

École polytechnique de Louvain

Mesure du profil de vitesses dans un écoulement consécutif à une rupture de barrage sur lit de sédiments

Auteurs : **Donifan CAMACHO-FERNANDES, Pauline RADELET**
Promoteur : **Sandra SOARES-FRAZÃO**
Lecteurs : **Sylvie VAN EMELLEN, Yves ZECH**
Année académique 2018–2019
Master [120] : ingénieur civil des constructions

Abstract

L'écoulement transitoire sur lit mobile composé de sable consécutif à une rupture de barrage est étudié expérimentalement dans un canal. Cet écoulement est filmé par une caméra rapide. Les profils de vitesses horizontales sont déterminés en utilisant la PIV (Particle Image Velocimetry), technique d'imagerie non intrusive.

Grâce aux images, les limites du lit fixe, du lit mobile et de la surface libre de l'écoulement peuvent être déterminées automatiquement. La représentation graphique du profil de vitesses peut se faire à partir des vitesses trouvées auparavant et des différentes hauteurs d'eau. Les profils obtenus sont semblables à ceux déterminés par d'autres scientifiques. La reproductibilité des expériences a pu être prouvée.

Le profil de vitesses dépend d'un décalage appelé Δz . Différentes méthodes de recherches de la contrainte de cisaillement agissant sur le lit et de ce décalage ont été menées dans ce travail, notamment à partir de la viscosité cinématique turbulente et du profil de vitesses.

Le profil de vitesses trouvé semble logarithmique dans une zone située à proximité du lit, que l'on appelle couche de sédiments en mouvement, le décalage du profil de vitesses Δz pourrait évoluer dans le temps et la contrainte de cisaillement calculée selon Manning semble sous-estimer la valeur réelle.

Des pistes de réflexion pour de futures recherches sont également proposées.

Abstract

The transient flow over mobile bed of sand, produced by a dam break is studied experimentally in a channel. This flow is recorded with a fast high definition camera. The profiles of the horizontal velocities are given by using PIV (Particle Image Velocimetry), a non-intrusive imaging technique.

Thanks to the recorded pictures, the fixed bed limit, the upper movable bed limit and the free water surface of the flow can be automatically established. The graphical representation of the velocity profiles can be done thanks to the previously determined velocities and the water heights. The profiles we obtained are similar to the ones given by other scientists. The reproducibility of our experiences has been proven.

The velocity profile depends of a shift called Δz . Several methods trying to search the shear stress acting on the bed and the shift Δz have been developed in this work, especially based on the kinematic turbulent viscosity and on the velocity profile.

The found velocity profile near the movable bed seems to be logarithmic, in an area called the sheet-flow layer. The Δz shift could be evolving in time and the shear stress calculated with the Manning formula seems to underestimate the real value of it.

Some possible lines of approach for future research have also been proposed.

Remerciements

La réalisation de ce mémoire n'aurait pas été possible sans l'aide de plusieurs personnes que nous voudrions remercier chaleureusement.

Nous tenons tout d'abord à exprimer toute notre reconnaissance à notre promotrice Madame Sandra Soares-Frazão, pour sa disponibilité, sa patience et ses conseils qui ont permis de faire évoluer notre réflexion.

Nous tenons également à remercier Samuel Laurent pour tout le temps consacré à résoudre les innombrables problèmes survenus lors de nos essais en laboratoire.

Nous remercions aussi Antoine Bietlot pour ses multiples interventions et pour son aide dans nos installations informatiques parfois laborieuses à proximité du canal bleu.

Nous tenions aussi à adresser notre gratitude à Frank Hesbois, pour nous avoir permis d'emprunter le matériel requis sans tracas et pour nous avoir conseillé pour la caméra.

Ce travail s'est également réalisé grâce au soutien continu de nos amis, nos proches, nos familles.

Nous voudrions aussi exprimer notre reconnaissance envers toutes les personnes qui de près ou de loin nous ont apporté leur aide.

Liste des symboles

A	Aire mouillée d'une section transversale d'un écoulement	[m ²]
B	Constante d'intégration pour le profil logarithmique d'un écoulement transitoire sur lit mobile	[-]
B _r	Constante d'intégration pour les parois rugueuses	[-]
B _s	Constante d'intégration pour les parois lisses	[-]
c _b	Concentration en sédiments du lit	[-]
d	Diamètre des grains	[m]
d _x	Diamètre des grains dont x est le pourcentage de grains plus fins	[m]
d _*	Diamètre sédimentologique	[-]
dt	Intervalle de temps entre 2 images successives	[s]
du	Variation de vitesses	[m/s]
dx	Déplacement d'une particule sur l'intervalle de temps dt	[m]
dz	Variation de profondeurs	[m]
D	Diamètre du tube dans lequel passe un écoulement	[m]
k	Perméabilité	[m/s]
k _s	Rugosité équivalente de Nikuradse	[m]
g	Accélération gravitaire	[m/s ²]
h	Hauteur de l'écoulement	[m]
h ₀	Hauteur d'eau initiale dans le réservoir amont	[m]
I1	Image brute 1	[-]
I2	Image brute 2	[-]
L	Largeur de l'écoulement	[m]
n	Coefficient de Manning (ou rugosité)	[s/m ^{1/3}]
N	Nombre limite de vecteurs d'un groupe de vecteurs pour le post-traitement des images	[-]
P	Périmètre mouillé	[m ²]
r ²	Coefficient de corrélation	[-]
R	Rayon hydraulique	[m]
R _{b,low}	Rayon hydraulique pris sur une hauteur d'eau entre z _w et z _{b,low}	[m]

$R_{b,up}$	Rayon hydraulique pris sur une hauteur d'eau entre z_w et $z_{b,up}$	[m]
Re	Nombre adimensionnel de Reynolds	[-]
Re_*	Nombre de Reynolds sédimentologique (ou Reynolds étoilé)	[-]
R_p	Nombre de Reynolds des particules	[-]
s	Densité relative	[-]
S_0	Pente de fond	[-]
S_f	Pente de la ligne de charge (ou pente hydraulique)	[-]
t	Instant auquel a été prise une image par rapport à la descente de la porte	[s]
t_{adim}	Temps adimensionnel	[-]
$t_{adim,limite\ amont}$	Temps adimensionnel auquel l'onde d'eau réfléchie atteint la paroi amont du canal d'essai	[-]
$t_{adim,limite\ aval}$	Temps adimensionnel auquel l'onde d'eau créée par la descente de la porte atteint le bac aval	[-]
u	Composante de vitesse longitudinale	[m/s]
u'	Fluctuation de la vitesse longitudinale	[m/s]
u_*	Vitesse de frottement	[m/s]
u_{moyen}	Vitesse longitudinale moyenne	[m/s]
U	Vitesse moyenne sur une section transversale d'un écoulement	[m/s]
v_m	Vitesse moyenne d'un fluide	[m/s]
v	Vitesse d'une particule	[m/s]
V	Vitesse d'une section transversale d'un écoulement	[m/s]
V_{low}	Vitesse moyenne entre z_w et $z_{b,low}$	[m/s]
V_{up}	Vitesse moyenne entre z_w et $z_{b,up}$	[m/s]
w_1	Fenêtre d'interrogation 1 située sur l'image I1	[-]
w_2	Fenêtre d'interrogation 2 située sur l'image I2	[-]
w_s	Vitesse de chute des grains	[m/s]
W	Poids volumique sec	[kN/m ³]
x	Position horizontale dans l'espace par rapport à la porte	[m]
z	Distance du fond fixe	[m]
z_0	Niveau de référence	[m]
$z_{b,low}$	Niveau du lit fixe	[m]

$z_{b,up}$	Niveau supérieur de la couche de sédiments en mouvement	[m]
z_w	Niveau de la surface libre	[m]
γ	Poids spécifique de l'eau	[N/m ³]
γ_s	Poids spécifique des granulats	[N/m ³]
δ	Epaisseur conventionnelle de la couche laminaire	[m]
Δz	Niveau théorique à partir du lit fixe vers lequel la loi logarithmique de la vitesse tend asymptotiquement	[m]
Δz_{in}	Valeur de départ de Δz choisie arbitrairement	[m]
Δz_{out}	Valeur de Δz calculée sur base de la valeur choisie Δz_{in}	[m]
ε_0	Porosité	[-]
θ	Paramètre de Shields	[-]
κ	Constante de Von Karman	[-]
λ	Longueur d'onde	[m]
μ	Viscosité dynamique	[Pa s]
μ_t	Viscosité dynamique turbulente	[Pa s]
ν	Viscosité cinématique	[m ² /s]
ν_t	Viscosité cinématique turbulente	[m ² /s]
ρ_s	Masse volumique des sédiments	[kg/m ³]
ρ	Masse volumique de l'eau	[kg/m ³]
ρ_w	Masse volumique de l'eau	[kg/m ³]
τ	Contrainte de cisaillement	[Pa]
τ_*	Paramètre d'arrachement (ou force tractrice)	[Pa]
τ_0	Contrainte de cisaillement proche du lit de sédiments	[Pa]
$\tau_{Manning,low}$	Contrainte de cisaillement calculée à l'aide la formule de Manning, $R_{b,low}$ et V_{low}	[Pa]
$\tau_{Manning,up}$	Contrainte de cisaillement calculée à l'aide la formule de Manning, $R_{b,up}$ et V_{up}	[Pa]
$\tau_{profil\ u}$	Contrainte de cisaillement calculée à l'aide de la méthode basée sur le profil de vitesses	[Pa]
τ_v	Contrainte de cisaillement calculée avec la méthode basée sur la viscosité turbulente	[Pa]
φ	Angle de friction	[°]

Table des matières

Introduction.....	1
1 Rappels théoriques	3
1.1 Description de l'écoulement turbulent.....	3
1.2 Types de transport	8
1.3 Techniques de calcul de la contrainte de cisaillement	11
1.3.1 Manning	12
1.3.2 Méthode basée sur le profil de vitesses	13
1.3.3 Méthode basée sur la viscosité turbulente.....	15
2 Etat de l'art.....	17
2.1 Ecoulement uniforme stable sur lit fixe	17
2.2 Ecoulement transitoire sur lit fixe.....	18
2.3 Ecoulement uniforme stable sur lit mobile.....	20
2.4 Ecoulement transitoire sur lit mobile	22
3 Expériences et matériel de laboratoire.....	30
3.1 Description	30
3.2 Conditions expérimentales	32
4 Particle Image Velocimetry.....	37
4.1 Principe.....	38
4.2 Calibration	39
4.3 Chevauchement	41
4.4 Corrélation croisée	42
4.5 Post-traitement.....	43
4.6 Exemple de la méthode de calcul.....	47
5 Résultats et observations	49
5.1 Définition et détection des interfaces de l'écoulement	50
5.2 Interprétation des images et graphiques	53
5.3 Reproductibilité.....	55
5.4 Définition de Δz	57
5.5 Méthodes de calcul	58
5.5.1 Analyse du profil de vitesses	58
5.5.1.1 Comparaison entre Manning et la contrainte de cisaillement calculée sur base du profil de vitesses.....	58
5.5.1.2 Coefficient de corrélation maximum pour déterminer Δz	63
5.5.1.3 Optimum de corrélation et defect law.....	70
5.5.1.4 Recherche de Δz pour les coefficients de corrélation « assez » bons....	78

5.5.1.5	Méthode inverse avec des valeurs Δz fixées	80
5.5.1.6	Méthode essai-erreur basée sur la formule de Sumer	84
5.5.2	Technique avec la viscosité turbulente	86
Conclusion.....		87
Bibliographie.....		89
Annexe 1		91
Annexe 2		93
Annexe 3		97
Annexe 4		101
Annexe 5		103
Annexe 6		105

Introduction

Les barrages, ces ouvrages imposants qui stockent plusieurs milliers de km³ d'eau et qui permettent notamment la production d'énergie hydroélectrique et la prévention des crues ou le soutien des débits d'étiage, sont des éléments qui exigent un dimensionnement irréprochable. Cependant, même si de nos jours l'événement est rare, la rupture d'une telle construction peut avoir des conséquences catastrophiques, comme cela a été le cas récemment au Brésil (Janvier 2019).

La modification morphologique du relief qu'entraîne la rupture d'un barrage à l'aval de celui-ci est encore mal définie et c'est dans ce contexte que s'inscrit notre travail. Afin d'essayer d'en savoir davantage sur le comportement de l'eau et l'érosion des grains qui composent le lit, nous avons réalisé différentes expériences de reproduction à petite échelle d'une rupture de barrage en laboratoire que nous avons enregistrées à l'aide d'une caméra rapide. L'objectif de ce mémoire est dans un premier temps d'enrichir les données disponibles en termes de profil de vitesses pour ce type d'écoulement et conditions, et de tenter de faire le lien avec les résultats obtenus précédemment par différents auteurs. Dans un second temps, ce travail aspire à calculer par différentes méthodes la contrainte de cisaillement responsable de l'arrachement des grains. Dans un dernier temps, nous essayerons de tirer des conclusions des analyses menées et observerons parmi les formules d'hydraulique fluviale, celles qui peuvent s'avérer utiles dans le cadre de cette problématique.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, nous définissons les différents concepts théoriques qui entrent en jeu pour une rupture de barrage. Nous caractérisons l'écoulement turbulent créé par cette rupture et expliquons les différents types de transport de sédiments qu'il est possible d'avoir. Nous évoquons ensuite les principales techniques que nous utiliserons pour calculer la contrainte de cisaillement arrachant les grains.

Dans le deuxième chapitre, nous introduisons le contexte de ce travail en y mentionnant les scientifiques qui ont déjà travaillé sur ce sujet ou qui ont apporté des résultats à des expériences proches de celles que nous réalisons. Nous discutons également des conclusions expérimentales amenées par Ilaria Fent au travers de sa thèse, à laquelle notre mémoire fait suite.

Le troisième chapitre est quant à lui consacré à la description du matériel que nous avons utilisé pendant toute la durée de nos essais. Nous détaillons chaque élément utile du laboratoire ainsi que les étapes de mise en place de nos expériences. Nous donnons également les caractéristiques et conditions avec lesquelles nous avons joué pour obtenir nos échantillons d'images.

Dans le quatrième chapitre, nous abordons le concept de la Particle Image Velocimetry, la PIV, qui nous a permis de traiter nos images et faire nos analyses graphiques. Nous expliquons son principe de fonctionnement ainsi que les différentes possibilités qui s'offrent à nous pour affiner le traitement de nos images. Le chapitre se termine par un exemple qui illustre bien la méthode qu'utilise la Particle Image Velocimetry.

La dernière partie de ce travail fait état des observations que nous pouvons faire sur base des graphiques de profil de vitesses obtenus via nos expériences. Nous définissons également les différentes interfaces que l'on retrouve dans l'écoulement consécutif à la rupture d'un barrage. Nous montrons aussi en quoi nous pouvons estimer que nos expériences exécutées sont répétées et répétibles. Enfin, nous apportons différentes approches et réflexions possibles quant au calcul de la contrainte de cisaillement ainsi que d'autres variables d'intérêt. Nous étudions aussi l'évolution de cette contrainte en fonction de différents paramètres.

Nous terminons par une conclusion de nos recherches qui essaie d'avoir un regard critique sur notre travail et qui synthétise nos observations et résultats expérimentaux. Après cela, une bibliographie reprend toutes nos sources et références nécessaires à la réalisation de ce mémoire. Des annexes sont également jointes à la suite et reprennent principalement des tableaux et graphiques de données expérimentales mais aussi notre check-list de laboratoire et des images complémentaires de notre canal d'essai.

1 Rappels théoriques

Dans ce chapitre, nous allons envisager ce qu'est un écoulement turbulent, les différents types de transport qui existent ainsi que les méthodes de calcul de la contrainte de cisaillement que nous avons exploitées par après.

1.1 Description de l'écoulement turbulent

Dans cette première partie, nous allons aborder plusieurs notions d'hydraulique importantes et nécessaires pour une meilleure lecture de ce mémoire et pour décrire les bases théoriques avec lesquelles nous avons rédigé ce travail de fin d'études.

Il convient de faire la distinction entre un écoulement dit laminaire et un écoulement dit turbulent. Un écoulement est laminaire lorsqu'il se déplace en filets fluides parallèles aux parois. Le fluide peut alors être vu comme plusieurs couches glissant les unes sur les autres sans jamais se mélanger (voir figure 1.1). Les particules de cet écoulement suivent donc une seule et même direction, l'axe de la paroi sur lequel il s'écoule. En termes de vitesses, l'écoulement laminaire est synonyme d'un profil de vitesses parabolique et d'une distribution de la contrainte de cisaillement linéaire (cfr. Newton).

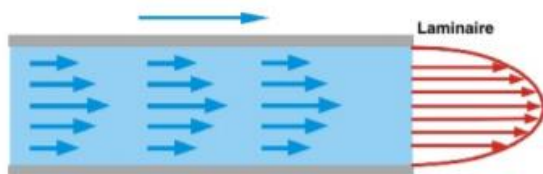


Figure 1.1 : Modèle d'un écoulement laminaire tiré du site www.happevanrijn.com.

Dans un écoulement turbulent, l'écoulement se déplace en moyenne parallèlement aux parois, mais des fluctuations u' apparaissent ($u = u_{\text{moyen}} + u'$). Ces fluctuations donnent naissance à des petits tourbillons qui s'entrechoquent les uns avec les autres et perturbent légèrement le profil de vitesses général (voir figure 1.2).

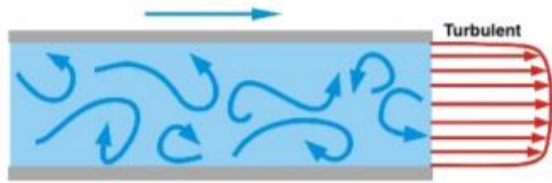


Figure 1.2 : Modèle d'un écoulement turbulent tiré du site www.happevanrijn.com.

Entre ces 2 types d'écoulements, existe une phase de transition. Pour déterminer de manière scientifique s'il s'agit d'un écoulement laminaire ou turbulent, une donnée est importante : la viscosité du fluide. Pour faire simple, la viscosité d'un liquide n'est autre que sa tendance à coller à la paroi et aux autres filets fluides sur lesquels il coule. Elle traduit en fait la capacité de l'écoulement à transmettre des contraintes tangentielles. Cette capacité est nulle dans un fluide parfait et très petite pour l'eau car sa viscosité est très faible. Et cette viscosité se traduit au travers d'un nombre bien connu et très utile en hydraulique fluviale, le nombre de Reynolds, Re. Reynolds a donc défini ce nombre par la formule suivante :

$$\text{Re} = \frac{\rho v_m D}{\mu} = \frac{v_m D}{\nu} \quad (1)$$

Avec :

ρ la masse volumique du fluide en kg/m^3 ,

v_m la vitesse moyenne du fluide en m/s ,

D le diamètre du tube dans lequel passe l'écoulement en m (dans le cas de notre rupture de barrage, D n'est autre que la largeur du canal de modélisation),

μ la viscosité dynamique du fluide en $\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$,

ν la viscosité cinématique du fluide en m^2/s .

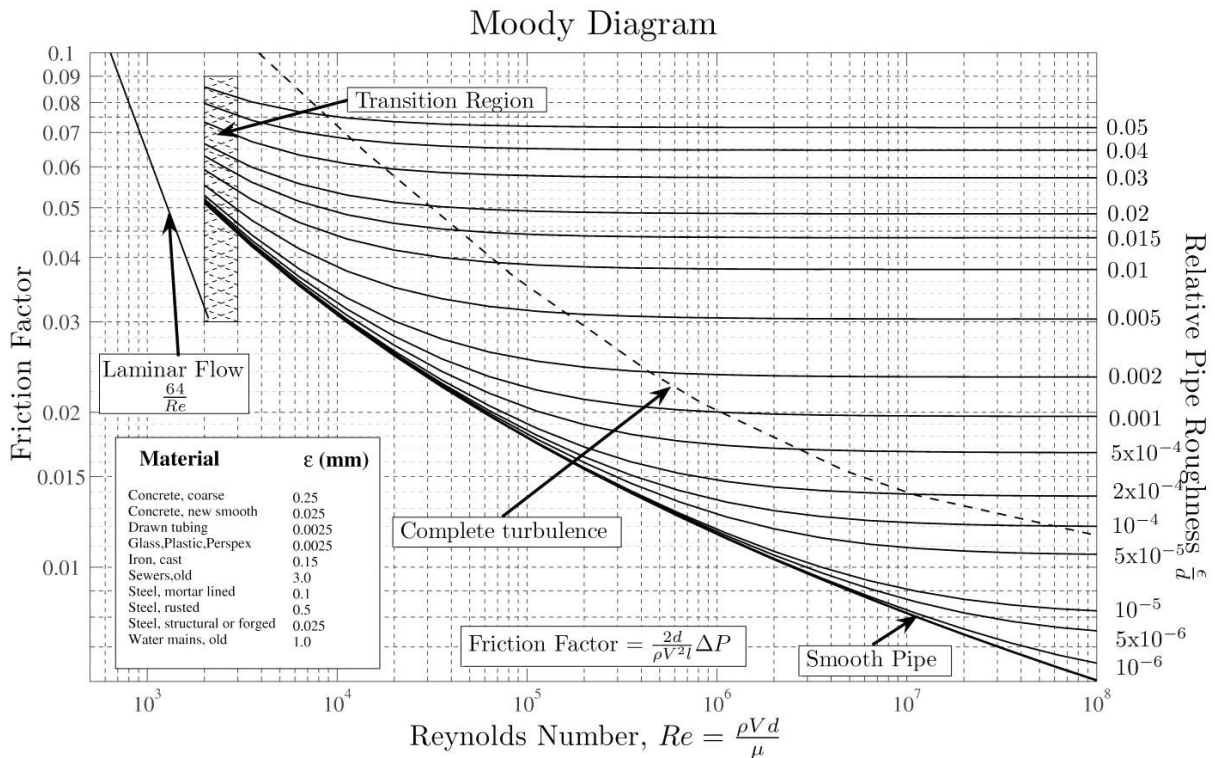


Figure 1.3 : Diagramme de Moody (S. Beck et R. Collins, 2008).

Suivant que la valeur du nombre de Reynolds est faible ou élevée, nous pouvons aisément savoir si l'écoulement est laminaire, en phase de transition ou turbulent. En se basant sur le diagramme de Moody (voir figure 1.3), pour une rugosité déterminée, si :

$Re < 2000$, l'écoulement est laminaire

$2000 < Re < 3000$, l'écoulement est en phase de transition

$Re > 3000$, l'écoulement est turbulent

Notons que pour $Re > 3000$, l'écoulement est turbulent mais pas forcément dans la zone de turbulence complète. Pour faire l'hypothèse (courante en hydraulique) que le coefficient de frottement est indépendant de la viscosité et donc dû uniquement à la rugosité de la paroi, il faut que $Re > 10^5$ pour les rugosités relatives classiques qu'on rencontre dans nos écoulements.

Ci-dessous, la figure 1.4 illustre dans la réalité à quoi ressemble un écoulement laminaire, en phase de transition et turbulent.



Figure 1.4 : Images de gauche à droite, d'un écoulement laminaire, en phase de transition et turbulent tirées du site www.gunt.de.

Notons que lorsque nous parlons d'un écoulement transitoire, il s'agit d'une dénomination donnée à un écoulement dont les propriétés varient dans le temps. A l'inverse, un écoulement permanent, aussi appelé stable, ne voit pas ses caractéristiques évoluer avec le temps. Dans le cas d'une section mouillée constante sur toute sa longueur, avec une rugosité et une pente constantes, un écoulement est décrit comme uniforme.

Comme dans le cadre de ce travail, nous étudions le profil de vitesses dans un écoulement consécutif à une rupture de barrage, nous émettons l'hypothèse que l'écoulement est transitoire et turbulent. En effet, pour une même section observée à différents instants dans le temps, la hauteur d'eau et le profil de vitesses varient. Pour ce qui est de vérifier que l'écoulement est turbulent, nous avons mesuré la vitesse moyenne de l'eau sur une section verticale située à 17 cm à l'aval de la porte qui fait office de barrage (voir Expériences et matériel de laboratoire) et pour un temps $t = 6s$ avec 25 cm d'eau dans le réservoir à l'amont de la porte et avons obtenu une valeur de $Re = 100\,850$, soit bien au-dessus de la valeur théorique de 3000 (et même en turbulence complète). Nous pouvons donc assumer que pour nos analyses entre 0 et 6s, l'écoulement est purement turbulent.

Il est encore possible de distinguer 2 sortes d'écoulement turbulent suivant que celui-ci s'écoule sur une paroi lisse ou rugueuse. Cette différence se fait par rapport au diamètre des grains qui composent le lit de sédiments. En introduisant un autre nombre, le nombre de Reynolds sédimentologique, nous pouvons définir si un écoulement est hydrauliquement lisse ou rugueux, et donc connaître l'équation censée décrire le profil de vitesses, comme ce sera expliqué dans le chapitre suivant. Le nombre de Reynolds sédimentologique, aussi noté Re_* ou Reynolds étoilé, est donné par :

$$Re_* = \frac{u_* k_s}{\nu} = \frac{u_* d}{\nu} \quad (2)$$

Avec :

u_* la vitesse de frottement ou de cisaillement en m/s,

k_s la rugosité équivalente au sable de Nikuradse en m,

d le diamètre des grains en m,

ν la viscosité dynamique du fluide en m^2/s ,

L'équivalence entre le diamètre d des grains et la rugosité équivalente k_s de Nikuradse, n'est possible qu'en admettant une uniformité de la granulométrie des grains utilisés, ce que nous faisons comme hypothèse dans le cadre de nos expériences. Notons que si cette hypothèse ne peut pas être confirmée, certains auteurs proposent alors des valeurs pour cette rugosité équivalente : d_{65} (Einstein, 1949), $3d_{90}$ (Van Rijn, 1984).

En règle générale, si :

$Re_* < 11,6$ l'écoulement est hydraulique lisse

$Re_* > 11,6$ l'écoulement est hydrauliquement rugueux

Toujours pour la même section, le même instant t , nous avons calculé Re_* et avons obtenu une valeur de 53, ce qui indique que nos analyses se centreront sur un écoulement turbulent rugueux.

1.2 Types de transport

Lorsque la rupture du barrage se produit, l'eau qui s'en libère produit un écoulement turbulent qui arrache une partie du lit de sédiments, on parle de transport solide. Plusieurs types de transport solide existent. Le premier type est le transport par suspension et survient pour des particules plus fines. Les grains flottent donc entre les particules d'eau. Le deuxième est le transport par charriage qui intervient lorsque les grains sont plus lourds. Les grains sont alors transportés soit par roulement, soit par glissement sur le lit fixe, soit par saltation, c'est-à-dire par petits rebonds successifs comme l'illustre la figure 1.5.

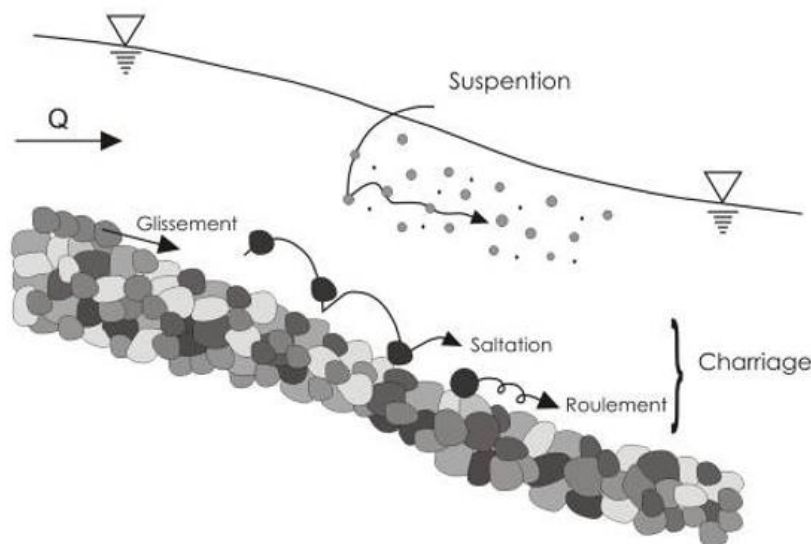


Figure 1.5 : Illustration des différents types de transport solide tirée du site these.univ-lyon2.fr.

Avant de savoir déterminer le type de transport solide qui se produit, il faut déjà savoir si un transport a lieu. Pour ce faire, Van-Rijn reprend en 1984 le diagramme de Shields et établit une relation entre la force de cisaillement τ_* qui engendre le transport des grains (aussi appelée force tractrice), avec le diamètre sédimentologique des grains. Sur le diagramme de Shields-Van Rijn présenté à la figure 1.6, la zone au-dessus de la vague horizontale correspond aux grains qui sont transportés, alors que la zone inférieure correspond aux grains non érodés, fixes.

- $d_* = d_{50} \left(\frac{(s-1)g}{v^2} \right)^{\frac{1}{3}}$
- $\tau_* = \frac{\tau_0}{(\gamma_s - \gamma)d_{50}}$

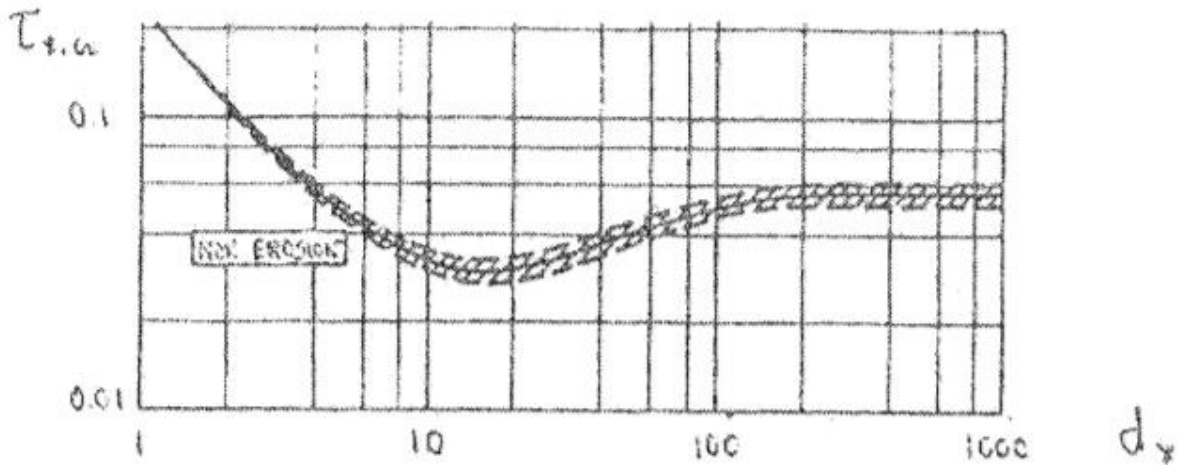


Figure 1.6 : Diagramme de Shields-Van Rijn tiré du syllabus du cours d'hydraulique fluviale (S. Soares-Frazão, 2015).

Pour faire le lien avec les différents régimes d'écoulements décrits précédemment, le diagramme peut également se traduire de la façon suivante :

Pour $d_* < 4$, les particules sont en écoulement laminaire pure, et comme le montre le graphe, τ_* est proportionnel à $\frac{1}{d_*}$ (il s'agit de l'allure linéaire à gauche du diagramme, puisque les axes sont tous les deux en échelle logarithmique).

Comme $\tau_* = \frac{\tau_0}{(\gamma_s - \gamma)d_{50}} \propto \frac{1}{d_{50}} \left(\frac{v^2}{(s-1)g} \right)^{\frac{1}{3}} = \frac{1}{d_*}$, on voit, de par les formules que, en régime laminaire, le transport solide est donc indépendant du diamètre des grains (le terme du diamètre d_{50} pouvant se simplifier dans chaque membre de l'équivalence), mais dépendant de la viscosité v . Un transport solide ne peut par conséquent qu'être la conséquence d'un phénomène de groupe (un grain érodé qui entraîne un autre).

Pour $d_* > 150$, les particules sont en régime turbulent et, comme le montre le graphe, l'érosion est indépendante de d_* et donc de la viscosité. Le transport solide ne dépend donc que de la granulométrie dans ce cas-ci (puisque $\tau_* = \frac{\tau_0}{(\gamma_s - \gamma)d_{50}}$).

Pour $4 < d_* < 150$, les particules sont en phase de transition et comme le montre le graphe, la contrainte de cisaillement τ_* nécessaire à la mobilité des grains augmente légèrement avec l'augmentation de Re_* .

En 2008, Garcia proposait un diagramme de Shields (figure 1.7) duquel il est possible de déterminer s'il y a transport solide ou non, et de quel type il s'agit (suspension ou charriage) s'il y en a un.

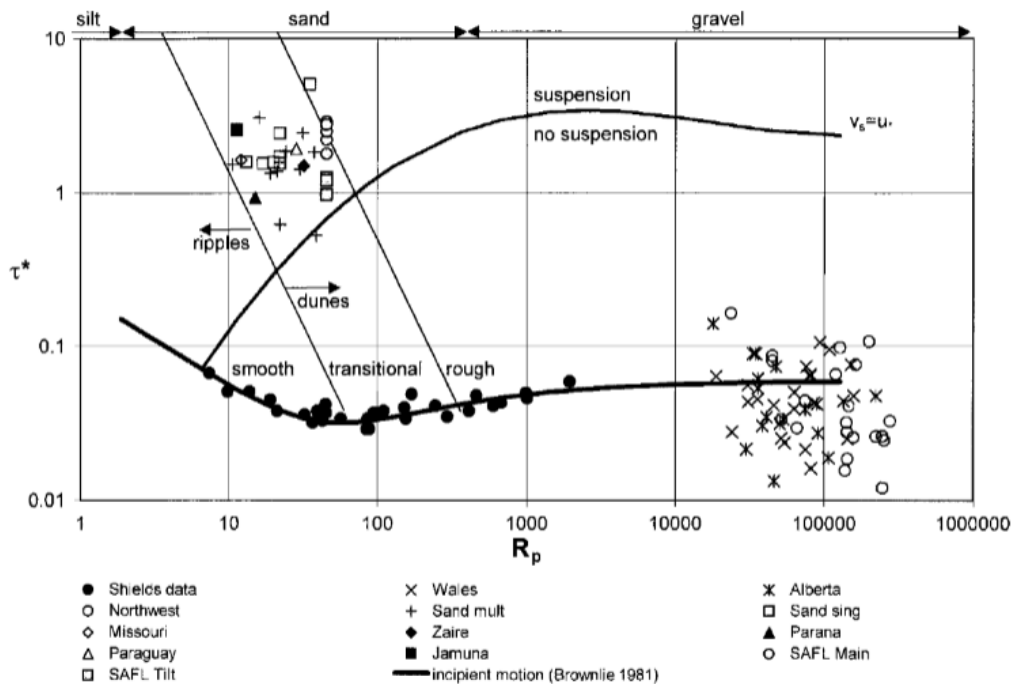


Figure 1.7 : Diagramme de Shields tiré de l'article de Garcia (2008).

Avec :

$$R_p = \frac{\sqrt{g(s-1)d^{3/2}}}{v}$$

$$\tau_* = \frac{\tau_0}{(\gamma_s - \gamma)d_{50}}$$

D'autres formules ont également été déterminées pour savoir si un transport par suspension ou charriage se produisait. Notamment Sumer et al. (1996) qui proposent :

Si $\frac{w_s}{u_*} \geq 0.8$ à 1 alors il y a transport solide par charriage, avec w_s la vitesse de chute des grains et u_* la vitesse de frottement (ou de cisaillement) des grains. Plusieurs auteurs suggèrent des formules différentes pour le calcul de la vitesse de chute. Van Rijn (1989)

donne la valeur suivante : $w_s = 1.1\sqrt{sgd}$ avec $s = \frac{\rho_s}{\rho_w}$ (le rapport des densités du sable et de l'eau).

Dans le cas de notre barrage, $s = 2.68$ et $d = 1.72$ mm, nous trouvons une vitesse de chute $w_s = 0.234$ m/s. Nous pouvons par conséquent en déduire que la vitesse de frottement u_* doit être inférieure à cette vitesse de chute pour que les grains soient considérés comme charriés. Or pour des grains pris proches du lit de sédiments (zone sur laquelle nous avons concentré toutes nos analyses d'expériences), la vitesse de frottement u_* est toujours inférieure à cette valeur comme le montre notre tableau ci-dessous de u_* pris à plusieurs temps, plusieurs sections :

	t = 1 s	t = 2 s	t = 3 s	t = 6 s
z = 0,0205 m	$u_* = 0,2020$ m/s	$u_* = 0,2338$ m/s	$u_* = 0,2235$ m/s	$u_* = 0,0227$ m/s
z = 0,0191 m	$u_* = 0,2331$ m/s	$u_* = 0,2270$ m/s	$u_* = 0,1988$ m/s	$u_* = 0,0252$ m/s
z = 0,0177 m	$u_* = 0,2104$ m/s	$u_* = 0,1991$ m/s	$u_* = 0,1715$ m/s	$u_* = 0,0307$ m/s
z = 0,0162 m	$u_* = 0,1892$ m/s	$u_* = 0,1668$ m/s	$u_* = 0,1473$ m/s	$u_* = 0,0382$ m/s
z = 0,0148 m	$u_* = 0,2047$ m/s	$u_* = 0,1562$ m/s	$u_* = 0,1344$ m/s	$u_* = 0,0467$ m/s
z = 0,0134 m	$u_* = 0,2182$ m/s	$u_* = 0,1643$ m/s	$u_* = 0,1302$ m/s	$u_* = 0,0516$ m/s
z = 0,0120 m	$u_* = 0,1985$ m/s	$u_* = 0,1720$ m/s	$u_* = 0,1229$ m/s	$u_* = 0,0494$ m/s
z = 0,0106 m	$u_* = 0,1627$ m/s	$u_* = 0,1613$ m/s	$u_* = 0,1044$ m/s	$u_* = 0,0423$ m/s
z = 0,0091 m	$u_* = 0,1227$ m/s	$u_* = 0,1192$ m/s	$u_* = 0,0728$ m/s	$u_* = 0,0320$ m/s
z = 0,0077 m	$u_* = 0,0678$ m/s	$u_* = 0,0539$ m/s	$u_* = 0,0355$ m/s	$u_* = 0,0163$ m/s

Tableau 1 : Valeurs de vitesses de frottement pour différents temps sur base de notre expérience à 17 cm de la porte avec 25 cm d'eau dans le réservoir amont (les profondeurs z sont exprimées par rapport à la limite de grains immobiles).

1.3 Techniques de calcul de la contrainte de cisaillement

Beaucoup de formules de contraintes de cisaillement existent mais elles ne sont pas toutes applicables dans tous les types d'écoulement. Selon Takahashi (1991), il n'est pas simple de savoir si l'entraînement des sédiments se fait comme un transport solide intense (intense solid transport), une couche de grains en mouvement (sheet flow) ou une coulée de débris (debris flow). Il serait donc intéressant de déterminer la contrainte τ à partir du profil de vitesses trouvé pour le cas d'un écoulement transitoire sur lit mobile pour ensuite la comparer aux valeurs données par les différentes formules existantes.

Une étude expérimentale de l'évolution de l'arrachement du lit en aval d'un barrage et consécutif à sa rupture peut s'avérer utile pour tenter de voir si une loi « générale » pour ce type d'écoulement instable peut être définie.

1.3.1 Manning

Tout d'abord, il convient de se rappeler de quelques notions théoriques en hydraulique. En écoulement uniforme, une loi est décrite pour la contrainte de cisaillement agissant sur le lit de sédiments, qui est responsable du déplacement de ceux-ci au-dessus de la couche fixe. Cette loi nous dit que la contrainte de cisaillement, aussi appelée force tractrice, est le produit du poids spécifique de l'eau (γ) par le rayon hydraulique (R) et par la pente hydraulique (S_f), c'est-à-dire :

$$\tau_0 = \gamma R S_f \quad (3)$$

Et puisqu'en mouvement uniforme, la pente de fond (S_0) et la pente hydraulique, aussi appelée pente de la ligne de charge, coïncident, nous pouvons très bien écrire :

$$\tau_0 = \gamma R S_f = \gamma R S_0 \quad (4)$$

En fait cette formule a été trouvée par simple équilibre des forces. Sur la figure 1.8 est représenté l'écoulement uniforme ainsi que le poids d'un volume d'eau :

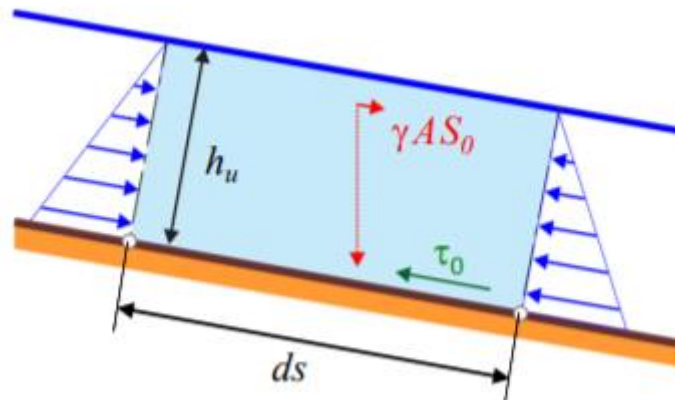


Figure 1.8 : Schéma de l'équilibre des forces s'appliquant à un volume d'eau en écoulement uniforme tiré des diapositives du cours d'hydraulique fluviale (S. Soares-Frazão, 2015).

En faisant l'équilibre des forces horizontales (dans le plan de la pente) et en se souvenant que le rayon hydraulique est défini par le rapport de l'aire mouillée et du périmètre mouillé, nous avons :

$$\tau_0 P ds = \gamma A S_0 ds \quad (5)$$

Le membre de gauche correspondant à la composante dans le plan de la pente de la pesanteur d'un volume d'eau de longueur ds et le membre droite à la résultante des forces tangentielles à la paroi. Nous obtenons donc bien après simplification la formule mentionnée ci-dessus.

En se souvenant également de l'équation de Manning, à savoir :

$$V = \frac{1}{n} S_0 R^{\frac{2}{3}} \quad (6)$$

Nous pouvons substituer S_0 dans l'équation de la force tractrice et obtenons alors une première formule explicite pour la contrainte de cisaillement qui vaut :

$$\tau_0 = \gamma R \frac{V^2 n^2}{R^3} \quad (7)$$

Et puisque dans le cas d'un barrage, le chenal est généralement large, nous pouvons dès lors approximer le rayon hydraulique à la hauteur d'eau, $R \approx h$. En supposant un poids spécifique de l'eau et une rugosité fixes et connus, que nous prendrons égaux à $\gamma = 9810 \text{ N/m}^3$ et $n = 0,016$, nous n'avons plus qu'à trouver expérimentalement, une vitesse moyenne d'écoulement et une hauteur d'eau y correspondante à un instant précis et une distance mesurée du barrage.

1.3.2 Méthode basée sur le profil de vitesses

Une autre façon de calculer la traction des grains, est de partir de la formule du profil de vitesses pour un écoulement stable sur lit mobile, et voir si le résultat obtenu approche la valeur calculée avec la méthode précédemment décrite (avec Manning). Si tel est le cas, cela pourrait alors signifier qu'une analogie existe entre le profil de vitesses d'un écoulement stable sur lit mobile et un écoulement turbulent sur lit mobile. En reprenant la formule pour l'écoulement stable sur lit mobile (voir chapitre état de l'art), nous avons :

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{30(z - \Delta z)}{k_s} \quad (8)$$

En d'autres termes, si nous réécrivons la formule, nous trouvons :

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{30(z - \Delta z)}{k_s} \quad (9)$$

Nous pouvons dire que le facteur $\frac{u_*}{\kappa}$ représente la pente de la loi logarithmique du profil de vitesses (notons que le profil de vitesses doit être représenté en graphe semi-logarithmique pour voir apparaître la pente).

C'est justement en nous focalisant sur la recherche expérimentale de cette pente, que nous allons calculer la force tractrice agissant sur les grains. En effet, il a été démontré à l'aide des contraintes de Reynolds et par l'hypothèse de Prandtl, que la contrainte de cisaillement était le produit de la masse volumique du fluide (ρ) par le carré de la vitesse de frottement (u_*) :

$$\tau = \rho u_*^2 \quad (10)$$

Après avoir vérifié que le profil de vitesses mesuré présente bien une allure logarithmique, ou du moins, un début d'allure, qui indique un développement progressif du profil de vitesses, on peut savoir sur quel morceau de profil de vitesses logarithmique nous faisons l'analyse.

Sur base de la formule (10), en supposant une masse volumique de l'eau constante et connue que nous prendrons égale à 1000 kg/m^3 , nous n'avons plus qu'à trouver expérimentalement la vitesse de frottement u_* qui règne dans l'écoulement à l'aide de la loi logarithmique du profil de vitesses. Pour ce faire, nous mesurons la pente du profil logarithmique sur un intervalle spécifique et la multiplions par la constante de Von Karman, que nous prendrons égale à 0,4 (Hinze, 1975), et trouvons une valeur de vitesse de frottement. Précisons que d'autres auteurs proposent une valeur quelque peu différente pour la constante de Von Karman, comme Businger et al. (1971) avec $\kappa = 0,35$ ou encore Sheppard (1946) avec $\kappa = 0,46$, mais dans la suite de ce rapport nous utiliserons la valeur de 0,4. Finalement, avec la formule ci-dessus, nous trouvons une estimation de la contrainte de cisaillement.

1.3.3 Méthode basée sur la viscosité turbulente

En écoulement turbulent, les contraintes turbulentes prédominent sur les autres contraintes (celles de fluide visqueux, les contraintes de fluide parfait étant nulles). Dès lors, la contrainte de cisaillement peut être déterminée par la relation suivante :

$$\tau = \rho v_t \frac{du}{dz} \quad (11)$$

Avec :

v_t la viscosité turbulente de l'eau,

ρ la masse volumique de l'eau,

$\frac{du}{dz}$ la pente du profil $z - u$ de l'écoulement d'étude.

La difficulté dans cette formule réside dans le fait qu'il n'existe pas à ce jour une valeur certifiée pour la viscosité turbulente de l'eau. En faisant des recherches nous avons cependant trouvé que Bakker et al. (1996) avaient réalisé des expériences dans lesquelles il ressortait que le rapport $\frac{\mu_t}{\mu}$ (viscosité dynamique turbulente sur viscosité dynamique) vaut entre 50 et 100. Etant donné que $\mu_t = \rho v_t$ et que $\mu = \rho \nu$, on peut en déduire que $v_t = 0,5\nu$ à $1\nu = 0,5 \cdot 10^{-4}$ à $1 \cdot 10^{-4} \frac{m^2}{s}$ ou encore plus simplement que $\tau = 0,05 \frac{du}{dz}$ à $0,1 \frac{du}{dz}$. De cette manière, nous pouvons une fois de plus comparer la contrainte de cisaillement obtenue à l'aide de cette dernière relation avec celles obtenues par les 2 autres méthodes. Attention, il est important d'estimer $\frac{du}{dz}$ proche du lit, sinon nous calculons la contrainte de cisaillement à une certaine profondeur de l'écoulement, et plus τ_0 . Une autre façon de voir les choses, serait plutôt que de calculer la contrainte de cisaillement sur base d'une viscosité turbulente incertaine, calculer cette viscosité turbulente en inversant la formule, c'est-à-dire :

$$v_t = \frac{\tau}{\rho \frac{du}{dz}} \quad (12)$$

En se basant sur la valeur de τ obtenue par la méthode de Manning, nous réduisons le nombre d'inconnue de cette dernière relation à une seule, la viscosité turbulente. Ensuite, il faudrait tout d'abord vérifier que la valeur trouvée est largement supérieure à la viscosité cinématique de l'eau, puisqu'en écoulement turbulent la contrainte turbulente est censée prédominer sur la contrainte visqueuse : $v_t \gg \nu = 10^{-6} m^2/s$. Une fois cette

vérification faite, il resterait alors à la comparer à ce que l'on a pu trouver dans la littérature, pour être sûr de rester plausible.

2 Etat de l'art

Ce chapitre est grandement inspiré de la thèse d'Ilaria Fent (2018). Le profil de vitesses d'un écoulement est ce qui le caractérise. Il est donc important de le déterminer. Pour un écoulement stable sur lit fixe et sur lit mobile, on peut voir une loi logarithmique apparaître. Ce qui est également le cas pour un écoulement transitoire sur lit fixe. Par contre, dans le cas d'un écoulement transitoire sur lit mobile, aucun type de profil n'a encore pu être déterminé de manière certaine et généralisable.

2.1 Ecoulement uniforme stable sur lit fixe

Nikuradse(1933) a réalisé plusieurs expériences en écoulement uniforme sur lit fixe. Ces expériences ont été menées dans un tuyau circulaire. Sur les parois de ce tuyau, du sable, dont la taille des grains était connue, a été collé. Le diamètre de ces grains est la rugosité équivalente de Nikuradse et est représentée par k_s . Keulegan(1938) a réalisé des essais avec un écoulement stable uniforme dans un canal. Ils ont trouvé que le profil de vitesses de l'écoulement suit une loi logarithmique dans ces conditions.

Quand les parois sont lisses, le profil de la distribution verticale de la composante horizontale de la vitesse, u , est linéaire près de la paroi (13) et logarithmique à partir d'un certain niveau δ , (14).

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_* z}{\nu} \quad (13)$$

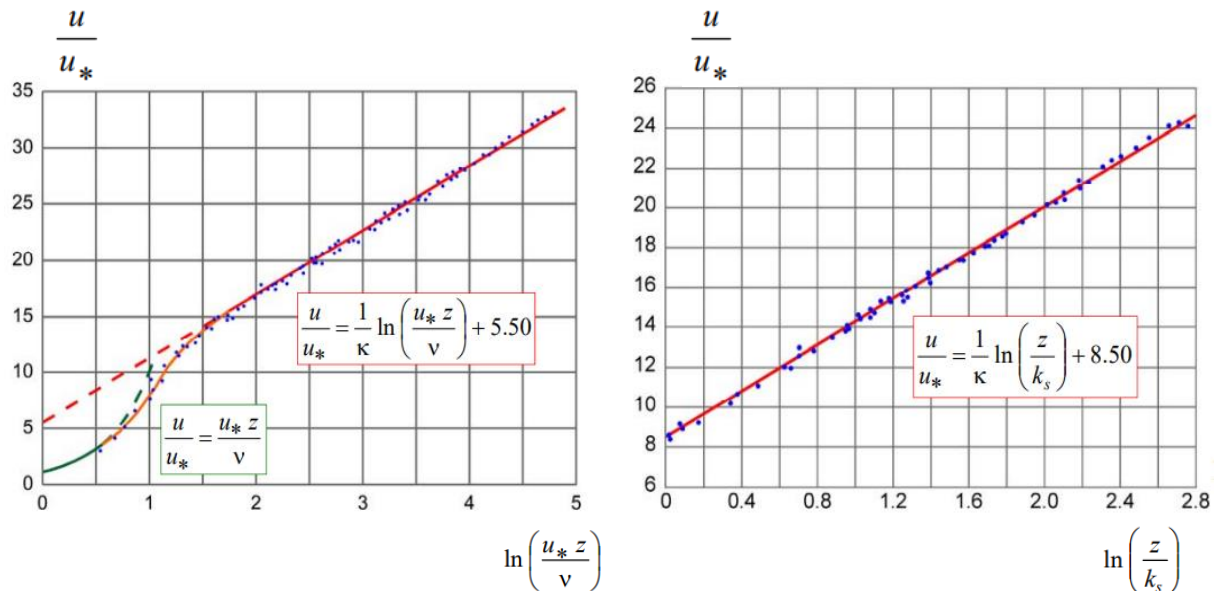
$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{u_* z}{\nu} \right) + B_s \quad (14)$$

u_* est la vitesse de frottement (ou de cisaillement), z est la distance du fond fixe, ν est la viscosité cinématique, κ est la constante de Von Karman qui vaut 0,4 et B_s est la constante d'intégration pour des limites lisses avec une valeur de 5,5.

Pour les parois rugueuses, les rugosités empêchent la couche laminaire de se former et le profil est donc directement logarithmique (15).

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z+z_0}{k_s} \right) + B_r \quad (15)$$

z_0 est le niveau de référence, k_s est la rugosité équivalente des sédiments, elle vaut la taille des grains des sédiments que Nikuradse a collé sur les parois du canal pour le rendre rugueux, et B_r est la constante d'intégration pour des limites rugueuses et vaut 8,5 pour $z_0=0$ si la paroi est complètement rugueuse, lorsque $\frac{uk_s}{v} > 70$.



La loi logarithmique se déploie dans la zone interne jusqu'à une valeur de z/h avec h la hauteur totale de l'écoulement. Graf et Alkinatar (1998) ont trouvé une valeur de 0,2 pour z/h .

2.2 Écoulement transitoire sur lit fixe

Tu(1991) a réalisé 13 essais d'écoulements transitoires dans un canal incliné avec 3 types de graviers différents. Il a d'abord analysé des hydrogrammes provenant de rivières naturelles pour être sûr de pouvoir se rapprocher de la réalité quand il en recréerait. Il a ensuite imposé des hydrogrammes dont le débit était mesuré et contrôlé par un débitmètre. La hauteur d'eau et les vitesses étaient mesurées à l'aide de limnimètres et de micromoulinets respectivement. Même s'il a remarqué des différences dans le profil de vitesses de la partie montante ou descendante des hydrogrammes, il a prouvé que la loi logarithmique (15) est aussi valide dans la région interne.

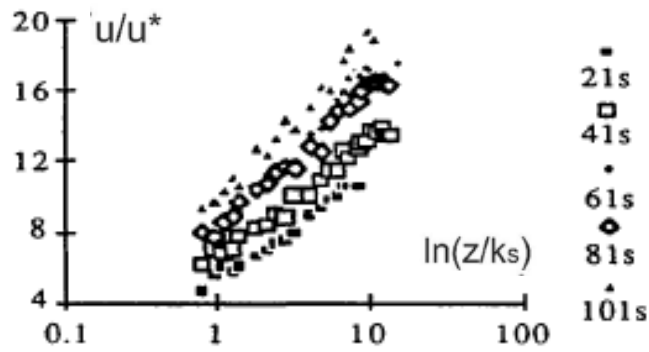


Figure 2.2 : Image tirée de la thèse de Tu (1991) prouvant que la vitesse adimensionnelle suit une loi logarithmique.

Song et Graf (1996) ont réalisé des essais d'écoulement transitoire dans un canal à recirculation d'eau et de sédiments, inclinable sur un lit rendu rugueux. Un débitmètre et l'ADVP (acoustic Doppler velocity profiler) ont été utilisés pour mesurer directement les distributions de vitesses. Six hydrogrammes différents ont été créés pour six pentes différentes. Ils ont trouvé la même formule que (15) mais en prenant pour z_0 le niveau de la surface supérieure du lit fixe avec une correction de $-0,25k_s$. La constante B_r a été prise à $8,5 \pm 15\%$. Cette loi logarithmique est également présente dans la zone interne. Song et Graf ont pris directement $k_s = d_{50}$ et $\kappa = 0,4$ pour ce type d'écoulement. Tu et Graf (1991) ont trouvé que la loi logarithmique était présente dans la zone interne mais avec une constante B_r comprise entre 3,8 et 14,5.

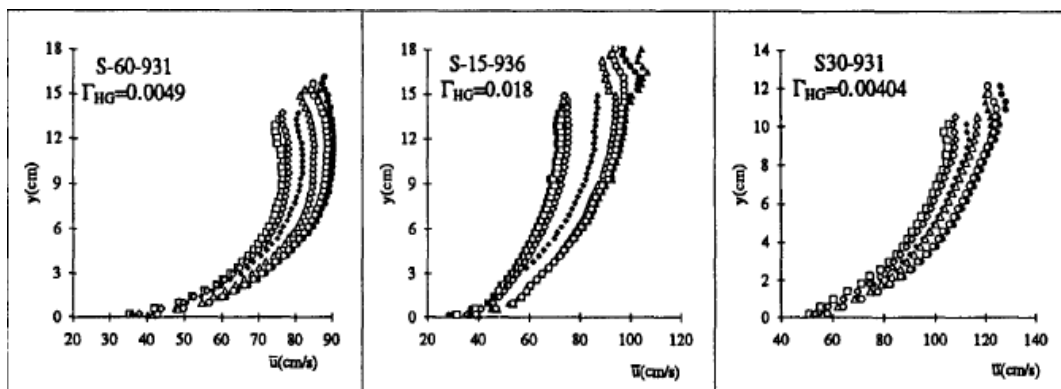


Figure 2.3 : Profil de vitesses d'un écoulement instable sur lit fixe, Song et Graf (1996).

2.3 Ecoulement uniforme stable sur lit mobile

Pour ce cas d'écoulement, Sumer et al. (1996) ont réalisé des expériences sur un canal incliné avec recirculation d'eau et de sédiments. Le canal mesure 10 mètres de long, 0,3 mètre de large et de profondeur. Une plaque était disposée à la surface de l'écoulement pour éviter les vagues. Pour ces expériences, Sumer et al. ont utilisé quatre types de sédiments différents.

Ils ont étudié le transport de sédiments près du lit qui se développe sur une couche d'une épaisseur plus grande que la taille des grains. Cette couche s'appelle la sheet-flow layer (voir figure 2.4).

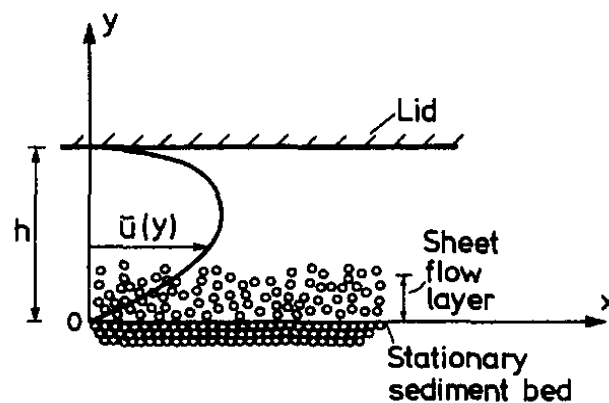


Figure 2.4 : Représentation de la sheet-flow layer par Sumer et al. (1996).

Pour deux de ces sédiments, comme la taille de grain était assez grosse, l'épaisseur de la sheet-flow layer était alors assez grande pour pouvoir mesurer le profil de vitesses à l'intérieur de celle-ci. Ils ont pu observer que ce profil de vitesses suivait une loi logarithmique près du lit. La majeure partie de cette loi se développe en dehors de la sheet-flow layer mais on peut remarquer que le début de la loi se trouve à l'intérieur même de cette couche. Elle est déterminée par :

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{30(z - \Delta z)}{k_s} \right) = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z - \Delta z}{k_s} \right) + 8,5 \quad (16)$$

où k_s est la constante de Nikuradse, où z est défini au bas de la sheet-flow layer et où Δz est la distance entre le niveau théorique du lit et la limite entre les sédiments stationnaires et en mouvement. Sumer et al. ont donc trouvé un profil de vitesses très semblable à l'équation (15) mais avec un décalage.

La référence pour z est prise ici à la limite entre le lit de sédiments fixes et la couche de sédiments en mouvement. Le décalage Δz est la différence entre le niveau théorique du lit et le bas de la sheet-flow layer (voir figure 2.5).

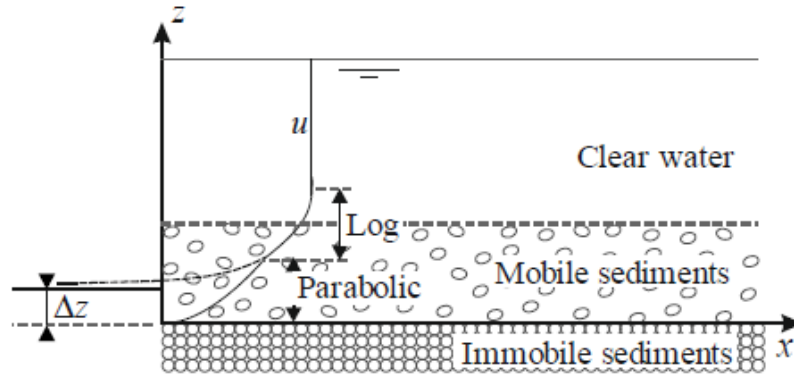


Figure 2.5 : Image tirée de la thèse d'Ilaria Fent (2018) représentant la définition de Δz selon Sumer (1996) pour un profil de vitesses logarithmique près du lit mais en dehors de la sheet-flow layer.

Pour déterminer ce Δz , Sumer et al. ont calculé u_* grâce : $u_* = (gRS_f)^{\frac{1}{2}}$

R étant le rayon hydraulique et S_f la pente de la charge hydraulique. Ils ont pris $\kappa=0,407$ et en sachant que z et u étaient mesurés, ils déterminent k_s et Δz avec l'équation (16).

Une dépendance entre Δz et θ a pu être trouvée, θ étant le paramètre de Shields (voir figure 2.6).

$$\theta = \frac{u_*^2}{g(s-1)d} \tag{17}$$

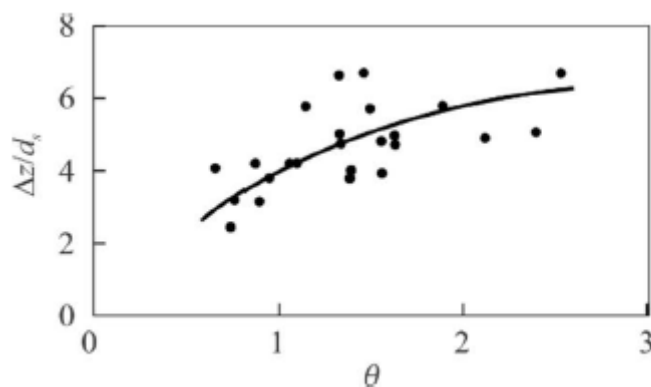


Figure 2.6 : Sumer et al.(1996), niveau du lit théorique Δz .

Sumer et al. ont aussi remarqué que le profil de vitesses de la partie basse de la sheet-flow layer suit une loi de puissance :

$$\frac{u}{u_*} = 2.5\theta^{-3/4} \left(\frac{z}{d}\right)^{3/4} \quad (18)$$

où d est le diamètre des grains et $s = \frac{\rho_s}{\rho}$ est la densité relative, ρ_s étant la densité des grains et ρ celle de l'eau et θ le paramètre de Shields.

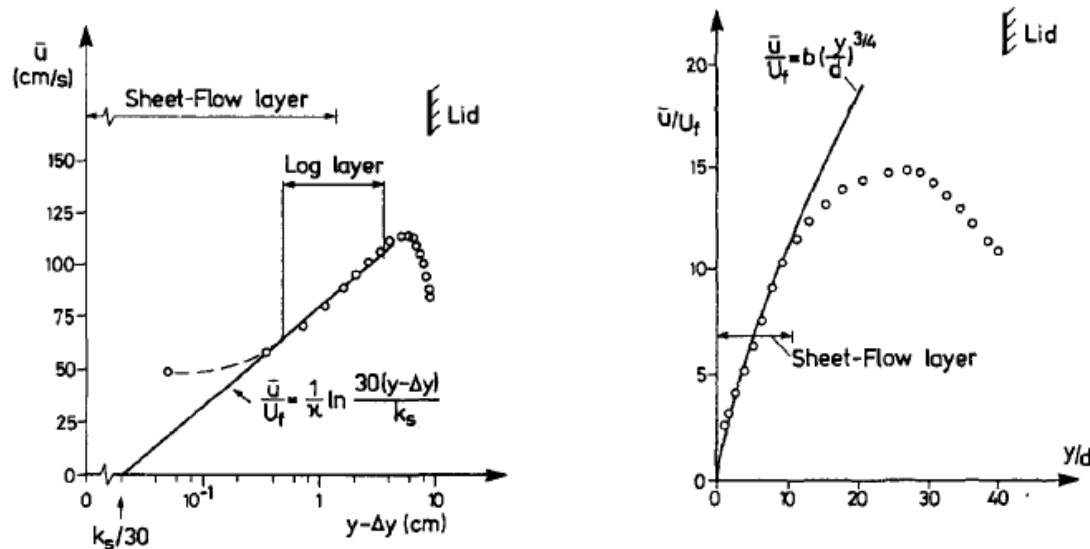


Figure 2.7 : Sumer et al. (1996). A gauche : Comparaison entre la loi logarithmique proche du lit mais en dehors de la sheet-flow layer avec les points expérimentaux. A droite : Comparaison entre la loi de puissance et les points expérimentaux.

2.4 Écoulement transitoire sur lit mobile

Les recherches sur les ruptures de barrage sur lit mobile étant beaucoup plus complexes, les expériences ont été menées plus récemment. Pas mal de recherches dans le cas d'un écoulement transitoire sur lit fixe existent mais on y retrouve peu de mesure du profil de vitesses analytique. L'intérêt se porte plutôt pour les modèles numériques 1D ou 2D. Pour les modèles 1D, les équations peuvent être écrites en considérant une couche d'eau pure ou une couche d'eau et de sédiments. D'autres équations peuvent être décrites par un modèle avec deux couches qui permet de prendre en compte la couche active de transport de sédiment. Il y a deux couches en mouvement, une couche de transport et une couche d'eau pure au-dessus, et une couche immobile (El Kadi Abderrezzak et Paquier).

Qu(2003) a réalisé 12 essais d'écoulement transitoire sur lit mobile dans un canal inclinable. L'écoulement passe d'abord sur un lit surélevé avec une rugosité appropriée afin de conditionner le flux. Ensuite, il y a un lit mobile de graviers fins sur une épaisseur

de 10 cm avec la même rugosité que le lit fixe. Il y a après cela une trappe permettant de récupérer les sédiments emportés et de nouveau une partie de canal avec un lit fixe ayant la même rugosité que précédemment. Les hydrogrammes sont imposés grâce à un programme qui contrôle la vitesse rotationnelle de la pompe. Le débit est, quant à lui, mesuré grâce à un débitmètre placé sur le tuyau d'alimentation. Six micromoulinets sont utilisés pour mesurer la vitesse ainsi que l'ADVP pour les profils de vitesse. Des limnimètres ultrasoniques permettent de mesurer la hauteur d'eau. Trois types de mesures ont été effectués : un hydrogramme triangulaire, un hydrogramme monotone croissant et un hydrogramme monotone décroissant. Les expériences ont été menées avec différents hydrogrammes. On a pu déduire que le profil de vitesses dans la région interne est une ligne droite dans l'échelle logarithmique tandis que dans la région externe le profil de vitesses montre une déviation qui peut être expliquée par la loi de Coles et sa fonction de sillage (voir figure 2.8). Il n'y a pas eu de différences significatives dans la région interne pour les expériences sur lit fixe ou lit mobile. La distribution de vitesse dans la couche de sédiments en mouvements n'a pas été considérée dans cette approche.

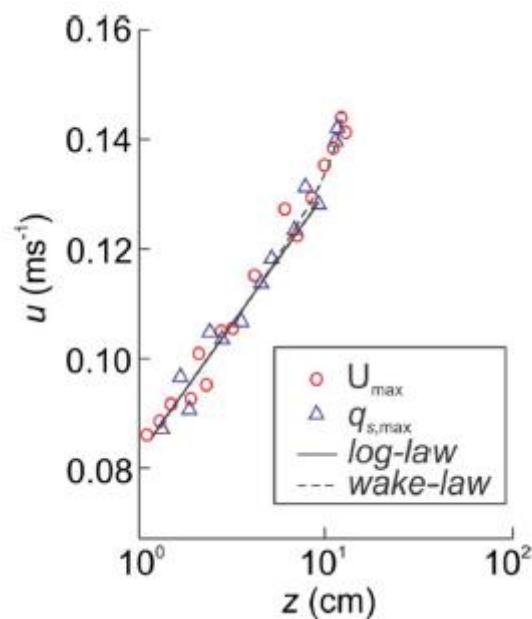


Figure 2.8 : Image prise de la thèse de Qu (2003), lorsque la vitesse moyenne prise sur toute la hauteur d'eau, U , et le transport sur le lit atteignent leur valeur maximum.

Spinewine et Capart(2013) ont réalisé des expériences de rupture de barrage dans un canal au LEMSC à Louvain-La-Neuve. Le lit de sédiment était fait de pellets en PVC de forme cylindrique (tableau 2).

	Symbole	PVC
Diamètre médian	d_{50}	3,9mm
Densité	ρ	1580kg m ⁻³
Angle de friction	φ	38°
Concentration de lit	C_b	58%

Tableau 2 : Caractéristiques des pellets en PVC cylindriques.

Le niveau de sédiments en amont et en aval de la porte était le même et le niveau d'eau initial dans le réservoir était de 35cm. Ils ont utilisé la PTV (Particle Tracking Velocimetry) pour mesurer les profils de vitesses et également les profils de concentrations grâce à une caméra rapide placée face au canal et une autre caméra rapide placée en oblique. La pliolite était utilisée comme traceur. Comme les pellets de PVC ont une densité très faible, une épaisse couche de sédiments en mouvement a été détectée à environ 0,05 m du front. Spinewine et Capart ont défini 3 couches différentes dans l'écoulement : une couche de sédiments immobile, une couche mixte de sédiments en mouvement et d'eau au-dessus et finalement une couche d'eau pure. Ils ont distingués 2 cas : eau libre et surface confinée. Dans le premier cas (figure 2.10 b), une couche d'eau libre dépourvue de sédiments recouvre la couche mixte de transport de sédiments. Dans le second cas (figure 2.10 c), les grains envahissent toute la hauteur de l'écoulement et la couche mixte de transport de sédiments est effectivement confinée, limitée par la surface libre de l'écoulement. Spinewine et Capart ont conclu de leurs expériences que le profil de vitesses était uniforme dans la couche d'eau claire et linéaire dans la couche mixte avec une vitesse égale à la vitesse de l'eau à l'interface avec l'eau claire.

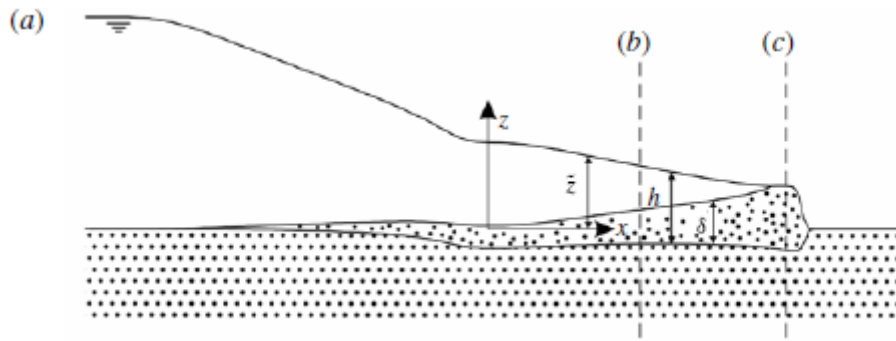


Figure 2.9 : Image prise de l'article de Spinewine et Capart (2013), définition des variables géométriques.

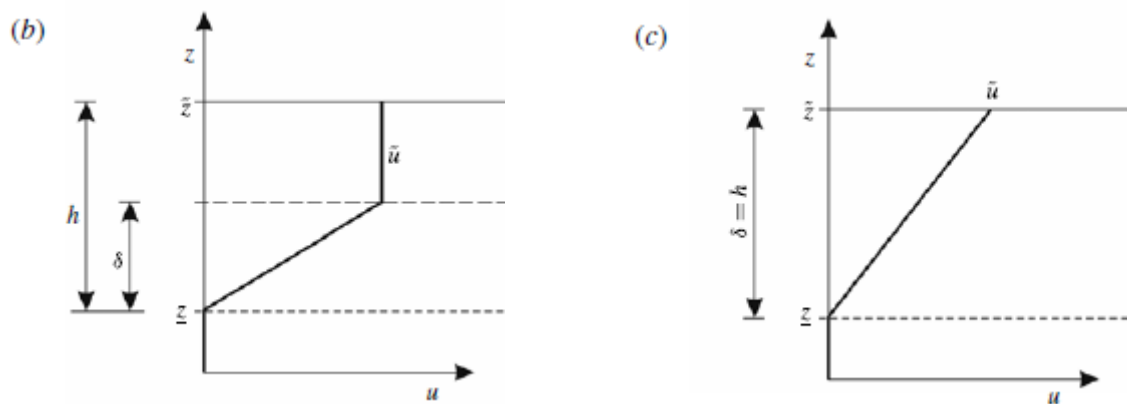


Figure 2.10 : Spinewine et Capart (2013), b) profil vertical de la vitesse horizontale u à une section où une couche d'eau claire est au-dessus de la couche de transport. c) profil vertical de la vitesse horizontale u à une section où la couche de transport se trouve sur toute la hauteur de l'écoulement.

Selon Ilaria Fent (2018) l'intérêt de leur recherche se portant plutôt sur les profils des concentrations de sédiments, le profil de vitesses dans la couche d'eau claire n'a pas été mesuré avec la même résolution et le même niveau de détail que ce qu'elle a obtenu notamment parce que la PIV (Particule Image Velocimetry) est plus précise que la PTV. Aussi, le profil de l'eau et les profils des lits fixe et mobile sont simulés avec un modèle 2 couches (voir figure 2.11). Il n'est donc pas possible de confirmer la correspondance exacte entre l'eau et les profils de lit et les profils de vitesses horizontales.

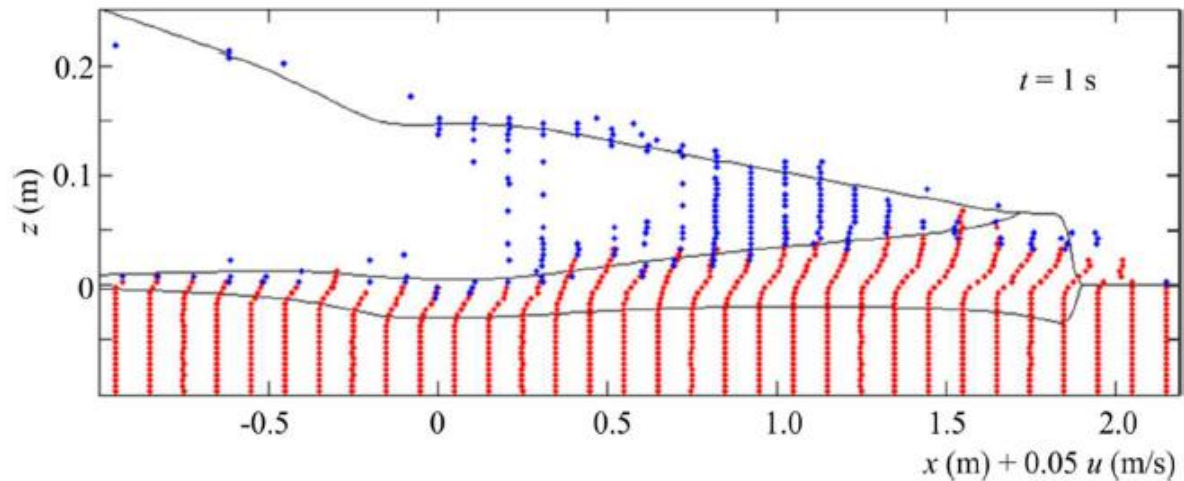


Figure 2.11 : Distribution de vitesses au temps $t=1s$ après l'ouverture de la porte (Spinewine et Capart, 2013).

Ilaria Fent (2018) a réalisé un type d'expérience dans le même canal que celui de Spinewine et Capart. L'expérience était réalisée avec 30cm d'eau dans le réservoir avec 10 cm de sédiments en amont et en aval de la porte. Les sédiments utilisés ont un diamètre de 1,72 mm. Elle a pu montrer que, pour cette expérience, une loi logarithmique est présente dans la partie supérieure de la sheet-flow layer et dans la partie inférieure de la colonne d'eau (figure 2.12).

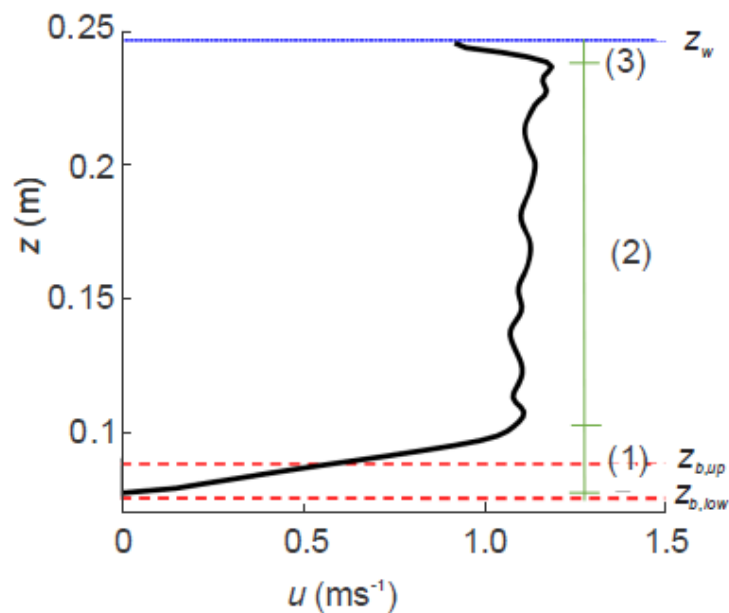


Figure 2.12 : Image tirée de la thèse d'Ilaria Fent (2018), profil de vitesses horizontales au temps $t=1s$ à la section $x = 0 m$.

En définissant $z_{b,low}$, $z_{b,up}$ et z_w les niveaux du lit fixe, de la limite supérieure de couche de sédiments en mouvement (sheet-flow layer) et de la surface libre respectivement, on peut remarquer qu'il existe trois zones différentes dans le profil de vitesse. La première se situe entre $z_{b,low}$ et $z_{b,up}$, où la vitesse varie entre 0 et une certaine valeur qui reste la même dans la deuxième zone, entre $z_{b,up}$ et z_w . Dans cette deuxième partie, la vitesse varie autour d'une valeur constante. Dans la dernière zone, la vitesse de l'eau est influencée par l'air en contact avec l'eau et donc par une faible contrainte de cisaillement.

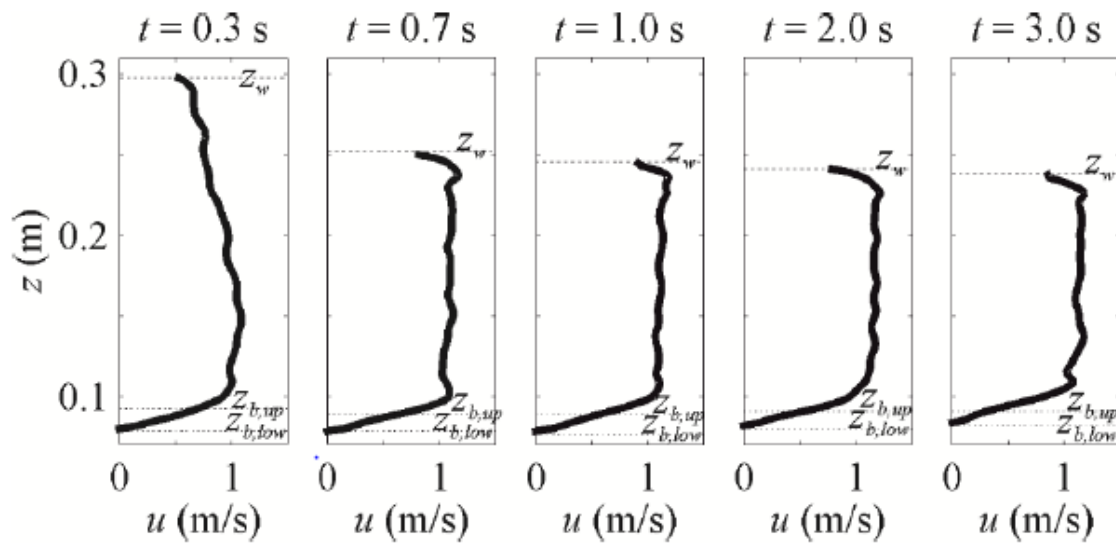
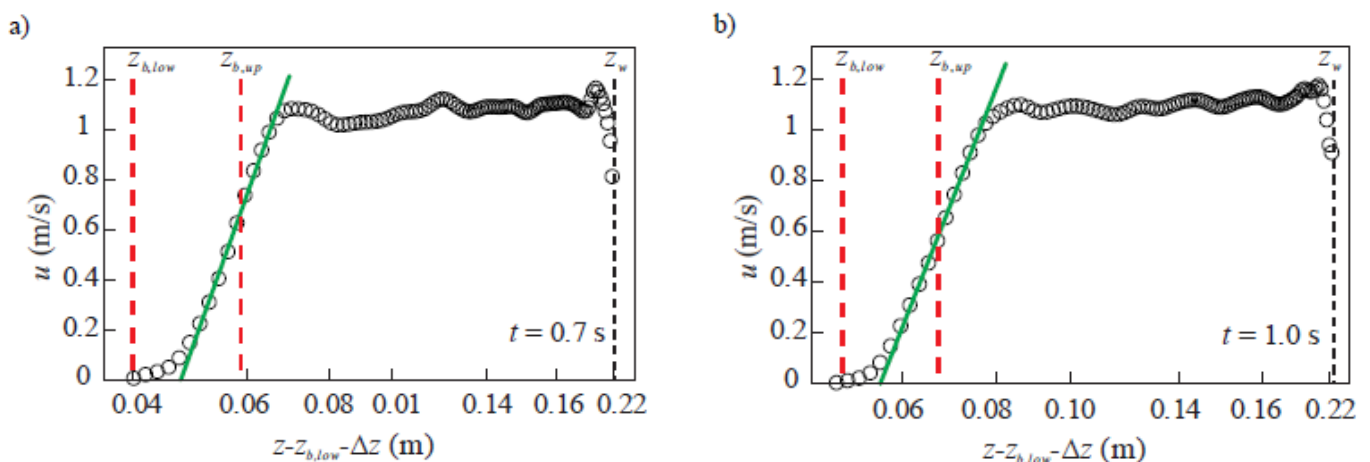


Figure 2.13 : Evolution du profil de vitesses en $x = 0$ m, à l'endroit de la porte, Ilaria Fent (2018).

Ilaria Fent a observé que le profil dans la couche d'eau claire est pratiquement uniforme à partir de 0,7s (figure 2.13).



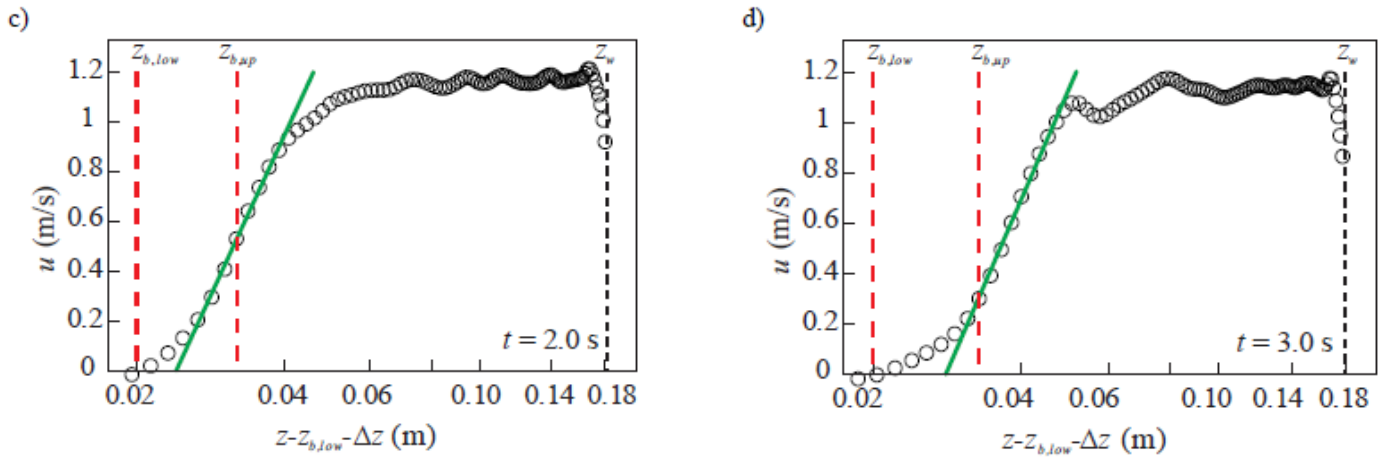


Figure 2.14 : Images tirées de la thèse d'Ilaria Fent (2018), graphes semi-logarithmiques pour différents temps en $x = 0$ m.

Sur la figure 2.14 nous pouvons comparer les données expérimentales avec la droite logarithmique de régression :

$$u = u_* \left(\frac{1}{\kappa} \ln \frac{z - z_{b,low} - \Delta z}{k_s} + B \right) = \frac{u_*}{\kappa} \ln(z - z_{b,low} - \Delta z) + u_* \left(B - \frac{1}{\kappa} \ln k_s \right) \quad (19)$$

Où $\frac{u_*}{\kappa}$ est la pente de la loi logarithmique et où Δz est le niveau théorique vers lequel la loi logarithmique tend asymptotiquement.

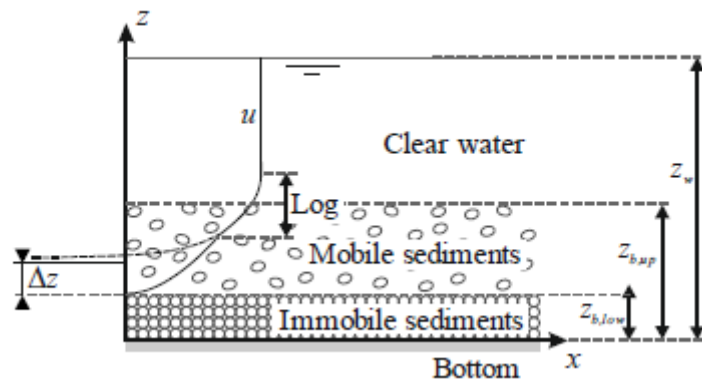


Figure 2.15 : Définition des variables pour la représentation du profil de vitesses horizontales pour l'expérience de rupture de barrage sur lit mobile d'Ilaria Fent (2018).

On peut aussi remarquer que le profil de vitesses dévie de la loi logarithmique dans la partie inférieure de la couche de sédiments comme l'ont observé Sumer et al. Spinewine et Capart ont, par contre, trouvé une loi linéaire dans la couche sédimentologique

Ilaria Fent a calculé la valeur de plusieurs paramètres à différents temps de l'écoulement (tableau 3). Tout d'abord, u_* est déterminé grâce à la pente du graphe semi-logarithmique $z-u$ et le paramètre de Shields θ est, quant à lui, trouvé grâce à u_* . La valeur de Δz est celle

donnant la meilleure régression linéaire pour les valeurs mesurées de la vitesse les plus proches de la limite supérieure du lit mobile $z_{b,up}$ en considérant au moins 8 points. Selon Ilaria Fent, la valeur de Δz ainsi que la valeur de $z_{b,low}$ varient à cause du caractère très turbulent de l'écoulement et de la mobilisation progressive de la couche de sédiments. La contrainte de cisaillement est plus grande au début de l'écoulement car c'est le moment où il est le plus turbulent après la descente de la porte.

Temps [s]	$z_{b,up}$ [m]	$z_{b,low}$ [m]	Δz [m]	Δz [ks]	u_* [m/s]	θ [-]
0,0	0,010	0,010				
0,7	0,090	0,071	-0,04	-23,3	1,26	57,26
1,0	0,089	0,072	-0,05	-29	1,32	62,95
2,0	0,091	0,079	-0,02	-11,6	0,74	19,91
3,0	0,091	0,078	-0,02	-11,6	0,79	22,61

Tableau 3 : Résultats des expériences d'Ilaria Fent pour différents temps

3 Expériences et matériel de laboratoire

Dans ce chapitre, nous allons aborder la description du canal et du matériel utilisé pour réaliser nos expériences ainsi que les conditions expérimentales.

3.1 Description

Le problème de la rupture d'un barrage a été matérialisé dans le laboratoire LEMSC (Laboratoire Essais Mécaniques Structures génie Civil) situé à Louvain-la-Neuve.

Le barrage est représenté par une porte reliée à un système pneumatique, le tout plongé dans un canal rectangulaire, composé de 2 parois de verres longues de 6 mètres et espacées de 25 cm, pour une hauteur de 50 cm. (voir figure 3.1)

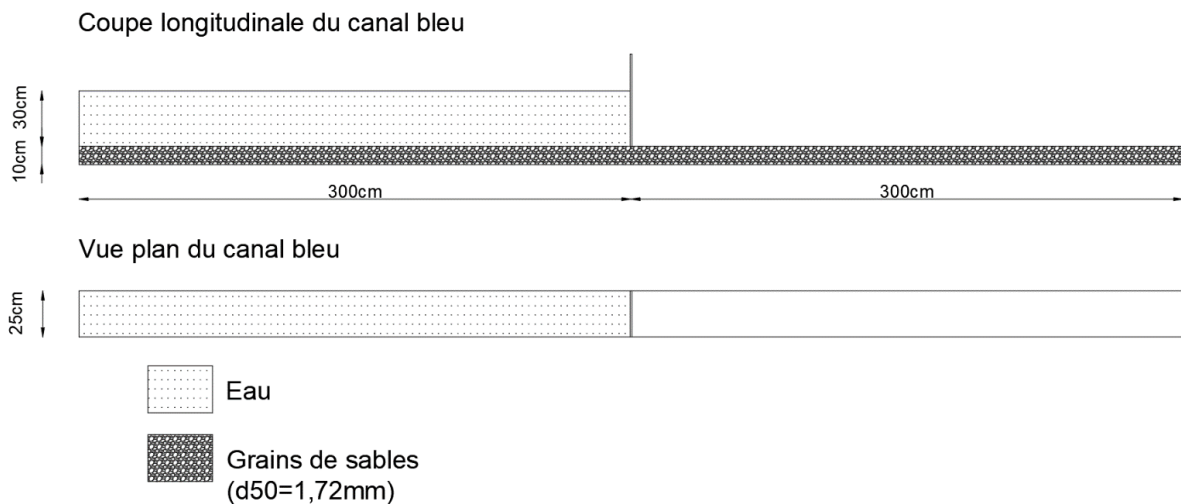


Figure 3.1 : Géométrie du canal de rupture de barrage avec l'épaisseur du lit de sédiments et une hauteur d'eau initiale de 30 cm.

Ce canal permet de réaliser des expériences d'écoulement turbulent à surface libre et les parois, de par leur transparence, permettent d'observer les phénomènes. La surface de fond, qui est horizontale, est constituée de planches de bois, ce qui peut dans certains cas ralentir voire obstruer la porte, car le bois en absorbant l'eau a tendance à gonfler. Une graisse est cependant appliquée sur la porte pour minimiser les frottements. Cette graisse permet également d'augmenter l'étanchéité. La porte est située à mi-distance des extrémités du canal et est faite d'aluminium d'une épaisseur de 12mm, d'une largeur de 244 mm et d'une hauteur de 80 cm (voir figure 3.3).

Le système pneumatique se compose d'un compresseur, d'un réservoir à air comprimé, d'un pressiomètre ainsi que d'une vanne (voir figure 3.2).



Figure 3.3 : Vue de la porte du canal.



Figure 3.2 : Système pneumatique.

Quand le compresseur est mis sous tension, l'air est comprimé jusqu'à 8 bars et, en ouvrant la vanne, l'air sous pression se transfère dans le réservoir à air comprimé. Le but de ce réservoir est de minimiser la distance jusqu'à l'électrovanne qui va activer le vérin, de manière à minimiser les pertes de charges. Afin d'assurer une bonne répétitivité, il est important de recharger la pression dans le système pneumatique à 8 bars de façon à garder la vitesse de descente de la porte constante. L'entièreté du circuit est contrôlée par un automate sur lequel nous retrouvons 3 interrupteurs. Le premier et le troisième, lorsqu'ils sont maintenus pendant 5 secondes, contrôlent la descente de la porte. Le second, quant à lui, va remonter la porte.

Pour enregistrer les expériences, nous disposons d'une caméra « fastcam SA3 Photron » qui possède une résolution maximale de 1024x1024 pixels, montée sur un trépied avec un niveau. Celle-ci permet un enregistrement de 1000 fps (frame per second) cependant, nous nous contentons de 500 fps, pour avoir une plus longue durée d'enregistrement sachant que la mémoire de la caméra ne dépasse pas 2 Gb. Pour augmenter la précision, l'obturation et la netteté de l'image, nous utilisons en plus un objectif « Zeiss Distagon 2/25mm ZF.2 ». La caméra est connectée à l'ordinateur d'une part et à l'automate d'autre

part à l'aide d'un câble qui déclenche l'enregistrement lorsque la descente de la porte est enclenchée. Un ordinateur prévu à cet effet nous a été fourni afin de pouvoir utiliser le programme « Photron Fastcam Viewer » qui projette l'image perçue par l'objectif de la caméra.

Une section longitudinale du canal est éclairée à l'aide d'un laser de longueur d'onde $\lambda = 660 \mu\text{m}$. Comme la sécurité est primordiale dans un laboratoire, un système de contact a été conçu au niveau de la grille sous-jacente au canal. Lorsque celle-ci sort de son emplacement, le système pneumatique est coupé.

3.2 Conditions expérimentales

Dans un premier temps, nous avons voulu réitérer les expériences menées par Ilaria Fent, et nous avons donc repris ses conditions initiales d'écoulement. Nous plaçons une couche de 10 cm d'épaisseur de sédiments sur toute la longueur du canal. Le type de sédiment utilisé est un sable grossier de distribution de taille uniforme. Les caractéristiques de ce sable sont reprises dans le tableau 4 ci-dessous.

	Symbole	Sédiments
Densité	ρ_s	2682 kg/m
Diamètre médian	d_{50}	1.72 mm
Diamètre à 10%	d_{10}	1.15 mm
Coefficient d'uniformité	d_{60}/d_{10}	1.8/1.3=1.38
Porosité	ϵ_0	0.42
Concentration de lit	c_b	0.58
Angle de friction	φ	38°
Perméabilité	k	$2.27 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$
Poids volumique sec	W	14.54 kN/m^3

Tableau 4 : Caractéristiques du sable utilisé pour nos expériences en laboratoire.



Figure 3.4 : Système permettant de tasser le lit de sédiment de manière uniforme.

Nous compactons de manière la plus égale possible les sédiments à l'aide d'une masse de 10 kg lâchée de la même hauteur grâce à un instrument confectionné par de précédents étudiants (voir figure 3.4).

La partie en aval du barrage est saturée en eau grâce à une plaque en bois siliconée à l'extrémité du canal. La partie amont est submergée de 30 cm à partir du dessus de la couche de sable. Pour inonder le canal sans remanier les sédiments déjà tassés, nous utilisons un tube percé qui convertit le jet sous pression de la source d'eau en fins jets doux. Une fois l'expérience réalisée, l'eau est récoltée dans un bac situé à la sortie du canal et sur lequel est placé un tamis récoltant les sédiments transportés. Afin de recycler l'eau utilisée, une pompe vide-cave ramène l'eau à l'amont de la porte (toujours en se servant du tuyau percé). Afin de mettre en lumière l'écoulement turbulent qui règne dans le canal suite à la rupture du barrage, nous versons un mélange de pliolite, eau, savon, préparé au préalable. Remarquons que les particules de pliolite doivent être filtrées auparavant à 475 μm avec tamis pour éviter de flotter à cause de la tension superficielle de l'eau. Ce traceur ainsi que le laser vont permettre un traitement PIV (Particle Image Velocimetry) qui consiste à détecter le déplacement d'une particule de l'écoulement.

Pour le traitement des images, il est nécessaire de réaliser une calibration. Pour cela nous plaçons une plaque de calibration dans le canal parallèlement aux vitres à l'endroit où nous voulons prendre les images. Les sédiments permettent de la maintenir en place. La plaque utilisée est de type 31, elle mesure 30cm de côté. Il est nécessaire de plonger cette

plaque dans l'eau car elle participe à la distorsion des images. Pour éviter de remplir entièrement le canal, nous plaçons des plaques en bois de part et d'autre. Si l'emplacement de la prise d'images est à l'endroit où se trouve la porte, il est nécessaire de placer de la plasticine dans la rainure de la porte pour éviter les fuites. Il faut s'assurer que la plaque est à niveau et qu'elle se trouve dans le plan du laser. La plaque est éclairée grâce à une lampe de chantier. Une photo est alors prise avec la caméra. Cette photo servira à calibrer toutes les autres images prises lors de l'expérience qui suit. Il est important de ne pas déplacer le trépied et le laser et de ne plus changer les paramètres de la caméra après la prise de la photo de calibration.

Après nous être assurés que nos résultats correspondaient aux résultats d'Ilaria Fent, nous avons réalisé plusieurs expériences avec des hauteurs d'eau initiales de 25, 30 et 35cm d'eau. Le centre des images prises était situé à 17cm, 45cm et 75cm de la porte afin de couvrir une longueur assez conséquente (voir figure 3.5). Nous tracions à la craie les pieds du trépied afin de retrouver l'endroit exact de la caméra malgré qu'il faille recommencer la calibration si la caméra a été déplacée.



Figure 3.5 : Canal de rupture de barrage du laboratoire d'hydraulique de l'UCL avec les différentes positions du laser et de la caméra pour enregistrer les expériences à 17 cm, 45 cm et 75 cm de la porte (cadres colorés de gauche à droite).

Comme l'enregistrement des images était limité dans le temps à cause de la mémoire de 2Gb de la caméra, nous avons voulu utiliser une nouvelle caméra rapide, la Fastcam mini UX, que le LEMSC a récemment acquise. Cette caméra possède une mémoire de 32Gb, ce qui nous permet d'enregistrer l'écoulement de toute l'eau présente dans le réservoir.

Cependant, l'analyse des images obtenues ne nous donne pas des résultats concluants. Des vecteurs vitesse sont détectés sur toute l'image même lorsque nous plongeons la caméra dans le noir le plus total, alors que l'analyse ne devrait bien évidemment donner aucun vecteur dans ces conditions (voir figure 3.6).

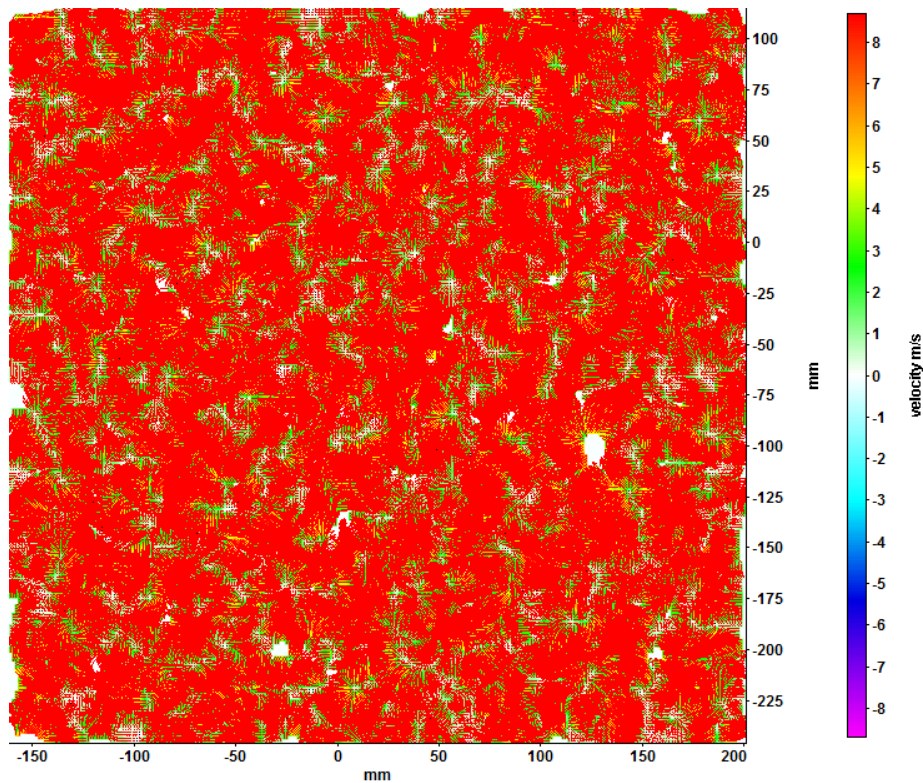


Figure 3.6 : Graphe de vecteurs vitesse calculés avec des images enregistrées sur la nouvelle caméra, présence de vecteurs parasites erronés sur toute l'image.

En réalité, nous nous sommes aperçu en regardant les images enregistrées que de petits grésillons bleutés étaient visibles à l'œil nu sur nos images et c'est sans doute la raison du calcul de vecteurs erronés sur DaVis (voir figure 3.7). Pour régler ce problème, le manuel PFV conseille de réaliser une calibration du niveau de noir mais le vendeur de la caméra nous a informés qu'il n'était pas possible de la réaliser avec ce modèle de caméra. Nous avons donc opté pour une autre solution, reprogrammer l'automate avec un délai entre la descente de la porte et le début de la prise d'images. Pour les recherches futures, nous conseillons d'essayer de régler le problème grâce au logiciel d'analyse d'images DaVis en essayant de réaliser la calibration du niveau de noir directement sur le programme et ainsi modifier les images enregistrées ou d'utiliser certains paramètres permettant de retirer tous ces vecteurs erronés (possibilité d'appliquer un masque par exemple). En effet, pour enregistrer une expérience jusqu'à 6 secondes après la descente de la porte, à

un certain endroit, avec un niveau d'eau donné dans le réservoir, nous avons dû réaliser 3 fois la même expérience.

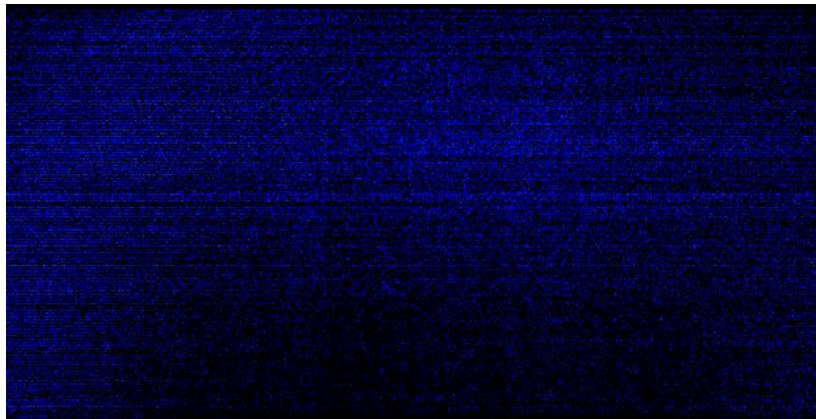


Figure 3.7 : Image brute enregistrée à l'aide de la nouvelle caméra plongée dans le noir (le capuchon de l'objectif n'a même pas été enlevé), présence de grésillons.

Etant donné que la préparation d'une expérience prend pas mal de temps et qu'un oubli est vite arrivé, il faut s'assurer que tout a été fait correctement, que tout est prêt. Pour cela nous avons réalisé une check-list qui se trouve à l'annexe 1.

Plusieurs illustrations du laboratoire et du matériel utilisé sont disponibles dans l'annexe 2.

4 Particle Image Velocimetry

Pour l'analyse de nos résultats d'expériences, nous avons utilisé une méthode répandue dans plusieurs domaines de l'ingénierie, notamment en sciences biomédicales, la Particle Image Velocimetry (PIV) que nous allons décrire dans ce chapitre.

Comme son nom l'indique, elle se base sur une série d'images pour calculer des graphes de vecteurs vitesse. Cette méthode présente l'avantage de ne devoir introduire aucun appareillage de mesure dans l'écoulement contrairement à une méthode plus classique de mesure de profils de vitesses comme l'ADCP (« Acoustic Doppler Current Profiler »), ce qui permet de ne pas modifier l'écoulement et donc de ne pas influencer même légèrement nos expériences. Pour l'histoire, la PIV fait suite à la Particle Tracking Velocimetry (PTV), où chaque particule d'un écoulement est identifiée pour le calcul des vecteurs. Pour pouvoir faire le calcul des vitesses par la PIV avec un programme qui se nomme « DaVis 8 », la condition nécessaire et suffisante est donc d'avoir au moins 2 images de l'écoulement d'étude du type de la figure 4.1, dans lequel des particules d'eau sont tracées. De plus, il faut bien entendu connaître l'intervalle de temps qui sépare ces images.

Dans notre cas, et comme expliqué au chapitre de description laboratoire, nous traçons l'eau à l'aide de fines particules de pliolite filtrées dans un tamis à $475\mu\text{m}$, détail important car sans tamisage les morceaux de pliolite bruts mis à notre disposition en laboratoire seraient trop lourds que pour « nager » librement dans l'eau et inversement un filtrage trop important rendrait les particules de pliolite trop fines et moins denses que l'eau, celles-ci flotteraient alors en surface. Le reflet de la lumière du laser sur les particules de pliolite confondues aux particules d'eau permet d'enregistrer des images dans lesquelles le mouvement de l'eau et des grains est alors distinguable.

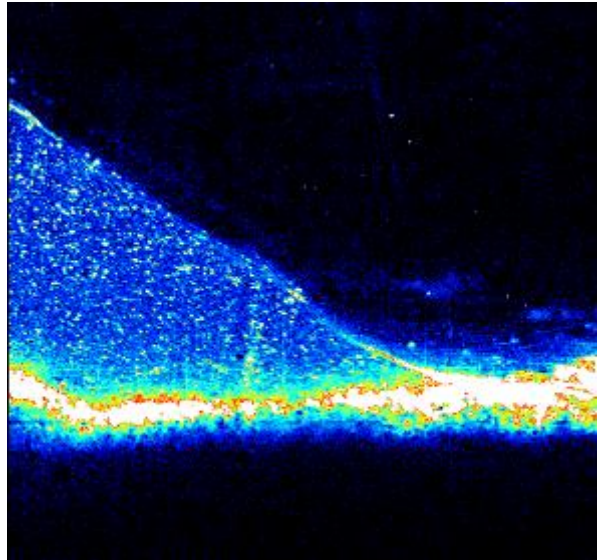


Figure 4.1 : Image brute de l'écoulement obtenue de nos expériences, avec une résolution optimisée.

4.1 Principe

Le principe de la PIV résumé grossièrement consiste donc à détecter à l'aide d'un logiciel un groupe de particules sur une image et de repérer ce même groupe de particules sur l'image qui succède. De façon plus détaillée, chaque image enregistrée par la caméra est composée de pixels, c'est-à-dire de trios bleu-vert-rouge, de mêmes tailles mais aux nuances et intensités différentes. La méthode de la PIV consiste alors à diviser l'image en fenêtres d'interrogation, chaque fenêtre d'interrogation étant composée d'une petite fraction de pixels (à déterminer) et représentant donc une infime partie de l'image de base.

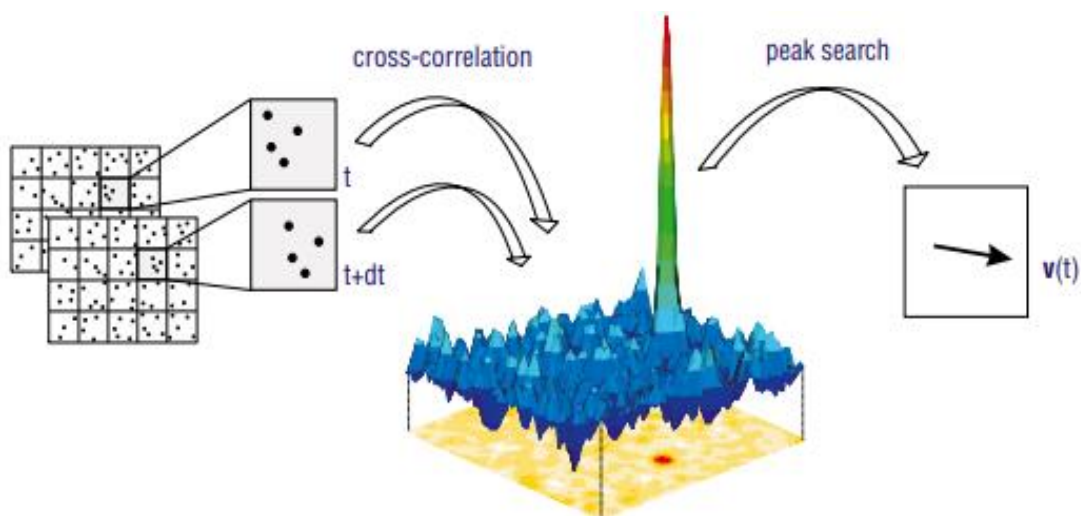


Figure 4.2 : Illustration du pic de corrélation tirée du manuel FlowMaster de LaVision.

En effectuant ensuite une corrélation croisée entre une fenêtre d'interrogation d'une image prise à l'instant t et la même fenêtre d'interrogation correspondante d'une image prise à l'instant $t+dt$ (dt étant l'intervalle de temps entre les 2 images), le logiciel utilisant la technique de la PIV essaie alors de déterminer un pic de corrélation (voir figure 4.2), autrement dit le déplacement le plus probable d'un groupe de particules détecté sur l'image au temps t et en l'espace de dt secondes. Une fois le déplacement dx trouvé, le calcul du vecteur vitesse est simple si l'on se souvient de la définition d'une vitesse, à savoir : $v = dx/dt$. Le programme se charge évidemment de ce calcul, mais également de répéter ces opérations pour toutes les fenêtres d'interrogations de l'image et pour toutes les images importées. Comme une image fait généralement 1024×1024 pixels, que chaque image est divisée en plusieurs centaines de fenêtres d'interrogation, et que sur chaque fenêtre peuvent se trouver plusieurs particules d'écoulement, le calcul de graphes de vecteurs vitesse pour plusieurs centaines d'images peut prendre beaucoup de temps, même avec un ordinateur très puissant.

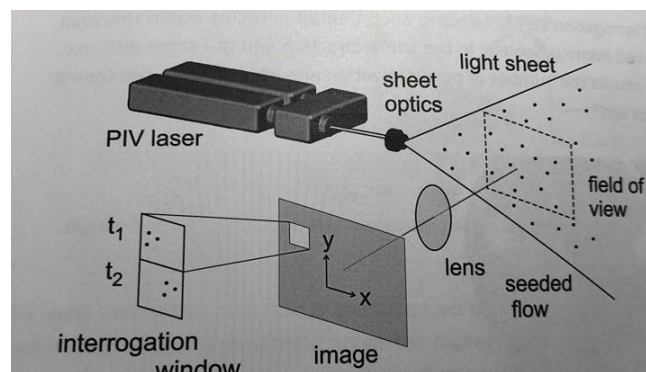


Figure 4.3 : Illustration du système d'enregistrement des images et de la division en fenêtres d'interrogation d'une image tirée du manuel FlowMaster de LaVision.

4.2 Calibration

Le programme que nous avons utilisé durant toute la durée de nos expériences s'appelle « DaVis 8 ». Une fois ouvert, la première chose à faire est de créer un nouveau projet de type « PIV » (notons que DaVis 8 donne aussi la possibilité de créer un projet de type « Imagerie » mais qui ne nous concerne pas). Il faut ensuite importer toutes les images que nous voulons analyser en prenant soin de spécifier la taille de pixel propre à la caméra utilisée (ici $17 \mu\text{m}$) et l'intervalle de temps dt entre chaque image (ici 500 images par seconde donc $2000 \mu\text{s}$). Il faut ensuite corriger les images brutes importées à l'aide des photos de calibration prises avant chaque expérience. DaVis8 a donc besoin de connaître

le type de plaque de calibration utilisée (chaque type étant préenregistré dans le programme avec ses caractéristiques, ici nous avons utilisé la plaque de type 31 illustrée à la figure 4.4) ainsi que la distance entre la caméra et la plaque.

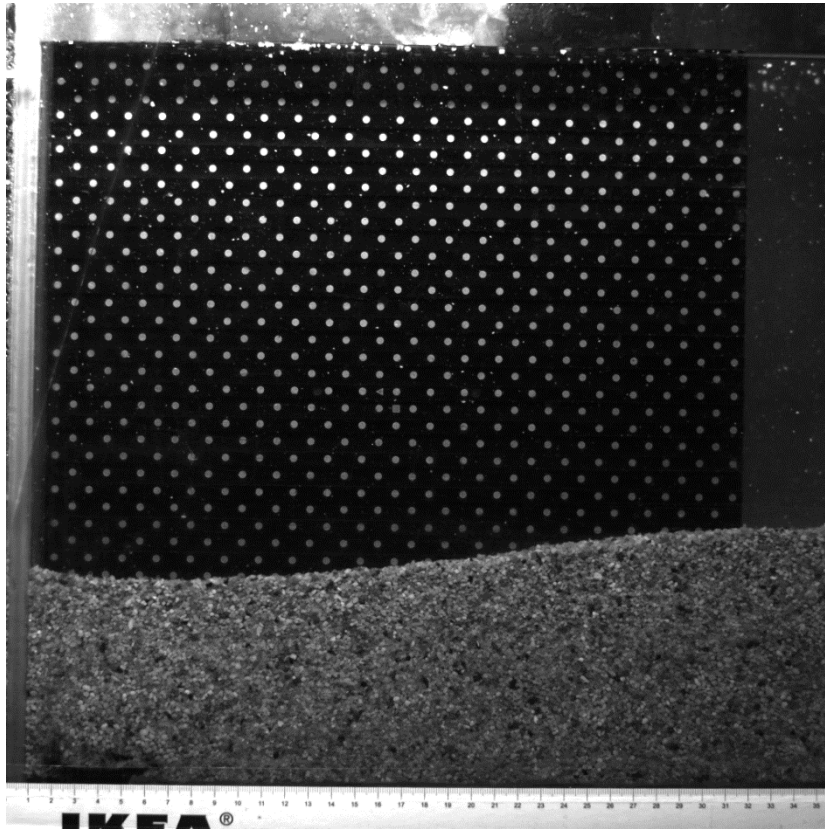


Figure 4.4 : Image de la plaque de calibration.

Pour ce faire, nous disposons d'un mètre collé sur la vitre et placé en dessous de la couche de sédiments, ainsi, lorsque la photo était prise, il ne restait plus qu'à diviser la longueur mesurable sur l'image par le nombre de pixels qui composent l'image (1024x1024) pour connaître la taille « réelle » d'un pixel avec cette position de la caméra ou, en d'autres termes, connaître la distance entre la caméra et le canal. Il suffit ensuite de définir le centre de calibration, représenté par un petit carré sur la plaque, pour que le logiciel puisse détecter tous les points de calibration de la plaque et retorde l'image correctement pour annuler la distorsion due aux vitres, l'objectif et l'eau (voir figure 4.5).

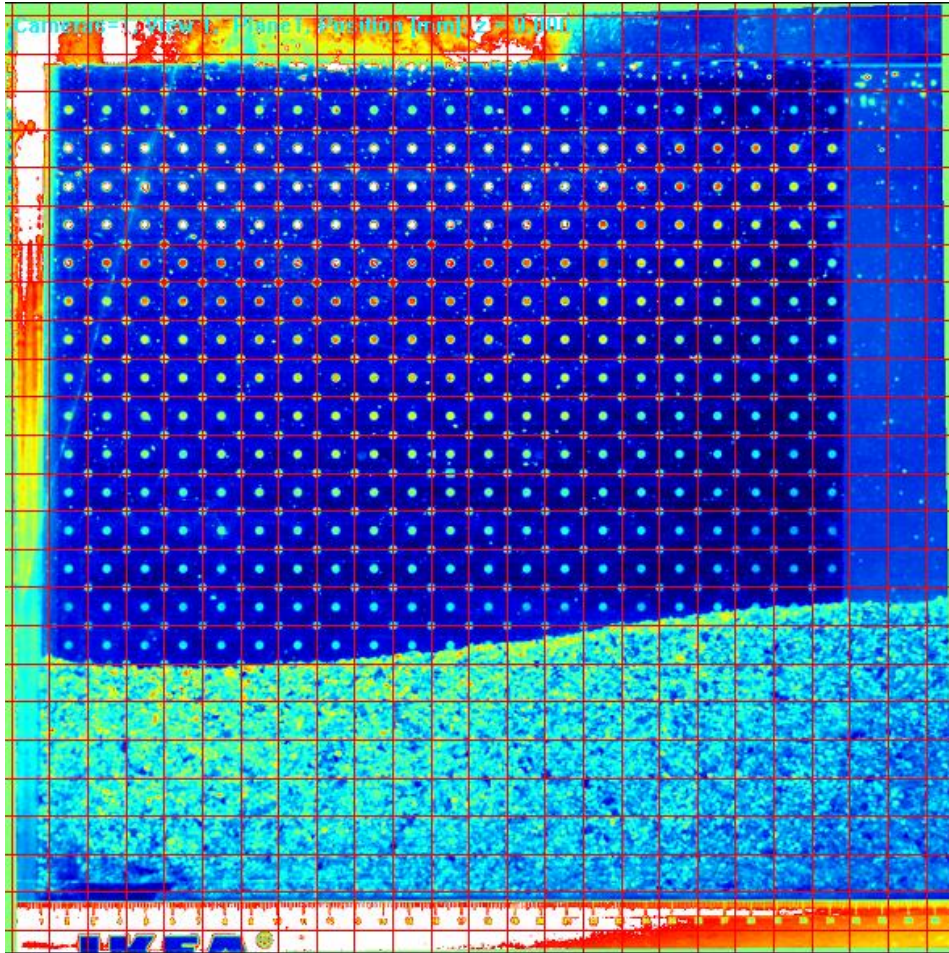


Figure 4.5 : Image corrigée grâce à la calibration sur le programme DaVis.

4.3 Chevauchement

Une autre notion importante à comprendre est celle de chevauchement. Revenons un instant à la détermination du pic de corrélation entre 2 fenêtres d'interrogation correspondantes. S'il semble évident de devoir comparer au départ 2 fenêtres se trouvant à la même position dans l'espace pour 2 images différentes, la détection du groupe de particules dans une fenêtre de l'image au temps t et dans une fenêtre de l'image au temps $t+dt$ doit se faire moyennant un certain pas, qui est lié à une option proposée par DaVis, qui s'appelle le chevauchement.

Pour illustrer plus clairement ce concept, prenons le cas simple d'un chevauchement choisi de 0% de la taille de fenêtre d'interrogation initiale. Cela signifie qu'après avoir repéré un groupe de particules dans une fenêtre de l'image au temps t , le logiciel va chercher au départ de la même fenêtre sur l'image au temps $t+dt$, ce groupe de particules,

en s'autorisant à aller voir dans les fenêtres adjacentes à celle de départ (puisque qu'un chevauchement de 0% a été choisi). Si un chevauchement de 50% avait été choisi, le logiciel chercherait le groupe de particules au départ de la même fenêtre sur l'image au temps $t+dt$, en s'autorisant cette fois à aller voir dans des fenêtres déplacées de 50% de la taille initiale de la fenêtre, comme illustré à la figure 4.6. Au plus le chevauchement autorisé est grand, au plus la précision du pic de corrélation est bonne. En revanche un plus grand chevauchement engendre un plus grand temps de calcul de vecteurs et un plus grand nombre de vecteurs.

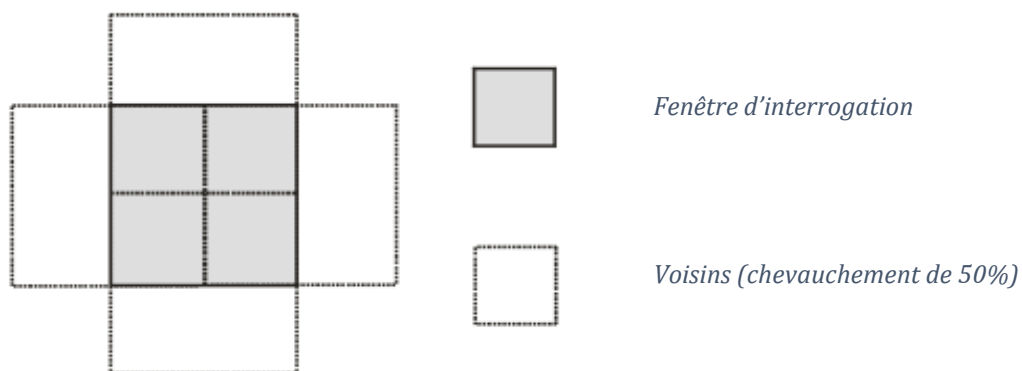


Figure 4.6 : Schéma d'un exemple de chevauchement tiré du manuel FlowMaster de LaVision.

4.4 Corrélation croisée

Pour le traitement de l'image, 3 options principales sont possibles sur DaVis 8 : évaluation par passe unique, évaluation par passes multiples (taille constante), évaluation par passes multiples (taille décroissante).

Avec la première option, le calcul des vecteurs vitesse est réalisé en une seule passe, une seule itération. Le pic de corrélation croisée entre les fenêtres d'interrogation correspondantes est donc déterminé en une seule fois en fonction de la taille de fenêtre et du chevauchement choisis (exemple à la figure 4.8). Ce traitement est plus rapide mais offre moins de précision quant aux vecteurs vitesse calculés.

La deuxième option traite l'image en plusieurs passes. Tout d'abord, elle effectue une première évaluation du pic de corrélation en fonction de la taille de fenêtre et du chevauchement choisis, exactement comme la 1^{ère} option. Ensuite, elle utilise le pic de corrélation calculé à la 1^{ère} itération comme référence au début de la 2^{ème} itération pour

déplacer la fenêtre de départ selon le déplacement précédemment évalué. Ensuite la 2^{ème} itération peut commencer, un nouveau pic de corrélation est déterminé et l'opération recommencée. Cette option est vivement recommandée pour éliminer les vecteurs parasites et préciser la corrélation entre les particules.

Mais la troisième option est la meilleure et c'est celle que nous utiliserons. Sur base du même principe que l'évaluation par passes multiples (taille constante), pour augmenter la précision, DaVis 8 propose ici de diminuer la taille de la fenêtre d'interrogation de moitié au début de la seconde itération. Cela permet d'améliorer progressivement le déplacement de la fenêtre de départ au début de chaque nouvelle itération et également d'assurer une corrélation correcte entre les particules même en utilisant des fenêtres très petites dans lesquelles très peu de particules sont tracées (exemple à la figure 4.7).

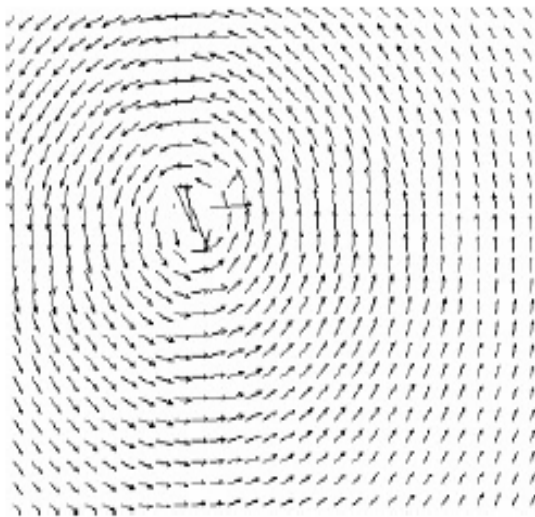


Figure 4.8 : Exemple de graphique de vecteurs obtenu avec la PIV en appliquant une corrélation croisée par passe unique (taille de fenêtres : 32x32), tiré du manuel FlowMaster de LaVision.

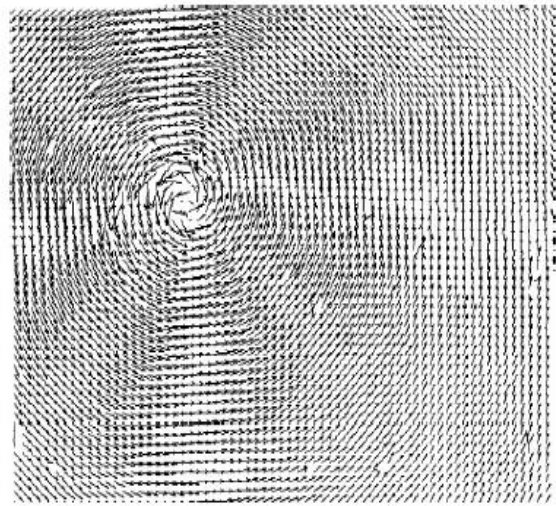


Figure 4.7 : Exemple de graphique de vecteurs obtenu avec la PIV en appliquant une corrélation croisée par passes multiples (taille décroissante)(taille de fenêtres : 32x32 → 16x16), tiré du manuel FlowMaster de LaVision.

4.5 Post-traitement

Une fois les vecteurs vitesse calculés, il est possible d'appliquer un post-traitement aux résultats dans le but d'éliminer au maximum les vecteurs parasites calculés qui peuvent apparaître pour différentes raisons (bruit, reflet, ...). Dans cette section, nous allons expliquer deux options de post-traitement que nous utilisons pour nos expériences, bien que le programme propose d'autres paramètres de post-traitement.

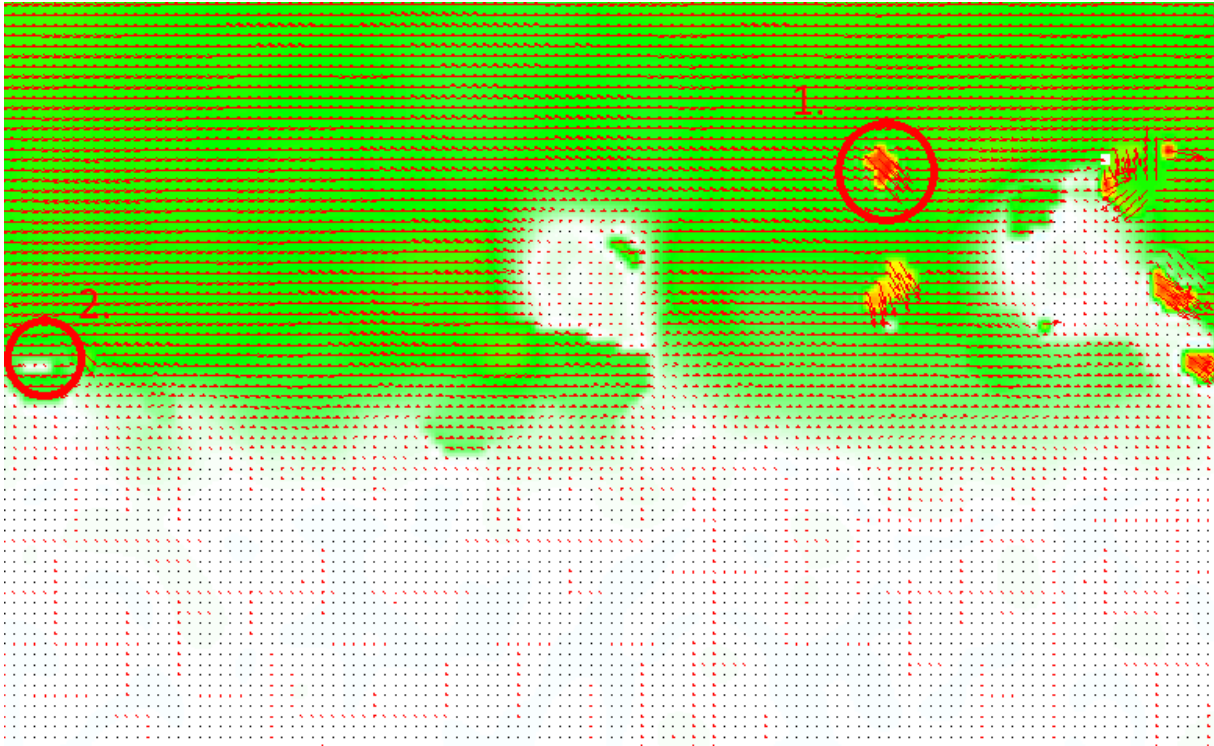


Figure 4.9 : Graphe de vecteurs vitesse avant application des filtres de post-traitement.

Lorsqu'un grand chevauchement est autorisé, le risque est plus grand de voir un groupe de mauvais vecteurs calculé suite à une impureté sur l'image brute, comme par exemple un reflet ou une éclaboussure. Le groupe de mauvais vecteurs est alors facilement détectable sur le graphe puisque, hormis ceux-ci, tous les vecteurs voisins ont une amplitude semblable. Pour empêcher cela, DaVis propose d'augmenter la fiabilité des groupes de vecteurs calculés en choisissant un nombre N tel que tous les groupes de vecteurs avec moins de N vecteurs soient retirés (comme illustré dans le premier cercle rouge des figure 4.9 et figure 4.10). De la sorte, dès qu'un « groupe » de vecteurs apparaît, sous-entendu un groupe n'ayant pas la même amplitude approximative que ses voisins, ou autrement dit un groupe de vecteurs isolés, s'il n'est pas composé d'au moins N vecteurs (N étant le nombre de vecteurs suffisants pour que nous considérions que le groupe ne soit pas dû à une erreur pratique), il est considéré comme parasite et retiré.

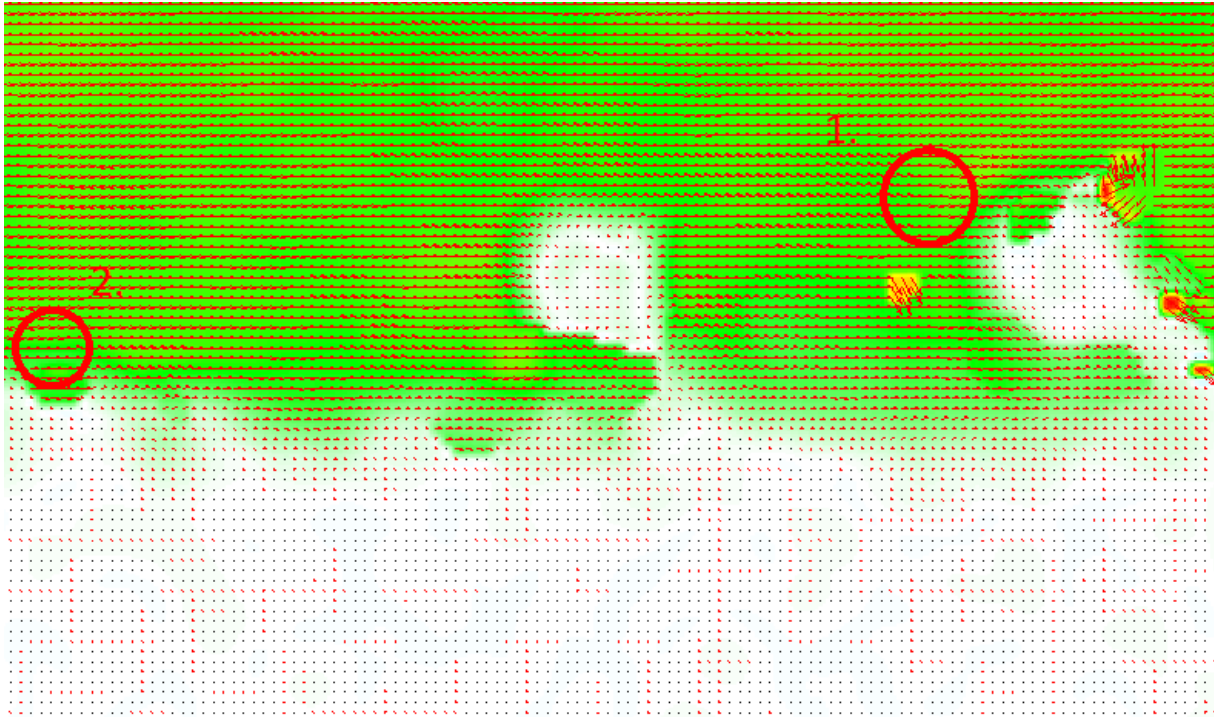


Figure 4.10 : Graphe de vecteurs vitesse après application des filtres de post-traitement.

L'autre option que nous utilisons est le remplissage des espaces vides par interpolation (comme illustré dans le second cercle rouge des figure 4.9 et figure 4.10). Après avoir retiré les groupes de mauvais vecteurs, des « vides » peuvent apparaître sur le graphe. Ceux-ci vont alors être comblés par des vecteurs trouvés par interpolation. Lors de l'interpolation, une moyenne de tous les vecteurs voisins au vide et non nuls, est calculée et insérée à la place. Pour pouvoir se réaliser, cette option nécessite au moins deux voisins pour calculer l'interpolation. Un exemple de graphe de vecteurs vitesse obtenu avec nos expériences après post-traitement est illustré à la figure 4.11.

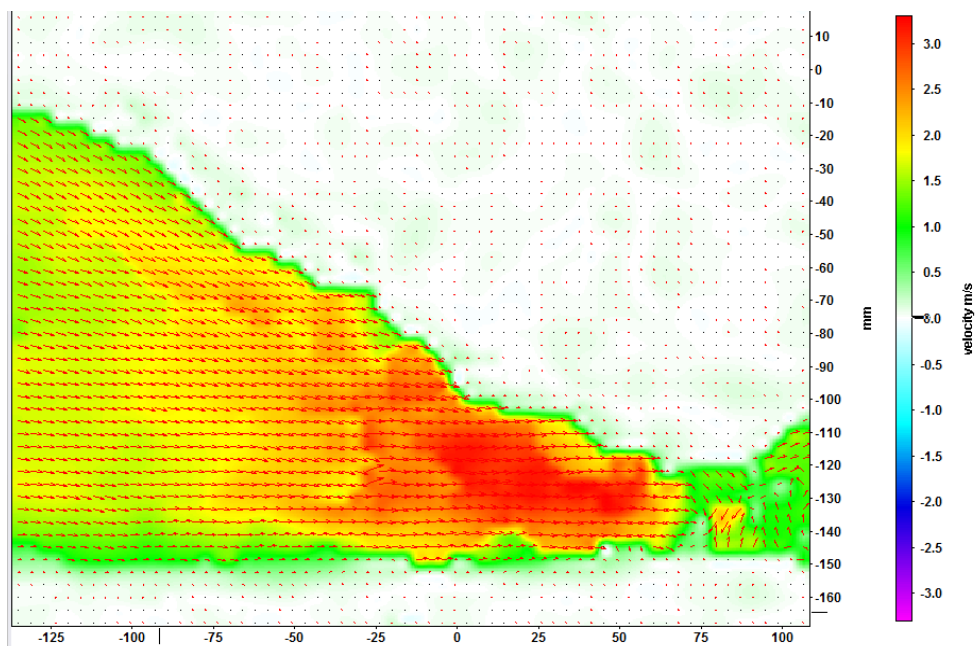


Figure 4.11 : Exemple de graphe de vecteurs vitesse obtenu sur DaVis à partir de nos expériences.

4.6 Exemple de la méthode de calcul

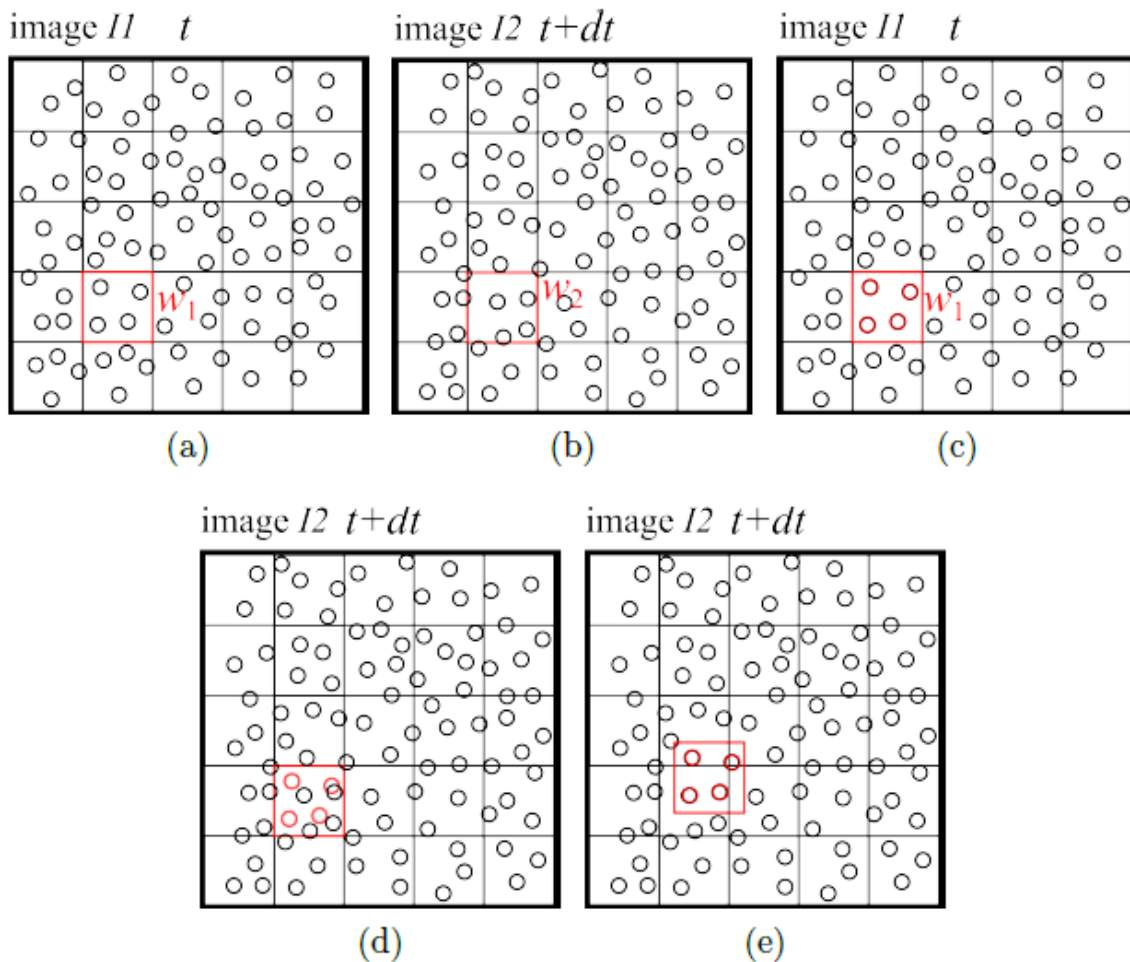


Figure 4.12 : Exemple de fonctionnement de la PIV tiré du TFE de N. Behet-Wydemans et F. Jacques.

Cet exemple à la figure 4.12 illustre très bien la méthode d'approche de la PIV pour calculer des vecteurs vitesse.

Sur l'illustration (a), se trouve une image I1 brute d'un écoulement où les particules ont été tracées, avec en traits plus fins noir les différentes fenêtres d'interrogation. Une fenêtre d'interrogation w_1 est localisée par le programme dans le cadre rouge.

Sur l'illustration (b), se trouve une autre image I2 brute du même écoulement prise au même endroit que l'image I1 mais dt secondes plus tard. La fenêtre d'interrogation w_2 localisée au même endroit dans l'espace sur l'image I2 que la fenêtre w_1 sur l'image I1, est à nouveau encadrée en rouge.

Sur l'illustration (c), le programme repère toutes les particules tracées présentes dans la fenêtre d'interrogation w_1 de l'image I_1 à l'instant t . Dans l'exemple ci-dessus, il y a 4 particules.

Sur l'illustration (d), le programme essaie de retrouver sur l'image I_2 à l'instant $t+dt$, le groupe de 4 particules repéré sur w_1 , au départ de w_2 .

Sur l'illustration (e), le programme cherche le groupe de 4 particules dans les fenêtres d'interrogation voisines sur l'image I_2 , en chevauchant plus ou moins la fenêtre de départ w_2 . Il effectue ainsi une corrélation entre la position des 4 particules de départ et la position de celles-ci sur l'image I_2 . Le programme obtient un pic de corrélation qui correspond donc à la position la plus probable des 4 particules de w_1 sur l'image I_2 . Grâce au déplacement auquel correspond ce pic, le programme peut connaître le vecteur vitesse de ces 4 particules en divisant les coordonnées du vecteur dx trouvé par l'intervalle de temps dt entre I_1 et I_2 .

5 Résultats et observations

Dans ce chapitre, nous analysons les profils de vitesses obtenus grâce à la PIV. Nous allons d'abord voir comment il est possible de détecter 3 différentes interfaces sur nos images. Ensuite, nous voyons quels graphiques intéressants il est possible de construire sur base de nos données. Nous expliquons ensuite en quoi nous pouvons considérer avoir exécuté toutes nos expériences avec une préparation et mise en œuvre similaires. Nous détaillons enfin toutes les méthodes que nous avons étudiées pour calculer la contrainte d'arrachement des grains ainsi que le paramètre de décalage Δz , encore mal défini à ce jour. Pour ce chapitre, nous travaillons avec des valeurs adimensionnelles de temps, données par la formule suivante :

$$t_{\text{adim}} = t \sqrt{\frac{g}{h_0}} \quad (20)$$

Avec :

t l'instant auquel correspond l'image, le graphe ou la contrainte,

g l'accélération gravitaire,

h_0 la hauteur d'eau initiale dans le réservoir amont.

Distinguons aussi 2 limites temporelles, à savoir l'instant où l'onde créée suite à la rupture atteint le bac à l'aval et le moment où l'onde réfléchie lors de la descente la porte touche la paroi amont du canal d'essai. L'onde qui descend le canal évolue à une vitesse $u = \sqrt{2gh_0}$ où h_0 est la hauteur d'eau initiale dans le réservoir amont, alors que l'onde réfléchie qui remonte le canal avance à une vitesse $u = \sqrt{gh_0}$. Nous pouvons dès lors connaître nos 2 limites temporelles grâce aux formules suivantes :

$$t = \frac{\frac{L}{2}}{\sqrt{2gh_0}} \quad (21)$$

$$t = \frac{\frac{L}{2}}{\sqrt{gh_0}} \quad (22)$$

avec L la longueur totale du canal d'essai et h_0 la hauteur d'eau initiale dans le réservoir. Nous pouvons passer en valeurs adimensionnelles grâce à la formule (20) et trouver :

$$t_{\text{adim,limite aval}} = \frac{\frac{L}{2}}{\sqrt{2gh_0}} \sqrt{\frac{g}{h_0}} = \frac{L}{2\sqrt{2}h_0} \quad (23)$$

$$t_{\text{adim,limite amont}} = \frac{\frac{L}{2}}{\sqrt{gh_0}} \sqrt{\frac{g}{h_0}} = \frac{L}{2h_0} \quad (24)$$

Pour nos expériences avec un canal de 6 m de long et une hauteur d'eau initiale de 25 cm, nous trouvons donc grâce aux formules (23) et (24) un temps $t = 8,5$ pour la limite aval et $t = 12$ pour la limite amont.

5.1 Définition et détection des interfaces de l'écoulement

Dans notre étude expérimentale, il convient de distinguer 3 parties différentes dans l'écoulement turbulent sur lit mobile, délimitées par 3 interfaces que nous devons pouvoir détecter de manière la plus automatique possible dans un souci de reproductibilité de nos analyses. La première partie, en partant de bas en haut, est le lit fixe, c'est-à-dire la partie des grains, qui une fois le barrage rompu, restent immobiles. Cette zone est délimitée par une profondeur que nous nommerons « $z_{b,low}$ ». Ensuite, vient la partie la plus abstraite à définir en termes scientifiques, celle qui se trouve au-dessus du lit fixe, à savoir la sheet-flow layer, une mince couche au travers de laquelle un flux de grains se déplace. Ce véritable nuage de grains est quant à lui délimité d'une part par la profondeur $z_{b,low}$, soit les grains fixes, et d'autre part par une profondeur « $z_{b,up}$ », qui est relativement difficile à détecter d'une image à l'autre, puisqu'il est compliqué de définir un « bord » supérieur à un nuage. La troisième partie de l'écoulement, située au-dessus de ces deux premières zones, est la couche d'eau claire qui se trouve donc naturellement entre la limite $z_{b,up}$ et la surface libre de l'eau, que nous appellerons « z_w ». Il n'est bien sûr pas impossible qu'un grain de sable ou l'autre se glisse dans cette 3^{ème} partie, ce qui peut parfois compliquer la détection des interfaces par le code Matlab qui nous a été fourni.

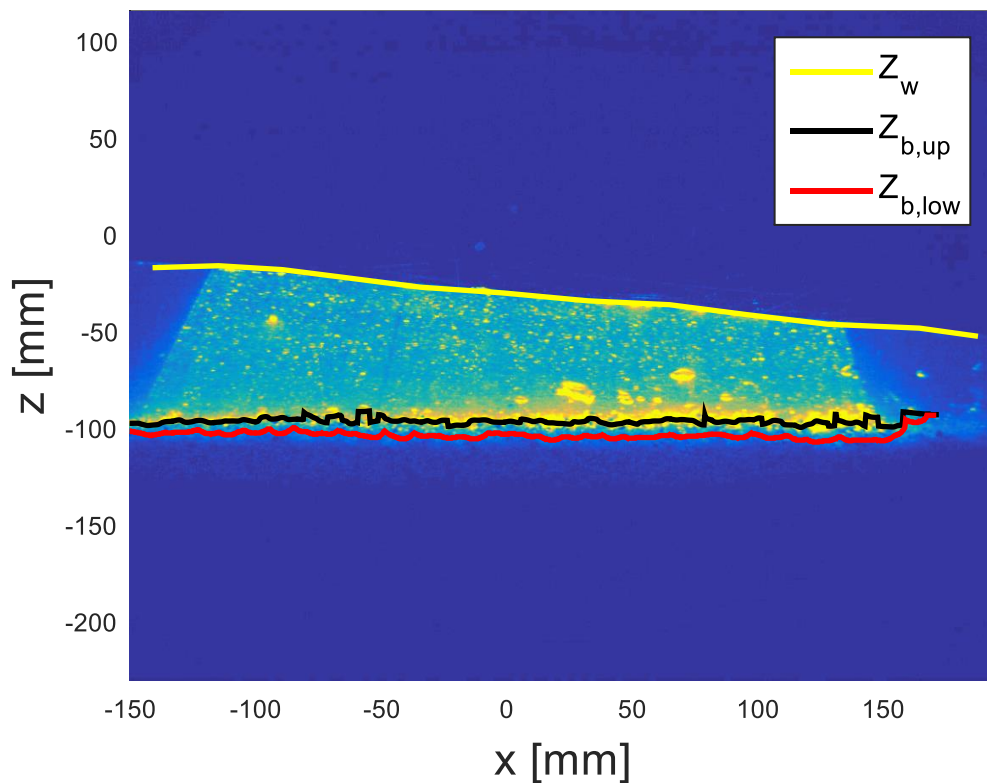


Figure 5.1 : Image avec les différents niveaux z_w , $z_{b,low}$, et $z_{b,up}$ détectés par le programme Matlab. Les axes ont pour 0 de référence le centre de calibration rentré arbitrairement dans le programme DaVis.

Pour la détection de ces 3 interfaces, nous utilisons donc un code en Matlab dont le principe est basé sur le repérage d'une différence de contraste et intensité entre les pixels. Après avoir spécifié des valeurs d'intensité seuils minimum et maximum, des tolérances de déviation des pixels, ainsi que la taille d'un grain en pixels, le code applique un filtre binomial à l'image et détecte la surface libre, la limite supérieure du nuage de grains mobile et la limite supérieure du lit fixe. Ainsi en informant également le code de la taille réelle d'un pixel en millimètres sur l'image ainsi que les coordonnées du centre de calibration, nous pouvons connaître, pour chaque section verticale de l'image, les 3 profondeurs z_w , $z_{b,up}$ et $z_{b,low}$. Cette détection est importante car elle permet de se repérer dans l'espace d'un essai à l'autre et de pouvoir analyser et comparer les profils de vitesses obtenus pour différentes sections ou différents temps vis-à-vis de ces 3 limites.

Malheureusement, au plus l'image enregistrée est instable, turbulente, au plus la détection des interfaces est approximative, et au moins les 3 limites z_w , $z_{b,up}$ et $z_{b,low}$ trouvées sont fiables. En effet, nous pouvons remarquer sur les graphes de profils de vitesses en fonction de la profondeur, une fois les 3 axes z_w , $z_{b,up}$ et $z_{b,low}$ ajoutés, qu'un léger décalage apparaissait entre la profondeur de début et de fin du profil de vitesses et

respectivement la profondeur de la surface libre et du lit fixe, ce qui traduisait donc une légère erreur de détection des interfaces (exemple à la figure 5.2). Les reflets du laser sur la surface d'eau ou des éclaboussures, mais encore une faible pénétration de la lumière du laser dans le lit de sédiments peuvent, selon nous, aussi expliquer le léger décalage entre la détection de nos interfaces et les profils de vitesses réels.

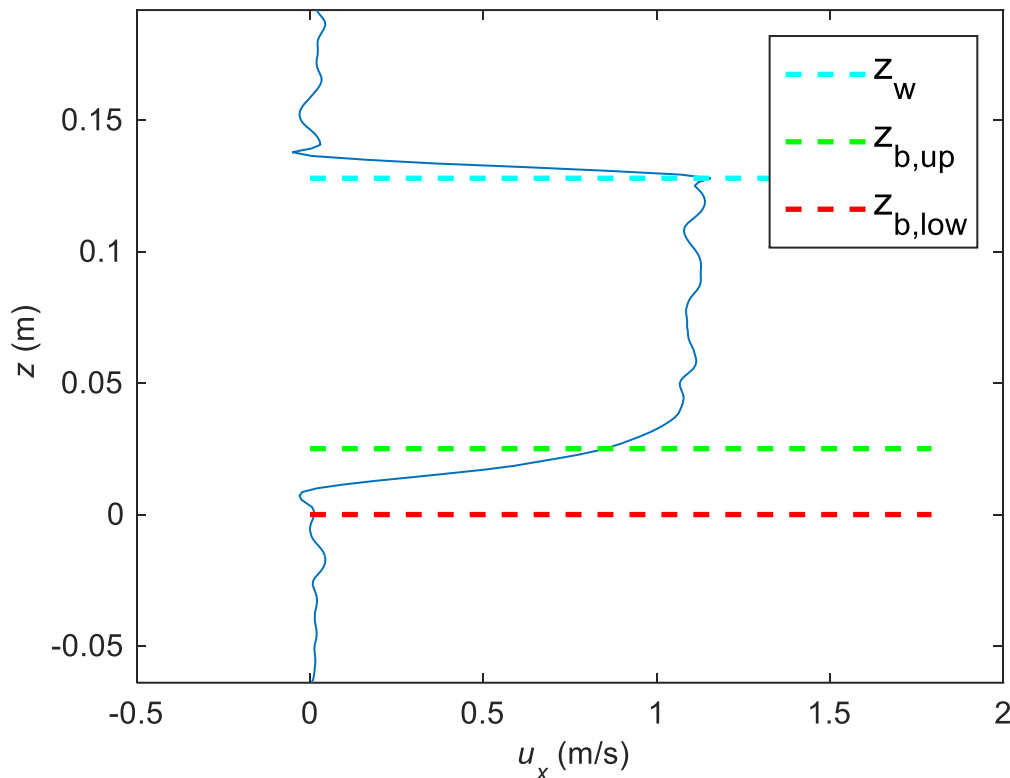


Figure 5.2 : Exemple de décalage visible entre les limites détectées par Matlab et le profil de vitesses réel, sur un graphique obtenu à la suite de nos expériences, de la vitesse horizontale en fonction de la profondeur.

Pour essayer de régler au mieux les différents paramètres nécessaires à la détection, nous avons procédé comme suit : nous avons pris 2 images brutes se succédant et avons « soustrait » la seconde à la première (voir figure 5.3). Nous obtenions alors une nouvelle image résultant de cette soustraction où chaque pixel contrasté correspondait à une différence entre les 2 images, c'est-à-dire à un mouvement. La limite du lit fixe sur cette nouvelle image est alors très perceptible. Nous utilisons ensuite le code de détection d'interfaces sur cette nouvelle image et réglions les paramètres pour que la limite du lit fixe détectée soit la plus fidèle possible à celle visible sur l'image.

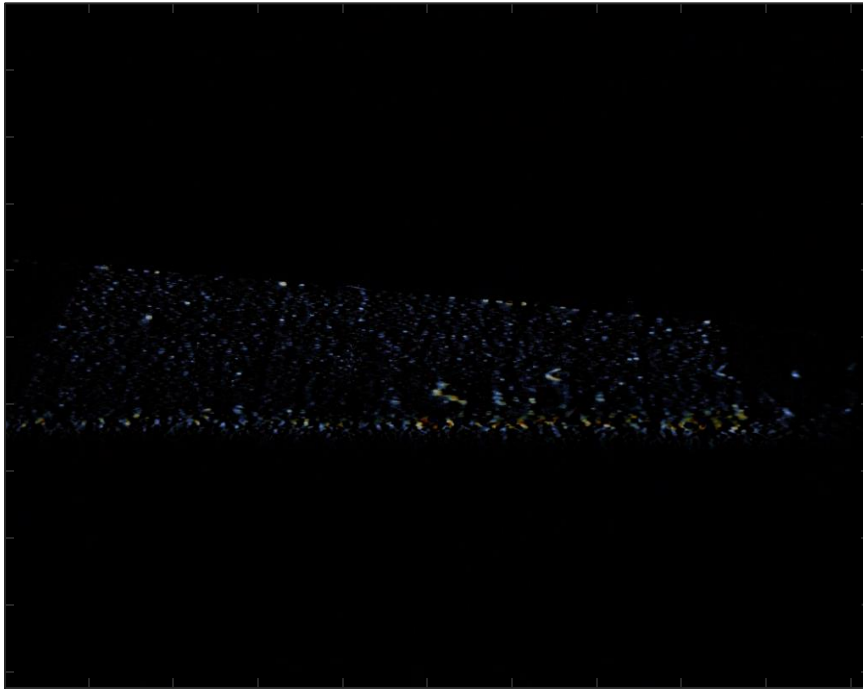


Figure 5.3 : Image obtenue par la soustraction de 2 images brutes.

Un autre problème pouvait aussi perturber la détection : les bulles. Dès lors qu'une image présentait des bulles dans l'écoulement, la surface libre ou la limite $z_{b,up}$ pouvait être anormalement dessinée. La seule solution à ce genre d'inconvénient fut soit de changer d'image, soit de ne considérer que des sections situées hors de ces bulles.

5.2 Interprétation des images et graphiques

Après avoir réalisé une expérience, analysé nos images avec le logiciel de PIV, DaVis, et cherché les différents niveaux de l'écoulement grâce à notre code Matlab qui les détecte automatiquement, nous pouvons afficher les résultats dans un graphique représentant la composante horizontale de la vitesse u en fonction de la hauteur z sous la forme d'un graphe inversé $z-u$ avec les niveaux $z_{b,low}$, $z_{b,up}$ et z_w (voir figure 5.4). Nous pouvons également remarquer qu'un peu au-dessus de $z_{b,up}$ jusqu'à z_w , la vitesse oscille autour d'une même valeur. La zone rose sur le profil de vitesses représentant la zone que nous supposons logarithmique se situe donc entre $z_{b,low}$ et $z_{b,up}$ (voire un peu au-dessus). Elle ne s'approche pas de $z_{b,low}$ car le profil semble suivre une loi différente d'une loi logarithmique, ce qui est bien possible si on se souvient que Sumer a trouvé une loi de puissance près du lit fixe (voir section 2.3).

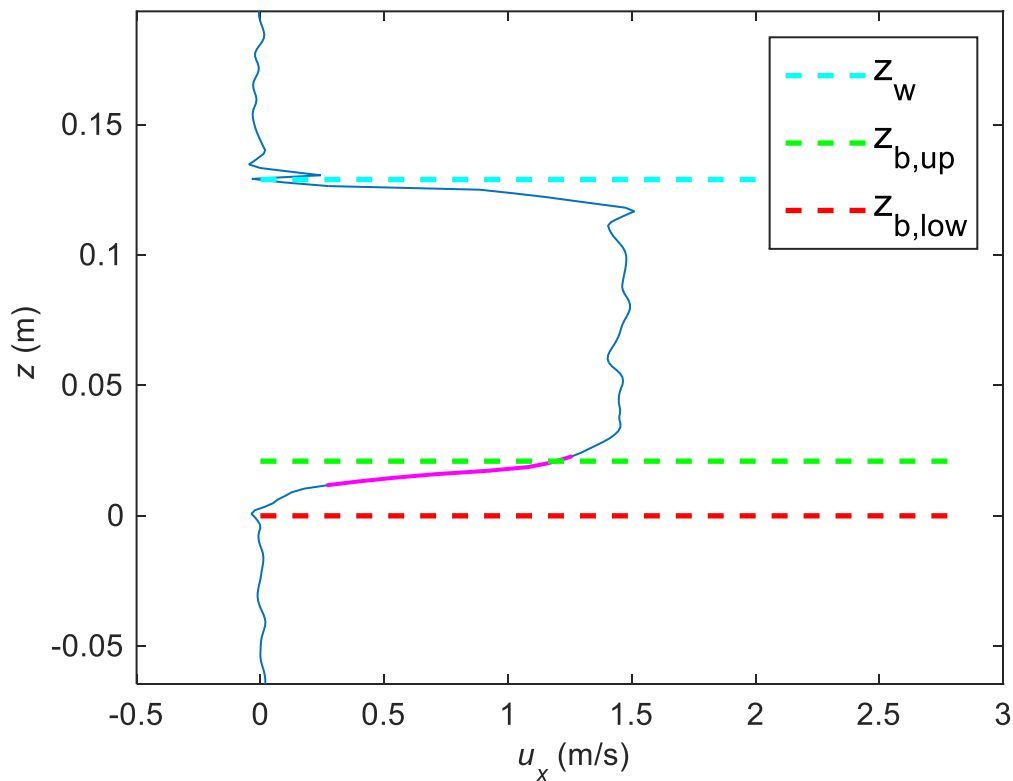


Figure 5.4 : Graphique représentant le niveau z en fonction de la vitesse u ainsi que les différents niveaux z_w , $z_{b,up}$ et $z_{b,low}$ pour une expérience réalisée à une distance de 45 cm de la porte et avec 30 cm d'eau dans le réservoir.

Nous pouvons également mettre l'échelle de la hauteur z en échelle logarithmique pour obtenir un graphique semi-logarithmique (figure 5.5). Nous remarquons que ce graphique est très semblable à ceux qu'Ilaria Fent a réalisés (voir section 2.4). La droite bleue représente la pente de la zone qui devrait être logarithmique, elle correspond à la zone rose sur la figure 5.4. Comme $z_{b,low}$ est décidé arbitrairement comme niveau de référence, le niveau y est à 0, raison pour laquelle $z_{b,low}$ n'est pas visible sur le graphique ci-dessous.

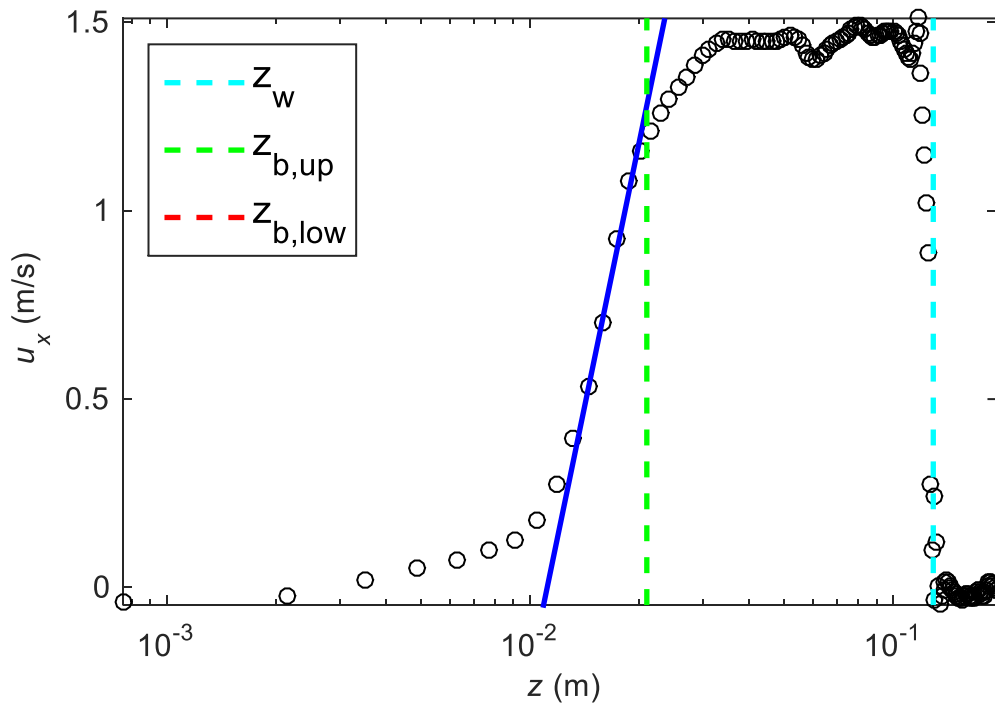


Figure 5.5 : Graphique semi-logarithmique représentant la vitesse u en fonction du niveau z ainsi que les différents niveaux z_w , $z_{b,up}$ et $z_{b,low}$, $z_{b,low}$ n'est ici pas visible car il est le repère et vaut donc 0. L'expérience a été faite à 45 cm de la porte avec 30 cm d'eau dans le réservoir.

5.3 Reproductibilité

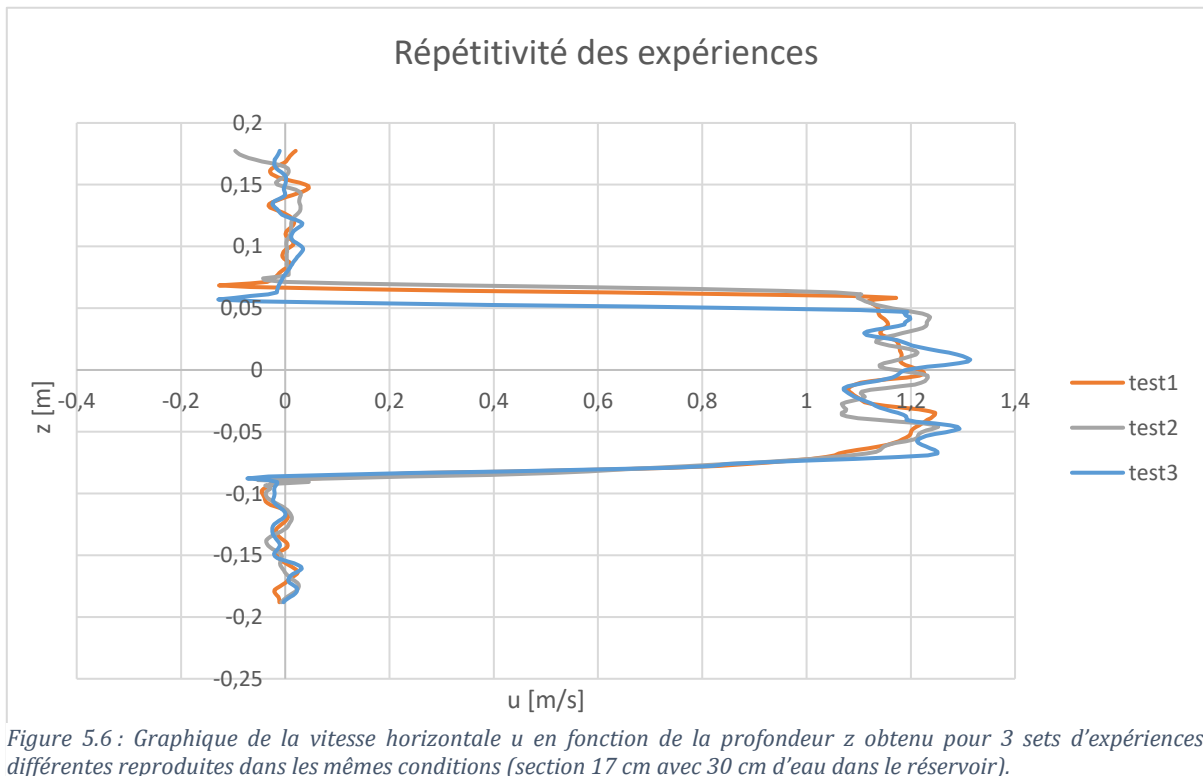


Figure 5.6 : Graphique de la vitesse horizontale u en fonction de la profondeur z obtenu pour 3 sets d'expériences différentes reproduites dans les mêmes conditions (section 17 cm avec 30 cm d'eau dans le réservoir).

Malgré la précision et tout le soin apporté lors de la réalisation de nos expériences et la check-list que nous avons rédigée au fur et à mesure pour ne rien oublier (check-list disponible dans la partie annexe 1), une erreur humaine pouvait rapidement se glisser dans nos essais sans que nous nous en rendions même compte. Pour être convaincu que nos préparations et différentes manipulations en laboratoire étaient relativement semblables d'un essai à l'autre, une expérience a été réitérée à 3 reprises et analysée par DaVis8 avec les mêmes paramètres et filtres les 3 fois. Sur la figure 5.6, nous pouvons voir les profils de vitesses de l'écoulement turbulent en fonction de la profondeur obtenus pour les 3 tests différents. Nous observons pour les vitesses prises dans la couche d'eau claire, c'est-à-dire la partie du graphe où les valeurs de u sont supérieures à 1 m/s, une valeur moyenne de 1,1617 m/s pour le test 1, 1,1618 m/s pour le test 2 et 1,1905 m/s pour le test 3. Autrement dit, nous observons une différence de 2,48% entre le premier test et le troisième $[(1,1905-1,1617)/1,1617 = 0,0248]$. Ces différences entre les 3 tests sont donc très petites et nous permettent d'en conclure que nos expériences sont répétées et répétables.

En ce qui concerne la zone que nous considérons comme suivant un profil logarithmique, nous pouvons remarquer que les 3 profils mesurés se superposent presque parfaitement. Nous considérons donc que les différentes recherches et calculs menés sur cette zone devraient mener aux mêmes résultats.

La seule erreur notable sur le graphe de la figure 5.6 est le niveau auquel commencent les 3 profils de vitesse, les niveaux z_w , en effet, le trait gris commençant à 0,074 m et le trait bleu à 0,057 m, ce qui correspond tout de même à une différence de 1,7 cm. Nous expliquons sans doute cette erreur par une légère différence de niveau d'eau initiale dans le réservoir à l'amont de la porte. Le niveau dans le réservoir amont que nous voulions atteindre était de 30 cm, que nous avons marqué par un trait au feutre noir sur la vitre du canal. Cependant, les diverses fuites et le temps perdu entre le moment où les conditions sont prêtes et où l'enregistrement est lancé, pouvaient faire baisser le niveau du réservoir. Malgré que nous ayons essayé d'être le plus précis possible, il n'est malheureusement pas réaliste d'espérer avoir exactement le même niveau dans le réservoir à chaque début d'expérience.

Même si au vu des 3 profils de vitesse représentés plus haut nos expériences semblent reproductibles, il n'est pas rare qu'une bulle d'air se glisse exactement à la section transversale que nous voulions étudier et le profil que nous obtenions était alors très différent. Nous n'avions donc pas d'autres choix que de recommencer l'expérience en espérant ne plus en avoir de nouveau à cet endroit.

5.4 Définition de Δz

Après avoir déterminé l'emplacement des niveaux du lit et du niveau d'eau, il fallait trouver l'équation du profil de vitesses. En ayant pris connaissance des résultats qu'ont obtenus Ilaria Fent et Sumer, nous nous attendions tout d'abord à ce que le profil de vitesses suive une loi logarithmique et nous savions qu'il fallait déterminer le décalage Δz qui est le niveau théorique vers lequel la loi logarithmique tend. Nous avons placé le niveau $z = 0$ arbitrairement en $z_{b,low}$. Le repère et les différents niveaux sont représentés sur la figure 5.7. Cela permet d'avoir la même référence pour comparer les profils de vitesses pris à des endroits différents, pour autant que $z_{b,low}$ soit détecté correctement à chaque nouveau profil. En effet, l'érosion n'étant pas la même à des distances différentes de la porte et variant également dans le temps, si nous avions pris un repère fixe comme, par exemple, le fond du canal, les profils auraient commencé à des hauteurs différentes.

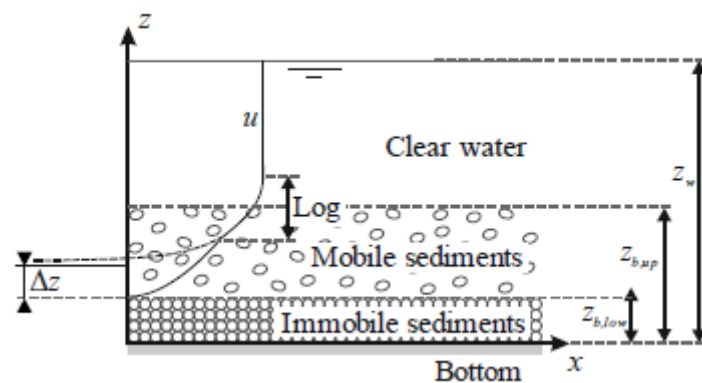


Figure 5.7 : Définition des variables pour la représentation du profil de vitesses horizontales pour l'expérience de rupture de barrage sur lit mobile d'Ilaria Fent (2018).

5.5 Méthodes de calcul

Dans cette partie, nous allons présenter les différentes méthodes utilisées afin de déterminer les valeurs de contrainte de cisaillement.

5.5.1 Analyse du profil de vitesses

Une des méthodes que nous avons utilisée se base sur les profils de vitesses obtenus. Cette procédure est expliquée à la section 1.3.2. Dans cette méthode, nous allons décrire plusieurs approches étudiées.

5.5.1.1 Comparaison entre Manning et la contrainte de cisaillement

calculée sur base du profil de vitesses

Une première manière d'analyser nos profils de vitesses expérimentaux a été de s'en référer à la formule $\tau_0 = \gamma R \frac{V^2 n^2}{R^3}$ de Manning pour le calcul de la contrainte de cisaillement. Dans le cas d'un lit fixe, tous les termes de la formule sont faciles à expliciter : γ vaut 9810 N/m^3 , nous imposons une rugosité de fond $n = 0.016$, V est la vitesse moyenne et R , le rayon hydraulique, vaut la hauteur d'eau dans l'écoulement à une section précise (cela vient du fait que $R = \frac{A}{P} = \frac{Lh}{L+2h}$ et pour $L \gg h$, c'est-à-dire pour un canal large par rapport à la hauteur d'eau, $\approx \frac{Lh}{L} = h$). Seulement, lorsque le lit est mobile, il est un peu plus compliqué de pouvoir donner avec certitude la hauteur d'eau en une section. En effet, comme nous l'avons décrit précédemment, une couche de grains en mouvement aux limites $z_{b,up}$ et $z_{b,low}$, apparaît au niveau du lit. Dès lors, nous avons décidé de définir 2 contraintes de cisaillement différentes. La première calculée sur base d'un $R_{b,up}$ et la seconde à l'aide d'un $R_{b,low}$. $R_{b,up}$ étant donc, à une section définie, la hauteur de l'écoulement entre la surface libre et la limite $z_{b,up}$ tandis que $R_{b,low}$ est la hauteur entre cette même surface libre et la limite $z_{b,low}$. À ces 2 rayons hydrauliques correspondent donc 2 vitesses moyennes, V_{low} et V_{up} prises sur les 2 hauteurs différentes. Nous pouvons dès à présent connaître les 2 contraintes :

$$\tau_{\text{Manning,up}} = \gamma R_{b,up} \frac{V_{up}^2 n^2}{R_{b,up}^3} \quad (25)$$

$$\tau_{\text{Manning,low}} = \gamma R_{b,\text{low}} \frac{V_{\text{low}}^2 n^2}{R_{b,\text{low}}^3} \quad (26)$$

L'idée était ensuite la suivante : calculer la contrainte de cisaillement en utilisant la formule $\tau = \rho u_*^2$ basée sur le profil de vitesses et en essayant de tomber entre $\tau_{\text{Manning,up}}$ et $\tau_{\text{Manning,low}}$. Cela nous permettait ainsi de voir quelle pente sur le graphe $\ln(z-\Delta z) - u$ y correspondait, et par la même occasion, quel intervalle de points, et potentiellement par la suite en tirant une valeur de Δz . Le seul petit inconvénient à cette méthode restait la légère mauvaise approximation des interfaces de notre écoulement à l'aide du code de détection d'interface sur Matlab et ce, malgré nos nombreuses tentatives de réglages des paramètres de détection. Afin de simplifier la méthode, nous prenions comme valeur pour l'inconnue Δz , l'intersection du profil logarithmique expérimental avec l'axe des vitesses, soit la profondeur z qui donnait une vitesse nulle (comme représenté en rouge sur la figure 5.8), ce qui est différent de la définition de Sumer, mais qui peut donner une première approximation de la valeur.

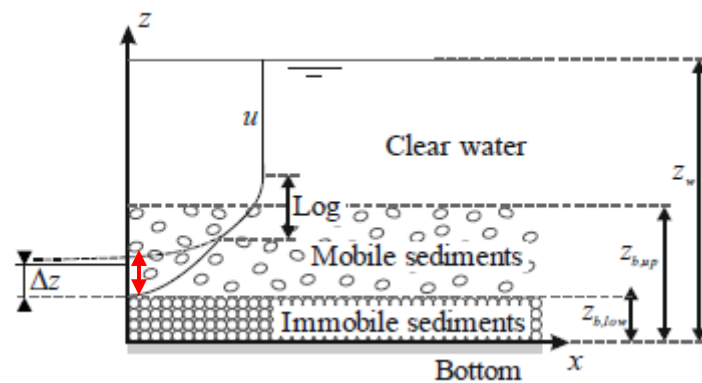


Figure 5.8 : Valeur de Δz calculée en première approximation pour le calcul de τ avec la méthode basée sur le profil de vitesses (flèches rouges).

Toutefois, après avoir réalisé l'opération pour plusieurs sections et différentes hauteurs d'eau initiales, la méthode montrait déjà ses limites. Ci-dessous, le tableau 5 reprend les différentes données calculées pour une section (à 45 cm de la porte et avec 30 cm d'eau à l'amont) par rapport aux axes détectés par Matlab, ou aux axes que nous avons légèrement décalés manuellement tel que ceux-ci soient bien en phase avec le profil de vitesses expérimental :

	Détection Matlab	Détection manuelle
z_w [m]	0,104	0,127
$z_{b,up}$ [m]	0,007	0,014
$z_{b,low}$ [m]	0,12	0,113
R_{up} [m]	0,096	0,112
R_{low} [m]	0,104	0,127
V_{up} [m/s]	1,411	1,351
V_{low} [m/s]	1,338	1,224
$\tau_{Manning,up}$ [Pa]	10,915	9,494
$\tau_{Manning,low}$ [Pa]	9,567	7,485
$\tau_{profil\ u}$ [Pa]	14,964	12,017
Δz [m]	0,0021	0,007
Δz en k_s [m]	1,223	4,385

Tableau 5 : Données expérimentales calculées sur base de nos images enregistrées à 45cm de la porte et avec 30cm d'eau dans le réservoir en amont, au temps $t=1s$, le niveau $z=0$ étant placé à $z_{b,low}$. (la valeur pour $z_{b,low}$ dans le tableau n'est qu'indicative et prise avec $z=0$ mis au premier pixel de l'image en partant du bas).

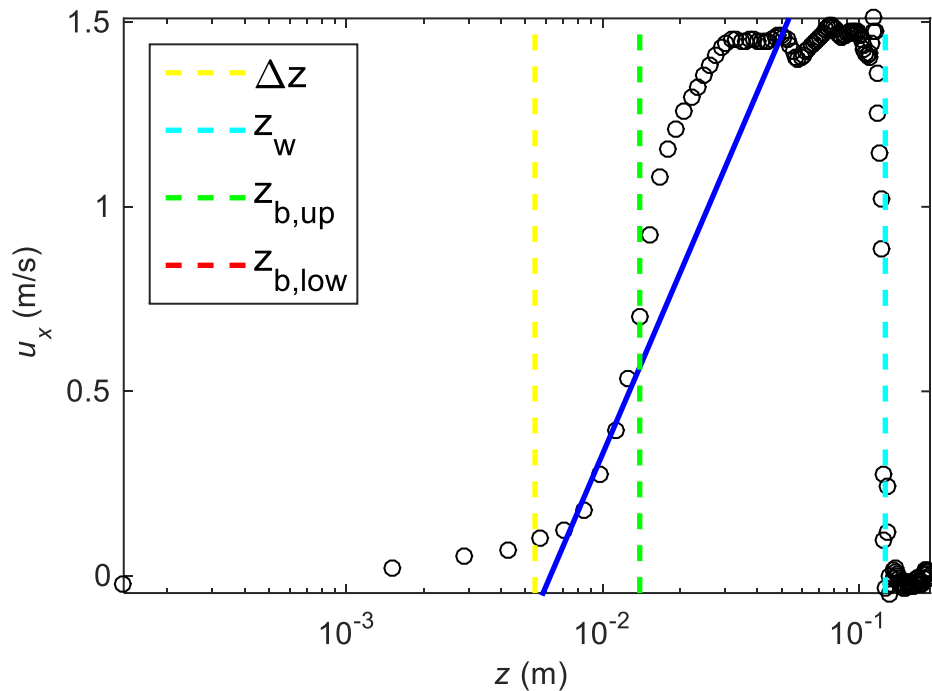


Figure 5.9 : Graphe semi-logarithmique $z - u$ réalisé sur base de nos images à 45 cm de la porte et avec 30 cm d'eau dans le réservoir, 1s après la descente de la porte. La pente logarithmique du profil donnant une contrainte de cisaillement proche des valeurs obtenues par la formule de Manning est en bleu. $Z_{b,low}$ n'est pas visible car il est l'origine du repère et se trouve donc à 0.

De ces premiers résultats, nous pouvons observer que la différence de valeurs entre $\tau_{\text{Manning,up}}$ et $\tau_{\text{Manning,low}}$ est relativement faible. Ce qui pose la question du réel intérêt de faire la distinction des deux. De plus, nous remarquons que ces valeurs varient très peu entre la détection des interfaces à l'aide de Matlab et la détection des interfaces faite à la main, ce qui atténuerait donc notre problème de léger décalage via la détection automatique. Si, à première vue, ces valeurs semblent plausibles, l'analyse des graphes qui y correspondent et l'application de la méthode à d'autres jeux de données va cependant nous donner d'autres observations.

En effet, si nous poursuivons nos analyses mais cette fois, pour une autre section et une autre hauteur d'eau initiale (à 75cm de la porte et avec 25 cm d'eau à l'amont), les résultats repris dans le tableau 6 nous donnent :

	Détection Matlab	Détection manuelle
z_w [m]	0,055	0,067
z_{b,up} [m]	0,203	0,203
z_{b,low} [m]	0,121	0,121
R_{up} [m]	0,035	0,047
R_{low} [m]	0,055	0,067
V_{up} [m/s]	1,653	1,52
V_{low} [m/s]	1,294	1,268
τ_{Manning,up} [Pa]	21	16,104
τ_{Manning,low} [Pa]	11,05	9,937
τ_{profil u} [Pa]	12,796	12,796
Δz [m]	0,009	0,009
Δz en k_s [m]	5,49	5,49

Tableau 6 : Données expérimentales calculées sur base de nos images enregistrées à 75 cm de la porte et avec 25 cm d'eau dans le réservoir en amont, au temps $t=1s$, le niveau $z=0$ étant placé à $z_{b,low}$. (la valeur pour $z_{b,low}$ dans le tableau n'est qu'indicative et prise avec $z=0$ mis au premier pixel de l'image en partant du bas).

Ce deuxième tableau de valeurs semble indiquer une plus grande sensibilité de la détection automatique des interfaces sur les contraintes de cisaillement (de Manning) calculées. Cependant, une fois la détection corrigée à la main, la différence entre $\tau_{Manning,up}$ et $\tau_{Manning,low}$ reste faible ($16,104 - 9,937 \approx 5$ Pa). Cette méthode nous permet donc de savoir que nous devons rester prudents quant à la détection automatique mais en revanche, que pour la formule de la contrainte de cisaillement par Manning, nous pouvons nous limiter au calcul d'une seule des 2 valeurs pour les prochaines méthodes puisque les 2 valeurs sont relativement semblables.

En revanche, sur le graphe de z par rapport à u (voir figure 5.9), et c'est là que nous tirerons la plus grande conclusion de cette méthode, il est assez clair que la pente du profil correspondant à une contrainte τ entre les deux $\tau_{Manning}$ ne correspond pas à la pente de l'intervalle de points qui semble s'aligner sur une droite (puisque pour information, l'échelle de l'axe z est logarithmique). La contrainte de cisaillement calculée par la formule

de Manning ne semble donc pas correspondre à celle que l'on calculerait par la méthode de la pente si on prenait l'intervalle de points alignés sur une droite. En effet, si nous revenons au premier cas testé (à 45 cm de la porte et avec 30 cm à l'amont), mais que cette fois-ci nous prenons la pente dans l'intervalle de points alignés comme illustré à la figure 5.10, nous trouvons avec la détection des axes limites corrigée manuellement, une contrainte $\tau_{\text{profil } u} = 86,255$ [Pa] soit aux alentours de 10 fois plus que les contraintes de Manning. Nous pouvons dès lors penser que la formule de Manning pour le calcul de la contrainte de cisaillement agissant sur le lit, sous-estime la valeur que nous cherchons. C'est pourquoi nous avons cherché à déterminer d'autres méthodes de calcul.

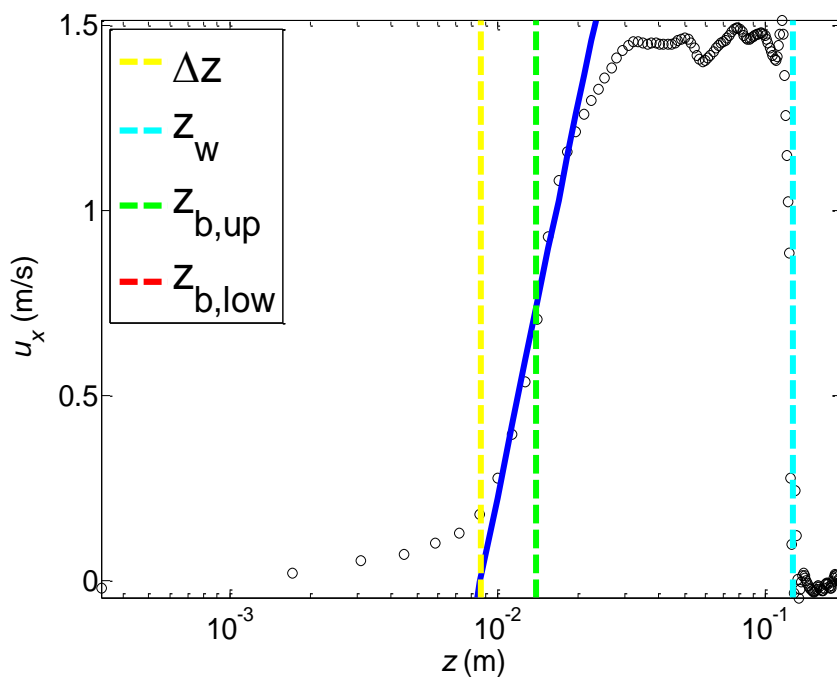


Figure 5.10 : Graphe semi-logarithmique $z - u$ réalisé sur base de nos images à 45 cm de la porte et avec 30 cm d'eau dans le réservoir, 1s après la descente de la porte. La pente logarithmique du profil prise sur l'intervalle de points alignés est en bleu. $Z_{b,low}$ n'est pas visible car il est l'origine du repère et se trouve donc à 0.

5.5.1.2 Coefficient de corrélation maximum pour déterminer Δz

Dans cette méthode, nous avons introduit le calcul d'un coefficient de corrélation r^2 , afin d'être sûrs de prendre les points qui sont les mieux alignés dans un graphique semi-logarithmique. Nous avons fait varier le nombre de points sur lesquels l'analyse était faite. Nous fixons le nombre de points pris en-dessous de $Z_{b,up}$ et nous faisons varier le nombre de points pris au-dessus. Pour chaque cas de points choisis, nous avons testé plusieurs

valeurs de Δz différentes que nous avons introduites dans l'équation à représenter suivante :

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln(z - \Delta z) + cste \quad (27)$$

Pour chaque valeur de Δz , on calcule le coefficient de corrélation r^2 qui donne une mesure de l'intensité de la relation linéaire entre u et $\ln(z - \Delta z)$ sur base de nos points expérimentaux. Nous calculons aussi la vitesse de frottement u_* et la contrainte de cisaillement sur le lit τ . Le but est de trouver le meilleur r^2 , celui qui se rapproche le plus de 1 et de déterminer ainsi le Δz correspondant.

Le meilleur cas obtenu ($r^2 = 0,9993$) pour l'expérience située à 17 cm de la porte et 25 cm d'eau dans le réservoir a été représenté ci-dessous. Nous avons pris 2 points en dessous de $z_{b,up}$ et avons fait varier entre 2 et 11 points au-dessus. Pour ce cas, $\Delta z = -0,0083$ m (soit $\Delta z = -4,797 k_s$ avec k_s qui vaut 1,72 mm), $u_* = 0,4409$ m/s et $\tau = 194$ N/m². Un Δz négatif signifie que l'asymptote du profil logarithmique se situe en-dessous de $z_{b,low}$, c'est-à-dire dans la couche de sédiments considérés comme immobiles.

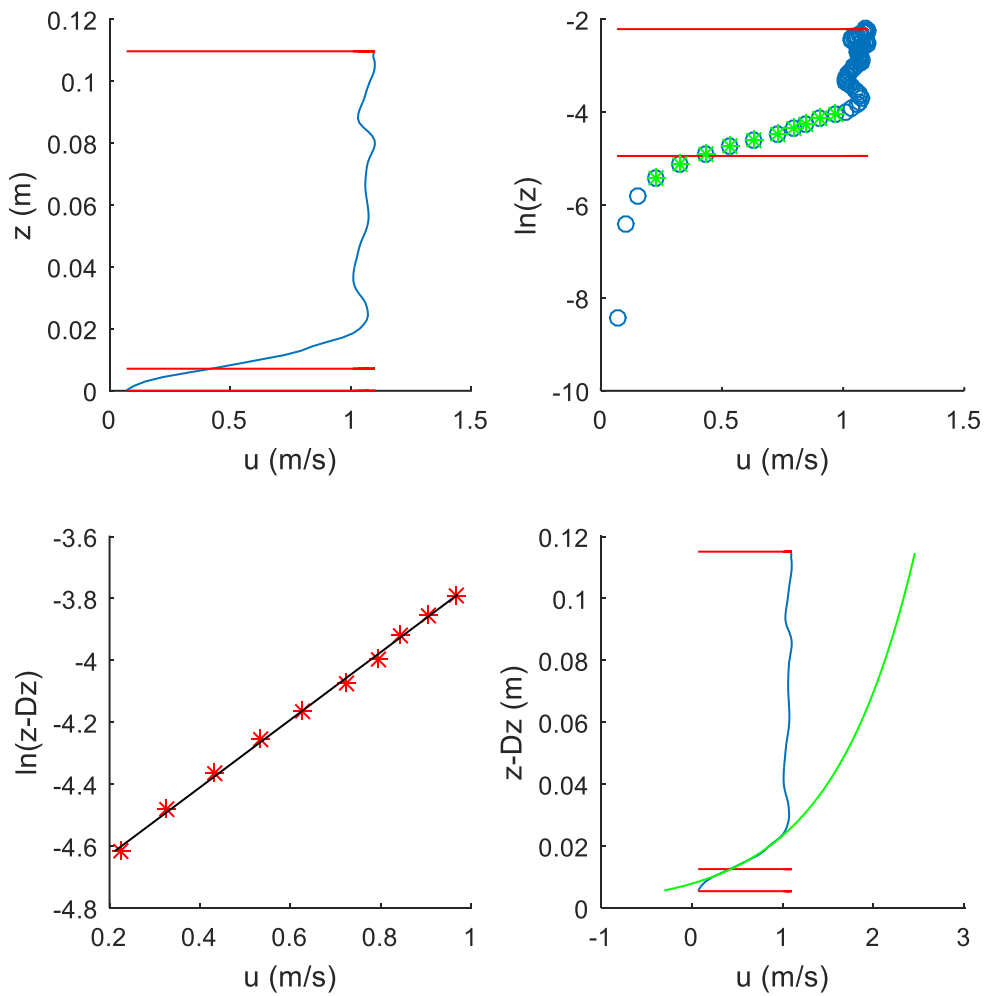


Figure 5.11 : Résultats obtenus pour notre expérience à 17 cm de la porte avec 25 cm d'eau dans le réservoir amont. En haut à gauche : profil mesuré avec les différents niveaux détectés. En haut à droite : représentation des points mesurés dans un graphe semi-logarithmique. En bas à gauche : représentation des points expérimentaux choisis et de la régression linéaire. En bas à droite : profil mesuré et profil logarithmique obtenu.

Les différents r^2 obtenus pour toutes les combinaisons de nombres de points sélectionnés au-dessus de $z_{b,up}$ et Δz sont représentés dans le graphique suivant. Nous pouvons constater qu'un optimum semble apparaître.

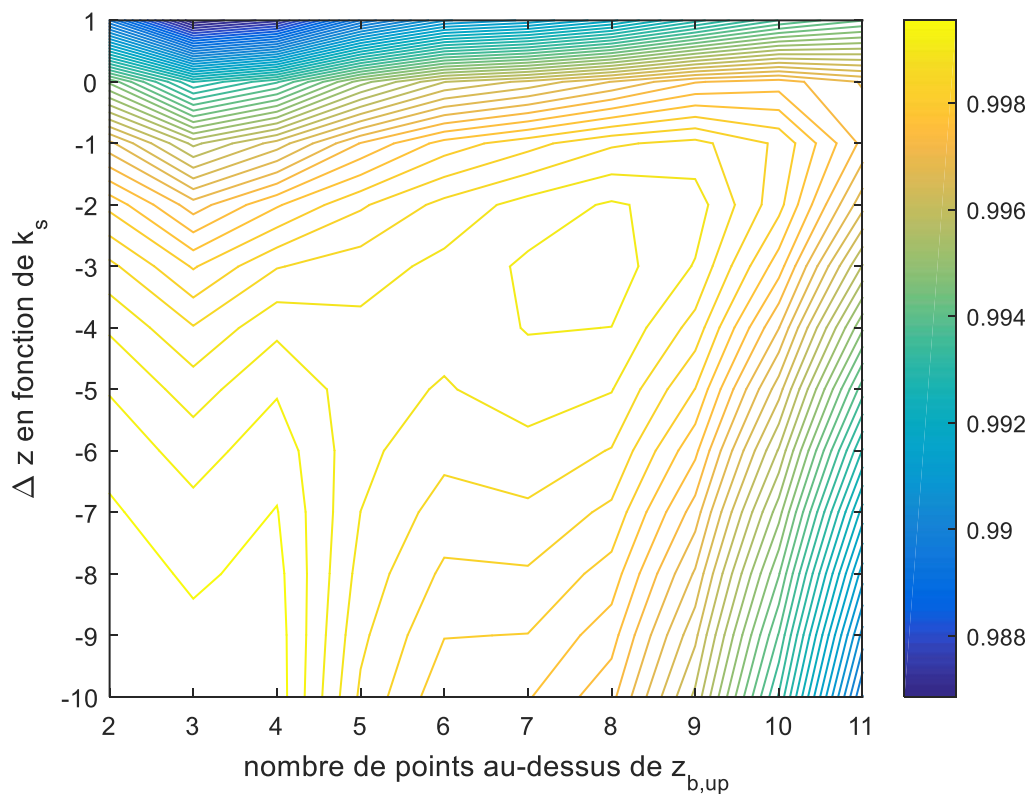


Figure 5.12 : Graphique pour notre expérience à 17 cm de la porte et avec 25 cm d'eau dans le réservoir amont représentant les coefficients r^2 obtenus pour toutes les combinaisons possibles de nombre de points sélectionnés au-dessus de $z_{b,up}$, 2 points en dessous et différents Δz , Δz variant de $1 k_s$ à $-10 k_s$.

Cette procédure a été appliquée pour plusieurs cas différents afin d'observer l'évolution de la contrainte de cisaillement. Pour rappel, nous avons fait varier la hauteur d'eau dans le réservoir à 25, 30 et 35 cm pour chaque distance à la porte, à savoir 17, 45 et 75 cm. Les résultats, pour les meilleurs r^2 trouvés, pour chaque expérience, sont repris dans le tableau ci-dessous et les graphiques des profils de vitesses y correspondants sont disponibles dans l'annexe 3.

Distance de la porte	hauteur d'eau	r^2	Δz [m]	Δz en k_s	u_* [m/s]	τ [Pa]	$\tau_{\text{Manning,up}}$ [Pa]	$\tau_{\text{Manning,low}}$ [Pa]
17cm	25cm	0,99927	-0,00825	-4,797	0,4409	194,4	4,922	3,9576
17cm	30cm	0,99806	-0,0172	-10	1,0134	1027,0	5,8167	4,8652
17cm	35cm	0,99984	-0,0172	-10	1,0672	1139,0	6,1139	5,2909
45cm	25cm	1,00000	-0,0172	-10	1,0105	1021,1	7,6526	5,9069
45cm	30cm	0,99787	-0,0258	-15	1,8040	3254,5	9,494	7,4849
45cm	35cm	0,99882	-0,00172	-10	0,3915	153,3	9,6138	7,5183
75cm	25cm	0,99998	-0,0172	-10	1,2539	1572,3	16,1045	9,9368
75cm	30cm	0,99947	-0,0146	-8,5	1,2917	1668,4	18,7207	14,1221
75cm	35cm	0,99937	-0,005848	-3,4	0,6833	467,0	15,1371	12,4303

Tableau 7 : Résultats des coefficients de corrélation trouvés à partir de nos données d'expériences 1s après la descente de la porte, et des Δz et τ correspondants.

Nous avons remarqué que pour la plupart des cas, le meilleur coefficient de corrélation r^2 , correspond au plus petit Δz introduit. Plus les valeurs de Δz testées sont petites, c'est-à-dire plus elles sont négatives, plus les r^2 que nous trouvons sont proches de 1. Nous pouvons observer cela dans les 3 graphiques ci-dessous réalisés pour l'expérience située à 45 cm à l'aval de la porte avec 30 cm d'eau dans le réservoir et 3 points fixés en dessous de $z_{b,up}$. La courbe représentant le meilleur r^2 ne se referme jamais, il n'y a pas d'optimum.

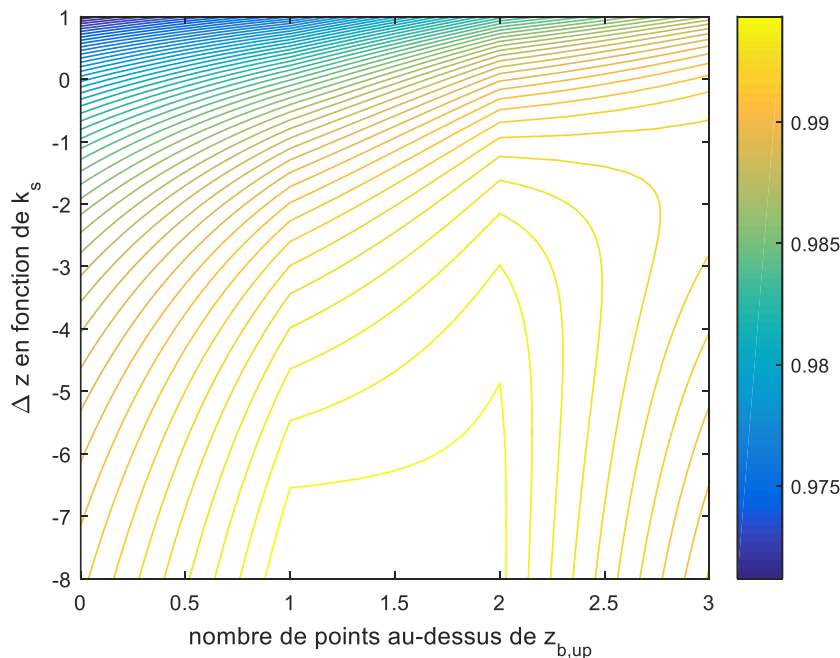


Figure 5.13 : Graphique pour notre expérience à 45 cm de la porte et avec 30 cm d'eau dans le réservoir amont représentant les coefficients r^2 obtenus pour toutes les combinaisons possibles de nombre de points sélectionnés au-dessus de $z_{b,up}$, 3 points fixés en dessous et différents Δz , Δz variant de $1 k_s$ à $-10 k_s$.

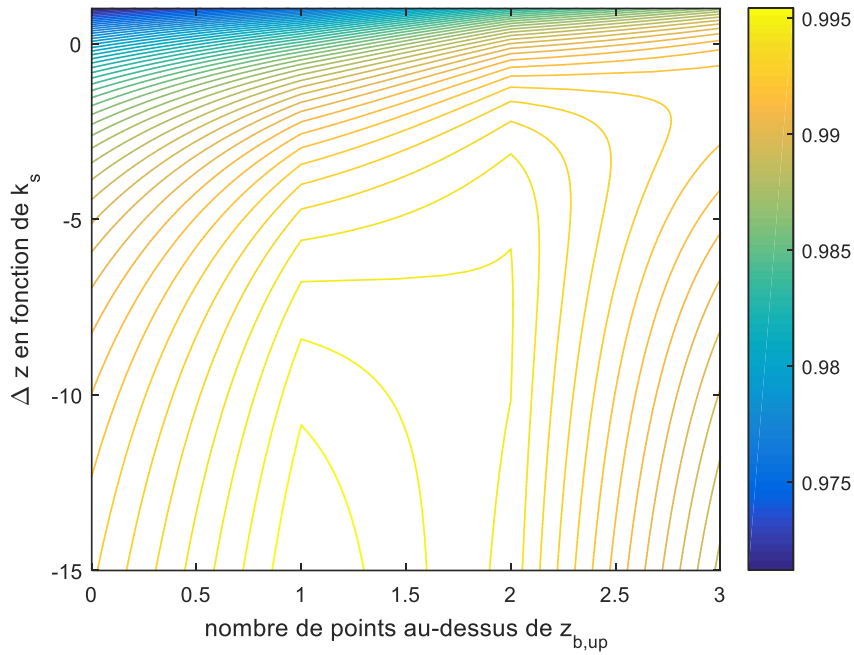


Figure 5.14 : Graphique pour notre expérience à 45 cm de la porte et avec 30 cm d'eau dans le réservoir amont représentant les coefficients r^2 obtenus pour toutes les combinaisons possibles de nombre de points sélectionnés au-dessus de $z_{b,up}$, 3 points en dessous et différents Δz , Δz variant de $1 k_s$ à $-15 k_s$.

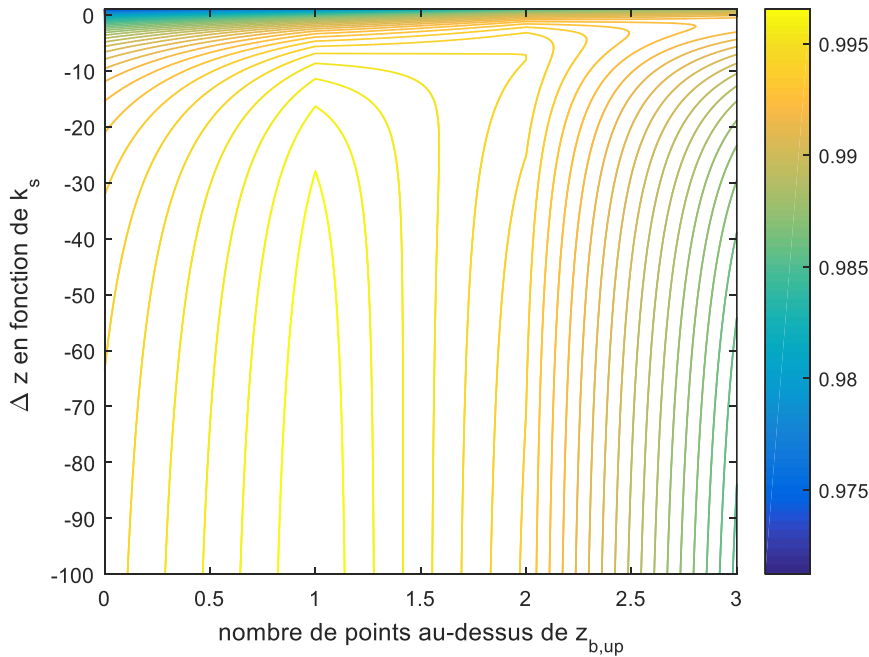


Figure 5.15 : Graphique pour notre expérience à 45 cm de la porte et avec 30 cm d'eau dans le réservoir amont représentant les coefficients r^2 obtenus pour toutes les combinaisons possibles de nombre de points sélectionnés au-dessus de $z_{b,up}$, 3 points en dessous et différents Δz , Δz variant de $1 k_s$ à $-100 k_s$.

En prenant un cas extrême, en faisant varier Δz jusqu'à $-100 k_s$ (figure 5.15), ce qui n'a pas vraiment de sens, nous pouvons voir qu'il n'y a toujours pas de cercle qui se forme et donc pas d'optimum.

Nous fixons généralement le nombre de points pris sous $z_{b,up}$ entre 1 et 3 de manière à prendre tous les points se situant sur la zone que nous supposons logarithmique. En effet, comme nous l'avons expliqué auparavant, il n'est pas facile de détecter $z_{b,up}$ de manière précise, se fixer un même nombre de points à prendre en dessous de la limite pour chaque cas n'aurait alors pas de sens. On peut observer en comparant la figure 5.14, c'est-à-dire le graphique réalisé en prenant 3 points sous $z_{b,up}$, et la figure 5.16, avec cette fois seulement 2 points, que ce choix de nombre de points peut changer l'allure du graphique. Cependant, nous ne parvenons tout de même pas à définir un optimum.

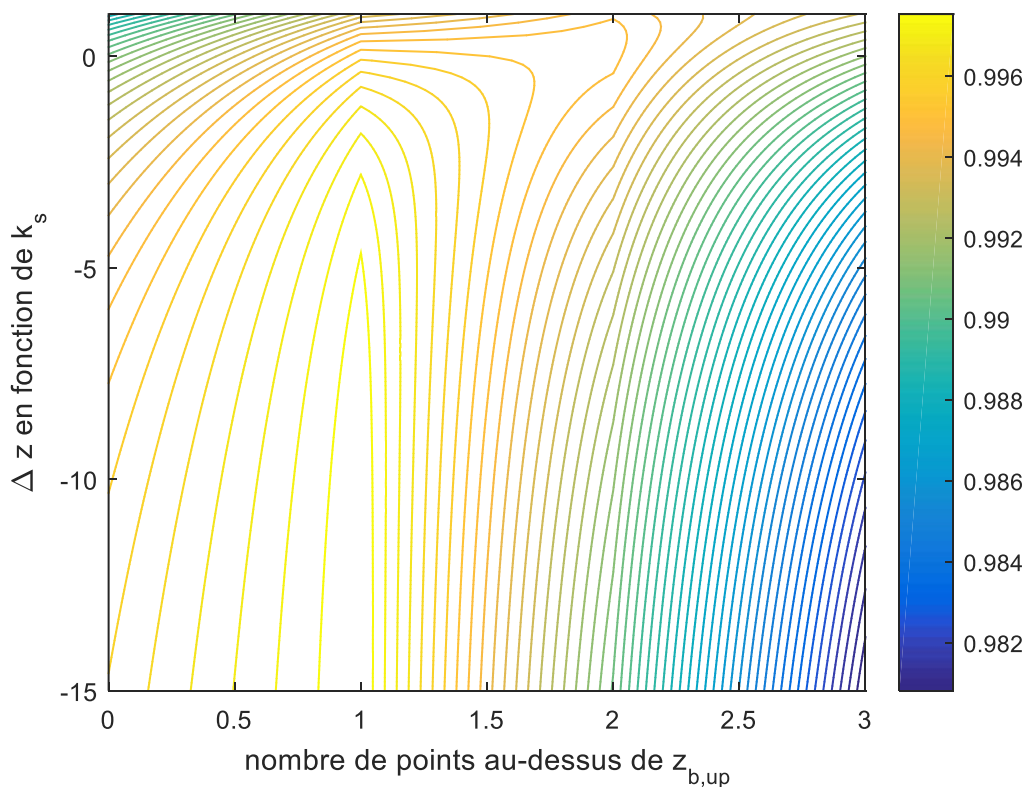


Figure 5.16 : Graphique pour notre expérience à 45 cm de la porte et avec 30 cm d'eau dans le réservoir amont représentant les coefficients r^2 obtenus pour toutes les combinaisons possibles de nombre de points sélectionnés au-dessus de $z_{b,up}$, 2 points en dessous et différents Δz , Δz variant de $1 k_s$ à $-15 k_s$.

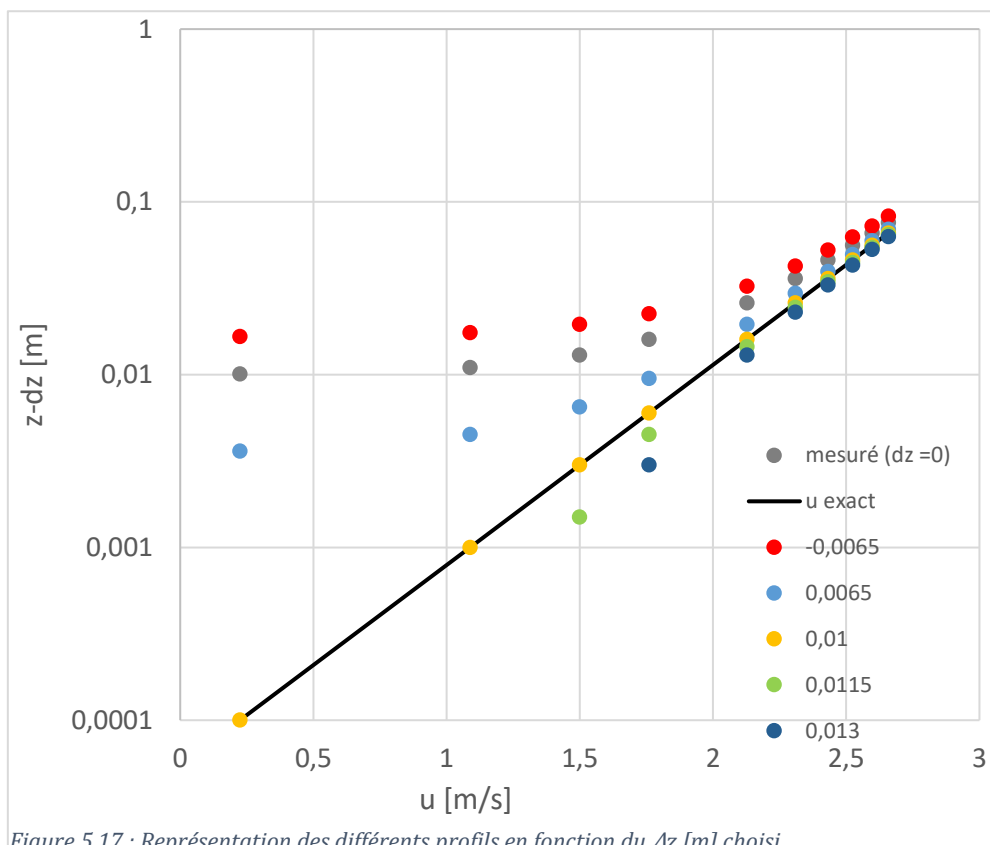
Dans le tableau 7, nous pouvons aussi remarquer que les contraintes de cisaillement calculées avec la méthode basée sur le profil de vitesses sont entre 5 et 300 fois supérieures aux contraintes calculées avec Manning.

Comme nous ne pouvons pas trouver d'optimum, il n'est pas possible de déterminer un Δz et nous ne pouvons donc pas retenir cette méthode.

5.5.1.3 Optimum de corrélation et defect law

a) Cas théorique

Nous avons réalisé un cas théorique pour pouvoir mieux comprendre comment trouver Δz . Pour réaliser ce cas théorique, un échantillon de z a été choisi et u a été calculé à partir de l'équation suivante : $u = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{(z-\Delta z)}{30 k_s}$, en choisissant arbitrairement $\Delta z=0,01$, $u_*=0,15$, $\kappa=0,4$ et k_s vaut 1,72mm. Ensuite, nous simulons de ne pas connaître la valeur de Δz et nous la recherchons. Pour ce faire, plusieurs $\ln(z - \Delta z)$ ont été calculés, avec des Δz différents, afin de comparer les profils obtenus, graphiquement. Nous pouvons logiquement remarquer que plus le Δz testé se rapproche du Δz réel (dans notre exemple $\Delta z=0,01$), plus les points se rapprochent du bon profil (voir figure 5.17).



Pour chaque $\ln(z - \Delta z)$, nous cherchons l'intervalle de points ayant le meilleur coefficient de corrélation r^2 , en prenant une limite de minimum 4 points par intervalle. Pour pouvoir comparer les r^2 en fonction des Δz choisis, il faut nécessairement réaliser l'analyse sur les mêmes intervalles de points pour une expérience. En réalisant ensuite un graphique du r^2 obtenu en fonction du Δz choisi dans $\ln(z - \Delta z)$, nous pouvons remarquer qu'un maximum se dessine. Ce maximum correspondrait au Δz que nous essayons de déterminer.

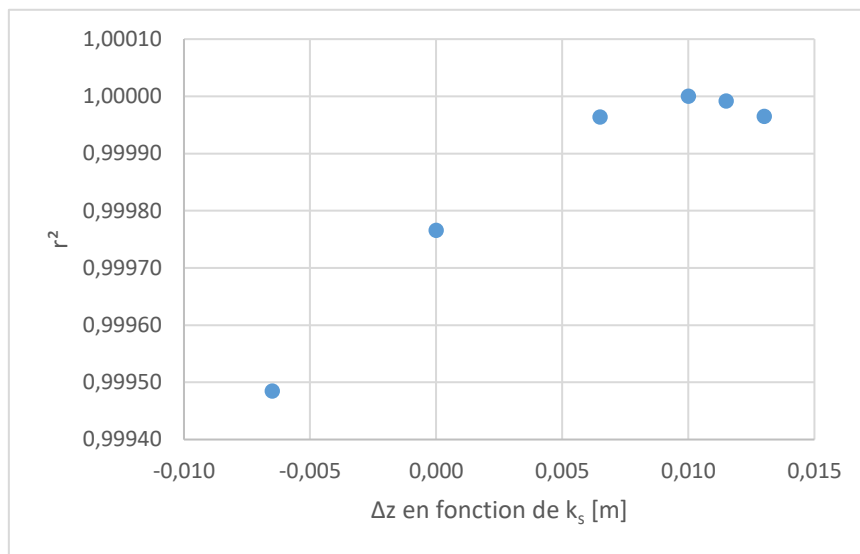


Figure 5.18 : Graphique représentant les coefficients de corrélation r^2 en fonction du Δz choisi.

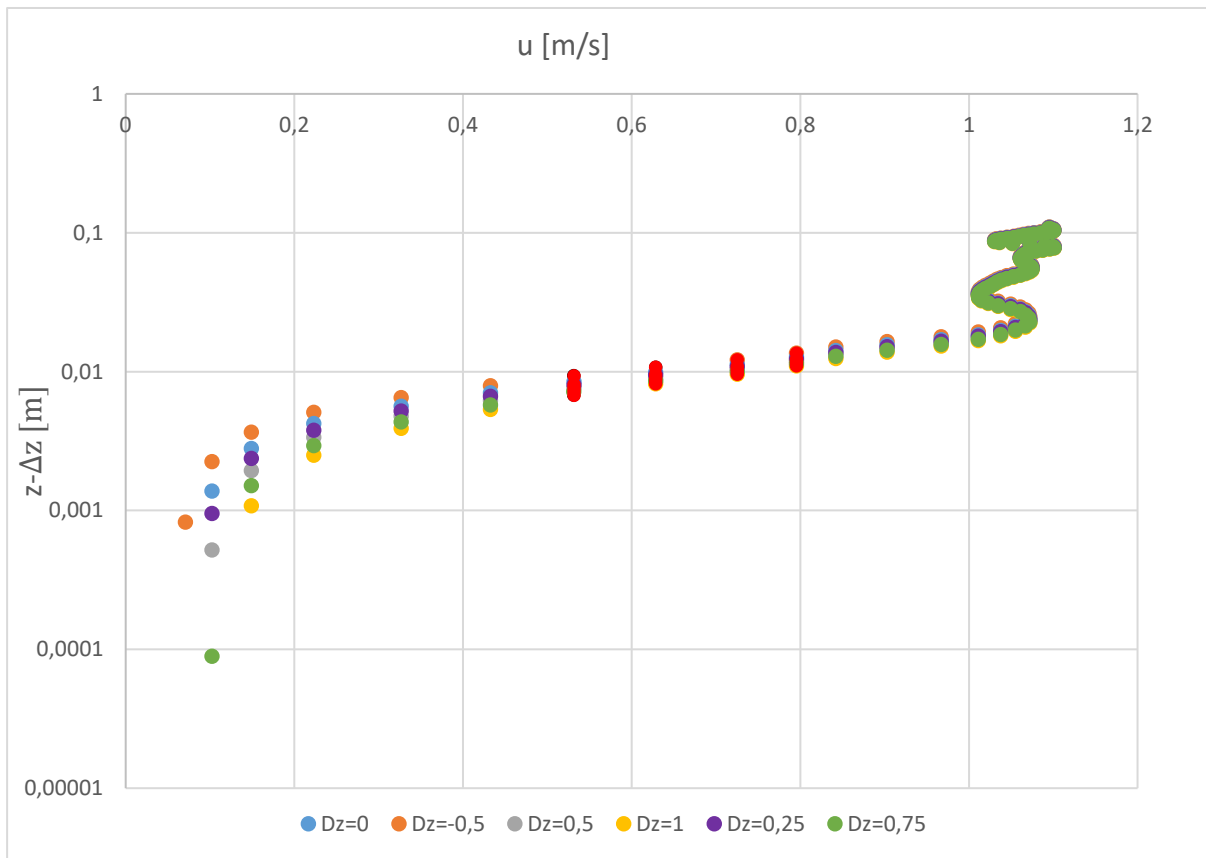
b) Application aux résultats de nos expériences

Figure 5.19 : Représentation semi-logarithmique de la vitesse en fonction de $z-\Delta z$, avec en rouge la représentation des points sur lesquels nous avons réalisé nos recherches. Ces profils correspondent à une expérience réalisée à 17 cm de la porte avec 25 cm d'eau dans le réservoir.

Nous avons donc appliqué cette procédure à toutes nos expériences et pour différents temps après la descente de la porte afin d'observer si Δz évolue dans le temps ou non. Sur la figure 5.19 nous avons représenté en rouge les points pris pour effectuer l'analyse. Chaque profil de vitesses représenté correspond à un Δz testé.

Nous pouvons trouver des maxima dans quasiment chaque cas. Le résultat de notre expérience représenté à la figure 5.19 pour le r^2 maximum se trouve à la figure 5.20.

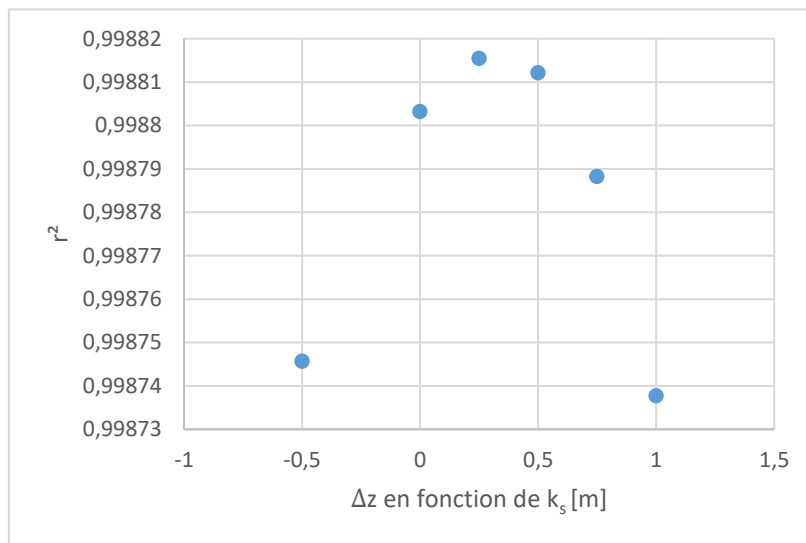


Figure 5.20 : Graphique représentant les coefficients de corrélation r^2 en fonction du Δz choisi pour une expérience à 17cm de la porte avec 25 cm dans le réservoir.

Dans le tableau 8 se trouvent les résultats des maxima obtenus pour les images prises une seconde après la rupture du barrage. Les tableaux de résultats pour les autres temps se trouvent dans l'annexe 4.

Distance à la porte [cm]	hauteur d'eau [cm]	r^2	Δz [m]	Δz en k_s	u_* [m/s]	τ [Pa]	$\tau_{Manning}$ [Pa]	r^2 cas linéaire	τ linéaire [Pa]
17	25	0,998816305	0,000602	0,35	0,247	61,0	5,2	0,999812901	0,073
17	30	0,999979216	-0,00275	-1,6	0,564	317,7	6,3	0,999288536	0,087
17	35	0,99999915	-0,00473	-2,75	0,626	392,3	6,8	0,999772016	0,095
45	25	0,999974381	-0,01978	-11,5	1,117	1246,8	9,2	0,999882923	0,099
45	30	0,995771935	-0,02752	-16	2,326	5408,2	8,8	0,995536063	0,135
45	35	0,999999087	-0,01204	-7	0,816	665,5	9,3	0,999858428	0,087
75	25	0,999995564	0,000516	0,3	0,456	208,3	11,1	0,999983073	0,104
75	30	0,999989633	-0,02374	-13,8	1,021	1042,2	15,1	0,999706216	0,068
75	35	0,999962008	0,001204	0,7	0,305	93,0	13,6	0,99994533	0,141

Tableau 8 : Résultats de nos expériences au temps $t=1s$ après la rupture, à différentes distances de la porte et avec différentes hauteurs d'eau initiales.

Les valeurs de Δz trouvées sont très variables et parfois très petites (même négatives dans certains cas) et les valeurs de contraintes de cisaillement associées à ces Δz sont très grandes, ce qui nous semble peu plausible. Toutefois, rappelons que pour ses expériences, Ilaria Fent a également obtenu des valeurs de Δz très négatives.

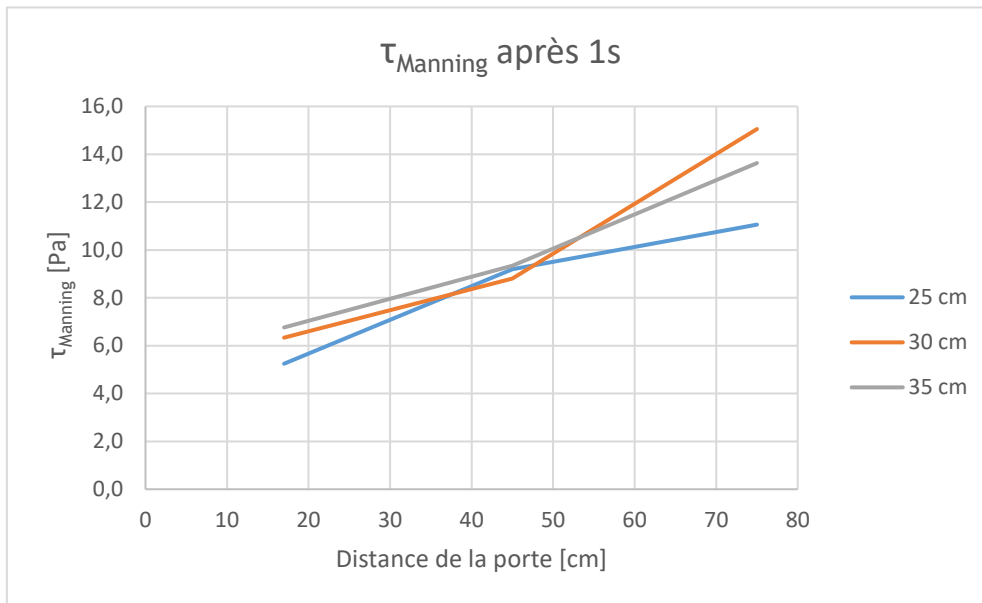


Figure 5.21 : Graphique représentant l'évolution de $\tau_{Manning}$ en fonction de la distance à la porte pour différents niveaux d'eau dans le réservoir, 1s après la descente de la porte.

Sur ce graphique, nous pouvons observer que le τ calculé avec la formule de Manning augmente si on s'éloigne de la porte. Cela semble normal, car R diminue plus on s'éloigne de la porte et V augmente, comme le montrent la figure 5.22 et figure 5.23, donc au vu de la formule suivante, τ augmente.

$$\tau = \gamma R \frac{V^2 n^2}{R^3} \tag{28}$$

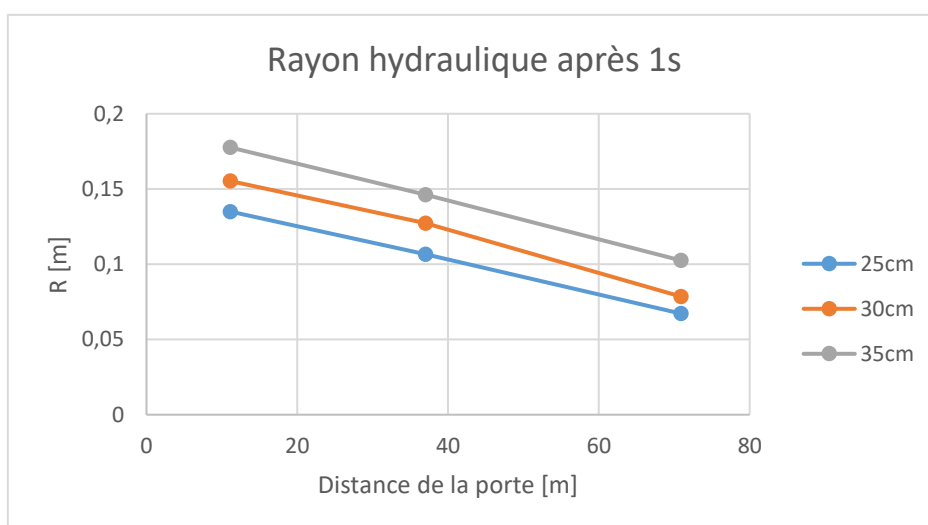


Figure 5.22 : Graphe du rayon hydraulique en fonction de la distance à la porte pour différents niveaux d'eau dans le réservoir, 1s après la descente de la porte.

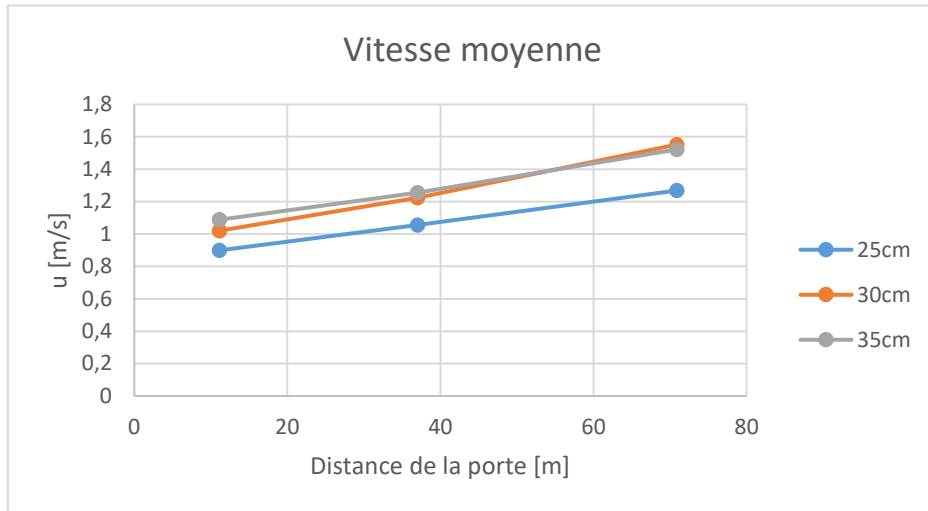


Figure 5.23 : Graphe de la vitesse moyenne en fonction de la distance à la porte pour différents niveaux d'eau dans le réservoir, 1s après la descente de la porte.

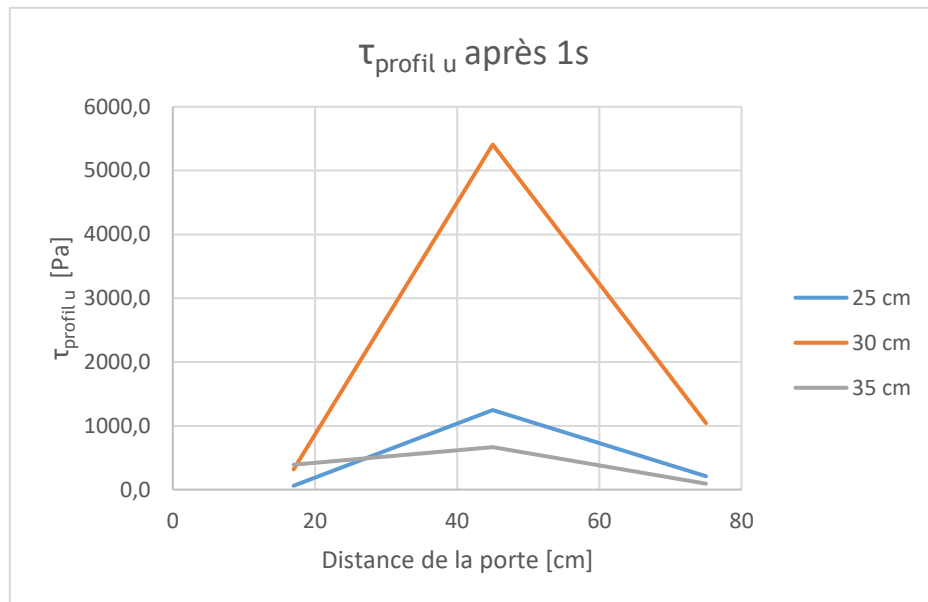


Figure 5.24 : Graphique représentant l'évolution de τ basé sur le profil de vitesses en fonction de la distance à la porte pour différents niveaux d'eau dans le réservoir, 1s après la descente de la porte.

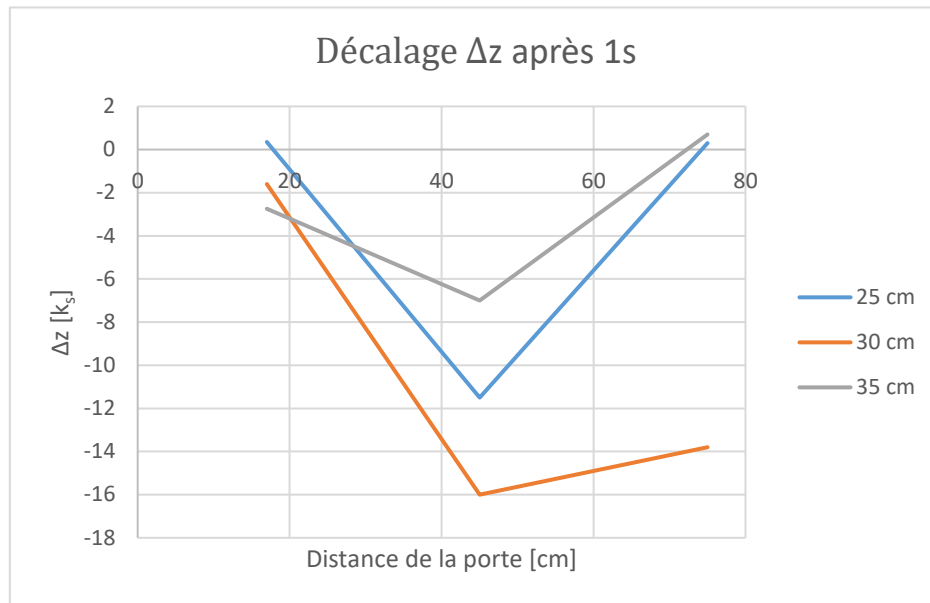


Figure 5.25 : Graphique représentant l'évolution de Δz en fonction de la distance à la porte pour différents niveaux d'eau dans le réservoir, 1s après la descente de la porte.

Sur les graphiques (figure 5.24 et figure 5.25), nous remarquons qu'à 45cm de la porte τ basé sur le profil de vitesses augmente fortement et Δz diminue également. Il serait intéressant de comprendre ce qui se passe à cet endroit, notamment en analysant d'autres sections pour avoir plus de points ou en refaisant l'expérience à cet endroit pour s'assurer qu'il n'y ait pas eu d'erreur durant les opérations au laboratoire.

c) Cas linéaire

En observant les graphiques représentant la hauteur z en fonction de la vitesse u (voir figure 5.4), nous avons également pensé, comme Spinewine et Capart (2013), que le profil pouvait être linéaire. Pour vérifier cela, nous avons cherché le r^2 le plus proche de 1 pour un intervalle avec un nombre de points limite d'au moins 4 points. Les coefficients de corrélation que nous avons trouvés sont assez bons, assez proches de 1 même si dans la plupart des cas, les r^2 calculés dans le cas logarithmique, sont plus proche de 1 que dans le cas linéaire (tableau 8). Par contre, les valeurs de τ calculées selon la formule suivante $\tau = \rho v_t \frac{du}{dz}$ (11) $\tau = \mu \frac{du}{dz}$, avec la valeur $\mu = 10^{-3} Pa.s$ pour l'eau et, $\frac{du}{dz}$ la pente du graphe $z-u$ sur l'intervalle considéré, sont clairement inférieures aux τ calculés avec la formule de Manning ce qui laisse penser que le profil n'est pas linéaire.

d) Defect law

Pour s'assurer que ce n'est pas la constante d'intégration, qui est également une inconnue dans nos résultats expérimentaux, qui fait autant varier le Δz , nous avons refait la même procédure mais en utilisant cette fois la defect law qui permet de ne plus avoir de constante.

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln(z - \Delta z) + cste \quad (29)$$

$$u_{\max} = \frac{u_*}{\kappa} \ln(z_{\max} - \Delta z) + cste \quad (30)$$

En soustrayant les équations (29) et (30) nous obtenons l'équation suivante :

$$u_{\max} - u = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z_{\max} - \Delta z}{z - \Delta z}\right) \quad (31)$$

En exprimant le profil avec un point maximum (par maximum, on entend un point qui présente un u_{\max} et z_{\max} les plus éloignés du lit possible), nous n'avons donc plus de constante. De la même manière qu'auparavant, nous prenons l'intervalle de points donnant le meilleur coefficient de corrélation r^2 et nous prenons comme point maximum le point ayant la plus grande valeur de u et de z faisant partie de l'intervalle choisi. En comparant le résultat obtenu avec celui réalisé avant, sans la defect law, nous remarquons que nous obtenons exactement les mêmes valeurs, les graphes figure 5.20 et figure 5.26 sont identiques. La constante n'a donc pas d'influence sur cette méthode.

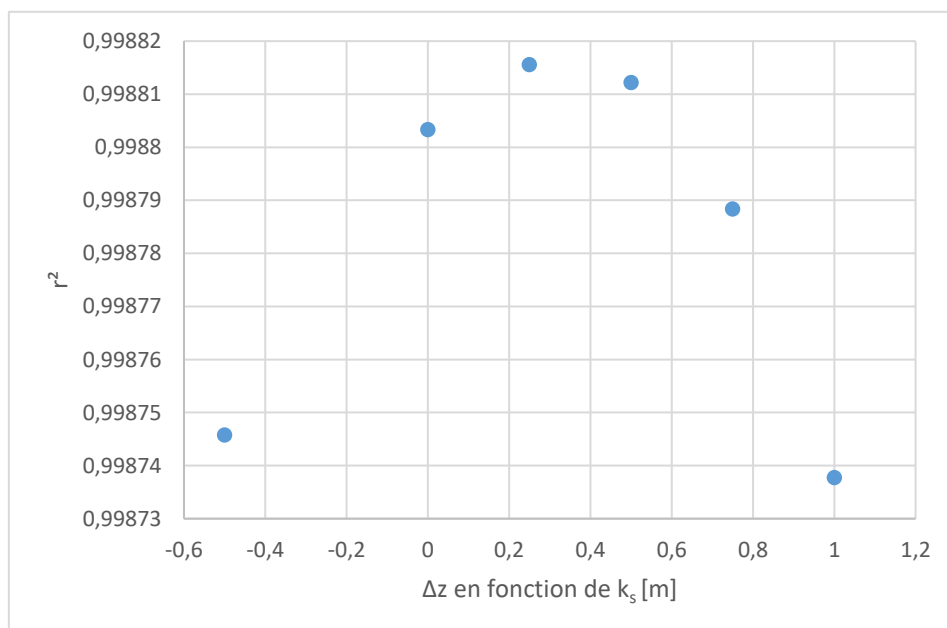


Figure 5.26 : Graphique représentant les coefficients de corrélation r^2 en fonction du Δz choisi, réalisé avec la defect law.

5.5.1.4 Recherche de Δz pour les coefficients de corrélation « assez » bons

Une autre procédure a été de fixer un coefficient de corrélation r^2 , considéré comme relativement bon, à une valeur arbitraire de 0,99. Cela permet de ne pas réduire nos analyses uniquement aux intervalles ayant le meilleur coefficient r^2 pour chaque Δz choisi, mais aussi à ceux présentant une allure « assez » logarithmique (une corrélation de 0,99 entre des points et un profil logarithmique étant plus qu'acceptable). Pour chaque intervalle possible de points se situant entre $z_{b,low}$ et $z_{b,up}$ (ou légèrement au-dessus) comme illustré par la zone rose de la figure 5.4, avec une limite de 4 points minimum par intervalle, nous cherchons le Δz pour lequel le r^2 est maximum. Si ce r^2 maximum est au-dessus de la limite de 0,99 que nous nous sommes fixée, nous retenons la valeur de Δz correspondante. En réalité, cette méthode n'est ni plus ni moins que celle présentée à la section 5.5.1.3 dans laquelle nous ne nous limitons plus à étudier uniquement l'intervalle de 4 points présentant le meilleur coefficient de corrélation mais cherchons, pour chaque intervalle au r^2 supérieur à 0,99, une valeur de Δz . Cette technique nous a donné beaucoup de valeurs de Δz très variées pour une section et un instant choisis, il était donc difficile de tirer une valeur du décalage Δz que nous aurions considérée comme juste parmi toutes ces valeurs très différentes. Deux exemples se trouvent ci-dessous.

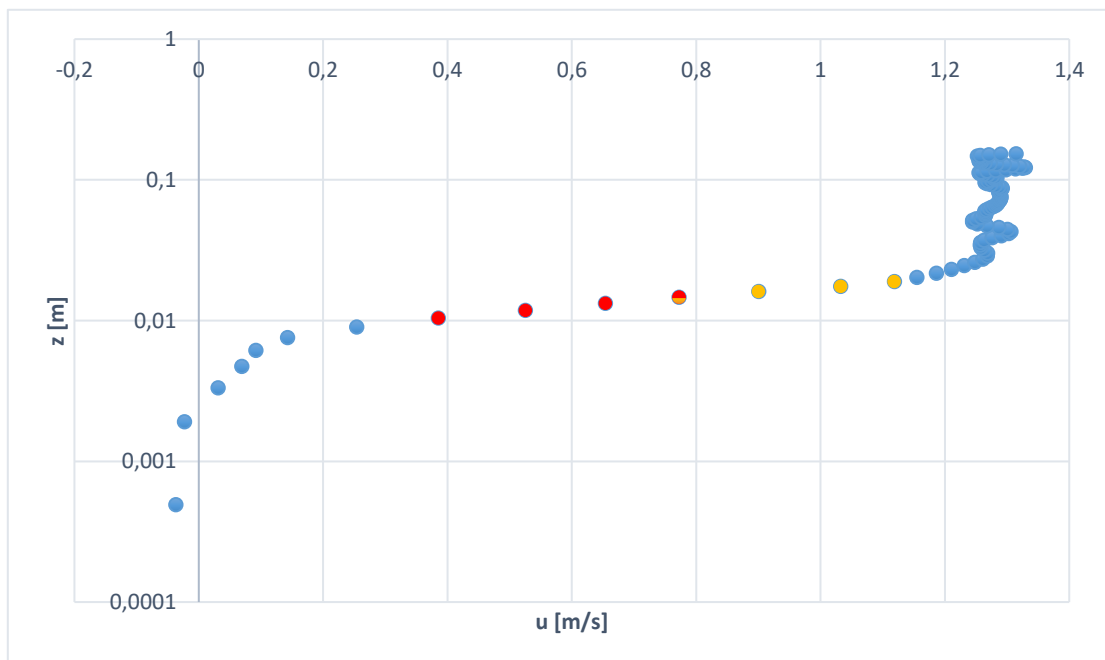


Figure 5.27 : Points du profil de vitesses situés entre $z_{b,low}$ et z_w pour notre expérience à 17 cm de la porte avec 35 cm d'eau à l'amont après 1s. En rouge et en orange, 2 intervalles de points sur lesquels nous avons calculé le Δz donnant un r^2 maximum qui s'avère supérieur à 0,99.

	Intervalle rouge	Intervalle orange
r^2	0,99999915	0,99763199
u_* [m/s]	0,62630121	0,26469485
τ [Pa]	392,253202	70,0633638
Δz [m]	-0,00473	0,0086
Δz en fonction de k_s [m]	-0,275	0,5

Tableau 9 : Résultats des coefficients de corrélation, de la vitesse de frottement, du cisaillement obtenus avec la méthode basée sur le profil de vitesses et des Δz correspondants aux intervalles rouge et orange de l'expérience à 17 cm de la porte pour 35 cm d'eau en amont après 1s.

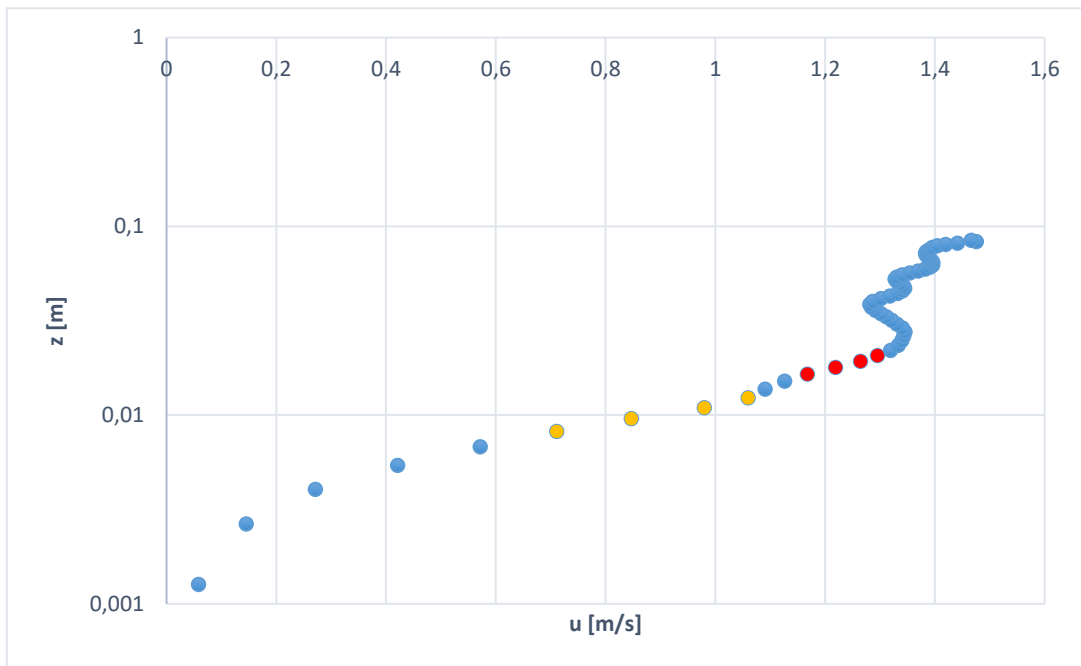


Figure 5.28 : Points du profil de vitesses situé entre $z_{b,low}$ et z_w pour notre expérience à 45 cm de la porte avec 25 cm d'eau à l'amont après 1s. En rouge et en orange, 2 intervalles de points sur lesquels nous avons calculé le Δz donnant un r^2 maximum qui s'avère supérieur à 0,99.

	Intervalle rouge	Intervalle orange
r^2	0,99909742	0,99729866
u^* [m/s]	0,07807576	0,22584982
τ [Pa]	6,09582427	51,0081406
Δz [m]	0,01204	0,00344
Δz en fonction de k_s [m]	0,7	0,2

Tableau 10 : Résultats des coefficients de corrélation, de la vitesse de frottement, du cisaillement obtenu avec la méthode basée sur le profil de vitesses et des Δz correspondants aux intervalles rouge et orange de l'expérience à 45 cm de la porte pour 25 cm d'eau en amont après 1s.

On peut remarquer qu'en fonction des points d'un même profil de vitesses sur lesquels nous nous basons pour faire l'analyse nous pouvons trouver des valeurs de Δz assez différentes et de ce fait des τ qui varient beaucoup également, malgré que le coefficient de corrélation est considéré comme assez bon pour chaque série de points choisie.

5.5.1.5 Méthode inverse avec des valeurs Δz fixées

Comme dans les procédures précédentes nous avons trouvé des Δz très variables et très petits, nous avons donc appliqué la méthode dans le sens inverse. Au lieu de chercher les Δz , nous fixons des valeurs pour ce paramètre et nous observons les résultats en termes de cisaillement. Nous fixons d'abord les Δz arbitrairement de $-1 k_s$ à $8 k_s$ car les valeurs que Sumer(1996) a déterminé se trouvent dans cette gamme de valeur. Pour chaque Δz , nous prenons le coefficient de corrélation r^2 , le plus proche de 1 pour un intervalle de points limité à 4 points au minimum. Nous réalisons cette analyse pour différents temps pour pouvoir représenter l'évolution dans le temps des valeurs trouvées de τ . Nous réalisons donc un graphique du rapport entre le τ calculé grâce au profil de vitesses et le τ_{Manning} en fonction du temps adimensionnel (20). Nous pouvons remarquer que, plus le Δz augmente, plus la valeur du rapport de contraintes de cisaillement diminue. Nous pouvons aussi observer que le rapport des contraintes de cisaillement augmente en fonction du temps adimensionnel alors que nous nous attendions plutôt à ce qu'il se rapproche de 1, puisque l'écoulement tend à se stabiliser dans le temps. Le graphique avec tous les Δz testés se trouve en annexe 5.

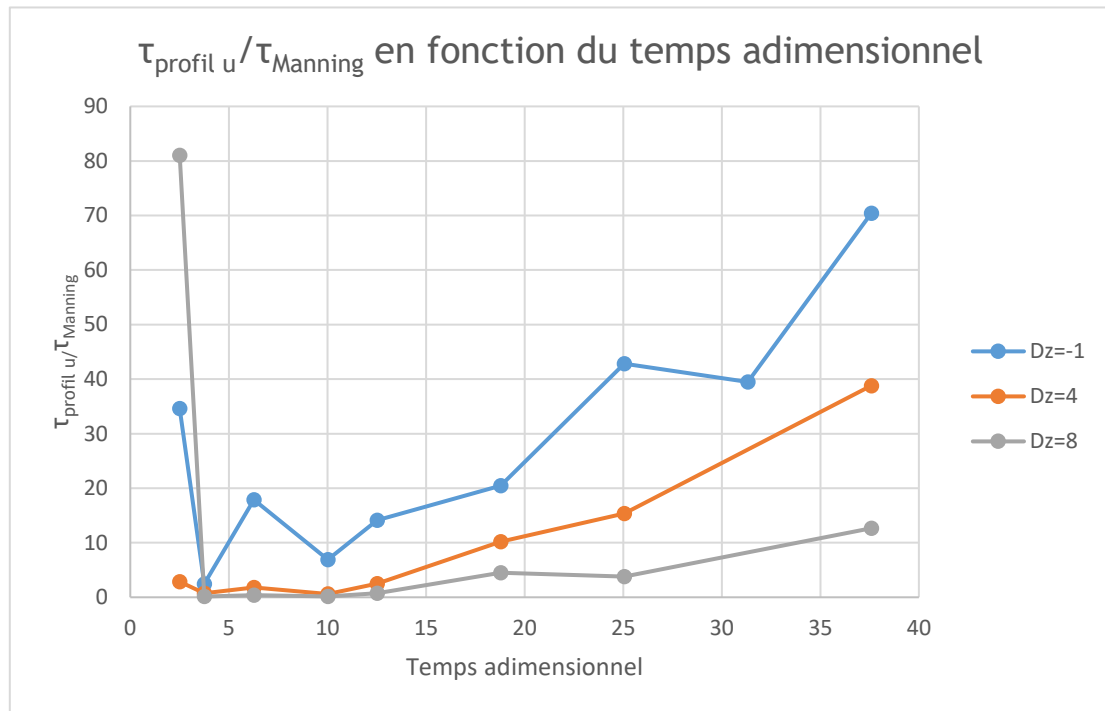


Figure 5.29 : Graphique représentant le rapport des τ calculés grâce au profil de vitesses et τ_{Manning} en fonction du temps adimensionnel pour 3 valeurs de Δz différentes, $-1k_s$, $4k_s$ et $8k_s$ pour une expérience réalisée à 17cm de la porte avec 25 cm d'eau dans le réservoir.

Nous avons également représenté nos résultats d'une manière différente en réalisant un graphique de τ calculé grâce au profil de vitesses en fonction de τ_{Manning} . Les temps adimensionnels auxquels l'analyse a été faite sont notés à côté de chaque point. Plus les points se rapprochent de la droite orange ($\tau_{\text{profil } u} = \tau_{\text{Manning}}$) plus les valeurs des deux τ différents se rapprochent. On peut donc remarquer, comme sur le graphique précédent, que plus le Δz augmente, plus les points se rapprochent de la droite orange et donc plus le τ basé sur le profil de vitesses se rapproche de la valeur de τ calculé avec la formule de Manning.

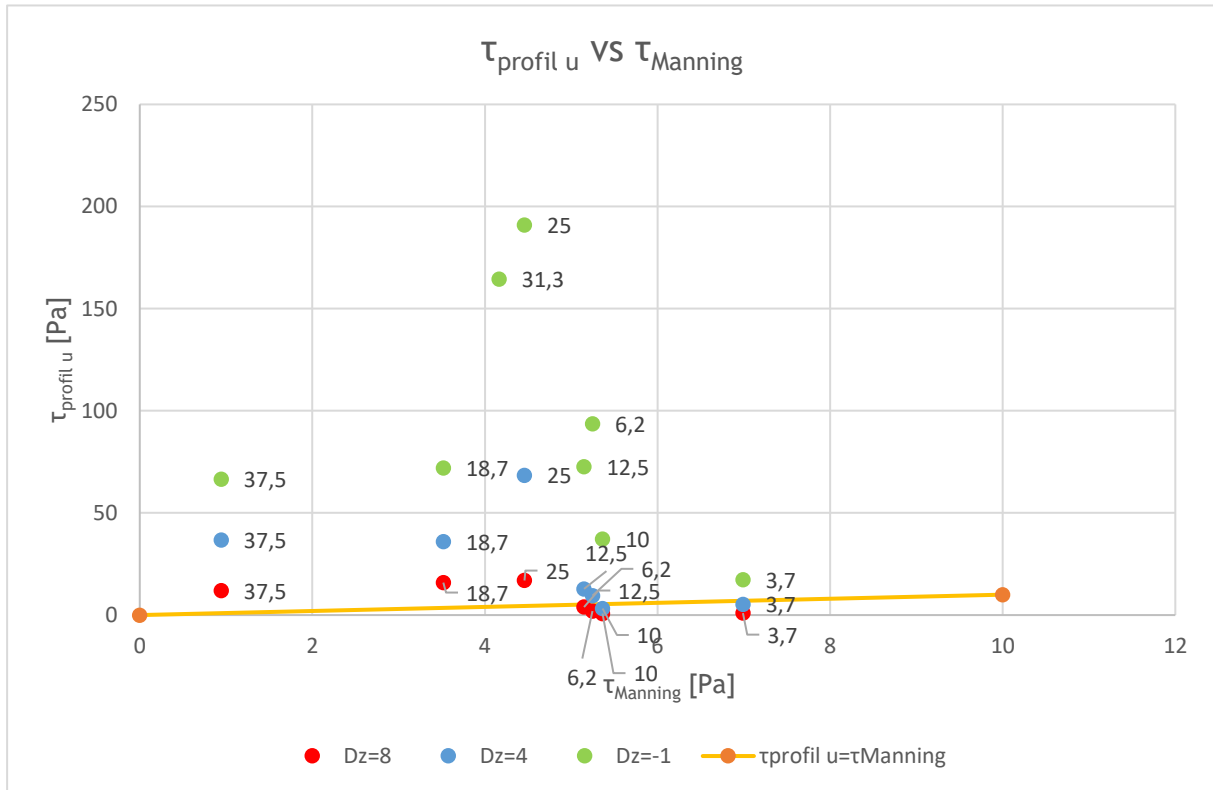


Figure 5.30 : Représentation de τ calculé grâce au profil de vitesses en fonction de $\tau_{Manning}$ pour 3 valeurs de Δz différentes, $-1k_s$, $4k_s$ et $8k_s$ pour une expérience réalisée à 17 cm de la porte avec 25 cm d'eau dans le réservoir avec les temps adimensionnels correspondants.

Une autre manière de voir les choses est d'admettre que Δz pourrait varier dans le temps. Pour essayer de s'en convaincre, nous pouvons nous appuyer sur nos résultats pour les valeurs de Δz obtenus par la méthode 5.5.1.3 repris dans les différents tableaux de l'annexe 4. En effet, nous remarquons qu'à une même section et avec le même niveau d'eau initial dans le réservoir, le Δz trouvé varie d'un tableau à l'autre et donc d'un temps à l'autre. En partant de cette hypothèse, il devient intéressant de recommencer le graphe obtenu à la figure 5.29 en ne conservant cette fois, pour chaque temps, que le rapport $\frac{\tau_{profil\ u}}{\tau_{Manning}}$ qui correspond au Δz donnant le meilleur coefficient r^2 (parmi tous les Δz testés).

Nous obtenons dès lors pour notre expérience à 17 cm de la porte et avec 25 cm d'eau dans le réservoir le graphe suivant :

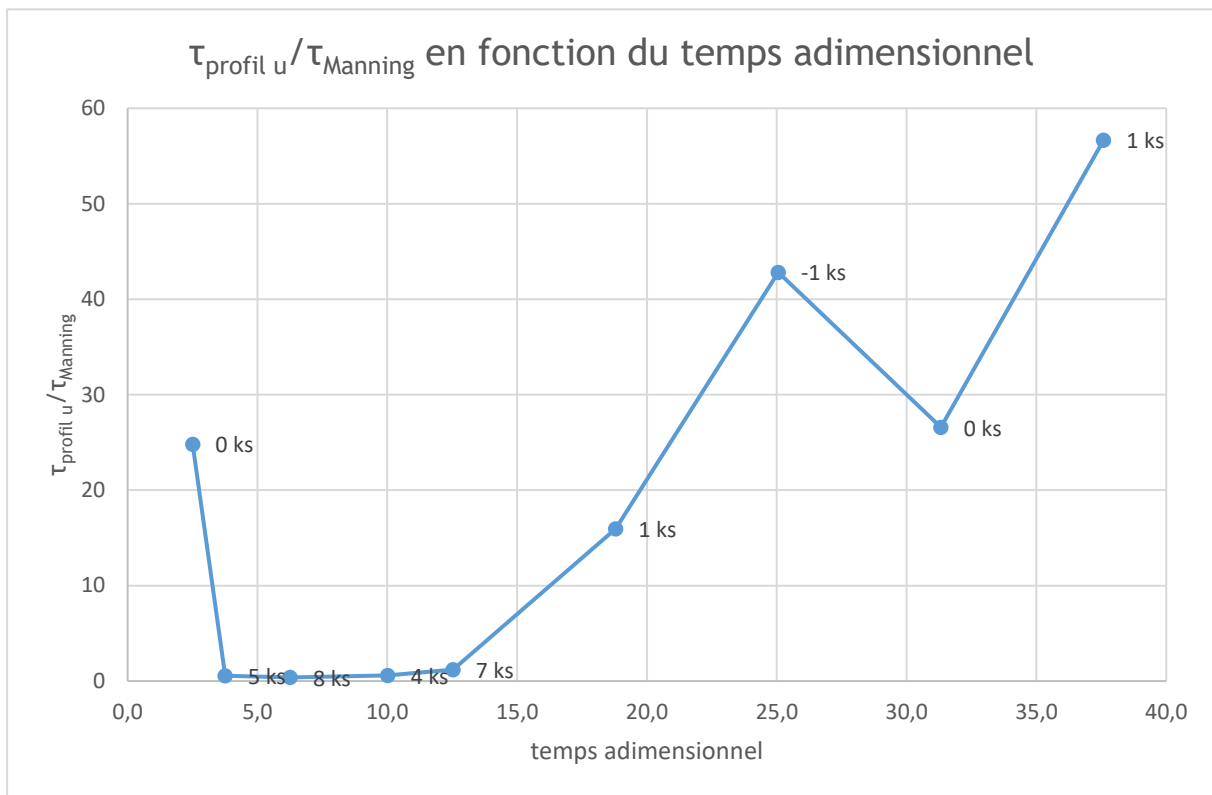


Figure 5.31 : Graphique représentant le rapport des τ calculés grâce au profil de vitesses et τ_{Manning} en fonction du temps adimensionnel pour une expérience réalisée à 17cm de la porte avec 25 cm d'eau dans le réservoir. Les étiquettes de chaque point indiquent le Δz optimal correspondant, c'est-à-dire celui qui donne le meilleur r^2 .

Nous observons qu'entre les temps $t = 3,7$ et $t = 12,5$ le rapport est proche de 1, en d'autres termes la contrainte agissant sur le lit approche la valeur obtenue par la formule de Manning, pour des valeurs de Δz entre 5ks et 8ks. Après $t = 12,5$, nous pouvons voir une augmentation de ce rapport apparaître. Nous sommes plutôt surpris de ces observations car nous nous attendions à ce que le graphe présente une convergence du rapport vers la valeur 1 au plus nous avançons dans le temps puisque l'écoulement se stabilise petit à petit dans le temps. Restons cependant prudent quant aux conclusions à tirer de cette méthode, car souvent le meilleur r^2 (donnant le Δz le plus adéquat) est très légèrement plus grand que le 2^e ou 3^e meilleur r^2 . En effet, nous pourrions par exemple avoir un $r^2=0,99997$ pour un Δz et $r^2=0,99995$ pour un autre Δz , le 1^{er} serait donc retenu selon cette dernière technique alors que le Δz présentant un $r^2=0,99995$ pourrait aussi être cohérent. Prudence donc quant à une éventuelle conclusion sur la tendance d'évolution de Δz dans le temps sur base de la figure 5.31.

Remarquons que sur base des limites temporelles amont et aval calculées au début de ce chapitre, nous pouvons voir qu'au temps $t = 12$, soit l'instant où l'onde réfléchie atteint la paroi amont du canal, le rapport $\frac{\tau_{\text{profil } u}}{\tau_{\text{Manning}}}$ commence à augmenter, ce qui laisse peut-être croire que cela a une influence sur le calcul de la contrainte de cisaillement.

Cette méthode étant relativement longue à mettre en place, nous n'avons réalisé l'analyse que pour cette section (17 cm) et avec cette hauteur d'eau (25 cm) dans le réservoir amont. Cependant, notre annexe numérique (voir annexe 6) est suffisamment fournie que pour pouvoir réappliquer cette méthode à d'autres endroits et d'autres conditions initiales de hauteur d'eau sans devoir refaire de nouvelles expériences. Il pourrait donc être intéressant pour de futurs étudiants intéressés par le sujet de se servir de nos données pour recommencer la méthode et voir la tendance de leur graphe.

5.5.1.6 Méthode essai-erreur basée sur la formule de Sumer

Une autre manière d'approcher la valeur de Δz , peut être de repartir de la formule (16) proposée par Sumer : $\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{30}{k_s}(z - \Delta z)\right)$. En développant le terme dans le logarithme népérien au moyen de la propriété fondamentale $\ln(AB) = \ln(A) + \ln(B)$ et en multipliant chaque membre par la vitesse de frottement u_* nous avons :

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln(z - \Delta z) + \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{30}{k_s}\right) \quad (32)$$

Nous obtenons donc une équation pour le profil de vitesse de la forme :

$$u = a \ln(z - \Delta z) + b \quad (33)$$

Avec $a = \frac{u_*}{\kappa}$ la pente du graphe semi-logarithmique $(z - \Delta z, u)$, où l'axe $z - \Delta z$ est en échelle logarithmique, et $b = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{30}{k_s}\right)$ le terme indépendant.

Si on isole Δz dans l'équation ci-dessus, nous trouvons :

$$\Delta z = z - e^{\frac{u-b}{a}} \quad (34)$$

Ne connaissant pas la valeur de Δz , l'idée de cette méthode est alors de choisir une valeur Δz d'entrée que nous appellerons Δz_{in} sur base de laquelle nous pouvons établir un graphe semi-logarithmique $(z - \Delta z_{in}, u)$. De ce graphe nous pouvons, pour un intervalle de points choisi, obtenir la pente a et le terme indépendant b (en utilisant la fonction polyfit sur Matlab ou une courbe de tendance logarithmique sur Excel). Une fois que ces 2 valeurs

sont connues, nous savons calculer à l'aide de la formule (34) et des coordonnées (z, u) d'un des points de l'intervalle, la valeur de Δz correspondante (selon la définition de Sumer), que nous nommerons Δz_{out} .

En combinant cette méthode à celle qui nous permettait de définir les meilleurs coefficients de corrélation r^2 , nous savons où choisir l'intervalle de points sur lequel nous prendrons la pente a et le terme indépendant b . L'intérêt est donc bien sûr de trouver une valeur Δz_{out} qui s'approche le plus de la valeur choisie au départ Δz_{in} .

Nous implémentons dans quelques lignes de code (sur Matlab) une boucle de sorte que le programme calcule pour une première valeur de Δz_{in} , qui augmentera par petits pas à chaque nouvelle itération, la valeur Δz_{out} qui correspond à chaque point pour un intervalle précis du graphe $(z - \Delta z_{in}, u)$. Tant que, pour l'intervalle de points, la différence entre Δz_{in} et la valeur Δz_{out} maximum calculée est supérieure à $0,1k_s$ ou que la différence entre la valeur Δz_{out} maximum calculée et la valeur Δz_{out} minimum calculée de ce même intervalle est supérieure à $0,1k_s$, la boucle continue. Les limites $0,1k_s$, pour que la boucle s'arrête, sont choisies arbitrairement et peuvent être modifiées si l'on se rend compte que le programme ne s'arrête jamais.

Malheureusement, cette méthode montre plusieurs faiblesses. La première, et elle était prévisible, est que la boucle est très longue et ne s'arrête pas sans l'ajout d'une condition qui stoppe le calcul après x itérations. Une autre difficulté, si l'on est patient et qu'on fixe une condition d'arrêt de la boucle après un très grand nombre d'itérations, est qu'en prenant un pas d'incrémentatation trop grand, on passe inévitablement outre la valeur réelle de Δz (que l'on cherche) sans s'en approcher suffisamment que pour stopper la boucle qui va alors chercher « au-delà » de la valeur qu'on cherche à identifier. Le Δz_{in} va même devenir trop grand par rapport aux coordonnées z des points de l'intervalle et donner des valeurs Δz_{out} complexes (car $\ln(z - \Delta z_{in})$ devient irréal). Toute la difficulté réside donc dans le choix du pas et des limites arrêtant la boucle. Nous n'avons, de ce fait, rien su tirer de concluant de cette méthode.

5.5.2 Technique avec la viscosité turbulente

Nous avons utilisé la viscosité cinématique turbulente de l'eau ν_t , afin de déterminer si nous nous trouvons bien dans un écoulement turbulent.

Nous avons donc déterminé pour quelle valeur de ν_t le τ calculé avec la formule $\tau = \rho \nu_t \frac{du}{dz}$ se trouve entre $\tau_{\text{Manning,up}}$ et $\tau_{\text{Manning,low}}$. En fixant des valeurs de viscosité cinématique arbitrairement, nous trouvons donc des valeurs de τ correspondantes. Pour rappel, les valeurs de ν_t trouvées dans la littérature se trouvent entre $0,5 \cdot 10^{-4}$ et $1 \cdot 10^{-4}$. Une fois que nous trouvons une valeur de τ entre $\tau_{\text{Manning,up}}$ et $\tau_{\text{Manning,low}}$, nous notons la valeur de la viscosité utilisée. Nous comparons ensuite les viscosités trouvées avec les valeurs trouvées en littérature afin de vérifier que nous nous trouvons bien dans un cas d'écoulement turbulent.

Les explications sur la manière de calculer la contrainte de cisaillement τ , à partir du ν_t se trouve dans la section 1.3.3.

distance de la porte	hauteur eau	$\tau_{\text{Manning,up}}$ [Pa]	$\tau_{\text{Manning,low}}$ [Pa]	τ_v [Pa]	ν_t [m ² /s]
17cm	25cm	6,2386	5,4119	6,1598	$0,8 \cdot 10^{-4}$
17cm	30cm	7,303	6,4558	6,3584	$0,8 \cdot 10^{-4}$
17cm	35cm	7,3521	6,6385	5,5499	$0,8 \cdot 10^{-4}$
45cm	25cm	10,0475	8,2918	9,0131	10^{-4}
45cm	30cm	10,9146	9,5671	9,0245	10^{-4}
45cm	35cm	11,8494	9,7847	10,1495	$1,2 \cdot 10^{-4}$
75cm	25cm	21,0039	11,0504	11,9603	$1,2 \cdot 10^{-4}$
75cm	30cm	20,0453	14,5621	15,6456	$1,3 \cdot 10^{-4}$
75cm	35cm	17,5438	13,4608	14,5925	$1,4 \cdot 10^{-4}$

Tableau 11 : Résultats des τ calculés à partir de ν_t choisis arbitrairement, pour nos images prises 1s après la descente de la porte.

Les ν_t trouvés correspondent plus ou moins bien aux valeurs trouvées dans la littérature nous pouvons donc conclure que nous sommes bien face à un écoulement turbulent.

Conclusion

Les ruptures de barrage sont des catastrophes dévastatrices qu'il est important d'étudier afin de pouvoir mieux les comprendre. C'est pourquoi nous avons réalisé des recherches principalement expérimentales avec pour objectif d'étudier le profil de vitesses d'un écoulement turbulent sur lit mobile pour en tirer une vitesse de frottement ainsi qu'une contrainte de cisaillement sur le lit. Toutes les problématiques n'ont évidemment pas pu être résolues et certaines questions restent ouvertes pour de prochaines études sur ce sujet.

Les mêmes expériences que celles réalisées précédemment par Ilaria Fent ont été faites afin d'étayer ses résultats. Nous avons tout d'abord pu vérifier que nos résultats correspondaient bien à ceux obtenus par Ilaria Fent et qu'ils étaient reproductibles malgré que certaines imprécisions notamment au niveau de la hauteur de l'écoulement ou de la détection des interfaces peuvent apparaître, ce qui peut compliquer l'analyse par après.

Nous avons ensuite surtout étudié la partie de l'écoulement située entre $Z_{b,up}$ et $Z_{b,low}$ car nous nous intéressions principalement à l'effort de cisaillement qui se produit sur le lit (ou très proche de celui-ci), de plus nous voulions rester dans l'hypothèse d'un transport solide majoritairement par charriage, ce qui n'est plus le cas si l'on regarde trop haut dans le profil vertical de vitesses horizontales. De l'étude de cette zone, nous pouvons tirer que le profil suit une loi logarithmique.

Pour déterminer l'équation de ce profil, nous sommes partis de la formule proposée par Sumer pour un écoulement stable sur lit mobile, dans laquelle nous avons besoin de trouver la valeur du décalage Δz , et avons tenté de voir si l'application de cette formule dans notre cas d'écoulement transitoire turbulent sur lit mobile donnait des résultats corrects, plausibles. Pour cela nous avons exploré plusieurs méthodes basées sur le profil de vitesses. Une autre technique a aussi été étudiée, celle basée sur la valeur de v_T dans le cas d'un écoulement turbulent, cependant, ses possibilités réduites d'interprétations et son peu de paramètres modulables, ainsi qu'une viscosité turbulente de l'eau encore très mal renseignée dans la littérature, font que nous retenons plutôt les méthodes basées sur le profil de vitesses. Plusieurs de nos résultats d'analyse peuvent nous laisser penser que le Δz varie dans le temps et dans l'espace. Nous pensons, tout comme Ilaria Fent, que le caractère très turbulent de l'écoulement qui se développe quelques instants après la

rupture de barrage, peut en être une des raisons, d'ailleurs nos résultats d'expériences montrent que pour des temps adimensionnels très proches de la rupture, l'analyse n'est pas possible ou peu plausible. Il serait donc intéressant de poursuivre l'étude dans ce sens, notamment en repartant de l'analyse de l'évolution dans le temps des rapports de contraintes de cisaillement calculés à partir de Δz fixés. Cette méthode n'ayant été appliquée qu'à un seul cas, l'expérience réalisée à 17 cm de la porte avec 25 cm d'eau dans le réservoir, il serait utile de l'appliquer à d'autres conditions expérimentales afin de voir si les résultats obtenus sont similaires. De plus, nous fournissons, en annexe numérique, une série de données de nos expériences réalisées à 17 cm, 45 cm et 75 cm pour différentes conditions amonts (25 cm, 30 cm ou 35 cm d'eau dans le réservoir), sur base de quoi il est possible de recommencer la méthode et d'obtenir de nouveaux graphes du rapport des contraintes de cisaillement en fonction du temps, pour les comparer à nos résultats.

En ce qui concerne la contrainte de cisaillement sur le lit, nos analyses semblent montrer que la contrainte de cisaillement calculée à l'aide de la formule de Manning sous-estime la valeur de τ .

D'une manière générale, les analyses pourraient être facilitées et améliorées en réglant les problèmes de la nouvelle caméra Fastcam mini UX du laboratoire pour pouvoir enregistrer des images pendant de long temps. En réalisant une seule expérience et en répétant plusieurs fois les mêmes essais, il serait alors possible d'avoir plus de points sur les différents graphiques et cela permettrait aussi de se rendre compte plus facilement des points expérimentaux faussés par l'une ou l'autre source d'imprécision précédemment citée.

Finalement, l'écoulement suivant la rupture de barrage est assez complexe à cause de la dépendance spatiale et temporelle et des imprécisions expérimentales. Il était donc difficile, malgré nos efforts de précision, de résoudre tous les problèmes en un seul mémoire, néanmoins ce travail ouvre plusieurs pistes de réflexion qu'il serait intéressant de creuser dans de futurs travaux de recherche.

Bibliographie

- Bakker A., Myers K.J., Ward R. W. et Lee C. K. (1996). *The laminar and turbulent flow pattern of a pitched blade turbine*. Institution of Chemical Engineers
- Beck S. et Collins R. (2008). *Moody Diagram*. University of Sheffield, Sheffield
- Behets-Wydemans N. et Jacques F. (2016). *Mesures de profils de vitesses dans un écoulement transitoire (rupture de barrage) par imagerie digitale sur lit mobile*. Travail de fin d'études, UCL, Louvain-la-Neuve, p13-p15 et p30-p33
- Brasseur G. (2017). *Étude expérimentale de l'écoulement suite à une rupture de barrage sur lit mobile : caractérisation du cisaillement sur le fond*. Travail de fin d'études, ECAM, Bruxelles, p6-p8
- Cai XM. et Steyn D.G. (1996). *The von Kármán Constant Determined by Large Eddy Simulation*. Dans Garratt J.R., Taylor P.A. (eds) *Boundary-Layer Meteorology 25th Anniversary Volume, 1970–1995*. Springer, Dordrecht
- El Kadi Abderrezzak, K. et Paquier, A. (2011). *Applicability of sediment transport capacity formulas to dam-break flows over movable beds*. *Journal of hydraulic engineering*, p209-221.
- Fent, I. (2018). *Dam break over mobile bed : experimental and numerical study*. PhD thesis, UCL, Louvain-la-Neuve
- Gunt (2018). *Flow conditions from left to right: laminar flow, transition from laminar to turbulent flow, turbulent flow*. Image repérée le 28 avril 2019 sur <https://www.gunt.de/en/products/fluid-mechanics/physical-principles/principles-of-hydrodynamics/osborne-reynolds-experiment/070.15018/hm150-18/glct-1:pa-148:ca-778:pr-565>
- Powell A. (2017). *Transport solide par charriage dans la rivière Cavaillon, Haïti*. Travail de fin d'études, UCL, Louvain-la-Neuve, p28-p29
- Qu, Z. (2003). *Unsteady open-channel flow over a mobile bed*. Ph.D. Thesis, No 2688, Ecole Polytechnique Fédérale (EPFL), Lausanne, Suisse.
- Soares-Frazão, S. (2015). *Cours d'hydraulique fluviale*, p31-p34

Song, T. et Graf, W. H. (1996). *Velocity and turbulence distribution in unsteady open-channel flow*. Journal of Hydraulic Engineering 122(3) : p141-p154

Spinewine, B., and Capart, H. (2013). *Intense bed-load due to a sudden dambreak*. Journal of Fluid Mechanics, 731, p579–p614.

Sumer B. M. et al. (1996). *Velocity and concentration profiles in sheet-flow in movable bed*. Journal of Hydraulic Engineering (Reston), p549-p558.

Takahashi (1991). *Debris flow*. IAHR-AIRH Monograph series. A. A. Balkema

Tu, H. (1991). *Velocity distribution in unsteady flow over gravel beds*. Ph.D. Thesis, No 911, Ecole Polytechnique Fédérale (EPFL), Lausanne, Suisse.

Vandenhoeck A. (2015). *Product-Manual Flowmaster*. Göttingen, Allemagne, p61-p65 et p115-p116

Les sources des figures utilisées dans ce mémoire sont citées soit dans leur légende, soit dans la bibliographie. À défaut, l'image a été réalisée par nos soins.

Annexe 1

Check-list de laboratoire

1. Allumer le compresseur (toujours s'assurer que la pression se trouve à 8 bars avant le début d'un essai, pour assurer une même vitesse de descente à la porte lorsque l'expérience est recommencée).
2. Préparer la solution avec le traceur :
 - 1 petite dose de savon liquide
 - 1 bouchon de pliolite
 - Remplir d'eau le reste d'une bouteille de 1,5L
3. Placer le tamis dans le bac aval pour éviter que les sédiments érodés ne finissent tous dans l'eau que nous récupérons dans le bac, ou le nettoyer si une expérience vient d'être faite.
4. Mettre le trépied de la caméra rapide à niveau par rapport au sol, et entourer à la craie l'emplacement exact de ses pieds, au cas où la caméra devrait être bougée par la suite, ou si celle-ci a accidentellement changé de position.
5. Préparer la caméra rapide et l'ordinateur (Branchement des câbles, lancement du programme d'enregistrement PFV Fastcam, mettre l'objectif, faire le focus caméra).
6. Placer le laser au-dessus de la zone qui nous intéresse dans le canal bleu.
7. Faire la calibration. Pour ce faire, il faut placer la plaque de calibration de type 31 et s'assurer que le plan de celle-ci soit premièrement en phase avec la feuille laser et deuxièmement mis à niveau par rapport au sol en utilisant un niveau à bulle. Il faut ensuite placer 2 portes que nous avons fabriquées et rendues au maximum étanches autour de la plaque pour compartimenter la zone d'enregistrement et pouvoir l'immerger dans l'eau. Une fois que le niveau de l'eau dépasse le dessus de la plaque de calibration, nous pouvons enregistrer des images qui serviront à la calibration en éclairant au mieux la plaque à l'aide d'une lampe.
8. Tasser et compacter les sédiments le plus régulièrement possible à l'aide d'une masse.
9. Saturer les sédiments à l'aval de la porte en utilisant un jet d'eau léger

10. Remplir le réservoir amont du canal bleu avec de l'eau en utilisant un tube percé pour éviter de trop remuer les sédiments tassés avec un jet d'eau trop puissant. Si une expérience a déjà été réalisée dans la journée et que le bac à l'aval est rempli d'eau, nous pouvons réutiliser cette eau au moyen d'une pompe vide-cave.
11. Verser la solution avec le traceur dans le réservoir amont et touiller.
12. Activer le trigger sur le programme PFV Fastcam
13. Éteindre les lumières, placer une boîte en carton sur l'automate pour cacher la lumière émise par ses boutons, placer un voile sur l'écran de l'ordinateur pour aussi cacher la lumière qu'il émet, allumer le laser.

14. Lancer la descente de la porte.
15. Enregistrer les images en .bmp ! (Attention dernière étape et non la moindre, car enregistrer les images en un autre format compresserait les données, et rendrait inutilisable ces images dans le programme DaVis, il faut alors recommencer toute l'expérience...)

Annexe 2



Figure 5.32 : Automate permettant la descente de la porte et la simultanéité de la prise d'image avec la chute de la porte.



Figure 5.33 : Tuyau percé permettant de remplir le réservoir sans remuer les sédiments tassés.



Figure 5.34 : Pompe vide-cave.



Figure 5.35 : Tamis permettant de retenir les sédiments arrachés durant une expérience.



Figure 5.36 : Caméra rapide.



Figure 5.37 : Marques au sol afin de retenir l'emplacement du trépied.



Figure 5.38 : Porte séparant la partie aval et amont permettant de simuler la rupture de barrage.

Annexe 3

Tous les graphiques ci-dessous ont été réalisés sur base des images prises une seconde après la descente de la porte.

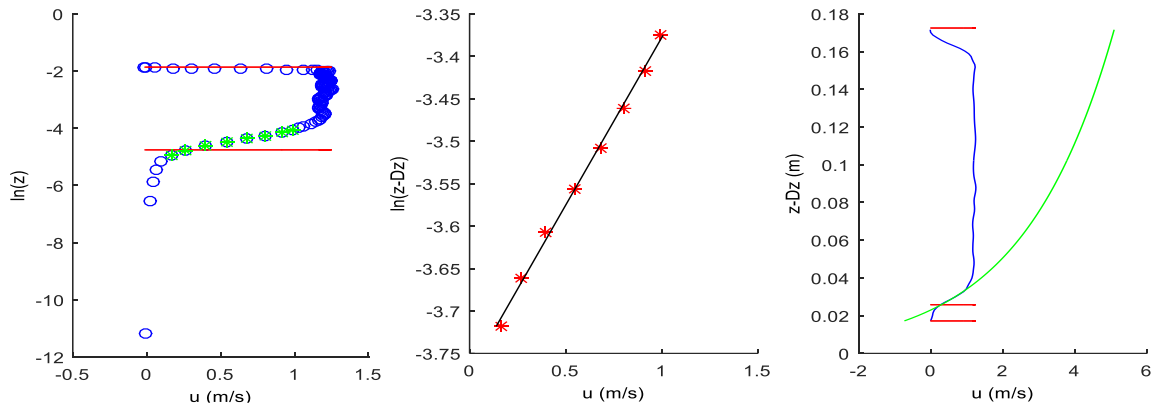


Figure 5.39 : Graphiques représentant le profil de vitesses pour une expérience à 17 cm de la porte avec 30 cm d'eau dans le réservoir.

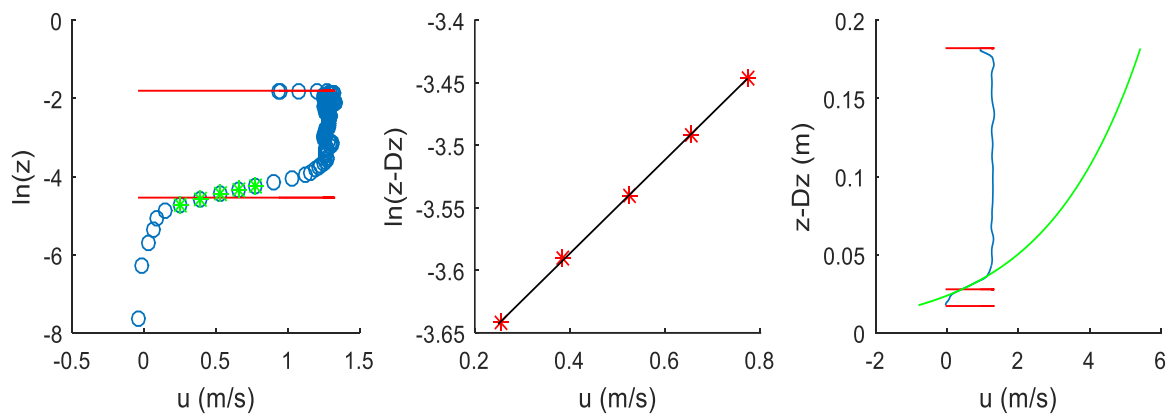


Figure 5.40 : Graphiques représentant le profil de vitesses pour une expérience à 17 cm de la porte avec 35 cm d'eau dans le réservoir.

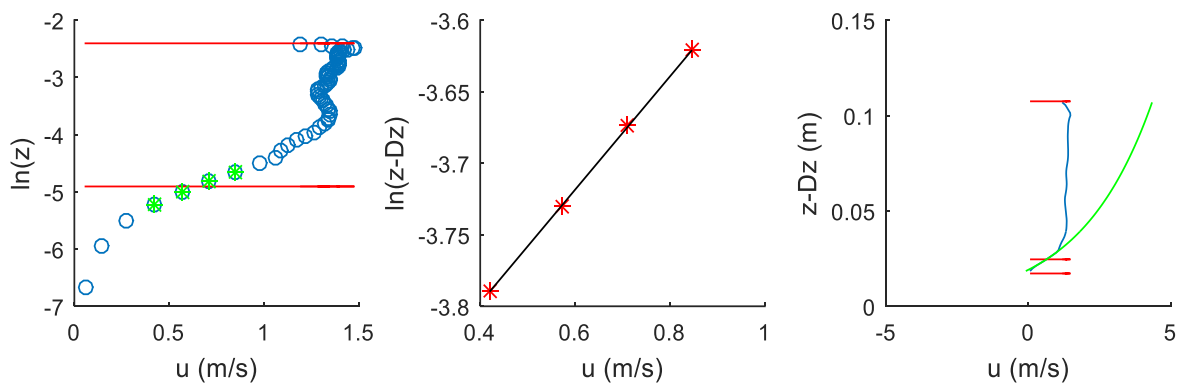


Figure 5.41 : Graphiques représentant le profil de vitesses pour une expérience à 45 cm de la porte avec 25 cm d'eau dans le réservoir.

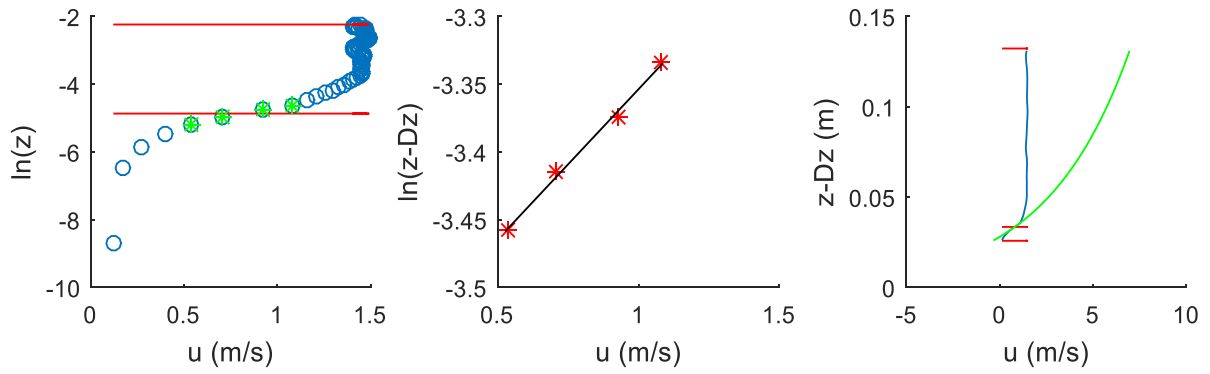


Figure 5.42 : Graphiques représentant le profil de vitesses pour une expérience à 45 cm de la porte avec 30 cm d'eau dans le réservoir.

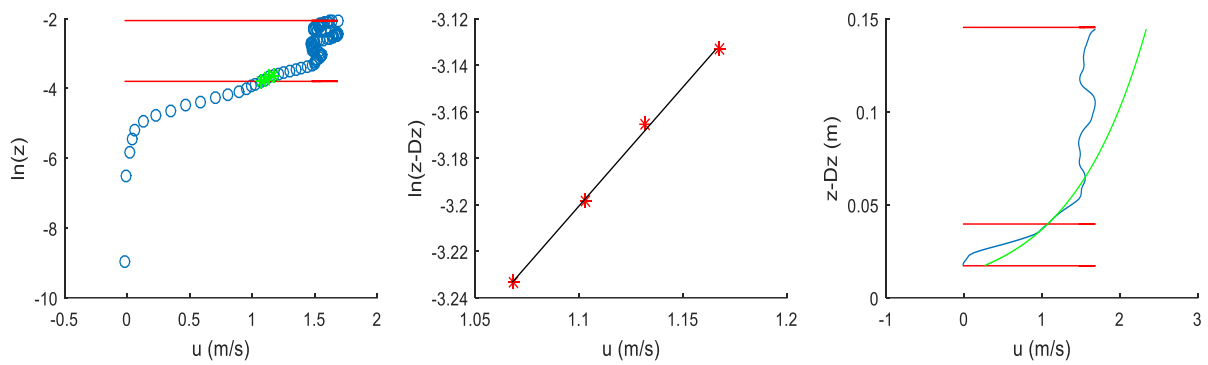


Figure 5.43 : Graphiques représentant le profil de vitesses pour une expérience à 45 cm de la porte avec 35 cm d'eau dans le réservoir.

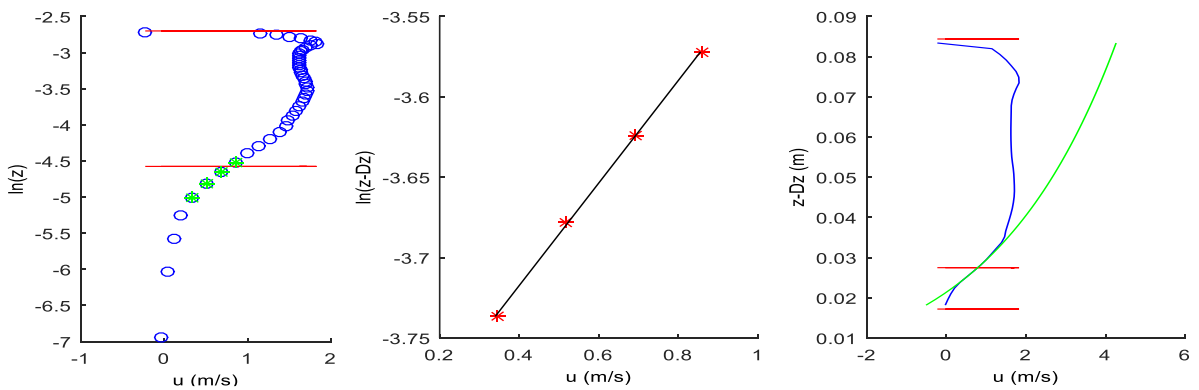


Figure 5.44 : Graphiques représentant le profil de vitesses pour une expérience à 75 cm de la porte avec 25 cm d'eau dans le réservoir.

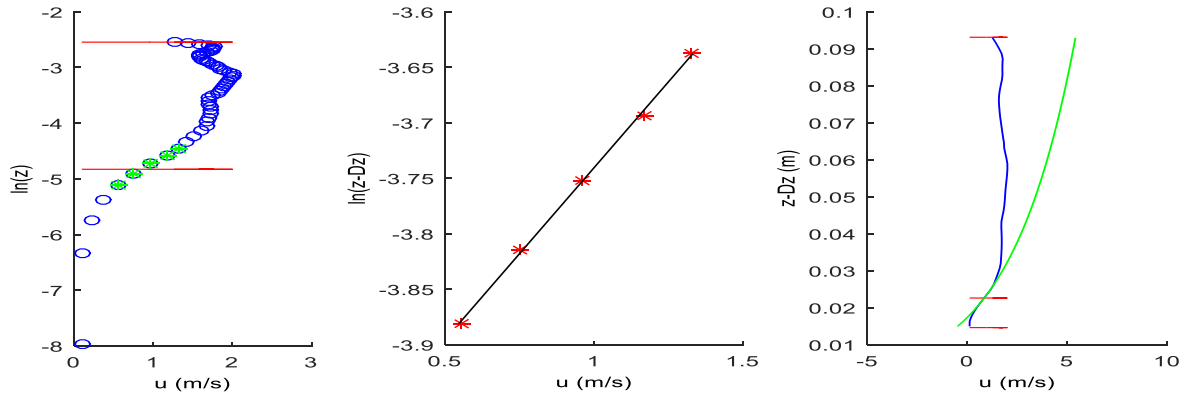


Figure 5.45 : Graphiques représentant le profil de vitesses pour une expérience à 75 cm de la porte avec 30 cm d'eau dans le réservoir.

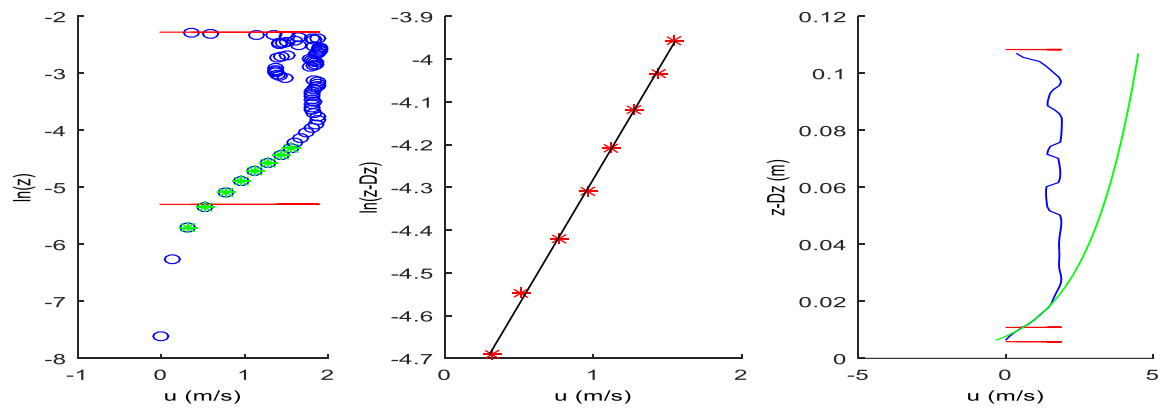


Figure 5.46 : Graphiques représentant le profil de vitesses pour une expérience à 75 cm de la porte avec 30 cm d'eau dans le réservoir.

Annexe 4

Distance à la porte [cm]	hauteur d'eau [cm]	r^2	Δz [m]	Δz en k_s	u_* [m/s]	τ [Pa]	τ_{Manning} [Pa]	r^2 cas linéaire	τ linéaire [Pa]
17cm	25cm	0,999895682	0,000688	0,4	0,537	288,9	5,4	0,997207029	0,06
17cm	30cm	0,999574646	0,009288	5,4	0,328	107,5	6,1	0,998720535	0,178
17cm	35cm	0,999977052	-0,01066	-6,2	1,508	2274,8	7,7	0,998665667	0,214
45cm	25cm	/							
45cm	30cm	/							
45cm	35cm	/							
75cm	25cm	/							
75cm	30cm	/							
75cm	35cm	/							

Tableau 12 : Résultats de nos expériences au temps $t=0,4s$ après la rupture, à différentes distances de la porte et avec différentes hauteurs d'eau initiales.

Distance à la porte [cm]	hauteur d'eau [cm]	r^2	Δz [m]	Δz en k_s	u_* [m/s]	τ [Pa]	τ_{Manning} [Pa]	r^2 cas linéaire	τ linéaire [Pa]
17cm	25cm	0,999999838	-0,01479	-8,6	1,295	1676,9	6,1	0,999670684	0,145
17cm	30cm	0,99992377	-0,00172	-1	0,523	273,7	7,7	0,998273544	0,138
17cm	35cm	0,9983596	-0,00344	-2	0,939	881,1	7,7	0,996609467	0,172
45cm	25cm	0,999831019	-0,00215	-1,25	0,725	525,4	18,3	0,998042388	0,235
45cm	30cm	0,99994737	-0,0129	-7,5	1,961	3844,4	16,4	0,998992776	0,249
45cm	35cm	0,999984995	0,00043	0,25	0,795	632,2	19,3	0,998983848	0,217
75cm	25cm	/							
75cm	30cm	/							
75cm	35cm	/							

Tableau 13 : Résultats de nos expériences au temps $t=0,6s$ après la rupture, à différentes distances de la porte et avec différentes hauteurs d'eau initiales.

Distance à la porte [cm]	hauteur d'eau [cm]	r^2	Δz [m]	Δz en k_s	u_* [m/s]	τ [Pa]	τ_{Manning} [Pa]	r^2 cas linéaire	τ linéaire [Pa]
17cm	25cm	0,999615043	-0,00129	-0,75	0,187	34,9	5,4	0,999926944	0,036
17cm	30cm	0,999988895	0,00086	0,5	0,165	27,3	6,6	0,999641355	0,039
17cm	35cm	0,999726071	0,00774	4,5	0,328	107,9	6,7	0,998675948	0,054
45cm	25cm	0,999862692	-0,02064	-12	0,410	168,1	6,4	0,999676646	0,025
45cm	30cm	0,999997544	0,00258	1,25	0,180	32,4	6,9	0,998011637	0,033
45cm	35cm	0,999997472	-0,00129	-0,75	0,504	254,4	7,7	0,999915479	0,036
75cm	25cm	0,999403775	0,00086	0,5	0,493	243,2	7,3	0,997039337	0,074
75cm	30cm	0,994812236	-0,00086	-0,5	0,427	182,4	8,8	0,998541849	0,065
75cm	35cm	0,998608179	0,0043	2,5	0,160	25,7	9,7	0,999729799	0,025

Tableau 14 : Résultats de nos expériences au temps $t=1,6s$ après la rupture, à différentes distances de la porte et avec différentes hauteurs d'eau initiales.

Distance à la porte [cm]	hauteur d'eau [cm]	r^2	Δz [m]	Δz en k_s	u_* [m/s]	τ [Pa]	τ_{Manning} [Pa]	r^2 cas linéaire	τ linéaire [Pa]
17cm	25cm	0,999965337	-0,00172	-1	0,270	72,7	4,6	0,999963712	0,076
17cm	30cm	0,999837341	0,006192	3,6	0,252	63,7	5,0	0,999967536	0,051
17cm	35cm	0,999985358	-0,00155	-0,9	0,314	98,5	6,2	0,999722379	0,069
45cm	25cm	0,999701335	-0,00464	-2,7	0,121	14,6	5,0	0,999351601	0,015
45cm	30cm	0,999945436	-0,00482	-2,8	0,114	12,9	5,0	0,99999565	0,009
45cm	35cm	0,999943781	0,001204	0,7	0,207	42,9	6,4	0,999279565	0,072
75cm	25cm	/							
75cm	30cm	0,99999831	0,004128	2,4	0,146	21,3	6,6	0,999899292	0,021
75cm	35cm	0,999989237	0,00086	0,5	0,421	177,2	6,7	0,999798723	0,001

Tableau 15 : Résultats de nos expériences au temps $t=2s$ après la rupture, à différentes distances de la porte et avec différentes hauteurs d'eau initiales.

Distance à la porte [cm]	hauteur d'eau [cm]	r^2	Δz [m]	Δz en k_s	u_* [m/s]	τ [Pa]	τ_{Manning} [Pa]	r^2 cas linéaire	τ linéaire [Pa]
17cm	25cm	0,999902793	-0,00043	-0,25	0,174	30,4	5,2	0,999870773	0,044
17cm	30cm	0,999788661	0,00774	4,5	0,254	64,5	6,2	0,999997325	0,032
17cm	35cm	0,999997628	-0,0086	-5	0,455	207,4	6,4	0,999902206	0,034
45cm	25cm	0,999996692	-0,08755	-50,9	1,638	2682,1	3,6	0,999963541	0,038
45cm	30cm	0,999945405	-0,03492	-20,3	1,640	2689,4	4,6	0,999648265	0,075
45cm	35cm	0,999994664	-0,05143	-29,9	1,200	1438,9	5,4	0,99995952	0,041
75cm	25cm	0,99992715	-0,02305	-13,4	0,415	172,6	4,6	0,999979664	0,018
75cm	30cm	0,999982592	-0,00043	-0,25	0,326	106,0	5,9	0,999836305	0,015
75cm	35cm	0,999989651	-0,00172	-1	0,312	97,2	2,7	0,999991529	0,066

Tableau 16 : Résultats de nos expériences au temps $t=2,6s$ après la rupture, à différentes distances de la porte et avec différentes hauteurs d'eau initiales.

Annexe 5

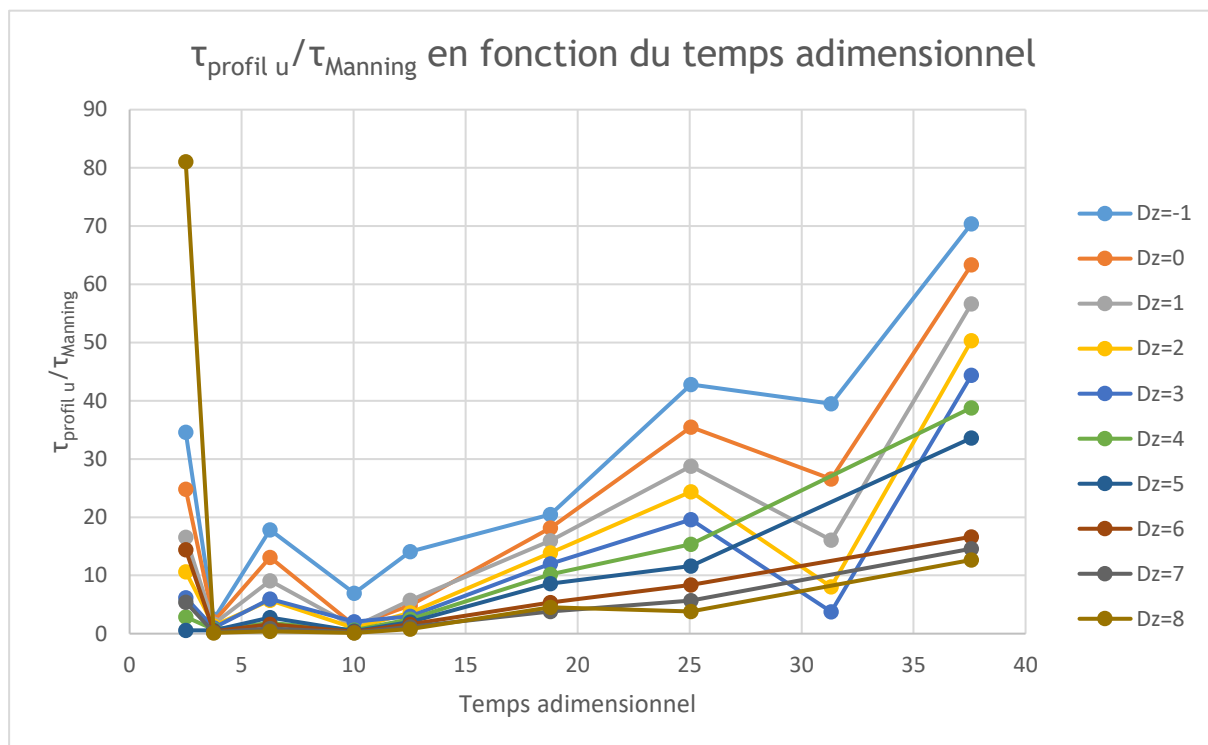


Figure 5.47 : Représentation du rapport de τ calculé grâce au profil de vitesses sur τ_{Manning} en fonction du temps adimensionnel avec tous les Δz (en k_s) testés pour une expérience réalisée à 17 cm de la porte avec 25 cm d'eau dans le réservoir.

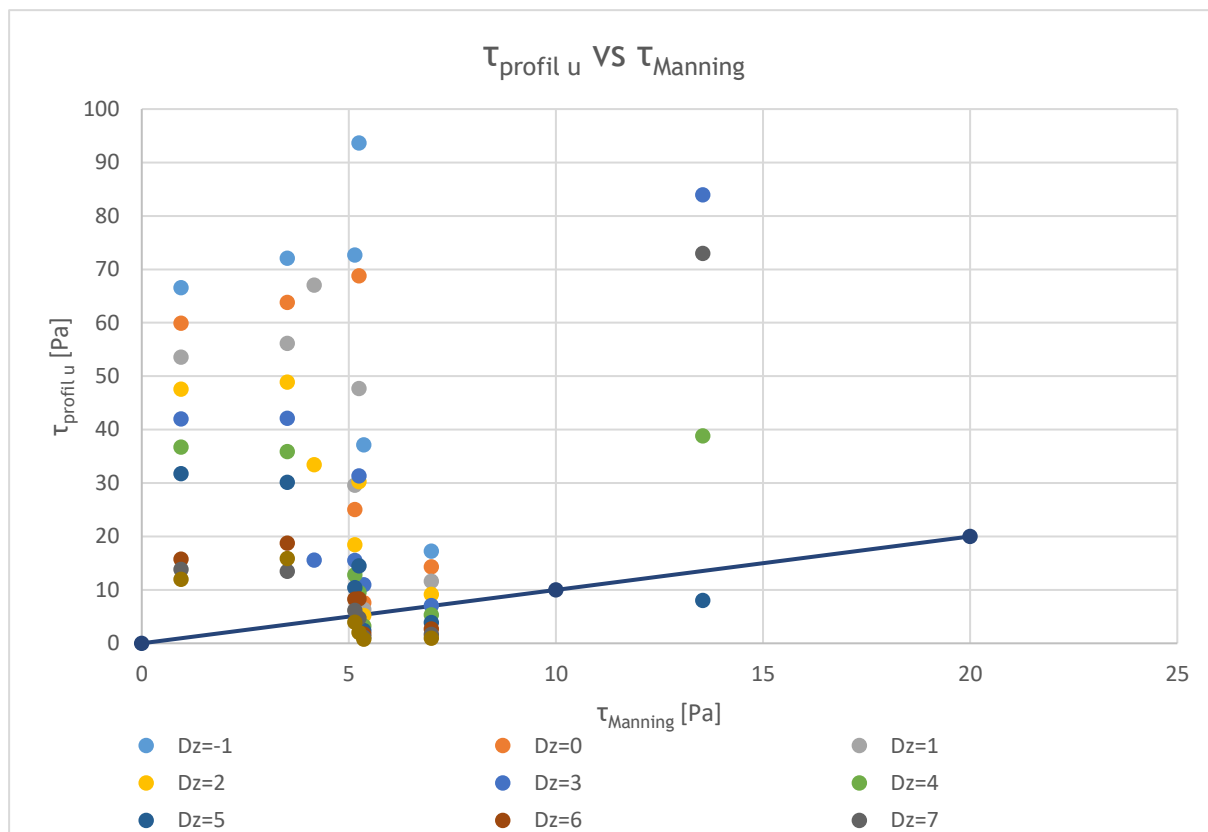


Figure 5.48 : Représentation de τ calculé avec le profil de vitesses en fonction de τ_{Manning} pour différentes valeurs de Δz (en k_s) pour une expérience réalisée à 17 cm de la porte avec 25 cm d'eau dans le réservoir (les temps adimensionnels auxquels chaque point correspond n'ont pas été notés par soucis de lisibilité du graphe).

Annexe 6

Dans cette partie, nous énumérons la liste de l'ensemble des documents se trouvant sur notre annexe numérique.

- Les résultats de nos expériences
 - Les images
 - Les txt sortis de DaVis
- Les codes Matlab
 - LogPlotTau
 - AnalyseDz
 - Exe_Profile_Extraction
- Les feuilles Excel
- Les présentations Powerpoint de nos réunions
- Le mémoire

UNIVERSITÉ CATHOLIQUE DE LOUVAIN
École polytechnique de Louvain

Rue Archimède, 1 bte L6.11.01, 1348 Louvain-la-Neuve, Belgique | www.uclouvain.be/epl