses observations. Suite à cela, l'hydrodynamique n'a alors pas connu d'avancée notable pendant près de 400 ans. Ce n'est pas le cas de l'hydrostatique qui a aboutie à la théorie des écoulements potentiels suite aux travaux du groupe de Bâle, emmené par J. Bernoulli père (1667-1748) et fils D. Bernoulli (1700-1782) ainsi que L. Euler (1707-1783). Mais cette théorie peine à être appliquée sur des cas concrets, par exemple lors de la construction d'ouvrages hydrauliques (type seuils, conduites, aqueduc,...). La raison principale réside dans la différence existante entre les fluides parfaits et les fluides réels qui nécessitent une description précise des forces de frottement.

Deux siècles plus tard, deux contributions scientifiques majeures vont être réalisées à vingt d'ans d'intervalle par Reynolds (1883) découvrant les régimes laminaires/turbulents et Prandtl (1904) pour sa présentation de la théorie des couches limites. Ces scientifiques

sont bien souvent considérés comme les pères fondateurs de la mécanique des fluides modernes pour leurs travaux respectifs.

Suivant ces deux découvertes conjointes, l'application de la théorie des couches limites a alors été naturellement guidé par le contexte mondial de l'époque (Iere et IIeme guerre mondiale). Les études se sont alors principalement dirigées vers l'étude de l'aérodynamique en vue du dimensionnement des avions par exemple. Durant cette période, les études sur les écoulements en rivière, que l'on nommera à partir de maintenant les écoulements à surface libre, sont moins nombreuses. Ce manque d'intérêt pour l'étude des écoulements à surface libre durant cette période est également renforcé par le fait que les techniques de mesure de l'époque ne sont pas du tout adaptées aux mesures dans l'eau. Depuis les années 1960, le développement des techniques de mesure adaptées aux mesures dans l'eau combiné à l'avènement des moyens numériques ont rendu possible l'étude de la turbulence des écoulements à surface libre.

Ce très rapide historique de la mécanique des fluides n'a pas vocation à être une liste exhaustive de toutes les avancées majeures de la mécanique des fluides mais simplement de montrer que l'intérêt de comprendre et décrire les écoulements naturels est présent depuis très longtemps. A l'heure actuelle, les nombreuses études sur l'hydrodynamique des écoulements turbulents à surface libre (Nikora et al. (2007), Florens (2010), Nepf (2012)) démontrent encore un vif intérêt pour ces problématiques. Dans le contexte socio-économique, il semble assez clair que l'un des enjeux sociétaux concerne les problématiques environnementales. La modélisation numérique et/ou physique des hydro-écosystèmes est en effet largement utilisée pour prédire les impacts de l'activité humaine sur la nature tels que les accidents de pollutions (dispersion et mélange de polluants dans les sous-sols et/ou l'océan) ou les risques liés à des événements extrêmes (avalanches, inondations, raz-de marée,...). Les recherches actuelles s'orientent aujourd'hui vers une modélisation plus fine de l'hydrodynamique des écoulements fluviaux en s'intéressant aux problématiques d'érosion des berges ou de transport sédimentaire en vue, par exemple, de restaurer la continuité écologique des cours d'eau.

La majorité des écoulements naturels décrits précédemment sont des écoulements turbulents. Le phénomène de turbulence lors du mouvement d'un fluide peut être observé dans la vie de tous les jours, et concerne des fluides usuels tels que l'eau ou l'air. Mais la turbulence apparaît également dans la nature, par exemple pour les écoulements de fluides stellaires ou les écoulements géophysiques. Les écoulements en rivière sont eux à ranger dans la catégorie des écoulements possédant une direction privilégiée. Ils se rangent au sein de la mécanique des fluides environnementale. On adoptera la terminologie d'écoulements turbulents à surface libre dans la suite de cette étude.

La modélisation de ce type d'écoulements nécessite une description spatiotemporelle fine de la turbulence qui ne peut être réalisée par l'application de la théorie potentielle applicable seulement aux fluides parfaits. Les mouvements de fluides réels sont gouvernées par les équations de Navier-Stokes dont aucune expérience ne réfute à ce jour la validité pour la description du mouvement de fluides réels en régime turbulent. Il n'existe malheureusement pas encore de définition générique et précise de la turbulence en mécanique des fluides, et cette dernière reste en l'état actuel des connaissances une question ouverte. La résolution complète de la turbulence a d'ailleurs été répertoriée en l'an 2000 par la

fondation mathématique savante "The Clay Mathematics Institute of Cambridge" comme l'un des sept problèmes du millénaire. La compréhension de la turbulence passe, selon leur point de vue, par la résolution des équations de Navier-Stokes qui ne possèdent à ce jour pas de solution analytique théorique (excepté dans des configurations particulières d'écoulements).

Malgré ce problème lié à la résolution des équations de Navier-Stokes, ces dernières peuvent être utilisées pour la description de la turbulence. Les grandes caractéristiques distinctives de la turbulence sont le comportement aléatoire et ses sensibilités aux conditions initiales et aux limites. Les nombreuses études sur la turbulence ont permis de distinguer plusieurs classes de turbulence. La classification de tous les types de turbulence connue est donnée dans le livre de Chassaing (2000). Dans cette classification, les écoulements en canaux sont rangés dans la classe d'une turbulence inhomogène multi-échelles par cisaillement simple. Dans cette typologie d'écoulement, les processus advectifs et diffusifs ne peuvent pas être décrits à partir d'une seule échelle de temps. A partir de considérations sur les échelles temporelles et spatiales de ces écoulements, Prandtl (1904) a réussi à montrer dans sa théorie des couches limites sur paroi le partitionnement vertical en sous-couches de l'écoulement. Afin d'appréhender la turbulence présente dans cette étude, il est tout d'abord présenté la théorie des couches limites appliquée à un écoulement turbulent sur paroi lisse.

1.2 Écoulement turbulent sur paroi lisse

La présentation des écoulements de paroi sur fond lisse faite dans cette section est largement inspirée de la monographie de Nezu and Nakagawa (1993). La structure verticale de la couche limite turbulente d'un écoulement peut être décrite par les équations de Navier-Stokes moyennées au sen de Reynolds. La décomposition de Reynolds permet alors de séparer les grandeurs moyennes des fluctuations à la moyenne par la relation :

$$\Psi(\overrightarrow{x},t) = \overline{\Psi(\overrightarrow{x})} + \Psi^{'}(\overrightarrow{x},t) \tag{1.1}$$

où :
- $\Psi(\overrightarrow{x},t)$: la grandeur totale,
- $\overline{\Psi(\overrightarrow{x})}$: la grandeur moyenne,
- $\Psi^{'}(\overrightarrow{x},t)$: la fluctuation à la moyenne.

Le système de coordonnées choisi dans cette étude est un repère cartésien orthonormé direct (x,y,z) avec respectivement x la direction longitudinale, y la direction transverse et z la direction verticale (voir figure 1.2). Les composantes longitudinales, transverses et verticales de la vitesse moyenne sont notées respectivement $\overline{u}$, $\overline{v}$ et $\overline{w}$ et les fluctuations de vitesse associées $u^{'}$, $v^{'}$ et $w^{'}$. L'angle du canal avec l'horizontale est noté β et la hauteur d'eau D. $\overrightarrow{g}$ est l'accélération gravitationnelle.

Dans le cas d'un écoulement turbulent, stationnaire, bidimensionnel, en canal incliné, les équations de continuité des vitesses et de quantité de mouvement peuvent être décrites par les relations suivantes :

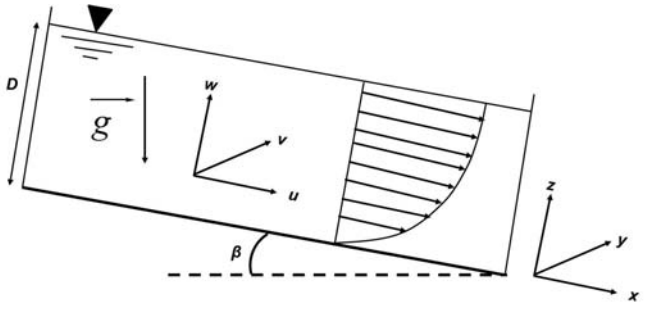

FIGURE 1.2 – Définition du système de coordonnées utilisé pour la présentation d'un écoulement turbulent sur une paroi lisse.

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} = 0 \tag{1.2}$$

$$\overline{u}\frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \overline{w}\frac{\partial \overline{u}}{\partial z} = g\sin\beta - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{P}}{\partial x} + \frac{\partial(-\overline{u'^2})}{\partial x} + \frac{\partial(-\overline{u'w'})}{\partial z} + \nu\nabla^2\overline{u} \tag{1.3}$$

$$\overline{u}\frac{\partial \overline{w}}{\partial x} + \overline{w}\frac{\partial \overline{w}}{\partial z} = g\cos\beta - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{P}}{\partial z} + \frac{\partial(-\overline{u'w'})}{\partial x} + \frac{\partial(-\overline{w'^2})}{\partial z} + \nu\nabla^2\overline{w} \tag{1.4}$$

avec ρ la densité du fluide (kg.m^{-3}), $\overrightarrow{g}$ l'accélération gravitationnelle (m.s^{-2}), $\overline{P}$ la pression moyenne (en Pa), ν la viscosité cinématique (m^2.s^{-1}) et β la pente du canal. Dans le cas d'un écoulement établi ($\partial\overline{u}/\partial x = 0$) et en utilisant l'équation de continuité (1.2), on écrit alors $\partial\overline{u}/\partial x = \partial\overline{w}/\partial z = 0$. En appliquant la condition aux limites à la surface libre ($w(z{=}0) = 0$), on en déduit finalement que la composante verticale w est nulle quelque soit x et z. L'intégration de l'équation 1.4 suivant la direction z donne alors :

$$\frac{\overline{P}}{\rho} = (D-z)g\cos\beta + (\overline{w'^2}_s - \overline{w'^2}) + \frac{\overline{P_s}}{\rho} \tag{1.5}$$

où D est la hauteur d'eau et $w_s^{'}$ la fluctuation verticale de vitesse en $z = D$. Cette dernière est nulle à la surface. Les contributions hydrostatiques et turbulentes à la pression moyenne sont données par le premier et le dernier terme du membre de droite de l'équation 1.5. Hors, $\partial P/\partial x = 0$ et la pression à la surface P_s égale à une constante. Sous les doubles hypothèses d'écoulement établi quasi-2D, l'intégration de l'équation 1.3 entre z et D donne :

$$0 = g\sin(\beta)(D-z) + \underbrace{\left[-\overline{u'w'} + \nu\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial z}\right)\right]_z^D}_{\tau/\rho} \tag{1.6}$$

Sous les doubles hypothèses d'écoulement établi et bidimensionnel, en intégrant l'équation 1.3 on obtient la relation sur la contrainte totale de cisaillement suivante, entre z et D donne :

$$g\sin(\beta)(D-z) = -\overline{u'w'} + \nu\left(\frac{\partial\overline{u}}{\partial z}\right)(z) = \frac{\tau}{\rho} \tag{1.7}$$

avec τ la contrainte totale de cisaillement.

La contrainte totale de cisaillement est reliée à la contrainte pariétale τ_p en $z = 0$. La vitesse de frottement u_* est introduite dans les équations par des considérations dimensionnelles. Ainsi on obtient une expression du frottement pariétal τ_p égale à :

$$\frac{\tau_p}{\rho} = gD\sin\beta = u_*^2 \tag{1.8}$$

L'expression de la contrainte totale de cisaillement τ prend alors la forme suivante :

$$\frac{\tau}{\rho} = -\overline{u'w'} + \nu\frac{\partial\overline{u}}{\partial z} = u_*^2\left(1-\frac{z}{D}\right) \tag{1.9}$$

Le comportement linéaire de la contrainte totale de cisaillement est ainsi montré. Cette dernière varie depuis la contrainte pariétale τ_p au fond du canal (en $z = 0$) jusqu'à zéro à la surface libre ($z = D$).

Par des considérations temporelles et spatiales, la théorie des couches limites montre que les différents processus physiques en jeu dans l'écoulement ne peuvent pas être décrits par une seule et même échelle caractéristique de vitesse et de longueur. Les processus d'advection et de diffusion turbulente et visqueuse sont pour certains cantonnés à des zones particulières de l'écoulement. Prandtl (1904) montre ainsi que l'écoulement peut être partitionné verticalement en trois régions distinctes : la région proche paroi, la région intermédiaire et la région externe (voir figure 1.3).

La région proche paroi, *i.e.* $z/D <$ 0 - 0,15, est appelée la couche interne et possède comme échelles caractéristiques de vitesse et de longueur u_* et ν/u_*, notées l_v et appelées la longueur visqueuse.On parle alors de variables internes, $^+$. Par opposition, ils définissent la couche externe, *i.e.* 0,6 $< z/D <$ 1, comprenant une région intermédiaire, *i.e.* $\sim$ 0,15 $< z/D <$ 0,6, et une autre région dite de surface libre allant de $z/D \sim$ 0,6 jusqu'à la surface libre. Dans cette région, on parle alors de variables externes. Dans la région intermédiaire, Nezu and Nakagawa (1993) expliquent que c'est une zone inertielle qui ressent conjointement les effets de paroi et les effets de la surface libre, mais de manière atténuée. Les échelles caractéristiques de vitesse et de longueur dans cette zone sont alors u_* et z. Dans la zone externe de l'écoulement, les échelles caractéristiques de vitesse et de longueur de l'écoulement sont respectivement la vitesse maximale u_{max} et l'épaisseur de couche limite δ. La théorie des couches limites turbulentes sur paroi lisse a été initialement conceptualisée pour des écoulements non-confinés type couches limites atmosphériques. L'échelle caractéristique de la couche externe est donc naturellement l'épaisseur de couche limite δ. Le cas présent de cette étude concerne les écoulements turbulents à surface libre. Ils sont donc par définition contraints verticalement par la surface libre qui vient limiter

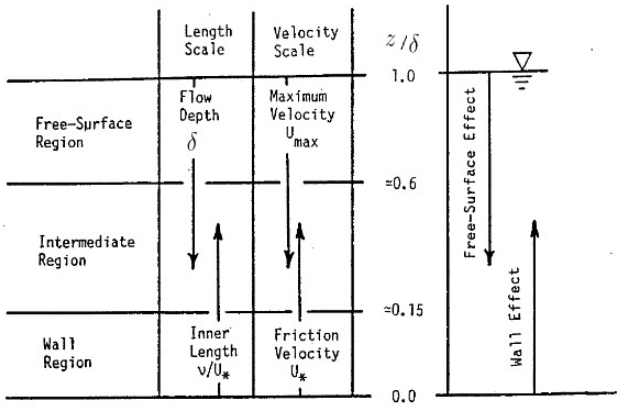

FIGURE 1.3 – Partionnement vertical des régions d'une couche limite turbulente sur paroi lisse (*source* : Nezu and Nakagawa (1993)). Sur cette figure la hauteur d'eau D est notée δ.

la croissance verticale de la couche limite par le haut. Par conséquent, il est définit pour la suite de l'étude l'échelle caractéristique de couche limite comme la hauteur d'eau D.

Pour les écoulements de couches limites laminaires stationnaires, les lois de frottement et de distribution de vitesses peuvent être trouvées analytiquement (par exemple la solution de Blasius). A contrario, les profils de vitesses et les lois de frottement d'un écoulement turbulent sont confrontés aux problèmes de fermeture des modèles, dus à l'apparition des contraintes turbulentes dans le système d'équations de Navier-Stokes.

Dans la région interne de l'écoulement, le profil de vitesse suit la célèbre loi de paroi. Bien que des modèles de turbulence multi-équations d'ordre 1 ou plus soient nécessaires pour résoudre des problèmes complexes, le modèle de longueur de mélange de Prandtl est très approprié à la prédiction des lois de frottement et de profils de vitesse dans le cas d'un écoulement turbulent à surface libre uniforme quasi-2D (Nezu and Nakagawa (1993)).

Ce modèle de fermeture, qui relie -$\overline{u'w'}$ à la vitesse $\overline{u}$ est égal :

$$-\overline{u'w'} = l_M^2 \left|\frac{\partial u}{\partial z}\right| \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right) \tag{1.10}$$

où l_M est la longueur de mélange.

En adimensionnant par u_* comme échelle caractéristique de vitesse et par la longueur visqueuse ν/u_* comme échelle de longueur, une combinaison des équations 1.9 et 1.10 donne la relation suivante :

$$\frac{du^+}{dz^+} = \frac{2(1-\xi)}{1+\sqrt{1+4l_M^{+2}(1-\xi)}} \tag{1.11}$$

avec $\xi = z/D$, $u^+ = \overline{u}/u_*$, $z^+ = z/(\nu/u_*)$.

En région proche paroi, $\xi \ll 1$, l'équation 1.11 n'est exprimée qu'avec des variables internes et se réduit alors à :

$$\frac{du^+}{dz^+} = \frac{2}{1+\sqrt{1+4l_M^{+2}}} \tag{1.12}$$

L'équation 1.12 est la loi de paroi. Cette équation ne peut être résolue que si la longueur de mélange est clairement spécifiée. Dans ses travaux, Prandtl (1904) a proposée la relation $l_M^+ = \kappa\ y^+$ (où κ est la constante de Von Karman).

Ce modèle de longueur de mélange peut être modifié par le modèle de longueur de mélange de van Driest (1956) permettant d'inclure les effets visqueux en région très proche du mur, là où ils sont prépondérants. Ce modèle de longueur de mélange modifié s'écrit :

$$l_M^+ = \kappa z^+ \Gamma(z^+) \tag{1.13}$$

avec $\Gamma(z^+)$ = 1 - exp($-z^+\ B_{vD}$) la fonction d'amortissement de van Driest, et B_{vD} la facteur d'amortissement (modélisant la force des effets visqueux proche du mur).

Dans la sous-couche visqueuse, *i.e.*, $z^+ \to 0$, les effets visqueux sont prépondérants. En imposant une condition de non-glissement à la paroi, le profil de vitesse se déduit alors de l'équation 1.12 et 1.13 (avec $l_M \to 0$) et s'écrit par la relation :

$$u^+ = z^+ \tag{1.14}$$

Les données expérimentales permettent de dire que cette équation est valable jusqu'à une longueur environ égale à $5l_v$, et d'ordre de grandeur $O(0{,}5\ mm)$.

A mesure que z^+ devient grand, les effets visqueux diminuent avec pour conséquence la fonction d'amortissement de van Driest qui tend vers 1 et $l_M^+ = \kappa\ z^+$. Les profils de vitesse suivent alors la loi logarithmique :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln z^+ + A \tag{1.15}$$

avec $A \sim 5{,}2$ une constante d'intégration. Les expériences ont montré que le profil de vitesse suit la loi logarithmique pour des $z^+ > 30$. La région intermédiaire ($5 < z^+ < 30$) est appelée zone tampon pour laquelle il n'existe pas de solution analytique. Cependant, une courbe théorique peut être obtenue numériquement à partir de l'équation 1.12 en utilisant le modèle de longueur de mélange de van Driest (équation 1.13) avec $B_{vD} = 26$.

Le profil de vitesse moyen dévie systématiquement de la loi logarithmique dans la zone externe de l'écoulement à une profondeur généralement située à $\xi \approx 0{,}2$ (Nezu and Nakagawa (1993), Tachie et al. (2003)).

La loi logarithmique n'est valable par définition que dans la couche interne de l'écoulement. Dans la couche externe, les expériences montrent que la déviation du profil logarithmique ne peut pas être négligée. La loi déficitaire, qui fait partie des comportements similaires, décrit le profil de vitesse dans la couche externe. La similarité des profils est faite par raccordement des gradients verticaux de vitesse longitudinale moyenne dans une zone vérifiant conjointement $z^+ \gg 1$ et $\xi \ll 1$ pour un nombre de Reynolds $Re_* = u_* D/\nu$.

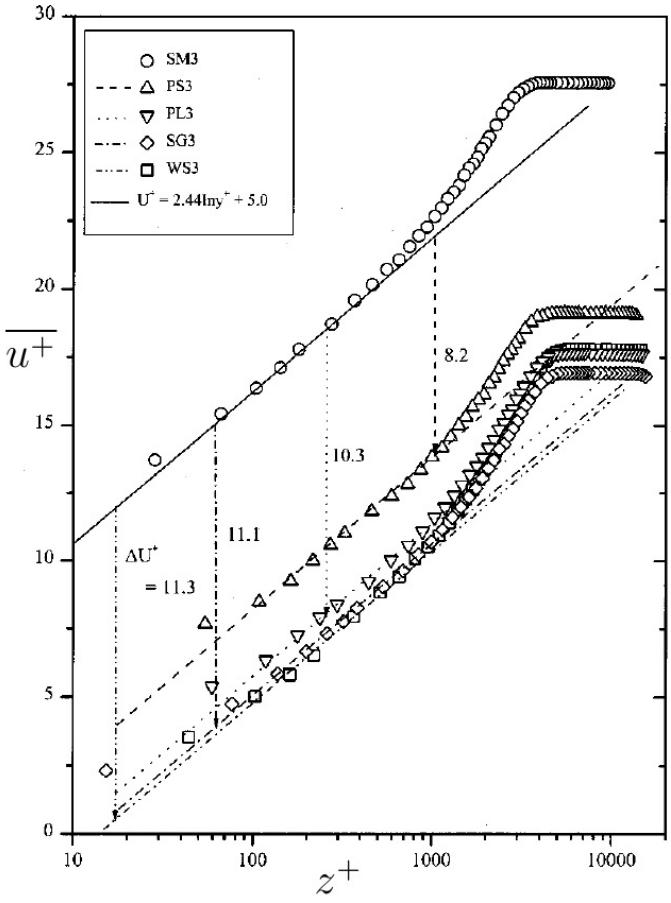

Figure 1.4 – Profils verticaux de vitesse moyenne $\overline{u^+}$ en représentation semi-logarithmique. Les expériences sont menées en soufflerie pour des écoulements turbulents pleinement rugueux dont les nombre de Reynolds de rugosité k_s^+ sont égaux à 190 pour le régime PS3, 267 pour PL3, 184 pour SG3 et 88 pour WS3 (*source* : Tachie et al. (2003))

Pour la couche externe, la déviation du profil de vitesse de la loi logarithmique doit être prise en compte (voir figure 1.4).

Pour décrire la déviation du profil de vitesse de la loi de paroi, la littérature retient surtout les travaux de Coles (1956) qui a permis de faire une similitude entre cette déviation et les écoulements de sillage. L'auteur explique que cette zone est le siège d'une activité turbulente intense. et que la loi déficitaire provient du processus de mélange aux grandes échelles de la turbulence, ce qui lui permet de faire une similitude avec les écoulements de sillage. La déviation du profil logarithmique est alors corrigée grâce à une fonction de correction de sillage, appelée communément fonction de sillage. Le profil de vitesse est alors la combinaison d'un profil en turbulence sur paroi et d'une correction de sillage en turbulence libre. Coles (1956) propose de modifier le profil de vitesse de la façon suivante :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln z^+ + A + \omega(\xi) \tag{1.16}$$

où $\omega(\xi)$ est appelée la fonction de sillage ou "wake function" en anglais. Cette fonction de correction de sillage s'écrit :

$$\omega(\xi) = \frac{2\Pi}{\kappa} \sin^2\left(\frac{2}{\pi}\xi\right) \tag{1.17}$$

où Π est le paramètre de *Coles*. Cette fonction de sillage a l'avantage d'être très opérationnelle en pratique mais le désavantage d'être exprimée avec seulement des variables externes. La loi déficitaire est alors une combinaison de variables internes et externes. Selon les travaux de Purtell et al. (1981), la loi déficitaire peut être réécrite complètement en variables externes suivant la relation :

$$\frac{u_{max} - \overline{u}}{u_*} = -\frac{1}{\kappa} \ln(\xi) - \frac{\Pi}{\kappa}\omega(\xi) + 2\frac{\Pi}{\kappa} \tag{1.18}$$

Coles (1962) en 1962 a publié une étude à partir de l'analyse de données expérimentales et montré que le paramètre de Coles Π devient indépendant du nombre de Reynolds pour $Re_* > 6000$ préconisant alors les valeurs de 0,55 à 0,60. Ces travaux ont été réalisés pour une couche limite sur plaque plane sans gradient de pression et pour un nombre de Reynolds suffisamment élevé.

Plus tard, Nezu and Nakagawa (1993) sont arrivés à la même conclusion concernant les écoulements à surface libre. C'est également le point de vue de Castro (2007) qui explique que seule la fonction $\omega(\xi)$ est universelle et que le paramètre Π est fonction de la rugosité de fond. Par conséquent le paramètre Π est très dépendant de la détermination des paramètres de paroi (u_*, d,k_s) (voir les travaux de thèse de Florens (2010)) avec respectivement u_* la vitesse de frottement, d la hauteur de déplacement et k_s la longueur équivalente de rugosité.

Pour cette étude des écoulements turbulents sur fond lisse, et selon le point de vue de Nezu and Nakagawa (1993), on retiendra préférentiellement la forme de la loi déficitaire comme la combinaison de 1.16 et 1.17 écrite sous la forme :

$$\frac{u_{max} - \overline{u}}{u_*} = -\frac{1}{\kappa}\ln(\xi) + \frac{2\Pi}{\kappa}\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\xi\right) \tag{1.19}$$

L'application de la théorie des couches limites turbulentes sur paroi lisse a permis de modéliser la structure verticale d'un écoulement turbulent sur une paroi lisse. Les résultats majeurs de cette théorie sont :

- Le partitionnement vertical de l'écoulement en trois régions distinctes : la région de paroi, la région intermédiaire et la région externe,
- L'universalité de la loi logarithmique au sein de l'écoulement et la similarité du profil de vitesse dans la couche externe,
- La proposition d'une échelle caractéristique de vitesse u_*, pensée comme responsable du transfert de quantité de mouvement des grandes échelles jusque vers les plus petites échelles de la turbulence.

Cependant, l'application de cette théorie aux écoulements turbulents sur paroi rugueuse n'est pas directe. En effet, cette théorie a été pensée pour des écoulements turbulents non-confinés, sans gradient de pression, et sur une paroi lisse.

1.3 Écoulement turbulent sur fond rugueux

La majorité des écoulements naturels ont lieu sur un fond rugueux. Par exemple, les écoulements atmosphériques, dans la zone proche paroi que l'on appelle la couche de surface, traversent des zones habitées (qui peuvent être des villes moyennes, ou des mégalopoles) et des zones rurales qui peuvent être constituées d'immenses forêts ou de déserts. La rugosité de paroi est alors constituée par les différents obstacles rencontrés par l'écoulement. Il en est de même dans le cas des rivières où les fonds peuvent être constitués de galets ou de sable selon l'endroit et le type de rivière. La rugosité hydraulique de fond nécessite donc une inspection plus approfondie afin de modéliser son influence sur la structure verticale de la couche limite.

1.3.1 Définition de la longueur de rugosité équivalente k_s^+

La présence de rugosités sur la paroi rend la définition de la vitesse de frottement proposée par la théorie des couches limites turbulente sur paroi lisse caduque puisque la vitesse de frottement u_* ne peut plus alors seulement être pensée comme la quantité de mouvement absorbé par une paroi lisse (voir Pokrajac et al. (2006)). Dans ses travaux précurseurs, Nikuradse (1933) a étudié des écoulements turbulents avec un fond rugueux et mené une vaste campagne expérimentale pour des écoulements turbulents en conduite rugueuse qui a abouti à la définition de la longueur de rugosité k_s. Il a montré que la présence d'obstacles dans l'écoulement fait apparaître une nouvelle échelle de longueur en écoulement proche paroi, en plus de la longueur visqueuse ν/u_* toujours présente. Il définit cette nouvelle longueur comme une rugosité équivalente de sable qui dépend des paramètres géométriques des rugosités. Ses travaux montrent que dans le cas d'un fond constitué de grains de sable cette longueur est proche du diamètre des grains mais pas

tout à fait identique. Le fond rugueux n'est plus seulement représenté par son aspect de surface mais également par les propriétés dynamiques de l'écoulement (Florens (2010)). Cette longueur caractéristique est habituellement définie comme la longueur de rugosité équivalente, et notée k_s. Afin de déterminer l'influence des rugosités sur l'écoulement, on construit une variable adimensionnelle comparant cette longueur de rugosité à la longueur visqueuse. Ce nombre adimensionnel est appelé le nombre de Reynolds de rugosité k_s^+, et s'écrit $k_s^+ = k_s u_* / \nu$.

Les fonds peuvent être alors classés selon le nombre de Reynolds de rugosité en trois catégories (Jiménez (2004)) :

- pour $k_s^+ < 5$, les fonds hydrauliquement lisses,
- pour $5 < k_s^+ < 70$, les fonds en transition lisse/rugueux,
- pour $k_s^+ > 70$, les fonds hydrauliquement rugueux.

La hauteur de la sous-couche visqueuse est estimée à environ $5l_v$ (tout comme dans la théorie des couches limites turbulentes sur fond lisse). Le fond est donc hydrauliquement lisse si $k_s^+ < 5$. Dans ce cas, la taille caractéristique des rugosités est inférieure à l'épaisseur de la sous-couche visqueuse et l'écoulement se comporte alors comme un écoulement turbulent sur une paroi lisse.

Lors de la transition vers un régime complètement rugueux, l'écoulement ressent simultanément les effets visqueux et les effets des rugosités. Cette transition lisse/rugueux dépend fortement des caractéristiques géométriques des rugosités de fond et du nombre de rugosité de Reynolds k_s^+ (Jiménez (2004)).

Dans le régime hydrauliquement rugueux, l'effet des rugosités sur l'écoulement est prépondérant. La taille des rugosités est beaucoup plus élevée que la hauteur de la sous-couche visqueuse. Le profil de vitesse ne dépend plus alors que de z/k_s et de u_*. La présence de macro-rugosités a pour conséquence l'apparition d'une nouvelle couche dans l'écoulement caractéristique de l'influence des rugosités sur l'écoulement : la sous-couche de rugosités. Dans cette sous-couche, l'écoulement doit contourner les obstacles qui s'offrent à lui, et se tridimensionnalise complètement. On est alors dans le cas d'un écoulement tridimensionnel turbulent et hydrauliquement rugueux au sens de Jiménez (2004). L'analogie avec les couches limites turbulentes sur fond lisse permet de diviser l'écoulement en trois régions distinctes : la sous-couche de rugosités, la sous-couche logarithmique et la sous-couche externe. Ce nouveau partitionnement vertical conduit à réécrire les lois de paroi et déficitaires en fonction de la nouvelle échelle caractéristique de longueur k_s.

1.3.2 Loi logarithmique et loi déficitaire en écoulement turbulent pleinement rugueux

Suivant les travaux de Jackson (1981) pour des écoulements turbulents sur fond rugueux, une hauteur de déplacement d apparaît dans le profil logarithmique de vitesse comme la hauteur de référence pour l'axe vertical z. L'auteur explique que cette hauteur est le plan d'application où la trainée de la surface, *i.e.* des rugosités, commence à agir. Il indique également que cette hauteur correspond au déplacement moyen subit par les contraintes turbulentes $-\overline{u'w'}$. La hauteur de déplacement d apparaît alors dans la loi

logarithmique qui devient :

$$\frac{\overline{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z-d}{k_s}\right) + A_r \tag{1.20}$$

avec A_r la constante d'intégration en régime pleinement rugueux. Cette constante peut être reliée au régime lisse par la relation $A_r = A + 1/\kappa \ln(k_s^+)$. En régime pleinement rugueux, sa valeur est prise égale à 8,5 (Nezu and Nakagawa (1993)) et déterminée expérimentalement.

Dans la communauté atmosphérique, la relation 1.20 peut être réécrite en terme de z_0. L'équation 1.20 devient alors :

$$\frac{\overline{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) \tag{1.21}$$

avec z_0 l'ordonnée à l'origine de la loi logarithmique (qui représente physiquement parlant la mesure du degré de rugosité de la surface), et liée à k_s par la relation $z_0 = e^{-\kappa C_r} k_s$.

La loi déficitaire peut également être réécrite en terme de z_0 sous la forme suivante :

$$\frac{\overline{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) + \frac{\Pi}{\kappa}\omega(\xi) \tag{1.22}$$

1.3.3 Concept de double moyenne

D'un point de vue physique, la présence de rugosité a pour conséquence une tridimensionnalisation de l'écoulement dans la sous-couche de rugosités. La sous-couche de rugosités apparaît alors comme une zone à fortes inhomogénéités spatiales de l'écoulement moyen. Afin de parvenir à une caractérisation fine de l'écoulement dans la sous-couche de rugosité, Raupach et al. (1991) ont introduit la notion de double moyenne. La présentation faite dans cette section est inspirée des travaux de Nikora et al. (2007) qui a adapté les travaux de Raupach et al. (1991) au cas d'écoulements turbulents à surface libre.

Afin de réaliser cette double moyenne, les grandeurs turbulentes de l'écoulement suivent une décomposition de Reynolds modifiée. Cette nouvelle décomposition permet de séparer les effets dispersifs des contraintes turbulentes lors l'estimation de la contrainte totale de cisaillement.

Cette décomposition de Reynolds modifiée s'écrit de la manière suivante :

$$\Psi\left(\overrightarrow{\mathbf{x}}, t\right) = \overline{\Psi}\left(\overrightarrow{\mathbf{x}}\right) + \Psi'\left(\overrightarrow{\mathbf{x}}, t\right) = \langle\overline{\Psi}\rangle(z) + \tilde{\Psi}\left(\overrightarrow{\mathbf{x}}\right) + \Psi'\left(\overrightarrow{\mathbf{x}}, t\right) \tag{1.23}$$

avec $\tilde{\Psi}$ la fluctuation spatiale par rapport à la moyenne temporelle $\overline{\Psi}$.

Cette nouvelle décomposition spatiale et temporelle des grandeurs turbulentes est injectée dans les équations de Reynolds (notées R.A.N.S. pour reynolds Averaged Navier Stokes equations) pour obtenir les équations D.A.N.S (Double Averaged Navier Stokes equations). L'application de cette double moyenne à des mesures concrètes de vitesses

nécessite de discrétiser les équations D.A.N.S. Cette discrétisation implique de définir une fonction de porosité notée Φ, fonction des caractéristiques des rugosités de fond (voir Pokrajac et al. (2006)).

Cette fonction de rugosité permet de quantifier le volume de fluide présent V_f au sein d'un volume de contrôle V_0 donné et s'écrit :

$$\Phi = \frac{V_f}{V_0} \tag{1.24}$$

Les équations D.A.N.S. de continuité et de quantité de mouvement sont ensuite écrites en injectant les relations 1.23 et 1.24 dans les équations de Reynolds.

$$\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} + \rho \frac{\partial \phi \langle \overline{u_i} \rangle}{\partial x_i} = 0 \tag{1.25}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \overline{u_i} \rangle}{\partial t} + \langle \overline{u_j} \rangle \frac{\partial \langle \overline{u_i} \rangle}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\phi\rho} \frac{\partial \phi \langle \overline{p} \rangle}{\partial x_i} - \underbrace{\frac{1}{\phi} \frac{\partial \langle \overline{u_i' u_j'} \rangle}{\partial x_j}}_{\text{transport turbulent}} - \underbrace{\frac{1}{\phi} \frac{\partial \phi \langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle}{\partial x_j}}_{\text{transport dispersif}} + \dots \\ \dots + \underbrace{\frac{1}{\phi} \frac{\partial}{\partial x_j} \phi \left\langle \overline{\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \right\rangle}_{\text{transport visqueux}} + \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{1}{V_f} \overline{\iint_{S_{int}} \overline{p} n_i \, dS}^{s}}_{\text{traînée de forme}} - \underbrace{\frac{1}{V_f} \overline{\iint_{S_{int}} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)}^{s}}_{\text{traînée visqueuse}} \end{aligned} \tag{1.26}$$

L'équation 1.25 est l'équation de continuité qui prend en compte l'évolution du fond au travers de la fonction de porosité Φ. L'équation 1.26 constitue le bilan de quantité de mouvement en appliquant le concept de double moyenne.

Dans les équations D.A.N.S. de nouveaux termes apparaissent par rapport aux équations R.A.N.S., notamment le terme du tenseur dispersif qui représente la variation spatiale des grandeurs moyennées temporellement. De nouveaux termes liés à la traînée de forme et à la traînée visqueuse apparaissent également et sont liés à la présence d'une surface solide dans la couche limite en proche canopée.

La nouvelle expression du tenseur des contraintes totales est alors donnée par la relation suivante :

$$\frac{\langle \tau_{ij} \rangle}{\rho} = -\langle \overline{u_i' u_j'} \rangle - \langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle + \nu \frac{\partial \langle \overline{u_i} \rangle}{\partial x_j} \tag{1.27}$$

L'expression du tenseur des contraintes totales dans le plan (x,z) est alors :

$$\frac{\langle \tau \rangle}{\rho} = -\langle \overline{u' w'} \rangle - \langle \tilde{u} \tilde{w} \rangle + \nu \frac{\partial \langle \overline{u} \rangle}{\partial z} \tag{1.28}$$

avec $\langle \tilde{u} \tilde{w} \rangle$ les tensions dispersives.

En vue d'étudier plus précisément les écoulements turbulents sur fond rugueux dans la zone proche de la canopée (par exemple la détermination de la hauteur de la sous-couche de rugosités) de nombreuses études utilisent le concept de double moyenne décrit précédemment.

1.3.4 Hauteur de sous-couche de rugosités z_{rs}

La présence de rugosités sur le fond amène à définir une nouvelle sous-couche dans l'écoulement que l'on appelle la sous-couche de rugosités. La première sous-couche de l'écoulement est alors constituée par cette sous-couche de rugosités dans laquelle la contribution de la turbulence au frottement est prépondérante devant la contribution visqueuse. Dans cette sous-couche, les effets dispersifs sont majoritairement causés par les rugosités et situés au voisinage immédiat des rugosités.

Ce phénomène physique amène une partie de la communauté à définir la sous-couche de rugosités comme une zone de fortes inhomogénéités spatiales de l'écoulement moyen causées par la présence de rugosités de fond (Pokrajac et al. (2007), Manes et al. (2007), Nikora et al. (2007), Florens et al. (2013)). Ce n'est pas le point de vue de Jiménez (2004) qui définit la hauteur de sous-couche de rugosités comme la borne inférieure de la loi logarithmique, ce qui l'amène à une hauteur de sous-couche de rugosités comprise entre $2h$ et $5h$. Ses travaux portent sur des couches limites turbulentes atmosphériques. Flack et al. (2005) quant à eux retrouvent des résultats similaires mais pour le cas d'écoulements turbulents en rivière. D'autres travaux (Cheng and Castro (2002)) proposent quant à eux de définir la hauteur de sous-couche de rugosités à partir de l'étendue de la sous-couche inertielle. La hauteur de la sous-couche de rugosités est alors la hauteur à laquelle les contraintes turbulentes de Reynolds -$\overline{u'w'}$ dévient de leur comportement linéaire. Une autre estimation de la hauteur de sous-couche de rugosités est faite par Manes et al. (2007) qui définissent la hauteur de sous-couche de rugosités comme la profondeur z à partir de laquelle la variabilité spatiale des grandeurs turbulentes moyennées en temps disparaît. Cette méthode d'estimation est implicitement basée sur une sous-couche de rugosités définie comme une zone de fortes inhomogénéités spatiales de l'écoulement moyen. A partir de cette définition de la sous-couche de rugosités, Pokrajac et al. (2007) et Manes et al. (2007), dans le cas d'un écoulement turbulent à surface libre, construisent un indicateur aidant à quantifier la contribution de la variabilité spatiale au profil de vitesse. Les auteurs appliquent pour cela le concept de double moyenne afin d'obtenir un profil de vitesse libre de tout effet dispersif sur les grandeurs turbulentes moyennées temporellement. La grandeur développée correspond à l'écart-type de la composante longitudinale des tensions dispersives doublement moyennée $\sqrt{\langle\tilde{u^2}\rangle}$. Ils adimensionnent ensuite cette grandeur par la composante de la vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle\overline{u}\rangle$ et peuvent par conséquent estimer jusqu'où les effets dispersifs sont prépondérants. Les auteurs postulent que la hauteur de sous-couche de rugosités est égale à $\sqrt{\langle\tilde{u^2}\rangle} = 0{,}05\ \langle\overline{u}\rangle$ (le choix du pourcentage n'est pas justifié dans leurs travaux). Leurs résultats montrent une hauteur de sous-couche de rugosités comprise entre $1{,}8h$ et $2{,}4h$ (dépendante de la submersion relative α), c'est-à-dire inférieure ou très proche de la limite inférieure la plus basse qui est communément admis ($\sim$ $2h$-$5h$). Cette tendance d'une hauteur de sous-couche de rugosités plus faible que les seuils habituellement utilisés est confirmée par les travaux de Florens et al. (2013), qui trouvent dans le cas d'un écoulement à surface libre fortement submergé ($\alpha = 0{,}15$), une hauteur de sous-couche de rugosité égale à $1{,}4h$-$1{,}5h$. Les auteurs montrent dans leurs travaux que cette méthode de détermination de la sous-couche

de rugosités est très dépendante des grandeurs doublement moyennées. L'application de la double moyenne repose en effet sur une double condition de convergence temporelle et spatiale. La question de la convergence spatiale des données lors de l'application de la double moyenne est une question rarement abordée dans la littérature. Dans le cas de mesures PIV réalisées sur un motif de rugosités, Florens et al. (2013) font des mesures sur trois plans laser verticaux répartis uniformément sur le motif de rugosités dans la direction transverse y. La périodicité du motif de rugosités leur permet d'appliquer des conditions de symétrie leur permettant ainsi d'augmenter le nombre virtuel de plans laser disponibles, passant de 3 à 5. Les auteurs disposent alors d'un total de 400 profils verticaux de vitesses uniformément répartis suivant x pour chaque plan laser.

Lors de la discrétisation du volume de fluide étudié, et c'est le cas par exemple de Castro et al. (2006), la moyenne horizontale pondérée est implicitement calculée par interpolation linéaire des données sur 4 et 25 profils verticaux selon les expériences. Les travaux de Florens et al. (2013) ont permis de montrer qu'une interpolation linéaire pour le calcul de la moyenne horizontale est le cas où l'erreur commise sur les grandeurs doublement moyennées est la plus faible, *i.e.* de l'ordre de 0,7 % pour $\langle\overline{u}\rangle$ et 0,5 % pour $\langle\overline{u'^2}\rangle$ dans le cas d'une interpolation linéaire et de l'ordre de 1 % à 2,5 % lorsqu'on s'éloigne positivement ou négativement de cette valeur moyenne de pondération. Les auteurs ont également montré que cette convergence spatiale ne dépend pas seulement du poids accordé à chaque plan laser lors du calcul de la moyenne horizontale mais aussi du nombre de profils verticaux de vitesse utilisés pour le calcul de la moyenne spatiale sur le motif. Par sous-échantillonnage de leurs données, les auteurs se placent dans le cas d'étude de Castro et al. (2006), soit une moyenne spatiale calculée avec 4 et 25 profils verticaux de vitesses. Les auteurs montrent que les erreurs commises entre la double moyenne calculée avec 400 profils verticaux et celle calculée avec respectivement 4 et 25 profils verticaux le sont principalement dans la zone où les contraintes dispersives sont par définition fortes, soit pour des $z/h < 1{,}6$, *i.e.* la région présumée de la sous-couche de rugosités. Cela amène à des estimations erronées des contraintes dispersives ayant pour conséquence une mauvaise estimation de la hauteur de sous-couche de rugosités. Florens et al. (2013) remarquent que pour des z/h situés dans cette région de l'écoulement (par exemple $z/h = 1{,}15$, correspondant au premier point vertical de mesure de Castro et al. (2006)) il existe un rapport 8 entre les valeurs de vitesses doublement moyennées issues d'une double moyenne avec 4 et 25 profils verticaux et la valeur spatialement convergées calculée avec 400 profils verticaux de vitesses. Ils en concluent que les grandeurs turbulentes doublement moyennées de l'étude de Castro et al. (2006) ne sont pas spatialement convergées.

Dans leurs travaux, Florens et al. (2013) mettent également en évidence que la dispersion spatiale au sens de Pokrajac et al. (2007) et Manes et al. (2007) ne tend pas vers zéro dans la couche externe mais vers l'erreur de convergence temporelle ϵ. Les auteurs définissent alors deux dispersions : la dispersion totale D_t et la dispersion spatiale $D_s = D_t - \epsilon$.

Dans leur analyse, l'estimation des erreurs de convergence temporelle sont basées sur le livre de Bendat and Piersol (2011). La moyenne temporelle estimée d'une grandeur $\overline{\Phi_e}$ est alors fonction du nombre d'échantillons indépendants N de la série discrète Φ. On note Φ_r la valeur de la moyenne temporelle réelle qu'aurait eu la série si le nombre

d'échantillons avait été infini. Les écarts-types $\sqrt{\overline{\Phi_e'^2}}$ et $\sqrt{\overline{\Phi_r'^2}}$ sont définis de la même manière.

Les erreurs de convergence temporelle ϵ pour la grandeur Φ sont définies par la relation suivante pour les grandeurs statistiques d'ordre 1 :

$$\epsilon^{\pm}_{\overline{\Phi_e}} = \frac{\sqrt{\overline{\Phi_e'^2}} \quad t_{N;\zeta/2}}{\sqrt{N}} \tag{1.29}$$

avec $t_{N;\zeta/2}$ le coefficient de Student dépendant du nombre d'échantillons N et du pourcentage d'erreur souhaité entre la valeur estimée et la valeur réelle avec un intervalle de confiance de (1 - ζ) x 100 (en %). L'intervalle de confiance souhaité lors de cette étude est 95 %, ce qui correspond à $\zeta = 0{,}05$.

Les erreurs de convergence temporelle $\epsilon^{\pm}$ sur les grandeurs statistiques d'ordre 2 sont définies par les relations suivantes :

$$\epsilon^{+}_{\overline{\Phi_e}} = \frac{(N-1)\overline{\Phi_r'^2}}{\chi^2_{N-1;\zeta/2}} \tag{1.30}$$

$$\epsilon^{-}_{\overline{\Phi_e}} = \frac{(N-1)\overline{\Phi_r'^2}}{\chi^2_{N-1;-\zeta/2}} \tag{1.31}$$

où χ^2 est un coefficient issu de la distribution de Chi-carré, fonction du nombre d'échantillons indépendants N et de l'intervalle de confiance souhaité (95 % dans le cas de cette étude).

Dans le livre de Bendat and Piersol (2011), aucune relation n'est proposée pour le calcul des corrélations croisées -$\overline{u_i'^2 u_j'^2}$. Dans ses travaux de thèse Florens (2010) propose de calculer cette erreur de convergence par les relations suivantes :

$$\epsilon^{+}_{\overline{u'w'}} = \frac{(N-1)\overline{u'w'}}{\chi^2_{N-1;\zeta/2}} \tag{1.32}$$

$$\epsilon^{-}_{\overline{u'w'}} = \frac{(N-1)\overline{u'w'}}{\chi^2_{N-1;-\zeta/2}} \tag{1.33}$$

Les exposants $\pm$ signifient les erreurs de part et d'autre de la moyenne estimée (valable pour les équations 1.30, 1.31, 1.32 et 1.33).

1.4 Paramètres de paroi (u_*,d,k_s)

Ce travail sur l'estimation des erreurs de convergence spatiale et temporelle, en plus de permettre une estimation de la hauteur de sous-couche de rugosités plus précise, trouve une autre application directe dans l'estimation des paramètres de paroi. Dans le cadre des écoulements turbulents sur fond rugueux, les paramètres de paroi sont constitués par la vitesse de frottement u_*, la hauteur de déplacement d et la longueur de rugosité équivalente k_s (ou z_0 l'origine de la loi logarithmique). Ces paramètres sont reliés entre eux par la loi logarithmique du profil vertical de vitesse longitudinale moyenne et leur estimation apparaît donc comme une étape décisive dans la description de la couche limite turbulente. Le caractère universel de la loi logarithmique dans ce type d'écoulement permet l'estimation de ces paramètres de paroi qui sont des échelles caractéristiques de l'écoulement.

L'estimation est, dans de nombreuses études, réalisée par ajustement de la loi logarithmique au profil de vitesse doublement moyennée de la composante longitudinale de la vitesse mesurée. L'ajustement est réalisé grâce à deux des trois paramètres de paroi laissés libres par une régression linéaire du profil de vitesse sous la forme $e^{\kappa\overline{u}/u_*}$. Par exemple, Cheng and Castro (2002) ou Manes et al. (2007) laissent libres d et z_0 et la vitesse de frottement u_* est calculée par une autre méthode.

1.4.1 Vitesse de frottement u_*

La détermination de la vitesse de frottement u_* d'un écoulement turbulent sur fond rugueux reste à l'heure actuelle une question ouverte. L'idée de vitesse de frottement a été initialement conceptualisée dans la théorie des couches limites sur paroi lisse. Dans cette théorie, développée pour des écoulements turbulents sur fond lisse, non confinés, et à gradient de pression constant, la vitesse de frottement u_* est pensée comme responsable du transfert de la quantité de mouvement des grandes échelles jusque vers les plus petites échelles. Cette vitesse peut être vue comme une échelle caractéristique commune à toutes les régions existantes dans l'écoulement. Dans le cas lisse, la vitesse de frottement est alors associée à la quantité de mouvement absorbée par le fond. La présence de rugosité dans les régimes d'écoulements présentés dans cette étude rend impossible une application directe de la théorie des couches limites sur fond lisse au cas rugueux pour l'estimation de la vitesse de frottement. De nombreux travaux traitant de ce sujet existent dans la littérature et proposent différentes méthodes pour estimer la vitesse de frottement dans le cas d'écoulements turbulents sur fonds rugueux.

La première classe de méthode est une application directe de la théorie des couches limites sur paroi lisse au cas rugueux qui suppose que la vitesse de frottement est une mesure équivalente au frottement du fond. Cette équivalence se traduit par la relation $u_*|_{z=0} = \sqrt{\tau}|_{z=0}$ où $\tau|_{z=0} = \tau_p$ est le frottement au fond. Cette approche est assez répandue dans la littérature (Katul et al. (2002)) et ne peut être appliquée dans cette étude car elle dépend de la fonction du lit de rugosité, qui varie selon l'écoulement (Pokrajac et al. (2006)). Florens (2010) a également montré que la valeur de la vitesse de frottement estimée par cette méthode ne correspond pas à l'échelle caractéristique de vitesse de

l'écoulement, mais par contre représente bien le frottement à la paroi τ_p.

La deuxième classe de méthode est la méthode du maximum où la vitesse de frottement est définie comme la valeur maximale des tensions de Reynolds par la relation $u_*^{max} = \sqrt{-\langle\overline{u'w'}\rangle_{max}}$ (Rotach (2001), Poggi et al. (2004) et Nezu and Sanjou (2008)).

La troisième classe de méthode consiste à extrapoler la contrainte de cisaillement totale $\langle\tau\rangle$ en $z = d$ (où d est la hauteur de déplacement). La vitesse de frottement est définie par la relation $u_*^d = \sqrt{Ad + B}$ avec $Ad + B = -\langle\overline{u'w'}\rangle|_{z>h}$ où h est la hauteur des rugosités (voir Castro (2007)). Calculer la vitesse de frottement de cette manière est une application directe de la théorie des couches limites lisses au cas rugueux. Elle repose sur l'existence d'une loi logarithmique universelle dans l'écoulement. La vitesse de frottement n'est plus égale aux contraintes de cisaillement total au fond mais au niveau du fond virtuel en $z = d$.

La quatrième classe de méthode existante dans la littérature est l'estimation de la vitesse de frottement par extrapolation de la contrainte de cisaillement totale en $z = h$ (avec h le haut des rugosités). Elle se calcule de la même manière que u_*^d, mais en extrapolant la valeur des contraintes de cisaillement total en z=h, et non en $z = d$ comme précédemment. Dans la littérature elle est généralement notée u_*^0 (Pokrajac et al. (2007)). Cette méthode, de par l'utilisation des contraintes turbulentes de cisaillement -$\langle\overline{u'w'}\rangle$ pour la régression linéaire, met en évidence le fait que les contraintes dispersives sont mal résolues en zone proche des rugosités. Florens (2010) propose d'utiliser le tenseur total des contraintes de cisaillement τ à la place de -$\langle\overline{u'w'}\rangle$. En effet, la théorie des couches limites turbulentes sur paroi montre que seul le tenseur total des contraintes est linéaire jusqu'en $z = h$. L'application de la double moyenne rend possible cette modification et permet de plus l'estimation des contraintes dispersives $\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$. La contribution visqueuse est elle aussi prise en compte, mais sa contribution est environ 100 fois moins élevée que celles de -$\langle\overline{u'w'}\rangle$ et $\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$ pour $z/h > 1$.

1.4.2 Hauteur de déplacement d et longueur de rugosité équivalente k_s

Une fois la vitesse de frottement u_* déterminée, l'estimation de la hauteur de déplacement d et de la longueur de rugosité k_s peut être faite. Ces deux paramètres sont laissés libres lors de l'ajustement de la loi logarithmique au profil de vitesse longitudinal doublement moyenné $\langle\overline{u}\rangle$. Cet ajustement est fait au moyen d'une régression linéaire donnée par la relation :

$$e^{\kappa\frac{\langle\overline{u}\rangle}{u_*}} = \frac{z-d}{z_0} \tag{1.34}$$

où κ est la constante de Von Kármán et u_* la vitesse de frottement.

Cheng and Castro (2002) utilise cette relation pour réaliser leur régression linéaire mais dans leur méthode l'intervalle d'ajustement n'est pas laissé libre et est calculé en fonction des hauteurs présumées des différentes sous-couches de l'écoulement. Cette méthode présuppose donc une bonne estimation de la position de la loi logarithmique. Pour

remédier à ce biais, Florens (2010) a proposé une méthode basée sur la méthode de Cheng and Castro (2002) mais en laissant libre l'intervalle d'ajustement. Dans sa méthode, les paramètres d et z_0 sont déduits directement de la pente et de l'ordonnée à l'origine. La longueur de rugosité k_s est alors calculée directement à partir de l'ordonnée à l'origine z_0 par la relation $z_0 = e^{-\kappa A_r} k_s$ (avec A_r la constante d'intégration de la relation 1.21). Dans ses travaux, Florens (2010) compare les valeurs des paramètres de paroi en fonction de la méthode de calcul de la vitesse de frottement. Elle utilise une vitesse de frottement issue de la méthode de l'extrapolation en $z = 0$, et la méthode du maximum qui a été présentée précédemment (cf u_*^{max}).

1.4.3 Position de la loi logarithmique dans l'écoulement

A partir d'une grande quantité de données expérimentales, Nezu and Nakagawa (1993) expliquent dans leur monographie que la borne inférieure de la loi logarithmique z_{min} est située à $z^+ = 30$ pour le cas lisse. Dans le cas rugueux, selon le point de vue de Jiménez (2004), la loi logarithmique commence là où s'arrête la sous-couche de rugosités. La borne inférieure de la loi logarithmique est alors prise égale à la hauteur de la sous-couche de rugosités, soit entre $z = 2h$ et $z = 5h$. D'autres points de vue existent, comme par exemple celui de Cheng and Castro (2002), qui postulent que, sous l'hypothèse d'un écoulement bidimensionnel, la loi logarithmique est présente dans une zone où les contraintes turbulentes sont constantes. Ils définissent alors la borne inférieure de la loi logarithmique comme la zone où les tensions de Reynolds -$\langle\overline{u'w'}\rangle$ ne varient pas de plus de 5 %.

En ce qui concerne la borne supérieure z_{max}, elle est généralement prise comme le moment où le profil de vitesse dévie de la loi logarithmique. Ce postulat fait suite aux travaux de Nikuradse (1933) qui a remarqué grâce à sa vaste campagne expérimentale que le profil de vitesse dévie toujours au même endroit de la loi logarithmique, soit pour $z = 0{,}1$-$0{,}2D$ dans le cas d'écoulements à surface libre.

1.5 Effet de la submersion relative α

La théorie des couches limites turbulentes sur paroi lisse est basée sur la similarité du profil de vitesse dans la couche externe de l'écoulement. Cela n'est rendu possible que par décorrélation des échelles caractéristiques de la couche interne et externe. Ainsi l'universalité de la loi logarithmique est observée, y compris dans les écoulements à surface libre. La question de la validité de la loi logarithmique est alors discutable. La suite de cette introduction permet de montrer les enjeux d'une telle configuration qui constitue un cas limite d'application de la théorie des couches limites sur fond rugueux.

Dans un premier temps la submersion relative est définie. Le vocabulaire employé pour définir cette dernière varie généralement selon la communauté (rivière ou atmosphère). On parle alors de confinement ou de submersion relative. Dans cette étude on adoptera le point de vue rivière dans le cadre des écoulements à surface libre (Nepf (2012)). On parlera de submersion relative α, ou par abus de langage simplement de submersion. La

submersion est une grandeur adimensionnelle définie par la relation suivante :

$$\alpha = \frac{h}{D} \tag{1.35}$$

où h est la taille caractéristique des rugosités de fond et D la hauteur d'eau.

Cette submersion est alors utilisée pour définir la part occupée par les rugosités dans l'écoulement. Dans le cas de faibles submersions, *i.e.* $\alpha > 0{,}33$, les rugosités occupent un volume important de l'écoulement. Cela a une double conséquence sur la turbulence au sein de l'écoulement qui ressent alors à la fois les effets de la surface libre et ceux des macro-rugosités de fond.

1.5.1 Effets des rugosités de fond

Conceptuellement, dans le cas d'écoulements turbulents sur fond rugueux en milieu submergés, l'existence et l'utilisation d'une loi logarithmique n'est possible que si elle apparaît loin des frontières (dans la sous-couche inertielle, *i.e* loin du fond, et à une hauteur beaucoup plus petite que l'épaisseur de la couche limite). En faible submersion, la hauteur des rugosités devient du même ordre de grandeur que la hauteur d'eau ce qui implique une séparation des échelles non triviale. Il n'existe alors plus de fondement théorique à l'existence d'une loi logarithmique dans l'écoulement. Et par conséquent l'échelle de vitesse universelle u_* autorisant le transfert de quantité de mouvement entre la couche externe et la couche interne n'a plus lieu d'être.

Cette argumentation est le point de vue défendu par Jiménez (2004) dans sa revue scientifique sur les écoulements turbulents sur fonds rugueux. Il regarde l'influence de la submersion sur l'existence et la validité de la loi logarithmique dans l'écoulement. Il positionne alors la borne inférieure de la loi logarithmique en haut de la sous-couche de rugosité, *i.e.* 2 à $3h$, et sa borne supérieure à environ $0{,}15D$ (altitude à laquelle le profil dévie de la loi logarithmique). Il en conclut que la submersion ne doit pas excéder 0,025 pour que l'influence de la rugosité soit présente sur la moitié de la sous-couche inertielle (sous-couche où la loi logarithmique est présente). Ce raisonnement invalide l'existence de la loi logarithmique pour des submersions supérieures à ce seuil. Ce point de vue est en accord avec Katul et al. (2002) qui disent que la théorie des couches limites turbulentes ne peut plus être appliquée dans le cas d'écoulements faiblement à très faiblement submergés.

Pourtant, des expériences montrent que pour des écoulements en milieu submergé à très submergé une loi logarithmique peut être trouvée ainsi que tous les paramètres de parois associés (u_*, d et z_0). On peut citer par exemple les expériences de couches limites atmosphériques de Cheng and Castro (2002) réalisées en soufflerie sur des fonds rugueux avec une submersion de $\alpha = 0{,}13$. Leur analyse montre que la sous-couche inertielle est comprise entre $1{,}85h$ et $0{,}3\delta$. Ces derniers ne font cependant aucune considération *a priori* sur la position de la loi logarithmique dans l'écoulement et réalisent un ajustement du profil de vitesse doublement moyenné à la loi logarithmique. Leur méthode d'ajustement est faite par sous-couches (comme expliqué précédemment), et ils trouvent alors des paramètres de paroi cohérents avec ceux de la littérature, ce qui valide l'existence d'une loi logarithmique dans leurs expériences.

L'existence de la loi logarithmique pour des écoulements faiblement submergés est également observée par Florens (2010) qui étudie expérimentalement un écoulement turbulent à surface libre sur fond rugueux homogène pour plusieurs submersions égales à $\alpha = 0{,}15$, $\alpha = 0{,}24$ et $\alpha = 0{,}33$. L'auteur utilise la méthode de détermination des bornes de la loi logarithmique décrite précédemment (dans laquelle aucune considération *ad hoc* n'est faite sur la position de la loi logarithmique). Les résultats montrent que les bornes de la loi logarithmique sont influencées par la submersion α. Pour $\alpha = 0{,}15$, la borne inférieure de la loi logarithmique est égale à 1,3-1,4h, pour $\alpha = 0{,}24$ $z_{min}/h = 1{,}7$ et pour $\alpha = 0{,}33$ $z_{min}/h = 1{,}14$. La borne supérieure z_{max} est quant à elle égale à 1,54h, 1,97h et 1,80h pour des submersions respective $\alpha = 0{,}15$, $\alpha = 0{,}24$ et $\alpha = 0{,}33$. Afin d'évaluer l'étendue de la loi logarithmique sur la colonne d'eau, l'auteur construit un nombre adimensionnel $\eta_{max} = (z_{max}$ - $d)/(D$ -$d)$. Cette grandeur augmente sensiblement avec la submersion. Elle passe de 0,16 à 0,34 pour $\alpha = 0{,}15$ à $\alpha = 0{,}33$. L'analyse montre également des paramètres de paroi (u_*,d et k_s) cohérent avec la littérature. La hauteur de déplacement d dans ce cas-là n'est pas impactée par la submersion (égale à $\sim 0{,}8h$) alors que la longueur z_0 chute de 0,032h à 0,018h pour $\alpha = 0{,}15$ à $\alpha = 0{,}33$. Ces résultats ont été calculés avec une vitesse de frottement provenant de la méthode du maximum, soit avec u_*^{max}. Même s'il a été montré précédemment que cette méthode de détermination de la vitesse de frottement n'est pas la méthode optimale, cela permet à Florens (2010) de conclure quant à la validité de la loi logarithmique pour un écoulement à surface libre dont la submersion est comprise entre 0,15 et 0,33. Dans les deux études présentées précédemment, la loi logarithmique est retrouvée pour des submersions environ égales au seuil critique maximum défini par Jiménez (2004). Contrairement au point de vue de Jiménez (2004), la sous-couche de rugosités ne semble donc pas "ronger" la loi logarithmique pour des écoulements faiblement à très faiblement submergés.

Ce bref travail bibliographique sur l'existence et la position de la loi logarithmique dans le cas d'écoulements turbulents sur fond rugueux submergés montre une grande diversité dans les résultats. C'est à l'heure actuelle une question encore ardemment débattue. Ces différences de point de vue pourraient provenir de la difficulté d'estimer correctement les bornes inférieures et supérieures de la loi logarithmique dans le cas de fortes submersions. On peut remarquer en effet que la loi logarithmique est retrouvée dans les études utilisant la méthode de la double moyenne, *i.e.* Cheng and Castro (2002) et Florens (2010). Il semble qu'une double moyenne convergée spatialement et temporellement permette une meilleure estimation du positionnement de la sous-couche rugueuse dans l'écoulement et les résultats montrent que la sous-couche de rugosités qui apparaît être sensiblement inférieure aux seuils habituellement pris dans la littérature. L'étendue de la sous-couche de rugosités ne semble donc pas aussi importante que le montrent les travaux de Jiménez (2004) pour des écoulements faiblement submergés. La sous-couche de rugosités occupe, semble-t-il, une part moins importante dans l'écoulement, permettant ainsi une séparation des échelles externes et internes. Cette séparation des échelles caractéristiques associées aux couches internes et externes autorise l'existence d'une loi logarithmique pour des écoulements turbulents à surface libre en régime de faible submersion.

1.5.2 Effets de la surface libre

Les effets de la surface libre peuvent être approximés par le nombre de Froude qui est défini par la relation suivante :

$$Fr = \frac{u_d}{\sqrt{gD}} \tag{1.36}$$

avec u_d : la vitesse débitante sur la section de l'écoulement, g l'attraction gravitationnelle et D la hauteur d'eau.

Ce nombre de Froude apparaît lors de la normalisation dans le cadre de l'approximation des équations de Saint-Venant. Il compare alors la vitesse moyenne débitante à la célérité des ondes de gravité dans l'approximation des ondes longues. Dans les écoulements turbulents sur fond rugueux, l'apparition de la hauteur de déplacement d pose la question de la hauteur d'eau à choisir pour le calcul de ce nombre de Froude. Doit-on prendre la colonne d'eau complète ou seulement la hauteur d'eau effective D - d. Mais la présence de rugosité de fond pose également une autre question sur les déformations de la surface libre. Les travaux de Vigié (2005) montre que ces différents régimes de déformations de la surface libre doivent être associés à la submersion relative α. Il montre que l'amplitude des ondes de surface générées augmente avec la submersion pour finalement déferler à partir d'une certaine amplitude. Pour certaines submersions, où l'ordre de grandeur des rugosités n'est plus négligeables par rapport à la hauteur d'eau, on peut attendre de fortes perturbations de l'écoulement par la surface libre. Certains travaux montrent également que pour des cas particuliers d'écoulements, la célérité des ondes de surface peut dépendre de la longueur d'onde (Porter and Porter (2003)). On observe alors des ondes dispersives dont la fréquence peut être proche de la fréquence du motif des rugosités de fond. Il peut alors se passer des phénomènes d'accrochage en fréquence aboutissant à une mise en résonance de la surface libre avec le fond rugueux.

Expérimentalement, Nezu and Nakagawa (1993) ont étudié l'effet de la surface libre par des mesures expérimentales à l'aide de LDA (Laser Doppler Anemometer) au niveau de la surface libre. Ils ont observé que les fluctuations turbulentes verticales ont tendance à dévier de leur expression théorique au niveau de la surface libre (voir figure 1.5). La valeur de ces fluctuations turbulentes est alors plus faible que l'expression universelle donnée par la relation $\sqrt{\overline{w'^2}}/u_* = 1{,}63\exp(-z/h)$. Ils en déduisent que cet amortissement des fluctuations turbulentes verticales de vitesse a pour conséquence une redistribution de l'énergie turbulente sur les composantes longitudinales et transverses de vitesses.

Ce comportement singulier des intensités turbulentes au niveau de la surface libre a également été observé par Calmet and Magnaudet (2003) qui ont observé le même phénomène grâce à des simulations numériques. Ils concluent que la surface libre inhibe les mouvements verticaux et affecte les grandes échelles de la turbulence dans la zone proche surface libre.

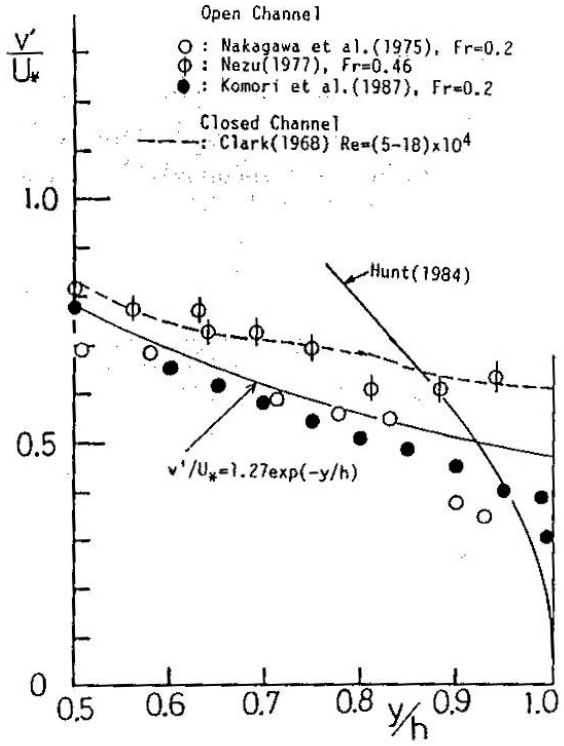

Figure 1.5 – Profil verticaux d'intensités turbulentes de la composante verticale $\sqrt{\overline{w'^2}}/u_*$ à nombre de Froude Fr constant (nota : $v \equiv w$ et $y \equiv z$ dans le référentiel de cette étude).

1.6 Enjeux métrologiques

D'un point de vue expérimental, la description qualitative et quantitative de la turbulence apparaît indissociable des techniques de mesure. En effet, l'observation rigoureuse des phénomènes naturels, comme l'a montré Léonard de Vinci (1452-1519), a permis la mise en évidence des tourbillons se formant autour d'une pile de pont dans le cas d'un écoulement de rivière. Il a ainsi montré qu'une observation rigoureuse permet une description phénoménologique d'un écoulement turbulent sans même le mesurer.

L'attention est donnée ici aux techniques de mesure concernant les écoulements turbulents à surface libre. Les techniques de mesure concernant les écoulements turbulents d'air ne sont pas mentionnées dans la suite de cette section.

Dans les années 1920, l'utilisation du tube de Pitot, mesurant la pression a permis des mesures quantitatives de vitesses. Cette technique a échoué dans la mesure des fluctuations de vitesses car la séparation des pressions statiques et dynamiques n'était alors pas rendu possible par cette technique de mesure. La découverte de l'anémométrie à fil chaud a ouvert de nombreuses perspectives par la mesure instantanée de plusieurs composantes de la vitesse. Cette technique de mesure possède une excellente résolution temporelle mais ne permet la mesure des vitesses instantanées qu'en un point de l'écoulement et suppose que l'écoulement possède une direction privilégiée. La caractéristique commune à ces deux techniques de mesure est qu'elles sont intrusives. Cela est dommageable car l'intrusion d'une sonde de mesures dans l'écoulement perturbe celui-ci et ne permet pas de mesures spatialement bien résolues. Cette difficulté a été levée dans les années 1960 avec l'invention de la LDA (Laser Doppler Anemometry), concomitante à l'invention du laser. Cette technique de mesure a abouti à la possibilité d'une mesure des vitesses instantanées d'un écoulement avec un dispositif expérimental de mesure non-intrusif. Le développement de cette technique a alors donné accès à deux ou trois composantes et par conséquent autorisé l'étude de la turbulence dans ces écoulements d'eau. Cependant, la mesure reste toujours spatialement localisée en un point de l'écoulement. Ce problème lors de la mesure de vitesses instantanées dans l'eau est résolu depuis maintenant une vingtaine d'années avec la technique de la PIV (Particle Image Velocimetry) qui occupe désormais une place de choix dans l'arsenal des techniques expérimentales de mesures des vitesses instantanées. La PIV permet une mesure instantanée des vitesses avec une grande résolution spatiale sur des domaines 2D.

A l'heure actuelle, le devenir des hydro-écosystèmes fluviaux naturels (lacs, fleuves, rivières) et artificiels (canaux d'irrigation, réseaux d'eau potable, réseaux d'eau fluviale) est devenu un enjeu planétaire dans le contexte environnemental mondial. Dans ce contexte, les écoulements turbulents en rivière font l'objet d'une grande attention. La caractérisation et la compréhension de l'interaction entre la canopée naturelle et l'écoulement est devenu l'un des enjeux scientifiques majeurs de la mécanique des fluides environnementale. En effet, les plantes, et par conséquent les canopées naturelles, jouent un rôle vital dans le bon fonctionnement des hydro-écosystèmes. Elles agissent sur le transport et la dispersion de matières en suspension (dissoutes ou non) et participent au frottement hydraulique (Folkard (2011) ; Nepf (2012)). L'un des verrous scientifiques et techniques majeur pour l'amélioration de la modélisation de ces interactions est le manque d'études

menées directement *in situ*, ce qui a pour conséquence un manque de données expérimentales *in situ*. Alors que de nombreuses études utilisant des substituts de plantes artificielles ont été menées en laboratoire (Ghisalberti and Nepf (2002), Ghisalberti and Nepf (2004)), une compréhension de ces phénomènes physiques complexes est encore une question ouverte au sein de la communauté scientifique. Ces types d'écoulement sont complexes car ils couvrent une large gamme d'échelles allant de l'échelle de la feuille à des échelles beaucoup plus grandes (patch de végétation) possédant de fortes hétérogénéités spatiales. Ces écoulements sont alors contrôlés par des phénomènes complexes où la turbulence et le mouvement des plantes sont fortement liés (Nikora (2010)). Posséder une technique de mesure permettant des mesures expérimentales *in situ* des trois composantes de la vitesse sur un domaine assez grand pour couvrir toutes les échelles caractéristiques de la turbulence en jeu semble une étape importante vers une meilleure compréhension de ces problématiques environnementales. C'est dans cet esprit que l'un des axes de recherche de ce travail de thèse a été choisi : permettre une caractérisation spatiotemporelle fine de la turbulence locale des écoulements naturels en rivières. L'enjeu technique actuel est la transposition de techniques de mesure performante de laboratoire à des études expérimentales *in situ*.

En effet, les études expériementales *in situ* de systèmes aquatiques (avec l'exception des travaux récents de Tritico et al. (2007) et Cameron et al. (2013)) ont jusqu'à présent presque exclusivement fait confiance aux méthodes acoustiques (ADV/LDV respectivement Acoustic Doppler Velocimetry et Laser Doppler Velocimetry). Ces méthodes de mesure permettent des mesures en un ou plusieurs points spatiaux dans l'écoulement mais n'autorisent pas une caractérisation spatiale fine sur un domaine bidimensionnel de l'écoulement. Elles ont par contre l'avantage d'avoir une très forte résolution temporelle, ce qui les rend très performantes dans l'étude de la turbulence autorisant le calcul de grandeurs d'ordre 3 et plus. Ces techniques de mesure ont été utilisées jusqu'alors car l'un des problèmes de mesure *in situ* est le manque de lumière causé par la turbidité de l'eau. Ces techniques de mesure sont très peu sensibles à ces conditions expérimentales *in situ*, contrairement à la PIV par exemple. Elles permettent par ailleurs une mesure dans des zones d'ombre complètement inaccessibles à des mesures par PIV. Les techniques de mesures acoustiques ont par contre le défaut de ne pas permettre une mesure trop proche du fond en raison des éventuelles réflexions qui peuvent apparaître, et rendre compliquée, voire impossible la mesure. L'objet d'étude de ce travail de thèse concerne la caractérisation de la zone proche rugosité. C'est dans ce contexte que le choix s'est orienté vers une technique de mesure optique qui permet la mesure locale ainsi que la résolution de la large gamme d'échelles spatiales présentes dans l'écoulement. La technique de PIV apparaît alors comme une technique de mesure prometteuse pour ce type d'études.

En effet, les techniques de mesure optiques telles que la PIV 2D, offrent la possibilité de mesurer dans un plan spatial le champ de vitesses instantanées de manière à résoudre les structures dynamiques tout en tenant compte des hétérogénéités spatiales. Une extension prometteuse à la PIV 2D est constituée par la SPIV (Stéréoscopie PIV). Cette dernière présente l'avantage de permettre un point de vue incliné des caméras. Cette inclinaison des caméras l'une par rapport à l'autre permet de reconstruire la composante hors-champ de l'écoulement, accédant ainsi aux trois composantes du champ de vitesse. Cependant,

l'une des contraintes imposées par la SPIV est une qualité suffisante des images afin de pouvoir obtenir un champ vectoriel correct. L'application de cette technique de mesure à des études expérimentales *in situ* n'est pas directe. En effet, réaliser une campagne de mesure de SPIV *in situ* relève encore du challenge à l'heure actuelle.

En conditions naturelles de turbidité, la qualité des images est fortement impactée par la turbidité naturelle de l'eau. La turbidité de l'eau a un impact à la fois sur l'intensité des images mais aussi sur le contraste de l'image. Ce dernier est constitué par le rapport signal/bruit. Ce ratio se dégrade rapidement en conditions naturelles d'écoulement. La SPIV, aujourd'hui largement utilisée dans des milieux contrôlés tels que le laboratoire, constitue malgré tout un bon compromis pour permettre l'étude expérimentale *in situ* d'écoulements turbulents à surface libre sur fond rugueux. Cette technique de mesure permet en effet une caractérisation fine de l'écoulement autorisant une description fine de la turbulence présente au sein d'écoulements naturels de rivière. Ce sont principalement pour ces raisons génériques que le choix s'est porté dans cette étude sur la SPIV comme technique de mesure en vue de réaliser l'étude expérimentale d'écoulements turbulents à surface libre sur fond rugueux.

1.7 Stratégie de la thèse

Au vu des éléments exposés dans ce chapitre introductif, l'importance d'une étude fine de la sous-couche de rugosités prend tout son sens lorsque l'on se situe en milieu très faiblement submergé (avec une faible hauteur d'eau par rapport à la hauteur des rugosités). En effet, plus la submersion augmente (*cf* plus la hauteur d'eau diminue), et moins la décorrélation des échelles caractéristiques entre la sous-couche inertielle et la couche externe apparaît évidente. D'un point de vue théorique, cette dernière condition pose problème car, à l'heure actuelle, aucun argument théorique valable (Jiménez (2004)) ne peut être avancé afin de justifier l'existence d'une loi logarithmique qui a été pourtant observée dans de nombreuses études expérimentales ou numériques (Castro (2007), Florens et al. (2013)) dans le cas de milieux relativement submergé. Les auteurs de ces différents travaux montrent qu'une loi logarithmique peut être retrouvée sous la condition d'utiliser une méthodologie adaptée constituée par le concept de double moyenne. La double moyenne permet alors une caractérisation fine de l'étendue de la sous-couche de rugosité dans l'écoulement et par conséquent du positionnement relatif des différentes sous-couches constituant ce dernier sur la toute la colonne d'eau.

Les arguments avancés dans le paragraphe précédent soulèvent alors la question de la persistance d'une loi logarithmique dans le cas d'écoulements très faiblement submergés. Il apparaît alors assez naturellement que la question de la persistance de la loi logarithmique semble indissociable de l'étude de la sous-couche de rugosités.

Afin de pouvoir apporter un élément de réponse à cette question et ainsi remplir l'objectif scientifique de ce travail de thèse qui est l'étude *expérimentale* de l'hydrodynamique d'un écoulement turbulent à surface libre sur un lit rugueux en milieu très faiblement submergé, il convient de disposer à la fois d'une métrologie et d'une méthodologie autorisant l'application du concept de double moyenne.

Par conséquent, la stratégie adoptée dans ce travail de thèse se résume par les deux objectifs suivants :

1. Trouver et valider une métrologie permettant l'étude d'écoulements à surface libre turbulent sur fond rugueux (en laboratoire mais aussi directement *in situ*),
2. Réaliser l'étude de l'effet de la submersion sur l'hydrodynamique des écoulements d'intérêt en utilisant cette métrologie et la méthodologie de la double moyenne.

Plan de la thèse

Le manuscrit de thèse suit par conséquence les deux objectifs présentés dans la section précédente. Dans le chapitre 2 est présentée l'étude permettant de fournir les lignes directrices au design d'un système stéréoscopique PIV adaptable *in situ*. Pour cela, des conditions naturelles d'écoulement sont reproduites en laboratoire et une étude paramétrique des principaux paramètres influant sur la stéréoscopie (angle d'inclinaison des caméras et turbidité de l'eau) est réalisée. Dans le chapitre 3 est présenté comment le dispositif expérimental stéréoscopique PIV a été adapté à une configuration nouvelle d'écoulement. Ce chapitre décrit d'une part le dispositif de mesure mais aussi les expériences réalisées ainsi que le travail de dimensionnement hydraulique réalisé en vue de la reconstruction du grand canal hydraulique. Le quatrième et dernier chapitre de cette thèse porte sur l'étude de l'influence de la submersion relative α sur les hauteurs de sous-couche de rugosités ainsi que de l'existence de la loi logarithmique au sein de ce type d'écoulements.

Chapitre 2

PIV stéréoscopique appliquée à l'étude de couches limites turbulentes en conditions naturelles

2.1 Introduction

La stéréoscopie PIV (SPIV) est une technique de mesure qui a fait l'objet de nombreux développements depuis maintenant près de 25 ans. Une revue scientifique consacrée exclusivement à cette technique de mesure intitulée "Stereoscopic particle image velocimetry" en a d'ailleurs été faite dès les années 2000 par Prasad (2000). L'auteur explique que le principe de la SPIV a été calqué sur le fonctionnement du système binoculaire de vision de l'être humain qui lui permet de distinguer des objets dans son environnement proche et lointain. En effet, d'un point de vue optique, un seul point de vue ne suffit pas pour accéder à la dimension hors du plan objet. L'ajout d'un deuxième point de vue optique, *i.e.* regardant la même scène mais d'une autre direction, permet d'accéder à la troisième dimension. L'appareil de vision binoculaire de l'homme est donc un système stéréoscopique réalisant le travail de reconstruction de la troisième dimension en temps réel grâce aux corrections apportées par le cerveau aux images environnantes reçues. La SPIV reproduit ce fonctionnement par l'ajout d'une deuxième caméra par rapport à une configuration PIV 2D standard. Cette deuxième caméra permet alors l'accès aux trois composantes de vitesses et donne ainsi le champ vectoriel 3D des vitesses dans l'écoulement.

La technique de mesure SPIV a depuis lors été appliquée à différentes configurations d'écoulements en vue de décrire à partir de seulement deux caméras les structures turbulentes tridimensionnelles. On distingue deux grands domaines d'application de cette technique de mesure : les écoulements d'air (type soufflerie) et les écoulements d'eau (type canaux hydrauliques, cuves...).

Pour la première catégorie, on peut notamment citer les travaux de Perrin et al. (2008), qui ont utilisé la stéréoscopie PIV pour pour étudier les structures turbulentes cohérentes dans le sillage proche d'un écoulement autour d'un cylindre. Dans cette étude, les caméras ont été positionnées de côté et en dehors de la soufflerie (voir figure 2.1) avec la nappe laser générée par le dessous de la soufflerie. Par la mesure dans différents plans laser horizontaux et grâce à l'accès à la SPIV, les auteurs sont arrivés à reconstruire les structures cohérentes. Pour capturer ces structures, ils ont utilisé la SPIV en mode haute fréquence (TR-SPIV $\equiv$ Time-Resolved SPIV). Cette dernière permet d'échantillonner temporellement l'écoulement de sillage qui devient alors un échantillonnage spatial sous l'hypothèse que la structure cohérente évolue peu durant le temps d'acquisition de la mesure.

Dans leurs travaux, El Hassan and Meslem (2010) ont également utilisées la TR-SPIV pour mesurer l'écoulement turbulent de deux jets d'air (un de forme arrondi et l'autre qu'ils qualifient de "daisy", *i.e.* jet en forme de marguerite). Les caméras sont placées de la même manière que pour l'étude expérimentale de Perrin et al. (2008) mais cette fois-ci la nappe laser est générée par le haut de l'écoulement.

On constate avec ces deux exemples que la stéréoscopie offre un large spectre d'applications et peut être adaptée à de nombreux types de configurations d'écoulements. Dans la littérature, il existe une autre catégorie de systèmes de mesures stéréoscopiques pouvant être qualifiés de systèmes submersibles. Dans le cadre d'études en hydrodynamique navale, ces systèmes SPIV submersibles sont dimensionnés généralement en vue de mesu-

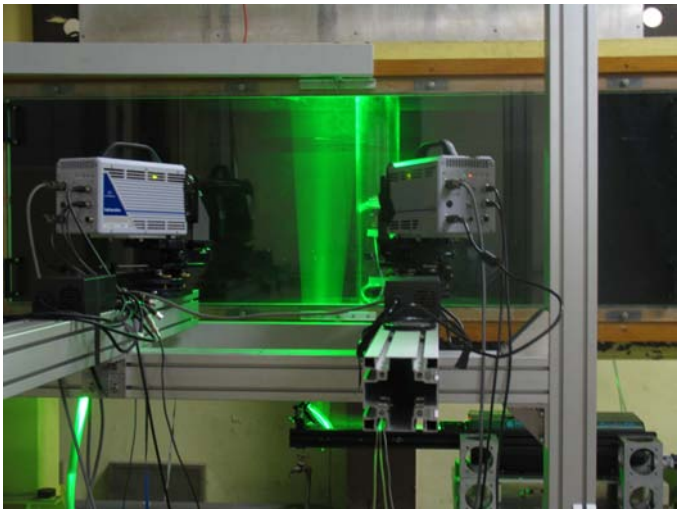

Figure 2.1 – Positionnement du dispositif expérimental TR-SPIV de l'étude de Perrin et al. (2008) au sein de la soufflerie génératrice de l'écoulement d'air.

rer l'écoulement à l'aval d'une turbine afin d'analyser les structures cohérentes mais aussi les phénomènes de cavitation qui peuvent apparaître sous certaines conditions. C'est le cas de l'étude de Di Felice and Pereira (2008) qui utilise un système SPIV submersible (voir figure2.2).

Sur la figure 2.2 est montré une photo du dispositif de mesure de l'étude de Di Felice and Pereira (2008). On voit que tous les éléments sont regroupés au sein d'une torpille profilée submersible. Cela a pour conséquence une immersion totale du système lors de mesures. De par sa taille imposante, les mesures se font soit de côté, soit de dessus si l'on ne souhaite pas perturber l'écoulement dans la zone de mesure. La forme de torpille profilée permet une insertion dans l'écoulement assez optimale, et la structure en un bloc permet de résoudre les problèmes liés aux vibrations induites par l'écoulement d'eau. Le poids est un élément assez prohibitif à l'application de ce type de SPIV submersible en dehors de conditions contrôlées de laboratoire.

Une autre alternative à la réalisation de mesures stéréoscopiques PIV submersibles peut être constituées par l'utilisation de boroscopes submersibles. On trouve ce type de système dans des études portant principalement sur les sillages de bateaux ou de navires. C'est le cas de l'étude de Xu et al. (2007) qui ont réalisés plusieurs expériences d'écoulements autour d'un obstacle dans une cuve tournante avec un système SPIV boroscopique submersible.

La figure 2.3 présente une photo du dispositif de mesure utilisé dans les travaux de Xu et al. (2007). Leur système est composé de deux boroscopes insérés dans une structure étanche permettant une immersion totale. L'équipement électronique est laissé hors d'eau, et la rigidité de la structure est assurée par une barre de renfort entre les deux boroscopes. La source lumineuse est constituée par un laser dont le faisceau est directement généré dans l'eau à l'aide de miroir de renvoi de lumière (ou de fibre optique). Ils concluent dans leurs travaux qu'ils arrivent à mesurer correctement l'écoulement lointain mais ont des problèmes concernant l'ensemencement en particules en région proche de l'obstacle.

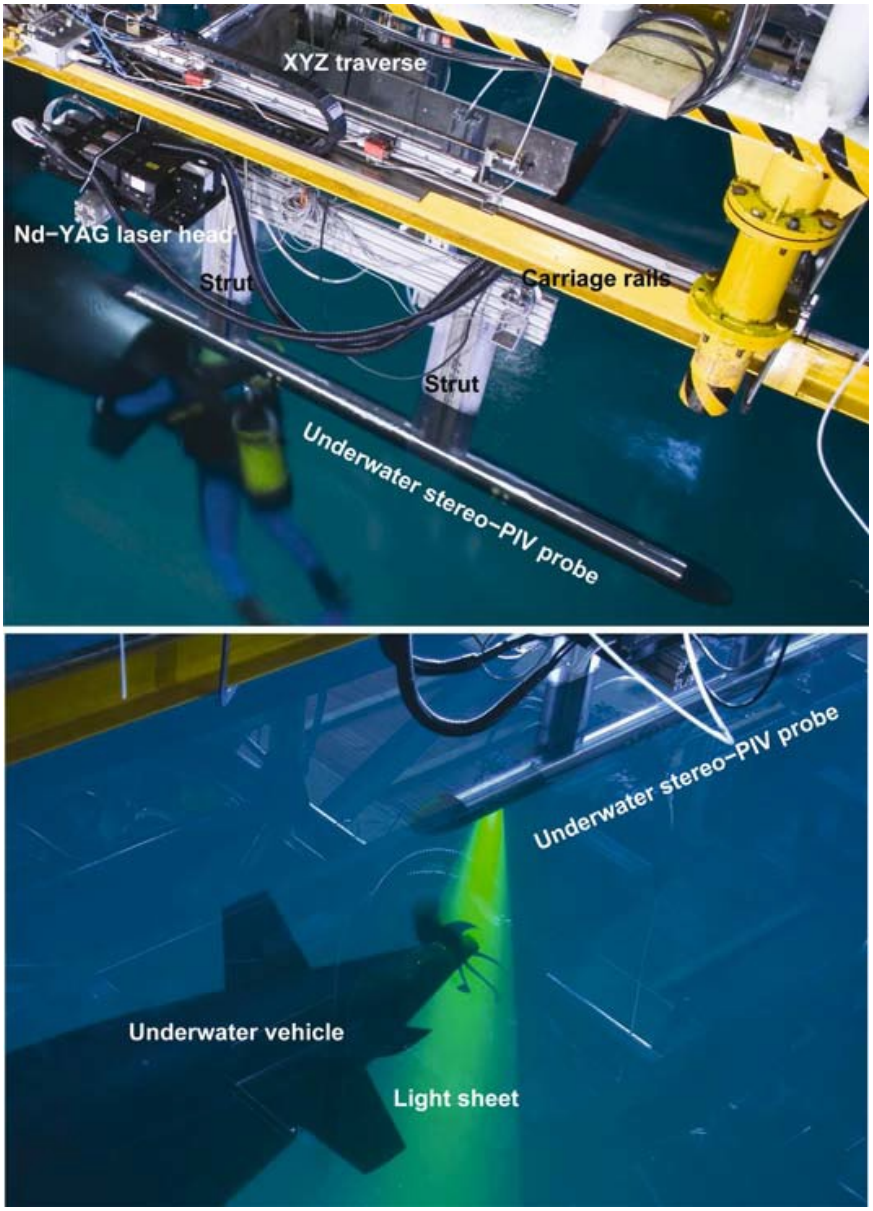

Figure 2.2 – Système de mesure SPIV submersible type "torpille" utilisé dans l'étude expérimentale de Di Felice and Pereira (2008).

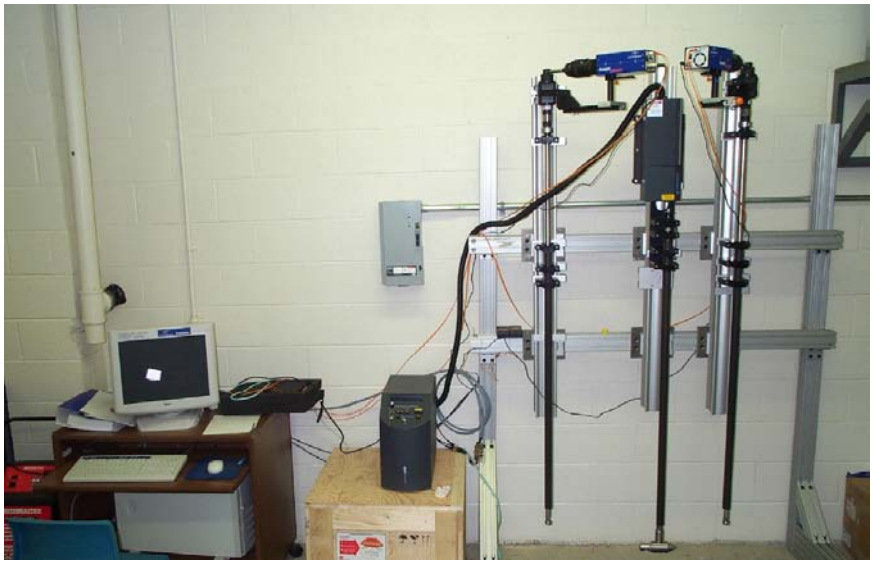

Figure 2.3 – Système de mesure SPIV submersible de type "boroscope" utilisé dans les travaux expérimentaux de Xu et al. (2007).

La société LaVision propose également un système tout intégré présentant la même configuration. Ce dispositif est montré sur la figure 2.4.

Ce dispositif de mesure est similaire à celui utilisé dans les travaux expérimentaux de Xu et al. (2007). Il est par contre beaucoup plus compact puisque tous les éléments ont été intégrés au sein d'une même structure quasi monobloc. Ce type de système de mesure SPIV est beaucoup plus compact que le système SPIV submersible de Di Felice and Pereira (2008) (figure 2.2). Son adaptation à des configurations d'écoulements est donc *a priori* plus souple. Ce type de système peut très bien être mis en œuvre dans des environnements confinés, ou dans le cas d'écoulements en rivière en régime de submersion forte. Il n'a cependant pas été retenu car il nécessite une grande quantité de lumière, ce qui rejoint les constatations faites par Xu et al. (2007) lors de leurs expérimentations. De plus, avant le choix du système de mesure SPIV de cette étude, des tests ont été réalisés avec un boroscope au laboratoire. Les boroscopes testés ont les mêmes caractéristiques techniques que ceux utilisés par 2.3 et ou du système SPIV boroscopique de la société LaVision (figure 2.4.)

Ces test ont permis de mettre en évidence une forte distorsion géométrique ainsi qu'un vignettage important des images. Ce dernier a pour conséquence une extinction radiale très élevée ne permettant d'exploiter qu'un tiers du capteur environ. C'est pour ces raisons que cette solution n'a pas été retenue.

Alors que les systèmes de mesure aquatiques disponibles dans l'industrie sont généralement configurés pour voir l'écoulement de côté ou de l'aval (figures 2.2, 2.3 et 2.4), ils peuvent aussi être mis en œuvre de manière à regarder l'écoulement de dessus avec une inclinaison des caméras définie par rapport à la verticale. Cette dernière configuration a le double avantage d'être non-intrusive et de permettre un accès direct à l'intérieur de la canopée, zone de l'écoulement généralement mal résolue. C'est la configuration adoptée



Figure 2.4 – Système de mesure SPIV de type "boroscope" submersible intégré développé par la société LaVision.

dans cette étude mais également dans les récents travaux de Cameron et al. (2013). Dans l'étude de Cameron et al. (2013), les caméras ont un angle par rapport à la verticale d'environ 27°, ce qui correspond à un angle dans l'eau d'environ 37°.

Afin de vérifier et quantifier les effets possibles d'une configuration SPIV telle que décrite prcédemment et d'aider au dimensionnement d'un système de mesure SPIV *in situ* des couches limites turbulentes en conditions naturelles de turbidité, une étude expérimentale a été mise en place et réalisée dans des conditions contrôlées de laboratoire. Les conditions d'éclairement ambiantes, la qualité de l'eau (turbidité) ainsi que l'hydraulique du canal sont les paramètres de contrôle de cette étude.

Les objectifs ici sont de comprendre et quantifier comment les conditions expérimentales *in situ* limitent l'accès optique pour les mesures de vitesses SPIV, et comment en améliorer l'accès, particulièrement en proche paroi rugueuse. Ce travail est fait en faisant varier de manière paramétrique l'angle d'inclinaison des caméras et les conditions de turbidité ambiantes. Il constitue la version étendue du proceeding fait pour la conférence "Europe IAHR Congress" (Rouzes et al. (2014)).

La première partie du chapitre est consacrée à la présentation du dispositif expérimental et des expériences réalisées. Cette section est suivie d'une analyse de la distribution lumineuse dans le système SPIV. La troisième partie concerne la modélisation développée au cours de cette étude afin d'analyser l'effet de l'angle d'inclinaison et de la turbidité sur la qualité des images. La quatrième partie de ce chapitre est consacrée à l'analyse des résultats obtenus sur la distribution lumineuse dans le système SPIV. Enfin, la cinquième et dernière partie présente les profils de vitesses associés aux mesures qui sont comparées aux travaux numériques de Coundoul et al. (2011). Ces derniers ont étudié l'influence des

conditions locales d'écoulements sur le développement de biofilm en régime turbulent sur un fond rugueux homogène constitué par des hémisphères.

2.2 Dispositif expérimental

2.2.1 Le canal hydraulique

Les expériences ont été réalisées dans un canal à surface libre de 12 m de long, 49 cm de large et 25 cm de profondeur à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT - plateforme de Mécanique des fluides environnementale, voir figure 2.5).

Le canal est constitué à l'amont d'une zone de tranquillisation dans laquelle l'écoulement passe d'abord au travers d'une grille de tranquillisation puis est guidé par un convergent jusqu'à la section d'étude. Cette zone de tranquillisation est destinée à aider l'établissement de l'écoulement d'entrée et à réduire l'intensité turbulente à l'amont. Un déversoir situé à l'aval du canal permet l'ajustement de la hauteur d'eau par l'action d'une vanne.

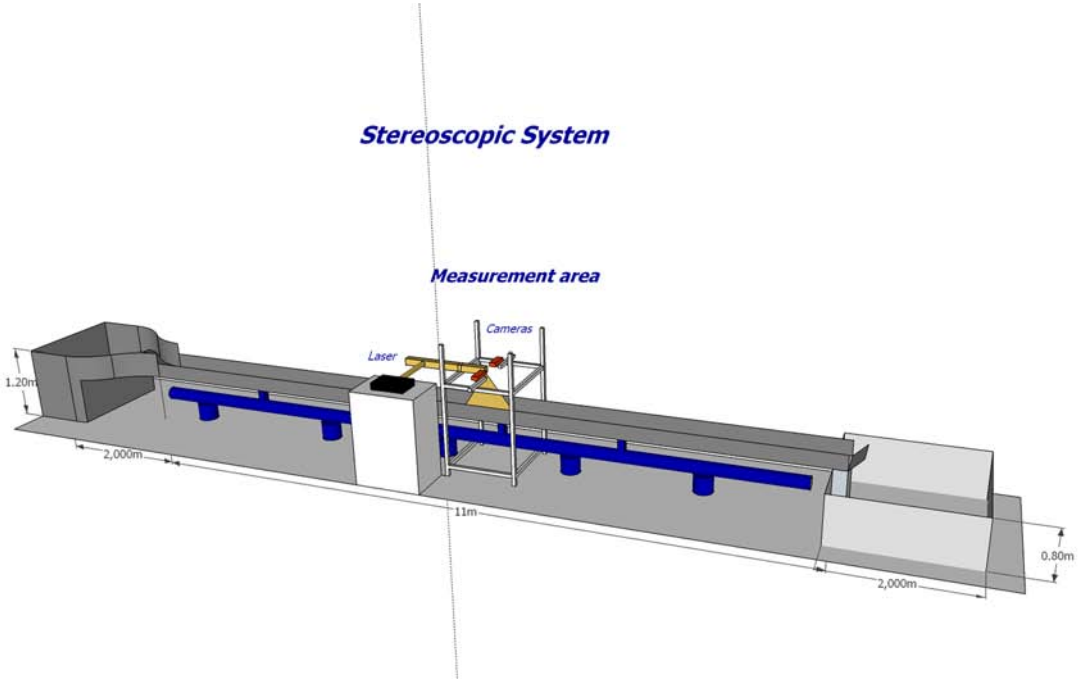

Figure 2.5 – Schéma de principe du canal à surface libre.

L'origine du système de coordonnées est pris à la fin de la section de tranquillisation, sur le fond et au centre du canal. Les axes x, y et z ainsi que leurs composantes de vitesses associées u, v et w correspondent aux directions longitudinales, transverses et verticales.

Le lit rugueux est constitué par un motif régulier et aligné d'hémisphères d'environ 4 cm de diamètre (*i.e* hauteur $h = 1{,}85$ cm), qui représente un substitut aux galets des fonds de rivière (figure 2.6).

La zone de mesure est située à x=6 m de la sortie de la zone de tranquillisation de manière à obtenir des conditions d'écoulement pleinement établies et non influencées par les conditions aux limites aval. Aucune étude théorique n'a permis actuellement de montrer le caractère pleinement établie de l'écoulement dans cette zone. La zone de mesure a par conséquent été choisie empiriquement. La pente du canal est égale à 0,1 %. L'écoulement a été généré avec un débit constant de Q=12,3 L.s^{-1} pour toutes les expériences, amenant à une vitesse débitante moyenne de U_d=16,5 cm.s^{-1}. La hauteur d'eau H est égale à 15,7 cm, le nombre de Froude $Fr = \frac{U_d}{\sqrt{gH}}$ est égal à 0,13. L'écoulement étudié se situe donc dans un régime fluvial d'écoulement.



Figure 2.6 – Photo des rugosités de fond - hémisphères de diamètre d = 4 cm.

2.2.2 Dispositif de vélocimétrie PIV par stéréoscopie

Un système PIV stéréoscopique non-intrusif a été mis en place sur le canal (figure 2.8). La nappe laser, d'environ 10 cm de large pour 1,5 mm d'épaisseur, est générée par un laser pulsé Nd :Yag (Quantel Twin ultra) de puissance 2x30 mJ émettant une lumière monochromatique de longueur d'onde λ = 532 nm. L'accès optique à travers la surface d'eau est assuré par une plaque de verre BK7 transparente de 5 mm d'épaisseur affleurant la surface d'eau. La fenêtre optique disponible est alors égale à la taille de la plaque de verre qui fait 0,25 cm par 0,49 cm. Le positionnement de la plaque de verre permet d'éviter les oscillations de la surface libre qui pourraient perturber la mesure en faisant dévier la nappe laser.

Afin de limiter les perturbations dues à la plaque de verre à une fine couche limite au niveau du dioptre verre-eau et d'éviter les éclaboussures d'eau sur le dessus de la plaque de verre, les bords amont et aval ont été profilés avec un quart de rond de 2 cm de rayon. De cette façon l'immersion de la plaque de verre est d'environ 1 mm et les formes aérodynamiques des bords permettent une meilleure insertion dans l'écoulement de surface.

Les images ont été enregistrées avec deux caméras CCD 12 bits de résolution 1024x1280 px^2 (PCO SensiCam) formant un angle d'inclinaison θ avec la verticale (angle des caméras défini dans l'eau). Les caméras sont placées de façon symétrique par rapport au plan (x,z) du canal de part et d'autre de la nappe laser (figure 2.8). Des optiques Nikon de focale 35 mm ont été montées sur les caméras ainsi que des adaptateurs Scheimpflug de manière à obtenir le plan focal aligné avec le plan du capteur CCD.

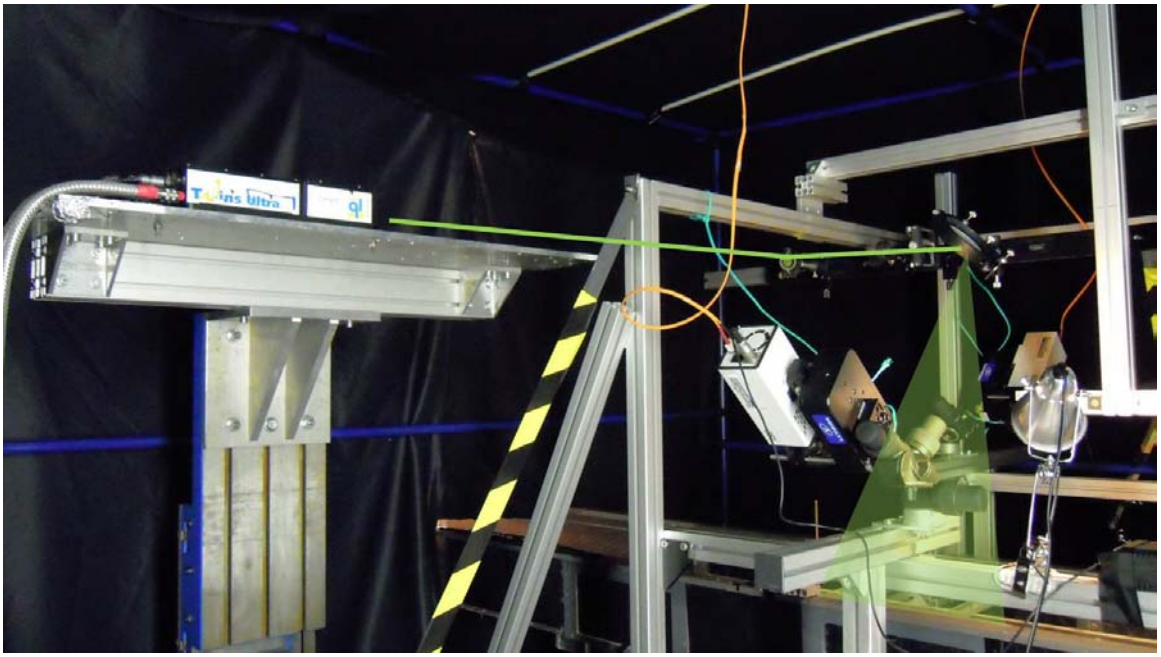

Figure 2.7 – Photographie du dispositif de mesure stéréoscopique PIV installé sur le canal durant la réalisation des exépriences.

La figure 2.7 montre une photographie des éléments constitutifs du dispositif de mesure stéréoscopique PIV lors de la réalisation des expériences. En haut à gauche la tête du laser, qui envoie le faisceau laser sur un miroir de renvoi à 45° qui le renvoie à travers une série de lentilles convergentes, divergentes. Cette dernière éclate le faisceau laser sous la forme d'une nappe laser. La nappe laser arrive sur un deuxième miroir de renvoi qui la redirige vers l'écoulement. Les deux caméras sont positionnées en face à face pour filmer la même zone de l'écoulement.

Le dispositif de mesure est schématisé sur la figure 2.8. Cela permet de définir le chemin optique total $s(z)$ comme le trajet que parcourt la lumière une fois dans l'eau (en bleu sur la figure 2.8). Ce chemin est symétrique par rapport au plan de symétrie (x,z).

2.2.3 Protocole expérimental

2.2.3.1 Mesure de la turbidité

La turbidité dans ce chapitre est définie suivant la norme standard EN ISO 7027. Les mesures de turbidité ont été réalisées avec un nephélomètre émettant une lumière connue (intensité et longueur d'onde) à travers un échantillon de la solution testée.

La lumière diffusée par les particules lorsqu'elle traverse l'échantillon testé est ensuite enregistrée par un capteur placé à 90° par rapport à la direction de la lumière incidente (figure 2.9). La part de lumière capturée par le capteur est ainsi une mesure de la diffusion globale à 90° de l'échantillon testé. Cette mesure de diffusion est appelée turbidité et a pour unité le NTU. Ainsi, en utilisant la même définition de la turbidité pour chaque échantillon testé, il est possible de comparer la turbidité des expériences réalisées.

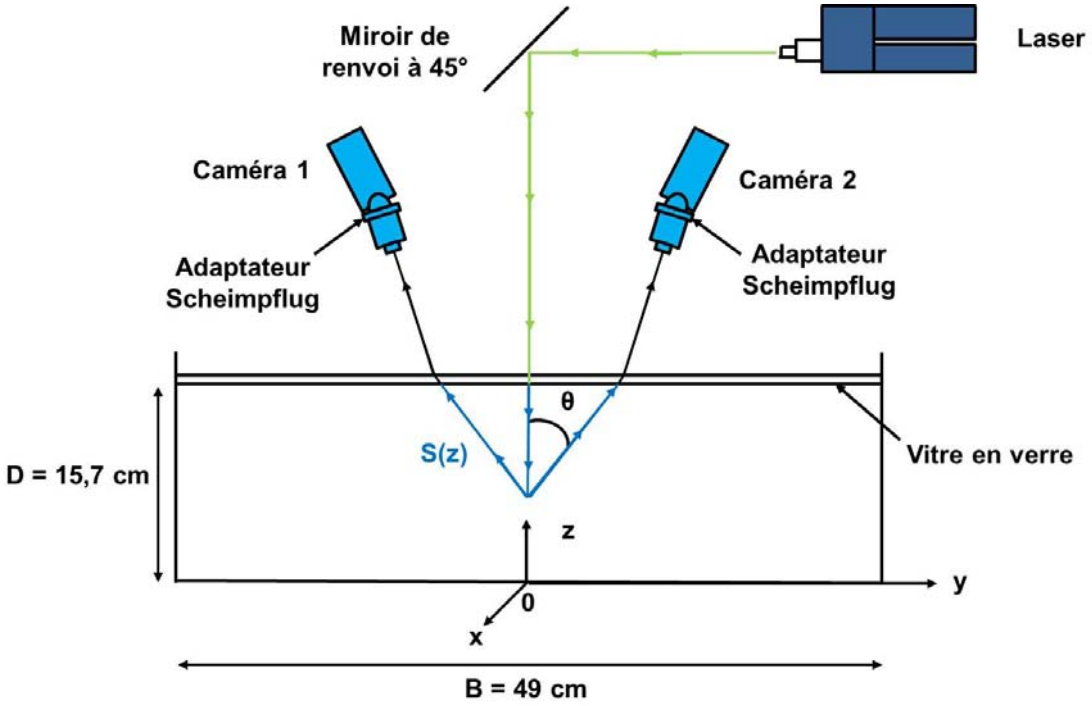

Figure 2.8 – Vue transverse du système stéréoscopique PIV (pas à l'échelle).

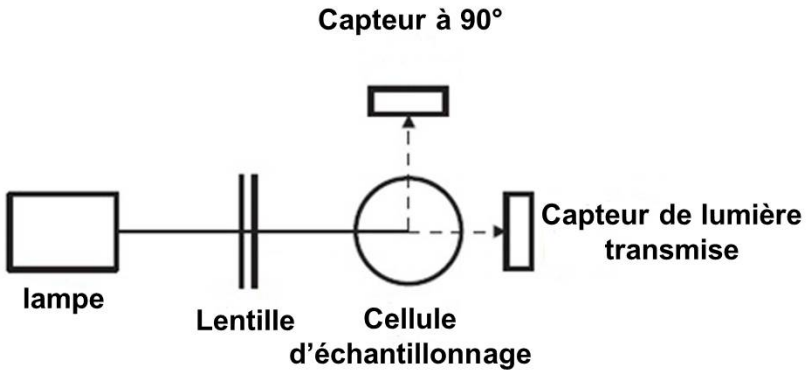

Figure 2.9 – Principe de mesure de turbidité avec un nephélomètre avec la norme EN ISO 7027.

Le turbidimètre utilisé (Aqualytic AL450T-IR) émet une lumière dont la longueur d'onde est dans l'infra-rouge (de 700 nm à 1 mm).



Figure 2.10 – Photographie du turbidimètre utilisé pour les mesures de turbidité de l'eau.

Ce turbidimètre ne permet pas de faire des mesures de turbidité en continu avec une sonde fixe positionnée dans l'écoulement. Il a donc été décidé de tester des échantillons d'eau pris directement dans le canal avant et après chaque expérience toujours à la même position dans le canal. Le tableau 2.1 présente les mesures de turbidité.

Expériences	Turbidités (NTU)					
	t_1	t_2	t_3	t_4	Moyenne	Ecart-type
E15-1	6,3	6	5,5	4,5	5,6	0,8
E15-2	14,8	15,9	16,4	15,7	15,7	0,6
E15-3	26	25,5	26,5	27,5	26,4	0,9
E25-1	3,6	4,4	4,9	5,2	4,5	0,7
E25-2	15,2	16,0	15,1	15,9	15,7	0,5
E25-3	25,9	26,8	25,8	26,9	26,4	0,6
E35-2	19,3	19,6	18,4	18,6	19	0,6
E35-2'	18,8	18,9	20	19,1	19,2	0,5
E35-3	28,2	26,5	26,7	26,8	27	0,8

Table 2.1 – Turbidité de l'eau au cours des expériences.

Les temps t_1 et t_2 correspondent à deux mesures de turbidité distinctes faites avant de réaliser les acquisitions d'images PIV. Les temps t_3 et t_4 correspondent à la même mesure de turbidité mais réalisée après les acquisitions d'images. La mesure au temps t_1 a été faite après un temps long (environ 20 minutes) de manière à ce que la turbidité puisse être considérée uniforme dans tout le canal. Les mesures de turbidité montrent que les échantillons testés ont un écart-type inférieur à 1 NTU pour toutes les expériences.

2.2.3.2 Génération des conditions naturelles d'écoulement

Le même protocole expérimental a été appliqué à toutes les expériences. Une mesure de référence de turbidité a été réalisée avant chaque expérience afin d'évaluer la turbidité initiale avant tout ensemencement du canal avec des particules PIV (billes de verre creuses) ou des particules de vase (sédiment de vase de Garonne afin de simuler des conditions naturelles les plus proches de celles rencontrées en rivière).

Les prélèvements initiaux sont référés dans le tableau 2.2 comme les expériences Eθ-eau. Ensuite, pour les trois angles de caméra étudiés (θ=15°, θ=25° et θ=35°), trois valeurs de turbidité ont été testées (Eθ-1, Eθ-2 et Eθ-3).

Pour un angle d'inclinaison des caméras fixé, les mesures PIV ont commencé en eau claire avec un ensemencement du canal réalisé seulement par les particules PIV (expériences Eθ-1). Par la suite, pour les expériences dénotées Eθ-2 et Eθ-3, la turbidité a été progressivement augmentée avec la vase de Garonne afin de recréer des conditions naturelles de turbidité rencontrées en rivières. Cela est vrai pour les deux angles d'inclinaison de 15° et 25° mais pas pour l'expérience à 35°. On remarque en effet que pour l'angle d'inclinaison θ=35° la mesure de référence a été effectuée avec une turbidité initiale entre 3 et 4 fois supérieure aux deux autres angles. Il manque donc une expérience de référence dans le cas de l'angle à 35°. Cette turbidité initiale plus élevée provient d'une turbidité résiduelle d'expériences antérieures invisibles lors de l'initiation des expériences associées à cet angle d'inclinaison. Afin d'obtenir exactement la même distribution de particules PIV et de vase, il aurait fallu mettre seulement 2.10^{-6} kg.m^{-3} de particules PIV au lieu de $7{,}0.10^{-6}$, comme pour les autres expériences, puis ensuite un petit peu moins de vase (de l'ordre de $0{,}5.10^{-4}$ kg.m^{-3} au lieu de $1{,}0.10^{-4}$ kg.m^{-3}).

Par la suite, trois gammes de turbidité ont été définies : la gamme à faible turbidité pour environ 5 NTU, la gamme intermédiaire à environ 15 NTU et la gamme à forte turbidité aux environs de 25 NTU. Les expériences n'ont pas été réalisées au-delà de ce seuil limite de 25 NTU car ces cas présentent une atténuation presque totale de la nappe laser. Les expériences réalisées ainsi que leurs turbidités associées sont synthétisées dans le tableau 2.2.

Le canal a été complètement vidangé et nettoyé entre chaque changement d'angle d'inclinaison des caméras.

Pour les expériences E35, on ne dispose pas de mesures de référence mais par contre on dispose de deux mesures dans la gamme intermédiaire de mesure, notées E35-2 et E35-2' (avec respectivement NTU = 19 et NTU = 19,2).

La répartition entre particules PIV et particules de vase est similaire pour les angles d'inclinaison 15° et 25° mais très différente pour 35°.

2.2.3.3 Calibration des mesures

La calibration est une étape préliminaire à toute acquisition de mesure. Elle est primordiale pour le calcul de stéréoscopie PIV. En effet, pour la reconstruction du champ de vitesse dans l'espace réel il est nécessaire de pouvoir situer les caméras l'une par rapport à l'autre afin de pouvoir corriger toutes les déformations géométriques induites par l'inclinaison des caméras.

Exp.	θ (°C)	NTU	C_{PIV} (kg.m^{-3})	C_{vase} (kg.m^{-3})
E15-eau	15	3,1	–	–
E15-1	15	5,6	1,9 10^{-6}	0
E15-2	15	15,7	1,9 10^{-6}	1,0 10^{-4}
E15-3	15	26,4	1,9 10^{-6}	2,0 10^{-4}
E25-eau	25	2,8	–	–
E25-1	25	4,5	2,0 10^{-6}	0
E25-2	25	15,5	2,0 10^{-6}	1,0 10^{-4}
E25-3	25	25,6	2,0 10^{-6}	1,7 10^{-4}
E35-eau	35	11,1	–	–
E35-2	35	19	7,0 10^{-6}	0
E35-2'	35	19,2	7,0 10^{-6}	1,0 10^{-5}
E35-3	35	27	7,0 10^{-6}	1,1 10^{-4}

Table 2.2 – Synthèse des conditions expérimentales des mesures (où C_{PIV} et C_{vase} sont respectivement les concentrations en particules PIV et de vase dans le canal).

La mire utilisée est une mire de calibration 3D. Cela signifie qu'elle possède 2 plans en relief sur lesquels sont présents des motifs dont les caractéristiques sont connues (diamètre des motifs, entraxe entre deux motifs, distance plan-plan).

Les caractéristiques de la mire sont les suivantes :

- Longueur : 10,5 cm,
- Largeur : 10,5 cm,
- Diamètre des motifs : 0,22 cm,
- Distance motif-motif : 1 cm,
- Distance plan-plan : 0,2 cm,
- Épaisseur : 1,18 cm.

Il est nécessaire de réaliser une calibration par angle d'inclinaison des caméras. En effet, chaque angle d'inclinaison possède ses propres déformations géométriques fonction de la disposition du matériel de mesure.

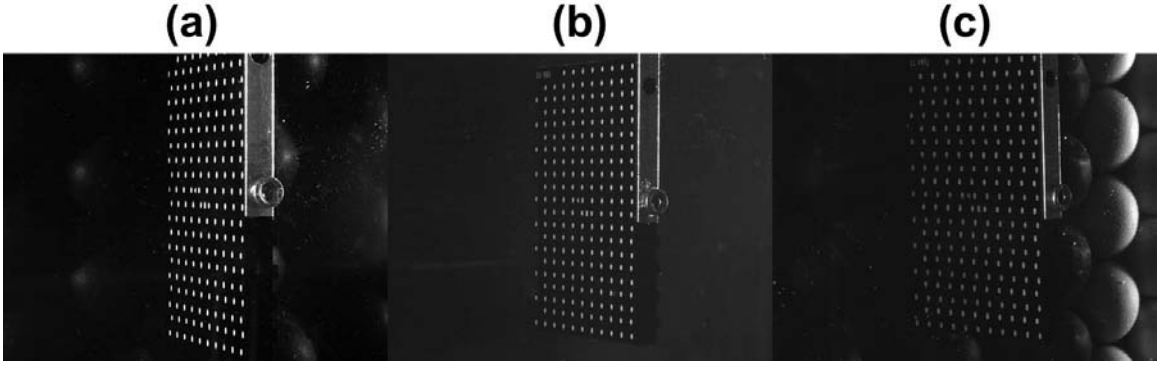

Figure 2.11 – Mire de calibration pour inclinaison : (a) θ=15°, (b) θ=25°, (c) θ=35°.

La figure 2.11 présente les images de mire réalisées lors de cette phase de calibration. L'image (a) correspond aux expériences E15, (b) à E25 et (c) à E35. On voit apparaître des distorsions géométriques différentes pour chaque angle d'inclinaison des caméras.

Plus l'angle d'inclinaison est faible (proche de la verticale) et plus les déformations sont importantes. Pour l'angle de 15°, les déformations sont tellement importantes que la caméra ne voit pas la totalité de la mire alors que pour les deux autres angles, la mire s'inscrit totalement dans le capteur. Les déformations se voient également sur la netteté des motifs qui sont de plus en plus flous à mesure que l'angle d'inclinaison des caméras diminue.

2.2.3.4 Mesure de la granulométrie des échantillons

L'écoulement a été ensemencé avec deux classes de particules différentes : les particules PIV et les particules de vase. Afin d'essayer de mieux caractériser les particules PIV et les particules de vase, il est intéressant de connaître la distribution des particules au sein d'une classe de particules. La granulométrie a été mesurée avec un système Spraytec (voir figure (2.12) de chez Malvern qui mesure la distribution de taille de particules grâce à la technique de la diffraction laser.



Figure 2.12 – Schéma de principe du système de mesure Spraytec : (1) laser HeNe, (2) optiques, (3) Zone de mesure, (4) Lentille de Fourier, (5) Capteur, (6) Système d'acquisition des données (*source : Malvern*).

La technique de la diffraction laser est utilisée afin de mesurer les distributions de taille de particules pour un échantillon donné. Pour arriver à caractériser la distribution de particules, cela nécessite d'avoir accès à la diffusion angulaire de l'intensité lumineuse d'un spray de particules lorsque celles-ci traversent la nappe laser. Le motif de diffusion enregistré est ensuite analysé avec un modèle optique adéquat (qui n'est pas précisé dans la documentation de la machine) pour finalement arriver à la distribution de particules.

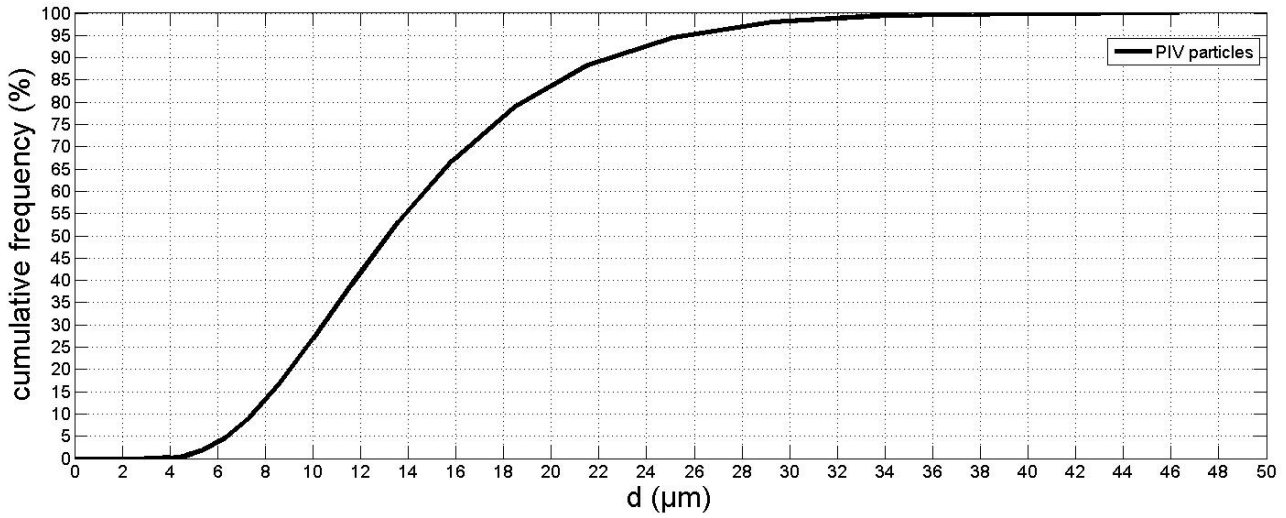

Figure 2.13 – Courbe granulométrique des particules PIV.

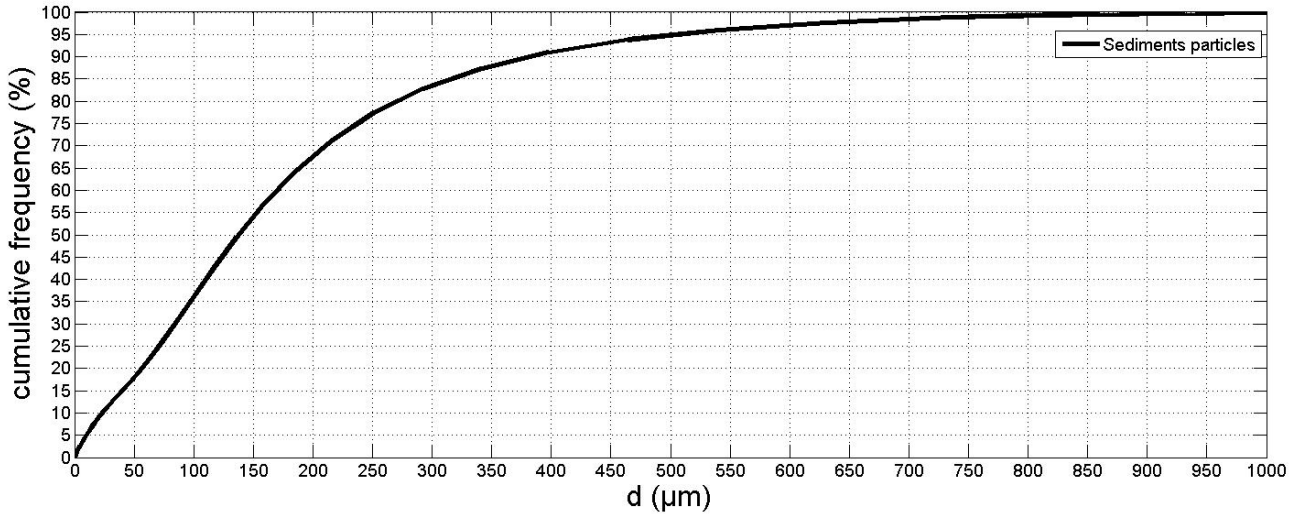

Figure 2.14 – Courbe granulométrique des particules de vase.

Les figures 2.13 et 2.14 sont les courbes granulométriques respectivement associées aux particules PIV et aux particules de vase. Ces courbes granulométriques ont été calculées à partir d'échantillons soumis au système de mesure Spraytec.

En ce qui concerne les particules PIV on constate que les particules sont relativement bien distribuées avec un d_{10} de 7,5 μm, un diamètre médian d_{50} de 13,1 μm et un d_{90} de 22,6 μm. Les données calculées à partir du système Spraytec sont donc relativement cohérentes avec les données fournisseur (Dantec : hollow glass spheres d_{50}=10 μm avec une dispersion de $\pm$ 10 μm).

Pour les particules de vase, les résultats donnent les valeurs suivantes : d_{10}=23,5 μm, d_{50}=138 μm et d_{90}= 383 μm. Pour cet échantillon, les diamètres sont distribués sur une gamme plus large que pour les particules PIV. Cette distribution sur une plus large gamme de diamètre de la vase s'explique par le fait que la vase est naturelle, et par conséquent non triée.

2.3 Distribution lumineuse dans le système stéréoscopique PIV

Cette section présente la méthode adoptée afin de permettre l'analyse de l'effet de l'angle d'inclinaison des caméras et de la turbidité sur la qualité des mesures stéréoscopiques.

2.3.1 Éléments sur la diffusion de la lumière

Dans le système PIV stéréoscopique développé lors des expériences, le canal a été ensemencé par des particules PIV et des particules de vase de Garonne. La visualisation des particules dans l'écoulement se fait grâce à une source lumineuse constituée par un laser. Lorsque les particules traversent la nappe laser, celles-ci sont éclairées par la source lumineuse et vont diffuser de la lumière dans le système.

Le système PIV stéréoscopique peut alors être considéré comme un système dans lequel les particules vont diffuser la lumière incidente générée par le laser vers les capteurs constitués par les caméras.

La diffusion de la lumière dépend de deux paramètres : le diamètre de la particule d_s (considérée ici comme une sphère parfaite) et la longueur d'onde λ de l'onde électromagnétique incidente. On distingue alors deux cas principaux en fonction du ratio d_s/λ.

Lorsque $d_s/\lambda \ll 1$, la diffusion de la lumière peut être décrite par la diffusion de Rayleigh. La diffusion sur une section de contrôle de la sphère peut être décrit par les équations de Maxwell. Pour des diélectriques, on observe alors des motifs de diffusion en forme de lobes.

Le second cas est constitué par $d_s/\lambda \gg 1$, la diffusion de la lumière d'une onde électromagnétique incidente sur une sphère peut alors être expliquée par la diffusion de Mie qui constitue une approximation aux équations de Maxwell. On distingue alors deux cas selon que la sphère est diélectrique ou diffuse. Pour le cas de la sphère diélectrique,

le processus de diffusion est principalement une réflexion spéculaire avec des coefficients de réflexion alors que pour une sphère diffuse chaque facette réfléchit dans toutes les directions. Pour un rayonnement incident, une sphère diffuse a donc une réflexion isotrope à l'échelle de la surface élémentaire.

La longueur d'onde est définie par la relation suivante :

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{m_0}, \tag{2.1}$$

où λ_0 est la longueur d'onde incidente dans le vide et m_0 représente l'indice de réfraction de la matière environnante.

m est l'indice de réfraction du matériau constituant la particule diffusante, et est communément représenté par une notation complexe définie comme suit :

$$m = n - ik \tag{2.2}$$

Dans cette notation, n représente l'indice de réfraction de la lumière (défini comme le rapport de la célérité de la lumière dans le vide divisée par la célérité de la lumière dans le matériau considéré), et le terme complexe est relié à l'absorption.

Les hypothèses suivantes vont être considérées pour la suite de l'étude. Les particules seront considérées comme des sphères diélectriques de diamètre d_s. Les diamètres considérés sont les diamètres médians issus des tests granulométriques. Les particules PIV ont donc un diamètre médian de 13,1 μm et les particules de vase de 138 μm. La longueur d'onde incidente est la lumière émise par le laser égale à 532 nm. Généralement, on préfère le ratio $2\ \pi\ d_s/\lambda$ pour savoir dans quel mode de diffusion l'on se situe. c'est ce ratio qui est utilisé dans cette étude. Les ratios sont donc égaux à 154,6 pour les particules PIV et à 1629 pour la vase. Les ratios sont très largement supérieur à 1, ce qui permet de conclure que la diffusion de la lumière est décrite par la diffusion de Mie.

Les indices de réfraction considérés n'ont pas de partie complexe (donc pas d'absorption, *i.e.* $k = 0$) et sont égaux à $n_{air} = 1$, $n_{eau} = 1{,}33$, $n_{verre} = 1{,}47$.

2.3.2 Modélisation de la distribution lumineuse

Cette sous-section propose un modèle de description de la distribution lumineuse au sein du système. Pour décrire cette distribution lumineuse, le système stéréoscopique est schématisé dans un premier temps par la figure 2.15.

Lorsque la nappe laser est générée par le laser, elle est renvoyée dans le canal à l'aide à l'aide d'un miroir de renvoi positionnée à 45° par rapport à la direction de la nappe laser en sortie de la tête du laser. Le laser étant positionné à l'horizontale, la nappe laser est donc renvoyée dans le canal verticalement. Elle rencontre ensuite la vitre en verre, puis la traverse sans être déviée, pour finalement rentrer dans l'eau au niveau du point A situé à l'interface verre-eau (voir figure 2.15). Dans la direction longitudinale x, la nappe laser renvoyée dans la zone de mesure est symétrique par rapport à l'axe de symétrie constituée par la droite (AB).

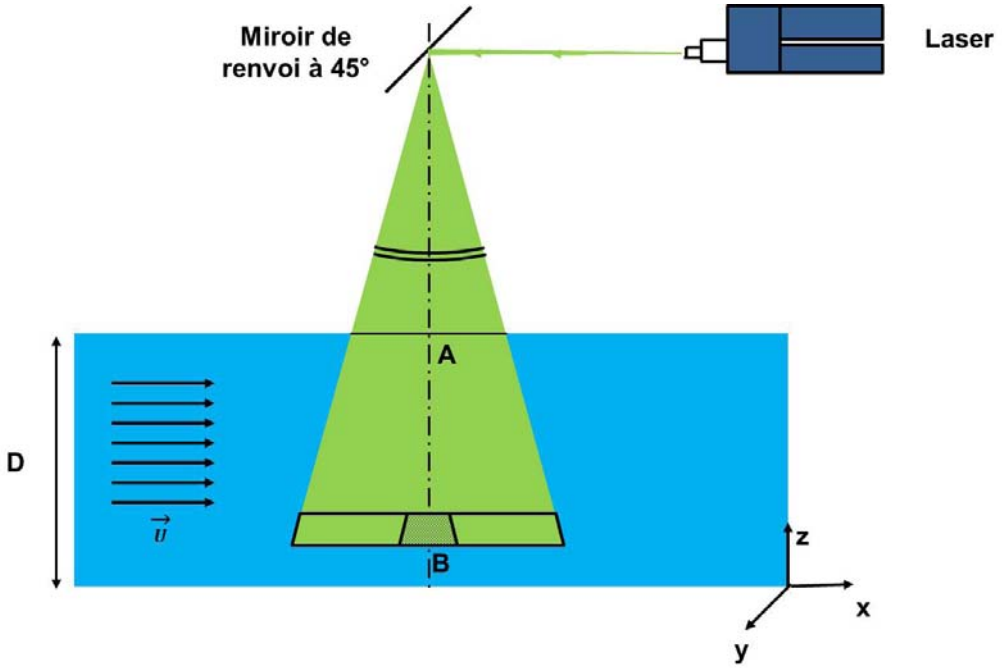

FIGURE 2.15 – Coupe longitudinale du dispositif de mesure stéréoscopique PIV (pas à l'échelle).

Afin de pouvoir décrire la distribution lumineuse dans le système, la méthodologie développée ici propose d'évaluer l'énergie lumineuse au point B dans le volume de contrôle dV constitué par la zone hachurée. Puis, une fois les intensités lumineuses estimées au point B, l'étape suivante est de quantifier l'énergie lumineuse réfléchie en direction des capteurs.

Le volume de contrôle dV est représenté plus précisément par la figure 2.16 qui constitue un zoom sur la partie de la nappe laser dans l'eau, *i.e.* zone entre A et B plus précisément.

La figure 2.16 permet de définir le volume élémentaire de contrôle dV qui est pris égal à un pixel afin de faciliter l'analyse. Le volume élémentaire de contrôle est donc égal à $dV = dx.dy.dz$ avec dx, dy et dz les dimensions élémentaires dans les directions x, y et z.

L'énergie lumineuse incidente disponible au point A, notée ϵ_i (en J), sur un volume élémentaire dV est divisée par une surface élémentaire dS afin d'obtenir un flux d'énergie. La distribution lumineuse au sein de la nappe laser n'est pas uniforme mais gaussienne suivant les directions x et y. Le flux d'énergie lumineuse noté φ_i (J.m^{-2}) peut alors être écrit :

$$\varphi_i \propto P_i \, \frac{1}{\sqrt{\pi}|\sigma_x||\sigma_y|} e^{-\frac{(x-x_c)^2}{\sigma_x^2} - \frac{(y-y_c)^2}{\sigma_y^2}} \tag{2.3}$$

où P_i est la puissance initiale du laser (en W) intégrée sur un intervalle de temps δt, σ_x et σ_y la dispersion de la gaussienne suivant les directions x et y et x_c et y_c les valeurs centrales suivant x et y.

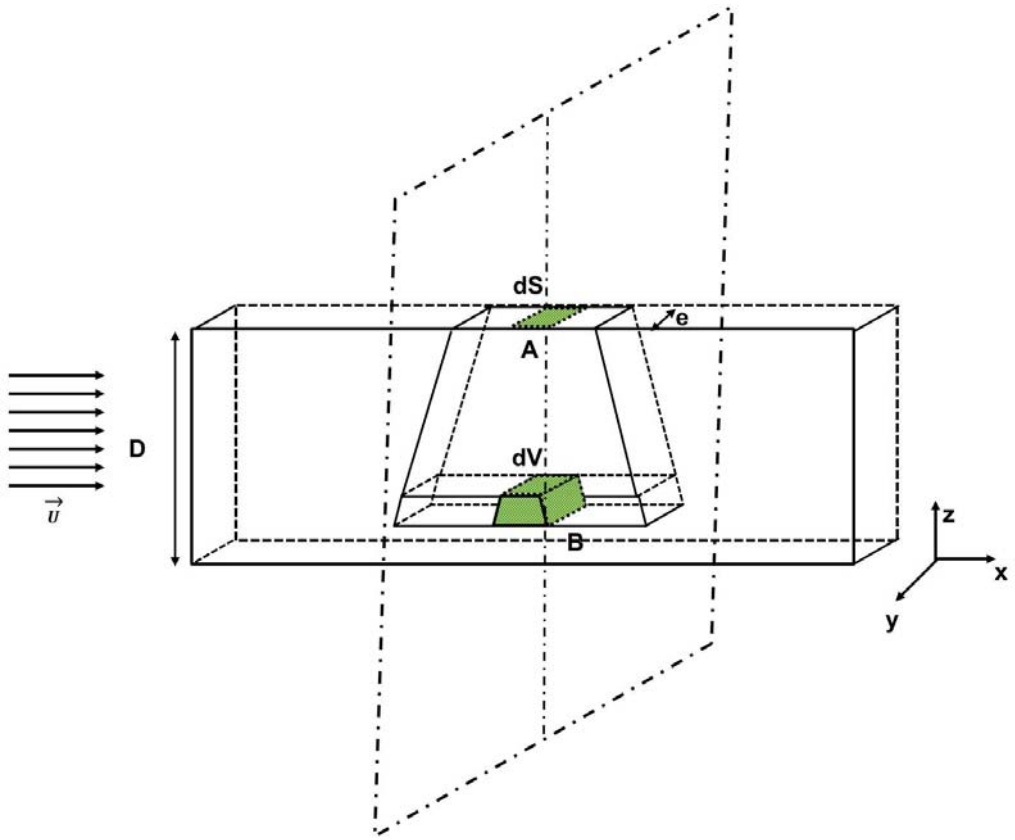

Figure 2.16 – Définition de la surface élémentaire de contrôle dS au point A et du volume élémentaire de contrôle dV au point B. L'épaisseur de la nappe laser est noté e. (*vue en perspective, pas à l'échelle*).

Dans la relation 2.3, aucun terme ne constitue une inconnue. En effet, la puissance laser initiale du laser P_i est une variable connue de l'utilisateur, et la distribution gaussienne selon les directions x et y peut être estimée par une analyse d'image réalisée *à posteriori*.

Afin d'évaluer le flux total d'énergie lumineuse réfléchie par les particules présentes au sein du volume de contrôle dV en direction des caméras suivant leur angle d'inclinaison θ, on définit le flux total d'énergie lumineuse réfléchie φ_r.

Le flux total d'énergie réfléchie φ_r est proportionnel au nombre total de particules présentes au sein du volume élémentaire dV. Pour modéliser cela, on définit ρ_s la densité de réflecteurs dans l'écoulement et on intègre sur le volume dV. Le nombre total de particules N_s au sein du volume élémentaire de contrôle s'écrit donc $N_s = \rho_s dxdydz$. Le nombre total de particules au sein du volume de contrôle dV constitue une inconnue du modèle. En l'état actuel, il est impossible de l'évaluer.

Pour continuer la modélisation de la distribution lumineuse dans le système, il faut maintenant se rappeler que les caméras ont été positionnées avec un angle d'inclinaison θ défini par rapport à la verticale (voir figure 2.8). La diffusion de Mie appliquée à une particule ou à un nuage de particules montre que la distribution angulaire de l'énergie lumineuse réfléchie n'est pas uniforme mais dépendante de l'angle considéré et de la longueur d'onde de la lumière incidente.

Le flux total d'énergie lumineuse réfléchie en direction des caméras par toutes les particules présentes au sein du volume de contrôle dV au point B dépend donc également de l'angle d'inclinaison des caméras θ. Ce flux total d'énergie lumineuse réfléchi φ_r s'écrit donc :

$$\varphi_r \propto \underbrace{N_s}_{(1)} \underbrace{\varphi_i \frac{\pi\, d_s^2}{4}}_{(2)} \underbrace{F\left(\theta, 2\pi d_s/\lambda\right)}_{(3)} \tag{2.4}$$

où les termes (1), (2) et (3) représentent :

- (1) : le nombre total de particules présentes au sein du volume de contrôle dV,
- (2) : le flux total d'énergie lumineuse réfléchie pour une particule (où la distribution angulaire est prise en compte par le terme (3)),
- (3) : la fonction angulaire de l'énergie lumineuse diffusée dans la direction de l'angle θ dépendante du diamètre de la particule et de la longueur d'onde de la lumière incidente.

On souhaite maintenant obtenir ce flux d'énergie lumineuse réfléchie pour toutes les profondeurs z. Le flux d'énergie lumineuse φ_i décroît en fonction de la profondeur (depuis le point A jusque vers le point B, figure 2.15). Cette atténuation lumineuse doit être prise en compte dans le modèle, tout particulièrement car les expériences sont réalisées en conditions naturelles, *i.e.* avec une eau turbide. On fait donc l'hypothèse pour ce modèle, que cette atténuation du flux d'énergie lumineuse φ_i suit une loi d'absorption décrite par la loi de Beer-Lambert. L'équation 2.4 peut donc être réécrite comme suit :

$$\varphi_r \propto \underbrace{N_s}_{(1)} \underbrace{\varphi_i \frac{\pi\, d_s^2}{4}}_{(2)} \underbrace{F\left(\theta, 2\pi d_s/\lambda\right)}_{(3)} \underbrace{e^{-cz}}_{(4)} \tag{2.5}$$

où les termes (1), (2) et (3) restent inchangés et le terme (4) représente le terme d'absorption du flux d'énergie lumineuse (avec c le coefficient d'atténuation lumineuse).

D'un point de vue optique, la forte inclinaison des caméras par rapport à la verticale introduit une importante distorsion géométrique. On rappelle ici que le volume élémentaire de contrôle est calquée sur un pixel du capteur de la caméra. L'inclinaison induit que la taille effective d'un pixel projeté sur le capteur de la caméra a une dépendance en z. Cela se traduit mathématiquement par $dz = dz(z)$.

Mais cette inclinaison des caméras a une autre conséquence : le trajet total dans l'eau d'un rayon lumineux n'est physiquement pas égal à la seule profondeur z mais à la profondeur z plus le trajet retour en direction du capteur de la caméra (en bleu sur la figure 2.8). Cela nous amène à définir le chemin optique total $s(z)$ comme le trajet aller, puis retour que fait un rayon optique dans l'eau lorsqu'il "plonge" puis est réfléchi par une particule en direction du capteur de la caméra. Ce trajet optique doit pouvoir être calculé pour toutes les profondeurs z et comporte donc une dépendance en z. Il est noté $s(z)$. On remplace par la suite la profondeur z par le chemin optique total $s(z)$. L'équation 2.5 prend donc la forme suivante :

$$\varphi_r \propto \underbrace{\rho_s dx dy dz(z)}_{(1)} \underbrace{\varphi_i \frac{\pi\ d_s^2}{4}}_{(2)} \underbrace{F\left(\theta, 2\pi d_s/\lambda\right)}_{(3)} \underbrace{e^{-cs(z)}}_{(4)} \tag{2.6}$$

où, comme les termes (1), (2) et (3) restent inchangés et le terme (4) est réécrit en terme de $s(z)$.

Dans cette dernière équation, les termes (2) et (4) peuvent être calculés soit à partir des données PIV (terme (2)), soit par considérations optiques (terme (4)). Les termes (1) et (3) constituent des inconnues à évaluer.

En ce qui concerne le terme (3), l'évaluation de ce terme va nous donner une indication sur la distribution angulaire du flux d'énergie lumineuse réfléchie. Par conséquent, quantifier ce terme permet d'estimer l'influence de l'angle d'inclinaison des caméras sur la distribution lumineuse dans le système stéréoscopique PIV. L'estimation de ce terme constitue donc l'un des objectifs de l'étude.

La configuration inclinée des caméras permet de faire une hypothèse supplémentaire sur l'équation 2.6. En effet, le point de vue incliné des caméras permet l'intégration de tous les réflecteurs présents au sein du volume de contrôle dV. Cette intégration est rendue possible par la faible épaisseur de la nappe laser (1,5 mm) n'induisant pas de déformations géométriques notables suivant la direction y. Par conséquent, le flux lumineux reçu par le capteur ($i.e.$ φ_r) est le flux réfléchi par toutes les particules présentes non plus dans le volume élémentaire de contrôle dV mais par la surface de contrôle $dx\ dz(z)$. En tenant compte de ces hypothèses, on modifie l'équation 2.6 en :

$$\varphi_r \propto \underbrace{\rho_s\ dx\ dz(z)}_{(1)} \underbrace{\frac{P_i}{\sqrt{\pi}|\sigma_x|} e^{-\frac{(x-x_c)^2}{\sigma_x^2}} \frac{\pi\ d_s^2}{4}}_{(2)} \underbrace{F\left(\theta, 2\pi d_s/\lambda\right)}_{(3)} \underbrace{e^{-cs(z)}}_{(4)} \tag{2.7}$$

On voit ici que l'évaluation du terme (1) nécessite la connaissance du nombre total de réflecteurs dans une surface élémentaire $dx\ dz(z)$. Cette surface élémentaire correspond physiquement à la surface d'un pixel du capteur de la caméra corrigé de sa distorsion géométrique sur la profondeur (grâce à $dz(z)$). Étant donné les tailles des particules de PIV et de vase (de l'ordre de 10 à 100 μm), il n'est pas possible d'un point de vue pratique de réaliser un comptage d'un nombre de particules. Cette analyse est également très compliquée (voire impossible) d'un point de vue numérique, car la reconnaissance des motifs de particules sur les images est très compliquée à réaliser. On dispose cependant des mesures de la turbidité de l'eau pour chaque expérience réalisée (voir section 2.2.3.1). Cette turbidité est calculée selon la norme standard EN ISO 7027. Selon cette norme, la turbidité est une mesure de la diffusion du flux d'énergie lumineuse à 90°. La lumière utilisée pour cette mesure est une lumière monochromatique de longueur d'onde comprise entre 700 nm et 1 μm. La turbidité n'est donc pas mesurée avec la même longueur d'onde que celle du laser utilisé pour réaliser les expériences (532 nm). La turbidité correspond donc à la mesure de la diffusion des réflecteurs présents au sein d'un volume de contrôle avec une fonction angulaire $\mathrm{F}(90°, \frac{2\pi d_s}{\lambda_{IR}})$. Les diamètres d_s sont ceux des réflecteurs présents au sein du volume de contrôle et λ_{IR} correspond à une longueur d'onde comprise entre 700 nm et 1 μm (cette longueur d'onde n'est pas précisée plus clairement dans la documentation du turbidimètre). Cette turbidité mesurée est proportionnelle au nombre de réflecteurs présents au sein de l'échantillon de mesure. Si l'on considère maintenant l'échantillon mesuré par le turbidimètre comme notre volume de contrôle, il est possible de relier le terme (1) de l'équation 2.7 à la turbidité mesurée en écrivant $NTU \propto \rho_s\ dx\ dz(z)$.

Dans la suite de l'étude, et par abus de langage, on appelle le flux d'énergie lumineuse réfléchie par les particules φ_r l'intensité lumineuse réfléchie. Étant donné que l'analyse de la distribution lumineuse dans le système stéréoscopique est faite sur les intensités lumineuses réfléchies, on notera simplement cette grandeur I.

Selon la modélisation adoptée dans cette étude, la distribution d'intensité lumineuse réfléchie par les particules I pour un angle d'inclinaison θ donné suit la loi suivante :

$$I \propto \underbrace{\rho_s\ dx\ dz(z)}_{(1)}\ \underbrace{\frac{P_i}{\sqrt{\pi}|\sigma_x|} e^{-\frac{(x-x_c)^2}{\sigma_x^2}}\ \frac{\pi\ d_s^2}{4}}_{(2)}\ \underbrace{F\left(\theta, 2\pi d_s/\lambda\right)}_{(3)}\ \underbrace{e^{-cs(z)}}_{(4)} \tag{2.8}$$

où les termes (1), (2), (3) et (4) représentent :

- (1) : le nombre total de réflecteurs présents au sein du volume de contrôle dV,
- (2) : le flux total d'énergie lumineuse réfléchie pour une particule,
- (3) : la fonction angulaire de l'intensité lumineuse diffusée dans la direction de l'angle θ.
- (4) : l'absorption de l'intensité lumineuse selon le trajet optique total $s(z)$.

La méthodologie d'analyse présentée jusqu'à maintenant permet de décrire la distribution lumineuse au sein du système stéréoscopique PIV. Cette méthodologie permet de prendre en compte tous les facteurs d'influence sur la diffusion de lumière. Ils peuvent être rangés en deux grandes catégories : les corrections géométriques dues aux distorsions

géométriques inhérentes à la technique de mesure et les facteurs physiques dus à la physique du problème (qui sont eux à relier avec le mode de diffusion de lumière au sein du système).

L'objectif de cette méthodologie d'analyse est de mettre en évidence l'effet conjoint de l'angle d'inclinaison des caméras et de la turbidité de l'eau sur la répartition de lumière dans les système. Cela nous amène à définir une nouvelle intensité normalisée notée I_N et définie par la relation :

$$I_N = \frac{\langle \overline{I} \rangle_x}{dx.dz(z).\varphi_i \pi \frac{d_s^2}{4}} \propto \rho_s \; F\left(\theta, 2\pi d_s/\lambda\right) \; e^{-cs(z)} \tag{2.9}$$

On constate que cette intensité normalisée dépend de ρ_s, de $F(\theta, \frac{2\pi d_s}{\lambda})$ et d'un terme en exponentielle correspondant à l'absorption décrite par la loi de Beer-Lambert. En supposant que le coefficient d'atténuation lumineuse peut être obtenu par un ajustement exponentiel des données, *i.e.* une régression linéaire de $ln(I_N)$ en fonction de $s(z)$, alors l'intensité I_N peut être renormalisée sous la forme :

$$I_{N,1} = \frac{I_N}{e^{(-c.s(z))}} \propto \rho_s \; F\left(\theta, 2\pi d_s/\lambda\right) \tag{2.10}$$

Ainsi, la relation 2.9 permet de montrer que cette intensité renormalisée $I_{N,1}$ ne dépend plus que de la fonction angulaire $F(\theta, \frac{2\pi d_s}{\lambda})$ et de ρ_s, qui représentent respectivement l'effet de l'angle d'inclinaison des caméras et de la turbidité. En d'autres termes, cette intensité $I_{N,1}$ devrait donc être indépendante du trajet optique total $s(z)$.

In fine, le but est d'évaluer la fonction angulaire $F(\theta, \frac{2\pi d_s}{\lambda})$ pour une classe de particules donnée. En s'appuyant sur l'hypothèse que la turbidité est proportionnelle à la densité de réflecteurs au sein d'un volume de contrôle, on peut finalement construire une dernière grandeur pour les intensités lumineuses qui sont maintenant normalisées par la densité de réflecteurs ρ_s. Cette nouvelle grandeur, notée $I_{N,2}$ prend alors la forme :

$$I_{N,2} = \frac{\langle I_{N,1} \rangle_{s(z)}}{\rho_s} \propto \frac{\langle I_{N,1} \rangle_{s(z)}}{NTU} \propto F\left(\theta, 2\pi d_s/\lambda\right) \tag{2.11}$$

Ainsi, cette dernière grandeur d'intensité lumineuse normalisée $I_{N,2}$ permet d'isoler la fonction angulaire $F(\theta, \frac{2\pi d_s}{\lambda})$ tout en s'affranchissant de tous les effets parasitant la diffusion de lumière dans le système (distorsion géométrique, absorption, turbidité ...) et par conséquent de modéliser complètement la distribution lumineuse dans le système de mesure.

Dans la suite de ce chapitre, cette méthodologie d'analyse basée sur la diffusion de lumière dans le système de mesure a été appliquée en vue d'estimer l'influence simultanée de la turbidité et de l'angle d'inclinaison sur la qualité des mesures PIV stéréoscopiques. Cette méthode est appliquée sur les intensités lumineuses mais également sur les rms des intensités lumineuses.

2.4 Traitement des images

2.4.1 Pré-traitement des images

Pour chacune des neuf expériences réalisées (Eθ-1, Eθ-2 et Eθ-3), 100 paires d'images ont été enregistrées par chaque caméra à une fréquence d'acquisition de 1 Hz avec un temps PIV inter-images de 3,5 ms. Par des considérations de symétrie, l'analyse développée dans cette section n'est effectuée que sur les images acquises par la caméra 1. L'analyse sur la caméra 2 a révélé des comportements similaires à ceux de la caméra 1, ce qui est cohérent avec le fait que les deux caméras ont été exposées aux mêmes conditions expérimentales. Par souci de concision, il ne sera présenté que l'analyse effectuée sur la caméra 1.

En regardant les images, des hémisphères se révèlent au travers de la nappe laser. Cela suggère que la caméra capture de la lumière qui n'est pas une lumière diffusée par les particules lorsque celle-ci traversent la nappe laser mais une lumière provenant de l'arrière-plan. Il est alors raisonnable de penser que l'intensité lumineuse des images est augmentée artificiellement par un éclairement parasite de l'arrière-plan. Afin d'éliminer cet effet non désiré, le minimum de la valeur de chaque pixel dans chaque image, et ce pour toutes les expériences, a été soustrait à la valeur du pixel pour chaque image brute de la séquence (voir figure 2.17 (b)).

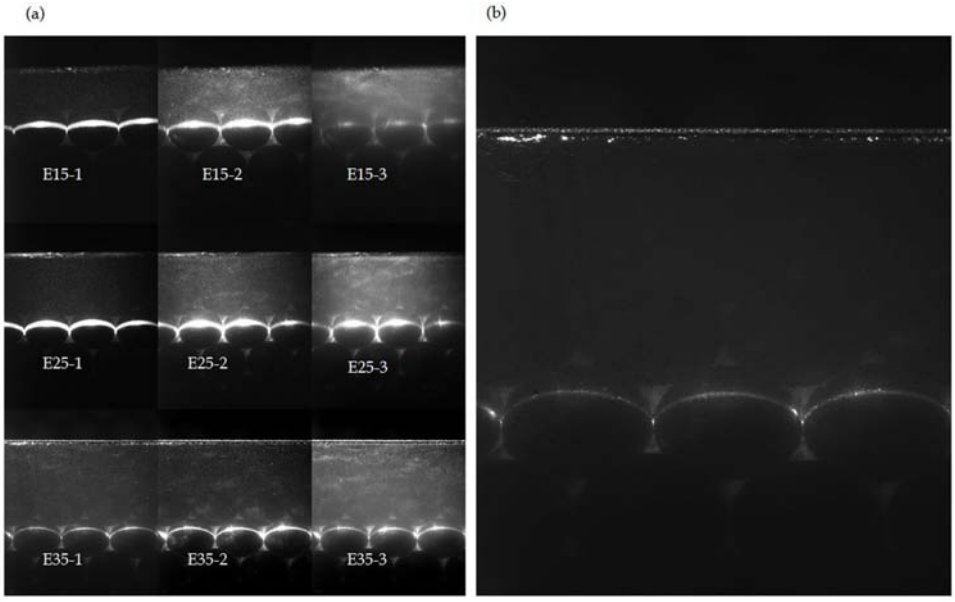

Figure 2.17 – (a) Images PIV brutes pour toutes les expériences ; (b) Image typique du minimum des images pour une expérience donnée (E35-2).

La figure 2.17 (a) montre une image PIV "typique" pour chaque expérience réalisée. Dans les neuf cas, le haut de l'image correspond à l'impact de la nappe laser au niveau de l'interface verre-eau, alors que le bas des images montre les réflexions sur les hémisphères lorsque la nappe laser vient impacter le fond du canal. A angle d'inclinaison des caméras fixé, on constate l'effet de la turbidité sur l'absorption de la nappe laser. Plus la turbidité

augmente et plus l'impact des réflexions sur les hémisphères au fond est faible, indicateur d'une plus forte absorption dans le système. Maintenant, à turbidité fixé, l'effet de distorsion géométrique induit par un point de vue incliné des caméras apparaît sur les images. Plus l'angle d'inclinaison est faible (*i.e* plus l'angle est proche de la verticale) et plus le champ de mesure a une distorsion géométrique importante.

2.4.2 Évolution du chemin optique total $s(z)$ en fonction de l'angle d'inclinaison des caméras θ

Le chemin optique total $s(z)$ est défini par la figure 2.8. Le chemin optique total $s(z)$ parcouru par la lumière varie à angle d'inclinaison des caméras fixé θ. La figure 2.18 montre que le chemin optique total $s(z)$ diminue lorsque l'angle d'inclinaison des caméras se rapproche de la verticale (*i.e.* l'angle d'inclinaison des caméras diminue). En effet, plus l'angle d'inclinaison des caméras est faible et plus le chemin optique dans l'eau va être court.

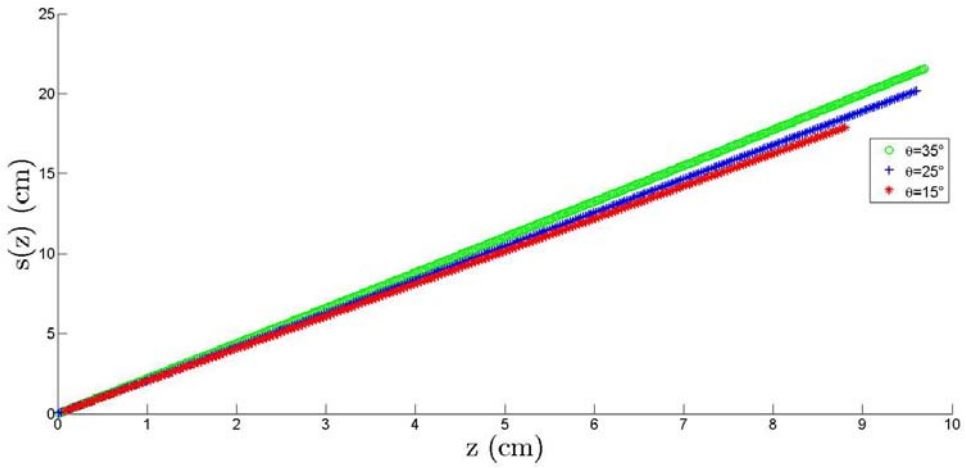

Figure 2.18 – Variation du chemin optique total $s(z)$ (en cm) en fonction de la profondeur d'eau z (en cm) pour chaque angle d'inclinaison θ des caméras.

2.4.3 Résolution pixelique dz en fonction de la profondeur z

L'effet inverse est constaté pour la variation pixelique dz sur la profondeur z : plus l'angle d'inclinaison des caméras se rapproche de la verticale et plus la variation pixelique sur la profondeur est importante (figure 2.19). En effet, la taille effective des pixels vus par la caméra est plus importante avec la profondeur à mesure que l'angle d'inclinaison des caméras est faible. Cela se comprend si on fait le lien avec la distorsion géométrique induite par le point de vue incliné des caméras. Plus la caméra se rapproche de la verticale et plus la distorsion géométrique des images est importante.

Le point de vue incliné des caméras crée donc une dépendance sur la profondeur de la résolution pixelique. Cet effet tend à augmenter artificiellement l'intensité de la

lumière avec la profondeur, il sera dénoté par $dz(z)$. Afin de corriger cet effet optique, les intensités lumineuses doivent être normalisées par $dz(z)$ à chaque profondeur z et pour chaque angle d'inclinaison des caméras.

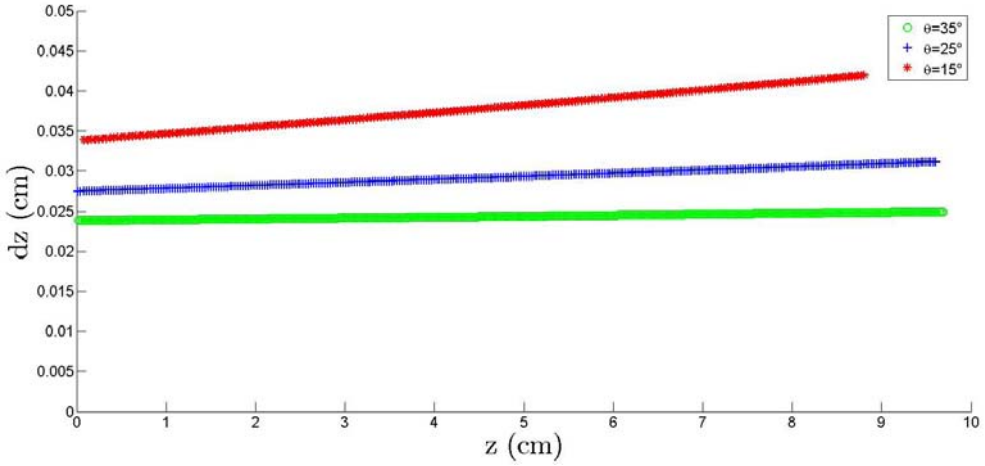

Figure 2.19 – Variation de la résolution pixelique dz (en cm) pour une profondeur d'eau z donnée (en cm).

2.4.4 Statistique des intensités moyennées

Afin d'obtenir une variation statistique significative, les intensités des images pour toutes les expériences ont été moyennées en temps et dans la direction longitudinale de l'écoulement x. Les intensités lumineuses réfléchies moyennées en temps sont notées $\overline{I}$.

2.4.5 Distribution gaussienne de la nappe laser dans la zone de mesure

Dans la modélisation, il a été postulé que la nappe laser suit une distribution gaussienne dans les directions x et y. La modélisation a permis l'intégration des intensités lumineuses suivant la direction y. Dans cette sous-section est vérifiée l'hypothèse de distribution gaussienne de la nappe laser suivant la direction x. Pour réaliser cela, les intensités lumineuses réfléchies moyennes $\overline{I}$ ont été moyennées dans la direction z. Elles sont notées $\langle \overline{I} \rangle_z$.

Une gaussienne possède deux paramètres : la dispersion σ_x et la valeur centrale X_c. On définit également la valeur maximale de la gaussienne comme $I_{max} = P_i/\sqrt{\pi}|\sigma_x|$. Ces trois grandeurs font aussi l'objet de vérification car elles sont des éléments essentiels dans la caractérisation de la nappe laser au niveau de la zone de mesure.

Dans un premier temps, la distribution lumineuse de $\langle \overline{I} \rangle_z$ est étudiée. Afin de pouvoir comparer les expériences entre elles, les intensités lumineuses ont été doublement moyennées en temps et en z, puis normalisées par la valeur centrale I_{max} et la résolution pixelique $dz(z)$. Cette intensité normalisée est définie par la relation :

$$I_g = \frac{\langle \overline{I} \rangle_z}{I_{max}\ dz(z)} \tag{2.12}$$

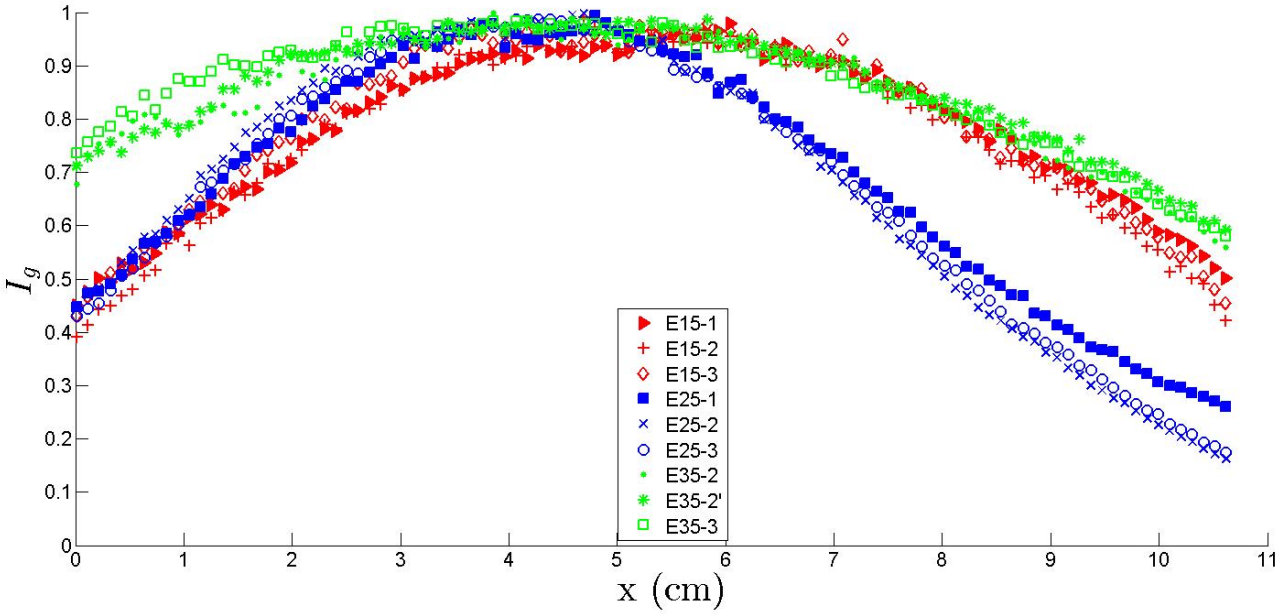

FIGURE 2.20 – Variation de l'intensité lumineuse I_g dans la direction longitudinale de l'écoulement x pour tous les cas étudiés.

La figure 2.20 présente la distribution de l'intensité moyennée en temps et en z tracée en fonction de x. Cette figure montre que la distribution lumineuse varie à chaque angle d'inclinaison des caméras. Cela signifie que pour chaque angle d'inclinaison les réglages manuels de la nappe laser n'ont pas permis de reproduire exactement la même nappe d'un angle d'inclinaison sur l'autre. En effet, à angle d'inclinaison des caméras fixé, les valeurs des intensités lumineuses I_g se superposent correctement et suivent la même distribution gaussienne. Cela montre que pour une même expérience la nappe laser ne bouge pas entre les différents régimes de turbidité.

Par contre, lorsque l'angle d'inclinaison change, la figure 2.20 montre que I_g varie. Afin de décrire complètement la nappe laser de chaque régime d'écoulement pour un angle d'inclinaison fixé, les trois grandeurs X_c, σ_x et I_{max} sont étudiées. L'attention est portée sur une éventuelle dépendance de ces trois grandeurs avec la profondeur z. Les trois grandeurs sont donc normalisées par la variation pixelique suivant la profondeur $dz(z)$, tout comme pour I_g.

La figure 2.21 montre la variation de la valeur centrale X_c en fonction du chemin optique total $s(z)$. La valeur de x_c est donnée ici en pixel, et montre si la nappe laser est verticale dans la zone de mesure. La valeur centrale augmente légèrement suivant la profondeur, indicatrice d'une légère rotation de la nappe laser. Cette augmentation est de l'ordre de 40 pixels pour E15, de 25 pixels pour E25 et de 100 pixels pour E35. Dans

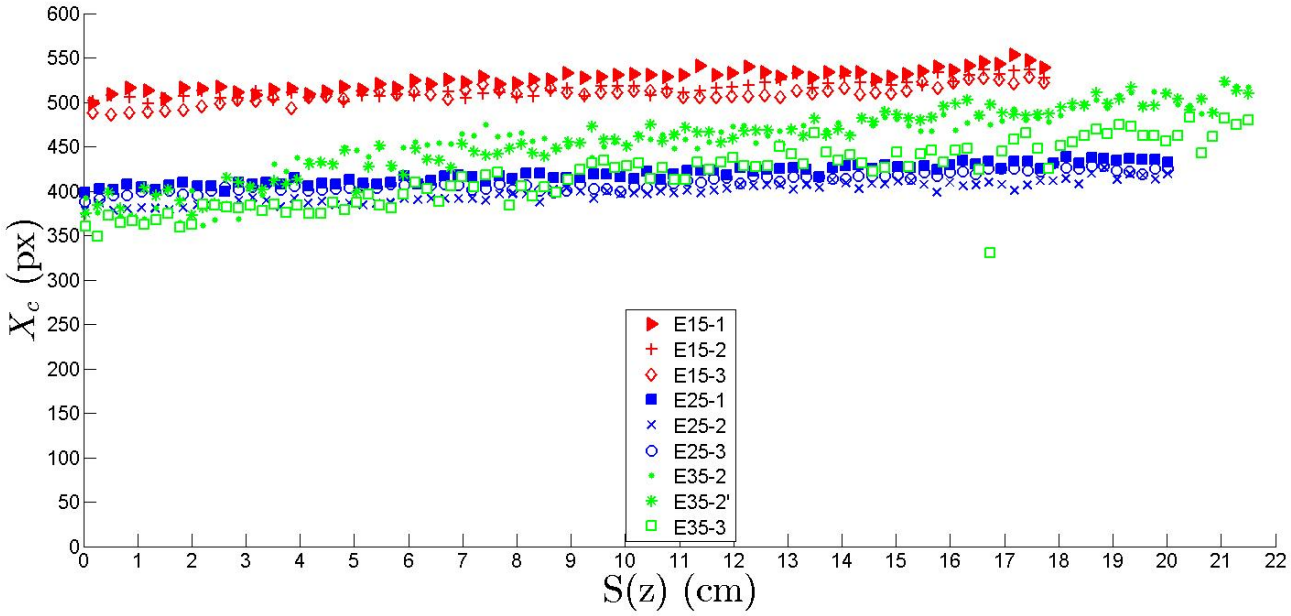

FIGURE 2.21 – Distribution de la valeur centrale normalisée $X_c/dz(z)$ (en pixel) de I_g tracées en fonction du chemin optique total $s(z)$ (en cm) pour les neuf expériences.

l'espace physique, cela correspond à une variation d'environ 1,5 cm pour E15, de 0,67 cm pour E25 et 2,3 cm pour E35 sur la profondeur d'eau qui est de 15,7 cm. Ces variations ne sont pas négligeables et montrent que la nappe laser subit une rotation suivant l'axe y d'environ 5,5° pour E15, de 2,4° pour E25 et 8,5° pour E35. Ces rotations expliquent la différence des distributions de I_g suivant x constatées sur la figure 2.20.

La figure 2.22 présente les valeurs de la dispersion de la gaussienne σ_x en fonction du chemin optique total. Dans les cas des expériences E15 et E25 la dispersion est constante sur le chemin optique. Ce n'est pas le cas des expériences E35 dont la dispersion augmente légèrement avec $s(z)$. Cette augmentation avec la profondeur des nappes laser des expériences E35 est probablement relié au fort angle de rotation que subit la nappe pour ces expériences. La nappe ne rentrant pas verticalement au niveau de la surface libre, la distribution gaussienne n'est pas uniforme sur la profondeur, ce qui se traduit par une augmentation de la dispersion suivant z.

On remarque également que les expériences E25 ont la plus faible dispersion en valeur moyenne, puis la dispersion augmente pour les expériences E15 et encore avec E35. Cette augmentation de la valeur correspond physiquement à des distributions gaussiennes de plus en plus plates, ce que confirme la figure 2.20.

La figure 2.23 présente la valeur maximale I_{max} des intensités moyennes suivant le chemin optique total $s(z)$. Cette intensité maximale diminue fortement suivant $s(z)$ à mesure que la turbidité augmente, et ce, pour les trois angles d'inclinaison des caméras. Par ailleurs, si l'on poursuit l'analyse à régime de turbidité fixé, pour des faibles turbidités (NTU $\sim$ 5), la valeur de I_{max} augmente à mesure que l'angle se rapproche de la verticale. A régime de turbidité intermédiaire (NTU $\sim$ 15), on observe un maximum pour les

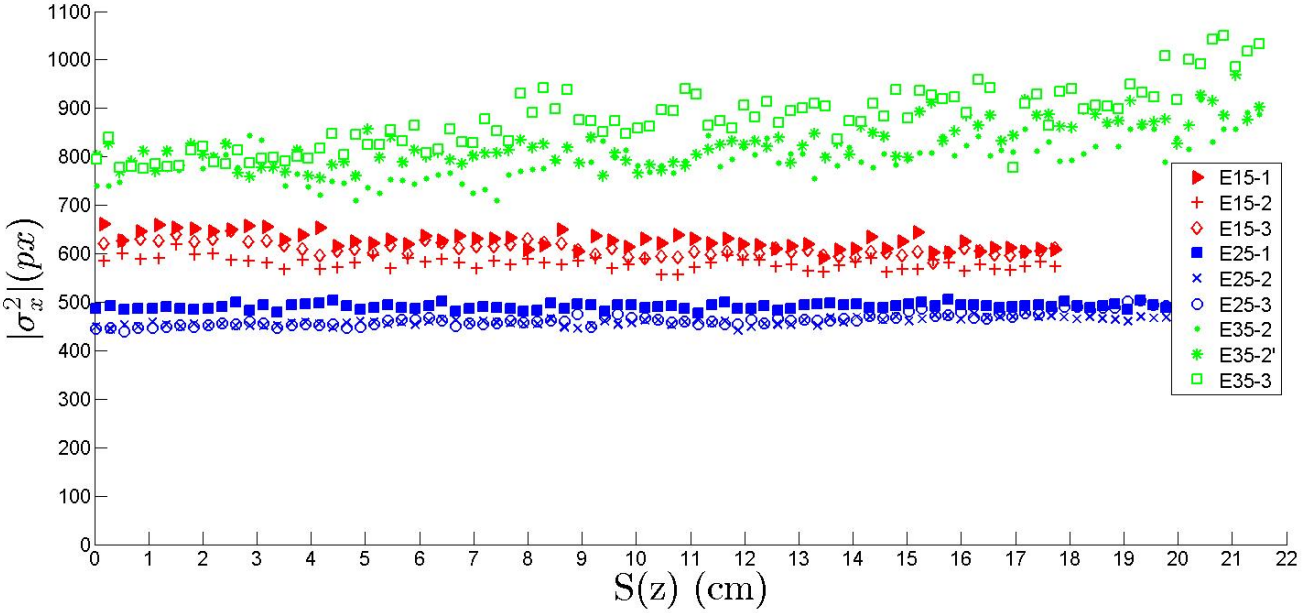

FIGURE 2.22 – Distribution de la dispersion de la gaussienne normalisée $\sigma_x/dz(z)$ (en pixel) de I_g en fonction du chemin optique total $s(z)$ pour les neuf expériences.

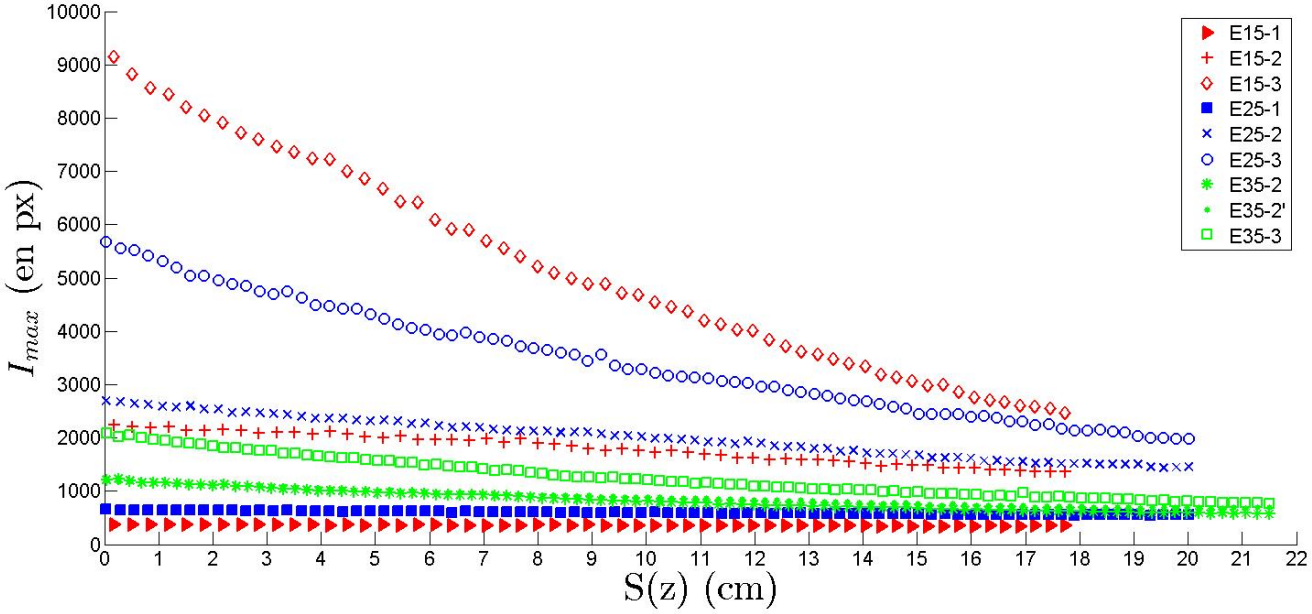

FIGURE 2.23 – Variation de la valeur normalisée $I_{max}/dz(z)$ de l'intensité lumineuse moyenne sur le chemin optique total $s(z)$.

expériences E25. Pour le régime à fortes turbidités (NTU $\sim$ 25), plus l'angle se rapproche de la verticale et plus la valeur de I_{max} est importante.

2.5 Analyse des intensités lumineuses dans le système stéréoscopique PIV

2.5.1 Détermination du coefficient d'atténuation lumineuse c

Le but de cette sous-section est de mettre en évidence l'absorption de l'intensité lumineuse dans le système de mesure afin de pouvoir calculer un coefficient d'atténuation lumineuse global c. Pour réaliser cela, on utilise l'équation 2.8 pour calculer I_N.

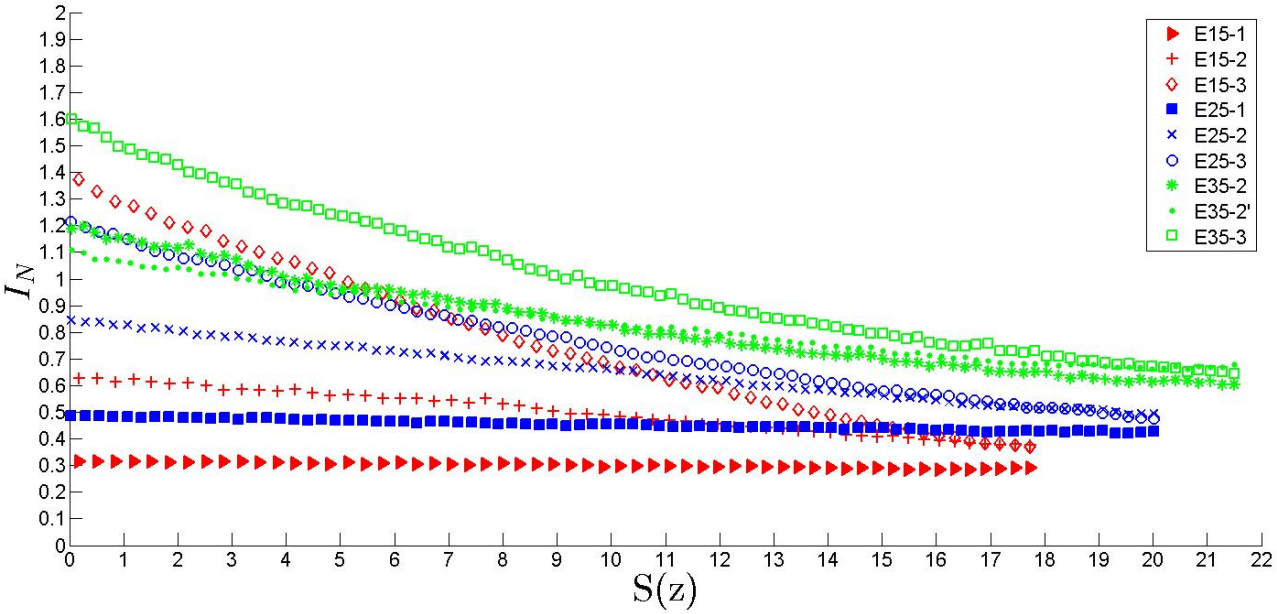

Figure 2.24 – Intensités lumineuses moyennées I_N normalisées (telle que définies par l'équation 2.8) pour les neuf expériences réalisées.

La figure 2.24 montre l'évolution de l'intensité lumineuse normalisée moyennée I_N en fonction du chemin optique total $s(z)$ pour toutes les expériences réalisées.

Tout d'abord, on peut voir que l'intensité lumineuse I_N décroît avec le chemin optique $s(z)$ dans tous les cas. Ensuite, une augmentation globale de l'intensité est constatée lorsque l'angle d'inclinaison θ diminue. Enfin, la diminution de l'intensité lumineuse est plus importante dans les cas de fortes turbidités.

La diminution de l'intensité lumineuse I_N le long du chemin optique total $s(z)$ laisse suggérer une décroissance exponentielle des données dans les neuf cas observés. Cette décroissance exponentielle, suggérée initialement par la loi de Beer-Lambert, permet l'estimation des coefficients d'atténuation lumineuse c le long du trajet optique $s(z)$ pour chaque expérience.

Les coefficients d'atténuation lumineuse c ont été obtenus par un ajustement exponentiel des données, *i.e.* une régression linéaire de $ln(I_N)$ en fonction de $s(z)$. Le tableau 2.3 présente les coefficients de régressions linéaires R^2 obtenus pour les neuf expériences. Toutes les régressions linéaires ont un coefficient de régression élevé, compris entre 0,98 et 0,99, excepté pour le cas E15-1 qui est seulement de 0,92 mais suffisamment élevé pour avoir confiance dans la régression linéaire réalisée. La zone de mesure choisie pour réaliser les ajustements des données correspond à la partie des images qui n'est perturbée ni par les réflexions sur les hémisphères ni par les réflexions ayant lieu au niveau du dioptre verre-eau, *i.e.* à la surface libre.

Expériences	E15-1	E15-2	E15-3	E25-1	E25-2	E25-3	E35-2	E35-2'	E35-3
R^2	0,92	0,99	0,99	0,99	0,99	0,99	0,99	0,99	0,99

Table 2.3 – Coefficients de régression linéaire obtenus lors de l'ajustement exponentiel des données pour les neuf expériences réalisées.

On constate avec les coefficients de régression linéaire élevés que l'ajustement exponentiel des données par la loi de Beer-Lambert fonctionne très bien. Cela nous permet d'estimer les coefficients d'atténuation de la lumière au sein du système de mesure qui sont par conséquents égaux à la pente de la droite de régression.

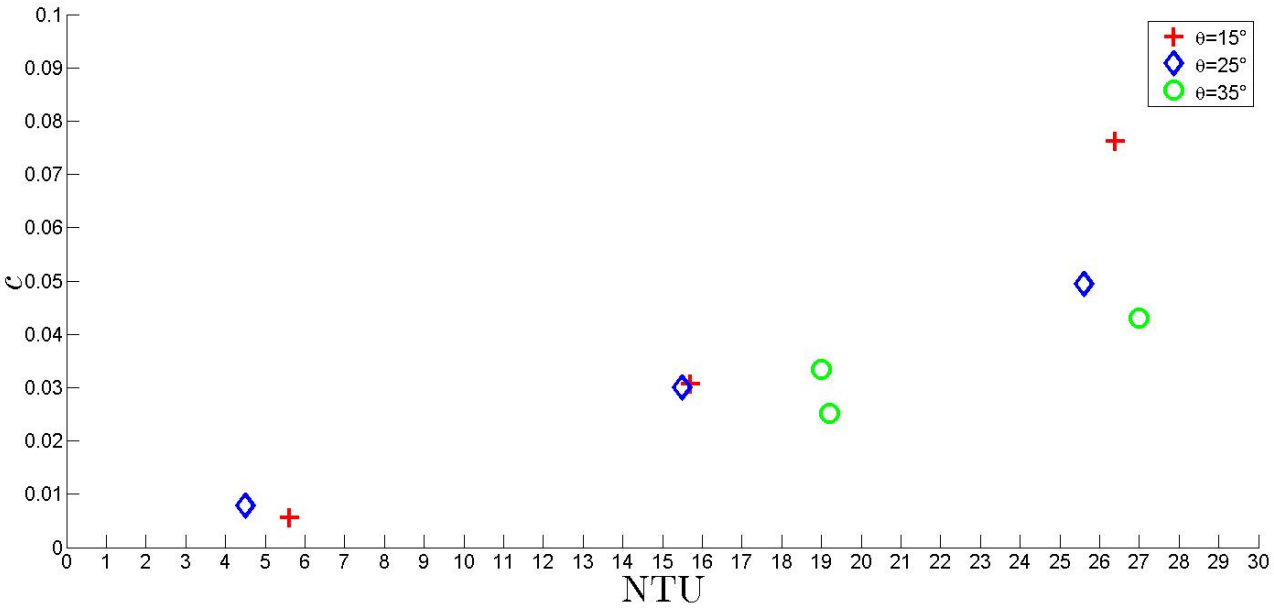

Figure 2.25 – Coefficients d'atténuation lumineuse c en fonction de la turbidité NTU pour une longueur d'onde donnée λ=532 nm.

La figure 2.25 et le tableau 2.4 présentent les estimations des coefficients d'atténuation de lumière c en fonction des valeurs de turbidité en NTU. Pour les faibles valeurs de

Expériences	E15-1	E15-2	E15-3	E25-1	E25-2	E25-3	E35-2	E35-2'	E35-3
c	0,006	0,031	0,076	0,008	0,030	0,049	0,033	0,025	0,043

TABLE 2.4 – Valeurs des coefficients d'atténuation c pour les neuf cas étudiés.

turbidité étudiées (expériences Eθ15-1, Eθ25-1 dans la gamme NTU $\sim$ 5) avec un ensemencement constitué seulement de particules PIV, le taux d'atténuation c est très faible, ce qui indique une faible contribution des particules PIV à l'atténuation de la lumière - en eau claire. Pour chaque angle d'inclinaison des caméras, l'atténuation c augmente avec la turbidité NTU, confirmant et quantifiant l'observation déjà effectuée sur la figure 2.24. Une relation linéaire entre le taux d'atténuation c et la turbidité NTU est également trouvée pour les expériences E15 et E25, mais n'est pas évidente pour E35 pour lesquelles il manque un point à faible turbidité. Cette relation dépend de l'angle d'inclinaison des caméras : plus l'angle d'inclinaison des caméras θ est faible et plus la pente $\frac{c}{NTU}$ est importante. Le coefficient d'atténuation optique total c à turbidité NTU fixée est donc effectivement diminué pour un angle d'inclinaison des caméras qui augmente. Ce qui suggérerait qu'il est plus avantageux de travailler avec des angles d'inclinaison approchant 90°.

Afin de quantifier le gain effectif du changement d'angle d'inclinaison et de turbidité, l'atténuation lumineuse sur la profondeur a besoin d'être de nouveau corrigée par les taux d'atténuation lumineuse. Cela est fait en utilisant la relation 2.9. Le résultat est montré sur la figure 2.26.

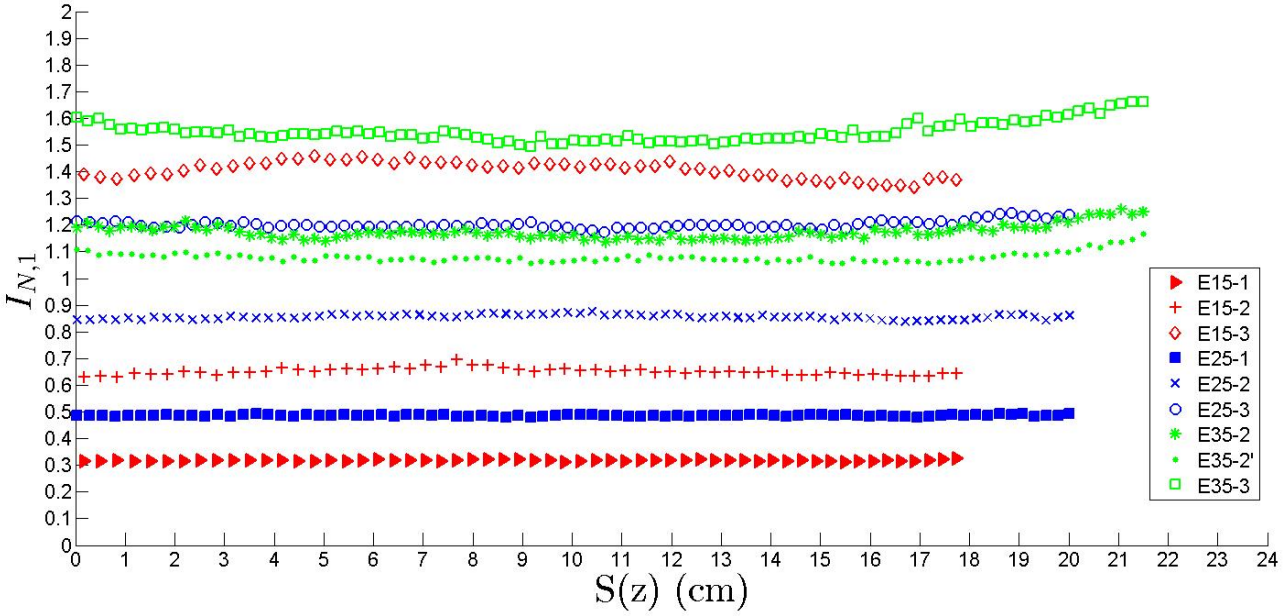

FIGURE 2.26 – Intensités lumineuses moyennes $I_{N,1}$ renormalisées par les taux d'atténuation c le long du chemin optique $s(z)$.

Avec cette renormalisation, les courbes approchent une valeur constante tout au long du trajet optique dans les neuf expériences réalisées. Lorsque θ diminue, il est maintenant possible d'identifier un net gain d'intensité, et ce, pour les trois gammes de turbidité considérées. Pour un angle donné, augmenter la turbidité revient à augmenter les intensités renormalisées.

Puisque les données sont maintenant indépendantes du chemin optique total $s(z)$, les moyennes des intensités lumineuses le long du trajet optique $s(z)$ ont été calculées, notées $I_{N,2}$ (en référence à l'équation 2.10).

2.5.2 Dépendance angulaire de la lumière réfléchie

La dépendance angulaire de la lumière réfléchie est ici évaluée en se servant de l'équation 2.10 permettant de calculer une grandeur $I_{N,2}$ seulement dépendante de la fonction angulaire $F(\theta, \frac{2\pi d_s}{\lambda})$, centre d'intérêt de cette étude.

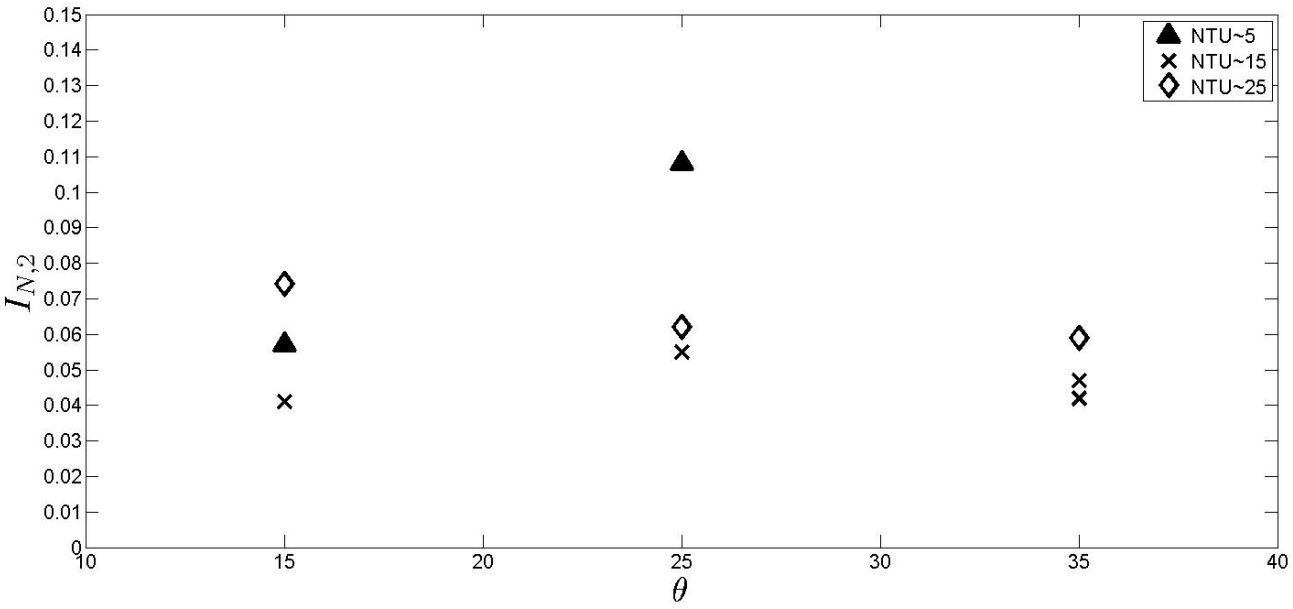

Figure 2.27 – Intensités lumineuses normalisée $I_{N,2}$ tracées en fonction de l'angle d'inclinaison des caméras θ à régime de turbidité constant.

La figure 2.27 présente les intensités $I_{N,2}$ tracées en fonction de l'angle d'inclinaison des caméras θ.

Dans un système avec une seule classe de particules, si la distribution angulaire de la lumière diffusée par les particules est isotrope, l'intensité diffusée est proportionnelle à la concentration en particules. L'intensité $I_{N,2}$ tracée sur la figure 2.27 devrait alors conduire à des valeurs de $I_{N,2}$ identiques quelque soit l'angle d'inclinaison θ et la turbidité NTU. Ce n'est pas le cas ici. Il est clair, qu'à fortes turbidités, un net gain sur les intensités moyennes est trouvé lorsque l'angle des caméras décroît. La dépendance angulaire observée ici suggère que la diffusion est anistrope. Cela semble cohérent avec le ratio $2\pi d_s/\lambda$

pour les particules de vase ($2\pi d_s/\lambda \sim 1629$), pour lequel est attendu un comportement de sphères diffusives. Les sphères diffusives ont une diffusion plus importante lorsque l'angle des caméras diminue (Siegel (2001), p. 538). La dépendance en turbidité, en dépit de la normalisation par elle-même, pourrait être attribuée à deux comportements angulaires anisotropes différents pour les deux classes de particules présentes dans le système (PIV et vase).

Pour des valeurs à faible turbidité (pas de mesure pour les expériences E35), où les particules PIV sont dominantes et étant donné leur nature (billes de verre creuses) le comportement attendu devrait être proche de bulles d'air dans l'eau (plutôt que de sphères diffusives). Pour ce type de particules, la diffusion de la lumière à θ=25° est plus grande que pour θ=15° (Jonasz and Fournier (2011), p.238). Cela est cohérent avec des valeurs moyennes d'intensités plus grandes pour E25 plutôt que pour E15 pour les faibles valeurs de NTU. Lorsque la turbidité augmente, les particules de vase deviennent prépondérantes sur les particules PIV, et de part leur comportement diffusif, induisent un fort gain en intensité lumineuse lorsque l'angle d'inclinaison des caméras diminue.

La méthodologie proposée dans cette section concerne la modélisation de la distribution de l'intensité lumineuse dans le système de mesure PIV stéréoscopique. Elle n'apporte cependant aucun élément sur le contraste de lumière dans les images. L'objectif est d'évaluer l'influence de l'angle d'inclinaison des caméras θ sur la qualité des images en vue de calculs PIV, et ce pour différentes turbidités. Hors, ce qui est important pour un calcul PIV, en plus d'une intensité lumineuse suffisante, est le ratio signal/bruit. Ce dernier est fortement relié au contraste des images. La section suivante propose d'étudier ce ratio au travers de l'analyse des rms spatiales des intensités lumineuses des images.

2.5.3 Étude spatiale des rms de l'intensité lumineuse

La qualité du traitement PIV est très fortement liée à la corrélation des images lors du calcul de champ de vitesses. Afin de réaliser des mesures où la corrélation PIV est correcte, il est nécessaire d'avoir une intensité lumineuse suffisante dans l'image, mais surtout un contraste très élevé. Plus ces deux paramètres sont élevés, et meilleure est la corrélation PIV. Habituellement, lorsque l'intensité augmente, le contraste augmente également. Ainsi, pour une caméra donnée, la gamme dynamique des valeurs d'intensité augmente à sensibilité équivalente. Le contraste est par conséquent relié à la distribution spatiale des réflecteurs/particules dans l'écoulement.

Afin d'évaluer directement l'influence à la fois de l'angle d'inclinaison des caméras et des différentes turbidités sur les corrélations PIV, les valeurs des rms spatiales des intensités sont calculées pour tous les cas d'étude.

Pour réaliser cette étude, on dispose du même jeu de données. L'application de la méthodologie d'analyse présentée précédemment dans la section 2.3.2 est appliquée aux rms spatiales des intensités lumineuses. Par souci de concision, il est présenté seulement l'étape reliée à l'équation 2.9. La même notation est adoptée, ce qui amène à écrire les rms spatiales des intensités lumineuses de la manière suivante $I_{N,1}^{RMS}$.

La figure 2.28 présente les rms spatiales des intensités lumineuses normalisées par la turbidité $I_{N,1}^{RMS}/NTU$ en fonction du chemin optique total $s(z)$. Les rms spatiales des

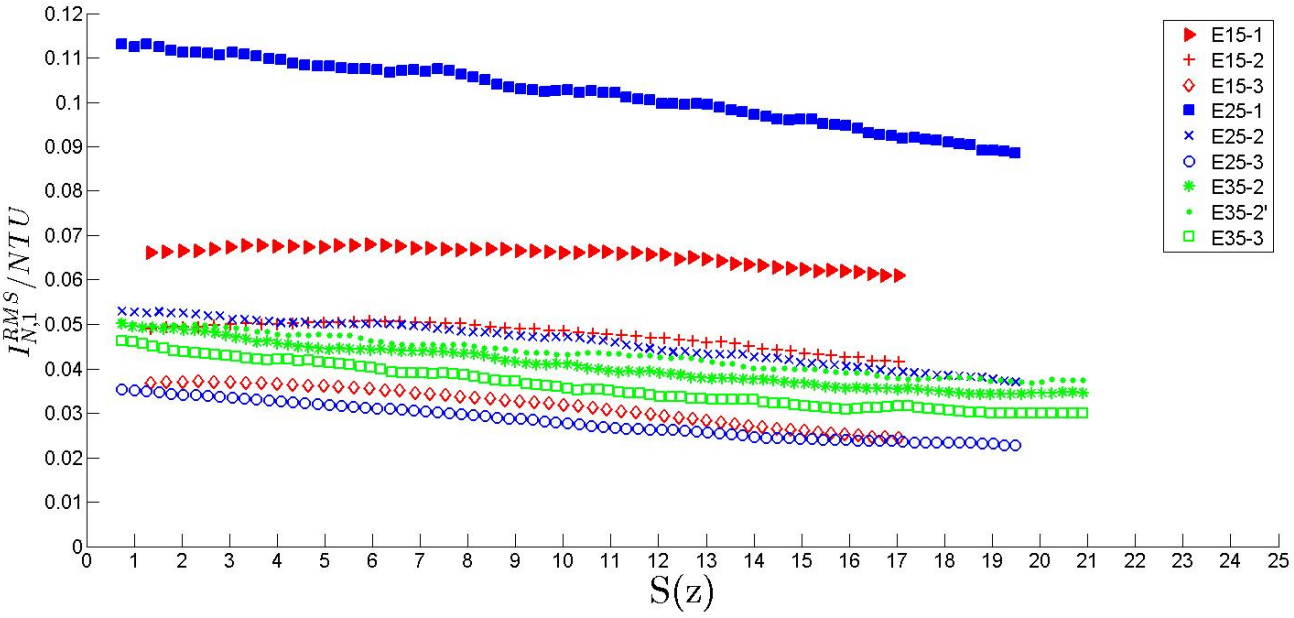

FIGURE 2.28 – Rms spatiales des intensités lumineuses normalisées $I_{N,1}^{RMS}/NTU$ tracées en fonction du chemin optique total $s(z)$.

intensités ont été calculées sur une grille pixelique de 12x12 px^2 avec une boîte d'interrogation de 24x24 px^2 (valeurs de boîte d'interrogation de corrélation PIV classique).

La normalisation appliquée ici aux images PIV pour le calcul des rms spatiales doit donc permettre de corriger à la fois l'absorption de l'intenisté lumineuse sur la profondeur z et les distorsions géométriques. Ainsi, à normalisation équivalente, et sous l'hypothèse d'un comportement similaire entre les intensiés lumineuses et les rms spatiales, ces dernières doivent approcher une valeur constante le long du chemin optique total.

La figure 2.28 montre que les rms spatiales ne suivent pas le comportement attendu. La valeur des rms spatiales diminue fortement lorsque la turbidité augmente pour les trois angles d'inclinaison des caméras. Ce comportement peut être relié à celui de l'intensité lumineuse qui chute également avec la turbidité. La seconde remarque est que les rms spatiales chutent avec la profondeur pour toutes les expériences réalisées. Cela signifie que les rms spatiales diminuent plus rapidement que les intensités lumineuses sur la profondeur, indicatrices d'une perte de contraste à l'approche de la canopée. Une explication à cette diminution des rms spatiales sur la profondeur est à chercher dans la dégradation de la netteté des images analysées. L'angle d'inclinaison des caméras induit de forte déformations géométriques qui ont un effet sur la netteté des images. Malgré la correction apportée par le Scheimpflug, ce dernier ne permet pas de corriger cette perte de netteté sur la profondeur.

En ce qui concerne la valeur des rms spatiales, á faible turbidité, E25 est clairement plus élevée que E15. L'angle d'inclinaison à 25° est meilleur que celui de 15°. Cela rejoint le comportement des intensités lumineuses. Lorsque la turbidité augmente, et que les particules de vase deviennent prédominantes sur les particules PIV, on constate pour la

gamme de turbidité intermédiaire que les angles 15° et 25° possèdent des rms spatiales quasiment identiques, supérieures à 35°. Pour la gamme de forte turbidité, une inversion est constatée. Pour cette turbidité, l'angle de 35° possède des valeurs de turbidité plus élevées que les deux autres angles d'inclinaison. Ce comportement est á l'inverse de celui observé pour les intensités lumineuses.

En conclusion, il semble donc que le comportement des rms spatiales est assez similaire à celui des intensités lumineuses pour le cas des faibles turbidités (Eθ-1) mais diffère assez fortement pour les régimes Eθ-2 et Eθ-3. Pour ces gammes de turbidités intermédiaires et fortes, les rms spatiales suggèrent l'angle d'inclinaison optimal est celui de 35°.

2.5.4 Profils des corrélations PIV

Les calculs PIV ont été réalisés avec le logiciel de la société LaVision - Davis Flowmaster. Les paramètres de calculs utilisés sont les mêmes pour les neuf expériences réalisées. Les corrélations PIV ont été faites avec une boîte d'interrogation de 24x24 px^2. La fonction de corrélation utilisée est la fonction de corrélation développée par Fincham and Spedding (1997) .

Afin d'obtenir une variation statistique significative, les champs de corrélations PIV ont été moyennées en temps et dans la direction longitudinale de l'écoulement x pour toutes les expériences. Cela permet d'obtenir des profils verticaux de corrélation PIV. Ces corrélations sont notées $Corr$ (avec $Corr = \overline{\langle Corr \rangle_x}$).

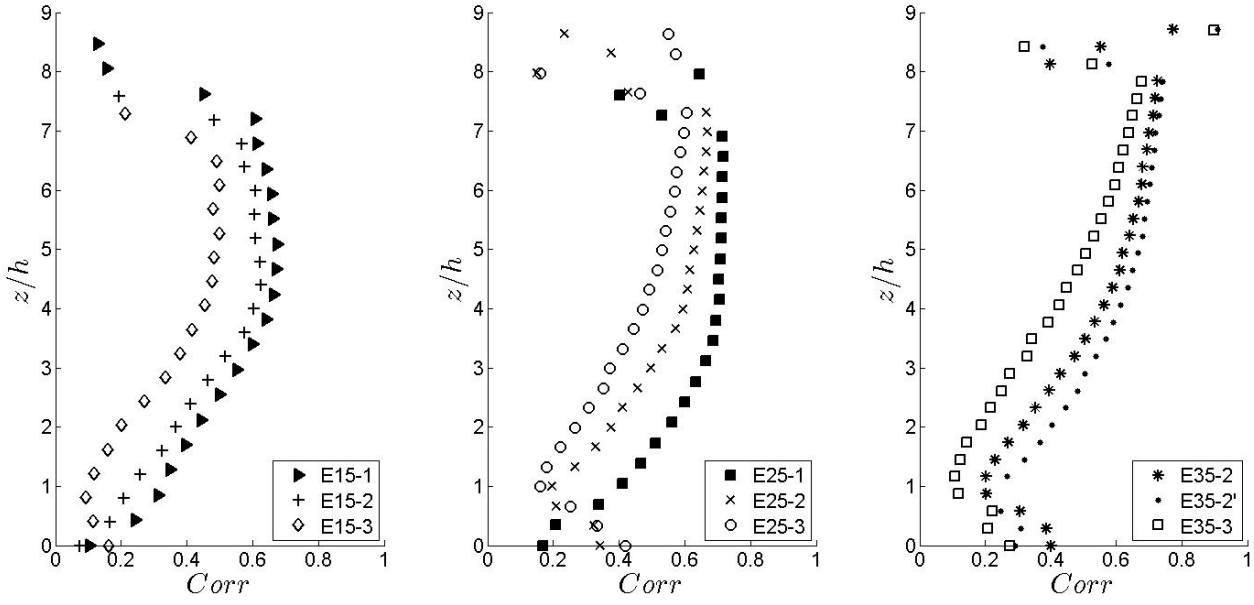

Figure 2.29 – Comparaison par angle d'inclinaison des caméras θ des profils verticaux des corrélations $Corr$ pour les neuf expériences.

Les figures 2.29 et 2.30 présentent respectivement les profils verticaux des corrélations $Corr$ par angle d'inclinaison θ et par gamme de turbidité.

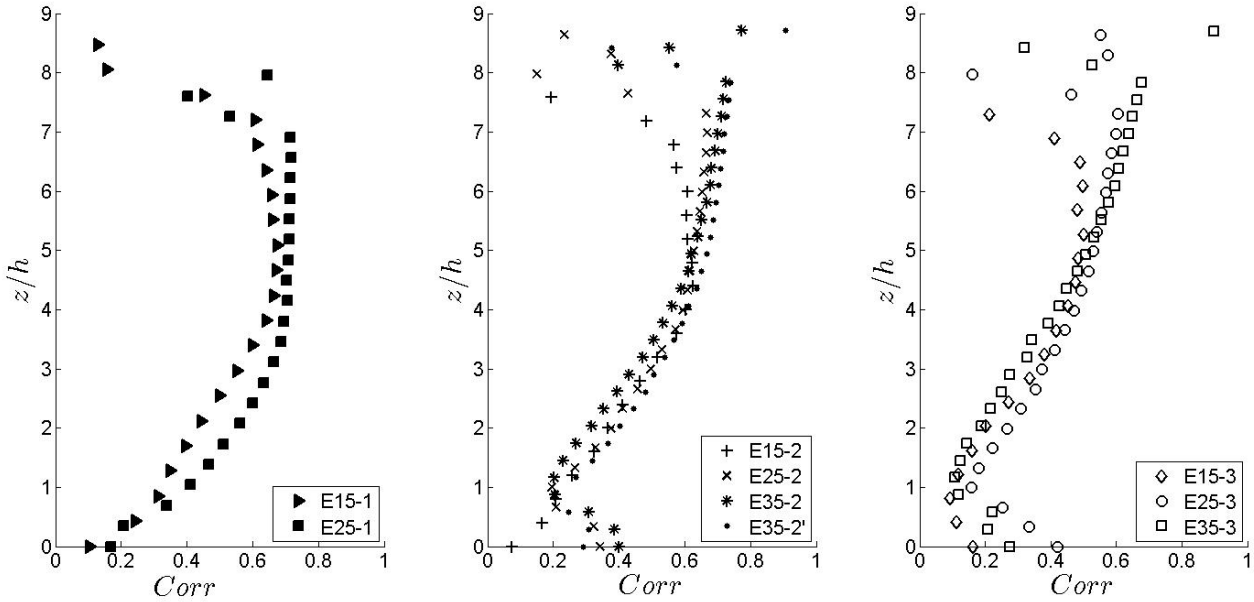

FIGURE 2.30 – Comparaison par gamme de turbidité NTU des profils verticaux des corrélations *Corr* pour les neuf expériences.

Concernant la figure 2.30, la comparaison des profils verticaux moyens des corrélations à angle d'inclinaison fixe montre que les corrélations décroient en fonction de z pour tous les cas. On constate également que les corrélations diminuent avec la turbidité pour les cas E15 et E25 mais pas pour le cas E35 où E35-2$'$ est plus élevée que E35-2. Même si les corrélations de E35-2' sont plus élevées que celles de E35-2 elles restent très proches et largement supérieures au cas de forte turbidité, *i.e.* le cas E35-3. Ce comportement des corrélations est cohérent avec l'analyse précédente sur la distribution de l'intensité lumineuse et des rms spatiales au sein du système de mesures. La diminution de l'intensité lumineuse ainsi que des rms spatiales suivant la profondeur et suivant la turbidité se traduit ici par une diminution des corrélations PIV *Corr* lors du calcul des champs vectoriels de vitesses.

On peut également remarquer qu'à l'approche de la surface libre, *i.e.* pour des $z/h >$ 7,5, toutes les corrélations de toutes les expériences ne suivent plus la tendance générale observée dans la partie centrale de l'écoulement ($1 < z/h <$ 7,5) et chutent fortement. Ce comportement est à relier à la présence d'une vitre qui affleure la surface libre pour la zone $z/h >$ 7,5.

En région de proche surface libre, et malgré la forme profilée de la vitre pour faciliter son insertion dans l'écoulement, sa présence a eu pour conséquence une accumulation des particules PIV et de vase sur la surface vitrée. De plus, au niveau du dioptre verre-eau, une réflexion a lieu lors du passage de la nappe laser. Ces deux effets combinés expliquent très certainement ce comportement singulier des corrélations dans cette zone de l'écoulement.

L'effet de l'angle d'inclinaison des caméras est évalué par la figure 2.30 qui trace les profils verticaux des corrélations à gamme de turbidité équivalente. Les mêmes remarques

générales que pour la précédente analyse peuvent être faites : diminution des corrélations suivant la profondeur z. Pour le cas en eau claire, *i.e.* Eθ-1, les corrélations sont plus élevées pour E25 que pour E15. Pour les gammes de turbidité intermédiaire et fortes, les corrélations sont quasiment toutes au même niveau. On remarque cependant que le cas E35-2' est légèrement supérieur à tous les autres cas.

D'après les deux analyses faites sur ces deux dernières figures, il semble clair que le cas à faible turbidité ait les corrélations les plus élevées. Pour cette gamme de turbidité l'angle de 25° apparaît comme un optimal par rapport à 15°. Ce comportement est cohérent avec l'analyse des distributions lumineuses et de rms spatiales faites précédemment. Pour la gamme de turbidité intermédiaire, ce sont les cas E35-2' et E35-2 qui possédent les corrélations les plus élevées. Pour cette gamme, ils sont donc meilleurs que les deux autres angles d'inclinaison. Pour la gamme à forte turbidité, les résultats sur les corrélations ne sont pas clairs : tous les angles d'inclinaison possèdent sensiblement les mêmes valeurs de corrélations.

2.5.5 Analyse des profils de vitesses

Une analyse similaire à celle développée dans la partie 2.5.4 sur les corrélations PIV fait l'objet de cette sous-section. Tout comme pour l'analyse des corrélations PIV, les vitesses ont été moyennées en temps et en espace dans la direction x.

Une estimation des erreurs de convergence temporelle commises sur les moments d'ordre 1 est d'abord réalisée. Elle est suivie par la présentation des profils verticaux moyens des trois composantes de vitesse longitudinale $\langle\overline{u}\rangle$, transverse $\langle\overline{v}\rangle$ et verticale $\langle\overline{w}\rangle$.

2.5.5.1 Convergence temporelle des données

L'estimation de la convergence temporelle des données est particulièrement importante dans cette étude au vu du faible nombre d'images disponibles.

Lors des acquisitions, un faible nombre d'échantillons a été enregistré avec les caméras (100 couplets d'images). L'estimation de l'erreur de convergence temporelle faite dans cette étude est basée sur les travaux de Benedict and Gould (1996) et Thacker et al. (2010).

On dispose de 100 échantillons indépendants de données. L'estimation de l'erreur de convergence temporelle des données est faite avec un intervalle de confiance de 95 %. Pour cette intervalle de confiance, l'erreur de convergence temporelle s'écrit :

$$\epsilon_{100} = \frac{\sqrt{(\langle\overline{U}\rangle_x - U_\infty)^2}}{U_\infty} \approx 1,96\ I_u\ \frac{1}{\sqrt{N}} \tag{2.13}$$

avec :

- ϵ_{100} : erreur commise sur la moyenne pour un intervalle de confiance de 95 %. Cette erreur est donnée en %,
- $\langle\overline{U}\rangle_x$: vitesse moyenne calculée,

– U_∞ : vitesse moyenne exacte intégrée sur un temps infini (dans notre cas $U_\infty = U_d$, *i.e.* vitesse débitante),
– I_u : intensité turbulente de la composante longitudinale de la vitesse ($\frac{\sqrt{\langle \overline{u'^2} \rangle}}{U_\infty}$),
– N : nombre d'échantillons indépendants de la série temporelle.

Afin d'évaluer l'erreur maximale de convergence temporelle des vitesses moyennes, on détermine le maximum des rms des trois composantes de vitesse pour chaque angle d'inclinaison des caméras. La détermination des maximums des rms temporelles est difficile à réaliser car il se situe dans la zone proche des rugosités (zonde fortement influencée par les réflexions ayant lieu sur les hémisphères).

	ϵ_{SPIV}^{E15} (en %)	ϵ_{SPIV}^{E25} (en %)	ϵ_{SPIV}^{E35} (en %)
$\epsilon_{SPIV}(\overline{U})$	4,1	4,2	6,7
$\epsilon_{SPIV}(\overline{V})$	5,3	5,2	7,9
$\epsilon_{SPIV}(\overline{W})$	5,3	4,4	5,4

Table 2.5 – Résultats de l'estimation de l'erreur de convergence temporelle commise sur la moyenne temporelle pour les trois composantes de la vitesse de toutes les expériences par la relation 2.13.

Le tableau 2.5 présente le résultat des erreurs de convergence temporelle des données pour les trois composantes de vitesse de tous les cas d'étude. Les erreurs de convergence temporelle sont toutes du même ordre de grandeur, comprises entre 4 % et 8 % environ. Elles restent cependant trop élevées pour espérer pouvoir étudier les quantités statistiques turbulentes d'ordre supérieur à 1.

Par conséquent, seules les quantités statistiques turbulentes d'ordre 1 sont analysées dans la suite de cette étude.

2.5.5.2 Analyse des profils verticaux de vitesse

Les figures 2.31, 2.32 et 2.33 présentent les profils verticaux doublement moyennés en temps et dans la direction longitudinale x des trois composantes de vitesses $\langle \overline{u} \rangle_x$, $\langle \overline{v} \rangle_x$ et $\langle \overline{w} \rangle_x$ normalisées par u_{max} à gamme de turbidité fixée.

L'analyse qui est faite dans cette section est une analyse qualitative des profils verticaux de vitesse moyenne. La faible convergence temporelle des données n'autorise pas une étude plus poussée de la couche limite turbulente de cet écoulement (étude des quantités statistiques turbulentes d'ordre sup'erieures à 1). Afin de réaliser cette étude qualitative des mesures, les données sont comparées à l'étude de Coundoul et al. (2011).

Pour les trois gammes de turbidité, la composante longitudinale est comparée aux profils verticaux de vitesse longitudinale issus des simulations numériques de Coundoul et al. (2011). Ce dernier a réalisé des simulations numériques d'un écoulement à surface libre sur un fond rugueux composé d'hémisphères de même diamètre que celles de cette étude (= 1,85 cm). Le régime d'écoulement $IV_{S6,5}$ correspond à un régime de vitesse intermédiaire (Intermediate Velocity) avec un nombre de de Froude de 0,17, une vitesse

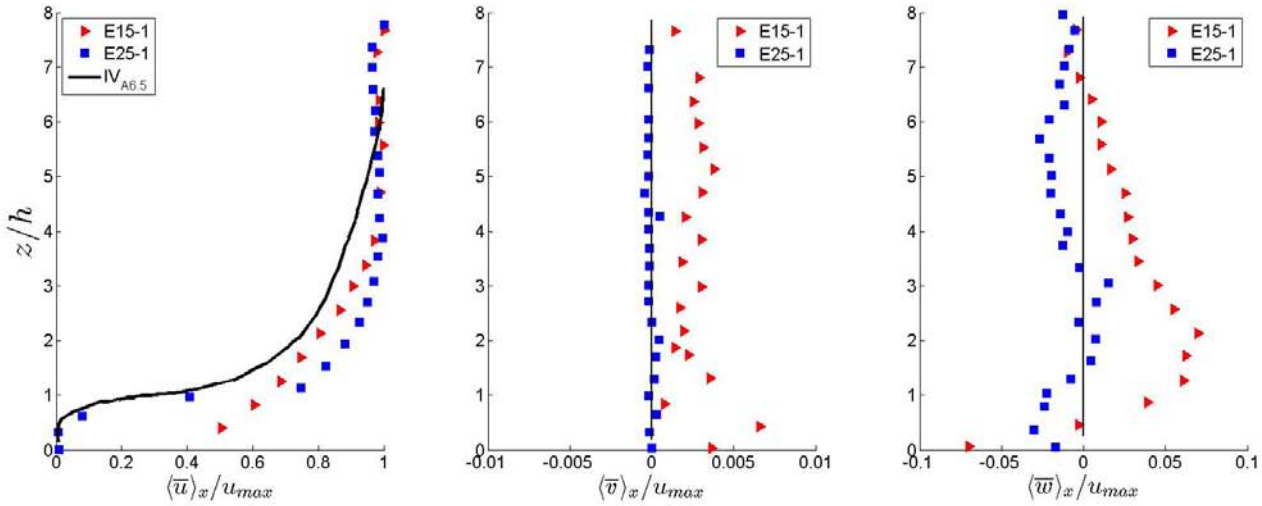

FIGURE 2.31 – Profils verticaux des trois composantes de vitesse $\langle\overline{u}\rangle_x$, $\langle\overline{v}\rangle_x$ et $\langle\overline{w}\rangle_x$ normalisés par u_{max} pour la gamme à faible turbidité (NTU = 5).

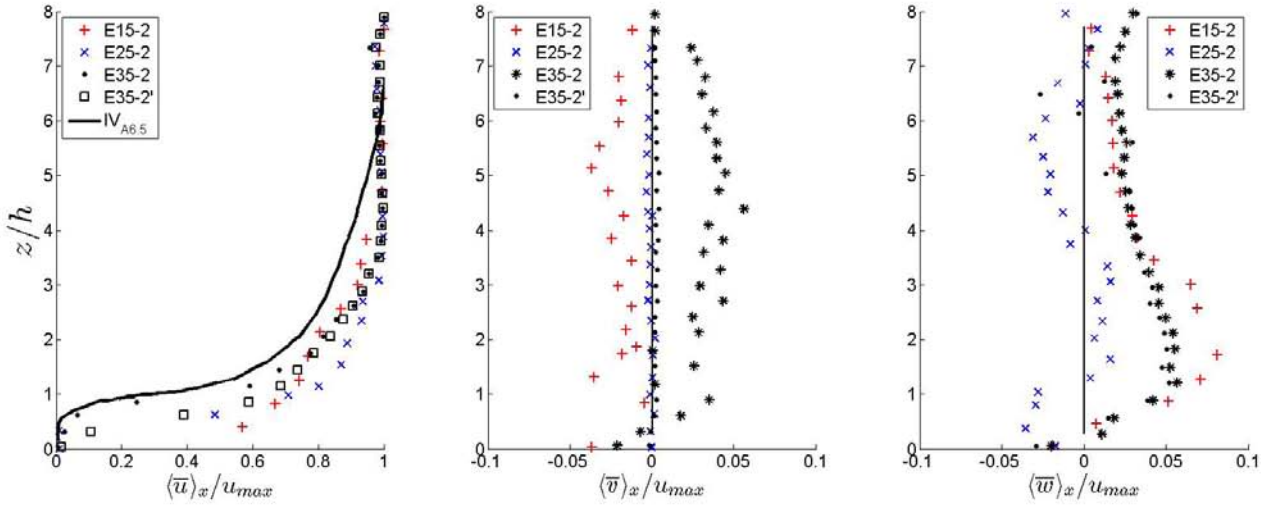

FIGURE 2.32 – Profils verticaux des trois composantes de vitesse $\langle\overline{u}\rangle_x$, $\langle\overline{v}\rangle_x$ et $\langle\overline{w}\rangle_x$ normalisés par u_{max} pour la gamme de turbidité intermédiaire (NTU = 15).

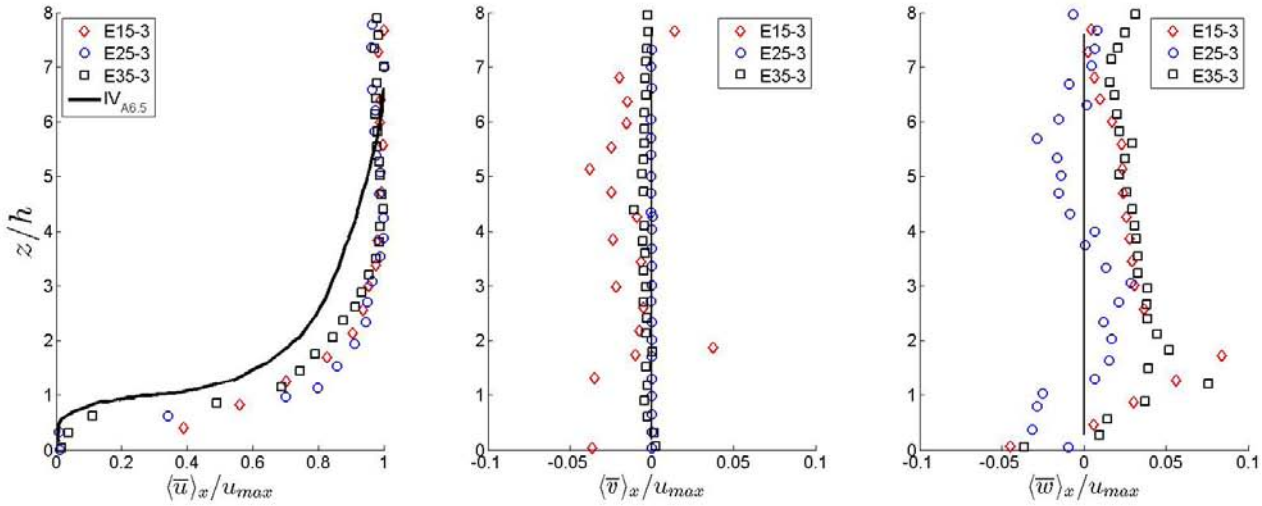

FIGURE 2.33 – Profils verticaux des trois composantes de vitesse $\langle\overline{u}\rangle_x$, $\langle\overline{v}\rangle_x$ et $\langle\overline{w}\rangle_x$ normalisés par u_{max} pour la gamme à forte turbidité (NTU = 25).

moyenne de 19,2 cm/s. Pour ces simulations, les hémisphères sont positionnées en quinconce (Staggered) et la submersion (h/D) est égale à 0.15 ($\equiv D/h = 6{,}5$). Il y a donc des différences avec les expériences de cette étude ($Fr = 0{,}13$, $U_d = 16{,}5$ cm/s et $h/D = 0{,}11$). L'alignement des hémisphères est identique.

A gamme de turbidité fixe, on retrouve le comportement décrit par l'analyse sur les intensités lumineuses, les rms spatiales et les corrélations PIV, soit une dégradation de la qualité des mesures par la turbidité. Ce comportement est constaté pour tous les angles d'inclinaison étudiés.

Les trois figures permettent également une évaluation de l'influence des angles d'inclinaison sur les profils de vitesse calculés. Cette étude est faite par comparaison des profils verticaux des trois angles à gamme de turbidité donnée.

Pour la gamme de faible turbidité et la composante longitudinale, le cas E25 semble meilleur que E15 pour la zone en proche rugosité. Il suit presque parfaitement le régime $IV_{S6,5}$ pour $z/h < 1{,}5$. Pour la région de l'écoulement en dehors de la canopée ($z/h > 1{,}5$), ce n'est plus aussi évident. L'angle E15 possède une meilleure tendance que E25 si on les compare au profil $IV_{S6,5}$. La faible convergence des données rend difficile le choix sur l'angle optimal. Cependant, ce qui semble assez clair est la meilleure résolution de l'écoulement en proche canopée de E25. Ce comportement à faible turbidité rejoint les analyses précédentes sur l'intensités lumineuses, les rms spatiales et les corrélations PIV. Par ailleurs, si l'on consière ici l'écoulement quasi-2D, alors les composantes transverses et verticales doivent être nulles sur la colonne d'eau. Pour ces deux compoantes, les profils de E15 sont beaucoup plus bruités que ceux de E25. Pour toutes ces raisons, et les analyses précédentes, l'angle de 25° reste meilleur que 15°. pour cette gamme de turbidité.

Ce n'est plus aussi évident pour la gamme de turbidité intermédiaire où, pour les trois composantes de vitesse, les profils sont plus bruités que le cas à faible turbidité du à une turbidité plus élevée. La turbidité dégrade donc la qualité du traitement PIV des

images. Pour évaluer l'effet de l'angle sur ces profils de vitesse, on constate que les profils verticaux de la composante longitudinale des deux cas E25-2 et E35-2 suivent mieux la tendance du profil des simulations de Coundoul et al. (2011) que les deux autres cas (E15-2 et E35-2'). Cela est confirmé par les composantes transverses et verticales qui sont très fortement bruitées pour ces deux régimes comparés aux cas E25-2 et E35-2. Le choix ici se fait donc entre E25-2 et E35-2. Le cas E35-2 reproduit plus exactement le profil de $IV_{S6,5}$ que E25-2 dans la zone de la canopée. Dans la couche externe, le choix entre les deux expériences est très difficile. Si l'on regarde maintenant les composantes transverses et verticales, le cas E25-2 possède des profils verticaux de vitesse sur toute la colonne d'eau plus proches de zéro que les profils de E35-2. Sur la base de ces remarques et de l'analyse des rms spatiales, pour ce régime intermédiaire de turbidité, aucun des deux cas E25-2 et E35-2 ne smblent clairement se dinstinguer. Il est donc impossible de faire un choix quant à l'angle de mesure optimal pour améliorer la qualité des mesures PIV. On peut cependant en conclure que l'angle optimal des caméras se situe entre 25° et 35°.

Pour la gamme à forte turbidité, le seul profil de vitesse longitudinale qui suit la tendance des données des travaux de Coundoul et al. (2011) est le cas E35-3. En effet, ce cas reproduit encore assez bien l'écoulement dans la canopée, contrairement aux deux autres angles d'inclinaison E15-3 et E25-3. Au voisinage du haut des hémisphères, le cas E35-3 est plus proche du régime $IV_{S6,5}$. Ces remarques restent vraies pour des $z/h > 1{,}5$. Pour la composante longitudinale, le cas E35-3 est donc meilleur que les deux autres régimes E15-3 et E25-3. Concernant la composante transverse de vitesse, le cas E15-3 est moins proche de zéro que E25-3 et E35-3. Pour cette composante, il est impossible de choisir entre E25-3 et E35-3. Concernant la composante verticale de vitesse, le profil vertical de E25-3 a une forme de S que n'ont pas les deux autres cas. Les régimes E15-3 et E35-3 sont très proches l'un de l'autre avec une augmentation de leurs valeurs respectives avec la profondeur z. Ces comportements différents de la composante verticale sont probablement liés au biais statistique introduit par la faible convergence temporelle des données. Sur ces critéres ainsi que sur les analyses précédentes, il semble que l'angle de 35° donne des meilleurs résultats que les deux autres angles sur le calcul des champs de vitesses pour la gamme à forte turbidité.

2.6 Conclusion

L'étude présentée dans ce chapitre se place dans un contexte environnemental de meilleure caractérisation des écoulements turbulents à surface libre de type rivière. Pour ce type d'écoulement, la canopée aquatique joue un rôle prépondérant dans les échanges de quantités de mouvement et de masse au sein de l'hydro-écosystème mais également sur l'hydrodynamique de l'écoulement (Coundoul et al. (2011)). La compréhension de ce type d'écoulements nécessite une description fine de l'intéraction entre la canopée aquatique et l'écoulement au-dessus. L'un des verrous scientifiques à une meilleure caractérisation de la turbulence dans ce type d'écoulement réside dans la multitude des échelles spatiales et temporelles des phénomènes physiques en jeu (Nikora (2010)).

L'autre frein majeur à cette compréhension vient du peu de données expérimentales PIV *in situ*. En effet, réaliser des mesures avec une double contrainte de résolution spatiale et temporelle fine relève encore à l'heure actuelle du challenge. C'est dans ce contexte que le choix s'est porté dans cette étude sur la technique de mesure de PIV par stéréoscopie. Cette technique a l'avantage de posséder une caractérisation spatio-temporelle fine de l'écoulement et permet de plus d'accéder à partir de mesures dans un plan 2D à la composante hors-champ. La stéréoscopie par PIV permet par conséquent d'obtenir une mesure 3D des grandeurs turbulentes. Cette technique de mesure apparaît donc comme une technique de mesure prometteuse en vue de mesures directement *in situ*.

Bien qu'elle réponde à presque toutes les contraintes énoncées précédemment, son adaptation sur site reste compliquée. A ce jour, seuls les travaux de Cameron et al. (2013) ont montré qu'il était possible de transposer la technique de mesure de PIV par stéréoscopie *in situ*. Les auteurs ont utilisé cette technique sur un site situé en Ecosse afin de mesurer l'intéraction entre la canopée aquatique et l'écoulement au-dessus. Bien qu'ils montrent qu'une adaptation *in situ* est possible, rien n'est dit dans leurs travaux sur les conditions expérimentales rencontrées (turbidité, éclairement ambiant,...).

C'est pour cela qu'il est proposé dans cette étude d'évaluer comment les conditions expérimentales *in situ* influent sur la mesure par stéréoscopie PIV. Dans ce but, l'étude a été réalisée dans un environnement de laboratoire où les conditions ambiantes de température, de luminosité, ainsi que les conditions hydrauliques (débits, et hauteurs d'eau) peuvent être contrôlées. Afin de tester la réponse de la stéréoscopie PIV à ces facteurs, une étude paramétrique a été menée où les deux paramètres sont l'angle d'inclinaison des caméras et la turbidité de l'eau.

Dans un premier temps, un travail de modélisation de la distribution de la lumière au sein du système a été proposé. Ce dernier a permis de montrer que les intensités lumineuses diminuent avec la profondeur et la turbidité quelque soit l'angle d'inclinaison des caméras. Par la suite, la modélisation a permis de montrer que le gain d'intensité lumineuse est plus important pour l'angle d'inclinaison de 25° que pour l'angle de 15° (aucune comparaison avec l'angle de 35° n'est possible en raison de conditions expérimentales pour cette expérience rendant inutilisable les données) pour la gamme à faible turbidité (NTU $\sim$ 5). Pour des turbidités plus élevées (NTU $\sim$ 15 et NTU $\sim$ 25), le gain d'intensité est plus important lorsque l'angle diminue (relativement à la verticale, *i.e.* passant de 25° à 15°). Cette étude a ensuite été complétée par l'application de cette mé-

thodologie sur les rms spatiales des intensités lumineuses qui sont directement reliées au contraste de l'image, facteur influant directement sur la qualité des calculs PIV. L'analyse montre que les rms spatiales chutent plus rapidement que les intensités lumineuses sur la profondeur. Cette diminution signifie une perte de contraste dans la zone proche de la canopée, zone qui reste la région d'intérêt de l'étude. Cette chute des rms spatiales est liée à la dégradation de la netteté de l'image induite par l'inclinaison des caméras. Les rms spatiales suivent le même comportement que les intensités lumineuses pour la gamme de faible turbidité (l'angle optimal est 25°) mais se comportent de manière inverse pour les gammes intermédiaires et fortes de turbidité où l'angle de 35° donne des rms spatiales plus élevées. Ce comportement est retrouvé également lors de l'étude des corrélations PIV. Ces dernières diminuent avec la profondeur, et avec la turbidité. Un examen plus minutieux permet de montrer que pour NTU = 5, l'angle de 25° est un optimum alors que dans le cas des gammes de turbidité intermédiaire cet optimum est constitué par l'angle de 35°.

Enfin, cette étude a été complétée par le calcul des vitesses au sein de l'écoulement qui ont été confrontées aux travaux numériques de Coundoul et al. (2011). Ces mesures suivent le comportement des rms spatiales qui apparaissent comme un très bon indicateur de la qualité des mesures de PIV par stéréoscopie. Pour des faibles turbidités, l'angle de 25° est un optimum alors que pour les gammes intermédiaires et fortes de turbidités l'angle de 35° donne de meilleurs résultats. Il faut cependant prendre ces résultats avec précaution car le faible nombre d'images disponibles ne permet pas une étude quantitative de la couche limite turbulente.

On peut cependant remarquer que les résultats dont les gammes de turbidités correspondent à des conditions naturelles d'écoulement (Eθ-2 et Eθ-3) sont cohérents avec les travaux de Cameron et al. (2013) qui constituent à l'heure actuelle la seule investigation expérimentale de stéréoscopie PIV *in situ* connue dans la même configuration de mesure que cette étude. Ces derniers ont réalisés leurs mesures avec un angle d'inclinaison des caméras de 37°, angle très proche de celui observé dans cette étude (angle d'inclinaison de 35°) pour des turbidités probablement proches de celles qu'ils ont rencontrées sur site. On peut également noter que sans l'expérience avec un angle d'inclinaison de 35° à faible turbidité, il est très difficile, voire impossible, de séparer clairement la contribution des particules PIV à la qualité des mesures de celle des particules de vase.

Malgré cela, la méthodologie d'analyse développée dans cette étude apparaît donc comme une étude prometteuse en vue d'une adaptation du dispositif expérimental directement *in situ*. Cette méthodologie nécessiterait cependant maintenant d'être éprouvée par la réalisation de mesures expérimentales *in situ* et de calculs numériques de diffusion lumineuse dans les mêmes configurations de turbidité et d'écoulements.

Chapitre 3

Dimensionnement hydraulique, investigations expérimentales et technique de mesure

Ce chapitre concerne le travail de dimensionnement réalisé sur le dispositif expérimental afin de pouvoir mener l'étude expérimentale d'écoulements à surface libre turbulents, stationnaires, uniformes et pleinement rugueux sur deux types de fond : homogène et inhomogène, dans le cas de faibles à très faibles submersions (*i.e.* 0,33 $< \alpha <$ 0,66). Ce travail fait suite aux travaux de thèse de Florens (2010) qui a étudié ce type d'écoulements pour des submersions comprises entre 0,15 et 0,33.

Afin de pouvoir mener à bien cette étude, le dispositif expérimental doit répondre aux objectifs suivants :

1. le caractère turbulent de l'écoulement,
2. le caractère hydrauliquement rugueux de l'écoulement,
3. la génération de courants secondaires par contraste transverse de rugosités,
4. la bidimensionnalité de chaque zone homogène de rugosités,
5. l'obtention de submersions comprises entre 0,33 et 0,66.

Les deux premiers objectifs imposent la contrainte d'un nombre de Reynolds basé sur la hauteur d'eau assez élevé, *i.e.* $Re = \frac{U_d D}{\nu}$(où D est la hauteur d'eau) et d'un nombre de Reynolds de rugosité supérieur à 70, *i.e.* $k_s^+ = \frac{k_s u_*}{\nu} > 70$.

Les objectifs 3 et 4 doivent satisfaire les conditions suivantes :

- le contraste transversal de rugosité doit être suffisant tout en garantissant une submersion des rugosités constante,
- le nombre d'éléments de rugosité dans la largeur du canal doit être suffisant pour posséder une zone centrale dans l'écoulement non influencée par les effets de bord.

En ce qui concerne le dernier objectif, l'obtention des régimes de faible à très faible submersions nécessite de la part du dispositif expérimental d'assurer en premier lieu l'obtention de ces submersions (0,33 $< \alpha <$ 0,66) ainsi que la reproductibilité des mesures et la stationnarité des débits.

Enfin, la description du dispositif expérimental est complétée par le dispositif de mesure qui doit permettre une mesure à grande résolution temporelle et spatiale afin de résoudre le large spectre des structures turbulentes de l'écoulement. La technique de mesure doit par conséquent permettre l'acquisition d'un nombre important d'échantillons de mesure afin de pouvoir estimer les grandeurs moyennes et les moments d'ordre 2 du champ des vitesses.

Ce chapitre présente tout d'abord le travail de modélisation hydraulique effectué pour le dimensionnement de la pente I du canal et des régimes d'écoulements. Le dispositif expérimental et les régimes d'écoulements choisis sont ensuite présentés. La campagne de mesure ainsi que le post-traitement des données font l'objet de la section suivante, suivis par la validation des hypothèses d'étude faites lors du dimensionnement hydraulique. Enfin, la technique de mesure de PIV par stéréoscopie fait l'objet de la dernière section de ce chapitre.

3.1 Dimensionnement hydraulique des régimes d'écoulement et de la pente I du canal hydraulique

Cette section porte sur le dimensionnement hydraulique des régimes d'écoulements ainsi que de la pente I du canal réalisé afin de répondre aux objectifs pré-citées en introduction de ce chapitre. Il est tout d'abord présenté la justification de la configuration de macro-rugosités adoptée. Par souci de concision, cette première section ne présente pas les calculs effectués mais seulement les arguments physiques utilisés lors de cette première phase du dimensionnement. Il est ensuite présenté la configuration de macro-rugosités retenue, puis, le travail de modélisation hydraulique effectué en vue du choix de la pente I du canal hydraulique et de la gamme de débits nécessaire à l'obtention des submersions souhaitées ($0{,}33 < \alpha < 0{,}66$).

A noter qu'aucun élément ne sera apporté sur la construction du canal hydraulique qui a été effectué au cours de cette thèse.

3.1.1 Éléments sur le choix des macro-rugosités

Comme présenté en introduction de ce chapitre, l'un des objectifs scientifiques initiaux de ce dispositif expérimental est d'arriver à générer des courants secondaires de second type par contraste transversal de rugosités en situation d'eau peu profonde, typiquement pour des submersions $0,33 \leq \alpha \leq 0,66$. Le choix et la disposition des macro-rugosités apparaissent donc comme un enjeu crucial du dimensionnement hydraulique de la pente I du canal.

Les expériences doivent permettre l'étude de l'influence de la submersion des macro-rugosités sur la structure verticale de la couche limite. La présence de macro-rugosité nécessite, *de facto*, l'emploi de la double moyenne. Suite au travail de Florens et al. (2013), et afin de pouvoir manipuler des grandeurs doublement moyennées spatialement convergées, telles que les vitesses moyennes $\langle\overline{u}\rangle$ ou les moments d'ordre 2 $\langle\overline{u'^2}\rangle$, il apparaît judicieux d'adopter une configuration de macro-rugosités régulière et périodique au dépens d'une configuration aléatoire. Ainsi, il est plus aisé de définir un motif de rugosité sur lequel peut être calculé la double moyenne. La périodicité des motifs de rugosité permet quant à elle d'appliquer des conditions de symétrie. Pour ces raisons, la répartition spatiale de chaque zone de rugosités est choisie régulière avec des motifs de rugosité périodique. Cette répartition spatiale est contrôlée par un paramètre important : la densité des macro-rugosités notée λ (définie plus précisément dans la section 3.1.2).

La configuration de macro-rugosités doit permettre la génération des courants secondaires dans une zone centrale de l'écoulement non influencée par les courants de bords. Cela signifie que les macro-rugosités doivent permettre d'obtenir un écoulement bidimensionnel sur chaque zone de rugosité homogène assez loin de la discontinuité transverse de rugosités et des parois latérales du canal hydraulique (voir figure 3.1).

Le travail expérimental de Nezu and Rodi (1985) montre que le rapport d'aspect du canal B/D (avec B la largeur et D la hauteur d'eau) a un impact sur l'apparition des courants secondaires de second type. Leurs travaux ont permis de classer les canaux en deux catégories en fonction de leur rapport d'aspect :

- Les canaux étroits, pour lesquels $B/D < \beta_c$ où β_c est une valeur critique estimée empiriquement, et prise égale à 5. Dans ce cas, les courants secondaires de bords apparaissent et s'étendent sur la quasi-totalité de la demi-largeur du canal,
- Les canaux larges, pour lesquels $B/D > \beta_c$. Pour ces rapports d'aspect apparaît une zone centrale du canal où l'écoulement n'est pas influencé par les courants secondaires de coin sur une distance $|\frac{y}{D}| < \left(\frac{B}{D} - \beta_c\right)$. Dans cette zone, les courants secondaires sont donc uniquement dus au contraste transverse de rugosité. Par conséquent l'hypothèse d'invariance de l'écoulement selon la direction y est vérifiée pour chaque zone de rugosité en dehors de cette zone centrale $|\frac{y}{D}|$.

D'après les travaux de Nezu and Nakagawa (1993), la valeur critique β_c dépend de la configuration de macro-rugosités étudiée. Dans le cas où il existe une discontinuité transverse de rugosité alors cette valeur critique β_c est égale à 7. Cela est confirmé par les travaux de Florens (2010) qui trouve également un facteur 7 et ajoute que cette valeur constitue une valeur minimale à la génération de courants secondaires non influencés par les effets de bord. Ses travaux suggèrent donc qu'il faut réaliser le dimensionnement avec un rapport d'aspect du canal le plus grand possible, et avec comme valeur minimale β_c=7. Dans le raisonnement présenté ici, la largeur du canal n'est pas une inconnue mais une donnée d'entrée du problème, *i.e* B=1,10 m. Afin de répondre aux objectifs de l'étude, les deux zones de rugosités sont placées symétriquement par rapport à l'axe central du canal dans la direction longitudinale x (voir figure 3.1 - zones 1 et 2). En plus de ces contraintes sur le rapport d'aspect du canal, les deux zones doivent être en régime hydrauliquement rugueux, *i.e.* un nombre de Reynolds $k_s^+ > 70$ (Jiménez (2004)) et posséder un contraste transversal de rugosité suffisant ($k_{s-zone1}^+/k_{s-zone2}^+ \sim 3$, voir Florens (2010) p.205). Ce travail peut être réalisé par l'estimation de la longueur équivalente de rugosité k_s et les paramètres de paroi de la loi logarithmique (u_*, d et z_0).

La figure 3.1 présente les quatre configurations de macro-rugosités envisagées lors du dimensionnement qui étaient susceptibles de répondre à toutes les contraintes énoncées précédemment.

Pour faire suite au travail réalisé dans le chapitre 2, le choix des rugosités a été guidé par la nécessité de simuler une canopée de type *sea grass* (sans toutefois s'intéresser à la flexibilité des tiges des plantes réelles). Le choix s'est alors porté sur une matrice formée par des cylindres verticaux rigides modélisant le côté le plus rugueux de l'écoulement (voir figure 3.1 (i), zone 1). Le contraste transversal souhaité impose donc d'avoir une rugosité plus faible dans la zone 2 (figures 3.1 (i)-(ii)). La seconde zone a d'abord été remplie d'un lit de sable formé par des grains avec un diamètre médian proche de 1 mm.

Cette configuration a été écartée pour les raisons suivantes :

- La différence de hauteur entre le haut des cylindres et le haut du lit de grains implique une différence de submersion entre les deux zones de macro-rugosités ainsi que dans la hauteur de déplacement d. Ce cas est à rapprocher des écoulements à surface libre sur lits composés (en anglais "compound open-channel flow"), et n'est pas l'objet de ce travail.
- Dans les écoulements turbulents à faible submersion sur canopée végétale, le travail de Ghisalberti and Nepf (2004) montre que l'estimation du coefficient de traînée des canopées de type *sea grass* est peu ou pas correctement décrit. Ce coefficient de

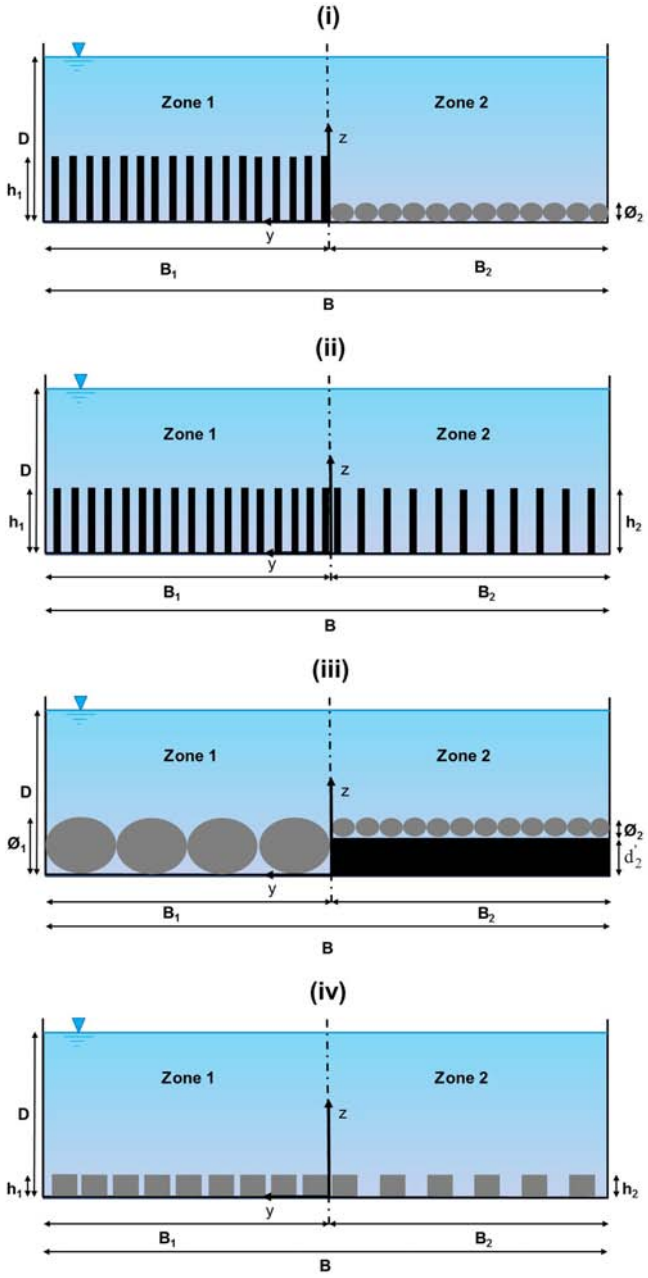

FIGURE 3.1 – Vue transverse des schémas de principe des quatre configurations types de macro-rugosités envisagées lors du dimensionnement des expériences (la largeur est notée B, $B^{'}$ et $B^{''}$ sont les demi-largeurs vérifiant la relation $B^{'} = B^{''} = B/2$). (i) configuration n°1 : alternance cylindres/grains où h_1 est la hauteur des cylindres, $\emptyset_2$ le diamètre des grains, (ii) configuration n°2 : alternance cylindres/cylindres avec une densité de rugosité λ deux fois plus élevée pour la zone 1 que la zone 2, (iii) configuration n°3 : alternance grains/grains avec $\emptyset_1$ le diamètre des grains de la zone 1, $\emptyset_2$ le diamètre des grains de la zone 2 et $d_2^{'}$ la hauteur de surélévation des grains pour l'alignement par le haut des grains des deux zones, (iv) configuration n°4 : alternance cube/cube avec h_1 et h_2 les hauteurs respectives des cubes des deux zones de rugosités.

trainée est également dépendant du nombre de Reynolds, ce qui implique également une dépendance de la longueur de rugosité k_s au nombre de Reynolds Re (Coundoul et al. (2011), Perrin et al. (2008)).

La configuration n°2 (figure 3.1 (ii)) possède deux zones de rugosité constituées par des cylindres rigides verticaux simulant des rugosités de type *sea grass*. Les cylindres sont ici choisis afin d'obtenir une hauteur de rugosité constante. Dans ce cas, la submersion reste constante pour les deux zones de rugosités. Le contraste de rugosité est fait au travers de la densité de rugosité qui est doublée entre la zone 1 et la zone 2. La génération des courants secondaires est donc possible pour cette configuration. Cependant, le type de rugosité (matrice de cylindre rigide verticaux) n'enlève pas la dépendance au nombre de Reynolds, ce que l'on souhaite éviter. Cette configuration a été écartée pour cette raison physique mais aussi pour des raisons pratiques de mise en œuvre dans la veine hydraulique. Le dimensionnement a donné des diamètres de l'ordre de 3 mm, qui, combinés à la densité de rugosité (λ=0,40 pour la zone 1 et λ=0,20 pour la zone 2) et la taille de la zone rugueuse amène à un nombre total de cylindres d'environ 130000. La fixation des cylindres sur le fond du canal ne peut être réalisée par un simple collage car le rapport d'aspect du cylindre h_1/d est d'environ 10. Ce rapport d'aspect n'est pas favorable à une tenue aux vibrations en régime d'écoulement turbulent et nécessite par conséquent un système d'attache plus sophistiqué, non envisageable dans la limite de temps imparti pour ce travail de thèse.

La configuration n°3 est le pendant de la configuration précédente mais avec des sphères à la place des cylindres. Le type de rugosité est identique pour les deux zones 1 et 2. La discontinuité transversale de rugosité est assurée par des diamètres différents. Le critère de contraste de rugosité est validé dans ce cas-là si les diamètres des sphères respecte un facteur 3 entre les deux zones. Les travaux de Coundoul et al. (2011) sur des écoulements turbulents sur une canopée végétale constituée d'hémisphères ont montré que les paramètres de paroi sont dépendants du nombre de Reynolds. Cette configuration peut donc potentiellement présenter une dépendance en Reynolds étant donné la similitude entre l'écoulement au-dessus d'une sphère et d'une hémisphère. Le dimensionnement d'un point de vue pratique a abouti à des sphères de diamètre 3 cm pour la zone 1 et de 1 cm pour la zone 2. Les diamètres différents entre les deux zones de rugosités implique une différence de submersion pour les zones 1 et 2. Ce problème peut être réglé mais nécessite d'un point de vue pratique, un alignement des sphères par le haut. Cela implique la réalisation d'un élément permettant la surélévation correspondant à la différence de diamètre (notée $d_2^{'}$ sur le schéma de la figure 3.1 (iii)). Réaliser cela sur la taille totale de la zone rugueuse ($\sim$ 20 m) constitue un défi technique considérable. Si l'on rajoute à cela l'incertitude sur les tolérances des sphères et sur les éléments de surélévation, cette solution apparaît très compliquée à mettre en œuvre.

Finalement, le choix s'est orienté sur la configuration de la figure 3.1 (iv) qui propose deux zones de rugosités constituées par des cubes de hauteur 2 cm dont la discontinuité transversale de rugosité est assurée par une différence de densité de rugosité. Les rugosités sont alignées par le haut et collées directement sur le canal. Il n'y a ainsi pas de problème lié à une submersion différente entre les deux zones de rugosités homogènes. Le caractère anguleux des cubes (arête vive) assure une transition nette vers la turbulence, et enlève la dépendance des paramètres de paroi au nombre de Reynolds. Par ailleurs,

cette configuration est une configuration similaire à celle traitée dans les travaux de Florens (2010), ce qui permet d'une part une comparaison des données avec les résultats de Florens (2010) et Florens et al. (2013), et d'autre part de disposer de données fiables pour le dimensionnement hydraulique.

Pour toutes les raisons évoquées précédemment, le choix de macro-rugosités se porte sur la dernière solution présentée dans cette section, soit celle de la figure 3.1 (iv), présentée plus en détail dans la section 3.1.2.

3.1.2 Définition des macro-rugosités

Dans cette section est présenté le choix de la configuration de macro-rugosités retenue.

L'influence des rugosités dans le cas d'écoulements turbulents faiblement submergés ($\alpha > 0{,}10$) sur fond rugueux est prépondérant (Katul et al. (2002)). En effet, dans ce type de configurations, la forme et la densité des obstacles modifient le profil de vitesse longitudinale $\langle\overline{u}\rangle$ ainsi que le cisaillement dans la canopée.

Le choix fait dans cette étude s'est porté sur deux types de configurations de macro-rugosités homogènes avec des densités différentes, notées respectivement S1 et S2. Ces deux configurations de macro-rugosités possèdent la même typologie de macro-rugosité mais avec des densités et des rugosités hydrauliques différentes.

Les rugosités choisies sont des cubes de 2 cm de côté. Les caractéristiques de ces éléments rugueux répondent à tous les objectifs et contraintes fixées par l'étude expérimentale. L'arrangement des cubes peut être fait de manière à compter un grand nombre de rugosités sur toute la largeur du canal. Leur forme (avec des arêtes nettes) permet d'obtenir une transition nette vers la turbulence indépendante du nombre de Reynolds (contrairement à des formes cylindriques et/ou sphériques) comportant une seule échelle de longueur caractéristique.

En tenant compte des régimes d'écoulement possibles avec la veine hydraulique, leur hauteur de 2 cm garantissent l'obtention d'une faible submersion, *i.e.* pour des submersions supérieures à 0,33 la hauteur d'eau dans le canal doit être au maximum égale à 6 cm.

La figure 3.2 (i) présente l'aire caractéristique d'un motif de rugosité A_t qui permet de définir la densité frontale de rugosité λ_f comme le rapport de l'aire de la surface exposée à l'écoulement A_f sur l'aire totale au fond d'un motif de rugosité A_t. Elle s'écrit alors $\lambda_f = \frac{A_f}{A_t}$.

La configuration S1 (figure 3.2 (ii)) a une aire totale A_t égale à 20,25 cm^2, ce qui représente un motif de rugosité carré de 4,5 cm de côté. Sa densité frontale λ_f est de 0,20. Elle correspond à la zone la plus rugueuse de l'écoulement. Les cubes sont disposés dans une configuration alignée carrée.

La configuration S2 (figure 3.2 (iii)) a une aire totale A_t de 10,125 cm^2. Le motif de rugosité n'est plus carré mais rectangulaire (2,25 cm x 4,5 cm). L'aire totale A_t est diminuée de moitié par rapport à la configuration S1. Les cubes sont disposés en configuration alignée décalée, et la densité frontale λ_f vaut 0,40.

La configuration avec laquelle ont été réalisées les expériences est une configuration hybride utilisant les configurations S1 et S2 définies précédemment. Cette nouvelle confi-

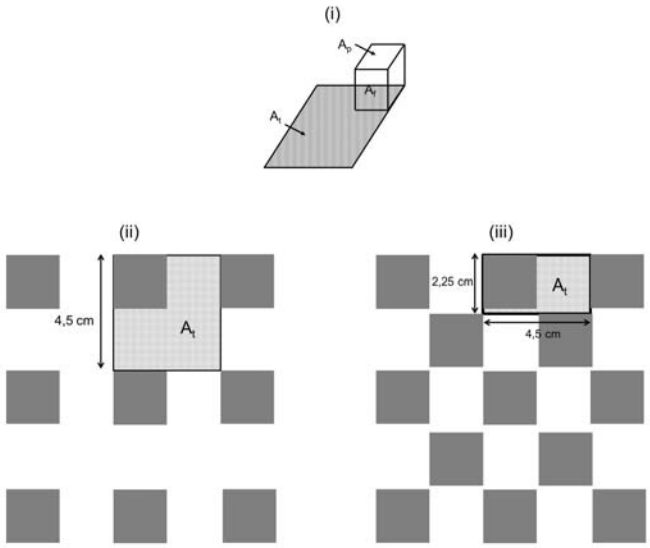

Figure 3.2 – (i) Définition de l'aire caractéristique d'un motif de rugosité A_t et de l'aire frontale A_f, (ii) configuration de macro-rugosités homogènes S1 ($\lambda = 0{,}20$, $A_t = 20{,}25$ cm^2), (iii) configuration de macro-rugosités homogènes S2 ($\lambda = 0{,}40$, $A_t = 10{,}125$ cm^2).

guration de macro-rugosités est notée S1S2 dans la suite de cette étude.

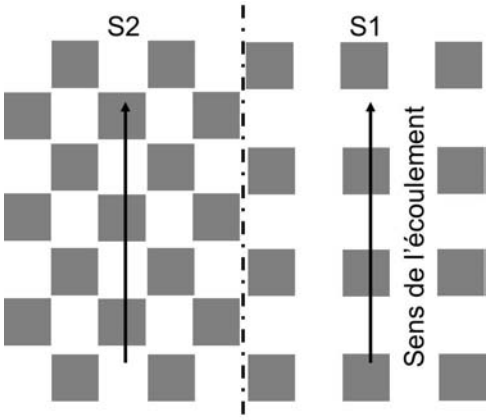

Figure 3.3 – Schéma de principe de la configuration hybride S1S2 de macro-rugosités adoptée pour la réalisation des expériences. L'axe central du canal est dessiné en trait mixte.

La configuration présentée par la figure 3.3 est un schéma de principe représentant un zoom sur la partie centrale du canal. Cette configuration est celle adoptée pour la réalisation des expériences. Elle est une combinaison hybride des deux précédentes configurations S1 et S2 avec une symétrie de part et d'autre de l'axe central du canal.

Cette configuration a l'avantage d'être symétrique par rapport au centre du canal dans la largeur (trait en pointillés de la figure 3.3) et d'avoir un fort contraste de rugosité transverse. Par ailleurs, la largeur des zones de part et d'autre de l'axe central permet

l'étude soit de la zone de rugosité homogène S1, soit de la zone de rugosité homogène S2, soit de la partie centrale au niveau de l'interface des deux zones de rugosités. A cet endroit-là, le contraste de rugosité transverse doit assurer le développement de courants secondaires non influencés par les courants secondaires générés par les parois latérales, *i.e* courants de bords.

3.1.3 Modélisation hydraulique

En parallèle du dimensionnement réalisé pour le choix de la configuration de macro-rugosités, le canal hydraulique a du être complètement reconstruit. Afin de pouvoir réaliser la reconstruction du canal, il est nécessaire de connaître la pente du canal I qui a été choisie comme un paramètre libre de dimensionnement. Cette modélisation hydraulique est faite à partir de la configuration de macro-rugosités S1S2 adoptée pour cette étude et présentée dans les sections 3.1.1 et 3.1.2.

Le modèle hydraulique choisi est tout d'abord présenté et porte sur l'estimation de la pente I du canal hydraulique et des débits nécessaires à l'obtention des submersions souhaitées ($0{,}33 < \alpha < 0{,}66$) par l'estimation des courbes de tarage h=f(Q). La seconde partie de la modélisation est consacrée à l'estimation des courbes de remous et de la distance d'établissement de la couche limite verticale. Cette dernière permet le choix de la longueur et de la position de la zone rugueuse ainsi que de la position de la zone de mesure dans le canal hydraulique.

Par souci de clarté, il n'est présenté que les résultats issus des modèles hydrauliques correspondant à la pente du canal retenue. Cette pente a été choisie après une étude paramétrique pour une pente I du canal variant de 0,1 % à 0,5 %, gamme de valeurs réalisables d'un point de vue pratique.

Modèle hydraulique 1D$^{1/2}$

La modélisation hydraulique a été choisie de manière à prendre en compte la variation transverse de rugosité. Cette variation transverse induit des échanges transverses de quantité de mouvement entre les deux zones de rugosités. Le modèle hydraulique présenté dans cette étude ne prend pas en compte cet échange transverse de quantité de mouvement. Cela constitue la première hypothèse faite pour les besoins du dimensionnement.

Le modèle hydraulique 1D$^{1/2}$ s'appuie sur la théorie des couches limites turbulentes sur paroi rugueuse. Une formulation basée sur la théorie des couches limites a été préférée à la modélisation de Manning-Strickler habituellement utilisée par la communauté hydraulique dans une approche de type ingénieur. La modélisation basée sur la théorie des couches limites est plus adaptée aux écoulements turbulents de cette étude parce qu'elle permet une modélisation plus précise de la rugosité hydraulique.

Une deuxième hypothèse est faite sur la loi logarithmique. On postule ici que la loi logarithmique existe pour les régimes faiblement à très faiblement submergés de cette étude. Ensuite, et en suivant les recommandations de Keulegan (1938) sur les écoulements à surface libre, on suppose que la loi logarithmique décrit la distribution du profil de vitesses sur la totalité de la colonne d'eau.

La troisième et dernière hypothèse consiste en un passage par un régime critique à l'aval de veine hydraulique.

Une fois ces hypothèses faites, une condition imposée sur le débit amont permet par intégration de la loi logarithmique entre le fond du canal (z=0) et la hauteur d'eau (z=D) d'estimer la répartition des débits dans chaque zone de rugosité.

Le modèle hydraulique 1D$^{1/2}$, intégré sur la hauteur d'eau, s'écrit alors en terme de débits de la manière suivante :

$$\left\{\begin{array}{rcl} Q_{amont} & = & Q_1 + Q_2 \\ Q_1 & = & h_1 B_1 \frac{u_{*1}}{\kappa}\left\{\log\left(\frac{h_1}{z_{0_1}}\right) - \left(1 - \log\left(\frac{z_{0_1}}{h_1}\right)\right)\right\} \\ Q_2 & = & h_2 B_2 \frac{u_{*2}}{\kappa}\left(\log\left(\frac{h_2}{z_{0_2}}\right) - \left(1 - \log\left(\frac{z_{0_2}}{h_2}\right)\right)\right) \end{array}\right. \tag{3.1}$$

où :

- les grandeurs sont notées avec les indices 1 et 2 respectivement pour les zones S1 et S2,
- Q_{amont} : débit imposé en amont de la veine hydraulique (variant de 1 $L.s^{-1}$ à 150 $L.s^{-1}$),
- Q_i : débit dans la zone S_i (avec i=1,2),
- u_{*_i} : les vitesses de frottement associées aux zones S_i (calculées par la relation $u_{*_i} = \sqrt{g h_i I}$ avec une pente I du canal égale à 0,3 %),
- z_{o_i} : l'ordonnée à l'origine de la loi logarithmique (calculées par la relation $z_{0_i} = k_{s_i} \exp^{-\kappa A_r}$) avec κ : la constante de Von Karman (prise égale à 0,41) et A_r : la constante d'intégration de la loi logarithmique en régime hydrauliquement rugueux (égale à 8,5 selon la monographie de Nezu and Nakagawa (1993)). Ces valeurs ont été calculées grâce au travail thèse de Florens (2010),
- h_i : les hauteurs d'eau normales dans les zones S_i,
- I : la pente du canal,
- g : la constante gravitationnelle (en $m^2.s^{-1}$),
- B_i : les demi-largeurs du canal associées aux zones S_i. Dans la configuration de macro-rugosités S1S2, elles sont reliées par la relation $B = 2B_1 = 2B_2$ (avec B la largeur totale du canal égale à 1,10 m).

Les ordonnées à l'origine de la loi logarithmique z_{o_i} sont calculées à partir du travail de Florens (2010) sur les deux zones de rugosités homogènes S1 et S2. Afin de pouvoir résoudre ce système d'équations, on pose $h_1 = h_2$ qui correspond à la continuité de la surface libre fait par un raccordement des gradients transverses de hauteurs d'eau sous l'hypothèse de faible variation de la surface libre dans la direction transverse y. On obtient ainsi $u_{*_1} = u_{*_2}$, qui permet en combinant cette dernière hypothèse avec la condition sur le débit amont et les hauteurs d'eau de résoudre le système d'équations précédent. On cherche donc le débit pour les hauteurs d'eau imposées par les régimes de submersions souhaités α = 0,33, α = 0,50 et α = 0,66. Ces résultats sont donnés par le tableau 3.1.

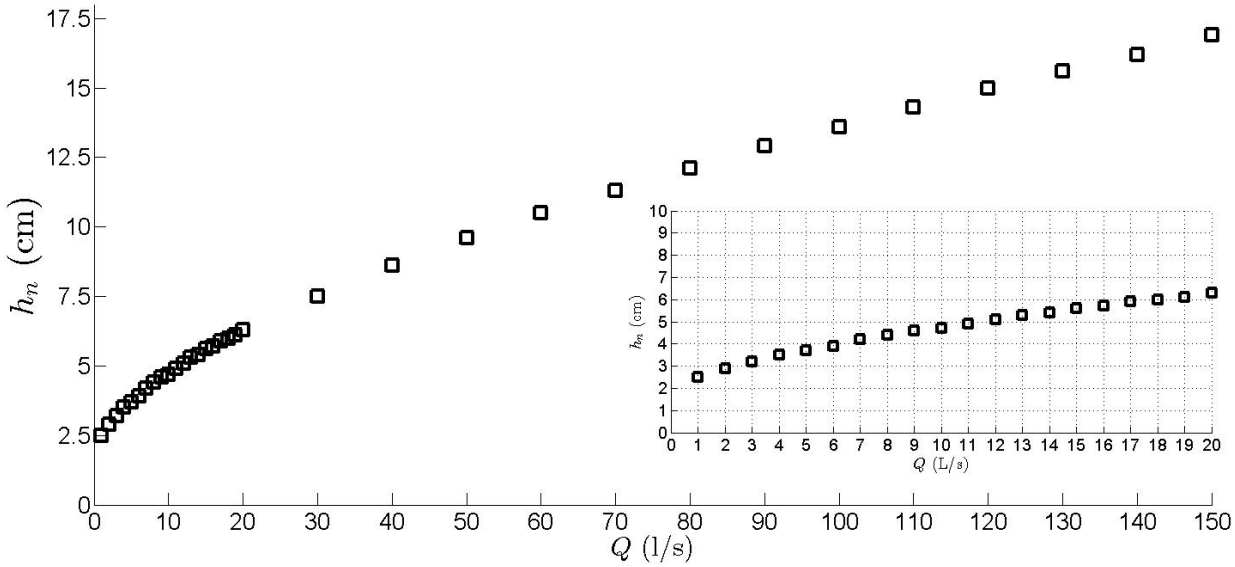

FIGURE 3.4 – Courbe de tarage obtenue par le modèle hydraulique $1D^{1/2}$ pour une gamme de débits entrants allant de 1 L.s^{-1} à 150 L.s^{-1} avec une pente du canal $I = 0{,}3$ %. Un zoom est réalisé pour des débits allant de 1 L.s^{-1} à 20 L.s^{-1}, correspondant à la gamme de submersion recherchée.

α	Q (L.s^{-1})	h_n (cm)	U (m.s^{-1})	Fr
0,33	18,1	6	0,27	0,35
0,50	6,6	4	0,15	0,24
0,66	2,5	3	0,07	0,14

TABLE 3.1 – Débits Q (en L.s^{-1}) et hauteurs d'eau normales h_n (en cm) estimés par le modèle $1D^{1/2}$ pour une pente du canal $I = 0{,}3$ % des régimes d'écoulements souhaités $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$ pour la configuration de macro-rugosité S1S2. U est la vitesse moyenne débitante (en m.s^{-1}) et Fr le nombre de Froude.

La figure 3.4 présente la courbe de tarage obtenue à partir du modèle proposé précédemment. Cette courbe de tarage est faite pour une gamme de débits allant de 1 L.s^{-1} à 150 L.s^{-1} qui correspond à la gamme de débits de la pompe hydraulique du dispositif expérimental. On constate ici que les régimes de submersion souhaités (α = 0,33, α = 0,50 et α = 0,66) correspondent à une gamme de débits comprise entre 2,5 L.s^{-1} et 18,1 L.s^{-1} (les valeurs exactes sont données dans le tableau 3.1).

Courbes de remous

Le modèle hydraulique 1D$^{1/2}$ repose sur l'hypothèse d'un passage par un régime critique lors de la condition limite aval. Cela signifie de manière pratique que la condition limite aval est constituée par un seuil réglable baissé à sa position minimale. En effet, les régimes de submersion possédant des hauteurs d'eau se situant dans la gamme de 3 cm à 6 cm environ obligent à positionner le seuil dans sa position la plus basse. Ce passage par un régime critique à l'aval de l'écoulement va avoir pour conséquence l'apparition d'une courbe de remous. Le premier objectif de cette estimation des courbes de remous est une comparaison des hauteurs normales avec le modèle hydraulique 1D$^{1/2}$. Un second objectif est d'estimer la position de la zone de mesure au sein de la zone rugueuse afin que cette dernière soit libre de toute influence de la condition aux limites aval. Ce positionnement est également fait par une estimation de la longueur d'établissement de la couche limite verticale dans la direction longitudinale de l'écoulement. Le positionnement de la zone de mesure répond ainsi aux hypothèses qui supposent un régime uniforme avec une turbulence pleinement développée.

Le modèle de courbe de remous adopté est basé sur le livre de Thual (2010). Ce modèle reste valable sous l'hypothèse que la loi logarithmique décrit le profil vertical de vitesse sur presque toute la colonne d'eau (*i.e.* pour des submersions $\alpha \ll 1$).

L'origine du repère correspondant à x=0 m est prise à l'amont du canal au début de la zone rugueuse. On considère un écoulement à surface libre stationnaire ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$), turbulent, de faible pente ($I \ll 1$) et graduellement varié. L'équation d'équilibre est alors écrite :

$$\frac{dH}{ds} = -J \ , \ H = \frac{p_a}{\rho g} + h_{sl} + z_f + \frac{U^2}{2g}, \tag{3.2}$$

où H est la charge hydraulique, J la perte de charge linéique qui doit être paramétrisée en fonction de h_{sl} et U la vitesse paramétrisée à l'aide d'un modèle de turbulence. p_a est la pression atmosphérique, h_{sl} la cote de la surface libre et z_f le fond du canal. Dans cette étude s est l'abscisse curviligne suivant une ligne de courant dans le volume de fluide considéré.

On définit alors le débit linéique $q = Q/B$ (avec B la largeur totale du canal) qui est constant pour les écoulements à régime de submersion donné. Avec ces hypothèses, l'expression de la charge hydraulique est :

$$H(s) = h_{sl} + \left(\frac{q^2}{2gh_{sl}}\right)^2 (s) + z_f(s) + \frac{p_a}{\rho g} \tag{3.3}$$

En posant I=-$z_f^{'}$ la pente du fond du canal, l'équation 3.3 devient :

$$\frac{\partial h_{sl}}{\partial x} = \frac{I - J}{1 - Fr^2} \tag{3.4}$$

avec Fr le nombre de Froude égal à $U/\sqrt{gh_{sl}}$.

Les courbes de remous sont alors les solutions de l'équation 3.4, et donnent la réponse de la surface libre à la forme et typologie du fond et aux conditions limites amont et aval du canal. La perte de charge linéique est alors calibrée par la formule de Manning-Strickler dont le coefficient de Manning-Strickler est défini suivant la méthode de Thual (2010).

La formule de Manning-Strickler est décrite par la relation :

$$U = K_s R_h^{2/3} J^{1/2} \tag{3.5}$$

avec R_h le rayon hydraulique et K_s le coefficient de Manning-Strickler. Dans le cas simple d'un canal de section rectangulaire dont la largeur B est grande comparée à la hauteur d'eau D, le rayon hydraulique peut être écrit $R_h = A/(D+B) \sim A/B = D$ (où D est la hauteur d'eau, A la surface mouillée et B la largeur du canal).

La perte de charge J et la hauteur normale s'écrivent alors :

$$J = I\left(\frac{h_{sl}}{h_n}\right)^{-10/3} \ , \ h_n = \left(\frac{q^2}{IK_s^2}\right)^{-3/10} \tag{3.6}$$

avec h_n la hauteur d'eau normale.

Le coefficient de Strickler est ensuite paramétrisé de manière à faire apparaître la longueur équivalente de rugosité k_s. Il s'écrit :

$$K_s = \sqrt{g}\Phi_{MS}^{-1/2} 2^{11/6} k_s^{-1/6} \tag{3.7}$$

où : Φ_{MS} est un coefficient d'ajustement aux données théoriques. Dans cette étude, et suivant les recommandations de Thual (2010), il est pris égal à 0,2 dans le cas d'écoulements en canaux ouverts. L'auteur explique que cette valeur est pertinente en choisissant la longueur de rugosité équivalente k_s comme étant égale au diamètre médian d_{50} (où d_{50} est la valeur médiane du spectre de taille de sédiments (suivant Nikuradse (1933))). En première approximation, et pour les besoins du dimensionnement, les recommandations de Thual (2010) sont suivies dans le reste de l'étude des courbes de remous en ce qui concerne le choix de la valeur du coefficient Φ_{MS} pour la paramétrisation du coefficient de Strickler.

L'équation de la courbe de remous peut alors être écrite de la manière suivante :

$$\frac{\partial h_{sl}}{\partial x} = F(h) = I\frac{1 - \left(\frac{h_{sl}}{h_n}\right)^{-\frac{10}{3}}}{1 - \left(\frac{h_{sl}}{h_c}\right)^{-3}} \tag{3.8}$$

où : h_c est la hauteur d'eau critique définie par $h_c = \left(\frac{q^2}{g}\right)^{1/3}$.

Pour le calcul des courbes de remous, l'équation 3.8 a été discrétisée et implémentée dans Matlab. L'estimation des hauteurs normales par la méthode des courbes de remous n'offre pas la possibilité de faire le calcul pour une configuration de macro-rugosités inhomogène, telle que S1S2 par exemple. Le calcul des courbes des remous a donc été fait séparément pour les configurations de rugosités S1 et S2.

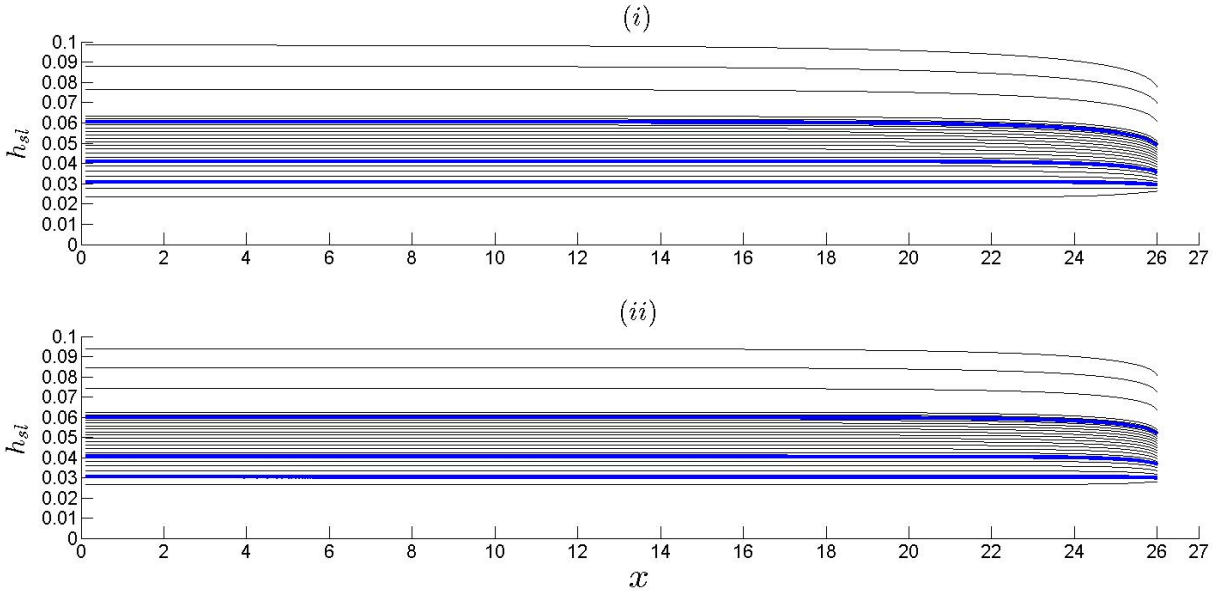

Figure 3.5 – Courbes de remous pour des débits Q allant de 1 L.s^{-1} à 20 L.s^{-1} avec un incrément de 1 L.s^{-1} et une pente du canal I de 0,3 %. (i) courbe de remous associée à la configuration S1 (k_s = 1,24 cm et d= 1,56 cm), (ii) courbe de remous associée à la configuration S2 (k_s = 1,24 cm et d= 1,56 cm). Les courbes surlignées de bleu correspondent aux courbes de remous correspondant aux submersions recherchées (α = 0,33, α = 0,50 et α = 0,66).

Les figures 3.5 (i)-(ii) présentent les courbes de remous obtenues respectivement pour des configurations de macro-rugosités homogènes de type S1 et S2 avec une pente du canal de 0,3 %. Les courbes bleues sont les courbes de remous pour les régimes d'écoulement souhaités (α = 0,33, α = 0,50 et α = 0,66). Les longueurs de rugosité équivalente k_s et les hauteurs de déplacement d des deux configurations de macro-rugosités sont issus de la thèse de Florens (2010).

Dans les deux configurations de macro-rugosités, les courbes de remous sont de type M2 jusqu'à environ Q = 2 L.s^{-1} (voir figure 3.5). En-dessous de ce débit apparaissent probablement des courbes de type M1 avec un passage par le régime critique qui ne semble plus assuré au niveau de la condition aux limites aval. Pour des courbes de type M2, la hauteur de la surface libre h_{sl} est plus faible que la hauteur normale h_n. La hauteur d'eau est fixée à l'aval par la condition aux limites aval (*i.e.* passage par le régime critique), puis remonte de l'aval vers l'amont jusqu'à atteindre la hauteur d'eau normale h_n, *i.e.* $h_{sl} < h_n$. Il existe donc une zone à l'aval de l'écoulement où la hauteur d'eau n'est pas égale

à la hauteur d'eau normale et l'écoulement n'est plus uniforme. Les courbes de remous permettent donc de déterminer la zone d'influence des conditions aux limites aval.

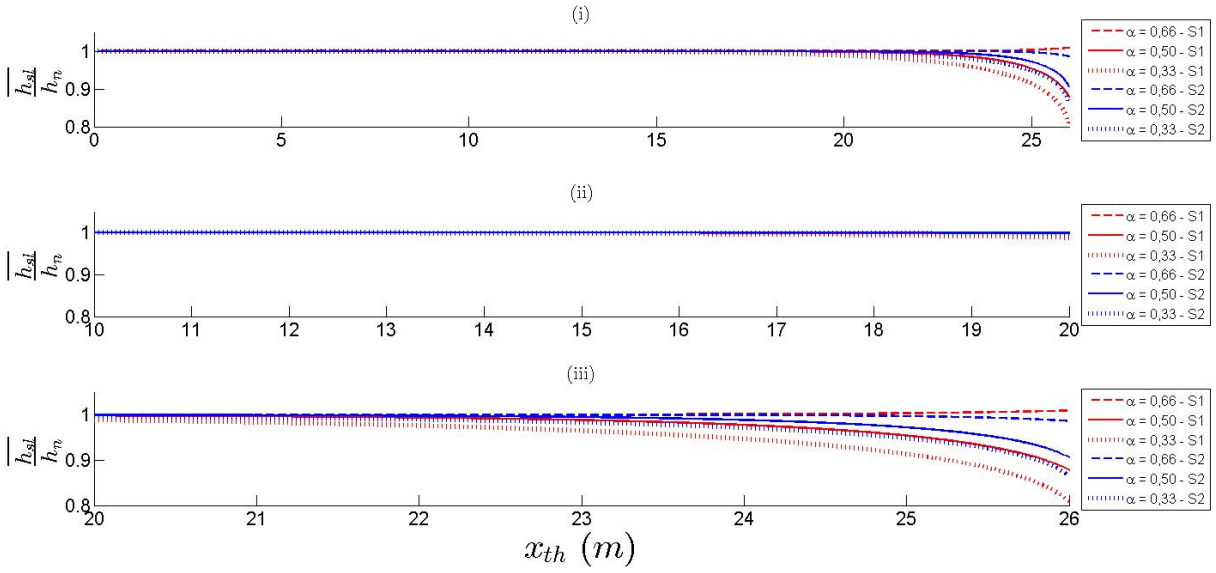

FIGURE 3.6 – Position de la surface libre h_{sl} normalisée par la hauteur normale h_n pour les trois régimes de submersion α=0,66, 0,50 et 0,33 avec une pente du canal I égale à 0,3 %. (i) vue de l'ensemble de la courbe de remous sur la longueur totale du canal (0 m $< x_{th,i} <$ 26 m), (ii) zoom entre les positions longitudinales x_{th} = 10 m et x_{th} = 20 m, (iii) zoom entre les positions x_{th} = 20 m et x_{th} = 26 m.

La figure 3.6 présente les courbes de remous associées aux trois régimes de submersion étudiés pour les configurations de macro-rugosités S1 et S2. La figure 3.6 (i) permet d'observer que la courbe de remous la plus importante est dans le cas de la plus forte submersion, *i.e.* la plus grande hauteur d'eau. Ce cas-là constitue donc le cas le plus défavorable pour le positionnement de la zone de mesure.

Afin de pouvoir comparer les résultats entre eux, la hauteur de la surface libre h_{sl} a été normalisée par la valeur maximale. En régime d'écoulement à surface libre uniforme, la hauteur d'eau maximale est par définition la hauteur d'eau normale h_n. La hauteur normale est choisie pour des $h_{sl}(x_{th,i})/h_n > 0{,}99$. La hauteur normale est choisie comme étant la hauteur h_{sl} en $x_{th,1}$, c'est-à-dire la position la plus éloignée de la condition aux limites aval.

Le tableau 3.2 présente les valeurs exactes du rapport $h_{sl}(x_{th,i})/h_n$ pour 20 m $< x_{th,i}$ $<$ 26 m (où i=1,..,7). On constate dans un premier temps que l'influence de la condition aux limites aval est plus importante pour $\alpha = 0{,}33$ que pour $\alpha = 0{,}66$. L'analyse suivante est donc faite sur ce régime de submersion. On constate de plus que la configuration de macro-rugosités S1 est plus restrictive que la configuration de macro-rugosités S2. Entre x = 20 m et x = 26 m, le ratio $h_{sl}(x_{th,i})/h_n$ passe de 0,99 à 0,80, ce qui signifie une augmentation de quasiment 20 %. Si l'on souhaite obtenir un ratio compris entre 2 % et

3 %, on doit se situer entre $x = 20$ m et $x = 22$ m. Cette dernière valeur apparaît donc comme la position limite de la zone de mesure dans la direction longitudinale du canal.

		$h_{sl}(x_{th,i})/h_n$							
		$x_{th,1}$	$x_{th,2}$	$x_{th,3}$	$x_{th,4}$	$x_{th,5}$	$x_{th,6}$	$x_{th,7}$	
α	0,66	0,98	0,99	0,99	1	1	1,003	1,01	$S1$
	0,50	0,99	0,99	0,99	0,99	0,98	0,97	0,87	
	0,33	0,99	0,98	0,97	0,96	0,94	0,91	0,80	
α	0,66	0,99	0,99	1	0,99	1	0,99	0,98	$S2$
	0,50	0,99	0,99	1	0,99	0,98	0,97	0,90	
	0,33	0,99	0,99	0,98	0,98	0,97	0,94	0,86	

Table 3.2 – Évaluation de $h_{sl}(x_{th,i})/h_n$ pour 20 m $< x_{th,i} <$ 26 m (où i=1,..,7) avec un incrément de 1 m entre chaque point pour une pente de canal $I = 0{,}3$ %. Toutes les submersions α et les deux configurations S1 et S2 sont étudiées.

		Q (en L.s^{-1})			h_n (en cm)		
		1D$^{1/2}$	CR-S1	CR-S2	1D$^{1/2}$	CR-S1	CR-S2
	0,33	18	18,2	18,3	6	6	6
α	0,50	6,4	6,5	6,6	4	4	4
	0,66	2,3	2,7	1,9	3	3	3

Table 3.3 – Comparaison des débits Q (en L.s^{-1}) et des hauteurs d'eau normales h_n (en cm) issus du modèle hydraulique 1D$^{1/2}$ et de l'étude des courbes de remous pour une pente du canal I égale à 0,3 %. Les résultats issus de l'estimation par le calcul des courbes de remous sont notés CR-S$_i$ pour Courbe de Remous de la zone de macro-rugosité S$_i$. Les estimations ici sont données pour la position longitudinale $x = 20$ m (correspondant à $x_{th,1}$).

A partir des courbes de remous, il est donc maintenant possible d'accéder aux courbes de tarage en chaque point x du canal. Afin de comparer ces résultats à ceux issus au modèle hydraulique 1D$^{1/2}$, la position longitudinale x choisie doit être dans une zone où l'écoulement n'est plus influencé par les conditions aux limites aval. L'analyse précédente sur les courbes de remous a montré que l'on doit choisir un x_{th} compris entre 20 m et 22 m. Par mesure de précaution, on choisit $x = 20$ m.

La figure 3.7 présente les courbes de tarage à la position longitudinale $x = 20$ m issues du modèle 1D$^{1/2}$ et de la modélisation par courbe de remous. Ces modèles sont en très bon accord. L'une des raisons réside sûrement dans le fait que les données en entrée des deux modèles proviennent de l'excellent travail de thèse réalisé par Florens (2010) qui permet de disposer de paramètres de paroi fiables pour les rugosités testées. Les résultats sont synthétisés dans le tableau 3.3.

Distance d'établissement de la couche limite verticale

On cherche à étudier des écoulements pleinement développés, cela signifie que la couche limite doit être sur toute la colonne d'eau et en équilibre. Pour cela, la distance d'éta-

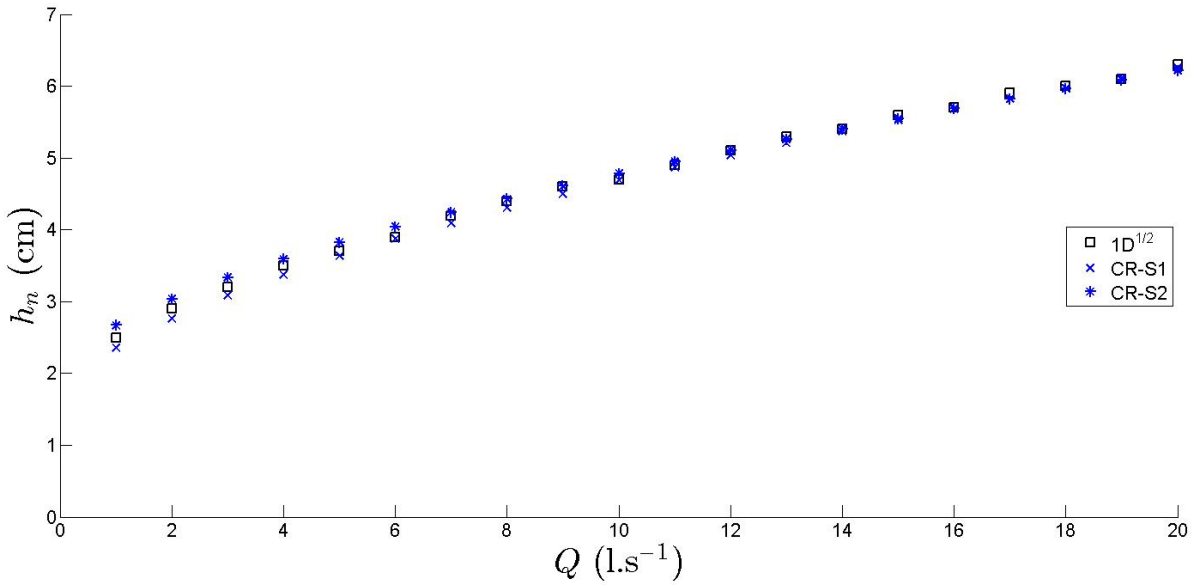

FIGURE 3.7 – Courbe de tarage h=f(Q) obtenues par le modèle hydraulique 1D$^{1/2}$ et les courbes de remous pour la gamme de débits des régimes de submersion souhaités (1 L.s^{-1} < Q < 150 L.s^{-1}) pour la position longitudinale x = 20 m. □ modèle 1D$^{1/2}$, × CR-S1, ∗ CR-S2.

blissement est calculée de différentes manières suivant les travaux de Monin and Yaglom (1971) et de Cheng and Castro (2002).

La relation de Monin and Yaglom (1971) est une relation semi-empirique qui s'écrit :

$$\delta = 0,33\frac{xu_*}{u_{max}} \tag{3.9}$$

avec δ la hauteur de la couche limite, x la distance longitudinale d'établissement, u_* la vitesse de frottement et u_{max} la vitesse maximale. En première approximation, on suppose que la vitesse maximale est de l'ordre de 3/2 de la vitesse débitante U_d, et que la vitesse de frottement u_* est égale à environ 10 % de la vitesse maximale. La relation 3.9 devient alors linéaire de la forme x = 45,45δ.

Les travaux de Cheng and Castro (2002) permettent également d'estimer cette distance d'établissement lors d'un changement de rugosité longitudinale pour un écoulement turbulent sur fond rugueux. Leur relation est la suivante :

$$\delta = 10,56\ z_0\ \left(\frac{x}{z_0}\right)^{0,33} \tag{3.10}$$

avec z_0 l'ordonnée à l'origine de la loi logarithmique et la longueur de rugosité équivalente k_s calculée en première approximation par z_0=$e^{-\kappa\ A_r}\ k_s$. Ces paramètres ont été choisis grâce à l'étude expérimentale de Florens (2010).

La figure 3.8 permet de voir que la hauteur d'eau nécessaire à x=20 m est d'environ 15 cm maximum. Pour les régimes étudiés avec des submersions fortes, la hauteur d'eau

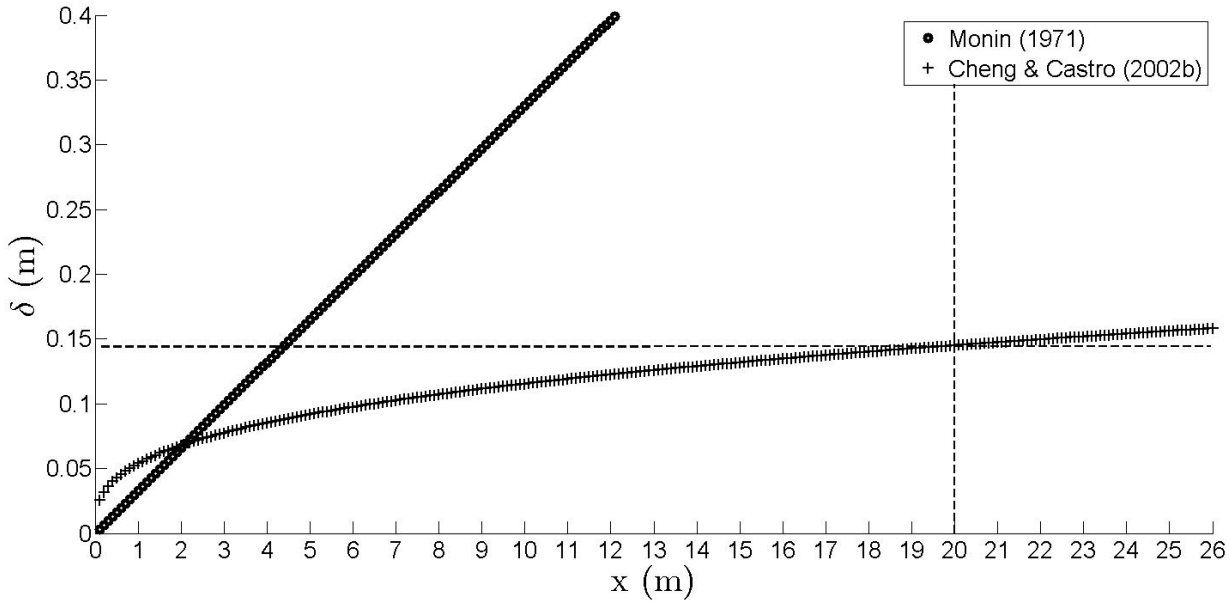

Figure 3.8 – Distance d'établissement de la couche limite dans la direction longitudinale x par les modélisations proposées par Monin and Yaglom (1971) et Cheng and Castro (2002).

ne dépassera jamais plus de 6 cm. Cependant, les travaux de Vermaas et al. (2011) qui ont étudiés un écoulement turbulent avec une variation transverse de rugosité similaire à la configuration S1S2 (excepté que l'une des deux zones est lisse au lieu d'être rugueuse) trouvent une distance d'établissement de la couche limite dans des régimes très submergées de l'ordre de 12-13 m minimum. L'équilibre est plus long à s'établir à cause de la très forte submersion et de la variation transverse de rugosité.

Avec tous ces éléments, la zone de mesure doit donc être entre 4 m et 6 m de l'aval afin d'être libre de toutes contraintes de la condition aux limites et à, au moins, plus de 13 m du début de la zone rugueuse, le plus loin possible vers l'aval. Cela donne donc une zone de mesure comprises entre 18 m et 20 m du début de la zone rugueuse.

Le choix exact fait pour la position de la zone de mesure est explicitée plus en détail dans la section 3.4.1. Toutes les hypothèses réalisées pour ce dimensionnement hydraulique de la pente I du canal des expériences sont confrontées à des mesures expérimentales de hauteurs d'eau réalisées à l'aide de sondes capacitive. Les résultats sont donnés en détail dans la section 3.6.

3.2 Description du canal hydraulique

Cette section vise à présenter le dispositif expérimental dans lequel ont été réalisées les expériences.

Le canal hydraulique est situé au sein de la plateforme de Mécanique des Fluides Environnementales de l'IMFT. Cette plateforme a l'avantage de permettre la réalisation de mesures dans un environnement contrôlé en température et en luminosité. Le labora-

toire dans lequel est situé la veine hydraulique est fermé, et donc également à l'abri de la poussière.

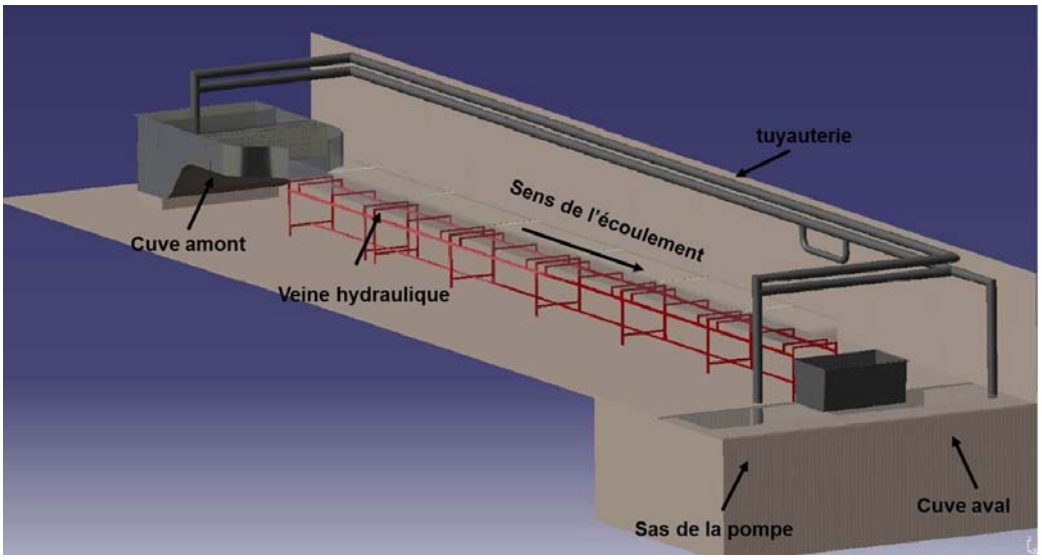

Figure 3.9 – Schéma 3D du canal hydraulique de la Plateforme de Mécanique des Fluides (PMFE) de l'IMFT (avec l'aimable autorisation de M. Belliot pour son utilisation dans ce manuscrit de thèse).

La figure 3.9 présente une vue 3D du canal hydraulique. Le dispositif expérimental est composé d'une veine hydraulique de 26 m de long, 1,10 m de large et 0,50 m de profondeur. La turbulence à l'entrée du canal n'est forcée par aucun dispositif. La turbulence étudiée est donc seulement celle générée par les rugosités de fond. La pente du canal est de 0,17°, ce qui correspond à une pente de 0,3 %. L'eau est acheminée depuis la cuve de stockage aval vers la cuve amont grâce à un système hydraulique constitué par des conduites. Le circuit hydraulique possède deux types de fonctionnement : l'un pour les faibles débits (de 1 L.s^{-1} à 30 L.s^{-1}) et l'autre pour les forts débits (au-delà de 30 L.s^{-1}). Avant de rentrer dans la veine hydraulique, l'eau passe par la cuve amont, qui possède un réservoir de stockage d'eau, une zone de tranquillisation, puis un convergent qui guide l'eau depuis la zone de tranquillisation jusqu'à la veine hydraulique. Un rail permettant de déplacer le banc de mesure a été installé tout le long de la veine hydraulique.

De l'amont à l'aval, la veine hydraulique est constituée d'une section de 2 m de PVC, puis de quatre sections de *Plexiglas*®de 2 m de long. A ces sections succèdent deux sections de verre de 4 m de long et d'épaisseur 1,5 mm. Ensuite vient la section de mesure de 1,20 m de long à laquelle succède une section de verre de 4 m de long, et une dernière section de *Plexiglas*®de 2 m. La condition aux limites aval est constituée par un seuil réglable dont la course totale est de 45 cm. L'étanchéité est réalisée par un joint gonflable. La génération du débit est faite grâce à une pompe dont la gamme de débits est comprise entre 1 L.s^{-1} et 150 l.s^{-1}. La régulation du débit est faite par un système de type PID (Proportionnel Intégrale Dérivée) relié à la pompe. Les caractéristiques de la pompe montrent que son régime nominal est de $Q = 150$ L.s^{-1}. Or, le dimensionnement hydraulique a montré que pour atteindre les régimes de submersion souhaités ($0{,}66 < \alpha <$

0,33, *i.e.* $3 < D < 6$ avec les hauteurs d'eau en cm), les débits doivent être compris entre environ 2 L.s^{-1} et 20 L.s^{-1} (voir section 3.1.3). Travailler avec cette pompe jusqu'à cette gamme de débits pourrait avoir un fort impact sur la stationnarité du débit. Atteindre ces régimes de submersion apparaît donc comme un défi technique. Cela nous amène à considérer un peu plus en détail la régulation du système.

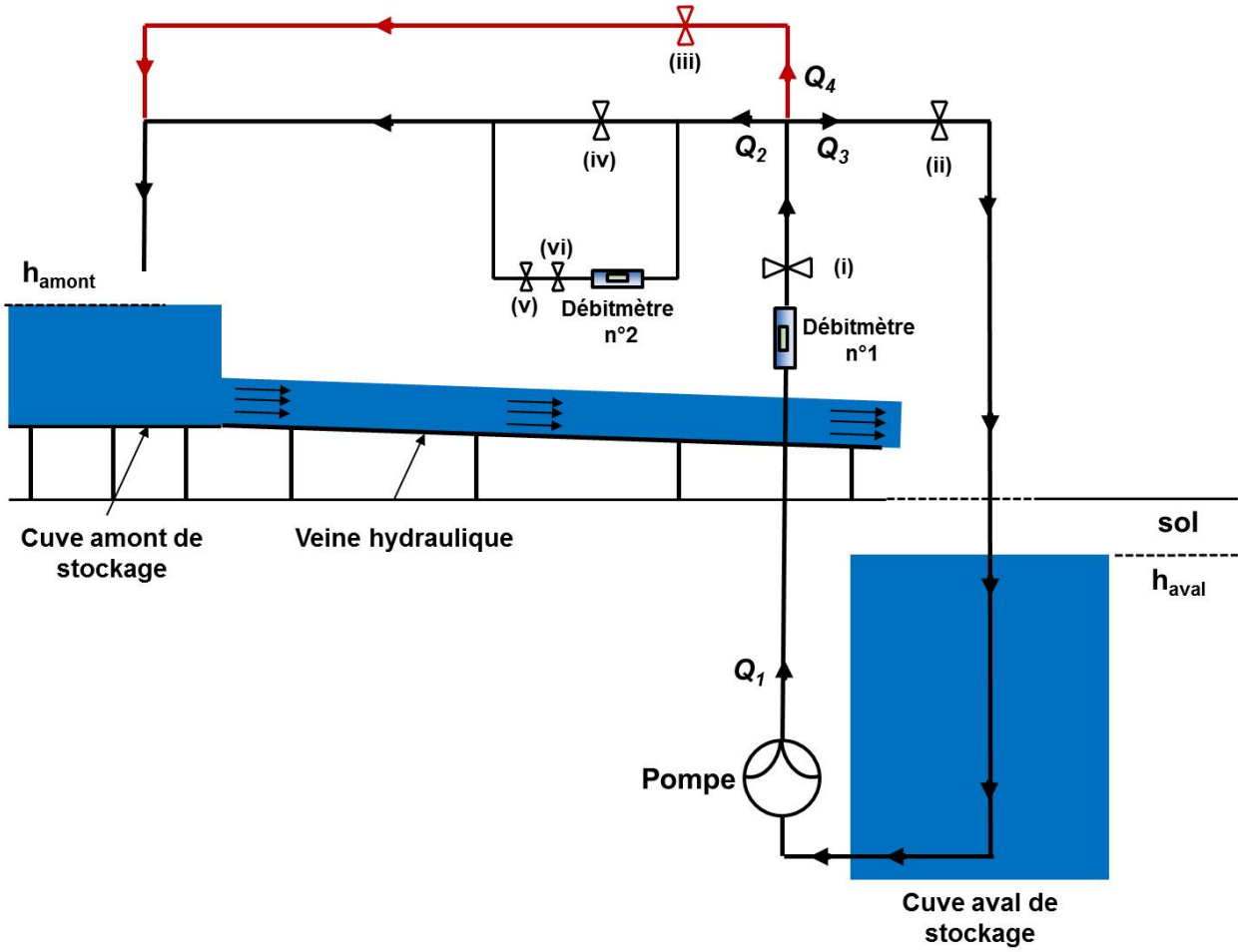

Figure 3.10 – Schéma de principe de fonctionnement du canal et de la régulation du débit au sein du dispositif expérimental (pas à l'échelle).

avec (i), (iii), (iv) et (v) les vannes de régulation de type guillotine, (ii) une vanne papillon avec une ouverture variable d'incrément 15 % (allant de 0 % pour une totale ouverture à 100 % pour une totale fermeture) et (vi) : vanne papillon à deux positions (ouvert ou fermé).

La figure 3.10 présente un schéma de principe de la régulation du débit au sein du dispositif expérimental. En raison des caractéristiques de la pompe dont le débit nominal est situé à 150 L.s^{-1}, le canal possède deux modes de fonctionnement : un pour les faibles débits (de 0 L.s^{-1} à 30 L.s^{-1}) et l'autre pour les forts débits (de 30 L.s^{-1} à 150 L.s^{-1}).

Pour l'explication de la régulation du système, on se place dans le fonctionnement du canal en bas régimes qui correspond aux régimes de submersion souhaités. Dans ce

mode de fonctionnement, l'eau transite seulement par la tuyauterie dessinée en noir. La tuyauterie rouge est condamnée par la vanne (*iii*), *i.e.* vanne fermée à 100 % et $Q_4 = 0$ L.s^{-1}.

Le débit en sortie de pompe est noté Q_1. Au passage du coude en té, le débit se divise en 3. Les débits sont alors notés Q_2, Q_3 et Q_4 et reliés par $Q_1 = Q_2 + Q_3 + Q_4$. Cette relation peut se réécrire $Q_1 = Q_2 + Q_3$ dans notre configuration. Les débitmètres associés aux débits Q_1 et Q_2 sont référencés sur la figure 3.10 débitmètres n°1 et n°2.

L'armoire où se situe l'automatisme est reliée aux débitmètres n°1 et n°2. Les données de ces deux débitmètres sont accessibles grâce à une carte convertisseur analogique/numérique. Seul le débitmètre n°1 participe à la régulation du débit. Le débit dans le canal est donc seulement régulé par le débitmètre n°1. La régulation est branchée sur la fréquence de la pompe, et adapte cette dernière en permanence de manière à respecter la consigne d'entrée de débit donnée par l'utilisateur (consigne pouvant être réglée à ± 0,10 L.s^{-1}). Les caractéristiques de la pompe ($Q_{nominal}$ = 150 L.s^{-1}) oblige à travailler à des débits élevés en sortie de pompe ($Q_1 >$ 45 - 50 L.s^{-1}) afin de garantir un bon rendement synonyme de débits stationnaires. Après de nombreux tests, le débit Q_1 ne doit pas être inférieur à 50 L.s^{-1} sous peine que le rendement de la pompe soit trop faible. On comprend donc maintenant que si l'on souhaite obtenir un débit dans le canal inférieur à 20 L.s^{-1} ($Q_2 <$ 20 L.s^{-1}), il va être nécessaire de détourner de l'eau directement à la sortie de la pompe et la renvoyer dans la cuve aval, *i.e.* $Q_3 = Q_1$ - Q_2. Cela signifie que le débit dans le canal Q_2 n'est plus égal à Q_1. Afin de mesurer le débit dans le canal, toute l'eau doit maintenant transiter par le débitmètre n°2, ce qui oblige à fermer complètement la vanne (*iv*). Pour les expériences, le débit Q_1 est de l'ordre de 60 L.S^{-1}, le débit Q_2 compris entre 2 L.s^{-1} et 20 L.s^{-1} environ et le débit Q_3 le complémentaire de Q_1 et Q_2. On ne s'intéressera pas au débit Q_3 dans la suite de l'étude qui a été gardé constant durant toutes les expériences afin de pouvoir réaliser toujours les mêmes réglages.

3.3 Régimes d'écoulements

Afin d'observer l'effet des macro-rugosités sur la structure verticale de l'écoulement, il a été choisi de faire varier la submersion relative α.

La submersion relative est définie par la relation suivante :

$$\alpha = \frac{h}{D} \tag{3.11}$$

Les caractéristiques principales des trois régimes étudiés sont synthétisés dans le tableau 3.4.

Le nombre de Froude est le nombre de Froude associé à l'écoulement au-dessus de la canopée, *i.e* entre z=h et z=D. Il est calculé de la manière suivante :

$$Fr = \frac{U_d}{\sqrt{g(D-h)}} \tag{3.12}$$

α	Fr	$D(cm)$	Q $(l.s^{-1})$	U_d $(cm.s^{-1})$
0,33	0,59	6,1	15,9	37,5
0,50	0,53	4,1	5,3	23,9
0,66	0,49	3,1	2,2	16,2

Table 3.4 – Caractéristiques des régimes d'écoulement $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$ choisis l'étude expérimentale de ce travail.

avec :

- U_d : vitesse débitante sur la colonne de fluide intégrée entre z=h et z=D,
- g : l'accélération de la pesanteur (prise égale à 9,81 $m.s^{-2}$),
- h : la hauteur des rugosités,
- D : la hauteur d'eau.

Ce choix de calculer le nombre de Froude est fait car seul l'écoulement au-dessus des rugosités est étudié dans ce travail. Il est basé sur la théorie des couches limites turbulentes sur fond rugueux qui permet de dire que le fond virtuel de l'écoulement se situe au niveau de la hauteur de déplacement d, et donc que la hauteur d'eau effective est en réalité égale à $D^{'} = D$ - d. En première approximation, on choisit de considérer $d \sim h$.

3.4 Campagne de mesure et post-traitement des données

Dans cette section sont présentées toutes les expériences de SPIV réalisées sur le canal hydraulique. Les mesures SPIV ont été réalisées de manière à pouvoir répondre aux objectifs scientifiques initiaux fixés en début de thèse. Dans un deuxième temps, l'attention sera donnée aux mesures expérimentales concernant l'analyse développée au chapitre 4. Enfin, la dernière partie de cette section concerne le post-traitement des données effectué.

Les objectifs scientifiques initiaux de la campagne de mesure réalisée concernent l'étude de l'influence de la submersion sur :

1. le développement longitudinal de la couche limite verticale pour des écoulements turbulents à surface libre sur fond rugueux,
2. la génération des courants secondaires causés par une discontinuité transversale de rugosités,
3. l'existence et la validité de la loi logarithmique,
4. la hauteur de la sous-couche de rugosité.

3.4.1 Création du jeu de données SPIV

Cette sous-section présente le plan expérimental mis en place afin de satisfaire tous les objectifs scientifiques initiaux.

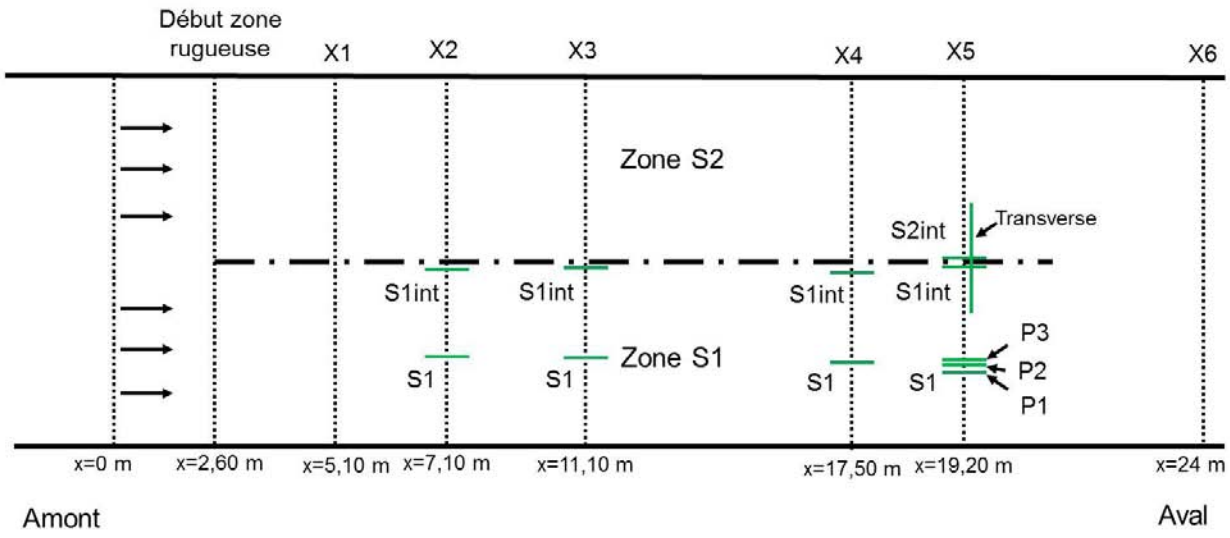

Figure 3.11 – Schéma de principe de la configuration hybride de macro-rugosités S1S2 et de l'ensemble des mesures expérimentales réalisées au cours de la campagne expérimentale.

La figure 3.11 est un schéma de principe permettant de visualiser le positionnement des expériences SPIV réalisées. Pour chaque position indiquée sur le schéma de la figure 3.11, les trois régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$ ont été réalisés. Les plans lasers sont définis par leur position longitudinale (X2 à X5), et par leur position transverse à l'écoulement (respectivement S1, S1int pour la configuration de macro-rugosité S1 à mi-allée et la configuration de rugosité S1 au niveau de l'interface entre les deux zones de rugosité). La position S1 est équidistante de l'axe central du canal et de la paroi latérale droite du canal (en se plaçant dans le sens de l'écoulement). Ce choix repose sur l'hypothèse d'une zone centrale au sein de chaque zone homogène de rugosité S1 et S2 non perturbée par les effets de bord du canal et les courants secondaires au niveau de la discontinuité de rugosité (Nezu and Rodi (1985)).

La zone de mesure définie grâce au dimensionnement hydraulique (voir section 3.1) est la position longitudinale X5, située à 19,20 m du début de zone rugueuse et à 4,80 m de la fin de la zone rugueuse (qui constitue la condition aux limites aval). Les positions longitudinales X1 à X5 ont été choisies en référence aux travaux de Vermaas et al. (2011) qui ont étudiés le développement longitudinal de la couche limite dans une configuration hybride de macro-rugosités constituée de sphères de 7,6 mm de diamètre d'un côté, et un fond lisse de l'autre. Les positions longitudinales ont également été contraintes par les conditions expérimentales, et notamment par les différentes sections du canal hydraulique. Aucune mesure SPIV n'a été réalisée à la position longitudinale X1, cette dernière n'ayant servi qu'aux mesures de hauteurs d'eau pour l'estimation des courbes de remous.

La réalisation du premier objectif se fait en comparant les mesures issues des positions longitudinales X2, X3 et X4 aux mesures de la la position X5 pour une position transverse donnée. Pour la réalisation des trois autres objectifs, seules les mesures issues de la position longitudinale X5 sont nécessaires. Le deuxième objectif utilise les plans laser verticaux intitulés S1int, S2int ainsi que les plans transverses à l'écoulement intitulés

"Transverse". Le quatrième et dernier objectif utilise quant à lui seulement les plans laser S1P1, S1P2 et S1P3 à la position longitudinale X5.

Afin d'assurer la convergence temporelle des données, 3000 images pour chaque caméra ont été acquises par expérience pour les plans verticaux longitudinaux. Cela représente au total 90000 images. En ce qui concerne les expériences "Transverse", 11000 images ont été enregistrées par régime de submersion, ce qui fait un total de 33000 images. Le calcul des champs vectoriels a été fait pour la totalité des expériences réalisées. Cependant, le temps imparti à la thèse n'a pas permis d'analyser complètement l'ensemble des données. L'analyse s'est portée sur les troisièmes et quatrième objectifs. La suite de cette section se focalise par conséquent sur les plans laser intitulés S1P1, S1P2 et S1P3.

3.4.2 Plans verticaux S1P1, S1P2 et S1P3

Afin d'atteindre l'objectif 3, il est nécessaire d'avoir accès à la structure tridimensionnelle de l'écoulement moyen dans la sous-couche de rugosités. L'estimation de la hauteur de la sous-couche de rugosités nécessite l'utilisation de grandeurs doublement moyennées. La double-moyenne des grandeurs moyennes se fait sur un volume de fluide, constitué par le volume d'un motif de rugosité. La disposition des plans P1, P2 et P3 fait suite aux travaux de Florens et al. (2013). Les plans de mesures ont donc été disposés de manière à permettre une estimation des grandeurs doublement moyennées spatialement et temporellement convergées (voir figure 3.12). La mesure de trois plans laser donne en réalité accès à cinq plans laser en appliquant des conditions de symétrie sur le motif de rugosité. Ces conditions de symétrie sont propres à cette configuration de macro-rugosités qui possède des motifs répartis périodiquement sur le fond du canal.

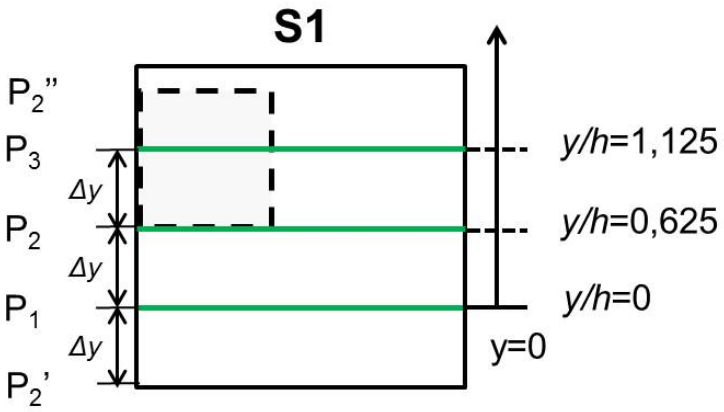

Figure 3.12 – Disposition des plans lasers P1, P2 et P3 sur un motif de macro-rugosité homogène de configuration S1. Ils sont respectivement situés à y/h=0, y/h=0,625 et y/h=1,125.

Comme le montre la figure 3.12, les plans sont équidistants d'une distance Δy. La référence est prise à mi-allée, *i.e.* pour le plan laser P1. Les plans laser P1, P2 et P3 sont respectivement situés à y/h=0, y/h=0,625 et y/h=1,125.

3.4.3 Disposition du matériel de mesure

Pour ces mesures, la position dans la direction longitudinale correspond à la zone de mesure, *i.e.* position longitudinale $X5$. A cet endroit-là les parois latérales ainsi que le fond du canal sont exclusivement constituées de verre.

La nappe laser est renvoyée dans la zone de mesure par le fond du canal à l'aide d'un miroir de renvoi. Cela évite ainsi l'utilisation d'un bateau au niveau de la surface libre de manière à s'affranchir des oscillations de la surface libre. L'utilisation d'un bateau est à proscrire dans l'étude d'écoulement en régime faiblement à très faiblement submergé car son influence sur la colonne d'eau a un impact trop important sur la structure verticale de la couche limite.

Seul l'écoulement au-dessus de la canopée a été filmé. Malgré cela, pour le plan $y/h = 0$ (voir figure 3.12), la nappe laser doit passer au travers d'un cube. Afin de pouvoir mesurer l'écoulement situé au droit du cube, les cubes en PVC à la position du plan laser $y/h = 0$ ont été remplacés par des cubes en *plexiglas*®translucides permettant le passage de la nappe laser.

Les acquisitions de données ont été faites avec le matériel suivant (voir figure 3.13) :

- Caméras (x2) : capteur de type sCMOS, de résolution 2560 x 2160 px^2,
- Scheimpflug (x2),
- Objectifs (x2) : Nikon, focale 105 mm (notée f), ouverture $f/11$,
- Prismes à 45° (x2),
- Laser : type Nd :Yag, Quantel CFR, de puissance 2 x 200mJ,
- Générateur de nappe,
- Lentille : convergente, diamètre 150 mm, $f750$ mm,
- Miroir de renvoi.
- Système d'acquisition de mesure (ordinateurs, moniteur, boitier de synchronisation PTU, câblage).

Le montage réalisé est un montage classique de mesures SPIV pour lesquelles le laser joue le rôle de générateur de lumière (voir figure 3.13 (i) - (ii)). En sortie de la tête du laser est positionné le générateur de nappe qui permet d'éclater le faisceau laser en une nappe laser 2D. Le générateur de nappe est constitué d'une lentille convergente et d'une lentille divergente. Le générateur de nappe est un outil très utile lors du réglage de la nappe laser. Il assure la colinéarité du faisceau de la tête du laser jusqu'à la sortie du faisceau du générateur. Au sein du générateur de nappe, le faisceau laser passe d'abord par la lentille convergente dont la position peut être réglée avec une précision micrométrique afin d'ajuster la position du point focal de la lentille. Cette lentille permet de refocaliser le faisceau de manière à obtenir l'épaisseur de nappe souhaitée. Ensuite le faisceau traverse la lentille divergente qui éclate le faisceau en nappe laser. Avant d'être renvoyée dans la zone de mesure, la nappe laser passe au travers d'une lentille convergente positionnée au point focal de la lentille convergente du générateur de nappe. Ce montage permet de collimater la nappe. Ainsi, les rayons optiques de la nappe en sortie de lentille sont colinéaires à l'axe incident du faisceau laser. Une fois la nappe collimatée, cette dernière est renvoyée dans l'écoulement grâce à un miroir de renvoi positionné à 45°. Afin de limiter les zones d'atténuation de la lumière dues au passage de la nappe au travers des

cubes, cette étape de collimatage de nappe est indispensable.

Les angles β_1 et β_2 sont définis comme les angles dans l'eau entre la direction perpendiculaire au capteur de la caméra et le rayon réfracté dans l'eau. Ces angles ont été choisis en référence au travail réalisé dans le chapitre 2 mais optimisés en terme d'espacement disponible au sein du banc de mesure. Les angles β_1 et β_2 sont égaux, *i.e.* $\beta_1 = \beta_2$. Le même angle de caméras a été gardé pour les trois régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$. Leurs valeurs sont égales à 31,4° pour le plan $y/h = 0$, 33,3° pour $y/h = 0{,}625$ et 32,2° pour $y/h = 1{,}125$.

Les schémas de la figure 3.13 sont illustrés par des photographies prises lors de la réalisation des expériences et présentées par les figures 3.14 et 3.15 (i)-(ii).

3.4.4 Post-traitement des données

Le calcul PIV des données a été fait avec le logiciel Flowmaster Stereo PIV de la société *LaVision*. Pour des raisons développées dans cette section, le choix a été fait de ne pas réaliser l'analyse complète des données avec ce logiciel.

La figure 3.16 présente un diagramme des grandes étapes de post-traitement réalisées en vue de la création du jeu de données pour l'analyse développée au chapitre 4.

Une fois les champs de vitesses instantanées calculés (étape (0)), le premier travail à faire est la détection des vecteurs faux dans le champ vectoriel. Cette étape de détection (étape n°1) est primordiale. Si l'on choisit un critère de détection trop permissif, un grand nombre de vecteurs faux peuvent échapper à la détection, et *de facto* affecter les grandeurs statistiques. *A contrario*, si le critère détection est trop restrictif, l'algorithme de détection considère des vecteurs justes comme faux, avec pour conséquence un impact sur les statistiques. Finalement, le choix s'est porté sur un algorithme de détection basé sur la méthode des filtres médians. Le filtre utilisé est un filtre médian modifié qui a l'avantage de pouvoir détecter à la fois un vecteur faux seul mais également un groupe de vecteurs faux entourés par des vecteurs faux (voir Westerweel (1994)). Cela est particulièrement intéressant dans le cas de données où le traitement PIV échoue à calculer les vitesses dans certaines zones spatialement localisées de l'écoulement.

L'étape suivante (étape n°2) a été l'export de ces champs filtrés. Cette étape a été réalisée grâce à la fonction d'export des données du logiciel Flowmaster Stereo PIV.

Le logiciel VSV est un logiciel de traitement PIV développé par Fincham and Spedding (1997). Comme les calculs PIV n'ont pas été réalisés avec ce logiciel mais avec celui de la société *LaVision*, une étape de conversion est nécessaire avant de pouvoir reconstruire les données manquantes avec ce logiciel. Cette étape est réalisée lors de l'étape de post-traitement n°3. Elle consiste à transformer les données du format d'export de Flowmaster Stereo PIV au format d'entrée de la fonctionnalité "reconstruction" du logiciel VSV (appelée patch dans le logiciel). Lors de l'étape n°4 du post-traitement, le choix s'est porté sur ce logiciel car il propose un outil plus performant et plus souple à l'utilisation que celui proposé par la société *LaVision*. En effet, le logiciel Flowmaster Stereo PIV reconstruit les données manquantes par interpolation linéaire des plus proches voisins alors que le logiciel VSV utilise un spline bidirectionnel pour réaliser cette reconstruction. Dans le cas d'écoulements turbulents avec de forts gradients de vitesse, la différence entre

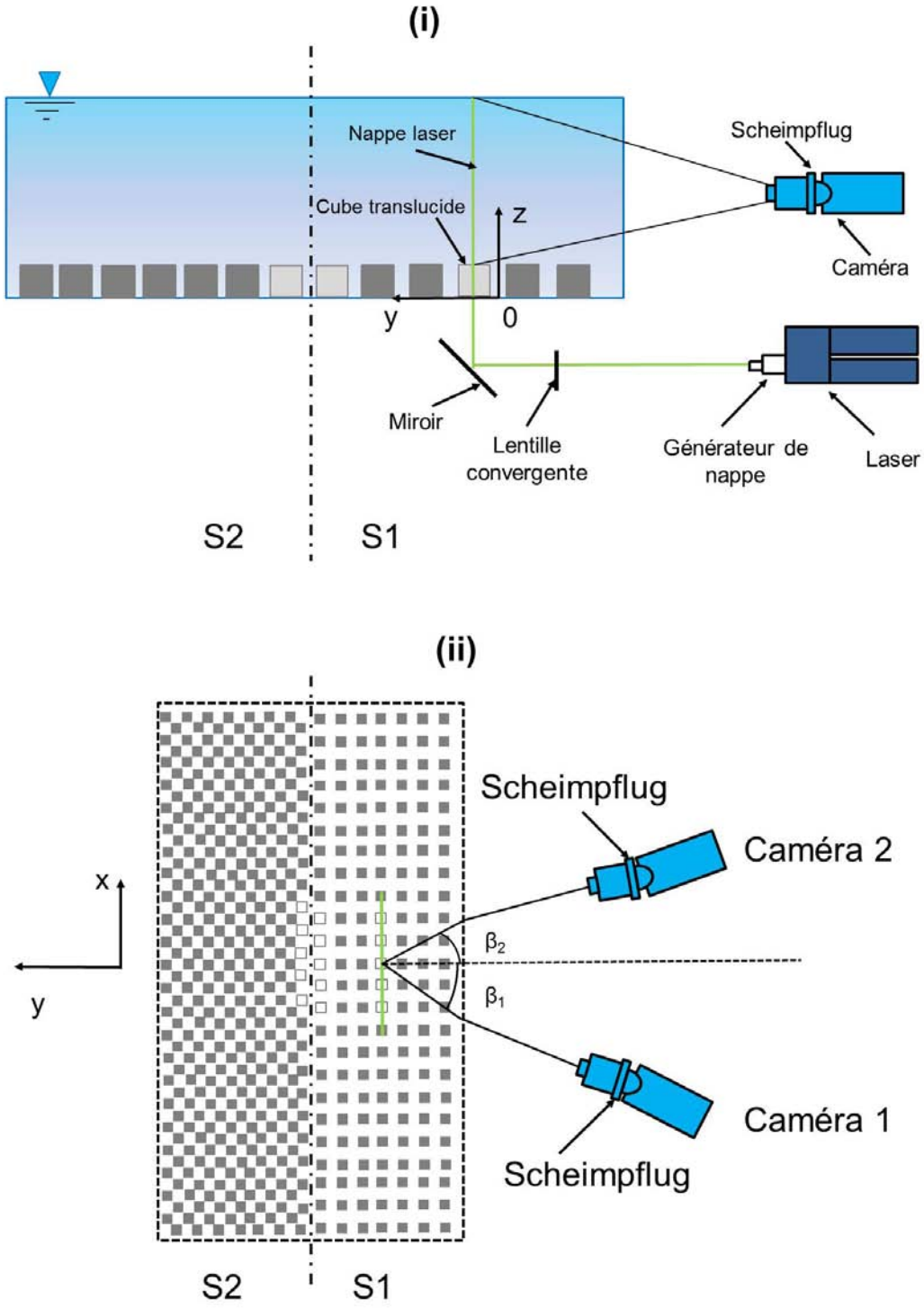

Figure 3.13 – Schémas de principe de la disposition du matériel de mesure lors de la réalisation des expériences : (i) coupe transverse de la zone de mesure (ii) vue de dessus de la zone de mesure (les schémas ne sont pas à l'échelle).

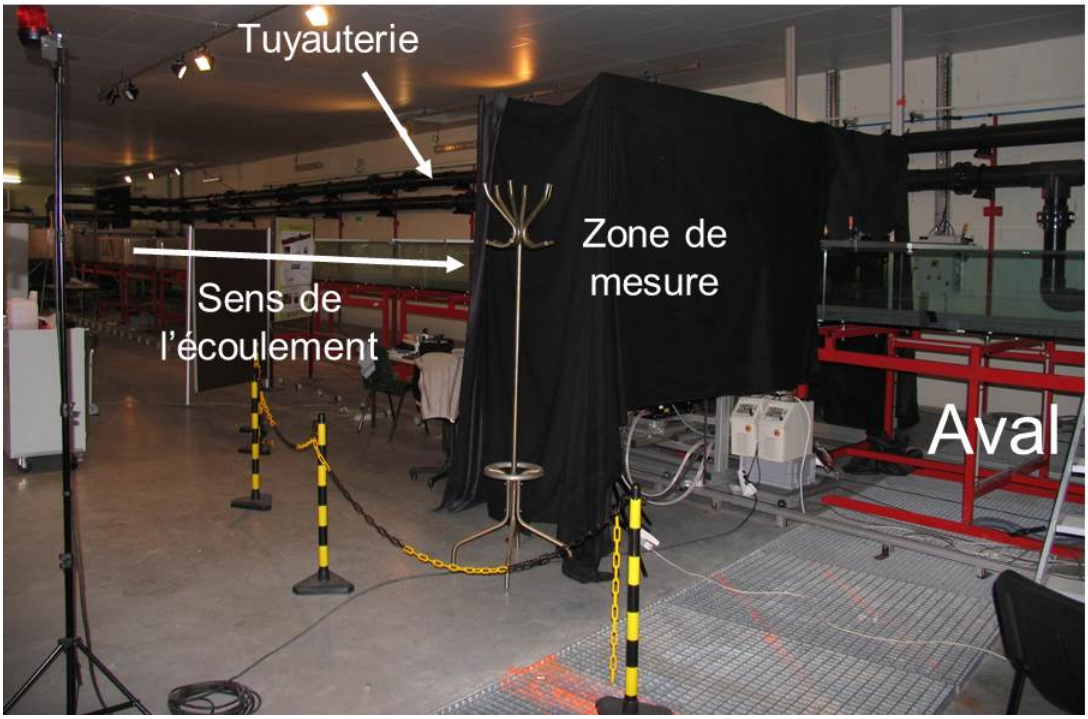

Figure 3.14 – Vue globale de la zone de mesure au sein de la veine hydraulique.

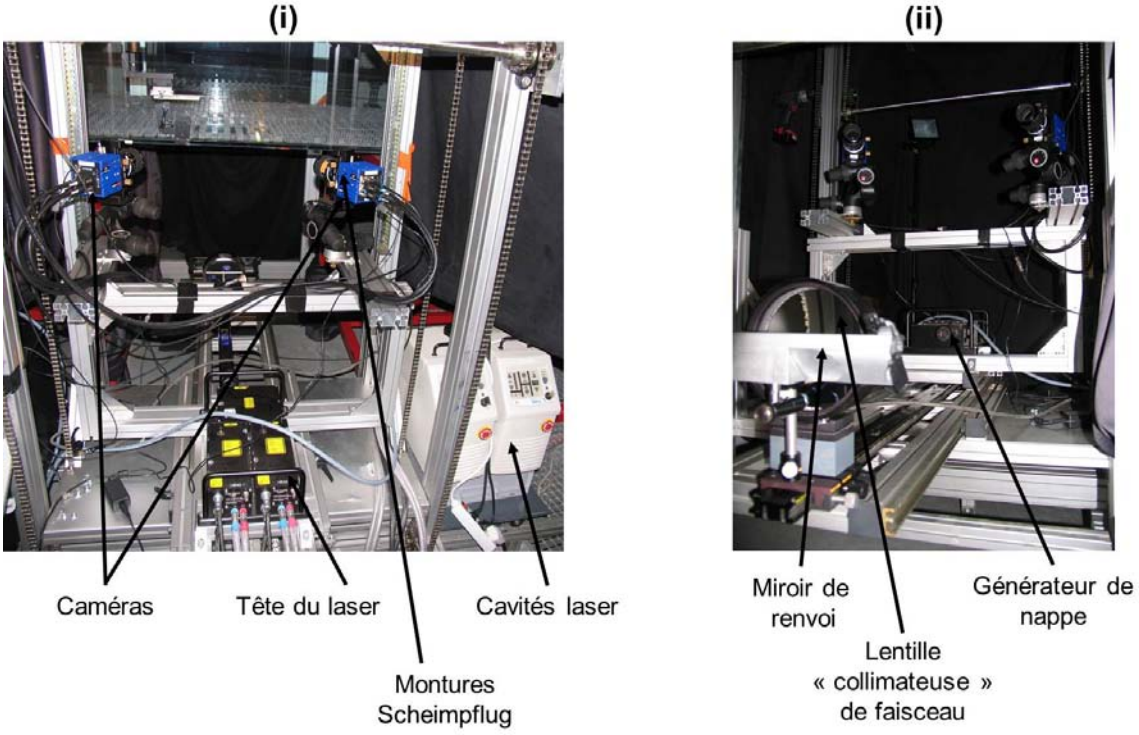

Figure 3.15 – (i) Présentation du matériel de mesure utilisé pour les expériences, (ii) Zoom sur les éléments liés au chemin optique parcouru par le faisceau laser.

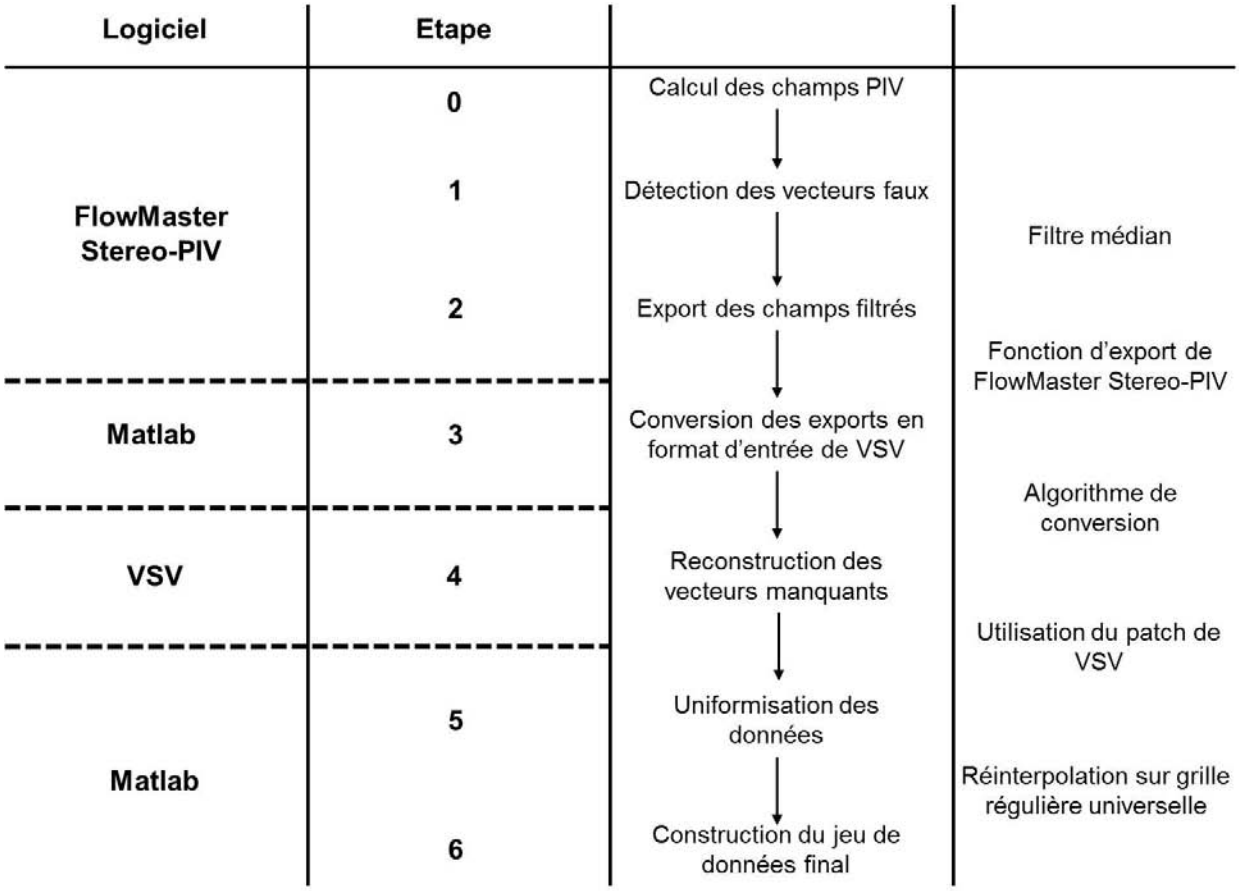

Figure 3.16 – Diagramme présentant les étapes successives réalisées au cours du post-traitement des données en vue de la création du jeu de données pour l'analyse des objectifs (3) et (4) définis en introduction de la section 3.4.

les deux méthodes de reconstruction est visible sur le calcul des dérivées qui peuvent être fortement impactées. Par ailleurs, le patch de VSV permet de contrôler la dureté du spline, et ainsi d'optimiser le traitement pour chaque écoulement.

L'analyse nécessite des grandeurs doublement moyennées. Comme la double moyenne s'effectue sur un volume de fluide, il est nécessaire de posséder l'information discrétisée sur une grille régulière 3D. C'est ce que propose de faire l'étape n°5 du post-traitement. La résolution spatiale des mesures des trois plans laser $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$ diffère légèrement. D'un point de vue pratique, il est presque impossible d'avoir une résolution identique au pixel près d'une expérience sur l'autre. C'est pour cela qu'une grille universelle aux trois plans laser est créée. On définit un zéro commun à tous les plans, puis par recouvrement des trois plans on calcule une grille commune sur laquelle toutes les données sont réinterpolées à l'aide d'un spline bidirectionnel. L'erreur commise lors de cette interpolation est inférieure à 1 % pour les statistique d'ordre 1, et inférieure à 5 % pour les statistiques d'ordre 2 (voir Florens (2010)). L'étape n°6 consiste à effectuer ce travail pour chaque itération. Chaque jeu de données comprend 3000 champs instantanés. L'uniformisation des trois plans laser est faite à chaque itération. Une fois l'étape n°6 complétée, un volume discret uniformisé des trois composantes de vitesses est disponible pour effectuer la double moyenne nécessaire à l'analyse du chapitre 4.

3.5 Méthode de mesure : SPIV

La méthode de mesure utilisée est la vélocimétrie laser par image de particule par stéréoscopie, que l'on appellera par la suite SPIV (Stereoscopie Particule Image Velocimetry). La SPIV est une extension de la PIV 2D classique.

La génération des images se fait de la même manière que pour la PIV 2D. L'un des désavantages de la PIV 2D est de ne pouvoir mesurer la composante hors champ (figure 3.17).

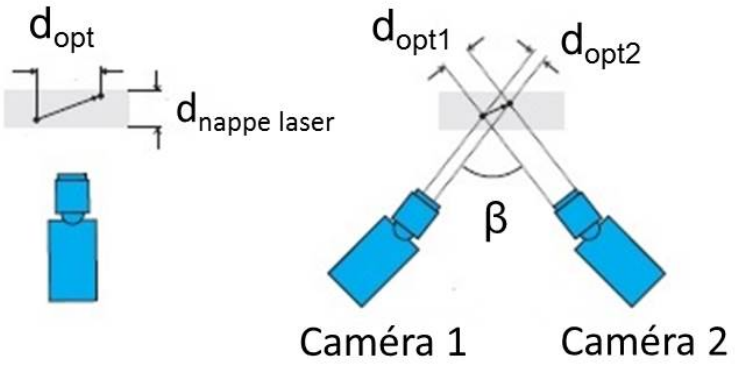

Figure 3.17 – Erreur inhérente à la mesure par PIV 2D (source : *LaVision*).

Une manière d'accéder à la troisième composante est l'ajout d'un point de vue supplémentaire constitué par une seconde caméra. L'utilisation de deux points de vue d'une

même zone de mesure permet d'obtenir les projections des vecteurs vitesses dans deux plans. Une fois ces projections connues, il est alors nécessaire d'évaluer les directions des deux points de vue des caméras par rapport à la nappe laser. Cela est fait avec une étape préalable de calibration. Une fois la configuration des caméras connue, la projection des vecteurs vitesses permet de reconstruire la troisième composante du champ de vitesse. La SPIV permet donc à partir d'une mesure 2D d'obtenir les trois composantes du champ de vitesse.

3.5.1 Acquisition des images

L'ensemencement en particules de l'écoulement est fait avec des micro-billes de verre creuses de diamètre d_s=10 μm. Les lasers utilisés pour réaliser les expériences sont des lasers pulsés de type Nd-Yag, de puissance 2x200 mJ. Ces lasers émettent une lumière monochromatique de longueur d'onde 532 nm. Ils émettent donc dans le vert. Ce type de lasers possède deux cavités qui tirent l'une après l'autre, à une fréquence imposée. Le temps d'un tir d'une cavité est de 10 ns. Les tirs sont séparés d'un laps de temps δt qui est imposé par l'expérimentateur et dépendant de la dynamique de l'écoulement.

Le faisceau en sortie de la tête du laser est de forme circulaire et d'un diamètre d'environ 3 à 5 mm. A la tête du laser est positionné un générateur de nappe qui possède deux lentilles : la première est convergente et la seconde est divergente. Ce faisceau traverse la première lentille convergente afin de réduire sa taille, et ainsi diminuer son diamètre à environ 2 mm. Le faisceau passe ensuite au travers la seconde lentille, *i.e* la lentille divergente, qui va elle permettre d'éclater le faisceau sous la forme d'une nappe laser. Cette nappe laser passe enfin par une dernière lentille qui va permettre de collimater les rayons optiques avant d'être renvoyé dans le champ de mesure à l'aide d'un miroir de renvoi positionné à 45°. L'épaisseur de la nappe laser a été estimée grâce au positionnement de papier photosensible dans le champ de mesure. Pour les expériences présentées dans cette partie, la nappe laser fait entre 1,5 mm et 2 mm d'épaisseur.

Des doublets d'images sont enregistrées de manière synchrone par les caméras 1 et 2 séparés par un intervalle de temps δt. Les caméras utilisées sont des caméras avec des capteurs SCMOS de résolution 2560 x 2160 px^2. Du fait du point de vue incliné des caméras par rapport à la nappe laser des distorsions géométriques apparaissent. Les caméras ont été montées sur des scheimpflugs afin de pouvoir réaliser l'alignement des plans images et objet et du plan de la lentille. La description complète du dispositif de mesure est présentée par les figures 3.13 de la section 3.4.3.

3.5.2 Calibration et auto-calibration en PIV stéréoscopie

Les mesures PIV stéréoscopiques sont très sensibles à la phase de calibration. Cette étape est primordiale car la correction des angles de vue inclinés doit être la plus précise possible au risque de commettre des erreurs importantes sur les calculs PIV par la suite. A noter que la calibration doit être faite avec la mire de calibration dans l'eau afin de prendre en compte la réfraction des faisceaux incidents au passage de l'interface verre-eau, comme l'illustre la figure 3.18.

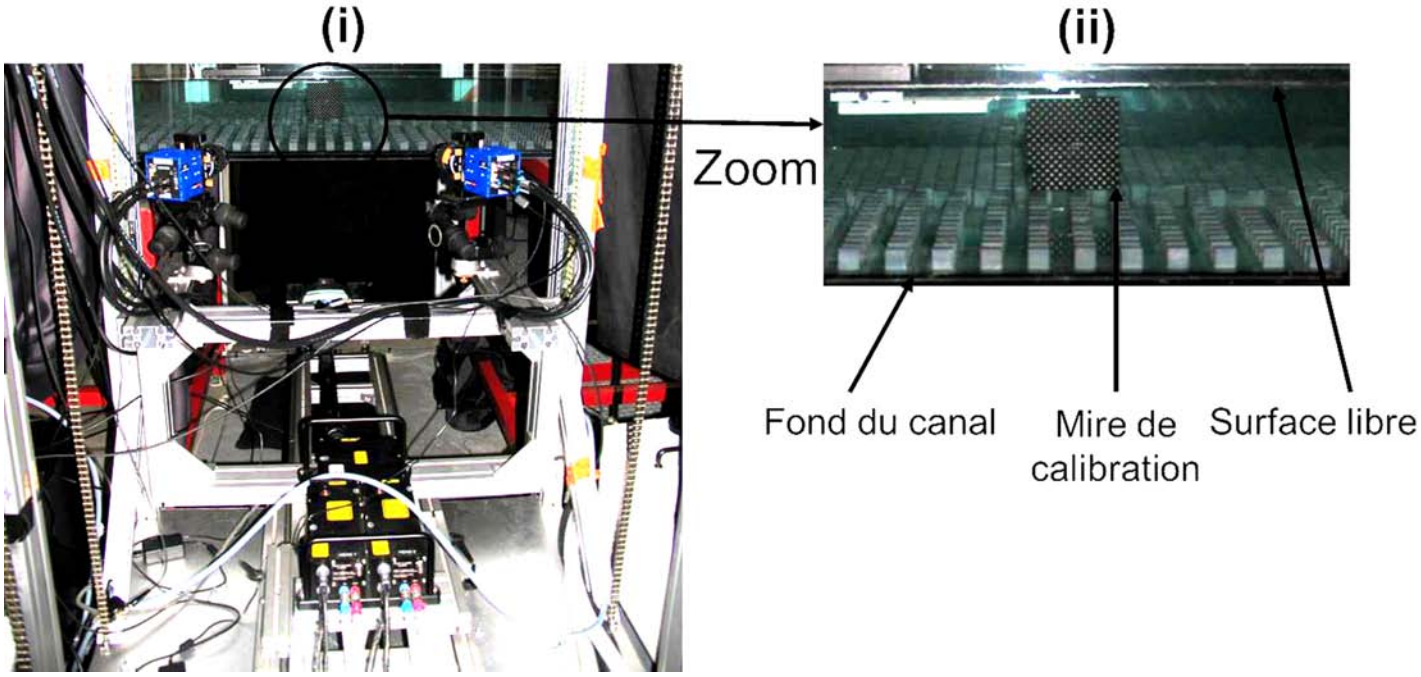

Figure 3.18 – Photographie de l'installation réalisée lors de la calibration avec la mire de calibration positionnée en pleine eau ; (i) situation globale, (ii) zoom sur la mire de calibration.

Le repérage dans l'espace du plan laser par rapport aux plans des deux capteurs des caméras est fait lors de cette phase de calibration. La face de la mire, *i.e.* le plan supérieur de motifs, doit alors être parfaitement alignée avec la nappe laser (comme le montre la figure 3.19).

Deux options sont envisageables lors du choix des mires de calibration. La première option est l'utilisation d'une mire de calibration plane, comme dans le cas de la PIV 2D. Cette option nécessite alors de faire plusieurs acquisitions d'images à différentes positions de l'écoulement dans la direction transverse y (voir figure 3.19). Avec la précision requise par la stéréoscopie, et les erreurs de positionnement commise lors des expériences, cette option n'est pas optimale. La seconde option est celle choisie dans cette étude où la mire de calibration possède deux plans séparés, ainsi elle ne nécessite qu'une seule prise d'image. Cette option a l'avantage de ne pas multiplier les erreurs expérimentales. C'est la raison principale pour laquelle il a été choisie une mire 3D.

Les spécifications techniques de la mire de calibration de type $\sharp 106 - 10$ sont :

- longueur : 106 mm,
- largeur : 106 mm,
- épaisseur : 12 mm,
- diamètre des points : 2,2 mm,
- entraxe entre deux points : 10 mm,
- distance inter-plans : 2 mm.

Cette mire de calibration a été fournie par la société *LaVision* car elle est vendue en respectant des tolérances inaccessibles pour les machines d'usinage mécanique disponibles

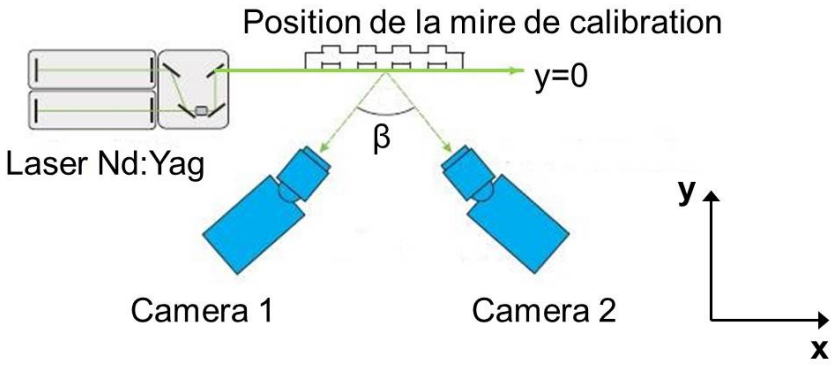

Figure 3.19 – Positionnement de la mire de calibration par rapport au plan laser dans la phase de calibration de mesures SPIV (source : *LaVision*).

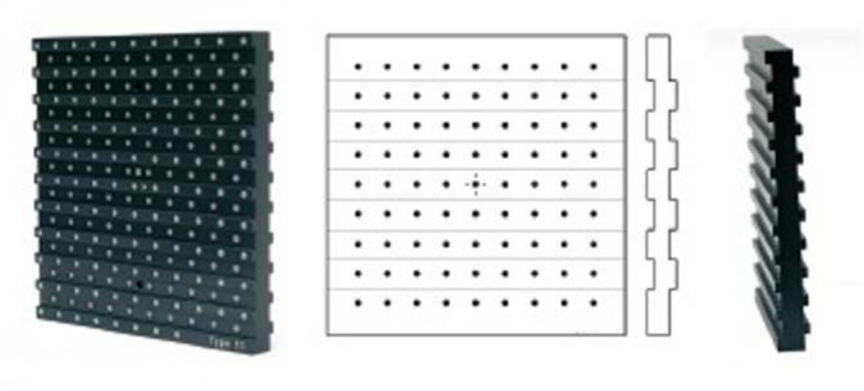

Figure 3.20 – Mire de calibration de la société *LaVision* de type ♯106 – 10 utilisée pour les expériences (source : *LaVision*).

à l'atelier du laboratoire. Les tolérances sont de ± 0,2 mm pour l'épaisseur, l'espacement entre deux motifs, la longueur et la largeur et une tolérance ± 0,1 mm pour la distance inter-plans et la superposition des points au recto et au verso de la mire (données constructeur).

L'auto-calibration est une étape pouvant être réalisée après la phase de calibration afin de corriger les erreurs de positionnement lors de l'alignement de la nappe laser et de la mire de calibration (voir figure 3.19, plan y=0).

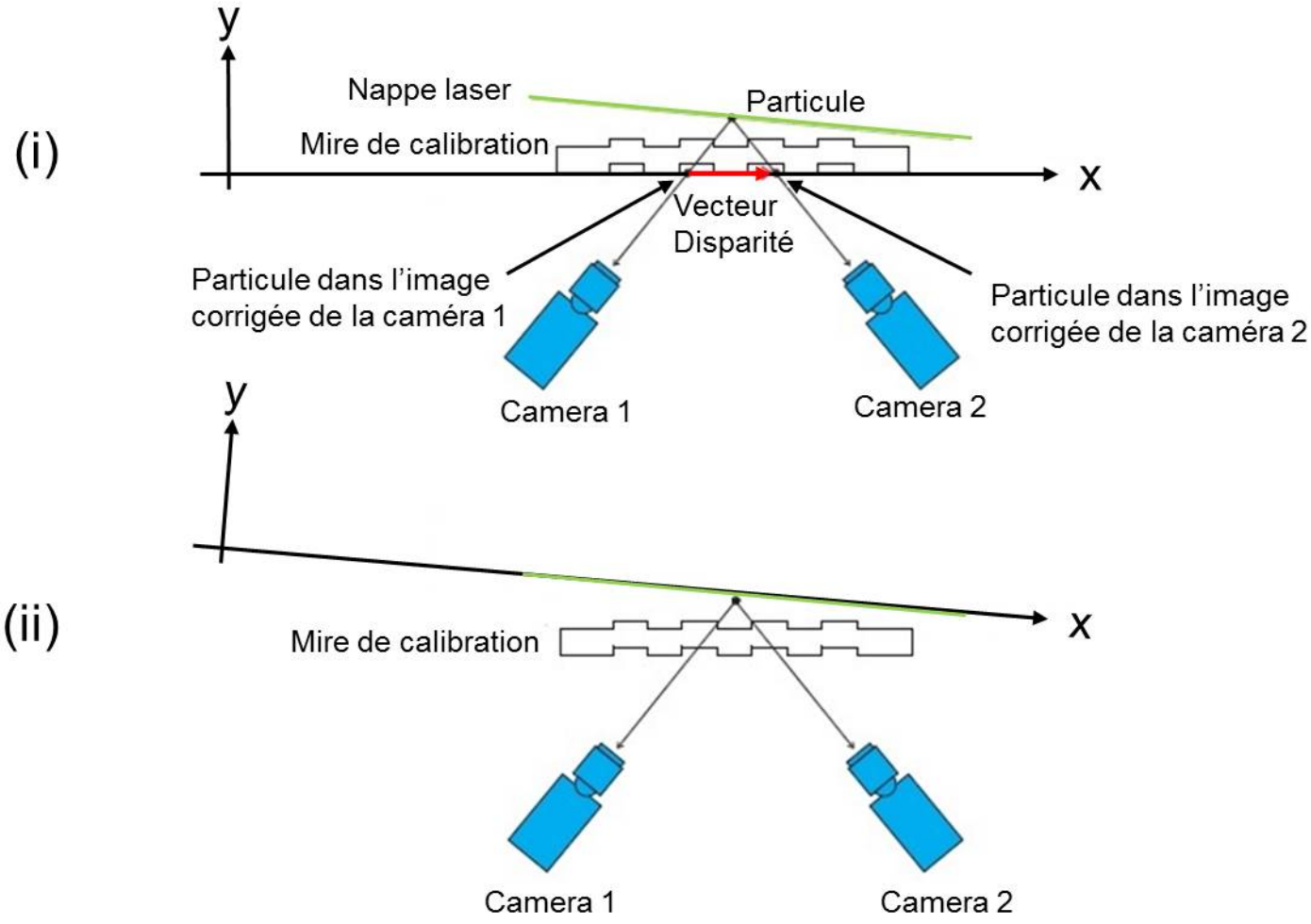

Figure 3.21 – (i) Exemple de configuration de mesures SPIV où la nappe laser n'est pas alignée avec la mire de calibration (ii) Exemple de la correction par auto-calibration de l'alignement de la nappe laser (source : *LaVision*).

Afin de comprendre la notion d'auto-calibration, la figure 3.21 présente un cas de configuration PIV stéréoscopique où la nappe laser n'est pas alignée avec la nappe laser. La figure 3.21 (i) montre que si la nappe laser n'est pas parfaitement alignée avec la face supérieure de la mire de calibration alors la position de la particule dans les images cor-

rigées des caméras 1 et 2 est différente. Le vecteur disparité correspond à l'écart existant entre les positions sur la caméra 1 et 2 après correction des images. L'auto-calibration permet de calculer ce champ de vecteurs disparité, et d'appliquer une correction supplémentaire à partir de ce dernier. Ainsi la mire de calibration est repositionnée sur la nappe laser (figure 3.21 (ii)). A noter que l'auto-calibration ne permet pas de corriger les écarts dans les autres directions. Lors de la phase de calibration, la verticalité de la mire est supposée parfaite. Lors de la réalisation des expériences, la zone de mesure a été difficilement accessible, et par conséquent le réglage de la mire l'a été également. La correction par auto-calibration a été appliquée à toutes les données de cette étude.

3.5.3 Traitement des images

Les données ont été traitées avec le logiciel Flowmaster Stereo-PIV (2D-3C) de la société *LaVision*. Cette sous-section n'a pas vocation à présenter tous les différents algorithmes de traitement PIV mais seulement ceux implémentés dans le logiciel Flowmaster Stereo-PIV, et plus particulièrement les éléments utilisés pour le traitement des images.

Ce logiciel donne le choix entre deux algorithmes de traitement PIV utilisant deux fonctions de corrélations différentes. Le traitement PIV a été réalisé avec la fonction de corrélation normalisée développée par Fincham and Spedding (1997). Le principe de calcul est identique à celui d'un traitement en PIV 2D. La vitesse instantanée de l'écoulement est déterminée par inter-corrélation spatiale d'un doublet d'images (pris entre les temps t et $t + \delta t$, notées respectivement images 1 et 2). Un motif de particules (motif de niveaux de gris) est recherché de l'image 1 à l'image 2 sur des boîtes d'interrogation devant contenir au moins 5 particules (typiquement les boîtes d'interrogation font une vingtaine de pixels). Un diagramme de corrélation est alors obtenu dont le pic de corrélation du diagramme définit le déplacement le plus probable du motif de l'image 1 vers l'image 2, *i.e.* depuis son point d'origine vers son point d'arrivée. Une fois ce déplacement identifié, et connaissant le temps entre deux images δt, le champ vectoriel des vitesses instantanées peut être calculé pour toute l'image. Les inter-corrélations sont calculées en utilisant l'espace de Fourier via des FFT (Fast Fourier Transformations). De ce fait, cela ne laisse pas le choix sur la taille des boîtes d'interrogation qui doivent être de la forme 2^n x 2^n, mais permet de gagner un temps considérable par rapport à un calcul par inter-corrélations directes. De plus, cette fonction de corrélation fonctionne mieux lorsque l'on a des fortes variations d'intensités au sein de l'image. Elle montre cependant un faible effet de "peak locking" où aucune méthode n'est implémentée pour le corriger.

Le principe de calcul utilisé pour la SPIV est identique à celui de la PIV 2D expliqué précédemment. La différence avec la PIV 2D réside dans l'ajout d'une caméra supplémentaire qui va nécessiter un appariement entre les deux caméras. Cet appariement est fait grâce à une fonction de transfert et permet de calculer les coordonnées réelles du champ vectoriel de vitesses.

Pour la première itération de calcul, les images de chaque caméra sont corrigées et projetées sur la grille commune dans l'espace réel. Le champ de vecteurs est ensuite calculé en utilisant la fonction de corrélation décrite précédemment sur cette grille. Le calcul des corrélations a alors lieu sur les mêmes particules pour les deux caméras. Ensuite, une

première reconstruction de la troisième composante est faite afin d'éliminer les vecteurs faux dans le champ vectoriel 2D de chaque caméra. Cette reconstruction est réalisée par résolution d'un système de quatre équations linéaires avec trois inconnues constituées par les composantes du champ de vitesse calculé (u,v,w) respectivement pour les directions longitudinales, transverses et verticales (x,y,z). Le développement complet de la méthode d'estimation des erreurs de reconstruction 3D du champ vectoriel est donné par Calluaud and David (2004). L'élimination des vecteurs faux se fait alors par seuillage de l'erreur de reconstruction (typiquement erreur supérieure à 0,5 ou 1 pixel). Ce seuil peut être adapté par l'utilisateur en fonction des conditions expérimentales et de la précision souhaitée, il a été choisi égal à 1 pixel pour toutes les expériences. Cette méthode de détection et d'élimination des vecteurs faux semble assez efficace car deux vecteurs faux avec des directions aléatoires sont rarement corrélés. Une fois les vecteurs faux détectés, ils sont enlevés et interpolés. Le champ 2D est ensuite lissé avec un filtre médian très faiblement pour des raisons de stabilité numérique.

A la fin de la première passe, le champ de vecteurs 2D résultant sert de référence à la deuxième itération de calcul où il est utilisé pour déformer l'image complète dans l'itération suivante. Le champ doit converger au bout de trois ou quatre itérations successives. Dans le cas présent, entre trois et cinq itérations ont été nécessaires selon les expériences.

Pré-traitement des images

Le calcul du champ vectoriel des vitesses est fait grâce à un algorithme utilisant des inter-corrélations spatiales. Un calcul PIV de bonne qualité repose donc sur un diagramme de corrélation possédant un pic de corrélation net, *i.e* une reconnaissance des motifs de particules efficace. Pour que cela fonctionne correctement la signature des particules dans l'écoulement doit être claire et se traduit techniquement par un rapport signal/bruit élevé. Les conditions expérimentales ne permettent pas toujours d'obtenir un rapport signal ratio/bruit optimal, et les données sont souvent bruitées. Plusieurs sources peuvent être à l'origine de ce bruit. Des réflexions peuvent apparaître lors de la mesure et ainsi empêcher l'utilisation de la gamme complète de la dynamique du capteur sous peine de le saturer, et donc de l'endommager. Des obstacles peuvent être présents dans l'écoulement et masquer une partie de la zone de mesure avec pour conséquence une extinction partielle ou totale de lumière sur la zone du champ de mesure. Dans ce cas, la détection des particules devient pratiquement impossible, ou en tout cas l'erreur commise sur le calcul des champs de vecteurs est importante.

De nombreuses méthodes peuvent être utilisées *a posterio* afin d'améliorer artificiellement la qualité des images. Par exemple, dans le chapitre précédent, les images ont été corrigées par soustraction du minimum de la série temporelle (chapitre 2, section 2.4.1). Cela est très efficace quand des réflexions fixes apparaissent dans le champ mesuré.

Dans le cas de cette étude, la principale contrainte a été le manque de lumière sur certaines zone spatialement localisées de l'écoulement. Ce manque de lumière n'a pas été causé par manque de puissance laser mais par deux phénomènes qui sont apparus en simultané. Le premier est une atténuation lumineuse importante due au passage de la nappe laser au travers de cube en plexiglas. Cette atténuation lumineuse est principalement due

au silicone utilisé pour fixer les cubes sur les plaques de verre. Le second phénomène est l'apparition de réflexions parasites dans la région proche du haut des cubes. On voit ici apparaître un paradoxe où le premier phénomène nécessite d'augmenter la puissance laser alors que le second voudrait qu'on la diminue afin de ne pas endommager le capteur.

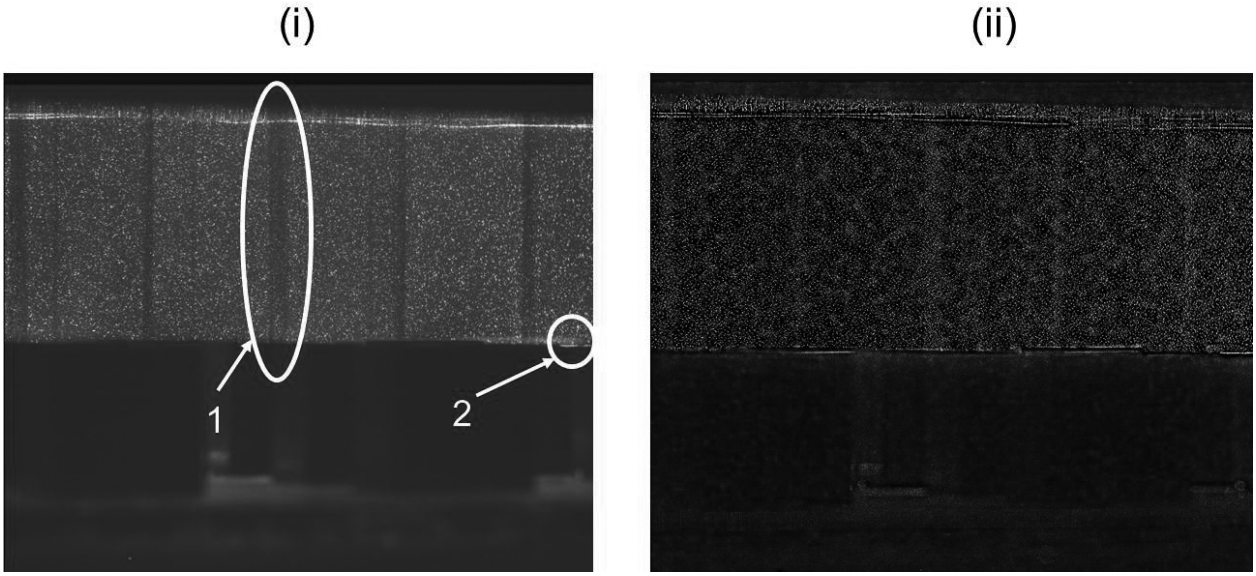

Figure 3.22 – (i) Image PIV brute typique du champ de mesure pour le plan laser vertical P1, (ii) Image PIV brute du champ de mesure pour le plan vertical $y/h = 0$ après passage du filtre.

La figure 3.22 (i) présente une image PIV brute typique obtenue lors des mesures. Des bandes verticales apparaissent sur l'image à intervalles réguliers (zone (1)). Ces traits verticaux correspondent aux endroits où la nappe laser traverse les joints réalisés pour fixer les cubes sur la plaque de verre. A ces endroits spatialement localisés, l'atténuation lumineuse est forte, et les particules sont peu ou pas éclairées. La zone (2) montre une réflexion au niveau d'un cube. La puissance du laser a par conséquent été optimisée au cours des expériences en tenant compte de ces deux phénomènes.

Les images ont par conséquent été préalablement filtrées en utilisant un filtre médian modifié appelé dans le logiciel "min/max filter". Ce filtre réalise une correction locale de l'intensité lumineuse en normalisant par rapport aux extremums locaux d'intensités calculés sur une zone prédéfinie par l'utilisateur en amont (prise égale entre 5 et 10 pixels selon les expériences). Ainsi, après passage du filtre, les intensités lumineuses sont plus homogènes sur l'ensemble du champ de mesure. La figure 3.22 (ii) montre l'influence de ce filtre sur les images. Les bandes verticales apparaissent encore mais avec une intensité lumineuse réhaussée et plus homogène par rapport à l'image brute.

Grille et masque

Le traitement a permis de prendre des boîtes d'interrogation d'environ 1 mm de côté (typiquement 24 x 24 px^2) avec un recouvrement de moitié entre deux boîtes de

corrélations. Le recouvrement de 50 % permet ainsi d'augmenter la résolution spatiale qui est de l'ordre 0,5 mm sur tout le champ de mesure.

La figure 3.22 (i) montre une image PIV typique issue des expériences. On constate que seulement la moitié du capteur de la caméra est exploité par le champ de mesure. Lors du traitement PIV, il va donc falloir empêcher l'algorithme de calculer dans les zones où il n'y a pas de particules dans le capteur pour des raisons évidentes de temps et de pertinence des calculs.

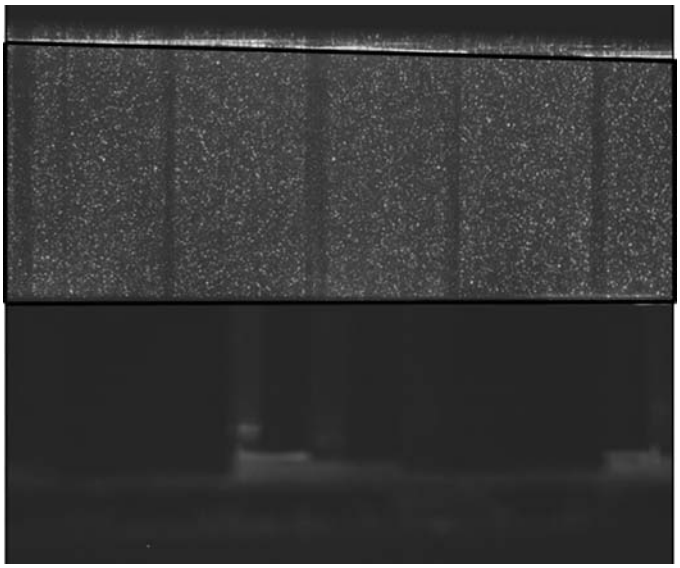

Figure 3.23 – Visualisation du masque géométrique positionné sur une image PIV brute issue de l'expérience associée au plan laser vertical $y/h = 0$.

La figure 3.23 présente un exemple de masque utilisé pour le cas de l'expérience associée au plan laser P1. Seul l'écoulement au-dessus de la canopée a été filmé. Dans notre configuration, la zone de mesure est fixe au cours du temps. Cela permet l'utilisation d'un masque fixe ou masque géométrique qui permet à l'algorithme de calculer seulement dans la zone située entre les cubes et la surface libre. Dans le traitement, l'un des problèmes principaux a été le positionnement du masque sur le capteur. En ce qui concerne le bas de l'écoulement, *i.e* le haut des cubes, l'apparition des réflexions sur le haut des cubes a permis de positionner le masque de manière précise. Il n'en est pas de même pour son positionnement au niveau de la surface libre.

Dans le cas de la figure 3.22 (i) les fluctuations de la surface libre ne sont pas importantes, on peut donc "couper" l'image au niveau de la réflexion de la surface libre. Ce n'est pas le cas de tous les régimes pour lesquelles les oscillations de la surface libre sont importantes. Dans ces cas-là un masque géométrique a également été utilisé, mais le positionnement sur le capteur de la caméra est moins trivial. Le masque a été positionné à la position moyenne de la surface libre estimée par sommation de toutes les images de la série temporelle qui permettent d'évaluer l'enveloppe moyenne des oscillations de la surface libre.

3.6 Validation des hypothèses d'étude du dimensionnement hydraulique

Cette section a pour but d'étudier, d'une part, la stationnarité du débit transitant dans la veine hydraulique pour les trois régimes de submersions $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$ des trois plans laser $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$ (définis par les figures 3.11 et 3.12) et d'autre part la reproductibilité de la mesure. Les plans $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$ correspondent aux plans laser des expériences sur lesquels portent l'analyse faite dans le chapitre 4. Pour des raisons de cohérence, la validation des hypothèses d'étude n'est présentée que pour les trois plans laser $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$.

Afin de mener à bien cette étude de validation, les mesures expérimentale de hauteurs d'eau ont été effectuées lors des expériences. Les données expérimentales sont comparées au modèle hydraulique $1D^{1/2}$ et au modèle de courbe de remous présentés dans la section 3.1.3.

3.6.1 Stationnarité de la veine hydraulique

L'explication de la régulation a été faite dans la section 3.2. A chaque changement de régimes de submersion pour un plan laser donné, la taille du système, sa régulation ainsi que son fonctionnement font que le canal possède une certaine inertie qui demande un temps d'attente avant l'obtention d'un état stationnaire. Ce temps est appelé dans la suite de cette section le temps de relaxation du canal.

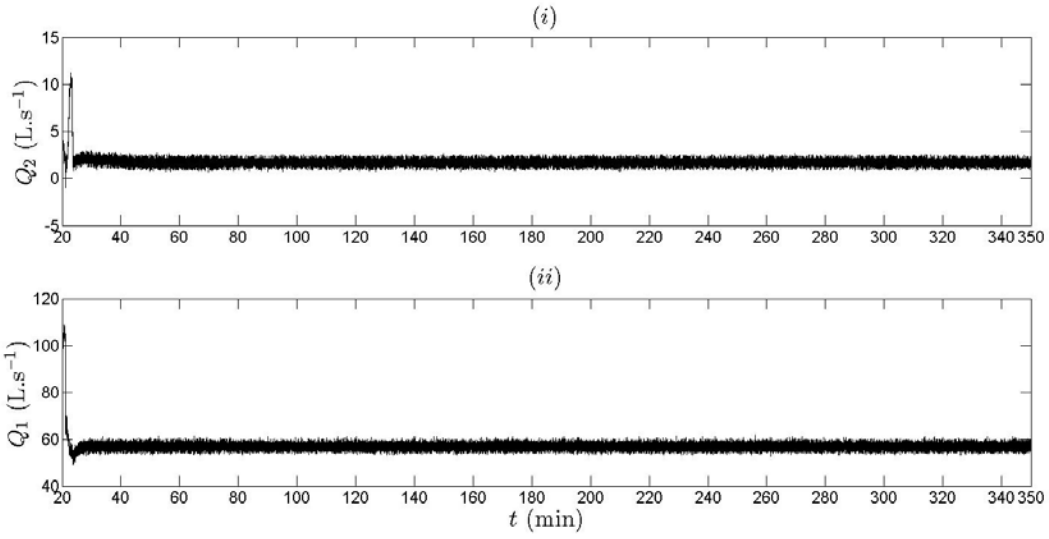

Figure 3.24 – Chronique temporelle de débit transitant dans le canal - régime $\alpha = 0{,}66$: (i) Q_2 (L.s^{-1}) - (ii) Q_1 (L.s^{-1}).

La figure 3.24 présente une chronique temporelle des débits Q_1 et Q_2 définis dans la section 3.2. L'analyse est faite sur les régimes les plus submergés car ils sont les plus

contraignants en terme de stationnarité. L'acquisition a été faite sur une durée de 5h30, ce qui représente un temps long par rapport au temps d'acquisition des mesures SPIV ($\sim$ 17-18 min). Le temps initial de la chronique est pris égal à $t = 20$ min. Malgré le bruit du signal et la longueur de la chronique, on constate aux temps courts (en-dessous de 40 min), que le signal varie fortement. Il ne converge pas tout de suite vers une constante. Ce que l'on voit apparaître aux temps courts sont les fluctuations du débit durant le temps de relaxation du canal.

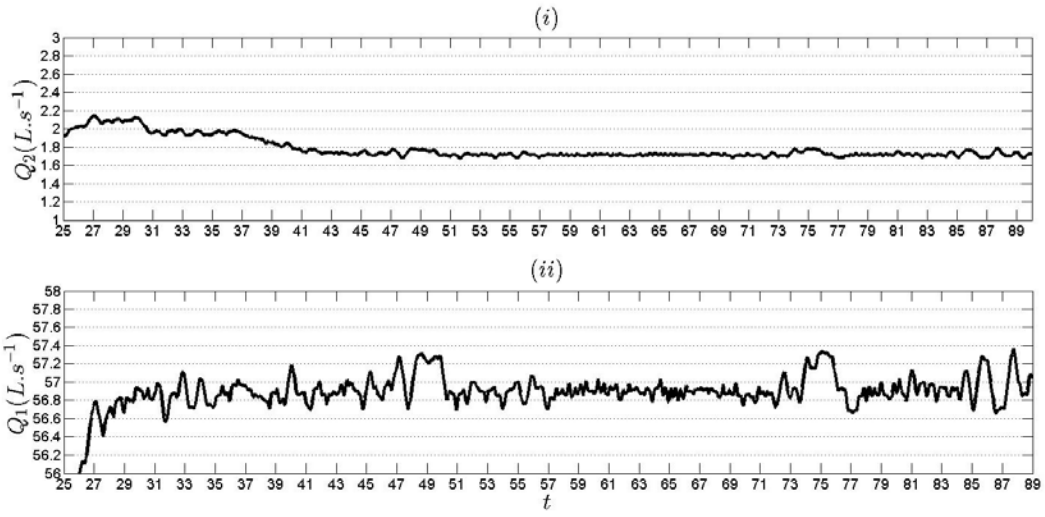

Figure 3.25 – Chronique temporelle de débit - régime $\alpha = 0{,}66$: (i) Q_2 (L.s^{-1}) - (ii) Q_1 (L.s^{-1}).

La figure 3.25 présente les chroniques temporelles des débits moyens Q_1 et Q_2 en L.s^{-1} qui ont été filtrés. Un zoom est réalisé entre t=25 min et t=90 min qui correspond à la zone temporelle du temps de relaxation du canal. L'analyse ne porte que sur le débit Q_2 qui est le débit transitant dans le canal. Entre $t = 25$ minutes et $t = 45$ minutes, le débit Q_2 varie entre 2 L.s^{-1} et 1,70 L.$^{-1}$. Le débit Q_2 ne commence à être constant qu'à partir de 45 min où il reste stable par la suite jusqu'à 90 minutes, soit pendant 45 minutes, ce qui correspond à plus de deux fois le temps d'acquisition d'une expérience.

En tenant compte du fait que le temps initial du changement de régime est égal à 20 minutes pour cette série de mesures, le temps de relaxation est par conséquent de l'ordre de 25 min (20 $min < t_{relax} < 45$ min). Ce temps de relaxation a été respecté entre chaque expérience. Au-delà de ce temps critique, les débits sont stables et varient dans une gamme de $\pm$ 0,2 L.s^{-1}. Il est impossible ici de distinguer la part du bruit due à la résolution des débitmètres (bruit de mesure), et la part du bruit due aux changements successifs de fréquence de la pompe régulée en permanence. Les deux débitmètres sont identiques en terme de résolution. Les débits Q_1 et Q_2 peuvent par conséquent être estimés avec une précision de $\pm$ 0,2 L.s^{-1}.

Le régime $\alpha = 0{,}66$ constitue le régime le plus défavorable car il représente le régime où la pompe est le plus loin de son point de fonctionnement optimal ($Q_2 = 150$ L.s^{-1}). Hors, l'analyse montre que l'obtention d'un régime stationnaire est possible pour ce régime, ce

qui signifie que pour les deux autres régimes à plus forte submersion (α = 0,33 et α = 0,50) cela est également possible. La vérification a été faite pour ces deux régimes de plus forte submersion et montre pour tous les cas d'étude l'obtention d'un régime stationnaire à partir d'un temps de relaxation minimal de 25 minutes.

On en conclut que l'obtention d'un régime stationnaire est possible pour les trois régimes de submersion étudiés. L'obtention de l'état stationnaire après changement de réglage nécessite un temps de relaxation d'environ 25 *min*.

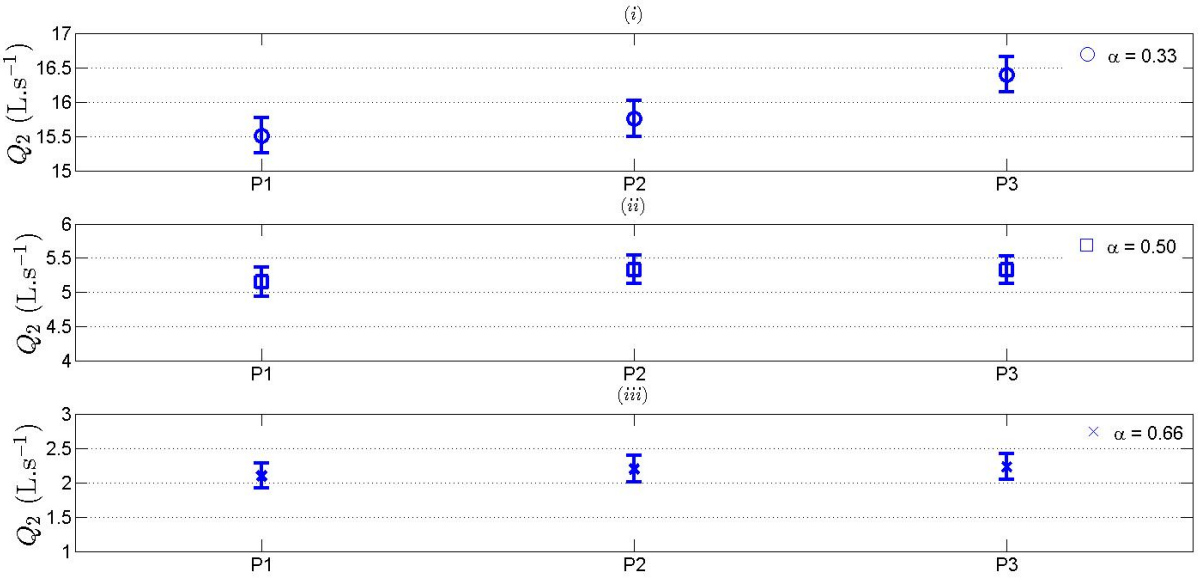

Figure 3.26 – Débit moyen Q_2 pour les trois régimes de submersion α=0,33, 0,50 et 0,66 des trois plans laser : P1 (y/h=0), P2 (y/h=0,625) et P3 (y/h=1,125). Les barres verticales représentent la précision de la mesure associée à la résolution du débitmètre n°2 (± 0,2 L.s^{-1}).

		Q_2 ($L.s^{-1}$)		
		y/h = 0	y/h = 0,625	y/h = 1,125
α	0,66	2,2	2,3	2,3
	0,50	5,2	5,3	5,3
	0,33	15,5	15,7	16,4

Table 3.5 – Synthèse des valeurs des débits moyens Q_2 pour les trois régimes de submersion α=0,33, 0,50 et 0,66 des trois plans laser : P1 (y/h=0), P2 (y/h=0,625) et P3 (y/h=1,125).

La figure 3.26 et le tableau 3.5 présentent une synthèse des débits moyens Q_2 pour les trois régimes de submersion α=0,33, 0,50 et 0,66 des trois plans laser : P1 (y/h=0), P2 (y/h=0,625) et P3 (y/h=1,125). Les barres verticales correspondent à la résolution du débitmètre n°2. L'erreur commise sur le débit lorsqu'un régime est reproduit est comprise dans la barre d'erreur pour les régimes de submersions α = 0,50 et 0,66, ce qui permet de valider à la fois la stationnarité et la reproductibilité pour ces deux régimes de submersion.

Ce n'est pas le cas pour le régime $\alpha = 0{,}33$ où le débit moyen pour le plan à $y/h = 0$ (P1) est en dehors de la barre d'erreur des deux autres plans $y/h = 0{,}625$ (P2) et $y/h = 1{,}125$ (P3). Lors de ce régime, il n'a pas été possible de reproduire correctement le débit des deux autres expériences. Cette différence doit être analysée plus en détail en vue de la réalisation de la double moyenne dans l'étude de ces écoulements. Cela nous conduit à évaluer l'influence d'une variation de débit sur la hauteur d'eau, soit les courbes de tarage $h_{sl} = \mathrm{f}(Q)$ de chaque régime de submersion afin d'estimer l'erreur commise sur la hauteur d'eau pour ce régime de submersion $\alpha = 0{,}33$.

3.6.2 Validation des régimes d'écoulement

L'estimation de l'influence d'une variation de débit sur la hauteur d'eau peut être faite grâce à une analyse des courbes de tarage. Afin d'estimer les courbes de tarage, des mesures de hauteurs d'eau ont été réalisées grâce à une sonde capacitive (voir figure 3.27).

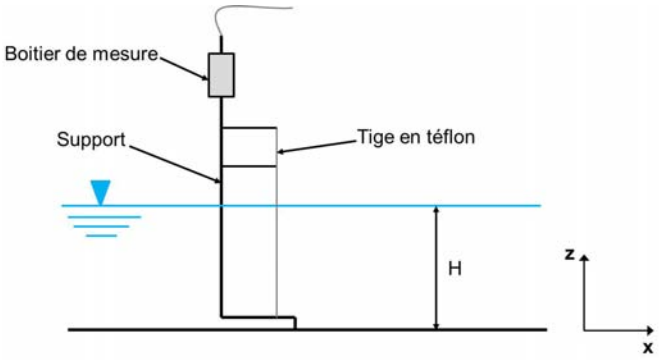

Figure 3.27 – Schéma de principe d'une sonde capacitive - vue de côté (pas à l'échelle).

Une sonde capacitive est assimilable à un condensateur cylindrique. La première armature du condensateur est formée par une tige métallique cylindrique plongée dans l'eau. Cette tige est recouverte d'une mince couche d'isolant en téflon. L'eau joue le rôle de la deuxième armature. Le condensateur ainsi formé possède une capacité C qui dépend du niveau d'eau dans l'écoulement. La même carte convertisseur analogique/numérique que pour la mesure des débits permet d'enregistrer les chroniques temporelles de hauteurs d'eau associées aux trois régimes de submersion des trois plans laser P1 (y/h=0), P2 (y/h=0,625) et P3 (y/h=1,125). La sonde a été calibrée au préalable, et les mesures sont faites après obtention du régime stationnaire. Les chroniques temporelles sont enregistrées sur une durée de 30 minutes. Ainsi le même protocole de moyenne que pour les débits peut être appliqué.

Les mesures sont positionnées aux mêmes endroits que les mesures SPIV dans la direction longitudinale x et dans la direction transverse y (position S1). Seules les mesures en rapport avec les plans à $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$ de la position longitudinale X5 pour le régime α= 0,33 sont présentées dans un premier temps.

La figure 3.28 est une chronique temporelle de hauteurs d'eau mesurée à la position longitudinale $X5$ pour le plan laser à $y/h = 0$ du régime de submersion $\alpha = 0{,}33$. Cette

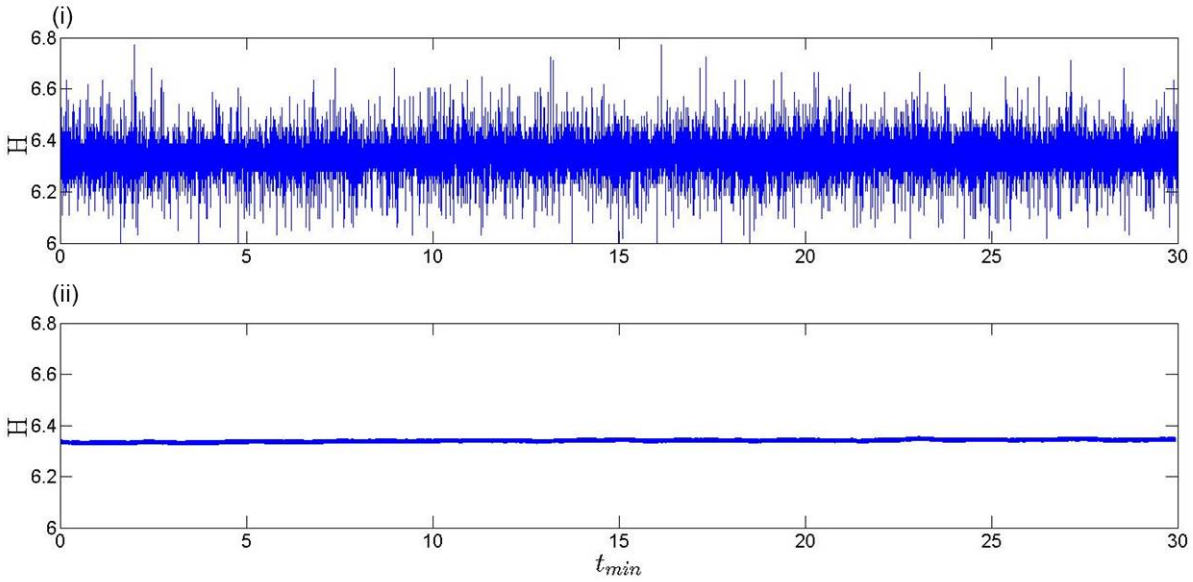

Figure 3.28 – Série temporelle d'une acquisition de hauteur d'eau - régime $\alpha = 0{,}33$ (H en cm et Q en l/s) ; (i) données brutes, (ii) données filtrées par une moyenne glissante.

mesure est très bruitée (voir figure 3.28 (i)). Le bruit est du bruit électronique du à la sonde. Ce bruit est filtré par une moyenne glissante (3.28 (ii)). La résolution de la sonde a été estimée sur les chroniques temporelles filtrées et estimée comme l'enveloppe moyenne des fluctuations de hauteurs d'eau de la chronique. L'estimation de la résolution de la sonde a été faite à partir des données issues de toutes les expériences et correspond à un ordre de grandeur environ égal à 0,2-0,3 mm.

La figure 3.28 permet de constater que la stationnarité du débit entraine la stationnarité de la hauteur d'eau. Une des limitations de la mesure par sonde capacitive est leur extrême sensibilité aux conditions extérieures. Cela se traduit par une forte dérive temporelle. Les mesures ici ont été faites dans un environnement contrôlé (température ambiante, luminosité, hygrométrie) et aucune dérive temporelle n'est constatée sur le temps de la mesure.

La mesure des hauteurs d'eau permet la mesure des courbes de remous par une mesure paramétrique en plusieurs points longitudinaux du canal. Elles sont positionnées en $y/h = 0$ et aux points longitudinaux X1, X3, X4 et X5 décalés de 50 cm vers l'aval (voir figure 3.11). Le point longitudinal X2 n'est pas pris en compte dans l'étude car il y a eu un problème lors de l'acquisition qui rend inutilisable les données. Ces mesures de hauteurs d'eau sont faites pour les extremums des débits qui correspondent aux plans $y/h = 0$ et $y/h = 1{,}125$ (voir tableau 3.5).

La figure 3.29 présente une comparaison des courbes de remous théoriques CR-S1 et CR-S2 aux mesures expérimentales de hauteurs d'eau effectuées par sonde capacitive. Les mesures expérimentales présentées sont celles des plans laser situés à $y/h = 0$ (P1) et à $y/h = 1{,}125$ (P3) correspondant aux extremums de la variation des débits pour un même régime de submersion. On constate un bon accord dans les tendances à reproduire

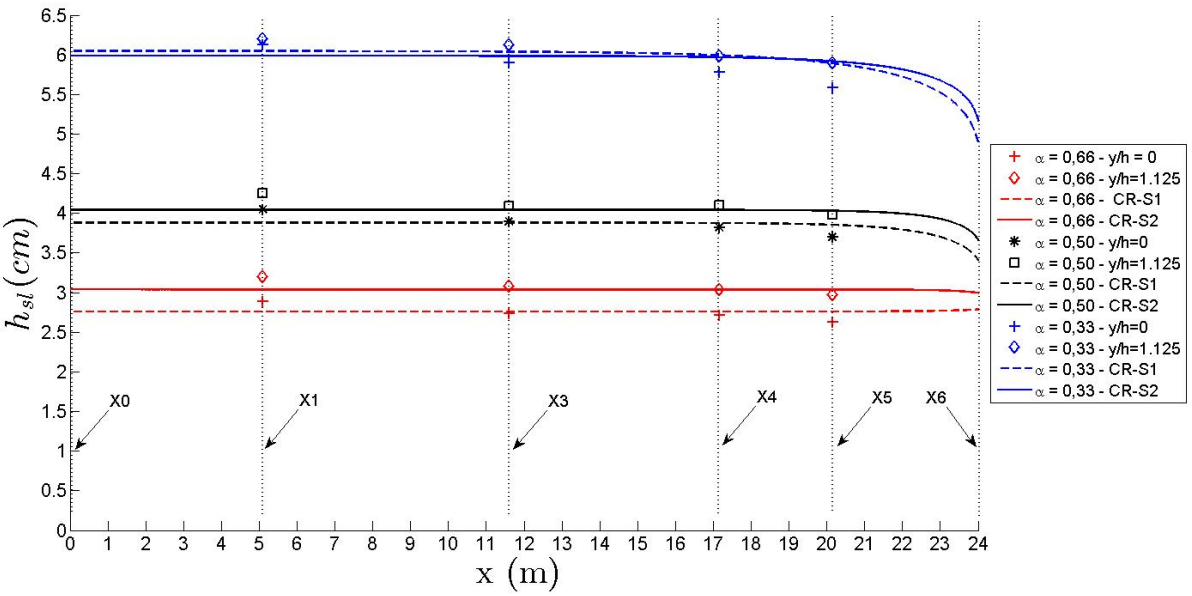

Figure 3.29 – Comparaison des courbes de remous théoriques associées aux configurations de macro-rugosités S1 et S2 (respectivement CR-S1 et CR-S2) aux mesures de hauteurs d'eau pour les trois submersions $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$.

la famille de courbe de remous. Pour les submersions α=0,33 et $\alpha = 0{,}50$ cela paraît clair. Les courbes sont de type M2. Par contre pour la plus forte submersion $\alpha = 0{,}66$, la théorie prédit une courbe de type M3 dans le cas de la configuration S2 alors que les mesures expérimentales semblent plutôt suggérer une courbe de remous de type M2.

Ces courbes de remous expérimentales permettent également d'estimer la hauteur normale h_n. Le modèle théorique est valable pour des écoulements avec un canal infiniment long. Ce n'est pas le cas pour les écoulements étudiés qui subissent la double influence du développement de la couche limite vertical à partir $x = 0\ m$ (début de la zone rugueuse) et de la condition aux limites aval en $x = 24$ m (fin de la zone rugueuse). Les mesures en X1 des expériences sont légèrement supérieures aux modèles théoriques, et ce pour les trois régimes de submersion. Aux points X3 et X4, les points semblent mieux s'accorder avec le modèle théorique. Quant au point X5 (la zone de mesure), il est systématiquement surévalué par le modèle théorique. Il semble tout de même assez clair que malgré ces différences, les mesures expérimentales de hauteurs d'eau s'accordent assez bien avec les courbes de remous théoriques.

Le tableau 3.6 montre la comparaison des mesures expérimentales de hauteurs d'eau normalisées par la hauteur d'eau normale h_n. Le point longitudinal X4 des mesures correspond au point $x_{th,3}$ du modèle théorique de courbes de remous. En effet, pour des raisons techniques, la fin de la zone rugueuse a du être positionnée à $x = 24$ m au lieu de $x = 26$ m pris dans le modèle théorique. Pour pouvoir comparer les mesures expérimentales de hauteurs d'eau à celles issues du modèle de courbe de remous cela revient à décaler l'abscisse de 2 m vers l'aval pour les données du modèle de courbe de remous. De plus, grâce à l'étude théorique menée précédemment et les résultats expérimentaux,

		$h_{exp}(X5)/h_{exp}(X4)$		$h_{sl}(x_{th,3})/h_n$	
		$y/h = 0$	$y/h = 1{,}125$	$S1$	$S2$
α	0,66	0,94	0,98	0,99	0,99
	0,50	0,96	0,97	0,99	0,99
	0,33	0,97	0,99	0,97	0,98

Table 3.6 – Estimation de l'influence de la condition aux limites aval dans la zone de mesure par comparaison des mesures expérimentales de hauteurs d'eau aux hauteurs d'eau calculées avec le modèle théorique de courbe de remous des configurations de macro-rugosités S1 et S2 (notés respectivement CR-S1 et CR-S2).

cela permet de dire que la hauteur normale correspond à la hauteur d'eau à la position longitudinale en X4.

On constate que le modèle théorique surévalue les hauteurs d'eau. On note en moyenne un rapport de 97 à 98 % pour le rapport $h_{exp}(X5)/h_{exp}(X4)$ alors qu'il est égal à 99 % pour le modèle théorique de courbe de remous. Cette étude des courbes de remous permet de montrer que la zone de mesure n'est pas libre de toute contrainte de la condition aux limites aval et que la hauteur d'eau dans la zone de mesure est de l'ordre de 97 % à 98 % de la hauteur d'eau normale. Afin d'étudier plus en détail ce phénomène les courbes de tarage des mesures expérimentales au niveau de la zone de mesure sont comparées aux courbes de tarage issues du modèle théorique de courbe de remous mais aussi à celles du modèle hydraulique $1D^{1/2}$.

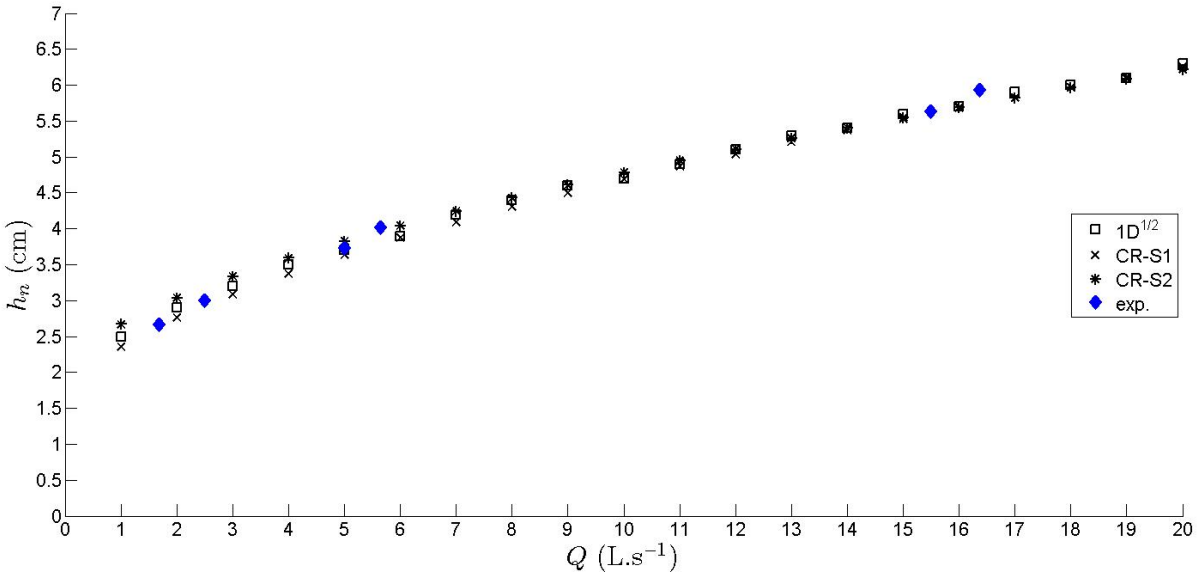

Figure 3.30 – Comparaison des courbes de tarage au point longitudinal X5 issues des modèles théoriques $1D^{1/2}$ et de courbe de remous à la courbe de tarage issue des mesures expérimentales de hauteurs d'eau pour les trois submersions $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$.

La figure 3.30 présentent les trois courbes de tarage issues respectivement des mesures

expérimentales, du modèle hydraulique 1D$^{1/2}$s et du modèle théorique de courbes de remous.

Ces courbes de tarage sont en très bon accord avec les mesures expérimentales (moins de 5 % d'erreur pour toutes les mesures). Les courbes de tarage associées à ces modèles sont donc utilisées pour estimer la variation de hauteur en fonction d'une variation de débits et comparées aux données expérimentales de hauteurs d'eau.

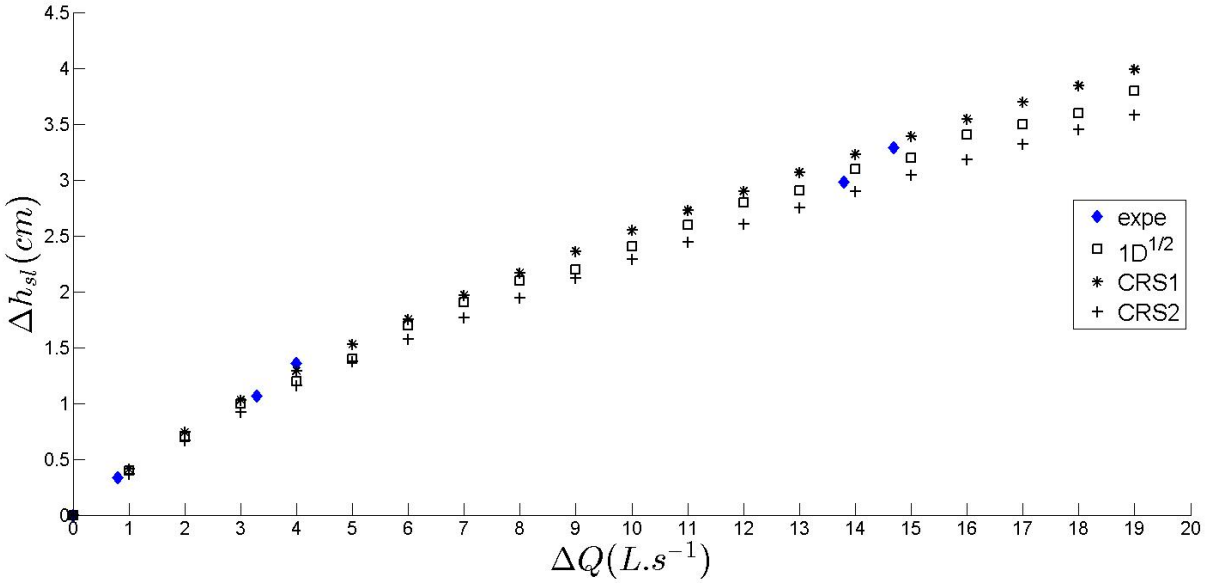

Figure 3.31 – Estimation de l'influence d'une variation de débit ΔQ sur la hauteur d'eau h_{sl} pour les trois régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$ par le modèle hydraulique 1D$^{1/2}$ et le modèle théorique de courbe de remous comparées aux variations de hauteurs estimées par les données expérimentales. Ces courbes sont tracées pour le point de mesure longitudinal X5.

La figure 3.31 présente les variations de hauteurs d'eau Δh_{sl} en fonction de la variation de débits ΔQ tracées pour le point longitudinal X5 (zone de mesure). Les mesures pour les régimes α=0,66 et α=0,50 ont des variations de débits très proches de la résolution de mesure de la sonde capacitive (0,2-0,3 mm). On considère donc que pour une variation de 0,2 L.s^{-1}, la hauteur d'eau varie de 1,5 mm. Par conséquent pour le régime de submersion $\alpha = 0{,}33$, une variation de débit de 0,9 L.s^{-1} correspond à une variation de hauteur d'eau de 3 mm. En extrapolant ces mesures par une loi puissance, une variation de 1 L.s^{-1} donne une variation de hauteur d'eau de 3,2 mm. En tenant compte des erreurs commises sur la mesures des débits et des hauteurs d'eau, on peut donc estimer qu'une variation de débit de 1 L.s^{-1} (à $\pm$ 0,2 L.s^{-1}) entraîne une variation de hauteur d'eau de 3 mm (à $\pm$ 0,2-0,3 mm). Cela représente 5 à 10 % de la hauteur d'eau totale selon le régime de submersion (pour $\alpha = 0{,}33$ à $\alpha = 0{,}66$). Dans les conditions expérimentales de cette étude, les variations de débit entre les expériences devront donc être prises en compte dans le traitement et l'analyse des données.

Conclusion du chapitre

Ce chapitre présente le travail de dimensionnement hydraulique réalisé afin de répondre aux objectifs scientifiques initiaux. La reconstruction du canal hydraulique a permis le choix de la pente I du canal. Pour mener à bien l'étude d'écoulements turbulents à surface libre, stationnaires, uniformes et pleinement rugueux en situation d'eau peu profonde (typiquement pour les régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$), un dimensionnement hydraulique a été effectué. Ce dimensionnement hydraulique s'est appuyé sur la théorie des couches limites sur paroi et a permis de proposer un modèle hydraulique $1D^{1/2}$ ainsi qu'une modélisation des courbes de remous (Thual (2010)). Ces deux modèles ont eu pour objectif de déterminer la pente optimale du canal tout en modélisant le plus précisément la rugosité hydraulique du canal.

Les résultats issus de ces modèles hydrauliques ont permis de choisir la pente I du canal hydraulique. Cette pente a été choisie après une étude paramétrique sur les deux modélisations hydrauliques proposées. Les résultats issus de ces deux modèles hydrauliques théoriques ont été confrontés entre eux et ont montré un très bon accord pour une pente égale à 0,3 %. Cette dernière a donc été choisie en tenant compte des résultats issus des modèles théoriques mais aussi en raison de la faisabilité pratique de sa mise en œuvre au laboratoire. Ce choix a finalement abouti à la construction de la veine hydraulique de grande envergure (26 m x 1,10 m x 0,50 m) avec une pente I de 0,3 %.

Les expériences faites lors de cette étude constituent les premières expériences réalisées sur le canal hydraulique. En effet, ce dernier a du être reconstruit en vue de pouvoir réaliser ces expériences. Lors de sa reconstruction (et donc de son dimensionnement préalable), certains éléments ont été empruntés à la précédente version du canal hydraulique (voir Florens (2010)). C'est le cas de la pompe dont le débit nominal est de 150 $L.s^{-1}$. Obtenir les submersions souhaitées dont la gamme de débits est environ comprise entre 2 $L.s^{-1}$ et 16 $L.s^{-1}$ avec cette pompe relève du challenge technique. Ce challenge a été relevé et a montré qu'il était possible d'obtenir ces gammes de débits (et même jusqu'à 1 $L.s^{-1}$). De plus, la stationnarité et la reproductibilité du débit pour ces gammes de débits a été validée par la mesure expérimentale des débits lors de la réalisation des expériences. Ces mesures expérimentales ont permis d'estimer que la précision de réglage du débit est de $\pm$ 0,2 $L.s^{-1}$.

Les deux modèles hydrauliques ($1D^{1/2}$ et courbe de remous) ont également fait l'objet d'une validation par la confrontation des hauteurs d'eau mesurées et celles estimées par la théorie. Grâce à la mesure par sonde capacitive (dont la résolution est d'environ $\pm$ 0,2-0,3 mm), les mesures expérimentales de hauteurs d'eau ont montré un très bon accord avec les deux modèles hydrauliques malgré les deux grandes hypothèses d'étude sur la validité de la loi logarithmique sur toute le colonne d'eau et sur la non-prise en compte des échanges transverses de quantité de mouvement entre les deux zones de macro-rugosités. Cette cohérence entre l'expérience et la théorie vient très vraisemblablement de la qualité des travaux de Florens (2010) qui ont permis une estimation des paramètres de la loi logarithmique très précise (bien que pour des submersions plus élevées $\alpha = 0{,}33$ à $\alpha = 0{,}15$). Ces résultats très intéressants posent malgré tout la question de l'existence de la loi logarithmique pour ces écoulements turbulents sur fond rugueux en régime de faible

à très faible submersion qui est traitée dans le chapitre 4.

Lors du dimensionnement hydraulique, le choix des macro-rugosités a été fait par comparaison de différentes configurations de macro-rugosités pour finalement aboutir à une configuration hybride, notée S1S2, des macro-rugosités utilisées dans la thèse de Florens (2010).

La configuration d'écoulement adoptée permet l'étude de la turbulence seulement générée par le fond rugueux. L'écoulement dans la veine hydraulique se développe donc de manière naturelle. Ce développement vertical de la couche limite est long (Vermaas et al. (2011)), et pour ces raisons, la longueur du canal hydraulique a été rallongée de 6 m par rapport à la précédente version. L'étude hydraulique a également permis de positionner la zone de mesure de manière à ce qu'elle ne soit pas trop influencée par les conditions aux limites aval. Cette étude a été réalisée par l'étude des courbes de remous et de tarage au niveau de la zone de mesure et a montrée que cette influence dépend de la submersion. Dans la configuration actuelle du canal et pour les régimes de submersion étudiés, la hauteur d'eau dans la zone de mesure est environ égale à 97-98 % de la hauteur d'eau normale.

Les mesures de vitesses ont été faites par la technique de SPIV, qui est une extension de la PIV 2D classique. La SPIV permet donc de mesurer des champs vectoriels de vitesses instantanées avec une grande résolution spatiale et temporelle, tout en permettant l'accès à la composante hors-champ.

Les expériences ont également été pensées afin de permettre l'obtention d'un jeu de données 3D sur un volume de fluide à l'échelle d'un motif de rugosité en vue de l'étude de l'influence de la submersion sur la hauteur de la sous-couche de rugosité. Grâce à la SPIV, cela a été rendu possible permettant ainsi le calcul des grandeurs doublement moyennées nécessaires à cette étude. Le post-traitement a donc été réalisé en vue de la création d'un jeu de données 3D sur un volume de fluide.

Chapitre 4

Submersion et loi logarithmique

L'objet d'étude de ce chapitre concerne les écoulements turbulents sur fond rugueux en milieu faiblement à très faiblement submergé. Le but est ici d'évaluer l'influence de la submersion sur les hauteurs de la sous-couche de rugosité. L'influence de la submersion sur l'existence et la validité de la loi logarithmique est également l'objet d'étude. Dans cette partie, la turbulence est abordée de manière statistique. Les champs instantanés ainsi que toutes les quantités statistiques usuelles de la turbulence, telles que les grandeurs doublement moyennées de la vitesse vont permettre une description spatiale locale de l'écoulement.

Les résultats présentés dans ce chapitre concernent les régimes d'écoulement $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$. Le fond rugueux est constitué par la configuration S1 (section 3.1.2, chapitre 3). Avant de procéder à cette étude de l'effet de la submersion sur la turbulence, l'indépendance statistique et la convergence temporelle du jeu de données est étudiée. De plus, les données du régime le plus fortement submergé de cette étude ($\alpha = 0{,}33$) sont confrontés à la littérature par comparaison des données expérimentales à un régime commun de submersion issus des travaux de thèse de Florens et al. (2013).

4.1 Indépendance et convergence statistique des données

Dans cette section est abordée l'indépendance statistique ainsi que la convergence temporelle des données calculées sur les données expérimentales. Ce travail préalable à l'étude des écoulements turbulents est primordial. En effet, toutes les grandeurs statistiques liées à l'étude de la turbulence reposent sur des données statistiquement indépendantes et temporellement convergées.

Les études d'indépendance statistique et de convergence temporelle sont réalisées en utilisant l'autocorrélation temporelle des données pour étudier l'indépendance statistique et les relations de Bendat and Piersol (2011) pour les moments statistiques d'ordre 1 et 2 ainsi que la proposition de Florens (2010) pour les corrélations croisées afin d'étudier la convergence temporelle des données. Ces méthodes ont été développées dans le chapitre introductif (cf chapitre 1).

4.1.1 Indépendance statistique des données

Lors des expériences, la fréquence d'acquisition des données a été calculée en se basant sur la vitesse moyenne au sein de l'écoulement (estimée grâce aux modèles hydrauliques développés, voir chapitre 3) ainsi que sur la longueur intégrale des structures tourbillonaires turbulentes estimées grâce à la littérature. Il a été décidé qu'une fréquence d'acquisition de 3 Hz était suffisante à l'indépendance statistique des champs.

Afin de vérifier cette hypothèse d'étude et juger de la pertinence de ce choix de mesures, l'indépendance statistique est étudiée à partir de la fonction d'autocorrélation $R_{u'u'}$.

Par souci de concision, l'analyse ne présente que le traitement réalisé pour la composante longitudinale de chaque régime de submersion $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$ et plans laser $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$.

La fonction d'autocorrélation $R_{u'u'}$ est définie de manière analytique pour les fluctuations turbulentes de vitesse $u'(\overrightarrow{\mathbf{x}}, t)$ par :

$$R_{u'u'}(\overrightarrow{\mathbf{x}}, \tau_t) = \frac{\overline{u'(\overrightarrow{\mathbf{x}}, t).u'(\overrightarrow{\mathbf{x}}, t+\tau_t)}}{\sqrt{\overline{u'^2(\overrightarrow{\mathbf{x}}, t)}}.\sqrt{\overline{u'^2(\overrightarrow{\mathbf{x}}, t+\tau_t)}}} \tag{4.1}$$

avec :

- $\overrightarrow{\mathbf{x}} = (x, z)$: position spatiale dans l'écoulement,
- τ_t : décalage temporel.

La fonction d'autocorrélation $R_{u'u'}$ permet de corréler deux images entre elles afin de détecter des structures d'écoulements dans les images. On réalise ensuite un décalage temporel τ_t dans la série d'images. Ainsi, en faisant varier le décalage temporel τ_t de la valeur de la fréquence (ici $f = 0{,}33$ s) sur la totalité du nombre d'échantillons (3000 par expériences) cela permet de justifier l'indépendance statistique des images successives.

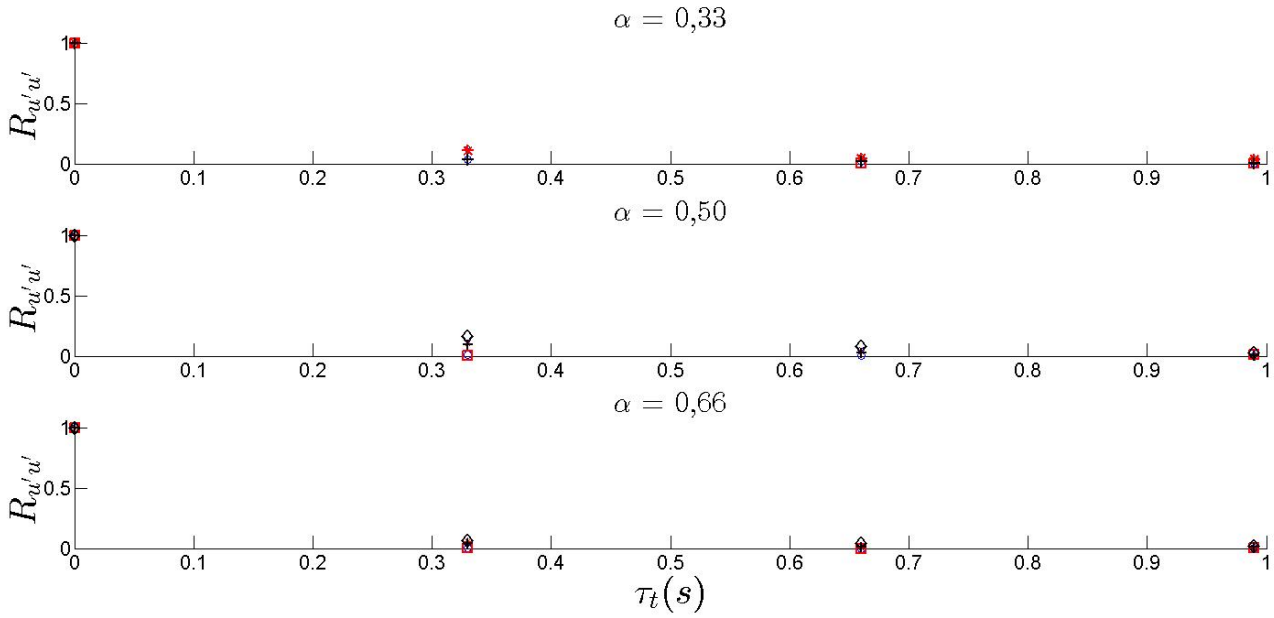

Figure 4.1 – Fonction d'autocorrélation temporelle $R_{u'u'}$ de la composante longitudinale normalisée et tracée en fonction du décalage temporel τ_t pour tous les régimes de submersion α = 0,33, α = 0,50 et α =0,66 des trois plans laser $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$ symbolisés par : $\bigcirc$: $R^{min}_{u'u'}$ pour $y/h = 0$, $\square$: $R^{min}_{u'u'}$ pour $y/h = 0{,}625$, $\Diamond$: $R^{min}_{u'u'}$ pour $y/h = 1{,}125$, $\times$: $R^{max}_{u'u'}$ pour $y/h = 0$, $*$: $R^{max}_{u'u'}$ pour $y/h = 0{,}625$, $+$: $R^{max}_{u'u'}$ pour $y/h = 1{,}125$.

La figure 4.1 présente la fonction d'autocorrélation $R_{u'u'}$ de la composante longitudinale pour tous les régimes de submersion et plans laser. Seuls le minimum et le maximum de cette fonction d'autocorrélation sont représentés pour des décalages temporels τ_t compris entre 0 s et 1 s, correspondants aux quatre premiers décalages temporels successifs. On constate une chute allant de 1 à $\sim$ 0,10, indicatrice d'une indépendance statistique de deux images successives. Cependant, les extremums indiquent que $R_{u'u'}$ n'est pas constante sur toute la profondeur d'eau, avec un maximum pour les points au niveau de la surface libre et un minimum pour ceux en région proche rugosités. Ce comportement est la marque du caractère multi-échelles de la turbulence observée dans les configurations d'écoulements de cette étude. Afin d'étudier ce comportement et vérifier l'indépendance statistique des données sur tout le spectre de turbulence de l'écoulement, les profils verticaux doublement moyennés sont représentés par la figure 4.2 en fonction de z/h.

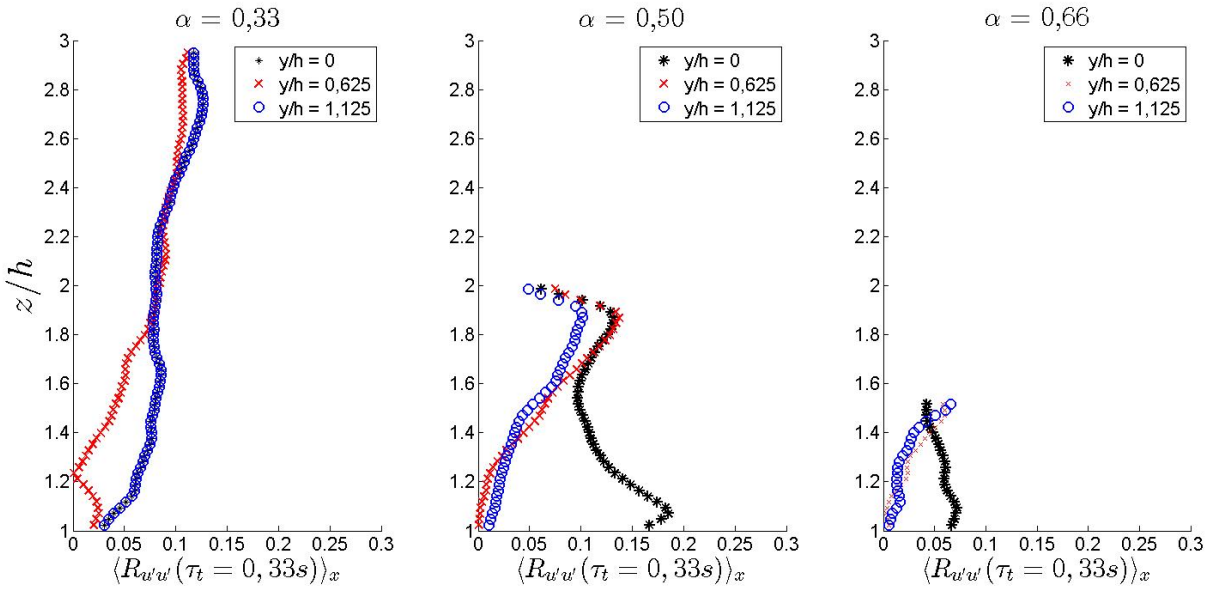

Figure 4.2 – Profil vertical de la fonction d'autocorrélation temporelle $\langle R_{u'u'}(\tau = 0,33s)\rangle_x$ de la composante longitudinale normalisée doublement moyennée suivant la direction x pour tous les régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et α =0,66 des trois plans laser $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$.

La figure 4.2 présente les profils verticaux de la fonction d'autocorrélation $\langle R_{u'u'}(\tau = 0,33s)\rangle_x$ doublement moyennée suivant la direction x. Tous les régimes de submersion sont représentés. La double moyenne suivant x est faite sur la totalité de la zone de mesure, soit $\Delta x_{motif} = 10{,}5\ cm$, qui correspondent à deux motifs de rugosité complets. Ainsi, si l'indépendance statistique est prouvée sur deux motifs de rugosité, le caractère indépendant de deux mesures successives sur une analyse concernant seulement un motif de rugosité est assurée. La figure 4.2 montre des profils verticaux non uniformes mais dont la valeur reste largement en-dessous de 15 % excepté pour le plan $y/h = 0{,}625$ du régime de submersion intermédiaire $\alpha = 0{,}50$ qui présente un maximum atteignant quasiment 20 %. La double moyenne sur deux motifs de rugosités montre des autocorrélations temporelles

faibles, non significatives d'une dépendance statistique de deux mesures successives.

On dispose donc de la totalité des échantillons acquis pendant les expériences pour réaliser les statistiques nécessaires à la turbulence, ce qui amène à un jeu de données constitués par 3000 échantillons statistiquement indépendants pour étudier la convergence temporelle.

4.1.2 Convergence temporelle

La convergence temporelle des données est rarement abordée dans la littérature et constitue pourtant la première étape vers la compréhension des écoulements turbulents. L'approche de la turbulence développée dans ce chapitre est statistique et basée sur les équations RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes equations).

Les données issues des expériences sont des champs de vitesse scalaires. Ces champs sont des champs discrets. Dans le calcul de toutes quantités statistiques nécessaires à la description des écoulements turbulents, un nombre minimal d'échantillons indépendants est par conséquent nécessaire pour obtenir des statistiques temporellement convergées.

De part l'approche statistique de la turbulence menée dans cette étude, le calcul des quantités statistiques d'ordre 1 et 2 apparaît par l'application de la décomposition de Reynolds aux équations de Navier-Stokes. La méthode d'étude des erreurs de convergence temporelle est basée sur les travaux de Bendat and Piersol (2011) et Florens (2010) qui a été explicitée en détail dans le chapitre 1 et sur laquelle on ne reviendra pas dans cette section. Cette méthode permet d'évaluer les erreurs de convergence commises sur les quantités statistiques turbulentes du premier et deuxième ordre ainsi que des corrélations croisées des fluctuations de vitesses par l'estimation au préalable de la moyenne temporelle estimée u_e issue des données disponibles.

La vérification de la dépendance de la moyenne temporelle au nombre total d'échantillons statistiques indépendants pris pour réaliser cette moyenne temporelle fait l'objet de la première partie de cette étude de convergence temporelle.

Les moyennes temporelles estimées des composantes longitudinales $\overline{u_e}$, transverses $\overline{v_e}$ et verticales $\overline{w_e}$ sont tracées en fonction du nombre total d'échantillons indépendants N sur la figure 4.3. La moyenne est calculée pour un point fixe de l'espace situé situé en z/h=2/3 et x/h=1 pour le plan laser y/h = 1,125 du régime de submersion α = 0,33.

La figure 4.3 montre que l'écart entre la moyenne estimée des trois composantes de vitesse diminue à mesure que le nombre d'échantillons indépendants augmente. La valeur à N_{tot} = 3000 tend vers une valeur constante, et ce, à partir d'environ N = 1500 - 1600 échantillons. Des fluctuations sont tout de même visibles, de l'ordre de 0,1 %. Ce qui reste faible devant les oscillations observables entre N = 0 et N = 1000 échantillons qui sont de l'ordre de 1 %, soit un ordre de grandeur supérieur aux fluctuations observées dans la partie convergée de la courbe.

Afin d'estimer l'erreur de convergence temporelle commise sur le jeu de données, le livre de Bendat and Piersol (2011) propose de calculer l'erreur statistique commise sur la valeur moyenne des quantités turbulentes d'ordre 1 et 2 (tels que $\overline{u}$ ou $\overline{u'^2}$). Les travaux de Florens (2010) proposent eux une relation permettant l'estimation de l'erreur de convergence des corrélations croisées telles que $\overline{u'w'}$ ou $\overline{v'w'}$.

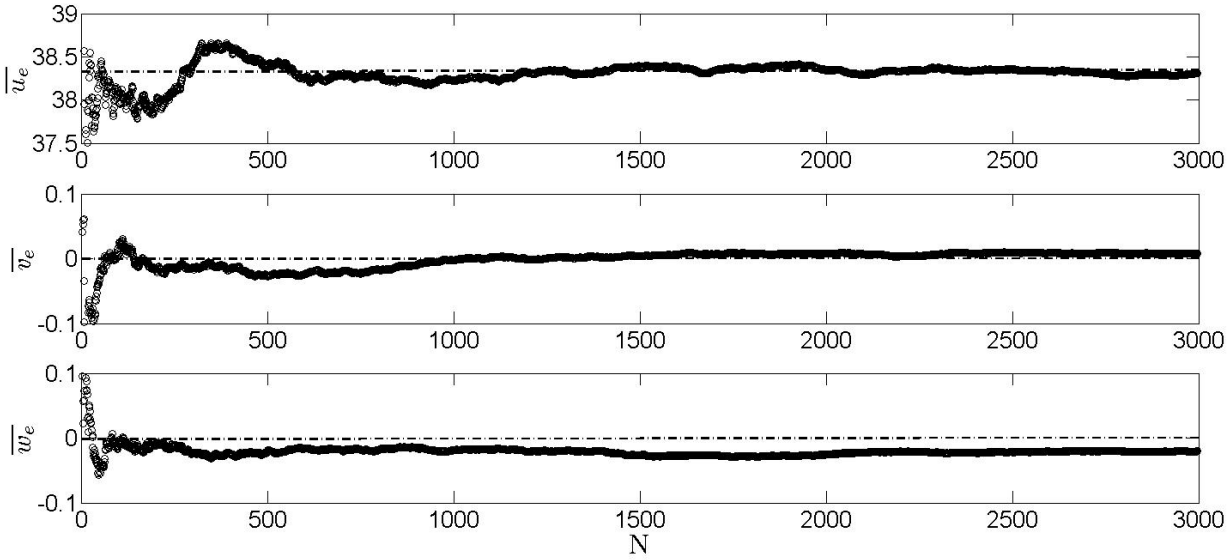

FIGURE 4.3 – Moyennes temporelles estimées des trois composantes de la vitesse $\overline{u_e}$, $\overline{v_e}$ et $\overline{w_e}$ en fonction du nombre total d'échantillons indépendants N pris pour effectuer la moyenne. La moyenne est faite en un point de l'espace situé en z/h=2/3 et x/h=1 pour du plan laser y/h = 1,125 du régime de submersion α = 0,33.

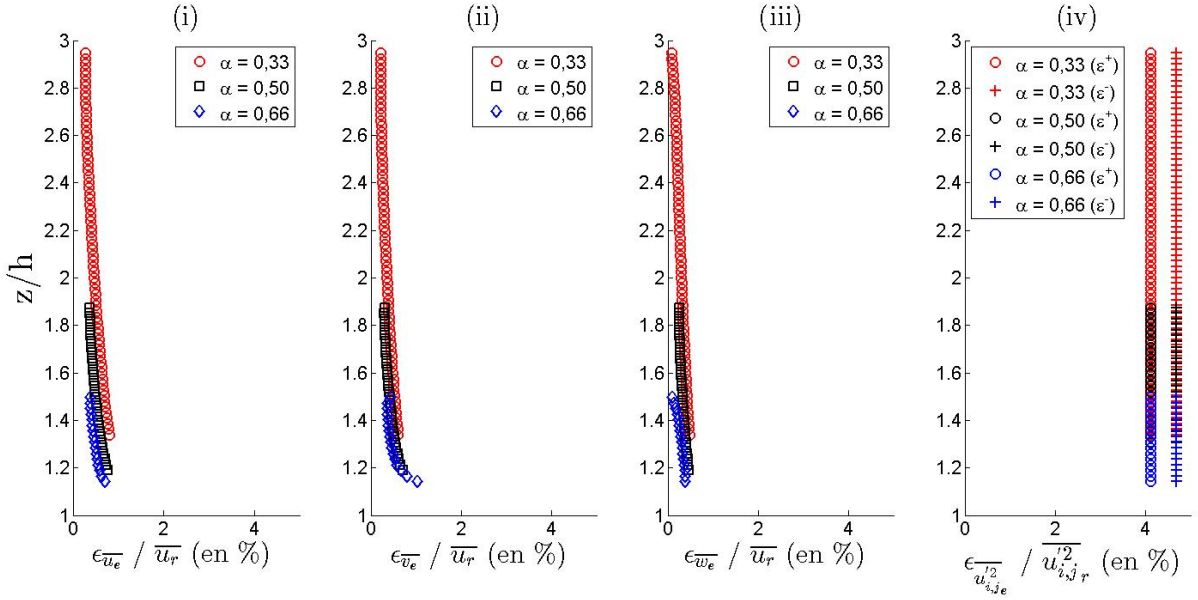

FIGURE 4.4 – Estimation des erreurs de convergence temporelles ϵ pour tous les régimes de submersion α = 0,33, α = 0,50 et α = 0,66. Les figures (i)-(iv) représentent respectivement :(i) $\epsilon_{\overline{u_e}}$ / $\overline{u_r}$, (ii) $\epsilon_{\overline{v_e}}$ / $\overline{u_r}$, (iii) $\epsilon_{\overline{w_e}}$ / $\overline{u_r}$ et (iv) $\epsilon_{\overline{u''^2_{i,j_e}}}$ / $\overline{u''^2_{i,j_r}}$.

La figure 4.4 présente l'estimation théorique de l'erreur de convergence temporelle commise sur les moments d'ordre 1 pour les trois composantes de vitesse (figure 4.4 (i)-(iii)) et les moments statistique d'ordre 2 (4.4 (iv)).

Les erreurs de convergence temporelle associées aux composantes principales de vitesse ont toutes été normalisées par la vitesse longitudinale doublement moyennée, qui est alors considérée comme la moyenne réelle sur une série temporelle infinie $\overline{\Phi_r}$ au sens de Bendat and Piersol (2011). Pour les moments statistiques d'ordre 2, tels que les fluctuations de vitesse (par exemple $\overline{u'^2}$) ou les corrélations croisées (par exemple $-\overline{u'w'}$), seules les erreurs minimales et maximales ont été tracées adimensionnées par la quantité moyenne temporelle adéquate.

Ces estimations permettent de montrer que les erreurs théoriques de convergence temporelle associées aux composantes principales $\overline{u}$ et $\overline{w}$ sont toutes inférieures à 1 % et possèdent une légère dépendance sur la profondeur z. Les erreurs commises sur la composante transverse $\overline{v}$ sont également inférieures à 1 % excepté pour le régime de submersion $\alpha = 0{,}50$ où l'erreur augmente plus fortement en région proche rugosité pour atteindre environ 1,5 %.

Les erreurs de convergence temporelle associées aux moments statistiques d'ordre 2 sont comprises dans une enveloppe allant de 4 % à 5 % pour tous les régimes de submersion et toutes les composantes de vitesse.

Ces estimations permettent de quantifier de manière théorique les erreurs de convergence temporelle commises sur les quantités statistiques calculées pour le jeu de données disponible. Pour les moments statistiques d'ordre 1, les erreurs sont comprises entre 1 % et 2 %, et entre 4 % et 5 % pour les moments statistiques d'ordre 2. Ces valeurs sont comparées à celles obtenues dans l'étude de Florens (2010) qui a réalisée la même démarche d'analyse pour ses données. Florens (2010) dispose pour le calcul des quantités statistiques de 1000 échantillons indépendants contrairement à 3000 dans cette étude. C'est trois fois moins que dans cette étude, et cela conduit à avoir des erreurs de convergence temporelle allant de 1 % à 5 % pour les moments d'ordre 1, et d'environ 12 % - 13 % pour les moments d'ordre 2. On constate que les erreurs de convergence temporelle obtenues dans cette étude sont environ 2 à 3 fois plus faibles que celles de Florens (2010). On peut donc considérer que les quantités statistiques utilisées pour l'analyse de la turbulence de cette étude sont des quantités statistiques temporellement convergées.

4.2 Comparaison du régime $\alpha = 0{,}33$ à la littérature

L'étude de la stationnarité des débits a mis en évidence une variation de débits au sein du régime $\alpha = 0{,}33$ lors des mesures des trois plans $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$. Les débits sont respectivement égaux à 15,5 L.s^{-1}, 15,7 L.s^{-1} et 16,4 L.s^{-1}. Lors de la réalisation des expériences concernant ce régime particulier d'écoulement, un problème est apparu dans le réglage des débits, ce qui a eu pour conséquence une variation d'environ 1 L.S^{-1} entre les trois plans laser étudiés. L'analyse de la stationnarité a permis dévaluer qu'une variation de débits de 1 L.s^{-1} induit une variation de hauteur d'eau d'environ 3 mm dans ce canal. Cela signifie qu'une étape de correction des débits est nécessaire

pour le régime $\alpha = 0{,}33$ avant de pouvoir effectuer la comparaison de ces données à la littérature.

Cette section constitue par conséquent une étape préliminaire à l'analyse de l'effet de la submersion α sur le comportement de la couche limite turbulente d'un écoulement à surface libre sur fond rugueux homogène. Cette étape de pré-analyse est faite en vue de confronter les résultats avec la littérature mais aussi pour tester la robustesse du jeu de données.

La méthode mise en œuvre pour corriger les variations de débits entre les plans laser est tout d'abord présentée. La validation du régime $\alpha = 0{,}33$ est ensuite réalisée par comparaison de ce régime à un des régimes d'écoulement réalisés par Florens (2010) au cours de sa thèse. Ces deux régimes ont en commun leur submersion, *i.e.* la submersion $\alpha = 0{,}33$, mais n'ont pas été réalisés dans des conditions expérimentales totalement identiques. Les principales différences résident dans la modification de la pente du canal ($I = 0{,}1$ % pour Florens (2010) contre 0,3 % pour cette étude), dans l'utilisation de deux techniques de mesure différentes (PIV 2D pour Florens (2010) et PIV 2D-3C pour cette étude) et dans la région de l'écoulement résolu ($0 < z/h < 3$ pour Florens (2010) contre $1 < z/h < 3$ pour cette étude). Afin d'étudier ces trois points la comparaison est réalisée tout d'abord par l'étude de l'écoulement moyen, puis la sous-couche de rugosité est définie en suivant la méthode de Florens et al. (2013). Enfin, les paramètres de parois de l'écoulement ainsi que l'étude de la loi logarithmique dans l'écoulement viennent clore cette section de validation.

4.2.1 Correction des variations du débit

Cette sous-section concerne la méthode employée afin de corriger les variations de débits entre les plans laser $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$. Elle est directement inspirée de la théorie des couches limites turbulentes et basée sur l'hypothèse de similarité des profils verticaux de vitesses longitudinales dans la couche externe.

Dans le cas idéal d'un écoulement turbulent, stationnaire, établi, à même configuration expérimentale (débits, rugosités...), les profils verticaux de vitesses doivent être complètement identiques d'une expérience sur l'autre, et par conséquent se superposer quasi parfaitement dans la zone externe de l'écoulement.

Les profils verticaux de vitesse longitudinale brutes sont représentés sur la figure 4.5. On constate que les profils ne superposent pas dans la zone externe, indicateurs dans le cas présent d'une variation de vitesses non négligeable entre les trois plans laser.

Afin de corriger ces variations de vitesse, une méthode basée sur l'estimation de la vitesse de frottement u_* de chaque plan a été implémentée. La vitesse de frottement a été calculée pour chaque plan laser en suivant les travaux de Pokrajac et al. (2006) et Florens (2010). La vitesse est calculée par extrapolation en $z = h$ de la partie linéaire des contraintes turbulentes $-\overline{u'w'}$ (avec h la hauteur des rugosités). Ainsi, les profils de vitesse ont été corrigés en construisant un coefficient correcteur égal au ratio des coefficients directeurs de ces trois régressions linéaires. Le choix a été fait d'aligner les profils de vitesse sur le plan $y/h = 0{,}625$ par souci de cohérence avec les travaux de Florens (2010).

La méthode de correction des débits n'a été appliquée que dans le cas du régime de

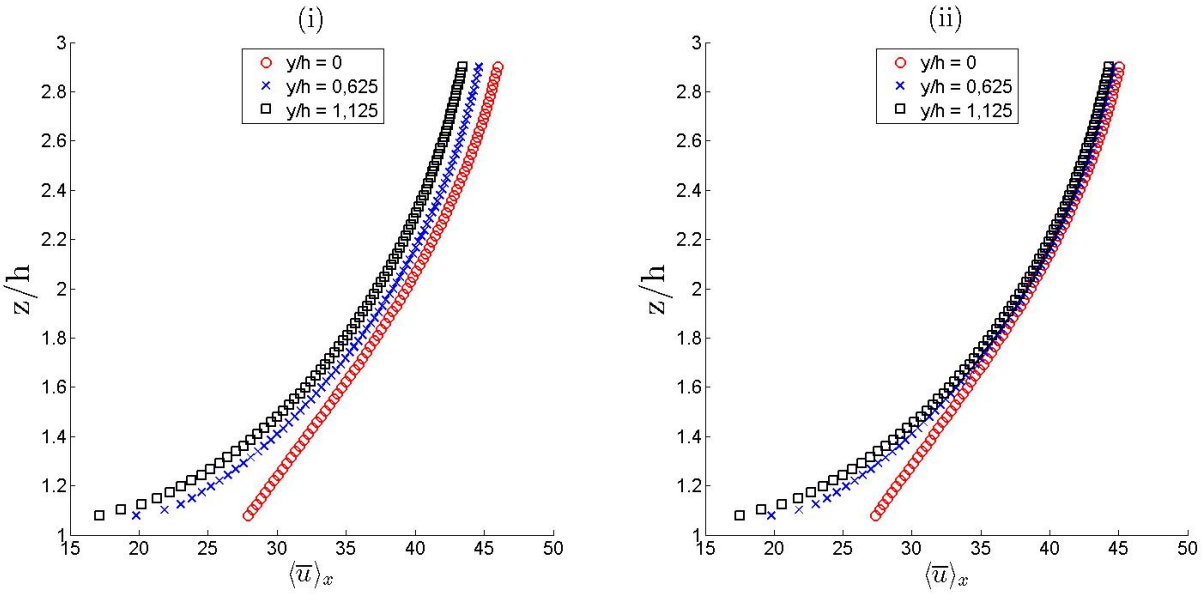

FIGURE 4.5 – Comparaison des profils verticaux moyens de vitesse longitudinale brutes (i) et corrigées des variations de débits (ii) pour les trois plans laser $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$ du régime de submersion $\alpha = 0{,}33$.

submersion $\alpha = 0{,}33$. L'analyse de la stationnarité du débit a en effet montrée que les deux autres régimes de submersion ne présentaient pas de variation significative de débits d'un plan laser sur l'autre.

4.2.2 Présentation des champs moyennés temporellement

Cette sous-section porte sur la comparaison de l'écoulement moyen des régimes d'écoulement de Florens (2010) et de cette étude. Le régime d'écoulement de Florens (2010) est noté $\alpha_{florens}$. Pour des raisons de clarté, le régime de cette étude garde sa dénomination déjà définie auparavant et caractérisée seulement par sa submersion, soit $\alpha = 0{,}33$.

La figure 4.6 présente la comparaison des profils verticaux moyens de vitesses longitudinale et verticale des deux régimes $\alpha_{florens}$ et $\alpha = 0{,}33$ pour chaque plan laser de mesure. On constate un très bon accord des profils sur les trois plans pour $z/h > 2$, soit dans la zone externe de l'écoulement. En-dessous de ce seuil, et à mesure que l'on se rapproche des rugosités, les profils ne se superposent plus aussi bien. On retrouve également des vitesses plus élevées pour le plan laser $y/h = 0$, correspondant au plan P1 réalisé dans l'allée entre deux cubes. Ces profils sont indicateurs d'une allée préférentielle de l'écoulement au niveau de ce plan laser, comportement déjà observé par Florens (2010) dans ses travaux de thèse. En ce qui concerne les deux autres plans laser $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$ situés respectivement sur l'arête et le milieu d'un cube, les profils semblent en très bon accord, et ce, jusqu'à $z/h \sim 1{,}3$-$1{,}4$, seuil à partir duquel ils dévient l'un de l'autre.

La figure 4.7 présente les profils verticaux moyens de vitesse verticale $\overline{w}/u_{max}$ des régimes $\alpha_{florens}$ et $\alpha = 0{,}33$ des trois plans lasers. On constate que les profils de $\overline{w}$ sont

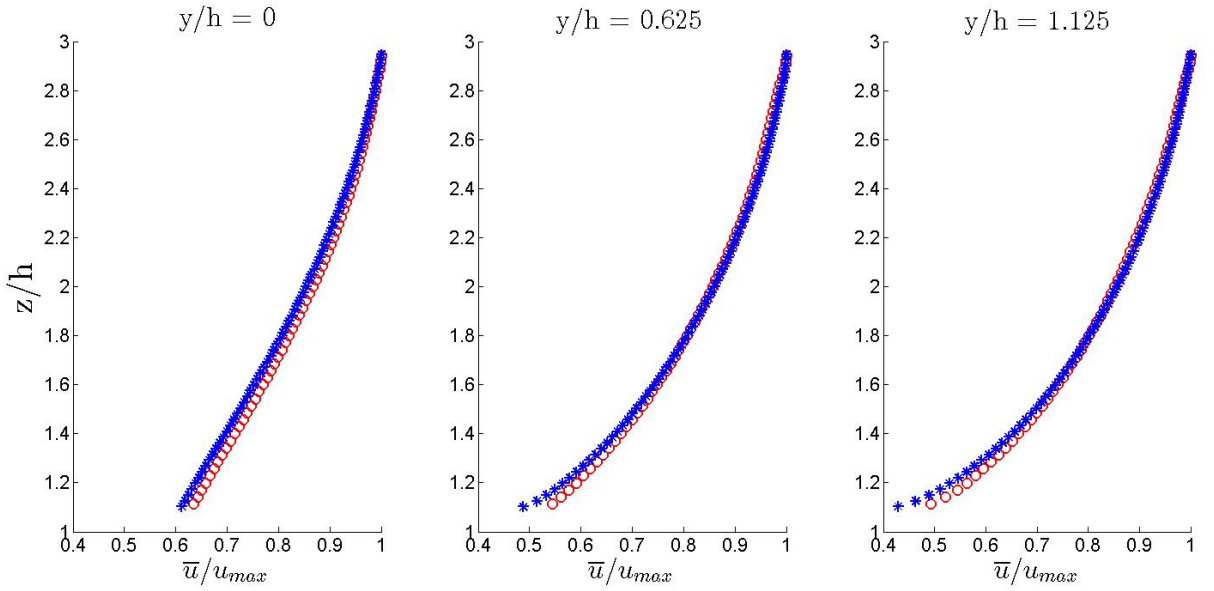

FIGURE 4.6 – Comparaison des profils verticaux moyens de vitesse longitudinale $\overline{u}/u_{max}$ des régimes $\alpha_{florens}$ (◯ rouges) et $\alpha = 0{,}33$ ($*$ bleues) par plans lasers $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$.

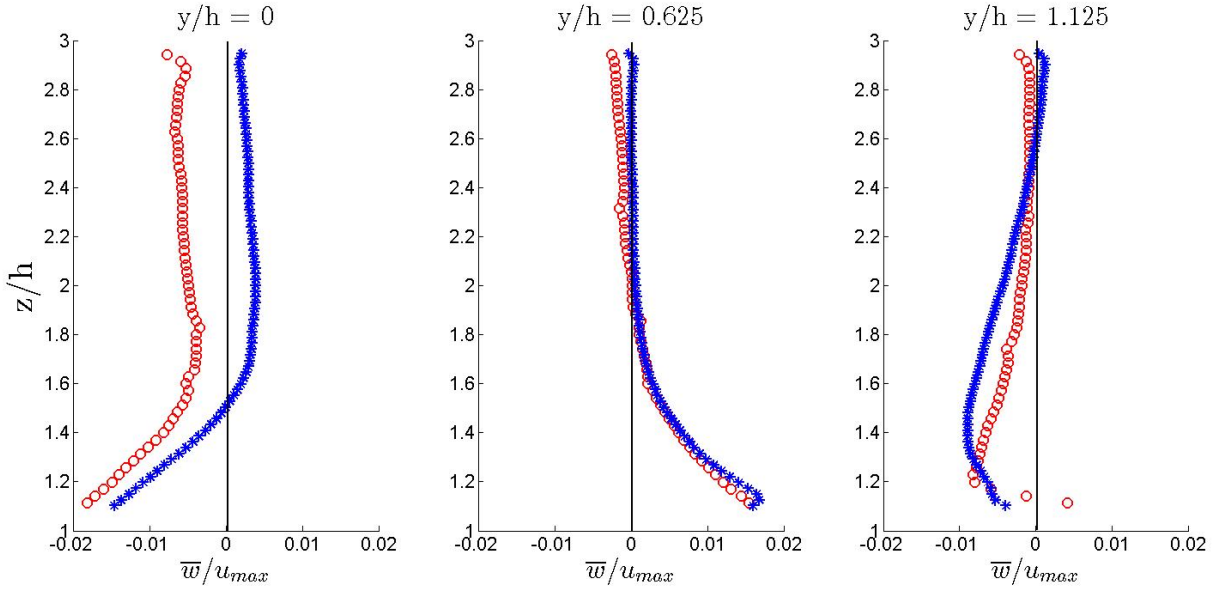

FIGURE 4.7 – Comparaison des profils verticaux moyens de vitesse verticale $\overline{w}/u_{max}$ des régimes $\alpha_{florens}$ (◯ rouges) et $\alpha = 0{,}33$ ($*$ bleues) par plans lasers $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$.

en moins bon accord que ceux de $\overline{u}$, exceptés pour le plan laser $y/h = 0{,}625$. Pour ce plan laser, les profils sont très proches mais décroissent tout de même avec une pente légèrement différente. Pour le plan $y/h = 0$, les profils tendent vers zéro pour $1{,}6 < z/h < 3$, et diminuent pour enfin changer de signe à environ $z/h \sim 1{,}4$ -1,5 et continuer à décroitre. Le comportement général des courbes est similaire, seul un décalage en valeur persiste. Ces différences ont également été mises en évidence précédemment pour la composante longitudinale. Une explication pourrait résider dans un nombre de Froude différent entre chaque régime du à une modification de la pente du canal. Ce changement du dispositif expérimental influe sur la distribution des vitesses sans altérer le comportement général des profils de vitesse moyenne. Les mêmes remarques peuvent être faites pour le plan $y/h = 1{,}125$. Pour ce plan, situé au-dessus des cubes, les différences sont moins notables que pour le plan $y/h = 1{,}125$ mais restent tout de même présentes.

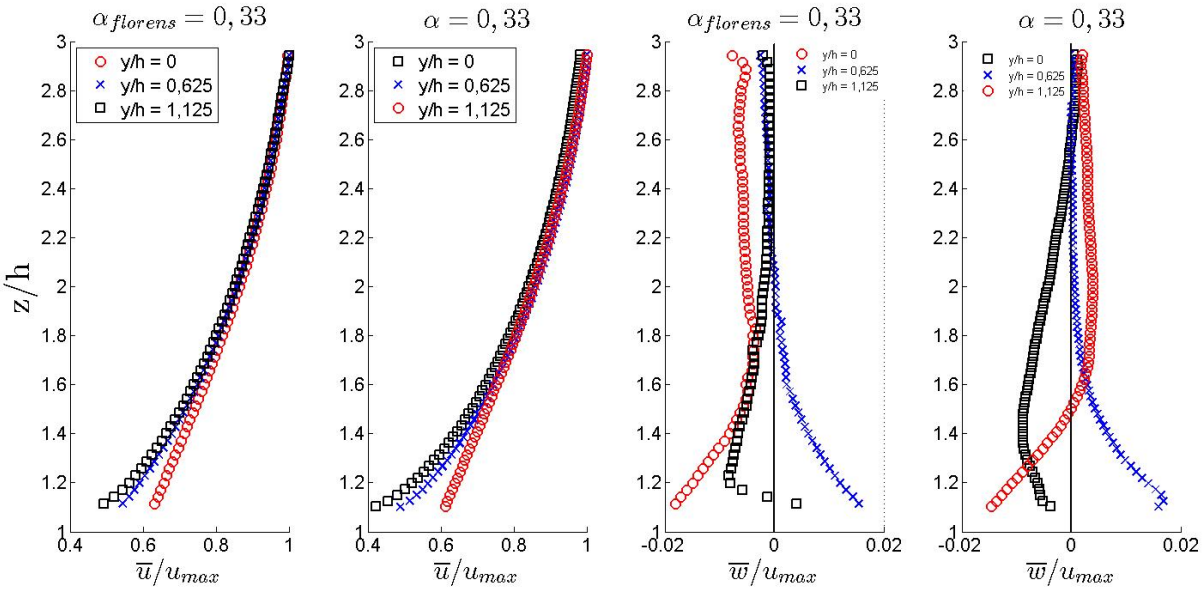

FIGURE 4.8 – Comparaison des profils verticaux moyens de vitesse longitudinale $\overline{u}/u_{max}$ et verticale $\overline{w}/u_{max}$ par régime de submersions et tous les plans lasers $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$.

La figure 4.8 présente pour chaque composante (longitudinale et verticale) et chaque régime ($\alpha_{florens}$ et $\alpha = 0{,}33$) les profils verticaux moyens de vitesse pour chaque plan laser $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$.

Le même comportement est retrouvé pour la composante longitudinale pour les deux régimes d'écoulements. On constate une diminution des vitesses depuis le plan $y/h = 0$ à $y/h = 1{,}125$, correspondant au sens allée inter-cube vers zone située au-dessus des cubes. Dans la zone $z/h > 2$, les profils se superposent parfaitement alors qu'une variabilité spatiale apparaît en dessous de ce seuil. La variabilité spatiale entre les plans est également observable sur les profils de la composante verticale où des différences non négligeables existent entre les trois plans de mesure.

4.2.3 Estimation de la hauteur de la sous couche de rugosités

La présentation des profils moyens des composantes longitudinales et verticales a permis de mettre en lumière des différences au niveau des profils verticaux principalement pour $z/h < 1{,}6$. Cette région de l'écoulement est le lieu de fortes inhomogénéités spatiales, caractéristiques de la sous-couche de rugosités. Afin d'étudier ces variabilités spatiales, la hauteur de sous-couche de rugosités est définie selon la méthode de Florens et al. (2013). Pour parvenir à mener cette étude, il est nécessaire de s'affranchir de tout effet dispersif lié à la forte variabilité spatiale des grandeurs moyennes. Cela requiert l'application du concept de double moyenne aux équations de Navier-Stokes qui permet le calcul des grandeurs turbulentes libres de tout effet dispersif. Les variabilités spatiales des grandeurs moyennes peuvent alors être quantifiées par la dispersion totale D_t et la dispersion spatiale D_s (prises au sens de Florens et al. (2013)). La comparaison de ces grandeurs aux quantités turbulentes doublement moyennées autorise alors la définition de la hauteur de la sous-couche de rugosités, comme la zone dans laquelle les variabilités spatiales identifiées par la méthode précédente ne varient pas de plus de 5 %. Aucune justification théorique n'a été trouvé dans la littérature sur la valeur de ce seuil. Ce seuil de 5 % est pris en référence aux travaux de Pokrajac et al. (2007) et de Florens et al. (2013).

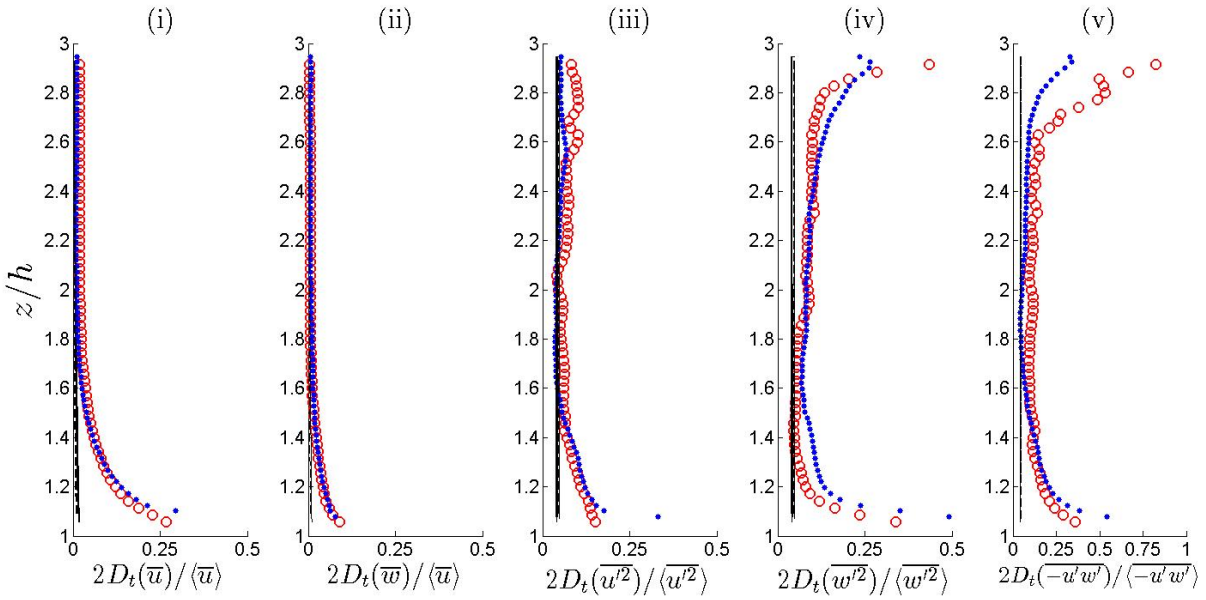

Figure 4.9 – Erreur de dispersion totale $2D_t$ pour les régimes d'écoulement $\alpha_{florens}$ (◯ rouge) et $\alpha = 0{,}33$ (point bleu) superposées à l'erreur de convergence temporelle $\epsilon_{\overline{\Phi}}$ (calculée avec un intervalle de confiance de 95 %). Les erreurs de convergence temporelle sont tracées avec des lignes continues et/ou pointillés. Les dispersions spatiales $2D_t$ sont tracées pour les grandeurs : (i) $\overline{u}$, (ii) $\overline{w}$, (iii) $\overline{u'^2}$, (iv) $\overline{w'^2}$ et (v) $\overline{-u'w'}$.

Les figures 4.9 et 4.10 présentent respectivement les dispersions totales D_t et spatiales D_s pour les deux régimes d'écoulement comparés ($\alpha_{florens}$ et $\alpha = 0{,}33$). Dans leurs travaux, Florens et al. (2013) ont remarqué que la dispersion totale tend vers l'erreur de convergence temporelle ϵ plutôt que vers zéro dans la zone externe de l'écoulement. On

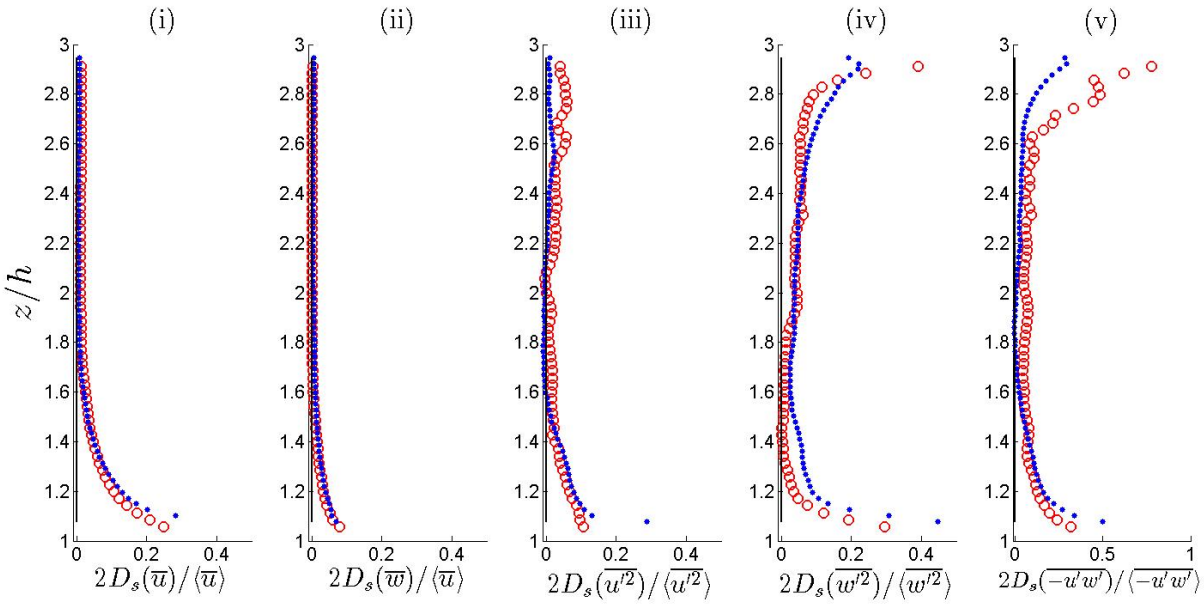

FIGURE 4.10 – Erreur de dispersion spatiale $2D_s$ pour les régimes d'écoulement $\alpha_{florens}$ (◯ rouge) et $\alpha = 0{,}33$ (point bleu). Les dispersions spatiales $2D_s$ sont tracées pour les grandeurs statistiques : (i) $\overline{u}$, (ii) $\overline{w}$, (iii) $\overline{u'^2}$, (iv) $\overline{w'^2}$ et (v) $\overline{-u'w'}$.

constate effectivement sur les figures 4.9 (i)-(v) que les dispersions totales associées aux moments d'ordre 1 et 2 convergent toutes vers leurs erreurs de convergence temporelle et non pas vers zéro. Il existe par conséquent un biais statistique du à cette persistance de l'erreur de convergence temporelle dans l'évaluation de la dispersion spatiale des grandeurs turbulentes, qu'elles soient d'ordre 1 ou 2. La dispersion spatiale D_s est la dispersion totale à laquelle il a été retranchée cette erreur de convergence temporelle ϵ. Dans la suite de cette étude, l'analyse de la dispersion des grandeurs moyennes n'est faite qu'à partir de la dispersion spatiale D_s.

On constate que la dispersion spatiale a un comportement monotone croissant avec la profondeur pour toutes les composantes exceptées pour les dispersions spatiales de $\overline{w'^2}$ et des contraintes turbulentes -$\overline{u'w'}$ qui suivent cette tendance mais augmentent fortement dans la zone proche surface libre.

Les dispersions spatiales tendent toutes vers zéro pour des $z/h > 2$, *i.e.* dans la couche externe de l'écoulement. Les dispersions spatiales augmentent fortement à l'approche du haut des rugosités, indicatrices d'une forte augmentation de la variabilité spatiale des grandeurs turbulentes moyennes dans l'écoulement dans cette zone. On retrouve une meilleure convergence vers zéro pour le régime $\alpha = 0{,}33$ que pour le régime $\alpha_{florens}$ pour la composante longitudinale $\overline{u}$ et son moment d'ordre 2 mais pas pour la composante verticale $\overline{w}$ et son moment d'ordre 2. Cette meilleure convergence vers zéro des données de Florens et al. (2013) pour les composantes verticales d'ordre 1 et 2 ne peut pas être expliquée par une meilleure convergence temporelle. Les différences sont à rechercher dans la technique de mesure où elles mettent en lumière la sensibilité de la SPIV à la calibration (comme expliqué dans le chapitre 3). Lors de la phase de calibration, des

contraintes techniques nous ont obligés à laisser un écoulement dans le canal pendant la phase de calibration. La mire de calibration a donc subi une rotation non désirée lors de la phase de calibration. Les angles de rotation supplémentaires étaient top faibles pour être détectés par l'œil humain et corrigés directement pendant la calibration. Ces angles de rotation de la mire ont pour conséquence lors du traitement une création artificielle de composante verticale qui n'a aucun sens physique. Afin de corriger cela, les angles de rotation ont été estimés par les images de mire et toutes les données ont par la suite été corrigées. Ces angles sont donnés avec une précision de $\pm$ 0,1° et sont égaux à 0,17°, 0,38° et 0,21° respectivement pour les plans laser $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$. Malgré cette correction qui a amélioré la qualité des images, il reste très certainement une erreur résiduelle liée à à la précision dans l'estimation de ces angles de rotation.

L'augmentation de la dispersion spatiale D_s pour $\overline{w'^2}$ et $\overline{-u'w'}$ en proche surface libre est simplement liée à la normalisation choisie. En effet, en proche surface libre, $\overline{w'^2}$ tend vers zéro, ce qui fait diverger $D_s/\overline{w'^2}$ vers l'infini et se traduit par une augmentation brutale de la dispersion spatiale dans cette zone. Ce raisonnement peut être appliquée aux corrélations croisées $\overline{-u'w'}$ qui sont faibles en proche surface libre, et par conséquent font augmenter considérablement la dispersion spatiale dans cette zone.

Les hauteurs de sous-couche de rugosités des deux régimes $\alpha_{florens}$ et $\alpha = 0{,}33$ estimées à partir des dispersions spatiales de toutes les grandeurs turbulentes tracées sur la figure 4.10 sont résumées dans le tableau 4.1.

	z_{rs}/h	
$\overline{\Phi}$	$\alpha_{florens}$	α=0,33
$\overline{u}$	1,4	1,4
$\overline{w}$	1,1	1,1
$\overline{u'^2}$	1,2	1,3
$\overline{w'^2}$	1,2	1,4
$\overline{-u'w'}$	1,6	1,5

Table 4.1 – Comparaison des hauteurs de sous-couche de rugosités normalisées par la hauteur des rugosités (z_{rs}/h) des régimes d'écoulement $\alpha_{florens} = 0{,}33$ et $\alpha = 0{,}33$.

Le régime d'écoulement $\alpha_{florens}$ et α =0,33 donnent des hauteurs de sous-couche de rugosités quasiment identiques, situées, pour les grandeurs moyennes, à $z_{rs}/h \approx 1{,}4$ pour la composante longitudinale et $1{,}1h$ pour la composante verticale, entre $1{,}2h$ et $1{,}4h$ pour les fluctuations longitudinales et verticales de vitesses et 1,5-1,6h pour les corrélations croisées. Quelle que soit la grandeur turbulente choisie pour définir la hauteur de la sous-couche de rugosités, cette dernière ne dépasse pas $1{,}6h$. Les hauteurs trouvées sont sensiblement plus faibles que les estimations habituellement faites qui vont de 2 à 5 fois la hauteur de rugosités (selon le point de vue de Jiménez (2004)). Même Pokrajac et al. (2006), qui utilisent la même méthode que celle présentée ici trouve une hauteur de sous-couche rugueuse plus élevée comprise entre $1{,}8h$ et $2{,}4h$ (et dépendante de la submersion).

Cette étude a permis de confronter deux jeux de données d'un écoulement turbulent à surface libre sur fond rugueux homogène pour une même submersion $\alpha = 0{,}33$. Malgré des conditions expérimentales différentes (I pente du canal, et technique de mesure), la méthode d'estimation de la hauteur de sous-couche de rugosités converge vers les mêmes valeurs, *i.e.* sous-couche de rugosités jusqu'à $z/h \sim$ 1,3-1,4h. Dans la suite de cette section, la confrontation des deux régimes est continuée par la comparaison des grandeurs turbulentes doublement moyennées permettant l'estimation de l'étendue de la loi logarithmique et des paramètres de paroi associés.

4.2.4 Loi logarithmique et paramètres de parois (u_*, d, z_0)

Cette sous-section porte sur la comparaison des grandeurs turbulentes doublement moyennées des régimes $\alpha_{florens} = 0{,}33$ et $\alpha = 0{,}33$. Ces quantités doublement moyennées autorisent la recherche de la loi logarithmique dans l'écoulement et l'estimation des paramètres de paroi associés (u_*, d, z_0) de chaque régime d'écoulement.

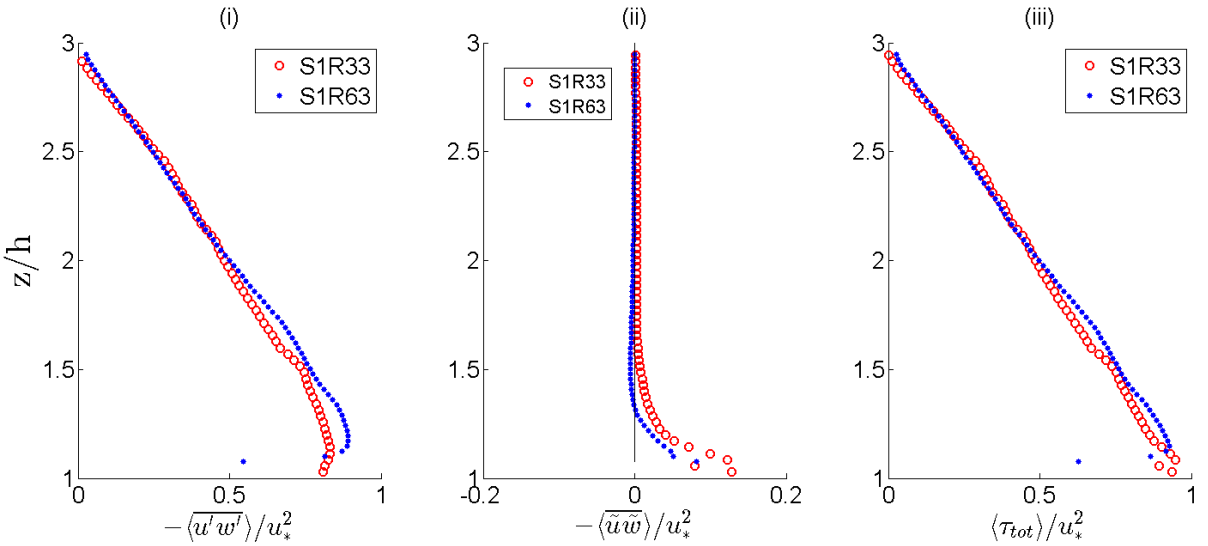

Figure 4.11 – Comparaison des régimes $\alpha_{florens}$ et α des contraintes turbulentes, dispersives et du tenseur total adimensionnés par la vitesse de frottement u_*^2 : (i) $\langle -\overline{u'w'}\rangle/u_*^2$, (ii) $\langle -\tilde{u}\tilde{w}\rangle/u_*^2$ et (iii) τ_{tot}/u_*^2.

Tout d'abord on cherche à vérifier l'hypothèse d'écoulement quasi-2D faite dans cette étude. Pour ce faire, les figures 4.11 (i)-(iii) présentent respectivement les quantités turbulentes doublement moyennées adimensionnées par la vitesse de frottement au carré suivantes : les contraintes turbulentes de Reynolds -$\langle\overline{u'w'}\rangle$, les tensions dispersives -$\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$ et la contrainte totale de cisaillement τ_{tot}. Dans le cas d'un écoulement turbulent quasi-2D la théorie des couches limites turbulentes prédit un comportement linéaire de la contrainte totale de cisaillement depuis la surface libre jusque vers le fond. La figure 4.11 (iii) montre que le tenseur total des contraintes suit bien une loi linéaire sur la profondeur z. Cette courbe est cohérente avec les figures 4.11 (i) et (ii) qui montrent que les contraintes de

Reynolds dévient d'un comportement linéaire à l'approche du haut des rugosités. Cette déviation est compensée par les tensions dispersives qui suivent le comportement inverse : elles sont quasi nulles dans la zone externe de l'écoulement et augmentent sensiblement dans la zone proche rugosité. Cette augmentation vient compenser la déviation de -$\langle\overline{u'w'}\rangle$ dans cette zone. La conséquence de ce comportement est une linéarité quasi parfaite des tensions totales sur la profondeur, comportement attendu de ce type d'écoulement. Les deux régimes $\alpha_{florens}$ et $\alpha = 0{,}33$ présentent des données en très bon accord concernant les contraintes turbulentes, dispersives et du tenseur total.

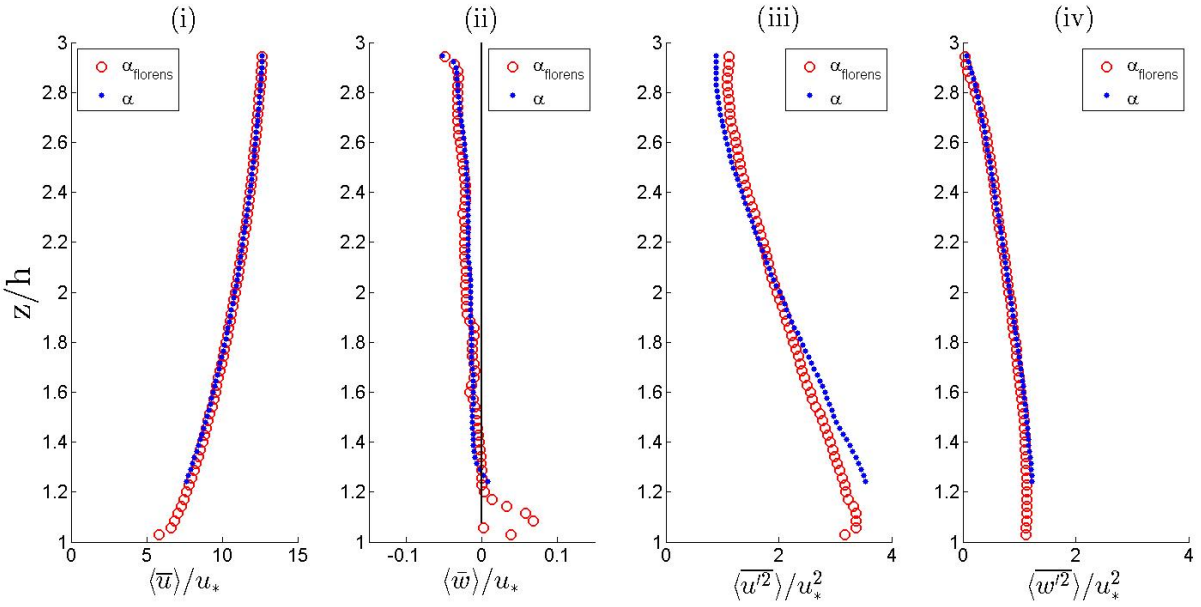

Figure 4.12 – Comparaison des vitesses doublement moyennées pour les régimes $\alpha_{florens}$ et $\alpha = 0{,}33$ adimensionnées par la vitesse de frottement associées u_* : (i) $\langle\overline{u}\rangle/u_*$, (ii) $\langle\overline{w}\rangle/u_*$, (iii) $\langle\overline{u'^2}\rangle/u_*^2$ et (iv) $\langle\overline{w'^2}\rangle/u_*^2$.

Les figures 4.12 (i)-(iv) présentent la comparaison des quantités statistiques doublement moyennées d'ordre 1 et 2 des composantes longitudinales et verticales pour les régimes de submersion $\alpha_{florens}$ et $\alpha = 0{,}33$. Les moments d'ordre 1 sont adimensionnés par la vitesse de frottement et ceux d'ordre 2 par la vitesse de frottement au carré.

Ces figures montrent un très bon accord général pour toutes les quantités statistiques d'ordre 1 et 2, exceptées pour les fluctuations de vitesse longitudinale doublement moyennées $\langle\overline{u'^2}\rangle$ (4.12 (iii)). On constate que les ordres de grandeur de cette quantité sont similaires pour les deux régimes étudiés mais la pente est différente. Cette différence peut s'expliquer par des configurations expérimentales différentes aboutissant à un nombre de Froude différent. Le nombre de Froude de Florens (2010) est calculé sur la couche de fluide comprise entre $z/h = 1$ et $z/h = 3$. Le calcul donne un nombre de Froude égal à 0,34 pour $\alpha_{florens}$ et de 0,62 pour le régime de cette étude. On constate donc que le nombre de Froude est quasiment deux fois plus élevé dans le cas de cette étude que dans celui du régime de Florens (2010). Cela se traduit par des fluctuations qui augmentent plus rapidement avec la profondeur et qui modifient ainsi la pente de la courbe.

Dans le cas d'un écoulement turbulent quasi-2D une autre caractéristique attendue est la nullité de la composante verticale de vitesse doublement moyennée sur la verticale. Sur la figure 4.12 (ii) on constate que les deux profils se superposent très bien mais qu'il existe un gradient de vitesse sur la profondeur. Comme l'a montré l'analyse des courbes de remous faites dans le chapitre 3, section 3.6.2, la zone de mesure n'est pas libre de tout effet des conditions aux limites aval. Cela se traduit par une influence de la courbe de remous sur la zone de mesure. La hauteur d'eau a alors tendance à diminuer dans la direction amont-aval. Cette variation de hauteur d'eau ne permet pas l'obtention d'un régime uniforme mais seulement graduellement varié. De faibles variations de vitesses longitudinales peuvent alors être la conséquence d'accélération induites par la faible variation de la hauteur d'eau. Sur la zone de mesure la hauteur d'eau varie d'environ 1-1,5 % sur une distance $x \sim 3$ m (chiffre issu des données expérimentales de mesures de hauteurs d'eau). Dans cette configuration d'écoulements, la variation de la composante longitudinale de vitesses suivant x ($\langle\overline{u}\rangle$) est proportionnelle à la variation de hauteur d'eau dans la direction longitudinale, *i.e.* $\partial h/\partial x$ au travers de la relation suivante :

$$\frac{\partial\langle\overline{u}\rangle}{\partial x} = -\frac{\langle\overline{u}\rangle}{h}\frac{\partial h}{\partial x} \tag{4.2}$$

En utilisant la relation 4.2 et l'équation de continuité des vitesses, il est possible d'obtenir une relation liant le gradient vertical de vitesse verticale $\partial w/\partial z$ au gradient longitudinal de hauteur d'eau.

$$\frac{\partial\langle\overline{w}\rangle}{\partial z} = \frac{\langle\overline{u}\rangle}{h}\frac{\partial h}{\partial x} \tag{4.3}$$

Les mesures de hauteurs d'eau faites lors des expériences permettent d'évaluer les variations de hauteurs d'eau dans la direction longitudinale au niveau de la surface libre (en $z = D$), *i.e.* $\partial h/\partial x =$ - 9.10^{-4}. A l'aide des données, et en appliquant la relation 4.3 en $z = D$, on trouve que $\partial\langle\overline{w}\rangle/\partial z$ est égal à - $1{,}5.10^{-4}$ s^{-1} (avec $u(z = D) = 37$ cm.s^{-1} et $D = 6$ cm). Cette valeur correspond exactement au gradient $\partial\langle\overline{w}\rangle/\partial z$ observé sur la figure 4.12 (ii). Le gradient vertical de $\langle\overline{w}\rangle$ peut donc être expliqué de cette manière.

Toutes les différences existantes entre les deux régimes $\alpha_{florens}$ et $\alpha = 0{,}33$ sur les grandeurs turbulentes doublement moyennées ont été expliquées dans cette sous-section. Cela permet de conclure quant au très bon accord entre les deux régimes de submersion. Le caractère quasi-2D de l'écoulement a été observé. Le très bon accord de toutes les quantités statistiques turbulentes une fois adimensionnées par la vitesse de frottement montre que cette vitesse est une échelle caractéristique de l'écoulement et permet de confirmer l'hypothèse de similarité des profils de vitesses dans la couche externe. La théorie des couches limites turbulentes permet ensuite de conclure quant à l'existence de la loi logarithmique dans l'écoulement qui est étudiée dans la suite de cette section.

La loi logarithmique est recherchée par la méthode de Florens (2010) qui permet de déterminer les bornes inférieures et supérieures de la loi logarithmique dans l'écoulement sans faire de considérations *a priori* sur sa position dans l'écoulement. Ce travail est réalisé

Régime	z_{min}/h	z_{max}/h	η_{max}	Erreur (%)
$\alpha_{florens}$	1,11	1,3	0,21	0,25
α	1,14	1,24	0,18	0,19

Table 4.2 – Tableau récapitulatif des bornes inférieures z_{min} et supérieures z_{max} de la loi logarithmique pour les régimes d'écoulements $\alpha_{florens}$ et $\alpha = 0{,}33$ de cette étude. Le paramètre η_{max} est défini par la relation $\eta_{max} = \frac{z_{max}-d}{D-d}$.

pour les deux régimes d'écoulement $\alpha_{florens}$ et $\alpha = 0{,}33$ et les valeurs sont résumées dans le tableau 4.2.

Le tableau 4.2 présente les résultats obtenus pour l'estimation des bornes inférieures et supérieures de la loi logarithmique. Malgré la submersion relativement faible, une loi logarithmique est bien trouvée pour les deux régimes explorés.

La limite inférieure de la loi logarithmique z_{min} est plus élevée pour le régime $\alpha = 0{,}33$ que pour le régime $\alpha_{florens}$. Cela s'explique par le fait que les images PIV acquises dans cette étude n'ont pas permis d'avoir une qualité d'images assez élevée permettant la résolution de l'écoulement dans la région proche rugosités. Il a donc été décidé d'enlever des points de mesure pour les positions spatiales (x,z) localisées entre z/h =1 et $z/h \sim 1{,}1$ par honnêteté scientifique. Cela se traduit par une estimation de la borne inférieure de la loi logarithmique correspondant au premier point de la grille. La valeur de la borne inférieure n'est donc probablement pas la borne physique de la loi logarithmique qui devrait être plus proche du haut de la canopée comme l'ont montré les travaux de Florens (2010) où la borne inférieure est égale à $z/h = 1{,}12$ pour le régime $\alpha_{florens}$.

La borne supérieure de la loi logarithmique z_{max} est également différente entre les deux régimes d'écoulement même si elle reste du même ordre de grandeur. L'écart entre les deux régimes est d'environ 4 % pour des erreurs de régression sensiblement les mêmes (0,25 % pour $\alpha_{florens}$ et 0,19 % $\alpha = 0{,}33$).

Le paramètre η_{max} permet d'évaluer quel est le pourcentage d'occupation de la loi logarithmique sur la veine d'eau directement auu-dessus des rugosités. On constate que ce paramètre est légèrement plus élevée pour le régime d'écoulement de Florens (2010) que celui de cette étude (0,21 contre 0,18). Il semblerait donc que le nombre de Froude ait un effet sur l'étendue de la loi logarithmique dans l'écoulement.

régimes	u_* (cm.s^{-1})	d (cm)	z_0 (cm)	u_*/U_{max}	d/h	z_0/h	Err (%)
$\alpha_{florens}$	2,10	1,56	0,041	0,079	0,78	0,021	0,08
α	3,55	1,66	0,044	0,079	0,83	0,022	0,01

Table 4.3 – Valeurs dimensionnelles et adimensionnelles de la vitesse de frottement u_* et des paramètres de la loi logarithmique d et z_0 pour les deux régimes $\alpha_{florens}$ et α. L'erreur commise sur ces estimations est notée Err.

Le tableau 4.3 présente les valeurs des paramètres de parois u_*, d et z_0 pour les régimes d'écoulements de Florens (2010) et de cette étude.

La vitesse de frottement du régime d'écoulement de cette étude est plus élevée que celle de Florens (2010). Cela est cohérent avec des vitesses plus élevées dues à une pente de canal plus forte. Cependant, une fois adimensionnées par la vitesse maximale, les ratios u_*/u_{max} sont égaux. Il en est de même pour les ordonnées à l'origine de la loi logarithmique z_0 qui sont légèrement plus forts dans le cas de cette étude mais égaux une fois adimensionnés. Cela signifie que la borne inférieure de la loi logarithmique est située au même endroit dans l'écoulement. Des nombres de Froude différents ont cependant une influence plus prononcée sur les hauteurs de déplacement qui varient d'environ 5-6 % entre les deux régimes. La hauteur de déplacement d est plus élevée pour cette étude, traduisant ainsi un frottement au fond plus important, et par conséquent des vitesses moyennes plus élevées également.

Cette section a permis de comparer deux régimes d'écoulement similaires (écoulement à surface libre sur fond rugueux homogène) ayant la même submersion $\alpha = 0{,}33$. Malgré des conditions expérimentales différentes (pente I du canal et technique de mesure), les écoulements ont montré de grandes similitudes. Toutes les différences ont pu être expliquées par des arguments physiques vérifiables.

En premier lieu, l'hypothèse de similarité des profils de vitesse dans la couche externe a été observée dans les deux cas. Les écoulements étudiés ont également montré qu'ils vérifient l'hypothèse d'écoulements quasi-2D. Cette dernière hypothèse valide le dimensionnement des expériences où il a été postulé que la configuration de macro-rugosités proposée permettait également l'obtention d'une zone où l'écoulement est quasi-2D.

De plus, l'étude de l'estimation de la hauteur de la sous-couche de rugosités a permis d'éprouver la méthode de Florens et al. (2013) sur deux cas d'écoulements supplémentaires. Cette méthode paraît concluante puisque les hauteurs calculées sont identiques pour les deux écoulements étudiés.

La suite de ce chapitre porte sur l'étude de l'effet de la submersion sur la sous-couche de rugosités ainsi que sur l'existence et l'étendue de la loi logarithmique dans des écoulements turbulents à surface libre rugueux en situation d'eau peu profonde.

4.3 Influence de la submersion relative α

Le but de cette section est d'évaluer l'influence de la faible submersion relative α des éléments rugueux sur la structure universelle de la couche limite sur fond rugueux. Dans un premier temps sont présentées les dispersions spatiales ainsi que la topologie des champs moyens de chaque régime de submersion α=0,33, α=0,50 et α=0,66. Puis, la hauteur de la sous-couche de rugosités est estimée en utilisant la méthode de Florens et al. (2013) pour chaque régime de submersion. Enfin, l'existence et l'étendue de la loi logarithmique est discutée dans la dernière partie de cette section.

4.3.1 Topologie de l'écoulement sous l'effet de la submersion

On cherche tout d'abord à vérifier l'hypothèse de bidimensionnalité de l'écoulement pour les trois régimes de submersions α=0,33, α=0,50 et α=0,66.

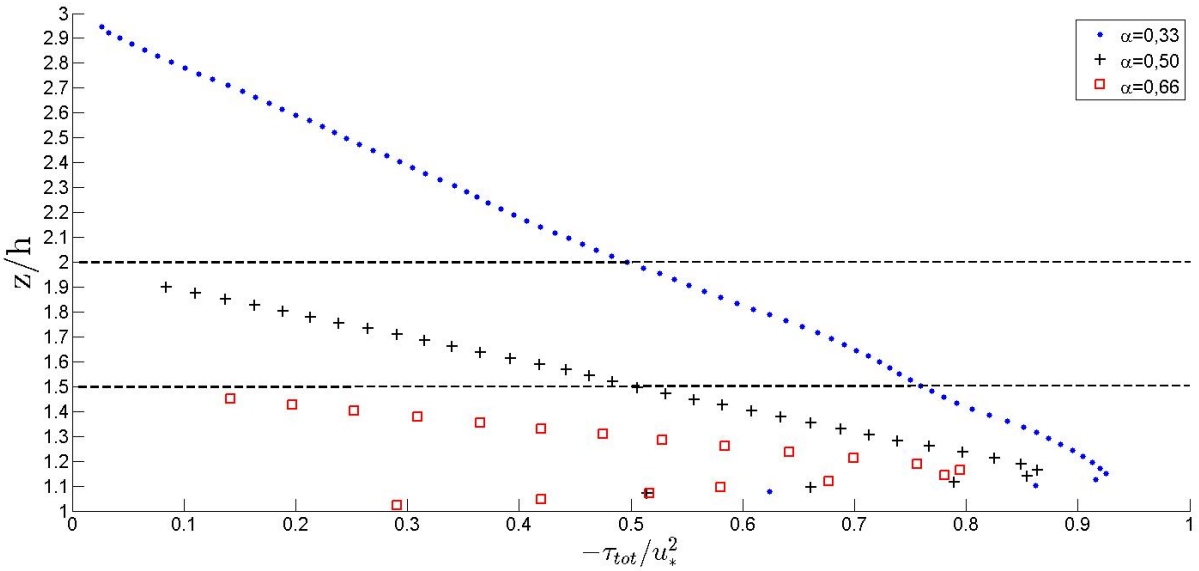

FIGURE 4.13 – Tenseur total des contraintes τ_{tot} adimensionné par la vitesse de frottement au carré u_*^2 pour les trois régimes de submersion α=0,33, α=0,50 et α=0,66.

La figure 4.13 présente les profils verticaux du tenseur total des contraintes pour les trois régimes d'écoulement étudiés adimensionnés par la vitesse de frottement au carré. Le tenseur total des contraintes montré ici est défini par la relation 1.28 explicité dans le chapitre 1. Dans le cas d'un écoulement turbulent sur fond rugueux, la théorie des couches limites turbulentes prédit un comportement linéaire du tenseur total des contraintes entre la surface libre et le haut des rugosités. On constate ici que τ_{tot} possède un comportement linéaire pour les trois régimes de submersion depuis la surface libre jusqu'à environ $z/h \sim$ 1,1 - 1,2. Pour des z/h inférieurs à ce seuil, τ_{tot} dévie de sa droite, et diminue fortement. Ce comportement en zone proche des rugosités est le même pour les trois régimes de submersion et ne possède pas de fondement physique théorique. Cela suggère que les points situés en-dessous de z/h = 1,1 - 1,2 sont fortement bruités et ne doivent pas être pris en compte pour la suite de l'analyse. Cependant, il est difficile de choisir un seuil de coupure de manière arbitraire. Afin de s'assurer que les points situés proche du haut des cubes sont bien des artefacts liés à la mesure, un critère supplémentaire est développé sur le nombre de vecteurs faux présents au sein des champs de vitesses instantanées.

Pour obtenir la figure 4.14 les vecteurs faux ont été marqués et comptés pour chaque position spatiale du champ de vitesse instantanée le long de toute la série temporelle. Ensuite un champ moyenné temporellement représentant le pourcentage de vecteurs faux dans la série d'acquisition a été calculé, puis moyenné suivant la direction x afin d'obtenir un profil vertical en fonction de z du pourcentage de vecteurs faux sur la série temporelle. On constate que le nombre de vecteurs faux augmente avec la profondeur.

Les figures 4.14 montrent également que le pourcentage de vecteurs faux augmente considérablement à l'approche de la surface libre pour tous les régimes. Ceci est du à l'utilisation d'un masque géométrique sur la surface libre lors du traitement PIV des

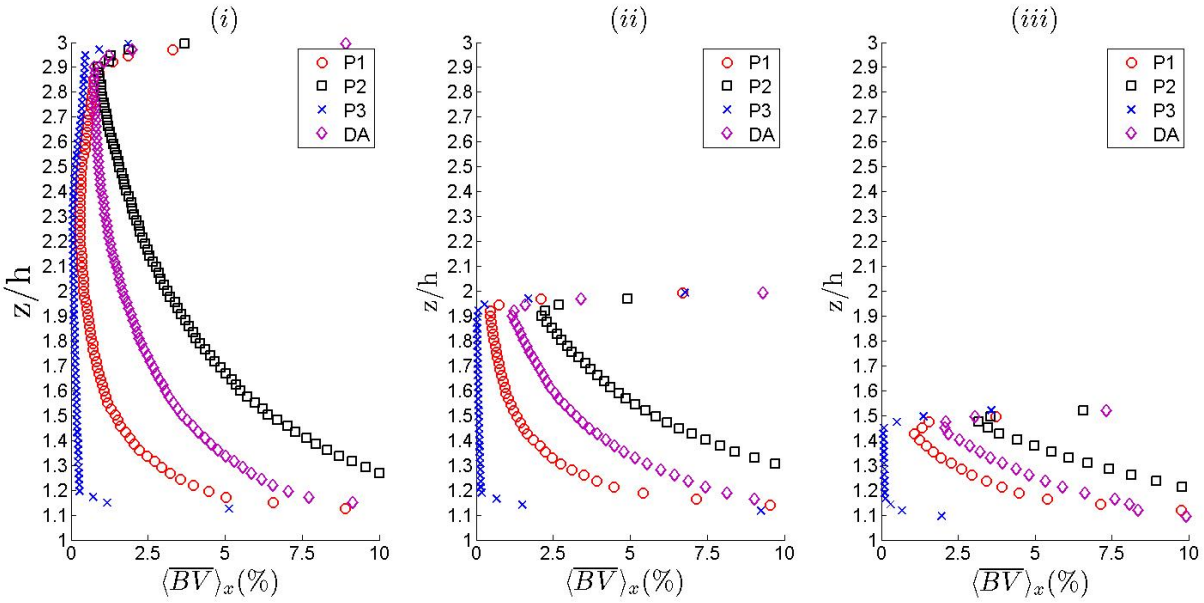

FIGURE 4.14 – Profils verticaux du pourcentage de vecteurs faux de la série temporelle moyennés dans la direction x associés aux plans P1, P2, P3 et doublement moyennés (pour la double moyenne et notés DA) : (i) α=0,33, (ii) α=0,50 et (iii) α=0,66. Les vecteurs faux sont notés BV pour Bad Vectors.

images (voir section 3.5.3). Le plan P2 possède le plus fort pourcentage de vecteurs faux, et ce quelque soit la submersion, ensuite vient le plan P1 et enfin le plan laser P3 qui a le plus faible pourcentage de vecteurs faux. Cela suit l'ordre de la qualité des images. Le plan P2 est situé sur l'arête du cube, la nappe laser doit par conséquent traverser une épaisse couche de silicone avant de parvenir dans l'écoulement, ce qui a pour effet une forte atténuation de l'intensité lumineuse au sein de l'écoulement. Le ratio signal/bruit est moins important pour ce plan laser, et ne permet pas un aussi bon traitement PIV que pour le plan P3 qui lui ne subit aucune extinction lumineuse de part son positionnement dans l'allée inter-cubes. Le plan laser P1 subit lui aussi une extinction lumineuse car la nappe laser doit traverser le cube en plexiglas. Cette atténuation est moins importante que pour le plan P2 car la transmittance lumineuse du cube (qui est en plexiglas) est meilleure que celle du silicone. Le nombre de vecteurs faux calculé est donc moins important.

On cherche ici à trouver un critère supplémentaire au critère présenté précédemment (voir figure 4.13) permettant de considérer certains points de mesure comme erronés. Dans la suite de l'étude, l'analyse va être faite sur des quantités doublement moyennées. Il faut donc construire ce critère sur les vecteurs faux avec cette idée. Pour cela, il est proposé ici d'effectuer une double moyenne (prise au sens de Florens et al. (2013)) sur les profils verticaux de la figure 4.14, notés DA dans la légende. On évalue alors le pourcentage de vecteurs faux sur les profils doublement moyennés à altitude constante. En se basant sur les remarques précédentes, on peut constater que le pourcentage de vecteurs faux à z/h =1,2 est égal à 7 % pour α=0,33, 7,5 % pour α=0,50 et 6 % pour α=0,66.

Avec les deux critères présentés ci-dessus, pour les points proches des rugosités, on

choisit un seuil limite maximum de 6 % de vecteurs faux sur la série temporelle, qui correspond à des altitudes de z/h =1,24 pour α=0,33, z/h = 1,28 pour α=0,50 et z/h = 1,20 pour α=0,66.

Il est maintenant possible d'enlever les points erronés en tenant compte de ces deux critères (vecteurs faux et points aberrants du tenseur des contraintes totales). Le choix se porte sur un seuil situé à z/h = 1,20. On choisit alors de ne pas considérer tous les points situés en-dessous de z/h = 1,20 pour la suite de l'analyse. Ces points ne seront pas affichés dans le travail qui suit, et ne rentreront pas en compte dans l'analyse.

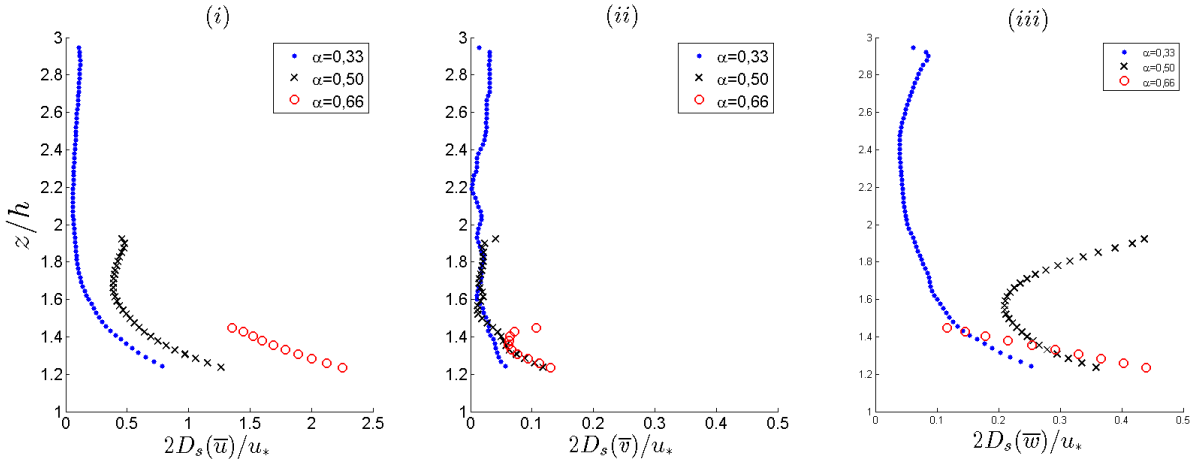

FIGURE 4.15 – Dispersion spatiale $2D_s$ normalisées par la vitesse de frottement u_* pour les régimes de submersion α =0,33, α =0,50 et α =0,66 des trois composantes moyennes de la vitesse $\overline{u}$, $\overline{v}$ et $\overline{w}$.

Les figures 4.15 (i) - (iii) présentent la dispersion spatiale $2D_s$ associées aux trois composantes principales de vitesse $\overline{u}$, $\overline{v}$ et $\overline{w}$ normalisées par la vitesse de frottement u_* pour les trois régimes de submersion α =0,33, α =0,50 et α =0,66.

On remarque que la dispersion spatiale augmente de manière globale avec la submersion pour les trois composantes de vitesses. Les régimes α = 0,33 et α = 0,66 présentent les mêmes tendances pour les trois composantes de vitesse : la dispersion spatiale augmente depuis la surface libre vers le haut des rugosités. Pour le régime le plus submergé (α=0,33), la dispersion spatiale tend vers zéro pour des $z/h > 2$, puis augmente nettement en-dessous de ce seuil pour atteindre des dispersions spatiales à $z/h \sim 1,2$ de l'ordre de 10 % pour la composante longitudinale, 1 % pour la composante transverse et 4 - 5 % pour la composante verticale. En-dessous de ce seuil, les données ne sont pas disponibles mais avec un argument physique on peut penser que la dispersion spatiale continue d'augmenter jusqu'à atteindre le haut des rugosités. Le régime le plus faiblement submergé (α=0,66) montre des dispersions spatiales également en augmentation depuis la surface libre vers le haut des rugosités. Pour ce régime, la décroissance semble être linéaire pour les trois composantes de vitesses. Entre la surface libre et $z/h \sim 1,2$, la dispersion spatiale varie entre 12-13 % et 22-23 % pour la composante longitudinale, entre 1 et 2 % pour la composante transverse et entre 1 % et 5 % pour la composante verticale. Le même argument physique que pour le régime α = 0,33 peut être utilisé pour dire que la

dispersion spatiale devrait continuer d'augmenter à mesure que l'on s'approche du haut des rugosités.

Le régime intermédiaire de submersion à $\alpha = 0{,}50$ possède un comportement singulier non monotone contrairement aux deux autres régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$ et $\alpha = 0{,}66$ pour les composantes longitudinales et verticales. On constate en effet que la dispersion spatiale diminue depuis $z/h \sim 1{,}2$ jusqu'à $z/h \sim 1{,}6$ puis augmente fortement fortement jusqu'à la surface libre pour les dispersions spatiales des composantes longitudinales et verticales. Cette forte augmentation de la dispersion des composantes longitudinales et verticales de vitesse en région de proche surface libre est le signe d'une onde de surface stationnaire dans la zone de mesure. La dispersion spatiale associée à la composante transverse suit quant à elle la même tendance que les dispersions spatiales des deux autres régimes de submersion, *i.e.* augmentation de sa valeur avec la profondeur z. Pour ce régime de submersion intermédiaire à α=0,50, il faut très être prudent car en plus de l'effet de la submersion s'ajoute un effet de dispersion supplémentaire du à la présence d'une onde de gravité stationnaire dans la zone de mesure provenant de l'interaction entre la surface libre et le fond rugueux périodique.

Afin d'appréhender le comportement de l'écoulement, la topologie de l'écoulement des trois régimes de submersion α=0,33, α=0,50 et α=0,66 fait l'objet de la suite de cette section.

Cette étude est menée en deux temps. Tout d'abord l'aspect phénoménologique des phénomènes physiques sont étudiés en fonction de la submersion α pour un plan laser vertical donné. Cette analyse est faite grâce aux champs moyens des composantes longitudinales $\overline{u}$ et verticales $\overline{w}$ de la vitesse tracées pour le plan laser P1 ($y/h = 0$). La dispersion transverse inter-plans est réalisée quant à elle avec l'étude des profils verticaux moyens des trois composantes de la vitesse en fonction des trois plans laser P1, P2 et P3 (respectivement situés à $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$) à régime de submersion fixe.

L'aspect topologique de l'écoulement dans la direction privilégiée x est étudié grâce aux figures 4.16 et 4.17 qui présentent les champs moyens des composantes longitudinales $\overline{u}$ et verticales $\overline{w}$ normalisés par la vitesse de frottement u_* en fonction du régime de submersion α.

Le premier point à noter est la diminution du ratio champ résolu/champ total entre le haut des cubes et la surface libre en fonction de la submersion. On rappelle que l'objectif est d'étudier le comportement de l'écoulement au-dessus des rugosités. Ce ratio est égal à 90 % pour la submersion α=0,33, à 80 % pour α=0,50 et à 60 % pour le régime le plus faiblement submergé à α=0,66. Cette chute est due à des contraintes expérimentales fortes influant sensiblement sur la qualité des images (principalement à cause d'extinctions lumineuses spatialement localisées en zone proche des rugosités). Cependant, cela n'empêche pas une description phénoménologique de l'écoulement.

Sur la figure 4.16 (i), les lignes de courant du régime α=0,33 montrent un comportement monotone sur la profondeur z. On constate également un léger gradient suivant la direction x, *i.e.* $\partial\overline{u}/\partial x \sim 0$. Cela rejoint l'analyse hydraulique de l'écoulement dans cette zone du canal faite dans la section 3.1.3. Ce gradient s'explique par la persistance d'une légère influence des conditions aux limites aval sur la zone de mesure par la génération

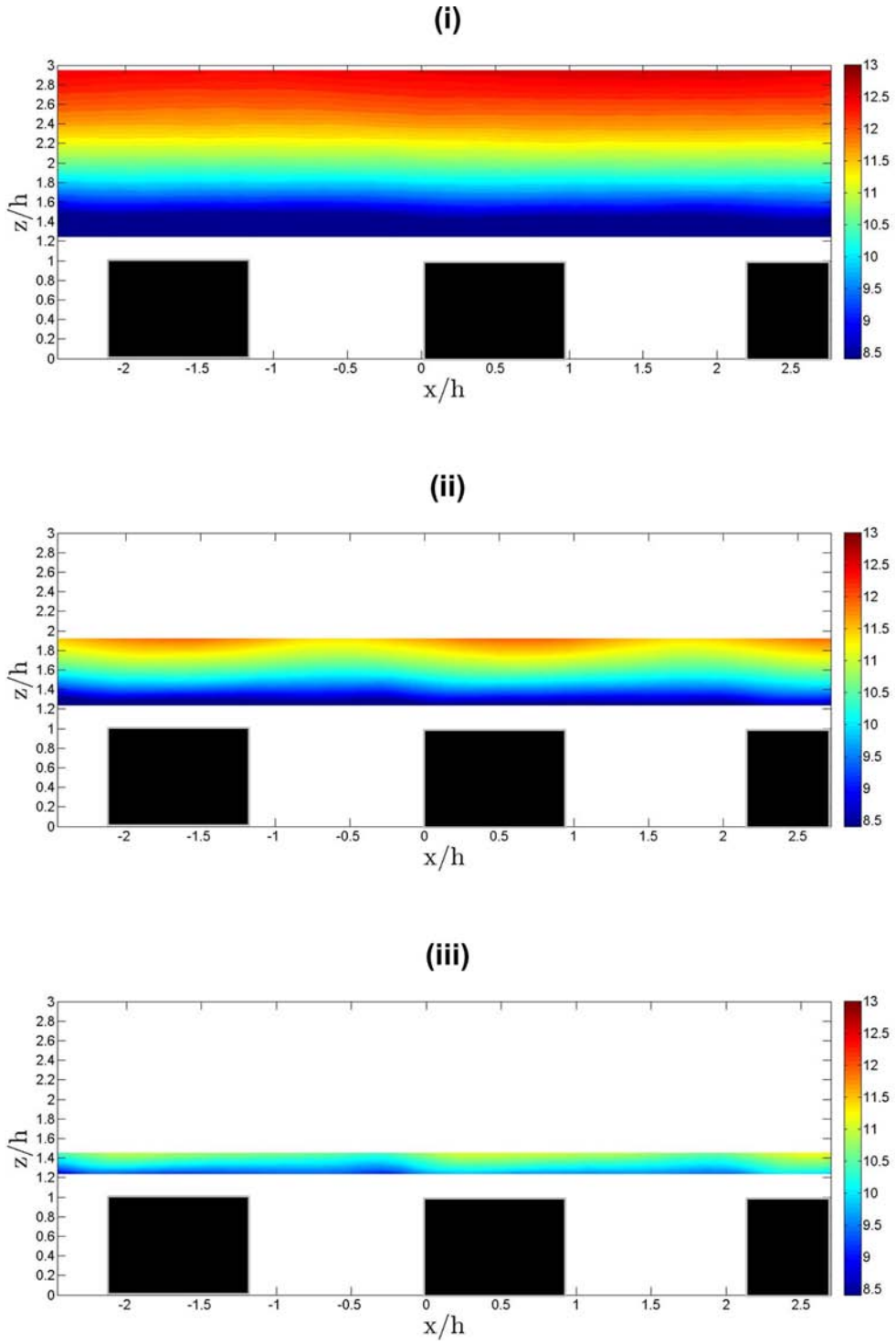

Figure 4.16 – Champs moyens de la composante longitudinale de la vitesse $\overline{u}$ normalisés par la vitesse de frottement u_* du plan laser P1 ($y/h = 0$) de l'écoulement compris entre $z/h = 1{,}2$ et la surface libre pour les trois régimes de submersion : (i) $\alpha = 0{,}33$, (ii) $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$.

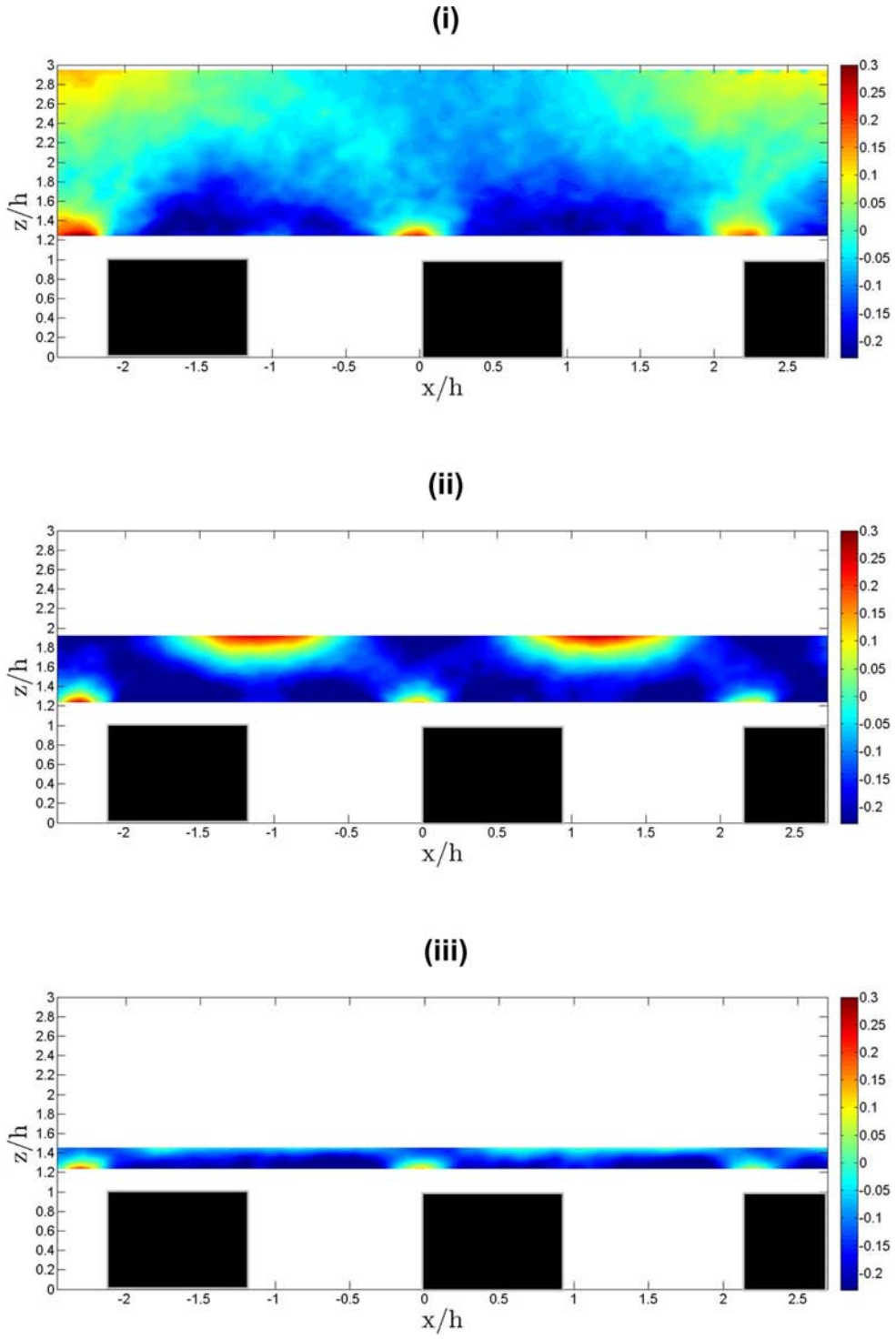

FIGURE 4.17 – Champs moyens de la composante verticale de la vitesse $\overline{w}$ normalisés par la vitesse de frottement u_* du plan laser P1 ($y/h = 0$) de l'écoulement compris entre $z/h = 1{,}2$ et la surface libre pour les trois régimes de submersion : (i) $\alpha = 0{,}33$, (ii) $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$.

d'une courbe de remous. Cela a pour influence une répartition non uniforme de la composante longitudinale dans les deux autres composantes transverses et verticales de vitesse sur le motif de rugosité. On voit en effet apparaître un gradient de vitesse verticale sur le motif de rugosité suivant la direction x (voir figure 4.17 (i)). Ce phénomène a déjà été observé et expliqué dans la section 4.2, nous ne reviendrons pas sur ce point ici par souci de concision. Cette figure montre également des zones de survitesses localisées au niveau de l'arête amont des cubes. La périodicité de ces zones est en phase avec la périodicité de chaque de motif de rugosité disponible dans les champs de mesure. Ces zones de survitesses sont la marque de tourbillons spatialement localisés au niveau de l'arête du cube avec un décollement net de la couche limite. Ces images viennent confirmer l'hypothèse de transition nette vers la turbulence. En revanche, ces tourbillons restent spatialement localisés et ne se propagent pas sur toute la colonne d'eau car on observe une décroissance forte de la composante verticale à mesure que l'on s'éloigne de cette zone proche rugosités et que l'on s'approche de la surface libre.

Le régime α=0,50 (figure 4.16 (ii)) possède un comportement singulier en région proche surface libre avec des zones de survitesses de la composante longitudinale de la vitesse spatialement localisées sur le champ de mesure. Le champ donne accès à deux motifs de rugosités complets. Les zones de survitesses sont réparties de manière périodique en phase avec les cubes. Ces zones de survitesses longitudinales correspondent à des zones de sous-vitesses sur la composante verticale $\overline{w}$. Physiquement, cela signifie que des ondes de surface apparaissent pour ce régime de submersion. Le fait qu'on les observe si nettement indique que ce sont des ondes stationnaires. La relation de dispersion des ondes longues dans ce type de système est définie en première approximation par la relation $c = \sqrt{g(D-h)}$ (avec g la constante gravitationnelle, h la hauteur des rugosités et D la hauteur d'eau totale). En comparant la célérité de ces ondes à la vitesse moyenne de l'écoulement pour $1 < z/h < 3$, *i.e.* $c = \sqrt{g(D-h)} = 44{,}3$ cm.s^{-1} et $\overline{u(y/h=0)|_{z>h}} = 23{,}8$ cm.s^{-1}, le ratio est de 1,86. Les ondes longues se propagent environ deux fois plus rapidement que la vitesse moyenne de l'écoulement, et ne peuvent donc pas être capturées lors de l'acquisition des données expérimentales.

Cependant, les figures 4.16 (ii) et 4.17 (ii) montrent bien en région proche surface libre des zones de sur et sous vitesses réparties périodiquement sur le motif de rugosités, signe d'une forte oscillation périodique de la surface libre. Ce comportement singulier n'est retrouvé sur aucun des deux autres régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$ et $\alpha = 0{,}66$ où la surface libre ne montre pas de comportement périodique avec le fond rugueux. Cela signifie que dans le cas du régime intermédiaire de submersion $\alpha = 0{,}50$, l'onde observée est donc une onde de surface 2D.

Une analyse plus descriptive permet de montrer que le maximum de la zone de survitesse longitudinale est situé légèrement en amont de l'arête aval de chaque cube, avec pour conséquence une augmentation de la hauteur de la surface libre à cet endroit de l'écoulement. Cette zone est précédée par une zone de vitesse minimale sur le cube au niveau de l'arête du cube. Cette zone minimale de vitesse longitudinale correspond à une zone maximale des vitesses verticales, située au niveau de l'arête amont du cube. Physiquement, la topologie de l'écoulement moyen près du fond est ressentie par la surface libre comme une surface virtuelle qui peut exciter des ondes si le tirant d'eau est assez

faible pour que ces ondes puissent ressentir cette surface virtuelle.

Le régime de résonance de la surface libre n'est pas retrouvé pour le régime de submersion le plus faible $\alpha = 0{,}66$ (figures 4.16 (iii) et 4.17 (iii)). Cela confirme le caractère singulier du régime de submersion intermédiaire $\alpha = 0{,}50$. Pour le régime le plus faiblement submergé, la composante longitudinale augmente fortement au-dessus de chaque cube et diminue dans la zone entre les cubes. Ce comportement se répète sur les deux motifs de rugosités disponibles. La surface libre semble donc ici se comporter comme un toit rigide venant contraindre complètement les vitesses par le dessus. Pour ce régime, les zones de composantes de vitesses verticales positives sont seulement localisées sur les arêtes amont des cubes, et négatives quasiment partout ailleurs. On remarque cependant une fine couche de composantes verticales positives sur la totalité du motif au voisinage de la surface libre. Cela signifie que la surface libre agit comme une paroi en redistribuant l'énergie associée à la composante verticale dans les deux autres directions longitudinales et transverses x et y.

L'analyse précédente a mis en évidence le caractère singulier du régime intermédiaire de submersion $\alpha = 0{,}50$ par rapport aux deux autres régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$ et $\alpha = 0{,}66$. Pour le régime de submersion intermédiaire ($\alpha = 0{,}50$) apparaît un phénomène de mise en résonance de la surface libre avec le fond rugueux.

Afin d'appréhender l'effet de la submersion sur la topologie de l'écoulement, ce régime de submersion à $\alpha = 0{,}50$ est laissé de côté au profit d'une comparaison des régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$ et $\alpha = 0{,}66$ qui sont libres des effets d'ondes de surface 2D. Les figures 4.18, 4.19 et 4.20 permettent de réaliser cette étude par comparaison des profils moyens verticaux de vitesses des trois composantes de la vitesse $\langle\overline{u}\rangle_x$, $\langle\overline{u}\rangle_x$ et $\langle\overline{u}\rangle_x$ moyennées selon la direction x, et tracés pour chaque plan laser $y/h = 0$, y/h=0,625 et y/h=1,125 (respectivement P1, P2 et P3).

La figure 4.18 présente les profils verticaux moyens de vitesses de la composante longitudinale $\langle\overline{u}\rangle_x$ des trois plans lasers à régime de submersion donné. Dans le cas le moins submergé, *i.e.* $\alpha = 0{,}33$, les profils verticaux normalisés par la vitesse de frottement se superposent parfaitement dans la couche externe, confirmant ainsi la similarité de la couche externe de l'écoulement. A l'approche du haut des rugosités, les profils divergent légèrement, signe de la tridimensionnalisation de l'écoulement dans cette zone. On constate que le profil de vitesse associé au plan $y/h = 0$ possède les vitesses les plus élevées pour tous les trois régimes de submersion étudiés.

Le rapport des vitesses longitudinales entre le plan laser situé à $y/h = 0$ (P1) et celui situé à $y/h = 1{,}125$ (P3) augmente avec la submersion. Dans la zone proche des rugosités, soit pour le premier point de mesure situé à $z/h = 1{,}2$, ce rapport des vitesses est égal à 16 % pour la submersion $\alpha = 0{,}33$, 19 % pour la submersion $\alpha = 0{,}50$ et 30 % pour la submersion $\alpha = 0{,}66$. Il apparaît que lorsque l'on double la submersion,passant de $\alpha = 0{,}33$ à $\alpha = 0{,}66$, le rapport des vitesses entre les deux plans laser $y/h = 0$ (P1) et $y/h = 1{,}125$ (P3) double aussi, passant de 16 % à 30 %. Cette augmentation de vitesses pour le plan $y/h = 0$ (P1) est le signe de la formation d'une allée préférentielle d'écoulement dans l'allée entre deux motifs de rugosités. L'augmentation de la submersion des rugosités a donc un effet sur la répartition transverse des vitesses longitudinales dans l'écoulement.

Les figures 4.19 et 4.20 présentent, de la même manière que la figure 4.18, les profils

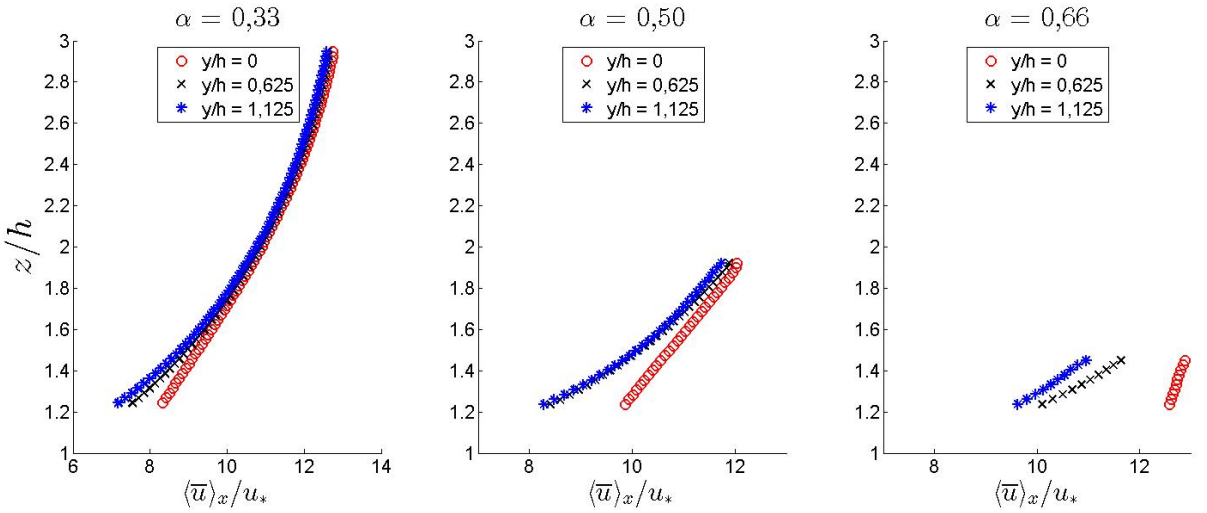

FIGURE 4.18 – Comparaison des profils verticaux de vitesse longitudinale moyennée en temps et en x, notés $\langle\overline{u}\rangle_x$, et normalisés par la vitesse de frottement u_* associée à chaque régime de submersion. Ces profils sont tracés pour chaque plan laser vertical (situés respectivement à $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$ et notés respectivement P1, P2 et P3) à régime de submersion donné $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$.

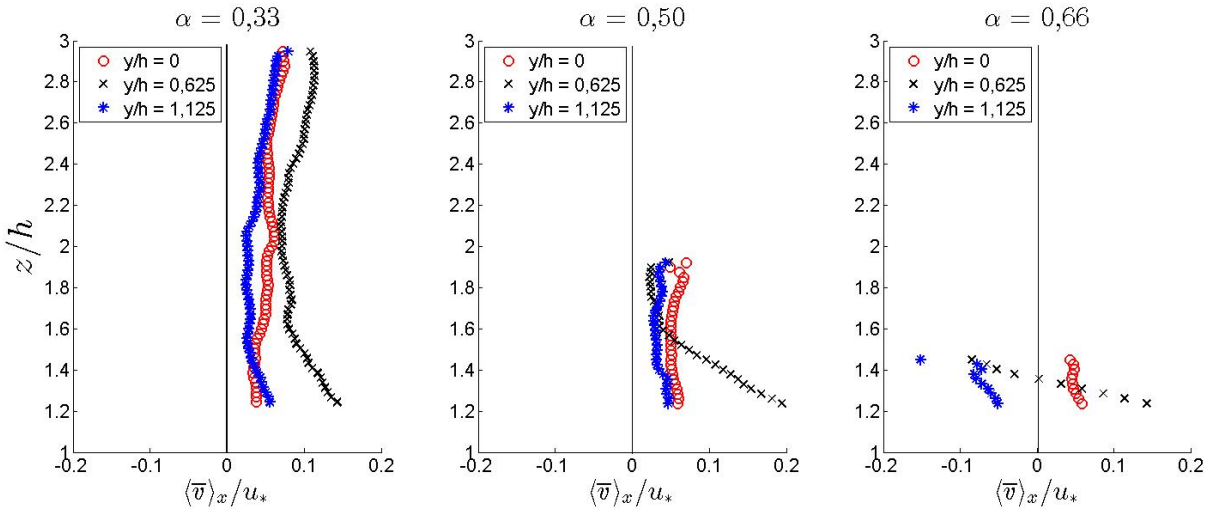

FIGURE 4.19 – Comparaison des profils verticaux de vitesse transverse moyennée dans le temps et suivant x, notés $\langle\overline{v}\rangle_x$, et normalisés par la vitesse de frottement u_* associée à chaque régime de submersion. Ces profils sont tracés pour chaque plan laser vertical (situés respectivement à $y/h = 0$, $y/h = 0{,}625$ et $y/h = 1{,}125$ et notés respectivement P1, P2 et P3) à régime de submersion donné $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$.

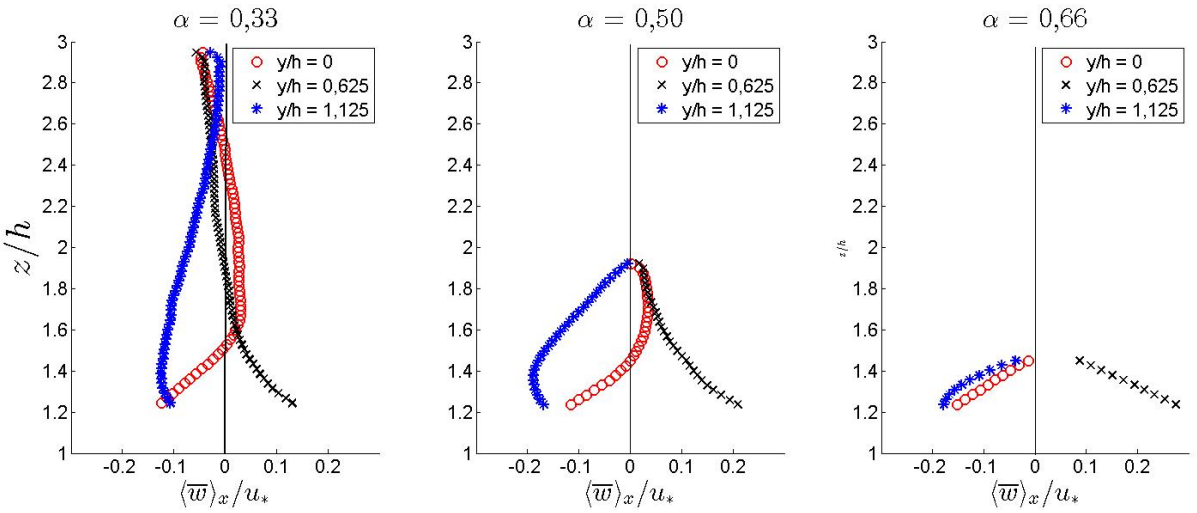

FIGURE 4.20 – Comparaison des profils verticaux de vitesse verticale moyennée dans le temps et suivant x, notés $\langle\overline{w}\rangle_x$, et normalisés par la vitesse de frottement u_* associée à chaque régime de submersion. Ces profils sont tracés pour chaque plan laser vertical (situés respectivement à y/h = 0, y/h = 0,625 et y/h = 1,125 et notés respectivement P1, P2 et P3) à régime de submersion donné α = 0,33, α = 0,50 et α = 0,66.

verticaux des composantes transverses $\langle\overline{v}\rangle_x$ et verticales $\langle\overline{w}\rangle_x$ de la vitesse de chaque plan laser à régime de submersion donné. Pour les régime les plus fortement submergés (α = 0,33 et α = 0,50), la composante verticale est très proche de zéro dans la partie supérieure de l'écoulement $z/h > 2$. Il existe une dispersion spatiale inter-plans à l'approche du haut des rugosités. Ce comportement est celui attendu d'un écoulement turbulent bidimensionnel sur une paroi rugueuse. Malgré cela, la figure 4.19 montre que la composante transverse n'est pas tout à fait nulle, comme l'on pourrait s'y attendre, mais constante et positive pour tous les plans lasers. Elle reste cependant du même ordre de grandeur que la composante verticale. Elle est égale à 0,14 cm.s^{-1} pour les plans à y/h = 0 et 1,125, et 0,35 cm.s^{-1} pour le plan y/h = 0,625. Ces valeurs sont deux ordres de grandeurs inférieures à la composante longitudinale. Ces deux figures viennent confirmer l'hypothèse de bidimensionnalité de l'écoulement pour ce régime de relativement forte submersion.

En ce qui concerne le régime le plus faiblement submergé (α = 0,66), le comportement est très différent. L'analyse faite ici ne concerne que la partie de l'écoulement accessible, *i.e.* pour 1,2 < z/h < 1,5.

Les composantes transverses des plans y/h = 0 et y/h = 1,125 sont égales et de signe opposées. La composante transverse associée au plan y/h = 0,625 augmente avec la profondeur et change de signe à mi-hauteur d'eau ($\sim z/h$ = 1,35). En parallèle de cette distribution de la composante transverse, la composante verticale est négative, monotone décroissante pour les plans y/h = 0 et y/h = 1,125. Pour le plan de symétrie y/h = 0,625, les valeurs de la composante verticale sont monotones, croissantes avec la profondeur et strictement positives. Cela suggère la formation de deux tourbillons contra-rotatifs d'axe x. L'axe de symétrie des deux tourbillons contra-rotatifs dans la direction transverse ne

semble pas exactement situé sur le plan laser $y/h = 0{,}625$ mais décalé vers le plan $y/h = 0$, c'est-à-dire du côté de l'allée préférentielle entre deux motifs de rugosités.

L'analyse phénoménologique faite dans cette sous-section a mis en évidence l'influence de la submersion sur le caractère multi-échelles de la turbulence des écoulements à surface libre étudiés. En effet, les données disponibles montrent une forte modification des structures tourbillonaires dans l'écoulement.

Ces profils verticaux de vitesses confirment le caractère bidimensionnel attendu pour les régimes de plus forte submersion ($\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}33$) mais cette dernière a pour effet la formation de courants secondaires dans le plan (y,z) pour le régime le plus faiblement submergé (*i.e.* $\alpha = 0{,}66$).

4.3.2 Définition de la hauteur de sous-couche de rugosités

Après avoir analysé la topologie de l'écoulement et mis en évidence le caractère multi-échelles de la turbulence, qu'en est-il de l'étendue de la sous-couche de rugosités ? Cette section se propose d'étudier l'influence de la submersion sur la hauteur de la sous-couche de rugosités dans l'écoulement. La méthode de détermination de la hauteur de sous-couche de rugosités adoptée dans cette étude est celle développée par Florens et al. (2013). L'étude est menée sur les dispersions spatiales D_s des grandeurs statistiques d'ordre 1, d'ordre 2 et des corrélations croisées des fluctuations de vitesses pour les trois régimes de submersion.

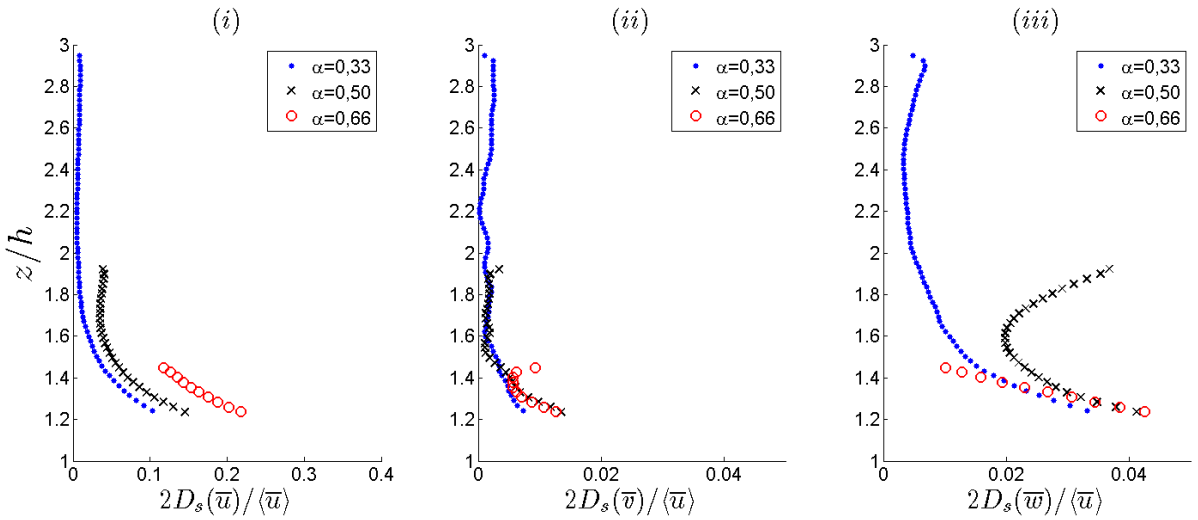

Figure 4.21 – Dispersion spatiale $2D_s$ pour les régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$. Les dispersions spatiales $2D_s$ sont tracées pour les trois composantes principales de vitesses : (i) $\overline{u}$, (ii) $\overline{v}$ et (iii) $\overline{w}$.

Tout comme l'a indiqué l'étude précédente sur la topologie de l'écoulement en fonction de la submersion, le cas intermédiaire subit l'influence d'une onde de surface 2D stationnaire en plus de la dispersion inhérente à l'écoulement. L'effet de la submersion sur les dispersions spatiales D_s est donc ici appréhendé par la comparaison des régimes $\alpha = 0{,}33$ et $\alpha = 0{,}66$.

La figure 4.21 présente les dispersions spatiales $2D_s$ des composantes principales $\overline{u}$, $\overline{v}$ et $\overline{w}$ normalisées par la vitesse longitudinale doublement moyennée $\langle\overline{u}\rangle$. On constate que la dispersion spatiale suit un comportement monotone décroissant avec la profondeur z (excepté pour le régime intermédiaire dont la dispersion spatiale des composantes longitudinales et verticales subit une forte augmentation en zone proche surface libre). Pour le régime le plus submergé $\alpha = 0{,}33$, la dispersion spatiale des composantes longitudinales et transverses tend vers zéro pour des $z/h > 2$. Ce comportement est similaire à celui trouvé par Florens et al. (2013), qui, dans le cas d'un écoulement similaire mais plus fortement submergé $\alpha = 0{,}15$, trouve également des D_s monotones décroissantes et tendant vers zéro pour des $z/h > 2$.

La dispersion spatiale de la composante longitudinale est environ 10 fois plus élevée que celle associée aux composantes transverses et verticales. La dispersion spatiale de la composante longitudinale montre par ailleurs une forte augmentation de sa valeur avec la submersion. Entre le régime $\alpha = 0{,}33$ et $\alpha = 0{,}66$, la submersion est doublée ce qui se traduit sur les dispersions spatiales par une augmentation comprise entre 2 et 3,5 selon la profondeur z. Pour les deux autres composantes les dispersions spatiale de ces deux régimes sont quasi identiques pour les deux régimes de submersion. On constate également que la dispersion spatiale associée à la composante verticale ne tend pas tout à fait vers zéro pour des $z/h > 2$.

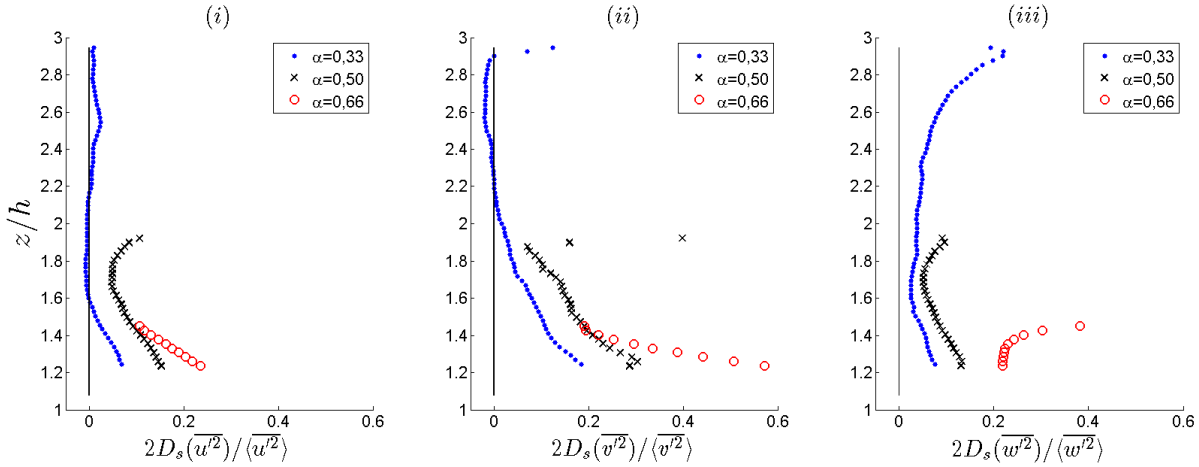

FIGURE 4.22 – Dispersion spatiale $2D_s$ pour les régimes de submersions $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$. Les dispersions spatiales $2D_s$ sont tracées pour les fluctuations de vitesses : (i) $\overline{u'^2}$, (ii) $\overline{v'^2}$ et (iii) $\overline{w'^2}$.

La figure 4.22 présente les dispersions spatiales pour les trois régimes de submersions étudiés des fluctuations de vitesses des trois composantes de vitesses $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ et $\overline{w'^2}$. Les dispersions spatiales sont ici normalisées par la grandeur doublement moyennée adéquate (respectivement $\langle\overline{u'^2}\rangle$, $\langle\overline{v'^2}\rangle$ et $\langle\overline{w'^2}\rangle$ pour les composantes longitudinales, transverses et verticales) rendant ainsi possible une comparaison directe avec les travaux de Florens et al. (2013).

Les mêmes comportements que pour les dispersions spatiales des composantes principales sont retrouvés. Décroissance monotone avec la profondeur avec une dispersion quasi

nulle pour des $z/h > 1{,}5$, excepté pour la dispersion spatiale de la composante verticale qui ne tend pas vers zéro. On constate en effet que la dispersion spatiale de la composante verticale a tendance à fortement augmenter en zone proche surface libre. La figure 4.22 (iii) montre les dispersions spatiales normalisées par les fluctuations verticales de vitesse doublement moyennées. Dans cette région de l'écoulement la moyenne temporelle des fluctuations de vitesse verticale tend vers zéro, ce qui a pour conséquence une forte augmentation de $D_s(\overline{w'^2}/\langle\overline{w'^2}\rangle$ qui diverge dans cette zone de l'écoulement (phénomène déjà trouvé lors de la comparaison des régimes $\alpha_{florens}$ et $\alpha = 0{,}33$).

On constate que les dispersions spatiales de $\overline{u'^2}$ et $\overline{w'^2}$ du régime intermédiaire de submersion ($\alpha = 0{,}50$) augmentent fortement dans la zone proche surface libre indicatrices de la présence d'une onde de surface 2D dans l'écoulement.

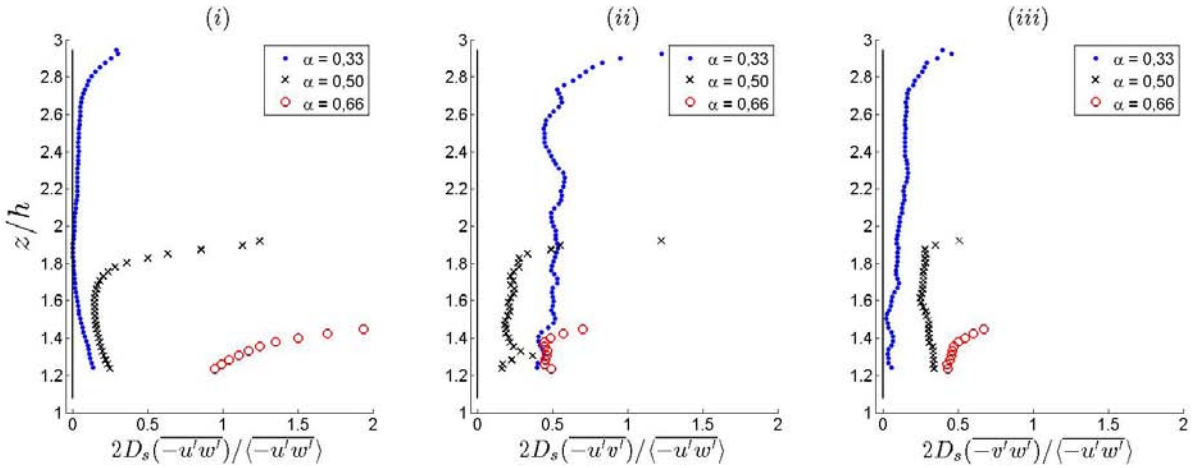

Figure 4.23 – Dispersion spatiale $2D_s$ pour les régimes de submersions $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$. Les dispersions spatiales $2D_s$ sont tracées pour les trois composantes du tenseur total des contraintes turbulentes : (i) $-\overline{u'w'}$, (ii) $-\overline{u'v'}$ et (iii) $-\overline{v'w'}$.

La figure 4.23 présente les dispersions spatiales $2D_s$ des composantes du tenseur de Reynolds pour les trois régimes de submersions $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$. Les dispersions spatiales sont ici adimensionnées par $-\overline{u'w'}$.

La figure 4.23 montre que les dispersions spatiales associées aux composantes τ_{xz} et τ_{yz} du tenseur total des contraintes turbulentes augmentent avec la submersion. Entre les régimes $\alpha = 0{,}33$ et $\alpha = 0{,}66$, la dispersion spatiale de τ_{xz} est multipliée par 7,5 alors que la composante τ_{yz} est elle multipliée par environ 8,5. La composante τ_{xy} est constante pour ces deux régimes de submersion. Ces résultats laissent suggérer que l'écoulement se tridimensionnalise fortement avec la submersion. Si l'on se base sur les grandeurs tracées par la figure 4.23, l'apparition d'une forte augmentation des contraintes turbulentes τ_{yz} au régime le plus faiblement submergé laisse suggérer l'apparition d'un courant supplémentaire dans ce plan-là qui n'existe pas pour des submersions plus élevées. Cela rejoindrait l'observation faite à partir des figures 4.19 et 4.20 qui ont permis de mettre en évidence ces courants transverses (*i.e.* secondaires) par étude de la topologie de l'écoulement.

Pour les observations concernant le régime intermédiaire de submersion, la dispersion spatiale est monotone décroissante pour la composante τ_{xz} avec une forte augmentation

en région proche surface libre. Les deux composantes du tenseur total des contraintes turbulentes τ_{xy} et τ_{yz} sont quasi constantes sur la profondeur z.

La composante τ_{xz} a un comportement monotone décroissant depuis le fond jusqu'à environ $1{,}8h$ où elle subit alors une forte augmentation jusqu'à la surface libre. Cette augmentation est la trace de la présence d'une onde 2D de surface pour ce régime de submersion.

Avec une sous-couche de rugosités définie selon le point de vue de Pokrajac et al. (2006) et Florens et al. (2013) comme une zone de forte variabilité spatiale des grandeurs moyennes de l'écoulement, les résultats précédents montrent que la dispersion spatiale de toutes les quantités statistiques de l'écoulement augmentent avec la submersion. La submersion semble donc avoir pour effet une augmentation de l'étendue de la sous-couche de rugosités dans l'écoulement.

On définit la hauteur de la sous-couche de rugosités comme la zone où les dispersions spatiales ne varient pas de plus de 5 %.

$\overline{\Phi}$	h_{rs}/h	
	α=0,33	α=0,66
$\overline{u}$	1,4	1,5
$\overline{v}$	1,1	1,15
$\overline{w}$	1,6	1,2
$\overline{u'^2}$	1,3	1,5
$\overline{v'^2}$	1,6	1,5
$\overline{w'^2}$	1,4	1,5
$\overline{-u'w'}$	1,4	1,5
$\overline{-u'v'}$	3	1,5
$\overline{-v'w'}$	1,3	1,5

Table 4.4 – Hauteurs de la sous-couche de rugosités normalisées par la hauteur des rugosités (h_{rs}/h) des régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$.

Le tableau 4.4 donne la hauteur de sous-couche de rugosités h_{rs} en fonction de la submersion pour toutes les grandeurs statistiques étudiées.

Les hauteurs de sous-couche de rugosités sont estimées à partir des dispersions spatiales associées à la composante longitudinale de la vitesse. Pour le régime le plus fortement submergé, *i.e.* $\alpha = 0{,}33$, les dispersions spatiales associées à la composante longitudinale donne une hauteur de sous-couche de rugosités située à 1,3-1,4h. Dans le cas le plus faiblement submergé, *i.e.* $\alpha = 0{,}66$, la sous-couche de rugosités occupe toute la colonne d'eau, *i.e.* $h_{rs}/h = 1{,}5$. Les valeurs du régime intermédiaire de submersion ne sont pas données car l'écoulement subit l'effet de l'onde de surface 2D.

Entre les deux régimes de submersion comparés ($\alpha = 0{,}33$ et $\alpha = 0{,}66$), la sous-couche de rugosités occupe donc environ 40 % de la colonne d'eau située au-dessus de la canopée à $\alpha = 0{,}33$ et 100 % de l'écoulement au-dessus des cubes pour la plus faible submersion ($\alpha = 0{,}66$). La submersion a été doublée entre les deux régimes d'écoulement, et cela

se traduit par une augmentation de plus du double de l'étendue de la sous-couche de rugosités. Dans le régime le plus faiblement submergé ($\alpha = 0{,}66$), l'écoulement ressent donc les effets des rugosités sur toute la veine d'eau, depuis le haut des cubes jusqu'à la surface libre.

Ces résultats peuvent également être comparés à ceux trouvés par Florens (2010) et Florens et al. (2013) dans le cas de régimes avec des conditions d'écoulement similaires, mais des submersions différentes et égales à $\alpha = 0{,}15$ et $\alpha = 0{,}33$. Les résultats sont résumés dans le tableau 4.5.

$\overline{\Phi}$	h_{rs}/h	
	α=0,15	α=0,33
$\overline{u}$	1,20	1,4
$\overline{v}$	-	-
$\overline{w}$	1,10	1,1
$\overline{u'^2}$	1,10	1,2
$\overline{v'^2}$	-	-
$\overline{w'^2}$	1,25	1,2
$\overline{-u'w'}$	1,25	1,6

Table 4.5 – Hauteurs de sous-couche de rugosités normalisées par la hauteur des rugosités (h_{rs}/h) des régimes d'écoulement de Florens et al. (2013) à submersion $\alpha = 0{,}15$ et du régime $\alpha_{florens}$ (Florens (2010)).

La comparaison avec le régime $\alpha_{florens}$ a déjà été faite lors de la validation de l'écoulement et montre des hauteurs de sous-couche de rugosités cohérentes avec celles trouvées dans cette étude. On constate que la hauteur de sous-couche de rugosités diminue pour des plus fortes submersions. La sous-couche de rugosités passe de $1{,}4h$ à $1{,}2h$ pour une submersion respective allant de 0,33 à 0,15.

Les travaux de Florens et al. (2013) viennent confirmer l'augmentation de la hauteur de la sous-couche de rugosités pour des submersions plus faibles.

4.3.3 Effet de la submersion sur les grandeurs statistiques turbulentes

L'étude des quantités statistiques turbulentes en fonction de la submersion fait l'objet de cette section. Toutes les quantités turbulentes étudiées sont doublement moyennées. Ainsi, seul l'effet de la submersion peut être observé. La comparaison est seulement faite pour les deux régimes $\alpha = 0{,}33$ et 0,66, bien que le régime intermédiaire de submersion soit également tracé sur les figures de cette section. Les quantités statistiques turbulentes d'ordre 1 sont normalisées par la vitesse de frottement u_* et les quantités statistiques turbulentes d'ordre 2 par la vitesse de frottement au carrée.

La figure 4.24 présente les trois composantes de vitesses doublement moyennées pour chaque régime de submersion α. Comme pour la dispersion spatiale, l'effet de la sub-

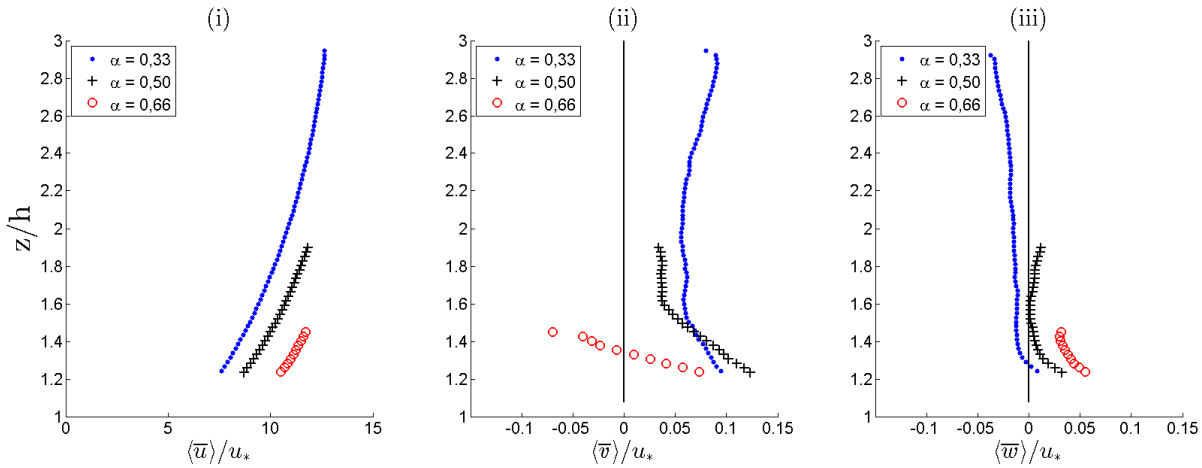

FIGURE 4.24 – Comparaison des vitesses doublement moyennées pour les régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$ adimensionnées par la vitesse de frottement u_* : (i) $\langle\overline{u}\rangle$, (ii) $\langle\overline{v}\rangle$ et (iii) $\langle\overline{w}\rangle$.

mersion est étudié par comparaison des régimes $\alpha = 0{,}33$ et $\alpha = 0{,}66$. On constate en premier lieu que les valeurs des composantes transverses et verticales sont deux ordres de grandeur plus petites que la composante longitudinale.

Pour les composantes longitudinales et verticales de vitesses, les courbes montrent un comportement monotone avec la profondeur. La submersion a pour conséquence une augmentation globale des vitesses longitudinales et verticales. La composante verticale doublement moyennée de la vitesse n'est pas nulle, comme l'on pourrait s'y attendre. Cette déviation de zéro a été expliqué précédemment (voir section 4.2) par la présence d'une courbe de remous dont la pente de la surface libre au niveau de la zone de mesure crée une composante verticale non attendue pour des écoulements uniformes.

La composante transverse possède un comportement singulier par rapport aux deux autres composantes. Elle est positive, et quasi constante sur la profondeur, pour $\alpha = 0{,}33$ et change de signe pour le régime le plus faiblement submergé $\alpha = 0{,}66$. Ce changement de signe a déjà été observé lors de la description de la topologie de l'écoulement, et très certainement associé à des courants de recirculation dans le plan (y,z).

Pour le régime le plus fortement submergé ($\alpha = 0{,}33$), les courbes des trois composantes de vitesse semblent confirmer la similarité du profil moyen de vitesses dans la couche externe, et par conséquent l'existence de la loi logarithmique. En ce qui concerne le régime à $\alpha = 0{,}66$, l'hypothèse de toit rigide permet d'expliquer l'augmentation nette de la vitesse longitudinale par rapport aux deux autres régimes. Cette augmentation s'accompagne de la génération de courants secondaires dans le plan (y,z) se traduisant par un changement de signe de la composante transverse.

Pour le régime intermédiaire de submersion, la composante transverse subit un changement spectaculaire de pente en région proche surface libre (pour des $z/h > 1{,}6$). On constate également une augmentation nette de la composante verticale dans cette même région de l'écoulement. La composante longitudinale ne semble pas autant affectée mais montre malgré tout une légère inflexion dans son profil de vitesse pour des $z/h > 1{,}6$.

Ces comportements rejoignent les remarques précédentes sur l'existence d'une onde de surface 2D dans ce régime de submersion.

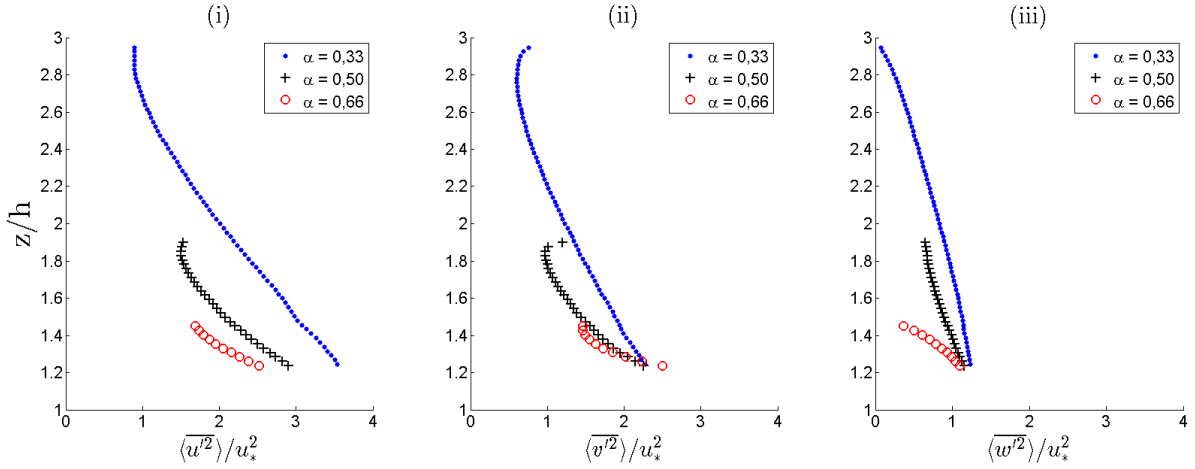

FIGURE 4.25 – Comparaison des fluctuations de vitesse pour les régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$ adimensionnées par la vitesse de frottement au carré u_*^2 : (i) $\langle\overline{u'^2}\rangle$, (ii) $\langle\overline{v'^2}\rangle$ et (iii) $\langle\overline{w'^2}\rangle$. Les valeurs ici sont données directement en pourcentage.

Les grandeurs statistiques turbulentes d'ordre 2 sont présentées sur la figure 4.25. Les fluctuations de vitesses sont toutes du même ordre de grandeur, et sont comprises entre 1 % et 3,5 % de la vitesse de frottement pour les trois composantes de vitesses. Ces fluctuations restent donc faibles comparées aux vitesses d'écoulement. Pour les fluctuations des trois composantes de vitesse des régimes $\alpha = 0{,}33$ et $\alpha = 0{,}66$, les courbes ont un comportement monotone décroissant avec la profondeur z.

Contrairement aux composantes principales, les fluctuations des trois composantes diminuent avec la submersion mais ont un comportement monotone décroissant suivant z. On retrouve la marque des ondes de surface 2D pour le régime intermédiaire de submersion ($\alpha = 0{,}50$) sur les trois composantes de vitesses. Pour les composantes longitudinales et transverses cela se traduit par une rupture de pente avec une forte augmentation de la valeur en région proche surface libre. La composante verticale possède un comportement singulier par rapport aux deux autres régimes de submersion. La forme de la courbe est différente des deux autres régimes avec des valeurs quasi constantes pour des profondeurs $1{,}6 < z/h < 2$, *i.e.* au voisinage de la surface libre.

Les trois figures 4.26, 4.27 et 4.28 représentent respectivement les contraintes turbulentes, les contraintes dispersives et le tenseur total des contraintes de l'écoulement. Ces figures permettent la comparaison des différentes submersions étudiées. Toutes les grandeurs statistiques doublement moyennées sont adimensionnées par la vitesse de frottement au carré.

La figure 4.28 (i)-(iii) trace les composantes τ_{xz}, τ_{xy} et τ_{yz} du tenseur total des contraintes turbulentes de l'écoulement. Les contraintes turbulentes -$\langle\overline{u'w'}\rangle$ (figure 4.26 (i)) montre un comportement linéaire pour des z/h compris entre la surface libre et 2, puis dévie de cette loi linéaire pour diminuer à l'approche du haut des rugosités. Cette diminution correspond à une augmentation des contraintes dispersives -$\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$ (figure 4.27

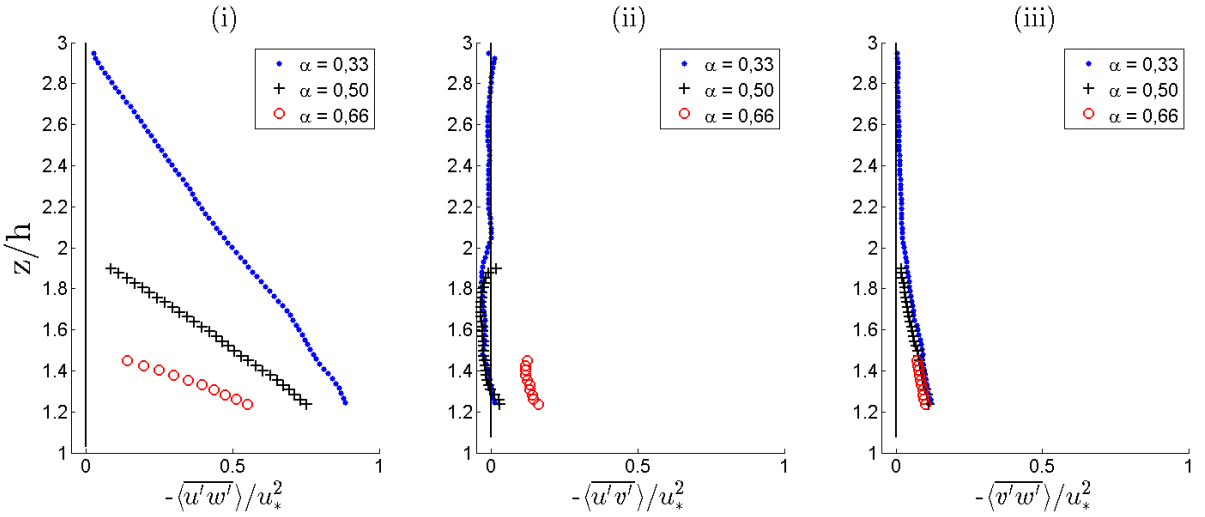

FIGURE 4.26 – Comparaison des trois composantes du tenseur de Reynolds pour les régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$ adimensionnées par la vitesse de frottement au carré u_*^2 : (i) $-\langle\overline{u'w'}\rangle$, (ii) $-\langle\overline{u'v'}\rangle$ et (iii) $-\langle\overline{v'w'}\rangle$.

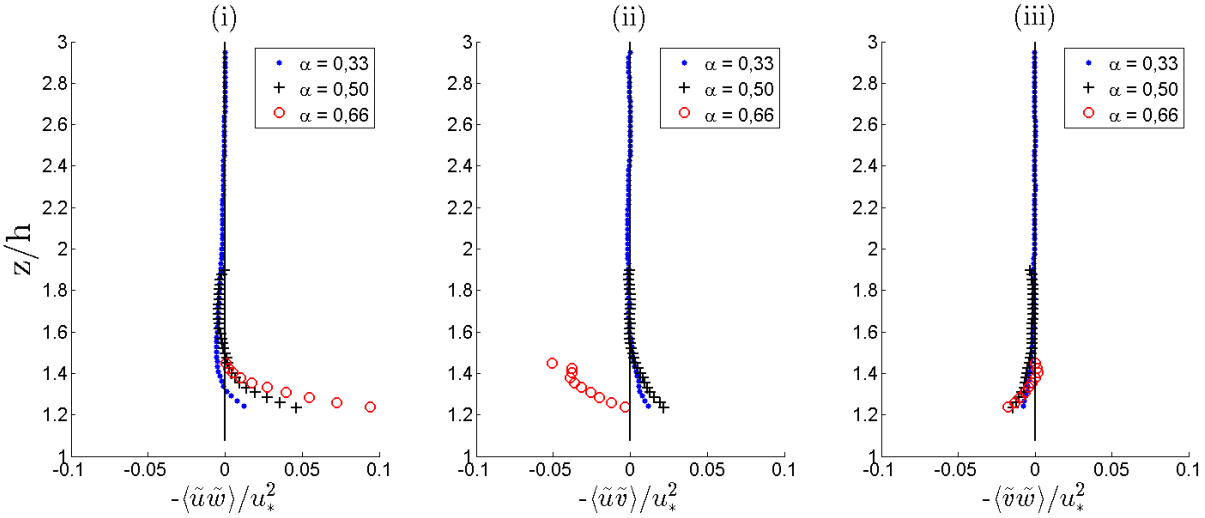

FIGURE 4.27 – Comparaison des trois composantes du tenseur des contraintes dispersives pour les régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$ adimensionnées par la vitesse de frottement au carré u_*^2 : (i) $-\langle\tilde{u}\tilde{w}\rangle$, (ii) $-\langle\tilde{u}\tilde{v}\rangle$ et (iii) $-\langle\tilde{v}\tilde{w}\rangle$.

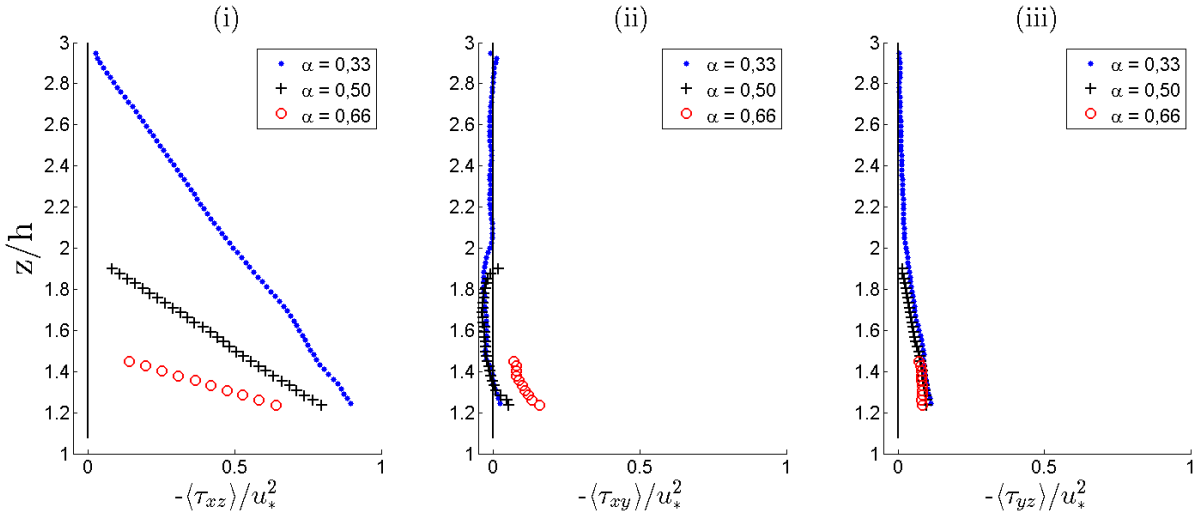

FIGURE 4.28 – Comparaison des trois composantes du tenseur total des contraintes turbulentes pour les régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$ adimensionnées par la vitesse de frottement au carré u_*^2 : (i) $-\langle\overline{\tilde{u}\tilde{w}}\rangle$, (ii) $-\langle\overline{\tilde{u}\tilde{v}}\rangle$ et (iii) $-\langle\overline{\tilde{v}\tilde{w}}\rangle$.

(i)) qui aboutit à une linéarité quasi parfaite pour la contrainte totale τ_{xz} sur la totalité de la veine d'eau comprise entre le haut des cubes et la surface libre. Ce comportement correspond à ce qui est prédit par la théorie des couches limites turbulentes dans le cas d'un écoulement bidimensionnel. Ce comportement de la composante τ_{xz} confirme sans équivoque la bidimensionnalité pour les submersions $\alpha = 0{,}33$ et $\alpha = 0{,}50$. En ce qui concerne le régime le plus faiblement submergé ($\alpha = 0{,}66$), la composante τ_{xz} est également linéaire sur toute la hauteur d'eau.

Pour les deux autres composantes du tenseur total des contraintes τ_{xy} et τ_{yz}, les valeurs sont un ordre de grandeur en dessous de la composante τ_{xz}. Les contraintes totales turbulentes se passent donc majoritairement dans le plan (x,z).

Pour la submersion $\alpha = 0{,}33$, on remarque cependant un comportement singulier sur les figures 4.28 (ii) et (iii) où les deux composantes τ_{xy} et τ_{yz} dévient de zéro à la même profondeur, soit $z/h = 2$. Cette déviation prend des valeurs négatives pour τ_{xy} et positives croissantes pour τ_{yz}.

On n'observe cependant pas d'effet notable de la submersion pour la composante τ_{yz} où les courbes se superposent quasiment parfaitement (figure 4.28). Pour tous les régimes de submersion, le même comportement monotone croissant est observé avec la profondeur pour $1 < z/h < 2$.

Par contre, pour le régime $\alpha = 0{,}66$, la composante τ_{xy} subit une forte augmentation de sa valeur sans modifier son comportement monotone décroissant. A ce régime-là, les contraintes τ_{xy} subissent donc une nette augmentation par rapport aux deux autres régimes de submersion, signe des échanges transverses au sein d'un motif de rugosité.

4.3.4 Effet de la submersion sur les paramètres de paroi (u_*,d,k_s)

Le but de cette section est d'étudier l'évolution des paramètres de paroi de l'écoulement u_*, d et z_0 en fonction de la submersion. Les résultats des trois régimes de submersion étudiés sont synthétisés dans le tableau 4.6 et comparés aux travaux expérimentaux de Florens (2010).

La vitesse de frottement est calculée par la méthode explicitée dans l'introduction basée sur le travail de Pokrajac et al. (2006) et Florens (2010). Cette dernière est donc obtenue par extrapolation de la contrainte de cisaillement en $z = h$. La hauteur de déplacement d et la longueur équivalente de rugosité k_s proviennent de l'ajustement de la loi logarithmique au profil de vitesses longitudinal doublement moyenné par une méthode de minimisation de l'erreur (voir chapitre 1). La longueur équivalente de rugosité k_s est estimée à partir de l'ordonnée à l'origine de la loi logarithmique z_0 par la relation $z_0 = e^{-\kappa A_r} k_s$.

α	u_* (cm.s^{-1})	d (cm)	k_s (cm)	u_*/U_{max}	d/h	k_s/h	Err (%)
0,33	3,55	1,66	1,45	0,079	0,83	0,71	0,01
0,50	2,40	1,74	0,84	0,084	0,87	0,42	0,06
0,66	1,65	1,66	0,61	0,085	0,83	0,31	0,06

Table 4.6 – Valeurs dimensionnelles et adimensionnelles de la vitesse de frottement u_* et des paramètres de la loi logarithmique d et k_s pour les régimes $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$. L'erreur commise sur ces estimations est notée Err, et donnée en %.

α	u_* (cm.s^{-1})	d (cm)	k_s (cm)	u_*/U_{max}	d/h	k_s/h	Err (%)
0,15	2,61	1,56	2	0,069	0,78	1	0,02
0,33	2,10	1,56	1,34	0,079	0,78	0,66	0,08

Table 4.7 – Valeurs dimensionnelles et adimensionnelles de la vitesse de frottement u_* et des paramètres de la loi logarithmique d et k_s pour les régimes $\alpha = 0{,}15$, $\alpha = 0{,}33$ des travaux expérimentaux de Florens (2010). L'erreur commise sur ces estimations est notée Err, et donnée en %.

Les résultats expérimentaux de Florens (2010) sont donnés pour rappel dans le tableau 4.7.

La vitesse de frottement u_* diminue avec la submersion pour tous les régimes étudiés. Par contre, une fois adimensionnées par la vitesse maximale, le ratio augmente avec la submersion. Elle varie entre 6,9 % (pour $\alpha = 0{,}15$) de la vitesse maximale pour les plus fortes submersions et 8,5 % pour les plus faibles submersions ($\alpha = 0{,}66$).

En tenant compte des erreurs relatives calculées, il semble que la hauteur de déplacement d, une fois adimensionnée par la hauteur des rugosités h, soit constante, excepté pour le régime intermédiaire de submersion α=0,50. Le régime intermédiaire possède une hauteur de déplacement environ 4 % plus importante que ses régimes de submersion voisins ($\alpha = 0{,}33$ et $\alpha = 0{,}66$). L'interaction de la surface libre avec le fond rugueux

se traduit physiquement par une augmentation significative du niveau du fond virtuel par rapport aux autres régimes de submersion. La longueur équivalente de rugosité k_s diminue sensiblement à mesure que la submersion augmente. Elle est à la hauteur des rugosités pour le cas le plus fortement submergé ($\alpha = 0{,}15$) et chute drastiquement avec la submersion pour atteindre $0{,}3h$ pour le régime le plus faiblement submergé $\alpha = 0{,}66$.

4.3.5 Existence et bornes de la loi logarithmique

L'influence de la submersion sur les paramètres de paroi a été analysée dans la section précédente, présupposant l'existence d'une loi logarithmique dans l'écoulement. L'étude réalisée dans la section 4.3.2 a permis également de définir la hauteur de la sous-couche de rugosités en suivant la méthodologie de Florens et al. (2013). Les résultats montrent que la sous-couche de rugosités occupe une fraction importante de l'écoulement au-dessus des rugosités. Pour des très faibles submersions, la sous-couche de rugosités occupe même la totalité de la veine d'eau. Dans ces conditions, la loi logarithmique n'a plus aucune raison théorique d'être présente.

Afin de rechercher s'il existe une loi logarithmique, l'ajustement de la loi logarithmique au profil de vitesse longitudinale doublement moyennée est fait sans considérations *ad hoc* sur la position de cette dernière dans l'écoulement. Ainsi, la borne supérieure de la loi logarithmique peut être estimée par cette méthode (voir chapitre 1 et Florens (2010)).

α	z_{min}/h	z_{max}/h	η_{max}	Err (%)
0,33	-	1,24	0,18	0,02
0,50	-	1,43	0,50	0,06
0,66	-	1,43	0,88	0,06

Table 4.8 – Tableau récapitulatif des bornes inférieures z_{min} et supérieures z_{max} de la loi logarithmique pour les régimes de submersion $\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$.

Pour rappel les données concernant les régimes de submersion de Florens (2010) sont synthétisés dans le tableau 4.9.

α	z_{min}/h	z_{max}/h	η_{max}	Err (%)
0,15	1,29	1,40	0,10	0,015
0,33	1,11	1,3	0,21	0,08

Table 4.9 – Tableau récapitulatif des bornes inférieures z_{min} et supérieures z_{max} de la loi logarithmique pour les régimes d'écoulements issus des travaux de Florens (2010) à α= 0,15 et à $\alpha = 0{,}33$.

Le tableau 4.8 présente les bornes inférieures et supérieures de la loi logarithmique pour quatre régime de submersion différents issus de deux campagnes de mesures différentes. Toutes les grandeurs présentées ont été calculées avec la même méthodologie. La borne inférieure de la loi logarithmique est inaccessible pour les régimes de submersions

de cette étude car les expériences n'ont pas permis de mesurer correctement l'écoulement pour $1 < z/h < 1{,}2$ (voir section 4.3.1). Ce n'est pas le cas de l'étude de Florens (2010) où la borne inférieure de la loi logarithmique est accessible pour les deux régimes de submersion car cette dernière a mesuré l'écoulement sur toute la colonne d'eau (entre $z = 0$ et $z = D$).

Le premier constat est que l'on retrouve une loi logarithmique pour tous les régimes de submersion, y compris pour le régime le plus faiblement submergé à $\alpha = 0{,}66$. Le paramètre η_{max} est défini par la relation $\eta_{max} = \frac{z_{max}-d}{D-d}$ et permet de représenter l'étendue de la loi logarithmique par rapport à la hauteur d'eau effective $D - d$. On constate que ce paramètre grandit pour des régimes de plus en plus en plus faiblement submergés, pour finalement se rapprocher de 1 dans le régime le plus faiblement submergé ($\alpha = 0{,}66$). La loi logarithmique est donc toujours présente et son étendue augmente lorsque les submersions deviennent de plus en plus faibles. Tout semble se passer comme si, à mesure que la submersion devient de plus en plus faible, la loi logarithmique devient prépondérante dans le profil de vitesses pour finir par décrire la quasi totalité de ce dernier sur tout le colonne d'eau.

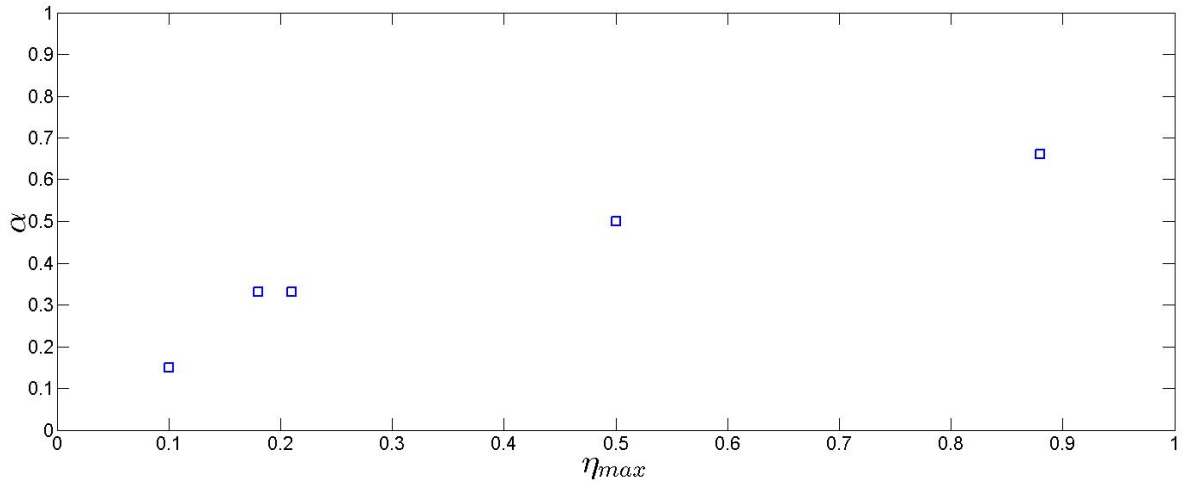

Figure 4.29 – Évolution du paramètre η_{max} en fonction de la submersion α pour les trois régimes de submersion de cette étude ($\alpha = 0{,}33$, $\alpha = 0{,}50$ et $\alpha = 0{,}66$) comparés à ceux des travaux de Florens (2010) ($\alpha = 0{,}33$ et α 0,15 respectivement). Le paramètre η_{max} est défini de la manière suivante : $\eta_{max} = \frac{z_max-d}{D-d}$.

Le paramètre η_{max} tracé en fonction de la submersion α (voir figure 4.29) semble suivre une loi puissance de même tendance que la courbe de tarage du canal. Cela rejoint les résultats de l'étude hydraulique réalisées lors du dimensionnement de la pente I du canal (voir section 3.1.3) où le modèle hydraulique $1D^{1/2}$ a été implémenté avec comme hypothèse d'étude une loi logarithmique valable sur toute la colonne d'eau (depuis $z = 0$ jusqu'à $z = D$). Le bon accord entre le modèle hydraulique $1D^{1/2}$, les mesures expérimentales de hauteurs d'eau dans la zone de mesure ainsi que les résultats montrés dans cette section viennent confirmer l'existence de la loi logarithmique dans l'écoulement, y compris pour des très faibles submersions. Le modèle hydraulique montre que le profil

de vitesse estimé seulement avec la loi logarithmique n'est pas une mauvaise estimation au premier ordre, surtout à faible submersion où la loi logarithmique semble prépondérante dans l'écoulement.

La validité de la loi logarithmique pour des faibles à très faibles submersions semble donc être vérifiée. Les résultats montrent de plus que sa prédominance dans l'écoulement augmente avec la submersion.

Conclusion du chapitre

Le travail réalisé dans ce chapitre porte sur l'étude de la submersion sur les caractéristiques turbulentes d'un écoulement turbulent à surface libre sur fond rugueux homogène.

Pour réaliser cette étude, un système de mesure SPIV a été mis en place en adaptant celui développé dans le chapitre 2. Ce système a montré une relative flexibilité dans l'adaptation à une nouvelle configuration d'écoulements avec de nouveaux objectifs scientifiques. La souplesse d'utilisation du dispositif expérimental ainsi que les résultats obtenus laissent présager une conversion possible à une adaptation future directement *in situ*. Cependant, ce type de système reste très dépendant de la phase de calibration qui peut avoir de fortes conséquences sur les résultats si, pour des raisons pratiques ou autres, cette étape est mal réalisée.

La définition de la hauteur de la sous-couche de rugosités est une question encore ouverte à l'heure actuelle se traduisant par une forte diversité dans les résultats obtenus dans la littérature. Cette zone de forte variabilité spatiale nécessite l'utilisation de la double moyenne. Les estimations des grandeurs doublement moyennées ont été faites au sens de Florens et al. (2013) garantissant ainsi une double convergence temporelle et spatiale des données. Les données trouvées dans ce travail ont pour cela été confrontées aux données de Florens et al. (2013) pour un régime de submersion commun (comparaison entre les régimes de submersion $\alpha_{florens}$ et $\alpha = 0{,}33$). Les résultats ont montré que, malgré la réalisation des expériences dans deux veines hydrauliques différentes (modifiant ainsi le nombre de Froude), les deux régimes d'écoulement sont en très bon accord. Cette validation d'un régime de submersion avec des données provenant de la littérature garantit la robustesse de la méthode de Florens et al. (2013) et autorise une étude de la submersion sur les écoulements d'intérêt de ce travail.

Une étude de la topologie de l'écoulement en fonction de la submersion a été ensuite réalisée afin d'appréhender la dynamique tourbillonnaire en jeu dans les différents régimes. On constate qu'à forte submersion, les structures tourbillonnaires se comportent de manière classique avec une échelle caractéristique des plus grands tourbillons de l'ordre de la hauteur d'eau. On trouve également la trace des tourbillons générés lors du décollement de la couche limite au niveau des arêtes amont des cubes. Avec la submersion on assiste à une modification radicale de ces structures et on observe la formation de tourbillons contra-rotatifs d'échelle caractéristique la hauteur d'eau au-dessus des cubes, d'axe longitudinal et respectivement centrés sur l'allée de cube et l'allée entre deux cubes sur un motif de rugosités. Cette formation de deux tourbillons contra-rotatifs à l'échelle du motif pourrait être expliquée par un modèle de type toit rigide. Dans ce type de modèle la surface libre est alors considérée comme une paroi solide. L'écoulement ne peut plus être modifié par adaptation du gradient de pression via les oscillations de la surface libre, il est donc forcé d'accélérer, la composante longitudinale augmente alors (ce que l'on observe) et se répartit dans les directions transverses et verticales. On assiste alors à la formation d'une allée préférentielle dans l'écoulement située dans l'allée entre les cubes conduisant à un cisaillement transverse à l'échelle du motif de rugosité induisant la formation de tourbillons dans le plan transverse (y,z).

Cette étude de la topologie a également mis en évidence l'observation de l'interaction

du fond rugueux avec la surface libre pour le régime intermédiaire de submersion $\alpha = 0{,}50$. Pour ce régime particulier, les expériences ont permis de capturer une onde de surface 2D en phase avec le motif de rugosité. Pour ce régime de submersion, les échelles caractéristiques des rugosités (typiquement la hauteur des rugosités h) sont du même ordre de grandeur que la veine d'eau située au-dessus des rugosités. Ce phénomène a conduit à traiter ce régime de submersion intermédiaire à part dans l'analyse de l'influence de la submersion sur les écoulements.

L'étude s'est ensuite intéressée à l'estimation de la hauteur de sous-couche de rugosités en fonction de la submersion. Les hauteurs de sous-couche de rugosités ont été estimées en utilisant la méthode de calcul des dispersions spatiales des différentes grandeurs statistiques turbulentes au sens de Florens et al. (2013). La sous-couche de rugosités est alors définie par sa hauteur comme la valeur correspondant à 5 % de la dispersion spatiale normalisée. Ce seuil de 5 % n'est justifié ni dans les travaux de Florens et al. (2013), ni dans ceux de Pokrajac et al. (2006) mais a été choisi dans cette étude d'une part parce qu'il a une justification physique mais également afin de pouvoir comparer les résultats à la littérature. La hauteur de sous-couche de rugosités augmente significativement avec la submersion. Elle occupe environ 40 % de la veine d'eau au-dessus des rugosités pour le régime $\alpha = 0{,}33$ et 100 % pour le régime le plus faiblement submergé ($\alpha = 0{,}66$). La sous-couche de rugosités devient donc une zone prédominante de l'écoulement dans le cas d'écoulement faiblement à très faiblement submergés.

Comme explicité dans l'introduction, la théorie des couches limites turbulentes sur paroi ne propose aucun fondement théorique quant à l'universalité de la loi logarithmique dans les cas limites d'écoulements faiblement à très faiblement submergés. La similarité de la couche externe ne peut être obtenue que si les échelles caractéristiques sont complètement décorrelées, condition théorique se traduisant physiquement par une submersion forte à très forte ($\alpha \gg 1$). La dernière étude menée dans ce chapitre concerne l'influence de la submersion sur l'existence et l'étendue de la loi logarithmique dans l'écoulement. Ce travail a été rendu possible par l'utilisation d'une méthode d'ajustement de la loi logarithmique au profil de vitesses doublement moyennée (Florens (2010) et Florens et al. (2013)). Le résultat majeur est l'observation d'une loi logarithmique pour tous les régimes de submersion malgré le positionnement des bornes inférieures et supérieures de la loi logarithmique dans la sous-couche de rugosités. En effet, il a été observé que l'étendue de la loi logarithmique augmente également lorsque la submersion devient de plus en plus faible occupant alors environ 18 % de la colonne d'eau située au-dessus des cubes pour le régime $\alpha = 0{,}33$, 50 % pour $\alpha = 0{,}50$ et 88 % pour $\alpha = 0{,}66$. On constate donc que plus la submersion devient faible et plus la loi logarithmique est prépondérante dans l'écoulement. Cela rejoint les résultats des mesures expérimentales de hauteur d'eau qui sont en très bon accord avec les hauteurs estimées à partir du modèle hydraulique $1D^{1/2}$ faisant l'hypothèse de l'existence de la loi logarithmique valable sur toute la colonne d'eau. Ce dernier commentaire permet de penser que la loi logarithmique est bien réellement présente bien que l'on soit dans des cas limites de faible à très faible submersion.

Conclusion générale

L'objectif de ce travail de recherche est l'étude de couches limites turbulentes d'écoulements à surface libre sur fond rugueux homogène. Afin de réaliser cette étude, deux dispositifs de mesure PIV par stéréoscopie ont été mis en œuvre avec comme double objectif de fournir les lignes directrices au design d'un système PIV stéréoscopique *in situ* et d'étudier l'influence de la faible submersion des rugosités de fond sur la structure verticale de la couche limite (typiquement pour des $0{,}33 < h/D < 0{,}66$ (avec h la hauteur des rugosités et D la hauteur d'eau).

La première partie du travail s'inscrit dans un contexte de meilleure compréhension de l'interaction entre la canopée naturelle et la turbulence de l'écoulement. La large gamme des échelles en jeu dans ce type d'écoulement nécessite des techniques de mesure permettant une caractérisation spatiotemporelle fine de l'écoulement. Les enjeux métrologiques apparaissent alors comme une question de premier ordre en vue de répondre à cette problématique. Jusqu'à présent, les systèmes de mesure *in situ* ont largement fait confiance à des techniques de mesures acoustiques qui possèdent une grande résolution temporelle mais ne permettent pas de mesures spatiales sur un grand domaine. Ces techniques de mesure sont cependant très performantes dans les situations naturelles où les mesures doivent être faites dans des zones où l'intensité lumineuse est faible, voire inexistante. Dans ces cas-là, les techniques de mesure optiques ne donnent pas de résultats car elles reposent sur une distribution lumineuse suffisamment élevée et uniforme sur la zone de mesure. Afin d'étudier cette faiblesse des techniques de mesures optiques, un système de mesure PIV stéréoscopique a été proposé et mis en œuvre dans des conditions idéales de laboratoire où les conditions ambiantes d'éclairement, de température et de turbidité de l'eau peuvent être totalement contrôlées. Ce travail a été réalisé avec l'idée d'une éventuelle transposition *in situ*. Contrairement aux systèmes industriels existants (Di Felice and Pereira (2008), Xu et al. (2007), $LaVision$), le système stéréoscopique proposé est non intrusif et regarde l'écoulement du dessus. Le système proposé est similaire à celui mis en oeuvre par Cameron et al. (2013) lors d'expériences SPIV *in situ*.

Afin de mener à bien ce travail, des expériences ont alors été réalisées dans un environnement contrôlé reproduisant des conditions naturelles d'écoulement (turbidité de l'eau). L'étude s'est alors focalisée sur les deux paramètres impactant principalement les mesures SPIV : les angles d'inclinaison des caméras (définis comme les angles dans l'eau) et la turbidité de l'eau (mesurée en terme de NTU). Une étude paramétrique a alors été menée afin de décrire la distribution lumineuse dans le système de mesure. Trois angles d'inclinaison des caméras (15°, 25° et 35°) ainsi que trois turbidités (NTU = 5, NTU = 15 et NTU = 25) ont été testés. Dans un premier temps, une modélisation théorique

de la distribution lumineuse a été proposée. Cette dernière a montré que la distribution de lumière au sein du système de mesure dépend des caractéristiques de la nappe laser (distribution gaussienne dans les directions x et y), de l'absorption lumineuse suivant la profondeur (décrit par la loi de Beer-Lambert), de la turbidité (classe et densité de réflecteurs dans l'écoulement) et enfin du type de diffusion de lumière. Le modèle a permis d'évaluer ce dernier paramètre à travers l'estimation de la fonction angulaire $\mathrm{F}(\theta, \frac{2\pi d_s}{\lambda})$. Les résultats ont montré que le gain d'intensité lumineuse dépend fortement de la turbidité. Un optimum a été trouvé pour l'angle de 25° pour la gamme de faible turbidité (NTU $\sim$ 5) alors que pour des turbidités plus élevées (NTU $\sim$ 15 et NTU $\sim$ 25), le gain d'intensité lumineuse est plus important pour l'angle d'inclinaison des caméras de 15° que celui de 35°. Cette méthodologie d'analyse de la distribution lumineuse de ce système de mesure SPIV a permis l'application de cette dernière aux rms spatiales des intensités lumineuses, grandeur physique fortement reliée au contraste de l'image. Le contraste de l'image représente le ratio signal/bruit et par conséquent est un bon indicateur de la qualité des calculs PIV. Cette étude a montré que les rms spatiales ne variaient pas de la même manière que l'intensité lumineuse, et chutent plus rapidement sur la profondeur z, indicatrices d'une perte de contraste plus rapide que la perte d'intensité lumineuse. Cette chute de contraste peut être expliquée par deux facteurs : l'absorption globale sur la profondeur mais aussi la dégradation de la netteté de l'image due à l'angle d'inclinaison des caméras de plus en plus élevé. Pour les faibles turbidités, on retrouve un optimum pour l'angle d'inclinaison de 25° mais un comportement inverse à celui des intensités lumineuses lorsque la turbidité augmente. Pour les rms spatiales, l'angle optimal n'est plus 15° mais 35° pour les gammes intermédiaires et fortes de turbidité. Cette étude des rms spatiales a été poursuivie par le calcul des champs de vitesses (qui ont été comparés aux travaux de Coundoul et al. (2011)), et permis de montrer que les profils moyens verticaux de corrélations ainsi que les profils verticaux moyens de vitesses suivent la même tendance que les rms spatiales. L'angle de 35° apparaît donc comme un angle optimal pour les gammes intermédiaires et à forte turbidités mais pour la gamme de faible turbidité l'angle optimal des caméras est plutôt 25°.

Les résultats présentés dans cette étude restent seulement qualitatifs car deux éléments nous ont empêchés d'aller plus loin dans l'analyse : la faible convergence temporelle des données (100 échantillons) et le cas E35-1 inexistant (cas de la gamme de faible turbidité à 35°). Le premier paramètre empêche une étude plus approfondie de la couche limite turbulente sur fond rugueux avec calcul des paramètres de paroi, étude de la similarité de la couche externe,...et le second élément ne permet pas la séparation claire de la contribution des particules PIV par rapport aux particules de vase lors de l'analyse. Cependant, ces résultats sont cohérents avec ceux de Cameron et al. (2013) qui, à système de mesure stéréoscopique équivalent, ont réalisé leurs mesures *in situ* avec un angle de 37°. On peut également noter que pour la réalisation du second objectif de thèse, et avec le même système stéréoscopique PIV (simplement adapté), la totalité des mesures a été réalisée avec un angle d'inclinaison compris entre 31,4° et 33,3°. Cela suggère que l'angle d'inclinaison des caméras pour cette configuration de système et ce type d'écoulement est compris entre 25° et 35°, quelle que soit la gamme de turbidité.

Le système stéréoscopique a été adapté dans une seconde configuration afin de réaliser

les mesures SPIV en vue de mener à bien le second objectif. Les mesures SPIV ont été réalisées dans le canal hydraulique. Ce dernier se place dans les canaux de moyenne envergure et fait 26 m de long, 1,10 m de large et 0,50 m de profondeur. Afin de réaliser cette seconde étude, le canal hydraulique a du être reconstruit pour l'insérer dans la plateforme de Mécanique des Fluides Environnementale (PMFE) du laboratoire. Cette reconstruction a donné lieu à un dimensionnement hydraulique de la pente I du canal et des régimes d'écoulements de l'étude. Deux modèles hydrauliques basés sur la théorie des couches limites sur paroi rugueuse ont alors été proposés : le modèle hydraulique $1D^{1/2}$ et un modèle de courbe de remous (Thual (2010)). Le premier modèle hydraulique repose sur l'hypothèse de validité de la loi logarithmique pour des écoulements turbulents à surface libre en régime de faible à très faible submersion ($0{,}33 < h/D < 0{,}66$). Il postule également que la loi logarithmique décrit le profil vertical de vitesse moyenne sur toute la colonne d'eau (selon les recommandations de Keulegan (1938)) et néglige les échanges de quantité de mouvement transverse. Le second modèle de courbe de remous repose également sur un profil de vitesse pouvant être décrit par la loi logarithmique. Les données issues de ces deux modèles théoriques ont ensuite été confrontées à des mesures expérimentales de hauteurs d'eau réalisées par sonde capacitive. Un bon accord entre les données théoriques et expérimentales a été trouvé. De plus, ces modèles ont permis d'estimer l'influence de la condition aux limites aval sur la zone de mesure et montrés que la zone de mesure est faiblement influencée par cette dernière, *i.e.* la hauteur dans la zone de mesure h_{zm} est comprise entre 0,97 % et 0,99 % selon le régime de submersion. Ces mesures de hauteurs d'eau ont été complétées par des mesures de débits afin de valider le dispositif expérimental qui n'avait alors jamais servi pour des expériences puisqu'il a été reconstruit au cours de la thèse. Ces mesures ont permis de valider la stationnarité du débit (avec une précision de réglage de $\pm$ 0,2 $L.s^{-1}$) et la reproductibilité des mesures.

Le second objectif de la thèse concerne les écoulements turbulents à surface libre sur fond rugueux homogène en situation d'eau peu profonde ($0{,}33 < \alpha < 0{,}66$). Cette étude s'inscrit dans la continuité des travaux de Florens (2010) qui a étudié ces mêmes écoulements mais pour des submersions plus fortes ($0{,}33 < \alpha < 0{,}15$). Pour ces types d'écoulements, la présence de rugosités induit une tridimensionnalisation de l'écoulement dans une zone proche des rugosités appelée sous-couche de rugosité. Le chapitre introductif a montré une grande diversité de résultats sur l'estimation de la hauteur de sous-couche de rugosités. Cette dernière provient vraisemblablement de la difficulté à mesurer les grandeurs physiques telles que les vitesses moyennes dans cette région de l'écoulement. Les travaux de Nikora et al. (2007) et Pokrajac et al. (2007), puis ceux de Florens et al. (2013) ont permis de montrer que l'estimation de la hauteur de la sous-couche de rugosité implique nécessairement l'utilisation du concept de double moyenne. Ainsi, il est possible d'évaluer les dispersions spatiales dans l'écoulement et par conséquent de définir avec une méthodologie maintenant éprouvée, la hauteur de la sous-couche de rugosités. Les résultats de cette étude montrent que la hauteur de la sous-couche de rugosités augmente avec la submersion. La hauteur de sous-couche de rugosités est située à environ 1,3-1,4h pour une submersion de $\alpha = 0{,}33$ et occupe la totalité de la veine d'eau pour la submersion la plus faible ($\alpha = 0{,}66$). Le régime intermédiaire de submersion ($\alpha = 0{,}50$) n'a pas pu être comparé aux deux autres régimes de submersion car il constitue un cas

particulier d'écoulement où la surface libre rentre en interaction avec le fond rugueux. Un phénomène de résonance fait alors son apparition avec pour conséquence l'apparition d'ondes de surface 2D au niveau de la surface libre. L'étude de la sous-couche de rugosité a été poursuivie par une étude de la loi logarithmique pour ces régimes de submersion. La théorie des couches limites sur paroi rugueuse ne fournit aucune justification théorique à l'existence de la loi logarithmique dans l'écoulement pour ces régimes de submersion où la séparation des échelles de longueur n'est plus du tout évidente, et par conséquent la similarité du profil de vitesses dans la couche externe n'a aucune raison d'être observée. Les résultats montrent pourtant que la loi logarithmique est observée pour tous les régimes de submersion, y compris pour celui le régime le plus faiblement submergé ($\alpha = 0{,}66$).

Les perspectives présentent deux volets : le premier portant sur l'étude du design d'un système stéréoscopique PIV *in situ* et le second sur l'étude de la faible submersion des rugosités de fond sur la structure verticale de la couche limite.

Les perspectives concernant le premier volet énoncé précédemment, une étude numérique de la diffusion de la lumière au sein d'un nuage de particules pourrait être envisagée. Cette dernière pourrait permettre de tester différentes répartitions de particules avec plusieurs caractéristiques (bille de verre creuses de différents diamètres, particules de vase de différentes rivières,...) dans des cas d'eau claire mais aussi turbides. De nombreux codes existent déjà pour résoudre la diffusion de la lumière dans ce type de configuration ("scatterlib, scatlab,...). Pour la confrontation des résultats avec la réalité physique, la transposition du dispositif expérimental directement *in situ* pourrait également être envisagée.

En ce qui concerne le second volet des perspectives, on pourrait réaliser le passage d'une étude locale à une modélisation globale du débit dans la configuration étudiée pour des régimes de faible à très faible submersion. En effet, les données des plans laser S1int, S2int et des expériences "Transverses" devraient permettre de quantifier les échanges transverses de quantité de mouvement entre les deux zones de macro-rugosités pour la position longitudinale X5 (considérée durant toute l'étude comme une zone où l'écoulement est établi). Et le reste des données disponibles (plans laser S1 et S1int aux positions longitudinales X2, X3, X4 et X5) pourrait permettre de prouver cette hypothèse d'écoulement établie dans la zone de mesure. Étant donné l'accord entre les deux modèles hydrauliques proposés (qui reposent sur l'hypothèse d'une loi logarithmique décrivant la totalité du profil vertical de vitesses), ainsi que l'observation de la loi logarithmique pour tous les régimes de submersion, il semble à l'heure actuelle envisageable de construire un modèle simple avec comme base le modèle hydraulique $1D^{1/2}$ auquel viendrait se rajouter un/des terme(s) modélisant les échanges de quantité de mouvement transverses dans l'écoulement. Une étape supplémentaire pourrait consister au passage à un cas physique réel d'une rivière naturelle possédant une différence de profondeur entre le lit mineur et le lit majeur. L'éventuel modèle hydraulique pourrait alors être adapté à cette nouvelle configuration naturelle d'écoulement, et ainsi se rapprocher des études menées sur les canaux à lits composés ("coumpound open-channel flows" en anglais).

Bibliographie

J.S. Bendat and A.G. Piersol. *Random data : analysis and measurement procedures*, volume 729. John Wiley & Sons, 2011.

L.H. Benedict and R.D. Gould. Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics. *Experiments in Fluids*, 22(2) :129–136, 1996.

D. Calluaud and L. David. Stereoscopic particle image velocimetry measurements of the flow around a surface-mounted block. *Experiments in Fluids*, 36(1) :53–61, 2004.

I. Calmet and J. Magnaudet. Statistical structure of high-reynolds-number turbulence close to the free surface of an open-channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 474 : 355–378, 2003.

S.M. Cameron, V.I. Nikora, I. Albayrak, O. Miler, M. Stewart, and F. Siniscalchi. Interactions between aquatic plants and turbulent flow : a field study using stereoscopic piv. *Journal of Fluid Mechanics*, 732 :345–372, 2013.

I.P. Castro. Rough-wall boundary layers : mean flow universality. *Journal of Fluid Mechanics*, 585 :469–485, 2007.

I.P. Castro, H. Cheng, and R. Reynolds. Turbulence over urban-type roughness : deductions from wind-tunnel measurements. *Boundary-Layer Meteorology*, 118(1) :109–131, 2006.

P. Chassaing. *Turbulence en mécanique des fluides*. 2000.

H. Cheng and I.P. Castro. Near wall flow over urban-like roughness. *Boundary-Layer Meteorology*, 104(2) :229–259, 2002.

D. Coles. The law of the wake in the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 1(02) :191–226, 1956.

D. Coles. The turbulent boundary layer in a compressible fluid. *The Rand Corporation*, 1962.

F. Coundoul, F. Moulin, and T. Bonometti. Role of local conditions of a turbulent boundary layer flow on the colonization and growth of a biofilm : direct numerical simulations and experiments. 2011.

F. Di Felice and F. Pereira. Developments and applications of piv in naval hydrodynamics. In *Particle Image Velocimetry*, pages 475–503. Springer, 2008.

M. El Hassan and A. Meslem. Time-resolved stereoscopic particle image velocimetry investigation of the entrainment in the near field of circular and daisy-shaped orifice jets. *Physics of Fluids (1994-present)*, 22(3) :035107, 2010.

A.M. Fincham and G.R. Spedding. Low cost, high resolution dpiv for measurement of turbulent fluid flow. *Experiments in Fluids*, 23(6) :449–462, 1997.

K.A. Flack, M.P. Schultz, and T.A. Shapiro. Experimental support for townsend's reynolds number similarity hypothesis on rough walls. *Physics of Fluids (1994-present)*, 17(3) :035102, 2005.

E. Florens. Couche limite turbulente dans les écoulements à surface libre : Étude expérimentale d'effets de macro rugosités. 2010.

E. Florens, O. Eiff, and F.Y. Moulin. Defining the roughness sublayer and its turbulence statistics. *Experiments in fluids*, 54(4) :1–15, 2013.

A.M. Folkard. Vegetated flows in their environmental context : A review. *Proceedings of the ICE-engineering and computational mechanics*, 164(1) :3–24, 2011.

M. Ghisalberti and H.M. Nepf. Mixing layers and coherent structures in vegetated aquatic flows. *Journal of Geophysical Research : Oceans (1978–2012)*, 107(C2) :3–1, 2002.

M. Ghisalberti and H.M. Nepf. The limited growth of vegetated shear layers. *Water Resources Research*, 40(7), 2004.

P.S. Jackson. On the displacement height in the logarithmic velocity profile. *Journal of Fluid Mechanics*, 111 :15–25, 1981.

J. Jiménez. Turbulent flows over rough walls. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 36 :173–196, 2004.

M. Jonasz and G. Fournier. *Light Scattering by Particles in Water : Theoretical and Experimental Foundations : Theoretical and Experimental Foundations*. Academic Press, 2011.

G. Katul, P. Wiberg, J. Albertson, and G. Hornberger. A mixing layer theory for flow resistance in shallow streams. *Water Resources Research*, 38(11) :32–1, 2002.

G.H. Keulegan. *Laws of turbulent flow in open channels*, volume 21. National Bureau of Standards US, 1938.

C. Manes, D. Pokrajac, and I. McEwan. Double-averaged open-channel flows with small relative submergence. *Journal of Hydraulic Engineering*, 133(8) :896–904, 2007.

A.S. Monin and A.M. Yaglom. Statistical fluid dynamics. *Vol. I and II MIT Press, Cambridge*, 1971.

H.M. Nepf. Flow and transport in regions with aquatic vegetation. *Annual review of fluid mechanics*, 44 :123–142, 2012.

I. Nezu and H. Nakagawa. Turbulence in open-channel flows. 1993.

I. Nezu and W. Rodi. Experimental study on secondary currents in open channel flow. In *Proceedings of 21st IAHR Congress*, volume 2, pages 115–19. Melbourne, 1985.

I. Nezu and M. Sanjou. Turburence structure and coherent motion in vegetated canopy open-channel flows. *Journal of hydro-environment research*, 2(2) :62–90, 2008.

V. Nikora. Hydrodynamics of aquatic ecosystems : an interface between ecology, biomechanics and environmental fluid mechanics. *River research and applications*, 26(4) : 367–384, 2010.

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

J. Nikuradse. Stromungsgestze in rauhen rohren. *VDI Forsh*, 361, 1933.

R. Perrin, M. Braza, E. CID, S. CAZIN, F. Thiele, and J. Borée. Time resolved stereoscopic piv measurements in the near wake of a circular cylinder at high reynolds number. 2008.

D. Poggi, A. Porporato, L. Ridolfi, J.D. Albertson, and G.G. Katul. The effect of vegetation density on canopy sub-layer turbulence. *Boundary-Layer Meteorology*, 111(3) : 565–587, 2004.

D. Pokrajac, J.J. Finnigan, C. Manes, I.k. Mcewan, and V. Nikora. On the definition of shear velocity in rough bed open channel flows. 2006.

D. Pokrajac, L.J. Campbell, V. Nikora, C. Manes, and I. McEwan. Quadrant analysis of persistent spatial velocity perturbations over square-bar roughness. *Experiments in fluids*, 42(3) :413–423, 2007.

R. Porter and D. Porter. Scattered and free waves over periodic beds. *Journal of Fluid Mechanics*, 483 :129–163, 2003.

L. Prandtl. On fluid motions with very small friction. In *In Proc. 3rd Int. Mathematical Congress, Heidelberg, Germany, 8–13 August 1904*, pages 484–491, 1904.

A.K. Prasad. Particle image velocimetry. *CURRENT SCIENCE-BANGALORE-*, 79(1) : 51–60, 2000.

L.P. Purtell, P.S. Klebanoff, and F.T. Buckley. Turbulent boundary layer at low reynolds number. *Physics of Fluids (1958-1988)*, 24(5) :802–811, 1981.

M.R. Raupach, R.A. Antonia, and S. Rajagopalan. Rough-wall turbulent boundary layers. *Applied Mechanics Reviews*, 44(1) :1–25, 1991.

O. Reynolds. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Proceedings of the royal society of London*, 35(224-226) :84–99, 1883.

M.W. Rotach. Simulation of urban-scale dispersion using a lagrangian stochastic dispersion model. *Boundary-Layer Meteorology*, 99(3) :379–410, 2001.

M. Rouzes, Y. F. Moulin, and O. Eiff. Stereoscopic piv measurements in turbid waters on natural beds. In *Proceedings of 3rd IAHR Europe Congress*. Porto, 2014.

R. Siegel. *Thermal radiation heat transfer*, volume 1. CRC press, 2001.

M.F. Tachie, D.J. Bergstrom, and R. Balachandar. Roughness effects in low-re θ open-channel turbulent boundary layers. *Experiments in fluids*, 35(4) :338–346, 2003.

A. Thacker, S. Loyer, and S. Aubrun. Comparison of turbulence length scales assessed with three measurement systems in increasingly complex turbulent flows. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34(5) :638–645, 2010.

O. Thual. *Hydrodynamique de l'environnement*. Ecole polytechnique, 2010.

H.M. Tritico, A.J. Cotel, and J.N. Clarke. Development, testing and demonstration of a portable submersible miniature particle imaging velocimetry device. *Measurement Science and Technology*, 18(8) :2555, 2007.

D.A. Vermaas, W.S.J. Uijttewaal, and A.J.F. Hoitink. Lateral transfer of streamwise momentum caused by a roughness transition across a shallow channel. *Water Resources Research*, 47(2), 2011.

F. Vigié. *Etude expérimentale d'un écoulement à surface libre au-dessus d'un obstacle*. PhD thesis, 2005.

J. Westerweel. Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data. *Experiments in Fluids*, 16(3-4) :236–247, 1994.

J. Xu, D. Molyneux, and N. Bose. A versatile particle image velocimetry system for flow measurements in water tanks. In *Proceedings 8th Canadian Marine Hydrodynamics and Structures Conference*, 2007.