THÈSE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS

Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées

Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016

Ecole Doctorale : École Doctorale Sciences et Ingénierie des Matériaux, Mécanique, Énergétique (ED 609)

Secteur de Recherche : Mécanique des milieux fluides

Présentée par

Agathe Schmider

Études des vibrations induites par vortex au moyen d'une solution mécatronique : optimisation de la récupération d'énergie

Directeur de Thèse : Laurent CORDIER

Soutenue le 24 janvier 2023 devant la Commission d'Examen

— JURY —

R. GODOY-DIANA	Directeur de Recherche CNRS, PMMH	Rapporteur
F. GOSSELIN	Professeur, LM2, Polytechnique Montréal	Rapporteur
R. BOURGUET	Chargé de recherche CNRS, IMFT	Examinateur
C. BRAUD	Chargée de Recherche CNRS, LHEEA	Examinatrice
O. DOARÉ	Professeur, ENSTA ParisTech	Examinateur
G. GERMAIN	Chargé de Recherche, IFREMER	Examinateur
S. RAMANANARIVO	Maître de Conférence, École Polytechnique	Examinatrice
L. CORDIER	Directeur de recherche CNRS, Institut Pprime	Directeur de thèse
F. KERHERVÉ	Maître de conférences, Université de Poitiers	Encadrant de thèse

— Invités —

N. DELLINGER	Professeur agrégé, ICUBE Strasbourg
A. SPOHN	Maître de conférences, ENSMA

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Frédérick Gosselin et Ramiro Godoy-Diana, qui ont accepté d'être rapporteurs de ma thèse et d'écrire leur rapport sur la période des congés de fin d'année... Ce n'était pas vraiment un cadeau de ma part..! Merci aux membres du jury d'avoir accepté mon invitation : Rémi Bourguet, Caroline Braud, Olivier Doaré, Grégory Germain, Sophie Ramananarivo. Merci de votre bienveillance et pour les nouvelles idées qui ont pu émerger pendant nos discussions !

Cette thèse pour moi ce n'était pas seulement un diplôme, et d'ailleurs ces trois dernières années n'en sont qu'une partie. C'était un projet qui me tenait à cœur, l'ascension d'un sommet dont j'avais l'impression de ne jamais voir le bout. Cela a commencé entre la Rochelle et Toulouse, avec Ecocinetic sur le développement d'une hydrolienne fluviale. Je tiens à remercier Frédéric, Olivier, Daniel, Bruno, Jean, Paul et Maxime pour une belle année ensemble. Malgré les difficultés, il fait bon de croire en nos rêves et essayer de les rendre réalité, même si cela ne marche pas toujours.

Il faut parfois redescendre dans la vallée pour se ravitailler et mieux remonter. Merci pour cela à David Lo Jacono de m'avoir soutenue lorsque tout s'est écroulé autour de moi et de m'avoir guidée auprès de la supervision prévenante et amicale de Franck pour une nouvelle thèse.

L'ascension de ce nouveau sommet était longue et difficile mais ce que l'on découvre en chemin est toujours surprenant et incroyable et c'est ce qui rend le parcours encore plus significatif pour moi que l'objectif. Je ne peux que remercier tous ceux qui m'ont aidée et soutenue durant ce périple. Pour avoir cru en moi et guidée tout du long, merci à Franck Kerhervé. Merci d'avoir été bien plus qu'un directeur de thèse, de m'avoir fait confiance aux moments où je n'y croyais pas moi-même, d'avoir partagé avec moi ton goût pour l'expérimental, tes conseils, mais aussi des sorties à vélo et des moments de vie. Merci d'avoir toujours su te rendre disponible quand j'en avais besoin et d'avoir fait que pendant ces trois années c'était un plaisir de venir au laboratoire. Je me suis toujours trouvée chanceuse d'être « tombée » sur cette équipe d'encadrement. Merci à Laurent d'avoir été mon directeur de thèse, de m'avoir incluse dans l'équipe, de m'avoir aidée à refaire des pages et des pages de calculs théoriques quand je coinçais, de m'avoir relue avec attention et efficacité. J'espère continuer à appliquer cette rigueur dans ma recherche future. Merci à Andreas pour ta disponibilité, tes conseils et tes idées qui m'ont aidée à donner de la valeur à tout ce travail. Malgré les difficultés à venir au laboratoire, nous avons réussi à faire avancer des expériences qui nécessitaient beaucoup de savoir-faire et de patience. Je suis ravie que tu m'aies fait découvrir « l'art » des visualisations par bulles d'hydrogène. Cela m'a hypnotisée plus d'une fois.

La mécanique des fluides expérimentale est loin d'être un domaine de solitaire, et c'est grâce au concours de nombreuses personnes que j'ai pu réaliser mes expériences. Merci à Christian Refin et Laurent Dupuis pour leur aide pour la réparation du canal. A Nicolas Dellinger pour son aide sur la conception du dispositif expérimental et à Jean-Carl Rousseau d'avoir pris le relais, à Richard Tessier pour la fabrication des différents pièces et montages. Merci à Rédouane Kari pour avoir pris de son temps pour la partie électronique de la commande du moteur principal. Merci à Romain Bellanger et Patrick Braud pour leur aide pour les mesures PIV et de m'avoir fait confiance pour construire peu à peu mon savoir-faire sur cette technique de mesure. J'ai adoré travailler avec vous tous et sans vous je n'en serais pas là.

Et même si parfois on est seul dans sa salle de manip... Heureusement qu'ils n'étaient pas loin. Merci :

Aux « collègues » devenus amis au fil des mois passés ensemble, pour les trajets à vélos, les labyrinthes dans le marais poitevin, des escape-games grandeur nature, les bières au Moe's, les repas au bord du lac, le ski même si je ne pouvais plus venir, les escalade-apéros de l'été, les jeux

de société, les omelettes, les raclettes, les galettes et j'en passe. Merci surtout de m'avoir supportée pendant ces derniers mois !

A Jonas de m'avoir inspirée et aidée dans ma transition de vie, c'est aussi un peu pour toi que je l'ai faite, cette thèse. Tu as été et tu seras à mes côtés, toujours, pour m'aider à donner du sens à la vie et de la vie partout où je vais.

A Clément pour son soutien de tous les jours. A ma famille d'être là dans les moments qui comptent.

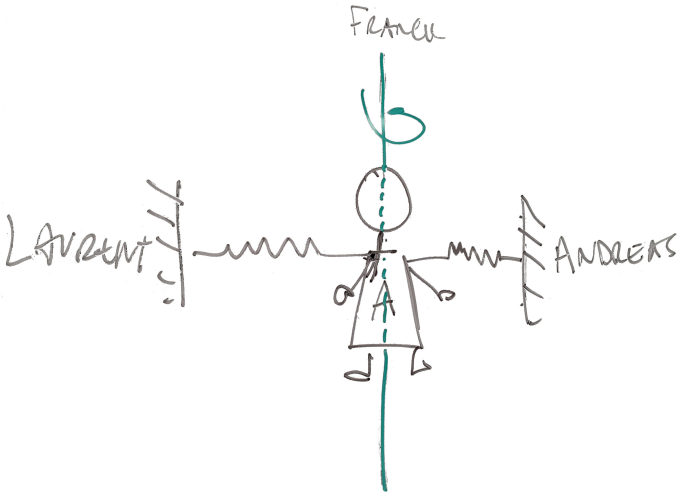


FIGURE 1 – Ma thèse avec trois encadrants, résumée par Franck.

Table des matières

Remerciements **1**

Table des matières **3**

1 État de l'art **9**
1.1 Description des régimes d'écoulement autour d'un cylindre fixe 10
1.2 Vibrations Induites par Vortex (VIV) 15
1.3 Influence des paramètres structurels 29
1.4 Utilisation de l'effet Magnus pour le contrôle des VIV 32

2 Dispositif expérimental et moyens de mesure **39**
2.1 Canal hydraulique Hydra III 40
2.2 Description du dispositif oscillant 41
2.3 Solution mécatronique pour la variation des paramètres structurels 44
2.4 Moyens de mesure et de visualisations 47
2.5 Caractérisation du dispositif oscillant 55
2.6 Validation de la solution mécatronique pour la variation du taux d'amortissement et du coefficient de raideur 62
2.7 Conclusion sur le dispositif expérimental 64

3 Dispositif oscillant avec amortissement négligeable **65**
3.1 Réponse en amplitude et fréquence d'oscillation 65
3.2 Dynamique de sillage 71
3.3 Estimation des efforts 81
3.4 Conclusion sur la réponse du système expérimental 85

4 Effet des paramètres d'amortissement et de raideur virtuels pour l'extraction d'énergie **87**
4.1 Influence du paramètre d'amortissement 87
4.2 Estimation de la puissance extraite et efficacité 90
4.3 Modification de la raideur du système 93
4.4 Conclusion sur la réponse du système modulable 95

5 Vibrations induites par vortex d'un cylindre en rotation forcée **97**
5.1 Dispositif expérimental pour la mise en rotation du cylindre 98
5.2 Régime transitoire et temps d'établissement de l'effet Magnus 99
5.3 Vitesse de rotation constante 104
5.4 Rotation alternée 105
5.5 Intérêt de la rotation pour l'extraction d'énergie 120

6 Conclusion et perspectives **123**
6.1 Discussion 123
6.2 Perspectives 125

Liste des acronymes **129**

Liste des symboles **131**

Résumé / Abstract **147**

Introduction

Vue d'ensemble

La découverte des énergies fossiles a été une révolution dans le développement de l'espèce humaine et de la société telles que nous les connaissons aujourd'hui. L'accès à ces énergies a rendu possible en quelques centaines d'années, ce qui n'avait pas été réalisé en des millénaires auparavant. Aujourd'hui, la crise énergétique et l'urgence climatique nous mettent face à nos responsabilités, en termes de consommation d'énergie, d'une part, et de la source de cette énergie, d'autre part. L'enjeu économique, lié à la raréfaction des ressources fossiles, s'aligne aujourd'hui avec la volonté de préserver notre environnement [1]. Les décideurs politiques, les acteurs socio-économiques et les acteurs des différentes communautés scientifiques n'ont donc plus d'autre choix que d'agir ensemble pour avancer vers un avenir énergétique propre et durable. Cet avenir passe à la fois par une diminution de la demande en énergie au travers du changement des comportements de consommation, par l'amélioration de l'efficacité énergétique, que ce soit dans le domaine de l'industrie, de l'habitat ou encore des transports, ainsi que par le recours aux différentes énergies renouvelables (EnR) que sont le solaire, l'éolien, la biomasse ou encore l'hydrolien. L'enjeu est planétaire et les décideurs politiques sont souvent tentés par les projets colossaux qui proposent des productions de l'ordre du Mégawatt, via des fermes solaires, éoliennes ou encore bientôt, hydroliennes. Cependant, une source unique d'énergie renouvelable ne peut pas répondre à nos besoins en énergie. L'avenir vers une énergie propre et durable passe par l'exploration de toutes les ressources possibles et également par une réappropriation locale de l'énergie, où producteurs et consommateurs se connectent en circuit court. Dans ce contexte, les Régions jouent un rôle primordial pour aider les territoires à s'adapter aux mutations écologiques et climatiques. L'énergie est donc bien une « clé » du développement socio-économique des territoires. Elle concerne le quotidien des particuliers, des entreprises, des associations ou encore des collectivités locales. Le développement d'imposants parcs (ou fermes) de production d'EnR est sans aucun doute indispensable. Il n'en demeure pas moins que ces derniers nécessitent des infrastructures conséquentes et des coûts d'investissement importants. La solution au défi énergétique que se sont fixées les Régions, auquel s'ajoute la maîtrise de l'indépendance énergétique, passe également par des petites unités de production en circuit court avec le consommateur, que ce soit dans les zones urbaines où la demande est importante, ou dans les zones où la densité de population est plus faible et la connexion au réseau plus complexe. En témoigne l'intérêt grandissant que les particuliers accordent à atteindre leur autonomie énergétique à leur échelle.

C'est dans ce contexte que s'inscrit cette thèse. Cette dernière contribue au projet MAGGIE pour *Modules d'extrAction d'énerGie en intelliGence collaboratIvE* (2019-22) financé par la Région Nouvelle Aquitaine (NAQ). Le projet vise l'étude de faisabilité d'un dispositif de récupération d'énergie innovant et autonome dont les caractéristiques lui permettront d'être installé en proximité du consommateur et pour des besoins pouvant varier du mW à la dizaine de kW, avec un concept applicable aussi bien dans l'air que dans l'eau. Bien que le potentiel hydrolien estuarien et fluvial de la Région NAQ ne soit estimé qu'à seulement 100 MW (source SRADDET, Nouvelle-Aquitaine),

1. mis à mal par des décennies d'excès en tous genre : surpopulation, surconsommation, surproduction, pollution jusque hors de notre atmosphère, ...

cette estimation n'est basée que sur l'identification de zones de courants présentant des vitesses supérieures à 1 m/s, vitesse en-dessous de laquelle les technologies d'hydroliennes classiques sont très peu performantes. Le concept proposé dans ce projet s'affranchit de cette contrainte en cherchant à développer une nouvelle approche de récupération d'énergie à faible impact environnemental et pouvant être installée proche du besoin dans les zones habitées. L'approche proposée est basée sur le contrôle actif de l'interaction fluide-structure (IFS) d'un ensemble de modules constitués de corps épais, naturellement oscillants et en rotation forcée autour de leur axe principal. La présente étude constitue la première pierre de l'édifice puisqu'elle est consacrée à la conception, à la démonstration et à la validation d'un des dits « modules oscillants ».

Les interactions entre un écoulement et une structure sont dans de nombreuses situations considérées comme néfastes. Ces interactions peuvent en effet être la cause d'endommagements mineurs ou irréversibles, tels que ce fut le cas pour le célèbre pont du détroit de Tacoma, dont les oscillations démarrées par le vent et auto-entretenues ont conduit à sa destruction (Green et Unruh, 2006). Ce phénomène d'IFS inspire également depuis plusieurs décennies la communauté scientifique pour le développement de nouvelles technologies adaptées au milieu aquatique ou aérien, visant à convertir en énergie électrique l'énergie des vibrations entretenues de la structure et engendrées par des mécanismes d'interactions avec l'écoulement. Que ce soit pour réduire ou extraire l'énergie de ces interactions, une connaissance fondamentale des mécanismes sous-jacents est indispensable. Ces interactions peuvent prendre des formes multiples selon les propriétés mécaniques et le profil aérodynamique de la structure oscillante considérée. Ainsi, par exemple, lorsque la structure est de forme allongée, fine et déformable, il existe une vitesse d'écoulement critique pour laquelle la structure subit une forte instabilité qui se traduit par un battement similaire à celui observé pour un drapeau (Alben et Shelley, 2008). L'énergie mise en jeu dans la déformation mécanique de la structure peut alors être partiellement convertie en énergie électrique par le biais de capteurs de type piézoélectrique. Cette solution demeure au stade prospectif, l'énergie récupérée étant encore de l'ordre de quelques dizaines de mW. Lorsque la structure est, à l'inverse, un corps épais, l'interaction se traduit par des oscillations de la structure entretenues par le développement d'un sillage tourbillonnaire comme dans le cadre d'un cylindre par exemple. Nous parlons alors de Vibrations Induites par Vortex, ou *vortex-induced vibrations* (VIV), ou encore d'un mouvement de galop si la structure présente un profil dissymétrique. Le système VIVACE (Bernitsas *et al.*, 2008), testé en canal hydrodynamique à l'Université de Michigan (Etats-Unis), est probablement l'exemple le plus emblématique de système de récupération d'énergie basé sur le mécanisme de VIV. Ce système consiste en un ensemble de cylindres rigides montés sur ressort, disposés les uns derrière les autres, chacun étant relié à un dispositif convertissant l'énergie mécanique des oscillations en énergie électrique. Les projections de production d'énergie électrique annoncées par les auteurs varient du W au MW selon l'échelle du dispositif. Plusieurs enseignements peuvent être tirés de ce dernier exemple : (i) le phénomène d'interaction fluide-structure peut être utilisé comme source de production d'énergie électrique dans des écoulements à vitesse modérée, voire faible, (ii) la flexibilité en termes d'échelle de production permet un dimensionnement des modules d'extraction en fonction du besoin sur la base de considérations physiques relativement bien connues, et (iii) les modules d'extraction peuvent être couplés pour maximiser la quantité d'énergie produite. Ce dernier type d'exploitation constitue l'objet central du projet MAGGIE. Les dispositifs de type turbine (classiquement éolienne ou hydrolienne), sont généralement optimisés pour travailler dans un régime d'écoulement uniforme. Lorsqu'elles sont installées en ferme, l'efficacité des turbines positionnées dans les sillages peut être drastiquement réduite. A l'inverse, dans le cas d'IFS de type VIVACE par exemple, le processus d'interaction entre sillages et modules d'extraction (on parle alors de Vibrations induites par le sillage, ou *Wake-induced vibrations* (WIV)) peut être utilisé pour maximiser les oscillations des structures et donc la production d'énergie électrique. Cela nécessite néanmoins au préalable une compréhension approfondie des mécanismes d'interaction sillage/structure. La disposition des modules, critère important dans le dimensionnement, est par ailleurs fortement dépendante des conditions amont. Aussi, afin de maintenir un niveau de production optimale quelles que soient les variations de l'écoulement amont, il est nécessaire d'intégrer

une composante "contrôle" de chaque module qui permettra de prendre en compte la dynamique de tous les autres modules afin d'optimiser l'énergie globale récupérée.

Dans une étude qui se veut d'abord prospective, les réponses à ce défi de récupération d'énergie propre et durable ne nécessitent pas immédiatement de démonstrateur à fort niveau de TRL. En effet, l'objectif est d'abord de valider, à partir d'un démonstrateur en laboratoire, la faisabilité de piloter certains paramètres structuraux ayant un contrôle sur l'interaction entre, d'une part, la réponse mécanique de l'oscillateur et, d'autre part, la dynamique de l'écoulement dans son sillage. Les expériences seront menées dans un canal hydraulique à surface libre dans lequel l'écoulement est visualisable et sa vitesse mesurable par des méthodes non intrusives. Ces outils permettent l'analyse de l'interaction du module oscillant avec le sillage. Les paramètres structuraux, habituellement modifiés par des changements mécaniques de l'arrangement, doivent ici servir de paramètres de contrôle en temps réel, et donc être adaptés de manière automatique. Cela passe par l'introduction d'une solution mécatronique. L'originalité de ces travaux repose sur la conception de ce dispositif et son exploitation pour simuler une loi d'extraction d'énergie. L'efficacité du système peut être ainsi calculée en fonction des paramètres structuraux.

Organisation du mémoire

Le premier chapitre (Chap. 1) propose une revue bibliographique, centrée sur la phénoménologie des VIV observées pour un cylindre à section circulaire immergé et libre d'osciller transversalement à l'écoulement. Une attention particulière est portée sur le lien entre les efforts de portance et de traînée subis par le corps oscillant, d'une part, et la dynamique de l'écoulement dans son sillage, d'autre part. La maîtrise de ces efforts est en particulier cruciale dans un contexte d'optimisation de récupération d'énergie. Le cas du cylindre fixe est d'abord discuté afin de rappeler la dépendance en nombre de Reynolds de la dynamique du sillage. Une synthèse des différents modèles théoriques et des différents paramètres clés intervenant dans la réponse d'oscillation d'un cylindre en VIV sont ensuite discutés, au regard des connaissances de la littérature. Ce mémoire se voulant également prospectif du point de vue de la récupération d'énergie, une revue des différentes stratégies déployées dans la littérature pour étudier l'influence des paramètres structuraux sur la réponse d'oscillation est par ailleurs proposée. Le chapitre se termine par une discussion sur l'exploitation de l'effet Magnus pour le contrôle des VIV. La revue s'attarde en particulier sur les résultats de la littérature obtenus par rotation du cylindre autour de son axe de symétrie.

Le second chapitre (Chap. 2) décrit le dispositif oscillant mis en place au cours de la thèse. Celui-ci couple un oscillateur mécanique faiblement amorti, dont le corps central est un cylindre à section circulaire pouvant tourner autour de son axe de symétrie, et une solution mécatronique pour la variation des paramètres structuraux tels que l'amortissement ou encore la raideur. Ce chapitre discute des choix techniques adoptés au regard des résultats de la littérature. Les outils expérimentaux et méthodologiques mis en œuvre sont également détaillés. Ce chapitre se termine par une caractérisation mécanique du dispositif réalisé à partir de tests dits en réponse libre pour identifier les paramètres structuraux et valider la solution mécatronique proposée pour simuler leurs variations.

Le troisième chapitre (Chap. 3) est dédié à l'analyse de la réponse en amplitude et fréquence du dispositif de référence avec amortissement négligeable pour identifier et caractériser les différents régimes d'oscillation. Les différentes dynamiques de sillage associées à ces régimes d'oscillation sont étudiées à l'aide de champs de vitesse et vorticité moyennés en phase, issus de mesures par Vélocimétrie par images de particules ou *Particule Image Velocimetry* (PIV). Une analyse est également menée au moyen d'une Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres ou *Proper Orthogonal Decomposition* (POD), afin de détailler les échelles de temps mises en jeu dans ces différents régimes. Par ailleurs, une estimation des efforts de portance et de traînée s'exerçant sur le cylindre est proposée, efforts qui rentreront en jeu dans le processus de conversion d'énergie mécanique.

Le quatrième chapitre (Chap. 4) propose de démontrer l'intérêt de la solution mécatronique adoptée dans un contexte de récupération d'énergie. L'effet de l'amortissement, simulé par un

forçage linéaire en vitesse du cylindre en boucle fermée sur la réponse en amplitude et fréquence d'oscillation y est étudié. Les essais rapportés simulent un dispositif en configuration de « récupération d'énergie ». Une estimation de l'efficacité énergétique pour les différents cas étudiés est donc réalisée et discutée. Pour finir, l'influence de la raideur sur la réponse en amplitude, simulée par un forçage linéaire en déplacement du cylindre, est également discutée. L'intérêt du contrôle en raideur pour l'optimisation de la plage de vibrations en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement amont est partiellement démontré.

Le cinquième chapitre (Chap. 5) discute de l'influence d'une mise en rotation alternée du cylindre autour de son axe de symétrie sur la réponse d'oscillation. Cette stratégie de contrôle use de l'effet Magnus pour modifier l'écoulement en proche paroi et ainsi piloter le déclenchement des structures tourbillonnaires. Une première étude des échelles de temps caractéristiques lors du déclenchement de la rotation est d'abord menée, en considérant le cas du cylindre fixe en rotation constante. Une étude paramétrique en amplitude de vitesse et fréquence de rotation est ensuite rapportée, afin d'identifier d'éventuels optima locaux en termes d'amplitude d'oscillation. Des visualisations par bulles d'hydrogène sont rapportées pour des couples (vitesse, fréquence) de rotation présentant des modes de sillage absents dans le cas du cylindre sans rotation. Ces visualisations sont complétées par des mesures de champs de vitesse par PIV pour mieux appréhender la physique sous-jacente.

Les conclusions générales de cette étude, mais également les perspectives envisagées pour la poursuite de celle-ci, sont présentées en fin de manuscrit. Celui-ci ouvre la voie de l'utilisation de méthodes d'optimisation pour la récupération d'énergie de plusieurs modules oscillants.

Chapitre 1

État de l'art

Sommaire

1.1 Description des régimes d'écoulement autour d'un cylindre fixe . . 10
1.2 Vibrations Induites par Vortex (VIV) 15
1.2.1 Synthèse des modèles existants et analyse dimensionnelle 15
1.2.2 Réponse en amplitude et en fréquence 20
1.2.3 Phénomène d'accrochage ou « lock-in » 23
1.2.4 Modélisation de la réponse en fréquence 24
1.2.5 Efforts et modes de sillage 25
1.3 Influence des paramètres structurels 29
1.3.1 Dépendance à la raideur 30
1.3.2 Dépendance à l'amortissement 30
1.3.3 Modifications virtuelles de l'oscillateur 31
1.3.4 Forme du corps 31
1.4 Utilisation de l'effet Magnus pour le contrôle des VIV 32

Vous êtes-vous déjà demandé pourquoi les drapeaux oscillent dans le vent ? Pourquoi les algues ou les câbles vibrent dans un courant ? La réponse à ces questions, *a priori* simples, est à rechercher dans les mécanismes d'*interaction fluide-structure*. Les oscillations ou vibrations observées sont en effet induites par l'écoulement. Le terme de « vibrations induites par écoulement » (ou *flow-induced vibrations*, FIV, en anglais) est communément utilisé. Ces phénomènes complexes mêlent mécanique du solide, mécanique vibratoire et mécanique des fluides. Parmi ces phénomènes, les vibrations induites par vortex (*vortex-induced vibrations*, VIV) correspondent à un type particulier de FIV qui apparaît en présence d'un détachement alterné de structures tourbillonnaires dans le sillage d'un obstacle. Selon le régime de l'écoulement et les caractéristiques structurelles de l'obstacle, ces vibrations peuvent être de grande amplitude et causer d'importants dommages aux structures portantes. De nombreuses études ont ainsi été réalisées pour essayer de comprendre les mécanismes à l'œuvre et réduire l'amplitude des vibrations. A l'inverse, ces mécanismes à grandes oscillations ont également fait émerger, dès les années 1990, le développement de technologies d'extraction d'énergie basées sur le transfert d'énergie entre l'écoulement et la structure, à l'instar des éoliennes et hydroliennes. Dans ce chapitre, nous rappelons d'abord (voir Sec. 1.1) la dynamique de l'écoulement derrière un corps épais canonique tel qu'un cylindre, afin d'identifier l'origine des efforts subis par ce dernier. Nous nous intéressons ensuite en Sec. 1.2 aux vibrations induites par ces efforts lorsqu'un cylindre rigide est laissé libre d'osciller dans une direction privilégiée. Pour analyser les phénomènes, un modèle de dynamique basé sur le couplage d'un oscillateur mécanique à une modélisation simplifiée du sillage en aval du cylindre est introduit. L'énergie extractible par

VIV d'une installation est intimement liée à de nombreux paramètres qui dépendent, à la fois, du fluide, du régime de l'écoulement, mais également de la structure mécanique mobile. Pour cette raison, la Sec. 1.3 discute de l'influence de ces paramètres sur la quantité d'énergie extractible du fluide. Finalement, la Sec. 1.4 aborde une piste, développée dans ce manuscrit, permettant de renforcer l'extraction d'énergie par une action de contrôle de la rotation du cylindre autour de son axe principal. Le principe est basé sur l'effet Magnus instationnaire qui amplifie les forces de pression sur le cylindre.

1.1 Description des régimes d'écoulement autour d'un cylindre fixe

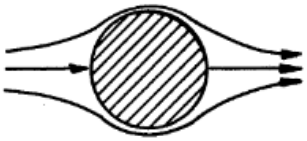
Lorsqu'un corps épais est immergé dans un écoulement, des structures tourbillonnaires tridimensionnelles sont susceptibles de se former selon le régime de l'écoulement. Celui-ci est caractérisé par *le nombre de Reynolds*, représentant le ratio entre les forces d'inertie et les forces de viscosité, ou encore le rapport des temps caractéristiques de convection et de diffusion dans l'écoulement, défini par :

$$\mathrm{Re}_L = \frac{U_\infty L}{\nu} \tag{1.1}$$

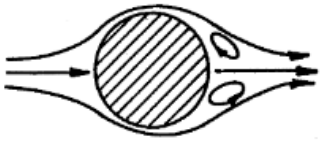
avec U_∞ la vitesse de l'écoulement à l'infini amont, L la dimension caractéristique du corps immergé et ν la viscosité cinématique du fluide. Les différents régimes d'écoulement pouvant être observés autour d'un cylindre (considéré infiniment long) ont été décrits par Lienhard (1966). Pour cette géométrie, notons que la longueur caractéristique n'est autre que le diamètre $L = D$ du cylindre. Par la suite, Re désigne le nombre de Reynolds associé. Une illustration de ces différents régimes est donnée sur la Fig. 1.1. A très faible nombre de Reynolds ($\mathrm{Re} < 5$), l'écoulement épouse parfaitement la forme du cylindre (voir Fig. 1.1 (a)). Lorsque Re augmente, les lignes de courant autour du cylindre deviennent de moins en moins symétriques entre l'amont et l'aval. A partir de $\mathrm{Re} \simeq 5$, l'écoulement ralentit en aval proche du cylindre. Entraîné par les forces visqueuses, deux zones de recirculation symétriques commencent à se former dans le sillage du cylindre. Ce régime a été étudié par Coutanceau et Defaye (1991) et des visualisations sont disponibles dans l'ouvrage de White (2016). La Fig. 1.1(b) schématise l'écoulement correspondant. Cette zone de recirculation grandit et demeure symétrique jusqu'à $\mathrm{Re} \simeq 35$, régime pour lequel les premiers signes d'asymétrie de la zone de recirculation apparaissent. Cette asymétrie évolue avec un décalage de la position du centre de la zone de recirculation. Cette instabilité augmente progressivement jusqu'à $\mathrm{Re} \simeq 50$ pour finalement donner naissance à un sillage formé d'une rangée de tourbillons contrarotatifs alternés appelée « allée de Von Karman » (voir Fig. 1.1 (c)). Kármán (1911) a proposé un modèle théorique décrivant l'allure du sillage développé par ce phénomène, observé initialement par Bénard (1908). Cette allée de tourbillons s'atténue lors du passage du régime laminaire au régime turbulent de l'écoulement autour du cylindre, mais se rétablit à partir de $\mathrm{Re} \geq 3.5 \times 10^5$ (voir Fig. 1.1(f)). Le mécanisme de lâcher tourbillonnaire est décrit en détails par Sumer et Fredsoe (2006) et est illustré sur la Fig. 1.2 pour un cycle, soit encore pour une paire de tourbillons alternés dénommés A et B sur la figure. Lorsque le sillage commence à être instable, un des tourbillons se développe plus que l'autre en longueur et en intensité tel qu'illustré sur la Fig. 1.2 (a). L'intensité du rotationnel du tourbillon A grandit jusqu'à enrouler le tourbillon B derrière le cylindre comme schématisé dans la Fig. 1.2 (b). Le rotationnel du tourbillon B coupe ainsi l'apport de rotationnel au tourbillon A, qui se détache du cylindre. Il se produit la même chose pour le tourbillon B et ainsi de suite de façon périodique.

Le phénomène est dit « auto-entretenu » et possède une fréquence caractéristique $f_{\mathrm{St}} = \omega_{\mathrm{St}}/2\pi$ où ω_{St} est la pulsation associée. Cette fréquence, normalisée par le diamètre du cylindre et la vitesse de l'écoulement amont, permet de définir *le nombre de Strouhal* :

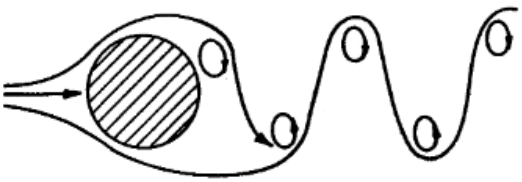
$$\mathrm{St} = \frac{f_{\mathrm{St}} D}{U_\infty} \tag{1.2}$$

(a) 

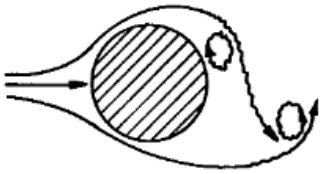
Pour $\mathrm{Re} < 5$: écoulement entièrement attaché.

(b) 

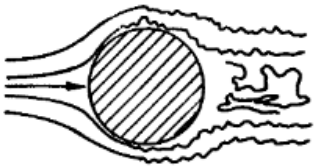
Pour 5 à $15 \leq \mathrm{Re} < 40$: décollement et présence de deux zones de recirculation fixes dans le sillage.

(c) 

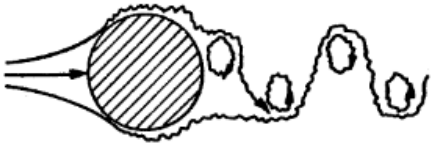
Allée laminaire de tourbillons. Pour $40 \leq \mathrm{Re} < 90$: instabilité des deux zones de recirculation qui entraîne une périodicité dans le sillage. Pour $90 \leq \mathrm{Re} < 150$: transformation de la zone de recirculation en tourbillon, périodicité due au lâcher de tourbillons.

(d) 

Pour $150 \leq \mathrm{Re} < 300$: Allée de von Karman. Pour $300 \leq \mathrm{Re} \leq 3 \times 10^5$: Transition progressive vers une allée de tourbillons turbulente.

(e) 

Pour $3 \times 10^5 \leq \mathrm{Re} < 3.5 \times 10^5$: La couche limite laminaire du cylindre devient turbulente. Le sillage est plus étroit et désorganisé. Plus d'allée de tourbillons détectable.

(f) 

Pour $\mathrm{Re} \geq 3.5 \times 10^5$: Rétablissement d'une allée de tourbillons turbulente. Sillage plus étroit que dans le régime (c).

FIGURE 1.1 – Régimes d'écoulement autour d'un cylindre. Figure adaptée de Lienhard (1966).

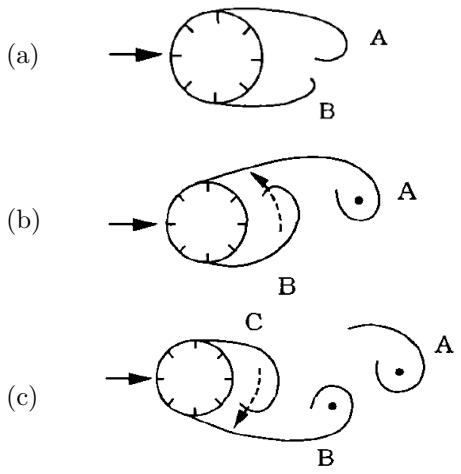


FIGURE 1.2 – Étapes de formation des lâchers tourbillonnaires derrière un cylindre fixe dans un écoulement (Zhao, 2012).

La Fig. 1.3 montre une compilation de résultats de mesures de l'évolution de St en fonction de Re. Pour $\mathrm{Re} < 300$, St croît presque linéairement. Au-delà, et jusqu'à $\mathrm{Re} < 10^5$, St évolue peu en fonction du nombre de Reynolds et reste compris dans l'intervalle $[0.18, 0.22]$. Pour cette raison, St est souvent approximé par une constante ($\mathrm{St} \approx 0.2$) pour les régimes de nombre de Reynolds $\mathrm{Re} \in [10^3, 10^5]$. Avec cette approximation, la fréquence du lâcher tourbillonnaire évolue linéairement avec la vitesse incidente U_∞.

Les lâchers tourbillonnaires périodiques modifient le champ de pression autour du cylindre. En effet, la formation d'une zone de recirculation sur un côté du cylindre s'accompagne d'une augmentation de la vitesse en amont du point de décollement et d'une diminution de vitesse en aval du cylindre. La distribution de pression à la surface du cylindre devient donc asymétrique avec une dépression plus importante du côté de la zone de recirculation. Par conséquent, l'effort hydrodynamique global se trouve dirigé dans la direction de cette zone de recirculation. Cette dynamique est illustrée pour trois phases représentatives sur la Fig. 1.4. Ainsi, la composante de force perpendiculaire à la direction de l'écoulement, la force de portance, varie à la même fréquence que les lâchers tourbillonnaires. En contrepartie, la composante de vitesse dans la direction de l'écoulement, la force de traînée, varie à une fréquence double de celle du lâcher tourbillonnaire (Bishop *et al.*, 1964; Sumer et Fredsoe, 2006).

L'intensité des efforts hydrodynamiques peut être influencée par le parallélisme du lâcher tourbillonnaire. Les tourbillons restent parallèles entre eux mais peuvent être convectés de manière oblique par rapport à l'axe du cylindre. Les visualisations de Williamson (1989) illustrent des cas de lâchers parallèles (voir Fig. 1.5 (a)) et obliques (Fig. 1.5 (b)). Afin d'analyser l'influence du parallélisme des lâchers sur les efforts aérodynamiques, Khalak et Williamson (1996) ont joué sur les conditions aux limites à l'extrémité du cylindre. La Fig. 1.5(c) montre que le parallélisme des lâchers influence peu le coefficient de traînée. En revanche, les amplitudes d'oscillations du coefficient de portance sont très sensibles au parallélisme, en particulier pour des nombres de Reynolds $\mathrm{Re} \geq 4000$ (Fig. 1.5(d)). Le parallélisme des lâchers tourbillonnaires est donc essentiel pour extraire un maximum d'énergie d'une telle configuration. La conception du dispositif décrit dans ce travail tient compte de ce point spécifique.

Le cas d'un corps fixe et rigide a été considéré jusqu'ici. Si maintenant le corps possède une certaine flexibilité mécanique ou un degré de liberté dans son déplacement autour d'un point

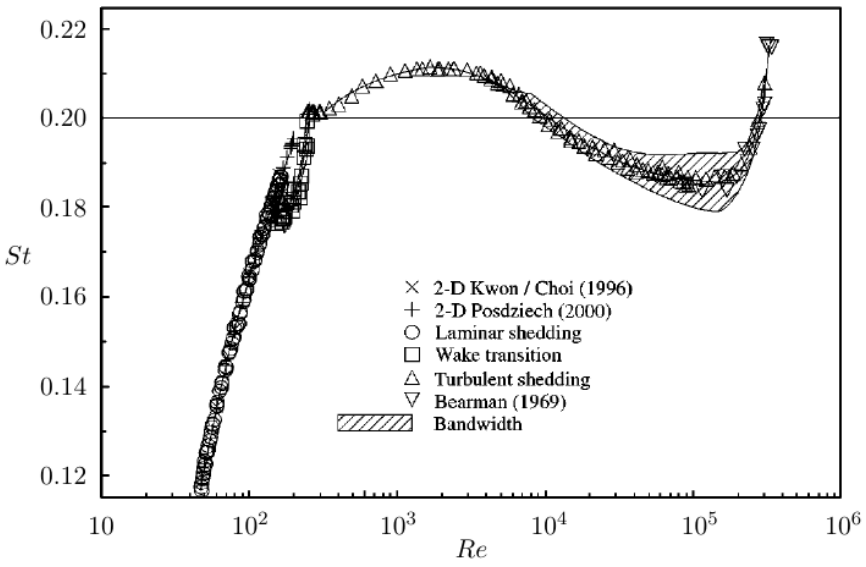
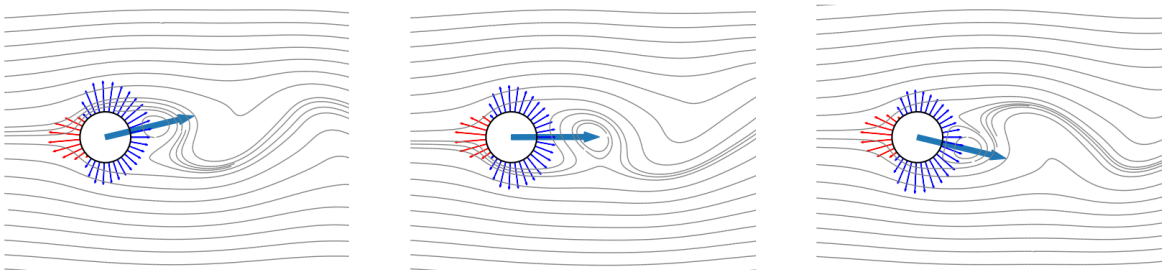


FIGURE 1.3 – Évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds pour un cylindre circulaire (Norberg, 1994).



(a) $\Phi_{\mathrm{St}} = -\pi$ (b) $\Phi_{\mathrm{St}} = 0$ (c) $\Phi_{\mathrm{St}} = \pi$

FIGURE 1.4 – Bilan de l'effort hydrodynamique exercé par un écoulement de fluide à Re = 100 sur un cylindre fixe (résultats issus de simulations numériques). Distribution de pression autour du cylindre : les flèches rouges indiquent une pression positive, les flèches bleues indiquent une pression négative par rapport à p_∞, la pression loin en amont du cylindre. Les phases Φ_{St} choisies correspondent à trois états caractéristiques de la force de portance fluctuante sur le cylindre. (a) $C_L = C_{L,\mathrm{max}}$, (b) $C_L = 0$, (c) $C_L = C_{L,min} = -C_{L,max}$ où C_L est le coefficient de portance.

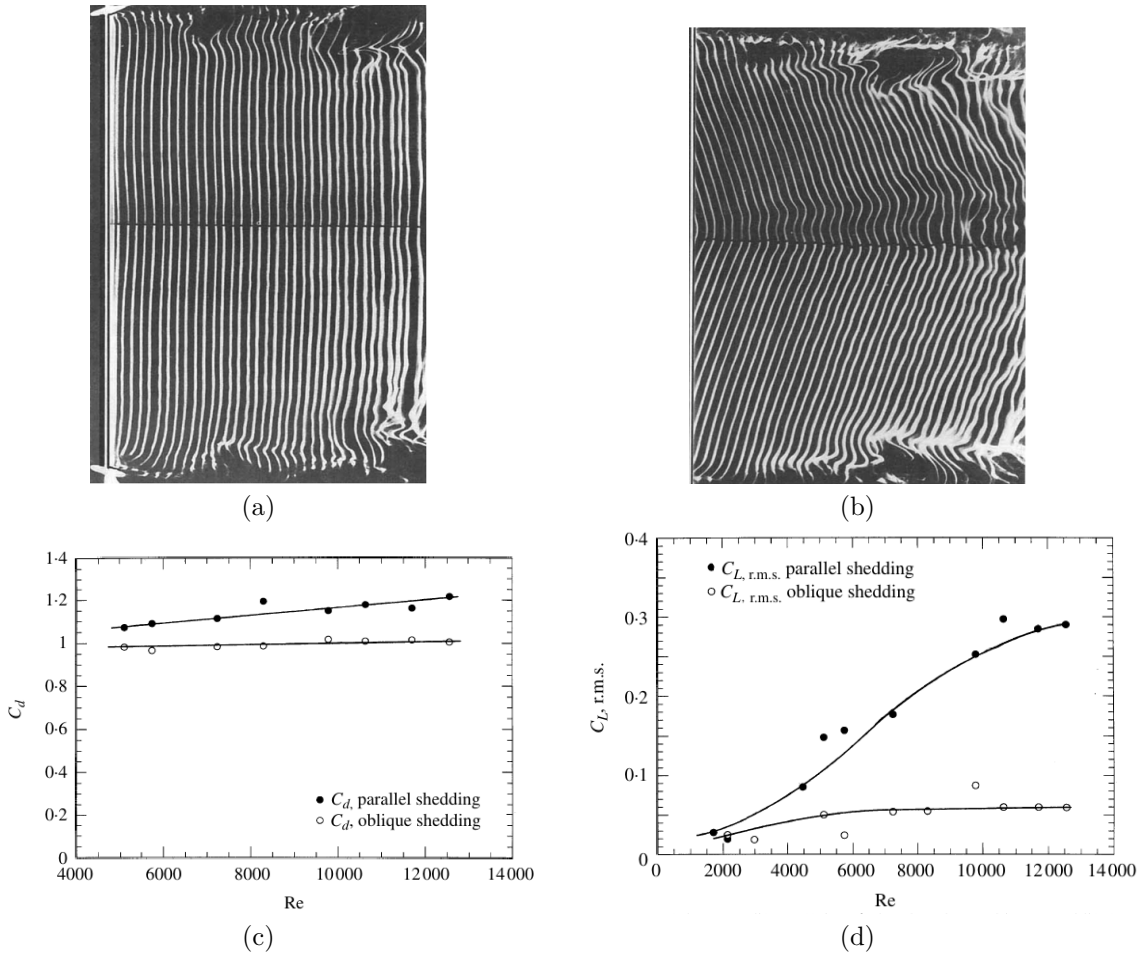


FIGURE 1.5 – Visualisations par colorant (fluorescéine) de lâchers tourbillonnaires parallèles (a) et obliques (b) derrière un cylindre fixe par Williamson (1989). Forces exercées sur le cylindre : (c) Coefficient de traînée moyen (C_d), (b) RMS (Root Mean Square) du coefficient de portance (C_L) pour des lâchers parallèles et lâchers obliques. Mesures effectuées avec une balance d'effort par Khalak et Williamson (1996).

d'équilibre par exemple, la déformation du corps ou/et le déplacement peut/peuvent affecter localement l'écoulement et la répartition des forces exercées par le fluide. Ce type d'interaction, fruit d'un éventuel couplage entre le fluide et la structure, peut être à l'origine de vibrations du corps, communément appelées « vibrations induites par l'écoulement », ou FIV. Dans le cas du cylindre monté de manière élastique, le détachement périodique de structures tourbillonnaires peut provoquer, sous certaines conditions, sa mise en mouvement, appelée « vibrations induites par vortex », ou VIV. Comme l'aborde la section suivante, ce détachement périodique induit des forces aérodynamiques fluctuantes sur le cylindre qui entretiennent son mouvement oscillant. Il est alors possible de construire un système oscillatoire auto-entretenu par l'écoulement et pour lequel une partie de l'énergie mise en jeu peut potentiellement être extraite. Dès lors, les questions principales sont : comment optimiser le transfert d'énergie du fluide vers la structure ? Quels paramètres de contrôle avons-nous à notre disposition ?

1.2 Vibrations Induites par Vortex (VIV)

Les vibrations induites par vortex ont été observées et visualisées dès les années 30 par Den Hartog (1934), la recherche sur le sujet s'intensifiant à partir des années 60. La progression des connaissances dans le domaine est documentée dans les articles de revue de Bearman (1984), Sarpkaya (2004) etWilliamson et Govardhan (2004).

1.2.1 Synthèse des modèles existants et analyse dimensionnelle

Cette section présente une synthèse des modèles théoriques typiquement utilisés pour décrire l'interaction fluide-structure qui pilote le mécanisme de VIV. Nous nous attardons en particulier à justifier le choix des paramètres adimensionnels permettant de décrire au mieux ce phénomène.

1.2.1.1 Approche générale

Dans l'étude d'un problème de mécanique des fluides, nous pouvons très souvent nous limiter au nombre de Reynolds pour qualifier le régime d'écoulement. Ce nombre adimensionnel, introduit dans la Sec. 1.1, contient en effet les trois grandeurs caractéristiques de l'écoulement : la vitesse incidente U_∞, une longueur caractéristique D et la viscosité du fluide ν. La vitesse en tout point de l'espace et du temps, $\boldsymbol{u}$, dépend de 5 grandeurs $\boldsymbol{x}, t, U_\infty, D$ et ν dont les unités sont des combinaisons de longueur et de temps. D'après le théorème Π (Buckingham, 1914), le nombre de variables adimensionnelles nécessaires pour décrire le système se réduit à $5 - 2 = 3$ variables. Les variables adimensionnelles sont définies comme suit :

$$\boldsymbol{x}^* = \frac{\boldsymbol{x}}{D}, \quad t^* = \frac{t}{t_{\mathrm{Ref}}}, \quad \mathrm{Re} = \frac{U_\infty D}{\nu} \tag{1.3}$$

où t_{Ref} est le temps de référence utilisé dans l'adimensionalisation. Ce temps de référence n'est toutefois pas unique. Le temps *convectif* de l'écoulement défini par $t_{\mathrm{Ref}} = D/U_\infty$ peut, par exemple, être choisi. Dans le cas de l'écoulement autour du cylindre, des instabilités apparaissent pour certains régimes. Aussi, une autre échelle temporelle de référence peut être introduite par l'intermédiaire de la fréquence de l'instabilité f_{St} dominante. Par ailleurs, dans le cas d'un couplage fluide-structure, une échelle temporelle liée au solide peut également être introduite. Cette diversité de définitions de la variable temporelle de référence constitue une caractéristique majeure des différentes modélisations proposées. Une autre différence notable entre les modèles rencontrés concerne la modélisation des efforts exercés par le fluide sur le cylindre. Par la suite, nous présentons les caractéristiques des différents modèles à dimension réduite afin de mieux comprendre quels paramètres influencent le transfert d'énergie.

S'il existe des différences de choix pour le temps caractéristique, la littérature s'accorde en revanche sur un point. Dans le cas d'un cylindre rigide à un degré de liberté, la partie « solide » peut

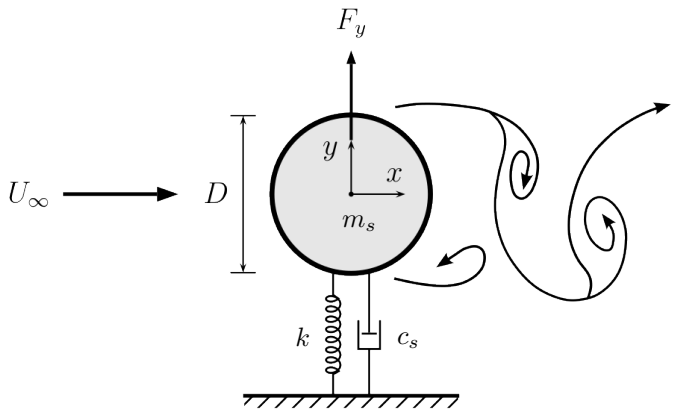


FIGURE 1.6 – Modèle d'un cylindre rigide à 1 degré de liberté transverse à l'écoulement (Zhao, 2012).

être modélisée par un oscillateur amorti (Paidoussis *et al.*, 2011), comme illustré sur la Fig. 1.6. Dans ce modèle, le cylindre rigide de diamètre D et de longueur H est monté de manière élastique sur une plateforme à un degré de liberté, libre d'osciller transversalement (direction dénommée $\boldsymbol{e}_y$ ci-après). De cette façon, le cylindre est limité à osciller de manière transverse à un écoulement stationnaire uniforme à la vitesse U_∞. Le cylindre est idéalisé comme une masse ponctuelle sur laquelle s'appliquent les efforts exercés par le fluide, les efforts de frottement du système mécanique, ainsi que la force de rappel d'un ressort pour modéliser son mouvement élastique. Par application du principe fondamental de la dynamique, le déplacement du cylindre au cours du temps $y(t)$ satisfait l'équation d'un oscillateur amorti à un degré de liberté :

$$M_s \frac{d^2y}{dt^2} + C_s \frac{dy}{dt} + Ky = F_y(t)H, \tag{1.4}$$

avec M_s la masse de l'oscillateur, C_s l'amortissement lié au frottement mécanique, K la raideur du ressort et $F_y(t)$ les efforts transverses s'exerçant sur le cylindre, c'est-à-dire la projection sur l'axe $\boldsymbol{e}_y$ des efforts hydrodynamiques (ou aérodynamiques). Cette équation peut également s'exprimer par unité de longueur du cylindre telle que :

$$m_s \frac{d^2y}{dt^2} + c_s \frac{dy}{dt} + ky = F_y(t), \tag{1.5}$$

avec $m_s = M_s/H$, la masse linéique des parties mobiles du système oscillant, $c_s = C_s/H$, $k = K/H$, l'amortissement et la raideur linéique, respectivement. L'expression de F_y, loin d'être simple, mène aux premières divergences de modélisation. Pour obtenir la réponse en amplitude y du cylindre en fonction de la vitesse incidente U_∞, il n'est pas forcément nécessaire de connaître la vitesse en tout point du domaine fluide mais seulement les efforts. Trois approches ont été choisies dans les différents travaux visant à théoriser les VIV : l'approche dite « solide », l'approche « fluide » et l'approche « oscillateur de sillage » décrites ci-dessous.

1.2.1.1.1 Approche « solide » Parmi les premiers modèles présentés, Khalak et Williamson (1996) décident de séparer dans la résultante hydrodynamique F_y, les parties « visqueuse » et « non-visqueuse ». Pour la partie non-visqueuse, la théorie potentielle de l'écoulement autour du cylindre fait apparaître la masse ajoutée m_a. Pour le reste de l'effort, ils introduisent un coefficient d'effort transverse instantané, C_y, d'où :

$$F_y(t) = -m_a \frac{d^2y}{dt^2} + \frac{1}{2}\rho D U_\infty^2 C_y(t). \tag{1.6}$$

Ainsi, en remplaçant l'expression de F_y dans (1.5), nous obtenons :

$$(m_s + m_a)\frac{d^2y}{dt^2} + c_s\frac{dy}{dt} + ky = \frac{1}{2}\rho D U_\infty^2 C_y(t). \tag{1.7}$$

La masse linéique totale $m = m_s + m_a$ du système oscillant, appelée tout simplement « masse » par la suite, prend en compte à la fois la masse des parties mobiles, m_s, ainsi que la *masse ajoutée* m_a (masse du fluide emporté par inertie). Dans le cas du cylindre, cette dernière est définie par :

$$m_a = \frac{\rho\pi D^2}{4}C_a \tag{1.8}$$

où C_a désigne le coefficient de masse ajoutée. Suivant Brennen (1982), la valeur de C_a dépend de la forme du corps et du sillage derrière ce dernier. Ainsi, la masse ajoutée est en général différente de la masse de fluide déplacée. Le cas du cylindre circulaire est une exception car l'expérience montre (et nous le vérifierons dans le Chap. 2) que dans ce cas, une bonne approximation est donnée par $C_a \approx 1$.

Pour adimensionner (1.7), Khalak et Williamson (1996) choisissent comme temps de référence t_{Ref}, la période naturelle de l'oscillateur prenant en compte *la masse ajoutée*, soit :

$$T_n = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}, \quad \text{soit} \quad \omega_n = \sqrt{\frac{k}{m}} \tag{1.9}$$

Ce choix présente l'avantage de simplifier la partie de l'équation qui comprend l'oscillateur mécanique et fait apparaître le coefficient d'amortissement ζ, défini usuellement par :

$$\zeta_s = \frac{c_s}{2\sqrt{km}} \tag{1.10}$$

En revanche, il ne fait pas apparaître de nombres reliés à la dynamique du fluide car celle-ci est encore masquée dans le coefficient d'effort instantané C_y.

1.2.1.1.2 Approche « fluide » Dans l'optique d'étudier des cas limites ($m \to 0$ ou $k \to 0$) ou des cas où le couplage fluide-solide n'a pas effectivement lieu, Shiels *et al.* (2001) remettent en question l'universalité de l'adimensionnement discuté précédemment. Ils proposent ainsi d'adimensionner le temps par rapport au temps convectif de l'écoulement, soit encore

$$T_f = D/U_\infty$$

Cette approche est reprise par plusieurs auteurs (Klamo *et al.*, 2006; Vandiver, 2012) et permet de simplifier le membre de droite de (1.5). En revanche, l'instabilité du sillage derrière le cylindre fixe est toujours absente de l'équation. Dans ce cas, la dynamique des efforts hydrodynamiques est considérablement simplifiée en faisant l'hypothèse que l'excitation issue des efforts fluides peut être représentée par une fonction périodique, c'est à dire :

$$F_y(t) = \frac{1}{2}\rho D U_\infty^2 C_{y_0}\sin(\omega t + \Phi), \tag{1.11}$$

où ω et Φ sont la pulsation et la phase de forçage, respectivement. L'équation (1.5) devient alors :

$$m_s\frac{d^2y}{dt^2} + c_s\frac{dy}{dt} + ky = \frac{1}{2}\rho D U_\infty^2 C_{y_0}\sin(\omega t + \Phi), \tag{1.12}$$

Connaissant la forme du second membre, une solution particulière de (1.12) peut être recherchée comme $y(t) = A\sin(\omega t)$ où ω est la fréquence angulaire d'oscillation du cylindre. L'hypothèse (1.11), efficace pour prédire la réponse en amplitude du cylindre (Vandiver, 2012), est restrictive et n'introduit pas d'équation couplée entre la dynamique du fluide et du solide. De ce fait, les deux approches précédentes ne prennent pas en compte les caractéristiques du sillage tourbillonnaire, pourtant à l'origine de l'effort oscillant.

1.2.1.1.3 Approche « Oscillateur de sillage » Pour tenir compte des caractéristiques du sillage tourbillonnaire, il faut utiliser un modèle dit *d'oscillateur de sillage*. Mottaghi *et al.* (2020) donne une synthèse des modèles existants. Dans ce cas, la fréquence de Strouhal est utilisée pour construire un temps de référence. En introduisant le déplacement et le temps adimensionnels tels que :

$$y^* = y/D \quad \text{et} \quad t^* = \omega_{\mathrm{St}} t, \tag{1.13}$$

les dérivées dimensionnelles deviennent :

$$\frac{dy}{dt} = D\omega_{\mathrm{St}} \frac{dy^*}{dt^*} \quad \text{et} \quad \frac{d^2y}{dt^2} = D\omega_{\mathrm{St}}^2 \frac{d^2y^*}{dt^{*2}} \tag{1.14}$$

L'effort sur le cylindre est décomposé en une solution potentielle comme dans (1.6). Contrairement à l'approche « solide » précédente, le reste de l'effort est aussi décomposé en deux parties, l'une d'entre elles pouvant être assimilée à un amortissement fluide (Blevins, 1990), soit encore

$$F_y(t) = -m_a \frac{d^2y}{dt^2} - c_f \frac{dy}{dt} + \frac{1}{2}\rho D U_\infty^2 C_y(t) \tag{1.15}$$

Avec cette décomposition, l'équation (1.5) devient :

$$(m_s + m_a)\frac{d^2y}{dt^2} + (c_s + c_f)\frac{dy}{dt} + ky = \frac{1}{2}\rho D U_\infty^2 C_y(t) \tag{1.16}$$

En introduisant $\omega_n = 2\pi/T_n$, la fréquence naturelle du système mécanique (voir (1.9)), ainsi que le coefficient d'amortissement ζ_s (voir (1.10)), nous obtenons :

$$\frac{d^2y}{dt^2} + 2\omega_n\left(\zeta_s + \zeta_f\right)\frac{dy}{dt} + \omega_n^2 y = \frac{1}{2}\frac{\rho D}{m} U_\infty^2 C_y(t) \tag{1.17}$$

L'introduction des variables adimensionnelles y^* et t^* donne (en notant $\dot{y^*}$, la dérivation de y^* par rapport au temps t^*) :

$$\begin{aligned}
D\omega_{\mathrm{St}}^2 \ddot{y^*} &+ D\omega_{\mathrm{St}} 2\omega_n\left(\zeta_s + \zeta_f\right) \dot{y^*} + & D\omega_n^2 y^* &= \frac{1}{2}\frac{\rho D}{m} U_\infty^2 & C_y(t) \\
\ddot{y^*} &+ 2\frac{\omega_n}{\omega_{\mathrm{St}}}\left(\zeta_s + \zeta_f\right) \dot{y^*} + & \left(\frac{\omega_n}{\omega_{\mathrm{St}}}\right)^2 y^* &= \frac{1}{2}\frac{\rho D^2}{m}\left(\frac{U_\infty}{\omega_{\mathrm{St}} D}\right)^2 & C_y(t) \\
\ddot{y^*} &+ 2\frac{\omega_n}{\omega_{\mathrm{St}}}\left(\zeta_s + \zeta_f\right) \dot{y^*} + & \left(\frac{\omega_n}{\omega_{\mathrm{St}}}\right)^2 y^* &= \frac{1}{2\pi^3}\frac{m_a}{C_a m}\left(\frac{1}{\mathrm{St}}\right)^2 & C_y(t)
\end{aligned} \tag{1.18}$$

L'adimensionnement choisi fait apparaître des nombres adimensionnels déjà définis comme le coefficient d'amortissement ζ_s et le nombre de Strouhal St. Il apparaît également un rapport de masses et un rapport de pulsations (fréquences) que nous noterons ici m^* et δ, respectivement. Triantafyllou *et al.* (1994) ont suggéré d'introduire un coefficient d'amortissement hydrodynamique ζ_f, approche qui a été reprise et modifiée dans des travaux qui ont suivi (De Langre, 2006; Facchinetti *et al.*, 2004; Grouthier, 2013; Skop et Balasubramanian, 1997; Skop et Luo, 2001). L'ensemble des paramètres retenus par ces modèles sont :

$$m^* = \frac{m_s}{m_a} = \frac{m_s}{C_a \rho \pi (D^2/4)}, \quad \delta = \frac{\omega_n}{\omega_{\mathrm{St}}} \quad \text{et} \quad \zeta_f = \frac{c_f}{2m\omega_n}. \tag{1.19}$$

L'équation du mouvement (1.18) peut alors s'écrire sous la forme,

$$\ddot{y^*} + 2\delta(\zeta_s + \zeta_f)\dot{y^*} + \delta^2 y^* = \frac{1}{2\pi^3(1+m^*)C_a\,\mathrm{St}^2} C_y(t) \tag{1.20}$$

Pour le modèle de l'oscillateur de sillage, l'hypothèse faite par divers auteurs (Bishop *et al.*, 1964; Hartlen et Currie, 1970) dont Facchinetti *et al.* (2004) est que l'oscillation du sillage est un phénomène auto-excité. Le modèle d'oscillateur de van der Pol (van der Pol, 1926) est alors généralement employé, avec pour terme de forçage l'accélération du cylindre. Nous introduisons q^*, la variable adimensionnelle représentant les variations de portance sur le cylindre. Cette variable, définie par

$$q^*(t) = 2C_y(t)/C_{y_0}, \tag{1.21}$$

avec C_{y_0} l'amplitude des oscillations du coefficient de force transverse pour le cylindre fixe, est un indicateur de la dynamique du sillage. Cette variable vérifie

$$\ddot{q^*} + \epsilon(q^{*2} - 1)\dot{q^*} + q^* = \alpha_c \ddot{y^*} \tag{1.22}$$

où ϵ, le paramètre de van der Pol et α_c, le paramètre de couplage de l'effort, sont déterminés en faisant correspondre les valeurs obtenues par le modèle avec des résultats expérimentaux. Les valeurs typiques de ces paramètres sont $\epsilon = 0.3$ et $\alpha_c = 12$ (Facchinetti *et al.*, 2004). Le système oscillant peut donc être décrit par le système d'équations couplés suivant :

$$\begin{cases} \ddot{y^*} + 2\delta(\zeta_s + \zeta_f)\dot{y^*} + \delta^2 y^* = \frac{1}{\pi^3(1+m^*)C_a\,\mathrm{St}^2} C_{y_0} q^* \\ \ddot{q^*} + \epsilon(q^{*2} - 1)\dot{q^*} + q^* = \alpha_c \ddot{y^*} \end{cases} \tag{1.23}$$

En régime établi, la réponse du système couplé est périodique et de la forme :

$$y(t) = A\sin(2\pi f t) \tag{1.24}$$

avec A l'amplitude et f la fréquence des oscillations. Le système d'équations (1.23) permet d'introduire les paramètres adimensionnels suivants :

$$A^* = A/D$$

qui correspond à l'amplitude adimensionnelle des oscillations, et

$$f^* = f/f_n$$

qui correspond au rapport de fréquence entre la fréquence du mouvement d'oscillation f et la fréquence naturelle du système mécanique f_n. Nous introduisons également la *vitesse réduite*

$$U^* = \frac{U_\infty}{f_n D} = \frac{1}{\delta\,\mathrm{St}}, \tag{1.25}$$

qui n'est autre qu'une combinaison du rapport de fréquences et du nombre de Strouhal. Dans les paragraphes suivants, nous nous intéressons au comportement de ce système oscillant amorti, soumis aux efforts du fluide, en fonction de divers paramètres, tels que le régime d'écoulement ou encore les paramètres mécaniques du système (amortissement, raideur ou encore masse).

Afin de faciliter la lecture, nous résumons ici l'ensemble des paramètres adimensionnels usuels dans l'étude des VIV :

Re	=	$\dfrac{U_\infty D}{\nu}$	Nombre de Reynolds
St	=	$\dfrac{f_{\mathrm{St}} D}{U_\infty}$	Nombre de Strouhal
δ	=	f_n / f_{St}	Ratio de fréquence
m^*	=	$\dfrac{m_s}{m_a} = \dfrac{m_s}{C_a \rho \pi (D/2)^2}$	Masse réduite
ζ_s	=	$c_s / 2\sqrt{km}$	Facteur d'amortissement mécanique
ζ_f	=	$c_f / (2m\omega_n)$	Facteur d'amortissement hydrodynmaique
C_{y_0}			Coefficient d'effort hydrodynamique transverse
U^*	=	$\dfrac{U_\infty}{f_n D} = \dfrac{1}{\mathrm{St}\,\delta}$	Vitesse réduite
A^*	=	A/D	Amplitude réduite des oscillations
f^*	=	f/f_n	Fréquence réduite

1.2.2 Réponse en amplitude et en fréquence

Comme pour tout phénomène vibratoire, l'amplitude A^* et la fréquence f^* du corps oscillant constituent deux paramètres d'analyse importants. En VIV, les réponses en amplitude et fréquence sont classiquement présentées en fonction de la vitesse réduite U^*.

L'une des premières expériences étudiant le phénomène de VIV est celle de Feng (1968). Des mesures de déplacement, de fréquence et de pression ont été réalisées en soufflerie sur des cylindres circulaires libres d'osciller dans la direction transverse à l'écoulement. Ces travaux ont notamment mis en évidence l'interdépendance du mouvement du cylindre et du lâcher tourbillonnaire dans le sillage de ce dernier. La Fig. 1.7 présente la réponse de l'amplitude réduite $A^* = A/D$ en fonction de U^*. Feng (1968) propose d'utiliser le déplacement maximal du cylindre enregistré sur une séquence temporelle donnée comme valeur pour A. Nous verrons par la suite que d'autres choix sont possibles. Des oscillations significatives démarrent pour $U^* \approx 5$ puis augmentent fortement avec U^* jusqu'à atteindre des amplitudes de $0.8D$. En augmentant encore la vitesse réduite U^*, l'amplitude décroît fortement. Au-delà de $U^* \approx 10$, les oscillations deviennent négligeables. Ce type de réponse est communément appelé « réponse à deux branches » ou réponse du type Feng. Un phénomène d'hystérésis a également été mis en évidence par les mêmes auteurs. Lorsque la courbe de réponse A^* est parcourue en faisant décroître la valeur de U^*, l'amplitude maximale atteinte n'est que de $0.5D$. Les oscillations de plus grandes amplitudes sont observées par Feng (1968) dans une région dite de « synchronisation », encore dénommée *lock-in*, dans la gamme $5 \leq U^* \leq 8$ où la fréquence f d'oscillation du cylindre, illustrée sur la Fig. 1.7(b), correspond approximativement à la fréquence du lâcher tourbillonnaire f_{St}. Celle-ci est indiquée par la droite d'équation $f_{\mathrm{St}}/f_n = \mathrm{St}\,U_\infty/(f_n D) = \mathrm{St}\,U^*$ en considérant St constant pour le cylindre fixe. L'accrochage se produit lorsque ces deux fréquences sont comparables à la fréquence naturelle f_n du système mécanique oscillant, $f \approx f_{\mathrm{St}} \approx f_n$.

Quelques décennies plus tard, Khalak et Williamson (1997b) reproduisent en canal hydraulique l'expérience de Feng (1968). Les résultats obtenus sont présentés également en Fig. 1.7. Les deux expériences ont toutes les deux de très faibles coefficients d'amortissement (voir Tab. 1.1) grâce à leur montage sur paliers à air. Cependant, les réponses en amplitude sont très différentes. Khalak et Williamson (1997b) observent des oscillations dès $U^* = 4$ pouvant atteindre des amplitudes maximales de $0.9D$. Par ailleurs, contrairement aux résultats de Feng (1968), une « réponse à trois branches » est observée : (i) une première branche située entre $2.5 \leq U^* \leq 4.5$ où l'amplitude des oscillations croit rapidement, (ii) une seconde branche sous forme d'un plateau pour

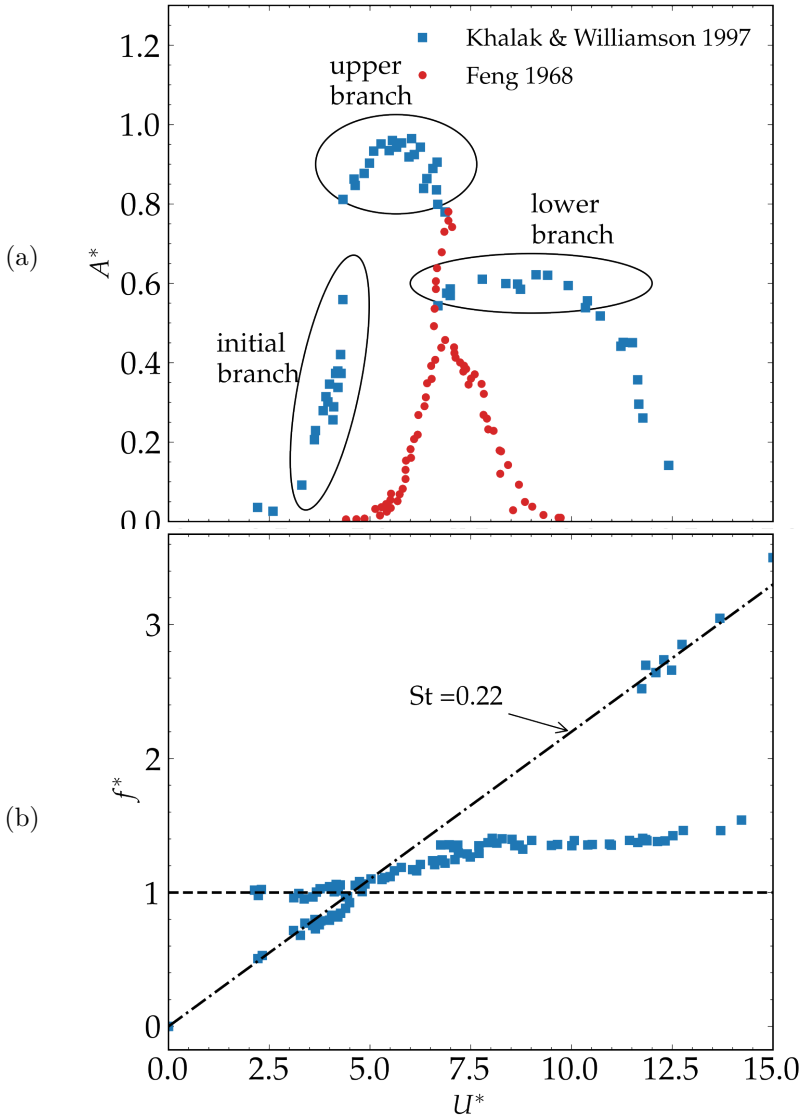


FIGURE 1.7 – Réponse en amplitude réduite A^* (a) et en fréquence réduite f^*(b) d'un cylindre circulaire en VIV en fonction de la vitesse réduite U^*. (●) Expérience de Feng (1968). (■) Expérience de Khalak et Williamson (1997b).

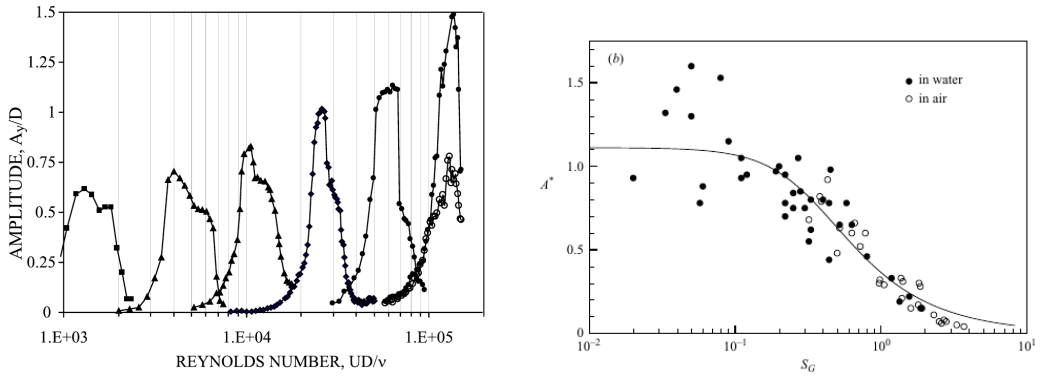
Expérience	Fluide	m^*	ζ	$m^*\zeta$	$A^*_{\max}$	Réponse
Feng (1968)	air	248	0.00145	0.36	0.75	2b
Khalak et Williamson (1997b)	eau	2.4	0.00542	0.013	0.95	3b
Soti *et al.* (2018) $\zeta_{\min}$	eau	3.00	0.0025	0.006	0.80	3b
Soti *et al.* (2018) ζ_{moy}	eau	3.00	0.124	0.37	0.45	3b
Soti *et al.* (2018) $\zeta_{\max}$	eau	3.00	0.228	0.68	0.20	3b
Klamo *et al.* (2006) $\zeta_{\min}$	eau	78.3	0.0006	0.05	0.67	3b
Klamo *et al.* (2006) $\zeta_{\max}$	eau	78.3	0.0008	0.065	0.54	2b
Blevins et Coughran (2009) haut Re	eau	5.67	0.02	0.11	1.49	3b
Blevins et Coughran (2009) bas Re	eau	5.67	0.02	0.11	0.37	2b

TABLEAU 1.1 – Caractéristiques et réponses des dispositifs expérimentaux. L'amplitude maximale observée est donnée dans la colonne $A^*_{\max}$ et le type de réponse est indiqué par l'acronyme « 2b » pour « deux branches d'oscillations » comme les expériences de Feng, ou « 3b » pour « trois branches d'oscillations » comme les expériences de Khalak & Williamson.

$4.5 \leq U^* \leq 7$ où les oscillations sont maximales, et enfin (iii) une troisième branche sous forme d'un second plateau pour $7 \leq U^* \leq 12$ où l'amplitude des oscillations avoisine $0.5D$. Dans la terminologie anglaise, ces branches sont dénommées, respectivement, « *initial* », « *upper* » et « *lower* » *branch*. Les deux dernières branches forment la région de synchronisation qui s'étend donc de $U^* = 5$ à $U^* = 12$. Dans cette région, la fréquence d'oscillation f s'écarte de la fréquence naturelle f_n et augmente légèrement avec la vitesse réduite comme indiqué en Fig. 1.7(b). En dehors de cette région, la fréquence d'oscillation du cylindre se synchronise avec celle du lâcher tourbillonnaire, de sorte que $f^* = \text{St}\ U^*$ avec St le nombre de Strouhal pour le cylindre fixe. Toujours en dehors de cette région, les résultats montrent également l'existence d'une seconde fréquence d'accrochage correspondant à la fréquence naturelle de l'oscillateur. Comme nous le verrons par la suite, la région dite de « synchronisation » peut être modélisée par un mécanisme d'instabilité de flottement ayant pour origine le couplage entre des modes neutralement stables.

La différence de réponse en amplitude entre les deux expériences de Feng (1968) et Khalak et Williamson (1997b) est principalement liée à la différence de rapport de masse m^* (voir Tab. 1.1). L'expérience de Feng (1968) correspond, en effet, à un dispositif à rapport de masse élevé ($m^* = \mathcal{O}(100)$) tandis que celui de Khalak et Williamson (1997b) possède un rapport de masse faible ($m^* = \mathcal{O}(1)$). Les différents résultats de la littérature conduiront par la suite Khalak et Williamson (1999) à définir comme paramètre clé $m^*\zeta$, soit le produit de la masse réduite par le coefficient d'amortissement. Le tableau 1.1 présente les caractéristiques de quelques configurations expérimentales rencontrées dans l'analyse des VIV. Nous remarquons que le paramètre $m^*\zeta$ joue un rôle important dans la prévision du type de réponse qui va être observée. Pour des valeurs de $m^*\zeta \gtrsim 0.3$, l'expérience montre que la réponse en amplitude et fréquence est du type Feng où deux branches coexistent avec une transition hystérétique entre les deux. A l'inverse, pour des valeurs de $m^*\zeta \ll 1$, une réponse à trois branches est observée. Cependant, certaines expériences ont montré des réponses à deux branches avec des valeurs de $m^*\zeta \ll 1$. Inversement, pour l'expérience de Soti *et al.* (2018) correspondant à $m^*\zeta = 0.37$ et une valeur intermédiaire d'amortissement ζ_{moy}, une réponse à trois branches d'oscillation a été observée. Le régime d'écoulement, et donc le nombre de Reynolds, jouent très probablement un rôle important dans l'amplitude de ces oscillations.

Comme souligné par Sarpkaya (2004), l'existence des VIV et, en particulier, du mode à trois branches d'oscillation dépend fortement du nombre de Reynolds. Klamo *et al.* (2006) démontre en effet l'impossibilité d'atteindre le régime à trois branches d'oscillation pour des nombres de Reynolds faibles ($\text{Re} \approx 525$), et cela même pour des valeurs faibles de $m^*\zeta$ (voir Tab. 1.1). Les différentes expériences menées par Blevins et Coughran (2009) confirment l'apparition de ce type



(a) (b)

FIGURE 1.8 – (a) Influence du nombre de Reynolds (Re) sur l'amplitude des VIV d'un cylindre pour $m^* = 5.67$ et $\zeta = 0.02$ (Blevins et Coughran, 2009). (b) Diagramme d'amplitude en fonction du paramètre de Skop-Griffin $S_G = 2\pi^3\,\mathrm{St}(m^*\zeta)$ pour différentes études expérimentales compilées par Skop et Balasubramanian (1997). L'axe des ordonnées a été passé en linéaire par Govardhan et Williamson (2006) pour montrer l'importante dispersion des données.

de réponse uniquement au-delà de Re = 1000. Plusieurs essais avec des cylindres de diamètre D différents sont illustrés sur la Fig. 1.8 (a). Pour chacun des essais, l'amplitude A^* des oscillations est enregistrée, le nombre de Reynolds variant via la vitesse incidente U_∞. Nous observons que l'amplitude maximale des oscillations augmente avec le nombre de Reynolds. Ce résultat est dû à l'intensité avec laquelle interagissent les couches de cisaillement de l'écoulement détaché dans le sillage du cylindre. La dispersion observée dans la littérature pour l'amplitude d'oscillation maximale à valeur de U^* donnée et pour des configurations équivalentes en $m^*\zeta$ montre que le nombre de Reynolds en est à l'origine. Ceci est illustré en Fig. 1.8(b) où sont regroupés sur la même figure, les amplitudes d'oscillation observées dans diverses études en fonction du nombre de Skop-Griffin, défini par $S_G = 2\pi^3\,\mathrm{St}\,m^*\zeta$. Ce nombre englobe la masse réduite, l'amortissement et la fréquence du mouvement. Il permet de réduire la dispersion des résultats entre les différentes études expérimentales, mais des différences persistent. Une tendance moyenne tend à se dégager et une loi en nombre de Reynolds a été proposée par Govardhan et Williamson (2006) sous la forme,

$$A^*_{\zeta=0} = \log(0.41\,\mathrm{Re}^{0.36}) \tag{1.26}$$

où $A^*_{\zeta=0}$ est l'amplitude maximale d'oscillation atteinte par le cylindre pour le cas avec amortissement minimal. La compréhension de la dépendance au nombre de Reynolds a permis de faire coïncider des résultats expérimentaux qui ne donnaient *a priori* pas les mêmes résultats. Cela a grandement contribué à la prévision des amplitudes de VIV. Revenons maintenant au cœur du phénomène : comment le cylindre se « synchronise »-t-il avec l'écoulement ?

1.2.3 Phénomène d'accrochage ou « lock-in »

Comme évoqué précédemment, le phénomène d'accrochage est une des caractéristiques des VIV qui les distingue d'un phénomène de résonance classique. En effet, au moment où la synchronisation s'opère entre la fréquence naturelle de l'oscillateur et celle du lâcher tourbillonnaire, la fréquence d'oscillation du cylindre n'augmente plus linéairement comme prédit par la loi de Strouhal. Lors de l'accrochage, la fréquence d'oscillation demeure proche de la fréquence naturelle du système et c'est le sillage qui se voit modifié par le mouvement du cylindre. Le lâcher tourbillonnaire se synchronise avec le mouvement du cylindre, ce qui maintient les efforts périodiques à la même fréquence : la *résonance* se poursuit alors, jusqu'à la désynchronisation totale.

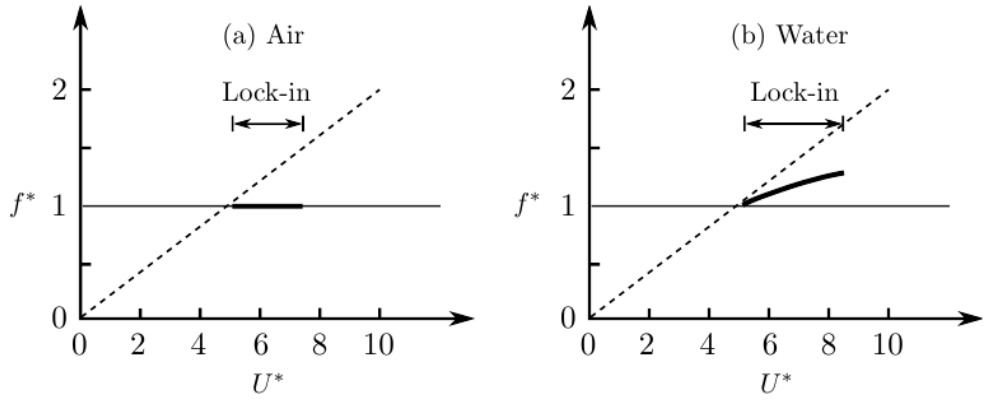


FIGURE 1.9 – Schéma de réponse de l'accrochage en fréquence d'un cylindre en VIV dans l'air et dans l'eau. (a) montre que dans l'air l'accrochage se fait sur la fréquence naturelle du système $f^* = 1$ ($f = f_n$). (b) montre que dans l'eau l'accrochage se fait pour f^* qui s'écarte de 1 et augmente de manière monotone en fonction de U^*. Figures issues de Zhao (2012).

Dans les configurations où le paramètre m^* est grand, typiquement supérieur à 100 comme dans l'étude de Feng (1968), la fréquence des oscillations reste quasi constante sur tout le plateau de l'accrochage. Pour les configurations au rapport de masse m^* faible, par exemple dans l'eau, la fréquence des oscillations n'est pas constante lors de la synchronisation mais augmente légèrement avec la vitesse réduite, comme illustré Fig. 1.9 (b). Ce résultat est dû à la masse ajoutée qui augmente lorsque la vitesse incidente augmente avec l'accélération du cylindre en VIV, faisant diminuer f_n (Govardhan et Williamson, 2000; Sumer et Fredsoe, 2006).

Le phénomène d'accrochage est intrinsèquement lié à la réponse en fréquence du cylindre libre d'osciller. La modélisation en fréquence discutée dans la Sec. 1.2.4 permet d'appréhender sous un autre angle le mécanisme de synchronisation.

1.2.4 Modélisation de la réponse en fréquence

Une solution analytique du système d'équations (1.23) est proposée par De Langre (2006) pour modéliser la réponse en fréquence d'un cylindre sous VIV. Ce modèle prédit en effet le couplage de deux modes neutralement stables dans une gamme de vitesse réduite correspondant à la région dite d'accrochage discutée dans les sections précédentes. Le terme non-linéaire en $q^{*2}\dot{q}^*$ dans l'oscillateur de van der Pol joue un rôle important dans l'amplitude du cycle limite. En revanche, il est raisonnable de faire l'hypothèse que ce terme n'affecte que marginalement la fréquence du système. De même, le terme en $-\dot{q}^*$ est responsable de l'amplification auto-entretenue de la variable q^* mais joue un rôle négligeable dans la valeur de la fréquence. Notons enfin qu'il en est de même pour le terme d'amortissement $c\dot{y}^*$ et qu'il est donc raisonnable de le négliger. Sous ces hypothèses, le système d'équations (1.23) peut être réduit à :

$$\left\{ \begin{array}{lcl} \ddot{y}^* + \delta^2 y^* & = & \frac{C_{y0}}{\pi^3(1+m^*)C_a\,\mathrm{St}^2} q^* \\ \ddot{q}^* + 2q^* & = & \alpha_c \ddot{y}^* \end{array} \right. \tag{1.27}$$

Pour résoudre simplement ce système, nous posons $(y^*, q^*) = (y_0, q_0)e^{j\omega t}$. En injectant ces solutions dans le système d'équations précédent, nous obtenons une équation en fréquence de la forme,

$$\omega^4 + \left[\alpha_c M - \delta^2 - 1\right]\omega^2 + \delta^2 = 0 \tag{1.28}$$

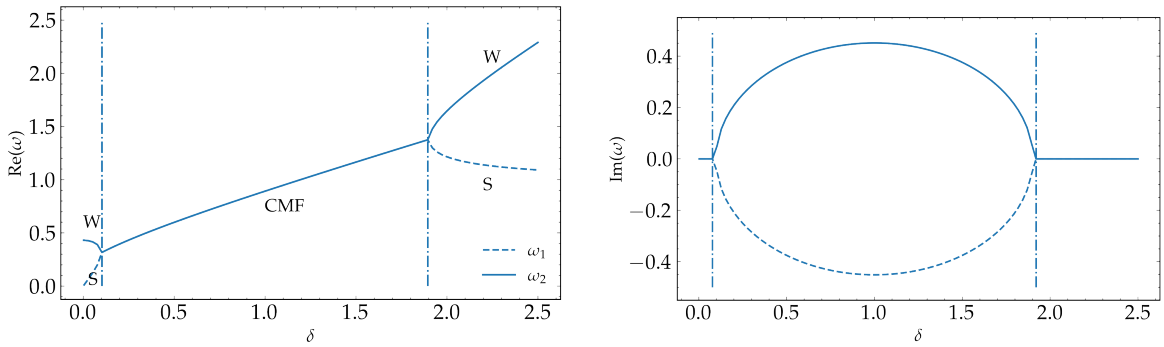
avec

$$M = \frac{C_{y_0}}{\pi^3(1+m^*)C_a\,\mathrm{St}^2} \tag{1.29}$$

En fonction de la valeur de δ, les racines de l'équation (1.28) sont réelles ou complexes. Dans le cas où les racines sont complexes, de la forme $\omega = \omega_R + j\omega_I$, la réponse du système sera donnée par :

$$y^*(t) = y_0 e^{-\omega_I t} e^{j\omega_R t} \tag{1.30}$$

La partie imaginaire de ω agit comme un terme d'amortissement (si $\omega_I > 0$) ou comme un terme d'amplification (si $\omega_I < 0$). Dans le cas où $\omega_I = 0$, la réponse $y^*(t)$ n'est ni amortie, ni amplifiée, le système est neutralement stable. Les parties réelles et imaginaires des racines de (1.28) sont illustrées en Fig. 1.10. Pour des valeurs de α_c et M données, il existe deux valeurs de ratio de fréquence δ en dehors desquelles la partie imaginaire des racines est nulle et où le système est neutralement stable. Ainsi, pour $\delta < 1 - \sqrt{\alpha_c M}$ ou $\delta > 1 + \sqrt{\alpha_c M}$, deux modes neutralement stables existent. Ces deux modes sont liés, respectivement, à la dynamique du sillage (mode W) et du corps oscillant (mode S) (De Langre, 2006).



(a) (b)

FIGURE 1.10 – Effet de la fréquence réduite δ sur la fréquence (partie réelle en (a), partie imaginaire en (b)) des modes du système couplé défini par le système d'équations (1.27) pour $\alpha_c M = 0.81$. Les lignes verticales représentent les limites de la phase de synchronisation. (S) mode associé au corps oscillant, (W) mode associé à la dynamique du sillage, (CMF) *Coupled Mode Flutter* : mode du système couplé.

Pour $1 - \sqrt{\alpha_c M} < \delta < 1 + \sqrt{\alpha_c M}$, deux modes existent également mais sont complexes conjugués. Ces deux modes sont représentatifs d'une instabilité de flottement (« coupled-mode flutter » ou CMF) décrite par De Langre (2006). Il s'agit d'un couplage entre les deux fréquences des modes neutralement stables. L'un des deux modes est en effet instable ($\omega_I < 0$) tandis que le second est amorti. Quand la valeur de δ augmente, un découplage s'opère et les deux modes neutralement stables réapparaissent distinctement. Nous retrouvons, comme pour les résultats de Khalak et Williamson (1997b) présentés sur la Fig. 1.7(b), une gamme de vitesse réduite U^* sur laquelle la fréquence du système se synchronise avec une fréquence unique (branche dénommée « CMF ») légèrement croissante avec U^*. En dehors de cette région de synchronisation, le déplacement du cylindre présente deux fréquences (branches dénommées « W » et « S ») associées à la fréquence naturelle de l'oscillateur et du sillage.

Cette analyse modale permet de prédire efficacement la plage où la synchronisation a lieu. Cependant, le modèle analytique présenté ici ne permet pas de déterminer l'amplitude des oscillations lors de l'accrochage en fréquence. Pour cela, un dispositif expérimental reste nécessaire.

1.2.5 Efforts et modes de sillage

L'étude des efforts exercés par le fluide sur le cylindre lorsqu'il est en mouvement est une étape essentielle pour appréhender le lien entre effort aérodynamique et modes de sillage derrière

le cylindre. Comme nous allons le voir, le régime d'oscillation peut, en effet, être associé à un mode de sillage donné. Les premières mesures d'efforts ont été réalisées sur des cylindres en oscillations forcées (Bishop *et al.*, 1964; Gopalkrishnan, 1993; Khalak et Williamson, 1997a). Ces travaux mettent notamment en évidence une variation brusque de la phase Φ_{total} entre le déplacement du cylindre et l'effort transverse durant le passage d'un régime d'oscillation à l'autre. A titre d'illustration, la Fig. 1.11 présente des résultats de Khalak et Williamson (1997a) montrant des évolutions temporelles de Φ_{total} pour différents régimes de vitesse réduite U^*. Sur la branche haute (Fig. 1.11(a)), le déplacement et la force sont essentiellement en phase ($\Phi_{\text{total}} \approx 0°$) sauf de manière intermittente où les deux grandeurs sont en déphasage ($\Phi_{\text{total}} \approx 180°$). Lorsque le régime d'oscillation correspond à un point de fonctionnement situé entre la branche haute et la branche basse (Fig. 1.11(b)), la phase passe régulièrement, toujours de manière intermittente, d'environ 0° à environ 180°. Enfin, pour un point de fonctionnement situé sur la branche basse (Fig. 1.11(c)), le déplacement et l'effort demeure en déphasage ($\Phi_{\text{total}} \approx 180°$).

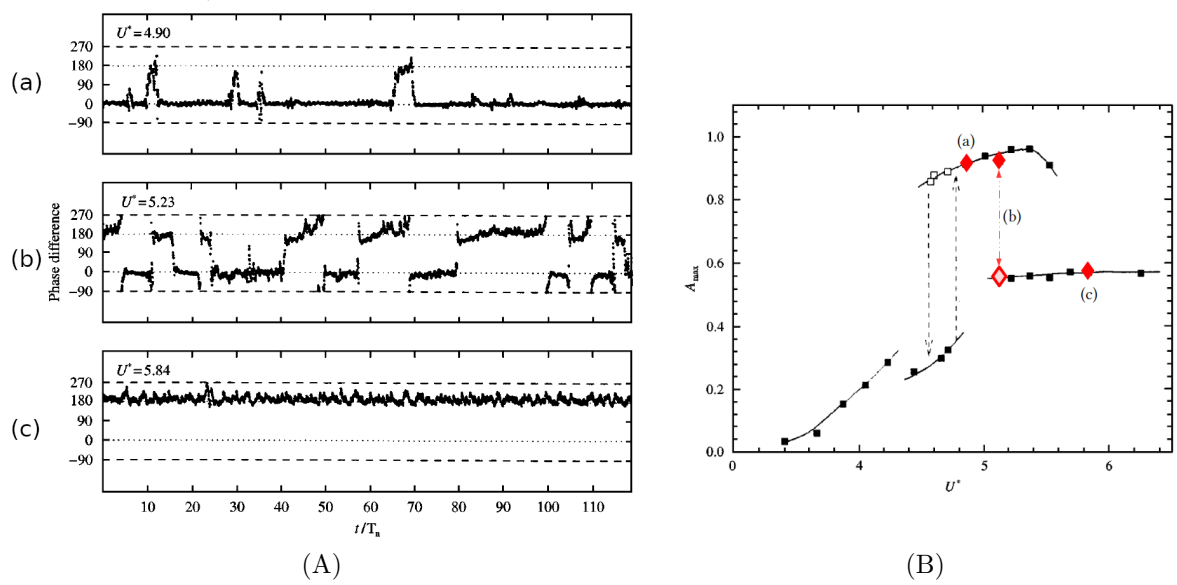


FIGURE 1.11 – (A) Estimation par transformée de Hilbert du déphasage instantané entre le déplacement du cylindre et le coefficient de portance pour 3 points caractéristiques du diagramme d'amplitude des VIV, identifiés dans (B), donnant la réponse en amplitude A^*_{max} en fonction de U^*. Figure adaptée de Khalak et Williamson (1997a).

Ces différentes observations ont conduit un nombre d'auteurs, dont Lighthill (1986) et Govardhan et Williamson (2000), à décomposer l'effort total de portance $F_y(t)$ sur le cylindre en deux composantes : (i) une composante dite *potentielle* $F_{\text{Pot}}(t)$, en phase avec le déplacement, et (ii) une composante dite de *vortex* $F_{\text{vortex}}(t)$, hors de phase avec le déplacement. Ainsi, la force de portance totale s'écrit :

$$F_y(t) = F_{\text{Pot}}(t) + F_{\text{vortex}}(t) \tag{1.31}$$

ou encore, en divisant cette équation par $\frac{1}{2}\rho D U_\infty^2$,

$$C_y(t) = C_{\text{Pot}}(t) + C_{\text{vortex}}(t) \tag{1.32}$$

La force potentielle instantanée est donnée par :

$$F_{\text{Pot}}(t) = -m_a \ddot{y}(t) = -C_a \frac{\rho \pi D^2}{4} \ddot{y}(t) \tag{1.33}$$

Lorsque la fréquence d'oscillation du cylindre est synchronisée avec la fréquence du lâcher tourbillonnaire (dynamique de « lock-in »), $F_y(t)$ et $y(t)$ peuvent être assimilés à une fonction sinusoïdale de même fréquence, soit encore,

$$F_y(t) = F_0 \sin(\omega t + \Phi_{\text{total}}) \tag{1.34}$$

$$y(t) = A_0 \sin(\omega t) \tag{1.35}$$

où F_0 et A_0 désignent l'amplitude de la force et du déplacement, respectivement. La composante potentielle peut donc s'écrire :

$$C_{\text{Pot}}(t) = 2\pi^3 \frac{y(t)/D}{(U^*/f^*)^2} \tag{1.36}$$

Sous excitation harmonique, l'équation gouvernant le système oscillant peut donc être réécrit,

$$m_s\ddot{y} + c_s\dot{y} + ky = F_0 \sin(\omega t + \Phi_{\text{total}}) \tag{1.37}$$

soit encore, en injectant (1.33),

$$(m_s + m_a)\ddot{y} + c_s\dot{y} + ky = F_0 \sin(\omega t + \Phi_{\text{total}}) \tag{1.38}$$

Le déphasage temporel entre les différentes composantes est représenté graphiquement en Fig. 1.12. L'effort total exercé sur le cylindre $\boldsymbol{F_y}$ n'est pas forcément en phase avec le mouvement du cylindre. Il est déphasé d'un angle Φ_{total}. La décomposition se fait comme une projection vectorielle : l'effort potentiel $\boldsymbol{F}_{\text{pot.}}$ correspond à la projection de l'effort total sur l'axe horizontal positif. Ainsi, $\Phi_{\text{pot.}} = 0°$. L'effort $\boldsymbol{F}_{\text{vortex}}$ correspond donc à l'addition vectorielle $\boldsymbol{F}_{\text{vortex}} = \boldsymbol{F_y} + (-\boldsymbol{F}_{\text{pot.}})$. Nous obtenons ainsi le déphasage Φ_{vortex} de $\boldsymbol{F}_{\text{vortex}}$ par rapport au déplacement du cylindre.

Cette décomposition permet de mieux appréhender le transfert d'énergie cinétique entre le fluide et le cylindre lors des différents régimes d'oscillation qui sont détaillés par la suite.

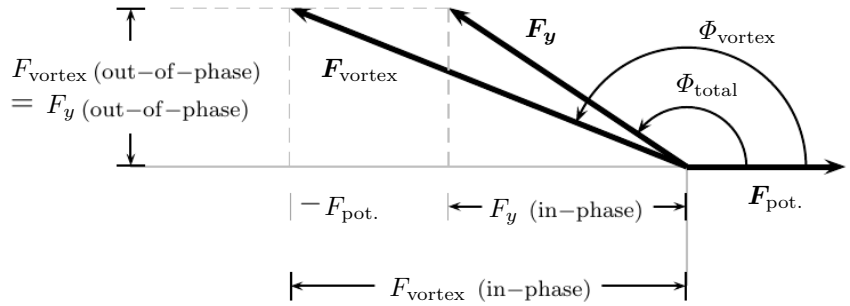


FIGURE 1.12 – Diagramme de décomposition des coefficients des efforts transverses (Zhao, 2012).

En préambule de la description des modes de sillage observés pour un cylindre en VIV, il est nécessaire de revenir au cas du cylindre en oscillations forcées. Une étude systématique d'un cylindre en oscillations forcées a été réalisée par Williamson et Roshko (1988) conduisant à la cartographie illustrée sur la Fig. 1.13. Soit f_e, la fréquence de forçage, cette figure présente dans le plan $A^* - U^*$, où $U^* = U_\infty/(f_e D)$, les différents modes de sillage observés. Ces modes sont nommés en fonction du nombre de structures tourbillonnaires lâchées par cycle d'oscillation. Ainsi, le mode S désigne un sillage formé par le lâcher d'une unique structure tourbillonnaire par cycle. Le mode $2P$ désigne un sillage formé par deux paires de structures tourbillonnaires lâchées à chaque cycle et convectées du même côté du cylindre. Le mode $P + S$ désigne un sillage formé d'une rangée de

tourbillons « solitaires » d'un côté du cylindre et d'une rangée de paire de tourbillons contrarotatifs de l'autre. Comme il est indiqué sur la Fig. 1.13, trois modes de sillages ont pu être identifiés : $2S$, $P+S$ et $2P$. Afin de cerner les mécanismes de formation de ces différents modes, des études des champs de vitesse et de rotationnel ont été menées par Govardhan et Williamson (2000) à l'aide de vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) pour un cylindre en oscillations libres. Le mode $2P$ est observé pour les branches hautes et basses, tandis que le mode $2S$ n'est observé que sur la branche initiale. La transition entre les deux modes de sillage fait apparaître un troisième mode hybride, constitué de deux paires de tourbillons, dont l'un des deux est d'intensité plus faible et qui se dissipe au bout de quelques diamètres dans le sillage. L'existence de ce mode est bien confirmée par les résultats de Morse et Williamson (2009) ayant permis d'affiner la cartographie initiale de Williamson et Roshko (1988), voir Fig. 1.13. Ce mode de transition, dénommé $2P_0$, est associé à un saut du déphasage Φ_{vortex}, cette valeur passant d'environ 0° à environ 160°. Cette transition a lieu en même temps que le passage de la branche initiale à la branche haute. En revanche, il n'y a pas de saut de phase Φ_{vortex} entre les modes $2P_0$ et $2P$. La transition entre la branche haute et la branche basse connaît un saut de phase Φ_{total} qui passe de 0° à 180°, sans changement de valeur de Φ_{vortex}, ni de la dynamique du sillage (Govardhan et Williamson, 2000).

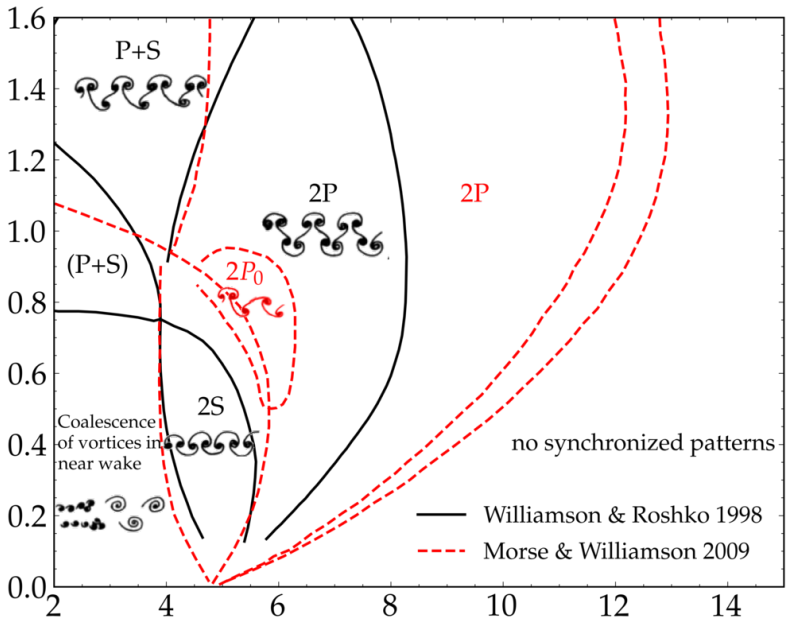


FIGURE 1.13 – Cartographie des modes de sillage dans le plan $A^* - U^*$ d'un cylindre soumis à un forçage $y(t) = A\sin(2\pi f_e t)$ avec $A^* = A/D$ et $U^* = U_\infty/(f_e D)$. Figure adaptée de Williamson et Roshko (1988) et Morse et Williamson (2009).

La figure 1.14 illustre les modes de sillage cités ci-dessus. Le mode $2S$, observé par Williamson et Roshko (1988) pour des oscillations forcées (Fig. 1.14(a)) ou par Morse et Williamson (2009) pour des oscillations libres (Fig. 1.14(d)), est constitué d'une seule rangée de structures tourbillonnaires contrarotatives alternées. Ce motif est similaire à celui observé dans le sillage d'un cylindre fixe. Le motif $2P$, caractéristique des VIV, est lui aussi observé dans les cas d'oscillations forcées ou libres (voir Fig. 1.14(b) et (e), respectivement). Le motif est constitué de deux rangées de structures tourbillonnaires qui vont par paires contrarotatives. Le motif $P+S$, illustré Fig. 1.14(c), n'est observé que dans le cas d'oscillations forcées. Ce mode est asymétrique et présente deux rangées dont une contient des paires de structures tourbillonnaires contrarotatives et l'autre des structures tourbillonnaires seules. Le mode $2P_0$, identifié par Morse et Williamson (2009) à la transition entre la branche initiale et la branche inférieure, est une forme précoce du mode $2P$. La Fig. 1.14(f)

montre deux rangées de structures tourbillonnaires qui se distinguent clairement par l'amplitude de l'oscillation du cylindre. Deux structures tourbillonnaires sont lâchées dans le sillage mais la deuxième, de moindre intensité, ne persiste pas.

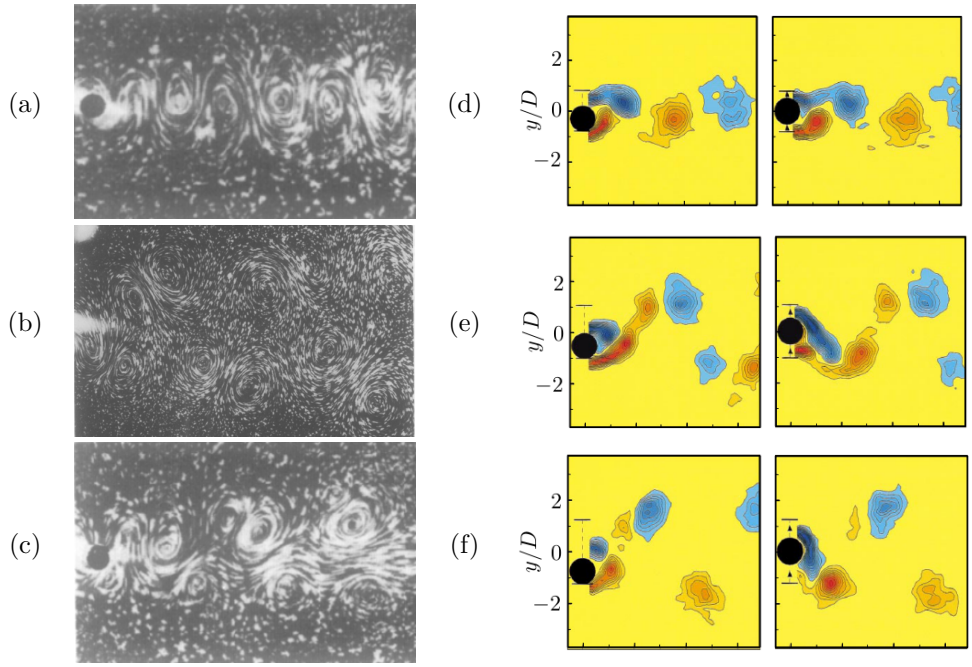
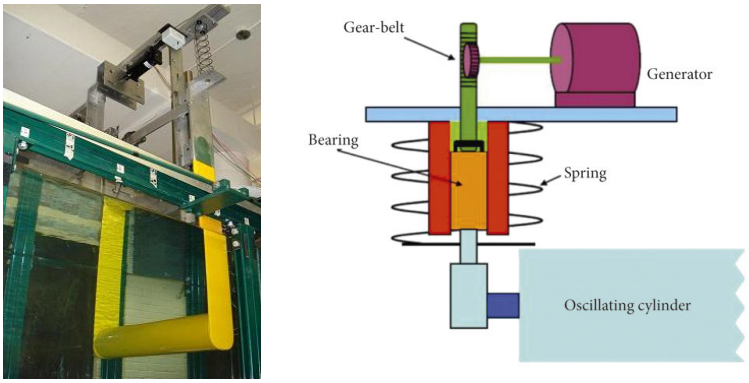


FIGURE 1.14 – Colonne de gauche : Modes de sillage observés pour un cylindre en oscillations forcées. (a) mode $2S$, (b) mode $2P$, (c) mode $P+S$. Photographies issues de Williamson et Roshko (1988). Colonne de droite : Modes de sillage observés pour un cylindre en oscillation libre. (d) mode $2S$, (e) mode $2P$, (f) mode $2P_0$. Champs de rotationnel obtenus par PIV (Govardhan et Williamson, 2000).

1.3 Influence des paramètres structurels

En raison de l'endommagement potentiel des structures portantes sous écoulement causé par des vibrations d'amplitudes significatives, la recherche autour des VIV s'est d'abord concentrée sur la diminution, voire la suppression, de ces oscillations (Zdravkovich, 1981). Avec l'essor des énergies renouvelables, la recherche s'est par la suite intéressée à des systèmes de récupération d'énergie exploitant les mécanismes d'interaction fluide/structure et, en particulier, de VIV. Une revue non exhaustive de ces différents procédés est donnée par Grouthier (2013). Parmi les dispositifs d'extraction d'énergie basés sur l'exploitation d'un cylindre oscillant par VIV, il faut citer le système VIVACE (« *Vortex Induced Vibration Aquatic Clean Energy* ») introduit par Bernitsas *et al.* (2008). Ce dispositif est composé d'un ensemble de cylindres rigides horizontaux immergés dans un écoulement d'eau. Ces cylindres sont libres d'osciller indépendamment et chacun est relié à une génératrice. La Fig. 1.15 illustre un module unitaire du système VIVACE. Ce procédé a fait l'objet de modélisations théoriques (Barrero-Gil *et al.*, 2012; Grouthier *et al.*, 2014; Meliga et Chomaz, 2011) ou encore numériques (Paré-Lambert et Olivier, 2018; Soti *et al.*, 2017) et a également inspiré le développement d'autres dispositifs exploitant le cylindre rigide comme corps oscillant (Dellinger *et al.*, 2018; Lee *et al.*, 2011; Mehmood *et al.*, 2013; Sun *et al.*, 2016). L'extraction d'énergie est rendue possible par l'ajout d'un frein qui, par le biais d'une génératrice à courant continu, peut être modélisé par un terme d'amortissement supplémentaire dans le modèle d'oscillateur tel que décrit par l'équation (1.4). Ce terme d'amortissement, traduisant indirectement l'énergie potentiellement extractible, influence nécessairement la réponse de l'oscillateur. L'objectif

de cette section est donc de passer en revue les différentes solutions techniques présentés dans la littérature pour modifier les paramètres structurels de l'oscillateur, tels que l'amortissement ou encore la raideur, en prévision d'élaborer un dispositif permettant d'optimiser l'énergie potentiellement extractible.



(a) (b)

FIGURE 1.15 – (a) Dispositif expérimental VIVACE dans le canal de traction du MIT. (b) Schéma de fonctionnement du dispositif VIVACE (Bernitsas *et al.*, 2008).

1.3.1 Dépendance à la raideur

La Fig. 1.7 montre l'amplitude des oscillations des VIV en fonction de la vitesse réduite U^*. Pour un nombre de Reynolds Re donné, une variation de la fréquence naturelle f_n entraîne une variation de U^*. Comme nous l'avons vu dans la Sec. 1.2.1, f_n dépend directement de la raideur du système k. Certaines expériences ont justement été menées à nombre de Reynolds constant en faisant varier k pour balayer les différentes valeurs de U^*. Dellinger *et al.* (2018) ont mis en place un système de ressort à lame dont le point d'appui est déplacé pour en modifier la raideur. D'autres études augmentent la raideur du système en ajoutant des rangs de ressorts parallèles (Blevins et Coughran, 2009; Zhao, 2012). De tels arrangements sont simples à mettre en œuvre mais nécessitent de nombreux ressorts de différentes raideurs et de même longueur pour pouvoir ajuster finement la raideur totale.

1.3.2 Dépendance à l'amortissement

La forte dépendance aux paramètres mécaniques du système a poussé les dispositifs expérimentaux à être de plus en plus modulables. L'expérience de Feng (1968) permet de varier l'amortissement avec un système de frein à courants de Foucault en jouant sur le champ magnétique produit par un électro-aimant. Ce système a permis de montrer que l'augmentation de l'amortissement diminue fortement l'amplitude maximale des oscillations, ainsi que la gamme de vitesses réduites pour laquelle les oscillations sont présentes. Plus tard, Klamo *et al.* (2006) proposent d'utiliser une plaque de cuivre fixée à la plateforme mobile du cylindre et des électro-aimants pour faire varier l'amortissement entre $0.016 \leq c_s H \leq 0.977$ kg s^{-1}. Leur étude montre que l'augmentation de l'amortissement fait passer d'une réponse à trois branches d'oscillation à une réponse à deux branches avec des amplitudes plus faibles. Soti *et al.* (2018), en utilisant également une plaque de cuivre accrochée à un support immobile et un aimant fixé à la plateforme mobile liée au cylindre, tirent des conclusions similaires, voir Fig. 1.16. L'amortissement est augmenté en diminuant l'écart entre l'aimant et la plaque de cuivre. Ce système, malgré sa simplicité de mise en œuvre, a plusieurs inconvénients. L'amortissement n'étant pas connu à l'avance, une calibration préalable est nécessaire. De plus, la modification de l'amortissement se fait par diminution de l'écart entre

deux objets, donc nécessite une plaque de déplacement précise ou une modification à la main. Par ailleurs, la modification ne peut pas forcément être faite aisément au cours d'un même essai.

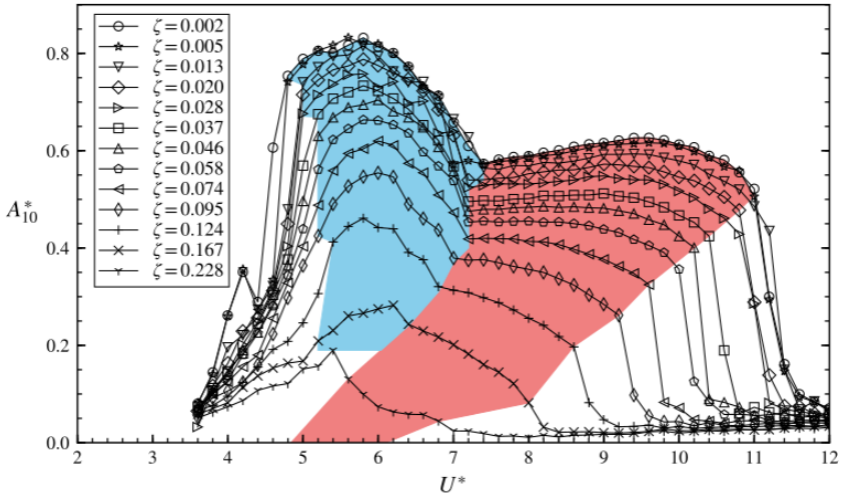


FIGURE 1.16 – Comparaison des amplitudes d'oscillations pour différentes valeurs d'amortissement ζ en fonction de la vitesse réduite U^*. Résultats de Soti *et al.* (2018).

1.3.3 Modifications virtuelles de l'oscillateur

Le modèle mécanique de l'oscillateur amorti étant bien connu, l'idée de modifier *virtuellement* ses paramètres a émergé dans les années 90 (Hover *et al.*, 1997; Miller, 1996). Le principe est de mesurer expérimentalement les efforts sur le cylindre (F_y) et d'utiliser un moteur pour forcer le mouvement du corps selon l'équation du mouvement (1.4) avec les paramètres (m, c, k) choisis. Ce principe a été utilisé par plusieurs expérimentateurs pour des problèmes de vibrations induites par des écoulements (Derakhshandeh *et al.*, 2015; Mackowski et Williamson, 2011; Onoue *et al.*, 2015). Riches et Morton (2018) ont utilisé ce principe pour étudier les vibrations induites par vortex pour différentes valeurs de masse réduite m^* et amortissement ζ pour un nombre de Reynolds Re constant. Ces contrôleurs qui reposent sur une boucle de retour d'effort présentent cependant deux inconvénients. Il n'est pas toujours simple de mesurer précisément les efforts sur un corps en mouvement, en particulier si ces efforts sont de faible amplitude. Les efforts d'inertie doivent par ailleurs être soustraits. De plus, le signal nécessite un filtrage qui va induire un retard et donc un déphasage de la position du cylindre par rapport à un système entièrement mécanique.

Lee *et al.* (2011) ont introduit un système qui ne repose pas sur une mesure d'effort mais sur une mesure du déplacement et de la vitesse du cylindre et où le moteur introduit des efforts de raideur et d'amortissement. Cela limite le déphasage dû au filtrage des efforts. Le couplage à un moteur ajoute cependant une inertie et des frottements qu'il faut compenser. C'est l'approche choisie pour le dispositif expérimental présenté dans le Chap. 2.

1.3.4 Forme du corps

L'idée initiale d'utiliser un cylindre circulaire provient de son omniprésence dans notre environnement, sa simplicité de modélisation et l'abondance des travaux sur le sujet. De plus, un cylindre circulaire est axisymétrique et n'est donc pas sensible aux variations de direction de l'écoulement incident, ce qui rendrait un système d'extraction d'énergie plus robuste aux changements de direction de l'écoulement.

Déterminer si une autre forme ne permettrait pas d'avoir un système plus efficace reste une question largement ouverte. Pour cela, des études ont porté sur d'autres formes de cylindre. Klamo *et al.* (2006) ont étudié un cylindre circulaire et un cylindre en demi-cercle. Zhao (2012) s'est intéressé à des cylindres carrés, dont les vibrations ne rentrent plus vraiment dans la catégorie VIV mais s'apparentent à du galop. C'est également ce qu'ont étudié Kiwata *et al.* (2014). Ces derniers étudient d'ailleurs ces différentes solutions dans le but de développer un système d'extraction d'énergie (Kiwata *et al.*, 2022). Dans son article de revue, Wang *et al.* (2020b) mettent en parallèle les différentes solutions envisagées par les chercheurs pour extraire de l'énergie des vibrations induites par écoulement. Chaque type de vibration est associé à une forme de corps. Les VIV sont associées au cylindre circulaire, le galop au cylindre de section carré, le flottement aux profils portants de type aile (Duarte *et al.*, 2019). L'étude systématique des oscillations en fonction de la forme du corps est possible, mais plutôt adaptée à la simulation numérique (Zhang *et al.*, 2019a). L'expérience est encore centrale dans les problèmes d'interaction fluide/structure. Quelques études récentes ont ainsi essayé de couvrir ce sujet de la forme du corps (Mehdipour *et al.*, 2022; Sun *et al.*, 2019; Yang *et al.*, 2020; Zhang *et al.*, 2019b).

Si la forme du corps est un facteur modifiant la structure de l'écoulement, il n'est pas possible, à moins de considérer des matériaux à changement de forme, de l'adapter aux conditions amont. Dans l'objectif d'optimiser un système d'extraction d'énergie par VIV, nous envisageons donc d'exploiter l'effet Magnus pour modifier la dynamique de l'écoulement en proche paroi grâce à la rotation du cylindre.

1.4 Utilisation de l'effet Magnus pour le contrôle des VIV

La propriété de symétrie axiale du cylindre circulaire offre la possibilité d'étudier le mécanisme de VIV, indépendamment des phénomènes typiquement observés plus globalement en FIV, tels que le galop [1] ou encore le flottement (Garrick et Reed, 1981). En cas de brisure de symétrie, la présence de VIV peut encore être observée à la différence fondamentale près qu'aucun régime de synchronisation ne s'opère avec la fréquence d'oscillation du corps. Un intérêt recherché de cette brisure de symétrie est l'apparition de mécanismes autres, pouvant conduire à des oscillations plus importantes dans les régimes de vitesse réduite où le mécanisme de VIV est peu efficace. Ceci est le cas, à titre d'exemple, du cylindre oscillant à section carrée pour lequel un phénomène de galop se produit. Ce dernier résulte d'une instabilité basse fréquence qui génère des oscillations d'amplitudes d'autant plus importantes que la vitesse réduite augmente. La modification de la géométrie de la section du cylindre constitue une solution parmi d'autres pour générer une brisure de symétrie. Le traitement de la surface par ajout de rugosité (Okajima *et al.*, 1999), de virures hélicoïdales (Zdravkovich, 1981) ou de toutes autres protubérances (Wang *et al.*, 2020a) est largement étudié dans la littérature, bien souvent comme solution passive pour supprimer les vibrations induites par l'écoulement. Une autre approche possible pour créer une brisure de symétrie, sans modifier la géométrie du cylindre circulaire, est d'exploiter l'*effet Magnus* décrit à l'origine par Prandtl (1925) et Thom (1931). La revue de Seifert (2012) retrace un historique des stratégies déployées en aéronautique et en industrie navale basées sur ce phénomène.

Dans notre cas d'étude, l'effet Magnus sera déclenché par la rotation du cylindre autour de son axe de symétrie. Cette rotation entraîne une dissymétrie de la couche limite à l'origine de la création d'une force de portance. La dissymétrie se traduit par un amincissement de la couche

1. Le galop est une instabilité dépendante de la vitesse de l'écoulement et donnant lieu à un mouvement transverse ou de torsion qui se différencie des vibrations induites par vortex par la fréquence des oscillations et l'absence de limite haute de la vitesse incidente. Le nom fut jugé « plutôt approprié » par Parkinson et Smith (1964) car l'apparition de cette instabilité sur les lignes téléphoniques les faisait osciller à basse fréquence (≈ 1 Hz) et avec une amplitude de plusieurs mètres, ce qui lui rappelait le galop d'un cheval (Paidoussis *et al.*, 2011).

limite du côté où la paroi se déplace dans le même sens que l'écoulement et, inversement, à un épaississement du côté opposé. Si d'un côté la vitesse relative locale augmente, favorable pour retarder le décollement de la couche limite, la diminution observée du côté opposée entraîne une séparation précoce. En rotation constante, cette dissymétrie, et par conséquent, la portance induite, sont pilotées essentiellement par le rapport de vitesse $\alpha = \Omega D/(2U_\infty)$ entre la vitesse de rotation du cylindre et celle de l'écoulement amont. Ceci est illustré par les résultats de Thouault *et al.* (2012) pour un cylindre à $\mathrm{Re}_D = 72000$ sur la Fig. 1.17(a). La formation d'une allée de von Karman est bien observée pour des valeurs de α dans l'intervalle $0 - 2$. Au-delà, le sillage proche voit ses dimensions réduites et dévié du côté où la paroi du cylindre se déplace dans la direction opposée à celle de l'écoulement. La valeur $\alpha = 2$ comme valeur critique pour la disparition du lâcher tourbillonnaire est confirmée par les observations expérimentales rapportées dans la littérature (Díaz *et al.*, 1983; Kumar *et al.*, 2011). Vers $\alpha \simeq 3$, l'écoulement atteint un régime quasi-stationnaire avec la présence de deux zones tourbillonnaires contra-rotatives à l'arrière du cylindre du côté où le sillage est dévié. Vers $\alpha \simeq 4.5$, un second mode de lâcher tourbillonnaire composé d'une seule structure par cycle apparaît, toujours du côté dévié. Ce mode de lâcher est également observé par Mittal et Kumar (2003) pour un cylindre à $\mathrm{Re}_D = 200$.

La Fig. 1.17(b) illustre la variation, en fonction de α, du coefficient de portance estimé par résolution directe des équations de Navier Stokes (DNS) par Mittal et Kumar (2003) pour un cylindre fixe en rotation à $\mathrm{Re}_D = 200$. Les résultats obtenus montrent que jusqu'à $\alpha = 2$, le coefficient de portance reste périodique et son amplitude moyenne augmente jusqu'à atteindre une valeur environ égale à 4. Au-delà de $\alpha = 2$, le caractère périodique s'atténue, en cohérence avec la disparition du lâcher tourbillonnaire et le comportement quasi-stationnaire de l'écoulement derrière le cylindre. L'amplitude moyenne du coefficient de portance continue en revanche d'augmenter pour atteindre des valeurs environ égales à 18 pour $\alpha = 4$. Au-delà, l'apparition du second mode de lâcher tourbillonnaire se traduit de nouveau par un caractère périodique du coefficient de portance. Celui-ci est caractérisé par une fréquence beaucoup plus faible que celle du lâcher initial. Lorsque le taux de rotation continue d'augmenter au-delà de $\alpha \simeq 5$, les résultats montrent que l'écoulement atteint un régime similaire à celui décrit par la solution potentielle. Cela se traduit alors par une valeur limite théorique du coefficient de portance autour d'environ $\simeq 28$.

Si la rotation constante permet un gain remarquable en portance, il est à noter que ceci s'accompagne également d'une augmentation de la traînée. Le cas de la rotation alternée est donc également étudié dans la littérature, dés Okajima *et al.* (1975) et Taneda (1978). Le cas le plus étudié est celui d'une commande sinusoïdale en vitesse angulaire, du type :

$$\Omega(t) = \Omega_0 \sin(2\pi f_r t) \tag{1.39}$$

avec Ω_0 l'amplitude et f_r la fréquence de rotation. Les différents travaux menés ont naturellement motivé le choix de la rotation alternée comme action de contrôle pour la réduction de la traînée. Ainsi, une réduction pouvant atteindre 80% est rapportée par Tokumaru et Dimotakis (1991) dans certaines plages de fréquences et amplitudes de rotation pour un nombre de Reynolds de 15000. La dépendance au nombre de Reynolds de l'efficacité du contrôle est étudiée par Choi *et al.* (2002). Un maximum de réduction de traînée croissant est observé avec le nombre de Reynolds. Thiria *et al.* (2006) s'intéressent au cas du cylindre en rotation pour un nombre de Reynolds de 150. Les visualisations réalisées, illustrées sur la Fig. 1.18, couplées à des mesures d'effort, mettent en évidence différentes dynamiques de sillage et un régime de synchronisation entre le lâcher tourbillonnaire et le mouvement de rotation du cylindre lorsque la fréquence et l'amplitude de rotation sont proprement choisies. La plage de synchronisation s'élargit par ailleurs avec l'augmentation du taux de rotation (Choi *et al.*, 2002). Les différents résultats de la littérature suggèrent que les mécanismes par lesquels la dynamique du sillage peut être contrôlée sont principalement liés à l'éjection de circulation dans la zone de séparation proche paroi et à l'interaction avec les structures grandes échelles. Comparativement à la rotation constante conduisant à un sillage asymétrique forcé, les mécanismes mis en jeu sont plus complexes en cas de rotation alternée. La réponse dynamique du

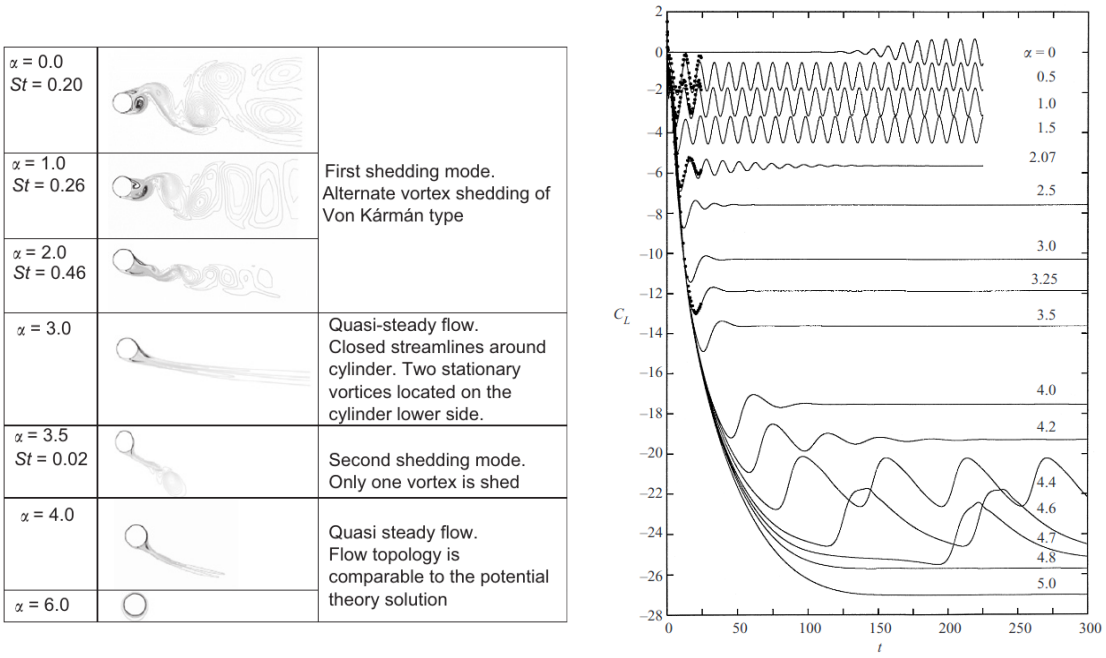


FIGURE 1.17 – (a) Effet du taux de rotation sur le sillage d'un cylindre fixe. Pour $\alpha > 0$, la rotation s'opère dans le sens horaire (Thouault *et al.*, 2012). (b) Évolution du coefficient de portance au cours du temps pour différentes valeurs du taux de rotation (Mittal et Kumar, 2003).

sillage dépend cette fois, non seulement du taux de rotation, mais également de l'interaction de la fréquence du lâcher tourbillonnaire avec la fréquence de rotation. L'étude expérimentale de Thiria *et al.* (2006) confirme que l'éjection de vorticité de signe adéquat modifie le sillage proche. Un retard de phase entre le lâcher tourbillonnaire et le mouvement de rotation alternée résulte, soit dans une contribution constructive, responsable d'une diminution globale des fluctuations de vitesse dans le sillage, soit, à l'inverse, d'une contribution destructive, résultant dans une augmentation de ces fluctuations. Par ailleurs, les résultats suggèrent que la modification du champ fluctuant affecte le champ moyen (Protas et Wesfreid, 2002). Afin de lier la rotation du cylindre à la dynamique même de celle du sillage, Lu *et al.* (2011) proposent de piloter l'angle de rotation en choisissant un taux de rotation variable au cours du temps et proportionnel au coefficient de portance. Ce choix est motivé comme stratégie de réduction de la force de portance pour une configuration de nombre de Reynolds inférieure à 200. Une réduction de 50% de l'effort de portance est obtenue avec un bilan énergétique (quantifié en terme de moment de rotation) plus favorable que celui observé pour la solution optimale avec rotation constante. Ces résultats sont à rapprocher de ceux de Bergmann et Cordier (2008) qui considèrent une approche de type contrôle optimal par POD pour définir la loi de contrôle de l'angle de rotation.

L'utilisation de l'effet Magnus dans le contrôle des VIV est plus récente et plus disparate dans la littérature. Il faut attendre principalement les travaux de Bourguet et Jacono (2014) qui considèrent un cylindre oscillant en rotation constante simulé par DNS à $\mathrm{Re}_D = 100$. Les auteurs considèrent le cas idéal non-amorti ($\zeta = 0$) et décrivent en détails les régimes d'oscillation et de sillage pour différentes valeurs de vitesse réduite et de taux de rotation. Des maxima d'amplitude d'oscillation jusqu'à trois fois plus grands que la valeur maximale obtenue sans rotation du cylindre sont observés. Une augmentation de la vitesse réduite, pour laquelle l'amplitude maximum est atteinte, est également obtenue avec le taux de rotation. L'un des résultats remarquables concerne la plage de vitesse réduite sur laquelle des oscillations significatives sont observées. Limitée à la plage

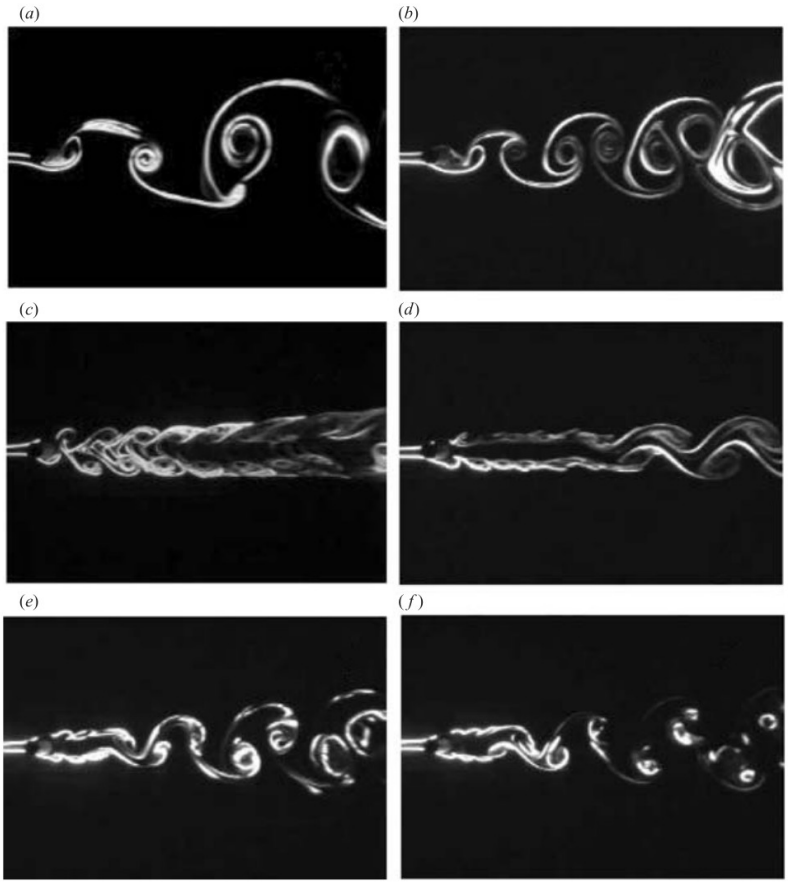


FIGURE 1.18 – Visualisations du sillage d'un cylindre en rotation alternée à $\mathrm{Re}_D = 150$ avec amplitude de forçage constante et différentes fréquences de rotation : (a) $f_r/f_n = 0.5$, (b) $f_r/f_n = 1$, (c) $f_r/f_n = 2$, (d) $f_r/f_n = 3$, (e) $f_r/f_n = 4$ et (f) $f_r/f_n = 5$. Résultats issus de Thiria *et al.* (2006).

$4 \lesssim U^* \lesssim 10$ pour le cas sans rotation, les résultats montrent que celle-ci peut s'étendre jusqu'à environ $U^* = 30$ pour les cas avec un taux de rotation élevée ($\alpha \approx 4$). Au-delà, les oscillations disparaissent. Les auteurs identifient par ailleurs de nouveaux modes de sillage tel que le mode dénommé « T+S » qui caractérise le régime pour lequel des amplitudes maximales sont observées. La topologie de ce mode de sillage asymétrique, illustré sur la Fig. 1.19, est marquée par le lâcher d'un triplet de structures de vorticité, suivi de celui d'une unique structure, le temps d'un cycle d'oscillation. Dans les régimes d'excitation basse fréquence, une ondulation transverse des couches cisaillées sans lâcher tourbillonnaire est observée (mode de sillage dénommé « U »). Ce mode s'accompagne tout de même par des oscillations significatives du cylindre. Cette observation suggère que l'absence de lâcher tourbillonnaire n'est pas synonyme d'absence de VIV, contrairement à ce qu'affirme Wong *et al.* (2017). Certaines observations rapportées par Bourguet et Jacono (2014) sont également éloignées de celles obtenues par différents auteurs qui préfèrent l'approche expérimentale. C'est le cas par exemple de Seyed-Aghazadeh et Modarres-Sadeghi (2015) qui rapportent peu de différences pour des faibles taux de rotation ($\alpha < 1$), puis globalement une diminution de la plage de vitesse réduite sur laquelle les oscillations du cylindre sont maximales, les oscillations disparaissant totalement au-delà de $\alpha > 3.75$. Les résultats expérimentaux de Wong *et al.* (2017) indiquent une augmentation de l'amplitude d'oscillation quand le taux de rotation s'approche d'une valeur $\alpha = 2$ et dans une plage de vitesse réduite correspondant à la branche supérieure du cas sans rotation. Dans ces régimes, la fréquence d'oscillation du cylindre coïncide avec la fréquence mécanique naturelle du système oscillant, comme dans le cas du cylindre sans rotation. Les différences observées entre ces différents travaux sont susceptibles d'être interprétées par un effet du nombre de Reynolds, ainsi que du paramètre m^* (Wong *et al.*, 2017).

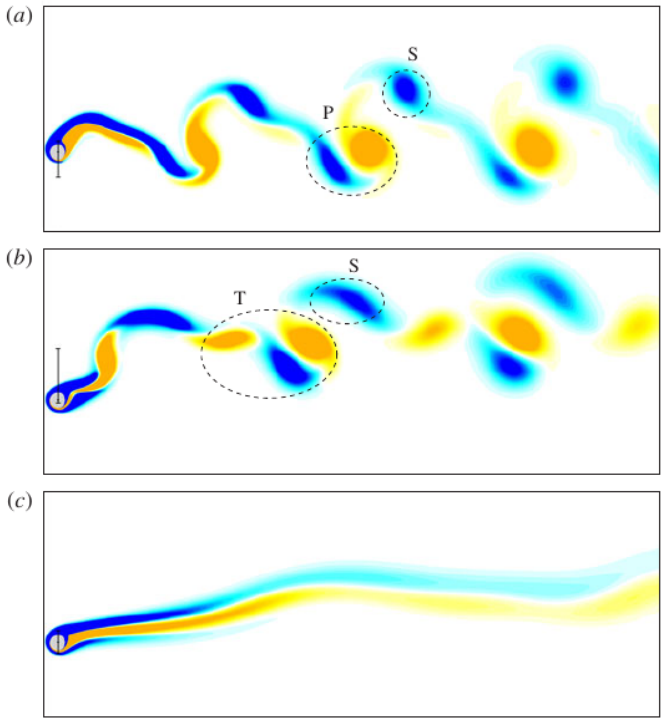


FIGURE 1.19 – Champs de rotationnel instantanés. (a) Motif « P + S » pour $(\alpha, U^*) = (2.5, 11)$, $\omega_z = \pm 0.2$; (b) Motif « T + S » pour $(\alpha, U^*) = (3.5, 13)$, $\omega_z = \pm 0.15$; (c) motif « U », $(\alpha, U^*) = (3, 25)$, $\omega_z = \pm 0.1$. Résultats issus de Bourguet et Jacono (2014).

Dans le cas d'une rotation constante du cylindre, l'effet Magnus n'est pas directement couplé aux mécanismes d'interaction entre le fluide et la structure oscillante. A notre connaissance, les

premiers travaux en VIV faisant intervenir un cylindre en rotation alternée forcée sont ceux rapportés par Du et Sun (2015). Ces auteurs étudient numériquement une configuration d'écoulement à $\mathrm{Re}_D = 350$ sur une plage de vitesse réduite U^* comprise entre 4 et 5.5. La fréquence de forçage adimensionnée est redéfinie par les auteurs comme $f_r^* = f_r/f_n$. Le mécanisme de synchronisation entre la fréquence de lâcher et la fréquence de forçage est observée très tôt, dès les premiers régimes d'oscillation, son occurrence dépendant à la fois du taux de rotation α et de f_r^*. Cette synchronisation se traduit par une réduction significative de l'amplitude des oscillations, comparativement au cas sans rotation, sauf pour les cas $f_r^* \approx 1$ pour lesquels de larges amplitudes sont observés. Une étude expérimentale plus exhaustive est par la suite menée par Wong *et al.* (2018) sur des plages de fréquence de rotation de $0 \leq f_r^* \leq 4,5$ et de taux de rotation $0 \leq \alpha \leq 2$ pour deux régimes correspondant aux branches supérieure et inférieure respectivement du cas du cylindre sans rotation. Sur chacune des deux branches, les résultats confirment l'existence de deux régimes de synchronisation : (i) une synchronisation de la fréquence d'oscillation sur la fréquence de forçage, lorsque f_r^* se rapproche de l'unité, synchronisation d'autant plus renforcée que α augmente, et (ii) une synchronisation de la fréquence d'oscillation du cylindre sur la troisième harmonique de la fréquence de forçage ($f_r^* \approx 3$) pour $\alpha < 1,6$. Comparativement au cas du cylindre sans rotation, une augmentation d'environ 50% (respectivement 250%) du pic d'amplitude d'oscillation est observée sur la branche supérieure (respectivement sur la branche inférieure) pour des fréquences de forçage proches de $f_r^* = 1$. Une augmentation comparable est observée en proximité de $f_r^* = 3$. En dehors de ces fréquences, une diminution drastique des oscillations est en revanche obtenue. De nouveaux modes de sillage sont également identifiés par les auteurs, tels que la présence d'un mode $2(\mathrm{P}_0{+}\mathrm{S})$ associé au régime de synchronisation sur la troisième harmonique de la fréquence de rotation.

En s'inspirant des résultats de Lu *et al.* (2011), Vicente-Ludlam *et al.* (2017) proposent de lier le sens et le taux de rotation à la dynamique même du cylindre. Le choix est donc fait d'un angle de rotation variable au cours du temps et proportionnel, soit au déplacement, soit à la vitesse de déplacement du cylindre. Le cas idéal du dispositif non-amorti est considéré et une méthode de Lattice Boltzmann 2D est utilisée pour la résolution numérique à $\mathrm{Re}_D = 100$. A ces faibles nombres de Reynolds, il est utile de rappeler que la réponse du dispositif oscillant est à « deux branches ». En fonction de la loi de contrôle imposée, les vibrations induites peuvent être, soit amplifiées, soit diminuées. Lorsqu'une loi proportionnelle au déplacement du cylindre est employée, des amplitudes d'oscillations plus importantes sont observées, si la constante de proportionnalité est négative. La plage de synchronisation s'élargit et au-delà d'une valeur négative de la constante, un mécanisme de galop se déclenche pour lequel l'amplitude augmente quasi-linéairement avec la vitesse réduite. Lorsqu'une loi proportionnelle à la vitesse de déplacement est employée, seul le mécanisme de VIV est renforcé, si la constante de proportionnalité est négative. Pour une valeur positive des constantes, les deux lois conduisent à une diminution de l'amplitude d'oscillation qui s'accompagne d'une réduction de la valeur de la vitesse réduite à laquelle la transition entre la branche initiale et la branche inférieure s'opère. Ces résultats sont en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus par les mêmes auteurs pour des nombres de Reynolds plus élevés ($\simeq 1500 - 1000$) proches des applications potentielles (Vicente-Ludlam *et al.*, 2018). Ces derniers résultats laissent présager de nouveaux modes de sillage restant à ce jour à être identifiés. Par ailleurs, ils confirment une nouvelle fois le potentiel de l'utilisation de l'effet Magnus pour le contrôle des VIV.

Chapitre 2

Dispositif expérimental et moyens de mesure

Sommaire

2.1 Canal hydraulique Hydra III 40
2.2 Description du dispositif oscillant 41
2.2.1 Contraintes techniques 41
2.2.2 Configuration et dimensions du cylindre 42
2.2.3 Montage oscillateur non-amorti 43
2.2.4 Motorisation pour la rotation du cylindre 44
2.3 Solution mécatronique pour la variation des paramètres structurels 44
2.3.1 Compensation du frottement sec 44
2.3.2 Simulation de l'amortissement et de la raideur 46
2.4 Moyens de mesure et de visualisations 47
2.4.1 Mesure du déplacement 47
2.4.2 Estimation de l'effort transverse 48
2.4.3 Visualisations par génération de bulles d'hydrogène 48
2.4.4 Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) 50
2.4.5 Moyenne de phase des champs de rotationnel 51
2.4.6 Décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD) 54
2.5 Caractérisation du dispositif oscillant 55
2.5.1 Taux d'amortissement avec effet de masse ajoutée 55
2.5.2 Caractérisation du dispositif de référence R_0 (moteur découplé) 57
2.5.3 Caractérisation du dispositif avec solution mécatronique 60
2.6 Validation de la solution mécatronique pour la variation du taux d'amortissement et du coefficient de raideur 62
2.7 Conclusion sur le dispositif expérimental 64

Pour couvrir l'ensemble des réponses possibles d'un cylindre en oscillations libres, et donc étudier les différents modes de sillage associés, il est nécessaire de disposer de dispositifs caractérisés par des coefficients d'amortissement ζ, ainsi que de raideur k, variables. Le dispositif expérimental développé dans ce mémoire est basé sur une approche dite *mécatronique* qui allie mécanique, électronique et informatique. Le dispositif se présente sous la forme d'un oscillateur mécanique standard de type masse-ressort, faiblement amorti, auquel nous venons ajouter un terme de forçage, pouvant simuler aussi bien un amortissement (positif ou négatif), qu'une raideur (positive ou

négative) supplémentaires. Les résultats de la littérature montrent qu'un rapport de masse réduite m^* faible favorise des oscillations de grandes amplitudes en phase avec l'effort transverse exercé sur le corps oscillant, et donc l'énergie potentiellement extractible. Ainsi, les essais ont été réalisés en canal hydraulique afin d'obtenir une masse ajoutée plus grande que dans l'air et, par voie de conséquence, un rapport de masse plus faible, favorisant ainsi une réponse dite à trois branches. Afin de conserver une approche canonique, le choix du corps oscillant s'est porté sur le cylindre circulaire. Enfin, les études existantes, menées sur l'effet de la rotation constante du cylindre sur les efforts aérodynamiques subis par ce dernier, ainsi que sur le sillage, ont motivé à exploiter l'effet Magnus pour amplifier les oscillations. Ce chapitre présente donc les choix techniques adoptés pour élaborer le dispositif expérimental autour duquel ce manuscrit est construit. En premier lieu, le canal hydraulique dans lequel ont été réalisés les essais est présenté (Sec. 2.1). Par la suite, une description détaillée du dispositif oscillant est donnée et les choix techniques justifiés (voir Sec. 2.2). La solution mécatronique utilisée pour varier les paramètres structurels est décrite en Sec. 2.3. Dans une seconde partie de ce chapitre (Sec. 2.4), les différents outils de métrologie employés pour la caractérisation fine, à la fois de la réponse mécanique du dispositif, mais également de la dynamique du sillage derrière le cylindre, sont également discutés. Enfin, la troisième partie de ce chapitre est consacrée à la caractérisation mécanique du dispositif oscillant (Sec. 2.5), une comparaison étant établie avec les dispositifs rapportés dans la littérature (Sec. 2.6).

2.1 Canal hydraulique Hydra III

Un bon nombre de travaux sur les vibrations induites par vortex ont été menés en canal hydraulique (voir Tab. 1.1). En effet, les essais en eau permettent, grâce à sa masse volumique élevée, d'élaborer des systèmes oscillants à masse réduite m^* faible et, par voie de conséquence, d'atteindre des configurations favorables à l'apparition de grandes oscillations. C'est pourquoi les travaux décrits dans ce manuscrit ont été menés exclusivement dans le canal hydraulique à surface libre Hydra III à l'Institut Pprime de Poitiers (France). La Fig. 2.1 donne une vue simplifiée du canal et de l'intégration du dispositif expérimental dans la veine d'essai. L'écoulement est mis en mouvement via une pompe axiale située en dessous du canal. L'écoulement est aspiré par la pompe et redirigé dans une chambre de tranquillisation via un diffuseur circulaire vertical située en amont de la veine. L'écoulement traverse ensuite un filtre en mousse, puis un nid d'abeille, avant de passer par un convergent avec un taux de contraction de 6.5 qui confère à l'écoulement un taux d'instationnarité inférieur à 5% à l'entrée de la veine d'essai. La section d'essai du canal, constituée de parois en verre permettant la visualisation de l'écoulement depuis tous les côtés fait 0.51 m de large, 0.51 m de hauteur, pour une longueur de 2.10 m. Les vitesses d'écoulement à l'entrée de la veine d'essai se situent entre 5 et 45 $\mathrm{cm\,s^{-1}}$ pour une hauteur d'eau nominale de 0.33 m.

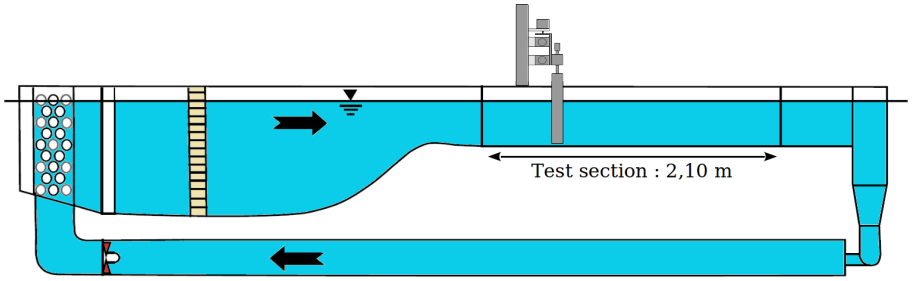


FIGURE 2.1 – Canal à recirculation Hydra III et position du dispositif expérimental au niveau de la veine d'essai.

2.2 Description du dispositif oscillant

2.2.1 Contraintes techniques

Les travaux présentés dans ce manuscrit constituent les bases d'un nouveau dispositif expérimental dédié au laboratoire à l'étude des VIV. A l'exception du canal hydraulique déjà présent, il a fallu imaginer, dimensionner, puis réaliser le système expérimental, afin de répondre au mieux à la problématique posée dans le projet Maggie financé par la Région Nouvelle-Aquitaine auquel se rattache ces travaux de thèse. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, de nombreux scientifiques, en particulier expérimentateurs, ont pavé ce chemin depuis des décennies. Le bilan présenté en Sec. 1.2.2, loin d'être exhaustif, permet d'entrevoir les paramètres clés du dispositif comme le rapport de masse réduite m^*, le coefficient d'amortissement ζ, le coefficient de raideur k (ou fréquence propre de l'oscillateur), en particulier. Au-delà de ces paramètres, la conception du dispositif a donc été dictée par des questions préliminaires sur :

- les dimensions du cylindre pour limiter les effets de blocage au niveau de la veine d'essai,
- le choix d'une configuration immergée horizontalement ou verticalement,
- la masse totale M_s des éléments mobiles, dont celle du cylindre M_c,
- l'ajustement de la fréquence propre de l'oscillateur aux valeurs limites U_∞ du canal permettant de balayer des régimes de vitesse réduite U^* suffisamment larges,
- le régime de vitesse de rotation du cylindre à atteindre.

Les paragraphes qui suivent abordent chacun de ces points pour préciser les choix techniques adoptés qui ont permis d'élaborer le dispositif dénommé Maggie, en référence au projet initialement déposé. Le dispositif final, illustré sur la Fig. 2.2, est détaillé par la suite.

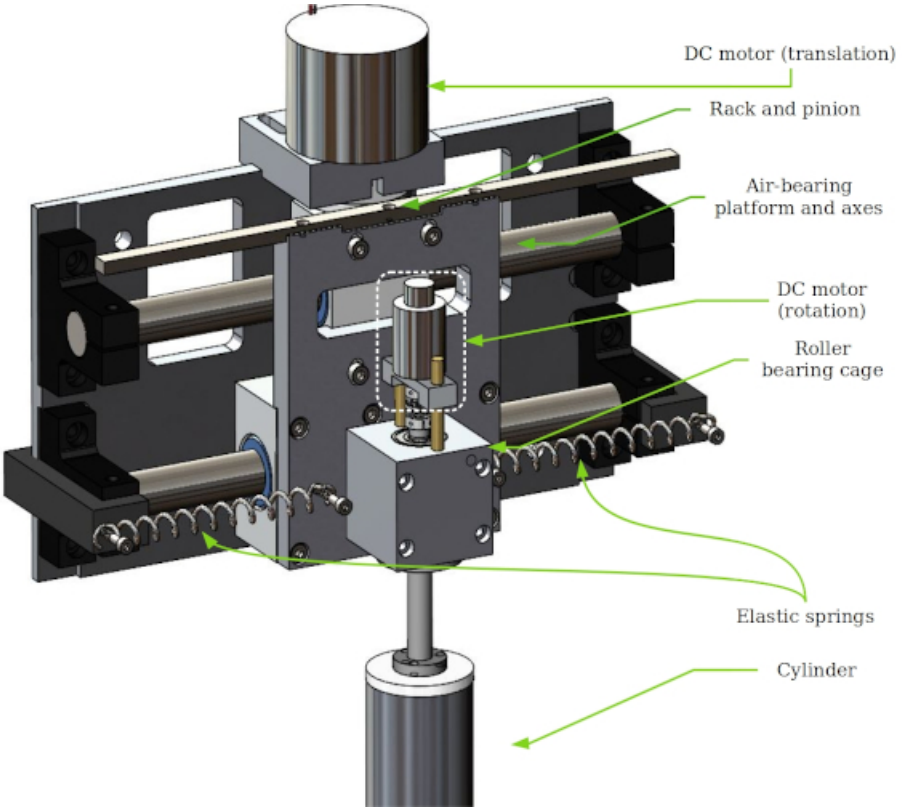
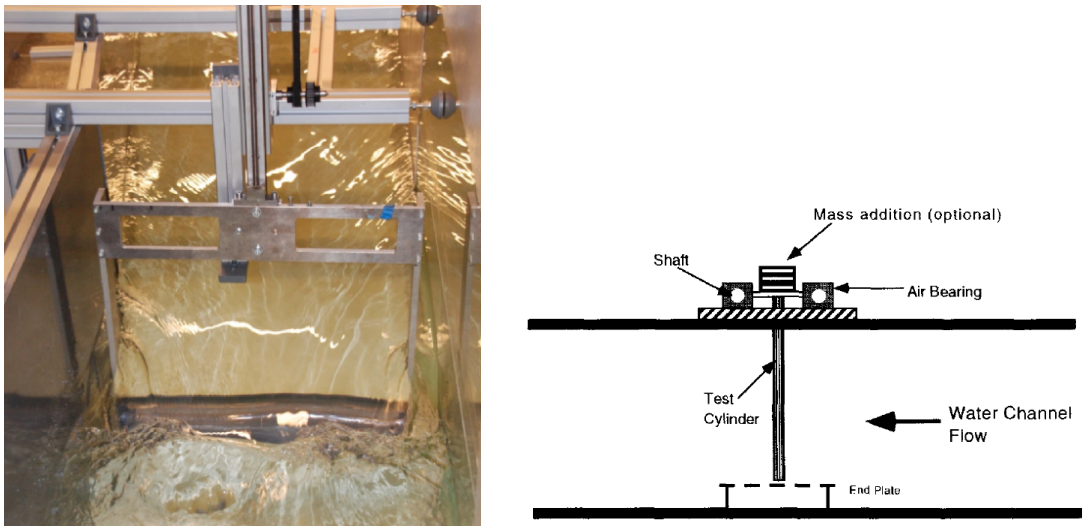


FIGURE 2.2 – Représentation 3D du dispositif de cylindre oscillant développé.

2.2.2 Configuration et dimensions du cylindre



(a) (b)

FIGURE 2.3 – (a) Exemple de dispositif en configuration horizontale (Dellinger *et al.*, 2018). (b) Exemple de dispositif en configuration verticale (Khalak et Williamson, 1997a).

Le choix d'une configuration horizontale ou verticale pour le corps oscillant conditionne nécessairement le reste du dispositif. Chacune de ces deux configurations présentent des avantages et des inconvénients que nous tentons ici de résumer dans le cas spécifique où le cylindre est immergé dans l'eau. Nous désignons ici par « configuration horizontale » le cas où le cylindre est immergé horizontalement dans l'écoulement et peut osciller verticalement comme illustré sur la Fig. 2.3(a). De la même manière, la « configuration verticale » se rapporte au cas où le cylindre est immergé verticalement dans l'écoulement et peut se déplacer horizontalement et perpendiculairement à l'écoulement (voir Fig. 2.3(b)).

Dans le cas d'une configuration horizontale, les efforts transverses à l'écoulement s'opèrent dans la même direction que la force de gravité et la poussée d'Archimède. Le dispositif peut ainsi exploiter la poussée d'Archimède comme aide à la force de rappel vers le haut. Toutefois, cette force s'ajoute aux efforts de portance dans le modèle d'oscillateur décrit par (1.5), compliquant le dimensionnement et l'étude des efforts. Pour s'affranchir de cette difficulté, la solution adoptée par les différents auteurs ayant choisi cette configuration est de rendre le cylindre neutre en adaptant sa masse de sorte que son poids compense parfaitement la poussée d'Archimède. Cela implique typiquement une masse du cylindre telle que $m^* \approx 1$. Les configurations horizontales, identifiées par des tirets noirs (-) sur la Fig. 2.4 sont toutes sur une droite $m^* = 1$. La configuration horizontale est adoptée par Bernitsas *et al.* (2008) et Dellinger *et al.* (2018), par exemple, et constitue du point de vue d'un développement à TRL élevé, une solution favorable en terme de facilité d'installation. En revanche, du point de vue d'une étude académique, cette configuration reste, mécaniquement, plus compliquée à mettre en place.

La configuration verticale est donc adoptée en majorité dans la littérature et dans ce manuscrit. Dans cette configuration, la poussée d'Archimède n'a pas d'effet sur le mouvement horizontal du cylindre si celui-ci est maintenu parfaitement vertical. Cela permet donc d'adopter un corps creux et donc à masse M_c faible. Compte tenu de la densité du fluide, la masse ajoutée (masse de fluide déplacée) est plus élevée dans l'eau que dans l'air. Par voie de conséquence, la masse réduite m^* s'en trouve plus faible. Par ailleurs, pour cette configuration, seul le cylindre est immergé, tandis que le reste de l'instrumentation (guidages, capteurs etc..) peut être maintenu au-dessus de

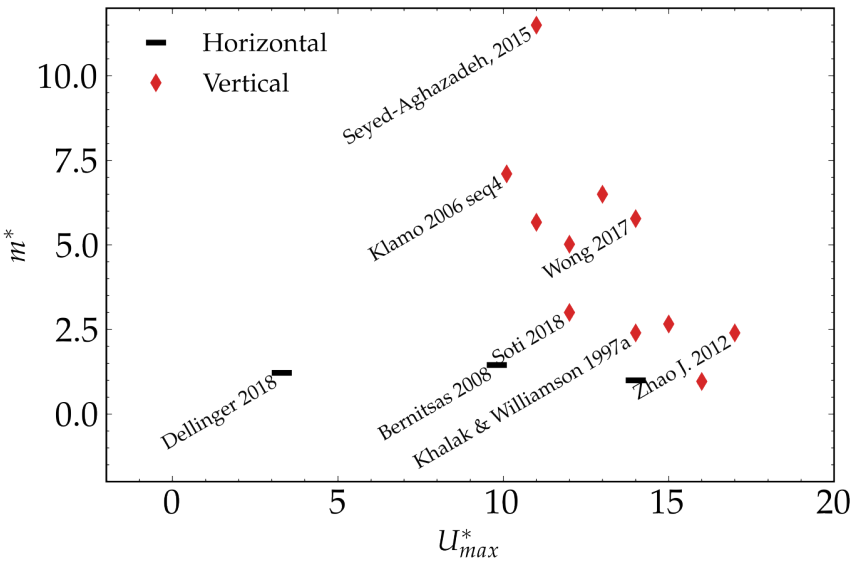


FIGURE 2.4 – Caractéristiques des dispositifs expérimentaux en terme de masse réduite et de vitesse réduite maximale atteinte. Les dispositifs expérimentaux présentés ici sont tous en canal hydraulique.

la surface libre. Nous verrons par la suite que la motorisation de la rotation du cylindre s'en trouve également simplifiée.

Afin de conserver un rapport de blocage faible dans la veine d'essai et éviter les effets de bord (Khalak et Williamson, 1996), un cylindre de diamètre $D = 50$ mm est considéré. Celui-ci est immergé sur une hauteur d'eau H de 330 mm, soit un rapport d'aspect $H/D = 6.6$. Un espacement de 2 mm entre l'extrémité du cylindre et le plancher du canal est par ailleurs imposé, garantissant le parallélisme des lâchers tourbillonnaires (Norberg, 1994; Szepessy et Bearman, 1992) autour du cylindre. Afin de limiter la masse réduite, le cylindre, d'une longueur $L = 0.4$ m est creux et réalisé en aluminium d'épaisseur 1.8 mm. Celui-ci a été usiné avec un tour de haute précision, garantissant une précision du diamètre à ± 0.01 mm et une excentricité inférieure à ± 0.5 mm sur l'ensemble de sa longueur. La masse du cylindre est $M_c = 1.02$ kg et la masse de l'ensemble des parties mobiles est $M_s = 2.74$ kg, ce qui donne une masse réduite $m^* = 4.23$.

2.2.3 Montage oscillateur non-amorti

Comme évoqué précédemment, un dispositif à coefficient d'amortissement $\zeta \ll 1$ est recherché. Mécaniquement, le guidage à l'aide de paliers à air constitue (à l'échelle laboratoire) la solution la plus adaptée (Jain et Modarres-Sadeghi, 2013; Khalak et Williamson, 1996; Zhao *et al.*, 2014). Afin d'assurer un guidage uni-directionnel transverse à l'écoulement, trois paliers à air de chez OAV disposés en triangle et glissant sur deux axes en acier inoxydable sont utilisés. Ces trois paliers sont montés sur une plateforme en aluminium de sorte que cette dernière se translate librement sur une distance de $\pm 3D$ le long des deux axes de diamètre 20 ± 0.02 mm montés en parallèle (voir Fig. 2.2). Cette plateforme mobile accueille également un support mécanique permettant d'y fixer le cylindre en le maintenant verticalement. Une pression nominale constante de 3.5 bar alimente en air chacun des trois paliers grâce à une nourrice installée au-dessus du dispositif. Les raccords entre la nourrice, fixe, et les paliers, mobiles, sont en tube polyuréthane souple de 6 mm de diamètre. Leur longueur est ajustée pour éviter que leur poids et leur raideur ne viennent influencer le mouvement de la plateforme mobile.

Notons que sur notre montage, les deux axes de guidage sont montés dans un plan vertical, perpendiculaire à la surface libre du canal, contrairement aux dispositifs typiquement rencontrés dans la littérature pour lesquels les deux axes sont disposés dans un plan horizontal. Ce choix technique a été préféré dans le but de réduire l'encombrement du dispositif en vue de se laisser la possibilité d'associer, par la suite, un autre dispositif pour étudier les effets d'interactions entre deux cylindres oscillants librement.

Le cylindre est ramené à sa position d'équilibre au centre du canal à l'aide de deux ressorts de traction (LeeSprings LE014B13S) de raideur 0.011 $\mathrm{N\,mm^{-1}}$ chacun et montés de part et d'autre de la plateforme mobile comme illustré sur la Fig. 2.2. La raideur totale est donc estimée à 0.022 $\mathrm{N\,mm^{-1}}$.

2.2.4 Motorisation pour la rotation du cylindre

Comme évoqué dans le chapitre précédent, la rotation du cylindre autour de son axe peut être considéré comme un moyen de contrôle pour agir sur les modes de réponses des VIV. Un motoréducteur à courant continu avec encodeur est donc utilisé pour forcer la rotation du cylindre. Comme nous pouvons le voir sur la Fig. 2.2, la rotation est transmise au cylindre par un motoréducteur via un axe en inox et un boîtier de roulements à billes montés dans le bloc support fixé à la plateforme mobile. Le motoréducteur de 6 Volt est de petite taille afin de limiter sa contribution à la masse totale des parties mobiles. Notons que trois modèles de motoréducteurs ont été utilisés afin d'adapter le couple à la vitesse de rotation maximale recherchée entre 100 et 300 $\mathrm{tour.min^{-1}}$. Le moteur est commandé par un signal de modulation de largeur d'impulsion (PWM) généré par une carte Arduino Due dont la largeur des impulsions (ou « duty-cycle ») est imposée par l'utilisateur. Le choix de ce type de moteur provient de la facilité de mise en place d'une commande PWM pour contrôler le couple. Le moteur est également équipé d'un encodeur à 11 pulses par révolution, permettant d'obtenir un retour sur la position angulaire du cylindre.

2.3 Solution mécatronique pour la variation des paramètres structurels

Ainsi que nous l'avons évoqué en introduction de ce manuscrit, un des objectifs est d'aboutir à un dispositif pour lequel les paramètres structurels, tels que le coefficient d'amortissement ζ ou encore la raideur k, peuvent être modifiés en temps-réel dans un objectif d'optimisation de l'énergie potentiellement extractible. L'amortissement (respectivement la raideur) se manifeste comme une force appliquée au corps oscillant proportionnelle à sa vitesse $\dot{y}$ (respectivement à son déplacement y). La solution proposée dans ce manuscrit consiste à exercer une force sur le cylindre, proportionnelle à sa vitesse ou/et à son déplacement, pour simuler un dispositif à amortissement et raideur variables. Cette force, notée $F_{\mathrm{DC}}(t)$ par la suite, est exercée sur la plateforme mobile, grâce à un moteur à courant continu de faible inertie, via un système pignon-crémaillère (voir Fig. 2.2). A noter que la crémaillère, en acier inoxydable, est fixée de manière rigide à la plateforme.

2.3.1 Compensation du frottement sec

La mise en contact de la crémaillère et du pignon du moteur induit un frottement sec pouvant être modélisé sous la forme d'un terme de frottement de Coulomb du type

$$F_\mu(t) = \overline{F_\mu}\,\mathrm{sign}(\dot{y}(t)) \tag{2.1}$$

où $\overline{F_\mu}$ est l'amplitude du frottement sec induit qui peut être déterminée par expérience (voir Sec. 2.5.3.2). Cette force s'ajoute aux efforts fluides, si bien que l'équation du mouvement (1.16)

devient :

$$\begin{aligned}
(m_s + m_a)\ddot{y} + \quad & (c_s + c_f)\dot{y} + \quad ky \quad & = \quad & \frac{1}{2}\rho D U_\infty^2 C_y(t) - F_\mu(t) \\
(m_s + m_a)\ddot{y} + \quad & (c_s + c_f)\dot{y} + \quad ky + \quad & \overline{F_\mu}\text{sign}(\dot{y}(t)) = \quad & \frac{1}{2}\rho D U_\infty^2 C_y(t)
\end{aligned} \tag{2.2}$$

Afin de corriger ce terme de frottement, le moteur à courant continu peut être utilisé en exerçant sur la plateforme mobile une force contraire. Par la suite, nous noterons $\Delta F_\mu \,\text{sign}(\dot{y})$ la force exercée par le moteur visant à compenser la force de frottement sec induit par le contact pignon-crémaillère.

Cette compensation nécessite de connaître à tout instant la vitesse de déplacement de la plateforme (ou plus précisément son signe). Le moteur utilisé est équipé d'un encodeur à deux pistes permettant ainsi de mesurer la vitesse de rotation du moteur à la hauteur de 500 pulses/tour, et donc indirectement le déplacement de la plateforme avec une précision de ±1mm. Un contrôleur Maxon Escon 50/5 produit la commande adaptée au moteur en fonction de la tension envoyée et du type de contrôle souhaité (en couple ou en vitesse de rotation). Le contrôleur récupère également le signal issu de l'encodeur, la filtre et l'intègre pour fournir une mesure de la vitesse de rotation. Le déplacement y et la vitesse $\dot{y}$ de la plateforme sont ainsi récupérés par deux boîtiers BNC-2110 (National Instruments) reliés à deux cartes d'acquisition NI-PXIe-6356, pilotées par un PXIe-1071 configuré en mode temps-réel. Le contrôle du moteur se fait à l'aide d'une commande en courant qui correspond à une commande en couple $C_{DC}(t) = K_{\text{DC}} i(t)$, où $K_{\text{DC}} = 9.0\ \text{N cm A}^{-1}$ est la constante de couple du moteur et $i_{DC}(t)$ le courant envoyé au moteur. La force $F_{\text{DC}}(t)$ générée par le moteur et exercée sur la plateforme est, quant à elle, directement proportionnelle au couple et s'écrit $F_{\text{DC}}(t) = C_{DC}(t)\, r_p$ avec $r_p = 25$ mm le rayon du pignon.

Le dispositif final élaboré et installé au dessus de la veine d'essai est présenté sur la Fig. 2.5.

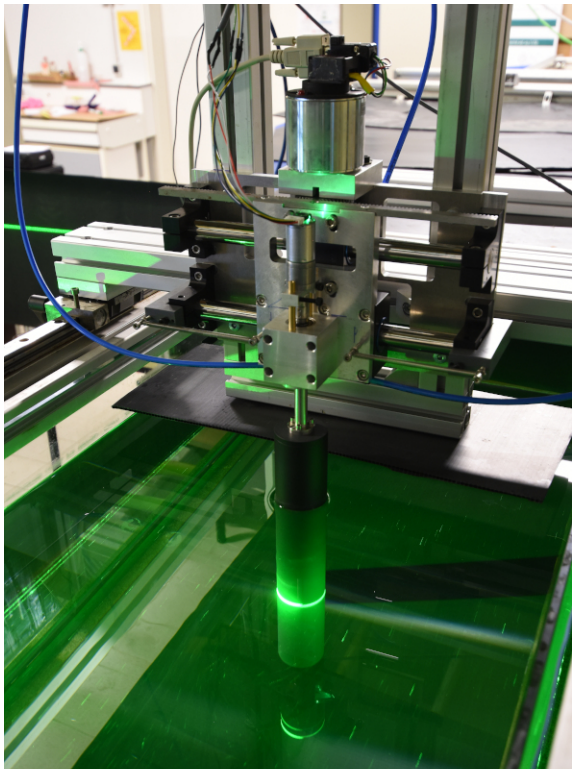


FIGURE 2.5 – Dispositif expérimental Maggie.

2.3.2 Simulation de l'amortissement et de la raideur

Comme évoqué précédemment, l'amortissement et la raideur du système s'expriment comme deux forces proportionnelles à la vitesse et au déplacement, respectivement, de l'oscillateur. L'effort exercé par le moteur pour compenser (ou augmenter) l'amortissement total d'un facteur Δc, la raideur totale d'un facteur Δk et le frottement sec s'écrit :

$$F_{DC}(t;\gamma) = \Delta c\,\dot{y}(t) + \Delta k\,y(t) + \Delta F_\mu\,\mathrm{sign}(\dot{y}(t)) \tag{2.3}$$

où le vecteur $\gamma = [\Delta c,\ \Delta k,\ \Delta F_\mu]^\top$ peut être vu comme un paramètre de contrôle. L'équation (1.16) régissant le mouvement du cylindre oscillant soumis à l'effort du fluide et du moteur uniquement (absence de rotation) peut donc être réécrite sous la forme :

$$(m_s + m_a)\ddot{y} + (c_s + c_f - \Delta c)\dot{y} + (k_0 - \Delta k)y + (\overline{F_\mu} - \Delta F_\mu)\mathrm{sign}(\dot{y}) = \frac{1}{2}\rho D U_\infty^2 C_y(t) \tag{2.4}$$

où c_s et k_0 désignent respectivement l'amortissement et la raideur (par unité de longueur du cylindre) du dispositif mécanique de référence. m_a désigne la masse ajoutée de fluide emporté par le cylindre par viscosité et c_f désigne l'amortissement du fluide. Le dispositif proposé permet ainsi de simuler des dispositifs à amortissement et raideur variables.

En l'absence d'écoulement, (2.4) se réduit à :

$$\ddot{y} + 2\omega_n\zeta\dot{y} + \omega_n^2 y + \frac{\overline{F_\mu} - \Delta F_\mu}{m}\mathrm{sign}(\dot{y}) = 0 \tag{2.5}$$

avec

$$\omega_n^2 = \omega_0^2 - \frac{\Delta k}{m} \quad \text{où} \quad \omega_0^2 = \frac{k_0}{m} \tag{2.6}$$

et

$$\zeta = \zeta_0\frac{\omega_0}{\omega_n} - \frac{\Delta c}{2m\omega_n} \quad \text{où} \quad \zeta_0 = \frac{c_s + c_f}{2m\omega_0} \tag{2.7}$$

Ces deux dernières expressions montrent comment les paramètres Δc et Δk influencent le coefficient d'amortissement ζ et la pulsation propre ω_n du dispositif oscillant. Notons que la gamme de raideur et de coefficient d'amortissement pouvant être simulée dépend directement du couple maximum pouvant être délivré par le moteur. Ceci est abordé par la suite dans la Sec. 4.3.

Enfin, notons que le moteur introduit une masse inertielle. Le terme de masse m dans les expressions précédentes est donc composé de la masse des parties mobiles et de cette masse inertielle. Comme évoqué par Lee *et al.* (2011), cette masse totale peut être déterminée par des essais en réponse libre et estimée par $m \approx k/\omega_n^2$.

Le contrôle du moteur s'effectue par une commande en courant $i_{DC}(t)$. La vitesse de déplacement et la position de la plateforme sont mesurés en temps-réel et un retour en courant de la forme suivante est appliqué au moteur :

$$i_{\mathrm{DC}}(t) = \frac{\Delta c}{K_{\mathrm{DC}} r_p}\dot{y}(t) + \frac{\Delta k}{K_{\mathrm{DC}} r_p}y(t) + \frac{\Delta F_\mu}{K_{\mathrm{DC}} r_p}\mathrm{sign}(\dot{y}(t)) \tag{2.8}$$

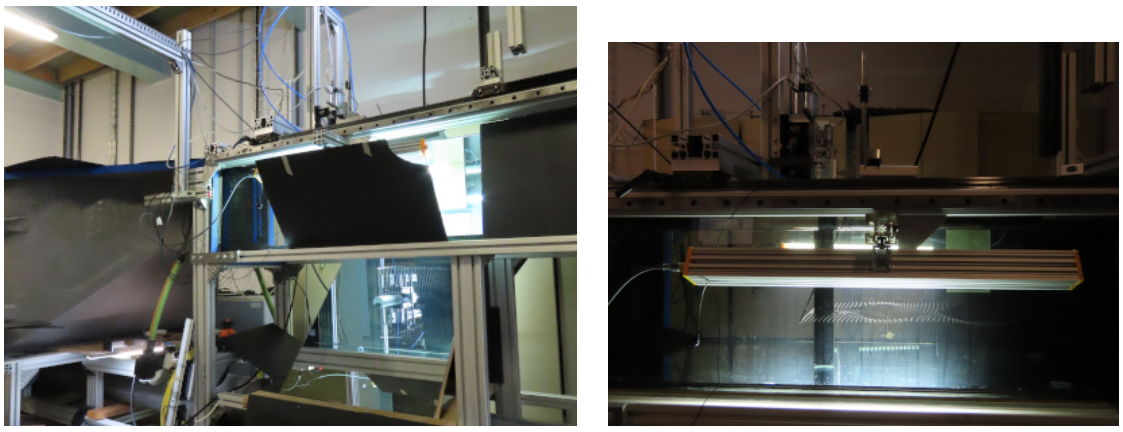
Celui-ci correspond à l'effort à appliquer sur la plateforme mobile pour simuler la force $F_{\mathrm{DC}}(t)$ recherchée. Cette solution mécatronique se révèle efficace pour changer les paramètres de l'oscillateur de manière non intrusive. Le changement du paramètre d'amortissement est particulièrement intéressant dans une approche d'extraction d'énergie car il permet de simuler un frein moteur, comme le ferait une génératrice par exemple. Le paramètre de raideur variable permet, par ailleurs, de modifier la fréquence naturelle f_n du système et donc la vitesse réduite U^*. Cela permettrait, par exemple, au système de s'adapter de manière optimale lors d'un changement de vitesse incidente.

2.4 Moyens de mesure et de visualisations

Différentes techniques de mesure et de visualisation ont été mises en place afin de caractériser l'écoulement autour du cylindre et identifier les différents modes de sillage selon le régime d'oscillation. La visualisation de l'écoulement par génération de bulles d'hydrogène qui a été adoptée est avant tout une méthode qualitative qui permet de cerner la dynamique et la naissance des différents mécanismes qui structurent le sillage. L'étude qualitative de ces mécanismes est ensuite réalisée par vélocimétrie par images de particules, ou PIV. Chacune de ces méthodes et leur mise en place sont discutées dans les sections suivantes.

2.4.1 Mesure du déplacement

Afin d'étudier la réponse en amplitude et fréquence du cylindre oscillant, la mesure du déplacement (et de sa vitesse) au cours du temps est nécessaire. Comme évoqué en Sec. 2.3, lorsque le moteur/générateur est couplé avec la plateforme mobile, l'un des encodeurs du moteur peut être utilisé pour récupérer le déplacement $y(t)$ et la vitesse $\dot{y}(t)$ de la plateforme. La mesure du déplacement est obtenue avec une précision de $\pm$1mm. Lorsque le moteur/générateur est découplé (cas du dispositif oscillant de référence), cette mesure n'est plus possible. Dans cette configuration, la mesure du déplacement est réalisée à l'aide de visualisations de l'extrémité basse du cylindre. Pour cela, une caméra FLIR Grasshopper3 cadencée à 20 Hz est utilisée. Un miroir incliné à 45° est disposé sous le canal comme nous pouvons le voir sur la Fig. 2.6. Ce miroir permet de renvoyer l'image de l'extrémité basse du cylindre. Deux bandeaux LED de 500 mm de long (marque Effilux) et alimentés par une alimentation de 24 VDC sont disposés de part et d'autre de la veine d'essai pour assurer un éclairage homogène et continue en lumière blanche. Une fois les images enregistrées, un outil de « tracking » est ensuite utilisé pour extraire l'évolution temporelle du déplacement du cylindre. Afin de valider le procédé, une comparaison avec la mesure du déplacement obtenu à l'aide de l'encodeur a été réalisée.



(a) (b)

FIGURE 2.6 – Photographie du montage expérimental pour la visualisation montrant le miroir incliné à 45° située sous la veine d'essai, la caméra FLIR (hors champ dans (a)) dirigée horizontalement vers le miroir, et le bandeau de LED pour l'éclairage. Des panneaux opaques sont utilisés afin de limiter la réflexion et la diffusion de la lumière là où elle n'est pas nécessaire. Ce montage est utilisé à la fois pour la mesure du déplacement du cylindre et la visualisation de la dynamique de l'écoulement par bulles d'hydrogène. (b) Vue de côté de la veine lors d'une visualisation par bulles d'hydrogène. Le fil d'inox utilisé pour générer les bulles est placé horizontalement en amont du cylindre. Des bandeaux de LED sont inclinés à environ 20° par rapport à l'horizontale afin d'avoir l'angle optimal par rapport à la caméra pour l'éclairage des bulles.

2.4.2 Estimation de l'effort transverse

Dans ce manuscrit, le choix a été fait de ne pas disposer de capteurs de forces sur le corps oscillant afin de ne pas complexifier l'installation. Par ailleurs, l'étude est en priorité centrée sur la réponse mécanique du dispositif oscillant et les modes de sillages générés. En revanche, afin de compléter l'étude, des estimations de l'effort transverse exercé sur le corps ont tout de même été réalisées à l'aide des mesures de déplacement/vitesse et de l'équation (1.7) décrivant le mouvement de ce dernier. Cette approche fut également adoptée et validée par Zhao (2012), qui ont comparé les résultats obtenus par une mesure d'effort instationnaire classique à l'aide de capteurs de force installées sur le corps oscillant et l'effort instationnaire prédit par l'équation du mouvement. Cette comparaison de Zhao (2012) est illustrée sur la Fig. 2.7 où la correspondance entre efforts mesurés et efforts estimés est quasi parfaite, quel que soit le régime d'écoulement.

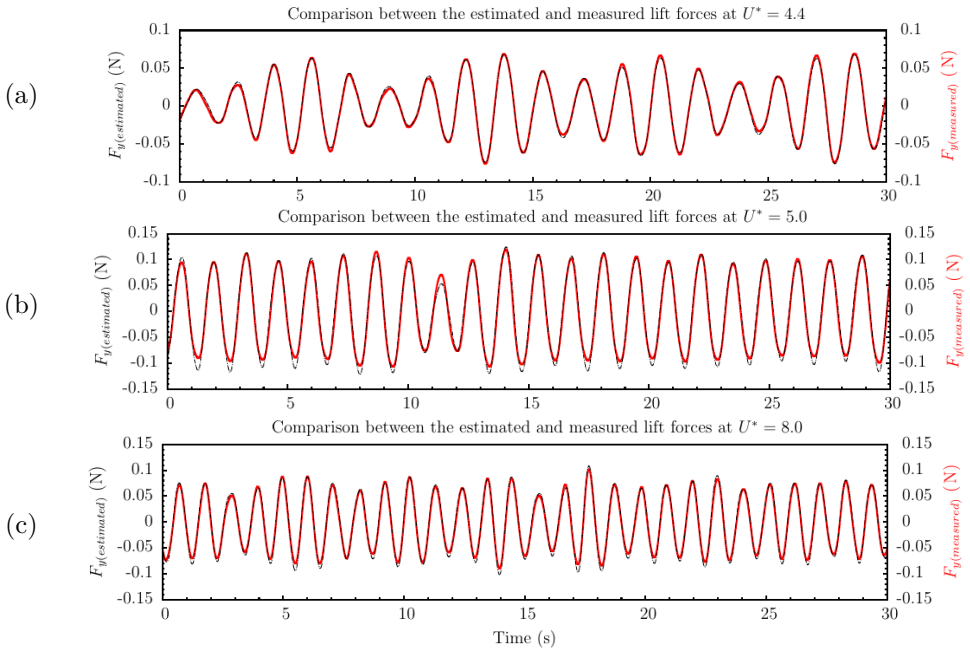


FIGURE 2.7 – Comparaison des efforts mesurés (en rouge) aux efforts estimés avec l'équation (1.7) pour trois cas sur le diagramme d'amplitude. D'après Zhao (2012).

Pour chaque vitesse incidente U_∞, la mesure du déplacement y et de la vitesse $\dot{y}$ est réalisée sur une durée correspondant à une centaine de cycles d'oscillation. Le signal de vitesse du cylindre est d'abord filtré avec un filtre passe-bas d'ordre 3 qui possède une fréquence de coupure de $5f_n$. Ce signal filtré est ensuite dérivé avec un schéma de différenciation central du second ordre [1]. Le coefficient de force dans la direction $\boldsymbol{e}_y$ est ensuite estimé à partir de l'équation (1.7) :

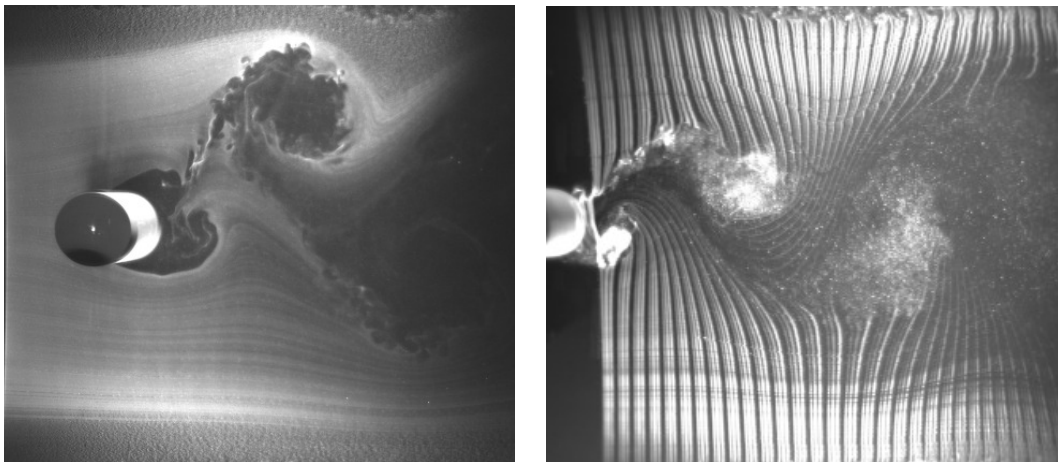
$$C_y(t) = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho D U_\infty^2}\left(m\frac{d\dot{y}(t)}{dt} + c_s\dot{y}(t) + ky(t)\right) \tag{2.9}$$

2.4.3 Visualisations par génération de bulles d'hydrogène

La visualisation d'écoulement par bulles d'hydrogène a été introduite dès les années 1960 par Schraub *et al.* (1965). Cette méthode repose sur le principe de l'électrolyse de l'eau : une forte tension est injectée entre deux électrodes qui interagissent avec les molécules d'eau (H_2O) pour générer d'un côté de l'hydrogène (H_2) et de l'autre de l'oxygène (O). La cathode est constituée d'un fil en

1. Disponible avec la fonction `gradient` du package `Numpy` sous PYTHON.

inox de 50 µm de diamètre tendu entre deux barrettes en fibre de carbone. Les bulles d'hydrogène générées par électrolyse sont emportées par l'écoulement et se déplacent à la même vitesse que ce dernier. Le contrôle de la tension envoyée sur les électrodes permet d'avoir une émission de bulles dépendant du temps et du motif de tension envoyée. Le montage avec miroir incliné présenté précédemment (voir Fig. 2.6) est repris. L'éclairage est également assuré par les deux bandeaux de LED présentés plus haut. Ces bandeaux LED sont inclinés à environ 20° par rapport à l'horizontale pour pouvoir obtenir un angle de 110° entre le faisceau lumineux et la caméra, ce qui permet d'obtenir un maximum de réflexion de la lumière par les bulles en direction de l'axe optique de la caméra. De nombreux panneaux opaques sont utilisés afin d'éliminer toute lumière issue de réflexion ou de diffusion qui pourrait constituer un éclairage parasite et nuire à la qualité des images. Un circuit de transistors et une carte Arduino Due en communication avec un programme PYTHON permet de régler la longueur et la fréquence des fronts de tension envoyés, pilotant ainsi la génération de bulles et générant des lignes de temps. L'acquisition d'images à la même fréquence que les fronts de bulles permet d'observer directement la partie instationnaire de l'écoulement. Les visualisations sont généralement de bonne qualité pour les vitesses incidentes les plus faibles ($U_\infty \lesssim 25$ cm s^{-1} dans notre cas). Deux exemples de visualisations sont reportés sur la Fig. 2.8 pour le cylindre en oscillation libre à vitesse incidente $U_\infty = 11.1$ cm s^{-1}. La Fig. 2.8(a) illustre le sillage du cylindre visualisé avec un ensemencement continu de bulles d'hydrogène en amont du cylindre. Cette visualisation permet de détecter qualitativement la présence de tourbillons, marquée par une absence de bulles. Nous remarquons que ces tourbillons à grande échelle sont formés par coalescence de nombreux tourbillons de plus petite taille. La visualisation nous renseigne également sur la largeur du sillage, l'espacement entre les tourbillons et la longueur d'onde. La Fig. 2.8(b) illustre le cas de la génération de bulles pulsées réalisée via un ensemencement périodique de 3 fronts de bulles à 10 Hz en aval du cylindre. Dans ce cas, l'ensemencement périodique permet d'avoir plus d'informations quantitatives : la variation d'espacement entre les fronts est directement liée à la variation de vitesse dans l'écoulement. Par ailleurs, le positionnement du fil en aval du cylindre va générer les bulles dans la zone de recirculation derrière le cylindre, bulles qui seront convectées plus lentement, formant ainsi des « amas » de bulles plus lumineuses. Les tourbillons sont ainsi ensemencés de bulles et identifiables par les zones les plus claires de l'image.



(a) (b)

FIGURE 2.8 – Exemples de visualisation par bulles d'hydrogène à vitesse incidente $U_\infty = 11.1$ cm s^{-1} dans le cas d'un cylindre oscillant : (a) génération de bulles en continu en amont du cylindre oscillant, (b) génération de bulles pulsées en aval du cylindre (fréquence : 10 Hz, nombre de fronts de bulles : 3, longueur du front de bulles : 70 %).

2.4.4 Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)

Des mesures du champ de vitesse dans le sillage du cylindre oscillant ont été réalisées par vélocimétrie par imagerie de particules (PIV) en deux dimensions et à deux composantes (2D-2C). Le montage expérimental est illustré sur la Fig. 2.9. L'écoulement est éclairé dans un plan horizontal situé à mi-hauteur du cylindre immergé grâce à un laser PIV Litron Nano L50-50, positionné à l'extrémité du canal en aval de l'écoulement. Ce montage est rendu possible grâce à une vitre située à l'extrémité de la veine d'essai. L'ensemencement consiste en des particules de polyamide de 50 µm avec une concentration d'environ 30 mg L^{-1}. Des séries de 3000 paires d'images à la cadence de 15 Hz sont obtenues à l'aide d'une caméra Dantec SpeedSense 1040 de résolution 2320 × 1726 pixels. Chacune de ces séries couvrent un peu plus d'environ 50 périodes d'oscillation. Une nouvelle fois, l'écoulement est observé par le biais du miroir situé sous la veine d'essai.

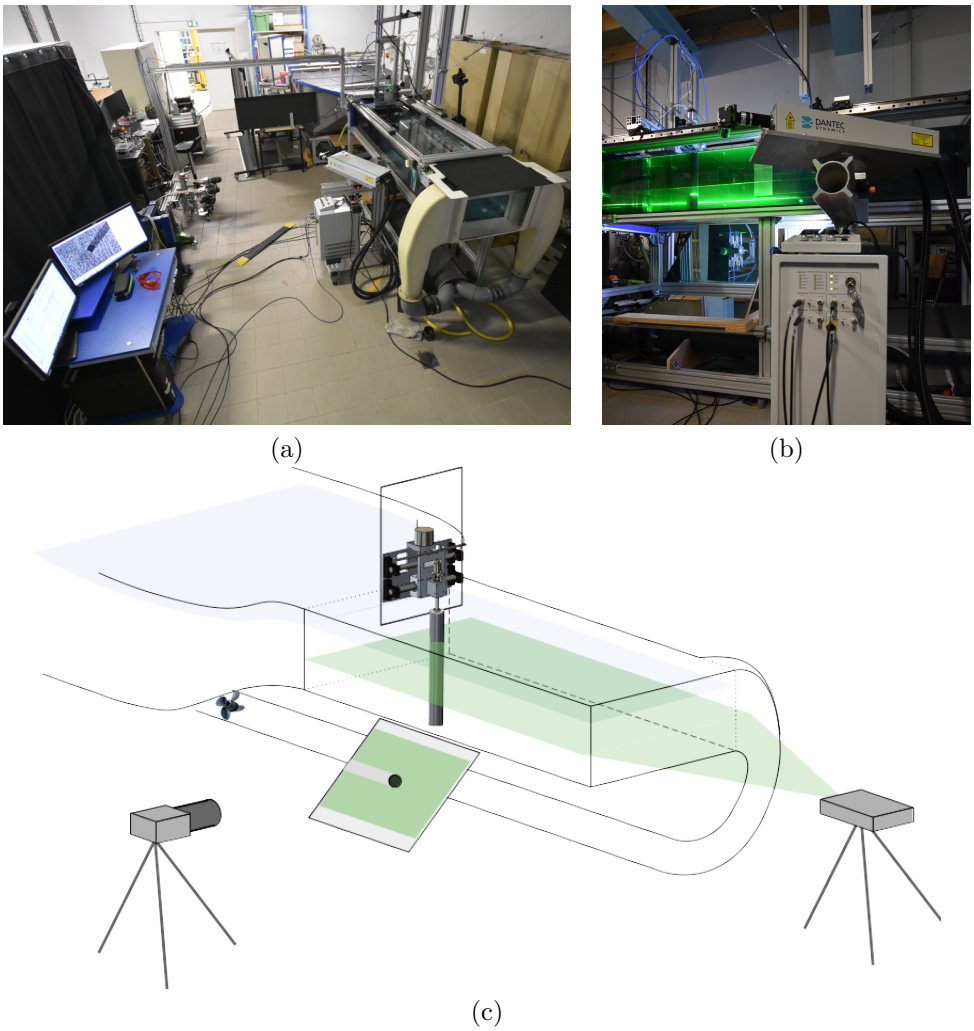


FIGURE 2.9 – Photographies de la configuration PIV : (a) Disposition générale du canal et des instruments dans la salle d'expérimentations. (b) Positionnement du laser et du plan laser par rapport au cylindre. Visualisation des champs de vitesses par le miroir disposé à 45° en dessous de la veine d'essai. (c) Schéma de la disposition générale du dispositif expérimental dans le canal et de l'instrumentation pour la PIV.

Le calcul des champs de vitesse à partir des images PIV obtenues est réalisé sous le logiciel Davis 10 de chez Lavision. Un masque est d'abord appliqué au niveau du cylindre et dans la zone

d'ombre en amont. La position du masque dans l'image est ajustée grâce à la mesure simultanée de la position du cylindre. Le calcul des corrélations est réalisé selon deux passes initiales pour des fenêtres de 64×64 pixels avec 50% de recouvrement, suivis de deux passes finales de 32×32 pixels avec 50% de recouvrement. La résolution finale du champ de vitesse est approximativement $0.09D$ dans les deux directions du plan de mesure. Les vecteurs dont le rapport signal/bruit est inférieur à un seuil fixé à 1.5 sont éliminés (entre 1% et 3% de vecteurs faux). Un filtre médian sur une région de 5×5 vecteurs est appliqué sur les vecteurs dont l'écart à la médiane dépasse deux fois la médiane des écarts à la médiane (méthode *universal outlier detection*, voir Westerweel et Scarano 2005). Les vecteurs supprimés sont remplacés par une estimation obtenue par interpolation.

2.4.5 Moyenne de phase des champs de rotationnel

La technique de moyenne de phase est classiquement utilisée pour filtrer des événements rapides tout en tenant compte de leurs effets sur la dynamique lente d'un système donné. Cette technique est largement employée en mécanique des fluides (par exemple Sonnenberger *et al.*, 2000) pour l'extraction de structures cohérentes quasi-périodiques (dynamique « lente ») évoluant dans un champ turbulent (dynamique « rapide »). Dans notre cas, l'objectif est d'identifier, pour un régime d'oscillation donné du cylindre, le mode de sillage dominant qui s'opère sur un cycle moyen d'oscillation derrière le cylindre. De manière générale, le cycle moyen peut être défini comme le trajet parcouru, en moyenne, par le système pour revenir à la même position. Une fois identifié, ce cycle moyen peut être découpé en N_{Φ} instants de phase $\Phi \in [0, 2\pi]$ avec $\Phi = 0$, la position choisie pour référence (initiale). Les états du système x qui correspondent à un instant de phase donné peuvent alors être rassemblés pour obtenir un état « moyenné en phase » $\hat{x}$ après moyenne d'ensemble.

Dans notre cas, le signal de déplacement du cylindre (y) est employé pour définir les instants pour lesquels le cylindre est dans une position (« état ») équivalente. Le calcul en moyenne de phase de toute autre grandeur $q(t)$ mesurée simultanément au déplacement peut être ainsi réalisé. Le découpage en phases s'effectue donc dans un premier temps en identifiant les instants $t_{\mathrm{Max},i}$ pour lesquels le cylindre retourne à une position extrême, soit encore aux extrema locaux du déplacement. La Fig. 2.10(b) montre, sous forme d'histogramme, un exemple de la distribution obtenue pour les intervalles de temps entre deux extrema consécutifs $\Delta t_i = t_{\mathrm{Max},i+1} - t_{\mathrm{Max},i}$ du signal de déplacement présenté sur la Fig. 2.10(a). Dans le cas d'un signal purement périodique, un seul pic serait observé à la période du signal. La Fig. 2.10(b) montre une certaine dispersion de la période du signal, caractéristique de la légère variation de la fréquence dominante au cours du temps autour de la période moyenne $\overline{T}$. La seconde étape consiste donc en un découpage de chaque cycle d'oscillation $I_i = [t_{\mathrm{Max},i}, t_{\mathrm{Max},i+1}[$, en un nombre équivalent de N_{Φ} intervalles. La largeur de ces intervalles, donnée par $\Delta I_i = \Delta t_i / N_{\Phi}$ est donc susceptible d'être variable d'un cycle à l'autre. Chacun de ces intervalles peut en revanche être assigné à une phase donnée, Φ_k (avec $k = 1, \cdots, N_{\Phi}$), correspondant à un intervalle dans l'espace des phases $I_{\Phi_k} = [\Phi_k - \Delta\Phi/2, \Phi_k + \Delta\Phi/2]$. Dans ce découpage, $\Phi = 0$ est assigné à $t_{m,i}$ et $\Phi = 2\pi$ à $t_{m,N_{\Phi}}$. La moyenne de phase de la grandeur $q(t)$ associée à la phase Φ_k peut alors être obtenue en regroupant, dans un premier temps, l'ensemble des valeurs de $q(t)$ pour tous les instants à proximité du centre de l'intervalle I_{Φ_k}, puis dans un second temps, en calculant la moyenne d'ensemble des N_{Φ_k} valeurs identifiées, soit encore

$$\hat{q}(\Phi_k) = \frac{1}{N_{\Phi_k}} \sum_{i=0}^{N_{\Phi_k}} q(t_{\mathrm{Max},i} + i \frac{\Delta\Phi}{2\pi} \Delta t_i) \tag{2.10}$$

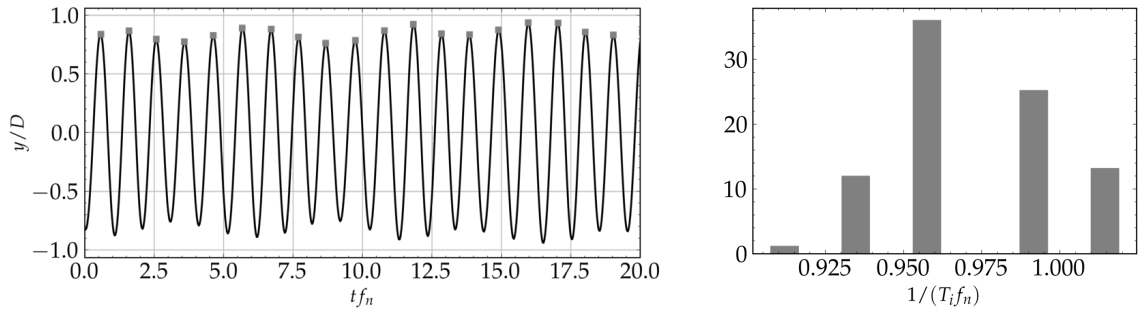
Cette définition permet de regrouper tous les points qui se trouvent dans le même état par rapport à l'oscillation : dans la position extrême ou exactement entre deux positions extrêmes, par exemple, et ce même si l'amplitude ou la durée entre deux extrema varie. En pratique, un ensemble d'indices permettant de regrouper les ensembles est défini [2]. La précision en phase est limitée par la

2. L'indice associé au maximum local $\mathrm{ind}(t_{\mathrm{Max},i})$ est déterminé par la fonction `find_peaks` du package de

fréquence d'acquisition du signal. Pour les moyennes de phase des champs de vitesse, la fréquence d'acquisition de la PIV est $f_{PIV} = 15$ Hz. Ainsi,

$$\Delta\Phi \geq \frac{2\pi}{\overline{T} f_{PIV}}. \tag{2.11}$$

Cette méthode peut être appliquée pour calculer un déplacement moyen $\hat{y}(\Phi)$ parcouru sur un cycle d'oscillation tel qu'illustré sur la Fig. 2.11 pour le signal présenté en Fig. 2.10(a). L'écart-type de $\hat{y}$ sur l'ensemble des cycles d'oscillation identifiés est également représenté sur la Fig. 2.11. Une faible dispersion de 10 % est observée, indiquant que, pour ce cas particulier, le cylindre décrit des cycles d'oscillations fortement périodiques (faible dispersion de la fréquence et faible modulation en amplitude). Le coefficient de portance moyenné en phase $\widehat{C_y}$ est également reporté sur la Fig. 2.11 pour le même cas, en suivant le même procédé et en conservant les instants de phase définis à partir du système de déplacement. Pour le cas considéré, l'effort transverse subit une dispersion d'environ 70 % autour de $\widehat{C_y}$. L'effort transverse et le déplacement sont déphasés de 72°, soit presque en opposition de phase. Par ailleurs, une asymétrie est présente dans le premier. Les efforts seront étudiés plus en détail dans le Chap. 3.



(a) (b)

FIGURE 2.10 – Cas $U^* = 5.65$. (a) Série temporelle du déplacement du cylindre y/D. Identification des maxima locaux. (b) Histogramme des distances pic à pic Δt_i.

Afin de déterminer la dynamique moyenne du sillage se formant derrière le cylindre en fonction des différents régimes d'oscillation, le même procédé sera appliqué dans le Chap. 3 sur les champs de vorticité obtenus par PIV. Pour un régime U^* donné, les mesures de champ de vitesses par PIV sont réalisées en simultané de la mesure du déplacement du cylindre. Chaque instant PIV peut donc être assigné à un instant de phase défini à partir du signal de déplacement. Un exemple de champ de vorticité moyenné en phase associé au cas illustré sur la Fig. 2.10 est présenté en Fig. 2.12(b). Un détachement tourbillonnaire dans le sillage est manifeste, alors que le champ instantané de vorticité permet difficilement d'identifier de manière claire une organisation (voir Fig. 2.12(a)).

Notons que pour obtenir des informations moyennées en phase, une autre possibilité consiste à faire l'acquisition de données aux instants où le système étudié est dans une position équivalente. En PIV, on parle de « phase-locked PIV » typiquement. Ce procédé consiste à déclencher l'acquisition des images aux instants de phase prédéterminés par un signal de référence, en général périodique et imposé. L'ensemble des champs obtenus est ensuite moyenné pour obtenir le champ moyenné en phase à l'instant de phase considéré. Le balayage en instant de phase est obtenu en décalant l'instant de phase auquel les images sont acquises. Dans le cas présent, le signal de référence pourrait être le déplacement du cylindre qui dépend de la dynamique propre du système. Toutefois, la variation au cours du temps, même faible, de la fréquence d'oscillation rend cette solution plus délicate à mettre en œuvre. C'est pourquoi le choix a été fait d'acquérir à une cadence fixe les images PIV,

traitement du signal de `scipy.signal`.

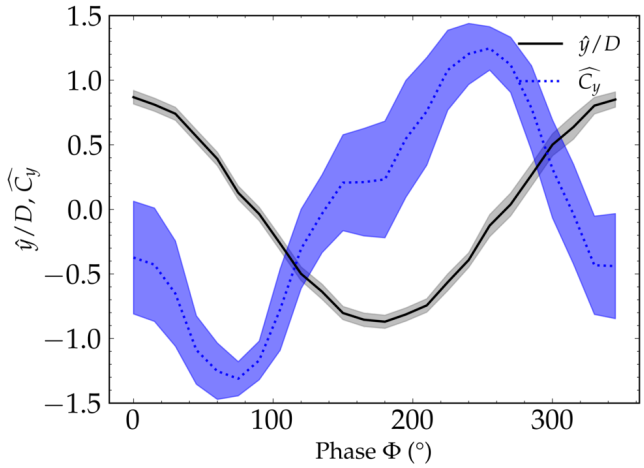


FIGURE 2.11 – Cas $U^* = 5.65$. Moyenne de phase du déplacement du cylindre y (—) et de l'estimation de la force transverse C_y (····) à partir de l'équation (2.10). Les surfaces représentées correspondent aux écarts-types respectifs.

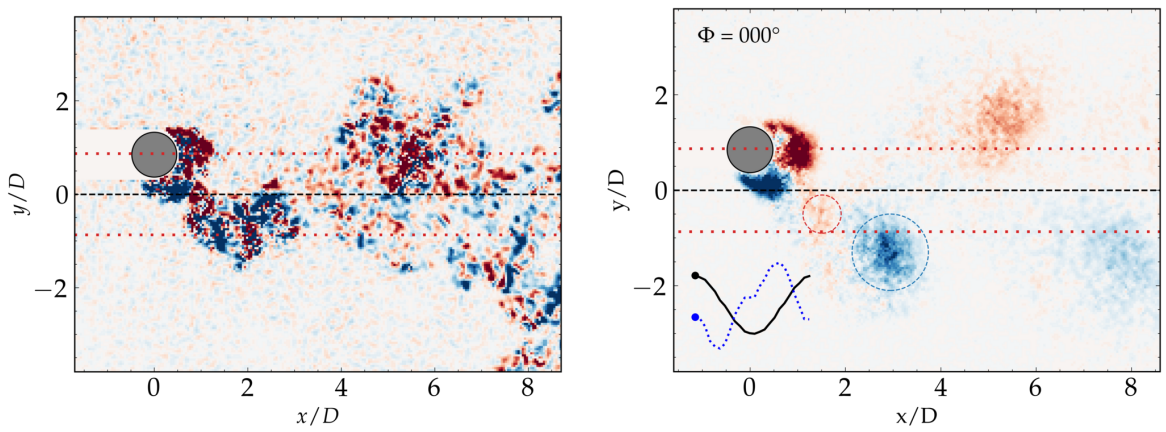


FIGURE 2.12 – Cas $U^* = 5.65$. (a) Champ instantané de rotationnel ω_z. (b) Moyenne de phase des champs de rotationnel ω_z pour $\Phi = 0°$. Le graphique en bas à gauche présente la moyenne de phase du déplacement $\hat{y}$ (en noir) et de l'effort transverse $\widehat{C_y}$ (en bleu). Les lignes horizontales rouges représentent les positions extrêmes rencontrées par le cylindre et la ligne noire sa position moyenne.

tout en mesurant le déplacement du cylindre, puis en post-traitement, de répartir les champs PIV aux phases correspondantes.

2.4.6 Décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD)

La Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (POD) est une technique d'analyse de données qui permet d'approximer un système de dimension élevée par un autre de dimension plus faible. Lumley l'a introduite dans le domaine de la turbulence en 1967 (Berkooz *et al.*, 1993) comme une méthode permettant d'identifier et d'extraire des structures cohérentes d'un écoulement. Les données à analyser ici sont les champs de vitesses $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t)$ qui dépendent à la fois de la variable spatiale $\boldsymbol{x}$ et du temps t. Ce champ de vitesse est la somme d'un champ de vitesse moyen $\overline{\boldsymbol{u}}(\boldsymbol{x})$ et d'un champ instationnaire dépendant du temps, $\boldsymbol{u'}(\boldsymbol{x},t)$ d'après la décomposition de Reynolds :

$$\boldsymbol{u}(\boldsymbol{x},t) = \overline{\boldsymbol{u}}(\boldsymbol{x}) + \boldsymbol{u'}(\boldsymbol{x},t). \tag{2.12}$$

Le principe de la POD est de décomposer le champ de vitesse fluctuant en une somme de fonctions spatiales $\boldsymbol{\phi}_k(\boldsymbol{x})$ orthogonales entre elles, modulées par des coefficients temporels $a_k(t)$, tel que :

$$\boldsymbol{u'}(\boldsymbol{x},t) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k(t)\boldsymbol{\phi}_k(\boldsymbol{x}). \tag{2.13}$$

Par définition, la POD ordonne les modes $\boldsymbol{\phi}_k(\boldsymbol{x})$ dans l'ordre de leur contribution à l'énergie cinétique totale. L'énergie cinétique totale est définie, dans le cas $2D$, par :

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'} + \overline{v'}) \tag{2.14}$$

Dans les champs de vitesses $\boldsymbol{u'}$ mesurés par PIV, nous disposons d'un nombre $n = N_x \times N_c$ de points de mesure, liés à la résolution spatiale (N_x), au nombre de composantes mesurées (N_c), et d'un nombre m de champs de vitesses, en fonction de la résolution temporelle et du temps d'acquisition. Généralement, en PIV, les caméras étant aujourd'hui très résolues, $n \gg m$. La « méthode des snapshots », imaginée par Sirovich (1987), permet d'interchanger les dépendances spatiale et temporelle, afin de calculer une matrice de corrélation $\boldsymbol{C}$ temporelle de dimension plus faible que celle en espace. Nous construisons ainsi une matrice $\boldsymbol{U}$ de dimension $n \times m$ où les champs de vitesses sont placés en colonne tels que :

$$\boldsymbol{U} = \begin{pmatrix} u'_1(t_1) & u'_1(t_2) & \cdots & u'_1(t_m) \\ u'_2(t_1) & u'_2(t_2) & & u'_2(t_m) \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ u'_n(t_1) & u'_n(t_2) & \cdots & u'_n(t_m) \end{pmatrix} \tag{2.15}$$

La matrice de corrélation temporelle est calculée ainsi :

$$\boldsymbol{C} = \frac{1}{m-1}\boldsymbol{U}^T\boldsymbol{U}, \tag{2.16}$$

qui est de dimension $m \times m$. La somme des termes diagonaux de cette matrice de corrélation donne l'énergie cinétique totale dans le système. En diagonalisant cette matrice de corrélation et en ordonnant les valeurs propres, les modes seront classés selon l'énergie. La diagonalisation de la matrice $\boldsymbol{C}$ se fait en déterminant la matrice des vecteurs propres $\boldsymbol{\phi}$, telle que [3] :

$$\boldsymbol{C} = \boldsymbol{\phi}\boldsymbol{\Lambda}\boldsymbol{\phi}^{-1} = \boldsymbol{\phi}\boldsymbol{\Lambda}\boldsymbol{\phi}^T, \tag{2.17}$$

3. La relation $\boldsymbol{\phi}^{-1} = \boldsymbol{\phi}^T$ est valable uniquement dans le cas d'un produit scalaire Euclidien. Dans le cas d'un maillage spatial de dimension constante, comme celui utilisé en PIV, cette relation est donc correcte.

où $\boldsymbol{\Lambda}$ est une matrice diagonale contenant les valeurs propres $\lambda_1, \ldots, \lambda_m$. Les vecteurs propres de la matrice de corrélation donnent directement les fonctions spatiales $\boldsymbol{\phi}_k$. Les coefficients temporels a_k se retrouvent par multiplication de la matrice $\boldsymbol{U}$ avec les différents vecteurs propres. La $i^{\text{ème}}$ composante du vecteur $\boldsymbol{U}^T\boldsymbol{\phi}_k$ de dimension m correspond à $a_k(t_i)$.

L'énergie contenue dans chacun des modes est donnée (à un facteur 1/2 près) par la valeur propre λ_k correspondante. Les modes sont classés par valeur propre décroissante et sont utilisés pour analyser l'écoulement. Nous allons appliquer cette méthode aux différents champs de vitesses mesurés par PIV dans le Chap. 3.

2.5 Caractérisation du dispositif oscillant

La caractérisation du dispositif est réalisée au moyen d'essais en réponse libre sans écoulement. Ces différents essais visent en particulier à positionner le dispositif proposé dans ce manuscrit par rapport à ceux existants dans la littérature. Par ailleurs, il s'agit ici de vérifier le bon fonctionnement de la solution mécatronique mise en place pour compenser le frottement sec induit par le contact pignon-crémaillère, mais également pour la simulation de différentes valeurs d'amortissement et de raideur.

2.5.1 Taux d'amortissement avec effet de masse ajoutée

Dans un premier temps, nous rappelons comment sont définis les différents paramètres structurels d'un oscillateur afin de préciser comment ces derniers sont estimés à partir de différents essais, dits en réponse libre.

2.5.1.1 Réponse libre dans le vide

Le taux d'amortissement pour un oscillateur évoluant dans le vide est défini sans ambiguïté. En l'absence de toute force extérieure, le mouvement d'un oscillateur libre amorti est, en effet, parfaitement décrit par :

$$m_s\ddot{y} + c_s\dot{y} + ky = 0 \tag{2.18}$$

ou encore,

$$\ddot{y} + 2\zeta_v\omega_{n,v}\dot{y} + \omega_{n,v}^2 y = 0 \tag{2.19}$$

avec $\zeta_v = c_s/(2\sqrt{km_s})$, le taux d'amortissement structurel, et $\omega_{n,v} = \sqrt{k/m_s}$, la pulsation propre dans le vide. Dans le cas où $0 \leq \zeta_v < 1$, la solution de (2.19) peut s'écrire sous la forme,

$$y(t) = y_0 \exp(-\zeta_v\omega_{n,v}t) \sin\left(\sqrt{1-\zeta_v^2}\omega_{n,v}t\right) \tag{2.20}$$

avec y_0 la position initiale de l'oscillateur. Par ailleurs, $\omega_{0,v} = \sqrt{1-\zeta_v^2}\omega_{n,v}$ est appelée la pseudo-pulsation. Notons que pour $\zeta_v \ll 1$, la pseudo-pulsation est bien approximée par la pulsation propre, soit encore $\omega_{0,v} \approx \omega_{n,v}$.
L'enveloppe de la solution décrite par (2.20) est donnée par :

$$y_{\max}(t) = y_0 \exp(-\zeta_v\omega_{n,v}t) \tag{2.21}$$

Le décrément logarithmique des extrema locaux, soit encore $\ln(y_{\max})$, suit donc une droite affine dont la pente est donnée par $\tau = -\zeta_v\omega_{n,v}$. Le taux d'amortissement ζ_v peut ensuite être estimé à partir de :

$$\zeta_v = \frac{-\tau}{\sqrt{k/m_s}} \tag{2.22}$$

2.5.1.2 Réponse libre dans l'air

Pour le cas du dispositif présenté dans ce manuscrit, il est raisonnable de faire l'hypothèse que dans l'air, le modèle (2.19) reste valide en l'absence de force extérieure. En effet, les forces exercées par l'air sont négligeables devant celles qui s'exercent sur le cylindre lorsqu'il est immergé dans l'eau (Zhao, 2012). La réponse de l'oscillateur à un test de réponse libre dans l'air peut donc être décrite par :

$$y(t) = y_0 \exp(-\zeta_a \omega_{n,a} t) \sin(\omega_{n,a} t) \tag{2.23}$$

Nous pouvons également faire l'hypothèse que le taux d'amortissement structurel dans l'air ζ_a et la pulsation propre $\omega_{n,a}$ dans l'air peuvent être exprimés par :

$$\zeta_a \approx \zeta_v = \frac{c_s}{2\sqrt{k m_s}} \quad \text{et} \quad f_{n,a} = \frac{\omega_{n,a}}{2\pi} \approx \frac{\omega_{n,v}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m_s}} \tag{2.24}$$

2.5.1.3 Réponse libre dans l'eau

Lorsque le cylindre est immergé dans l'eau en l'absence d'écoulement, celui-ci subit un amortissement, non seulement lié à l'amortissement structurel, mais également au fluide qui l'entoure. La force aérodynamique qui s'applique sur le cylindre, déjà introduite dans l'équation (1.16), est connue sous le nom de force de Morison (Morison *et al.*, 1950). Elle prend la forme :

$$F_y = -\frac{1}{2}\rho C_D D |\dot{y}|\dot{y} - m_a \ddot{y} \tag{2.25}$$

Pour simplifier le premier terme de la force aérodynamique, considérons le mouvement comme sinusoïdal, soit :

$$\begin{aligned} y(t) &= A\sin(\omega t) \quad ; \quad \dot{y}(t) = A\omega\cos(\omega t) \\ |\dot{y}|\dot{y} &= A^2\omega^2 |\cos(\omega t)| \cos(\omega t) \\ &\approx \frac{8}{3\pi} A^2\omega^2 \cos(\omega t) \\ &\approx \frac{8}{3\pi} A\omega \dot{y}, \end{aligned} \tag{2.26}$$

où le terme $8/(3\pi)$ provient du premier terme de la décomposition en série de Fourier du terme $|\cos(\omega t)|$ (Blevins, 1990). Ainsi, la force aérodynamique (2.25) devient :

$$F_y = -\frac{4}{3\pi}\rho\omega A C_D D\dot{y} - m_a\ddot{y}, \tag{2.27}$$

dont le premier terme s'interprète comme un amortissement visqueux. L'équation gouvernant le mouvement du cylindre immergé, suite à un test de réponse libre, est donc donnée par :

$$(m_s + m_a)\ddot{y} + c_s\dot{y} + \frac{4}{3\pi}\rho\omega A C_D D\dot{y} + ky = 0 \tag{2.28}$$

$$\ddot{y} + 2\omega_{n,e}\left(\frac{c_s}{2m\omega_{n,e}} + \frac{c_f}{2m\omega_{n,e}}\right)\dot{y} + ky = 0 \tag{2.29}$$

avec $c_f = 4\rho\omega A C_D D/(3\pi)$. Cette équation a pour solution :

$$y(t) = y_0 \exp(-\zeta_e \omega_e t)\cos(\omega_e t) \tag{2.30}$$

où [4] $\zeta_e = \zeta_{s,e} + \zeta_{f,e}$ représente le taux d'amortissement total dans l'eau. Ce dernier est composé de l'amortissement structurel avec effet de masse ajoutée $\zeta_{s,e}$ et de l'amortissement lié au fluide au repos $\zeta_{f,e}$. Par ailleurs, la pseudo-pulsation dans l'eau au repos vérifie la relation,

$$\omega_{n,e} = \omega_{0,e}\sqrt{1-\zeta_e^2} \quad \text{avec} \quad \omega_{0,e} = 2\pi f_{n,e} = \sqrt{\frac{k}{m_s + m_a}} = \sqrt{\frac{k}{m}} \tag{2.31}$$

4. Les variables $\zeta_{s,e}$ et $\zeta_{f,e}$ sont définies ci-dessous, voir (2.33) et (2.34).

où $\omega_{0,e}$ désigne la pulsation propre avec effet de masse ajoutée dans l'eau au repos. Lorsque $\zeta_e \ll 1$ (cas généralement rencontré et recherché pour les applications en VIV), la pseudo-pulsation dans l'eau peut être approchée par la pulsation propre, soit $\omega_{n,e} \approx \omega_{0,e}$, si bien que la pseudo-fréquence dans l'eau peut être exprimée par :

$$f_{n,e} = \frac{\omega_{n,e}}{2\pi} \approx \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}} \tag{2.32}$$

Par la suite, le terme de fréquence (pulsation) propre sera donc employée pour désigner de manière équivalente la pseudo-fréquence (pulsation).
Le taux d'amortissement structurel avec effet de masse est donné par :

$$\zeta_{s,e} = \frac{c_s}{2\sqrt{km}}, \tag{2.33}$$

tandis que le taux d'amortissement fluide peut s'écrire sous la forme (Blevins, 1990; Sumer et Fredsoe, 2006) :

$$\zeta_{f,e} = \frac{\rho D^2}{4\pi m}\frac{8}{3}C_D\frac{A}{D} \tag{2.34}$$

où A désigne l'amplitude des oscillations. La valeur de $\zeta_{f,e}$ est considérée constante pour simplifier les calculs. Facchinetti *et al.* (2004) et De Langre (2006) justifient cette approximation par la faible valeur relative des variations de $\zeta_{f,e}$. Par la suite, et en cohérence avec les résultats de la littérature, il sera fait référence au taux d'amortissement structurel comme le taux d'amortissement structurel avec effet de masse ajoutée, soit $\zeta_{s,e}$, ainsi que proposé initialement par Khalak et Williamson (1997b), et formalisé par Zhao (2012). Aussi, ce taux d'amortissement structurel sera estimé à partir de tests en réponse libre à la fois dans l'air et dans l'eau par l'expression,

$$\zeta = \zeta_{s,e} = \frac{f_{n,e}}{f_{n,a}}\zeta_a \tag{2.35}$$

Par la suite, la fréquence propre du dispositif dans l'eau est notée f_n par souci de cohérence avec la notation adoptée communément. Enfin, notons que le coefficient de masse ajoutée peut être exprimé par (voir Zhao, 2012) :

$$C_a \approx \left[\left(\frac{f_{n,a}}{f_{n,e}}\right)^2 - 1\right] m^* \tag{2.36}$$

offrant ainsi la possibilité d'évaluer ce coefficient à partir des résultats expérimentaux.

2.5.2 Caractérisation du dispositif de référence R_0 (moteur découplé)

Nous nous intéressons dans un premier temps au cas du dispositif sans couplage pignon-crémaillère. Cette configuration sera dénommée par la suite, configuration de référence R_0.

2.5.2.1 Masse des éléments mobiles

La masse totale M du système oscillant est constituée, d'une part, de la masse de tous les éléments mobiles M_s et, d'autre part, de la masse ajoutée qui n'est autre que la masse de fluide déplacé. Les éléments mobiles comprennent le cylindre en aluminium et ses bouchons en PVC, la plateforme support en aluminium, les 3 paliers à air, ainsi que la crémaillère en acier. A cela s'ajoute pour le dispositif permettant la rotation du cylindre autour de son axe principal, le motoréducteur, son support, le boîtier de roulements et l'axe de rotation en inox. Tous ces différents éléments ont été pesés avec une balance Sartorius U6100 offrant une précision de 0.1 g. Les ressorts, les durites d'alimentation en air comprimé, les câbles d'alimentation et de commande du moteur pour la rotation sont également à prendre en compte parmi les éléments mobiles. Ces derniers ont été

	masse (kg)
Cylindre	1.017
Paliers et plateforme	1.689
Intertie moteur	0.034
Total	2.741
$\mathbf{C_a}$	1
$\mathbf{m^*}$	4.23

TABLEAU 2.1 – Masses des éléments du dispositif expérimental.

pesés indépendamment à l'aide d'une balance Navigator N224120 de haute précision de 0.01 g. Leur contribution à la masse totale est estimée à la moitié de leur masse mesurée. En effet, chacun de ces éléments étant connecté à la fois à la structure fixe et à la structure mobile, une partie de leur masse est donc portée par la structure fixe.

La masse ajoutée correspond à la masse de fluide déplacée qui, pour un cylindre de diamètre D immergé sur une longueur L, peut être exprimée par $M_a = \rho C_a \pi D^2/4L$. Cette masse ajoutée est négligeable dans l'air. Une valeur de $C_a \approx 1$ est une bonne approximation comme nous le vérifierons par la suite.

Un bilan des masses pour les différents éléments du dispositif est donné dans le Tab. 2.1. La masse réduite finale m^* reste faible et proche des valeurs de dispositifs rapportés dans la littérature (Klamo *et al.*, 2006; Soti *et al.*, 2018; Wong *et al.*, 2018).

2.5.2.2 Identification des paramètres structurels

Une première caractérisation du dispositif oscillant de référence est d'abord réalisée dans l'air. Ces essais permettent, en particulier, de vérifier la valeur du coefficient de raideur k et de s'assurer notamment que les tuyaux d'alimentation des paliers à air n'influencent pas ce dernier.

La Fig. 2.13(a) montre l'évolution temporelle du déplacement pour un essai de réponse libre dans l'air. Pour rappel, ce dispositif ne présente pas de couplage mécanique entre le moteur et la plateforme mobile. Comme attendu, le dispositif présente, grâce au système de paliers à air, une réponse faiblement amortie avec une fréquence propre $f_{n,a}$ clairement identifiable. L'enveloppe de la réponse est présentée en Fig. 2.13(b) sous la forme du décrément logarithmique des maxima locaux. La tendance linéaire, là encore attendue, est bien observée. Afin de limiter les erreurs éventuelles introduites par du bruit dans les mesures, la fréquence propre $f_{n,a}$ et le taux d'amortissement ζ_a sont ici identifiés en minimisant l'écart quadratique entre, d'une part, la réponse libre obtenue expérimentalement par la mesure du déplacement $y(t)$ et, d'autre part, la solution attendue décrite par (2.23), plutôt que par la pente du décrément logarithmique. Dans le cas présent, une optimisation du type *downhill simplex method*[5] est utilisée avec $[y_0, \omega_n, \zeta]^\top$ comme vecteur paramètre du problème d'identification. Les valeurs obtenues sont reportées dans le Tab. 2.2. Connaissant par ailleurs parfaitement la masse de l'ensemble des parties mobiles, (2.22) permet de remonter à une estimation du coefficient de raideur, soit $k_{\text{mes}} \cdot H \approx 0.023$ N mm^{-1}. Comme souligné en Sec. 2.2.3, la raideur indiquée par le fabricant est de 0.022 N mm^{-1}, soit un accord satisfaisant avec la mesure effectuée. Cet accord suggère également que les tuyaux d'alimentation des paliers à air sont correctement dimensionnés pour ne pas influencer le mouvement du cylindre.

Le même essai est ensuite réalisé avec le cylindre immergé dans l'eau. Le résultat de cet essai est présenté en Fig. 2.13(c). Cette fois, un amortissement plus important est observé. Ce dernier est attribué à l'amortissement visqueux comme évoqué en Sec. 2.5.1. L'analyse fréquentielle de la réponse montre également que la fréquence propre dans l'eau f_n est plus faible que celle dans l'air

5. disponible avec la fonction `fmin` du package `Scipy`

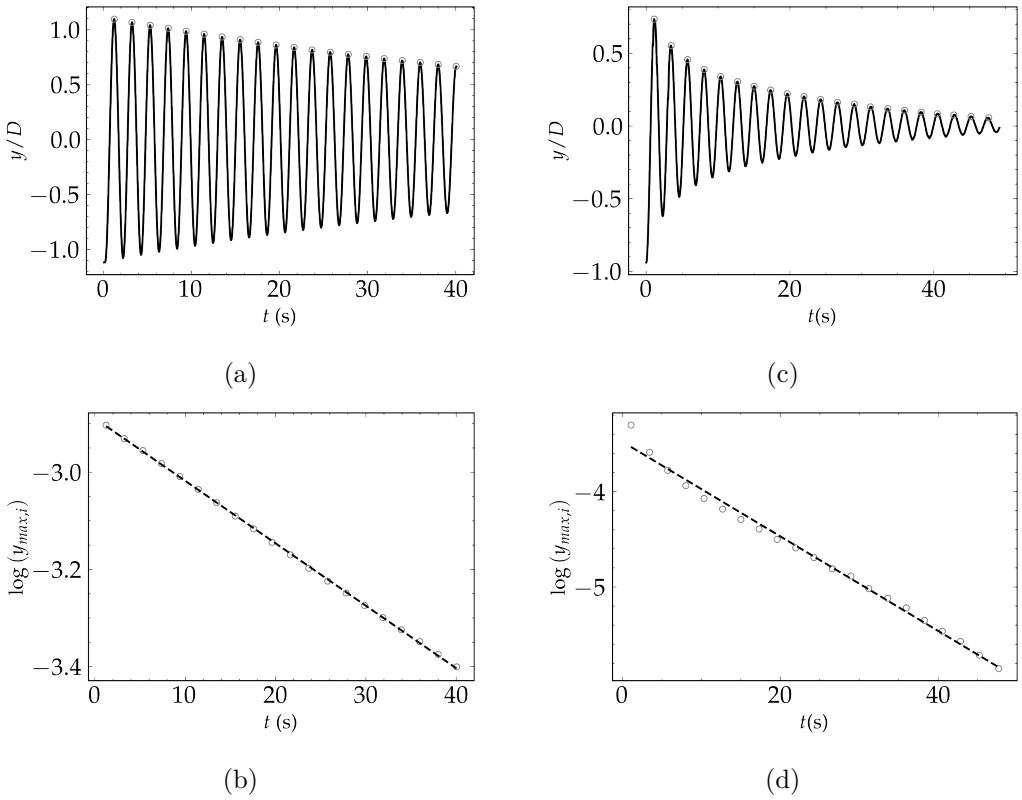


FIGURE 2.13 – (a,c) Réponses libres et (b,d) décréments logarithmiques du dispositif de référence non-amorti R_0 pour des essais (a,b) dans l'air et (c,d) dans l'eau.

		Air		**Eau**			
	$k \cdot H$ (N/m)	$f_{n,a}$ (Hz)	ζ_a	m^*	f_n (Hz)	ζ	$m^*\zeta$
R_0	22.8	0.485	0.0047	3.80	0.433	0.00424	0.016
$R_{0,0}$	23.6	0.463	0.0767	4.23	0.419	0.0694	0.294
$R^*_{0,0}$	22.84	0.459	0.0208	4.23	0.414	0.0191	0.081

TABLEAU 2.2 – Paramètres mécaniques des différentes configurations du dispositif oscillant proposé.

en raison de la masse ajoutée. Le taux d'amortissement dans l'eau est estimé à partir de (2.35). Les valeurs sont également reportées dans le Tab. 2.2.

2.5.3 Caractérisation du dispositif avec solution mécatronique

2.5.3.1 Réponse libre du dispositif sans compensation du frottement induit par le couplage moteur

Comme il est évoqué en Sec. 2.3, le couplage du moteur lié au mouvement de translation du cylindre induit une inertie supplémentaire. Cette masse inertielle, m_i, peut être estimée à l'aide du moment d'inertie I_{em} fourni par le constructeur, soit encore $m_i = 4I_{em}/(2r_p)^2$ avec $I_{em} = 0.214$ kg $\cdot$ cm^2, c'est à dire $m_i = 34.2$ g. Cette masse additionnelle représente donc, selon les résultats du Tab. 2.1, moins de 1.5% de la masse totale. Néanmoins, nous la prendrons en compte dans les modèles utilisés par la suite.

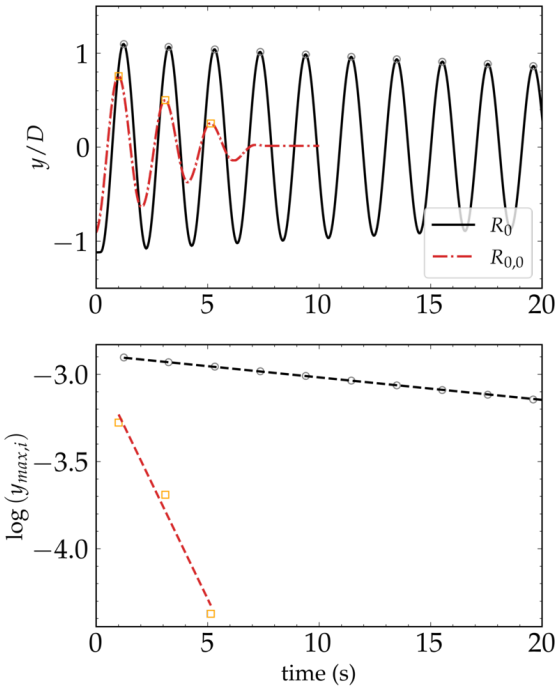


FIGURE 2.14 – Réponse libre dans l'air et décrément logarithmique associé du dispositif avec couplage moteur $R_{0,0}$.

La réponse libre dans l'air du dispositif sans compensation du frottement sec, dénommée $R_{0,0}$ par la suite, est présentée sur la Fig. 2.14. L'ajout de frottement sec induit un amortissement rapide de l'oscillateur que l'on peut comparer à celui observé pour le système de référence reporté sur la Fig. 2.13(a). La Fig. 2.15 montre que l'identification des paramètres structurels au moyen du

modèle décrit par (2.23) tend à surévaluer l'amortissement visqueux sur les premières oscillations. A l'inverse, en deçà d'une certaine amplitude, les oscillations cessent brusquement en raison du frottement sec, tandis que le modèle sous-évalue cette fois l'amortissement. Une identification par morceaux est donc employée, en suivant la méthode introduite par Feeny et Liang (1996), avec pour équation modèle décrivant la réponse libre du dispositif avec frottement sec :

$$m\ddot{y} + c_s\dot{y} + ky = -\overline{F_\mu}\,\mathrm{sign}(\dot{y}) \tag{2.37}$$

Les valeurs du taux d'amortissement et de fréquence propre sont reportées dans le Tab. 2.2. Si, comme attendu, la fréquence propre est peu influencée par le contact pignon-crémaillère en raison de la faible masse inertielle ajoutée, le taux d'amortissement est multiplié par environ 15. La valeur du frottement sec est estimée à $\overline{F_\mu} = 0.169\,\mathrm{N\,m^{-1}}$.

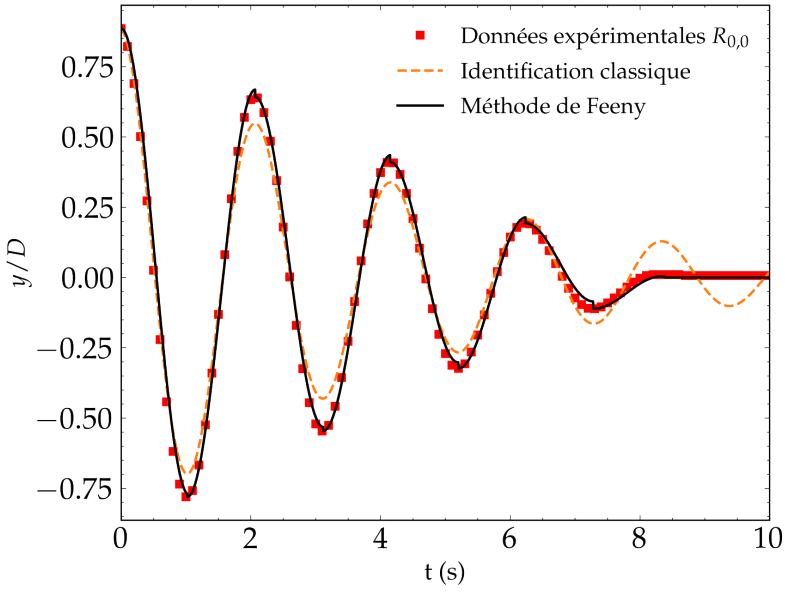


FIGURE 2.15 – Réponse libre dans l'air du dispositif avec couplage moteur/plateforme sans compensation du frottement sec. (■) Données expérimentales, (- - -) Modèle (2.23) et (——) Modèle de Feeny et Liang (1996).

2.5.3.2 Compensation du frottement sec

Comme il est évoqué précédemment, le contact pignon-crémaillère induit un frottement sec qu'il est nécessaire de compenser au moyen d'une force instationnaire, proportionnelle au signe de la vitesse de déplacement de la plateforme. Cette force est notée $F_\mu(t) = \overline{F_\mu}\,\mathrm{sign}(\dot{y})$ en Sec. 2.3. L'objectif de cette compensation est de retrouver la réponse du dispositif de référence, aussi bien dans l'air que dans l'eau. La valeur de $\overline{F_\mu}$ identifiée précédemment peut être utilisée comme valeur de départ pour $\Delta\overline{F_\mu}$. Une procédure d'optimisation du type *downhill simplex method* est ensuite implémentée expérimentalement pour une recherche automatique de la valeur optimale. Les réponses libres dans l'eau des trois configurations sont reportées en Fig. 2.16. La valeur imposée pour la compensation du frottement sec permet de récupérer un comportement similaire à la configuration R_0, avec un amortissement légèrement supérieur et dont la dispersion est assez importante (jusqu'à 20%). L'amortissement de la configuration $R^*_{0,0}$ est en effet 4 fois supérieur à celui de la configuration R_0. Néanmoins, nous verrons dans le Chap. 3 que ce taux d'amortissement est suffisamment bas pour obtenir un comportement similaire à celui de R_0. Pour la fréquence, nous calibrerons le modèle avec la fréquence f_n de la configuration utilisée.

Le rapport $m^*\zeta$ que nous obtenons dans la configuration $R^*_{0,0}$ est bien plus faible que pour les systèmes associés des oscillations à deux branches (voir Tab. 1.1). Nous pouvons donc nous attendre à observer des oscillations assez importantes et une réponse à trois branches.

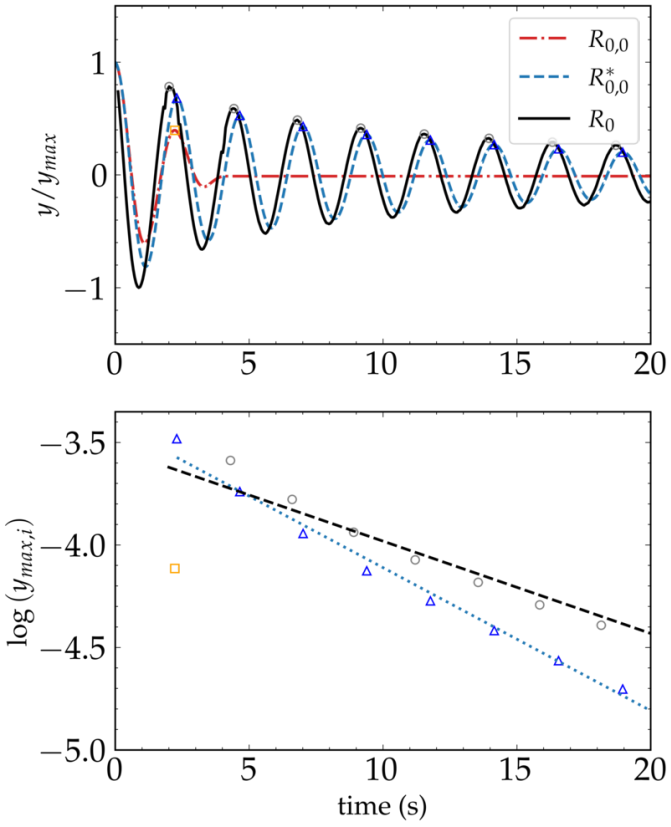


FIGURE 2.16 – Réponse libre du système dans l'eau. Comparaison de la configuration de référence moteur découplée R_0(——), de la configuration avec couplage moteur sans compensation $R_{0,0}$ (-·-·-) et de la configuration $R^*_{0,0}$ moteur couplé et frottement sec compensé (- - -).

2.6 Validation de la solution mécatronique pour la variation du taux d'amortissement et du coefficient de raideur

L'influence des variables d'ajustement Δk et Δc sur, respectivement, la pulsation propre et le taux d'amortissement du dispositif oscillant est décrite par les équations (2.6) et (2.7). Il s'agit donc ici de vérifier que la boucle de contrôle-commande implémentée pour simuler des raideurs et taux d'amortissement variables permet de reproduire correctement ces évolutions. Des essais en réponses libres dans l'air (pour l'amortissement Δc) et dans l'eau (pour la raideur Δk) ont donc été réalisés pour différentes valeurs de Δk et Δc pour le dispositif avec compensation du frottement sec. Pour chacun de ces essais, une identification des paramètres structurels est réalisée en suivant la procédure utilisée pour le dispositif de référence R_0.

Les variations du taux d'amortissement total et de la pulsation propre en fonction, respectivement, des coefficients Δc et Δk sont reportées sur la Fig. 2.17. La modification virtuelle du paramètre c de l'oscillateur permet de modifier linéairement la valeur de ζ, comme l'illustre la Fig. 2.17(a). Des variations autour de la droite sont observées. Celles-ci sont les plus grandes

lorsque Δc s'écarte le plus de 0. Notons également que l'amortissement visqueux peut être entièrement compensé jusqu'à obtenir des valeurs de ζ négatives. La droite rouge représente la prédiction de ζ en fonction de Δc à partir de l'équation du bilan des efforts avec le couple fourni par le moteur :

$$m\ddot{y} + (c_s + c_f)\dot{y} + ky = \frac{1}{2}\rho D U_\infty^2 C_y(t) + F_{DC}(t) \tag{2.38}$$

La force fournie par le moteur s'exprime en fonction de sa commande en courant, soit

$$F_{DC}(t) = r_p \, K_{DC} \, i(t), \tag{2.39}$$

avec K_{DC}, la valeur réelle du coefficient de couple du moteur et r_p le rayon du pignon. Or, les données constructeur du moteur n'indiquant pas les erreurs associées à K_{DC} et r_p, nous n'avons accès qu'à des valeurs approchées $\widetilde{K}_{DC}$ et $\widetilde{r_p}$ de ces grandeurs. Par ailleurs, le rayon effectif du pignon est difficile à mesurer avec précision, car il se situe entre le rayon extérieur et le rayon à la base des dents.

La commande en courant nécessaire pour obtenir une variation d'amortissement, est donc de la forme :

$$i_{DC}(t) = -\frac{1}{\widetilde{K}_{DC}\widetilde{r_p}} \, \Delta c \, \dot{y}(t) \tag{2.40}$$

En l'absence d'écoulement,

$$\frac{1}{2}\rho D U_\infty^2 C_y(t) = F_{fl}(t) = 0. \tag{2.41}$$

Ainsi, l'équation (2.38) devient :

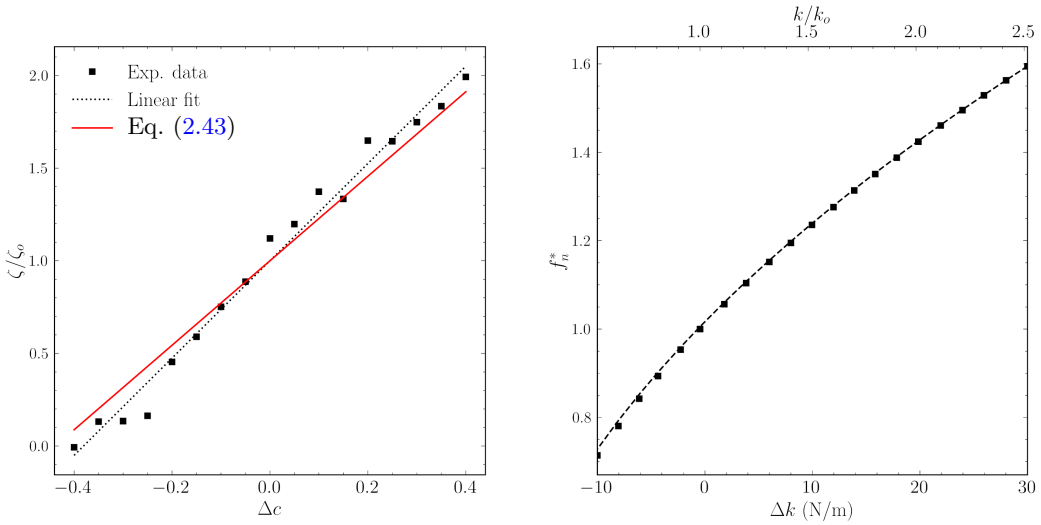
$$\begin{aligned}
m\ddot{y} + & & (c_s + c_f)\dot{y} + & & ky = & & F_{fl}(t) - \frac{r_p K_{DC}}{\widetilde{r_p}\widetilde{K}_{DC}} \, \Delta c \, \dot{y} & \\
m\ddot{y} + & \left(c_s + c_f + \frac{r_p K_{DC}}{\widetilde{r_p}\widetilde{K}_{DC}} \, \Delta c \right) \dot{y} + & & ky = & & 0 & \\
\ddot{y} + & \; 2\omega_n \left(\zeta_0 + \frac{r_p K_{DC}}{2m\omega_n \widetilde{r_p}\widetilde{K}_{DC}} \, \Delta c \right) \dot{y} + & & ky = & & 0 &
\end{aligned} \tag{2.42}$$

où $\zeta_0 = \zeta_s + \zeta_f$. L'amortissement virtuel final est donc :

$$\zeta = \zeta_0 + \frac{r_p K_{DC}}{2m\omega_n \widetilde{r_p}\widetilde{K}_{DC}} \Delta c \tag{2.43}$$

La Fig. 2.17(a) illustre bien l'erreur qui peut être faite ici. Il est possible de prendre en compte ce biais dans la commande en Δc.

De la même manière, la fréquence propre de l'oscillateur est évaluée pour différentes valeurs de Δk. Les résultats sont illustrés dans la Fig. 2.17(b). L'évolution est en racine carrée, en cohérence avec (2.6). La dispersion est plus faible que pour l'amortissement, ce qui fait du moteur un très bon outil pour faire varier la raideur globale du système de manière non intrusive.



(a) (b)

FIGURE 2.17 – (a) Variation du taux d'amortissement ζ en fonction de Δc. (——) Droite correspondant à (2.43) avec $\widetilde{K}_{DC} = K_{DC}$ et $\widetilde{r_p} = r_p$. (b) Variation de la fréquence propre f_n en fonction de Δk.

2.7 Conclusion sur le dispositif expérimental

Dans ce chapitre, nous avons présenté le dispositif expérimental développé dans ce manuscrit. Notons qu'au cours de la thèse, ce dispositif a évolué progressivement pour arriver à un système complet et modulable, permettant d'étudier les vibrations induites par vortex et s'essayer à leur contrôle par rotation ou par modification virtuelle des paramètres mécaniques de l'oscillateur. La solution mécatronique choisie a été dimensionnée spécifiquement en collaboration avec N. Dellinger[6] du Laboratoire Icube. Après une phase de validation exhaustive, dans laquelle nous avons comparé les performances de notre montage avec de nombreux arrangements similaires, nous avons pu étudier la réponse de cet oscillateur modulable en fonction de l'écoulement amont et des paramètres de l'oscillateur. Différentes méthodes ont été présentées dans ce chapitre pour la mesure de variables à une dimension (dépendant du temps), ou encore à 3 dimensions, comme les champs de vitesses 2D résolus en temps. Notre démarche a été d'utiliser d'abord des visualisations par bulles d'hydrogène, afin de préparer des campagnes de mesure PIV de plusieurs semaines. Les visualisations par bulles d'hydrogène permettent en effet de visualiser de manière quasi immédiate la dynamique en cours, et ainsi de se limiter au cas les plus intéressants.

6. Sans qui nous serions peut-être encore en train de jouer avec des tubes en PVC dans notre canal.

Chapitre 3

Dispositif oscillant avec amortissement négligeable

Sommaire

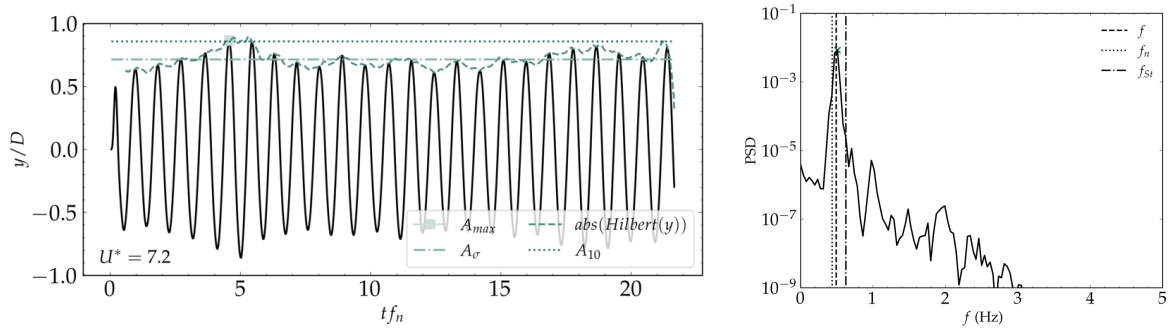
3.1 Réponse en amplitude et fréquence d'oscillation 65
3.1.1 Estimation de l'amplitude et de la fréquence d'oscillation 66
3.1.2 Configuration de référence (moteur découplé) R_0 67
3.1.3 Configuration avec couplage moteur et frottement compensé $R^*_{0,0}$ . . . 68
3.2 Dynamique de sillage 71
3.2.1 Identification des motifs dans le sillage par moyennage de phase 71
3.2.2 Champs moyens et fluctuants 73
3.2.3 Analyse fréquentielle par POD 74
3.3 Estimation des efforts 81
3.3.1 Calcul du coefficient d'effort transverse 81
3.3.2 Calcul du coefficient de traînée 82
3.4 Conclusion sur la réponse du système expérimental 85

Ce chapitre vise à identifier les différents régimes d'oscillation du dispositif oscillant avec compensation du frottement sec, c'est à dire de la configuration $R^*_{0,0}$ caractérisée à la Sec. 2.5.3. La Sec. 3.1 s'intéresse d'abord à la réponse en amplitude et fréquence d'oscillation du dispositif. En Sec. 3.2, une analyse des champs de vitesse et de vorticité derrière le cylindre est menée, pour relier les différents régimes d'oscillation observés, à la dynamique du sillage et à l'organisation des structures tourbillonnaires qui se développent. Enfin, en Sec. 3.3, une estimation des efforts de portance et de traînée est réalisée dans une première démarche de prospection vers l'extraction d'énergie.

3.1 Réponse en amplitude et fréquence d'oscillation

Afin d'identifier les différents régimes de fonctionnement du dispositif oscillant précédemment développé, nous caractérisons ici son fonctionnement via sa réponse aux oscillations. Des essais sont d'abord menés pour le dispositif de référence R_0, puis pour le dispositif avec couplage pignon/crémaillère, $R^*_{0,0}$, afin de valider pleinement la stratégie adoptée pour la compensation de frottement sec. Les réponses en amplitude et en fréquence d'oscillation sont déterminées à l'aide

d'essais systématiques pour différentes valeurs de vitesse d'écoulement U_∞. Les résultats sont présentés en fonction de la vitesse réduite $U^* = U_\infty/(f_n D)$ qui fait intervenir la fréquence naturelle du dispositif oscillant dans l'eau. Pour chacune de ces vitesses, une acquisition du déplacement du cylindre au cours du temps est effectuée sur une durée d'environ 60 s. Dans ce qui suit, un balayage en vitesse est réalisé sur une plage allant de 9.5 $\mathrm{cm\,s^{-1}}$ à 25 $\mathrm{cm\,s^{-1}}$, soit entre $U^* = 4.5$ et $U^* = 11.2$. Afin de laisser le temps à l'écoulement de se stabiliser et d'atteindre le régime de vitesse souhaité, un temps d'attente de 180 s est imposé avant chaque nouvelle acquisition.



(a) (b)

FIGURE 3.1 – (a) Exemple de signal temporel $y(t)$ pour R_0 et $U^* = 7.26$. Les lignes horizontales correspondent aux différentes définitions de A^*. (b) Densité spectrale de puissance de $y(t)$ pour la détermination des fréquences caractéristiques.

3.1.1 Estimation de l'amplitude et de la fréquence d'oscillation

La Fig. 3.1 montre un exemple obtenu pour la réponse temporelle du déplacement du cylindre pour le dispositif de référence R_0 (découplement pignon/crémaillère). Le choix pour la définition d'amplitude d'oscillation A fait débat dans la littérature. Feng (1968) ou encore Khalak et Williamson (1996) proposent d'utiliser la valeur maximale mesurée sur la durée d'observation, soit $A = A_{\max} = y_{\max}/D$. La valeur moyenne A_{10} correspondant aux 10% des pics d'amplitude les plus élevés est préférée par Zhao *et al.* (2014). Le déplacement du cylindre étant fortement périodique, Konstantinidis *et al.* (2019) proposent d'utiliser $A = A_\sigma/D$ avec $A_\sigma = \sqrt{2}\sigma$ et σ l'écart-type du déplacement du cylindre. Ainsi qu'illustré sur la Fig. 3.1(a), l'amplitude des oscillations n'est pas constante mais fluctue autour d'une valeur moyenne. Konstantinidis *et al.* (2020) proposent donc de définir l'amplitude d'oscillation comme l'amplitude moyenne A_H de l'enveloppe du signal de déplacement. La fréquence du maximum de la densité spectrale de puissance du déplacement détermine la fréquence d'oscillation du cylindre (voir Fig. 3.1(b)). Dans l'exemple choisi, la fréquence f est proche de la fréquence naturelle du dispositif ($f \approx 1.1 f_n$). La fluctuation autour de A_H ne s'observe pas ici sur le spectre, car l'observation d'une fréquence aussi basse ($\approx f_n/10$) nécessite un signal temporel beaucoup plus long pour lequel la méthode (optique) utilisée ici n'est pas adaptée. Afin d'illustrer les différents choix possibles évoqués précédemment pour la définition de A, les valeurs associées à chaque définition sont reportées sur les droites horizontales de la Fig. 3.1(a). Les définitions $A_{\max}$ et A_{10} donnent des résultats quasi identiques. A_σ est une définition particulièrement intéressante car elle met en évidence la variabilité du déplacement au cours du temps, contrairement à $A_{\max}$ et A_{10}. A_H donne une valeur similaire à A_σ pour la majeure partie des résultats. Notons que cette définition peut entraîner une sous-estimation de A allant de 5 à 40% par rapport à $A_{\max}$ pour les cas présentant le plus de dispersion.

Afin de comparer de manière cohérente nos résultats à ceux issus de la littérature pour des dispositifs équivalents, $A = A_{10}$ est choisi par la suite. En ce qui concerne la fréquence d'oscillation, cette dernière peut être identifiée à partir du pic de fréquence dominant dans la densité spectrale de puissance du signal de déplacement.

3.1.2 Configuration de référence (moteur découplé) R_0

Dans un premier temps, nous nous intéressons au dispositif de référence R_0 (sans couplage moteur) pour lequel l'amortissement est négligeable (voir Chap. 2). Rappelons que le déplacement du cylindre est mesuré de manière optique (voir Sec. 2.4.1).

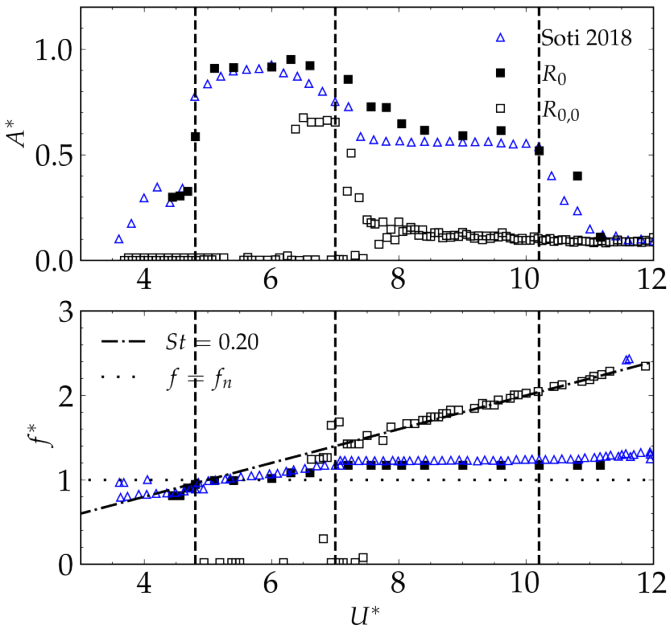


FIGURE 3.2 – Évolution des réponses oscillatoires (amplitude A^*, fréquence f^*) en fonction de la vitesse réduite U^* pour le cas de référence moteur découplé R_0 avec $m^* = 3.80$ et $\zeta = 0.0042$ (■) et celui du moteur couplé $R_{0,0}$ avec $m^* = 4.23$ et $\zeta = 0.0694$ (□). A titre de comparaison, les résultats de Soti *et al.* (2018) ($m^* = 3$, $\zeta = 0.0025$) sont indiqués.

La réponse en amplitude de la configuration R_0 est illustrée sur la Fig. 3.2 en fonction de la vitesse réduite $U^* = U_\infty / f_n D$ où elle est comparée aux résultats de Soti *et al.* (2018). Le facteur d'amortissement des deux dispositifs est du même ordre de grandeur avec $\zeta = 0.0025$ chez Soti *et al.* (2018) et $\zeta = 0.0042$ pour le dispositif R_0. L'arrangement de référence R_0 présente une réponse typique de l'amplitude de VIV en trois branches : (i) une branche initiale pour $U^* \leq 4.8$ avec une faible amplitude d'oscillation, (ii) une branche supérieure située dans la plage $4.8 \leq U^* \lesssim 7$ où le cylindre subit les plus grandes amplitudes d'oscillations environ égales à $0.8D$ et (iii) une branche inférieure dans la gamme $7 \leq U^* \leq 10.5$ où A^* se limite à environ $0.55D$. La région au-dessus de $U^* = 10.5$ est généralement appelée la région désynchronisée et est caractérisée par des oscillations très négligeables. La réponse en fréquence normalisée est représentée sur la Fig. 3.2(bas) par des symboles carrés noirs. Après avoir évalué la densité spectrale de puissance (PSD) du déplacement pour une valeur donnée de la vitesse réduite, la fréquence du pic d'énergie le plus important en a été extraite. Le long de la branche initiale, la réponse en fréquence du cylindre est égale à la fréquence de lâcher tourbillonnaire f_{St} mesurée comme étant égale à StU_∞/D avec $St = 0.2$. En se déplaçant vers la branche supérieure, la fréquence du cylindre augmente légèrement pour se verrouiller approximativement sur la fréquence naturelle du système f_n. Ceci est illustré par la ligne horizontale en pointillés à $f^* = 1$. La réponse en fréquence le long des branches supérieure et inférieure est dite synchronisée jusqu'à ce qu'elle atteigne la région désynchronisée. Dans cette dernière, Soti *et al.* (2018) observent deux pics de fréquence dans la PSD dont un correspond à nouveau à la fréquence de lâcher tourbillonnaire et l'autre est proche de f_n, la fréquence naturelle du système. Pour le système R_0, nous n'avons pas observé de désynchronisation pour des valeurs

élevées de vitesse réduite. En effet, pour $U^* = 11.17$, le cylindre oscille toujours à une fréquence $f^* = 1.17$ alors que l'on s'attendrait à voir apparaître une fréquence d'oscillation plus proche de $f^* \approx 2.2$ dans le cas de la désynchronisation. Les amplitudes observées sont cohérentes avec celles rapportées dans la littérature pour un faible rapport d'amortissement structurel $m^*\zeta$ (Khalak et Williamson, 1997b; Klamo *et al.*, 2006; Soti *et al.*, 2018). Les observations effectuées suggèrent que la branche inférieure est même plus large qu'anticipé, d'où l'absence de points dans la branche désynchronisée dans la réponse en fréquence. Ces résultats suggèrent néanmoins que l'arrangement R_0 est correctement conçu et peut être ici considéré comme un cas de référence pour ce qui suit.

La Fig. 3.2 présente également les résultats du système $R_{0,0}$ où le moteur a été couplé (symboles de carrés vides). Dans ce cas, la mesure du déplacement est accessible directement via l'encodeur du moteur. Les acquisitions sont effectuées à une fréquence de 100 Hz sur une durée de 60 s. Contrairement au cas de référence R_0, la réponse en trois branches n'est plus observée. Des amplitudes maximales de l'ordre de $0.65D$ sont obtenues sur une plage de vitesse réduite limitée à $6 < U^* < 7.5$. Ces résultats sont comparables à ceux rapportés par Feng (1968) pour des dispositifs caractérisés par une réponse à deux branches. Le paramètre $m^*\zeta = 0.260$ est bien supérieur à celui sans moteur ($m^*\zeta = 0.018$) et sa valeur est proche de celle de Feng (1968) ($m^*\zeta = 0.359$) comme indiqué dans le Tab. 1.1. Au-delà de $U^* \geq 8$, des oscillations à très faibles amplitudes persistent. Leur fréquence correspond à la fréquence théorique du lâcher de Von Karman derrière le cylindre fixe, f_{St}, ce qui est indicatif d'une zone de désynchronisation précoce, typique des systèmes à fort coefficient $m^*\zeta$, comme celui de Feng (1968), par exemple.

3.1.3 Configuration avec couplage moteur et frottement compensé $R^*_{0,0}$

Comme nous l'avons vu dans la section précédente, le système couplé ne présente plus un comportement à trois branches d'oscillation. L'objectif ici est de vérifier que ce comportement peut être retrouvé lorsque la force $\overline{F_\mu}\,\mathrm{sign}(\dot{y}(t))$ est appliquée au cylindre à l'aide du moteur. La valeur de $\overline{F_\mu}$ a été déterminée au Chap. 2. Les résultats obtenus en introduisant la compensation du frottement sec sont reportés sur la Fig. 3.3 avec le symbole (○). Le système couplé dont le frottement sec est compensé est noté $R^*_{0,0}$.

La branche initiale déterminée pour $R^*_{0,0}$ correspond à celle obtenue pour l'arrangement de référence R_0. La branche supérieure démarre plus tôt (vers $U^* \approx 4.6$) et est plus étroite que celle de l'arrangement de référence, la diminution d'amplitude se produisant dès $U^* \gtrsim 6.5$. Compte tenu de ce premier décalage, le régime de désynchronisation apparaît plus tôt, dès $U^* = 9.7$. Ce décalage de branche est matérialisé par les lignes verticales en pointillés sur la Fig. 3.3. Comme il est indiqué dans le Tab. 2.2, l'amortissement structurel ζ de cet arrangement est environ trois fois plus important que celui du cas de référence R_0. Ce résultat avait déjà été observé par Klamo *et al.* (2006) qui avait montré qu'une augmentation de l'amortissement structurel entraîne une réduction de la plage de synchronisation, la désynchronisation se produisant pour des valeurs de U^* plus faibles lorsque ζ augmente. Les observations pour l'arrangement $R^*_{0,0}$ sont donc cohérentes avec ces résultats de la littérature. De plus, elles se comparent bien à celles de Soti *et al.* (2018), même si la valeur du paramètre $m^*\zeta = 0.081$ est plus grande. Une conclusion similaire peut être faite en ce qui concerne la réponse en fréquence rapportée sur la Fig. 3.3. La densité spectrale de puissance (PSD) du signal de déplacement du cylindre est représentée sur la Fig. 3.4 pour les différentes branches. Les oscillations démarrent (branche initiale) lorsque les deux fréquences f_n et f_{St} se confondent presque (Fig. 3.4(a)). Sur la branche supérieure (Fig. 3.4(b)), le pic de la PSD est large, ce qui laisse présager d'un battement en fréquence autour de la fréquence d'oscillation principale. Sur la branche inférieure (Fig. 3.4(c)), le pic de PSD est étroit et le mouvement du cylindre est parfaitement sinusoïdal. La fréquence d'oscillation reste comprise entre $f_n \leq f \leq f_{St}$. La fréquence dominante du cylindre oscillant est très proche de celle observée pour l'arrangement de référence. Dans la région de désynchronisation ($U^* > 9.7$), sont observées avec le dispositif $R^*_{0,0}$ des oscillations modulées avec deux fréquences principales qui n'avaient pas été détectées pour l'arrangement R_0. Les deux pics sont présents dans la PSD, comme l'illustre la Fig. 3.4(d).

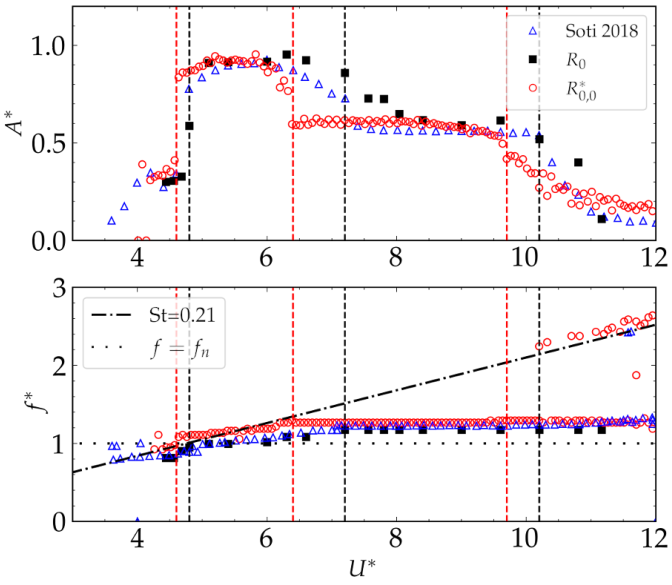
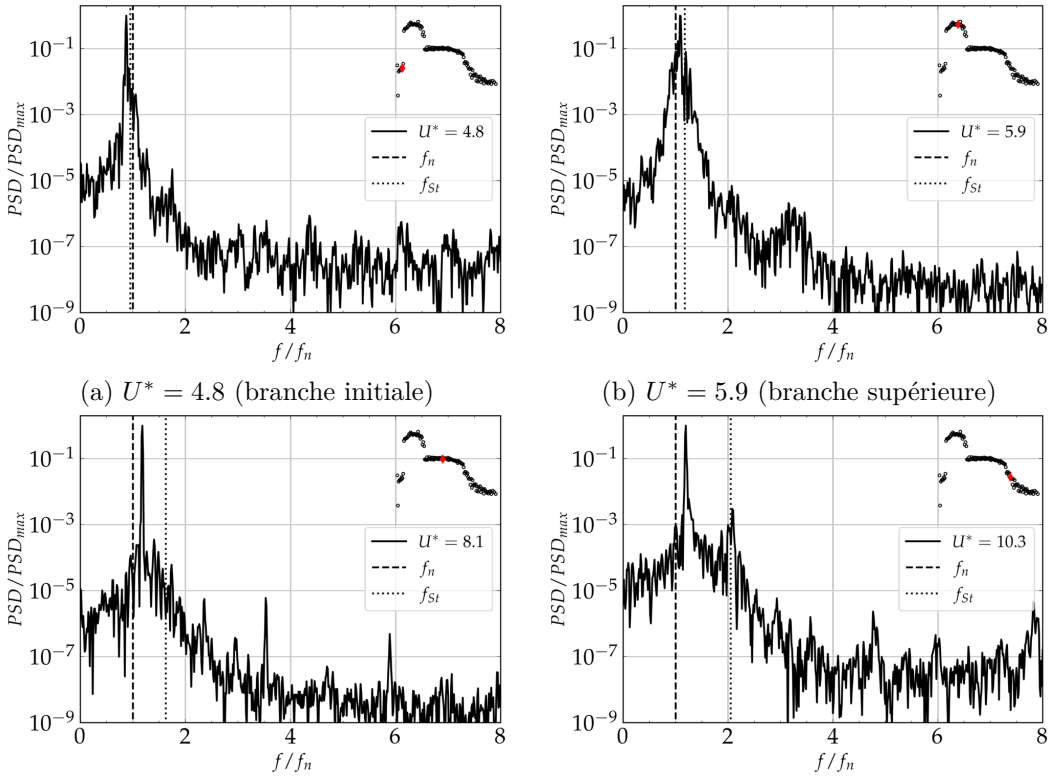


FIGURE 3.3 – Évolution des réponses oscillatoires (amplitude A^*, fréquence f^*) du système en fonction de la vitesse réduite U^*. Configuration $R^*_{0,0}$: moteur avec compensation du frottement sec avec $m^* = 4.23$ et $\zeta = 0.019$ (○). Configuration R_0 : moteur découplé avec $m^* = 3.80$ et $\zeta = 0.0042$ (■). A titre de comparaison, les amplitudes d'oscillations mesurées par Soti *et al.* (2018) ($m^* = 3$, $\zeta = 0.0025$) sont également indiquées.

La correction mise en œuvre pour le frottement sec ajouté peut donc être considérée comme satisfaisante. Les différences observées peuvent être interprétées par : (1) l'ajout de masse inertielle introduite par le couplage du moteur, masse qui nécessiterait d'être corrigée, (2) l'ajout d'un terme d'amortissement visqueux ou d'une loi d'amortissement plus complexe. La compensation du moteur pourrait être améliorée pour contrebalancer l'effet de la masse inertielle et de l'amortissement visqueux supplémentaires.

Comme nous l'avons mentionné au Chap. 2, le couplage permet de déterminer directement à l'aide de l'encodeur du moteur, la position et la vitesse de déplacement du cylindre au cours du temps. L'amplitude des oscillations de la vitesse $\dot{y}$ du cylindre en fonction de la vitesse réduite est illustrée sur la Fig. 3.5. Les amplitudes du déplacement ($A_H(y)$) et de la vitesse ($A_H(\dot{y})$) se comportent de la même manière que ce qui est attendu pour un mouvement sinusoïdal. L'écart entre $A_H(y)$ et $A_H(\dot{y})/(2\pi f_n)$ se creuse lorsque U^* augmente, dû à la dérive en fréquence liée la branche inférieure (voir Fig. 3.3).



(a) $U^* = 4.8$ (branche initiale) (b) $U^* = 5.9$ (branche supérieure)

(c) $U^* = 8.1$ (branche inférieure) (d) $U^* = 10.3$ (désynchronisation)

FIGURE 3.4 – Densités spectrales de puissance (PSD) du déplacement du cylindre pour quatre cas représentatifs des VIV du cylindre en configuration $R^*_{0,0}$. Les lignes verticales correspondent à la fréquence naturelle du système f_n et à la fréquence de lâcher tourbillonnaire $f_{St} = U_\infty St/D$ pour la vitesse incidente correspondante.

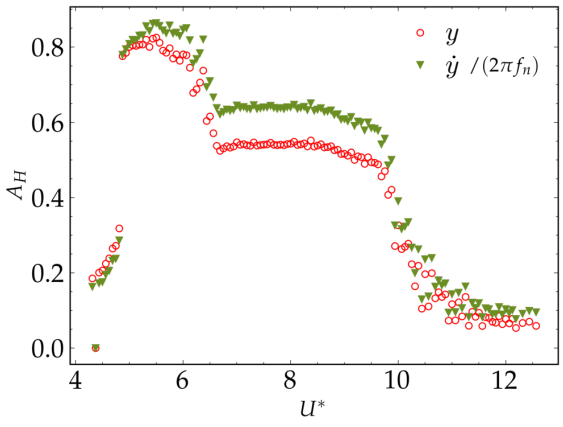


FIGURE 3.5 – Comparaison des amplitudes A_H du déplacement y ($A_H(y)$) et de la vitesse $\dot{y}$ ($A_H(\dot{y})$) en fonction de la vitesse réduite pour la configuration $R^*_{0,0}$.

3.2 Dynamique de sillage

Les résultats décrits précédemment montrent que le mouvement du cylindre est marqué par une forte composante périodique. Ce mouvement est intimement lié à la formation dans le sillage du cylindre de structures tourbillonnaires. Il est donc naturel d'essayer d'extraire la dynamique moyenne associée à chacun des régimes d'oscillation observés. Dans cette section, le sillage derrière le cylindre est analysé à l'aide de champs de vitesse et de rotationnel issus de PIV 2D (voir Sec. 2.4.4). L'amplitude du déplacement est mesurée en même temps que les images PIV. Dans un premier temps, la technique de moyenne de phase détaillée en Sec. 2.4.5 est appliquée aux champs de vorticité obtenus par PIV pour différents régimes d'oscillation caractérisés par des valeurs de U^* différentes. Par la suite, les champs en moyenne de phase sont étudiés afin d'identifier les motifs présents dans le sillage. L'analyse de la densité spectrale de puissance des signaux de vitesse dans le sillage du cylindre suggère la superposition de plusieurs fréquences principales, ce qui nous amène naturellement vers l'analyse fréquentielle de l'écoulement. A cet effet, une approche par décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD) est utilisée dans la Sec. 3.2.3.

3.2.1 Identification des motifs dans le sillage par moyennage de phase

De la même manière que Morse et Williamson (2009), les motifs dans le sillage du cylindre oscillant sont identifiés à partir des champs de rotationnel en moyenne de phase. Un motif est défini ici par le nombre de zones de rotationnel intense et par leurs positions respectives.

Les séquences des champs de rotationnel moyennés en phase sont reportées sur la Fig. 3.6 pour différents régimes. Pour des raisons de concision, seules trois valeurs de vitesse réduite sont présentées. A la fin de la branche initiale ($U^* = 4.9$), deux allées de vortex de signe opposé sont identifiées. Une double rangée de structures de vorticité avec un espacement dans le sens de l'écoulement d'environ $2D$ et un espacement transversal d'environ $1.5D$ est observée. La branche initiale est normalement connue pour être associée à un mode $2S$ (deux structures tourbillonnaires simples de signe opposé, se détachant alternativement par cycle d'oscillation, et concentrées le long de la ligne centrale du sillage). Le régime observé à la fin de la branche initiale présente une transition d'un mode $2S$ à un mode $2P$, observé le long des branches supérieure et inférieure, comme indiqué sur les Fig. 3.6(a) et Fig. 3.6(b), respectivement. Le mode $2P$ est constitué de deux structures de vorticité de signe opposé qui se détachent par demi-cycle d'oscillation. La principale différence observée dans le sillage entre les branches supérieure et inférieure, bien qu'associée à un mode $2P$ similaire, est due à la dissipation rapide de la seconde structure tourbillonnaire dans la branche supérieure. Le long de la branche inférieure, les deux structures de vorticité libérées par cycle d'oscillation présentent une force similaire et persistent donc en aval comme le montre la figure Fig. 3.6(b). La longueur d'onde estimée est $\lambda = 5.6D$. L'oscillation du cylindre est plus faible que dans la branche supérieure, cependant la première structure tourbillonnaire libérée dans le cycle d'oscillation est poussée plus loin de la ligne centrale, en raison de la force équivalente de celle qui la suit. Pour les distinguer, ces deux régimes ont été désignés respectivement par $2P_0$ et $2P$. Sur la branche supérieure, la longueur d'onde estimée est également plus faible avec $\lambda = 4.9D$. Les figures Fig. 3.6(a) matérialisent la position des structures de vorticité par des cercles en pointillés. Pour $\Phi = 0°$, une paire de structures tourbillonnaires a été lâchée dans le sillage et les deux structures de vorticité qui compose la première paire sont situées à $(2.95D, -1.3D)$ et $(1.3D, -0.5D)$. La deuxième structure est plus faible que la première en valeur de rotationnel et elle n'est plus observée dès la phase $\Phi = 60°$. Nous observons dans les phases $60° \leq \Phi \leq 180°$ la formation et la convection d'une seconde paire de structures de vorticité. Au début de la formation ($\Phi = 60°$), les deux structures sont de taille et d'intensité comparables. Après le lâcher, la deuxième structure perd rapidement en intensité. Sur la Fig. 3.6(c), correspondant au régime de désynchronisation, le sillage en moyenne de phase ne présente pas de structures tourbillonnaires claires. Comme il est indiqué précédemment, ce régime est caractérisé par la coexistence de deux fréquences dominantes. Rappelons en effet que la moyenne de phase est réalisée sur la fréquence d'oscillation du cylindre,

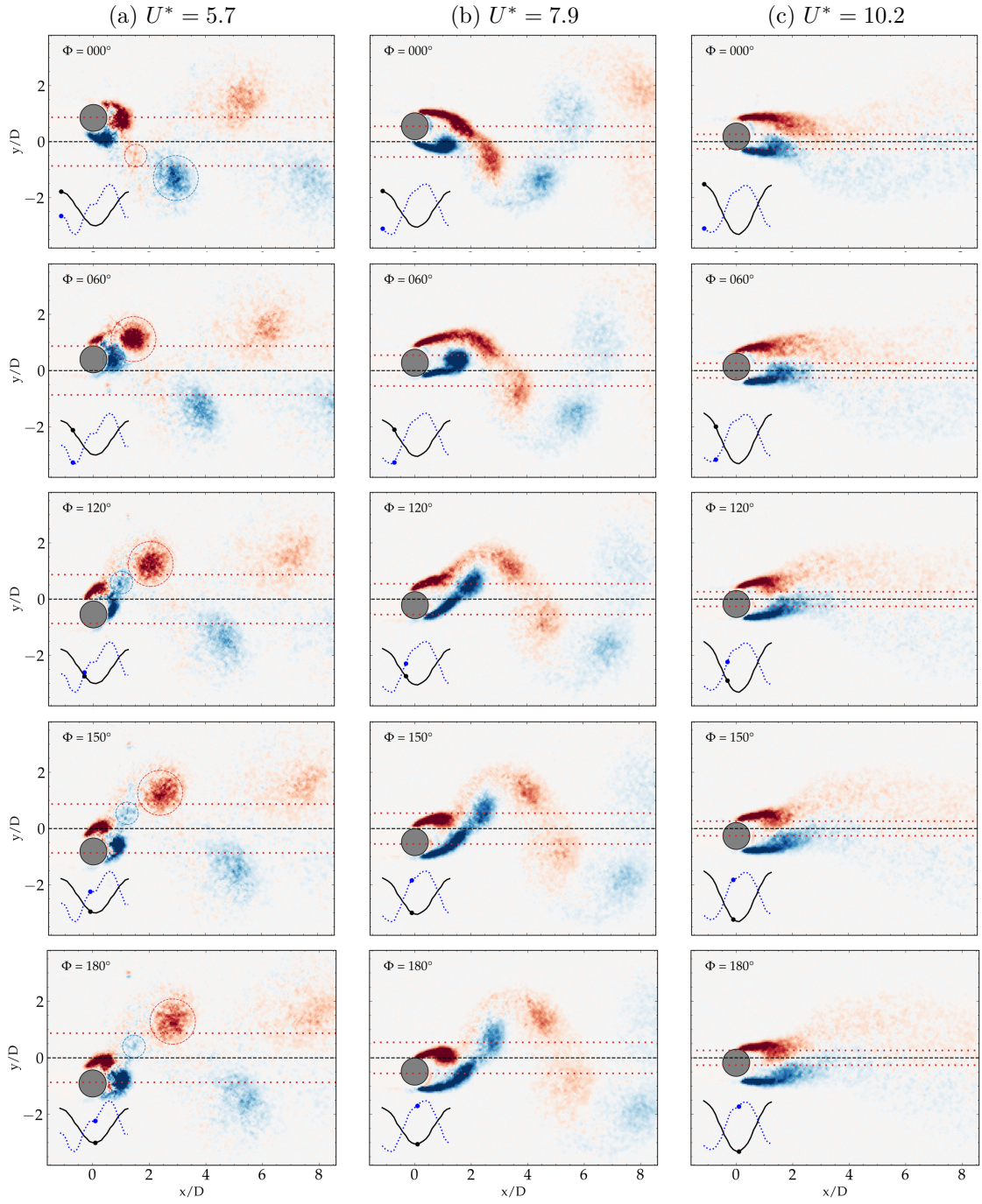


FIGURE 3.6 – Séquence de champs de rotationnel en moyenne de phase pour $R^*_{0,0}$ et (a) $U^* = 5.7$, (b) $U^* = 7.9$ et (c) $U^* = 10.2$. Les lignes pontillées rouges indiquent les positions extrêmes du cylindre lors d'une oscillation.

non synchronisée avec la fréquence du lâcher tourbillonnaire. Cette désynchronisation ne permet donc pas d'identifier le lâcher. En revanche, un battement du sillage dans la direction transverse à l'écoulement est observé à partir d'environ $x/D = 2$ à la fréquence d'oscillation du cylindre.

La réponse en amplitude en fonction de la vitesse réduite est reportée pour la configuration $R^*_{0,0}$ sur la Fig. 3.7. Ce diagramme, dit « Griffin plot », dressé par Williamson et Roshko (1988) et Morse et Williamson (2009) permet d'identifier les différents régimes de sillage obtenus par forçage du cylindre. Les régimes décrits précédemment sont en total accord avec cette cartographie, suggérant une nouvelle fois que le comportement du dispositif présenté dans ce manuscrit est conforme aux attendus.

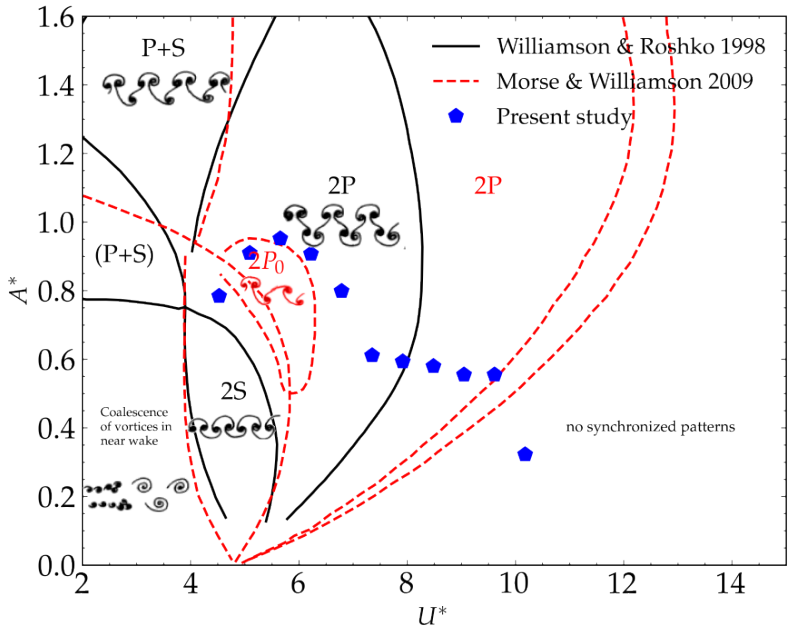


FIGURE 3.7 – Cartographie des modes de sillage dans une représentation amplitude, vitesse réduite. Les valeurs obtenues pour la configuration $R^*_{0,0}$ sont reportées en comparaison des résultats de Morse et Williamson (2009); Williamson et Roshko (1988).

3.2.2 Champs moyens et fluctuants

Afin de caractériser l'écoulement dans le sillage du cylindre oscillant en fonction des différentes branches de réponses identifiées en Sec. 3.1, nous nous intéressons maintenant aux champs de vitesse moyens et fluctuants obtenus à partir des mesures PIV. Le déficit de vitesse moyenne longitudinale, défini comme :

$$\Delta\overline{U}^* = \frac{\overline{U}}{U_\infty} - 1 \tag{3.1}$$

est présenté sur la colonne de gauche de la Fig. 3.8 pour les trois régimes caractéristiques (branche supérieure, branche inférieure et régime désynchronisé). Les lignes de courant obtenues à partir du champ de vitesse moyen sont également reportées. Une valeur positive (respectivement négative) de $\Delta\overline{U}^*$ indique une zone de l'écoulement où la vitesse est plus importante (respectivement plus faible) que la vitesse amont. Les composantes moyennes des fluctuations longitudinales et transverses de

vitesse, $\overline{u'^2}/U_\infty^2$ et $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ respectivement, sont également reportées en Fig. 3.8 (colonne de droite). Sur ces figures, l'amplitude du mouvement couverte par le cylindre est représentée par ses positions moyennes (cercle gris) et extrêmes (cercles blancs). Le déficit moyen et le niveau de fluctuations permettent d'identifier plus clairement l'étendue du sillage et donc du développement des structures tourbillonnaires.

Sur la branche supérieure (cas $U^* = 5.7$, Fig. 3.8(a)), l'étendue du sillage dans la direction transverse à l'écoulement se limite globalement à l'amplitude d'oscillation du cylindre jusque très loin en aval. Les lignes de courant restent relativement alignées le long de la direction longitudinale, à l'exception de la région juste derrière le cylindre, où ces mêmes lignes indiquent un contournement moyen vers l'extérieur de la zone d'influence du cylindre. La cartographie des niveaux de fluctuations $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ pour ce régime (Fig. 3.8 (a) gauche) montre qu'un maximum local est observé immédiatement derrière le cylindre en $x/D \approx 0.7$ et $y/D = 0$. Ce maximum est encadré par deux zones de déficit de vitesse moyenne négatif $\Delta\overline{U} \approx -0.5$, centrées en $x/D \approx 1.3$ et $y/D \approx \pm 0.6$. Deux maxima locaux de $\overline{u'^2}/U_\infty^2$ sont également observés en $x/D \approx 0.7$ et $y/D \approx \pm 0.7$. La ligne $y/D = \pm 0.7$ semble bien correspondre au lieu du lâcher des structures tourbillonnaires, comme le suggèrent les champs de vorticités moyennés en phase rapportés sur la Fig. 3.6(a). En se déplaçant vers l'aval, le maximum de $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ se décompose en deux maxima locaux qui suivent le centre des structures tourbillonnaires qui se développent de part et d'autre du cylindre. Comme l'indique l'évolution spatiale de ces maxima de fluctuations, le lâcher tourbillonnaire, décrit par un mode $2P_0$ (voir Sec. 3.2.1), est relativement brutal : le maximum de niveau de fluctuations passe de $y/D = 0$ à $y/D = \pm 1$ sur une distance inférieure à $0.5D$, ce qui correspond bien à ce qui est également observé dans les champs de vorticité moyennés en phase rapportés Fig. 3.6(a).

Le passage à la branche inférieure se traduit par des oscillations réduites d'amplitude environ $\pm 0.5D$, qui s'accompagnent d'un sillage caractérisé par une étendue transverse, d'abord limitée à celle de l'amplitude d'oscillation du cylindre, puis qui s'étend en influence en aval dès $x/D \simeq 1.8$. Cela se traduit par un déficit en vitesse moyenne, avec un extremum immédiatement derrière le cylindre et un maximum global de $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ vers $x/D \simeq 1.8$ et $y/D = 0$. La position de ce maximum coïncide avec le point de « convergence » des lignes de courant, juste derrière le cylindre. Par ailleurs, cette position correspond également approximativement à celle où ont lieu les lâchers tourbillonnaires, comme le suggèrent les champs de vorticité moyennés en phase reportés sur la Fig. 3.6(b). Deux maxima locaux de $\overline{u'^2}/U_\infty^2$ sont toujours observés le long de $y/D \approx \pm 0.7$, mais ils sont positionnés plus en aval vers $x/D \approx 1$.

Enfin, en atteignant le régime désynchronisé pour $U^* = 10.2$ (Fig. 3.8 (c)), le maximum de $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ est repoussé en aval vers $x/D \simeq 2.2$. Immédiatement derrière le cylindre, une zone de recirculation se forme, suivie d'un point selle. La position de ce point correspond exactement à la position du maximum de fluctuations de $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ et, une nouvelle fois, à la position avale où le sillage, marqué par un déficit de vitesse significatif, s'étend brusquement de part et d'autre de $y/D = 0$. Par ailleurs, cette position en aval correspond, comme l'illustre les champs de vorticité moyennés en phase de la Fig. 3.6(c), à la position où un battement transverse à l'écoulement est observé en raison de la dynamique tourbillonnaire autour du cylindre.

3.2.3 Analyse fréquentielle par POD

Afin d'étudier le contenu fréquentiel de la dynamique du sillage derrière le cylindre en oscillation, nous considérons une approche par décomposition aux valeurs propres (POD). Celle-ci est préférée à une approche conventionnelle consistant à placer un capteur dans le sillage, car cette dernière nécessite de définir une position préalable du ou des capteurs. La POD permet de s'affranchir de cette difficulté en identifiant de manière globale des modes dont le contenu fréquentiel est intimement lié aux différents mécanismes sous-jacents. L'analyse fréquentielle des modes POD offre donc une vue plus globale de la dynamique de l'écoulement qu'une analyse de quantités locales. Pour rappel, cette méthode est décrite à la Sec. 2.4.6. La méthode dite des « snapshots» (Sirovich, 1987), adaptée aux données résolues en espace, telles que celles obtenues par PIV par

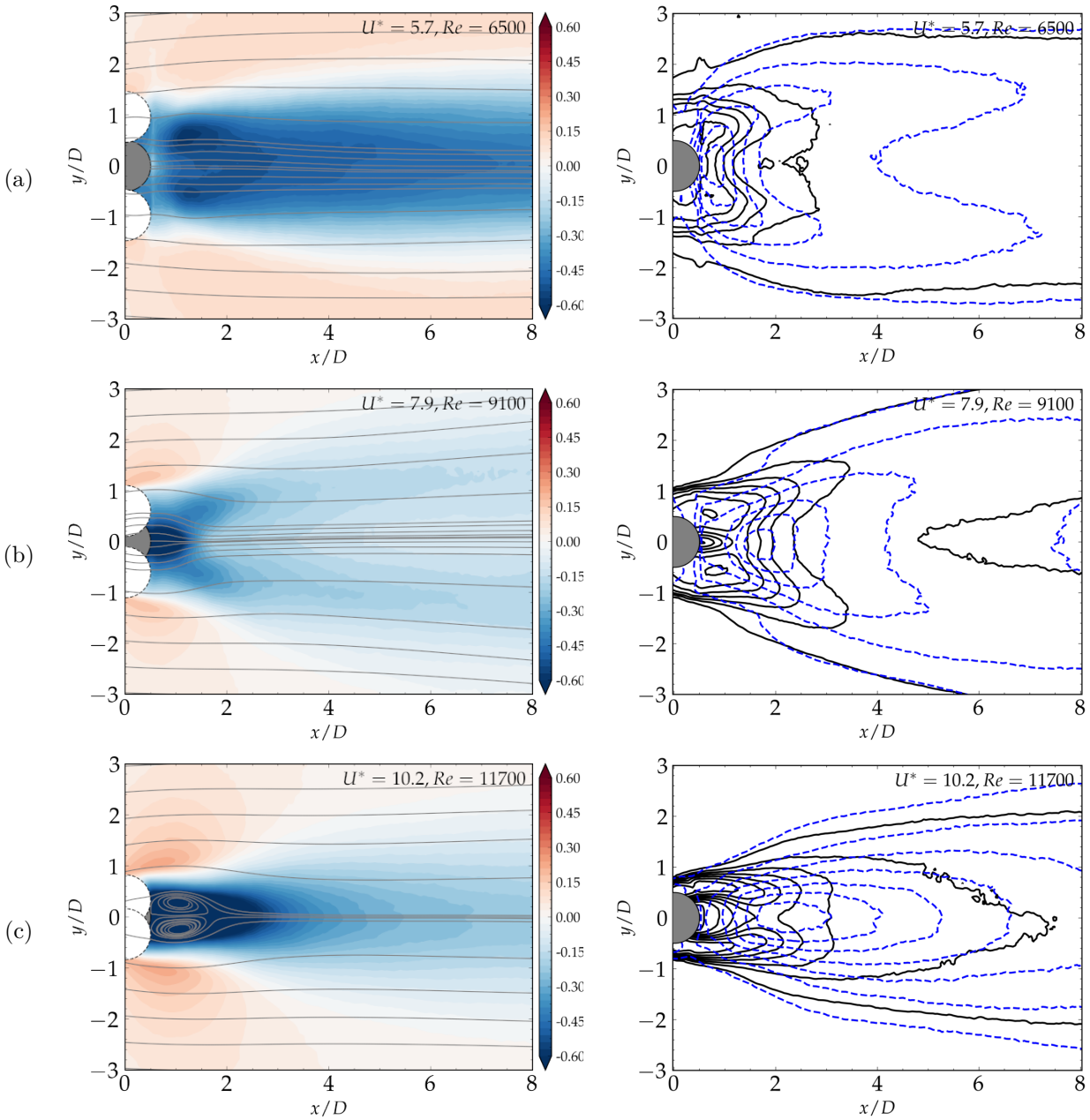
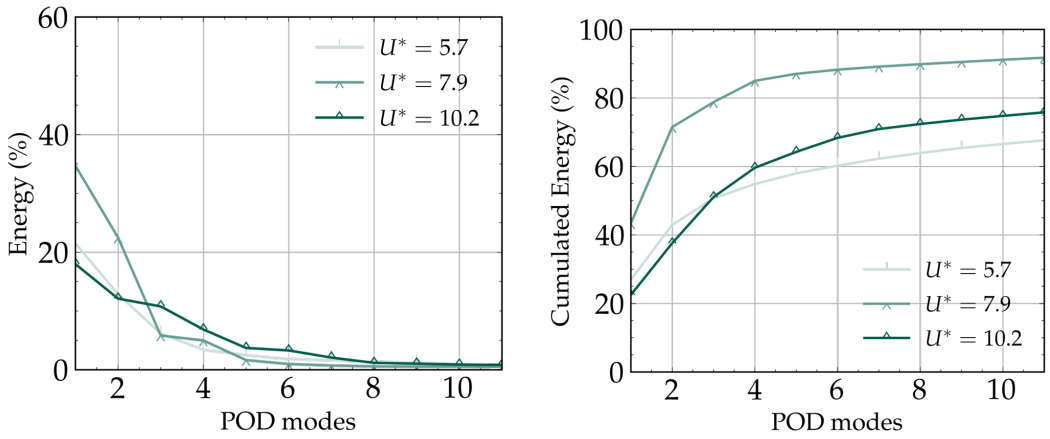


FIGURE 3.8 – Représentation pour des vitesses réduites croissantes : (a) $U^* = 5.7$, (b) $U^* = 7.9$, (c) $U^* = 10.2$ du déficit de vitesse moyenne (1) et des instationnarités moyennes (2). Les instationnarités moyennes de la composante longitudinale de la vitesse sont représentées par —. Celles de la composante verticale de la vitesse sont représentées par - - -.

exemple, est employée et appliquée aux champs de vitesse obtenus par PIV pour les trois régimes discutés précédemment. A noter que la POD peut s'effectuer aussi bien dans le repère fixe que dans le repère attaché au cylindre en mouvement. Comme il est discuté dans O'Neill *et al.* (2021), les deux méthodes permettent d'identifier des dynamiques semblables. En revanche, la résolution des modes POD dans le repère mobile avec le cylindre conduit à une représentation, dans l'espace réduit, plus fidèle du mouvement oscillatoire des couches cisaillées autour du cylindre. Dans notre cas, la POD est appliquée dans un repère fixe par soucis de simplification.



(a) (b)

FIGURE 3.9 – Contribution énergétique des 10 premiers modes de la POD pour les 3 configurations de vitesse réduite du cylindre en VIV. (a) Contribution individuelle de chacun des 10 premiers modes. (b) Somme cumulée de l'énergie portée par les premiers modes.

La distribution des premières valeurs propres, indicatives de l'énergie portée par les modes POD, est illustrée sur la Fig. 3.9 pour les trois régimes d'étude. Pour la branche supérieure et le régime de désynchronisation, les deux premiers modes contribuent à eux seuls à environ 40% de l'énergie totale, tandis que sur la branche inférieure, les deux premiers modes contribuent à hauteur de presque 55%. La décroissance rapide du spectre à partir du mode 3 est une première indication que la dynamique de ce régime est essentiellement dominée par les deux premiers modes. A ce stade, une comparaison avec les résultats classiquement obtenus pour un cylindre fixe est utile. Pour ce dernier, les premiers modes POD sont typiquement ordonnés par paires, avec une énergie (valeur propre) pratiquement équivalente et une organisation spatiale faisant apparaître une longueur d'onde similaire (définie comme la distance entre deux maxima consécutifs de même signe), mais décalée d'un quart de longueur d'onde. Cette organisation est représentative des structures qui se convectent dans l'écoulement pour donner suite au lâcher tourbillonnaire, juste derrière le cylindre.

Les quatre premiers modes propres pour le régime correspondant à la branche supérieure ($U^* = 5.7$) sont illustrés sur la Fig. 3.10(a). Les modes spatiaux $\boldsymbol{\phi}_1$ et $\boldsymbol{\phi}_2$ présentent, de part et d'autre de $y/D = 0$, une allée composée d'une succession de maxima et minima. La longueur d'onde de ce motif est équivalente pour les deux modes ($\approx 4.7D$), mais le motif est décalé d'environ $1.15D$, soit un quart de longueur d'onde. Cela suggère que les modes 1 & 2 forment une paire, telle que décrite préalablement pour le cylindre fixe. Par ailleurs, les deux allées symétriques autour de $y/D = 0$ sont bien cohérentes avec les champs de vorticité moyennés en phase faisant apparaître deux allées tourbillonnaires. Les densités spectrales de puissance des coefficients temporels a_1 & a_2, associés à ces deux modes propres, sont représentées sur la Fig. 3.11(a). Elles font apparaître un pic bien marqué à la fréquence naturelle f_n, ainsi qu'à sa première harmonique ($2f_n$). Les fréquences d'oscillation et de lâcher tourbillonnaire sont très proches pour ce régime. Ceci confirme

une synchronisation entre, d'une part, la fréquence naturelle du cylindre oscillant, et, d'autre part, le lâcher tourbillonnaire. Les modes 3 & 4, représentés sur la Fig. 3.10(a) forment eux aussi une paire en raison de leur contribution énergétique équivalente et de leur organisation spatiale similaire mais décalée d'un quart de longueur d'onde. Les densités spectrales des coefficients temporels associés sont marquées par un pic de fréquence autour de la première harmonique de la fréquence naturelle du système mécanique ($2f_n$). La proximité des fréquences d'oscillation f_n et du lâcher tourbillonnaire f_{St} génère une fréquence de battement égale à $f_{St} - f_n$, identifiable pour les modes 3 & 4. Cette fréquence de battement, ou d'interaction entre l'oscillation du cylindre et le lâcher tourbillonnaire, est également observé par Riches *et al.* (2018).

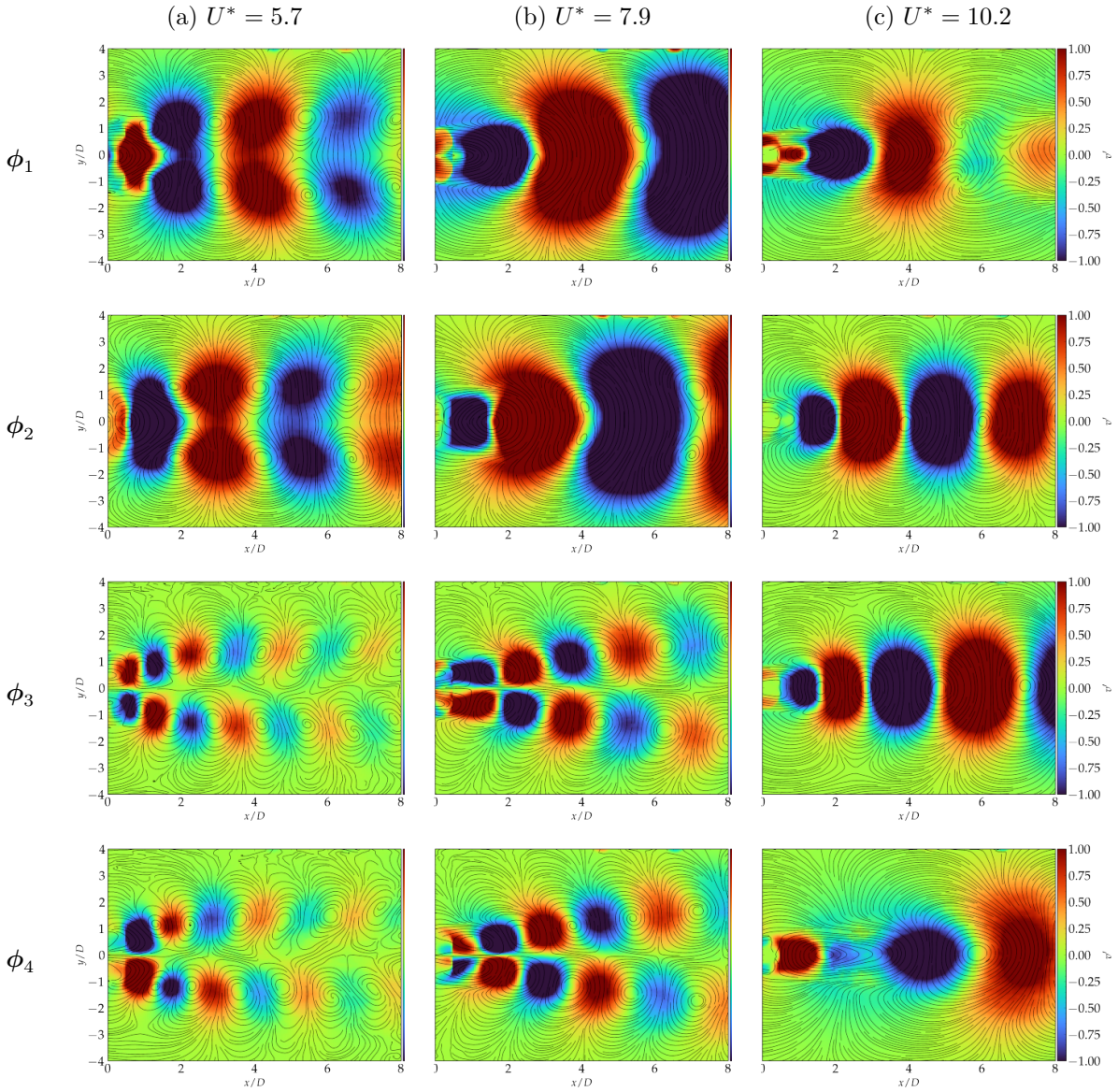


FIGURE 3.10 – Modes POD spatiaux 1 à 4 pour les trois régimes d'oscillation identifiés : (a) Branche supérieure ($U^* = 5.7$), (b) Branche inférieure ($U^* = 7.9$), (c) Régime de désynchronisation ($U^* = 10.2$). Les couleurs indiquent l'amplitude de la composante $\boldsymbol{v'}$ de la vitesse.

Pour la branche inférieure ($U^* = 7.9$), des similitudes sont observées avec la branche supé-

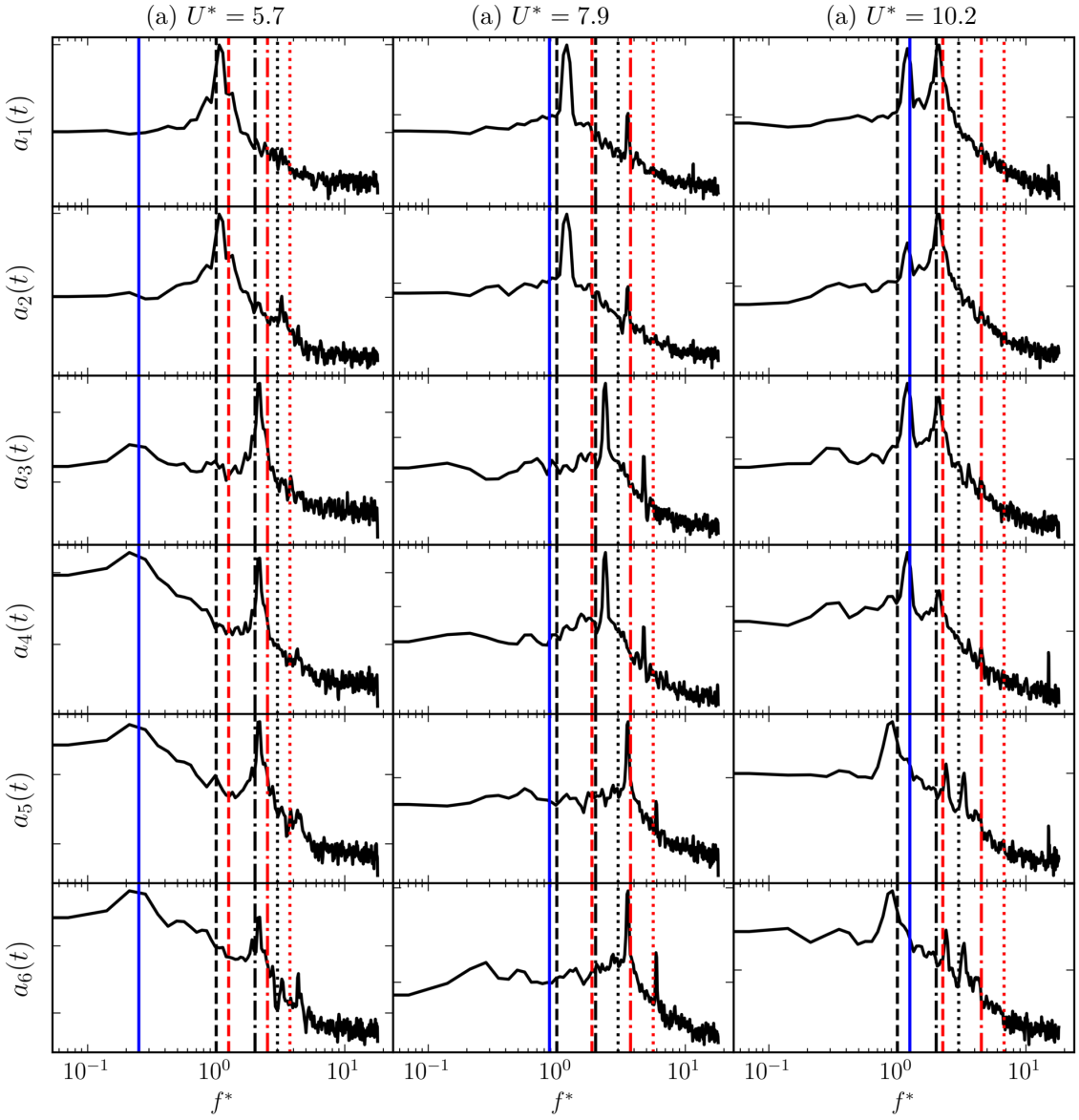


FIGURE 3.11 – Densités spectrales de puissance (normalisées par l'énergie du pic dominant) des premiers coefficients temporels POD : (a) sur la branche supérieure ($U^* = 5.7$), (b)sur la branche inférieure ($U^* = 7.9$), (c) pour le régime de désynchronisation ($U^* = 10.2$). (- - -) f_n, (- · -) $2f_n$, (· · · ·) $3f_n$, (- - -) f_{St}, (- · -) $2f_{St}$, (· · · ·) $3f_{St}$, (——) $f_{St} - f_n$.

rieure. Les modes 1 & 2, ainsi que 3 & 4, représentés sur la Fig. 3.10(b), forment deux paires distinctes. Les modes spatiaux $\boldsymbol{\phi}_1$ & $\boldsymbol{\phi}_2$ possèdent la même longueur d'onde caractéristique et la localisation des extrema est décalée d'environ un quart de longueur d'onde. La même description peut être faite pour les modes $\boldsymbol{\phi}_3$ et $\boldsymbol{\phi}_4$. La densité spectrale de puissance des coefficients temporelles a_1 & a_2 met une nouvelle fois en évidence un pic en fréquence bien défini proche de la fréquence naturelle f_n, tandis que les densités spectrales de puissance des coefficients a_3 & a_4 sont marquées par un pic en fréquence autour du premier harmonique $2f_n$. Les modes suivants 5 & 6 peuvent également être associés à une paire de modes. Ils possèdent une dynamique fréquentielle dominée par le second harmonique $3f_n$ de la fréquence d'oscillation. Notons que pour ce régime, la fréquence de battement identifiée pour la branche supérieure ne se manifeste pas.

Les résultats obtenus pour le régime de désynchronisation se rapprochent de ceux typiquement obtenus pour le cylindre fixe (Noack *et al.*, 2016, par exemple). Des différences notables sont en revanche observées. Les deux premiers modes sont caractérisés par deux pics de fréquence d'amplitude proche, centrés sur une fréquence de battement $f_{St} - f_n$, et sur la fréquence du lâcher tourbillonnaire f_{St}, respectivement. L'organisation spatiale des deux premiers modes, et l'importance du second pic en fréquence dans la densité spectrale, confirment la présence dans le sillage de structures cohérentes convectées périodiquement qui n'étaient pas observées par les champs de vorticité moyennés en phase. A partir des modes 5 & 6, la densité spectrale de puissance est de nouveau dominée par une fréquence proche de la fréquence d'oscillation du cylindre.

L'analyse POD, réalisée précédemment, peut être complétée par l'examen des portraits de phase présentés sur la Fig. 3.12. Sur la branche inférieure (Fig. 3.12(b)), les portraits de phase sont typiques de modes de Fourier pour un signal harmonique. Ces portraits sont effectivement aisément modélisables par le système dynamique réduit suivant :

$$\begin{array}{ll} a_1(t) = \sin[2\pi f_n t] & a_2(t) = \cos[2\pi f_n t] \\ a_3(t) = \cos[2\pi(2f_n)t] & a_4(t) = \sin[2\pi(2f_n)t] \\ a_5(t) = \sin[2\pi(3f_n)t] & a_6(t) = \cos[2\pi(3f_n)t] \end{array} \tag{3.2}$$

Ces portraits résultent de la synchronisation entre les fréquences d'oscillation et du lâcher tourbillonnaire, résultant en une dynamique quasi harmonique du mode de sillage de type $2P$, avec un équilibre entre l'intensité de chacune des structures de vorticité d'une même paire. Sur la branche supérieure, les portraits de phase sont relativement similaires à ceux observés pour la branche inférieure, mais la fréquence de battement identifiée précédemment induit une dynamique harmonique moins marquée et un caractère intermittent. Le déséquilibre entre l'intensité des deux structures de vorticité lâchées durant un demi-cycle, résultant dans le mode de sillage $2P_0$, pourrait être une résultante de cette fréquence de battement. Une analyse plus poussée est toutefois nécessaire.

Pour conclure, l'approche POD permet d'identifier sans ambiguïté la dynamique sous-jacente des différents régimes d'oscillation. Les modes de sillages $2P_0$ et $2P$ observés respectivement sur la branche supérieure et la branche inférieure possèdent une dynamique relativement similaire. Cependant, le mode $2P_0$ est associé à une fréquence de battement résultant de la différence entre la fréquence du lâcher tourbillonnaire et la fréquence propre d'oscillation. Pour aller plus loin dans l'analyse de ce mécanisme, d'autres outils pourraient être mis en place tels que la DMD (Dynamic Mode Decompostion) qui se rapproche d'une analyse de stabilité.

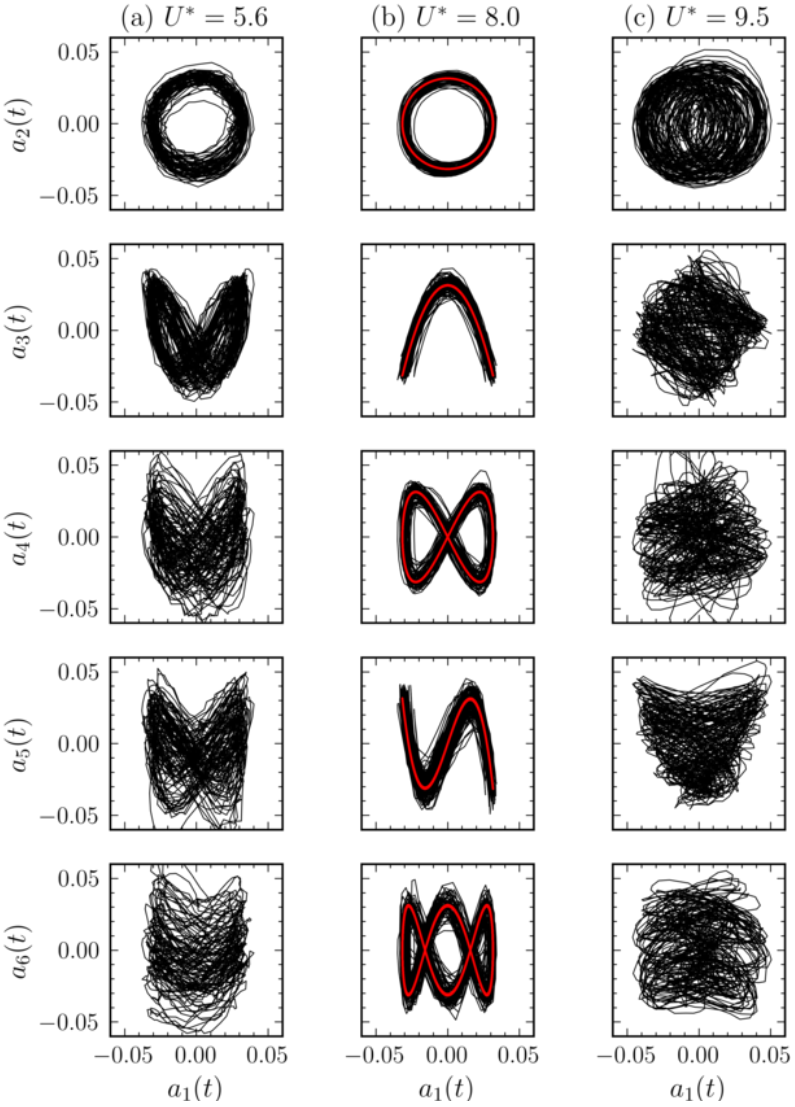
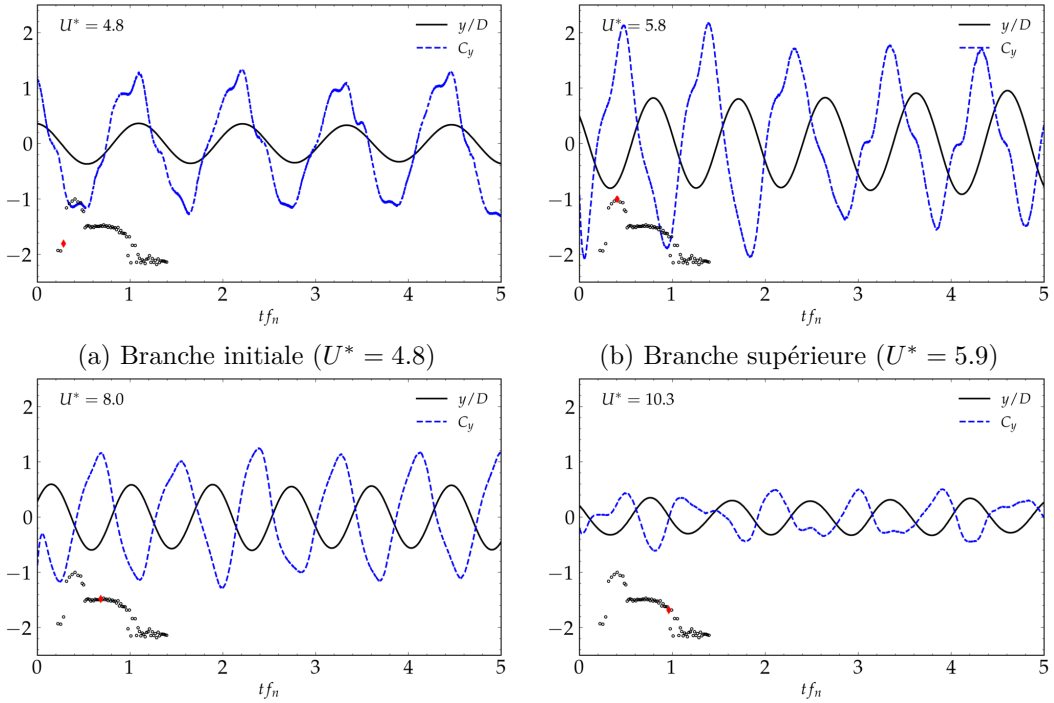


FIGURE 3.12 – Portraits de phase pour les premiers modes propres POD : (a) Branche supérieure ($U^* = 5.6$), (b) branche inférieure ($U^* = 8.0$), (c) régime de désynchronisation ($U^* = 9.5$). Pour comparaison, les portraits de phase du système dynamique réduit issu des équations (3.2) sont représentés en (b)(—).

3.3 Estimation des efforts

Comme pour le cylindre fixe placé dans un écoulement, les structures tourbillonnaires qui se forment autour du cylindre oscillant et se détachent de manière périodique sont à l'origine d'efforts cycliques dont l'intensité peut varier. Dans ce qui suit, l'estimation de ces efforts représente une démarche prospective pour de l'extraction d'énergie.

3.3.1 Calcul du coefficient d'effort transverse



(a) Branche initiale ($U^* = 4.8$)

(b) Branche supérieure ($U^* = 5.9$)

(c) Branche inférieure ($U^* = 8.1$)

(d) Désynchronisation ($U^* = 10.3$)

FIGURE 3.13 – Signaux temporels de l'amplitude du cylindre (mesurée) $y(t)/D$ et du coefficient d'effort transverse estimé C_y pour quatre régimes typiques du diagramme d'amplitude. Pour rappel, celui-ci est représenté dans le coin gauche de chaque figure avec en rouge le régime considéré.

L'équation (1.7) décrivant le mouvement du cylindre au cours du temps peut être utilisée pour estimer l'effort transverse qui s'exerce sur ce dernier. La Fig. 3.13 montre pour des vitesses réduites croissantes associées aux différentes branches caractéristiques, l'évolution temporelle des amplitudes et des coefficients de force résultants.

Sur la branche initiale, (Fig. 3.13(a)), l'amplitude des oscillations ne dépasse pas $0.4D$. Par ailleurs, l'effort transverse calculé est périodique et en phase avec le déplacement du cylindre. Le signal d'effort en revanche n'est pas parfaitement sinusoïdal et l'amplitude moyenne du coefficient d'effort transverse est à peine supérieure à 1.

En passant de $U^* = 4.65$ (Fig. 3.13(a)) à $U^* = 5.78$ (Fig. 3.13(b)), c'est-à-dire de la branche initiale à la branche supérieure, un changement de phase apparaît entre le signal de l'amplitude et celui du coefficient de force. Ce déphasage correspond à la transition entre la branche initiale où le déplacement et l'effort sont en phase, et la branche supérieure, où le déplacement et la force sont déphasés de 180°. En supposant que le déplacement du cylindre est sinusoïdal de la forme :

$$y(t) = A\sin(\omega t), \qquad \text{avec} \quad \omega = f/(2\pi), \tag{3.3}$$

le coefficient d'effort donné par,

$$C_y(t) = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho D U_\infty^2}\left(m\frac{d\dot{y}(t)}{dt} + c_s\dot{y}(t) + ky(t)\right) \tag{3.4}$$

peut se simplifier en

$$C_y(t) = \frac{2A}{\rho D U_\infty^2}\left((k - m\omega^2)\sin(\omega t) + c_s\omega\cos(\omega t)\right) \tag{3.5}$$

En faisant apparaître $\omega_n^2 = k/m$, le coefficient devient :

$$C_y(t) = \frac{2A}{\rho D U_\infty^2}\left(m(\omega_n^2 - \omega^2)\sin(\omega t) + c_s\omega\cos(\omega t)\right) \tag{3.6}$$

Ainsi, lorsque $\omega \approx \omega_n$, la composante de l'effort en phase avec le déplacement (terme en $\sin(\omega t)$) est très faible et c'est la composante en $\cos(\omega t)$ qui prévaut. Par voie de conséquence, cette transition se produit au même moment où la fréquence d'oscillation rejoint la fréquence naturelle du système. Déplacement et force restent en opposition de phase jusqu'à la désynchronisation. Les efforts les plus importants sont observés sur la branche supérieure (Fig. 3.13(b)) où le coefficient d'effort transverse a une amplitude moyenne de $C_y = 1.7$. Cependant, c'est également sur la branche supérieure que nous rencontrons le plus de dispersion au niveau des efforts transverses. Nous avions déjà rencontré ce résultat à la Sec. 3.2 où nous avions montré que la branche supérieure correspondait à un régime à forte dispersion dans le sillage. Sur la branche inférieure (Fig. 3.13(c)), le déplacement du cylindre est presque parfaitement sinusoïdal et les efforts qui s'exercent sont moins variables que sur la branche supérieure. La moyenne de l'amplitude de C_y atteint une valeur de 1.2. Dans la région de désynchronisation (Fig. 3.13(d)), si le déplacement reste sinusoïdal, l'effort montre une évolution temporelle marquée par un spectre plus riche, et les valeurs atteintes sont inférieures à 0.5.

La transition qui s'opère sur la phase entre le déplacement y et C_y, lorsque nous passons de la branche initiale à la branche inférieure, indique qu'il se produit une transition sur le lâcher tourbillonnaire comme en concluent Govardhan et Williamson (2000) et Zhao *et al.* (2014). Aucune transition de la sorte ne se produit en revanche entre les branches supérieure et inférieure, ce qui suggère au contraire que les lâchers tourbillonnaires associés à ces deux modes sont similaires, comme nous l'avons vu dans la Sec. 3.2. La Fig. 3.14 illustre l'influence de la vitesse réduite sur le coefficient d'effort transverse maximal et sur sa valeur RMS. $C_{y,\mathrm{RMS}}(U^*)$ est croissant jusqu'à la transition de la branche supérieure à la branche inférieure ($U^* \approx 6.5$), à partir de laquelle la valeur RMS de C_y décroît quasi linéairement avec U^*. Cette tendance est cohérente avec les mesures de Khalak et Williamson (1997a), même si les valeurs de $C_{y,\mathrm{RMS}}$ n'atteignent pas dans notre cas le niveau $C_{y,\mathrm{RMS}} = 1.8$, observés par les auteurs. L'étude plus récente de Zhao (2012) rapporte cependant des niveaux plus proches de ceux observés ici.

3.3.2 Calcul du coefficient de traînée

Pour poursuivre l'analyse des efforts aérodynamiques subis par le cylindre, une estimation du coefficient de traînée moyen C_x est réalisée. L'absence de capteur d'effort sur le cylindre impose de déterminer ce coefficient uniquement à partir des informations disponibles, soit ici, les champs de vitesse obtenus par mesures PIV. Bohl et Koochesfahani (2009) proposent une expression du coefficient C_x moyen à partir de la composante longitudinale de l'équation de la quantité de mouvement. Cette formulation suppose le choix d'un volume de contrôle, autour du corps immergé, pour lequel les fluctuations de vitesse et de pression sur les frontières sont négligeables, donc suffisamment éloigné de la zone de sillage. Dans le cas présent, la dimension du volume de contrôle est limitée par la dimension des champs de vitesse, ainsi qu'illustré sur la Fig. 3.15.

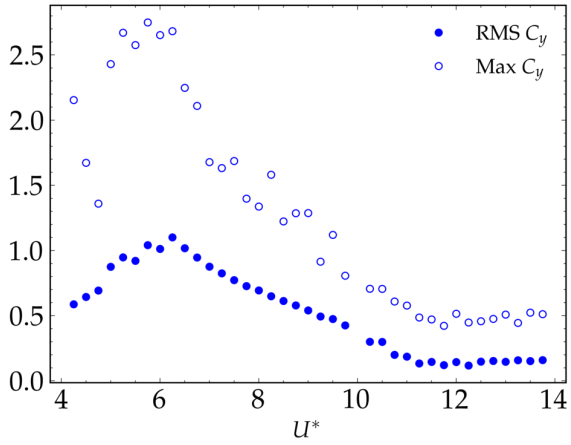


FIGURE 3.14 – Valeurs RMS et maximales de C_y en fonction de la vitesse réduite.

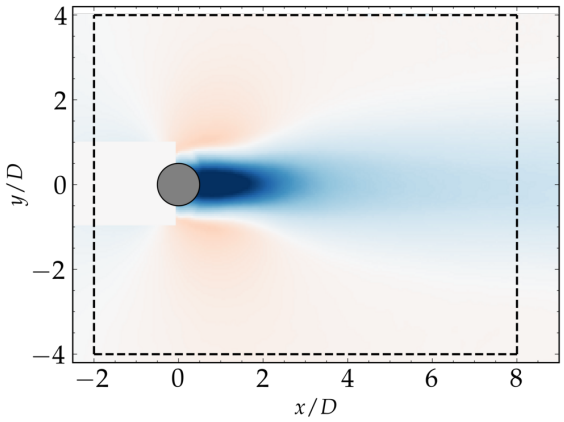


FIGURE 3.15 – Positionnement du volume de contrôle pour l'estimation du coefficient de traînée. Notons que l'information du champ de vitesse étant incomplète en amont du cylindre, dû à l'absence de mesures dans la partie ombragée du cylindre, nous utilisons $U_{x=-2D} = U_\infty$. Le champ moyen utilisé ici correspond au cas du régime désynchronisé $U^* = 10.2$.

L'intégration de l'équation de quantité de mouvement est effectuée sur la frontière de sortie en aval du corps immergé, soit encore :

$$C_x = \frac{2}{D}\int_{-H}^{+H}\left(\left(\frac{\overline{U}}{U_\infty}+\epsilon\right)\Delta\overline{U}^* + \frac{\overline{u'^2}}{U_\infty^2} - \frac{\overline{v'^2}}{U_\infty^2} + \frac{1}{2}\left(1-\frac{U_0^2}{U_\infty^2}\right)\right)dy \tag{3.7}$$

avec

$$\Delta\overline{U}^* = \frac{\overline{U}}{U_\infty} - 1 \tag{3.8}$$

le déficit normalisé de vitesse longitudinale moyenne, U_0 la vitesse de l'écoulement prise en aval du cylindre dans une zone irrotationnelle, H l'étendue transverse du volume de contrôle et enfin, ϵ, un coefficient de correction du débit volumique de la forme,

$$\epsilon = \frac{1}{2}\left(\frac{\overline{U_0}}{U_\infty} - 1\right) \tag{3.9}$$

Pour ce dernier, la vitesse à l'entrée et à la sortie du domaine est en effet susceptible de varier en raison de l'étendu du sillage et de la dimension transverse du volume de contrôle, nécessitant une correction pour maintenir le débit constant à travers le volume de contrôle.

Comme il est indiqué par (3.7), la connaissance du déficit moyen de vitesse longitudinale et des niveaux de fluctuations de vitesse autour du cylindre peuvent être utilisés pour estimer le coefficient de traînée moyen C_x. Ces différentes quantités ont été discutées à la Sec. 3.2.2. L'évolution du coefficient C_x, obtenu par Wieselsberger (1921) pour le cylindre fixe en fonction du nombre de Reynolds Re_D, est reportée sur la Fig. 3.16(a). Un zoom sur l'intervalle $Re_D \in [5000, 12000]$ est donné sur la Fig. 3.16(b). Afin de vérifier la formulation de l'équation (3.7), une série de mesures par PIV pour le cylindre maintenu en position fixe et différentes valeurs de Re_D a été réalisée (non décrite ici par mesure de brièveté). La gamme de nombre de Reynolds couvre des valeurs comprises entre ≈ 5500 et ≈ 11500. Les résultats obtenus pour le cylindre en position fixe sont reportés sur les Fig. 3.16(a & b). Ceux-ci sont en bonne adéquation avec la valeur $C_x = 1.2$ attendue, ce qui confirme la validité de la formulation adoptée. Cette dernière est donc également employée pour estimer le coefficient de traînée pour le cas du cylindre oscillant, selon les différents régimes observés. Les résultats obtenus sont reportés sur les Fig. 3.16(a & b) pour les différentes valeurs du nombre de Reynolds considérées. Les résultats obtenus montrent des valeurs supérieures de C_x pour le cas du cylindre oscillant dans le régime de synchronisation par rapport au cas de référence du cylindre fixe. Des valeurs allant jusqu'à $C_x \approx 2.25$ sont observées dans le régime correspondant à la branche supérieure. Ce résultat est en bon accord avec ceux de Huera-Huarte et Bearman (2009), obtenus pour un cylindre long flexible oscillant avec deux degrés de liberté. La valeur maximale de $C_x = 3$ observée par ces mêmes auteurs n'est en revanche pas atteinte ici. Dans le cas du cylindre en oscillation, la composition des efforts, détaillée en Sec. 2.4.2 et Sec. 3.3, montre que :

1. la résultante aérodynamique qui s'exerce sur le cylindre en oscillation est bien supérieure à celle du cylindre fixe, et
2. leur maxima sont atteints autour de la branche supérieure. Le maximum de portance est atteint au niveau de la transition entre branche supérieure et inférieure, tandis que le maximum de C_x est atteint sur le début de la branche supérieure.

Pour le régime de désynchronisation, les résultats indiquent des valeurs proches de celles obtenues pour le cylindre fixe. Ce résultat est relativement attendu. En effet, à ce régime, la dynamique du cylindre est proche de celle du cylindre fixe. Au final, des différences notables sont clairement observées pour les différentes branches, en termes de coefficient C_x, supposant que la mesure de ce coefficient peut aussi permettre d'identifier le régime d'oscillation.

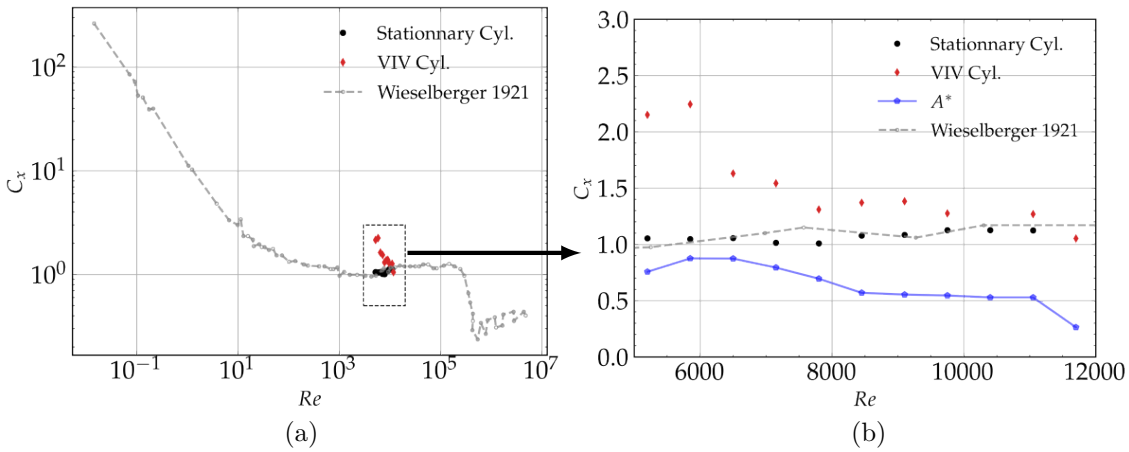


FIGURE 3.16 – (a) Évolution du coefficient de traînée C_x en fonction du nombre de Reynolds Re pour un cylindre fixe (●) et un cylindre en VIV (♦). Comparaison avec les résultats expérimentaux obtenus par Wieselsberger (1921) pour un cylindre fixe (données provenant de Hoerner 1965). (b) Zoom sur l'intervalle de nombre de Reynolds associé au dispositif expérimental développé. L'amplitude des oscillations est rappelée sur la courbe bleue.

3.4 Conclusion sur la réponse du système expérimental

Le dispositif permet une multitude d'analyses par différentes méthodes que nous avons présentées dans ce chapitre. Le dispositif dans sa configuration $R^*_{0,0}$, c'est-à-dire avec le moteur couplé et le frottement sec compensé, démontre des oscillations d'amplitudes significatives sur une large plage de vitesses réduites et fait état de trois branches d'oscillations distinctes. Les transitions entre ces différentes phases se manifestent de plusieurs manières. Tout d'abord, par la fréquence d'oscillation : le démarrage des oscillations se fait lorsque la fréquence de Strouhal est suffisamment proche de la fréquence naturelle du système. Ensuite, la transition entre branche initiale et branche supérieure arrive lorsque la fréquence de Strouhal atteint précisément la fréquence naturelle du système. A ce moment-là, il se produit un changement de phase de l'effort transverse sur le cylindre, qui était jusqu'à présent en phase avec le mouvement. Sur la branche supérieure, ces deux grandeurs se retrouvent en opposition de phase. C'est par ailleurs sur cette branche que C_y atteint les valeurs les plus hautes. Le passage de la branche supérieure à la branche inférieure est plus progressif, que ce soit en fréquence (le mouvement du cylindre reste « accroché » à une fréquence $f \approx 1.1 f_n$) ou dans les structures tourbillonnaires observées dans le sillage. Lorsque la vitesse réduite augmente encore, la fréquence de Strouhal s'éloigne de la fréquence naturelle du système et le cylindre et le lâcher tourbillonnaire finissent par se désynchroniser. Les oscillations s'estompent et le sillage reprend son allure d'allée de von Karman classique. Notre système permet bien plus que l'analyse des VIV à paramètres mécaniques fixes comme nous l'avons fait jusqu'à présent. Le moteur, dont nous nous sommes efforcés de compenser les frottements induits, permet de faire varier de manière non intrusive les paramètres mécaniques du système. Dans le chapitre suivant, nous allons explorer ces possibilités, avec comme objectif une optimisation d'un système d'extraction d'énergie des VIV.

Chapitre 4

Effet des paramètres d'amortissement et de raideur virtuels pour l'extraction d'énergie

Sommaire

4.1 Influence du paramètre d'amortissement 87
4.2 Estimation de la puissance extraite et efficacité 90
4.3 Modification de la raideur du système 93
4.4 Conclusion sur la réponse du système modulable 95

Dans le Chap. 3, nous avons identifié la réponse en amplitude et fréquence du dispositif oscillant et analysé les champs de vitesse obtenus par PIV, afin de relier les différents régimes observés à la dynamique du sillage. Ce chapitre s'intéresse plus en détail au potentiel du dispositif en termes d'extraction d'énergie. Comme il est détaillé au Chap. 2, le dispositif est équipé d'une solution mécatronique permettant de modifier, virtuellement, l'amortissement et/ou la raideur du système mécanique oscillant. Ceci est effectué grâce à un forçage du système, via une loi de contrôle proportionnelle à la vitesse et/ou au déplacement du cylindre. Cette approche a été validée au Chap. 2. La Sec. 4.1 présente dans un premier temps l'effet du paramètre d'amortissement sur la réponse en amplitude. Les résultats obtenus sont ensuite exploités dans la Sec. 4.2 pour obtenir une estimation de l'efficacité énergétique du dispositif, en fonction de la vitesse réduite. Pour clore ce chapitre, l'intérêt de modifier, virtuellement, la raideur du dispositif est démontré à la Sec. 4.3. Ce paramètre de contrôle permet, en particulier, d'adapter la fréquence naturelle du système à la plage de vitesse incidente, de sorte à maintenir une réponse en amplitude optimale pour le mécanisme de VIV.

4.1 Influence du paramètre d'amortissement

Tout système mécanique réel présente un certain amortissement, même s'il peut être très faible. L'amortissement influence un système oscillant de sorte à réduire ou empêcher ses oscillations et s'accompagne d'un transfert d'*énergie mécanique* du système oscillant à une autre forme d'énergie (chaleur, énergie électromagnétique,...) selon le dispositif (Szeidl et Kiss, 2020). Le dispositif oscillant conçu dans ce manuscrit est caractérisé (voir Chap. 3) par un amortissement négligeable, en raison du montage sur coussin d'air et de la compensation en frottement sec. Notre

dispositif est également équipé d'une solution mécatronique, discutée au Chap. 2, ayant pour objectif de simuler, au moyen d'un forçage approprié, différentes valeurs d'amortissement. Cette solution peut donc également permettre de simuler l'ajout d'un frein moteur ou encore le couplage à une génératrice, pour convertir l'énergie d'oscillation en une énergie électrique. Avant d'estimer l'efficacité énergétique du dispositif, définie plus loin à la Sec. 4.2 comme le rapport entre la puissance générée et la puissance disponible dans le fluide, il est d'abord utile de s'intéresser à l'effet du paramètre d'amortissement Δc sur la réponse en amplitude et fréquence du dispositif, avec la vitesse réduite.

Pour rappel, la modification virtuelle de l'amortissement du système mécanique oscillant est réalisée grâce à un forçage proportionnelle à la vitesse de déplacement du cylindre de la forme $\Delta c\,\dot{y}(t)$. Le paramètre d'amortissement Δc peut prendre des valeurs négatives ou positives. Pour des valeurs négatives, le forçage agit comme un frein moteur (ou génératrice), tandis que pour des valeurs positives, le forçage compense l'amortissement naturel. Ce dernier cas peut aussi conduire à des oscillations d'amplitude croissante au cours du temps [1].

L'effet du paramètre Δc sur le coefficient d'amortissement ζ a été analysé à la Sec. 2.6. Par la suite, nous considérons différentes valeurs de Δc comprises dans la plage $[-0.3, 2.0]$. Cette plage équivaut à une variation du rapport d'amortissement entre $-0.005 \leq \zeta \leq 0.2$. Pour chacune des valeurs de Δc considérée, des essais identiques à ceux réalisés en Sec. 3.1 sont effectués pour déterminer la réponse du système oscillant en amplitude et fréquence. Les résultats pour ces différentes valeurs sont reportés sur la Fig. 4.1(a), en ce qui concerne la variation de l'amplitude en fonction de la vitesse réduite, et 4.1(b), en ce qui concerne la fréquence d'oscillation. L'augmentation de $|\Delta c|$ (soit un ajout) entraîne une diminution de l'amplitude d'oscillation sur toute la plage de vitesse réduite et une transition progressive d'une réponse à « trois branches » vers une réponse du type « deux branches ». La valeur maximale d'amplitude passe de $\approx 0.95D$ pour $\zeta = 0.0021$ à $\approx 0.2D$ pour $\zeta = 0.1637$. La plage de vitesse réduite correspondant au plateau de la branche supérieure se réduit et fusionne avec la branche initiale quand ζ augmente. Par ailleurs, la vitesse relative à laquelle s'opère la transition entre la branche supérieure et la branche inférieure tend à rester indépendante de la valeur du rapport d'amortissement. Ces résultats sont à comparer à ceux de Soti *et al.* (2018), reportés sur la Fig. 1.16. Pour ces derniers, la modification de l'amortissement est obtenue à partir d'un système à aimant comme il est décrit à la Sec. 1.3.2. La tendance globale des résultats est similaire à ceux observés dans notre étude. Pour la plage couverte ici, la plus petite valeur d'amortissement résulte en une valeur du paramètre de masse-amortissement de $m^*\zeta|_{\min} = 0.075$, soit une valeur 6 fois plus faible que le système rapporté par Khalak et Williamson (1997b). A l'inverse, la plus grande valeur d'amortissement testée équivaut à une valeur de $m^*\zeta|_{\max} = 0.707$, soit environ le double de celui du dispositif considéré par Feng (1968) et caractérisé par une réponse à « deux branches ». Dans notre cas, la réponse du dispositif avec la valeur d'amortissement la plus élevée est bien du type à « deux branches » (branche initiale et branche inférieure).

Afin de restituer nos résultats dans un paysage plus global, le tableau Tab. 4.1 résume en termes de paramètres de masse-amortissement, d'amplitude d'oscillation maximale et de type de réponse, les différents travaux de la littérature. Notre dispositif permet de balayer une plage d'amortissement sur plus d'une décade entre les valeurs minimales et maximales, offrant ainsi la possibilité de simuler des réponses de type « trois branches », « deux branches » et intermédiaires. Bien que nous n'ayons considéré dans ce manuscrit que le cas d'un amortissement constant, la solution mécatronique proposée peut permettre de simuler des modèles d'amortissement plus complexes, non-linéaires par exemple, typiquement rencontrés dans de nombreux cas pratiques d'ingénierie (Elliott *et al.*, 2015; Simeone *et al.*, 2014).

1. Bien que nous n'ayons pas considéré dans ce manuscrit le cas où Δc prend des valeurs négatives, il faut retenir que cette possibilité offre des perspectives intéressantes en termes de contrôle, dans les situations où une petite « poussée » du dispositif peut être nécessaire pour relancer les oscillations.

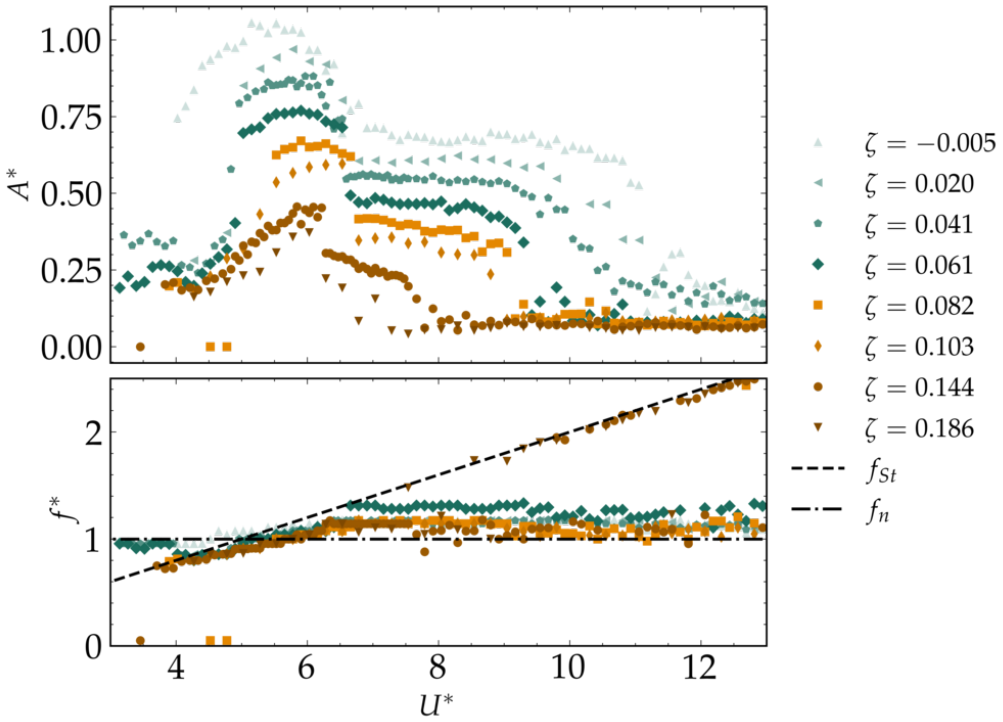


FIGURE 4.1 – Amplitude et fréquence des oscillations du système en fonction de la vitesse réduite pour différentes valeurs du coefficient d'amortissement ζ.

Référence	$m^*\zeta$	$A^*_{\max}$	Type de réponse
Khalak et Williamson (1997b)	0.013	0.95	3 branches
Feng (1968)	0.359	0.75	2 branches
Soti *et al.* (2018) faible amortissement	0.006	0.8	3 branches
Soti *et al.* (2018) amortissement moyen	0.372	0.45	3 branches
Soti *et al.* (2018) amortissement fort	0.684	0.2	2 branches
R_0	0.018	0.9	3 branches
$R^*_{0,0}$	0.075	0.95	3 branches
$R^*_{1,0}$	0.39	0.6	3 branches
$R^*_{2,0}$	0.707	0.25	2 branches

TABLEAU 4.1 – Type de réponse oscillatoire en fonction du paramètre masse-amortissement $m^*\zeta$. Comparaison de nos résultats avec différentes études expérimentales de référence. Nous notons $R^*_{\Delta c,\Delta k}$, la configuration avec compensation du frottement sec, amortissement additionnel Δc et raideur additionnelle Δk.

4.2 Estimation de la puissance extraite et efficacité

Depuis la démonstration par Bernitsas *et al.* (2008) d'un dispositif de récupération d'énergie des oscillations VIV pour un cylindre rigide, de nombreuses études expérimentales (Barrero-Gil *et al.*, 2012; Dellinger *et al.*, 2018; Lee *et al.*, 2011; Mehmood *et al.*, 2013; Sun *et al.*, 2016) et numériques (Meliga et Chomaz, 2011; Soti *et al.*, 2017) ont été menées pour simuler une récupération d'énergie par l'ajout d'un frein au système mécanique. Dans notre cas, il s'agit du moteur qui fonctionne comme génératrice à courant continu. Dans l'équation (1.4) qui modélise le système de l'oscillateur, l'action de la génératrice correspond à l'ajout d'un terme d'amortissement. La puissance récupérée est donnée par l'expression :

$$\mathcal{P} = \boldsymbol{F} \cdot \boldsymbol{v}, \tag{4.1}$$

avec $\boldsymbol{F} = C_s\,\dot{y}\,\boldsymbol{e}_y$, la force de frottement visqueux, et $\boldsymbol{v} = \dot{y}\,\boldsymbol{e}_y$, la vitesse du cylindre. Après projection, (4.1) s'écrit :

$$\mathcal{P} = C_s \dot{y}^2 \tag{4.2}$$

Les systèmes de récupération d'énergie sont, en général, comparés entre eux en terme d'efficacité, définie communément par :

$$\eta = \frac{\overline{\mathcal{P}}}{\frac{1}{2}\rho \mathcal{A} U_\infty^3} \tag{4.3}$$

où $\mathcal{A}$ désigne la *surface mouillée* du dispositif de récupération d'énergie. Cette surface mouillée se définit aisément pour une éolienne (ou une hydrolienne) à axe horizontal, par le disque balayé par ses pales. Pour un cylindre en VIV, la surface balayée par l'oscillation du cylindre n'est pas constante. Pour faciliter la comparaison des systèmes de récupération d'énergie des VIV, Bernitsas *et al.* (2008) proposent ainsi de définir cette surface par :

$$\mathcal{A} = D\,H \tag{4.4}$$

où H est la longueur du cylindre immergé. Pour estimer l'efficacité du système de récupération d'énergie, Soti *et al.* (2018) proposent d'adimensionner le temps par D/U_∞, soit encore

$$\frac{dy}{dt} = U_\infty \dot{y}^*, \tag{4.5}$$

pour la vitesse de déplacement adimensionnée. Ainsi, l'efficacité s'exprime comme :

$$\eta = \frac{c_s U_\infty^2 \overline{\dot{y}^{*2}}}{\frac{1}{2}\rho D U_\infty^3}$$

où c_s est l'amortissement du système mécanique. En introduisant le facteur d'amortissement structurel $\zeta_{s,a} = c_s/2\sqrt{k m_s} = c_s/(2 m_s \omega_{n,a})$, il vient :

$$\eta = \frac{2\,m_s\,\omega_{n,a}\,\zeta_{s,a}\overline{\dot{y}^{*2}}}{\frac{1}{2}\rho D U_\infty}$$

Nous introduisons par la suite la fréquence $\omega_{n,a} = 2\pi f_{n,a}$ et multiplions les numérateur et dénominateur par πD pour faire apparaître la masse de fluide déplacée par le cylindre. Nous obtenons :

$$\eta = \frac{m_s}{\frac{1}{4}\rho\pi D^2}\, 2\pi^2 \frac{D f_{n,a}}{U_\infty}\, \zeta_{s,a}\, \overline{\dot{y}^{*2}}$$

soit encore,

$$\eta = 2\pi^2 m^* C_a \frac{f_{n,a} D}{U_\infty} \zeta_{s,a}\, \overline{\dot{y}^{*2}} \tag{4.6}$$

En approximant l'oscillation du cylindre comme un mouvement sinusoïdal d'amplitude A et de fréquence f, il vient :

$$
\begin{aligned}
y^*(t) &= \frac{A}{D}\sin(2\pi f\frac{D}{U_\infty}t^*), \text{ soit}\\
\dot{y^*}(t^*) &= A^*2\pi f\frac{D}{U_\infty}\cos(2\pi f\frac{D}{U_\infty}t^*) \text{ pour la vitesse du cylindre, ou encore}\\
\dot{y^*}(t^*) &= 2\pi A^*\frac{f}{f_n}\frac{f_nD}{U_\infty}\cos(2\pi f\frac{D}{U_\infty}t^*)\text{soit, en fonction de } U^* \text{ et } f^*\\
\dot{y^*}(t^*) &= 2\pi A^*f^*\frac{1}{U^*}\cos(2\pi f\frac{D}{U_\infty}t^*)
\end{aligned}
$$

De manière immédiate, nous en déduisons que :

$$
\begin{aligned}
\overline{\dot{y^*}^2} &= 4\pi^2\left(\frac{A^*f^*}{U^*}\right)^2\times\frac{1}{T}\int_T\cos^2(2\pi f\tau)\,d\tau \quad \text{avec} \quad \tau=\frac{D}{U_\infty}t^*\\
\overline{\dot{y^*}^2} &= 2\pi^2\left(\frac{A^*f^*}{U^*}\right)^2
\end{aligned}
\tag{4.7}
$$

En combinant les équations (4.6) et (4.7), l'expression de l'efficacité devient (Soti *et al.*, 2018) :

$$
\eta_{\text{Soti}} = 4\pi^4 m^* C_a\frac{f_{n,a}D}{U_\infty}\zeta_{s,a}\left(\frac{A^*f^*}{U^*}\right)^2 \tag{4.8}
$$

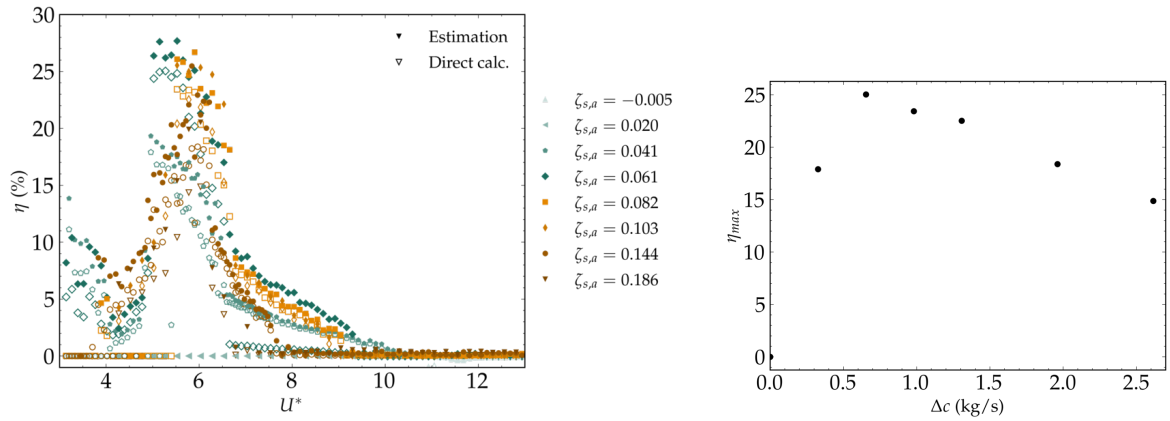
L'efficacité est ici calculée pour les coefficients d'amortissement considérés dans la Fig. 4.1. Les symboles vides sur la Fig. 4.2(a) sont les résultats du calcul direct de l'efficacité du dispositif à partir des mesures du mouvement du cylindre. Ce calcul donne une efficacité très proche de celle estimée par la méthode proposée par Soti *et al.* (2018), voir (4.8), avec moins de 0.5% de différence entre les deux méthodes. Cette dernière méthode a cependant l'avantage de s'affranchir de la mesure de $\dot{y}$. L'efficacité maximale atteinte est proche de 25%, ce qui est du même ordre de grandeur que les valeurs trouvées par Soti *et al.* (2018) et Bernitsas *et al.* (2008). Notons que dans notre cas, l'efficacité est évaluée avec la totalité de l'amortissement structurel $\zeta_{s,a}$. En pratique, seule une partie de l'amortissement structurel est utile à l'extraction d'énergie, celle induite par le frein de la génératrice utilisée. L'évaluation des efficacités met en évidence l'importance de faire un compromis sur la valeur de l'amortissement. Un amortissement fort augmente l'énergie extraite mais réduit l'amplitude des oscillations. Un amortissement faible maintient une vitesse d'oscillation importante mais le couple frein est alors restreint, ce qui limite la puissance extraite. Un optimum en facteur d'amortissement peut être déterminé. La Fig. 4.2(b) représente l'efficacité maximale atteinte pour une valeur d'amortissement donnée. L'optimum se situe autour de $\Delta c \approx 0.65$ kg s^{-1}, ce qui correspond à $\zeta \approx 0.06$. Comme l'illustre la Fig. 4.2(a), l'optimum d'efficacité est atteint autour de $U^* \approx 5.5$, ce qui correspond bien à la branche supérieure, là où l'amplitude des oscillations est maximale.

Grouthier *et al.* (2014) ont réalisé une étude paramétrique sur le rapport de fréquences δ et sur le facteur d'amortissement ζ avec leur modèle analytique couplé à l'oscillateur de sillage (voir Chap. 1). Avec les variables adimensionnelles définies en (1.14), la puissance par unité de longueur se calcule comme :

$$
\mathcal{P}_H = c_s(D\omega_{St})^2\dot{y^*}^2
$$

En introduisant le facteur d'amortissement structurel prenant en compte la masse ajoutée $\zeta_s = c_s/2\sqrt{km} = c_s/(2m\omega_n)$, il vient :

$$
\mathcal{P}_H = 2m\omega_n\zeta_s\omega_{St}^2D^2\dot{y^*}^2,
$$



(a) (b)

FIGURE 4.2 – (a) Efficacité η en fonction de la vitesse réduite U^* du système pour plusieurs valeurs du facteur d'amortissement $\zeta_{s,a}$. Les symboles pleins représentent les résultats de l'estimation de l'efficacité par la méthode de Soti *et al.* (2018), voir (4.8). Les symboles vides sont les résultats du calcul de l'efficacité, directement à partir de la mesure de la moyenne de $\dot{y}^2$ sur plus de 70 cycles d'oscillation, c'est à dire sans considérer l'approximation du mouvement sinusoïdal pour le cylindre. (b) Évolution de l'efficacité maximale en fonction de la valeur d'amortissement choisie pour l'extraction d'énergie.

soit encore, en insérant le rapport de fréquences $\delta = f_n/f_{St} = \omega_n/\omega_{St}$:

$$\mathcal{P}_H = 2\delta\zeta_s m\omega_{St}^3 D^2 \dot{y^*}^2$$

En prenant en compte la définition du nombre de Strouhal associé au lâcher tourbillonnaire ($St = f_{St}D/U_\infty$), la puissance devient :

$$\mathcal{P}_H = 2\delta\zeta_s m \left(\frac{2\pi U_\infty St}{D}\right)^3 D^2 \dot{y^*}^2$$

En introduisant maintenant l'expression de la masse ajoutée $m_a = C_a\rho\pi(D^2/4)$, nous obtenons :

$$\mathcal{P}_H = 2\delta\zeta_s \frac{(m_s + m_a)}{m_a} C_a\rho\pi \frac{D^2}{4} \left(\frac{2\pi U_\infty St}{D}\right)^3 D^2 \dot{y^*}^2$$

Finalement, la puissance s'exprime comme :

$$\mathcal{P}_H = 2\delta\zeta_s(m^* + 1)C_a 2\rho D\pi^4 U_\infty^3 St^3 \dot{y^*}^2 \tag{4.9}$$

L'efficacité prend la forme :

$$\eta = \frac{\overline{\mathcal{P}_H}}{\frac{1}{2}\rho D U_\infty^3}$$

$$\eta = \frac{2\delta\zeta_s(m^* + 1)C_a 2\rho D\pi^4 U_\infty^3 St^3 \overline{\dot{y^*}^2}}{\frac{1}{2}\rho D U_\infty^3}$$

$$\eta = 2\delta\zeta_s(m^* + 1)C_a 4\pi^4 St^3 \overline{\dot{y^*}^2} \tag{4.10}$$

Le modèle dynamique utilisé est celui décrit par (1.23) dans lequel les paramètres ζ_f, C_a, St, $C_{y,0}$, ϵ et α_c sont fixes. Cela permet à Grouthier *et al.* (2014) d'étudier l'influence des coefficients de fréquences δ et d'amortissement

$$\xi = \frac{c_s}{m\omega_{St}} = 2\delta\zeta_s \tag{4.11}$$

sur l'efficacité d'un système de récupération d'énergie d'un cylindre rigide en VIV. En introduisant le paramètre ξ, (4.10) peut être réécrite sous la forme :

$$\eta = \xi(m^* + 1)C_a 4\pi^4 St^3 \overline{\dot{y}^{*2}} \tag{4.12}$$

Le résultat de l'étude paramétrique de Grouthier *et al.* (2014) est résumé sur la Fig. 4.3. Le modèle théorique possède un optimum en termes d'extraction d'énergie $\eta_{opt} = 0.23$ qui est atteint pour le couple de valeurs $\delta_{opt} = 0.90$ et $\xi_{opt} = 0.16$. Ces valeurs sont proches de celles que nous avons exploré dans notre étude.

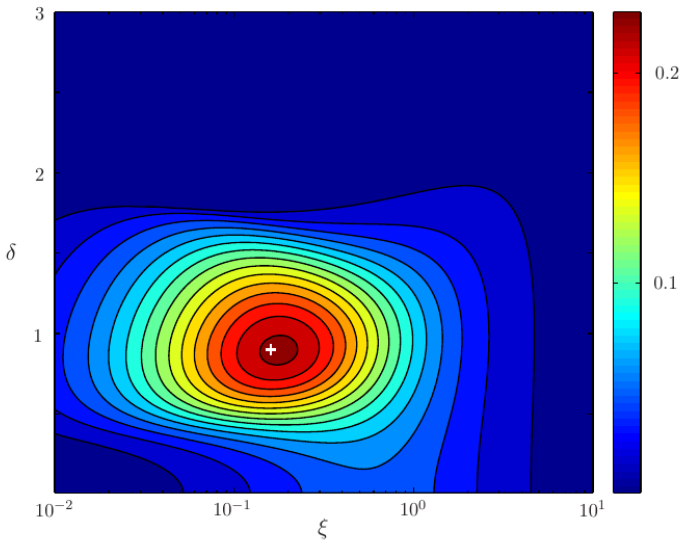


FIGURE 4.3 – Effet des coefficients de fréquences δ et d'amortissement ξ sur l'efficacité de récupération d'énergie η. Figure issue de Grouthier (2013).

Le système modulable dont nous disposons permet de manière expérimentale de réaliser l'optimisation du paramètre ζ pour maximiser l'efficacité. Nous discuterons de cette possibilité dans le Chap. 6. Nous constatons que pour un système à fréquence f_n fixe, il existe une valeur de ζ optimale pour toutes les vitesses réduites U^*. Il existe également une valeur optimale de $\delta = 1/(StU^*)$, et donc de vitesse réduite, pour laquelle l'efficacité est maximale. La raideur du système est le paramètre qui peut modifier U^* à vitesse incidente constante.

4.3 Modification de la raideur du système

La modification de la raideur du système mécanique peut se faire mécaniquement :

1. en ajoutant des ressorts (Klamo *et al.*, 2006; Soti *et al.*, 2018),
2. en ayant un ressort à raideur variable, comme un ressort à lame dont le point d'appui est déplacé (Dellinger *et al.*, 2018), ou
3. en disposant d'un système mécatronique permettant d'appliquer une force proportionnelle au déplacement y avec la raideur souhaitée (Lee *et al.*, 2011).

Dans ce manuscrit, c'est la dernière solution qui est utilisée. Les détails techniques sont résumés dans la Sec. 2.3. Avec le couple du moteur C_{DC} agissant comme effort extérieur, l'équation du mouvement du cylindre dans l'écoulement devient :

$$m\ddot{y} + (c_s + c_f)\dot{y} + ky = \frac{1}{2}\rho D U_\infty^2 C_y(t) + C_{DC}(t)/r_p \tag{4.13}$$

Le moteur peut être commandé en couple tel que $C_{DC}(t) = K_{DC}\, i_{DC}(t)$ avec K_{DC} la constante de couple du moteur. Si la commande en couple du moteur est dépendante du déplacement du cylindre telle que :

$$i_{DC}(t) = -\Delta k \frac{r_p}{K_{DC}} y(t), \tag{4.14}$$

alors (4.13) devient :

$$m\ddot{y} + (c_s + c_f)\dot{y} + ky = \frac{1}{2}\rho D U_\infty^2 C_y(t) - \Delta k y(t) \tag{4.15}$$

et le système se comporte comme s'il avait une raideur $k' = k + \Delta k$. Cela permet de modifier la raideur du système de manière non intrusive. La raideur k est utilisée dans $f_n = \sqrt{\frac{k}{m_s+m_a}}$, la fréquence naturelle du système dans l'eau, qui intervient dans la définition de la vitesse réduite $U^* = U_\infty / f_n D$. Ainsi, si le diagramme (A^*, U^*) ne se voit pas modifié par un changement de la valeur de raideur, le passage en unité dimensionnelle de vitesse permet d'observer un décalage dans la représentation (A^*, U_∞), voir illustration sur la Fig. 4.4. L'amplitude maximale des oscillations du cylindre est observée dans le cas sans correction de raideur pour $U^* = 5.8$, ce qui correspond dans ce cas à $U_\infty = 0.121\ \mathrm{m\,s^{-1}}$. Avec une correction de raideur de $\Delta k = 5\ \mathrm{N\,m^{-1}}$, l'amplitude maximale est observée pour une vitesse réduite proche, soit ici $U^* = 6.2$, qui correspond à une vitesse incidente de $U_\infty = 0.129\ \mathrm{m\,s^{-1}}$. Cela correspond à une modification de fréquence naturelle du système entre f_n et $f_{n,\Delta k=5}$. La variation de raideur que cela implique peut être calculée par la relation :

$$\Delta k = (m_s + m_a)((2\pi f_{n,\Delta k})^2 - (2\pi f_n)^2) \tag{4.16}$$

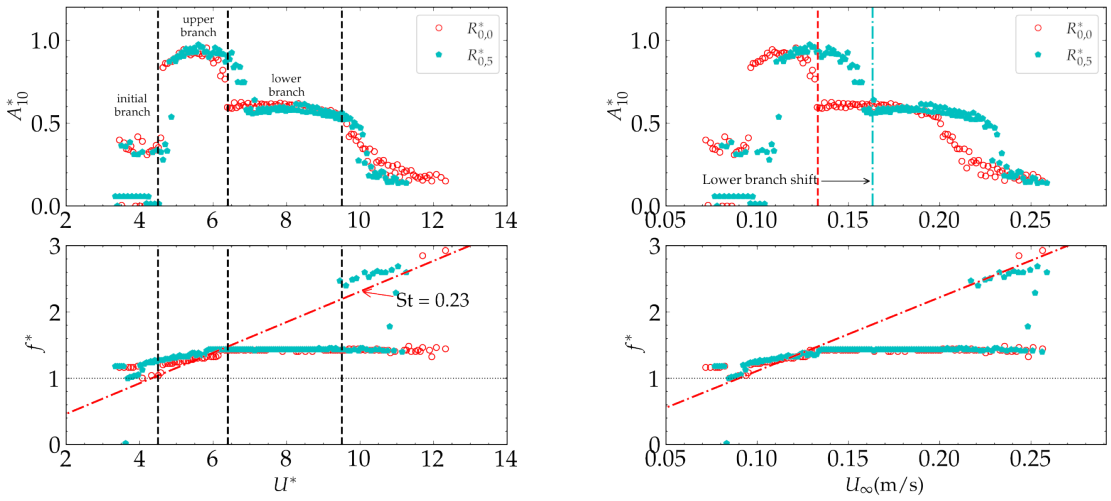


FIGURE 4.4 – (a) Réponse en amplitude et en fréquence d'oscillation du cylindre sans correction de raideur (○) et avec correction de raideur $\Delta k = 5\ \mathrm{N\,m^{-1}}$ (⬠) en fonction de la vitesse réduite U^* (a) et en fonction de la vitesse U_∞ (b).

Une augmentation de la raideur du système permet donc d'observer des vibrations induites par vortex à des vitesses incidentes plus grandes. Des essais ont été menés dans le but de vérifier

l'influence de la vitesse incidente, et donc du nombre de Reynolds, sur l'amplitude maximale des oscillations. Pour cela, la raideur a été doublée, cette fois mécaniquement en ajoutant une paire de ressorts. Comme le montre la Fig. 4.5, l'amplitude maximale atteinte augmente avec le nombre de Reynolds. Cette augmentation est comparée aux résultats de Govardhan et Williamson (2006). Par ailleurs, bien que des essais supplémentaires soient ici nécessaires, la tendance suivie par l'amplitude maximale semble être conforme au modèle semi-empirique proposé par ces auteurs.

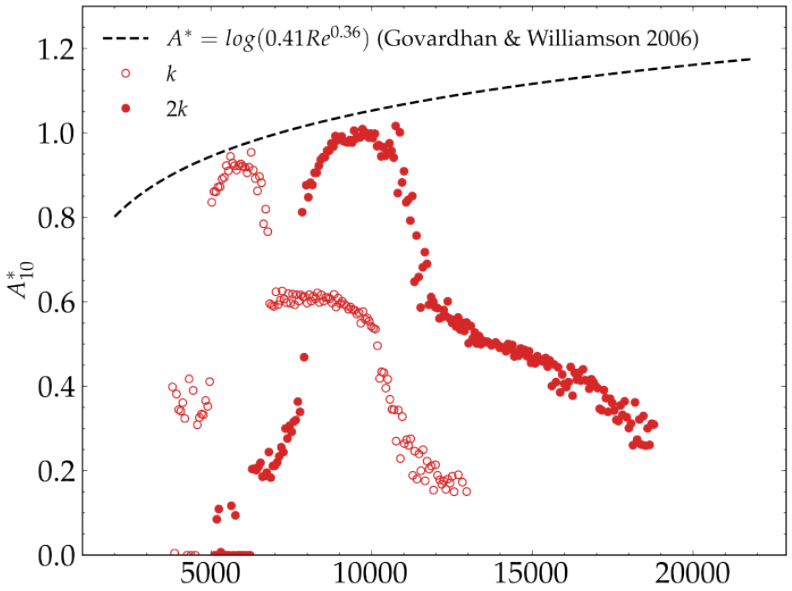


FIGURE 4.5 – Amplitude des oscillations en fonction du nombre de Reynolds pour le système de référence (○) et pour un système dont la raideur est doublée (●). Nous rappelons la loi donnée par Govardhan et Williamson (2006) pour décrire la dépendance en fonction du nombre de Reynolds de l'amplitude maximale des oscillations pour un ensemble d'essais à amortissement minimal.

4.4 Conclusion sur la réponse du système modulable

Le dispositif développé et sa solution mécatronique se sont révélés très efficaces pour modifier les paramètres mécaniques du système expérimental et étudier leur influence respective. Le frottement sec induit par le couplage du moteur est compensé par le moteur lui-même. Le système se comporte alors de manière similaire au cas sans moteur (amplitude d'oscillation à trois branches) et à d'autres systèmes de la littérature (Khalak et Williamson, 1997b; Soti *et al.*, 2018). L'augmentation du facteur d'amortissement ζ diminue l'amplitude maximale des oscillations et réduit la largeur de la plage d'accrochage fréquentiel. L'amortissement peut être augmenté jusqu'à rencontrer un comportement d'oscillation à deux branches comme observé par Feng (1968) pour le dispositif à $m^*\zeta$ élevé. La modification de la raideur change la fréquence naturelle f_n du dispositif et entraîne un décalage de la courbe (A^*, U_∞) vers des plages de U_∞ plus élevées. Cela a permis de mettre en évidence l'influence du nombre de Reynolds et de vérifier que notre système suit approximativement la loi énoncée par Govardhan et Williamson (2006). Cela permettra d'extrapoler les résultats que nous obtenons à faible nombre de Reynolds à des configurations pour lesquelles le nombre de Reynolds est plus important.

Le facteur d'amortissement et la vitesse réduite sont des paramètres clés dans l'efficacité du système de récupération d'énergie utilisant les VIV. Les facteurs d'amortissement testés permettent d'obtenir une efficacité proche de 25%, ce qui est cohérent avec les résultats de Bernitsas *et al.*

(2008). Une boucle d'optimisation inclue dans l'expérience permettra de compléter l'optimisation analytique réalisée par Grouthier *et al.* (2014) et de confirmer les premières observations rapportées ici.

Dans le chapitre suivant, une première piste est évoquée pour maintenir une énergie constante optimale, grâce à la rotation du cylindre autour de son axe de symétrie.

Chapitre 5

Vibrations induites par vortex d'un cylindre en rotation forcée

Sommaire

5.1 Dispositif expérimental pour la mise en rotation du cylindre 98
5.2 Régime transitoire et temps d'établissement de l'effet Magnus . . . 99
5.3 Vitesse de rotation constante 104
5.4 Rotation alternée 105
5.4.1 Réponse en amplitude et en fréquence 105
5.4.2 Dynamique de sillage 107
5.4.3 Estimations des efforts 117
5.5 Intérêt de la rotation pour l'extraction d'énergie 120

Comme il est détaillé dans le Chap. 1, la rotation du cylindre autour de son axe de symétrie induit une modification de la dynamique du sillage et, par voie de conséquence, des efforts de portance et de traînée grâce à l'effet Magnus. Le coefficient de portance d'un profil d'aile classique peut atteindre $C_L = 1.6$. Le coefficient de portance induit par la force de Magnus peut, lui, dépasser $C_L \geq 4\pi$ (voir Sec. 1.4). De plus, la direction de cette force de portance peut être inversée en changeant le sens de la rotation. La rotation est donc largement exploitée dans la littérature comme action de contrôle en raison à la fois de son efficacité et de sa simplicité de mise en œuvre (que ce soit dans les applications numériques ou expérimentales). Il n'est donc pas étonnant que cette stratégie ait également été considérée, par le passé, pour la suppression ou l'optimisation de vibrations induites par vortex. Les travaux numériques de Bourguet et Jacono (2014) ou encore les expériences réalisées à Monash University (Wong *et al.*, 2017, 2018) ont mis en évidence l'intérêt de la mise en rotation alternée d'un cylindre en VIV pour influencer le régime de réponse d'oscillation. Ces différents résultats ont participé à la conception du dispositif expérimental qui va être décrit en Sec. 5.1. Le cas du cylindre fixe est d'abord considéré en Sec. 5.2, afin de déterminer les échelles de temps caractéristiques qui gouvernent l'effet Magnus lors de la mise en rotation du cylindre. L'effet d'une rotation à vitesse constante sur l'amplitude d'oscillation du cylindre en VIV est ensuite examiné à la Sec. 5.3. En accord avec Wong *et al.* (2017), nos expériences montrent que la rotation constante augmente les oscillations uniquement dans la branche initiale du diagramme $(A^* - U^*)$. C'est pourquoi le cas du cylindre en rotation alternée est abordé en Sec. 5.4. Un balayage en amplitude et en fréquence de vitesse de rotation est effectué pour définir un optimum en termes d'amplification des oscillations. L'estimation des efforts permet de conclure en Sec. 5.5

sur l'impact de la rotation pour augmenter le rendement du système en vue d'extraire de l'énergie d'un écoulement.

5.1 Dispositif expérimental pour la mise en rotation du cylindre

Dans le cas particulier du cylindre à section circulaire, l'effet Magnus peut être déclenché grâce à la mise en rotation du cylindre autour de son axe de symétrie. Comme il est détaillé au Chap. 1, cette mise en rotation peut, dans certains cas, affecter de manière significative le sillage par entraînement visqueux, avec comme résultat une force transverse à l'écoulement. La force de portance induite par l'effet Magnus est, dans cette configuration, proportionnelle à la circulation introduite par la rotation du cylindre (Clancy, 1975). C'est pourquoi, la vitesse de rotation Ω est bien souvent considérée comme paramètre de contrôle. Le taux de rotation, α, défini par :

$$\alpha = \frac{\Omega_0}{2U_\infty/D} = \frac{\Omega_0 D}{2U_\infty}, \tag{5.1}$$

est généralement adopté comme variable adimensionnelle. Dans cette étude, deux lois de contrôle sont considérées : (1) une vitesse de rotation constante d'amplitude $\Omega(t) = \Omega_0 \forall t$ et (2) une vitesse de rotation alternée d'amplitude Ω_0 et de fréquence f_r, soit encore $\Omega(t) = \Omega_0 \sin(2\pi f_r t)$.

La mise en rotation du cylindre autour de son axe principal se fait par un motoréducteur à courant continu monté directement sur la plateforme mobile (voir Sec. 2.2 et Fig. 2.2). L'avantage du moteur à courant continu est qu'il permet de contrôler la vitesse de rotation simplement via un signal PWM (modulation de largeur d'impulsion), issu d'un Arduino Due. La Fig. 5.1 illustre la boucle de contrôle servant à commander la rotation du cylindre. La vitesse de rotation imposée par l'utilisateur est transformée en un signal analogique V, qui est ensuite converti en PWM par l'Arduino, qui agit comme un contrôleur pour le moteur.

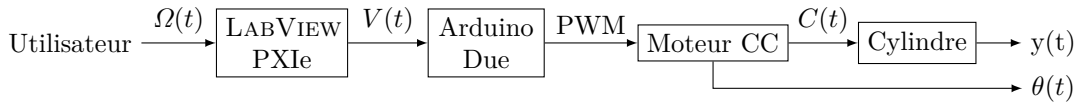


Figure 5.1 – Commande en boucle ouverte de la rotation du cylindre.

Le moteur à courant continu est de faible puissance (2W) afin de limiter sa masse (< 100g) et son encombrement (25mm de diamètre et 60mm de hauteur). Notons que trois rapports de réduction sont disponibles, afin de couvrir une large gamme de vitesse de rotation. La Fig. 5.2 illustre les rapports de rotation atteignables par les trois motoréducteurs en fonction de la vitesse réduite du système U^*. Nous constatons que les motoréducteurs sont surtout limitants en terme de vitesse de rotation minimale. En effet, ces motoréducteurs ont un couple de démarrage en deçà duquel ils ne peuvent pas se mettre en route. Nous utiliserons principalement le moteur dont le rapport de réduction est le plus faible (FIT0522) pour pouvoir atteindre les rapports de rotation minimaux. L'encodeur à 11 impulsions par révolution qui équipe ce moteur renvoie en direct la position angulaire θ du cylindre, ce qui donne, en fonction du rapport de réduction du motoréducteur, une résolution comprise entre 0.44° et 1.6° par pas.

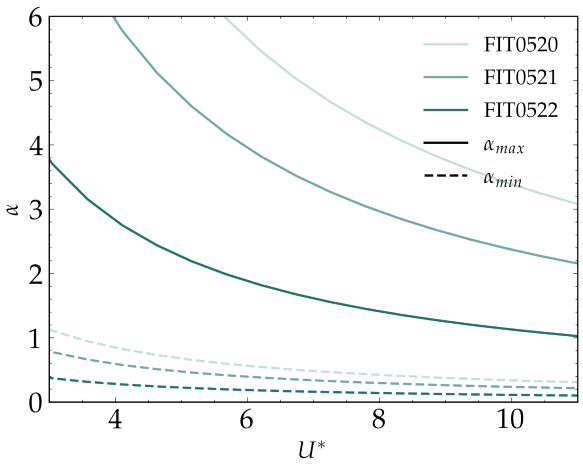


FIGURE 5.2 – Rapport de rotation α en fonction de la vitesse réduite U^* pour les trois rapports de réduction associés aux trois motoréducteurs. Les lignes pleines, respectivement pointillées, correspondent aux rapports de rotation maximum, respectivement minimum, atteignables par les motoréducteurs en question.

5.2 Régime transitoire et temps d'établissement de l'effet Magnus

Dans cette section, le cas du cylindre fixe est utilisé afin d'étudier l'évolution de la force de Magnus durant le régime transitoire de la mise en rotation. Pour cela, des mesures PIV résolues dans le temps sont utilisées. Le coefficient de portance C_L est estimé à partir de la circulation calculée sur un contour fermé autour du cylindre, soit :

$$C_L = \frac{F_\Gamma}{\frac{1}{2}\rho D U_\infty^2}, \tag{5.2}$$

où F_Γ est la force de portance (par unité de longueur du cylindre) induite par la circulation Γ autour du cylindre. Cette force s'estime avec le théorème de Kutta-Joukowski (Clancy, 1975) :

$$F_\Gamma = \rho \Gamma U_\infty, \tag{5.3}$$

où Γ est la circulation autour du cylindre, calculée sur un contour fermé $\mathcal{C}$,

$$\Gamma = \oint_{\mathcal{C}} \boldsymbol{U} \cdot \boldsymbol{dl} \tag{5.4}$$

Finalement, nous calculons le coefficient de portance comme :

$$C_L = \frac{2 \oint_{\mathcal{C}} \boldsymbol{U} \cdot \boldsymbol{dl}}{D U_\infty} \tag{5.5}$$

Pour calculer la circulation autour du cylindre, les champs de vitesse sont mesurés tout autour de lui. L'arrangement utilisé précédemment (voir Chap. 2) présente une zone d'ombre à l'avant du cylindre. Dans le nouveau montage mis en place pour ces essais, deux lasers synchronisés éclairent l'ensemble de l'écoulement autour du cylindre, le déficit d'ensemencement ne permettant pas d'obtenir un éclairage suffisant des particules par une réflexion avec un miroir. La Fig. 5.3 illustre le positionnement des deux lasers par rapport au cylindre. La fréquence d'acquisition des images est limitée par le laser avec la fréquence d'impulsion maximale la plus basse, qui est de

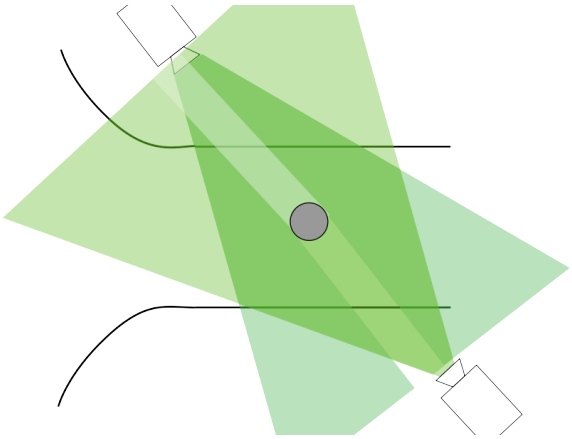


FIGURE 5.3 – Agencement des deux plans lasers par rapport au cylindre pour l'étude sur la mise en rotation du cylindre.

20Hz. La résolution spatiale atteinte pour ce cas est $dx = dy = 0.051D$. La vitesse incidente pour cette étude correspond à celle pour laquelle $U^* = 8.4$ pour le système oscillant, soit :

$$U_\infty = U^* f_n D \quad \text{et} \quad Re = \frac{U^* f_n D^2}{\nu} \approx 9000 \tag{5.6}$$

La Fig. 5.4 montre l'évolution du taux de rotation α durant la mise en rotation du cylindre. Dans les trois cas de vitesse angulaire maximale étudiés, le moteur met entre 0.23 s et 0.80 s à atteindre 90% de sa vitesse moyenne en rotation. Le cas où la vitesse moyenne est la plus rapidement atteinte est celui pour lequel la commande en vitesse de rotation est la plus élevée.

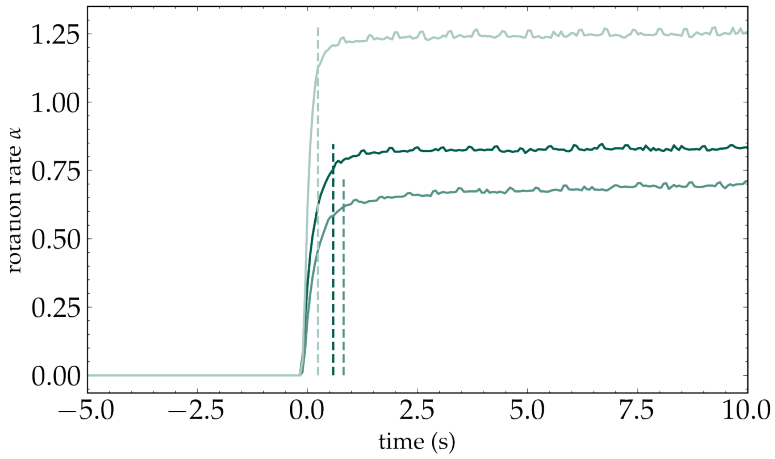


FIGURE 5.4 – Évolution du taux de rotation α en fonction du temps lors de la mise en rotation pour les trois taux de rotation $\alpha = 0.68$, $\alpha = 0.82$ et $\alpha = 1.25$. Les droites verticales en pointillés correspondent au temps de mise en rotation à 90% de la vitesse angulaire moyenne finale.

La Fig. 5.5 illustre les champs moyens de vitesse pour des taux de rotation croissants. Le champ de vitesse autour du cylindre fixe ($\alpha = 0$), visible sur la Fig. 5.5(a), est symétrique. Dans les cas avec rotation, la zone de déficit de vitesse s'incline d'autant plus par rapport à l'axe de symétrie que le taux de rotation est important. Une zone de survitesse d'un côté du cylindre est observée. Cette asymétrie dans l'écoulement proche du cylindre est représentative d'une dissymétrie

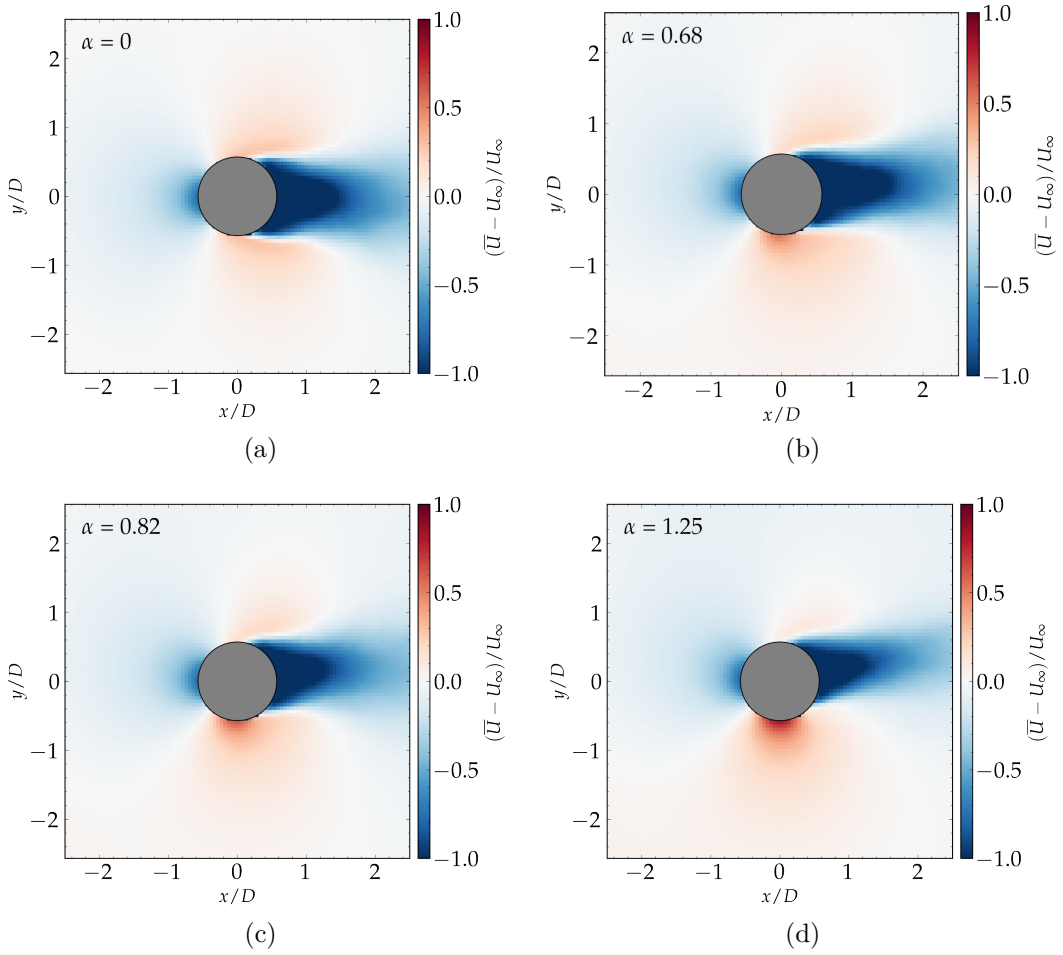


FIGURE 5.5 – Champs moyens de vitesse autour du cylindre sans rotation (a) et avec rotation constante croissante : (b) $\alpha = 0.68$, (c) $\alpha = 0.82$, (d) $\alpha = 1.25$. Nombre de Reynolds $Re \approx 9000$.

du champ de pression, conduisant à la force de portance, évaluée par la circulation. Le contour $\mathcal{C}$ choisi pour calculer la circulation est un cercle de rayon $D/2 + e$ où e est l'écartement du contour par rapport au cylindre. Les séries temporelles de la circulation Γ en fonction de l'écartement e choisi, non illustrées ici pour des raisons de concision, convergent vers un signal périodique autour d'une valeur moyenne qui permet d'obtenir le coefficient de portance moyen. Ainsi, un écartement minimal est nécessaire pour avoir des résultats fiables. En effet, en deçà d'un certain écartement ($e \leq 3.5\,dx/D$), l'estimation du coefficient de portance moyen exercé sur le cylindre sans rotation est loin de la valeur $\overline{C_L} = 0$ attendue. L'estimation du coefficient de portance moyen en fonction de e est illustrée sur la Fig. 5.6(a). Une erreur sur le coefficient de portance du cylindre sans rotation est présente, mais est minimale pour $e/dx = 3.5$. De plus, pour la même valeur d'écartement, la portance estimée est maximale dans les cas avec rotation. Au-delà de cet écartement, l'estimation de la portance moyenne diminue à cause des cisaillements dans le sillage. La Fig. 5.6(b) montre les différents contours sur lesquels la circulation est calculée. Les écartements les plus faibles donnent des contours trop proches de la paroi du cylindre, où le manque de particules empêche le calcul de la vitesse par corrélation.

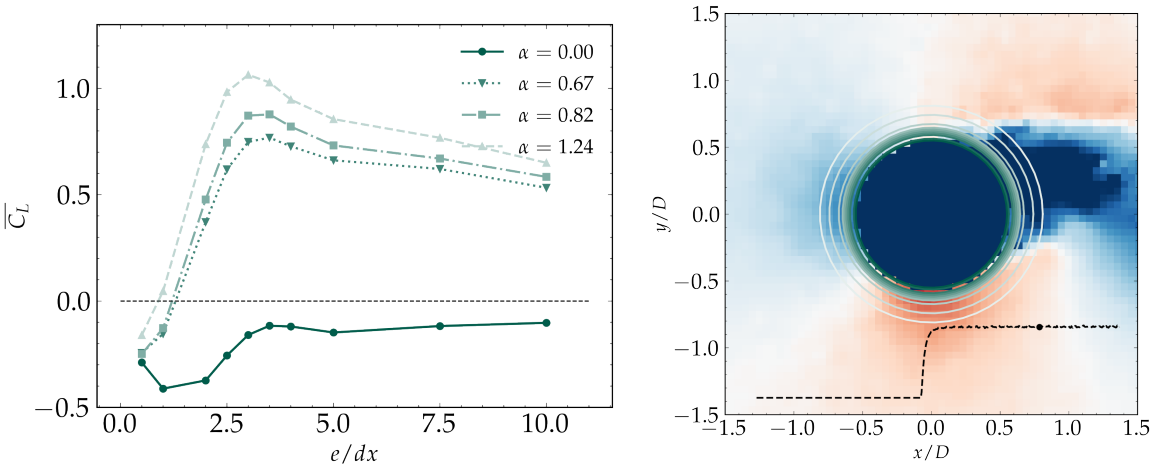


FIGURE 5.6 – (a) Moyenne du coefficient de portance estimé par la circulation sur le contour $\mathcal{C}$ de rayon $\frac{D}{2}+e$ par (5.5) en fonction de l'écartement e au cylindre pour des taux de rotation α croissants. (b) Position des contours $\mathcal{C}$ utilisés pour calculer la circulation. Nous avons superposé la composante longitudinale u d'un champ de vitesse instantané obtenu pour $\alpha = 1.24$. Le graphique en pointillés dans la partie basse représente le signal temporel de la vitesse de rotation du cylindre α et la position de l'instantané choisi est mis en évidence par le marqueur circulaire. Dans ce cas, la rotation est bien établie.

A partir de l'évaluation instantanée de la circulation, nous estimons : (1) la valeur du coefficient de portance moyen du cylindre en rotation $\overline{C_{L,\alpha}}$ et (2) le temps $\tau_{0.9}$ pour que le coefficient de portance atteigne $0.9\,\overline{C_{L,\alpha}}$. La Fig. 5.7 représente les évolutions temporelles du coefficient de portance et de sa moyenne glissante sur une période de lâcher tourbillonnaire pour plusieurs valeurs de α. Pour les cas à faible taux de rotation ($\alpha < 1$), l'établissement de la force de Magnus est relativement rapide (environ une période de C_L), alors que dans le cas à taux de rotation plus important (voir Fig. 5.7(c)) la force de Magnus met plus de trois périodes à s'établir. Les résultats sont synthétisés dans le Tab. 5.1. Les coefficients de portance sont proches, voire plus importants, que ceux générés par le lâcher tourbillonnaire (voir Sec. 3.3). Par ailleurs, le temps d'établissement est relativement rapide pour les taux de rotation faibles. Par conséquent, la rotation du cylindre peut être vue comme un moyen supplémentaire de contrôler l'écoulement et influencer son amplitude d'oscillation, que ce soit en rotation à vitesse constante (voir Sec. 5.3) ou en imposant une rotation alternée (voir Sec. 5.4).

(a) $\alpha_{\max} = 0.67$

(b) $\alpha_{\max} = 0.82$

(c) $\alpha_{\max} = 1.24$

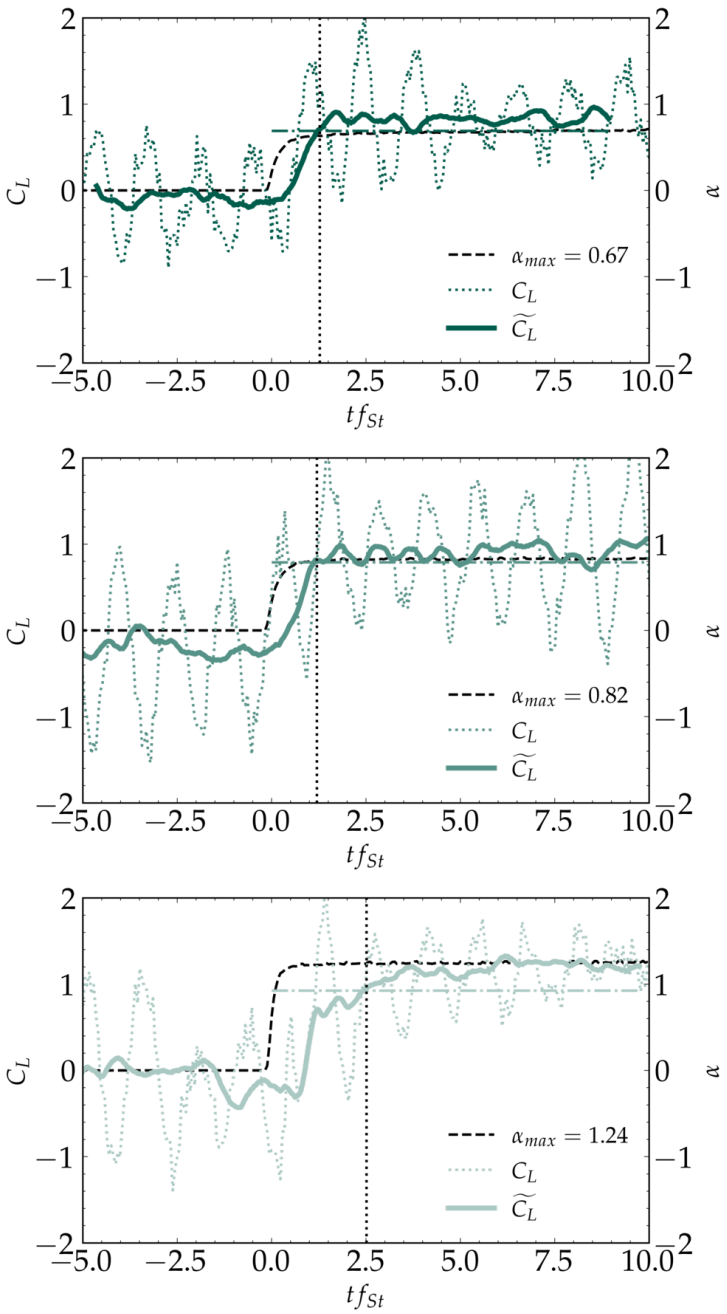


FIGURE 5.7 – Evolution temporelle du coefficient de portance $C_{L,\alpha}$ estimé par la circulation sur une durée comprenant la phase de mise en rotation du cylindre. La moyenne glissante de C_L, notée $\widetilde{C_L}$ est représentée en traits pleins. Taux de rotation croissant : (a) $\alpha_{\max} = 0.67$, (b) $\alpha_{\max} = 0.82$, (c) $\alpha_{\max} = 1.24$.

$\alpha_{\max}$	$\tau_{0.9} \cdot f_{St}$	$\overline{C_L}$
0.67	1.28	0.85
0.82	1.20	1.05
1.24	2.51	1.12

TABLEAU 5.1 – Récapitulatif des paramètres d'établissement de la force de Magnus pour trois taux de rotation croissants.

5.3 Vitesse de rotation constante

Les résultats de Wong *et al.* (2017) suggèrent qu'imposer une vitesse de rotation constante au cylindre modifie la réponse en amplitude et en fréquence du cylindre oscillant. Dans le but d'extraire de l'énergie du système, nous nous intéressons aux cas qui augmentent l'amplitude des oscillations.

La Fig. 5.8 illustre l'augmentation (ou la diminution) de l'amplitude des oscillations du cylindre par rapport à celle sans rotation en fonction du taux de rotation α. Les changements les plus importants sont obtenus pour des vitesses réduites correspondant au régime de désynchronisation. Ainsi, pour $\alpha = 1.4$, nous obtenons 5 fois l'amplitude initiale pour $U^* = 11.2$. Notons cependant qu'en valeur absolue, les amplitudes restent faibles ($A^*_{\max} = 0.2$) et qu'au-delà de $\alpha \gtrsim 2$, la rotation du cylindre diminue les amplitudes d'oscillation, voire les supprime complètement. La suppression des oscillations par rotation du cylindre s'observe également pour les autres vitesses réduites. Dans tous les cas, les oscillations diminuent pour $\alpha \gtrsim 2$. Sur la branche supérieure, cette atténuation des VIV intervient pour $\alpha = 1$. Dans ce cas-là, aucune augmentation d'amplitude par rotation n'est d'ailleurs observée. Dans le cas de la branche inférieure ($U^* = 8.4$), l'amplitude des oscillations reste similaire à celle sans rotation jusqu'à $\alpha \gtrsim 1.9$, où la rotation diminue l'amplitude des vibrations. Le seul cas où les VIV étaient déjà significatives, et où la rotation constante augmente encore leur amplitude, est le cas de la branche initiale ($U^* = 4.8$). L'amplitude des vibrations est multipliée par deux pour atteindre un niveau de $0.6D$ pour $\alpha = 0.8$. Cette augmentation d'amplitude des oscillations peut s'expliquer par le fait qu'en introduisant une perturbation dans la branche initiale, qui est instable, la dynamique bascule sur la branche supérieure.

Nos résultats montrent, de manière similaire à Wong *et al.* (2017), que la mise en rotation constante du cylindre peut servir principalement à diminuer l'amplitude des vibrations pour des taux de rotation $\alpha \geq 2$. Par ailleurs, un taux de rotation faible n'empêche pas le lâcher tourbillonnaire et il subsiste une force de portance cyclique. A partir de $\alpha \geq 2$, une transition apparaît où l'instabilité est atténuée. L'étude de Badr *et al.* (1990) sur l'écoulement transitoire autour d'un cylindre en rotation avait déjà montré des résultats similaires sur le développement de la force de Magnus.

Dans tous les cas étudiés, le cylindre trouve une nouvelle position moyenne $\overline{y}$, plus ou moins écartée de sa position d'origine, en fonction de la force de Magnus qui est proportionnelle à la vitesse de rotation. Lorsqu'il y a augmentation des amplitudes d'oscillation par rotation continue, celle-ci s'accompagne d'une dissymétrie. Le cylindre oscille autour d'une nouvelle position d'équilibre et le sillage est dévié. Cette solution ne s'est pas révélée intéressante d'un point de vue du rendement comme l'ont constaté récemment Zhao *et al.* (2022) expérimentalement.

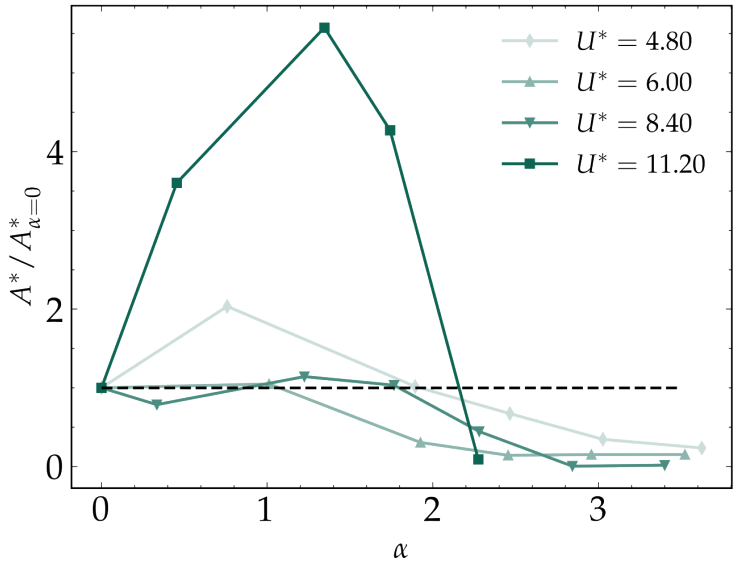


FIGURE 5.8 – Influence du rapport de rotation α sur le ratio des amplitudes d'oscillation du cylindre A^* avec rotation au cas sans rotation ($A^*_{\alpha=0}$). Quatre valeurs de vitesse réduite U^* sont représentées, chacune correspondant à un point caractéristique du diagramme d'amplitude classique ($U^* = 4.8$: branche initiale, $U^* = 6$: branche supérieure, $U^* = 8.4$: branche inférieure, $U^* = 11.2$: désynchronisation). La ligne horizontale en pointillés correspond à $A^*/A^*_{\alpha=0} = 1$.

5.4 Rotation alternée

Dans cette section, la loi de commande considérée pour la rotation du cylindre est

$$\Omega(t) = \Omega_0 \sin(2\pi f_r t) \tag{5.7}$$

Les oscillations de la rotation sont alors caractérisées par deux paramètres adimensionnels :

$$\alpha = \frac{\Omega_0 D}{2U_\infty} \quad \text{et} \quad f_r^* = \frac{f_r}{f_0} \tag{5.8}$$

où Ω_0 est la vitesse de rotation maximale, f_r la fréquence de rotation et f_0 la fréquence des oscillations du cylindre sans rotation dans un écoulement à la vitesse incidente U_∞. Cette loi de commande est appliquée de la même manière que pour la rotation constante (voir Fig. 5.1). La vitesse de rotation est vérifiée par le retour de l'encodeur du moteur.

5.4.1 Réponse en amplitude et en fréquence

La rotation constante n'a que peu d'influence sur l'amplitude des VIV sur la branche inférieure (voir Sec. 5.3). C'est donc le régime choisi pour étudier l'influence des paramètres α et f_r^*. La Fig. 5.9 montre une cartographie des amplitudes d'oscillation mesurées en fonction du couple de paramètre (α, f_r^*). Les plus grandes amplitudes d'oscillation apparaissent pour des fréquences de forçage très proches de la fréquence d'oscillation sans rotation ($f_r^* \approx 1$). La vitesse de rotation donnant les plus grandes amplitudes est centrée autour de $\alpha \approx 1$. L'amplitude des oscillations diminue lorsque la vitesse de rotation est augmentée au-delà de $\alpha \geq 1.6$. D'après les observations de la Sec. 5.2, la force de Magnus transitoire met d'autant plus de temps à s'établir que le taux de rotation est important, ce qui peut expliquer la diminution de l'efficacité du forçage aux taux de

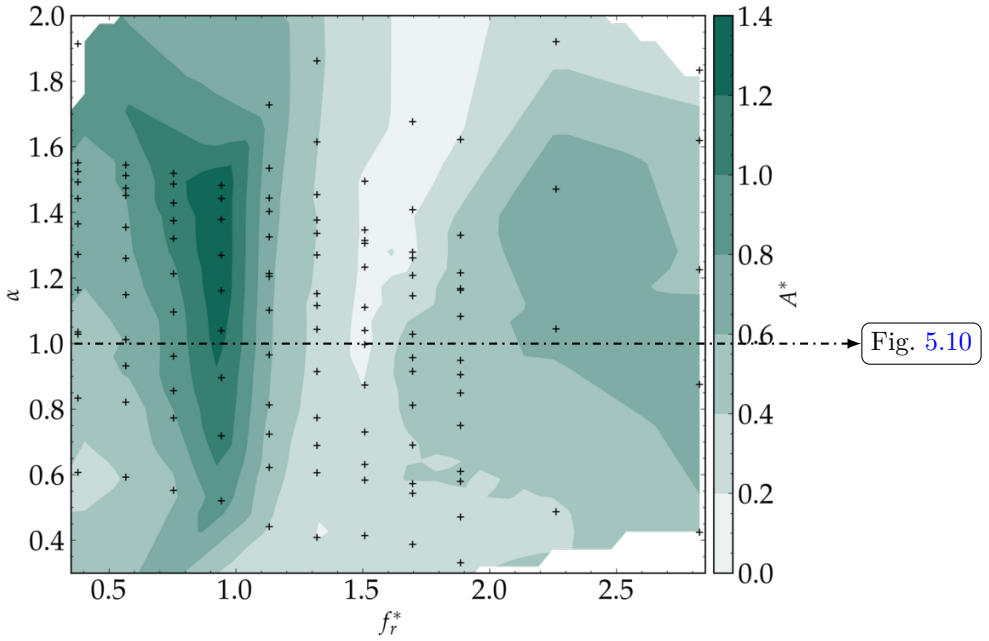


FIGURE 5.9 – Influence des paramètres de rotation (α, f_r^*) sur l'amplitude d'oscillation du cylindre à vitesse réduite $U^* = 8.4$ (branche inférieure).

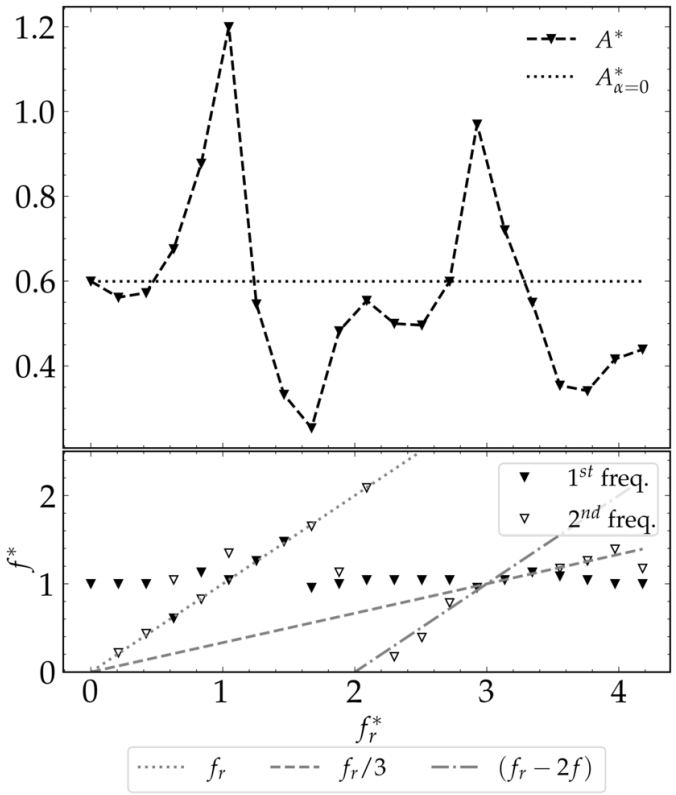


FIGURE 5.10 – Profils de la réponse en amplitude et en fréquence en fonction de f_r^* pour $\alpha \approx 1$ et $U^* = 8.4$ (branche inférieure).

rotation importants. L'amplitude des oscillations diminue fortement pour la plage de fréquence de forçage $1.2 \lesssim f_r^* \lesssim 2$, valeurs pour lesquelles une désynchronisation totale peut être observée. Une nouvelle synchronisation apparaît pour $f^* \approx 2.5$ et pour $\alpha \approx 1$, où les amplitudes de vibrations sont proches ou légèrement supérieures au niveau des oscillations sans rotation (pour rappel, $A^* = 0.6$ pour $U^* = 8.4$).

La Fig. 5.10 détaille la réponse en amplitude et en fréquence en fonction de f_r^* pour une valeur fixe du taux de rotation $\alpha \approx 1$. Deux pics en amplitude sont présents autour de $f_r^* = 1$ et de $f_r^* = 3$ où les oscillations atteignent des niveaux 2 fois et $1,5$ fois supérieurs à l'amplitude d'oscillation du cas sans rotation (matérialisé par la droite horizontale en pointillés). Entre ces deux fréquences de forçage, les amplitudes sont fortement atténuées. La réponse en fréquence indique que le cylindre oscille proche de la fréquence naturelle du système, sauf lorsque la fréquence de forçage est proche de f_0 ou $3f_0$. Pour ces valeurs spécifiques, l'oscillation présente deux fréquences principales : f_0 et la fréquence de forçage f_r, dans le cas du premier pic, ou à un tiers de la fréquence de forçage, dans le cas du second pic d'amplitude. Le deuxième accrochage a été nommé « TLO » pour *Tertiary Lock-On* par Wong *et al.* (2018). Des fréquences d'oscillations différentes de celles citées ci-dessus sont également observées entre $2.2 \lesssim f_r^* \lesssim 2.8$. Celle-ci correspondent à une fréquence de battement entre la fréquence de forçage et la première harmonique de la fréquence d'oscillation sans rotation, matérialisée par la droite (- - -) sur la Fig. 5.10.

La Fig. 5.11 illustre l'amplitude des oscillations pour les paramètres de forçage ($\alpha = 1, f_r^* = 1$) en fonction de la vitesse réduite. De manière similaire à Wong *et al.* (2018), l'amplitude des vibrations est diminuée pour les vitesses réduites $U^* \lesssim 7$, soit encore pour les branches initiale et supérieure. Dans le cas du forçage en rotation, ces branches n'existent d'ailleurs plus et l'amplitude des oscillations augmente presque linéairement avec la vitesse réduite U^*. Pour le cas de la branche inférieure, la rotation augmente l'amplitude des oscillations par rapport au cas sans rotation. L'amplitude A^* augmente linéairement avec U^* jusqu'à $U^* \approx 9$ où l'amplitude des oscillations atteint un plateau pour $A_{10}^* \approx 1.5$. Aux vitesses réduites plus élevées ($U^* > 11$), le forçage en rotation alternée semble empêcher la désynchronisation. Notons que le démarrage de la rotation n'est pas réglé de telle sorte à être en phase avec le mouvement d'oscillation du cylindre. Les deux phénomènes se mettent naturellement en phase au bout de quelques cycles.

5.4.2 Dynamique de sillage

Devant la multiplication des paramètres de contrôle, la mesure systématique des champs de vitesse par PIV ne paraît pas adaptée. C'est pourquoi nous avons profité des visualisations par bulles d'hydrogène, afin d'identifier les motifs dans le sillage, et ainsi préparer une étude plus quantitative sur des points d'intérêt. La méthode de génération des bulles d'hydrogène pour la visualisation est détaillée en Sec. 2.4.3. Les fronts de bulles se matérialisent par des lignes blanches qui correspondent à des « lignes de temps ». Leur déformation nous renseigne sur la modification du champ de vitesse. Des lignes qui s'écartent les unes des autres entre deux images consécutives indiquent une augmentation de vitesse. Des lignes qui se rapprochent indiquent au contraire une diminution de vitesse. Les structures tourbillonnaires se matérialisent par l'enroulement de ces lignes autour d'une zone plus sombre. La fréquence des fronts de bulles étant la même que celle de l'acquisition des images, seules les composantes instationnaires de l'écoulement sont visibles d'une image à l'autre. L'espacement entre les lignes peut également être exploitée pour calculer la vitesse locale. La Fig. 5.12 donne un exemple d'instantanés consécutifs. Certaines des bulles générées sont captées par les vitesses de faible amplitude dans la couche limite du cylindre. Au point de décollement, elles passent de nouveau dans l'écoulement. Elles sont alors à l'origine des lignes horizontales qui interrompent les lignes verticales. Ainsi, à l'instant $t - 1/f_{H_2}$ (Fig. 5.12(a)), le point de décollement sur le cylindre (matérialisé par le segment droit continu) est situé à environ 80° par rapport à l'horizontale. Ce même point de décollement se décale vers 90° à l'instant t (Fig. 5.12(b)), puis vers 110° à l'instant $t + 1/f_{H_2}$ (Fig. 5.12(c)). Ce décalage du point de décollement participe à l'apport de rotationnel dans la couche de cisaillement matérialisée en

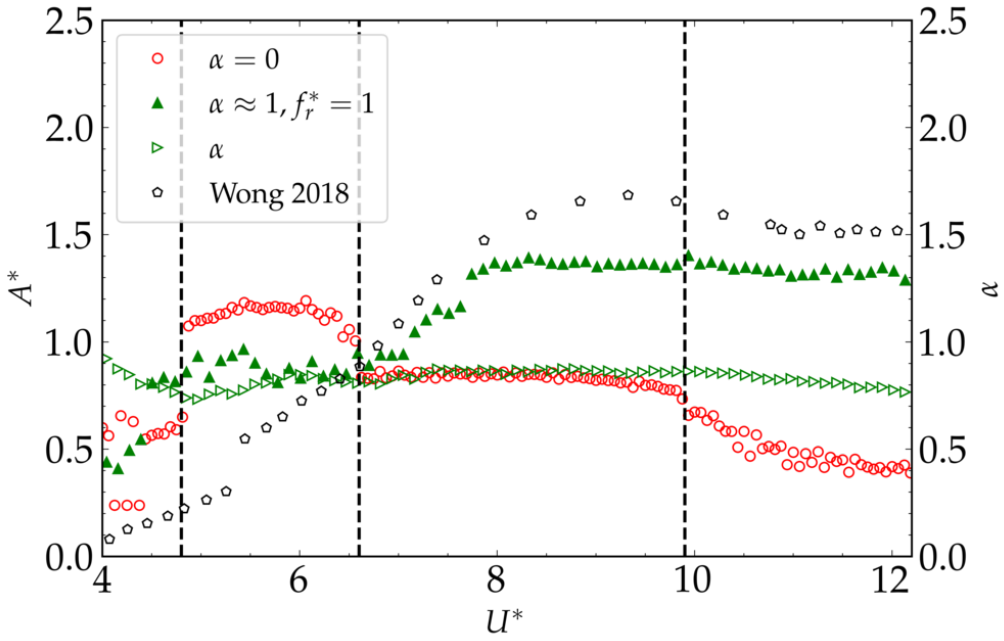
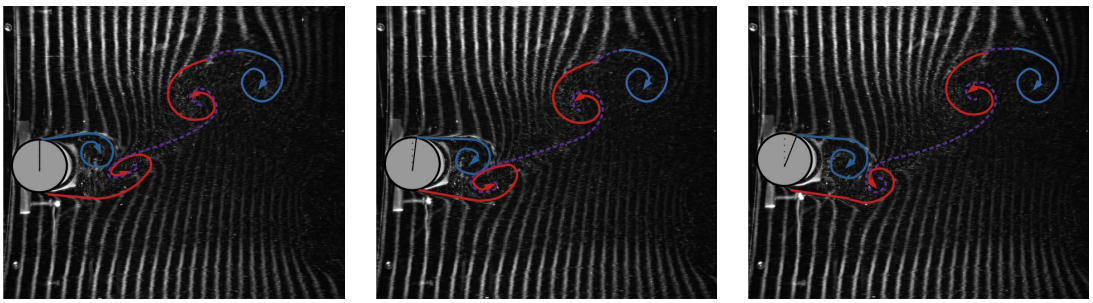


FIGURE 5.11 – Amplitude des oscillations du cylindre avec forçage en rotation alternée pour $\alpha \approx 1$, $f_r^* = 1$ (▲). La commande en rotation du moteur, ne permettant de maintenir le taux de rotation α qu'à environ 10% près, le taux de rotation mesuré est indiqué par les symboles (▷). Pour comparaison, nous reportons les mesures de Wong *et al.* (2018) pour des paramètres de rotation similaires (⬠) et le cas sans rotation (○).



(a) Instant $t - 1/f_{H_2}$ (b) Instant t (c) Instant $t + 1/f_{H_2}$

FIGURE 5.12 – Visualisations instantanées consécutives du cas de référence sans rotation sur la branche inférieure ($U^* = 8.4$). La fréquence d'acquisition des images est synchronisée avec la pulsation des fronts de bulles d'hydrogène à $f_{H_2} = 10$ Hz. Le segment droit continu représenté sur le cylindre marque la position du décollement.

bleu et rouge sur la figure. Au cours des instants présentés, les centres d'enroulement des deux couches de cisaillement de signe opposé s'éloignent vers l'aval du cylindre. Tout en s'éloignant, il se forme alors une paire de structure tourbillonnaire de signe opposé. Une paire similaire lâchée auparavant est visible dans la partie supérieure droite de l'image. Toutes ces structures évoluent elles aussi entre les différents instants capturés, en se déplaçant vers l'aval et en se réduisant progressivement. Au cours des instants présentés, les centres d'enroulement des deux couches de cisaillement de signe opposé s'éloignent vers l'aval du cylindre. Tout en s'éloignant, il se forme alors une paire de structure tourbillonnaire de signe opposé. Une paire similaire lâchée auparavant est visible dans la partie supérieure droite de l'image. Toutes ces structures évoluent elles aussi entre les différents instants capturés, en se déplaçant vers l'aval et en se dissipant progressivement, comme le montrent les images de la Fig. 5.13. Dans les Fig. 5.13(0) et (2), le cylindre a atteint sa position extrême et vient de faire demi-tour. La structure de vorticité négative (bleu) a atteint une taille maximale mais reste encore attachée au cylindre. Alors que le cylindre se dirige vers le centre (Fig. 5.13(4)), la nappe tourbillonnaire contenant de la vorticité de signe négatif heurte la nappe tourbillonnaire déjà enroulée de signe opposé. L'apport de vorticité négative à partir du décollement sur la paroi du cylindre est coupé et une structure tourbillonnaire contenant de la vorticité de signe négatif se détache. La structure englobant la vorticité positive voit son diamètre augmenter entre les Fig. 5.13(4) et (6). Pendant ce temps, le cylindre poursuit son oscillation vers sa position extrême inverse. La distance entre le point de décollement et le centre de la structure de vorticité positive augmente (en Fig. 5.13(8)) et la nappe tourbillonnaire du côté opposé coupe à son tour son alimentation en vorticité. Une nouvelle structure de vorticité positive commence à se former en Fig. 5.13(10), en maintenant un lien avec la précédente, observable par les courbures des lignes de bulles verticales. Les structures sont convectées par paires contrarotatives identifiables par des zones en forme de "champignon". Cet agencement correspond au motif $2P$ typique de la branche inférieure. Les Fig. 5.13(12-22) correspondent à la deuxième partie de la période décrite par les Fig. 5.13(0-10). Nous constatons que les mêmes étapes se reproduisent symétriquement.

La longueur d'onde λ_i est estimée pour l'instantané i en déterminant les positions de chaque structure ou paire de structures tourbillonnaires dans chaque rangée, et en évaluant leur distance moyenne dans la direction de l'écoulement. Une moyenne sur environ 15 instantanés est réalisée. Dans l'exemple illustré sur la Fig. 5.14, la demi-longueur d'onde est estimée à $\lambda/2 = 3.4D$ avec une dispersion de 10%. L'écartement transversal entre les deux rangées de structures tourbillonnaires est d'environ $2.4D$, avec une dispersion de 15%. Les visualisations par bulles d'hydrogène permettent d'observer rapidement les modifications dans le sillage en fonction des paramètres de contrôle.

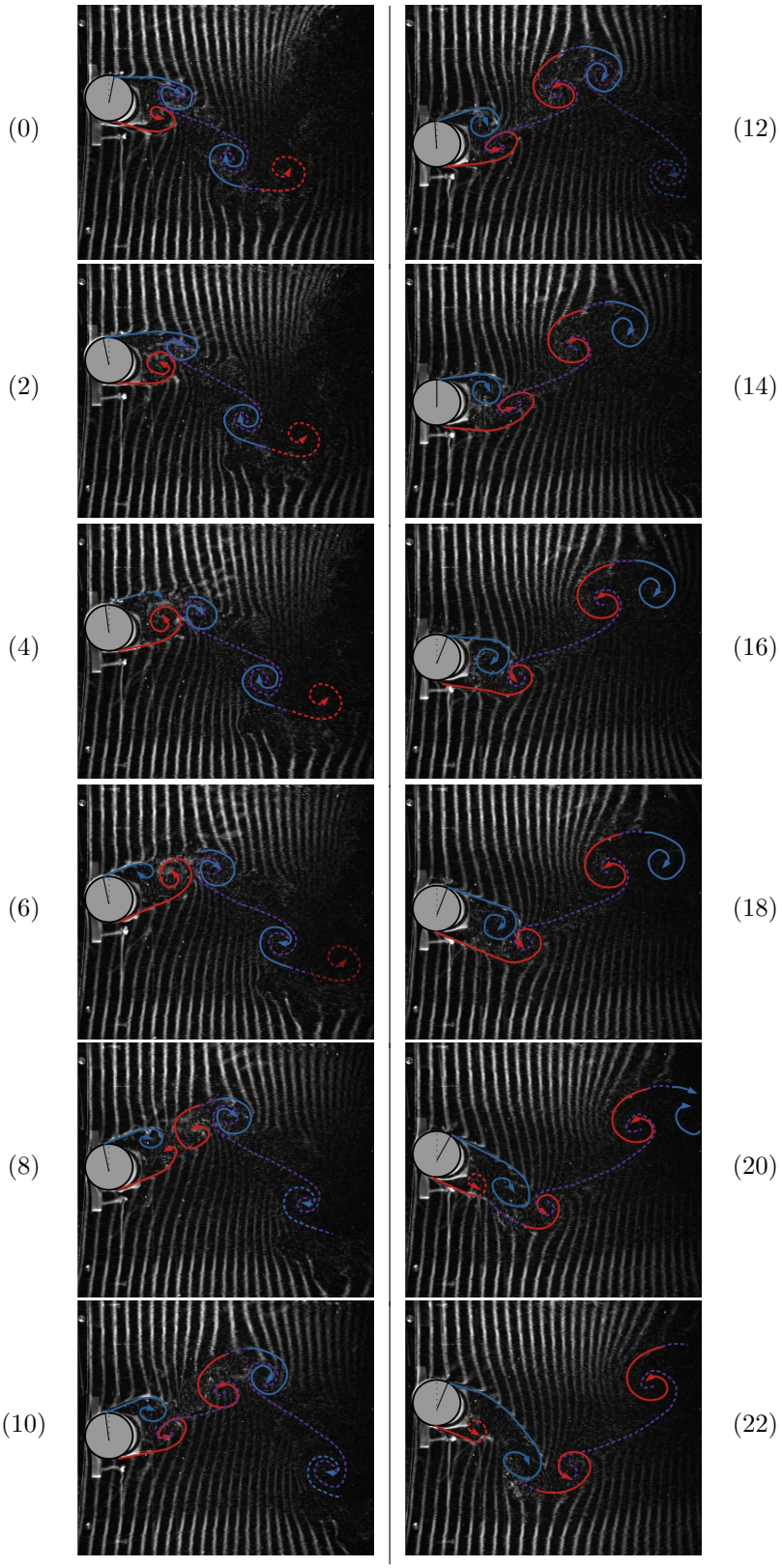


FIGURE 5.13 – Séquence de visualisations instantanées du cas de référence sans rotation sur la branche inférieure ($U^* = 8.4$). Fréquence d'acquisition des images synchronisée avec la pulsation des front de bulles d'hydrogène à $f_{H_2} = 10$ Hz. Le numéro (i) de l'image correspond à l'instant $t + i/f_{H_2}$, $i = 0, \cdots, 22$.

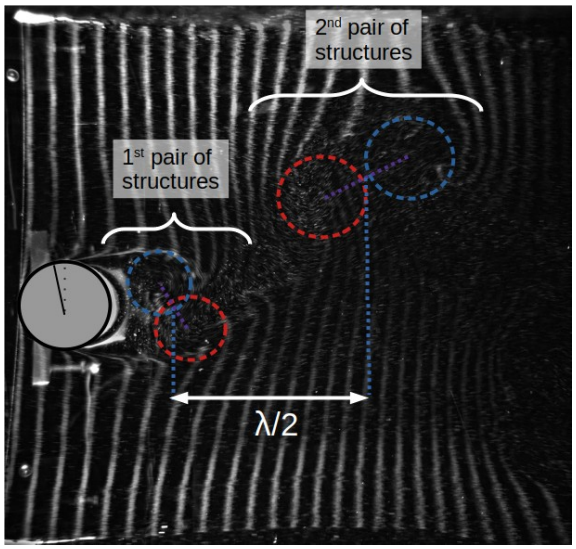


FIGURE 5.14 – Exemple d'estimation des positions des structures tourbillonnaires et évaluation de la longueur d'onde λ.

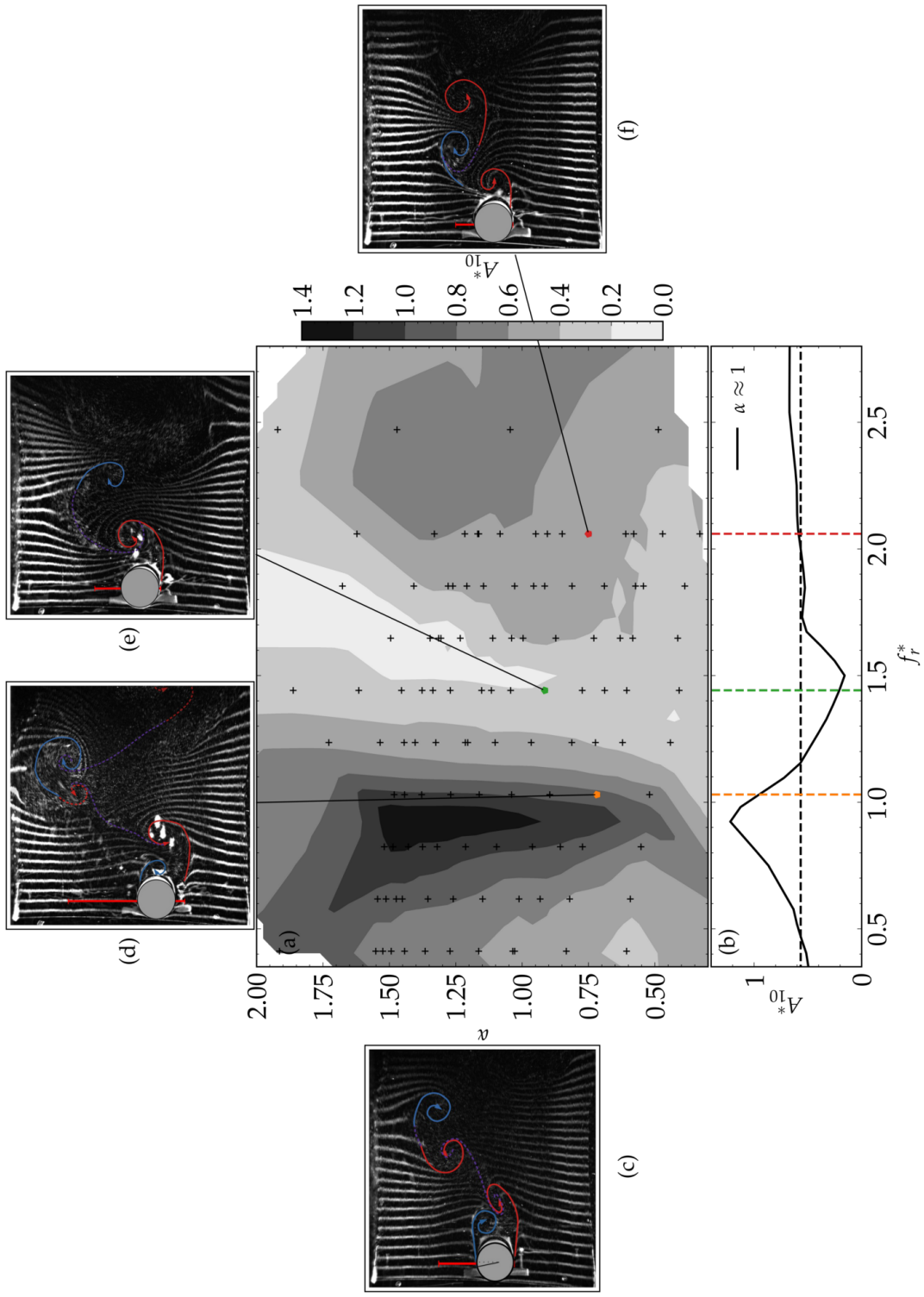


FIGURE 5.15 – Influence de la rotation alternée sur la dynamique du cylindre et du sillage pour $U^* = 8.4$ (branche inférieure). (a) Amplitude d'oscillation en fonction des paramètres de rotation $[\alpha, f_r^*]$. (b) Amplitude de rotation en fonction de f_r^* pour un taux de rotation constant $\alpha \approx 1$. La ligne horizontale représente l'amplitude des oscillations du cas sans rotation ($A^*_{10} = 0.56$), les lignes verticales correspondent aux fréquences de forçage des cas dont les visualisations sont présentées en (d), (e) et (f). Visualisations par bulles d'hydrogène (fréquence d'impulsion : $f_{H_2} = 10$ Hz, 1 front de bulles de durée $0.2/f_{H_2}$) : (c) Cas de référence sans rotation, (d) rotation $\alpha = 0.72$, $f_r^* = 1.03$, (e) rotation $\alpha = 0.92$, $f_r^* = 1.44$, (f) rotation $\alpha = 0.75$, $f_r^* = 2.06$. Les configurations (d), (e) et (f) sont encore analysées sur la Fig. 5.16.

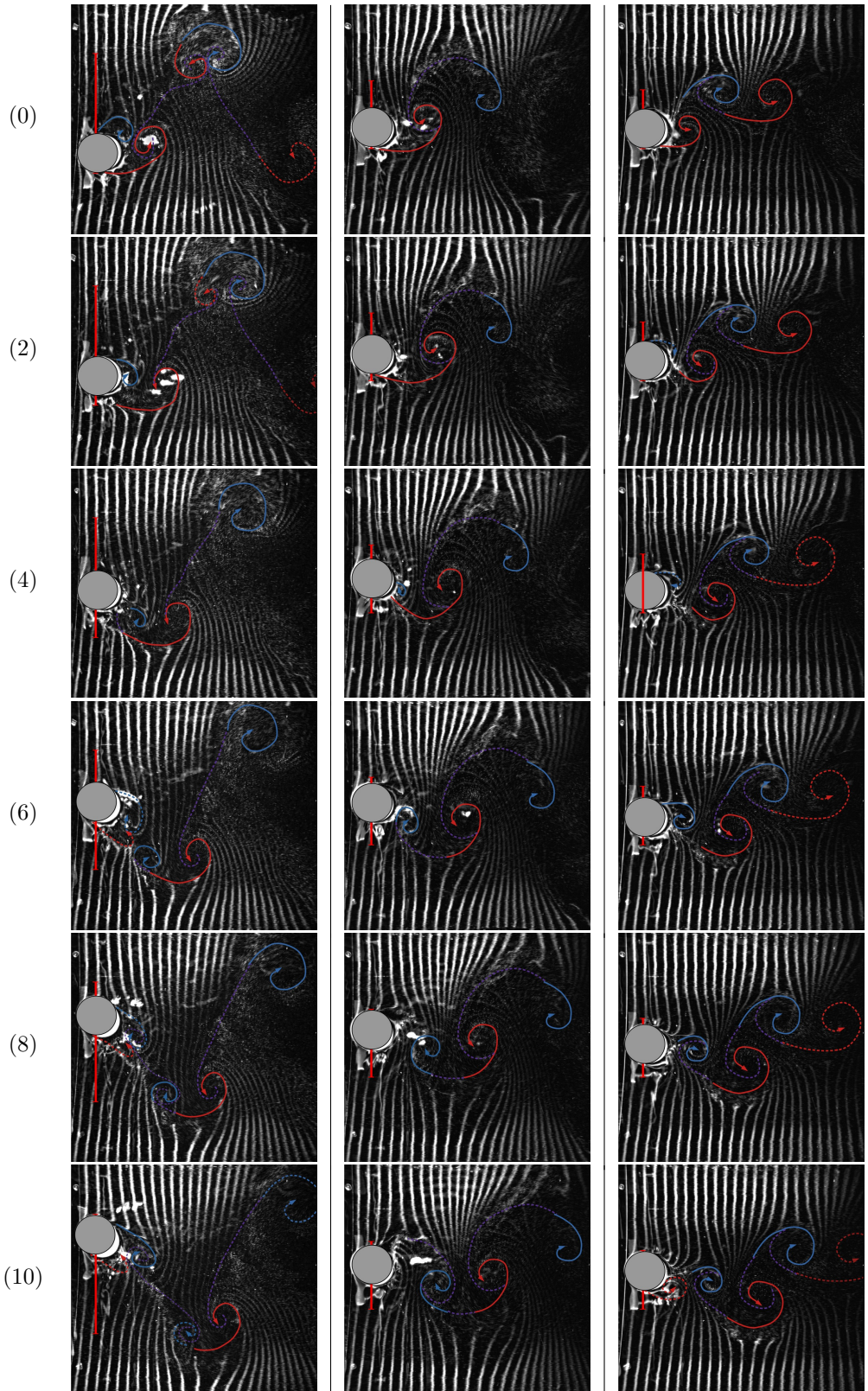
A titre d'exemple, la Fig. 5.15 résume l'évolution des structures tourbillonnaires pour des cas de forçage alterné à une vitesse réduite de $U^* = 8.4$ (branche inférieure) déjà analysée à la Sec. 5.4.1. La cartographie des amplitudes d'oscillation en fonction des paramètres de rotation est présentée en Fig. 5.15(a). Le gradient des amplitudes d'oscillation est plus prononcé dans la direction f_r^* que dans la direction de α. Un exemple de profil d'amplitude $A^*(\alpha \approx 1, f_r^*)$ est illustré Fig. 5.15(b), où l'amplitude de référence (sans rotation) est reportée par une ligne noire en pointillés. La Fig. 5.15(c) montre une visualisation instantanée du sillage derrière le cylindre en VIV sans rotation. L'amplitude des oscillations augmente fortement lorsque f_r^* se rapproche de 1, c'est-à-dire lorsque la fréquence de forçage en rotation se rapproche de la fréquence d'oscillation du cylindre sans rotation. Cette augmentation de l'amplitude est le résultat d'une résonance entre le forçage en rotation et les VIV déjà présentes. Le sillage est également plus large ($3.6D$) et les structures en rotation semblent plus intenses. Les distances entre deux lignes consécutives, proches de zones identifiées comme tourbillonnaires, sont plus écartées en dessous de la structure rouge illustrée sur la Fig. 5.15(d) et plus serrées en amont de cette même structure, ce qui suggère que le rotationnel y est plus intense. La longueur d'onde $\lambda \approx 2.4D$ est inférieure à celle du cas de référence. Les détails de la localisation des structures à partir de visualisations consécutives sont illustrés sur la Fig. 5.16. Quand la fréquence de forçage en rotation est proche de f_0, un motif de type $2P_0$ apparaît. Deux structures tourbillonnaires se forment alors sur la paroi du cylindre au moment où il atteint sa position extrême (Fig. 5.16(d.0)). Ces deux structures sont lâchées au moment du demi-tour (Fig. 5.16(d.4)). La deuxième structure perd rapidement en intensité (matérialisée en bleu sur les Fig. 5.16(d.8-10)). En effet, plus loin dans le sillage, une seule structure est observée : sur la rangée de gauche dans le sens de l'écoulement, seule la première structure lâchée est visible. Lorsque la fréquence de forçage augmente et s'éloigne de la fréquence d'oscillation, l'amplitude des vibrations diminue fortement, jusqu'à atteindre des niveaux plus faibles que celui de référence à partir de $f_r^* \gtrsim 1.2$. Ce motif est typique du régime d'oscillation de la branche supérieure, où l'amplitude du déplacement est également maximale.

Un cas où la fréquence de forçage semble interférer avec la fréquence d'oscillation est illustré sur la Fig. 5.15(e). Les détails sont fournis sur les instantanés représentés en Fig. 5.16(e) : les amplitudes d'oscillations sont faibles et le sillage reste étroit (environ $2.2D$ de largeur). Plusieurs structures en rotation sont présentes dans le sillage. Elles sont plus rapprochées transversalement que dans les cas (c) et (d). La longueur d'onde est estimée à $\lambda \approx 3.2D$ et le motif s'apparente à un type $2S$.

A partir de $f_r^* > 2$ l'amplitude des oscillations augmente avec un gradient plus faible que lors de la première résonance. Les amplitudes dépassent à nouveau l'amplitude d'oscillation sans rotation. Le sillage correspondant, illustré Fig. 5.15(f), et détaillé en Fig. 5.16(f), présente des structures tourbillonnaires de diamètre plus faible que les cas précédents. Ces structures sont plus nombreuses et plus rapprochées : la longueur d'onde est d'environ $2.3D$ et l'écartement transversal des structures est estimé à $0.8D$. Quatre structures tourbillonnaires sont lâchées par cycle d'oscillation, ce qui forme un nouveau motif dans le sillage, que l'on peut nommer $4S$, à l'instar de Wong *et al.* (2018).

Les visualisations par bulles d'hydrogène ont permis de sélectionner un nombre restreint de cas d'intérêt à étudier plus en détail à l'aide de champs PIV. Les champs de vitesses moyennes et fluctuantes sont représentés sur la Fig. 5.17 en fonction des paramètres de rotation sélectionnés. Le cas de référence (sans rotation) du régime d'oscillation de la branche inférieure est rappelé en Fig. 5.17(a). Comme il est détaillé en Sec. 3.2.2, les oscillations sont d'amplitudes réduites (environ $\pm 0.5D$) et le sillage est symétrique. Plus largement, celui-ci est caractérisé par une étendue transverse, d'abord limitée à celle de l'amplitude d'oscillation du cylindre, qui s'étend en influence en aval dès $x/D \simeq 1.8$. Cela se traduit par un déficit en vitesse moyenne avec un extremum immédiatement derrière le cylindre et un maximum global de $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ vers $x/D \simeq 1.8$ et $y/D = 0$, qui correspond à la position des lâchers tourbillonnaires.

Lorsque la rotation alternée est mise en route à une fréquence proche de l'oscillation naturelle



(d) $\alpha = 0.72$, $f_r^* = 1.03$ motif $2P_0$ | (e) $\alpha = 0.92$, $f_r^* = 1.44$ motif $2P$ | (f) $\alpha = 0.75$, $f_r^* = 2.06$ motif $4S$

FIGURE 5.16 – Visualisations instantanées consécutives des cas avec rotation alternée (d), (e) et (f) de la Fig. 5.15. Pour rappel : (d) : $\alpha = 0.72$, $f_r^* = 1.03$, (e) : $\alpha = 0.92$, $f_r^* = 1.44$, (f) : $\alpha = 0.75$, $f_r^* = 2.06$. Les structures tourbillonnaires sont matérialisées par les flèches de couleur. Dans tous les cas, la vitesse réduite est fixée à $U^* = 8.4$. La fréquence d'acquisition de l'image est synchronisée avec la pulsation du front de bulles d'hydrogène à $f_{H_2} = 10$ Hz. Le numéro (i) de l'image correspond à l'instant $t + i/f_{H_2}$, $i = 0, \cdots, 10$.

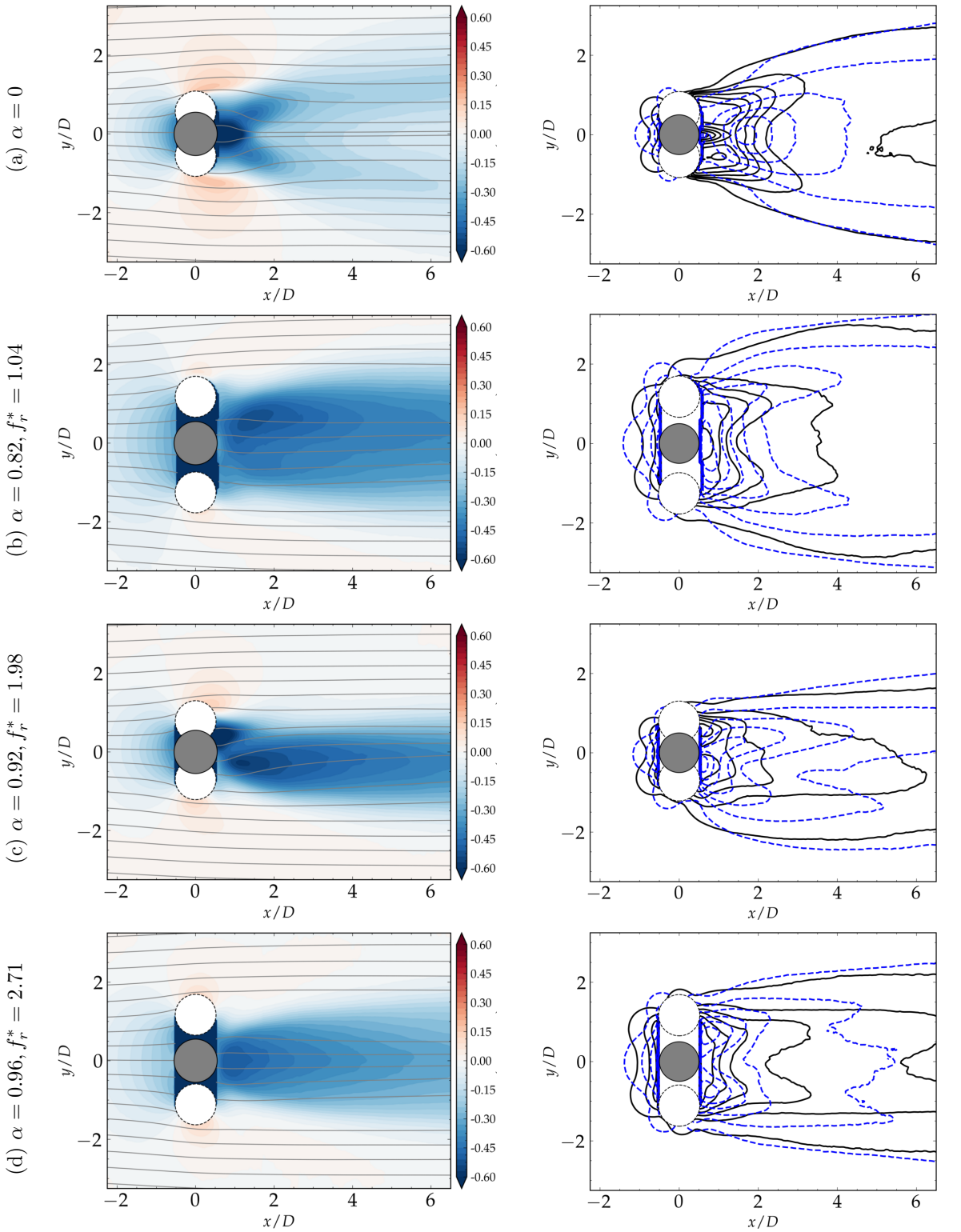


FIGURE 5.17 – (1) Déficits de vitesse moyenne et (2) instationnarités moyennes $\overline{u'^2}/U_\infty^2$ (—) et $\overline{v'^2}/U_\infty^2$ (- - -), pour différents couples de paramètres de rotation : (a) cas de référence sans rotation pour $U^* = 8.4$, (b) cas d'accrochage sur la fréquence de forçage en rotation ($\alpha = 0.82, f_r^* = 1.04$), (c) cas d'interférence entre rotation et VIV ($\alpha = 0.92, f_r^* = 1.98$), (d) cas d'accrochage tertiaire (TLO) ($\alpha = 0.96, f_r^* = 2.71$).

du cylindre (Fig. 5.17(b)), le sillage est fortement modifié. Tout d'abord, l'amplitude des oscillations est deux fois plus importante, ce qui génère un sillage dont la dimension transverse est proche de l'amplitude d'oscillation du cylindre, sans s'étendre particulièrement en aval. Une dissymétrie apparaît dans le champ de vitesse moyenne. En effet, l'extremum du déficit de vitesse est localisé au point de coordonnées $(x = 1.8D, y = +0.7D)$. La dissymétrie est moins évidente à identifier sur les champs fluctuants, dont les extrema sont situés immédiatement à l'arrière du cylindre, et non pas plus loin en aval, comme pour la composante verticale dans le cas de référence. Cela implique que le lâcher tourbillonnaire se produit plus proche du cylindre que dans le cas de référence. Lorsque la fréquence de forçage est proche de $f_r^* \approx 2$, l'amplitude des oscillations diminue et les

champs de vitesses moyens et fluctuants sont fortement dissymétriques (voir Fig. 5.17(c)). Deux extrema locaux du déficit de vitesse moyenne sont observés en $(x = 0.75D, y = +0.5D)$ et en $(x = 1.2D, y = -0.25D)$. Le déficit de vitesse en aval est contenu dans la zone $-1.5 \leq y/D \leq 1$, ce qui donne un sillage étroit mais dissymétrique. La dissymétrie est clairement visible dans les champs de vitesse fluctuants, donc les extrema sont également déviés par rapport à la position moyenne du cylindre. La dissymétrie dans le sillage moyen peut s'expliquer par le caractère non symétrique du déplacement du cylindre. A cause du décalage entre la fréquence d'oscillation du cylindre, qui est la même que sans rotation, et celle du forçage en rotation, le cylindre se trouve alternativement « accompagné » par la force de Magnus ou freiné par celle-ci. Ce phénomène est illustré plus en détail sur la Fig. 5.18. L'oscillation du cylindre qui y est présentée n'a pas une amplitude régulière. Les lignes horizontales qui correspondent aux moyennes des extrema locaux positifs et négatifs ne sont pas symétriques par rapport à 0. L'amplitude moyenne des pics positifs est de $0.57D$ et l'amplitude moyenne des pics négatifs est de $-0.54D$, soit une dissymétrie du déplacement de 5.75%.

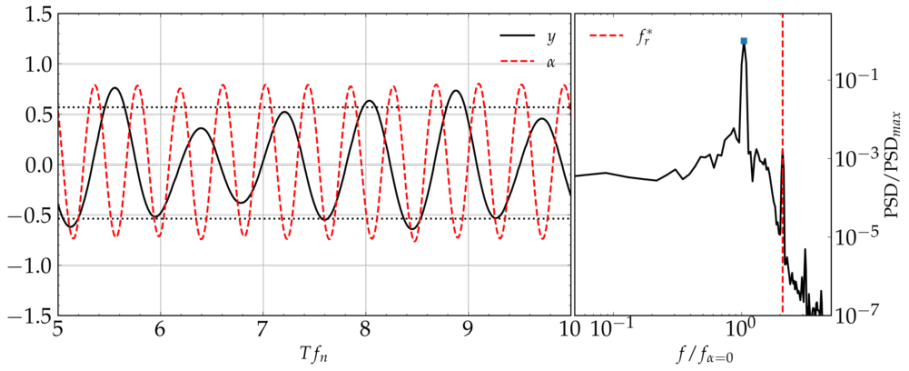


FIGURE 5.18 – Série temporelle du déplacement du cylindre y et du taux de rotation α (à gauche). Densité spectrale de puissance du signal de déplacement et fréquence de forçage en rotation en rouge (à droite). Les paramètres de rotation sont : $\alpha = 0.8, f_r^* = 2$. Les lignes horizontales en pointillés représentent la moyenne des extrema positifs et négatifs du signal de déplacement.

Les champs de vitesses moyennes et fluctuantes redeviennent symétriques lors de l'accrochage tertiaire (TLO), comme l'illustre la Fig. 5.17(d). L'amplitude des oscillations est égale à $1.8A^*_{\alpha=0}$ et le déficit de vitesse est d'abord concentré entre $\pm A^*$ jusqu'à $x/D = 1$ où le maximum du déficit de vitesse est atteint. En aval de ce point, l'étendue transverse du sillage croît légèrement jusqu'à atteindre $y/D \leq \pm 1.7A^*$, ce qui en fait un sillage moins étendu mais avec un déficit de vitesse plus important que le cas de référence. Les extrema des champs de vitesses fluctuants sont localisés immédiatement en aval du cylindre et de ses positions extrêmes, ce qui prédit un lâcher tourbillonnaire proche de la paroi, comme nous l'avons observé dans les visualisations.

5.4.3 Estimations des efforts

La Fig. 5.19(Haut) présente une synthèse des résultats obtenus pour les efforts transverses. Globalement, la moyenne quadratique du coefficient d'effort transverse ($\overline{C_y'^2}$) a un comportement similaire à l'amplitude des oscillations. En particulier, les deux pics de résonance pour $f_r^* \approx 1$ et $f_r^* \approx 3$ se retrouvent dans l'amplitude de $\overline{C_y'^2}$. Certaines différences apparaissent néanmoins. Pour les fréquences basses de forçage ($f_r^* < 0.8$), le coefficient d'effort transverse est élevé ($\overline{C_y'^2} > 2 \times \overline{C_y'^2}_{\alpha=0}$), c'est à dire proche du niveau atteint pour le cylindre fixe en rotation constante. Par ailleurs, nous constatons que le coefficient d'effort transverse est décroissant jusqu'à $f_r^* \approx 0.9$. En effet, si la fréquence de forçage est suffisamment faible, la force de Magnus a le temps de s'établir complètement et le cylindre trouve alors sa nouvelle position moyenne sous cet effort. Deux fréquences sont présentes dans la densité spectrale de puissance du signal de déplacement : la fréquence de forçage et la fréquence naturelle. Lorsque le cylindre est mis en rotation, celui-ci est forcé par la force de Magnus, d'un côté, et la force de retour élastique des ressorts, de l'autre. Au moment où la rotation change de sens, le cylindre est « libéré » de la force de Magnus et tend à osciller à sa fréquence propre, en oscillation libre. Puis le moteur atteint sa vitesse de rotation nominale et la force de Magnus s'applique sur le cylindre dans la direction opposée. Ainsi, les deux fréquences sont amenées à coexister dans le signal de déplacement. Lorsque la fréquence de forçage augmente, la force de Magnus dispose de moins de temps pour s'établir, ce qui explique le niveau de $\overline{C_y'^2}$ plus faible. Le coefficient d'effort transverse et l'amplitude passent par leurs niveaux maximaux, lorsque la fréquence de forçage est proche de la fréquence d'oscillation du cylindre sans rotation ($f_r^* \approx 1$). L'écart entre le pic de $\overline{C_y'^2}$ et sa valeur sans rotation est plus grand que celui entre l'amplitude maximale et l'amplitude sans rotation ($\overline{C_y'^2}_{\max} \approx 2.7 \times \overline{C_y'^2}_{\alpha=0}$). Le coefficient d'effort transverse est minimal, comme l'amplitude, pour $f_r^* = 1.6$. Au-delà, $\overline{C_y'^2}$ atteint d'abord un plateau autour de $\overline{C_y'^2} = 1.2\overline{C_y'^2}_{\alpha=0}$ jusqu'à $f_r^* > 3$, où le coefficient d'effort transverse atteint un nouveau maximum local, moins élevé que le précédent ($\overline{C_y'^2} = 1.6 \times \overline{C_y'^2}_{\alpha=0}$). L'oscillation de C_y se produit à la même fréquence que le déplacement du cylindre, c'est-à-dire à 1/3 de la fréquence de forçage. De la même manière que pour le pic précédent, le pic de $\overline{C_y'^2}$ est plus large que celui de l'amplitude : l'augmentation d'amplitude par rapport au cas de référence s'étend entre $2.6 \leq f_r^* \leq 3.2$, tandis que l'augmentation de $\overline{C_y'^2}$ s'étend entre $2.5 \leq f_r^* \leq 3.5$. De plus, le deuxième accrochage apparaît avec un décalage de +10% en f_r^* par rapport à l'amplitude.

Le coefficient d'effort de traînée est estimé à partir des champs de vitesse moyens et fluctuants en aval du cylindre, comme il est détaillé en Sec. 3.3.2. Les résultats pour les différentes fréquences de forçage sont représentés sur la Fig. 5.20, où ils sont mis en correspondance avec les calculs de $\overline{C_y'^2}$ réalisés précédemment. Le nombre de point de la courbe de $\overline{C_x}$ est limité par le nombre de cas pour lesquels une mesure de champ de vitesse par PIV a été réalisée. Le coefficient d'effort longitudinal moyen présente un pic autour de la fréquence de forçage correspondant à la fréquence d'oscillation sans rotation. Les valeurs atteintes atteignent $\overline{C_x} \approx 2.1$, soit presque deux fois la valeur du coefficient de traînée sans rotation. Notons que le coefficient de traînée évalué ici n'est pas cohérent avec celui calculé en Sec. 3.3.2 pour un cas similaire. Un coefficient de traînée plus élevé en valeur absolue est attendu pour tous les cas présentés ici. La tendance à l'augmentation autour de la première fréquence de résonance est néanmoins cohérente. Par ailleurs, ce pic de $\overline{C_x}$ est beaucoup plus large que celui de $\overline{C_y'^2}$, et encore plus que celui de l'amplitude. Certains cas de rotation réduisent la traînée en deçà du seuil sans rotation. C'est le cas pour $f_r^* = 0.7$ et $f_r^* = 2.2$. Le déficit de vitesse moyen est en effet plus étroit dans ces cas, comme l'illustre la Fig. 5.17(c). Le coefficient de traînée augmente à nouveau lorsque la fréquence de forçage s'approche de $f_r^* \approx 3$, ce qui prédit l'apparition d'un nouveau pic de traînée lors de l'accrochage tertiaire (TLO).

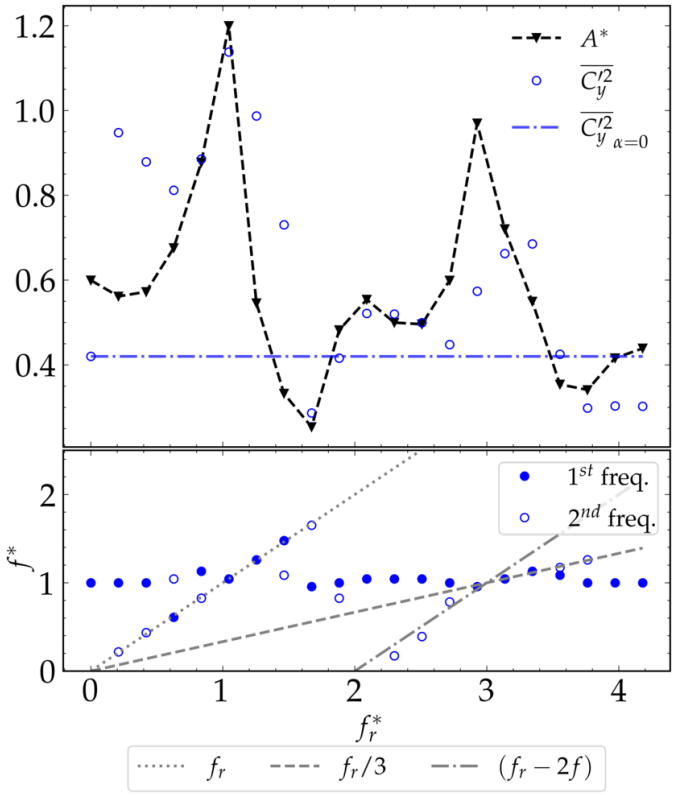


FIGURE 5.19 – Évolution de la variance du coefficient d'effort transverse C_y en fonction de la fréquence de forçage en rotation f_r^* (Haut). Représentation des deux fréquences principales du signal de C_y avec pour référence les droites correspondant à la fréquence de forçage et à un tiers de la fréquence de forçage (Bas). Les figures sont réalisées pour un taux de rotation α constant ($\alpha \approx 1$). La vitesse réduite vaut $U^* = 8.4$.

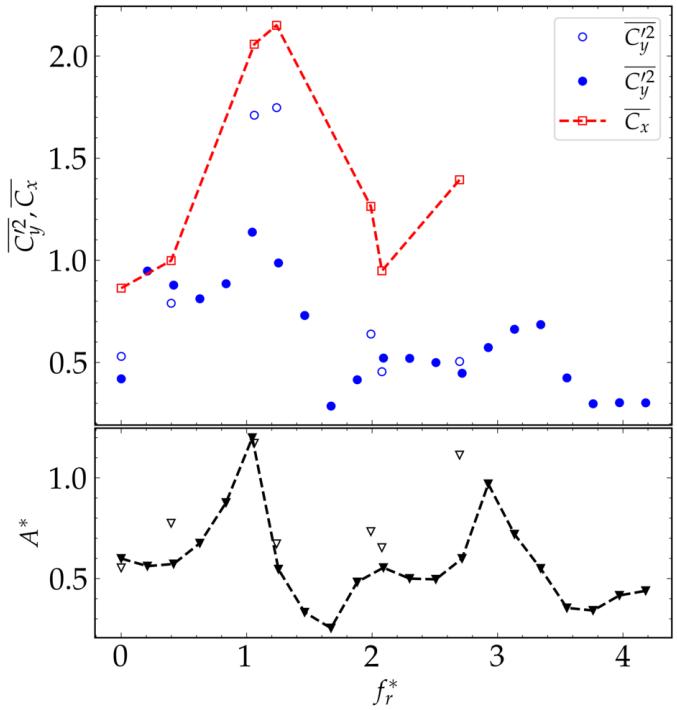


FIGURE 5.20 – Évolution du coefficient d'effort longitudinal moyen $\overline{C_x}$, estimé à partir des champs de vitesses moyens et fluctuants, et du coefficient d'effort transverse en moyenne quadratique $\overline{C_y'^2}$, calculé à partir des équations du mouvement de l'oscillateur. Les symboles pleins correspondent à des essais réalisés sans mesure simultanée des champs de vitesse. Pour ces cas, le coefficient d'effort longitudinal n'est pas disponible. Les symboles creux correspondent à des mesures simultanées de champs de vitesse et de déplacement du cylindre. La figure du bas rappelle l'amplitude des oscillations du cylindre en fonction de la fréquence de forçage f_r^*. Les figures sont réalisées pour un taux de rotation $\alpha \approx 1$ constant. La vitesse réduite vaut $U^* = 8.4$.

5.5 Intérêt de la rotation pour l'extraction d'énergie

Le cylindre monté élastiquement sur une plateforme mobile à un degré de liberté dans la direction transverse à l'écoulement se révèle extrêmement sensible à la mise en rotation du cylindre. Les résultats obtenus montrent que cette mise en rotation peut augmenter considérablement l'amplitude des oscillations par rapport au cas sans rotation. La rotation constante a plutôt tendance à atténuer la dynamique de sillage derrière le cylindre, et donc à diminuer les oscillations à partir d'un taux de rotation $\alpha \geq 2$. La rotation alternée, quant à elle, génère deux accrochages en fréquence pour des fréquences de forçage $f_r^* = 1$ et $f_r^* = 3$ et est étonnamment peu sensible au taux de rotation α. Ces accrochages modifient le lâcher tourbillonnaire du sillage et, par voie de conséquence, les efforts qui s'exercent sur le cylindre. L'augmentation des amplitudes peut aller jusqu'à plus de deux fois l'amplitude des oscillations sans forçage, pour les cas du régime d'oscillation de la branche inférieure. Pour les vitesses réduites correspondant aux cas des branches initiale et supérieure, la rotation alternée diminue l'amplitude des oscillations. Pour les quelques cas où l'amplitude des oscillations est augmentée par le forçage en rotation alternée, nous pourrions envisager de l'utiliser pour générer plus d'énergie. Toutefois, un rapide bilan de puissance nous en dissuade à cette échelle.

Le système de commande du moteur utilisé a été conçu pour pouvoir mesurer en temps réel le courant i et la tension V envoyés au moteur afin d'en déduire la puissance P par :

$$P(t) = V(t) \times i(t) \tag{5.9}$$

La puissance moyenne sur une période d'oscillation est donc :

$$\overline{P} = \frac{1}{T} \int_T V(\tau) i(\tau) d\tau \tag{5.10}$$

En fonction du motoréducteur utilisé, la puissance nécessaire pour fournir un taux de rotation α donné varie comme représenté sur la Fig. 5.21. Or, la puissance maximale dans l'écoulement (voir Chap. 4), est définie dans (4.3) par :

$$\overline{P}_{\text{fluide}} = \frac{1}{2} \rho \mathcal{A} U_\infty^3 \tag{5.11}$$

où $\mathcal{A}$ est la surface mouillée du cylindre. Dans notre cas, la puissance moyenne dans le fluide ne peut excéder

$$\overline{P}_{\text{fluide}}\big|_{\max} = \frac{1}{2} \rho H D \left(U_\infty|_{\max}\right)^3 \tag{5.12}$$

qui vaut $\overline{P}_{\text{fluide}}\big|_{\max} = 0.13$ W pour $U_\infty = 0.25$ m s^{-1}. La puissance nécessaire pour mettre le cylindre en rotation est toujours supérieure à cette limite, ce qui explique pourquoi à cette échelle, l'apport de la rotation pour l'extraction d'énergie n'est pas envisageable. C'est également la conclusion de Zhao *et al.* (2022). A la vue de ce bilan énergétique, il pourrait être plus intéressant pour augmenter l'efficacité du système d'utiliser une méthode de contrôle passive.

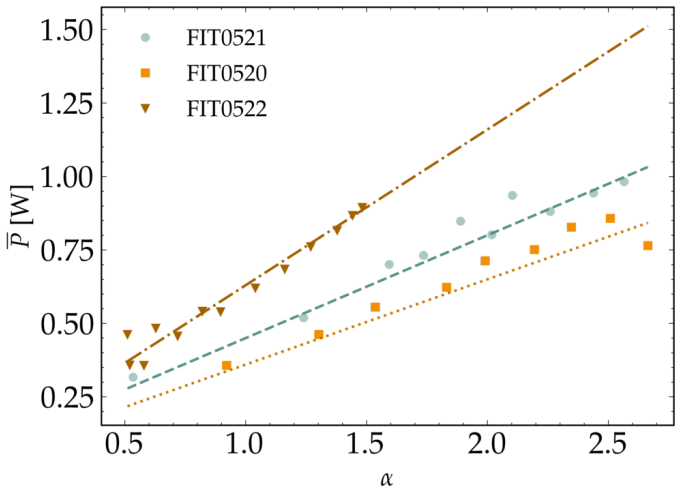


FIGURE 5.21 – Puissance électrique (en W) développée pour transmettre un taux de rotation α donné aux différents motoréducteurs utilisés.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

> On ne fait jamais attention à ce qui a été fait ; on ne voit que ce qui reste à faire.
>
> *Marie Curie*

6.1 Discussion

6.1.1 Contexte et objectif

L'étude présentée dans ce manuscrit s'intéresse à la problématique des mécanismes de vibrations induites par vortex par le prisme de la récupération d'énergie. Elle s'inscrit comme une activité émergente au sein de l'équipe de recherche qui l'a accueillie et dans le contexte d'un projet financé intégralement par la Région Nouvelle-Aquitaine. Ce dernier, qui se veut d'abord prospectif, a pour objectif de contribuer aux efforts de réflexion sur le développement de technologies de production d'énergies renouvelables proches du besoin. La présence des nombreux cours d'eau qui sillonnent la Région a motivé l'orientation vers une stratégie usant du mécanisme de vibrations induites par un écoulement (FIV) et, plus particulièrement, dans un contexte académique, de vibrations induites par vortex (VIV), qui peuvent être observés lorsqu'un cylindre à section circulaire immergé dans un écoulement est laissé libre d'osciller dans la direction transverse. La récupération de l'énergie du mouvement induit par l'interaction entre le fluide et la structure oscillante constitue une stratégie potentielle déjà éprouvée dans littérature. Un des enjeux demeure en revanche celui d'optimiser l'énergie extractible par les choix des paramètres associés, d'une part, à la structure mécanique oscillante et, d'autre part, à l'écoulement, qui influencent le régime d'oscillation. L'objectif du projet à long terme est en effet de développer une stratégie de contrôle pour l'optimisation de la récupération d'énergie par VIV. Le travail présenté dans ce manuscrit constitue la pierre fondatrice de ce projet. Il vise la mise en place et la validation d'un dispositif expérimental, permettant de compléter les études antérieures, par l'exploration de l'influence de divers paramètres de contrôle sur l'interaction entre le régime d'oscillation de la structure mécanique et du sillage tourbillonnaire formé.

6.1.2 Atouts du système expérimental

Une partie des travaux qui ont été présentés est consacrée, dans un premier temps, à la conception et à la validation du dispositif expérimental. L'ensemble du dispositif est décrit dans le Chap. 2. Il couple un oscillateur mécanique faiblement amorti, avec pour corps central un cylindre à section circulaire, et une solution mécatronique permettant de moduler virtuellement les

paramètres structuraux. La solution adoptée use d'un moteur à courant continu pour exercer une force proportionnelle au déplacement (respectivement à la vitesse) du cylindre pour agir comme une raideur (respectivement un amortissement) virtuelle qui s'ajoute à la raideur (respectivement amortissement) initiale du système mécanique oscillant. Par le biais de cette solution, le dispositif expérimental comprend deux paramètres de contrôle qui comptent parmi les plus influents sur l'amplitude et la fréquence de la réponse en oscillation, à savoir l'amortissement et la raideur. Le canal hydraulique dans lequel ont été réalisés l'ensemble des essais permet d'explorer une plage en nombre de Reynolds, calculé à partir du diamètre du cylindre et de la vitesse de l'écoulement incident, entre 5000 et 25000. Cette plage étendue permet ainsi de balayer différents régimes d'oscillation, plus ou moins optimaux en termes de récupération d'énergie. Un troisième paramètre de contrôle est introduit dans ce manuscrit via la rotation du cylindre autour de son axe de symétrie. La mise en rotation du cylindre a pour conséquence, à travers l'effet Magnus, de modifier la dynamique de lâcher tourbillonnaire en proche paroi, mécanisme qui pilote l'interaction entre le fluide et la structure oscillante. Ainsi, le dispositif bénéficie de la possibilité de balayer une large plage de paramètres et d'explorer divers régimes d'oscillation et ainsi que les sillages associés.

6.1.3 Outils et moyens de mesure

Le dispositif mécanique qui a été conçu s'accompagne de moyens de mesures extensifs. Les encodeurs associés aux deux moteurs à courant continu qui assurent le rôle de génératrice pour le premier, le pilotage de la rotation du cylindre pour le deuxième, fournissent respectivement des mesures instantanées : (i) du déplacement et de la vitesse de translation du cylindre et (ii) de la vitesse de rotation du cylindre. À cela s'ajoute un système optique pour la visualisation de l'écoulement par bulles d'hydrogène, ainsi qu'un système d'imagerie de particules (PIV) pour la mesure de champs de vitesse 2D-2C résolus dans le temps (à l'échelle du lâcher tourbillonnaire et du régime d'oscillation du cylindre). Ainsi, trois méthodes complémentaires sont principalement employées pour analyser les différents résultats obtenus : (1) l'analyse de la réponse en fréquence et en amplitude par la mesure du déplacement du cylindre et de ses dérivées, (2) les mesures des champs de vitesse par PIV complétées par des visualisations par bulles d'hydrogène, (3) le calcul des efforts transverses par les équations de l'oscillateur et des efforts longitudinaux moyens par les champs de vitesse.

6.1.4 Synthèse des résultats

Le dispositif de référence sans couplage moteur et à amortissement négligeable est d'abord étudié. La réponse en amplitude et fréquence d'oscillation au regard de la vitesse réduite est comparable aux résultats de la littérature. Le couplage moteur, qui induit à la fois de l'inertie et un frottement sec, peut être efficacement compensé par une force de retour proportionnelle au signe de la vitesse instantanée de déplacement du cylindre. Un comportement similaire à celui observé pour le dispositif de référence sans couplage est ainsi recouvré. Le cylindre présente une amplitude d'oscillation à trois branches sur la plage de vitesse réduite $4 \leq U^* \leq 11$ et un régime de synchronisation sur les branches supérieure et inférieure, où la réponse en fréquence suggère bien la présence d'un régime d'accrochage. Le sillage présente différents motifs en fonction du régime d'oscillation qui sont identifiés à l'aide de la moyenne de phase des champs de rotationnel. Les visualisations apportent une approche qualitative pour identifier la structure du sillage et ses composantes tourbillonnaires. L'analyse par POD des champs de vitesses montre qu'il s'agit de l'interaction entre deux oscillateurs, en accord avec les modélisations résumées par exemple dans Mottaghi *et al.* (2020). En effet, lors du "lock-in", le déplacement du cylindre et les composantes du champ de vitesse dans le sillage oscillent à la même fréquence. Les efforts transverses calculés sont en accord avec les observations des transitions dans le sillage. Par ailleurs, le coefficient de traînée moyen est maximal au niveau de la branche supérieure, ce qui est cohérent avec Blevins (1990).

Le couplage moteur présente l'intérêt de pouvoir modifier virtuellement les paramètres mécaniques de l'oscillateur. En particulier, l'ajout d'un terme de frottement visqueux permet de simuler l'introduction d'une prise de force, ou *Power Take Off* (PTO) en anglais, pour extraire de l'énergie au mouvement d'oscillation. Seule une loi simple d'amortissement visqueux constant a été considérée dans le Chap. 4. Conformément aux expériences de Soti *et al.* (2018), l'amplitude et la plage de vitesse réduite des oscillations diminuent lorsque l'amortissement augmente. Ceci a une conséquence directe sur la puissance récupérée. La valeur optimale d'amortissement permettant de maximiser l'efficacité du système est très proche des prévisions théoriques de Grouthier *et al.* (2014). Ces derniers montrent que l'efficacité maximale est obtenue pour une vitesse réduite optimale $U^*_{\text{opt}} \approx 5.5$. Dans un environnement réel, la vitesse de l'écoulement incident est susceptible de varier dans le temps. Le maintien de l'efficacité à son niveau maximal ne peut se faire qu'en adaptant la fréquence naturelle du dispositif. La solution mécatronique proposée dans ce travail permet de modifier cette fréquence par le biais d'une variation virtuelle de la raideur, ainsi que démontré au Chap. 4. Le contrôle de la raideur et de l'amortissement de l'oscillateur permet d'envisager un système pouvant s'adapter aux conditions incidentes en temps réel. L'efficacité maximale atteinte par le système sans optimisation est proche de 23%, ce qui est cohérent avec les observations expérimentales de Bernitsas *et al.* (2008).

Le Chap. 5 explore les possibilités d'un contrôle en rotation des oscillations. La phase d'établissement de la force de Magnus lors de la mise en rotation du cylindre est rapide, de l'ordre d'une période de lâcher tourbillonnaire. Dans le même temps, l'effort transverse induit est comparable à la force de Magnus. L'amplitude des oscillations du cylindre soumis à un taux de rotation α constant augmente jusqu'à atteindre un maximum, puis diminue fortement jusqu'à ce qu'il n'y ait plus aucune oscillation. Le taux de rotation $\alpha \geq 2$ est le seuil critique au-delà duquel les oscillations diminuent. Les régimes d'oscillations les plus influencés par la rotation constante sont ceux dont l'amplitude d'oscillation était faible au départ : la branche initiale et la branche désynchronisée. Dans ces cas, une mise en rotation, même de courte durée, pourrait "relancer" les oscillations. Dans l'objectif d'augmenter l'amplitude des oscillations, la rotation alternée est plus efficace. La fréquence de forçage en rotation a d'ailleurs l'influence la plus marquée sur les oscillations du cylindre et sur le sillage. Deux phénomènes d'accrochage sont observés : le premier lorsque la fréquence de forçage est proche de la fréquence d'oscillation sans rotation, et le second lorsque la fréquence de forçage est proche de trois fois la fréquence d'oscillation sans rotation. Ces observations sont cohérentes avec les expériences de Wong *et al.* (2018). Les visualisations par bulles d'hydrogène confirment le passage à un motif $2P_0$ semblable à celui observé sur la branche supérieure lors de l'accrochage à la fréquence de forçage en rotation. L'accrochage tertiaire (sur $1/3f_r$) fait apparaître un nouveau motif dans le sillage que l'on nomme $4S$. La rotation alternée modifie fortement les oscillations du cylindre, ce qui amène à se poser la question : peut-on encore considérer ce mouvement comme des VIV ? Pour ce qui est de l'efficacité à l'échelle considérée, le forçage en rotation, même alternée, demande une puissance supérieure à ce que le dispositif d'extraction d'énergie serait capable de produire. Ce résultat rejoint la conclusion de Zhao *et al.* (2022) pour la rotation constante, déclarée trop coûteuse pour être pertinente dans une approche d'extraction d'énergie.

6.2 Perspectives

6.2.1 Approfondissement de l'existant

Les études expérimentales menées pendant cette thèse ont généré une quantité conséquente de données[1], notamment de champs de vecteurs dans le sillage du cylindre en VIV avec et sans rotation. La quantité et la qualité de la base de données générée permettront d'approfondir nos connaissances sur les systèmes en VIV et nous guideront pour établir des stratégies de contrôle innovantes. Une analyse du sillage par décomposition orthogonale aux valeurs propres a été ébauchée

1. environ 3TB

au Chap. 3. Celle-ci pourrait encore être étoffée. Une analyse par DMD (Dynamic Mode Decompostion) pourrait très probablement compléter notre compréhension des mécanismes physiques. Les VIV sont des systèmes dynamiques oscillants, des analyses statistiques autour des moyennes de phase peuvent nous éclairer sur les phénomènes pilotant la dynamique. Cette approche peut être couplée à de la POD en utilisant de la *Spectral Proper Orthogonal Decomposition* (SPOD),afin d'avoir une vue plus fine de la dynamique temporelle à partir des modes spatio-frequentiels de la SPOD. D'autres méthodes d'analyse peuvent être exploitées pour explorer la dynamique de l'écoulement. Nous pensons en particulier aux méthodes de réduction de dynamique qui consiste à plonger la dynamique de départ dans un nouveau système de coordonnées plus compact. Le principal inconvénient des méthodes d'analyse fondées sur la POD est que la projection est linéaire. En effet, si le système dynamique évolue sur un espace topologique complexe, la POD va le décrire comme une combinaison d'hyperplans. A contrario, une projection non-linéaire permet de "courber" ces plans, afin d'épouser au mieux les contours de la variété à décrire. Les méthodes issues de la communauté du *Machine Learning* (ML), ou "apprentissage machine" en français, sont de plus en plus employées en mécanique des fluides car elles permettent justement l'identification d'un système compact de coordonnées. Une approche envisagée est d'utiliser un auto-encodeur (Agostini et Leschziner, 2022; Agostini, 2020). Un Auto-Encodeur (AE) est une classe particulière de réseaux de neurones dont l'objectif est de reproduire le plus fidèlement possible les données d'entrée (la matrice des snapshots par exemple, voir Sec. 3.2.3) avec une forte contrainte sur la quantité d'information à retenir. En effet, l'auto-encodeur est composé de deux parties : l'encodeur et le décodeur. L'encodeur est composé de plusieurs couches de neurones dont la taille diminue en fonction de la profondeur formant ainsi un "entonnoir". L'information en bout d'entonnoir est ensuite réutilisée par le décodeur pour reproduire l'image d'origine. Encodeur et décodeur doivent donc travailler ensemble pour identifier l'information la plus importante et le système de coordonnées le plus compact possible. L'association de couches de neurones à des fonctions d'activation non-linéaires permet une projection non-linéaire. A cet égard, l'AE peut être considéré comme une généralisation non linéaire de la POD. Dans un premier temps, l'analyse par AE permet d'éliminer de façon efficace l'information n'étant pas pertinente statistiquement, soit de dé-bruiter les données de PIV, sans la perte d'information temporelle amenée par la moyenne de phase. En effet, la projection de la dynamique dans l'espace latent (*latent space* correspondant à la fin de "l'entonnoir") permet d'avoir une évolution temporelle de la dynamique la plus compacte possible, ce qui permet de relier plus facilement l'évolution des champs de vitesses issues de la PIV à d'autre mesures temporelles, telles que la force exercée sur le cylindre. L'AE permet de construire des estimateurs performants, pouvant être exploités pour compléter les données, par exemple calculer le champ de pression et en déduire les efforts.

La connaissance des efforts exercés par le fluide sur le corps oscillant est un élément clé dans le processus d'optimisation de récupération d'énergie. Un effort important a donc été mené dans ce manuscrit pour estimer ces efforts. Les mesures de déplacement et de vitesse du cylindre sont utilisées, dans cette étude, pour estimer l'effort transverse à l'aide de l'équation différentielle régissant le mouvement d'oscillation. Cette méthode, validée par Zhao (2012), pose néanmoins des difficultés en raison de la double dérivation du déplacement nécessaire. Une redondance des mesures d'effort aurait été nécessaire afin de pouvoir discuter avec plus de certitude ces résultats. L'estimation de ces efforts par d'autres méthodes inspirées de Noca *et al.* (1997) et s'appuyant sur les champs de vitesses 2D-2C PIV ont également fait l'objet d'attention au cours de cette thèse, bien qu'elles ne soient pas mentionnées dans ce manuscrit. La formulation par le bilan intégral de quantité de mouvement décrite dans David *et al.* (2009) est une méthode intéressante. Basée sur une résolution intégrale de l'équation de Poisson, cette approche nécessite des données PIV avec une résolution spatiale adaptée. Une autre approche envisageable est la formulation impulsionnelle décrite par Limacher *et al.* (2018) ne nécessitant que la connaissance du champ de vorticité en aval de l'obstacle. Cette robustesse à l'omission d'une partie du champ de vorticité constitue l'atout de la méthode pour l'utiliser sur des données expérimentales. En effet, les mesures PIV autour d'un obstacle en mouvement sont un exercice exigeant. Un compromis doit être fait entre la résolution

spatiale et la taille du champ observé. La densité de particules est inhomogène du fait des faibles vitesses en proche paroi. Ajouté à la réflexion de la lumière du laser sur la paroi du cylindre qui dégrade le contraste, les champs de vitesse dans la zone sont souvent de qualité moindre. Des mesures spécifiques permettant la validation d'une méthode d'estimation des efforts à partir des champs de vitesse pourraient être réalisées avec l'ajout d'un capteur d'effort.

Dans l'optique d'obtenir un retour sur les champs de vitesse en temps réel, les visualisations par bulles d'hydrogène peuvent être exploitées, une à une directement, pour déterminer les changements de la vitesse longitudinale d'une image à l'autre, en comparant l'écartement entre deux lignes voisines à certains endroits choisis du sillage. Le processus de traitement des images pour en déduire le champ de vitesse pourrait être accéléré par une réduction de modèle, comme cela peut-être fait pour obtenir rapidement des résultats proches de ceux obtenus par une simulation numérique coûteuse (Liberge et Hamdouni, 2010). Les données de vitesses pourraient alors être exploitées en "temps réel" pour faire du contrôle.

6.2.2 Continuité

L'objectif est bien sûr d'utiliser ce banc d'essai pour faire du contrôle. Cela commence par l'implémentation d'algorithmes simples pour l'optimisation du système selon des critères choisis. Une optimisation des paramètres de la compensation du moteur pour retrouver une réponse la plus proche possible de la réponse en amplitude sans couplage du moteur a déjà été réalisée expérimentalement. Les valeurs de compensation testées sont déterminées par un algorithme de type "Downhill simplex method", l'erreur entre le signal de déplacement obtenu par oscillation libre du cylindre et celui "objectif" étant calculée et minimisée. Une centaine d'itérations est nécessaire à la convergence de l'algorithme. Pour ce cas simple d'oscillation libre d'un oscillateur amorti, la convergence prend plus de temps que son équivalent numérique, mais lorsque le temps de calcul de la simulation numérique est plus important que celui nécessaire à récupérer les données d'une expérience, cela prend tout son sens. Un critère à maximiser peut être l'énergie extraite sur un cycle, en jouant sur l'amortissement, la raideur et/ou la rotation. La difficulté est, pour les algorithmes plus complexes, de faire dialoguer l'interface expérimentale et le système sur lequel l'algorithme d'optimisation fonctionne. Une première approche est de fonctionner par lecture/écriture des valeurs à échanger par fichiers texte, si ces valeurs ne sont pas trop volumineuses. Si le critère d'optimisation est lié au déplacement du cylindre, cela ne pose pas de problème. Si en revanche l'optimisation concerne l'écoulement en lui-même via son champ de vitesse, un travail doit être fait pour récupérer efficacement l'information à transmettre à la boucle de contrôle. Des algorithmes simples d'optimisation comme celui de Monte-Carlo (Motwani et Raghavan, 2007), d'échantillonnage par hypercube latin (LHS pour Latin Hypercube Sampling) (McKay *et al.*, 1979) ou un algorithme génétique (Hedar et Fukushima, 2003) peuvent être implémentés dans un premier temps. Dans un second temps, ces algorithmes peuvent être remplacés par des méthodes plus complexes comme le Krigeage (Williams, 1998) ou des techniques d'apprentissage actif à base de GPR (Gaussian Process Regression) comme dans Fan *et al.* (2019). L'objectif est d'utiliser ces méthodes pour faire de l'optimisation en temps réel dans l'expérience, comme l'ont fait Carvalho et Assi (2022), et d'avoir un banc expérimental quasi autonome comme dans Fan *et al.* (2020).

Pour complexifier encore le phénomène d'étude et le processus d'optimisation, l'ajout d'un second dispositif en aval du premier cylindre est prévu, afin d'étudier les vibrations induites par l'interaction avec le sillage (WIV pour Wake Induced Vibrations) du premier. En effet, certaines études ont montré que ces vibrations peuvent être de plus grande amplitude que les simples VIV (Assi *et al.*, 2006; Huera-Huarte et Gharib, 2011).

Les visualisations par bulles d'hydrogène ont montré que l'écoulement à mi-hauteur du cylindre reste en deux-dimensions. En effet, le plan formé par les bulles se déforme peu malgré la formation de structures tourbillonnaires. En se rapprochant de la surface libre, ce n'est plus tout à fait le cas. Des mesures par PIV tomographique par exemple (David *et al.*, 2012) permettraient de mesurer le champ de vitesse en trois dimensions.

6.2.3 Élargissement

La grande modularité du dispositif laisse entrevoir des applications bien plus vastes que ce pour quoi il a été conçu à l'origine. Les visites de collègues dans la salle d'expérience ont inspiré de nombreuses voies d'élargissement possibles. Nous avons utilisé comme corps un cylindre circulaire mais, comme évoqué dans le Chap. 1, les possibilités sont très nombreuses et mériteraient d'être explorées. En effet, le phénomène de galop déclenché autour d'un corps épais présentant une dissymétrie pourrait offrir des possibilités d'extraction d'énergie intéressantes. En ajoutant un pivotage, il serait possible de comparer l'efficacité d'un cylindre équipé d'un profil symétrique comme étudié par Duarte *et al.* (2019), à celle du profil circulaire utilisé ici. L'ajout d'un degré de liberté en rotation pourrait également être étudié. Tout degré de liberté supplémentaire semble en effet augmenter l'amplitude des oscillations (Franzini *et al.*, 2012). Des formes de contrôle passif du dispositif d'extraction d'énergie seraient d'ailleurs la manière la plus efficace d'augmenter le rendement.

Le dispositif expérimental pourrait également être utilisé pour des études sortant du cadre de l'extraction d'énergie. La présence du moteur offre la possibilité d'imposer un déplacement transverse au cylindre et d'étudier le sillage ou encore les ondes de surfaces générées par l'oscillation. En inclinant le cylindre le dispositif pourrait être transformé pour récréer et analyser en laboratoire la nage de certains serpents. En effet, certaines espèces comme le *Nerodia Sipedon* (voir Fig. 6.1) nagent avec la tête hors de l'eau et cela génère un sillage similaire à celui derrière le cylindre.



FIGURE 6.1 – Couleuvre d'eau (Mdf, 2008).

Liste des acronymes

2P	Motif de sillage avec deux paires de structures de vorticité lâchées par période d'oscillation
2P$_0$	Motif de sillage avec deux structures de vorticité seules lâchées par période d'oscillation, dont une s'estompe rapidement
2S	Motif de sillage avec deux structures de vorticité seules lâchées par période d'oscillation
AE	Auto-Encodeur
CMF	Couplage en mode de flottement ou *Coupled Mode Flutter* (CMF)
DNS	Direct Numerical Simulation
EnR	Énergies Renouvelables
FIV	Vibrations induites par un écoulement ou *Flow-Induced Vibration*
IFS	Interaction Fluide-Structure
lock-in	Région de synchronisation des oscillations et du lâcher tourbillonaire
MAGGIE	**M**odules d'extr**A**ction d'éner**G**ie en intelli**G**ence collaborat**I**v**E**
ML	Apprendissage Machine (Machine Learning)
NAQ	Nouvelle Aquitaine
PIV	Vélocimétrie par images de particules ou *Particule Image Velocimetry*
POD	Décomposition orthogonale aux valeurs propres
PSD	Densité spectrale de puissance ou *Power Spectral Density*
PWM	Modulation de largeur d'impulsion ou *Pulse Width Modulation*
RMS	Moyenne quadratique ou *Root Mean Square*
SPOD	Spectral Proper Orthogonal Decomposition
TRL	Niveau de maturité technologique, ou *Technology Readiness Level*
VIV	Vibrations induites par vortex, ou *vortex-induced vibrations*
VIVACE	VIVACE pour *Vortex Induced Vibration Aquatic Clean Energy*
WIV	Vibrations induites par le sillage, ou *Wake-induced vibrations*

Liste des symboles

Paramètres liés au fluide

C_D	Coefficient de traînée
c_f	Coefficient d'amortissement visqueux du fluide par unité de longueur
C_L	Coefficient de portance
$C_{\text{pot.}}$	Coefficient d'effort potentiel
C_{vortex}	Coefficient d'effort de vortex
C_y	Coefficient d'effort transverse
$C_{y,0}$	Amplitude de l'oscillation du coefficient d'effort transverse
F_0	Amplitude de la force transverse
Φ_{total}	Déphasage entre le signal de la force transverse et le déplacement du cylindre
Φ_{vortex}	Déphasage entre la force de vortex et le déplacement du cylindre
Φ_{St}	Phase du lâcher tourbillonnaire
$F_{\text{pot.}}$	Composante potentielle de l'effort transverse
f_{St}	Fréquence de lâcher tourbillonnaire
F_{vortex}	Composante de vortex de l'effort transverse, non en phase avec le déplacement du cylindre
F_y	Force transverse par unité de longueur du cylindre
ν	Viscosité dynamique
ω_{St}	Fréquence angulaire du lâcher tourbillonnaire
p_∞	Pression incidente
q^*	Rapport de portance fluctuante
Re	Nombre de Reynolds
ρ	Densité du fluide
St	Nombre de Strouhal
T_f	Temps caractéristique de la convection dans l'écoulement
$\boldsymbol{u}$	Vecteur vitesse
U	Composante longitudinale du vecteur vitesse
U_∞	Vitesse incidente
V	Composante verticale du vecteur vitesse
ζ_f	Facteur d'amortissement fluide
$\zeta_{f,e}$	Facteur d'amortissement fluide dans l'eau

Paramètres liés au solide

A	Amplitude d'oscillation
C_s	Coefficient d'amortissement visqueux
c_s	Coefficient d'amortissement visqueux par unité de longueur
D	Diamètre du cylindre
f	Fréquence d'oscillation
f_e	Fréquence de forçage de l'oscillation

$f_{n,a}$	Fréquence naturelle du système dans l'air
H	Longueur immergée du cylindre
K	Raideur
k	Raideur par unité de longueur du cylindre
M_c	Masse du cylindre
M_s	Masse des parties mobiles de la structure
m_s	Masse par unité de longeur des parties mobiles de la structure
y	Déplacement du cylindre
y^*	Déplacement du cylindre adimensionné par le diamètre
ζ_s	Facteur d'amortissement mécanique

Paramètres liés au fluide et au solide

A^*	Amplitude d'oscillation réduite
C_a	Coefficient de masse ajoutée
δ	Rapport de fréquences
ϵ	Paramètre de van der Pol
Φ	Phase
f_n	Fréquence naturelle du système avec masse ajoutée
f^*	Fréquence d'oscillation réduite
U^*	Vitesse réduite
m	Masse linéique globale du système oscillant (parties mobiles et masse ajoutée)
m^*	Masse réduite
m_a	Masse ajoutée par unité de longueur du cylindre
ω	Fréquence angulaire
ω_n	Fréquence angulaire naturelle de l'oscillateur avec masse ajoutée
α_c	Coefficient de couplage fluide-solide
S_G	Paramètre de Skop-Griffin
t	Temps
T_n	Période naturelle de l'oscillateur avec masse ajoutée
ζ	Facteur d'amortissement
$\zeta_{s,e}$	Facteur d'amortissement mécanique avec effet de masse ajoutée

Paramètres liés au moteur

C_{DC}	Couple exercée par le moteur
i_{DC}	Courant délivré au moteur
Δc	Variation d'amortissement par le moteur
Δk	Variation de raideur par le moteur
ΔF_μ	Variation de frottement sec par le moteur
F_{DC}	Force exercée par le moteur
F_μ	Force de frottement sec
K_{DC}	Constante de couple du moteur
ω_0	Fréquence naturelle de l'oscillateur sans commande moteur
r_p	Rayon du pignon de transmission

Paramètres liés à la rotation

α	Taux de rotation du cylindre
f_r	fréquence d'alternance de la rotation du cylindre
f_r^*	fréquence de rotation réduite
Γ	Circulation
Ω	Vitesse de rotation du cylindre
Ω_0	Amplitude de la vitesse de rotation du cylindre

Paramètres liés aux champs de vitesse et à la PIV

f_{PIV}	Fréquence d'acquisition des champs de vitesses issus de la PIV
λ	Longueur d'onde
ω_z	Vorticité
$\overline{U}$	Composante longitudinale de la vitesse moyenne
$\hat{\boldsymbol{u}}$	Moyenne de phase du vecteur vitesse
$\Delta\overline{U}^*$	Déficit de vitesse moyenne longitudinale
$\overline{V}$	Composante verticale de la vitesse moyenne
v'	Vitesse fluctuante verticale
u'	Vitesse fluctuante longitudinale

Paramètres liés à la méthode de décomposition orthogonale aux valeurs propres

ϕ_k	k-ième mode spatial
a_k	Coefficient temporel lié au k-ième mode spatial
λ_k	Valeur propre associée au k-ième mode spatial
$\overline{\boldsymbol{u}}$	Vecteur vitesse moyenne
$\boldsymbol{U}$	Matrice des snapshots
$\boldsymbol{u'}$	Vecteur vitesse fluctuante

Bibliographie

L. Agostini et M. Leschziner : Auto-encoder-assisted analysis of amplitude and wavelength modulation of near-wall turbulence by outer large-scale structures in channel flow at friction Reynolds number of 5200. *Physics of Fluids*, 34(11):115142, novembre 2022. ISSN 1070-6631. URL https://aip.scitation.org/doi/10.1063/5.0123119. Publisher : American Institute of Physics. 126

Lionel Agostini : Exploration and prediction of fluid dynamical systems using auto-encoder technology. *Physics of Fluids*, 32(6):067103, juin 2020. ISSN 1070-6631. URL https://aip.scitation.org/doi/10.1063/5.0012906. Publisher : American Institute of Physics. 126

Silas Alben et Michael J. Shelley : Flapping States of a Flag in an Inviscid Fluid : Bistability and the Transition to Chaos. *Physical Review Letters*, 100(7):074301, février 2008. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.074301. Publisher : American Physical Society. 6

G. R. S. Assi, J. R. Meneghini, J. A. P. Aranha, P. W. Bearman et E. Casaprima : Experimental investigation of flow-induced vibration interference between two circular cylinders. *Journal of Fluids and Structures*, 22(6):819–827, août 2006. ISSN 0889-9746. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974606000478. 127

H. M. Badr, M. Coutanceau, S. C. R. Dennis et C. Ménard : Unsteady flow past a rotating circular cylinder at Reynolds numbers 10^3 and 10^4. *Journal of Fluid Mechanics*, 220:459–484, novembre 1990. ISSN 0022-1120, 1469-7645. URL https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112090003342/type/journal_article. 104

Antonio Barrero-Gil, Santiago Pindado et Sergio Avila : Extracting energy from Vortex-Induced Vibrations : A parametric study. *Applied Mathematical Modelling*, 36(7):3153–3160, juillet 2012. ISSN 0307-904X. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0307904X11006445. 29, 90

P W Bearman : Vortex Shedding from Oscillating Bluff Bodies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 16(1):195–222, janvier 1984. ISSN 0066-4189, 1545-4479. URL http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev.fl.16.010184.001211. 15

M. Bergmann et L. Cordier : Optimal control of the cylinder wake in the laminar regime by trust-region methods and POD reduced-order models. *Journal of Computational Physics*, 227 (16):7813–7840, août 2008. ISSN 0021-9991. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999108002659. 34

G Berkooz, P Holmes et J L Lumley : The Proper Orthogonal Decomposition in the Analysis of Turbulent Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 25(1):539–575, 1993. URL https://doi.org/10.1146/annurev.fl.25.010193.002543. _eprint : https ://-doi.org/10.1146/annurev.fl.25.010193.002543. 54

Michael M. Bernitsas, Kamaldev Raghavan, Y. Ben-Simon et E. M. H. Garcia : VIVACE (Vortex Induced Vibration Aquatic Clean Energy) : A New Concept in Generation of Clean and Renewable Energy From Fluid Flow. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, 130(4), novembre 2008. ISSN 0892-7219. URL https://asmedigitalcollection.asme.org/offshoremechanics/article/130/4/041101/471896/VIVACE-Vortex-Induced-Vibration-Aquatic-Clean. 6, 29, 30, 42, 90, 91, 95, 125

Richard Evelyn Donohue Bishop, A. Y. Hassan et O. A. Saunders : The lift and drag forces on a circular cylinder in a flowing fluid. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 277(1368):32–50, janvier 1964. URL https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rspa.1964.0004. Publisher : Royal Society. 12, 19, 26

Robert D. Blevins : *Flow-induced vibration*. Van Nostrand Reinhold, New York, 2nd ed édition, 1990. ISBN 978-0-442-20651-2. 18, 56, 57, 124

Robert D. Blevins et Charles S. Coughran : Experimental Investigation of Vortex-Induced Vibration in One and Two Dimensions With Variable Mass, Damping, and Reynolds Number. *Journal of Fluids Engineering*, 131(10), octobre 2009. ISSN 0098-2202. URL https://asmedigitalcollection.asme.org/fluidsengineering/article/131/10/101202/470249/Experimental-Investigation-of-Vortex-Induced. 22, 23, 30

Douglas G. Bohl et Manoochehr M. Koochesfahani : MTV measurements of the vortical field in the wake of an airfoil oscillating at high reduced frequency. *Journal of Fluid Mechanics*, 620:63–88, février 2009. ISSN 0022-1120, 1469-7645. URL https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112008004734/type/journal_article. 82

Rémi Bourguet et David Lo Jacono : Flow-induced vibrations of a rotating cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 740:342–380, février 2014. ISSN 0022-1120, 1469-7645. URL https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/flowinduced-vibrations-of-a-rotating-cylinder/88237AE99D54F7D09A6A05DB64150D7C. 34, 36, 97

C. E. Brennen : A Review of Added Mass and Fluid Inertial Forces. Rapport technique, BRENNEN (C E) SIERRA MADRE CA, janvier 1982. URL https://apps.dtic.mil/docs/citations/ADA110190. 17

E. Buckingham : On Physically Similar Systems ; Illustrations of the Use of Dimensional Equations. *Physical Review*, 4(4):345–376, octobre 1914. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.4.345. Publisher : American Physical Society. 15

Henri Bénard : Formation de centres de giration a l'arrière d'un obstacle en mouvement. *Comptes Rendus Academie des Sciences*, 147:839–842, 1908. 10

Icaro A. Carvalho et Gustavo R. S. Assi : Experimental investigation on the optimal control of vortex shedding of a circular cylinder with rotating rods at moderate Reynolds numbers. *In Proceedings of the 12th International Conference on Flow-Induced Vibration*, pages 147–154, Paris, 2022. L. Zimmer Laboratoire EM2C, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris-Saclay. ISBN 979-10-699-9682-3. 127

Sungho Choi, Haecheon Choi et Sangmo Kang : Characteristics of flow over a rotationally oscillating cylinder at low Reynolds number. *Physics of Fluids*, 14(8):2767–2777, août 2002. ISSN 1070-6631. URL https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1491251. Publisher : American Institute of Physics. 33

Laurence J. Clancy : *Aerodynamics*. A Pitman international text. Pitman, London, repr édition, 1975. ISBN 978-0-273-01120-0. 98, 99

Madeleine Coutanceau et Jean-René Defaye : Circular Cylinder Wake Configurations : A Flow Visualization Survey. *Applied Mechanics Reviews*, 44(6):255–305, juin 1991. ISSN 0003-6900. URL https://doi.org/10.1115/1.3119504. 10

L. David, T. Jardin, P. Braud et A. Farcy : Time-resolved scanning tomography PIV measurements around a flapping wing. *Experiments in Fluids*, 52(4):857–864, avril 2012. ISSN 1432-1114. URL https://doi.org/10.1007/s00348-011-1148-5. 127

L. David, T. Jardin et A. Farcy : On the non-intrusive evaluation of fluid forces with the momentum equation approach. *Measurement Science and Technology*, 20(9):095401, juillet 2009. ISSN 0957-0233. URL https://doi.org/10.1088/0957-0233/20/9/095401. Publisher : IOP Publishing. 126

Emmanuel De Langre : Frequency lock-in is caused by coupled-mode flutter. *Journal of Fluids and Structures*, 22(41096):783, 2006. URL https://hal-polytechnique.archives-ouvertes.fr/hal-01023359. 18, 24, 25, 57

Nicolas Dellinger, Pierre François, David Lefebure, Robert Mose et Pierre-Andre Garambois : An experiment of a hydropower conversion system based on vortex-induced vibrations in a confined channel. *Renewable Energy*, 115:54–63, janvier 2018. ISSN 0960-1481. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148117307516. 29, 30, 42, 90, 93

JP Den Hartog : The vibration problems in engineering. *In Proceeding of the 4th international Congress on Applied Mechanics*, pages 34–35, Cambridge, England, 1934. 15

J. F. Derakhshandeh, M. Arjomandi, B. S. Cazzolato et B. Dally : Harnessing hydro-kinetic energy from wake-induced vibration using virtual mass spring damper system. *Ocean Engineering*, 108:115–128, novembre 2015. ISSN 0029-8018. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029801815003893. 31

Lin Du et Xiaofeng Sun : Suppression of vortex-induced vibration using the rotary oscillation of a cylinder. *Physics of Fluids*, 27(2):023603, février 2015. ISSN 1070-6631. URL https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4913353. 37

Leandro Duarte, Nicolas Dellinger, Guilhem Dellinger, Abdellah Ghenaim et Abdelali Terfous : Experimental investigation of the dynamic behaviour of a fully passive flapping foil hydrokinetic turbine. *Journal of Fluids and Structures*, 88:1–12, juillet 2019. ISSN 0889-9746. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974619300350. 32, 128

F. Díaz, J. Gavaldà, J. G. Kawall, J. F. Keffer et F. Giralt : Vortex shedding from a spinning cylinder. *The Physics of Fluids*, 26(12):3454–3460, décembre 1983. ISSN 0031-9171. URL https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.864127. Publisher : American Institute of Physics. 33

S. J. Elliott, M. Ghandchi Tehrani et R. S. Langley : Nonlinear damping and quasi-linear modelling. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 373(2051):20140402, septembre 2015. URL https://royalsocietypublishing.org/doi/full/10.1098/rsta.2014.0402. Publisher : Royal Society. 88

M. L. Facchinetti, E. de Langre et F. Biolley : Coupling of structure and wake oscillators in vortex-induced vibrations. *Journal of Fluids and Structures*, 19(2):123–140, février 2004. ISSN 0889-9746. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974603001853. 18, 19, 57

D. Fan, G. Jodin, T. R. Consi, L. Bonfiglio, Y. Ma, L. R. Keyes, G. E. Karniadakis et M. S. Triantafyllou : A robotic Intelligent Towing Tank for learning complex fluid-structure dynamics. *Science Robotics*, 4(36), novembre 2019. ISSN 2470-9476. URL https://robotics.sciencemag.org/content/4/36/eaay5063. 127

Dixia Fan, Liu Yang, Michael S. Triantafyllou et George Em Karniadakis : Reinforcement Learning for Active Flow Control in Experiments. *arXiv :2003.03419 [physics]*, mars 2020. URL http://arxiv.org/abs/2003.03419. arXiv : 2003.03419. 127

B. F. Feeny et J. W. Liang : A decrement method for the simultaneous estimastion of Coulomb and Vicous Friction. *Journal of Sound and Vibration*, 195(1):149–154, août 1996. ISSN 0022-460X. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X96904113. 61

C. C. Feng : *The measurement of vortex induced effects in flow past stationary and oscillating circular and D-section cylinders*. Thèse de doctorat, University of British Columbia, 1968. URL https://open.library.ubc.ca/cIRcle/collections/ubctheses/831/items/1.0104049. 20, 21, 22, 24, 30, 66, 68, 88, 89, 95

Guilherme Rosa Franzini, Rodolfo T. Gonçalves, Júlio Romano Meneghini et André L. C. Fujarra : Comparison Between Force Measurements of One and Two Degrees-of-Freedom VIV on Cylinder with Small and Large Mass Ratio. *In 10th International Conference on Flow-Induced Vibration (& Flow-Induced Noise)*, Dublin, 2012. 128

I. E. Garrick et Wilmer H. Reed : Historical Development of Aircraft Flutter. *Journal of Aircraft*, 18(11):897–912, novembre 1981. URL https://arc.aiaa.org/doi/10.2514/3.57579. Publisher : American Institute of Aeronautics and Astronautics. 32

Ramnarayan Gopalkrishnan : *Vortex-induced forces on oscillating bluff cylinders*. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1993. URL https://dspace.mit.edu/handle/1721.1/12539. Accepted : 2005-08-15T20 :53 :55Z. 26

R. Govardhan et C. H. K. Williamson : Modes of vortex formation and frequency response of a freely vibrating cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 420:85–130, octobre 2000. ISSN 1469-7645, 0022-1120. URL https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/modes-of-vortex-formation-and-frequency-response-of-a-freely-vibrating-cylinder/3DDCA0D1636E4B97785C53E2145C0246. 24, 26, 28, 29, 82

R. N. Govardhan et C. H. K. Williamson : Defining the 'modified Griffin plot' in vortex-induced vibration : revealing the effect of Reynolds number using controlled damping. *Journal of Fluid Mechanics*, 561:147–180, août 2006. ISSN 1469-7645, 0022-1120. URL https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/defining-the-modified-griffin-plot-in-vortexinduced-vibration-revealing-the-effect-of-reynol C433970B58BB5B1C0358253E74825D65. 23, 95

Daniel Green et William G. Unruh : The failure of the Tacoma Bridge : A physical model. *American Journal of Physics*, 74(8):706–716, août 2006. ISSN 0002-9505. URL https://aapt.scitation.org/doi/full/10.1119/1.2201854. Publisher : American Association of Physics Teachers. 6

Clément Grouthier : *Récupération d'énergie et vibrations induites par vortex de structures flexibles*. thesis, Palaiseau, Ecole polytechnique, janvier 2013. URL http://www.theses.fr/2013EPXX0066. Publication Title : http ://www.theses.fr. 18, 29, 93

Clément Grouthier, Sébastien Michelin, Rémi Bourguet, Yahya Modarres-Sadeghi et Emmanuel de Langre : On the efficiency of energy harvesting using vortex-induced vibrations of cables. *Journal of Fluids and Structures*, 49:427–440, août 2014. ISSN 0889-9746. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974614001005. 29, 91, 92, 93, 96, 125

Ronald T. Hartlen et Iain G. Currie : Lift-Oscillator Model of Vortex-Induced Vibration. *Journal of the Engineering Mechanics Division*, 96(5):577–591, octobre 1970. URL https://ascelibrary.org/doi/abs/10.1061/JMCEA3.0001276. Publisher : American Society of Civil Engineers. 19

Abdel-Rahman Hedar et Masao Fukushima : Simplex Coding Genetic Algorithm for the Global Optimization of Nonlinear Functions. *In* Tetsuzo Tanino, Tamaki Tanaka et Masahiro Inuiguchi, éditeurs : *Multi-Objective Programming and Goal Programming*, Advances in Soft Computing, pages 135–140. Springer, Berlin, Heidelberg, 2003. ISBN 978-3-540-36510-5. 127

Sighard F. Hoerner : *Résistance à l'avancement dans les fluides (Fluid Dynamic Drag)*, volume 1. Gauthier-Villars, Paris, 1965. Publication Title : Résistance à l'avancement dans les fluides. 85

F. S. Hover, S. N. Miller et M. S. Triantafyllou : Vortex-induced vibration of marine cables : experiments using force feedback. *Journal of Fluids and Structures*, 11(3):307–326, avril 1997. ISSN 0889-9746. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974696900791. 31

F. J. Huera-Huarte et P. W. Bearman : Wake structures and vortex-induced vibrations of a long flexible cylinder—Part 2 : Drag coefficients and vortex modes. *Journal of Fluids and Structures*, 25(6):991–1006, août 2009. ISSN 0889-9746. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974609000462. 84

F. J. Huera-Huarte et M. Gharib : Vortex- and wake-induced vibrations of a tandem arrangement of two flexible circular cylinders with far wake interference. *Journal of Fluids and Structures*, 27(5):824–828, juillet 2011. ISSN 0889-9746. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974611000247. 127

Anil Jain et Yahya Modarres-Sadeghi : Vortex-induced vibrations of a flexibly-mounted inclined cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, 43:28–40, novembre 2013. ISSN 0889-9746. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974613001734. 43

A. Khalak et C. H. K. Williamson : Dynamics of a hydroelastic cylinder with very low mass and damping. *Journal of Fluids and Structures*, 10(5):455–472, juillet 1996. ISSN 0889-9746. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974696900316. 12, 14, 16, 17, 43, 66

A Khalak et C. H. K Williamson : Motions, forces and more transitions in vortex-inducted vibrations at low-mass-damping. *Journal of Fluids and Structures*, 13(7):813–851, octobre 1999. ISSN 0889-9746. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974699902360. 22

A. Khalak et C.H.K. Williamson : Fluid forces and dynamics of a hydroelastic structure with very low mass and damping. *Journal of Fluids and Structures*, 11(8):973–982, novembre 1997a. ISSN 08899746. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0889974697901109. 26, 42, 82

Asif Khalak et Charles H. K. Williamson : Investigation of relative effects of mass and damping in vortex-induced vibration of a circular cylinder. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 69-71:341–350, juillet 1997b. ISSN 0167-6105. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167610597001670. 20, 21, 22, 25, 57, 68, 88, 89, 95

Takahiro Kiwata, Mohamed Heragy, Takaaki Kono, Takuma Shima, Hamanp Toshiyuki Ueno et Alis Ekmekci : Wind Energy Harvesting from Flow-Induced Vibration of Prisms Using Magnetostrictive Material. *In Proceedings of the 12th International Conference on Flow-Induced Vibration*, pages 393–401, Paris, juillet 2022. ISBN 979-10-699-9682-3. 32

Takahiro Kiwata, Makoto Yamaguchi, Takaaki Kono et Toshiyuki Ueno : Water tunnel experiments on transverse-galloping of cantilevered rectangular and D-section prisms. *Journal of Fluid Science and Technology*, 9(3):JFST0056–JFST0056, 2014. 32

J. T. Klamo, A. Leonard et A. Roshko : The effects of damping on the amplitude and frequency response of a freely vibrating cylinder in cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, 22(6):845–856, août 2006. ISSN 0889-9746. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974606000508. 17, 22, 30, 32, 58, 68, 93

Efstathios Konstantinidis, Jisheng Zhao, David Lo Jacono, Justin Leontini et John Sheridan : Phase dynamics of effective drag and lift in vortex-induced vibration at low mass-damping. *Journal of Fluids and Structures*, 96:103028, juillet 2020. ISSN 08899746. URL http://arxiv.org/abs/1906.07375. arXiv :1906.07375 [physics]. 66

Efstathios Konstantinidis, Jisheng Zhao, Justin Leontini, David Lo Jacono et John Sheridan : Excitation and Damping Fluid Forces on a Cylinder Undergoing Vortex-Induced Vibration. *Frontiers in Physics*, 7:185, novembre 2019. ISSN 2296-424X. URL https://www.frontiersin.org/article/10.3389/fphy.2019.00185/full. 66

S. Kumar, C. Cantu et B. Gonzalez : Flow Past a Rotating Cylinder at Low and High Rotation Rates. *Journal of Fluids Engineering*, 133(4), mai 2011. ISSN 0098-2202. URL https://doi.org/10.1115/1.4003984. 33

Theodore von Kármán : Über den Mechanismus des Widerstandes, den ein bewegter Körper in einer Flüssigkeit erfährt. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, 1911:509–517, 1911. URL https://eudml.org/doc/58812. 10

J. H. Lee, N. Xiros et M. M. Bernitsas : Virtual damper–spring system for VIV experiments and hydrokinetic energy conversion. *Ocean Engineering*, 38(5):732–747, avril 2011. ISSN 0029-8018. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0029801810002842. 29, 31, 46, 90, 93

E. Liberge et A. Hamdouni : Reduced order modelling method via proper orthogonal decomposition (POD) for flow around an oscillating cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, 26 (2):292–311, février 2010. ISSN 0889-9746. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974609001352. 127

John H Lienhard : *Synopsis of lift, drag, and vortex frequency data for rigid circular cylinders*, volume 300. Technical Extension Service, Washington State University Pullman, WA, 1966. URL http://www.uh.edu/engines/vortexcylinders.pdf. 10, 11

James Lighthill : Fundamentals concerning wave loading on offshore structures. *Journal of Fluid Mechanics*, 173:667–681, décembre 1986. ISSN 0022-1120, 1469-7645. URL https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112086001313/type/journal_article. 26

Eric Limacher, Chris Morton et David Wood : On the calculation of force from PIV data using the generalized added-mass and circulatory force decomposition. *Experiments in Fluids*, 60(1):4, novembre 2018. ISSN 1432-1114. URL https://doi.org/10.1007/s00348-018-2648-3. 126

Lin Lu, Jian-Min Qin, Bin Teng et Yu-Cheng Li : Numerical investigations of lift suppression by feedback rotary oscillation of circular cylinder at low Reynolds number. *Physics of Fluids*, 23: 033601–033601–15, mars 2011. ISSN 0899-82131070-6631. URL https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2011PhFl...23c3601L. ADS Bibcode : 2011PhFl...23c3601L. 34, 37

Andrew W. Mackowski et Charles H. K. Williamson : Developing a cyber-physical fluid dynamics facility for fluid–structure interaction studies. *Journal of Fluids and Structures*, 27 (5):748–757, juillet 2011. ISSN 0889-9746. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974611000594. 31

M. D. McKay, R. J. Beckman et W. J. Conover : A Comparison of Three Methods for Selecting Values of Input Variables in the Analysis of Output from a Computer Code. *Technometrics*, 21 (2):239–245, 1979. ISSN 0040-1706. URL https://www.jstor.org/stable/1268522. Publisher : [Taylor & Francis, Ltd., American Statistical Association, American Society for Quality]. 127

Mdf : Northern Water Snake – Sandbanks Provincial Park, Ontario, Canada – 2008 May, mai 2008. URL https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Nerodia-sipedon-004.jpg. 128

Iman Mehdipour, Francesco Madaro, Francesco Rizzi et Massimo De Vittorio : Comprehensive experimental study on bluff body shapes for vortex-induced vibration piezoelectric energy harvesting mechanisms. *Energy Conversion and Management : X*, 13:100174, janvier 2022. ISSN 2590-1745. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2590174521000994. 32

A. Mehmood, A. Abdelkefi, M. R. Hajj, A. H. Nayfeh, I. Akhtar et A. O. Nuhait : Piezoelectric energy harvesting from vortex-induced vibrations of circular cylinder. *Journal of Sound and Vibration*, 332(19):4656–4667, septembre 2013. ISSN 0022-460X. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022460X13003192. 29, 90

Philippe Meliga et Jean-Marc Chomaz : An asymptotic expansion for the vortex-induced vibrations of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 671:137–167, mars 2011. ISSN 1469-7645, 0022-1120. URL https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/an-asymptotic-expansion-for-the-vortexinduced-vibrations-of-a-circular-cylinder/3031B53F41B792FCA0D2F124790956B7. 29, 90

Scott Nielsen Miller : *Measurement of vortex-induced oscillations of marine cables using feedback with explicit structural modeling*. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1996. URL https://dspace.mit.edu/handle/1721.1/38125. Accepted : 2007-07-18T13 :39 :32Z. 31

Sanjay Mittal et Bhaskar Kumar : Flow past a rotating cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 476:303–334, février 2003. ISSN 1469-7645, 0022-1120. URL https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/abs/flow-past-a-rotating-cylinder/87B42010BC4B5CE7726970AD9238A099. Publisher : Cambridge University Press. 33, 34

J. R. Morison, J. W. Johnson et S. A. Schaaf : The Force Exerted by Surface Waves on Piles. *Journal of Petroleum Technology*, 2(05):149–154, mai 1950. ISSN 0149-2136. URL https://www.onepetro.org/journal-paper/SPE-950149-G. 56

T. L. Morse et C. H. K. Williamson : Prediction of vortex-induced vibration response by employing controlled motion. *Journal of Fluid Mechanics*, 634:5–39, septembre 2009. ISSN 1469-7645, 0022-1120. URL https://doi.org/10.1017/S0022112009990516. 28, 71, 73

Sohrob Mottaghi, Rene Gabbai et Haym Benaroya : *An Analytical Mechanics Framework for Flow-Oscillator Modeling of Vortex-Induced Bluff-Body Oscillations*, volume 260 de *Solid Mechanics and Its Applications*. Springer International Publishing, Cham, 2020. ISBN 978-3-030-26131-3 978-3-030-26133-7. URL http://link.springer.com/10.1007/978-3-030-26133-7. 18, 124

Rajeev Motwani et Prabhakar Raghavan : *Randomized algorithms*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 9. print édition, 2007. ISBN 978-0-521-47465-8. 127

Bernd R. Noack, Witold Stankiewicz, Marek Morzyński et Peter J. Schmid : Recursive dynamic mode decomposition of transient and post-transient wake flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 809:843–872, décembre 2016. ISSN 0022-1120, 1469-7645. URL https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/abs/recursive-dynamic-mode-decomposition-of-transient-and-posttransient-wake-flows/BB8D1CE8CAB5F8278E6C23B9A734F198. Publisher : Cambridge University Press. 79

F. Noca, D. Shiels et D. Jeon : Measuring instantaneous fluid forces on bodies, using only velocity fields and their derivatives. *Journal of Fluids and Structures*, 11(3):345–350, avril 1997. ISSN 0889-9746. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974697900815. 126

C. Norberg : An experimental investigation of the flow around a circular cylinder : influence of aspect ratio. *Journal of Fluid Mechanics*, 258: 287–316, janvier 1994. ISSN 1469-7645, 0022-1120. URL https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/abs/an-experimental-investigation-of-the-flow-around-a-circular-cylinder-influence-of-aspect-rat5F671F891AF3173FC375F35F3907434F. Publisher : Cambridge University Press. 13, 43

A. Okajima, T. Nagamori, F. Matsunaga et T. Kiwata : Some experiments on flow-induced vibrations of a circular cylinder with surface roughness. *Journal of Fluids and Structures*, 13 (7):853–864, octobre 1999. ISSN 0889-9746. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974699902414. 32

A. Okajima, H. Takata et T. Asanuma : Viscous flow around a rotationally oscillating circular cylinder. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 76:14408, septembre 1975. URL https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1975STIN...76144080. ADS Bibcode : 1975STIN...7614408O. 33

Kyohei Onoue, Arnold Song, Benjamin Strom et Kenneth S. Breuer : Large amplitude flow-induced oscillations and energy harvesting using a cyber-physical pitching plate. *Journal of Fluids and Structures*, 55:262–275, mai 2015. ISSN 0889-9746. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974615000596. 31

Christopher M. O'Neill, Graham Riches et Chris Morton : Wake dynamics and heuristic modelling in the desynchronization region of 1-DOF VIV. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 88:108729, avril 2021. ISSN 0142-727X. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0142727X20304525. 76

M. P. Paidoussis, Stuart Price et Emmanuel de Langre : *Fluid-structure interactions : cross-flow-induced instabilities*. Cambridge University Press, New York, 2011. ISBN 978-0-521-11942-9. OCLC : ocn649801851. 16, 32

G. V. Parkinson et J. D. Smith : The square prism as an aeroelastic non-linear oscillator. *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, 17(2):225–239, mai 1964. ISSN 0033-5614. URL https://doi.org/10.1093/qjmam/17.2.225. 32

Olivier Paré-Lambert et Mathieu Olivier : A parametric study of energy extraction from vortex-induced vibrations. *Transactions of the Canadian Society for Mechanical Engineering*, 42(4):359–369, décembre 2018. ISSN 0315-8977. URL https://cdnsciencepub.com/doi/10.1139/tcsme-2017-0071. Publisher : NRC Research Press. 29

L. Prandtl : Magnuseffekt und Windkraftschiff. *The Science of Nature*, 13(6):93–108, février 1925. ISSN 0028-1042, 1432-1904. URL http://link.springer.com/10.1007/BF01585456. 32

B. Protas et J. E. Wesfreid : Drag force in the open-loop control of the cylinder wake in the laminar regime. *Physics of Fluids*, 14(2):810–826, février 2002. ISSN 1070-6631. URL https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1432695. Publisher : American Institute of Physics. 34

Graham Riches, Robert Martinuzzi et Chris Morton : Proper orthogonal decomposition analysis of a circular cylinder undergoing vortex-induced vibrations. *Physics of Fluids*, 30(10):105103, octobre 2018. ISSN 1070-6631. URL https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5046090. Publisher : American Institute of Physics. 77

Graham Riches et Chris Morton : One degree-of-freedom vortex-induced vibrations at constant Reynolds number and mass-damping. *Experiments in Fluids*, 59(10):157, octobre 2018. ISSN 1432-1114. URL https://doi.org/10.1007/s00348-018-2603-3. 31

T. Sarpkaya : A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations. *Journal of Fluids and Structures*, 19(4):389–447, mai 2004. ISSN 08899746. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0889974604000350. 15, 22

F. A. Schraub, S. J. Kline, J. Henry, P. W. Runstadler et A. Littell : Use of Hydrogen Bubbles for Quantitative Determination of Time-Dependent Velocity Fields in Low-Speed Water Flows. *Journal of Basic Engineering*, 87(2):429–444, juin 1965. ISSN 0021-9223. URL https://asmedigitalcollection.asme.org/fluidsengineering/article/87/2/429/396022/Use-of-Hydrogen-Bubbles-for-Quantitative. 48

Jost Seifert : A review of the Magnus effect in aeronautics. *Progress in Aerospace Sciences*, 55:17–45, novembre 2012. ISSN 03760421. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0376042112000656. 32

Banafsheh Seyed-Aghazadeh et Yahya Modarres-Sadeghi : An experimental investigation of vortex-induced vibration of a rotating circular cylinder in the crossflow direction. *Physics of Fluids*, 27(6):067101, juin 2015. ISSN 1070-6631. URL https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.4921683. 36

D. Shiels, A. Leonard et A. Roshko : Flow-induced vibration of a circular cylinder at limiting structural parameters. *Journal of Fluids and Structures*, 15(1):3–21, janvier 2001. ISSN 0889-9746. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S088997460090330X. 17

Luigi Simeone, M.G. Tehrani, S.J. Elliott et M. Hendijanizadeh : Nonlinear damping in an energy harvesting device. *In Proceedings of International Conference of Noise and Vibration Engineering*, KU Leuven (Belgium), 2014. URL http://rgdoi.net/10.13140/2.1.4701.9529. Publisher : Unpublished. 88

Lawrence Sirovich : Turbulence and the dynamics of coherent structures. II. Symmetries and transformations. *Quarterly of Applied Mathematics*, 45(3):573–582, 1987. ISSN 0033-569X, 1552-4485. URL https://www.ams.org/qam/1987-45-03/S0033-569X-1987-0910463-9/. 54, 74

R. A. Skop et S. Balasubramanian : A new twist on an old model for vortex-excited vibrations. *Journal of Fluids and Structures*, 11(4):395–412, mai 1997. ISSN 0889-9746. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974697900852. 18, 23

R. A. Skop et G. Luo : An inverse-direct method for prediciting the vortex induced vibrations of cylinders in uniform and nonuniform flows. *Journal of Fluids and Structures*, 15(6):867–884, août 2001. ISSN 0889-9746. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974600903815. 18

R. Sonnenberger, K. Graichen et P. Erk : Fourier averaging : a phase-averaging method for periodic flow. *Experiments in Fluids*, 28(3):217–224, mars 2000. ISSN 1432-1114. URL https://doi.org/10.1007/s003480050381. 51

Atul Kumar Soti, Mark C. Thompson, John Sheridan et Rajneesh Bhardwaj : Harnessing electrical power from vortex-induced vibration of a circular cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, 70:360–373, avril 2017. ISSN 0889-9746. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974616306831. 29, 90

Atul Kumar Soti, Jisheng Zhao, Mark C. Thompson, John Sheridan et Rajneesh Bhardwaj : Damping effects on vortex-induced vibration of a circular cylinder and implications for power extraction. *Journal of Fluids and Structures*, 81:289–308, août 2018. ISSN 0889-9746. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974617305595. 22, 30, 31, 58, 67, 68, 69, 88, 89, 90, 91, 92, 93, 95, 125

B. Mutlu Sumer et Jorgen Fredsoe : *Hydrodynamics around cylindrical structures*, volume 26. World Scientific, 2006. ISBN 981-270-039-0. 10, 12, 24, 57

Hai Sun, Eun Soo Kim, Gary Nowakowski, Erik Mauer et Michael M. Bernitsas : Effect of mass-ratio, damping, and stiffness on optimal hydrokinetic energy conversion of a single, rough cylinder in flow induced motions. *Renewable Energy*, 99:936–959, décembre 2016. ISSN 0960-1481. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148116306206. 29, 90

Wan Sun, Soohwan Jo et Jongwon Seok : Development of the optimal bluff body for wind energy harvesting using the synergetic effect of coupled vortex induced vibration and galloping phenomena. *International Journal of Mechanical Sciences*, 156:435–445, juin 2019. ISSN 0020-7403. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0020740318336579. 32

György Szeidl et László Péter Kiss : *Mechanical Vibrations : An Introduction*. Foundations of Engineering Mechanics. Springer International Publishing, Cham, 2020. ISBN 978-3-030-45073-1 978-3-030-45074-8. URL http://link.springer.com/10.1007/978-3-030-45074-8. 87

S. Szepessy et P. W. Bearman : Aspect ratio and end plate effects on vortex shedding from a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 234(-1):191, janvier 1992. ISSN 0022-1120, 1469-7645. URL http://www.journals.cambridge.org/abstract_S0022112092000752. 43

Sadatoshi Taneda : Visual Observations of the Flow past a Circular Cylinder Performing a Rotatory Oscillation. *Journal of the Physical Society of Japan*, 45(3):1038–1043, septembre 1978. ISSN 0031-9015. URL https://journals.jps.jp/doi/10.1143/JPSJ.45.1038. Publisher : The Physical Society of Japan. 33

B. Thiria, S. Goujon-Durand et J. E. Wesfreid : The wake of a cylinder performing rotary oscillations. *Journal of Fluid Mechanics*, 560:123–147, août 2006. ISSN 1469-7645, 0022-1120. URL https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/

article/wake-of-a-cylinder-performing-rotary-oscillations/8B512864539CF6992D254B976736CCF9. Publisher : Cambridge University Press. 33, 34, 35

A. Thom : Experiments on the flow past a rotating cylinder. Technical Report, H. M. Stationery Office, 1931. URL https://reports.aerade.cranfield.ac.uk/handle/1826.2/1419. Accepted : 2014-10-21T12 :03 :19Z. 32

Nicolas Thouault, Christian Breitsamter, Nikolaus A. Adams, Jost Seifert, Carmine Badalamenti et Simon A. Prince : Numerical Analysis of a Rotating Cylinder with Spanwise Disks. *AIAA Journal*, 50(2):271–283, février 2012. ISSN 0001-1452, 1533-385X. URL https://arc.aiaa.org/doi/10.2514/1.J050856. 33, 34

P. T. Tokumaru et P. E. Dimotakis : Rotary oscillation control of a cylinder wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 224:77–90, mars 1991. ISSN 1469-7645, 0022-1120. URL https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/rotary-oscillation-control-of-a-cylinder-wake/91C56E02FA7524820AF0CA98C69D8135. 33

M. S. Triantafyllou, M.A. Grosenbaugh et R. Govardhan : Vortex-Induced Vibrations in a Sheared Flow : a New Predictive Method. *In Proceedings of the International Conference on Hydroelasticity in Marine Technology*, page 8. WOODS HOLE OCEANOGRAPHIC INSTITUTION, mai 1994. URL https://citeseerx.ist.psu.edu/viewdoc/download?doi=10.1.1.929.9616&rep=rep1&type=pdf. Section : Technical Reports. 18

Balthazar van der Pol : On relaxation-oscillations. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 2(11):978–992, novembre 1926. ISSN 1941-5982, 1941-5990. URL http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/14786442608564127. 19

J. Kim Vandiver : Damping Parameters for flow-induced vibration. *Journal of Fluids and Structures*, 35:105–119, novembre 2012. ISSN 0889-9746. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974612001351. 17

D. Vicente-Ludlam, A. Barrero-Gil et A. Velazquez : Flow-Induced Vibration of a rotating circular cylinder using position and velocity feedback. *Journal of Fluids and Structures*, 72:127–151, juillet 2017. ISSN 0889-9746. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0889974616305096. 37

D. Vicente-Ludlam, A. Barrero-Gil et A. Velazquez : Flow-induced vibration control of a circular cylinder using rotational oscillation feedback. *Journal of Fluid Mechanics*, 847:93–118, juillet 2018. ISSN 0022-1120, 1469-7645. URL https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/flowinduced-vibration-control-of-a-circular-cylinder-using-rotational-oscillation-feedback/AA2CE18E34DC2C672B8801BB7E8B8FB5. Publisher : Cambridge University Press. 37

Jia-song Wang, Dixia Fan et Ke Lin : A review on flow-induced vibration of offshore circular cylinders. *Journal of Hydrodynamics*, 32(3):415–440, juin 2020a. ISSN 1878-0342. URL https://doi.org/10.1007/s42241-020-0032-2. 32

Junlei Wang, Linfeng Geng, Lin Ding, Hongjun Zhu et Daniil Yurchenko : The state of the art review on energy harvesting from flow-induced vibrations. *Applied Energy*, 267:114902, juin 2020b. ISSN 0306-2619. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0306261920304141. 32

Jerry Westerweel et Fulvio Scarano : Universal outlier detection for PIV data. *Experiments in Fluids*, 39(6):1096–1100, décembre 2005. ISSN 0723-4864, 1432-1114. URL http://link.springer.com/10.1007/s00348-005-0016-6. 51

Frank M. White : *Fluid mechanics*. McGraw-Hill, New York, NY, 8. ed édition, 2016. ISBN 978-0-07-339827-3. 10

C. Wieselsberger : Neure Festellungen uber die Gesetze des Flussigkeits und Luftwiderstands. *Phys. Z.*, 22:321–328, 1921. 84

C. K. I. Williams : Prediction with Gaussian Processes : From Linear Regression to Linear Prediction and Beyond. *In* Michael I. Jordan, éditeur : *Learning in Graphical Models*, NATO ASI Series, pages 599–621. Springer Netherlands, Dordrecht, 1998. ISBN 978-94-011-5014-9. URL https://doi.org/10.1007/978-94-011-5014-9_23. 127

C. H. K. Williamson : Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 206:579–627, septembre 1989. ISSN 1469-7645, 0022-1120. URL http://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/oblique-and-parallel-modes-of-vortex-shedding-in-the-wake-of-a-circular-cylinder-at-low-rey A76E6351C11CA14B35F8161C8AF1D651. Publisher : Cambridge University Press. 12, 14

C.H.K. Williamson et R. Govardhan : Vortex-Induced Vibrations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 36(1):413–455, 2004. URL https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.36.050802.122128. 15

C.H.K. Williamson et A. Roshko : Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, 2(4):355–381, juillet 1988. ISSN 08899746. URL https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0889974688900588. 27, 28, 29, 73

K. W. L. Wong, J. Zhao, D. Lo Jacono, M. C. Thompson et J. Sheridan : Experimental investigation of flow-induced vibration of a rotating circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 829:486–511, octobre 2017. ISSN 0022-1120, 1469-7645. URL https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/experimental-investigation-of-flowinduced-vibration-of-a-rotating-circular-cylinder/06D17F6666B8EE39E626DD3B87D8B3CC. 36, 97, 104

K. W. L. Wong, J. Zhao, D. Lo Jacono, M. C. Thompson et J. Sheridan : Experimental investigation of flow-induced vibration of a sinusoidally rotating circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 848:430–466, août 2018. ISSN 0022-1120, 1469-7645. URL https://doi.org/10.1017/jfm.2018.379. 37, 58, 97, 107, 108, 113, 125

Kai Yang, Kewei Su, Junlei Wang, Jinfeng Wang, Kai Yin et Grzegorz Litak : Piezoelectric wind energy harvesting subjected to the conjunction of vortex-induced vibration and galloping : comprehensive parametric study and optimization. *Smart Materials and Structures*, 29 (7):075035, juin 2020. ISSN 0964-1726. URL https://doi.org/10.1088/1361-665x/ab870e. Publisher : IOP Publishing. 32

M. M. Zdravkovich : Review and classification of various aerodynamic and hydrodynamic means for suppressing vortex shedding. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 7 (2):145–189, mars 1981. ISSN 0167-6105. URL http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167610581900362. 29, 32

Baoshou Zhang, Baowei Song, Zhaoyong Mao, Boyang Li et Mengfan Gu : Hydrokinetic energy harnessing by spring-mounted oscillators in FIM with different cross sections : From triangle to circle. *Energy*, 189:116249, décembre 2019a. ISSN 0360-5442. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360544219319449. 32

L. B. Zhang, H. L. Dai, A. Abdelkefi et L. Wang : Experimental investigation of aerodynamic energy harvester with different interference cylinder cross-sections. *Energy*, 167:970–981, janvier 2019b. ISSN 0360-5442. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360544218322709. 32

J. Zhao, J. S. Leontini, D. Lo Jacono et J. Sheridan : Chaotic vortex induced vibrations. *Physics of Fluids*, 26(12):121702, décembre 2014. ISSN 1070-6631. URL https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4904975. 43, 66, 82

Jisheng Zhao : *Flow-Induced Vibration of Circular and Square Cylinders with Low Mass and Damping*. Thèse de doctorat, Monash University, juillet 2012. 12, 16, 24, 27, 30, 32, 48, 56, 57, 82, 126

Jisheng Zhao, Mark C. Thompson et Kerry Hourigan : Damping effect on transverse flow-induced vibration of a rotating circular cylinder and its implied energy harvesting performance. *Physical Review Fluids*, 7(2):023905, février 2022. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevFluids.7.023905. Publisher : American Physical Society. 104, 120, 125

Résumé

Tout corps épais immergé dans un écoulement provoque, sous certains régimes, la formation de structures tourbillonnaires. La dynamique de ces structures peut alors interagir avec celle du corps lorsque ce dernier possède, typiquement, une certaine flexibilité de mouvement et/ou une fréquence propre de résonance. On parle alors d'interaction fluide-structure (IFS), phénomène largement rencontré en pratique et pouvant être à l'origine de vibrations significatives. Parmi les mécanismes d'IFS largement étudiés, celui de vibrations induites par vortex (VIV), observé dans le cas d'un cylindre circulaire monté de manière élastique et soumis à un écoulement uniforme, est le plus documenté (Williamson & Govardhan 2008). Cette configuration, bien qu'académique, est représentative d'un nombre important de procédés d'ingénierie pour lesquels les vibrations peuvent être considérées comme néfastes (échangeurs thermiques, colonne montante offshore, etc) ou, au contraire, comme source d'inspiration pour l'élaboration de dispositifs d'extraction d'énergie (Bernistas et al. 2008, Lee et al. 2019). Ce manuscrit propose un nouveau dispositif de cylindre oscillant monté de manière élastique sur paliers à air et alliant une solution mécatronique pour l'émulation de différentes valeurs d'amortissement et de raideur. Le dispositif permet également la mise en rotation alternée ou non du cylindre autour de son axe principal. Cette étude s'inscrit dans le cadre d'un projet financé par la Région Nouvelle-Aquitaine et visant, à long terme, au contrôle du mécanisme de VIV dans un contexte d'extraction d'énergie propre. Le travail, présenté dans cette thèse, concerne : (1) la description du dispositif, (2) la validation de la solution mécatronique, (3) l'analyse fine de la réponse en amplitude et fréquence du système oscillant pour un amortissement négligeable et une raideur donnée, ainsi que de la dynamique du sillage en fonction du régime de l'écoulement, (4) l'effet de l'amortissement et de la raideur sur l'efficacité énergétique du dispositif, et enfin (5) une analyse de l'effet de la fréquence et de l'amplitude de rotation du cylindre sur la plage, dite de synchronisation fluide-structure. L'ensemble des essais a été mené en canal hydraulique à l'Institut Pprime (Poitiers). Les analyses réalisées ont fait appel à des techniques de visualisation par bulles d'hydrogène et de vélocimétrie à images de particules (PIV), ainsi qu'à des outils de post-traitement, tels que l'analyse en moyenne de phase ou encore la décomposition aux valeurs propres (POD). Les résultats obtenus laissent entrevoir de larges perspectives à la fois pour la modélisation et le contrôle des mécanismes de VIV.

Mots-clés : vibrations induites par les écoulements, vibrations induites par vortex, mécanique des fluides expérimentale, interaction fluide-structure, extraction d'énergie, oscillateur amorti virtuel

Abstract

Any bluff body immersed in a flow leads, under certain regimes, to the formation of vortex structures. The dynamics of these structures can then interact with that of the body when the latter has, typically, a certain flexibility of movement and/or a natural frequency of resonance. This is known as fluid-structure interaction (FSI), a phenomenon that is widely encountered in practice and can be the source of significant vibrations. Among the widely studied FSI mechanisms, Vortex-induced vibrations (VIV), observed in the case of an elastically mounted circular cylinder subjected to a uniform flow, is the most documented (Williamson & Govardhan 2008). This configuration, although academic, is representative of a significant number of engineering applications where vibrations can be considered detrimental (heat exchangers, offshore riser, etc) or, on the contrary, as a source of inspiration for the development of energy extraction devices (Bernistas et al. 2008, Lee et al. 2019). This manuscript presents a new device of oscillating cylinder elastically mounted on air bearings and combining a mechatronic solution for simulating different damping and stiffness values. The device also allows the alternated or constant rotation of the cylinder around its main axis. This work is part of a project funded by the Nouvelle-Aquitaine Region and aiming, in the long term, at the control of the VIV mechanism in a context of clean energy extraction. The work presented in this thesis concerns : (1) the description of the device, (2) the validation of the mechatronic solution, (3) the fine analysis of the response in amplitude and frequency of the oscillating system for a negligible damping and a given stiffness, as well as the dynamics of the wake according to the flow regime, (4) the effect of damping and stiffness on the energy efficiency of the device and finally, (5) an analysis of the effect of the frequency and amplitude of rotation of the cylinder on the range of fluid-structure synchronization. All the tests were carried out in a hydraulic channel at the Pprime Institute (Poitiers). Analysis was performed using hydrogen bubble visualization and particle image velocimetry (PIV) techniques, as well as post-processing tools such as phase averaging and eigenvalue decomposition (POD). The results obtained suggest broad perspectives for both the modeling and control of PIV mechanisms.

Keywords : flow-induced vibration, Vortex-Induced Vibrations, experimental fluid mechanics, fluid-structure interactions, energy harvesting, virtual damper-spring