



Etude de l'écoulement à forte pente autour d'un cylindre émergent

Thomas Ducrocq

► To cite this version:

Thomas Ducrocq. Etude de l'écoulement à forte pente autour d'un cylindre émergent. Sciences de la Terre. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2016. Français. NNT : 2016INPT0087 . tel-04259384

HAL Id: tel-04259384

<https://theses.hal.science/tel-04259384>

Submitted on 26 Oct 2023

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

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



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :

Hydrologie, Hydrochimie, Sols, Environnement

Présentée et soutenue par :

M. THOMAS DUCROCQ

le mercredi 19 octobre 2016

Titre :

ETUDE DE L'ECOULEMENT A FORTE PENTE AUTOUR D'UN
CYLINDRE EMERGENT

Ecole doctorale :

Sciences de l'Univers de l'Environnement et de l'Espace (SDUEE)

Unité de recherche :

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

Directeur(s) de Thèse :

M. DENIS DARTUS

M. LUDOVIC CASSAN

Rapporteurs :

M. ABDELLATIF OUAHSINE, UNIVERSITE DE TECHNOLOGIE DE COMPIEGNE

M. NICOLAS RIVIERE, INSA LYON

M. ROBERT MOSE, UNIVERSITE DE STRASBOURG

Membre(s) du jury :

M. ABDELLATIF OUAHSINE, UNIVERSITE DE TECHNOLOGIE DE COMPIEGNE, Président

M. DAMIEN CALLUAUD, UNIVERSITE DE POITIERS, Membre

M. DENIS DARTUS, INP TOULOUSE, Membre

M. LUDOVIC CASSAN, INP TOULOUSE, Membre

Remerciements

Ce long travail de thèse n'aurait pas été réalisable sans l'aide et le soutien de nombreuses personnes et institutions. Aussi, je tiens, par cette brève apparté, à remercier tout particulièrement celles et ceux dont les interventions, tant professionnelles que personnelles, m'ont permis de mener à bien ce travail.

Tout d'abord, merci à mes deux directeurs de thèse Ludovic Cassan et Denis Dartus. Merci à vous pour vos conseils, votre support et votre aide tout au long de la thèse et plus particulièrement à toi Ludo lors de la rédaction de ce mémoire et de l'article.

Je souhaite ensuite remercier Jacques Chorda. Merci pour ton aide précieuse qu'elle ait portée sur Telemac, ou d'autres simulations, ou encore sur la rédaction et la correction du mémoire.

J'en profite pour remercier Hélène Roux et Pascale Laurens qui ont également apporté des améliorations au manuscrit de thèse.

Résumé

Les barrages sur les rivières sont des obstacles à la migration piscicole. Les passes à poissons sont des ouvrages permettant aux espèces piscicoles de migrer, autorisant le rétablissement de la continuité écologique des cours d'eau. Le but de ce travail est de mieux comprendre les phénomènes physiques présents dans les passes à poissons naturelles. Ces passes sont des canaux à forte pente, équipé de rangées de plots en quinconce.

Pour valider la pertinence de l'utilisation d'un modèle numérique, l'étude s'est limitée à l'écoulement autour d'un cylindre émergent placé au centre d'un canal. Le travail est décomposé en deux parties, une expérimentale et une numérique.

La partie expérimentale est conduite dans un canal transparent de 4m de long, 0,4m de large et 0,4m de hauteur. Le diamètre du cylindre est 4cm et sa hauteur 20cm (toujours émergent). Les cas étudiés sont des débits de 5, 10, 15 et 20 l/s pour une pente nulle. Les nombres de Froude sont supérieurs à 0,5 et les nombres de Reynolds, basés sur le diamètre, sont compris entre 15000 et 50000. Les écoulements ont été filmés et un algorithme de suivi de particules (PTV) a été développé. Des zones de faibles vitesses existent, même pour $Fr \approx 1$, pouvant assurer des zones de refuge pour le poisson. Les forces de traînée ont été mesurées sur le plot. Les évolutions des coefficients de traînée avec le nombre de Froude et des rapports de forme de l'écoulement autour du plot ont ainsi été évaluées.

La partie numérique est réalisée avec OpenFOAM pour 4 cas d'étude ($Q=10$ et 20 l/s, $S=0$ et 2%) et 2 modèles de turbulence URANS, le *RNG $k - \varepsilon$* et le *$k - \omega SST$* . Des modélisations en 2D ont également été faites avec Telemac 2D. Les résultats obtenus ont été comparés aux résultats expérimentaux. La modélisation 2D (shallow water) est exploitable seulement pour des nombres de Froude faibles, d'où la nécessité des modélisations en 3D. Le modèle *$k - \omega SST$* semble le mieux adapté pour reproduire les écoulements étudiés. Les vitesses locales et les structures en 3D, non quantifiables expérimentalement, ont ensuite été décrites. Les influences du fond et de la surface libre sur le sillage apparaissent clairement en provoquant des vitesses verticales et des tourbillons à grandes échelles. Enfin, une simulation en LES a été conduite. Les structures tourbillonnaires sont mieux représentées que pour les modèles URANS, mais les temps de calcul sont grands.

Abstract

The dams on rivers are fishes migration obstacles. The fishways are devices allowing the fishes to migrate, permitting the restauration of the ecological continuity. The aim of this work is to better comprehend the physical phenomena existing in the nature-like fishways. This kind of fishway is a high slope channel with staggered rows of blocks.

To validate the relevance of the use of a numerical model, the study is limited to the flow around a single free surface piercing cylinder placed in the center of a flume. The

work is in two parts, experimental and numerical.

The experimental part is conducted in a transparent flume of 4m length, 0.4m width and 0.4m height. The cylinder diameter is 4cm and its height 20cm (always emerged). The studied cases are flow rates of 5 to 20 l/s for a flat bed. The Froude numbers are over 0.5 et the Reynolds numbers, based on the diameter, are in between 15000 and 50000. The flows were filmed and a particules tracking velocimetry (PTV) algorithm was developped. Slow velocities areas exist, even for $Fr \approx 1$, allowing shelter zones for a fish. The drag forces were also measured. The drag coefficients evolutions with the Froude number and with the flow aspect ratio were estimated.

The numerical part is done with OpenFOAM for 4 cases (Q=10 et 20 l/s, S=0 et 2%) and 2 URANS turbulence models, *RNG $k - \varepsilon$* and *$k - \omega$ SST*. 2D simulations are also carried out with Telemac2D. The results are compared with the experimental ones. The 2D modelisation (shallow water) is workable only for small Froude numbers, which justifies the 3D modelisation. The *$k - \omega$ SST* seems the most relevant to reproduce the studied flows. The local velocities and 3D structures, unquantifiable experimentally, were described. The bed and free surface influences on the wake are clearly shown leading to vertical velocities and big scale vorticies. Finally, a LES simulation was conducted. The vortex structures are better reproduced than the URANS simulations, but the computation times are significant.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Contexte	1
1.1.1	La continuité écologique	2
1.1.2	Les dispositifs de franchissement	3
1.1.3	Eclusées hydroélectriques	8
1.2	Objectifs de l'étude	9
1.2.1	Structure de l'écoulement autour d'un plot	9
1.2.2	Application aux problématiques environnementales	10
1.3	Plan du mémoire	10
2	Etat de l'art	13
2.1	Turbulence	13
2.1.1	Nature de la turbulence	13
2.1.2	Ecoulement moyen et problème de fermeture	13
2.1.3	Les modèles de turbulence	17
2.1.4	Choix des modèles	18
2.2	Simulation numérique	18
2.2.1	Telemac 2D	20
2.2.2	OpenFoam	21
2.3	Sillage et cylindre	25
2.3.1	Régimes d'écoulements	26
2.3.2	Grandeurs caractéristiques du sillage	27
2.3.3	Écoulement avec fond	28
2.4	Passes à enrochements	32
3	Simulation sur fond rugueux et choix de simulation	35
3.1	Présentation	35
3.2	Maillages	36
3.3	Conditions aux limites	37
3.4	Résultats	38
3.4.1	Régime établi	38

3.4.2	Profil de vitesse	40
3.4.3	Turbulence et frottement	45
3.5	Loi de Frottement	47
3.6	Conclusion	51
4	Dispositif expérimental	53
4.1	Plan de l'expérience	53
4.2	Matériel	53
4.3	Régime d'écoulement	54
4.4	Force de traînée	56
4.4.1	Introduction	56
4.4.2	Etalonnage du couplemètre	57
4.4.3	Méthodologie	58
4.5	Vitesses par suivi de particules	60
4.6	Champs horizontaux : vue de dessous	62
4.6.1	Détection des billes	62
4.6.2	Regroupement par cellules	63
4.6.3	Filtrage des mesures	63
4.6.4	Convergence statistique	64
4.7	Champs verticaux : vue de côté	66
4.7.1	Détection des billes	66
4.7.2	Filtrage des mesures	67
4.7.3	Convergence statistique	68
4.8	Conclusion	68
5	Résultats expérimentaux	73
5.1	Surface libre	73
5.2	Champs de vitesse verticaux	78
5.3	Champs de vitesse intégrés verticalement	82
5.4	Champs turbulent	88
5.5	Coefficient de traînée	89
5.6	Conclusion	93
6	Simulation de l'écoulement autour de l'obstacle	95
6.1	Introduction	95
6.2	Modèle 3D : OpenFOAM	95
6.2.1	Le maillage	95
6.2.2	Modèles de turbulence	97
6.2.3	Cas d'étude, conditions aux limites et conditions initiales	97
6.2.4	Convergence en maillage	98
6.3	Modèle 2D : Telemac2D	100

6.3.1	Le maillage	100
6.3.2	Les conditions aux limites et initiales	100
6.4	Validation expérimentale et choix du modèle	101
6.4.1	Hauteurs d'eau	101
6.4.2	Coefficient de traînée	102
6.4.3	Champs de vitesse	107
6.5	Description de la structure de l'écoulement	112
6.5.1	Hauteurs d'eau	113
6.5.2	Forme générale de l'hydrodynamique	114
6.5.3	Vitesses	122
6.5.4	Energie cinétique turbulente	123
6.5.5	Frottement pariétal	126
6.6	Large Eddy Simulation	128
6.6.1	Validation expérimentale	129
6.6.2	Zone de refuge	130
6.7	Implication sur les zones de repos	131
6.8	Conclusion	136
7	Conclusion	139
7.1	Conclusion	139
7.2	Perspectives	141
A	Maillage OpenFOAM	143
B	Fichiers de paramètres OpenFOAM	149
B.1	Fichier «alpha.water»	149
B.2	Fichier «k»	151
B.3	Fichier «nut»	152
B.4	Fichier «omega»	153
B.5	Fichier «p_rgh»	154
B.6	Fichier «U»	155
C	Fichiers de paramètres de calculs OpenFOAM	157
C.1	Fichier «fvSchemes»	157
C.2	Fichier «fvSolution»	159
D	Résultats numériques du modèle $RNG\ k - \epsilon$	161

Table des figures

1.1	Exemple de passe à bassins à Mauzac sur la Dordogne (photo : Dominique Courret).	6
1.2	Exemple de passe à ralentisseurs à Baudreix sur le Gave de Pau (photo : Dominique Courret).	7
1.3	Exemple d'ascenseur à poissons à Saint Cricq sur le Gave d'Ossau (photo : Dominique Courret).	8
1.4	Exemples de passes naturelles (photos : Thomas Ducrocq)	9
2.1	Simulation numérique dans une passe à échancrure, [Duguay and Lacey, 2014].	19
2.2	Description de la couche limite rugueuse.	23
2.3	Rugosité hydraulique en fonction de la densité de végétation sur le fond (d'après [Luhar et al., 2008]).	24
2.4	Rugosité hydraulique en fonction de la densité de rugosité (d'après [Raupach et al., 2006]).	25
2.5	Ecoulement instationnaire 2D à $Re = 105$. Visualisation S. Taneda tirée de [Van Dyke and Widnall, 1983].	27
2.6	Évolution des caractéristiques des sillages d'après Norberg [Norberg, 1994, Norberg, 1998].	28
2.7	Classification des écoulements en eau peu profonde [Chen and Jirka, 1995].	29
2.8	Distribution de la contrainte au fond normalisée par la contrainte à l'infini (d'après [Sadeque et al., 2009]).	30
2.9	Visualisation des vitesses dans le plan longitudinal central (d'après [Roulund et al., 2005]).	31
2.10	Comparaison des résultats LES et expérimentaux pour un écoulement autour d'un cylindre [Kirkil and Constantinescu, 2015].	32
2.11	Surface libre pour un calcul LES à $Fr=1,24$ [Koo et al., 2014].	32
2.12	Hauteurs d'eau pour différentes pentes [Tran et al., 2016].	33
3.1	Profils de la surface libre.	39

3.2	Profils de vitesses en fonction de la position longitudinale pour les cas les plus lisses.	40
3.3	Profils d'énergie cinétique en fonction de la position longitudinale pour les cas les plus lisses.	40
3.4	Profils de viscosité turbulente en fonction de la position longitudinale pour les cas les plus lisses.	41
3.5	Profils de vitesses à $X = 4m$	42
3.6	Paramètre des lois de sillages en fonction de la position longitudinale.	43
3.7	Paramètre de sillage Π en fonction de la position longitudinale à partir de l'ajustement à la loi MLWL.	44
3.8	Evolution du paramètre de sillage Π avec le paramètre de gradient de pression β	44
3.9	Profil longitudinal de vitesse de frottement.	45
3.10	Profil d'énergie cinétique turbulente à $X=4$ m de l'entrée.	46
3.11	Profil vertical de viscosité turbulente à 4m de l'entrée.	47
3.12	Comparaison des coefficients de Manning simulés avec la formule de Limerinos pour $d_{84} = 0.5k_s$	49
3.13	Comparaison des coefficients de Manning simulés avec la formule de Limerinos pour $d_{84} = 0.5k_s$	50
3.14	Variation du coefficient de frottement en fonction de C_s	50
3.15	Variation du coefficient de frottement en fonction de Π	51
4.1	Schéma du dispositif expérimental.	54
4.2	Schéma du dispositif de mesure de la traînée.	57
4.3	Courbe d'étalonnage du couplemètre.	58
4.4	Visualisation de l'écart entre les axes.	59
4.5	Traînée en fonction du débit.	60
4.6	Positionnement de la caméra.	61
4.7	Image brute (a) et position des petites billes identifiées (cercles blancs) pour des mesures à 10 l/s (b).	63
4.8	Champ de vitesse en fonction de la taille des mailles.	64
4.9	Histogramme des mesures pour des cellules de 30 pixels.	65
4.10	Vitesses calculées en fonction du nombre d'échantillons.	66
4.11	Energie cinétique turbulente calculée en fonction du nombre d'échantillons.	67
4.12	Nombre d'échantillons par regroupement de pixels.	68
4.13	Image brute (a) et position des grandes billes identifiées (cercles blancs) pour des mesures à 10 l/s (b).	69
4.14	Histogramme des mesures pour des cellules de 30 pixels.	70
4.15	Vitesses calculées en fonction du nombre d'échantillons.	71

5.1	Visualisation de la surface libre pour les expériences à $Q = 5, 10, 15, 20$ et 25 l/s et pour des pentes de 0% et 1%	75
5.2	Variation de la hauteur d'eau entre la face amont et la face aval du cylindre.	76
5.3	Valeur instantanée de l'intensité lumineuse.	76
5.4	Valeur moyenne de l'intensité lumineuse pour $Q = 5$ l/s, $Fr = 0,56$ (a); $Q = 10$ l/s, $Fr = 0,59$ (b); $Q = 15$ l/s, $Fr = 0,62$ (c) et $Q = 20$ l/s, $Fr = 0,77$ (d).	77
5.5	Champ de vitesse normalisées par la vitesse débitante pour $Q = 10$ l/s, $Fr = 0,56$ en haut et $Q = 20$ l/s, $Fr = 0,77$ en bas.	78
5.6	Profils longitudinaux des vitesses pour $Q = 10$ l/s, $Fr = 0,56$ et $Q = 20$ l/s, $Fr = 0,77$ à différentes hauteurs.	79
5.7	Profils verticaux des vitesses à différentes positions longitudinales.	80
5.8	Visualisation des particules dans la zone de sillage pour une série de 10 images pour $Q = 10$ l/s, $\Delta t = 4e^{-3}$ s.	81
5.9	Champ de vitesses normalisées par la vitesse débitante pour $Q = 5$ l/s (a), $Q = 10$ l/s (b), $Q = 15$ l/s (c) et $Q = 20$ l/s (d).	82
5.10	Champs de vitesses moyennes mesurées par PIV autour d'un cylindre pour $Re_D = 140000$, $U_0 = 1$ m/s (d'après [Perrin, 2005]).	83
5.11	Longueur de la taille de faibles vitesses à l'aval d'un cylindre d'après [Perrin, 2005]. l_f est la longueur de formation normalisée par D	84
5.12	Profils longitudinaux des vitesses pour différents Y/D	85
5.13	Profil transversaux de vitesse pour différents X/D	86
5.14	Champs de vitesses normalisées par la vitesse critique pour $Q = 5$ l/s (a), $Q = 10$ l/s (b), $Q = 15$ l/s (c) et $Q = 20$ l/s (d).	86
5.15	Profils longitudinaux de vitesses normalisées par la vitesse critique.	87
5.16	Profils transversaux de vitesses normalisées par la vitesse critique.	87
5.17	Profils longitudinaux d'énergies cinétiques turbulentes pour différents Y/D	88
5.18	Coefficient de frottement en fonction du nombre de Froude	89
5.19	Coefficient de traînée corrigé par $f_{Fr}(Fr)$	91
5.20	Coefficient de traînée corrigé par $f_{h*}(h_*)$	93
6.1	Aperçu du maillage.	96
6.2	Hauteurs d'eau au centre du canal pour chaque maillage.	99
6.3	Coefficient de traînée en fonction du nombre de cellules.	99
6.4	Vue locale du maillage non structuré de Telemac2D.	101
6.5	Hauteurs d'eau au centre du canal.	102
6.6	Coefficient de traînée en fonction des paramètres hydrauliques.	103
6.7	Profil du coefficient de traînée sur la hauteur pour les différents cas avec le modèle $k - \omega$ SST.	104

6.8	Lignes de courant près du fond avec le modèle $k - \omega$ SST.	105
6.9	Profil du coefficient de pression autour du plot pour différentes positions verticales et pour les différents cas avec le modèle $k - \omega$ SST.	106
6.10	Profils verticaux de pressions, face amont à gauche et face aval à droite, avec le modèle $k - \omega$ SST.	106
6.11	Aperçu du champ de vitesses pour les quatres configurations.	107
6.12	Profils de vitesses longitudinales et transversales suivant l'axe longitudinal X pour $Y/D = 0, 0,5$ et $1,5$ de haut en bas, $Q = 10l/s$	108
6.13	Profils de vitesses longitudinales et transversales suivant l'axe longitudinal X pour $Y/D = 0, 0,5$ et $1,5$ de haut en bas, $Q = 20l/s$	109
6.14	Profils de vitesses longitudinales et transversales suivant l'axe transversal Y pour trois sections de canal $X/D = -1,5, 1$ et 3 , de haut en bas, $Q = 10 l/s$	110
6.15	Profils de vitesses longitudinales et transversales suivant l'axe transversal Y pour trois sections de canal $X/D = -1,5, 1$ et 3 , de haut en bas, $Q = 20 l/s$	111
6.16	Champs de vitesses longitudinales pour les sections $Y/D = 0, Y/D = 0.5$ et $Y/D = 1.5$, de haut en bas, quand $Q = 20 l/s$	112
6.17	Aperçu de la surface libre autour du plot pour les 4 cas d'étude.	113
6.18	Visualisation de la forme de l'écoulement, $Q = 20l/s$	114
6.19	Profils des hauteurs simulées.	115
6.20	Champs de vitesses dans le plan central pour les 4 conditions URANS à $t = 100s$	116
6.21	Norme de la vitesse normalisée par U_0 pour $Z/h = 0.2, 0.4, 0.6$ et 0.8	116
6.22	Lignes de courant dans le plan $Z/h = 0, 2$	117
6.23	Lignes de courant dans le plan $Z/h = 0, 5$	118
6.24	Lignes de courant à l'aval du plot.	119
6.25	Lignes de courant à l'aval du plot vues de côté.	120
6.26	Champs de vitesses et énergie cinétique turbulente dans la section de canal $X/D = 2$. Le plan est coloré par k et le cylindre par la pression.	120
6.27	Lignes de courant dans le plan central.	121
6.28	Aperçu des vitesses transversales.	122
6.29	Spectre des fluctuations de la vitesse transversale à $X/D = 2$ et $Y/D = 0$	123
6.30	Vitesses longitudinales normalisées par la vitesse critique.	124
6.31	Aperçu des vitesses verticales.	125
6.32	Energie cinétique turbulente pour 10 et $20 l/s$: modèle $k - \omega$ SST.	125

6.33	Comparaison des énergies cinétiques turbulentes, pour $X/D = -1, 5$, 1 et 3 à gauche et $Y/D = 0, 0, 5$ et $1, 5$ à droite, de haut en bas, à $Q = 10 \text{ l/s}$	126
6.34	Comparaison des énergies cinétiques turbulentes, pour $X/D = -1, 5$, 1 et 3 à gauche et $Y/D = 0, 0, 5$ et $1, 5$ à droite, de haut en bas, à $Q = 20 \text{ l/s}$	127
6.35	Frottement au fond pour une pente nulle.	128
6.36	Frottement au fond pour une pente de 2%.	128
6.37	Contours de contraintes de cisaillement normalisées par la contrainte incidente.	129
6.38	Comparaison des surfaces libres entre le modèle URANS (gauche) et LES (droite).	130
6.39	Comparaison des vitesses longitudinales moyennées verticalement entre le modèle URANS, LES et les mesures.	131
6.40	Comparaison des vitesses transversales moyennées verticalement entre le modèle URANS, LES et les mesures.	132
6.41	Comparaison des normes des vitesses adimensionnalisées par U_0 pour $z/h = 0, 2, 0, 4, 0, 6$ et $0, 8$: modèle URANS (gauche) et LES (droite).	132
6.42	Ligne de courant dans la zone de refuge : modèle URANS (gauche) et LES (droite).	133
6.43	Ligne de courant dans la zone de refuge : modèle URANS (gauche) et LES (droite).	133
6.44	comparaison des vitesses verticales adimensionnalisées par U_0 pour $z/h = 0, 2, 0, 4, 0, 6$ et $0, 8$: modèle URANS (gauche) et LES (droite).	134
6.45	Profil des vitesses moyennées verticalement en fonction de la taille de plot : petit = $D = 4 \text{ cm}$, grand = $D = 16 \text{ cm}$	135
6.46	Zone de modules de vitesses inférieures à $0, 3 \text{ m/s}$	136
6.47	Zone à $k < 0, 15 \text{ m}^2/\text{s}^2$	137
6.48	Zone de vitesses verticales W supérieures à $0, 1 U_0$	138
D.1	Surfaces libres autour du plot, modèle $RNG k - \varepsilon$	162
D.2	visualisation des lignes de courant, modèle $RNG k - \varepsilon$	163
D.3	Tourbillons en fer à cheval, modèle $RNG k - \varepsilon$	163
D.4	Norme de la vitesse normalisée par U_0 pour $Z/h = 0.2, 0.4, 0.6$ et 0.8 , modèle $RNG k - \varepsilon$	164

Liste des tableaux

3.1	Coefficients de Manning en fonction de la hauteur de rugosité. . . .	38
4.1	Nombres adimensionnels par cas expérimental	56
6.1	Caractéristiques du maillage.	97
6.2	Caractéristiques des calculs $RNG\ k - \varepsilon$	98
6.3	Caractéristiques des calculs $k - \omega\ SST$	98
6.4	Coefficients de traînée	103

Liste des symboles

α	fraction volumique d'eau par maille
β	coefficient de pression pour un écoulement non uniforme
β_B	fonction de rugosité de la loi de paroi
Δ	différence relative de hauteur d'eau entre la face amont et la face aval du plot
δ	position verticale relative du maximum de vitesse sur une section (h_{max}/h)
Δ_d	différence relative de hauteur d'eau entre la face aval du plot et la hauteur moyenne
Δ_t	pas de temps du calcul numérique (s)
Δ_u	différence relative de hauteur d'eau entre la face amont du plot et la hauteur moyenne
Δ_{xi}	taille de maille du calcul numérique
ϵ	dissipation turbulente (m^2/s^3)
κ	constante de Von Karman
λ	diffusivité cinématique moléculaires
μ	viscosité dynamique de l'eau (Pa.s)
ν	viscosité cinématique de l'eau (m^2/s)
ν_t	viscosité turbulente (m^2/s)
ω	taux spécifique de dissipation (s^{-1})
Π	paramètre de la loi de sillage
ρ	masse volumique locale de l'eau (m^3)
ρ_r	masse volumique de référence
τ_f	contrainte de cisaillement au fond

τ_s	contrainte de cisaillement à la surface
τ_{ij}	contrainte turbulente
θ	angle entre l'axe de symétrie et un point sur le cylindre ($\theta = 0$ à l'aval)
\vec{n}	vecteur normale à une maille du plot
a_1	constante du modèle de paroi pour le $k - \omega$ SST
C	couple exercé par le plot sur l'axe de rotation (N)
C_s	constante de rugosité pour la loi de paroi en régime rugueux
C_{arc}	couple de la force d'archimède par le plot sur l'axe de rotation (N)
C_{d0}	coefficient de traînée pour un cylindre infini à faible nombre de Froude
C_d	coefficient de traînée réel sous les conditions de l'écoulement
C_f	coefficient de frottement sur les parois
C_{mes}	couple de la force de traînée mesuré par le plot sur l'axe de rotation (N)
C_p	coefficient de pression adimensionnalisé avec la vitesse débitante
Co	nombre de courant
Cp_b	coefficient de pression pour $\theta = 0$
D	diamètre de l'obstacle (m)
d	hauteur de déplacement de la loi logarithmique(m)
D_h	diamètre hydraulique de l'écoulement (m)
d_p	distance entre le support du plot et l'axe de rotation (m)
d_{84}	diamètre caractéristique d'une distribution de sédiments (84 % des grains sont inférieurs à ce diamètres) (m)
dh_c	hauteur d'une maille sur le plot(m)
dl_c	largeur d'une maille sur le plot(m) (m)
E	constante de la loi de paroi ($E=9,793$)
f_2	fonction correctrice pour le modèle $k - \omega$ SST
f_3	fonction correctrice pour le modèle $k - \omega$ SST
F_t	force de traînée sur le plot (N)
F_x	composante suivant x d'une force volumique (N)

F_y	composante suivant y d'une force volumique (N)
f_{Fr}	fonction correctrice du coefficient de trainee en fonction du nombre de Froude
f_{h*}	fonction correctrice du coefficient de trainee en fonction du rapport h/D
Fr	nombre de Froude basé sur la hauteur moyenne h et la vitesse débitante U_0
g	constante gravitationnnelle (m/s^2)
h	hauteur d'eau moyenne dans la zone autour du plot (m)
h_*	hauteur d'eau adimensionnalisée (h/D)
h_d	hauteur d'eau moyenne dans une section à l'aval du plot (m)
h_p	hauteur des macrorugosités (m)
h_{max}	hauteur pour laquelle la vitesse est maximale sur une section (m)
I	intensité turbulente
k	énergie cinétique turbulente (m^2/s^2)
k_s	hauteur caractéristique des rugosités de fond (m)
k_s^+	hauteur adimensionnalisé des rugosités de fond ($k_s u_* / \nu$)
L	largeur du canal (m)
L_0	longueur caractéristique du fluide (m)
l_f	longueur de formation à l'aval du plot (m)
n	coefficient de manning
P	pression moyenne (Pa)
p	pression instantanée (Pa)
Q	débit dans le canal (m^3/s)
q	débit spécifique par unité de largeur (m^2/s)
Re_D	nombre de Reynolds basé sur le diamètre (D)
Re_h	nombre de Reynolds basé sur la hauteur d'eau moyenne (h)
S	pente du fond
s	distance minimum entre macrorugosités
S_D	nombre sans dimension caractérisant l'influence du fond sur le sillage

S_f	gradient hydraulique (m/m)
$S_{i,j}$	tenseur des vitesses de déformations
St	nombre de Strouhal
t	temps (s)
U	vitesse moyenne dans la direction longitudinale (X) (m/s)
u', v', w'	fluctuations des vitesses selon X, Y, Z respectivement (écart à la moyenne temporelle)
u, v, w	vitesse instantanée selon X, Y, Z respectivement
u_*	vitesse de frottement(m/s)
U_d	vitesse longitudinale moyenne dans une section à l'aval du plot (m/s)
U_i	vitesse moyenne dans la direction x, y, z respectivement si $i = 1, 2, 3$ (m/s)
u_i	vitesse instantanée dans la direction x, y, z respectivement si $i = 1, 2, 3$ (m/s)
U_0	vitesse débitante dans le canal (m/s)
U_c	vitesse critique dans le canal (m/s)
U_{max}	vitesse maximale (m/s)
U_t	vitesse générique utilisé pour le calcul de C_d (m/s)
u_{xi}	la vitesse de la maille xi
V	vitesse moyenne dans la direction transversale (Y) (m/s)
W	vitesse moyenne dans la direction verticale (Z) (m/s)
X	direction longitudinale, sens de l'écoulement (m), dans le canal de l'étude (numérique ou expérimental)
x, y, z	direction d'un repère orthonormé pour un écoulement quelconque
Y	direction transversale (m), (numérique ou expérimental)
Z	direction verticale (m),(numérique ou expérimental)
z_0	rugosité hydraulique de la loi logarithmique (m)
Z_B	côte du fond (m)
Z_s	côte de la surface libre (m)

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte

De nos jours, la quasi totalité des cours d'eau ont été modifiés par l'homme. Ils ont été canalisés, court-circuités, déviés ou encore bloqués pour répondre aux besoins grandissants des populations. En effet, les premiers ouvrages construits sur les rivières étaient liés à l'agriculture. Ils étaient utilisés pour l'irrigation ou la mise en marche de moulins qui servaient, par exemple, à moudre le grain. Aujourd'hui, si elles sont toujours utilisées pour l'agriculture, les retenues ont d'autres intérêts comme l'alimentation en eau potable, la production d'électricité ou encore le tourisme avec la création de base de loisirs. Bien qu'elles ne soient pas toutes de tailles suffisantes pour modifier la physionomie du cours d'eau, elles ont toutes la même origine qui est la création d'un barrage, ou d'un seuil à plus petite échelle. Cependant, si ces ouvrages bloquent l'écoulement, ils empêchent aussi la faune aquatique de circuler librement. La multiplication de ses ouvrages a conduit au déclin de certaines espèces piscicoles, notamment des espèces migratrices. C'est pourquoi, afin de restaurer les populations endémiques, un moyen a été trouvé pour permettre le franchissement de ses obstacles par les poissons et rétablir, en partie, la continuité écologique des cours d'eau : ce sont les passes à poissons. L'Office National des Eaux et Milieux Aquatiques (ONEMA) est en charge du contrôle et de l'expertise de ces ouvrages. Il existe différents types de passes à poissons, choisis en fonction de divers critères comme la hauteur de chute à franchir et l'espace disponible. Cependant, de nombreuses inconnues subsistent dans le fonctionnement des passes à poissons et leur efficacité. En effet, la grande majorité des données sont empiriques. Ainsi, les caractéristiques des écoulements au sein de ces ouvrages de franchissement sont peu connues. C'est pourquoi des études plus poussées doivent être réalisées. L'ONEMA collabore avec des laboratoires de recherche tel que l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse pour combler

ce manque de connaissances, pour mieux comprendre et mieux dimensionner les passes à poissons.

L'étude de tels écoulements a un autre intérêt. Dans les zones de fortes et soudaines variations de débit, un problème d'habitat, ou plus exactement d'abris, se pose pour les espèces piscicoles. Ces tronçons de rivière se situent la plupart du temps à l'aval des barrages et sont donc soumis à des éclusées hydro-électriques. De même, certaines crues éclairs peuvent reproduire ces phénomènes. Le principal problème est l'augmentation brusque de la vitesse qui peut gêner les poissons et les faire dévaler, pouvant les blesser. Ainsi, l'étude du sillage et des turbulences à l'aval d'un bloc est nécessaire afin d'identifier et de concevoir des abris adéquats.

1.1.1 La continuité écologique

Définition

La continuité écologique des cours d'eau se définit comme la possibilité de la faune à circuler librement au sein des dits cours d'eau et des sédiments à être transportés vers l'aval.

Les poissons migrateurs

Les populations de poissons dans un cours d'eau sont étroitement liées aux caractéristiques de l'habitat qui est le support de toutes les fonctions biologiques. Toutes les espèces se déplacent dans le réseau hydrographique mais les besoins et les distances parcourues diffèrent selon les espèces.

Cette dépendance est d'autant plus forte chez les poissons migrateurs, comme le saumon et l'anguille, qui ont besoin de milieux différents durant chaque phase de leur cycle biologique. Contrairement à des espèces plus sédentaires, comme l'ablette ou le gardon, dont le déplacement est nécessaire essentiellement pour favoriser le brassage génétique.

Deux grands groupes d'espèces migratrices existent, les migrateurs holobiotiques, comme la truite et le brochet, qui restent exclusivement en eau douce et les migrateurs amphibiotiques qui changent de milieu durant leur cycle biologique. Au sein des migrateurs amphibiotiques sont distingués, les potamotoques, comme le saumon et l'esturgeon, dont la reproduction à lieu en eau douce et la phase de croissance en mer et les thalassotoques, comme l'anguille, dont le schéma est inverse.

Il est important de noter que les espèces potamotoques reconnaissent leur réseau hydrographique natal, avec un taux d'erreur très faible, et reviennent s'y reproduire. De ce fait, la libre circulation des espèces doit être assurée afin d'éviter leur déclin [Larinier et al., 1994].

Les obstacles à la migration

En France, une régression des espèces migratrices a été observée, et s'est accélérée au cours du siècle dernier. Elle est liée à la réduction de l'aire de distribution des poissons migrateurs, due à la construction d'ouvrages comme les barrages et les seuils. Mais ils constituent un obstacle à la circulation et donc à la migration. Les espèces les plus touchées étant les migrateurs amphibiotes qui ne pouvaient plus remonter, ou dévaler, les rivières. Ce n'est que depuis quelques années seulement, pendant les années 1970, et grâce à la mise en œuvre d'une technologie spécifique, que la reconquête de territoires pour les migrateurs a pu être envisagée [Larinier et al., 1994].

Rétablissement de la libre circulation

L'aménagement des obstacles nécessite à la fois des compétences en biologie et en hydraulique. Les spécificités biologiques des espèces migratrices sont à la base de la conception des ouvrages de franchissement. Le terme générique de passes à poissons n'est pas optimal, il faudrait plutôt parler de passe pour une espèce donnée (passe à salmonidés, à anguilles...). La connaissance des capacités physiques, de nage ou de saut, des migrateurs, très dépendantes de l'espèce, de la taille d'un individu, de la température de l'eau etc., et celle de leur comportement face aux obstacles, ont permis de définir des critères de conception et de dimensionnement des dispositifs de franchissement.

Le fait qu'une technologie existe en matière de rétablissement de la circulation des poissons ne doit pas amener à la multiplication des barrages. En premier lieu, certaines perturbations apportées aux cours d'eau, comme l'enneigement des frayères, la modification de la qualité de l'eau ou encore du régime hydrologique, sont irréversibles. Ensuite, même la passe à poissons la plus efficace induira inévitablement un retard de migration et une fatigue supplémentaire. L'effet cumulatif sur un cours d'eau peut atteindre des proportions incompatibles avec le maintien d'une population de migrateurs.

1.1.2 Les dispositifs de franchissement

Facteurs biologiques

La capacité de nage d'un poisson est la principale caractéristique à prendre en compte. Elle se décompose en deux variables, la vitesse de nage et l'endurance.

Il existe plusieurs types de nage pour un individu. L'activité de croisière est le rythme de base d'un poisson, elle peut être maintenue plusieurs heures. L'activité soutenue correspond à une vitesse de nage plus importante mais elle ne peut être

maintenue que quelques minutes. Enfin, le sprint, ou vitesse maximale de nage d'un poisson, ne peut être maintenue que pendant quelques secondes.

Il est à noter qu'un facteur très important conditionne les vitesses de nages et l'endurance d'un individu, c'est la température du milieu. Globalement, plus la température est froide, plus la capacité de nage est réduite et inversement. Cependant, au dessus d'une certaine température les poissons ne peuvent plus vivre correctement, pouvant même en mourir [Souchon and Tissot, 2012].

En connaissant les capacités de nage «minimales» d'une espèce pour une plage de températures, pour chacun des trois types de nages, il est possible d'en déduire les distances maximales franchissables dans un écoulement de vitesse et de température données. Ainsi, les vitesses d'écoulement au sein de la passe à poissons devront être adaptées. Par exemple, l'alternance de zones de fortes vitesses et de zones de repos est recherchée, comme dans les passes à bassins, dans lesquelles l'effort à fournir pour passer d'un bassin à un autre est intense mais court, le bassin atteint servant de repos avant le suivant.

En plus des capacités de nage, certaines espèces peuvent sauter hors de l'eau. Les salmonidés sont typiquement les poissons ayant la plus grande capacité de saut. Ainsi, pour évaluer la franchissabilité d'un obstacle par une espèce il faut aussi prendre en compte sa capacité de saut, qui dépend de la température et des conditions hydrauliques nécessaires à l'appel (hauteurs d'eau, vitesses d'écoulement, turbulences...).

Le problème de l'éclairage se pose lorsque les passes sont couvertes, lors du franchissement d'une buse ou, plus généralement, de tout aménagement privé de lumière naturelle. Il a été montré que l'éclairage des passes n'est pas un facteur prépondérant pour le franchissement, car si un poisson met plus de temps à entrer dans la passe, il la franchit plus rapidement [Larinier et al., 1994]. En revanche, si l'éclairage en lui même n'est pas, ou peu, important, le gradient de lumière est, quant à lui, beaucoup plus rébarbatif. En effet, les poissons vont hésiter, ou même ne pas entrer du tout dans une passe sombre de jour quand la luminosité naturelle est forte et inversement pour une passe très éclairée de nuit. Les remarques précédentes sont vérifiées pour des espèces diurnes comme les salmonidés. Mais l'éclairage pose aussi problème pour les espèces nocturnes si la passe à poissons est éclairée la nuit, pouvant empêcher le franchissement. Ainsi, l'éclairage d'une passe doit se faire progressivement pour ne pas induire de gradient de lumière trop important et l'éclairage de nuit dépend des espèces en jeu et de la saison (période de migration ou non).

Principe des passes à poissons

Le principe de fonctionnement des dispositifs de franchissement consiste à attirer les migrateurs en un point du cours d'eau, à l'aval de l'obstacle et à les inciter

à passer en amont via des voies d'eau ou à les y obliger en les piégeant dans une cuve (principe des ascenseurs à poissons) puis en les déversant en amont.

Plusieurs notions sont induites :

Une passe est dite «efficace» lorsqu'elle permet au poisson d'en trouver l'entrée et de la franchir sans stress ni blessure, avec un retard minimum. Son efficacité est liée aux conditions hydrodynamiques et aux vitesses d'écoulement dans l'ouvrage. Ces vitesses doivent permettre un franchissement à tous les poissons et pas seulement aux plus robustes.

Le dimensionnement d'une passe doit prendre en compte les aspects comportementaux des espèces visées. Le comportement de certaines espèces est très sensible aux conditions d'écoulement. Ainsi, des vitesses trop faibles ou trop importantes, des zones de recirculations trop grandes ou trop petites, des hauteurs de chutes trop élevées ou encore une aération et une turbulence excessives peuvent être autant de sources de blocage pour le poisson.

Au delà des facteurs hydrodynamiques, les poissons sont sensibles aux paramètres environnementaux. L'intensité lumineuse non adaptée, la qualité de l'eau différente entre la passe et le barrage, la température, le bruit, les odeurs ou la teneur en oxygène peuvent être autant de facteurs bloquants pour le franchissement.

Les différents types

Les passes à poissons les plus répandues sont les passes à bassins, ou à fentes verticales, constituées de plusieurs bassins successifs (voir figure 1.1). Ceci a pour but de diviser une chute importante en plusieurs petites et ainsi permettre la remontée des poissons. Les pentes de tels ouvrages sont comprises entre 10% et 15%.

Les passes à ralentisseurs sont beaucoup moins courantes. Elles ont de fortes pentes, entre 10 et 20%, et sont réservées à des espèces ayant de fortes capacités de nages (voir figure 1.2).

Les ascenseurs à poissons sont réservés aux grandes hauteurs de chutes et aux endroits en manque d'espace (voir figure 1.3). Ce type de passe piège les poissons dans une cuve en aval de l'ouvrage pour les remonter et les déverser en amont.

Les rivières de contournement sont réservées aux faibles chutes, avec de grands espaces car l'idée est de créer une rivière artificielle avec une pente faible. Mais cela entraîne une emprise au sol d'autant plus grande que la chute ne l'est.

Enfin, plus récentes, les passes «rustiques» ou naturelles sont à mi-chemin entre les rivières de contournement et les passes à bassins. En effet, ce sont des canaux à fortes pentes (entre 3 et 7%) dans lesquels des rangées de blocs sont disposées en quinconce afin de ralentir l'écoulement, permettant aux poissons de franchir l'obstacle (figure 1.4). Ce type de passes est l'objet de l'étude et sera décrit plus précisément par la suite.



FIGURE 1.1 – Exemple de passe à bassins à Mauzac sur la Dordogne (photo : Dominique Courret).

D'autres passes plus spécifiques et moins répandues existent comme les brosses à anguilles, les passes à échancrures, entre la passe à bassins et la passe à ralentisseurs, ou bien les passes à seuil triangulaire. Leurs spécificités ne seront pas détaillées ici.

Comme évoqué précédemment, la conception des ouvrages doit prendre en compte des facteurs biologiques **et** des facteurs physiques liés aux espèces considérées.

Les passes rustiques

Comme toutes les passes à poissons, les passes «rustiques», appelées aussi «naturelles» ou encore à macro-rugosités, sont positionnées au niveau des obstacles à la migration pour permettre leur franchissement. Le principe est toujours de «cas-



FIGURE 1.2 – Exemple de passe à ralentisseurs à Baudreix sur le Gave de Pau (photo : Dominique Courret).

ser» la chute afin de réduire l'énergie nécessaire aux poissons pour le passage. Cette passe est un canal à forte pente, entre 3% et 7%, dans lequel sont disposées des rangées de plots en quinconce. Les plots sont verticaux et peuvent avoir plusieurs formes. En effet, ils sont le plus souvent cylindriques mais on les trouve parfois trapézoïdaux, auquel cas la base large est dos à l'écoulement et la base fine lui fait face, ou encore de forme quelconque lorsque ce sont des blocs de pierre notamment. Ces cylindres servent en premier lieu à ralentir l'écoulement en dissipant l'énergie cinétique et à ré-hausser la ligne d'eau. Une seconde utilité est de servir d'abri aux poissons. En effet, une zone de faibles vitesses d'écoulement est située à l'aval immédiat de chaque bloc. Elle est appelée zone de repos. Comme son nom l'indique, elle permet le repos des espèces piscicoles et ainsi le franchissement de la passe en plusieurs étapes. Les poissons remontent la passe en une alternance de sprints et de repos. Ceci assure un taux de réussite accru puisque tous les poissons n'ont pas les mêmes capacités de nage ni la même endurance. De plus, une deuxième inclinaison, latérale celle-ci, permet d'assurer la franchissabilité en toute saison, en étiage comme en période de crues.

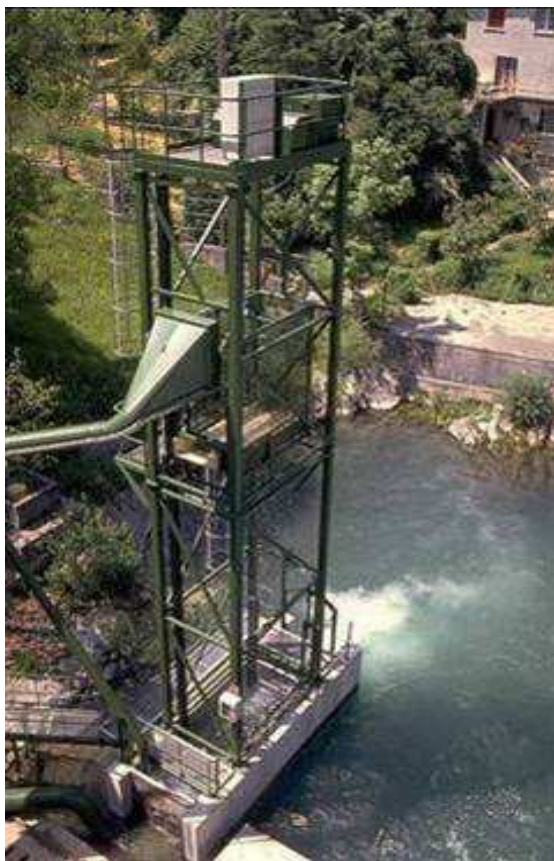


FIGURE 1.3 – Exemple d’ascenseur à poissons à Saint Cricq sur le Gave d’Ossau (photo : Dominique Courret).

1.1.3 Eclusées hydroélectriques

Une éclusée hydroélectrique, plus communément appelée «lâcher de barrage», correspond au moment où un barrage hydroélectrique ouvre ses vannes pour produire de l’électricité. Le cours d’eau impacté passe donc d’un état quasi sec, avec très peu d’eau, à un état de crue, avec des vitesses très importantes.

Ainsi, lors d’un éclusé hydroélectrique, un cours d’eau subit une très forte variation de débit sur une période extrêmement courte. Ce changement brusque peut entraîner une déformation du lit de la rivière et des berges, ce qui peut impacter les espèces piscicoles de différentes manières. En effet, le transport sédimentaire peut détruire des zones de fraie par exemple. Mais le principal problème pour les poissons est le manque d’abris. Ils peuvent se faire emporter relativement loin en aval de leur zone de vie, se blesser et dans le pire des cas, s’échouer sur les berges lorsque le cours d’eau reprend son débit moyen.

Aujourd’hui, les impacts environnementaux sont mieux connus et mieux pris



(a) L'alagnon, Massiac (15)

(b) La Sioule, Pontaumur (63)

FIGURE 1.4 – Exemples de passes naturelles (photos : Thomas Ducrocq)

en compte qu'il y a quelques années. Les ouvertures de vannes ne se font plus en une seule fois mais par palier avec un gradient permettant aux espèces piscicoles de s'abriter, à la condition que des zones de refuge existent, ce qui n'est pas toujours le cas. C'est pourquoi la mise en place de plots peut être une solution complémentaire à ce problème.

1.2 Objectifs de l'étude

1.2.1 Structure de l'écoulement autour d'un plot

L'objectif principal de la thèse est de mieux comprendre l'écoulement autour d'un plot émergent pour des nombres de Froude proches de 1. Seule la description des grandeurs directement liées aux applications environnementales telles que les vitesses moyennes, l'énergie cinétique turbulente, les contraintes pariétales ou les forces hydrodynamiques, sera faite. Cette étude permettra aussi la validation de différents modèles numériques. Cette démarche est nécessaire pour comprendre et évaluer tous les phénomènes physiques qui se produisent dans les ouvrages tels que les passes à poissons ou les zones de refuge. En effet, les mesures sur site sont peu précises et souvent très difficiles à réaliser. De même, les mesures expérimentales en laboratoire sont limitées en nombre et en taille. Pour permettre la validation des modèles numériques, une étude expérimentale de l'écoulement autour d'un cylindre isolé semble être une première étape pertinente avant de modéliser une passe à poissons dans son ensemble.

1.2.2 Application aux problématiques environnementales

Outre la validation du modèle numérique, le lien entre les résultats concernant la structure de l'écoulement et les problématiques environnementales évoquées dans la partie précédente sera établi.

Les résultats sur les forces hydrodynamiques (contrainte au fond et traînée) seront applicables aux dimensionnements des passes à macrorugosités. L'utilisation d'un modèle validé est l'occasion d'atteindre les grandeurs hydrodynamiques dans des configurations non testées en laboratoire.

La compréhension de l'écoulement permettra de répondre à la problématique de la construction de refuges hydrauliques dans les zones de fortes variations de débits, comme à l'aval des barrages. L'efficacité d'un plot à créer un abri sera évaluée. Cela signifie que les capacités d'un obstacle à maintenir des niveaux de vitesses et d'agitations turbulentes compatibles avec le repos du poisson seront estimées. L'intérêt du type de modélisation envisagé (URANS) est de pouvoir fournir des grandeurs comme les vitesses verticales ou les variations temporelles qui ne sont pas accessibles avec des modélisations 2D shallow water. Ces modélisations, généralement basées sur des modèles de turbulences relativement simples, n'assurent pas une bonne reproduction des phénomènes instationnaires intervenant autour des cylindres.

1.3 Plan du mémoire

Le plan de ce mémoire reprend la méthodologie mise en œuvre pour atteindre les objectifs décrits précédemment.

Dans la première partie, les phénomènes physiques entrant en jeu dans l'écoulement étudié seront détaillés. La façon dont ils peuvent être modélisés numériquement à travers la description des logiciels et des modèles choisis sera mise en avant. Les résultats expérimentaux pour des configurations similaires seront également traités, avec des applications comme la protection des ouvrages (affouillement), l'hydrodynamique navale (vague d'étrave) ou l'hydraulique fluviale (modélisation du frottement).

La seconde partie décrit l'étude d'un écoulement sur fond rugueux permettant de montrer la faisabilité de la modélisation de l'écoulement à surface libre avec OpenFOAM. Cette étude fournit une première estimation de la validité des modèles, en particulier des différentes hypothèses permettant de calculer les contraintes de cisaillement au fond en présence de fortes rugosités. Ces résultats seront applicables autant sur un plot que pour toutes les simulations faisant intervenir un fond naturel comme en rivière.

Une troisième partie expose le travail expérimental de l'étude permettant la

validation du modèle numérique. Un canal expérimental a été conçu. Les moyens de mesures de vitesses classiques ont été envisagés : PIV, acoustique doppler et moulinet. Les contraintes liées à ces dispositifs étant jugées trop grandes, une méthode de suivi de particules a été développée.

La quatrième partie présente les résultats expérimentaux afin de préciser la structure de l'écoulement en fonction du nombre de Froude.

Une cinquième partie sert à la comparaison des résultats expérimentaux et numériques pour la validation des calculs, pour les champs de vitesses puis pour les coefficients de traînée. Les grandeurs hydrodynamiques non mesurées, mais primordiales pour les applications environnementales, seront évaluées à l'aide des simulations.

La dernière partie permettra de conclure et de donner des perspectives à ce travail.

Chapitre 2

Etat de l'art

Avant de débiter l'étude, il est important de connaître les phénomènes physiques intervenant dans une passe à poissons. La turbulence est tout d'abord décrite, puis les simulations numériques existantes sont présentées, le sillage autour d'un cylindre et enfin le fonctionnement des passes à enrochement sont ainsi précisés.

2.1 Turbulence

2.1.1 Nature de la turbulence

La turbulence est un phénomène aléatoire et chaotique présent à toutes les échelles de temps et d'espace d'un écoulement turbulent. Au contraire d'un écoulement laminaire dans lequel aucun courant secondaire n'est généré, les lignes de courant étant parfaitement parallèles entre elles. Pour connaître le régime d'écoulement, le nombre de Reynolds, adimensionnel, comparant les forces d'inertie aux forces visqueuses, est communément utilisé.

Soit $Re = \frac{\rho * U * L}{\mu}$ avec $\left\{ \begin{array}{l} \rho : \text{la masse volumique du fluide}[kg/m^3], \\ U : \text{la vitesse caractéristique du fluide}[m/s], \\ L_0 : \text{une distance caractéristique du fluide}[m], \\ \mu : \text{la viscosité dynamique du fluide}[Pa.s]. \end{array} \right.$

Pour le type d'écoulement étudié ici, il devient turbulent pour des nombres de Reynolds supérieur à 3000.

2.1.2 Ecoulement moyen et problème de fermeture

Dans le cas d'écoulements incompressibles, les équations instantanées, décrivant la turbulence, s'écrivent avec la convention de sommation d'Einstein de la

manière suivante :

— Conservation de la masse ou équation de continuité :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

— Conservation de la quantité de mouvement ou équation de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (2.2)$$

— Conservation de la concentration ou de l'énergie thermique :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + u_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} = \lambda \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i^2} + S_\varphi \quad (2.3)$$

p est la pression statique instantanée, u_i est la vitesse instantanée dans la direction i , φ est un scalaire pouvant correspondre à une température ou à une concentration, S_φ est un terme source volumétrique, ν et λ sont respectivement les viscosités et diffusivités cinématiques moléculaires.

Ces équations ne peuvent être résolues simplement. Une approche statistique a donc été introduite en partant du principe que les grandeurs caractéristiques d'un écoulement sont composées d'une partie macroscopique moyenne et d'une partie turbulente aléatoire. Ainsi, les valeurs de la vitesse u_i , de la pression p et de la quantité scalaire φ sont décomposées en une valeur moyenne U_i , P ou ϕ et une valeur variable u'_i , p' ou φ' .

$$u_i = U_i + u'_i, \quad p = P + p', \quad \varphi = \phi + \varphi' \quad (2.4)$$

Il existe différents types de moyenne. Elles peuvent être temporelles. Dans ce cas, les quantités moyennes sont définies par :

$$U_i = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} u_i \, dt, \quad P = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} p \, dt, \quad \phi = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \varphi \, dt \quad (2.5)$$

Dans lesquelles le temps caractéristique de la moyenne ($t_2 - t_1$) est long par rapport à l'échelle de temps de la turbulence. Il est important de noter qu'en régime transitoire ce temps caractéristique doit être petit devant l'échelle de temps de l'écoulement moyen. Reynolds a proposé le premier cette décomposition temporelle. Elle forme la base des modèles RANS ou URANS qui portent son nom.

En introduisant ces définitions aux équations initiales, elles deviennent :

— Equation de continuité :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.6)$$

— Equation de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (2.7)$$

— Conservation de la concentration (ou de l'énergie thermique) :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + u_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} - \overline{u'_i \varphi'} \right) + S_\varphi \quad (2.8)$$

Ces équations, toujours exactes car aucune hypothèse n'a été formulée, ne forment plus un système fermé. En effet les équations 2.2 et 2.3 ne sont pas linéaires et la définition en moyenne de la vitesse, de la pression et de la concentration a introduit de nouveaux termes non définis, $\overline{u'_i u'_j}$ et $\overline{u'_i \varphi'}$. Ces corrélations, multipliées à la masse volumique ρ , représentent physiquement le transport de mouvement et de chaleur ou de masse dû à la turbulence. La quantité $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ est appelée contrainte de Reynolds et représente le transport de mouvement x_i dans la direction x_j . La seconde corrélation $-\rho \overline{u'_i \varphi'}$ est un flux de chaleur ou de masse turbulent et représente le transport de la quantité φ dans la direction x_i . Dans la plupart des régions de l'écoulement, les contraintes et flux turbulents sont bien plus importants que leur seconde partie $\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ et $\lambda \frac{\partial \varphi}{\partial x_i}$ qui sont, de fait, négligeables.

Le principal problème est le calcul de ces corrélations qui conditionnent la résolution des équations 2.6 à 2.8. Il est possible de dériver ces équations, ceci apporte une nouvelle équation au système mais également une inconnue d'ordre supérieur. Il est donc impossible de retrouver un système d'équations fermé de cette manière puisque cela introduit des inconnues d'ordre de plus en plus grand. De fait, un modèle de turbulence doit être utilisé pour évaluer les corrélations d'un certain ordre. Les modèles de turbulence simulent le caractère moyen de la turbulence réelle. Mises ensemble avec les équations de l'écoulement moyen 2.6 à 2.8, elles forment un système fermé.

Dans la suite, l'équation de concentration/chaleur ne sera pas traitée. En effet, la composition de l'eau et la température sont considérées uniformes et constantes et n'ont donc pas d'incidence sur l'écoulement. Cette dernière équation n'a donc pas d'utilité ici.

Dans la plupart des problèmes à surface libre, les valeurs de l'écoulement moyen ne varient que peu sur la hauteur. Il est donc possible d'exploiter les équations en deux dimensions. Elles sont obtenues en intégrant les équations 2.6 et 2.7 sur la hauteur d'eau en considérant que la pression est répartie de façon hydrostatique. D'où les équations moyennées sur la hauteur :

— Equation de continuité :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (h\bar{U}) + \frac{\partial}{\partial y} (h < V >) = 0 \quad (2.9)$$

— Equation de mouvement suivant x :

$$\begin{aligned} \frac{\partial < U >}{\partial t} + < U > \frac{\partial < U >}{\partial x} + < V > \frac{\partial < U >}{\partial y} = \\ -g \frac{\partial}{\partial x} (h + z_B) + \frac{1}{\rho h} \frac{\partial (h\bar{\tau}_{xx})}{\partial x} + \frac{1}{\rho h} \frac{\partial (h\bar{\tau}_{xy})}{\partial y} + \frac{\tau_{sx} - \tau_{fx}}{\rho h} \\ + \underbrace{\frac{1}{\rho h} \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_B}^{z_B+h} \rho (u - < U >)^2 dz + \frac{1}{\rho h} \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_B}^{z_B+h} \rho (u - < U >)(v - < V >) dz}_{dispersion} \end{aligned} \quad (2.10)$$

— Equation de mouvement suivant y :

$$\begin{aligned} \frac{\partial < V >}{\partial t} + < V > \frac{\partial < V >}{\partial x} + < V > \frac{\partial < U >}{\partial y} = \\ -g \frac{\partial}{\partial y} (h + z_B) + \frac{1}{\rho h} \frac{\partial (h\bar{\tau}_{xy})}{\partial x} + \frac{1}{\rho h} \frac{\partial (h\bar{\tau}_{yy})}{\partial y} + \frac{\tau_{sy} - \tau_{fy}}{\rho h} \\ + \underbrace{\frac{1}{\rho h} \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_B}^{z_B+h} \rho (u - < U >)(v - < V >) dz + \frac{1}{\rho h} \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_B}^{z_B+h} \rho (v - < V >)^2 dz}_{dispersion} \end{aligned} \quad (2.11)$$

Dans ces équations qui décrivent les vitesses horizontales moyennées sur la hauteur $< U >$ et $< V >$ et la profondeur d'eau h , τ_f et τ_s sont respectivement les contraintes de cisaillement au fond et à la surface. Le rôle d'un modèle de turbulence dans ce cas est alors de déterminer la contrainte turbulente τ_{ij} . Il est important de noter que les termes de dispersion des équations 2.9 à 2.11 sont dus à la non uniformité verticale des propriétés de l'écoulement moyen et n'ont donc pas de lien avec la turbulence. Ainsi, les modèles décrivant ces termes ne sont pas des modèles de turbulence.

Les équations de Navier-Stokes en régime turbulent ne constituent pas un système fermé. Il est donc nécessaire d'introduire au moins une équation supplémentaire afin de pouvoir calculer l'écoulement. Ces équations de fermeture constituent les modèles numériques, leurs différences se situant principalement dans la manière de décrire la turbulence.

2.1.3 Les modèles de turbulence

La plupart des modèles de turbulence utilisent toujours la première proposition de modélisation de la turbulence, faite par Boussinesq en 1877. Par analogie aux contraintes visqueuses en régime laminaire, les contraintes de Reynolds $-\overline{\rho u'_i u'_j}$ sont supposées proportionnelles aux gradients de vitesses moyennes. L'expression liée à ce concept est :

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.12)$$

Où ν_t est la viscosité turbulente, qui n'est pas une propriété du fluide mais qui dépend fortement de l'écoulement et de la turbulence. Elle varie donc énormément d'un endroit à un autre d'un même écoulement. Cette équation seule ne constitue pas un modèle de turbulence mais un moyen pour le créer. Le principal problème se réduit maintenant à déterminer la distribution de ν_t .

L'apparition du symbole de Kronecker dans l'équation des contraintes de Reynolds 2.12 peut être surprenante mais est indispensable pour rendre l'équation applicable aux contraintes normales. Pour rappel le symbole de Kronecker δ_{ij} vaut 1 pour $i = j$ et 0 sinon.

Deux grandes familles de modèles seront utilisées ici, les modèles à deux équations dits Reynolds Average Navier Stokes (RANS) et les modèles Large Eddy Simulation (LES).

Le modèle $k - \epsilon$ est brièvement présenté ici, tel que présenté par Rodi ([Rodi, 1993]). Les équations 2.13 et 2.14 sont respectivement les équation de transport de l'énergie cinétique turbulente k et de la dissipation turbulente ϵ , c'est pourquoi ce modèle fait partie des modèles à 2 équations comme le modèle $k - \omega$ SST. La description complète de ces modèles peut être trouvée dans [Rodi, 1993].

Equation de l'énergie cinétique turbulente k :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{1}{h} \text{div} \left(h \frac{\nu_t}{\sigma_k} \overrightarrow{\text{grad}}(k) \right) + P_t - \epsilon + P_{kv} \quad (2.13)$$

Equation de la dissipation d'énergie ϵ :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U_i \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} = \frac{1}{h} \text{div} \left(h \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \overrightarrow{\text{grad}}(\epsilon) \right) + \frac{\epsilon}{k} [C_{1\epsilon} P_t - C_{2\epsilon} \epsilon] + P_{\epsilon v} \quad (2.14)$$

avec

$$P_t = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j},$$

$$P_{kv} = C_k \frac{u_*^3}{h}, \quad C_k = \frac{1}{\sqrt{C_f}}$$

$$\begin{aligned}
P_{\varepsilon v} &= C_\varepsilon \frac{u_*^4}{h^2}, \quad C_\varepsilon = 3, 6 \frac{C_{2\varepsilon} \sqrt{C_\mu}}{C_f^{3/4}}, \\
\overline{u'_i u'_j} &= \frac{2}{3} k \delta_{ij} - 2\nu_T S_{ij}, \\
\nu_t &= C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (C_\mu = 0.09), \\
S_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right).
\end{aligned}$$

2.1.4 Choix des modèles

Pour la famille RANS, deux modèles de turbulence ont été testés, le *RNG k-ε* et le *k-ω SST*. Les modèles RANS utilisés sont des modèles à deux équations qui sont très largement utilisés pour la simulation d'écoulements de fluide. Ce sont des modèles isotropes qui ne peuvent pas représenter tous les aspects de la turbulence mais le calcul est relativement rapide. Ils ne sont ainsi, a priori, pas adaptés à une modélisation précise des phénomènes turbulents autour d'un obstacle, lesquels seront mieux prédits par les modèles LES, non basés sur une hypothèse de turbulence isotrope et permettant de reproduire différentes échelles de la turbulence. Il est tout de même nécessaire de tester les modèles RANS car, s'ils ne sont pas capables de reproduire correctement tous les phénomènes turbulents, ils peuvent, après validation, fournir des hauteurs d'eau et des champs moyens de vitesses et énergies cinétiques utilisables dans la pratique. De plus, il est possible de gagner en temps de calcul en utilisant leurs résultats comme conditions initiales pour des simulations plus complexes. En effet, plus l'état initial est proche du résultat final, moins le temps de calcul pour obtenir un régime établi sera long.

2.2 Simulation numérique

De nombreux logiciels permettent de résoudre des écoulements à surface libre. Plusieurs ont été testés mais un seul a été choisi pour l'étude. Parmi les logiciels potentiels, on trouve Telemac 3D, Flow3D, Fluent, StarCCM++, OpenFOAM. Seuls Telemac 3D et OpenFOAM sont libres, les autres étant des logiciels commerciaux. Une étude similaire en deux dimensions a été réalisée avec Telemac 2D.

Il est possible de trouver dans la littérature, des études liant l'utilisation de la modélisation numérique de la dynamique des fluides (ou CFD, pour Computational Fluid Dynamics, en anglais) avec des problématiques environnementales. Dans la plupart des cas, il s'agit d'ouvrages hydrauliques tels que les passes à poissons à fentes verticales [Chorda et al., 2010], à échancrures [Duguay and Lacey, 2014] (figure 2.1), à macro-rugosité [Tran et al., 2016] ou de rampes rugueuses [Plymesser,

2014]. Cette technique a aussi été mise en œuvre pour calculer les écoulements autour de grilles fines utilisées lors de la dévalaison des espèces migratrices [Raynal et al., 2013a, Raynal et al., 2013b]. Ces publications sont récentes et réalisées avec des modèles à deux équations pour des raisons de temps de calculs. En effet, la CFD est souvent utilisée pour réaliser une étude paramétrique sur les configurations géométriques. Il s'agit donc de pouvoir faire un nombre conséquent de simulations. Bousmar et al. ont testé différents logiciels et modèles de turbulence pour une passe à fente verticale [Bousmar et al., 2015]. Ils ont mis en évidence la nécessité d'un choix juste de modèles de turbulence. En ce qui concerne les simulations de l'écoulement autour d'obstacles, elles seront détaillées dans la partie suivante sur les sillages. Dans des domaines proches mais pas directement en lien avec la biologie, les calculs 3D sont aussi utilisés pour des ouvrages hydrauliques classiques comme les vannes ou les seuils [Olsen and Kjellesvig, 1998].

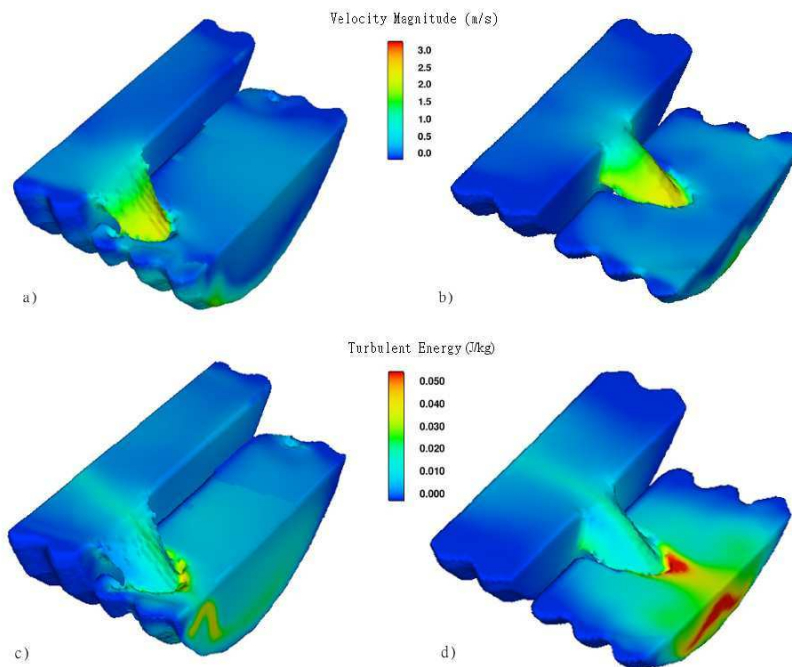


FIGURE 2.1 – Simulation numérique dans une passe à échancrure, [Duguay and Lacey, 2014].

Il existe également des modélisations 3D d'écoulements naturels pour rendre compte de l'effet de stratification [Chau and Jiang, 2001] ou de la dynamique de l'écoulement dans des retenues [Faghihirad et al., 2015]. Dans ce cas à grande échelle, des modèles à viscosité turbulente constante ou à deux équations semblent également suffisants pour décrire l'écoulement.

Récemment, Nguyen a réalisé une étude complète de la validité de OpenFOAM pour différents écoulements à surface libre (écoulement dans un coude, lâcher de barrage, rivière) avec un modèle $k - \varepsilon$ [Nguyen, 2015]. Il apparaît que pour la majorité des écoulements, OpenFOAM fournit une très bonne estimation, même si pour des surfaces libres très déformées (déferlements) des améliorations pourraient être apportées.

Finalement OpenFOAM a été retenu car il possède un grand nombre de modèles de turbulence et de solveurs. De plus, c'est un logiciel libre qui permet donc une parallélisation importante des calculs. Contrairement aux logiciels commerciaux pour lesquels une licence par cœur numérique utilisé est nécessaire. Ce qui a une importance non négligeable ici puisque jusqu'à 80 cœurs ont été utilisés pour un calcul. Enfin, il possède un mailleur propre mais accepte également les maillages issus d'autres sources.

Le principal écueil est son manque de documentation et de fait, sa difficulté de prise en main. Tous les paramètres et toutes les équations sont accessibles et modifiables. Ce qui est extrêmement puissant mais qui ajoute également une grande complexité d'utilisation. De plus, il est dépourvu d'interface graphique ce qui ne le rend pas intuitif.

Une description des deux logiciels utilisés, Telemac 2D et OpenFoam, est donnée dans la suite.

2.2.1 Telemac 2D

Dans la plupart des problèmes à surface libre, les valeurs de l'écoulement ne varient que peu sur la hauteur [Rodi, 1993]. Il est donc légitime d'examiner si les équations de Navier Stokes intégrées sur la verticale présentées au paragraphe 2.1.2, sont susceptibles d'apporter des résultats exploitables dans le cas de l'écoulement en présence d'un cylindre émergé. Les limitations bien connues des équations de Saint Venant sont celles des équations dites à faibles hauteurs d'eau « shallow water » à savoir l'hypothèse d'une répartition hydrostatique des pressions sur la verticale et d'une composante verticale des vitesses négligeable. Le choix s'est porté sur le code Open Source TELEM2D [Galland et al., 1991, Hervouet, 2000, Telemac,] qui résout en particulier les équations de Saint Venant suivantes, 2.15, 2.16 et 2.17, sous forme non conservative :

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \langle U \rangle \frac{\partial h}{\partial x} + \langle V \rangle \frac{\partial h}{\partial y} + h \left(\frac{\partial \langle U \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle V \rangle}{\partial y} \right) = S_{ce} \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial t} + \langle U \rangle \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial x} + v \frac{\partial \langle U \rangle}{\partial y} = \\ -g \frac{\partial Z_s}{\partial x} + F_x + \frac{1}{h} \text{div}(h \nu_e \overrightarrow{\text{grad}}(\langle U \rangle)) + (u_{sce} - \langle U \rangle) \frac{S_{ce}}{h} \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle V \rangle}{\partial t} + u \frac{\partial \langle V \rangle}{\partial x} + \langle V \rangle \frac{\partial \langle V \rangle}{\partial y} = \\ -g \frac{\partial Z_s}{\partial y} + F_y + \frac{1}{h} \text{div}(h \nu_e \overrightarrow{\text{grad}}(\langle V \rangle)) + (v_{sce} - \langle V \rangle) \frac{S_{ce}}{h} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Le maillage du domaine est non structuré et réalisé à partir d'éléments triangulaires et la résolution du système d'équations aux dérivées partielles peut être faite par la méthode des éléments finis ou des volumes finis. Cette dernière s'avérera plus adaptée pour traiter en particulier les problèmes de discontinuité de type « choc ». Telemac2D ne permet évidemment pas, contrairement à OpenFoam, basé sur la méthode VOF, de traiter des écoulements diphasiques ni les structures déferlantes. La modélisation de la turbulence retenue pour ce code industriel 2D est le modèle $k - \varepsilon$.

Les variables de base résolues sont, la hauteur d'eau h et les composantes (u, v) de la vitesse intégrée sur la verticale, l'énergie cinétique turbulente k et la dissipation ε , ceci en chaque nœud du maillage. L'intérêt dans le cadre de cette thèse de considérer un modèle 2D repose sur l'apport possible de cette approche qui offrirait l'avantage d'un faible temps de calcul par rapport à une modélisation 3D. Pour ses travaux de thèse, Tran a utilisé ce code pour analyser plusieurs configurations avec des arrangements plus ou moins denses de plots émergés et a pu définir des limites d'application de cette approche 2D par comparaison avec des mesures expérimentales [Tran, 2015, Tran et al., 2016]. L'application des résultats aux exigences piscicoles nécessite une approche plus fine en 3D.

2.2.2 OpenFoam

Traitement de la surface libre

Dans le logiciel OpenFoam, la surface libre est calculée grâce à la méthode Volume of Fluid (VOF) [Hirt and Nichols, 1981]. Le principe de cette méthode est d'évaluer le volume de chaque fluide dans chacune des cellules du maillage. Ainsi, pour chaque cellule, une fraction volumique α de chaque fluide est introduite. Ces fractions volumiques sont telles que leur somme est égale à 1 ($\alpha_{fluide1} + \alpha_{fluide2} + \dots + \alpha_{fluiden} = 1$). La composition de chaque cellule, et donc du domaine de calcul,

est ainsi connu. Dans les cas étudiés, seulement deux fluides existent, l'air et l'eau. Ce qui mène à $\alpha_{air} + \alpha_{eau} = 1$. La position de la surface libre est supposée se trouver à $\alpha_{eau} = 0,5$.

Couche limite et Rugosités

La simulation d'un écoulement naturel nécessite de pouvoir modéliser correctement le frottement dû aux rugosités de fond. En régime lisse, c'est à dire avec la présence d'une sous couche visqueuse près du fond, le profil théorique le plus courant est :

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \log \left(E \frac{zu_*}{\nu} \right) \quad (2.18)$$

Où E est la constante d'intégration égale à 9.793. Cette formulation est valable pour $15 < \frac{zu_*}{\nu} < 300$. Comme l'ensemble des logiciels de CFD, OpenFoam utilise l'équation 2.18 pour calculer la vitesse sur la première maille si l'option loi de paroi est activée.

La présence de rugosité revient à modifier la constante d'intégration à l'aide d'une fonction de rugosité $\Delta B(k_s^+)$ où $k_s^+ = k_s u_* / \nu$ et k_s est une taille caractéristique des rugosités du lit. Ainsi la loi de paroi devient :

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(E \frac{zu_*}{\nu} \right) - \Delta B(k_s^+) \quad (2.19)$$

Afin d'assurer la transition entre les régimes lisses et rugueux la fonction ΔB prend les formes suivantes :

— si $k_s^+ < 2.5$

$$\Delta B = 0 \quad (2.20)$$

— si $k_s^+ > 90$

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln \left(1 + C_s k_s^+ \right) \quad (2.21)$$

— si $2.5 < k_s^+ < 90$

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{k_s^+ - 2.25}{87.75} + C_s k_s^+ \right) \sin \left(0.4259 \left(\log(k_s^+) - 0.811 \right) \right) \quad (2.22)$$

La constante de rugosité C_s , prise égale à 0,5, a été déterminée pour reproduire les données de résistance de Nikuradse dans une conduite dont la densité des rugosités est importante et uniforme, en utilisant le modèle $k - \varepsilon$.

Dans un écoulement réel, le profil logarithmique est décalé verticalement d'une distance d pour tenir compte de la présence des rugosités. Cette distance est appelée hauteur de déplacement, caractérisant l'origine de la loi logarithmique du

profil de vitesse (voir figure 2.2). Il est alors possible d'écrire la loi de vitesse dans la zone logarithmique sous la forme suivante :

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z-d}{z_0} \right) \quad (2.23)$$

Le paramètre z_0 est la rugosité hydraulique. Il n'existe pas de méthode universelle pour le relier à la hauteur des rugosité k_s . En simulation numérique, la valeur de z reste la distance à la paroi. La paroi peut donc être considérée comme approchant la hauteur des rugosités. Une autre approche pourrait conduire à ne pas pouvoir définir de vitesses entre le lit ($z = 0$) et d . En général, quand les lois de parois sont utilisées en CFD, les rugosités de fond sont suffisamment petites pour que cette approximation ne pose pas de problème. Dans le cas où des écoulements significatifs peuvent être rencontrés entre les rugosités, il semble peu opportun d'utiliser une loi de paroi.

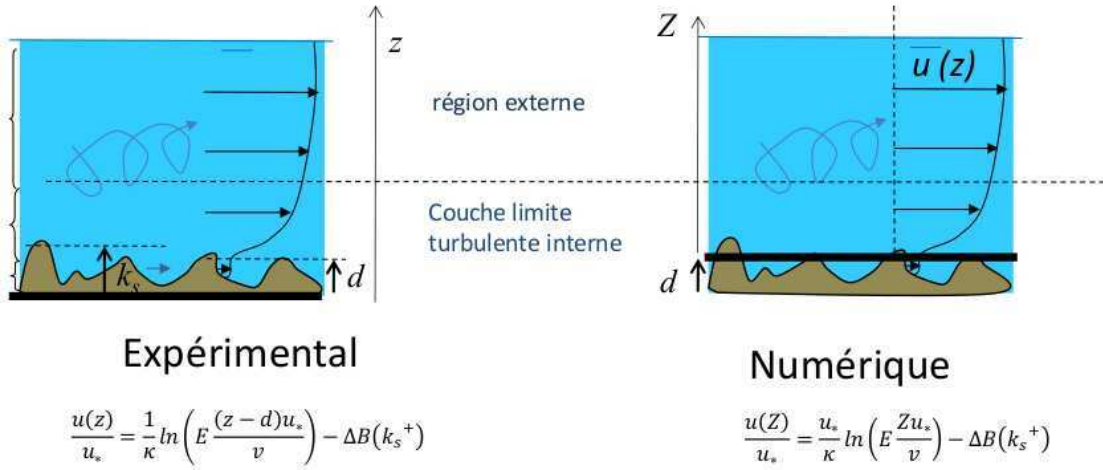


FIGURE 2.2 – Description de la couche limite rugueuse.

En supposant d nulle, la comparaison des équations 2.19 et 2.23 permet d'écrire :

$$z_0 = \frac{\nu}{E u_* e^{\kappa \Delta B(k_s^+)}} \quad (2.24)$$

Soit en régime rugueux :

$$z_0 = \frac{\nu}{E u_*} (1 + C_s k_s u_* / \nu) \quad (2.25)$$

En régime rugueux $k_s^+ > 90$, donc :

$$z_0 \approx \frac{C_s k_s}{E} \quad (2.26)$$

D'après de nombreuses expériences sur des grains sphériques [Nikuradse, 1933], il est possible de supposer que $z_0 = 0,033k_s$, ce qui est cohérent avec $C_s = 0,5$. Cependant dès lors que les rugosités sont particulières (végétations, macro rugosités), les valeurs de z_0/k_s varient entre 10^{-2} et 0,15 [Luhar et al., 2008, Raupach et al., 2006] (figures 2.3 et 2.4).

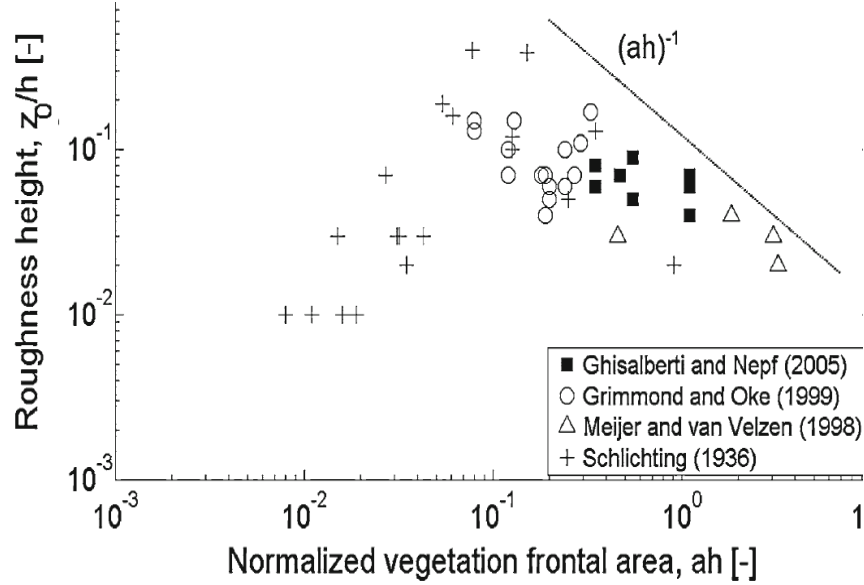


FIGURE 2.3 – Rugosité hydraulique en fonction de la densité de végétation sur le fond (d'après [Luhar et al., 2008]).

L'utilisation de lois de paroi, dont les expressions sont décrites ci dessus (Eq. 2.19), est courante pour les écoulements de type industriel et semble peu adaptée aux écoulements en rivière lorsque la hauteur d'eau est de l'ordre de grandeur des rugosités k_s . Le problème de la hauteur de déplacement d a déjà été vu ainsi que l'organisation particulière des rugosités, mais il faut aussi ajouter les écarts à la loi logarithmique dus au confinement du fluide par rapport à une couche limite infinie. En effet, des transferts de quantités de mouvement et d'énergie peuvent apparaître, modifiant le profil logarithmique [Nezu and Sanjou, 2008]. Il est considéré que le profil suit bien une loi logarithmique tant que $h/k_s > 10$. Par conséquent, la pertinence des lois de parois restent encore à valider. Ce problème a déjà été identifié pour les couches limites atmosphériques et sera ici précisé dans un contexte d'écoulement gravitaire.

Enfin, l'utilisation du modèle $k - \omega SST$ a conduit à utiliser une correction permettant de ne pas activer les limiteurs de la viscosité turbulente à l'approche

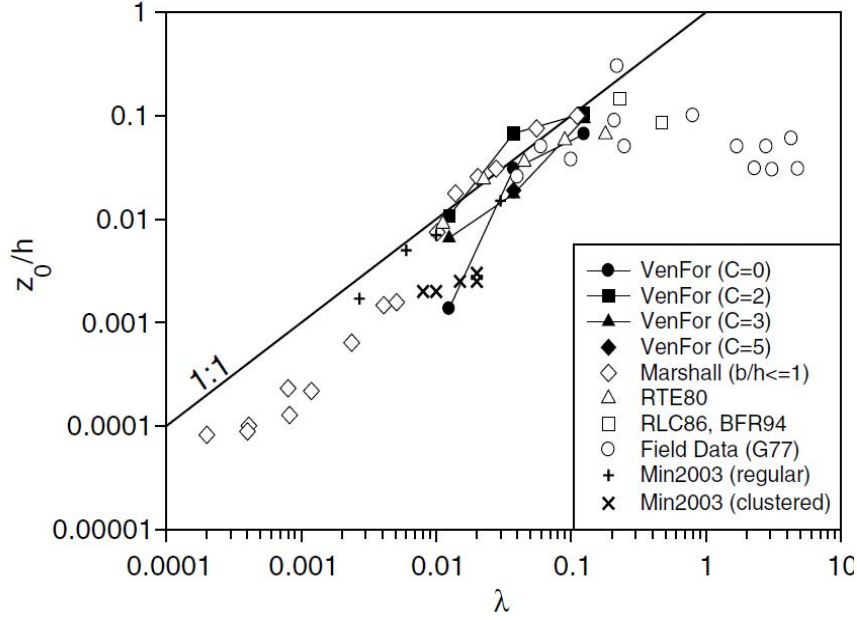


FIGURE 2.4 – Rugosité hydraulique en fonction de la densité de rugosité (d’après [Raupach et al., 2006]).

des parois [Hellsten, 1997]. La viscosité turbulente est donc corrigée par :

$$\nu_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; |S_{ij}| f_2 f_3)} \quad (2.27)$$

Où $a_1 = 0.31$, $|S_{ij}|$ représente le tenseur des contraintes et ω est le terme de dissipation de la turbulence. La fonction f_3 est définie par :

$$f_3 = 1 - \tanh \left[\left(\frac{150\nu}{\omega d} \right)^4 \right] \quad (2.28)$$

2.3 Sillage et cylindre

Les écoulements autour de cylindres font l’objet d’une très importante littérature tant du point de vue expérimental que numérique. Cet intérêt vient de l’aspect fondamental de ce type de sillage puisque sa description permet de fournir des informations sur des écoulements aussi divers que des ailes d’avion, des aubes de turbines, des bâtiments ou encore des véhicules. Les applications se trouvent principalement dans le domaine de l’aérodynamique. Mais des écoulements de sillage peuvent également être significatifs avec de l’eau dans le cas de pile de pont, de

navire, de plateforme off-shore ou encore de courants marins autour d'îles. Quel que soit le fluide considéré, l'écoulement dépend du nombre de Reynolds défini par :

$$Re_D = \frac{U_0 D}{\nu} \quad (2.29)$$

Où U_0 est la vitesse en amont, D le diamètre de l'obstacle et ν la viscosité du fluide considéré.

Cette étude bibliographique se limitera aux configurations proches de celles étudiée ici, *i.e* un cylindre circulaire lisse dans un écoulement incompressible turbulent, avec présence d'un fond. Néanmoins, une première partie générale sur le cas le plus étudié d'un cylindre infini permettra de fixer les notions utiles pour la suite.

2.3.1 Régimes d'écoulements

Les différents régimes présentés ici dépendent du nombre de Reynolds de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire infini. La synthèse faite par Perrin [Perrin, 2005] est ici résumée.

- Écoulement rampant : Un écoulement est dit rampant quand $Re_D < 5$, le fluide est attaché aux parois à cause des forces viscosités. Il est stationnaire et symétrique par rapport à l'axe longitudinal et entre l'amont et l'aval.
- Stationnaire décollé : A cause de l'inertie du fluide, un décollement est observé à l'aval de l'obstacle. L'écoulement reste stationnaire et symétrique. On définit la longueur de recirculation l_c comme la distance pour laquelle la vitesse longitudinale est nulle sur l'axe central. Le point de décollement évolue vers l'amont avec le nombre de Reynolds. Il est identifié grâce à la valeur de l'angle θ_D entre le point d'arrêt amont et le point de décollement. Ce régime peut s'observer jusqu'à $Re_D \approx 50$.
- Laminaire instationnaire 2D : Pour $Re_D > 50$, la viscosité ne permet plus d'amortir toutes les perturbations et les tourbillons à l'aval perdent leur symétrie. Ils se détachent alors du cylindre formant une allée tourbillonnaire dite de Von Karman (voir figure 2.5). Cet écoulement est périodique, il est donc possible de définir une fréquence spécifique en un point donné (f_s). Cette fréquence est adimensionnalisée par la convection des tourbillons vers l'aval. Elle s'exprime par le nombre de Strouhal :

$$St = \frac{f_s D}{U_0} \quad (2.30)$$

A l'aval direct de l'obstacle, il existe une zone de faible vitesse (avant le développement tourbillonnaire). La longueur de cette zone est appelée longueur

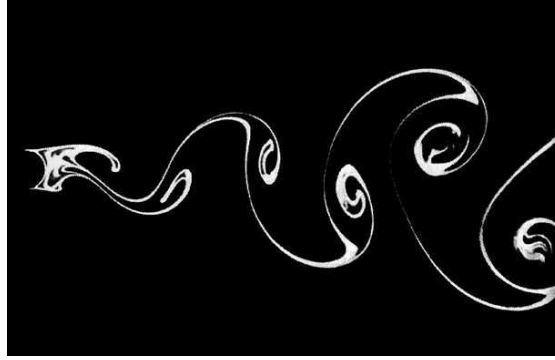


FIGURE 2.5 – Écoulement instationnaire 2D à $Re = 105$. Visualisation S. Taneda tirée de [Van Dyke and Widnall, 1983].

de formation l_f . Elle est proche de la longueur l_c décrite précédemment.

- Laminaire instationnaire 3D : Pour $180 < Re_D < 300$, un écoulement tridimensionnel est observé. Deux modes avec des longueurs d'ondes différentes peuvent apparaître. L'apparition de ces structures peut être vu comme une transition vers la turbulence.
- Régime sous-critique : Le sillage est pleinement turbulent pour $Re_D > 300$, on parle alors de régime sous critique jusqu'à $Re_D = 2.10^5$. Le point de transition vers le régime turbulent se déplace vers l'amont avec le nombre de Reynolds. Lorsqu'il atteint le point de décollement, le régime critique apparaît.

Les instabilités donnent naissance à des tourbillons ayant une fréquence différente de f_s et pouvant interagir avec les tourbillons primaires. Dans ce régime, la zone d'eau morte (l_f) évolue, ce qui se traduit par une variation de la pression sur l'aval de l'obstacle et donc de la traînée.

Les expériences réalisées ici se trouvent principalement dans ce régime.

- Régime critique : Il s'agit du régime atteint quand la couche limite sur l'obstacle est toujours turbulente. Le nombre de Reynolds marquant cette transition dépend des caractéristiques de l'écoulement. Le point de décollement se déplace vers l'aval ($\theta_d = 140^\circ$). Les tourbillons de Von Karman ont tendance à disparaître. Le coefficient de traînée de l'obstacle augmente rapidement.

2.3.2 Grandeurs caractéristiques du sillage

Dans le paragraphe précédent, certaines grandeurs caractéristiques sont apparues. Il est également possible de définir un coefficient de succion $Cp_b = \frac{P_{180} - P_\infty}{1/2 \rho U_0^2}$ qui permet d'exprimer la pression à l'aval du cylindre ($\theta_D = 180$). Le coefficient de

traînée exprime, lui, la force de pression dans le sens de l'écoulement. Il se calcule à partir de l'intégration du champ de pression sur la paroi du cylindre :

$$C_D = \int C_p \cos(\theta) d\theta \quad (2.31)$$

C_p est le coefficient de pression pariétal mesuré autour du cylindre et θ est l'angle azimutal de l'axe du cylindre.

Un certain nombre d'études permettent de quantifier leur évolution en fonction du nombre de Reynolds (figure 2.6).

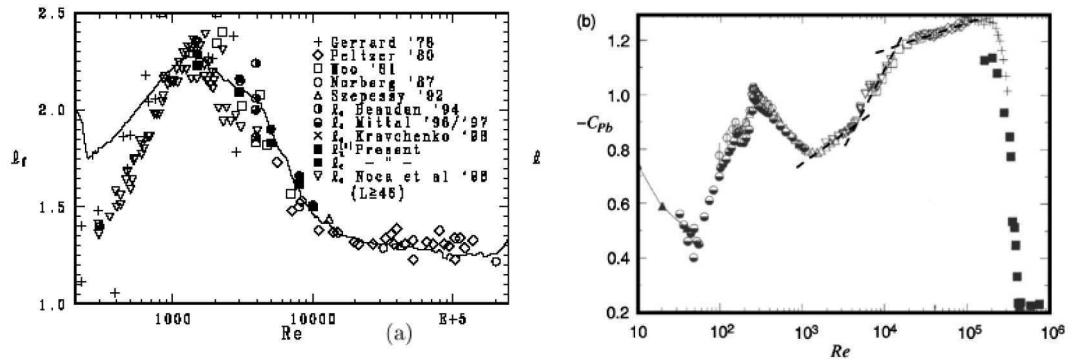


FIGURE 2.6 – Évolution des caractéristiques des sillages d'après Norberg [Norberg, 1994, Norberg, 1998].

La longueur de la zone de formation qui nous intéresse en tant que refuge varie entre 1,3 et 2,4 fois le diamètre. Elle se stabilise à $1,4D$ en régime sous critique. Le coefficient de succion a de nombreux comportements différents en fonction du régime. En régime sous critique une relation simple existe entre l_f et C_{pb} :

$$l_f = \frac{Constante}{-C_{pb}} \quad (2.32)$$

L'évolution du coefficient de traînée est plus connue car elle intervient dans de nombreux problèmes d'ingénierie. Dans la plage de Reynolds utilisée ici, ce coefficient est quasi constant et à une valeur de 1,2. Lorsque le régime critique apparaît, la disparition des structures tourbillonnaires primaire engendre une « crise de traînée », c'est à dire une diminution importante de C_d . Le nombre de Strouhal est, lui, généralement pris égal à 0,2 pour la plage de nombre de Reynolds observée mais peut varier en fonction des configurations expérimentales.

2.3.3 Écoulement avec fond

Pour l'instant, les écoulements décrits sont autour de cylindres ayant une longueur supposée infinie. Or, pour les écoulements en milieu naturel, la présence du

fond est primordiale dès lors que le diamètre D est de l'ordre de grandeur de la hauteur d'eau h . Pour l'étude de couche limite atmosphérique, [Sumner, 2013, Adaramola et al., 2006] ont étudié le profil de vitesse pour différents rapport d'aspect D/k où k est la hauteur de l'obstacle. Cependant, cet écoulement est différent de ceux à surface libre à cause du passage d'air au-dessus de l'obstacle. [Sadeque et al., 2009] ont décrit les différents types d'écoulements qu'il est possible de rencontrer lorsqu'un obstacle interagit avec un écoulement à surface libre. Dans la limite de la description des écoulements émergents, ils observent qu'il existe toujours une fluctuation du sillage avec un nombre de Strouhal de l'ordre de 0,2.

Les écoulements autour d'obstacles émergés peuvent aussi être discriminés en fonction du rapport entre le frottement sur le fond et le coefficient de traînée. D'après Chen et Jirka [Chen and Jirka, 1995], la structure de l'écoulement dépend du nombre S (figure 2.7) :

$$S = \frac{C_f D}{h} \quad (2.33)$$

Où C_f est le coefficient de frottement sur le fond, et h la hauteur d'eau.

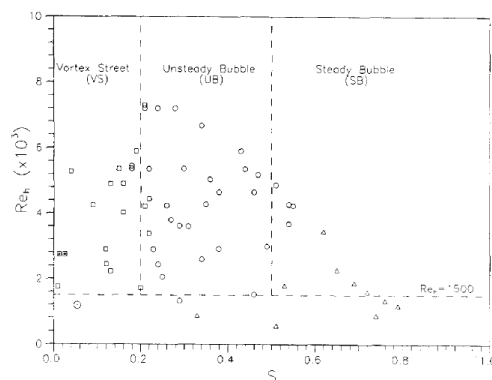


FIGURE 2.7 – Classification des écoulements en eau peu profonde [Chen and Jirka, 1995].

Lorsque S dépasse 0,2 il apparaît une zone à faibles vitesses (bubble) qui peut être stationnaire ou oscillante. Compte tenu de la valeur de S , les régimes avec «bubbles» sont limités à des obstacles de grandes tailles, des faibles hauteurs d'eau ou des fonds très rugueux. Il s'agit par exemple d'écoulements autour d'îlots ou d'îles dans des zones de courants marins. Pour les écoulements étudiés, le régime «vortex street» est le plus largement rencontré. Ce type d'écoulement est aussi largement étudié car il correspond à la présence d'une pile de pont en rivière. Les affouillements situés au pied de ces ouvrages les fragilisent fortement, leur étude est donc primordiale. La plupart d'entre elles porte sur les tourbillons en fer à cheval (Horseshoe Vortex ou HV) situés à l'amont qui créent l'affouillement.

C'est pourquoi il est possible de trouver des mesures de vitesses et de contraintes pariétales précises dans ces zones (figures 2.8 et 2.9).

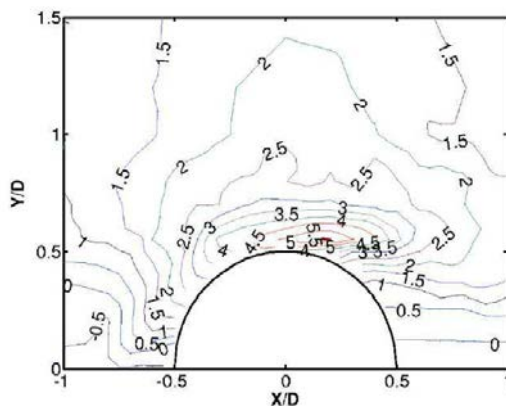


FIGURE 2.8 – Distribution de la contrainte au fond normalisée par la contrainte à l'infini (d'après [Sadeque et al., 2009]).

Historiquement, beaucoup de ces études étaient expérimentales [Dargahi, 1990], mais actuellement des simulations numériques de ces écoulements sont disponibles. En effet, les phénomènes responsables de l'affouillement (HV) sont des structures turbulentes stationnaires difficilement modélisables par les modèles classiques de turbulence. Par conséquent, il a fallu attendre l'apparition de capacités de calculs importantes pour décrire ces structures précisément. La modélisation LES (Large Eddy Simulation) est largement privilégiée pour quantifier ces tourbillons [Tseng et al., 2000, Yu et al., 2008, Kirkil and Constantinescu, 2015, Aghaee and Hakimzadeh, 2010]. La figure 2.10 montre la structure du sillage d'après un calcul LES avec la comparaison aux mesures expérimentales de [Akilli and Rockwell, 2002]. La présence, à cause du fond, de structures à axe vertical indique l'intérêt de la connaissance fine du sillage pour vérifier la possibilité d'une zone de refuge. L'étude numérique de Catalano [Catalano et al., 2003] compare les simulations LES et URANS autour d'un cylindre dans le régime critique. Malgré un maillage relativement grossier près des parois, ils montrent un bon accord en terme de C_d , St et vitesses avec les expériences. Seul le modèle $k - \varepsilon$ a été testé.

Il semble donc que des modèles de types $k - \varepsilon$ ou $k - \omega$ suffisent à décrire certaines grandeurs comme les contraintes au fond, les champs moyens ou les fluctuations des sillages [Roulund et al., 2005, Aghaee and Hakimzadeh, 2010]. Ce point est relativement important car l'utilisation de la CFD dans l'ingénierie suppose des possibilités de simulation rapides, simplifiées et standardisées (ex : logiciels commerciaux). En effet, beaucoup d'études LES sont faites en supposant des surfaces libres non déformées, ce qui diminue le temps de calcul mais limite la validité de la méthode à des nombres de Froude inférieur à 0,2. Or, l'intérêt est porté ici sur

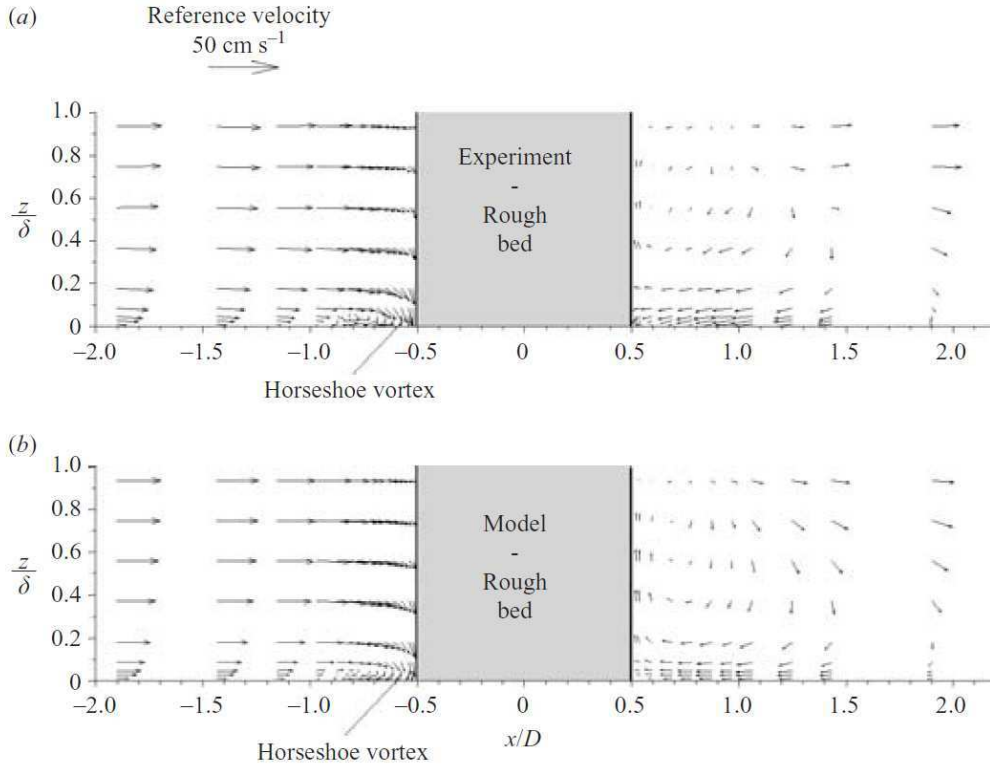


FIGURE 2.9 – Visualisation des vitesses dans le plan longitudinal central (d'après [Roulund et al., 2005]).

des écoulements naturels potentiellement à forts débits, pentes et vitesses et donc à grands nombres de Froude. Les études expérimentales en écoulements torrentiels sont relativement rares [Mignot and Riviere, 2010] et encore plus du point de vue numérique. Pour des applications d'écoulements autour de plates formes off shore, Suh et al. et Koo et al. ont pu calculer un écoulement à grand nombre de Froude avec un modèle LES et une surface libre mobile [Suh et al., 2011, Koo et al., 2014] (figure 2.11). Il faut cependant noter que le nombre de Froude donné est basé sur le diamètre D , l'écoulement est assez profond $h/D = 4$ et présente donc des caractéristiques différentes de ceux recherchés. En particulier, la recirculation à axe vertical décrite précédemment est relativement moins importante quand h augmente.

L'ensemble des simulations LES avec fond conduisent à des sillages avec des allées de tourbillons dans la partie basse de l'écoulement. Les nombres de Strouhal sont alors comparables au cas infini ($St = 0,2$) alors que près de la surface, les fluctuations sont plus aléatoires avec des intensités plus faibles.

Les simulations présentées ici sont donc complémentaires à celles déjà réalisées

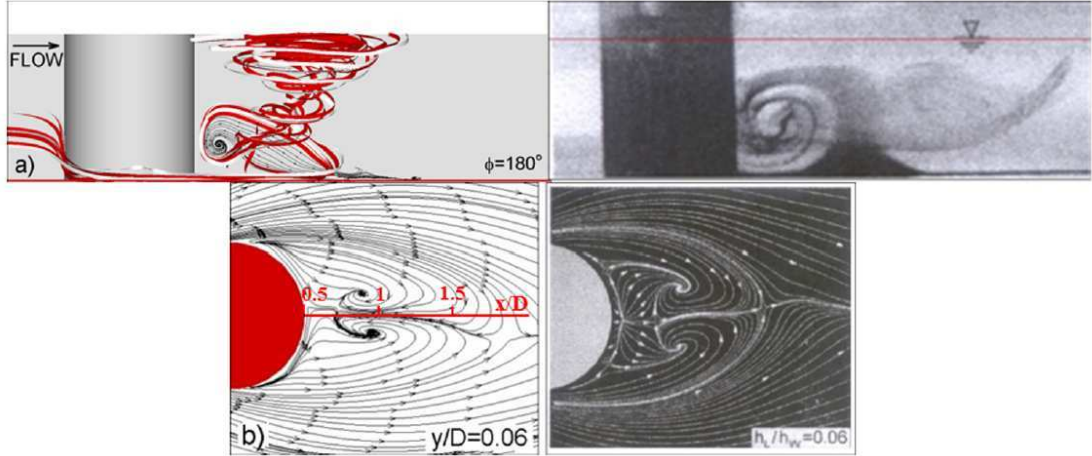


FIGURE 2.10 – Comparaison des résultats LES et expérimentaux pour un écoulement autour d'un cylindre [Kirkil and Constantinescu, 2015].

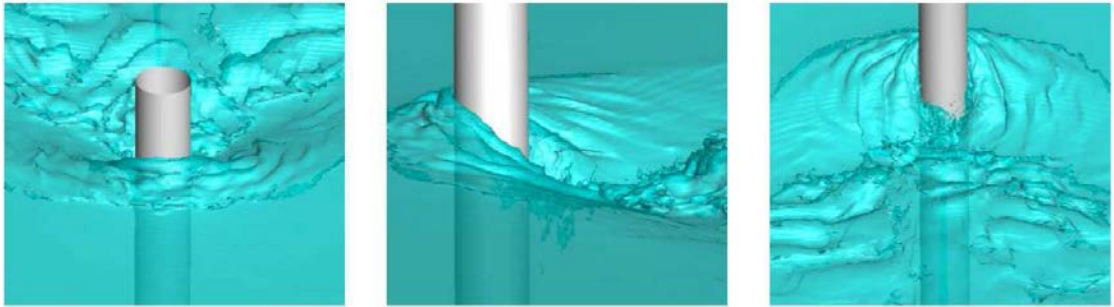


FIGURE 2.11 – Surface libre pour un calcul LES à $Fr=1,24$ [Koo et al., 2014].

puisqu'elles devront décrire un écoulement à grand nombre de Froude mais avec des rapports h/D faibles. Dans ces conditions, une première étape basée sur des modèles de turbulence simples (à deux équations) se justifie avant d'envisager des calculs LES pour lesquels les tourbillons en fer à cheval iront interagir fortement avec la surface libre.

2.4 Passes à enrochements

Les passes naturelles sont des ouvrages relativement récents sur lesquelles peu d'études ont été réalisées. Bretón et al. [Bretón et al., 2013] ont fait des mesures de vitesses à l'ADV dans un canal expérimental représentant une passe à enrochements à blocs sphériques. Ils en ont conclu qu'un espacement de 2,5 fois le diamètre des blocs est suffisant pour que l'écoulement corresponde à la nage d'un poisson.

De plus amples études ont été réalisées par Baki et al. [Baki et al., 2014], plus spécifiquement sur les caractéristiques de la turbulence dans ce type de passes à poissons. Ils ont montré de fortes disparités entre l'écoulement autour d'un bloc unique et dans le cas d'une interaction entre sillage. Enfin Cassan et al. et Tran et al. ont réalisé une étude expérimentale et numérique de l'écoulement autour de cylindres dans une passe à poissons naturelle [Cassan et al., 2014, Tran et al., 2016]. Les simulations numériques ont été faites en 2D avec le logiciel Telemac2D. Ils en ont déduit une relation hauteur-débit en fonction de la concentration en cylindre. Toutefois, les limites du modèles 2D apparaissent lorsque le nombre de Froude augmente. La figure 2.12 montre que la différence de hauteur d'eau augmente avec la pente, donc avec le nombre de Froude.

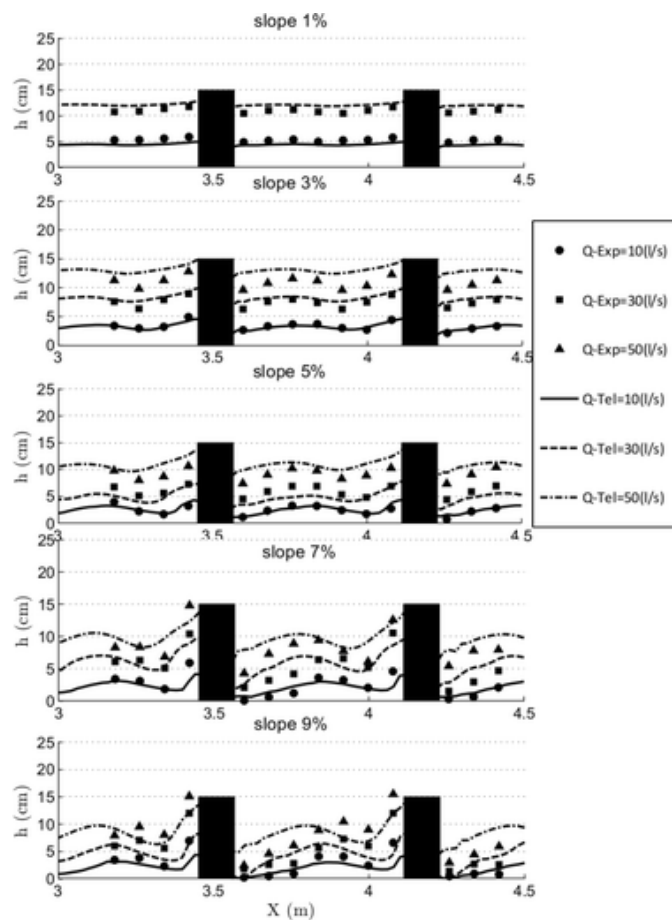


FIGURE 2.12 – Hauteurs d'eau pour différentes pentes [Tran et al., 2016].

Chapitre 3

Simulation sur fond rugueux et choix de simulation

3.1 Présentation

Dans un premier temps, les simulations portent sur un écoulement sans obstacle. Cette première étape sert à valider la mise en place de la simulation, c'est à dire la pertinence de la méthode de résolution, des conditions aux limites, des modèles de turbulence et du maillage. En particulier, il a été choisi de tester une modélisation basée sur l'utilisation de la méthode VOF qui impose une continuité des grandeurs physiques à l'interface air-eau. Il est donc normal de trouver une influence de la simulation de la couche d'air sur les premières mailles à l'interface. La turbulence à l'interface tend à diminuer, en particulier les fluctuations verticales et les longueurs caractéristiques des tourbillons [Nezu and Nakagawa, 1993, Labiod, 2005]. Des corrections sur les modèles de turbulence pour prendre en compte cette interface existent mais ne sont pas utilisées ici. L'influence de la modélisation sur ces grandeurs physiques doit donc être évaluée.

Les attentes de ces simulations sont :

- montrer la possibilité de simuler un écoulement classique régi par le frottement au fond ;
- préciser les capacités des modèles à reproduire l'influence des tailles de rugosité ;
- évaluer les capacités du dispositif expérimental à assurer les conditions hydrodynamiques souhaitées.

Plusieurs études ont permis de répondre à ces questions dans des configurations générales d'écoulements en canal à surface libre. Dans cette étude, la réponse à ces questions est cherchée uniquement pour l'écoulement expérimental présentant les particularités suivantes : des écoulements variés au sens hydraulique, des ressauts,

des fonds rugueux, des faibles hauteurs d'eau, des nombres de Reynolds relativement faibles ($Re = 25000$) et des régimes fluviaux et torrentiels. Par conséquent, les dimensions du canal simulé sont choisies pour reproduire aisément, *i.e* avec le même maillage, ces conditions hydrodynamiques. La présence d'un fond rugueux assurera une modification des hauteurs d'écoulement pour un même débit et une même pente.

Il est également vérifié que les simulations URANS sont extrapolables à des hauteurs d'eau plus importantes, correspondant à des écoulements naturels. Les dimensions géométriques du domaine seront multipliées par l'échelle 4, rattrapant ainsi des dimensions possibles d'une passe à poissons. Afin de maintenir le même ordre de grandeur des vitesses, les débits d'entrée sont multipliés par 16. Le nombre de Reynolds est alors 4 fois plus grand. Le nombre de Froude ($V \sim \sqrt{gh}$) est divisé par 2, correspondant ainsi à des écoulements fluviaux. Ce changement d'échelle permet, en quelque sorte, après validation des simulations par les mesures en laboratoire à petites hauteurs d'eau, d'extrapoler la modélisation à des échelles de hauteurs d'eau naturelles et de contrôler l'influence de la taille des mailles en lien avec le paramètre Z^+ au voisinage du fond. Ces simulations seront nommées «grand $k - \omega$ » car seul le modèle $k - \omega$ SST est testé à cette échelle, étant apparu le plus performant au vu des résultats à échelle réduite.

Le temps total de simulation est de 100 s avec un pas de temps variable, afin de conserver un nombre de Courant inférieur à 1. Le pas de temps se situe ainsi autour de 10^{-3} s.

Le logiciel Telemac 2D ne sera pas utilisé dans cette partie. Il a déjà été largement validé pour des écoulements en canaux à surface libre. Un calcul 1D basé sur l'équation de Saint Venant en régime permanent sera comparé à nos mesures et devrait donner des résultats similaires aux calculs 2D, tant qu'il n'y a pas de changement de régime.

3.2 Maillages

La première partie d'un travail numérique est la construction du maillage dans le volume à modéliser, c'est à dire la discrétisation du domaine, ici un canal rectangulaire, en éléments de faibles tailles.

Il est important de préciser que deux types de maillage sont envisageables :

- les maillages structurés, qui sont utilisés par OpenFOAM et dont la forme des cellules est hexahédrique le plus souvent.
- les maillages non structurés, dont la forme de chaque cellule est triangulaire (Telemac2D) ou quadrangulaire.

Elles peuvent également être prismatiques ou tétraédriques (Telemac3D). Il existe d'autres formes de cellule (polyhédrique) mais elles sont très peu utilisées.

Le logiciel OpenFOAM possède un mailleur intégré. Il a été choisi de simuler l'écoulement dans un canal rectangulaire de largeur $B = 0.4m$ et de longueur $long = 10m$ afin d'obtenir un écoulement pleinement établi. La pente est de 0,005 pour se placer dans les conditions d'un écoulement naturel, ce qui permettra la comparaison avec des résultats expérimentaux classiques. Cette pente est aussi proche de la pente de la ligne d'eau dans nos expériences sur plots. La taille des mailles est constante et égale à 100x5x1 mm suivant respectivement les directions X , Y et Z , soit en longueur, largeur et hauteur. Les valeurs de Z^+ obtenues sont comprises entre 35 et 100 selon les conditions hydrodynamiques d'entrée. Pour les configurations à échelle élargie, type «grand $k-\omega$ », les dimensions sont multipliées par 4 ($B = 1.6m$ et $long = 40m$). Dans ce cas, le maillage étant le même, des couches de maillage sont ajoutées aux parois, ce qui permet de conserver des Z^+ compatibles avec l'utilisation des lois de paroi.

Le maillage étant fait, les conditions aux limites et autres paramètres d'entrée doivent être choisis.

3.3 Conditions aux limites

La documentation du logiciel OpenFoam est relativement succincte et les possibilités de choix des conditions aux limites importantes [OpenFOAM, 2016]. Aussi, en plus de la description physique des conditions aux limites, le nom des fonctions permettant de les réaliser dans ce cas sera précisé. Cela permettra aux lecteurs, s'ils le souhaitent, de pouvoir reproduire des simulations identiques. En effet, il a été constaté que d'autres combinaisons de fonctions disponibles ne permettaient pas d'obtenir des résultats cohérents.

Pour commencer, aux parois, c'est à dire sur le fond et les côtés du canal, une condition de frottement sans glissement avec loi de paroi est mise en place (fonctions *nutkWallFunction* et *nutkRoughWallFunction* pour les cas rugueux). Cette condition se traduit par une vitesse nulle et une pression libre. Ces lois sont celles décrites dans l'état de l'art. Pour les écoulements rugueux, la constante de rugosité C_s est laissée à sa valeur par défaut 0,5. La condition en entrée du canal est un débit d'eau imposé avec pression hydrostatique (fonction *variableHeightInletVelocity*), la vitesse et la hauteur d'eau sont laissées libres. Une condition d'entrée/sortie avec pression fixée à zéro, la pression étant relative, est établie en entrée du canal (fonction *totalPressure*). La vitesse est laissée libre, l'intensité turbulente est 5% de la vitesse et le taux de dissipation spécifique est fixée à $0.003 s^{-1}$. Enfin, la condition en sortie est une pression hydrostatique avec une hauteur d'eau imposée à 6 cm (fonction *outletPhaseMeanVelocity*). La vitesse moyenne de sortie est fixée pour correspondre au débit d'entrée avec la hauteur imposée.

Des simulations avec 3 tailles de rugosités différentes $k_s = 1, 3$ et $5mm$ ont été

réalisées, soit des K_s^+ respectivement égaux à 40, 140 et 240. Pour les simulations à échelle 4, une rugosité de $k_s = 20mm$ est adoptée afin d’obtenir un rapport h/k_s comparable aux premières simulations. On a alors $k_s = 3, 5$ et $20mm$, soit des K_s^+ respectivement égaux à 140, 250 et 1400. Les deux modèles de turbulence décrits précédemment seront testés ainsi que la correction donnée par l’équation 2.27 pour le modèle $k - \omega$ SST.

3.4 Résultats

3.4.1 Régime établi

La première validation pour les simulations diphasiques avec un modèle VOF est la vérification de la position de la surface libre. Les lignes d’eau obtenues par URANS sont comparées à un calcul unidimensionnel résolvant l’équation de l’énergie :

$$\frac{dh}{dX} = \frac{S - S_f}{1 - Fr^2} \quad (3.1)$$

où S est la pente du canal et S_f le gradient hydraulique fourni ici par la formule de Manning-Strickler. Ces calculs seront nommés par la suite «1D». Les coefficients de Manning sont supposés constants et leurs valeurs sont celles permettant de reproduire la ligne d’eau en régime uniforme (loin de la condition aval). Une discussion sur ces coefficients sera développée par la suite. Même si un coefficient constant assure une ligne d’eau très proche du calcul 3D. Les coefficients de Manning utilisés sont reportés dans le tableau 3.1.

Pour des tailles de rugosités équivalentes, le coefficient de Manning donnant le régime uniforme change avec la hauteur d’eau. Cette dépendance sera précisée dans la suite et son influence sur le changement d’échelle sera étudiée.

Sur la figure 3.1, les lignes d’eau 1D ne sont tracées que pour les régimes fluviaux. En effet pour les fonds les plus lisses, le régime uniforme est torrentiel, il apparaît donc un ressaut hydraulique dans le canal. Pour la ligne d’eau, un régime uniforme semble atteint à partir de $2 < X < 3m$ y compris lorsque l’écoulement

Rugosité [mm]	Manning [s.m ^{-$\frac{1}{3}$}]
0	0.008
1	0.011
3	0.014
5	0.0155
20	0.02

TABLE 3.1 – Coefficients de Manning en fonction de la hauteur de rugosité.

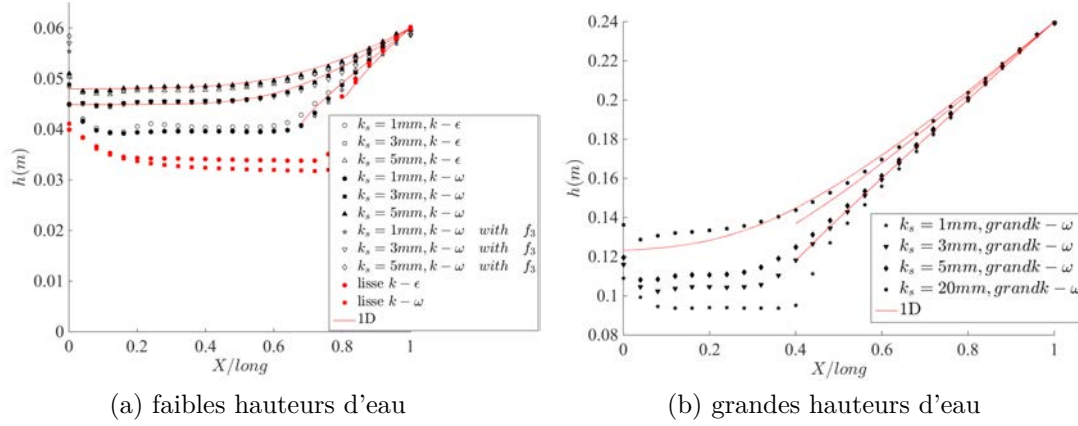


FIGURE 3.1 – Profils de la surface libre.

est lisse. La distance d'établissement est une conséquence du passage d'un profil uniforme à un profil de vitesse uniquement régi par le frottement au fond. Lorsque la rugosité augmente, l'influence de la condition aval remonte plus loin vers l'amont. D'un autre côté, l'écoulement s'établit sur une distance plus courte, il existe donc toujours pour ces simulations une zone de régime uniforme.

Les profils de vitesse, d'énergie turbulente et de viscosité turbulente sont tracés pour les cas les plus lisses (lisse et $k_s = 1mm$) qui sont susceptibles d'être les moins établis (figures 3.2, 3.3 et 3.4). Les profils de vitesse montrent que les champs moyens sont rapidement constants ($X > 3m$) avec une longueur d'établissement plus faible pour le modèle RNG $k - \epsilon$. Dans le cas du fond lisse, il faut atteindre $X = 3m$ pour avoir un profil de vitesse invariant. Quand la position du profil se rapproche de l'aval, la hauteur d'eau augmente, la vitesse diminuant. Ce qui explique le profil très différent pour $x = 9m$. Par contre, les champs turbulents sont établis à partir de $2 < X < 3m$. Lorsque l'écoulement ralentit, le profil d'énergie cinétique turbulente k s'uniformise verticalement sauf avec l'utilisation de la fonction f_3 qui modifie la valeur à la surface. Il faut noter qu'à $X = 1m$, le profil indique une surestimation de k près de la surface alors que la condition d'entrée est un profil uniforme sur la verticale. Ces valeurs se retrouvent sur l'ensemble des modèles et peuvent être liées au modèle VOF. En effet, la ligne d'eau se raccorde à la condition d'entrée sur les premières mailles d'entrée. L'observation a montré qu'il est préférable d'éviter une différence trop importante entre la hauteur d'eau imposée et la hauteur issue de la condition aval et du frottement. Un abaissement trop rapide de la hauteur peut générer des surestimations de la vitesse et des propriétés turbulentes à l'interface qui persistent dans tout le domaine.

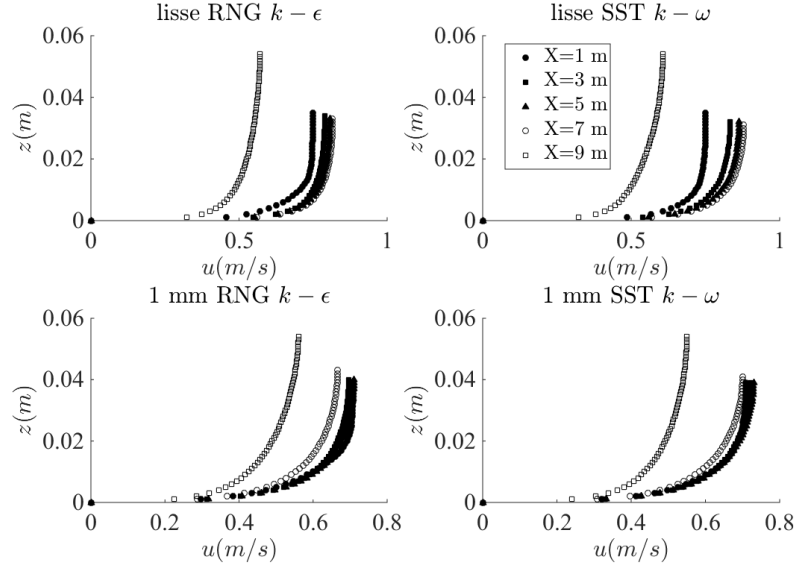


FIGURE 3.2 – Profils de vitesses en fonction de la position longitudinale pour les cas les plus lisses.

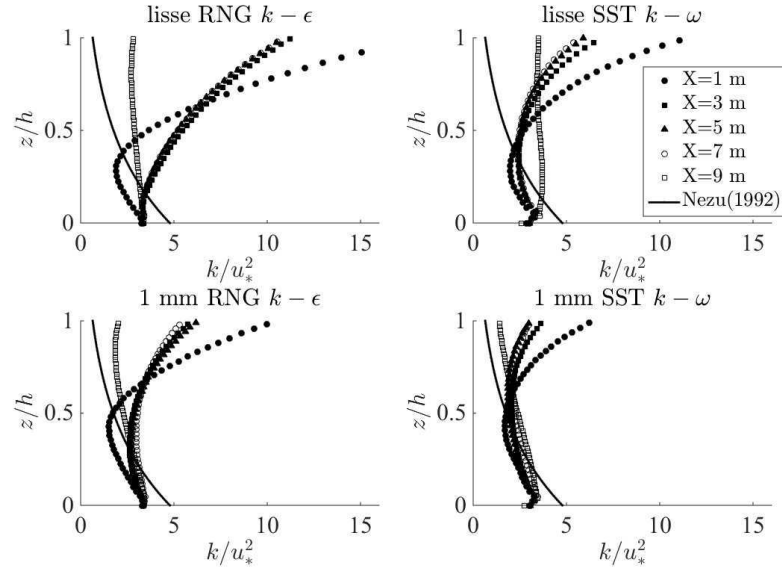


FIGURE 3.3 – Profils d'énergie cinétique en fonction de la position longitudinale pour les cas les plus lisses.

3.4.2 Profil de vitesse

Sont ici uniquement présentés les résultats obtenus au centre du canal, pour deux raisons :

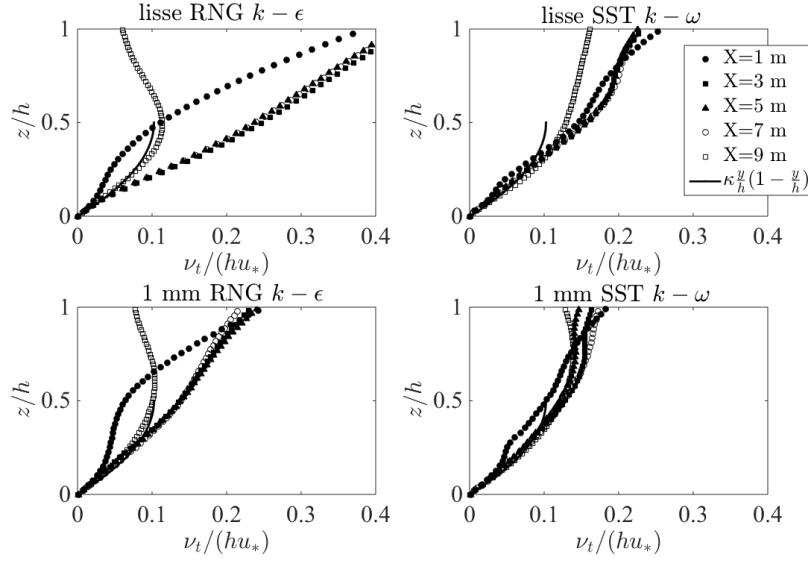


FIGURE 3.4 – Profils de viscosité turbulente en fonction de la position longitudinale pour les cas les plus lisses.

- la plupart des résultats expérimentaux qui servent à évaluer les simulations sont donnés pour des écoulements très larges, ce qui correspond à l’axe du canal (le plus loin possible des deux parois).
- les modèles isotropes utilisés ne sont pas adaptés à la simulation des courants secondaires [Labiod, 2005]. Ainsi, les vitesses latérales et verticales sont très faibles (sauf dans la zone non uniforme). Or, ces courants secondaires seront importants pour des faibles rapports largeur/hauteur. Ici, ce rapport est proche de 10 ce qui assure une influence réduite de ces courants.

Il est observé que le modèle de turbulence modifie peu la position de la surface libre. Ceci est logique dans la mesure où la hauteur d’eau est fixée principalement par le frottement au fond et que les trois modèles testés sont déjà validés pour des couches limites turbulentes. La figure 3.5 montre que le profil de vitesses est bien logarithmique près de la paroi. Les écarts entre modèles sont donc liés à la façon de reproduire la couche externe de l’écoulement mais également à l’influence de la surface libre. D’ailleurs, la prise en compte de la fonction f_3 est surtout visible, non pas près du fond, mais à l’interface, ce qui démontre une inadéquation du modèle VOF avec ce modèle de turbulence pour de faibles tirants d’eau. Dans le cas particulier du régime lisse, l’écart entre modèles peut atteindre 10 % ce qui est significatif dans un calcul 1D de la ligne d’eau. Cet écart peut s’expliquer par des profils de vitesses assez différents dans la zone d’écoulement torrentiel.

La validation des profils de vitesses est effectuée par comparaison avec les

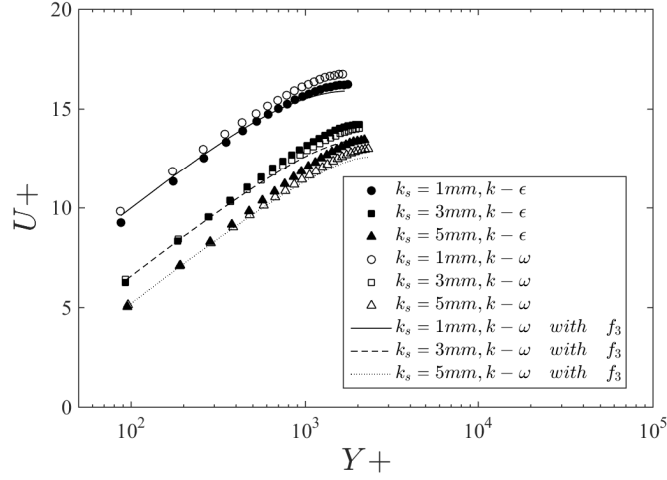


FIGURE 3.5 – Profils de vitesses à $X = 4m$.

données expérimentales connues. En particulier, l'écart à la loi logarithmique est quantifié par le paramètre de sillage (wake parameter) Π . Ce paramètre intervient dans la loi fonction de sillage proposée par Coles [Coles, 1956] basée sur l'analyse dimensionnelle du profil de vitesse dans la couche externe. Au final, le profil vertical de vitesse est décrit par l'équation suivante :

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{zu_*}{\nu} \right) - \Delta B(k_s^+) + \frac{2\Pi}{\kappa} \sin^2 \left(\frac{\pi z}{2h} \right) \quad (3.2)$$

où u_* est la vitesse de frottement qui dépend du modèle de turbulence.

Par ajustement de cette loi aux profils simulés, la valeur de Π peut être déterminée. La fonction *fminsearch* de Matlab basée sur un algorithme SIMPLEX est utilisée. Le seul paramètre variable est Π puisque u_* est fixée, par la loi de paroi et le modèle de turbulence, et la fonction ΔB est celle utilisée dans OpenFOAM. La figure 3.6 indique que, dans le régime uniforme ($X = 4m$), Π est compris entre 0 et 0,2 pour le modèle $k - \omega$ SST et proche de 0,2 pour le modèle $RNG k - \varepsilon$. Cette valeur est proche de la valeur moyenne expérimentale trouvée par [Nezu and Nakagawa, 1993] en canal. Ce modèle reproduit donc mieux un profil expérimental même si, dans la littérature, ce paramètre peut avoir des valeurs très variées en fonction du nombre de Reynolds, des rugosités et des pentes [Al-Fadhli, 2013, Asgari Kaji, 2013]. Le changement de régime explique la variation rapide et localisée de Π . Le passage à une échelle plus grande ne modifie pas le paramètre de sillage de manière conséquente.

Les profils de la figure 3.5 montrent un maximum de vitesse situé légèrement sous la surface. Ce comportement est en général attribué aux courants secondaires

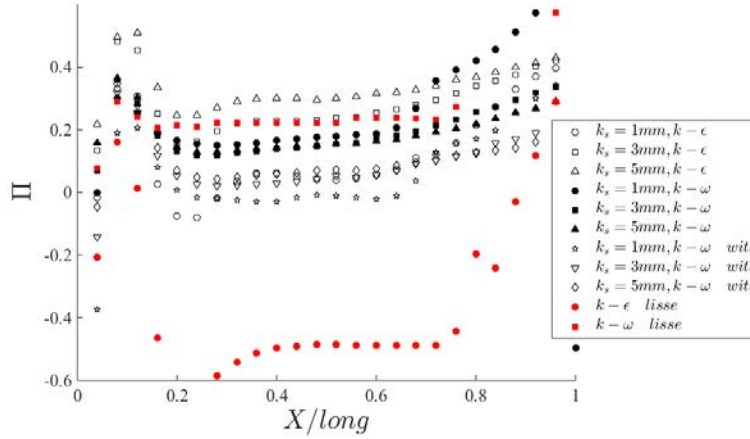


FIGURE 3.6 – Paramètre des lois de sillages en fonction de la position longitudinale.

même s'ils sont faibles. L'équation 3.2 ne permet pas de prendre en compte ce phénomène. C'est pourquoi l'ajustement des profils simulés à la loi MLWL (Modified Log Wall Law), décrit par [Guo and Julien, 2008], est proposé. Le terme cubique permet d'obtenir une dérivée de la vitesse nulle à la valeur maximale de vitesse. Il faut alors ajuster 2 paramètres : Π et $\delta = h_{max}/h$, où h_{max} est la hauteur d'eau lorsque la vitesse est maximale. L'équation devient :

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left[\ln \left(\frac{zu_*}{\nu} \right) - \Delta B(k_s^+) - \frac{1}{3} \left(\frac{z}{h_{max}} \right)^3 + \Pi \sin^2 \left(\frac{\pi z}{2h_{max}} \right) \right] \quad (3.3)$$

La figure 3.7 montre que la position du maximum de vitesse se situe entre $0,8 < \delta < 0,87$ en régime uniforme. La valeur expérimentale issue de la corrélation de [Yang et al., 2004] est de 0.97 pour un rapport de forme $B/h = 8$. Les valeurs simulées sont cohérentes. Néanmoins, il apparaît que le modèle de turbulence influe sur le résultat. Le modèle $k-\omega$ SST donne les valeurs les plus proches de la corrélation expérimentale. Pourtant, il peut paraître contradictoire de bien reproduire un phénomène dû aux courants secondaires alors que ceux-ci sont mal calculés. Cela amène à penser que l'abaissement du maximum de vitesse dépend aussi du modèle VOF à l'interface. Par conséquent, il est difficile de conclure sur ce paramètre si ce n'est de dire que les modélisations assurent un résultat proche de l'expérience pour les vitesses moyennes. Par contre, il semble évident que la décélération du fluide provoque une augmentation relative de h_{max} .

Comme la loi MLWL diffère de la loi déficitaire classique (Eq. 3.2), il est normal de trouver des paramètres Π différents des précédents. De la même façon, une augmentation de ce paramètre est observée avec la rugosité et avec le ralentissement de l'écoulement. Pour préciser (et vérifier) l'évolution de nombre Π en écoulement

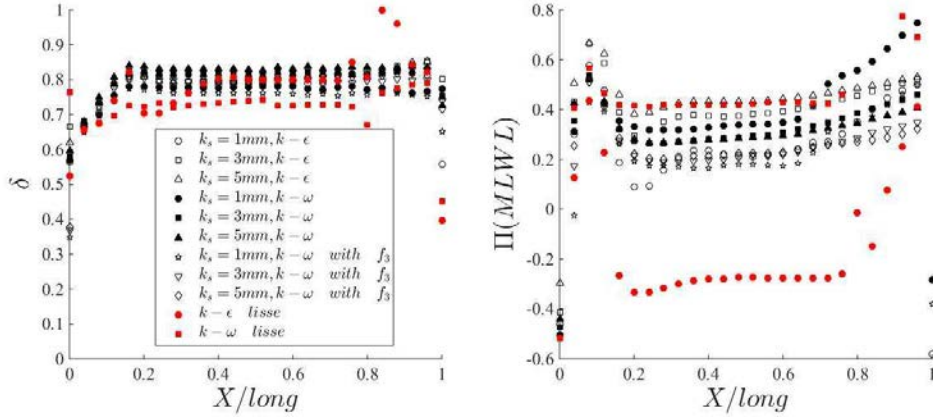


FIGURE 3.7 – Paramètre de sillage Π en fonction de la position longitudinale à partir de l'ajustement à la loi MLWL.

non uniforme, le paramètre sans dimension β est utilisé (Eq. 3.4).

$$\beta = \frac{gh}{u_*^2} \left(\frac{dh}{dX} - S \right) \quad (3.4)$$

Il compare le gradient hydraulique (pente de la ligne d'eau) avec la pente du fond. Song [Song and Chiew, 2001] propose une corrélation expérimentale entre le coefficient Π et β qui est comparée aux simulations sur la figure 3.8.

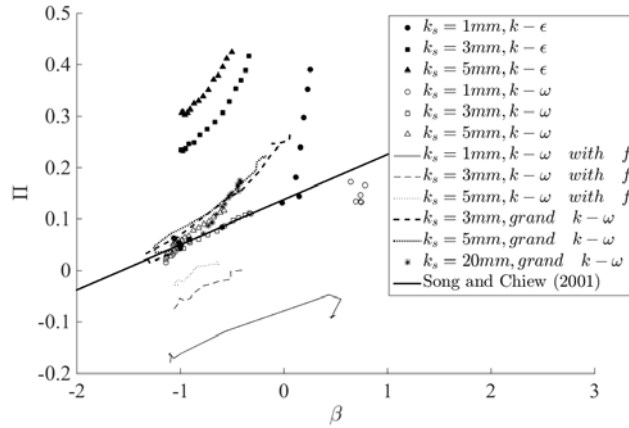


FIGURE 3.8 – Evolution du paramètre de sillage Π avec le paramètre de gradient de pression β .

A l'exception des points situés près de la sortie, donc fortement influencés par la condition à la limite, les 3 modèles reproduisent les tendances expérimentales.

Pour le cas uniforme $\beta = -1$, la valeur donnée par Song [Song and Chiew, 2001] correspond plus ici à celles fournies par le modèle $k - \omega$ SST. De plus, on trouve un très bon accord entre la corrélation expérimentale et les simulations tout le long de l'écoulement décéléré. Le modèle $k - \omega$ SST semble finalement être le plus performant à reproduire la couche externe. La correction SST du modèle $k - \omega$ permet de tendre vers le modèle $k - \varepsilon$ mais l'écart devrait tout de même être faible. Ici, il faut donc chercher l'explication dans la façon de modéliser la turbulence à la paroi et à la surface.

3.4.3 Turbulence et frottement

Les simulations fournissent la contrainte de cisaillement au fond (τ_p) sous forme de vitesse de frottement ($u_* = \sqrt{\tau_p/\rho}$). La décélération de l'écoulement correspond à une diminution du frottement. Quelle que soit la position longitudinale, les modèles de turbulence donnent des vitesses de frottement qui varient de $\pm 10\%$, ce qui correspond à des écarts faibles sur la contrainte pariétale τ_p (voir figure 3.9).

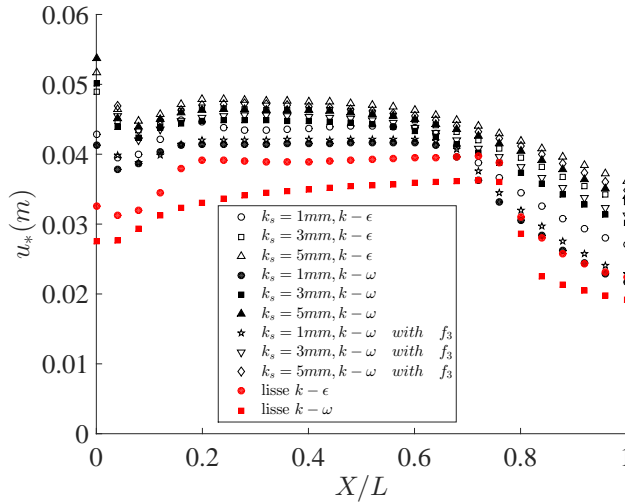


FIGURE 3.9 – Profil longitudinal de vitesse de frottement.

Après l'analyse des profils de champs moyens, la cohérence des propriétés turbulentes simulées est évaluée par comparaison avec les connaissances sur les écoulements à surface libre. Comme précédemment, l'intérêt porte principalement sur l'influence de la modélisation VOF et des modèles de turbulence sur les profils

verticaux. Pour le régime uniforme, la distribution verticale de l'énergie cinétique turbulente normalisée par u_*^2 (figure 3.10) montre que, en zone proche de la paroi, le profil dépend principalement de la rugosité. En effet, pour les modèles de turbulence utilisés, la condition à la limite en k est identique. Néanmoins, il est important de noter que ces valeurs sont proches des corrélations expérimentales de Nezu et Nakagawa [Nezu and Nakagawa, 1993] établies en régime lisse (la valeur expérimentale à la paroi n'a pas de sens physique puisque l'écoulement n'est plus turbulent).

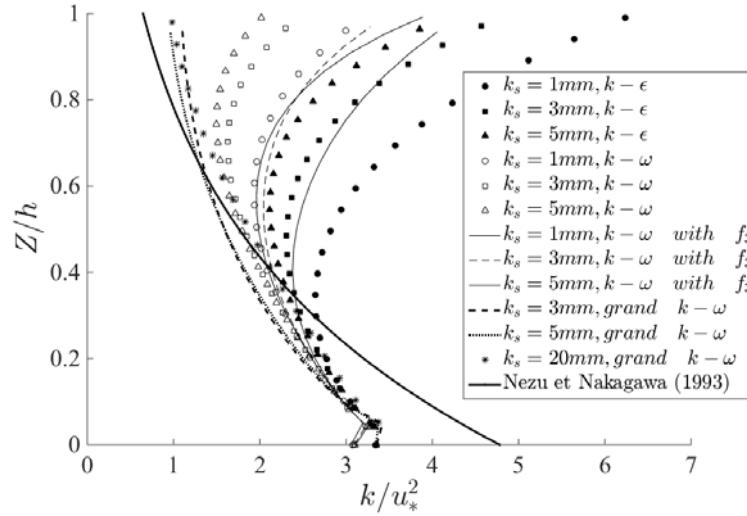


FIGURE 3.10 – Profil d'énergie cinétique turbulente à X=4 m de l'entrée.

Les rugosités et le modèle de turbulence modifient le profil dans la partie supérieure proche de la surface libre. De façon peu physique, k augmente près de la surface. Ce phénomène peut être attribué à la simulation de l'écoulement de l'air prise en compte dans le modèle VOF. L'observation montre que les modèles $k - \omega$ sont moins sensibles à cette augmentation. Les simulations à une échelle plus grande montrent que cette surestimation de k à la surface disparaît quand le tirant d'eau devient suffisamment important. De plus, l'écart entre les modèles montre une forte surestimation de k de la part du modèle $RNG k - \epsilon$, il faudra donc prendre avec précaution les valeurs proposées par ce modèle dans la zone proche de la surface.

Comme pour k , la viscosité turbulente proche de la paroi correspond au profil classique de couche limite (figure 3.11). Par contre, dans la partie supérieure, le profil varie en fonction du modèle de turbulence. C'est ici le modèle $k - \omega SST$ avec la fonction f_3 qui surestime la viscosité turbulente. Cette fonction doit en théorie modifier la viscosité seulement à proximité des parois. Or, il semble que le

faible tirant d'eau engendre une influence non nulle de cette fonction près de la surface. Cette fonction est donc ici plutôt une source d'écart à la réalité comme le montrent également les profils de vitesses.

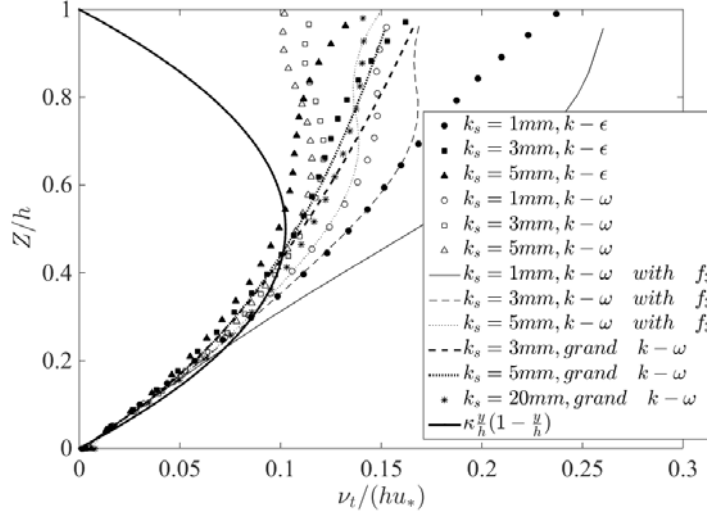


FIGURE 3.11 – Profil vertical de viscosité turbulente à 4m de l'entrée.

3.5 Loi de Frottement

Pour évaluer la reproduction des écoulements sur fond complexe par la simulation 3D, basée sur des lois de paroi à l'approche de la limite $h/k_s = 10$ et en régime non uniforme, le coefficient de Manning est exprimé en fonction de k_s . Ce coefficient de Manning permet de décrire une rugosité de fond moyenne sur une section. Il est généralement donné constant en fonction du type de rugosité choisi, même si cela provient d'une approximation. La relation liant la vitesse moyenne U à la pente de frottement S_f est la loi de Manning suivante :

$$U = \frac{1}{n} h^{2/3} \sqrt{S_f} \quad (3.5)$$

L'approximation $R_h \approx h$ peut être utilisée car le rapport hauteur d'eau sur largeur du canal est suffisamment petit. Dans nos simulations, S_f est obtenue en calculant, à chaque position, la charge hydraulique et son gradient. L'expression théorique de S_f est donnée par le bilan de quantité de mouvement sur une tranche d'écoulement dx . On obtient alors $u_* = \sqrt{ghS_f}$ dans le cas d'un canal infiniment large. La relation liant la vitesse moyenne U au frottement au fond peut aussi

s'écrire en intégrant l'équation 3.2. D'où, dans le cas rugueux [Labiod, 2005] :

$$\frac{U}{u_*} = \frac{U_{max}}{u_*} - \frac{1}{\kappa} (1 - \Pi) \quad (3.6)$$

Où U_{max} est la vitesse maximale dans le profil complet. En égalant les deux expressions de la vitesse moyenne cela donne

$$\frac{\frac{1}{n} h^{2/3} \sqrt{S_f}}{\sqrt{ghS_f}} = \frac{U_{max}}{u_*} - \frac{1}{\kappa} (1 - \Pi) \quad (3.7)$$

D'où :

$$\frac{1}{n} = \frac{\sqrt{g}}{\kappa} h^{-1/6} \left[\ln \left(\frac{Eu_* h}{\nu} \right) - \Delta B(k_s^+) - \frac{1}{\kappa} (1 - \Pi) \right] \quad (3.8)$$

En considérant un régime rugueux, on a alors :

$$\frac{1}{n} = \frac{\sqrt{g}}{\kappa} h^{-1/6} \left[\ln \left(\frac{Eh}{C_s k_s} \right) - (1 - \Pi) \right] \quad (3.9)$$

Le coefficient de frottement s'exprime de façon adimensionnelle par :

$$\frac{n}{h^{1/6}} = \frac{\frac{\kappa}{\sqrt{g}}}{\ln(E) + \ln \left(\frac{h}{C_s k_s} \right) - (1 - \Pi)} \quad (3.10)$$

Soit, de façon numérique :

$$\frac{n}{h^{1/6}} = \frac{0,13}{1,28 + \Pi + 2.3 \log_{10} \left(\frac{h}{C_s k_s} \right)} \quad (3.11)$$

Les coefficients de Manning obtenus sont comparés sur la figure 3.12 avec la corrélation expérimentale de Limerinos [Limerinos, 1970] établie pour un ensemble d'expériences. La formule de Limerinos est :

$$n_{Limerinos} = \frac{0.0926 h^{1/6}}{1.16 + 2 \log \frac{h}{d_{84}}} \quad (3.12)$$

Où d_{84} représente un diamètre caractéristique de rugosité.

L'intégration d'un profil logarithmique (Eq. 3.10) montre une forme similaire avec des coefficients théoriques proches des expériences. La comparaison avec l'équation 3.12 permet de mettre en évidence le rôle de la constante C_s permettant la prise en compte de la taille des rugosités k_s . Même si l'ajustement de Limerinos a été réalisé à partir d'expériences portant sur des tailles caractéristiques différentes de nos simulations, cette loi s'est révélée valide sur notre gamme de configurations

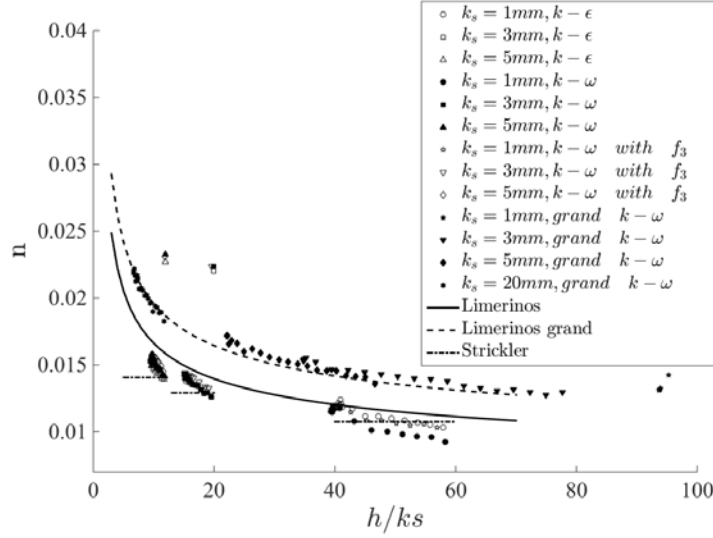


FIGURE 3.12 – Comparaison des coefficients de Manning simulés avec la formule de Limerinos pour $d_{84} = 0.5k_s$.

et pour des écoulements non uniformes en prenant $d_{84} = 0.5k_s$ (figure 3.12). La variation du coefficient de Manning, due à l'écoulement non uniforme et aux profils verticaux complets, est plus importante que celle donnée par l'application simple de la formule de Limerinos (figure 3.13). L'écart entre les deux méthodes peut atteindre $\pm 10\%$, ce qui se traduit par un écart similaire sur le calcul du débit causé par la modification de Π lors du ralentissement.

Afin de préciser les possibilités de simulation avec la CFD, une étude de sensibilité est menée. Toutefois, cette approche peut être mise en défaut, par exemple pour des rugosités particulières (macro-rugosité ou végétation), de faibles valeurs de h/k_s ou des régimes non uniformes. Pour cela, la variation de la vitesse moyenne réduite, U/u_* , est étudiée en fonction des paramètres pris par défaut. Dans un premier temps, la constante C_s est modifiée dans la gamme de variations correspondant aux variations du paramètre z_0/k_s fournies par la littérature (voir figure 3.14 et Chapitre 2). Il est rappelé que la relation reliant z_0/k_s à C_s est donnée par

$$z_0 \approx \frac{C_s k_s}{E} \quad (3.13)$$

Il apparaît qu'une mauvaise estimation de C_s conduit à de forts écarts de débits et donc de profils de vitesses. Cet écart est d'autant plus grand que le rapport h/k_s est petit et donc quand z_0/k_s est susceptible d'être différent de la valeur de 0,033. D'après l'équation 3.13, le coefficient C_s peut varier entre 0,01 et 3 pour respectivement $z_0/k_s = 0,01$ et $z_0/k_s = 0,3$.

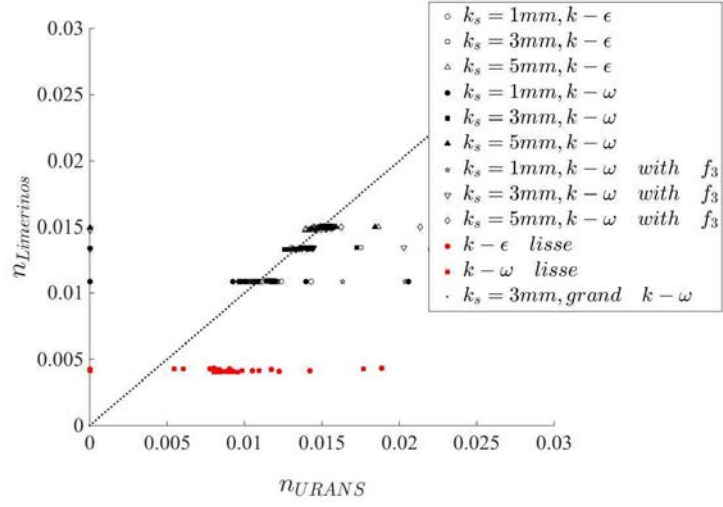


FIGURE 3.13 – Comparaison des coefficients de Manning simulés avec la formule de Limerinos pour $d_{84} = 0.5k_s$.

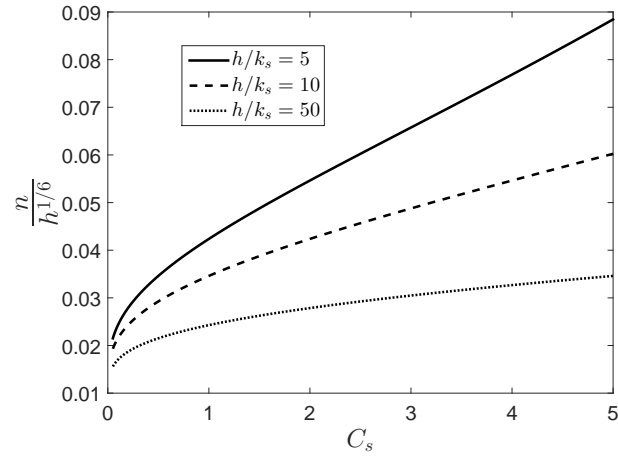


FIGURE 3.14 – Variation du coefficient de frottement en fonction de C_s .

La même chose peut être faite avec la variation de Π . Les résultats sont présentés sur la figure 3.15. Dans ce cas, la variation de n et donc du débit peut atteindre un maximum de 10% pour des variations de Π comprises entre 0 et 0,2. Dans la pratique, pour un débit donné, le coefficient de Manning reste constant et l'erreur

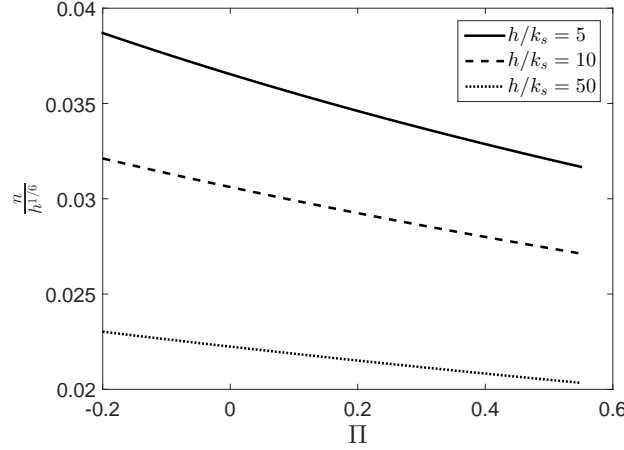


FIGURE 3.15 – Variation du coefficient de frottement en fonction de Π .

de modélisation engendre un mauvais calcul de hauteur d'eau. Cette erreur est plus petite que l'erreur sur l'estimation de n si l'équation 3.5 est utilisée.

3.6 Conclusion

Des simulations numériques d'un écoulement en canal à surface libre ayant des propriétés hydrauliques (hauteurs d'eau, vitesses) semblables à l'écoulement à étudier ont été réalisées. Il en est ressorti que :

- l'établissement du régime était compatible avec les dimensions de nos expériences.
- les modèles de turbulence choisis permettent de simuler les grandeurs moyennes et le frottement pariétal d'un écoulement sans obstacles. En particulier, la couche externe près de la surface est bien reproduite avec le modèle $k-\omega$, y compris en régime non uniforme.
- L'utilisation des lois de paroi permet de simuler des écoulements environnementaux. Cependant, il semble important d'adapter la constante de rugosité pour des rugosités particulières autres que des lits de granulométrie à tendance uniforme (*i.e* macro-rugosités ou végétation).

Cette première étape a aussi permis de montrer la pertinence du choix du logiciel, des conditions aux limites et du maillage pour reproduire notre écoulement non uniforme autour d'un obstacle.

Chapitre 4

Dispositif expérimental

4.1 Plan de l'expérience

Les expériences ont été conduites au sein de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT). Un canal expérimental a été construit au laboratoire dans le cadre de cette thèse. Afin de faciliter la visualisation et les mesures, notamment avec la caméra rapide, il a été conçu avec des parois transparentes. Ainsi, le fond et les parois verticales sont en verre. Le plot étant placé au centre du canal, la distance à l'amont est suffisante pour s'affranchir des effets à l'entrée dans le canal. De plus, un nid d'abeille a été disposé à l'entrée afin de désorganiser les structures tourbillonnaires et retrouver un écoulement naturel au niveau du plot. La distance à l'aval est également suffisante afin d'éviter l'influence de la chute autour du plot, dans le cas de l'absence de retenue aval. Pour les besoins de l'étude, l'écoulement doit être étudié pour plusieurs pentes longitudinales du canal. Ainsi, le canal est doté d'un système de pivot et vérin permettant de modifier la pente. Le système expérimental fonctionne en circuit fermé. Une cuve à l'aval stocke l'eau et la récupère puis une pompe de recirculation la propulse dans un réservoir à l'amont du canal, l'eau se déversant directement depuis le réservoir dans le canal. Enfin, une vanne coulissante est placée à l'aval du canal pour pouvoir contrôler la hauteur d'eau. Le schéma global de l'expérience est représenté sur les figures 4.1 et 4.6.

4.2 Matériel

L'élément principal de l'expérience est donc le canal. Pour sa conception, une largeur de $L = 10D$ a été retenue afin d'éviter au maximum les effets de bords dans la zone d'étude tout en limitant la taille du canal ([Dargahi, 1989, Escauriaza and Sotiropoulos, 2011]). Sa longueur, quant à elle, mesure $long = 4m$, soit $100D$. les dimensions du canal sont donc $4 * 0.40 * 0.40m$ (longxLxhauteur). Sa pente peut

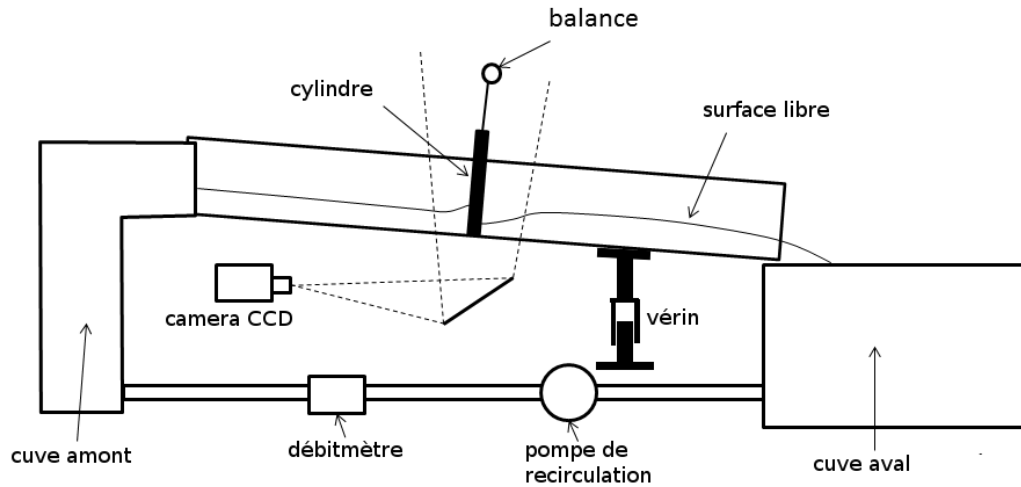


FIGURE 4.1 – Schéma du dispositif expérimental.

varier entre 0% et 5%. Le cylindre autour duquel les expériences sont réalisées mesure 4cm de diamètre et est suffisamment haut pour émerger de la surface quelles que soient les conditions.

L'alimentation en eau est assurée par la pompe de recirculation LOWARA dont le débit maximum est de 25l/s. Le débit est régulé à l'aide d'une vanne guillotine et mesuré au moyen d'un débitmètre électromagnétique KROHNE d'une précision de 1%.

L'écoulement, en circuit fermé, estensemencé avec des billes. Des séries de mesures sont faites avec des billes de 2 diamètres différents, de 0.7mm et de 2mm, afin de reconstituer le champ de vitesse par traitement d'image. Leur densité est proche de celle de l'eau et leur concentration est d'environ 90 billes par litre. Un miroir droit est placé sous le canal pour pouvoir visualiser l'écoulement par en dessous. Les prises de vues sont effectuées via une caméra rapide Basler pouvant filmer à 250Hz avec une résolution de 2000 * 1250 pixels.

Un couple-mètre HBM, a servi à calculer la force de traînée exercé sur le plot par l'écoulement.

4.3 Régime d'écoulement

L'écoulement étudié est tridimensionnel et fait donc intervenir plusieurs échelles de longueurs. Autour d'un cylindre, l'écoulement est considéré comme bidimensionnel si l'obstacle est supposé infiniment long. Il est alors défini par le nombre de

Reynolds, basé sur le diamètre du cylindre Re_D (Eq. 4.1), qui caractérise le sillage.

$$Re_D = \frac{UD}{\nu} \quad (4.1)$$

Dans nos expériences, la hauteur d'eau est de l'ordre de grandeur du diamètre. Par conséquent, il se produit près du fond une couche limite qui influence l'écoulement. Le nombre de Reynolds basé sur la hauteur d'eau, Re_h (Eq. 4.2), peut donc aussi caractériser la structure de l'écoulement.

$$Re_h = \frac{Uh}{\nu} \quad (4.2)$$

Il n'est pas évident, a priori, de savoir lequel de ces nombres est le plus pertinent, cela dépendra de l'importance relative des phénomènes qu'il représente. Le rapport de ces deux nombres (Eq. 4.3) indique que la valeur de h/D pourrait être primordiale et quantifierait donc l'interaction entre le sillage et le fond.

$$\frac{\text{FOND}}{\text{SILLAGE}} = \frac{Re_h}{Re_D} = \frac{h}{D} \quad (4.3)$$

De plus, la présence d'une surface libre implique la prise en compte de la gravité à travers le nombre de Froude (Eq. 4.4). Le régime, fluvial ou torrentiel, est également décisif pour décrire l'écoulement, notamment à cause des déformations de la surface libre et des vitesses verticales qu'elles induisent.

$$Fr = \frac{U_0}{\sqrt{gh}} \quad (4.4)$$

Les résultats expérimentaux seront donc analysés à partir des variations de ces 4 nombres adimensionnels qui sont donnés dans le tableau 4.1.

D'un point de vue qualitatif, l'écoulement varie significativement entre un régime fluvial et torrentiel. En régime fluvial, l'influence de l'obstacle entraîne une augmentation progressive de la hauteur d'eau, puis une vague qui conduit à un écoulement plongeant qui contracte l'écoulement de façon oblique au sens de l'écoulement [Mignot and Riviere, 2010]. La contraction verticale de l'écoulement conduit à une accélération du fluide. Si le nombre de Froude en amont du cylindre est déjà proche de 1, on peut donc penser que l'accélération conduira à un passage par le régime critique.

Lorsque l'écoulement à l'amont est torrentiel, la présence de l'obstacle revient ici à augmenter la hauteur d'eau avec l'apparition d'un ressaut hydraulique et une hauteur d'eau quasi constante autour de l'obstacle.

A partir de ces observations, deux vitesses caractéristiques sont définies :

Fr	Re_h	Re_d	h/D	Débit (l/s)	Pente (%)
0.52	12500	12800	1	5.5	0
0.55	23000	16400	1.4	10	0
0.58	36000	19600	1.8	15.5	0
0.60	52100	22800	2.3	24	0
0.63	40100	21600	1.9	19.5	0
1.11	82600	40000	2.1	25	1
1.18	10200	20800	0.5	5	1
1.34	48900	38000	1.3	20	1
1.38	36600	35200	1.0	15	1
1.50	24200	32400	0.7	10	1
1.64	32500	38000	0.9	15.5	2
1.76	40300	42800	0.9	20.5	2
1.78	22700	35600	0.6	10	2
1.81	40200	43600	0.9	17.5	2
1.83	41500	44400	0.9	19	2
1.99	13700	32400	0.4	6	2

TABLE 4.1 – Nombres adimensionnels par cas expérimental

- lorsque l'écoulement reste fluvial, la contraction verticale conduit à définir une vitesse telle que le débit ne passe que par la hauteur minimale. D'où :

$$U_d = U_0 \frac{h}{h_d} \quad (4.5)$$

- lorsque l'écoulement devient torrentiel, la vitesse caractéristique est alors la vitesse critique :

$$U_c = U_0 Fr^{-2/3} \quad (4.6)$$

Quand le nombre de Froude augmente, la valeur de U_d augmente jusqu'à atteindre la valeur de U_c . Les résultats expérimentaux semblent montrer que lorsque la transition critique est atteinte, la hauteur d'eau moyenne autour de l'obstacle reste proche de la hauteur critique. En effet, un ressaut apparaît.

4.4 Force de traînée

4.4.1 Introduction

L'objectif est de réaliser une mesure directe de la force appliquée sur un bloc pour vérifier les résultats numériques 3D, ainsi que son évolution en fonction des

paramètres géométriques et du nombre de Froude. Afin de calculer la force de traînée autour du plot, un couple a tout d'abord été mesuré autour d'un axe à l'aide d'une balance hydrodynamique (voir figure 4.2). Le plot ne touche pas le fond du canal et l'entrefer a été gardé le plus petit possible ($< 1mm$) afin d'avoir un impact minimum sur les mesures. La hauteur moyenne est mesurée à environ 3 diamètres à l'amont de l'obstacle. Les hauteurs minimales et maximales correspondent à celles mesurées sur les faces amont et aval de l'obstacle. Un couplemètre mesure le couple sur l'axe de rotation qui est retenu par un frein à poudre. Le couplemètre a préalablement été étalonné en statique à l'aide de poids.

Ainsi, la force et le coefficient de traînée ont pu être calculés pour plusieurs pentes du canal et plusieurs débits.

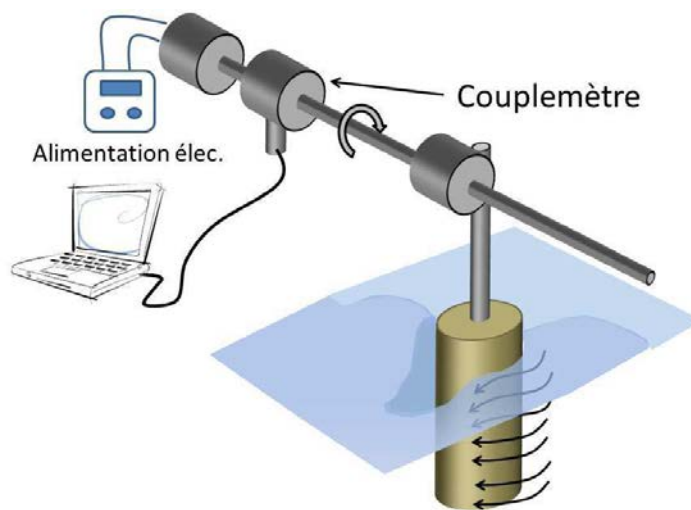


FIGURE 4.2 – Schéma du dispositif de mesure de la traînée.

4.4.2 Etalonnage du couplemètre

Le couplemètre a été étalonné à l'aide de poids entre $50g$ et $500g$. Leur masse a été vérifiée à l'aide d'une balance électronique. Ils étaient suspendus à un axe horizontal de longueur connue. La courbe d'étalonnage est représentée sur la figure 4.3.

Cette figure 4.3 montre que les points de mesures suivent une droite affine de pente $1.0735mN.m/g$. Le décalage à l'origine est de $20mN.m$.

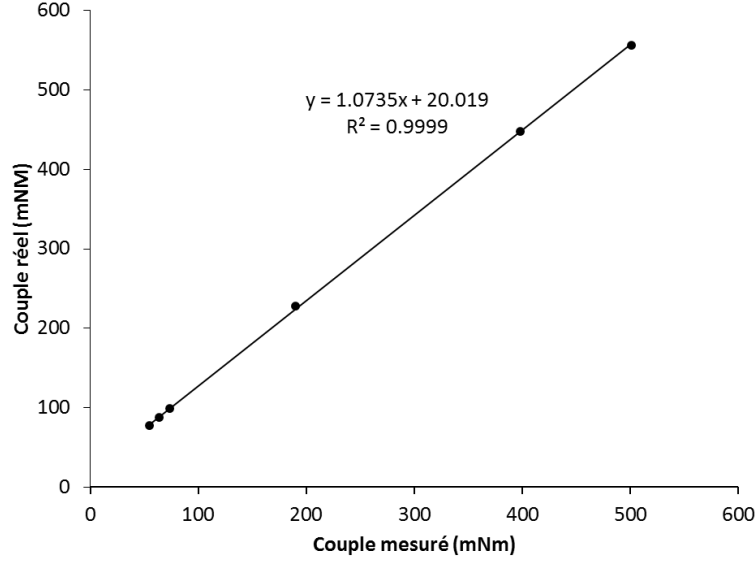


FIGURE 4.3 – Courbe d'étalonnage du couplemètre.

4.4.3 Méthodologie

La force de traînée, exercée par l'écoulement sur le plot, est donc extraite des mesures de couple. En connaissant la distance d_p du point d'application de la force de traînée F_t à l'axe de rotation du couplemètre et le couple C induit, il est aisé de calculer la force correspondante :

$$F_t = \frac{C}{d_p} \quad (4.7)$$

Il existe cependant deux problèmes dans le calcul de cette force, la position de son point d'application et la poussée d'Archimède sur le cylindre. Ce point d'application se situe au $\frac{2}{3}$ de la hauteur d'eau pour une surface libre plane. Cependant, la hauteur d'eau autour du cylindre n'est pas uniforme. Ainsi, la hauteur incidente considérée est la hauteur à l'infini de l'écoulement en amont du plot. De plus, la hauteur d'eau varie en fonction du débit et de la pente du canal. La distance d_p évolue donc entre chaque série de mesures.

En ce qui concerne la poussée d'Archimède, elle est à considérer puisque la densité du plot est légèrement plus faible que celle de l'eau. Ainsi, elle modifie de façon significative le couple mesuré en raison du décalage entre l'axe central du cylindre et l'axe du couplemètre (voir figure 4.4).

$$C_{arc} = F_{arc} * a$$

où F_{arc} et C_{arc} , sont respectivement la force d'Archimède et son couple associé et a la distance entre les deux axes. L'équation de la force de traînée est donc :

$$F_t = \frac{C_{mes} + C_{arc}}{d_p} \quad (4.8)$$

Soit :

$$F_t = \frac{C_{mes} + \pi r^2 z_h \rho g a}{h_{axe} - z_{F_t}} \quad (4.9)$$

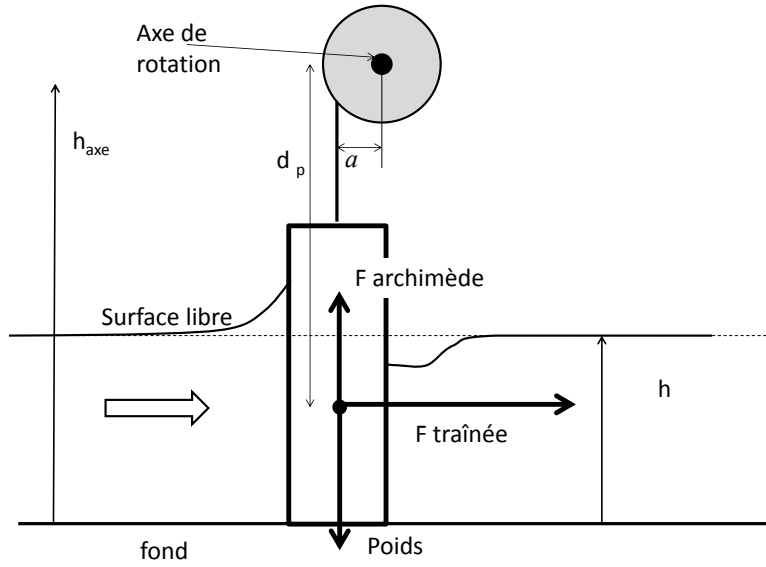


FIGURE 4.4 – Visualisation de l'écart entre les axes.

Pour chaque débit et pente d'intérêt, une série de mesures de 30s a été effectuée. Le couplemètre permet en effet, via un logiciel dédié, interne au laboratoire, d'enregistrer non pas un couple moyen mais une série de couples instantanés à une fréquence de 600Hz. Une analyse fréquentielle est ainsi possible dans l'optique d'identifier une ou plusieurs fréquences de battements du plot, correspondant au fréquence de détachement tourbillonnaire. Entre chaque série, une mesure de contrôle à vide a été effectuée afin de s'assurer qu'aucun décalage ou dérive électronique n'apparaisse.

Ces données sont exploitées de deux manières. La première est la moyenne de chaque série afin de lier la force de traînée au débit. Un aperçu de l'évolution de la force de traînée en fonction du débit est montré en figure 4.5. Comme attendu, une augmentation de la force avec le débit est visible. Cette force est de l'ordre du Newton.

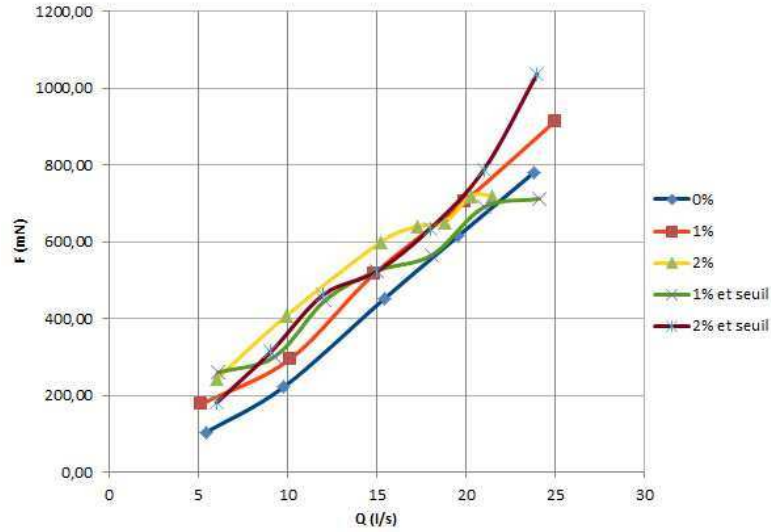


FIGURE 4.5 – Traînée en fonction du débit.

Le deuxième traitement effectué est l'analyse fréquentielle par transformée de Fourier. Deux fréquences en sont ressorties. L'une de $50Hz$ correspond à la fréquence du réseau électrique. L'autre est la fréquence de détachement des tourbillons à l'aval du cylindre. Elle se rapproche des fréquences observées dans la littérature.

4.5 Vitesses par suivi de particules

Ces expériences dans un canal vitré permettent de visualiser les différents écoulements mis en jeu de manière directe, en fonction notamment de la pente du canal et du débit d'entrée. Les variations de hauteur d'eau, la forme de la surface libre, la longueur et les oscillations des remous sont autant d'éléments déterminants de la structure d'un écoulement et sont ici parfaitement visibles. L'introduction de billes permet de montrer les phénomènes internes de l'écoulement comme les lignes de courant et la direction des vitesses. Par traitement d'images, il est possible de retrouver le champ des vitesses. Ceci permet une caractérisation relativement précise de l'écoulement qui pourra servir à la validation du modèle numérique par comparaison des résultats obtenus, notamment des hauteurs d'eau, des longueurs de la zone de recirculation et des vitesses. Ainsi l'intérêt des manipulations en laboratoire est double. Celles-ci permettent une première caractérisation des écoulements puis une validation des simulations numériques qui permettront, quant à elles, d'avoir une connaissance plus fine de ces écoulements en procurant les éléments qui sont impossibles, ou difficiles, à mesurer.

La construction du champ de vitesses a été effectuée par suivi de particules. Le

principe de cette méthode est le traitement d'un enregistrement vidéo d'un écoulement dans lequel des billes, de densité proche de celle de l'eau, sont introduites. Une caméra rapide a été utilisée pour les prises de vue, à une fréquence de $250Hz$. Deux angles de vue ont été enregistrés : une vue de côté de l'écoulement et une vue de dessous, prise via le miroir fixé sous le canal faisant un angle de 45° avec ce dernier (voir figure 4.6).

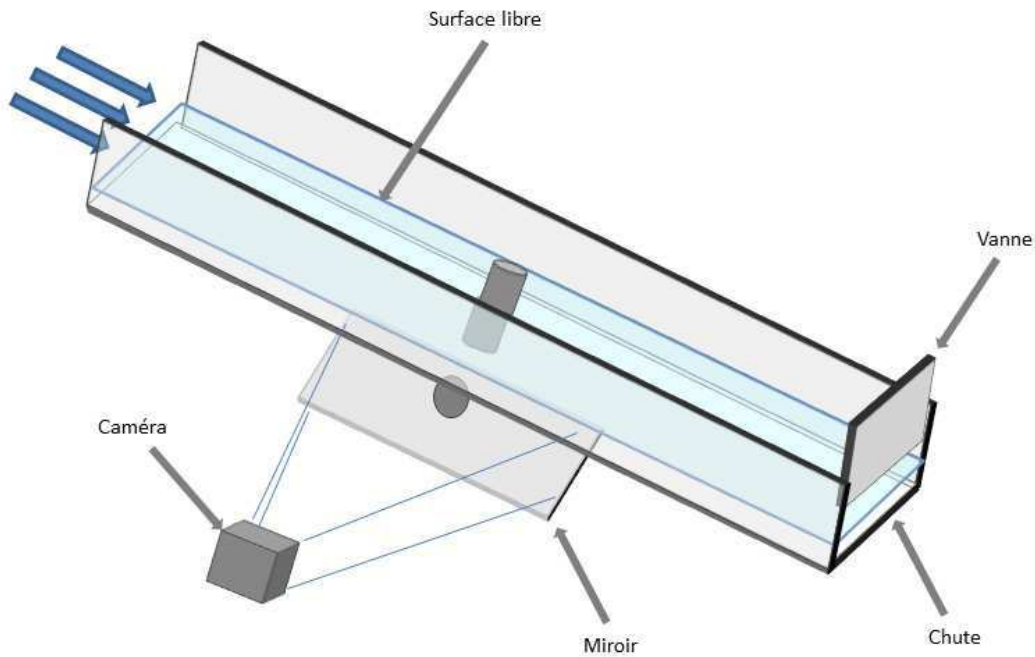


FIGURE 4.6 – Positionnement de la caméra.

Afin de détecter plus aisément les billes, c'est à dire d'avoir un contraste le plus important possible entre les billes et "le fond" de l'image, le canal a été recouvert d'une bâche noire limitant l'intrusion de la lumière extérieure. Une lumière uniforme, appelée backlight, est allumée sur le côté du canal opposé à la caméra. Ainsi, les vues de côté se font en ombroscopie, c'est à dire que l'ombre des billes passant devant le fond lumineux est repérée. L'inverse se produit pour les vues de dessous, les billes éclairées sont repérés sur le fond noir.

Deux tailles de bille ont été utilisées, une première série avec un diamètre moyen de $2mm$ et une deuxième avec un diamètre de $0,7mm$, chacune ayant leurs avantages et inconvénients. Les plus grosses billes doivent être récupérées à l'aval du canal pour éviter leur recirculation qui pourrait endommager la pompe. Elles sont donc introduites manuellement à l'amont de la zone de visualisation ce qui n'assure pas une concentration homogène en temps et en espace et perturbe

l'écoulement. De plus, leur taille est importante par rapport à la hauteur d'eau et à la taille du plot. En effet, la hauteur d'eau minimale dans les écoulements étudiés est de l'ordre de 2cm , à l'aval immédiat du plot, alors que son diamètre est 4cm . Une bille représente donc entre 5 et 10% des tailles caractéristiques de l'écoulement. Ainsi, il faut se demander si elles ne vont pas perturber l'écoulement, ou si elles permettront de cartographier correctement le champ de vitesses, sachant qu'elles sont facilement repérables lors du traitement des images de part leur taille et leur forme asymétrique. A contrario, les billes les plus petites peuvent être laissées dans l'écoulement car elles sont suffisamment fines pour passer dans le recirculateur sans l'endommager. Ainsi, leur concentration est homogène et il n'y a pas de perturbation de l'écoulement due à leur introduction. Leur faible diamètre permet également de rendre compte de phénomènes d'une plus petite échelle. Elles sont, en revanche, plus difficiles à détecter car elles sont sphériques et semblables.

4.6 Champs horizontaux : vue de dessous

Un algorithme a été réalisé dans le cadre de la thèse pour le traitement d'images afin de visualiser les champs de vitesses autour du plot. Son fonctionnement est maintenant décrit.

4.6.1 Détection des billes

Les images sont prises en niveaux de gris. A chaque pixel de l'image correspond une valeur entre 0 et 255 compris, le 0 correspondant au noir (le moins lumineux) et 255 au blanc (le plus lumineux). Pour le traitement, ceci se traduit par une matrice comprenant les valeurs de chaque pixel de l'image traitée. Il y a ici, $2000 * 1225$ pixels par image.

Pour une vidéo, sur chacune des images, les billes sont identifiées par leur valeur de gris (figure 4.7), qui contraste par rapport au fond, ainsi que par leur taille pour éviter de prendre en compte les reflets de la surface. Ensuite, les images sont comparées deux à deux afin de suivre les billes et ainsi calculer leur vitesse, car leur déplacement et le Δt entre deux images successives sont connus.

Pour associer une bille entre deux images, deux algorithmes sont employés en fonction du type de billes. Pour les petites billes, où les variations de tailles sont faibles, toute bille de l'image précédente dont la taille et l'intensité lumineuse varient de moins de 20%, est considérée. La bille la plus proche est alors associée, en considérant qu'il s'agit de la plus probable au vu du déplacement entre images (environ 10 pixels) qui est en général inférieur à l'espace moyen entre bille. Le critère de 20 % est un compromis entre le nombre d'échantillons et le nombre de

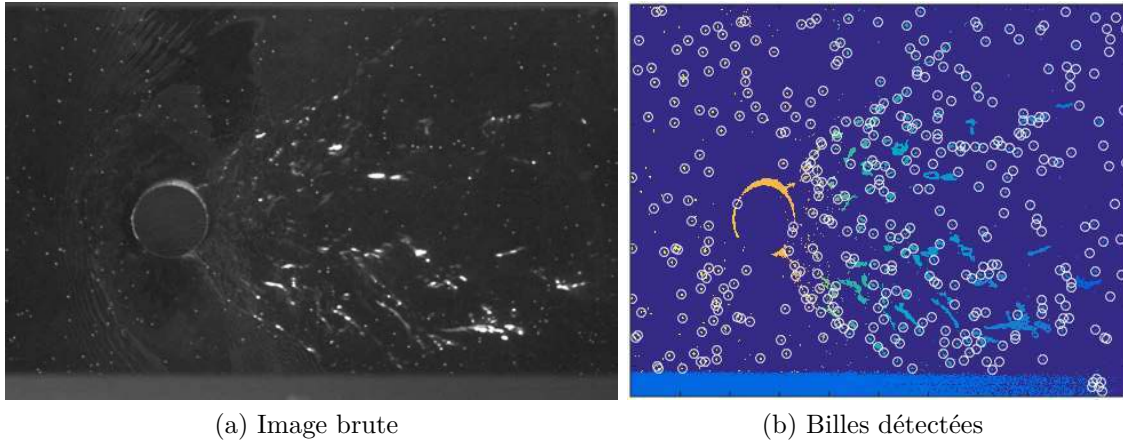


FIGURE 4.7 – Image brute (a) et position des petites billes identifiées (cercles blancs) pour des mesures à 10 l/s (b).

fausses mesures possibles par le relâchement de la contrainte. Des tests avec un critère de 5, 10, 15, 20 ou 30% ont permis de fixer cet optimum.

4.6.2 Regroupement par cellules

Après ce premier traitement, une série de vitesses associées à des coordonnées est établie. Mais ces valeurs ne sont potentiellement pas toutes justes et des zones restent sans valeur de vitesse car aucune bille n'y est passée ou, du moins, aucune bille n'a été détectée. Pour avoir un champ de vitesse «complet», l'image est divisée en cellules plus grosses. Le champ de vitesse sera donc moins précis spatialement mais il sera, en contrepartie, plus juste en moyenne. Pour chaque nouvelle cellule, la moyenne de toutes les vitesses enregistrées précédemment dont les coordonnées se situent dans la zone en question est effectuée. De cette manière, les valeurs aberrantes sont lissées et les zones sans valeur sont comblées, à condition de prendre une taille de cellule suffisamment grande. L'enjeu est donc de prendre une taille suffisamment grande pour combler le manque de valeurs, mais les conserver les plus petites possible pour rendre compte du maximum de phénomènes physiques (zone de recirculation, différences de vitesses). La figure 4.8 montre la forme du résultat obtenu suivant le nombre de pixels par cellule. Il en ressort que 30 pixels est une taille acceptable de cellule.

4.6.3 Filtrage des mesures

Pour valider le choix précédent de cellules de 30 pixels, les histogrammes des mesures pour 12 points caractéristiques sont tracés sur la figure 4.9. Une attention

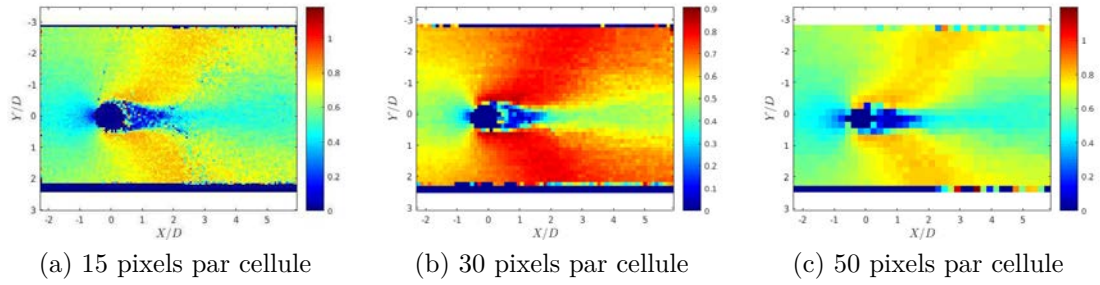


FIGURE 4.8 – Champ de vitesse en fonction de la taille des mailles.

particulière est portée à la zone de sillage car c'est elle qui peut poser le plus de problèmes en termes d'hétérogénéité et pour la convergence statistique. Il s'agit donc des points tels que $X/D = 0, 5, 1, 2$ et 3 et $Y/D = 0, 5, 1$ et 2 . La série de données est triée selon 80 plages de valeurs entre $U/U_0 = -2$ et $U/U_0 = 2$.

Les histogrammes 4.9 montrent que, pour chaque cellule, des gammes de mesures ne sont représentées que par quelques échantillons (inférieur à 10 échantillons) comparativement aux pics de valeurs qui peuvent atteindre 100 échantillons. Il s'agit de fausses détections. Dans le sillage, l'existence de pics, éloignés de la valeur moyenne, est significative d'une structure d'écoulements complexes et différents selon la position verticale considérée. En particulier, des vitesses négatives et positives sont observées à $Y/D = 0, 5$ pour de faibles débits. Afin d'éliminer les fausses détections tout en conservant les mesures significatives, un filtre est appliqué. Les valeurs inférieures à 30% de la valeur maximale, dans chaque cellule, sont supprimées.

4.6.4 Convergence statistique

Afin de s'assurer que les mesures sont représentatives de la valeur moyenne de l'écoulement, il faut vérifier que les moyennes calculées n'évoluent plus à partir d'un nombre minimal d'échantillons de mesures (convergences statistiques). Pour les mêmes points caractéristiques que précédemment, il est possible d'observer que toutes les mesures tendent bien vers une valeur constante même si des incertitudes de quelques pourcents sont à attendre. En particulier, à faible débit dans la zone de recirculation, le nombre d'échantillons est faible. Il conviendra de prendre avec précautions les mesures faites dans le sillage pour $Q = 5l/s$. La convergence sur la vitesse est représentée sur la figure 4.10 et celle de l'énergie cinétique turbulente sur la figure 4.11.

Dans les zones où le nombre d'échantillons est suffisant, il semble possible de

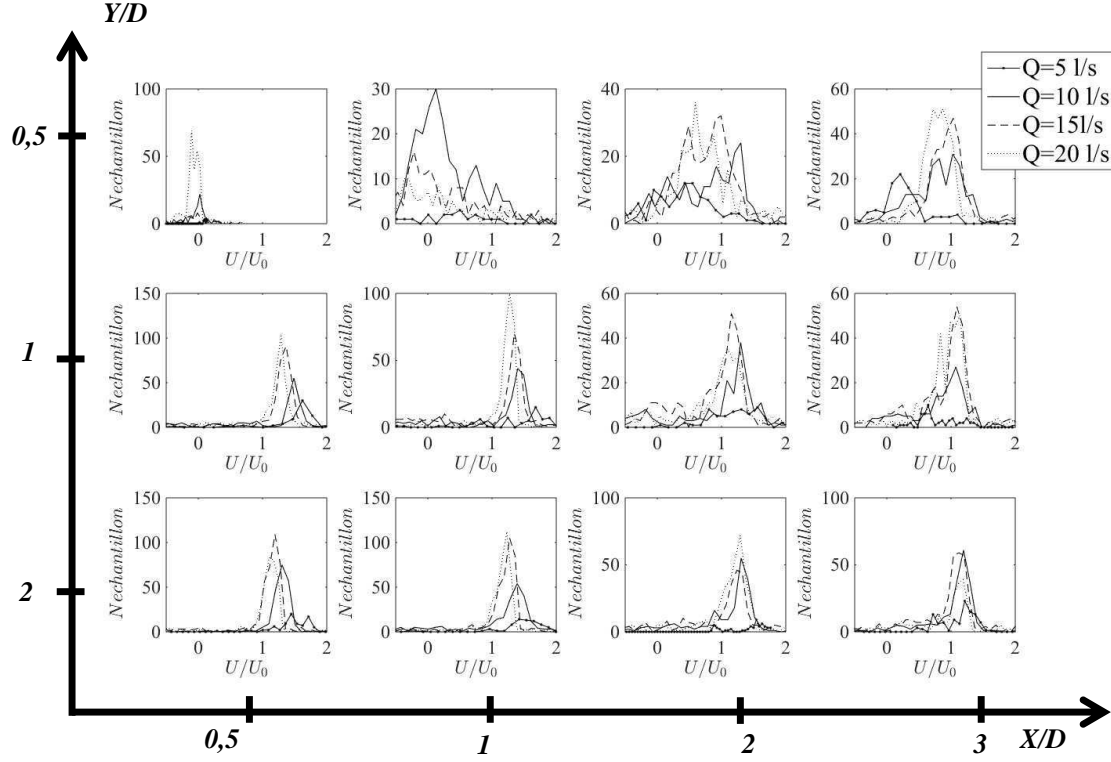


FIGURE 4.9 – Histogramme des mesures pour des cellules de 30 pixels.

déterminer également l'énergie cinétique turbulente définie par :

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{(u - U)^2} + \overline{(v - V)^2} \right) \quad (4.10)$$

où u et v sont les vitesses instantanées dans les directions longitudinale et transversale. Les mêmes remarques que pour la vitesse peuvent être faites. Les mesures dans la zone de repos ne sont pas assez nombreuses alors que pour les autres zones la convergence statistique est globalement atteinte. Cette méthode permet donc de cartographier le champ de vitesses dans la zone des prises de vues et de retrouver également l'énergie cinétique turbulente. Les résultats sont cependant intégrés sur la hauteur de l'écoulement pour les prises de vue de dessous et sur la largeur pour les vues de côté. Mais cette mesure permet de tester facilement la validité du modèle intégré sur la verticale (shallow water).

Enfin, pour s'assurer que les points choisis sont représentatifs en terme de nombres d'échantillons et donc de convergence, la figure 4.12 permet de vérifier que, dans le domaine couvert par les mesures, la majorité des pixels possèdent un nombre d'échantillons suffisamment grand. Les faibles nombres d'échantillons

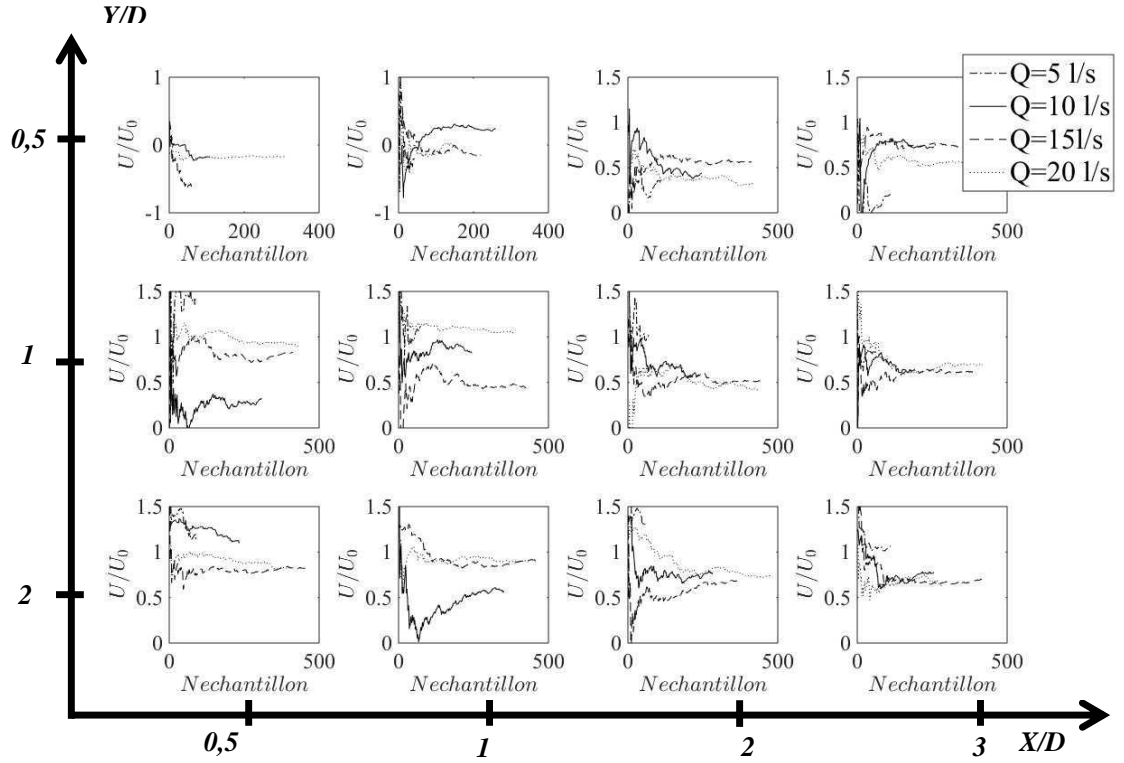


FIGURE 4.10 – Vitesses calculées en fonction du nombre d'échantillons.

correspondent à des zones où la surface libre est inclinée, ce qui augmente les reflets et rend donc la détection de billes difficile.

4.7 Champs verticaux : vue de côté

4.7.1 Détection des billes

Un des objectifs de ce travail est de mieux décrire l'écoulement dans le sillage afin de vérifier qu'il constitue une zone de refuge piscicole lors d'une augmentation rapide de débit. Le choix a été fait de se baser sur les simulations numériques pour atteindre cet objectif après les avoir validées. En effet, la métrologie choisie ne donne pas les champs de vitesse locaux dans le sillage. Pourtant des informations qualitatives peuvent être obtenues à l'aide du suivi de particule par la vue de côté.

Pour les grandes billes, pour lesquelles les variations de taille sont significatives, deux billes ayant l'intensité lumineuse la plus proche sont associées à condition que la taille varie de moins de 20% et que la vitesse déduite soit inférieure à 2 m/s. Les billes supérieures à 4mm de diamètre sont éliminées car elles correspondent à

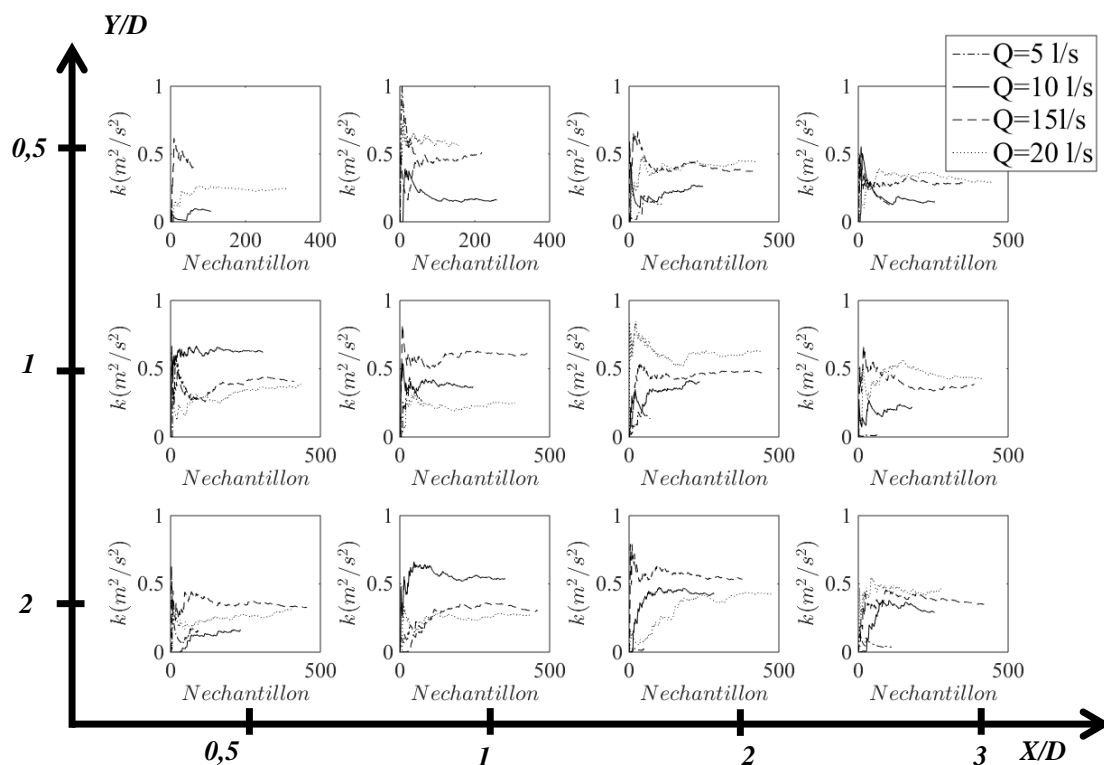


FIGURE 4.11 – Energie cinétique turbulente calculée en fonction du nombre d'échantillons.

la superposition de plusieurs billes ou à des reflets de la surface libre. Un exemple de détection est donné en figure 4.13.

De la même manière que pour les vues de dessous, un regroupement par zone de 30 pixels est effectué.

4.7.2 Filtrage des mesures

Par rapport aux mesures en vue de dessous, le champ des vitesses est plus hétérogène dans le sens transversal, en particulier dans la zone de sillage. Sur la figure 4.14 sont tracés les histogrammes pour les points $X/D = 0, 5, 1, 2$ et 3 et $Z/h = 0, 2, 0, 4$ et $0, 6$.

Les histogrammes 4.14 indiquent des valeurs non négligeables (quelques dizaines d'échantillons) beaucoup plus faibles que la vitesses moyennes. Ces mesures correspondent à des détections dans la zone de sillage qui sont donc porteuses d'informations. Cependant, il est difficile d'extraire des moyennes pour tous les pixels à cause de l'hétérogénéité transversale, y compris dans la zone de sillage. Aussi, les

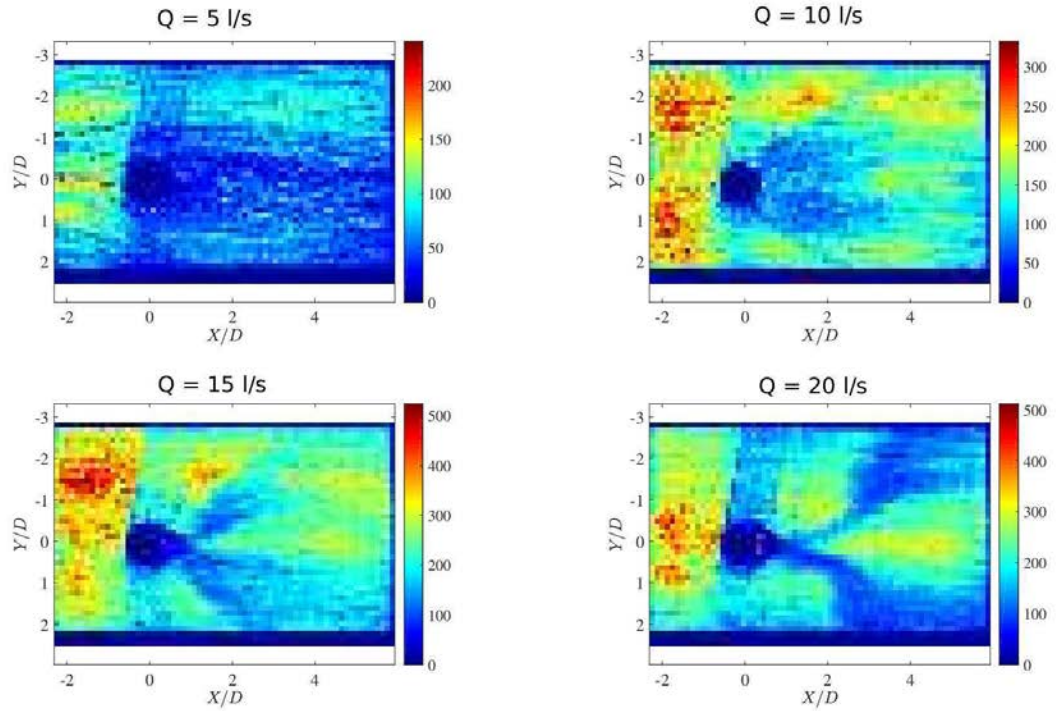


FIGURE 4.12 – Nombre d'échantillons par regroupement de pixels.

mesures sont filtrées comme précédemment afin d'obtenir uniquement les valeurs dans la zone hors sillage.

4.7.3 Convergence statistique

La convergence statistique est ici uniquement recherchée pour les mesures hors sillage. Pour l'ensemble des points, la convergence semble assurée à l'exception des mesures pour $Q = 10 \text{ l/s}$ dans la zone de sillage $X/D < 1$ comme montré sur la figure 4.15.

4.8 Conclusion

En conclusion, le canal expérimental a été conçu dans le laboratoire afin de répondre aux attentes de ce travail qui sont :

- la visualisation de l'écoulement autour d'un cylindre pour plusieurs débits et plusieurs pentes, *i.e* pour différents nombres de Froude
- la prise de vues de l'écoulement,ensemencé de billes, à la caméra rapide, sans perturbation de l'écoulement, sur le coté et par dessous

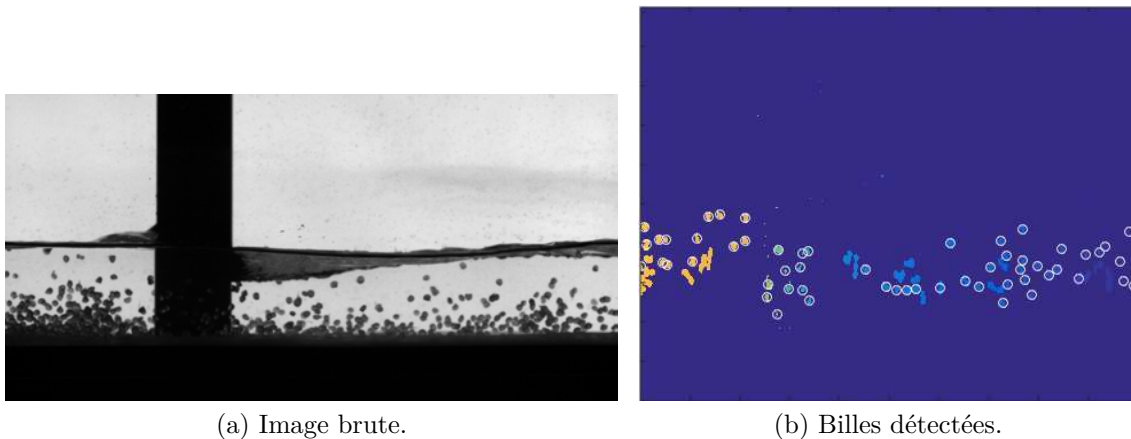


FIGURE 4.13 – Image brute (a) et position des grandes billes identifiées (cercles blancs) pour des mesures à 10 l/s (b).

- la mesure des forces s'exerçant sur le cylindre permettant le calcul du coefficient de trainée

Pour cela, les parois et le fond du canal sont en verre. L'alimentation en eau est effectuée en circuit fermé afin que les billes re-circulent dans le canal. Le débit est réglable via une vanne guillotine et la pente peut être modifiée à l'aide d'un vérin. Enfin, la hauteur d'eau dans le canal peut être contrôlée grâce à un seuil réglable à l'aval du canal.

Dans le but d'exploiter les données expérimentales de la caméra rapide, un algorithme de suivi de particules (PTV) a été développé. Enfin, une étude de convergence suivant les différents paramètres de l'algorithme (luminosité, taille des billes, taille des pixels) a été réalisée.

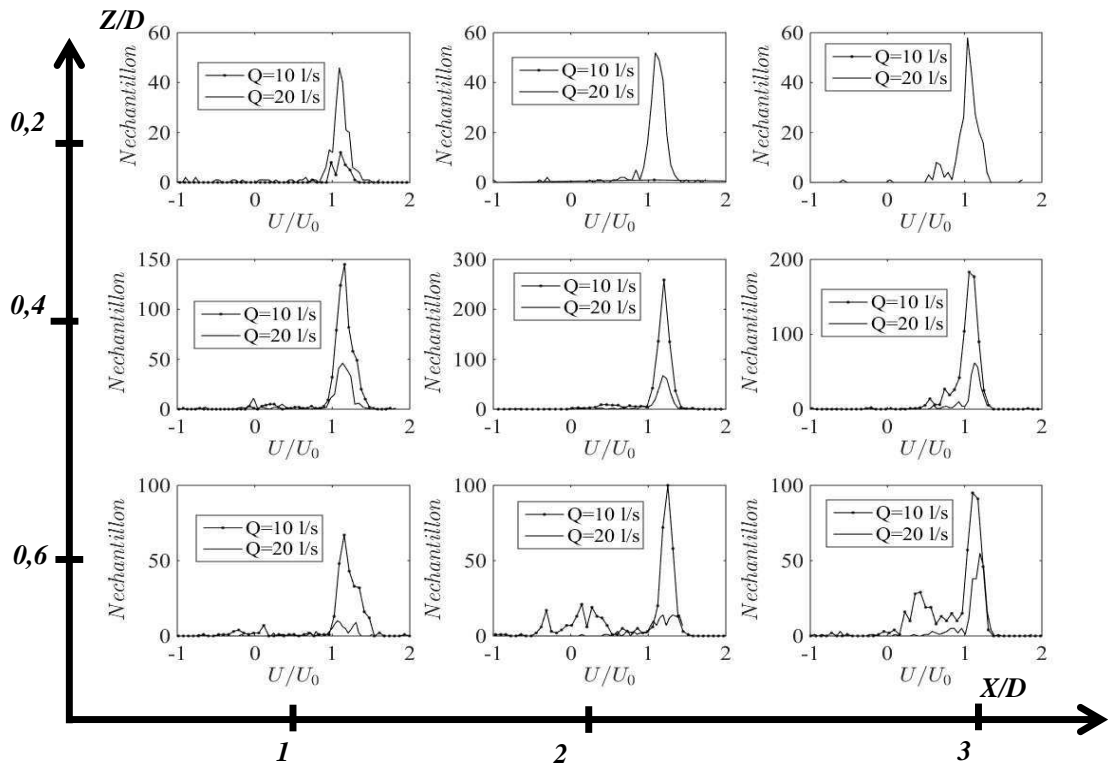


FIGURE 4.14 – Histogramme des mesures pour des cellules de 30 pixels.

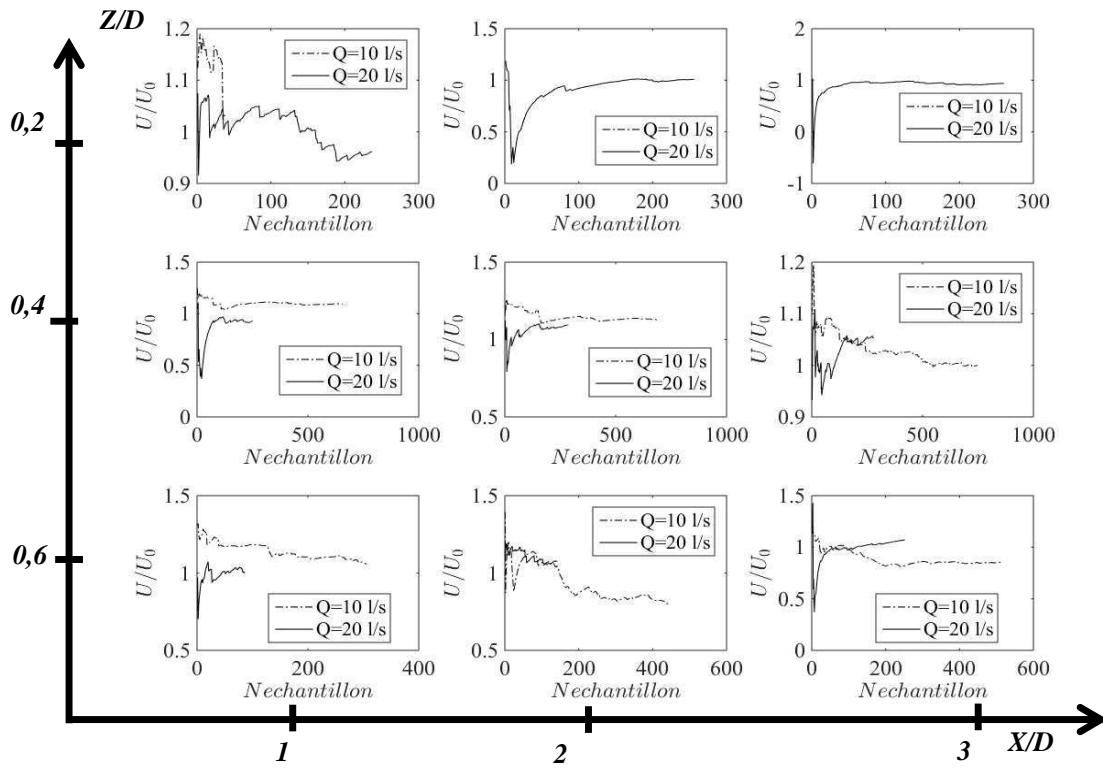


FIGURE 4.15 – Vitesses calculées en fonction du nombre d'échantillons.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux

L'objectif de ce chapitre est d'établir les caractéristiques de l'écoulement utiles aux applications visées à partir des expériences réalisées au laboratoire. Deux grandeurs seront particulièrement étudiées : d'une part, les vitesses dans le sillage, qui constituent une zone de refuge et d'autre part, la force de traînée sur l'obstacle, qui permet de dimensionner les ouvrages de franchissement.

5.1 Surface libre

Les visualisations de côté de la figure 5.1 montrent la modification de la surface libre pour les 5 débits testés et deux pentes (expériences pour la mesure des forces). De façon classique, lorsque l'écoulement est fluvial à l'amont, la déformation de base augmente avec le nombre de Froude. Quand l'écoulement est torrentiel à l'amont de l'obstacle, il se crée autour de celui-ci une zone de hauteur d'eau quasi constante. Elle est due au ralentissement de l'écoulement provoqué par l'obstacle.

Pour quantifier cette évolution, l'ensemble des mesures, effectuées localement sur les faces amont et aval durant les mesures au couplemètre, sont utilisées. La surcôte à l'amont est notée $\Delta_u = (h_{max} - h)/h$ tandis que la décôte à l'aval est décrite par $\Delta_d = (h - h_{min})/h$.

Le théorème de Bernoulli entre l'amont et le point d'arrêt sur la face amont amène à la relation théorique suivante :

$$\Delta_u = \frac{1}{2}Fr^2 \quad (5.1)$$

Cette relation théorique permet de reproduire les mesures à la fois pour l'amont et pour l'aval (figure 5.2) en régime fluvial. Ainsi, si $Fr < 1$, la variation maximale totale de hauteur d'eau peut être estimée par :

$$\frac{\Delta h}{h} = \frac{h_{max} - h_{min}}{h} = \Delta_u + \Delta_d = Fr^2 \quad (5.2)$$

Pour les écoulements torrentiels à l'amont ($Fr > 1$), la décôte est largement plus faible que la formule établie dans le cas fluvial, même si la surcôte continue de suivre la loi théorique de Bernoulli. La mesure de cette variation apparaît même comme un bon moyen de mesurer la vitesse de l'écoulement. Cette méthode appliquée de façon usuelle dans les écoulements torrentiels trouve ici une nouvelle justification pour $Fr < 1,6$. Le fait que la décôte reste limitée à une certaine valeur s'explique par la forme de l'écoulement. L'écoulement autour du plot résultant du choc ne permet plus la même accélération de l'écoulement dans la partie aval de l'obstacle. Ce changement de structure de la surface libre sera aussi visualisée par la simulation numérique.

Les images en vue de dessous fournissent des informations sur la surface libre. L'éclairage étant latéral, la déformation de la surface entraîne des reflets qui sont mesurés par le capteur. Ces reflets sont gênants pour la détection des particules mais donnent la position des différentes structures de surface comme le décollement de la couche limite et les ondes de Kelvin (voir figure 5.3).

Le maximum de signal indique donc une interface inclinée et ainsi la position de la contraction verticale. Les visualisations de la figure 5.4 montrent que lorsque le nombre de Froude augmente, la position du décollement sur le cylindre évolue vers l'aval. Les points de hauteurs minimums forment une droite ayant une pente quasi constante ($Y/D = \frac{2}{3}X/D$). Dans le sillage, les ondes de Kelvin sont identifiables en surface.

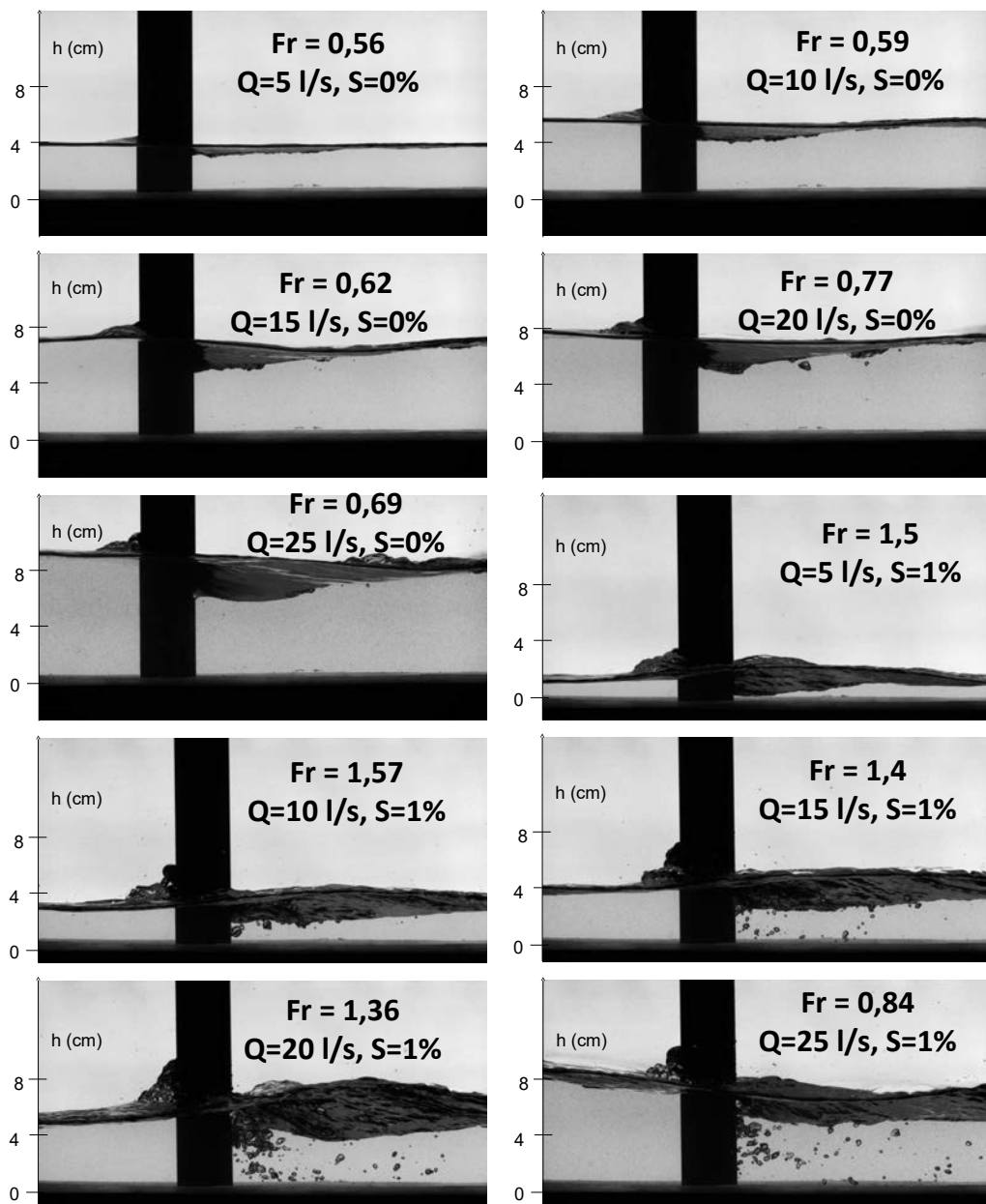


FIGURE 5.1 – Visualisation de la surface libre pour les expériences à $Q = 5, 10, 15, 20$ et 25 l/s et pour des pentes de 0% et 1% .

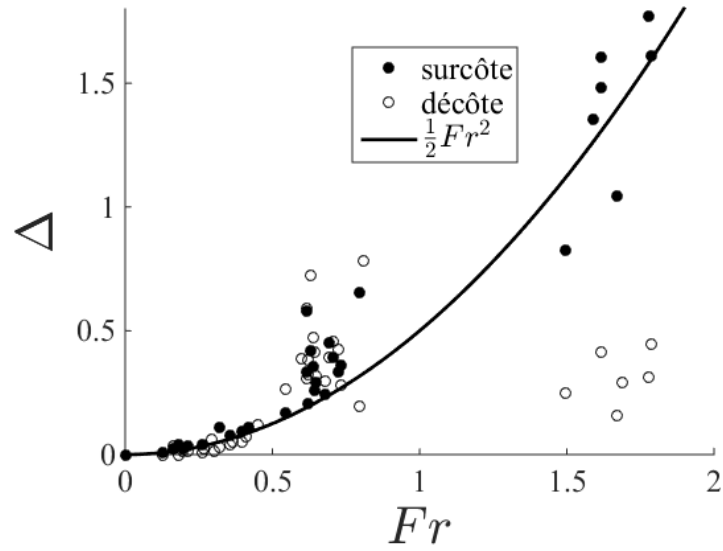


FIGURE 5.2 – Variation de la hauteur d’eau entre la face amont et la face aval du cylindre.

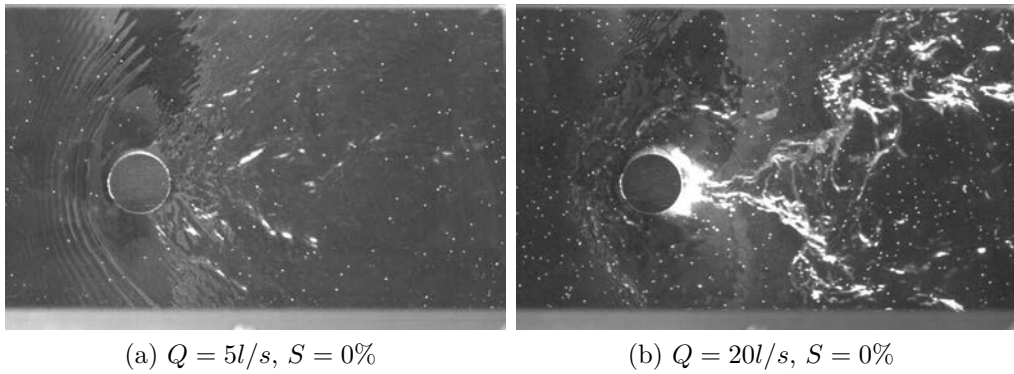


FIGURE 5.3 – Valeur instantanée de l’intensité lumineuse.

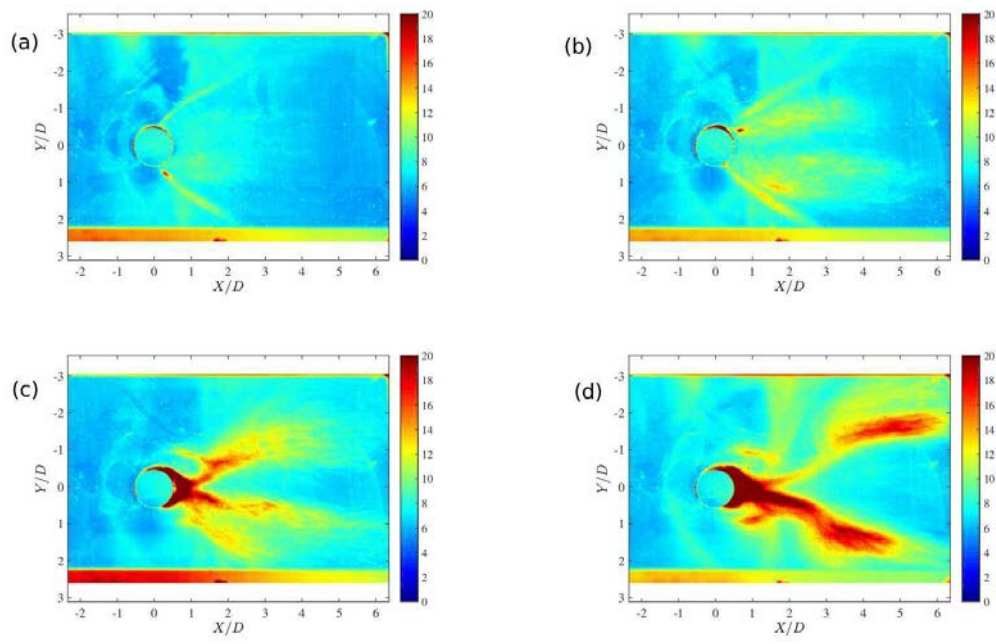


FIGURE 5.4 – Valeur moyenne de l'intensité lumineuse pour $Q = 5\text{ l/s}$, $Fr = 0,56$ (a) ; $Q = 10\text{ l/s}$, $Fr = 0,59$ (b) ; $Q = 15\text{ l/s}$, $Fr = 0,62$ (c) et $Q = 20\text{ l/s}$, $Fr = 0,77$ (d).

5.2 Champs de vitesse verticaux

Pour visualiser les mouvements dans la zone de sillage, les mesures avec les plus grandes billes sont utilisées. La prise en compte de l'ensemble des billes conduit à déterminer les champs de vitesses de la figure 5.5. On rappelle que les vitesses sont moyennées sur la largeur du canal. Il apparaît des champs de vitesses comportant une couche limite sur le fond et des vitesses verticales moyennées transversalement qui sont quasi nulles. Cette remarque est confirmée par la figure 5.6, le maximum de vitesse se déplace vers l'aval quand le nombre de Froude augmente. Ce comportement est directement lié à la contraction verticale qui s'allonge quand le nombre de Froude augmente.

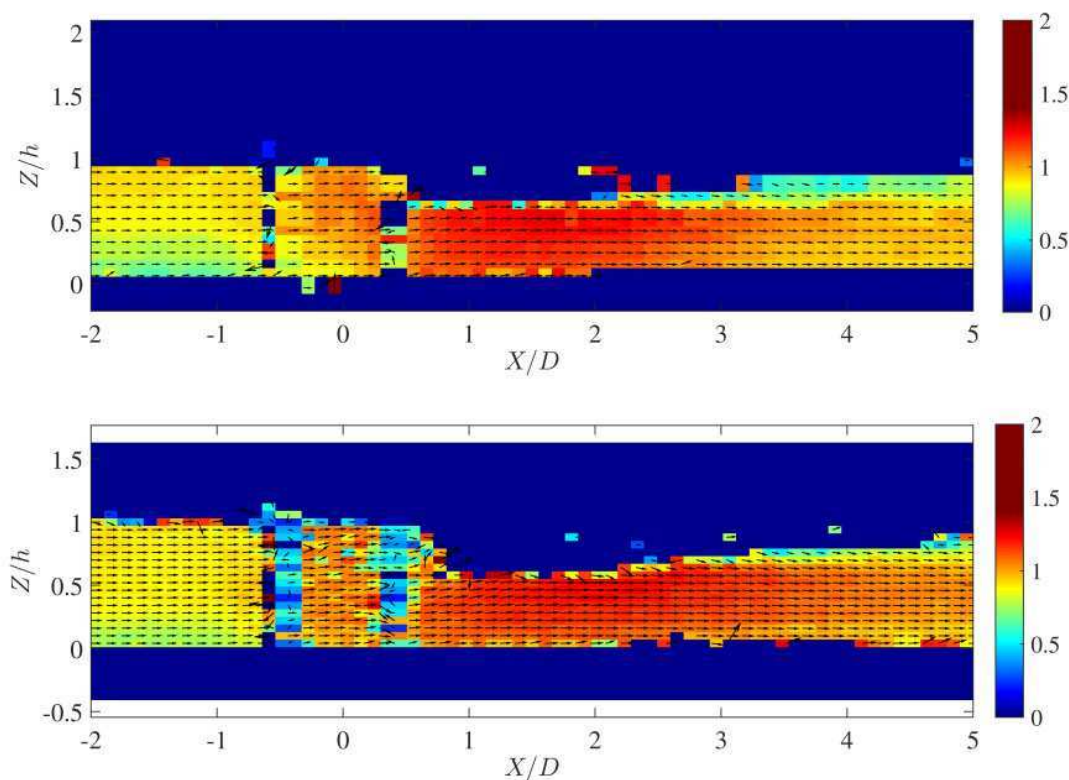


FIGURE 5.5 – Champ de vitesse normalisées par la vitesse débitante pour $Q = 10\text{ l/s}$, $Fr = 0,56$ en haut et $Q = 20\text{ l/s}$, $Fr = 0,77$ en bas.

Les vitesses mesurées à l'amont de l'obstacle sont plus faibles que la vitesse débitante ce qui est confirmé par les profils verticaux (figure 5.7). Cette sous-estimation peut être due à la taille des billes qui sont trop importantes pour se

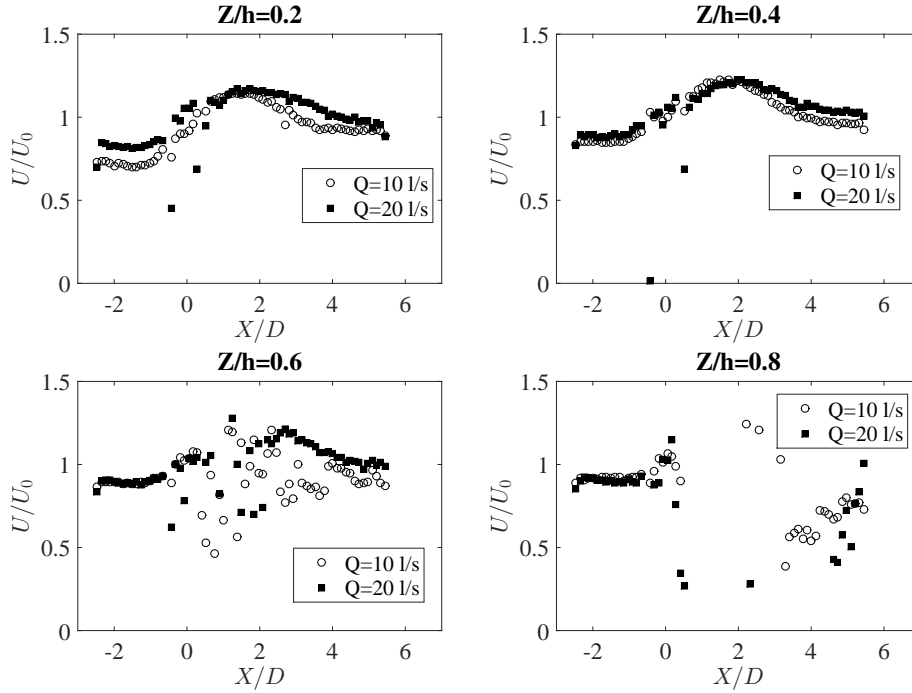


FIGURE 5.6 – Profils longitudinaux des vitesses pour $Q = 10\text{ l/s}$, $Fr = 0,56$ et $Q = 20\text{ l/s}$, $Fr = 0,77$ à différentes hauteurs.

comporter comme de simples traceurs. Cependant, le ralentissement dû à l'obstacle peut également être responsable de ce phénomène en augmentant la hauteur d'eau par rapport à la hauteur d'eau moyenne.

On observe sur la figure 5.8 qu'il existe dans la zone de sillage un mouvement rotationnel à axe vertical. La bille repérée par un cercle rouge se déplace dans le sens inverse du courant et vers le haut. Ces mouvements verticaux peuvent être pénalisant pour les poissons. La capacité des simulations à bien les reproduire indiquera donc leur pertinence pour cette étude.

Dans le cas où un nombre de billes suffisant a pu être détecté dans la zone de repos ($Q = 15\text{ l/s}$), une estimation du champ de vitesse est obtenue en éliminant toutes les vitesses supérieures à 70 % de U_0 . Il est alors possible de repérer plus facilement la structure verticale du mouvement dans le sillage. Une description plus détaillée de la courantologie dans la zone de repos sera faite dans les chapitres suivant à l'aide des résultats des simulations.

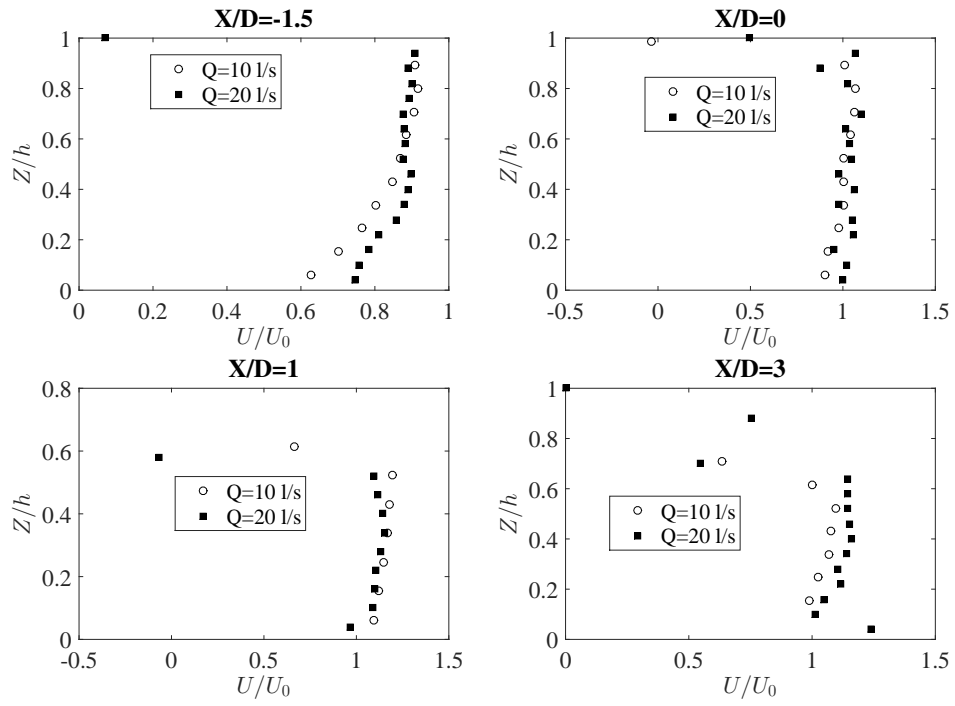


FIGURE 5.7 – Profils verticaux des vitesses à différentes positions longitudinales.

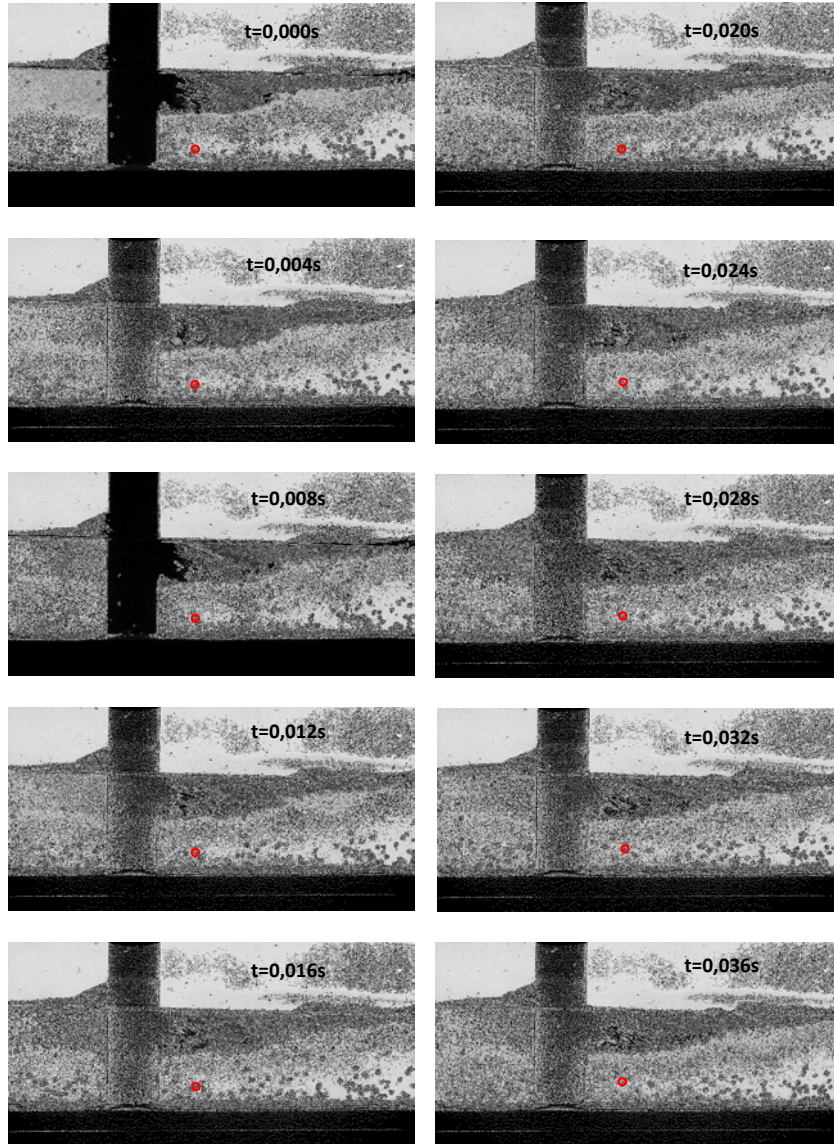


FIGURE 5.8 – Visualisation des particules dans la zone de sillage pour une série de 10 images pour $Q = 10l/s$, $\Delta t = 4e^{-3} s$.

5.3 Champs de vitesse intégrés verticalement

La visualisation des champs de vitesses sur la figure 5.9 montre une cohérence des mesures. Les vitesses à l'amont et à l'aval tendent bien vers la vitesse débitante. La description de la zone de sillage est, elle, moins nette à cause du nombre réduit d'échantillons. Cependant, le nombre réduit de détections indique une zone échangeant peu avec l'écoulement amont.

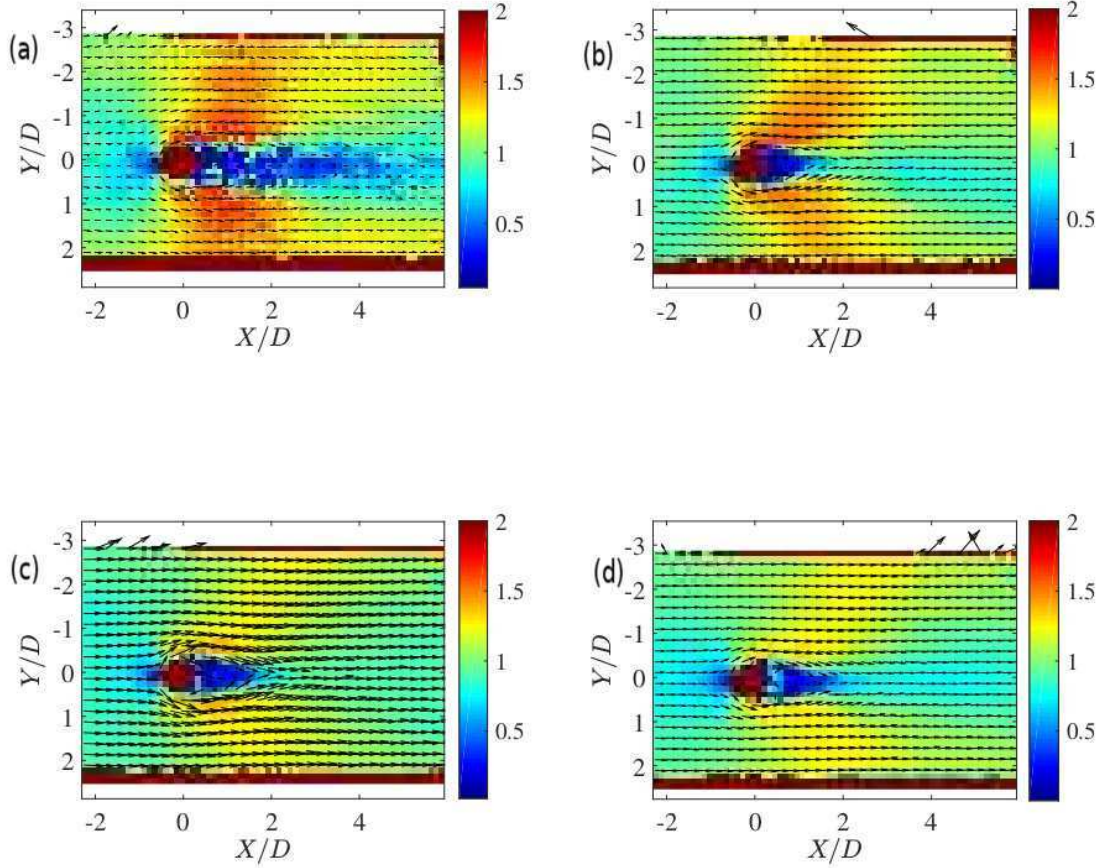


FIGURE 5.9 – Champ de vitesses normalisées par la vitesse débitante pour $Q = 5\text{ l/s}$ (a), $Q = 10\text{ l/s}$ (b), $Q = 15\text{ l/s}$ (c) et $Q = 20\text{ l/s}$ (d).

Une accélération de l'écoulement autour de l'obstacle est observée. Lorsque la hauteur d'eau s'abaisse, la vitesse atteint environ $1,5U_0$, valeur comparable à celle d'un écoulement autour d'un cylindre infini ayant un nombre de Reynolds Re_D élevé [Perrin, 2005] (figures 5.10 et 5.13). Pourtant, la zone sur laquelle cette vitesse est atteinte est, dans nos cas, bien plus étendue à cause de l'accélération due à la contraction de la surface libre.

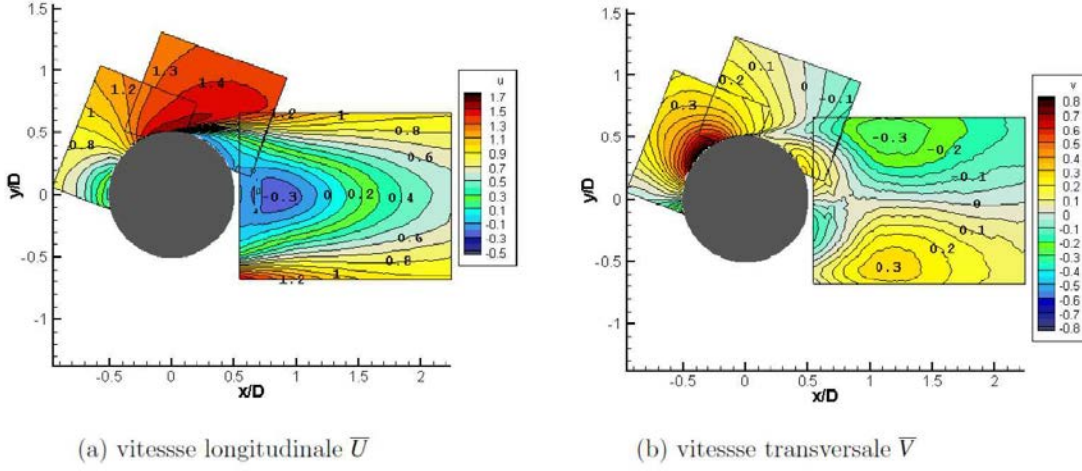


FIGURE 5.10 – Champs de vitesses moyennes mesurées par PIV autour d’un cylindre pour $Re_D = 140000$, $U_0 = 1$ m/s (d’après [Perrin, 2005]).

Il semble que la longueur du sillage soit, elle, sensible aux conditions de l’écoulement. Pour un débit de $Q = 5l/s$, le sillage atteint presque la fin de la zone de mesure alors qu’il se réduit quand le débit augmente. Cette variation de la zone de sillage est plus importante que si elle était due à une modification du nombre de Reynolds. Perrin [Perrin, 2005] indique une longueur de sillage entre 1,3 et 2,4 fois le diamètre quand le régime d’écoulement est sous-critique, au sens d’écoulement autour d’un cylindre, avec une valeur constante de $1,4D$ pour $Re > 10000$ (figure 5.11), correspondant aux expériences réalisées ici.

Pour $Q = 5l/s$, la longueur de la zone de recirculation peut être estimée à $3D$. Il semble donc ici que le fond ait une tendance à allonger cette zone de repos. Ce comportement est à rapprocher des sillages en eau peu profonde décrits dans le chapitre 2. Pourtant la valeur de C_f devrait être insuffisante pour créer cette zone stable. Il est possible que ces faibles vitesses proviennent d’une mauvaise détection comme le montre les profils de vitesses sur l’axe longitudinale de la figure 5.12. Pour les autres débits, le rapport h/D est supérieur à 1,3 et on retrouve que $l_r \approx 1,4D$.

Les profils longitudinaux de vitesses (figure 5.12) confirment des zones de vitesses négatives de l’ordre de $1,4D$ sauf pour $Q = 5l/s$. Ces vitesses négatives sont de l’ordre de 20 à 30 % de U_0 et leurs normes semblent légèrement augmenter avec le nombre de Froude. Il faut cependant garder en tête qu’il s’agit de vitesses moyennes qui peuvent être localement plus fortes. Pour $X/D > 3$ l’écoulement atteint 90% de U_0 . Cette zone correspond à la longueur maximale de la zone de repos atteinte pour l’écoulement autour d’un plot cylindrique.

A $Y/D = 0,5$, la vitesse tend vers 0 à l’aval de $X/D = 0$ qui est la position d’un

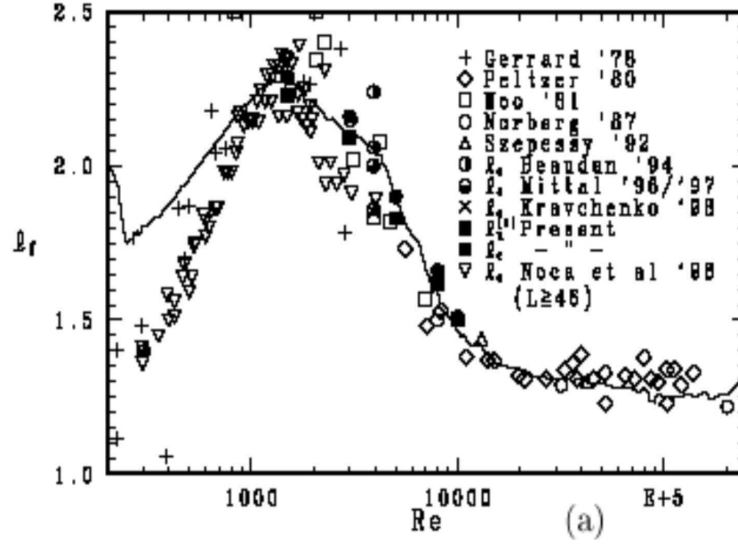


FIGURE 5.11 – Longueur de la taille de faibles vitesses à l’aval d’un cylindre d’après [Perrin, 2005]. l_f est la longueur de formation normalisée par D .

point solide sur l’obstacle. Ceci est dû à la taille de regroupement de pixels qui englobe des vitesses significatives près des parois. En se déplaçant latéralement (Y/D croissant), le profil de vitesses présente des maximums qui sont liés à la position de la contraction verticale. A Y/D fixé, le maximum se déplace vers l’aval quand le nombre de Froude augmente, comme la position du minimum de hauteur d’eau.

Les profils transversaux, sur la figure 5.13, montrent une zone de faibles vitesses de largeur D . Certaines vitesses sur l’axe central dans le sillage du cylindre ($X/D = 1$) sont en sens inverse de l’écoulement principal et peuvent atteindre $0,3U_0$.

La simulation numérique doit permettre d’identifier la forme de cette recirculation, *i.e* uniforme verticalement ou bien localisée dans une partie de la colonne d’eau. A $X/D = -1,5$, les champs de vitesses montrent un fort ralentissement face à l’obstacle. Pour les débits supérieurs à 10 l/s , la vitesse moyenne, intégrée latéralement, est inférieure à U_0 car la hauteur d’eau est supérieure à celle prise comme référence (environ $X/D \approx -2,5$). A $X/D = 3$, la vitesse hors sillage est quasi constante et supérieure à U_0 . La contraction (ou jet plongeant) ayant atteint les parois du canal, les champs de vitesse peuvent être légèrement perturbés par le confinement latéral de l’écoulement quand il est fluvial. A $X/D = 0$ et 1 le rapport entre la vitesse maximale et la vitesse débitante diminue quand le nombre de Froude augmente. Il est normal que l’écoulement évolue puisque la forme de la surface libre varie également. Pour expliquer ce phénomène, les champs de vi-

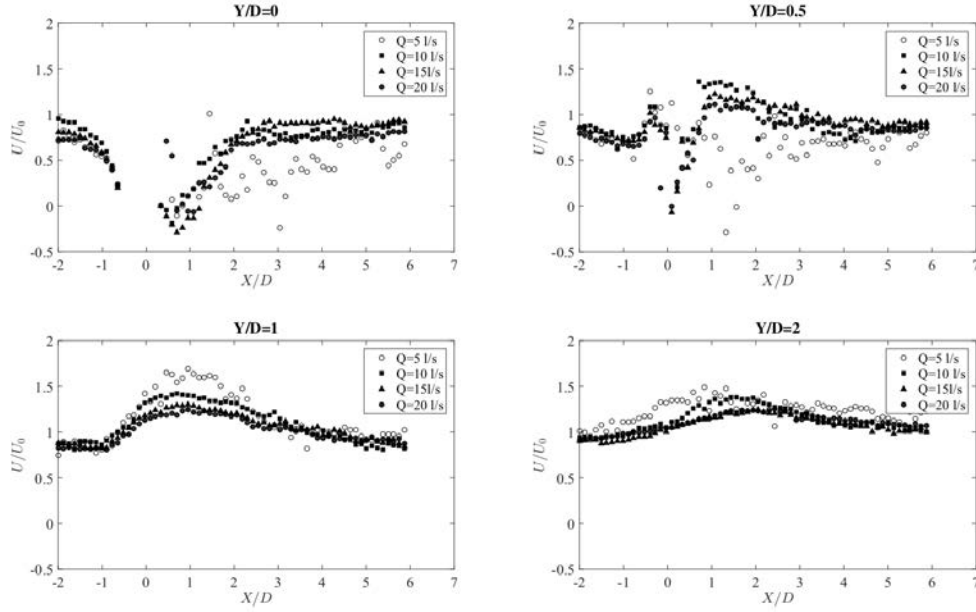


FIGURE 5.12 – Profils longitudinaux des vitesses pour différents Y/D .

tesses et les profils sont normalisés par la vitesse critique (figure 5.14). Elle semble plus appropriée pour décrire l'adaptation du champ de vitesses au changement de régime.

Sur les figures 5.15 et 5.16, les profils de vitesses normalisées se superposent pour X/D compris entre 0 et 2. Il apparaît ainsi que le passage par un régime critique, donc le nombre de Froude, fixe le champ de vitesses dans un large domaine autour du plot. Ceci peut s'expliquer par l'apparition d'un ressaut oblique quand l'écoulement devient torrentiel, pour assurer la hauteur d'eau dans le sillage correspondant au régime fluvial.

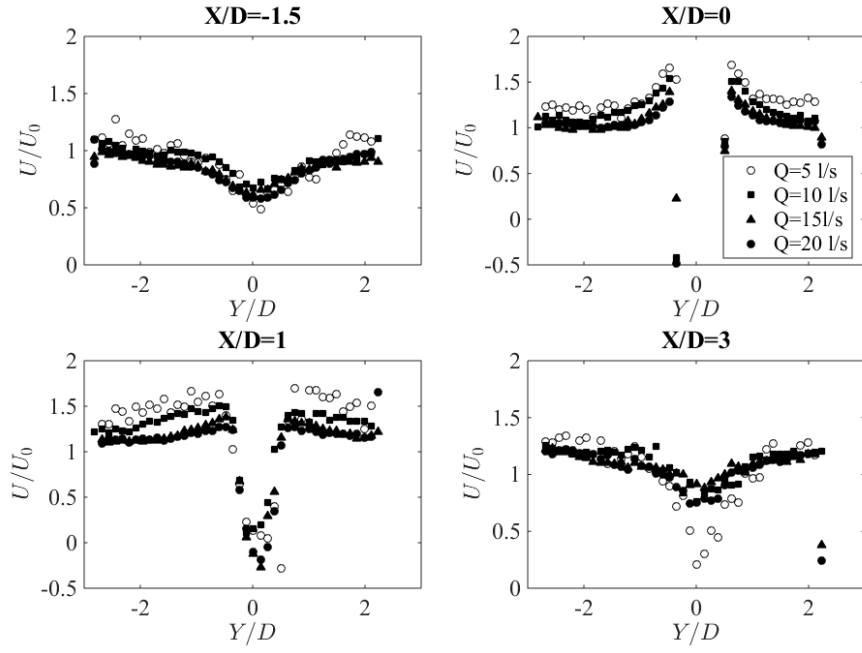


FIGURE 5.13 – Profil transversaux de vitesse pour différents X/D .

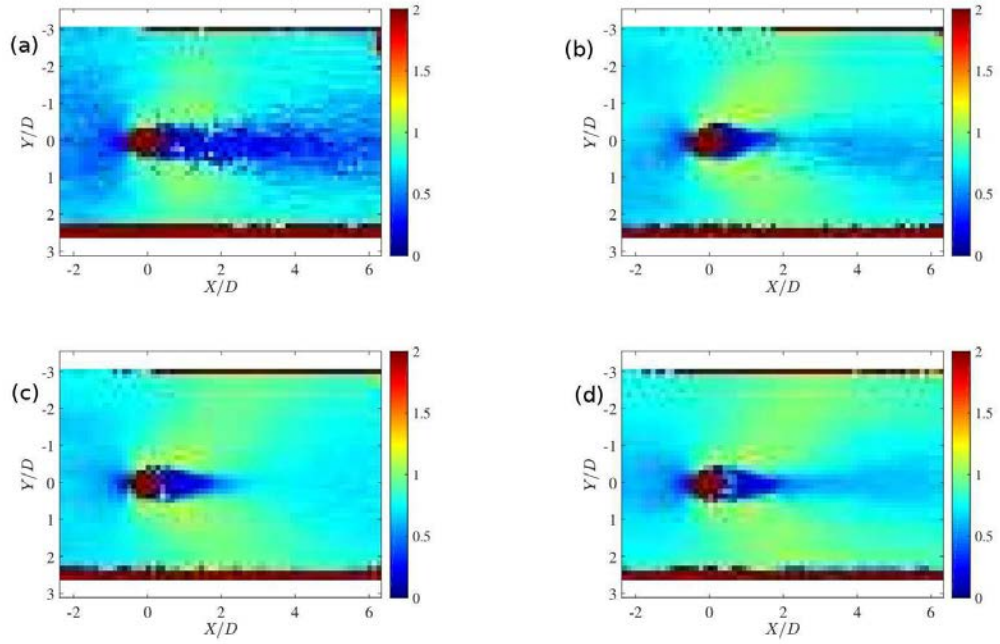


FIGURE 5.14 – Champs de vitesses normalisées par la vitesse critique pour $Q = 5\text{ l/s}$ (a), $Q = 10\text{ l/s}$ (b), $Q = 15\text{ l/s}$ (c) et $Q = 20\text{ l/s}$ (d).

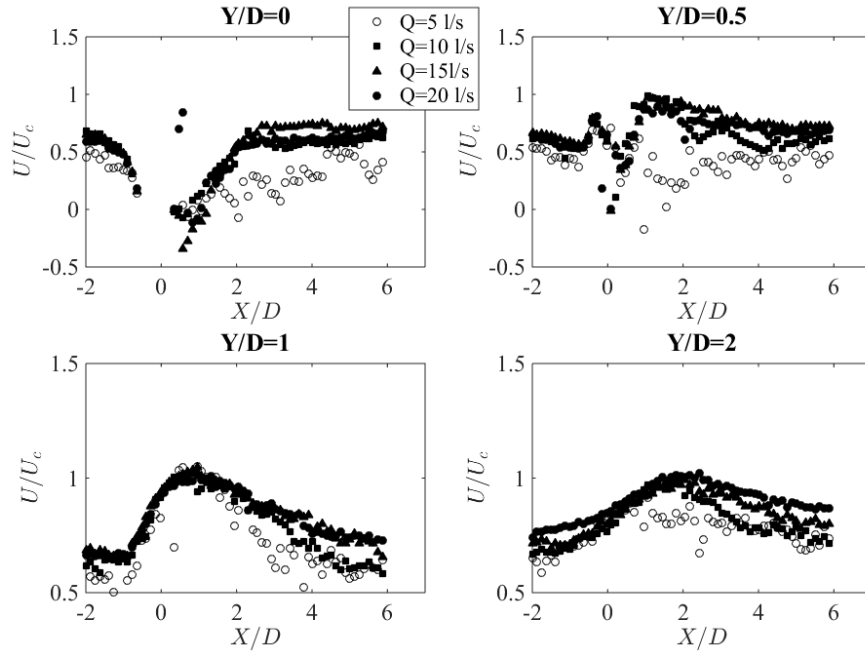


FIGURE 5.15 – Profils longitudinaux de vitesses normalisées par la vitesse critique.

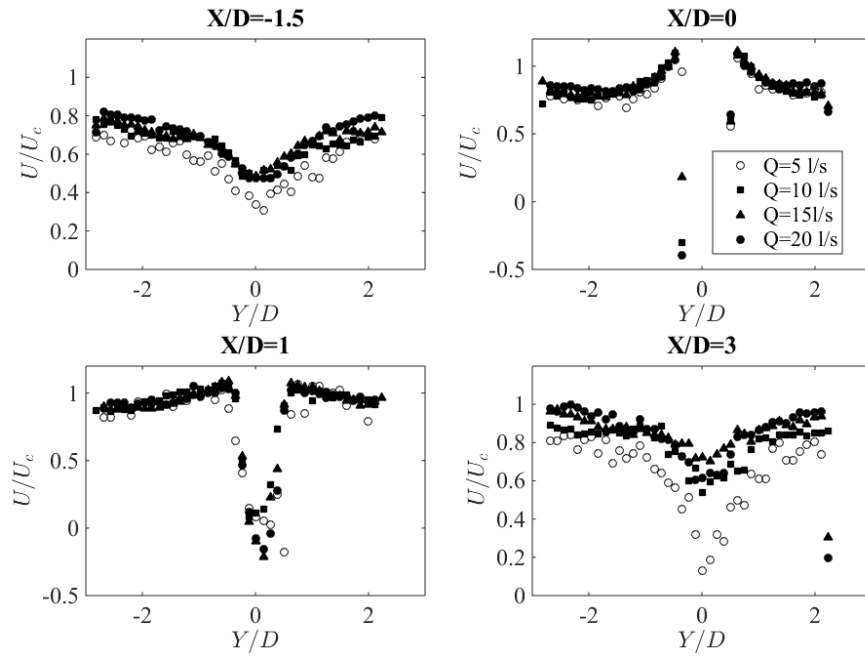


FIGURE 5.16 – Profils transversaux de vitesses normalisées par la vitesse critique.

5.4 Champs turbulent

Dans la partie précédente, il a été montré que les champs turbulents présentent une convergence statistique. Il semble donc possible d'extraire de nos mesures des champs de fluctuations, soit l'énergie cinétique turbulente k , en particulier dans le sillage. Le principal obstacle à l'utilisation des zones de refuge par les poissons est le caractère instationnaire et turbulent de l'écoulement. Il est donc opportun d'obtenir le maximum d'informations à partir de nos mesures sur ce point, même si, comme pour les vitesses, les mesures seront intégrées verticalement. De même, elles fourniront un moyen de validation supplémentaire à nos simulations, soit directement par comparaison avec les calculs 2D, soit par intégration verticale des résultats 3D.

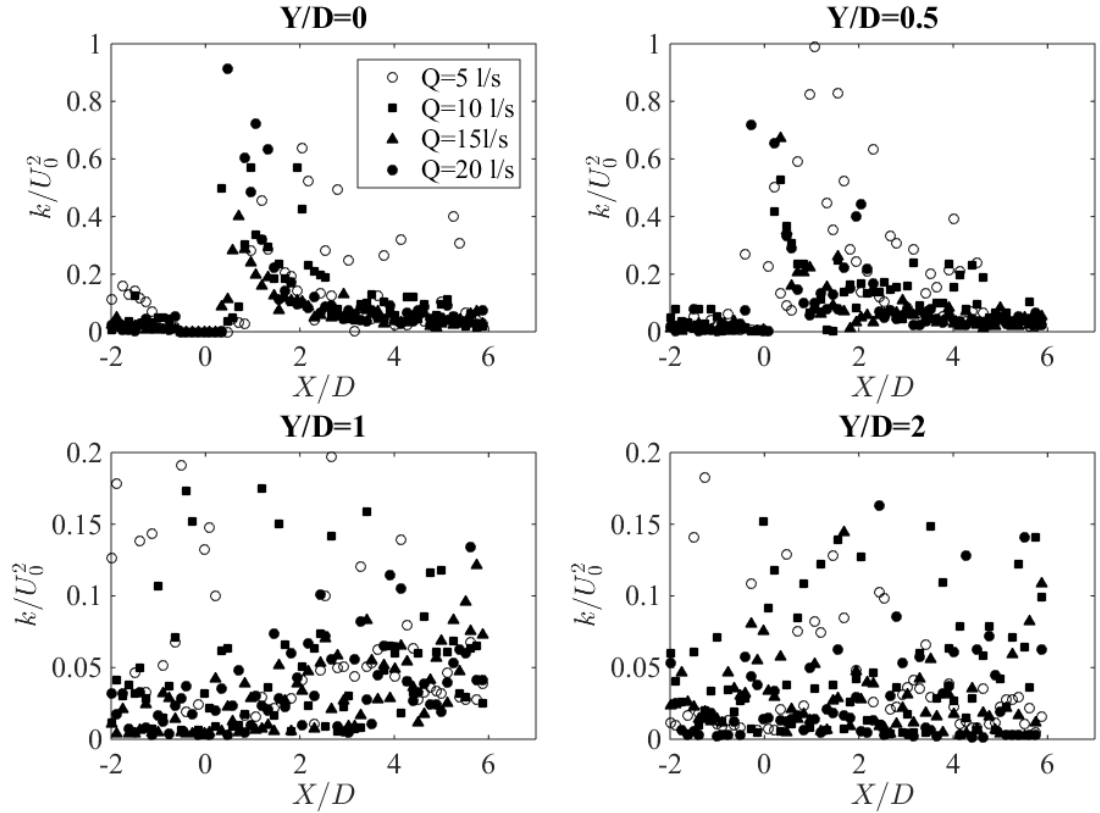


FIGURE 5.17 – Profils longitudinaux d'énergies cinétiques turbulentes pour différents Y/D .

Une intensité turbulente ($I = (2/3k/U^2)^{0.5}$) entre 5 et 10% de la vitesse sont retrouvées avec les valeurs de k trouvées dans les zones hors sillage. Ces valeurs correspondent à un écoulement en canal, en considérant ici que les fluctuations

verticales ne sont pas prises en compte. Dans la zone de sillage, une évolution commune de k est observée pour les différents débits. En normalisant par l'énergie cinétique moyenne à l'amont, il est possible de décrire le champ d'énergie turbulente uniquement à partir du champs de vitesses débitantes. Dans le sillage, k est de l'ordre de grandeur de l'énergie cinétique totale à l'amont (figure 5.17), même si les points entre $0 < X/D < 1\%$ dans la zone de faibles vitesses doivent être pris avec prudence car la convergence statistique n'est pas assurée. D'un point de vue hydraulique, le passage en torrentiel, induit par la modification locale des champs de vitesses et de pressions, convertit une grande partie de l'énergie piézométrique en énergie cinétique.

5.5 Coefficient de traînée

Les mesures de vitesses ci-dessus ne fournissent pas localement les champs de vitesses. Elles valideront les simulations qui, elles, donneront des informations plus fines. En revanche, elles permettent de mieux comprendre des phénomènes intégraux comme l'évolution du coefficient de traînée avec le nombre de Froude. En effet, à partir des mesures d'efforts sur le cylindre, l'extraction des coefficients de traînée C_d , basés sur la vitesse débitante, est possible.

$$C_d = \frac{2F_t}{\rho h D U_0^2} \quad (5.3)$$

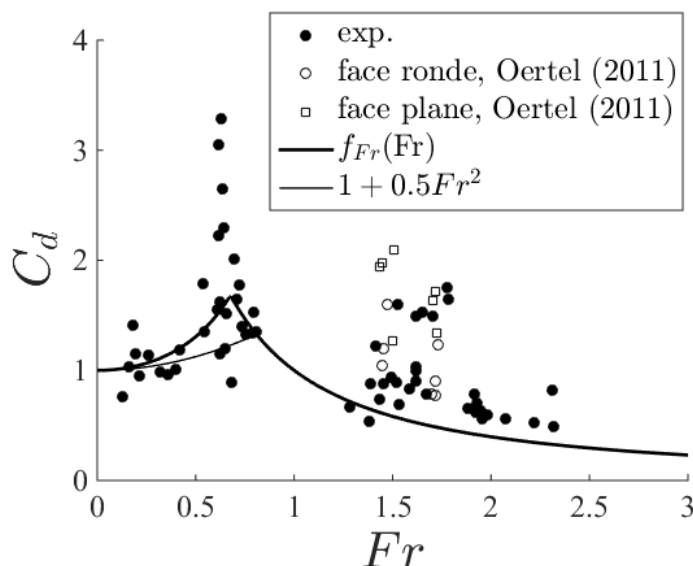


FIGURE 5.18 – Coefficient de frottement en fonction du nombre de Froude

L'évolution des coefficients de traînée montrent une relation complexe en fonction du nombre de Froude. Le coefficient de traînée augmente avec le nombre de Froude jusqu'à une valeur limite avant de décroître. Dans Cassan et al [Cassan et al., 2014], ce comportement est supposé relié à la modification du champ de vitesses due à la déformation de la surface libre. Par rapport aux études d'écoulements sans interface, il a été vérifié dans la partie précédente que la vitesse à l'infini autour de l'obstacle pouvait évoluer avec le nombre de Froude. En particulier, elle reste proche de la vitesse critique dès qu'une transition de régime apparaît. Cela peut se produire même si le nombre de Froude, basé sur la vitesse débitante, est inférieur à 1. Ainsi, il peut être supposé qu'une partie de l'évolution de C_d est due à la vitesse, indépendamment de la modification du champ relatif de pression sur l'obstacle. Toujours selon Cassan et al [Cassan et al., 2014], un autre phénomène influe sur le coefficient de traînée. L'écoulement est tridimensionnel dans le sillage avec des vitesses verticales dues en partie à la présence du fond. Ces mouvements peuvent être caractérisés, pour un nombre de Froude donné, par le rapport entre l'écoulement de sillage et l'écoulement de fond et donc par le nombre h/D . Au final le coefficient de traînée est décomposé sous la forme suivante :

$$C_d = C_{d0} f_{h_*}(h_*) f_{Fr}(Fr) \quad (5.4)$$

Où C_{d0} est le coefficient de traînée correspondant à la même forme pour un obstacle infiniment long et à un faible nombre de Froude. La fonction $f_{Fr}(Fr) = (U_t/U_0)^2$ permet de prendre en compte le changement de vitesse de référence et $f_{h_*}(h_*) = C_d/C_{d0}$ est une loi expérimentale décrivant l'écoulement tridimensionnel autour du cylindre. La force de traînée s'exprime alors par :

$$F_t = \frac{1}{2} \rho C_d U_0^2 D h \quad (5.5)$$

$$= \frac{1}{2} \rho C_{d0} f_{h_*}(h_*) f_{Fr}(Fr) U_0^2 D h \quad (5.6)$$

En considérant les vitesses de référence données plus haut, $f_{Fr}(Fr)$ peut s'exprimer sous la forme :

$$f_{Fr}(Fr) = \min \left(\frac{U_d}{U_0}, \frac{U_c}{U_0} \right)^2 \quad (5.7)$$

$$= \min \left(\frac{1}{1 - 0.5 Fr^2}, Fr^{-2/3} \right)^2 \quad (5.8)$$

Dans un premier temps, il a été envisagé que l'augmentation de la force de traînée avec le nombre de Froude résultait de la différence de hauteur d'eau entre l'amont et l'aval du cylindre. Pour maximiser cette force supplémentaire, les pressions sont supposées hydrostatiques et transversalement uniformes sur le diamètre.

La force de traînée suivante est alors obtenue :

$$F_t = \frac{1}{2}\rho C_{d0}U_0^2 D h_{min} + \frac{1}{2}\rho g (h_{max} - h_{min})^2 D \quad (5.9)$$

$$= \frac{1}{2}\rho C_{d0}U_0^2 D h (1 - \Delta_d) + \frac{1}{2}\rho g (h(\Delta_u + \Delta_d))^2 D \quad (5.10)$$

$$= \frac{1}{2}\rho C_{d0}U_0^2 D h (1 - \Delta_d) + \frac{1}{2}\rho U_0^2 h D Fr^2 \quad (5.11)$$

$$= \frac{1}{2}\rho \left(C_{d0} + \frac{1}{2}Fr^2 \right) U_0^2 D h \quad (5.12)$$

En comparant les équations 5.3 et 5.12, le coefficient de traînée total devrait s'exprimer par :

$$C_d = C_{d0} + \frac{1}{2}Fr^2 \quad (5.13)$$

La figure 5.19 montre que cette correction est bien trop faible pour reproduire l'augmentation observée de C_d . Dans la mesure où la maximisation de ce phénomène donne un effet relativement faible, il sera négligé.

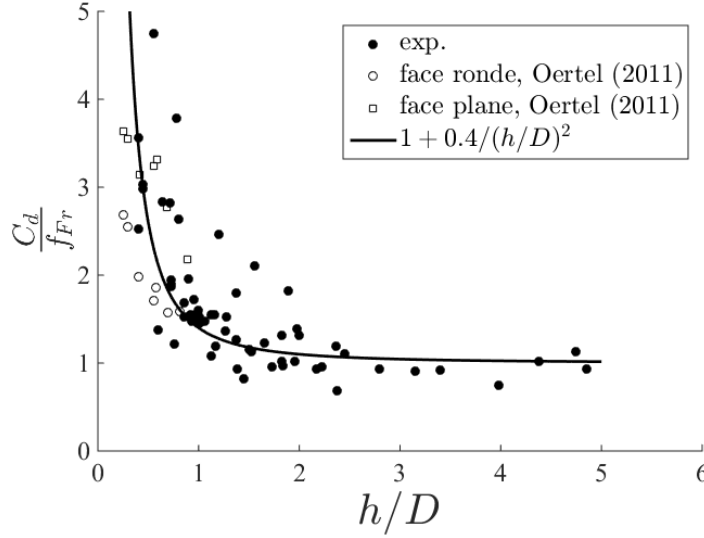


FIGURE 5.19 – Coefficient de traînée corrigé par $f_{Fr}(Fr)$

En appliquant la correction de la vitesse autour du plot, c'est à dire la fonction f_{Fr} définie plus tôt, les coefficients de traînée expérimentaux peuvent être tracés sur la figure 5.19. Ils évoluent en fonction du rapport h/D selon la même loi que celle définie empiriquement par [Cassan et al., 2014] pour un arrangement régulièrement réparti de blocs. Ces mesures valident donc les formules de dimensionnement proposées pour les passes à macrorugosités. Cette relation est

également cohérente avec les mesures de [Oertel et al., 2011], faites pour des plots cylindriques et carrés. Dans cet article, une dépendance par rapport au nombre de Reynolds est proposée, elle n'est pas valable dans notre configuration. Bien que la formulation du rôle de h/D soit uniquement expérimentale, il est possible de relier ce comportement au rôle du fond (couche limite pariétale) et en particulier aux structures tridimensionnelles qui en découlent (tourbillon en fer à cheval, zone de repos). Ces structures seront décrites dans la partie simulation, mais il est cohérent qu'elles soient relativement plus importantes quand la hauteur d'eau diminue devant le diamètre.

Si les mesures expérimentales sont corrigées par la fonction $f_{h_*}(h_*)$ 5.14, une évolution de C_d suivant la fonction f_{Fr} devrait être observée.

$$f_{h_*}(h_*) = 1 + \frac{0.4}{h_*^2} \quad (5.14)$$

C'est effectivement ce que montre la figure 5.20. Au final, les écarts entre les mesures et les modèles proposés pour C_d (Eq. 5.4) sont faibles. Ils sont plus importants dans la zone où des transitions de régime apparaissent ($0,6 < Fr < 0,8$). Le choix fait de définir f_{Fr} à partir du minimum des deux formulations (Eq. 5.8) ne permet pas de décrire exactement les phénomènes en jeu, mais présente l'avantage d'une utilisation simple. De plus, la modification du C_d en fonction de Fr et h/D présente un intérêt particulier pour la modélisation de la résistance hydraulique d'obstacles de grandes tailles dans des problématiques d'inondations. En effet, lorsqu'un écoulement naturel déborde du lit mineur, il rencontre des obstacles émergents (végétations hautes, bâtiments, ...) qui augmentent fortement la dissipation d'énergie par rapport au frottement sur le fond. Dans ces écoulements, le rapport h/D peut être de l'ordre de 1, comme dans notre étude. Les modèles utilisant une force de traînée basée sur un C_d constant sont donc susceptibles de sous estimer la dissipation d'un facteur 2.

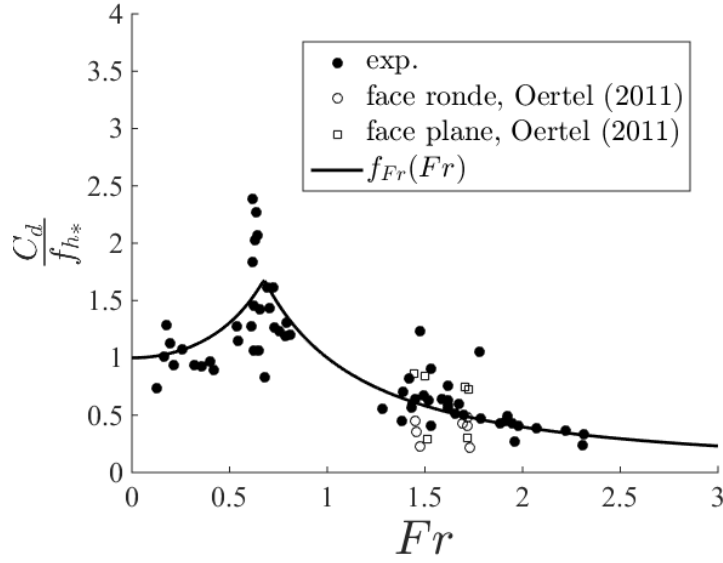


FIGURE 5.20 – Coefficient de traînée corrigé par $f_{h_*}(h_*)$

5.6 Conclusion

Les mesures de hauteur d'eau (optiques et locales) ont permis de connaître précisément la modification de la surface libre due à la présence de l'obstacle et à un nombre de Froude proche de 1. Ces mesures ont fourni une base de validation pour les simulations numériques.

A partir de la méthode de suivi de particules développée dans le chapitre précédent, il a été possible de fournir les champs de vitesses et d'énergie cinétique turbulente moyennés verticalement pour plusieurs nombres de Froude et plusieurs rapports h/D . Pour la zone de refuge, à l'aval de l'obstacle, les tailles mesurées correspondent à celles obtenues pour des écoulements avec des obstacles longs. Néanmoins, lorsque le rapport h/D est plus faible que 1, le sillage semble modifié dans un sens favorable pour la zone de repos recherchée.

Cette observation est reliée à la modification de la force de traînée sur l'obstacle, qui augmente significativement quand h tend vers 0. L'évolution du coefficient de traînée est analysée et explicitée à partir des champs de vitesses mesurés et du caractère critique des écoulements. Les résultats confirment les hypothèses faites pour le dimensionnement des passes à macro-rugosités et présentent des avancées pour la modélisation du frottement hydraulique pour des obstacles émergents.

Les résultats expérimentaux étant exploités, la simulation numérique peut maintenant être validée et traitée.

Chapitre 6

Simulation de l'écoulement autour de l'obstacle

6.1 Introduction

L'objectif de ces simulations est de caractériser l'écoulement aux endroits inaccessibles à la mesure. Pour cela, les modèles sont construits avec un domaine reproduisant le canal expérimental, soit $4 * 0,4 * 0,4m$ en *longueur x largeur x hauteur*, pour avoir des éléments de comparaison pour la validation. La hauteur d'eau n'atteignant jamais $40cm$, la hauteur du maillage est limité à $20cm$ afin de réduire le nombre de cellules et ainsi gagner en temps de calcul. La hauteur d'air reste toutefois suffisante au dessus de la surface libre pour s'affranchir d'un éventuel effet de la condition limite sur l'écoulement [Salaheldin et al., 2004].

Dans un premier temps, la validation des modèles numériques est effectuée par comparaison des calculs numériques aux résultats expérimentaux. Afin de pouvoir évaluer le potentiel de la simulation 3D VOF par rapport à une simulation 2D Saint Venant, des calculs menés sur quelques cas représentatifs en utilisant Telemac 2D avec le modèle $k - \varepsilon$ ont permis, par comparaison, de mettre en évidence les limitations inhérentes à ce type de modélisation. Dans un second temps, lorsque les modèles seront validés, le but sera d'évaluer les phénomènes physiques sans avoir recours à la mesure.

6.2 Modèle 3D : OpenFOAM

6.2.1 Le maillage

Pour ce nouveau domaine de calcul, la difficulté se situe au niveau du plot cylindrique. La forme de chaque élément du maillage doit se rapprocher le plus

possible d'un cube, pour éviter les divergences dans le calcul. Le maillage d'un canal rectangulaire seul est très simple car divisible en cubes au centre du canal ou en parallélépipèdes rectangles. Cependant, l'introduction d'un cylindre impose une adaptation entre le maillage proche du plot (cylindrique) et le maillage dans le reste du canal (cartésien).

Afin de contrôler précisément la forme et la taille des cellules, le maillage est créé manuellement. Cela revient à entrer point par point, dans le fichier correspondant, les coordonnées des sommets de chaque bloc de maillage. Le fichier en question est visible en annexe A. Le maillage obtenu est représenté en 3D et en vue de dessus sur la figure 6.1.

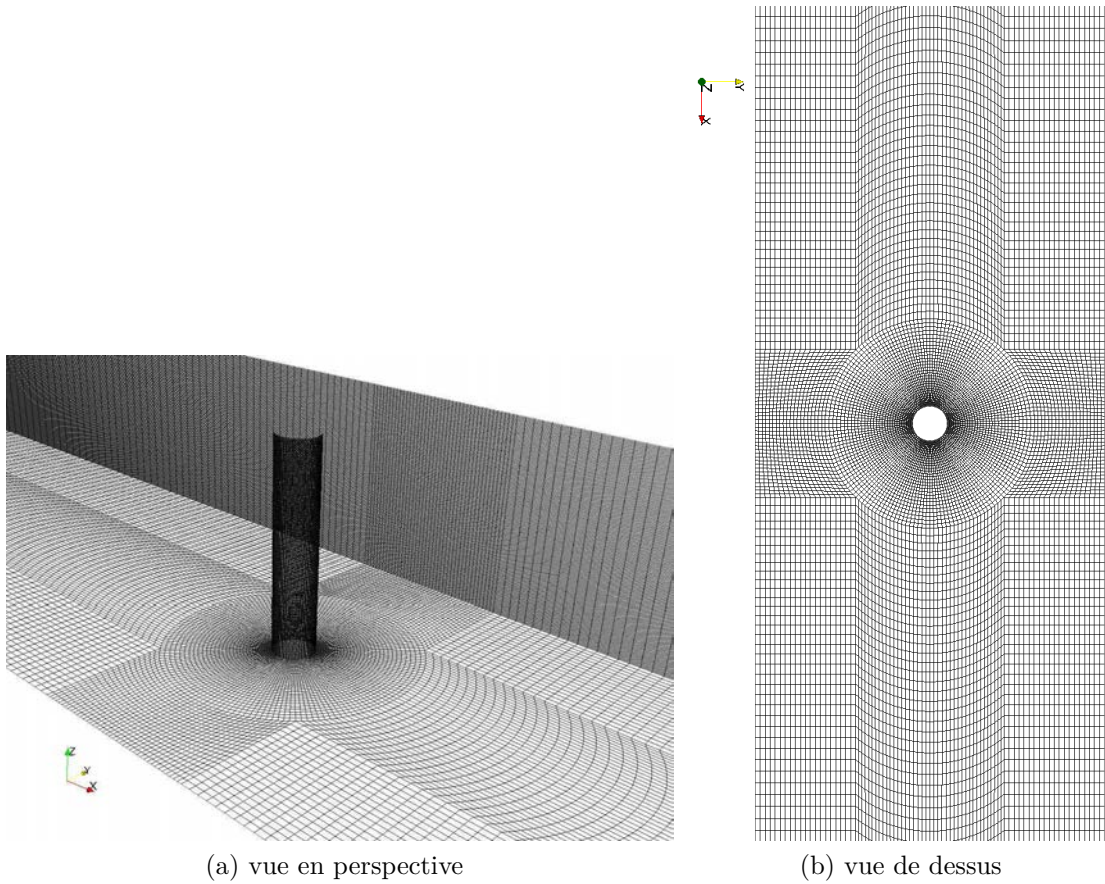


FIGURE 6.1 – Aperçu du maillage.

Les paramètres du modèle sont détaillés dans le tableau 6.1.

Largeur (m)	0.4
Longueur (m)	4
Diamètre du cylindre (m)	0.04
Pente	0%-2%
Nombre de cellules	4,840,000
Taille des cellules (L*I*h (m))	[0.0001-0.05]*[0.0001-0.02]*0.001
$Y^+ = \frac{y^*u^*}{\nu}$	[15-250]

TABLE 6.1 – Caractéristiques du maillage.

6.2.2 Modèles de turbulence

Plusieurs modèles de turbulence ont été testés. Comme précédemment, les deux modèles URANS, *RNG* $k - \varepsilon$ et $k - \omega$ *SST* ont été comparés.

Les modèles URANS sont des modèles isotropes qui ne peuvent pas représenter tous les aspects de la turbulence mais les temps de calcul sont raisonnables. Ils ne suffisent donc pas lorsqu'une étude des phénomènes turbulents autour d'un obstacle est souhaitée. D'où l'intérêt des modèles LES qui permettent de reproduire différentes échelles de la turbulence. Il est tout de même important de commencer par tester les modèles les moins compliqués. En effet, s'ils ne sont pas capables de reproduire correctement tous les phénomènes turbulents, ils fournissent des hauteurs d'eau et des champs moyens qu'il est possible d'évaluer et d'utiliser.

6.2.3 Cas d'étude, conditions aux limites et conditions initiales

Certains éléments des parties précédentes sont réutilisés ici. Aussi, seuls les éléments qui diffèrent des calculs préliminaires du chapitre 3 seront détaillés. Les conditions sont identiques, exceptées pour les parois qui sont supposées lisses. Le pas de temps est de l'ordre de $10^{-4}s$. Il est variable afin de conserver un nombre de Courant inférieur à 1. Le nombre de Courant (équation 6.1) est un nombre adimensionnel servant à évaluer le seuil d'instabilité de la solution numérique, son maintien à une valeur inférieure à 1 permet d'éviter une instabilité numérique.

$$Co = \Delta t \sum_i \frac{u_{xi}}{\Delta_{xi}} \quad (6.1)$$

Où Δt est le pas de temps, Δ_{xi} le pas d'espace dans la direction i et u_{xi} la vitesse dans la direction i . Les résultats numériques sont pris à $t = 100s$. Les solutions se stabilisent autour de 40s de simulation.

Les cas d'étude et les propriétés de leur calcul, pour les modèles de turbulence *RNG* $k - \varepsilon$ et $k - \omega$ *SST*, sont résumés respectivement dans les tableaux 6.2 et

Modèle	<i>RNG k - ε</i>			
Pente	0%		2%	
Débit (<i>l/s</i>)	10	20	10	20
Nombre de coeurs	40	40	40	40
Temps de calcul	2j 18h	3j 14h	5j 11h	6j 19h
Pas de temps «établi»(s)	$9.3e - 04$	$7.6e - 04$	$5.8e - 04$	$4.5e - 04$
Froude	0.62	0.66	2.14	2.00
Re_d	18000	23000	42000	50000

TABLE 6.2 – Caractéristiques des calculs *RNG k - ε*

Modèle	<i>k - ω SST</i>			
Pente	0%		2%	
Débit (<i>l/s</i>)	10	20	10	20
Nombre de coeurs	40	40	40	40
Temps de calcul	2j 21h	3j 14h	4j 20h	6j 9h
Pas de temps «établi»(s)	$8.9e - 04$	$7.6e - 04$	$5.9e - 04$	$4.7e - 04$
Froude	0.62	0.67	2.02	1.92
Re_d	18000	24000	40000	49000

TABLE 6.3 – Caractéristiques des calculs *k - ω SST*

6.3.

Les fichiers de paramètres OpenFOAM initiaux des cas à débit égal à 20 *l/s* sont visibles en annexe B. Les schémas numériques utilisés sont également fournis en annexe C.

Les conditions au limites, en entrée ainsi que sur les parois, sont les mêmes que celles utilisées pour les simulations décrites dans le chapitre 3, dans les cas lisses. Le cylindre a également les même conditions de frottement sans glissement avec lois de parois que les parois latérales et le fond. La condition de sortie, en revanche, diffère sensiblement. Pour correspondre aux expériences, une chute libre est représentée, correspondant à une pression imposée nulle et à un gradient de vitesse nul.

Les conditions initiales sont telles que la hauteur d'eau et la vitesse sont constantes, $h = 6$ ou 10 *cm* et $U = 0.417$ ou $0,5$ *m/s* respectivement pour $Q = 10$ *l/s* ou $Q = 20$ *l/s*.

6.2.4 Convergence en maillage

L'étude de convergence en maillage a été effectuée avec des maillages de forme identique mais avec des tailles de mailles différentes pour le cas à débit égal à

20 l/s et une pente nulle. Le maillage le plus grossier possède 2 400 000 cellules, le maillage utilisé dans l'étude 4 800 000 cellules et le maillage le plus fin 9 800 000 cellules. Les hauteurs d'eau au centre du canal sont comparées ainsi que les coefficients de traînée. Ces résultats sont montrés respectivement sur les figures 6.2 et 6.3.

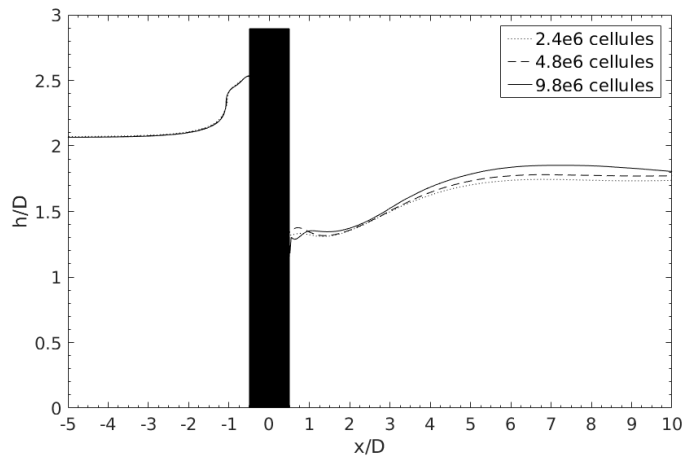


FIGURE 6.2 – Hauteurs d'eau au centre du canal pour chaque maillage.

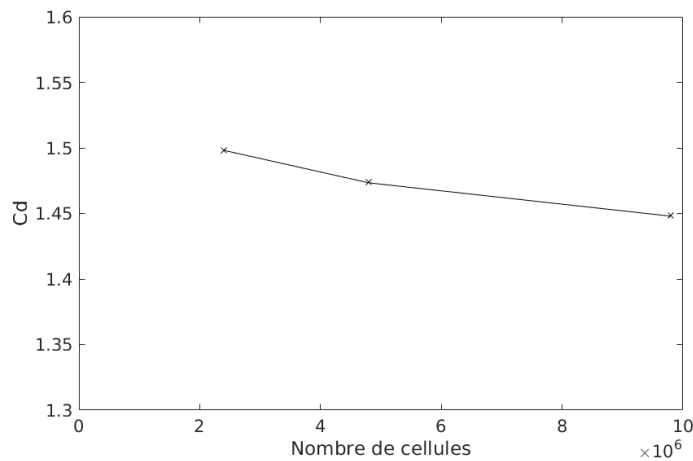


FIGURE 6.3 – Coefficient de traînée en fonction du nombre de cellules.

Les hauteurs d'eau à l'amont du cylindre sont strictement identiques, en revanche, des différences apparaissent à l'aval. La zone sillage étant une zone de fortes fluctuations, les différences entre les lignes d'eau proche du cylindre ($x/D < 3$) ne sont donc pas synonymes d'évolution de la solution. Les hauteurs restent proche

d'un maillage à l'autre, même si plus le maillage est fin, plus la hauteur d'eau remonte rapidement. L'évolution est cependant faible. Ceci est confirmé par l'évolution du coefficient de traînée (figure 6.3) qui diminue très peu avec l'augmentation du nombre de cellules dans le maillage. Le coefficient de traînée diminue de seulement 1.7% pour une multiplication par 2 du nombre de cellules dans le maillage. De plus, les temps de calcul pour atteindre 100s, du maillage le plus grossier au maillage le plus fin sont respectivement 1,5j, 3,5j et 10j. Le maillage à 4 800 000 cellules est donc choisi car la solution n'évolue pas significativement et le temps de calcul est acceptable.

6.3 Modèle 2D : Telemac2D

6.3.1 Le maillage

Comme indiqué dans la description du code donnée au paragraphe 2.2.1, Telemac2D s'applique à des domaines de calcul discrétisés par des maillages non structurés, constitués d'éléments triangulaires. Cette caractéristique permet une représentation aisée des formes géométriques complexes des frontières verticales externes et internes. Il est possible de raffiner localement les tailles des éléments sans répercussion sur les zones à faible densité de maillage. Le domaine modélisé est similaire à celui de la plateforme expérimentale : longueur 4 m, largeur 0.40 m, diamètre du plot cylindrique 40 mm. Plusieurs tailles de mailles ont été testées afin d'évaluer l'incidence sur les résultats de simulation. Le maillage de 25000 nœuds pour 74000 éléments et avec des critères de taille compris entre 0.4 mm au voisinage du cylindre et 25 mm maximum a été choisi. La pente du canal est nulle. Une vue locale du maillage au voisinage du cylindre est représenté sur la figure 6.4.

6.3.2 Les conditions aux limites et initiales

Les conditions aux limites et les conditions initiales reproduisent les conditions des mesures expérimentales. Pour l'entrée, un débit constant est imposé en amont avec une répartition uniforme des vitesses. A l'aval, une hauteur d'eau correspondant à celle des expériences est imposée, *i.e* la hauteur critique. Les parois latérales sont lisses avec glissement et la paroi du cylindre avec adhérence vu la finesse locale du maillage. Sur le fond, un coefficient de frottement $K_S = 100$ représente le plexiglass. Pour les conditions initiales, la hauteur d'eau est supposée constante et les vitesses nulles. Le temps simulé avec Telemac est le même que pour OpenFOAM, soit 100s, en vérifiant que le régime permanent est atteint. Les débits simulés sont 10 l/s et 20 l/s avec un canal à pente nulle.

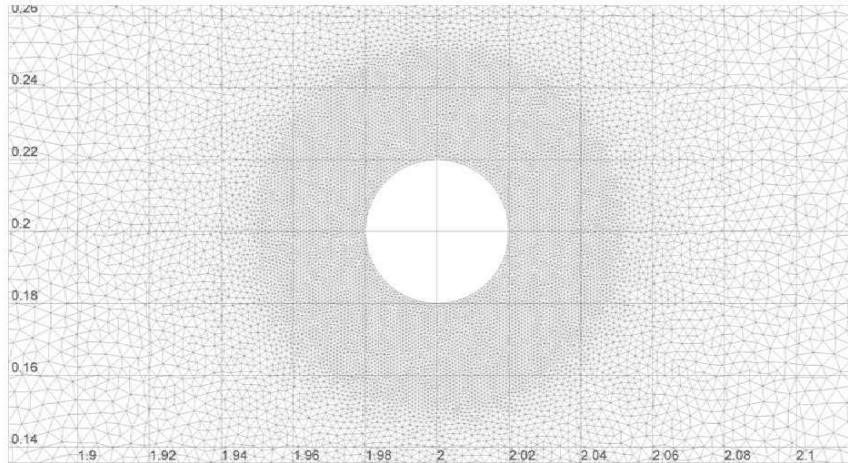


FIGURE 6.4 – Vue locale du maillage non structuré de Telemac2D.

6.4 Validation expérimentale et choix du modèle

La validation des modèles est effectuée par la comparaison aux résultats expérimentaux. Les résultats expérimentaux vus précédemment sont donc réutilisés ici. L'évaluation de la capacité des modèles à reproduire des écoulements autour d'un obstacle est réalisée avec un canal à pente nulle.

6.4.1 Hauteurs d'eau

Les hauteurs d'eau au centre du canal fournissent la première validation des résultats numériques. En effet, les vues de côté, prises à la caméra rapide, permettent de connaître les hauteurs d'eau. Cependant, les hauteurs d'eau de toute la zone d'étude ne sont pas accessibles. Les images n'étant obtenues que sur le côté, les seules informations disponibles sont les hauteurs maximales et minimales situées au centre du canal. Ainsi, la comparaison de ces hauteurs d'eau expérimentales avec les hauteurs d'eau obtenues numériquement dans le plan longitudinal au centre du canal permet une première évaluation de l'influence possible des modèles de turbulence.

La position minimale de la surface libre est représentée sur la figure 6.5 pour des débits respectifs de 10 et 20 l/s . Un très bon accord entre les valeurs expérimentales et numériques 3D est observé. Pour le modèle 2D, la ligne d'eau obtenue pour $Q = 10 l/s$ est correcte, même en aval immédiat du plot et rejoint les résultats 3D plus en aval. Toutefois, pour $Q = 20 l/s$, des écarts significatifs apparaissent : une hausse trop forte du niveau d'eau en amont et un creusement excessif à l'aval immédiat. Le modèle 2D semble amplifier artificiellement l'interaction du cylindre

sur le fluide. Cette figure montre de légers écarts entre les simulations 3D et les mesures à l'aval du cylindre. Il peuvent s'expliquer par plusieurs raisons. La hauteur d'eau expérimentale est obtenue avec une moyenne d'images, ce qui fournit donc une moyenne temporelle des résultats alors que les résultats numériques correspondent au dernier pas de temps du calcul. Les hauteurs d'eau expérimentales correspondent au minimum observé sur l'image. Les hauteurs d'eau numériques sont quant à elles obtenues dans un plan longitudinal au centre du canal. De plus, ce minimum ne se situe pas au centre du canal à l'aval du plot. Ainsi, cette figure montre que les deux modèles de turbulence reproduisent correctement les déformations de la surface libre au centre du canal. Aucun des deux modèles de turbulence ne se démarque donc par la hauteur d'eau.

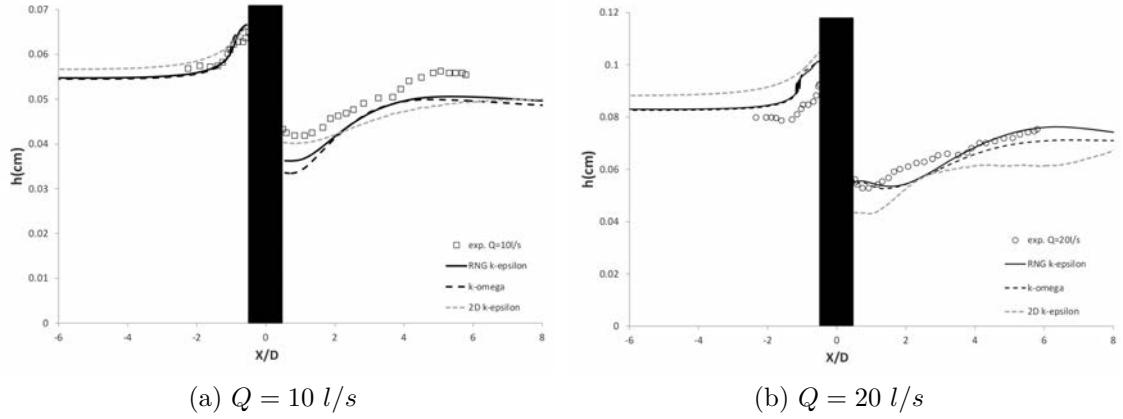


FIGURE 6.5 – Hauteurs d'eau au centre du canal.

6.4.2 Coefficient de traînée

La force de traînée est extraite des simulations en enregistrant, à chaque pas de temps, l'intégration de la pression et de la contrainte pariétale sur le cylindre. Les coefficients de traînée sont ensuite calculés à partir des forces de traînée via la formule 6.2 :

$$C_d = \frac{2F_t}{\rho h D U_0^2} \quad (6.2)$$

Une fois que le calcul permet d'obtenir un régime établi, les forces de traînée sont constantes pour chaque cas d'étude. Les coefficients correspondants sont présentés dans le tableau 6.4.

Ces valeurs sont très proches d'un modèle à l'autre, le modèle $k - \omega$ SST se rapprochant plus des valeurs expérimentales. Ainsi, les deux modèles de turbulence reproduisent correctement le coefficient de traînée.

Pente	0%			2%		
Débits (l/s)	exp.	RNG $k - \varepsilon$	$k - \omega SST$	exp.	RNG $k - \varepsilon$	$k - \omega SST$
10	2.02	1.76	1.86	0.78	0.89	0.87
20	1.53	1.42	1.47	0.62	0.74	0.70

TABLE 6.4 – Coefficients de traînée

La figure 6.6 montre l'évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Froude. Même si il y a peu de points issus des simulations numériques, puisqu'il y a peu de simulations, les résultats numériques sont cohérents avec les résultats expérimentaux. En corrigeant les C_d numériques de la même façon que ceux expérimentaux, la concordance avec les corrélations expérimentales trouvées est très bonne. Les simulations donnent des résultats corrects de même que les corrélations proposées sont valides.

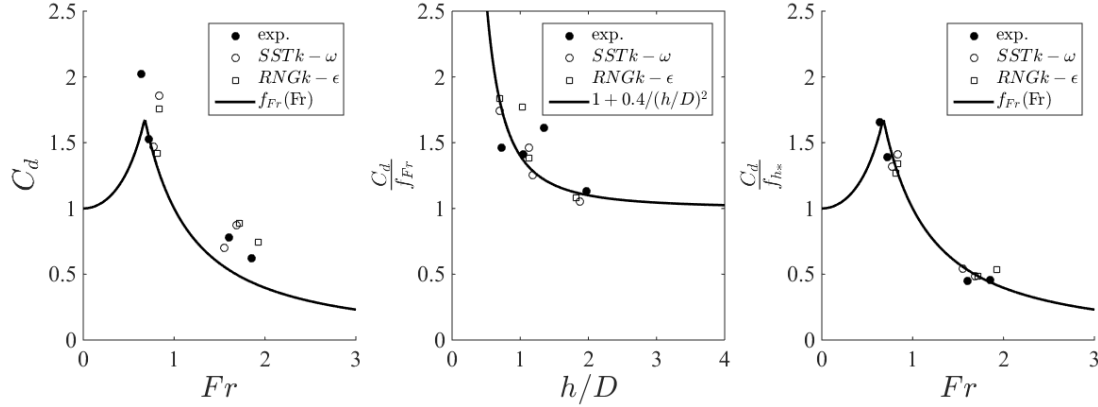


FIGURE 6.6 – Coefficient de traînée en fonction des paramètres hydrauliques.

Les structures d'écoulement telles que les tourbillons en fer à cheval ne sont pas correctement, voire pas du tout, représentées. L'évolution du coefficient de traînée est cohérente avec ce qui est donné dans la littérature. Aussi, il peut être intéressant d'observer la répartition de cette force, ou du coefficient de traînée pour savoir s'il est possible d'en déduire des formes d'écoulement et d'expliquer les corrélations expérimentales trouvées dans le chapitre 5.

Afin de calculer le profil du coefficient de traînée sur la hauteur, la pression autour du plot a été extraite puis intégrée (Eq. 6.3).

$$F_t = - \int \int P \vec{n} ds \quad (6.3)$$

Où P est la pression, \vec{n} est le vecteur unitaire orienté perpendiculairement à la

surface du cylindre et vers l'intérieur de l'élément de surface. Ramenée à la discrétisation du maillage, cette force se traduit par l'équation 6.4 :

$$F_t = - \sum_i P_i \vec{n}_i dl dh \quad (6.4)$$

Où l'indice i fait référence à une cellule, dh est la hauteur élémentaire d'une cellule et dl sa largeur. dl et dh ne possèdent pas d'indice car les cellules autour du cylindre sont identiques.

Le coefficient de traînée est ensuite obtenu de la même manière que dans le chapitre précédent.

Le profil ainsi calculé est présenté sur la figure 6.7. La hauteur d'eau est normalisée par la hauteur d'eau incidente h à l'amont du cylindre. Elle montre de fortes similitudes entre les cas de même pente.

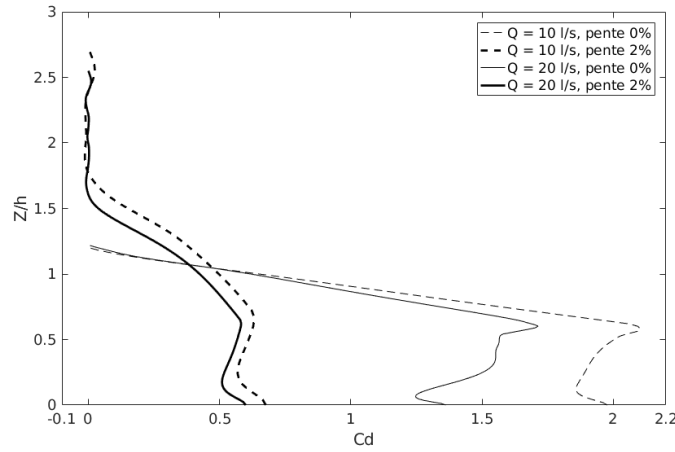


FIGURE 6.7 – Profil du coefficient de traînée sur la hauteur pour les différents cas avec le modèle $k - \omega$ SST.

Pour les pentes à 2%, la zone de faibles valeurs de C_d située au-dessus de la hauteur d'eau normale pour la pente à 2% est mise à l'écart car elle correspond à la surcôte qui ne participe quasiment pas à la force. L'évolution du coefficient de traînée sur la hauteur peut être décrite en trois zones. Dans la première, à $0 < Z/h < 0,2$, le coefficient de traînée diminue. Ce comportement peut être relié à la présence d'un écoulement spécifique près du fond, pouvant être, dans un premier temps, attribué aux tourbillons en fer à cheval et au frottement au fond (figure 6.8). Cette zone est relativement plus petite quand h augmente (par exemple entre $Q = 10$ l/s et $Q = 20$ l/s). Ceci pourrait donc expliquer l'évolution de C_d en fonction de h/D observée expérimentalement. Dans la deuxième zone, à $0,2 < Z/h < 0,6$, il augmente significativement. Enfin, dans la troisième zone, à

$Z/h > 0,6$, il diminue presque linéairement ce qui correspond à la zone entre la surcôte à l'amont et la décôte à l'aval du plot.

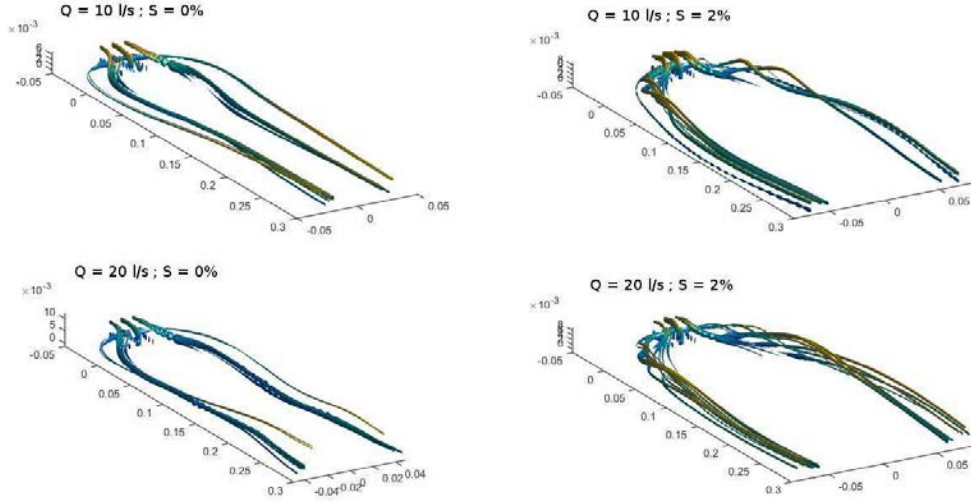


FIGURE 6.8 – Lignes de courant près du fond avec le modèle $k - \omega SST$.

Afin d'avoir une idée plus complète des forces de pression sur le cylindre, le coefficient de pression C_p est donné pour chaque simulation (figure 6.9). Ce coefficient est défini avec l'aide de la pression locale P , par :

$$C_p(\theta) = \frac{P}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \quad (6.5)$$

Où θ est l'angle entre l'axe central et la position considérée sur le cercle défini par le plot.

En écoulement fluvial, le champ de pression reste quasi hydrostatique alors qu'en écoulement torrentiel, la pression est quasi constante sur la face amont ($\theta = \pi$), à l'exception de la zone près du fond. Le décollement est visible par le maximum de coefficient de pression C_p . Ce décollement se produit à un angle supérieur à $\pi/2$ augmentant avec le nombre de Froude. Pour des angles plus faibles, C_p est quasi constant ce qui correspond à un écoulement critique (typologie des écoulements autour de cylindres).

Pour confirmer la répartition verticale des pressions, leur profil est tracé sur le plan central pour la face amont et la face aval sur la figure 6.10. Ces profils sont très proches du profil hydrostatique, sauf pour la face avant dans le cas torrentiel. Comme mentionné précédemment, une influence des écoulements près du fond est visible, en particulier pour le cas fluvial à $Q = 20 \text{ l/s}$ où une surpression est observée sur la face arrière. Alors que les tourbillons en fer à cheval influent sur la

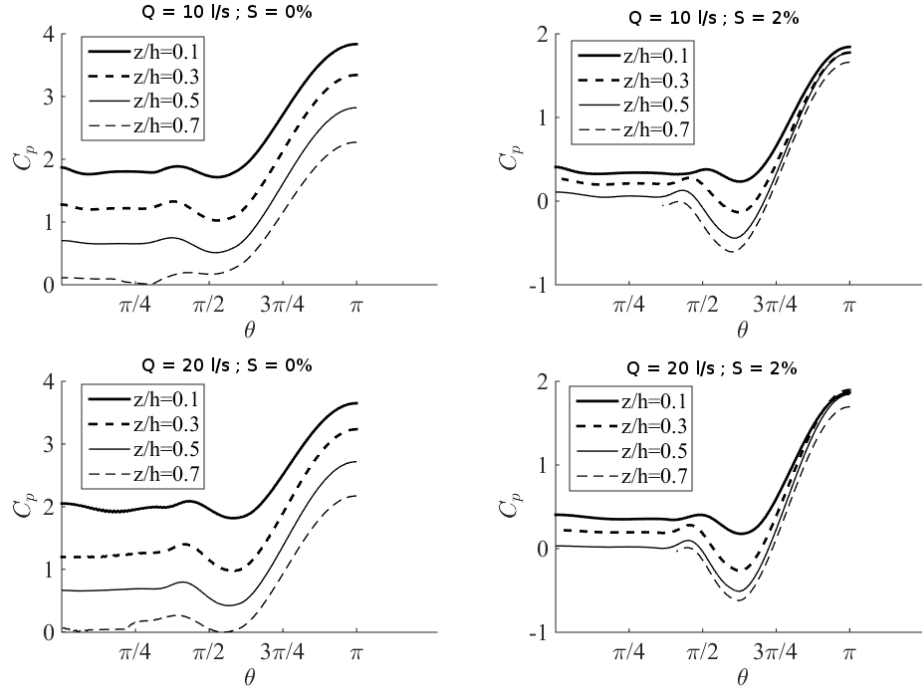


FIGURE 6.9 – Profil du coefficient de pression autour du plot pour différentes positions verticales et pour les différents cas avec le modèle $k - \omega$ SST.

face amont, les structures qui modifient la pression sur la face aval seront décrites dans la partie suivante.

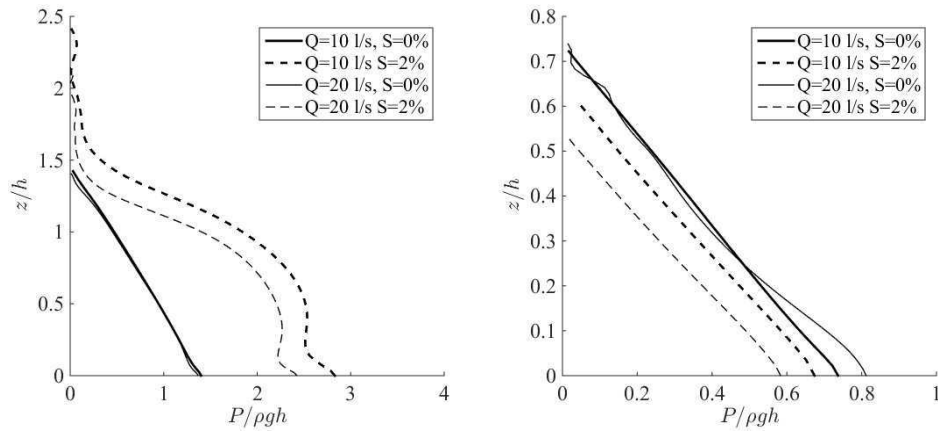


FIGURE 6.10 – Profils verticaux de pressions, face amont à gauche et face aval à droite, avec le modèle $k - \omega$ SST.

6.4.3 Champs de vitesse

Les vitesses expérimentales étant intégrées sur la hauteur de l'écoulement, les vitesses issues des simulations numériques ont également été moyennées sur la hauteur afin que la comparaison soit pertinente (figure 6.11). Ce n'est pas le cas pour les simulations 2D intégrées, par définition, sur la hauteur d'eau. Il peut être considéré de façon qualitative que les simulations numériques correspondent aux mesures expérimentales. Seules les simulations avec le modèle $k - \omega$ SST sont ici présentées car les différences entre modèles ne sont pas visibles sur cette représentation.

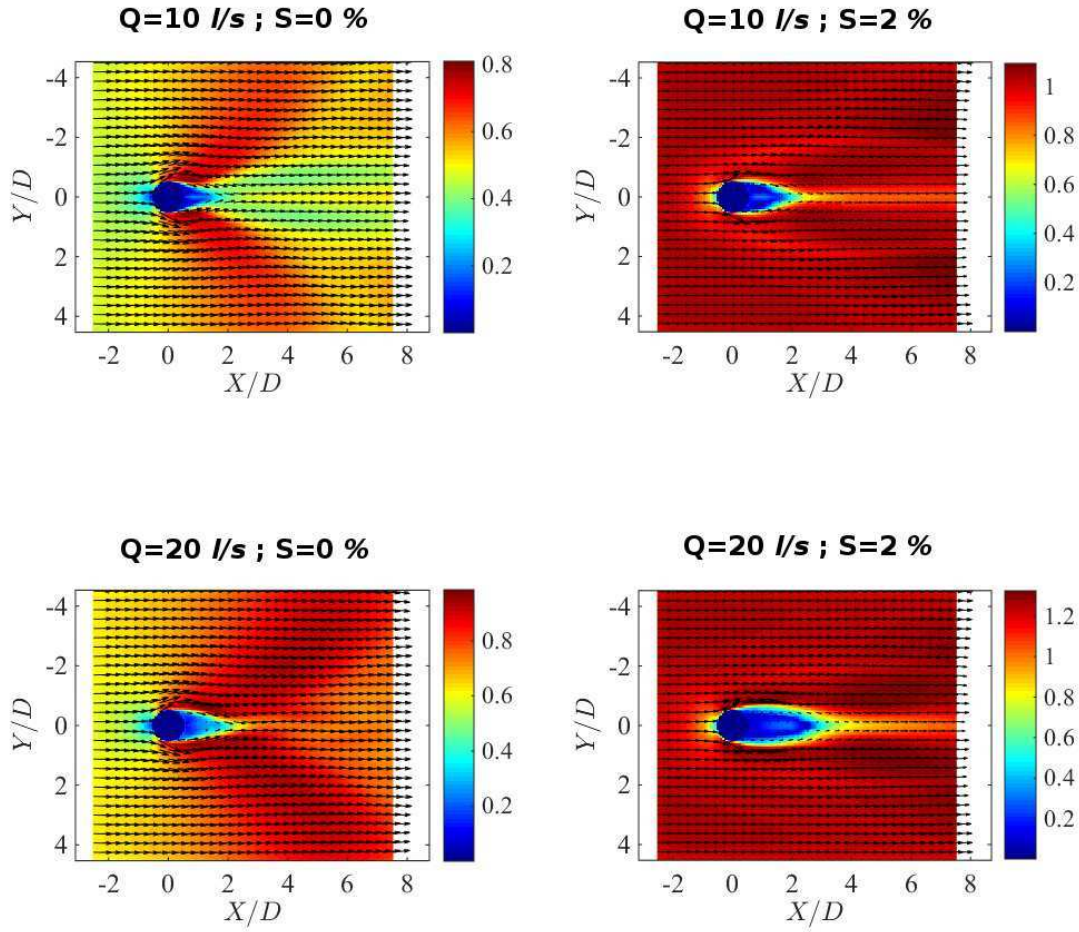


FIGURE 6.11 – Aperçu du champ de vitesses pour les quatre configurations.

Une description détaillée des vitesses sur les axes longitudinaux visibles sur la figure 6.11 est donnée sur les figures 6.12 et 6.13 respectivement pour un débit de 10 et 20 l/s . La vitesse est normalisée par la vitesse critique définie par $U_c = \sqrt{gh_c}$

où h_c est la hauteur critique basée sur le débit, $U_c = 0,63 \text{ m/s}$ pour $Q = 10 \text{ l/s}$ et $U_c = 0,78 \text{ m/s}$ pour $Q = 20 \text{ l/s}$. De la même manière, les profils de vitesses sur les axes transversaux sont tracés sur les figures 6.14 et 6.15.

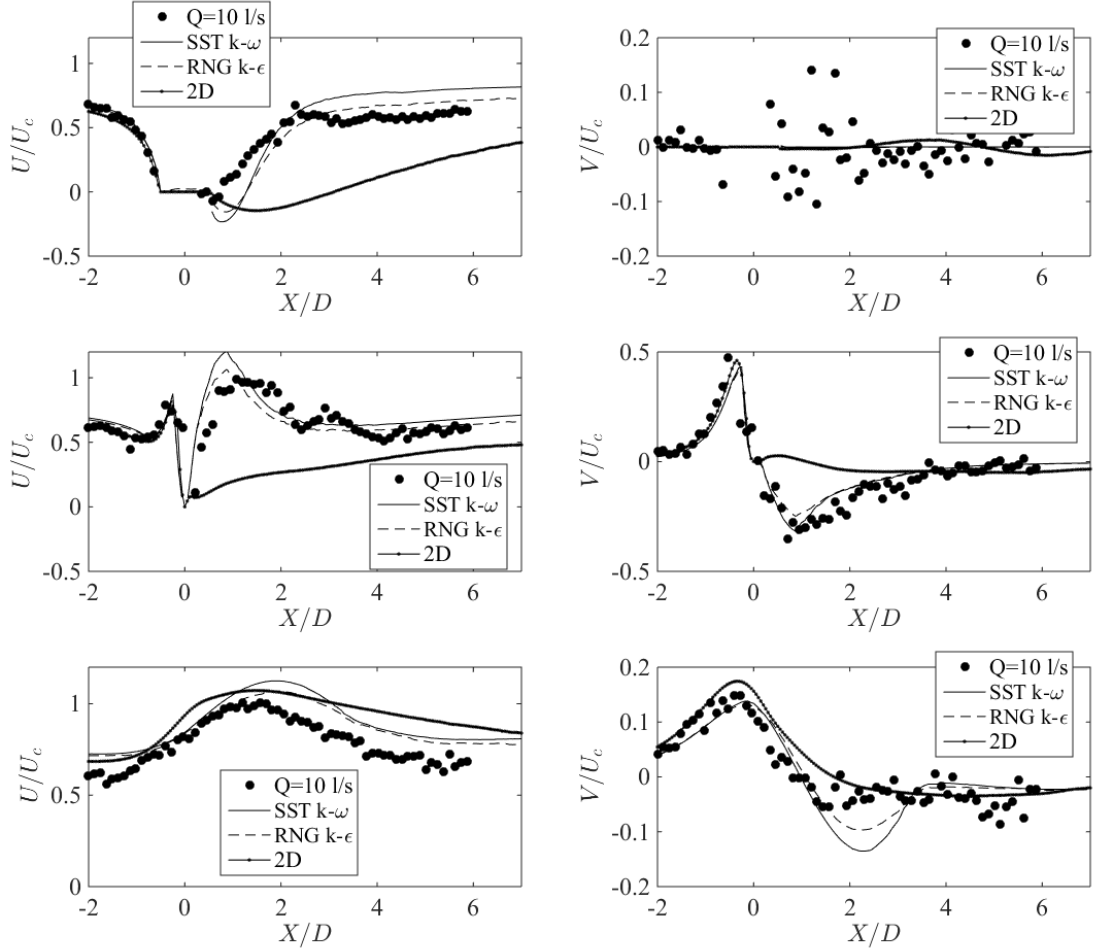


FIGURE 6.12 – Profils de vitesses longitudinales et transversales suivant l’axe longitudinal X pour $Y/D = 0, 0,5$ et $1,5$ de haut en bas, $Q = 10 \text{ l/s}$.

Les profils de vitesses longitudinales (U) et transversales (V) sont tracés. A l’amont du plot, les résultats expérimentaux et numériques sont en parfait accord, à la fois pour les simulation URANS et 2D. La première remarque concerne la difficulté pour le modèle 2D à reproduire correctement le sillage. La taille de la zone de faible vitesse est largement surestimée par le calcul 2D à la fois dans le sens transversal et dans le sens longitudinal, y compris pour les nombres de Froude les plus faibles.

Pour le débit de 10 l/s (figures 6.12 et 6.14), les simulations URANS semblent

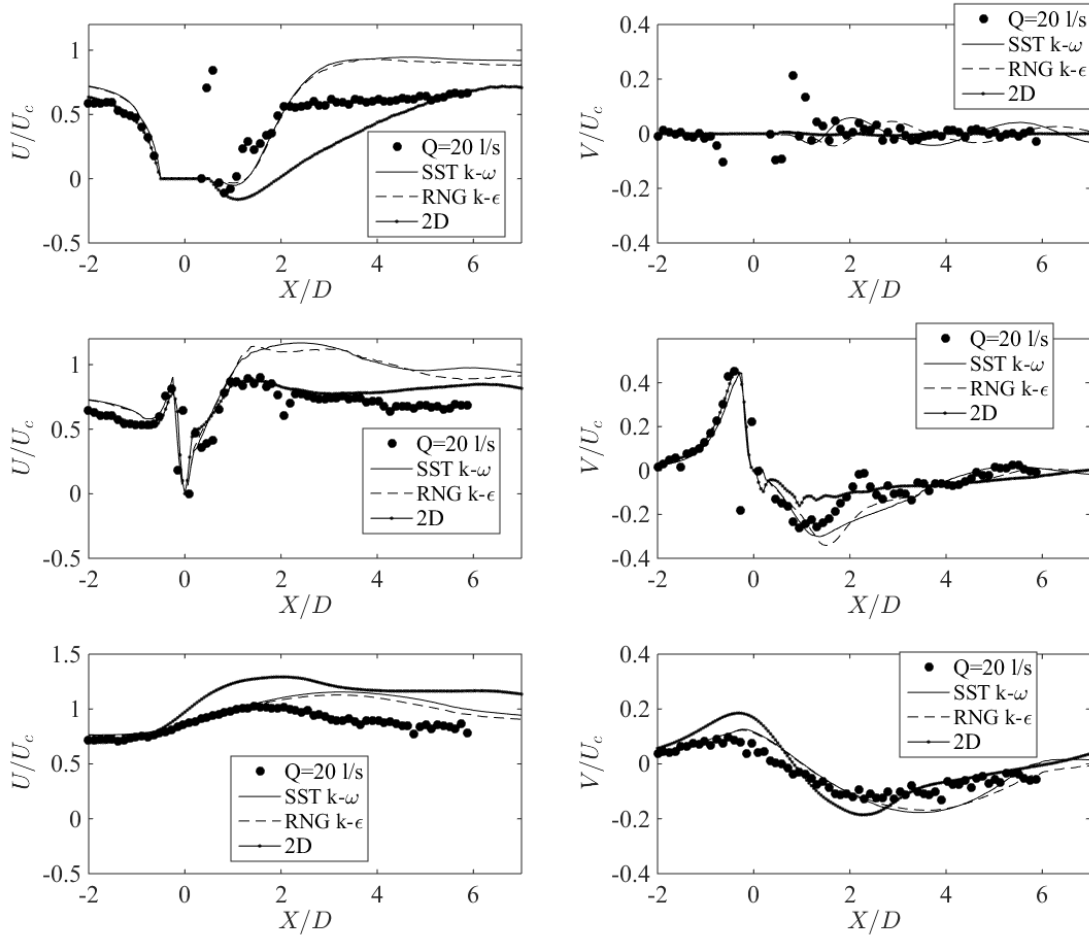


FIGURE 6.13 – Profils de vitesses longitudinales et transversales suivant l’axe longitudinal X pour $Y/D = 0, 0,5$ et $1,5$ de haut en bas, $Q = 20\text{ l/s}$.

performantes pour reproduire les champs de vitesses pour l’ensemble des sections tracées. En particulier, la taille de la zone de faible vitesse à l’aval du cylindre correspond à la taille mesurée. Les accélérations sont aussi reproduites, même si, quand la vitesse se rapproche de la vitesse critique, les mesures sont plus faibles que les calculs.

Une différence est observée à l’aval du cylindre, principalement pour le débit de 20 l/s . En effet, les figures 6.13 et 6.15 montrent que le sillage est plus long dans les simulations que dans l’expérience puisque la valeur de U/U_c est supérieure aux résultats expérimentaux. L’obstacle paraît donc influencer l’écoulement sur une distance plus longue dans la réalité que dans les simulations. Cette remarque peut cependant être nuancée car, sur la figure 6.16, les vitesses calculées les plus élevées

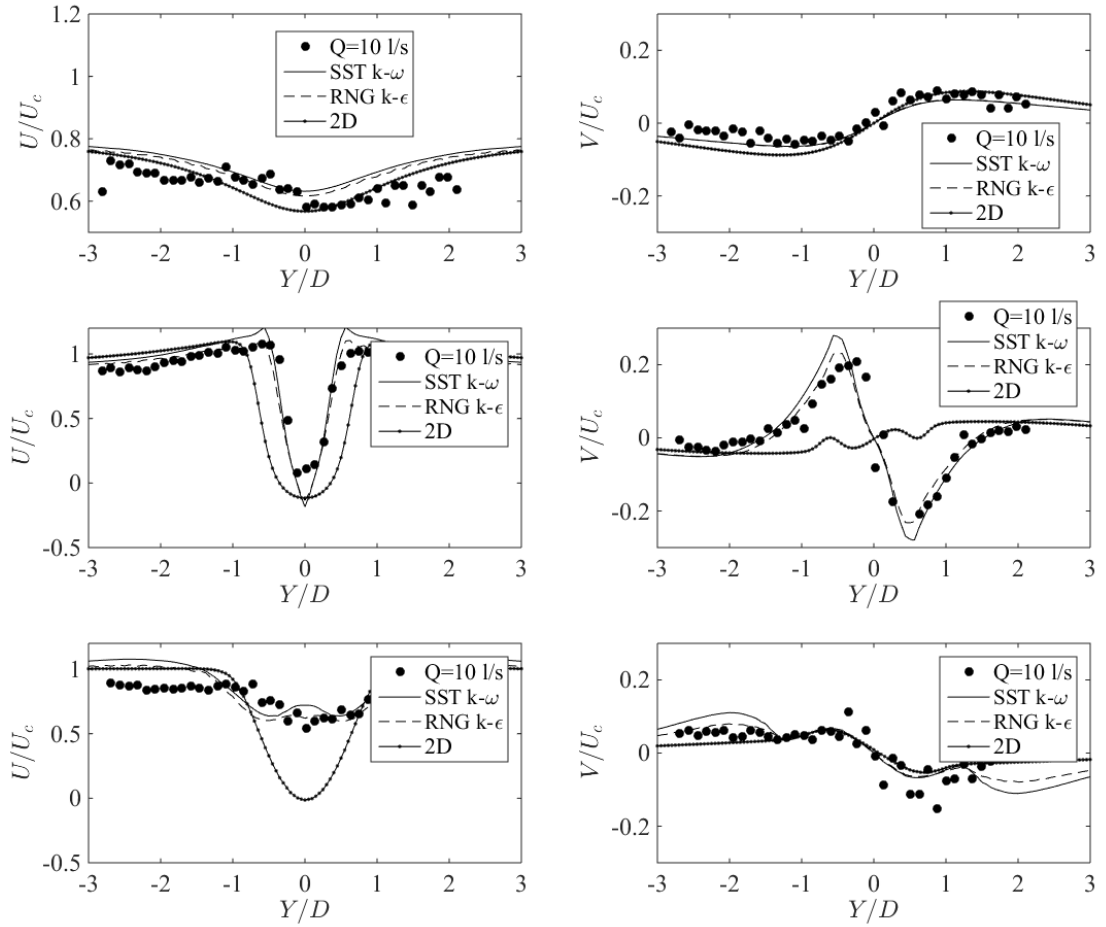


FIGURE 6.14 – Profils de vitesses longitudinales et transversales suivant l’axe transversal Y pour trois sections de canal $X/D = -1, 5, 1$ et 3 , de haut en bas, $Q = 10 \text{ l/s}$.

se situent au voisinage de la surface libre dans une zone de ressaut. La mesure de vitesse moyenne peut donc être sous estimée. Il est en effet peu probable de pouvoir détecter des billes dans cette zone, ce qui tend à abaisser la vitesse moyenne sur la verticale.

La différence entre les deux modèles de turbulence est relativement faible et peut être réellement observée seulement à proximité du cylindre.

Le modèle $k - \omega$ *SST* produit des zones de recirculation plus courtes que le modèle $RNG k - \epsilon$ ce qui correspond mieux aux observations expérimentales. De plus, il fait apparaître des oscillations, dans le sillage, d’amplitudes plus grandes que le modèle $RNG k - \epsilon$, avec des longueurs d’onde plus courte. Les premières simulations LES présentées par la suite tendent à montrer que les instationnarités

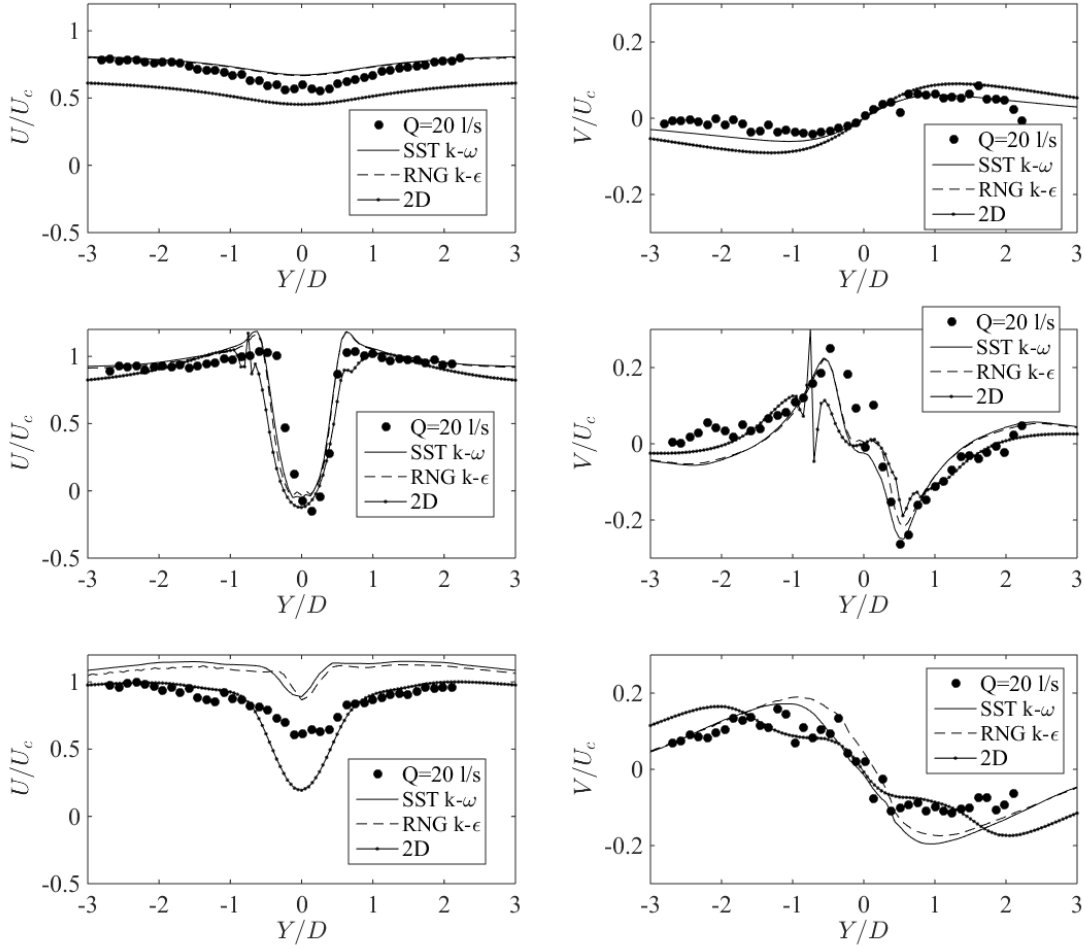


FIGURE 6.15 – Profils de vitesses longitudinales et transversales suivant l’axe transversal Y pour trois sections de canal $X/D = -1, 5, 1$ et 3 , de haut en bas, $Q = 20 \text{ l/s}$.

données par le modèle $k-\omega$ *SST* sont plus pertinentes. Ainsi, le modèle $k-\omega$ *SST* semble le mieux adapté aux simulations de ce type d’écoulements.

Pour résumer, la modélisation 2D est limitée à des nombres de Froude faibles [Tran et al., 2016] et ne sera plus discutée dans la suite. La comparaison entre les résultats numériques 3D et expérimentaux montre que les deux approches sont pertinentes pour obtenir les vitesses intégrées sur la hauteur. Il serait donc intéressant d’utiliser la modélisation numérique afin d’obtenir des informations utiles pour une application environnementale aux poissons.

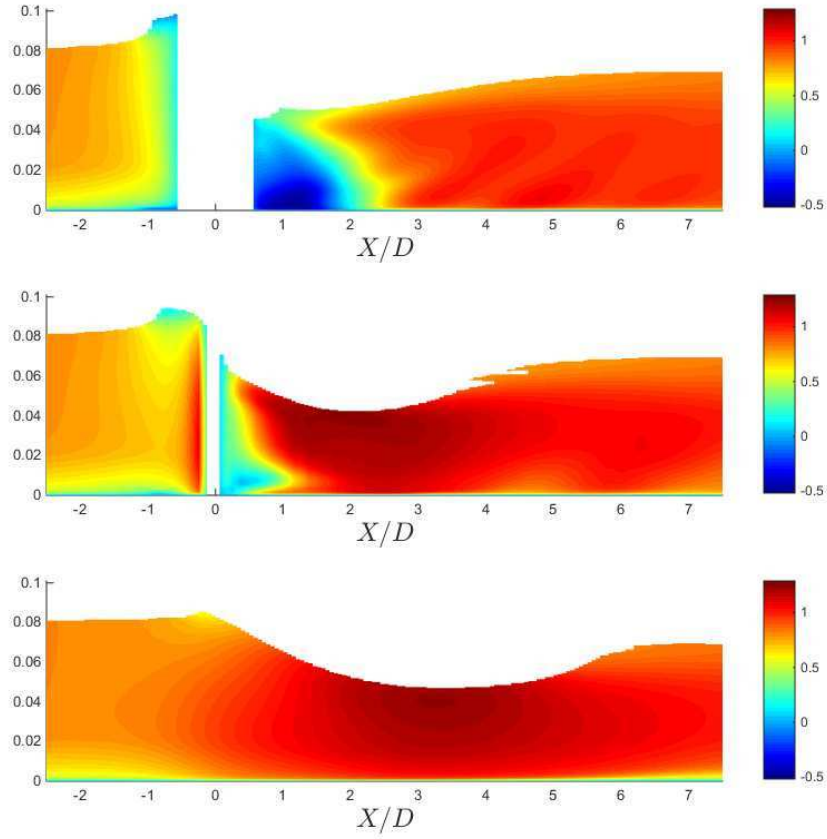


FIGURE 6.16 – Champs de vitesses longitudinales pour les sections $Y/D = 0$, $Y/D = 0.5$ et $Y/D = 1.5$, de haut en bas, quand $Q = 20 \text{ l/s}$.

6.5 Description de la structure de l'écoulement

Les résultats présentés jusqu'ici pour la validation des modèles numériques correspondent à des hauteurs d'eau, ainsi qu'à des vitesses, intégrées sur la verticale, grandeurs pouvant être comparées aux mesures. Sont présentés ci-après les résultats permettant une description plus complète des écoulements.

Le modèle $k - \omega \text{ SST}$ étant apparu le plus pertinent pour reproduire les écoulements étudiés, seules les simulations utilisant ce modèle de turbulence sont présentées par la suite. Les résultats obtenus par le modèle $RNGk - \varepsilon$ sont, quant à eux, fournis en annexe D.

6.5.1 Hauteurs d'eau

La figure 6.17 représente les surfaces libres d'eau pour les quatre cas d'étude. La vague de sillage et la forme globale de l'écoulement sont bien visibles et des ondes de surface sont présentes à l'aval du cylindre. Le régime non perturbé par le cylindre est atteint avant la condition limite aval.

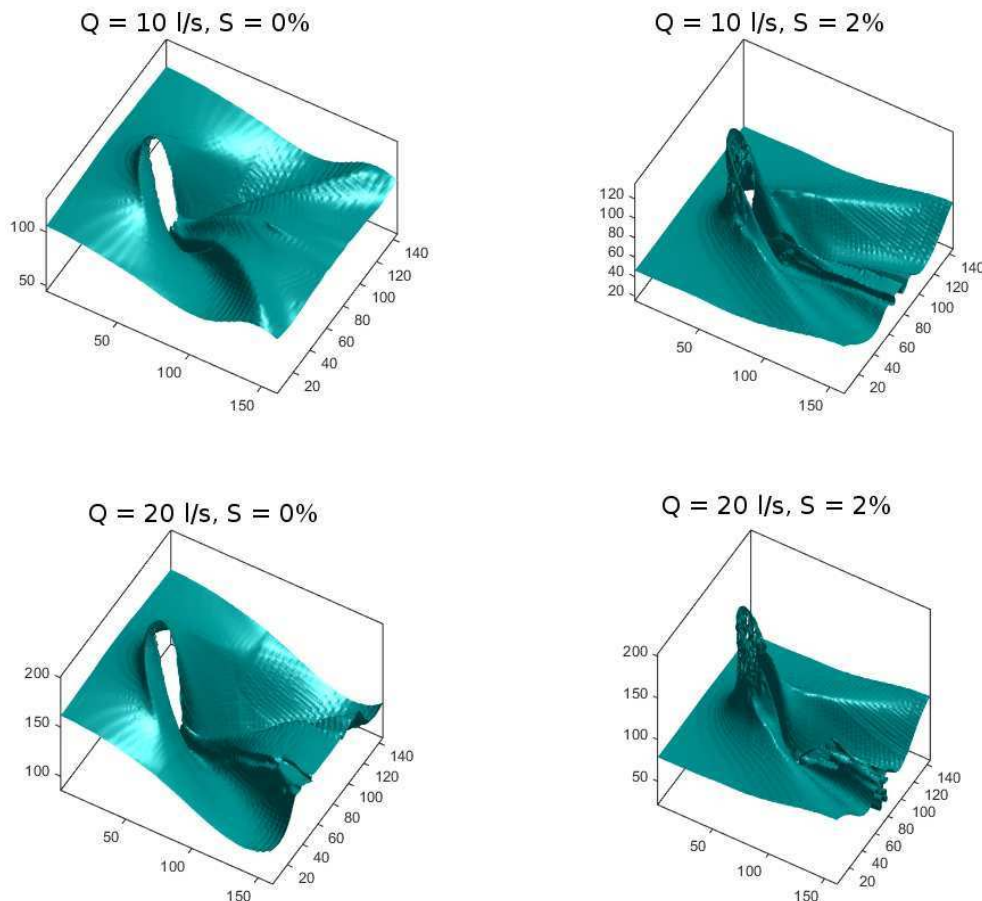


FIGURE 6.17 – Aperçu de la surface libre autour du plot pour les 4 cas d'étude.

Près du plot, la forme de la surface libre et les lignes de courant sont présentées, pour le débit de 20 l/s , sur la figure 6.18, pour les deux pentes. Les structures tourbillonnaires à l'aval du cylindre sont ainsi mises en avant.

Un zoom autour du cylindre permet de mieux appréhender l'évolution de la surface libre en fonction du nombre de Froude (figure 6.19). Quand l'écoulement aval est fluvial, la surcôte reste limitée. La dépression à l'aval possède une forme en V et la hauteur d'eau devient rapidement proche de la hauteur d'eau moyenne

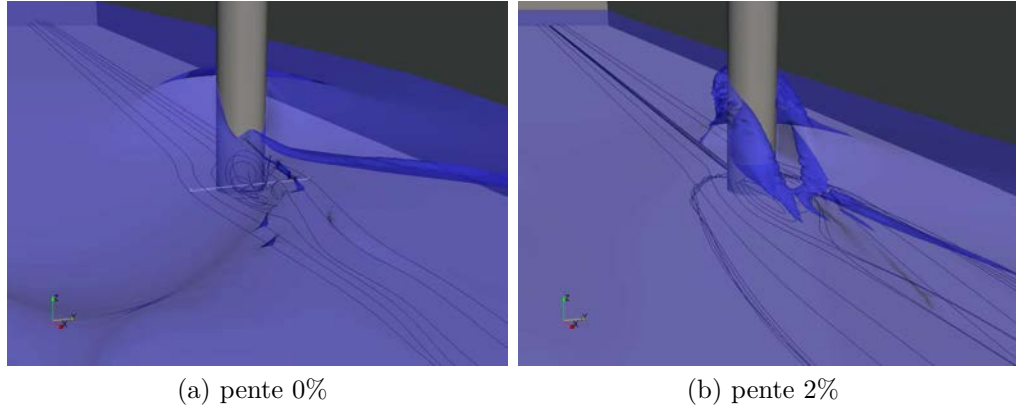


FIGURE 6.18 – Visualisation de la forme de l'écoulement, $Q = 20l/s$.

dans le sillage. Pour des écoulements torrentiels, la surcôte est importante. Elle est supérieure à celle fournie par l'expérience puisqu'elle est supérieure à $2h$ alors qu'elle est autour de $1,5h$ lors des mesures. Cela s'explique par la difficulté des modèles VOF et $k - \omega SST$ à reproduire le «déferlement» de la couche d'eau sur la face amont.

Les profils d'écoulement dans le sillage ont deux comportements différents selon le régime. En régime fluvial, autour du plot, la hauteur d'eau diminue puis augmente jusqu'à la hauteur moyenne avec l'éloignement au plot. En régime torrentiel, la hauteur d'eau autour du plot reste constante, puis elle demeure supérieure à h sur une zone assez grande. En particulier, le profil $Y/D = 1.5$ montre que la hauteur d'eau est supérieure à h entre $0 < X/D < 2$. Ce comportement peut être relié à l'observation expérimentale dans laquelle il a été supposé qu'une zone de hauteur égale à la hauteur critique existe.

6.5.2 Forme générale de l'hydrodynamique

A partir des champs de vitesses calculés, la structure de l'écoulement, à savoir les lignes de courant et les zones de recirculation, est décrite dans un premier temps. La figure 6.20 montre cet écoulement dans le plan longitudinal au centre du canal pour les différents cas étudiés. La limite de la zone de repos peut être estimée à $X/D = 1,5$ pour $Q = 10 l/s$ et $X/D = 2$ pour $Q = 20 l/s$. Cette augmentation de longueur de zone concorde avec l'observation expérimentale. Des zones de recirculations verticales existent à l'aval du plot pour les 2 modèles avec des zones à faibles vitesses proches du fond. Les vitesses d'écoulement dans cette zone peuvent atteindre 25% de la vitesse moyenne, valeur non négligeable pour une zone de repos. La représentation par plan indique clairement des structures

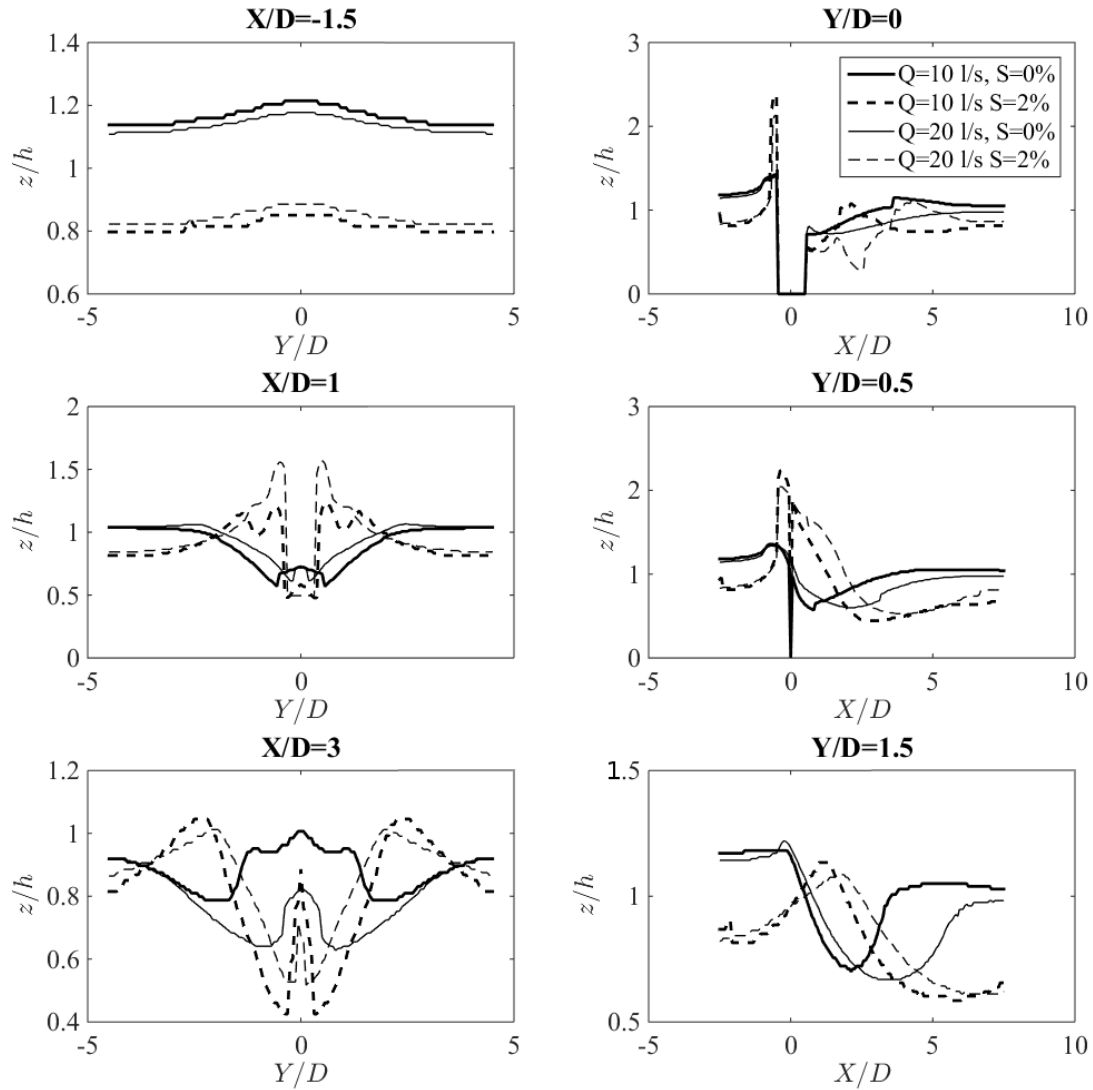


FIGURE 6.19 – Profils des hauteurs simulées.

qui sortent de ce plan, l'aspect tridimensionnel de l'écoulement sera donc mis en avant par la suite.

L'influence du nombre de Froude sur l'aspect qualitatif de la cartographie des vitesses est maintenant étudiée. La représentation des champs de vitesses dans les plans $Z/h = 0.2, 0.4, 0.6$ et 0.8 (figure 6.21) montre que les zones de faibles vitesses se trouvent préférentiellement à la surface en écoulement fluvial, alors qu'elles sont au fond en écoulement torrentiel. Cette observation est confirmée par les lignes de

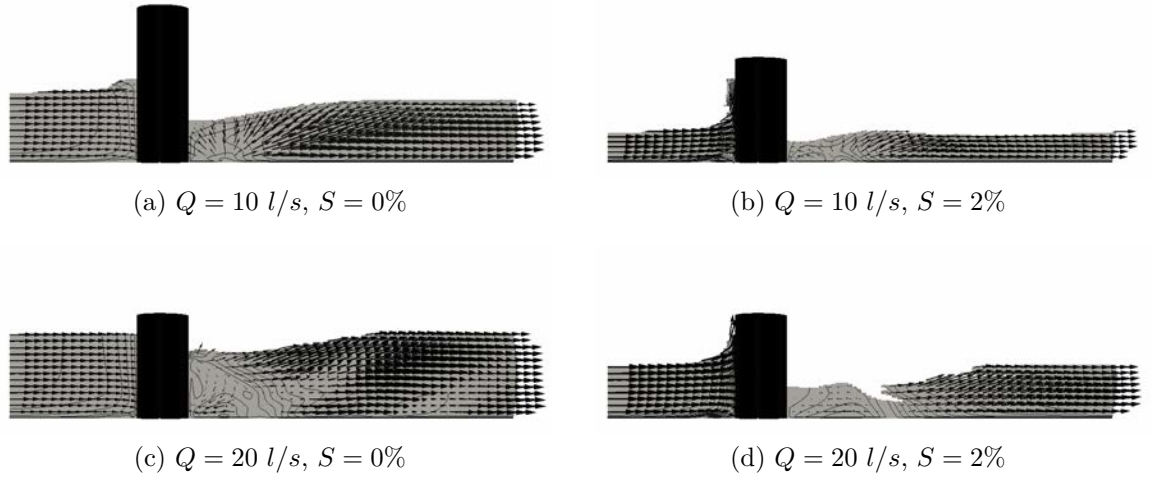


FIGURE 6.20 – Champs de vitesses dans le plan central pour les 4 conditions URANS à $t = 100s$.

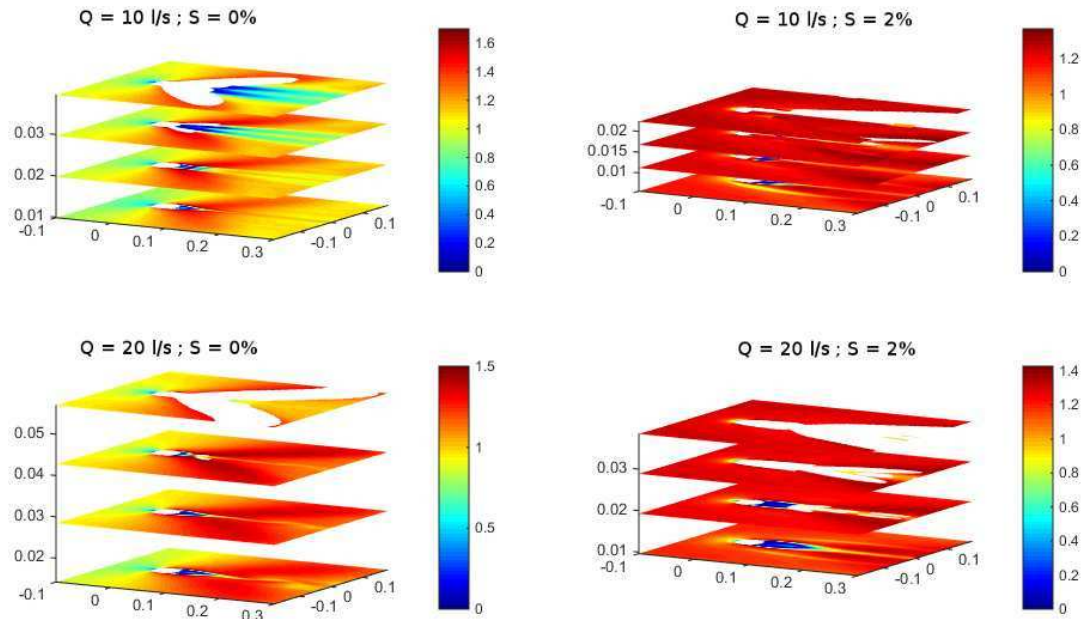


FIGURE 6.21 – Norme de la vitesse normalisée par U_0 pour $Z/h = 0.2, 0.4, 0.6$ et 0.8 .

courant dans les plans $Z/h = 0,2$ et $Z/h = 0,5$, visibles respectivement sur les figures 6.22 et 6.23. Quand l'écoulement est torrentiel, l'accélération en surface, due au mouvement plongeant, entraîne l'écoulement vers l'aval sans possibilité de

recirculation.

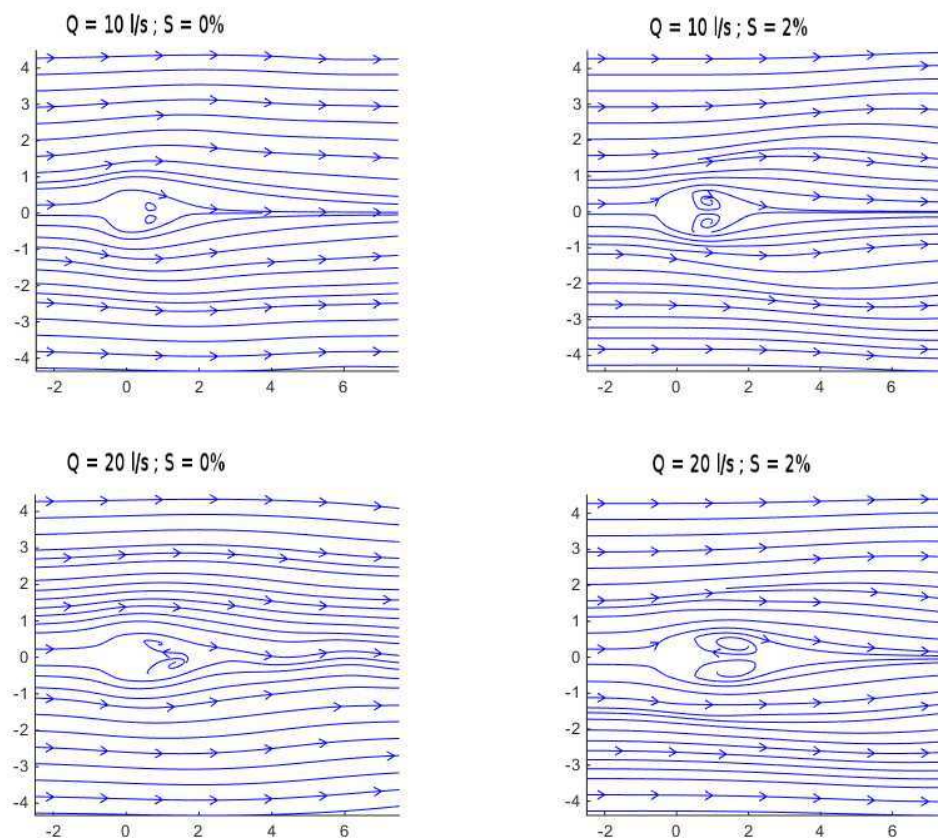


FIGURE 6.22 – Lignes de courant dans le plan $Z/h = 0, 2$.

Il est aussi possible d'évaluer la taille de la zone de recirculation, de visualiser la forme de l'écoulement ou encore les zones de fortes vitesses. Les zones de faibles vitesses restent de l'ordre de $2D$, mais il existe une forte variabilité verticale comme observé expérimentalement. Dans cette zone, il existe aussi des structures d'écoulements complexes comme le montrent les lignes de courant sur les figures 6.24 et 6.25.

Pour le cas fluvial au nombre de Froude le plus faible, les courants hélicoïdaux peuvent être reliés à l'interaction du sillage et du fond d'où ils sont issus. Dans la zone proche de la surface (non visualisée), une double recirculation, identique à celle décrite dans le chapitre 2 pour des écoulements à faibles nombres de Froude [Akilli and Rockwell, 2002], est retrouvée. Pour un nombre de Froude plus grand mais inférieur à 1 (figure en bas à droite), une recirculation à axe vertical est observée au fond (de taille $D/2$) puis une autre à axe horizontal (de taille proche de $h/2$). Dans nos simulations, ces structures oscillent latéralement autour du

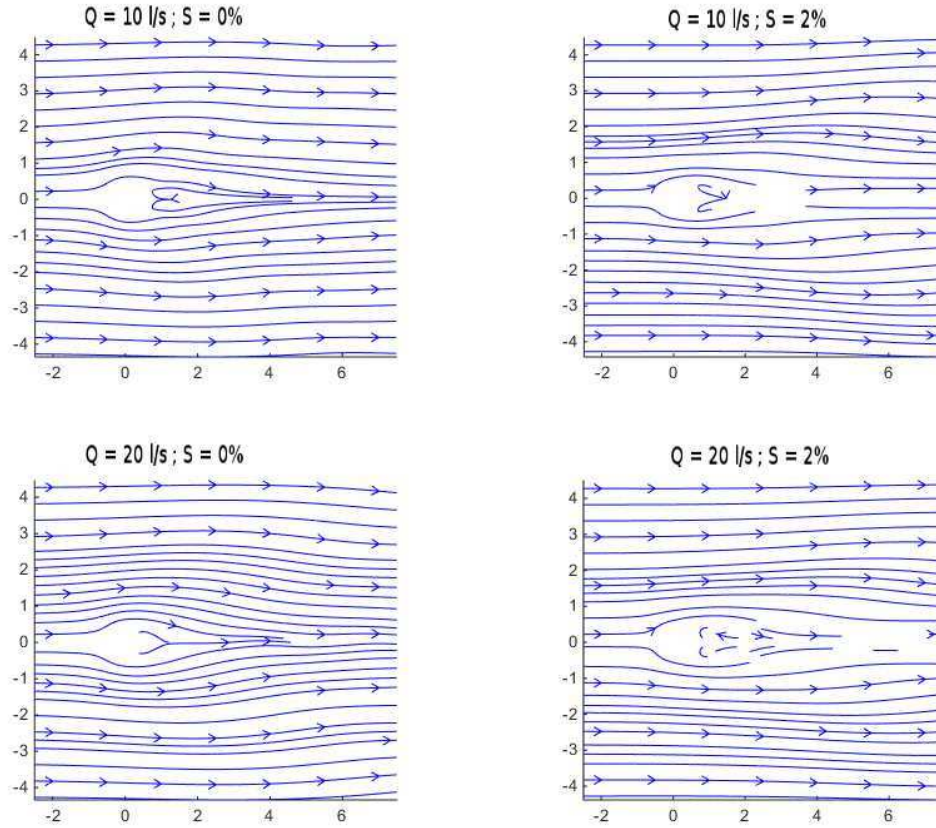


FIGURE 6.23 – Lignes de courant dans le plan $Z/h = 0,5$.

plan central. Il est possible de mieux voir cette oscillation latérale près du fond sur la figure 6.26 où les champs de vitesses transversaux et verticaux sont tracés à l'extrémité de la zone de faible vitesse $X/D = 2$.

Pour les simulations en régime torrentiel, seule la double recirculation (symétrique) à axe vertical persiste. A vitesses comparables autour du plot, la hauteur d'eau est réduite en régime torrentiel par rapport au régime fluvial ce qui donne plus d'influence au fond. L'entraînement du jet (dans la direction longitudinale) sur la zone à faibles vitesses semblent empêcher la création de structures verticales.

Les lignes de courant dans le plan central (figure 6.27) mettent aussi en avant les structures décrites précédemment, en particulier la recirculation verticale pour $Q = 20 \text{ l/s}$ et $S = 0\%$.

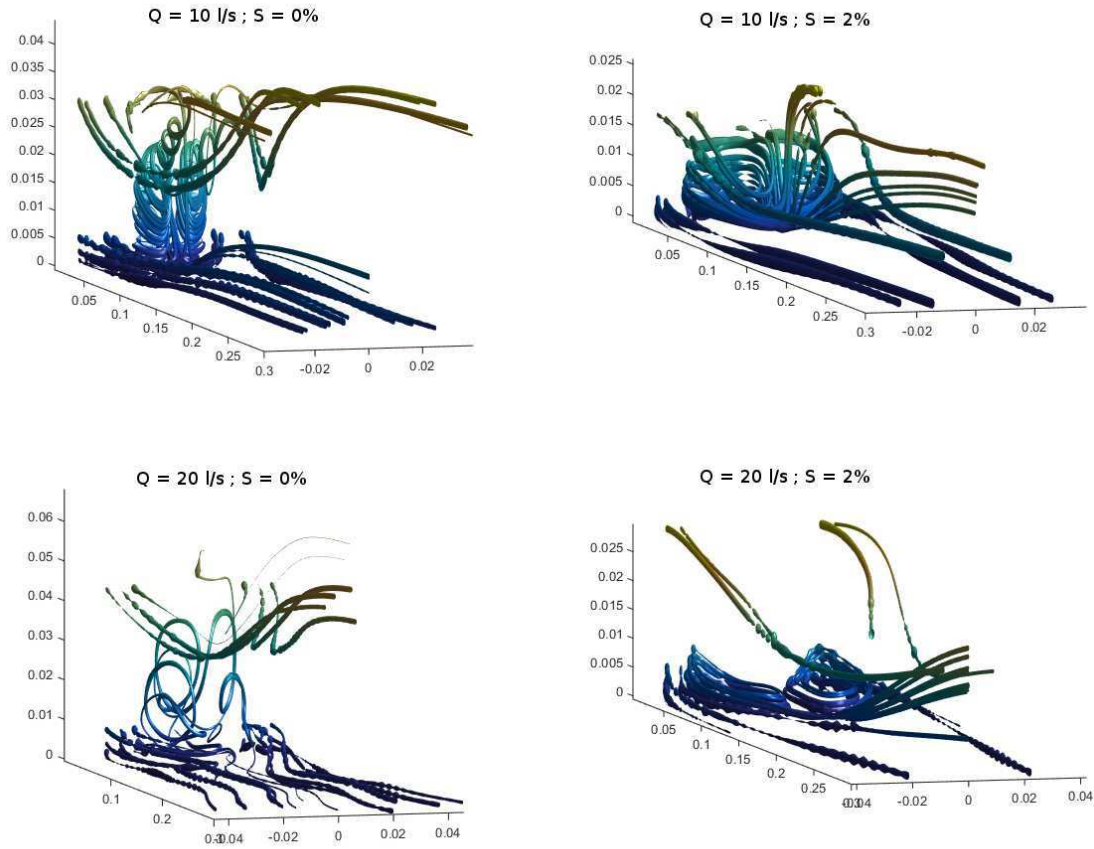


FIGURE 6.24 – Lignes de courant à l’aval du plot.

6.5.3 Vitesses

L’intérêt des simulations en trois dimensions est le calcul des trois composantes de la vitesse en tout point de l’écoulement, en plus de reproduire précisément la hauteur d’eau. Or, comme montré ici, les vitesses verticales peuvent être relativement élevées autour du cylindre.

La visualisation des vitesses dans le volume étant peu pertinente, une visualisation par plans horizontaux est effectuée. En ce qui concerne les vitesses transversales, elles sont surtout importantes ($V/U_0 > 0.5$) dans le sillage en régime fluvial et sur la face amont en régime torrentiel. En régime fluvial, le sillage ne présente pas d’oscillation à $Q = 10 \text{ l/s}$ alors qu’il en apparaît pour $Q = 20 \text{ l/s}$. Par rapport aux résultats intégrés sur la verticale, il apparaît que l’oscillation a lieu dans les plans inférieurs.

Pour quantifier ce phénomène, le spectre de la vitesse transversale est tracé à

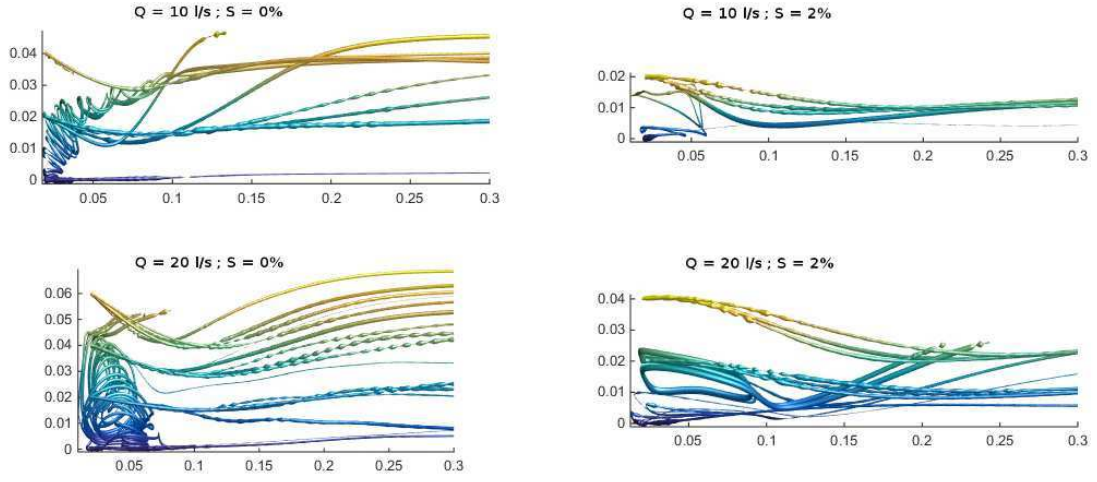


FIGURE 6.25 – Lignes de courant à l’aval du plot vues de côté.

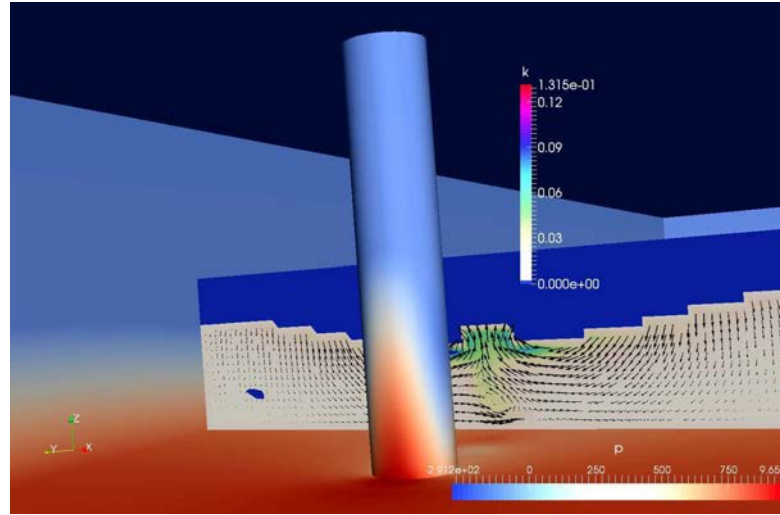


FIGURE 6.26 – Champs de vitesses et énergie cinétique turbulente dans la section de canal $X/D = 2$. Le plan est coloré par k et le cylindre par la pression.

$Y/D = 0$ et $X/D = 2$. Le signal temporel est traité par la méthode de Welch pour les signaux aléatoires. On observe clairement sur la figure 6.29 un pic correspondant à un nombre de Strouhal de 0,35 soit supérieur à la valeur admise de 0,2. Cependant le nombre de Strouhal est basé ici sur la vitesse débitante alors qu’il est apparu dans les résultats expérimentaux que l’advection se faisait plutôt à la vitesse critique U_c quand une transition de régime apparaît.

Ce phénomène est confirmé par la figure 6.30 sur laquelle les vitesses longitudi-

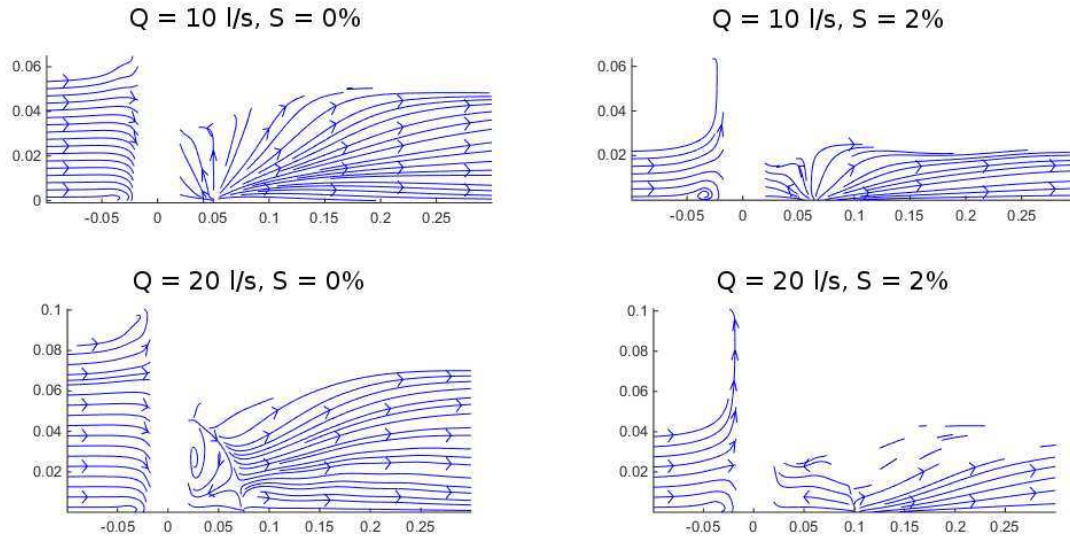


FIGURE 6.27 – Lignes de courant dans le plan central.

nales sont normalisées par U_c . La déformation de la surface provoque alors à la fois une influence sur le coefficient de traînée mais aussi sur l'instationnarité du sillage. Cette hypothèse demande cependant à être confirmée par des mesures directes de vitesses sur une plus grande gamme de régimes.

Il est aussi intéressant de quantifier les vitesses verticales qui pourraient être pénalisantes pour les poissons. La figure 6.31 indique des vitesses verticales, de l'ordre de 50% de la vitesse incidente U_0 au maximum, dans le sillage, avec des vitesses négatives quand l'écoulement plonge sur les côtés du plot et des vitesses positives à partir de $X/D = 2$. Dans la zone de faibles vitesses, les vitesses verticales ont plutôt tendance à être positives et de faibles intensités. La structure de l'écoulement précédent montre la complexité de cette zone. Néanmoins, pour des nombres de Froude importants, la vitesse verticale n'est pas obligatoirement plus grande dans le sillage. Cette zone est «protégée» par l'obstacle.

6.5.4 Energie cinétique turbulente

La figure 6.32 montre la répartition des fortes zones d'énergie cinétique turbulente pour des débits de 10 et 20 l/s. Comme attendues, elles sont situées dans le sillage du plot et dans la vague du ressaut. Une seconde zone de forte énergie est tout de même visible à l'amont du cylindre en surface. Pour rappel, $k = \frac{1}{2}\sqrt{u'^2 + v'^2 + w'^2}$ où u' , v' et w' sont les écarts à la moyenne des trois composantes de la vitesse. Ainsi, il est normal que k soit grand dans la zone de sillage puisque l'écoulement y est chaotique, ce qui entraîne des fluctuations de vitesses

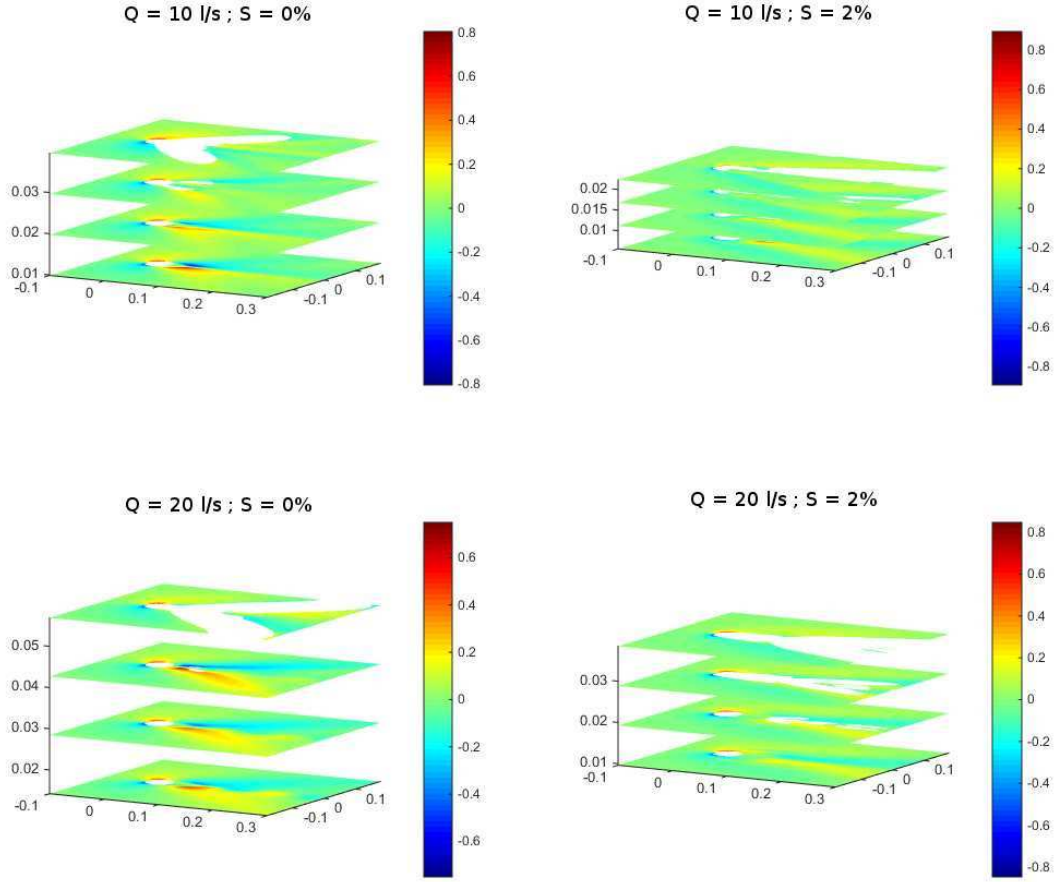


FIGURE 6.28 – Aperçu des vitesses transversales.

importantes par comparaison à l'écoulement moyen. Cependant, cette zone peut être critique pour la remontée des poissons puisqu'elle correspond à leur zone de repos.

La comparaison des simulations et des expériences est visible sur les figures 6.33 et 6.34, respectivement pour les débits de 10 et 20 l/s . Les profils pour lesquels les points expérimentaux sont les plus dispersés correspondent aux zones les moins influencées par le plot, où k est faible. Bien que la simulation ne semble pas satisfaisante, les ordres de grandeurs sont respectés et les différents modèles semblent adaptés. Pour $Y/D = 1$ les points dispersés correspondent à un jet plongeant, un endroit où les reflets sont importants et la détection des billes plus difficile. Lorsque le niveau de k est significatif ($k/U_0^2 > 0.1$), les mesures sont cohérentes avec les simulations à l'exception de la zone $X/D < 1$ qui est pourtant une zone d'intérêt. Dans cette zone, l'énergie turbulente expérimentale est presque 2 fois plus grande

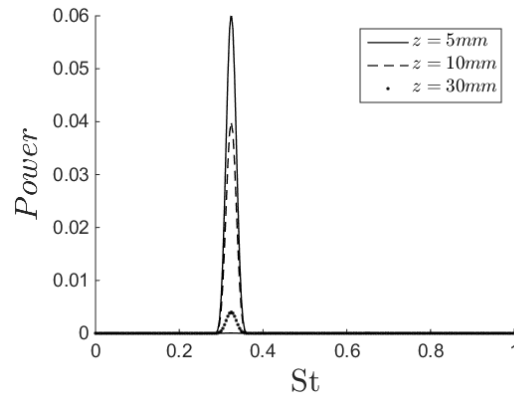


FIGURE 6.29 – Spectre des fluctuations de la vitesse transversale à $X/D = 2$ et $Y/D = 0$.

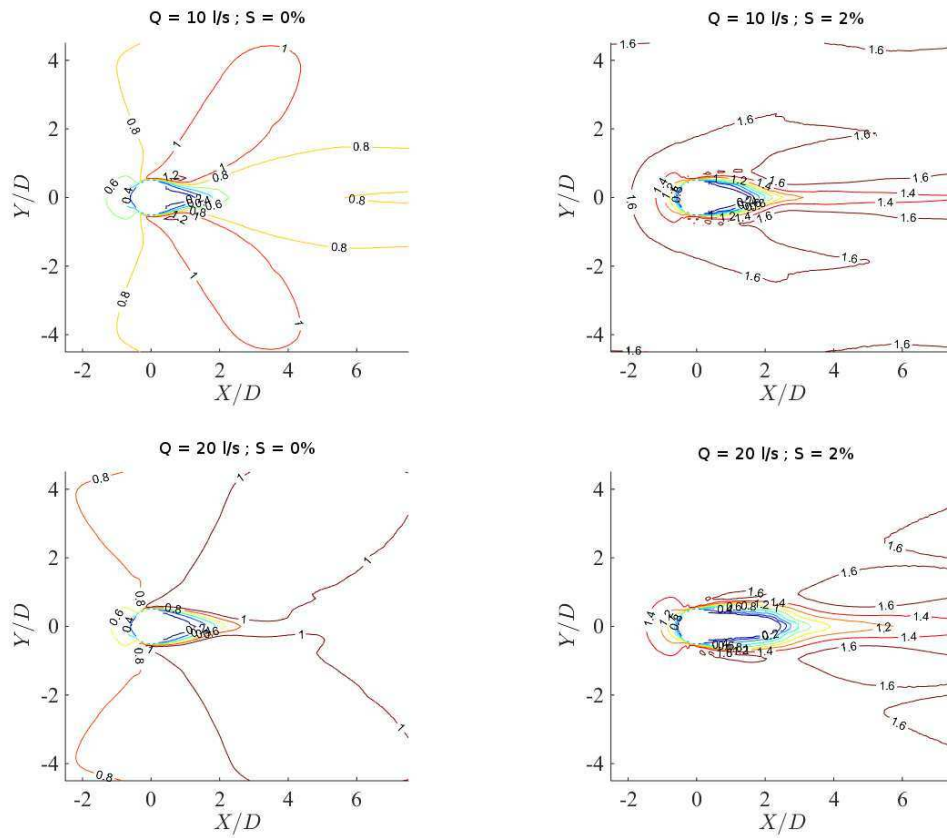


FIGURE 6.30 – Vitesses longitudinales normalisées par la vitesse critique.

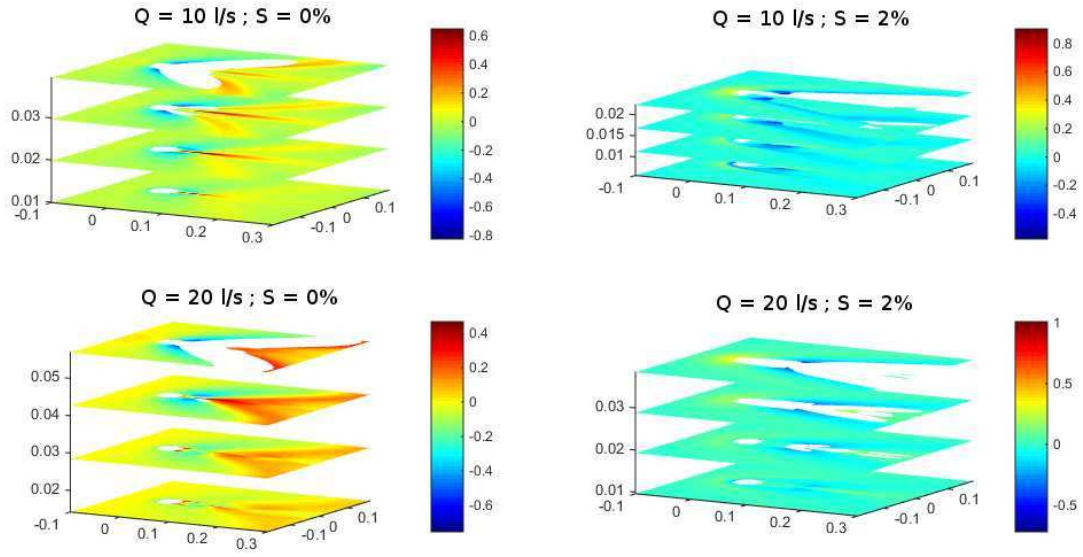


FIGURE 6.31 – Aperçu des vitesses verticales.

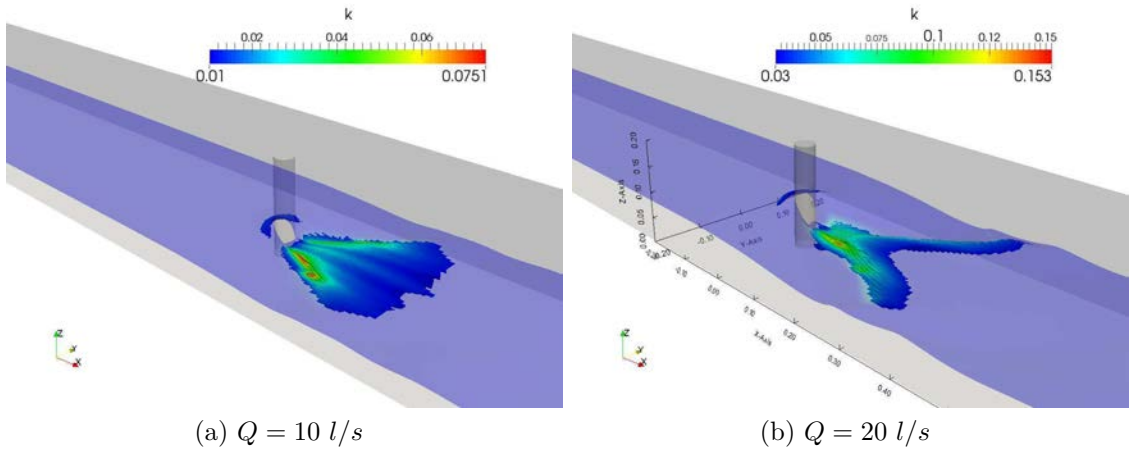


FIGURE 6.32 – Energie cinétique turbulente pour 10 et 20 l/s : modèle $k - \omega$ SST.

que celle simulée. De plus, la difficulté de la détection des billes dans cette zone a également pu mener à une surestimation de l'énergie cinétique turbulente. Des mesures plus précises seraient donc nécessaires dans cette zone particulière. Étant donné la simplicité des modèles et la complexité de l'écoulement, les simulations fournissent tout de même des informations utiles. La comparaison des différents modèles ne fait pas apparaître de modèles privilégiés en ce qui concerne le calcul de k .

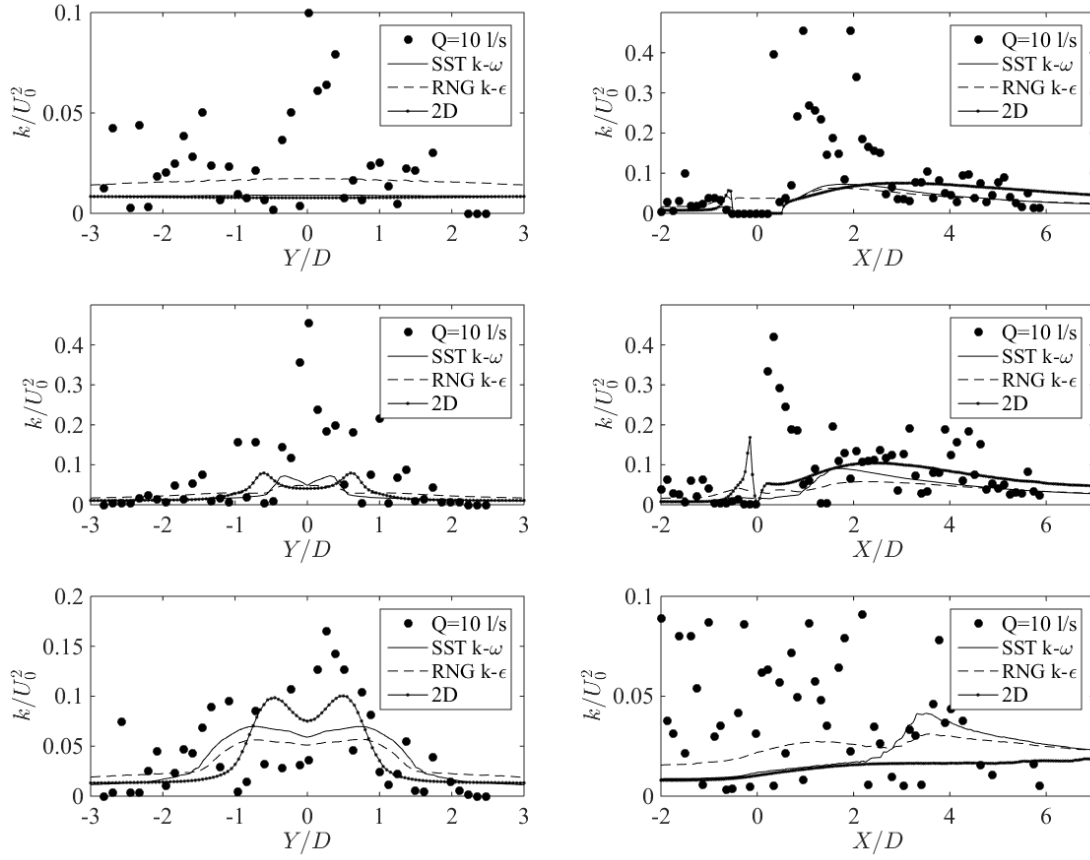


FIGURE 6.33 – Comparaison des énergies cinétiques turbulentes, pour $X/D = -1, 5, 1$ et 3 à gauche et $Y/D = 0, 0, 5$ et $1, 5$ à droite, de haut en bas, à $Q = 10 \text{ l/s}$.

6.5.5 Frottement pariétal

La contrainte au fond est représentée sur les figures 6.35 et 6.36 pour des pentes respectives de 0% et 2%. Elles montrent que les zones potentiellement sujettes à l'érosion sont situées autour du plot, aux endroits où l'énergie cinétique turbulente est importante. La contrainte augmente avec la pente, donc avec le nombre de Froude, ce qui est logique puisque les vitesses d'écoulement sont plus importantes.

Pour avoir des données plus précises, des graphes sont tracés de la même manière que [Sadeque et al., 2009] (figure 2.8). La figure 6.37 montre donc les contours de contraintes de cisaillement autour du plot normalisées par la contrainte incidente. Les formes des contraintes sont cohérentes avec ce que trouvent Sadeque et al. bien que la zone de fortes contraintes semble plus en aval et écartée du cylindre ici. Il a été observé précédemment que le sillage se déplace vers l'aval avec l'aug-

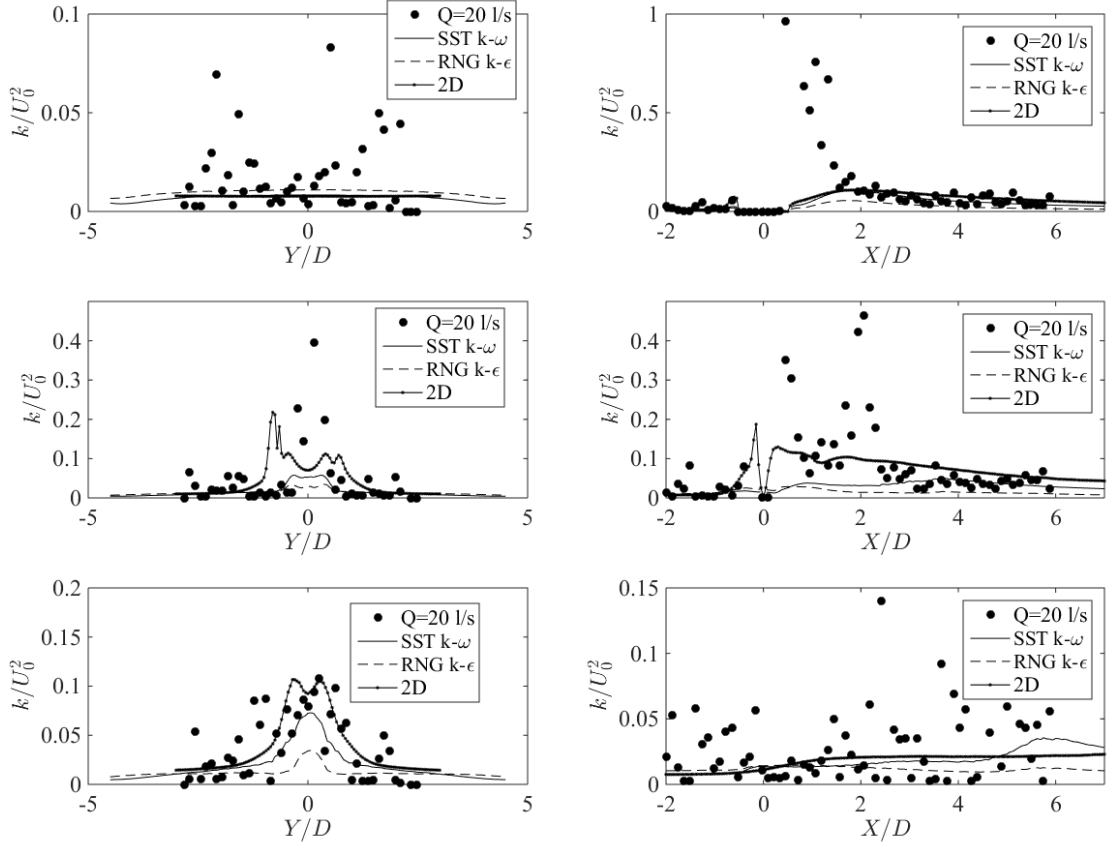


FIGURE 6.34 – Comparaison des énergies cinétiques turbulentes, pour $X/D = -1, 5, 1$ et 3 à gauche et $Y/D = 0, 0, 5$ et $1, 5$ à droite, de haut en bas, à $Q = 20 \text{ l/s}$.

mentation du nombre de Froude. Ceci s'explique donc par la différence entre les régimes d'écoulement respectifs, $Fr = 0,13$ pour Sadeque et al et $0.6 < Fr < 1.5$ ici. Cependant, le rapport de contraintes maximum est très inférieur à la valeur observée par Sadeque et al. Les limites du modèle URANS peuvent expliquer une partie de cet écart, les tourbillons en fer à cheval qui sont responsables de l'érosion n'étant pas correctement représentés. Cette différence pourrait être également due aux différences de régimes d'écoulement mais le rapport maximal observé sur la figure 6.37 tend à se maintenir.

6.6 Large Eddy Simulation

Les simulations LES (Large Eddy Simulation) permettent de modéliser toutes les échelles de la turbulence contrairement aux modèles URANS utilisés précédem-

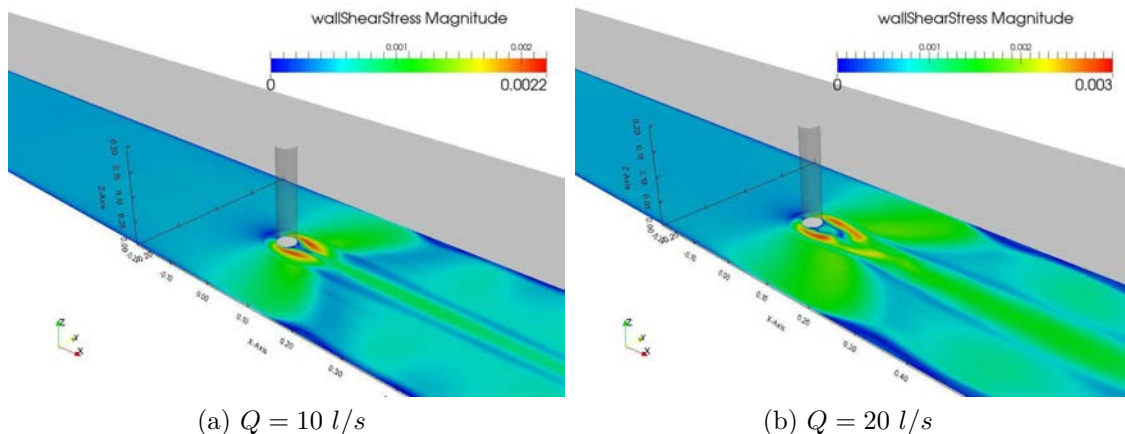


FIGURE 6.35 – Frottement au fond pour une pente nulle.

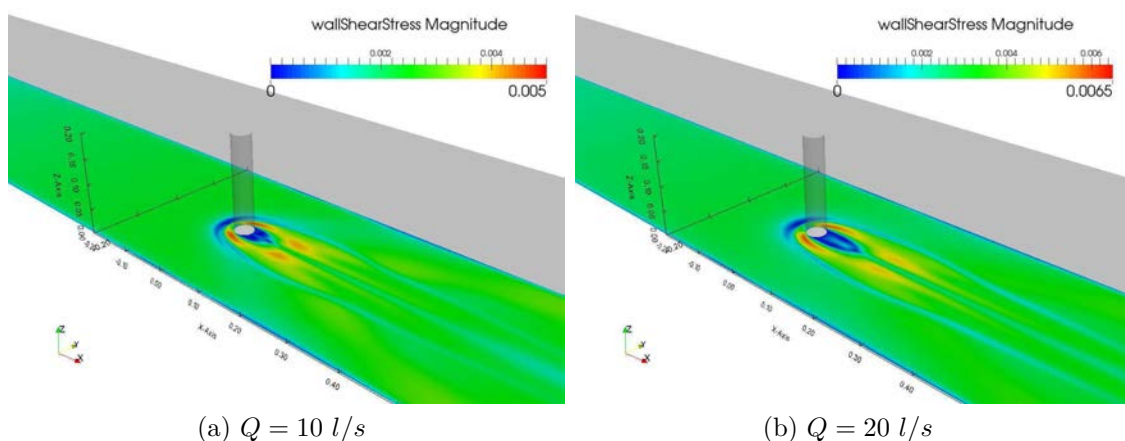


FIGURE 6.36 – Frottement au fond pour une pente de 2%.

ment. Cependant, elles demandent des temps de calcul plus long. Afin d'avoir une idée des améliorations que peut réellement apporter ce modèle LES, le cas avec un débit de 20 l/s et une pente nulle est reproduit. Ce cas est celui le plus probable dans nos applications puisque le nombre de Froude est élevé sans être supérieur à 1 et le rapport h/D est de l'ordre de 1,5. Les résultats de cette simulation sont maintenant présentés, seul le dernier pas de temps est ici exploité, de la même manière que les modèles URANS. Le stockage de l'ensemble des pas de temps nécessitait des capacités numériques trop importantes.

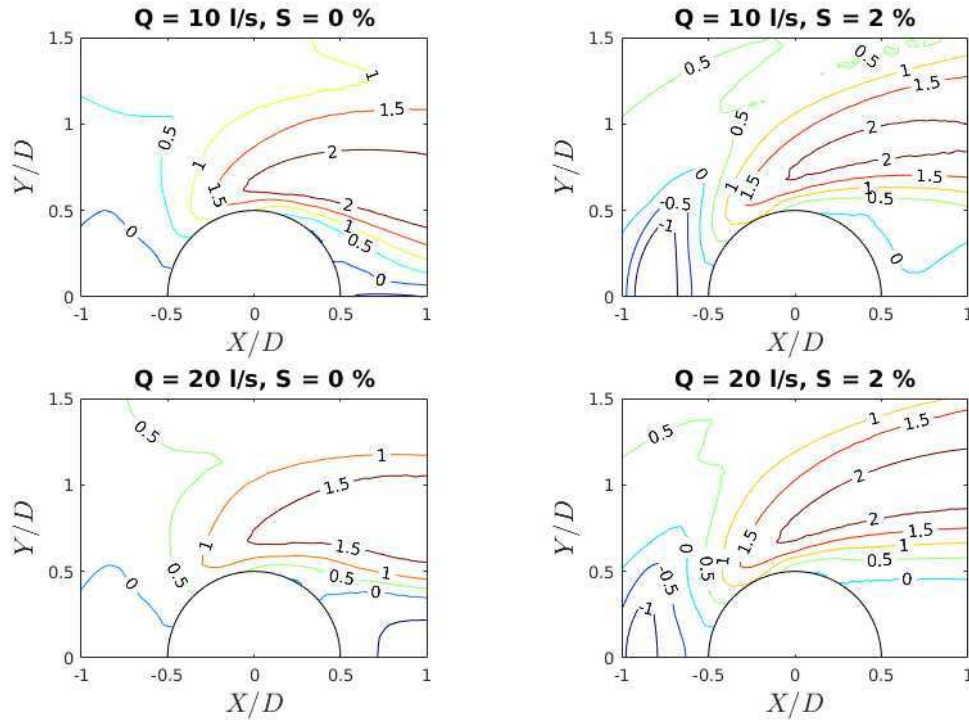


FIGURE 6.37 – Contours de contraintes de cisaillement normalisées par la contrainte incidente.

6.6.1 Validation expérimentale

Les hauteurs d'eau proches du plot sont qualitativement proches des calculs précédents même si des structures turbulentes sont visibles, comme le montre la figure 6.38.

La comparaison avec les mesures expérimentales montre que le modèle LES (figures 6.39 et 6.40) permet de reproduire les mesures quand le modèle URANS donnait un écart significatif. En particulier, cela est le cas à l'aval du sillage, où la surestimation des vitesses, vue précédemment, peut être expliquée par le modèle de turbulence. Les simulations LES fournissent des oscillations de l'écoulement dans le sillage ayant les mêmes amplitudes et longueurs d'onde que le modèle URANS $k - \omega SST$, ce qui confirme que le modèle $k - \omega SST$ est plus performant que le $RNG k - \epsilon$ qui ne permettait pas de visualiser ce phénomène. Ces instationnarités expliquent pourquoi les vitesses mesurées et simulées peuvent être légèrement différentes dans le sillage car les valeurs expérimentales moyennes sont comparées avec des valeurs simulées instantanées, fluctuantes.

Sur la figure 6.41, l'oscillation est particulièrement marquée près du fond avec le modèle URANS alors qu'elle est de plus grande amplitude pour une hauteur

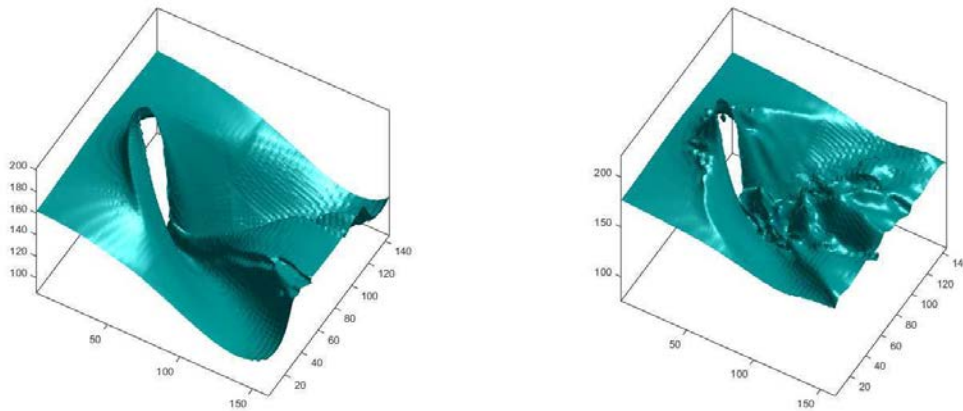


FIGURE 6.38 – Comparaison des surfaces libres entre le modèle URANS (gauche) et LES (droite).

légèrement supérieure. Les zones de faibles vitesses ont des tailles similaires quel que soit le modèle de turbulence ce qui montre aussi la pertinence du modèle $k - \omega SST$ pour la description des zones de refuge. Enfin, avec le modèle LES, des zones de vitesses faibles apparaissent près du fond à l'aval, dont la description peut devenir nécessaire si l'évolution du fond est cherché (voir figure 6.41).

6.6.2 Zone de refuge

Alors que le modèle URANS suffisait à reproduire les vitesses à $10 l/s$, le modèle LES permet d'améliorer significativement les vitesses à $20 l/s$. A $20 l/s$, l'écoulement est moins influencé par le fond et tend à ressembler à celui du plot infini, pour l'expérience et les 2 modèles. Il est possible d'identifier des structures très proches de celles trouvées avec le modèle $k - \omega SST$. Près du fond, un vortex à axe vertical est présent alors que dans la partie supérieure, l'écoulement est rotatif autour d'un axe horizontal. Ces structures oscillent latéralement avec des fréquences identiques. Sur les figures 6.42 et 6.43, ces structures ne sont pas du même côté du plan central à cause du choix du pas de temps présenté.

Pour s'assurer que des grandeurs importantes pour la zone refuge ne dépendent pas du modèle de turbulence, les vitesses verticales sont tracées sur la figure 6.44. Sur l'axe de symétrie, des vitesses ascendantes de l'ordre de $0,4 U_0$ à l'aval de $X/D = 2$ sont retrouvées. Dans la zone de jet plongeant, les vitesses verticales sont pour les deux modèles proches de $-0,2 U_0$, alors que, dans la majorité de l'écoulement, les vitesses verticales sont quasiment nulles.

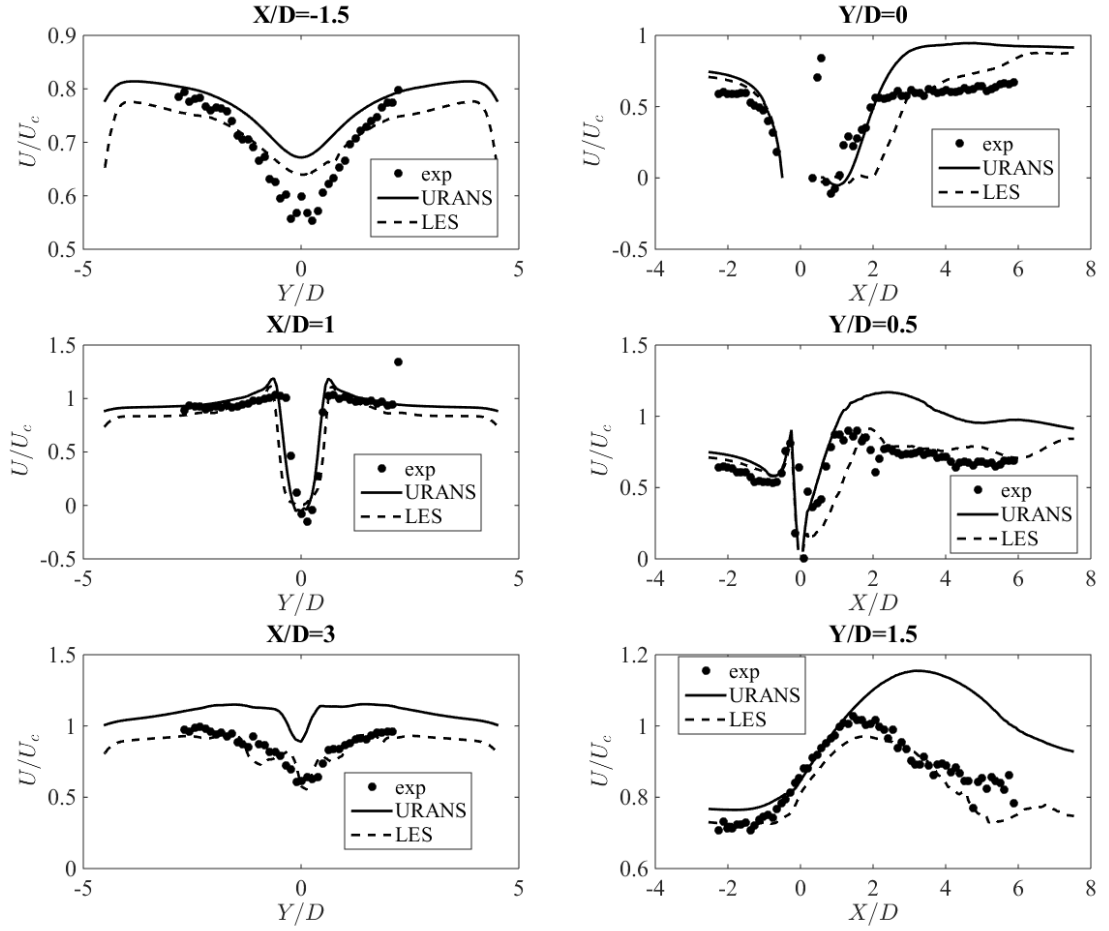


FIGURE 6.39 – Comparaison des vitesses longitudinales moyennées verticalement entre le modèle URANS, LES et les mesures.

6.7 Implication sur les zones de repos

Dans cette section, la méthodologie pour identifier la compatibilité de l'hydrodynamique avec une zone de refuge est discutée à partir d'un cas particulier. La simulation de l'écoulement expérimental a permis de valider les simulations mais les écoulements naturels étudiés ont une échelle plus grande et donc des nombres de Reynolds plus élevés. Il faut donc vérifier que la similitude de Froude est bien pertinente dans notre cas. Pour cela, des simulations d'une taille plus grande sont réalisées. Pour conserver des temps de calculs et de réalisation de maillages satisfaisants dans cette étude, les maillages précédents sont réutilisés avec des dimensions multipliées par 4. Le diamètre du plot est de 16 *cm* ce qui reste en dessous des tailles réelles possibles (autour de 40-50 *cm*) mais permet l'évaluation de la simili-

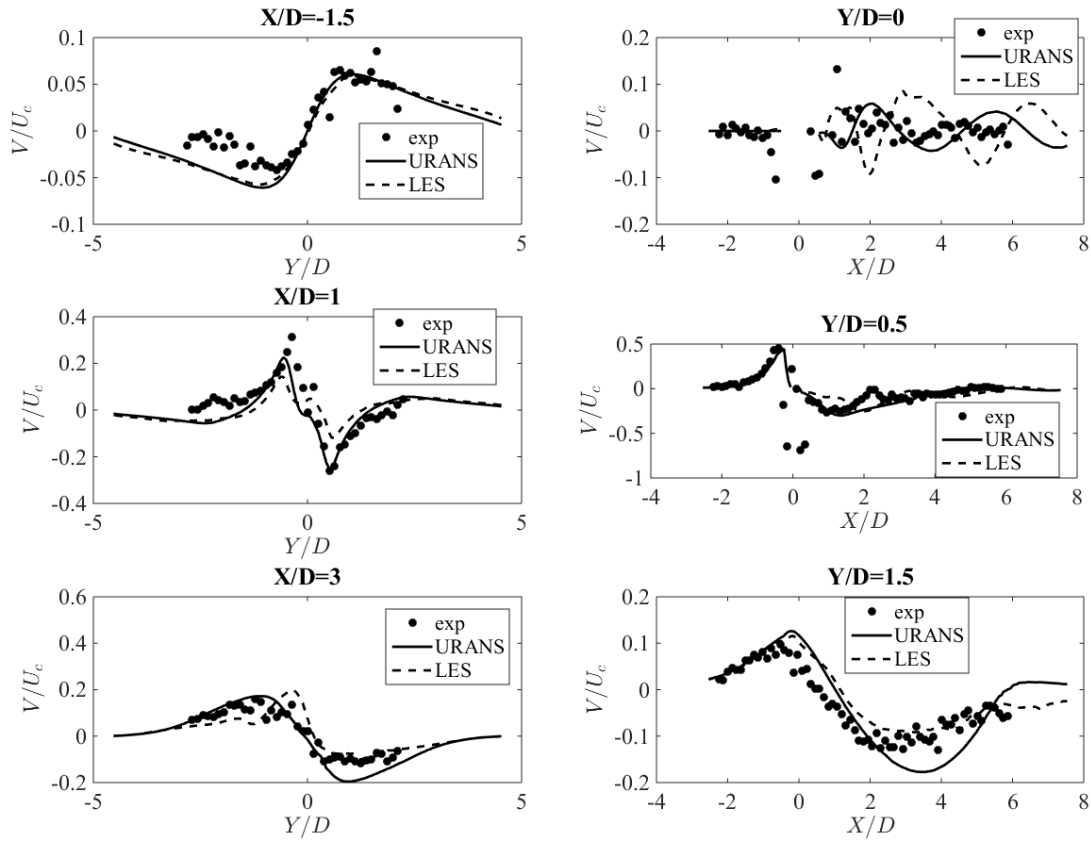


FIGURE 6.40 – Comparaison des vitesses transversales moyennées verticalement entre le modèle URANS, LES et les mesures.

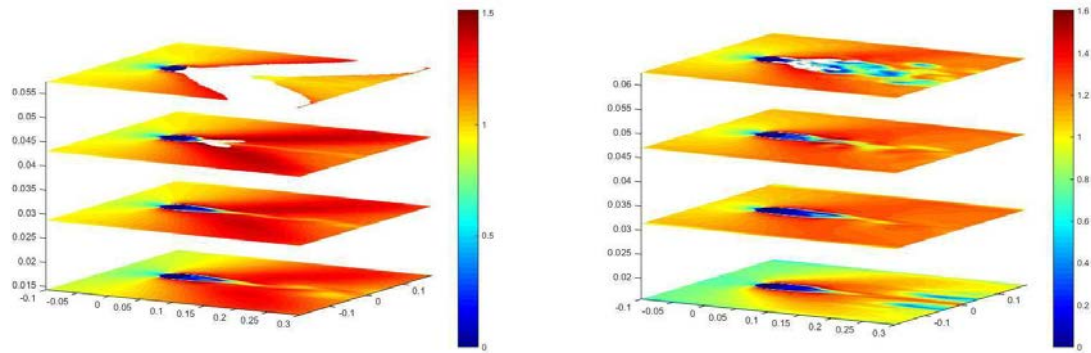


FIGURE 6.41 – Comparaison des normes des vitesses adimensionnalisées par U_0 pour $z/h = 0, 2, 4, 6$ et 8 : modèle URANS (gauche) et LES (droite).

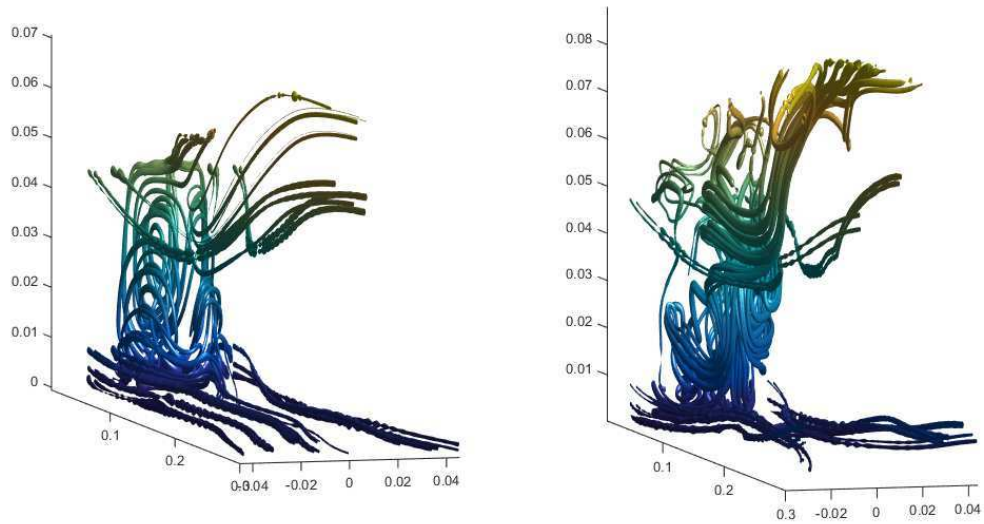


FIGURE 6.42 – Ligne de courant dans la zone de refuge : modèle URANS (gauche) et LES (droite).

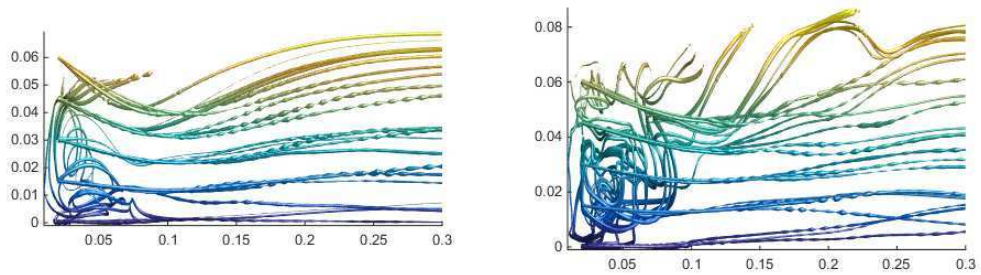


FIGURE 6.43 – Ligne de courant dans la zone de refuge : modèle URANS (gauche) et LES (droite).

tude en Froude. Des couches de maillage proche des parois de fonds sont rajoutées afin de conserver $Z^+ < 300$. Les débits sont de 320 l/s et 640 l/s pour assurer la similitude. Seuls les cas à pentes nulles sont étudiées. On passe donc de $Re_h = 25000$ à $Re_h = 200000$. Pour comparer les résultats, les calculs (nommés grand) sont adimensionnalisés. Les simulations étant faites sur fond lisse, le non respect de la similitude de Reynolds influence fortement le résultat. En effet, le coefficient de frottement sur les parois passe de 0,0063 à 0,0037 selon la formule de Blasius. Ainsi, une variation de 50% de C_f engendre un calcul différent des couches limites. La figure 6.45 montre que les représentations du même écoulement à 2 échelles différentes sont surtout distinctes près des parois. Les hauteurs d'eau ne sont donc pas dans le même rapport que celui des plots, ce qui implique des nombres de Froude

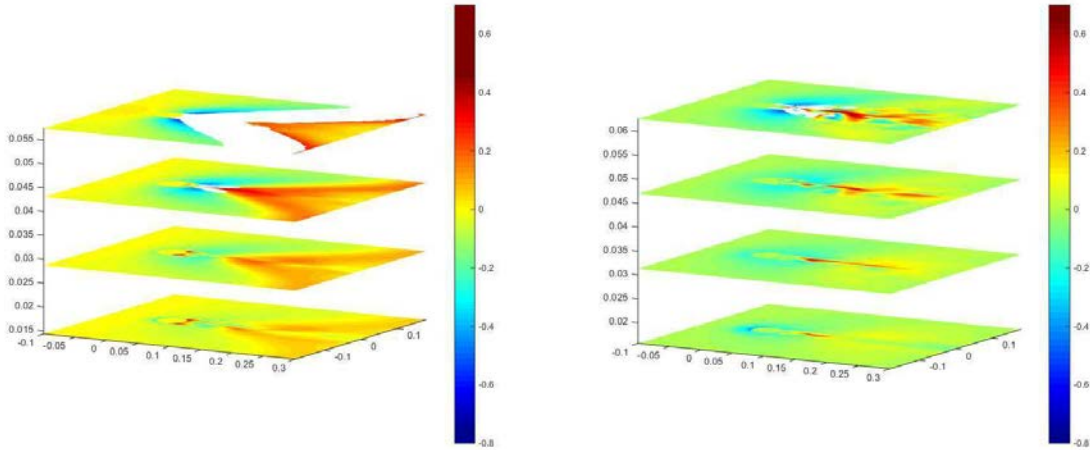


FIGURE 6.44 – comparaison des vitesses verticales adimensionnalisées par U_0 pour $z/h = 0, 2, 4, 6$ et 8 : modèle URANS (gauche) et LES (droite).

différents en changeant d'échelle. D'ailleurs les sillages n'ont pas exactement la même largeur selon l'échelle considérée.

Même si la méthode la plus pertinente pour reproduire un écoulement est de se placer à la bonne échelle, une extrapolation des simulations en petit canal est ici effectuée, avec un coefficient de frottement qui est donc de 0,0063. Un plot réel de 40 cm est considéré soit un rapport de 1/10. Le coefficient de frottement à échelle réduite correspond, pour l'échelle supérieure, à une rugosité relative (k_s/D_h) de 0,0003 soit $k_s = 0,6\text{ mm}$ ($h = D_h/4 = 0,5\text{ m}$) pour un régime pleinement rugueux. En considérant une similitude de Froude, les vitesses sont divisées par $\sqrt{10}$ par rapport à l'échelle réelle et k est divisée par 10. Par conséquent, le nombre de Reynolds de l'échelle réelle est environ 31 fois plus grand que pour les simulations. Le nombre de Reynolds passe donc de $Re_D = 20000$ à $Re_D = 620000$. Cette fois-ci le nombre de Reynolds critique pour le régime sous-critique est dépassé, il faut donc rester prudent sur l'extrapolation, mais c'est ici la méthode mise en avant.

Il convient donc, à partir des calculs, de trouver les zones où la compatibilité piscicole de l'hydrodynamique est assurée pour les modules de vitesses, k et les vitesses verticales [Santos et al., 2012]. Les figures 6.46, 6.47 et 6.48 montrent les zones compatibles en choisissant le cas d'une truite juvénile. Les valeurs limites sont une vitesse maximale de $0,3\text{ m/s}$, k maximum de $0,15\text{ m}^2/\text{s}^2$ et une vitesse verticale inférieur à 10% de la vitesse débitante.

Les zones où l'ensemble des critères sont vérifiés sont finalement réduites. Il s'agit de la zone située derrière le plot près du fond pour $Q = 20\text{ l/s}$ et une pente nulle. Pour le débit de $Q = 10\text{ l/s}$ la vitesse verticale est pénalisante, mais le critère choisi doit être largement précisé, car peu de littérature existe et des essais

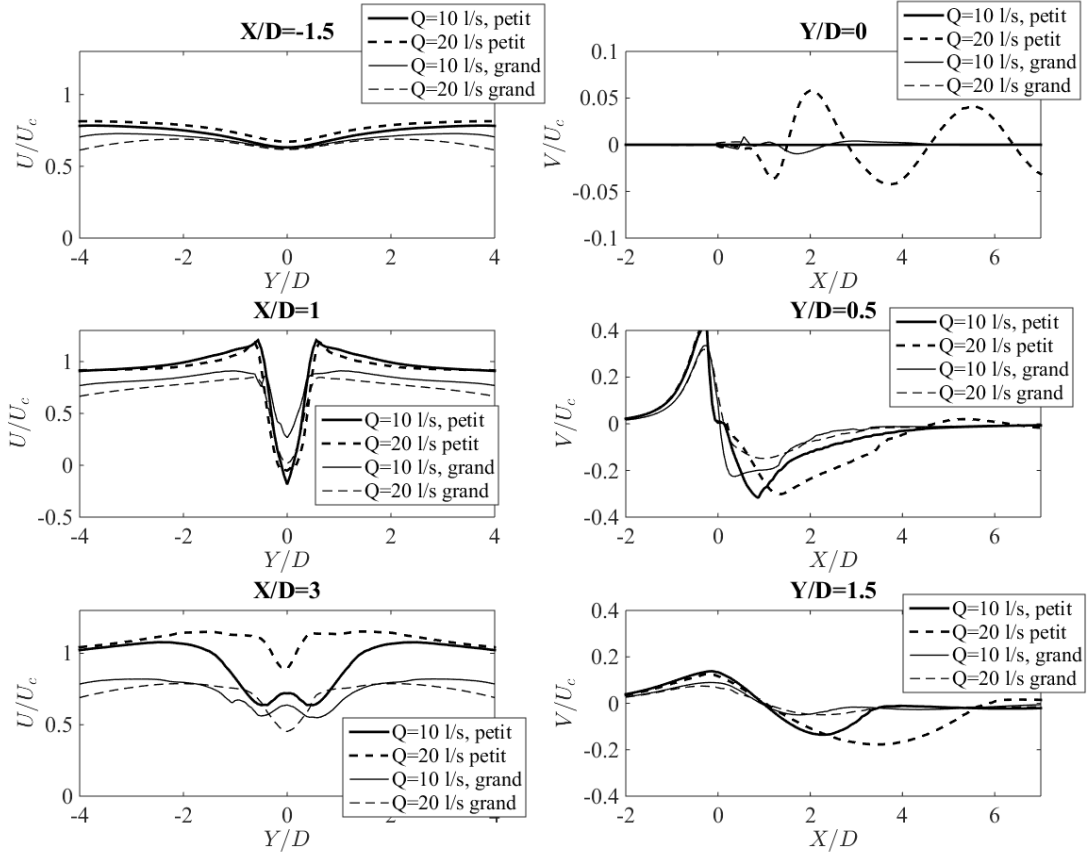


FIGURE 6.45 – Profil des vitesses moyennées verticalement en fonction de la taille de plot : petit = $D = 4$ cm, grand = $D = 16$ cm.

sont donc nécessaires. Pour les écoulements torrentiels, il semble que le sillage soit toujours trop turbulent. Pourtant, il convient ici de préciser les échelles de longueur qui peuvent être compatibles en fonction de la taille du poisson. Les simulations LES, bien que plus coûteuses en temps calcul, peuvent répondre à ces questions.

6.8 Conclusion

En conclusion, dans ce chapitre, les résultats des simulations numériques de l'étude, issus du logiciel OpenFOAM, ont été exposés.

Après la présentation des logiciels utilisés, des différents paramètres de calculs et des maillages, la validation des modèles de turbulence URANS, $RNG\ k - \varepsilon$ et $k - \omega\ SST$, a été réalisée. Pour cela, les résultats numériques ont été comparés

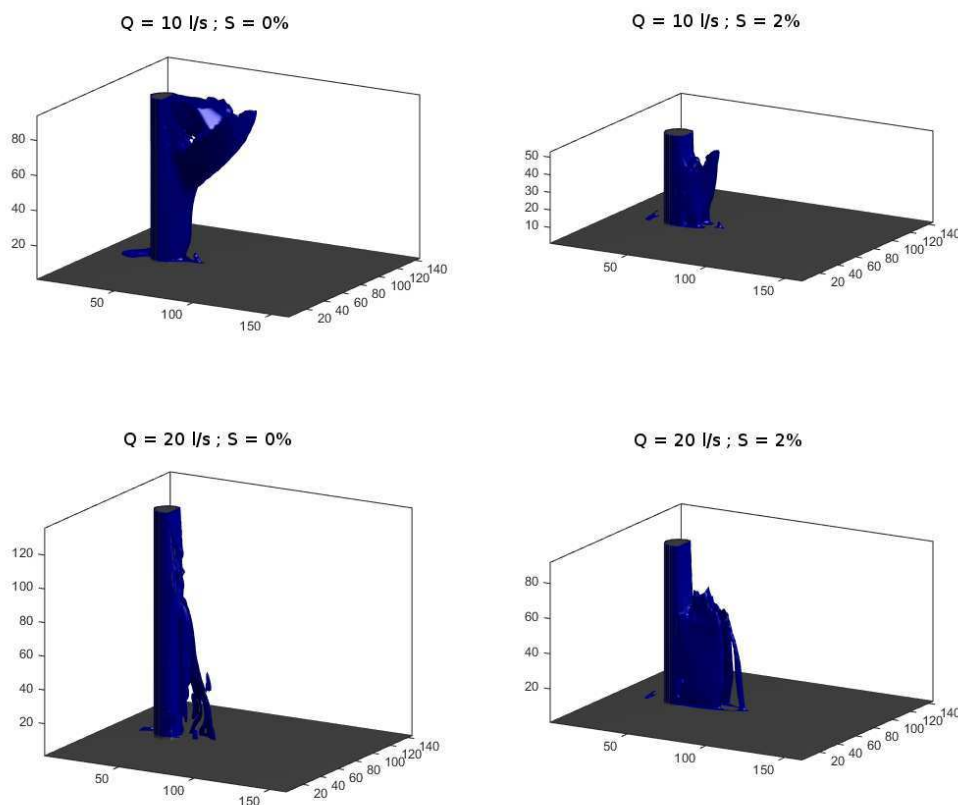


FIGURE 6.46 – Zone de modules de vitesses inférieures à $0,3 \text{ m/s}$.

aux résultats expérimentaux ainsi qu'aux résultats en deux dimensions issus du logiciel Telemac2D, pour chaque cas d'étude, à savoir deux débits de 10 et 20 l/s et deux pentes 0% et 2%. Pour permettre la comparaison, les résultats numériques ont été moyennés sur la hauteur d'eau. Il en est ressorti que :

- la simulation en deux dimensions n'est pas suffisante pour décrire les écoulements recherchés dès lors que le nombre de Froude augmente
- les deux modèles URANS fournissent des résultats proches, notamment les hauteurs d'eau, les vitesses longitudinales et les longueurs de la zone de recirculation
- le modèle $k-\omega \text{ SST}$ semble tout de même plus adapté car il fait apparaître des battements dans le sillage, observés expérimentalement.

La description précise de l'écoulement de chacune des quatre configurations étudiées a ensuite été donnée. La forme du sillage a été montrée, en particulier, les vitesses verticales et la longueur de la zone de recirculation ont été évaluées. Les structures tridimensionnelles, comme les tourbillons en fer à cheval, ont également

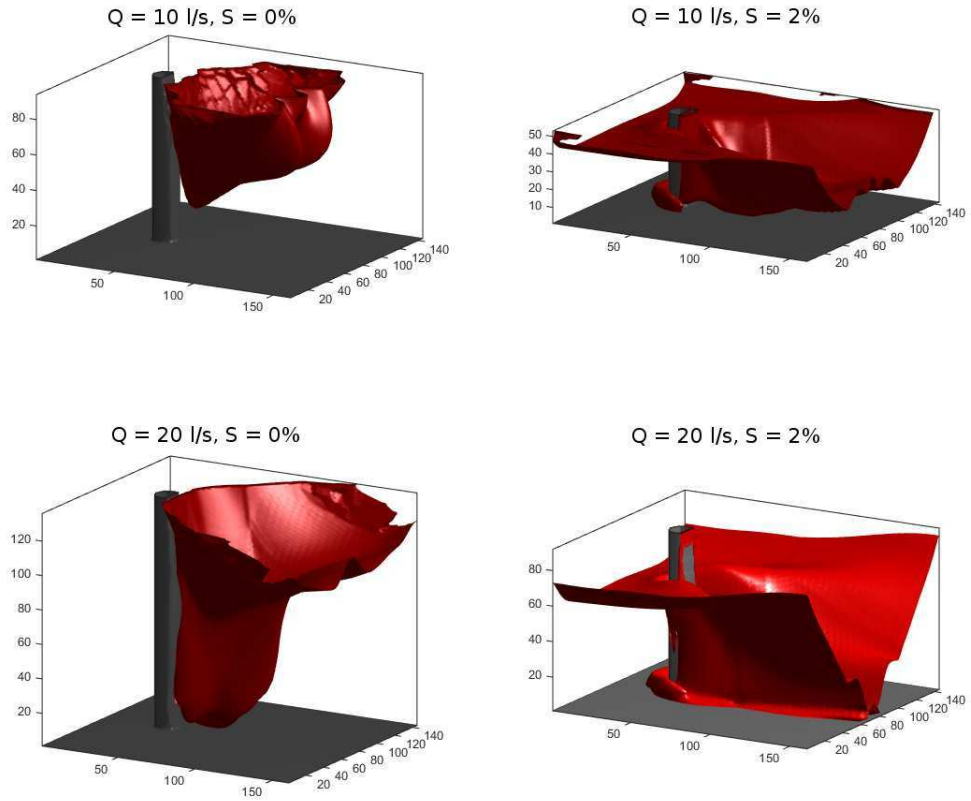


FIGURE 6.47 – Zone à $k < 0,15 \text{ m}^2/\text{s}^2$.

été mises en avant. Plus précisément, la répartition de l'énergie cinétique turbulente et du frottement pariétal autour du cylindre a été montrée. Ceci a permis d'identifier précisément les zones de faibles vitesses ainsi que les zones pouvant être problématiques avec de fortes intensités turbulentes ou des vitesses verticales élevées.

Un cas d'étude a été simulé en utilisant un modèle de turbulence LES, permettant de reproduire toutes les échelles de la turbulence contrairement aux modèles URANS. Seul un cas d'étude a été réalisé par soucis d'économie de temps de calcul. Le cas avec débit de 20 l/s et une pente nulle a été choisi car il est le plus représentatif des écoulements recherchés. Malgré l'utilisation du maillage des simulations URANS, qui peut être grossier pour une simulation LES, les résultats obtenus sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux, aussi quand les modèles URANS s'en écartent. Même si les simulations LES sont coûteuse en temps de calcul, les résultats semblent encourageant et méritent d'être approfondis.

Enfin, des simulations numériques à plus grande échelle ont été réalisées afin d'évaluer les différences de comportement de l'écoulement en fonction du nombre

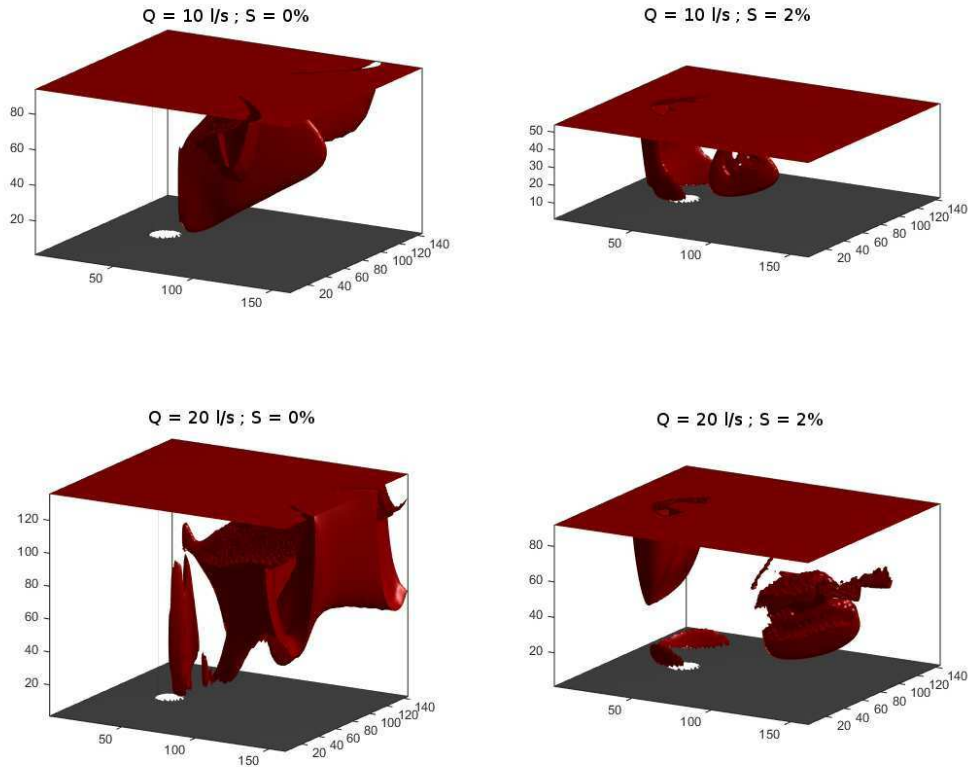


FIGURE 6.48 – Zone de vitesses verticales W supérieures à $0,1 U_0$.

de Reynolds. Les dimensions du canal et du plot ont été multipliées par 4 et les résultats ont été comparés aux simulations précédentes. Il est apparu qu'un changement du nombre de Reynolds entraîne une variation de la taille du sillage mais les formes d'écoulement semblent proches. Une extrapolation des résultats à petite échelle a donc été faite à un plot de 40 cm de diamètre et les zones de repos pour une truite juvénile ont ensuite été exposées.

Chapitre 7

Conclusion

7.1 Conclusion

Ce travail de thèse a été réalisé à l’Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT), en collaboration avec l’Office National des Eaux et milieux Aquatiques (ONEMA), dans l’optique de mieux comprendre les phénomènes physiques présents dans les passes à poissons dites à macro-rugosités. L’enjeu, pour l’ONEMA, est de connaître les limites et les possibilités de tels ouvrages afin de les dimensionner correctement. Ce type de passe à poissons est constitué d’un canal équipé de rangées de plots disposés en quinconce. Des structures tourbillonnaires apparaissent à l’aval des blocs, dans le sillage. Or, cette zone doit servir de repos pour les espèces piscicoles migratrices.

Avant de pouvoir représenter une passe à poissons dans son ensemble, la méthodologie numérique doit être validée. L’étude s’est limitée, pour cela, à l’écoulement autour d’un cylindre émergent unique placé au centre d’un canal. Les propriétés de l’écoulement ont été étudiées. Pour ce faire, le travail a été décomposé en deux parties, une partie expérimentale et une partie numérique. La première devant servir de référence pour la validation de la deuxième.

La partie expérimentale a été conduite dans un canal transparent dimensionné et conçu pour cette étude. Il a été réalisé avec des parois et un fond en verre, avec pente et débit variables. L’obstacle étudié est un cylindre circulaire de diamètre 4cm et de hauteur 20cm, de façon à ce qu’il soit toujours émergent. Des particules ont été réparties dans l’écoulement afin de pouvoir exploiter les images prises à la caméra rapide. Il a été possible de filmer l’écoulement pour différents nombres de Froude afin de réaliser du suivi de particules (PTV). Puis, un algorithme de suivi de particules a été développé avec le logiciel MATLAB. La pertinence de la méthode (convergence, précision) a aussi été démontrée. Les champs de vitesses, intégrées sur la hauteur, ont ainsi pu être représentés. Il est alors apparu que

des zones de faibles vitesses existent, y compris à des nombres de Froude proche de 1, ce qui pourrait assurer des zones de refuge pour le poisson. Les champs mesurés ont aussi permis d'interpréter les forces de traînée, mesurées sur le plot à l'aide d'une balance hydrodynamique. Ceci a permis d'évaluer l'évolution du coefficient de traînée avec le nombre de Froude mais aussi du rapport de forme de l'écoulement autour du plot. Les variations du coefficient de traînée par rapport au cas en deux dimensions, bien connu selon la forme du plot, sont significatives. Les mesures confirment celles de travaux précédents sur les passes à macro-rugosités, permettant d'envisager une amélioration du dimensionnement de ces ouvrages.

La partie numérique a été réalisée avec le logiciel libre OpenFOAM qui permet une parallélisation massive des calculs. En parallèle, des modélisations en deux dimensions ont été faites avec le logiciel libre Telemac2D. Les résultats obtenus ont ensuite été comparés aux résultats expérimentaux intégrés sur la hauteur. Pour rappel, afin de savoir si l'écoulement moyen peut être représenté correctement par une simulation en deux dimensions. Il en est ressorti que la modélisation en deux dimensions (shallow water) ne pouvait être opérante que pour des nombres de Froude faibles, ne correspondant pas aux écoulements étudiés ici. La nécessité des modélisations en trois dimensions a ainsi été confirmée. Pour ces simulations numériques, deux modèles de turbulence URANS ont été utilisés dans un premier temps, le RNG $k-\varepsilon$ et le $k-\omega$ SST. Ils ont été comparés aux résultats expérimentaux, permettant d'identifier le modèle $k-\omega$ SST comme le mieux adapté pour reproduire les écoulements étudiés, même si les différences restent relativement faibles au vu des applications visées (coefficient de traînée, vitesse moyenne). Les vitesses locales et les structures en trois dimensions des écoulements, qui n'étaient pas quantifiables expérimentalement, ont ensuite été exploitées. Les influences du fond et de la surface libre sur le sillage apparaissent clairement en provoquant des vitesses verticales et des vortex à grandes échelles (de la taille du plot et de la hauteur d'eau). Les simulations ont aussi été analysées pour comprendre les corrélations expérimentales sur le coefficient de traînée. Une distribution non uniforme verticalement de ce coefficient a été trouvée avec des valeurs importantes proche du fond, diminuant proche de la surface. L'énergie cinétique turbulente a été quantifiée et les zones de fortes énergies ont été identifiées. Elles se situent dans le sillage, au niveau des zones de repos et pourrait être gênante pour les poissons. Le frottement pariétal a été calculé et les zones d'érosion ont été mises en avant.

Des simulations ont ensuite été conduites en simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation). Des échelles plus petites de turbulence étant modélisées dans ce cas, les structures tourbillonnaires ont été mieux représentées. Ceci a permis d'améliorer la prédiction des champs de vitesses moyennes dans le sillage. Cependant, pour les grandeurs impliquées dans le dimensionnement de passes ou de refuges, le modèle $k-\omega$ SST demeure pertinent pour l'instant. En effet, pour

des raisons de temps de calculs, seul un cas fluvial a été testé, il convient donc d’approfondir ce type de modélisation.

Enfin, des simulations à plus grande échelle ont été réalisées. L’évolution de la forme de l’écoulement avec le nombre de Reynolds a été quantifiée. Il semble que la taille du sillage varie mais que la forme de l’écoulement reste proche. Une extrapolation de ces résultats à un plot de 40 *cm* de diamètre a ensuite été faite pour évaluer les zones de repos disponible. Elle se base sur des valeurs maximales de vitesses et d’énergie cinétique turbulente à ne pas dépasser pour permettre le franchissement d’une truite juvénile.

7.2 Perspectives

Pour la suite de l’étude, de nombreuses pistes sont envisageables. La première et la plus simple est de changer la forme du plot, trapézoïdal par exemple. Ceci permettrait de définir la forme la plus efficace pour garantir des zones de repos aux espèces piscicoles.

Il faudrait aussi limiter la hauteur du cylindre afin d’avoir la possibilité de submersion et tester plusieurs valeurs du rapport de hauteur h/D . Des nouveaux phénomènes apparaîtraient avec un changement significatif de l’écoulement autour du plot et dans le sillage. Il serait de fait possible de se rapprocher de ce qui se passe réellement dans les passes à poissons en période de crue ou pendant les éclusés hydroélectriques à l’aval des barrages.

Ensuite, il serait intéressant d’ajouter un second plot dans l’écoulement. Les plots pourraient être disposés de différentes manières, à côté l’un de l’autre ou l’un derrière l’autre. Cette évolution servirait à comprendre l’interaction entre sillages et ainsi anticiper le fonctionnement d’une passe à poissons à macro-rugosités.

Au niveau expérimental, l’amélioration de l’algorithme de détection peut apporter une meilleure connaissance de l’écoulement en réduisant les erreurs.

En ce qui concerne les modèles numériques, des études plus poussées en LES serviraient à mieux décrire les phénomènes turbulents autour du plot. L’idéal serait de pouvoir faire des simulations en DNS mais cela reste trop coûteux en temps et en ressource de calcul.

Enfin, ce qui est recherché est la modélisation d’une passe à poissons dans son ensemble. Il faudrait donc définir un lieu reproductible numériquement et évaluer les capacités du modèle à simuler correctement un tel écoulement.

Annexe A

Maillage OpenFOAM

Le fichier «blockMeshDict» servant à définir le maillage dans OpenFOAM est donné. Il est situé, pour chaque simulation, dans le dossier «case/constant/poly-Mesh».

```
1  /*-----* C++ *-----*/
2  /===== /
3  / \ \ \ / F i e l d / OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox /
4  / \ \ \ / O p e r a t i o n / Version: 2.1.1 /
5  / \ \ \ / A n d / Web: www.OpenFOAM.org /
6  / \ \ \ / M a n i p u l a t i o n / /
7  /*-----*/
8  FoamFile
9  {
10 version 2.0;
11 format ascii;
12 class dictionary;
13 object blockMeshDict;
14 }
15 // * * * * *
16
17 #include "rayon"
18
19 convertToMeters 1;
20
21 vertices
22 (
23 ($Rplot 0 0)
24 ($Rmail 0 0)
25 (2 0 0)
26 (2 $Xmail 0)
27 ($Xmail $Xmail 0)
28 ($Xplot $Xplot 0)
29 (2 0.2 0)
30 ($Xmail 0.2 0)
31 (0 0.2 0)
32 (0 $Rmail 0)
33 (0 $Rplot 0) //fin
34 (2 $Xmail_neg 0)
35 ($Xmail $Xmail_neg 0)
36 ($Xplot $Xplot_neg 0)
37 (2 -0.2 0)
38 ($Xmail -0.2 0)
```

```

39 (0 -0.2 0)
40 (0 $Rmail_neg 0)
41 (0 $Rplot_neg 0)      //fin
42 ($Rplot_neg 0 0)
43 ($Rmail_neg 0 0)
44 (-2 0 0)
45 (-2 $Xmail 0)
46 ($Xmail_neg $Xmail 0)
47 ($Xplot_neg $Xplot 0)
48 (-2 0.2 0)
49 ($Xmail_neg 0.2 0)    //fin
50 (-2 $Xmail_neg 0)
51 ($Xmail_neg $Xmail_neg 0)
52 ($Xplot_neg $Xplot_neg 0)
53 (-2 -0.2 0)
54 ($Xmail_neg -0.2 0)  //fin sol
55 ($Rplot 0 0.2)
56 ($Rmail 0 0.2)
57 (2 0 0.2)
58 (2 $Xmail 0.2)
59 ($Xmail $Xmail 0.2)
60 ($Xplot $Xplot 0.2)
61 (2 0.2 0.2)
62 ($Xmail 0.2 0.2)
63 (0 0.2 0.2)
64 (0 $Rmail 0.2)
65 (0 $Rplot 0.2)      //fin
66 (2 $Xmail_neg 0.2)
67 ($Xmail $Xmail_neg 0.2)
68 ($Xplot $Xplot_neg 0.2)
69 (2 -0.2 0.2)
70 ($Xmail -0.2 0.2)
71 (0 -0.2 0.2)
72 (0 $Rmail_neg 0.2)
73 (0 $Rplot_neg 0.2)  //fin
74 ($Rplot_neg 0 0.2)
75 ($Rmail_neg 0 0.2)
76 (-2 0 0.2)
77 (-2 $Xmail 0.2)
78 ($Xmail_neg $Xmail 0.2)
79 ($Xplot_neg $Xplot 0.2)
80 (-2 0.2 0.2)
81 ($Xmail_neg 0.2 0.2) //fin
82 (-2 $Xmail_neg 0.2)
83 ($Xmail_neg $Xmail_neg 0.2)
84 ($Xplot_neg $Xplot_neg 0.2)
85 (-2 -0.2 0.2)
86 ($Xmail_neg -0.2 0.2) //fin plot
87 );
88
89 blocks
90 (
91 hex (5 4 9 10 37 36 41 42) (30 20 200) simpleGrading (2 1 1)
92 hex (0 1 4 5 32 33 36 37) (30 20 200) simpleGrading (2 1 1)
93 hex (1 2 3 4 33 34 35 36) (100 20 200) simpleGrading (4 1 1)
94 hex (4 3 6 7 36 35 38 39) (100 20 200) simpleGrading (4 1 1)
95 hex (9 4 7 8 41 36 39 40) (20 20 200) simpleGrading (1 1 1)
96 hex (13 18 17 12 45 50 49 44) (20 30 200) simpleGrading (1 2 1)
97 hex (0 13 12 1 32 45 44 33) (20 30 200) simpleGrading (1 2 1)
98 hex (12 11 2 1 44 43 34 33) (100 20 200) simpleGrading (4 1 1)
99 hex (15 14 11 12 47 46 43 44) (100 20 200) simpleGrading (4 1 1)
100 hex (16 15 12 17 48 47 44 49) (20 20 200) simpleGrading (1 1 1)

```

```

101 hex (10 9 23 24 42 41 55 56) (30 20 200) simpleGrading (2 1 1)
102 hex (19 24 23 20 51 56 55 52) (20 30 200) simpleGrading (1 2 1)
103 hex (21 20 23 22 53 52 55 54) (100 20 200) simpleGrading (0.25 1 1)
104 hex (22 23 26 25 54 55 58 57) (100 20 200) simpleGrading (0.25 1 1)
105 hex (23 9 8 26 55 41 40 58) (20 20 200) simpleGrading (1 1 1)
106 hex (18 29 28 17 50 61 60 49) (20 30 200) simpleGrading (1 2 1)
107 hex (29 19 20 28 61 51 52 60) (20 30 200) simpleGrading (1 2 1)
108 hex (27 28 20 21 59 60 52 53) (100 20 200) simpleGrading (0.25 1 1)
109 hex (30 31 28 27 62 63 60 59) (100 20 200) simpleGrading (0.25 1 1)
110 hex (31 16 17 28 63 48 49 60) (20 20 200) simpleGrading (1 1 1)
111 );
112
113 edges
114 (
115 arc 0 5 ($Xedgep $Yedgep 0)
116 arc 5 10 ($Yedgep $Xedgep 0)
117 arc 10 24 ($Yedgep_neg $Xedgep 0)
118 arc 24 19 ($Xedgep_neg $Yedgep 0)
119 arc 19 29 ($Xedgep_neg $Yedgep_neg 0)
120 arc 29 18 ($Yedgep_neg $Xedgep_neg 0)
121 arc 18 13 ($Yedgep $Xedgep_neg 0)
122 arc 13 0 ($Xedgep $Yedgep_neg 0)
123 arc 1 4 ($Xedgem $Yedgem 0)
124 arc 4 9 ($Yedgem $Xedgem 0)
125 arc 9 23 ($Yedgem_neg $Xedgem 0)
126 arc 23 20 ($Xedgem_neg $Yedgem 0)
127 arc 20 28 ($Xedgem_neg $Yedgem_neg 0)
128 arc 28 17 ($Yedgem_neg $Xedgem_neg 0)
129 arc 17 12 ($Yedgem $Xedgem_neg 0)
130 arc 12 1 ($Xedgem $Yedgem_neg 0)
131 arc 32 37 ($Xedgep $Yedgep 0.2)
132 arc 37 42 ($Yedgep $Xedgep 0.2)
133 arc 42 56 ($Yedgep_neg $Xedgep 0.2)
134 arc 56 51 ($Xedgep_neg $Yedgep 0.2)
135 arc 51 61 ($Xedgep_neg $Yedgep_neg 0.2)
136 arc 61 50 ($Yedgep_neg $Xedgep_neg 0.2)
137 arc 50 45 ($Yedgep $Xedgep_neg 0.2)
138 arc 45 32 ($Xedgep $Yedgep_neg 0.2)
139 arc 33 36 ($Xedgem $Yedgem 0.2)
140 arc 36 41 ($Yedgem $Xedgem 0.2)
141 arc 41 55 ($Yedgem_neg $Xedgem 0.2)
142 arc 55 52 ($Xedgem_neg $Yedgem 0.2)
143 arc 52 60 ($Xedgem_neg $Yedgem_neg 0.2)
144 arc 60 49 ($Yedgem_neg $Xedgem_neg 0.2)
145 arc 49 44 ($Yedgem $Xedgem_neg 0.2)
146 arc 44 33 ($Xedgem $Yedgem_neg 0.2)
147 );
148
149 boundary
150 (
151 plotwall
152 {
153 type wall;
154 faces
155 (
156 (0 32 37 5)
157 (5 37 42 10)
158 (10 42 56 24)
159 (24 56 51 19)
160 (19 51 61 29)
161 (29 61 50 18)
162 (18 50 45 13)

```

```

163 (13 45 32 0)
164 );
165 }
166 inlet
167 {
168 type patch;
169 faces
170 (
171 (25 22 54 57)
172 (22 21 53 54)
173 (21 27 59 53)
174 (27 30 62 59)
175 );
176 }
177 outlet
178 {
179 type patch;
180 faces
181 (
182 (14 11 43 46)
183 (11 2 34 43)
184 (2 3 35 34)
185 (3 6 38 35)
186 );
187 }
188 floorwall
189 {
190 type wall;
191 faces
192 (
193 (0 5 4 1)
194 (5 10 9 4)
195 (10 24 23 9)
196 (24 19 20 23)
197 (19 29 28 20)
198 (29 18 17 28)
199 (18 13 12 17)
200 (13 0 1 12)
201 (1 4 3 2)
202 (4 7 6 3)
203 (4 9 8 7)
204 (9 23 26 8)
205 (23 22 25 26)
206 (23 20 21 22)
207 (20 28 27 21)
208 (28 31 30 27)
209 (28 17 16 31)
210 (17 12 15 16)
211 (12 11 14 15)
212 (12 1 2 11)
213 );
214 }
215 top
216 {
217 type patch;
218 faces
219 (
220 (32 33 36 37)
221 (37 36 41 42)
222 (42 41 55 56)
223 (56 55 52 51)
224 (51 52 60 61)

```

```

225 (61 60 49 50)
226 (50 49 44 45)
227 (45 44 33 32)
228 (33 34 35 36)
229 (36 35 38 39)
230 (36 39 40 41)
231 (41 40 58 55)
232 (55 58 57 54)
233 (55 54 53 52)
234 (52 53 59 60)
235 (60 59 62 63)
236 (60 63 48 49)
237 (49 48 47 44)
238 (44 47 46 43)
239 (44 43 34 33)
240 );
241 }
242 sideswall
243 {
244 type wall;
245 faces
246 (
247 (14 46 47 15)
248 (15 47 48 16)
249 (16 48 63 31)
250 (31 63 62 30)
251 (25 57 58 26)
252 (26 58 40 8)
253 (8 40 39 7)
254 (7 39 38 6)
255 );
256 }
257 );
258
259 mergePatchPairs
260 (
261 );
262
263 // *****

```

Un fichier «rayon»est appelé au début de ce fichier. Il contient les valeurs des variables placées dans le fichier comme «Rplot». Le fichier «rayon»est comme suis :

```

1  /*-----* C++ *-----*/
2  /===== /
3  /  \ \  /  F i e l d      / OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox /
4  /  \ \  /  O p e r a t i o n  / Version: 2.3.0 /
5  /  \ \  /  A n d      / Web: www.OpenFOAM.org /
6  /  \ \  /  M a n i p u l a t i o n  / /
7  /*-----*/
8
9  Rplot0.02;
10 Rmail0.12;
11 Xplot0.0141421;//Rplot/sqrt(2);
12 Xmail 0.0848528;//Rmail/sqrt(2);
13 Rplot_neg -0.02;
14 Rmail_neg -0.12;
15 Xplot_neg -0.0141421;
16 Xmail_neg -0.0848528;
17 Xedgep0.01847759;//Rplot*cos(pi/8)
18 Yedgep0.007653669;//Rplot*sin(pi/8)
19 Xedgem0.1108655;//Rmail*cos(pi/8)

```



```

20 Yedgem0.04592201; // Rmail * sin (pi / 8)
21 Xedgеп_neg          -0.01847759;
22 Yedgеп_neg          -0.007653669;
23 Xedgеп_neg          -0.1108655;
24 Yedgеп_neg          -0.04592201;
25
26 // ***** //
```

Annexe B

Fichiers de paramètres OpenFOAM

Afin de donner précisément les paramètres utilisés lors des simulations, les différents fichiers de paramètres du cas avec pente nulle, débit de $20l/s$ et modèle $k - \omega$ SST sont présentés. Ils sont situés dans le dossier «case/0».

B.1 Fichier «alpha.water»

```
1 /*-----* C++ *-----*/
2 /===== /
3 / \ \ / / F i e l d / OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox /
4 / \ \ / / O p e r a t i o n / Version: 2.1.1 /
5 / \ \ / / A n d / Web: www.OpenFOAM.org /
6 / \ \ / / M a n i p u l a t i o n / /
7 /*-----*/
8 FoamFile
9 {
10 version 2.0;
11 format ascii;
12 class volScalarField;
13 object alpha.water;
14 }
15 // * * * * *
16
17 dimensions [0 0 0 0 0 0 0];
18
19 internalField uniform 0;
20
21 boundaryField
22 {
23 inlet
24 {
25 type variableHeightFlowRate;
26 lowerBound 0.4;
27 upperBound 0.6;
28 valueuniform 0;
29 }
```

```

30
31 top
32 {
33 type          inletOutlet;
34 inletValue     uniform 0;
35 valueuniform 0;
36 }
37
38 outlet
39 {
40 type          inletOutlet;
41 inletValue     uniform 0;
42 value         uniform 0;
43 }
44
45 ".* wall"
46 {
47 type          zeroGradient;
48 }
49 }
50
51 // ***** //
```

B.2 Fichier «k»

```

1  /*-----* C++ *-----*/
2  /===== /
3  / \ \ \ \ / F i e l d / OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox /
4  / \ \ \ \ / O p e r a t i o n / Version: 2.1.1 /
5  / \ \ \ \ / A n d / Web: www.OpenFOAM.org /
6  / \ \ \ \ / M a n i p u l a t i o n / /
7  /*-----*/
8  FoamFile
9  {
10 version      2.0;
11 format        ascii;
12 class         volScalarField;
13 location      "0";
14 object        k;
15 }
16 // * * * * *
17
18 dimensions      [0 2 -2 0 0 0 0];
19
20 internalField   uniform 1e-4;
21
22 boundaryField
23 {
24  ". * wall "
25  {
26    type          kqRWallFunction;
27    value          $internalField;
28  }
29  inlet
30  {
31    type          fixedValue;
32    intensity0.05;
33    value          $internalField;
34  }
35  outlet
36  {
37    type          inletOutlet;
38    inletValue     $internalField;
39    value          $internalField;
40  }
41  top
42  {
43    type          inletOutlet;
44    inletValue     $internalField;
45    value          $internalField;
46  }
47  }
48
49
50 // *****

```

B.3 Fichier «nut»

```
1  /*----- C++ -----*/
2  /===== /
3  / \ \ \ \ / F i e l d / OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox /
4  / \ \ \ \ / O p e r a t i o n / Version: 2.1.1 /
5  / \ \ \ \ / A n d / Web: www.OpenFOAM.org /
6  / \ \ \ \ / M a n i p u l a t i o n / /
7  /*-----*/
8  FoamFile
9  {
10 version      2.0;
11 format        ascii;
12 class         volScalarField;
13 location      "0";
14 object        nut;
15 }
16 // * * * * *
17
18 dimensions      [0 2 -1 0 0 0 0];
19
20 internalField   uniform 0;
21
22 boundaryField
23 {
24     ".* wall"
25     {
26         type      nutkWallFunction;
27         value      uniform 0;
28     }
29     inlet
30     {
31         type      calculated;
32     }
33     outlet
34     {
35         type      calculated;
36     }
37     top
38     {
39         type      calculated;
40     }
41 }
42
43
44 // ***** //
```

B.4 Fichier «omega»

```
1  /*-----* C++ *-----*/
2  /===== /
3  / \ \ \ \ / F i e l d / OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox /
4  / \ \ \ \ / O p e r a t i o n / Version: 2.3.0 /
5  / \ \ \ \ / A n d / Web: www.OpenFOAM.org /
6  / \ \ \ \ / M a n i p u l a t i o n / /
7  /*-----*/
8  FoamFile
9  {
10 version      2.0;
11 format        ascii;
12 class         volScalarField;
13 object        omega;
14 }
15 // ***** //
16
17 dimensions      [0 0 -1 0 0 0 0];
18
19 internalField    uniform 0.003;
20
21 boundaryField
22 {
23 inlet
24 {
25 type            fixedValue;
26 value            $internalField;
27 }
28
29 floorwall
30 {
31 type            omegaWallFunction;
32 value            $internalField;
33 }
34
35 plotwall
36 {
37 type            omegaWallFunction;
38 value            $internalField;
39 }
40
41 sidewall
42 {
43 type            omegaWallFunction;
44 value            $internalField;
45 }
46
47 ".*"
48 {
49 type            inletOutlet;
50 inletValue       $internalField;
51 value            $internalField;
52 }
53 }
54
55 // ***** //
```

B.5 Fichier «p_rgh»

```

1  /*-----* C++ -*-----*/
2  /===== /
3  / \ \ \ \ / F i e l d / OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox /
4  / \ \ \ \ / O p e r a t i o n / Version: 2.1.1 /
5  / \ \ \ \ / A n d / Web: www.OpenFOAM.org /
6  / \ \ \ \ / M a n i p u l a t i o n / /
7  /*-----*/
8  FoamFile
9  {
10 version      2.0;
11 format        ascii;
12 class         volScalarField;
13 object        p_rgh;
14 }
15 // ***** //
16
17 dimensions      [1 -1 -2 0 0 0 0];
18
19 internalField    uniform 0;
20
21 boundaryField
22 {
23 top
24 {
25 type            totalPressure;
26 p0              uniform 0;
27 U              U;
28 phi            phi;
29 rho            rho;
30 psi            none;
31 gamma          1;
32 value          uniform 0;
33 }
34
35 outlet
36 {
37 type            fixedValue;
38 value          uniform 0;
39 }
40
41 ".*"
42 {
43 type            fixedFluxPressure;
44 value          uniform 0;
45 }
46 }
47
48 // ***** //

```

B.6 Fichier «U»

```
1  /*-----* C++ -*-----*/
2  /===== /
3  / \ \ \ \ / F i e l d / OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox /
4  / \ \ \ \ / O p e r a t i o n / Version: 2.1.1 /
5  / \ \ \ \ / A n d / Web: www.OpenFOAM.org /
6  / \ \ \ \ / M a n i p u l a t i o n / /
7  /*-----*/
8  FoamFile
9  {
10 version      2.0;
11 format        ascii;
12 class         volVectorField;
13 location      "0";
14 object        U;
15 }
16 // * * * * *
17
18 dimensions      [0 1 -1 0 0 0 0];
19
20 internalField    uniform (0 0 0);
21
22 boundaryField
23 {
24 ".* wall"
25 {
26 type           fixedValue;
27 value          uniform (0 0 0);
28 }
29 inlet
30 {
31 type           variableHeightFlowRateInletVelocity;
32 flowRate       0.02;
33 alpha          alpha.water;
34 valueuniform (0.5 0 0);
35 }
36 outlet
37 {
38 type           zeroGradient;
39 //inletValueuniform (0 0 0);
40 //value$internalField;
41 }
42 top
43 {
44 type           pressureInletOutletVelocity;
45 value          uniform (0 0 0);
46 }
47 }
48
49
50 // ***** //
```


Annexe C

Fichiers de paramètres de calculs OpenFOAM

Ces fichiers montrent les méthodes de calcul choisies. Ils se situent, pour chaque cas, dans le dossier «case/system/».

C.1 Fichier «fvSchemes»

```
1  /*-----*-- C++ --*-----*\
2  /=====/
3  / \ \ \ \ \ / F i e l d / OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox /
4  / \ \ \ \ \ / O p e r a t i o n / Version: 2.1.1 /
5  / \ \ \ \ \ / A n d / Web: www.OpenFOAM.org /
6  / \ \ \ \ \ / M a n i p u l a t i o n / /
7  /*-----*/
8  FoamFile
9  {
10 version 2.0;
11 format ascii;
12 class dictionary;
13 location "system";
14 object fvSchemes;
15 }
16 // * * * * *
17
18 ddtSchemes
19 {
20 default Euler;
21 }
22
23 gradSchemes
24 {
25 default Gauss linear;
26 }
27
28 divSchemes
29 {
30 div(rhoPhi,U) Gauss linearUpwind grad(U);
```

```

31 div(phi,alpha) Gauss vanLeer;
32 div(phirb,alpha) Gauss interfaceCompression;
33
34 "div\(\phi,(k|\omega)\)" Gauss upwind;
35 div((muEff*dev(T(grad(U)))) Gauss linear;
36 }
37
38 laplacianSchemes
39 {
40 default Gauss linear corrected;
41 }
42
43 interpolationSchemes
44 {
45 default linear;
46 }
47
48 snGradSchemes
49 {
50 default corrected;
51 }
52
53 fluxRequired
54 {
55 default no;
56 p_rgh;
57 pcorr;
58 alpha.water;
59 }
60
61
62 // ***** //
```

C.2 Fichier «fvSolution»

```

1  /*-----* C++ *-----*/
2  /=====/
3  / \ \ \ \ / F i e l d / OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox /
4  / \ \ \ \ / O p e r a t i o n / Version: 2.1.1 /
5  / \ \ \ \ / A n d / Web: www.OpenFOAM.org /
6  / \ \ \ \ / M a n i p u l a t i o n / /
7  /*-----*/
8  FoamFile
9  {
10 version      2.0;
11 format        ascii;
12 class         dictionary;
13 location      "system";
14 object         fvSolution;
15 }
16 // * * * * *
17
18 solvers
19 {
20 "alpha.water.*"
21 {
22 nAlphaCorr      1;
23 nAlphaSubCycles 1;
24 cAlpha          1;
25
26 MULESCorr       yes;
27 nLimiterIter    3;
28
29 solver           smoothSolver;
30 smoother         symGaussSeidel;
31 tolerance        1e-8;
32 relTol           0;
33 }
34
35 pcorr
36 {
37 solver           PCG;
38 preconditioner
39 {
40 preconditioner   GAMG;
41 tolerance        1e-5;
42 relTol           0;
43 smoother         GaussSeidel;
44 nPreSweeps       0;
45 nPostSweeps      2;
46 nFinestSweeps    2;
47 cacheAgglomeration true;
48 nCellsInCoarsestLevel 10;
49 agglomerator      faceAreaPair;
50 mergeLevels      1;
51 }
52 tolerance        1e-5;
53 relTol           0;
54 maxIter          100;
55 }
56
57 p_rgh
58 {
59 solver           GAMG;

```

```

60 tolerance          5e-9;
61 relTol             0.01;
62
63 smoother           GaussSeidel;
64 nPreSweeps         0;
65 nPostSweeps        2;
66
67 cacheAgglomeration true;
68
69 nCellsInCoarsestLevel 10;
70 agglomerator        faceAreaPair;
71 mergeLevels         1;
72
73 maxIter             100;
74 }
75
76 p_rghFinal
77 {
78 $p_rgh;
79 relTol0;
80 }
81
82 "(U|k|omega)"
83 {
84 solver              smoothSolver;
85 smoother            symGaussSeidel;
86 nSweeps              1;
87 tolerance            1e-6;
88 relTol               0.1;
89 }
90
91 "(U|k|omega) Final"
92 {
93 solver              smoothSolver;
94 smoother            symGaussSeidel;
95 nSweeps              1;
96 tolerance            1e-8;
97 relTol               0;
98 }
99
100 }
101
102 PIMPLE
103 {
104 momentumPredictor no;
105 nCorrectors          3;
106 nNonOrthogonalCorrectors 0;
107 }
108
109
110 // ***** //
```

Annexe D

Résultats numériques du modèle *RNG* $k - \varepsilon$

En complément des résultats obtenus par le modèle $k - \omega$ *SST*, décrits dans le chapitre 6, les résultats du modèle *RNG* $k - \varepsilon$ sont ici brièvement présentés.

La forme de la surface libre est visible, pour les 4 cas d'étude, sur la figure D.1. La visualisation de la forme de l'écoulement est donnée par la représentation des lignes de courant sur la figure D.2. La forme globale de l'écoulement est semblable au modèle $k - \omega$ *SST* même si quelques écarts sont visibles dans le sillage.

Sur la figure D.3, les tourbillons en fer à cheval sont représentés. Cette figure montre qu'ils sont quasiment inexistant pour le modèle *RNG* $k - \varepsilon$.

Enfin, comme pour le modèle $k - \omega$ *SST* (figure 6.21), la norme de la vitesse normalisée par U_0 sur 4 plan horizontaux est donnée sur la figure D.4. Les différences entre les modèles sont visibles surtout proche du fond, autour du plot. Les longueurs de recirculation sont différentes et des oscillations apparaissent plus clairement sur les résultats du modèle $k - \omega$ *SST*.

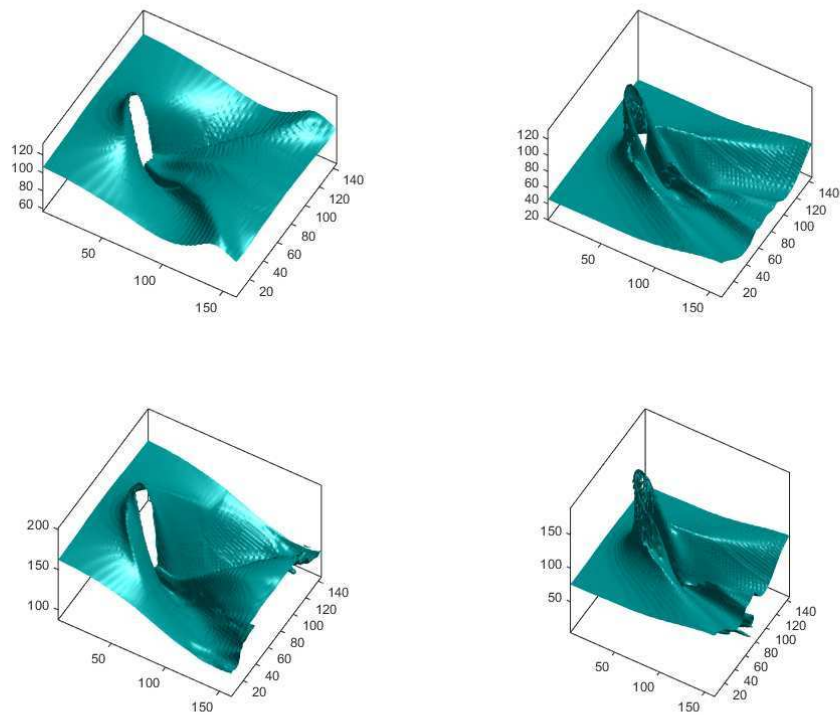


FIGURE D.1 – Surfaces libres autour du plot, modèle $RNG\ k - \varepsilon$.

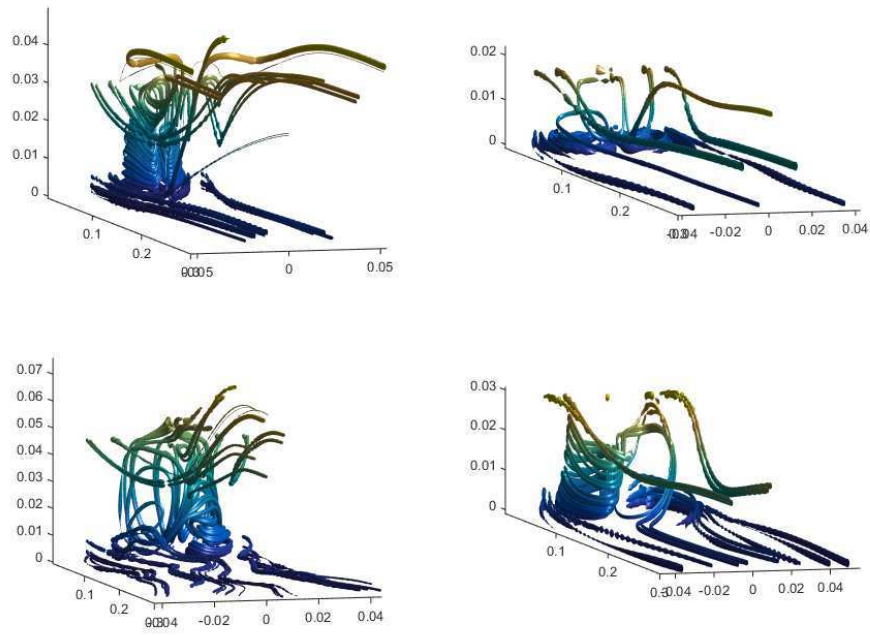


FIGURE D.2 – visualisation des lignes de courant, modèle $RNG\ k - \varepsilon$.

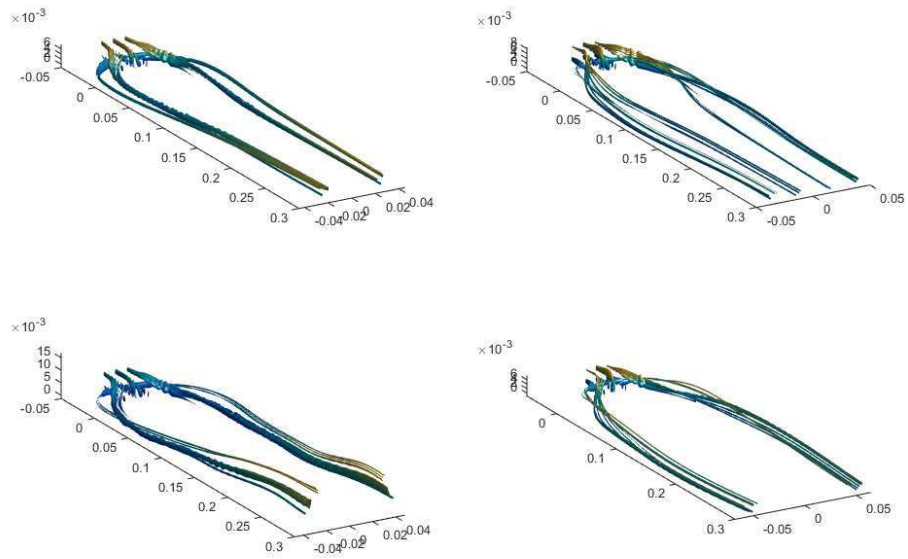


FIGURE D.3 – Tourbillons en fer à cheval, modèle $RNG\ k - \varepsilon$.

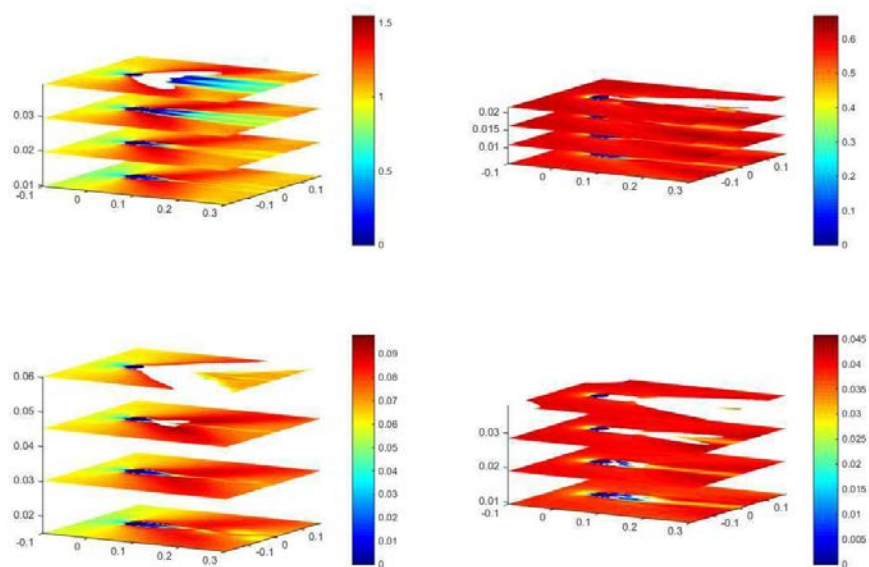


FIGURE D.4 – Norme de la vitesse normalisée par U_0 pour $Z/h = 0.2, 0.4, 0.6$ et 0.8 , modèle $RNG\ k - \varepsilon$.

Bibliographie

- [Adaramola et al., 2006] Adaramola, M., Akinlade, O., Sumner, D., Bergstrom, D., and Schenstead, A. (2006). Turbulent wake of a finite circular cylinder of small aspect ratio. *Journal of Fluids and Structures*, 22(6) :919–928.
- [Aghaee and Hakimzadeh, 2010] Aghaee, Y. and Hakimzadeh, H. (2010). Three dimensional numerical modeling of flow around bridge piers using les and rans. *River Flow*, pages 211–218.
- [Akilli and Rockwell, 2002] Akilli, H. and Rockwell, D. (2002). Vortex formation from a cylinder in shallow water. *Physics of Fluids*, 14(9) :2957–2967.
- [Al-Fadhli, 2013] Al-Fadhli, I. H. (2013). *Turbulence characteristics in unsteady and non-uniform flows and their impacts on the incipient motion of sediment transport-water resources-river mechanics*. PhD thesis, University of Wollongong.
- [Asgari Kaji, 2013] Asgari Kaji, M. H. (2013). *Turbulent Structure in open channel flow*. PhD thesis, University of Windsor.
- [Baki et al., 2014] Baki, A. B. M., Zhu, D. Z., and Rajaratnam, N. (2014). Turbulence characteristics in a rock-ramp-type fish pass. *Journal of Hydraulic Engineering*, 141.
- [Bousmar et al., 2015] Bousmar, D., Li, Z., Baugnee, A., and Degreff, J.-C. (2015). Flow pattern in fish passes : comparison of numerical models. In *e-proceedings of 36 th IAHR World Congress*.
- [Bretón et al., 2013] Bretón, F., Baki, A., Link, O., Zhu, D., and Rajaratnam, N. (2013). Flow in nature-like fishway and its relation to fish behaviour. *Canadian Journal of Civil Engineering*, 40 :567–573.
- [Cassan et al., 2014] Cassan, L., Tien, T., Courret, D., Laurens, P., and Dartus, D. (2014). Hydraulic resistance of emergent macroroughness at large froude numbers : Design of nature-like fishpasses. *Journal of Hydraulic Engineering*, 140 :04014043 1–9.
- [Catalano et al., 2003] Catalano, P., Wang, M., Iaccarino, G., and Moin, P. (2003). Numerical simulation of the flow around a circular cylinder at high reynolds numbers. *International journal of Heat and Fluid Flow*, 24 :463–469.

- [Chau and Jiang, 2001] Chau, K. and Jiang, Y. (2001). 3d numerical model for pearl river estuary. *Journal of Hydraulic Engineering-ASCE*, 127(1) :72–82.
- [Chen and Jirka, 1995] Chen, D. and Jirka, G. H. (1995). Experimental study of plane turbulent wakes in a shallow water layer. *Fluid dynamics Research*, 16 :11–41.
- [Chorda et al., 2010] Chorda, J., Maubourguet, M. M., Roux, H., Larinier, M., Tarrade, L., and David, L. (2010). Two-dimensional free surface flow numerical model for vertical slot fishways. *Journal of Hydraulic Research*, 48(2) :141–151.
- [Coles, 1956] Coles, D. (1956). The law of the wake in the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 1 :191–226.
- [Dargahi, 1989] Dargahi, B. (1989). the turbulent flow field around a circular cylinder. *Experiments in fluids*, 8 :1–12.
- [Dargahi, 1990] Dargahi, B. (1990). Controlling mechanism of local scouring. *Journal of Hydraulic Engineering*, 116(10) :1197–1214.
- [Duguay and Lacey, 2014] Duguay, J. and Lacey, J. (2014). *Numerical validation of an innovative fish baffle. design in response to fish passage issues at perched culverts*. CSPI Technical Bulletin.
- [Escauriaza and Sotiropoulos, 2011] Escauriaza, C. and Sotiropoulos, F. (2011). Reynolds number effect on the coherent dynamics of the turbulent horseshoe vortex system. *Flow Turbulence Combust*, 86 :231–262.
- [Faghihirad et al., 2015] Faghihirad, S., Lin, B., and Falconer, R. A. (2015). Application of a 3d layer integrated numerical model of flow and sediment transport processes to a reservoir. *Water*, 7(10) :5239–5257.
- [Galland et al., 1991] Galland, J., Goutal, N., and Hervouet, J.-M. (1991). Telemac-a new numerical-model for solving shallow-water equations. *Advances in Water Resources*, 14(3) :138–148. Bibliographie fournie par Hervé Roux.
- [Guo and Julien, 2008] Guo, J. and Julien, P. Y. (2008). Application of the modified log-wake law in open-channels. *Journal of Applied Fluid Mechanics*, 1(2) :17–23.
- [Hellsten, 1997] Hellsten, A. (1997). Some improvements in menter’s $k - \omega$ sst turbulence model. In *29th AIAA Fluid dynamics conference*.
- [Hervouet, 2000] Hervouet, J. (2000). Telemac modelling system : an overview. *Hydrological Processes*, 14(13) :2209–2210.
- [Hirt and Nichols, 1981] Hirt, C. and Nichols, B. (1981). Volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of computational physics*, 39(1) :201–255.

- [Kirkil and Constantinescu, 2015] Kirkil, G. and Constantinescu, G. (2015). Effects of cylinder reynolds number on the turbulent horseshoe vortex system and near wake of a surface-mounted circular cylinder. *Physics of Fluids*, 27(7).
- [Koo et al., 2014] Koo, B., Yang, J., Mo, M. Y. S., and Stern, F. (2014). Reynolds and froude number effect on the flow past an interface-piercing circular cylinder. *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*, 6(3) :529–561.
- [Labiod, 2005] Labiod, C. (2005). *Ecoulement à surface libre sur fond de rugosité inhomogène*. PhD thesis, I.N.P. Toulouse.
- [Larinier et al., 1994] Larinier, M., Porcher, J., Travade, F., and Gosset, C. (1994). *Passes à poissons : expertise, conception des ouvrages de franchissement*. Collection Mise au Point du CSP. ISBN 2-11-088083-X.
- [Limerinos, 1970] Limerinos, J. T. (1970). Determination of the manning coefficient from measured bed roughness in natural channels.
- [Luhar et al., 2008] Luhar, M., Rominger, J., and Nepf, H. (2008). Interaction between flow, transport and vegetation spatial structure. *Environmental Fluid Mechanics*, 8 :423–439.
- [Mignot and Riviere, 2010] Mignot, E. and Riviere, N. (2010). Bow-wave-like hydraulic jump and horseshoe vortex around an obstacle in a supercritical open channel flow. *Physics of Fluids*, 22 :117105.
- [Nezu and Nakagawa, 1993] Nezu, I. and Nakagawa, H. (1993). *Turbulence in Open-Channel Flows*. A.A. Balkema. ISBN 90 5410 118 0.
- [Nezu and Sanjou, 2008] Nezu, I. and Sanjou, M. (2008). Turburence structure and coherent motion in vegetated canopy open-channel flows. *Journal of Hydro-environment Research*, 2(2) :62–90.
- [Nguyen, 2015] Nguyen, V. T. (2015). 3d numerical simulation of free surface flows over hydraulic structures in natural channels and rivers. *Applied Mathematical Modelling*, 39 :6285–6306.
- [Nikuradse, 1933] Nikuradse, J. (1933). Laws of flow in rough pipe. technical memorandum, National advisory committee for aeronautics.
- [Norberg, 1994] Norberg, C. (1994). An experimental investigation of the flow around a circular cylinder : influence of aspect ratio. *Journal of Fluid Mechanics*, 258 :287–316.
- [Norberg, 1998] Norberg, C. (1998). Ldv-measurements in the near wake of a circular cylinder. *ASME Paper No. FEDSM98-521*.
- [Oertel et al., 2011] Oertel, M., Peterseim, S., and Schlenkhoff, A. (2011). Drag coefficients of boulders on a block ramp due to interaction processes. *Journal of Hydraulic Research*, 49 :372–377.

- [Olsen and Kjellesvig, 1998] Olsen, N. R. and Kjellesvig, H. M. (1998). Three-dimensional numerical flow modelling for estimation of spillway capacity. *Journal of Hydraulic Research*, 36(5) :775–784.
- [OpenFOAM, 2016] OpenFOAM (2011-2016). Openfoam. www.openfoam.org.
- [Perrin, 2005] Perrin, R. (2005). *Analyse physique et modélisation d'écoulements incompressibles instationnaires turbulents autour d'un cylindre circulaire à grand nombre de Reynolds*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- [Plymesser, 2014] Plymesser, K. (2014). *Modeling fish passage and energy expenditure for american shad in a steppass fishway using a computation fluid dynamics model*. PhD thesis, Montana State University, Dept. of Civil Engineering, USA.
- [Raupach et al., 2006] Raupach, M. R., Hughes, D. E., and Cleugh, H. A. (2006). Momentum absorption in rough-wall boundary layers with sparse roughness elements in random and clustered distributions. *Boundary-Layer Meteorology*, 120 :201–218.
- [Raynal et al., 2013a] Raynal, S., Chatellier, L., Courret, D., Larinier, M., and David, L. (2013a). An experimental study on fish-friendly trashracks - part 2. angled trashracks. *Journal of Hydraulic Research*, 51(1) :67–75.
- [Raynal et al., 2013b] Raynal, S., Chatellier, L., Courret, D., Larinier, M., and David, L. (2013b). An experimental study on fish-friendly trashracks – part 1. inclined trashracks. *Journal of Hydraulic Research*, 51(1) :56–66.
- [Rodi, 1993] Rodi, W. (1993). *Turbulence Models and Their Application in Hydraulics*. Taylor & Francis. ISBN 90 5410 150 4.
- [Roulund et al., 2005] Roulund, A., Sumer, B., Fredsoe, J., and Michelsen, J. (2005). Numerical and experimental investigation of flow and scour around a circular pile. *Journal of Fluid Mechanics*, 534 :351–401.
- [Sadeque et al., 2009] Sadeque, M. A. F., Rajaratnam, N., and Loewen, M. R. (2009). Effects of bed roughness on flow around bed-mounted cylinders in open channels. *Journal of Engineering Mechanics*, 135(2) :100–110.
- [Salaheldin et al., 2004] Salaheldin, T. M., Imran, J., and Chaudhry, M. H. (2004). Numerical modeling of three-dimensional flow field around circular piers. *Journal of Hydraulic Engineering*, 130 :91–100.
- [Santos et al., 2012] Santos, J. M., Silva, A., Katopodis, C., Pinheiro, P., Pinheiro, A., Bochechas, J., and Ferreira, M. T. (2012). Ecohydraulics of pool-type fishways : Getting past the barriers. *Ecological Engineering*, 48 :38–50.
- [Song and Chiew, 2001] Song, T. and Chiew, Y. (2001). Turbulence measurement in nonuniform open-channel flow using acoustic doppler velocimeter (adv). *Journal of Engineering Mechanics*, 127(3) :219–232.

- [Souchon and Tissot, 2012] Souchon, Y. and Tissot, L. (2012). Synthesis of thermal tolerances of the common freshwater fish species in large western europe rivers. *Knowledge and management of aquatic ecosystems*, 405 :03p1–48.
- [Suh et al., 2011] Suh, J., Yang, J., and Stern, F. (2011). The effect of air–water interface on the vortex shedding from a vertical circular cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, 27(1) :1–22.
- [Sumner, 2013] Sumner, D. (2013). Flow above the free end of a surface-mounted finite-height circular cylinder : a review. *Journal of fluids and structures*, 43 :41–63.
- [Telemac,] Telemac. open telemac-mascaret. www.opentelemac.org.
- [Tran, 2015] Tran, D. T. (2015). *Métrologie et modélisation des écoulements à forte pente autour d’obstacles. application au dimensionnement des passes naturelles*. PhD thesis, Ecole doctorale sciences de l’univers, de l’environnement et de l’espace.
- [Tran et al., 2016] Tran, T. D., Chorda, J., Laurens, P., and Cassan, L. (2016). Modemodell nature-like fishway flow around unsubmerged obstacles using a 2d shallow water model. *Environmental Fluid Mechanics*, 16 :413–428.
- [Tseng et al., 2000] Tseng, W., Lin, W., Yin, C., Lin, C., and Lin, T. (2000). Stabilization of buoyancy-driven unstable vortex flow in mixed convection of air in a rectangular duct by tapering its top plate. *Journal of heat transfer*, 122(1) :58–65.
- [Van Dyke and Widnall, 1983] Van Dyke, M. and Widnall, S. (1983). An album of fluid motion. *Journal of Applied Mechanics*, 50(2) :475.
- [Yang et al., 2004] Yang, S.-Q., Tan, S.-K., and Lim, S.-Y. (2004). Velocity distribution and dip-phenomenon in smooth uniform open channel flows. *Journal of hydraulic engineering*, 130(12) :1179–1186.
- [Yu et al., 2008] Yu, G., Avital, E. J., and Williams, J. J. R. (2008). Large eddy simulation of flow past free surface piercing circular cylinders. *Journal of Fluid Engineering*, 130.