

THESE

Pour l'obtention du grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS
UFR des sciences fondamentales et appliquées
Pôle poitevin de recherche pour l'ingénieur en mécanique, matériaux et énergétique - PPRIMME
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

École doctorale : Sciences et ingénierie en matériaux, mécanique,
énergétique et aéronautique - SIMMEA
Secteur de recherche : Mécanique des milieux fluides

Présentée par :
Badreddine Bourtal

Modification de l'écoulement turbulent au sein de passes à poissons à fentes verticales par l'insertion d'obstacles

Directeur(s) de Thèse :
Alain Texier, Gérard Pineau, Damien Callaud

Soutenue le 06 juillet 2012 devant le jury

Jury :

Président	Laurent David	Professeur, Institut P' - Université de Poitiers
Rapporteur	Guillaume Polidori	Professeur, GRESPI - Université de Reims
Rapporteur	Nicolas Rivière	Professeur, LMFA - INSA de Lyon
Membre	Alain Texier	Professeur, Institut P' - Université de Poitiers
Membre	Gérard Pineau	Maître de conférence, Institut P' - Université de Poitiers
Membre	Damien Callaud	Maître de conférence, Institut P' - Université de Poitiers
Membre	Michel Larinier	Docteur-Ingénieur-Expert ONEMA
Membre	Philippe Baran	Docteur-responsable du pôle éco-hydraulique ONEMA

Pour citer cette thèse :

Badreddine Bourtal. *Modification de l'écoulement turbulent au sein de passes à poissons à fentes verticales par l'insertion d'obstacles* [En ligne]. Thèse Mécanique des milieux fluides. Poitiers : Université de Poitiers, 2012.
Disponible sur Internet <<http://theses.univ-poitiers.fr>>

THESE

pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS

(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)

(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale : **Sciences pour l'ingénieur**

Secteur de Recherche : **Mécanique des milieux fluides**

Présentée par :

Badreddine BOURTAL

Modification de l'écoulement turbulent au sein de passes à poissons à fentes verticales par l'insertion d'obstacles

Directeurs de Thèse :

Alain TEXIER

Gérard PINEAU

Damien CALLUAUD

Soutenue le 6 juillet 2012
devant la Commission d'Examen

JURY

Guillaume POLIDORI	Professeur, GRESPI - Université de Reims	Rapporteur
Nicolas RIVIERE	Professeur, LMFA - INSA de Lyon	Rapporteur
Michel LARINIER	Docteur-Ingénieur-Expert-ONEMA	Examineur
Philippe BARAN	Docteur-responsable du pôle éco-hydraulique-ONEMA	Examineur
Laurent DAVID	Professeur, Institut P' - Université de Poitiers	Examineur
Alain TEXIER	Professeur, Institut P' - Université de Poitiers	Directeur
Gérard PINEAU	Maître de Conférence, Institut P' - Université de Poitiers	Co-directeur
Damien CALLUAUD	Maître de Conférence, Institut P' - Université de Poitiers	Co-directeur

REMERCIEMENTS

Ce manuscrit conclut mon travail de doctorat réalisé au sein du laboratoire Pprime, je tiens en ces quelques lignes à exprimer ma reconnaissance envers tous ceux qui de près ou de loin y ont contribué.

J'exprime en premier lieu ma gratitude à Alain Texier, Gérard Pineau et Damien Callaud directeur et codirecteurs de thèse, pour leur encadrement et leurs conseils. Je souhaite néanmoins remercier plus particulièrement Gérard Pineau pour son indéfectible soutien aussi bien sur le plan humain que scientifique.

Je tiens à remercier aussi Laurent David pour son aide précieuse et sa présence physique et morale au cours de ces années de thèse et aussi pour avoir assuré en plus le rôle de président de jury.

J'adresse mes plus sincères remerciements à Guillaume Polidori et Nicolas Rivière de m'avoir fait l'honneur de rapporter mon travail de thèse. Je tiens à remercier aussi Michel Larinier et Philippe Baran d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

Nombreux sont ceux à avoir au fil de ma thèse apporté leur contribution scientifique voire leur secours. Je tiens ainsi à remercier l'ensemble des membres du laboratoire, chercheurs, enseignants-chercheurs, techniciens et les thésards pour leur accueil, leur convivialité et leur aide.

Merci à tous.

SOMMAIRE

NOMENCLATURE	1
INTRODUCTION	1
1 ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	3
1.1 LES PASSES A POISSONS	5
1.1.1 Définition et principe	5
1.1.2 Ecoulement dans les passes à poissons	5
1.1.3 Conclusion	19
1.2 INFLUENCE DE L'INTRODUCTION DES OBSTACLES AU SEIN DE LA PASSE A POISSONS	21
1.2.1 Introduction	21
1.2.2 Insertions des obstacles	21
1.2.3 Conclusion	26
1.3 ETUDE DE LA TURBULENCE ET DE LA DISSIPATION	28
1.3.1 Introduction	28
1.3.2 Calcul de la dissipation	28
1.3.3 Conclusion	39
1.4 SYNTHÈSE	40
2 TECHNIQUES DE MESURES ET OUTILS NUMERIQUES	41
2.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET PASSE A POISSONS	42
2.2 PRESENTATION DES TECHNIQUES DE MESURES	45
2.2.1 Vélocimétrie Acoustique par effet Doppler (ADV)	45
2.2.2 Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV)	49
2.2.3 Grandeurs déduites des mesures	52
2.3 PRESENTATION DES OUTILS NUMERIQUES	56
2.3.1 Le mailleur PointWise	56
2.3.2 Le code de calcul Star-CD	56
2.3.3 Procédure	57
2.4 SYNTHÈSE	69

3	ÉCOULEMENT AU SEIN DE LA PASSE A POISSONS	71
3.1	CARACTERISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT AU SEIN DES PASSES A POISSONS EXISTANTES	72
3.1.1	Écoulement moyen	72
3.1.2	Écoulement instationnaire	86
3.1.3	Bilan	89
3.2	ETUDE DE L'ÉCOULEMENT MODIFIÉ PAR DES OBSTACLES INSÉRÉS DANS LES PASSES A POISSONS	91
3.2.1	Insertion de rugosités de fond	92
3.2.2	Insertion d'un cylindre	104
3.3	SYNTHESE	114
4	METHODE D'OPTIMISATION	117
4.1	DEFINITION	118
4.1.1	Méthodes déterministes	120
4.1.2	Méthodes stochastiques	120
4.2	OPTIMISATION DE LA POSITION DES CYLINDRES AU SEIN DE LA PASSE A POISSONS	121
4.2.1	Définition du problème de l'optimisation et algorithme de calcul appliqué à l'écoulement au sein de la passe à poissons	121
4.2.2	Critères à optimiser (Fonction objectif)	123
4.2.3	Définition du domaine de l'optimisation	124
4.2.4	Définition des conditions initiales	125
4.2.5	Critères d'arrêt de l'algorithme	128
4.3	CALCULS ET RESULTATS	128
4.3.1	Optimisation de la position d'un seul cylindre	128
4.3.2	Optimisation des positions de trois cylindres	143
4.4	QUANTIFICATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	151
4.5	SYNTHESE	157
5	INFLUENCE DE L'AJOUT DE CYLINDRES SUR L'ÉCOULEMENT	159
5.1	INFLUENCE DE CYLINDRES SUR L'ÉCOULEMENT MOYEN	160
5.1.1	Influence de cylindres sur la topologie de l'écoulement moyen	160
5.1.2	Influence de cylindres sur les grandeurs cinématiques de l'écoulement	161
5.2	INSTATIONNARITE DE L'ÉCOULEMENT MODIFIÉ PAR UN ET TROIS CYLINDRES	170
5.3	Bilan	176
5.4	VALIDATION AVEC DES PETITES ESPECES DE POISSONS	178
5.4.1	Choix des poissons à utiliser et configurations à tester	178
5.4.2	Indices de franchissement	179
5.4.3	Résultats	180
5.5	SYNTHESE	186

CONCLUSION	187
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	191

TABLE DES FIGURES

1.1 Passe à poissons à fentes verticales (Vichy-Pont de l'Europe)	5
1.2 Modèle de l'écoulement des 7 configurations étudiées par Rajaratman et al., 1986.	6
1.3 Topologie de l'écoulement des 11 configurations étudiées par Rajaratman et al., 1992.	7
1.4 Passe à poissons utilisée par Alvarez et al., 2008.	8
1.5 Vecteurs vitesses au sein du cinquième bassin, cas optimisé (droite) et cas non optimisé (gauche) à l'instant $t = 200$ s.	9
1.6 Lignes de courant du champ moyen de vitesse pour trois différentes largeurs.	9
1.7 Lignes de courant du champ moyen de vitesse pour trois valeurs différentes de la pente S_0	10
1.8 Montage de la passe (a) et séquence des bassins dans le canal (b).	10
1.9 Vitesse moyenne dans les trois bassins alimentés avec un débit de 8.5 L/s (a) et un débit de 40 L/s (b)	11
1.10 Variation de la vitesse en fonction de la hauteur d'eau dans le bassin 1 (a) et dans le bassin 3 (b)	11
1.11 Vitesse moyenne dans la passe à l'échelle réelle et dans la prototype	12
1.12 Design $T1$ (haut gauche), $T2$ (haut droite) et deux versions de $T3$ (bas)	13
1.13 Fenêtre de commandes de l'outil numérique (Puertas et al. (2009))	14
1.14 Modèle de la passe à poissons utilisé par Xu (2009)	15
1.15 Comparaison du type de l'écoulement et de la distribution de la vitesse (Sun et al. (2006))	15
1.16 Comparaison du type de l'écoulement	16
1.17 Simulation de la variation de la surface libre	17
1.18 Champ de vitesses au niveau de la surface libre	17
1.19 Comparaison des résultats de simulation de la surface libre aux résultats mesurés dans les sections A, B et C	18
1.20 Résultats de simulation de MSSS	19
1.21 Résultats de simulation de BSS	19
1.22 Adjonction d'une paroi rugueuse (A) et d'un seuil (B)	22

1.23	Configuration avec un cylindre $B = 2.7$ m (gauche) et $B = 2$ m (droite).	23
1.24	Configuration avec deux cylindres $B = 2.7$ m (gauche et centre) et $B = 2$ m (droite).	24
1.25	Configuration avec demi-cylindre $B = 2.7$ m (gauche) et $B = 2$ m (droite)(Partie ronde tu cylindre dirigée vers la fente)	24
1.26	Configuration avec demi-cylindre $B = 2.7$ m (gauche) et $B = 2$ m (droite) (Partie plate tu cylindre dirigée vers la fente).	24
1.27	Isonctours des vitesses pour des configurations avec et sans cylindre $B = 2.7$ m (gauche) et $B = 2$ m (droite).	25
1.28	Isonctours de l'énergie cinétique turbulente pour des configurations avec et sans cylindre $B = 2.7$ m (gauche) et $B = 2$ m (droite).	26
1.29	a) Fonction de structure d'ordre 2, b) Fonction de structure d'ordre 3	29
1.30	Mesure de $\langle \varepsilon \rangle$ à partir de la fonction de structure $S_3(r)$	30
1.31	Influence de Re_λ sur la détermination de $\langle \varepsilon \rangle$ à partir de $S_3(r)$	30
1.32	Plan du bassin de surf à Wild Rivers Waterpark à Irvine, en Californie, montrant les trois points de mesure ADV.	32
1.33	Types du bassin de la passe à poissons.	34
1.34	Points de mesure pour le bassin de type T1.	34
1.35	Points de mesure pour calculer les spectres de puissance.	35
1.36	Dispositif expérimental : a) Vue de coté de la passe ; b) Vue en plan ; c) Dimen- sions du bassin en mm.	37
1.37	Spectres de puissance.	37
2.1	Schéma du dispositif expérimental	42
2.2	Cuve (A) et bassins de récupération(B)	42
2.3	Passe à poissons	43
2.4	Schéma d'un bassin	44
2.5	Repères utilisés dans un bassin	44
2.6	Plaque de fond avec les plots utilisés pour les expériences sur la rugosité de fond	45
2.7	Cylindre à insérer dans le bassin	45
2.8	Sonde de MicroADV 16-MHz	46
2.9	Maillages et points de mesures	47
2.10	Tracé des données	48
2.11	Schéma de principe de la PIV (d'après Tarrade. (2007))	49
2.12	Fonctionnement d'un laser à impulsion	51
2.13	Influence de la valeur de Δt sur la position des particules	52
2.14	Champ de vecteurs vitesse avant post-traitement (gauche) et après post-traitement (droite)	53
2.15	Maillages utilisés lors de la précédente étude (modèle $k - \varepsilon$ /Haut-Reynolds)(A) et pour les simulations actuelles (modèle $k - \varepsilon$ /Bas Reynolds) (B)	63
2.16	Conditions aux limites	63

2.17 Résultats du modèle $k-\varepsilon$ /Haut Reynolds (gauche) et du modèle $k-\varepsilon$ Bas/Reynolds (droite)	66
2.18 Comparaison des résultats du modèle $k-\varepsilon$ /Haut Reynolds et du modèle $k-\varepsilon$ /Bas Reynolds (Profil à $X/b=1.3$)	67
3.1 Topologie de l'écoulement pour différentes valeurs de pente S_0 et de largeur de bassin B/b (Wang et al.(2010))	72
3.2 Topologie de l'écoulement - Type 1 ($B/b=9$) - Type 2 ($B/b=6,67$)(Mesures PIV) .	74
3.3 Isocontours de la norme de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente (Mesures PIV)	74
3.4 Profils de la norme de la vitesse et ses composantes ($\ V\ (2D)/V_d$, U/V_d et V/V_d) et d'énergie cinétique turbulente et ses composantes ($k(2D)/V_d^2$, $0.5 * u'^2/V_d^2$ et $0.5 * v'^2/V_d^2$) à $X/b = 1.5$ (Mesures PIV)	76
3.5 Profils de la norme de la vitesse et ses composantes ($\ V\ (2D)/V_d$, U/V_d et V/V_d) et d'énergie cinétique turbulente et ses composantes ($k(2D)/V_d^2$, $0.5 * u'^2/V_d^2$ et $0.5 * v'^2/V_d^2$) à $Y/b = 2$ (Mesures PIV)	77
3.6 Isocontours de la norme de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente (Mesures ADV, simulation avec star-CD et simulation avec Telemac)	78
3.7 Profils de la norme de la vitesse, de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation à $X/b = 2.76$ et $Z/b = 2$	79
3.8 Isocontours de la norme de la vitesse et de ses composantes et de l'énergie cinétique turbulente et de ses composantes (Mesures ADV)	81
3.9 Profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente (Mesures ADV)	82
3.10 Isocontours de la norme de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente (Mesures ADV)	83
3.11 Profils de vitesse pour la passe de grande et de petite largeur (Mesures ADV) . .	84
3.12 Profils de l'énergie cinétique turbulente pour la passe de grande et de petite largeur (Mesures ADV)	85
3.13 Topologie de l'écoulement au sein d'un bassin de grande largeur (G.Pineau 2011)	86
3.14 Champs de vitesses instantanées PIV caractérisant les trois phases de l'écoulement au sein de la passe de $B/b = 9$	88
3.15 Champs de vitesses instantanées PIV caractérisant les deux phases de l'écoulement au sein de la passe de $B/b = 6,67$	89
3.16 Evolution temporelle de (A) $\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$, de (B) $\langle \frac{\ V'_{2D}\ }{V_d} \rangle$ et de (C) $\langle \omega_{z-adim} \rangle$.	90
3.17 Evolution temporelle de la norme de la vitesse, (A) et (C), $\frac{\ V_{2D}\ }{V_d}$ est maximum, (B) et (D), $\frac{\ V'_{2D}\ }{V_d}$ est minimum	91
3.18 Positions des profils de mesures en utilisant la technique ADV (A) et la technique PIV (B)	93
3.19 Vecteurs vitesses, isocontours des vitesses et d'énergie cinétique turbulente à $Z/b = 2$ (mesures PIV)	94

3.20	Profils de vitesse sans et avec rugosités extraits des mesures PIV	95
3.21	Profils de l'énergie cinétique turbulente sans et avec rugosités extraits des mesures PIV	96
3.22	Profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente pour deux différentes sections d'étude (Mesures ADV)	97
3.23	Lignes de courant et isocontours des vitesses et d'énergie cinétique turbulente pour deux différentes hauteurs	98
3.24	Profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente pour deux différentes sections d'étude (Mesures PIV)	99
3.25	Profils de vitesse sans et avec rugosités extraits des mesures ADV	100
3.26	Profils d'énergie cinétique turbulente avec et sans rugosités extraits des mesures ADV	101
3.27	Champs de vitesses instantanées PIV caractérisant les trois phases de l'écoulement modifié par des rugosités au sein de la passe de $B/b = 9$	102
3.28	Influence des rugosités sur l'évolution temporelle de (A) $< \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} >$, de (B) $< \frac{\ V'_{2D}\ }{V_d} >$ et de (C) $< \omega_{z-adim} >$	103
3.29	Evolution des quantités cinématiques moyennes et du critère C en fonction du diamètre du cylindre	105
3.30	Géométrie étudiée	106
3.31	Lignes de courant et vitesses moyennes (a), énergie cinétique turbulente (b) et son taux de dissipation (c) pour différentes valeurs du diamètre du cylindre inséré au sein de la passe de ($\frac{B}{b} = 9$)	107
3.32	Définition de la ligne centrale du jet	108
3.33	Evolution des critères C et P le long de la ligne centrale du jet	109
3.34	Lignes de courant et vitesses moyennes (a), énergie cinétique turbulente (b) et son taux de dissipation (c) pour pour différentes positions du cylindre placées suivant la ligne centrale du jet au sein de la passe de ($\frac{B}{b} = 9$)	110
3.35	: (a) Définition de la perpendiculaire à la ligne centrale du jet - (b) Zoom A	111
3.36	Evolution des critères C et P le long de ligne perpendiculaire à la ligne centrale du jet	111
3.37	Lignes de courant et vitesses moyennes (a), énergie cinétique turbulente (b) et son taux de dissipation (c) pour différentes positions du cylindre placées suivant la ligne perpendiculaire à la ligne centrale du jet au sein de la passe de ($\frac{B}{b} = 9$)	112
4.1	Minima locaux et minimum global d'une fonction à une variable	119
4.2	Minima locaux et global d'une fonction à deux variables	119
4.3	Contraintes du domaine	125
4.4	Positions des cylindres servant de base initiale à la recherche de la position optimale d'un cylindre	125

4.5	Norme de la vitesse $\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	126
4.6	Vorticité $\langle \omega_{z-adim} \rangle$	126
4.7	Energie cinétique turbulente $\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	127
4.8	Taux de dissipation $\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	127
4.9	Isocontours de l'énergie cinétique turbulente : $(\frac{B}{b} = 9)$	130
4.10	Isocontours de la norme de la vitesse : $(\frac{B}{b} = 9)$	131
4.11	Isocontours du taux de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente : $(\frac{B}{b} = 9)$	132
4.12	Isocontours de la vorticité : $(\frac{B}{b} = 9)$	133
4.13	Positions optimales des cylindres en optimisant les quatre critères : $(\frac{B}{b} = 9)$	134
4.14	Résultats de l'optimisation pour la configuration $\frac{B}{b} = 9$	136
4.15	Isocontours de l'énergie cinétique turbulente : $(\frac{B}{b} = 6.67)$	137
4.16	Isocontours de la norme de la vitesse : $(\frac{B}{b} = 6.67)$	138
4.17	Isocontours de la dissipation turbulente : $(\frac{B}{b} = 6.67)$	139
4.18	Isocontours de la vorticité : $(\frac{B}{b} = 6.67)$	139
4.19	Positions optimales des cylindres en optimisant les quatre critères : $(\frac{B}{b} = 6.67)$	140
4.20	Résultats de l'optimisation pour la configuration $\frac{B}{b} = 6.67$	142
4.21	Domaine de recherche	143
4.22	Contraintes sur l'angle (α)	144
4.23	Positions optimales des quatre critères	146
4.24	Résultats de l'optimisation pour la configuration $\frac{B}{b} = 9$	149
4.25	Résultats de l'optimisation pour la configuration $\frac{B}{b} = 6.67$	150
4.26	Lignes de courant numériques (gauche avec $d^*=0.5$) expérimentales (droite avec $d^*=0.4$)	153
5.1	Influence de cylindres sur la topologie de l'écoulement (Mesures PIV)	160
5.2	Influence de cylindres sur la norme de la vitesse moyenne (Mesures PIV)	162
5.3	Influence de cylindres sur l'énergie cinétique turbulente (Mesures PIV)	163
5.4	Influence de cylindres sur la vorticité	164
5.5	Identification des différentes zones du bassin de grande largeur	168
5.6	Identification des différentes zones du bassin de petite largeur	169
5.7	Champs instationnaires des quantités cinématiques de l'écoulement au sein de la passe de $\frac{B}{b} = 9$ (à gauche) et de $\frac{B}{b} = 6.67$ (à droite)	172
5.8	Influence de l'ajout des cylindres sur les champs instationnaires des quantités cinématiques de l'écoulement	173
5.9	Influence de l'ajout de cylindres sur le champ instationnaire de la norme de la vitesse	174
5.10	Influence de l'ajout de cylindres sur le champ instationnaire de la norme de la vitesse fluctuante	175
5.11	Schéma des configurations testées	178
5.12	Définition des différents mouvements de base	179

5.13 Zones de stabulation identifiées dans le bassin de la passe à poissons (à gauche : $B/b = 6.67$ et à droite : $B/b = 9$)	180
5.14 Zones de repos identifiées dans le bassin de la passe à poissons (à gauche : $B/b = 6.67$ et à droite : $B/b = 9$)	181
5.15 Indices de franchissement en fonction des configurations $B/b = 6.67$	182
5.16 Proportion d'utilisation de toutes les zones (A) et les différentes zones (B) de stabulation par les chevesnes en fonction de la configuration ($B/b=6.67$)	183
5.17 Trajectoire des chevesnes au sein des zones de stabulations identifiées	184

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Caractéristiques biologiques de cyprinidés	18
1.2	Nombre total des poissons collectés	23
1.3	Dimensions en mm des bassins de types 1 et 2	33
1.4	Coordonnées des points de mesure pour calculer les spectres de puissance	35
1.5	Coefficient d'isotropie	36
2.1	Caractéristiques de la passe à poissons	43
2.2	Caractéristiques de la sonde ADV	47
2.3	Modèles de turbulence	61
3.1	Profils des mesures ADV	92
3.2	Quantités cinématiques moyennes et critère C en fonction du diamètre du cylindre	105
3.3	Positions testées du cylindre selon la ligne centrale du jet	108
3.4	Positions testées du cylindre selon la ligne perpendiculaire à la ligne centrale du jet	109
4.1	Valeurs des contraintes du domaine	124
4.2	Conditions initiales	127
4.3	Résultats des itérations pour $\langle \frac{k_{(2D)}}{V_d^2} \rangle : (\frac{B}{b} = 9)$	129
4.4	Valeurs des quantités cinématiques à la position optimale du cylindre en minimisant $\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle : (\frac{B}{b} = 9)$	129
4.5	Résultats des itérations pour $\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle : (\frac{B}{b} = 9)$	130
4.6	Valeurs des quantités cinématiques à la position optimale du cylindre en minimisant $\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle : (\frac{B}{b} = 9)$	131
4.7	Valeurs des quantités cinématiques à la position optimale du cylindre en maximisant $\langle \varepsilon_{adim} \rangle : (\frac{B}{b} = 9)$	132
4.8	Résultats des itérations pour $\langle \omega_{z-adim} \rangle : (\frac{B}{b} = 9)$	133
4.9	Valeurs des quantités cinématiques à la position optimale du cylindre en minimisant $\langle \omega_{z-adim} \rangle : (\frac{B}{b} = 9)$	133

4.10 Valeurs des critères à la position optimale du cylindre pour chaque critère :	
($\frac{B}{b} = 9$)	134
4.11 Gains relatifs au positionnement optimum d'un cylindre : ($\frac{B}{b} = 9$)	135
4.12 Résultats des itérations initiale et finale pour $\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$: ($\frac{B}{b} = 6.67$)	137
4.13 Résultats des itérations initiale et finale pour $\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$: ($\frac{B}{b} = 6.67$)	138
4.14 Résultats des itérations initiale et finale pour $\langle \omega_{z-adim} \rangle$: ($\frac{B}{b} = 6.67$)	140
4.15 Valeurs des critères à la position optimale du cylindre pour chaque critère :	
($\frac{B}{b} = 6.67$)	141
4.16 Gains relatifs au positionnement de manière optimale d'un cylindre : ($\frac{B}{b} = 6.67$)	141
4.17 Valeurs des paramètres angulaires, (o) position appartient au domaine de l'op- timisation et (x) position n'appartient pas au domaine de l'optimisation	144
4.18 Conditions initiales	145
4.19 Valeurs des critères à la position optimale des cylindres : ($\frac{B}{b} = 9$)	145
4.20 Valeurs des critères à la position optimale des cylindres : ($\frac{B}{b} = 6.67$)	146
4.21 Gains relatifs au positionnement de manière optimale de trois cylindres : ($\frac{B}{b} = 9$)	148
4.22 Gains relatifs au positionnement de manière optimale de trois cylindres : ($\frac{B}{b} =$ 6.67)	148
4.23 Résultats des itérations : ($\frac{B}{b} = 9$)	151
4.24 Valeurs des quantités cinématiques et erreur relative : (configuration avec un cylindre et $\frac{B}{b} = 9$)	151
4.25 Valeurs des quantités cinématiques et erreur relative	152
4.26 Gains relatifs au positionnement de manière optimale d'un et de trois cylindres :	
($\frac{B}{b} = 9$)	154
4.27 Gains relatifs au positionnement de manière optimale d'un et de trois cylindres :	
($\frac{B}{b} = 6.67$)	155
5.1 Valeurs des grandeurs cinématiques moyennes dans les différentes zones de la passe de grande largeur	170
5.2 Gains relatifs à l'ajout d'un et de trois cylindres au sein de la passe de grande largeur	170
5.3 Valeurs des grandeurs cinématiques moyennes dans les différentes zones de la passe de petite largeur	171
5.4 Gains relatifs à l'ajout d'un et de trois cylindres au sein de la passe de petite largeur	171

NOMENCLATURE

Systèmes de référence

X, Y, Z	coordonnées cartésiennes d'un point	m
$R(O,x,y,z)$	système de référence de la passe à poissons	/
$R_0(O,x_0,y_0,z_0)$	système de référence terrestre	/

Paramètres adimensionnels

Re	nombre de Reynolds	/
Fr	nombre de Froude	/

Paramètres géométriques et hydrauliques de la passe à poissons

b	largeur d'une fente	m
B	largeur d'un bassin	m
L	longueur d'un bassin	m
Q	débit dans une passe à poissons	L/s
S_0	pente du radier	%
Z_0	hauteur d'eau à mi-bassin	m
Δh	chute d'eau entre deux bassins	m
h	hauteur d'eau moyenne	m
D_r	diamètre des plots de rugosité	m
H_r	hauteur des plots de rugosité	m
D_c	diamètre du cylindre	m
L_c	Longueur du cylindre	m

Paramètres caractéristiques du fluide

g	accélération de la pesanteur	m/s^2
ρ	masse volumique du fluide	kg/m^3
μ	viscosité dynamique	$kg/m.s$
ν	viscosité cinématique	m^2/s

Grandeurs relatives à l'écoulement

$(\overline{\dots})$	Moyennes temporelles	/
$\langle \dots \rangle$	moyennes spatiales	/
$\overline{\langle \dots \rangle}$	moyennes temporelles spatiales	/
u, v, w	composantes de la vitesse instantanée	m/s
u', v', w'	composantes de la vitesse fluctuante	m/s
RMS_u, RMS_v, RMS_w	écart type	m/s
U, V, W	composantes de la vitesse moyenne	m/s
V_d	vitesse débitante moyenne dans la fente	m/s
$\ V\ (2D)$	module de la vitesse moyenne bidimensionnelle	m/s
$\ V\ (3D)$	module de la vitesse moyenne tridimensionnelle	m/s
$k(2D)$	énergie cinétique turbulente bidimensionnelle	m^2/s^2
$k(3D)$	énergie cinétique turbulente tridimensionnelle	m^2/s^2
ω_{z-adim}	vorticité	$1/s$
ε	taux de dissipation de l'énergie	m^2/s^3
P_v	puissance dissipée volumique	W/m^3
I_c	coefficient d'isotropie	/
t	temps	s
f	fréquence	Hz
K	nombre d'onde	/
$E[K]$	densité spectrale d'énergie	/
$S(f)$	spectre de fréquence	/
Paramètres d'acquisition PIV		
Δt	intervalle de temps entre les deux images	s
$\overrightarrow{\Delta d_{pixel}(x,y,t)}$	vecteur déplacement de la particule	m/s
d_i	diamètre effectif de la particule	m
d_p	diamètre physique de la particule	m
d_{Diff}	diamètre de l'image de diffraction des particules	m
λ	longueur d'onde du laser	m
λ	longueur d'onde du laser	m
f_{op}	ouverture numérique de l'optique	/
D_a	ouverture de l'objectif	/
d_i	diamètre effectif de la particule	m
M	agrandissement linéaire de l'optique	/
Δz	épaisseur de la nappe laser	/
C	concentration maximale en particules	nombre de particules / m^3
δt	durée de l'impulsion	s
Δt	intervalle de temps entre deux impulsions successives	s
Paramètres d'acquisition ADV		
N_e	nombre d'échantillons temporels	/
f_{ADV}	fréquence d'acquisition	Hz
c	vitesse du son dans l'eau	m/s

Grandeurs relatives à la modélisation numérique 2D

$\overline{(\cdot)}$	moyenne statistique	/
$(\cdot)'$	valeur fluctuante	/
x_i, x_j	coordonnées cartésiennes ($i, j = 1, 2, 3$)	m
u_i, u_j	composantes de la vitesse dans les directions x_i, x_j	m/s
P	pression	Pa
R_{ij}	tenseur de Reynolds	m^2/s^2
C_{ij}	terme de convection	m^2/s^3
D_{ij}^v	diffusion moléculaire	m^2/s^3
D_{ij}^T	transport turbulent	m^2/s^3
Φ_{ij}^*	pression	m^2/s^3
P_{ij}	production de la turbulence	m^2/s^3
ϵ_{ij}	dissipation visqueuse	m^2/s^3
ν_t	viscosité turbulente	m^2/s
u^*	échelle de vitesse caractéristique de la turbulence	/
l^*	échelle de longueur caractéristique de la turbulence	/
y^+	Taille de la 1 ^{ère} maille du maillage défini	/
$\rho = 1$	masse volumique adimensionnée	/
U_τ	vitesse de frottement adimensionnée	/
τ_p	frottement	/
y	moitié de la taille de la première maille	m
e	épaisseur de la zone structurée	m
f_1	facteur de maille	/
f_2	facteur entre les mailles	/
Grandeurs relatives à la procédure d'optimisation		
$f(x)$	critère à optimiser (fonction objectif)	/
x, y	variables de l'optimisation	m
$x_k^{min}, x_k^{max}, y_k^{min}, y_k^{max}$	contraintes liés au domaine d'étude	/
R^{2n}	espace de recherche (domaine de l'optimisation)	/
d_k	direction de recherche à l'itération (k)	/
g_k	gradient à l'itération (k)	/
λ_k	pas d'itération	/
α, β	paramètres angulaires de l'optimisation	°

INTRODUCTION

La continuité écologique des cours d'eau est un des principaux projets à assurer ces prochaines années. En effet, la Directive Cadre Européenne sur l'Eau a établi une politique communautaire dans le but de protéger l'environnement en assurant un bon état écologique des cours d'eau. Après avoir constaté que les ouvrages hydrauliques n'assurent pas la migration de toutes les espèces de poissons (diminution, ou parfois, disparition de certaines espèces) en raison des barrières physiques existantes, l'idée d'aménager des dispositifs de franchissement a été retenue pour permettre aux poissons de contourner les ouvrages néfastes à leur libre circulation.

Ces dispositifs de franchissement construits en France depuis près d'une vingtaine d'année dans le cadre des différents programmes de protection ou restauration étaient destinés à assurer le passage d'un nombre limité d'espèces de poissons (espèces considérées comme migratrices dans le Code de l'Environnement), espèces de grandes tailles avec des capacités de nage importantes (telle que le saumon, la truite de mer). Afin d'assurer le passage à l'ensemble des espèces, dont certaines sont de petites tailles et possèdent des capacités de nage limitées, la passe à poissons existante a connu quelques adaptations en y ajoutant des obstacles et/ou en modifiant sa géométrie.

Dans le cadre de notre étude avec comme objectif l'adaptation de l'écoulement aux capacités de nage de petites espèces de poissons, celle-ci va être réalisée au sein d'une passe à bassins successifs à fentes verticales. Ce type de passe, le plus répandu en France, présente de nombreux avantages telle qu'une adaptation à un grand nombre d'espèces de poissons.

Pour mener à bien cette étude, étude qui a comme objectif de caractériser l'écoulement turbulent modifié par l'ajout d'obstacles au sein des passes à poissons à fentes verticales, notre équipe de recherche localisée au sein du laboratoire P' en collaboration avec Voies Navigables de France (VNF) a fixé des objectifs pour ce travail de recherche. Celui-ci requiert l'aménagement d'un montage expérimental de passe à poissons à une échelle géométrique de 1/4.

Pour atteindre cet objectif, une stratégie d'étude a été établie : dans un premier temps, la compréhension de l'écoulement au sein des passes existantes est nécessaire afin d'étudier l'influence des différents paramètres géométriques et hydrauliques sur l'écoulement. Par la suite des modifications géométriques seront proposées et réalisées en insérant des obstacles dans les bassins de la passe. L'ajout des obstacles nécessite l'établissement d'une technique d'optimisation basée sur une modélisation numérique, elle a pour objectif de bien positionner les obstacles dans les bassins de la passe vis à vis des grandeurs cinématiques de l'écoulement. Enfin, cette technique numérique sera validée en réalisant, dans un premier temps, des mesures expérimentales de champs de vitesse, ensuite, une validation avec des poissons sera présentée.

Dans le premier chapitre de cette thèse, un état de l'art des passes à poissons sera proposé en expliquant tout d'abord leurs principes de fonctionnement, celui-ci est suivi par l'exposition de quelques travaux de recherches déjà réalisés sur ces dispositifs de franchissements. Ensuite, nous allons nous intéresser aux passes à poissons à fentes verticales dans lesquelles l'étude de l'influence des paramètres géométriques sur l'écoulement turbulent sera exposée. Dans le but d'adapter l'écoulement turbulent aux capacités de nage des petites espèces, la définition de quelques grandeurs cinématiques de l'écoulement a été réalisée dont la dissipation de l'énergie cinétique turbulente fait partie.

Le second chapitre présente d'une façon générale le dispositif expérimental et les techniques d'analyse (mesures expérimentales et modélisation numérique) utilisés pour l'étude de l'écoulement turbulent. Dans un premier temps, nous présentons le modèle de la passe à poissons construit au sein du laboratoire (prototype à l'échelle 1/4) et les modifications géométriques nécessaires à notre étude (insertion des rugosités et adjonction des cylindres). Nous définissons ensuite les techniques de mesures expérimentales employées : la Vélocimétrie Acoustique par effet de Doppler (ADV) et la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV). Il est à noter que la mise en œuvre de ces deux techniques de mesure requiert une phase d'installation et de réglage avant leur utilisation. L'objectif majeur de cette étude expérimentale est d'accéder aux principales caractéristiques de l'écoulement, caractéristiques nécessaires pour la compréhension des différents phénomènes de l'écoulement. Enfin, une modélisation numérique de l'écoulement au sein de la passe à poissons prototype est établie, cette étude numérique nous donne aussi des informations sur l'écoulement turbulent, informations pouvant être comparées aux données expérimentales. Afin d'établir la modélisation numérique, nous avons fait appel à deux logiciels commerciaux, un logiciel de calcul (Star-CD) et un logiciel de maillage (PointWise).

Le troisième chapitre est consacré, dans un premier temps, à l'étude de l'écoulement turbulent dans deux différentes configurations de passes à poissons (passe de grande et de petite largeur). Dans cette première partie du chapitre, nous allons effectuer des mesures de vitesses par Vélocimétrie Acoustique par effet de Doppler (ADV) et par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV). Ces deux types de mesures mettent en évidence les caractéristiques topologiques et les modèles d'écoulement au sein des deux configurations de la

passer à poissons à fentes verticales. Afin de compléter l'étude expérimentale, une étude numérique de l'écoulement moyen sera présentée en établissant une modélisation numérique bidimensionnelle au sein des passes de grande et de petite largeur. Cette étude sera menée à l'aide du code de calcul commercial Star-CD. Par la suite, l'étude instationnaire de l'écoulement par l'intermédiaire de l'analyse de champs de vitesse nous a permis de comprendre l'écoulement turbulent dont ses caractéristiques évoluent au cours du temps. La deuxième partie du chapitre présente une étude de l'écoulement modifié par des obstacles, avec en premier lieu, des rugosités de fond insérées au sein de la passe de grande largeur, puis des cylindres placés au sein des bassins de la passe de grande et de petite largeur.

Dans le quatrième chapitre, une méthode d'optimisation va être présentée afin de localiser des cylindres au sein des bassins de la passe. Tout d'abord, un état de l'art des méthodes numériques utilisées dans la résolution d'un problème d'optimisation est présentée. Ensuite, nous expliquons la formulation mathématique d'un problème d'optimisation en présentant les paramètres nécessaires pour l'établir. Enfin, l'établissement du problème d'optimisation de notre propre étude est présenté en utilisant une de ces méthodes. Pour sa mise en œuvre, deux étapes doivent être prises en considération, la première est de sélectionner les critères (les grandeurs physiques) sur lesquels nous nous basons pour optimiser les positions des obstacles. La deuxième concerne la recherche des positions idéales des cylindres dans le bassin pour lesquelles ces critères soient optima. Cette technique d'optimisation va être appliquée sur quatre grandeurs cinématiques de l'écoulement (norme de la vitesse, vorticité, énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation) au sein de deux types de passes à poissons (grande et petite largeur) en positionnant dans un premier temps un seul cylindre, puis ensuite, trois cylindres au sein de chacune.

Le cinquième et dernier chapitre vient compléter le chapitre précédent en réalisant, dans un premier temps, des mesures par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) au sein des configurations avec des cylindres insérés à leurs positions optimisées. Dans cette partie, nous nous intéressons à identifier les zones à faibles turbulences et à faibles vitesses qui peuvent servir comme zones de repos pour les poissons. Par la suite, des tests avec des poissons seront présentés en montrant l'intérêt de l'ajout des cylindres pour le franchissement des petites espèces.

CHAPITRE 1

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Afin d'assurer la continuité écologique des cours d'eau, la Directive Cadre Européenne sur l'Eau a établi une politique communautaire dans le domaine de l'eau et de la protection de l'environnement. Après avoir constaté que les ouvrages hydrauliques n'assurent pas la migration de toutes les espèces de poissons (diminution, ou parfois, disparition de certaines espèces) à cause des barrières physiques existantes, l'idée d'aménager les dispositifs de franchissement a été retenue afin de permettre aux poissons d'éviter les barrières empêchant leur libre circulation.

Il existe plusieurs types de dispositifs de franchissement, nous pouvons citer les ascenseurs à poissons, les écluses à poissons, les passes à ralentisseur et les passes à bassins successifs (Tarrade. (2007)).

Notre étude concerne plus particulièrement les passes à bassins successifs à fentes verticales. Ces passes se présentent schématiquement sous la forme d'une sorte d'escalier constitué d'une succession de petits bassins pour permettre aux poissons migrateurs (anguilles, truites, aloses, saumons...) d'effectuer leur cycle de développement.

La construction et l'aménagement d'une passe à poissons demandent des connaissances fondamentales en hydraulique, en biologie (comportement des poissons) et en génie civil. Plusieurs études numériques et expérimentales ont permis d'améliorer les passes à poissons en modifiant leur géométrie et/ou en insérant des obstacles afin de réduire les intensités turbulentes de l'écoulement synonyme d'adapter celui-ci aux capacités de nage des poissons.

Dans ce chapitre, nous allons présenter la passe à poissons en général, son principe et son rôle. Ensuite, nous allons nous intéresser aux passes à poissons à fentes verticales en étudiant l'influence de quelques paramètres géométriques (largeur de la passe, forme de déflecteur) sur l'écoulement dans la passe. Cette analyse nous permettra par la suite d'établir une procédure d'optimisation dans le but d'insérer des obstacles (des cylindres et des rugosités). Enfin, nous allons définir des grandeurs cinématiques pour lesquelles l'optimisation

sera réalisée, parmi ces grandeurs, nous nous intéressons plus particulièrement à la dissipation de l'énergie cinétique turbulente dans la passe à poissons.

1.1 LES PASSES A POISSONS

1.1.1 Définition et principe

Depuis plusieurs années, la diminution de certaines espèces de poissons a été constatée à cause d'une régression de leur aire de distribution dans les ouvrages hydrauliques. Ces derniers sont autant d'entraves à la libre circulation des poissons car ils constituent des barrières physiques aux mouvements des poissons. Afin d'assurer la continuité écologique des cours d'eau en évitant la disparition des espèces de poissons, des dispositifs de franchissement dont fait partie la passe à poissons ont été aménagés.

Une passe à poissons est un système permettant aux poissons de franchir des obstacles. Son principe consiste à attirer les poissons migrateurs en un point déterminé du cours d'eau, à l'aval de l'obstacle, et les obliger à passer en amont, en leur ouvrant une voie d'eau (Larinier et al. (2007)).

Dans notre étude, nous nous intéressons plus particulièrement à la passe à poissons à fentes verticales. Celle-ci est constituée d'une série de bassins communiquant entre eux par des fentes verticales (Figure 1.1).



FIGURE 1.1 – Passe à poissons à fentes verticales (Vichy-Pont de l'Europe)

1.1.2 Écoulement dans les passes à poissons

Plusieurs études expérimentales et numériques de l'écoulement ont été menées au sein des passes à poissons depuis près d'une vingtaine d'années. La plupart de ces études ont été réalisées sur des modèles réduits d'échelle allant de 1/10 à 1/3 auxquels la similitude de Froude est appliquée.

Le but majeur de ces études est d'adapter l'écoulement dans la passe aux capacités de nage des poissons en modifiant plusieurs paramètres. Face à la diversité des exigences bio-

logiques des poissons, plusieurs études de recherches ont été réalisées, nous pouvons citer les travaux de Rajaratman et al. (1986) qui porte sur l'étude de l'hydraulique en utilisant 7 modèles de passes à fentes verticales qui diffèrent par la forme des fentes (Figure 1.2). Le design 2 correspond au design 1 auquel est ajouté un seuil au niveau de la fente, les designs 3,4,5 et 6 sont des modèles simplifiés de la passe à poissons à fentes verticales et le design 7 contient des fentes qui sont situées au milieu des bassins. Cette étude a montré l'influence de la forme de la fente, son emplacement et sa largeur b_0 dans le bassin sur la topologie de l'écoulement.

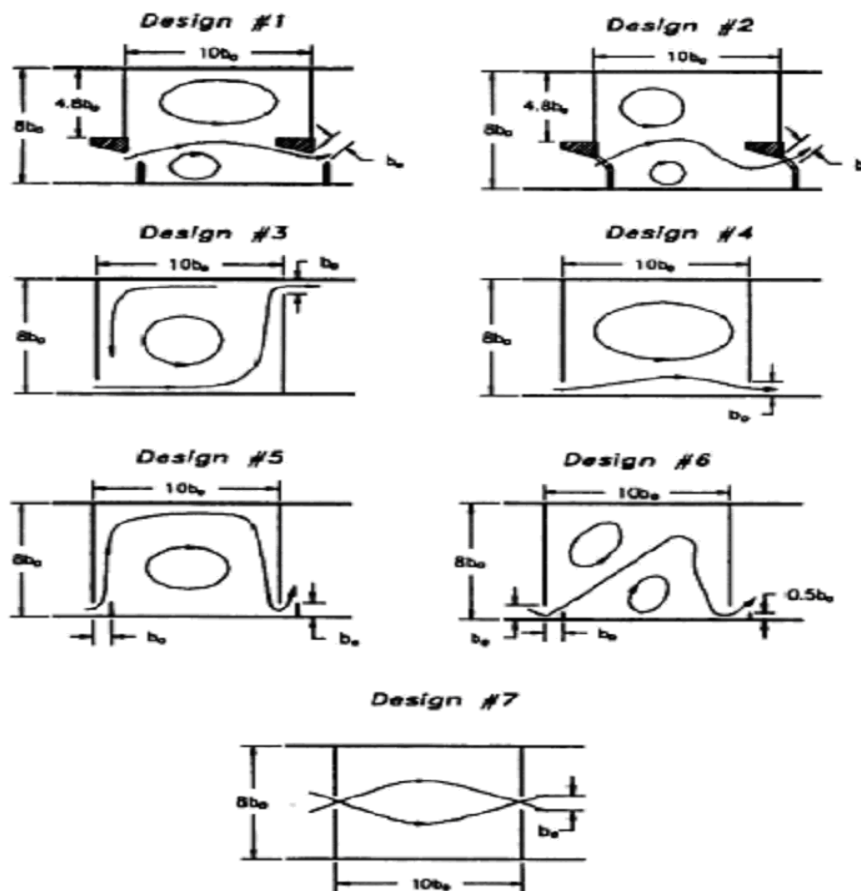


FIGURE 1.2 – Modèle de l'écoulement des 7 configurations étudiées par Rajaratman et al., 1986.

Une suite à cette étude a été réalisée par Rajaratman et al (1992), 11 nouveaux designs ont été testés afin d'obtenir le maximum d'informations sur le modèle de l'écoulement tout en variant cette fois la longueur L et la largeur B du bassin en fonction de la largeur de la fente b_0 (Figure 1.3).

Cette nouvelle étude a pour objectif de compléter la première partie en collectant des informations sur l'écoulement. L'étude sur les 11 nouveaux designs a permis de différencier les zones dans la passe à poissons, zone du jet central et zones de recirculation, elle a permis aussi de voir l'influence des grandeurs géométriques (la longueur et la largeur du bassin) sur l'écoulement.

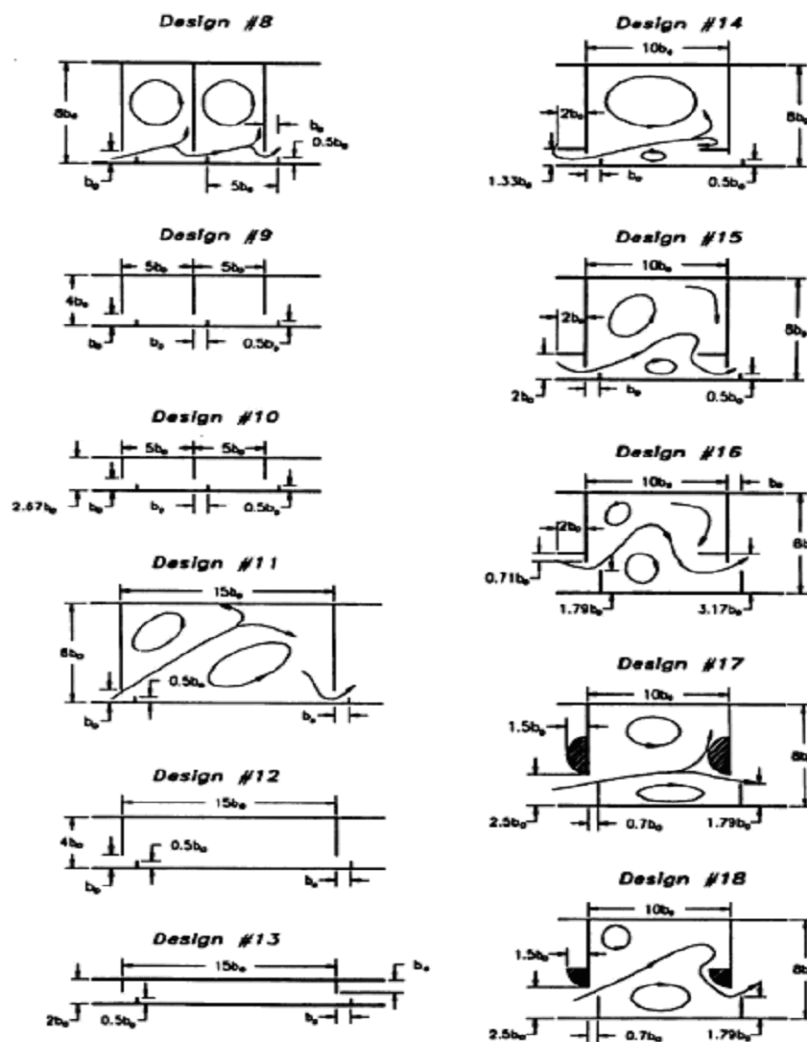


FIGURE 1.3 – Topologie de l'écoulement des 11 configurations étudiées par Rajaratman et al., 1992.

L.J. Alvarez-Vázquez et al. (2008) ont étudié un problème d'optimisation lié à la gestion optimale d'une passe à poissons à fentes verticales. Cette étude a pour but d'adapter le débit d'eau entrant aux aires de repos des poissons et à leurs capacités de nage. Le principal objectif consiste à trouver le débit entrant optimal de l'eau dans la passe à poissons à fentes verticales afin que le plus grand nombre de poissons puisse la traverser dans les meilleures conditions possibles. Pour cela, ils ont développé une étude mathématique en faisant usage de plusieurs outils liés à la théorie du contrôle optimal et l'optimisation. Cette étude mathématique est réalisée pour un canal standard afin de déterminer la hauteur d'eau et sa vitesse en fonction de l'utilisation des poissons aux aires de repos .

Ils ont considéré comme domaine d'étude une passe à poissons composée de neuf bassins construits dans un canal rectangulaire. Chaque bassin a une largeur de $B=0.97$ m et une longueur de $L=1.213$ m. Ils ont considéré également deux bassins de transitions, le premier est placé au début du canal et l'autre à la fin, ils ont la même largeur $B=0.97$ m et une lon-

gueur de $L=2.0155$ m. Les déflecteurs séparant les bassins ont une largeur de 0.061 m et ils ont été placés perpendiculairement à la pente du canal qui varie de 2 à 20 %.

Alvarez-Vázquez et al., (2008) ont aussi réalisé une étude numérique au sein d'une passe à poissons standard schématisée dans la Figure 1.4.

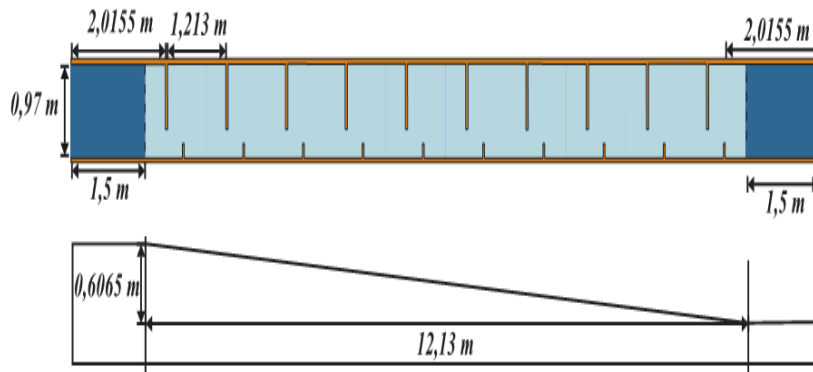


FIGURE 1.4 – Passe à poissons utilisée par Alvarez et al., 2008.

Un bassin de la passe à poissons contient un grand déflecteur de 0.845 m de long et un petit de longueur de 0.061 m. La distance horizontale entre les deux déflecteurs est de 0.06 m et la pente est fixée à 5 %. Sur la Figure 1.4, l'écoulement entre par le côté gauche du canal en traversant les neuf bassins et les poissons montent dans la direction opposée.

Cette étude numérique est basée sur une étude mathématique qui utilise un algorithme d'optimisation (algorithme de gradient) afin de minimiser la fonction objectif qui est destinée à obtenir une vitesse optimale de l'eau à proximité de la fente, cette vitesse doit être bien adaptée aux poissons et à leurs capacités de nage. Dans le reste de la passe, la vitesse doit être très petite pour créer des zones de repos pour les poissons. Par ailleurs, dans tous les bassins, la turbulence de l'écoulement doit être minimisée.

Au niveau de cette étude numérique, L.J. Alvarez-Vázquez et al ont pris un intervalle de temps de simulation de 300 s, une valeur de la vitesse cible de 0.8 m/s. Pour la discrétisation temporelle, ils ont retenu un pas de temps de $\Delta t = 0.1$ s et une discrétisation spatiale triangulaire régulière de 10492 éléments.

La Figure 1.5 montre les vitesses de l'écoulement à l'instant $t = 200$ s au sein du cinquième bassin alimenté par un débit initial aléatoire (gauche) et par un débit optimal (droite).

L.J. Alvarez-Vázquez et al ont constaté que les vitesses sont moins importantes dans le cas optimisé, par ailleurs, les deux grandes régions de recirculation sont également fortement réduites.

Une autre étude de l'écoulement turbulent au sein de la passe à poissons à fente verticale a été réalisée par Tarrade et al (2008). et qui associe une étude expérimentale à une étude numérique.

Tarrade et al. ont commencé par étudier l'influence de la largeur des bassins sur l'écoulement. Pour cela, ils ont effectué des mesures PIV au sein d'une passe à poissons à fente

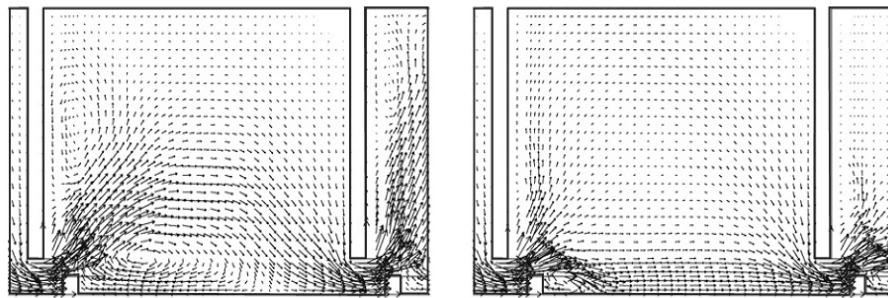


FIGURE 1.5 – Vecteurs vitesses au sein du cinquième bassin, cas optimisé (droite) et cas non optimisé (gauche) à l’instant $t = 200$ s.

verticale à l’échelle 1/4 par rapport à une passe réelle pour trois différentes largeurs ($B=2.7$, 2 et 1.7m) à une pente constante $S_0 = 10\%$ et un débit de $Q = 736L/s$.

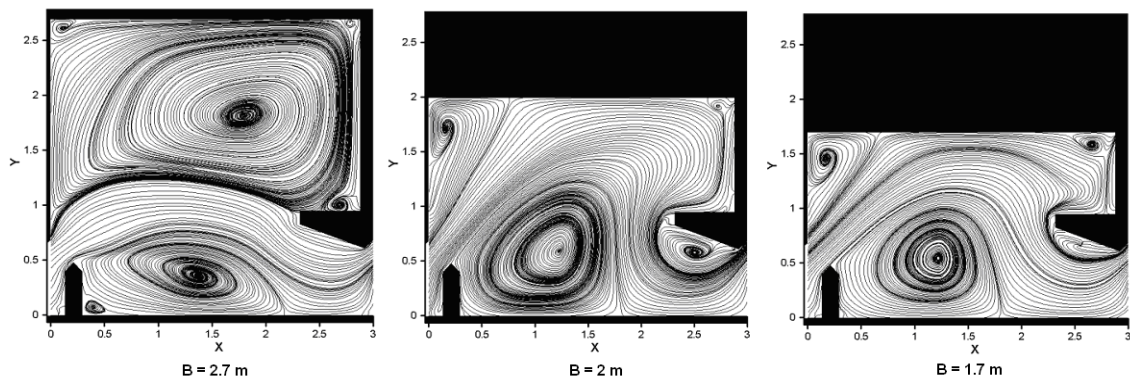


FIGURE 1.6 – Lignes de courant du champ moyen de vitesse pour trois différentes largeurs.

La largeur du bassin influe sur la topologie de l’écoulement en modifiant sa structure. En diminuant la largeur du bassin, la forme des zones tourbillonnaires change (Figure 1.6). Ils ont remarqué que dans une passe à fentes verticales d’une largeur $B = 2.7m$, l’écoulement est composé d’un jet principal et de deux zones de recirculation. En diminuant la largeur du bassin ($B = 2m$), la topologie de l’écoulement change, ils retrouvent bien le jet principal et les zones de recirculation mais avec des formes et des positions des tourbillons qui sont modifiées. Pour le bassin de largeur $B=1.7$ m, la topologie de l’écoulement reste identique à celle observée pour $B=2m$. Cependant, ils ont remarqué la naissance d’une petite cellule tourbillonnaire dans le coin amont opposé à la fente à cause du jet qui est fortement curviligne.

Par la suite, Tarrade et al. ont étudié l’influence de la pente sur l’écoulement. Ils ont testé trois différentes pentes ($S_0 = 5, 10$ et 15%) pour un bassin de largeur $B=2.3m$ alimenté par un débit de $Q = 736L/s$.

Ils ont remarqué qu’avec l’augmentation de la pente, le jet s’élargit, le tourbillon supérieur est contracté vers l’amont ce qui réduit ses dimensions. Le tourbillon inférieur semble être très peu affecté par le changement de pente (Figure 1.7).

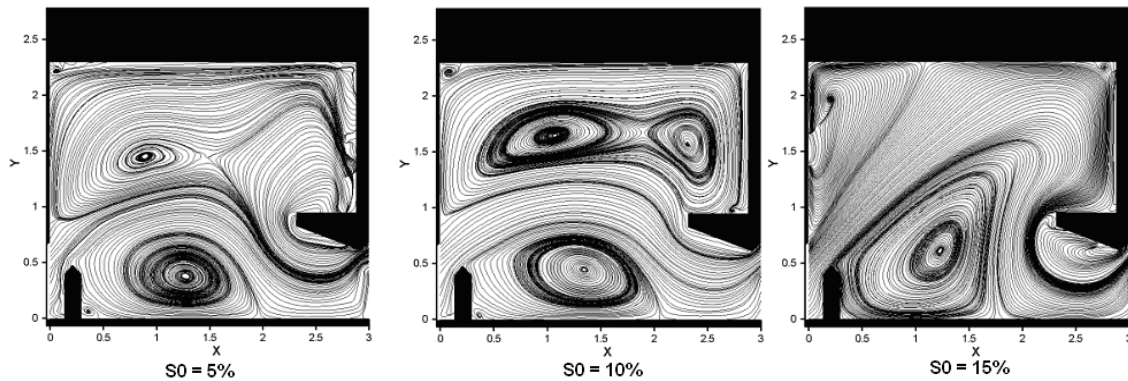


FIGURE 1.7 – Lignes de courant du champ moyen de vitesse pour trois valeurs différentes de la pente S_0

Ils ont constaté aussi que la pente a une grande influence sur le modèle d'écoulement. En effet, pour une pente inférieure ou égale à 10%, l'écoulement est constitué d'un jet principal séparant de part et d'autre deux grandes zones de recirculation. Lorsque la pente est de 15%, le jet semble être très incurvé. Il sépare les deux zones de recirculation du tourbillon supérieur, la première cellule tourbillonnaire est déplacée dans le coin amont opposé à la fente et la seconde est convectée le long du déflecteur central.

Enfin, Tarrade et al. ont étudié l'influence du débit entrant sur l'écoulement. Ils ont alimenté la passe par une gamme de différents débits ($Q=576$ à 864 L/s). Cependant l'influence de celui-ci semble être limitée sur la topologie de l'écoulement, pour les différentes largeurs de la passe et pour les différentes pentes étudiées.

Toujours au sein d'une passe à poissons à fente verticale, Duarte et al (2009). ont réalisé une étude expérimentale afin d'obtenir le champ de vitesses et les grandeurs turbulentes de l'écoulement. Le modèle de la passe à poissons utilisé est conçu dans un canal hydraulique incliné de $S_0 = 4.5\%$ de 4m de long sur 0.87m de large, il est divisé en 3 bassins avec 4 déflecteurs (Figure 1.8).

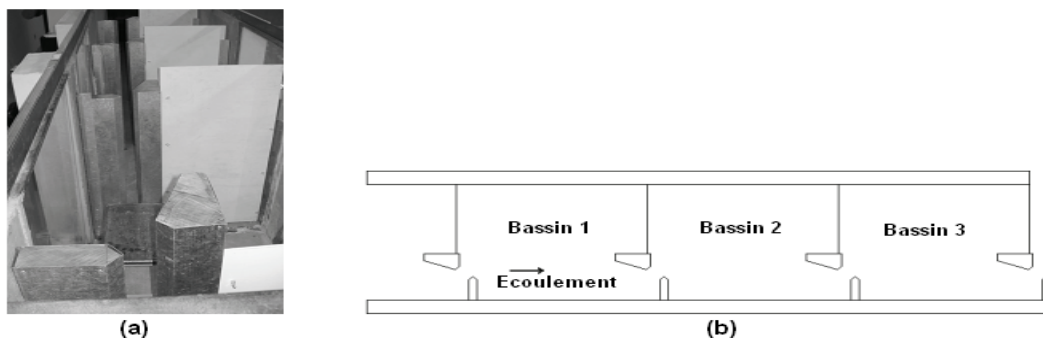


FIGURE 1.8 – Montage de la passe (a) et séquence des bassins dans le canal (b).

Les vitesses maximum et moyennes ont été mesurées le long de la largeur et la profondeur du bassin en utilisant un débitmètre. Pour placer celui-ci dans les bassins, ils ont adapté

une plaque en métal pour fixer 62 points de mesure dans chaque bassin. Des mesures ont été réalisées pour différents débits et dans les trois bassins. Pour un débit de 8.5 L/s, Duarte et al ont constaté que le champ de vitesse n'est pas le même dans chaque bassin, la vitesse atteint son maximum dans le bassin 3 qui a une mauvaise dissipation de l'énergie (Figure 1.9).

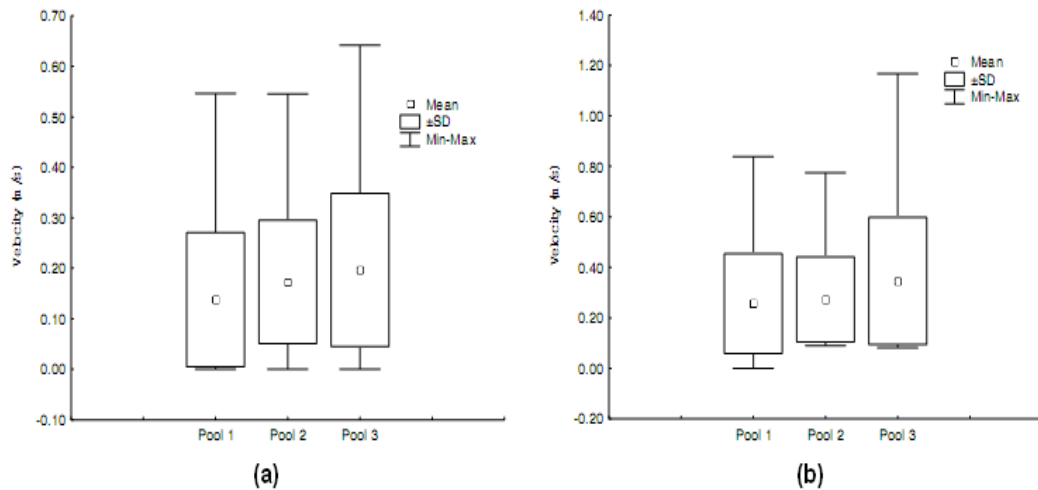


FIGURE 1.9 – Vitesse moyenne dans les trois bassins alimentés avec un débit de 8.5 L/s (a) et un débit de 40 L/s (b)

Ils ont constaté aussi que le champ de vitesse dépend de la hauteur d'eau, pour cela, des mesures ont été effectuées à deux différentes hauteurs (10 et 20 cm) dans les bassins 1 et 3 (Figure 1.10).

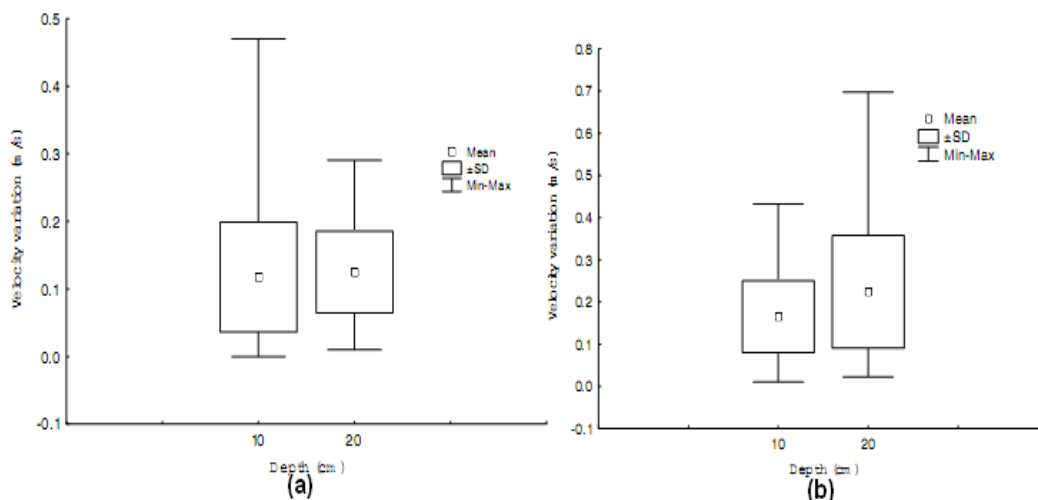


FIGURE 1.10 – Variation de la vitesse en fonction de la hauteur d'eau dans le bassin 1 (a) et dans le bassin 3 (b)

Ces mesures ont montré que la hauteur a une grande influence sur la vitesse et elle varie d'un bassin à un autre. En effet, dans le bassin 1, la valeur de la variation de vitesse est plus

importante en faisant des mesures à une hauteur de 10 cm qu'à une hauteur de 20 cm, et c'est le cas inverse dans le bassin 3.

Enfin, Duarte et al ont utilisé la similitude de Froude afin de déterminer le champ de vitesse dans un prototype à l'échelle 1 : 3.5. Dans celui-ci, la vitesse maximum est de 2.4 m/s dans le dernier bassin alimenté avec un débit de 0.8 m³/s, cependant, la vitesse moyenne est de 0.7 m/s dans chaque bassin (Figure 1.11).

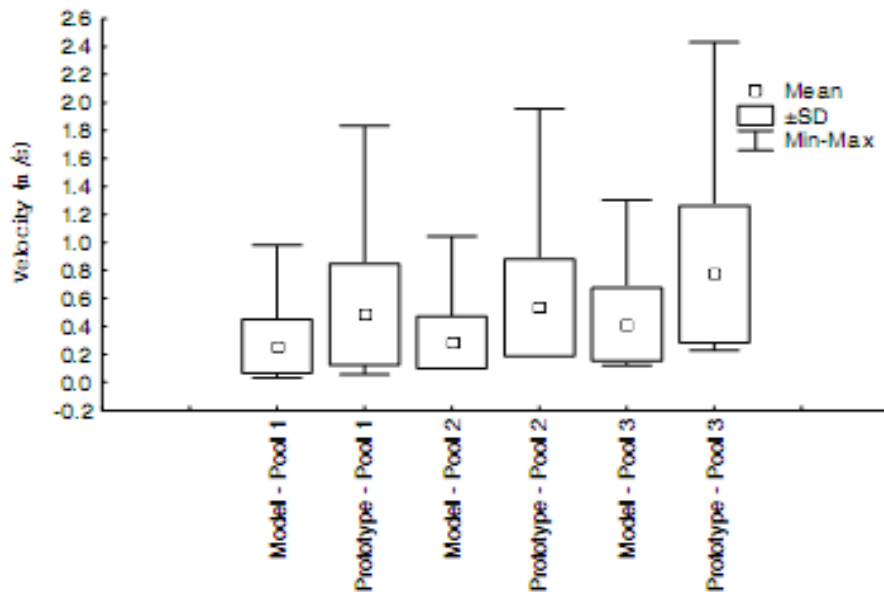


FIGURE 1.11 – Vitesse moyenne dans la passe à l'échelle réelle et dans la prototype

Ils ont remarqué que les vitesses au sein du modèle prototype sont plus élevées que celles dans la passe réelle pour les trois bassins.

Puertas et al (2009). ont aussi travaillé sur les passes à poissons, leur travail a été consacré à l'établissement d'un outil numérique qui permet de trouver un design de passe à poissons bien adapté à certaines espèces (saumon et cyprinidé).

Le but de leur étude est de développer cet outil numérique qui est basé sur deux critères, la vitesse de l'eau et la capacité de nage des poissons pour déterminer le design du bassin adapté à ceux-ci. Trois designs ont été sélectionnés dans cet outil, les types *T1*, *T2* et *T3* (Figure 1.12).

Le premier critère sur la vitesse de l'eau est composé de deux sous critères, le premier sous critère vérifie que la vitesse au voisinage de la fente soit assez élevée, et que les poissons doivent franchir cet endroit, ce sous critère peut être considéré comme condition de petite échelle. Le second sous critère assure que la vitesse moyenne de l'écoulement le long de la passe soit assez grande pour "fatiguer" les poissons. Ceci peut être considéré comme la condition à grande échelle.

Le premier critère est très important, car le poisson devrait être capable de passer par la fente. Le second critère n'est pas aussi important, parce que le poisson peut se reposer dans

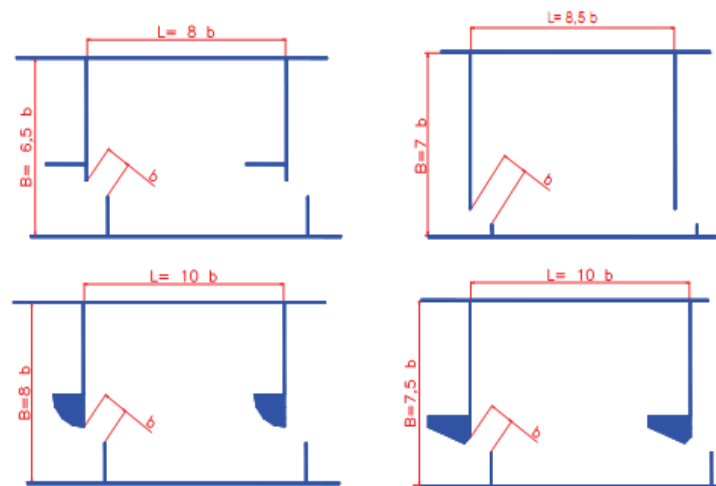


FIGURE 1.12 – Design *T1* (haut gauche), *T2* (haut droite) et deux versions de *T3* (bas)

le bassin s'il n'est pas capable de nager le long de la passe en une seule fois. Quoi qu'il en soit, il est considéré que le meilleur design est celui qui remplit les deux critères, et donc, celui qui permet aux poissons de franchir la passe complète sans repos.

Les deux sous critères à grande et à petite échelle correspondent à deux vitesses (vitesse moyenne à grande échelle et vitesse moyenne à petite échelle respectivement). La vitesse à petite échelle est égale à $1.2v_b$ avec v_b la vitesse moyenne dans la fente. Cette vitesse est représentative dans une zone proche de la fente d'une distance de $4b$, b étant la largeur de la fente. La vitesse moyenne à grande échelle est égale à $0.8v_b$ le long de la longueur totale (due à la courbure de l'écoulement) de $1.1nL$, où L représente la longueur du bassin et n représente le nombre de bassins pour le type *T2* et $1.2nL$ pour les types *T1* et *T3*.

Le second critère sur la capacité de nage des poissons est défini tel que les vitesses dans la passe à poissons doivent être comparées à la vitesse maximum pour laquelle le poisson peut nager. Certaines études ont été développées par l'Université Complutense de Madrid et résument des sources bibliographiques pour de nombreuses espèces, regroupées en familles de salmonidés et cyprinidés. Parmi ces sources, on retrouve une formule d'endurance des poissons qui a la forme de l'Equation 1.1.

$$V = a'L^{b'} - c'LnT \quad (1.1)$$

Où : V est la vitesse maximum, L est la longueur du poisson et T est le temps maximum pour lequel le poisson peut résister à la vitesse V . a' , b' et c' sont des constantes. La distance D traversée par les poissons en résistant à la vitesse U de l'eau est donnée par l'Equation 1.2.

$$D = (V - U)T \quad (1.2)$$

Cette distance peut être maximisée, si le poisson adopte une vitesse V optimum pendant un temps optimum, pour lutter contre la vitesse de l'eau U .

En se basant sur ces deux critères, Puertas et al (2009). ont enfin développé leur outil numérique. En choisissant le design de la passe et le type de poisson, l'outil peut calculer les grandeurs géométriques, le nombre de bassins et les paramètres hydrauliques de la passe (Figure 1.13).

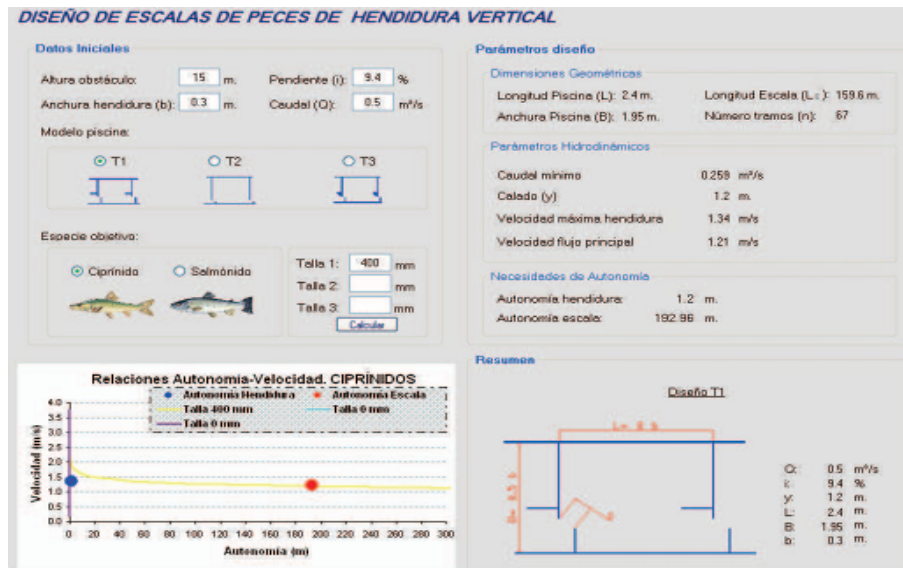


FIGURE 1.13 – Fenêtre de commandes de l'outil numérique (Puertas et al. (2009))

Le coin gauche en bas de la Figure 1.13 montre la courbe d'endurance pour les poissons cibles, et les deux points de vitesse représentant le critère à grande échelle (rouge) et le critère à petite échelle (bleu). Si le graphe de poisson est en aval de ces deux points, le poisson sera capable de franchir la passe sans repos, s'il est en amont du point rouge, le poisson devrait se reposer quelque part dans la passe et si le point bleu est avant le graphe de poisson, la passe est inutile car le poisson ne sera pas capable de traverser la fente.

Dans le domaine numérique, Xu. (2009) a réalisé une étude de la topologie de l'écoulement en variant la longueur et la largeur du bassin d'une passe à poissons à fentes verticales. Il a réalisé une simulation numérique de l'écoulement à l'aide du logiciel commercial Fluent en choisissant $RNGk - \epsilon$ comme modèle de turbulence. Leur modèle de passe à poissons contient 5 bassins, une condition aux limites de type INLET a été placée à 2 m en amont de la première fente avec une vitesse de 0.125 m/s. La seconde condition aux limites de type OUTLET a été définie dans la fente du cinquième bassin (Figure 1.14). Le domaine de simulation a été discrétisé en utilisant un maillage "quadtree" dans les bassins et au niveau des fentes, un maillage raffiné triangulaire a été défini. L'algorithme "simple" a été employé pour la résolution des équations de mouvement.

Afin de valider ses résultats, Xu les a comparés aux résultats expérimentaux trouvés par Sun et al. (2006) présentés sur la Figure 1.15. Il a constaté qu'il y a des légères différences entre les deux études, synonyme de la validation de ses résultats.

Par la suite, Xu a simulé l'écoulement au sein de la passe en testant différentes configurations de bassins par modification de la valeur du ratio Longueur sur Largeur, $L/B = 6 : 8, 7 : 8,$

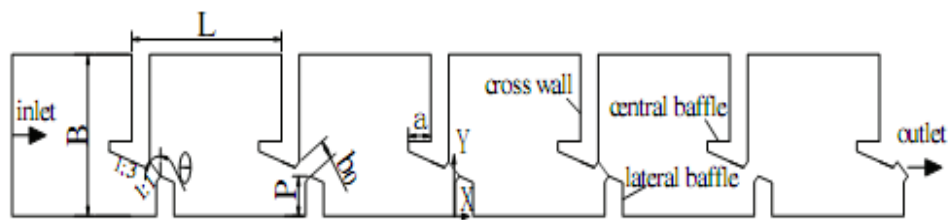


FIGURE 1.14 – Modèle de la passe à poissons utilisé par Xu (2009)

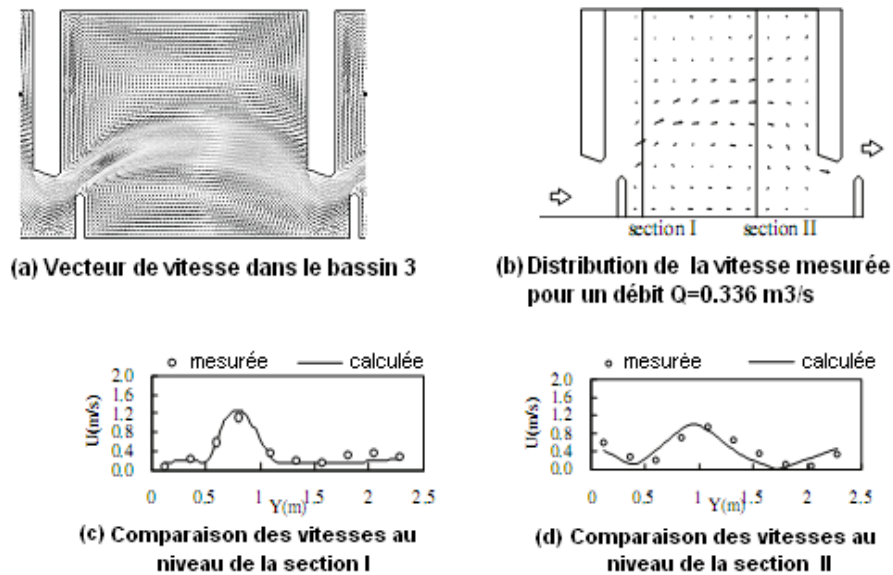


FIGURE 1.15 – Comparaison du type de l'écoulement et de la distribution de la vitesse (Sun et al. (2006))

8 : 8, 9 : 8, 10 : 8, 10.5 : 8, 11 : 8, 12 : 8, 13 : 8, 14 : 8 et 15 : 8. Les autres grandeurs géométriques restent constantes, l'angle $\theta = 45^\circ$, $b_0/B = 0.125$, $P/B = 0.25$, $a=0$ (sans le déflecteur central) où b_0 est la largeur de la fente, P est la longueur du déflecteur latéral et a est la longueur du déflecteur central.

Les résultats de ces simulation sont présentés dans la Figure 1.16 qui montre les différents modèles de l'écoulement pour les différents ratios. En général, l'écoulement est constitué d'un jet principal et de deux zones de recirculations.

Xu a différencié 4 types d'écoulement, ils ont été classés comme suit :

- Pour $(L/B) \leq 8 : 8$, le jet principal ondule un peu , il se dirige directement vers la fente suivante, tandis qu'une région de recirculation relativement importante est formée au dessus du jet. Cependant la zone de recirculation située au dessous du jet est relativement petite (Figure 1.16-a). Comme le jet principal est très proche de la paroi latérale gauche, Xu a considéré que ce modèle n'est pas favorable car l'écoulement n'est pas adapté aux poissons.
- Pour $8 : 8 < (L/B) < 11 : 8$, le jet principal a une forme curviligne et les zones de recirculation sont pleinement développées : elles ont quasiment la même échelle (Figure 1.16-b). Un tel type d'écoulement avec un tel rapport Longueur sur Largeur est plus efficace pour de la dis-

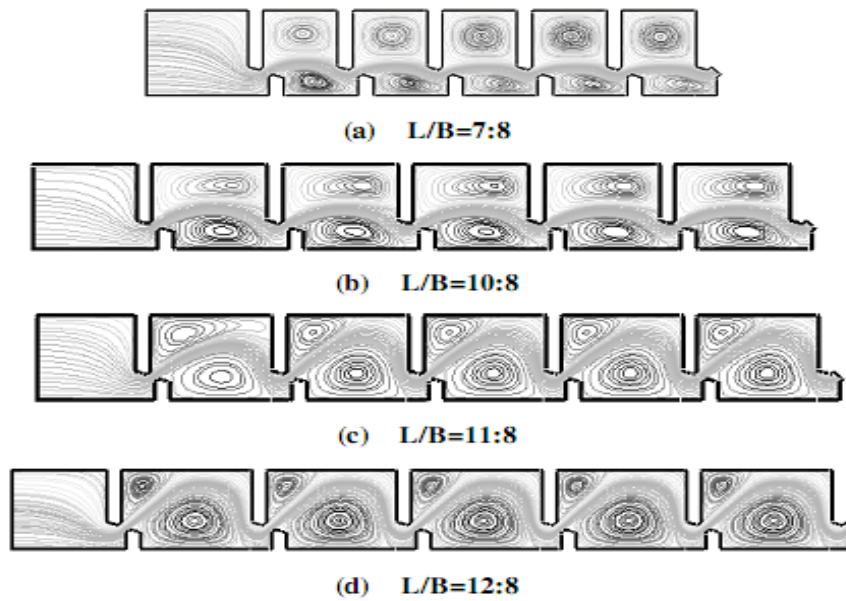


FIGURE 1.16 – Comparaison du type de l'écoulement

sipation d'énergie. En plus, les zones de recirculation pourraient fournir des aires de repos aux poissons, par conséquent, ce modèle est considéré comme un modèle d'écoulement favorable.

- Pour $11 : 8 < (L/B) \leq 12 : 8$, ce type d'écoulement est différent des deux premiers (Figure 1.16-c). Le jet principal est très incurvé et il s'approche de la paroi latérale. La zone de recirculation située au dessous du jet est beaucoup plus grande et occupe plus d'espace dans le bassin. La zone de recirculation située au dessus du jet se localise vers l'amont du bassin.

- Pour $(L/B) \geq 12 : 8$, le jet principal frappe contre la paroi latérale (Figure 1.16-d). La zone de recirculation au dessous du jet est dominante et occupe la majorité d'espace du bassin, la zone de recirculation située au dessus du jet se localise vers l'amont du bassin et devient très faible.

En conclusion, Xu a montré qu'au sein d'une passe à poissons à fentes verticales, l'écoulement peut avoir 4 différents types en modifiant le ratio L/B et que le type favorable est obtenu pour la valeur de $(L/B) \geq 10 : 8$, type au sein de lequel la dissipation d'énergie est meilleure.

Une autre étude numérique a été réalisée par Chang et al. (2009) au cours de laquelle l'écoulement 3D a été simulé au sein de la passe à poissons en utilisant un modèle basé sur LES (Large Eddy Simulation) afin de résoudre le problème de la surface libre. La passe à poissons modélisée contient 9 bassins, la différence d'altitude totale de la passe est de 2.44 m et la pente moyenne est d'environ 1/5. Le domaine de simulation contient environ 0.76 millions de mailles et 104 blocs. La condition d'entrée est définie par une vitesse d'eau $V_u = 0.56$ m/s à une hauteur d'eau $H_u = 0.1$ m, la hauteur d'eau à la sortie est de $H_d = 0.22$ m.

Pour les conditions initiales de la simulation, la hauteur d'eau est fixée à 0.22 m dans le canal. Dans la zone fluide, la masse volumique est celle de l'eau $\rho = \rho_w = 1000 \text{ kg/m}^3$, et au niveau de la surface libre, la distribution de la pression est réglée pour être hydrostatique. La masse volumique de l'air est $\rho = \rho_a = 1.225 \text{ kg/m}^3$ et la pression $p = 0$. Pour la condition aux limites d'entrée, la hauteur H_u et la vitesse d'eau u sont des données mesurées, et $v = w = \frac{\partial p}{\partial x} = 0$ dans la partie fluide. Pour la condition aux limites à la sortie, le gradient de vitesse est égal à zéro, $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial x} = 0$ et la distribution de la pression est réglée pour être hydrostatique selon la hauteur d'eau à la sortie.

L'emplacement de la surface libre est déterminé à la position de $\rho = (\rho_a + \rho_w)/2$ dans le domaine de la masse volumique, car l'écoulement est diphasique. La Figure 1.17 montre la simulation de la variation de la surface libre dans les bassins où l'écoulement d'eau les traverse en passant par les fentes. Le champ de vitesses au niveau de la surface libre est présenté sur la Figure 1.18. Afin de valider leurs résultats numériques, Chang les a comparés avec des données de mesure effectuées dans les sections A, B et C (Figure 1.19).

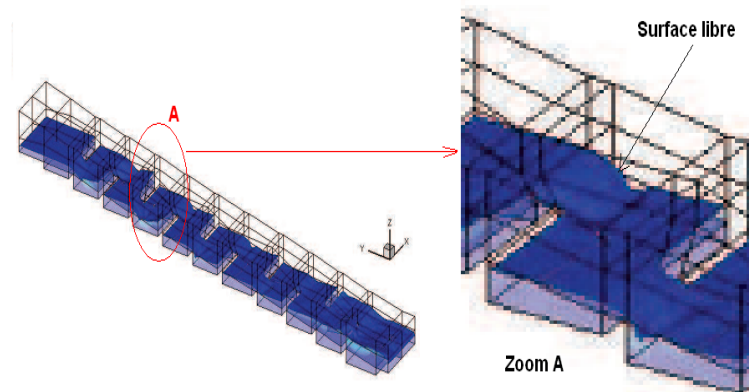


FIGURE 1.17 – Simulation de la variation de la surface libre

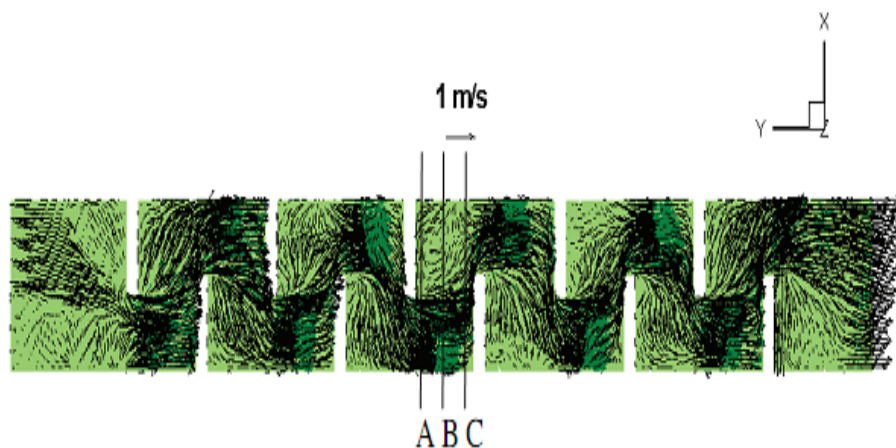


FIGURE 1.18 – Champ de vitesses au niveau de la surface libre

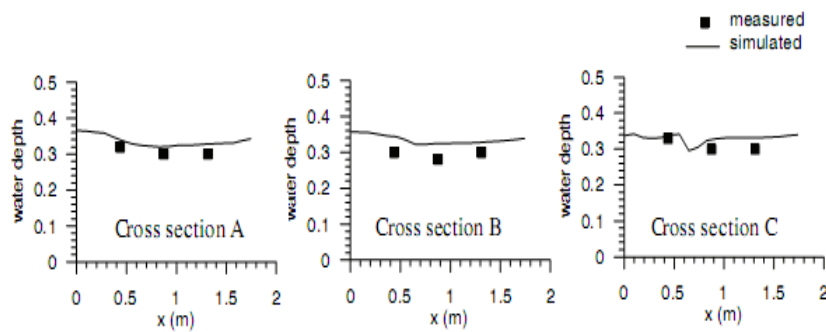


FIGURE 1.19 – Comparaison des résultats de simulation de la surface libre aux résultats mesurés dans les sections A, B et C

Chang a expliqué la légère différence entre les hauteurs d'eau simulées et celles mesurées par la diffusion numérique dans le champ de la masse volumique résultant de l'entraînement important d'air pendant que l'eau franchit les bassins.

Une autre étude a été effectuée par Chang et al. (2009) afin d'évaluer la performance des bassins de la passe pour les espèces de poissons cyprinidés (*Varicorhinus barbatulus*). La vitesse de nage maximale durable (MSSS "Maximum Sustainable Swimming Speed") et la vitesse de nage (Burst Swimming Speed) des poissons sont adoptées comme indicateurs d'évaluation.

Le Tableau 1.1 montre les plages des valeurs de MSSS et de BSS pour les espèces cyprinidés et qui sont 0.146 – 0.392 et 1.1 – 2.64 m / s, respectivement.


	Body length 0~ 5 cm	Body length 5~ 10 cm	Body length > 10 cm
Percentage (%)	35	35	30
MSSS (m/s)	0.146	0.177	0.392
BSS (m/s)	1.12~2.64		

TABLEAU 1.1 – Caractéristiques biologiques de cyprinidés

Les résultats de la simulation de MSSS pour les espèces de poissons relativement grandes sont présentés sur la Figure 1.20.

Chang et al ont constaté que pour 43.4% de la région du canal, la vitesse de l'écoulement est moins importante que la MSSS. Il semble que la passe peut fournir suffisamment de zones de repos pour les grands poissons. Toutefois, si le poisson est relativement petit, seuls 7.1% de la zone de l'écoulement pourrait être zone de repos qui peut s'avérer insuffisante pour les petits poissons.

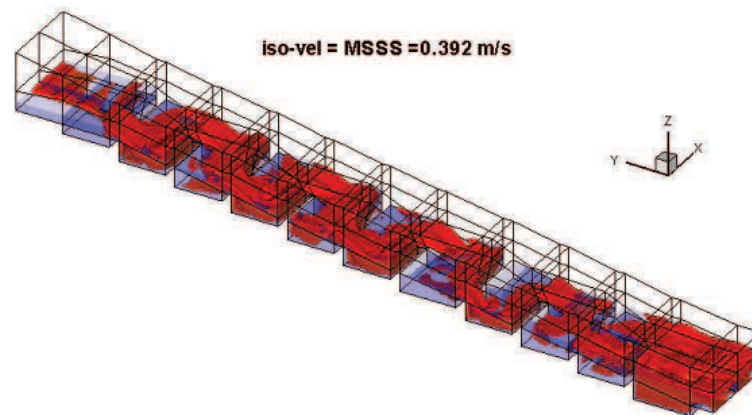


FIGURE 1.20 – Résultats de simulation de MSSS

En ce qui concerne les résultats de la simulation de BSS pour les plus petits poissons, la Figure 1.21 montre que les régions de l'écoulement où les vitesses sont plus élevées se situent à l'entrée du bassin au niveau du déflecteur.

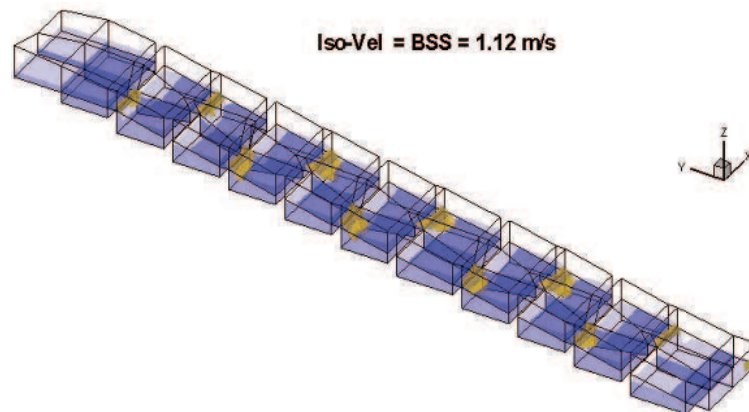


FIGURE 1.21 – Résultats de simulation de BSS

En raison de ces zones à hautes vitesses, les petites espèces cyprinidés ne peuvent pas traverser le canal. La seule solution pour qu'ils passent est de sauter à travers ces régions critiques. Dans ce cas, la différence d'élévation d'eau devrait être contrôlée pour être inférieure à la hauteur du saut des petits poissons. D'autre part, pour les gros poissons, il n'y a pas de région critique dans la passe, donc ils peuvent franchir facilement le canal.

En général, la conception d'une passe actuelle satisfait aux comportements de migration des cyprinidés de grande taille. Pour les plus petits, les facteurs qui influencent le plus devraient être davantage pris en compte, telles que la modification de la géométrie.

1.1.3 Conclusion

Notre analyse bibliographique a permis de récolter plusieurs informations concernant l'évolution des passes à poissons à fentes verticales. Celles-ci ont subi plusieurs modifications afin d'adapter l'écoulement turbulent aux capacités de nage des poissons. Au niveau

de la géométrie, plusieurs configurations de la passe ont été testées. 7 modèles de passes à fentes verticales ont été étudiés par Rajaratman et qui se diffèrent par la forme des fentes.

L'influence de la largeur de la fente a été étudiée par Tarrade et al en testant 4 différentes largeurs de la passe. Lors de cette étude, différentes pentes du canal de la passe à poissons ont été testées. Des bassins avec des rapports longueur sur largeur variés ont été étudiés par Xu afin d'identifier la meilleure configuration adaptée aux capacités de nage des poissons. Au niveau des autres grandeurs, L.J. Alvarez-Vázquez et al ont adapté le débit d'eau entrant aux aires de repos des poissons et à leurs capacités de nage. Tarrade et al ont aussi testé plusieurs valeurs de débit afin de voir son influence sur la topologie de l'écoulement. Enfin, Puertas et al ont développé un outil numérique afin de prévoir le meilleur design de la passe pour certaines espèces de poissons.

1.2 INFLUENCE DE L'INTRODUCTION DES OBSTACLES AU SEIN DE LA PASSE A POISSONS

1.2.1 Introduction

Dans le but de rendre la passe à poissons "un chemin facile" à franchir par les petites espèces, plusieurs études ont été consacrées à la modification des grandeurs géométriques des bassins de la passe afin de réduire les quantités turbulentes de l'écoulement. Dans le paragraphe précédent, nous avons cité le travail de Xu qui a simulé l'écoulement au sein de la passe en testant différentes configurations du bassin (modification de la valeur du ratio Longueur sur Largeur (L/B)). Nous avons aussi cité l'étude réalisée par Tarrade en modifiant plusieurs paramètres de la passe (largeur du bassin B , la pente S_0 , le débit Q , etc...) afin d'adapter l'écoulement aux capacités de nage des poissons.

Dans ce paragraphe, nous allons présenter quelques travaux qui ont toujours comme but de faciliter le passage des poissons sans modifier la géométrie des bassins mais en y introduisant des obstacles. L'insertion de ces derniers a pour but d'adapter l'écoulement aux poissons en diminuant notamment ses grandeurs cinématiques. Ces obstacles peuvent être des cylindres placés dans le bassin pour affaiblir les intensités du jet en le divisant en deux parties, mais aussi des pierres installées au fond des bassins afin de ralentir l'écoulement à proximité du radier, c'est ce qu'on appelle des rugosités ou encore l'installation d'autres formes (parois, sillage, etc..).

1.2.2 Insertions des obstacles

Peu de travaux de recherche ont été menés sur l'adaptation de l'écoulement au sein des passes à poissons en introduisant des obstacles. Malgré cela, citons le travail de recherche de Mallen-Cooper et al. (2008) qui porte sur :

- L'adjonction d'une paroi rugueuse dans une passe à poissons à fentes verticales pour améliorer la dissipation de l'énergie (Figure 1.22-A).
- L'installation des seuils dans chaque fente pour réduire le débit entrant (Figure 1.22-B).

L'étude a porté sur l'amélioration du passage des petites espèces de poissons (< 60 mm de long) avec des faibles capacités de nage. Mallen-Cooper et al. ont constaté que la paroi rugueuse et les seuils améliorent grandement le passage des poissons (25-55 mm de long) qui traversent la passe (pente de 5%). Ils ont remarqué aussi que les petits poissons arrivent à franchir la passe avec seuils avec moins de difficultés par rapport à la passe standard. Par la suite, ils ont constaté que la passe avec des seuils est légèrement plus efficace que celle avec la paroi rugueuse : les deux sont des solutions simples pour améliorer significativement le passage des poissons.

Une méthodologie a été mise par Mallen-Cooper et al. afin de tester différentes modifications de la passe à poissons en adaptant quatre différents traitements. Ils ont commencé

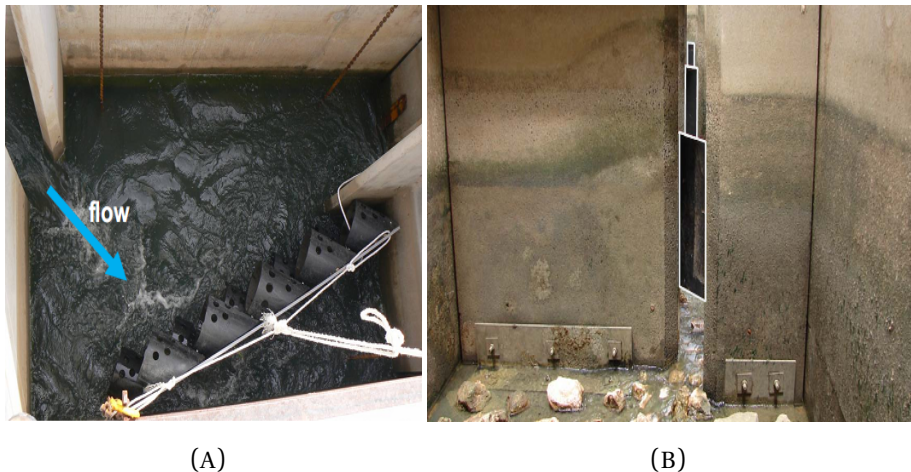


FIGURE 1.22 – Adjonction d'une paroi rugueuse (A) et d'un seuil (B)

par installer la paroi rugueuse pour évaluer le passage des poissons en améliorant la dissipation d'énergie tout en conservant le débit. Plusieurs modèles ont été testés, le modèle retenu est un ensemble de cylindres creux en PVC de 0,3 m de diamètre fixés inclinés sur une plaque à 45° et l'ensemble lui aussi a été incliné de 20° par rapport au mur afin que les cylindres soient dans le sens du jet (Figure 1.22-A). Ensuite, des seuils de 250 mm ont été placés au milieu de la fente verticale afin d'évaluer le passage des poissons en réduisant le débit et la quantité d'énergie entrant dans le bassin tout en maintenant son volume (Figure 1.22-B). Enfin, deux autres évaluations ont été faites, la première sur le nombre de poissons qui peuvent franchir une passe non modifiée avec une pente de 5,55% (évaluation appelée contrôle supérieur "CS"), et la deuxième sur les poissons qui se déplacent en amont et qui entrent dans la passe depuis la rivière (évaluation appelée contrôle d'entrée "CE"). Avec ces modifications, Mallen-Cooper et al ont constaté que la vitesse de l'écoulement et les intensités turbulentes ont diminué ce qui permet aux petites espèces d'entrer dans la passe à poissons et la franchir.

Cette méthodologie a été testée avec quelques espèces de poissons pour chaque traitement, Mallen-Cooper et al ont remarqué qu'un grand nombre de poissons a été prélevé dans le contrôle d'entrée. Ils ont constaté aussi que le traitement avec le seuil fait passer plus de poissons que le traitement avec la paroi rugueuse. Le plus petit nombre de poissons a été prélevé dans le contrôle supérieur (Tableau 1.2).

Les présentes expériences ont montré que la turbulence ou la dissipation d'énergie, peuvent être optimisées afin d'améliorer le passage des poissons. Cela a entraîné un développement important pour la conception des passes à poissons avec ajout d'obstacles.

Tarrade et al. (2007) ont aussi étudié l'influence des obstacles au sein d'une passe à poissons à fentes verticales. Cette étude a commencé par l'adjonction d'un obstacle cylindrique d'un diamètre égal à la largeur de la fente dans deux types de passe de deux différentes largeurs (Figure 1.23). La position du cylindre a été choisie après plusieurs essais intuitifs, il a été placé au niveau du jet en sortie de fente afin que son efficacité soit maximale. La position

Espèces	CS	Paroi rugueuse	seuil	CE	Totales
Carp gudgeons	222	777	2935	61449	65383
Australian smelt	445	1811	3718	18344	24318
Unspecked hardyhead	15	22	103	425	565
Bony herring	25	15	145	156	341
Murray rainbowfish	1	0	10	0	11
Freshwater crustaceans	0	1	12	24	37

TABLEAU 1.2 – Nombre total des poissons collectés

du cylindre pour la configuration à grande largeur est $X=0.65$ m et $Y=0.9$ m et $X=0.65$ m et $Y=0.95$ m pour celle de petite largeur. La différence de positionnement en Y s'explique par le fait que diminuer la largeur du bassin entraîne un jet plus incurvé.

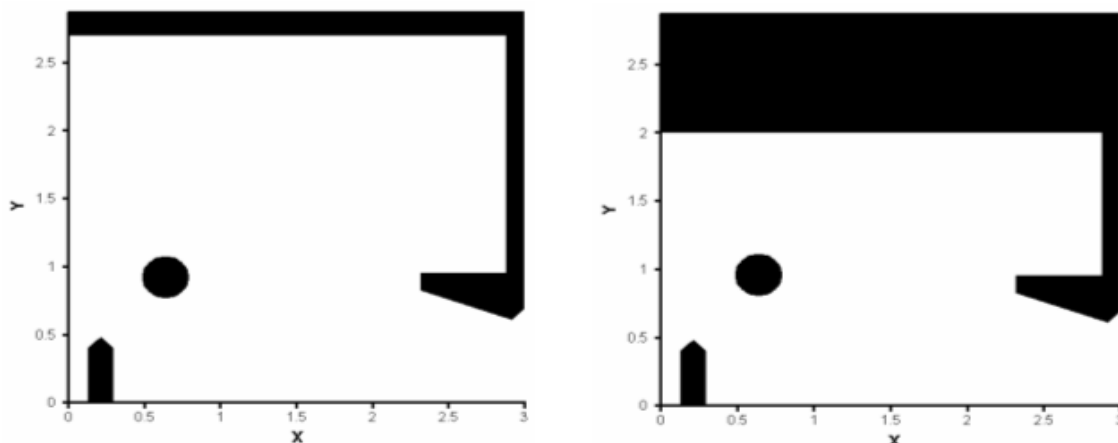


FIGURE 1.23 – Configuration avec un cylindre $B = 2.7$ m (gauche) et $B = 2$ m (droite).

Par la suite, Tarrade et al ont installé un second cylindre afin d'accentuer la modification de l'écoulement pour affaiblir son intensité à l'aval du premier cylindre. Pour la grande largeur, ils ont testé deux configurations, une première configuration avec un premier cylindre placé à $X_1 = 0.6$ m et $Y_1 = 0.9$ m et le deuxième cylindre positionné à $X_2 = 1.5$ m et $Y_2 = 0.8$ m, pour la deuxième configuration, le premier cylindre est placé à $X_1 = 0.7$ m et $Y_1 = 0.7$ m et le deuxième est positionné à $X_2 = 1.4$ m et $Y_2 = 1.25$ m). En ce qui concerne la configuration pour la petite largeur, le premier cylindre est placé à $X_1 = 0.7$ m et $Y_1 = 1.0$ m et le deuxième positionné à $X_2 = 1.7$ m et $Y_2 = 0.7$ m (Figure 1.24).

Enfin, ils ont réalisé des configurations en insérant des demi-cylindres aux mêmes positions que les cylindres pleins. Deux configurations pour chaque largeur ont été testées. Dans la première configuration, les demi-cylindres sont positionnés de façon à ce que leur face arrondie soit orientée face à l'écoulement (Figure 1.25), dans la seconde configuration, les demi-cylindres sont placés de façon à ce que leur face plate soit dirigée face au flux principal (Figure 1.26).

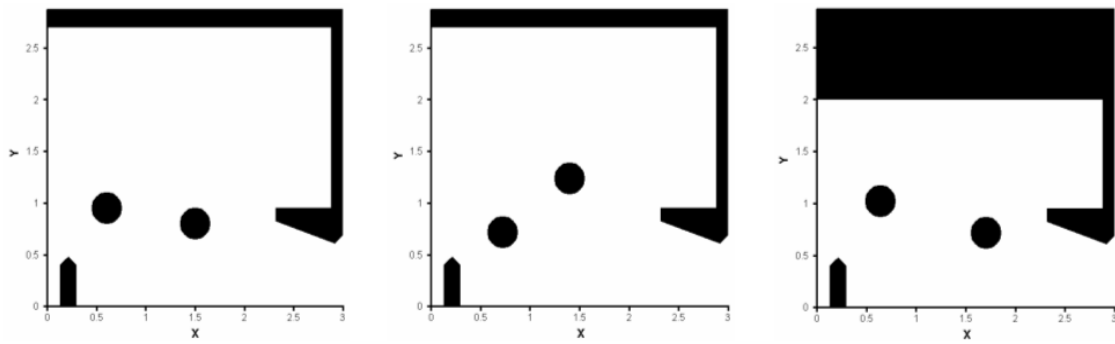


FIGURE 1.24 – Configuration avec deux cylindres $B = 2.7$ m (gauche et centre) et $B = 2$ m (droite).

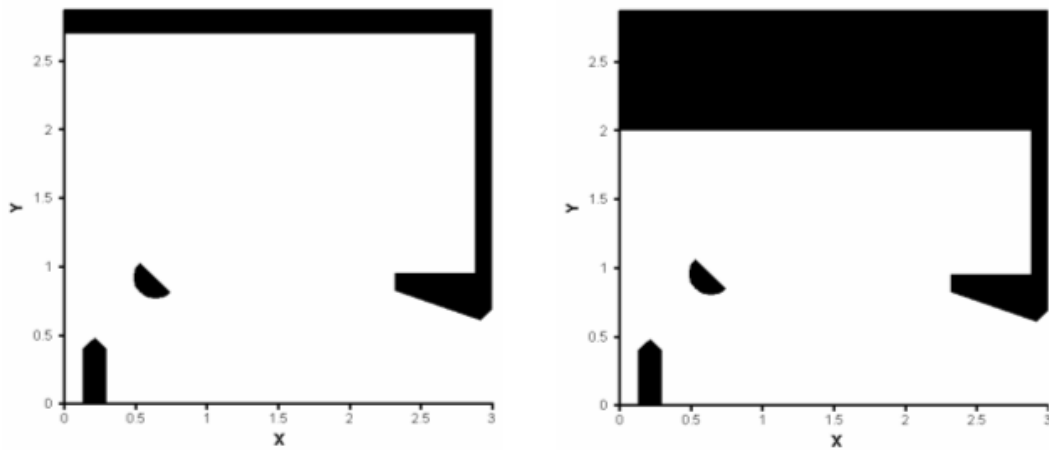


FIGURE 1.25 – Configuration avec demi-cylindre $B = 2.7$ m (gauche) et $B = 2$ m (droite) (Partie ronde tu cylindre dirigée vers la fente)

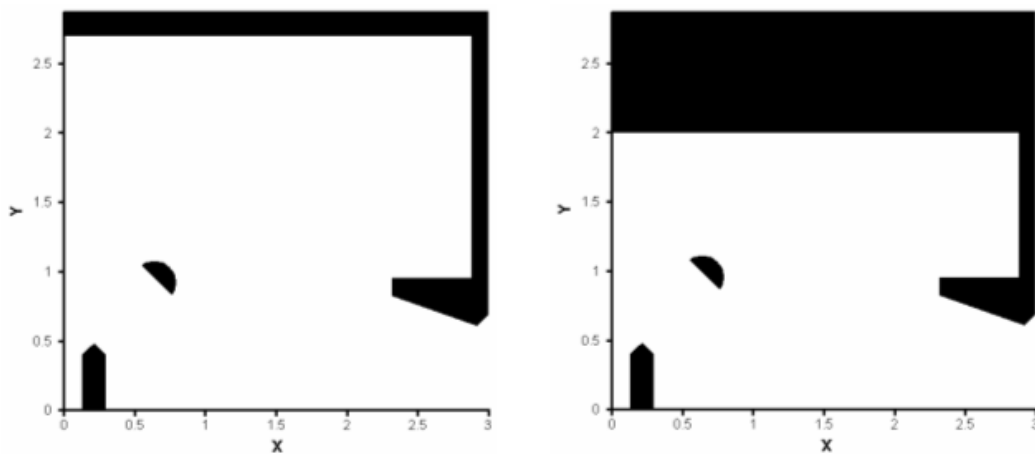


FIGURE 1.26 – Configuration avec demi-cylindre $B = 2.7$ m (gauche) et $B = 2$ m (droite) (Partie plate tu cylindre dirigée vers la fente).

L'intérêt de l'adjonction des demi-cylindres par rapport aux cylindres entiers provient de la présence d'une arête vive qui a pour effet de créer un décollement de l'écoulement plus en amont sur l'obstacle que pour un cylindre plein.

Tarrade et al. ont réalisé une étude comparative des configurations sans et avec cylindres afin de voir leur influence sur les grandeurs cinématiques en réalisant des mesures en des points caractéristiques de l'écoulement. Ils ont constaté que les cylindres ont tendance à élargir le jet, donc de réduire les zones de recirculation. Ils génèrent aussi des zones de repos de faible vitesse et de faible turbulence.

Par la suite, ils ont complété leur étude expérimentale par une modélisation numérique bidimensionnelle de l'écoulement au sein des passes de grande et petite largeur pour une pente S_0 fixée à 10% .

En plaçant le cylindre à l'entrée du jet, les vitesses de l'écoulement diminuent pour les deux largeurs $B = 2.7$ et 2 m (Figure 1.27). Le changement le plus important se situe dans le sillage du cylindre. A l'aval du cylindre, il existe une zone de très faible vitesse qui peut être une zone de repos pour les poissons. Tarrade et al. ont remarqué aussi que l'insertion du cylindre ne déplace pas la localisation des zones de recirculation mais réduit leur intensité.

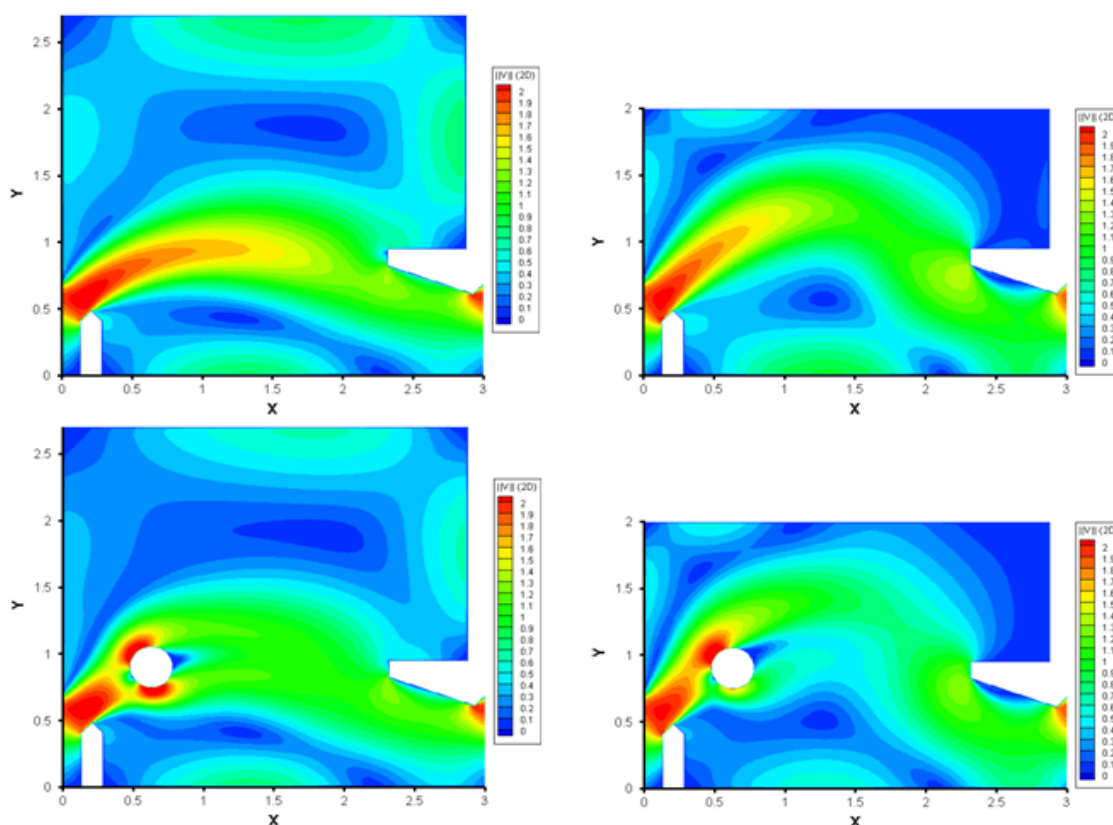


FIGURE 1.27 – Isonctours des vitesses pour des configurations avec et sans cylindre $B = 2.7$ m (gauche) et $B = 2$ m (droite).

En insérant le cylindre, l'énergie cinétique turbulente chute, cette diminution est importante à l'aval du cylindre (Figure 1.28). De manière générale, l'énergie cinétique turbulente

est réduite dans l'ensemble du bassin. En calcul moyen, sa valeur chute de 0.129 à 0.109 m^2/s^2 pour un bassin de largeur $B = 2.7$ m, soit une diminution d'environ 15%. Au sein de la passe de petite largeur ($B = 2$ m), l'énergie turbulente moyenne diminue de 0.152 à 0.135 m^2/s^2 , soit une diminution d'environ 11%.

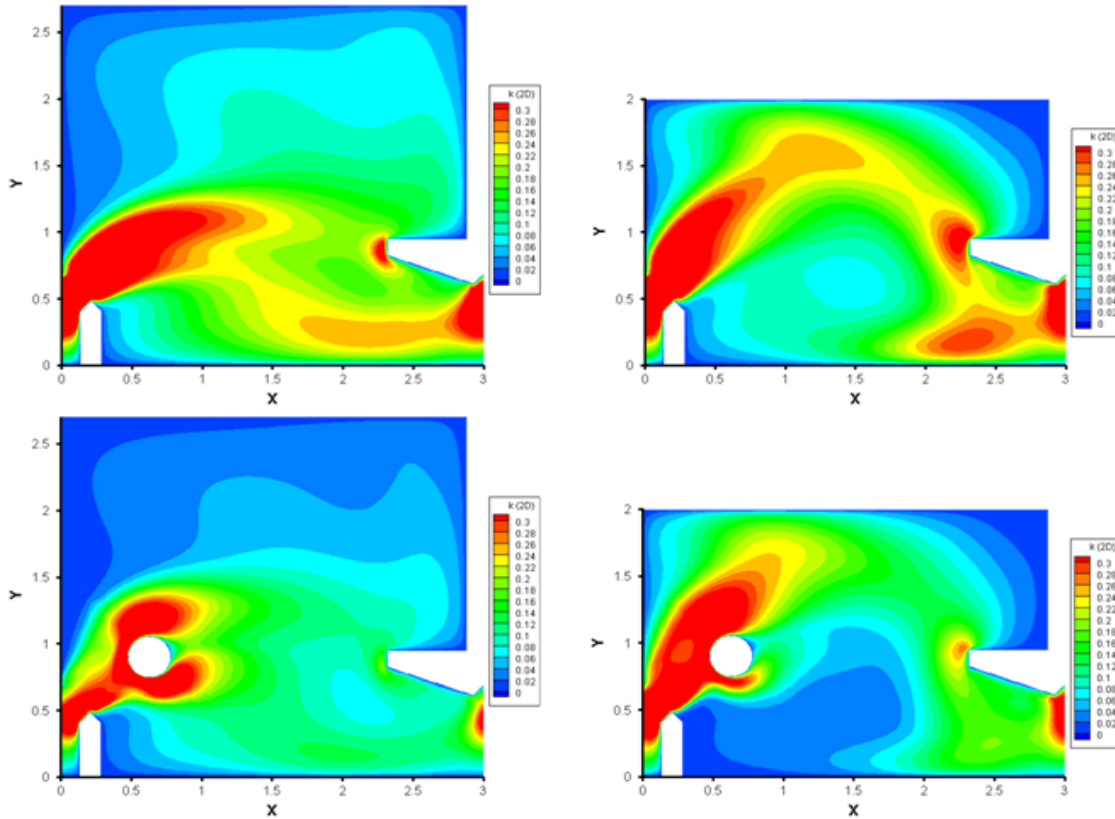


FIGURE 1.28 – Isocontours de l'énergie cinétique turbulente pour des configurations avec et sans cylindre $B = 2.7$ m (gauche) et $B = 2$ m (droite).

1.2.3 Conclusion

L'insertion des obstacles au sein de la passe à poissons modifie les caractéristiques de l'écoulement en diminuant ses grandeurs cinématiques (la vitesse et l'énergie cinétique turbulente), grandeurs qui peuvent être limitantes pour certaines espèces de poissons avec de faibles capacités de nage. Parmi ces obstacles, nous avons vu l'influence de la paroi rugueuse et le seuil sur l'écoulement, ensuite, nous avons montré l'influence des obstacles de forme cylindrique sur les grandeurs cinématiques de l'écoulement.

Dans les chapitres qui suivent, nous allons modifier l'écoulement au sein de la passe à poissons par l'adjonction des cylindres dans les bassins, ceux-ci génèrent une topologie favorable au passage des petites espèces en leur créant une zone de repos de faible vitesse. Par la suite, nous allons définir le nombre de cylindres à insérer dans chaque bassin, leurs positions et leurs diamètres. Une autre manière pour modifier l'écoulement va être étudiée,

il s'agit de l'insertion des rugosités de fond. Cette partie va être développée dans le chapitre 3 de la thèse.

1.3 ETUDE DE LA TURBULENCE ET DE LA DISSIPATION

1.3.1 Introduction

La dissipation est l'un des paramètres les plus importants pour identifier l'efficacité d'une passe à poissons. Ce paramètre est lié à la turbulence qui désigne l'état d'un fluide. Les écoulements turbulents se caractérisent par une apparence très désordonnée et un comportement difficilement prévisible. De tels écoulements apparaissent lorsque la source d'énergie cinétique qui met le fluide en mouvement est relativement intense devant les forces de viscosité que le fluide oppose pour se déplacer. Pour caractériser un tel écoulement, on définit le nombre de Reynolds (Equation 1.3) de l'écoulement de la manière suivante : si U est une valeur caractéristique de la vitesse de l'écoulement (la vitesse moyenne débitante dans la fente pour un écoulement dans une passe à poissons) et L une échelle caractéristique de l'écoulement (La largeur de la fente d'un bassin de la passe à poissons), alors

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad (1.3)$$

avec ν est la viscosité cinématique du fluide.

En général, lorsque le nombre de Reynolds est supérieur à 2000 ($Re > 2000$), on dit que l'écoulement est turbulent.

1.3.2 Calcul de la dissipation

Plusieurs études ont été réalisées afin de caractériser la turbulence et estimer la dissipation, nous pouvons citer les travaux de Lalizel et al. (2004) qui ont estimé la dissipation en se basant sur l'hypothèse d'une turbulence stationnaire, homogène et isotrope pour une étude expérimentale d'un jet annulaire. Ils ont défini le taux de dissipation moyen comme suit :

$$\langle \varepsilon \rangle = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial u'}{\partial x}\right)^2} \quad (1.4)$$

L'Equation 1.4 est applicable pour un nombre de Reynolds turbulent (Re_λ) élevé. A ce stade, il existe un domaine inertiel pour les échelles comprises entre l'échelle de Kolmogorov (η) et l'échelle intégrale (Λ). Dans le domaine inertiel, la viscosité est supposée négligeable et la turbulence sera fonction du taux de dissipation et de la taille de la structure. Cette relation nous permet de calculer $\langle \varepsilon \rangle$ à partir des dérivées instantanées des mesures de vitesses. Son inconvénient est qu'elle n'est pas directement applicable pour les méthodes de mesures des vitesses Eulériennes, celles qui donnent localement l'évolution temporelle de la vitesse (ADV, PIV..., etc). La solution à cette difficulté est de transformer les grandeurs temporelles en grandeurs spatiales. Pour cela, nous appliquons l'hypothèse de Taylor qui utilise le principe de la turbulence gelée (Equation 1.5), pour laquelle l'écoulement turbulent est convecté à la vitesse moyenne U quelle que soit l'échelle.

$$u(t + \delta t, x_0) \cong u(t, x_0 - U\delta t) + \frac{\partial}{\partial t} u(t, x_0) \delta t = -U \frac{\partial}{\partial x} u(t, x_0) \delta t \quad (1.5)$$

Lalzel et al ont également déterminé $\langle \varepsilon \rangle$ à partir des fonctions de structures d'ordre 2 ($S_2(r)$) et d'ordre 3 ($S_3(r)$). La fonction de structure $S_3(r)$ représente la moyenne d'un cube de l'incrément de vitesse $\langle (u(x+r) - u(x))^3 \rangle$, où $(u(x+r) - u(x))$ représente les fluctuations de vitesse à l'échelle r .

En 1941, Kolmogorov a établi la loi de $\frac{4}{5}$ dans le domaine inertiel qui permet d'écrire $S_3(r)$ comme suit :

$$\langle (u(x+r) - u(x))^3 \rangle = -\frac{4}{5} \varepsilon r \quad (1.6)$$

Il a également constaté que $S_2(r) = \langle (u(x+r) - u(x))^2 \rangle$ pouvait s'exprimer dans le domaine inertiel comme suit :

$$\langle (u(x+r) - u(x))^2 \rangle = \varepsilon^{2/3} K^{-5/3} \quad (1.7)$$

Les deux fonctions de structure sont représentées sur la Figure 1.29 pour différentes valeurs de Re_λ . Ces fonctions ont été obtenues d'après les résultats de Moisy (2000).

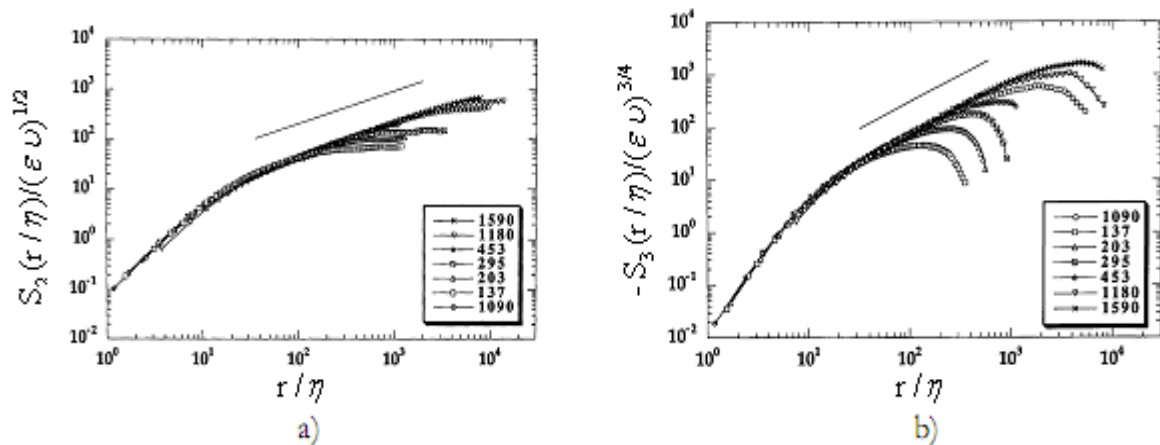


FIGURE 1.29 – a) Fonction de structure d'ordre 2, b) Fonction de structure d'ordre 3

Nous pouvons remarquer que la taille de la zone inertielle augmente lorsque le nombre de Reynolds augmente.

Pour déterminer la valeur $\langle \varepsilon \rangle$, il suffit de tracer le terme $-\frac{5}{4r.S_3(r)}$ en fonction de r , comme présenté sur la Figure 1.30. Ce tracé nous donne aussi une information sur la zone inertielle et la valeur de $\langle \varepsilon \rangle$.

D'après Zhou et al. (1999), cette méthode est très sensible à la valeur de Re_λ ce que la Figure 1.31 montre. Pour des faibles valeurs de Re_λ , $\langle \varepsilon \rangle$ est sous estimé.

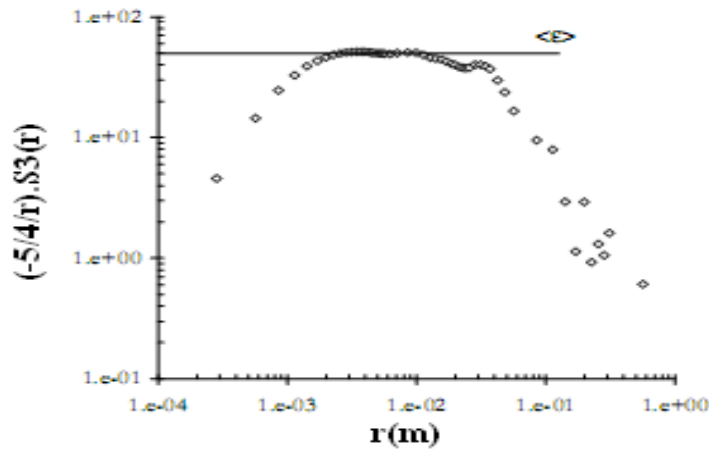
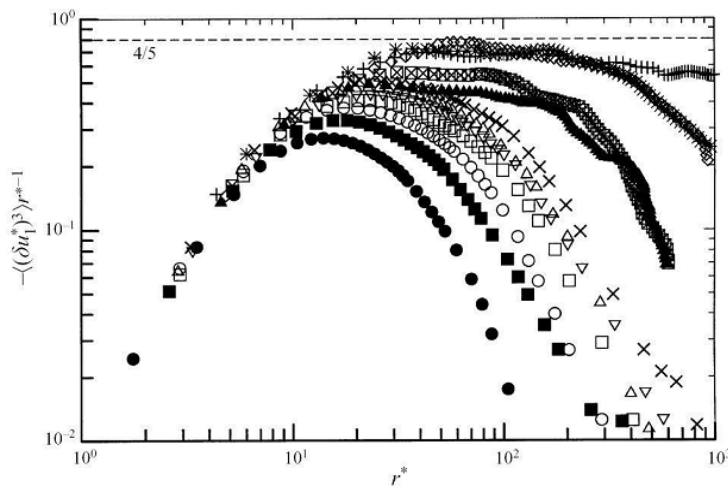


FIGURE 1.30 – Mesure de $\langle \varepsilon \rangle$ à partir de la fonction de structure $S_3(r)$.



Third-order moments of δu_i^3 multiplied by r^{*-1} for different Reynolds numbers and compared with higher Re_λ values of Mydlarski & Warhaft (1996). Present: ●, $Re_\lambda = 27$; ■, 50; ○, 62; □, 75; ▽, 83; △, 89; ×, 100. Mydlarski & Warhaft (1996): ▲, 99; ☒, 134; ◇, 319; *, 448; +, 671. Equation (4.2): - - -.

FIGURE 1.31 – Influence de Re_λ sur la détermination de $\langle \varepsilon \rangle$ à partir de $S_3(r)$.

Lalzel et al. (2004) ont essayé, à partir des points de la Figure 1.31, d'établir une relation entre le taux de dissipation isotrope et le taux calculé par la fonction de structure d'ordre 3 en fonction de Re_λ . Ils ont obtenu l'Equation 1.8 qui permet d'apporter une correction sur les valeurs de $\langle \varepsilon \rangle$ déterminées à partir de $S_3(r)$.

$$\langle \varepsilon \rangle_{isotrope} = \frac{\langle \varepsilon \rangle_{S_3(r)}}{C} \tag{1.8}$$

où $C = 1,559.10^{-3} Re_\lambda + 1,889.10^{-1}$.

Houël et al. (2008) ont estimé le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente en effectuant des mesures ADV; ils ont distingué trois différents domaines d'échelles. Le premier domaine est le domaine de production de turbulence, l'énergie cinétique est transférée

à partir des grandes structures d'échelle L_0 et de vitesse U_0 où agissent les forces extérieures. Le taux de dissipation ε_0 pour le transfert initial est :

$$\varepsilon_0 = -\frac{U_0^2}{\tau_0} \quad (1.9)$$

τ_0 est le temps de vie des grandes structures, $\tau_0 = \frac{L_0}{U_0}$ ce qui donne :

$$\varepsilon_0 = -\frac{U_0^3}{L_0} \quad (1.10)$$

Le second domaine est le domaine de dissipation (régime visqueux) où l'énergie est toujours dissipée au niveau des petites structures d'échelle L_ν et de vitesse U_ν au même taux ε_0 qui seront éliminées par l'action du frottement visqueux où $Re = \frac{U_\nu L_\nu}{\nu} \sim 1$.

Le troisième domaine est le domaine inertiel (régime inertiel) où le transfert d'énergie s'effectue d'une manière identique à toutes les échelles L , telle que $L_\nu \ll L \ll L_0$. Le taux local est donné par l'Equation 1.11 :

$$\varepsilon_L = -\frac{U_L^3}{L} \quad (1.11)$$

Houël et al ont estimé aussi le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente pour une turbulence stationnaire, homogène et isotrope afin de calculer le spectre d'énergie en passant par l'espace de Fourier. Ils ont défini le tenseur spectral des corrélations doubles de vitesse $R_{ij}(r)$ (Equation 1.12) et sa transformée de Fourier $\Phi_{ij}(K) = TF(R_{ij}(r))$ en se basant sur les hypothèses citées dans les travaux de Lalizel et al .(2004) (Equation 1.13)

$$R_{ij}(r) = \overline{u'_i(x,t)u'_j(x+r,t)} \quad (1.12)$$

$$\Phi_{ij}(K) = TF(R_{ij}(r)) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{R^3} R_{ij}(r) e^{-iKr} d^3r \quad (1.13)$$

$$R_{ij}(r) = TF^{-1}(\Phi_{ij}(K)) = \int_{R^3} \Phi_{ij}(K) e^{+iKr} d^3K \quad (1.14)$$

Ensuite, ils ont déduit le tenseur de Reynolds en annulant r dans le tenseur spectral et l'énergie cinétique turbulente k en posant $i = j$ et $|r| = 0$ dans l'Equation 1.15 .

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'^2} = \frac{1}{2} R_{ii}(0) = \frac{1}{2} \int_{R^3} \Phi_{ii}(K) d^3K \quad (1.15)$$

Enfin, ils ont défini le spectre d'énergie comme suit :

$$k = \int_0^{\infty} E(K) dK \quad (1.16)$$

L'allure de ce spectre en turbulence isotrope est conforme à la théorie de cascade de Richardson-Kolmogorov pour laquelle il existe un régime inertiel dans lequel le spectre d'énergie s'écrit en fonction du taux de la dissipation et le nombre d'onde comme suit :

$$E(K) \sim \varepsilon_K^{2/3} K^{-5/3} \quad (1.17)$$

Donc, en connaissant l'énergie cinétique turbulente et le spectre d'énergie, nous pouvons calculer le taux de la dissipation en se basant sur l'Equation 1.15.

Ogston et al. (1995) ont estimé le taux de dissipation turbulente dans un bassin de surf en Californie. Les taux de dissipation ont été estimés à partir des mesures de vitesse faites avec un Vélocimétrie Acoustique par effet Doppler (ADV) de marque SonTek. L'ADV mesure trois composantes de vitesse dans un volume d'échantillonnage de $0,5 \text{ cm}^3$ situé à 10 cm en dessous de la sonde, ce qui minimise l'effet de la sonde sur l'écoulement. Les mesures ont été enregistrées à 25 Hz pour un temps de mesure d'environ 300 s (70 – 100 vagues). Comme le champ de vagues est très reproductible, les profils ont été faits par une composition des données de trois à sept courses. Les profils ont été obtenus à trois endroits dans la zone de surf avec la hauteur des vagues nominale de 0,3, 0,6, 0,9 et 1,2 m. La Figure 1.32 montre les trois points de mesure ADV, notés A, B et C.

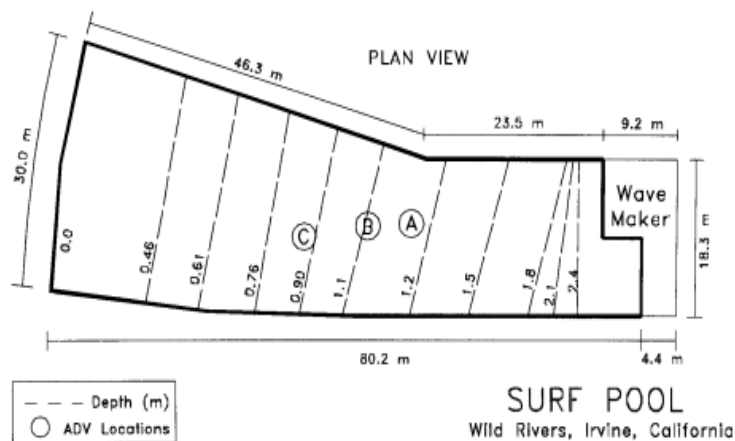


FIGURE 1.32 – Plan du bassin de surf à Wild Rivers Waterpark à Irvine, en Californie, montrant les trois points de mesure ADV.

Pour un écoulement stationnaire isotrope, l'énergie cinétique est transférée des grands aux petits tourbillons, et est finalement dissipée par viscosité. Dans ces conditions, le taux de dissipation de la turbulence peut être estimé par le spectre de l'énergie dans le domaine d'inertie, qui prend la forme de l'Equation 1.18 :

$$E(K) = \alpha \varepsilon^{2/3} K^{-5/3} \quad (1.18)$$

où K est le nombre d'onde, $E(K)$ est la densité spectrale (spectre d'énergie), ε est le taux de dissipation et α est la constante de Kolmogorov.

L'estimation du taux de dissipation a été faite pour les données du bassin de surf en utilisant l'Equation 1.18 et en supposant que la turbulence a été entièrement développée et isotrope. La composante verticale du signal de vitesse ADV a été utilisée pour calculer les taux de dissipation car elle avait le rapport signal sur bruit le plus grand des trois composantes.

Les données de séries chronologiques à un point fixe ont été utilisées pour estimer la densité du spectre d'énergie en fonction de la fréquence, et non le nombre d'onde. Les spectres de fréquences ont été convertis en spectres d'ondes en utilisant l'hypothèse de Taylor de turbulence gelée, en supposant que l'échelle temporelle des fluctuations turbulentes est plus longue que celle du mouvement d'advection du tourbillon au point d'échantillonnage. La vitesse orbitale RMS a été utilisée comme la vitesse d'advection pour la conversion des spectres de fréquences mesurées aux spectres d'onde (Agrawal et al. (1992)).

Pour les mesures réalisées au sein des passes à poissons, le taux de la dissipation a été estimé en utilisant l'analyse spectrale. Cea (2005) a réalisé des mesures ADV dans une passe à poissons qui a été construite dans un canal de 12 m de long, avec une section carrée de 1 m de largeur et une pente de 10%. Le canal est divisé en neuf bassins (Figure 1.33-a). Le débit d'eau a été fixé comme condition d'entrée. A l'extrémité inférieure du canal, une guillotine a été installée pour fixer la hauteur d'eau. Deux conceptions différentes du bassin ont été testées afin de distinguer le type de l'écoulement (types $T1$ et $T2$) (Figures 1.33 b et c). La conception de type $T2$ a été utilisée dans les 4 premiers bassins, le cinquième est un bassin de transition, et les 4 derniers bassins ont une conception $T1$. Les mesures expérimentales ont été enregistrées dans les bassins 3 et 7.

Les dimensions des deux types sont présentées dans le Tableau 1.3.

Paramètres	L	B	D	d	b	s	f	df
T1	1213	1000	683	218	163	129	243	86
T2	1213	1000	839	61	165	131	-	-

TABLEAU 1.3 – Dimensions en mm des bassins de types 1 et 2

Les mesures de vitesses ont été réalisées avec un Vélocimètre MicroAcoustique par effet Doppler (ADV). Le volume d'échantillonnage de l'ADV est un cylindre de 6 mm de longueur avec un diamètre de 4 mm (volume d'échantillon de 0.08 cm^3). Le volume du contrôle se trouve à 5 cm en dessous de la sonde afin de réduire les interférences. La fréquence d'échantillonnage maximum de l'ADV utilisée dans les expériences est de 50 Hz. La hauteur d'eau dans les bassins a été mesurée avec une sonde de profondeur.

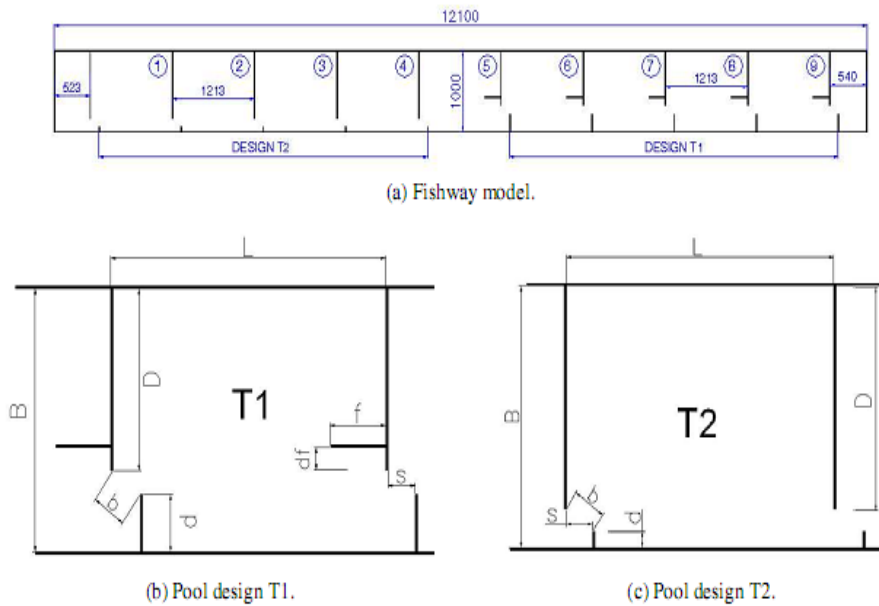


FIGURE 1.33 – Types du bassin de la passe à poissons.

Les trois composantes de la vitesse moyenne (u , v et w) ont été enregistrées en plusieurs points sur des plans parallèles au plan du canal. Le nombre de plans de mesure dépend de la hauteur d'eau dans le bassin, qui est donnée par le débit. La distance entre les plans étant généralement fixée à 10 cm, la position des points de mesure sur chaque plan est montrée dans la Figure 1.34 pour le bassin de type $T1$. Une densité similaire de points de données a été utilisée pour le type $T2$. La fréquence d'échantillonnage expérimentale a été fixée à 15 Hz , et le temps d'échantillonnage était de 15 secondes ce qui fait 225 mesures instantanées en chaque point.

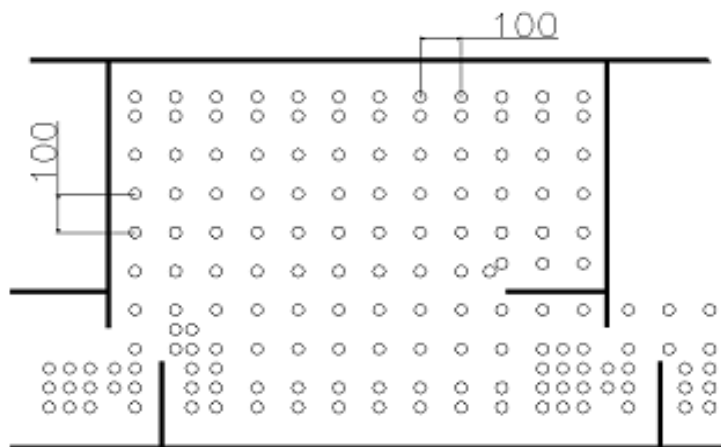


FIGURE 1.34 – Points de mesure pour le bassin de type $T1$.

Afin de calculer les spectres de puissance, des données plus détaillées ont été obtenues en quelques points. A cet effet, cinq points représentatifs ont été choisis dans la configuration du bassin de type $T1$ et quatre points dans la configuration du bassin de type $T2$. L'emplacement des points de données est défini dans la Figure 1.35 et dans le Tableau 1.4.

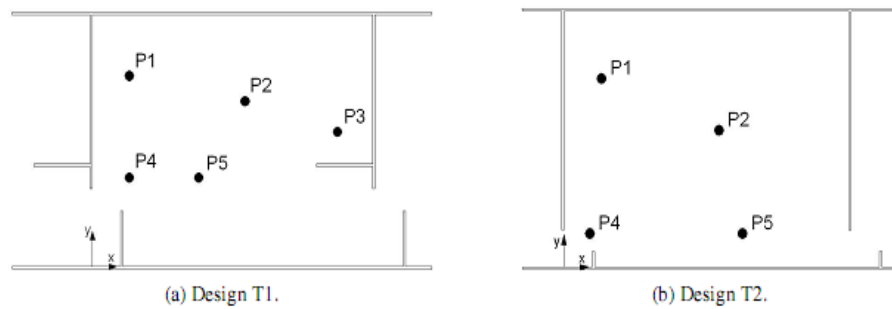


FIGURE 1.35 – Points de mesure pour calculer les spectres de puissance.

Région	Coin	Centre du tourbillon	Déflecteur	Fente	Ecoulement principal
Point	P1	P2	P3	P4	P5
T1	(16,76)	(66,66)	(106,54)	(16,36)	(46,36)
T2	(16,74)	(66,54)	-	(11,14)	(76,14)

TABLEAU 1.4 – Coordonnées des points de mesure pour calculer les spectres de puissance

A ces points, Cea a calculé le spectre de puissance, ce dernier permet de savoir comment l'énergie cinétique turbulente est répartie sur différentes fréquences. Il permet également de vérifier l'isotropie du tenseur de Reynolds pour les grandes et les petites échelles de turbulence. Afin d'être capable de calculer la plus large gamme de fréquences du spectre, le taux d'échantillonnage a été fixé à 50 Hz , ce qui donne environ 50000 échantillons en chaque point sur une durée de 15 minutes.

Avant d'estimer la dissipation, Cea a étudié l'isotropie des points précédents dans les deux types de bassin en définissant un coefficient d'isotropie I_c donné par l'expression 1.19

$$I_c = 1 - \frac{(\overline{u'^2} - \overline{v'^2})^2 + (\overline{u'^2} - \overline{w'^2})^2 + (\overline{v'^2} - \overline{w'^2})^2}{8k^2} \quad (1.19)$$

Ou bien par l'expression 1.20

$$I_c = \frac{3}{4} \frac{\overline{u'^2} \cdot \overline{v'^2} + \overline{u'^2} \cdot \overline{w'^2} + \overline{v'^2} \cdot \overline{w'^2}}{k^2} \quad (1.20)$$

Si la turbulence est complètement isotrope dans les trois directions spatiales, le coefficient d'isotropie est égal à un. Plus la turbulence est anisotrope, plus le coefficient d'isotropie est petit. Le niveau d'isotropie en n'importe quel point dépend principalement de sa position dans le bassin.

Le Tableau 1.5 indique les valeurs du coefficient d'isotropie (I_c) en fonction de la position du point de mesure et du type du bassin.

Il a remarqué que pour les deux types de bassins, la région la plus isotrope est la zone du coin supérieur à l'entrée du jet où figure le point $P1$. Il a constaté aussi que la turbulence est plus anisotrope dans la région de la fente ($P4$) et la région du jet principal ($P5$).

	Bassin de type T1					Bassin de type T2			
	P1	P2	P3	P4	P5	P1	P2	P4	P5
Max	0.95	0.87	0.90	0.78	0.85	0.91	0.94	0.76	0.82
Min	0.92	0.79	0.75	0.74	0.76	0.89	0.85	0.30	0.62
Moyenne	0.94	0.83	0.82	0.76	0.81	0.90	0.90	0.62	0.71

TABLEAU 1.5 – Coefficient d'isotropie

Après avoir déterminé les régions isotropes dans le bassin, Cea a utilisé l'analyse spectrale pour estimer le taux de dissipation. A partir de la transformée de Fourier donnée par l'Equation 1.21, il a défini le spectre de puissance $S(f)$ (Equation 1.22).

$$\widehat{u}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} u'(t) e^{-i2\pi f t} dt \quad (1.21)$$

où f est la fréquence angulaire en (Hz), $u'(t)$ est la vitesse fluctuante et $\widehat{u}(f)$ est la transformée de Fourier de $u'(t)$.

$$S(f)\delta(f_i - f_j) = \overline{\widehat{u}(f_i)\widehat{u}^*(f_j)} \quad (1.22)$$

où $\delta(f_i - f_j)$ est la fonction delta et $\widehat{u}^*(f)$ est la conjuguée complexe de $\widehat{u}(f)$.

Pour des écoulements homogènes avec un niveau de turbulence pas très élevé, l'approximation de Taylor (Comte-Bellot et al. (1971)) peut être utilisée pour transformer le spectre d'ondes (Equation 1.18) en spectre de fréquences (Equation 1.23).

$$S(f) = \frac{C}{(2\pi)^{2/3}} U^{2/3} \varepsilon^{2/3} f^{-5/3} \quad (1.23)$$

Avec $S(f)$ est le spectre de fréquence, U est la vitesse convective, f est la fréquence angulaire et C est une constante de proportionnalité, Kraichnan. (1965) a proposé une valeur de $C = 0.5$.

Liu (2004) s'est intéressé à estimer le taux de dissipation dans le design 18 (Figure 1.3) (Rajaratnam et al. (1992)) d'une passe à poissons contenant sept bassins qui a été construite dans un canal rectangulaire de 0.912 m de large, 9.75 m de longueur et 0.6 m de hauteur (Figure 1.36). La largeur de la fente est de $b_0 = 0.114$ m, et l'échelle du modèle est 1 : 2.67. La longueur et la largeur d'un bassin sont $10b_0$ et $8b_0$ respectivement.

La passe à poissons a été testée pour deux pentes différentes de 5.06 et 10.52 % afin de réaliser des mesures de vitesses instantanées en utilisant un Micro-ADV d'une fréquence de 50 Hz pour calculer par la suite l'intensité turbulente et le tenseur de Reynolds. Des mesures

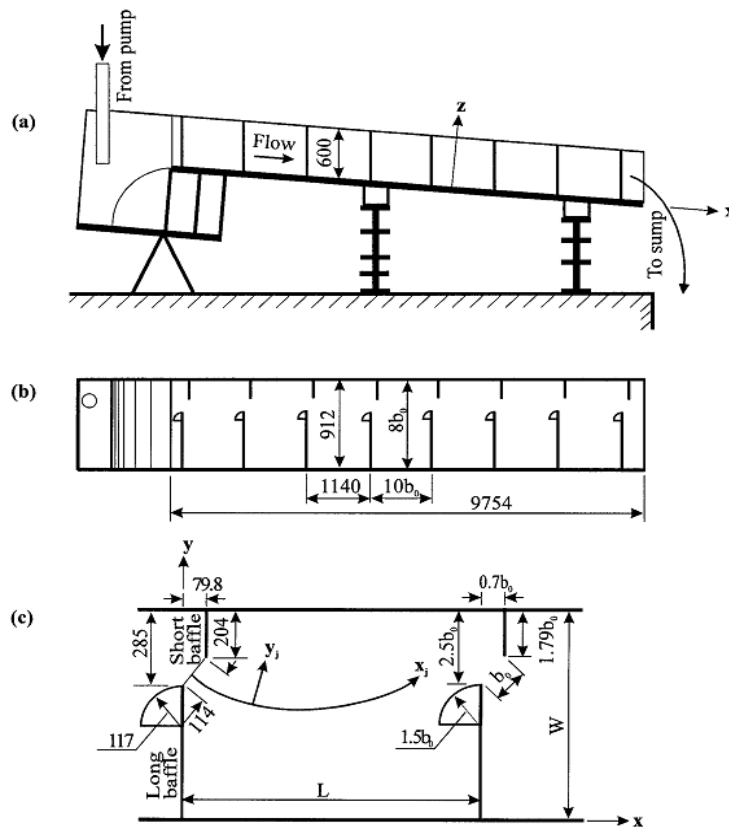


FIGURE 1.36 – Dispositif expérimental : a) Vue de coté de la passe ; b) Vue en plan ; c) Dimensions du bassin en mm.

de 300s ont été effectuées pour la configuration de $S = 10.52\%$ avec un débit de $Q = 31.2L/s$ et de 600s pour la configuration de $S = 5.06\%$ avec deux valeurs du débit ($Q = 31.2$ et $52L/s$). La distance entre deux points de mesure est de $100mm$ suivant X et de $50mm$ suivant Y .

Liu a estimé le taux de dissipation en utilisant la loi $(-5/3)$ de Kolmogorov pour une turbulence localement isotrope. La Figure 1.37 montre les spectres de puissance $G_u(f)$, $G_v(f)$ et $G_w(f)$ qui correspondent aux vitesses de fluctuations u' , v' et w' , où f est la fréquence.

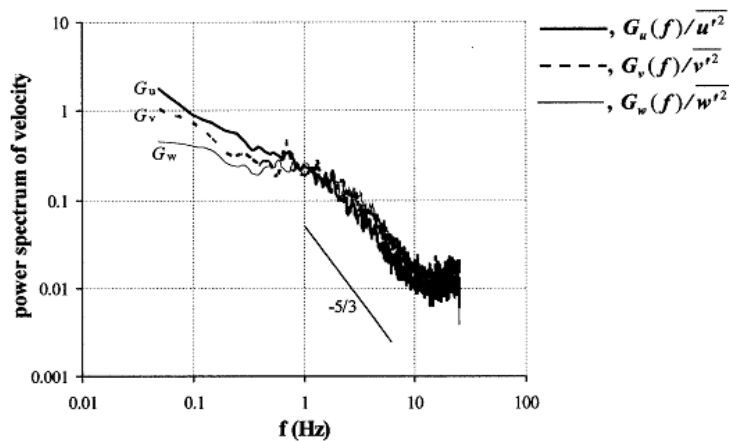


FIGURE 1.37 – Spectres de puissance.

Le taux de dissipation est estimé avec une première approximation donnée par l'Equation 1.24

$$G_u(K) = A\varepsilon^{2/3}K^{-5/3} \quad (1.24)$$

Où $G_u(K)$ est un spectre unidimensionnel correspondant à la vitesse longitudinale dans le domaine inertiel, K le nombre d'onde, ε le taux de dissipation et A une constante d'une valeur de 0.56 pour une turbulence isotrope.

En utilisant l'hypothèse de Taylor pour une turbulence gelée (Taylor 1938), le spectre dans l'équation 1.24 peut s'écrire en terme de fréquence comme suit :

$$G_u(f) = A(2\pi)^{-2/3}u^{2/3}\varepsilon^{2/3}f^{-5/3} \quad (1.25)$$

L'hypothèse de Taylor est utilisée seulement comme approximation, car le choix de l'utilisation de la vitesse de l'écoulement u n'est pas toujours valable, ce qui a remis en cause la validité de l'hypothèse de Taylor par Hinze (1975). Le taux de dissipation peut être calculé en utilisant l'Equation 1.24 en ajustant la loi de Kolmogorov dans le domaine inertiel.

Une autre étude a été réalisée par Rioul. (2000) dans le but de calculer les densités spectrales d'énergie et de puissance pour des processus aléatoires.

Un processus aléatoire (appelé aussi stochastique) est une suite $\{X_n\}$ de variables aléatoires qui représentent des échantillons d'un signal, n est l'indice temporel. La description mathématique précise d'un processus $\{X_n\}$ est due à Kolmogorov (théorème de consistance, 1933). Afin de calculer la densité spectrale de l'énergie, Rioul a fait appel aux transformées de Fourier, il a noté $\{x_n\}$ comme une réalisation possible du processus $\{X_n\}$. Sa transformée de Fourier à temps-discret (TFTD) est définie comme une série de Fourier :

$$X(f) = \sum_n x_n e^{-2j\pi n f T} \quad (1.26)$$

L'énergie de $\{x_n\}$ est, par définition, la quantité $E = \sum_n |x_n|^2$. Si cette énergie est finie, on a la relation de Plancherel :

$$\sum_n |x_n|^2 = T \int_{(\frac{1}{T})} |X(f)|^2 df \quad (1.27)$$

où $|X(f)|^2$ est la densité spectrale d'énergie.

Par la suite, il a caractérisé la puissance moyenne (énergie par unité de temps) comme suit :

- Moyenne spatiale : $P_{m-s} = \frac{1}{T} E(|X_n|^2)$.

- Moyenne temporelle : $P_{m-t} = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N+1} \sum_{|n| \leq N} \frac{1}{T} |X_n|^2$.

Dans le cas général, on peut définir la puissance moyenne comme une double moyenne (spatiale et temporelle) :

$$P_m = \frac{1}{T} \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N+1} E \left(\sum_{|n| \leq N} \frac{1}{T} |X_n|^2 \right) \quad (1.28)$$

Cette puissance moyenne n'est bien définie dans la mesure où cette limite existe. C'est toujours le cas pour un processus stationnaire car alors $E(|X_n|^2)$ ne dépend pas du temps n et donc :

$$P_m = \frac{1}{T} E(|X_n|^2) \quad (1.29)$$

Enfin, Rioul a conclu son étude par le calcul de la densité spectrale de puissance, il l'a définie en appliquant la relation de Plancherel dans la définition de la puissance moyenne :

$$P_m = T \int_{(\frac{1}{T})} S(f), df \quad (1.30)$$

tel que : $S(f) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N+1} E(|X_N(f)|^2)$

Cette formule sera d'un intérêt pratique considérable pour évaluer des puissances moyennes. La fonction $S(f)$ s'appelle aussi le spectre du processus.

1.3.3 Conclusion

Le calcul de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente va servir à identifier l'efficacité de la passe à poissons. L'importance de cette grandeur cinématique va être mise en lumière dans l'étude de l'influence de l'insertion des obstacles au sein de la passe à poissons sur la topologie de l'écoulement et l'intensité de ses grandeurs cinématiques. Avec la vitesse et l'énergie cinétique turbulente, la dissipation va faire partie de l'ensemble de critères (critères choisis afin d'établir une procédure d'optimisation, voir chapitre 4) pour lesquels nous déterminons la configuration de la passe à poissons la plus adaptée aux poissons en modifiant ses grandeurs géométriques et cinématiques (largeur, pente, débit). Enfin, un contrôle de l'écoulement par adjonction d'obstacles (cylindres et rugosités) sera étudié en se basant sur l'ensemble de critères cité précédemment pour identifier la configuration du bassin la plus adaptée aux poissons.

1.4 SYNTHÈSE

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté la passe à poissons d'une manière générale en expliquant son principe de fonctionnement. Ensuite, nous nous sommes concentrés sur l'étude de l'écoulement au sein de la passe à fentes verticales, celle-ci a subi plusieurs modifications au niveau de sa géométrie afin de rendre l'écoulement adapté aux capacités de nage des petites espèces. D'autres modifications ont été réalisées au sein de la passe à poissons à fentes verticales par l'insertion d'obstacles. Cette technique d'insertion d'obstacles a pour but de diminuer les intensités turbulentes de l'écoulement et d'augmenter le taux de dissipation. Les obstacles à insérer diffèrent par leur forme, taille et positionnement dans les bassins de la passe à poissons et nous avons cité quelques formes telles que la paroi rugueuse, le seuil positionné dans la fente et les obstacles de formes cylindriques. Ces derniers assurent une bonne dissipation de l'énergie cinétique turbulente dans la passe en réduisant les grandeurs cinématiques de l'écoulement et en créant des zones de repos pour les poissons. Par la suite et dans les prochains chapitres, nous allons nous intéresser à analyser l'écoulement modifié par l'ajout du cylindre en optimisant sa taille avec sa position idéale dans le bassin. Cette technique d'optimisation est principalement basée sur quelques grandeurs cinématiques de l'écoulement dont la dissipation de l'énergie cinétique turbulente fait partie. Cependant, elle ne peut se réaliser qu'avec l'utilisation des outils numériques et expérimentaux que nous allons définir dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 2

TECHNIQUES DE MESURES ET OUTILS NUMERIQUES

Dans ce chapitre, nous allons présenter d'une façon générale le dispositif expérimental et les techniques d'analyse (mesures expérimentales et modélisation numérique) afin de caractériser l'écoulement turbulent et analyser les différents phénomènes physiques rencontrés. L'analyse et la compréhension de l'écoulement turbulent au sein de la passe à poissons a pour but de rechercher des solutions afin de faciliter le passage des petites espèces de poissons.

En premier lieu, nous présentons le modèle de la passe à poissons construit au sein du laboratoire (prototype à l'échelle 1/4) et les modifications géométriques nécessaires à notre étude (insertion des rugosités et adjonction des cylindres).

Ensuite, nous expliquons les techniques de mesures expérimentales employées : la Vélocimétrie Acoustique par effet de Doppler (ADV) et la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV). Grâce à ces deux dispositifs, nous allons avoir accès aux principales caractéristiques de l'écoulement sur lesquelles l'adaptation de l'écoulement aux capacités de nage des petites espèces est basée.

Enfin, nous terminons par une modélisation numérique de l'écoulement au sein de la passe à poissons prototype, cette étude numérique nous donne aussi des informations sur l'écoulement turbulent, informations pouvant être comparées aux données expérimentales. Afin d'établir la modélisation numérique, nous avons fait appel à deux logiciels commerciaux, un logiciel de calcul (Star-CD) et un logiciel de maillage (PointWise).

2.1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET PASSE A POISSONS

Le dispositif expérimental utilisé est composé de quatre éléments formant une boucle : la cuve d'entrée, la passe à poissons, la réserve d'eau et le système de pompage (Figure 2.1). Le fluide présent dans la cuve amont alimente la passe. L'écoulement se fait d'un bassin à un autre à travers chaque fente verticale pour finalement se déverser dans un bassin de récupération où l'eau est pompée pour être refoulée par un système hydraulique dans la cuve amont.

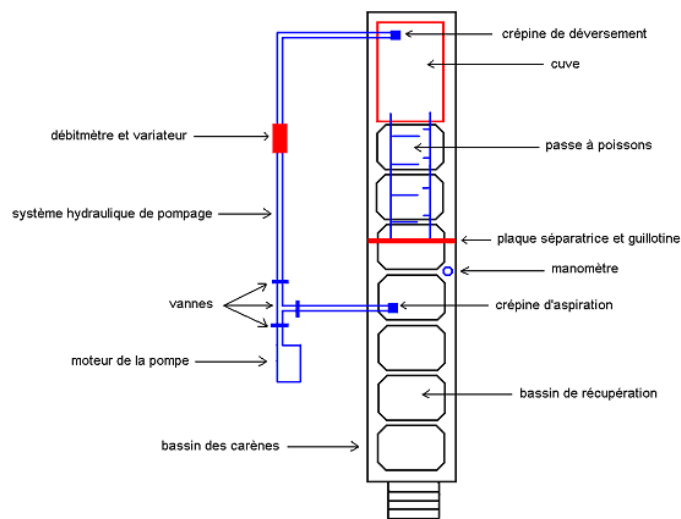


FIGURE 2.1 – Schéma du dispositif expérimental

La cuve d'alimentation a une capacité de 2500 L et les deux bassins de récupération ont une capacité de 5500 L (Figure 2.2).

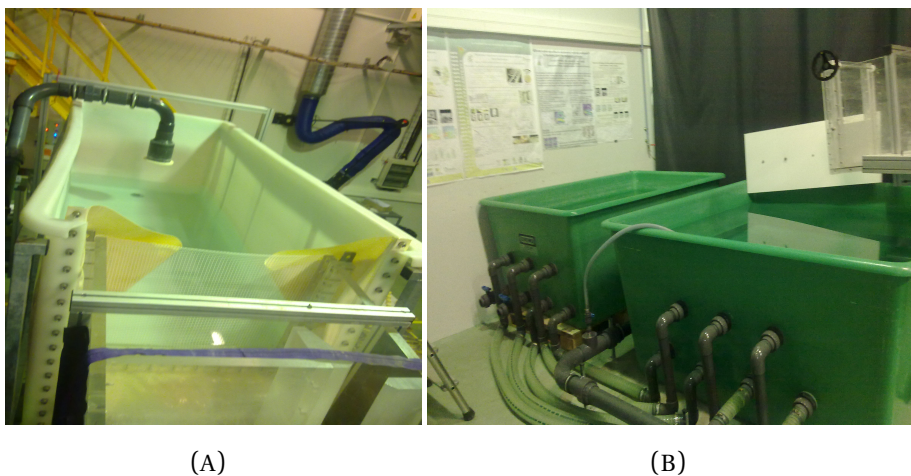


FIGURE 2.2 – Cuve (A) et bassins de récupération(B)

L'élément le plus important dans ce dispositif est la passe à poissons, sur laquelle nous allons effectuer nos mesures (Figure 2.3).

Le modèle de passe à poissons à fente verticale utilisé a été conçu au sein du laboratoire. Ce modèle a été réalisé à une échelle 1/4 par rapport à une passe réelle en France tout en conservant la similitude basée sur le nombre de Froude. La passe à poissons est composée de cinq bassins séparés par des fentes verticales, son canal mesure 4,843 m de longueur, 0,715 m de largeur et 0,55 m de hauteur (Figure 2.3).

Le Tableau 2.1 récapitule les caractéristiques de la passe à poissons à l'échelle 1/4.

Caractéristiques générales du modèle	Similitude géométrique	1/4
	Echelle des vitesses et puissances volumiques	1/2
	Echelle des débits	1/32
Caractéristiques géométriques d'un bassin	Largeur de la fente	$b = 0.075 \text{ m}$
	Longueur du bassin	$L = 0.75 \text{ m}$
	Largeur du bassin	$B = 0.675 \text{ m}$
	Hauteur d'eau moyenne	$h = 0.30 \text{ m}$
	Pente	10%
Principales grandeurs	Puissance volumique dissipée	$P = 170 \text{ W/m}^3$
	Vitesse maximale	$V_{max} = 1.2 \text{ m/s}$
	Vitesse débitante dans la fente	$V_d = 1.06 \text{ m/s}$
	Nombre de Froude	$Fr < 1$
	Nombre de Reynolds	$Re \approx 80000$

TABLEAU 2.1 – Caractéristiques de la passe à poissons

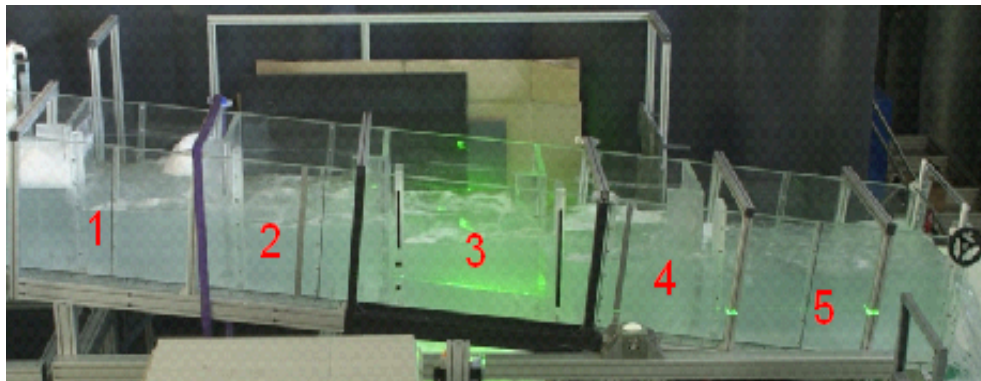
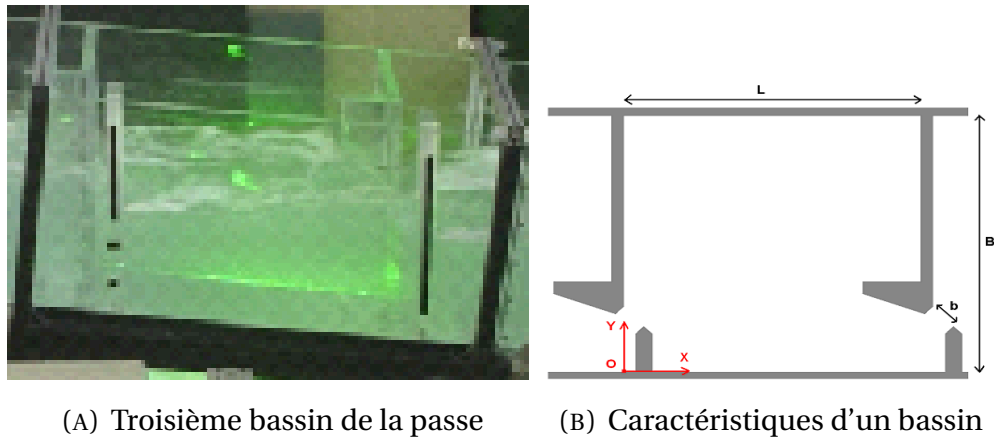


FIGURE 2.3 – Passe à poissons

Toutes les mesures ont été effectuées sur le troisième bassin dans lequel l'écoulement est bien établi. Le bassin de la passe à poissons est caractérisé par une fente verticale de largeur $b = 7,5 \text{ cm}$, une longueur $L = 75 \text{ cm}$ et une largeur $B = 67,5 \text{ cm}$ (Figure 2.4). Cette dernière peut être modifiée à l'aide d'une paroi amovible pour obtenir une largeur de $B = 50 \text{ cm}$. Nous travaillerons à pente fixe de 10%, le débit d'étude étant fixé à 23 l/s.



(A) Troisième bassin de la passe (B) Caractéristiques d'un bassin

FIGURE 2.4 – Schéma d'un bassin

Les deux techniques de mesures ont été réalisées dans deux repères différents, les mesures par Vélocimétrie Acoustique par effet Doppler (ADV) ont été effectuées dans un repère terrestre $R_0(O, X_0, Y_0, Z_0)$ et les mesures par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) ont été effectuées dans un repère parallèle au radier de la passe à poissons $R(O, X, Y, Z)$ (Figure 2.5).

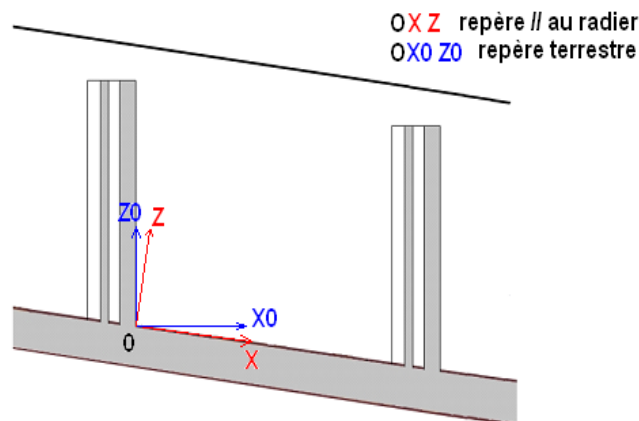


FIGURE 2.5 – Repères utilisés dans un bassin

Afin de dégager l'influence des obstacles au sein des bassins de la passe, nous allons, en premier lieu, insérer des plaques de fonds équipées de plots de diamètre de $D_r = 3,5$ cm et de hauteur $H_r = 5$ cm. Cette étude de rugosité de parois nous permet de collecter des informations sur l'impact des rugosités sur l'écoulement (Figure 2.6).

Enfin, l'étude de l'influence de l'insertion des obstacles de forme cylindrique dans le bassin sur l'écoulement sera exposée. Le cylindre a comme caractéristiques : un diamètre de $D_c = 3$ cm et une longueur de $L_c = 50$ cm (Figure 2.7).

Il est à noter que lors des mesures avec le laser, un masque au niveau des rugosités et autour du cylindre est utilisé pour le traitement des données PIV.

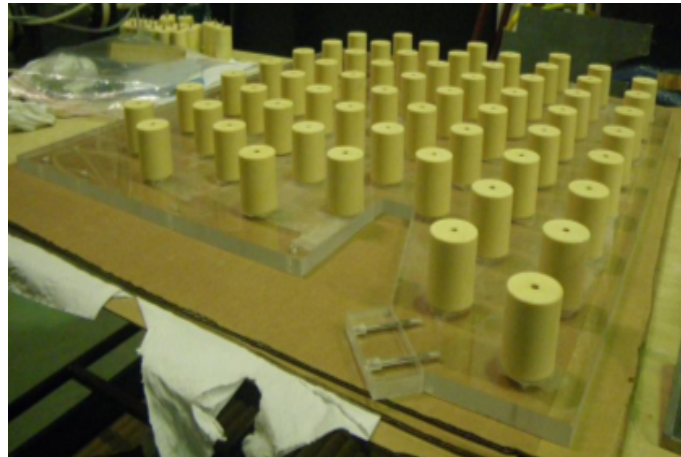


FIGURE 2.6 – Plaque de fond avec les plots utilisés pour les expériences sur la rugosité de fond



FIGURE 2.7 – Cylindre à insérer dans le bassin

2.2 PRESENTATION DES TECHNIQUES DE MESURES

Pour une meilleure compréhension de l'écoulement au sein de la passe à poissons, une étude expérimentale a été réalisée en utilisant deux techniques de mesures différentes. En premier lieu, nous avons utilisé la technique (ADV) Vélocimétrie Acoustique par effet Doppler, pour réaliser des mesures des trois composantes de vitesses (u, v et w). Par la suite, nous avons utilisé la technique (PIV) Vélocimétrie par Imagerie de Particules pour effectuer des mesures des deux composantes de vitesse (u et v). La similitude utilisée est basée sur le nombre de Froude qui donne une échelle des vitesses et des puissances volumiques de $1/2$ et une échelle des débits de $1/32$.

2.2.1 Vélocimétrie Acoustique par effet Doppler (ADV)

2.2.1.1 Principe

Les mesures des trois composantes de la vitesse de l'écoulement sont effectuées en utilisant un micro ADV 16 Mhz (Vélocimétrie Acoustique Doppler) de la société Sontek. Ce sys-

tème de mesure contient une sonde qui est composée de trois éléments (Figure 2.8) : un module de conditionnement du signal, une tige et un système acoustique qui contient un émetteur acoustique et trois récepteurs pour les trois directions de l'espace.

Le pilotage de l'ADV est effectué à partir d'un micro-ordinateur équipé du logiciel HorizonADV. Ce logiciel donne accès au réglage de différents paramètres (nombre d'échantillons temporels N_e , fréquence d'acquisition f_{ADV} , vitesse du son dans l'eau).

Grâce à ce logiciel, nous pouvons enregistrer neuf valeurs pour chaque échantillon : les trois valeurs de vitesse, les trois valeurs de la force du signal, et les trois valeurs de corrélation. La force et la corrélation du signal sont employées principalement pour déterminer la qualité de la mesure de la vitesse donnée par la sonde.

Le principe de fonctionnement de l'ADV est comme suit, quand l'émetteur produit un signal périodique, l'impulsion acoustique se propage dans le bassin d'eau et les particules dispersent une fraction de l'énergie acoustique. Les récepteurs détectent l'écho acoustique provenant du volume de mesure à l'intersection des récepteurs et de l'émetteur, la fréquence de l'écho est modifiée par effet Doppler en fonction du déplacement relatif des particules. Cette modification de fréquence captée par les trois récepteurs, permet une détermination du vecteur vitesse à partir des trois projections de la vitesse mesurées par les récepteurs et d'une matrice de transformation qui prend en compte la position géométrique des récepteurs et de l'émetteur (Gomes et al. (2005) et Degroot (2007)).

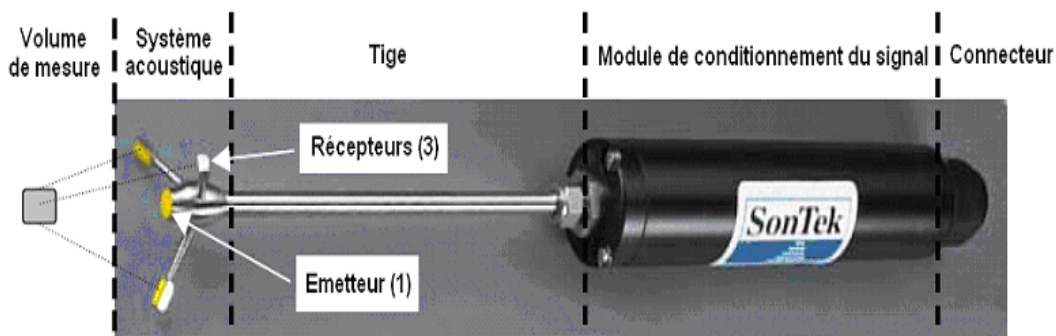


FIGURE 2.8 – Sonde de MicroADV 16-MHz

Afin de ne pas perturber l'écoulement au point d'acquisition, la position du volume de mesure est située à 50 mm de la sonde. Ce volume de mesure est un cylindre d'eau d'un diamètre de 4,5 mm et d'une hauteur de 5,6 mm résultant de l'intersection des faisceaux de l'émetteur et des trois récepteurs.

Le Tableau 2.2 récapitule les caractéristiques de la sonde utilisée.

Longueur totale (mm)	760
Longueur de la tige (mm)	400
Longueur du conditionneur (mm)	280
Diamètre du conditionneur (mm)	560
Gamme de fréquence (Hz)	0,1 à 50
Distance du volume de mesure par rapport à l'émetteur (mm)	50
Précision de mesure (mm/s)	0,1

TABLEAU 2.2 – Caractéristiques de la sonde ADV

2.2.1.2 Procédure de mesure

Avant de lancer des acquisitions ADV, un maillage 3D a été réalisé pour deux configurations de la passe à fentes verticales sans cylindres. Ces configurations ont pour largeur $\frac{B}{b} = 6.67$ et 9, pour une pente $S_0 = 10\%$ et débit d'étude de $\frac{Q}{b^2 V_d} = 3,86$. Les cellules du maillage 3D des deux configurations mesurent respectivement $\frac{X}{b} * \frac{Y}{b} * \frac{Z}{b} = 0.67 * 0.64 * 0.4$ et $0.68 * 0.63 * 0.4$. Les mesures ont été effectuées en tous points d'intersection (169 points de mesure pour la passe de largeur $\frac{B}{b} = 9$ et 104 points de mesure pour la passe de largeur $\frac{B}{b} = 6.67$) (Figure 2.9). Le temps d'acquisition est d'environ cinq minutes et la fréquence d'acquisition adoptée pour ces mesures f_{ADV} est 50 Hz (soit 15000 échantillons temporels par point).

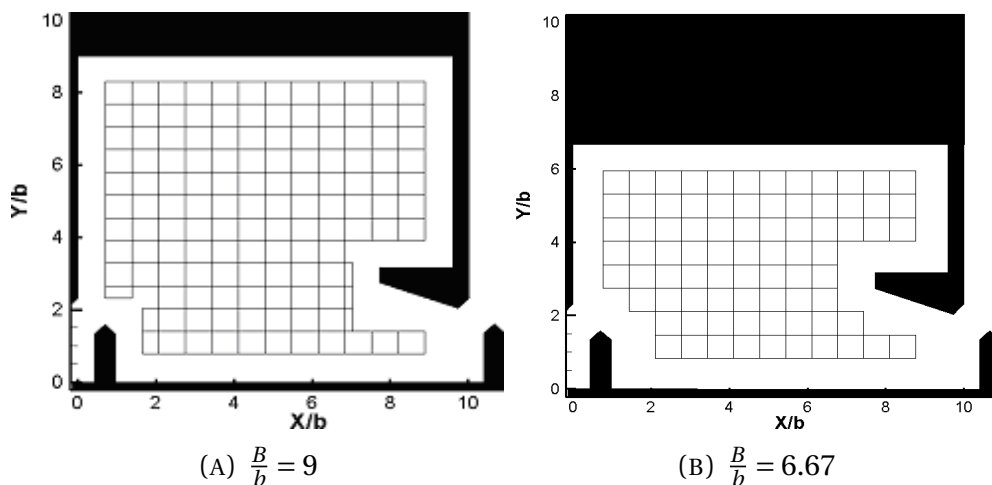


FIGURE 2.9 – Maillages et points de mesures

2.2.1.3 Procédure de traitement

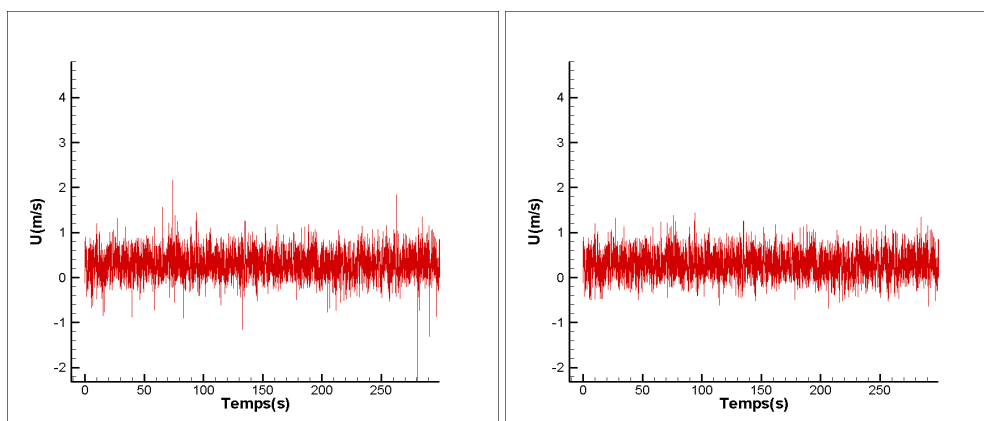
Après avoir réalisé le montage du système ADV dans le troisième bassin de la passe et réglé les différents paramètres du logiciel HorizonADV, il ne reste qu'à lancer les acquisitions des données pour lesquelles deux paramètres sont calculés pour vérifier que les mesures

sont représentatives de l'écoulement. Le premier paramètre est le rapport signal sur bruit SNR, il est exprimé en dB et représente le rapport entre l'amplitude du signal et le bruit ambiant de l'instrument. Physiquement, ce paramètre permet de vérifier si l'ensemencement naturel est suffisant. Pour que l'ADV puisse récupérer du signal et effectuer des mesures de vitesse efficaces, il faut que le rapport signal sur bruit soit suffisant. Selon les constructeurs, un rapport de 30 dB constitue un bon compromis pour les mesures de vitesses instantanées et turbulentes. Pour la plupart des mesures effectuées dans la passe à poissons, le rapport SNR est compris entre 25 et 30 dB.

Le deuxième paramètre calculé lors des mesures est le coefficient de corrélation. Il est calculé pour les trois récepteurs et est exprimé sous forme d'un pourcentage de 0 à 100%. Physiquement, ce paramètre nous donne une idée sur la qualité et la fiabilité des mesures. En général, un coefficient de corrélation supérieur à 70% donne des mesures fiables. Pour la majorité des acquisitions réalisées durant notre étude, le coefficient de corrélation est compris entre 80 et 90% excepté près de la surface libre : les mesures semblent moins fiables où le coefficient de corrélation varie de 20 à 50% (Jaafar et al. (2005)).

Afin de ne pas prendre en compte les acquisitions où les mesures ne sont pas représentatives de l'écoulement, un filtre a été appliqué sur les données. Le coefficient de la corrélation doit être supérieur ou égal à 70%, la valeur du rapport signal sur bruit doit être supérieure ou égale à 30dB et la norme de la vitesse doit être inférieure (supérieure) ou égale à la vitesse maximum (minimum) dans la passe ($\frac{V_{max}}{V_d} = 1.13$).

En utilisant ce filtre, 11000 acquisitions sur 15000 ont été prises en compte en moyenne, ce qui nous représente un pourcentage de 73%. La Figure 2.10 montre un tracé des vitesses avant et après le filtrage qui nous donne une idée sur l'utilité du filtrage pour les mesures expérimentales.



(A) Avant le filtrage

(B) Après le filtrage

FIGURE 2.10 – Tracé des données

2.2.2 Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV)

La technique PIV (Particle Image Velocimetry) est une méthode de mesure largement utilisée dans de nombreux domaines de la mécanique des fluides. Grâce à cette technique, les champs de vitesse peuvent être quantifiés et leurs évolutions temporelle et spatiale peuvent être suivies (Fourquet 2005). Le principe de la PIV consiste à estimer le déplacement de particules dans l'écoulement sur deux images prises à intervalle de temps très court pour mesurer la vitesse de particules servant de traceurs entraînés par le fluide. En effet, en éclairant le domaine d'étude à l'aide d'une nappe lumineuse (plan laser) très mince, les particules traceurs deviennent visibles, ce qui nous permet d'enregistrer leurs positions à des instants successifs (Figure 2.11). Nous pouvons déduire la vitesse du fluide en *pixel/s* à partir du déplacement des particules entre les deux images pendant le court intervalle de temps (Equation 2.1).

$$\vec{V}_{pixel/s}(x,y,t) = \frac{\vec{\Delta d}_{pixel}(x,y,t)}{\Delta t} \quad (2.1)$$

avec Δt l'intervalle de temps entre les deux images, $\vec{\Delta d}_{pixel}(x,y,t)$ le vecteur déplacement de la particule de la première image à l'instant (t) à la particule de la deuxième image à l'instant ($t + \Delta t$).

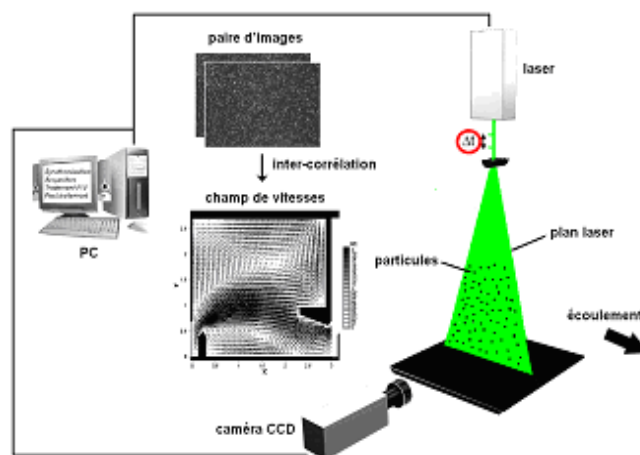


FIGURE 2.11 – Schéma de principe de la PIV (d'après Tarrade. (2007))

Trois étapes sont nécessaires pour bien mettre en œuvre une technique de PIV :

- 1- Le bon choix des particules et le taux d'encensement.
- 2- L'éclairage du domaine d'étude de l'écoulement.
- 3- L'enregistrement et le traitement des images des particules.

2.2.2.1 Choix des particules

Le principe de la technique PIV est basé sur la mesure du déplacement des particules ajoutées au fluide (eau). Pour avoir des mesures représentatives, il faut que les particules

suivent correctement le fluide ce qui nous oblige à bien choisir leur nature, taille et concentration (Fourquet. (2005) et Lecordier et al. (2005)). Les particules doivent être de taille petite pour éviter leur sédimentation, mais pas trop faible afin de diffuser la lumière du laser. En général, le choix de la taille des particules se fait en prenant en compte la nature du fluide (les particules doivent avoir une masse volumique proche de celle du fluide pour bien suivre son écoulement, la vérification des propriétés chimiques des particules afin d'éviter les réactions avec le fluide), du type de diffusion et de l'agrandissement de l'objectif des caméras auquel la taille effective sur l'image est donnée par l'Equation 2.2.

$$d_i = \sqrt{M^2 d_p^2 + d_{Diff}^2} \quad (2.2)$$

Où :

d_i est le diamètre effectif de la particule (m).

d_p est le diamètre physique de la particule (m).

d_{Diff} est le diamètre de l'image de diffraction des particules (m).

$$d_{Diff} = 2,44(1 + M)\lambda f_{op} \quad (2.3)$$

M est l'agrandissement linéaire de l'optique :

$$M = \frac{\text{dimension de l'image}}{\text{dimension de l'optique}} \quad (2.4)$$

λ est la longueur d'onde du laser (m).

f_{op} est l'ouverture numérique de l'optique.

$$f_{op} = \frac{f}{D_a} \quad (2.5)$$

f est la focale de l'objectif.

D_a est l'ouverture de l'objectif.

En général, des particules ayant des diamètres de l'ordre de 1 à 10 microns sont utilisées pour la technique PIV.

Un autre facteur important afin de choisir les particules est la concentration en particules. Si elle est trop faible, nous aurons un problème d'ensemencement du domaine d'étude, et si elle est trop importante, il y aura un risque de modifier les propriétés du fluide avec l'apparition des phénomènes d'interactions entre les particules (Faure et al. (2003)).

Pour assurer le mode PIV, la concentration maximale est donnée par l'Equation 2.6.

$$\sqrt{\frac{1}{\Delta z \cdot C}} \gg \frac{d_i}{M} \quad (2.6)$$

Où : d_i est le diamètre effectif de la particule (m).

M est l'agrandissement linéaire de l'optique.

Δz est l'épaisseur de la nappe laser.

C est la concentration maximale en particules (nombre de particules par m^3).

2.2.2.2 L'éclairage du domaine d'étude de l'écoulement

La source de lumière utilisée est un laser à impulsion de classe 4 d'une énergie totale de 120 mJ (Figure 2.12). Ce laser permet d'avoir des impulsions de petite durée de l'ordre de quelques nano-secondes.

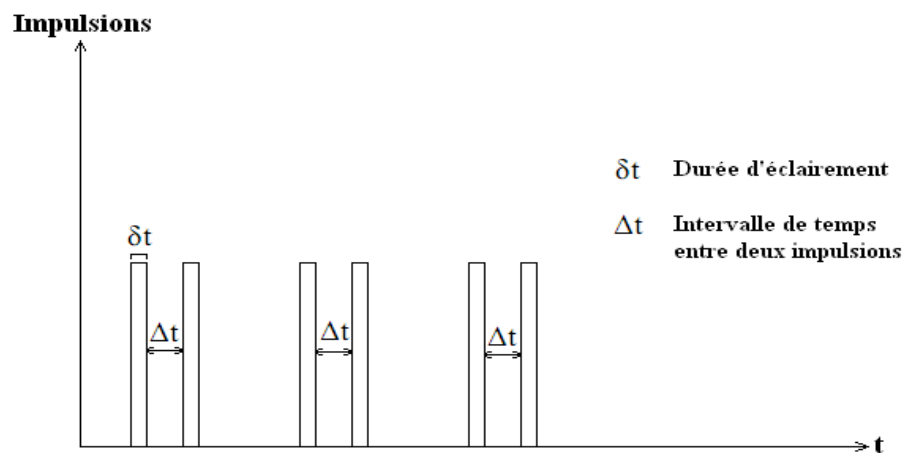


FIGURE 2.12 – Fonctionnement d'un laser à impulsion

La durée de l'impulsion δt , et l'intervalle de temps entre deux impulsions successives Δt , sont des grandeurs caractéristiques très importantes qui influent sur l'éclairage du domaine d'étude et donc, sur la qualité d'images saisie (Aguilar-Corona. (2007)).

La durée δt doit être assez importante pour que le déplacement des particules soit décelable et suffisamment courte afin de cumuler un maximum de particules entre les deux images d'une part et d'éviter que les particules apparaissent floues d'autre part.

La durée Δt ne doit pas être trop élevée pour que les particules restent dans le champ d'observation (Figure 2.13(a)), ni trop faible pour que les particules ne soient pas trop proches les unes des autres afin de pouvoir étudier leurs déplacements (Figure 2.13(b)).

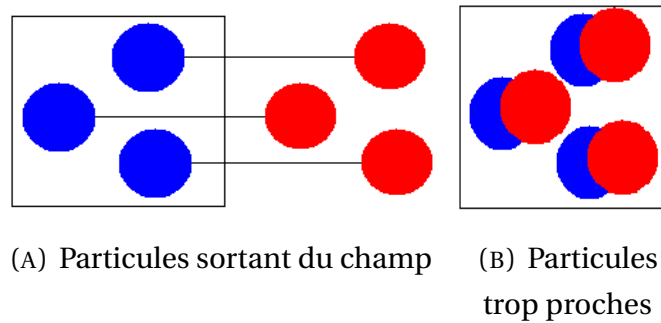


FIGURE 2.13 – Influence de la valeur de Δt sur la position des particules

2.2.2.3 L'enregistrement et le traitement des images

Afin de réaliser notre étude expérimentale (mesure par PIV), nous avons utilisé deux caméras dans le but de capturer l'écoulement au sein de la totalité du bassin 3 de la passe. Avant de commencer le traitement des images, nous avons utilisé le logiciel Lavigation pour combiner les deux images des deux caméras en déterminant un point référentiel sur chacune. Pour avoir la forme correcte du bassin, nous avons fait quelques manipulations sur l'image combinée (rotation, miroir). Une fois que nous avons obtenu l'image finale, un calibrage a été effectué en suivant les étapes proposées par le logiciel. Enfin, nous avons établi un masque sur la géométrie étudiée afin d'enlever les zones hors bassin de la passe.

L'enregistrement des positions des images est effectué sur deux images successives obtenues aux temps t et $t + \Delta t$. Ces deux images sont divisées en fenêtres d'analyse, pour la première image, la fenêtre d'analyse est appelée fenêtre d'interrogation et fenêtre de recherche pour la seconde. Afin de déterminer le déplacement le plus probable des particules pour les deux images successives de l'écoulement, un algorithme d'inter-corrélation est utilisé pour convertir le champ de déplacement en champ de vitesse (Tarrade. (2007)). Ce dernier peut contenir certains vecteurs erronés. Afin de les valider, nous avons utilisé un filtre sur les vitesses en utilisant le logiciel Lavigation qui permet de remplacer les vecteurs erronés (Figure 2.14).

2.2.3 Grandeurs déduites des mesures

Après avoir filtré et traité les données ADV, des grandeurs cinématiques caractérisant l'écoulement ont été déduites. Parmi ces grandeurs cinématiques on peut distinguer deux différents types, les grandeurs cinématiques moyennes et les grandeurs cinématiques turbulentes. Dans la suite de l'étude, toutes les grandeurs mentionnées ont été adimensionnées. Les grandeurs géométriques de la passe à poissons ont été adimensionnées par rapport à la largeur de la fente (b) et les grandeurs cinématiques ont été adimensionnées par rapport à la vitesse débitante (V_d).

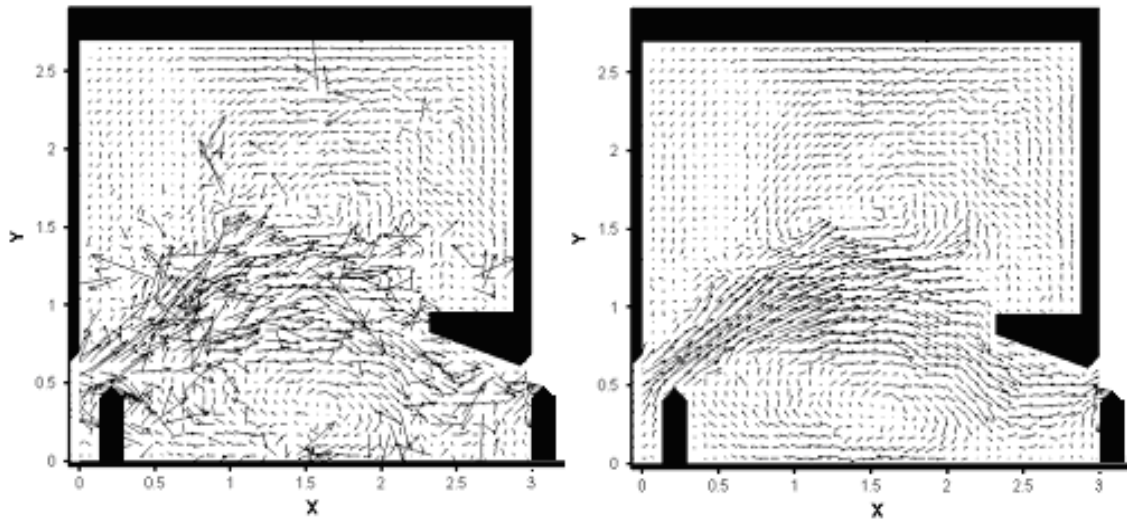


FIGURE 2.14 – Champ de vecteurs vitesse avant post-traitement (gauche) et après post-traitement (droite)

2.2.3.1 Grandeurs cinématiques moyennes

Dans notre étude, nous distinguons trois différents types de grandeurs moyennées.

Moyennes temporelles ($\overline{\dots}$), moyennes spatiales ($\langle \dots \rangle$) et moyennes temporelles spatiales ($\overline{\langle \dots \rangle}$).

Parmi ces grandeurs moyennes, nous allons définir les trois composantes de la vitesse moyenne $U(x,y,z)$, $V(x,y,z)$ et $W(x,y,z)$ et les écarts types (*RMS*).

Vitesse moyenne: Les trois composantes de la vitesse moyenne $U(x,y,z)$, $V(x,y,z)$ et $W(x,y,z)$ sont indépendantes du temps et elles sont calculées via les trois composantes du vecteur vitesse instantané à un temps t_i notées $u_i(x,y,z,t_i)$, $v_i(x,y,z,t_i)$ et $w_i(x,y,z,t_i)$ respectivement (Equations 2.7, 2.8 et 2.9), où i est la position du vecteur instantané $1 \leq i \leq Ne$, Ne est le nombre d'échantillons.

$$U(x,y,z) = \overline{u}(x,y,z) = \frac{1}{Ne} \sum_{i=1}^{Ne} u_i(x,y,z,t_i) \quad (2.7)$$

$$V(x,y,z) = \overline{v}(x,y,z) = \frac{1}{Ne} \sum_{i=1}^{Ne} v_i(x,y,z,t_i) \quad (2.8)$$

$$W(x,y,z) = \overline{w}(x,y,z) = \frac{1}{Ne} \sum_{i=1}^{Ne} w_i(x,y,z,t_i) \quad (2.9)$$

A partir des Equations 2.7, 2.8 et 2.9, on peut calculer la norme du vecteur vitesse moyen comme suit :

En trois dimensions (3D) :

$$\|V\|_{(3D)} = \sqrt{\bar{u}^2(x,y,z) + \bar{v}^2(x,y,z) + \bar{w}^2(x,y,z)} \quad (2.10)$$

En deux dimensions (2D) :

$$\|V\|_{(2D)} = \sqrt{\bar{u}^2(x,y,z) + \bar{v}^2(x,y,z)} \quad (2.11)$$

Ecart-types : Selon la décomposition de Reynolds, chaque composante de la vitesse instantanée $u_i(x,y,z,t_i)$ peut être exprimée en une vitesse moyenne $\bar{u}(x,y,z)$ et une vitesse fluctuante $u'_i(x,y,z,t_i)$ comme suit :

$$u_i(x,y,z,t_i) = \bar{u}(x,y,z) + u'_i(x,y,z,t_i) \quad (2.12)$$

$$v_i(x,y,z,t_i) = \bar{v}(x,y,z) + v'_i(x,y,z,t_i) \quad (2.13)$$

$$w_i(x,y,z,t_i) = \bar{w}(x,y,z) + w'_i(x,y,z,t_i) \quad (2.14)$$

Les écarts types ou « Root Mean Square » (RMS) de chaque composante sont déterminés comme suit :

$$RMS_u(x,y,z) = \sqrt{\overline{u'^2(x,y,z)}} = \sqrt{\frac{1}{Ne-1} \sum_{i=1}^{Ne} (u_i(x,y,z,t_i) - U(x,y,z))^2} \quad (2.15)$$

$$RMS_v(x,y,z) = \sqrt{\overline{v'^2(x,y,z)}} = \sqrt{\frac{1}{Ne-1} \sum_{i=1}^{Ne} (v_i(x,y,z,t_i) - V(x,y,z))^2} \quad (2.16)$$

$$RMS_w(x,y,z) = \sqrt{\overline{w'^2(x,y,z)}} = \sqrt{\frac{1}{Ne-1} \sum_{i=1}^{Ne} (w_i(x,y,z,t_i) - W(x,y,z))^2} \quad (2.17)$$

2.2.3.2 Grandeurs cinématiques turbulentes

Parmi ces grandeurs turbulentes, nous allons définir l'énergie cinétique turbulente pour un écoulement tridimensionnel ($k_{(3D)}$) et bidimensionnel ($k_{(2D)}$) (Equations 2.18 et 2.19), le coefficient d'isotropie I_c afin de quantifier l'isotropie tridimensionnelle de la turbulence (Equation 2.20) et la puissance dissipée volumique P_v (Equation 2.21).

Energie cinétique turbulente : Pour un écoulement tridimensionnel, l'énergie cinétique turbulente $k_{(3D)}$ s'écrit :

$$k_{(3D)} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2}(x,y,z) + \overline{v'^2}(x,y,z) + \overline{w'^2}(x,y,z)) \quad (2.18)$$

Et pour un écoulement bidimensionnel, l'énergie cinétique turbulente $k_{(2D)}$ s'écrit :

$$k_{(2D)} = \frac{1}{2}(\overline{u'^2}(x,y,z) + \overline{v'^2}(x,y,z)) \quad (2.19)$$

Coefficient d'isotropie : Cea et al. (2005) ont établi une expression du coefficient d'isotropie I_c afin de quantifier l'isotropie dans le bassin :

$$I_c = \frac{3}{4} \frac{\overline{u'^2.v'^2} + \overline{u'^2.w'^2} + \overline{v'^2.w'^2}}{k^2} \quad (2.20)$$

Si la turbulence est complètement isotrope dans les trois directions spatiales, le coefficient d'isotropie est égal à un. Plus la turbulence est anisotrope, plus le coefficient d'isotropie est petit.

Puissance dissipée volumique : La puissance dissipée volumique P_v est fonction de la largeur B , de la longueur L du bassin, de la hauteur d'eau à mi-bassin Z_0 , du débit Q , et de la chute entre bassins Δh ou de la pente S_0 :

$$P_v = \frac{\rho g Q \Delta h}{LBZ_0} = \frac{\rho g Q S_0}{BZ_0} \quad (2.21)$$

Cette quantité nous donne une idée sur la puissance globale dissipée dans un bassin.

2.3 PRESENTATION DES OUTILS NUMERIQUES

Afin de compléter la partie expérimentale, une modélisation numérique a été réalisée. L'objectif de cette étude est de valider un outil numérique économique et rapide qui nous donne accès par la suite à des grandeurs difficilement accessibles expérimentalement. Cet outil va servir aussi par la suite pour mettre en œuvre une technique d'optimisation de positions de cylindres dans la passe afin d'adapter l'écoulement au franchissement des poissons. La modélisation numérique a été menée à l'aide de deux logiciels commerciaux (PointWise et Star-CD).

2.3.1 Le mailleur PointWise

Le maillage utilisé dans notre étude a été créé à l'aide du logiciel (PointWise v16.00) qui est dédié aux maillages complexes en CFD (Computational Fluids Dynamics) et muni d'une interface intuitive et bien organisée. Ce mailleur contient plusieurs formats de maillages compatibles avec notre code de calcul (Star-CD). Après avoir établi le maillage en deux dimensions (2D) sur PointWise, nous l'exportons par la suite, vers Star-CD sous l'extension (.pat) pour réaliser la simulation numérique. Ce logiciel permet de générer un maillage en se basant sur un autre, et c'est le cas pour le positionnement des cylindres pour lesquels le maillage s'adapte d'une manière automatique en changeant leurs positions.

2.3.2 Le code de calcul Star-CD

L'étude numérique a été réalisée en utilisant le code de calcul commercial Star-CD 4.06 de la société Adapco via une approche statistique RANS (« Reynolds Averaged Navier Stokes »). La discrétisation utilisée par Star-CD pour résoudre au moyen des équations aux dérivées partielles est de type volumes finis, la décomposition de Reynolds dans les équations de Navier-Stokes est utilisée par Star-CD pour aboutir aux équations de Navier-Stokes moyennées.

Pour mener à bien une simulation, un choix de paramètres numériques doit être respecté. En premier lieu, nous avons défini les propriétés du fluide et les caractéristiques de l'écoulement après avoir choisi et maillé notre domaine d'étude via le logiciel PointWise. Ensuite, nous avons choisi des paramètres de calcul que le code de calcul Star-CD possède tels que le modèle de turbulence, le schéma de discrétisation et l'algorithme de calcul. Il est à noter que des conditions aux limites de type périodique ont été placées à l'entrée et à la sortie de la passe à poissons.

2.3.3 Procédure

Une démarche a été mise en place en utilisant les deux logiciels et en respectant différents critères et paramètres afin de réaliser la modélisation numérique.

2.3.3.1 Equations de transport et choix du type de modélisation

Tous nos calculs numériques ont été réalisés en utilisant la modélisation des moyennes de Reynolds (Reynolds Averaged Navier Stokes). Cette modélisation est établie à l'aide des équations de la mécanique des fluides pour un fluide incompressible (Equations 2.22 et 2.23).

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.23)$$

Où x_i et x_j sont les coordonnées cartésiennes ($i, j = 1, 2, 3$), u_i et u_j sont les composantes de la vitesse dans les directions x_i et x_j , P la pression, ρ la masse volumique du fluide et ν la viscosité cinématique du fluide.

Le choix de cette modélisation est justifié par son coût de calcul faible pour des écoulements à grands nombres de Reynolds malgré qu'elle ne fournisse qu'une information limitée sur les champs moyens et statistiques en un point de la turbulence uniquement. Cette méthode se base sur la décomposition de Reynolds autour de la moyenne des quantités instationnaires qui sont décomposées en une partie moyenne et une partie fluctuante (Equations 2.24 et 2.25).

$$u_i = \overline{U}_i + u'_i \quad (2.24)$$

$$P = \overline{P} + p' \quad (2.25)$$

Où $\overline{(\cdot)}$ désigne la moyenne statistique et $(\cdot)'$ la valeur fluctuante.

En intégrant les Equations 2.24 et 2.25 dans les Equations 2.22 et 2.23, on obtient les équations suivantes (Equations 2.26 et 2.27).

$$\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (2.27)$$

L'Equation 2.27 peut aussi s'écrire comme suit :

$$\rho \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\mu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_i u'_j}) - \rho \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} \quad (2.28)$$

Où μ est la viscosité dynamique du fluide.

L'effet de la moyenne engendre une perte d'information, il s'agit de l'apparition d'une corrélation inconnue ($R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$) qui représente le tenseur de Reynolds. Afin d'obtenir les champs moyens, un modèle de fermeture est nécessaire.

Deux classes de modèles peuvent être distinguées, une classe basée sur la viscosité turbulente (Eddy Viscosity Model-EVM) appelée aussi modèle au premier ordre. La seconde classe résout des équations de transport pour les tensions de Reynolds (Reynolds-Stress Model-RSM), on l'appelle aussi modèle au second ordre (Fadai-Ghotbi. (2007)).

2.3.3.2 Modèles numériques de turbulence

Les équations de transport des tensions de Reynolds (Equation 2.29), obtenues à partir des équations de mouvements (Equations 2.30 et 2.31) font apparaître des corrélations inconnues (Fadai-Ghotbi. (2007)). Afin d'obtenir ces termes, nous devons tout d'abord obtenir les équations des fluctuations de vitesse en soustrayant les équations du champ instantané et du champ moyen (Equations 9 et 10).

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (u'_i u'_k - \overline{u'_i u'_k} + \bar{U}_i u'_k + \bar{U}_k u'_i) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_k \partial x_k} \quad (2.30)$$

De l'Equation 2.30, nous déduisons les équations de transport des tensions de Reynolds.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + \underbrace{\overline{U}_k \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k}}_{C_{ij}} = & \underbrace{\nu \frac{\partial^2 \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k \partial x_k}}_{D_{ij}^v} - \underbrace{\frac{\partial \overline{u'_i u'_j u'_k}}{\partial x_k}}_{D_{ij}^T} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \overline{u'_i \frac{\partial p'}{\partial x_j}} - \frac{1}{\rho} \overline{u'_j \frac{\partial p'}{\partial x_i}}}_{\Phi_{ij}^*} \\
& - \underbrace{\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{U}_j}}_{P_{ij}} - \underbrace{\overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \overline{U}_i}}_{P_{ij}} - \underbrace{2\nu \frac{\partial \overline{u'_i} \partial \overline{u'_j}}{\partial x_k \partial x_k}}_{\epsilon_{ij}}
\end{aligned} \tag{2.31}$$

Où C_{ij} , D_{ij}^v , D_{ij}^T , Φ_{ij}^* , P_{ij} et ϵ_{ij} sont respectivement le terme de convection, de diffusion moléculaire, de transport turbulent, de pression, de production de la turbulence et de dissipation visqueuse.

De nombreux modèles aux tensions de Reynolds ont été proposés, on peut citer : Rotta+IP 3 (Naot et al. (1970) et Rotta. (1951)), modèle QI de Launder et al. (1975), modèle SSG de Speziale et al. (1991), modèle de Jones et al. (1988), etc.

Les modèles RSM ont montré une supériorité indéniable concernant la prédiction de l'anisotropie, ils permettent de mieux prendre en compte les effets d'anisotropie de la turbulence. Malgré sa supériorité, cette modélisation est moins utilisée en raison du coût de calcul qui est élevé car il faut résoudre six équations de transport pour chaque composante du tenseur de Reynolds. En plus, il est déconseillé de modéliser un écoulement turbulent dans une cavité à grand nombre de Reynolds en utilisant ces modèles qui nécessitent des schémas précis et stables.

A notre stade d'étude, les modèles EVM (Eddy Viscosity Model) sont bien adaptés pour modéliser l'écoulement dans une cavité pour des nombres de Reynolds élevés.

Il existe deux classes de ces modèles EVM, des modèles EVM linéaires, et des modèles EVM non linéaires. Les modèles de la première classe induisent une mauvaise reproduction de l'anisotropie de la turbulence, rendant impossible la prédiction des effets de cette anisotropie sur l'écoulement (Carpay et al. (2006)). En plus, la loi de comportement qui décrit la liaison de l'anisotropie des tensions de Reynolds au tenseur de déformation du champ moyen (selon la relation de Boussinesq) par l'intermédiaire d'une viscosité turbulente (ν_t) pose plusieurs problèmes au niveau de la modélisation (Pope. (2000)).

Pour trouver une solution à ces défauts, des modèles EVM non-linéaires sont apparus (Fadai-Ghotbi. (2007)). Et comme leur nom l'indique, ces modèles utilisent une loi de comportement non-linéaire, en faisant apparaître des termes quadratiques ou cubiques en gradient de vitesse moyenne. L'inconvénient de ces modèles est qu'ils produisent des instabilités numériques.

Pour les deux classes des modèles EVM (linéaires ou non-linéaires), la viscosité turbulente est définie à partir de deux variables indépendantes, pour lesquelles on résout des équations de transport.

L'objectif des modèles est de calculer la viscosité turbulente (ν_t) afin de déterminer le champ de vitesse moyen (Launder et al. (1974)). Cette viscosité turbulente peut s'écrire dimensionnellement sous la forme d'un produit entre une échelle de vitesse u^* et une échelle de longueur l^* caractéristique de la turbulence (Equation 2.32).

$$\nu_t = u^* l^* \quad (2.32)$$

Parmi les modèles EVM, le plus célèbre est le modèle linéaire $k-\varepsilon$ proposé par Launder & Spalding (Fourquet. (2005) et Moser et al. (1999)). Ce modèle résout des équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente (k) et la dissipation visqueuse (ε). Il est bien défini pour les écoulements cisailés est encore largement utilisé dans l'industrie pour sa robustesse et sa simplicité. Il existe deux types de modèles dérivés du modèle $k-\varepsilon$, les modèles $k-\varepsilon$ /Haut Reynolds et $k-\varepsilon$ /Bas Reynolds et pour chaque type, il existe plusieurs variantes. On peut citer quelques uns comme $k-\varepsilon$ /Standart, $k-\varepsilon$ /Suga, etc. Par la suite, d'autres modèles ont vu le jour, tels que $k-\omega$ (Wilcow. (1993)) et $q-\zeta$ (Gibson et al. (1995)), ...etc.

En général, les modèles EVM sont plus utilisés que les modèles RSM grâce à leur simplicité et rapidité (coût de calcul faible). Pour cela, nous avons opté dans notre étude le modèle $k-\varepsilon$ /Bas Reynolds.

2.3.3.3 Modélisation des effets de paroi

Au sein de la passe à poissons, l'écoulement est de type écoulement de paroi (les parois du bassin de la passe et des cylindres qui seront insérés par la suite). Ces parois sont à l'origine de phénomènes énergétiques importants qui sont caractérisés au niveau moyen par la production turbulente et la dissipation visqueuse (Moser et al. (1999)).

Il est nécessaire de bien modéliser la zone de proche paroi pour prédire correctement la turbulence dans toute la couche limite où les phénomènes de transport sont les plus importants.

Pour bien capter les zones de haute turbulence et les zones de haute dissipation au niveau de la proche paroi, un maillage raffiné est nécessaire. Les lois de paroi ont l'avantage de ne pas utiliser l'intégration des équations jusqu'à la paroi, en revanche, le coût de calcul devient plus élevé en raison du maillage.

La méthode de l'intégration des équations jusqu'à la paroi a été proposée par Van-Driest. (1956). L'idée principale de cette méthode est de simuler l'effet de la paroi en évitant l'utilisation de ces lois à l'aide de fonctions d'amortissement empiriques. Par la suite, d'autres fonctions empiriques ont été proposées (Tennekes et al. (1972) et So et al. (1987)).

Une analyse détaillée sur le modèle de turbulence utilisé dans notre étude et la loi de paroi est présentée dans les deux paragraphes suivants.

2.3.3.4 Choix du type de modèle de turbulence

La modélisation numérique sur Star-CD de l'écoulement au sein de la passe à poissons est liée au choix des paramètres numériques (modèle de turbulence & maillage) permettant un compromis acceptable entre précision et temps de calculs. En réponse aux limites rencontrées précédemment (Thèse de L.Tarrade. (2007) "modèle de turbulence retenu $k - \varepsilon$ /Haut Reynolds"), notre choix s'est porté sur un modèle $k - \varepsilon$ /Bas Reynolds (modèle bi-couche) qui permet d'avoir une bien meilleure précision en proche paroi, en revanche, de nécessiter des maillages complexes et des coûts de calcul élevés (So et al. (1987)). Il est à noter que le maillage du domaine d'étude (la taille de la première maille) dépend du type du modèle choisi : $k - \varepsilon$ /Haut-Reynolds ou $k - \varepsilon$ /Bas-Reynolds (Tableau 2.3).

$k - \varepsilon$	<i>HautReynolds</i>	<i>BasReynolds</i>
Taille de la 1 ^{ère} maille	$y^+ > 30$	$y^+ = 1$

TABLEAU 2.3 – Modèles de turbulence

2.3.3.5 Maillage du domaine d'étude

Dans le paragraphe précédent, nous avons montré que le choix du modèle de turbulence nous a imposé un maillage mixte (hexaèdres en proche paroi et tétraèdres ailleurs). Dans la zone de très proche paroi dite aussi « sous-couche visqueuse », les effets de la turbulence sont négligeables devant les effets de la viscosité. Dans cette zone et avec le modèle $k - \varepsilon$ /Bas Reynolds, il est alors nécessaire que le centre de la première cellule de paroi se trouve à $y^+ = 1$.

La distance à la paroi y^+ est donnée par l'Equation 2.33

$$y^+ = \frac{\rho * U_\tau * y}{\mu} \quad (2.33)$$

$\rho = 1$, est la masse volumique adimensionnée.

U_τ est la vitesse de frottement adimensionnée, elle est définie à partir du frottement τ_p et de la masse volumique ρ (Equation 2.34).

$$U_\tau = \sqrt{(\tau_p / \rho)} \quad (2.34)$$

Où la valeur de U_τ est évaluée par la formule suivante : $U_\tau = 0.05 * U$.

y est la moitié de la taille de la première maille (valeur à calculer).

μ est la viscosité dynamique du fluide, en adimensionné, $\mu = 1/Re$.

L'épaisseur de la zone structurée est donnée par l'Equation 2.35 :

$$e = 2 * f_1 * y \quad (2.35)$$

f_1 est le facteur de maille, $f_1 \in [500 - 2000]$.

L'application numérique donne $y = 20/Re$, pour un nombre de Reynolds d'environ 80000, $y = 2.53 * 10^{-4}$.

En prenant $f_1 = 500$, l'épaisseur de la zone structurée est $e = 0.125$.

Pour connaître le nombre de mailles de la zone structurée, nous déterminons un facteur entre les mailles, $f_2 = y_{n+1}/y_n = 1.1$ et nous trouvons 35 mailles.

La Figure 2.15 présente le maillage réalisé lors de la précédente étude réalisée par L.Tarrade en utilisant un modèle $k-\varepsilon$ /Haut-Reynolds (Figure 5.16(a)) et le nouveau maillage mixte élaboré sur PointWise (Modèle $k-\varepsilon$ /Bas Reynolds) (Figure 5.16(b)). Il est à noter que ce nouveau maillage est composé de deux parties : une zone de proche paroi avec un maillage structuré très raffiné (28420 mailles) et une large zone centrale maillée à partir de tétraèdres (maillage non-structuré (32302 mailles)).

2.3.3.6 Conditions aux limites

Deux types de conditions aux limites ont été imposés sur le domaine d'étude. Une condition de type « wall », incluant les lois de paroi, a été spécifiée sur toutes les parois solides du domaine d'étude. A l'entrée et à la sortie du domaine de calcul, des conditions de type « cyclic » ont été imposées (Figure 2.16). Ces dernières consistent en une paire de régions limites géométriquement identiques par lesquelles le fluide est généré périodiquement. Un débit massique constant est imposé au niveau de ces conditions. Cette propriété de périodicité a permis de se limiter à un seul bassin pour lequel les conditions en entrée et en sortie sont symétriques et périodiques.

Après avoir défini notre domaine de calcul, maillage et conditions aux limites, nous allons collecter les informations relatives aux propriétés du fluide (densité et viscosité) et choisir la modélisation la plus appropriée parmi les différents modèles proposés par Star-CD.

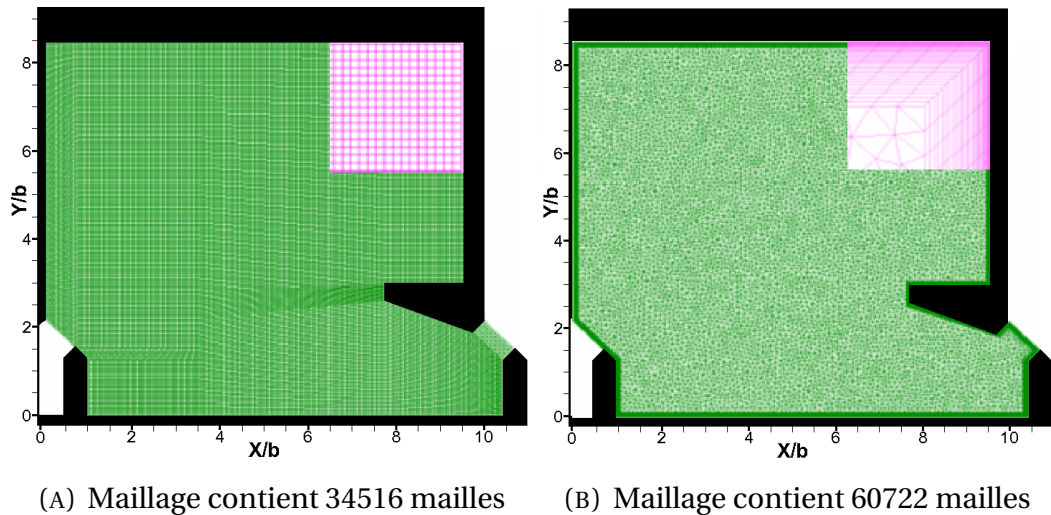


FIGURE 2.15 – Maillages utilisés lors de la précédente étude (modèle $k-\varepsilon$ /Haut-Reynolds)(A) et pour les simulations actuelles (modèle $k-\varepsilon$ /Bas Reynolds) (B)

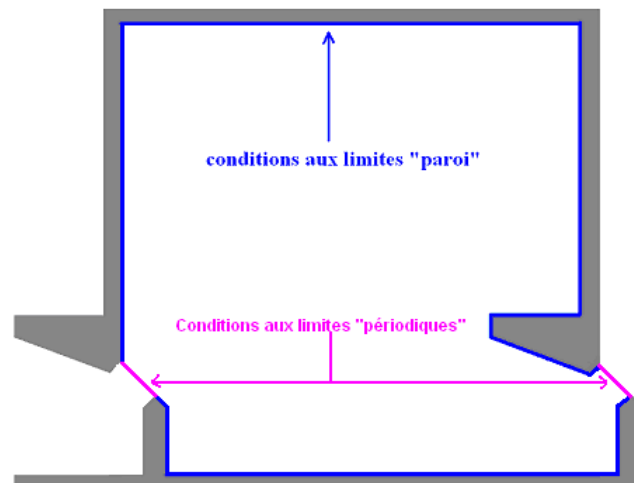


FIGURE 2.16 – Conditions aux limites

Pour cela nous allons choisir une des méthodes de discrétisation spatiale et un algorithme de résolution des systèmes d'équations. Afin de limiter le nombre d'itérations, deux critères de convergence ont été choisis.

Afin de rendre l'écoulement indépendant des dimensions de la passe, nous avons adimensionné toutes les grandeurs géométriques de la passe par une grandeur caractéristique (la largeur de la fente (b)), et toutes les quantités cinématiques par la vitesse débitante dans la fente (V_d).

2.3.3.7 Choix du type de discrétisation des équations

La résolution analytique des équations aux dérivées partielles non-linéaires et couplées est impossible, c'est pourquoi nous faisons appel aux simulations numériques où la solution du problème est approximée en utilisant différentes méthodes numériques telles que

la méthode des différences finies, la méthode des éléments finis ou encore la méthode des volumes finis (Ferziger et al. (2002)). Dans notre étude numérique, les simulations ont été effectuées en utilisant la méthode des volumes finis. Cette méthode est largement utilisée en mécanique des fluides dans la mesure où elle conserve les quantités résolues. Elle utilise, comme la méthode d'éléments finis, des approximations d'intégrales, contrairement à la méthode des différences finies qui utilise des approximations de dérivées.

En utilisant la méthode des volumes finis, on résout l'équation aux dérivées partielles de manière approchée sur un maillage qui est constitué de volumes finis (domaine d'étude). L'avantage de cette méthode est que le flux entrant dans un volume donné est égal au flux sortant du volume adjacent, c'est à dire que cette méthode est conservative. Ceci est particulièrement important lorsqu'on résout des lois de conservation. Un autre avantage de la méthode des volumes finis est qu'elle est facilement utilisable avec des maillages non structurés. En effet, la formulation d'une méthode de volumes finis ne tient pas compte de la complexité du maillage, pour ce qui est de la discrétisation des lois de conservation.

2.3.3.8 Schémas de discrétisation spatiale

Plusieurs types de schémas sont proposés sur Star-CD, des schémas du premier ordre et d'autres d'ordre plus élevés. L'utilisation des schémas du premier ordre donne souvent des résultats acceptables du point de vue physique malgré des erreurs sur les gradients. Parmi ces schémas, on peut citer le schéma de différences centrées qui est rarement utilisé pour les calculs car il ne s'intéresse pas à la direction de l'écoulement, tandis que le schéma UD (« Upwind Differencing ») prend en considération la direction de l'écoulement pour déterminer les termes convectifs des faces du volume de contrôle.

En augmentant l'ordre du schéma, les équations deviennent plus compliquées et difficiles à résoudre. L'avantage des schémas d'ordres plus élevés est qu'ils préservent mieux les gradients, en revanche, de fortes instabilités numériques peuvent apparaître, synonyme de la divergence du calcul (Tarrade 2007).

Nous pouvons citer quelques schémas d'ordre 2 comme le schéma centré CD (« Central Differencing »), les schémas LUD (« Linear Upwind Differencing »), MARS (« Monotone Advection and Reconstruction Scheme ») et SFC (« Self-Filtered Central Differencing »). Le schéma centré génère moins de diffusion numérique que le schéma UD mais peut produire des solutions hors des limites physiques (dispersion numérique). Le schéma QUICK (« Quadratic Upstream Interpolation of Convective Kinematics ») est un schéma d'ordre 3.

2.3.3.9 Solveur de résolution

Deux solveurs de résolution sont proposés par Star-CD : l'approche multigrille algébrique (AMG) et le solveur de type gradients conjugués muni d'une méthode de préconditionnement matriciel (CG).

Deux calculs numériques ont été effectués pour tester les deux solveurs. Les résultats obtenus montrent une légère différence au niveau des quantités cinématiques. Au niveau du coût de calcul, le solveur de type (CG) converge plus vite que le (AMG). Par la suite, nous avons retenu le solveur de type (CG) dans notre étude.

2.3.3.10 Algorithme de calcul : couplage vitesse-pression

Comme la détermination numérique des champs de pressions d'un écoulement est difficile car il n'y a pas de lien physique qui permet de les déterminer directement, une procédure de résolution itérative du couplage entre la pression et la vitesse est proposée en utilisant des algorithmes.

Il existe plusieurs algorithmes pour résoudre le couplage entre la pression et la vitesse, le code commercial Star-CD propose trois types d'algorithmes.

La méthode SIMPLE (Semi Implicit Method for Pressure Linked Equations) est une procédure d'estimation et correction pour calculer la pression en se basant sur la relation entre les vitesses corrigées et les pressions corrigées. Cet algorithme a été développé par Patankar et Spadling. La méthode PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operators) fait partie des algorithmes de la famille "SIMPLE" (Lumley. (1981)). Elle est recommandée pour les écoulements instationnaires ou pour les maillages contenant des cellules très obliques (highly skewed). Son principe est similaire à la méthode SIMPLE (procédure d'estimation et correction) auquel s'ajoute une seconde étape correctrice. La méthode SIMPISO est un mélange des deux algorithmes précédents.

Pour notre étude numérique stationnaire, nous allons utiliser la méthode "SIMPLE" qui offre le plus de garanties pour la convergence du calcul.

2.3.3.11 Critères de convergence

Deux critères de convergence ont été mis en place sur Star-CD, le premier est basé sur la valeur des résidus qui est de 10^{-6} et le deuxième basé sur le nombre d'itérations effectué qui est de 100000. Si la valeur des résidus n'atteint pas 10^{-6} , le calcul continuera jusqu'à atteindre la valeur du second critère, synonyme d'un calcul de 100000 itérations. Les deux critères ont été validés par une série de test effectuée sur chacun.

2.3.3.12 Validation du modèle de turbulence et du maillage choisi

Afin de valider le choix du modèle de turbulence et le type de maillage correspondant, une comparaison entre le modèle $k - \epsilon$ /Bas Reynolds et le modèle $k - \epsilon$ /Haut Reynolds a été menée sur les isocontours des grandeurs cinématiques de l'écoulement. Pour cela, deux simulations numériques ont été réalisées sous Star-CD en utilisant ces deux modèles avec leurs maillages associés. Les résultats sont présentés dans la Figure 2.17.

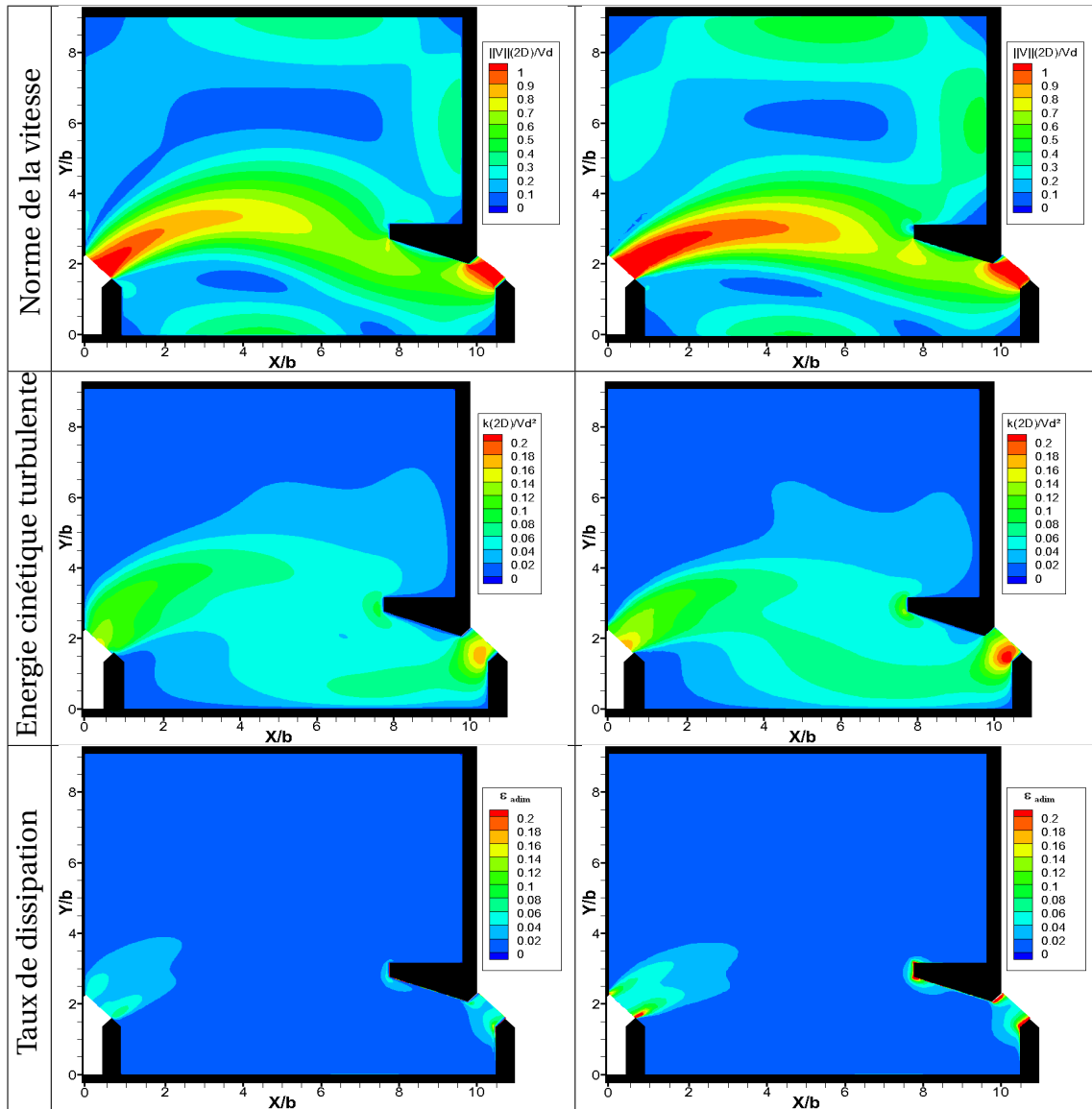


FIGURE 2.17 – Résultats du modèle $k - \varepsilon$ /Haut Reynolds (gauche) et du modèle $k - \varepsilon$ Bas/Reynolds (droite)

Nous pouvons constater que le modèle $k - \varepsilon$ /Bas Reynolds décrit bien l'écoulement au sein de la passe, ce modèle a l'avantage aussi de bien représenter l'écoulement au niveau des parois grâce au maillage raffiné.

Afin de comparer les deux modèles, nous avons tracé un profil à $X/b=1.3$, les résultats sont représentés dans la Figure 2.18.

Ces profils valident ce que nous avons dit à propos du modèle $k - \varepsilon$ /Bas Reynolds, ils décrivent bien l'écoulement au niveau des zones proches parois grâce au maillage raffiné. Nous remarquons tout de suite que les valeurs des grandeurs cinématiques au niveau des déflecteurs (à l'entrée et à la sortie du jet à $Y/b=1.6$) et dans le jet sont plus significatives. En général, l'écoulement moyen simulé numériquement représente bien l'écoulement retrouvé expérimentalement (Tarrade 2007), nous retrouvons bien les deux zones tourbillon-

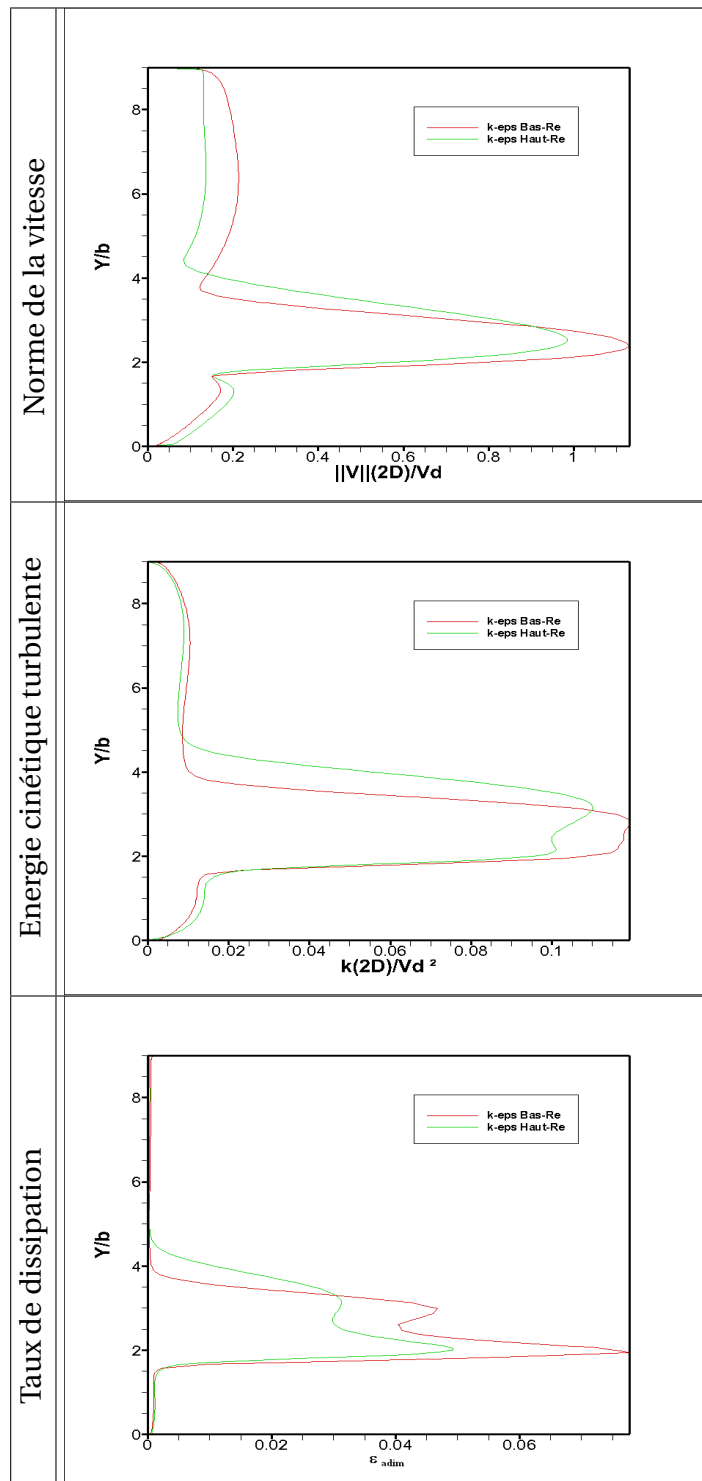


FIGURE 2.18 – Comparaison des résultats du modèle $k - \epsilon$ /Haut Reynolds et du modèle $k - \epsilon$ /Bas Reynolds (Profil à $X/b=1.3$)

naires séparées par le jet central, et les valeurs maximums des grandeurs cinématiques de l'écoulements se trouvent aux mêmes endroits dans le bassin. Par la suite, nous avons utilisé le modèle $k - \varepsilon$ /Bas Reynolds dans toute l'étude numérique car il permet d'avoir une bien meilleure précision dans la passe en général et en proche paroi et autour des cylindres en particulier.

2.4 SYNTHÈSE

Dans ce chapitre, nous avons fait appel à des techniques expérimentales et outils numériques nécessaires pour mener à bien l'étude de l'écoulement au sein de la passe à poissons. En premier lieu, nous avons présenté le dispositif expérimental dont la passe à poissons fait partie.

Au sein de celle-ci, nous allons effectuer nos mesures expérimentales en étudiant l'influence de l'introduction des obstacles sur l'écoulement. Deux types d'obstacles ont été définis pour être placés dans la passe, il s'agit d'insérer en premier lieu des rugosités de fond, ensuite, des obstacles de formes cylindriques.

Pour effectuer les mesures expérimentales, nous avons expliqué les deux techniques de mesures retenues, la Vélocimétrie Acoustique par effet de Doppler (ADV) et la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV). Afin de mettre en œuvre ces deux techniques, des procédures de mesure et de traitement ont été abordées après avoir bien installé et réglé les dispositifs expérimentaux.

Enfin, nous avons fait appel à des outils numériques afin d'établir une modélisation de l'écoulement. Pour cela, nous avons utilisé deux logiciels commerciaux, un logiciel de maillage (PointWise) et un logiciel de calcul (Star-CD). Pour mener à bien cette étude, une procédure a été réalisée en se basant sur des différents paramètres numériques tels que le maillage et le modèle de turbulence.

Il est à noter l'utilisation des données extraites à partir d'une étude numérique tridimensionnelle réalisée sur Telemac par Chorda et al (2010).

En se basant sur les données présentées et expliquées dans ce chapitre, nous pouvons par la suite accéder à la phase de la réalisation des deux études expérimentale et numérique qui sera présentée dans les prochains chapitres.

CHAPITRE 3

ÉCOULEMENT AU SEIN DE LA PASSE A POISSONS

Après avoir défini les techniques de mesures utilisées, nous allons, dans un premier temps, réaliser des mesures de vitesses par Vélocimétrie Acoustique par effet de Doppler (ADV) et par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV). Ces deux types de mesures permettent par la suite de déterminer les caractéristiques topologiques et les modèles d'écoulement des deux configurations géométriques de la passe à poissons à fentes verticales (passe de grande et de petite largeur). Ensuite, une étude numérique de l'écoulement moyen va être présentée afin de compléter les résultats expérimentaux. Tout d'abord, nous allons effectuer une modélisation numérique bidimensionnelle au sein des passes de grande et de petite largeur, modélisation menée à l'aide du code de calcul commercial Star-CD. Puis, une modélisation numérique tridimensionnelle réalisée avec Telemac va être exposée pour la passe de grande largeur. Par la suite, nous nous intéressons à l'analyse instationnaire des champs de vitesse. Cette analyse permet de bien comprendre l'écoulement turbulent dont ses caractéristiques évoluent au cours du temps. Enfin, une étude de l'écoulement modifié par des obstacles va être effectuée en insérant des rugosités de fond puis des cylindres au sein des bassins de la passe à poissons.

3.1 CARACTERISTIQUES DE L'ÉCOULEMENT AU SEIN DES PASSES A POISSONS EXISTANTES

L'analyse stationnaire et instationnaire de l'écoulement turbulent au sein de la passe à poissons permet de caractériser celui-ci. L'étude des caractéristiques de l'écoulement a pour but de distinguer les différentes phases pour lesquelles les grandeurs cinématiques de l'écoulement varient mais aussi d'identifier les différentes topologies afin de bien comprendre les différents phénomènes physiques de l'écoulement existant dans la passe vis à vis du comportement des petites espèces de poissons.

3.1.1 Écoulement moyen

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les différentes topologies de l'écoulement moyen en fonction de grandeurs géométriques et hydrauliques de la passe à poissons.

3.1.1.1 Etude de la topologie de l'écoulement moyen

Une étude expérimentale a été déjà réalisée par Wang et al. (2010) afin d'identifier les différentes topologies de l'écoulement moyen au sein de la passe à poissons en fonction de plusieurs paramètres.

Wang et al ont étudié les caractéristiques moyennes et turbulentes de l'écoulement dans une passe à fentes verticales de pente variant de 5 % à 15 % et de largeur variable du bassin, ce dernier est alimenté par différentes valeurs de débit (Figure 3.1).

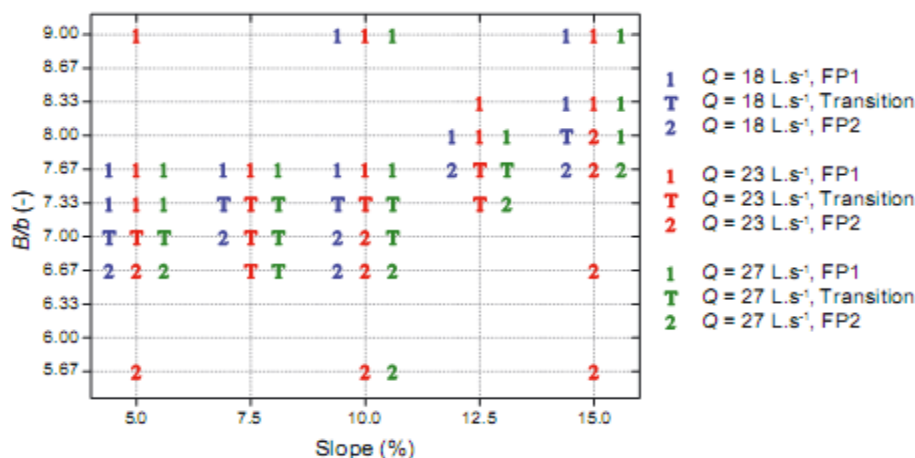


FIGURE 3.1 – Topologie de l'écoulement pour différentes valeurs de pente S_0 et de largeur de bassin B/b (Wang et al. (2010))

En fonction de ces paramètres, ils ont identifié deux types d'écoulement, écoulement de type 1 (FP1 : Flow Pattern 1) et écoulement de type 2 (FP2 : Flow Pattern 2). Une transition a été déterminée entre les deux types de l'écoulement en fonction de la pente et de la largeur.

Par la suite, dans notre étude, nous allons nous concentrer sur l'influence de la largeur de la passe ($B/b=9$ et $B/b=6,67$) sur la topologie de l'écoulement, la longueur de la passe $L/b=10$ reste constante dans toute l'étude. Pour cela, des mesures PIV des champs moyens bidimensionnels de vitesse ont été réalisées dans deux configurations de passe à poissons pour deux différentes largeurs. Ces mesures permettent de distinguer les caractéristiques topologiques au sein de chaque type. Pour les deux configurations, les mesures ont été réalisées dans un plan parallèle au radier du canal à $Z/b=2$ pour une pente $S_0 = 10 \%$ et un débit $Q = 23 \text{ l/s}$.

D'une façon générale, la topologie de l'écoulement moyen au sein de la passe à poissons à fentes verticales est composée de trois grandes régions : l'écoulement principal sous la forme d'un jet courbe issu de la fente et deux grandes zones de recirculation contra rotatives de part et d'autre du flux principal. Toutefois, cet écoulement est en réalité plus complexe : au-delà des deux zones tourbillonnaires, des cellules de tailles variables sont observées dans les angles du bassin.

Les caractéristiques de l'écoulement moyen ont été étudiées par les deux techniques de mesures (PIV et ADV) pour deux différentes largeurs de bassins ($B/b=9$ et $B/b=6,67$). L'analyse détaillée de ces mesures a permis de mettre en évidence l'influence de ce paramètre géométrique sur la structure topologique de l'écoulement. En accord avec les résultats de Tarrade (2007), deux topologies de l'écoulement sont distinguées selon la largeur du bassin de la passe.

Écoulement de type 1 :

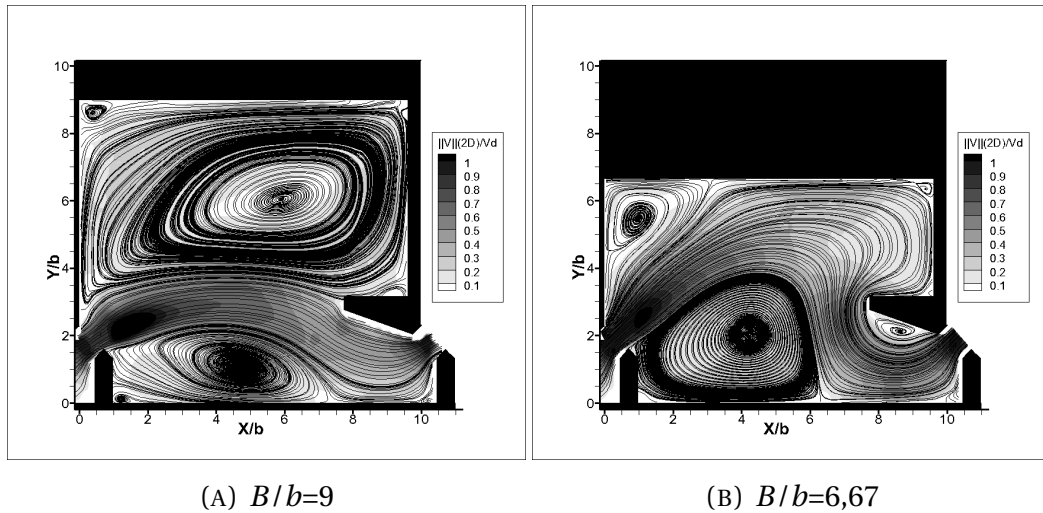
Ce premier modèle d'écoulement est toujours observé pour la largeur la plus grande du bassin ($B/b=9$). Le jet issu de la fente pénètre le bassin sous la forme d'un jet courbe qui converge vers la fente aval en générant deux zones tourbillonnaires de part et d'autre du jet (Figure 3.2-A).

Écoulement de type 2 :

Le second modèle d'écoulement se rencontre pour les largeurs les plus faibles du bassin ($B/b=6,67$). Le jet, de forme très incurvée, va impacter directement la paroi latérale opposée laissant apparaître deux tourbillons contra rotatifs de grandes tailles, l'un situé dans le coin supérieur amont de la géométrie, l'autre observé dans la partie convexe du jet. Une troisième cellule de petite taille est localisée sous le grand déflecteur (Figure 3.2-B).

3.1.1.2 Etude des grandeurs cinématiques de l'écoulement bidimensionnel

Dans le but de connaître les grandeurs cinématiques de l'écoulement, des mesures de vitesses ont été réalisées pour les deux différentes largeurs du bassin $B/b = 9$ et $B/b = 6,67$ en utilisant la technique de Vélocimétrie Acoustique par effet Doppler (ADV) et la technique de Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV). En premier lieu, nous allons voir l'influence de la largeur du bassin sur les grandeurs cinématiques moyennes de l'écoulement (vitesse et énergie cinétique turbulente).

FIGURE 3.2 – Topologie de l'écoulement - Type 1 ($B/b=9$) - Type 2 ($B/b=6,67$) (Mesures PIV)

La Figure 3.3 montre les isocontours de la norme de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente extraits des mesures PIV à une hauteur $Z/b=2$.

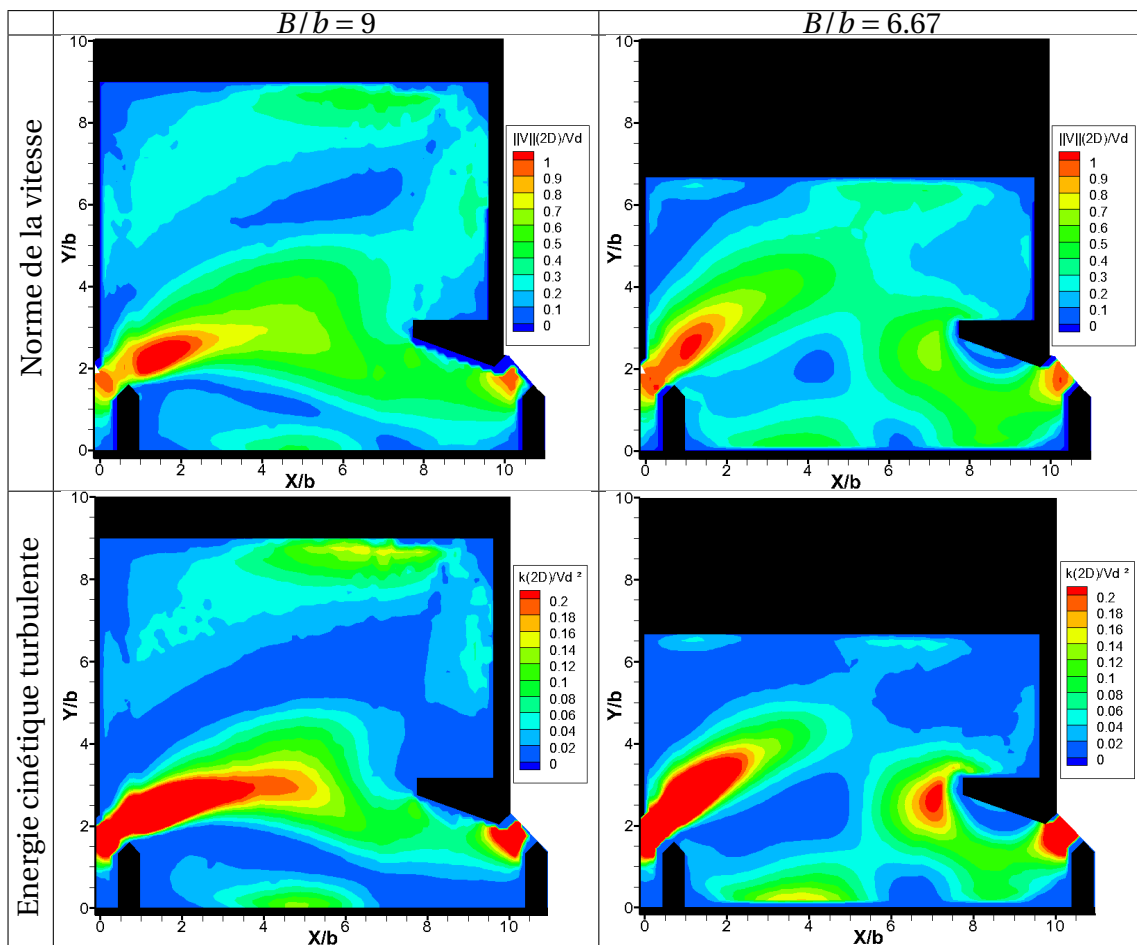


FIGURE 3.3 – Isocontours de la norme de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente (Mesures PIV)

En analysant les isocontours des quantités cinématiques de l'écoulement, nous constatons que ces dernières sont plus importantes au sein de la passe de petite largeur. Au sein de la passe de grande largeur, nous retrouvons bien les deux zones de recirculations constituées des faibles vitesses séparées par le jet central. Cependant, les zones de hautes vitesses (zones où la valeur de la vitesse est supérieure ou égale à la valeur de la vitesse moyenne dans le bassin $\frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \geq < \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} >$) se localisent au niveau du jet où la norme de la vitesse atteint son maximum. Dans la passe de petite largeur, nous remarquons tout de suite que le jet est plus étendu et il a tendance à impacter la paroi latérale avec comme conséquence un décalage et une réduction de taille de la zone de recirculation située au dessus du jet. Cependant, la zone de recirculation située au dessous du jet devient plus importante et occupe la moitié du bassin. Au sein de ce type de passe, les zones à hautes vitesses se localisent dans le jet central et au niveau de la zone proche du déflecteur latéral. En ce qui concerne l'énergie cinétique turbulente, l'écoulement au sein de la passe de petite largeur est plus turbulent que celui au sein de la passe de grande largeur. Les zones à hautes turbulences (zones où la valeur de l'énergie cinétique turbulente est supérieure ou égale à la valeur moyenne dans le bassin $\frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \geq < \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} >$) suivent toujours le chemin du jet central et celles à faibles turbulences se localisent au niveau des zones de recirculations dans les deux types de passes.

Par la suite, des profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente ont été tracés afin de montrer la différence au niveau de l'écoulement au sein des deux types de passes à poissons à une hauteur $Z/b=2$ (Figures 3.4 et 3.5).

Les profils extraits à $X/b = 1.5$ et $Z/b = 2$ (profils traversant le jet verticalement) montrent que les grandeurs cinématiques de l'écoulement sont plus importantes au sein de la passe de grande largeur. En effet, la norme de la vitesse selon ce profil à $\frac{B}{b} = 9$ atteint une valeur maximum $\frac{\|V\|_{(2D)}}{V_d} = 1,2$, alors que pour la configuration $\frac{B}{b} = 6.67$, elle ne dépasse pas $\frac{\|V\|_{(2D)}}{V_d} = 1$. En ce qui concerne l'énergie cinétique turbulente, sa valeur maximum est atteinte au niveau du jet et elle vaut $\frac{k_{(2D)}}{V_d^2} = 0,30$ ($\frac{k_{(2D)}}{V_d^2} = 0,28$) au sein de la passe de grande de largeur (respectivement de petite largeur).

Pour les profils extraits à $Y/b = 2$ et $Z/b = 2$, profils traversant verticalement les deux fentes, on constate de légères différences des quantités cinématiques au sein des deux types de passes. Les profils de vitesse semblent avoir les mêmes allures pour les deux types de passes. Les valeurs maximums sont atteintes au niveau du jet, pour $\frac{B}{b} = 9$, la valeur maximum est $\frac{\|V\|_{(2D)}}{V_d} = 1,15$ et pour $\frac{B}{b} = 6.67$, la valeur maximum est $\frac{\|V\|_{(2D)}}{V_d} = 1$. En ce qui concerne l'énergie cinétique turbulente, il est à noter de légères différences au milieu du bassin ($2 < Y/b < 7$). Dans cette zone, l'intensité turbulente est plus élevée au sein du bassin de grande largeur (Figure 3.3). La valeur maximum de cette quantité atteinte dans les deux types de passe vaut $\frac{k_{(2D)}}{V_d^2} = 0.26$

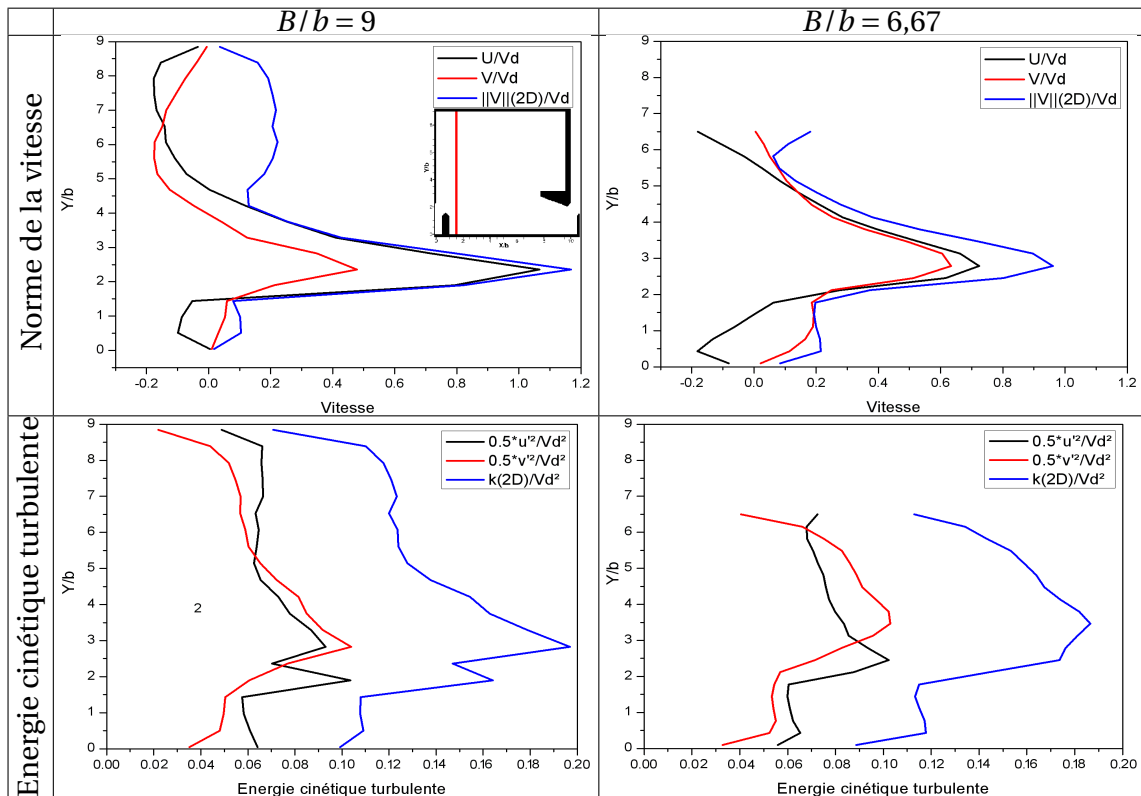


FIGURE 3.4 – Profils de la norme de la vitesse et ses composantes ($\|V\|(2D)/V_d$, U/V_d et V/V_d) et d'énergie cinétique turbulente et ses composantes ($k(2D)/V_d^2$, $0.5 * u'^2/V_d^2$ et $0.5 * v'^2/V_d^2$) à $X/b = 1.5$ (Mesures PIV)

3.1.1.3 Tridimensionnalité de l'écoulement

Afin de bien comprendre l'écoulement au sein de la passe à poissons, une étude numérique 3D a été réalisée par Chorda et al (2010) en utilisant le logiciel commercial Telemac. Cette étude sera une étude référence de notre étude numérique bidimensionnelle, mais aussi de la comparer à une étude expérimentale tridimensionnelle de trois composantes de la vitesse sur un maillage 3D en utilisant la technique ADV. Des isocontours et des profils des grandeurs cinématiques de l'écoulement (vitesse, énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation) seront présentés par la suite pour ces études.

Les isocontours présentés sur la Figure 3.6 montrent des différences au niveau des valeurs des grandeurs cinématiques. En effet, la simulation numérique de l'écoulement en utilisant Telemac n'est pas représentative de l'écoulement réel. Pour modéliser un écoulement de ce type (écoulement dans une passe à poissons qui est un écoulement dans une cavité), il est fortement conseillé de le modéliser en écoulement instationnaire tridimensionnel sans passer par la modélisation stationnaire de l'écoulement.

Au niveau des isocontours des vitesses, nous retrouvons bien le jet principal avec les deux zones de recirculation, cependant, les intensités de vitesse sont beaucoup plus faibles au sein de l'écoulement simulé par Telemac. A ce stade d'étude, nous notons aussi la dispari-

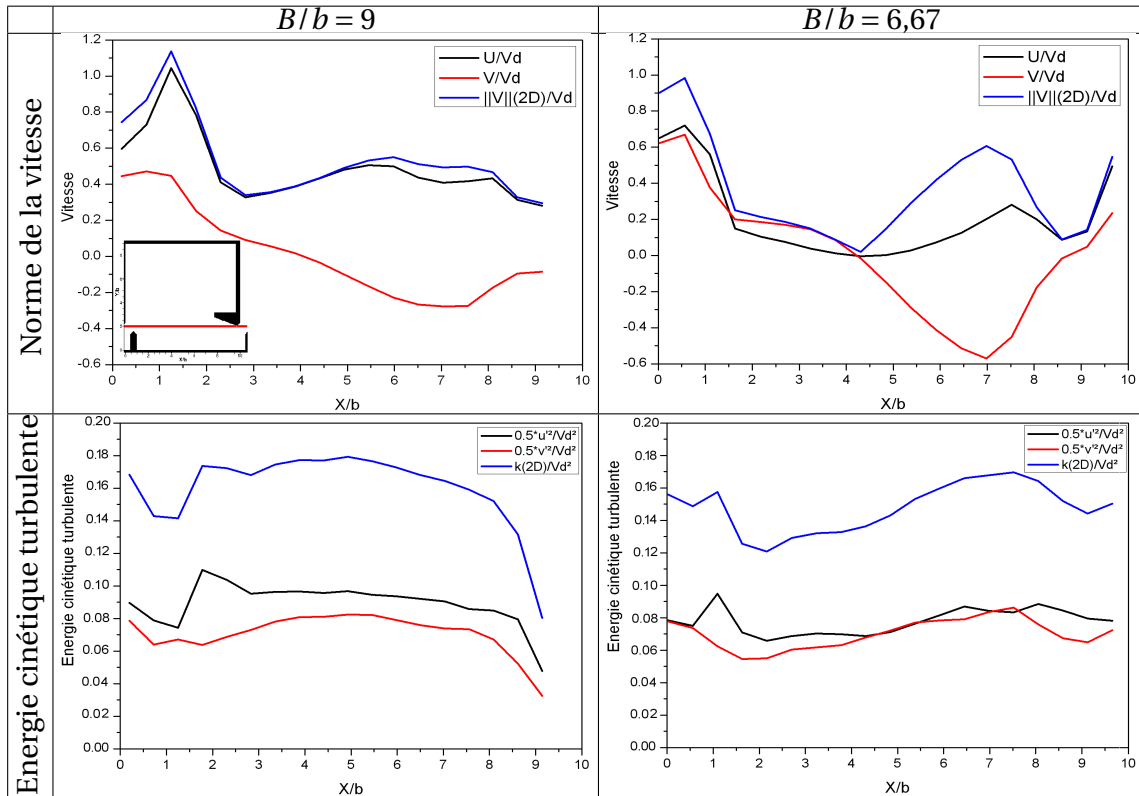


FIGURE 3.5 – Profils de la norme de la vitesse et ses composantes ($\|V\|(2D)/V_d$, U/V_d et V/V_d) et d'énergie cinétique turbulente et ses composantes ($k(2D)/V_d^2$, $0.5 * u^2/V_d^2$ et $0.5 * v^2/V_d^2$) à $Y/b = 2$ (Mesures PIV)

tion de la zone à hautes vitesses au niveau de la fente. En ce qui concerne l'énergie cinétique turbulente, les phénomènes s'inversent. Nous notons l'apparition d'une zone de hautes turbulences dans l'écoulement simulé par Telemac au niveau de la fente qui perd de son intensité en s'éloignant de cette dernière. En revanche, l'étude expérimentale de l'écoulement montre l'existence d'une zone de hautes turbulences qui traverse tout le bassin.

Ci-après, une étude comparative des résultats numériques et expérimentaux a été effectuée selon un profil extrait à $X/b = 2.76$ et $Z/b = 2$, profil traversant le jet verticalement (Figure 3.7).

Une similitude au niveau de l'allure des trois profils a été remarquée pour les deux résultats, cependant, nous notons bien des différences au niveau des grandeurs cinématiques de l'écoulement. Pour les deux études, les valeurs maximums de ces quantités cinématiques sont atteintes en s'approchant du jet central ($2.5 < Y/b < 4.5$) et elles diminuent en dehors de cette zone.

En ce qui concerne la norme de la vitesse, une incohérence a été remarquée au niveau de ses valeurs expérimentale et numérique. En effet, sa valeur maximum trouvée par mesures expérimentales ($\langle \frac{\|V_{3D}\|}{V_d} \rangle = 1.15$) est deux fois plus grande que celle trouvée par simulation numérique ($\langle \frac{\|V_{3D}\|}{V_d} \rangle = 0.5$). Au niveau de l'énergie cinétique turbulente, ces va-

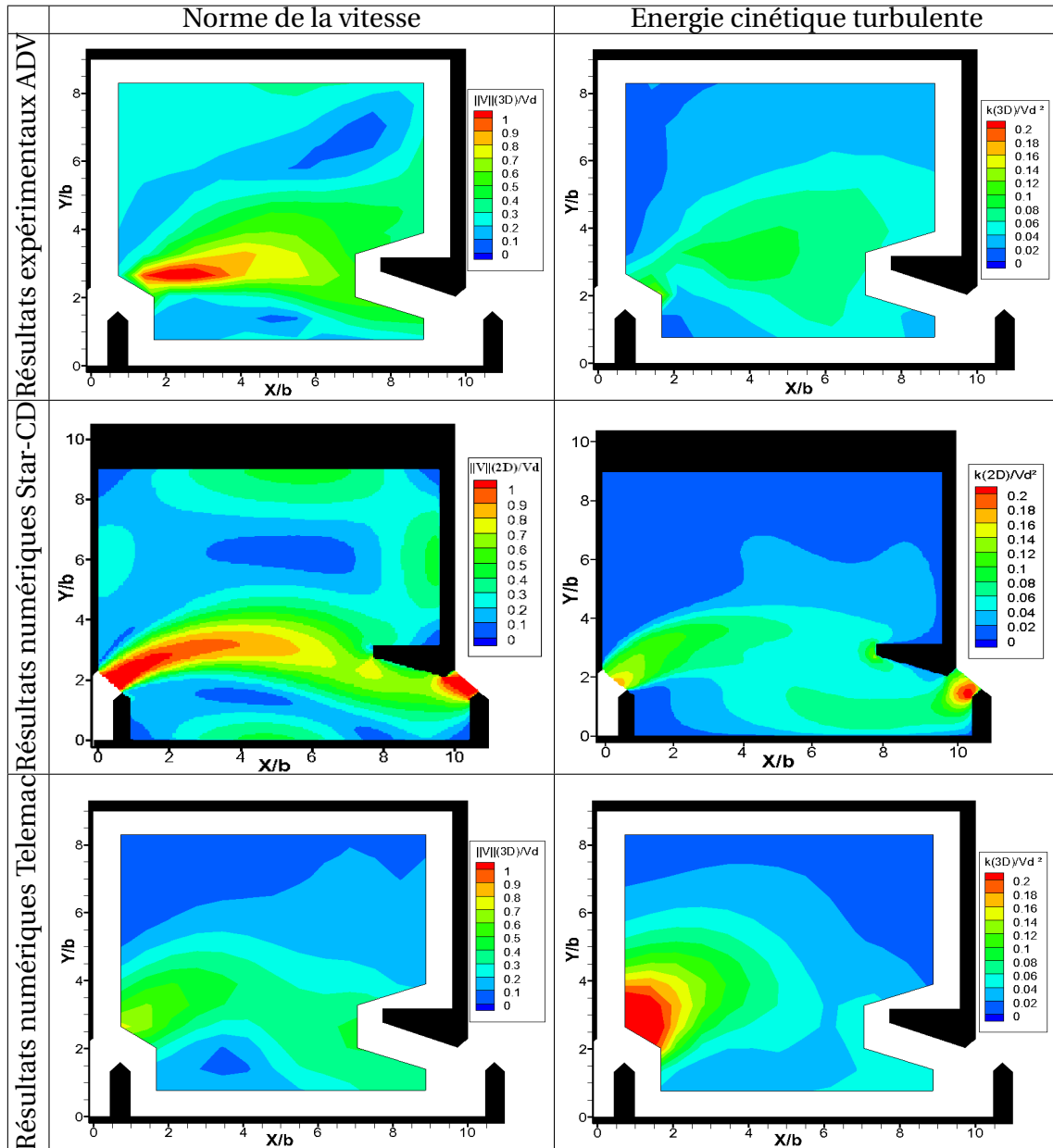


FIGURE 3.6 – Isocontours de la norme de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente (Mesures ADV, simulation avec star-CD et simulation avec Telemac)

leurs numériques et expérimentales semblent être proches, les deux profils montrent que la valeur numérique maximum est $\langle \frac{\|k_{3D}\|}{V_d^2} \rangle = 0.125$ et celle obtenue expérimentalement est $\langle \frac{\|k_{3D}\|}{V_d^2} \rangle = 0.095$. Pour le taux de dissipation, nous notons un facteur 20 entre les valeurs des deux profils. En effet, au niveau du profil expérimental, cette quantité cinématique atteint une valeur maximum $\langle \varepsilon_{adim} \rangle = 0.55$, cependant, elle ne dépasse pas la valeur $\langle \varepsilon_{adim} \rangle = 0.025$ au niveau du profil numérique.

En conclusion, les simulations numériques tridimensionnelle de l'écoulement au sein de la passe à poissons (Telemac) et les mesures expérimentales réalisées sur celle-ci (ADV) confirment que l'écoulement est "identique" et est composé de trois grandes régions (le jet

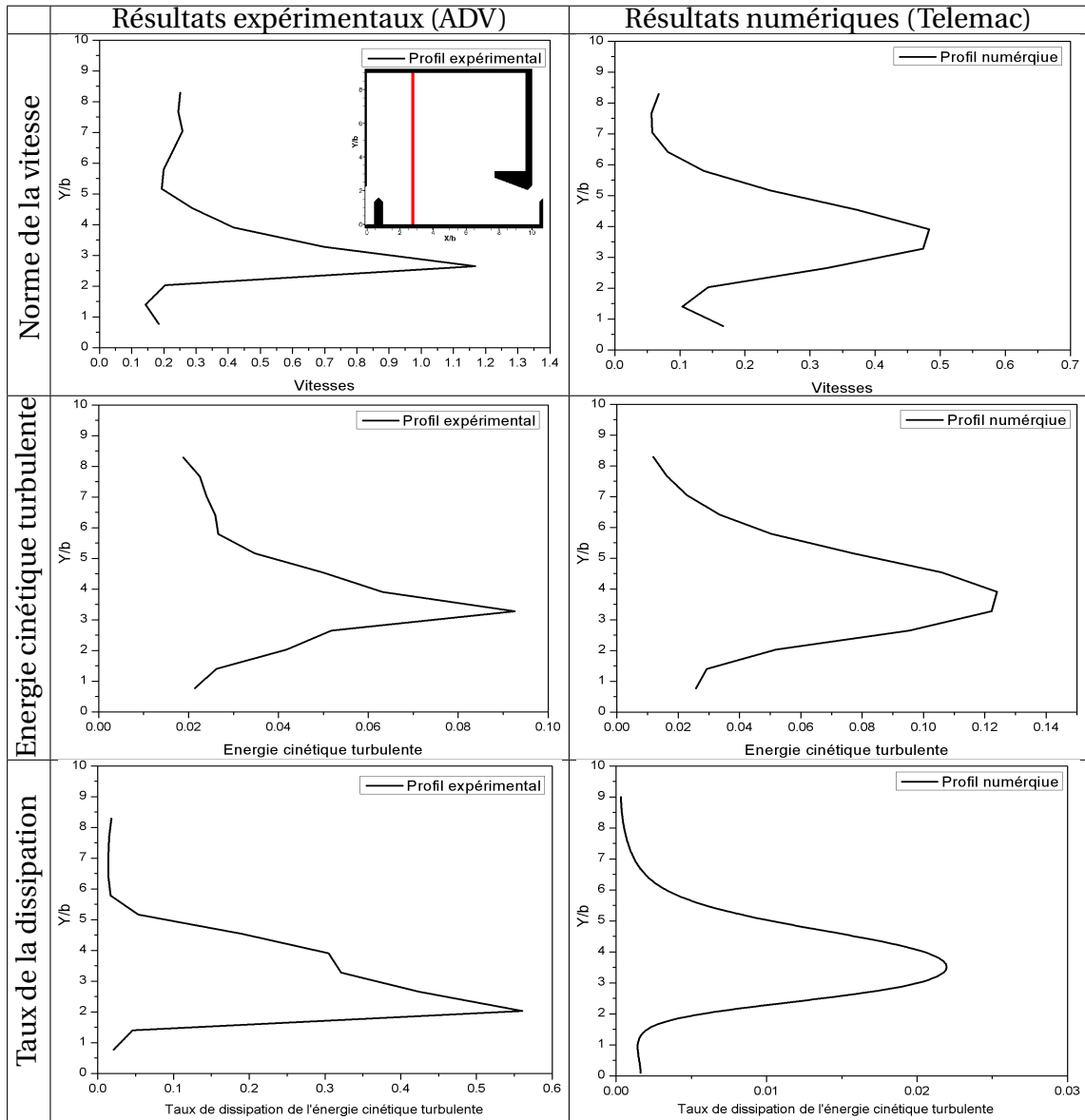


FIGURE 3.7 – Profils de la norme de la vitesse, de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation à $X/b = 2.76$ et $Z/b = 2$

central et les deux zones de recirculation). Cependant, les quantités cinématiques relevées dépendent de plusieurs facteurs avec comme conséquence les différences significatives au niveau des valeurs des grandeurs physiques moyennes de l'écoulement.

Parmi ces facteurs, nous citons d'une part la divergence des calculs moyens de la simulation numérique 3D et qui ne représente pas l'écoulement réel au sein de la passe et d'autre part, la difficulté de modéliser un tel écoulement avec une surface libre en utilisant le modèle R.A.N.S. Pour remédier à ce problème, une modélisation 3D instationnaire avec VOF est apparue la solution la plus adaptée pour s'approcher à la réalité de l'écoulement au sein de la passe à poissons. Comme celle-ci est compliquée à réaliser et est coûteuse en temps

de calcul, nous accéderons à ces données 3D moyennes et instationnaires avec le biais des mesures expérimentales par Vélocimétrie Acoustique par effet Doppler (ADV).

Dans un premier temps, nous allons déterminer les caractéristiques tridimensionnelles de l'écoulement au sein de la passe à poissons et les comparer aux caractéristiques bidimensionnelles. Pour ceci, l'influence de la composante verticale de la vitesse apparaît importante à étudier à partir des mesures ADV.

Les isocontours de la norme de la vitesse représentés dans la Figure 3.8 sont quasiment identiques, ils ne présentent presque aucune différence, qu'ils soient calculés à partir de $\frac{U}{V_d}$ et $\frac{V}{V_d}$ ou à partir de $\frac{U}{V_d}$, $\frac{V}{V_d}$ et $\frac{W}{V_d}$. En effet, la composante verticale de la vitesse met clairement en évidence sa faible contribution au module de la vitesse dans la majorité du bassin. Sa valeur est beaucoup plus faible devant les valeurs de la composante longitudinale et transversale.

En revanche, les champs d'énergie cinétique turbulente sont différents qu'ils soient calculés à partir de deux ou de trois composantes de la vitesse fluctuante. Les écarts maximums sont surtout atteints au niveau de l'écoulement principal alors qu'au niveau des recirculations, les différences sont de moindre importance. Il semble donc que la vitesse fluctuante $\frac{w'^2}{V_d^2}$ soit relativement importante dans le jet (Figure 3.8). Cela est dû au fait que le jet plonge vers le radier puis remonte ce qui génère une zone à hautes turbulences.

Des profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente ont été extraits afin de montrer l'influence de cette composante verticale de vitesse sur l'écoulement (Figure 3.9).

Les trois profils montrent que les deux vitesses $\frac{\|V\|_{(2D)}}{V_d}$ et $\frac{\|V\|_{(3D)}}{V_d}$ ne présentent presque aucune différence. En effet, la seule différence entre ces deux grandeurs est la composante verticale de la vitesse qui est quasiment nulle. Cependant, des écarts au niveau des valeurs de l'énergie cinétique turbulente ont été remarqués entre les deux quantités cinématiques turbulentes $\frac{k_{(2D)}}{V_d^2}$ et $\frac{k_{(3D)}}{V_d^2}$. La composante verticale $\frac{w'^2}{V_d^2}$ met en évidence sa contribution au module de l'énergie cinétique turbulente avec un pourcentage de 18%.

Par la suite, nous nous intéressons à l'étude de l'influence de la hauteur de section d'étude sur les grandeurs cinématiques de l'écoulement afin de bien expliquer l'écoulement 3D au sein de la passe à poissons.

La Figure 3.10 montre les isocontours de vitesse et d'énergie cinétique turbulente au sein de deux passes (grande et petite largeur) pour deux différentes hauteurs ($Z/b = 0,93$) et ($Z/b = 2$).

En ce qui concerne la norme de la vitesse au sein des deux types de la passe, l'écoulement est identique pour les deux hauteurs, cependant, il y a des différences au niveau de l'intensité de la vitesse, celle-ci est plus importante pour ($Z/b = 2$) que pour ($Z/b = 0,93$). En plus, le jet est plus large à mi-bassin qu'au fond du bassin.

L'énergie cinétique turbulente subit une évolution identique à celle de la norme de la vitesse. Les différences entre l'écoulement au sein des deux bassins de différentes largeurs se

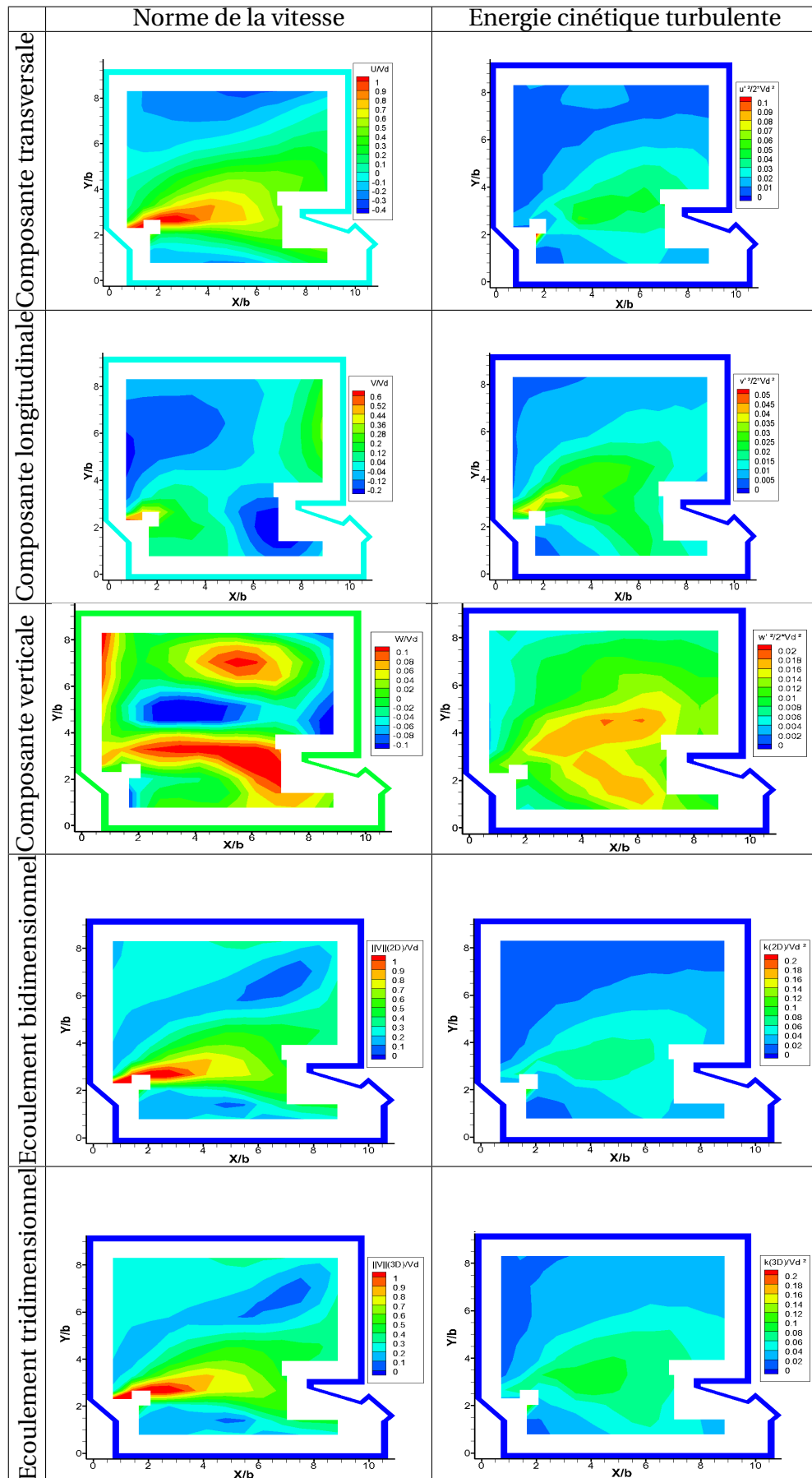


FIGURE 3.8 – Isocontours de la norme de la vitesse et de ses composantes et de l'énergie cinétique turbulente et de ses composantes (Mesures ADV)

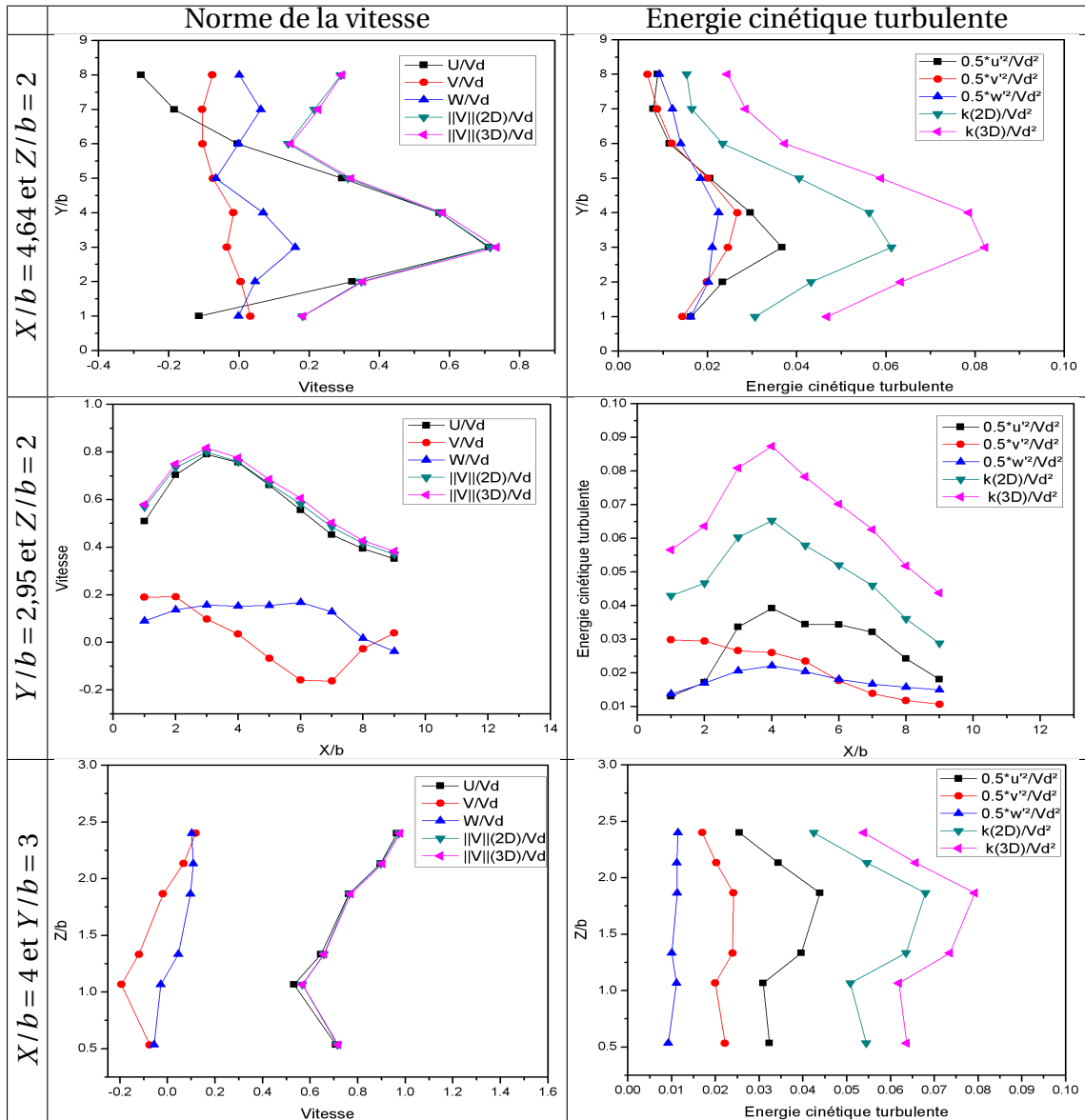


FIGURE 3.9 – Profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente (Mesures ADV)

situent au niveau de l'intensité de cette quantité. Sa valeur est plus importante à $(Z/b) = 2$ qu'à $(Z/b) = 0.93$. Cette différence peut se quantifier par un pourcentage de 11 % et 16 % respectivement au sein de la passe de grande et de petite largeur.

Nous pouvons conclure que l'écoulement au sein de la passe à poissons ne semble pas être particulièrement affecté par le changement de la hauteur de la section d'étude malgré les différences remarquées au niveau des intensités des quantités cinématiques (écoulement bidimensionnel).

Par la suite, des profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente ont été extraits afin de montrer la légère influence de la hauteur du plan d'étude sur l'écoulement synonyme de bidimensionnalité de l'écoulement (Figures 3.11 et 3.12).

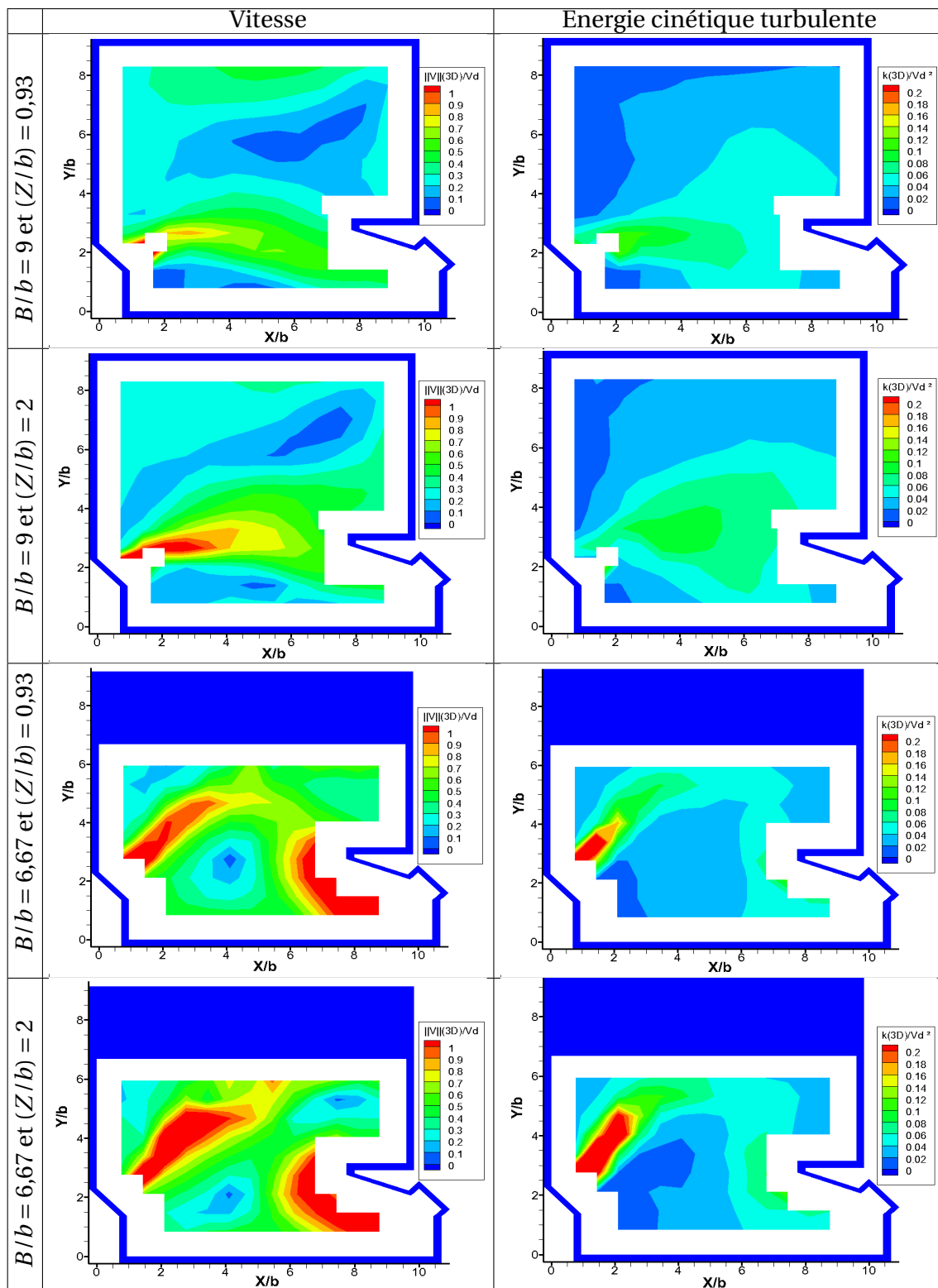


FIGURE 3.10 – Isocontours de la norme de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente (Mesures ADV)

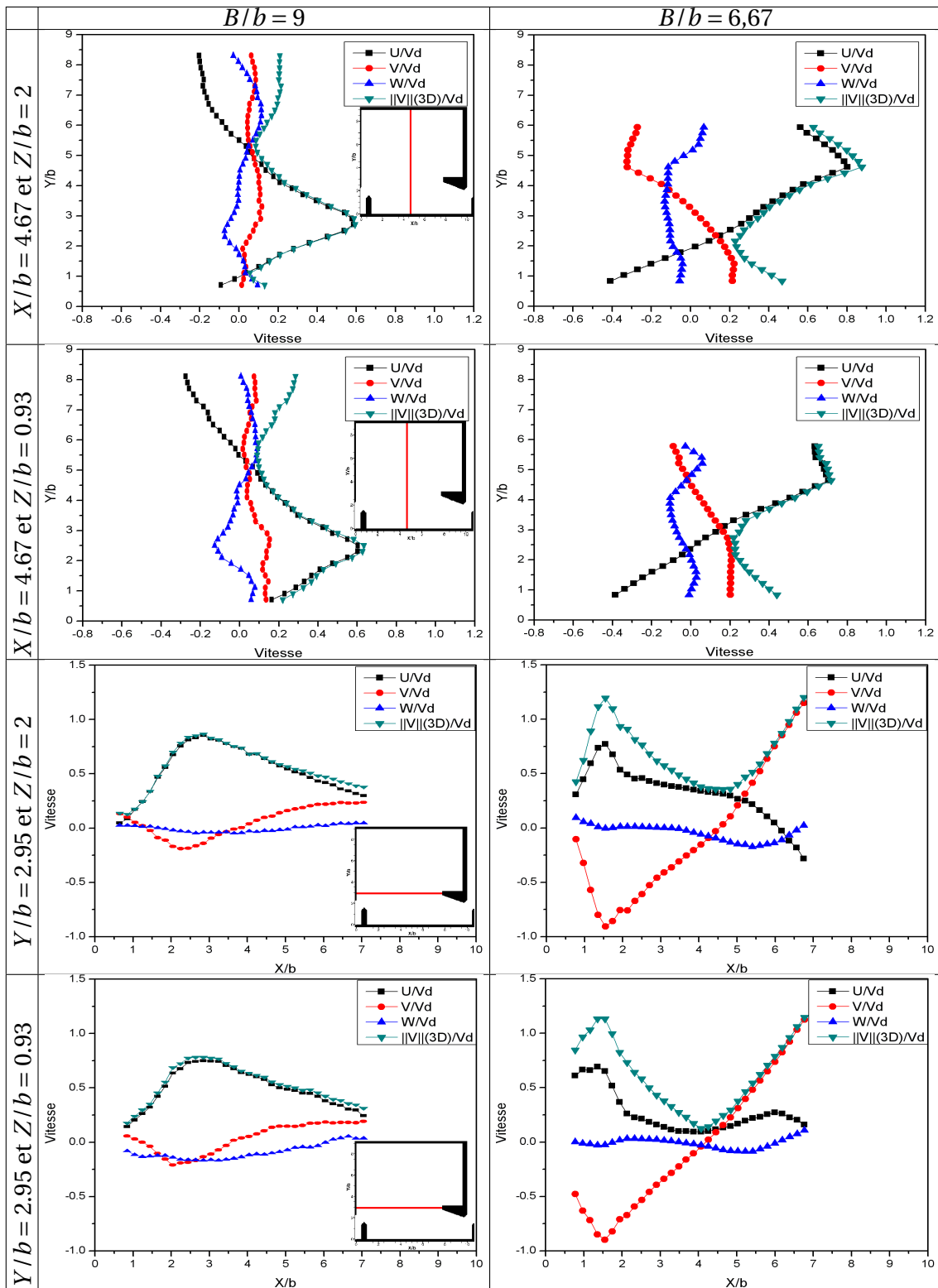


FIGURE 3.11 – Profils de vitesse pour la passe de grande et de petite largeur (Mesures ADV)

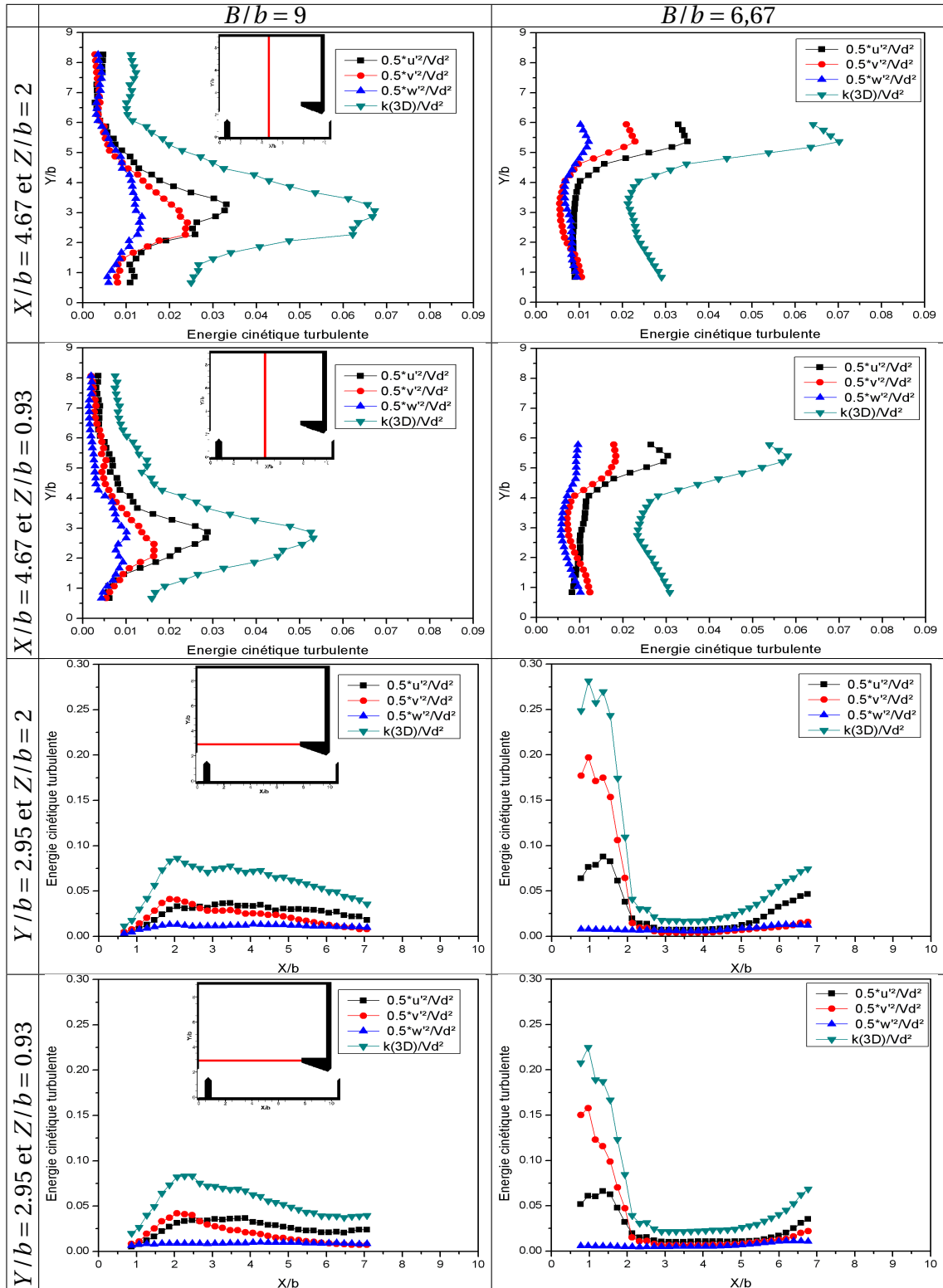


FIGURE 3.12 – Profils de l'énergie cinétique turbulente pour la passe de grande et de petite largeur (Mesures ADV)

Nous avons extrait deux profils transversaux selon l'axe Y/b à $X/b = 4.67$ et deux profils longitudinaux selon l'axe X/b à $Y/b = 2.95$ pour deux hauteurs d'étude différentes $Z/b = 2$ et $Z/b = 0.93$ respectivement.

Selon ces profils, de légères différences sont observées au niveau des deux quantités cinématiques en modifiant la hauteur de la section d'étude mais l'écoulement ne semble pas être affecté et garde sa topologie avec des légères différences au niveau des intensités du jet et des zones tourbillonnaires.

En général, les grandeurs cinématiques moyennes semblent être plus importantes à $Z/b = 2$ qu'à $Z/b = 0.93$. En plus, elles sont plus importantes au sein de la passe de petite largeur. La topologie de l'écoulement ne semble pas être affectée par la hauteur du plan d'étude malgré les légères différences au niveau de ses quantités cinématiques, ce qui veut dire que l'écoulement moyen au sein de la passe à poissons peut être considéré comme un écoulement quasi-bidimensionnel.

3.1.2 Ecoulement instationnaire

Nous avons montré, dans le paragraphe précédent, que l'écoulement moyen était composé de trois grandes régions : un jet central traversant le bassin et deux grandes zones de recirculation contra rotatives de part et d'autre du flux principal (Figure 3.13). Cependant, l'écoulement au sein d'une passe à poissons à fentes verticales est en réalité fortement instationnaire (Tarrade et al.(2011)).

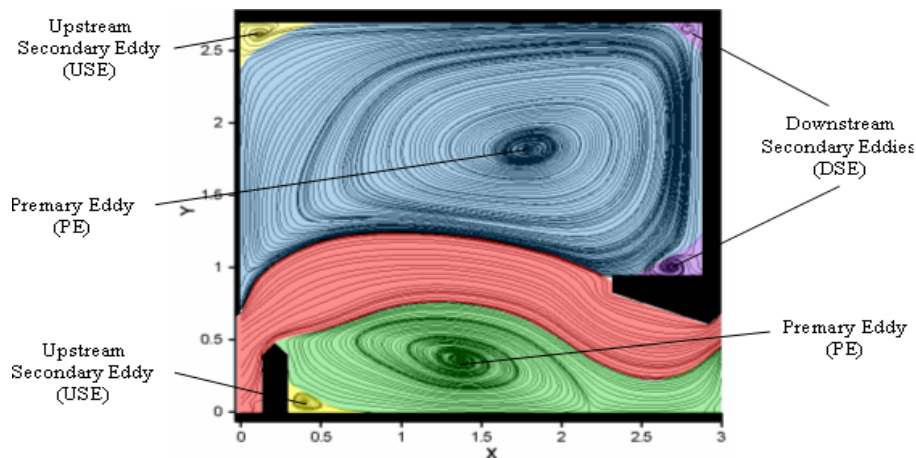


FIGURE 3.13 – Topologie de l'écoulement au sein d'un bassin de grande largeur (G.Pineau 2011)

Afin d'étudier l'évolution temporelle de l'écoulement et de caractériser les principales phases de sa topologie, une approche qualitative préliminaire consiste à analyser les champs de vitesses instantanées réalisés à partir des mesures. Ces séquences de champs de vitesses instantanées (Figure 3.14) ont montré que le jet bat alternativement de haut en bas sous les

actions combinées de « bouffées » de vitesses issues de la fente et d'échanges de fluide avec les tourbillons principaux (PE).

Au niveau de l'écoulement de type 1 (écoulement au sein de la passe de largeur $B/b = 9$), le battement de jet se fait de la gauche vers la droite en regardant vers l'aval, ce qui alimente la zone de recirculation située entre les déflecteurs latéraux ou celle située entre les déflecteurs centraux (Figure 3.14-Phase (a)). Cette phase de l'écoulement est quasiment identique à la topologie de l'écoulement moyen où nous retrouvons les trois grandes régions citées précédemment.

Quand le jet issu de la fente est constitué de fortes vitesses, il s'élargit et a tendance à s'orienter vers la paroi latérale supérieure. En conséquence, le jet se divise en deux parties au contact du déflecteur central, la majeure partie est directement convectée vers la fente suivante alors que le reste alimente la zone tourbillonnaire supérieure avec des vitesses élevées en proches parois (Figure 3.14-Phase (b)). Cet écoulement de retour perturbe le jet et modifie de façon sensible sa direction.

Cette réorientation du jet influence la topologie de l'écoulement au sein du bassin. En effet, par la suite, le jet devient moins large et prend une trajectoire qui converge directement vers la fente suivante. Dans cette phase, le jet n'alimente que le tourbillon inférieur dont la forme évolue rapidement avec le temps et où les vitesses augmentent. Les vitesses au niveau du tourbillon supérieur qui n'est quasiment plus alimenté par le jet diminuent (Figure 3.14-Phase (c)).

Contrairement à l'écoulement au sein de la passe de grande largeur, celui dans la passe de petite largeur ($B/b = 6,67$) est moins marqué : le battement du jet est moins intense. Quand le jet est puissant (écoulement à vitesses élevées), il s'étire en longueur en impactant de façon marquée la paroi latérale, longe celle-ci puis la cloison reliée au déflecteur central à vitesses élevées (Figure 3.15-Phase (d)).

En croisant le grand déflecteur à fortes vitesses, le jet a tendance à revenir vers l'amont du bassin. Ce phénomène génère une zone tourbillonnaire au niveau du déflecteur central et donne naissance à une structure tourbillonnaire contra-rotative localisée dans le coin supérieur amont.

Un deuxième comportement de l'écoulement a été remarqué, celui-ci se génère quand le jet est moins intense (écoulement à vitesses plus faibles). Le jet impacte la paroi latérale plus en amont et il converge directement vers la fente suivante sans se diriger vers l'amont du bassin (Figure 3.15-Phase (e)).

Par la suite, une évolution temporelle de la norme de la vitesse, de la norme de la vitesse fluctuante et de la vorticité est tracée pour les deux largeurs de la passe à poissons (Figure 3.16)

Le fait de réduire la largeur de la passe, les quantités cinématiques de l'écoulement  vo-luent avec le temps en augmentant leurs intensités. Au sein de la passe de petite largeur,

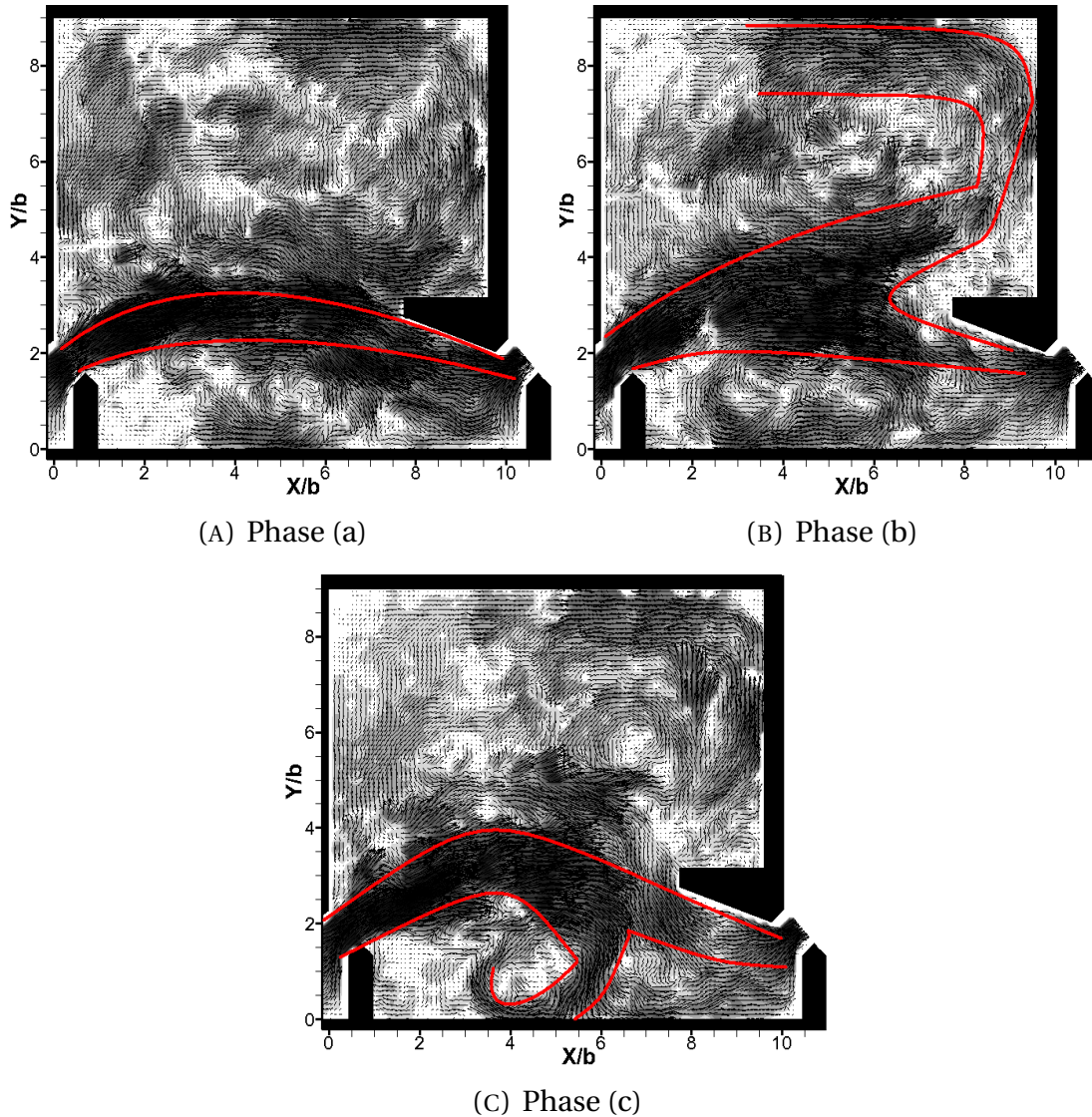


FIGURE 3.14 – Champs de vitesses instantanées PIV caractérisant les trois phases de l'écoulement au sein de la passe de $B/b = 9$

la vitesse est importante, en moyenne temporelle, sa valeur atteint $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.36$ et elle atteint $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.33$ au sein de la passe de grande largeur. L'écoulement semble être plus turbulent pour $B/b = 6.67$ que pour $B/b = 9$, en calcul moyen de la vitesse fluctuante, sa valeur est plus importante au sein de la passe de petite largeur. En ce qui concerne la vorticité, cette dernière augmente en réduisant la largeur du bassin, elle atteint une valeur moyenne $\langle |\omega_{z-dim}| \rangle = 0.84$ pour $B/b = 6.67$, cependant elle ne dépasse pas la valeur $\langle |\omega_{z-dim}| \rangle = 0.76$ pour $B/b = 9$.

L'évolution temporelle des grandeurs physiques de l'écoulement montre que celui-ci est fortement instationnaire et dépend du type de bassin (bassin de grande ou de petite largeur).

Les quantités cinématiques de l'écoulement évoluent différemment en fonction du temps d'un type de bassin à l'autre. L'analyse instationnaire des champs de vitesses est nécessaire afin de bien comprendre l'écoulement turbulent dont ses caractéristiques évoluent  nor-

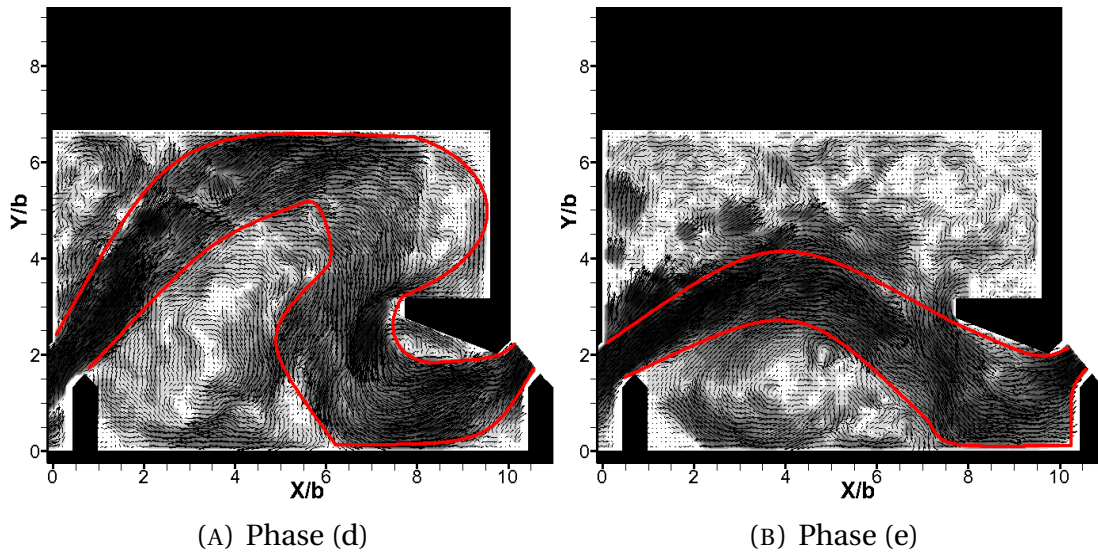


FIGURE 3.15 – Champs de vitesses instantanées PIV caractérisant les deux phases de l'écoulement au sein de la passe de $B/b = 6,67$

mément au cours du temps et auxquelles les petites espèces de poissons sont réellement confrontées. Nous avons pu différencier quelques cas pour lesquels la norme de la vitesse atteint son maximum (minimum) au sein des deux types de la passe (Figure 3.17).

En analysant la Figure 3.16-(A), nous constatons qu'à l'instant $t+\delta(t)=35s$, la norme de la vitesse atteint son maximum au sein de la passe de grande largeur et son minimum à celle de petite largeur. Les vecteurs vitesses (Figure 3.17-(A)) à cet instant montrent que le jet issu de la fente pour $B/b = 9$ est constitué de fortes vitesses et il s'élargit en s'approchant du grand déflecteur. Au niveau de celui-ci, une grande partie du jet alimente le tourbillon supérieur et l'autre partie est convectée vers la fente suivante en alimentant le tourbillon inférieur. Cependant, au même instant, l'écoulement au sein de la passe de petite largeur semble être moins intense et le jet est plus court (Figure 3.17-(D)). L'écoulement converge directement vers la fente suivante, cela réduit la taille du tourbillon créé le long du grand déflecteur.

En revanche, à l'instant $t+\delta(t)=79s$, l'écoulement dans le bassin de largeur $B/b = 6.67$ est caractérisée par l'arrivée d'une grande quantité de fluide issue de la fente (Figure 3.17-(C)). Le jet impacte la paroi latérale avec des vitesses très élevées. Ces dernières provoquent un contournement du jet qui a tendance à revenir vers l'amont du bassin. A cet instant, l'écoulement semble être plus stable au sein de la passe de grande largeur (Figure 3.17-(B)), en effet, le jet converge directement vers la fente suivante sans avoir alimenté les deux tourbillons. Cela réduit l'activité tourbillonnaire des deux zones de recirculation.

3.1.3 Bilan

Les résultats des l'étude de l'écoulement dans les passes à poissons était pour objectif de caractériser les différentes quantités cinématiques de l'écoulement . Celles-ci évoluent diffé-

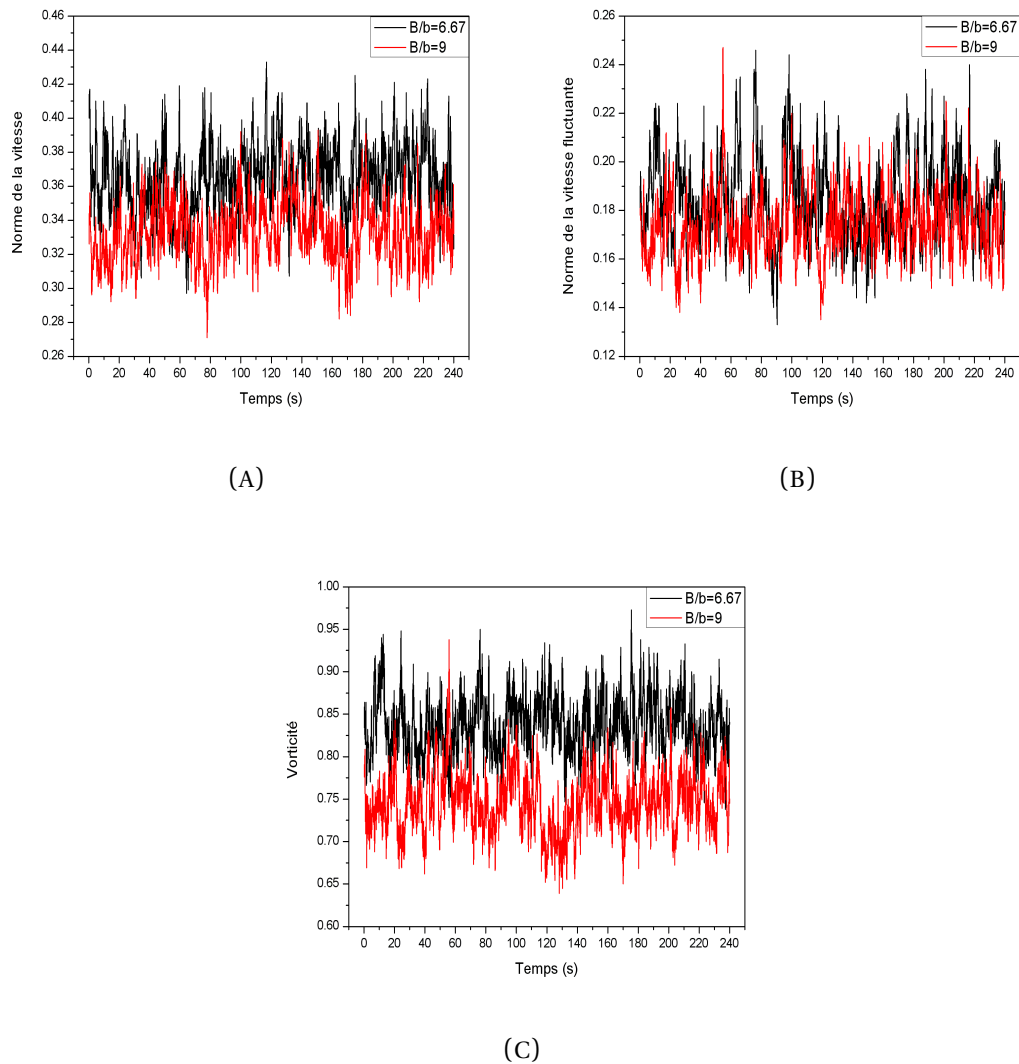


FIGURE 3.16 – Evolution temporelle de (A) $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$, de (B) $\langle \frac{\|V'_{2D}\|}{V_d} \rangle$ et de (C) $\langle |\omega_{z-adim}| \rangle$

remment d'un type de passe à l'autre. En effet, ces grandeurs physiques sont beaucoup plus importantes au sein de la passe de petite largeur qu'au sein de la passe de grande largeur. En général, les quantités cinématiques de l'écoulement au sein de la passe à poissons sont plus importantes vis à vis des capacités de nage des petites espèces de poissons. Pour remédier à ce problème, l'idée d'installer d'obstacles au sein des bassins de la passe est retenue. Dans un premier temps, nous insérons des rugosités de fond, ensuite, nous installerons des cylindres.

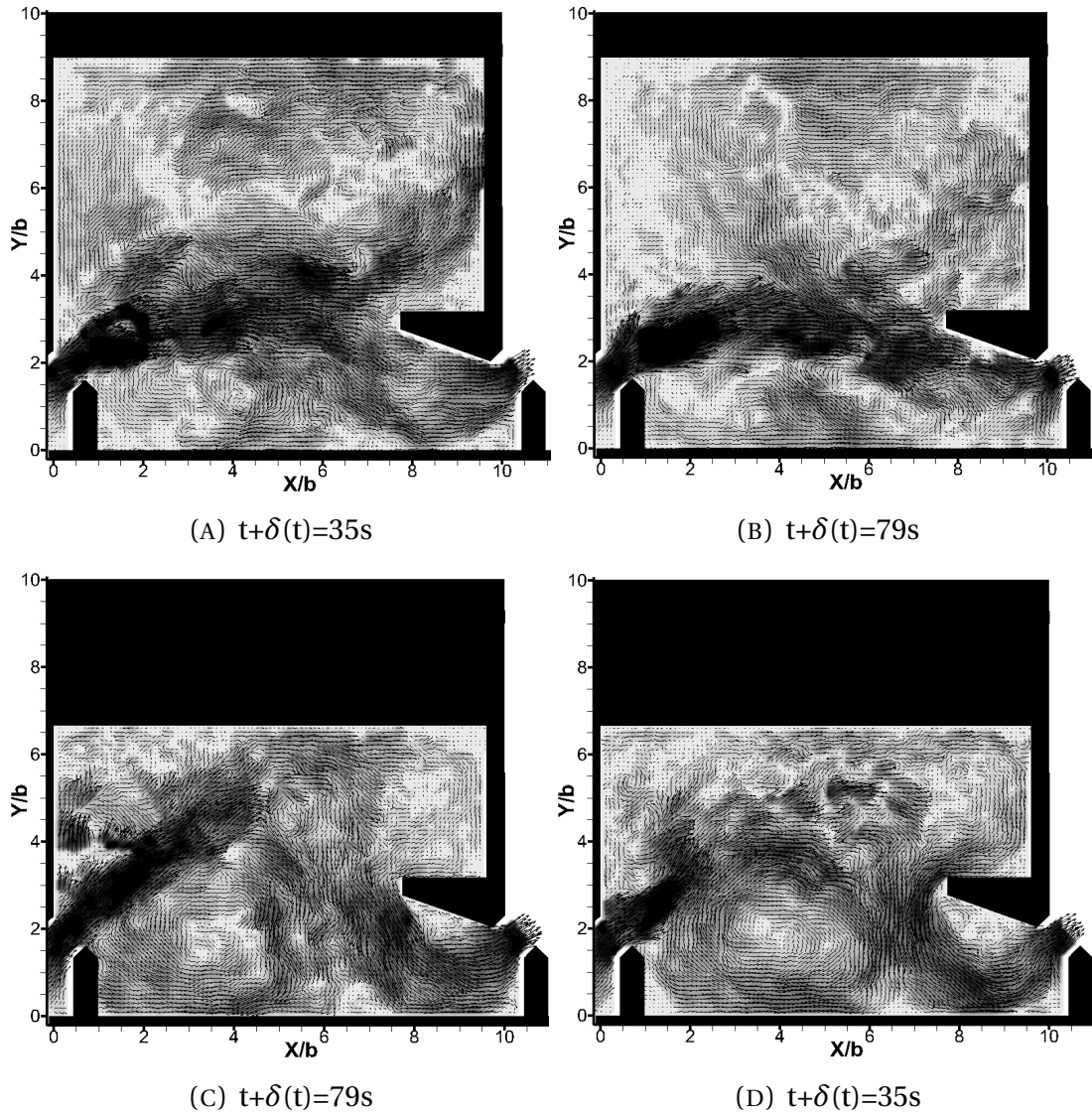


FIGURE 3.17 – Evolution temporelle de la norme de la vitesse, (A) et (C), $\frac{\|V_{2D}\|}{V_d}$ est maximum, (B) et (D), $\frac{\|V_{2D}\|}{V_d}$ est minimum

3.2 ETUDE DE L'ÉCOULEMENT MODIFIÉ PAR DES OBSTACLES INSÉRÉS DANS LES PASSES A POISSONS

Le but majeur d'une passe à poissons à fentes verticales est de faciliter le passage des espèces de poissons en créant un chemin correspondant à leurs capacités de nage. Cependant, les espèces aux faibles capacités de nage éprouvent des difficultés pour les franchir. Une solution à ce problème est de réduire les quantités cinématiques de l'écoulement turbulent en installant des obstacles au sein des bassins de la passe à poissons. En premier lieu, nous introduisons des rugosités de fond et par la suite, nous installons des obstacles cylindriques de section circulaire.

3.2.1 Insertion de rugosités de fond

Afin d'étudier l'influence des rugosités sur l'écoulement, nous avons placé des plaques de fond équipées de plots de diamètre $D_r = 3,5$ cm et de hauteur $H_r = 5$ cm (Figure 2.6) dans trois bassins de la passe à poissons. La densité des plots représente 13,46% de la surface totale du bassin (surface plots / surface bassin). Par la suite, nous avons réalisé différentes mesures avec des rugosités en utilisant les techniques ADV et PIV afin de les comparer avec celles réalisées sans rugosités.

3.2.1.1 Etude de l'écoulement moyen modifié par des rugosités de fond

Deux séries de mesure ont été réalisées en insérant des rugosités de fond au sein de la passe à poissons de grande largeur ($B/b = 9$) en utilisant la technique ADV et la technique PIV.

En premier lieu, nous avons utilisé la technique ADV pour réaliser des mesures selon 8 profils, 2 verticaux et 6 horizontaux (Tableau 3.1).

Profil	Suivant l'axe	X/b	Y/b	Z/b	Nombre de points
Profil A	Y	6,51	0,67 – 8,27	2	39
Profil B	Y	4,67	0,67 – 8,27	2	39
Profil B'	Y	4,67	0,67 – 8,27	0,93	39
Profil C	Z	6,51	2,95	0,13 – 2,8	14
Profil D	Z	4,67	2,95	0,13 – 2,8	14
Profil E	X	0,67 – 7,07	2,95	2	33
Profil E'	X	0,67 – 7,07	2,95	0,93	33
Profil F	X	0,67 – 7,07	6	2	33

TABLEAU 3.1 – Profils des mesures ADV

Par la suite, des mesures PIV ont été obtenues suivant des plans perpendiculaires au radier de la passe selon 4 profils, 2 verticaux et 2 horizontaux :

- Plan 1 : plan vertical fente à fente à $Y/b=1,87$. Un profil de vitesse (g) est extrait de ce plan avec $Y/b=1,87$ et $Z/b=2$.
- Plan 2 : plan vertical à $Y/b=6$. Un profil de vitesse (f) est extrait de ce plan avec $Y/b=6$ et $Z/b=2$.
- Plan 3 : plan horizontal à $Z/b=2,27$. Deux profils de vitesse sont extraits de ce plan, un profil (b) avec $X/b=4,67$ et $Z/b=2$ et un profil (e) avec $Y/b=2,95$ et $Z/b=2$.
- Plan 4 : plan horizontal à $Z/b=0,93$. Un profil de vitesse (h) est extrait de ce plan avec $Y/b=6$ et $Z/b=0,93$.

La Figure 3.18 illustre les positions des différents profils dans le troisième bassin d'essai pour les deux techniques de mesures.

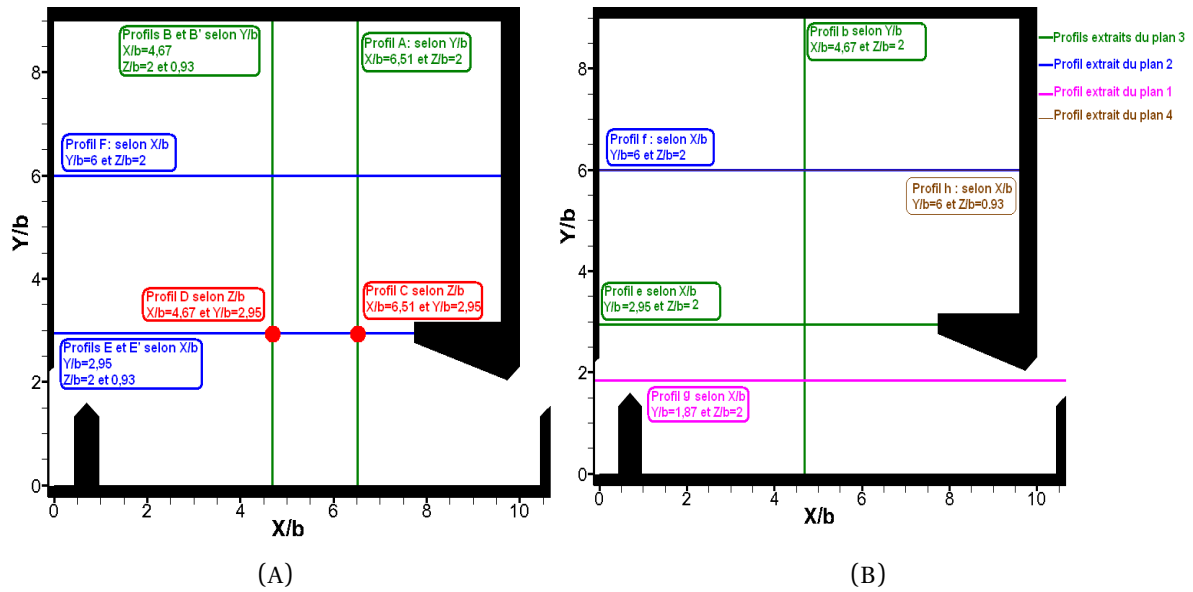


FIGURE 3.18 – Positions des profils de mesures en utilisant la technique ADV (A) et la technique PIV (B)

3.2.1.2 Influence des rugosités sur les grandeurs cinématiques de l'écoulement moyen

Au niveau des isocontours des quantités cinématiques calculées à partir des mesures PIV, la Figure 3.19 montre l'influence des rugosités sur la distribution de ces quantités.

Les isocontours de la vitesse montrent que l'ajout des rugosités affecte les valeurs des grandeurs cinématiques en affectant tout particulièrement la zone du jet central à hautes vitesses qui devient moins étendue. Cependant, il est observé la naissance des petites zones à hautes vitesses à mi-bassin et en dessous du déflecteur central. Il est à noter aussi que le jet impacte la paroi latérale inférieure à la sortie de la fente et les zones de recirculation perdent de leurs intensités sans vraiment changer de forme et de position. Au niveau de l'énergie cinétique turbulente, l'insertion des rugosités donne naissance à une petite zone à haute turbulence à proximité du déflecteur latéral à l'entrée de la fente; en moyenne, la zone à haute turbulence est plus importante en insérant des rugosités.

Afin d'expliquer l'influence de l'ajout des rugosités, une étude comparative des profils sans et avec rugosités a été établie sur les profils de vitesse (Figure 3.20) et sur les profils d'énergie cinétique turbulente (Figure 3.21).

Au niveau du profil (b) extrait selon l'axe Y/b à mi-bassin ($X/b = 4.67$), les deux quantités cinématiques moyennes $\frac{\|V\|_{(2D)}}{V_d}$ et $\frac{k_{(2D)}}{V_d^2}$ subissent la même évolution pour les deux études sans et avec rugosités et leurs valeurs sont plus importantes au sein de la passe avec rugosités. En ce qui concerne la norme de la vitesse, sa valeur moyenne selon ce profil augmente d'un pourcentage de 55% en insérant les rugosités, en parallèle, l'énergie cinétique turbulente augmente en moyenne de 37%.

Le profil (e) extrait selon l'axe X/b au niveau de la zone du jet central à $Y/b = 2.95$ montre des

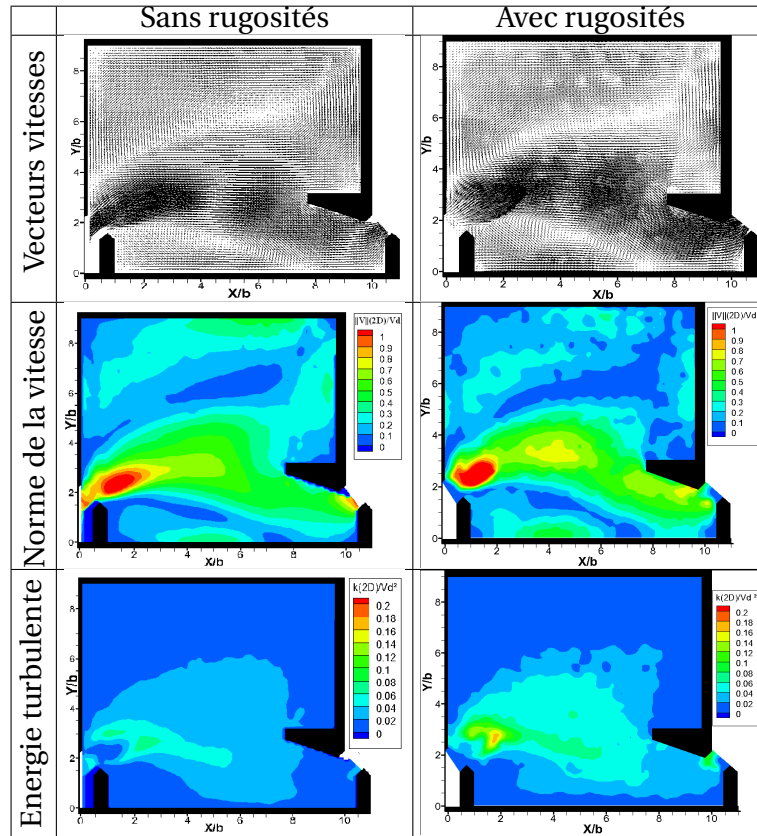


FIGURE 3.19 – Vecteurs vitesses, isocontours des vitesses et d'énergie cinétique turbulente à $Z/b = 2$ (mesures PIV)

différences entre les deux études sans et avec rugosités. Deux phases d'évolution de la norme de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente peuvent être distinguées, à $X/b < 3$, l'intensité de ces grandeurs est plus importante au sein de la passe sans rugosités, c'est la zone du jet central où la vitesse et l'énergie cinétique turbulente atteignent leurs maximums. En sortant de cette zone à forte vitesse et à forte turbulence, les rugosités semblent avoir accéléré et perturbé l'écoulement ce qui fait augmenter l'intensité de ses quantités cinématiques.

En analysant le profil (f) (profil extrait selon l'axe X/b à $Y/b = 6$ traversant la grande zone de recirculation), les rugosités ont tendance à accélérer l'écoulement et augmenter l'intensité de la vitesse au sein de la zone tourbillonnaire. Par la suite, le profil de la norme de la vitesse subit une chute en rencontrant une zone de faible vitesse à $X/b = 6$. En ce qui concerne l'énergie cinétique turbulente, les rugosités ont tendance à "tranquilliser" l'écoulement dont la valeur de cette quantité ne dépasse pas $\frac{k_{(2D)}}{V_d^2} = 0.03$, en revanche, elle atteint $\frac{k_{(2D)}}{V_d^2} = 0.07$ dans le bassin sans rugosités.

Afin de voir l'influence de la hauteur de la section d'étude sur l'écoulement, deux profils B' et B à deux hauteurs différentes ($Z/b = 0,93$ et 2 respectivement) ont été extraits à $X/b = 4.67$. Les profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente sont montrés dans la Figure 3.22.

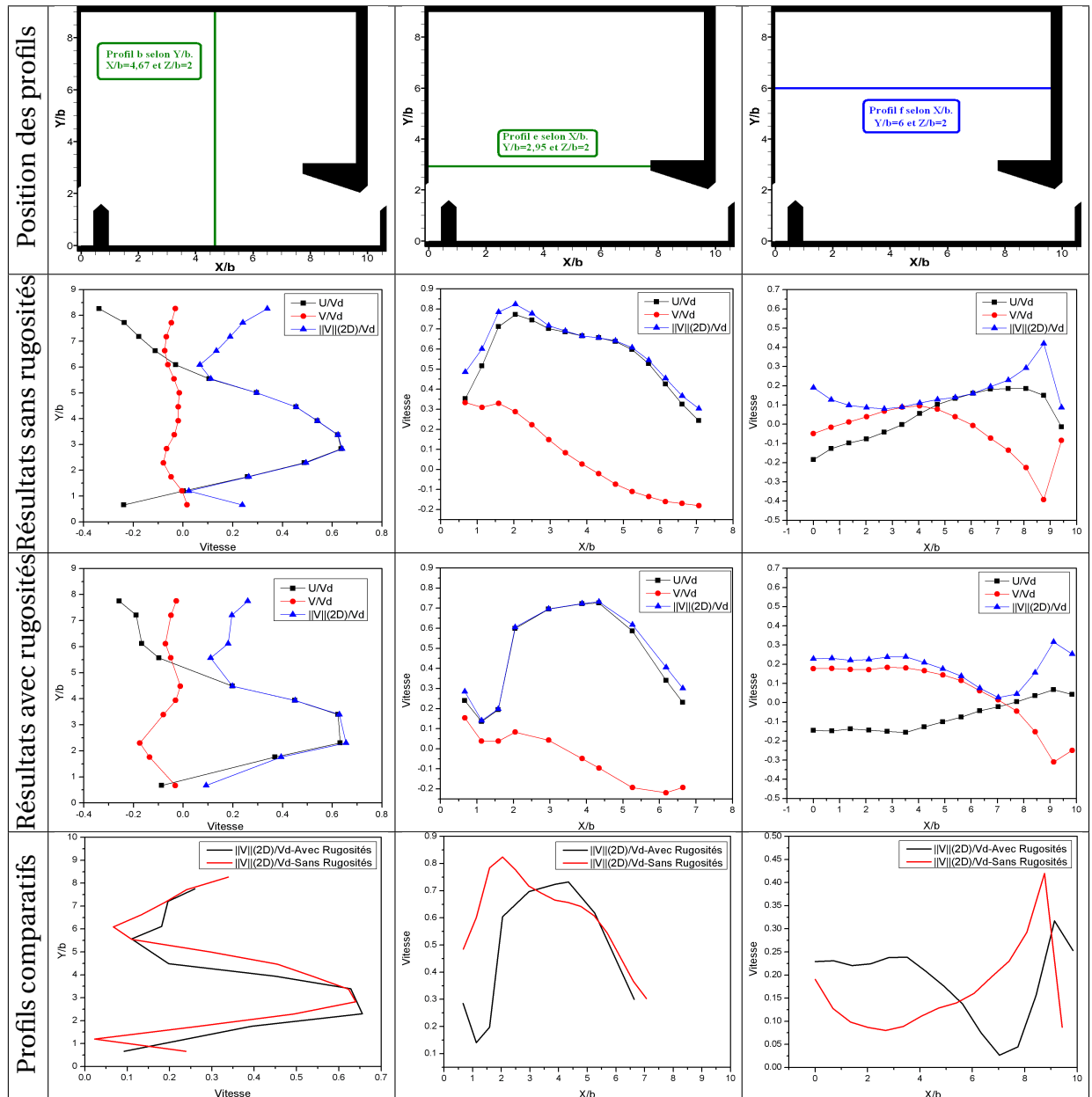


FIGURE 3.20 – Profils de vitesse sans et avec rugosités extraits des mesures PIV

Au niveau des deux sections d'étude, les deux profils se comportent de la même façon et les valeurs des deux grandeurs cinématiques ne semblent être affectées. La norme de la vitesse prend la forme de la première composante de la vitesse $\frac{U}{V_d}$ car les deux autres composantes, $\frac{V}{V_d}$ et $\frac{W}{V_d}$ semblent être très faibles. En calcul moyen, sa valeur maximum vaut $\frac{\|V\|(3D)}{V_d} = 0.75$ à $Z/b = 2$ et $\frac{\|V\|(3D)}{V_d} = 0.65$ à $Z/b = 0.93$. La troisième composante de l'énergie cinétique turbulente $\frac{w'^2}{V_d^2}$ semble être constante le long du profil et ne semble pas être affectée par la hauteur du plan d'étude. La valeur maximum de l'énergie cinétique turbulente à mi-bassin est $\frac{k(3D)}{V_d^2} = 0.08$ et elle diminue à $\frac{k(3D)}{V_d^2} = 0.074$ à $Z/b = 0.93$.

Dans la Figure 3.23 sont présentés les lignes de courant, les isocontours de vitesse et d'énergie cinétique turbulente pour les mêmes hauteurs citées précédemment.

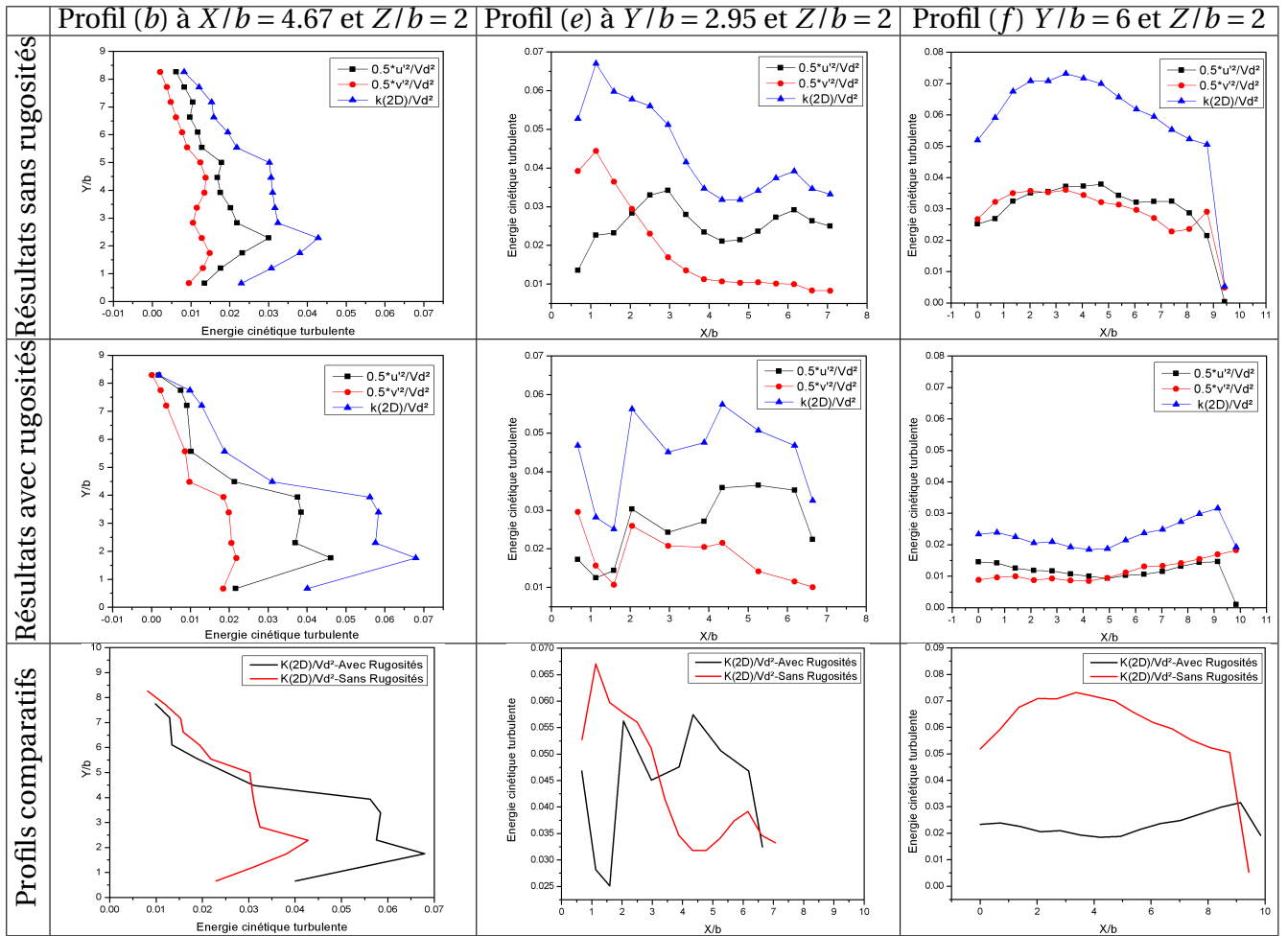


FIGURE 3.21 – Profils de l’énergie cinétique turbulente sans et avec rugosités extraits des mesures PIV

Des différences sont observées au niveau des lignes de courant, malgré le fait que les deux zones de recirculations principales semblent être globalement de même taille, les deux cœurs tourbillonnaires se déplacent en changeant de taille et de position d’une hauteur d’eau à l’autre. En s’approchant du fond du bassin, le cœur tourbillonnaire situé en dessous du jet devient plus petit et s’approche de la paroi latérale inférieure. Celui situé au dessus du jet diminue aussi en taille et il se décale vers la paroi latérale gauche.

Au niveau des isocontours de la norme de vitesse, sa valeur est plus importante à mi-bassin. Le jet est plus étendu à $(Z/b) = 2$ et il contient une zone à haute vitesse avec une intensité $\frac{\|V\|_{(2D)}}{V_d} > 1$. Cependant, à $(Z/b) = 0,93$, les rugosités semblent avoir réduit l’intensité de l’écoulement.

Le même phénomène est observé pour l’énergie cinétique turbulente, cette dernière évolue d’une manière similaire à celle de la vitesse. A mi-bassin, la zone à haute turbulence est grande et occupe presque un tiers du bassin, en revanche, elle est beaucoup plus petite à $(Z/b) = 0,93$ et elle ne représente plus qu’un septième de la surface du bassin. Nous pouvons conclure que les rugosités installées au fond des bassins ont tendance à réduire les

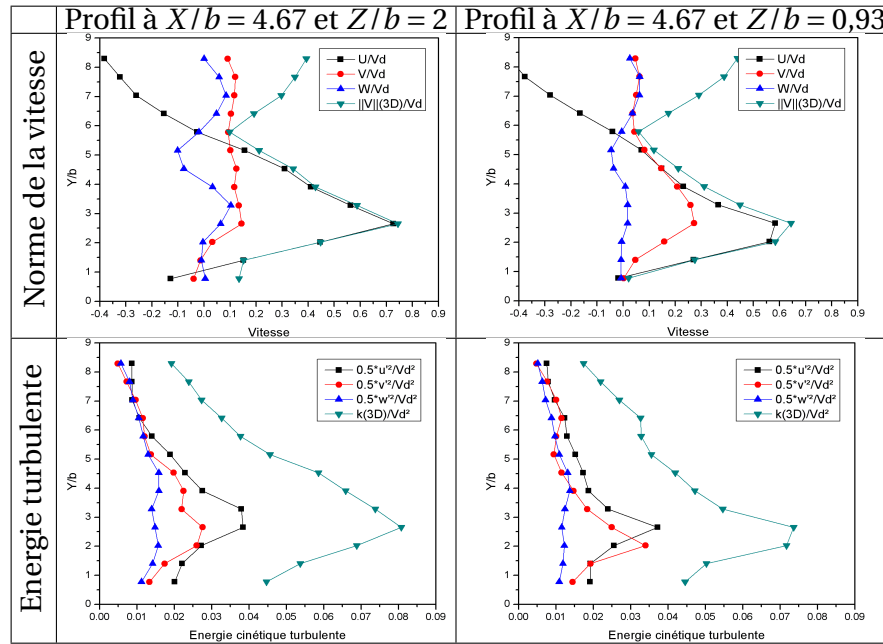


FIGURE 3.22 – Profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente pour deux différentes sections d'étude (Mesures ADV)

grandeurs cinématiques de l'écoulement à des hauteurs d'eau proches du radier de la passe ((Z/b) = 0,93) ce qui engendre une augmentation de ses quantités cinématiques à des hauteurs d'eau supérieures ((Z/b) = 2).

Enfin, nous avons extrait deux profils (f) et (h) à deux hauteurs différentes (Z/b) = 2 et (Z/b) = 0,93 pour valider nos remarques et conclusions faites au niveau des isocontours des grandeurs cinématiques (Figure 3.24). En effet, en s'approchant du fond du bassin, les quantités cinématiques de l'écoulement deviennent faibles en raison de l'existence des rugosités qui ralentissent l'écoulement. Au niveau de la vitesse, en moyenne sa valeur $\frac{\|V\|(2D)}{V_d}$ chute de 0.2 à mi-bassin à 0.1 à (Z/b) = 0,93. L'énergie cinétique turbulente subit aussi la même évolution, sa valeur à mi-bassin est $\frac{k(2D)}{V_d^2} = 0.025$ et en s'approchant du fond, sa valeur diminue à $\frac{k(2D)}{V_d^2} = 0.01$.

Les Figures 3.25 et 3.26 recensent les profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente avec et sans rugosités réalisés en utilisant la technique ADV. Trois profils ont été présentés (profils A, C et E suivant les axes Y, Z et X respectivement) afin de montrer l'influence des rugosités sur l'écoulement.

En ajoutant des rugosités au sein de la passe à poissons, les quantités cinématiques de l'écoulement augmentent selon le profil (A). La norme de la vitesse augmente et atteint son maximum $\frac{\|V\|(3D)}{V_d} = 0.56$ à proximité du déflecteur central. Cependant, l'énergie cinétique turbulente atteint son maximum $\frac{k(3D)}{V_d^2} = 0.062$ à mi-bassin à $Y/b = 4.5$. Un calcul de pourcentage de ces deux quantités moyennes a permis de quantifier une augmentation de 14%

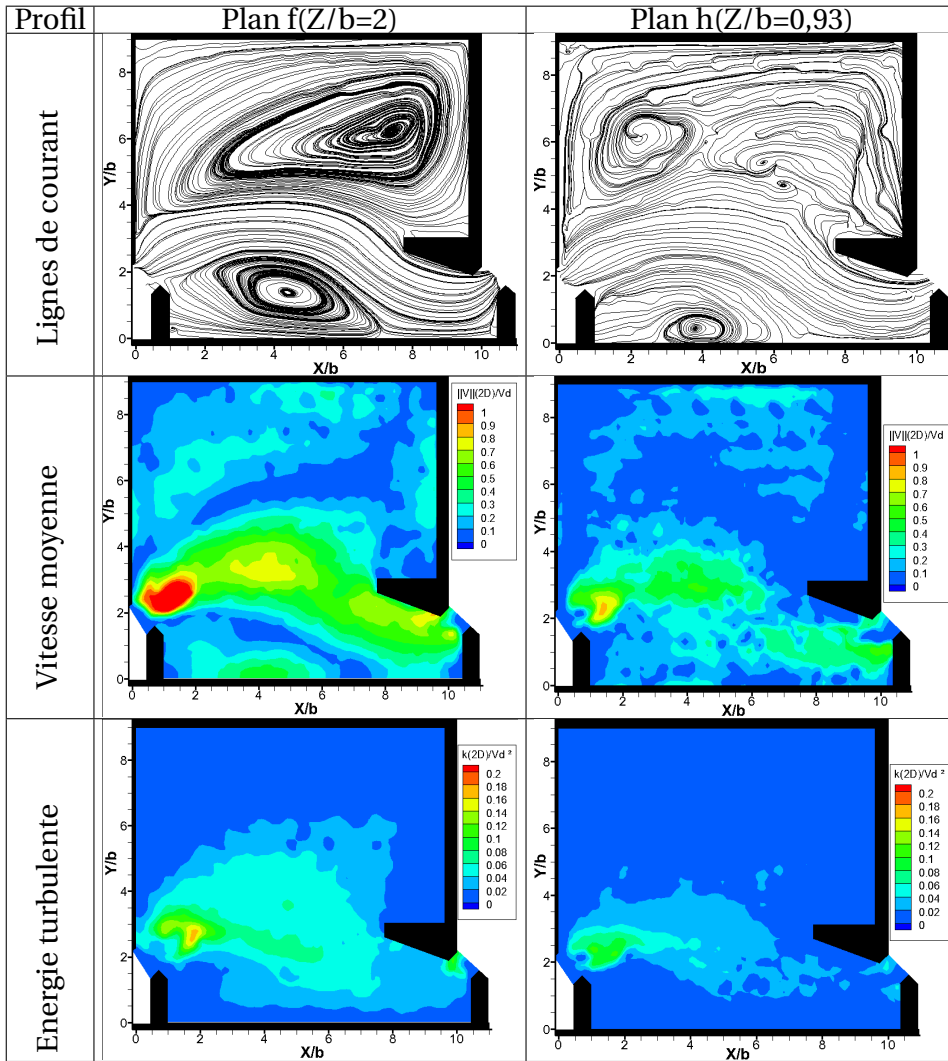


FIGURE 3.23 – Lignes de courant et isocontours des vitesses et d'énergie cinétique turbulente pour deux différentes hauteurs

au niveau de la norme de la vitesse en insérant des rugosités. L'énergie cinétique turbulente à son tour marque une augmentation de l'ordre de 27%.

Nous remarquons la même chose selon le profil horizontal (C) situé à proximité du déflecteur central. En insérant des rugosités, les deux quantités cinématiques, la norme de la vitesse et l'énergie cinétique turbulente deviennent plus importantes. Nous constatons aussi que pour des hauteurs élevées ($Z/b > 1.2$), les deux quantités cinématiques moyennes marquent une augmentation en insérant des rugosités. Ce-ci peut être expliqué par le fait que l'écoulement a "récupéré" son intensité après avoir été ralenti par les rugosités présentes aux faibles altitudes. Le calcul moyen de ces deux quantités le long du profil montre une augmentation de celles-ci d'environ 34% avec l'insertion des rugosités.

Selon le profil (E) extrait à $Y/b = 2.95$ au niveau du jet central, l'écoulement ne semble pas être affecté par l'ajout des rugosités. Des légères augmentations de la norme de la vi-

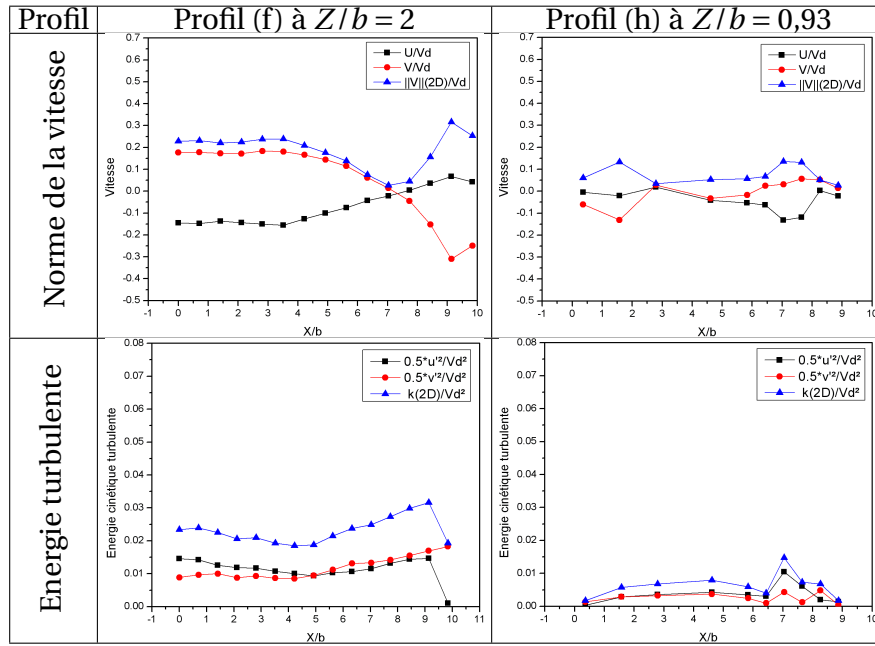


FIGURE 3.24 – Profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente pour deux différentes sections d'étude (Mesures PIV)

tesse et de l'énergie cinétique turbulente ont été remarquées, ses valeurs maximums ont été atteintes à $X/b = 3$, $\frac{\|V\|_{(3D)}}{V_d} = 0.85$ et $\frac{k_{(3D)}}{V_d^2} = 0.09$.

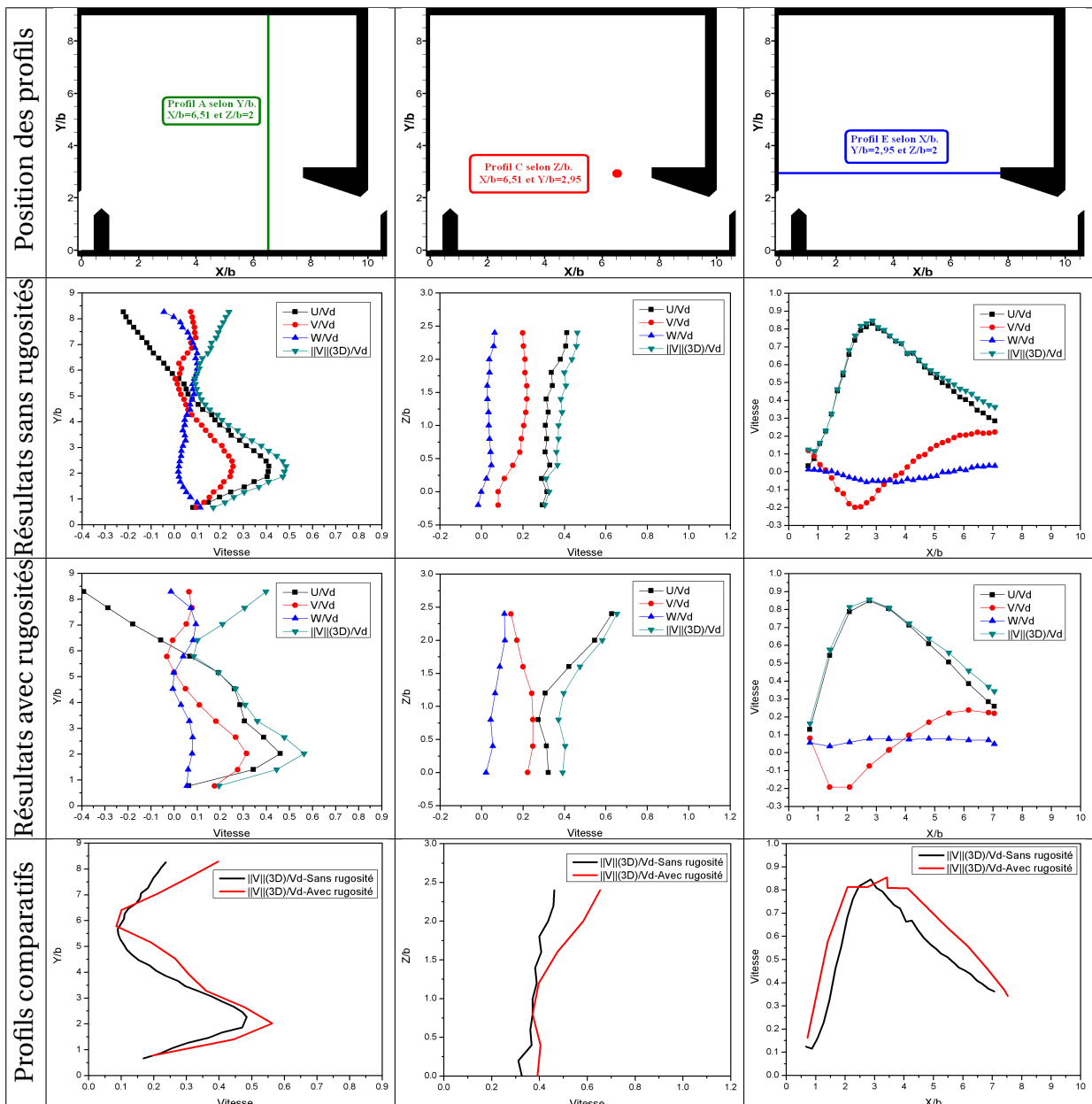


FIGURE 3.25 – Profils de vitesse sans et avec rugosités extraits des mesures ADV

3.2.1.3 Écoulement instationnaire modifié par des rugosités

Au cours des paragraphes précédents, nous avons montré que l'écoulement au sein de la passe à poissons est fortement instationnaire. Afin d'étudier l'évolution temporelle de cet écoulement modifié par des rugosités et de caractériser les principales phases de sa topologie, une analyse des champs de vitesses instantanées réalisés à partir des mesures PIV est présentée.

Au niveau de la topologie de l'écoulement instationnaire modifié par des rugosités, nous retrouvons les mêmes phases expliquées dans la première partie du chapitre (écoulement au

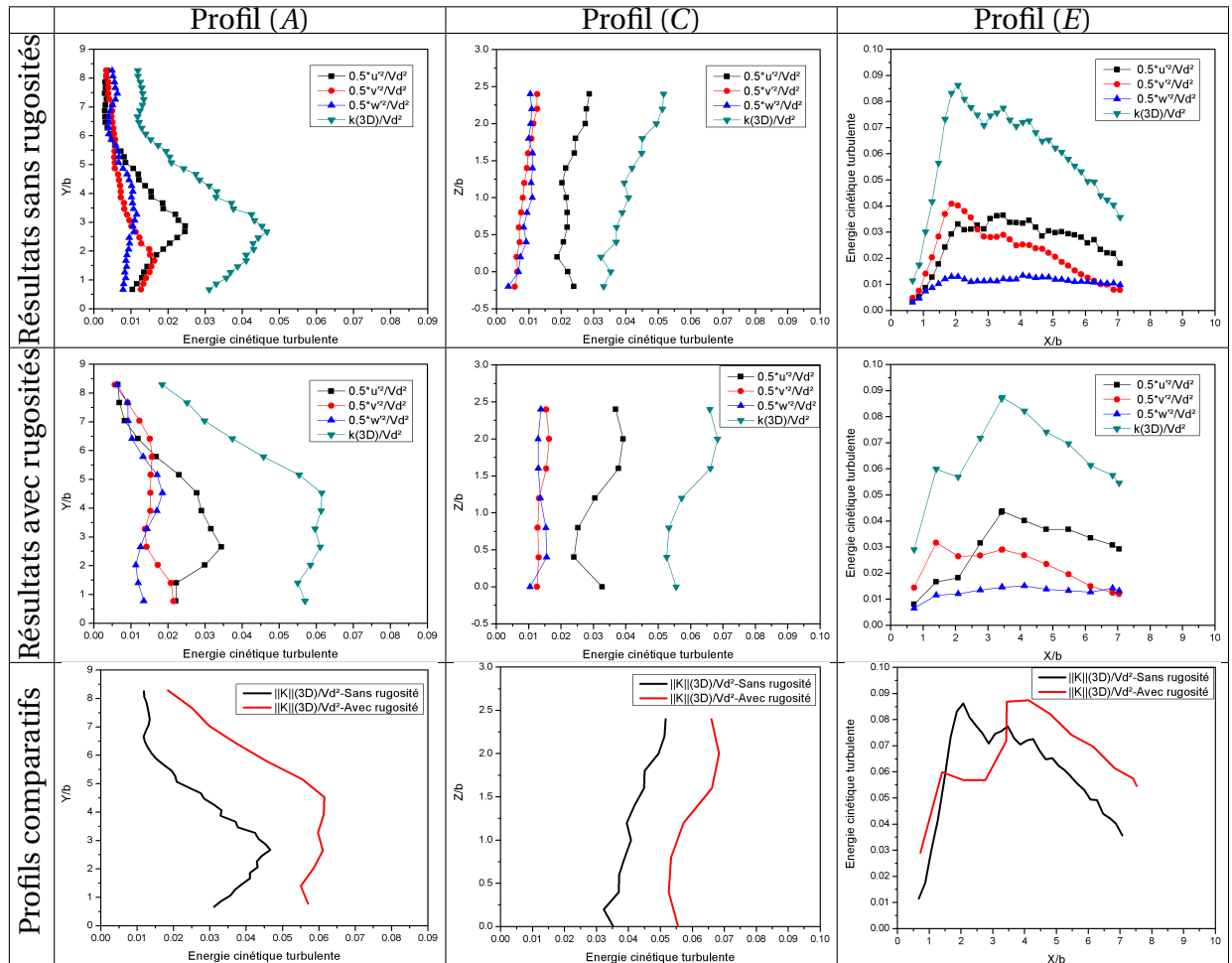


FIGURE 3.26 – Profils d'énergie cinétique turbulente avec et sans rugosités extraits des mesures ADV

sein de la passe de largeur $B/b = 9$). Cependant, le jet est moins intense et les vitesses sont beaucoup plus faibles.

L'écoulement représenté par la phase (a) (Figure 3.27-Phase (a)) montre un battement de jet qui se fait de la gauche vers la droite sans vraiment alimenter le tourbillon supérieur. En conséquence, des bouffées de vitesses au niveau des deux tourbillons principaux (supérieur et inférieur) rendent l'écoulement moins intense.

Quand le jet est constitué de fortes vitesses, il s'élargit en s'orientant vers la paroi latérale supérieure. Le jet se divise en deux parties en rencontrant le déflecteur central, une grande partie est directement convectée vers la fente suivante alors que le reste alimente la zone tourbillonnaire supérieure avec des vitesses beaucoup moins élevées que celles relevées dans la configuration sans rugosités (Figure 3.27-Phase (b)).

Dans un second temps, le jet devient moins large et converge directement vers la fente. Il n'alimente plus le tourbillon supérieur pour lequel les vitesses deviennent faibles, cependant, il alimente le tourbillon inférieur dont les vitesses augmentent avec le temps (Figure 3.27-Phase (c)).

En insérant des rugosités au sein de la passe à poissons, l'écoulement instationnaire devient moins turbulent. L'activité tourbillonnaire devient aussi moins importante et est expliquée par la présence des bouffées de vitesse au sein des zones de recirculation. Enfin, l'ajout des rugosités ne change absolument pas la topologie de l'écoulement instationnaire retrouvée au sein de la passe sans rugosités.

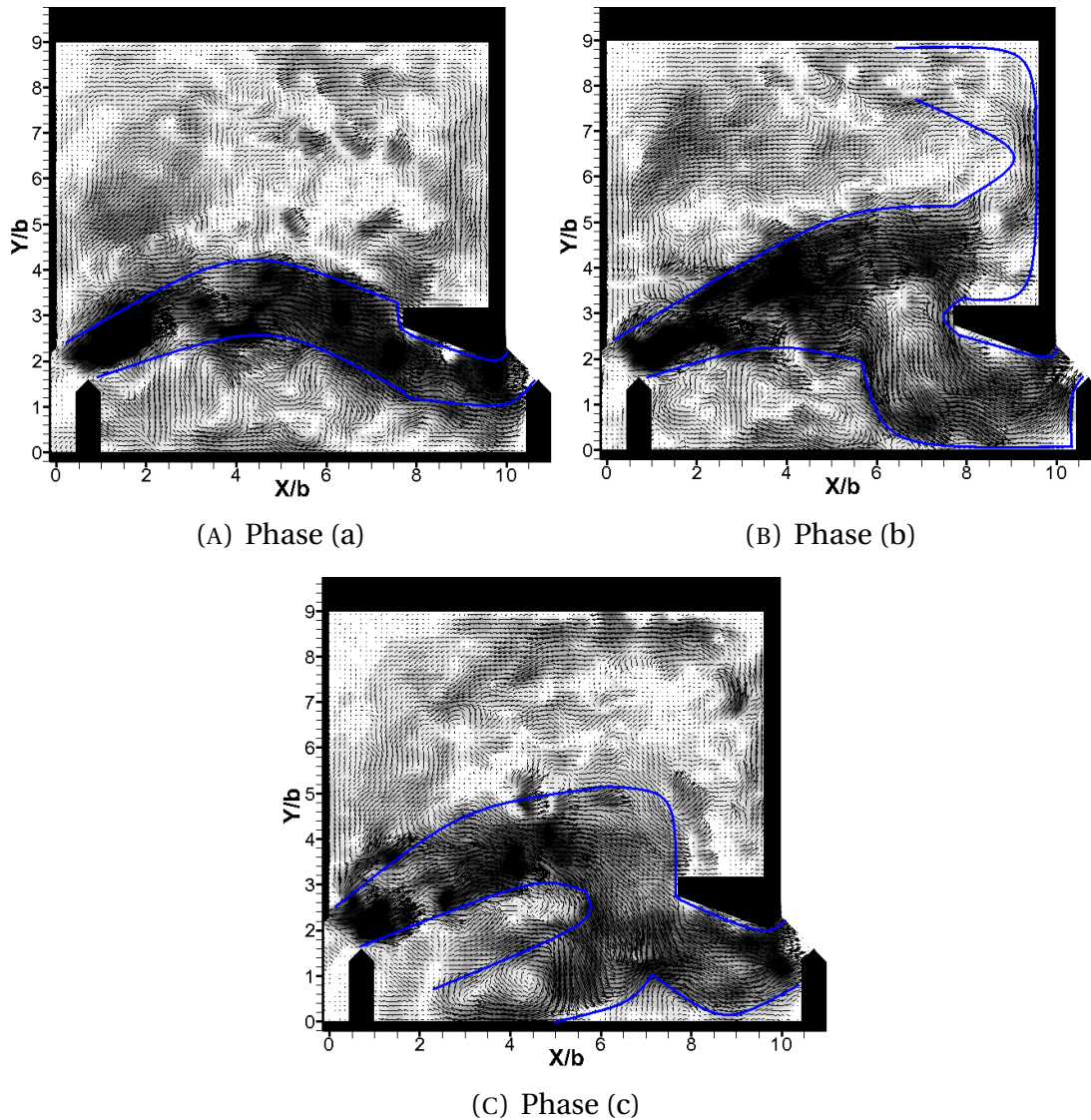
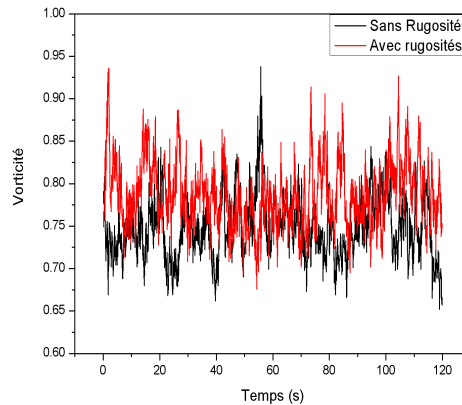
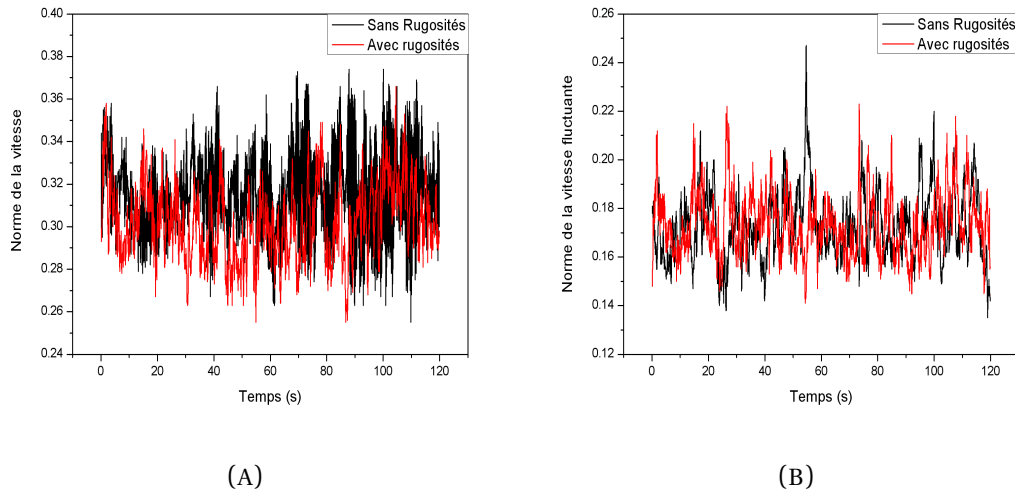


FIGURE 3.27 – Champs de vitesses instantanées PIV caractérisant les trois phases de l'écoulement modifié par des rugosités au sein de la passe de $B/b = 9$

La Figure 3.28 montre l'influence des rugosités sur l'évolution temporelle de la norme de la vitesse, de la norme de la vitesse fluctuante et de la vorticité.

Dans les paragraphes précédents, nous avons pu constater que l'ajout des rugosités ralentit l'écoulement en diminuant l'intensité de ses grandeurs cinématiques au fond de la passe. Cependant, en s'éloignant du fond, l'écoulement récupère son intensité en devenant plus fluctuant. A ce stade d'étude, l'évolution temporelle de la norme de la vitesse dans tout le bassin semble être affectée par l'ajout des rugosités. Cependant, le calcul moyen de ces



(C)

FIGURE 3.28 – Influence des rugosités sur l'évolution temporelle de (A) $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$, de (B) $\langle \frac{\|V'_{2D}\|}{V_d} \rangle$ et de (C) $\langle |\omega_{z-adim}| \rangle$

valeurs temporelles donne des valeurs identiques de la vitesse. En ce qui concerne la vitesse fluctuante, les moments turbulents de l'écoulement sont observés au sein des deux configurations avec et sans rugosités (Figure 3.28-(B)). Enfin, l'activité tourbillonnaire semble être plus importante en ajoutant des rugosités au sein de la passe.

En conclusion, l'analyse de l'évolution temporelle des grandeurs physiques de l'écoulement a permis d'identifier l'intérêt des rugosités au sein de la passe à poisson. Celles-ci réduisent l'intensité de l'écoulement au fond de la passe en ne l'adaptant qu'à certaines espèces de poissons.

3.2.2 Insertion d'un cylindre

Les observations réalisées sur l'écoulement au sein de la passe modifiée par des rugosités mettent en évidence que ces dernières n'affectent qu'une partie de l'écoulement située proche du fond du bassin. Ce type d'obstacle réduit bien les grandeurs cinématiques de l'écoulement au fond de la passe, cependant, il génère des zones à hautes vitesses à des hauteurs supérieures et au niveau de la surface libre, ce qui rend l'écoulement adapté qu'à certaines espèces de poissons. Pour remédier à cette situation, l'ajout d'un obstacle cylindrique de section circulaire installé sur la totalité de la hauteur de la passe est apparu comme la solution la plus adaptée afin de réduire les tailles des zones de recirculation mais aussi les quantités cinématiques de l'écoulement dans le but d'adapter ces dispositifs de franchissement aux faibles capacités de nage des petites espèces.

Il a donc été décidé d'engager une série de simulations numériques de l'écoulement au sein d'un bassin équipé d'un cylindre pour la configuration ($\frac{B}{b}=9$ et $S_0=10\%$) avec comme objectif la mise en évidence de l'influence du diamètre et de la position du cylindre.

3.2.2.1 Première approche pour la détermination du diamètre et de la position du cylindre vis à vis des grandeurs cinématiques de l'écoulement

Afin d'améliorer les caractéristiques de l'écoulement dans la passe à poissons et de dégager l'influence de l'insertion du cylindre, un critère basé sur les grandeurs cinématiques turbulentes a été établi (Equation 3.1). Ce critère C est basé sur le rapport de la quantité dissipative ($\langle \varepsilon_{adim} \rangle$) sur la quantité turbulente ($\langle \frac{k_{(2D)}}{V_d^2} \rangle$).

Il est à noter que la minimisation de l'énergie cinétique turbulente ($\langle \frac{k_{(2D)}}{V_d^2} \rangle$) rend le franchissement du bassin moins difficile pour le poisson. Cette quantité peut aussi être réduite en augmentant sa dissipation dans le bassin ($\langle \varepsilon_{adim} \rangle$). Deux autres quantités cinématiques peuvent être importantes vis à vis du comportement du poisson, il s'agit de la vitesse ($\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$) et la vorticité ($\langle |\omega_{z-adim}| \rangle$) qui sont à réduire dans le bassin. En effet, Si ces deux quantités sont importantes, les vitesses de rotation des tourbillons seront plus importantes vis-à-vis du comportement du poisson, ce dernier se perd et n'arrive pas à franchir le bassin en se retrouvant dans celui d'avant.

L'idée d'établir ce ratio est venue en quantifiant les valeurs de $\langle \frac{k_{(2D)}}{V_d^2} \rangle$ et $\langle \varepsilon_{adim} \rangle$ dans l'ensemble de la passe selon les quatre cas suivants :

La valeur de $\langle \varepsilon_{adim} \rangle$ est grande quand la valeur de $\langle \frac{k_{(2D)}}{V_d^2} \rangle$ est grande.

La valeur de $\langle \varepsilon_{adim} \rangle$ est grande quand la valeur de $\langle \frac{k_{(2D)}}{V_d^2} \rangle$ est petite.

La valeur de $\langle \varepsilon_{adim} \rangle$ est petite quand la valeur de $\langle \frac{k_{(2D)}}{V_d^2} \rangle$ est grande.

La valeur de $\langle \varepsilon_{adim} \rangle$ est petite quand la valeur de $\langle \frac{k_{(2D)}}{V_d^2} \rangle$ est petite.

La question qui se pose est : lequel de ces cas est le meilleur pour les petites espèces de poissons ?

L'établissement de notre ratio "dissipation/turbulence" peut être une réponse à cette question.

En effet, ce critère nous donne des informations sur la quantité de la dissipation vis à vis de la "quantité turbulence". Autrement dit, ce rapport caractérise un ratio de dissipation par rapport à l'énergie cinétique turbulente dans l'ensemble de la passe (Tableau 3.2).

Au sein des bassins de la passe, le facteur majeur influence le comportement des poissons est la turbulence (énergie cinétique turbulente). Pour faire face à cette quantité, nous allons la réduire en insérant un cylindre et aussi augmenter sa dissipation dans le bassin. Minimiser l'énergie cinétique turbulente et maximiser sa dissipation nous a donné l'idée d'optimiser un seul critère qui est le report C entre ces deux quantités.

	$\langle \frac{k_{(2D)}}{V_d^2} \rangle$	$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	C
$d^*=1/3$	$2,20.10^{-2}$	$5,28.10^{-3}$	$24,00.10^{-2}$
$d^*=1/2$	$2,16.10^{-2}$	$5,39.10^{-3}$	$24,95.10^{-2}$
$d^*=2/3$	$2,14.10^{-2}$	$5,37.10^{-3}$	$25,09.10^{-2}$
$d^*=1$	$2,12.10^{-2}$	$5,46.10^{-3}$	$25,75.10^{-2}$

TABLEAU 3.2 – Quantités cinématiques moyennes et critère C en fonction du diamètre du cylindre

Avec l'augmentation du diamètre du cylindre, l'énergie cinétique turbulente diminue, cependant la dissipation de cette énergie et le critère C augmentent (Figure 3.29).

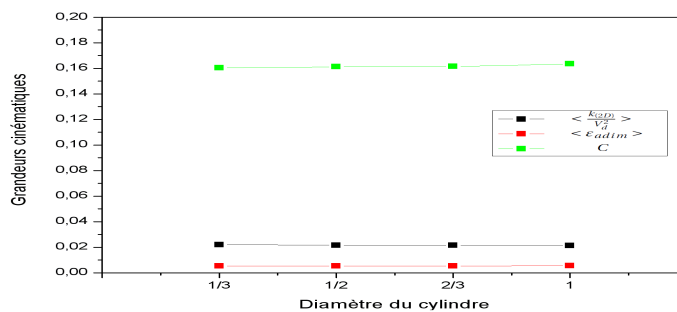


FIGURE 3.29 – Evolution des quantités cinématiques moyennes et du critère C en fonction du diamètre du cylindre

$$C = \frac{\langle \varepsilon_{adim} \rangle}{\langle \frac{k_{(2D)}}{V_d^2} \rangle} \tag{3.1}$$

Pour quantifier l'influence de l'insertion du cylindre, une erreur relative par rapport à la configuration sans cylindre P a été établie comme suit :

$$P = \frac{(C_{sc} - C_{ac})}{C_{sc}} * 100 \quad (3.2)$$

C_{sc} , critère dans le cas sans cylindre et C_{ac} , critère dans le cas avec cylindre.

3.2.2.2 Influence du diamètre du cylindre

Pour voir l'influence du diamètre du cylindre sur la structure topologique de l'écoulement et sur les quantités cinématiques, quatre simulations numériques pour quatre différentes valeurs du diamètre ($d^* = \frac{d}{b} = \frac{1}{3}, \frac{1}{2}, \frac{2}{3}$ et 1) ont été réalisées au sein du bassin de grande largeur ($\frac{B}{b} = 9$). Le centre du cylindre est fixé arbitrairement au point C_1 de coordonnées $x^* = \frac{x}{b} = 2,17$ et $y^* = \frac{y}{b} = 3$ (emplacement lié à la physique de l'écoulement choisi après plusieurs essais instinctifs) (Figure 3.30).

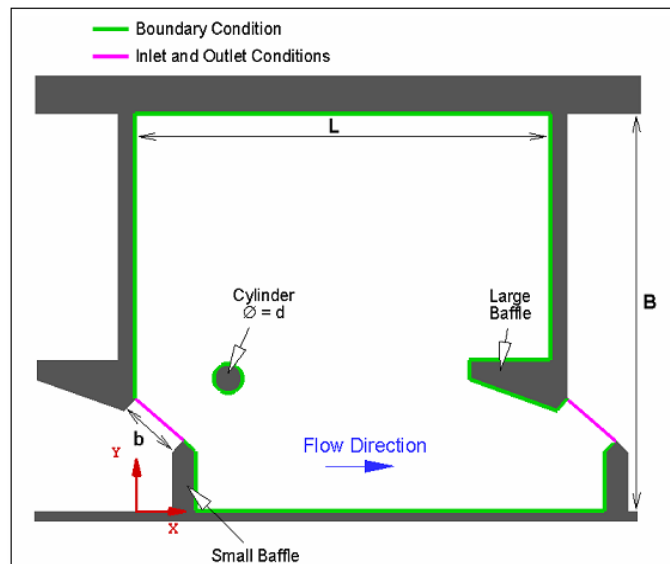


FIGURE 3.30 – Géométrie étudiée

Les résultats des simulations numériques montrent l'influence de la valeur du diamètre du cylindre sur les champs de vitesse, d'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation (Figure 3.31). Le Tableau 3.2 montre les valeurs moyennes de l'énergie cinétique turbulente, du taux de la dissipation et du ratio C en fonction du diamètre du cylindre.

L'insertion du cylindre modifie la forme du jet qui se sépare en deux flux sans réellement affecter les deux grandes zones tourbillonnaires. Une variation des quantités cinématiques (vitesse, énergie cinétique turbulente et taux de dissipation) a été remarquée aussi en introduisant le cylindre.

Après comparaison avec le cas sans cylindre, le critère P défini précédemment atteint un pourcentage de 24%, pour la configuration avec le diamètre $d^* = 1/3$, et de 30% pour les

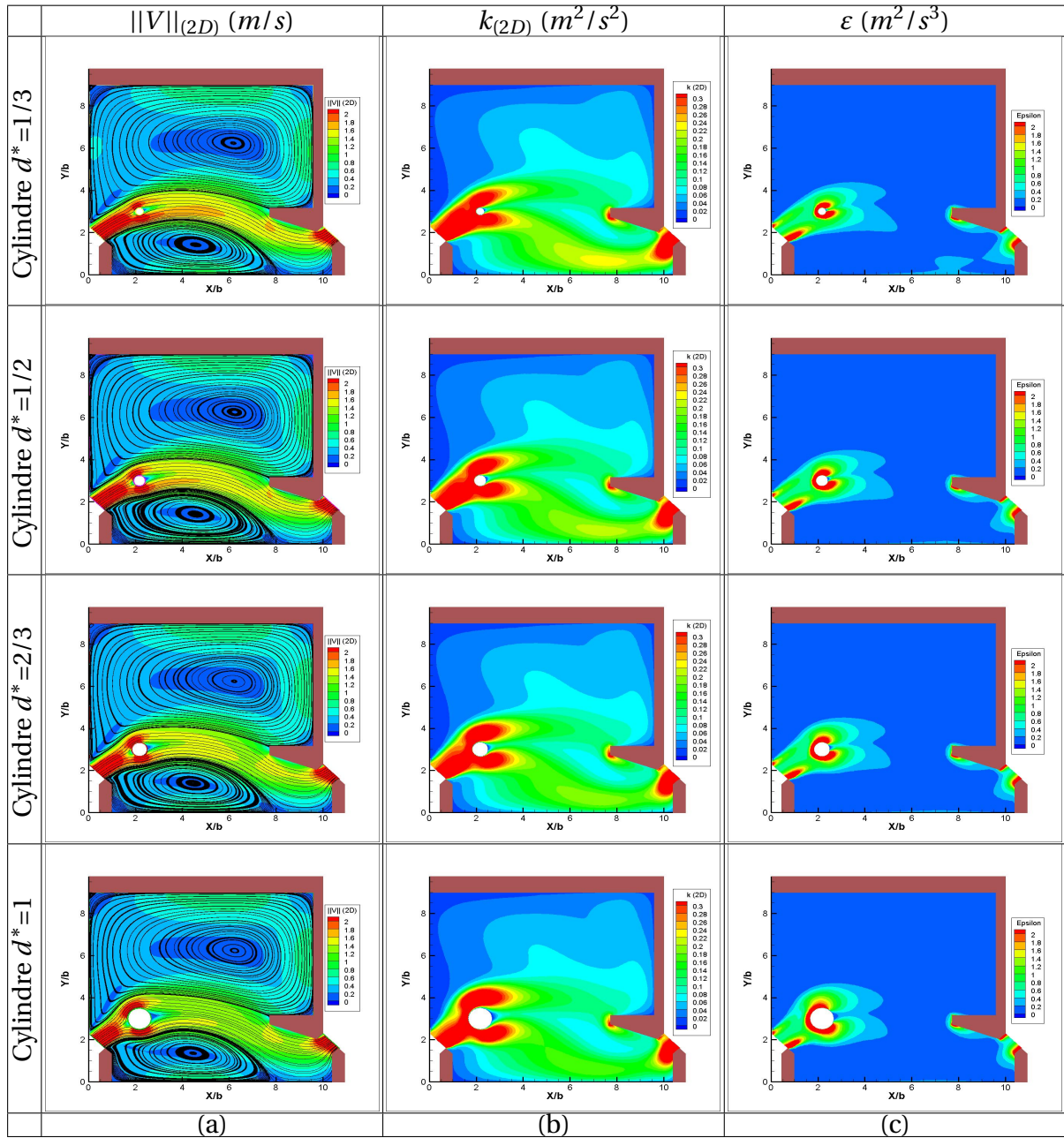


FIGURE 3.31 – Lignes de courant et vitesses moyennes (a), énergie cinétique turbulente (b) et son taux de dissipation (c) pour différentes valeurs du diamètre du cylindre inséré au sein de la passe de ($\frac{B}{b} = 9$)

trois autres configurations. L'insertion du cylindre est donc synonyme d'augmentation de la valeur de la dissipation dans le bassin.

La variation du diamètre du cylindre n'affecte pas la topologie de l'écoulement. Cependant, elle affecte les vitesses moyennes. Autour du cylindre et avec l'augmentation de son diamètre, les vitesses moyennes diminuent et elles augmentent près du déflecteur central. Pour les quantités cinématiques (l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation),

il est noté une légère différence entre les quatre configurations. En conséquence, le diamètre du cylindre n'affecte que très légèrement les grandeurs cinématiques étudiées.

3.2.2.3 Influence de la position du cylindre

Après avoir testé l'influence du diamètre du cylindre, l'effet de sa position est analysé en fixant le diamètre à $d^* = b^*/2$. La position du premier cylindre a été calculée de telle sorte qu'une distance de deux fois la valeur de la largeur de la fente ($2.b^*$) soit maintenue entre le centre du cylindre et la fente pour permettre aux poissons de circuler sans encombres et faciliter l'entretien des passes.

Par la suite, nous avons fait varier la position du cylindre selon la ligne centrale du jet où les vitesses sont maximums. Six simulations ont été effectuées (Figure 3.32). Le Tableau suivant donne les coordonnées des positions testées du cylindre.

Cylindre	Cylindre 1	Cylindre 2	Cylindre 3	Cylindre 4	Cylindre 5	Cylindre 6
x_c/b	1,33	1,67	2,00	2,33	2,67	3,00
y_c/b	2,60	2,77	2,90	2,97	3,07	3,10

TABLEAU 3.3 – Positions testées du cylindre selon la ligne centrale du jet

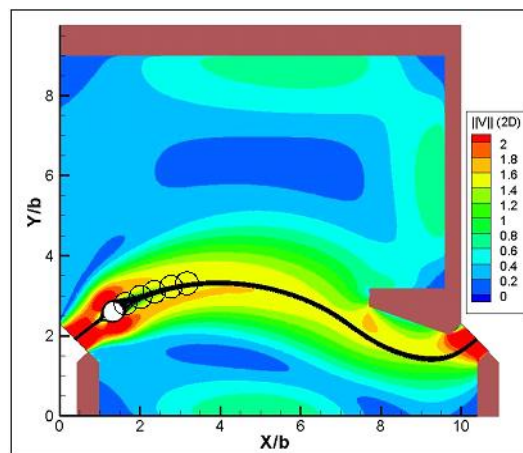


FIGURE 3.32 – Définition de la ligne centrale du jet

La vitesse moyenne autour du cylindre diminue en l'éloignant de la fente (Figure 3.34), et elle continue à diminuer à proximité du déflecteur central. Les deux zones de recirculation ne semblent pas être affectées par une variation de la position du centre du cylindre. En éloignant le cylindre de la fente, les valeurs de l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation autour du cylindre diminuent, en revanche, elles augmentent à proximité du déflecteur central.

Pour les configurations avec cylindre, la valeur du critère de dissipation C est plus élevée (environ 25%) que pour les configurations sans cylindre (environ 19%). En éloignant le

cylindre de la fente, la valeur de C diminue (Figure 3.33). En prenant en considération ce critère et l'ensemble des quantités cinématiques, la meilleure position du cylindre, celle où la dissipation est la plus importante, est la configuration avec le Cylindre1, cylindre le plus près de la fente.

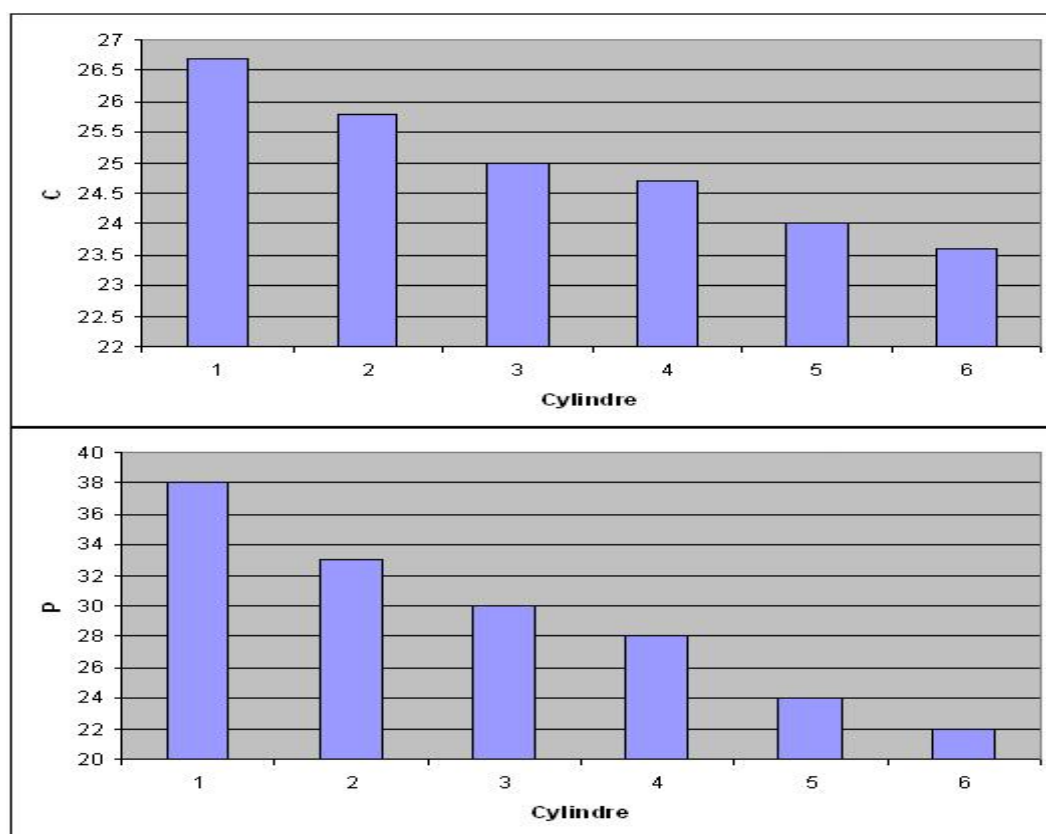


FIGURE 3.33 – Evolution des critères C et P le long de la ligne centrale du jet

Après avoir positionné les cylindres selon la ligne centrale du jet et choisi le cas du Cylindre1 comme optimal, le positionnement de ce cylindre selon la ligne perpendiculaire à la ligne centrale du jet a été étudié (Figure 3.35).

Pour mener à bien cette étude, 6 simulations ont de nouveau été réalisées avec 6 positions différentes du centre du cylindre. Le Tableau suivant recense les nouvelles coordonnées des positions testées du cylindre.

Cylindre	Cylindre 4	Cylindre 3	Cylindre 2	Cylindre 1	Cylindre 4'	Cylindre 3'	Cylindre 2'
x_c/b	1,43	1,40	1,37	1,33	1,30	1,27	1,23
y_c/b	2,50	2,53	2,57	2,60	2,63	2,67	2,70

TABLEAU 3.4 – Positions testées du cylindre selon la ligne perpendiculaire à la ligne centrale du jet

Faire varier le cylindre selon la ligne perpendiculaire à la ligne centrale du jet affecte la symétrie du jet. Les vitesses moyennes, l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation

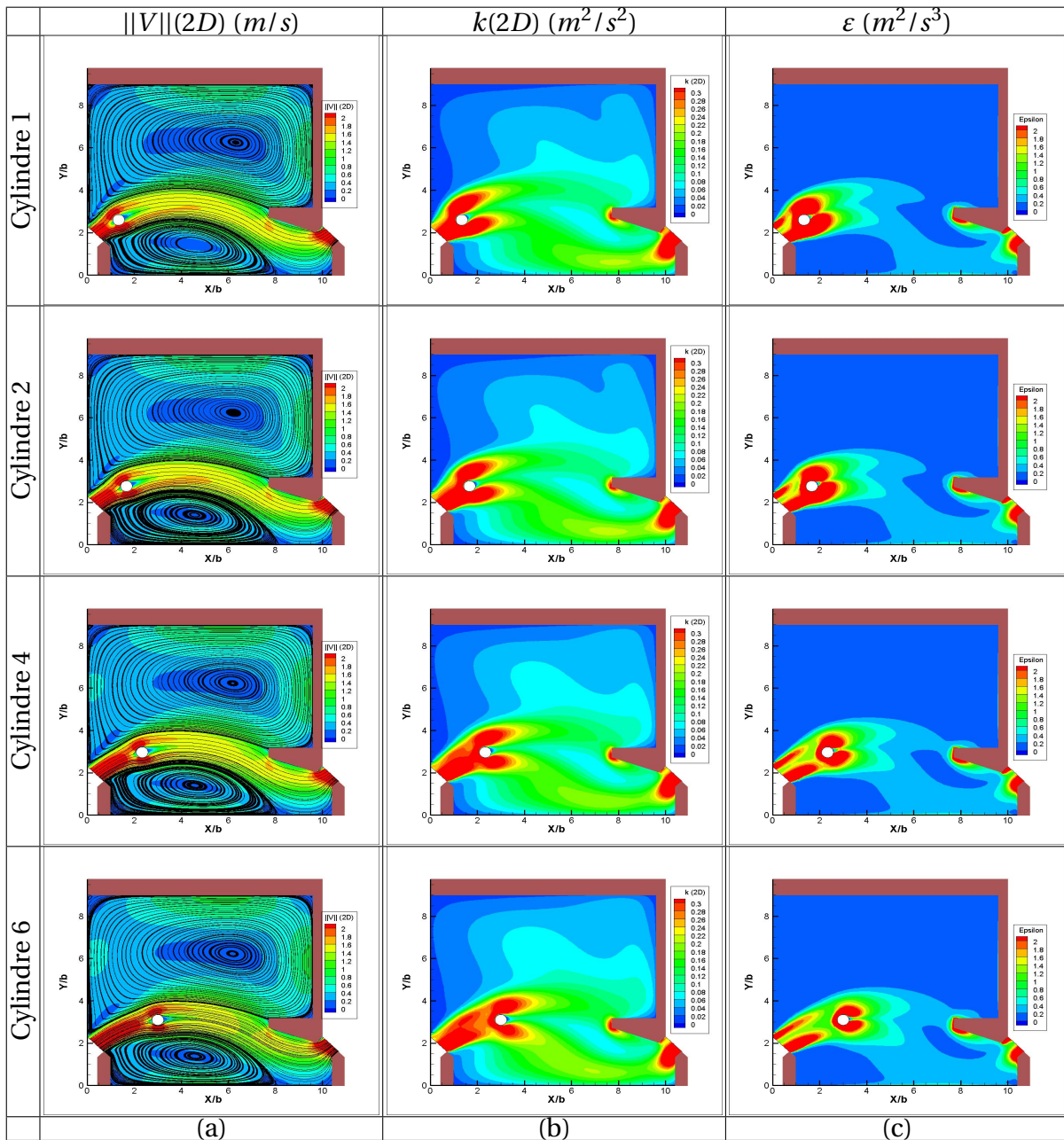


FIGURE 3.34 – Lignes de courant et vitesses moyennes (a), énergie cinétique turbulente (b) et son taux de dissipation (c) pour pour différentes positions du cylindre placées suivant la ligne centrale du jet au sein de la passe de ($\frac{B}{b} = 9$)

ne semblent pas être affectés par la position du cylindre suivant la ligne perpendiculaire à la ligne centrale du jet (Figure 3.37). Il est à noter que la valeur du critère C pour les six configurations testées est sensiblement constante (environ 27%) et surtout supérieure à celle relevée dans le cas de la configuration sans cylindre (environ 19%) (Figure 3.36).

La variation de la position du cylindre suivant la ligne perpendiculaire à la ligne centrale du jet nous a permis de trouver deux nouvelles positions du cylindre (Cylindre 3 et Cylindre 4) qui dissipent plus que la configuration du Cylindre 1.

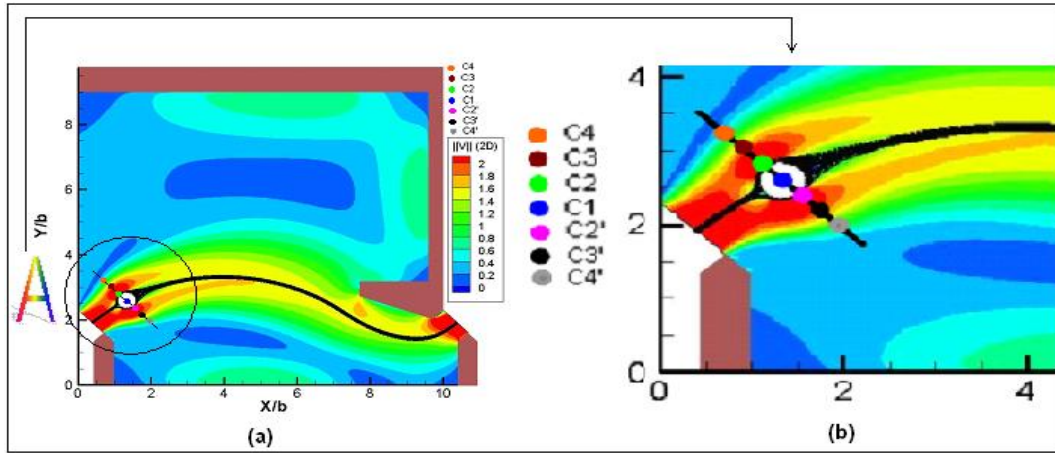


FIGURE 3.35 – : (a) Définition de la perpendiculaire à la ligne centrale du jet - (b) Zoom A

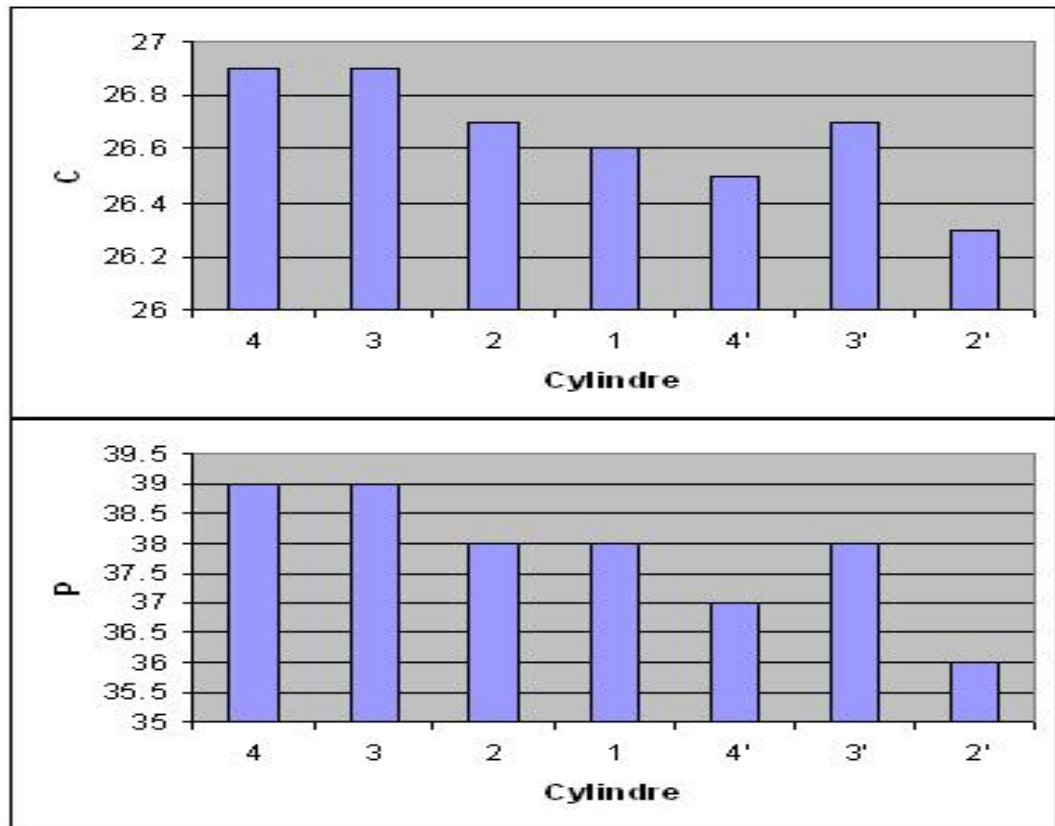


FIGURE 3.36 – Evolution des critères C et P le long de ligne perpendiculaire à la ligne centrale du jet

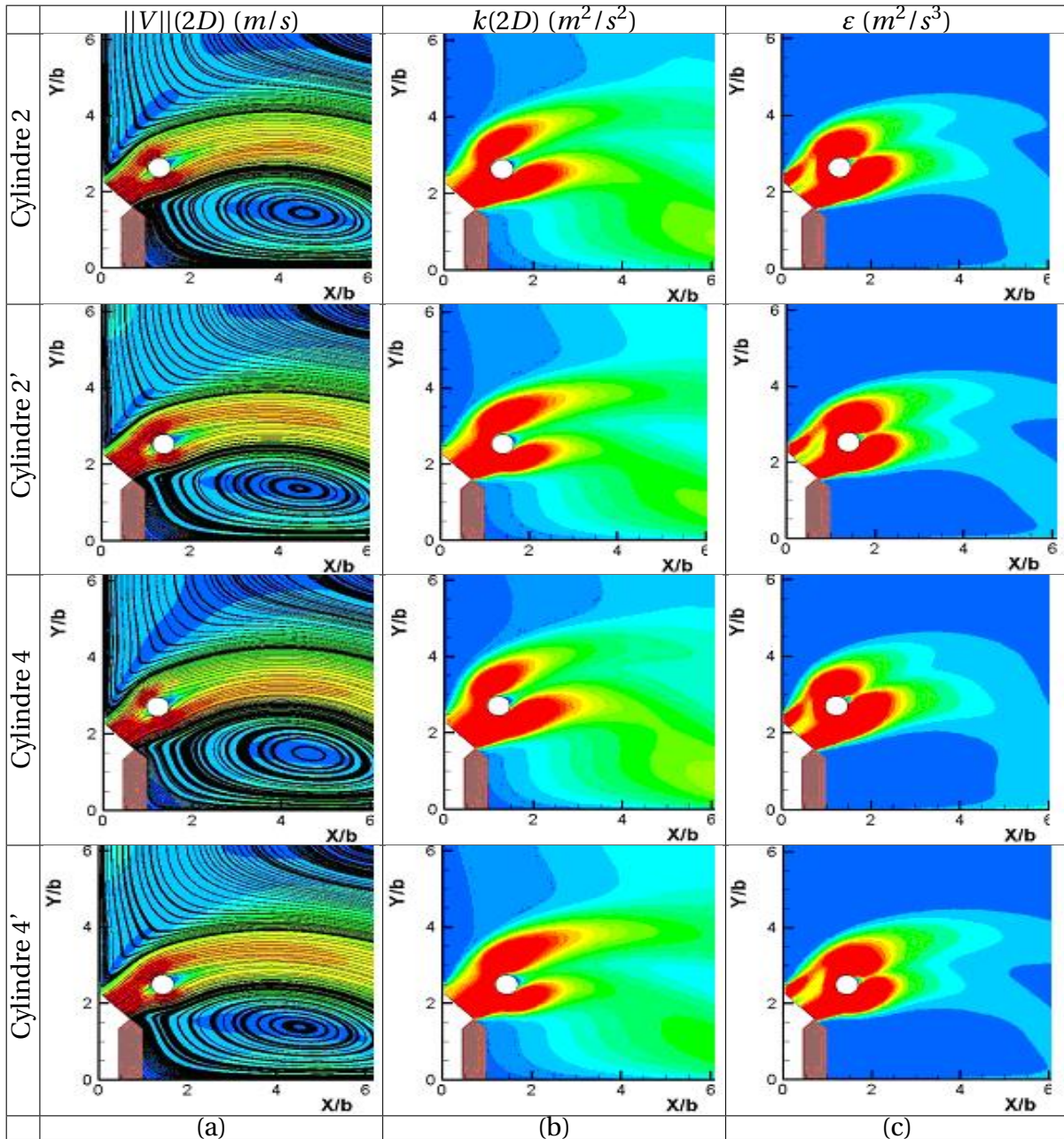


FIGURE 3.37 – Lignes de courant et vitesses moyennes (a), énergie cinétique turbulente (b) et son taux de dissipation (c) pour différentes positions du cylindre placées suivant la ligne perpendiculaire à la ligne centrale du jet au sein de la passe de $(\frac{B}{b} = 9)$

3.2.2.4 Bilan

L'introduction d'un cylindre au sein de la passe à poissons, la variation de son diamètre et de sa position influent sur les grandeurs cinématiques. Afin de quantifier ces évolutions, il nous a semblé nécessaire d'établir des critères basés sur l'énergie cinétique turbulente (k) et son taux de dissipation (ε) pour déterminer le cylindre de diamètre optimisé localisé à la meilleure position. Cependant, ce critère a montré sa faible sensibilité au diamètre du cylindre, en plus, il n'a pas d'explication physique car il relie deux quantités cinématiques dif-

férentes. De ce fait, nous allons étudier l'influence de l'ajout de cylindre sur chaque quantité en abandonnant le critère C. Dans l'étude qui suit, nous allons positionner le(s) cylindre(s) vis à vis les quatre quantités cinématiques de l'écoulement expliquées précédemment.

Afin de bien entretenir la passe et éviter que les poissons se bloquent à l'intérieur du bassin, une contrainte pratique est appliquée sur le diamètre du cylindre qui ne doit pas dépasser la moitié de la fente ($d^* \leq 1/2$). Et comme l'étude de l'influence du diamètre sur les quantités cinématiques a montré que celui-ci n'a que des légères influences, nous fixons un diamètre de cylindre égale à la moitié de la fente ($d^* = 1/2$) dans toute la partie numérique qui suit.

La détermination d'un modèle paramétrique permettant de placer de manière « idéale » le cylindre sur le radier requiert la mise en œuvre et l'application d'une technique d'optimisation, technique qui sera présentée dans le prochain chapitre et avec laquelle nous allons déterminer la position d'un et de trois cylindres au sein de la passe de grande et de petite largeur.

3.3 SYNTHÈSE

Au cours de ce chapitre, nous avons pu collecter des informations concernant l'écoulement au sein des passes à poissons existantes. En premier lieu, une étude topologique a permis d'identifier deux modèles types de l'écoulement dans la passe à poissons à fentes verticales. Un premier modèle d'écoulement (T1) généré pour ($\frac{B}{b} = 9$) et qui est constitué d'un jet relativement rectiligne et deux grandes recirculations contrarotatives. Un second modèle d'écoulement généré pour ($\frac{B}{b} = 6.67$) et qui est composé d'un jet curviligne impactant la paroi latérale opposée laissant apparaître deux tourbillons contra rotatifs de grandes tailles, l'un situé dans le coin supérieur amont de la géométrie, l'autre observé dans la partie convexe du jet. Une troisième cellule de petite taille est localisée sous le grand déflecteur. Ensuite, l'étude de l'écoulement stationnaire a mis en évidence l'influence des différents paramètres géométriques (largeur du bassin) sur l'écoulement. Nous avons pu constater que les grandeurs cinématiques de l'écoulement augmentent en réduisant la largeur du bassin et que l'écoulement est quasi-bidimensionnel au sein de la passe à poissons à fentes verticales.

En réalité, l'écoulement dans les passes à poissons à fentes verticales est fortement instationnaire. Afin de mettre en évidence son instationnarité, une étude de l'évolution temporelle de l'écoulement a été réalisée en caractérisant les principales phases de sa topologie.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous nous sommes intéressés à modifier l'écoulement dans le but de l'adapter aux faibles capacités de nage des petites espèces de poissons. Pour cela, nous avons adapté deux solutions, la première consiste à insérer des rugosités de fond, cependant les observations réalisées sur celles-ci mettent en évidence leurs limites en n'affectant qu'une partie de l'écoulement située au fond du bassin et en l'adaptant qu'à certaines espèces de poissons.

Pour remédier à cette situation, nous avons ajouté par la suite un obstacle cylindrique de section circulaire installé sur la totalité de la hauteur de la passe. Cette solution est apparue comme la plus adaptée pour réduire les tailles des zones de recirculation et aussi diminuer les quantités cinématiques de l'écoulement synonyme d'adaptation de ces dispositifs de franchissement aux faibles capacités de nage des petites espèces. En revanche, le choix de la position du cylindre a été très subjectif, nous l'avons placé dans le jet où les vitesses sont maximums. Afin de remédier à la limite de ce choix subjectif, nous allons établir un modèle paramétrique permettant de placer de manière « idéale » le(s) cylindre(s) sur le radier. Cette démarche requiert la mise en œuvre et l'application d'une technique d'optimisation, technique qui est présentée au cours du prochain chapitre.

Il est à noter que cette technique d'optimisation est basée sur les grandeurs cinématiques de l'écoulement moyen (Vitesse, vorticité, énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation). Le critère C qui est le rapport l'énergie cinétique turbulente (k) et son taux de dissipation (ϵ) a été abandonné à cause de faible influence et son inutilité physique.

Au cours du prochain chapitre, nous allons positionner des cylindres avec un diamètre égale à la moitié de la fente ($d^* = 1/2$).

CHAPITRE 4

METHODE D'OPTIMISATION

Afin de faciliter le passage des petites espèces au sein de la passe à poissons, une technique d'adjonction d'obstacles dans les bassins est proposée. Pour mettre cette technique en œuvre, deux étapes doivent être mises en considération, la première est de choisir les critères (les grandeurs cinématiques) sur lesquels nous nous basons pour optimiser les positions des obstacles, la deuxième consiste en la recherche des positions idéales des obstacles dans le bassin pour lesquelles ces critères soient optima.

Le cas idéal pour notre étude est de positionner le(s) cylindre(s) en tenant en compte du comportement du poisson. Cependant, cette tâche est difficile à réaliser voire impossible car l'étude du comportement d'un être vivant (poisson) est beaucoup plus compliqué.

Pour remédier à cette situation, le positionnement des cylindres sera établi en fonction des grandeurs cinématiques de l'écoulement sans tenir en compte du critère C défini précédemment. Il est à noter que ces grandeurs cinématiques possèdent des liens avec les capacités de nage des petites espèces de poissons qui vont être expliqués par la suite.

Dans ce chapitre, nous allons présenter un état de l'art des méthodes numériques utilisées dans la résolution d'un problème d'optimisation. Nous présentons tout d'abord la formulation mathématique d'un problème d'optimisation en présentant les paramètres nécessaires pour l'établir. Ensuite, nous présentons notre problème d'optimisation en utilisant une de ces méthodes pour le résoudre.

L'optimisation des grandeurs cinématiques va être réalisée au sein de deux types de passes à poissons (grande et petite largeur) en positionnant dans un premier temps un seul cylindre, et ensuite, trois cylindres au sein de chacune.

4.1 DEFINITION

En général, un problème d'optimisation est établi en se basant sur trois paramètres, le premier paramètre est la définition du critère à optimiser, on l'appelle aussi la fonction coût ou bien la fonction objectif, le deuxième paramètre est le domaine de l'optimisation, dans lequel nous allons chercher le critère optimum, et le dernier paramètre est la définition des contraintes, soit des contraintes géométriques (contraintes concernant le domaine de définition) ou bien des contraintes analytiques (le choix du bon algorithme d'optimisation, critère de convergence, ...etc).

Il est à noter que toutes les grandeurs dans ce chapitre ont été adimensionnées par rapport à la largeur de la fente ($b = 0.3m$) et la vitesse débitante ($V_d = 2.12m/s$).

Un problème d'optimisation de dimension n est usuellement formulé comme un problème de minimisation, dans notre étude, ce problème de minimisation est multi variables et pour le résoudre nous l'avons ramené à un problème à deux variables et il peut être écrit de façon générale sous la forme suivante :

$$f(x, y) \in R^2, x = (x_1, \dots, x_n), y = (y_1, \dots, y_n) \in R^{2n} \quad (4.1)$$

$$x_k^{min} \leq x_k \leq x_k^{max}, k = 1, \dots, n \quad (4.2)$$

$$y_k^{min} \leq y_k \leq y_k^{max}, k = 1, \dots, n \quad (4.3)$$

où $f(x)$ est le critère à minimiser, x et y représentent les variables de minimisation.

x_k^{min} , x_k^{max} , y_k^{min} et y_k^{max} désignent les contraintes liés au domaine d'étude et R^{2n} est l'espace de recherche.

Résoudre le problème de minimisation, est synonyme de rechercher les variables de minimisation x et y qui appartiennent au domaine de minimisation R^{2n} pour lesquelles le critère à minimiser (fonction objectif) est minimum.

Le but de la minimisation d'une fonction est de trouver son minimum qui n'est pas unique, on peut distinguer deux types de minima, un minimum local, (la fonction peut en avoir plusieurs) et un minimum global qui est le plus petit minimum local de la fonction (Figure 4.1). D'un point vue mathématique, un point $p(x^*, y^*)$ du domaine de recherche R^{2n} représente un minimum local, s'il existe un voisinage de $p(x^*, y^*)$ noté $V(p(x^*, y^*))$, tel que :

$$\forall x, y \in V(p(x^*, y^*)) \Rightarrow f(x, y) \geq f(x^*, y^*) \quad (4.4)$$

Cette relation signifie, qu'il n'existe aucun point pour lequel $f(x, y)$ est inférieur à $f(x^*, y^*)$ au voisinage de $p(x^*, y^*)$.

Un point $p(x^*, y^*)$ du domaine de recherche R^{2n} représente un minimum global si :

$$\forall x, y \in R^{2n} \Rightarrow f(x, y) \geq f(x^*, y^*) \quad (4.5)$$

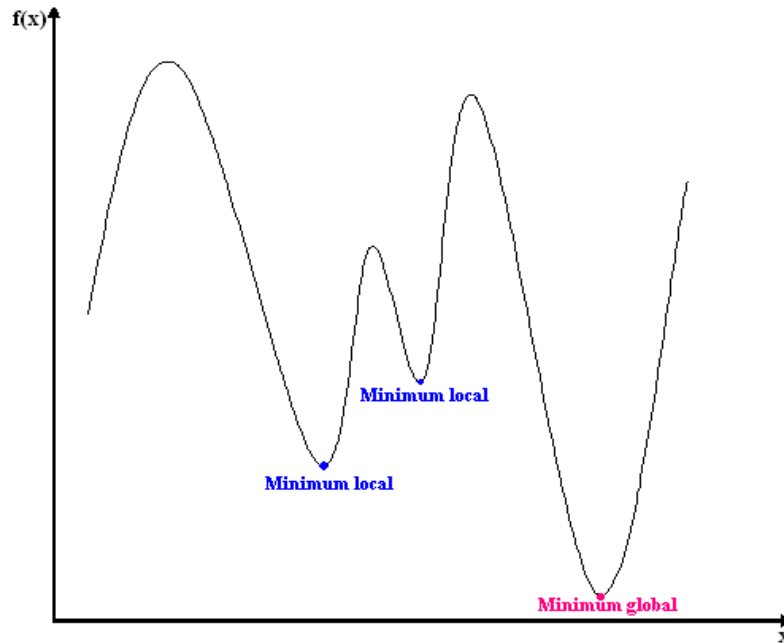


FIGURE 4.1 – Minima locaux et minimum global d'une fonction à une variable

Dans notre cas, le problème de minimisation est de deux dimensions, c'est à dire, la fonction objectif est fonction de deux variables X et Y , et le minimum de cette fonction à deux variables est un point du plan OXY (Figure 4.2).

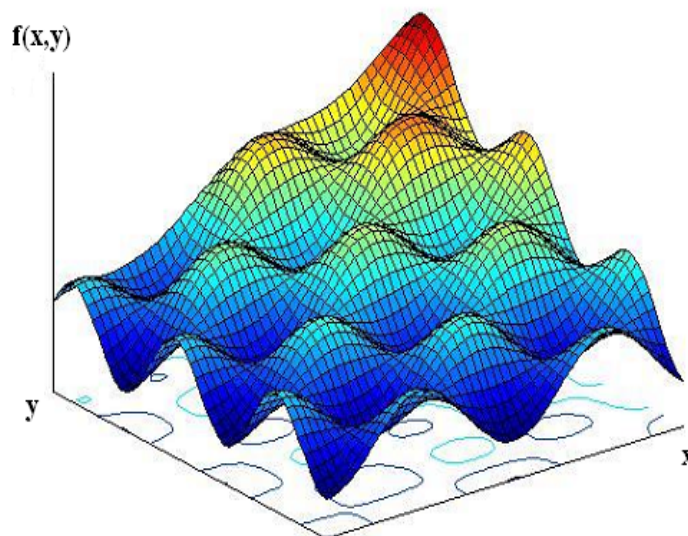


FIGURE 4.2 – Minima locaux et global d'une fonction à deux variables

En général, un problème d'optimisation est défini comme étant un problème de minimisation d'une fonction. Cependant, concernant notre étude de l'écoulement au sein de la

passer à poissons, il existe des situations, où nous allons être plutôt intéressés à maximiser la fonction objectif. Dans ce cas, nous allons transformer le problème de maximisation en problème de minimisation, car les méthodes d'optimisation, comme celles que nous allons utiliser dans notre étude, sont souvent basées sur des critères de minimisation de la fonction objectif.

Nous pouvons obtenir la transformation du problème de maximisation en problème de minimisation à l'aide d'une transformation de la fonction objectif, comme l'Equation 4.6 l'indique.

$$\varnothing(f(x)) = -f(x) \quad (4.6)$$

Une étude bibliographique détaillée sur les techniques d'optimisation a permis de distinguer deux groupes de méthodes de résolutions des problèmes d'optimisation selon leurs caractéristiques : les méthodes déterministes et les méthodes stochastiques.

4.1.1 Méthodes déterministes

Les méthodes d'optimisation déterministes sont des méthodes qui se basent sur la même procédure de calcul jusqu'à ce qu'elles convergent vers la solution optimale. Elles nécessitent une configuration initiale (point de départ) sur laquelle elles se basent pour chercher la configuration finale (point optimum). Ces méthodes déterministes sont des méthodes très largement utilisées car elles sont efficaces, cependant, elles demandent un temps de calcul important, et surtout elles ne convergent pas toujours vers un minimum global.

On peut distinguer deux groupes au sein de ces méthodes déterministes, les méthodes de descente et les méthodes géométriques. Les méthodes de descente sont des méthodes qui se basent sur le gradient de la fonction objectif pour définir la direction de la descente. Les méthodes les plus utilisées sont la méthode du gradient déterministe, la méthode de Quasi-Newton et la méthode du gradient conjugué (Charnoz et al.(1998)). Pour les méthodes géométriques, la méthode la plus connue est la méthode du simplexe (Bontemps. (1999)).

4.1.2 Méthodes stochastiques

Ces méthodes font appel à des mécanismes de transition probabilistes et à des tirages aléatoires. Elles permettent d'explorer le domaine de recherche plus efficacement. Le choix de la configuration initiale n'est pas important pour ces méthodes, car elles peuvent converger vers des résultats finaux différents pour le même point de départ. L'avantage de telles méthodes réside dans le fait qu'elles ont une capacité plus forte que celle des méthodes déterministes à trouver l'optimum global (Luersen. (2004)).

La méthode stochastique la plus connue dans la résolution de problèmes d'optimisation dans de nombreux domaines d'applications est la méthode génétique qui s'appuie sur des techniques de la génétique et qui est souvent présentée par analogie avec la théorie de la sélection naturelle de Darwin : croisements, mutations, sélection.

Cette méthode permet de sélectionner les individus les plus performants d'une population et ayant une plus grande probabilité de survivre et de se reproduire, ce qui permet d'atteindre un minimum global (Khalil. (2009)) et (Daniel et al. (2007)).

4.2 OPTIMISATION DE LA POSITION DES CYLINDRES AU SEIN DE LA PASSE A POISSONS

Nous avons montré dans le chapitre précédent (Chapitre 3) que l'insertion des obstacles de formes cylindriques dans les bassins est une solution qui permet d'adapter l'écoulement aux capacités de nage (franchissement) des petites espèces et d'éviter les grandes recirculations dans les passes à poissons. L'objectif de ce chapitre est de trouver les positions idéales des cylindres dans les bassins afin que les poissons puissent les franchir, et pour cela, nous allons mettre en place une stratégie d'optimisation, après avoir fixé le domaine de l'optimisation et les critères à optimiser. La méthode d'optimisation retenue est la méthode déterministe du gradient conjugué qui a été très largement utilisée grâce à son efficacité et sa simplicité.

4.2.1 Définition du problème de l'optimisation et algorithme de calcul appliqué à l'écoulement au sein de la passe à poissons

Dans notre étude de l'optimisation, la fonction objectif est définie par les grandeurs physiques caractérisant l'écoulement, c'est une fonction globale, stationnaire et discrète.

Le but de cette étude est d'optimiser les coordonnées des positions (x_i, y_i) (les variables d'optimisation) des obstacles au sein de la passe à poissons en optimisant des critères caractérisant l'écoulement ($\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$, $\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle$, $\langle \varepsilon_{adim} \rangle$ et $\langle |\omega_{z-adim}| \rangle$) (fonction objectif). Notre problème d'optimisation peut varier d'une fonction objectif à quatre fonctions et pour limiter le nombre de simulation, une approche à une fonction objectif de façon successive a été choisie. En premier lieu, nous nous sommes intéressés à l'optimisation de la position d'un seul cylindre pour la passe de grande largeur ($\frac{B}{b} = 9$), et par la suite, nous l'optimisons au sein de la passe de petite largeur ($\frac{B}{b} = 6.67$). Nous terminons par l'optimisation de trois cylindres pour les deux différentes largeurs.

Une méthode d'optimisation a été définie pour résoudre ce problème multi variables, c'est la méthode du gradient conjugué. Cette méthode est basée, comme son nom l'indique, sur le gradient de la fonction pour déterminer la direction de la recherche du minimum.

C'est une méthode itérative qui utilise un algorithme pour que la direction de recherche soit optimisée. Cette direction est déterminée en fonction du gradient au point (x_k, y_k) mais aussi en fonction du gradient du point précédent (x_{k-1}, y_{k-1}) , c'est pour cette raison que l'on parle de gradient conjugué. Pour la première itération, la direction choisie (d_0) correspond à la valeur négative du gradient (g_0) :

$$d_0 = -g_0 \quad (4.7)$$

Avec d_0 la direction de recherche pour la première itération, g_0 le gradient utilisé pour la première itération.

Pour calculer les nouvelles directions (d_k), nous combinons la direction précédente (d_{k-1}) avec la valeur du gradient (g_k) au point (x_k, y_k) comme l'équation suivante l'indique :

$$d_k = -g_k + p_k \cdot d_{k-1} \quad (4.8)$$

d_k et g_k sont la direction de recherche et le gradient à l'itération (k).
 p_k est un rapport à déterminer par la suite.

L'algorithme de calcul de la méthode du gradient est comme suit :

$$x_{k+1} = x_k + \lambda_k p_k \quad (4.9)$$

et

$$y_{k+1} = y_k + \lambda_k p_k \quad (4.10)$$

Où λ_k est le pas d'itération.

Le pas (λ_k) a une influence très importante sur la vitesse de convergence de la méthode. Plus λ_k est grand, plus la méthode convergera rapidement, à condition que sa valeur ne dépasse pas une certaine limite au dessus de laquelle il peut avoir un risque de divergence de la suite.

Il existe plusieurs versions de la méthode du gradient conjugué, elles se distinguent par la manière dont la valeur p_k est calculée.

- Dans le cas de la méthode de calcul de Fletcher-Reeves, la valeur (p_k) est calculée comme suit :

$$p_k = \frac{g_k^T \cdot g_k}{g_{k-1}^T \cdot g_{k-1}} \quad (4.11)$$

p_k représente le rapport entre la norme au carré du gradient actuel ($g_k^T \cdot g_k$) et la norme au carré du gradient précédent ($g_{k-1}^T \cdot g_{k-1}$), avec g^T est le gradient transposé.

- Dans le cas de la méthode de calcul de Polak-Ribière, p_k est calculé comme suit :

$$p_k = \frac{\Delta \mathbf{g}_{k-1}^T \cdot \mathbf{g}_k}{\mathbf{g}_{k-1}^T \cdot \mathbf{g}_{k-1}} \quad (4.12)$$

Avec cette méthode, la constante (p_k) prend en compte la variation du gradient ($\Delta \mathbf{g}^T$).

Dans notre étude, nous avons choisi la méthode de calcul de Fletcher-Reeves, qui est plus simple à calculer et qui donne des résultats quasi-identiques à ceux de Polak-Ribière.

4.2.2 Critères à optimiser (Fonction objectif)

La modification de l'écoulement au sein des passes à poissons à fentes verticales par l'adjonction d'obstacles sur le radier nécessite, d'une part, la connaissance des caractéristiques des nages des poissons et, d'autre part, la manière dont ces derniers interagissent avec les grandeurs physiques clés de l'écoulement. Ce paragraphe a pour finalité de définir et optimiser ces diverses grandeurs hydrodynamiques d'un point de vue global. L'ajout d'obstacles sur le radier en vue d'améliorer la montaison des petites espèces modifie la topologie de l'écoulement, la répartition des vitesses, les zones de recirculation, les gradients de vitesse, les fréquences caractéristiques et dynamiques de l'écoulement. Ces grandeurs locales moyennées sont extraites des simulations numériques. Parmi l'ensemble de ces grandeurs adimensionnelles, nous avons choisi la norme des vitesses moyennes ($\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$), la vorticité ($\langle |\omega_{z-adim}| \rangle$), l'énergie cinétique turbulente ($\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle$) et son taux de dissipation ($\langle \varepsilon_{adim} \rangle$) comme critères à optimiser.

Ces critères ont été choisis en ayant des liens avec le comportement du poisson et sont définis comme suit :

$$\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = \frac{1}{n} \sum_{\vec{x}} \frac{\sqrt{u_1(\vec{x})^2 + u_2(\vec{x})^2}}{V_d} \quad (4.13)$$

où n est le nombre de points du maillage.

$$\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle = \frac{1}{n} \sum_{\vec{x}} \frac{\sqrt{u_1'^2(\vec{x}) + u_2'^2(\vec{x})}}{2 * V_d^2} \quad (4.14)$$

La minimisation de ces deux premiers critères est nécessaire afin que le poisson évite les fortes vitesses et turbulences et trouve par la suite moins de difficulté de franchir le bassin.

$$\langle \varepsilon_{adim} \rangle = \frac{1}{n} \sum_{\vec{x}} \frac{b}{V_d^3} * \overline{\varepsilon(\vec{x})} \quad (4.15)$$

Ce critère a un lien avec l'énergie cinétique turbulente, il représente sa dissipation dans le bassin. Il est nécessaire de maximiser ce critère, synonyme de diminuer les zones turbulentes rencontrées par le poisson.

$$\langle |\omega_{z-adim}| \rangle = \frac{1}{n} \sum_{\vec{x}} \frac{b}{V_d} * \overline{|\omega(\vec{x})|} \quad (4.16)$$

Plus ce critère est important plus les taux de rotation des tourbillons seront importants vis-à-vis du comportement du poisson. Il est nécessaire de minimiser ce critère afin que le poisson ne se perd pas dans le bassin et éviter son retour au bassin précédent.

La procédure de recherche de la position optimale d'obstacles placés au sein de la passe à poissons permet de déterminer l'ensemble $\{E_{ideal}\}$ des grandeurs physiques (critères à optimiser définis précédemment). Cependant, comme cet ensemble est obtenu de manière distincte en fonction de la fonction objectif choisie, quatre solutions de positions d'obstacles sont obtenues donnant respectivement quatre ensembles de grandeurs physiques $\{E_{\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle}\}$, $\{E_{\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle}\}$, $\{E_{\langle \varepsilon_{adim} \rangle}\}$ et $\{E_{\langle |\omega_{z-adim}| \rangle}\}$. Afin de retenir une solution unique, ces quatre ensembles de grandeurs physiques sont comparés à l'ensemble $\{E_{ideal}\}$. La solution unique retenue correspond alors à la solution d'optimisation selon $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$, $\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle$, $\langle \varepsilon_{adim} \rangle$ ou $\langle |\omega_{z-adim}| \rangle$ dont l'ensemble des grandeurs physiques est le plus proche de l'ensemble $\{E_{ideal}\}$.

4.2.3 Définition du domaine de l'optimisation

Dans le but d'introduire des obstacles au sein de la passe à poissons, des contraintes géométriques ont été prises en compte afin de ne pas positionner des obstacles à moins d'une largeur de fente des parois de la passe à poissons. Ces contraintes du domaine ont pour but d'éviter l'encombrement de la passe par des branches et maintenir son entretien et son bon fonctionnement (Figure 4.3). Le Tableau 4.1 montre les valeurs de contraintes du domaine. Le positionnement des obstacles se fera dans la zone où ces contraintes sont respectées.

	$\frac{B}{b} = 9$	$\frac{B}{b} = 6.67$
$\frac{x_k^{min}}{b}$	1,25	1,25
$\frac{x_k^{max}}{b}$	8,35	8,35
$\frac{y_k^{min}}{b}$	1,25	1,25
$\frac{y_k^{max}}{b}$	7,75	5,58

TABLEAU 4.1 – Valeurs des contraintes du domaine

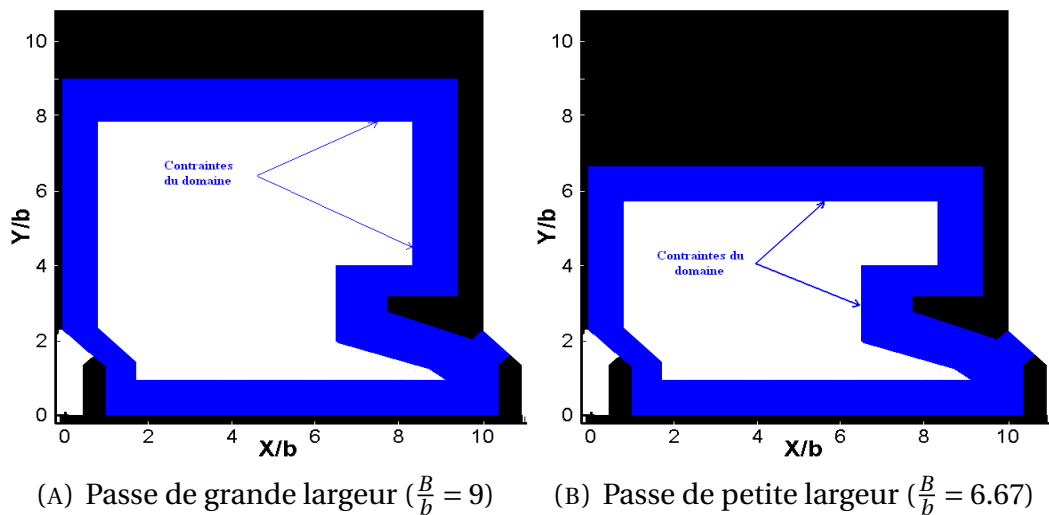


FIGURE 4.3 – Contraintes du domaine

4.2.4 Définition des conditions initiales

Dans le but de mettre en place la méthode de gradient conjugué, deux séries de calculs numériques ont été effectuées. Une première série de 16 calculs numériques définis pour 16 configurations de positions d'un cylindre au sein de la passe de grande largeur ($\frac{B}{b} = 9$), et une seconde série de 12 calculs numériques définis pour 12 configurations de positions d'un cylindre au sein de la passe de petite largeur ($\frac{B}{b} = 6.67$) (Figure 4.4). Les positions des cylindres ont été uniformément réparties sans avoir de priorité sur le résultat au sein du domaine de l'optimisation tout en respectant les contraintes géométriques.

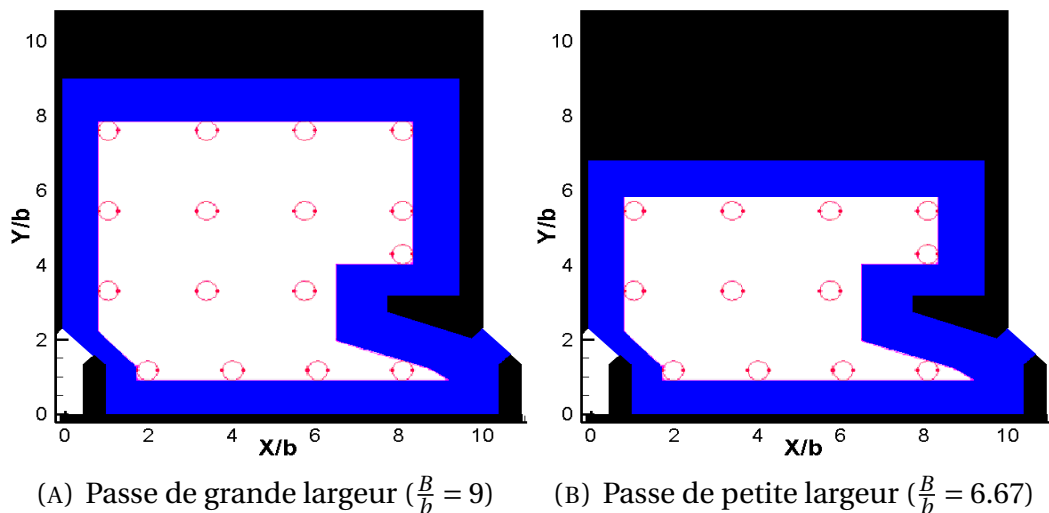


FIGURE 4.4 – Positions des cylindres servant de base initiale à la recherche de la position optimale d'un cylindre

L'inconvénient de cette méthode d'optimisation est de trouver un optimum global de la fonction objectif, pour cela, il faut trouver le plus petit minimum local qui va nous aider à

bien choisir le point de départ, car ce dernier a une grande influence sur la convergence de l'algorithme.

Les Figures 4.5, 4.6, 4.7 et 4.8 représentent respectivement la distribution de la norme de la vitesse, la vorticité, l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation avec leurs isocontours en fonction des positions des cylindres. Ces figures nous aident à localiser le point de départ avec lequel l'algorithme convergera vers le minimum global.

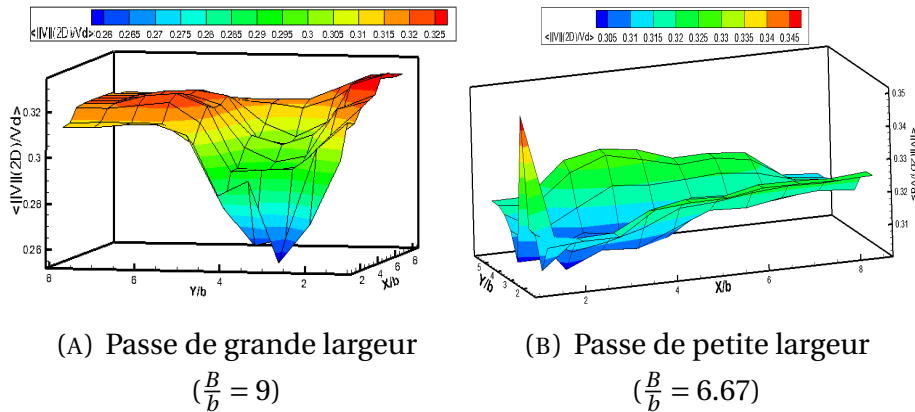


FIGURE 4.5 – Norme de la vitesse $\langle \frac{\|V_2D\|}{V_d} \rangle$

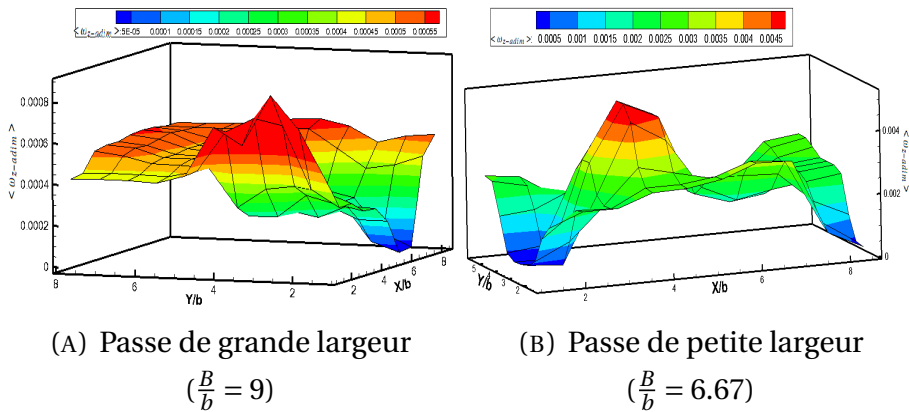


FIGURE 4.6 – Vorticité $\langle |\omega_{z-adim}| \rangle$

Le choix des conditions initiales (points de départ) a été fait en se basant sur la distribution des critères à optimiser (Figures 4.5, 4.6, 4.7 et 4.8) par rapport à la position du cylindre (Tableau 4.2).

Une fois le point de départ choisi (x_0 et y_0), il reste à appliquer l'algorithme pour passer au point suivant en optimisant notre critère, celui-ci demande une adaptation du pas d'itération (λ) qui relie le point de départ avec le point à optimiser. Le pas d'itération a été adapté en se basant sur le gradient du critère à optimiser ou fonction objectif ($\nabla(f_{objectif})$) et la distance entre deux points du maillage initial ($\Delta(x)$, $\Delta(y)$). Dans le cas général, le pas d'itération est calculé comme suit :

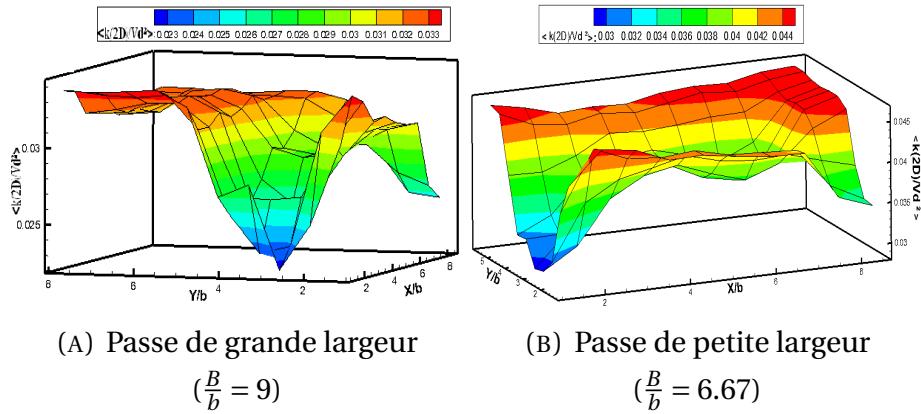


FIGURE 4.7 – Energie cinétique turbulente $\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle$

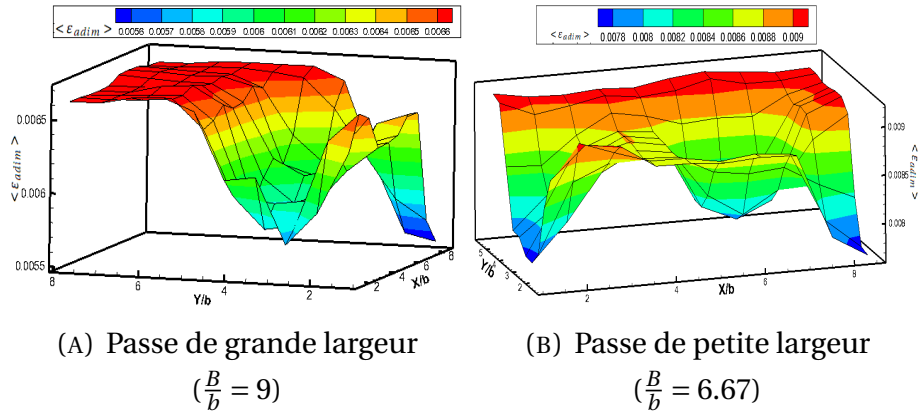


FIGURE 4.8 – Taux de dissipation $\langle \varepsilon_{adim} \rangle$

Critères	$(\frac{x_0}{b}; \frac{y_0}{b})$ pour $\frac{B}{b} = 9$	$(\frac{x_0}{b}; \frac{y_0}{b})$ pour $\frac{B}{b} = 6.67$
$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	1,25;3,41	1,25;3,41
$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	3,62;3,41	1,25;3,41
$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	1,25;3,41	1,25;3,41
$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	3,62;5,58	5,99;5,58

TABLEAU 4.2 – Conditions initiales

Pour la direction x , $\lambda_x = \frac{\Delta(x)}{\nabla(\text{objectif})}$, et pour la direction y , $\lambda_y = \frac{\Delta(y)}{\nabla(\text{objectif})}$.

4.2.5 Critères d'arrêt de l'algorithme

Deux critères d'arrêt ont été mis en place, le premier est un rapport entre la différence de la valeur du critère à l'itération $(k + 1)$ et celle à l'itération (k) sur la valeur du critère à l'itération (k) (Equation 4.17), la valeur de ce critère a été fixée à 10^{-4} .

$$C_{d1} = \frac{f_{objectif}^{k+1} - f_{objectif}^k}{f_{objectif}^k} \leq 10^{-4} \quad (4.17)$$

Le second critère d'arrêt est basé sur la différence de la valeur de la position du cylindre à l'itération $(k + 1)$ et celle à l'itération (k) (Equations 4.18 et 4.19), la valeur de ce critère a été fixée à 10^{-3} .

$$C_{d2}^x = \frac{X^{k+1}}{b} - \frac{X^k}{b} \leq 10^{-3} \quad (4.18)$$

et

$$C_{d2}^y = \frac{Y^{k+1}}{b} - \frac{Y^k}{b} \leq 10^{-3} \quad (4.19)$$

Si le premier critère n'atteint pas la valeur 10^{-4} , le calcul continuera jusqu'à atteindre la valeur du second critère.

4.3 CALCULS ET RESULTATS

Ce chapitre est constitué de deux parties, une première partie liée à l'optimisation de la passe à poissons de grande largeur ($\frac{B}{b} = 9$) où nous allons présenter de façon détaillée les résultats obtenus en commençant par l'optimisation de la position d'un seul cylindre pour chacun des quatre critères cités précédemment et ensuite, l'optimisation des positions des trois cylindres. Une seconde partie est consacrée à la passe à poissons de petite largeur ($\frac{B}{b} = 6.67$) en suivant la même procédure que celle adoptée pour la grande largeur.

4.3.1 Optimisation de la position d'un seul cylindre

Dans cette partie, nous allons optimiser la position d'un seul cylindre dans le bassin pour la passe de grande largeur, puis pour celle de petite largeur.

4.3.1.1 Passe à poissons de grande largeur ($\frac{B}{b} = 9$)

L'optimisation a été faite pour chaque grandeur cinématique (critère) en se basant sur l'algorithme du gradient conjugué.

Il est à noter que le temps nécessaire pour mettre à bien une première simulation est d'environ 40 minutes. Pour établir d'autres simulations, ce temps est réduit à 15 minutes en utilisant des macros. De plus, la durée d'une simulation est de l'ordre de 35 minutes.

Energie cinétique turbulente ($\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle$) :

Quatre itérations de l'algorithme du gradient conjugué sont suffisantes pour que le calcul de l'optimisation de la position du cylindre soit convergé en minimisant l'énergie cinétique turbulente.

Les résultats des itérations sont représentés dans le Tableau 4.3, qui montre une minimisation de 21% du critère entre la première et la dernière itération en déplaçant le cylindre de $\frac{X}{b} = 0,33$ et de $\frac{Y}{b} = -0,24$ de sa position initiale.

Itérations	$\frac{X}{b}$	$\frac{Y}{b}$	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$
0	1,25	3,41	0,0279
1	1,5894	3,193	0,0231
2	1,5866	3,1713	0,0224
3	1,5869	3,1735	0,0224
4	1,5864	3,1738	0,0221

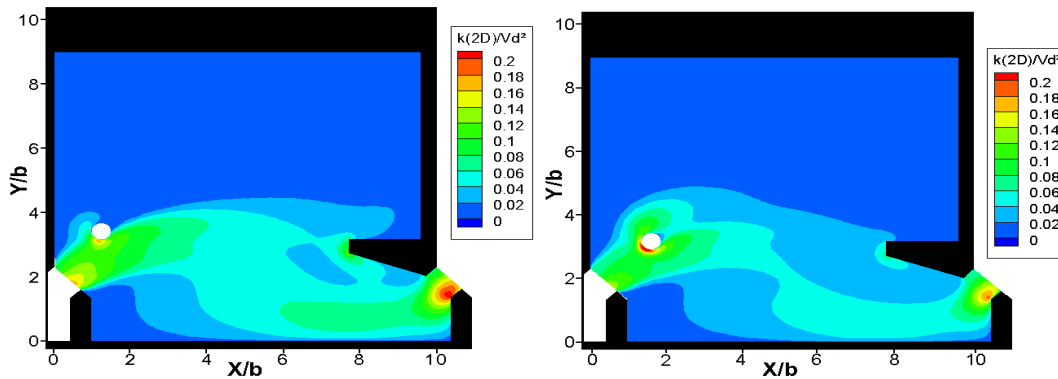
TABLEAU 4.3 – Résultats des itérations pour $\langle \frac{k_{(2D)}}{V_d^2} \rangle$: ($\frac{B}{b} = 9$)

En se basant sur l'énergie cinétique turbulente $\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle$, la position optimale du cylindre dans le bassin est $\frac{X}{b} = 1.587$ et $\frac{Y}{b} = 3.173$. A cette position, nous pouvons avoir des informations sur les valeurs des autres quantités cinématiques qui ne sont pas systématiquement optimales (Tableau 4.4).

Critères	Valeurs
$\langle \frac{k_{(2D)}}{V_d^2} \rangle$	0.0221
$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	0.255
$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	0.4012
$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	0.0057

TABLEAU 4.4 – Valeurs des quantités cinématiques à la position optimale du cylindre en minimisant $\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle$: ($\frac{B}{b} = 9$)

La Figure 4.9 montre les isocontours de l'énergie cinétique turbulente ($\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle$) en insérant le cylindre à sa position optimale trouvée précédemment (Fig.4.9 – B), et sa position initiale (Fig.4.9 – A). Les valeurs maximales de cette quantité cinématique sont situées autour du cylindre et à la sortie du jet dans le cas de la configuration optimale. En revanche, dans la configuration initiale, elles n'étaient situées qu'à la sortie du jet, ce qui signifie que l'énergie cinétique turbulente perd une partie de son intensité en rencontrant le cylindre.



(A) Première itération (position initiale) (B) Dernière itération (position finale)

FIGURE 4.9 – Isocontours de l'énergie cinétique turbulente : $(\frac{B}{b} = 9)$

Norme de la vitesse $(\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle)$:

Nous appliquons l'algorithme du gradient conjugué pour optimiser la position du cylindre en minimisant la valeur de la norme de la vitesse $(\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle)$. La minimisation de cette quantité cinématique a été réalisée en cinq itérations. Les positions des cylindres et les valeurs de leurs critères associés des cinq itérations sont représentées dans Le Tableau 4.5.

Itérations	$\frac{X}{b}$	$\frac{Y}{b}$	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$
0	1,25	3,41	0,291
1	1,737	3,193	0,259
2	1,7133	3,1713	0,259
3	1,5853	3,1843	0,255
4	1,5341	3,1791	0,254
5	1,5375	3,1805	0,254

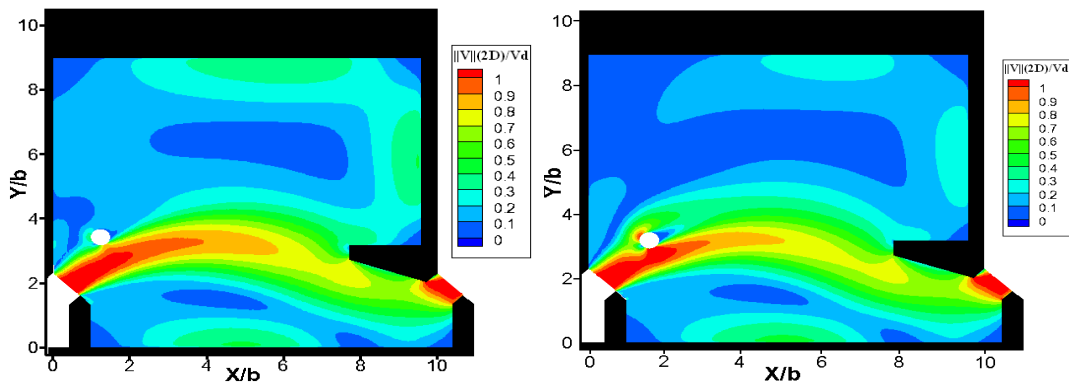
TABLEAU 4.5 – Résultats des itérations pour $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$: $(\frac{B}{b} = 9)$

En se basant sur la norme de la vitesse $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$, la position optimale du cylindre dans le bassin est $\frac{X}{b} = 1.53$ et $\frac{Y}{b} = 3.18$, la valeur de cette quantité cinématique diminue de 13% par rapport à la position initiale. Le Tableau 4.6 montre les valeurs des quatre critères à optimiser à cette position du cylindre.

Critère	Valeur
$\langle \frac{\ V\ (2D)}{V_d} \rangle$	0.253
$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	0.0222
$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	0.3992
$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	0.0057

TABLEAU 4.6 – Valeurs des quantités cinématiques à la position optimale du cylindre en minimisant $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$: ($\frac{B}{b} = 9$)

La Figure 4.10 montre les isocontours de la norme de la vitesse ($\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$) en insérant le cylindre à sa position optimale trouvée précédemment (Figure 4.10-B), et sa position initiale (Figure 4.10-A). Le jet ne semble pas être affecté par le cylindre à la position initiale. En revanche, le cylindre à la position finale affecte une partie du jet en faisant apparaître une zone à haute vitesse autour du cylindre, en s'éloignant de ce dernier, l'intensité de vitesses dans le jet diminue.



(A) Première itération (position initiale) (B) Dernière itération (position finale)

FIGURE 4.10 – Isocontours de la norme de la vitesse : ($\frac{B}{b} = 9$)

Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ($\langle \varepsilon_{adim} \rangle$) :

Il est à noter que le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente au sein de la passe à poissons est à maximiser. Puisque l'algorithme du gradient est un algorithme de minimisation, nous allons minimiser la valeur négative de cette quantité cinématique. L'algorithme du gradient conjugué est appliqué sur cette grandeur cinématique sans avoir changé sa valeur de départ en atteignant la valeur limite du second critère d'arrêt C_{d2}^x et C_{d2}^y . Nous avons appliqué à nouveau l'algorithme du gradient conjugué sur cette grandeur cinématique en changeant le point de départ, et après trois itérations, le calcul converge vers la même position optimale retrouvée précédemment. La position optimale du cylindre, en se basant sur ε_{adim} , est la position optimale retrouvée parmi les 16 cas de calculs initiaux. Cette po-

sition a comme coordonnées $\frac{X}{b} = 3,62$ et $\frac{Y}{b} = 5,58$, la valeur du critère correspondante est $\varepsilon_{adim} = 0.00668$.

Le Tableau 4.7 montre les valeurs des quatre critères à optimiser à cette position du cylindre.

Critère	Valeur
$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	0.00668
$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	0.0329
$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	0.4028
$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	0.253

TABLEAU 4.7 – Valeurs des quantités cinématiques à la position optimale du cylindre en maximisant $\langle \varepsilon_{adim} \rangle$: ($\frac{B}{b} = 9$)

La Figure 4.11 montre les isocontours de la dissipation turbulente ($\langle \varepsilon_{adim} \rangle$) en insérant le cylindre à sa position optimale trouvée précédemment.

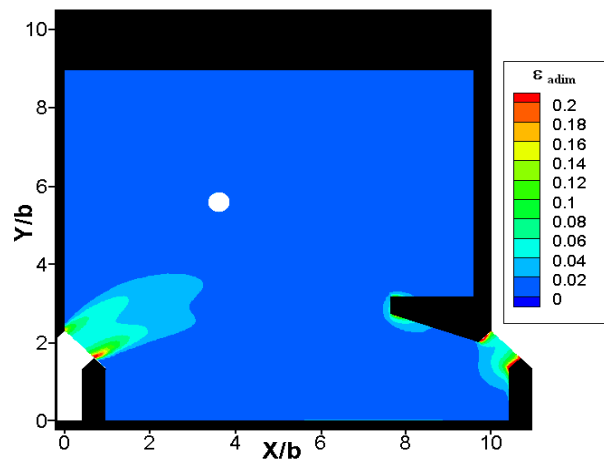


FIGURE 4.11 – Isocontours du taux de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente : ($\frac{B}{b} = 9$)

Vorticité ($\langle |\omega_{z-adim}| \rangle$) :

Le dernier critère à optimiser est la vorticité et il est calculé comme suit :

$$|\omega_{z-adim}| = \frac{b}{V_d} \left| \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right|.$$

La position optimale du cylindre a été retrouvée en appliquant l'algorithme du gradient conjugué, trois itérations étaient suffisantes pour que l'algorithme converge.

Les résultats des itérations sont représentés dans le Tableau 4.8. En optimisant la position du cylindre, la valeur du critère a été minimisée d'un pourcentage de 4% par rapport à la position initiale.

Itération	$\frac{X}{b}$	$\frac{Y}{b}$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$
0	3,62	3,41	0,4040
1	3,553	3,343	0,3945
2	3,525	3,3232	0,3923
3	3,504	3,308	0,3905

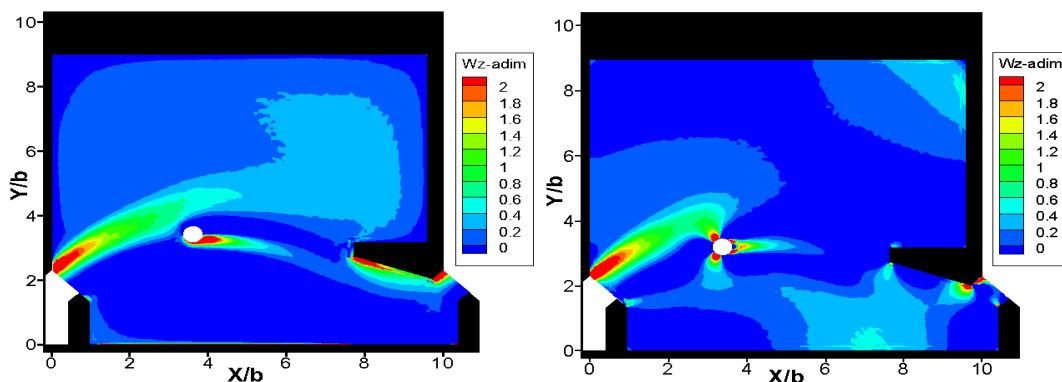
TABLEAU 4.8 – Résultats des itérations pour $\langle |\omega_{z-adim}| \rangle : (\frac{B}{b} = 9)$

En se basant sur la vorticité $\langle |\omega_{z-adim}| \rangle$, la position optimale du cylindre dans le bassin est $\frac{X}{b} = 3.5252$ et $\frac{Y}{b} = 3.3232$. A cette position, les valeurs des autres quantités cinématiques sont représentées dans le Tableau 4.9.

Critère	Valeur
$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	0.3905
$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	0.0266
$\langle \mathcal{E}_{adim} \rangle$	0.00596
$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	0.296

TABLEAU 4.9 – Valeurs des quantités cinématiques à la position optimale du cylindre en minimisant $\langle |\omega_{z-adim}| \rangle : (\frac{B}{b} = 9)$

La Figure 4.12 montre les isocontours de la vorticité ($\langle |\omega_{z-adim}| \rangle$) en insérant le cylindre à sa position optimale (Fig.4.12 – B) et à sa position initiale (Fig.4.12 – A). En optimisant la position du cylindre, les zones à haute vorticité autour du cylindre augmentent. En revanche, elles diminuent en s'éloignant du cylindre et au niveau du déflecteur central, ce qui explique la minimisation de la valeur de cette quantité cinématique dans le bassin.



(A) Première itération (position initiale) (B) Dernière itération (position finale)

FIGURE 4.12 – Isocontours de la vorticité : $(\frac{B}{b} = 9)$

Bilan :

L'analyse de cette base de données initiale a permis de déterminer les solutions initiales nécessaires à la mise en œuvre de l'algorithme d'optimisation. Ces solutions initiales correspondent à la position du cylindre ($\frac{x_0}{b}, \frac{y_0}{b}$) pour laquelle la fonction objectif est optimale dans cet ensemble de données. Les positions initiales choisies sont référencées Tableau 4.10

Pour la configuration de passe à poissons de dimension $\frac{B}{b} = 9$, parmi les quatre quantités cinématiques optimisées, deux donnent une position de cylindre très proche. Il s'agit de la norme de la vitesse et l'énergie cinétique turbulente. La recherche de la position optimale du cylindre en se basant sur le taux de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente et la vorticité fait apparaître des positions très éloignées (Figure 4.13). L'ensemble des coordonnées et quantités cinématiques optimisées est référencé Tableau 4.10

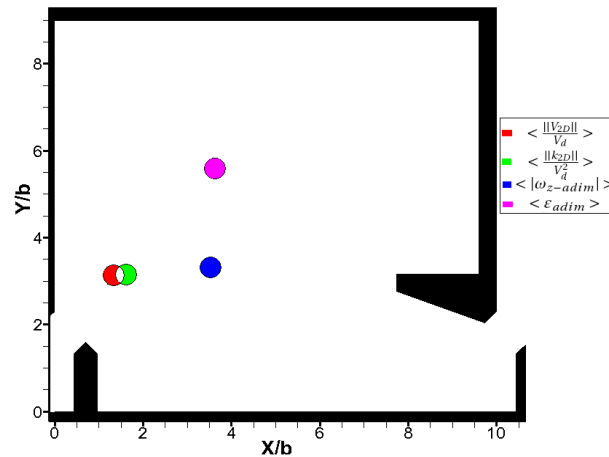


FIGURE 4.13 – Positions optimales des cylindres en optimisant les quatre critères : ($\frac{B}{b} = 9$)

Le Tableau 4.10 récapitule les résultats trouvés précédemment pour les quatre quantités cinématiques.

	Valeurs des critères en optimisant :			
	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$
$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	0,0221	0,0222	0,0329	0,0266
$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	0,255	0,253	0,253	0,296
$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	0,0057	0,0057	0,00668	0,00596
$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	0,4012	0,3992	0,4028	0,3905
Position initiale	1,25;3,41	1,25;3,41	3,62;5,58	3,62;3,41
Position optimisée	1,59;3,17	1,53;3,18	3,62;5,58	3,52;3,32
Gain	-21%	-13%	/	-4%

TABLEAU 4.10 – Valeurs des critères à la position optimale du cylindre pour chaque critère : ($\frac{B}{b} = 9$)

Entre les positions initialement choisies et les positions optimisées, en fonction de la fonction objectif choisie, le gain sur la fonction objectif cible peut atteindre 66.7%. La répartition des isocontours des grandeurs physiques entre la position initiale et finale pour chacune des fonctions objectifs cibles choisies démontre que l'algorithme d'optimisation tend à pointer vers des solutions où le cylindre est positionné dans l'axe du jet en dissymétrisant son influence sur l'écoulement global qui se développe au sein de la passe à poissons.

L'ensemble $\{E_{ideal}\}$ des grandeurs physiques « idéales » ainsi obtenu pour $\frac{B}{b} = 9$ est :
 $\{E_{ideal}\} = \{ \langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle_{ideal}; \langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle_{ideal}; \langle \varepsilon_{adim} \rangle; \langle |\omega_{z-adim}| \rangle \}$
 $= \{2,53.10^{-1}; 2,21.10^{-2}; 6,68.10^{-3}; 3,905.10^{-1}\}$

Parmi ces quatre ensembles de grandeurs physiques $\{E_{\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle}\}$, $\{E_{\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle}\}$, $\{E_{\langle \varepsilon_{adim} \rangle}\}$ et $\{E_{\langle |\omega_{z-adim}| \rangle}\}$ calculés au sein de la passe de grande largeur, l'ensemble $\{E_{\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle}\}$ est celui dont les valeurs de grandeurs physiques sont les plus proches des valeurs de l'ensemble idéal $\{E_{ideal}\}$. La position unique retenue est donc la solution pour laquelle la norme de la vitesse est minimisée. Les isocontours des grandeurs physiques cibles correspondant à la solution unique retenue sont représentés dans la Figure 4.14 pour laquelle nous pouvons noter l'influence du cylindre en comparant les deux configurations, sans et avec un cylindre.

Le gain de l'ajout d'un cylindre placé de façon optimale au sens des grandeurs physiques cibles est obtenue en comparant l'ensemble $\{E_{\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle}\}$ correspondant à notre solution unique à l'ensemble $\{E_{ideal}\}$ correspondant aux grandeurs physiques de la configuration sans cylindre (Tableau 4.11).

	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$
$\{E_{SCyl}\}$	$3,47.10^{-2}$	$3,18.10^{-1}$	$6,7010^{-3}$	0,3833
$\{E_{\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle}\}_{1Cyl}$	$2,22.10^{-2}$	$2,53.10^{-1}$	$5,70.10^{-3}$	0,3992
Gain_{1Cyl/SCyl}	-36,0%	-20,4%	-14,9%	4,1%

TABLEAU 4.11 – Gains relatifs au positionnement optimum d'un cylindre : ($\frac{B}{b} = 9$)

L'ajout d'un cylindre de manière optimisée fait apparaître distinctement un gain significatif sur chacune des grandeurs physiques cibles. Nous obtenons une diminution significative de l'intensité turbulente supérieure à 35%, de la vitesse globale de l'écoulement de 20.4%. Ces deux critères semblent primordiaux au regard des caractéristiques de nage des poissons qui sont influencées par l'agitation globale de l'écoulement et les courants débitants. Une augmentation de l'activité tourbillonnaire est également notée par un gain supérieur à 4% de la vorticité globale. Cependant cette augmentation n'est due qu'à la présence du cylindre et n'a aucune influence sur la répartition de la vorticité au sein du bassin (voir isocontours $\langle |\omega_{z-adim}| \rangle$ Figure 4.14). En ce qui concerne le taux de la dissipation, l'ajout d'un cylindre fait diminuer sa valeur et il est difficile d'analyser physiquement cette grandeur

et son influence sur la montaison car elle est fonction de l'agitation traduite par l'intensité turbulente.

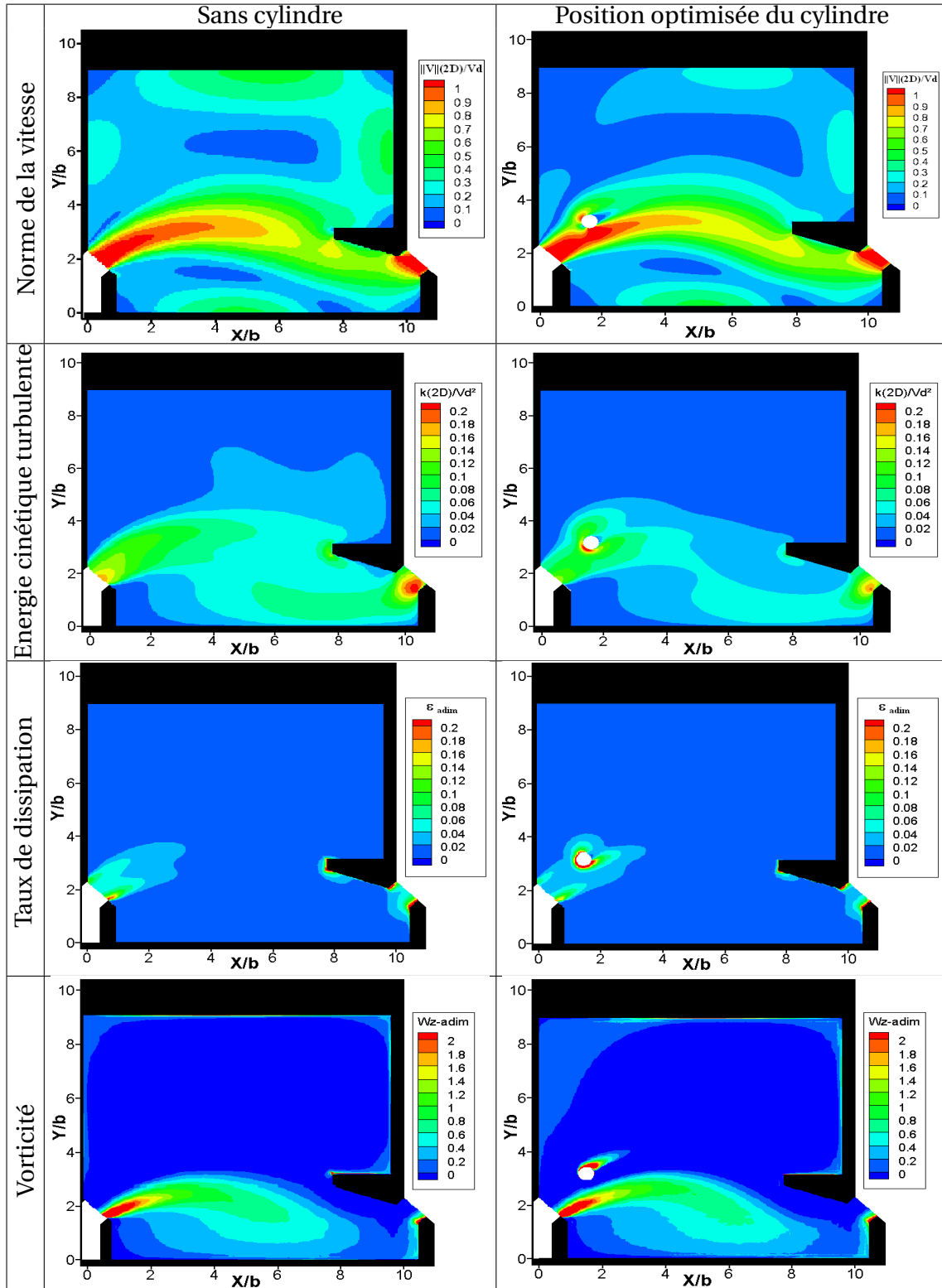


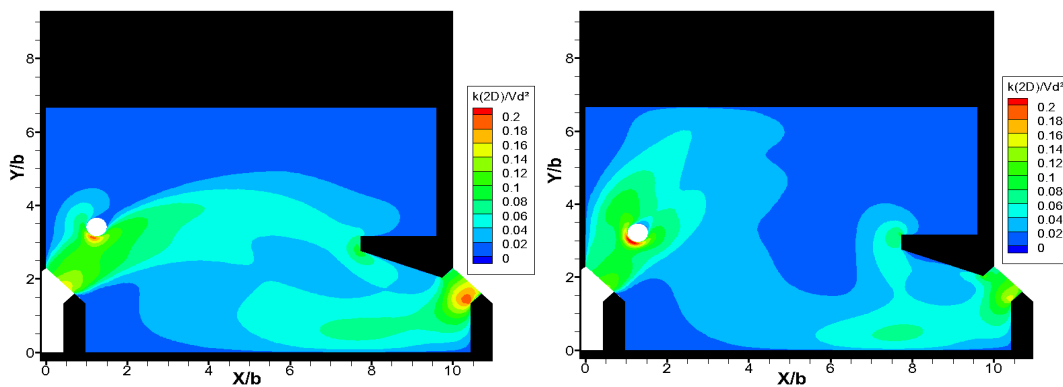
FIGURE 4.14 – Résultats de l'optimisation pour la configuration $\frac{B}{b} = 9$

4.3.1.2 Passe à poissons de petite largeur ($\frac{B}{b} = 6.67$)

En utilisant l'algorithme du gradient conjugué, l'optimisation a été faite pour chaque quantité cinématique.

Energie cinétique turbulente ($\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle$) :

Le calcul a convergé après quatre itérations de l'algorithme. Les résultats des simulations de cette quantité cinématique en insérant le cylindre à sa position initiale et à sa position optimale sont montrés sur la Figure 4.15.



(A) Première itération (position initiale) (B) Dernière itération (position finale)

FIGURE 4.15 – Isocontours de l'énergie cinétique turbulente : ($\frac{B}{b} = 6.67$)

Dans la configuration avec la position initiale du cylindre, les valeurs maximales de l'énergie cinétique turbulente se localisent à la sortie du jet et une petite zone autour du cylindre. En plaçant le cylindre à sa position optimale, la zone à haute turbulence devient plus grande autour du cylindre, et elle disparaît à la sortie du jet. En plaçant le cylindre à sa position optimale, l'énergie cinétique turbulente augmente autour de celui-ci, en revanche, elle diminue en s'en éloignant.

Les résultats des itérations initiale et finale sont représentés dans le Tableau 4.12, qui montre une minimisation de 11% du critère entre la première et la dernière itération.

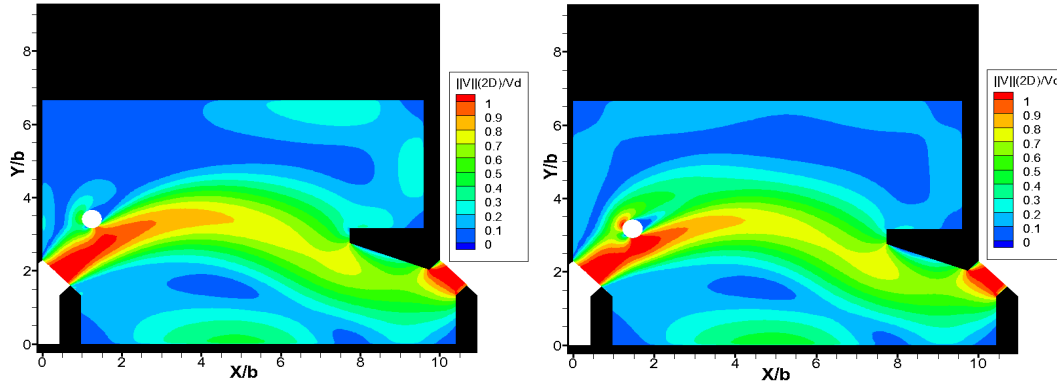
Itérations	$\frac{X}{b}$	$\frac{Y}{b}$	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$
Initiale	1,25	3,41	0,0323
Finale	1,294	3,215	0,0287

TABLEAU 4.12 – Résultats des itérations initiale et finale pour $\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle$: ($\frac{B}{b} = 6.67$)

En se basant sur l'énergie cinétique turbulente $\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle$, la position optimale du cylindre dans le bassin est $\frac{X}{b} = 1,294$ et $\frac{Y}{b} = 3,215$.

Norme de la vitesse ($\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$) :

Le calcul a convergé après six itérations de l'algorithme. La Figure 4.16 montre les résultats des simulations de la norme de la vitesse avec le cylindre à ses positions initiale et optimale.



(A) Première itération (position initiale) (B) Dernière itération (position finale)

FIGURE 4.16 – Isocontours de la norme de la vitesse : ($\frac{B}{b} = 6.67$)

Une partie du jet semble être affectée par le cylindre à la position optimale et ce n'est pas le cas dans la configuration du cylindre à sa position initiale. Une zone à haute vitesse autour du cylindre optimal est apparue, cela signifie que le jet a été freiné par le cylindre en ralentissant son mouvement, ce qui réduit la valeur de la vitesse en s'éloignant du cylindre.

Les résultats des itérations initiale et finale sont représentés dans le Tableau 4.13, qui montre une minimisation de 3% du critère entre la première et la dernière itération.

Itérations	$\frac{X}{b}$	$\frac{Y}{b}$	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$
Initiale	1,25	3,41	0,3054
Finale	1,466	3,168	0,2959

TABLEAU 4.13 – Résultats des itérations initiale et finale pour $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$: ($\frac{B}{b} = 6.67$)

En se basant sur la norme de la vitesse $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$, la position optimale du cylindre dans le bassin est $\frac{X}{b} = 1,466$ et $\frac{Y}{b} = 3,168$.

Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ($\langle \varepsilon_{adim} \rangle$) :

L'algorithme du gradient conjugué est appliqué sur cette grandeur cinématique sans avoir changé sa valeur de départ malgré le fait que le calcul ait atteint la valeur limite du second critère d'arrêt C_{d2}^x et C_{d2}^y . Cela signifie que la position optimale est elle même la position de départ. Afin de valider cette position optimale, nous avons appliqué à nouveau l'algorithme en changeant le point de départ. Le calcul a convergé vers la même position trouvée précédemment. La position optimale du cylindre en se basant sur $\langle \varepsilon_{adim} \rangle$ est la position optimale retrouvée parmi les 12 cas de calculs initiaux, et elle a comme coordonnées $\frac{X}{b} = 5,99$ et $\frac{Y}{b} = 5,58$, la valeur du critère correspondant est $\varepsilon_{adim} = 0.00915$.

La Figure 4.17 montre les isocontours de la dissipation turbulente ($\langle \varepsilon_{adim} \rangle$) en insérant le cylindre à sa position optimale.

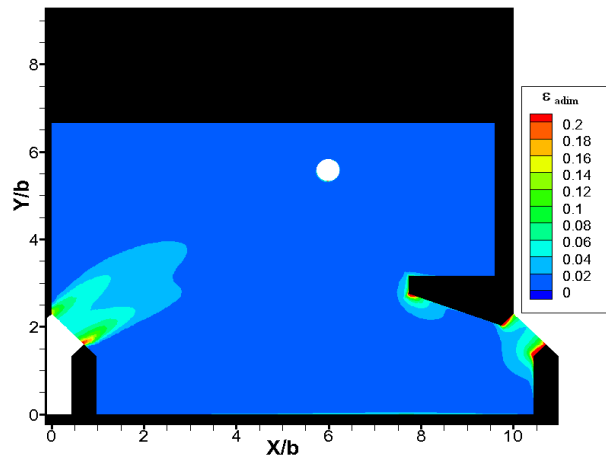
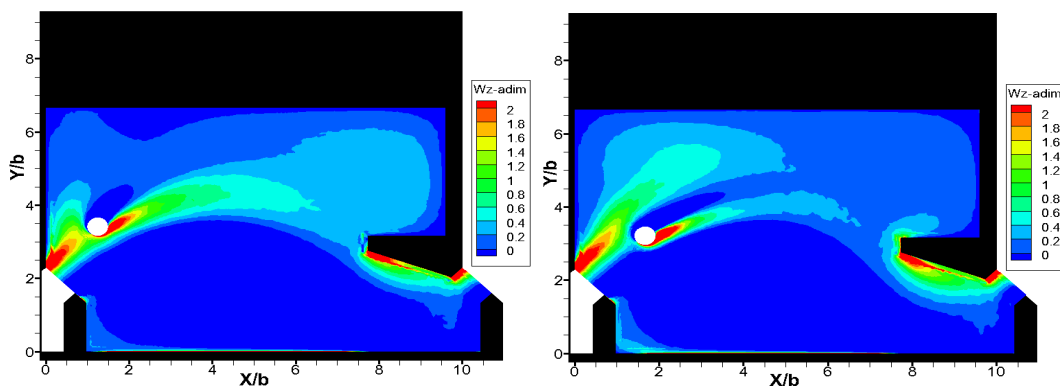


FIGURE 4.17 – Isocontours de la dissipation turbulente : ($\frac{B}{b} = 6.67$)

Vorticité ($\langle |\omega_{z-adim}| \rangle$) :

Le calcul a convergé après cinq itérations de l'algorithme. La Figure 4.18 montre les résultats des simulations de la vorticité avec le cylindre à sa position initiale et optimale.



(A) Première itération (position initiale) (B) Dernière itération (position finale)

FIGURE 4.18 – Isocontours de la vorticité : ($\frac{B}{b} = 6.67$)

En optimisant la position du cylindre, les zones à haute vorticité augmentent en s'approchant du cylindre. En revanche, elles diminuent en s'éloignant de celui-ci. Un calcul de pourcentage montre une minimisation de 7% de cette quantité cinématique en déplaçant le cylindre de sa position initiale à sa position optimale (Tableau 4.14).

Itérations	$\frac{X}{b}$	$\frac{Y}{b}$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$
Initiale	1,25	3,41	0,4867
Finale	1,673	3,212	0,4539

TABLEAU 4.14 – Résultats des itérations initiale et finale pour $\langle |\omega_{z-adim}| \rangle$: ($\frac{B}{b} = 6.67$)

En se basant sur la vorticité $\langle |\omega_{z-adim}| \rangle$, la position optimale du cylindre dans le bassin est $\frac{X}{b} = 1,673$ et $\frac{Y}{b} = 3,212$.

Bilan :

Pour la configuration de passe à poissons de dimension $\frac{B}{b} = 6,67$, parmi les quatre quantités cinématiques optimisées, trois donnent une position de cylindre très proche. Il s'agit de la norme de la vitesse, la vorticité et l'énergie cinétique turbulente. La recherche de la position optimale du cylindre en se basant sur le taux de la dissipation de l'énergie cinétique turbulente fait apparaître une position très éloignée (Figure 4.19). L'ensemble des coordonnées et quantités cinématiques optimisées est référencé dans le Tableau 4.15.

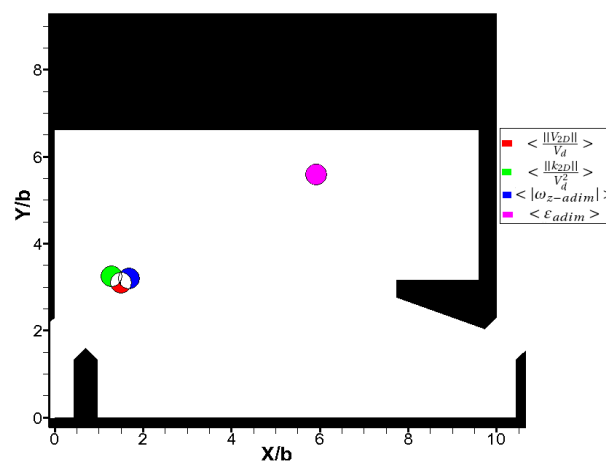


FIGURE 4.19 – Positions optimales des cylindres en optimisant les quatre critères : ($\frac{B}{b} = 6.67$)

Le Tableau 4.15 récapitule les résultats trouvés précédemment pour les quatre quantités cinématiques.

	Valeurs des critères en optimisant :			
	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$
$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	0,0287	0,0289	0,045	0,029
$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	0,358	0,295	0,324	0,300
$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	0,0077	0,0076	0,0091	0,0075
$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	0,4555	0,4590	0,4891	0,4539
Position initiale	1,25;3,41	1,25;3,41	5,99;5,58	1,25;3,41
Position optimisée	1,29;3,21	1,46;3,17	5,99;5,58	1,67;3,21
Gain	-11%	-3%	/	-7%

TABLEAU 4.15 – Valeurs des critères à la position optimale du cylindre pour chaque critère : ($\frac{B}{b} = 6.67$)

L'ensemble $\{E_{ideal}\}$ des grandeurs physiques « idéales » ainsi obtenu pour $\frac{B}{b} = 6.67$ est :
 $\{E_{ideal}\} = \{ \langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle_{ideal}; \langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle_{ideal}; \langle \varepsilon_{adim-ideal} \rangle; \langle |\omega_{z-adim-ideal}| \rangle \}$

$$= \{2,95 \cdot 10^{-1}; 2,87 \cdot 10^{-2}; 9,95 \cdot 10^{-3}; 4,539 \cdot 10^{-1}\}$$

En suivant la même méthodologie présentée lors du choix de la solution au sein de la passe de grande largeur, nous retenons l'ensemble $\{E_{\frac{\|V_{2D}\|}{V_d}}\}$ est celui dont les valeurs de grandeurs physiques sont les plus proches des valeurs de l'ensemble idéal $\{E_{ideal}\}$.

Les isocontours des grandeurs physiques cibles correspondant à la solution unique retenue sont représentés dans la Figure 4.20 et le Tableau 4.16 dégage le gain de l'ajout du cylindre au sein de la passe

	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$
$\{E_{SCyl}\}$	$4,61 \cdot 10^{-2}$	$3,22 \cdot 10^{-1}$	$9,10 \cdot 10^{-3}$	0,4047
$\{E_{\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle_{1Cyl}}\}$	$2,88 \cdot 10^{-2}$	$2,96 \cdot 10^{-1}$	$7,70 \cdot 10^{-3}$	0,4590
Gain_{1Cyl/SCyl}	-37,5%	-8,1%	-15,4%	13,4%

TABLEAU 4.16 – Gains relatifs au positionnement de manière optimale d'un cylindre : ($\frac{B}{b} = 6.67$)

L'ajout d'un cylindre de manière optimisé fait apparaître distinctement un gain significatif sur chacune des grandeurs physiques cibles. Nous obtenons une diminution significative de l'intensité turbulente supérieure à 37%, de la vitesse globale de l'écoulement de 8%.

Une augmentation de l'activité tourbillonnaire est également notée par un gain supérieur à 13% de la vorticité globale. En ce qui concerne le taux de la dissipation, l'ajout d'un cylindre fait diminuer sa valeur d'environ 15%.

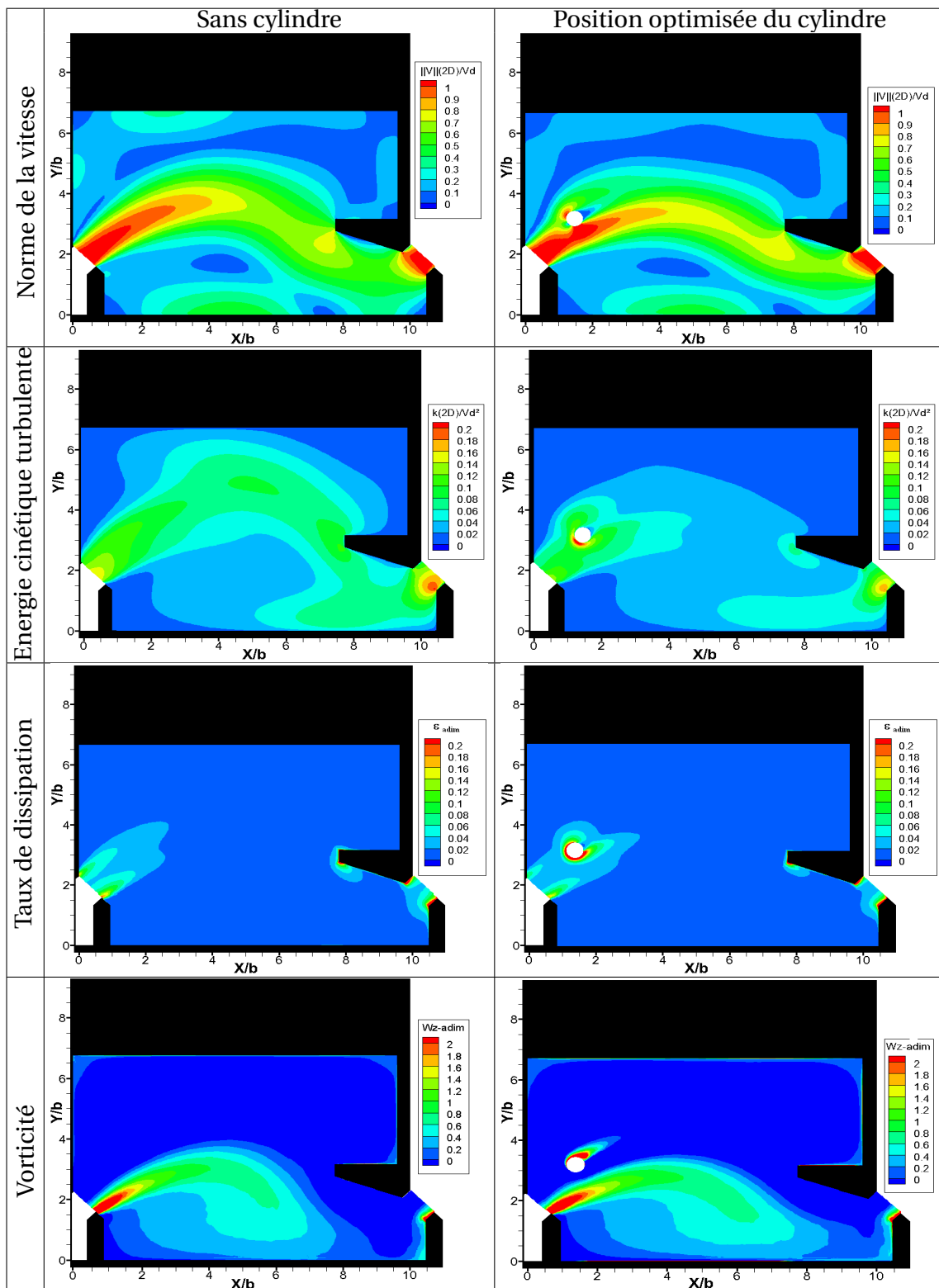


FIGURE 4.20 – Résultats de l'optimisation pour la configuration $\frac{B}{b} = 6.67$

4.3.2 Optimisation des positions de trois cylindres

4.3.2.1 Procédure

Dans cette partie, nous allons optimiser les positions des trois cylindres dans le bassin pour la passe de grande largeur, puis pour celle de petite largeur.

Pour mettre en place les trois cylindres au sein de la passe et trouver leurs positions optimales, nous allons suivre la stratégie suivante :

1- Nous allons nous servir de la position optimale du cylindre trouvée précédemment qui sera la position du premier cylindre placé en amont des deux autres.

2- Nous allons fixer les distances entre le premier cylindre et les deux autres cylindres ($\frac{R}{b} = 3.b/2$ distance entre les centres des cylindres ce qui fait une distance d'une largeur de la fente entre les contours des cylindres). En fixant ces distances, notre domaine de recherche se limite sur un cercle qui a comme centre, le centre du premier cylindre ($\frac{X_c}{b} = 1,53$; $\frac{Y_c}{b} = 3,18$ pour la passe de grande largeur et $\frac{X_c}{b} = 1,466$; $\frac{Y_c}{b} = 3,168$ pour la passe de petite largeur), et un rayon ($\frac{R}{b} = 3.b/2$) (Figure 4.21).

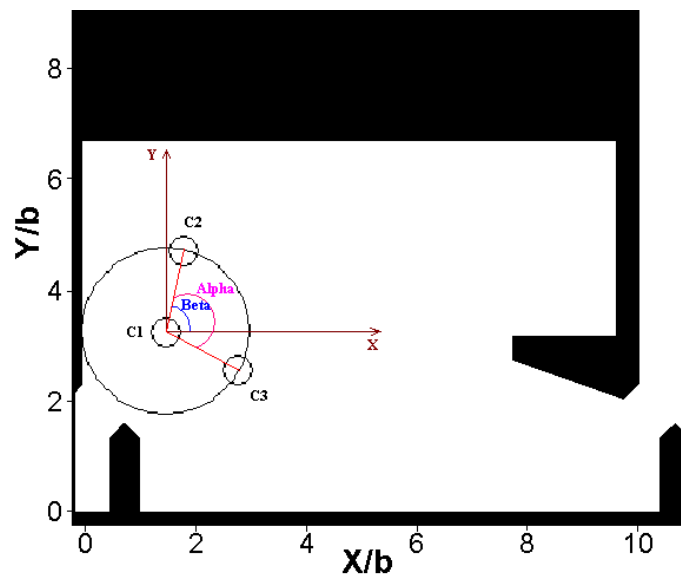


FIGURE 4.21 – Domaine de recherche

3- L'optimisation va se faire sur deux paramètres angulaires, le premier paramètre est l'angle Alpha (α) entre le deuxième et le troisième cylindre et le deuxième paramètre est l'angle Beta (β) entre le deuxième cylindre et l'axe \vec{X} .

4- La valeur de l'angle α va être bornée par une valeur minimum et une valeur maximum, afin d'éviter l'encombrement de la passe, une distance minimum entre le deuxième et le troisième cylindre a été fixée à une largeur de fente (b), ce qui donne la valeur minimum de l'angle Alpha $\alpha = 60^\circ$, deux distances entre ces deux cylindres et la paroi ont été fixées pour donner la valeur maximum de l'angle Alpha $\alpha = 163.65^\circ$ (Figure 4.22).

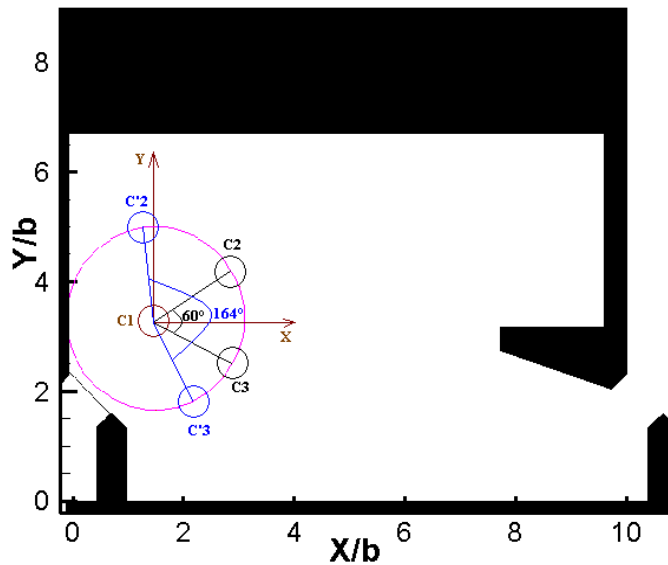


FIGURE 4.22 – Contraintes sur l’angle (α)

Nous allons mettre en place la même méthode d’optimisation que nous avons utilisée dans le cas de l’optimisation d’un cylindre (méthode du gradient conjugué) en conservant les mêmes critères à optimiser, la norme des vitesses moyennes ($\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$), la vorticité ($\langle |\omega_{z-adim}| \rangle$), l’énergie cinétique turbulente ($\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle$) et son taux de dissipation ($\langle \epsilon_{adim} \rangle$). L’optimisation va se faire sur les deux paramètres angulaires α et β .

Une série de valeurs des angles α et β a été choisie afin d’avoir une base de calcul initiale. Cette base va nous servir à la recherche des positions optimales des cylindres (Tableau 4.17).

Angle α \ Angle β	0°	30°	45°	60°	75°	90°
60°	o	o	o	o	o	o
90°	x	o	o	o	o	o
120°	x	x	x	o	o	o
150°	x	x	x	x	x	o

TABLEAU 4.17 – Valeurs des paramètres angulaires, (o) position appartient au domaine de l’optimisation et (x) position n’appartient pas au domaine de l’optimisation

Une série de quinze calculs pour chaque type de passe (grande et petite largeur) ont été effectuées afin de choisir les conditions initiales (points de départ de l’algorithme). Ces conditions initiales (Tableau 4.18) vont nous permettre d’initialiser notre calcul pour la recherche du minimum global.

Critères	$(\alpha; \beta)$ pour $\frac{B}{b} = 9$	$(\alpha; \beta)$ pour $\frac{B}{b} = 6.67$
$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	60;45	60;45
$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	60;0	60;60
$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	60;60	60;60
$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	60;45	60;45

TABLEAU 4.18 – Conditions initiales

4.3.2.2 Résultats

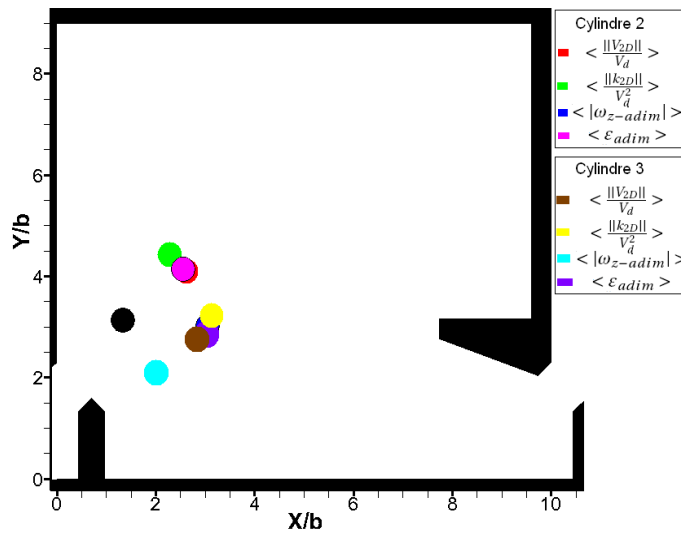
Au sein de la passe à poissons de grande largeur, le calcul a convergé au bout de cinq itérations pour la minimisation de la norme de la vitesse et de la vorticité, quatre itérations pour la minimisation de l'énergie cinétique turbulente et trois itérations pour la maximisation du taux de dissipation. Au sein de la passe de $\frac{B}{b} = 6.67$, le calcul a convergé au bout de deux itérations pour la minimisation de l'énergie cinétique turbulente et de la vorticité, quatre itérations pour la minimisation de la norme de la vitesse, pour le taux de dissipation, sa valeur optimale est celle de la configuration initiale.

Par les quatre procédures d'optimisation basées sur les quatre fonctions objectifs définies, nous obtenons des répartitions de cylindres hétérogènes dans la configuration $\frac{B}{b} = 9$ et homogène dans la configuration $\frac{B}{b} = 6.67$ (Figure 4.23).

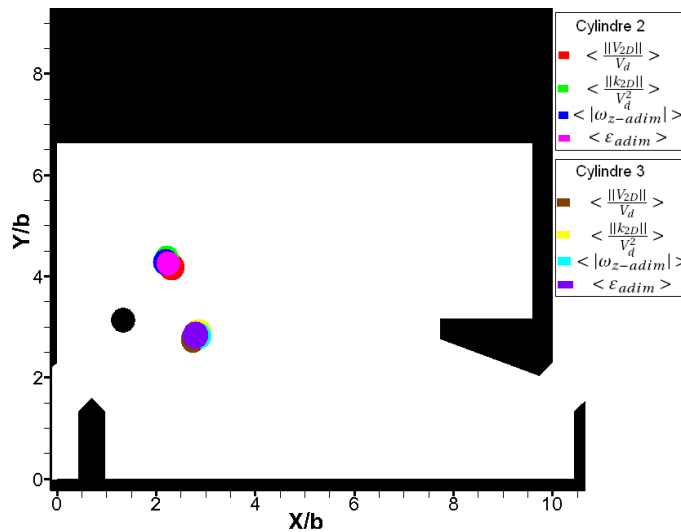
Les Tableaux 4.19 et 4.20 récapitulent les résultats de l'optimisation pour les quatre quantités cinématiques.

	Valeurs des critères en optimisant :			
	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$
$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	0,016	0,0177	0,0172	0,0181
$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	0,239	0,2262	0,2298	0,252
$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	0,00541	0,00578	0,00579	0,00542
$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	0,3808	0,3751	0,3751	0,3722
Position initiale	60;60	60;45	60;45	60;0
Position optimisée	60,28;59,88	61,21;41,97	60,30;45,15	60,26; -0,48

TABLEAU 4.19 – Valeurs des critères à la position optimale des cylindres : ($\frac{B}{b} = 9$)



(A) $\frac{B}{b} = 9$



(B) $\frac{B}{b} = 6.67$

FIGURE 4.23 – Positions optimales des quatre critères

	Valeurs des critères en optimisant :			
	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$
$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	0,0209	0,0239	0,0242	0,0211
$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	0,279	0,262	0,265	0,280
$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	0,00725	0,00791	0,00792	0,00754
$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	0,4872	0,4882	0,4867	0,4862
Position initiale	60;60	60;45	60;45	60;60
Position optimisée	60,30;59,88	61,80;47,85	60,00;45,00	60,252;59,748

TABEAU 4.20 – Valeurs des critères à la position optimale des cylindres : ($\frac{B}{b} = 6.67$)

Comme précédemment, la solution unique de position des trois cylindres est obtenue en comparant les ensembles des grandeurs physiques idéales aux quatre résultats indépendants d'optimisation en fonction des cibles. L'ensemble $\{E_{ideal}\}$ des grandeurs physiques « idéales » ainsi obtenu est :

Pour $\frac{B}{b} = 9$:

$$\{E_{ideal}\} = \{ \langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle_{ideal}; \langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle_{ideal}; \langle \varepsilon_{adim-ideal} \rangle; \langle |\omega_{z-adim-ideal}| \rangle \}$$

$$= \{2,26 \cdot 10^{-1}; 1,60 \cdot 10^{-2}; 5,79 \cdot 10^{-3}; 3,722 \cdot 10^{-1}\}.$$

Et pour $\frac{B}{b} = 6.67$:

$$\{E_{ideal}\} = \{ \langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle_{ideal}; \langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle_{ideal}; \langle \varepsilon_{adim-ideal} \rangle; \langle |\omega_{z-adim-ideal}| \rangle \}$$

$$= \{2,62 \cdot 10^{-1}; 2,09 \cdot 10^{-2}; 7,92 \cdot 10^{-3}; 4,862 \cdot 10^{-1}\}.$$

Parmi ces quatre ensembles de grandeurs physiques $\{E_{\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle}\}$, $\{E_{\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle}\}$, $\{E_{\langle \varepsilon_{adim} \rangle}\}$ et $\{E_{\langle |\omega_{z-adim}| \rangle}\}$ calculés au sein de la passe de grande largeur, l'ensemble $\{E_{\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle}\}$ est celui dont les valeurs de grandeurs physiques sont les plus proches des valeurs de l'ensemble idéal $\{E_{ideal}\}$.

La position unique retenue est donc la solution pour laquelle la norme de la vitesse est minimisée. Pour la configuration $\frac{B}{b} = 9$, ceci correspond à un doublet d'angle α et β valant respectivement $61,21^\circ$ et $41,97^\circ$. les positions optimales des cylindres dans le bassin sont : $(\frac{X_1}{b}; \frac{Y_1}{b}) = (1,53; 3,18)$, $(\frac{X_2}{b}; \frac{Y_2}{b}) = (2,65; 4,18)$ et $(\frac{X_3}{b}; \frac{Y_3}{b}) = (2,95; 2,67)$. Pour la configuration $\frac{B}{b} = 6.67$, la procédure d'optimisation donne une répartition des trois cylindres selon un doublet d'angle α et β valant respectivement $61,80^\circ$ et $47,85^\circ$. les positions optimales des cylindres dans le bassin sont : $(\frac{X_1}{b}; \frac{Y_1}{b}) = (1,466; 3,168)$, $(\frac{X_2}{b}; \frac{Y_2}{b}) = (2,47; 4,28)$ et $(\frac{X_3}{b}; \frac{Y_3}{b}) = (2,92; 2,81)$.

Les isocontours des grandeurs physiques cibles correspondant à la solution unique retenue sont représentés dans les Figures 4.24 et 4.25 pour lesquelles nous pouvons noter l'influence des cylindres en comparant les deux configurations, sans et avec trois cylindres.

Le gain de l'ajout de trois cylindres placés de façon optimale au sens des grandeurs physiques cibles est obtenu en comparant l'ensemble $\{E_{\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle}\}$ correspondant à notre solution unique à l'ensemble $\{E_{ideal}\}$ correspondant aux grandeurs physiques de la configuration sans cylindre (Tableaux 4.21 et 4.22).

	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$
$\{E_{SCyl}\}$	$3,47.10^{-2}$	$3,18.10^{-1}$	$6,70.10^{-3}$	$3,83.10^{-1}$
$\{E_{\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle} \}_{1Cyl}$	$2,22.10^{-2}$	$2,53.10^{-1}$	$5,70.10^{-3}$	$3,99.10^{-1}$
$\{E_{\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle} \}_{3Cyl}$	$1,77.10^{-2}$	$2,26.10^{-1}$	$5,78.10^{-3}$	$3,75.10^{-1}$
Gain_{3Cyl/1Cyl}	-20,3%	-10,7%	1,4%	-6,1%
Gain_{3Cyl/SCyl}	-49,0%	-28,9%	-13,7%	-2,1%

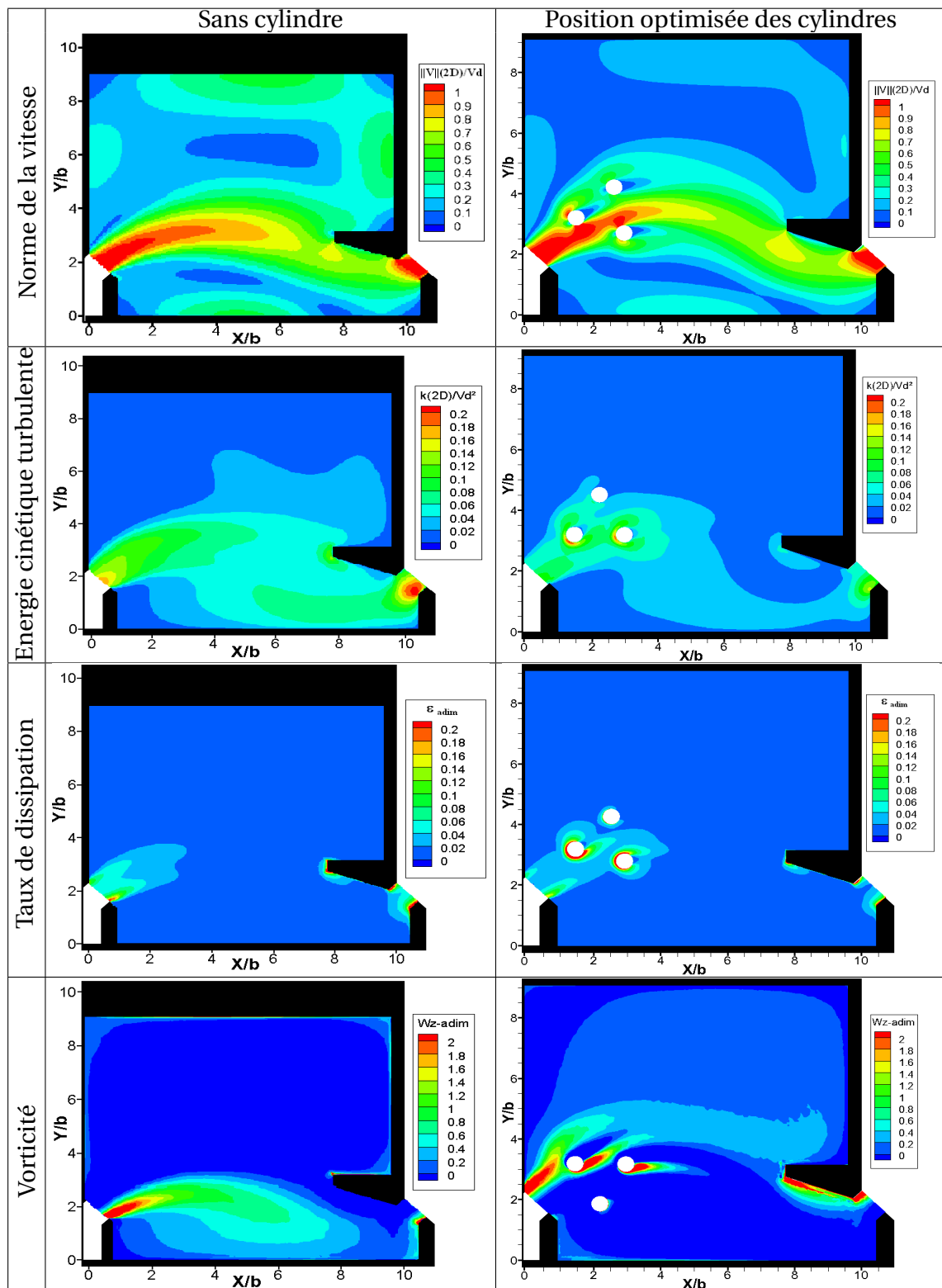
TABLEAU 4.21 – Gains relatifs au positionnement de manière optimale de trois cylindres : ($\frac{B}{b} = 9$)

	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$
$\{E_{SCyl}\}$	$4,61.10^{-2}$	$3,22.10^{-1}$	$9,10.10^{-3}$	$4,05.10^{-1}$
$\{E_{\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle} \}_{1Cyl}$	$2,88.10^{-2}$	$2,69.10^{-1}$	$7,70.10^{-3}$	$4,59.10^{-1}$
$\{E_{\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle} \}_{3Cyl}$	$2,39.10^{-2}$	$2,63.10^{-1}$	$7,91.10^{-3}$	$4,88.10^{-1}$
Gain_{3Cyl/1Cyl}	-17,0%	-11,1%	2,7%	6,4%
Gain_{3Cyl/SCyl}	-48,2%	-18,3%	-13,1%	20,6%

TABLEAU 4.22 – Gains relatifs au positionnement de manière optimale de trois cylindres : ($\frac{B}{b} = 6.67$)

L'ajout de trois cylindres génère un gain supplémentaire non négligeable sur l'ensemble des grandeurs physiques (Tableaux 4.21 et 4.22). La vitesse moyenne au sein de la passe à poissons diminue d'un pourcentage de 18% pour $\frac{B}{b} = 6.67$ et de 29% pour $\frac{B}{b} = 9$, nous remarquons aussi une réduction supérieure à 48% de l'intensité turbulente globale au sein des deux configurations de la passe. Enfin, une augmentation supérieure à 20% de la taille des structures tourbillonnaires turbulentes est constaté au sein de la passe de petite largeur, en revanche, nous constatons une réduction supérieure à 2% de ces structures tourbillonnaires au sein de la passe de grande largeur.

La présence des deux cylindres supplémentaires a pour effet de diriger et disperser le jet principal en trois jets secondaires de vitesses moindres. La conséquence est une diminution supérieure à 10% des intensités turbulentes et des vitesses. Les passes à poissons à trois cylindres sont donc caractérisées par une activité tourbillonnaire globale à faible vitesse et à faible turbulence en adéquation avec l'objectif du contrôle de l'écoulement par ajout d'obstacles afin de favoriser la montaison des poissons.

FIGURE 4.24 – Résultats de l'optimisation pour la configuration $\frac{B}{b} = 9$

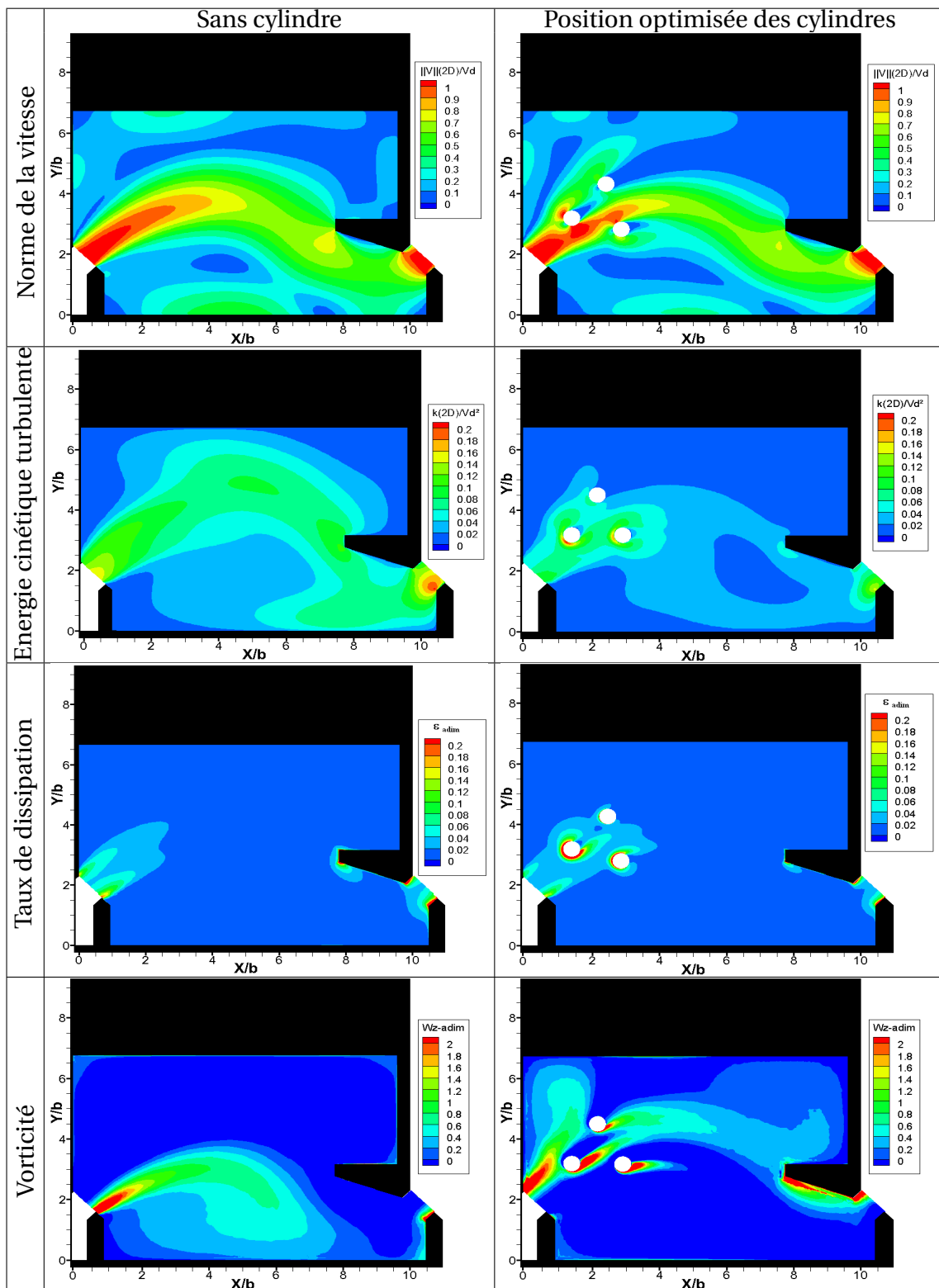


FIGURE 4.25 – Résultats de l'optimisation pour la configuration $\frac{B}{b} = 6.67$

4.4 QUANTIFICATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Afin de valider la procédure d'optimisation, des mesures PIV ont été effectuées au sein du prototype de passe à poissons à l'échelle 1/4 de l'Institut Pprime (Figure 2.3).

Lors de l'étude numérique, le diamètre des cylindres utilisé est $d^*=0.5$. Cependant, pour l'étude expérimentale les cylindres ont $d^*=0.4$ comme diamètre. Durant ce paragraphe, nous allons montrer la légère influence du diamètre du cylindre sur les quantités cinématiques et aussi sur la procédure de l'optimisation.

Nous avons refait la procédure d'optimisation d'un cylindre de $d^*=0.4$ au sein de la passe de grande largeur en minimisant la norme de la vitesse (Tableau 4.23).

Itérations	$\frac{X}{b}$	$\frac{Y}{b}$	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$
0	1,25	3,41	0,311
1	1,490	3,190	0,301
2	1,513	3,171	0,299
3	1,513	3,171	0,299

TABLEAU 4.23 – Résultats des itérations : ($\frac{B}{b} = 9$)

Dans l'étude avec un cylindre de diamètre $d^*=0.5$, les coordonnées étaient : $\frac{X}{b}=1.466$ et $\frac{Y}{b}=3.168$ pour une valeur minimisée de $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.2959$.

En diminuant le diamètre à $d^*=0.4$, le cylindre ne change quasiment pas de position et la valeur du critère à minimiser augmente de 1%. En ce qui concerne les autres quantités cinématiques, le Tableau 4.24 confirme le peu d'influence d'une telle variation du diamètre du cylindre.

	$d^*=0.5$	$d^*=0.4$	Erreur relative
$\langle \frac{\ V\ (\mathbf{2D})}{V_d} \rangle$	0.253	0.263	3.9%
$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	0.0222	0.0228	2.7%
$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	0.3992	0.3876	1.7%
$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	0.0057	0.00579	3.0%

TABLEAU 4.24 – Valeurs des quantités cinématiques et erreur relative : (configuration avec un cylindre et $\frac{B}{b} = 9$)

L'utilisation d'un cylindre de diamètre $d^*=0.4$ au lieu du diamètre $d^*=0.5$ a une très légère influence sur les grandeurs physiques de l'écoulement. Réduire le diamètre du cylindre de 20% décale la position optimisée du cylindre de $0.02 * b$.

Par la suite, nous avons refait la simulation des trois autres configurations (configuration grande largeur avec trois cylindre et les configurations petite largeur avec un et trois cylindres)(Tableaux 4.25).

$\frac{B}{b} = 9 + 3$ cylindres	$d^* = 0.5$	$d^* = 0.4$	Erreur relative
$\langle \frac{\ V\ (2D)}{V_d} \rangle$	0.226	0.243	7.5%
$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	0.0177	0.0170	3.9%
$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	0.363	0.372	2.5%
$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	0.00578	0.00559	3.3%
$\frac{B}{b} = 6.67 + 1$ cylindre	$d^* = 0.5$	$d^* = 0.4$	Erreur relative
$\langle \frac{\ V\ (2D)}{V_d} \rangle$	0.295	0.332	12.5%
$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	0.0298	0.0364	22.1%
$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	0.459	0.479	4.3%
$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	0.00768	0.0105	36.7%
$\frac{B}{b} = 6.67 + 3$ cylindres	$d^* = 0.5$	$d^* = 0.4$	Erreur relative
$\langle \frac{\ V\ (2D)}{V_d} \rangle$	0.262	0.314	19.8%
$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	0.0238	0.0272	14.2%
$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	0.488	0.497	1.8%
$\langle \varepsilon_{adim} \rangle$	0.00791	0.00726	8.0%

TABLEAU 4.25 – Valeurs des quantités cinématiques et erreur relative

Par la suite, une comparaison des isocontours des grandeurs cinématiques trouvés numériquement et par expérience est montrée sur la Figures 4.26.

Le gain de l'ajout d'un et de trois cylindres placés de façon optimale au sens des grandeurs physiques cibles est obtenu en comparant les quantités cinématiques au sein des deux configurations avec un cylindre (1C) et trois cylindres (3C) à celles au sein de la configuration sans cylindre (SC) (Tableaux 4.26 et 4.27).

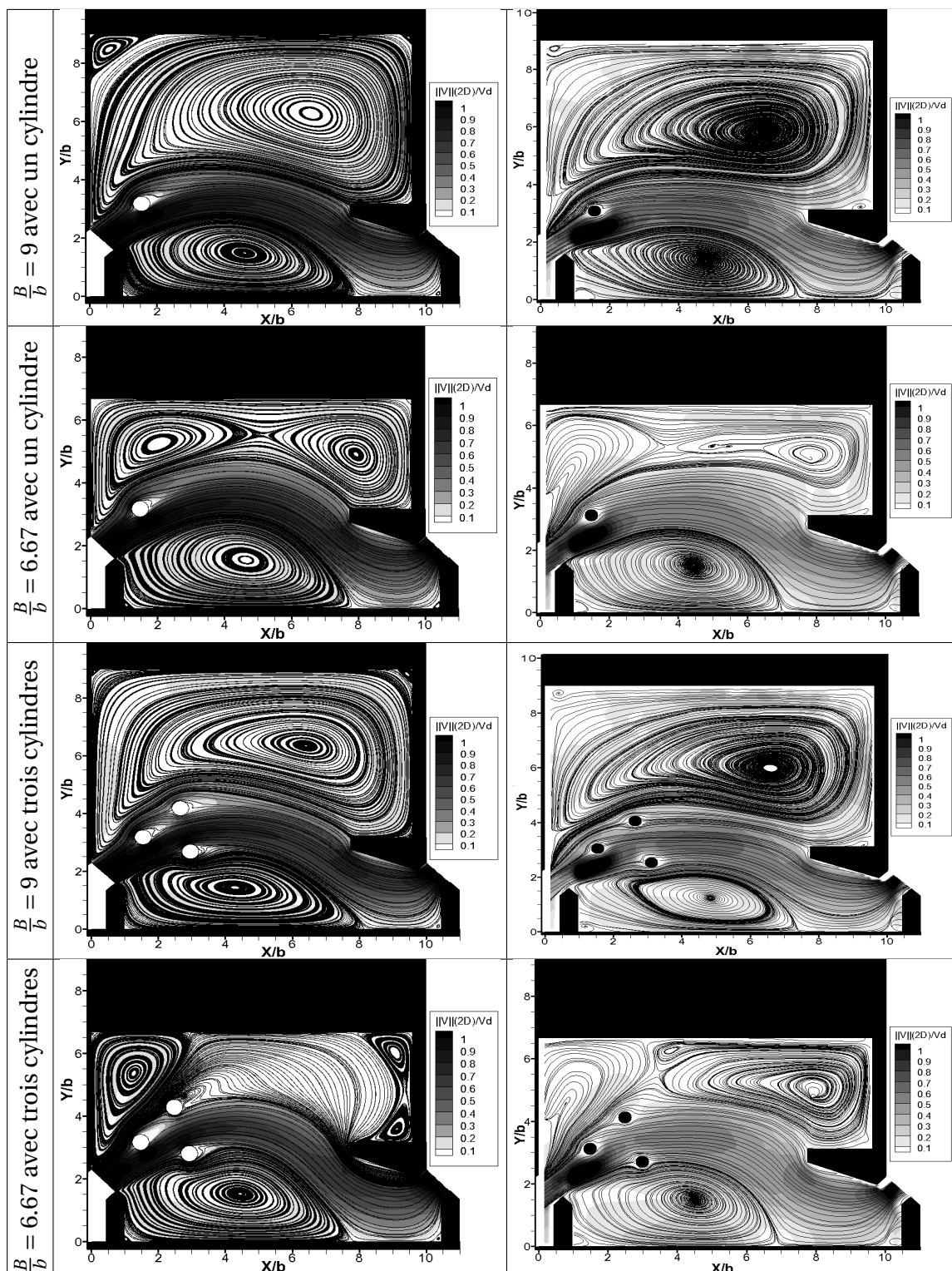


FIGURE 4.26 – Lignes de courant numériques (gauche avec $d^*=0.5$) expérimentales (droite avec $d^*=0.4$)

Passé à poissons de grande largeur $\frac{B}{b} = 9$			
Simulations numériques			
Critères	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$
SC	$3,18 \cdot 10^{-1}$	$3,47 \cdot 10^{-2}$	$3,83 \cdot 10^{-1}$
1C	$2,63 \cdot 10^{-1}$	$2,28 \cdot 10^{-2}$	$3,87 \cdot 10^{-1}$
3C	$2,43 \cdot 10^{-1}$	$1,70 \cdot 10^{-2}$	$3,72 \cdot 10^{-1}$
<i>Gain</i> _{1C/SC}	-17,3%	-34,3%	1,0%
<i>Gain</i> _{3C/SC}	-23,6%	-51,0%	-2,9%
<i>Gain</i> _{3C/1C}	-7,6%	-25,4%	-3,9%
Mesures PIV			
Critères	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$
SC	$3,159 \cdot 10^{-1}$	$2,948 \cdot 10^{-2}$	$3,121 \cdot 10^{-1}$
1C	$2,872 \cdot 10^{-1}$	$2,508 \cdot 10^{-2}$	$3,241 \cdot 10^{-1}$
3C	$2,673 \cdot 10^{-1}$	$2,301 \cdot 10^{-2}$	$2,285 \cdot 10^{-1}$
<i>Gain</i> _{1C/SC}	-9,1%	-14,9%	3,8%
<i>Gain</i> _{3C/SC}	-15,4%	-22,0%	5,6%
<i>Gain</i> _{3C/1C}	-6,9%	-8,3%	1,4%

TABLEAU 4.26 – Gains relatifs au positionnement de manière optimale d'un et de trois cylindres : ($\frac{B}{b} = 9$)

Passé à poissons de petite largeur $\frac{B}{b} = 6.67$			
Simulations numériques			
Critères	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$
SC	$3,22 \cdot 10^{-1}$	$4,61 \cdot 10^{-2}$	$4,05 \cdot 10^{-1}$
1C	$3,32 \cdot 10^{-1}$	$3,64 \cdot 10^{-2}$	$4,79 \cdot 10^{-1}$
3C	$3,14 \cdot 10^{-1}$	$2,72 \cdot 10^{-2}$	$4,97 \cdot 10^{-1}$
<i>Gain</i> _{1C/SC}	3,1%	-2,1%	18,3%
<i>Gain</i> _{3C/SC}	-2,5%	-4,1%	22,7%
<i>Gain</i> _{3C/1C}	-5,4%	-2,5%	3,8%
Mesures PIV			
Critères	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$
SC	$3,19 \cdot 10^{-1}$	$2,87 \cdot 10^{-2}$	$3,32 \cdot 10^{-1}$
1C	$2,53 \cdot 10^{-1}$	$2,61 \cdot 10^{-2}$	$3,14 \cdot 10^{-1}$
3C	$2,38 \cdot 10^{-1}$	$2,41 \cdot 10^{-2}$	$3,16 \cdot 10^{-1}$
<i>Gain</i> _{1C/SC}	-20,7%	-9,1%	-5,4%
<i>Gain</i> _{3C/SC}	-25,4%	-16,0%	-4,8%
<i>Gain</i> _{3C/1C}	-5,9%	-7,7%	0,6%

TABLEAU 4.27 – Gains relatifs au positionnement de manière optimale d'un et de trois cylindres : ($\frac{B}{b} = 6.67$)

Les mesures PIV effectuées au sein de la passe à poissons confirment que l'ajout d'un cylindre de manière optimisée fait apparaître distinctement un gain significatif sur chacune des grandeurs physiques cibles. Au sein de la passe de grande largeur, nous obtenons une diminution significative de l'intensité turbulente supérieure à 14%, de la vitesse globale de l'écoulement de 9%. Au sein de la passe de petite largeur, nous obtenons une diminution de l'intensité turbulente égale à 20,7%, de la vitesse globale de l'écoulement de 9,1%. Une diminution de l'activité tourbillonnaire est également notée pour $\frac{B}{b} = 6.67$, cependant, dans la passe de $\frac{B}{b} = 9$, elle augmente. En général, l'activité tourbillonnaire n'est due qu'à la présence du cylindre et n'a aucune influence sur la répartition de la vortacité au sein du bassin.

L'ajout de trois cylindres génère un gain supplémentaire non négligeable sur l'ensemble des grandeurs physiques (Tableaux 4.26 et 4.27). La vitesse moyenne au sein de la passe à poissons diminue d'un pourcentage supérieure à 25% pour $\frac{B}{b} = 6.67$ et de 15% pour $\frac{B}{b} = 9$, une réduction égale à 16% de l'intensité turbulente globale a été remarquée pour $\frac{B}{b} = 6.67$ et de 22% pour $\frac{B}{b} = 9$. Une légère diminution de l'activité tourbillonnaire au sein la passe de $\frac{B}{b} = 6.67$ est également notée, en revanche, nous notons son augmentation de 5.6 % pour $\frac{B}{b} = 9$.

La conséquence de la présence des deux cylindres supplémentaires est une diminution de 5% de la vitesse moyenne et une réduction supérieure à 7% de l'intensité turbulente globale au sein des deux types de passes à poissons.

L'activité tourbillonnaire ne semble pas être affectée par l'ajout des deux cylindres, en effet au sein des deux types de passe, la diminution de cette activité ne dépasse pas 2 %.

4.5 SYNTHÈSE

Dans ce chapitre, le problème consiste à optimiser les positions des cylindres au sein de la passe à poissons. Tout d'abord, nous avons établi l'algorithme d'optimisation en tenant compte de différents paramètres (critère à optimiser) et contraintes (géométriques et physiques). Nous avons ensuite cherché à améliorer l'écoulement en optimisant les critères choisis. En premier lieu, nous avons inséré un cylindre dans deux différents types de bassins (bassin de grande et de petite largeur), puis, nous nous sommes servis de la position du cylindre trouvée précédemment qui était la position du premier cylindre placé en amont des deux autres cylindres.

Les résultats de l'optimisation trouvés nous confirment que l'adjonction des cylindres modifie la structure de l'écoulement et diminue ces grandeurs cinématiques néfastes pour le passage des poissons à faibles capacités de nage. L'insertion des cylindres réduit les zones de recirculation et génère des zones de repos de faible vitesse au sein des bassins de la passe.

Il a aussi été montré que les résultats obtenus au sein de la configuration avec trois cylindres sont plus intéressants que ceux obtenus au sein de la configuration avec un cylindre. La configuration avec trois cylindres dissipe plus que celle avec un cylindre. Nous constatons que les trois autres quantités cinématiques, la norme de la vitesse, l'énergie cinétique turbulente et la vorticit   sont plus faibles au sein de la passe avec trois cylindres.

Nous remarquons aussi que la passe de petite largeur dissipe beaucoup plus que celle de grande largeur soit dans la configuration sans cylindre ou avec cylindres.

Enfin, les résultats de l'optimisation trouvés nous confirment que l'adjonction des obstacles au sein des passes à poissons est une des solutions permettant de réduire les quantités cinématiques de l'écoulement, synonyme d'adaptation de l'écoulement aux capacités de nage des petites espèces.

Cette partie d'optimisation nous a permis de localiser les positions idéales des cylindres au sein de la passe à poissons de grande et de petite largeur pour les configurations avec un et trois cylindres afin de modifier l'écoulement et l'adapter au besoin des espèces de poissons. Les mesures expérimentales réalisées en utilisant la technique PIV valident les résultats obtenus par cette technique d'optimisation.

CHAPITRE 5

INFLUENCE DE L'AJOUT DE CYLINDRES SUR L'ÉCOULEMENT

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié l'écoulement au sein de la passe à poissons en expliquant que ses quantités cinématiques sont beaucoup plus importantes vis à vis les capacités de nages des petites espèces de poissons. Par la suite, nous avons essayé à répondre à ce problème en insérant des obstacles dans les bassins de la passe. dans un premier temps, nous avons inséré des rugosités de fond, en suite, nous avons installé des cylindres dans le jet principal où les vitesses sont maximum. Enfin, nous avons établi une technique d'optimisation afin de positionner d'une manière optimale un et trois cylindres dans les deux types de passe à poissons (passe de grande et de petite largeur). Cette technique est basée sur les quantités cinématiques de l'écoulement. Par la suite, ces positions ont été validées en réalisant des mesures PIV, nous avons pu quantifier le gain de l'ajout d'un et puis de trois cylindres placés de façon optimale au sens des grandeurs physiques cibles. Dans ce chapitre, nous allons commencer par l'étude de l'influence de l'ajout d'un et de trois cylindres sur la distribution des grandeurs cinématiques moyennes de l'écoulement. Ensuite, nous allons passer à l'étude instationnaire de l'écoulement modifié par l'ajout de ces cylindres afin de caractériser les différentes phases en identifiant les zones de faibles turbulences et de faibles vitesses. Ces dernières vont servir comme zones de repos pour les petites espèces de poissons. Enfin, une étude avec des poissons va être présentée afin de valider l'étude numérique et expérimentale de l'écoulement.

5.1 INFLUENCE DE CYLINDRES SUR L'ÉCOULEMENT MOYEN

5.1.1 Influence de cylindres sur la topologie de l'écoulement moyen

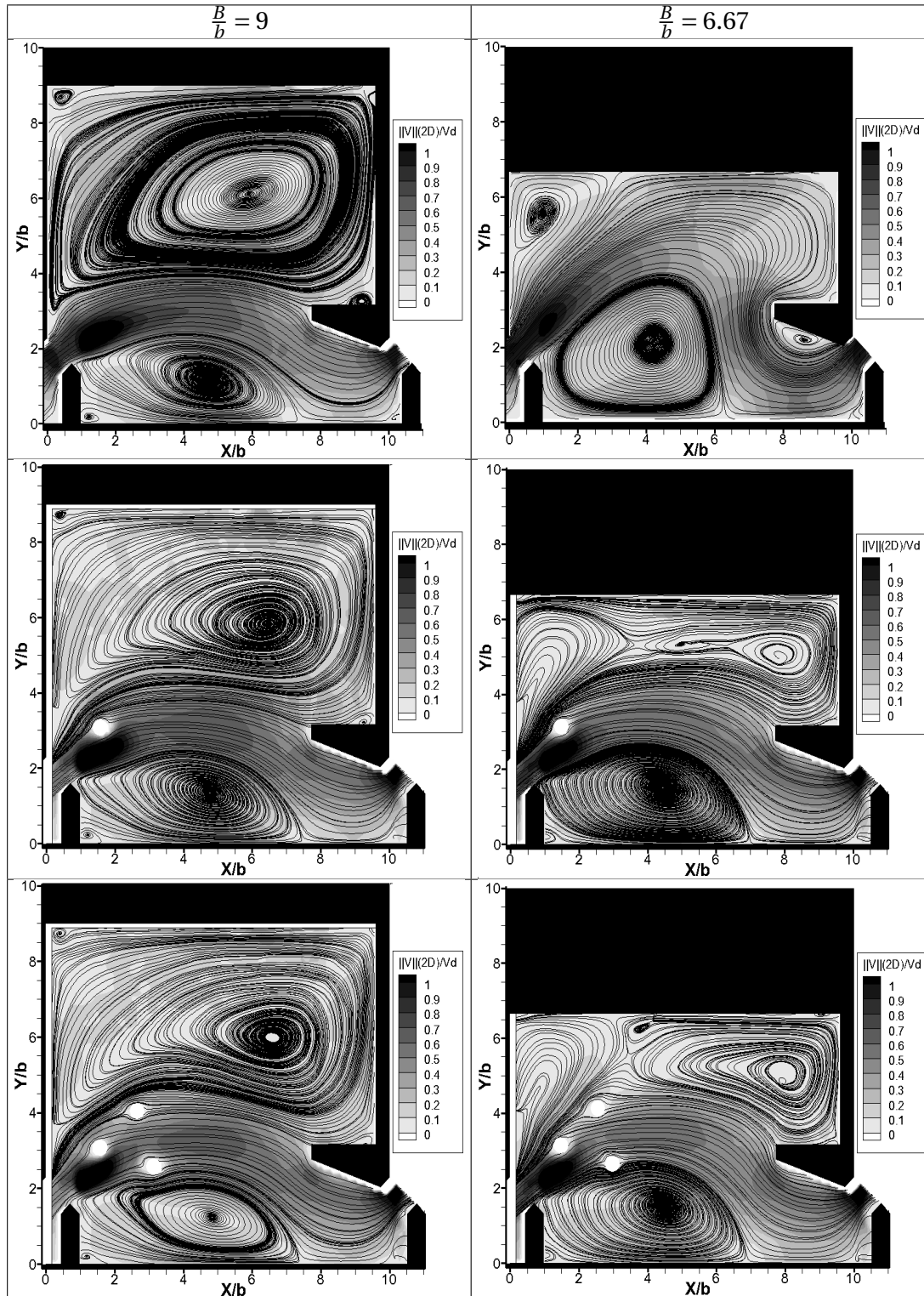


FIGURE 5.1 – Influence de cylindres sur la topologie de l'écoulement (Mesures PIV)

L'insertion d'un cylindre modifie la topologie de l'écoulement pour les deux largeurs de bassin. L'écoulement issu de la fente se sépare à l'approche du cylindre en deux flux principaux qui contournent l'obstacle. Les zones tourbillonnaires semblent être aussi affectées par l'ajout d'un cylindre, en effet, au sein de la passe de grande largeur, le tourbillon supérieur change de forme et de position en se décalant vers la fente aval. Dans la passe de petite largeur, le jet n'impacte plus la paroi latérale ce qui permet au tourbillon supérieur de bien se développer en occupant toute la longueur du bassin (Figure 5.1- au centre). Dans le même type de passe, le cylindre affecte le tourbillon inférieur en diminuant sa taille et sa forme.

L'insertion des deux cylindres supplémentaires a pour objectif de diriger et disperser le jet principal en trois jets secondaires de vitesses moindres. Pour les deux largeurs, la présence des deux cylindres déplacent le tourbillon inférieur à proximité de la fente derrière le déflecteur latéral et réduit sa taille. Pour la passe de grande largeur, la taille du tourbillon supérieur semble être réduite à cause de la présence du cylindre supérieur. Au sein de la passe de petite largeur, ce tourbillon supérieur se divise en deux petits tourbillons au niveau du cylindre supérieur (Figure 5.1-en bas).

5.1.2 Influence de cylindres sur les grandeurs cinématiques de l'écoulement

En plus d'agir sur la taille et la forme des zones tourbillonnaires et de modifier la structure de l'écoulement, l'insertion de cylindres a aussi pour but de réduire les grandeurs cinématiques du fluide, principalement la vitesse et l'énergie cinétique turbulente.

Des mesures bidimensionnelles ont donc été réalisées par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) au sein de la passe de grande et de petite largeur pour des configurations sans cylindre et avec un et trois cylindres. Les résultats avec et sans cylindres (Figures 5.2, 5.3 et 5.4) ont été comparés afin d'estimer l'influence de l'ajout des cylindres sur les grandeurs de l'écoulement.

La présence de cylindres modifie bien évidemment les grandeurs cinématiques de l'écoulement. Cette modification spatiale des valeurs est différente selon la configuration du bassin (bassin de grande et de petite largeur) modifié par un ou trois cylindres.

Avec l'insertion d'un cylindre, le jet semble être affecté en devenant moins incurvé au sein de la passe de grande largeur, en plus, l'intensité de vitesses diminue au niveau du grand tourbillon. Pour la passe de petite largeur, le jet n'impacte plus la paroi latérale en insérant un cylindre, il pénètre le bassin sous la forme d'un jet courbe qui converge vers la fente aval en générant deux grandes zones tourbillonnaires bien développées. Ces dernières possèdent des faibles intensités de vitesses qui peuvent être utilisées comme zones de repos pour les petites espèces.

L'ajout par la suite des deux cylindres supplémentaires a pour effet de diviser le jet principal en trois jets secondaires de vitesses moindres. Au sein de la passe de grande largeur,

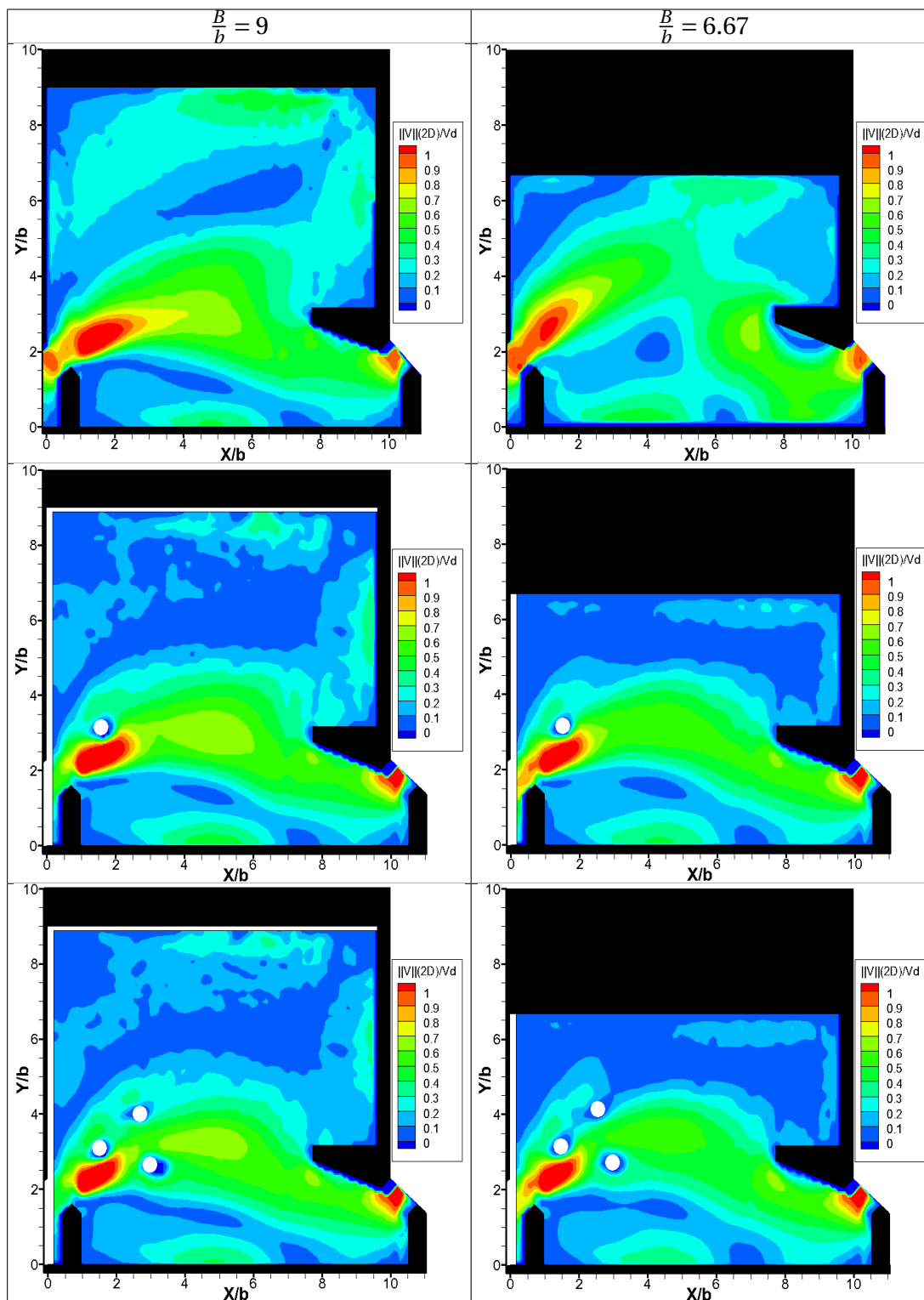


FIGURE 5.2 – Influence de cylindres sur la norme de la vitesse moyenne (Mesures PIV)

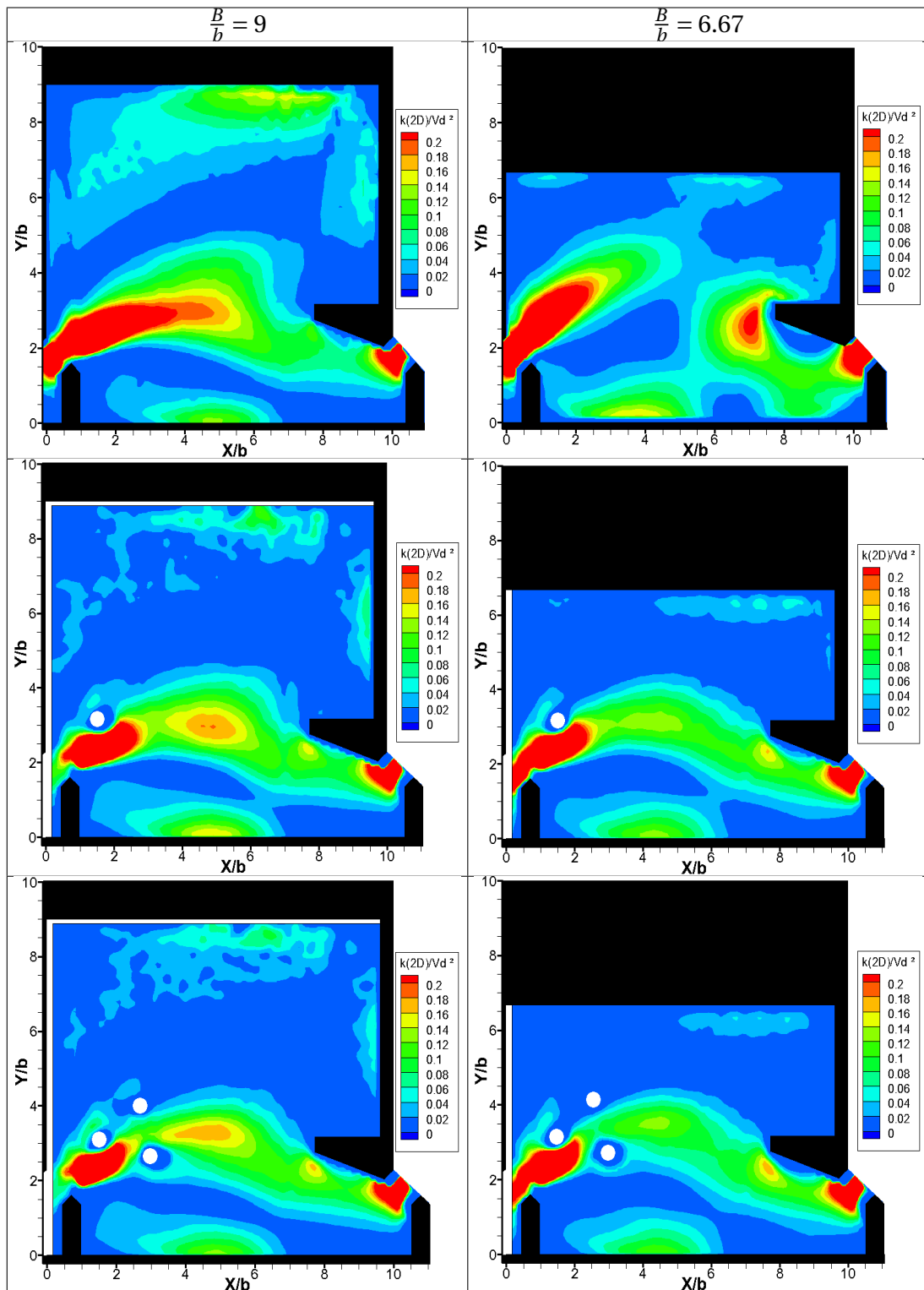


FIGURE 5.3 – Influence de cylindres sur l'énergie cinétique turbulente (Mesures PIV)

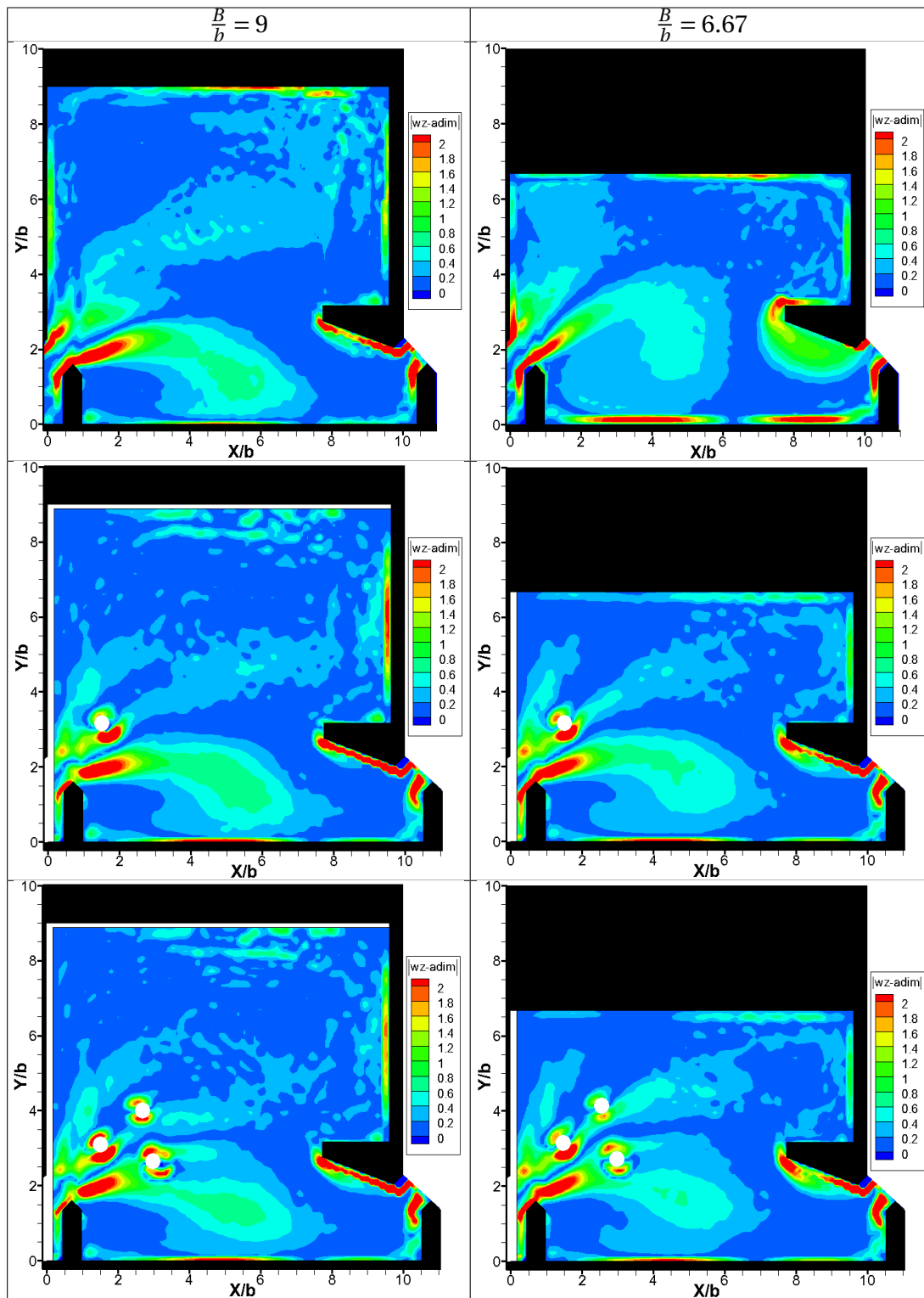


FIGURE 5.4 – Influence de cylindres sur la vorticité

l'intensité de vitesse devient moins importante dans le jet central et au niveau du petit tourbillon. Cependant au sein de la passe de petite largeur, l'ajout de ces deux cylindres ne semble pas affecter la vitesse dans le jet, en revanche, les valeurs de la vitesse deviennent moins importantes au niveau des deux zones de recirculations. Il est à noter la présence des zones à faibles vitesses dans le proche sillage des cylindres.

En ce qui concerne l'énergie cinétique turbulente, cette quantité est très sensible à l'ajout du cylindre. En effet, dans la zone du jet central, elle perd quasiment la moitié de son intensité en positionnant le cylindre au sein de la passe de grande largeur. La présence de cet obstacle fait diminuer aussi les intensités turbulentes au niveau du grand tourbillon, cependant, au sein du tourbillon situé en bas du jet central, une petite augmentation de ces intensités est remarquée. Il est à noter la présence d'une petite zone à haute turbulence au niveau du grand déflecteur qui grandit en ajoutant les deux cylindres supplémentaires. Cependant, le petit tourbillon devient faible en turbulence et le grand tourbillon ne semble pas être affecté.

Au sein de la passe de petite largeur, l'insertion du cylindre fait diminuer l'énergie cinétique turbulente dans tout le bassin. En effet, la zone à haute turbulence au niveau du grand déflecteur remarquée au sein de la configuration sans cylindre est devenue moins importante. Une diminution de l'intensité turbulente dans le jet et au niveau des deux zones de recirculations est aussi remarquée. En revanche, l'ajout des deux cylindres supplémentaires semble avoir un impact mineur sur la valeur moyenne de l'énergie cinétique turbulente par rapport à la configuration avec un cylindre (écoulement moyen).

Quant à la vorticité, l'insertion du cylindre produit pour les deux largeurs des activités tourbillonnaires autour des cylindres. Cependant, dans le reste du bassin, cette quantité moyenne ne semble pas être affectée par l'ajout de cylindres.

Afin de voir l'influence de l'ajout des cylindres sur les différentes zones de la passe de grande et de petite largeur, une étude basée sur la vitesse et l'énergie cinétique turbulente a été établie. Pour cela, l'établissement de quelques facteurs pour distinguer les différentes zones dans la passe est nécessaire. Pour chaque configuration (sans cylindre et avec un et trois cylindres) nous calculons les valeurs moyennes de la vitesse et de l'énergie cinétique turbulente ($\langle \frac{\|V(2D)_{moy}\|}{V_d} \rangle$ et $\langle \frac{\|k(2D)_{moy}\|}{V_d^2} \rangle$). Les facteurs sont définis comme suit :

f_{11} : facteur défini pour les zones à hautes vitesses ($\frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \geq \langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$) et à hautes turbulences ($\frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \geq \langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle$).

Ce facteur caractérise les zones du bassin qui ne sont pas favorables aux poissons.

f_{10} : facteur défini pour les zones à hautes vitesses ($\frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \geq \langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle$) et à faibles turbulences ($\frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \leq \langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle$).

f_{10} définit les zones à faibles turbulences où les poissons doivent se battre contre les grandes intensités de vitesses (principalement, ce sont les zones d'entrée et de sortie du jet et les deux tourbillons).

f_{01} : facteur défini pour les zones à faibles vitesses ($\frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \leq < \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} >$) et à hautes turbulences ($\frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \geq < \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} >$).

Ce facteur caractérise les zones à faibles vitesses pour lesquelles les poissons subissent le battement du jet turbulent.

f_{00} : facteur défini pour les zones à faibles vitesses ($\frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \leq < \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} >$) et à faibles turbulences ($\frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \leq < \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} >$).

f_{00} représente les zones favorables au passage des poissons.

Il est à noter que la somme de ces quatre zones nous donne la surface entière du bassin.

Au sein des passes de grande et de petite largeur, les zones à hautes vitesses et turbulences représentent principalement les zones du jet principal dont elles occupent plus de 26 % de la surface totale du bassin de $\frac{B}{b} = 6.67$ et environ 17 % de la superficie du bassin de $\frac{B}{b} = 9$. Il est à signaler que ces zones sont à éviter par les poissons car leurs capacités de nage ne leur permettent pas de les franchir mais plutôt d'affaiblir les capacités de ces petites espèces.

En calcul moyen, les intensités de vitesses et de turbulences au niveau de ces zones atteignent les valeurs $< \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} > = 0.5312$ et $< \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} > = 0.0414$ ($< \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} > = 0.5162$ et $< \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} > = 0.0371$) au sein de la passe de grande largeur (respectivement de petite largeur). Une grande activité tourbillonnaire est aussi à noter dans les deux bassins (pour $\frac{B}{b} = 9$, $< |\omega_{z-adim}| > = 0.329$ et pour $\frac{B}{b} = 6.67$, $< |\omega_{z-adim}| > = 0.344$).

Ces valeurs importantes de ces grandeurs physiques génèrent plusieurs difficultés pour les poissons qui essaient d'éviter ces zones pendant le franchissement du bassin.

Comme nous l'avons signalé précédemment, l'ajout d'un cylindre fait diminuer les grandeurs cinématiques de l'écoulement au sein du bassin et permet de réduire les intensités de vitesses et de turbulences au niveau de ces zones. En effet, en insérant un cylindre, la vitesse diminue d'environ 6 % et l'énergie cinétique turbulente d'environ 25 % (3 % et 4 %) au sein de la passe de grande largeur (respectivement de petite largeur). Cependant, une augmentation de l'activité tourbillonnaire d'environ 14 % est notée au sein des deux types de bassin et elle n'est due qu'à la présence du cylindre. Cette activité tourbillonnaire augmente encore en ajoutant les deux cylindres supplémentaires, en revanche, les autres quantités cinématiques se comportent différemment du bassin à l'autre : pour $\frac{B}{b} = 9$, l'ajout des deux cylindres entraîne une diminution de vitesse et d'énergie cinétique turbulente d'environ 4 % et 16 % respectivement. Cependant pour $\frac{B}{b} = 6.67$, des légères augmentations de ces deux quantités cinématiques a été notée.

Les zones les plus favorables aux petites espèces restent les zones où la vitesse et l'énergie cinétique turbulente sont moins importantes. Ces zones occupent plus de la moitié du bassin (58.5 % pour $\frac{B}{b} = 9$ et 50.5 % pour $\frac{B}{b} = 6.67$) zones où les grandeurs cinématiques atteignent leurs minimums. Des faibles valeurs de vitesse et de turbulence sont notées au sein

des deux passes, $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.1677$, $\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle = 0.0125$ et $\langle |\omega_{z-adim}| \rangle = 0.176$ ($\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.1604$, $\langle \frac{\|k_{2D}\|}{V_d^2} \rangle = 0.0138$ et $\langle |\omega_{z-adim}| \rangle = 0.126$) au sein de la passe de grande largeur (respectivement de petite largeur).

Avec l'insertion du cylindre, ces zones occupent plus de surface dans le bassin (71 % pour la passe de grande largeur et 57 % pour celle de petite largeur) et les grandeurs cinématiques diminuent en rendant notamment le franchissement du bassin moins difficile pour les poissons (Tableaux 5.1 et 5.2). La présence des deux cylindres supplémentaires fait encore augmenter la taille de ces zones au sein de la passe de petite largeur (57 %) (Tableaux 5.3 et 5.4), cependant, elle diminue pour $\frac{B}{b} = 9$ à cause de l'emplacement du cylindre supérieur qui génère une petite zone à hautes turbulences (voir le facteur f_{01}).

En ce qui concerne les deux derniers facteurs, f_{01} et f_{10} , les zones correspondantes ne représentent qu'un petit pourcentage de la superficie totale des deux types de bassin et pour les trois différentes configurations. En effet, ces zones représentent en globalité les deux tourbillons supérieur et inférieur et les zones qui les séparent du jet principal. Les zones représentant le facteur f_{01} sont des zones de faibles vitesse, cependant, elles ne sont pas favorables aux poissons car l'écoulement circulant est turbulent. Au sein des zones représentant le f_{10} , les intensités turbulentes sont beaucoup plus faibles mais elles restent des zones à éviter par les poissons en raison de gradients de vitesse très élevés qui empêchent leur libre circulation.

L'analyse stationnaire de différentes zones du bassin nous a permis d'identifier les zones les plus favorables aux poissons. Celles-ci occupent presque la moitié du bassin et possèdent des faibles intensités de vitesse et de turbulence.

Comme l'écoulement au sein de la passe à poissons est fortement instationnaire, nous étudierons par la suite, l'influence de l'ajout des cylindres sur celui-ci afin d'identifier la configuration du bassin la plus adaptée aux capacités de nage des poissons, en caractérisant notamment les zones les plus favorables à ces petites espèces.

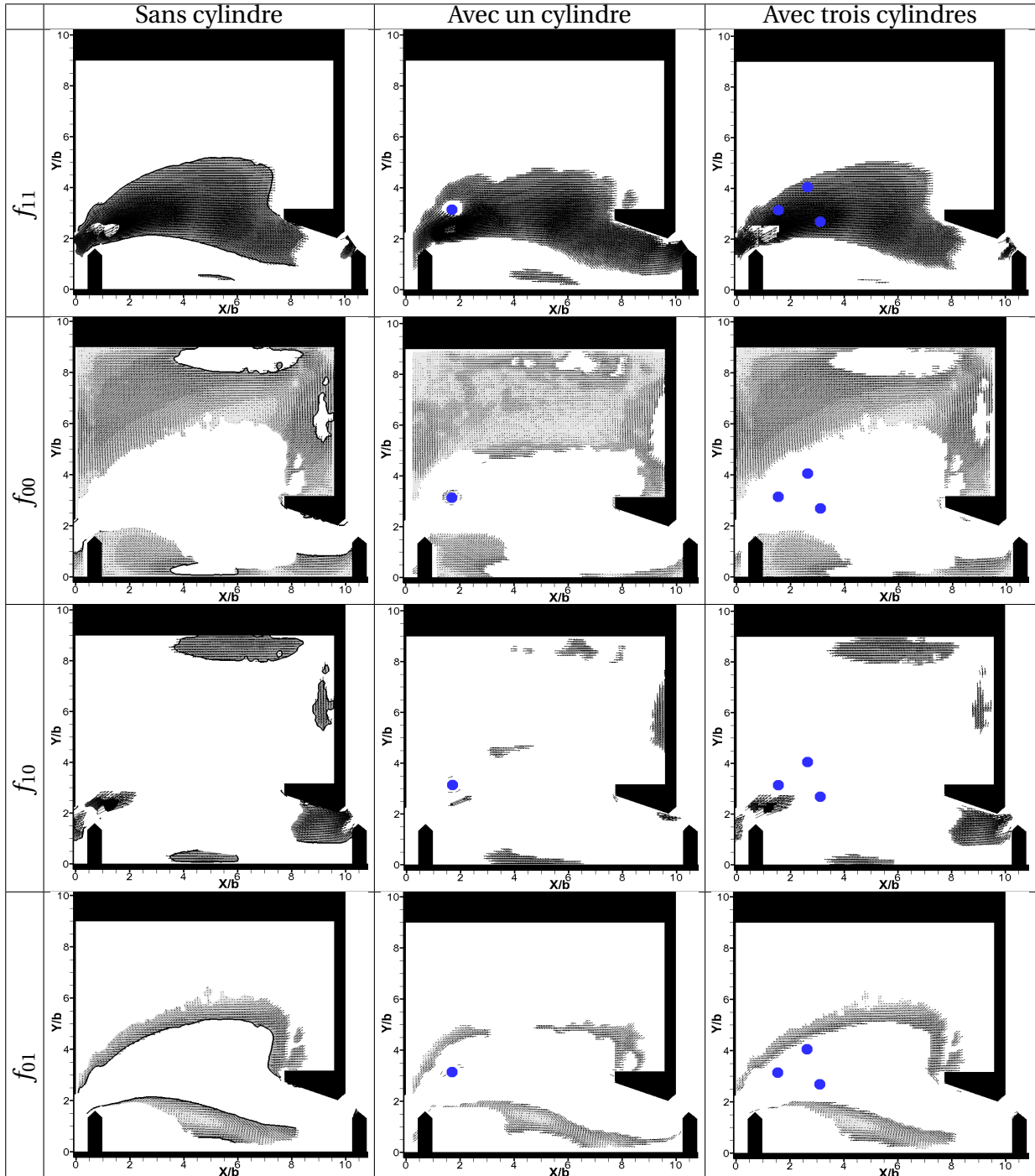


FIGURE 5.5 – Identification des différentes zones du bassin de grande largeur

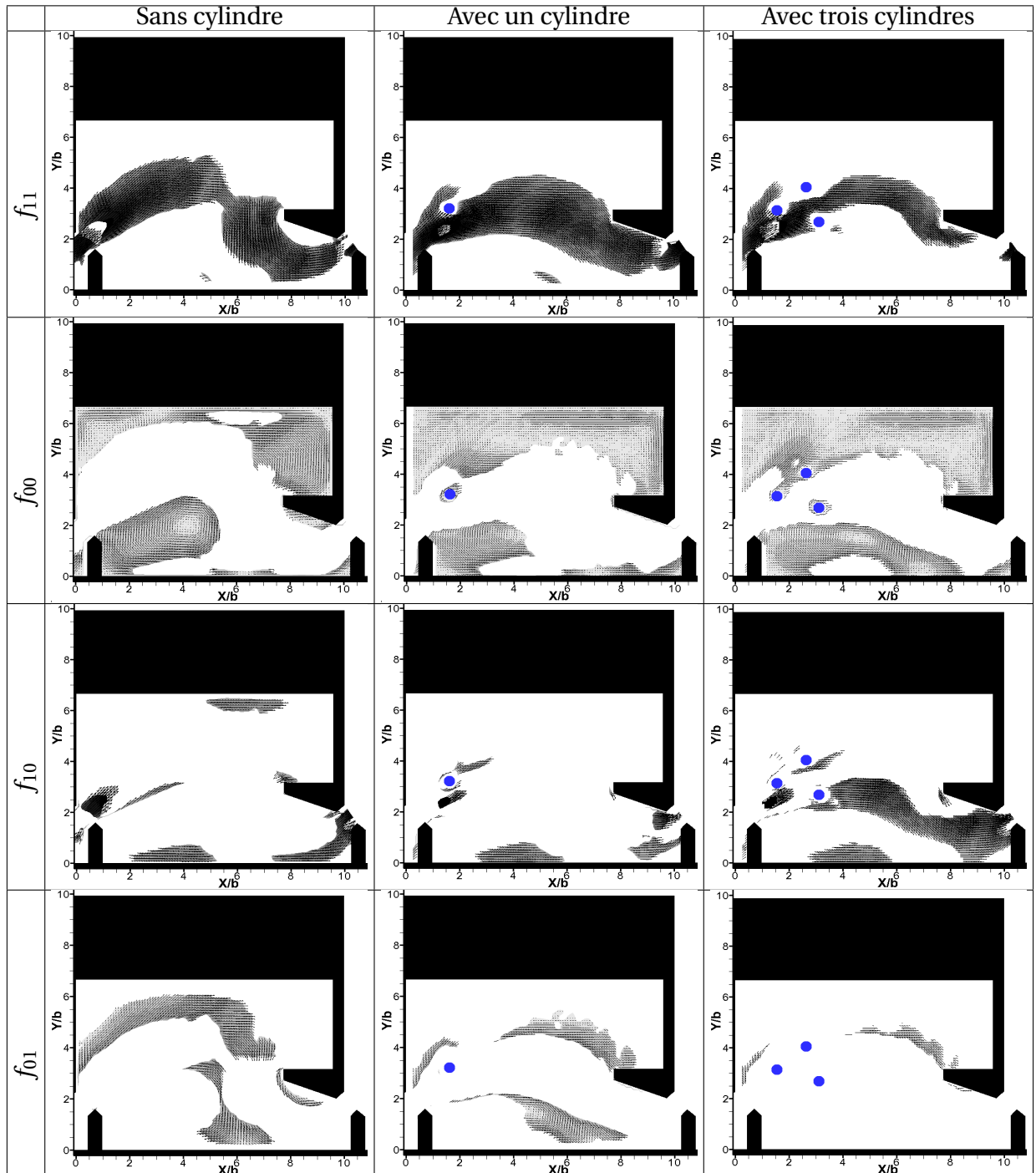


FIGURE 5.6 – Identification des différentes zones du bassin de petite largeur

Configuration sans cylindre				
Facteurs	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	Superficie (%)
f_{11}	0.531	0.041	0.329	17.41
f_{00}	0.168	0.012	0.176	58.51
f_{10}	0.426	0.013	0.303	14.00
f_{01}	0.176	0.030	0.295	10.08
Configuration avec un cylindre				
f_{11}	0.502	0.031	0.371	18.79
f_{00}	0.103	0.007	0.162	71.06
f_{10}	0.335	0.011	0.543	05.00
f_{01}	0.158	0.024	0.396	05.15
Configuration avec trois cylindres				
f_{11}	0.483	0.026	0.399	17.39
f_{00}	0.105	0.006	0.164	58.47
f_{10}	0.298	0.008	0.356	14.06
f_{01}	0.143	0.021	0.420	10.08

TABLEAU 5.1 – Valeurs des grandeurs cinématiques moyennes dans les différentes zones de la passe de grande largeur

Gains relatifs à l'ajout d'un cylindre $Gain_{1C/SC}$				
Gains	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	Superficie
$G_{f_{11}}$	-05.5%	-24.1%	12.8%	01.4
$G_{f_{00}}$	-38.4%	-47.2%	-07.9%	12.6
$G_{f_{10}}$	-21.2%	-17.8%	79.2%	-09.0
$G_{f_{01}}$	-10.3%	-21.5%	34.2%	-05.0
Gains relatifs à l'ajout de trois cylindres $Gain_{3C/SC}$				
$G_{f_{11}}$	-09.1%	-36.5%	21.3%	00.0
$G_{f_{00}}$	-37.2%	-53.6%	-06.8%	00.0
$G_{f_{10}}$	-29.9%	-35.3%	17.5%	00.0
$G_{f_{01}}$	-18.8%	-30.9%	42.4%	00.0
Gains relatifs à l'ajout de deux cylindres supplémentaires $Gain_{3C/1C}$				
$G_{f_{11}}$	-03.8%	-16.3%	07.5%	-01.4
$G_{f_{00}}$	01.9%	-12.1%	01.2%	-12.6
$G_{f_{10}}$	-11.0%	-21.2%	-34.4%	09.0
$G_{f_{01}}$	-09.4%	-21.2%	06.1%	05.0

TABLEAU 5.2 – Gains relatifs à l'ajout d'un et de trois cylindres au sein de la passe de grande largeur

5.2 INSTATIONNARITE DE L'ÉCOULEMENT MODIFIÉ PAR UN ET TROIS CYLINDRES

L'évolution temporelle des grandeurs physiques de l'écoulement (norme de la vitesse, norme de la vitesse fluctuante et vorticité) est nécessaire afin de caractériser son instationnarité en fonction de l'ajout des cylindres.

Les grandeurs cinématiques de l'écoulement diminuent avec l'ajout du cylindre au sein de la passe de grande et de petite largeur (Figure 5.7). En effet, l'insertion du cylindre entraine une diminution au niveau des champs instationnaires de la norme de la vitesse, de la norme de la vitesse fluctuante et de la vorticité. Il est à noter que ces quantités physiques sont plus

Configuration sans cylindre				
Facteurs	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	Superficie (%)
f_{11}	0.516	0.037	0.344	25.61
f_{00}	0.160	0.014	0.126	49.64
f_{10}	0.485	0.018	0.447	05.85
f_{01}	0.232	0.032	0.276	18.90
Configuration avec un cylindre				
f_{11}	0.502	0.036	0.392	23.72
f_{00}	0.099	0.012	0.111	59.04
f_{10}	0.377	0.017	0.424	13.90
f_{01}	0.156	0.028	0.287	03.34
Configuration avec trois cylindres				
f_{11}	0.506	0.040	0.400	14.28
f_{00}	0.094	0.011	0.107	71.46
f_{10}	0.413	0.020	0.381	11.10
f_{01}	0.178	0.031	0.309	03.16

TABLEAU 5.3 – Valeurs des grandeurs cinématiques moyennes dans les différentes zones de la passe de petite largeur

Gains relatifs à l'ajout d'un cylindre $Gain_{1C/SC}$				
Gains	$\langle \frac{\ V_{2D}\ }{V_d} \rangle$	$\langle \frac{\ k_{2D}\ }{V_d^2} \rangle$	$\langle \omega_{z-adim} \rangle$	Superficie
$G_{f_{11}}$	-02.7%	-03.1%	13.9%	-01.9
$G_{f_{00}}$	-38.4%	-15.4%	-11.9%	09.4
$G_{f_{10}}$	-22.1%	-09.6%	-05.1%	08.0
$G_{f_{01}}$	-32.7%	-12.0%	04.0%	-15.6
Gains relatifs à l'ajout de trois cylindres $Gain_{3C/SC}$				
$G_{f_{11}}$	-01.9%	09.3%	16.3%	-11.3
$G_{f_{00}}$	-41.3%	-16.2%	-15.1%	21.8
$G_{f_{10}}$	-14.7%	06.8%	-14.8%	05.2
$G_{f_{01}}$	-23.3%	-02.7%	12.0%	-15.8
Gains relatifs à l'ajout de deux cylindres supplémentaires $Gain_{3C/1C}$				
$G_{f_{11}}$	00.8%	12.8%	02.0%	-09.4
$G_{f_{00}}$	-04.6%	-01.0%	-03.6%	12.4
$G_{f_{10}}$	09.5%	18.2%	-10.1%	-02.8
$G_{f_{01}}$	14.0%	10.7%	07.7%	-00.2

TABLEAU 5.4 – Gains relatifs à l'ajout d'un et de trois cylindres au sein de la passe de petite largeur

importantes au sein de la passe de petite largeur. Dans la configuration à trois cylindres, ces quantités cinématiques diminuent encore et l'écoulement devient moins turbulent avec de faibles intensités de vitesse et d'activité tourbillonnaire.

Par la suite, nous nous intéressons à analyser l'évolution temporelle de ces grandeurs physiques dans un intervalle plus court afin de bien caractériser l'écoulement au sein de la passe sans et avec cylindres. Pour cela, une moyenne de l'évolution temporelle est tracée pour chaque configuration (Figure 5.8).

Au sein de la passe de grande largeur, l'évolution temporelle de la vitesse varie, en globalité, autour de sa valeur moyenne $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.33$. L'ajout du cylindre fait diminuer cette grandeur moyenne de 18 % ($\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.27$), les valeurs temporelles restent toujours proches

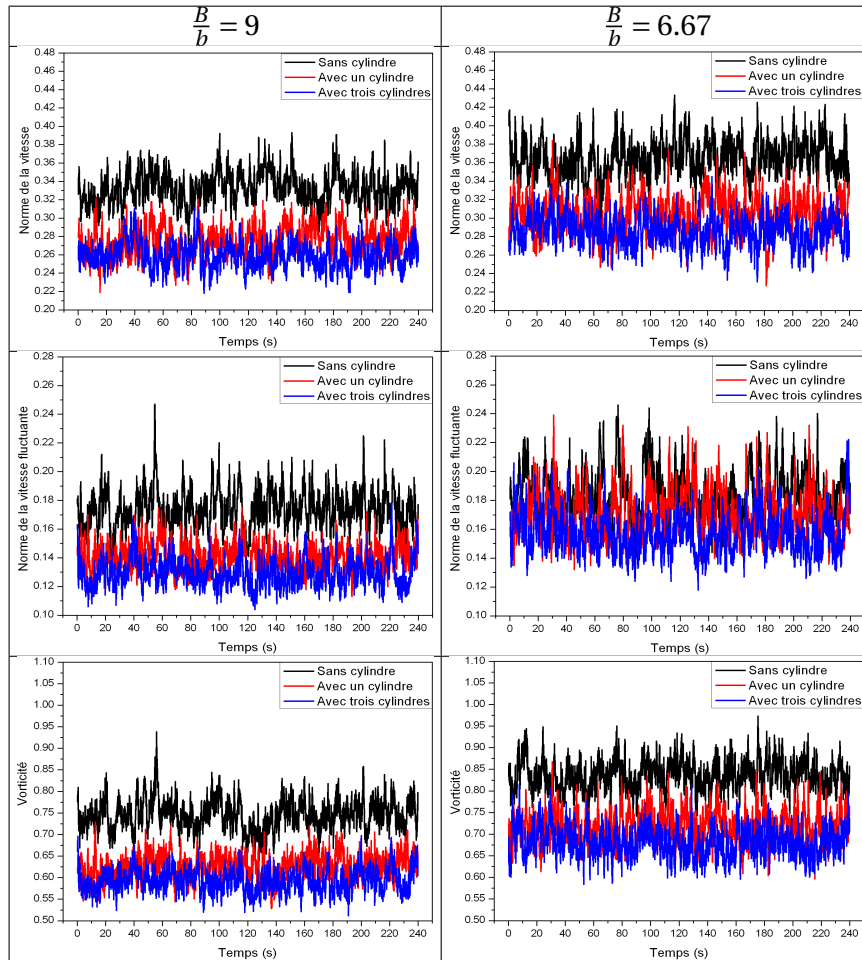


FIGURE 5.7 – Champs instationnaires des quantités cinématiques de l'écoulement au sein de la passe de $B/b = 9$ (à gauche) et de $B/b = 6.67$ (à droite)

de la valeur moyenne de cette quantité. En insérant les deux cylindres supplémentaires, les vitesses semblent être de moindre intensité, une légère diminution de cette quantité est notée de 3.7 % qui correspond à une valeur $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.26$.

La même évolution temporelle de cette quantité cinématique est remarquée pour la passe de petite largeur. Cependant, sa valeur est plus importante en diminuant la largeur du bassin. Dans la configuration sans cylindre, $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.36$, elle diminue à $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.30$ en insérant un cylindre et elle diminue encore au sein de la configuration de trois cylindres à $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.29$.

En ce qui concerne la vitesse fluctuante, sa valeur est fortement instationnaire au sein de la configuration sans cylindre où l'écoulement semble être turbulent ($\langle \frac{\|V'_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.176$ et 0.189 pour $B/b = 9$ et 6.67 respectivement). L'ajout du cylindre diminue les intensités turbulentes de l'écoulement et les valeurs temporelles de cette quantité s'approchent de sa valeur moyenne $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.145$ ($\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.17$) au sein de la passe de grande largeur (respectivement de petite largeur). L'insertion des cylindres deux autres fait encore diminuer cette quantité turbulente à $\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.13$ ($\langle \frac{\|V_{2D}\|}{V_d} \rangle = 0.158$) pour $B/b = 9$ (respectivement

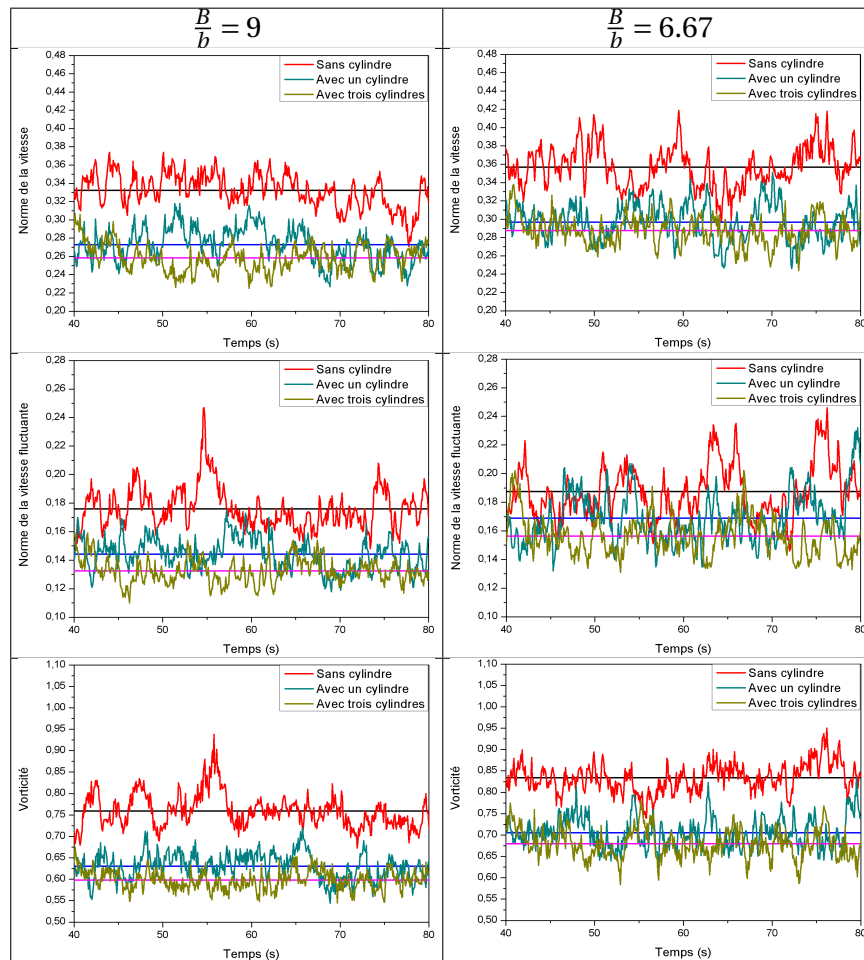


FIGURE 5.8 – Influence de l'ajout des cylindres sur les champs instationnaires des quantités cinématiques de l'écoulement

$B/b = 6.67$). L'écoulement instationnaire est caractérisé par des valeurs turbulentes temporelles qui s'approchent de plus en plus de la valeur moyenne.

La vorticité subit aussi à son tour une diminution de 16 % et de 20 % en insérant un et trois cylindres respectivement dans la passe de grande largeur. Au sein de la passe de petite largeur, cette activité tourbillonnaire baisse de 14.46 % en insérant un cylindre et de 18.10 % en insérant les trois cylindres.

En conclusion, l'écoulement au sein de la passe à poissons est fortement instationnaire, et l'évolution temporelle de ses grandeurs cinématiques montre des différences entre celles-ci et leurs valeurs moyennes. Cependant, l'ajout d'un puis de trois cylindres fait diminuer ces grandeurs physiques en réduisant les intensités de vitesse, de turbulence et aussi l'activité tourbillonnaire. De plus, la variation temporelle de ces grandeurs devient moins importante et s'approche des valeurs moyennes. Cela n'empêche pas la présence de quelques instants pour lesquels ces grandeurs physiques sont beaucoup plus importantes que leurs moyennes. Afin de voir et comprendre ce qui se passe à ces instants auxquels les petites espèces de

poissons sont réellement confrontées, une analyse instationnaire est réalisée au niveau des champs de vitesse et de vitesse fluctuante (Figures 5.9 et 5.10).

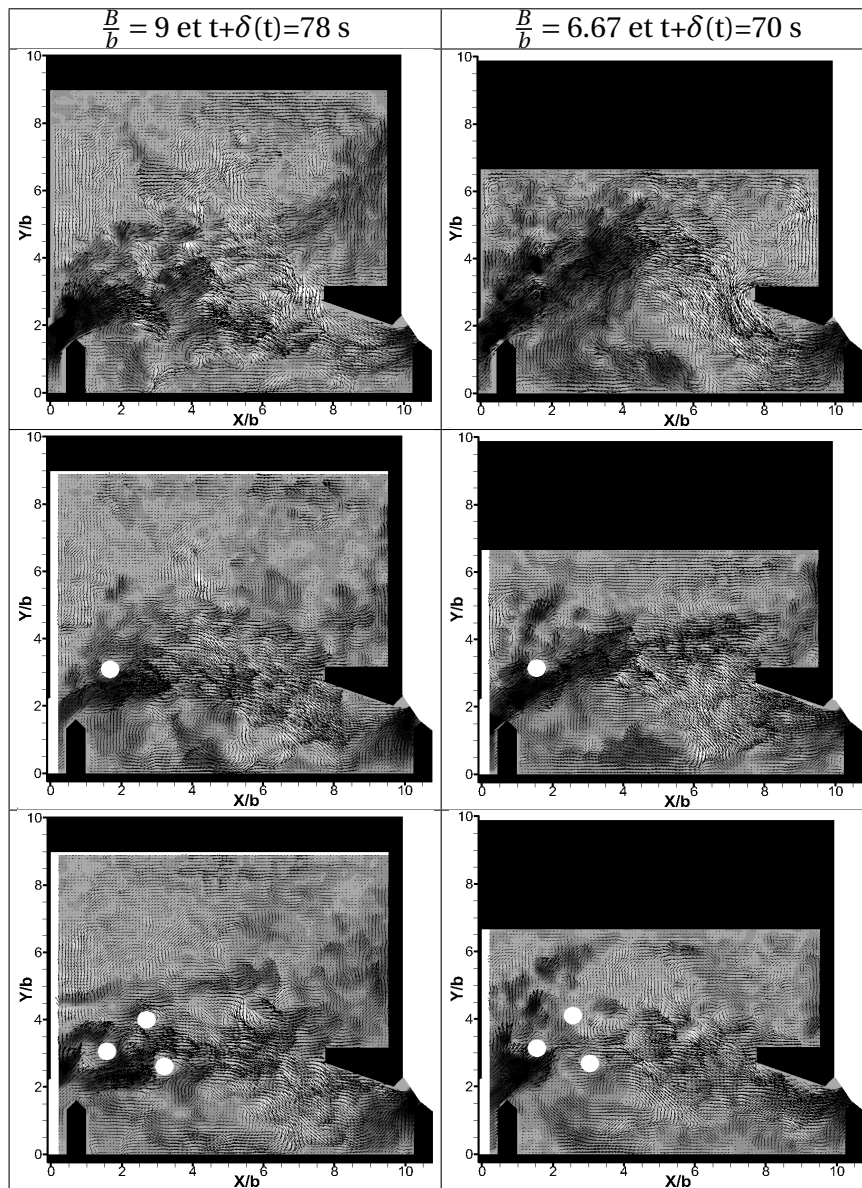


FIGURE 5.9 – Influence de l'ajout de cylindres sur le champ instationnaire de la norme de la vitesse

A l'instant $t+\delta(t)=78$ s l'écoulement semble être constitué de fortes vitesses au sein de la passe de grande largeur, il s'élargit à mi-bassin et par la suite il se divise en deux parties au contact du déflecteur central, une partie prépondérante est directement convectée vers la fente suivante alors que le reste alimente les deux zones tourbillonnaires. En insérant le cylindre, le jet change d'orientation, une grande partie de celui-ci passe au dessous du cylindre et fini par converger vers la fente suivante en alimentant le tourbillon inférieur. Quant à l'autre partie du jet (partie passant au dessus du cylindre), celle-ci semble être constituée de faibles vitesses et elle n'affecte pas le tourbillon supérieur. L'ajout des deux cylindres supplémentaires rend le jet moins intense à l'aval de ceux-ci. Le cylindre de dessous oriente le jet

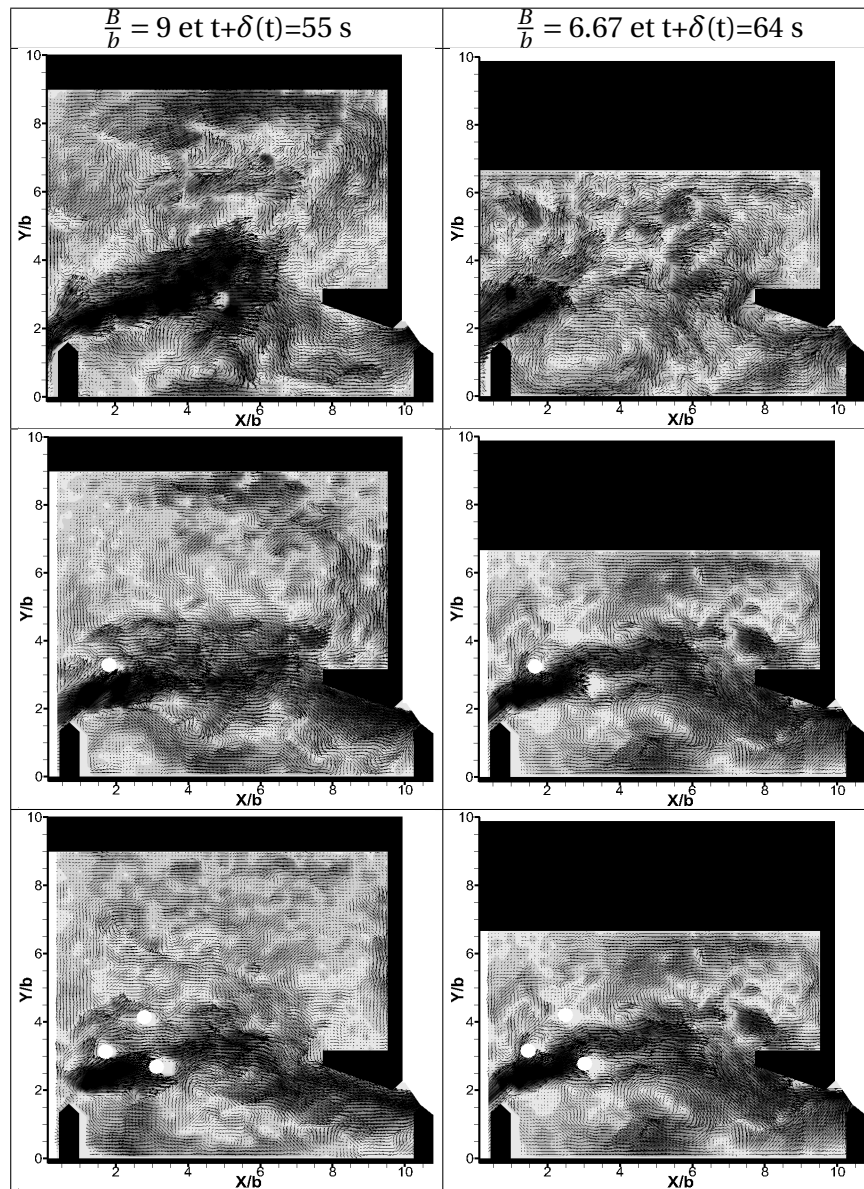


FIGURE 5.10 – Influence de l'ajout de cylindres sur le champ instationnaire de la norme de la vitesse fluctuante

vers la fente suivante quant à celui de dessus, il l'oriente vers le grand déflecteur en créant une petite zone à hautes vitesses au niveau de la paroi. A cet instant, l'ajout des cylindres diminue l'intensité en vitesse de l'écoulement en le rendant moins intense.

Au sein de la passe de petite largeur, les cylindres jouent un rôle identique au cas de la passe de grande largeur. A l'instant $t + \delta(t) = 70$ s, l'écoulement au sein du bassin sans cylindre est constitué de fortes vitesses, le jet impacte la paroi latérale avant de converger vers la fente suivante. Ceci génère une grande zone tourbillonnaire. Avec l'insertion d'un cylindre, le jet se divise en deux parties, la partie majeure converge directement vers la fente suivante et une petite partie semble impacter la paroi latérale. Le jet devient moins intense et la zone tourbillonnaire devient moins grande, elle perd de son intensité en vitesse. Celle-là devient en-

core plus petite en constituant des faibles vitesses en ajoutant les deux cylindres supplémentaires. En effet, une grande partie du jet constitué de vitesses moins élevées est directement convectée vers la fente suivante alors que la partie restante passe en amont des cylindres pour impacter la paroi latérale. Dans la globalité du bassin, l'ajout des cylindres a pour effet une réduction de la vitesse en créant des zones à faibles vitesses. Zones qui peuvent être servies comme zones de repos par les poissons à condition qu'elles soient à faibles turbulences (fluctuations). En effet, cette quantité cinématique joue un rôle primordial pour les poissons à faibles capacités de nages. Pour cela, l'influence de l'ajout d'un et de trois cylindres sur la valeur de la vitesse fluctuante est dégagée à différents instants. Au sein de la passe de grande largeur et à l'instant $t+\delta(t)=55$ s, l'écoulement est fortement fluctuant. Le jet est plus intense et a tendance à impacter la paroi latérale, à proximité du grand déflecteur, il se divise en deux parties en alimentant les deux tourbillons supérieur et inférieur. En ajoutant le cylindre, le jet devient moins incurvé et converge directement vers la fente suivante. L'écoulement dans sa globalité semble être moins turbulent et les deux grands tourbillons semblent être moins intenses. La présence des deux cylindres supplémentaires ne fait que réduire encore l'intensité de la vitesse fluctuante au sein de la totalité du bassin.

Quant au sein de la passe de petite largeur, à l'instant $t+\delta(t)=64$ s et en absence de cylindre, l'écoulement est fortement turbulent. Le jet constitué de vitesses très élevées, vient impacter de façon marquée la paroi latérale. En rencontrant le grand déflecteur à fortes vitesses, le jet a tendance à revenir vers l'amont du bassin. L'insertion des cylindres rend l'écoulement dans sa globalité moins turbulent en générant des zones de faibles turbulences.

5.3 Bilan

En conclusion, l'écoulement au sein de la passe à poissons est fortement instationnaire, cependant ces quantités cinématiques instationnaires varient aux alentours des quantités cinématiques moyennes. Cela, n'empêche pas la présence de quelques instants où ces grandeurs temporelles sont beaucoup plus (moins) importantes qu'à leurs valeurs moyennes.

L'ajout des cylindres a aussi une grande influence sur ces grandeurs physiques. En effet, des réductions au niveau des valeurs de la vitesse et la vitesse fluctuante ont été notées en insérant un et trois cylindres. En conséquence, l'écoulement devient moins turbulent et moins intense en constituant des zones à faibles vitesses et à faibles turbulences qui servent par la suite comme zones de repos pour les petites espèces.

Comme nous l'avons expliqué au cours du chapitre, le choix des quantités cinématiques de l'écoulement est basé sur l'influence de celles-ci sur le comportement des petites espèces de poissons. Afin de faciliter le passage des poissons, ces quantités doivent être moins importantes vis à vis les capacités de nage de ces espèces. L'ajout d'un ou de trois cylindres réduit ces quantités cinématiques au sein de la passe synonyme de l'adapter aux faibles capacités de nages de petites espèces de poissons.

Enfin, une validation de ces configurations a été réalisée par V.Cornu et al. (2012). Une partie de cette étude va être présentée dans le paragraphe qui suit.

5.4 VALIDATION AVEC DES PETITES ESPÈCES DE POISSONS

Dans le paragraphe précédent, nous avons identifié les différentes zones du bassin en caractérisant celles qui sont les mieux adaptées aux franchissements des poissons en se basant sur les grandeurs physiques de l'écoulement. Dans ce dernier paragraphe, nous allons suivre la même méthodologie mais cette fois nous ne nous basons pas sur les quantités cinématiques de l'écoulement mais sur les petites espèces elles mêmes.

5.4.1 Choix des poissons à utiliser et configurations à tester

L'étude a été réalisée au sein de différentes configurations de passe à poissons, deux configurations de la passe de grande largeur (sans et avec un cylindre) et trois configurations de la passe de **petite largeur** (sans cylindre et avec un et trois cylindres) (Figure 5.11) car l'efficacité biologique apparaît très faible dans ce type d'écoulement (type 2, Chambon (2008)).

Il est à noter que les positions de cylindres testées avec des poissons ne sont pas celles trouvées avec l'optimisation. Mais elles correspondent aux positions utilisées lors de l'étude de Chambon. (2008). Et comme il n'y a pas de grande différence entre les deux positions, nous pouvons tirer des conclusions sur celles-ci vis à vis du comportement de poissons.

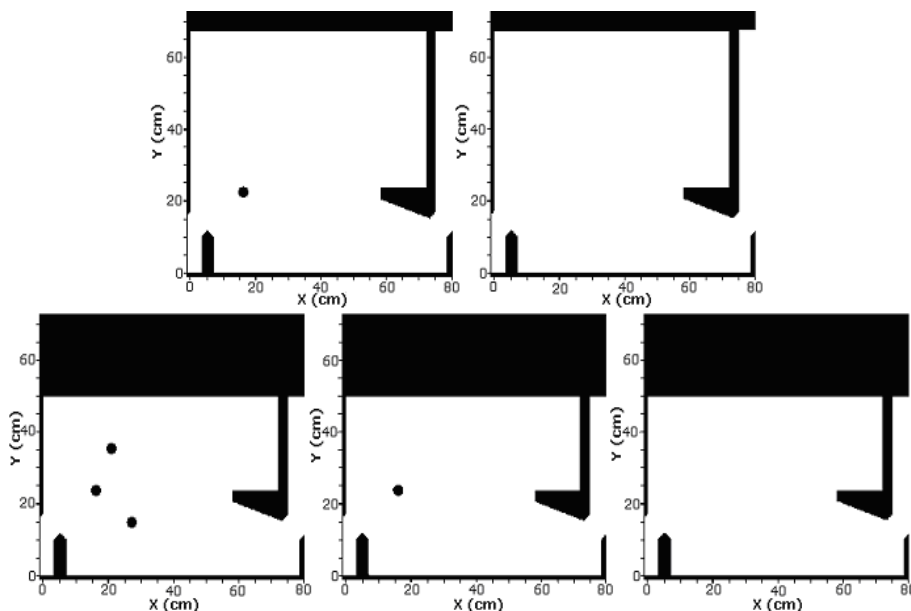


FIGURE 5.11 – Schéma des configurations testées

Par la suite, le choix des espèces de poissons est fait en respectant plusieurs facteurs, parmi ceux-ci, la taille des poissons est un élément important à considérer. En effet, si la passe à poissons du laboratoire est à l'échelle 1/4, la taille des poissons ne doit pas suivre les mêmes proportions. Le paramètre à considérer pour ceux-ci est leur vitesse maximale de nage en tenant en compte de la taille des tourbillons.

En respectant les conditions géométriques et physiques de la passe vis à vis des capacités de nages des poissons et leurs comportement, il a été décidé d'utiliser dans les expériences des individus de taille comprise entre 7 et 12 cm. Les poissons sélectionnés sont des truites et des chevesnes.

La caractérisation du déplacement des poissons se fait par l'utilisation des mouvements de base effectués par les poissons entre les bassins 2, 3 et 4 (Chambon. (2008))(Figure 5.12).

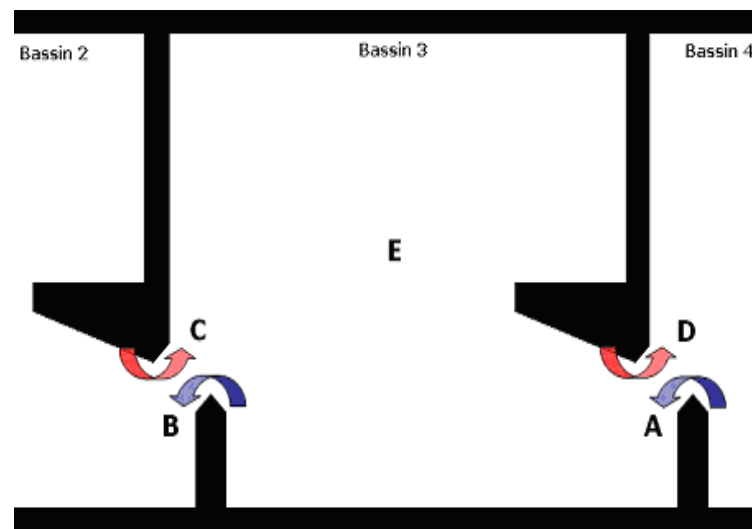


FIGURE 5.12 – Définition des différents mouvements de base

Ces mouvements de base représentent le passage d'un poisson d'un bassin à l'autre par franchissement d'une fente. Ils peuvent s'effectuer en montaison (A : franchissement de la fente aval, B : le franchissement de la fente amont) et en dévalaison (C : franchissement de la fente amont, D : franchissement de la fente aval). L'enchaînement dans le temps de ces différents mouvements permet de définir différents scénarios :

AB : le poisson franchit le bassin en montaison.

AD : le poisson accède au bassin par la fente aval et dévale par cette même fente.

AE : le poisson accède au bassin par la fente aval et reste dans celui-ci jusqu'à la fin de l'enregistrement.

CB : le poisson accède au bassin 3 par la fente amont puis accède au bassin 2 par cette même fente.

CD : le poisson franchit le bassin 2 en dévalaison.

CE : le poisson accède au bassin 2 par la fente amont et y reste jusqu'à la fin de l'enregistrement.

5.4.2 Indices de franchissement

Afin de comparer les différentes configurations, quelques indices de franchissement ont été établis.

5.4.2.1 Efficacité totale

Le paramètre principal pour comparer les différentes configurations est l'efficacité totale en montaison pour le bassin 3 ($E_{ff_{tot}}$). Il est défini comme le nombre de poissons se retrouvant en amont du bassin 3 à la fin du test par rapport au nombre de poissons placés dans le bassin 5 au début du test (Equation 5.1)

$$E_{ff_{tot}}(\%) = \frac{[AB - (CD + CE)]}{N_{tot}} \quad (5.1)$$

5.4.2.2 Franchissement total

Ce paramètre (F_T) représente la proportion de poissons accédant au bassin 3 par rapport au nombre total de poissons, soit :

$$F_T(\%) = \frac{AB + AD + AE}{N_{tot}} \quad (5.2)$$

5.4.3 Résultats

Afin de distinguer les différentes zones du bassin de la passe à poissons, une analyse de vidéos a été effectuée par Tarrade et al. (2007) et Wang et al. (2010) (Figure 5.13).

Les zones 1, 2, 3 et 4 sont les zones où les poissons peuvent se reposer, on les appelle "zones de stabulation".

Il est à signaler que le sens de l'écoulement est de la droite vers la gauche.

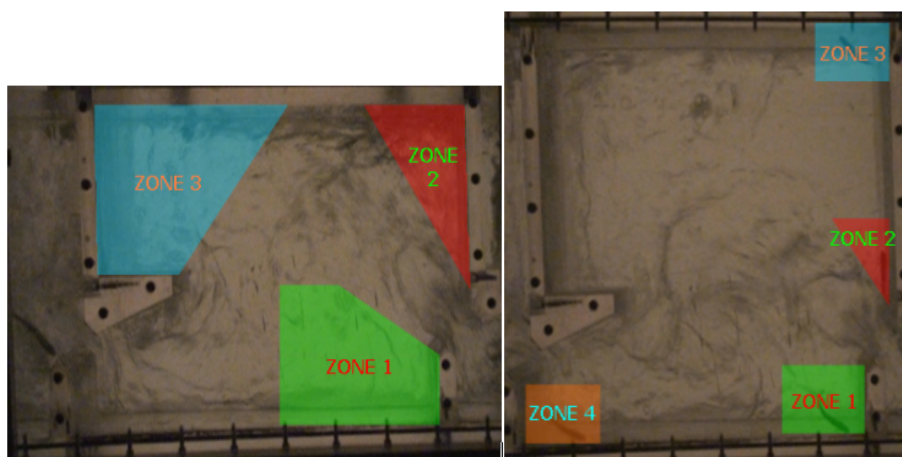


FIGURE 5.13 – Zones de stabulation identifiées dans le bassin de la passe à poissons (à gauche : $B/b = 6.67$ et à droite : $B/b = 9$)

L'étude stationnaire réalisée dans les paragraphes précédents montre que les zones de repos identifiées sont quasi-identiques à ces zones de stabulation (Figure 5.14 vs Figure 5.13).

Cette concordance peut s'expliquer par les faibles intensités des grandeurs cinématiques de l'écoulement au sein de ces zones. En effet, dans le bassin, le poisson ne cherche qu'à éviter les zones à hautes vitesses et turbulences, et pour se reposer, il cherche les zones les plus faibles en vitesse et en turbulence qui lui permettent par la suite de continuer à franchir le bassin.

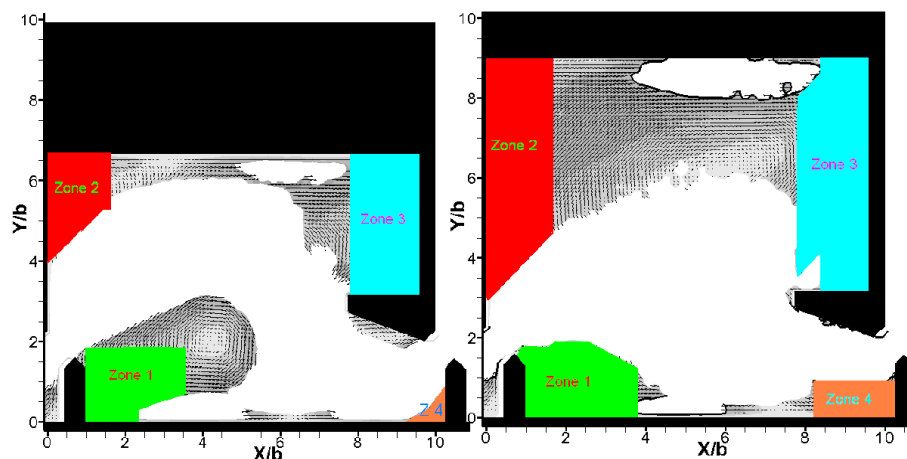


FIGURE 5.14 – Zones de repos identifiées dans le bassin de la passe à poissons (à gauche : $B/b = 6.67$ et à droite : $B/b = 9$)

Au sein de la passe de grande largeur, V.Cornu (2012) a remarqué que l'ajout de cylindre ne semble pas impacter la montaison des petites espèces. En effet, les valeurs obtenues de l'efficacité totale pour les deux configurations sans et avec cylindre sont quasi-identiques (efficacité totale proche de 30 %). En plus, une légère différence au niveau du temps de séjours des poissons dans les deux types de bassin est remarquée, dans la configuration sans cylindre, les poissons ont passé moins de 23 s alors que la même proportion de poissons y a passé 18 s ans la configuration un cylindre.

En revanche, dans la passe de petite largeur, les poissons passent globalement moins de temps dans le bassin qu'en grande largeur. Cependant, il y a moins d'espèces qui franchissent le bassin et ceux qui ne parviennent pas à le franchir (le bassin 3) restent plus de temps à l'intérieur de celui-ci.

Afin de bien comprendre le comportement des poissons dans ce type de passe (bassin de petite largeur), une étude avec des poissons chevesnes au sein de celle-ci est réalisé par V.Cornu pour trois différentes configurations (configurations sans cylindre et avec un et trois cylindres)

Ces poissons chevesnes se sont avérés être les espèces disponibles en quantités suffisantes, dans la gamme de taille souhaitée, supportant le mieux les conditions de stabulation et ayant une réelle volonté de montaison.

Afin d'identifier les configurations de la passe les plus adaptées aux capacités de nage des chevesnes, V.Cornu s'est basé sur l'analyse des indices de franchissement au sein de chaque configuration.

En ce qui concerne l'efficacité totale, cet indice varie significativement en fonction des différentes configurations de 28 % pour la configuration sans cylindre à 57,9 % pour la configuration avec trois cylindres (Figure 5.15-A).

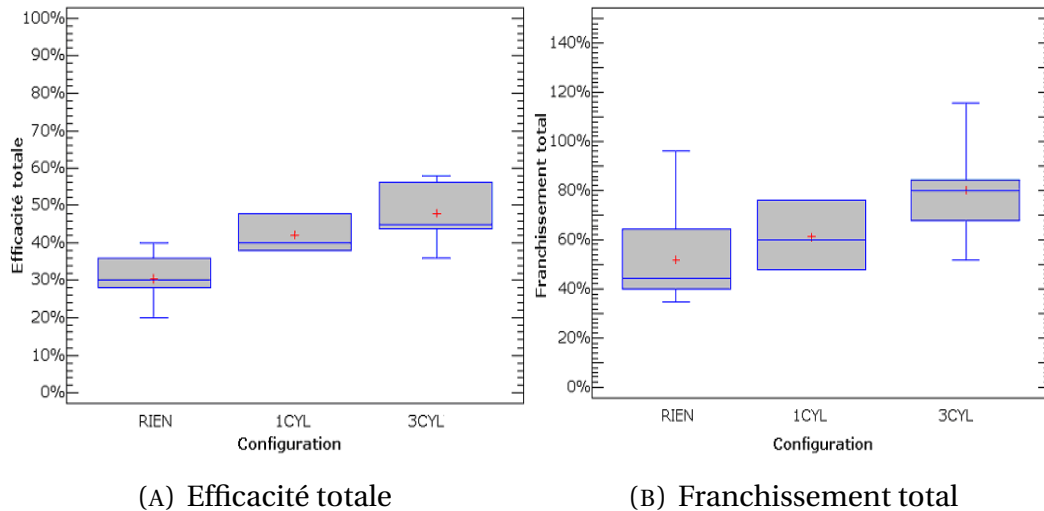


FIGURE 5.15 – Indices de franchissement en fonction des configurations $B/b = 6.67$

Il est à noter que la configuration la plus intéressante en terme d'efficacité est celle avec trois cylindres avec une moyenne de plus de 47 % contre 42,3 % pour la configuration avec un cylindre et 30,6 % pour celle sans cylindre.

La mise en place de trois cylindres dans les bassins de la passe de petite largeur améliore l'efficacité totale de la passe à poissons d'en moyenne 16 %.

Pour le deuxième indice, le franchissement total est significativement différent entre les trois configurations testées et plus particulièrement entre la configuration sans cylindre et celle avec trois cylindres. Il varie de 35 % pour la configuration sans cylindre à 116 % pour la configuration avec trois cylindres (Figure 5.15-B).

Avec l'ajout du cylindre, le franchissement total s'élève à 60 % contre 44 % au sein de la configuration sans cylindre. L'ajout des deux cylindres supplémentaires fait encore augmenter cet indice à 80 %, synonyme de l'augmentation de la proportion de poissons accédant au bassin suivant.

Par la suite de la proportion de poissons utilisant les zones de stabulation en fonction du nombre de poissons qui s'est présenté dans le bassin de visualisation est représentée pour chaque configuration (Figure 5.16-A).

Les poissons ont tendance à plus utiliser les zones de stabulation de la passe modifiée par des cylindres. En effet, en ajoutant un cylindre, 43,6 % des poissons utilisent une zone de stabulation et 47,1 % en ajoutant les deux cylindres supplémentaires. Cependant, il n'y a que 35,9 % des poissons qui utilisent une zone de stabulation pour la configuration sans cylindre.

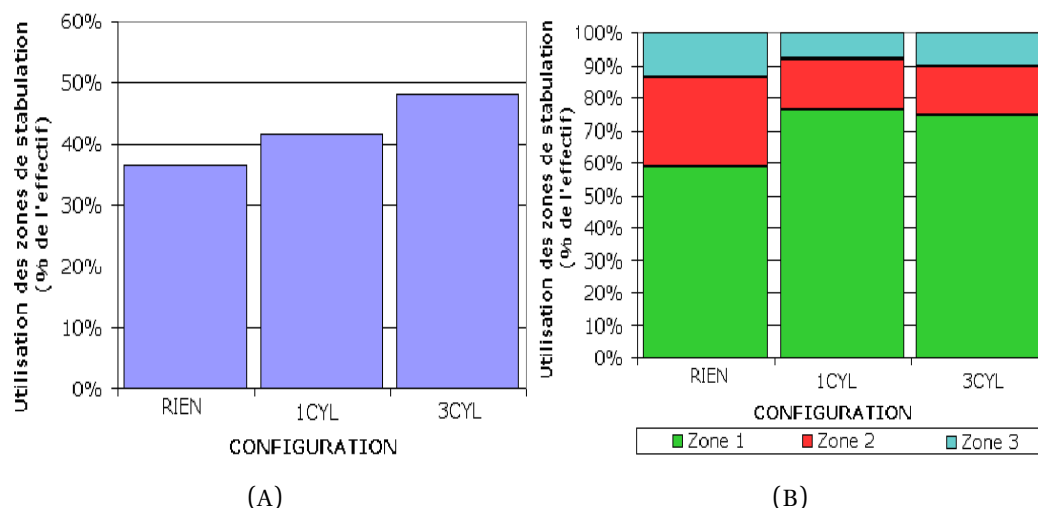


FIGURE 5.16 – Proportion d'utilisation de toutes les zones (A) et les différentes zones (B) de stabulation par les chevesnes en fonction de la configuration ($B/b=6.67$)

La Figure 5.16-B montre que la zone 1 est la zone la plus utilisée par les poissons pour toutes les configurations. Elle totalise plus de 58 % du nombre d'utilisations des zones dans la configuration sans cylindres et plus de 74 % dans les configurations avec cylindres.

Après avoir défini les différentes zones de stabulation pour le poissons, nous nous intéressons par la suite "aux réactions des poissons" une fois qu'ils sont au sein de ces zones (étude de trajectoires).

Après leur entrée dans le bassin, la quasi-totalité des chevesnes se rend dans la zone 1 quelque soit la configuration (Figure 5.17-Ligne 1).

Lors de leur arrivée au bassin, les chevesnes ne cherchent qu'à quitter le jet principal, en conséquence, ils font un passage dans une zone à faibles vitesses et à faibles turbulences. L'insertion d'un cylindre augmente l'accès vers la zone 1 en supprimant l'accès à la zone 2, cependant, l'ajout des deux cylindres supplémentaires crée un accès vers la zone 3 et vers le bassin inférieur en diminuant l'accès vers la zone 1.

Une fois les petites espèces sont au niveau de la zone 1, ils se rendent majoritairement dans le bassin supérieur (Figure 5.17-Ligne 2).

Le fait d'ajouter des cylindres dans les bassins, l'accès des poissons au bassin supérieur s'est amélioré. En effet, au sein de la configuration sans cylindre, 50,4 % de chevesnes accèdent au bassin supérieur. Avec l'ajout d'un cylindre ce pourcentage augmente à 63,2 % et à 66,7 % en insérant trois cylindres.

En revanche, une diminution de l'accès à la zone 2 est remarquée lorsque les cylindres sont placés dans le bassin. Cette baisse semble concorder avec l'augmentation de l'accès à la zone 1.

En ce qui concerne les chevesnes se trouvant dans la zone 2, ces espèces ont du mal de franchir la fente afin d'accéder au bassin supérieur. Cependant ils se rendent majoritaire-

ment dans la zone 3 et une petite communauté se rend dans le bassin inférieur alors que le reste revient à la zone 1 (Figure 5.17-Ligne 3).

Le fait d'ajouter des cylindres dans les bassins, l'accès des poissons au bassin supérieur à partir de la zone 2 s'est dégradé. Cependant, l'accès à la zone 3 s'est amélioré.

La dernière configuration est celle pour laquelle les espèces se trouvent dans la zone 3. Au sein de la passe sans cylindre, 4,2 % de chevesnes réussissent à franchir le bassin, avec l'ajout des cylindres, aucun poisson n'a réussi à le franchir (Figure 5.17-Ligne 4).

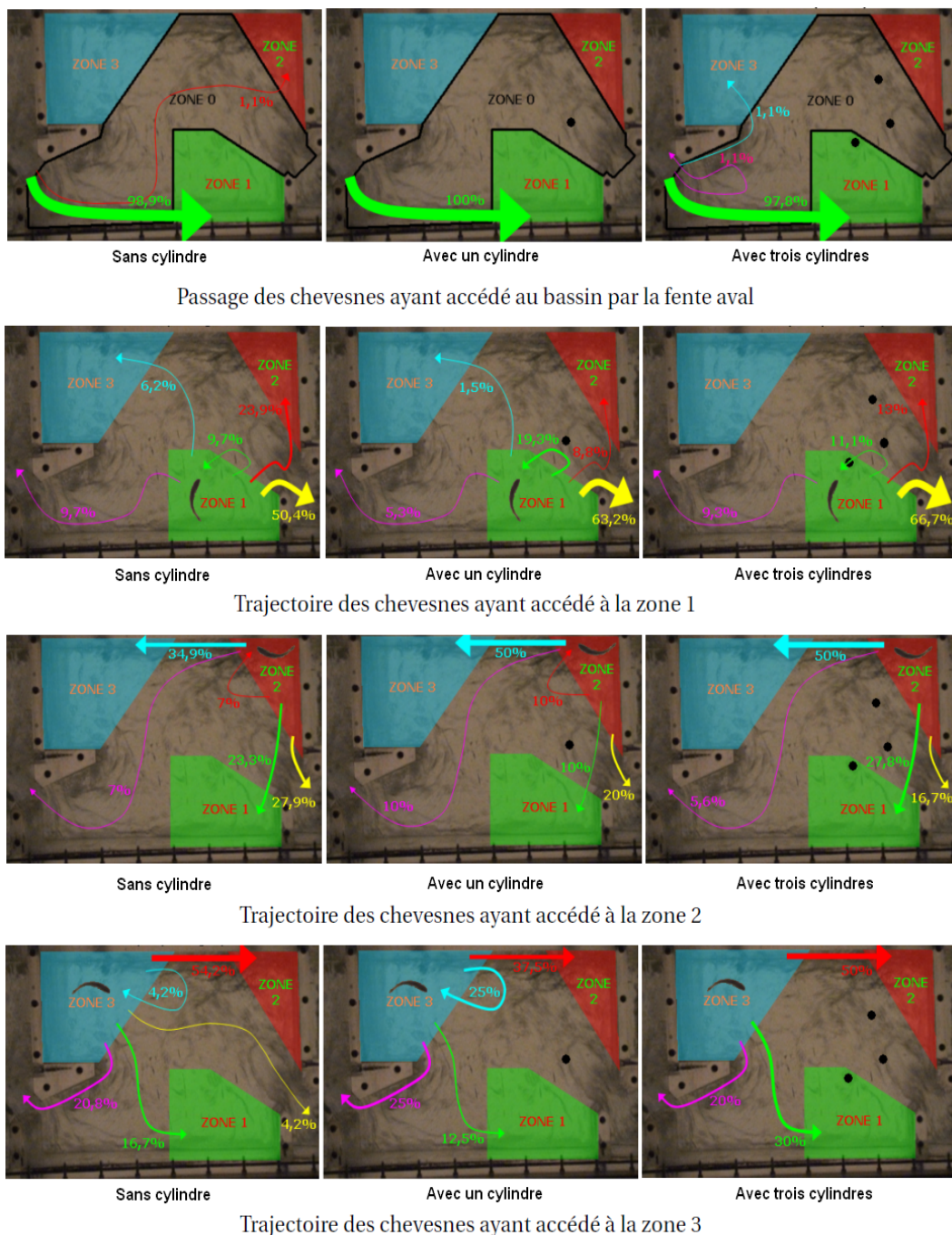


FIGURE 5.17 – Trajectoire des chevesnes au sein des zones de stabulations identifiées

D'une manière générale, les individus qui quittent la zone 3 se rendent principalement dans la zone 2. En effet, pour la configuration sans cylindre 54,2 % de chevesnes se rendent dans la zone 2, ils sont respectivement 37,5 % et 50 % pour les configurations avec un et trois cylindres.

En conclusion, l'ajout des cylindres au sein de la passe à poissons rend le franchissement de poissons d'un bassin à l'autre moins difficile. En effet, en insérant des cylindres, l'accès aux zones de stabulation devient plus facile. Cela permet aux petites espèces de se reposer avant de se rendre au bassin supérieur.

5.5 SYNTHÈSE

Le but majeur d'une passe à poissons est de permettre à un grand nombre de petites espèces de la franchir. Pour cela, la caractérisation de l'écoulement au sein de celle-ci est nécessaire afin de dégager les différentes régions à travers lesquelles les poissons peuvent se reposer afin de continuer leur chemin en traversant les bassins de la passe. A ce stade d'étude, une première partie de ce chapitre a été consacrée à l'étude de l'écoulement stationnaire, celle-ci a pour but d'identifier les zones à éviter par les poissons lors de leurs franchissement de la passe (zones à hautes vitesses et à hautes turbulences). Par la suite, dans une deuxième partie, le caractère instationnaire de l'écoulement a été dégagé en caractérisant l'évolution temporelle des quantités cinématiques de l'écoulement auxquelles les petites espèces de poissons sont réellement confrontées. Enfin, une validation avec des poissons a été présentée en montrant la concordance trouvée au niveau de l'identification des différentes zones du bassin. Celles-ci sont généralement sensibles à l'ajout des cylindres qui améliorent l'efficacité de la passe à poissons.

Il est à noter que ces positions de cylindres ont été obtenues en se basant sur les grandeurs cinématiques de l'écoulement (la vitesse et la turbulence). Ces dernières ont une influence sur le comportement du poisson. En effet, la minimisation de ces quantités au sein de la passe facilite le passage des poissons en affaiblissant le jet principal et en réduisant la taille des zones tourbillonnaires.

CONCLUSION

L'objectif majeur de cette étude était d'assurer le passage des petites espèces possédant de faibles capacités de nage au sein des passes à poissons à fentes verticales. Afin d'atteindre cet objectif, une meilleure compréhension et caractérisation de l'écoulement turbulent au sein des passes existantes a permis d'envisager des modifications sur celles-ci afin d'adapter l'écoulement aux faibles capacités de nage de petites espèces.

Dans un premier temps et afin de mener à bien l'étude de l'écoulement turbulent au sein des passes à poissons à fentes verticales, un montage expérimental a été réalisé et conçu au sein de notre laboratoire à une échelle réduite de 1/4 par rapport à une passe réelle tout en conservant la similitude sur le nombre de Froude. D'autres moyens expérimentaux ont été mis à notre disposition, il s'agit des techniques de mesure utilisées : mesures bidimensionnelles par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) et mesures tridimensionnelles par Vélocimétrie Acoustique par effet Doppler (ADV).

Grâce aux mesures de vitesse par PIV réalisées au sein de la passe à poissons de grande et de petite largeur ($\frac{B}{b} = 9$ et 6.67), deux types d'écoulement ont été identifiés : un premier modèle d'écoulement (T1) généré pour ($\frac{B}{b} = 9$) et qui est constitué d'un jet relativement rectiligne et deux grandes recirculations contrarotatives. Un second modèle d'écoulement (T2) généré pour ($\frac{B}{b} = 6.67$) et qui est composé d'un jet curviligne impactant la paroi latérale opposée laissant apparaître deux tourbillons contra rotatifs de grandes tailles. Des résultats quasi-identiques à ceux trouvés par des mesures PIV ont été dégagés en réalisant des mesures de vitesse par ADV. Celles-ci nous donnent accès à la troisième composante de vitesse et permet de dégager son influence sur l'écoulement. Cependant, cette composante verticale de la vitesse met clairement en évidence sa faible contribution au module de la vitesse dans la majorité du bassin. Nous avons constaté que sa valeur est beaucoup plus faible devant les valeurs de la composante longitudinale et transversale. En synthèse, l'écoulement dans sa globalité est quasi-bidimensionnel au sein des bassins de la passe à poissons. Cela a permis d'établir une étude numérique bidimensionnelle de l'écoulement turbulent au sein

de la passe à poissons. Afin d'entreprendre cette modélisation bidimensionnelle, nous avons fait appel à des outils numériques, i.e. deux logiciels commerciaux, un logiciel de maillage (PointWise) et un logiciel de calcul (Star-CD).

Dans une seconde partie, l'ajout d'obstacles au sein de la passe à poissons a été réalisé dans le but d'adapter l'écoulement (réduire ces quantités cinématiques) aux faibles capacités de nages des petites espèces. Pour cela, nous avons retenu deux solutions. La première consiste à insérer des rugosités de fond : les observations réalisées sur cette configuration mettent en évidence sa limite en n'affectant qu'une partie de l'écoulement située au fond du bassin et en l'adaptant qu'à certaines espèces de poissons. Pour remédier à cette situation, nous avons ajouté par la suite un obstacle cylindrique de section circulaire installé sur la totalité de la hauteur de la passe. Cette solution est apparue comme la plus adaptée pour réduire les tailles des zones de recirculation et aussi les quantités cinématiques de l'écoulement synonymes d'adaptation de ces dispositifs de franchissement aux faibles capacités de nage des petites espèces. En revanche, le choix de la position du cylindre a été très subjectif.

Afin de répondre à la subjectivité de ce choix, nous avons mis en œuvre une procédure numérique permettant de placer de manière "idéale" le(s) cylindre(s) sur le radier. Cette démarche a demandé l'application d'une technique d'optimisation, technique avec laquelle nous avons déterminé la position d'un et de trois cylindres vis à vis des grandeurs cinématiques de l'écoulement au sein de la passe de grande et de petite largeur à partir de simulations de l'écoulement. Les résultats de l'optimisation trouvés nous ont confirmé que l'adjonction des cylindres modifie la structure de l'écoulement et diminue ces grandeurs cinématiques néfastes pour le passage des poissons à faibles capacités de nage. L'insertion des cylindres réduit les zones de recirculation et génère des zones de repos de faibles vitesses au sein des bassins.

Ces configurations avec les cylindres optimisés ont été validées en réalisant des mesures expérimentales avec la technique PIV. En outre, les résultats expérimentaux nous ont permis de quantifier les grandeurs cinématiques moyennes par zones et d'identifier les phénomènes instationnaires qui se développent au sein de la passe à poissons. Afin d'évaluer l'intérêt d'adapter l'écoulement au moyen d'un ou de trois cylindres, une étude de validation avec des poissons a été réalisée. Cette dernière a montré l'intérêt de la présence d'un et de trois cylindres en améliorant l'efficacité de franchissement de la passe à poissons.

Le travail de recherche présenté dans ce mémoire a permis d'établir une stratégie d'optimisation des positions de cylindres dans les bassins de la passe à poissons. Cette stratégie est basée sur la modélisation numérique de l'écoulement turbulent au sein de la passe. Les grandeurs physiques servant à établir cette méthode d'optimisation ont été choisies vis à vis du comportement du poisson.

L'étude menée sur l'écoulement turbulent modifié par l'ajout des cylindres au sein de la passe à poissons avait pour but de faciliter le franchissement des petites espèces. L'objectif majeur de cette étude a été atteint en optimisant les quantités cinématiques de l'écoulement

aux faibles capacités de nage de poissons. Cependant, dans la continuité de ce travail, il serait intéressant d'approfondir quelques points :

-Etablir une modélisation numérique de l'écoulement turbulent instationnaire et tridimensionnel avec le phénomène de surface libre. Malgré le coût élevé de celle-ci, elle reste une étape importante et peut être même nécessaire dans la validation de l'outil numérique vis à vis des techniques de mesures expérimentales.

-Approfondir l'étude paramétrique par modélisation numérique bidimensionnelle (automatisation de la stratégie d'optimisation basée sur grandeurs physiques liées au comportement du poisson) en la généralisant pour tous types de passes à poissons. Cette étude doit être suivie par des mesures expérimentales et par des essais avec des poissons afin de valider les positions qui seront déterminées.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Aguilar – Corona.A.(2008)

Agitation des particules dans un lit fluidisé liquide. Etude expérimentale.
Thèse de Doctorat. Institut National Polytechnique de Toulouse, France.

Agrawal.Y.C, Aubrey.D.G.(1992)

Velocity observations above a rippled bed using laser Doppler velocimetry
J. Geophys. Res., 97, pp. 20249–20259.

Alvarez – Vázquez.L.J, Martíneza.A, Vázquez – Méndez.M.E, Vilar.M.A.(2008)

Vertical slot fishways : Mathematical modeling and optimal management
Journal of Computational and Applied Mathematics 218 (2008), pp. 395 – 403

Antônio.M.(2004)

Un Algorithme d'Optimisation par Recherche Directe - Application à la Conception de Monopalmes de Nage.
Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, France.

Bontemps.C.(1999)

Méthodes d'optimisation. Cours sur les méthodes "classiques" (Gradient, Newton, BFGS, simplexe) GREMAQ-INRA, Université de Toulouse 1.

Carpy.S, Manceau.R(2006)

Turbulence modelling of statistically periodic flows : Synthetic jet into quiescent air.
Int. J. Heat and Fluid Flow, 27(5) :756–767.

Cea.L.G.(2005)

An unstructured finite volume model for unsteady turbulent shallow water flow with wet-dry fronts

UNIVERSIDAD DE A CORUÑA, Departamento de Métodos Matemáticos y de Representación Programa de doctorado en Ingeniería Civil TESIS DOCTORAL.

Chambon.F.M, David.L.(2008)

Comparaison d'efficacité de montaison pour différentes configurations dans une passes à poissons à fentes verticales.

Rapport de stage pour l'obtention du master professionnel Géo-hydrosystèmes Continentaux en Europe.

Chang.W.Y, Lien.H.C, Tsai.W.F, Lai.J.S, Guo.W.D, Hu.T.J.(2009)

3D Flow Simulations In A Pool-weir-type Fishway In The Tonghou River
33rd IAHR Congress : Water Engineering for a Sustainable Environment

Charnoz.S, Daerr.A.(1998)

Cours sur les algorithmes de minimisation.
Université Paris 7 Denis Diderot CEA Saclay.

Chorda.J, Maubourguet.M.M, Roux.H, Larinier.M, Tarrade.L, David.L.(2010)

Two-dimensional free surface flow numerical model for vertical slot fishways.
Journal of Hydraulic Research Vol. 48, No. 2 (2010), pp. 141–151.

Comte – Bellot.G, Corrsin.S.(1971)

Simple eulerian time correlation of full- and narrow-band velocity signals in grid-generated, 'isotropic' turbulence.

J. Fluid Mech. 48, part 2 (1971), pp. 273–337.

Cornu.V, David.L, Barran.P.(2012)

Analyse de l'efficacité de différentes configurations de passes à fentes verticales vis-à-vis du franchissement piscicole.

Convention Onema n° 782574.

Daniel.C.M, Chan.Y.Y.(2007)

Application of Micro Algorithms and Neural Networks for Airfoil Design Optimization.

Institute for Aerospace Research Aerodynamics Laboratory National Research Council Canada Ottawa, Ontario, Canada K1A 0R6.

Degroot.A.(2007)

Contribution à l'estimation de la vitesse acoustique par Vélocimétrie Laser Doppler and application à l'étalonnage de microphones en champ libre.

Thèse de Doctorat, Université du Maine Le Mans, France.

Duarte.B.A.F, Santos.H.A, Castro.M.A.(2009)

Assessment for the adaptation of Vertical Slot fishway for Brazilian fishes.

33rd IAHR Congress : Water Engineering for a Sustainable Environment

Fadai – Ghotbi.A.(2007)

Modélisation de la turbulence en situation instationnaire par approches YRANS et hybride RANS-LES. Prise en compte des effets de paroi par pondération elliptique.

Thèse de Doctorat. Université de Poitiers, France.

Faure.T, Sato.M, Lecocq.Y.(2003)

Mesures PIV par flot optique dans deux types d'écoulements turbulents.

DOCUMENTS LIMSI N : 2003-17.

Ferziger.J.H, Peric.M.(2002)

Computational methods for fluid dynamics.

Springer, 3rd edition, number of pages : 423.

Fourquet.G.(2005)

Développement d'un système hydrométrique par analyses d'images numériques.

Thèse de Doctorat. Institut National Polytechnique de Grenoble, France.

Gibson.M.M, Harper.R.D.(1995)

Calculations of separated flows with the low-Reynolds-number $q - \zeta$ turbulence model.

10th Symp. on Turb. Shear Flows, Pennsylvania, USA, pages 19–24.

Gomes.P, Vighetti.S, Larinier.M.(2005)

Etude pour la conception de passes à poissons adaptées à l'Apron.

Projet N°LIFNAT/FR/000083, programme de conservation de l'Apron du Rhône (ZINGEL ASPER) et des habitats.

Houël.G.(2008)

Estimation du taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente

MEC559 – MEC569 Projet de Recherche en Laboratoire, SIRTÀ, Ecole Polytechnique Paris.

Jaafar.W, Fischer.S, Schmitt.P, Bekkour.K.(2005)

Mesures de turbulence par vélocimétrie ultrasonore Doppler pulsée dans un fluide chargé.
Institut de Mécanique des Fluides et des Solides (IMFS) UMR CNRS - Université Louis Pasteur - Strasbourg.

Jones.W.P, Musonge.P.(1988)

Closure of the Reynolds-stress and scalar flux equations.
Phys. Fluids, 31 :3589–3604.

Khalil.H.(2009)

Développement des techniques d'optimisation de forme pour la conception de composants hyperfréquences.
Thèse de Doctorat, Université de Limoges, France.

Kraichnan.R.H.(1965)

Preliminary calculation of the Kolmogorov turbulence spectrum.
Phys.Fluids 8 (1965), pp. 995–997.

Lalzel.G.(2004)

Caractérisation expérimentale de l'aérodynamique d'un jet annulaire à très grand rapport de diamètre
Thèse de Doctorat, Université de Rouen, France.

Larinier.M, Porcher.J.P, Travade.F, Gosset.C.(1998)

Passes à poissons. Expertise, conception des ouvrages de franchissement.
Collection Mise au Point, Conseil Supérieur de la Pêche, Paris, France.

Launder.B.E, Reece.G.J, Rodi.W.(1975)

Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure.
J. Fluid Mech., 68 :537–566.

Launder.B.E, Tselepidakis.D.P.(1991)

Directions in second-moment modelling of near-wall turbulence.
In 29th Aerospace Sciences Meeting, AIAA 0219, pages 1–10.

Lecordier.B, Trinité.M.(2005)

PIV rapide pour les écoulements réactifs : historique et développements récents.
UMR 6614 – CORIA – CNRS, Université INSA de Rouen, France.

Liu.M.(2004)

Turbulence Structure in hydraulic Jumps and Vertical Slot Fishways
Thesis of University of Alberta (Spain).

Lumley.J.L.(1981)

Coherent structures in turbulence.
In Transition Turbulence, pages 215–242. R. E. Meyer, New-York, Academic Press.

Mallen – Cooper.M,Zampatti.B,Stuart.I,Baumgartner.L.(2008)

Innovation fishways, manipulating turbulence in the vertical slot design to improve performance and produce cost
Fishway Consulting Services, Kingfisher Research, South Australian Research and Development Institute NSW Department of Primary Industries, Arthur Rylah Institute for Environmental Research

Moisy.F.(2000)

Etude expérimentale des fluctuations de vitesse, de température et de pression en turbulence développée
Thèse de Doctorat, Université de Paris 6, France.

Moser.R.D, Kim.J, Mansour.N.N.(1999)

Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$.
Phys. Fluids, 11(4) :943–945.

Naot.D, Shavit.A, Wolfstein.M.(1970)

Interactions between components of the turbulent velocity correlation tensor due to pressure fluctuations.
Israel J. Technol.,8 :259–269.

Ogston.A.S, Sherwood.C.R, Asher.W.E.(1995)

Estimation of Turbulence-Dissipation Rates and Gas-Transfer Velocities in a Surf Pool
J. Fluid Mech. (1995), pp. 255-267

Pineau.G.(2011)

Écoulement dans les cavités.
Habilitation à Diriger les Recherches. Mémoire de HDR de l'Université de Poitiers.

Pope.S.B.(2000)

Turbulent Flows. Book published by the press syndicate of the university of Cambridge.
Cambridge University Press.

Puertas.J, Balairón.L, Cea.L, Pena.L, Bermúdez.M, Miguélez.M.(2009)

Computer code for the optimal design of vertical slot fishways based on swimming capabilities of the target species.

33rd IAHR Congress : Water Engineering for a Sustainable Environment

Rajaratnam.N, Vandervinne.G, Katopodis.C(1986)

Hydraulics of vertical slot fishways.

Journal of Hydraulic Engineering, 112 (10), pp. 402-414

Rajaratnam.N, Vandervinne.G, Katopodis.C.(1992)

Hydraulics of vertical slot fishways.

Journal of Hydraulic Engineering, 112 (10), pp. 402-414 à modifier!!!

Rioul.O.(2000)

Modulations numériques. Densité spectrale de puissance.

Notes de Cours (France).

Rotta.J.C.(1951)

Statistische Theorie nicht homogener Turbulenz.

Zeitschrift für Physik, 129 :547–572.

So.R.M.C, Yoo.G.J.(1987)

Low Reynolds number modeling of turbulent flows with and without wall transpiration.

AIAA J., 25(12) :1556–1564.

Speziale.C.G, Sarkar.S, Gatski.T.B.(1991)

Modeling the pressure-strain correlation of turbulence : an invariant dynamical system approach.

J. Fluid Mech., 227 :245–272.

Sun.S.K, Deng.M.Y, Li.Y.N.(2006)

Hydraulic Research on the Layout of Vertical Slot Fishway in New Shangzhuang Gate, pp. 1179-1187.

International Conference Hydropower 2006 Kunming, China.

Tarrade.L, Texier.A, David.L, Pineau.G, Larinier.M.(2008)

An experimental study of turbulent flow in vertical slot fishways

12TH INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON FLOW VISUALIZATION, September 10-14, 2006,
German Aerospace Center (DLR), Göttingen, Germany

Tarrade.L.(2007)

Etude des écoulements turbulents dans les passes à poissons à fentes verticales. Adaptation aux petites espèces.

Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, France.

Tennekes.H, Lumley.J.L.(1972)

A first course in Turbulence.

Book designed by the MIT Press Design Department.

library of congress catalog card number : 77-165072.

Van – Driest.E.R.(1956)

On turbulent flow near a wall.

J. Aerospace Sci., 23 :1007–1011.

Wang.R.W, David.L, Larinier.L.(2010)

Contribution of experimental fluid mechanics to the design of vertical slot fish passes.

Knowledge and Management of Aquatic Ecosystems (2010) 396, 02.

Wilcox.D.C.(1993)

Turbulence modelling for CFD.

DCW Industries Inc., La Cañada, California.

Xu.T.(2009)

Numerical Simulation of Flow Structure in a Vertical Slot Fishway

33rd IAHR Congress : Water Engineering for a Sustainable Environment

Zhou.T, Antonia.R.A.(2000)

Reynolds number dependence of the small-scale structure of grid turbulence

J. Fluid Mech. (2000), vol. 406, pp. 81 107. Printed in the United Kingdom, 2000 Cambridge University Press

Résumé : L'étude de l'écoulement turbulent au sein des passes à fentes verticales est nécessaire afin d'améliorer ces dispositifs de franchissement contenant des barrières physiques aux mouvements migratoires des poissons. En effet, les études menées sur les passes existantes ont montré leurs limites pour permettre le franchissement des petites espèces de poissons avec des faibles capacités de nage. L'objectif de notre étude est d'adapter l'écoulement turbulent dans la passe aux capacités de nage des poissons. Des mesures de vitesse bidimensionnelle par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) et les mesures de vitesse tridimensionnelle par Vélocimétrie Acoustique par effet Doppler (ADV) ont montré que les grandeurs cinématiques de l'écoulement au sein des passes existantes sont très importantes et donc néfastes les capacités de nages des petites espèces de poissons. Une des stratégies pour répondre à ce problème est d'introduire des obstacles de forme cylindrique au sein des bassins de la passe à poissons. L'insertion de ces cylindres a pour objectif de réduire les quantités cinématiques de l'écoulement turbulent au sein de la passe afin d'adapter cet ouvrage au passage des petites espèces de poissons. Cette stratégie nécessite une méthode d'optimisation afin de trouver l'emplacement idéal des cylindres à partir de simulations numériques de l'écoulement (logiciel Star-CD).

Mots clés : passes à poissons à fentes verticales, écoulement turbulent, quantités cinématiques, simulation numérique, optimisation

Abstract : The turbulent flow study in vertical slot fishway is necessary to improve this crossing device containing physical barriers to fish migration. Effectively, studies of existing fishways have shown their limits to ensure the crossing of small fish species with weak swimming abilities. The objective of our study is to adapt the turbulent flow to the fish species swimming abilities. The two-dimensional velocity measurements by Particle Image Velocimetry (PIV) and three-dimensional velocity measurements by Doppler Velocimetry Acoustics (ADV) have shown that the flow kinematic quantities within the existing fishways are very important next to the small fish species capacities. One of strategies to answer at this problem is to introduce obstacles with cylindrical shape in the fishways pools. The adjunction of cylinders is intended to reduce the kinematics quantities of the turbulent flow within the fishways in order to adapt this hydraulic structure to the passage of small fish species. This strategy requires an optimization method to find the ideal location of the cylinders from numerical simulations of the flow (Star-CD code).

Key-words : vertical slot fishways, turbulent flow, kinematics quantities, numerical simulation, optimization