



Étude de l'extraction d'énergie du phénomène de Vibrations Induites par Vortex (VIV) lorsque deux cylindres sont placés de façon cruciforme

Mémoire

Olivier Paré-Lambert

Maîtrise en génie mécanique - avec mémoire
Maître ès sciences (M. Sc.)

Québec, Canada

© Olivier Paré-Lambert, 2020

Energy extraction from Vortex-Induced Vibrations (VIV) with cylinders in a cruciform arrangement

Mémoire

Olivier Paré-Lambert

Sous la direction de :

Mathieu Olivier, directeur de recherche

Résumé

Dans un contexte de diversification et de transition énergétique, plusieurs recherches s'intéressent à l'énergie hydrolienne. Parmi ces nouvelles technologies étudiées, il y a le VIVACE (*Vortex-Induced-Vibrations Aquatic Clean Energy*), une turbine basée sur l'interaction fluide-structure de cylindres libre d'osciller sur un support qui a l'avantage de fonctionner dans les rivières avec de faibles débits. Parallèlement, il est connu que deux cylindres placés de façon cruciforme dans un écoulement produisent d'autres régimes de vortex qui influencent l'interaction fluide-structure. L'objectif est donc de combiner ces deux sujets afin de poursuivre la contribution sur l'énergie hydrolienne. Plus précisément, la recherche consiste à étudier expérimentalement et numériquement l'interaction fluide-structure de deux cylindres espacés en position cruciforme dans un contexte d'extraction d'énergie. Effectivement, il existe peu d'études numériques sur les cylindres cruciformes et il reste encore des zones inexplorées dans le domaine des vibrations induites par vortex (VIV) que ce mémoire tentera de couvrir en partie.

Les vibrations induites par vortex ainsi que les principaux phénomènes associés aux cylindres en position cruciforme sont, dans un premier temps, détaillés afin d'introduire les résultats expérimentaux et numériques. Une campagne expérimentale effectuée à l'institut de Mécanique des Fluides et des Solides de Strasbourg pour un nombre de Reynolds d'environ 34 000 a permis d'obtenir une première série de données. Ces résultats expérimentaux ont, entre autres, pu confirmer les tendances observées numériquement en $2D$ lorsqu'il n'y a qu'un seul cylindre. En plaçant deux cylindres de façon cruciforme dans le canal, un rendement maximal est obtenu lorsqu'une distance d'approximativement $1D$ sépare les cylindres pour plusieurs configurations de rigidité et d'amortissement et un ratio de masse $(\frac{m^*}{\frac{\pi}{4}\rho D^2 b})$ de 2.41. La campagne numérique, quant à elle, effectuée pour un nombre de Reynolds largement inférieur, soit de 250, corrobore la présence d'un pic de rendement autour d'un espacement entre les cylindres de $1D$. Toutefois, contrairement aux résultats expérimentaux, ce pic de rendement est nettement inférieur à l'efficacité d'un cylindre seul. De plus, pour les espacements légèrement inférieurs, il y a la présence d'un creux dans le rendement non perçu pour les essais dans le canal. Il faut noter que le ratio de masse choisi est maintenant de 1 afin de pouvoir comparer ces résultats à ceux d'une ancienne étude paramétrique.

Abstract

In a context of energy transition, an increasing number of studies take interest in hydropower. Among these new developed technologies, the VIVACE (*Vortex-Induced-Vibrations Aquatic Clean Energy*), a turbine activated under the influence of a fluid-structure phenomenon known as Vortex-Induced Vibrations (VIV) is currently studied. It is composed of one or an array of cylinders free to oscillate in the cross-flow direction in an adequate support in order to extract energy. Its main advantage is to operate in slow water currents since this phenomenon starts to appear for low Reynolds number. In addition, another field of fluid-structure interaction investigates the flow around and between two cylinders placed in a cruciform arrangement, which is known to produce a new vortex regime. The objective of this project is to combine these two fields and thus advance the contribution on hydropower. More precisely, this research explores experimentally and numerically the fluid-structure interaction of two cylinders installed in a cruciform configuration in a context of energy extraction. Indeed, there are only few research interested in investigating numerically the cruciform arrangement and there are still unexplored issues that this master thesis will try to partly cover.

Vortex-Induced Vibrations and aspects of fluid-structure interaction associated with cylinders in a cruciform arrangement are firstly detailed in order to introduce experimental and numerical results. The experimental campaign completed at “l’institut de Mécanique des Fluides et des Solides de Strasbourg” for a Reynolds number around 34 000 allowed to confirm previous trends obtained for two dimensional simulations at lower Reynolds numbers for one cylinder. With the addition of a second cylinder downstream, maximum efficiency is achieved with a space between the two bodies of approximately $1D$ for various configurations of stiffness and damping and a mass ratio $\left(\frac{m^*}{\frac{\pi}{4}\rho D^2 b}\right)$ of 2.41. The numerical experiments, carried out at a Reynolds number of 250, corroborate a peak of efficiency for spacing of $1D$. However, this peak does not correspond to the highest achievable efficiency. Indeed, the configuration with only one cylinder exhibits higher power harnessing. Moreover, for distances slightly greater, there is a significant decrease in energy extraction not observed previously in the water channel at a higher Reynolds number. However, the mass ratio of 1, chosen for numerical simulations, is based on previous results obtained and simplify comparisons between numerical results.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract.....	iv
Liste des figures.....	vi
Liste des tableaux.....	xii
Nomenclature	xiii
Abréviation.....	xviii
Remerciements.....	xx
Introduction.....	1
Mise en Contexte.....	1
Objectifs et aperçu du mémoire.....	2
1 Vibrations induites par vortex	3
1.1 Écoulement autour d'un corps.....	3
1.2 Cylindre sur support élastique.....	9
1.3 Amplitude et Lock-In.....	12
1.4 Effet de masse ajoutée.....	18
1.5 Sillage.....	19
1.6 Extraction d'énergie.....	21
2 Cylindres en position cruciforme	26
2.1 Deux cylindres fixes sans espacement	27
2.2 Deux cylindres fixes avec espacement	28
2.3 Un cylindre monté sur un support élastique	32
2.4 Influence du diamètre.....	34
2.5 Formation du sillage	34
2.6 Cylindres de section carrée et influence du corps dans le sillage	37
2.7 Extraction d'énergie d'un cylindre en position cruciforme avec une plaque	39
2.8 Contextualisation du mémoire.....	39
3 Méthodologie.....	40
3.1 Méthodologie numérique.....	40
3.1.1 Configuration numérique	40
3.1.2 Validation	44
3.2 Méthodologie expérimentale	47
3.2.1 Configuration expérimentale.....	47
3.2.2 Détermination de la masse équivalente.....	50
3.2.3 Détermination de la rigidité équivalente.....	51
3.2.4 Détermination du frottement	53
3.2.5 Frottement sec.....	54
3.2.6 Frottement visqueux	55
3.2.7 Validation	56
3.2.8 Compensation de frottement	57
4 Résultats expérimentaux.....	59
4.1 Cylindre seul.....	59
4.2 Cylindres en position cruciforme	64
5 Résultats numériques.....	71
5.1 Influence de la distance sur les paramètres physiques.....	72
5.2 Explication physique.....	78
5.3 Sillage de la disposition cruciforme à bas Reynolds.....	91
Conclusion	96
Bibliographie.....	99

Liste des figures

Figure 1.1: Effet du nombre de Reynolds sur la couche limite d'une plaque mince placée dans un écoulement. 4

Figure 1.2: Visualisation schématique de l'écoulement autour d'un cylindre fixe pour différents nombres de Reynolds. Figure inspirée de Lienhard (1966). 5

Figure 1.3: Tendances observées pour le coefficient de portance (CL) en fonction du nombre de Reynolds (Re) et du régime de l'écoulement. 8

Figure 1.4: Relation entre le nombre de Strouhal (St) et le nombre de Reynolds (Re) pour un cylindre circulaire fixe. La figure est réalisée avec les données de Lienhard (1966), Achenbach and Heinecke (1981) et Roshko (1955). Figure adaptée de Techet (2005). 9

Figure 1.5: Représentation schématique d'un cylindre sur un support élastique pour le système à un degré de liberté (gauche) et celui à deux degrés de liberté (droite). 10

Figure 1.6: Déplacement du cylindre dans la direction de l'écoulement (dx) et perpendiculaire à celui-ci (dy) pour un système à deux degrés de liberté. $m^* = 1, \gamma^* = 1, k^* = 2.5, Re = 200$ (gauche); $m^* = 1, \gamma^* = 1, k^* = 5, Re = 200$ (droite). 11

Figure 1.7: Relation entre l'amplitude maximale pouvant être atteinte (A^*) et la vitesse réduite (U^*) pour un paramètre $m^* \zeta$ élevé (gauche) et faible (droite). Figure représentant les tendances observées de Govardhan & Williamson (2000). 13

Figure 1.8: Amplitude maximale pouvant être atteinte (A^*) en fonction de la vitesse réduite (U^*) pour deux ratios de masse (m^*) à $Re = 200$. Figure réalisée à l'aide des données de Paré-Lambert & Olivier (2018). 14

Figure 1.9: Amplitudes maximales théoriques (A^*) d'un système masse-ressort-amortisseur en fonction du ratio de fréquence (f^*) et du taux d'amortissement (ζ). 15

Figure 1.10: Ratio de fréquence (f^*) en fonction de la vitesse réduite (U^*) pour un ratio de masse (m^*) de 1 et un nombre de Reynolds fixe de 200. Figure réalisée à l'aide des données de Paré-Lambert & Olivier (2018). 16

Figure 1.11: Comparaison entre l'influence de la vitesse réduite (U^*) et la rigidité effective (K_{eff}^*) sur l'amplitude des oscillations (A^*) pour un ratio de masse (m^*) unitaire et un nombre de Reynolds fixe de 200. Figure réalisée à l'aide des données de Paré-Lambert & Olivier (2018). 18

Figure 1.12: Schématisation des différents types de sillages généralement observés derrière un cylindre oscillant. Figure inspirée de la représentation faite par Williamson & Roshko (1988). 20

Figure 1.13: Schématisation bidimensionnelle de la zone balayée (A_s) par le cylindre servant au calcul de la puissance disponible dans l'écoulement..... 21

Figure 1.14: Courbes de niveau du rendement (η) en fonction du ratio de masse (m^*), de l'amortissement (γ^*) et de la rigidité (k^*) d'un système à deux degrés de liberté pour $Re = 200$. a) $m^* = 0$; b) $m^* = 0.127$; c) $m^* = 1$; d) $m^* = 10$. Figure réalisée à l'aide des données de Paré-Lambert & Olivier (2018)..... 23

Figure 1.15: Représentation de l'extraction de puissance ($P/12\rho U\infty 3D$) sur un cycle complet d'oscillation en fonction de la position (dx^* , dy^*) du cylindre où la taille des marqueurs est proportionnelle au coefficient de puissance (gauche). Extraction de puissance ($P/12\rho U\infty 3D$) en fonction du temps dans le cycle (t/T). Figure réalisée avec le cas extrayant le plus d'énergie ($m^* = 0$, $k^* = 2.5$, $\gamma^* = 2$) avec les données de Paré-Lambert & Olivier (2018)..... 24

Figure 2.1: Configuration cruciforme de deux cylindres sans espacement et définition de l'angle (θ) sur le cylindre amont. 27

Figure 2.2: Représentation schématique et présentation des paramètres fondamentaux de deux cylindres placés de façon cruciforme. 28

Figure 2.3: Relation entre le nombre de Strouhal (St) et le ratio d'espacement (s/D) pour un système fixe obtenue avec différentes études où le nombre de Reynolds (Re) varie entre 8 000 et 34 400. Figure adaptée de Shirakashi, et al. (1994). 30

Figure 2.4: Schématisation des vortex longitudinaux à un nombre de Reynolds d'environ 900. À gauche, les "trailing vortices" et à droite, les "necklace vortices". Figure basée sur les travaux de Takahasi & Baranyi (1999) et Nguyen et al. (2010). 35

Figure 2.5: Classification du type de vortex en fonction de l'espacement et du nombre de Reynolds (Zhao & Lu, 2018)..... 36

Figure 3.1: Domaine de calcul pour les simulations tridimensionnelles avec le cylindre seul et deux cylindres en position cruciforme..... 40

Figure 3.2: Vue de section centrale et élargissement de la section d'intérêt du maillage utilisé pour les simulations tridimensionnelles avec deux cylindres en position cruciforme pour un nombre de Reynolds de 250. 43

Figure 3.3: Nombre de Reynolds de maille (Re_m) pour la configuration avec un espacement (s/D) de 3 sur un plan central lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.....	45
Figure 3.4: Visualisation schématique du canal vu de l'intérieur de celui-ci présentant les dimensions caractéristiques fixes et convertibles.	47
Figure 3.5: Photographie présentant une vue de derrière du montage installé dans le canal de l'Institut de Mécanique des Fluides et des Solides avec certaines composantes importantes du système masse-ressort-amortisseur.	49
Figure 3.6: Photographie présentant une vue de face du montage installé dans le canal de l'Institut de Mécanique des Fluides et des Solides avec certaines composantes importantes du système masse-ressort-amortisseur.	49
Figure 3.7: Exemple d'étalonnages effectués pour les ressorts de 200 N/m afin de caractériser la rigidité équivalente du système masse-ressort-amortisseur.....	52
Figure 3.8: Photographie présentant une vue de devant du montage installé dans le canal de l'Institut de Mécanique des Fluides et des Solides mettant l'accent sur le système de ressorts.....	53
Figure 3.9: Exemple de données recueillies et de régression linéaire réalisée afin de déterminer le frottement sec et visqueux du moteur.	55
Figure 3.10: Comparaison théorique et expérimentale d'oscillations dans le temps pour la lâchée du système masse-ressort subissant du frottement sec et visqueux lorsque $m = 8.06$ kg et $k = 446.66$ N/m. $F_s = 1.38$, $F_v = 8.88$	56
Figure 3.11: Schématisation de la boucle de compensation de frottement et d'asservissement du servomoteur afin d'imiter l'action de la génératrice sur le système masse-ressort-amortisseur.	58
Figure 4.1: Courbes de niveau interpolées du rendement énergétique en pourcentage en fonction de la rigidité (k^*) et de l'amortissement (γ^*) non dimensionnels avec un ratio de masse (m^*) de 2.41 et un nombre de Reynolds de 34 000 pour un cylindre seul.	60
Figure 4.2: Photographie présentant une vue de devant du montage installé dans le canal de l'Institut de Mécanique des Fluides et des Solides lorsque celui-ci est en marche démontrant l'influence des bras verticaux supportant le cylindre amont sur l'écoulement.	61
Figure 4.3: Influence de la rigidité effective (K_{eff}^*) et de l'amortissement (γ^*) sur l'amplitude des oscillations (A^*) lorsque $m^* = 2.31$ et $Re = 34\ 000$	62

Figure 4.4: Ratio de fréquence (f^*) en fonction de la vitesse réduite (U^*) basée sur la fréquence naturelle (fN) pour différents amortissements non dimensionnels (γ^*) lorsque $m^* = 2.41$ et $Re = 34\ 000$	63
Figure 4.5: Amplitude des oscillations (A^*) en fonction de la vitesse réduite (U^*) basée sur la fréquence naturelle (fN) pour différents amortissements non dimensionnels (γ^*) lorsque $m^* = 2.41$ et $Re = 34\ 000$	63
Figure 4.6: Courbes de niveau interpolées du rendement énergétique en pourcentage en fonction de la rigidité (k^*) et l'amortissement (γ^*) non dimensionnels pour un ratio de masse (m^*) de 2.41 et un nombre de Reynolds de 34 000 pour un cylindre seul et région sélectionnées pour les tests.....	65
Figure 4.7 : Influence de l'espacement ($s/D1$) sur le rendement énergétique en pourcentage (η) lorsque $D1/D2 = 1$ et $m^* = 2.41$ pour un nombre de Reynolds de 34 000 sur 6 points d'opération différents.	66
Figure 4.8: Rigidité effective (K_{eff}^*) en fonction de l'espacement ($s/D1$) lorsque $D1/D2 = 1$ et $m^* = 2.41$ pour un nombre de Reynolds de 34 000 sur 6 points d'opération différents.....	67
Figure 4.9: Amplitude des oscillations (A^*) en fonction de l'espacement ($s/D1$) lorsque $D1/D2 = 1$ et $m^* = 2.41$ pour un nombre de Reynolds de 34 000 sur 6 points d'opération différents.	67
Figure 4.10 : Influence de l'espacement ($s/D1$) sur le rendement énergétique en pourcentage (η) lorsque $D1/D2 = 1.6$ et $m^* = 2.41$ pour un nombre de Reynolds de 34 000 sur 6 points d'opération différents... ..	68
Figure 4.11 : Influence de l'espacement ($s/D1$) sur le rendement énergétique en pourcentage (η) lorsque $D1/D2 = 0.73$ et $m^* = 2.41$ pour un nombre de Reynolds de 34 000 sur 6 points d'opération différents.	69
Figure 5.1: Influence de l'espacement (s/D) sur le rendement énergétique en pourcentage (η) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.	72
Figure 5.2: Influence de l'espacement (s/D) sur l'amplitude des oscillations (A^*) du cylindre mobile lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.	73
Figure 5.3: Influence de l'espacement (s/D) sur la fréquence des oscillations (St) du cylindre mobile lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.	74
Figure 5.4 :Influence de l'espacement (s/D) sur la rigidité équivalente (K_{eff}^*) du cylindre mobile lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.	75
Figure 5.5 :Influence de l'espacement (s/D) sur le coefficient de traînée (CD) du cylindre mobile lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.....	76

Figure 5.6: Influence de l'espacement (s/D) sur le coefficient de portance RMS (CL') du cylindre mobile lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.	76
Figure 5.7: Influence de l'espacement (s/D) sur le coefficient de puissance extraite (CP) du cylindre mobile lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.	77
Figure 5.8: Évolution longitudinale du coefficient de traînée ($C'D$) moyen sur un cycle en fonction de la position longitudinale (z) le long du cylindre amont pour différents espacements (s/D) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.	78
Figure 5.9 : Angle de décrochage de la couche limite sur le dessus du cylindre lorsque celui-ci est dans la phase descendante à 3 différents endroits le long de celui-ci en fonction de l'espacement lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.	79
Figure 5.10 : Norme de la vorticité ($\omega D/U$) pour un espacement (s/d) est de 3 lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250 sur le plan $z/D = 0$. a) $T/4$;b) $T/2$	80
Figure 5.11: Norme de la vorticité ($\omega D/U$) pour le cylindre seul lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250 sur le plan $z/D = 0$. a) $T/4$;b) $T/2$	80
Figure 5.12 : Moyenne sur un cycle de la norme du coefficient de traînée dû au frottement ($C\tau_w$) en fonction de la position longitudinale (z/D) et angulaire (θ) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. a) $s/D = \infty$; b) $s/D = 0.5$; c) $s/D = 3$	82
Figure 5.13: Évolution longitudinale du coefficient de portance RMS ($C'L$) moyen sur un cycle en fonction de la position longitudinale (z) le long du cylindre amont pour différents espacements (s/D) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.....	83
Figure 5.14: Vorticité dans l'axe z ($\omega z D/U$) sur un plan central pour divers espacements (s/D) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. a) $s/D = 0.28$; b) $s/D = 0.5$; c) $s/D = 1$; d) $s/D = 3$; e) $s/D = \infty$	85
Figure 5.15: Norme de la vorticité ($\omega D/U$) sur un plan central pour divers espacements (s/D) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. a) $s/D = 0.28$; b) $s/D = 1$; c) $s/D = 3$; d) $s/D = \infty$	86
Figure 5.16: Champ de vitesse z (uz/U_∞) sur un plan central pour divers espacements (s/D) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. a) $s/D = 0.28$; b) $s/D = 1$	87
Figure 5.17 : Coefficient de pression circonférentiel (C_p) moyen sur un cycle en fonction de la position longitudinale (z) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.	88

Figure 5.18 : Vorticité dans l'axe x ($\omega x D/U$) sur un plan central pour divers espacements (s/D) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. a) $s/D = 0.28$; b) $s/D = 1$ 89

Figure 5.19 : Coefficient de pression (C_p) moyen sur un cycle en fonction de la position longitudinale (z) et de la position angulaire (θ) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. a) $s/D = 0.28$; b) $s/D = 0.5$; c) $s/D = 0.75$; d) $s/D = 1$; e) $s/D = 3$; f) $s/D = \infty$ 90

Figure 5.20 : Vue du dessus du champ de vorticité ($\omega D/U$) sur un cycle complet pour un espacement de $s/D = \infty$ lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. 92

Figure 5.21: Vue du dessus du champ de vorticité ($\omega D/U$) sur un cycle complet pour un espacement de $s/D = 0.28$ lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. 93

Figure 5.22: Vue du dessus du champ de vorticité ($\omega D/U$) sur un cycle complet pour un espacement de $s/D = 1$ lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. 94

Figure 5.23: : Vue du dessus du champ de vorticité ($\omega D/U$) sur un cycle complet pour un espacement de $s/D = 3$ lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. 95

Liste des tableaux

Tableau 1.1: Classification des régimes d'écoulement autour d'un cylindre circulaire basé sur la structure des vortex dans le sillage. Tableau adapté de Raghavan & Bernitsas (2011) et F.A.C. Martins & J.P.J. Avila (2019) avec les données fournies par Zdravkovich (1997).	7
Tableau 2.1: Formation des vortex dans l'espace entre les deux cylindres selon le nombre de Reynolds (Re) et l'espace (s/D). Tableau adapté de Zhao & Lu (2018).	36
Tableau 3.1: Validation numérique du maillage utilisé pour la résolution numérique des cylindres en position cruciforme pour $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ à un nombre de Reynolds de 250 avec A/D comme amplitude non dimensionnelle du débattement du cylindre.	44
Tableau 3.2: Tableau résumé des simulations effectuées pour les cylindres en position cruciforme	46
Tableau 3.3: Tableau résumant les principaux poids du montage oscillant sous l'interaction fluide-structure lorsque placé dans le canal hydraulique.	50
Tableau 3.4: Tableau résumant les caractéristiques principales des ressorts utilisés pour ajuster la rigidité équivalente du système masse-ressort-amortisseur telles que décrites par le fournisseur ainsi que la rigidité réelle calculée.	51

Nomenclature

a_1	$mc_1^2 + \gamma c_1 + k$	[N/m]	Paramètre de l'algorithme de Broyden
a_2	-	[N]	Paramètre de l'algorithme de Broyden
A	-	[m]	Amplitude des oscillations
A_S	$d_{y,max} - d_{y,min} + D$	[m]	Amplitude balayée par le déplacement du cylindre
A^*	$\frac{A}{D} = \frac{d_{y,max} - d_{y,min}}{2D}$	-	Amplitude non dimensionnelle
b	-	[m]	Envergure du cylindre
c	-	[m/s]	Vitesse du son
c_1	$\frac{3}{2\Delta t}$	[1/s]	Constante de différenciation
c_2	$-\frac{2}{\Delta t}$	[1/s]	Constante de différenciation
c_3	$\frac{1}{2\Delta t}$	[1/s]	Constante de différenciation
C	-	[Nm]	Couple
C_a	$\frac{m_a}{m_f}$	-	Coefficient de masse ajoutée
C_D	$\frac{\mathfrak{D}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 bD}$	-	Coefficient de traînée
C'_D	$\frac{\mathfrak{D}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 D}$	-	Coefficient de traînée linéique
$\overline{C_D}$	$\frac{1}{n_{cycle}T} \int_t^{t+n_{cycle}T} C_d dt$	-	Moyenne temporelle du Coefficient de Traînée
C_F	$\frac{\mathbf{F}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 bD}$	-	Coefficient de force
C_L	$\frac{\mathcal{L}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 bD}$	-	Coefficient de portance
$\overline{C_L'}$	$\sqrt{\frac{1}{n_{cycle}T} \int_t^{t+n_{cycle}T} C_L^2 dt}$	-	Moyenne temporelle de la valeur RMS du coefficient de portance
C_{τ_w}	$\frac{\sqrt{\tau_{w,x}^2 + \tau_{w,y}^2}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 bD}$	-	Coefficient de frottement pariétal

C_o	$\frac{ U \Delta t}{\Delta x}$	-	Nombre de Courant
C_p	$\frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2}$	-	Coefficient de pression
$\overline{C_p}$	$\frac{\overline{P}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^3 D b}$	-	Coefficient de puissance moyen sur un cycle
C_s	-	[Nm]	Couple de frottement sec
C_v	-	[Nm]	Couple de frottement visqueux
\mathbf{d}	-	[m]	Vecteur déplacement
$\mathbf{d}_x, \mathbf{d}_y, \mathbf{d}_z$	-	[m]	Vecteur déplacement selon chaque composante
\mathbf{d}^*	$\frac{\mathbf{d}}{D}$	-	Vecteur déplacement non dimensionnel
d_0	-	-	Déplacement initial du cylindre lors des essais de frottement
D	-	[m]	Diamètre
D_1, D_2	-	[m]	Diamètre du cylindre amont et aval respectivement
\mathfrak{D}	$\overline{\mathfrak{D}}\cos(\omega_0 t + \phi)$	[N]	Traînée
$\overline{\mathfrak{D}}$	-	[N]	Amplitude de la traînée
f_s	-	[1/s]	Fréquence d'éjection de vortex
f_N	$\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}$	[1/s]	Fréquence naturelle dans le vide
$f_{N,w}$	$\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m + m_a}}$	[1/s]	Fréquence naturelle dans un fluide visqueux
f_o	-	[1/s]	Fréquence d'oscillation du système
f^*	$\frac{f_s}{f_N}$	-	Ratio de fréquence
\mathbf{F}	-	[N]	Vecteur force
\mathbf{F}_g	$\gamma_g \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial t}$	[N]	Force de la génératrice
\mathbf{F}_s	-	[N]	Frottement sec

\mathbf{F}_v	$\gamma \frac{dy}{dt}$	[N]	Frottement visqueux
h	-	[m]	Hauteur de l'eau dans le canal
$\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$	-		base vectorielle
\mathbf{I}	$\frac{C}{k_\phi}$	[A]	Courant
I_m	-	[kg/m ²]	Inertie du moteur
\mathbf{J}	-	-	Matrice Jacobienne
k	-	[N/m]	Rigidité propre du système
k^*	$\frac{2k}{\rho U_\infty^2 b}$	-	Rigidité non dimensionnelle du système
K_{eff}	$(k^* - 4\pi^2 St^2 m^*)$	-	Rigidité effective
k_ϕ	-	-	Constante du couple moteur
l	-	[m]	Longueur caractéristique des cellules du maillage
l_d	-	[m]	hauteur de la plaque dans le sillage
L	-	[m]	Espacement entre les axes des cylindres cruciforme
\mathcal{L}	$\bar{\mathcal{L}} \cos(\omega_0 t + \phi)$	[N]	Portance
$\bar{\mathcal{L}}$	-	[N]	Amplitude de la portance
Ma	$\frac{U}{c}$	-	Nombre de Mach
m	-	[kg]	Masse propre du système
m^*	$\frac{m}{\frac{\pi}{4} \rho D^2 b}$	-	Ratio de masse
m_a	-	-	Masse ajoutée
m_{eq}	$m_{système} + \frac{I_m}{r^2}$	[kg]	Masse des pièces en mouvement
m_f	$\frac{\pi}{4} \rho D^2 b$	[kg]	Masse du fluide déplacée (cylindre)
$m_{système}$	-	[kg]	Masse des pièces oscillantes

n	-	-	Itération temporelle
n_{cycle}	-	-	Nombre de cycles
p	-	[N/m ²]	Pression
p_{∞}	-	[N/m ²]	Pression à un point à l'infini
P	$\gamma \left(\frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t} \right)^2$	[W]	Puissance extraite instantanée
\bar{P}	$\frac{1}{n_{cycle}T} \int_t^{t+n_{cycle}T} \gamma \left(\frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t} \right)^2 dt$	[W]	Puissance extraite moyenne sur un cycle
r	-	[m]	Rayon de la poulie
\mathbf{R}	$\mathbf{R}(\mathbf{d}) = a\mathbf{d} + b - \mathbf{F}(\mathbf{d}),$	[N]	Vecteur résidu de la force en fonction du déplacement
Re	$\frac{U_{\infty}D}{\nu}$	-	Nombre de Reynolds
Re_m	$\frac{l^2 \boldsymbol{\omega}}{\nu}$	-	Nombre de Reynolds de maille
s	-	[m]	Espacement entre les deux parois des cylindres cruciformes
S_G	$2\pi^3 St^2 m^* \zeta$	-	Paramètre de Skop-Griffin
St	$\frac{f_s D}{U}$	-	Nombre de Strouhal
t	-	[s]	Temps
t^*	$\frac{t}{D/U}$	-	Temps non dimensionnel
T	-	[s]	Période
\mathbf{u}	-	[m/s]	Vecteur vitesse
U_{∞}	-	[m/s]	Vitesse du fluide à l'infini
U^*	$\frac{U_{\infty}}{f_N D}$	-	Vitesse réduite
\mathbf{v}	-	[m/s]	Vecteur vitesse discrétisé à partir du vecteur déplacement
V	$I \cdot C_{ste}$	[V]	Tension dans le moteur électrique
$\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$	-	-	Direction des axes

γ	-	[Ns/m ²] Amortissement propre du système
γ_g	-	[Ns/m ²] Amortissement fourni par la génératrice
γ_c	$2\sqrt{km}$	[Ns/m ²] Amortissement critique du système
γ^*	$\frac{2\gamma}{\frac{\rho U_\infty^2 Db}{\bar{p}}}$	- Amortissement non dimensionnel du système
η	$\frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^3 A_s b}$	- Efficacité
ρ	-	[kg/m ³] Densité du fluide
$\tau_{w,i}$	-	[N] Force de friction sur le cylindre selon la composante
$\boldsymbol{\omega}$	$\nabla \times \mathbf{u}$	[1/s] Vecteur vorticité
ω	-	[rad/s] Vitesse de rotation
ω_d	$\omega_n \sqrt{1 - \zeta^2}$	[1/s] Pulsation naturelle amortie
ω_n	$\sqrt{\frac{k}{m}}$	[1/s] Pulsation naturelle
ω_0	$2\pi f_0$	[1/s] Pulsation du système
ω_0^*	$\frac{\omega_0}{\omega_n}$	- Pulsation non dimensionnelle
ω_N^*	$\sqrt{\frac{k^*}{m^*}}$	- Pulsation naturelle non dimensionnelle
Δx	-	[m] Allongement du ressort
ζ	$\frac{\gamma}{2\sqrt{km}}$	- Ratio d'amortissement
ϕ	-	[rad] Phase entre la force et le déplacement
θ	-	[deg] Angle défini sur le cylindre amont
∇	$\frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{k}$	- Opérateur différentiel vectoriel
ν	-	[m ² /s] Viscosité cinématique

Abréviation

DNS	Direct Numerical Simulation
EKVIV	Enhanced Karman Vortex Induced Vibrations
KVIV	Karman Vortex-Induced Vibrations
LVIV	Longitudinal Vortex-Induced Vibrations
NV	Necklace vortex
NVIV	Necklace Vortex-Induced Vibrations
RMS	Root Mean Square
TV	Trailing Vortex
TVIV	Trailing Vortex-Induced Vibrations
VIV	Vortex-Induced Vibrations (aussi KVIV)

« Il vaut mieux mobiliser son intelligence sur des
conneries que mobiliser sa connerie sur des
choses intelligentes »

Jacques Rouxel

Remerciements

Bien que ce mémoire marque la fin de ma maîtrise, il signifie surtout la fin de 23 années de scolarité dans un parcours sinueux, mais tellement enrichissant. Toutes ces années durant, j'ai eu la chance d'être entouré de personnes extraordinaires et formidables. Certaines de celles-ci sont à mes côtés depuis la première journée où je suis monté dans un autobus scolaire, d'autres sont embarqués plus tard durant le trajet, tandis que plusieurs sont descendus pour suivre un autre chemin. Alors ces remerciements s'adressent à tous ceux et celles qui ont jugé que cela valait la peine de faire la route, ou une partie de celle-ci en ma compagnie.

Premièrement, mes parents qui m'ont toujours encouragé à trouver un domaine dans lequel je m'accomplirais m'ont donné la chance d'explorer deux différents métiers. Ils ont été une colonne centrale sur laquelle j'ai pu me construire en tant que personne, mais aussi sur laquelle j'ai pu m'appuyer dans les moments les plus difficiles. Sauf si c'est pour trouver les fautes d'orthographe sur chaque ligne, là je dois utiliser le dictionnaire ! Je suis maintenant débrouillard et persévérant, et cela, je ne le dois qu'à vous. Ma grande sœur, qui me laissait passer le temps avec elle dans sa chambre en échange de secrets qu'elle n'a jamais eus, m'a permis de m'évader de mes devoirs et de décrocher quelques instants. Merci d'avoir été un modèle toutes ces années et de m'avoir laissé suivre tes traces. Mon « petit » frère, qui me permettait de procrastiner un peu en jouant au xbox dans sa chambre, du moins jusqu'à ce qu'il veuille récupérer son oreiller, m'a appris que les loisirs sont aussi, sinon plus importants que l'école. Merci d'avoir été le hot-dog le plus garni du BBQ. Nos soupers en famille, nos sorties, nos voyages et nos excellentes blagues (surtout celles qui méritent une claque derrière la tête) ont fait en sorte que j'ai pu regarder par la fenêtre, contempler le paysage et ne pas trop appréhender la distance qu'il me restait à parcourir.

J'ai également eu de nombreux amis durant ces deux décennies et je ne pourrai malheureusement tous les nommer individuellement. C'est l'une des conséquences des longs trajets, nous croisons beaucoup de voyageurs. Merci aux Night boys, Maxime, Hugues et Charles pour toutes les sorties hebdomadaires des dernières années. Vous avez été une source de motivation, de distractions et de réconfort incomparable qui m'a aidé à avancer toujours un peu plus loin. Merci à François et Olivier pour nos sorties souper/cinéma périodiques qui sont, heureusement, restées plaisantes malgré les vents contraires. Merci à Lauré pour nos soirées d'études pas nécessairement productives, mais toujours pertinentes. Merci à mes amis du Baccalauréat pour tout votre aide, vos montages photo et vos recherches de corrigés qui m'ont permis de supporter les sessions les plus difficiles ainsi que d'être accompagné au PLT-3303. Merci à tous ceux que je ne peux nommer, mais qui avez égayé mes fins de semaine, éveillé mes soirées et distrait mes cours et mes quarts de travail. Vous m'avez tous

permis d'arrêter, de sortir et de me dégourdir les jambes et grâce à vous, j'arrive à la fin de mon trajet sans être trop épuisé.

Ils sont embarqués plus récemment dans mon parcours, mais sont néanmoins importants. Merci à l'équipe du LMFN de m'avoir si bien accueilli au fil de ces 4 belles années. Merci particulièrement à Pierre-Olivier, Olivier, Kevine et Thierry qui ont su répondre à beaucoup de mes interrogations sur la CFD, piquer quotidiennement ma curiosité et vibrer à ma fréquence naturelle. Avec vous, j'ai découvert le Spikeball, le Frisebee, que c'est facile se blesser en faisant du sport, qu'il ne faut SURTOUT pas attaquer au deuxième coup, qu'il est important de bien s'hydrater et qu'il faut toujours verrouiller son ordinateur. Merci aux anciens membres du laboratoire qui m'ont tous assisté d'une façon ou d'une autre et merci aux membres actuels avec lesquelles les discussions sont toujours animées et le plaisir garanti. Je pense notamment à Matthieu, Sébastien et Benoît. Mon mémoire est certainement meilleur grâce à vos interventions, votre support et vos plaisanteries. Pour une première fois depuis longtemps, j'aurais voulu que le trajet s'éternise un peu afin de profiter, pour quelques kilomètres de plus, de votre compagnie hebdomadaire.

Ensuite, je voudrais exprimer ma gratitude et ma reconnaissance à mon directeur de recherche, Mathieu Olivier. Je n'aurais pu trouver un meilleur directeur de recherche pour mes besoins afin de diriger la fin de mon parcours. Ta grande disponibilité, ta pédagogie et tes vastes compétences m'ont donné envie de continuer et permis de me dépasser personnellement et professionnellement. Merci d'avoir accepté de travailler avec moi et d'avoir eu confiance en mes habiletés toutes ces années. Merci également à Guy Dumas d'avoir fait du LMFN un environnement accueillant qui promeut l'entraide et la coopération et qui permet d'évoluer en tant que chercheur dans un environnement autonome. Ton aide et tes interventions sont toujours et grandement appréciées. Merci aux Fondes de Recherche du Québec qui ont grandement facilité les deux dernières années de ma route à la maîtrise. Effectivement, le financement octroyé par le FRQNT m'a permis de me focaliser sur ma recherche sans arrières-soucis en plus de diversifier mon champ d'expertise par l'entremise d'un stage en Europe.

Un détour complètement inattendu, mais ô combien enrichissant est certainement mon stage à Strasbourg. Merci, à M. Guilhem Dellinger et toute l'équipe de m'avoir accueilli au sein de votre laboratoire. Aussi, merci à Gilles et Nicolas pour votre aide, le financement de mes repas au FEC et l'insertion dans la culture française. Mit freundlichen grüßen! Merci également à Claude, Patricia et toute la famille Arnoux pour l'incroyable support au fil de cette saison. Avec vous, j'ai pu découvrir la gastronomie et l'amabilité alsacienne dans le confort d'un logement 5 étoiles. J'ai énormément appris de vous tous et je sais maintenant que les routes secondaires valent la peine d'être explorées.

Enfin, je ne pourrais pas passer sous silence mes deux grands accompagnateurs, mes deux acolytes, durant toutes ces années avec lesquelles j'ai pu discuter toute la nuit de mes lendemains et de mes projets futurs. Merci « Stress » et « Anxiété » de ne pas souvent m'avoir lâché, mais aussi de m'avoir forcé à persévérer et donner le meilleur de moi-même dans chaque projet, qu'il soit important ou non.

Je suis maintenant prêt pour un nouveau voyage avec plus de bagages que jamais et je ne saurais imaginer de meilleurs passagers pour cette nouvelle aventure. Alors, j'espère que beaucoup d'entre vous décideront de m'accompagner, ne serait-ce que pour un segment de celui-ci.

Introduction

Mise en Contexte

La transition énergétique est plus que jamais mise de l'avant afin de réduire la consommation d'énergies fossiles au profit de ressources énergétiques vertes et renouvelables. Ceci dans le but de réduire les émissions de gaz à effet de serre et diminuer notre empreinte écologique collective, mais également personnelle. Cela est d'autant plus important dans un contexte où la population terrestre ne cesse de croître et que les besoins énergétiques sont en hausse. Il est donc primordial de modifier et diversifier nos sources d'énergie. Cependant, ces dernières doivent être économiques, responsables et durables en plus d'être efficaces et compétitives afin d'être attractives dans le secteur énergétique. Pour arriver à ces fins, il faut continuer et promouvoir la recherche dans l'extraction d'énergie de sources renouvelables.

Ces technologies, comme les éoliennes, les panneaux solaires et les hydroliennes prennent tranquillement une plus grande place afin de produire l'électricité un peu partout dans le monde. Au Canada, plus de 60% de l'électricité produite provient de l'hydroélectricité, plus précisément, des barrages (WaterPower Canada, 2020). Toutefois, ce n'est pas le seul mécanisme qui existe afin d'extraire l'énergie des sources d'eau. Effectivement, le concept d'hydrolienne est de plus en plus étudié afin d'être déployé dans les rivières et les océans. Ces écoulements ont l'avantage d'être plus constants et prévisibles que le vent dans lequel les éoliennes opèrent. Cela simplifie grandement l'opération et la gestion de ces turbines autant au niveau mécanique qu'électrique. De plus, la densité de l'eau étant un peu plus de 800 fois supérieure à celle de l'air, le potentiel énergétique est plus élevé, ce qui nécessite des machines de moins grandes tailles.

Les principales turbines étudiées en recherche, mais également au Laboratoire de Mécanique des Fluides Numérique de l'Université Laval (LMFN) sont l'hydrolienne à axe horizontal (HAT, *horizontal axis turbine*), l'hydrolienne à axe vertical (VAT, *vertical axis turbine*) ainsi que l'hydrolienne à ailes oscillantes (OFT, *oscillating foil turbine*). Chacun de ces concepts possède ses avantages, mais également ses inconvénients. Malgré que la plupart des études dans ce domaine se concentrent sur ces turbines, de nouveaux concepts sont également étudiés afin d'élargir les possibilités d'extraction d'énergie et diversifier l'offre. Parmi ceux-ci, une nouvelle approche pour extraire l'énergie des courants marins est le *Vortex-Induced Vibration Aquatic Clean Energy (VIVACE)*, une invention de Bernitsas et Raghavan (2008). Cette technologie permet l'énergie d'être extraite du phénomène de vibrations induites par vortex (Vortex-Induced Vibrations, VIV) qui se produit naturellement lorsqu'un cylindre est placé perpendiculairement à un écoulement, et ce, même pour de très faibles vitesses de courant (Bernitsas, et al., 2008).

Objectifs et aperçu du mémoire

Dans l'optique de continuer d'explorer l'extraction d'énergie de ce nouveau type de turbine et des vibrations induites par vortex, un second cylindre peut être placé en aval de la turbine afin de générer de nouvelles interactions fluide-structures. Il existe peu d'études numériques sur les cylindres cruciformes et il reste encore des zones inexplorées dans le domaine des VIV que ce mémoire tentera de couvrir en partie en étudiant numériquement et expérimentalement l'interaction fluide-structure de deux cylindres espacés en position cruciforme dans un contexte d'extraction d'énergie. Les objectifs spécifiques de ce travail sont donc :

- Présenter le phénomène d'interaction fluide-structure de vibrations induites par vortex
- Comprendre et présenter le phénomène de vibration induite par vortex lorsqu'un second cylindre est placé en aval de façon perpendiculaire
- Quantifier l'extraction d'énergie de ce nouveau système afin de le comparer au mécanisme original avec un seul cylindre
- Identifier et illustrer les phénomènes physiques d'interaction fluide-structure présents dans cette nouvelle configuration ainsi que leur influence sur l'extraction d'énergie

1 Vibrations induites par vortex

1.1 Écoulement autour d'un corps

Pour bien comprendre ce phénomène d'interaction fluide-structure, il est important de se rapporter à la base. Un corps, peu importe sa forme, va interagir avec le fluide et perturber l'écoulement. Même les formes les plus simples produisent des écoulements complexes (Munson, et al., 2013). Les caractéristiques de l'écoulement vont dépendre notamment du nombre de Reynolds (Re) et du nombre de Mach (Ma). Ces nombres définissent respectivement le rapport entre les forces inertielles et les forces visqueuses ainsi qu'un rapport entre la vitesse de l'écoulement par rapport à la vitesse du son et sont définis comme suit :

$$Re = \frac{U_{\infty} D}{\nu}, \quad (1.1)$$

$$Ma = \frac{U}{c}. \quad (1.2)$$

Dans le cas présent, le régime d'intérêt est lorsque le nombre de Reynolds est largement supérieur à 1, donc lorsque les forces inertielles sont plus importantes que les forces visqueuses dans l'écoulement et pour des régimes subsoniques sans effets de compressibilité, donc lorsque le nombre de Mach est inférieur à 0.3. C'est un régime d'intérêt pour une grande partie d'écoulements externes étudiés comme dans le cas des turbines.

Une des grandes influences du nombre de Reynolds sur l'interaction fluide-structure est l'épaisseur de la couche limite qui se développe sur l'objet placé dans l'écoulement. Effectivement, à mesure que les forces inertielles augmentent, l'épaisseur de la couche limite diminue. Comme le montre la Figure 1.1, pour les nombres de Reynolds plus bas, les effets visqueux se font sentir plus loin dans l'écoulement que pour les nombres de Reynolds plus élevés. De plus, même pour les nombres de Reynolds tendant vers l'infini, il y aura toujours l'apparition de cette couche visqueuse autour du corps à cause de la condition de non-glissement à la paroi. Cette dernière augmente en épaisseur le long du corps dû à la diffusion moléculaire qui transporte la vorticité de la paroi jusqu'à l'extérieur de la couche limite (Dumas, 2015) . Rappelons que la vorticité est définie par le rotationnel de la vitesse :

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}. \quad (1.3)$$

Particulièrement, pour les corps non profilés, il est possible d'observer que la couche limite se sépare du corps. Effectivement, la présence d'un fort gradient de pression adverse, un changement de géométrie peuvent engendrer le décollement de celle-ci.

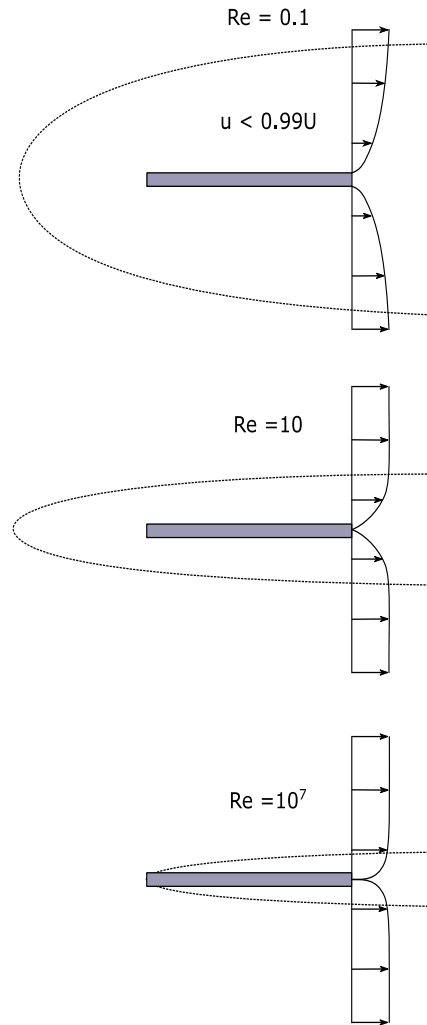


Figure 1.1: Effet du nombre de Reynolds sur la couche limite d'une plaque mince placée dans un écoulement.

La présente recherche s'attardant principalement sur les cylindres circulaires, c'est donc la présence d'un fort gradient de pression adverse qui occasionne le décollement de la couche visqueuse. Conséquemment, il est indispensable d'insister sur cette forme particulière. Puisque le cylindre est un corps non profilé, les forces de pression sont beaucoup plus considérables que les forces de friction qui peuvent souvent être négligées dans ce contexte (Munson, et al., 2013). Ceci est principalement dû à la séparation de la couche limite qui produit une traînée de pression importante dans le sillage du corps.

Il existe plusieurs régimes d'écoulement autour d'un cylindre circulaire qui dépendent directement du nombre de Reynolds. Effectivement, une des particularités des écoulements externes autour de formes non profilées est qu'il existe une succession de transitions dans l'écoulement perturbé. Ces transitions sont très sensibles à toutes

perturbations provenant de l'écoulement ou directement du corps. La Figure 1.2 présente une description visuelle de certains de ces régimes d'écoulement autour d'un cylindre pour différents nombres de Reynolds.

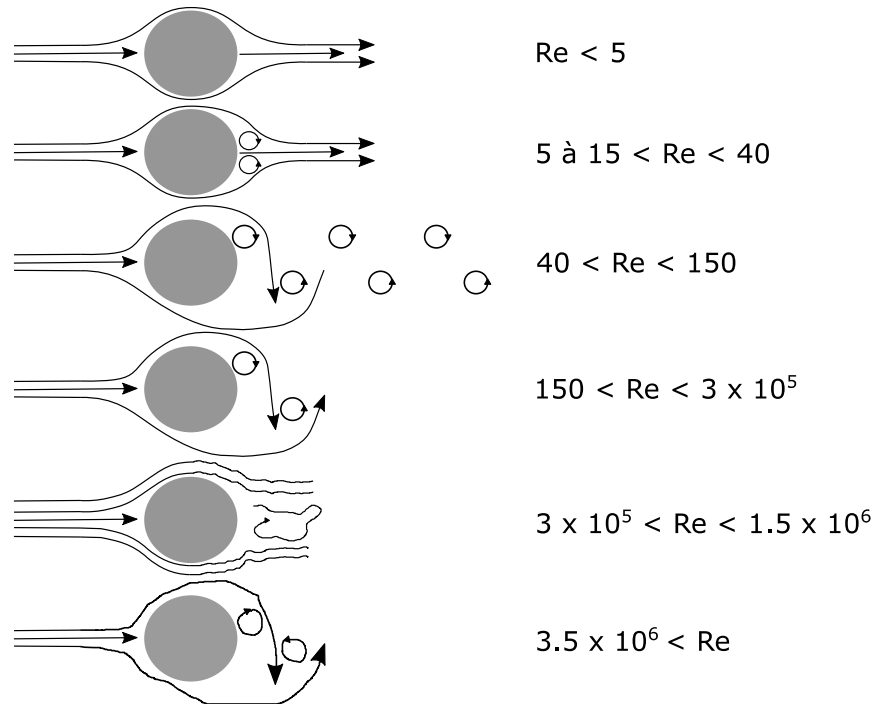


Figure 1.2: Visualisation schématique de l'écoulement autour d'un cylindre fixe pour différents nombres de Reynolds. Figure inspirée de Lienhard (1966).

Plus précisément, Zdravkovich (1997) a subdivisé et détaillé l'écoulement autour d'un cylindre en plusieurs sous-régimes. Les principaux sont identifiés à la Tableau 1.1 avec la description adoptée par Raghavan & Bernitsas (2011) afin de respecter la nomenclature usuelle dans la littérature. Ces régimes d'écoulement sont divisés en trois grandes classes, soit le régime laminaire, le régime sous-critique et le régime critique. Premièrement, il y a le régime laminaire. Pour les très faibles nombres de Reynolds ($Re < 5$), l'écoulement autour du cylindre est principalement caractérisé par une région visqueuse très épaisse s'étirant à plusieurs diamètres dans chaque direction ainsi que par des lignes de courant symétriques de part et d'autre du corps qui restent attachées derrière le cylindre. À mesure que le nombre de Reynolds augmente, l'épaisseur de la région visqueuse en amont du cylindre décroît et prend la forme d'une couche limite. Les régions visqueuses sont alors éjectées dans un sillage dû au décollement de la couche limite. Effectivement, l'inertie du fluide ne lui permet plus de suivre la courbure du cylindre avec la présence du gradient de pression adverse. De ce fait même, la symétrie qui existait devant et derrière le cylindre disparaît. Il y a l'apparition de zones de circulation symétriques dans le sillage du corps. Lorsque le nombre de Reynolds atteint une valeur se situant entre 40 et 150-200, les forces inertielles augmentent toujours provoquant une séparation qui se produit plus tôt au niveau du cylindre et qui est plus instable. Conséquemment, la symétrie de part et d'autre du cylindre est également perdue, ce qui occasionne

un point de séparation de la couche limite différent au-dessus et en dessous du cylindre. Cette couche visqueuse s'enroule dû au gradient de pression adverse et l'inertie du fluide et est également favorisée par l'induction de vitesse des vortex créés. Cela cause donc une éjection alternée de tourbillons dans le sillage communément appelé l'allée de tourbillons de Karman (Munson, et al., 2013). Dans cette plage de Reynolds, le sillage reste cependant laminaire. Cette allée de tourbillons se poursuit dans le régime sous-critique pour des nombres de Reynolds pouvant atteindre jusqu'à 3×10^5 . Ce nouveau régime débute lorsque le sillage périodique devient un peu plus instable loin derrière le corps pour un nombre de Reynolds d'approximativement 150-200 (TrW1). Graduellement, cette transition se diffuse en amont jusqu'au corps et jusqu'à ce que la formation des vortex éjectés soit turbulente (TrW2). Cela coïncide au moment où le nombre de Strouhal devient constant sur une longue plage de Reynolds. La seconde transition se produit dans la couche cisailée après le point de séparation tandis que la couche limite sur le corps est toujours en régime laminaire. La couche cisailée commence elle aussi à développer un comportement oscillatoire (TrSL1). À mesure que le nombre de Reynolds augmente, cette couche s'enroule pour former des tourbillons directement derrière le corps (TrSL2) avant que ceux-ci deviennent turbulents (TrSL3). Par la suite, en continuant d'augmenter le nombre de Reynolds, la ligne de séparation de la couche limite se déplace vers l'aval du cylindre (TrBL0). Cette transition mène à une diminution graduelle de la traînée tout en augmentant graduellement la fréquence d'éjection des vortex. Par la suite, dû aux instabilités, la transition de la couche limite se produit un peu plus tôt en amont du cylindre, ce qui a pour conséquence de retarder encore plus la séparation de celle-ci. La traînée continue donc de décroître tandis que la fréquence d'éjection de vortex poursuit sa croissance. Un régime instable de la couche limite se produit au moment où l'éjection périodique de vortex disparaît dû à la déstabilisation de la ligne de séparation (TrBL3). Effectivement, autour de ce nombre de Reynolds, la transition de la couche limite est encore devancée, ce qui occasionne que celle-ci reste attachée sur le corps un peu plus loin sur la paroi du cylindre. Ceci est dû à la couche limite qui est plus épaisse, uniforme et possède plus d'énergie cinétique, donc elle résiste mieux au gradient de pression adverse. Se faisant, l'allée de tourbillons de Karman disparaît et le sillage s'amincit. La zone de dépression en aval du cylindre étant soudainement plus petite, la traînée de ce dernier diminue significativement. Ce phénomène s'appelle la crise de la traînée (Munson, et al., 2013). Si le nombre de Reynolds continue d'augmenter, le sillage va de nouveau recommencer à s'élargir permettant une seconde fois l'apparition de tourbillons éjectés périodiquement dans le sillage provenant d'une couche limite turbulente (T). Cet élargissement du sillage mène également à une augmentation de la traînée sur le cylindre.

Tableau 1.1: Classification des régimes d'écoulement autour d'un cylindre circulaire basé sur la structure des vortex dans le sillage. Tableau adapté de Raghavan & Bernitsas (2011) et F.A.C. Martins & J.P.J. Avila (2019) avec les données fournies par Zdravkovich (1997).

Nombre de Reynolds		Régime	Description
Régime Laminaire			
	$Re < 3.0-5.0$		Écoulement de Stokes
3.0 – 5.0	$< Re < 30 - 40$	Laminaire	Séparation stable
30 - 40	$< Re < 150 - 300$	Laminaire	Éjection laminaire périodique
Régime sous-critique			
150 - 300	$< Re < 200 - 250$	TrW1	Transition des vortex laminaires dans le sillage
200 - 250	$< Re < 350 - 500$	TrW2	Transition des vortex irréguliers durant leur formation
350 - 500	$< Re < 1 - 2 \times 10^3$	TrSL1	Développement d'ondes de transition dans la couche cisailée séparée
$1 - 2 \times 10^3$	$< Re < 1 - 2 \times 10^4$	TrSL2	Formation des vortex dans la couche cisailée séparée
$1 - 2 \times 10^4$	$< Re < 1 - 2 \times 10^5$	TrSL3	Couche cisailée complètement turbulente
Régime critique			
$1 - 2 \times 10^5$	$< Re < 3.1 \times 10^5$	TrS0/TrBL0	Début de la transition au point de séparation
3.1×10^5	$< Re < 3.4 \times 10^5$	TrS1/TrBL1	Bulle de séparation simple
3.4×10^5	$< Re < 3.8 \times 10^5$	TrS1/TrBL2	Deux bulles de séparation
3.8×10^5	$< Re < 5.0 \times 10^5$	TrS1/TrBL3	Régime supercritique
5.0×10^5	$< Re$	T	Régime instable

Pour des corps épais avec des arêtes vives comme un cube ou une plaque mince placés perpendiculairement à l'écoulement, la séparation de la couche limite se produit toujours sur ces mêmes arêtes et ce, peu importe que la couche limite soit laminaire ou turbulente. En effet, la forme de l'objet ne permet pas à la couche limite de contourner parfaitement le corps en suivant la courbure due à la présence des forces inertielles et des gradients de pression adverses trop élevés au niveau des coins, là où la courbure est très prononcée. Cependant, comparativement aux cylindres circulaires, pour des nombres de Reynolds comparables, il y aura une éjection tourbillonnaire dans le sillage dû à l'instabilité de la couche cisailée éjectée. Une des grandes différences avec ces formes est que, puisque la séparation de la couche limite se produit toujours au même emplacement, le coefficient de traînée est plus constant et a une dépendance moindre du nombre de Reynolds.

La Figure 1.3 présente un aperçu du comportement général du coefficient de portance pouvant être atteinte dans certains régimes pour le cylindre circulaire. Il appert de cette figure que le régime TrSL3 peut atteindre des coefficients

de portance beaucoup plus élevés que les autres régimes d'écoulement. Zdravkovich (1997) recense dans son livre des coefficients de portance allant jusqu'à 1.4 pour le cylindre. Conséquemment, il s'agit d'un régime intéressant à explorer dans un contexte d'extraction d'énergie. Bien entendu, la portance maximale dépend de plusieurs facteurs tels que le ratio de forme et l'aspect des extrémités du cylindre. À noter que ce régime correspond également à celui qui présente la plus grande traînée (Zdravkovich, 1997).

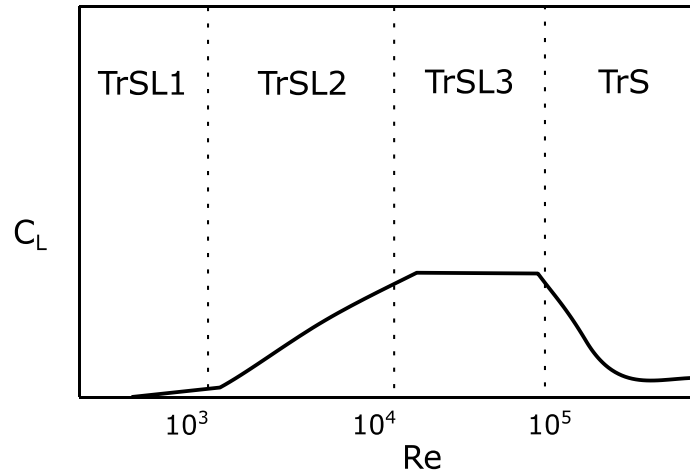


Figure 1.3: Tendence observée pour le coefficient de portance (C_L) en fonction du nombre de Reynolds (Re) et du régime de l'écoulement.

Comme présenté préalablement, l'éjection tourbillonnaire (f_s) dépend du nombre de Reynolds. Effectivement, celle-ci évolue selon la nature de l'écoulement et il existe une relation entre ces deux paramètres. Celle-ci est bien démontrée à l'aide du nombre de Strouhal (équation (1.4)), une forme adimensionnelle de la fréquence d'éjection de tourbillons dans le sillage du cylindre.

$$St = \frac{f_s D}{U_\infty} \quad (1.4)$$

La Figure 1.4 met cette relation en évidence où il appert que pour une très grande plage du nombre de Reynolds, soit d'environ 200 à 100 000, le nombre de Strouhal se situe autour de 0.2. Ce comportement s'amorce dans le régime TrW2 comme invoqué auparavant. Cette valeur est d'ailleurs une référence afin de qualifier les simulations numériques. Certainement, la dynamique du point de séparation et de l'éjection de vortex ne dépend pas que du nombre de Reynolds, mais aussi de la géométrie, de la turbulence de l'écoulement et de la rugosité de surface.

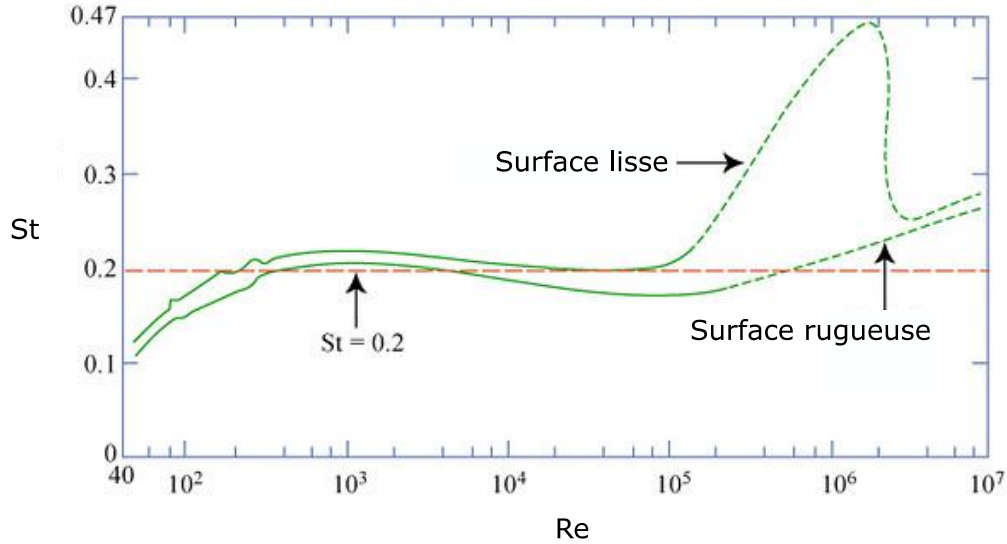


Figure 1.4: Relation entre le nombre de Strouhal (St) et le nombre de Reynolds (Re) pour un cylindre circulaire fixe. La figure est réalisée avec les données de Lienhard (1966), Achenbach and Heinecke (1981) et Roshko (1955). Figure adaptée de Tchet (2005)

1.2 Cylindre sur support élastique

L'enroulement de la couche limite instable qui s'éjecte dans le sillage de façon alternée cause des forces de portance et de traînée fluctuantes. Ces coefficients de force sont définis comme suit :

$$C_L = \frac{\mathbf{L}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 bD}, \quad (1.5)$$

$$C_{D_p} = \frac{\mathfrak{D}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 bD}. \quad (1.6)$$

La traînée et la portance sont des forces variant dans le temps. Elles ont un mouvement très proche à celui d'un cosinus, et de ce fait, elles sont souvent approximées comme tel, lorsque le mouvement est imposé au cylindre. Ces équations sont :

$$\mathbf{L} = \bar{L}\cos(\omega_0 t + \phi), \quad (1.7)$$

$$\mathfrak{D} = \bar{\mathfrak{D}}\cos(\omega_0 t + \phi). \quad (1.8)$$

Lorsque le cylindre est placé sur un support élastique ou libre de se déplacer dans un écoulement, cette force fluctuante entraîne un déplacement oscillatoire vertical et horizontal (lorsqu'il y a deux degrés de liberté). C'est ce mouvement oscillatoire causé par l'éjection de tourbillons qui définit le phénomène de vibrations induites par vortex.

La Figure 1.5 montre une représentation schématique des deux possibilités de support généralement étudiées. Dans le premier cas, le cylindre ne peut osciller que perpendiculairement à l'écoulement tandis que pour la seconde configuration, il peut également osciller dans la direction de l'écoulement.

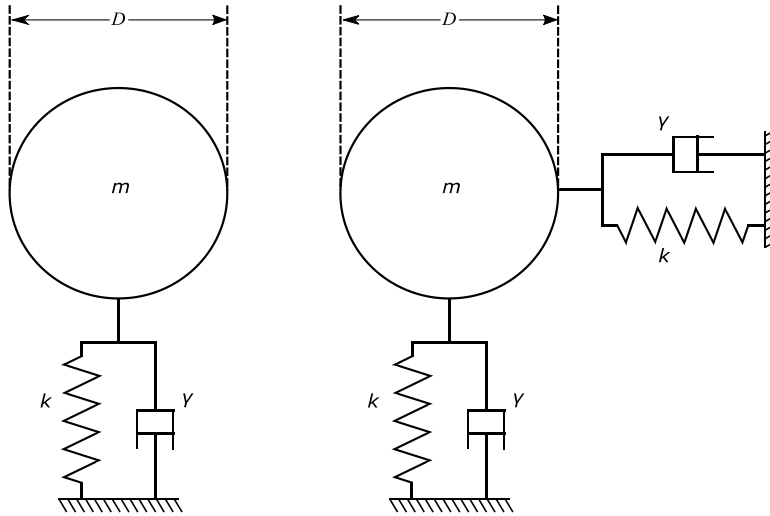


Figure 1.5: Représentation schématique d'un cylindre sur un support élastique pour le système à un degré de liberté (gauche) et celui à deux degrés de liberté (droite).

Dans cette figure, m représente la masse totale du système, k la rigidité et γ l'amortissement. Dans ce cas spécifique, la rigidité et l'amortissement sont les mêmes dans les deux directions pour le système à deux degrés de liberté. Il s'agit donc d'un système masse-ressort-amortisseur classique qui est défini par l'équation générale suivante :

$$m \frac{\partial^2 \mathbf{d}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t} + k \mathbf{d} = \mathbf{F}. \quad (1.9)$$

Dans cette équation, \mathbf{d} exprime le vecteur déplacement et \mathbf{F} la force excitatrice externe. Les oscillations de la portance étant généralement plus élevées que celles de la traînée, le déplacement du cylindre à deux degrés de liberté se fait suivant une forme analogue au chiffre 8 qui dépend de la fréquence d'oscillation, de la vitesse réduite et des composantes du système masse-ressort-amortisseur. La Figure 1.6 montre deux évolutions typiques du déplacement pouvant être observées pour ces systèmes. Elle permet aussi de mettre en lumière l'influence d'un changement de paramètre dans le déplacement du corps. Il faut également noter que les déplacements verticaux, ceux causés par la portance, sont beaucoup plus grands que ceux horizontaux, qui sont causés par la traînée. De surcroît, pour les systèmes à deux degrés de liberté, il est observé que de plus grandes amplitudes peuvent être atteintes comparativement au système contraint dans le sens de l'écoulement (F.A.C. Martins & J.P.J. Avila, 2019; Zhou, et al., 1999; Marzouk, 2010).

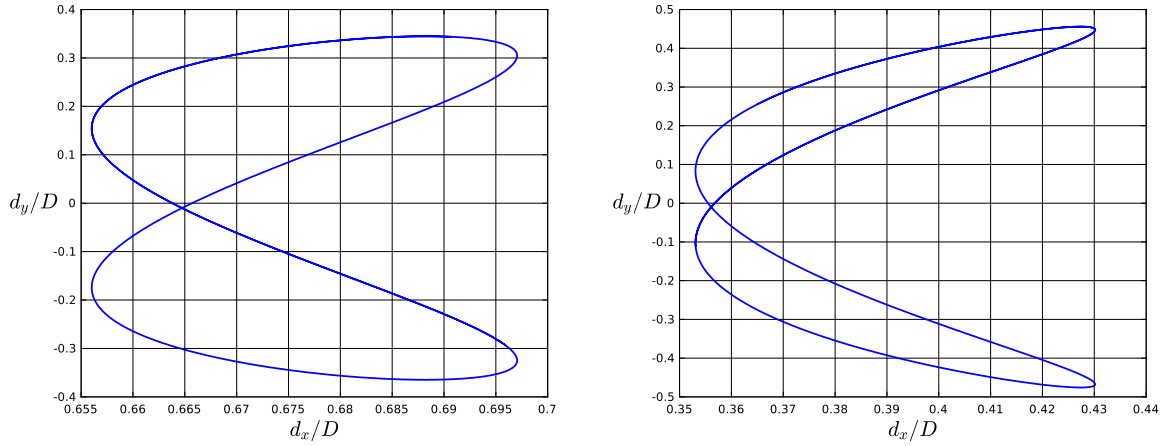


Figure 1.6: Déplacement du cylindre dans la direction de l'écoulement (\mathbf{d}_x) et perpendiculaire à celui-ci (\mathbf{d}_y) pour un système à deux degrés de liberté. $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 2.5$, $Re = 200$ (gauche); $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$, $Re = 200$ (droite).

Il est habituel, en mécanique des fluides, de travailler avec la forme adimensionnelle des équations. L'équation précédente dans le cas actuel devient alors :

$$\frac{\pi}{2} m^* \frac{\partial^2 \mathbf{d}^*}{\partial t^{*2}} + \gamma^* \frac{\partial \mathbf{d}^*}{\partial t^{*2}} + k^* \mathbf{d}^* = \mathbf{C}_F. \quad (1.10)$$

Cette forme fait paraître certains paramètres essentiels des VIV comme le ratio de masse (m^*), l'amortissement non dimensionnel (γ^*) et la rigidité non dimensionnelle (k^*) qui sont définis comme suit :

$$m^* = \frac{m}{\frac{\pi}{4} \rho D^2 b}, \quad (1.11)$$

$$\gamma^* = \frac{\gamma}{\frac{1}{2} \rho U D b}, \quad (1.12)$$

$$k^* = \frac{k}{\frac{1}{2} \rho U^2 b}. \quad (1.13)$$

Il est cependant commun dans la littérature d'exprimer l'amortissement du système par un taux représentant le rapport entre le coefficient d'amortissement réel et celui critique :

$$\zeta = \frac{\gamma}{\gamma_c} = \frac{\gamma}{2\sqrt{km}}. \quad (1.14)$$

Dans un contexte de vibrations induites par vortex, la force excitatrice externe provient de l'écoulement du fluide autour du cylindre. Pour une étude numérique, celles-ci peuvent être calculées à partir des équations de Navier-Stokes :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1.15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u}. \quad (1.16)$$

La définition du problème d'interaction fluide-structure des vibrations induites par vortex est donc caractérisée par les équations présentées ci-dessus.

Il y a déjà de nombreuses études qui s'attardent à comprendre le comportement de ce phénomène et à tenter de prédire la présence et les caractéristiques de celui-ci. Les premières études publiées sur ce sujet se concentrent particulièrement sur prévenir ce phénomène qui peut s'avérer destructeur. Effectivement, de grandes amplitudes peuvent être induites à une structure lorsque certaines conditions sont remplies. Plus précisément, ces recherches s'intéressent aux paramètres influant sur l'amplitude maximale que peuvent atteindre les oscillations (Klamo, et al., 2006; Bahmani & Akbari, 2010) ainsi que sur la formation du sillage (Williamson & Roshko, 1988; Govardhan & Williamson, 2000; Prasanth T. K. & Mittal S., 2008).

1.3 Amplitude et Lock-In

L'amplitude des oscillations du cylindre dépend de plusieurs facteurs. Effectivement, le ratio de masse, la rigidité ainsi que l'amortissement du support ont un rôle sur le déplacement maximal que peuvent atteindre les oscillations. Par contre, ce ne sont pas les seuls facteurs. La vitesse de l'écoulement joue également un rôle sur l'amplitude maximale pouvant être obtenue. Ces deux derniers paramètres se retrouvent respectivement sous la forme adimensionnelle suivante :

$$U^* = \frac{U_\infty}{f_N D}, \quad (1.17)$$

$$A^* = \frac{d_{y,max} - d_{y,min}}{2D}. \quad (1.18)$$

Aussi, une question qui est toujours débattue de nos jours est de savoir s'il est possible d'unir le ratio de masse et le taux d'amortissement en un seul paramètre pour caractériser le comportement des VIV (Govardhan & Williamson, 2006). Ce paramètre très commun dans la littérature s'exprime tout simplement par la relation suivante :

$$m^* \zeta. \quad (1.19)$$

Il permet de réduire le nombre de paramètres déterminants dans la formation et la caractérisation des VIV. Un exemple de son utilisation est de prédire l'amplitude maximale pouvant être atteinte. C'est le rôle du graphique dit « Griffin plot » qui utilise le paramètre de Skop-Griffin (S_G) défini par (Govardhan & Williamson, 2006):

$$S_G = 2\pi^3 S t^2 m^* \zeta. \quad (1.20)$$

Il a cependant été démontré plusieurs fois que ce paramètre ($m^*\zeta$) n'était pas suffisant pour quantifier les VIV et que l'amortissement et le ratio de masse jouaient des rôles individuels dans la réponse dynamique (Sarpkaya, 1979; Sarpkaya, 1995; Paré-Lambert & Olivier, 2018). Il permet toutefois de mieux différencier les différentes réponses ou branches des vibrations induites par vortex comme l'ont démontré Govardhan & Williamson (2006). Ces différentes réponses peuvent être également discernées sur la Figure 1.7 lorsque l'influence de la vitesse réduite sur l'amplitude adimensionnelle est tracée. Effectivement, celle-ci montre un aperçu des différentes branches qu'il est possible d'avoir avec un système masse-ressort. Pour les systèmes ayant un haut coefficient $m^*\zeta$ (gauche), deux branches sont distinctes, soit la branche initiale et la branche inférieure. Il y a aussi la présence d'un plateau où les amplitudes sont plus élevées pour des vitesses réduites se situant généralement entre 5 et 8 (Govardhan & Williamson, 2000). Pour les coefficients $m^*\zeta$ de faibles valeurs, il y a la présence de trois branches. Ces branches se nomment l'excitation initiale, la branche supérieure et la branche inférieure. Les amplitudes sont plus élevées dans ce régime sur un plus grand intervalle de vitesse réduite, et ce même pour la branche inférieure. Il est constaté que les changements de branches sont associés à des sauts de phase (ϕ) entre les oscillations et la force de portance (Williamson & Govardhan, 2004).

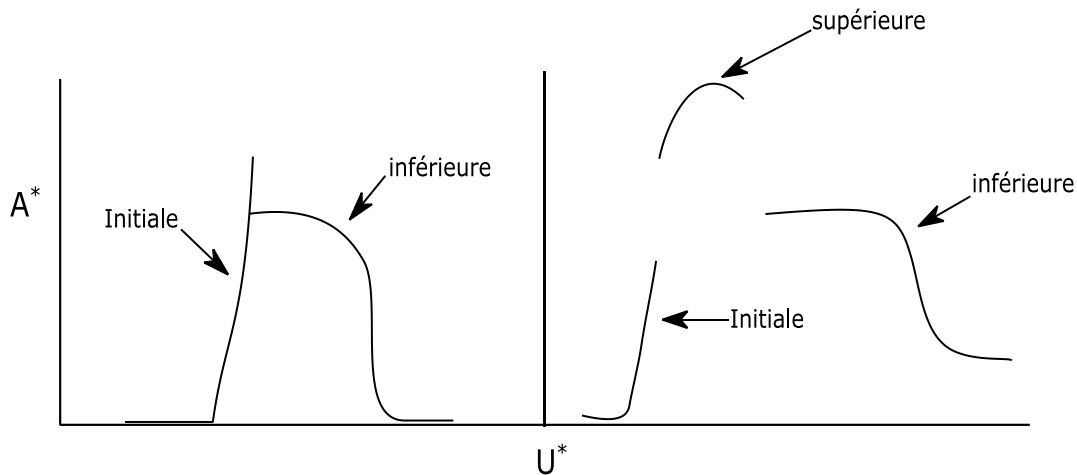


Figure 1.7: Relation entre l'amplitude maximale pouvant être atteinte (A^*) et la vitesse réduite (U^*) pour un paramètre $m^*\zeta$ élevé (gauche) et faible (droite). Figure représentant les tendances observées de Govardhan & Williamson (2000).

La branche supérieure peut atteindre des valeurs de 1.1D comme l'ont démontré Govardhan & Williamson (2000). Généralement, la branche inférieure avoisine 0.6D lorsque $m^*\zeta$ est élevé et 0.7D lorsque $m^*\zeta$ est faible (Williamson & Govardhan, 2004). Les valeurs maximales pouvant être obtenues ainsi que la plage de vitesse réduite sont cependant tributaires de plusieurs facteurs. Entre autres, le nombre de Reynolds, le ratio de masse et la rigidité vont influencer l'amplitude maximale pouvant être atteinte dans les deux situations présentées à la Figure 1.7. L'amortissement, quant à lui, va seulement contribuer à la décroissance des amplitudes, et ce pour n'importe quelle vitesse réduite puisqu'il s'agit de la dissipation de l'énergie du système harmonique. Aussi, comme mentionnés à la section précédente, les systèmes

contraints dans la direction de l'écoulement sont plus limités dans les amplitudes maximales pouvant être obtenues. Il faut également noter que l'étendue de la branche supérieure va croître avec le nombre de Reynolds (Modir & Goudarzi, 2019). Cependant, pour des ratios de masse très élevés, la branche supérieure disparaît (Modir & Goudarzi, 2019).

Lorsque le nombre de Reynolds est dans le régime laminaire, c'est-à-dire se situant en deçà d'approximativement 200-250, la réponse diffère quelque peu. Effectivement, le comportement se rapproche de ce qui est trouvé pour les coefficients $m^* \zeta$ élevés de la figure précédente et ce peu importe si ce dernier paramètre est petit ou grand. La Figure 1.8 démontre ce comportement similaire en plus de mettre en lumière l'influence du ratio de masse sur l'étendue de la plage où de grandes amplitudes sont atteintes.

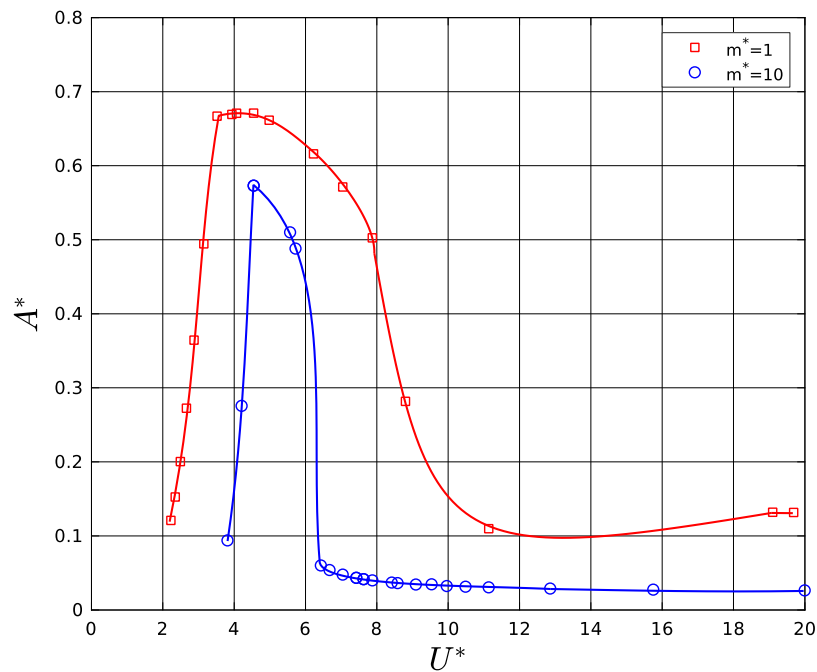


Figure 1.8: Amplitude maximale pouvant être atteinte (A^*) en fonction de la vitesse réduite (U^*) pour deux ratios de masse (m^*) à $Re = 200$. Figure réalisée à l'aide des données de Paré-Lambert & Olivier (2018).

Cette figure montre bien que plus le ratio de masse est faible, plus la plage où les amplitudes sont élevées est grande. Ce comportement est également reproductible avec les nombres de Reynolds plus élevés. Effectivement, d'autres études à ces régimes démontrent bien l'importance du ratio de masse sur la réponse en amplitude (Modir & Goudarzi, 2019; Vandiver, 2012). Avec la diminution du ratio de masse, l'amplitude maximale augmente et la plage où il y a une synchronisation de la fréquence d'oscillation avec la fréquence naturelle de la structure s'élargit.

Les plateaux de grandes amplitudes dénotées dans les figures précédentes sont généralement un signe qu'il y a un phénomène de « Lock-in » qui est présent. Cela se produit quand la fréquence d'éjection des vortex quitte son régime

afin de se synchroniser à la fréquence naturelle (f_N) du système masse-ressort-amortisseur. Lorsque cela se produit, le ratio de fréquences (f^*) se retrouve près d'une valeur unitaire. La fréquence naturelle et le ratio de fréquences sont définis respectivement par :

$$f_N = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}, \quad (1.21)$$

$$f^* = \frac{f_s}{f_N}. \quad (1.22)$$

Il est important de différencier la synchronisation et le « Lock-in ». Effectivement, dans le premier cas, la fréquence d'éjection de vortex (f_s) abandonne le comportement attendu pour un cylindre fixe afin de se synchroniser à la fréquence d'oscillation du système. Cette nouvelle fréquence est généralement inférieure à celle de Strouhal (Modir & Goudarzi, 2019). Lorsque cette fréquence d'oscillation est la fréquence naturelle (f_N) propre du système masse-ressort, il s'agit de « Lock-In ». Le phénomène de « Lock-In » est donc un cas particulier de synchronisation.

Lorsque cette synchronisation a lieu, le système entre en résonance et il y a l'émergence d'amplitudes très élevées qui peuvent être dommageables pour les structures. La Figure 1.9 montre la définition théorique du phénomène de résonance, et ce pour différents taux d'amortissement pour les systèmes masse-ressort-amortisseur classiques tels que présentés dans cette section.

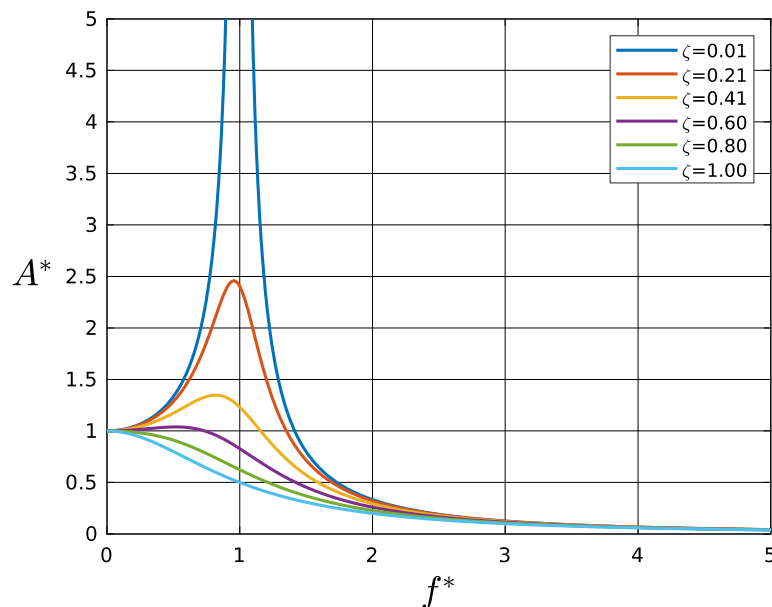


Figure 1.9: Amplitudes maximales théoriques (A^*) d'un système masse-ressort-amortisseur en fonction du ratio de fréquence (f^*) et du taux d'amortissement (ζ).

Cette figure permet d'illustrer la zone autour d'un ratio de fréquence unitaire qui amplifie les oscillations. Également, l'influence de l'amortissement γ est encore une fois bien visible puisqu'augmenter ce paramètre supprime l'amplitude d'oscillation. Inversement, un faible coefficient d'amortissement mène à des amplitudes élevées qui peuvent s'avérer très dangereuses pour la structure si celle-ci n'est pas conçue à cette fin.

Une particularité du « Lock-In » est que la synchronisation se produit sur une grande plage de vitesse réduite. Effectivement, celui-ci débute généralement près d'une vitesse réduite de 5, qui équivaut à l'inverse du nombre de Strouhal sur une grande plage de Reynolds. Plus précisément, celui-ci se trouve autour de 0,2 pour les nombres de Reynolds entre 200 à 100 000.

$$\frac{1}{St} \sim 5 \tag{1.23}$$

La Figure 1.10 présente le phénomène de « Lock-In » pour un ratio de masse unitaire.

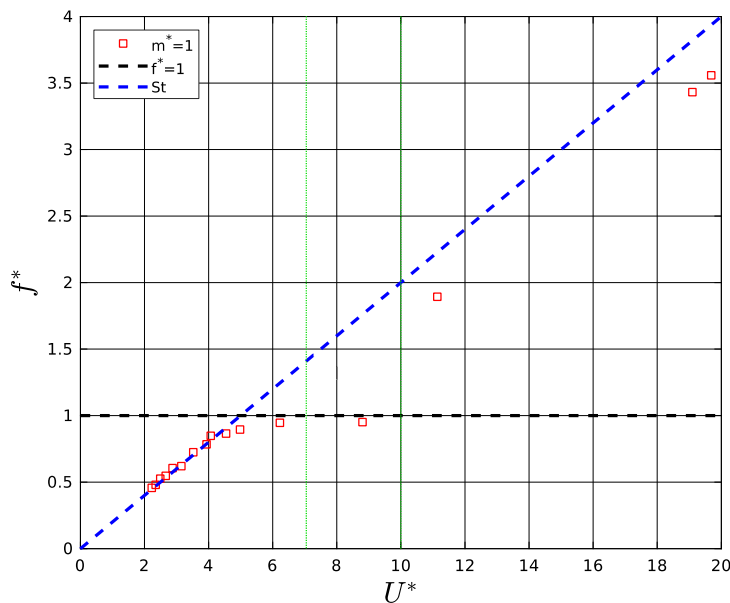


Figure 1.10: Ratio de fréquence (f^*) en fonction de la vitesse réduite (U^*) pour un ratio de masse (m^*) de 1 et un nombre de Reynolds fixe de 200. Figure réalisée à l'aide des données de Paré-Lambert & Olivier (2018).

Il est observé sur cette figure qu'à partir de vitesses réduites (U^*) près de 5, un plateau est présent à un ratio de fréquence de 1. C'est-à-dire, que sur un certain intervalle de vitesses réduites, la fréquence de lâchée tourbillonnaire se synchronise à la fréquence naturelle du système comme le montrent les résultats expérimentaux. Cette plage correspond à des amplitudes élevées sur la Figure 1.8. La longueur du lock-in dépend fortement de la masse allant même jusqu'à disparaître lorsque celle-ci est trop élevée (Navrose & Mittal, 2017). Inversement, pour les faibles ratios

de masse, cette synchronisation se fait sur un plus long intervalle. Lorsque le coefficient $m^*\zeta$ est faible, le ratio de fréquence unitaire correspond à la branche supérieure. Toutefois, l'augmentation de la vitesse réduite mène à la branche inférieure qui est également associée à une synchronisation, mais dont le ratio de fréquence est légèrement supérieur à 1 (Modir & Goudarzi, 2019). La fréquence oscillatoire est donc inférieure à celle du nombre de Strouhal classique de 0.2.

Une alternative de la définition du « Lock-in » est proposée par Shiels (2001). Partant d'un cas où le ratio de masse et l'amortissement sont nuls et que la réponse oscillatoire est un sinus pur, il dévoile un nouveau paramètre de l'équation classique d'un système masse-ressort-amortisseur :

$$(-\omega_0^{*2}m^* + k^*)A^* \sin(\omega_0^*t^*) = \overline{C_L} \sin(\omega_0^*t^*), \quad (1.24)$$

$$K_{eff}^* = (-\omega_0^{*2}m^* + k^*) = (k^* - 4\pi^2St^2m^*). \quad (1.25)$$

Ce nouveau paramètre permet de lier la masse et la rigidité en un seul paramètre comme le montre l'équation précédente. Ce nouveau paramètre, une rigidité effective (K_{eff}^*), indique que pour une courbe sinusoïdale pure, sans amortissement, l'inertie du corps est de sens opposé à la force élastique (Shiels, et al., 2001). L'inertie agit donc pour modifier la rigidité effective du système. Pour les valeurs de K_{eff}^* élevées, soit plus grandes que 10, les amplitudes sont presque nulles. Ce paramètre a l'avantage de rester bien défini, et ce même pour les cas limites où le ratio de masse serait nul ce qui n'est pas le cas pour la vitesse réduite (U^*) qui dépend de la fréquence naturelle du système. Également, comme le montre la Figure 1.11, il est possible d'avoir plusieurs réponses selon le ratio de masse et la rigidité, ce qui n'est pas le cas avec U^* .

L'équation ci-dessus peut se réécrire pour mettre en évidence la fréquence naturelle :

$$K_{eff}^* = (k^* - 4\pi^2f_s^{*2}m^*) = m^*(\omega_N^{*2} - \omega_0^{*2}). \quad (1.26)$$

Cette nouvelle forme met en lumière l'influence d'avoir une fréquence d'oscillations similaire à la fréquence naturelle. Autrement dit, lorsque le ratio de fréquence (f^*) est unitaire. Dès lors, comme le montre l'équation précédente, K_{eff}^* devient nul. C'est-à-dire qu'il n'y a plus de rigidité effective et cela correspond théoriquement à avoir une masse et une rigidité de la structure toutes deux nulles. À cet instant, les oscillations de grandes amplitudes sont donc constatées. Plus précisément, la plage d'amplitudes élevées est un peu plus étalée et correspond approximativement à $0 < K_{eff}^* < 3$ puisque parallèlement au comportement observé avec le ratio de fréquence, la zone de grande amplitude a une certaine étendue. Ceci a d'ailleurs été corroboré empiriquement dans quelques études (Klamo, et al., 2006; Shiels, et al., 2001). C'est également ce qui est observé à la figure précédente où l'amplitude maximale se trouve près de 0 dans la partie positive du graphique. De plus, il a démontré que pour des ratios de masse différents, les

courbes se juxtaposent lorsque la rigidité effective est équivalente, ce qui n'est pas le cas avec la vitesse réduite (Klamo, et al., 2006; Shiels, et al., 2001). C'est donc une définition bonifiée par rapport à la définition originale.

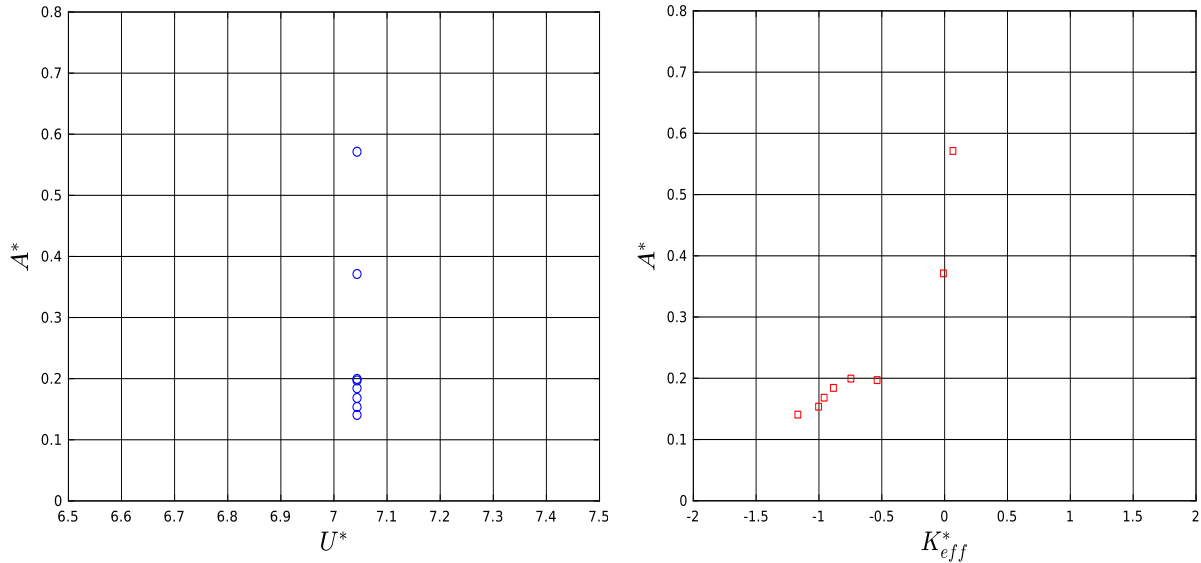


Figure 1.11: Comparaison entre l'influence de la vitesse réduite (U^*) et la rigidité effective (K_{eff}^*) sur l'amplitude des oscillations (A^*) pour un ratio de masse (m^*) unitaire et un nombre de Reynolds fixe de 200. Figure réalisée à l'aide des données de Paré-Lambert & Olivier (2018).

Le phénomène de vibration induite par vortex est auto-limitant et auto-suffisant. C'est-à-dire que les vibrations du cylindre influent sur l'éjection de vortex et vice-versa (Modir & Goudarzi, 2019). Son caractère auto-limitant provient du fait qu'à mesure que les amplitudes s'accroissent, l'éjection de vortex s'affaiblit et conséquemment occasionne une diminution du déplacement vertical du cylindre. Il y a donc une amplitude maximale pouvant être atteinte contrairement à d'autres phénomènes d'interaction fluide-structure comme le « galloping ».

1.4 Effet de masse ajoutée

Un effet bien connu est l'apparence de masse ajoutée qui se manifeste sur les objets dans un écoulement. Celle-ci apparaît lorsqu'il y a une accélération de l'objet dans le fluide des suites de l'accélération du fluide environnant et peut être autant positive que négative, dépendamment de la direction de l'accélération (Sarpkaya & Tel, 2004). Pour les écoulements sans effet de viscosité, cette masse ajoutée est aisément dérivée des équations sous forme d'un coefficient de masse ajoutée C_a pour des objets de différentes formes. Pour un cylindre dans un fluide immobile, il est trouvé que le coefficient de masse ajoutée est de 1 (Williamson & Govardhan, 2004). Ce coefficient se définit comme le rapport entre la masse ajoutée par le fluide par rapport à la masse du fluide déplacée par le corps dans l'écoulement :

$$C_a = \frac{m_a}{m_f}. \quad (1.27)$$

Cette valeur est largement reprise pour des écoulements instationnaires et visqueux, et ce pour tout nombre de Reynolds malgré que la viscosité du fluide a un impact non négligeable sur l'effet de masse ajoutée (Sarpkaya & Tel, 2004). Cette dernière est d'ailleurs mise en évidence en décomposant la force excitatrice du système masse-ressort-amortisseur en une force visqueuse et une force non visqueuse (Khalak & Williamson, 1996). Ces équations sont définies comme suit :

$$\mathbf{F}_{\text{non-visqueuse}} = -m_a \ddot{\mathbf{d}}, \quad (1.28)$$

$$\mathbf{F}_{\text{visqueuse}} = \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 D \mathbf{C}_d. \quad (1.29)$$

La force non visqueuse peut également être décrite comme la force inertielle du fluide qui est fonction de l'accélération du fluide. L'équation gouvernant le système peut donc se réécrire de cette façon :

$$(m + m_a) \frac{\partial^2 \mathbf{d}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t} + k \mathbf{d} = \mathbf{F}_{\text{visqueuse}}. \quad (1.30)$$

Ceci a pour conséquence de modifier les paramètres utilisés et explicités précédemment tels que la fréquence naturelle et le coefficient $m^* \zeta$:

$$f_{N,w} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m + m_a}}, \quad (1.31)$$

$$(m^* + C_a) \zeta. \quad (1.32)$$

Ces nouveaux paramètres permettent d'illustrer d'autres phénomènes et certaines caractéristiques sur les VIV par rapport à la synchronisation et des amplitudes maximales pouvant être atteintes. Conséquemment, ces paramètres sont très présents dans la littérature. Il faut noter qu'une meilleure façon d'approximer le coefficient de masse ajoutée est dérivée de l'équation (1.9) où la masse ajoutée est calculée par la moyenne sur un cycle (Zhang, et al., 2014) :

$$m_a = - \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2}{T(\omega_0^2 d_{\max})^2} \int_t^{t+T} \mathbf{F} \ddot{\mathbf{d}} dt. \quad (1.33)$$

d_{\max} étant l'amplitude de déplacement des oscillations et \mathbf{F} la force totale exercée par le fluide sur le corps.

1.5 Sillage

Dépendamment de l'amplitude des oscillations et de la vitesse de l'écoulement, le sillage derrière le cylindre ne sera pas le même. Effectivement, des visualisations expérimentales ont permis d'associer les branches d'amplitude à des régimes de vortex. Par exemple, la branche initiale correspond à un sillage 2S, soit deux vortex contre-rotatifs éjectés lors d'un cycle. Il s'agit tout simplement de l'allée de tourbillons de Karman. Toutefois, lorsque les amplitudes sont plus

élevées, comme c'est le cas pour la branche supérieure, le sillage correspond à un régime dit 2P, soit une paire de vortex contre-rotatifs éjectée à chaque demi-cycle. La Figure 1.12 présente une schématisation des principaux vortex observés dans le sillage d'un seul cylindre oscillant lorsque celui-ci ne peut se déplacer que transversalement.

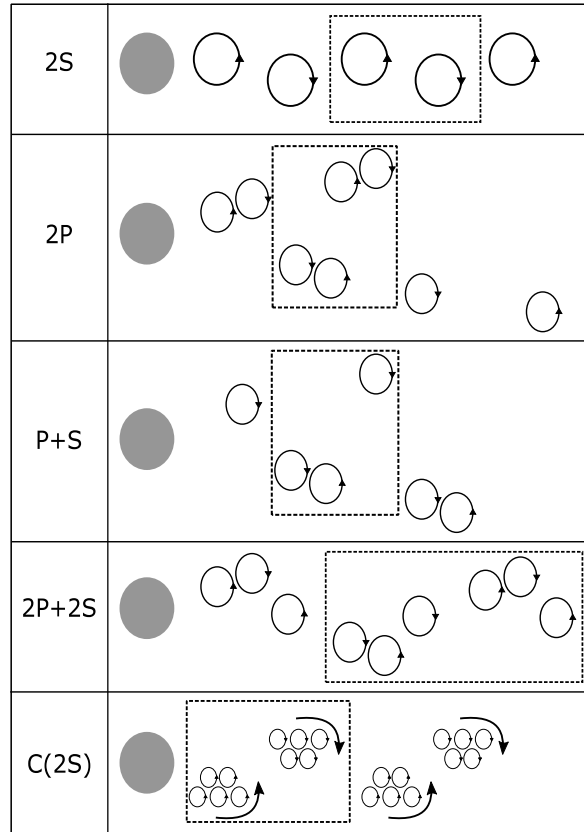


Figure 1.12: Schématisation des différents types de sillages généralement observés derrière un cylindre oscillant. Figure inspirée de la représentation faite par Williamson & Roshko (1988).

Des sillages comme le P+S et 2P+2S sont seulement détectés lors de tests avec des vibrations forcées mécaniquement ou dans certains régimes laminaires (Singh & Mittal, 2005; Williamson & Govardhan, 2004). Lorsque le cylindre passe du régime 2S à celui 2P, cela est accompagné d'une augmentation de l'amplitude maximale pouvant être atteinte (Singh & Mittal, 2005) et par un saut de phase entre la force excitatrice et le déplacement (Williamson & Govardhan, 2004). Ces changements de branches et d'éjection de vortex sont également liés à des comportements d'hystérésis dus à des phénomènes non linéaires de la structure ou du fluide (Singh & Mittal, 2005). Pour les vibrations libres, à des Reynolds modérés, seulement les régimes 2S, 2P, C(2S) et le 2T sont constatés. Le dernier, plus rare, se définit comme trois tourbillons éjectés chaque demi-cycle. Il est observé lorsque le cylindre est libre d'osciller également dans le sens de l'écoulement (2 degrés de liberté) et correspond à une branche de synchronisation supérieure nommée « super-upper branch » où les amplitudes sont encore plus élevées. Toutefois, le ratio de masse doit être très faible pour pouvoir

repérer ce phénomène. Autrement, il s'avère que lorsque le corps est libre d'osciller sur les deux degrés de liberté, le comportement des vortex reste très semblable, et ce jusqu'à des ratios de masse assez faibles (Jauvtis & Williamson, 2003; Jauvtis & Williamson, 2004).

1.6 Extraction d'énergie

Bien que les premières études s'attardent au comportement destructeur des vibrations induites par vortex, dans les dernières années, il y a un renouvellement d'intérêt sur cette interaction fluide-structure, principalement sur le potentiel d'extraction d'énergie. Particulièrement avec l'apparition du VIVACE (*Vortex-Induced Vibration Aquatic Clean Energy*) qui permet l'extraction d'énergie directement des courants marins et des rivières à travers ce phénomène (Bernitsas, et al., 2008). Plutôt que de nuire à la formation des vortex, les auteurs s'intéressent à la renforcer. Comme élaboré dans les précédentes sections, l'écoulement autour du cylindre génère des tourbillons dus à la séparation de la couche limite et de l'induction de vitesse. Ceux-ci vont engendrer des forces de portance et de traînée fluctuantes de part et d'autre du cylindre qui, si posé sur le bon support, permet de convertir cette énergie en électricité. Pour maximiser cette extraction d'énergie, il est important de choisir les bons paramètres. Bien qu'il existe beaucoup moins d'articles sur ce sujet précis, Barrero-Gil et al (2012) s'y intéressent. Ils cherchent à dénicher des paramètres favorables à l'extraction d'énergie en utilisant un modèle mathématique basé sur des données expérimentales. Principalement, la masse, le coefficient d'amortissement et leur effet combiné sur l'extraction d'énergie des VIV d'un système à un degré de liberté sont investigués. Par cette étude, ils démontrent aussi qu'en augmentant le nombre de Reynolds, il est possible d'obtenir de meilleur rendement. Le rendement (η) est défini par le ratio entre la puissance moyenne extraite sur plusieurs cycles (\bar{P}) et l'énergie disponible dans l'écoulement passant dans la fenêtre balayée par le cylindre ($A_s b$). Cette zone est définie à la Figure 1.13

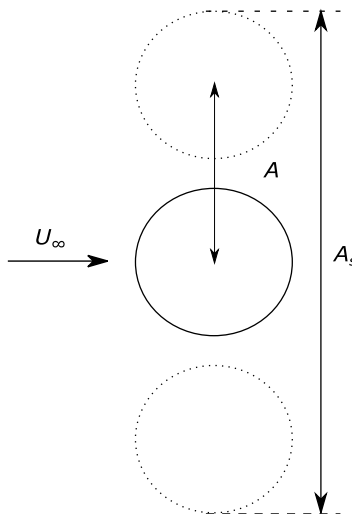


Figure 1.13: Schématisation bidimensionnelle de la zone balayée (A_s) par le cylindre servant au calcul de la puissance disponible dans l'écoulement.

La puissance extraite est simulée à l'aide de l'amortissement puisque ce paramètre modélise la perte d'énergie du système, ce qui est conséquent avec une génératrice. Les relations utilisées sont les suivantes :

$$\bar{P} = \frac{1}{n_{cycle}T} \int_t^{t+n_{cycle}T} \gamma \left(\frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t} \right)^2 dt. \quad (1.34)$$

$$\eta = \frac{\bar{P}}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^3 A_s b}. \quad (1.35)$$

$$A_s = (d_{y,max} - d_{y,min}) + D. \quad (1.36)$$

Barrero-Gil montre que l'efficacité maximale se produit lorsque la vitesse réduite (U^*) se situe approximativement entre 4 et 6,5 (Barrero-Gil, et al., 2012). Les auteurs dénotent une tendance selon laquelle $m^* \zeta$ contrôle principalement l'extraction d'énergie. Ils observent également que d'avoir un faible ratio de masse semble plus approprié pour avoir de grandes efficacités, mais également une plus large plage où celles-ci sont présentes. Finalement, leur modèle mathématique évoque que l'augmentation du nombre de Reynolds serait associée à une augmentation du rendement. Résultat précédemment allégué dans une autre étude numérique sur le même sujet (Soti, et al., 2017; Soti, et al., 2018). En plus de cette caractéristique, il est généralement trouvé que le maximum d'énergie extrait se produit lorsque la vitesse réduite (U^*) se situe autour de 5 ou 6 (Soti, et al., 2017; Stappenbelt, et al., 2016). Ils remarquent également qu'un amortissement trop élevé est nuisible à l'extraction d'énergie et que le rendement maximal semble se situer autour de 12% de l'amortissement critique (Stappenbelt, et al., 2016).

Ce modèle de turbine a été préalablement étudié numériquement lors de travaux antérieurs au LMFN avec les paramètres présentés plus tôt, soit m^* , γ^* , k^* et un nombre de Reynolds fixé à 200 lorsque le cylindre à deux degrés de liberté (Paré-Lambert & Olivier, 2018). L'impact de ces paramètres sur l'amplitude, mais principalement sur l'extraction d'énergie est adressé afin d'avoir un premier aperçu de leur influence directe sur le rendement. Ce nombre de Reynolds a préalablement été choisi afin d'éviter les difficultés ajoutées par la turbulence. La Figure 1.14 montre des courbes de niveau du rendement par rapport à la rigidité et l'amortissement non dimensionnel, et ce pour 4 ratios de masse différents.

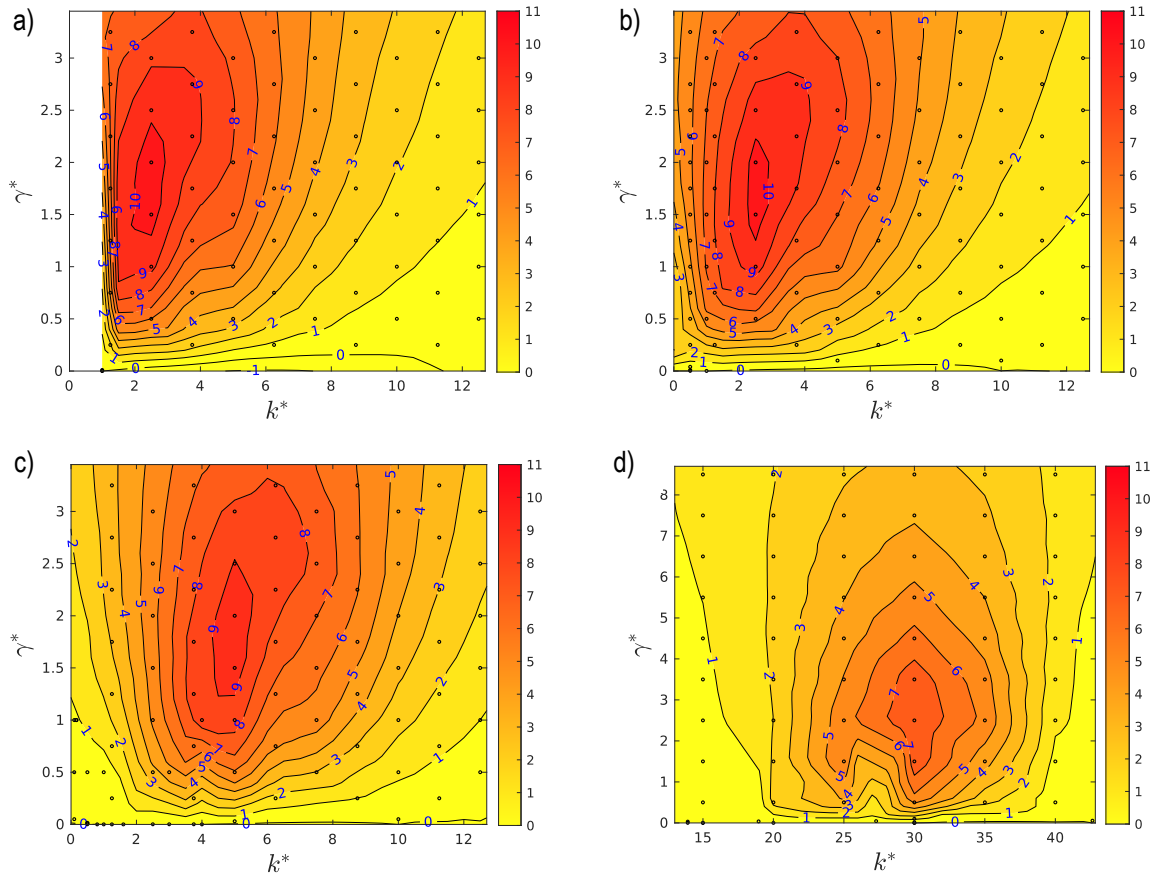


Figure 1.14: Courbes de niveau du rendement (η) en fonction du ratio de masse (m^*), de l'amortissement (γ^*) et de la rigidité (k^*) d'un système à deux degrés de liberté pour $Re = 200$. a) $m^* = 0$; b) $m^* = 0.127$; c) $m^* = 1$; d) $m^* = 10$. Figure réalisée à l'aide des données de Paré-Lambert & Olivier (2018).

Comme le montre cette figure, tous ces paramètres ont une influence sur le rendement maximal pouvant être obtenu, mais également sur la valeur de celui-ci. En effet, il apparaît qu'à mesure que le ratio de masse augmente, le rendement maximal recueilli diminue. Celui-ci est de 10,6% lorsque $m^* = 0$ et décroît jusqu'à près de 8% pour $m^* = 10$. Aussi, le point optimal se déplace vers des rigidités plus élevées pour les ratios de masse élevés. Toutefois, dans tous les cas, le maximum se situe pour un amortissement adimensionnel (γ^*) d'approximativement 2. Ces 4 pages paramétriques indiquent également que l'évolution de l'efficacité est plus sensible pour les faibles valeurs d'amortissement avant le point optimal comme témoignent les courbes de niveau rapprochées dans les graphiques. Finalement, la Figure 1.15 montre visuellement où l'extraction d'énergie se produit dans le cycle pour un système à deux degrés de liberté. Il s'avère que c'est lorsque le cylindre est près de sa position d'équilibre. Cela correspond au point où la vitesse est maximale, paramètre essentiel à l'extraction d'énergie.

Inversement, le changement de direction est le moment dans le cycle où le moins d'énergie est extraite. C'est la même tendance qui est observée pour les systèmes à un seul degré de liberté.

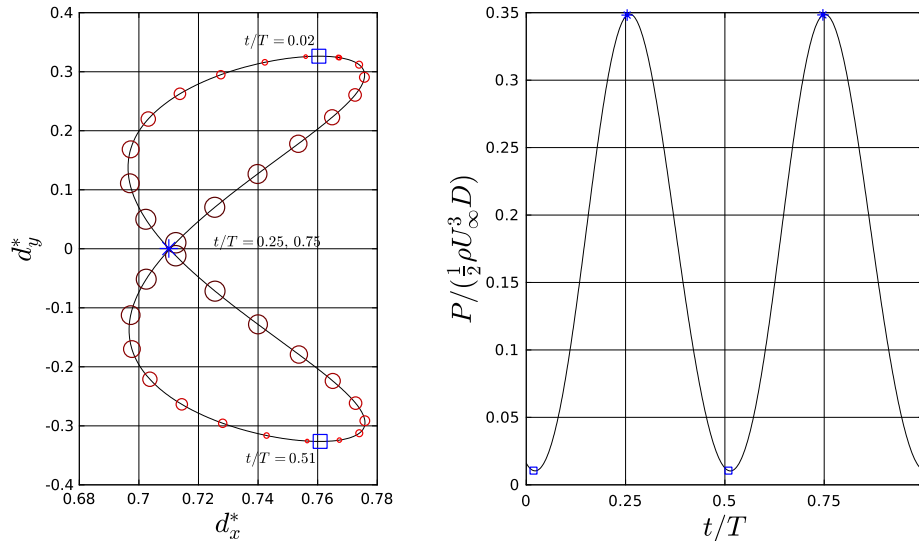


Figure 1.15: Représentation de l'extraction de puissance ($P / \frac{1}{2} \rho U_\infty^3 D$) sur un cycle complet d'oscillation en fonction de la position (d_x^*, d_y^*) du cylindre où la taille des marqueurs est proportionnelle au coefficient de puissance (gauche). Extraction de puissance ($P / \frac{1}{2} \rho U_\infty^3 D$) en fonction du temps dans le cycle (t/T). Figure réalisée avec le cas extrayant le plus d'énergie ($m^* = 0, k^* = 2.5, \gamma^* = 2$) avec les données de Paré-Lambert & Olivier (2018).

La recherche sur ce phénomène s'est beaucoup diversifiée au fil des années. Par exemple, afin d'accroître l'extraction d'énergie du cylindre, il est possible de placer judicieusement des bandes de rugosité sur le cylindre afin de générer du « galloping » et ainsi tenter de récolter plus d'énergie (Sun, et al., 2016; Sun, et al., 2017). Le « galloping » étant un second phénomène d'interaction fluide-structure générée cette fois-ci par une asymétrie de la forme dans le sillage. Cela occasionne également des oscillations transversales pour le corps dans le fluide similaires au VIV (Rostami & M., 2017). Ils observent d'ailleurs un optimum distinct pour le régime de VIV et de « galloping ». D'autre part, Daqaq, et al. (2019) présentent une revue de littérature sur les modèles de turbine fonctionnant sous l'effet d'interaction fluide-structure comme, par exemple, les vibrations induites par vortex, le « flutter » ou le « galloping ». Certaines études s'attardent plutôt au cylindre de section carrée (Nemes, et al., 2012) ou de section rectangulaire où l'impact du rapport de forme est examiné (Zhang, et al., 2018). Il suffit de modifier les formes sur le support élastique pour que d'autres phénomènes d'interaction fluide-structure soient observés. Aussi, l'utilisation de ressort de rigidité non linéaire a été investiguée pour mieux comprendre son influence sur l'amplitude, mais également pour tenter d'aller chercher un meilleur potentiel d'extraction d'énergie (Wang, et al., 2019; Mackowski & Williamson C.H.K., 2013). En plus de faire varier les formes, les ressorts et les phénomènes d'interaction fluide-structure, il est possible de s'intéresser seulement à l'effet du nombre de Reynolds sur les oscillations et l'extraction d'énergie (Barrero-Gil, et al., 2012). Une autre branche de ces études alternatives est la recherche sur l'interaction de deux cylindres, particulièrement lorsque l'un d'eux est

placé dans le sillage de l'autre. C'est de cette branche que l'interaction fluide-structure de deux cylindres indépendants placés de façon cruciforme dans un écoulement provient.

2 Cylindres en position cruciforme

Placer un second cylindre perpendiculaire dans le sillage d'un premier cylindre fut d'abord imaginé pour réduire l'amplitude des vibrations induites par vortex. En effet, tel que mentionné préalablement, le but premier de comprendre les vibrations induites par vortex était d'atténuer les oscillations induites sur les structures. Après plusieurs années d'études expérimentales sur les VIV, plusieurs solutions ont été envisagées et testées afin de les réduire ou les supprimer. L'article « Review and classification of various aerodynamic and hydrodynamic means for suppressing vortex shedding » (Zdravkovich, 1981) recense plusieurs moyens conçus pour atteindre cet objectif. Par exemple, l'ajout de protubérances aux formes variées (filaires, sphériques, hélicoïdales, etc.) afin d'affecter la séparation de la couche limite ainsi que l'ajout d'une enveloppe perforée ou d'ailettes. De plus, depuis 1934, il est connu qu'une « splitter plate » permet de stabiliser le sillage d'un autre corps (Zdravkovich, 1981). Bien que toutes ces méthodes réduisent bel et bien l'amplitude des vibrations, elles n'annulent pas nécessairement l'éjection de vortex dans le sillage. En effet, même l'utilisation de la méthode la plus efficace pour réduire l'ampleur de l'oscillation, la « splitter plate », ne fait que déplacer la formation de vortex plus loin dans le sillage et ce pouvant aller jusqu'à $17D$ (Zdravkovich, 1981). De plus, toutes ces méthodes ne fonctionnent souvent que pour des régimes d'écoulement limités. Certainement, l'éjection de vortex dépend de plusieurs paramètres comme le nombre de Reynolds, l'amortissement de la structure, la rigidité de la structure, la géométrie, la turbulence de l'écoulement et la rugosité de surface. Alors, il est difficile de prévoir le caractère des vortex dans bien des situations.

Les études sur les cylindres placés de façon cruciforme font aussi suite à plusieurs années de recherche sur les cylindres placés en parallèle ou les objets ayant une forme de croix (Zdravkovich, 1988). Ces dernières structures étant importantes dans plusieurs domaines de l'ingénierie comme les plateformes pétrolières. La recherche sur l'interférence d'un corps voisin dans un écoulement est d'une grande importance puisque cela induit des oscillations souvent non désirables (Shirakashi, et al., 1994). Plusieurs chercheurs se sont penchés sur ce sujet dont M. Zdravkovich qui a écrit plusieurs articles résumant les principales conclusions de ces expériences. C'est d'ailleurs lui le premier à s'intéresser à la disposition cruciforme, en 1983, avec deux cylindres sans espacement entre les deux (Zdravkovich, 1983).

Depuis le début des années 80, la vaste majorité de la recherche sur les cylindres perpendiculaires est réalisée de façon expérimentale. En effet, seulement 3 articles investiguent ce sujet précis avec une approche numérique. De plus, près de 50% de la recherche est réalisée par le même groupe de recherche du département de l'ingénierie mécanique de l'Université de Nagaoka au Japon.

2.1 Deux cylindres fixes sans espacement

Dans les premières études effectuées, deux d'entre elles se concentrent sur le cas où les deux cylindres sont collés, sans espacement, en formation cruciforme (Zdravkovich, 1983; TOMITA, et al., 1987). Cette configuration est montrée à la Figure 2.1. Ces recherches s'intéressent principalement à la distribution de pression sur chacun des cylindres.

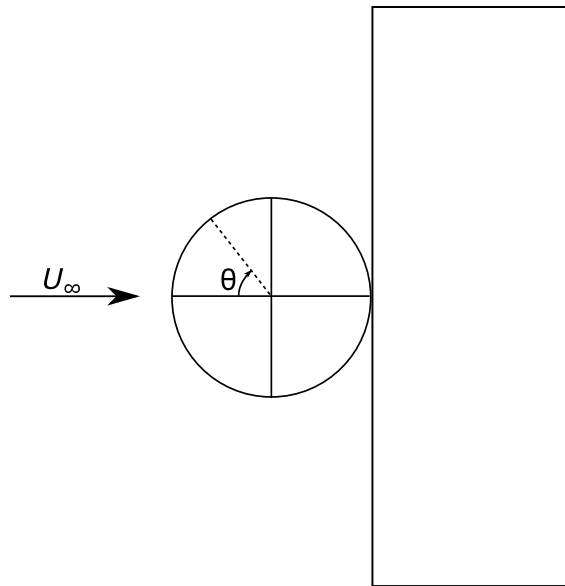


Figure 2.1: Configuration cruciforme de deux cylindres sans espacement et définition de l'angle (θ) sur le cylindre amont.

Il apparaît de ces études que la pression minimale se retrouve à un angle d'approximativement 90° presque partout sur le cylindre en amont, sauf à une distance avoisinant $1.5D$ du point de contact entre les cylindres où cette dépression est devancée à un angle près de 65° . De plus, la pression minimale tend à diminuer vers les extrémités du cylindre avec l'éloignement du point de contact entre les deux corps. À partir d'une distance de $2D$, la pression tend vers la configuration d'un cylindre seul, c'est-à-dire, comme s'il n'y avait aucun corps dans le sillage. Contrairement à la distribution de pression le long de la longueur du cylindre en amont, celle du corps aval est moins affectée par la présence du premier objet. Il y a toutefois un fort gradient de pression près du point de contact pouvant influencer l'écoulement autour de ce cylindre. Pour celui-ci, sa distribution de pression est affectée seulement dans une région de $0,5D$ de part et d'autre du point de contact. Augmenter le nombre de Reynolds a seulement pour effet de changer la valeur des coefficients de pression, mais le comportement reste le même (Zdravkovich, 1983; TOMITA, et al., 1987).

Quant à la distribution du coefficient de traînée le long des deux corps, bien qu'au point de contact, la traînée est beaucoup plus faible sur le cylindre en amont, celle-ci monte rapidement jusqu'à atteindre une valeur près de 25% plus élevée que pour un cylindre seul en se dirigeant vers l'extrémité de celui-ci. Cette traînée locale diminue par la suite pour tendre vers celle d'un cylindre unique en s'éloignant du point de contact entre les deux corps. Quant à elle, la

traînée locale du cylindre aval varie beaucoup moins sur sa longueur. Or, la traînée totale reste inférieure à celle d'un cylindre seul pour chacun des cylindres circulaires [4].

2.2 Deux cylindres fixes avec espacement

La vaste majorité des études sur le sujet se concentrent sur des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^4 . Toutefois, les visualisations expérimentales du sillage se font généralement autour d'un nombre de Reynolds de l'ordre 1000. Ceci est expliqué par le fait que cette valeur correspond au régime TrSL1 associée à un seul cylindre. Cela signifie une couche limite laminaire, mais des tourbillons turbulents éjectés périodiquement (Zdravkovich, 1997). Les structures dans le sillage proche du cylindre amont sont donc nettement visibles. Autrement, seulement quelques études numériques investiguent le régime à bas Reynolds. À noter que selon les études, 2 nomenclatures différentes existent pour qualifier l'espacement entre les corps. Premièrement, L/D indique la distance entre les centres (axes) de chaque cylindre tandis que s/D quantifie directement l'espacement entre ceux-ci. Il y a donc deux façons de qualifier deux cylindres sans espacement, soit $L/D = 1$ ou $s/D = 0$. Ces deux nomenclatures seront donc présentes dans la suite de cette revue de littérature pour faire le parallèle avec les études préexistantes. Aussi, il est intéressant de noter que la vaste majorité de la littérature est produite avec l'utilisation de deux cylindres de diamètres égaux. La Figure 2.2 présente la disposition et les variables d'intérêt pour les cylindres espacés en position cruciforme.

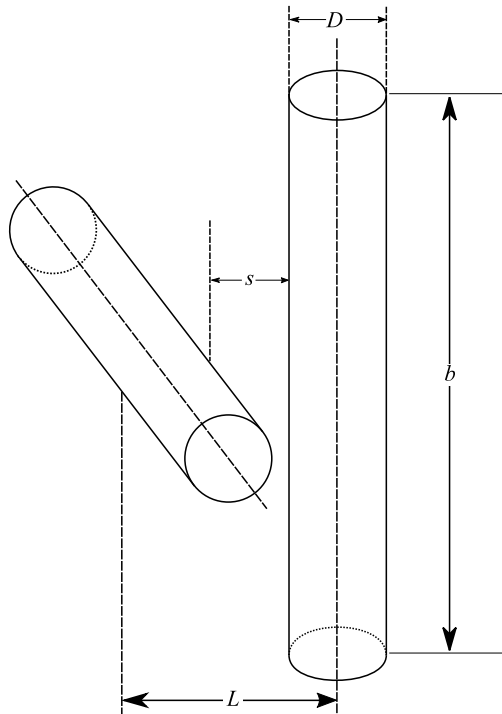


Figure 2.2: Représentation schématique et présentation des paramètres fondamentaux de deux cylindres placés de façon cruciforme.

Parallèlement aux recherches avec deux cylindres sans espacement, les premières études se penchent généralement sur la distribution de pression sur chaque cylindre ainsi que sur l'effet de celle-ci sur la génération de vortex (Fox & Toy, 1988). Les études montrent qu'une couche limite laminaire se développe à la surface du corps et accélère jusqu'à un angle d'approximativement 80° . Après ce point, il y a une décélération et une transition de la couche limite vers une couche limite turbulente à environ 110° . Il y a, par la suite, une séparation de la couche limite vers 125° qui se rattache derrière le cylindre à proximité du point de contact. Avec l'espacement qui augmente, les bulles de recirculation se forment symétriquement de part et d'autre du cylindre avant de s'établir complètement entre les cylindres.

Pour le corps en aval, l'augmentation de l'espacement tend à diminuer le C_p minimum. C'est également le comportement observé pour un cylindre recevant un écoulement turbulent (Fox & Toy, 1988). De plus, la séparation de la couche limite se produit à un angle plus élevé, ce qui est sans doute produit par l'arrivée de l'écoulement turbulent qui augmente l'énergie de la couche limite (Fox & Toy, 1988). Effectivement l'angle (θ) où la séparation de la couche limite se produit passe de 104° à 130° en augmentant l'espacement (L/D) de 1.5 à 2.5.

Similairement, la distribution de pression moyenne circonférentielle sur chacun des cylindres est quantifiée pour plusieurs ratios d'espacement (Fox, 1991). Cette étude démontre que la pression n'est pas constante sur le sens de la longueur du cylindre. Effectivement, pour celui amont, il y a la présence de pics de basse pression près de l'intersection pour les ratios d'espacement petits ($s/D \leq 2$). Ceux-ci se retrouvent entre $1D$ et $2D$ de part et d'autre de l'intersection entre les cylindres. Ces zones de basse pression sont associées aux pieds des vortex longitudinaux qui seront discutés ultérieurement dans une autre section. Au-delà d'une certaine distance de l'intersection entre les deux corps, la pression tend vers celle d'un cylindre unique où il n'y aurait pas d'interaction. Cette distance est d'environ $12D$ (Zhao & Lu, 2018).

Il apparaît également de ces études que plus la distance entre les deux cylindres est élevée et moins l'interaction est forte et plus le comportement ressemble à celui d'un cylindre unique (Fox & Toy, 1988). Les diverses études sur l'espacement montrent qu'il y a différents comportements observés en fonction du ratio d'espacement, à savoir s'il est plus petit ou plus grand que $L/D = 3$ ($s/D = 2$). Par exemple, la présence d'un pic de succion seulement pour des ratios d'espacement de $L/D \leq 3$. De plus, il est démontré que l'écoulement est fortement perturbé seulement sur une distance de $4D$ de part et d'autre du centre de celui-ci pour les ratios (L) supérieurs à 3. À partir d'une distance entre les cylindres de $10D$, le comportement se rapproche fortement de celui d'un seul cylindre (Fox, 1992; Fox & Toy, 1988). Les coefficients de pression sont généralement plus élevés pour les ratios d'espacement supérieurs à 3. Ceci peut être expliqué par l'apparition d'une paire de cellules de recirculation qui se forme entre les cylindres lorsque $L/D < 3$. Cela affecte les conditions d'écoulement au niveau du cylindre en aval, résultant en une séparation de la couche limite plus loin et donc, une couche limite attachée plus longtemps. Lorsque $L/D > 3$, les vortex sont

directement éjectés dans la direction de l'écoulement (Fox & Toy, 1988). Finalement, il est démontré que le niveau de turbulence dans l'espacement diminue lorsque l'espacement augmente (Fox & Toy, 1988).

Cependant, Tomita a trouvé un comportement inverse sur la séparation de la couche limite pour le cylindre en amont (TOMITA, et al., 1987). Il dénote qu'en plaçant un corps dans le sillage, le point de séparation se retrouve plus en amont sur le premier cylindre. À noter que le ratio d'espacement est petit comparativement à ce qui a été fait précédemment. Effectivement, dans ce cas-ci, il est d'une valeur de $s/D = 0.5$. Cette différence peut s'expliquer par le fait que d'autres phénomènes se produisent en deçà de cette dimension (TOMITA, et al., 1987). Effectivement, au-delà du ratio d'espacement $L/D = 3$, il y a aussi $s/d \leq 0.5$. Beaucoup d'études se concentrent spécialement sur ce régime (que les cylindres soient fixes ou placés sur des supports élastiques). Plusieurs phénomènes sont observés à ce moment, tant sur la fréquence d'oscillation du cylindre que sur la formation de vortex. La Figure 2.3 montre d'ailleurs les fréquences d'oscillations observées à ces régimes en fonction de l'espacement.

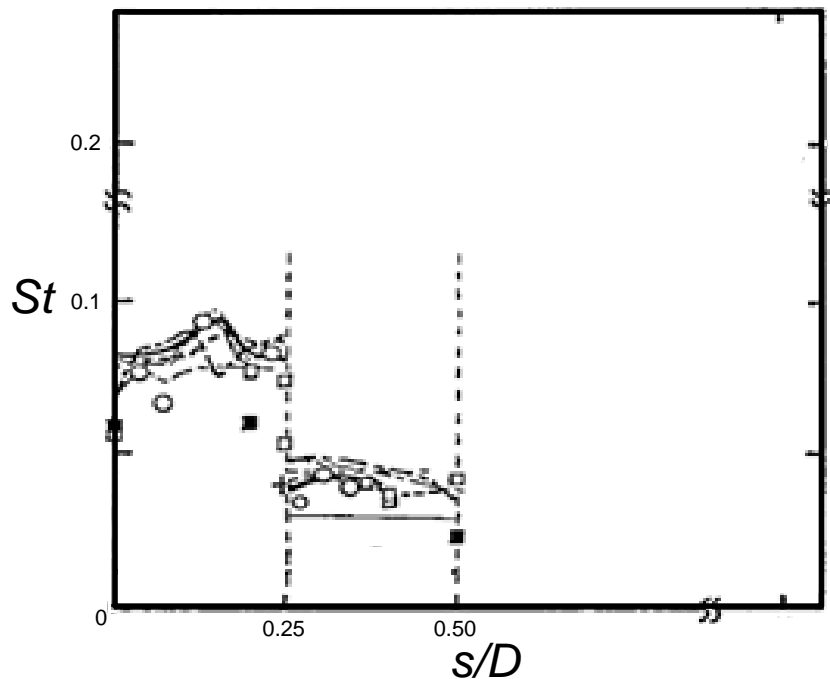


Figure 2.3: Relation entre le nombre de Strouhal (St) et le ratio d'espacement (s/D) pour un système fixe obtenue avec différentes études où le nombre de Reynolds (Re) varie entre 8 000 et 34 400. Figure adaptée de Shirakashi, et al. (1994).

Sur cette figure, il y a deux régimes aisément perçus par leurs fréquences d'éjection distinctes. Lorsque l'espacement (s/D) est entre 0 et 0.25 et lorsqu'il se retrouve entre 0.25 et 0.5. Ils sont caractérisés par l'apparition de vortex longitudinaux distincts qui apparaissent à bas Reynolds, mais deviennent plus périodiques à partir de $Re = 3300$ (Koide, et al., 2017). Ces vortex sont d'ailleurs illustrés à la Figure 2.4 plus loin dans le texte.

Tout d'abord, les « trailing vortex » (TV) sont produits pour un écart de 0 à $0.25D$ (Takahashi & Baranyi, 1999; KUMAGAI, et al., 2001; NGUYEN, et al., 2010). Cette plage peut s'étirer jusqu'à 0.28 en fonction du nombre de Reynolds ou du rapport de forme (« aspect ratio »). Toutefois, cet aspect est encore mal documenté à ce jour (NGUYEN, et al., 2010). La fréquence d'oscillation des TV est très variable et augmente avec le nombre de Reynolds pour atteindre un plateau à une fréquence de Strouhal de 0.1 près de $Re = 30\ 000$ (Takahashi & Baranyi, 1999; KOIDE, et al., 2006). En plus de dépendre du nombre de Reynolds, celle-ci dépend également du ratio d'espacement (Shirakashi, et al., 1994; Takahashi & Baranyi, 1999; NGUYEN, et al., 2010).

Pour le second régime, il s'agit des « necklace vortex » (NV). Il est généralement observé que le nombre de Strouhal est constant pour les NV autour de 0.04 pour une très grande plage de Reynolds allant de 100 à 100 000 (Shirakashi, et al., 1994; Takahashi & Baranyi, 1999; NGUYEN, et al., 2010; KOIDE, et al., 2006). D'autres résultats confirment que le nombre de Strouhal pour les NV ne dépend pas du nombre de Reynolds pour une grande plage de valeur, mais peut dépendre du ratio d'espacement (Shirakashi, et al., 1994; Takahashi & Baranyi, 1999; NGUYEN, et al., 2010). Or, il y a quelques différences entre les écoulements d'eau ou d'air. Effectivement, les oscillations des NV sont moins clairement perceptibles dans l'eau que dans l'air. Les NV semblent disparaître dans certains cas pour des nombres de Reynolds supérieurs à 22 000 lorsque le fluide utilisé est l'eau (NGUYEN, et al., 2010; Nguyen, et al., 2012). Le rapport de forme, l'intensité turbulente et les conditions limites (simulations numériques) sont suspectés pour expliquer cette différence, bien que plusieurs tests semblent montrer que le rapport de forme a peu d'influence. Puisque ce n'est pas encore toutes les plages de Reynolds ou de ratio de forme qui ont été expérimentés à ce jour, il n'y a encore aucune certitude sur cet effet. C'est toutefois une problématique non élucidée à ce jour qui nécessite toujours d'être investiguée (NGUYEN, et al., 2010). Tout de même, il est connu que les vortex longitudinaux sont éjectés pour une grande plage de Reynolds ainsi que pour des ratios de forme variant entre 7 et 14 (Nguyen, et al., 2012).

Les valeurs d'espacement de 0.08 et 0.28 reviennent très souvent dans la littérature. Effectivement, il est démontré qu'à ces deux valeurs d'espacement, les amplitudes sont généralement les plus élevées pour leurs régimes respectifs et les oscillations plus nettes et constantes (Shirakashi, et al., 1994). C'est l'une des raisons majeures qui expliquent pourquoi les visualisations expérimentales sont accomplies à ces espacements.

Ces observations sont valides autant pour un cylindre fixe que lorsqu'il est placé sur un support élastique. L'arrivée des vortex longitudinaux signifie également que l'excitation de von Kármán n'est plus présente, ou du moins, grandement diminuée. Ce phénomène est d'autant plus visible lorsque le cylindre en amont peut osciller. L'influence de l'écart entre les deux cylindres sur l'amplitude d'oscillation de celui en amont est indéniable. Il est d'ailleurs observé que l'amplitude des oscillations causées par les TV est plus grande que celle causée tout simplement par les allées de von Kármán. Toutefois, les NV sont encore plus dangereux d'un point de vue structurel puisque leurs amplitudes peuvent être 3 fois

supérieures à celles des TV (KUMAGAI, et al., 2001). Cela démontre bien que même si le cylindre en aval peut facilement être utilisé afin de réduire ou détruire les vibrations, il peut également les amplifier dans certaines conditions (KOIDE, et al., 2006). Le cylindre est alors excité sur une autre fréquence naturelle associée à des vitesses d'écoulement plus élevées. Effectivement, le « Lock-In » se produit aussi sur les vortex longitudinaux (Shirakashi, et al., 1994; NGUYEN, et al., 2010). Ce phénomène se nomme « longitudinal vortex excitations » (Takahashi & Baranyi, 1999).

Aussi, il appert que pour le « necklace vortex », le coefficient de portance est pratiquement constant sur une longue plage de Reynolds autour d'une valeur de 0.4 (KUMAGAI, et al., 2001). C'est le même phénomène que pour le nombre de Strouhal de ce régime. Ce n'est aucunement le cas pour les « trailing vortex » pour lesquels la portance décroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Pour ce qui est de la traînée, en plaçant les cylindres en position croisée, chacun de ceux-ci se retrouve avec une traînée plus basse. Ces valeurs dépendent toutefois du nombre de Reynolds comme c'est le cas pour un cylindre unique ainsi que sur l'espacement entre ces corps.

2.3 Un cylindre monté sur un support élastique

Les études sur les cylindres placés sur un support élastique font suite à celles sur les cylindres fixes. Toutefois, les deux sujets sont toujours à l'étude, particulièrement du point de vue numérique qui recèle encore de nombreuses complexités dans la résolution. Particulièrement lorsqu'il y a un cylindre mobile avec de faibles espacements. Cette configuration nécessite des méthodes telles que l'adaptation de maillage afin de résoudre adéquatement les équations.

Il existe beaucoup de similitudes entre ces deux modèles, notamment en ce qui concerne la formation des vortex et les fréquences d'oscillations de ceux-ci. Par exemple, le nombre de Strouhal obtenu à l'amplitude maximale du cylindre est comparé à celui d'un système fixe pour différents nombres de Reynolds à des mesures d'espacement spécifiques. Cette étude montre que les systèmes avec un support élastique et ceux fixes ont un comportement oscillatoire semblable, même quasi identique (Shirakashi, et al., 1989). De plus, comme pour les systèmes fixes, il y a encore quelques différences entre les réponses obtenues dans les écoulements d'eau et celles d'air. Effectivement, les oscillations des NV sont moins clairement visibles dans l'eau que dans l'air. De plus, grâce aux études avec un seul cylindre ou les cylindres en tandem, il est déjà connu que l'amplitude maximale est fonction du ratio de forme, du nombre de Reynolds, de l'espacement non dimensionnel, du ratio de masse, de l'amortissement, de la rigidité ainsi que de la vitesse réduite (KOIDE, et al., 2006). Alors, comme c'est le cas dans cette revue de littérature, les études utilisant des ratios de masse très variés peuvent voir des différences dans les réponses observées (Nguyen, et al., 2012). Toutefois, les études s'entendent sur le comportement général des oscillations pour les différents régimes.

Il a été démontré que pour un cylindre placé sur un support élastique, l'amplitude maximale atteinte dépend directement de la vitesse réduite et de l'espacement entre les cylindres (Shirakashi, et al., 1989). Premièrement, pour les espacements inférieurs à $0.65D$, mais supérieurs à $0.25D$, l'excitation provoquée par l'allée de Karman peut complètement disparaître pour une certaine plage de vitesse. Cette plage de vitesses réduites débute à près de 3 fois celle communément observée pour un seul cylindre ($15 \leq U^* \leq 35 - 40$) et correspond à des amplitudes jusqu'à 3 fois plus grandes que celles des vibrations induites par vortex classiques (Nguyen, et al., 2012; KUMAGAI, et al., 2001). Cette excitation est directement liée aux NV et peut être abrégée comme NVIV. Effectivement. Ces grandes oscillations par les vortex longitudinaux sont appelées « longitudinal-vortex excitations » et se produisent lorsque la fréquence d'oscillation du cylindre est la même que celle de l'éjection des vortex longitudinaux (Shirakashi, et al., 1994). Il existe donc plusieurs types de vibrations induites par vortex, soit Karman Vortex-Induced Vibrations (KVIV ou seulement VIV), « Trailing Vortex-Induced Vibrations » (TVIV) et « Necklace Vortex-Induced Vibrations » (NVIV). Les deux derniers sont quelques fois regroupés sous l'appellation « Longitudinal Vortex-Induced Vibrations » (LVIV). Ces grandes amplitudes diminuent et se stabilisent pour les écarts inférieurs à $0.25D$. Ces oscillations restent cependant près de deux fois supérieures à celle de l'excitation d'un cylindre seul, mais pour des vitesses réduites 2 fois supérieures ($10 \leq U^* \leq 20$) (Nguyen, et al., 2012). Cet intervalle correspond au régime dominé par les TV, autrement TVIV. Une seconde étude corrobore également que lorsque l'espacement (L) diminue en deçà de $3D$, les VIV diminuent jusqu'à devenir négligeables à des distances inférieures à $0.5D$ où les vortex longitudinaux deviennent plus importants (Shirakashi, et al., 1989; Shirakashi, et al., 1994).

Avec les amplitudes plus élevées vient également une région de lock-in plus étalée. Pour les vibrations induites par vortex, ce plateau est souvent plus limité et situé entre une vitesse réduite de 5 à 10. Toutefois, les TVIV possèdent un plateau pouvant s'étendre au-delà d'une vitesse réduite de 25 lorsque le ratio de masse et l'amortissement sont suffisamment bas [15]. Parallèlement, le plateau pour les NVIV s'étire au-delà de vitesse réduite de 35 lorsque les bonnes conditions sont réunies [15]. Les NVIV peuvent donc s'avérer plus dangereuses puisque leurs amplitudes peuvent être 3 fois supérieures à celles des TV (KUMAGAI, et al., 2001). Dans les deux cas, l'influence du ratio d'amortissement est le même que pour les KVIV. C'est-à-dire, augmenter ce dernier va réduire l'amplitude des oscillations et le plateau de synchronisation (KUMAGAI, et al., 2001).

Il appert que le coefficient de portance est significativement plus petit lorsque le cylindre est contraint que lorsqu'il peut osciller pour un espacement inférieur à $0.25D$ (KUMAGAI, et al., 2001). Cela peut être attribué au fait que le coefficient de portance est augmenté par les oscillations du cylindre (Shirakashi, et al., 1994). Toutefois, le comportement d'un système fixe peut être utilisé pour prédire le coefficient de portance d'un système élastique lorsque l'espacement est suffisamment grand, c'est-à-dire à partir du régime de NV.

En somme, les mêmes vortex et les mêmes comportements sont observés pour un cylindre libre d'osciller ou fixe lorsqu'un second cylindre de même taille est placé de façon cruciforme dans son sillage. Il y a les TV pour un espacement de 0 à $0.25D$ ainsi que les NV pour un espacement de $0.25D$ à $0.5D$.

2.4 Influence du diamètre

Afin d'investiguer davantage l'interaction entre deux cylindres dans un écoulement, l'influence du ratio de diamètres (D_1/D_2) entre celui en amont (D_1) et celui en aval (D_2) a été exploré (KUMAGAI, et al., 2001). Dans cette expérience, le cylindre amont est gardé constant tandis que le cylindre aval est interverti. Modifier ce ratio entraîne des changements dans la formation des vortex et l'amplitude d'oscillation du cylindre en amont. Toutefois, la transition entre les TV et les NV apparaît encore comme une constante à $s/D = 0.25$.

En augmentant le ratio de diamètres, l'amplitude maximale des TV augmente et celle-ci se déplace vers des ratios d'espacement (s) plus élevés avoisinant 0.25. En ce qui concerne les NV, ceux-ci sont moins marquants lorsque le rapport de diamètres est inférieur à 0.84 (KUMAGAI, et al., 2001). Toutefois, parallèlement avec les TV, l'amplitude augmente en augmentant le ratio de diamètres, mais celle-ci se déplace vers des ratios d'espacement (s) plus petits avoisinant également 0.25. Les auteurs notent également que pour les ratios de diamètres supérieurs à 1, seulement une vitesse d'écoulement élevée semble provoquer les NV dans une plage restreinte.

2.5 Formation du sillage

Lorsqu'un écoulement uniforme rencontre une obstruction composée de deux cylindres en formation cruciforme, un écoulement tridimensionnel et turbulent est créé (Fox, 1991). Il peut être divisé en deux régions caractéristiques. La région interne (« inner region ») où l'écoulement est fortement tridimensionnel entre les deux cylindres et la région externe (« outer region ») (Fox, 1991). Cette région est située au pourtour de la région interne et se comporte comme s'il n'y avait qu'un seul cylindre.

Les premières études avaient caractérisé trois régimes d'écoulement distincts qui dépendaient de l'espacement entre les cylindres. Soit le cas où l'espacement est nul, celui où il y a un espacement (L) entre $1D$ et $3D$ et finalement, celui où il y a un espacement supérieur à $3D$. Dans les deux premiers régimes, il est possible de déterminer que les TV sont présents et se développent à une distance d'environ $1.75D$ du point de contact. Ceci est compatible avec les pics de succion observés (Fox, 1991). En général, si la distance est moindre que $3D$, le sillage est dominé par 4 TV, soit un dans chaque quadrant de la géométrie ainsi que par une paire de NV générée autour du cylindre en aval. Ces derniers ont une grande influence sur la destruction des vortex de von Kármán dans la région interne. Cependant, en s'éloignant

du point de contact entre les deux cylindres, l'écoulement est celui d'un cylindre unique puisque les effets des écoulements secondaires ne sont plus significatifs (Fox, 1991).

Par la suite, des études subséquentes ont mis en évidence qu'il y avait, pour de très faibles espacements, d'autres régimes apparents. La Figure 2.4 montre plus précisément ce qui se passe pour les espacements inférieurs à $0.5D$ en ce qui a trait à la formation de vortex. Cette figure permet également de montrer individuellement les deux types de vortex longitudinaux présents lorsque l'espacement (L) entre les deux cylindres est inférieur à $3D$. À noter que seulement la moitié des vortex est exposée, soit celle dans le cadran supérieur afin d'alléger la figure. Toutefois, les vortex sont similaires de part et d'autre du cylindre horizontal.

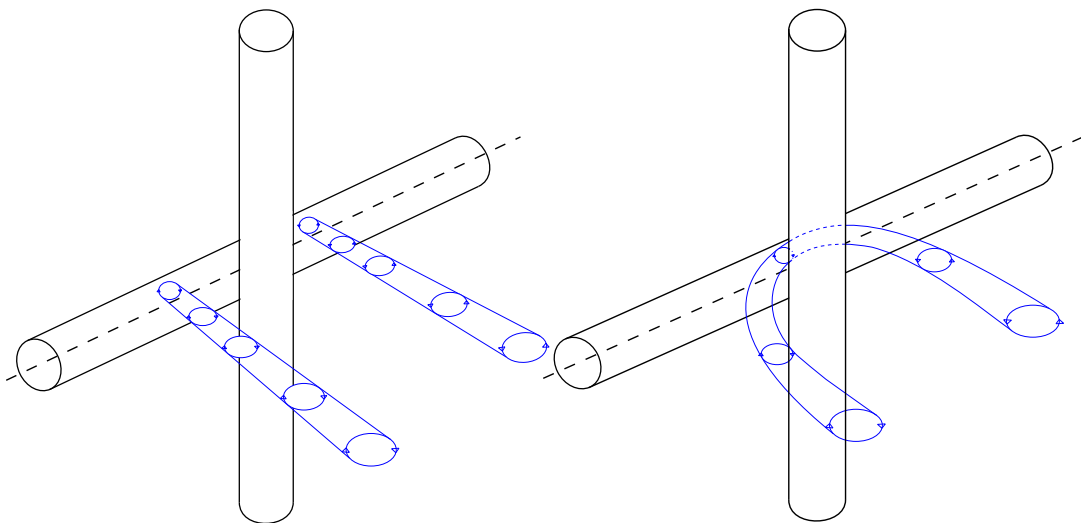


Figure 2.4: Schématisation des vortex longitudinaux à un nombre de Reynolds d'environ 900. À gauche, les "trailing vortices" et à droite, les "necklace vortices". Figure basée sur les travaux de Takahashi & Baranyi (1999) et Nguyen et al. (2010).

Comme mentionné plusieurs fois préalablement, lorsque l'espacement se situe entre $s = 0$ et $s = 0.25D$, l'éjection de vortex longitudinaux est constituée de « trailing vortex » oscillant à des fréquences dépendantes du nombre de Reynolds. Par la suite, des « necklace vortex » se forment pour des espacements entre $s = 0.25D$ et $s = 0.5D$ oscillant à une fréquence indépendante du nombre de Reynolds. Ces deux vortex peuvent exister en même temps lorsque l'espacement est autour de $s = 0.25D$ (Shirakashi, et al., 1994; Takahashi & Baranyi, 1999). Quand l'espacement (L) est plus grand que $3D$, le cylindre en aval n'est plus positionné dans la zone de formation de vortex. Conséquemment, l'éjection tourbillonnaire se retrouve à être similaire à celle d'un seul cylindre puisque les vortex longitudinaux ne sont plus créés (Fox & Toy, 1988; Shirakashi, et al., 1989; Fox, 1992). Toutefois, jusqu'à une distance de $7D$, la fréquence d'éjection de vortex est modifiée (Fox, 1992). Une seconde étude, mais celle-ci numérique,

renchéri que les effets d'un second corps dans le sillage se font sentir jusqu'à un espacement de $10D$ (Schulz, et al., 2005).

Une étude seulement se concentre sur la formation des vortex à de très bas nombres de Reynolds (entre 100 et 500). Il s'agit d'une étude purement numérique avec deux cylindres fixes. Les écarts (s) identifiés pour les TV et NV ne sont plus les mêmes que ce qui a été observé précédemment, principalement puisque les autres études ont été faites à des nombres de Reynolds beaucoup plus élevés (Zhao & Lu, 2018). Le terme SG, dans cette étude, signifie « vortex shedding in the gap » et correspond vraisemblablement à une éjection presque normale, c'est-à-dire, se rapprochant des caractéristiques d'un cylindre unique. La Tableau 2.1 montre les différents types de vortex observés en fonction du ratio d'espacement ainsi que du nombre de Reynolds de quelques simulations effectuées par les auteurs.

Tableau 2.1: Formation des vortex dans l'espacement entre les deux cylindres selon le nombre de Reynolds (Re) et l'espacement (s/D). Tableau adapté de Zhao & Lu (2018).

s/D	Re		
	150	250	500
0,5	TV	NV	NV
1	NV	NV	NV
2	SG	SG	SG
4	SG	SG	SG

Il appert des résultats que tous les types de vortex sont observés pour $Re \leq 200$ avec des espacements (s) supérieurs à $0.5D$. De plus, comme pour les nombres de Reynolds plus élevés, la transition se fait selon l'ordre suivant lorsque l'espacement augmente : TV, NV et ensuite SG. La transition à un nombre de Reynolds de 200 peut s'expliquer par le fait que l'écoulement autour d'un cylindre à ce régime est laminaire, cependant, avec un cylindre en aval, l'écoulement devient rapidement tridimensionnel (Zhao & Lu, 2018).

En augmentant le nombre de Reynolds, la séparation de la couche limite se produit de plus en plus tôt pour les nombres de Reynolds inférieurs à 500 (Zhao & Lu, 2018). Aussi, augmenter l'écart diminue généralement l'angle auquel se sépare la couche limite. C'est-à-dire que la couche limite reste attachée plus longtemps au cylindre lorsqu'il y a un corps placé dans le sillage. La couche limite restant attachée plus longtemps, la traînée du cylindre est donc moins élevée que celle d'un cylindre unique. Puisque les effets du second cylindre ne se font pas sentir également sur tout le corps amont, la couche limite se détache plus tôt à l'extrémité du cylindre.

Lorsque le cylindre est placé sur un support élastique, le sillage reste très similaire par rapport à ce qui a été observé précédemment, particulièrement en ce qui a trait aux TV et aux NV avec un espacement $s < 0.5D$. La plage à laquelle ils apparaissent est identique ainsi que leur comportement général. Encore une fois, les observations visuelles montrent que les zones de basse pression sur le cylindre en amont correspondent au pied des « trailing vortex » (Zdravkovich, 1983; Shirakashi, et al., 1994; Fox, 1991).

2.6 Cylindres de section carrée et influence du corps dans le sillage

Pour mieux connaître l'interaction entre deux cylindres, des sections carrées ont également été considérées. Il s'avère que le comportement de deux cylindres carrés est quasi similaire à celui d'une paire de cylindres circulaires. En effet, les comportements observés avec ces autres formes sont les mêmes, or, les valeurs atteintes ou les coefficients sont changés (Fox, 1992). La valeur d'espacement (L) de $3D$ semble encore une fois délimiter les deux comportements observés précédemment. Même la région de récupération de la pression le long du cylindre avant d'atteindre celui d'un cylindre unique dans un écoulement est semblable pour des études au même nombre de Reynolds, soit de 2×10^4 .

Lorsque les cylindres sont remplacés par d'autres de section carrée, les vortex et le comportement de ceux-ci restent semblables. Dans le cas de cylindres circulaires, Fox a montré que pour $L/D < 3$, le régime d'écoulement était dominé par les bulles de recirculation. C'est aussi le cas pour les cylindres carrés (Deng, et al., 2007; Fox, 1992). Quand l'espacement est supérieur à $3D$, le cylindre en aval n'est plus positionné dans la zone de formation de vortex du cylindre en amont. Conséquemment, la formation de vortex de ce cylindre se rapproche de celle d'un cylindre unique (Fox, 1992).

En plus de changer la forme des cylindres, il est aussi possible de remplacer le cylindre en aval par une plaque aux dimensions variables. Celle-ci est toujours placée de façon à former une croix avec le cylindre. Ceci a été examiné expérimentalement à plusieurs reprises. Ces études montrent que la transition entre les deux vortex longitudinaux dépend fortement de la largeur de la plaque dans le sillage. En effet, seulement les plaques avec des largeurs inférieures à $0.62D$ semblent éjecter les « necklace vortex » d'une façon périodique comme lorsqu'il y a un cylindre en amont. Dans tous les cas, le comportement est constant dans cette région, même si pour le cas de la plaque, la transition se fait légèrement au-delà de $0.25D$ (Kato, et al., 2012). En ce qui concerne les « trailing vortex », le comportement reste très similaire à ce qui a été trouvé précédemment pour deux cylindres (Kato, et al., 2012). Ils dénotent que les vortex sont d'apparence semblable à ceux de deux cylindres, toutefois leurs dimensions sont plus instables lorsque c'est une plaque qui est présente dans le sillage. Ceci est particulièrement vrai pour des nombres de Reynolds de 1400 à 2000 en ce qui concerne les TV.

Plusieurs combinaisons de ce qui a été vu précédemment peuvent être testées. Parmi celles-ci, il y a le remplacement du cylindre derrière par une plaque ainsi que le remplacement de la section circulaire par une section carrée. Il est alors possible de construire plusieurs systèmes qui suivent cette nomenclature :

(I) Cylindre Circulaire / Cylindre Circulaire (CC/CC)

(II) Cylindre Circulaire / Plaque (CC/SP)

(III) Cylindre à base carré / Plaque (SC/SP)

La première chose qui est observée est que malgré que le cylindre dans le sillage soit remplacé par une plaque, les « necklace vortex » et les « trailing vortex » persistent et sont toujours observés. Une différence remarquable est que les NV ne sont pas définitivement observés pour tous les nombres de Reynolds, comme c'est le cas lorsque le fluide est l'eau. Pour le système II, il y a toujours une transition, mais celle-ci est moins bien définie. Elle se trouve à une distance de l'ordre de $0.2D - 0.25D$ (Kato, et al., 2005). De plus, le nombre de Strouhal pour les NV est moins périodique et plus éparpillé. En ce qui concerne le système II, la région du « lock-in » est plus large pour les excitations causées par les « trailing vortex » avec de plus grandes oscillations. Une autre étude par les mêmes auteurs, cependant, révèle qu'ils n'ont pas observé de NV pour ce système (Kato, et al., 2006). De surcroît, la plaque supprime mieux l'excitation de Kármán sans la remplacer par une excitation de NV (Kato, et al., 2005). C'est une bonne solution afin de détruire les oscillations causées par l'interaction fluide-structure. Dans le système III, les NV sont observés dans une région (s/D) beaucoup plus large que pour le système I, tandis que les TV ne sont pas observés (Kato, et al., 2006).

La hauteur (l_d) de la plaque dans le sillage a aussi une influence sur le comportement des oscillations du premier corps. Cela correspond au paramètre b du cylindre en aval. Il ressort de ces études qu'à partir d'une hauteur de $10D$, le comportement équivaut à celui d'une plaque infinie. De plus, l'effet de l'envergure de la plaque se fait sentir seulement lorsque celle-ci est placée à une distance inférieure à $6D$ derrière le corps (Kawabata, et al., 2009).

Le coefficient de portance change également selon la largeur de la plaque dans le sillage. Dans le cas des TV, le coefficient de portance ne dépend pas beaucoup de la largeur et varie entre 0.12 et 0.2 lorsque le système est fixe, ce qui est environ la moitié de ce qui est observé pour un système de deux cylindres (Kato, et al., 2012). Pour les NV, le comportement est différent selon la largeur de la plaque plane. Seulement pour les deux plus petites épaisseurs ($\leq 0.62D$), des NV sont clairement observés et oscillent à des fréquences relativement stables par rapport à l'espacement. De plus, il apparaît de cette étude que lorsque le système est libre d'osciller, le coefficient de portance est plus élevé. Les auteurs prouvent que la plaque supprime mieux les KVIV qu'un cylindre, lorsque placée dans le sillage d'un autre (Kato, et al., 2012). Une plaque plus large a une région de synchronisation plus large pour supprimer les

KVIV. Toutefois, dans certaines régions, il faut faire attention puisque l'effet peut être inverse. Effectivement, la plaque offre également une région de « lock-in » beaucoup plus large qu'un cylindre (Kato, et al., 2012).

2.7 Extraction d'énergie d'un cylindre en position cruciforme avec une plaque

Une étude s'intéresse au potentiel d'extraction d'énergie dans le régime des vortex longitudinaux, soit lorsque l'espacement (s) est inférieur à $0.5D$. Plus précisément, elle s'intéresse exclusivement aux espacements de $0.08D$ et $0.16D$. Cela correspond à l'éjection de « trailing vortex ». Cette étude constate que la génération de puissance par cette méthode a une grande plage d'opération en ce qui concerne la vitesse réduite (SHIRAKASHI, et al., 2011). Effectivement, celle-ci se retrouve entre approximativement 20 et 80, ce qui est largement au-dessus de la plage entre 5 et 10 généralement observée pour les KVIV (SHIRAKASHI, et al., 2011). Néanmoins, le rendement est largement en deçà de ce qui est obtenu avec le modèle classique. Effectivement, le maximum de puissance extraite atteint est 1000 fois moindre que ce qui a été rapporté par Bernitsas, et al. (2008). Les auteurs attribuent toutefois leurs mauvais résultats au fait que les conditions de résonance n'étaient pas respectées (Koide, 2013). La grande plage de vitesse réduite est pourtant attrayante puisque cette turbine peut fonctionner très bien malgré des changements de vitesse dans l'écoulement. SHIRAKASHI, et al. (2011) anticipent d'ailleurs que ce type d'hydrolienne peut fonctionner longtemps avec très peu de maintenance, et ce même dans des écoulements de non uniforme et variant beaucoup.

2.8 Contextualisation du mémoire

Connaissant les principaux effets d'un second cylindre dans le sillage, il est intéressant de connaître quels sont les effets sur l'extraction d'énergie d'un modèle de turbine basé sur les vibrations induites par vortex. Principalement, pour des espacements (s) au-delà de $0.5D$, ce qui ne semble jamais avoir été fait. Effectivement, le nouveau régime de vortex vient modifier les forces sur le cylindre et son comportement oscillatoire. Ces effets étant très dépendants de l'espacement entre les deux corps et du nombre de Reynolds, il est approprié de se questionner sur le potentiel bénéfique ou incommode de cette nouvelle forme d'interaction fluide-structure. De plus, cette étude s'inscrit à la suite de travaux entrepris précédemment sur l'étude de l'extraction d'un seul cylindre à bas Reynolds (Paré-Lambert & Olivier, 2018).

3 Méthodologie

3.1 Méthodologie numérique

3.1.1 Configuration numérique

La résolution des équations de mécanique des fluides est pratiquée à l'aide du logiciel libre OpenFOAM. L'écoulement est solutionné par une méthode de volumes finis de second ordre et le couplage pression-vitesse est réalisé avec l'algorithme PIMPLE, une combinaison des algorithmes PISO et SIMPLE. Les schémas de discrétisation spatiale et temporelle sont tous de second ordre afin de minimiser l'erreur numérique. Toutes les simulations avec les cylindres cruciformes et le cylindre seul sont étudiées avec le même domaine de calcul. À l'intérieur de celui-ci, l'axe du premier cylindre est toujours placé à une distance de $10D$ de l'entrée du domaine. Ensuite, il y a $30D$ qui sépare le cylindre amont de la sortie de la boîte de calcul. La hauteur et la profondeur de cette boîte sont toutes deux de $20D$ et les cylindres s'étendent jusqu'aux limites de ce domaine. Pour investiguer les différentes distances entre les deux corps, le cylindre aval est déplacé d'un espacement L par rapport à celui en amont. La Figure 3.1 illustre le domaine de calcul utilisé pour l'étude numérique.

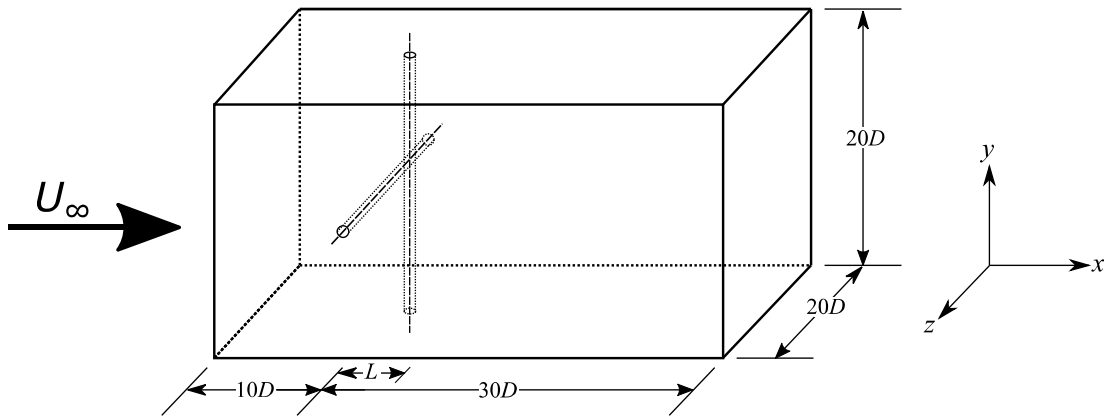


Figure 3.1: Domaine de calcul pour les simulations tridimensionnelles avec le cylindre seul et deux cylindres en position cruciforme.

Les conditions limites utilisées à l'entrée du domaine sont une vitesse unitaire en x ainsi qu'un gradient de pression nul dans la direction de l'écoulement. À la sortie du domaine, la pression est uniforme tandis que le gradient normal de vitesse est nul. Les 4 dernières surfaces circonscrivant le domaine sont des plans de symétrie. Conséquemment, la vitesse normale ainsi que le gradient de pression normal à ces surfaces y sont nuls. Également, une condition de non-glissement est appliquée sur la paroi des deux cylindres. Un maillage mobile est utilisé pour suivre le déplacement du cylindre amont. Les simulations pour cette étude sont effectuées pour des nombres de Reynolds de 250.

Conséquemment, aucun modèle de turbulence n'est utilisé. Aussi, le cylindre amont est placé sur un système à 1 seul degré de liberté, bien qu'il est aisément possible d'ajouter le second.

Le couplage fluide-solide est effectué à l'aide d'un code maison développé au Laboratoire de Mécanique des Fluides Numérique. Celui-ci est d'ailleurs détaillé et exploré dans les précédents travaux publiés (Paré-Lambert & Olivier, 2018; Olivier & Paré-Lambert, 2019) et les détails principaux sont présentés dans ce qui suit. Le couplage fluide-solide est basé sur une approche partitionnée, c'est-à-dire, que les équations utilisées pour solutionner le fluide et celles pour déterminer le déplacement du solide sont résolues séparément, contrairement à l'approche monolithique qui aborde le problème couplé comme un seul système d'équations. Une telle approche partitionnée nécessite une interface de communication pour que les données s'échangent d'un système à l'autre. Cette méthode à l'avantage d'offrir une plus grande flexibilité sur les paramètres de chaque ensemble, soit fluide et solide. De plus, elle permet la résolution de chaque système dans un logiciel indépendant, ce qui n'est toutefois pas le cas dans l'étude présentée (Gatzhammer, 2008). Avec cette approche partitionnée, une méthode de Broyden modifiée est programmée afin d'accélérer la convergence du déplacement du cylindre basé sur les travaux de Vanderbilt & Louie (1984). De surcroît, cette méthode permet de résoudre des cas d'interactions fluide-structure fortes comme les situations où la masse est nulle. Les premières simulations bidimensionnelles ont été réalisées directement avec cette méthode. Toutefois, pour la configuration avec les cylindres croisés, seulement un degré de liberté a été utilisé, conséquemment, cette méthode se simplifie en la méthode de la sécante.

La forme discrétisée de l'équation du mouvement du solide, soit l'équation du cylindre sur un support ressort-amortisseur peut se réécrire de la forme suivante lorsque les termes sont tous placés du même côté de l'égalité :

$$\mathbf{R}(\mathbf{d}^{n+1}) = a_1 \mathbf{d}^{n+1} + a_2 - \mathbf{F}^{n+1}(\mathbf{d}^{n+1}), \quad (3.1)$$

avec :

$$a_1 = mc_1^2 + \gamma c_1 + k, \quad (3.2)$$

$$a_2 = (mc_1 c_2 + \gamma c_2) \mathbf{d}^n + (mc_1 c_3 + \gamma c_3) \mathbf{d}^{n-1} + mc_2 \mathbf{v}^n + mc_3 \mathbf{v}^{n-1}. \quad (3.3)$$

Les variables m , γ et k sont les paramètres structuraux tels que présentés préalablement alors que l'exposant représente l'itération temporelle. Lorsque le pas de temps est gardé constant, les constantes de différenciation présentées aux équations précédentes deviennent :

$$c_1 = \frac{3}{2\Delta t'}, \quad (3.4)$$

$$c_2 = -\frac{2}{\Delta t'}, \quad (3.5)$$

$$c_3 = \frac{1}{2\Delta t}. \quad (3.6)$$

Le vecteur \mathbf{R} est le résidu de l'équation qui doit se rapprocher de 0 pour chaque degré de liberté, \mathbf{d} est le vecteur de déplacement du cylindre, \mathbf{v} est le vecteur vitesse du cylindre, soit la dérivée temporelle du déplacement, et finalement \mathbf{F} est la force du fluide exercée sur le cylindre.

À chaque pas de temps, une première itération qui sert de prédicteur est réalisée à l'aide d'une méthode d'Adams-Bashforth explicite. Cela permet ensuite de calculer une première estimation de la force du fluide sur le cylindre selon sa position à l'aide des équations de Navier-Stokes déjà implantées dans OpenFOAM. Par la suite, avec la force du fluide calculée et le déplacement estimé, le résidu est calculé une première fois avec l'équation (3.1). Le déplacement du cylindre est de nouveau résolu, mais cette fois-ci, avec une méthode de Broyden. Pour ce faire, une matrice Jacobienne (\mathbf{J}) initialement approximée à l'aide d'une matrice identité est utilisée dans la boucle de couplage afin d'évaluer le déplacement :

$$\mathbf{d}_2^{n+1} = \mathbf{d}_1^{n+1} - (\mathbf{J}_2)^{-1} \cdot \mathbf{R}_2. \quad (3.7)$$

L'indice, ici, représente l'itération de la boucle de couplage externe. La force du fluide est de nouveau calculée avec ce nouveau déplacement obtenu à l'aide des équations de Navier-Stokes afin de déterminer le nouveau résidu. Pour les itérations subséquentes, la matrice Jacobienne est actualisée avec une méthode de Broyden modifiée afin de déterminer le déplacement du cylindre (Olivier & Paré-Lambert, 2019). Lorsque le résidu (\mathbf{R}) atteint le critère d'arrêt exigé, c'est-à-dire, lorsque le déplacement trouvé satisfait l'équation (3.1) en deçà d'une certaine tolérance, l'algorithme passe au pas de temps suivant.

Si le cylindre est libre d'osciller uniquement dans la direction perpendiculaire à l'écoulement, l'algorithme précédent s'écourte. Effectivement, la méthode de Broyden se simplifie alors en la méthode de la sécante. Plutôt que d'utiliser l'équation (3.7), l'équation suivante est adoptée afin d'estimer le déplacement du cylindre :

$$\mathbf{d}_{i+1} = \mathbf{d}_i - \mathbf{R}_i(\mathbf{d}_i) \cdot \frac{\mathbf{d}_{i-1} - \mathbf{d}_{i-2}}{(\mathbf{R}_i(\mathbf{d}_i) - \mathbf{R}_{i-1}(\mathbf{d}_{i-1}))}. \quad (3.8)$$

Cette équation est répétée jusqu'à la convergence du résidu. Par la suite, l'algorithme passe au pas de temps suivant.

Aussi, un maillage mobile est utilisé pour prendre en charge le mouvement du cylindre oscillant. En effet, l'insertion d'un second cylindre en aval apporte son lot de difficultés en ce qui concerne la résolution numérique puisque celui-ci est près du corps en amont. Pour résoudre cette problématique, les cellules sont fixées sur le premier cylindre qui est libre d'osciller. Autrement dit, la configuration du maillage tout juste au pourtour de ce cylindre ne se déforme pas. Cela permet donc de garder la distribution radiale des cellules autour du cylindre mobile intacte, et ainsi diminuer l'insertion

d'erreur numérique dans la résolution des équations. Pour le cylindre dans le sillage, une condition de glissement vertical sur le déplacement des nœuds du maillage est appliquée sur sa surface. Les cellules peuvent donc glisser sur toute la surface du cylindre amont et suivre le déplacement du corps en amont. C'est la même condition qui est affectée à l'entrée et la sortie du domaine afin de permettre la translation du cylindre sans déformer nuisiblement le maillage. Tout comme à la surface du cylindre amont, les nœuds aux parois inférieur et supérieur du domaine sont liés à la surface et ne peuvent se déplacer.

Ce maillage et une vue rapprochée de la région près de chaque cylindre sont présentés à la Figure 3.2. Ici, seulement le maillage où l'espacement (s/D) est de 1 est illustré. Il s'agit d'un maillage de type cartésien où plusieurs zones de raffinement circulaires autour du cylindre sont définies afin de bien capturer l'écoulement autour des corps et ainsi évaluer les forces convenablement. Aussi, une zone de raffinement est observée entre les deux cylindres afin ne pas trop dénaturer le sillage dans cette région et bien capter l'interaction avec le cylindre aval. L'éloignement ou le rapprochement du cylindre dans le sillage influence très peu l'aspect général du maillage. Effectivement, les zones de raffinement principales sont les mêmes dans toutes les situations, sauf la zone entre les cylindres qui sert à bien capturer la vorticité dans cette zone. Bien entendu, les zones de raffinement circulaires demeurent à proximité du cylindre aval lorsque celui-ci est déplacé. Dans le cas particulier où les deux cylindres sont très rapprochés ($s/D \leq 0.5$), l'espacement entre les cylindres nécessite quelques modifications afin d'uniformiser le maillage et ainsi bien résoudre l'écoulement entre les cylindres.

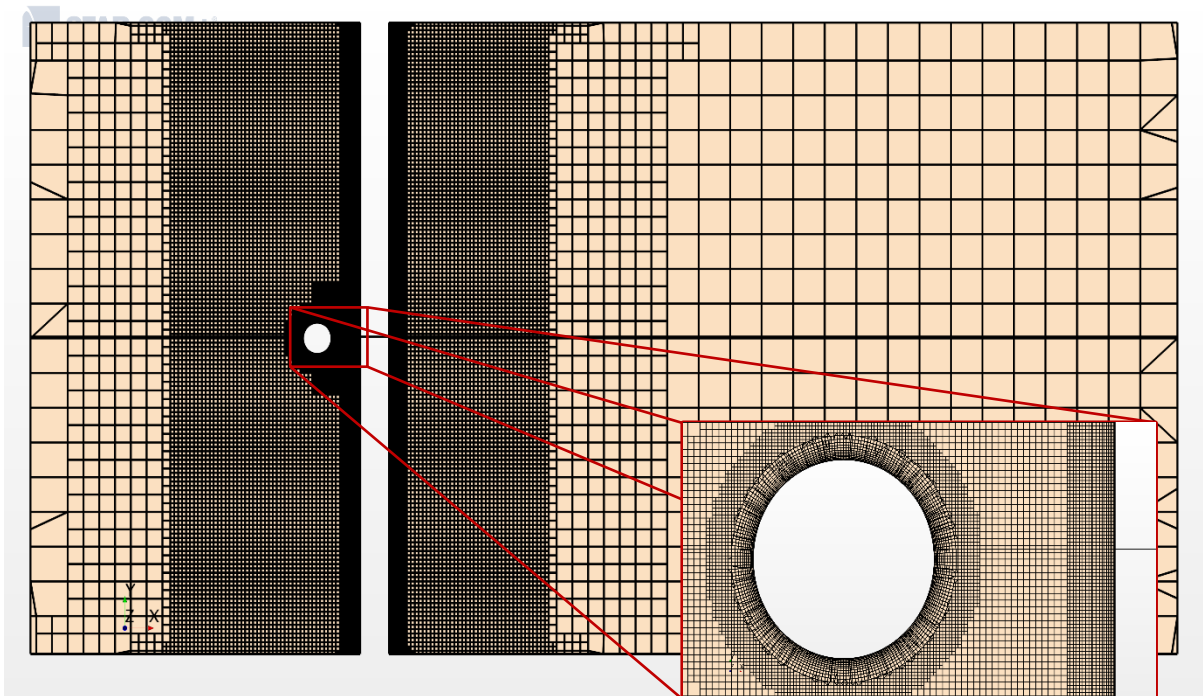


Figure 3.2: Vue de section centrale et élargissement de la section d'intérêt du maillage utilisé pour les simulations tridimensionnelles avec deux cylindres en position cruciforme pour un nombre de Reynolds de 250.

3.1.2 Validation

Afin de valider l'indépendance de maillage, des simulations 2D et 3D sont effectuées. Dans un premier temps, des maillages bidimensionnels comprenant qu'un seul cylindre libre d'osciller sur un support élastique sont utilisés. Ainsi, ces simulations peuvent être comparées à d'autres études bidimensionnelles avec des nombres de Reynolds similaires et servir de références pour les simulations complètes. Par la suite, trois maillages tridimensionnels de résolutions différentes sont utilisés afin de corroborer la validité des résultats obtenus et également économiser du temps de calcul pour les simulations subséquentes. Pour ce faire, un monitoring des forces appliquées sur le cylindre par l'écoulement est effectué et celles-ci sont comparées entre les différents maillages. Dans le cas présent, c'est la valeur RMS du coefficient de portance ($\overline{C_L'}$) qui est présentée, puisque la portance moyenne est approximativement nulle, ainsi que le coefficient de traînée moyen ($\overline{C_D}$). De plus, l'amplitude maximale moyenne atteinte est évaluée et comparée entre les différents maillages. Lorsque présent, le cylindre aval possède exactement la même résolution axiale que le cylindre amont, conséquemment, l'indépendance de maillage effectué pour un seul cylindre reste valable.

Cette validation est réalisée pour un régime d'extraction d'énergie intéressant et déterminé préalablement. Plus précisément, le point d'opération choisi est tiré de la Figure 1.14. Cette étude avec un maillage bidimensionnel, bien qu'effectuée avec un nombre de Reynolds légèrement inférieur, sert de référence. Dès lors, les simulations sont testées avec les paramètres suivants : $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. La Tableau 3.1 résume l'information obtenue pour les différents maillages évalués à ce point spécifique.

Tableau 3.1: Validation numérique du maillage utilisé pour la résolution numérique des cylindres en position cruciforme pour $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ à un nombre de Reynolds de 250 avec A/D comme amplitude non dimensionnelle du débattement du cylindre

Maillage	Nombre de cellules	$\overline{C_L'}$	$\overline{C_D}$	A/D
2D-Grossier	21 621	0.77998	1.98096	0.43005
2D-Moyen	43 184	0.75931	1.99091	0.42556
2D-Fin	153 002	0.74245	1.99074	0.42168
3D-Grossier	5 848 956	0.79806	2.00339	0.43152
3D-Moyen	11 175 816	0.78605	1.98424	0.42734
3D-Fin	20 215 548	0.76217	2.02250	0.42130

Comme le démontre bien la Tableau 3.1, le maillage de taille moyenne et grossière reproduisent bien les résultats, et ce, autant pour les cas bidimensionnels que tridimensionnels. Effectivement, l'écart le plus significatif est entre la valeur RMS du coefficient de portance qui est d'environ 4% entre le maillage plus grossier et celui plus fin. Également, cette

table montre bien la concordance entre les simulations 2D et 3D à ce nombre de Reynolds puisque les valeurs calculées dans chaque situation sont similaires. Encore une fois, c'est la valeur RMS de la portance qui exhibe la plus grande erreur relative où celle-ci est de 3.4% entre les deux maillages moyens. Bien que le maillage grossier donne des réponses plutôt satisfaisantes, c'est le maillage moyen qui est choisi. Effectivement celui-ci est choisi afin d'assurer que le Reynolds de maille reste inférieur ou légèrement supérieur à 1 dans les cellules près du cylindre. Lorsque le Reynolds de maille est inférieur à 1 dans tout le domaine, les simulations se rapprochent du DNS (Direct Numerical Simulation) :

$$Re_m \equiv \frac{l^2 \boldsymbol{\omega}}{\nu} < 1. \quad (3.9)$$

l est la dimension de la cellule dans la direction de l'écoulement. Pour approximer cette valeur, la racine cubique du volume est utilisée dans le cas présent. Également, les zones de raffinement entre les cylindres sont placées de façon à limiter le Reynolds de maille à un nombre près de 1. Cela permet, sans être une simulation DNS, de s'assurer que le maillage n'est pas trop diffusif en ce qui a trait au vortex. La Figure 3.3 montre le résultat du Reynolds de maille pour la configuration où l'espacement entre les deux corps est de $3D$.

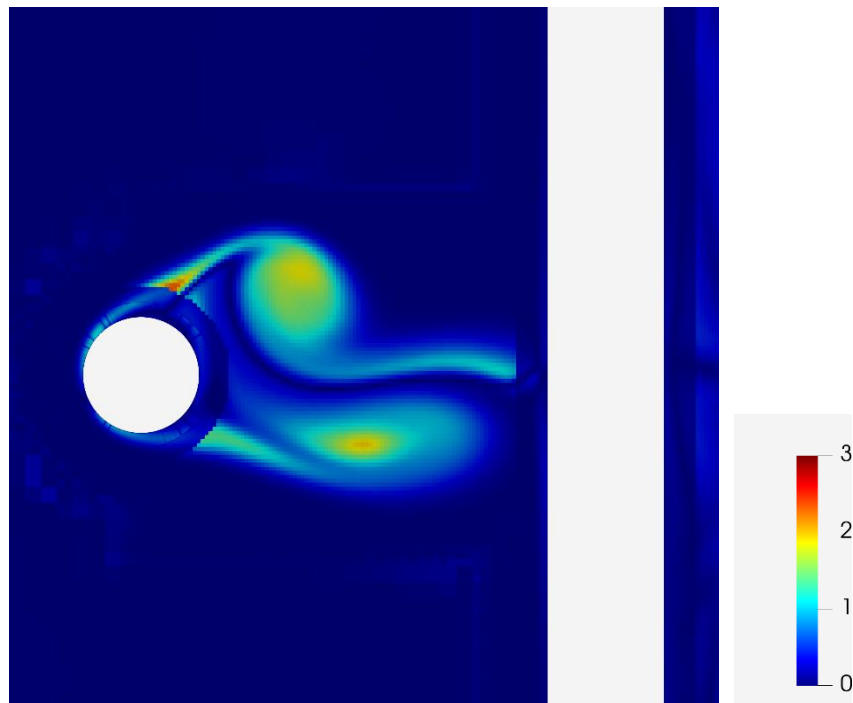


Figure 3.3: Nombre de Reynolds de maille (Re_m) pour la configuration avec un espacement (s/D) de 3 sur un plan central lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

Elle permet d'illustrer que la couche limite est bien résolue autour du cylindre puisque le nombre de Reynolds de maille se trouve inférieur à 1 dans cette zone. Toutefois, pour les vortex éjectés dans le sillage, ce nombre est un peu plus

élevé puisque la taille des mailles augmente dans l'interstice entre les cylindres. Celui-ci se retrouve cependant généralement inférieur à 2 entre les cylindres, ce qui assure une bonne résolution des vortex.

Chaque simulation est calculée jusqu'à l'atteinte d'un régime périodique, c'est-à-dire, lorsque les cycles d'oscillations deviennent constants. Par la suite, quelques cycles sont conservés afin de pouvoir effectuer une moyenne sur les résultats obtenus. Lors de ces simulations, le pas de temps est ajusté de telle sorte que le nombre de Courant dans le domaine soit inférieur ou approximativement à 1 bien que les schémas numériques utilisés soient implicites. Évidemment ce paramètre varie partout dans le domaine, donc ce dernier paramètre est sélectionné en fonction que du nombre de Courant maximal pour toutes les cellules. Cela permet d'assurer la consistance de la discrétisation et de vérifier l'indépendance temporelle. Cette condition est présentée à l'équation suivante :

$$Co \equiv \frac{|\mathbf{U}|\Delta t}{l} < 1. \quad (3.10)$$

Dans ce cas-ci, \mathbf{U} est la norme de la vitesse traversant la cellule, l est, encore une fois, une longueur caractéristique de la cellule et Δt est le pas de temps choisi.

Finalement, la Tableau 3.2 présente les simulations numériques effectuées dans le cadre de cette étude et qui seront discutées plus abondamment dans la section résultats.

Tableau 3.2: Tableau résumé des simulations effectuées pour les cylindres en position cruciforme

Re	s/d	Nombre de cellules
250	0.28	13 344 840
250	0.5	15 624 716
250	0.75	15 286 078
250	1	17 785 770
250	2	18 820 822
250	3	21 801 740
250	4	15 732 216
250	5	16 902 596
250	∞	11 175 816

3.2 Méthodologie expérimentale

3.2.1 Configuration expérimentale

Un modèle expérimental a aussi été testé dans un canal à surface libre au laboratoire ICube de Strasbourg, Plus précisément, à l'Institut de Mécanique des Fluides et des Solides. Celui-ci est construit afin de fournir des vitesses d'écoulement pouvant atteindre jusqu'à 1 m/s. Conséquemment, le diamètre des cylindres est choisi afin que le nombre de Reynolds soit dans le régime TrSL3 tout en maintenant un confinement suffisamment bas pour minimiser l'interaction du cylindre oscillant avec le fond du canal et la surface libre. Ce régime spécifique, comme mentionné précédemment, est caractérisé par l'éjection de tourbillons turbulents et bénéficie d'un coefficient de portance plus élevé comparativement aux autres régimes d'exploitation. Le montage utilisé pour faire les tests dans ce canal est une adaptation d'une installation préexistante conçue pour une étude sur l'extraction d'énergie de vibrations induites par vortex en milieu confiné (Dellinger, et al., 2017).

Une schématisation de la section frontale du canal utilisé est présentée à la Figure 3.4 où les dimensions non modifiables sont explicitement affichées tandis que celles pouvant être changées sont représentées par leur nom de variable. Effectivement la hauteur d'eau peut être modulée afin de contrôler le débit, et conséquemment la vitesse de l'écoulement et le nombre de Reynolds. De même, puisque des cylindres de diamètre de 0.11 m, 0.08 m et 0.05 m sont disponibles, cette mesure peut être intervertie afin de jouer sur le nombre de Reynolds et le confinement du canal. Toutefois, la largeur du cylindre et la largeur du canal sont prescrites par le montage et sont respectivement de 0.5 m et 0.6 m. Parallèlement aux études numériques, le cylindre monté sur le système masse-ressort-amortisseur est libre d'osciller seulement dans la direction transverse à l'écoulement.

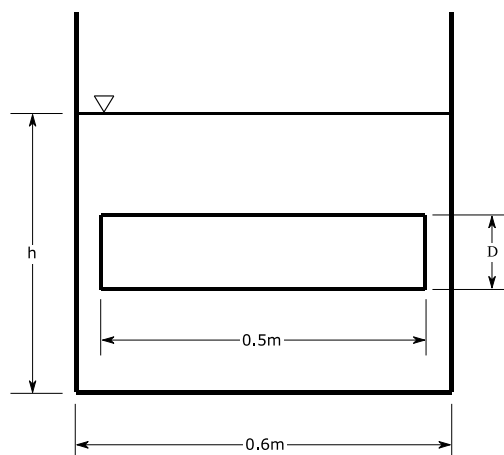


Figure 3.4: Visualisation schématique du canal vu de l'intérieur de celui-ci présentant les dimensions caractéristiques fixes et convertibles.

En effet, le cylindre est supporté par deux bras verticaux à chaque extrémité du cylindre, reliés à un rail par des roulements. En plus de supporter le cylindre, le système de rail permet de lier les ressorts, qui peuvent se traduire par une rigidité équivalente (K_{eq}), à la masse du système. Un second cylindre de taille variable peut être ajouté dans le sillage du corps oscillant. L'espacement (s/D) entre les deux peut varier de 0 à $10D$. La Figure 3.6 montre une partie du montage dans le canal ainsi que certaines de ses composantes principales.

Le mouvement oscillatoire vertical causé par les forces hydrodynamiques peut par la suite être converti à l'aide d'un générateur relié au rail par une courroie de transmission. Pour imiter l'action d'une génératrice sur le système, un servomoteur est utilisé afin de créer ce puits d'énergie. En réalité, ce servomoteur crée une force opposée au déplacement afin de simuler la présence d'extraction d'énergie par un générateur. C'est cette force exercée par le moteur qui est représentée par $\gamma \frac{\partial d}{\partial t}$ dans l'équation du système masse-ressort-amortisseur définie à la section 1.2. Aussi, un codeur incrémental est utilisé afin de mesurer la position verticale du cylindre, mais également sa vitesse. Ceci est possible puisqu'une courroie de transmission relie le mouvement de translation du cylindre à l'arbre du servomoteur et par le fait même, au codeur incrémental. Le signal analogique de cet appareil transite ensuite par le myRIO afin d'être converti en signal numérique pouvant être traité avec LabVIEW. Le servomoteur est d'ailleurs asservi par ce logiciel en fonction du frottement qu'il faut compenser et de la force réactive désirée pour reproduire le comportement de la génératrice. C'est également à travers ce logiciel qu'il est possible de lire la vitesse du cylindre, sa position et le couple dans le servomoteur. La Figure 3.5 montre une seconde fois une partie du montage dans le canal ainsi que certaines de ses composantes.

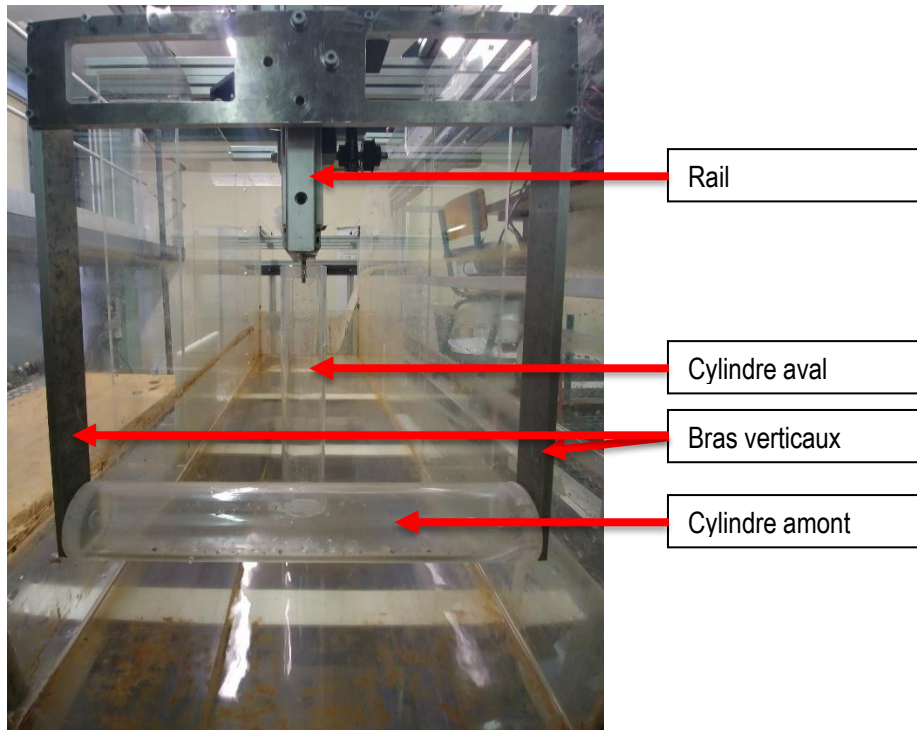


Figure 3.6: Photographie présentant une vue de face du montage installé dans le canal de l'Institut de Mécanique des Fluides et des Solides avec certaines composantes importantes du système masse-ressort-amortisseur.

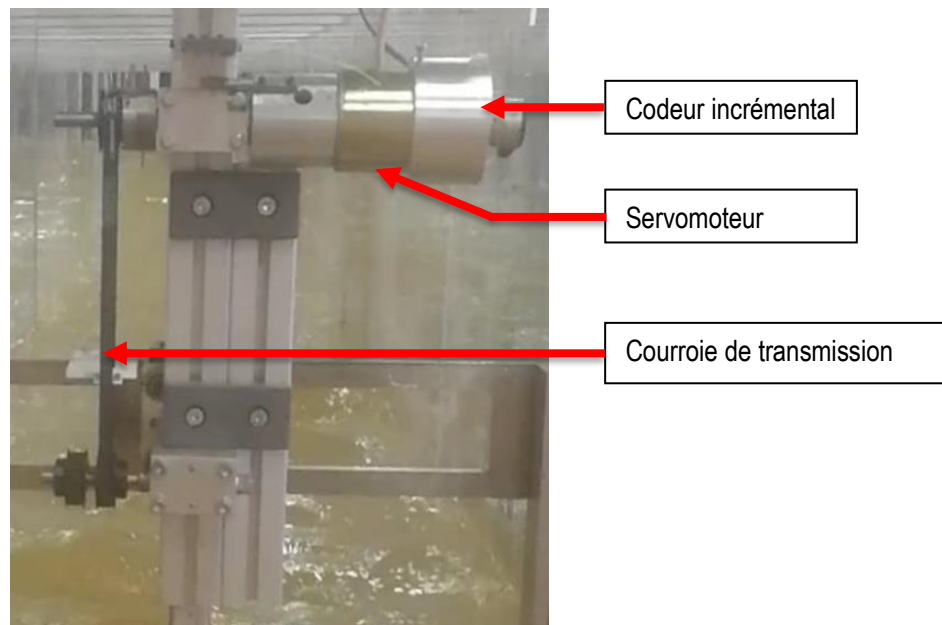


Figure 3.5: Photographie présentant une vue de derrière du montage installé dans le canal de l'Institut de Mécanique des Fluides et des Solides avec certaines composantes importantes du système masse-ressort-amortisseur.

Chaque campagne expérimentale est réalisée de la même façon. Premièrement, le frottement sec et visqueux du montage sont préalablement évalués. Effectivement, il est important de connaître ces composantes puisque dans ce cas-ci, le frottement est compensé par une boucle de rétroaction. Ensuite, selon la vitesse d'écoulement et le nombre de Reynolds désirés, il faut ajuster le débit dans le canal ainsi que la hauteur d'eau. Lorsque la vitesse est devenue stable, le cylindre est alors placé à sa position d'équilibre selon la masse et la rigidité du système de façon à ce que celui-ci soit situé à la mi-hauteur de l'eau dans le canal. Au moment de lancer les essais, une compensation de frottement seulement est activée de même que l'acquisition de données. La durée d'acquisition est déterminée afin d'avoir au moins 20 cycles d'oscillations complets pour les configurations atteignant un régime périodique. La masse est fixe pour chaque campagne expérimentale, mais peut facilement être ajustée en ajoutant du poids. Cependant, les ressorts sont régulièrement changés afin de modifier les composantes du support, ce qui nécessite un système simple et efficace pour intervertir les différents ressorts. Pour ce qui est de la force exercée par la génératrice, elle est contrôlée directement avec le logiciel LabVIEW. Les prochaines sections introduisent les méthodes utilisées afin de déterminer les composantes importantes du système.

3.2.2 Détermination de la masse équivalente

Premièrement, dans l'optique de bien caractériser tout le système, il est important de bien connaître la masse des pièces en mouvement. Effectivement, la masse intervient dans plusieurs paramètres comme la fréquence naturelle (f_N), la vitesse réduite (U^*) et surtout le ratio de masse (m^*). Pour connaître ce dernier, la masse de tout le système liant le cylindre au rail (support) est pesée en un seul morceau à l'aide d'une balance. Également le poids de chaque cylindre utilisé est mesuré séparément. Toutefois, la masse propre des ressorts étant très faible par rapport au support en acier, celle-ci est négligée. Effectivement ceux-ci sont de l'ordre du gramme et non du kilogramme. De plus, la majeure partie du poids des ressorts est supportée par la partie fixe du montage qui lui n'oscille pas. La Tableau 3.3 résume les poids principaux considérés du système oscillant sous l'effet des VIV.

Tableau 3.3: Tableau résumant les principaux poids du montage oscillant sous l'interaction fluide-structure lorsque placé dans le canal hydraulique.

Élément	Poids (kg)
Support	2.910
Cylindre $D = 0.11m$	1.765
Cylindre $D = 0.08m$	0.850
Cylindre $D = 0.05m$	0.335
Plaque liant à la courroie	0.245

Afin d'augmenter le ratio de masse du système, des masses de 2 kg, préalablement pesées, ont également été ajoutées sur le support afin d'augmenter le poids dans certaines expérimentations. Aussi l'inertie du moteur est prise en compte et incluse dans la masse équivalente du système. Ce n'est pas le cas pour les autres pièces rotatives qui ont un poids négligeable, car elles sont de petites dimensions. Le poids total se retrouve à être calculé de la façon suivante :

$$m_{eq} = m_{système} + \frac{I_m}{r^2}, \quad (3.11)$$

avec r comme rayon de la poulie.

3.2.3 Détermination de la rigidité équivalente

Comme pour la masse, plusieurs paramètres dépendent de la rigidité équivalente du système. En effet, la fréquence naturelle (f_N), la vitesse réduite (U^*) et la rigidité non dimensionnelle (k^*) en sont des exemples. Il est donc important de bien caractériser celle-ci. Deux types de ressorts sont utilisés pour faire varier la rigidité équivalente du montage expérimental provenant tous deux du même fournisseur, soit RS components¹. La Tableau 3.4 résume les ressorts utilisés ainsi que les caractéristiques principales de ceux-ci.

Tableau 3.4: Tableau résumant les caractéristiques principales des ressorts utilisés pour ajuster la rigidité équivalente du système masse-ressort-amortisseur telles que décrites par le fournisseur ainsi que la rigidité réelle calculée.

Ressorts	Longueur libre (m)	Longueur maximale (m)	Tension initiale (N)	Rigidité réelle moyenne (N/m)	nombre
Ressort RS PRO 200 N/m	0.0828	0.2418	35.8	190	15
Ressort Rs PRO 460 N/m	0.0877	0.2247	74	480	10

Malgré que le fournisseur donne la rigidité de ses ressorts, chacun de ceux-ci a été étalonné afin d'avoir une mesure plus juste et précise de cet élément du montage. Pour ce faire, le ressort est posé sur un support où il est possible de mesurer l'élongation (Δx) de celui-ci. Des poids de 1kg, 2kg et 3kg sont respectivement placés à l'autre extrémité afin d'observer l'élongation résultante. Puisque les ressorts sont précontraints, l'utilisation d'une seule masse n'est pas suffisante pour déterminer la rigidité des ressorts. Cette manipulation a permis de trouver que la rigidité des ressorts de 200 N/m se situait plutôt, en moyenne, à 190 N/m. Cette variation d'environ 5% se manifeste également lorsque cette manipulation est faite pour les ressorts de 460 N/m. En réalité, ces ressorts ont une rigidité avoisinant 480 N/m. La Figure 3.7 présente l'étalonnage de quelques ressorts de 200 N/m.

¹ RS components (s.d.). Ressorts de traction. Consulté le 12 15, 2019, sur RS: <https://fr.rs-online.com/web/c/boitiers-stockage-et-manutention/quincaillerie-pour-portes/ressorts-de-traction/>

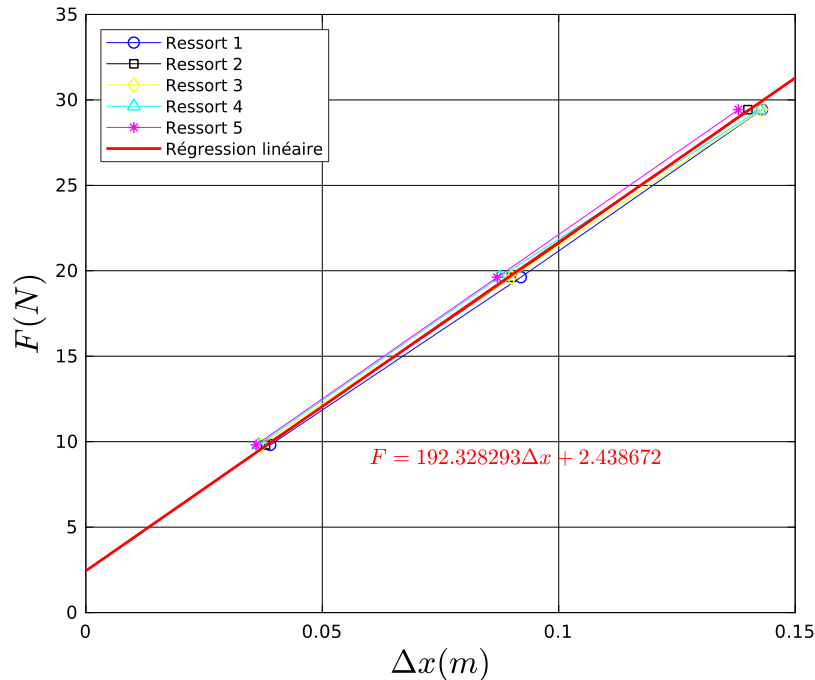


Figure 3.7: Exemple d'étalonnages effectués pour les ressorts de 200 N/m afin de caractériser la rigidité équivalente du système masse-ressort-amortisseur.

Sur cette figure, il apparaît que les rigidités des ressorts sont sensiblement les mêmes. Lorsqu'on trace la courbe de régression pour un des ressorts, dans ce cas-ci le ressort 2, la tendance observée est la même que pour les autres ressorts. Dans le cas du ressort 2, la rigidité de celui-ci se situe à 192.3 N/m. La valeur de 190 N/m provient de la moyenne de la rigidité calculée par régression linéaire pour tous les ressorts du même type. Cette même manipulation a été faite pour les ressorts de 460 N/m et quelques configurations de ressorts en série. Cette dernière étape permet de valider que les ressorts sont bien étalonnés et que la rigidité équivalente est conforme avec la théorie. Il est maintenant possible de contrôler la rigidité équivalente en mettant des ressorts en série et en parallèle. Effectivement, le montage accepte jusqu'à 6 points d'attache pour les ressorts, bien que seulement 4 ont été utilisés dans la grande majorité des expériences. Les ressorts sont montés en parallèle de façon symétrique de chaque côté du rail afin de diminuer le frottement dû à une asymétrie dans les forces. La Figure 3.8 présente une des configurations utilisées pour contrôler la rigidité du système masse-ressort-amortisseur. Dans ce cas-ci, le ressort supporte le poids du cylindre et du montage, mais l'eau n'est pas présente dans le canal. La rigidité équivalente est d'approximativement 285 N/m. à noter que plusieurs de ces ressorts sont mis en série afin de permettre une plus grande amplitude de déplacement au cylindre. Effectivement, les ressorts étant de petite taille, leur longueur maximale est restreinte et plus petite que le déplacement effectif du cylindre.

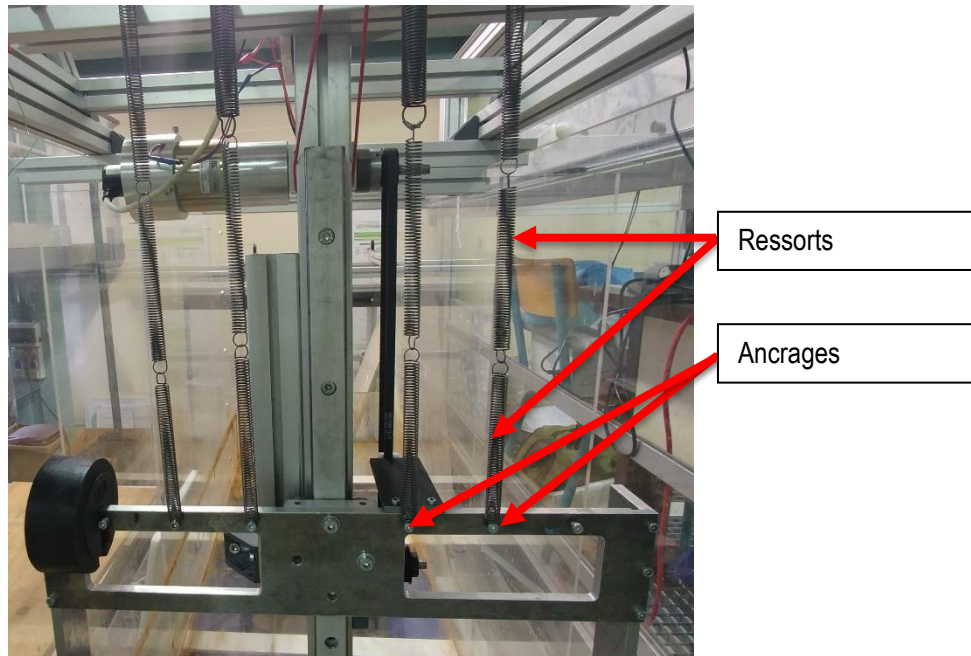


Figure 3.8: Photographie présentant une vue de devant du montage installé dans le canal de l'Institut de Mécanique des Fluides et des Solides mettant l'accent sur le système de ressorts.

Un inconvénient de ce montage est que pour certaines rigidités désirées, il est impossible de faire des mesures puisque les amplitudes de déplacement sont plus élevées que ce que le système de rigidité permet avec le nombre de ressorts sous la main. Ceci est une limite importante du système présent, particulièrement lorsque l'amortissement est très faible et que les amplitudes sont très élevées et dépasse la limite d'élongation du système de ressorts. Pour une seconde expérience, cette méthode serait à revoir afin de contrôler la rigidité de l'oscillateur harmonique d'une façon plus optimale.

3.2.4 Détermination du frottement

Puisque le montage est placé sur un rail avec des roulements et connecté à un servomoteur, il y a beaucoup de frottement nuisant au rendement de la machine. Alors, ce dernier est compensé afin de trouver le rendement maximal théorique du système étudié et de comparer plus facilement ces résultats aux simulations numériques. Pour déterminer ce paramètre, le modèle classique du système masse-ressort-amortisseur est donc adapté afin de que la seule force s'exerçant sur celui-ci soit la friction.

Pour ce faire, il suffit de laisser le cylindre tomber d'une certaine hauteur connue afin qu'il oscille à sa fréquence naturelle. Puisque le système est connecté au rail et à une génératrice à l'arrêt, il y aura de l'amortissement dû au frottement qui causera une perte d'amplitude à chaque oscillation. La force de friction totale sera donc la somme du frottement sec (\mathbf{F}_s) et visqueux de tout le système. Le frottement dû à la résistance de l'air est négligé. Puisque le système n'est libre de se déplacer que verticalement, le vecteur \mathbf{d} devient tout simplement \mathbf{y} . L'équation est donc :

$$\mathbf{F}_f = \gamma \frac{d\mathbf{y}}{dt} + \mathbf{F}_s. \quad (3.12)$$

Donc considérant un système masse-ressort soumis seulement à du frottement, l'équation harmonique devient :

$$m \frac{\partial^2 \mathbf{y}}{\partial t^2} + k\mathbf{y} = -\gamma \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial t} + \text{sgn} \left(\frac{\partial \mathbf{y}}{\partial t} \right) \mathbf{F}_s. \quad (3.13)$$

La force de friction s'oppose toujours au déplacement du cylindre. Pour établir cette condition, la force de friction non visqueuse est du même signe que la vitesse du cylindre. La solution théorique de cette équation différentielle partielle peut être aisément solutionnée :

$$y(t) = e^{-\omega_n s t} \left[\left(d_0 + \text{sgn} \left(\frac{\partial \mathbf{y}}{\partial t} \right) \frac{\mathbf{F}_s}{k} \right) \cos(\omega_d t) + \frac{\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}} \sin(\omega_d t) \right] - \text{sgn} \left(\frac{\partial \mathbf{y}}{\partial t} \right) \frac{\mathbf{F}_s}{k}, \quad (3.14)$$

avec d_0 comme amplitude initiale et ω_d comme pulsation naturelle amortie :

$$\omega_d = \omega_N \sqrt{1 - \zeta^2}. \quad (3.15)$$

3.2.5 Frottement sec

Afin de déterminer le frottement sec présent dans le moteur et dans le système de transmission, il faut estimer le couple résistif que celui-ci exerce sur le système lorsque celui-ci se met en branle. Pour ce faire, il faut asservir le moteur en vitesse et sonder le couple que fournit le moteur à chaque intervalle de vitesse lorsque celui-ci n'est pas connecté au système masse-ressort-amortisseur. Par la suite, il est possible d'extrapoler à l'aide d'une régression linéaire quel serait le couple résistif lorsque la vitesse est nulle. Effectivement, ces paramètres sont reliés par une relation linéaire avec la vitesse angulaire :

$$C = C_v \cdot \omega + C_s. \quad (3.16)$$

C_v et C_s sont respectivement le couple de frottement visqueux et le couple de frottement sec. Dans le cas présent, les échelons de vitesse sont de 30 secondes et une régression linéaire est effectuée afin de déterminer les coefficients C_v et C_s . La Figure 3.9 montre un exemple de régression linéaire effectuée afin de déterminer le frottement sec dans le moteur.

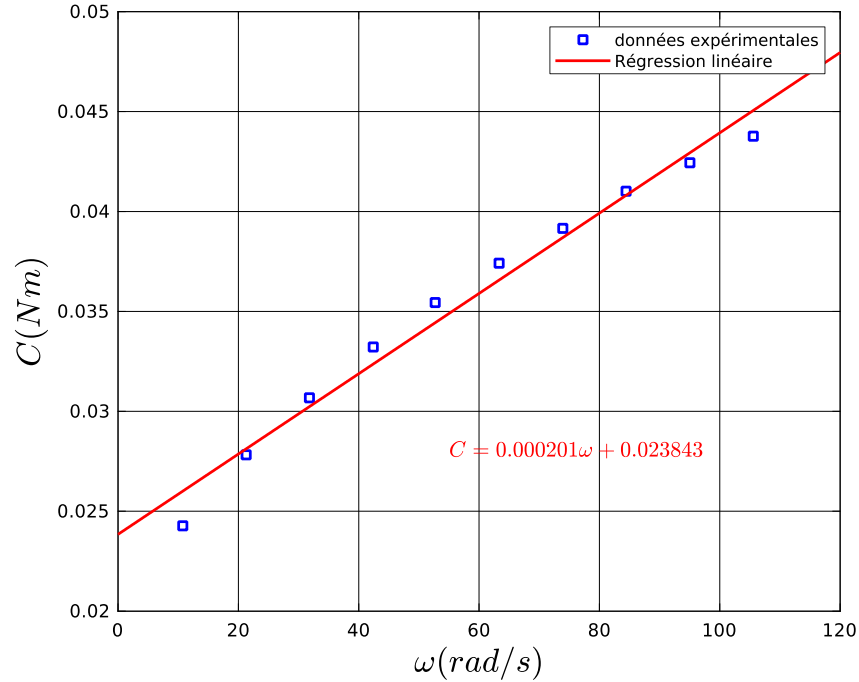


Figure 3.9: Exemple de données recueillies et de régression linéaire réalisée afin de déterminer le frottement sec et visqueux du moteur.

Afin à traduire le couple de frottement sec en force résistive, c'est-à-dire la force verticale nuisant au cylindre lors de ses oscillations, il suffit de diviser celui-ci par le rayon de la poulie connectant le servomoteur à la courroie de transmission. Cette relation est définie par :

$$\mathbf{F}_s = \frac{C_s}{r}. \quad (3.17)$$

Cette valeur de frottement sec se situe approximativement à 1.3 N. Le frottement sec dans le rail est négligé et il est assumé qu'il n'y a seulement que du frottement visqueux.

3.2.6 Frottement visqueux

Pour déterminer le frottement visqueux présent dans tout le montage, le cylindre est de nouveau connecté au système de transmission. Par la suite le cylindre est monté à une certaine hauteur et laissé tomber afin qu'il oscille à sa fréquence naturelle. En raison du frottement, il y a une décroissance des amplitudes à chaque oscillation. Le frottement visqueux s'évalue en mesurant le comportement de cette diminution de hauteur (Feeny & Liang, 1996; Hinrichsen & Larnder, 2018) :

$$\frac{\zeta}{\sqrt{1 - \zeta^2}} = -\frac{1}{\pi} \log \left(-\frac{d_i + d_{i+1}}{d_{i-1} + d_i} \right). \quad (3.18)$$

Il est par la suite aisé de déterminer le frottement visqueux sachant que

$$\zeta = \frac{\gamma}{2\sqrt{km}} \quad (3.19)$$

Ceci peut être fait considérant que le frottement sec précédemment trouvé représente bien celui de tout le système. De plus, il faut bien connaître la rigidité équivalente et la masse équivalente de tout le système. Plusieurs lâchés du cylindre sont effectuées pour bien borner le frottement visqueux et trouver la moyenne de celui-ci. Effectivement une quinzaine d'essais sont faits avant chaque campagne expérimentale pour calculer cette valeur. Cette dernière se situe autour de 10.3 Ns/m.

3.2.7 Validation

Par la suite, les valeurs de frottement calculées sont insérées dans l'équation (3.14) afin de vérifier si la chute libre théorique se compare à celle expérimentale. C'est ce qui est fait avec un cylindre dont la masse équivalente est de 8.06 kg et la rigidité équivalente est de 446.66 N/m à la Figure 3.10. Il appert que pour les premières oscillations, les deux courbes se superposent bien. Toutefois, lorsque les amplitudes continuent de décroître, les deux courbes divergent. Ce phénomène est attendu puisque la friction non visqueuse dans le rail est négligée. Conséquemment, il est connu que la friction calculée dans le système est légèrement sous-estimée. Cela évite d'accroître accidentellement l'effet de la génératrice et ainsi amplifier faussement l'extraction d'énergie du système masse-ressort-amortisseur en fournissant plus d'énergie que la compensation nécessite.

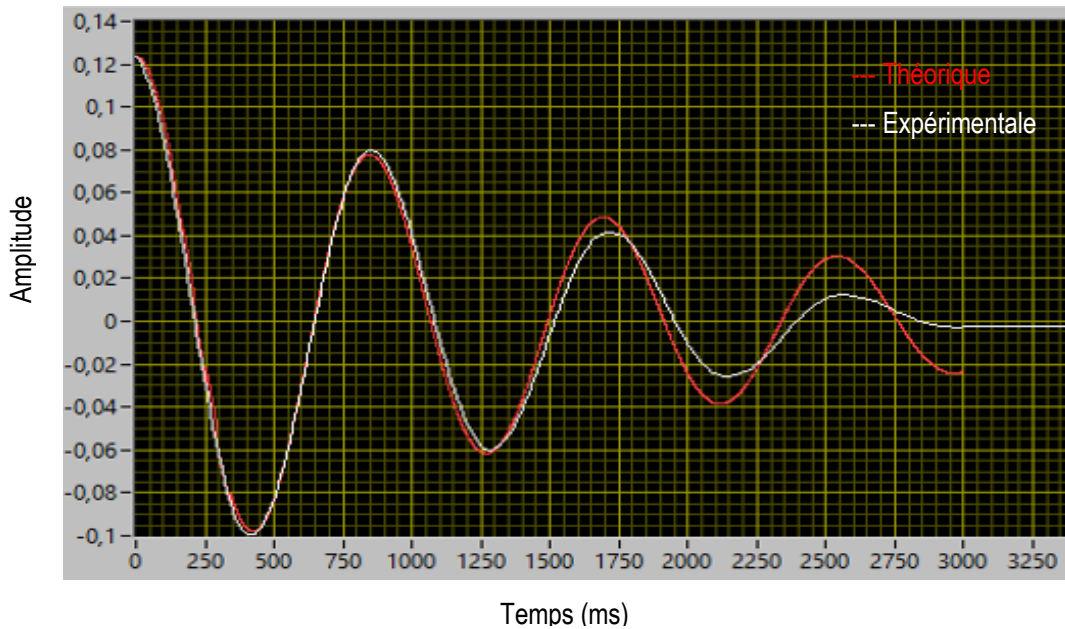


Figure 3.10: Comparaison théorique et expérimentale d'oscillations dans le temps pour la lâchée du système masse-ressort subissant du frottement sec et visqueux lorsque $m = 8.06$ kg et $k = 446.66$ N/m. $F_s = 1.38$, $F_v = 8.88$.

3.2.8 Compensation de frottement

Dans cette section, la boucle de compensation de frottement est détaillée. Tout d'abord, la position est lue par le codeur incrémental RI 32 qui transmet son signal à un contrôleur de servomoteur ESCON Module 50/5. Ce dernier permet le contrôle efficace de moteur DC et l'asservissement de celui-ci en vitesse ou en courant. Le signal transite par la suite dans la MyRIO où l'information sur la vitesse et la position du cylindre est déchiffrée avec LabVIEW en temps réel. Avec l'information de vitesse, il est possible de trouver la magnitude du frottement et de la force de la génératrice. Pour le frottement, l'équation (3.12) est utilisée afin d'extraire le frottement total du système selon la vitesse instantanée. À noter que seulement le frottement visqueux est affecté par la variation de vitesse. Pour la force exercée afin d'extraire de l'énergie du système, il suffit de multiplier la vitesse par le coefficient d'amortissement désiré de la génératrice (γ_g) :

$$\mathbf{F}_g = \gamma_g \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial t}. \quad (3.20)$$

La force de frottement et celle de la génératrice sont par la suite additionnées afin d'évaluer la consigne à envoyer au servomoteur. Effectivement, c'est celui-ci qui compense le frottement, mais également qui sert de puits d'énergie dans le système masse-ressort-amortisseur. Ces 2 forces de signes opposés sont donc adjointes pour former une force résultante combinant ces deux efforts. Puisque le moteur fonctionne avec un couple, la force devant être imposée au système est multipliée par le rayon de la poulie liant le cylindre au moteur :

$$C = (\mathbf{F}_f + \mathbf{F}_g)r. \quad (3.21)$$

Puisque l'ESCON permet d'asservir en courant ou en vitesse seulement, il faut convertir le couple en courant. Ceci se fait aisément avec la relation suivante :

$$C = \mathbf{I} \cdot k_\phi, \quad (3.22)$$

avec \mathbf{I} comme courant et k_ϕ comme constante de couple du moteur. Cette valeur est propre à chaque moteur et dans le cas présent elle avoisine 0.09 Nm/Amp suite à l'étalonnage. Finalement, puisque le transfert de signaux se fait analogiquement, il faut convertir l'information en ampères à des volts selon le rapport entre la tension et le courant programmé dans l'ESCON :

$$V = \mathbf{I} \cdot Cste. \quad (3.23)$$

Une fois la commande de courant acheminée à l'ESCON, celui-ci asservit le servomoteur selon la vitesse instantanée du cylindre et les propriétés sur le frottement et le coefficient d'amortissement désirés. Ces étapes pour l'asservissement du servomoteur sont résumées à la Figure 3.11.

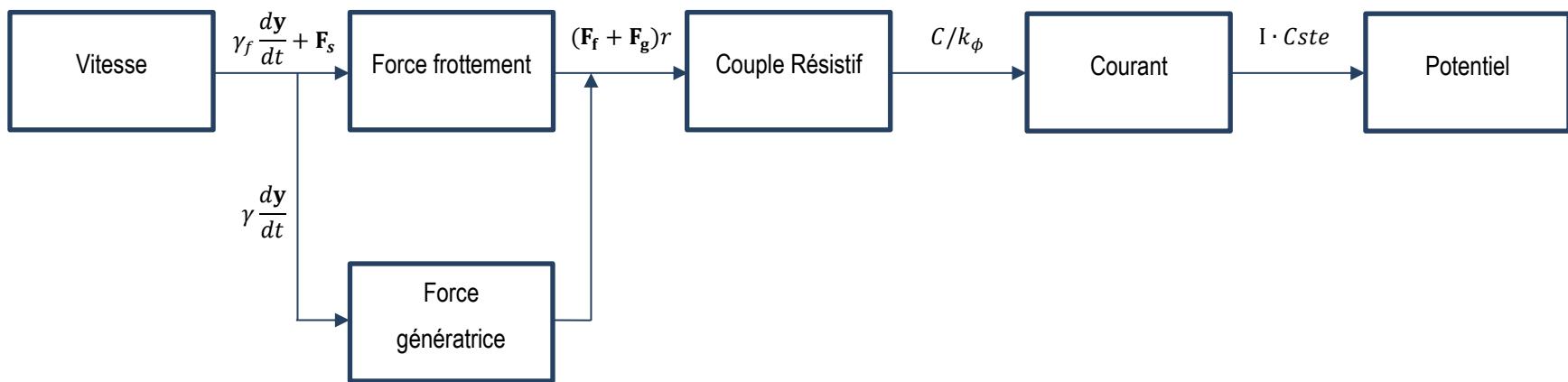


Figure 3.11: Schématisation de la boucle de compensation de frottement et d'asservissement du servomoteur afin d'imiter l'action de la génératrice sur le système masse-ressort-amortisseur.

4 Résultats expérimentaux

L'objectif de la campagne expérimentale effectuée à l'Institut de Mécanique des Fluides et des Solides (IMFS) au cours de l'automne 2019 est d'obtenir une base de données expérimentale. Cette étude à Strasbourg, a permis de récolter des données sur les vibrations induites par vortex dans un contexte d'extraction d'énergie. Plus précisément, une première série de données quantifiait l'extraction d'énergie d'un seul cylindre tandis qu'une seconde série se concentrait sur les cylindres en position cruciforme. Principalement, l'influence de l'espacement entre les deux cylindres sur l'extraction d'énergie est investiguée.

4.1 Cylindre seul

Un des objectifs de cette partie expérimentale est de reproduire la plage paramétrique de la Figure 1.14. Celle-ci montre les courbes de niveau du rendement par rapport à la rigidité et l'amortissement non dimensionnel, et ce pour 4 ratios de masse différents. À noter que ces graphiques sont effectués pour des simulations 2D à un nombre de Reynolds constant de 200. Cependant, pour les manipulations expérimentales, le nombre de Reynolds se situe plutôt entre 34 000 et 50 000 dépendamment de la vitesse du fluide et du diamètre du cylindre. La Figure 4.1 présente les courbes de niveau d'extraction d'énergie interpolées en pourcentage pour le cylindre de 0.08 m, un ratio de masse de 2.41 et un nombre de Reynolds de 34 000.

Comme il appert de cette figure, celle-ci comporte beaucoup de similitudes avec la Figure 1.14. Effectivement, une région maximale est clairement définie dans les deux situations, soit 2D ou 3D. Aussi, les courbes de niveau sous la zone d'extraction d'énergie maximale sont beaucoup plus rapprochées que lorsque cette zone est passée, dénotant ainsi que le rendement est plus sensible à l'amortissement lorsque cette valeur est plus faible. Toutefois, beaucoup de différences subsistent pouvant être expliquées par les différences entre les situations. Premièrement, comme attendu, la rigidité non dimensionnelle (k^*) offrant le meilleur rendement se situe entre celle du ratio de masse (m^*) de 1 et 10. En effet, lors des simulations numériques, une des observations notées est que l'augmentation du ratio de masse mène à une extraction maximale vers des rigidités plus élevées. Or, tout comme pour l'amortissement non dimensionnel (γ^*), selon la Figure 1.14, des valeurs supérieures à celles exhibées à la Figure 4.1 seraient attendues. En effet, l'amortissement non dimensionnel maximisant l'extraction d'énergie avoisine plutôt 2 pour les simulations bidimensionnelles. Ces différences peuvent s'expliquer par la différence de régime dans les deux campagnes expérimentales. Forcément, les simulations numériques étant bidimensionnelles, celles-ci sont laminares et n'ont pas de caractère turbulent, ce qui n'est pas le cas pour les essais dans le canal à Strasbourg.

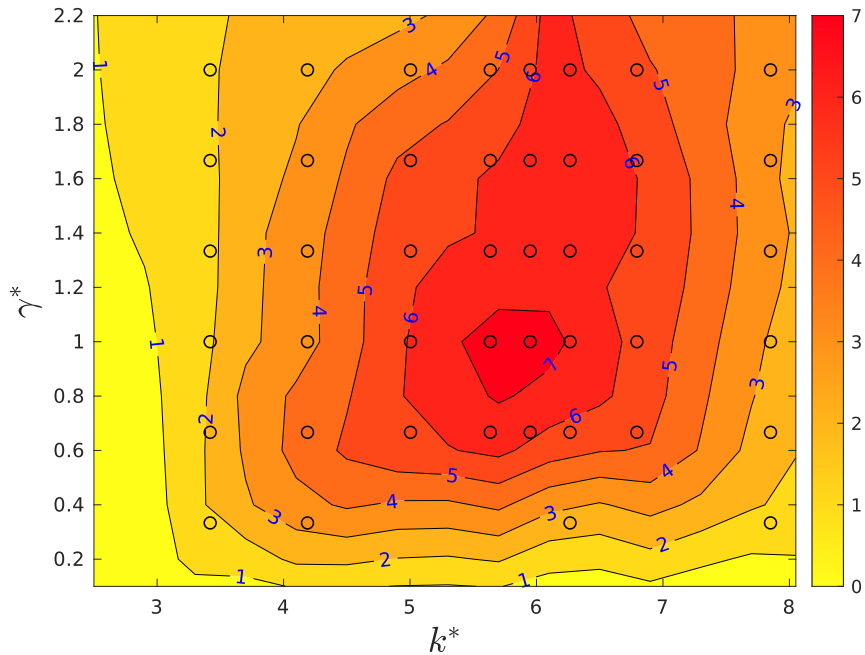


Figure 4.1: Courbes de niveau interpolées du rendement énergétique en pourcentage en fonction de la rigidité (k^*) et de l'amortissement (γ^*) non dimensionnels avec un ratio de masse (m^*) de 2.41 et un nombre de Reynolds de 34 000 pour un cylindre seul.

De plus, cette dernière figure est réalisée avec un cylindre tridimensionnel ne s'étendant pas jusqu'aux limites du canal, il y a donc la présence d'effets de bout qui vient nuire au rendement énergétique.

Comme l'a démontré Barrero-Gil, et al. (2012), une augmentation du nombre de Reynolds devrait se traduire en une efficacité énergétique plus élevée. Ce n'est pas ce que montrent les performances présentées ici qui montrent que l'ordre de grandeur des résultats est le même que pour les simulations numériques avec un nombre de Reynolds de 200. D'autre part, plusieurs études expérimentales obtiennent des rendements de l'ordre de 20% et même légèrement supérieurs pour des nombres de Reynolds près de 50 000 (Lee & Bernitsas, 2011; Sun, et al., 2017). Il y a donc un écart significatif entre la campagne expérimentale réalisée et la littérature. Parmi les pistes probables, la présence des bras verticaux dans le canal pour supporter le cylindre. La large épaisseur des bras est un paramètre non négligeable à prendre en compte qui vient détériorer la qualité des résultats. Effectivement, la présence de ceux-ci affecte l'écoulement en aval du cylindre, mais également au niveau de celui-ci comme en témoigne la Figure 4.2.



Figure 4.2: Photographie présentant une vue de devant du montage installé dans le canal de l'Institut de Mécanique des Fluides et des Solides lorsque celui-ci est en marche démontrant l'influence des bras verticaux supportant le cylindre amont sur l'écoulement.

Cette photographie montre bien la perturbation engendrée de part et d'autre de chaque bras vertical qui interfère avec le sillage du cylindre. L'ampleur de celle-ci dépend, entre autres, de l'épaisseur des bras ainsi que de la présence d'un espacement entre la paroi du canal et ce support. L'espace présent avec ce montage est d'approximativement 5 cm de chaque côté. Les montages expérimentaux évitent habituellement d'introduire ce type de perturbations visiblement nuisible à la qualité de l'écoulement. En effet, soit le cylindre oscille dans un support compris dans la paroi du canal ou directement accolé sur celle-ci (Shirakashi, et al., 1989; Shirakashi, et al., 1994; Takahashi & Baranyi, 1999; KUMAGAI, et al., 2001), soit le cylindre est posé verticalement et le support est à l'extérieur du fluide (Stappenbelt, et al., 2016; Mackowski & Williamson C.H.K., 2013). Dans le cas présent, il fallait composer avec le montage préexistant qui comprenait ces bras et qui ne pouvait être ajusté aisément dans le temps imparti. De plus, le cylindre étant trapu ($AR = 6.25$), l'influence de ces éléments de support se fait sentir sur une grande portion de celui-ci.

Cette perturbation significative des bras au niveau du cylindre vient indéniablement altérer les résultats expérimentaux. Cela peut expliquer une partie de l'écart entre les résultats obtenus et la littérature. Aussi, une source supplémentaire d'erreurs est la compensation de frottement dans le montage. Celui-ci étant plutôt élevé, il est nécessaire de le compenser pour obtenir des résultats probants. Toutefois, cette étape est très sensible et influe grandement sur la puissance extraite. Une sous-estimation du frottement entraîne une baisse du rendement énergétique. Inversement, une surestimation mène à des résultats surévalués. Comme le montre la Figure 3.10, le frottement est sous-estimé dans les résultats expérimentaux, ce qui se traduit par une dépréciation de la puissance extraite. Conséquemment, les résultats absolus obtenus ne reflètent pas justement le plein potentiel de cette configuration. Toutefois, le comportement relatif reste valide et permet de comparer les résultats de cette étude entre eux.

La Figure 4.3 montre la relation entre le ratio d'amplitude et le paramètre K_{eff}^* pour divers amortissements non dimensionnels différents.

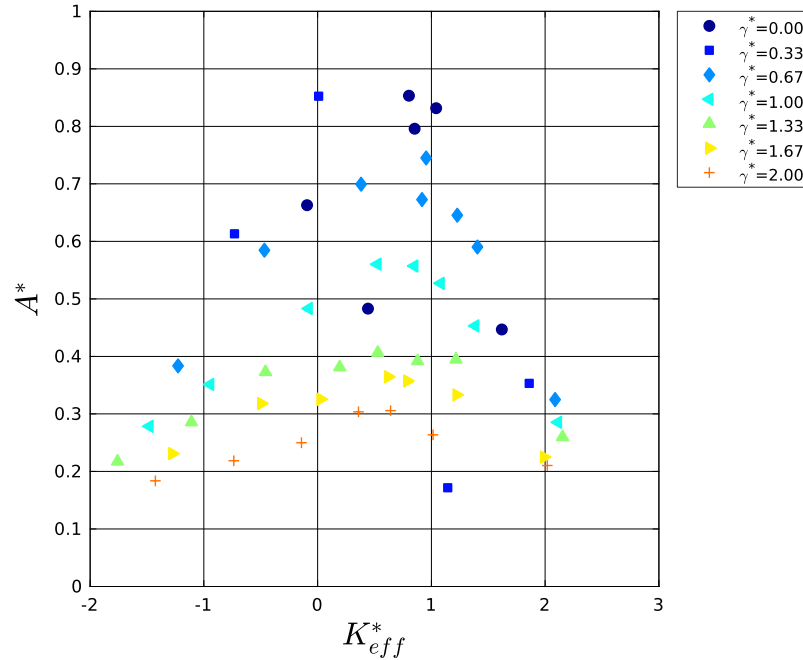


Figure 4.3: Influence de la rigidité effective (K_{eff}^*) et de l'amortissement (γ^*) sur l'amplitude des oscillations (A^*) lorsque $m^* = 2.31$ et $Re = 34\ 000$.

Comme exprimé préalablement, un K_{eff}^* nul signifie qu'il y a la présence du phénomène de « Lock-In ». Dès lors, de grandes amplitudes sont observées dues à la synchronisation de la fréquence d'éjection de vortex à la fréquence naturelle du système oscillant. En pratique, cette zone peut s'étirer jusqu'à une rigidité effective de 3. C'est bel et bien ce qui est observé dans cette figure où l'amplitude maximale de chaque degré d'amortissement se trouve dans cette zone. De même, autour d'une valeur de 2, il y a une nette décroissance de l'amplitude manifestant que les fréquences ne sont plus synchronisées. Une autre façon d'observer cette synchronisation est par l'entremise du graphique mettant en relation le ratio de fréquence (f^*) avec la vitesse réduite (U^*) comme l'illustre la Figure 4.4. Dans ce cas-ci, ces relations sont présentées en fonction de la fréquence naturelle dans l'air (f_N). Cependant, ces rapports peuvent s'exprimer avec la fréquence naturelle dans le fluide (f_{NW}). Lorsque la vitesse réduite s'approche de 5, la fréquence d'éjection de vortex dévie de celle de Strouhal pour s'arrimer à celle de la fréquence naturelle du système harmonique. C'est ce que démontrent les points se distanciant de la droite rouge. Ce phénomène est davantage marqué pour les configurations où l'amortissement est plus faible et contraint moins les oscillations. Cet écart de la fréquence de Strouhal pour la fréquence

naturelle mène à des amplitudes plus élevées et c'est ce qui est corroboré à la Figure 4.5 où l'amplitude non dimensionnelle est mise en relation avec la vitesse réduite.

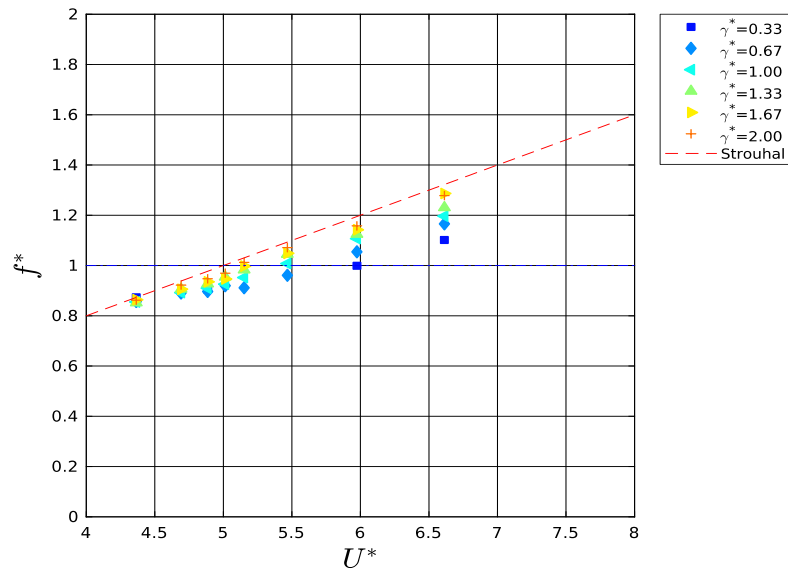


Figure 4.4: Ratio de fréquence (f^*) en fonction de la vitesse réduite (U^*) basée sur la fréquence naturelle (f_N) pour différents amortissements non dimensionnels (γ^*) lorsque $m^* = 2.41$ et $Re = 34\ 000$.

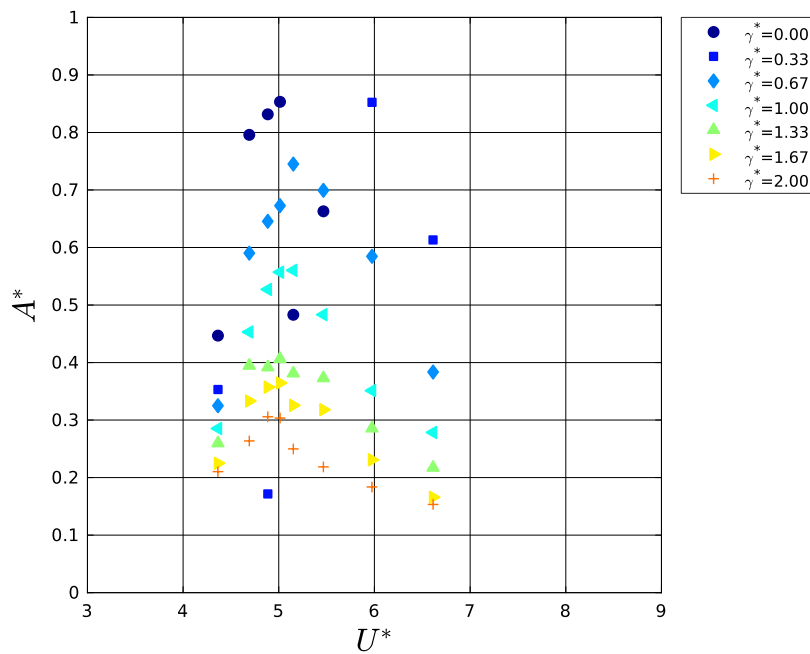


Figure 4.5: Amplitude des oscillations (A^*) en fonction de la vitesse réduite (U^*) basée sur la fréquence naturelle (f_N) pour différents amortissements non dimensionnels (γ^*) lorsque $m^* = 2.41$ et $Re = 34\ 000$.

Similairement à la Figure 1.8, il y a une augmentation rapide de l'amplitude à une vitesse réduite qui dépend du ratio de masse. Dans le cas présent, celle-ci se retrouve entre 4 et 5. Par la suite, il y a le régime de « Lock-in », qui comme précisé précédemment, se manifeste entre autres par de grandes amplitudes. Encore une fois, l'étendue de cette plage dépend du ratio de masse comme le dépeint la Figure 1.8. Cette figure montre également l'influence de l'amortissement sur l'amplitude maximale pouvant être atteinte. Le débattement des oscillations est amoindri avec l'augmentation de l'amortissement qui retire de l'énergie au système. Malheureusement, pour les faibles amortissements, il n'était pas possible d'obtenir l'amplitude maximale dans la région de « Lock-in » puisque celle-ci dépassait le débattement des ressorts.

Ces dernières figures confirment la présence de vibrations induites par vortex dans l'étude expérimentale malgré la présence d'éléments nuisibles à l'écoulement.

4.2 Cylindres en position cruciforme

Après avoir évalué le rendement énergétique pour un seul cylindre, l'influence d'un second corps placé dans le sillage a pu être testée, et ce pour plusieurs distances. Effectivement, le second cylindre étant placé sur une glissière, il est facile de modifier l'espacement entre les deux corps. La région d'intérêt est évidemment lorsque les cylindres sont près l'un de l'autre et que l'influence du second corps se fait sentir. Ceci est fait pour certains points proches de l'optimum. L'exercice ici étant d'observer s'il est possible d'augmenter le rendement énergétique significativement pour des points d'opérations déjà dans la zone où l'extraction y est maximale avec un mécanisme simple. La Figure 4.6 récupère l'information de la Figure 4.1 et met en évidence les points d'opération choisis pour vérifier l'impact de la distance entre deux cylindres sur l'extraction d'énergie. Concrètement, 6 configurations sont sélectionnées composées de combinaisons entre l'amortissement non dimensionnel (0.67, 1) et de la rigidité non dimensionnelle (5.67, 5.99, 6.31). Le nombre de Reynolds et le ratio de masse sont naturellement gardés constants pour la suite de l'expérience.

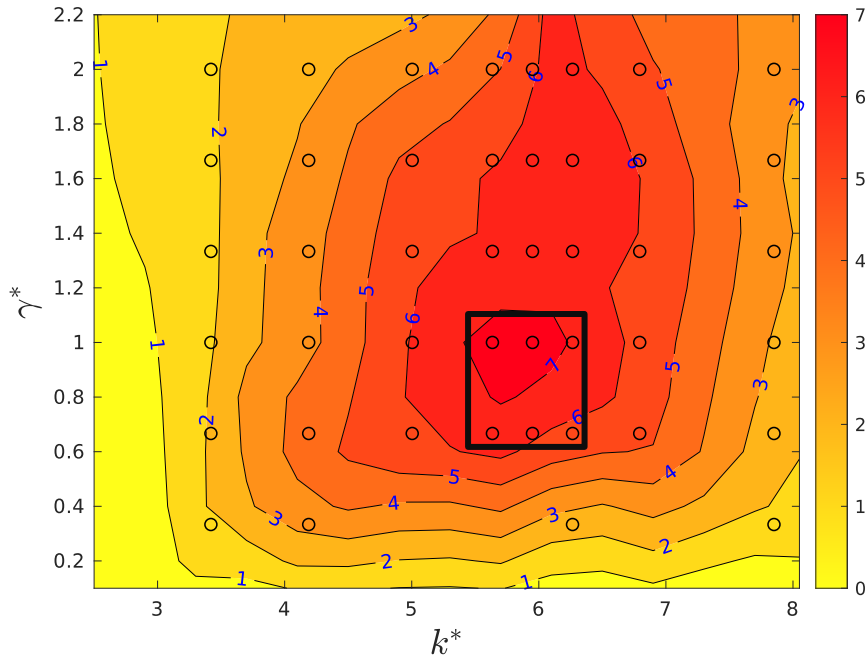


Figure 4.6: Courbes de niveau interpolées du rendement énergétique en pourcentage en fonction de la rigidité (k^*) et l'amortissement (γ^*) non dimensionnels pour un ratio de masse (m^*) de 2.41 et un nombre de Reynolds de 34 000 pour un cylindre seul et région sélectionnées pour les tests.

Avec ces points, 7 différentes distances sont explorées allant de $0.3D$ à une distance infinie, c'est-à-dire, lorsqu'il n'y a qu'un seul cylindre. Premièrement, la Figure 4.7 illustre l'influence du déplacement du cylindre aval sur l'extraction d'énergie du cylindre amont lorsque ceux-ci sont exactement de la même taille. Les valeurs à $s/D = \infty$ varient de celles présentées à la figure précédente puisque les essais n'ont, entre autres, pas été réalisés la même journée. Conséquemment, le frottement et sa compensation ne sont pas les mêmes dans les deux essais ce qui entraîne vraisemblablement et malencontreusement des variations dans la réponse absolue obtenue. De plus, l'évaluation de l'incertitude sur le rendement montre que celle-ci avoisine près de 10% en valeur relative. Celle-ci est d'ailleurs directement influencée de l'incertitude sur la compensation de frottement. Toutefois, tel que mentionné préalablement, les tendances observées restent les mêmes, malgré la différence dans la valeur absolue du rendement obtenue. Cela permet donc de conclure sur le comportement général de l'extraction l'énergie des vibrations induites par vortex lorsqu'un second cylindre est placé dans le sillage.

Il appert de cette première figure que d'avoir un espacement très petit, soit inférieur à $0.5D$, est très nuisible sur le rendement énergétique. Effectivement, en deçà de cette valeur, le rendement est inférieur à 50% de l'efficacité maximale. Un autre élément qui résulte de cette étude est que le pic de rendement se situe entre un espacement 1 et $1.5D$ pour plusieurs configurations éprouvées. Le cas où la rigidité est de 5.67 et l'amortissement est de

0.67 présente un rendement 16.3% plus élevé lorsque l'espacement est de 1 que lorsqu'il n'y a pas de second cylindre dans le sillage. Similairement, l'autre combinaison avec la même rigidité offre une hausse de 12.2%.

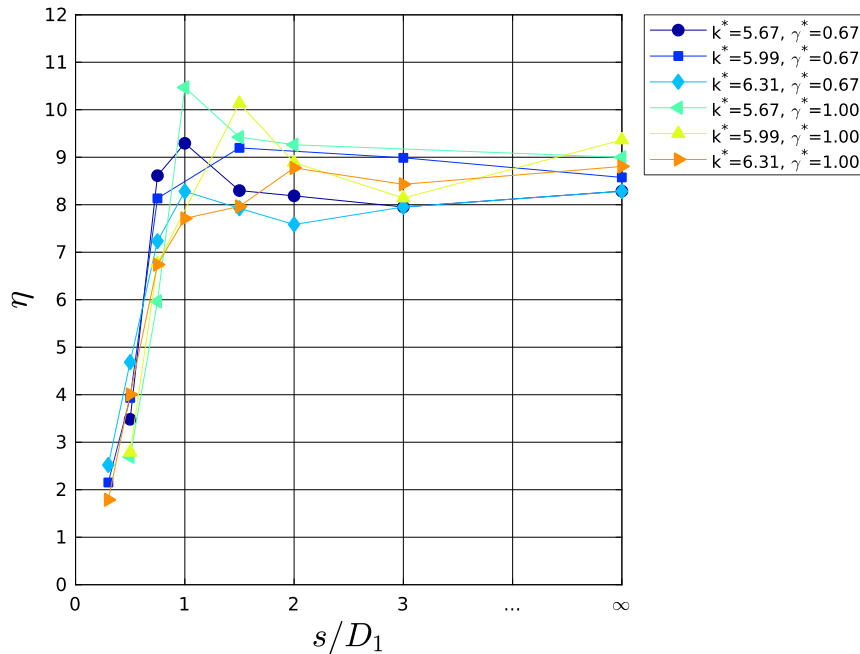


Figure 4.7 : Influence de l'espacement (s/D_1) sur le rendement énergétique en pourcentage (η) lorsque $D_1/D_2 = 1$ et $m^* = 2.41$ pour un nombre de Reynolds de 34 000 sur 6 points d'opération différents.

La région entre un espacement de 2 et la configuration du cylindre unique est plutôt stable quant à elle, montrant que passé cette distance, le second cylindre apporte une modification négligeable sur le rendement du corps en amont. Les points ayant un rendement plus élevé correspondent également à la région de « Lock-in » comme le montre la Figure 4.8 où la majorité des points d'opération pour des espacements supérieurs à $0.5D$ se retrouve avec une rigidité effective entre 0 et 3. Ceci, avec la Figure 4.9 démontrent bien la présence de vibrations induites par vortex lors de l'expérimentation avec deux cylindres. En effet, dans le cas où l'amplitude est tracée en fonction de l'espacement, il appert que les faibles espacements offrent de basses amplitudes oscillatoires, montrant similairement à la Figure 4.8 qu'il n'y a pas de synchronisation avec la fréquence naturelle lorsque les deux corps sont très rapprochés pour cette configuration. Toutefois, l'amplitude augmente rapidement à partir d'un espacement de $0.75D$ et devient assez constante passé un espacement de $1.5D$. Aussi, cette seconde figure témoigne bien de l'effet de l'amortissement sur l'amplitude des oscillations. Effectivement, il a deux régimes clairement perceptibles qui se distinguent aisément par un amortissement différent. L'amortissement de 0.67 étant plus bas, celui-ci retire moins d'énergie du système masse-ressort-amortisseur et permet aux oscillations d'atteindre de plus grandes amplitudes.

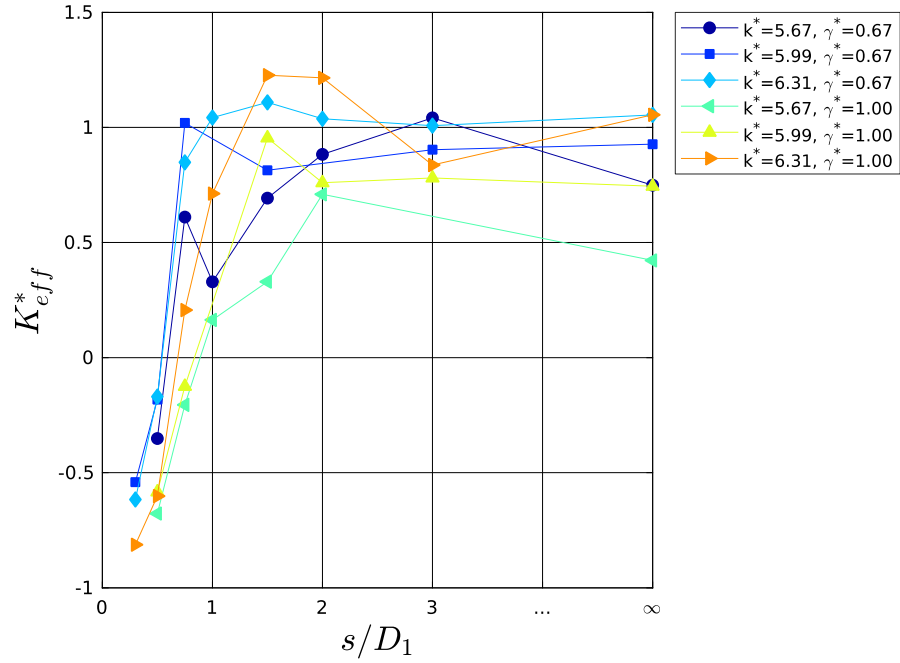


Figure 4.8: Rigidité effective (K_{eff}^*) en fonction de l'espacement (s/D_1) lorsque $D_1/D_2 = 1$ et $m^* = 2.41$ pour un nombre de Reynolds de 34 000 sur 6 points d'opération différents.

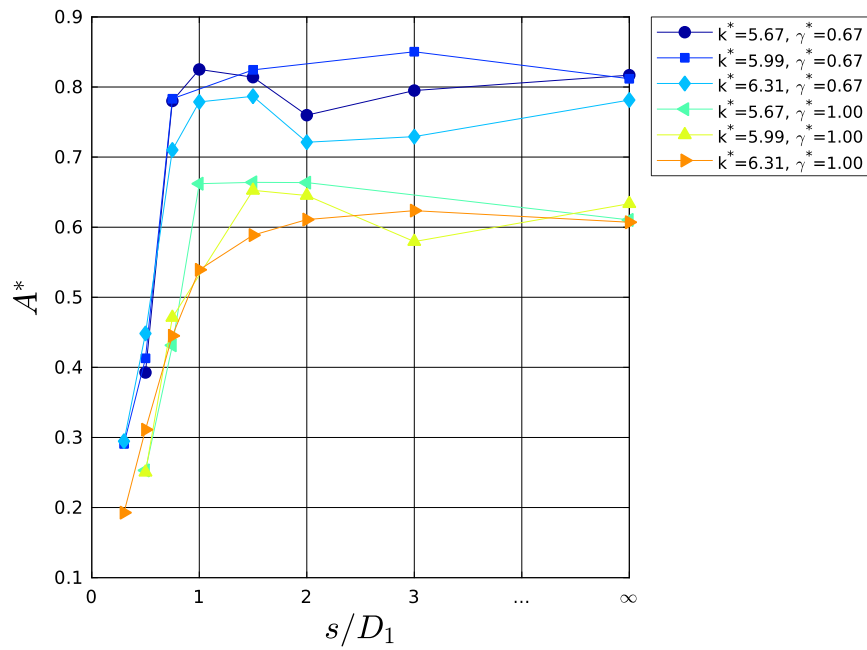


Figure 4.9: Amplitude des oscillations (A^*) en fonction de l'espacement (s/D_1) lorsque $D_1/D_2 = 1$ et $m^* = 2.41$ pour un nombre de Reynolds de 34 000 sur 6 points d'opération différents.

Par la suite, le même exercice est fait, mais en variant cette fois-ci le diamètre du cylindre aval. Les rapports deviennent donc respectivement $D_1/D_2 = 1.6$ lorsque le cylindre aval est plus petit et $D_1/D_2 = 0.73$ lorsque ce dernier est plus grand. Le résultat de ces expériences est illustré aux Figure 4.10 et Figure 4.11. Tout comme à la Figure 4.7, quelques points offrent des rendements plus élevés lorsque l'espacement entre les deux cylindres se situe autour de $1D$. Particulièrement, dans le cas où le cylindre aval est plus grand où les pics de rendement plus élevés sont respectivement 25.4% et 11.3% plus efficaces énergétiquement que lorsque le cylindre est seul.

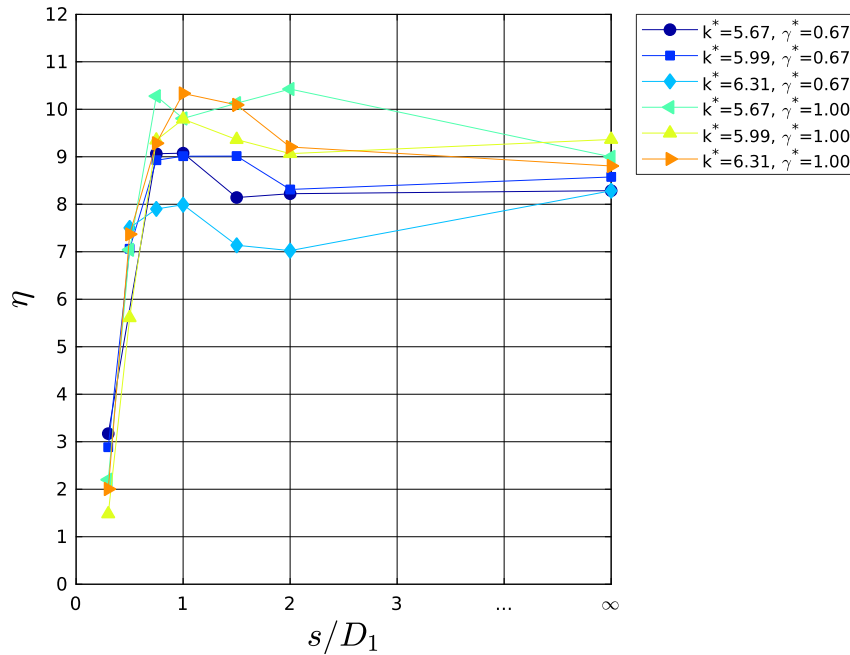


Figure 4.10 : Influence de l'espacement (s/D_1) sur le rendement énergétique en pourcentage (η) lorsque $D_1/D_2 = 1.6$ et $m^* = 2.41$ pour un nombre de Reynolds de 34 000 sur 6 points d'opération différents.

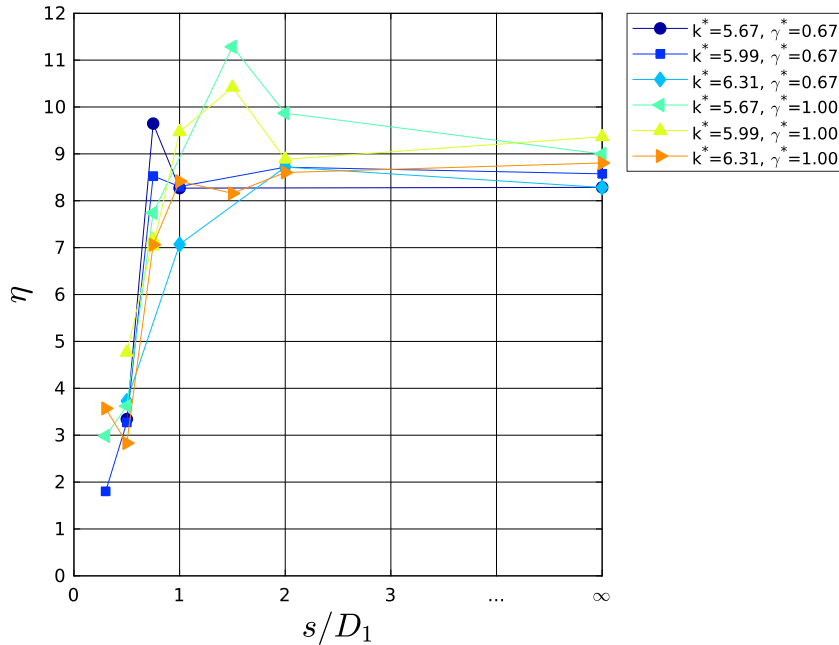


Figure 4.11 : Influence de l'espacement (s/D_1) sur le rendement énergétique en pourcentage (η) lorsque $D_1/D_2 = 0.73$ et $m^* = 2.41$ pour un nombre de Reynolds de 34 000 sur 6 points d'opération différents.

Ces figures tendent à attester que de placer un second cylindre dans le sillage d'une turbine fonctionnant sous le phénomène de vibrations induites par vortex peut être bénéfique. En effet, en prenant par exemple le cas où $k^* = 5.67$ et $\gamma^* = 1$, le maximum du rendement est obtenu pour des espacements entre 1 et 2 et ce, peu importe la taille du cylindre aval ancré derrière. Également, ce n'est pas la seule configuration qui offre un rendement plus élevé avec un second cylindre comme le manifeste les figures précédentes. Cependant, en prenant le cas où $k^* = 6.31$ et $\gamma^* = 0.67$, le second cylindre semble être toujours nuisible. Cela montre donc que ce comportement n'est pas général et transposable à tous les points d'opération testés avec un seul cylindre. Avec seulement 6 points d'opération, il est difficile d'établir une corrélation. Or, les combinaisons formées des 2 rigidités plus faibles génèrent un rendement plus élevé avec un cylindre placé dans le sillage et il semble que cette différence d'efficacité avec le cas du cylindre unique est influencée par l'amortissement. Effectivement, cette différence est plus marquée pour $\gamma^* = 1$.

Pour les faibles espacements ($s/D < 0.5$), un nouveau régime de vortex devrait apparaître. Toutefois, la fréquence oscillatoire ne se déplace pas vers des fréquences moins élevées. Ce changement de fréquence aurait montré la présence de vortex longitudinaux tels que les « necklace vortex » ou bien les « trailing Vortex ». Une des hypothèses privilégiées pour expliquer cette divergence vis-à-vis de la théorie est la présence des bras et des surfaces rapprochées. Le cylindre de 0.08 m est placé dans 0.45 m d'eau. Malgré que celui-ci soit situé

au centre, avec les oscillations, il se retrouve près des surfaces, qui viennent plausiblement interférer dans la formation et la préservation des vortex. Ceci, jumelé à l'interférence des bras et du cylindre aval rapproché nuit au développement des vortex sur le cylindre, et conséquemment, les amplitudes décroissent significativement et le régime n'est plus périodique comme observé pour les espacements plus élevés.

5 Résultats numériques

Contrairement à la campagne expérimentale qui étudiait plusieurs points d'opération, seulement une configuration près de l'optimum est explorée dans les simulations numériques. Effectivement, il aurait été intéressant de faire cette étude sur une plus grande plage paramétrique, cependant, dû au coût de calcul, celle-ci doit être restreinte. Or, plusieurs distances (s/D) ont été testées allant de 0.28 à une distance infinie, c'est-à-dire, le cas du cylindre unique, pour le point ($m^* = 1, \gamma^* = 1, k^* = 5$). Puisque le nombre de Reynolds choisi est plus petit que celui de la campagne expérimentale, la précédente campagne numérique est utilisée comme pierre d'assise, d'où le choix de ce point d'opération. Aussi, toutes ces simulations sont originaires de la même configuration initiale de la Figure 1.14, elles ont toutes les mêmes propriétés du système masse-ressort-amortisseur. Conséquemment la fréquence naturelle et la vitesse réduite sont les mêmes pour tous les cas testés. L'emphase étant mise ici sur l'influence du déplacement du cylindre aval sur l'extraction d'énergie d'un point situé près de l'optimal plutôt que sur l'incidence des paramètres structuraux. Les prochaines sections présentent donc l'influence de la distance sur les paramètres physiques ainsi que la formation du sillage pour des distances variées.

Le nombre de Reynolds est cette fois-ci fixé à 250. En effet, il serait difficile numériquement de reproduire les résultats expérimentaux puisque le nombre de Reynolds se situe plutôt autour de 34 000. À ce nombre de Reynolds, les modèles de turbulence classiques ne sont pas adaptés puisqu'ils sont conçus pour des couches limites complètement turbulentes afin de bien déterminer le point de séparation (Wilcox & C., 1993). De surcroît il serait très onéreux en temps et en ressources de faire plusieurs simulations DNS à ce nombre de Reynolds. Conséquemment, un nombre plus bas devait être choisi. Puisqu'une campagne paramétrique avait déjà été effectuée à bas Reynolds, il était pertinent de continuer dans cette lignée. Celui-ci a légèrement été haussé puisqu'un nombre de Reynolds de 200 correspond à la transition où le sillage commence à avoir des effets tridimensionnels (Zhao & Lu, 2018). Puisque pour cette campagne expérimentale, le domaine est tridimensionnel, il était approprié de monter légèrement ce nombre afin de s'assurer que les simulations étaient toutes de la même nature et pas dans cette zone de transition.

5.1 Influence de la distance sur les paramètres physiques

Premièrement, la Figure 5.1 illustre l'évolution du rendement de la turbine en fonction de la distance entre les deux cylindres.

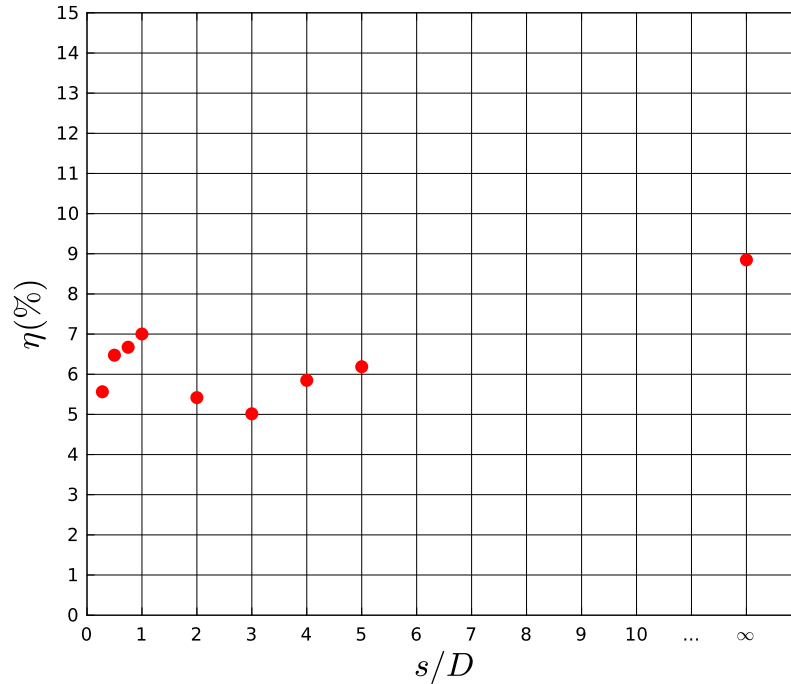


Figure 5.1: Influence de l'espacement (s/D) sur le rendement énergétique en pourcentage (η) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

Un optimum local se dessine pour un espacement de 1D. Effectivement, de part et d'autre de ce point, des efficacités moins élevées que 7% sont obtenues. Cependant, lorsque le cylindre est libre, sans corps derrière, pour les mêmes paramètres structuraux, le rendement est plutôt de près de 9%. C'est également le rendement obtenu pour une simulation 2D au même nombre de Reynolds et les mêmes paramètres structuraux. Cette figure illustre bien également que d'approcher le cylindre aval trop près du premier, nuit à l'efficacité de celui-ci. C'est le même constat qui était observé expérimentalement à la section précédente. Toutefois, cette fois-ci, il apparaît de ce graphique qu'avec un espacement entre 1 et 10, l'efficacité n'est pas constante. Il y a un creux présent pour des espacements d'approximativement 3. Par la suite, l'efficacité augmente jusqu'à atteindre son apogée lorsqu'aucun corps n'est présent dans le sillage. Les résultats préliminaires pour un espacement de 10D montrent que l'efficacité à cette distance tend vers celle du cylindre unique. Cela confirme bien les études démontrant que l'effet du cylindre aval se fait sentir jusqu'à approximativement 10D derrière le corps amont.

Aussi, il est important de noter que contrairement aux autres simulations, la distance $s/D = 2$ ne semble pas atteindre de régime périodique. L'amplitude des oscillations et la durée de celles-ci sont très variables d'un débattement à l'autre. Dès lors, la moyenne est effectuée sur un plus grand nombre de cycles.

Un constat similaire est déduit de la Figure 5.2 où l'amplitude des oscillations décroît également lorsque le cylindre s'approche en deçà d'une distance unitaire. De manière analogue à la figure précédente, un optimum local se trouve à un espacement d'environ $1D$, mais reste inférieur à la situation où il n'y a aucun corps dans le sillage du cylindre mobile. De surcroît, l'amplitude maximale obtenue, soit de près de 0.43 est conséquente avec les résultats 2D présentés à la Figure 1.8 pour un nombre de Reynolds très similaire et un ratio de masse (m^*) identique.

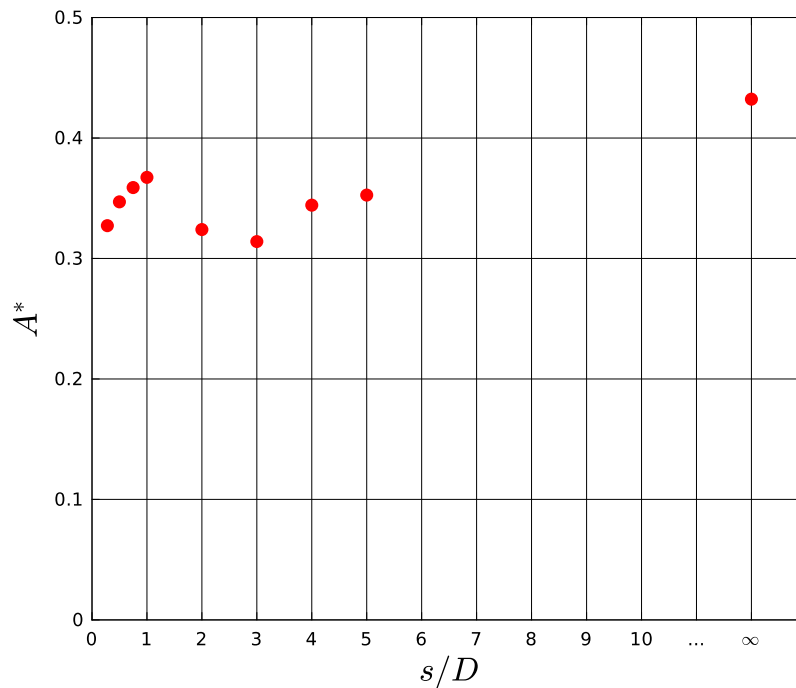


Figure 5.2: Influence de l'espacement (s/D) sur l'amplitude des oscillations (A^*) du cylindre mobile lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

Effectivement, dans ce cas-ci, la vitesse réduite définit avec la fréquence naturelle dans l'air (U^*) se trouve à être de 3.52 due aux paramètres structuraux sélectionnés. Cela démontre que ce point près de l'optimum, précède tout juste le régime de « Lock-in » puisqu'il ne fait pas partie du plateau où les amplitudes sont les plus élevées bien qu'il y soit très près.

Plus précisément, la Figure 5.3 présente le contenu fréquentiel de chaque distance analysée. La principale observation de ce graphique est que la fréquence d'oscillation est très similaire d'une simulation à l'autre, fluctuant quelque peu au-dessus de 0.2. Cette fréquence étant celle de l'allée de Karman atteste que ce sont plutôt ces derniers qui régissent l'oscillation du cylindre et non les vortex longitudinaux, et ce même lorsque les deux corps sont près l'un de l'autre. Effectivement, si cela avait été le cas, la fréquence d'oscillation serait beaucoup plus basse puisque la fréquence d'éjection des TV se retrouve inférieure à 0.1 et celle des NV est quasi constante autour de 0.04. Aussi, bien que pour les simulations bidimensionnelles, il s'agit d'un point d'opération près de l'efficacité maximale, cette figure montre qu'il n'y a pas de « Lock-in » avec cette configuration. Si cette synchronisation avait eu lieu, la fréquence d'oscillation non dimensionnelle (St) serait plus élevée et se situerait plutôt autour de 0.28, afin de s'accorder avec la fréquence naturelle du système.

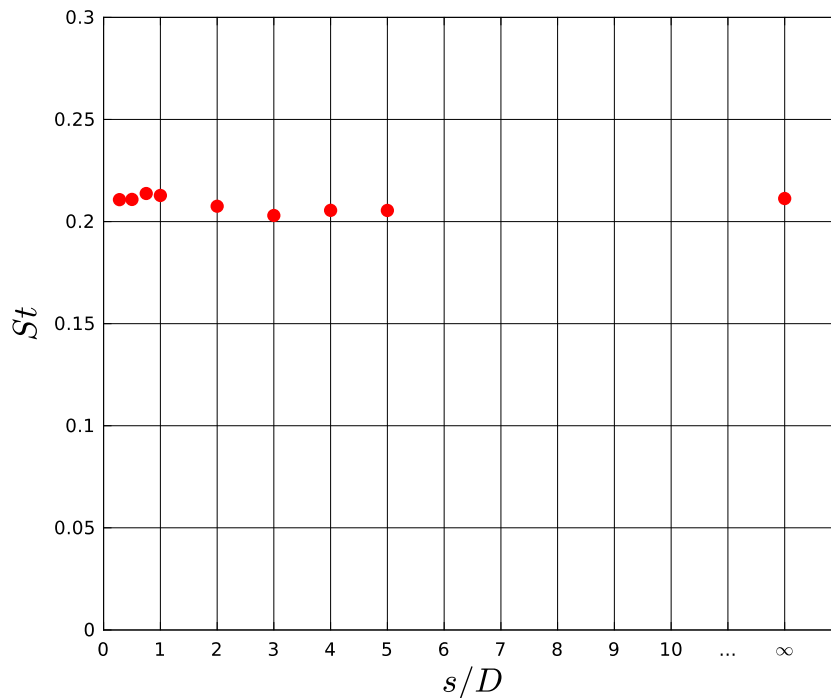


Figure 5.3: Influence de l'espacement (s/D) sur la fréquence des oscillations (St) du cylindre mobile lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

La Figure 5.4 montre l'influence de l'espacement sur la rigidité effective (K_{eff}^*). Tel que discuté préalablement, c'est un critère qui permet également d'attester la présence de « Lock-in ». Bien qu'en pratique, la plage correspondant à cette synchronisation peut s'étendre de 0 à 3 dans certaines expériences (Shiels, et al., 2001), cela ne semble pas être le cas présentement. Effectivement, la rigidité effective se retrouve entre 2 et 3 pour toutes les simulations effectuées, ce qui est suffisamment écarté de la valeur nulle pour montrer encore une fois que cette configuration n'opère pas sous le régime de « Lock-in ». Similairement, la Figure 4.3 montrant la

rigidité effective des résultats expérimentaux montrait également que dans cette plage, il n'y avait pas de synchronisation perceptible.

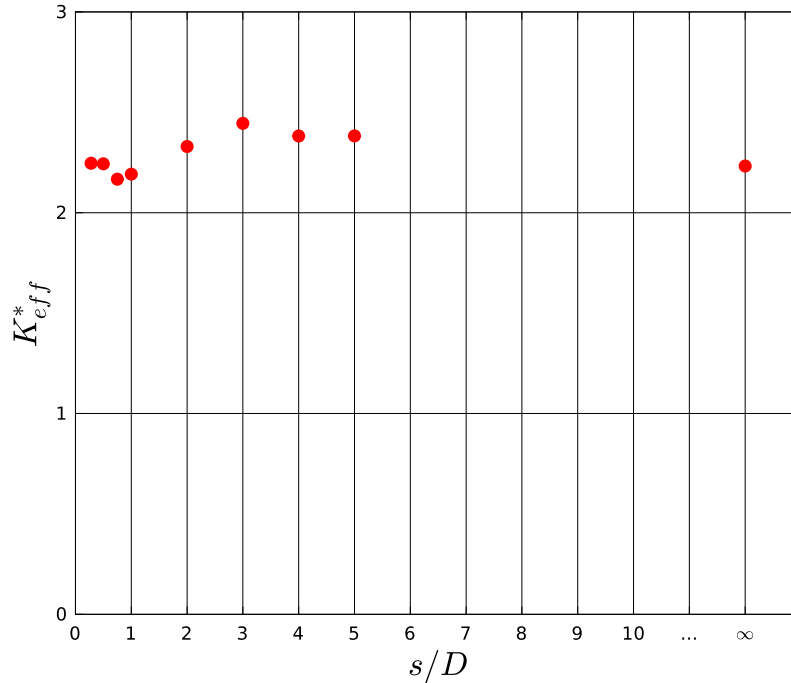


Figure 5.4 :Influence de l'espacement (s/D) sur la rigidité équivalente (K_{eff}^*) du cylindre mobile lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

Bien que la présence des vortex longitudinaux associée à cette configuration ne semble pas avoir un impact significatif sur la fréquence d'oscillation du cylindre amont, ils ont une incidence sur les forces ressenties sur le cylindre oscillant. La Figure 5.5 et la Figure 5.6 montrent respectivement le coefficient de traînée moyen sur un cycle ($\overline{C_D}$) ainsi que la valeur RMS du coefficient de portance, également sur un cycle ($\overline{C'_L}$). Ce paramètre sert à mesurer la variabilité de la portance sur un cycle puisqu'autrement, la moyenne se situe près de 0. Le coefficient de traînée suit la même tendance que pour les précédents paramètres observés. Toutefois, le coefficient de portance en valeur RMS diverge un peu de cette tendance où le maximum et le minimum local se retrouvent un peu plus tôt. Il faut cependant noter que les valeurs sont toutes très près l'une de l'autre, particulièrement pour les faibles espacements. Quoique cela soit le cas, cela ne signifie pas que la distribution moyenne de la portance sur un cycle est similaire d'un cas à l'autre. L'évolution moyenne sur un cycle de chaque force est présentée à la prochaine section.

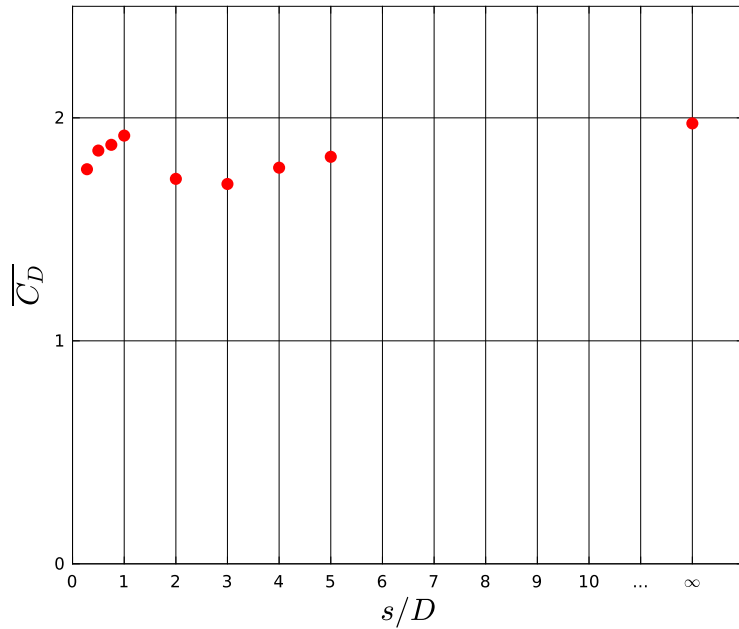


Figure 5.5: Influence de l'espacement (s/D) sur le coefficient de traînée ($\overline{C_D}$) du cylindre mobile lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

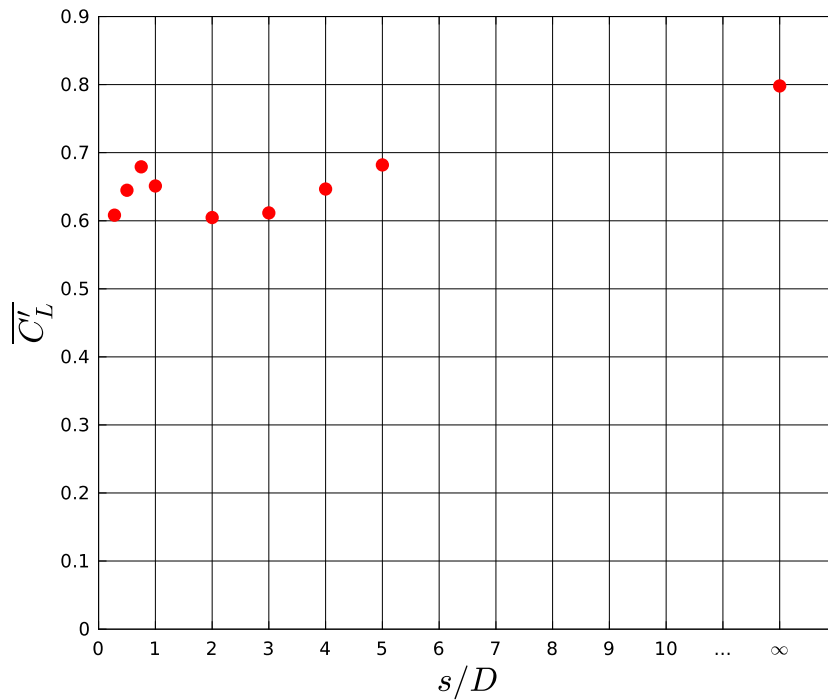


Figure 5.6: Influence de l'espacement (s/D) sur le coefficient de portance RMS ($\overline{C'_L}$) du cylindre mobile lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

Puisque le paramètre d'efficacité (η) dépend de l'amplitude des oscillations et que celle-ci varie également lorsque la distance entre les deux cylindres est modifiée, il peut être intéressant de valider l'évolution de la puissance extraite sans ce paramètre. Effectivement, si seulement la puissance extraite maximale est désirée, indépendamment de la plage balayée par le cylindre, il faut un nouveau paramètre. Dans ce cas-ci, le coefficient de puissance ($\overline{C_P}$) est utilisé pour quantifier cette nouvelle puissance extraite. Celui-ci, plutôt que de dépendre de l'amplitude des oscillations, repose seulement sur les dimensions propres du cylindre amont. La composante A_s est donc substituée par le diamètre (D). L'équation est donc définie par la relation suivante :

$$\overline{C_P} = \frac{\overline{P}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^3 D b} \quad (5.1)$$

La Figure 5.7 présente l'évolution de ce nouveau coefficient en fonction de l'espacement entre les deux cylindres. À l'instar de la figure affichant le rendement, une efficacité maximale se dessine pour une distance de 1D entre chaque corps. Cela démontre que l'amplitude des oscillations varie similairement à la puissance extraite. Autrement, la vitesse du corps et son amplitude de mouvement sont étroitement liées.

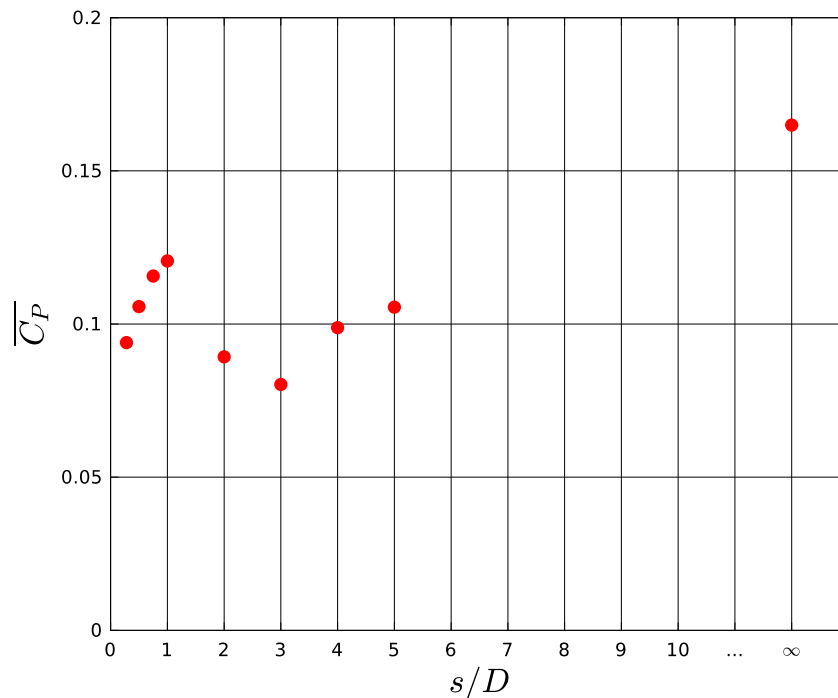


Figure 5.7: Influence de l'espacement (s/D) sur le coefficient de puissance extraite ($\overline{C_P}$) du cylindre mobile lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

5.2 Explication physique

Il est intéressant de comprendre la divergence du comportement oscillatoire et des forces entre le cylindre seul et celui jumelé avec un second dans son sillage. Pour ce faire, les coefficients de forces agissant sur celui amont sont analysés pour différentes configurations. Premièrement, la Figure 5.8 présente l'évolution du coefficient de traînée moyen sur un cycle, pour certains espacements choisis, le long du cylindre amont.

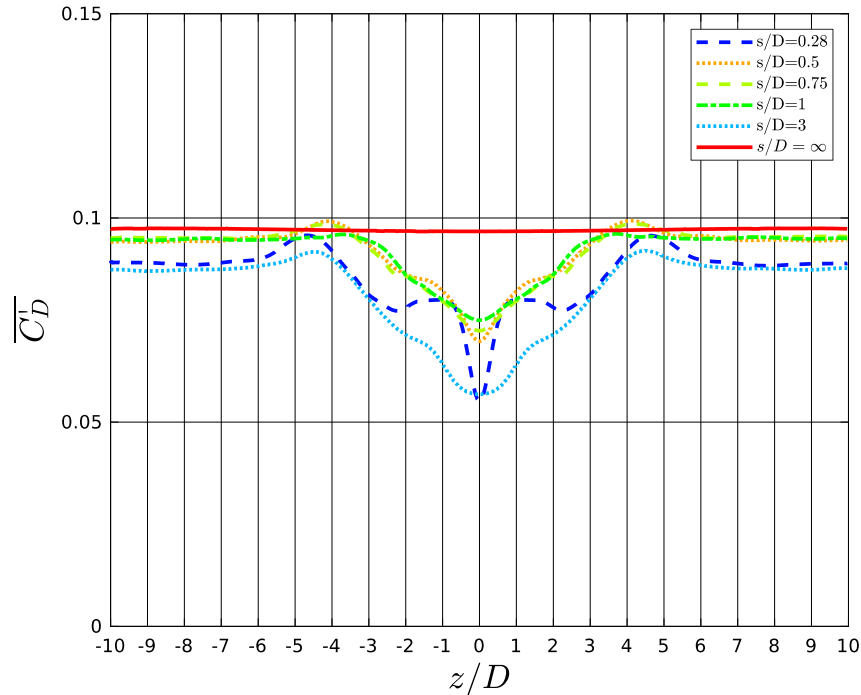


Figure 5.8: Évolution longitudinale du coefficient de traînée ($\overline{C'_D}$) moyen sur un cycle en fonction de la position longitudinale (z) le long du cylindre amont pour différents espacements (s/D) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

Une première observation dénotée est que le corps en aval peut modifier l'éjection de vortex jusqu'à 6D de part et d'autre du centre, et ce, de façon symétrique. Effectivement, pour le plus faible espacement, la traînée devient constante à partir de ce point, bien qu'elle demeure inférieure au cas de référence. En réalité, le coefficient de traînée est plus petit lorsqu'il y a la présence d'un second corps dans le sillage comme le certifie la figure précédente. Cette diminution s'observe particulièrement au centre du cylindre où il y a une chute notable de la force. Toutefois, cette réduction se propage sur toute la longueur de ce dernier. La présence du second cylindre retarde le décrochage de la couche limite. Ceci est causé par un gradient de pression adverse plus important lorsque le cylindre aval est ajouté. C'est ce qu'illustre la Figure 5.9 où l'angle de décrochage sur le dessus du cylindre y est présenté sur un demi-cycle pour plusieurs points le long de celui-ci, et ce, pour 3 espacements

différents. Cet angle est déterminé en récupérant le premier point où le frottement pariétal (τ_w) se rapproche le plus près de 0 lorsque le cylindre est parcouru de 0° à 360° .

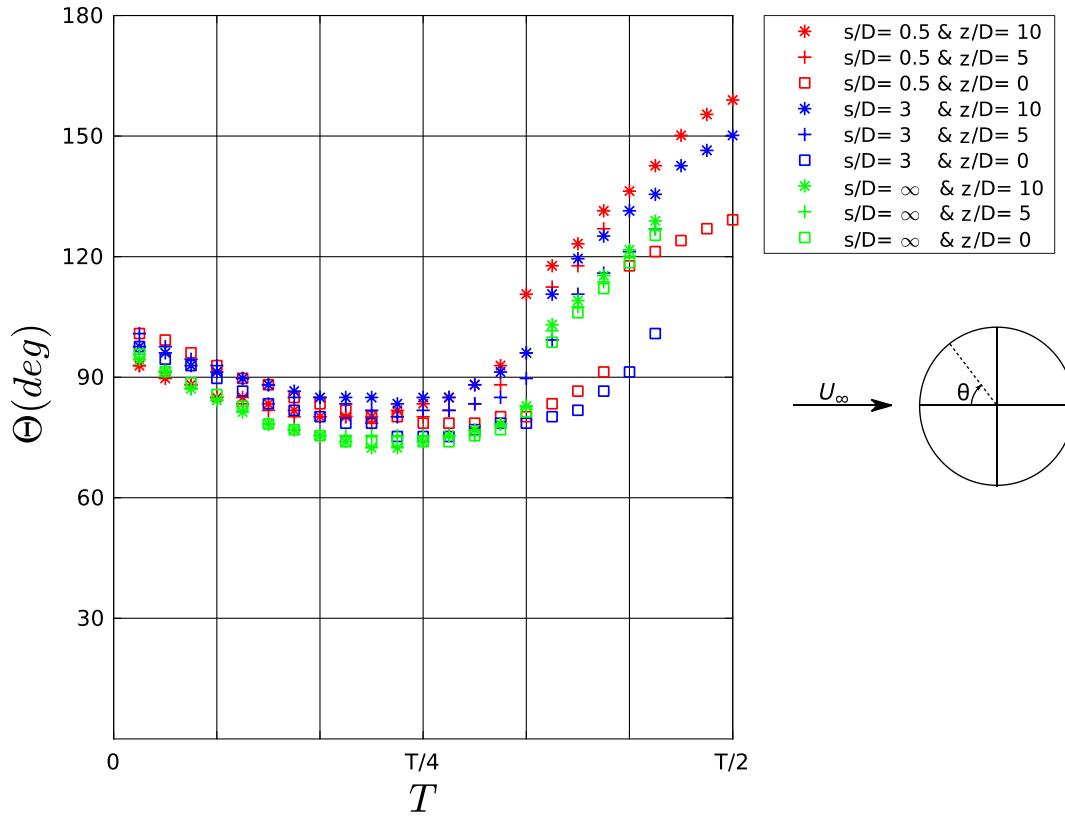


Figure 5.9: Angle de décrochage de la couche limite sur le dessus du cylindre lorsque celui-ci est dans la phase descendante à 3 différents endroits le long de celui-ci en fonction de l'espacement lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

Premièrement, particulièrement pour le point à l'extrémité du corps (*), le décollement de la couche limite est retardé par rapport à la configuration du cylindre seul sur toute la durée de la demi-période. Cependant, contrairement au cylindre unique, le décollement de la couche limite n'est pas similaire sur toute sa surface. Effectivement, il apparaît qu'au centre de celui-ci, le décollement se fait plus hâtivement sur une partie du cycle. Un décollement plus tardif de la couche limite entraîne une diminution de la traînée de pression à l'arrière du cylindre puisque la zone de dépression se retrouve à être amoindrie derrière celui-ci. Aussi, cette déviation aux extrémités par rapport au cylindre seul peut également être alimentée par la transition d'un sillage principalement bidimensionnel à celui tridimensionnel puisque l'ajout du second corps force et précipite cette transition (Zhao & Lu, 2018). Conséquemment, le changement de régime mène à un décollement de la couche cisailée plus tardivement. L'absence de points pour compléter la courbe pour le cylindre unique s'explique par le fait que

lorsque ce dernier est au plus bas et amorce son mouvement vers le haut, la couche cisailée se colle à l'arrière du cylindre et rend difficile la lecture de la séparation de la couche limite. Ce n'est pas le cas, aux extrémités, lorsqu'un second objet est placé derrière. La Figure 5.11 et la Figure 5.10 témoignent de ce phénomène où la norme de la vorticité ω est illustrée à deux instants donnés.

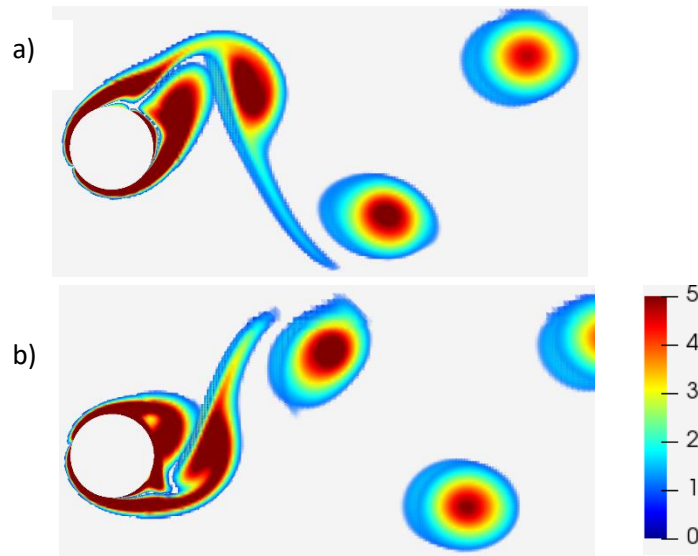


Figure 5.11: Norme de la vorticité ($\omega D / U$) pour le cylindre seul lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250 sur le plan $z/D = 0$. a) $T/4$; b) $T/2$

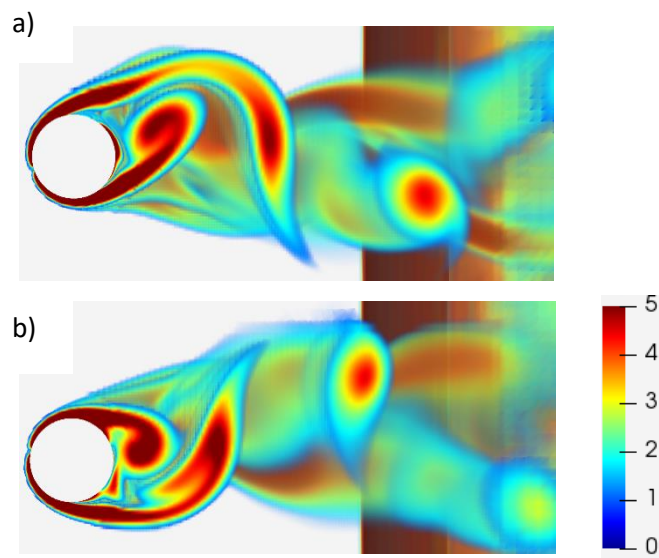


Figure 5.10 : Norme de la vorticité ($\omega D / U$) pour un espacement (s/d) est de 3 lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250 sur le plan $z/D = 0$. a) $T/4$; b) $T/2$

À $T/2$, le vortex s'est rattaché derrière lorsque le cylindre est seul, ce qui n'est visiblement pas le cas pour la seconde figure. Ceci est causé par la présence d'une plus grande dépression derrière le cylindre seul qui force le vortex à rester dans le sillage proche. La pression étant plus élevée derrière le cylindre lorsqu'un second corps est présent limite cette action. Toutefois, vers le centre du cylindre, le même phénomène se produit, sans doute causé par la surpression du cylindre aval qui restreint l'éjection de vortex et les force à demeurer dans l'interstice.

Puisque ces tourbillons restent dans l'espacement entre les deux corps, le champ de vitesse est donc modifié, ce qui affecte le frottement pariétal. Le coefficient de frottement pariétal (C_{τ_w}) moyen sur un cycle est montré à la Figure 5.12 pour 3 configurations d'espacements différents. Ce paramètre est basé par la norme du frottement pariétal (τ_w) excluant la composante z puisque celle-ci est deux ordres de grandeur inférieurs aux autres et donc, son apport est négligeable. L'équation est définie par la relation suivante :

$$C_{\tau_w} = \frac{\sqrt{\tau_{w,x}^2 + \tau_{w,y}^2}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 bD}. \quad (5.2)$$

Cette figure montre bien l'effet de l'installation d'un second cylindre derrière le corps en déplacement sur le frottement pariétal. Bien entendu, près du centre, à $z/D \sim 0$, le frottement est plus important et compense en partie la perte de traînée totale causée par le décollement tardif de la couche limite. Or, en s'éloignant vers les extrémités du cylindre, le comportement tend vers celui d'un cylindre seul. Il faut toutefois noter que le coefficient derrière le corps reste inférieur lorsqu'un second cylindre est placé en aval. Aussi, le coefficient de frottement est plus faible pour un espacement de $3D$ que celui-ci de $0.5D$. Les cylindres étant plus espacés, l'éjection de vortex est moins contrainte. En effet, dans le cas où l'interstice est plus faible, le vortex reste très près du cylindre, ce qui conséquemment, dû à la plus grande vitesse induite, augmente le frottement pariétal.

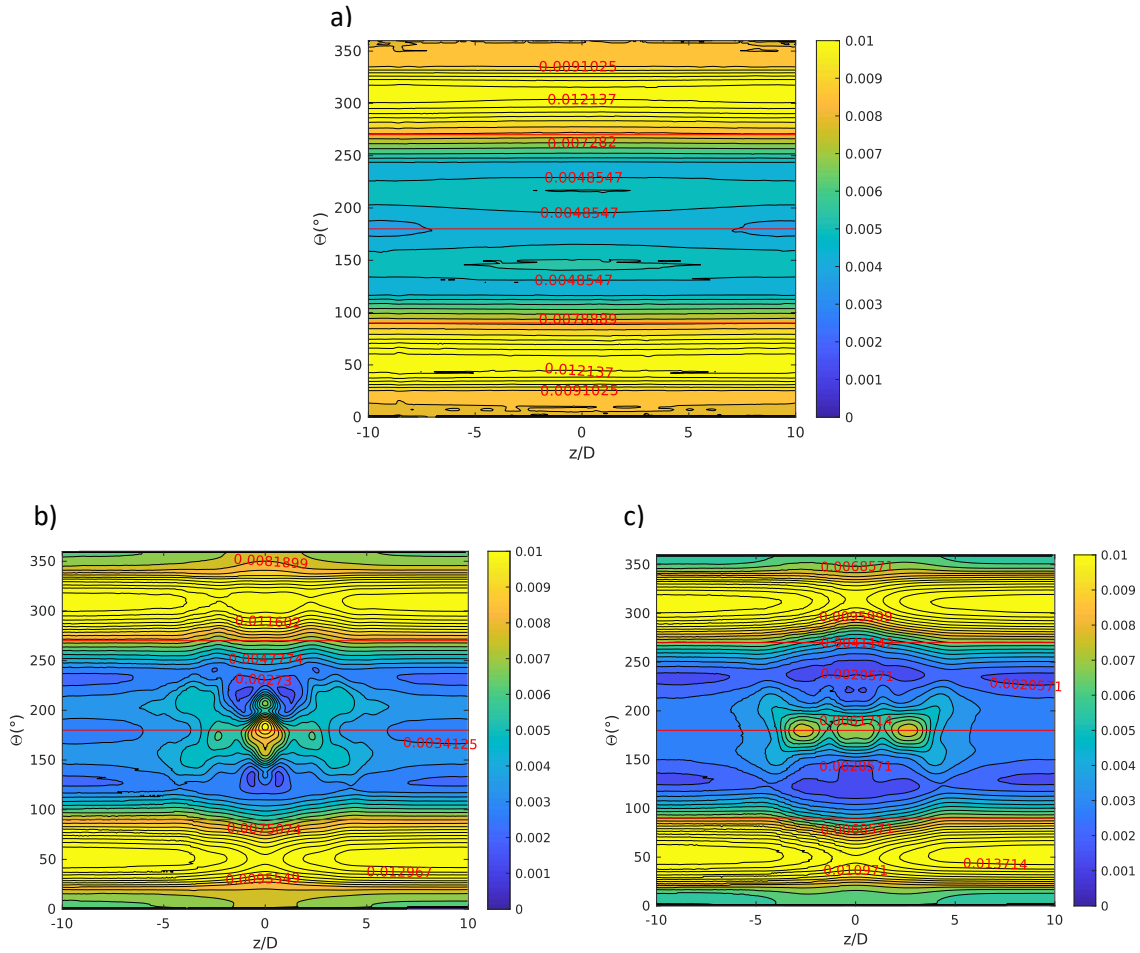


Figure 5.12 : Moyenne sur un cycle de la norme du coefficient de traînée dû au frottement (C_{τ_w}) en fonction de la position longitudinale (z/D) et angulaire (θ) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. a) $s/D = \infty$; b) $s/D = 0.5$; c) $s/D = 3$

Par la suite, le coefficient RMS de la portance moyen sur un cycle ($\overline{C'_L}$) pour le cylindre amont est également tracé pour divers espacements. C'est ce que présente la Figure 5.13 ci-dessous pour certaines courbes sélectionnées.

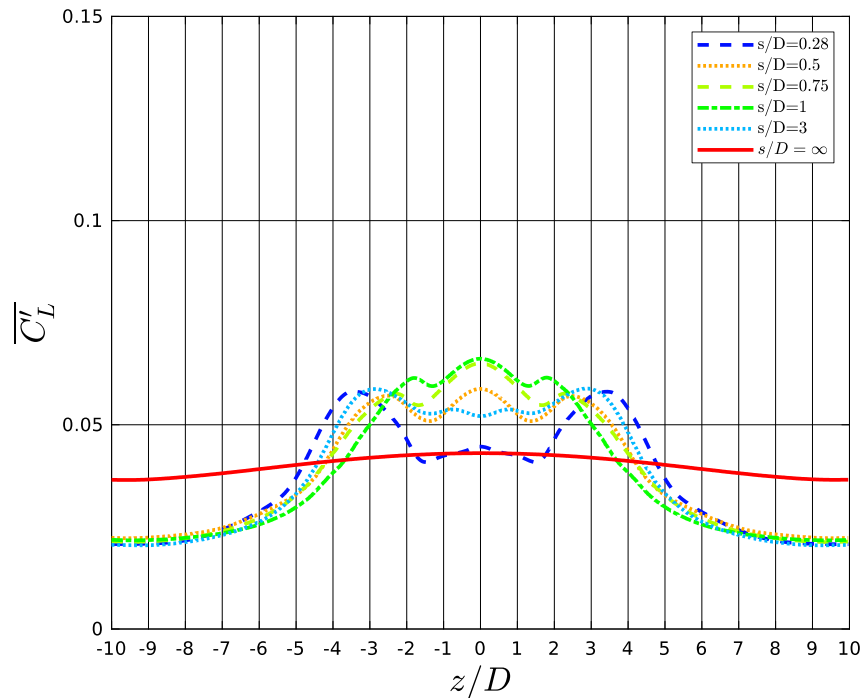


Figure 5.13: Évolution longitudinale du coefficient de portance RMS ($\overline{C_L^r}$) moyen sur un cycle en fonction de la position longitudinale (z) le long du cylindre amont pour différents espacements (s/D) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

Bien que pour certaines configurations, la variation de portance est plus élevée au centre, elle est beaucoup plus faible vers les extrémités. Cet écart au bout des cylindres explique la plus haute portance pour la configuration du cylindre unique à la Figure 5.6 malgré l'absence de pics au centre. Cette divergence aux extrémités est, entre autres, causée par le fait que la couche limite se sépare plus tardivement du cylindre et s'enroule plus loin dans le sillage. Conséquemment, comme le montre la Figure 5.10, le cylindre bénéficie moins de la basse pression créée par le vortex, ce qui mène à une plus faible portance. Donc, malgré que, sur un cycle, la moyenne de la portance reste près de zéro, la portance maximale atteinte sur un cycle n'est plus la même. Encore une fois, cette déviation peut être alimentée par la transition d'un sillage principalement bidimensionnel à celui tridimensionnel dû à la présence du second corps qui précipite cette transition (Zhao & Lu, 2018). Également, le fait que la courbe pour $s/D = \infty$, ne soit pas une droite émane de l'apparition de faibles effets tridimensionnels dans l'éjection de vortex. Effectivement, à ce nombre de Reynolds, la formation des vortex évolue pour devenir irrégulière (Zdravkovich, 1997). Dans ce cas-ci, ceux-ci décrochent légèrement plus tôt vers les extrémités, ce qui mène à une plus faible portance. Cette instabilité dépend directement du choix des conditions limites puisque la formation des effets tridimensionnelle sur le cylindre est directement tributaire de l'écoulement au bout de celui-ci (Zdravkovich, 1997). La méthodologie utilisée comporte un cylindre

dont chaque bout se confond avec la condition limite de symétrie. Conséquemment, les effets tridimensionnels qui apparaissent dans les simulations découlent du choix de la condition limite.

Également, pour les configurations où l'espacement se situe entre 0.5 et 1, il y a la présence d'un pic sur la valeur du coefficient de portance. Ce pic central correspond à l'effet de la présence d'un « necklace vortex » situé entre les deux cylindres. La présence de ceux-ci dans l'interstice vient donc augmenter le coefficient de portance local sur le cylindre pour un cycle donné. Cet effet disparaît lorsque l'espacement entre les cylindres est trop petit pour permettre la formation de ces vortex, ou à l'inverse, trop grand et celui-ci est éjecté plus loin en aval par convection. À noter que dans la littérature, la présence de NV se produit pour des distances entre les deux corps de $0.25D$ et plus. Toutefois, ces études sont faites à plus hauts Reynolds avec un sillage plus turbulent et des effets inertiels plus importants. Conséquemment, le parallèle ne peut se faire directement. Or, l'apparition des vortex longitudinaux selon la distance entre les cylindres dans les simulations présentées ici est corroborée par les travaux de Zhao (2018) pour le même nombre de Reynolds. La Figure 5.14 présente la vorticité dans l'axe z (ω_z) entre les deux cylindres sur un plan central. Elle permet d'illustrer que lorsque l'espacement est très petit, les zones de recirculations ne peuvent se développer correctement et sans contrainte. Dès lors, le pic observé d  à ce type de vortex disparaît de la Figure 5.13.   partir d'une distance un peu plus élevée, ceux-ci commencent à se former, bien qu'ils soient contraints dans leur taille. Toutefois, le meilleur bénéfice est acquis pour les espacements autour de $1D$. C'est pour cette distance que le vortex peut pleinement se développer et qu'il n'est pas éjecté plus loin dans le sillage. Effectivement, comme le montrent les deux dernières images, un espacement plus élevé permet la formation du NV plus loin en aval et le gain offert sur le cylindre amont s'amenuise jusqu'à se dissiper.

Par la suite, encore sur la Figure 5.13, des pics avec de plus hautes amplitudes sont observés symétriquement de part et d'autre du point central. Ces zones sont associées à une région de haute vorticité qui se développe à ce point précis sur le premier cylindre. Cela correspond au moment où l'éjection de tourbillons tend vers celle d'un cylindre seul. Ces zones sont montrées à la Figure 5.15 où la norme de la vorticité y est présentée sur un plan central vu du dessus. Cette figure montre bien que pour l'espacement de $0.28D$ et celui de $3D$, cette plage est plus étendue, conformément à ce qui était décrit sur la figure précédente. Elle permet également de constater la présence d'un angle dans le tube de vorticité occasionné par l'effet du blocage au centre par la présence du second cylindre. Cette zone de plus forte vorticité se déplace longitudinalement en fonction de la distance entre les 2 cylindres comme illustré par la Figure 5.13. Lorsque les cylindres sont très près, l'effet de blocage est plus élevé, ce qui permet à l'écoulement de contourner plus largement le cylindre aval. Conséquemment, avec l'espace restreint, la vitesse du fluide contourne le cylindre avec plus de vélocité. Dès lors, la zone où l'éjection tourbillonnaire est moins affectée sur le premier cylindre se transpose vers l'extrémité de ce dernier. La

Figure 5.16 dépeint le champ de vitesse dans la direction z qui corrobore l'effet du blocage sur la vitesse dans l'axe du cylindre amont qui est beaucoup plus élevée et étendue lorsque l'espacement est plus mince. À l'inverse, à mesure que le deuxième corps s'éloigne, le « necklax vortex » n'est plus restreint proche du cylindre oscillant, ce qui augmente la pression dans l'interstice et force à nouveau l'écoulement vers l'extrémité. Toutefois, cette surpression s'amenuise avec la distance et l'éjection tourbillonnaire tend vers celle d'un cylindre unique sur toute la longueur.

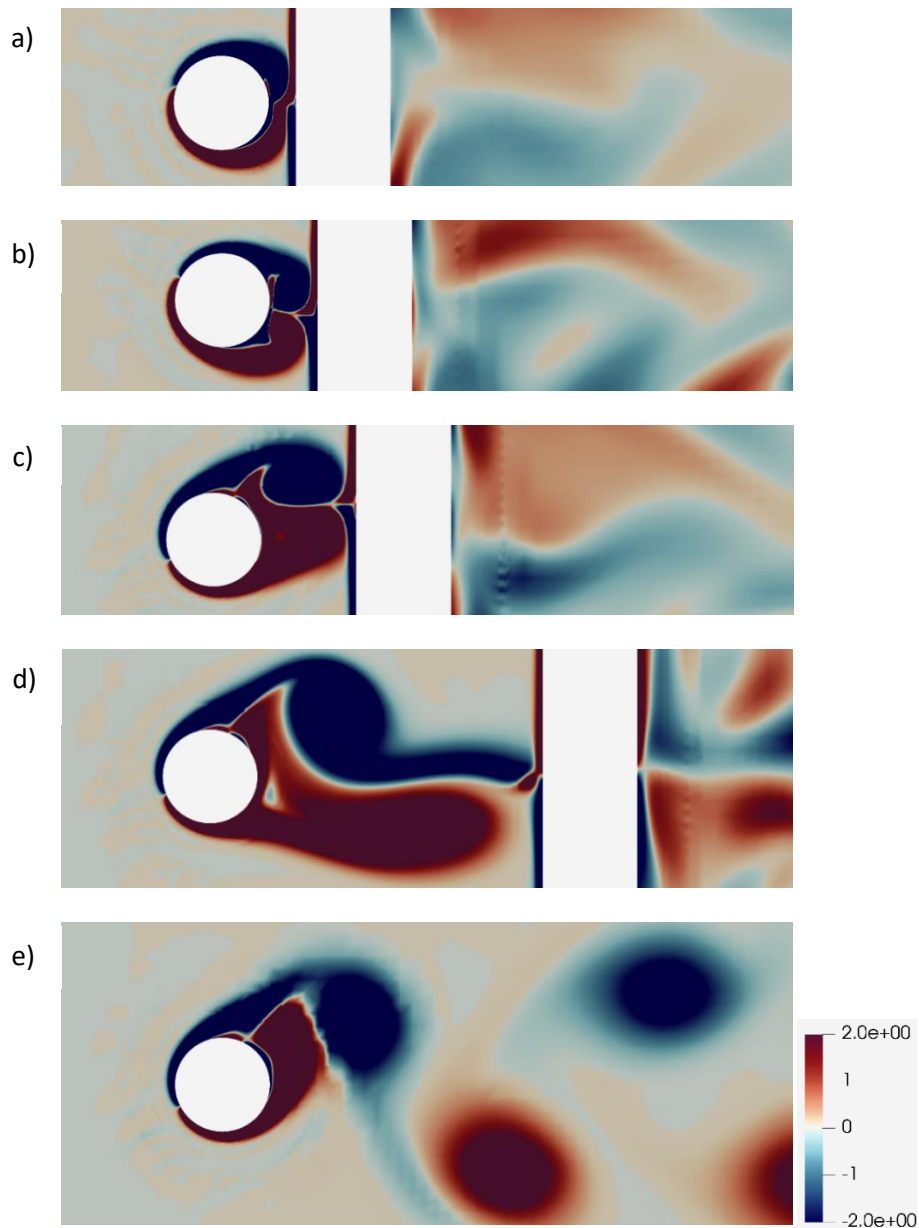


Figure 5.14: Vorticité dans l'axe z ($\omega_z D/U$) sur un plan central pour divers espacements (s/D) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. a) $s/D = 0.28$; b) $s/D = 0.5$; c) $s/D = 1$; d) $s/D = 3$; e) $s/D = \infty$

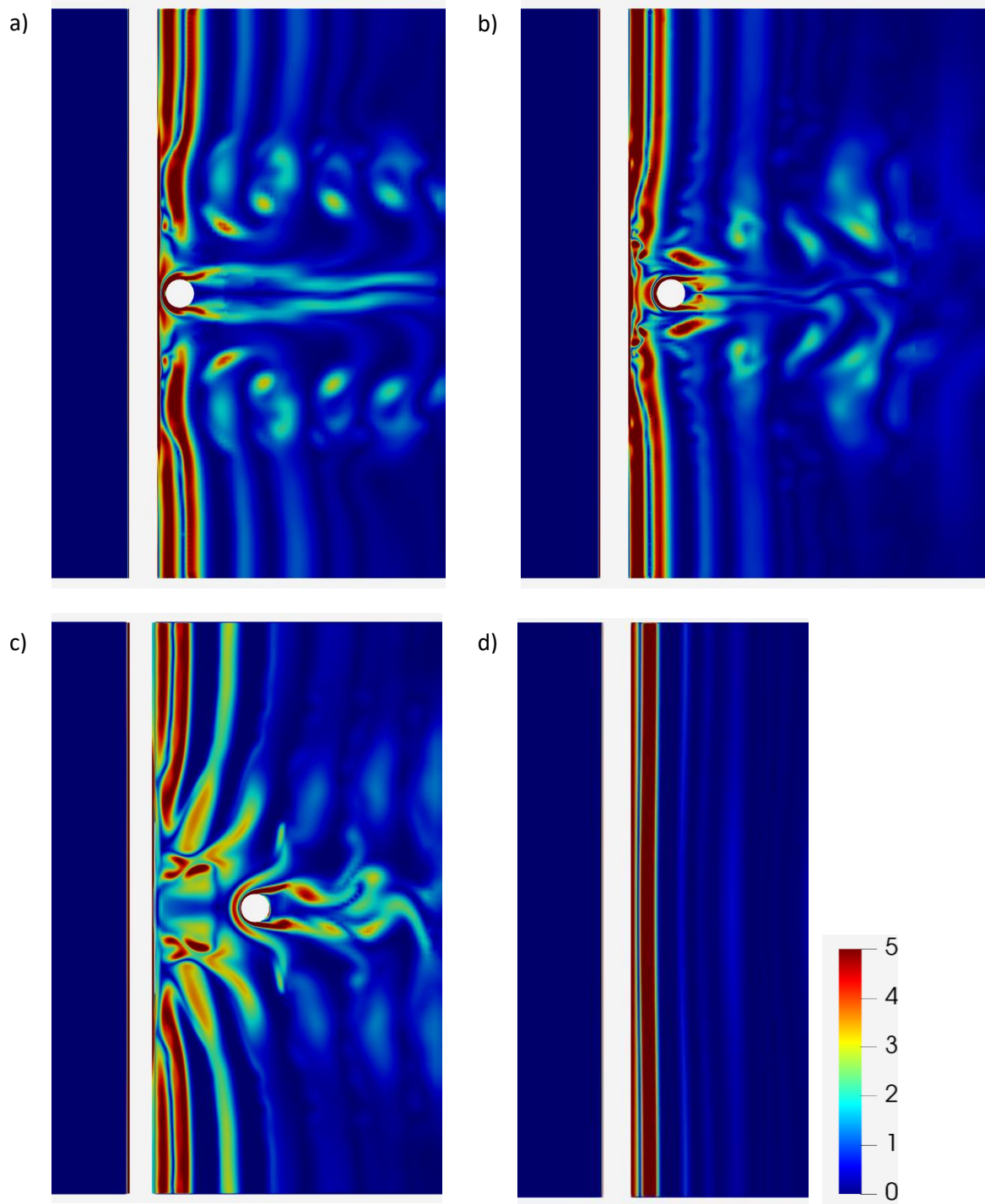


Figure 5.15: Norme de la vorticité ($\omega D/U$) sur un plan central pour divers espacements (s/D) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. a) $s/D = 0.28$; b) $s/D = 1$; c) $s/D = 3$; d) $s/D = \infty$

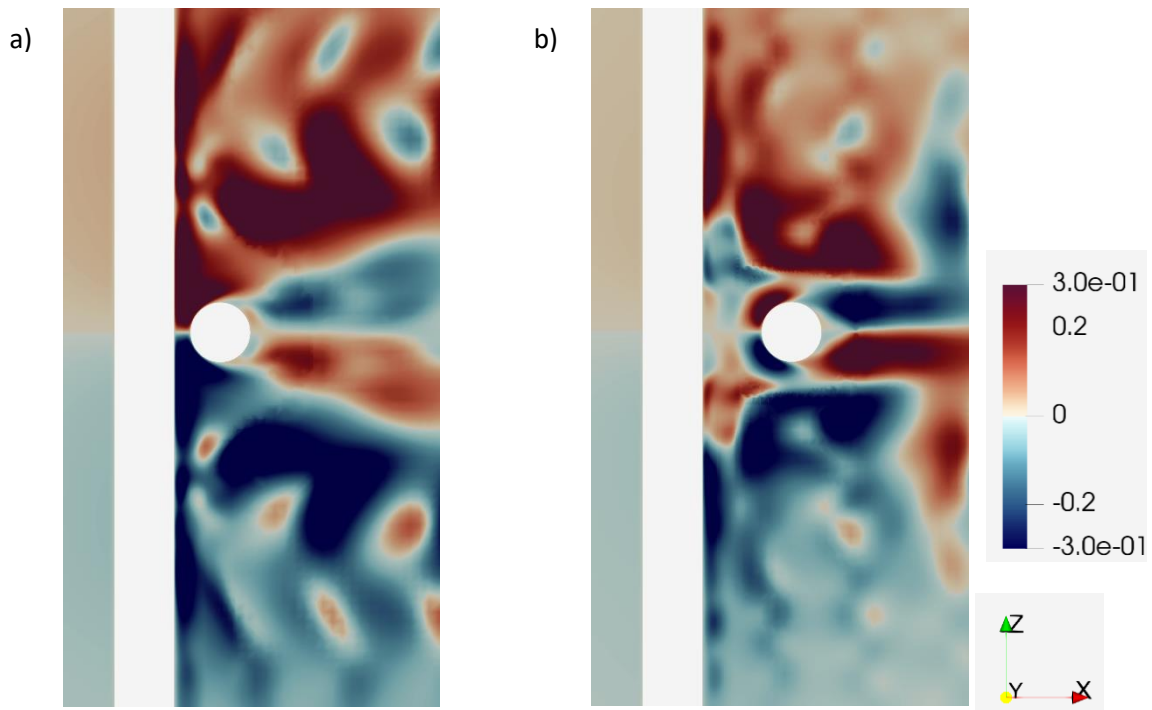


Figure 5.16: Champ de vitesse $z(\mathbf{u}_z/\mathbf{U}_\infty)$ sur un plan central pour divers espacements (s/D) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. a) $s/D = 0.28$; b) $s/D = 1$

Enfin, le coefficient de pression moyen sur un cycle ($\overline{C_p}$) du cylindre amont est également représenté pour divers espacements de façon analogue à ce qui a été fait précédemment. La Figure 5.17 permet donc d'apprécier l'effet du second cylindre sur la pression moyenne du cylindre selon sa position longitudinale. Comme mentionné préalablement, ce second objet dans le sillage augmente la pression sur le premier cylindre. C'est particulièrement vrai dans la partie centrale où l'effet y est le plus marqué. Le plus faible espacement offre un pic étroit plus élevé puisqu'il y a peu d'espace pour la formation de vortex, ce qui permettrait de contrebalancer cette hausse de pression à l'instar des espacements un peu plus élevés. Toutefois, en s'éloignant, on remarque que celle-ci augmente et s'élargit autour d'un espacement de $3D$. Ceci est dû à l'effet de l'éloignement des vortex du cylindre amont et conséquemment, de la perte de leur dépression. En continuant d'élargir l'espacement, l'effet de surpression devient moins important et le comportement tend vers celui du cylindre seul.

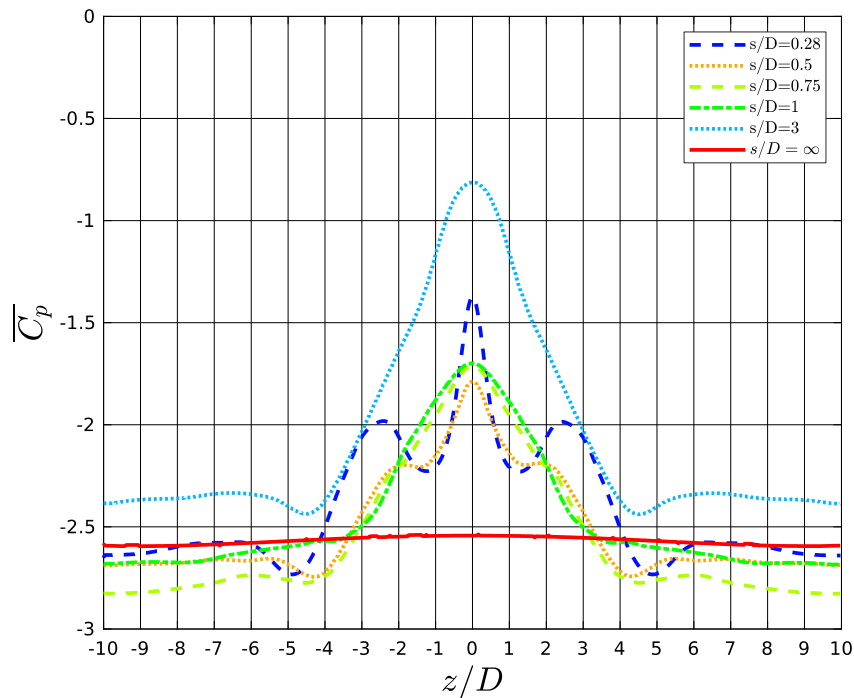


Figure 5.17 : Coefficient de pression circonférentiel ($\overline{C_p}$) moyen sur un cycle en fonction de la position longitudinale (z) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

Il y a par la suite la présence de creux dans les courbes de pression de part et d'autre du centre pour les deux plus faibles distances présentées. Ceux-ci correspondent à la présence de vorticité dans l'axe x (ω_x), c'est-à-dire, dans la direction de l'écoulement. Cela correspond vraisemblablement à la présence de « trailing vortex » de chaque côté du corps en aval. La présence de ceux-ci est démontrée à la Figure 5.18a) où la vorticité (ω_x) y est affichée sur un plan central. Comme le montre celle-ci, il y a la présence de deux bras de vorticité dans l'axe x qui se forme directement sur le cylindre amont lorsque l'espacement est très mince et qu'il n'y a pas suffisamment d'espace pour éjecter un « necklace vortex ». Ce n'est pas le cas lorsque l'espacement est un peu plus grand, dans ce cas-ci, une distance de $1D$ entre les deux corps. La seule vorticité pour cet axe est associée aux bras des « necklace vortex » qui s'enroulent et ceinture le corps dans le sillage. La seconde distinction notable sur la seconde figure est que le vortex ne se forme pas directement sur le cylindre amont contrairement aux TV.

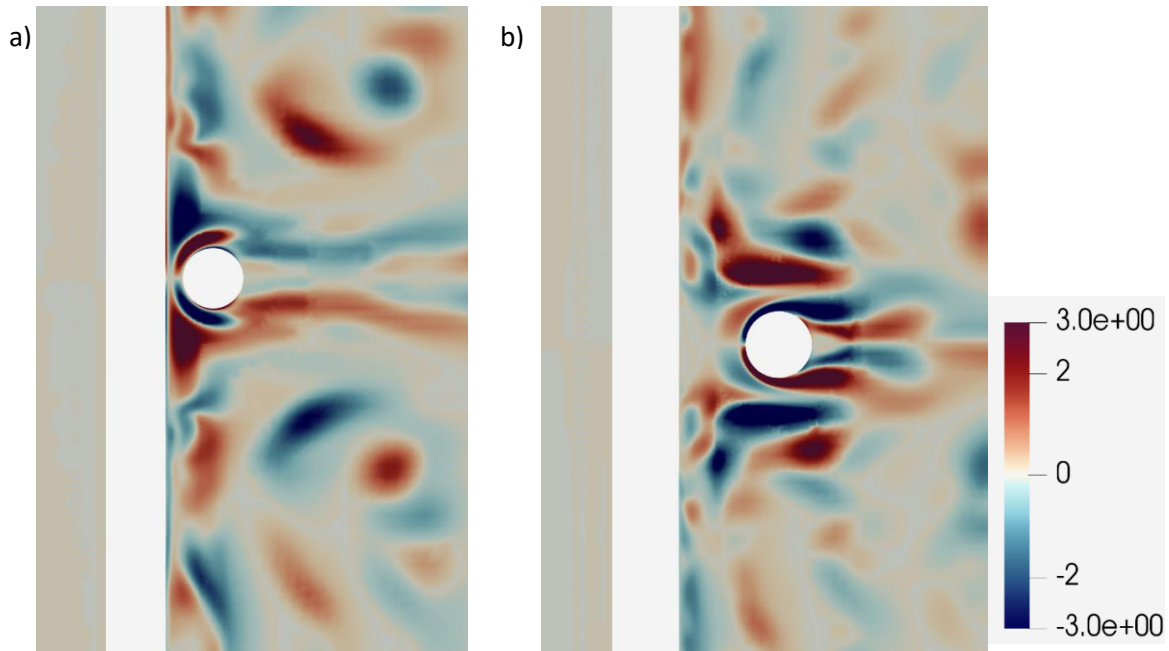


Figure 5.18 : Vorticité dans l'axe x ($\omega_x D/U$) sur un plan central pour divers espacements (s/D) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. a) $s/D = 0.28$; b) $s/D = 1$

Finalement, la Figure 5.19 montre la distribution du coefficient de pression sur le cylindre moyen sur un cycle pour 6 configurations différentes. Dans un premier temps, pour les deux plus faibles distances, des zones de basses pressions associées aux TV   $1D$ de part et d'autre du centre peuvent être observées. Ceux-ci se produisent près du dessus (90°) et du dessous (180°) du cylindre. Comme observé par Zhao pour la même plage de nombre de Reynolds et des distances allant de $0.5D$   $1D$, la dimension des vortex n'est pas la même de part et d'autre du cylindre amont près du centre (Zhao & Lu, 2018). En effet, dû à la faible distance, un des vortex contraint la taille maximale de l'autre et occasionne une dissymétrie dans l'éjection tourbillonnaire. Cela explique l'absence de symétrie autour de l'axe à 180° discernable pour les figures b   d. Cette figure permet également d'apprécier la surpression causée par l'objet dans le sillage directement au centre du cylindre amont, mais également son influence jusqu'aux extrémités du cylindre.

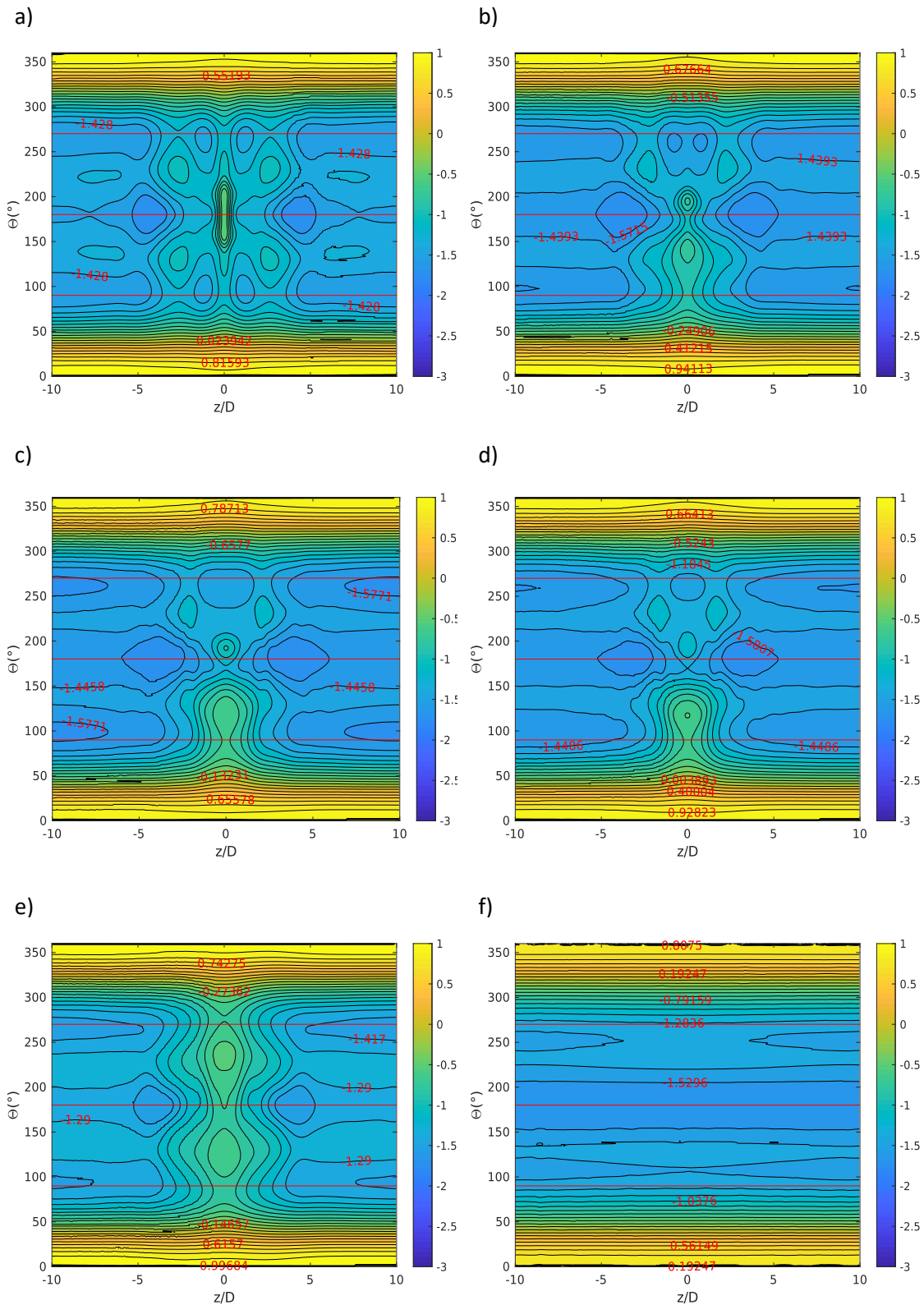


Figure 5.19 : Coefficient de pression (C_p) moyen sur un cycle en fonction de la position longitudinale (z) et de la position angulaire (θ) lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250. a) $s/D = 0.28$; b) $s/D = 0.5$; c) $s/D = 0.75$; d) $s/D = 1$; e) $s/D = 3$; f) $s/D = \infty$

5.3 Sillage de la disposition cruciforme à bas Reynolds

Les Figures 5.20 à 5.23 montrent l'évolution du sillage sur un cycle à 8 instants différents pour différentes configurations d'espacement. Respectivement les cas $s/D = \infty$, $s/D = 0.28$, $s/D = 1$ et $s/D = 3$ sont illustrés dans les pages suivantes. La première figure sert à montrer que malgré le début de phénomènes tridimensionnels dans le sillage, celui-ci est plutôt constant et presque bidimensionnel. Effectivement, le faible angle dans le sillage est difficilement perceptible dans l'éjection tourbillonnaire. Par la suite, l'arrangement comportant la plus faible distance est présenté. Elle permet de bien visualiser la présence des « trailing vortex » qui proviennent du cylindre amont et qui se forment de chaque côté du corps en aval tout au long du cycle oscillatoire. Contrairement aux distances plus élevées, il n'y a pas d'éjection dans l'interstice entre les cylindres puisque l'espace est trop restreint. Par la suite, la Figure 5.22 présente le sillage pour la distance unitaire, soit la configuration procurant la meilleure extraction d'énergie lorsque deux corps sont rapprochés. Celle-ci montre le tube de vorticité qui ceinture le cylindre dans le sillage. Il s'agit de la formation de « necklace vortex ». Cet étirement du tube de vortex est à l'origine de la portance supplémentaire acquis sur le cylindre amont. Effectivement, cet étirement se produit près du cylindre amont qui bénéficie de la basse pression générée par cette action. Enfin, la dernière figure présente l'espacement de $s/D = 3$. Il s'agit de la configuration produisant le moins d'énergie, lorsque comparée aux autres situations. L'éjection dans l'espace entre les cylindres est bien visible. Contrairement à la précédente figure, le vortex ne s'enroule plus autour du cylindre dans le sillage, mais celui-ci est plutôt divisé sous l'action de la pression causée par le corps en aval, ce qui nuit nécessairement aux forces.

Aussi, pour les configurations à deux cylindres, il est possible de bien voir l'angle formé dans le sillage pour les tubes de vorticité. Zhao dénote cette structure comme un sillage de forme *K* pour sa ressemblance avec cette lettre (Zhao & Lu, 2018). Cette inclinaison contribue à la diminution de la portance sur le cylindre amont. Particulièrement aux extrémités où les vortex ne sont plus alignés avec le cylindre oscillant. Conséquemment, il y a une perte de l'effet induit sur le corps en amont. Cet effet est d'autant plus notable lorsque ce désalignement est élevé, comme la configuration avec un espacement de $3D$. D'ailleurs, c'est cette configuration qui offre le moins bon rendement énergétique dans tous les arrangements de cylindres en position cruciforme testés.

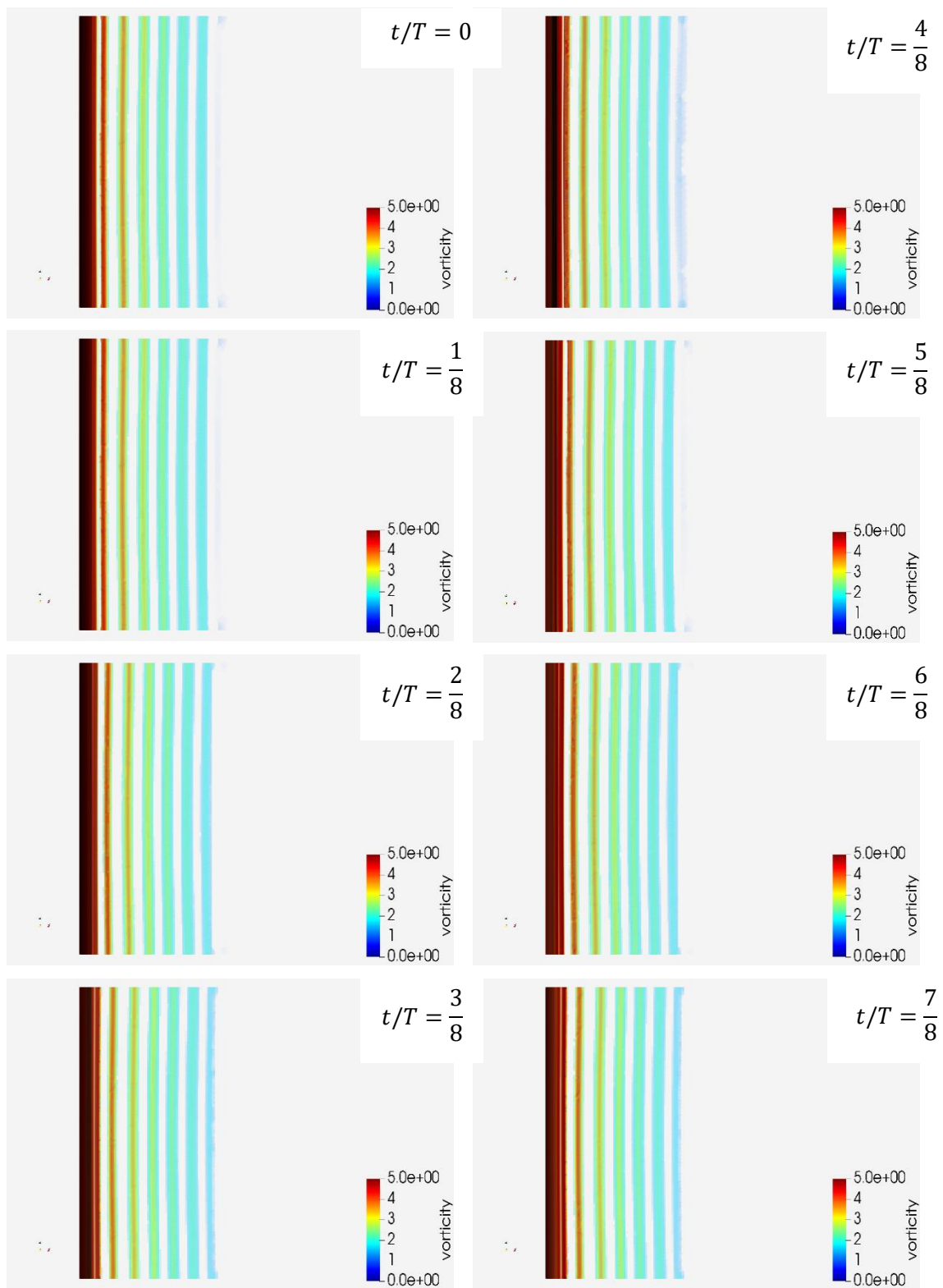


Figure 5.20 : Vue du dessus du champ de vorticité ($\omega D/U$) sur un cycle complet pour un espacement de $s/D = \infty$ lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

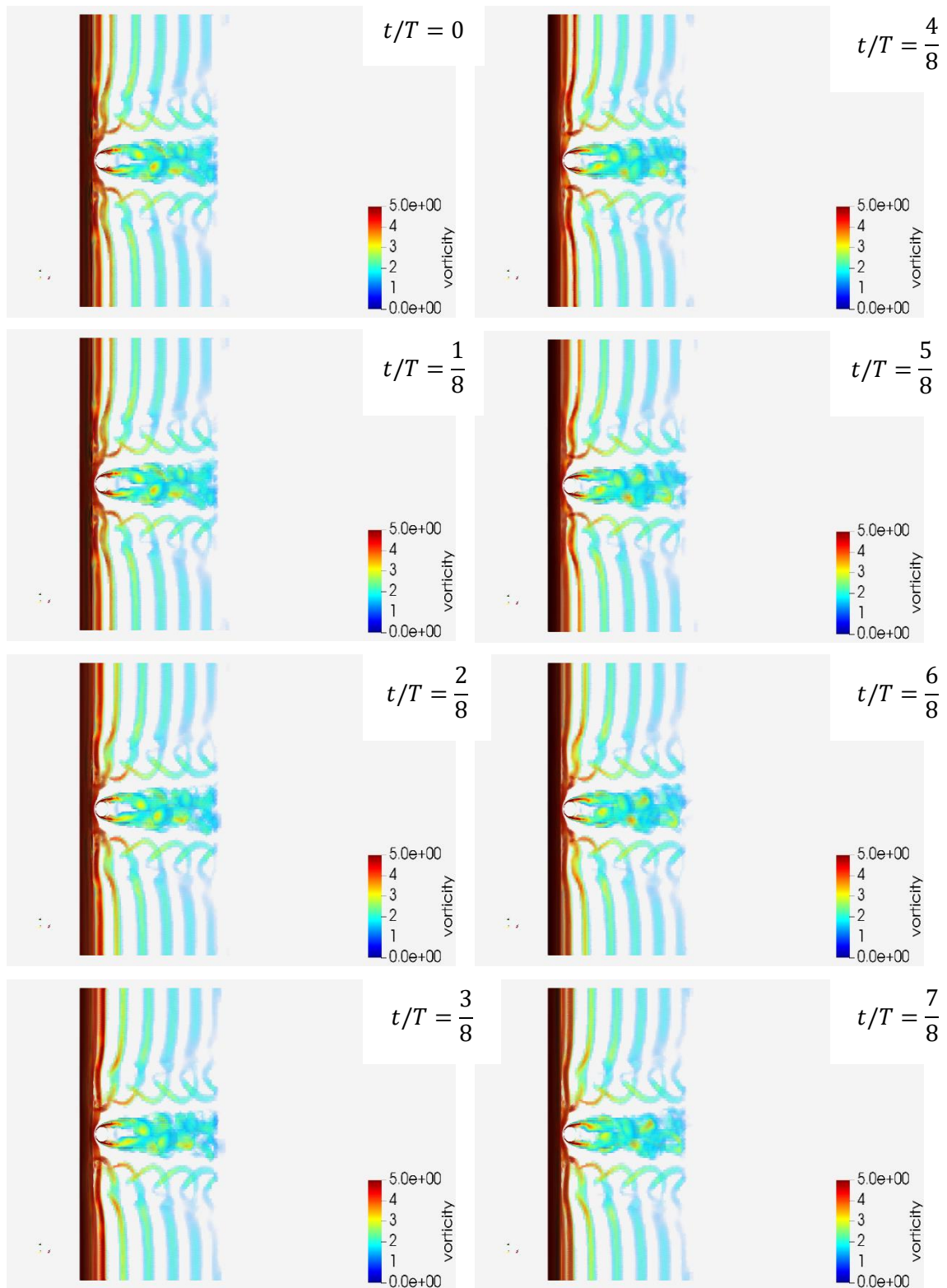


Figure 5.21: Vue du dessus du champ de vorticité ($\omega D/U$) sur un cycle complet pour un espacement de $S/D = 0.28$ lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

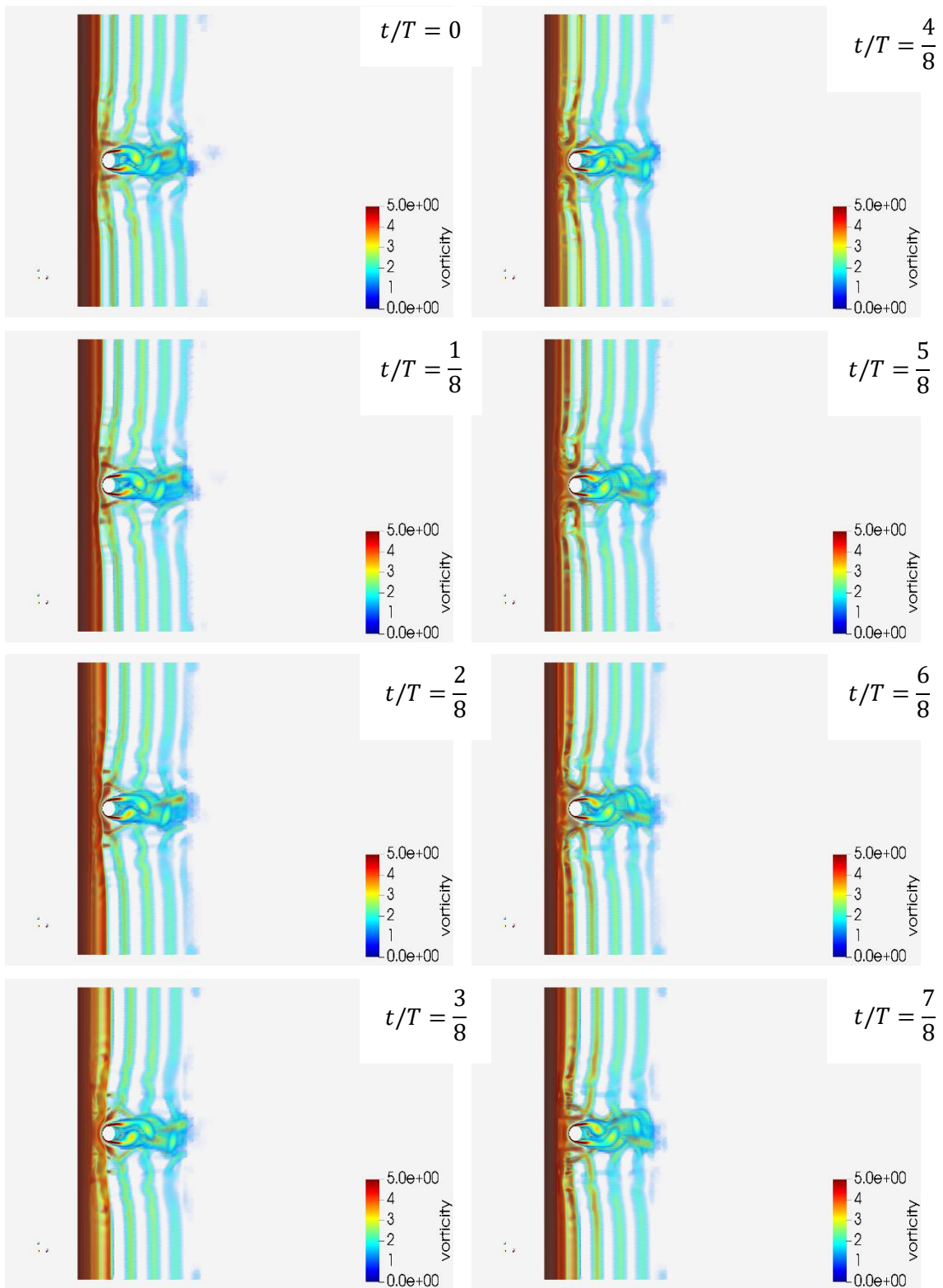


Figure 5.22: Vue du dessus du champ de vorticité ($\omega D/U$) sur un cycle complet pour un espacement de $s/D = 1$ lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

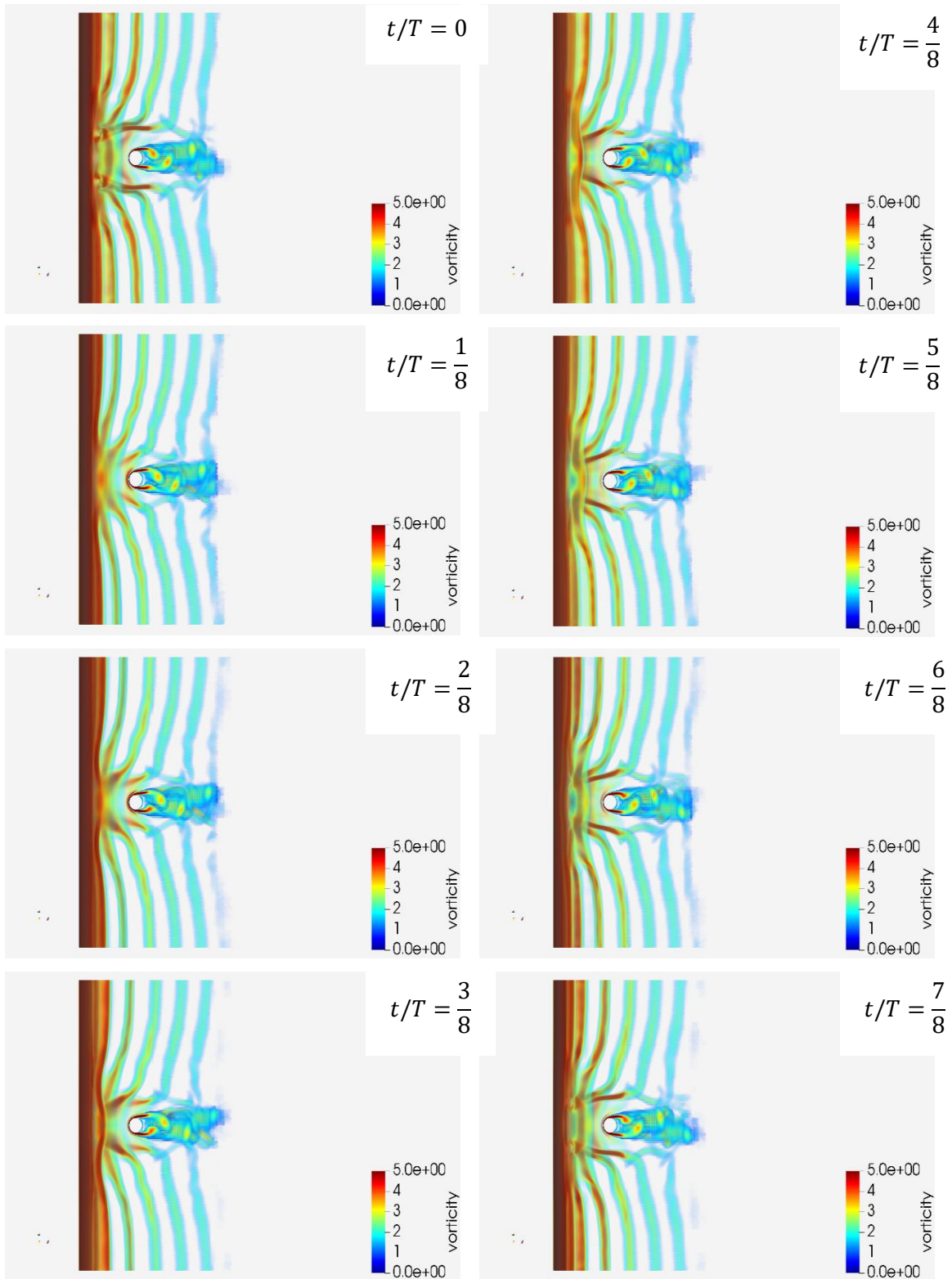


Figure 5.23 : Vue du dessus du champ de vorticité ($\omega D/U$) sur un cycle complet pour un espacement de $s/D = 3$ lorsque $m^* = 1$, $\gamma^* = 1$, $k^* = 5$ pour un nombre de Reynolds de 250.

Conclusion

Le travail de recherche entrepris à la maîtrise, a, parmi ses objectifs, de comprendre l'impact d'un second cylindre dans le sillage d'une turbine extrayant de l'énergie du phénomène de vibrations induites par vortex. Dans un premier temps, pour bien comprendre cette interaction fluide-structure, une revue de littérature détaillant les principales caractéristiques de celle-ci, pour un seul cylindre, est synthétisée au premier chapitre. Cette section permet, entre autres, de bien comprendre le phénomène de synchronisation qui se produit entre le cylindre sur le support élastique et les vortex éjectés dans le sillage. Elle introduit également les paramètres influant sur cette interaction et les résultats attendus pour des caractéristiques telles que l'amplitude, l'efficacité et le type de sillage. Les paramètres importants qui se dégagent de ce chapitre sont certainement le ratio de masse (m^*), l'amortissement (γ^*), la rigidité (k^*), le nombre de Reynolds (Re) et la vitesse réduite de l'écoulement (U^*). Ce sont d'ailleurs ces paramètres, ou une combinaison de ceux-ci qui sont variés afin de comprendre leur influence sur la réponse du cylindre.

Par la suite, l'interaction entre deux cylindres placés de façon cruciforme dans un écoulement est abordée. L'influence de cette disposition sur la distribution de pression ainsi que la fréquence d'éjection de vortex y sont discutées. Également, l'apparition de nouveaux vortex due à cette configuration est adressée dans cette même section. Plus précisément, deux nouveaux vortex longitudinaux émergent de cet assemblage. Premièrement, le « trailing vortex » se forme de part et d'autre du cylindre aval dans le sillage à une distance d'approximativement $1.75D$ de l'axe central. Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 1000 et pour un espacement très petit, soit $s/D \leq 0.25$, c'est ce type de vortex qui gouverne les oscillations du cylindre amont. Ensuite, le « necklace vortex » se produit dans l'interstice entre les deux corps et contourne le cylindre aval. Lorsque l'espace entre les deux cylindres est de $0.25 \leq s/D \leq 0.50$, c'est cette éjection qui influence majoritairement le mouvement oscillatoire de la turbine. Il est important de noter que chacun de ces vortex a sa propre fréquence d'éjection. Pour les TV, celui-ci est très dépendant du nombre de Reynolds, toutefois, pour les NV, celui-ci est plutôt constant à un nombre de Strouhal avoisinant 0.04. Ces nouveaux vortex ne se produisent pas seulement lorsque le second corps est un cylindre circulaire, mais également pour d'autres formes et même simplement une plaque mince. Or, les conditions d'apparitions varient quelque peu, particulièrement avec l'augmentation de la largeur de la plaque mince dans le sillage. Ces nouveaux vortex viennent donc altérer la distribution des forces sur le cylindre et il est intéressant de comprendre cet impact dans un contexte d'extraction d'énergie.

Les autres objectifs de cette recherche sont de quantifier l'extraction d'énergie de ce nouveau système afin de le comparer au mécanisme original avec un seul cylindre ainsi qu'identifier et illustrer les phénomènes physiques d'interaction fluide-structure présents dans cette nouvelle configuration. Cette partie comporte deux volets. Une

campagne expérimentale à l'Institut de Mécanique des Fluides et des Solides (IMFS) de Strasbourg au cours de l'automne 2019 ainsi qu'une série de simulations numériques variant la distance entre chaque cylindre. Cette étude, qui fait directement suite aux travaux antérieurs sur les paramètres favorisant l'extraction d'énergie à bas Reynolds d'un cylindre oscillant sans corps placé en aval, permet de tirer quelques conclusions sur l'utilité d'un tel mécanisme.

Premièrement, la campagne expérimentale a permis de montrer que les tendances précédemment obtenues pour un seul cylindre avec des simulations bidimensionnelles étaient valides et ce, à plus haut Reynolds. Effectivement, celle-ci est effectuée pour un nombre de Reynolds d'approximativement 34 000. Par la suite, ajouter un second cylindre a montré qu'il était possible d'augmenter le rendement énergétique pour certains espacements et ce peu importe la taille du cylindre aval examiné. Cet optimum se retrouve autour d'un espacement (s/D) unitaire pour les trois rapports de cylindres éprouvés (1, 1.6 et 0.73). Pour certaines configurations d'amortissement et de rigidité, l'ajout du second solide dans le sillage permet d'aller chercher des rendements 10% plus élevés. Pour un point particulier, soit lorsque le ratio de diamètres (D_1/D_2) est de 0.73, l'amortissement (γ^*) est de 1 et la rigidité (k^*) est de 5.67, le rendement maximal est 24% plus élevé que pour un cylindre seul. Toutefois, certains éléments viennent entacher les résultats comme allégués à la section 4. Notamment, la présence des bras verticaux et de la nécessité d'utiliser un système de compensation de frottement. Ce dernier élément entraîne une incertitude relative sur l'efficacité de près de 10%.

Ensuite, la campagne numérique a permis, pour un seul point d'opération près de l'optimum, d'évaluer l'effet de la distance entre les deux corps sur plusieurs paramètres distincts. Notamment, l'effet sur le rendement du cylindre amont γ est montré. Cette étude montre que de placer un second cylindre à ce nombre de Reynolds est nuisible sur l'extraction d'énergie. Effectivement, l'efficacité maximale demeure pour le cylindre unique (~9%). Il y a cependant un optimum local autour d'un espacement de $1D$ attribué à l'effet des NV sur les forces du cylindre (~7%). Toutefois, les forces exercées sur le cylindre restent inférieures à la configuration du cylindre unique. Il serait donc plus approprié d'ajouter un second cylindre afin de réduire l'amplitude des oscillations et les forces agissant sur le cylindre, ce qui n'est pas l'effet désiré dans un contexte d'extraction d'énergie. Il est cependant intéressant de comprendre l'influence de ce second corps sur les paramètres physiques.

Il y a donc un effet à ajouter un second cylindre dans le sillage de ce type de turbine. Particulièrement, pour un espacement (s/D) autour de 1. Effectivement, un optimum local se distingue sur les courbes de l'efficacité (η) en fonction de la longueur qui sépare les deux cylindres pour les résultats numériques et expérimentaux. Les essais dans le canal semblent montrer que dans certaines situations, il s'agit du point maximal du rendement. Toutefois, dans le cas des simulations numériques, cet optimum ne correspond pas à l'efficacité maximale pour

les paramètres structuraux choisis. Il est important de mettre en évidence que ces deux expériences ne sont pas faites au même nombre de Reynolds et donc pour le même régime d'éjection de vortex. Ceci a nécessairement une incidence sur la disparité entre les résultats. L'épaisseur et la nature des couches limites ne sont pas les mêmes dans les deux cas, ce qui influe sur la taille des vortex et la longueur de recirculation du sillage (Zhao & Lu, 2018). Également, les paramètres structuraux sont choisis afin de s'accorder avec ceux des études numériques précédentes pour limiter l'effet de l'incertitude sur les résultats expérimentaux dans la comparaison. Il faut cependant considérer que même pour la campagne expérimentale, certains points d'opération ont le comportement observé numériquement où il y a un maximum local avec un faible espacement, mais dont l'efficacité maximale reste celle du cylindre unique. Il est certes possible que la réponse obtenue serait différente pour un autre point d'opération avec une rigidité et un amortissement différent.

Bien que le modèle de turbine peut atteindre des efficacités de l'ordre de 20% à plus haut Reynolds (Lee & Bernitsas, 2011), ses performances restent basses par rapport à d'autres modèles de turbines passives semblables. Par exemple, l'hydrolienne à ailes oscillantes (OFT) passive parvient à des efficacités de l'ordre de 50% avec les bons paramètres (Boudreau, et al., 2020). Cela démontre bien le plus grand potentiel de cette turbine qui est également composée d'éléments simples. Il reste bien entendu des champs à approfondir avec les vibrations induites par vortex, toutefois, il est peu probable qu'il sera possible d'atteindre de telles efficacités, particulièrement, avec l'ajout d'un second corps dans le sillage comme le démontre l'étude présente. Bien qu'expérimentalement, il semble possible d'accroître le rendement par rapport au cylindre seul, celui-ci reste significativement plus bas que l'OFT. Néanmoins, il reste des avenues inexplorées sur les phénomènes d'interaction fluide-structure et sur comment mieux les exploiter qui nécessitent encore de s'y attarder. Particulièrement, puisqu'il s'agit de ressources énergétiques vertes et renouvelables qui peuvent s'avérer efficaces dans le processus de transition énergétique.

Bibliographie

- Achenbach, E. & Heinecke, E., 1981. On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds numbers 6×10^3 to 5×10^6 . *Journal of Fluid Mechanics*, 109(12), pp. 239-251.
- Bahmani, M. H. & Akbari, M. H., 2010. Effects of mass and damping ratios on VIV of a circular cylinder. *Ocean Engineering*, Volume 37, pp. 511-519.
- Barrero-Gil, A., Pindado, S. & Avila, S., 2012. Extracting energy from Vortex-Induced Vibrations: A parametric study. *Applied Mathematical Modelling*, Volume 36, pp. 3153-3160.
- Bernitsas, M. M., Raghavan, K., Y., B.-S. & E.M.H. Garcia, 2008. VIVACE :Vortex Induced Vibration Aquatic Clean Energy...: A New Concept in Generation of Clean and Renewable Energy From Fluid Flow. *Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, Volume 130.
- Boudreau, M., Picard-Deland, M. & Dumas, G., 2020. A parametric study and optimization of the fully-passive flapping-foil turbine at high Reynolds numbers. *Renewable Energy*, Volume 146, pp. 1958-1975.
- Daqaq, M. F. et al., 2019. Micropower Generation Using Cross-Flow Instabilities: A Review of the Literature and Its Implications.
- Dellinger, N. et al., 2017. An experiment of a hydropower conversion system based on vortex-induced vibrations in a confined channel. *Renewable Energy*, Volume 115, pp. 54-63.
- Deng, J., Ren, A.-L. & Shao, X.-M., 2007. The flow between a stationary cylinder and a downstream elastic cylinder in cruciform arrangement. *Journal of Fluids and Structures*, 17, 23(5), pp. 715-731.
- Dumas, G., 2015. *Aérodynamique: Notes de cours*. Université Laval éd. Québec: s.n.
- F.A.C. Martins & J.P.J. Avila, 2019. Effects of the Reynolds number and structural damping on vortex-induced vibrations of elastically-mounted rigid cylinder. *International Journal of Mechanical Sciences*, 166, Volume 156, pp. 235-249.
- F.A.C. Martins & J.P.J. Avila, 2019. Three-dimensional CFD analysis of damping effects on vortex-induced vibrations of 2DOF elastically-mounted circular cylinders. *Marine Structures*, Volume 65, pp. 12-31.
- Feeny, B. F. & Liang, J. W., 1996. *A decrement method for the simultaneous estimation of Coulomb and viscous friction*. s.l.:Academic Press.
- Fox, T., 1992. Interference in the wake of two square-section cylinders arranged perpendicular to each other. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 14, 40(1), pp. 75-92.
- Fox, T. A., 1991. Wake Characteristics of Two Circular Cylinders Arranged Perpendicular to Each Other. *Journal of Fluids Engineering*, 113, 113(1), p. 45.
- Fox, T. & Toy, N., 1988. Fluid flow at the center of a cross composed of tubes. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 3, 9(1), pp. 53-61.
- Gatzhammer, B., 2008. *A Partitioned Approach for Fluid-Structure Interaction on Cartesian Grids*, s.l.: s.n.

- Govardhan, R. N. & Williamson, C. H., 2006. Defining the 'modified Griffin plot' in vortex-induced vibration: Revealing the effect of Reynolds number using controlled damping. *Journal of Fluid Mechanics*, 25 8, Volume 561, pp. 147-180.
- Govardhan, R. & Williamson, C. H., 2000. Modes of vortex formation and frequency response of a freely vibrating cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, Volume 420, pp. 85-130.
- Hinrichsen, P. F. & Larnder, C. I., 2018. Combined viscous and dry friction damping of Oscillatory Motion. Combined viscous and dry friction damping of Oscillatory Motion.
- Jauvtis, N. & Williamson, C. H. K., 2003. Vortex-induced vibration of a cylinder with two degrees of freedom. *Journal of Fluids and Structures*, Volume 17, pp. 1035-1042.
- Jauvtis, N. & Williamson, C. H. K., 2004. The effect of two degrees of freedom on vortex-induced vibration at low mass and damping. *J. Fluid Mech*, Volume 509, pp. 23-62.
- Kato, N., Koide, M., Takahashi, T. & Shirakashi, M., 2005. *Interference of Downstream Body on the Oscillation Behavior of a Circular and a Square Cylinder in Uniform Flow*. s.l., ASME, pp. 593-599.
- Kato, N., Koide, M., Takahashi, T. & Shirakashi, M., 2006. Influence of Cross-Sectional Configuration on the Longitudinal Vortex Excitation of the Upstream Cylinder in Cruciform Two-Cylinder System *. *Journal of Fluid Science and Technology*, 1(2).
- Kato, N., Koide, M., Takahashi, T. & Shirakashi, M., 2012. VIVs of a circular cylinder with a downstream strip-plate in cruciform arrangement. *Journal of Fluids and Structures*, 1 4, Volume 30, pp. 97-114.
- Kawabata, Y. et al., 2009. *Interference Effect of Wake Body on the Cross Flow Oscillation of a Square Cylinder in Uniform Flow*. s.l., ASME, pp. 229-238.
- Khalak, A. & Williamson, C. H. K., 1996. DYNAMICS OF A HYDROELASTIC CYLINDER WITH VERY LOW MASS AND DAMPING. *Journal of Fluids and Structures*, Volume 10, pp. 455-472.
- Klamo, J. T., Leonard, A. & Roshko, A., 2006. The effects of damping on the amplitude and frequency response of a freely vibrating cylinder in cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, Volume 22, pp. 845-856.
- KOIDE, M. et al., 2006. Vortex Excitation Caused by Longitudinal Vortices Shedding from Cruciform Cylinder System in Water Flow. *JSME International Journal Series B*, 49(4), pp. 1043-1048.
- Koide, M., Takahashi, T., Shirakashi, M. & Salim, S. A. Z. B. S., 2017. Three-dimensional structure of longitudinal vortices shedding from cruciform two-cylinder systems with different geometries. *Journal of Visualization*, 16 11, 20(4), pp. 753-763.
- KUMAGAI, I., MATSUMOTO, T., TAKAHASHI, T. & SHIRAKASHI, M., 2001. Flow-Induced Vibration of Bluff Bodies. Necklace Vortex Excitation of Upstream Cylinder in Crisscross Circular Cylinder System. Influence of Cylinder Diameter, Gap and Damping Factor.. *JSME International Journal Series B*, 44(4), pp. 756-763.
- Lee, J. H. & Bernitsas, M. M., 2011. High-damping, high-Reynolds VIV tests for energy harnessing using the VIVACE converter. *Ocean Engineering*, Volume 38, pp. 1697-1712.
- Lienhard, J. H., 1966. *Synopsis of lift, drag and vortex frequency data for rigid circular cylinders*. Washington: Technical Extension Service.

- Mackowski, A. & Williamson C.H.K., 2013. An experimental investigation of vortex-induced vibration with nonlinear restoring forces. *physics of fluids*, Volume 25.
- Marzouk, O. A., 2010. Characteristics of the Flow-Induced Vibration and Forces With 1-and 2-DOF Vibrations and Limiting Solid-to-Fluid Density Ratios. *Journal of Vibration and Acoustics*, Volume 132.
- Modir, A. & Goudarzi, N., 2019. Experimental investigation of Reynolds number and spring stiffness effects on vortex induced vibrations of a rigid circular cylinder. *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, 1 3, Volume 74, pp. 34-40.
- Munson, Okiishi, Huebsch & Rothmayer, 2013. *Fundamentals of Fluid Mechanics 7th edition*. United States of America: Wiley.
- Navrose & Mittal, S., 2017. Lock-in in vortex-induced vibration. *J. Fluid Mech*, Volume 794, pp. 565-594.
- Nemes, A., Zhao, J., Lo Jacono, D. & Sheridan, J., 2012. The interaction between flow-induced vibration mechanisms of a square cylinder with varying angles of attack. *Journal of Fluid Mechanics*, Volume 710, pp. 102-130.
- NGUYEN, T., KOIDE, M., TAKAHASHI, T. & SHIRAKASHI, M., 2010. Universality of Longitudinal Vortices Shedding from a Cruciform Two Circular Cylinder System in Uniform Flow. *Journal of Fluid Science and Technology*, 5(3), pp. 603-616.
- Nguyen, T. et al., 2012. Influence of mass and damping ratios on VIVs of a cylinder with a downstream counterpart in cruciform arrangement. *Journal of Fluids and Structures*, 1 1, Volume 28, pp. 40-55.
- Olivier, M. & Paré-Lambert, O., 2019. Strong fluid–solid interactions with segregated CFD solvers. *International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*, 1 7, 29(7), pp. 2237-2252.
- Paré-Lambert, O. & Olivier, M., 2018. A parametric study of energy extraction from vortex-induced vibrations. *Transaction of the Canadian Society for Mechanical Engineering*, 42(04), pp. 1-11.
- Prasanth T. K. & Mittal S., 2008. Vortex-induced vibrations of a circular cylinder at low Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mech.*, Volume 594, pp. 463-491.
- Raghavan, K. & Bernitsas, M. M., 2011. Experimental investigation of Reynolds number effect on vortex induced vibration of rigid circular cylinder on elastic supports. *Ocean Engineering*, Volume 38, pp. 719-731.
- Roshko, A., 1955. On the Wake and Drag of Bluff Bodies. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 22(2), pp. 124-132.
- Rostami, A. & M., A., 2017. Renewable energy harvesting by vortex-induced motions: review and benchmarking of technologies. *Renewable and Sustainable Energy*, Volume 70, pp. 193-214.
- Sarpkaya, T., 1979. Vortex-Induced Oscillations: A selective Review. *Journal of Applied Mechanics* , Volume 46, pp. 241-258.
- Sarpkaya, T., 1995. Hydrodynamic Damping, Flow-Induced Oscillations, and Biharmonic Response. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering* , Volume 117, pp. 232-238.
- Sarpkaya, T. & Tel, *, 2004. A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations ARTICLE IN PRESS. *Journal of Fluids and Structures*, Volume 19, pp. 389-447.

- Schulz, K. W., Minyard, T. & Barth, W., 2005. *Three-Dimensional CFD Analysis of Two Circular Cylinders Arranged Perpendicular to Each Other*. s.l., ASME, pp. 847-852.
- Shiels, D., Leonard, A. & Roshko, A., 2001. Flow-Induced Vibration of a Circular Cylinder at Limiting Structural Parameters. *Journal of Fluids and Structures*, Volume 15, pp. 3-21.
- Shirakashi, M., Bae, H., Sano, M. & Takahashi, T., 1994. Characteristics of Periodic Vortex Shedding From Two Cylinders in Cruciform Arrangement. *Journal of Fluids and Structures*, 14, 8(3), pp. 239-256.
- SHIRAKASHI, M. et al., 2011. Prospect of Micro Power Generation Utilizing VIV in Small Stream Based on Verification Experiments of Power Generation in Water Tunnel. *TRANSACTIONS OF THE JAPAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS Series B*, 9(1), pp. 54-63.
- Shirakashi, M., Mizuguchi, K. & Bae, H., 1989. Flow-induced excitation of an elastically-supported cylinder caused by another located downstream in cruciform arrangement. *Journal of Fluids and Structures*, 11, 3(6), pp. 595-607.
- Singh, S. P. & Mittal, S., 2005. Vortex-induced oscillations at low reynolds numbers: Hysteresis and vortex-shedding modes. *Journal of Fluids and Structures*, Volume 20, pp. 1085-1104.
- Soti, A. K., Thompson, M. C., Sheridan, J. & Bhardwaj, R., 2017. Harnessing electrical power from vortex-induced vibration of a circular cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, Volume 70, pp. 360-373.
- Soti, A. K. et al., 2018. Damping effects on vortex-induced vibration of a circular cylinder and implications for power extraction. *Journal of Fluids and Structures*, 18, Volume 81, pp. 289-308.
- Stappenbelt, B., Johnstone, A. D., Dylan, J. & Anger, L., 2016. Vortex-Induced Vibration Marine Current Energy Harvesting. *Fluid-Structure-Sound Interactions and Control, Lecture Notes in Mechanical Engineering*, pp. 401-406.
- Sun, H. et al., 2016. Effect of mass-ratio, damping, and stiffness on optimal hydrokinetic energy conversion of a single, rough cylinder in flow induced motions. *Renewable Energy*, Issue 99, pp. 936-959.
- Sun, H., Ma, C. & Bernitsas, M. M., 2017. Hydrokinetic power conversion using Flow Induced Vibrations with nonlinear (adaptive piecewise-linear) springs.
- Takahashi, T. & Baranyi, L., 1999. Configuration and Frequency of Longitudinal Vortices Shedding from Two Circular Cylinders in Cruciform Arrangement.. *Journal of Visualisation*, 19(75), pp. 64-72.
- Techet, A., 2005. *Massachusetts Institute of Technology: MIT OpenCourseWare - 2.22 Design Principles for ocean vehicles* (13.42). [En ligne] Available at: <https://ocw.mit.edu/courses/mechanical-engineering/2-22-design-principles-for-ocean-vehicles-13-42-spring-2005/#> [Accès le 12 06 2020].
- TOMITA, Y., INAGAKI, S., SUZUKI, S. & MURAMATSU, H., 1987. Acoustic characteristics of two circular cylinders forming a cross in uniform flow. Effect on noise reduction and flow around both cylinders.. *JSME international journal*, 15 7, 30(265), pp. 1069-1079.
- Vanderbilt, D. & Louie, S. G., 1984. Total energies of diamond (111) surface reconstructions by a linear combination of atomic orbitals method. *Physical Review B*, 15 11, 30(10), pp. 6118-6130.

- Vandiver, J. K., 2012. Damping Parameters for flow-induced vibration. *Journal of Fluids and Structures*, Issue 35, pp. 105-119.
- Wang, E. et al., 2019. The effect of cubic stiffness nonlinearity on the vortex-induced vibration of a circular cylinder at low Reynolds numbers. *Ocean Engineering*.
- WaterPower Canada, 2020. *Canadian Hydro Capacity & Potential (MW)*. [En ligne] Available at: https://waterpowercanada.ca/learn/?fbclid=IwAR14AJmJcmrXJPYb7EgKBhosf6BybF_w9QvCOCQsN0xUo3nlz7ys-aBUICM#facts
- Wilcox & C., D., 1993. *Turbulence Modeling for CFD*. Glendale, Californie: DCW Industries Inc..
- Williamson, C. H. K. & Govardhan, R., 2004. VORTEX-INDUCED VIBRATIONS. *Annu. Rev. Fluid Mech*, Volume 36, pp. 413-55.
- Williamson, C. H. K. & Roshko, A., 1988. Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, Volume 2, pp. 355-381.
- Zdravkovich, 1997. *Flow Around Circular Cylinders Vol. 1: Fundamentals*. New York: Oxford University Press.
- Zdravkovich, M., 1981. Review and classification of various aerodynamic and hydrodynamic means for suppressing vortex shedding. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1 3, 7(2), pp. 145-189.
- Zdravkovich, M., 1988. Review of interference-induced oscillations in flow past two parallel circular cylinders in various arrangements. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1 8, 28(1-3), pp. 183-199.
- Zdravkovich, M. M., 1983. Interference between two circular cylinders forming a cross. *Journal of Fluid Mechanics*, 20 3, 128(-1), p. 231.
- Zhang, B. et al., 2018. Numerical investigation on the effect of the cross-sectional aspect ratio of a rectangular cylinder in FIM on hydrokinetic energy conversion. *Energy*.
- Zhang, H., Yang, J., Xiao, L. & Lu, H., 2014. Study on added mass coefficient and oscillation frequency for a truss spar subjected to Vortex-Induced Motions. *Ships and Offshore Structures*, 9(1), pp. 54-63.
- Zhao, M. & Lu, L., 2018. Numerical simulation of flow past two circular cylinders in cruciform arrangement. *Journal of Fluid Mechanics*, 13 8, Volume 848, pp. 1013-1039.
- Zhou, C. Y., So, R. M. C. & Lam, A. K., 1999. VORTEX-INDUCED VIBRATIONS OF AN ELASTIC CIRCULAR CYLINDER. *Journal of Fluids and Structures*, Volume 13, pp. 165-189.