

Titre: Écoulement d'un jet impactant un faisceau de cylindres :
Title: vélocimétrie par image de particules et simulations numériques

Auteur: Thomas Charpentier
Author:

Date: 2021

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Charpentier, T. (2021). Écoulement d'un jet impactant un faisceau de cylindres :
Citation: vélocimétrie par image de particules et simulations numériques [Mémoire de
maîtrise, Polytechnique Montréal]. PolyPublie.
<https://publications.polymtl.ca/9155/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/9155/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:** Jérôme Vétel, & Frederick Gosselin
Advisors:

Programme: Génie mécanique
Program:

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL

affiliée à l'Université de Montréal

**Écoulement d'un jet impactant un faisceau de cylindres : vélocimétrie par
image de particules et simulations numériques**

THOMAS CHARPENTIER

Département de génie mécanique

Mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme de *Maîtrise ès sciences appliquées*

Génie mécanique

Août 2021

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL

affiliée à l'Université de Montréal

Ce mémoire intitulé :

**Écoulement d'un jet impactant un faisceau de cylindres : vélocimétrie par
image de particules et simulations numériques**

présenté par **Thomas CHARPENTIER**

en vue de l'obtention du diplôme de *Maîtrise ès sciences appliquées*

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

Stéphane ÉTIENNE, président

Jérôme VÉTEL, membre et directeur de recherche

Frédéric GOSSELIN, membre et codirecteur de recherche

Étienne ROBERT, membre

DÉDICACE

Vivez donc et soyez heureux, enfants chéris de mon cœur, et n'oubliez jamais que, jusqu'au jour où Dieu daignera dévoiler l'avenir à l'homme, toute la sagesse humaine sera dans ces deux mots : « Attendre et espérer ! »

Le Comte de Monte-Cristo - Alexandre Dumas

REMERCIEMENTS

En premier lieu je tiens à remercier mes directeurs, Jérôme Vétel et Frédéric Gosselin qui m'ont accompagné durant ces deux années à Polytechnique. Malgré la distance due à la situation sanitaire, vous avez toujours répondu présent. Merci pour votre accueil au sein du LaDyF et du LM2, ainsi que pour tous vos conseils et votre motivation. Tout le travail effectué n'aurait jamais pu être possible sans votre soutien et vos idées.

Je remercie aussi monsieur Stéphane Étienne et monsieur Étienne Robert d'avoir accepté de participer à l'évaluation de mon travail.

Merci à Framatome pour leur soutien financier sur ce projet ainsi que pour les discussions, toujours pertinentes, qui ont pu avoir lieu autour de ce travail.

Un grand merci également à Giuseppe Di Labbio, de m'avoir expliqué tout le fonctionnement de la méthode PIV, qui n'a (presque...) plus de secrets pour moi et de m'avoir accompagné dans la prise de mesures. De la vidange du laser au paramétrage du système, tu as toujours tout fait pour trouver des solutions et nous permettre de travailler.

J'ai une pensée pour mes anciens professeurs de l'INSA, François et Laure qui ont développé en moi cette curiosité scientifique ainsi que le goût du travail bien fait. Mention spéciale à mon gourou de \LaTeX qui a plus souvent la réponse que Stack Exchange.

Je remercie aussi mes parents Olivier et Marie-Françoise, mes sœurs Justine et Léa, de toujours m'avoir soutenu au long de mes études. Même si les sujets sont devenus un peu plus compliqués, vous avez toujours montré de l'intérêt pour mon travail et avez été d'un grand soutien moral pendant tout ce temps au Canada.

À toutes les personnes que j'ai pu côtoyer durant ces deux années à Montréal, je n'oublierais pas les cafés, beignes et autres poutines que nous avons pu manger ensemble. Des remerciements à Gaétan pour toutes les discussions que nous avons eues, pour tes idées et pistes de réflexion qui ont toujours été justes, et pour tous les trajets jusqu'à McGill le soir en plein hiver canadien.

Enfin je tiens à remercier Solène qui me supporte tous les jours et qui a toujours trouvé les mots pour me remotiver dans les moments compliqués. Tes encouragements et ton soutien ont été une grande source de motivation pour moi.

RÉSUMÉ

Le cœur d'un réacteur nucléaire est principalement refroidi par un écoulement d'eau axial à haute vitesse qui permet la production de vapeur, et la production d'énergie. Lors du fonctionnement nominal, cet écoulement suffit à conserver les barres d'uranium à leurs températures de fonctionnement. En revanche, dans le cas d'une perte accidentelle de liquide de refroidissement (LOCA), de forts gradients de pression peuvent apparaître au sein du faisceau de combustible. Pour limiter ce risque, des percages ont été faits sur les plaques déflectrices qui entourent le cœur, qui entraînent la création de jets transverses localisés qui viennent impacter les cylindres. Ces derniers peuvent donner lieu à des vibrations induites par l'écoulement et provoquer une fatigue sur les barres de combustibles, qui avec le temps peuvent se briser. La majeure partie des études qui traitent de cette géométrie se concentrent sur la vibration des cylindres, et non les phénomènes visibles dans l'écoulement qui en sont responsables.

Dans cette étude des mesures avec la méthode de vélocimétrie par image de particules (PIV) ainsi que des simulations numériques directes (DNS) ont été utilisées. L'obtention de champs de vitesses ainsi que des quantités turbulentes pour différents arrangements de cylindres et excentricités du jet, dans un faisceau équitablement espacé (rapport d'écart entre les cylindres, $P/D = 1.32$) ont été obtenus pour des nombres de Reynolds du jet de 17.5×10^3 et 2.3×10^3 . Le but de ces mesures est d'identifier quels sont les cylindres responsables des principaux effets turbulents et de comprendre les effets vibratoires qu'ils engendrent dans l'écoulement.

Lorsque la buse du jet est alignée sur la zone intercylindres, la distribution de la vitesse de l'écoulement autour des cylindres n'est pas uniforme, mais asymétrique, résultat de la position bistable visible pour deux cylindres en parallèle avec cet écartement. En revanche, le cas du jet centré sur le centre d'un cylindre permet d'obtenir une répartition plus symétrique de la vitesse dans le faisceau.

Indépendamment de l'alignement du jet par rapport au faisceau, l'écoulement s'oriente dans la direction transverse au jet après le passage de la première rangée de cylindres suite à l'apparition de phénomènes turbulents. Ces derniers limitent aussi la progression dans le faisceau, la vitesse est réduite à 20% de celle du jet après trois rangées. L'énergie cinétique du jet est en premier lieu redistribuée en contrainte de Reynolds normale à l'axe de l'écoulement suite au passage des premiers cylindres, puis en contrainte de Reynolds normale à la direction transverse dans leurs sillages.

L'analyse fréquentielle révèle que les nombres de Strouhal obtenus ne correspondent pas par-

faitement aux résultats de la littérature, car ils dépendent en plus du nombre de Reynolds et des conditions de l'écoulement. Dans le cas des géométries avec des faisceaux denses, il n'est pas possible de faire de liens avec les résultats obtenus avec des paires de cylindres.

ABSTRACT

Nuclear fuel assemblies are exposed to primarily high-speed axial flow during operation in order to cool down the fuel rods. To mitigate the risks of high pressure gradients in case of a loss-of-coolant accident (LOCA), strategically located LOCA holes have been placed around the core. The side effect of these LOCA holes is that they allow for localised crossflow jets to impinge on the fuel assembly, which can give rise to flow-induced vibrations and possible mechanical degradation of the fuel rods over the long term, which can lead to catastrophic failures. Studies of this particular geometry are mostly focused on the vibrations of the rods themselves and not on the flow patterns inducing them.

In this study particle image velocimetry (PIV) and direct numerical simulations (DNS) are used to obtain velocity profiles and fluctuations in a confined six by six cylinder array for a jet Reynolds number of 17.5×10^3 for experimental work and 2.3×10^3 for the simulations. The goal is to understand the contribution of each cylinder in the flow pattern and identify those responsible for turbulence effects. We consider various configurations of equally spaced cylinders (pitch to diameter ratio, $P/D = 1.32$) as well as different eccentricities of the jet impacting the bundle.

When the nozzle is aligned on the pitch zone between two cylinders, a biased flow pattern is identified, leading to an asymmetrical distribution of the velocity in the bundle and a bi-stable situation. In contrast, when the alignment is done on the centre of a cylinder, a rather symmetrical and more stable flow pattern emerges.

Independently of the configuration, the momentum of the jet is first lost to the streamwise normal Reynolds stress component within the pitch zones of the leading set of cylinders and later to the transverse normal Reynolds stress component in their wake. The turbulent effects created by the first row of cylinder also lead to a downward (or upward) direction along the transverse direction of the flow. The reduced spacing between two cylinders is responsible for localized jet-like flows which deteriorate rapidly the kinetic energy of the impinging jet limiting its development downstream. The velocity in the bundle after three rows of cylinders is only 20 % of the initial velocity, resulting in a significant decrease in flow rate downstream. Strouhal numbers after the first row differ from known experimental results of tandem and side-by-side cylinders for similar spacing ratios. For tightly spaced bundles, it is not possible to infer the behavior from the flow past a pair of cylinders.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES TABLEAUX	x
LISTE DES FIGURES	xi
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xvii
LISTE DES ANNEXES	xx
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Intérêt pour l'industrie	1
1.2 Problématique	2
1.3 Structure du mémoire	2
CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE	4
2.1 Faisceaux de tubes et arrangements de cylindres	4
2.1.1 Écoulement autour de deux cylindres	4
2.1.2 Faisceaux de grandes tailles	10
2.2 Écoulement de jet	13
2.2.1 Jet axisymétrie libre	13
2.2.2 Jet impactant un faisceau de cylindres	16
CHAPITRE 3 OBJECTIFS DE L'ÉTUDE	18
CHAPITRE 4 MÉTHODOLOGIE EXPÉRIMENTALE	20
4.1 Montage	21
4.1.1 Description de l'installation	21
4.1.2 Vélocimétrie par image de particules (PIV)	29

4.1.3	Post-traitement	31
4.2	Simulation numérique directe - DNS	33
4.2.1	Xcompact3D	34
4.3	Résultats préliminaires	36
4.3.1	Caractéristiques du jet	36
4.3.2	Problèmes d'illuminations	38
CHAPITRE 5 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX		42
5.1	Arrangements de cylindres	42
5.1.1	$\xi = 0$ - Centré sur l'interstice	42
5.1.2	$\xi = 0.5P$ - Centré sur un cylindre	46
5.1.3	Cylindres sur la première rangée	49
5.2	Faisceau complet	50
5.2.1	Mesures à haut nombre de Reynolds	51
5.2.2	Mesures à bas nombre de Reynolds	62
5.3	Analyse fréquentielle	69
CHAPITRE 6 DISCUSSION ET CONCLUSION		75
6.1	Discussion et synthèse des travaux	75
6.1.1	Asymétrie et répartition du fluide	75
6.1.2	Phénomènes turbulents	77
6.1.3	Fréquences et vibrations	77
6.2	Limitations de la solution proposée	78
6.3	Améliorations futures	79
RÉFÉRENCES		80
ANNEXES		89

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1	Dimensions principales utilisées pour décrire la géométrie du faisceau de cylindres dans l'écoulement du jet.	27
Tableau 4.2	Informations sur les paramètres des particules utilisées dans l'installation lors de mesures PIV.	30
Tableau 5.1	Comparaison des débits entre les excentricités à différentes positions du faisceau.	62
Tableau B.1	Couples de solides et liquides utilisés dans la littérature pour la technique d'égalisation de l'indice de réfraction.	105
Tableau B.2	Prix au litre (\$ USD) de fluides utilisés couramment en RIM.	107

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1	Positions et nomenclature de deux cylindres de diamètres égaux D dans un écoulement transverse : (a) en tandem ; (b) en parallèle.	5
Figure 2.2	Croquis du comportement de l'écoulement autour de cylindres en tandem dans un écoulement transverse pour différents écarts : (a) corps unique ; (b) rattachement « proche » ; (c) rattachement « éloigné » ; (d) corps séparés dit « cotourbillonnaire » - D'après Xu & Zhou (2004) et Zhou & Yiu (2006).	6
Figure 2.3	Croquis du comportement de l'écoulement autour de cylindres en parallèle dans un écoulement transverse pour différents écarts : (a) corps unique ; (b) asymétrique ; (c) allées en parallèle - D'après Sumner (2010).	7
Figure 2.4	Positions et nomenclature de quatre cylindres de diamètres égaux D soumis à un écoulement transverse : (a) arrangement en carré - $\alpha = 0^\circ$; (b) arrangement en diamant - $\alpha = 45^\circ$	10
Figure 2.5	Positions de cylindres de diamètres égaux D soumis à un écoulement transverse dans la configuration échelonnée (a) . Équivalent à la configuration en diamant avec $\alpha = 45^\circ$ de la Figure 2.4 (b) prolongée. Lignes de courant sur les trois premières rangées de cylindres dans un faisceau échelonné à $Re_D = 9300$ - d'après Paul <i>et al.</i> (2007) (b).	11
Figure 2.6	Représentation schématique d'un jet axisymétrique libre à la sortie d'une conduite de diamètre D_j et du profil de la vitesse U dans les régions : (a) initiale, (b) de transition et (c) développée. La couche de mélange est décrite par la zone en jaune - D'après Tennekes & Lumley (1972).	14
Figure 4.1	Simulations d'une barre d'éthylène propylène fluoré (FEP - $n_s = 1.343$) dans l'air ($n_L = 1.000$) (a) et dans l'eau ($n_L = 1.340$) (b).	20
Figure 4.2	Schéma hydraulique de l'installation lors de la prise de mesures.	22
Figure 4.3	Photo de l'installation complète lors de la réalisation de mesures PIV.	24
Figure 4.4	Schéma technique et vue isométrique de l'assemblage du convergent et du réservoir de tranquillisation placé en amont du réservoir de mesure pour obtenir un écoulement horizontal et pour réduire le taux de turbulence dans le jet. Toutes les dimensions sont en pouces.	25
Figure 4.5	Vue isométrique du réservoir de mesure avec les principaux équipements nécessaires à la prise de mesures.	26

Figure 4.6	Représentation schématique du faisceau de cylindres dans la configuration utilisée pour les mesures (a). La position du jet dans cette configuration est au centre de la plage d'excentricités possibles. Les trois positions du faisceau vu au travers de la sortie du jet sont représentées : (b) $\xi = 0$, (c) $\xi = 0.25P$ et (d) $\xi = 0.5P$	28
Figure 4.7	Équipements utilisés pour la prise de mesures PIV dans notre installation, et fenêtres d'interrogations à t et $t + \Delta t$ qui sert à l'obtention d'un vecteur vitesse (ici en bleu).	30
Figure 4.8	Système de calibration de la caméra et d'alignement du laser pour les mesures. Pièce réalisée par impression 3D.	32
Figure 4.9	Représentation schématique du maillage de la méthode IBM dans le cas d'un écoulement de fluide autour de deux cylindres en tandem. . .	35
Figure 4.10	Champs des vitesses U du jet adimensionnées par la vitesse maximale du jet dans la direction x : (a) bas Reynolds PIV ; (b) haut Reynolds PIV ; et (c) bas Reynolds DNS. Comparaison des profils en sortie de conduite dans les différents cas (d). (a), (b) et (c) correspondent respectivement aux courbes pleines, à tirets et pointillés.	37
Figure 4.11	Intensité turbulente en % dans le réservoir (a) et en sortie de conduite (b) pour un jet à haut nombre de Reynolds en PIV, le minimum de 4.6% se situe au centre du jet.	38
Figure 4.12	Captures (a) de la caméra et (b) prétraitement lors de la prise de mesures PIV dans le faisceau en configuration 6×6 cylindres pour l'excentricité $\xi = 0$, centré sur les cylindres directement impactés par le jet.	39
Figure 4.13	Routine pour moyenner les champs de vecteurs U (axe x) obtenus avec : (a) le laser placé sur la droite du faisceau ; et (b) sur la gauche lors d'un écoulement à haut Reynolds de la gauche vers la droite. (c) Les deux jeux de données sont ensuite moyennés ; et enfin (d) recadrés pour ne pas laisser apparaître l'embout du jet.	40
Figure 5.1	Écoulement de jet centré sur la zone entre deux cylindres adjacents ($\xi = 0$ et $T/D = 1.32$) : (a) vitesse U en m s^{-1} ; et (b) contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$, faisant ressortir l'asymétrie et la position bi-stable de l'écoulement.	43
Figure 5.2	Écoulement de jet autour de deux faisceaux (configurations 2×2 et 3×2 pour $\xi = 0$) avec un écartement $P/D = 1.32$: (a) - (c) vitesse U en m s^{-1} ; et (b) - (d) contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$	44

Figure 5.3	Profils de vitesses U en m s^{-1} après la première (a); seconde (b); et troisième (c) rangée de cylindres dans le cas des configurations 1×2 (courbe verte), 2×2 (courbe rouge) et 3×2 (courbe bleue). L'asymétrie provenant de la géométrie se déclenche après le faisceau, mais la proximité des cylindres permet de canaliser l'écoulement entre les cylindres.	45
Figure 5.4	Écoulement de jet autour de trois cylindres et centré sur celui du milieu ($\xi = 0.5P$ et $T/D = 1.32$) : (a) vitesse U en m s^{-1} ; et (b) contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$, symétrie de l'écoulement dans cette configuration.	46
Figure 5.5	Écoulement de jet autour de deux faisceaux (configurations 3×2 et 3×3 pour $\xi = 0.5P$) avec un écartement $P/D = 1.32$: (a) - (c) vitesse U en m s^{-1} ; et (b) - (d) contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$. L'activité turbulente suivant la normale de l'écoulement, se concentre entre les deux premières rangées de cylindres (b) - (d), avant de diminuer et disparaître plus loin dans le faisceau.	47
Figure 5.6	Profils de la vitesse U en m s^{-1} à la sortie du faisceau dans le cas des configurations 1×3 (a); 2×3 (b); et 3×3 (c). Les profils sont tous symétriques et de même forme, indépendamment de la taille du faisceau. Seule les normes des vitesses U sont diminuées après le passage des rangées.	48
Figure 5.7	Vitesse U en m s^{-1} d'un écoulement de jet autour de deux faisceaux, pour les configurations 1×5 (a); et 1×6 (b) avec respectivement $\xi = 0.5P$ et $\xi = 0$	50
Figure 5.8	Contraintes de Reynolds moyennées à chaque capture et adimensionnées par la valeur maximale pour un point située après la première rangée de cylindres dans le centre du faisceau. $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ et $\overline{u'v'}$ sont représentés respectivement par les courbes bleue, jaune et orange. Après 2734 images (limite de la caméra) les quantités évoluent encore, ce qui nous force à en réaliser une seconde pour avoir 5468 champs et des variations inférieure à 5%.	52
Figure 5.9	Champs de vitesse moyenne U en m s^{-1} (a); et V en m s^{-1} (b) dans le faisceau de cylindres avec le jet centré sur la zone de intercylindres ($\xi = 0$) pour $Re_j = 17\,500$ ($Re_D = 5500$).	53

Figure 5.10	Champs (a) ; et profils de vitesses (b) U en m s^{-1} à différentes positions dans le faisceau : avant, entre les deux premières rangées et après la seconde rangée représentés respectivement par les courbes bleue, orange et verte. Visualisation de l'asymétrie développée après les premiers cylindres, qui se poursuit ensuite jusqu'à l'obtention d'une vitesse faible.	54
Figure 5.11	Contraintes de Reynolds en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$: (a) $\overline{u'^2}$; (b) $\overline{v'^2}$; et (c) $\overline{u'v'}$ dans la première partie du faisceau, soumis à un jet centré sur la zone de pitch ($\xi = 0$). La zone d'intérêt principale se situe entre les deux premières rangées de cylindres, où la majeure partie de l'énergie cinétique de l'écoulement est perdue au profit des contraintes de Reynolds.	55
Figure 5.12	Champs de vitesses U (a) ; et V (b) en m s^{-1} dans le faisceau de cylindres avec le jet centré sur le cylindre ($\xi = 0.5P$) pour $Re_j = 17\,500$ ($Re_D = 5500$).	56
Figure 5.13	Champs (a) ; et profils de vitesses (b) U en m s^{-1} à différentes positions dans le faisceau : avant, entre les deux premières rangées et après la seconde rangée. Limitation de l'asymétrie dans le faisceau pour cette configuration avec $\xi = 0.5P$	57
Figure 5.14	Contraintes de Reynolds en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$: (a) $\overline{u'^2}$; (b) $\overline{v'^2}$; et (c) $\overline{u'v'}$ dans la première partie du faisceau, soumis à un jet centré sur le cylindre centrale ($\xi = 0.5P$). La zone d'intérêt principale se situe entre les deux premières rangées de cylindres, où la majeure partie de l'énergie cinétique de l'écoulement est perdue au profit des contraintes de Reynolds.	57
Figure 5.15	Champs (a) ; et profils de vitesses (b) U en m s^{-1} à différentes positions dans le faisceau : avant, entre les deux premières rangées et après la seconde rangée pour l'excentricité $\xi = 0.25P$. Fonctionnement analogue au cas où le jet est centré sur la zone intercylindres ($\xi = 0$). Développement d'une asymétrie après la première rangée, l'écoulement devient ensuite plus lent et symétrique.	58
Figure 5.16	Contraintes de Reynolds en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$: (a) $\overline{u'^2}$; (b) $\overline{v'^2}$; et (c) $\overline{u'v'}$ dans la première partie du faisceau, soumis à un jet centré sur le cylindre et la zone de pitch ($\xi = 0.25P$). La zone d'intérêt principale se situe entre les deux premières rangées de cylindres, où la majeure partie de l'énergie cinétique de l'écoulement est perdue au profit des contraintes de Reynolds.	59
Figure 5.17	Énergie cinétique turbulente k en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ pour les excentricités (a) $\xi = 0$; (b) $\xi = 0.25P$; et (c) $\xi = 0.5P$	60

Figure 5.18	Assemblages de captures permettant de visualiser les segments de trajectoires de particules pour les configurations (a) $\xi = 0$; (b) $\xi = 0.25P$; et (c) $\xi = 0.5P$. La fenêtre est réduite en taille, le diamètre du jet correspond à la hauteur de l'image.	61
Figure 5.19	Champs de vitesse U adimensionnée par la vitesse moyenne du jet \overline{U}_j pour une excentricité $\xi = 0$ dans le cas de mesures PIV (a); simulations DNS (b) à bas nombre de Reynolds ($Re_j = 2240$, $Re_D = 700$).	64
Figure 5.20	Profils de la vitesse U adimensionnée par la vitesse moyenne du jet \overline{U}_j à différentes positions dans le faisceau : avant (a); entre les deux premières rangées (b); et après la seconde rangée (c), pour la PIV (courbe orange) et la DNS (courbe verte) pour l'excentricité $\xi = 0$	64
Figure 5.21	Champs de vitesses U adimensionnés par la vitesse moyenne du jet \overline{U}_j pour une excentricité $\xi = 0.5P$ dans le cas de mesures PIV (a); et de simulations DNS (b) à bas Reynolds ($Re_j = 2240$, $Re_D = 700$).	65
Figure 5.22	Profils de la vitesse U adimensionnée par la vitesse moyenne du jet \overline{U}_j à différentes positions dans le faisceau : avant (a); entre les deux premières rangées (b); et après la seconde rangée (c) pour la PIV (courbe orange) et la DNS (courbe verte) pour l'excentricité $\xi = 0.5P$	66
Figure 5.23	Isosurface du Critère-Q pour $Q = 15$ dans le cas des excentricités $\xi = 0$ (a); et $\xi = 0.5P$ (b) pour les simulations DNS avec $Re_j = 2240$ ($Re_D = 700$). La carte de vitesse U/\overline{U}_j est superposée.	68
Figure 5.24	Vitesse U/\overline{U}_j dans le plan $(x; z)$ prise entre les cylindres pour le jet centré sur la zone intercylindres ($\xi = 0$) (a); et sur le centre d'un cylindre ($\xi = 0.5P$) (b).	69
Figure 5.25	Géométrie et points de mesures (\bullet) dans le faisceau lors de l'analyse fréquentielle, pour les excentricités $\xi = 0$ (a); $\xi = 0.25P$ (b); et $\xi = 0.5P$ (c).	70
Figure 5.26	Densité spectrale de puissance pour la vitesse transverse après la première rangée de cylindres pour l'excentricité $\xi = 0$	72
Figure 5.27	Densité spectrale de puissance pour la vitesse transverse après la première rangée de cylindres pour l'excentricité $\xi = 0.5P$: au dessus (a); et en dessous (b) du cylindre impacté.	73
Figure 5.28	Densité spectrale de puissance pour la vitesse transverse après la première rangée de cylindres pour l'excentricité $\xi = 0.25P$: au dessus (a); et en dessous (b) du cylindre impacté.	74

Figure 6.1	Dynamique de l'écoulement à hauts nombre de Reynolds ($Re_j = 17.5 \times 10^3$, $Re_D = 5500$) avec le jet centré sur la zone inter-cylindres ($\xi = 0$) qui génère avec des sillages asymétriques et une position qualifiée de bistable (a) et (b). Pour le jet centré sur un cylindre, l'écoulement devient symétrique (c).	76
Figure A.1	Diagramme polaire de l'intensité de la diffusion lumineuse d'un faisceau vert ($\lambda = 527$ nm) pour une particule de Nylon 12 non polarisée dans l'eau.	91
Figure A.2	Schéma de l'intérieur d'un laser Nd:YLF avec les principaux composants permettant de générer le faisceau avec une longueur d'onde de $\lambda = 527$ nm. Les parcours des deux rayons avant d'être combinés sont représentés (chaque changement de direction se produit lors de la rencontre avec un miroir à 45°) - Photo tirée de Litron.	92
Figure A.3	Schéma de la configuration pour la création de la nappe laser avec un faisceau en entrée. Description pour l'angle d'ouverture, fonction du diamètre du faisceau et de la longueur focale de la lentille - $\tan(\alpha/2) = d/2f_l$ (a). Vue de face (b) et de dessus (c) de l'assemblage dans notre système - Tiré de LaVision.	93
Figure A.4	Mouvement d'une particule dans le plan du laser entre deux captures sur le capteur de la caméra (plan de l'image) - d'après Raffel <i>et al.</i> (2018).	94
Figure A.5	Fonctionnement de la corrélation entre deux images générées avec 50% de bruit. Le déplacement final est donc de -2 px suivant x et 0 px selon y (différence avec la taille de l'image de $[128;80]$ pixels). Un point notable est mis en avant avec un cercle rouge (\odot).	97
Figure B.1	Manipulation permettant la comparaison de l'indice de réfraction entre un solide (n_S) et un liquide (n_L). La minimisation de l'intensité réfléchie équivaut à l'égalisation des indices de réfraction - Inspiré par Budwig (1994).	101
Figure C.1	Forme de la contraction avec le polynôme d'ordre 5 pour différentes valeurs de $f(\psi)$	110

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Acronymes

BWR	Réacteurs à eau pressurisée	<i>Boiling water reactor</i>
DNS	Simulation numérique directe	<i>Direct numerical simulation</i>
FFT	Transformation de Fourier rapide	<i>Fast Fourier transform</i>
IBM	Méthode des frontières immergées	<i>Immersed boundary method</i>
LDV	Vélocimétrie laser Doppler	<i>Laser Doppler velocimetry</i>
LES	Simulations à grande échelle	<i>Large eddy simulation</i>
LOCA	Perte accidentelle de liquide de refroidissement	<i>Loss-of-coolant accident</i>
PIV	Vélocimétrie par image de particules	<i>Particle image velocimetry</i>
PSD	Densité spectrale de puissance	<i>Power spectral density</i>
PTV	Vélocimétrie par suivi de particules	<i>Particle tracking velocimetry</i>
RANS	Équations de N.-S. moyennées	<i>Reynolds-averaged Navier-Stokes</i>
RIM	Égalisation des indices de réfraction	<i>Refractive index matching</i>

Symboles

Géométrie

$\mathbf{x} = (x, y, z)$	Coordonnées spatiales. L'axe x est défini positif suivant l'orientation du jet
D	Diamètre d'un cylindre
L, T	Distances centre à centre longitudinales et transverses entre deux cylindres
P	Écart centre à centre entre des cylindres dans le cas où L et T sont égaux
D_j	Diamètre de la buse du jet
H_i, H_s	Rayons en entrée et sortie de la contraction
D_{in}	Diamètre interne des conduites du banc d'essai
α	Angle d'inclinaison du faisceau de cylindres
E_c	Écart entre la sortie du jet et la première rangée de cylindres
ξ	Excentricité entre le jet et les cylindres

Écoulement

$\mathbf{U} = (U, V, W)$	Champ de vitesse
$\mathbf{u}' = (u', v', w')$	Champ des variations de vitesse
U_∞	Vitesse de l'écoulement
U_j	Vitesse du jet
Re_D	Nombre de Reynolds, basé sur le diamètre d'un cylindre
Re_j	Nombre de Reynolds, basé sur le diamètre du jet
St	Nombre de Strouhal
t	Temps
Δt	Intervalle de temps entre deux captures PIV
μ	Viscosité dynamique
ν	Viscosité cinématique
ρ	Masse volumique
I	Intensité de turbulence
k	Énergie cinétique turbulente
Ω	Champ de vorticité
η	Dimension de Kolmogorov � l'échelle spatiale

ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence
Q	Critère-Q

Divers

n_S, n_L	Indices de réfraction des solides et liquides
d_p	Diamètre des particules d'ensemencement
τ_p	Temps de réponse des particules dans l'écoulement
λ	Longueur d'onde du laser
R_{fg}	Fonction de corrélation entre les fonctions f et g
Γ	Courbes des points lagrangiens pour la méthode IBM

Opérateurs

$\overline{\cdot}$	Quantité moyennée
$\ \cdot\ $	Norme
\mathcal{F}	Transformée de Fourier
\circ	Produit matriciel de Hadamard
∇	Gradient
δ	Distribution de Dirac

LISTE DES ANNEXES

Annexe A	VÉLOCIMÉTRIE PAR IMAGE DE PARTICULES - PIV	89
Annexe B	ÉGALISATION DES INDICES DE RÉFRACTION	100
Annexe C	FORME DE LA CONTRACTION	109

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

1.1 Intérêt pour l'industrie

La géométrie particulière de notre étude est un sujet bien connu des scientifiques dans le domaine du génie nucléaire. Les réacteurs à eau pressurisée (REP) (aussi appelés *pressurized water reactors*) sont les principaux réacteurs présents dans le monde avec 68 % des réacteurs actifs, les suivants étant les réacteurs à eau bouillante (REB) (*Boiling water reactor*) et les CANDU (pour Canada deuterium uranium) qui représentent respectivement 15 % et 11 % des 443 réacteurs en fonctionnement en juin 2021 (IAEA, 2021). Ces trois types de réacteurs partagent la même architecture d'assemblage de crayons de combustibles en uranium. Il s'agit d'une matrice plus ou moins dense d'arrangement de cylindres qui sont refroidis par un écoulement d'eau axial à haute vitesse. Dans le cas d'une perte accidentelle de liquide de refroidissement (LOCA), la réaction de fission est arrêtée. Cependant l'inertie thermique des crayons de combustible ne permet pas de garantir leur intégrité sans être refroidis en continu. Plusieurs solutions existent pour empêcher un accident de la sorte, l'une d'entre elles est l'ajout de perçages LOCA sur les plaques déflectrices qui entourent les cylindres. Lors de la diminution de liquide dans la zone à refroidir, la différence de pression de part et d'autre des plaques déflectrices crée un écoulement qui permet de rajouter du fluide pour limiter l'augmentation de température dans le faisceau. L'effet secondaire est la création d'un jet transverse, qui vient impacter les cylindres, et qui peut créer des vibrations issues d'interactions fluide structure. Avec le temps, ces vibrations peuvent fragiliser les cylindres et réduire la durée de vie de ces derniers ou bien les endommager. Les perçages LOCA étant placés le long des plaques déflectrices qui entourent le cœur, les jets créés sont centrés sur différentes parties du faisceau. Il peut s'agir de la zone inter-cylindres, le centre d'un cylindre, ou bien la zone intermédiaire entre les deux. Ce décalage de l'axe du jet par rapport au faisceau est appelé « excentricité », et constitue la différence de configurations entre les différentes mesures réalisées dans notre travail.

La limitation des phénomènes vibratoires passe par une conception des cylindres adaptée aux forces auxquelles ils vont être soumis durant leur utilisation dans le réacteur. La connaissance de l'écoulement au sein du faisceau peut donc permettre de comprendre l'origine des forces et des vibrations et ainsi mieux les contrôler.

1.2 Problématique

Les cylindres soumis à un écoulement transverse intéressent les scientifiques depuis les années 1950, et ont été largement étudiés pour des configurations simples (Zdravkovich, 1997*a,b*), car cette géométrie est utilisée dans de nombreuses applications industrielles, des échangeurs de chaleur jusqu'aux piliers de ponts dans une rivière.

Le cas de fonctionnement nominal du réacteur avec un écoulement axial à haute vitesse a déjà été étudié dans des bancs d'essai de tailles similaires à ce que l'on retrouve dans la réalité (Capanna *et al.*, 2019). Les phénomènes qui s'y produisent sont donc bien connus des chercheurs. La géométrie étudiée ici est plus rarement visible lors du fonctionnement, il est cependant utile de comprendre les mécanismes qui entrent en jeu lors de l'impact du fluide sur le faisceau, car c'est ce régime d'écoulement qui fatigue le plus les cylindres. Fujita & Ito (1990) ont travaillé sur ce cas d'utilisation en se concentrant sur les vibrations des cylindres, et pas sur les dynamiques visibles dans l'écoulement, moteur des effets vibratoires dans le faisceau. Ce que nous cherchons à faire avec notre étude est de visualiser la forme de l'écoulement dans le faisceau de cylindres, comme a pu le faire da Silva *et al.* (2018) pour un écoulement uniforme et pour une géométrie relativement similaire.

Une première étape pour réaliser l'étude est la mise en place d'une expérience avec le système de vélocimétrie par image de particules (PIV) qui sert à la prise de mesures. Une géométrie semblable à ce qui est utilisé dans l'industrie a été choisie, en conservant les rapports entre le diamètre du jet et des cylindres ainsi que l'écartement de ces derniers. À terme, le but est de comprendre les phénomènes dans le faisceau pour chacune des configurations et l'impact qu'ils peuvent avoir sur la durée de vie des crayons de combustible dans un réacteur.

L'intérêt pour Framatome est l'acquisition des connaissances supplémentaires sur son installation, et les différents phénomènes d'interactions fluide structure qui s'y produisent. La prise en compte des vibrations lors de la conception du faisceau peut changer drastiquement l'usure dans des zones fortement sollicitées et éviter des bris qui ont le potentiel de provoquer d'importants dégâts (Païdoussis, 2006). Ces recherches se font dans un but de sécurisation des centrales, meilleure est la connaissance des phénomènes et plus il est facile de concevoir les équipements pour limiter des événements non voulus.

1.3 Structure du mémoire

Notre travail se situe au croisement de deux domaines de la mécanique des fluides, les cylindres soumis à un écoulement transverse ainsi que les jets, qu'ils soient libres ou impactant. La

première partie du mémoire, à la suite de ce chapitre, consiste donc en une revue de littérature de ces sujets. Les deux sujets sont traités indépendamment dans un premier temps, puis les études semblables à notre projet sont présentées dans un second temps. Le chapitre 3 dresse une liste des objectifs détaillés du travail afin de répondre à la problématique posée par le partenaire industriel. Le système PIV ainsi que le banc d'essai utilisé pour la prise de mesures sont présentés au chapitre 4. L'algorithme utilisé pour la réalisation des simulations DNS ainsi que des résultats préliminaires sont aussi présents dans ce chapitre. La partie suivante (chapitre 5) est consacrée aux résultats pour les différentes configurations étudiées, ainsi que l'analyse fréquentielle de l'écoulement dans le faisceau. Enfin, le chapitre 6 présente la discussion des résultats obtenus, les limitations des travaux réalisés ainsi que les possibles pistes de recherches futures dans la continuité de ce travail.

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE

Notre étude se concentre sur l'influence d'un écoulement transverse sous forme d'un jet qui vient impacter les cylindres du faisceau, dans des cas précis de fonctionnement.

Ce chapitre est consacré aux différentes configurations d'assemblage de cylindres soumis à des écoulements transverses, que ce soit dans le cas d'études sur le comportement du fluide ou bien pour des phénomènes de vibrations dues aux interactions fluide-structure entre le combustible et le fluide de refroidissement. Les jets seuls seront traités ensuite, avant de présenter le cas des jets dans les faisceaux de cylindres. La majeure partie des travaux avec des faisceaux servent à acquérir une meilleure compréhension des phénomènes qui se produisent dans un réacteur et aider à la sécurisation des centrales.

2.1 Faisceaux de tubes et arrangements de cylindres

Les études sur les écoulements dans les faisceaux de tubes sont pour la plupart issues des domaines de l'énergie, car ces configurations d'assemblages de cylindres se retrouvent dans les systèmes de refroidissement des centrales ou bien dans les échangeurs de chaleur par exemple. Les résultats restent bien évidemment valables dans d'autres domaines de l'ingénierie pour des conditions similaires. Ces utilisations étant indispensables dans l'industrie, de nombreux auteurs ont travaillé sur le sujet, en choisissant des arrangements de cylindres différents selon l'usage.

Les premiers travaux avec des cylindres soumis à un écoulement se sont concentrés sur des paires de cylindres placés en tandem, soit alignés avec la direction principale de l'écoulement de vitesse U_∞ ou bien en parallèle, avec les deux cylindres l'un à côté de l'autre (Figure 2.1). Afin de comparer les géométries, les ratios L/D et T/D sont utilisés. Ils correspondent aux distances centre à centre longitudinales L , et transverses T entre deux cylindres de diamètre D . Il arrive parfois que ces distances L et T soient égales, on note alors la distance centre à centre P , que l'on appelle *pitch* (et que l'on peut traduire par « pas »).

2.1.1 Écoulement autour de deux cylindres

Dans les années 1940 Landweber (1942) et Spivack (1946) se sont concentrés sur la reconnaissance des phénomènes déjà connus pour un cylindre seul dans un écoulement, tels que les

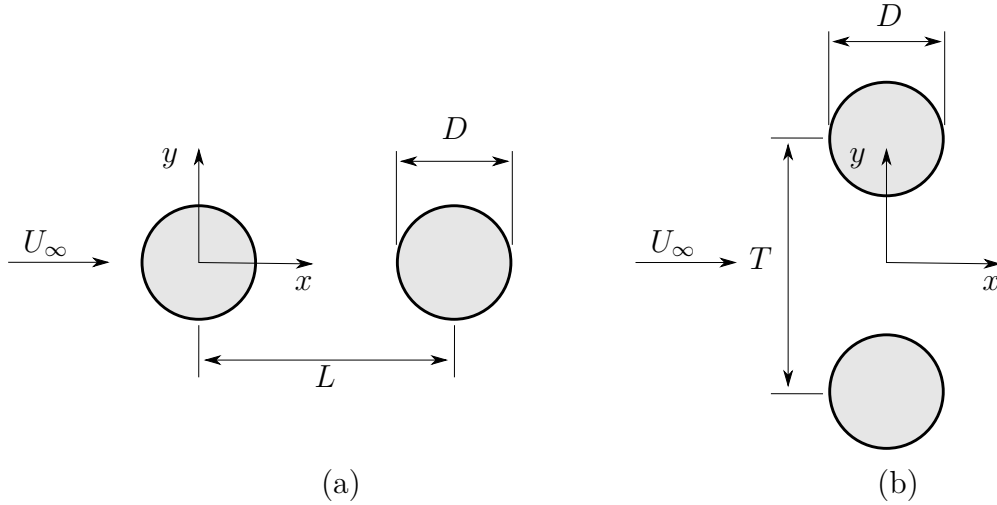


Figure 2.1 Positions et nomenclature de deux cylindres de diamètres égaux D dans un écoulement transverse : (a) en tandem ; (b) en parallèle.

allées de von Kármán. Ces premiers travaux sont pour des cylindres en parallèle, et en faisant varier l'écart entre eux, il est possible d'identifier différents comportements. Ces derniers dépendent d'autres paramètres tels que le nombre de Reynolds :

$$Re_D = \frac{U_\infty D}{\nu}, \quad (2.1)$$

avec ν la viscosité cinématique du fluide. La dynamique de l'écoulement peut aussi être modifiée par les conditions initiales (Sumner *et al.*, 1999).

Cylindres en tandem

Sumner (2010) utilise les écarts entre les cylindres en tandem pour obtenir une classification, en se basant principalement sur les travaux de Zdravkovich (1987) et Zhou & Yiu (2006). Trois comportements sont définis et illustrés à la Figure 2.2 :

- $1 < L/D < 1.8 \sim 2$: Comportement corps unique - Figure 2.2 (a) ;
- $1.2 \sim 2 < L/D < 3.4 \sim 5$: Comportement de rattachement - Figure 2.2 (b) - (c) ;
- $L/D > 3.4 \sim 5$: Tourbillons pour les deux corps - Figure 2.2 (d) ;

Le premier, « corps unique » s'explique facilement. Les cylindres sont suffisamment proches que le comportement du fluide est analogue à celui autour d'un cylindre seul. Le second est le plus difficile à visualiser, la configuration ne permet pas le développement d'allées de Von

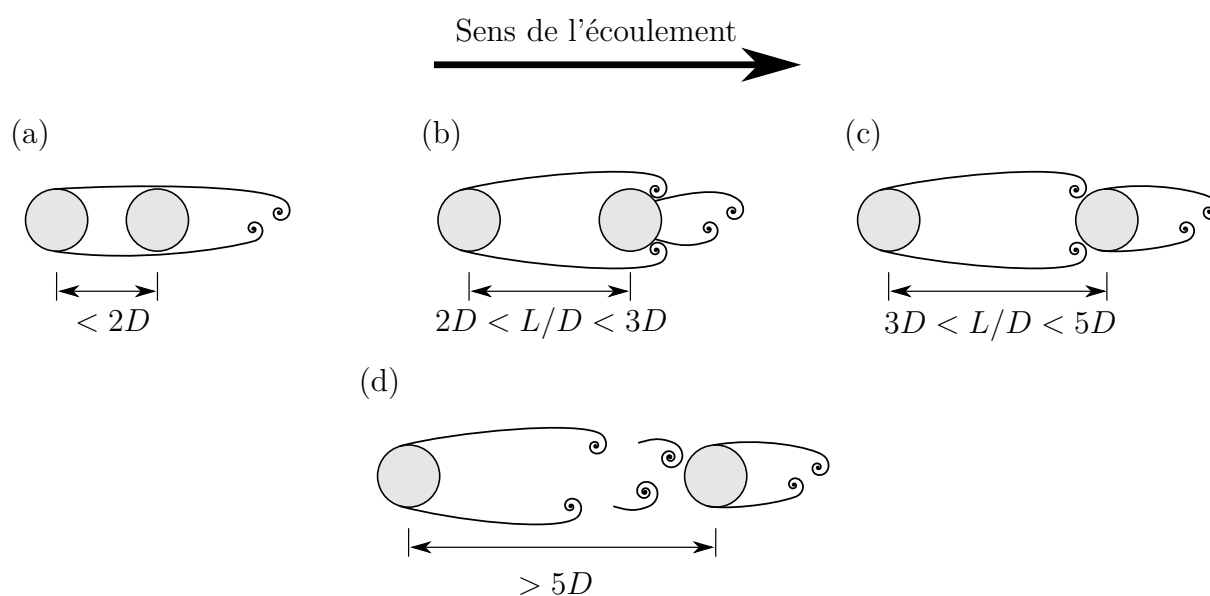


Figure 2.2 Croquis du comportement de l'écoulement autour de cylindres en tandem dans un écoulement transverse pour différents écarts : (a) corps unique ; (b) rattachement « proche » ; (c) rattachement « éloigné » ; (d) corps séparés dit « cotourbillonnaire » - D'après Xu & Zhou (2004) et Zhou & Yiu (2006).

Kármán entre les deux. Mais dans le même temps, on voit apparaître de légères recirculations à la périphérie du cylindre en aval de l'écoulement. Enfin, le dernier cas permet le développement de tourbillons après chacun des cylindres, qui est désigné par *co-shedding regime*, que l'on peut interpréter par « régime cotourbillonnaire » (Figure 2.2). On observe alors un lâcher tourbillonnaire à la suite de chaque cylindre, l'écart entre les deux étant suffisant pour leur développement.

Cylindres en parallèle

À la manière de la partie précédente, Sumner (2010) classe aussi le comportement de l'écoulement en trois catégories pour des cylindres en parallèle (Figure 2.3) :

- $1 < T/D < 1.2$: Comportement corps unique - Figure 2.3 (a) ;
- $1.2 < T/D < 2$: Comportement asymétrique - Figure 2.3 (b) ;
- $T/D > 2$: Allées en parallèles - Figure 2.3 (c) ;

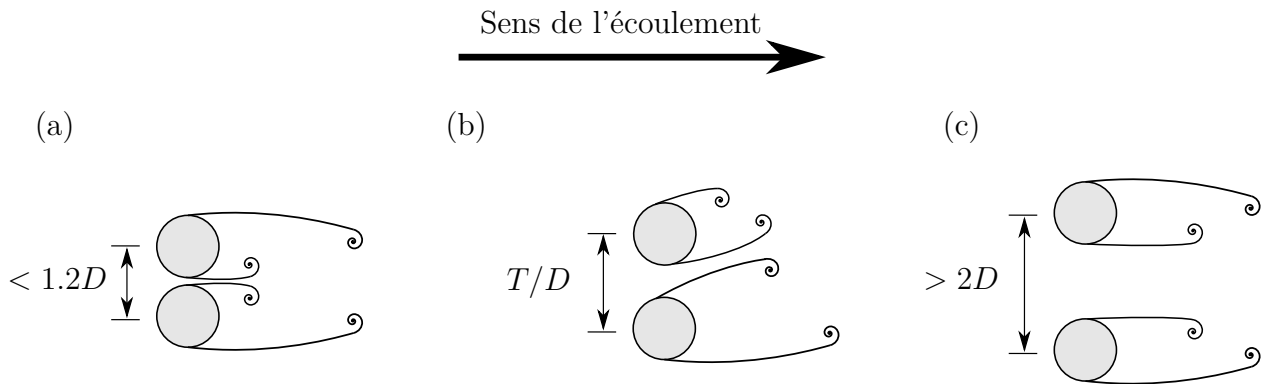


Figure 2.3 Croquis du comportement de l'écoulement autour de cylindres en parallèle dans un écoulement transverse pour différents écarts : (a) corps unique ; (b) asymétrique ; (c) allées en parallèle - D'après Sumner (2010).

Les deux comportements limites se visualisent simplement, pour le premier les cylindres sont trop proches pour être indépendants (Figure 2.3 - a), et dans le dernier cas ils réagissent comme s'ils étaient seuls dans l'écoulement (Figure 2.3 - c). Le cas du comportement asymétrique (Figure 2.3 - b) est connu depuis les années 1940 (Spivack, 1946) et il se distingue par des tourbillons plus gros après l'un des cylindres. Il arrive même que les deux cylindres alternent les rôles, dans des cas dits « bi-stables » (Kim & Durbin, 1988; Afgan *et al.*, 2011).

Ce phénomène ne provient pas de la géométrie et du positionnement des cylindres, mais bien de l'écoulement en lui même (Bearman & Wadcock, 1973). Toutes les études ne reproduisent pas ce phénomène et le sillage le plus important reste à l'arrière d'un seul cylindre (Sumner *et al.*, 1999). Seule une intervention manuelle, en changeant la forme de l'écoulement (arrêt et redémarrage rapide de la pompe) permet d'échanger la position du plus gros sillage.

Plus récemment l'étude de Liu & Jaiman (2016) a traité des phénomènes de vibrations induites par vortex pour différents écarts entre des cylindres en parallèle. Les cas avec deux cylindres fixes, puis avec un cylindre fixe et un monté sur ressorts et libre d'osciller sur l'axe transverse à l'écoulement sont étudiés. Le cas du comportement asymétrique avec le phénomène de bi-stabilité avec changement de cylindre est discuté pour en trouver les causes et pas seulement décrire les effets. En se basant sur les travaux de Carini *et al.* (2014) à faibles nombres de Reynolds ($50 \leq Re_D \leq 90$), Liu & Jaiman (2016) arrivent à la conclusion que l'alternance du sillage est dû au couplage entre les tourbillons principaux qui entraînent et fusionnent avec les plus petits. Cela vient modifier la dynamique générale du détachement tourbillonnaire qui se retrouve concentré derrière un cylindre, avant de transiter vers le second cylindre pour se stabiliser, créant cet effet d'alternance.

Pour les deux géométries avec les cylindres en tandem ou en parallèle, Sumner (2010) reprend les résultats d'études expérimentales avec différentes valeurs du nombre de Reynolds afin de créer une table avec les limites d'écartements plus précises selon la vitesse de l'écoulement et le fluide utilisé.

Les travaux de Zdravkovich (1997*a,b*) sur les cylindres soumis à un écoulement transverse reprennent la majorité des comportements du fluide que l'on pourrait rencontrer dans notre étude. La majorité de ces travaux se concentrent sur des cylindres seuls, mais les résultats restent intéressants, car ils représentent un point de comparaison et permettent de faire le lien avec les comportements obtenus dans les faisceaux.

La revue de Sumner (2010) reprend les résultats majeurs obtenus dans le domaine des cylindres soumis à un écoulement transverse et montre la diversité des études : les variations du nombre de Reynolds, les écarts entre les cylindres, les fluide utilisés (air et eau) ainsi que les quantités mesurées. Une donnée utilisée pour comparer les effets vibratoires dans l'écoulement est le nombre de Strouhal (noté St) défini comme :

$$St = \frac{f_v D}{U_\infty}. \quad (2.2)$$

Le nombre de Strouhal permet de décrire les phénomènes d'oscillations en reliant la fréquence d'apparition des tourbillons f_v , au diamètre des cylindres D et à la vitesse de l'écoulement U_∞ . Il permet de comparer les vibrations quel que soient la configuration et le nombre de cylindres.

Lam *et al.* (2003) considèrent que le comportement de l'écoulement autour des cylindres joue un rôle majeur dans la variation des forces et des fréquences dans le faisceau. Une meilleure compréhension de l'écoulement permet ainsi de mieux prévenir des vibrations des cylindres. Les effets indésirables, tels que les vibrations induites par vortex et les instabilités fluide-élastiques sont décrites par Païdoussis (2006). Des exemples réels provenant de réacteurs sont utilisés pour illustrer les risques de vibrations avec une approche sécuritaire, mais aussi financière que ces défaillances engendrent, rappelant l'importance de ces travaux pour l'industrie qui utilise ces systèmes.

Le sujet continue d'être étudié, mais dans des cas beaucoup plus précis. En chauffant les cylindres comme c'est le cas dans les réacteurs, le comportement des tourbillons change. Avec un écart $T/D = 1.5$, un seul sillage est visible (contre $T/D < 1.2$ dans le cas classique), et le transfert de chaleur, point crucial de cette application est diminué (Zhou *et al.*, 2002). Des simulations numériques ont permis de visualiser l'écoulement lors des phases de transitions entre les différents régimes pour des cylindres en parallèle à $Re_D = 3 \times 10^3$ (Afgan *et al.*, 2011).

Des travaux en simulations numériques continuent de compléter les connaissances sur le cas de deux cylindres soumis à un écoulement transverse (Pandey *et al.*, 2020). Cependant Pandey *et al.* (2020) ne s'intéresse qu'aux forces et vibrations des cylindres sans regarder l'écoulement qui est à la base de ces phénomènes.

Le sujet de deux cylindres dans un écoulement est largement étudié et bien que la compréhension et l'explication de certains phénomènes précis restent à compléter, la majorité des cas possibles dans des configurations avec des paires de cylindres a déjà été traitée. Il est parfois obligatoire de se reporter à un régime d'écoulement semblable avec des écarts entre les cylindres du même ordre de grandeur que les configurations présentées précédemment. Cependant, il est rare de trouver des arrangements de seulement deux cylindres dans des applications industrielles, il est donc bon de s'intéresser aux études sur de plus grands faisceaux.

2.1.2 Faisceaux de grandes tailles

La revue des différents travaux de Wang *et al.* (2013) s'intéresse uniquement à des arrangements de quatre cylindres, sous forme de matrice 2×2 . Le comportement du fluide correspond aux différents régimes des cylindres en tandem décrits par Sumner (2010) dans la partie précédente, qui diffèrent selon l'écart L/D . Ces résultats sont valides dans le cas d'un faisceau avec un angle $\alpha = 0^\circ$, dit faisceau en carré (Figure 2.4 - a).

La transition entre les deux configurations de la Figure 2.4, en augmentant l'angle α de 0° jusqu'à 45° voit le détachement tourbillonnaire s'intensifier avec des tourbillons plus petits et plus rapprochés. Une augmentation de la vorticité est aussi mesurable. Dans le cas de l'arrangement en diamant (Figure 2.4 - b), pour des distances entre les cylindres faibles ($L/D \leq 2$) la vitesse du fluide augmente dans la zone centrale, et les phénomènes de détachements en sont impactés.

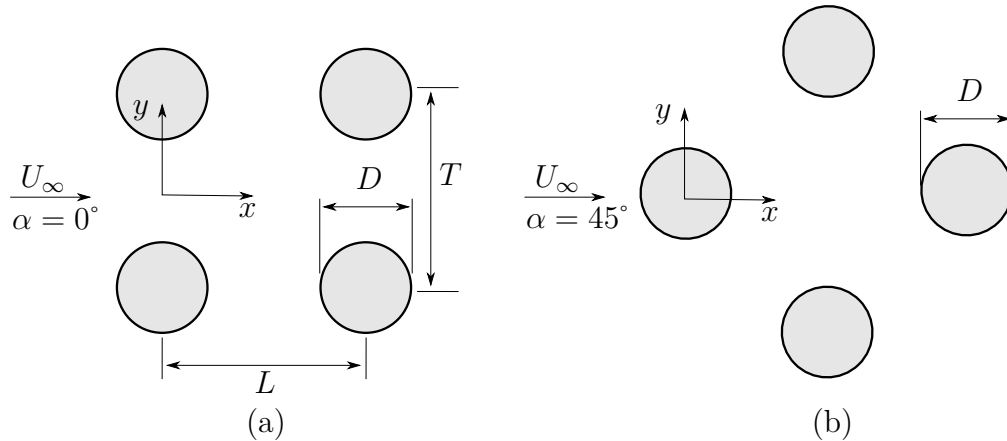


Figure 2.4 Positions et nomenclature de quatre cylindres de diamètres égaux D soumis à un écoulement transverse : (a) arrangement en carré - $\alpha = 0^\circ$; (b) arrangement en diamant - $\alpha = 45^\circ$.

Comme le rappelle da Silva *et al.* (2018) le comportement du fluide dans un faisceau est très dépendant de l'écartement (L/D et T/D) des cylindres. L'orientation et la distance entre les cylindres peuvent radicalement changer ce que l'on observe, et il est parfois difficile de faire le lien avec les phénomènes connus pour les configurations de paire de cylindres.

Les auteurs ne se concentrent plus à classifier les écoulements en fonction de l'écart entre les cylindres dans les deux directions et des nombres de Reynolds car trop de cas sont possibles. Les études qui se concentrent donc sur l'écart entre les cylindres s'intéressent aux changements de dynamique de l'écoulement lors de la modification de l'écartement dans une seule direction à différents nombres de Reynolds (da Silva *et al.*, 2018).

À l'aide de mesures en soufflerie et en canal hydraulique, sur un faisceau carré ($\alpha = 0^\circ$) de taille 6×7 pour l'air et 5×10 pour l'eau, Ziada & Öngören (1993) ont proposé une classification de l'instabilité dominante basée sur l'écart longitudinal (L/D) :

- $L/D < 1.5$: Instabilité de couche de cisaillement ; apparition de faibles instabilités de jet sur les premières rangées du faisceau qui créent de petites recirculations ;
- $1.5 < L/D < 2.7$: Instabilité de jet global ; phénomène visible dans tout le faisceau ;
- $L/D > 2.7$: Instabilité de jet global ou sillage local ; ces deux modes n'apparaissent pas en même temps et dépendent de la turbulence de l'écoulement en amont ;

Dans le cas d'écartement le plus important ($L/D > 2.7$), la turbulence de l'écoulement en amont conditionne l'instabilité. Si elle est faible alors le jet est prépondérant et on se retrouve dans le même cas que pour un écartement intermédiaire. Si le niveau de turbulence est élevé alors le développement de recirculations se fait derrière chaque cylindre, « indépendamment » des autres.

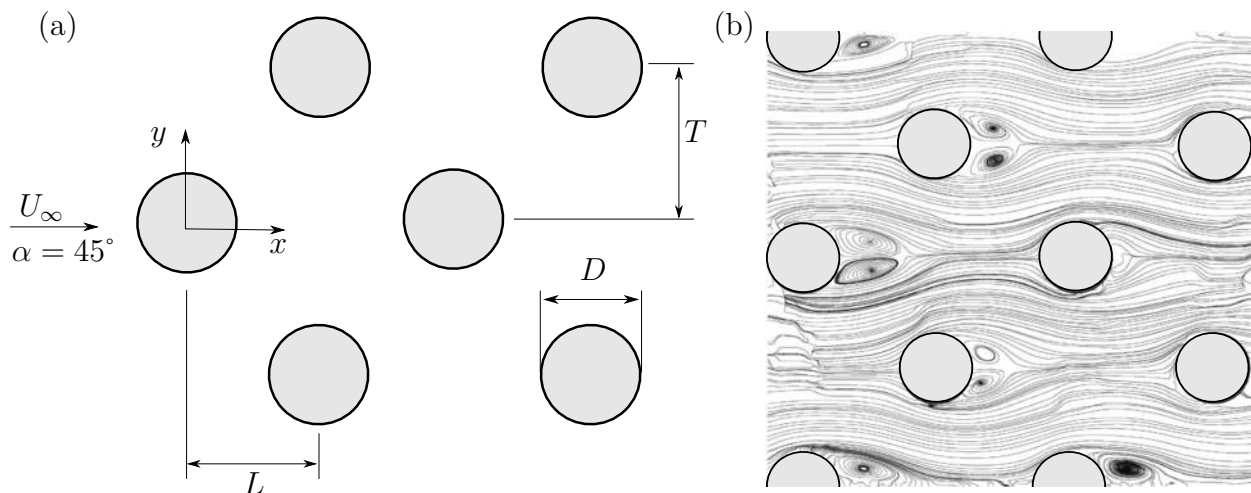


Figure 2.5 Positions de cylindres de diamètres égaux D soumis à un écoulement transverse dans la configuration échelonnée (a) . Équivalent à la configuration en diamant avec $\alpha = 45^\circ$ de la Figure 2.4 (b) prolongée. Lignes de courant sur les trois premières rangées de cylindres dans un faisceau échelonné à $Re_D = 9300$ - d'après Paul *et al.* (2007) (b).

On retrouve ensuite des travaux spécifiquement adaptés à chacun des cas étudiés. Ils servent en majorité à valider des résultats numériques ou bien visualiser des phénomènes à des

nombre de Reynolds élevés. Paul *et al.* (2007) ont réalisé des mesures PIV pour un faisceau échelonné (Figure 2.5 - a) avec $L/D = 2.1$ et $P/D = 3.8$ pour des nombres de Reynolds compris entre 4800 à 14400. Ils observent des tourbillons derrière les cylindres, qui diminuent après chaque rangée (Figure 2.5 - b). L'écoulement devient alors spatialement périodique après une zone de taille $x/D = 3.35$ (avec $x = 0$ au centre du premier cylindre). Les résultats sont d'ailleurs similaires à l'étude de Balabani & Yianneskis (1996) avec une géométrie et un nombre de Reynolds semblables.

Lam *et al.* (2010), ont eux aussi utilisé des résultats en vélocimétrie laser Doppler (LDV) dans un faisceau échelonné (Figure 2.5 - a) de taille 5×3 , afin de valider leurs simulations numériques.

Des travaux sur le comportement de l'écoulement ainsi que l'étude de la turbulence dans des faisceaux de plus grandes tailles a été faite de manière expérimentale (da Silva *et al.*, 2018) et aussi numérique avec la méthode simulations à grande échelle (LES) (da Silva *et al.*, 2019). Quatre géométries différentes sont étudiées, $L/D = 2$ et 4 , $T/D = 1.5$ et 3 pour un écoulement $Re_D = 1200$ et ce dans les deux études (da Silva *et al.*, 2018, 2019). Les résultats obtenus sont différents du classement donné par Ziada & Oengören (1993), les comportements y sont rangés en fonction de l'écart longitudinal entre les cylindres, mais l'écart transversal n'est pas pris en compte.

Lorsqu'il est faible (ici dans le cas où $T/D = 1.5$), la proximité avec les autres cylindres modifie le comportement de l'écoulement et il n'est plus possible de retrouver les phénomènes qui génèrent le détachement tourbillonnaire (da Silva *et al.*, 2018). De même les auteurs ont cherché à comparer l'écoulement dans le faisceau à des écoulements autour de deux cylindres. Cependant, les phénomènes diffèrent suivant la rangée de cylindre étudiée et ils peuvent aussi évoluer dans le temps.

Le travail autour des faisceaux de cylindres de grande taille n'est pas complet, et il est difficile de trouver un lien avec les comportements de deux cylindres dans un écoulement transverse. Les études sont donc moins nombreuses et ne s'adaptent que très rarement à d'autres géométries.

Les motifs d'écoulements présentés dans cette partie sont principalement en deux dimensions car le phénomène que nous regardons se développe en majorité dans un plan. L'ajout d'un écoulement axial, c.-à-d. parallèle à l'axe des cylindres en plus de celui transverse, comme on le retrouve dans un réacteur risquerait de changer cette dynamique générale et il serait

judicieux de vérifier l'implication qu'il a sur l'écoulement avant de vouloir se rapporter aux cas en deux dimensions.

2.2 Écoulement de jet

2.2.1 Jet axisymétrie libre

Un jet est le résultat du passage d'un fluide dans un orifice, vers un milieu environnant, généralement constitué du même fluide. Ils sont dits libres car aucune paroi fixe ne vient modifier la dynamique de l'écoulement et ils peuvent se développer dans toutes les directions. L'axisymétrie quant à elle provient de la forme circulaire de la buse de diamètre D_j . Il existe trois régions distinctes pour le jet dans l'écoulement en aval (Figure 2.6) :

- $0 < x < 4D_j \sim 6D_j$: Sortie du fluide de la conduite avec une vitesse constante (profil plat) comprenant un cône potentiel et la couche de mélange - Région initiale ;
- $4D_j \sim 6D_j < x < 15D_j$: Région de transition ;
- $x \geq 15D_j$: Jet pleinement développé - Région développée ;

Le paramètre qui caractérise le développement turbulent du jet est le nombre de Reynolds suivant le diamètre de la buse D_j , que l'on différencie de celui des cylindres par la notation Re_j :

$$Re_j = \frac{U_j D_j}{\nu} \quad (2.3)$$

Un jet est considéré turbulent lorsque $Re_j \geq 2 \times 10^3$ environ (Lee & Chu, 2003).

Les domaines d'application des jets dans l'industrie sont divers, allant des gaz d'échappement de fusées (Adams, 1966; Kennedy *et al.*, 2004) à des écoulements de fluides dans des conduites dans différents domaines tels que la production d'électricité dans des cheminées solaires (Zuo *et al.*, 2020). Les phénomènes sont donc bien connus et sont décrits exhaustivement dans les ouvrages de Tennekes & Lumley (1972) et Pope (2001).

La différence de vitesse à l'interface des deux fluides crée, suite à l'apparition d'une instabilité, une zone de mélange. Dans cette dernière, les forces de cisaillement sont importantes et permettent le développement d'un gradient de vitesse entre les deux fluides qui vient ensuite générer des tourbillons. Ce phénomène est connu sous le nom d'instabilité de Kelvin-Helmholtz, et est étudié depuis sa description vers 1870. Un modèle a été réalisé par Miles (1959) qui s'accorde avec les résultats d'expériences disponibles à l'époque.

Cette instabilité a un intérêt certain pour les scientifiques, car c'est un phénomène qui peut

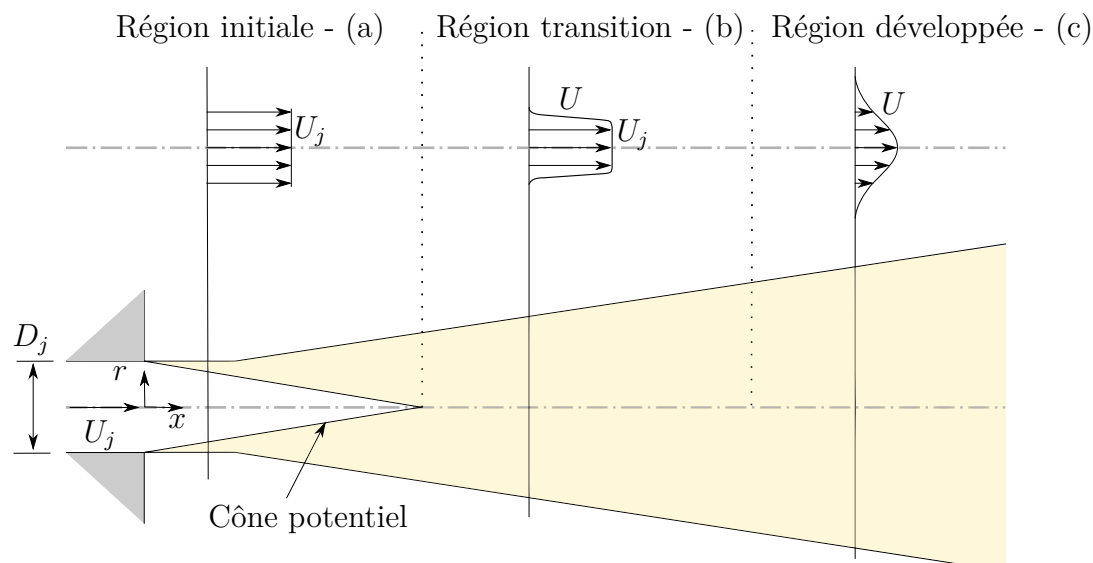


Figure 2.6 Représentation schématique d'un jet axisymétrique libre à la sortie d'une conduite de diamètre D_j et du profil de la vitesse U dans les régions : (a) initiale, (b) de transition et (c) développée. La couche de mélange est décrite par la zone en jaune - D'après Tennekes & Lumley (1972).

se produire dans l'atmosphère, au niveau des nuages. Baumgarten & Fritts (2014) et Fritts *et al.* (2014) ont travaillé sur l'observation et l'étude de l'instabilité sur des nuages noctulescents (aussi appelés nuages polaires car ils apparaissent brillants lorsque le soleil passe la ligne d'horizon). De petites recirculations (à l'échelle de l'écoulement) peuvent alors se transformer en phénomènes prépondérants de grande taille. Des travaux plus récents avec les jets se concentrent sur la création de modèles des vortex de grandes tailles, comme le fait Jordan & Colonius (2013). Cette instabilité de Kelvin-Helmholtz est principalement située dans la région initiale du jet (Figure 2.6 - a), et disparaît au profit du mécanisme d'Orr plus loin dans l'écoulement (Tissot *et al.*, 2017; Schmidt *et al.*, 2017). Ce mécanisme décrit l'évolution et l'amplification des phénomènes turbulents pour un écoulement parallèle visqueux, que l'on retrouve dans les jets. Une dépendance en fréquence est aussi mise en lumière par Pickering *et al.* (2020), avec l'instabilité de Kelvin-Helmholtz qui est prépondérante à des fréquences modérées, là où le mécanisme d'Orr est le principal amplificateur de la turbulence à des fréquences plus hautes.

Les jets circulaires ont l'avantage de pouvoir être étudiés en deux parties séparées. Une première sur la zone qui représente la région initiale (Figure 2.6 - a) et la seconde plus loin dans l'écoulement du jet qui concerne la région développée (Figure 2.6 - c). Birch (2006) fait

ressortir deux conclusions importantes sur chacune de ces régions en se basant sur différentes études qui ont été réalisées à des périodes comprises entre 1950 et 2000 dans des conditions variables d'écoulement.

Conclusion 1 : Le mélange entre le jet et le milieu dans lequel il se développe ne dépend ni du nombre de Reynolds, ni du nombre de Mach dans le cas d'un écoulement subsonique. Les différences sont donc dues aux conditions initiales du jet dans la conduite.

Conclusion 2 : Suffisamment loin de l'orifice de sortie, l'écoulement est dans un état asymptotique, qui est lui indépendant des conditions initiales.

La première conclusion n'est cependant valide que lorsque la sortie du jet est turbulente. Hill *et al.* (1975) ont montré en réalisant des essais sur différentes installations avec des buses allant de 1 à 4 in, pour différentes vitesses de jet que si la couche limite était laminaire en sortie de buse, les résultats n'étaient pas répliquables entre les installations. Les régions du jet étaient différentes et imprévisibles malgré l'utilisation de mêmes paramètres. Lors du passage à une couche limite de sortie turbulente, ces problèmes de répliquabilité ont disparu.

De manière générale, le comportement des jets axisymétriques libres a été étudié par le passé. Les structures tourbillonnaires visibles en sortie de la conduite sont conservées et développées dans l'écoulement (région de transition, Figure 2.6 - b) et sont le fondement de versions plus grandes, et moins visibles dans la dernière partie quand le jet est développé (Yule, 1978).

Des études numériques sur les jets libre continuent d'être publiées, les avancées récentes dans les techniques de calcul rendent les travaux à des nombres de Reynolds élevés possibles. Dinesh *et al.* (2010) ont réalisé une LES pour comprendre l'influence des conditions d'entrée sur la turbulence et l'intermittence du jet, pour des vitesses U_j entre 5 et 23 m s⁻¹. La LES peut aussi servir à l'analyse des phases de transition entre les différentes régions turbulentes à un nombre de Reynolds de 10⁴ (Gohil *et al.*, 2014).

Des travaux de simulation numérique directe (DNS) sont réalisés en parallèle, Gohil *et al.* (2012) ont étudié les instabilités dans un jet. Cependant les simulations ne peuvent se faire qu'à des nombres de Reynolds beaucoup plus faibles que pour la LES. Ils ont travaillé à des Reynolds entre 500 et 2 × 10³. Ils font ressortir que de faibles perturbations à la sortie du jet augmentent l'instabilité de Kelvin-Helmholtz qui se traduit par l'apparition de phénomènes turbulents plus proches de cette sortie et donc la propagation du jet est plus importante.

Cependant dans notre installation et dans l'étude que nous souhaitons produire, le jet n'est

pas libre. Il vient impacter un faisceau de cylindres, ce qui change drastiquement son allure. Le comportement avant le contact reste cependant analogue avec la description faite plus tôt dans cette partie.

2.2.2 Jet impactant un faisceau de cylindres

Les jets impactants sont une catégorie de jets libres, qualifiant que l'écoulement vient en contact avec un objet solide, que ce soit une plaque plane ou bien dans notre cas, un faisceau de cylindres. En comparaison avec les jets libres « classiques », les jets impactants ne peuvent pas se développer complètement et leur comportement est donc différent.

Par rapport aux jets libres, les jets impactant des faisceaux de cylindres sont moins traités, et peu d'articles sont disponibles, car la géométrie est très particulière et peu d'applications industrielles existent avec cette configuration.

Des travaux ont été effectués sur un écoulement uniforme rencontrant un faisceau de cylindres, comme décrit dans la partie 2.1.2, mais les résultats ne sont pas complètement transposables, le jet étant l'un des aspects les plus importants de cette configuration.

Les travaux de Johnson & King (1983) sont parmi les premiers à étudier le comportement des cylindres soumis à un écoulement transverse dirigé. Ce jet est créé par l'espace entre deux plaques déflectrices qui servent à contenir l'écoulement axial utilisé pour le refroidissement. Dans certains cas d'utilisation, un faible interstice peut se former à cause de la température, le gradient de pression entre les deux zones permet l'apparition d'un jet transverse, qui vient impacter les cylindres. Les vibrations apparaissent en faisant varier la vitesse du jet définie en terme de vitesse réduite :

$$U_r = \frac{1}{St} = \frac{U_\infty}{f_v D}. \quad (2.4)$$

En fonction de la position du centre du jet ils décrivent des seuils de vitesses réduites (U_r) qui déclenchent des vibrations :

Centré sur un cylindre : Vibrations pour $1.9 < U_r < 6.3$ et $U_r > 9.5$;

Centré sur la zone entre deux cylindres : Vibrations pour $U_r > 4.7$;

Ils ont pu ainsi trouver des limites de vitesse du fluide (pour leur application) afin de réduire ces phénomènes qui peuvent user prématurément le faisceau.

Fujita & Ito (1990) ont aussi travaillé sur la vibration des cylindres soumis à un jet circu-

laire, en changeant l'alignement du jet comme l'étude de Johnson & King (1983), la distance entre la sortie de la conduite et la première rangée de cylindres ainsi que le fluide. Ils ont pu visualiser des vibrations induites par vortex et des instabilités fluide-élastiques, similaires à ce qui avait déjà été réalisé pour un écoulement uniforme. Ce qui ressemble à du galop est aussi décrit, et apparaît seulement lorsque l'écoulement sur le faisceau est un jet. Un complément de l'article est disponible et s'intéresse aux effets d'interactions fluide-structure dans les réacteurs (Fujita, 1990).

Le même auteur a par ailleurs réalisé une analyse numérique de ces expériences, avec un faisceau de taille 3×2 soumis à un jet impactant (Fujita, 2009). Les résultats obtenus sur la vibration des cylindres sont en accord avec les expériences réalisées précédemment (Fujita & Ito, 1990).

Des résultats et des études sont donc disponibles pour ces géométries, cependant les auteurs ne s'intéressent dans ces dernières qu'à la vibration des cylindres et non pas à l'écoulement en lui même. Aucun auteur ne s'est intéressé à la forme que pouvait avoir l'écoulement dans le faisceau s'il était soumis à un jet, que ce soit de manière numérique ou bien expérimentale. Cela pourrait aider comprendre les phénomènes qui alimentent la turbulence ou ceux qui font vibrer les cylindres.

CHAPITRE 3 OBJECTIFS DE L'ÉTUDE

Comme cela a été décrit dans la revue de littérature (chapitre 2), la géométrie étudiée ici d'un faisceau de cylindres dense impacté par un jet transverse, n'a été que peu traitée dans des travaux antérieurs (Fujita & Ito, 1990), en se focalisant seulement sur la vibration des cylindres. Les deux sujet principaux de notre étude, les faisceaux de cylindres soumis à un écoulement transverse et les jets, sont eux relativement bien traités. Il est donc possible de s'y référer pour comparer la dynamique de l'écoulement obtenu en changeant l'arrangement du faisceau.

L'objectif général de l'étude est de comprendre comment l'écoulement du jet se comporte dans le faisceau de cylindres lorsque la géométrie utilisée et le régime de l'écoulement sont semblables à ceux que l'on retrouve dans un réacteur.

Le premier sous-objectif est d'adapter un montage pour mesures PIV d'un jet dont l'excentricité par rapport au faisceau peut être modifiée et mesurée. Le contrôle précis de la position de l'installation est important, la qualité des mesures obtenues en dépendent.

Avant de commencer à traiter le faisceau au complet, on cherche à quantifier la contribution de chaque cylindre sur l'organisation de l'écoulement et identifier ceux responsables des effets turbulents en aval, en utilisant des assemblages avec peu de cylindres. L'intérêt de ce travail est d'isoler au maximum les phénomènes et de faire ressortir les zones importantes de notre géométrie. La comparaison avec des résultats de la littérature (Sumner, 2010) sur des cas simples a aussi pour but de tester l'installation, pour voir si les champs de vitesses sont cohérents avec ce qui est attendu lorsque les écarts entre les cylindres sont identiques.

Les résultats obtenus sur les assemblages avec peu de cylindres nous orientent pour le second sous-objectif qui est l'obtention des cartes de vitesses et des quantités turbulentes dans le faisceau pour différentes excentricités. Les résultats sur des paires de cylindres (Zdravkovich, 1997a) montrent une asymétrie dans le sillage de ces derniers, lorsque l'écart transverse (T/D) est compris entre 1.2 et 2. Comme notre géométrie entre dans cette catégorie, il est intéressant de voir si ce phénomène se reproduit lorsque le faisceau est complet, et si la répartition de l'écoulement se fait équitablement autour des cylindres. L'identification des zones de fortes recirculations, qui dissipent l'énergie cinétique du jet, permet aussi de visualiser et définir quels sont les cylindres les plus sollicités, et donc ceux qui sont plus sujets aux vibrations.

Un sous-objectif annexe de ces travaux est d'identifier, pour chaque excentricité, les fré-

quences prépondérantes de l'écoulement dans la zone inter-cylindres. Comme on sait que des vibrations peuvent avoir lieu dans le faisceau, il est bon de savoir si elles correspondent à des phénomènes d'interactions fluide-structure ou bien à une excitation par l'écoulement en lui même.

Enfin le dernier sous-objectif de ce travail est d'effectuer la comparaison pour un même régime d'écoulement entre des mesures PIV et des simulations numériques (DNS) afin de vérifier que la dynamique est analogue dans les deux cas. Le but n'est pas de remplacer les travaux expérimentaux, mais de voir si les résultats obtenus avec les deux méthodes sont cohérents. Pour ce faire, le régime d'écoulement sera avec un nombre de Reynolds plus faible, afin de faciliter les simulations numériques. La DNS permettant d'obtenir des résultats en trois dimensions, il sera possible de voir comment le jet se développe dans les différentes directions, et pas seulement dans le plan de mesure.

CHAPITRE 4 MÉTHODOLOGIE EXPÉRIMENTALE

L'arrangement de cylindres dans un espace réduit rend difficile la prise de mesures. La solution que nous avons choisie est l'utilisation de la vélocimétrie par image de particules (PIV), une méthode non-intrusive qui permet d'obtenir les champs de vitesse dans l'enceinte des cylindres. La mise en place de cette méthode de mesure requiert des conditions de visualisation spécifiques qui limitent les reflets et la distorsion des images lors des captures avec la caméra.

Initialement il était prévu de réaliser nos expériences en utilisant la technique d'égalisation des indices de réfractions (RIM). La suppression des réflexions et réfractions de la lumière dans un volume est très intéressant pour notre application, car cela permet de visualiser les phénomènes à travers tout le faisceau sans les déformer (Figure 4.1). Malheureusement, après une étude poussée des différentes solutions qui s'offraient à nous, l'utilisation de ces couples solides/liquides posent des soucis de sécurité car une grande majorité des fluides sont inflammables, très volatiles et leur coût requiert l'utilisation d'un volume réduit de produit (Table B.2). Comme ce travail a nécessité du temps, et afin qu'il puisse servir à d'autres, la revue de cette technique est présentée à l'annexe B.

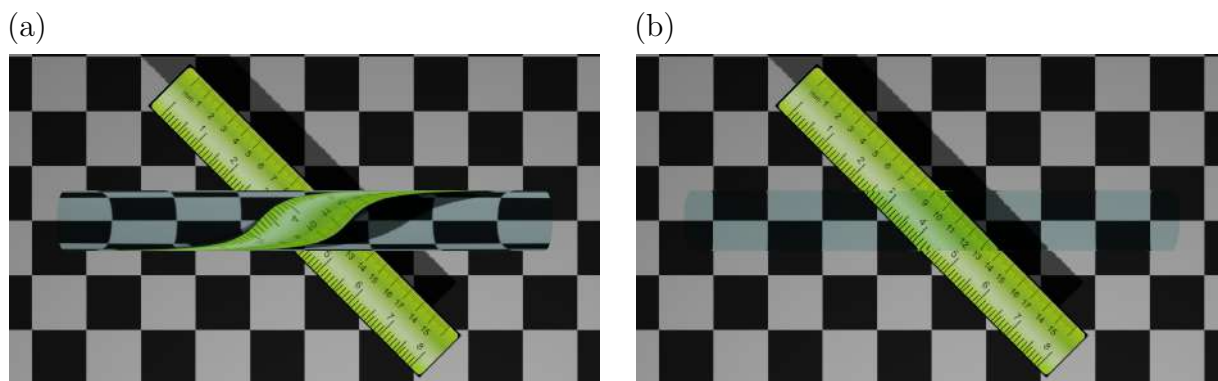


Figure 4.1 Simulations d'une barre d'éthylène propylène fluoré (FEP - $n_s = 1.343$) dans l'air ($n_L = 1.000$) (a) et dans l'eau ($n_L = 1.340$) (b).

Les mesures ont été réalisées sur un banc d'essai qui a déjà été utilisé pour des mesures PIV d'un jet impactant une plaque plane (Miron, 2016). Il avait été conçu spécifiquement pour cet usage et est donc parfaitement adapté pour obtenir des mesures les plus fidèles possibles. La

première partie de ce chapitre est consacrée à la description du banc d'essai et à la méthodologie utilisée pour réaliser les mesures. Cette partie est complétée par l'annexe A. L'approche numérique de ce travail qui a permis l'obtention de résultats pour une configuration similaire est traitée dans un second temps. Enfin, une partie sur des résultats préliminaires avec la caractérisation du jet ainsi que les limitations quant à l'illumination de la zone d'étude sont présentées dans ce chapitre.

4.1 Montage

4.1.1 Description de l'installation

Notre projet requérant l'étude d'un jet sur un faisceau de cylindres, notre travail a été d'ajouter une structure pour soutenir ces derniers afin qu'ils puissent être impactés par le jet. L'installation est en boucle fermée, elle a été conçue pour limiter les vibrations en utilisant avantageusement un réservoir en hauteur qui alimente le réservoir de mesure. Un schéma de l'installation hydraulique est représenté à la Figure 4.2 avec les différents éléments constitutifs.

Sur la Figure 4.2, en prenant comme point de départ le réservoir principal (a), l'eau est envoyé dans le réservoir d'alimentation (d) qui est situé en hauteur. Pour ce faire, il passe dans une pompe centrifuge YD-20GS (World Chemical USA Inc.) (b) et une vanne (c) qui sert à contrôler le débit qui arrive dans ce réservoir. De là, le fluide passe dans un débitmètre Rosemount 8705 (Rosemount Inc.) et une seconde vanne (e) qui permet de régler la vitesse du fluide envoyé dans le réservoir de mesure (g) par le jet, avant de revenir dans le réservoir principal (a), par une vanne de vidange ou un trop-plein (h). Un convergent (f) se situe en amont du réservoir de mesure, il s'agit d'un réservoir de quelques litres qui force le fluide à passer dans un nid d'abeilles avant de retourner au diamètre des conduites pour avoir l'écoulement le moins perturbé possible.

Lors des expériences le réservoir de mesure (g) ne permet pas l'évacuation du fluide par la conduite de vidange, mais par une conduite secondaire de trop-plein (h). Le but est de limiter au maximum les mouvements du fluide qui ne proviennent pas du jet, afin de ne pas perturber l'écoulement.

Un réservoir auxiliaire de stockage (i) est accessible en utilisant une seconde vanne située après la pompe (b), il permet de conserver le fluide lorsque le banc n'est pas utilisé ou qu'un fluide différent est utilisé. Il n'a pas servi durant nos mesures, le réservoir principal (a) faisant office de stockage lorsque le banc était inactif.

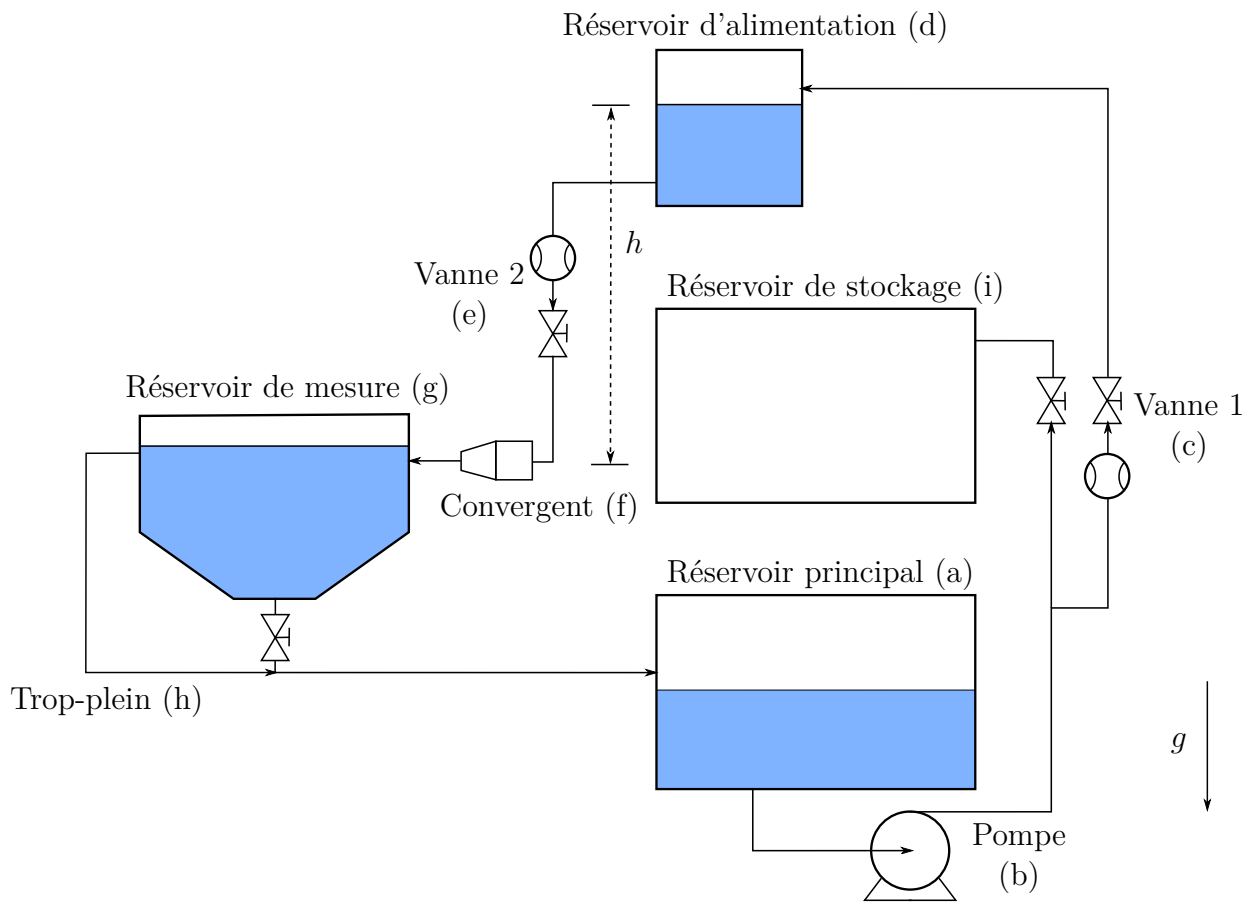


Figure 4.2 Schéma hydraulique de l'installation lors de la prise de mesures.

Il y a donc deux réglages à faire lors de l'utilisation du banc. La pompe a la capacité de fournir un débit d'environ 70 L min^{-1} au réservoir en hauteur (d), cependant les pertes de charge liées à la réduction du diamètre de la conduite et la hauteur h ne permettent d'obtenir que 35 L min^{-1} (si la seconde vanne (e) est entièrement ouverte) dans le banc de manière constante. Le fonctionnement le plus adéquat est d'avoir un « équilibre » entre les deux vannes pour ne pas que de l'eau s'accumule trop à un endroit de la boucle.

Toutes les conduites du banc (jet compris) ont un diamètre interne $D_{\text{in}} = 1.25 \text{ in}$, qui nous permet d'obtenir un jet (avec le débit maximal stable de 25 L min^{-1}) avec une vitesse moyenne d'environ 0.55 m s^{-1} . Cela correspond pour de l'eau à une température de $20 \text{ }^\circ\text{C}$ à un nombre de Reynolds pour le jet de $Re_j = 17.5 \times 10^3$.

Le réservoir d'alimentation (d) sur la Figure 4.2 possède deux surfaces libres, qui permettent d'isoler l'entrée et la sortie pour avoir un écoulement moins perturbé. Sans cette spécificité, on risquerait de transmettre les vibrations de la pompe dans le jet que l'on souhaite étudier.

La Figure 4.3 permet de mieux se rendre compte de l'arrangement des différents équipements qui sont utilisés pour réaliser les mesures. La partie hydraulique de l'installation est gérée avec les vannes 1 et 2 de la Figure 4.2 - (c) et (e), le laser et la caméra du système PIV sont eux gérés de manière numérique à l'aide de l'ordinateur de mesure.

Convergent et réservoir de tranquillisation

Le dispositif noté comme « convergent » (f) sur la Figure 4.2 est en réalité constitué de deux parties, un convergent et un réservoir de tranquillisation qui sont maintenus ensemble par des vis. Cet assemblage a aussi pour rôle de limiter les vibrations, mais il permet surtout d'obtenir un écoulement avec un taux de turbulence plus faible et un profil de vitesse en sortie droit, caractéristique des jets.

Une représentation du système est visible à la Figure 4.4. Le réservoir est de petite taille et ne peut contenir que 4 L de fluide. Il est rempli de pailles de 5 in de long qui sont maintenues ensemble et qui permettent d'avoir un écoulement horizontal relativement stable et peu perturbé avant d'arriver dans la contraction. La forme de la contraction, basée sur un polynôme d'ordre cinq est discutée à l'annexe C.

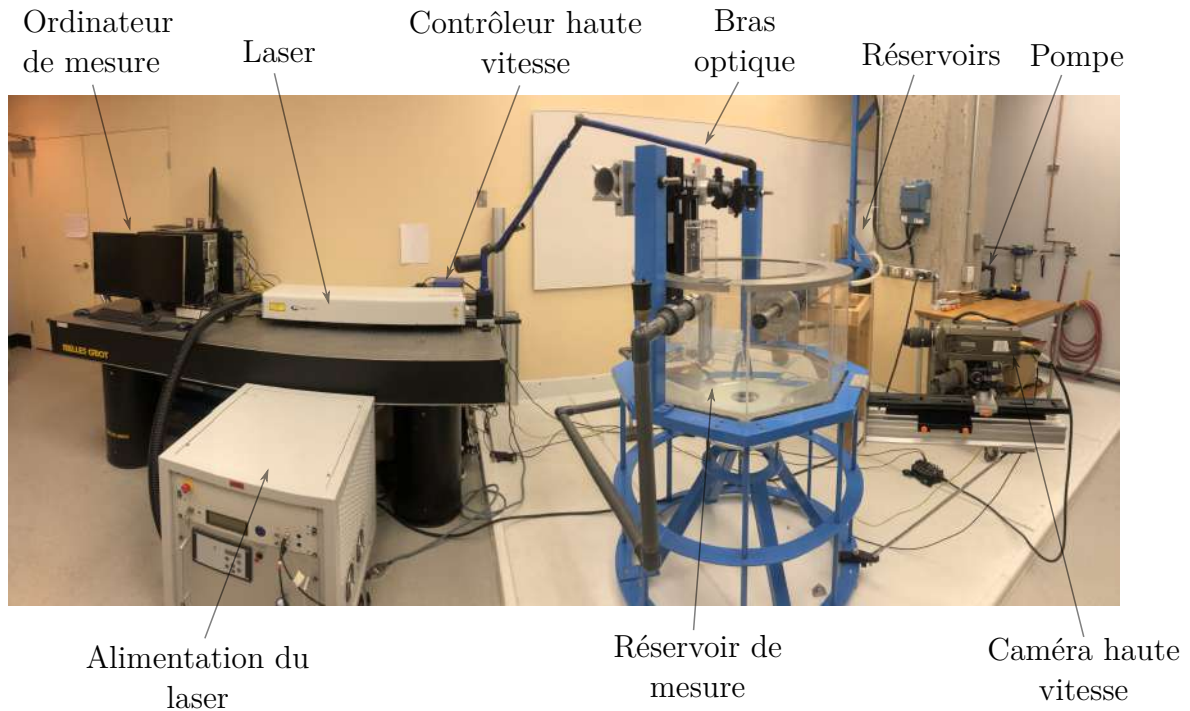


Figure 4.3 Photo de l'installation complète lors de la réalisation de mesures PIV.

Réservoir de mesure

La partie hydraulique présentée précédemment permet la création d'un jet de diamètre $D_j = 1.25$ in dans le réservoir de mesure. Ce dernier est fait d'un support métallique et d'une cuve en acrylique de forme octogonale, qui permet de placer la caméra selon différents angles tout en minimisant l'impact du changement d'indice de réfraction en passant de l'acrylique à l'eau. Cela permet l'utilisation de liquides et solides avec différents indices de réfraction, à la seule condition que la caméra soit perpendiculaire à la paroi.

Une vue isométrique du banc d'essai est disponible à la Figure 4.5, avec les différents éléments relatifs à la prise de mesures.

L'évacuation du fluide se fait par une conduite située au fond de la cuve, et une évacuation secondaire de type « trop-plein » se charge d'empêcher le niveau d'eau de dépasser une certaine limite.

La caméra est placée sur une table de déplacement pour faciliter la mise au point et mieux

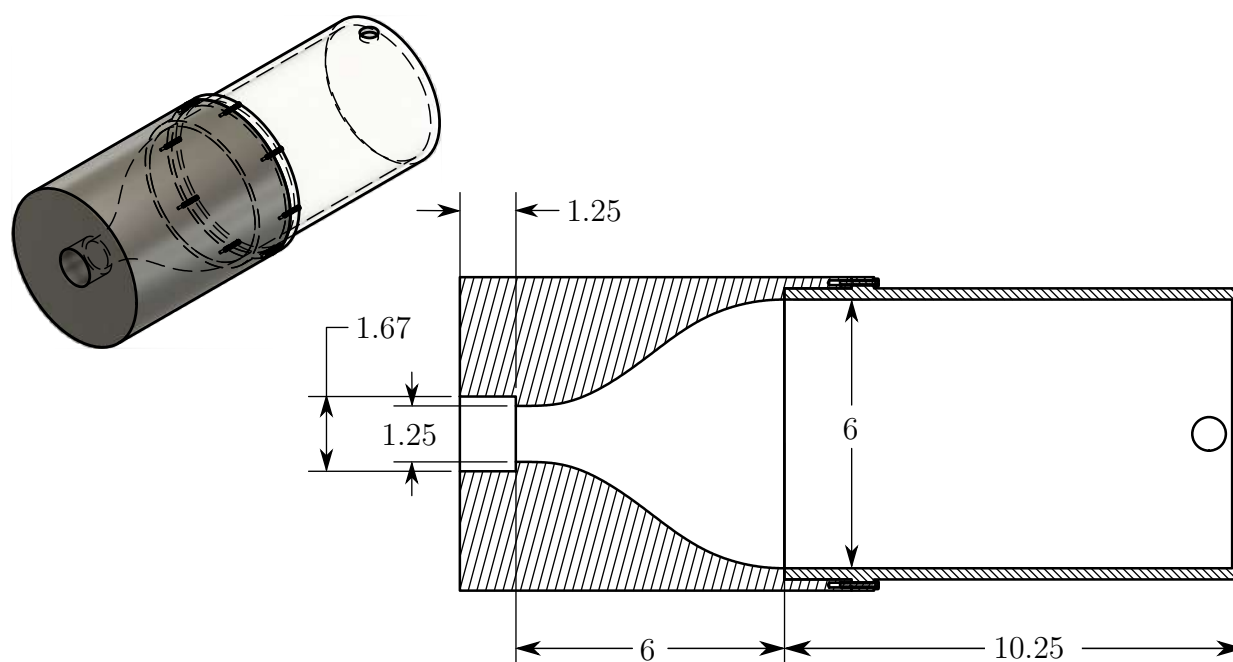


Figure 4.4 Schéma technique et vue isométrique de l'assemblage du convergent et du réservoir de tranquillisation placé en amont du réservoir de mesure pour obtenir un écoulement horizontal et pour réduire le taux de turbulence dans le jet. Toutes les dimensions sont en pouces.

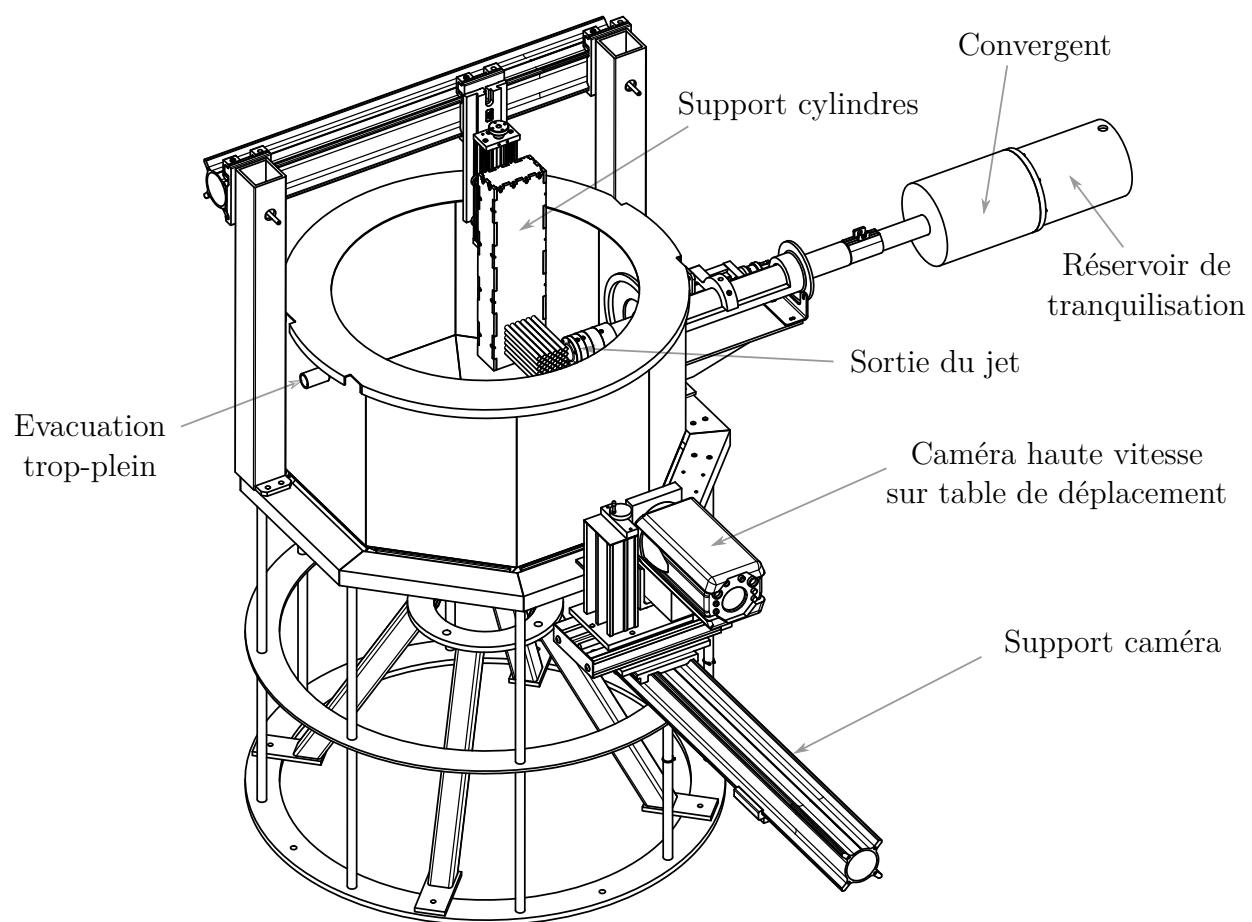


Figure 4.5 Vue isométrique du réservoir de mesure avec les principaux équipements nécessaires à la prise de mesures.

se placer en fonction de la zone que l'on souhaite étudier.

Un équipement qui n'est pas visible sur la Figure 4.5 mais qui est primordial pour la prise de mesures PIV est le bras optique. Il est fixé sur le rail en haut du banc, de la même manière que le support pour les cylindres (cf. Figure 4.3). Son rôle est de transmettre le faisceau du laser à l'aide de miroirs à 45° pour créer une nappe qui vient se placer dans la zone où l'on souhaite réaliser les mesures. Dans notre cas le faisceau est positionné pour être au centre du jet.

Support de cylindres et géométrie de l'étude

La géométrie traitée durant notre étude correspond à un faisceau de cylindres de taille 6×6 arrangés en carré. Le but est de se rapprocher au maximum de la géométrie utilisée par Framatome, les grandeurs étant adimensionnées par rapport au diamètre des cylindres, D , ces derniers étant liés au diamètre du jet, D_j , qui lui nous était imposé par les conduites du banc d'essai. Nous avons pris des cylindres de diamètre 0.375 in sachant que le jet possède un diamètre de 1.25 in avec un rapport $D_j/D = 3.33$, qui est proche de la valeur de 3.2 que nous avons cherchée à reproduire. Les principales dimensions utilisées pour définir la géométrie de l'étude sont regroupées dans la Table 4.1.

Tableau 4.1 Dimensions principales utilisées pour décrire la géométrie du faisceau de cylindres dans l'écoulement du jet.

Grandeur		Dimensions	Valeur
Diamètre jet	D_j	1.25 in	$3.33D$
Diamètre cylindres	D	0.375 in	$1D$
Écart longitudinal entre les cylindres	L	0.495 in	$1.32D$
Écart transversal entre les cylindres	T	0.495 in	$1.32D$
Écart entre le jet et le premier cylindre	E_c	0.375 in	$1D$
Excentricité (variable)	ξ		

L'écart entre les cylindres (que l'on appelle communément *pitch*) est ici égal dans les deux directions, on y fera donc référence avec le paramètre P . Le schéma de la géométrie à la Figure 4.6 montre comment sont arrangés les cylindres par rapport au jet. L'écartement centre à centre ainsi que la distance entre le jet et la première rangée sont fixes, le paramètre dont nous avons regardé l'influence est l'excentricité, ξ .

La position du faisceau par rapport au jet est définie par l'excentricité et est illustrée par les trois schémas de la Figure 4.6, centré sur l'interstice $\xi = 0$ (b), centré sur un cylindre $\xi = 0.5P$ (d) et entre les deux positions $\xi = 0.25P$ (c). L'excentricité est adimensionnée par l'écart entre les cylindres P .

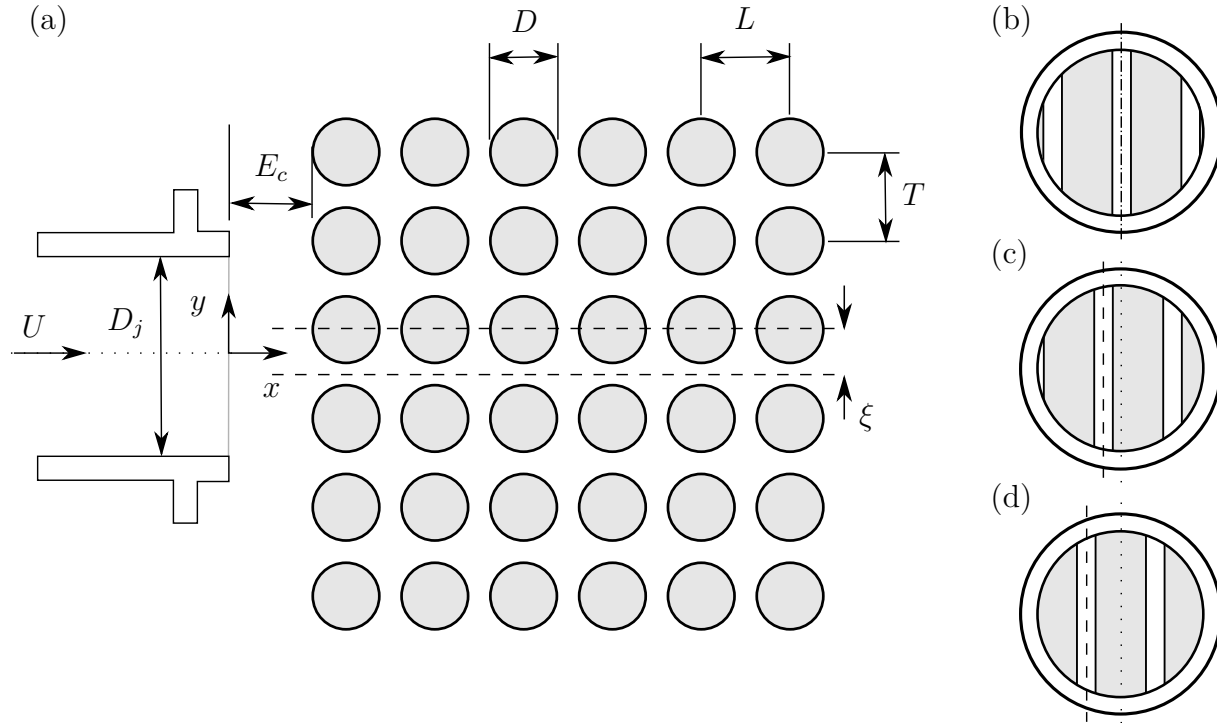


Figure 4.6 Représentation schématique du faisceau de cylindres dans la configuration utilisée pour les mesures (a). La position du jet dans cette configuration est au centre de la plage d'excentricités possibles. Les trois positions du faisceau vu au travers de la sortie du jet sont représentées : (b) $\xi = 0$, (c) $\xi = 0.25P$ et (d) $\xi = 0.5P$.

Les cylindres utilisés dans le banc d'essai sont en acrylique, tout comme le support qui permet de les fixer à la structure par l'intermédiaire d'une table de déplacement (Figure 4.5). Cette dernière nous permet un réglage de l'excentricité ξ , avec un déplacement précis à 5×10^{-4} in.

L'installation décrite dans cette section correspond donc aux différents systèmes utilisés pour générer l'écoulement souhaité. Le banc d'essai requiert cependant l'ajout d'un système de mesures pour être fonctionnel. La partie suivante se concentre sur ces équipements et leurs fonctionnements, comment on passe de notre écoulement réel à des champs de vecteurs nu-

mériques.

4.1.2 Vélocimétrie par image de particules (PIV)

Le fonctionnement de la technique de mesure PIV est décrite dans l'annexe A, cette section de la méthodologie est une description de l'installation avec les caractéristiques des différents équipements utilisés à Polytechnique pour la prise de mesures. Le schéma de l'installation et le rappel du fonctionnement général est visible sur la Figure 4.7.

La PIV est une technique de mesure non intrusive qui permet d'obtenir le champ de vitesse instantané dans un écoulement ensemencé de particules. Cette méthode consiste à capturer une paire d'images de l'écoulement avec un intervalle de temps Δt . Le mouvement des particules permet de déterminer la vitesse et la direction de l'écoulement dans un plan avec l'utilisation d'une caméra.

Un montage PIV classique est composé d'un écoulement ensemencé, d'un laser pour illuminer les particules, d'une caméra (ou plusieurs si l'on souhaite obtenir les composantes de la vitesse dans les trois directions), d'un synchroniseur et d'un ordinateur (les deux derniers sont parfois le même équipement) pour l'acquisition et le post-traitement.

Dans notre installation le synchroniseur est appelé « Contrôleur haute vitesse » (Figure 4.3), et permet de commander le laser et la caméra pour que l'acquisition se fasse en même temps que l'illumination des particules.

Une fois les images prises par la caméra, elles sont envoyées et traitées par l'ordinateur. Il est alors possible de trouver la distance et la direction de déplacement des particules dans chaque fenêtre et ainsi reconstruire le champ de vecteurs. L'intervalle de temps entre chaque image Δt permet d'obtenir les vitesses en m s^{-1} si la calibration a été réalisée (étalonnage avec une distance connue).

Écoulement ensemencé - Particules

Les particules utilisés dans le montage sont des particules de Nylon 12 - $[(\text{CH}_2)_{11}\text{C}(\text{O})\text{NH}]$ et des particules de polyamide dont les caractéristiques physiques sont rappelées dans le Tableau 4.2. L'eau utilisée n'étant pas pure, de fines suspensions sont visibles lorsque le laser est allumé et il est alors possible de faire des mesures sans ajout. Cependant le peu de contrôle sur la taille et de la masse volumique des particules avec cette méthode la rend difficile à justifier. Elle a servi lors de la calibration et pour les réglages de déclenchements de la caméra afin de limiter l'utilisation de particules spécifiques.

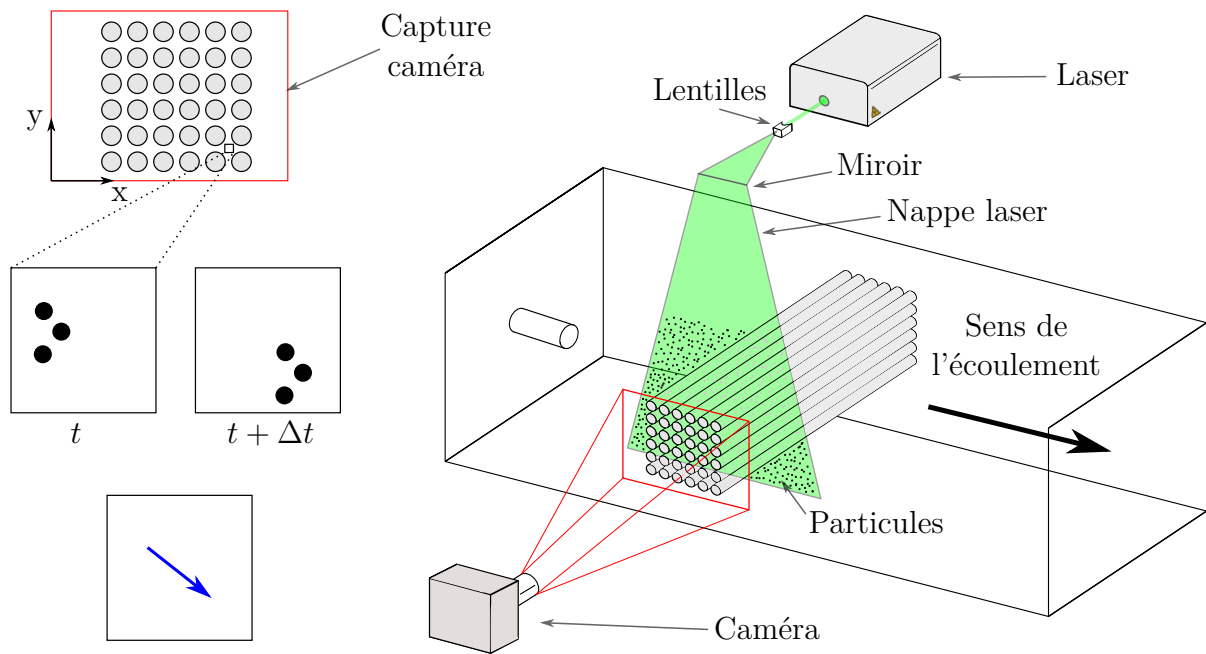


Figure 4.7 Équipements utilisés pour la prise de mesures PIV dans notre installation, et fenêtres d'interrogations à t et $t + \Delta t$ qui sert à l'obtention d'un vecteur vitesse (ici en bleu).

Tableau 4.2 Informations sur les paramètres des particules utilisées dans l'installation lors de mesures PIV.

Particule	Masse volumique ρ_p	Diamètre d_p	Indice de réfraction n_p
Nylon 12	1010 kg/m ³	~10 μm	1.525
Polyamide (PSP-20)	1030 kg/m ³	~20 μm	1.50

Capture d'images

L'illumination des particules ne se fait pas en continu, le faisceau laser est pulsé et ne dure que 100 ns. La répétition rapide le rend cependant continu à nos yeux. L'acquisition d'images se fait avec un mode *double frame*, les deux cavités laser produisent un faisceau séparé par un intervalle de temps Δt , réglable et qui dépend de la vitesse du phénomène observé. La caméra enregistre alors un doublet d'images (une pour chaque laser) lorsque les particules sont illuminées pendant une fraction de seconde (de l'ordre de 5 à 10 μs). La synchronisation se fait à l'aide d'un contrôleur haute vitesse qui déclenche le laser et la caméra au même moment.

La caméra utilisée est une Phantom V310 qui produit des images avec une résolution de 1280 px \times 800 px et possède une mémoire de 8 Go permettant l'enregistrement de 2734 images (ou 5468 images en *single frame*) en niveaux de gris de 12 bits ($= 2^{12} = 4096$ couleurs possibles) à une fréquence de 3250 images par seconde.

Calibration

Une fois les captures réalisées et traitées, nous avons alors accès au déplacement dans chaque fenêtre d'interrogation et le temps entre les deux captures Δt . Cependant l'unité du déplacement n'est pas définie exactement, il est donc difficile de remonter à une vitesse en m s^{-1} avec seulement ces éléments, seule une valeur en px s^{-1} par exemple est connue.

Pour palier à cela, il est possible de faire une calibration. Avant la prise de mesures, une pièce est fixée sur l'embout du jet (Figure 4.8) dans le même plan que celui du laser. Une capture est réalisée et le quadrillage sur la pièce nous permet de définir la distance exacte entre deux points. La glissière permet de placer le quadrillage dans l'alignement du laser avec précision, et la vis sur le dessus permet le verrouillage du système. Attention cependant, la calibration n'a de sens que si la caméra et le plan du laser ne bougent pas pendant les mesures, si l'on souhaite changer l'un de ces paramètres il est nécessaire de recommencer la procédure de calibration.

4.1.3 Post-traitement

Le choix du pic de corrélation lors du post-traitement se fait en comparant avec les 5×5 voisins, lorsque les plus petites fenêtres d'interrogations sont de taille [16;16] pixels. Pour notre utilisation, nous avons trouvé que ce choix de paramètres nous donnait les résultats

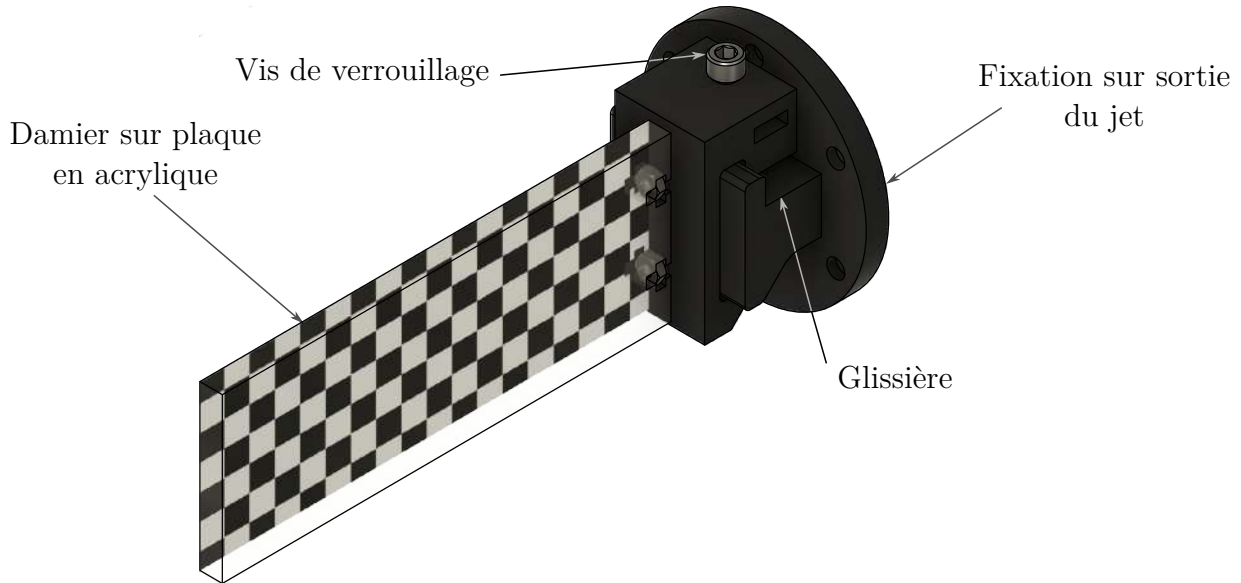


Figure 4.8 Système de calibration de la caméra et d’alignement du laser pour les mesures. Pièce réalisée par impression 3D.

les plus satisfaisants. Chaque vecteur est comparé à ceux autour de lui et les maximums de la corrélation sont comparés pour trouver celui qui correspond le plus. Parfois le pic le plus élevé est généré par du bruit, et on peut alors choisir le second, troisième ou bien même le quatrième de la corrélation. Dans le cas où aucun de ces vecteurs ne correspondrait aux seuils que nous nous sommes fixés (en comparaison à ses voisins), le logiciel a la possibilité de faire une interpolation afin de remplir entièrement la grille. Cette dernière solution, utilisée en dernier recours, n’a pas eu lieu dans nos mesures.

Les deux parties précédentes (ainsi que la description de la PIV à l’annexe A) permettent de comprendre comment les équipements de l’installation expérimentale utilisée fonctionnent, tant au niveau de la création de l’écoulement que de la prise de mesures. N’ayant pas accès à cette installation durant plusieurs mois, nous avons pris du temps pour réaliser des simulations numériques. Cette seconde approche a permis de faire des comparaisons entre les deux méthodologies avec une géométrie semblable ainsi que de se faire une idée de la forme de l’écoulement dans le faisceau avant le début des mesures.

4.2 Simulation numérique directe - DNS

Le recours à des simulations numériques se fait plus fréquent grâce à la puissance de calcul disponible des ordinateurs actuels. Les avantages sont nombreux en comparaison aux expérimentations : la facilité et le coût de mise en place, ainsi que l'obtention de données (vitesse, pression) à tous les pas de temps et dans tout le domaine du calcul en font un outil très intéressant pour la recherche et le domaine industriel. Il existe plusieurs méthodes plus ou moins précises pour simuler des écoulements turbulents, qui nécessitent des moyens de calculs différents. Les trois principales méthodes (dans un ordre décroissant de modélisation et donc un ordre croissant de la puissance nécessaire) sont :

Équations de N.-S. moyennées (RANS) : Correspond à une approche statistique, en se basant sur des modèles de turbulence ($k - \epsilon$, $k - \omega$,...) qui servent à approximer des termes des équations de Navier-Stokes difficilement calculables. Comme son nom l'indique, cette méthode utilise des équations moyennées, on obtient donc des quantités moyennes. Elle est facile à mettre en place et les coûts de calculs sont faibles, cela en fait donc une technique attrayante.

Simulations à grande échelle (LES) : On parle maintenant de simulation, les calculs des quantités (vitesse, pression) sont effectués à chaque pas de temps. Son nom provient du fait que l'on filtre les plus petites échelles des équations et qu'on les remplace par un modèle adapté au problème, on ne s'intéresse alors qu'aux grandes échelles (*Large eddy*). Les champs obtenus ne permettent donc pas de distinguer les faibles variations dans l'écoulement. Cette technique n'en reste pas moins très intéressante si l'on regarde les plus grosses structures de l'écoulement.

Simulation numérique directe (DNS) : La dernière méthode, et la plus coûteuse consiste à simuler l'écoulement à tous les pas de temps et à toutes les échelles spatiales. La DNS est logiquement la plus coûteuse en temps de calcul, mais est presque équivalente à des expériences. Sa seule limitation vient du nombre de Reynolds utilisable, plus il est élevé et plus le pas de temps et le maillage doivent être petits, augmentant le temps de calcul.

Chacune de ces méthodes est mise en place dans une zone de calcul discrétisée par un maillage. Des échelles ont été mentionnées pour la LES, la cascade turbulente allant des grands tourbillons de taille L , qui correspondent à la taille de la zone de simulation, jusqu'aux plus petits, limités en taille par l'échelle de Kolmogorov η (Pope, 2001) :

$$\eta = \left(\nu^3/\varepsilon\right)^{1/4}, \quad (4.1)$$

où ν est la viscosité cinématique et ε est le taux de dissipation d'énergie cinétique. Pour la

Direct numerical simulation (DNS) il faut donc que le pas d'espace du maillage soit de l'ordre de η , afin de prendre en compte toutes les échelles.

Nous avons utilisé la DNS pour nos simulations avec l'outil `Incompact3D/Xcompact3D` (Laizet & Lamballais, 2009; Laizet & Li, 2011; Bartholomew *et al.*, 2020) sur les serveurs de Calcul Canada. Les simulations ont été réalisées à faibles Reynolds ($Re_j = 2100/Re_c = 700$), et des expériences dans le banc d'essai à des vitesses similaires ont pu être effectuées pour comparaison.

4.2.1 Xcompact3D

Xcompact3D est un code de différences finies avec un schéma d'ordre élevé. Il fonctionne avec la méthode de frontières immergées (IBM), qui utilise un maillage cartésien. Les zones fluides sont représentées par des coordonnées eulériennes fixes et les frontières des zones solides par des coordonnées lagrangiennes (Peskin, 1972).

L'ajout d'un terme de forçage \mathbf{f} sur le fluide le long des zones solides permet de simuler les cylindres dans notre étude. Les équations de Navier-Stokes à résoudre dans le cas d'un fluide incompressible sont donc :

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0, \quad (4.2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{U} + \mathbf{f}, \quad (4.3)$$

avec ρ et μ respectivement la masse volumique et la viscosité dynamique du fluide, p la pression du fluide et \mathbf{U} sa vitesse qui sont des variables eulériennes dépendantes de (\mathbf{x}, t) (avec \mathbf{x} qui fait référence à la position eulérienne). Les forces \mathbf{f} sont définies à l'aide des points lagrangiens de la courbe Γ (Figure 4.9) :

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}, t) = \int_{\Gamma} \mathbf{F}(s, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}(s, t)) ds, \quad (4.4)$$

avec δ la distribution de Dirac, les variables notées \mathbf{X} et \mathbf{F} sont les positions et forces lagrangiennes à l'interface. Ces dernières dépendent de s , la coordonnée du point sur la courbe Γ et du temps t . Les variables lagrangiennes fonctionnent de manière similaire aux variables eulériennes, la vitesse s'obtient en dérivant la position :

$$\frac{\partial \mathbf{X}(s, t)}{\partial t} = \mathbf{U}(s, t). \quad (4.5)$$

Des versions avec de petites variations sur le terme de forçage existent, comme présenté dans

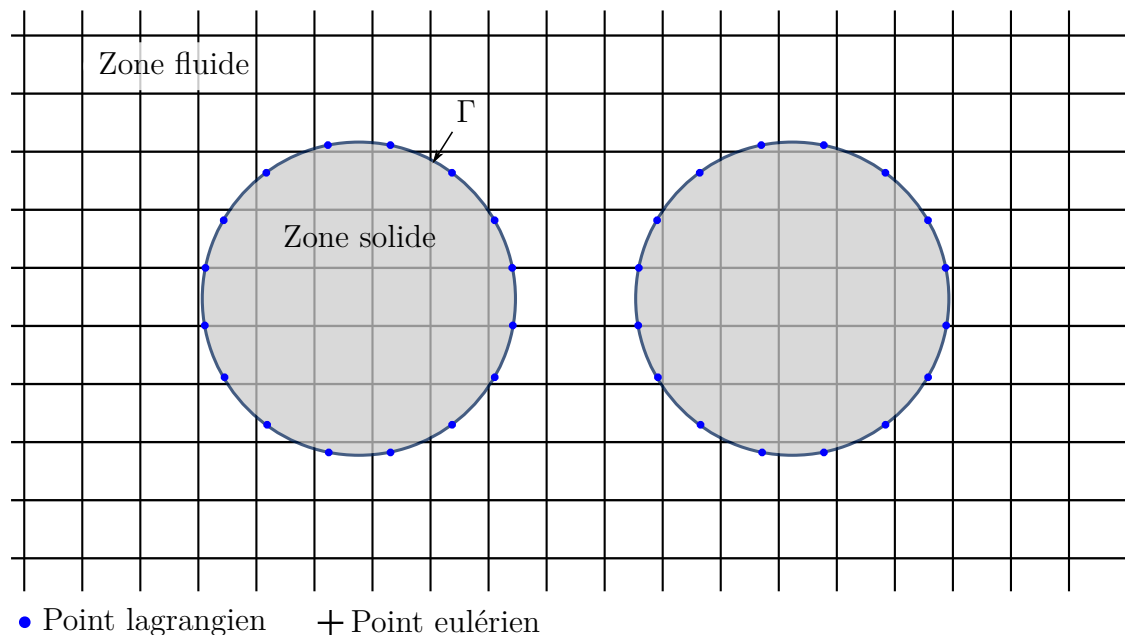


Figure 4.9 Représentation schématique du maillage de la méthode IBM dans le cas d'un écoulement de fluide autour de deux cylindres en tandem.

les travaux de Wu & Shu (2010) ou de Cai *et al.* (2018), mais le fonctionnement général reste similaire.

Le code Xcompact3D permet l'utilisation jusqu'à un million de cœurs de calcul grâce à sa parallélisation, dans notre cas un maximum de 320 a été utilisé. Les simulations présentées au long de ce document sont faites avec un maillage cartésien $257 \times 257 \times 257$ avec un espacement constant dans chacune des directions, soit un total de près de 17×10^6 points de calculs.

Des informations plus détaillées sur le fonctionnement des simulations numériques DNS avec Incompact3D/Xcompact3D sont disponibles dans l'article de Gautier *et al.* (2014), les livres de Versteeg & Malalasekera (2007) et Moukalled *et al.* (2016) quant à eux présentent de manière générale les algorithmes utilisés en mécanique des fluides numérique.

4.3 Résultats préliminaires

4.3.1 Caractéristiques du jet

Les méthodes expérimentales et numériques présentées aux sections précédentes ont été utilisées pour obtenir des champs de vitesses avec différentes excentricités du jet. Avant de traiter ces résultats, il est bon de regarder l'écoulement qui va impacter le faisceau de cylindres, pour voir s'il correspond à ce qui est attendu. Sur la Figure 2.6, un jet axisymétrique se décompose en trois régions, une zone initiale, une de transition et enfin une dernière partie développée. Dans notre cas le faisceau de cylindres étant placé à moins d'un diamètre de la sortie, on se trouve dans la zone initiale, le profil de vitesse attendu est « plat », au contraire d'un écoulement développé en conduite qui a une forme de cône.

Tout au long de ce document, les mesures PIV sont présentées avec la palette de couleur « inferno » avec un rendu jaune-orangé et les simulations DNS sont elles avec la palette « viridis » à dominante verte. Cela permet au lecteur d'identifier rapidement comment ont été acquises les données utilisées. Ces deux mappages de Stéfan van der Walt et Nathaniel Smith ont l'avantage de conserver l'information lors de l'impression en niveaux de gris et sont plus faciles à lire pour les personnes daltoniennes.*

Au total trois écoulements ont été testés et j'y réfère par la suite comme :

1. Haut Reynolds - PIV ($Re_j = 17\,500$);
2. Bas Reynolds - PIV ($Re_j = 2240$);
3. Bas Reynolds - DNS ($Re_j = 2240$);

Pour chacun de ces cas, les champs de vitesse sont tracés dans la zone de sortie de conduite, et sont adimensionnés par la vitesse maximale du jet (Figure 4.10 - a, b et c). Dans le cas à haut Reynolds (a), la vitesse maximale obtenue est de 0.55 m s^{-1} . Les profils de la Figure 4.10 (d) sont tracés à la sortie de la buse du jet. Le profil à haut Reynolds PIV (ligne pleine), une partie plate est visible au maximum de la vitesse, la vitesse n'est pas constante sur tout le diamètre

Pour le profil à bas Reynolds PIV (ligne à tirets), on voit que l'écoulement commence à se développer dans la conduite (la partie entre le convergent et la sortie du jet sur la Figure

*. Perceptually uniform colormaps - <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/51986-perceptually-uniform-colormaps>

4.5) comme un écoulement de Poiseuille. Pour le cas de la DNS (ligne pointillée) le profil en fonction du rayon r correspond à la fonction :

$$U(r) = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(5 - \frac{10|r|}{D_j} \right) \right]. \quad (4.6)$$

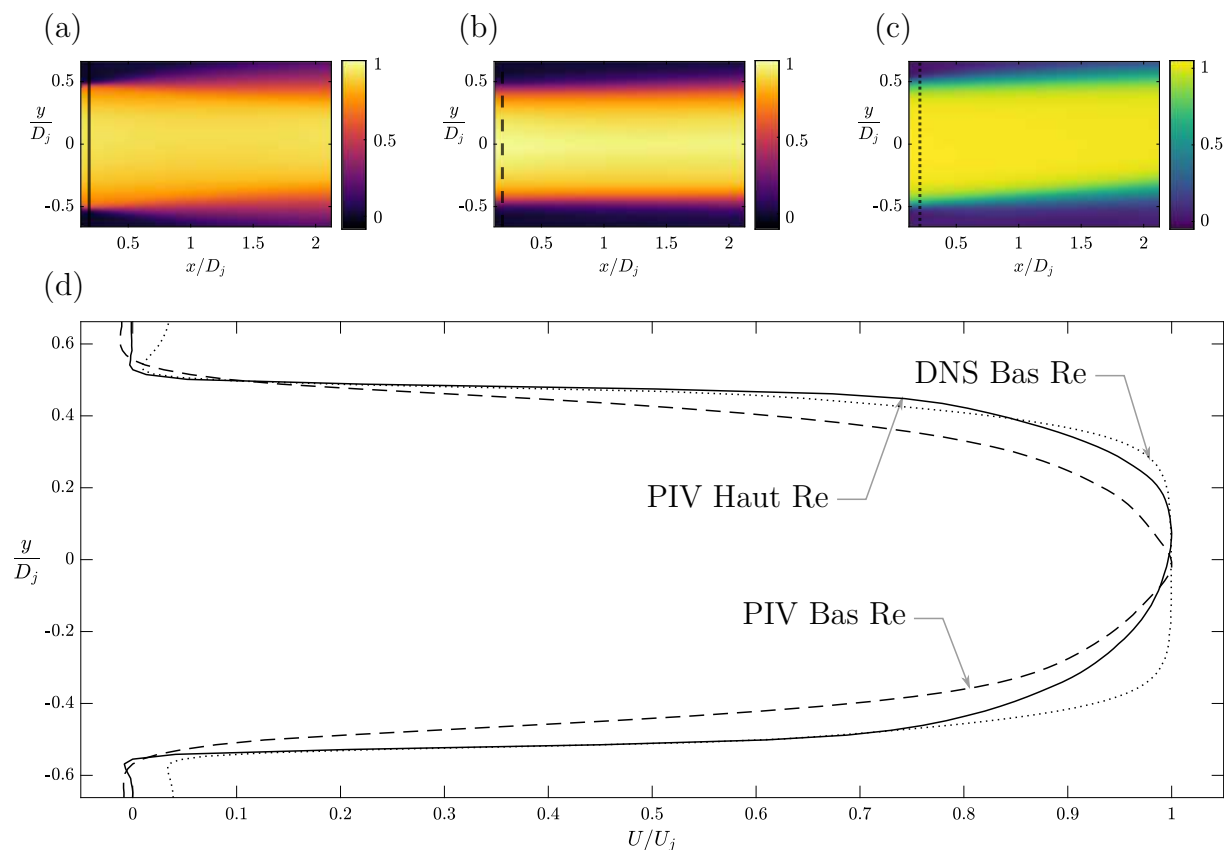


Figure 4.10 Champs des vitesses U du jet adimensionnés par la vitesse maximale du jet dans la direction x : (a) bas Reynolds PIV ; (b) haut Reynolds PIV ; et (c) bas Reynolds DNS. Comparaison des profils en sortie de conduite dans les différents cas (d). (a), (b) et (c) correspondent respectivement aux courbes pleines, à tirets et pointillés.

Il est possible de vérifier la calibration du système PIV en comparant les débits obtenus par le champ de vitesse et la valeur lue sur le débitmètre. La mesure étant prise au centre du jet, une intégrale du profil permet de trouver le débit.

On obtient avec la mesure PIV à haut Reynolds, un débit $D_V = 22.4 \text{ L min}^{-1}$, le débitmètre installé en amont du réservoir de tranquillisation affichait quant à lui 22.3 L min^{-1} , soit une différence de moins de 1%.

La vitesse de l'écoulement, à chaque point, est décomposée comme :

$$U = \bar{U} + u', \quad (4.7)$$

avec \bar{U} la partie moyenne et u' la partie fluctuations.

L'intensité de turbulence est alors définie pour un écoulement 2D plan comme :

$$I = \frac{\sqrt{\frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})}}{U_j}, \quad (4.8)$$

cette définition peut s'étendre aux écoulements 3D :

$$I = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}}{U_j}. \quad (4.9)$$

La Figure 4.11 correspond à l'intensité turbulente du jet seul dans toute la fenêtre de mesure (a), ainsi que son profil (b) à haut nombre de Reynolds PIV. Le minimum de l'intensité turbulente est atteinte au centre du jet, et est de 4.6%.

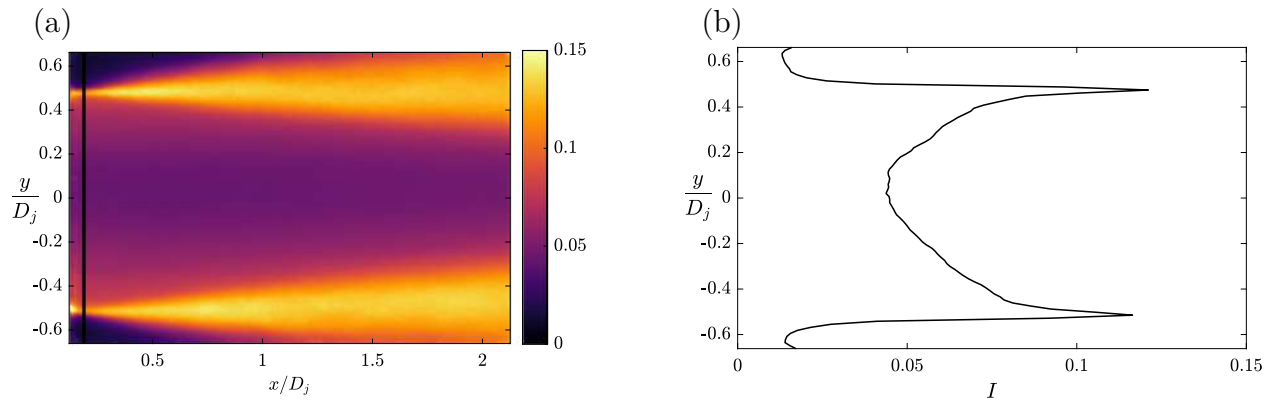


Figure 4.11 Intensité turbulente en % dans le réservoir (a) et en sortie de conduite (b) pour un jet à haut nombre de Reynolds en PIV, le minimum de 4.6% se situe au centre du jet.

4.3.2 Problèmes d'illuminations

Les mesures PIV se font en illuminant les particules avec un laser. Dans le cas du jet aucun obstacle ne vient limiter ou altérer le faisceau, en revanche dans le cas des mesures dans

le faisceau, on peut voir des zones d'ombre, mais aussi de surintensités (Figure 4.12). Lors du passage dans l'acrylique une légère déviation se produit, les phénomènes de réflexions et réfractions font que des parties sont plus ou moins éclairées. Ces artéfacts lumineux ne permettent pas l'obtention de vecteurs dans ces zones, qui restent cependant minimales à l'échelle de la fenêtre de capture (Figure 4.12).

La majorité se produit lors des prises de mesures avec une fréquence de 200 Hz, qui servent à l'obtention de champs moyens, ils n'apparaissent cependant pas lors des mesures à 1 kHz. Plus la fréquence est basse et plus il est possible de faire des captures longues (le nombre de 2734 doublets d'images est limité par la mémoire vive de la caméra) permettant ainsi d'avoir des champs moyens statistiquement indépendants.

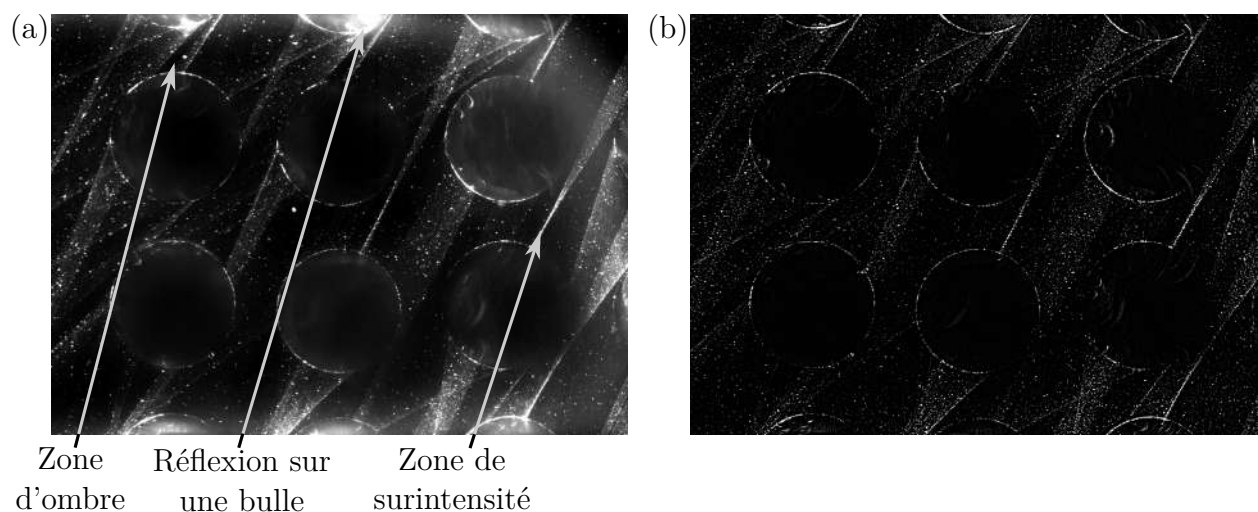


Figure 4.12 Captures (a) de la caméra et (b) prétraitement lors de la prise de mesures PIV dans le faisceau en configuration 6×6 cylindres pour l'excentricité $\xi = 0$, centré sur les cylindres directement impactés par le jet.

Pour pallier à ce problème plusieurs solutions ont été mises en place :

- Nettoyage des cylindres pour empêcher l'apparition de bulles d'air (à cause de petites particules de poussière) responsables de zones lumineuses de forte intensité.
- Mesures réalisées avec dans un premier temps le laser positionné sur la partie gauche du faisceau (Figure 4.13 - a) puis sur la partie droite dans un second temps (Figure 4.13 - b). Les matrices sont ensuite moyennées en post-traitement, limitant ainsi les zones sans vecteurs (Figure 4.13 - c).

L'application de cette routine ne permet pas d'obtenir des champs complets uniformes (Figure 4.13). L'application d'un pré-traitement sur les images aide lors de l'application de la

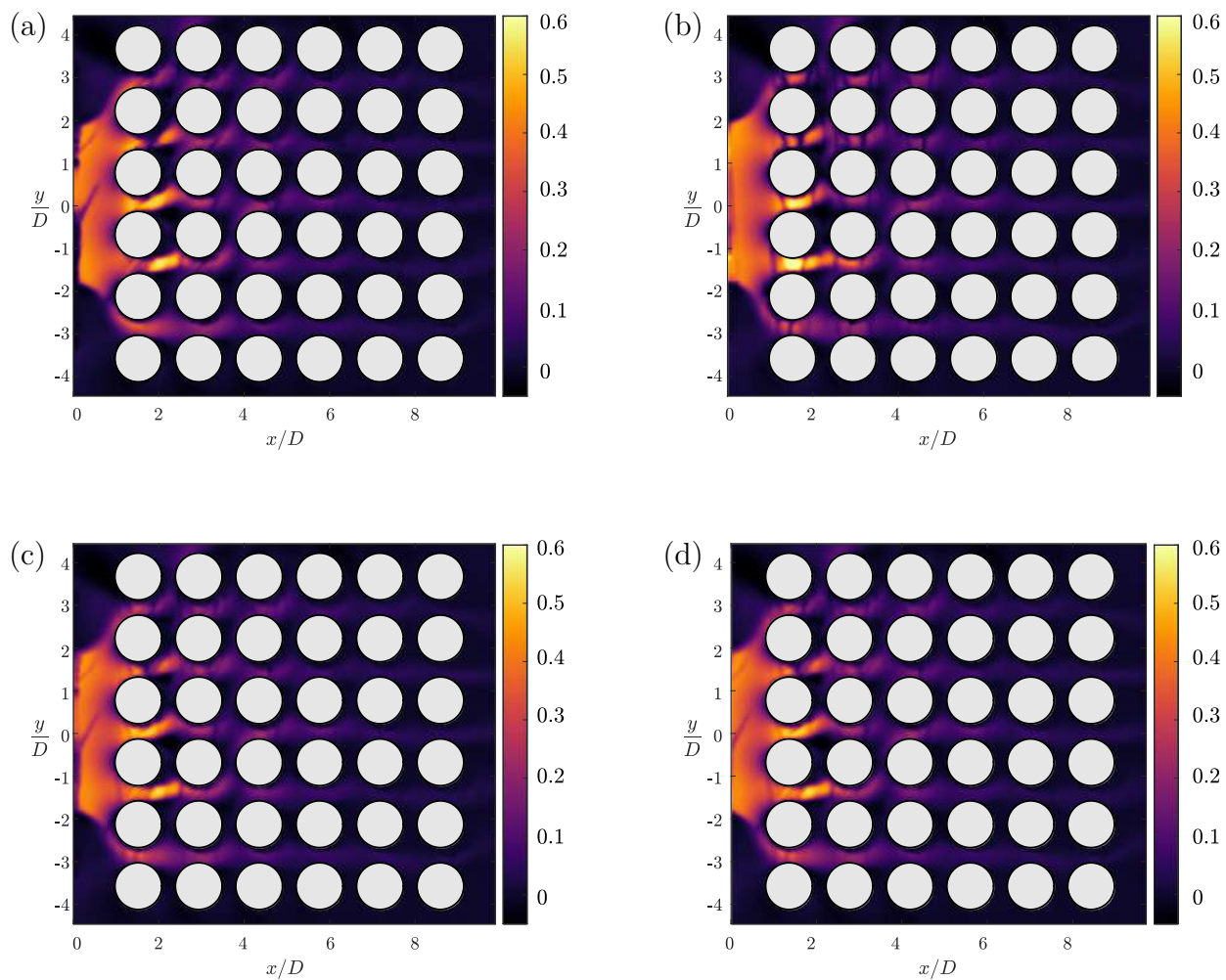


Figure 4.13 Routine pour moyenner les champs de vecteurs U (axe x) obtenus avec : (a) le laser placé sur la droite du faisceau; et (b) sur la gauche lors d'un écoulement à haut Reynolds de la gauche vers la droite. (c) Les deux jeux de données sont ensuite moyennés; et enfin (d) recadrés pour ne pas laisser apparaître l'embout du jet.

corrélation en modifiant l'exposition et en appliquant un filtre sur la capture, ce qui permet de faire ressortir les particules et d'éliminer le fond (Figure 4.12 - b). On remarque que les zones de vitesses nulles sont en majorité les surintensités, qui ne se déplacent pas entre les images. L'application d'une moyenne ne donne cependant que 50% de la vitesse dans le cas où un seul des deux lasers est sombre, ce qui permet tout de même d'avoir un rendu plus lisse lors de l'affichage des cartes de vitesse, moins trompeur au premier regard.

CHAPITRE 5 RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Dans ce chapitre sont présentés les résultats obtenus avec la Particle image velocimetry (PIV) et la DNS du faisceau soumis à l'écoulement de jet. Nous avons dans un premier temps réalisé des mesures dans des configurations avec moins de cylindres, pour visualiser l'influence de chacun d'entre eux sur la dynamique générale de l'écoulement. Ces résultats sont présentés en premier, en différenciant les deux excentricités limites, $\xi = 0$ et $\xi = 0.5P$. Une seconde partie est consacrée aux résultats pris sur les faisceaux complets que ce soit en PIV au nombre de Reynolds le plus élevé ($Re_j = 17\,500$, $Re_D = 5500$) ou en comparant la PIV et la DNS à bas Reynolds ($Re_j = 2240$, $Re_D = 700$). Enfin, la dernière section se concentre sur l'analyse fréquentielle de l'écoulement dans les zones les plus sollicitées de la matrice de cylindres, pour identifier des fréquences prépondérantes dans les recirculations qui pourraient influencer les vibrations.

Dans toutes les mesures PIV, le plan laser se trouve dans l'alignement du centre de la buse du jet. Les captures sont prises avec un objectif de 105 mm $f/2.8$ pour les vues d'ensemble et d'un objectif 150 mm $f/2.8$ macro pour mieux visualiser dans les zones internes du faisceau.

5.1 Arrangements de cylindres

Pour mieux comprendre la forme de l'écoulement autour des cylindres, nous avons regardé ce qu'il se passait pour des paires de cylindres côte à côte, puis en augmentant le nombre de rangées. Deux géométries ont été testées, la première pour l'excentricité nulle ($\xi = 0$) avec deux cylindres (puis en augmentant le nombre de rangées), et pour le jet centré sur le cylindre central avec un cylindre de part et d'autre ($\xi = 0.5P$).

Toutes les mesures de cette partie sont réalisées à haut Reynolds ($Re_j = 17\,500$, $Re_D = 5500$), avec l'objectif 150 mm $f/2.8$, une fréquence d'acquisition de 200 Hz et un délai entre les captures $\Delta t = 750 \mu\text{s}$. La vitesse du jet en sortie de conduite est d'environ 0.45 m s^{-1} .

5.1.1 $\xi = 0$ - Centré sur l'interstice

La Figure 5.1 présente la vitesse U (a) et la contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ (b) autour de deux cylindres. On voit que le sillage en aval du cylindre du haut est beaucoup plus important que celui du cylindre situé sur le bas. Ce phénomène était attendu (Sumner, 2010), car cette

configuration ($P/D = 1.32$) génère un équilibre instable (parfois décrit par le terme bistable). Il est possible d'avoir un échange de position entre les deux détachements, mais dans notre cas, seule une intervention manuelle l'a permis. Ce choix arbitraire d'un cylindre ne provient pas d'un mauvais alignement des cylindres, mais bien de l'écoulement en lui-même (Bearman & Wadcock, 1973). Notons que l'instabilité est déclenchée par des imperfections mais est inévitable.

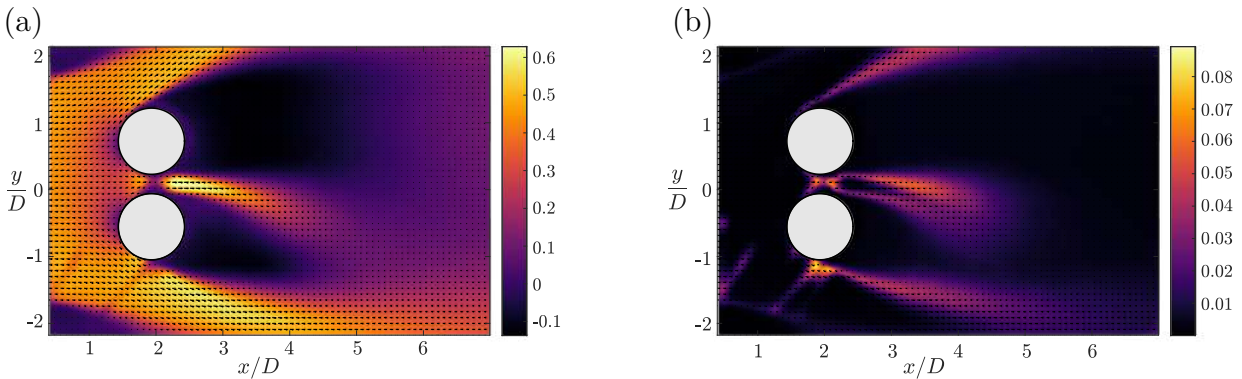


Figure 5.1 Écoulement de jet centré sur la zone entre deux cylindres adjacents ($\xi = 0$ et $T/D = 1.32$) : (a) vitesse U en m s^{-1} ; et (b) contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$, faisant ressortir l'asymétrie et la position bi-stable de l'écoulement.

L'écoulement en aval des cylindres est donc fortement impacté, et semble « descendre ». La contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ décrit aussi ce phénomène et met en avant les zones de forts gradients de vitesses (Figure 5.1 - b), responsables de la dégradation de l'énergie cinétique du jet.

La Figure 5.2 correspond à la vitesse U (a et c) et la contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ (b et d), dans les cas avec deux et trois rangées de cylindres (configurations 2×2 et 3×2). Le détachement à l'arrière des cylindres apparaît plus symétrique et moins important en taille que dans la configuration à deux cylindres. La vitesse de l'écoulement est grandement réduite après le passage du faisceau. Comme dans le cas précédent (1×2 - Figure 5.1) la contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ se concentre dans la zone centrale, là où les cylindres sont au plus proche. La réduction de la différence de taille entre les deux sillages laisse penser que l'ajout de rangées de cylindres permet de mieux canaliser l'écoulement et limite l'asymétrie. La zone confinée ne permet pas l'apparition de grandes recirculations, ou de détachement tourbillonnaire après le premier cylindre et seule une faible asymétrie apparaît à la fin du faisceau (Figure 5.2 a et c). Dans ces configurations, on a tout de même l'écoulement qui s'oriente vers le bas après

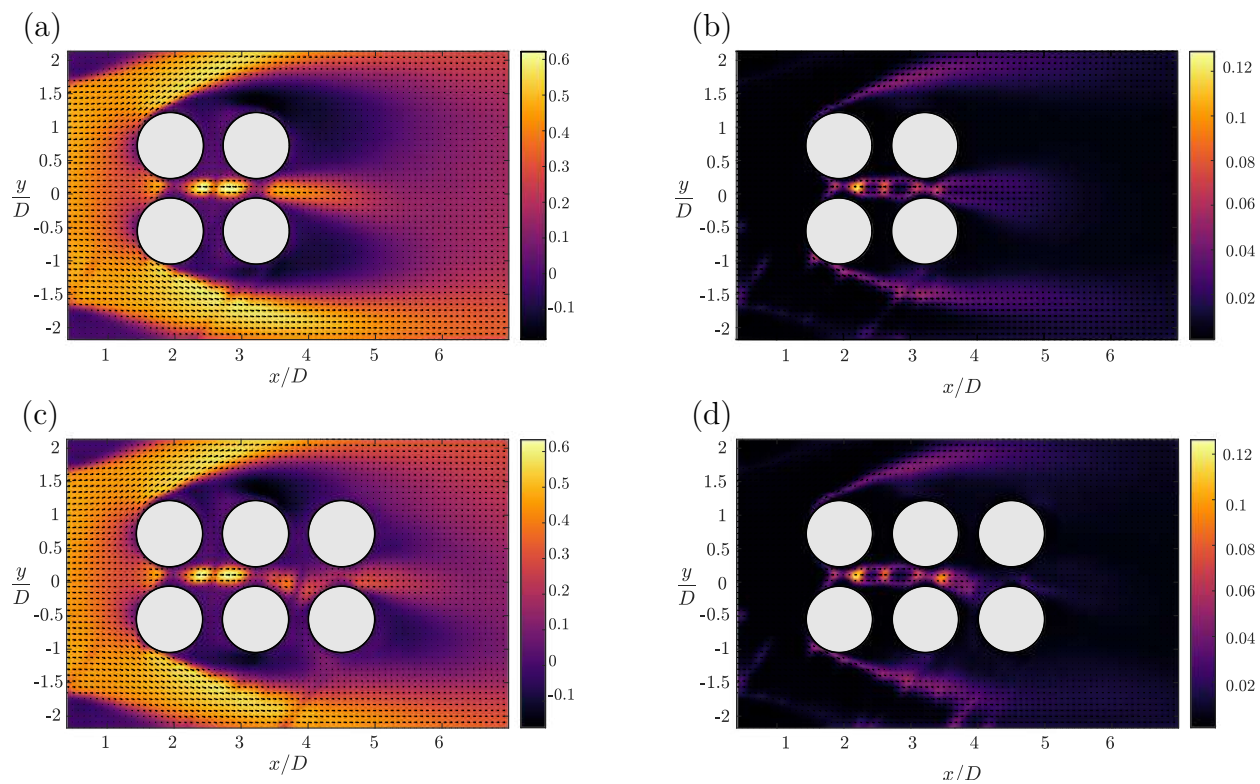


Figure 5.2 Écoulement de jet autour de deux faisceaux (configurations 2×2 et 3×2 pour $\xi = 0$) avec un écartement $P/D = 1.32$: (a) - (c) vitesse U en m s^{-1} ; et (b) - (d) contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$.

la première rangée de cylindres.

Les profils de vitesses U après chaque rangée de cylindres, tracés à la Figure 5.3 pour les cas 1×2 , 2×2 et 3×2 montrent une baisse de la vitesse de près de 50% dans le faisceau après seulement la troisième rangée. La vitesse U à l'arrière des cylindres est nulle ou légèrement négative (Figure 5.3 - a), caractérisant le peu de mouvements qui se produisent dans ces zones, ce qui correspond à ce que l'on voit sur la Figure 5.2 - (b) et (d). Seule une vitesse transverse existe entre les rangées, mais trop faible pour que des phénomènes turbulents apparaissent.

La courbe verte (vitesse après la première rangée de cylindres dans le cas 1×2) de la Figure 5.3 montre que la répartition de vitesse n'est pas uniforme à l'arrière des cylindres par rapport aux cas avec plus de rangées. Les profils varient légèrement entre les cas et l'asymétrie se matérialise en majorité pour les profils après la dernière rangée du faisceau (Figure 5.3 - (a) courbe verte, (b) courbe rouge et (c) courbe bleue) mais pas à l'intérieur de celui-ci.

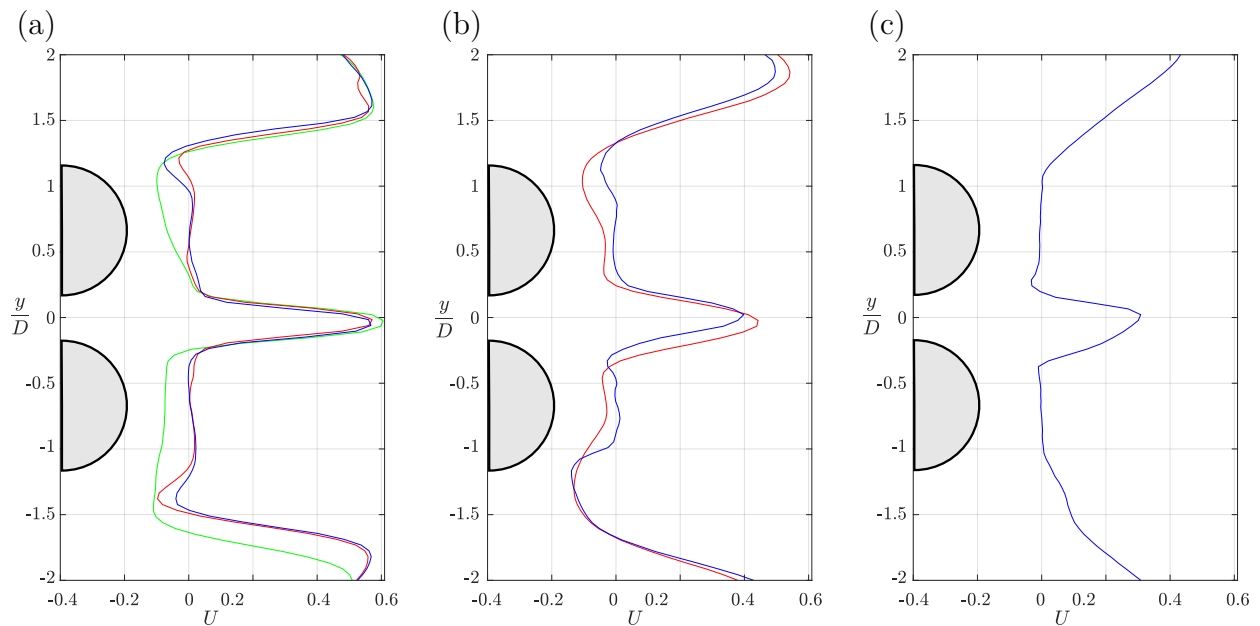


Figure 5.3 Profils de vitesses U en m s^{-1} après la première (a) ; seconde (b) ; et troisième (c) rangée de cylindres dans le cas des configurations 1×2 (courbe verte), 2×2 (courbe rouge) et 3×2 (courbe bleue). L'asymétrie provenant de la géométrie se déclenche après le faisceau, mais la proximité des cylindres permet de canaliser l'écoulement entre les cylindres.

5.1.2 $\xi = 0.5P$ - Centré sur un cylindre

La Figure 5.4 représente la vitesse U (a) et la contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ (b) dans le cas avec trois cylindres et le jet centré sur celui au milieu. On voit que l'écoulement présenté est parfaitement symétrique contrairement au cas précédent avec l'excentricité $\xi = 0$ (Figure 5.1). Le sillage à l'arrière des cylindres est identique sur la partie haute et la partie basse. Le champ de vitesse (Figure 5.4 - a) montre que l'écoulement « remonte » lorsqu'il passe sous le cylindre central, et au contraire « descend » après être passé au dessus.

La zone avec une contrainte de Reynolds importante sur la partie inférieure du faisceau est causée par un artéfact dû au manque de lumière dans cette zone aux alentours de la position $(1.5; -2)$ (Figure 5.4 - b), ce n'est pas une zone particulière de l'écoulement. Comme précédemment, la majeure partie des effets turbulents se produit entre les cylindres, et juste après la sortie du faisceau.

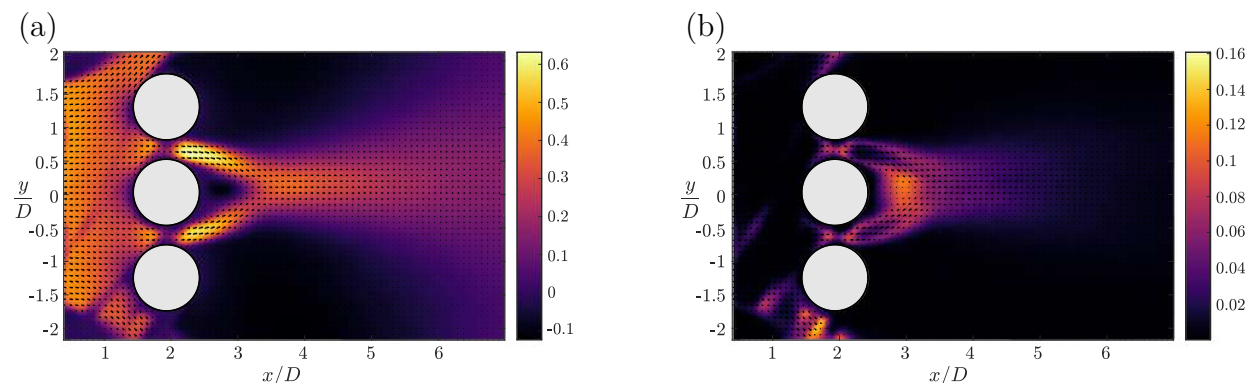


Figure 5.4 Écoulement de jet autour de trois cylindres et centré sur celui du milieu ($\xi = 0.5P$ et $T/D = 1.32$) : (a) vitesse U en m s^{-1} ; et (b) contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$, symétrie de l'écoulement dans cette configuration.

La Figure 5.5 qui décrit le champ de vitesse U (a) et la contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$, a une dynamique différente en raison de l'ajout de rangées de cylindres par rapport au cas précédent avec trois cylindres. Les principaux changements se font donc entre les configurations à une seule rangée et celles multiples. Le champ de vitesse U dans le faisceau perd sa symétrie, au profit d'une dynamique générale descendante (a et c). La vitesse en aval des cylindres est faible, et l'écoulement de jet ne peut se développer pour cette raison.

La contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ (b et d) est uniquement située entre les deux premières rangées de cylindres, la faible partie de l'écoulement qui passe les deuxième et troisième rangées possède une énergie cinétique faible qui ne provoque pas d'effets turbulents. Chose qui ne

s'est pas produite dans le cas des tests avec deux cylindres.

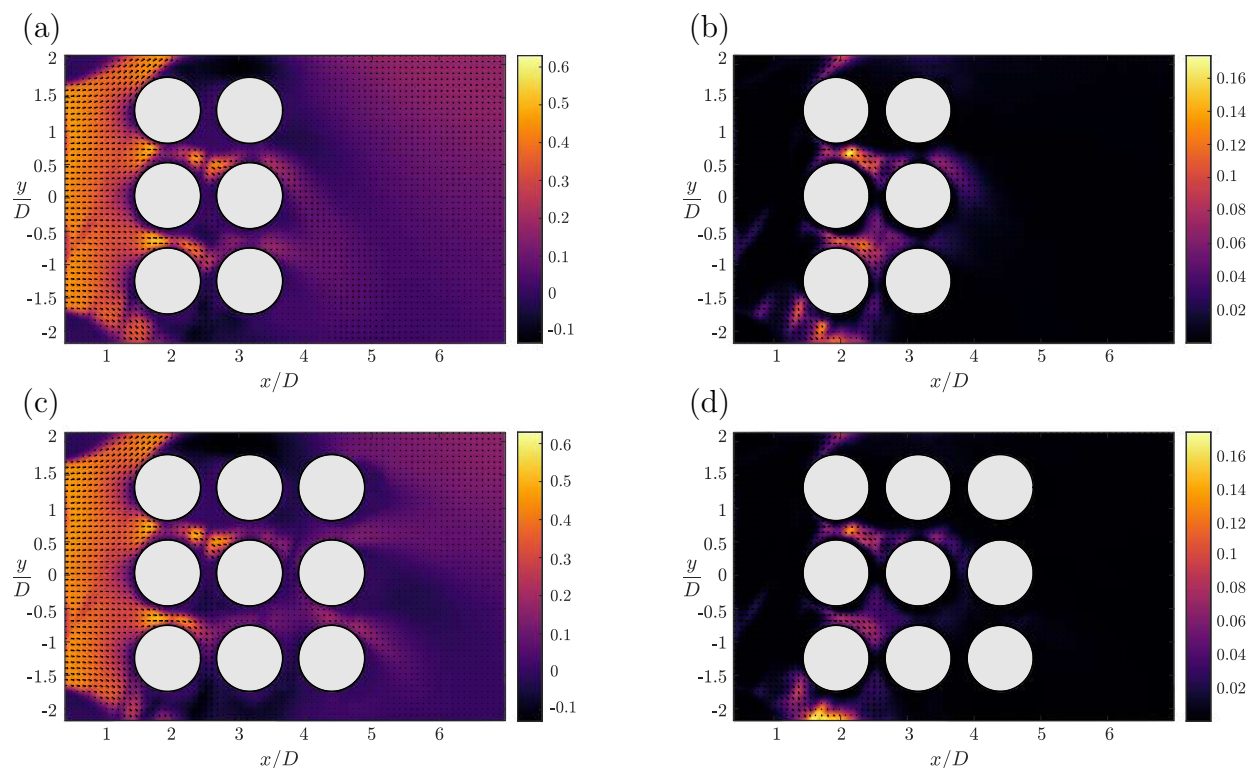


Figure 5.5 Écoulement de jet autour de deux faisceaux (configurations 3×2 et 3×3 pour $\xi = 0.5P$) avec un écartement $P/D = 1.32$: (a) - (c) vitesse U en m s^{-1} ; et (b) - (d) contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$. L'activité turbulente suivant la normale de l'écoulement, se concentre entre les deux premières rangées de cylindres (b) - (d), avant de diminuer et disparaître plus loin dans le faisceau.

Les profils de vitesses U à la sortie du faisceau dans le cas d'une seule, deux ou bien trois rangées sont tracés à la Figure 5.6. La vitesse diminue de près de 60% après la première rangée, mais reste ensuite presque constante dans le reste du faisceau. La forme des profils quant à eux restent similaires dans les différentes positions où les mesures sont prises. La diminution de vitesse correspond à l'alimentation des effets turbulents entre les premières rangées de cylindres.

La dynamique de l'écoulement change donc entre les deux configurations sur des petits faisceaux après la première rangée de cylindres, ce qui risque d'affecter les phénomènes vibratoires. La configuration centrée sur un cylindre ($\xi = 0.5P$) réduit très rapidement l'énergie cinétique de l'écoulement, mais assure une certaine symétrie par la suite, au contraire du cas

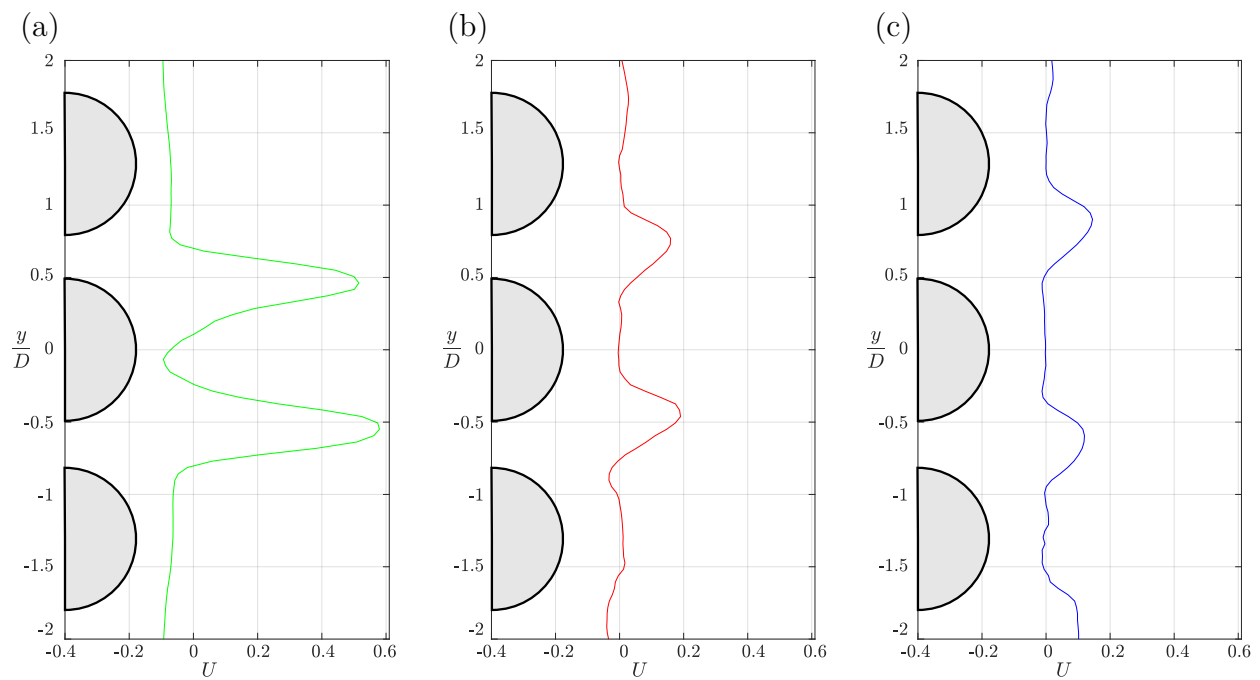


Figure 5.6 Profils de la vitesse U en m s^{-1} à la sortie du faisceau dans le cas des configurations 1×3 (a); 2×3 (b); et 3×3 (c). Les profils sont tous symétriques et de même forme, indépendamment de la taille du faisceau. Seule les normes des vitesses U sont diminuées après le passage des rangées.

centré sur l'interstice ($\xi = 0$) où l'écoulement se développe plus sur un côté, de manière arbitraire selon les perturbations, brisant ainsi la symétrie. Indépendamment de l'excentricité, la proximité des cylindres crée de petits jets locaux qui se développent rapidement en raison du faible espacement dans le faisceau. L'énergie cinétique perdue au profit de la contrainte de Reynolds $\overline{u^2}$ entre les cylindres provient en partie de ce phénomène, le reste étant lié à la viscosité et aux frottements avec les cylindres.

Dans chacun des cas ($\xi = 0$ et $\xi = 0.5P$), l'ajout de rangées de cylindres au faisceau permet de canaliser l'écoulement, car la proximité des cylindres ne permet pas le développement de recirculations (ou alors seulement de petites tailles) dans ces zones. La vitesse U est rapidement réduite avec une perte d'environ 30% entre chaque rangée, et une vitesse transverse apparaît, d'intensité plus faible qui a pour résultat d'orienter l'écoulement vers le haut ou le bas du faisceau (respectivement y positif et négatif).

5.1.3 Cylindres sur la première rangée

De part sa taille, le jet ne se répartit pas dans tout le faisceau et n'englobe que les cylindres situés au centre ($y = 0$). L'ajout de cylindres sur les extrémités de la première rangée seulement permet d'avoir une idée de l'influence de ces derniers sur le changement de dynamique de l'écoulement.

La Figure 5.7 représente les champs de vitesses U pour les cas 1×5 ($\xi = 0.5P$ - a) et 1×6 ($\xi = 0$ - b). Le comportement est analogue à ce qui a été présenté précédemment avec moins de cylindres. On retrouve bien la symétrie lorsque l'on est centré sur le cylindre central ($\xi = 0.5P$), tandis que ceux extérieurs concentrent le jet dans la zone en aval. Dans le second cas, pour $\xi = 0$, l'asymétrie est toujours présente bien que moins marquée, encore une fois en raison des cylindres extérieurs. Ces derniers empêchent donc le développement du jet hors du faisceau ce qui crée des motifs d'écoulements légèrement différents de ceux connus pour des paires de cylindres.

De ces expériences avec des arrangements de cylindres différents il en ressort que :

- L'excentricité a un impact non négligeable sur la forme de l'écoulement. Elle conditionne la dynamique dans le faisceau et la répartition du fluide autour des cylindres.
- Les mesures avec une seule rangée de cylindres font ressortir une asymétrie des profils de vitesse pour le cas $\xi = 0$, générée par la position des deux cylindres centraux. Elle est cependant moins notable lors de l'ajout de rangées de cylindres, qui ont tendance à canaliser l'écoulement.

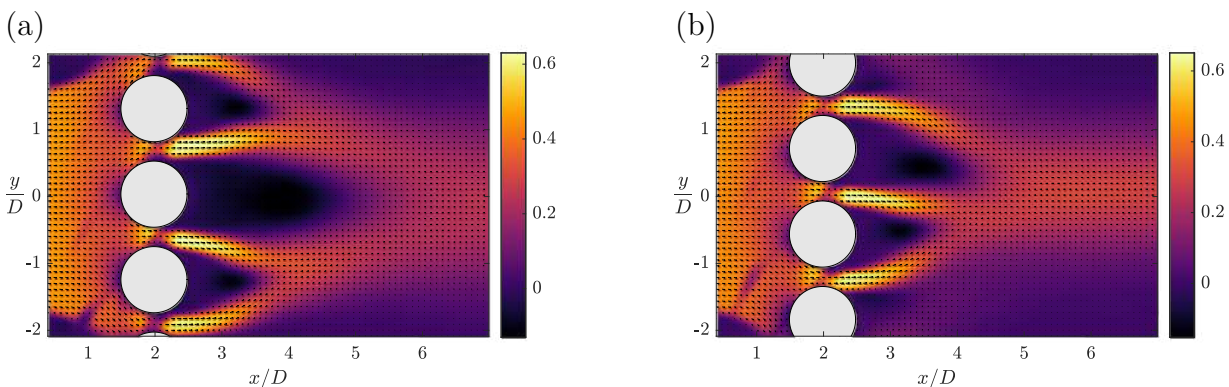


Figure 5.7 Vitesse U en m s^{-1} d'un écoulement de jet autour de deux faisceaux, pour les configurations 1×5 (a); et 1×6 (b) avec respectivement $\xi = 0.5P$ et $\xi = 0$.

- Pour les deux excentricités testées, l'écoulement s'oriente de manière « arbitraire » (dans notre cas seule une intervention manuelle a permis d'avoir l'écoulement vers le haut) suivant l'axe y , en négatif ou positif et brise ainsi la symétrie.
- La proximité dans le faisceau empêche le développement de grosses recirculations ou bien l'apparition de lâcher tourbillonnaire entre les rangées.
- Les cylindres situés aux extrémités n'influencent pas de manière notable l'écoulement, ils empêchent cependant le développement du jet vers l'extérieur du faisceau.
- De petits jets émanent de la proximité des cylindres et sont responsables d'une diminution de l'énergie cinétique de l'écoulement.

Les cylindres placés directement à la sortie du jet sont les principaux responsables de la dynamique de l'écoulement dans le faisceau. L'ajout de rangées ne permet pas de supprimer l'asymétrie (dans le cas où elle serait présente) des profils de vitesses, mais seulement de l'atténuer. On remarque d'ailleurs qu'en aval de la troisième rangée, la contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$, de l'écoulement est fortement réduite, avec des vitesses diminuées de moitié par rapport à l'entrée. La zone importante de ces géométries se situe donc dans la partie centrale parmi les deux premières rangées du faisceau.

5.2 Faisceau complet

Lors des mesures précédentes sur les faisceaux de petite taille il a été possible d'utiliser l'objectif de 105 mm $f/2.8$ qui permet de visualiser la zone de mesure en une seule capture. En revanche quand le faisceau est complet (6×6 cylindres), seule l'utilisation d'un objectif

50 mm permet de voir la totalité de la zone de mesure. Malheureusement la perspective des cylindres cache les particules dans le faisceau. Nous avons alors utilisé un objectif macro 150 mm $f/2.8$ pour bien capturer les zones intercylindres. Ce dernier nous permet cependant de ne mesurer qu'une plus petite zone du faisceau (de taille 2×3 cylindres environ) ce qui nous force à reconstruire les champs de vecteurs lors du post-traitement.

Reconstruction matricielle

Pour ce faire, six zones de mesures sont définies (avec des parties qui se chevauchent) et des captures sont faites pour chacune d'entre elles. Le calcul des vecteurs et des champs moyens se fait indépendamment, et c'est seulement après que les matrices sont assemblées en utilisant les zones de chevauchement pour faire le lien. Cette technique fonctionne seulement avec des quantités moyennées, pour lesquelles on retrouve les mêmes valeurs dans des captures différentes.

5.2.1 Mesures à haut nombre de Reynolds

La Figure 5.8 montre l'évolution des contraintes de Reynolds en fonction du nombre de mesures pour un point donné, ici dans le cas de l'excentricité $\xi = 0$ au centre du faisceau, après la première rangée de cylindres. On a donc tracé pour le k -ième pas de temps :

$$\overline{u_k'^2} = \frac{\sum_{i=1}^k u_i'^2}{k}. \quad (5.1)$$

Cette définition peut aussi s'étendre aux contraintes de Reynolds $\overline{v'^2}$ et $\overline{u'v'}$.

Après 2734 images capturées (limite de la caméra en pleine résolution), les contraintes de Reynolds évoluent toujours. La seconde capture, réalisée dès la fin de l'importation des images sur l'ordinateur (environ 4 mn), se fait sans modifier la position de la caméra et permet l'obtention de plus de valeurs qui améliorent la précision lors des moyennes. La variation entre les 500 dernières images étant inférieure à 3% pour chacun des cas, on peut considérer que deux acquisitions complètes (deux fois 2734 doublets d'images) sont suffisantes dans notre géométrie.

Toutes les mesures réalisées à haut Reynolds ($Re_j = 17\,500$, $Re_D = 5500$) ont donc été faites en double pour répondre à ce critère, et avoir un nombre de champs de vitesse suffisant.

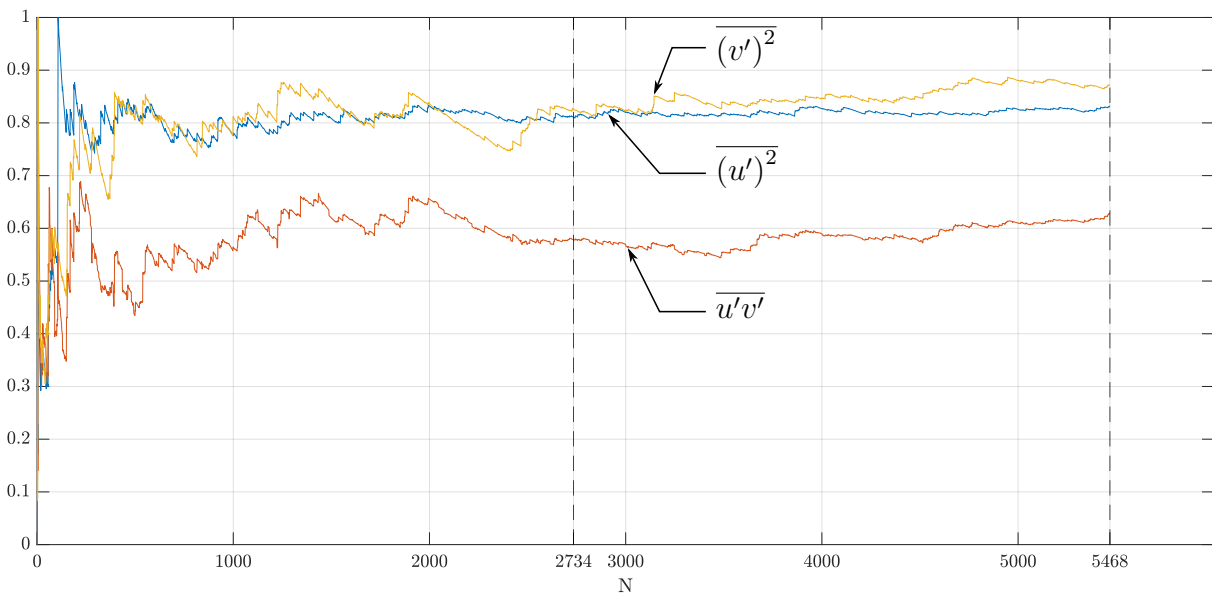


Figure 5.8 Contraintes de Reynolds moyennées à chaque capture et adimensionnées par la valeur maximale pour un point située après la première rangée de cylindres dans le centre du faisceau. $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$ et $\overline{u'v'}$ sont représentés respectivement par les courbes bleue, jaune et orange. Après 2734 images (limite de la caméra) les quantités évoluent encore, ce qui nous force à en réaliser une seconde pour avoir 5468 champs et des variations inférieure à 5%.

Centré sur la région intercylindres - $\xi = 0$

Les champs des vitesses moyennes U et V dans la zone de mesure, pour l'excentricité $\xi = 0$, sont tracés à la Figure 5.9. La vitesse U est un peu plus importante entre la première et seconde rangée suite au passage dans une partie avec moins d'espace (effet Venturi), mais elle diminue ensuite très rapidement (Figure 5.9 - a). En sortie de faisceau, les valeurs des vitesses sont inférieures à 10% de celle du jet d'entrée, illustrant le fait que l'écoulement ne se diffuse pas facilement au sein de l'assemblage de cylindres.

Une partie de la vitesse longitudinale est transformée en vitesse transverse (Figure 5.9 - b), mais elle ne subsiste que parmi les trois premières rangées de cylindres. Passé ce point, la vitesse U est diminuée et ne permet pas l'apparition de la vitesse V .

Dans ce cas présent on voit que l'écoulement est orienté selon l'axe y positif, faisant ressortir un motif d'écoulement non symétrique similaire à ceux observés sur les faisceaux de petite taille. D'autres jeux de données, obtenus en réalisant des mesures dans la même configuration (et les mêmes conditions) possèdent un écoulement orienté selon l'axe y négatif (cf. Figure 5.10).

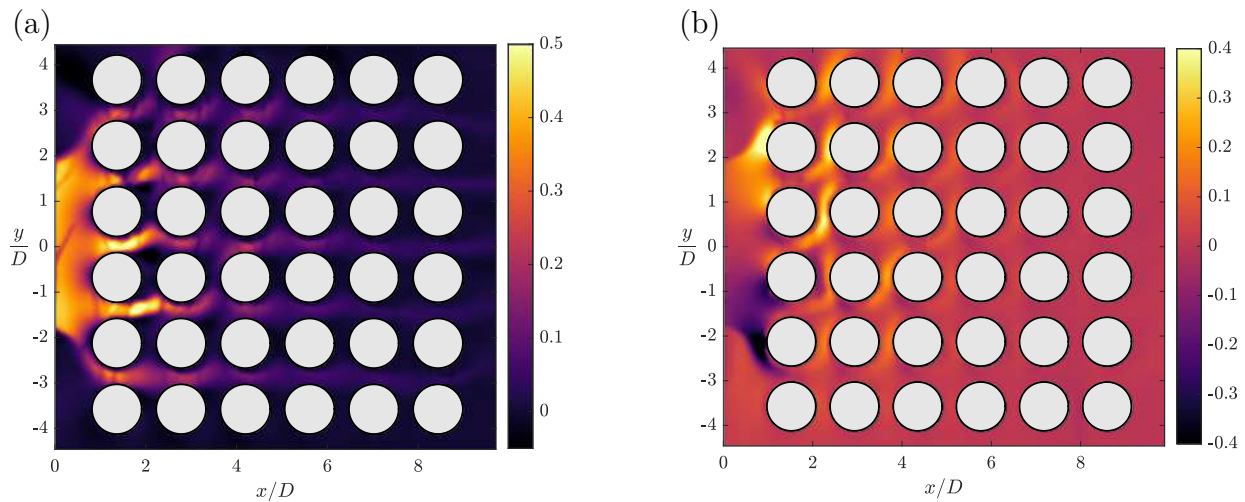


Figure 5.9 Champs de vitesse moyenne U en m s^{-1} (a); et V en m s^{-1} (b) dans le faisceau de cylindres avec le jet centré sur la zone de intercylindres ($\xi = 0$) pour $Re_j = 17\,500$ ($Re_D = 5500$).

Le champ de vitesse U ainsi que les profils de cette vitesse U sont tracés sur la Figure 5.10 à différentes abscisses (a). Avant le passage dans le faisceau, on remarque que la répartition de l'écoulement est parfaitement symétrique avec des vitesses maximales de part et d'autre du

centre (et non pas sur la zone intercylindres centrale comme on aurait pu s'y attendre). Entre les deux premières rangées, la vitesse sur la partie basse du faisceau diminue en opposition avec celle du haut qui augmente, l'asymétrie qui a déjà été évoquée et visualisée dans les cas des petits faisceaux est toujours présente ici. Le même cas de figure est visible après la deuxième rangée mais sur l'extérieur du faisceau, et ce bien que les vitesses soient plus faibles. Dans le cas de la Figure 5.10, le jeu de données utilisé pour tracer les profils correspond à un écoulement dirigé selon l'axe y négatif, au contraire de la Figure 5.9 qui était lui dirigé selon l'axe y positif. Lorsque l'écoulement est orienté vers le haut, on obtient le même graphe que sur la Figure 5.10 - (b), mais en miroir, avec la vitesse U entre les deux premières rangées qui est plus importante sur la partie basse.

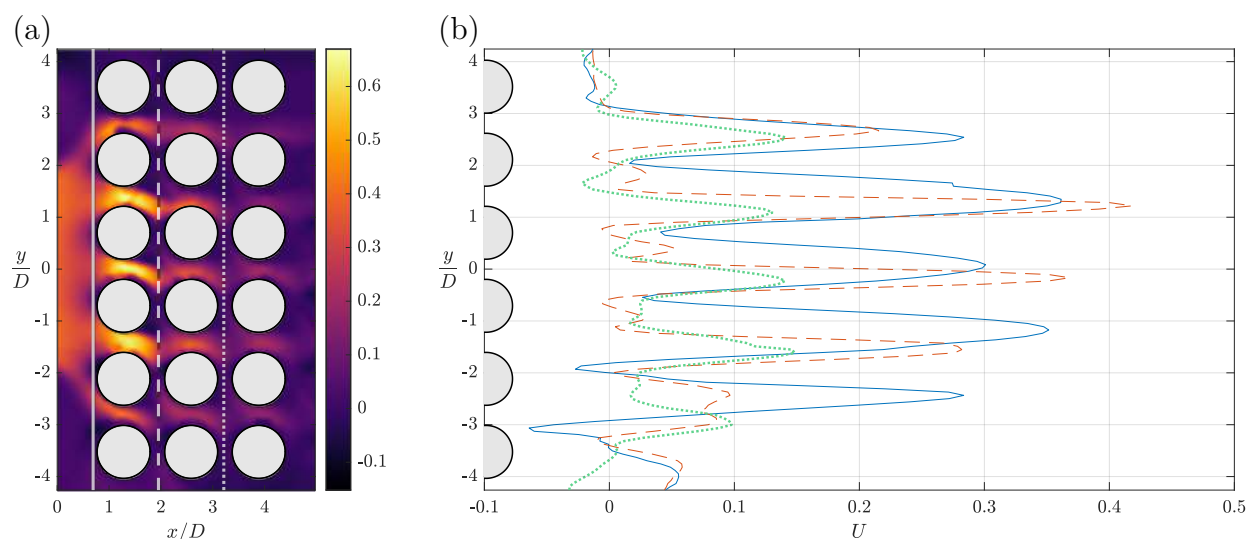


Figure 5.10 Champs (a); et profils de vitesses (b) U en m s^{-1} à différentes positions dans le faisceau : avant, entre les deux premières rangées et après la seconde rangée représentés respectivement par les courbes bleue, orange et verte. Visualisation de l'asymétrie développée après les premiers cylindres, qui se poursuit ensuite jusqu'à l'obtention d'une vitesse faible.

La Figure 5.11 illustre les contraintes de Reynolds parmi les trois premières rangées de cylindres selon les deux axes x et y . L'énergie cinétique du jet est en premier redistribuée au profit de la contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ (Figure 5.11 - a) après le passage des premiers cylindres, mais aussi au profit de la contrainte transverse à l'écoulement $\overline{v'^2}$ (Figure 5.11 - b) entre les deux premières rangées. Après le passage de seulement deux rangées de cylindres, la majeure partie de l'énergie cinétique a été transformée et la vitesse de l'écoulement est considérablement réduite (Figure 5.10), ce qui limite l'apparition de nouveaux phénomènes

turbulents. Pour le cas $\overline{u'v'}$, qui correspond au cisaillement (Figure 5.11 - c), on voit que les zones d'activité sont les mêmes que celles décrites précédemment, et orientées comme l'écoulement vers la partie basse du faisceau.

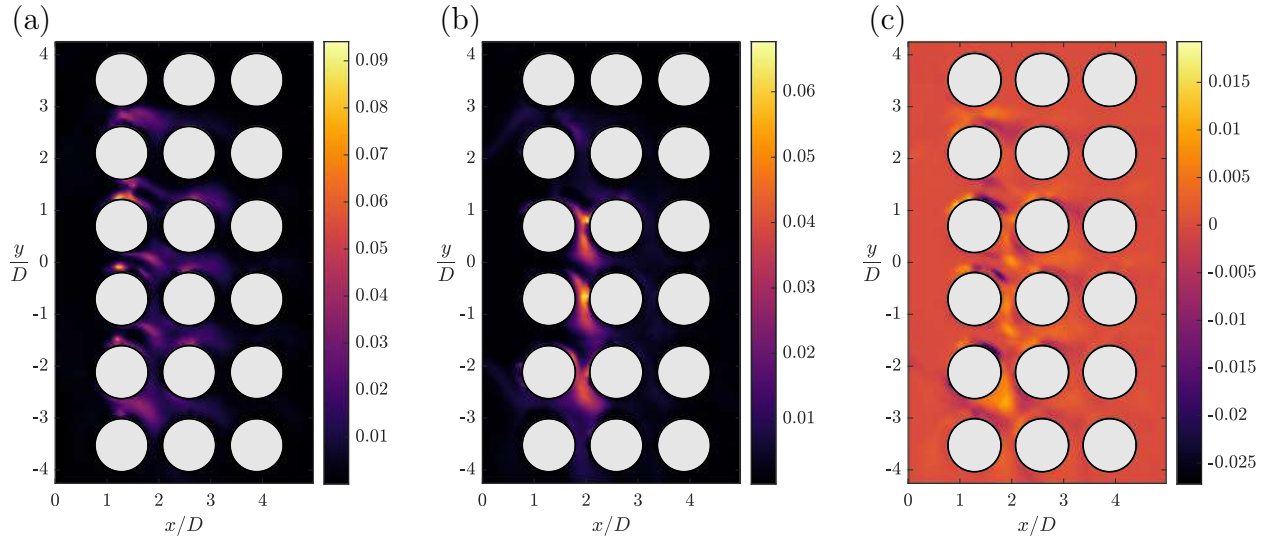


Figure 5.11 Contraintes de Reynolds en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$: (a) $\overline{u'^2}$; (b) $\overline{v'^2}$; et (c) $\overline{u'v'}$ dans la première partie du faisceau, soumis à un jet centré sur la zone de pitch ($\xi = 0$). La zone d'intérêt principale se situe entre les deux premières rangées de cylindres, où la majeure partie de l'énergie cinétique de l'écoulement est perdue au profit des contraintes de Reynolds.

Centré sur le cylindre - $\xi = 0.5P$

Dans le cas de la configuration avec le jet centré sur un cylindre au centre du faisceau, la répartition de la vitesse est différente autour des cylindres, car celui central est directement impacté par le jet. La Figure 5.12 présente les champs de vitesses U et V , pour l'excentricité $\xi = 0.5P$. Le même phénomène (qu'avec l'excentricité $\xi = 0$) de réduction de vitesse U apparaît après le passage de la troisième rangée, tout comme l'écoulement qui s'oriente vers le haut ou bien le bas dans le faisceau de manière arbitraire que l'on a vu dans la partie précédente. Les cartes des vitesses U et V de la Figure 5.12 sont relativement similaires à ce qui a été observé sur la configuration avec $\xi = 0$ (Figure 5.9). Aucun phénomène majeur qui pourrait différer du cas centré sur l'interstice ne ressort de ces visualisations.

Les profils et le champ de la vitesse U dans la configuration centrée sur le cylindre ($\xi = 0.5P$) sont tracés à la Figure 5.13. En amont du faisceau, on remarque que la répartition de la vitesse

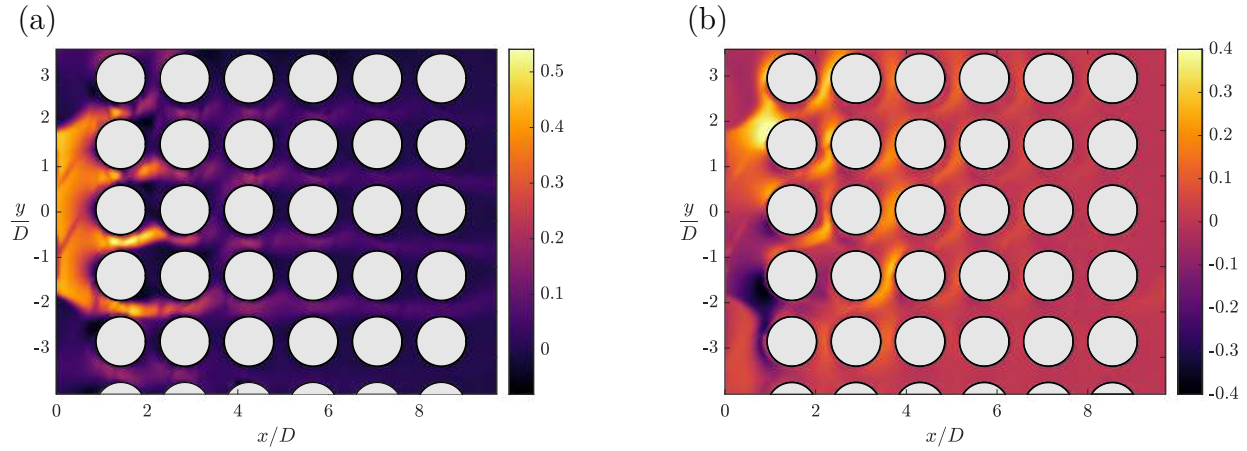


Figure 5.12 Champs de vitesses U (a); et V (b) en m s^{-1} dans le faisceau de cylindres avec le jet centré sur le cylindre ($\xi = 0.5P$) pour $Re_j = 17\,500$ ($Re_D = 5500$).

est plus uniforme, les quatre zones intercylindres ont des profils similaires (Figure 5.13 - b). La zone centrale du faisceau, après la première rangée, est symétrique et ce sont seulement les vitesses autour des cylindres extérieurs qui ne sont pas équivalentes. En prenant en compte que les surfaces de passage entre les cylindres sont identiques, la répartition du débit entre ceux situés au centre est identique. Le débit en entrée étant constant, le renouvellement du fluide autour des cylindres situés sur les extérieurs est donc moins important.

La Figure 5.14 décrit les contraintes de Reynolds $\overline{u'^2}$ (a), $\overline{v'^2}$ (b) ainsi que le cisaillement $\overline{u'v'}$ (c). La contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$, est plus importante entre les cylindres de la première rangée et directement dans le sillage de ces derniers. Tout comme pour la géométrie précédente, la contrainte $\overline{v'^2}$ est concentrée dans la région entre les deux premières rangées. La répartition entre la partie haute et basse du faisceau n'est pas uniforme, mais orientée de la même manière que l'écoulement. La zone d'activité turbulente ne dépasse pas la troisième rangée de cylindres avec la géométrie utilisée ici.

Position intermédiaire - $\xi = 0.25P$

Le champ de vitesse U et les profils dans le faisceau pour l'excentricité $\xi = 0.25P$ sont présentés à la Figure 5.15. Dans cette configuration, avec le jet centré entre les deux positions précédentes, le champ de vitesses U (Figure 5.15 - a) s'apparente à celui de la configuration $\xi = 0$ (Figure 5.9 - a). Une légère accélération du fluide se produit entre les premiers cylindres, suivit d'une forte diminution dans le reste du faisceau. L'écoulement est ici encore

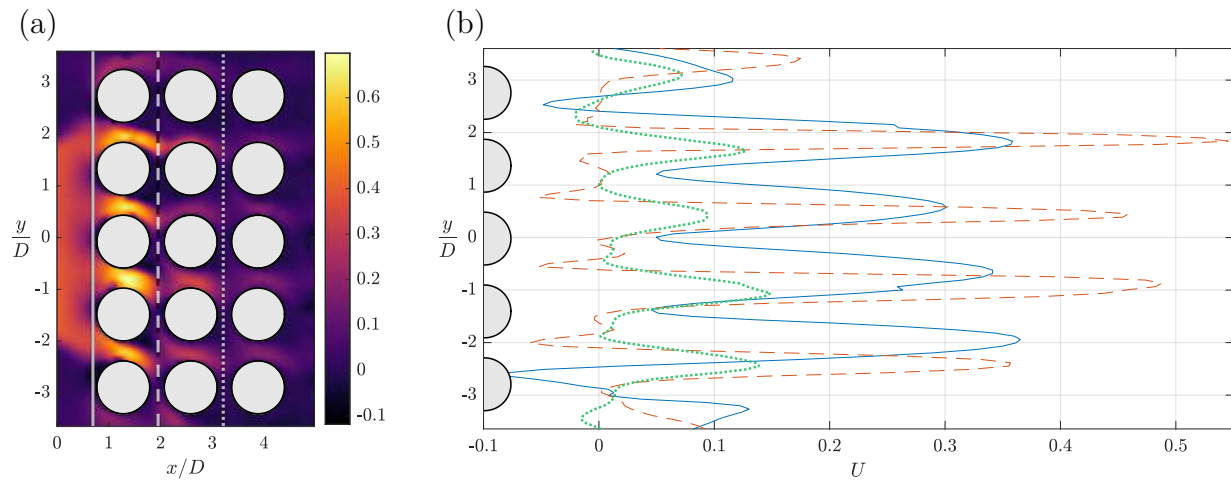


Figure 5.13 Champs (a) ; et profils de vitesses (b) U en m s^{-1} à différentes positions dans le faisceau : avant, entre les deux premières rangées et après la seconde rangée. Limitation de l'asymétrie dans le faisceau pour cette configuration avec $\xi = 0.5P$.

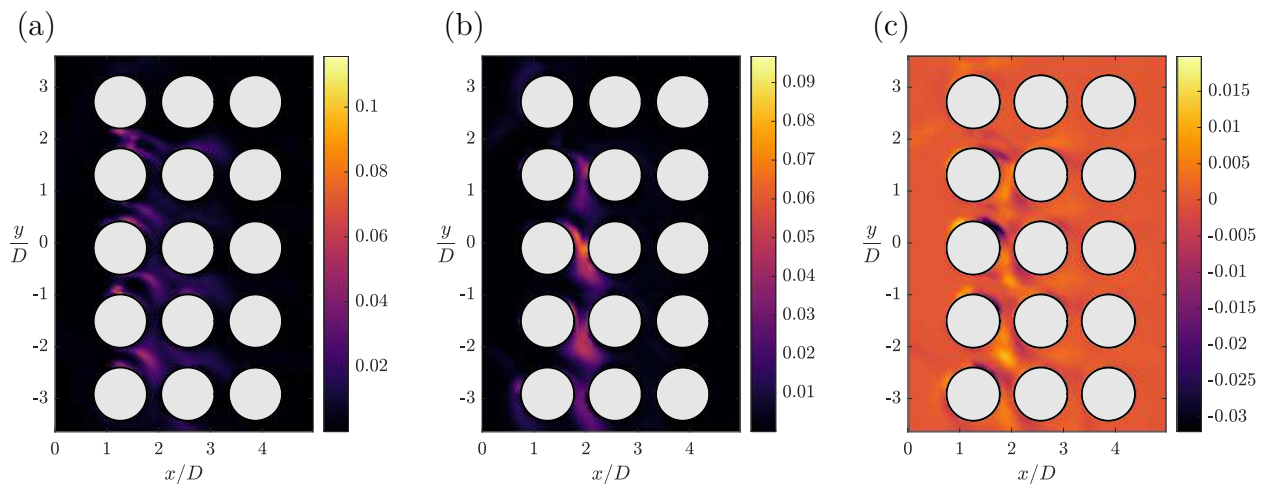


Figure 5.14 Contraintes de Reynolds en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$: (a) $\overline{u'^2}$; (b) $\overline{v'^2}$; et (c) $\overline{u'v'}$ dans la première partie du faisceau, soumis à un jet centré sur le cylindre centrale ($\xi = 0.5P$). La zone d'intérêt principale se situe entre les deux premières rangées de cylindres, où la majeure partie de l'énergie cinétique de l'écoulement est perdue au profit des contraintes de Reynolds.

orienté selon l'axe y négatif, comme pour les configurations précédentes.

Le profil avant le passage des cylindres (Figure 5.15 - b) est un mélange des deux géométries

précédentes :

- L'écoulement est quasi uniforme, comme il l'est dans le cas $\xi = 0.5P$ (Figure 5.13).
- La vitesse U est plus importante dans les zones intercylindres situées de part et d'autre de celle impactée, comme pour l'excentricité $\xi = 0$ (Figure 5.10).

L'asymétrie est bien visible entre les deux premières rangées, rappelant la dynamique de deux cylindres en parallèle. De faibles recirculations sont visibles (vitesses négatives sur la courbe pointillée orange, Figure 5.15 - b), qui expliquent l'activité turbulente décrite dans cette zone du faisceau pour toutes les excentricités. La seule différence notable avec la configuration $\xi = 0$ est pour le profil après la seconde rangée de cylindres où la répartition de la vitesse redevient uniforme entre tous les interstices.

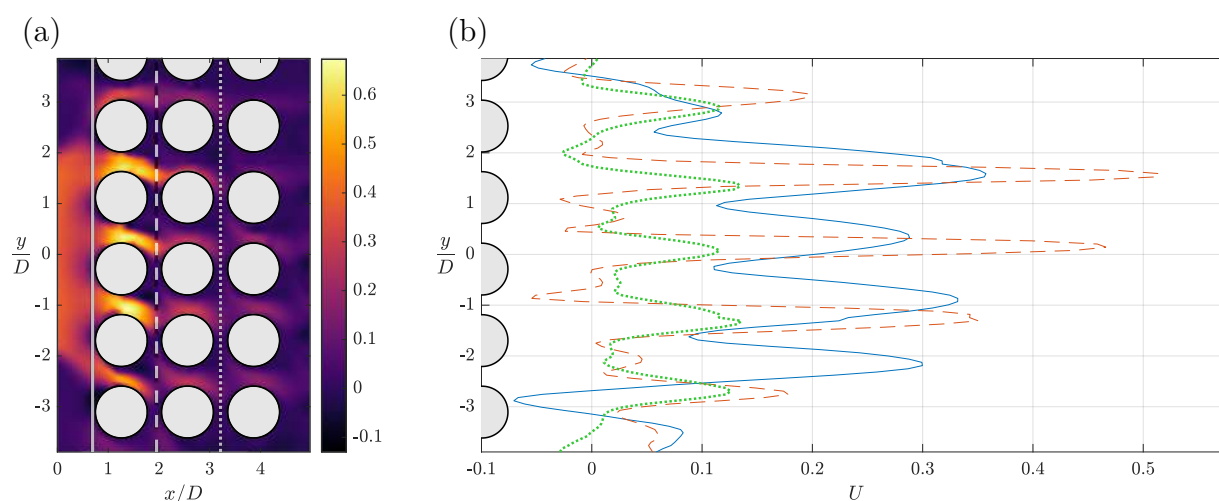


Figure 5.15 Champs (a) ; et profils de vitesses (b) U en ms^{-1} à différentes positions dans le faisceau : avant, entre les deux premières rangées et après la seconde rangée pour l'excentricité $\xi = 0.25P$. Fonctionnement analogue au cas où le jet est centré sur la zone intercylindres ($\xi = 0$). Développement d'une asymétrie après la première rangée, l'écoulement devient ensuite plus lent et symétrique.

La Figure 5.16 qui regroupe les trois contraintes de Reynolds montre que l'énergie cinétique du jet est ici encore redistribuée au profit des composantes $\overline{u'^2}$ avec la première rangée (Figure 5.16 - a), puis $\overline{v'^2}$ (Figure 5.16 - b) dans le sillage des premiers cylindres.

Ce phénomène ne semble donc pas régi par l'excentricité du jet, mais seulement par la vitesse de l'écoulement et l'espacement faible entre les cylindres. Le confinement dans le faisceau tend à créer des phénomènes turbulents dès l'entrée qui limitent la progression de l'écoulement, ce dernier s'oriente ensuite vers les extérieurs du faisceau selon la direction de l'axe y . Cette

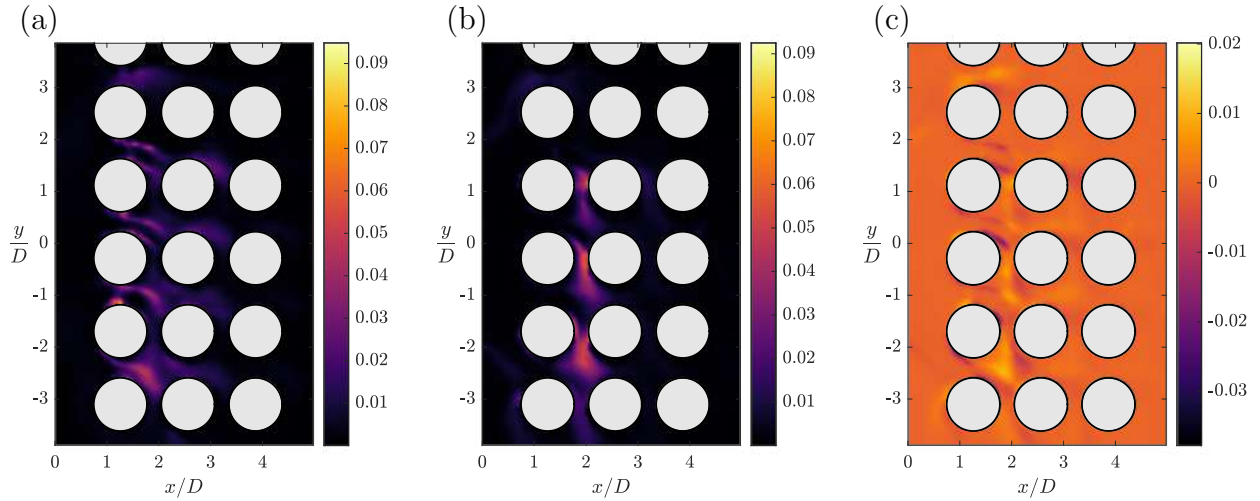


Figure 5.16 Contraintes de Reynolds en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$: (a) $\overline{u'^2}$; (b) $\overline{v'^2}$; et (c) $\overline{u'v'}$ dans la première partie du faisceau, soumis à un jet centré sur le cylindre et la zone de pitch ($\xi = 0.25P$). La zone d'intérêt principale se situe entre les deux premières rangées de cylindres, où la majeure partie de l'énergie cinétique de l'écoulement est perdue au profit des contraintes de Reynolds.

vitesse transverse V étant plus faible en comparaison à U , les effets turbulents y sont moins importants et l'écoulement moins ralenti (Figure 5.12 - b).

Comparaison entre les différentes excentricités

La répartition de la vitesse U entre les cylindres varie entre les différentes excentricités mais les contraintes de Reynolds semblent se situer dans les mêmes zones.

Pour les comparer, il est possible de calculer l'énergie cinétique turbulente (TKE). Le débit en entrée (et donc la vitesse de sortie du jet) est semblable pour les différents cas, la comparaison de l'intensité turbulente a donc un sens car la l'énergie cinétique est la même dans les différentes mesures. Le TKE est définie comme :

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2}). \quad (5.2)$$

Sur la Figure 5.17 l'énergie cinétique turbulente est représentée pour les trois configurations avec le régime d'écoulement à haut nombre de Reynolds ($Re_j = 17\,500$, $Re_D = 5500$). La même échelle en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ est utilisée pour les mesures. La zone principale est dans tous les cas située entre les deux premières rangées et sur la partie basse, qui est le direction empruntée par l'écoulement dans ces mesures. On peut voir que l'intensité est plus forte localement dans

le cas $\xi = 0.5P$ (c). La répartition la plus homogène se trouve pour l'excentricité $\xi = 0$ (a), le fait d'impacter directement un cylindre (b et c) semble donc être moteur dans la création d'énergie cinétique turbulente.

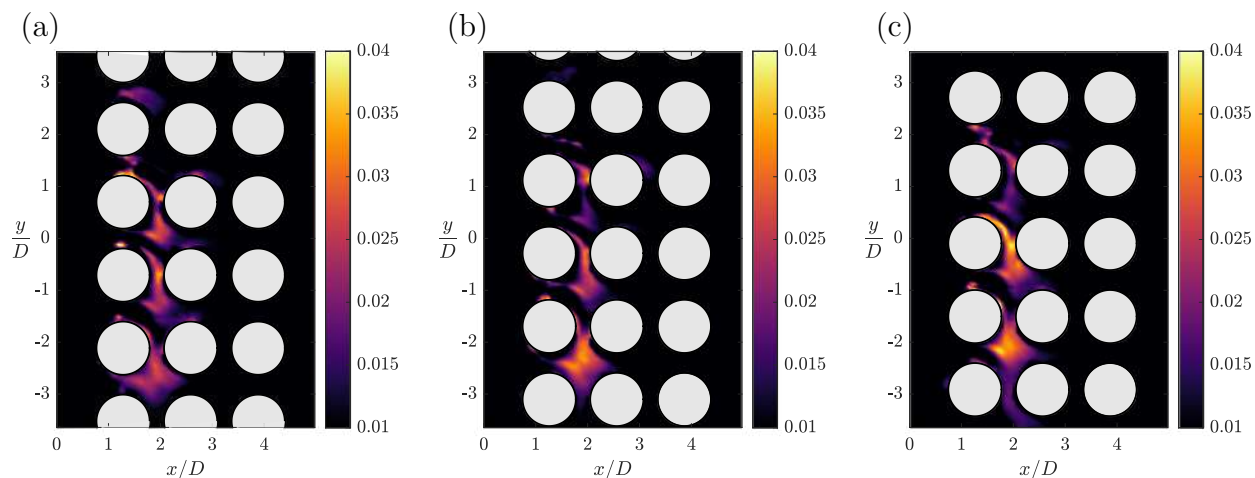


Figure 5.17 Énergie cinétique turbulente k en $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$ pour les excentricités (a) $\xi = 0$; (b) $\xi = 0.25P$; et (c) $\xi = 0.5P$.

Les représentations de la Figure 5.18 correspondent aux lignes de courant dans le centre du faisceau, parmi les premières rangées pour les trois configurations. Ces représentations sont obtenues en sommant les images prises par la caméra et en y appliquant des filtres pour faire ressortir les particules. Comme les particules se déplacent peu entre chaque images, il est ainsi possible de faire apparaître les trajectoires de particules. Quel que soit le cas, on voit clairement les lignes s'orienter vers le bas directement après la première rangée, ce qui correspond à l'explication de la turbulence qui vient orienter l'écoulement dans le faisceau et faire naître une vitesse V . Après la troisième rangée, l'écoulement est en majorité dirigé vers le bas car la vitesse U est devenue beaucoup plus faible.

De petites recirculations sont visibles à l'arrière des cylindres, que l'on a pu déceler avec les profils de vitesses lorsqu'ils deviennent négatifs. L'écoulement se propage sous la forme de marches d'escaliers. La vitesse U entraîne le fluide qui se déplace verticalement, vitesse V , crée par la turbulence entre les rangées de cylindres.

Le Tableau 5.1 présente la part de l'écoulement qui reste dans le plan de mesure à différentes positions dans le faisceau. Les résultats sont obtenus en intégrant les profils de vitesses U tracés pour les différentes configurations. Les débits (et vitesse) en entrée sont semblables pour toutes les mesures. Lorsque le jet est centré sur un cylindre ($\xi = 0.5P$), la proportion

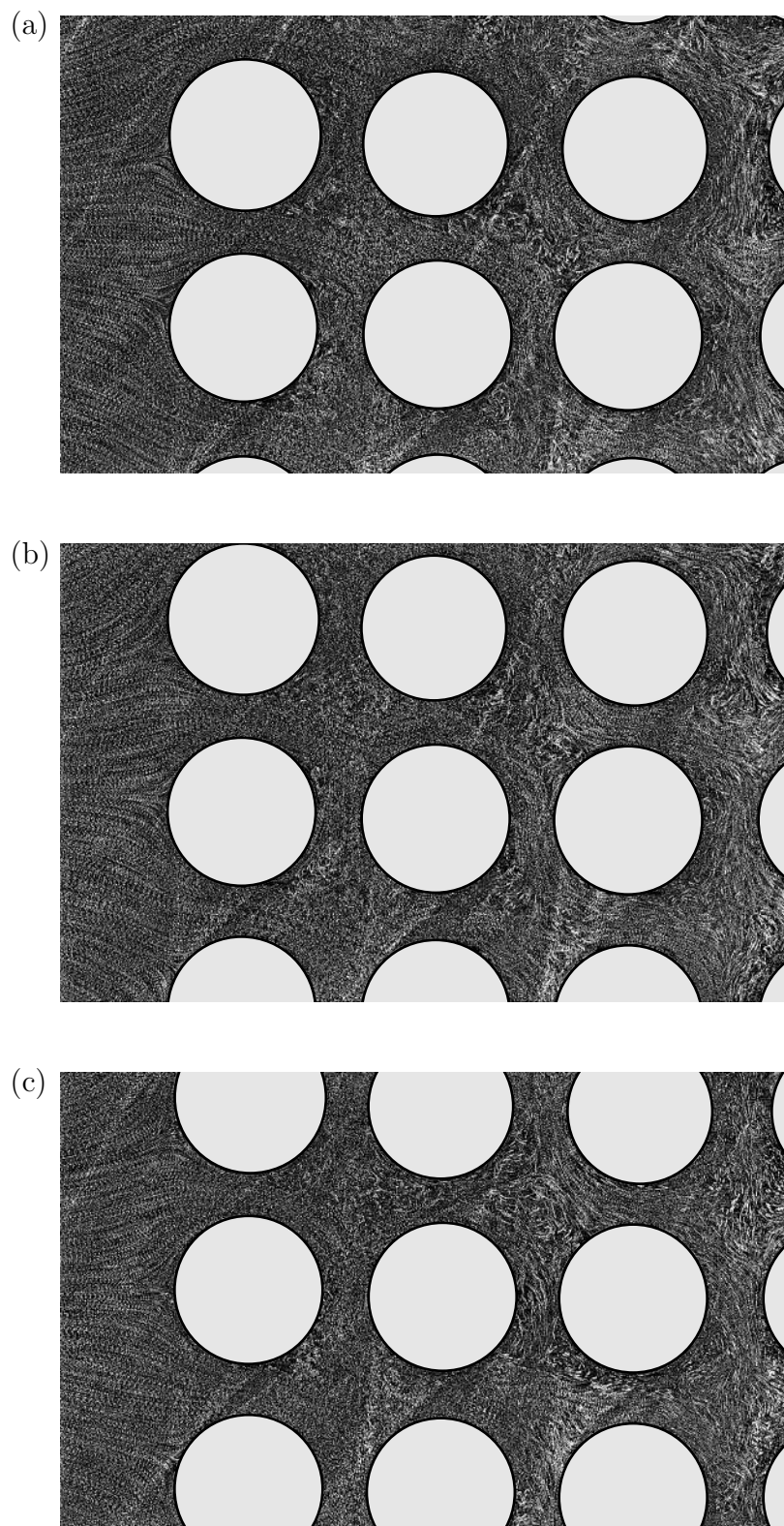


Figure 5.18 Assemblages de captures permettant de visualiser les segments de trajectoires de particules pour les configurations (a) $\xi = 0$; (b) $\xi = 0.25P$; et (c) $\xi = 0.5P$. La fenêtre est réduite en taille, le diamètre du jet correspond à la hauteur de l'image.

qui reste dans la zone centrale du faisceau est la plus élevée jusqu'à la troisième rangée. La vitesse U est ensuite plus faible (cf. Figure 5.13), la proportion du débit d'entrée y est donc moindre. Le cas des excentricités $\xi = 0$ et $\xi = 0.25P$ est similaire, la proportion est plus faible parmi les premières rangées mais conserve une plus grande partie du débit après la deuxième rangée de cylindres. Indépendamment de l'excentricité, les valeurs restent tout de même très similaires et les configurations ont toutes une dynamique semblable sur ce point.

Tableau 5.1 Comparaison des débits entre les excentricités à différentes positions du faisceau.

Excentricité	Position	Débit - [m ² s ⁻¹]	Pourcentage de l'entrée
$\xi = 0$	Entrée	24.67	
	Avant 1ère rangée	17.23	69.8 %
	Entre rangées 1 et 2	10.40	42.2 %
	Entre rangées 2 et 3	5.28	21.4 %
$\xi = 0.25P$	Entrée	24.51	
	Avant 1ère rangée	17.87	72.9 %
	Entre rangées 1 et 2	11.66	47.6 %
	Entre rangées 2 et 3	5.23	21.3 %
$\xi = 0.5P$	Entrée	24.51	
	Avant 1ère rangée	18.18	74.2 %
	Entre rangées 1 et 2	12.63	51.5 %
	Entre rangées 2 et 3	4.78	19.5 %

5.2.2 Mesures à bas nombre de Reynolds

Des simulations DNS ont été réalisées à un nombre de Reynolds plus faible ($Re_j = 2240$, $Re_D = 700$), et ont été comparées à des mesures PIV avec des conditions de fonctionnement similaires. Seuls les cas avec les excentricités $\xi = 0$ et $\xi = 0.5P$ ont été testés. Cette approche permet de comparer quantitativement ces deux méthodes, et ainsi se faire une idée de la précision de notre installation et la fiabilité des résultats obtenus. La DNS étant une simulation en trois dimensions, cela nous permet d'obtenir par la même occasion plus d'informations relatives à la répartition de l'écoulement dans le faisceau.

Les vitesses étant plus faibles dans ce cas par rapport aux mesures à haut nombre de Reynolds $Re_j = 17\,500$ ($Re_D = 5500$), l'installation PIV a été utilisée en mode *single-frame*, un seul laser illumine les particules et une seule capture est prise. La fréquence minimale d'utilisation du laser étant 200 Hz ($\Delta t = 5000 \mu\text{s}$), elle a servi comme limite pour ces mesures.

Les captures PIV ont été réalisées avec l'objectif 150 mm $f/2.8$ et les champs reconstruits en post-traitement.

L'utilisation des serveurs de Calcul Canada a rendu ces simulations possibles, la puissance de calcul requise étant bien supérieure à ce que des machines personnelles ou des petits serveurs peuvent atteindre.

Centré sur l'interstice - $\xi = 0$

Les champs de vitesse U lors des mesures PIV et simulations DNS pour le cas $\xi = 0$ sont présents à la Figure 5.19. La différence majeure avec les mesures à plus haut nombre de Reynolds est le changement de dynamique à l'intérieur du faisceau. La vitesse U étant faible en entrée ($U_{in} = 0.06 \text{ m s}^{-1}$) l'écoulement traverse l'assemblage de cylindres sans entraîner de recirculations. Les résultats présentés dans cette partie sont adimensionnés par la vitesse moyenne du jet en entrée (\overline{U}_j). Dans les deux cas (a et b), l'écoulement est accéléré au début du faisceau puis la vitesse diminue ensuite graduellement après le passage des rangées de cylindres. Le cas de la DNS (b) met en exergue la linéarité de l'écoulement selon l'axe du jet, chose que l'on distingue aussi avec la PIV (a) mais qui est moins bien définie, car un petit mouvement périodique est visible après la quatrième rangée. Peu de perturbations ont lieu ce qui ne permet pas le développement de recirculations qui pourrait ralentir l'écoulement.

Les profils de vitesses U à différentes positions dans le faisceau sont tracés à la Figure 5.20. Les résultats sont très similaires entre les deux méthodes d'acquisitions, indépendamment de la position dans le faisceau. Bien que la configuration soit celle qui était la plus propice aux asymétries pour les paires de cylindres (1×2) ou bien les faisceaux complets, l'écoulement est ici similaire de part et d'autre de la zone impactée. La vitesse V étant presque nulle dans tout le faisceau, aucun mouvement autre que selon la direction normale du jet n'est visible. La différence notable entre les deux méthodologies est la valeur de la vitesse légèrement plus importante en DNS. Le confinement imposé par les conditions limites (non-glissement sur les bords) a potentiellement un impact sur ces résultats qui n'est pas pris en compte lors des mesures PIV.

Centré sur le cylindre - $\xi = 0.5P$

La Figure 5.21 représente les champs de vitesse U pour les deux méthodes (PIV et DNS) avec l'excentricité $\xi = 0.5P$. Les résultats obtenus sont très similaires aux mesures avec l'excentri-

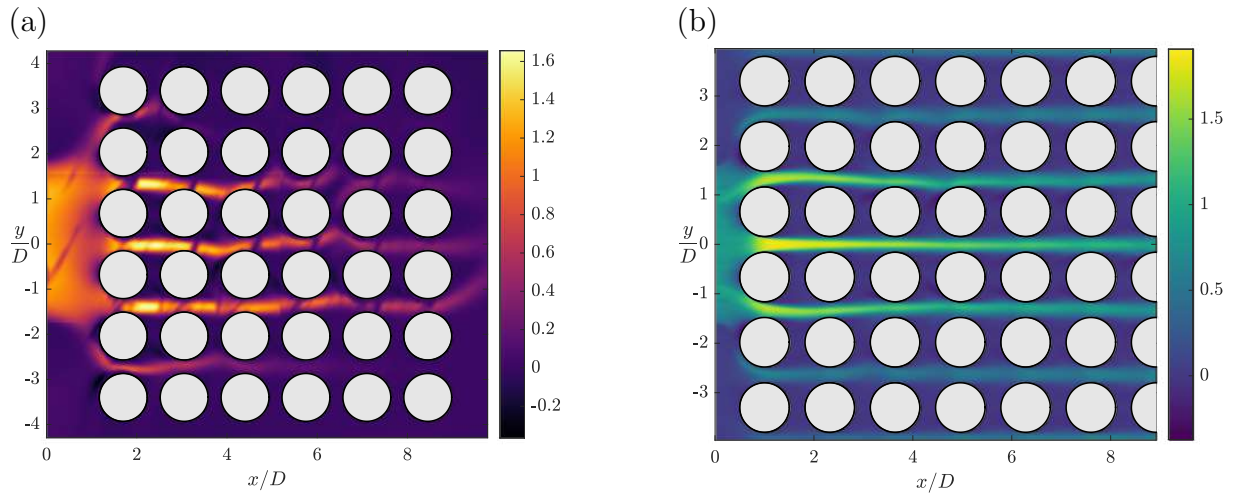


Figure 5.19 Champs de vitesse U adimensionnée par la vitesse moyenne du jet \bar{U}_j pour une excentricité $\xi = 0$ dans le cas de mesures PIV (a) ; simulations DNS (b) à bas nombre de Reynolds ($Re_j = 2240$, $Re_D = 700$).

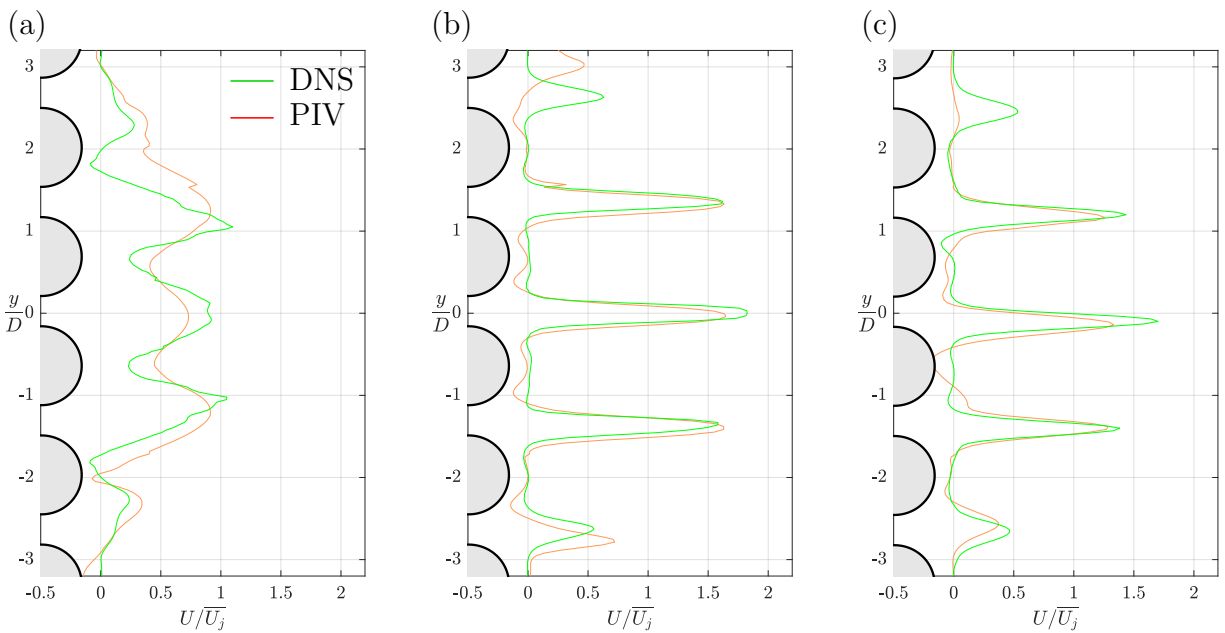


Figure 5.20 Profils de la vitesse U adimensionnée par la vitesse moyenne du jet \bar{U}_j à différentes positions dans le faisceau : avant (a) ; entre les deux premières rangées (b) ; et après la seconde rangée (c), pour la PIV (courbe orange) et la DNS (courbe verte) pour l'excentricité $\xi = 0$.

ité $\xi = 0$ (Figure 5.19), la dynamique générale est inchangée entre les deux configurations.

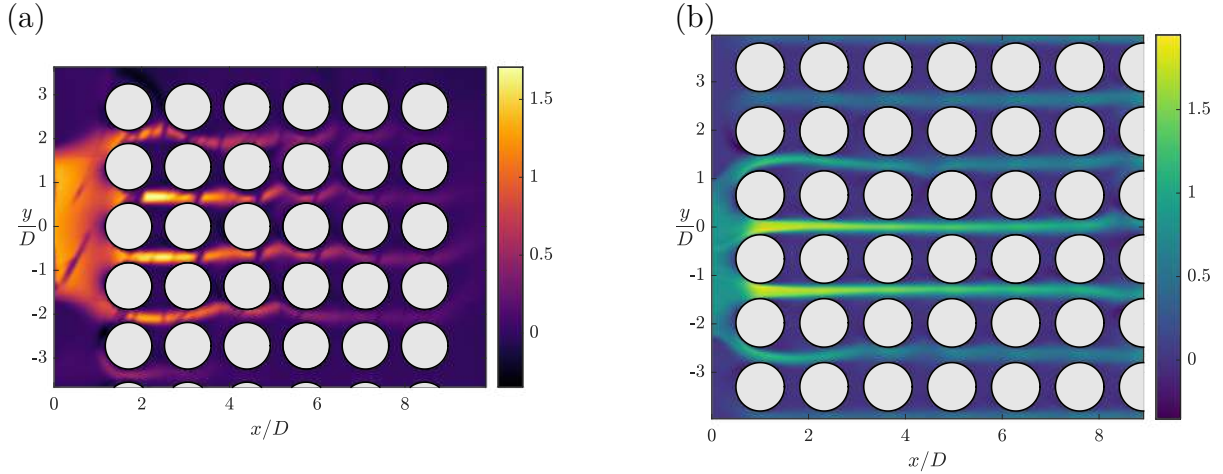


Figure 5.21 Champs de vitesses U adimensionnés par la vitesse moyenne du jet \overline{U}_j pour une excentricité $\xi = 0.5P$ dans le cas de mesures PIV (a); et de simulations DNS (b) à bas Reynolds ($Re_j = 2240$, $Re_D = 700$).

Les profils de vitesses U de la Figure 5.22, pour l'excentricité $\xi = 0.5P$, sont similaires à ceux obtenus avec l'autre configuration ($\xi = 0$ - Figure 5.20). La symétrie est respectée et la répartition dans le faisceau correspond bien entre les deux méthodologies de mesures.

Ce régime d'écoulement ($Re_j = 2240$, $Re_D = 700$) ne permet donc pas de mettre en lumière des phénomènes turbulents qui viennent changer la dynamique comme on a pu le voir à haut nombre de Reynolds. Malgré la proximité des cylindres, ils sont ici simplement contournés par l'écoulement, l'énergie cinétique étant faible en entrée la dissipation se fait graduellement, comme on peut le voir dans un jet libre.

L'utilisation de la DNS nous permet d'obtenir des champs en trois dimensions des vitesses. Il nous est alors possible de regarder la propagation de l'écoulement à l'échelle du faisceau, et voir si des phénomènes hors du plan de mesure se produisent. L'utilisation du critère-Q permet de faire ressortir les structures cohérentes et les vortex d'un écoulement. Il est défini par Hunt *et al.* (1988) comme le second invariant du tenseur de gradient de vitesse :

$$Q = \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2), \quad (5.3)$$

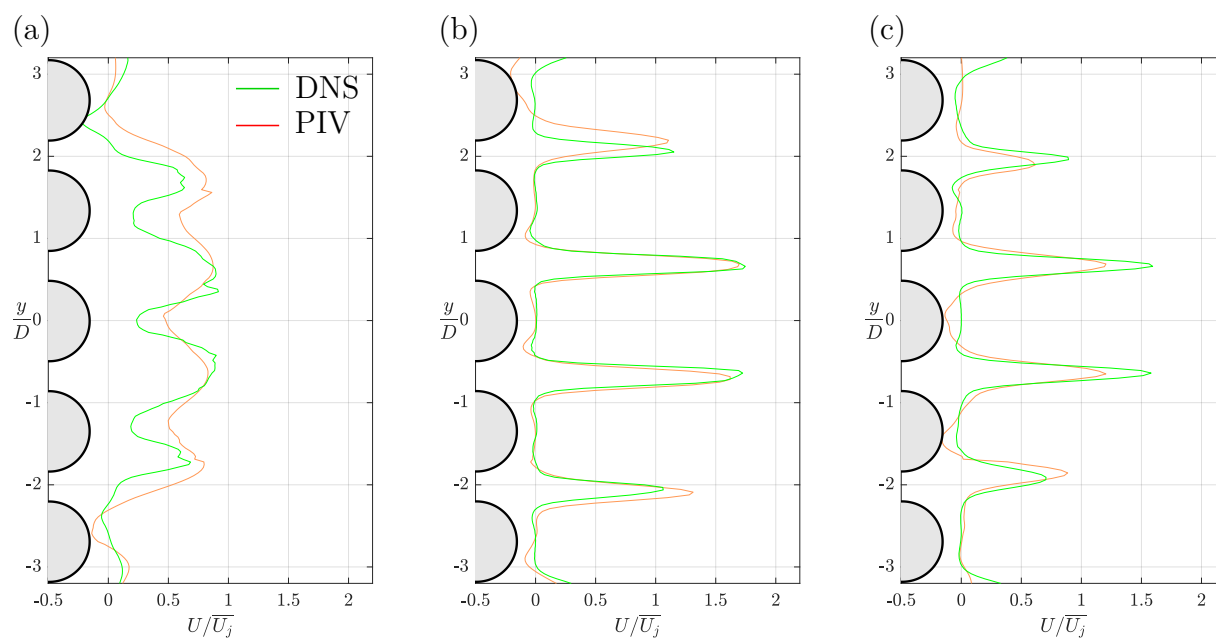


Figure 5.22 Profils de la vitesse U adimensionnée par la vitesse moyenne du jet \bar{U}_j à différentes positions dans le faisceau : avant (a) ; entre les deux premières rangées (b) ; et après la seconde rangée (c) pour la PIV (courbe orange) et la DNS (courbe verte) pour l'excentricité $\xi = 0.5P$.

avec Ω le tenseur du taux de rotation et S le tenseur du taux déformation pour l'écoulement. Les valeurs positives de cette quantité permettent de faire ressortir les zones où la vorticité est prépondérante. Les quantités Ω et S sont obtenues en prenant les gradients des vitesses soit :

$$\Omega = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{U} - \nabla \mathbf{U}^T), \quad (5.4)$$

$$S = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{U} + \nabla \mathbf{U}^T), \quad (5.5)$$

$$(5.6)$$

que l'on peut réécrire sous la forme :

$$Q = -\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial W}{\partial z} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial U}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial W}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial z} \frac{\partial W}{\partial y} \right) \right). \quad (5.7)$$

La Figure 5.23 représente les isosurfaces pour lesquelles $Q = 15$ (les données de la vitesse moyenne U est superposée sur la surface obtenue), pour les cas $\xi = 0$ (a) et $\xi = 0.5P$ (b). L'activité tourbillonnaire se concentre en majorité dans la zone où le jet est centré pour (a) et de part et d'autre du cylindre impacté pour (b). Le développement du jet est uniforme dans les deux cas et les zones de vorticité sont réparties de manière homogènes dans le faisceau. La prise de mesure dans le plan médian du faisceau n'empêche donc pas la détection des recirculations, et nous ne passons pas à côté d'informations pertinentes avec ce régime d'écoulement.

La Figure 5.24, représente les champs de vitesse U dans le plan $(x; z)$ pour les configurations $\xi = 0$ (a) et $\xi = 0.5P$ (b). On voit que le développement du jet dans le plan $(x; z)$ est grandement impacté par les cylindres, dès le passage de la première rangée le jet se développe vers l'extérieur (axe z). Avec une zone de simulation de cette taille et ce régime d'écoulement, l'enveloppe extérieure d'un jet axisymétrique libre est similaire en taille à l'orifice de sortie, et il ne se développe pas dans une direction (cf. Figure 4.10 - c). Dans les deux cas de la Figure 5.24, la mesure est prise entre les cylindres centraux du faisceau. Lorsque $\xi = 0$, cela correspond donc à la zone où est aligné le jet, pour l'excentricité $\xi = 0.5P$ la partie mesurée est la zone intercylindres adjacente au cylindre impacté. Une faible différence est visible entre les deux excentricités, pour le cas $\xi = 0$ (a) la pente de l'enveloppe est plus forte au passage des premiers cylindres.

Pour faire le lien avec notre projet, cette partie de mesures et de simulations à bas nombre de Reynolds permet d'améliorer les connaissances de cette géométrie et d'expliquer :

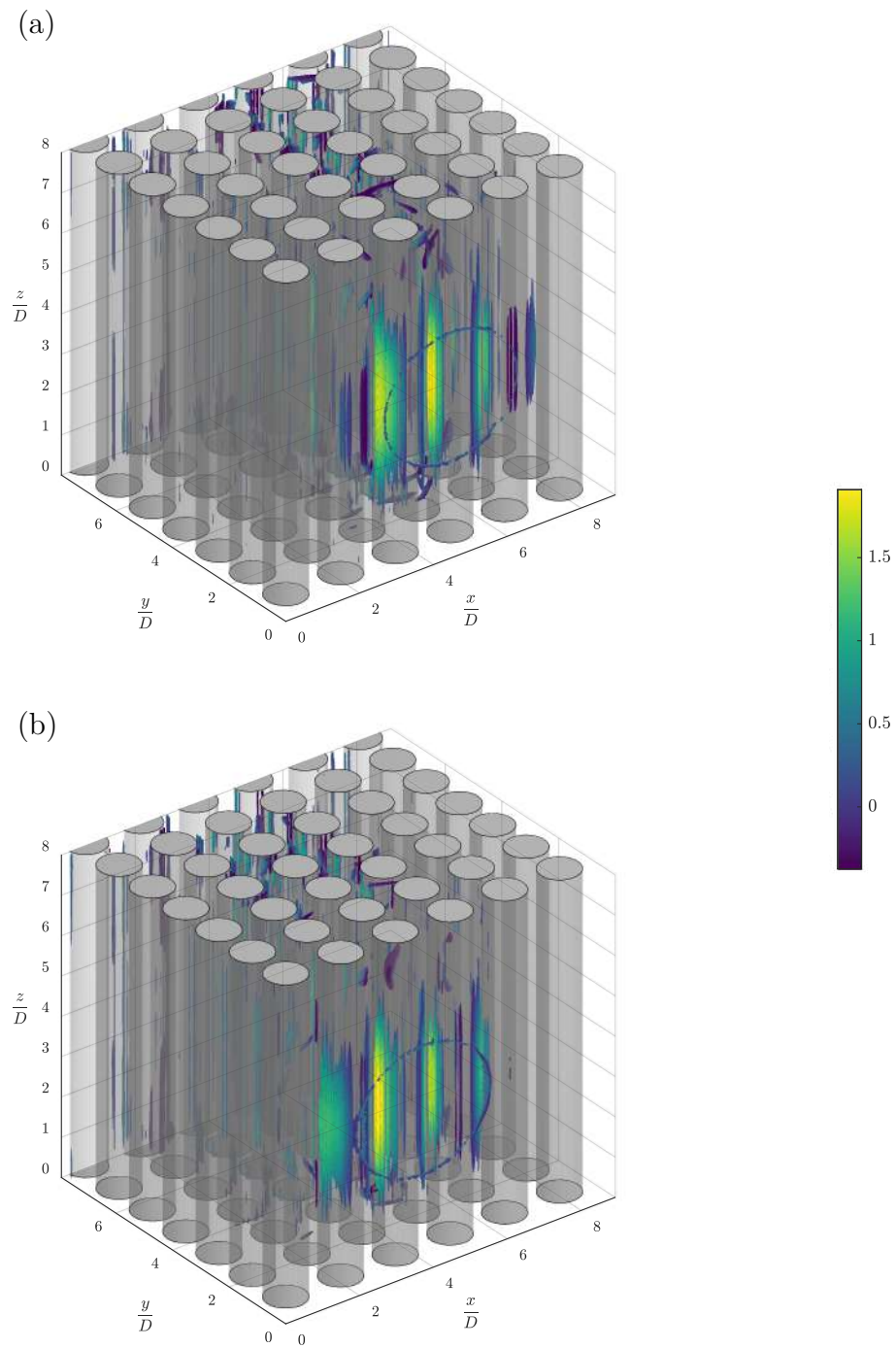


Figure 5.23 Isosurface du Critère-Q pour $Q = 15$ dans le cas des excentricités $\xi = 0$ (a) ; et $\xi = 0.5P$ (b) pour les simulations DNS avec $Re_j = 2240$ ($Re_D = 700$). La carte de vitesse U/\bar{U}_j est superposée.

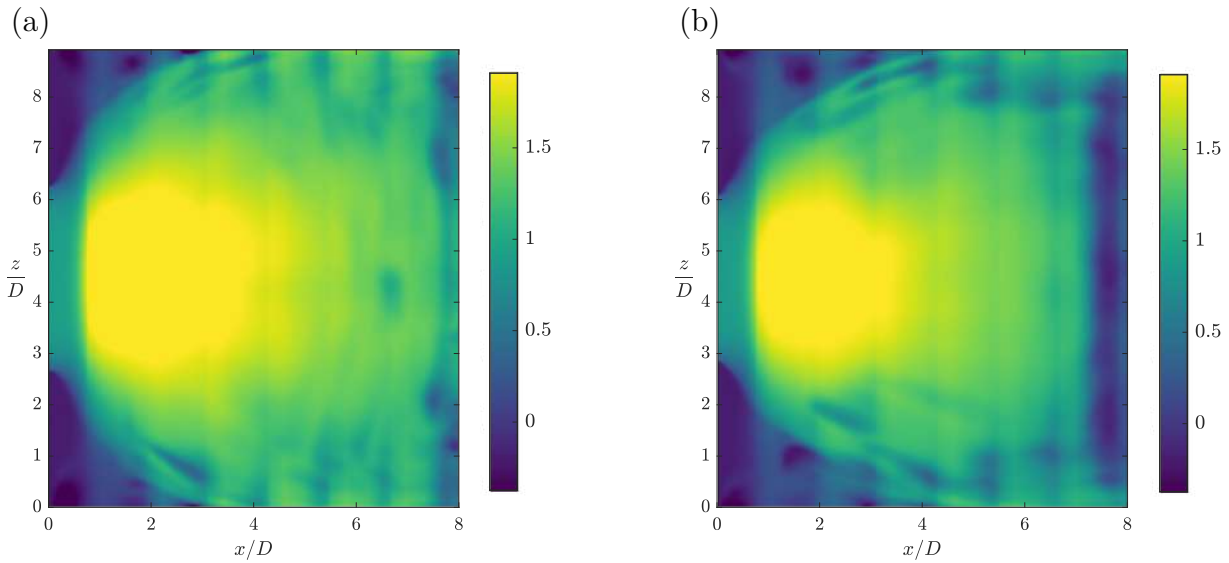


Figure 5.24 Vitesse U/\overline{U}_j dans le plan $(x; z)$ prise entre les cylindres pour le jet centré sur la zone intercylindres ($\xi = 0$) (a); et sur le centre d'un cylindre ($\xi = 0.5P$) (b).

- Le comportement du fluide dans le faisceau change drastiquement lors du changement du nombre de Reynolds.
- L'asymétrie décrite dans les cas précédents semble donc provenir des phénomènes turbulents développés par les premières rangées de cylindres. Ils régissent ensuite la dynamique générale jusqu'à ce que la vitesse diminue et ne permet pas le développement de recirculations.
- Des résultats similaires sont obtenus avec deux méthodes différentes, ce qui indique que les résultats de notre installation sont cohérents avec ce qui est attendu.

5.3 Analyse fréquentielle

La dernière partie de ce travail concerne l'analyse des fréquences dans les zones d'intérêt de l'écoulement. L'étude des phénomènes vibratoires étant un des aspects importants du projet, il est bon de regarder si l'écoulement possède des mouvements périodiques qui pourraient faire vibrer les cylindres du faisceau.

La zone centrale entre les deux premières rangées de cylindres pour les trois excentricités a été sondée. Ces positions sont mises en avant sur le schéma de la Figure 5.25.

Le nombre de Strouhal (St) défini à l'équation (2.2) est légèrement modifié ici, la vitesse du

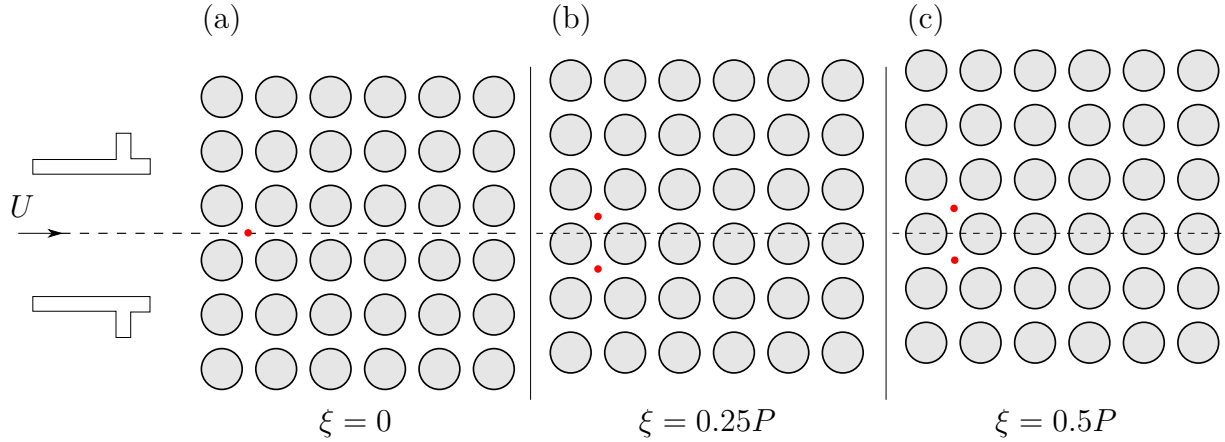


Figure 5.25 Géométrie et points de mesures (•) dans le faisceau lors de l'analyse fréquentielle, pour les excentricités $\xi = 0$ (a) ; $\xi = 0.25P$ (b) ; et $\xi = 0.5P$ (c).

fluide utilisée n'est pas celle de l'entrée mais celle de la zone de pitch (plus rapide) qui est définie par :

$$U_p = \frac{\overline{U}_j P}{P - D}, \quad (5.8)$$

avec \overline{U}_j la vitesse moyenne du jet en entrée en ms^{-1} ainsi que P et D , respectivement la distance entre les cylindres et leurs diamètre en m. Cette définition est utilisée pour avoir des résultats comparables à des nombres de Strouhal que l'on trouve dans la littérature :

$$St = \frac{fD}{U_p}, \quad (5.9)$$

avec f la fréquence en Hz, D le diamètre des cylindres en m. Cette vitesse est mesurée sur champs moyens des captures PIV, dans la zone où les cylindres sont au plus proche.

Afin d'obtenir le signal temporel le plus long possible, la taille de la capture a été réduite à [336 ; 272] pixels, ce qui nous a permis de réaliser 26 330 captures *double frames* à 200 Hz, soit 131.5 s de mesure.

Pour limiter le bruit du signal et pour faire ressortir les fréquences principales dans le faisceau, la vitesse transverse v est analysée et des opérations sont réalisées :

- Récupération du signal au point central $(m; n)$, et des signaux voisins $(m + 2; n)$, $(m; n + 2)$ et $(m + 2; n + 2)$.
- Obtention de la densité spectrale de puissance (PSD) pour chacun des signaux en utilisant le fenêtrage de Hann (100 fenêtres par signal).

- Normalisation des PSD par la contrainte de Reynolds $\overline{v'^2}$ à ce point.
- Moyenne des PSD pour obtenir le Strouhal dans cette zone de l'écoulement.

Le fenêtrage de Hann consiste à séparer le signal initial en fenêtres de taille T et de leur appliquer une pondération définie comme :

$$h(t) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right). \quad (5.10)$$

On étudie alors le signal :

$$s_h(t) = s(t)h(t). \quad (5.11)$$

Une FFT est effectuée sur les nouveaux signaux $s_h(t)$ ainsi obtenus, puis elles sont moyennées entre elles pour obtenir la PSD.

Les Figures 5.26, 5.27 et 5.28 représentent les spectres de puissance sur une échelle logarithmique, dans les zones intercylindres pour les différentes configurations. La fréquence prépondérante dans chacune des mesures correspond au pic d'intensité sur la courbe.

Pour la première configuration avec $\xi = 0$, une seule mesure a été prise (Figure 5.26). Le pic de fréquence correspond ici à un nombre de Strouhal de 0.26.

Lorsque le jet est centré sur le cylindre ($\xi = 0.5P$) les mesures dans la zone située au-dessus (Figure 5.27 - a) ne permettent pas de faire ressortir une fréquence prépondérante. Il est à noter que lors de ces mesures l'écoulement est orienté selon l'axe y négatif. Pour les mesures sur la partie inférieure (Figure 5.27 - b), un pic de fréquence entre 0.13 et 0.15 est observable. L'excitation des cylindres par le fluide dépend donc de leur position dans le faisceau, et de l'orientation de l'écoulement.

La dernière configuration avec l'excentricité $\xi = 0.25P$ met en avant les différences entre les réponses fréquentielles qui peuvent avoir lieu entre les zones situées juste après le cylindre impacté (Figure 5.28). Sur la partie haute, on a un nombre de Strouhal de 0.29 (Figure 5.28 - a), le plus élevé de toutes les configurations, et sur la partie basse des nombres de Strouhal de 0.14 et 0.23 sont visibles (Figure 5.28 - b). C'est le seul cas où deux fréquences d'ordres de grandeur similaires en intensité sont visibles.

Les résultats de da Silva *et al.* (2018) ou Ziada (2006) font état de nombres de Strouhal compris entre 0.05 et 0.25 environ pour un écartement entre les cylindres presque similaire ($T/D = 1.5$ contre 1.32 ici). Les deux études citées sont réalisées pour un écoulement uniforme, avec des nombres de Reynolds plus faibles (respectivement $Re_D = 1200$ et $Re_D = 3.7 \times 10^3$).

En revanche les travaux de Fitz-Hugh (1973), rapportés par Blevins (1977) font état de nombres de Strouhal compris entre 0.3 et 0.5 pour notre géométrie. Les résultats dans la littérature sont donc dépendant du nombre de Reynolds et ne sont pas instantanément transposables à toutes les études.

Nos résultats semblent donc s'accorder avec les deux jeux de valeurs que l'on retrouve dans la littérature, avec des mesures comprises entre 0.15 et 0.3.

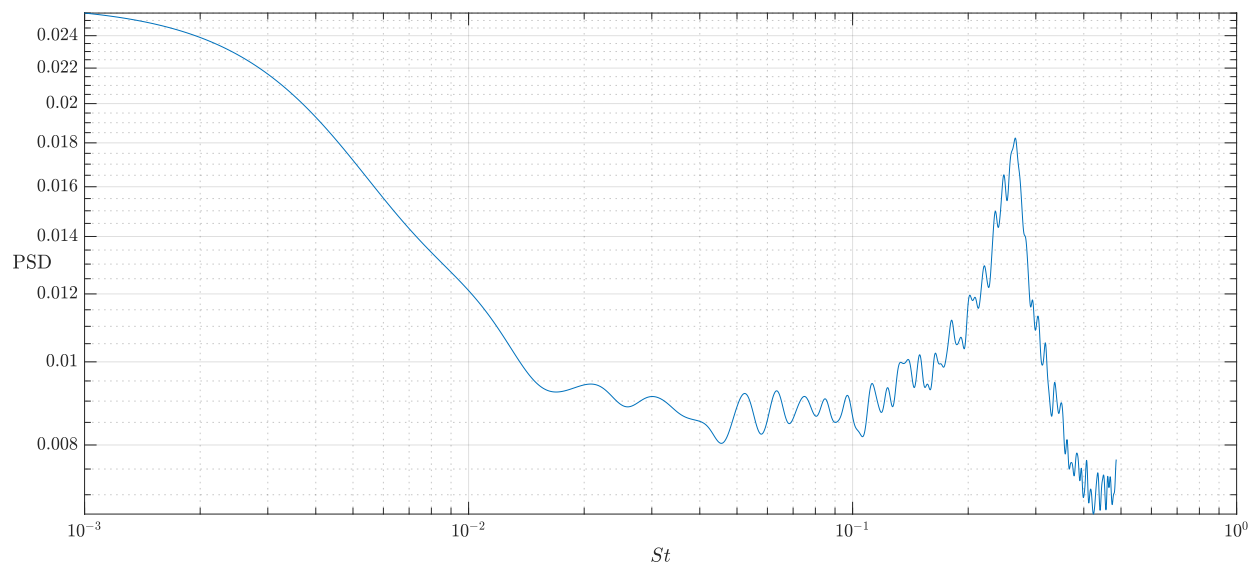


Figure 5.26 Densité spectrale de puissance pour la vitesse transverse après la première rangée de cylindres pour l'excentricité $\xi = 0$.

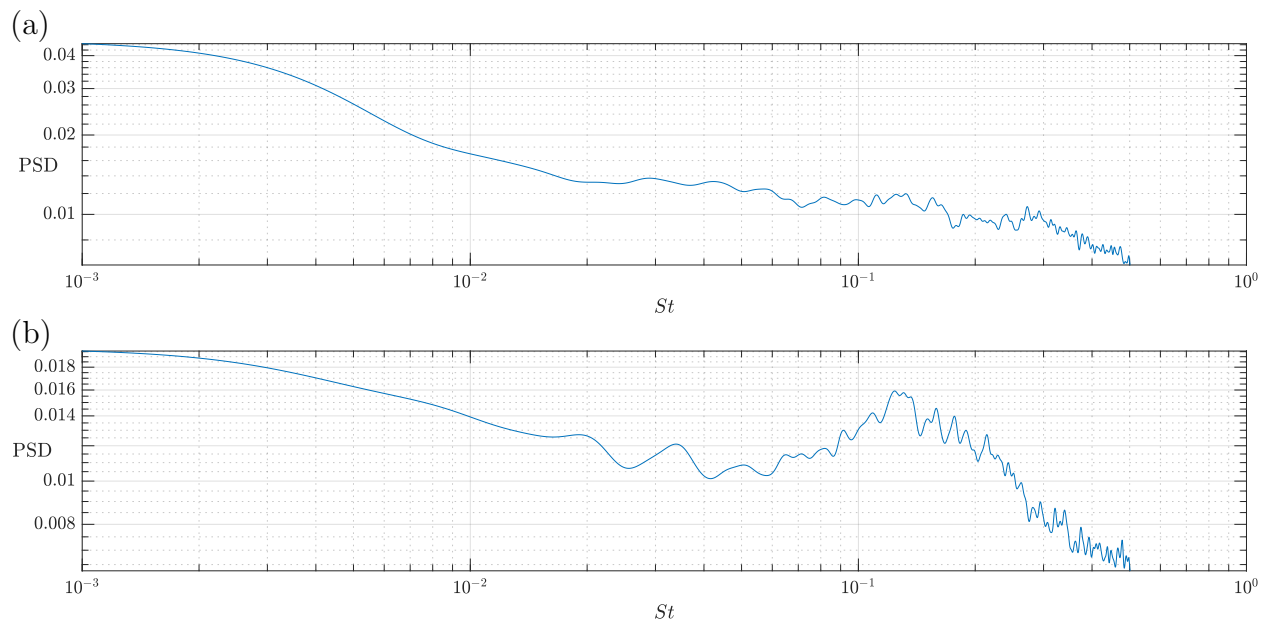


Figure 5.27 Densité spectrale de puissance pour la vitesse transverse après la première rangée de cylindres pour l'excentricité $\xi = 0.5P$: au dessus (a); et en dessous (b) du cylindre impacté.

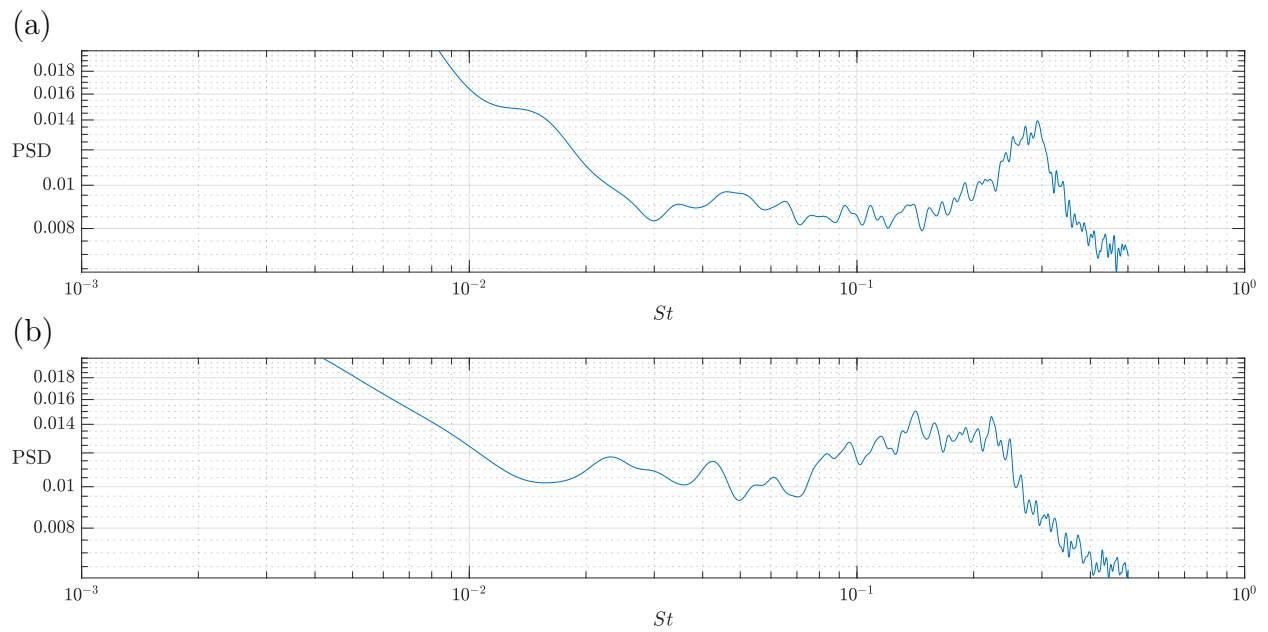


Figure 5.28 Densité spectrale de puissance pour la vitesse transverse après la première rangée de cylindres pour l'excentricité $\xi = 0.25P$: au dessus (a) ; et en dessous (b) du cylindre impacté.

CHAPITRE 6 DISCUSSION ET CONCLUSION

6.1 Discussion et synthèse des travaux

Lors de la présentation des résultats, ces derniers sont ordonnés par régime d'écoulement puis par géométrie pour faciliter la compréhension et savoir quel est le cas étudié. Cependant les mécanismes qui entrent en jeu dans les différentes mesures, que ce soit à hauts nombres de Reynolds ($Re_j = 17.5 \times 10^3$, $Re_D = 5500$) où à bas nombres de Reynolds ($Re_j = 2240$, $Re_D = 700$) peuvent se produire avec plusieurs excentricités. Pour la discussion et la synthèse de l'étude, les résultats sont organisés selon les phénomènes visibles dans le faisceau.

La première partie de ce chapitre est consacrée aux asymétries, et à la répartition du fluide entre les cylindres. Dans un second temps sont traités les phénomènes turbulents et enfin ce que l'on peut faire ressortir de l'analyse fréquentielle.

6.1.1 Asymétrie et répartition du fluide

Des cylindres soumis à un écoulement transverse font apparaître un relâcher tourbillonnaire que l'on peut observer sur les configurations avec peu de cylindres (e.g., Figure 5.1). En revanche la proximité des cylindres ($P/D = 1.32$) dans notre configuration ne permet pas de visualiser ce phénomène dans le faisceau complet et seules de petites recirculations sont visibles à l'arrière des cylindres (Figure 5.9).

Lorsque le faisceau est complet (configuration 6×6), nous avons observé que l'écoulement s'oriente dans la direction y négatif (ou positif dans certains cas) du plan $(x; y)$ après la première rangée de cylindres. Cette bifurcation est ensuite visible dans tout le faisceau. Notre installation semble cependant faire tendre l'écoulement vers la partie y négative (Figure 5.10), mais le cas positif existe tout de même (Figure 5.9). Ce phénomène s'explique par la forte diminution de la vitesse U après le passage de la première rangée de cylindres et l'augmentation des phénomènes turbulents qui viennent créer une vitesse V qui influence l'orientation de l'écoulement.

Lors des mesures avec différentes excentricités, on voit sur les profils de vitesse U une répartition non uniforme de la vitesse de l'écoulement entre les cylindres (Figures 5.10, 5.15 et 5.13). Le cas avec le jet centré sur une zone intercylindres ($\xi = 0$) provoque une asymé-

trie notable de l'écoulement après la première rangée de cylindres, qui devient moins visible avec la diminution graduelle de la vitesse dans le faisceau. Dans le cas du jet centré sur un cylindre ($\xi = 0.5P$), les profils entre les trois cylindres centraux sont similaires et ne laissent pas apparaître d'asymétrie notable entre les deux premières rangées. Le cas avec l'excentricité intermédiaire ($\xi = 0.25P$) est analogue à ce que l'on a sur le cas centré sur l'interstice ($\xi = 0$).

Les mesures avec peu de cylindres avec des excentricités différentes nous ont permis de mettre en exergue ces dynamiques d'écoulement selon la position du jet (Figure 6.1). La dynamique dans les faisceaux de grande taille semble donc suivre le même comportement que sur les arrangements avec peu de cylindres avec une asymétrie marquée pour le jet centré sur l'interstice ($\xi = 0$). Cette position met en avant le caractère bistable de cette configuration, qui a un impact sur la dynamique générale de l'écoulement dans le faisceau.

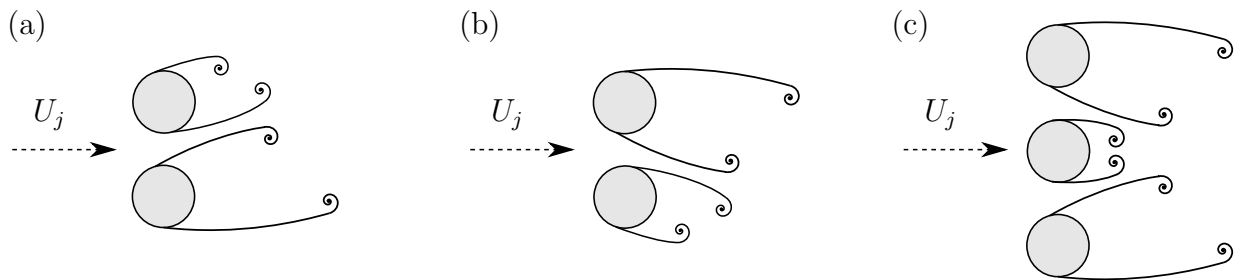


Figure 6.1 Dynamique de l'écoulement à hauts nombre de Reynolds ($Re_j = 17.5 \times 10^3$, $Re_D = 5500$) avec le jet centré sur la zone inter-cylindres ($\xi = 0$) qui génère avec des sillages asymétriques et une position qualifiée de bistable (a) et (b). Pour le jet centré sur un cylindre, l'écoulement devient symétrique (c).

À bas nombres de Reynolds ($Re_j = 2240$, $Re_D = 700$), l'écoulement est beaucoup moins affecté, et le fluide « traverse » le faisceau sans modifier sa dynamique de jet. Les profils de vitesse sont indépendants de l'excentricité (Figures 5.20 et 5.22), que ce soit lors des mesures PIV ou des simulations DNS. Avec ce régime d'écoulement, la symétrie est respectée selon l'axe central du jet (plan $(x; z)$) et la diminution de la vitesse est très faible lors du passage des rangées de cylindres en comparaison aux mesures à hauts nombres de Reynolds ($Re_j = 17.5 \times 10^3$, $Re_D = 5500$).

6.1.2 Phénomènes turbulents

Dans les trois configurations à hauts nombres de Reynolds, les effets turbulents sont localisés dans la même zone. Elle se situe parmi les deux premières rangées de cylindres dans la région centrale du faisceau, celle impactée par le jet.

L'énergie cinétique du jet est redistribuée en contrainte de Reynolds $\overline{u'^2}$ entre les cylindres de la première rangée. Puis directement après le passage des cylindres en contrainte de Reynolds $\overline{v'^2}$ (Figures 5.14, 5.11 et 5.16). Passé la seconde rangée de cylindres, les effets turbulents sont négligeables en comparaison à l'intensité située au début du faisceau (Figure 5.17). Cette forte diminution après le passage de seulement deux rangées de cylindres s'explique par la faible vitesse U de l'écoulement dans cette région.

Les mesures et simulations à bas nombres de Reynolds ($Re_j = 2240$, $Re_D = 700$), ne font pas apparaître de phénomènes turbulents majeurs qui pourraient ressortir lors de la visualisation des contraintes de Reynolds. Cela est dû à la faible vitesse en sortie de conduite, $U_j = 0.13 \text{ ms}^{-1}$, qui ne perturbe pas l'écoulement lors du passage des premiers cylindres. De ce fait on retrouve des vitesses élevées (proportionnellement à la vitesse du jet) jusqu'à la 6^e rangée de cylindres (50 % de la vitesse du jet), là où seulement 15 % de la vitesse du jet subsiste après la 3^e rangée à haut nombre de Reynolds ($Re_j = 17.5 \times 10^3$, $Re_D = 5500$).

6.1.3 Fréquences et vibrations

En mesurant les fluctuations temporelles de vitesse dans le faisceau, les nombres de Strouhal obtenus avec les différentes configurations correspondent en partie à ce que l'on trouve dans la littérature. Les travaux de Fitz-Hugh (1973), rapportés par Blevins (1977) font état de nombres de Strouhal comprises entre 0.3 et 0.5 pour un faisceau de géométrie similaire et un écoulement uniforme, là où nous obtenons des mesures entre 0.15 et 0.3 (Figures 5.26, 5.27 et 5.28). Les travaux de Ziada (2006) font eux état de Strouhal autour de 0.1. Cet écart peut s'expliquer par la géométrie de notre étude ainsi que le nombre de Reynolds qui n'est pas pris en compte dans les travaux cités. De même les auteurs de ces études sont évasifs sur la manière dont la vitesse de pitch, U_p est obtenue ou mesurée.

Lors des mesures avec le jet centré sur la zone intercylindres ($\xi = 0$) où à l'échelle de la fenêtre de mesure l'écoulement apparaît uniforme, les cylindres situés de part et d'autre ont donc un impact sur la dynamique. Pour les deux autres cas ($\xi = 0.25P$ et $\xi = 0.5P$) le jet n'englobe pas la totalité de la zone de mesure, ce qui impacte la dynamique de l'écoulement (et les phénomènes vibratoires). Les résultats obtenus sont du même ordre de grandeur que

ce qui était attendu, et la méthode utilisée nous garantit que les fréquences sont bien visibles dans le faisceau et non des artéfacts ou du bruit dans le signal.

Un cylindre seul soumis à un écoulement transverse donne un nombre de Strouhal d'environ 0.2. La proximité des cylindres et le jet ont donc un impact sur la dynamique vibratoire dans le faisceau.

Le but de ces mesures est de les confronter à d'autres expériences réalisées à Polytechnique Montréal avec comme approche de regarder les fréquences de vibrations des cylindres, pour voir si certaines sont communes entre les deux types de travaux.

6.2 Limitations de la solution proposée

Le banc d'essai utilisé pour la prise de mesures PIV a été adapté d'une précédente manipulation qui a servi à l'étude des jets. Les vitesses d'écoulement atteintes dans nos mesures sont plus importantes que ce qui avait été utilisé par le passé. De ce fait, le profil du jet à notre régime de fonctionnement n'était pas parfait à cause de la conduite située entre le réservoir de mesure et la contraction, qui permet à l'écoulement de se développer comme un écoulement de Poiseuille. Ce développement est responsable de l'intensité de turbulence (4.6 % au centre du jet), et nous n'avons pas de recul sur l'influence de ce paramètre.

Les résultats obtenus avec la méthode PIV à une seule caméra ne sont que dans un plan en deux dimensions et ne donnent accès qu'aux deux composantes de la vitesse dans ce plan. Les simulations DNS à des nombres de Reynolds élevés ($Re_j = 17.5 \times 10^3$, $Re_D = 5500$) ne sont pas envisageables d'un point de vue coût de calcul, qui est beaucoup trop important. On sait cependant que la dynamique de l'écoulement est différente entre les deux régimes traités.

La méthodologie utilisée pour acquérir les données de l'analyse fréquentielle n'est pas la plus optimisée. Les résultats obtenus restent tout de même valides, mais l'utilisation d'un système LDV peut dans ce cas permettre de faire des mesures plus longues (en temps) ce qui améliore la qualité des résultats une fois moyennés.

6.3 Améliorations futures

Les améliorations principales concernent la manière de prendre les mesures et la qualité du jet. Il serait bon refaire certaines pièces du banc d'essai pour passer directement de la contraction au réservoir de mesure et éviter le développement de l'écoulement dans la conduite.

La méthode d'égalisation des indices de réfraction peut aussi être mise en place pour limiter les zones d'ombre et faire des mesures à travers les cylindres. Dans ce cas-là, l'utilisation d'une seconde caméra permettrait d'obtenir la troisième composante de la vitesse dans le plan de mesure. Cette nouvelle méthodologie ne peut cependant pas se faire sur le banc d'essai actuel, trop volumineux pour l'utilisation de fluides spécifiques souvent dispendieux.

Le recours à des simulations numériques est très utile pour l'obtention de champs de vecteurs en trois dimensions, sans biais de mesure. L'utilisation des données DNS peut aider à la mise en place de simulations LES (*Large Eddy Simulation*), qui permettrait d'augmenter le nombre de Reynolds et faire apparaître les phénomènes turbulents dans le faisceau.

La géométrie considérée peut aussi être changée en ajoutant un écoulement axial (aux cylindres), comme on le retrouve dans un réacteur en fonctionnement. Les méthodes utilisées ici seront en revanche plus difficile à mettre en place, car elles requièrent des conditions de visualisation bien spécifiques, pas évidentes à obtenir dans des géométries confinées.

RÉFÉRENCES

- ADAMS, R. 1966 Wind tunnel testing techniques for gas-particle flows in rocket exhaust plumes. *AIAA paper* (66-767), 13–21.
- AFGAN, I., KAHIL, Y., BENHAMADOUCHE, S. & SAGAUT, P. 2011 Large eddy simulation of the flow around single and two side-by-side cylinders at subcritical Reynolds numbers. *Physics of Fluids* **23** (7), 075101.
- AMINI, N. & HASSAN, Y. A. 2009 Measurements of jet flows impinging into a channel containing a rod bundle using dynamic PIV. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **52** (23-24), 5479–5495.
- AMINI, N. & HASSAN, Y. A. 2012 An investigation of matched index of refraction technique and its application in optical measurements of fluid flow. *Experiments in Fluids* **53** (6), 2011–2020.
- AYCOCK, K. I., HARIHARAN, P. & CRAVEN, B. A. 2017 Particle image velocimetry measurements in an anatomical vascular model fabricated using inkjet 3D printing. *Experiments in Fluids* **58** (11), 154.
- BALABANI, S. & YIANNESKIS, M. 1996 An experimental study of the mean flow and turbulence structure of cross-flow over tube bundles. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science* **210** (4), 317–331.
- BARTHOLOMEW, P., DESKOS, G., FRANTZ, R., SCHUCH, F., LAMBALLAIS, E. & LAIZET, S. 2020 Xcompact3D : An open-source framework for solving turbulence problems on a Cartesian mesh. *SoftwareX* **12**, 100550.
- BASHKATOV, A. & GENINA, E. 2003 Water refractive index in dependence on temperature and wavelength : A simple approximation. In *SPIE Proceedings* (ed. V. Tuchin), pp. 393–395.
- BAUMGARTEN, G. & FRITTS, D. 2014 Quantifying Kelvin-Helmholtz instability dynamics observed in noctilucent clouds : 1. Methods and observations. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* **119** (15), 9324–9337.
- BEARMAN, P. W. & WADCOCK, A. J. 1973 The interaction between a pair of circular cylinders normal to a stream. *Journal of Fluid Mechanics* **61** (3), 499–511.
- BELL, J. H. M. 1988 Contraction design for small low-speed wind tunnels .
- BIRCH, S. 2006 A review of axisymmetric jet flow data for noise applications. In *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference)*, p. 2602.
- BLEVINS, R. D. 1977 Flow-induced vibration. *New York* .

- BOVENDEERD, P. H. M., STEENHOVEN, A. A., VOSSE, F. N. & VOSSERS, G. 1987 Steady entry flow in a curved pipe. *Journal of Fluid Mechanics* **177**, 233–246.
- BRASSARD, D. & FERCHICHI, M. 2005 Transformation of a Polynomial for a Contraction Wall Profile. *Journal of Fluids Engineering* **127** (1), 183–185.
- BUDWIG, R. 1994 Refractive index matching methods for liquid flow investigations. *Experiments in Fluids* **17** (5), 350–355.
- CAI, Y, LI, S. & LU, J. 2018 An improved immersed boundary-lattice Boltzmann method based on force correction technique. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **87** (3), 109–133.
- CAPANNA, R., RICCIARDI, G., SARROUY, E. & ELOY, C. 2019 Experimental study of fluid structure interaction on fuel assemblies on the ICARE experimental facility. *Nuclear Engineering and Design* **352**, 110146.
- CARINI, M., GIANNETTI, F. & AUTERI, F. 2014 On the origin of the flip-flop instability of two side-by-side cylinder wakes. *Journal of Fluid Mechanics* **742** (552-576), 3.
- DA SILVA, B. L., LUCIANO, R. D., UTZIG, J. & MEIER, H. F. 2018 Flow patterns and turbulence effects in large cylinder arrays. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **69**, 136–149.
- DA SILVA, B. L., LUCIANO, R. D., UTZIG, J. & MEIER, H. F. 2019 Analysis of flow behavior and fluid forces in large cylinder bundles by numerical simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **75**, 209–226.
- DAIMON, M. & MASUMURA, A. 2007 Measurement of the refractive index of distilled water from the near-infrared region to the ultraviolet region. *Applied Optics* **46** (18), 3811.
- DELGADO, M., HASSAN, Y. A. & ANAND, N. K. 2019 Experimental flow visualization study using particle image velocimetry in a helical coil steam generator with changing lateral pitch geometry. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **133**, 756–768.
- DINESH, KKJ RANGA, SAVILL, A. M., JENKINS, K. W. & KIRKPATRICK, M. P. 2010 LES of intermittency in a turbulent round jet with different inlet conditions. *Computers & fluids* **39** (9), 1685–1695.
- FITZ-HUGH, J. S. 1973 Flow-induced vibration in heat exchangers. *Proc. Int. Sym. on Vibration Problems in Industry, 1973* .
- FORT, C., FU, C D., WEICHELBAUM, N. A. & BARDET, P. M. 2015 Refractive index and solubility control of para-cymene solutions for index-matched fluid–structure interaction studies. *Experiments in Fluids* **56** (12), 210.

- FRITTS, D. C., BAUMGARTEN, G., WAN, K., WERNE, J. & LUND, T. 2014 Quantifying Kelvin-Helmholtz instability dynamics observed in noctilucent clouds : 2. Modeling and interpretation of observations. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* **119** (15), 9359–9375.
- FUJITA, K. 1990 Flow-induced vibration and fluid-structure interaction in nuclear power plant components. *Journal of wind engineering and industrial aerodynamics* **33** (1-2), 405–418.
- FUJITA, K. 2009 Simulation analysis using CFD on vibration behaviors of circular cylinders subjected to free jets through narrow gaps in the vicinity of walls. *WIT Transactions on the Built Environment* **105**, 85–95.
- FUJITA, K. & ITO, T. 1990 Experimental study on the vibration of circular cylinders subjected to cross-flow jetted from a narrow gap. *Journal of Fluids and Structures* .
- GAUTIER, R., LAIZET, S. & LAMBALLAIS, E. 2014 A DNS study of jet control with microjets using an immersed boundary method. *International Journal of Computational Fluid Dynamics* **28** (6-10), 393–410.
- GOHIL, T. B., SAHA, A. K. & MURALIDHAR, K. 2012 Numerical study of instability mechanisms in a circular jet at low Reynolds numbers. *Computers & fluids* **64**, 1–18.
- GOHIL, T. B., SAHA, A. K. & MURALIDHAR, K. 2014 Large eddy simulation of a free circular jet. *Journal of Fluids Engineering* **136** (5).
- HANDLEY, D 1957 Studies of the motion of particles in liquid fluidised beds. PhD Thesis, University of Leeds.
- HARRINGTON, M., LIN, M., NORDSTROM, K. N. & LOSERT, W. 2014 Experimental measurements of orientation and rotation of dense 3D packings of spheres. *Granular Matter* **16** (2), 185–191.
- HASSAN, Y. A. & DOMINGUEZ, E.E. 2008 Flow visualization in a pebble bed reactor experiment using PIV and refractive index matching techniques. *Nuclear Engineering and Design* **238** (11), 3080–3085.
- HILL, W. G., JENKINS, R. C. & GILBERT, B. L. 1975 Effects of initial boundary layer conditions on jet mixing. *Final Report* .
- HUANG, A. Y. L., HUANG, M. Y. F., CAPART, H. & CHEN, R.-H. 2008 Optical measurements of pore geometry and fluid velocity in a bed of irregularly packed spheres. *Experiments in Fluids* **45** (2), 309–321.
- HUNT, J.C.R., WRAY, A. & MOIN, P. 1988 Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *Center for turbulence research report CTR-S88* pp. 193–208.

- IAEA, PRIS 2021 PRIS - Reactor status reports - Operational & Long-Term Shutdown. <https://pris.iaea.org/PRIS/WorldStatistics/OperationalReactorsByType.aspx>.
- JACOBS, D. A., JACOBS, C. W. & ANDERECK, C. D. 1988 Biological scattering particles for laser Doppler velocimetry. *Physics of Fluids* **31** (12), 3457.
- JANA, S. C., KAPOOR, B. & ACRIVOS, A. 1995 Apparent wall slip velocity coefficients in concentrated suspensions of noncolloidal particles. *Journal of Rheology* **39** (6), 1123–1132.
- JOHNSON, D. K. & KING, R. A. 1983 Fuel rod vibration due to cross flow through narrow gaps. *Transactions of the American Nuclear Society* .
- JORDAN, P. & COLONIUS, T. 2013 Wave packets and turbulent jet noise. *Annual review of fluid mechanics* **45**, 173–195.
- KARNIS, A., GOLDSMITH, H.L. & MASON, S.G. 1966 The kinetics of flowing dispersions. *Journal of Colloid and Interface Science* **22** (6), 531–553.
- KENNEDY, K., WALKER, B., DEMAGISTRIS, M. & PAPP, J. 2004 Tactical missile exhaust plume at angle of attack. In *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, p. 3925.
- KIM, H. J. & DURBIN, P. A. 1988 Investigation of the flow between a pair of circular cylinders in the flopping regime. *Journal of Fluid Mechanics* **196**, 431–448.
- KUBO, K., ARATANI, T., MISHIMA, A. & YANO, T. 1978 Photographic observation of flow pattern in voids of packed-bed of spheres. *Journal of Chemical Engineering of Japan* **11** (5), 405–407.
- LAISET, S. & LAMBALLAIS, E. 2009 High-order compact schemes for incompressible flows : A simple and efficient method with quasi-spectral accuracy. *Journal of Computational Physics* **228** (16), 5989–6015.
- LAISET, S. & LI, N. 2011 Incompact3d : A powerful tool to tackle turbulence problems with up to O (10⁵) computational cores. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* **67** (11), 1735–1757.
- LAM, K., LI, J. Y. & SO, R. M. C. 2003 Force coefficients and Strouhal numbers of four cylinders in cross flow. *Journal of Fluids and Structures* **18** (3-4), 305–324.
- LAM, K., LIN, Y. F., ZOU, L. & LIU, YANG 2010 Experimental study and large eddy simulation of turbulent flow around tube bundles composed of wavy and circular cylinders. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **31** (1), 32–44.
- LANDWEBER, L. 1942 Flow About a Pair of Adjacent, Parallel Cylinders Normal to a Stream : Theoretical Analysis. *Tech. Rep.*. David Taylor Model Basin Washington DC.
- LAVISION 2017 DaVis - Software for Intelligent Imaging.

- LEE, J. H. W. & CHU, V. H. 2003 *Turbulent Jets*, pp. 21–54. Boston, MA : Springer US.
- LIU, B. & JAIMAN, R. K. 2016 Interaction dynamics of gap flow with vortex-induced vibration in side-by-side cylinder arrangement. *Physics of Fluids* **28** (12), 127103.
- LORENTZ, H. A. 1906 *The Theory of Electrons and Its Applications to the Phenomena of Light and Radiant Heat*. New York : Dover Publications.
- MCDUGALL, T. J. 1979 On the elimination of refractive-index variations in turbulent density-stratified liquid flows. *Journal of Fluid Mechanics* **93** (1), 83–96.
- MENDES, L., BERNARDINO, A. & FERREIRA, R. M.L. 2020 Piv-image-generator : An image generating software package for planar PIV and Optical Flow benchmarking. *SoftwareX* **12**, 100537.
- MILES, J. W. 1959 On the generation of surface waves by shear flows Part 3. Kelvin-Helmholtz instability. *Journal of Fluid Mechanics* **6** (4), 583–598.
- MILLER, P., DANIELSON, K., MOODY, G., SLIFKA, A., DREXLER, E. & HERTZBERG, J. 2006 Matching index of refraction using a diethyl phthalate/ethanol solution for in vitro cardiovascular models. *Experiments in Fluids* **41** (3), 375–381.
- MIRON, P. 2016 Étude du décollement mobile dans les écoulements tourbillonnaires. PhD thesis, Polytechnique Montréal.
- MOUKALLED, F., MANGANI, L. & DARWISH, M. 2016 *The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics*, , vol. 113. Springer.
- NGUYEN, T., GOTH, N., JONES, P., VAGHETTO, R. & HASSAN, Y. 2018 Stereoscopic PIV measurements of near-wall flow in a tightly packed rod bundle with wire spacers. *Experimental Thermal and Fluid Science* **92**, 420–435.
- NOURI, J., WHITELAW, J.H & YIANNESKIS, M. 1988 A refractive index matching technique for solid/liquid flows. *Laser Anemometry in Fluid Mechanics* **3**, 335–346.
- PAÏDOUSSIS, M. P. 2006 Real-life experiences with flow-induced vibration. *Journal of fluids and structures* **22** (6-7), 741–755.
- PANDEY, P., SINGH, D., DAS, P., GHOSH, D. & HARICHANDAN, ATAL BIHARI 2020 Numerical Investigation of Various Wake Patterns in Flow Past Two Side-By-Side Cylinders. *Proceedings of International Conference on Thermofluids* pp. 199–206.
- PARKER, J. & MERATI, P. 1996 An Investigation of Turbulent Taylor-Couette Flow Using Laser Doppler Velocimetry in a Refractive Index Matched Facility. *Journal of Fluids Engineering* **118** (4), 810–818.

- PATIL, V. A. & LIBURDY, J. A. 2013 Turbulent flow characteristics in a randomly packed porous bed based on particle image velocimetry measurements. *Physics of Fluids* **25** (4), 043304.
- PAUL, S.S., TACHIE, M.F. & ORMISTON, S.J. 2007 Experimental study of turbulent cross-flow in a staggered tube bundle using particle image velocimetry. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **28** (3), 441–453.
- PESKIN, C. S. 1972 Flow patterns around heart valves : A numerical method. *Journal of computational physics* **10** (2), 252–271.
- PICKERING, E., RIGAS, G., NOGUEIRA, P. AS, CAVALIERI, A. VG, SCHMIDT, O. T. & COLONIUS, T. 2020 Lift-up, Kelvin–Helmholtz and Orr mechanisms in turbulent jets. *Journal of Fluid Mechanics* **896**.
- POPE, S. B. 2001 *Turbulent Flows*. IOP Publishing.
- RAFFEL, M., WILLERT, C. E., SCARANO, F., KÄHLER, C. J., WERELEY, S. T. & KOMPENHANS, J. 2018 *Particle Image Velocimetry*. Cham : Springer International Publishing.
- REDDY, R.K., SATHE, M.J., JOSHI, J.B., NANDAKUMAR, K. & EVANS, G.M. 2013 Recent developments in experimental (PIV) and numerical (DNS) investigation of solid–liquid fluidized beds. *Chemical Engineering Science* **92**, 1–12.
- SAMIMY, M. & LELE, S. K. 1991 Motion of particles with inertia in a compressible free shear layer. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics* **3** (8), 1915–1923.
- SATAKE, S.-I., AOYAGI, Y., UNNO, N., YUKI, K., SEKI, Y. & ENOEDA, M. 2015 Three-dimensional flow measurement of a water flow in a sphere-packed pipe by digital holographic PTV. *Fusion Engineering and Design* **98-99**, 1864–1867.
- SCHÄFER, M., HÖFKEN, M. & DURST, F. 1997 Detailed LDV Measurements for Visualization of the Flow Field Within a Stirred-Tank Reactor Equipped with a Rushton Turbine. *Chemical Engineering Research and Design* **75** (8), 729–736.
- SCHMIDT, O. T., TOWNE, A., RIGAS, G., COLONIUS, T. & BRÈS, G. A. 2017 Spectral analysis of jet turbulence. *arXiv preprint arXiv :1711.06296* , arXiv : 1711.06296.
- SEGELSTEIN, D. J. 1981 The complex refractive index of water. PhD thesis.
- SPIVACK, H. M. 1946 Vortex Frequency and Flow Pattern in the Wake of Two Parallel Cylinders at Varied Spacing Normal to an Air Stream. *Journal of the Aeronautical Sciences* **13** (6), 289–301.
- STOOTS, C., BECKER, S., CONDIE, K., DURST, F. & MCELIGOT, D. 2001 A large-scale matched index of refraction flow facility for LDA studies around complex geometries. *Experiments in Fluids* **30** (4), 391–398.

- SUMNER, D. 2010 Two circular cylinders in cross-flow : A review. *Journal of fluids and structures* **26** (6), 849–899.
- SUMNER, D, WONG, S.S.T, PRICE, S.J & PAÏDOUSSIS, M.P 1999 Fluid Behaviour of Side-By Circular Cylinders in Steady Cross-Flow. *Journal of Fluids and Structures* **13** (3), 309–338.
- TENNEKES, H. & LUMLEY, J. L. 1972 *A First Course in Turbulence*. MIT press.
- TISSOT, G., LAJÚS JR, F. C., CAVALIERI, A. VG & JORDAN, P. 2017 Wave packets and Orr mechanism in turbulent jets. *Physical Review Fluids* **2** (9), 093901.
- TOMAC, M. N. & GREGORY, J. W. 2014 Internal jet interactions in a fluidic oscillator at low flow rate. *Experiments in Fluids* **55** (5), 1730.
- TROPEA, C., YARIN, A. L. & FOSS, J. F., ed. 2007 *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Berlin : Springer.
- UEDA, T. & TANAKA, H. 1975 Measurements of velocity, temperature and velocity fluctuation distributions in falling liquid films. *International Journal of Multiphase Flow* **2** (3), 261–272.
- UNNO, N., NAKATA, S., SATAKE, S.-I. & TANIGUCHI, J. 2016 Three-dimensional particle tracking around microstructures in water via total internal reflection fluorescence microscopy and refractive-index-matching method. *Experiments in Fluids* **57** (7), 120.
- UZOL, O., CHOW, Y.-C., KATZ, J. & MENEVEAU, C. 2002 Unobstructed particle image velocimetry measurements within an axial turbo-pump using liquid and blades with matched refractive indices. *Experiments in Fluids* **33** (6), 909–919.
- VARTY, R. L. 1984 A new system for index-matched laser-anemometer measurements. *Journal of Physics E : Scientific Instruments* **17** (12), 1124–1126.
- VERSTEEG, H. K. & MALALASEKERA, W. 2007 *An Introduction to Computational Fluid Dynamics : The Finite Volume Method*. Pearson education.
- WANG, X.K., GONG, K., LIU, H., ZHANG, J.-X. & TAN, S.K. 2013 Flow around four cylinders arranged in a square configuration. *Journal of Fluids and Structures* **43**, 179–199.
- WIEDERSEINER, S., ANDREINI, N., EPELY-CHAUVIN, G. & ANCEY, C. 2011 Refractive-index and density matching in concentrated particle suspensions : A review. *Experiments in Fluids* **50** (5), 1183–1206.
- WRIGHT, S. F., ZADRAZIL, I. & MARKIDES, C. N. 2017 A review of solid–fluid selection options for optical-based measurements in single-phase liquid, two-phase liquid–liquid and multiphase solid–liquid flows. *Experiments in Fluids* **58** (9), 108.

- WU, J. & SHU, C. 2010 An improved immersed boundary-lattice Boltzmann method for simulating three-dimensional incompressible flows. *Journal of Computational Physics* **229** (13), 5022–5042.
- XU, G. & ZHOU, Y. 2004 Strouhal numbers in the wake of two inline cylinders. *Experiments in Fluids* **37** (2), 248–256.
- YAGI, T., SATO, A., SHINKE, M., TAKAHASHI, S., TOBE, Y., TAKAO, HIROYUKI, MURAYAMA, YUICHI & UMEZU, MITSUO 2013 Experimental insights into flow impingement in cerebral aneurysm by stereoscopic particle image velocimetry : Transition from a laminar regime. *Journal of The Royal Society Interface* **10** (82), 20121031.
- YUKI, K., OKUMURA, M., HASHIZUME, H., TODA, S., MORLEY, N. B. & SAGARA, A. 2008 Flow Visualization and Heat Transfer Characteristics for Sphere-Packed Pipes. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* **22** (4), 632–648.
- YULE, A. J. 1978 Large-scale structure in the mixing layer of a round jet. *Journal of fluid Mechanics* **89** (3), 413–432.
- ZADRAZIL, I., BISMARCK, A., HEWITT, G.F. & MARKIDES, C.N. 2012 Shear layers in the turbulent pipe flow of drag reducing polymer solutions. *Chemical Engineering Science* **72**, 142–154.
- ZADRAZIL, I. & MARKIDES, C. N. 2014 An experimental characterization of liquid films in downwards co-current gas–liquid annular flow by particle image and tracking velocimetry. *International Journal of Multiphase Flow* **67**, 42–53.
- ZDRAVKOVICH, M. M. 1987 The effects of interference between circular cylinders in cross flow. *Journal of fluids and structures* **1** (2), 239–261.
- ZDRAVKOVICH, M. M. 1997a *Flow around Circular Cylinders ; Vol. i Fundamentals*, , vol. 350. Cambridge University Press.
- ZDRAVKOVICH, M. M. 1997b *Flow around Circular Cylinders : Vol. Ii Applications*, , vol. 2. Oxford university press.
- ZHOU, Y. & YIU, M. W. 2006 Flow structure, momentum and heat transport in a two-tandem-cylinder wake. *Journal of Fluid Mechanics* **548**, 17–48.
- ZHOU, Y., ZHANG, H. J. & YIU, M. W. 2002 The turbulent wake of two side-by-side circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics* **458**, 303–332.
- ZIADA, SAMIR 2006 Vorticity shedding and acoustic resonance in tube bundles. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering* **28** (2), 186–189.
- ZIADA, S. & OENGÖREN, A. 1993 Vortex shedding in an in-line tube bundle with large tube spacings. *Journal of Fluids and Structures* **7** (6), 661–687.

ZUO, L., DAI, P., LIU, Z., QU, N., DING, L., QU, B. & YUAN, Y. 2020 Numerical analysis of wind supercharging solar chimney power plant combined with seawater desalination and gas waste heat. *Energy Conversion and Management* **223**, 113250.

ANNEXE A VÉLOCIMÉTRIE PAR IMAGE DE PARTICULES - PIV

Cette section est dédiée à la description du fonctionnement du système PIV. Ces explications sont suffisantes pour comprendre le fonctionnement général de la méthode, en revanche seuls les techniques et les équipements utilisés dans notre installation sont traités. Les explications sont basées sur le livre de Raffel *et al.* (2018), qui est utilisé comme un ouvrage de référence pour cette technique de mesure. De nombreuses variantes (ajout de caméras, type de laser utilisé,...) sont aussi décrites dans le livre, qui permettent d'avoir une vision plus générale de tout ce qu'il est possible de faire avec cette méthode.

Les prochaines parties se concentrent sur chacun des éléments importants d'une installation PIV :

- Écoulement ensemené - Particules
- Laser et création de la nappe
- Capture d'images
- Traitements pour l'obtention du champ de vecteurs
- Post-traitements

Écoulement ensemené - Particules

Le principe de la PIV est d'utiliser un laser pour illuminer des particules et ensuite de trouver le déplacement de ces dernières pour avoir une idée de la forme de l'écoulement. Il est donc primordial que les particules suivent la trajectoire du fluide, et que leurs parcours soit le plus proche possible de ce dernier. Le nombre de Stokes est un nombre sans dimension qui caractérise ce comportement de suivi de trajectoire. Il est défini comme :

$$Sk = \frac{1}{18} \frac{\rho_p d_p^2 U}{\mu L_c}, \quad (\text{A.1})$$

où ρ_p et d_p sont respectivement la masse volumique en kg m^{-3} et le diamètre de la particule en m, U correspond à la vitesse du fluide en m s^{-1} , μ sa viscosité dynamique en Pa s et L_c une longueur caractéristique de l'obstacle en m. Il s'agit du rapport entre le temps caractéristique d'une particule sur celui de l'obstacle.

Si $Sk \gg 1$ alors la particule risque de ne pas suivre l'écoulement dans les zones de forts

gradients. En revanche pour $Sk \ll 1$ la trajectoire sera la même, avec moins de 1% d'erreur si $Sk < 0.1$ (Samimy & Lele, 1991; Tropea *et al.*, 2007).

Il faut garder à l'esprit que si la masse volumique des particules est supérieure à celle du fluide ($\rho_p > \rho_l$), des effets de gravité peuvent avoir lieu. Dans notre cas, le fluide utilisé est de l'eau, il n'est donc pas difficile de trouver un matériau compatible, au contraire de l'air. Les particules utilisées pour des mesures dans le liquide peuvent être plus grosses car les vitesses sont généralement plus faibles que pour des mesures dans l'air. On a alors des particules ~ 10 à $100 \mu\text{m}$, contre $\sim 1 \mu\text{m}$ dans l'air qui a besoin d'avoir un temps de réponse plus rapide (Raffel *et al.*, 2018). Le temps de réponse noté τ_p dépend de la différence des masses volumiques (dans le cas où elles sont proches) :

$$\tau_p = \frac{d_p^2 \Delta\rho}{18\mu}. \quad (\text{A.2})$$

Il est donc nul dans le cas où les masses volumiques sont égales, ce qui signifie que la particule suit exactement le mouvement du fluide. On voit aussi qu'il est possible de diminuer le temps de réponse en diminuant la taille des particules, malheureusement cela se fait au détriment de la lumière réfléchiée (que l'on détecte sur la caméra) qui sera plus faible.

Un point important dans le choix des particules est leur capacité à diffuser la lumière reçue par le laser. Plus l'intensité lumineuse sur le capteur de la caméra sera grande et plus le contraste lors des mesures sera important, rendant les images de meilleure qualité et plus facilement exploitables.

Comme les particules disponibles à Polytechnique sont sphériques et de diamètre plus grand que la longueur d'onde du laser (ici $\lambda = 527 \text{ nm}$ - de couleur verte), il est possible d'utiliser la théorie de Mie. Elle nous donne l'intensité lumineuse diffusée en fonction de la direction. Le calcul se fait en prenant en compte les indices de réfraction des matériaux, du diamètre de la particule et de la longueur d'onde du laser.

Sur la Figure A.1 le rayon du laser est dirigé selon l'angle 0° , nous pouvons voir que l'intensité lumineuse est plus importante sur la partie « avant » (entre 90° et 180°). Dans notre cas la caméra est toujours placée à 90° et l'intensité y est suffisante pour nos mesures. Dans le cas de la PIV stéréoscopique, qui nécessite deux caméras avec des angles de vues différents, il est plus intéressant d'avoir un angle obtus entre l'objectif et la nappe laser.

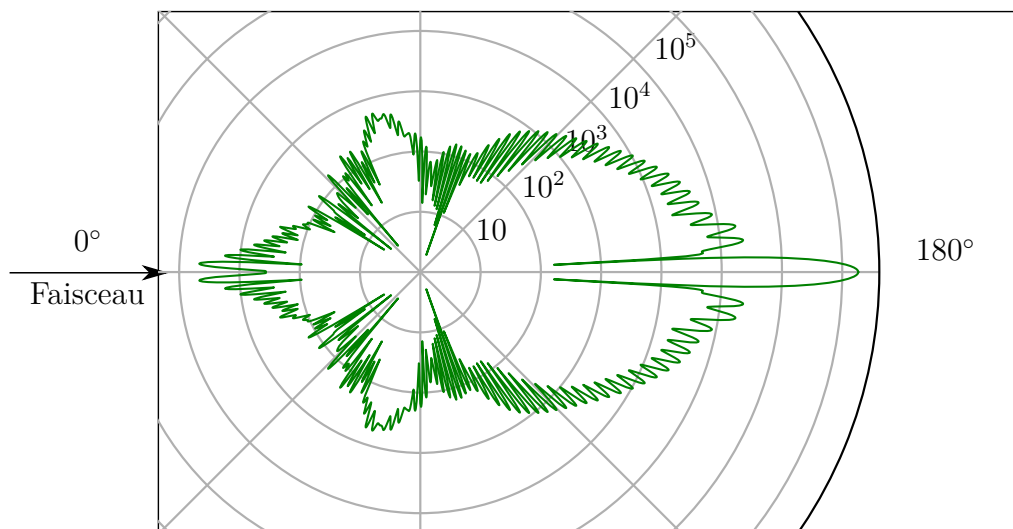


Figure A.1 Diagramme polaire de l'intensité de la diffusion lumineuse d'un faisceau vert ($\lambda = 527 \text{ nm}$) pour une particule de Nylon 12 non polarisée dans l'eau.

Laser et création de la nappe

L'illumination des particules dans l'écoulement se fait à l'aide d'un laser qui est sous forme d'une nappe (plan 2D). Le type utilisé dans l'installation est Nd:YLF, pour Yttrium-Lithium-Fluorure dopé au Néodyme, qui est le nom du cristal utilisé pour créer l'impulsion énergétique, et donc le faisceau laser (Figure A.2). Deux cavités séparées permettent de générer indépendamment ces impulsions à l'aide d'un *Q-switch* (ou commutateur-Q). Cette technique permet une émission avec beaucoup d'énergie (environ 10 mJ à 1 kHz), qui facilite la visualisation des particules. Le cristal émet à une longueur d'onde $\lambda = 1053 \text{ nm}$ (qui est dans le domaine de l'infrarouge), ce rayon est ensuite polarisé et un générateur d'harmoniques permet de doubler sa fréquence et ainsi avoir une longueur d'onde de $\lambda = 527 \text{ nm}$ de couleur verte (dans le spectre visible). Les deux cavités générant deux faisceaux, ils sont ensuite combinés à l'aide d'un jeu de miroirs et sortent par le même orifice. Le fait d'avoir deux cavités permet d'espacer l'illumination des particules avec un très faible intervalle de temps Δt de l'ordre de la μs . La nappe laser est créée à l'aide de 3 lentilles présentées sur la Figure A.3 (b) - (c). Les deux paramètres importants dans ce dispositif sont l'angle d'ouverture α et la distance de mise au point f . Le premier est décrit lorsqu'un faisceau passe au travers d'une lentille cylindrique concave (Figure A.3 - a). Il est fonction du diamètre du faisceau incident d ainsi que de la

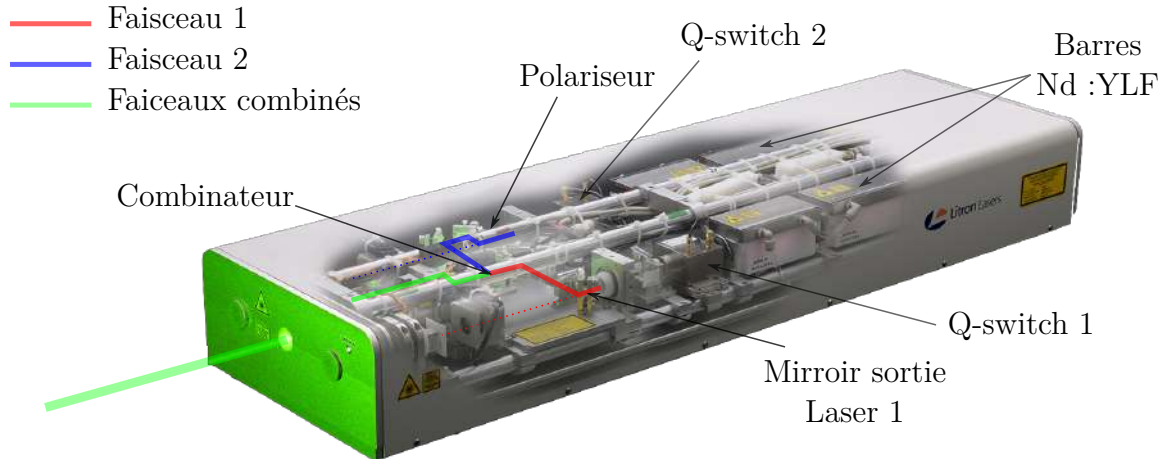


Figure A.2 Schéma de l'intérieur d'un laser Nd:YLF avec les principaux composants permettant de générer le faisceau avec une longueur d'onde de $\lambda = 527 \text{ nm}$. Les parcours des deux rayons avant d'être combinés sont représentés (chaque changement de direction se produit lors de la rencontre avec un miroir à 45°) - Photo tirée de Litron.

longueur focale de la lentille f_l :

$$\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \frac{d}{2f_l}. \quad (\text{A.3})$$

Le second paramètre, la distance de mise au point f est l'endroit où la nappe laser sera la plus fine. C'est dans cette zone que les mesures sont réalisées, car les particules qui ne sont pas dans l'alignement du jet ne sont plus illuminées, et l'intensité lumineuse y est la plus forte. Les vitesses hors plan (axe z) sont elles aussi minimisées. Le réglage se fait en variant la distance entre les deux premières lentilles L . Plus elles sont proches et plus la distance de mise au point sera faible.

Ce système de trois lentilles est installé à la fin du bras laser, au-dessus du réservoir de mesure. Il possède donc une lentille (la troisième sur la Figure A.3 - b et c) interchangeable pour modifier l'angle d'ouverture, dans notre cas sa longueur focale est de $f_l = 10 \text{ mm}$, ainsi qu'une molette qui permet de faire varier l'écart entre les deux premières lentilles pour réaliser la mise au point et ainsi obtenir une nappe fine dans la zone de mesure.

Capture d'images

Lors des acquisitions on mesure le déplacement d_x sur le plan de l'image prise par la caméra, qui correspond à une particule qui est passée de x_1 sur la première image à x_2 sur la seconde.

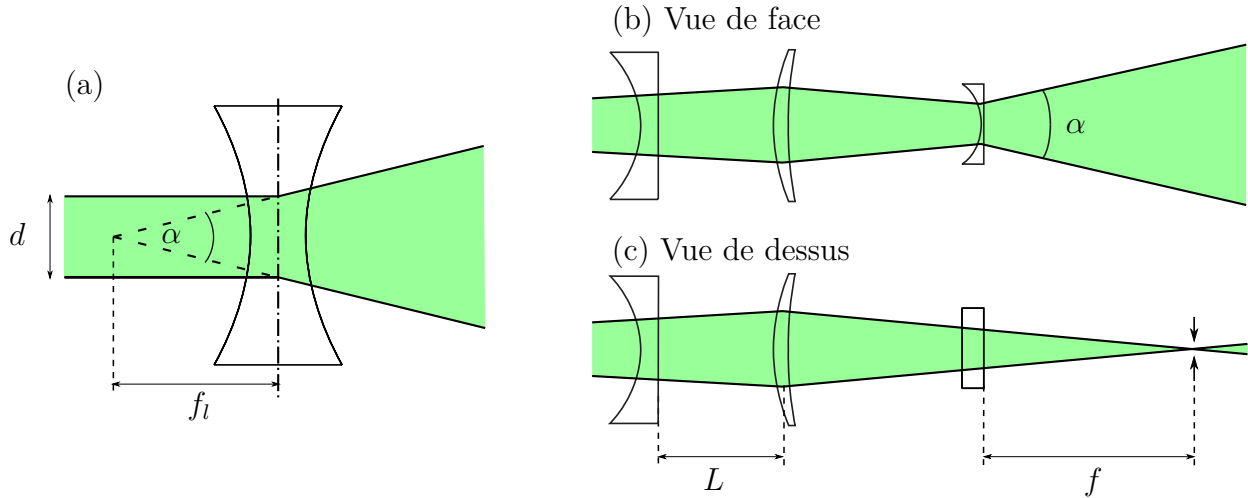


Figure A.3 Schéma de la configuration pour la création de la nappe laser avec un faisceau en entrée. Description pour l'angle d'ouverture, fonction du diamètre du faisceau et de la longueur focale de la lentille - $\tan(\alpha/2) = d/2f_l$ (a). Vue de face (b) et de dessus (c) de l'assemblage dans notre système - Tiré de LaVision.

Ce mouvement correspond au déplacement réel de la particule dans la nappe laser (Figure A.4). Les deux sont reliés par l'équation :

$$x_2 - x_1 = d_x = -M \left(D_x + D_z \frac{x_2}{z_0} \right), \quad (\text{A.4})$$

où M est le facteur de grossissement de la lentille et définit comme :

$$M = \frac{z_0}{Z_0}, \quad (\text{A.5})$$

où z_0 correspond à la distance entre la lentille et le plan image, et où Z_0 est la distance entre la lentille et le plan laser. Les grandeurs définies avec une majuscule (D_x, D_z, Z_0, \dots) correspondent aux paramètres dans le plan du laser. En revanche celles avec une minuscule (d_x, z_0, \dots) correspondent aux grandeurs du plan caméra (ou plan image). Le signe négatif dans l'équation (A.4) permet de prendre en compte « l'inversion » de l'image lors du passage de la lentille. On remarque aussi un second terme dans l'équation, qui décrit le mouvement de la particule suivant D_z . Ce déplacement, perpendiculaire à la nappe laser, engendre une erreur de parallaxe. Il est donc important de faire des mesures dans la zone où l'épaisseur de la nappe est plus faible pour limiter ce phénomène.

Il est possible d'avoir le même raisonnement pour un schéma dans le plan (y, z) (et non (x, z))

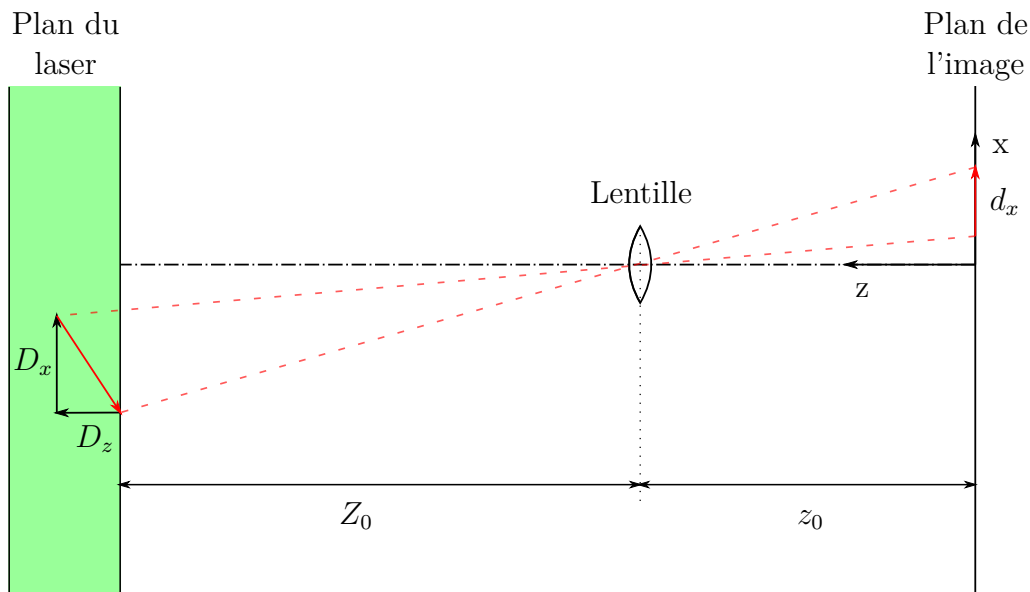


Figure A.4 Mouvement d'une particule dans le plan du laser entre deux captures sur le capteur de la caméra (plan de l'image) - d'après Raffel *et al.* (2018).

comme la Figure A.4), l'équation (A.4) sera alors transformée en :

$$y_2 - y_1 = d_y = -M \left(D_y + D_z \frac{y_2}{z_0} \right). \quad (\text{A.6})$$

Avec ces informations, il est maintenant possible d'obtenir la vitesse de déplacement de la particule ainsi que sa direction. On a à notre disposition la valeur de $D = (D_x, D_y)$ et le temps entre les deux captures Δt .

Analyse et traitement des images

Une fois les images capturées et importées sur l'ordinateur il faut les traiter pour obtenir le champ de vecteurs de l'écoulement. L'analyse se fait en découpant les images de taille $[1280;800]$ pixels en fenêtres d'interrogations plus petites. Le processus étant itératif, on commence avec une fenêtre d'interrogation de $[128;128]$ pixels, puis on divise par deux la taille dans les deux directions jusqu'à arriver à des sous-domaines de $[16;16]$ pixels. Chaque zone permet donc l'obtention d'un seul vecteur, d'où la nécessité de faire varier la taille des fenêtres pour obtenir un champ de vecteur plus dense.

La PIV ne permet pas de suivre chaque particule dans l'espace, au contraire de la vélocimétrie

par suivi de particules (PTV), qui requiert d'avoir un écoulement bien moins ensemené. C'est une méthode statistique qui consiste à chercher le vecteur déplacement qui permet la (meilleure) corrélation entre deux images. Il faut donc que les images soient relativement semblables pour cela fonctionne, donc que le temps entre les deux captures Δt correspond à la vitesse de l'écoulement. Un ordre d'idée des valeurs est :

- **Limite basse** : Une particule doit bouger entre les deux images d'au moins 0.5 px (les particules faisant environ 2 à 3 px de diamètre).
- **Limite haute** : Il ne faut pas que les particules sortent de la fenêtre d'interrogation initiale. Lors de la réduction de la zone, le problème ne se pose pas, car on a déjà une idée générale de la distance parcourue, et l'algorithme s'adapte en cherchant à l'extérieur du sous-domaine.

Pour l'enregistrement d'une séquence, il faut alors calculer la corrélation dans chaque fenêtre d'interrogation entre chaque doublet d'images, et ce pour tous les temps de mesures (environ 500 doublets pour chaque capture).

Pour illustrer la méthode de corrélation d'images, prenons deux fonctions continues $f(x, y)$ et $g(x, y)$ qui correspondent à deux signaux dans un plan (x, y) . La fonction de corrélation entre ces deux fonctions revient à calculer le produit de convolution entre ces dernières, dans notre cas il s'écrit comme :

$$R_{fg}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x - \zeta_x, y - \zeta_y) g(\zeta_x, \zeta_y) d\zeta_x d\zeta_y, \quad (\text{A.7})$$

que l'on peut écrire discrètement pour des images de tailles $[m, n]$ pixels :

$$R_{fg}(x, y) = \sum_{i=-m}^m \sum_{j=-n}^n f(i, j) g(x + i, y + j). \quad (\text{A.8})$$

On obtient alors un graphe surfacique, qui permet de visualiser la valeur de R_{fg} selon x et y . Le « pic » principal qui correspond au maximum de R_{fg} , est en général le vecteur déplacement entre l'image g et l'image f .

Cependant cette formulation bien que fonctionnelle dans la pratique n'est pas rapide à calculer, et il est plus intéressant d'écrire ces équations en utilisant la transformée de Fourier. L'utilisation d'un algorithme de FFT (*Fast Fourier Transform*) rend la recherche du maximum de R_{fg} plus aisé. Comme précédemment reprenons deux fonctions $f(x, y)$ et $g(x, y)$ qui correspondent au niveau de gris de la capture 1 et 2 respectivement.

On prend en premier lieu la transformée de Fourier de chacune de ces fonctions, que l'on note $\mathcal{F}(f)$ et $\mathcal{F}(g)$. La transformée de Fourier de R_{fg} est :

$$\mathcal{F}(R_{fg}) = \mathcal{F}(f) \circ \mathcal{F}(g)^* . \quad (\text{A.9})$$

Cela correspond simplement au produit terme à terme (que l'on trouve aussi sous le nom de « produit matriciel de Hadamard ») dénoté par le symbole \circ , entre la transformée de Fourier de f et du complexe conjugué de la transformée de g , signifié par l'astérisque (*).

Il ne reste alors plus qu'à prendre la transformée inverse pour obtenir R_{fg} :

$$R_{fg} = \mathcal{F}^{-1} \{ \mathcal{F}(f) \circ \mathcal{F}(g)^* \} . \quad (\text{A.10})$$

Le nombre d'opérations pour obtenir ce résultat est donc bien inférieur à la méthode discrète. L'algorithme a besoin de faire seulement deux FFT, un produit entre deux matrices et une FFT inverse pour obtenir le même résultat qu'en réalisant $(2m+1) \times (2n+1)$ multiplications.

Pour illustrer le fonctionnement de la méthode, il est possible de générer des images PIV d'un écoulement et de les traiter individuellement « à la main ». Le programme utilisé pour la génération d'images, `piv-image-generator`, sert à tester les algorithmes de corrélations. L'article associé (Mendes *et al.*, 2020) au code présente les possibilités du logiciel et comment l'utiliser, il est en accès libre et fonctionne avec MATLAB

Pour notre application nous avons généré des images d'un écoulement de cisaillement de taille [128;80] pixels (ce qui correspond à 10% de la taille des captures prises par la Phantom V310), avec 50% de bruit pour avoir une image semblable à une mesure réelle. Les couleurs des pixels sont sur 8 bits ($2^8 = 256$ couleurs), et sont visibles sur la Figure A.5.

Le test a été réalisé sur MATLAB et aussi sur PYTHON avec les respectivement les commandes `xcorr2` et `fftconvolve` (qui provient de SciPy Signal). Les résultats sont les mêmes, mais le temps de calcul est à l'avantage de la commande qui utilise une FFT, MATLAB utilise lui une formule classique comme décrite à l'équation (A.8), et est donc plus lent. Pour ce cas d'utilisation, le temps de calcul n'est pas important, car nous cherchons un seul vecteur entre les images. En revanche lors du traitement des données PIV, il peut y avoir jusqu'à 16 000 vecteurs par doublet d'images, sur plusieurs centaines (voir milliers) de captures, c'est donc un facteur à ne pas négliger. Le logiciel DaVis (LaVision, 2017) qui nous sert à la prise de mesures fonctionne avec l'algorithme FFT.

Sur la Figure A.5, le pic est situé aux coordonnées (126; 80), pour retrouver le déplacement il suffit de retrancher les dimensions de l'image, ce qui nous donne un vecteur déplacement

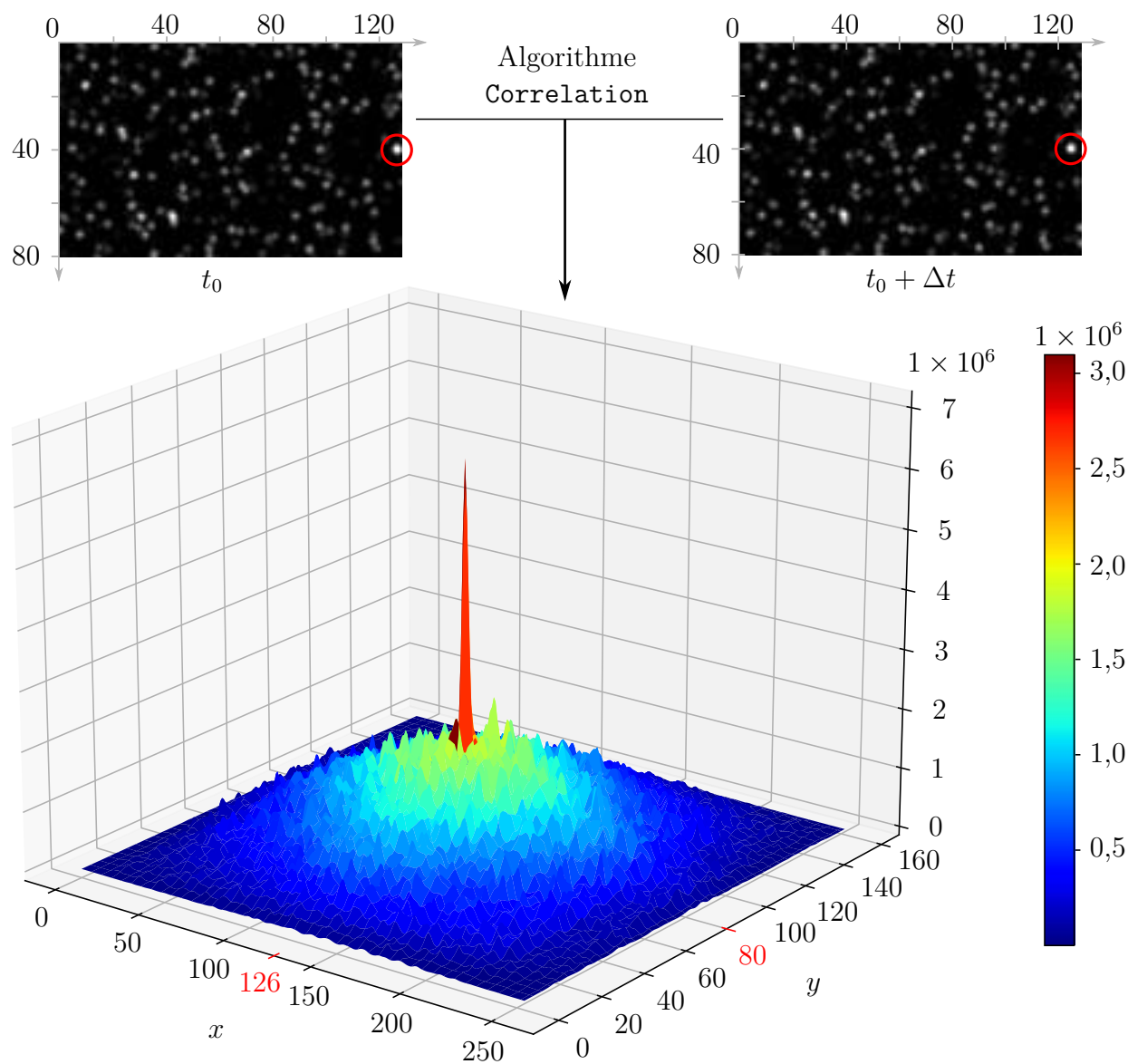


Figure A.5 Fonctionnement de la corrélation entre deux images générées avec 50% de bruit. Le déplacement final est donc de -2 px suivant x et 0 px selon y (différence avec la taille de l'image de $[128;80]$ pixels). Un point notable est mis en avant avec un cercle rouge (○).

$(-2; 0)$.

Approximation sous-pixel

Les images générées numériquement (Figure A.5) sont faites pour créer un déplacement de deux pixels. Dans la réalité il se peut que le déplacement soit un nombre non entier de pixels, le capteur de la caméra et le réglage du Δt entre deux captures étant les facteurs importants. Pour avoir des résultats plus précis, il est possible d'utiliser l'approximation sous-pixel (ou *subpixel* en anglais) afin d'obtenir des valeurs de déplacements précis de 0.1 à 0.05 px (Raffel *et al.*, 2018) (pour des images fenêtrées $[32;32]$ pixels et un niveau de gris sur 8 bits). Pour cela on regarde les valeurs des points adjacents aux maximums locaux de la corrélation et on trace une gaussienne qui passe par ces derniers. Le maximum de la courbe ainsi obtenue nous donne des coordonnées plus précises du déplacement. Le fonctionnement se fait en trois étapes :

Étape 1 : Obtention de la corrélation et recherche du pic, on note ses coordonnées $(i; j)$ et sa valeur $R_{(i;j)}$.

Étape 2 : Sauvegarde des valeurs des voisins : $R_{(i-1;j)}$, $R_{(i+1;j)}$, $R_{(i;j-1)}$ et $R_{(i;j+1)}$.

Étape 3 : Chercher le maximum de la gaussienne tracée à partir des valeurs sauvegardées dans chaque direction pour obtenir un maximum plus précis.

Il est possible d'utiliser des formules afin d'obtenir directement les coordonnées des nouveaux maximums, on a selon le premier axe :

$$i_{\text{new}} = i + \frac{\ln R_{(i-1,j)} - \ln R_{(i+1,j)}}{2 \ln R_{(i-1,j)} - 4 \ln R_{(i,j)} + 2 \ln R_{(i+1,j)}}, \quad (\text{A.11})$$

et selon le second :

$$j_{\text{new}} = j + \frac{\ln R_{(i,j-1)} - \ln R_{(i,j+1)}}{2 \ln R_{(i,j-1)} - 4 \ln R_{(i,j)} + 2 \ln R_{(i,j+1)}}. \quad (\text{A.12})$$

Ainsi les déplacements, même faibles, des particules sont pris en compte, et permettent d'avoir un champ de vitesse plus précis à la fin.

Post-traitement

Dans l'exemple de la Figure A.5 le pic était bien distinct, il arrive aussi parfois que plusieurs valeurs semblent correspondre, auquel cas un traitement supplémentaire est nécessaire pour

savoir lequel il faut sélectionner. À ce stade de l'analyse, nous avons en notre possession le champ de vecteurs avec la fenêtre d'interrogation la plus petite possible, et ce pour tous les doublets d'images. La majorité des vecteurs suivent la dynamique de l'écoulement, mais une petite partie (entre 5 à 10%) ne semble pas correspondre. Les raisons qui amènent à ces « erreurs » peuvent être diverses :

- Déplacement non uniforme des particules dans la fenêtre.
- Sortie des particules de la nappe laser.
- Pas assez de particules (le problème peut aussi intervenir dans le cas où il y en a trop).
- Problème d'illumination, il arrive parfois que certaines particules bloquent la lumière pour celles étant en dessous rendant la capture moins bonne.
- Zone peu visible à cause d'un obstacle (ici les cylindres en acrylique par exemple) qui crée des zones moins illuminées.

Pour limiter cela, un traitement supplémentaire est appliqué afin d'obtenir un champ plus uniforme, qui correspond mieux à ce qui se produit en réalité. Le logiciel DaVis (LaVision, 2017), sur lequel sont réalisées les mesures (et le post-traitement) sauvegarde les 4 pics principaux de chaque corrélation que l'on peut ensuite « choisir » avec des critères statistiques (l'approximation sous-pixel présentée précédemment est faite pour chacun de ces pics).

Les choix de paramètres pour les équipements utilisés lors des mesures sont décrits dans la méthodologie de la PIV (partie 4.1.2).

ANNEXE B ÉGALISATION DES INDICES DE RÉFRACTION

Les premiers travaux utilisant des fluides et des solides avec le même indice de réfraction datent de la fin des années 1950 à l'université de Leeds. L'étude de Handley (1957) a porté sur les mouvements des particules dans des lits fluidisés. D'autres ont ensuite eu lieu dans des domaines liés à la physique des écoulements avec des travaux sur des mélanges avec des solides en suspension (Karnis *et al.*, 1966) ou bien dans des milieux poreux (Kubo *et al.*, 1978). Une dernière application, et celle pour laquelle nous avons besoin est l'étude dans des géométries complexes tels que des échangeurs (Varty, 1984), des tuyaux incurvés (Bovendeerd *et al.*, 1987) ou bien des écoulements stratifiés à cause de la densité des fluides (Mcdougall, 1979) qui rendent la visualisation et les mesures difficiles ou de mauvaises qualités.

Il faut attendre les années 1990 pour voir des études complètes sur les méthodes afin d'obtenir des indices de réfraction égaux. C'est aussi à partir de ce moment que de nombreux travaux vont être réalisés dans les domaines de la mécanique des fluides. La théorie prend vraiment place avec les travaux de Nouri *et al.* (1988) puis de Budwig (1994), lorsqu'ils listent de bonnes pratiques à adopter pour obtenir des résultats qualitatifs et proposent des méthodes de mesures de l'indice de réfraction autre qu'en utilisant un réfractomètre.

Pour se faire Nouri *et al.* (1988) utilisent la réfraction d'un faisceau laser au travers du solide qu'ils observent en modifiant la composition du liquide, jusqu'à disparition de la réfraction. Cette technique nécessite une bonne connaissance des liquides avec lesquels on travaille. Il est alors possible de trouver l'indice du mélange (et donc du solide) avec l'équation de Lorentz-Lorenz (Lorentz, 1906) (valide s'il n'y a pas de changement de volume) :

$$\frac{n_{12} - 1}{(n_{12}^2 + 2) \rho_{12}} = \left(\frac{n_1^2 - 1}{n_1^2 + 2} \right) \frac{x_1}{\rho_1} + \left(\frac{n_2^2 - 1}{n_2^2 + 2} \right) \frac{x_2}{\rho_2} \quad (\text{B.1})$$

En prenant n_i et ρ_i ($i = 1, 2$) l'indice de réfraction d'un fluide et sa masse volumique, n_{12} l'indice de réfraction du mélange et x_i ($i = 1, 2$) la fraction massique du fluide i dans le mélange.

L'indice de réfraction noté n est généralement défini comme le rapport entre la vitesse de la lumière dans le vide c et la vitesse de phase dans le milieu v qui dépendent toutes deux des conditions extérieures :

$$n = \frac{c}{v} \quad (\text{B.2})$$

La température de travail a donc un rôle important, car l'indice de réfraction varie avec les fluctuations comme rapporté par Wiederseiner *et al.* (2011). Passant pour de l'eau de 1.34 à 0 °C à 1.31 pour du liquide à 100 °C.

Budwig (1994) quant à lui utilise le même principe que celui décrit précédemment, mais s'intéresse à la puissance du laser qui est réfléchi. En plaçant le laser avec un léger angle par rapport au solide (le tout étant dans un contenant rectangulaire) il fait apparaître un rayon réfléchi, centré sur un photodétecteur pour en mesurer la puissance (Fig B.1).

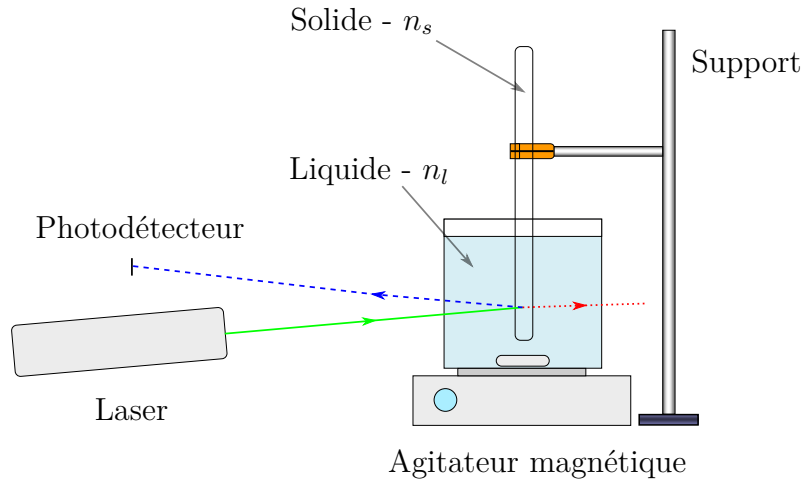


Figure B.1 Manipulation permettant la comparaison de l'indice de réfraction entre un solide (n_S) et un liquide (n_L). La minimisation de l'intensité réfléchié équivaut à l'égalisation des indices de réfraction - Inspiré par Budwig (1994).

Dans ces travaux, l'auteur utilise l'équation qui lie le ratio de puissance réfléchié du faisceau R , aux indices de réfraction du liquide et du solide n_L et n_S .

$$R = [(1 - n_L/n_S) / (1 + n_L/n_S)]^2 \quad (\text{B.3})$$

Si les deux indices de réfraction sont égaux, alors R est nul. Dans la réalité il est très difficile de trouver un mélange qui correspond parfaitement, et donc qui supprime la réflexion, il s'agit donc de chercher le mélange qui minimise la puissance du faisceau. Comme pour la précédente méthode, la connaissance des liquides permet de remonter à l'indice de réfraction du solide.

Cette seconde méthode est plus précise, la première par Nouri *et al.* (1988) se basant uni-

quement sur des constatations visuelles et non sur des mesures comme la seconde. L'auteur conseille aussi l'utilisation d'un grand contenant rectangulaire rempli de liquide dans lequel on vient placer le solide à étudier pour supprimer les effets de distorsions sur une surface arrondie.

Les travaux précédents correspondent aussi à la période de l'essor des techniques comme la PIV et la Laser doppler velocimetry (LDV) dont la prochaine section est consacrée. Suivra une partie avec des couples solide/liquide fréquemment utilisés ensemble dans la littérature et enfin les limites d'utilisation qui peuvent exister.

Utilisation en PIV et LDV

Les articles utilisant les méthodes de Refractive index matching (RIM) conjointement avec des mesures optiques se font en majorité, depuis 2010 avec la PIV. Le principal atout de la LDV est de venir faire des mesures précises, en un seul point de taille très réduite.

L'utilisation d'autres techniques comme l'anémométrie à fil chaud semble donc plus appropriée pour sa facilité de mise en place, bien que celle-ci soit intrusive. Par exemple pour effectuer des mesures de vitesses dans des films liquides (Ueda & Tanaka, 1975), les auteurs ont travaillé avec cette technique. Elle a permis d'apporter des résultats précis sans faire intervenir d'installations complexes. Cependant, l'ajout de ce composant vient légèrement modifier l'écoulement (comme un obstacle) et cela influe sur les résultats.

Des études notables utilisant la LDV ont été réalisés, comme les travaux de Parker & Merati (1996) sur l'instabilité de TAYLOR-COUPETTE. Il s'agit de l'apparition de recirculations entre deux cylindres concentriques qui ne tournent pas à la même vitesse. Pour se faire, ils ont utilisé des tubes en acrylique qui possèdent un indice de réfraction n_S de 1.491 et un mélange d'eau ($n_L = 1.340$ environ) et d'iodure de sodium pour venir égaliser. Cependant des effets de brunissement sont venus apparaître, tout comme une légère cristallisation si le mélange reste trop à l'air libre. Ces problèmes ont été réglés en ajoutant à petite dose des produits chimiques comme du thiosulfate de sodium, pour ne pas modifier l'indice de réfraction du liquide.

Dans un domaine un peu différent, on trouve les travaux de Schäfer *et al.* (1997) sur un réacteur à cuve agitée utilisée en génie chimique. Toute l'installation, qui comprend les pales et les parois, a été faite en utilisant du verre borosilicaté ($n_S = 1.473$) et de l'huile minérale. Toute l'installation est placée dans un grand contenant rectangulaire rempli de cette huile,

comme expliqué dans les recommandations de Budwig (1994) dans son article. Sans l'utilisation de cette technique, les mesures n'auraient pas pu être effectuées en raison de la difficulté à placer des capteurs dans la trajectoire des pales.

Un dernier article pertinent se rapproche des travaux que nous devons réaliser avec la création d'un banc pour faire des mesures en LDV à des nombres de Reynolds importants (Stoots *et al.*, 2001). L'installation est faite en verre de quartz ($n_S = 1.466$) et le fluide utilisé est de l'huile minérale (Penreco Drakeol 5) pour ses propriétés optiques dans un premier temps, mais aussi pour sa faible inflammabilité et volatilité ainsi que pour son prix. L'installation est de taille conséquente, car près de 13 000 L de liquide sont nécessaires. Ces questions environnementales sont très importantes, tant pour l'utilisation de l'installation pour les chercheurs que pour le recyclage futur des produits.

En ce qui concerne la PIV on retrouve plus de travaux récents des dernières années (en comparaison de la LDV qui a été plus traitée au début des années 2000) dans des domaines variés, allant de la mécanique (Delgado *et al.*, 2019), la chimie (Zadrazil & Markides, 2014) à la médecine (Miller *et al.*, 2006; Aycock *et al.*, 2017; Yagi *et al.*, 2013). Dans les articles de Miller *et al.* (2006) et Aycock *et al.* (2017), les travaux concernent des écoulements sanguins dans l'aorte pour le premier et dans la veine cave inférieure pour le second. L'étude de Miller *et al.* (2006) a été réalisée pour trouver un fluide qui avait des propriétés physiques qui se rapprochaient de celles du sang, surtout pour la viscosité. Le couple trouvé, bien que correspondant en tout point à leurs besoins, était composé de Diethyl phthalate (DEP), un solvant à plastique utilisé dans l'industrie et d'éthanol. Une partie de l'étude repose donc sur la compatibilité entre les matériaux. Les résultats pour l'acrylique (PMMA), qui est régulièrement utilisé en PIV, dépendent des fournisseurs, et la dégradation peut aussi varier.

L'article de Aycock *et al.* (2017), met en avant l'utilisation de l'impression 3D pour fabriquer des pièces de formes complexes qui restent utilisables pour la PIV. Ils utilisent du VeroClear ($n_S = 1.506$), un matériau transparent utilisable en impression 3D. Après être imprimé puis poli, il est possible d'effectuer les mesures avec un laser. Ils ont utilisé pour le fluide un mélange d'iodure de sodium, de glycérol et d'eau en proportion massique de 53%, 26% et 21% par composé. Ils montrent donc qu'il est possible de créer des formes diverses qui ne se limitent pas à des cylindres et des tubes.

Toujours dans des géométries spécifiques, l'étude de Delgado *et al.* (2019) traite d'un écoulement autour d'une conduite de forme hélicoïdale. Le couple utilisé est l'acrylique ($n_S = 1.490$) pour le solide et le p-cymène, un composé organique (et aromatique, car ses atomes forment

une structure cyclique), que l'on retrouve dans certaines plantes pour le fluide. Les mesures effectuées ressemblent à celles faites dans un faisceau de tubes et la méthodologie peut se transposer à notre projet. Dans le même thème des faisceaux de tubes, avec le même couple fluide/solide, les travaux de Nguyen *et al.* (2018) apportent des résultats différents en utilisant des mesures PIV stéréoscopique, en 3 dimensions. Le p-cymene étant un fluide qui correspond à nos besoins, des études plus complètes se concentrent sur ses paramètres physiques, et les précautions d'usages qui sont liés à son inflammabilité (Amini & Hassan, 2012; Fort *et al.*, 2015).

Couples solide/liquide

Tableau B.1 Couples de solides et liquides utilisés dans la littérature pour la technique d'égalisation de l'indice de réfraction.

Solide	n_S	Liquide	n_L	Auteurs
Éthylène-propylène fluoré (FEP)	1.340	Eau	1.330	Satake <i>et al.</i> (2015)
				Zadrazil <i>et al.</i> (2012)
				Amini & Hassan (2009)
Mexflon	1.330	Eau	1.330	Satake <i>et al.</i> (2015)
				Unno <i>et al.</i> (2016)
Tetrafluoroéthylène (TFE)	1.340			Wiederseiner <i>et al.</i> (2011)
Pyrex	1.475	P-cymène	1.470	Fort <i>et al.</i> (2015)
Polycarbonate	1.586	Aniline	1.586	Wiederseiner <i>et al.</i> (2011)
Polystyrène	1.590	Bromoforme	1.590	
Polyétheréthercétone (PEEK)	1.62-1.77	Iodo- benzène	1.620	
		Quinoléine	1.620	
		Disulfure de carbone	1.625	
Polyméthacrylate de méthyle (PMMA)	1.486-1.491	Éthanol et alcool benzylique (test)	1.490	Hassan & Dominguez (2008)
		Iodure de sodium et eau	1.485-1.500	Uzol <i>et al.</i> (2002)
				Hassan & Dominguez (2008)
				Yuki <i>et al.</i> (2008)
				Tomac & Gregory (2014)
P-cymène	1.490	Hassan & Dominguez (2008)		
		Huang <i>et al.</i> (2008)		
		Nguyen <i>et al.</i> (2018)		

				Delgado <i>et al.</i> (2019)
				Amini & Hassan (2012)
		Triton X100	1.490	Jana <i>et al.</i> (1995)
				Harrington <i>et al.</i> (2014)
Verre borosilicate	1.470-1.474	Thiocyanate d'ammonium et eau	1.470	Patil & Liburdy (2013)
		Turpentine et tétraline	1.467	Reddy <i>et al.</i> (2013)
		Huile de parafine	1.465	Reddy <i>et al.</i> (2013)
VeroClear	1.512	Iodure de sodium, eau et glycérol	1.506	Aycock <i>et al.</i> (2017)

Des revues de littérature plus complètes concernant les couples utilisables pour une visualisation des écoulements sont disponibles. Dans un ordre chronologique on retrouve l'étude de Wiederseiner *et al.* (2011), qui se concentre sur les suspensions de particules. Les résultats restent tous de même applicables pour des écoulements classiques. Les études de Amini & Hassan (2012), et Wright *et al.* (2017) sont plus générales et regroupent une grande partie des travaux utilisant des techniques d'égalisation d'indice de réfraction avec un classement selon les solides utilisés.

Limitations des travaux

La principale caractéristique des installations est l'utilisation de liquide (et de solide) transparent. La partie solide est généralement un polymère (PMMA, FEP...) ou bien du verre (Pyrex, verre borosilicaté...), leur tenue dans le temps, d'un point de vue optique, est donc bonne. Pour le liquide cela est différent car une partie des produits disponibles évoluent dans le temps (l'eau si elle n'est pas distillée en fait aussi partie). Des mélanges contenant de l'iodure de sodium brunissent à cause de l'iode qui réagit aux rayons UV (Parker & Merati, 1996). L'ajout de thiosulfate de sodium (Parker & Merati, 1996) ou d'acide ascorbique (Jacobs *et al.*, 1988) par exemple permet de venir limiter la précipitation qui apparaît dans le temps. Cependant l'ajout de n'importe quel composé miscible dans notre solution liquide vient modifier son indice de réfraction, il faut donc être prudent quant à leur utilisation. Des huiles organiques comme la quinoléine (Wiederseiner *et al.*, 2011) ou bien le p-cymène (Delgado *et al.*, 2019) viennent limiter ces phénomènes, mais rajoutent un point d'attention en ce qui concerne la volatilité et de l'inflammabilité, qu'il ne faut pas négliger. La plupart des expériences se faisant dans des endroits clos, l'utilisation de tels composés ne peut se faire sans prévoir les équipements de protections adéquats et une ventilation pour renouveler l'air de la pièce régulièrement.

Une limitation non négligeable de l'utilisation de ces techniques pour les chercheurs provient du coût des installations et en particulier du fluide (Tableau B.2 d'après les prix du revendeur Fischer Scientific en octobre 2020).

Tableau B.2 Prix au litre (\$ USD) de fluides utilisés couramment en RIM.

Liquide	n_S	Prix en \$/L (USD)
P-cymène	1.490	50 \$/L
Aniline	1.586	115 \$/L
Iodure de sodium (à mélanger à de l'eau)	1.490	150 à 200 \$/L
Ethanol et alcool benzylique	1.490	150 \$/L
Triton X-100	1.490	70 \$/L
Huile de paraffine	1.475	7 \$/L

Une installation comme celle décrite dans l'article de Stoots *et al.* (2001) contient environ 13 000 L de fluide (ils utilisent de l'huile de paraffine), cela peut donc coûter cher lorsque le volume est conséquent.

Tous les problèmes précédents peuvent donc être facilement réglés en utilisant de l'eau (prix, toxicité...). Elle remplit toutes les conditions en termes de sécurité, si elle est filtrée il n'y a pas de changement de couleur, et elle ne réagit pas avec des solides. Ses désavantages sont l'utilisation obligatoire de FEP, qui est le seul solide avec un indice de réfraction assez bas ($n_S = 1.330$), mais qui a un aspect fumé qui ne le rend pas totalement transparent. Une légère flexibilité du FEP l'empêche d'être utilisé dans certaines études, par exemple pour notre cas, ce matériau ne peut servir à fabriquer les cylindres qui doivent rester fixes. L'indice de réfraction de l'eau est aussi influencé par la température et la longueur d'onde du laser. La thèse de Segelstein (1981) témoigne de la complexité de faire des mesures dans l'eau (même si une partie de ses travaux ne correspondent pas à l'analyse de l'indice de réfraction) tant le liquide évolue dans le temps. Une bonne description de la variation de l'indice de réfraction basé sur la loi de CAUCHY est faite par Bashkatov & Genina (2003) :

$$n(\lambda, T) = A(T) + \frac{B(T)}{\lambda^2} + \frac{C(T)}{\lambda^4} + \frac{D(T)}{\lambda^6} \quad (\text{B.4})$$

Avec $A(T)$, $B(T)$, $C(T)$ et $D(T)$ des coefficients de CAUCHY en fonction de la température T , en °C et λ la longueur d'onde en nm.

Des mesures plus précises sur tout le spectre de la lumière visible viennent compléter les informations déjà disponibles et permettent de vérifier les modèles théoriques (Daimon & Masumura, 2007).

La technique d'égalisation des indices de réfraction n'est donc pas simple à mettre en place et le choix du couple liquide/solide n'est pas trivial. En fonction des besoins de l'installation une technique peut-être meilleure qu'une autre. La grande diversité des études déjà réalisées peut cependant orienter les travaux vers une solution.

ANNEXE C FORME DE LA CONTRACTION

Afin de limiter au maximum les décollements le long de la paroi pour des écoulements à vitesses faibles (ce qui est notre cas avec des vitesses de l'ordre du ms^{-1}), la contraction doit respecter plusieurs règles, qui sont discutées par Bell (1988) :

Longueur de la contraction : Le rapport entre la longueur de la conduite L_c et le diamètre d'entrée D_{in} doit être environ égal à 1.

Loi polynomiale : La courbure minimisant les effets négatifs suit une loi polynomiale d'ordre 5.

La loi polynomiale a été aussi étudiée par Brassard & Ferchichi (2005) qui en a proposé une version différente, qui permet d'avoir une pente en entrée et en sortie de la conduite plus douce. Cela se fait avec l'ajout d'un coefficient $f(\psi)$, qui module la forme de la conduite avec une fonction continue. Le modèle de Bell (1988) correspond à $f(\psi) = 1$.

La fonction décrit la distance entre la paroi et le centre de la conduite y , pour un rayon d'entrée H_i et un rayon de sortie H_s :

$$y(\psi) = \left\{ (-10\psi^3 + 15\psi^4 - 6\psi^5) \left[1 - \left(\frac{H_s}{H_i} \right)^{1/f(\psi)} \right] + 1 \right\}^{f(\psi)}, \text{ avec } \psi = \frac{x}{L_c}. \quad (\text{C.1})$$

L'influence de la fonction $f(\psi)$ sur la forme de la conduite est décrite à la Figure C.1 pour différentes valeurs, majoritairement des fonctions constantes. Notre contraction ne nécessitant pas de modifications particulières, le modèle de Bell (1988) ($f(\psi) = 1$) a été utilisé.

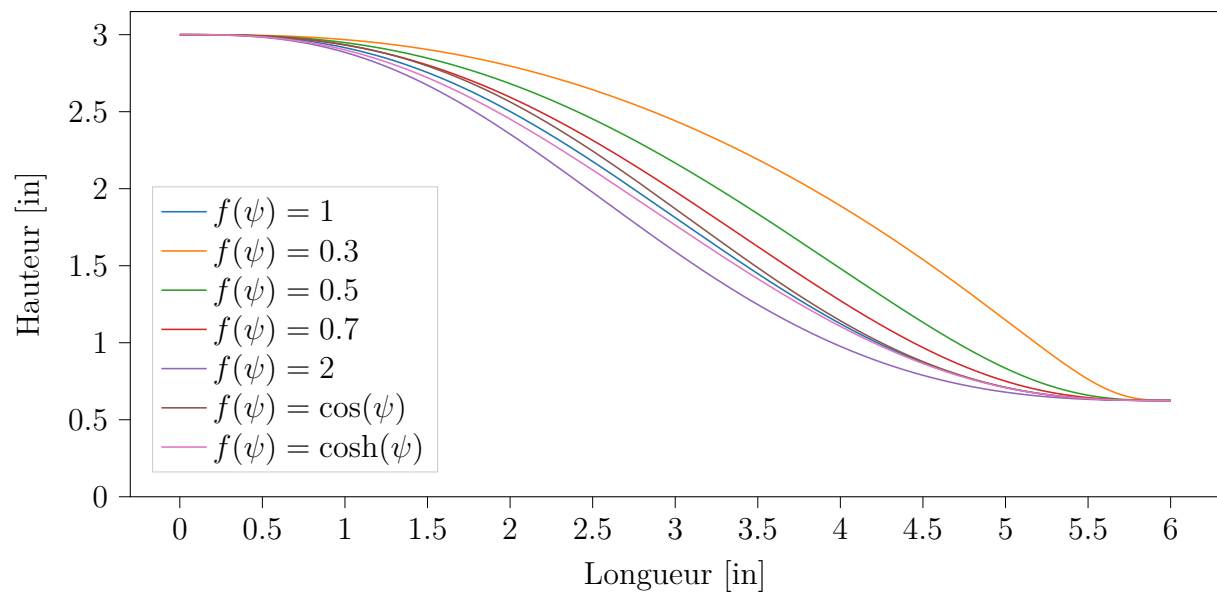


Figure C.1 Forme de la contraction avec le polynôme d'ordre 5 pour différentes valeurs de $f(\psi)$.