HAL
open science

Écoulement et entraînement d'air autour d'un cylindre vertical partiellement immergé

Valentin Ageorges

▶ **To cite this version:**

Valentin Ageorges. Écoulement et entraînement d'air autour d'un cylindre vertical partiellement immergé. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Normandie Université, 2019. Français. NNT : 2019NORMLH23 . tel-02585789

HAL Id: tel-02585789

https://theses.hal.science/tel-02585789

Submitted on 15 May 2020

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

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

Normandie Université

THESE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité Mécanique des fluides, énergétique, thermique, combustion, acoustique - 4200014

Préparée au sein de Le Havre Normandie Université au LOMC

Écoulement et entraînement d'air autour d'un cylindre vertical partiellement immergé

Présentée et soutenue par
Valentin AGEORGES

Thèse soutenue publiquement le 14 Novembre 2019 devant le jury composé de		
Mr Pierre LUBIN	Professeur des Universités, I2M, CNRS, Bordeaux INP	Rapporteur
Mr Ramiro GODOY-DIANA	Chargé de recherche HDR, PMMH, CNRS, ESPCI Paris	Rapporteur
Mr Vincent MOUREAU	Chargé de recherche, CORIA, CNRS, Université et INSA de Rouen Normandie	Examinateur
Mr Frédéric MOISY	Professeur des Universités, FAST, CNRS, Université Paris-Sud	Examinateur
Mr Jean-Yves BILLARD	Professeur des Universités, IRENav, École navale de Brest	Examinateur
Mr François MARIN	Professeur des Universités, LOMC, CNRS et Université Le Havre Normandie	Examinateur
Mme Gaële PERRET	Maitre de conférences, LOMC, CNRS et Université Le Havre Normandie	Co-encadrante
Mr Jorge PEIXINHO	Chargé de recherche HDR, LOMC, CNRS et Université Le Havre Normandie et PIMM CNRS, Arts et Métiers, CNAM, HÉSAM Université	Directeur de thèse

Thèse dirigée par Jorge PEIXINHO, LOMC, CNRS et Université Le Havre Normandie & PIMM, CNRS, Arts et Métiers, CNAM, HÉSAM Université et co-encadrée par Gaële PERRET, LOMC, CNRS et Université Le Havre Normandie

Logo Établissement **Logo École Doctorale** **Logo laboratoire**

UNIVERSITÉ LE HAVRE NORMANDIE

ED PSIME

LABORATOIRE ONDES et MILIEUX COMPLEXES

cnrs

Résumé

L'écoulement autour d'un objet partiellement immergé comme une carène ou une pile de pont est une configuration fondamentale au regard de la dynamique de la surface libre. La caractérisation de cet écoulement est essentielle dans des applications environnementales, ou pour des systèmes d'énergies marines renouvelables. De telles structures sont soumises à des efforts de traînée et de portance provenant de l'interaction avec le courant, la houle, et la surface libre. Ce travail s'inscrit dans la compréhension des efforts s'exerçant sur des objets partiellement immergés. Notre problématique est simplifiée en considérant une géométrie cylindrique. Nous présentons des résultats expérimentaux obtenus en canal, où le cylindre est tracté ainsi que des résultats numériques obtenus à l'aide du code YALES2, basé sur la méthode des volumes finis. Le cylindre vertical est partiellement immergé et le sillage généré derrière le cylindre est caractérisé par une déformation de la surface libre. L'écoulement derrière le cylindre est gouverné par les nombres de Reynolds et de Froude, caractérisant l'importance des effets inertiels et gravitaires. Ces nombres sans dimension sont définis à l'aide du diamètre du cylindre. La gamme de vitesse balayée et les diamètres utilisés permettent d'atteindre des nombres de Reynolds jusqu'à 240 000, et des nombres de Froude jusqu'à 2.4 correspondant à un sillage turbulent. L'attention est portée sur les fortes déformations de surface libre allant jusqu'à sa rupture et l'entraînement d'air. En particulier, deux modes d'entrainement d'air ont été observés : (i) dans la cavité le long du cylindre et (ii) dans le sillage du cylindre. La vitesse critique à l'entraînement d'air dans la cavité a été mesurée et son évolution est comparée avec une loi d'échelle proposée par Benusiglio [7]. Nous avons observé l'influence de cet entraînement d'air sur les efforts de traînée grâce à des mesures à l'aide de capteurs piézoélectriques. Nos résultats sont comparés avec des résultats expérimentaux à des Reynolds et Froude inférieurs et des résultats sans surface libre. Une comparaison avec des résultats numériques est également réalisée. La présence de la surface libre et de l'entraînement d'air dans la cavité entraîne une diminution des efforts de traînée par rapport au cas monophasique. Numériquement, le code utilise une méthode level-set pour la description de la surface libre et permet de reproduire les phénomènes d'entraînement d'air, la déformation de la surface libre et la dynamique de l'écoulement autour du cylindre. Ce travail étend la gamme de paramètres adimensionnels parcourus expérimentalement et numériquement, et met en évidence l'effet de l'entrainement d'air sur les efforts de traînée.

Abstract

The flow past ships or an emerged body such as bridge pilar, is a fundamental, familiar and fascinating sight. Measurements and modelling of this simple flow can have relevance to offshore structures and renewable energy systems. The interaction of such structures with marine environment lead to drag, lift forces and free-surface effects. Our current problem is simplified by considering cylindrical geometry. This work presents experimental results, in which vertical cylinders are translated at constant speed through water initially at rest, and numerical results using YALES2 computing code based on finite volume method. The cylinders are partially immersed, then the motion induces turbulent wake and free-surface deformation. The flow is governed by the Reynolds and Froude numbers defined with cylinder diameter. The explored range of parameters are in the regime of turbulent wake with experiments carried out for Reynolds number up to 240 000, and Froude number up to 2.4. The focus here is on drag force measurements and strong free-surface deformation up to rupture and air-entrainment. Two modes of air-entraiment have been observed : (i) in the wake of the cylinder and (ii) in a cavity along the cylinder wall. Results are as follows. First, a scaling for the critical velocity for air-entrainment in the cavity proportional to $D^{1/5}$ proposed by Benusiglio [7] is recovered. Secondly, drag coefficients measured by piezoelectric sensors are smaller in two phase flow compared to monophasic case, and air-entrainment in the cavity enhances this decrease. Numerically, YALES2 uses level-set method for the descirption of the free-surface, and is able to reproduce air-entrainment phenomenon, free-surface deformations and flow dynamics around the cylinder. The present work expands the range of dimensionless parameters and highlights free-surface effects on drag forces.

Remerciements

Cette thèse a été préparée au laboratoire Ondes et Milieux Complexes (LOMC) CNRS, de l'Université de Le Havre Normandie grâce au cofinancement de la région Normandie et de l'Union Européenne à travers le projet NEPTUNE (Fonds FEDER). Ce travail a bénéficié des moyens de calcul du mésocentre CRIANN (Centre Régional Informatique et d'Applications Numériques de Normandie).

Je souhaite dans un premier temps remercier mon encadrement de thèse qui m'a permis de finaliser ce projet de recherche. Je remercie de ce fait Jorge PEIXINHO et Gaële PERRET pour m'avoir permis d'avancer et de valoriser les résultats obtenus durant ma thèse. Je tiens également à remercier les membres de l'équipe YALES2 du CORIA pour l'aide apportée sur la partie numérique de ma thèse.

Je remercie Ramiro GODOY-DIANA et Pierre LUBIN d'avoir accepté de rapporter ma thèse, ainsi que les autres membres du jury Vincent MOUREAU, Frédéric MOISY, Jean-Yves BILLARD et François MARIN pour leur participation et l'intérêt porté à l'égard de ce travail.

Je remercie Innocent MUTABAZI, directeur du LOMC de m'avoir accueilli dans son laboratoire. Je remercie Claude HOUSSIN pour son aide essentielle dans le montage des expériences, une aide indispensable pour l'obtention des résultats expérimentaux de cette thèse. Je remercie également Carole LEGUEN et Séverine FAUVEL pour leur aide apportée vis-à-vis des méandres administratifs qu'un thésard peut rencontrer.

Je remercie maintenant les "collègues" du bureau 110 (et les autres ...), qui ont su améliorer le quotidien d'un thésard pas forcément toujours paisible. Je pense plus particulièrement "aux anciens" : Abdessamad (l'amoureux des expressions françaises), Sixtine (Mercotte n'a qu'à bien se tenir), Mélanie (l'habitude alimentaire de Djokovic), Nicolas (le post-doc devenu grand), Jonathan (arrivant comme la chimie après la physique)...

Je remercie mes proches (famille et amis) pour le soutien continu dont ils font preuve à mon égard. Je vous souhaite le meilleur ! Ces quelques mots maintenant pour remercier celle qui partage mon quotidien en étant toujours là dans les moments importants de ma vie. Un grand merci à toi, Lucie... ♥

Je remercie tout ceux que j'ai pu oublié et qui se reconnaîtront dans ce message. Je m'en excuse. Enfin, un dernier grand MERCI pour m'avoir permis d'aboutir à la finalisation de ce projet de recherche.

Pour finir, j'ai une pensée émue pour ma mère qui doit être fier de moi de là où elle me regarde...

Sommaire

Table des figures **VII**

Liste des tableaux **XIII**

1 Introduction **1**
1.1 Contexte de l'étude . . . 1
1.2 Objectifs de la thèse et plan du manuscrit . . . 3
1.3 État de l'art . . . 5
1.3.1 Ondes de surface . . . 5
1.3.2 Déformations de la surface libre . . . 7
1.3.3 Dynamique de l'écoulement . . . 9
1.3.4 Efforts . . . 14
1.4 Problématiques . . . 16

2 Dispositifs expérimentaux et post-traitement des données **17**
2.1 Dispositifs expérimentaux . . . 18
2.1.1 Canal à traction . . . 18
2.1.2 Montage expérimental . . . 19
2.2 Paramètres . . . 24
2.3 Post-traitement et qualité des mesures . . . 27
2.3.1 Efforts . . . 27
2.3.2 Mesure de la profondeur de cavité $\mathcal{L}$ . . . 29
2.3.3 Seuil d'entraînement d'air . . . 29
2.3.4 Vibrations du chariot de traction . . . 30
2.4 Rappel des paramètres . . . 32

3 Entraînement d'air et impact sur les efforts **35**
3.1 Observations des phénomènes d'entraînement d'air dans l'écoulement . . . 36
3.1.1 Observations expérimentales du premier régime . . . 36
3.1.2 Observations expérimentales du second régime . . . 38
3.2 Efforts . . . 42
3.2.1 Efforts de traînée . . . 42
3.2.2 Analyse fréquentielle . . . 46
3.3 Conclusion partielle . . . 49

3.4 Modèle théorique sur le seuil d'entraînement d'air dans la cavité . . . 51
3.4.1 Expression de la profondeur de cavité $\mathcal{L}$ . . . 51
3.4.2 Mesure expérimentale de la profondeur de cavité $\mathcal{L}$ . . . 52
3.4.3 Comparaison du modèle théorique aux expériences . . . 53

4 Simulations numériques de l'écoulement autour du cylindre 57
4.1 Description de YALES2 . . . 58
4.2 Méthodes numériques . . . 59
4.2.1 Solveur numérique . . . 61
4.2.2 Efforts . . . 64
4.3 Paramètres pour les simulations numériques . . . 65
4.3.1 Maillage . . . 65
4.3.2 Caractéristiques des simulations . . . 68
4.4 Post-traitement . . . 69

5 Résultats numériques de l'écoulement autour du cylindre 71
5.1 Surface libre et entraînement d'air . . . 72
5.2 Efforts . . . 77
5.3 Étude de la vorticité dans les plans de mesures . . . 79
5.4 Limite de l'étude . . . 85
5.5 Amélioration du traitement de la surface libre . . . 88

6 Conclusions et perspectives 93

A Essais expérimentaux pour la reconstruction de la surface libre 99
A Méthode 1 . . . 100
B Méthode 2 . . . 104
C Méthode 3 . . . 105
D Conclusions . . . 107

B Article journal PRF 109

C Article conférence CFM 125

Bibliographie 137

Table des figures

1.1 Image de gauche : Power Buoy 3 [52], au centre : Hydrolienne SeaGen : ©Siemens AG, et image de droite : AquaBuOY©Finavera 2
1.2 (a) Mat cylindrique de l'hydrolienne SeaGen de 1.2 MW au large de Strangford (démantelée en 2017). (b) Photographie d'un sillage d'un cylindre tracté de diamètre 16 mm en piscine issue de l'article de Moisy & Rabaud [59]. 5
1.3 Représentation schématique du sillage de Kelvin inspirée de l'article de Moisy & Rabaud [59] mettant en évidence les angles α et θ. 6
1.4 Représentation schématique de la surface libre, en amont et en aval d'un cylindre. 7
1.5 Évolution de la profondeur de cavité adimensionnée avec le diamètre en fonction du nombre de Froude. Cette figure est extraite de l'article Chaplin *et al.* [13] qui a réanalysé les résultats de Hay [42]. 8
1.6 Évolution de la forme de la cavité partiellement ventilée (a), et totalement ventilée 1.6 (b). Ces images sont extraites du rapport de Hay [42]. 9
1.7 Évolution de la vitesse critique d'entraînement de bulles d'air dans la cavité provenant de la thèse de Benusiglio [7]. 10
1.8 Données issues des travaux de Gonçalves *et al.* [36]. Vitesse moyenne adimensionnée dans le sens de l'écoulement dans le plan de symétrie du cylindre pour un nombre de Reynolds de 43 000 pour différents rapports AR. (a) : AR= 2, (b) : AR= 1, (c) : AR= 0.5, (d) : AR= 0.3. 11
1.9 Données issues des travaux de Benitz *et al.* [6]. Illustration des champs de vorticité pour différents rapports AR. 12
1.10 Données issues des travaux de Koo *et al.* [49]. Illustration des structures tourbillonnaires instantanées pour un Reynolds de 458 000 et différents nombres de Froude. a) : $Fr = 0.84$, (b) : $Fr = 1.24$, (c) : $Fr = 1.64$. 13
1.11 Représentation schématique des forces de traînée et de portance s'exerçant sur un cylindre dans un écoulement. 14
1.12 Données issues des travaux de Benitz *et al.* [6]. Évolution du coefficient de traînée, avec le rapport AR. 15
1.13 Données issues des travaux de Chaplin *et al.* [13]. Évolution du coefficient de traînée C_D, par rapport à la hauteur d'immersion. 15

2.1 Photo et schéma du canal à traction du LOMC en perspective et représentation du chariot de traction. 18
2.2 Profil de vitesse du chariot de traction en fonction de la position x. . 19
2.3 Cylindres en polyméthacrylate de méthyle (PMMA) utilisés pour les expériences 20
2.4 Représentation schématique du cylindre dans le canal de traction . . 20
2.5 Ensemble capteurs/cylindre et amplificateurs de charge. (a) Vue de côté et (**b**) : Vue de dessus 21
2.6 Calibration des capteurs avec des poids entre 0.2 et 1 kg suivant l'axe des x. 22
2.7 Image typique provenant de la caméra et mise en évidence de l'existence de la cavité de profondeur $\mathcal{L}$. Les pointillés représentent la surface libre au repos. 23
2.8 Images obtenues pour la quantification de $\mathcal{L}$. Plus de détails sont donnés en section 2.3.2. 24
2.9 Comparaison de l'évolution de l'effort de traînée avec la vitesse du chariot de traction en fonction du temps. Exemple du cylindre de diamètre $D = 8$ cm avec un $Re = 55\,000$ correspondant à un $Fr \simeq 0.78$. 28
2.10 Images typiques ayant permises la mesure de la profondeur de la cavité. Exemple avec le cylindre de diamètre $D = 8$ cm (a) $Re = 30\,000$ et (b) $Re = 80\,000$. Les lignes rouges permettent de délimiter plus facilement les contours du cylindre et les lignes en bleues pointillées correspondent à la surface libre au repos. 29
2.11 Comparaison de la force de traînée $\bar{F}_x$ et de l'écart type (STD) pour le chariot seul et pour un cylindre de $D = 2.5$ et 11 cm à $h = 23$ cm. 31
2.12 Comparaison de la force de portance $\bar{F}_y$ et de l'écart type (STD) pour le chariot seul et pour un cylindre de $D = 2.5$ et 11 cm à $h = 23$ cm. 31
2.13 Comparaison de la DSP de la force de traînée et de portance avec et sans eau, pour $D = 2.5$ cm et $U = 1$ m/s. 32

3.1 Diagramme Re vs Fr présentant les différents régimes d'entraînement d'air : pas d'entraînement d'air (symboles pleins), entraînement d'air dans le sillage (symboles partiellement pleins) ou également dans la cavité proche cylindre (symboles creux). (a) Cas à immersion h constante et (b) à rapport h/D constant. 37
3.2 Écoulement autour du cylindre $D = 2.5$ cm. (a) : $Re \simeq 15\,000$, $Fr \simeq 1.21$ et (b) : $Re \simeq 22\,500$, $Fr \simeq 1.82$ 38
3.3 Entraînement d'air dans le sillage par un tourbillon pour $D = 5$ cm, $Re = 38\,900$ et $Fr = 1.11$. La barre blanche correspond à une échelle de 2 cm et le pas de temps entre chaque image est de 10 ms. 39

3.4 Vue de côté en dessous de la surface libre du cylindre de $D = 5$ cm. (a) Pas d'entraînement d'air à $Re = 34\ 700$ et $Fr = 0.97$. (b) Entraînement d'air dans le sillage à $Re = 39\ 700$, $Fr = 1.11$. Les bulles d'airs sont entourées en bleue. (c) Entraînement d'air dans la cavité à $Re = 45\ 680$, $Fr = 1.3$. Les bulles d'air sont entourées en rouge. Les lignes pointillées représentent les trajectoires des bulles d'air observées. 39

3.5 Vue de côté en dessous de la surface libre du cylindre de $D = 16$ cm. (a) Entraînement d'air dans le sillage à $Re = 122\ 500$, $Fr = 0.6$. Les bulles d'airs sont entourées en bleue. (b) Entraînement d'air dans la cavité à $Re = 199\ 300$, $Fr = 1$. Les bulles d'airs sont entourées en rouge. Les lignes pointillées représentent les trajectoires des bulles d'air observées. 40

3.6 Synthèse des deux régimes observés avec les différents régimes d'entraînement d'air en fonction de Re et Fr. Fond bleu : Premier régime avec entraînement d'air dans la cavité indiqué en (a). Fond rouge : Second régime avec entraînement d'air dans le sillage (b) et aussi sillage + cavité (c). 41

3.7 Évolution du C_D en fonction du rapport h/D. Comparaison avec les travaux de Benitz *et al.* [6] (croix noires) et Gonçalves *et al.* [36] (traits bleus) 42

3.8 C_D en fonction du nombre de Re. Comparaison avec la littérature [70], [36], [81] 44

3.9 C_D en fonction du nombre de Fr pour différents diamètres D. Configuration avec h constant (a) et avec h/D constant (b). Symboles pleins cas sans entraînement d'air et symboles vides cas avec entraînement d'air dans la cavité. Pour $Fr > 1.2$, l'évolution de C_D est linéaire avec Fr. 45

3.10 Évolution de la densité spectrale de puissance (DSP) en fonction du St pour les signaux de portance d'un diamètre D= 3 cm à h constant (a) et h/D constant (b) pour $Re \simeq 24\ 000$, 26 000 et 28 000. 46

3.11 Densité spectrale de puissance (DSP) pour les signaux de portance et de traînée pour un diamètre de 3 cm et de 11 cm, à h constant. . . . 47

3.12 Évolution du nombre de St avec le nombre de Reynolds 47

3.13 Évolution du nombre de St avec le nombre de Froude 48

3.14 Illustration de l'application du théorème de Bernoulli appliqué entre les positions A et B 51

3.15 (a) $\mathcal{L}/D$ en fonction de Fr^2Re pour l'ensemble des mesures réalisées. (b) Zoom sur les données avant l'entraînement d'air dans la cavité. (c) et (d) présentent deux images caractéristiques pour un cylindre de $D = 8$ cm, d'un cas peu perturbé, à un cas avec entraînement d'air dans la cavité. 53

3.16 (a) Vitesse critique U_c pour l'entraînement d'air dans la cavité en fonction du diamètre D. Les ronds rouges correspondent aux cas à h constant, les triangles verts au cas h/D constant et les croix bleues aux données de Benusiglio [7] (b) Nombre de Reynolds critique Re_c en fonction du nombre de Froude critique Fr_c calculés à partir de U_c. 54
3.17 (a) Nombre de Reynolds critique Re_c pour l'entraînement d'air dans la cavité en fonction du nombre de Weber critique We_c. Les ronds rouges correspondent aux cas à h constant, les triangles verts au cas h/D constant. La tension de surface est considérée comme constante à la valeur $\sigma = 72.8\ mN/m$. 55

4.1 Spectre d'énergie turbulente $E(k)$ et de dissipation provenant de [55] en fonction du nombre d'onde k (définit avec la longueur λ des structures), introduit par Richardson en 1922 et Kolmogorov en 1941 . . . 59
4.2 Représentation de la fonction level-set : ψ. La surface libre numérique est représenté par Γ obtenue pour la valeur de la fonction distance ϕ = 0. 63
4.3 Taille de domaine et conditions aux limites. 65
4.4 Comparaison des différents maillages avec l'expérience pour $U =$ 0.6 m/s, $Re = 30\ 000$, $Fr \simeq 0.86$. 66
4.5 Évolution de la surface libre $\psi = 0.5$, avec la taille de maille m_c dans le canal pour les maillages A,B,C et D. 67
4.6 Comparaison de la taille de maille sur le cylindre D_1 : 5 mm (47,505,440 éléments), D : 2.5 mm et D_2 : 1.5 mm (48,872,929 éléments), avec m_c fixé à 5 mm. $U = 0.6$ m/s, $Re = 30\ 000$, $Fr \simeq 0.86$. 68

5.1 Comparaison de l'entraînement d'air dans la cavité expérimentalement à $Re \simeq 45\ 680$, $Fr \simeq 1.3$ (a) et numériquement à $Re \simeq 60\ 000$, $Fr \simeq 1.71$(b). 72
5.2 Représentation de la surface libre à l'instant $Ut/D = 6$ pour $Re = 60\,000$ et $Fr = 1.71$ dans le plan $y/D = 0$ et dans le plan $z/D = -1.92$ . . . 73
5.3 Surfaces libres moyennes (À gauche) et écarts types associés (À droite) calculés pendant τ_{stats} pour différents nombres de Reynolds et de Froude pour un cylindre immergé avec un rapport $h/D = 4.6$. 74
5.4 Représentation de l'angle divergent en noir selon la définition de Koo *et al.* [49]. Évolution de l'angle divergent, avec le nombre de Fr, pour $Re = 30\ 000/\ 45\ 000/\ 50\ 000/\ 55\ 000$ et 60 000. Les résultats sont comparés avec les simulations numériques de Koo *et al.* [49]. . . 75
5.5 Évolution de $\mathcal{L}/D$ en fonction de Fr^2Re. Les symboles pleins correspondent aux cas sans entraînement d'air, les symboles partiellement pleins correspondent à l'entraînement d'air observé dans le sillage, et les symboles creux à l'entraînement d'air dans la cavité. L'insert de cette figure se réfère au cas sans entraînement d'air dans la cavité. Les lignes continues correspondent aux fits linéaires de ces données. . 76

5.6 Comparaison de l'évolution expérimentale et numérique du C_D avec le nombre de Reynolds. L'entraînement d'air dans la cavité est représentée à l'aide des symboles creux. 77
5.7 Évolution numérique du C_x avec le nombre de Reynolds. L'entraînement d'air dans la cavité est représenté à l'aide des symboles creux. . 78
5.8 DSP obtenus à partir des signaux des coefficients de portance C_L numériques 78
5.9 ω_z : Re = 30 000, Fr = 0.86, plan z/D = -1 pour différents Ut/D. . . 79
5.10 ω_z : Re = 45 000, Fr = 1.29, plan z/D = -1 pour différents Ut/D. . . 80
5.11 ω_z : Re = 60 000, Fr = 1.71, plan z/D = -1 pour différents Ut/D. . . 80
5.12 ω_z : Re = 30 000, Fr = 0.86, plan z/D = -3 pour différents Ut/D. . . 81
5.13 ω_z : Re = 45 000, Fr = 1.29, plan z/D = -3 pour différents Ut/D. . . 82
5.14 ω_z : Re = 60 000, Fr = 1.7, plan z/D = -3 pour différents Ut/D. . . 82
5.15 ω_y : Re = 30 000, Fr = 0.86, plan y/D = 0 pour différents Ut/D. . . 83
5.16 ω_y : Re = 45 000, Fr = 1.29, plan y/D = 0 pour différents Ut/D. . . 84
5.17 ω_y : Re = 60 000, Fr = 1.71, plan y/D = 0 pour différents Ut/D. . . 84
5.18 Illustration de l'accrochage numérique de la grille pour un cylindre de 5 cm. La surface libre correspond à un instantané pour deux nombres de Reynolds et de Froude, à t = 5s. 85
5.19 Illustration de l'accrochage numérique sur l'écart type de la surface libre calculée pendant τ_{stats} pour Re = 30 000. 86
5.20 Illustration de l'accrochage numérique de la grille pour un cylindre de 8 cm. La surface libre correspond à un instantané pour deux nombres de Reynolds et de Froude, à t = 5 s. 86
5.21 Illustration de l'accrochage numérique de la grille pour un cylindre de 8 cm. La surface libre correspond à un instantané pour Re = 80 000, et Fr = 1.13. 87
5.22 Comparaison de l'évolution expérimentale et numérique du C_D avec le nombre de Reynolds pour un cylindre de 8 cm, avec adaptation de maillage autour de l'interface. 88
5.23 Diminution des phénomènes d'accrochage numérique de la grille pour un cylindre de 5 cm avec la version "Numérique 2". La surface libre correspond à un instantané pour deux nombres de Reynolds et de Froude, à t = 5s. 89
5.24 Évolution de $\mathcal{L}/D$ avec Fr^2Re en fonction des méthodes numériques utilisées pour la level-set. Les lignes continues correspondent aux fits linéaires de ces données. 90
5.25 Comparaison de l'évolution expérimentale et numérique du C_D avec le nombre de Reynolds en fonction des méthodes numériques utilisées pour la level-set. 91
5.26 Évolution numérique du C_x avec le nombre de Reynolds en fonction des méthodes numériques utilisées pour la level-set. 91

6.1 Représentation schématique de l'apparition des premières bulles d'air au niveau d'une cavité en aval du cylindre. 94

A.1 Modéle géométrique d'une caméra. D'aprés Horaud *et al.* [44] 100
A.2 Géométrie épipolaire. D'aprés Horaud *et al.* [44] 101
A.3 Images rectifiées 102
A.4 Champ de déformation de la surface libre obtenu par stéréovision et comparaison avec le signal de la sonde au cours du temps. 103
A.5 Mise en évidence du déficit de particules dans le sillage d'un cylindre de 8 cm de diamètre, $Re = 35\ 000$ et $Fr \simeq 0.49$. 104
A.6 Image de gauche : Motif de référence. Image de droite : Motif déformé 104
A.7 Schéma du dispositif où la nappe laser est représentée en rouge. . . . 105
A.8 (a) : Image de la tranche laser représentée en blanc provenant de l'interaction de la tranche laser avec la surface libre au repos. (b) : Ligne déformée après le passage du cylindre de diamètre 3 cm, pour un Reynolds de 8 500. 106
A.9 Surface libre reconstruite pour un nombre $Re = 8500$. (a) $D = 3$ cm and $Fr = 0.5$. (b) $D =$1.4 cm and $Fr =$1.6. Les cylindres sont représentés par des cercles noirs, et les blanches correspondent aux zones d'ombres qui ne peuvent pas être analysées. 106

Liste des tableaux

2.1 Plage d'étalonnage : 0 à 100 N pour les composantes x,y et 0 à 80 N pour la composante z 21
2.2 Gamme de nombre de Re et Fr pour des rapports à h et h/D constants 26

3.1 Fréquences naturelles adimensionnées $f_1 D/U$ d'une poutre en flexion calculées à partir du modèle de poutre de Euler-Bernoulli et estimation des vitesses réduites U^* pour le VIV 50

4.1 Variation de la taille de maille m_c dans le canal 66
4.2 Comparaison des C_D numériques avec l'expérience pour chaque maillage. 67

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte de l'étude

L'augmentation de la population et le développement de l'économie mondiale conduisent à une production d'énergie primaire croissante. Cette source d'énergie primaire correspond à l'ensemble des ressources énergétiques qui ont été prélevées par l'Homme dans l'environnement. En 2016, la consommation d'énergie primaire s'élevait à environ 160 000 TWh [21]. Dans cette même année, la production mondiale d'électricité, était d'environ 25 000 TWh [21], et provenait à environ 70%, de ressources d'origine fossiles (pétrole, gaz, charbon ...). Ces ressources d'origine fossiles sont à l'origine de l'émission de gaz à effets de serre au cours de leurs processus de transformations. Le terme gaz à effet de serre, regroupe des molécules comme le dioxyde de carbone (CO_2), le méthane (CH_4), et l'ozone (O_3), pour ne citer que ces trois composés. Ces gaz a effet de serre sont en partie responsables du réchauffement climatique [58]. D'ici 2040, l'augmentation de la température pourrait atteindre 1.5°C [56], il est alors indispensable de diminuer cette émission de gaz à effet de serre. Fin 2015, les accords de Paris, avec la COP21, ont fixé un cap sur la gestion des émissions de ces gaz à effet de serre. Dans cette lutte globale de réduction des gaz à effet de serre, les énergies renouvelables apparaissent comme indispensables pour parvenir à ces objectifs.

En 2017, la part des énergies renouvelables, dans la production d'électricité mondiale était de 25% (Source : AIE). Pour accroître cette proportion, les énergies marines renouvelables possèdent un potentiel exploitable intéressant. Le terme énergies marines renouvelables est un terme général regroupant parmi les plus connues l'énergie éolienne offshore, l'énergie hydrolienne, et l'énergie houlomotrice. En effet, d'un point de vue mondial le potentiel énergétique de la houle en eau profonde (i.e. 100 m ou plus) est estimé entre 8 000 et 80 000 TWh [26]. En réalité, entre 140 et 2000 TWh serait techniquement exploitable par des systèmes houlomoteurs [26].

Les énergies marines nécessitent le développement en mer de nouvelles structures. Ces structures sont soumises à l'action de la houle et des courants de marée. Parmi ces structures, certaines ont une configuration d'objet vertical partiellement immergé.

À titre d'exemple, les structures houlomotrices de type "absorbeurs-ponctuel" [3], comme le système Power Buoy [52], ou le système AquaBuoy [18] possèdent cette configuration. On peut également citer le mat de l'hydrolienne SeaGen. Ces systèmes sont présentés en figure 1.1.

FIGURE 1.1 – Image de gauche : Power Buoy 3 [52], au centre : Hydrolienne SeaGen : ©Siemens AG, et image de droite : AquaBuOY©Finavera

Le démonstrateur Aquabuoy [18] à été réalisé avec une échelle 1/2, mais les dimensions réelles envisagées sont de l'ordre d'un diamètre de structure de 13 m et d'une longueur de 48 m. Ces structures sont installées en mer, avec des houles pouvant être de forte amplitude et des vitesses de courant de l'ordre de quelques mètres par seconde. Dans le cas de l'interaction avec le courant, l'intensité de l'écoulement autour de ces structures peut alors être caractérisée à l'aide du nombre de Reynolds, Re, et du nombre de Froude, Fr.

Dans le cas de structure cylindrique, on peut définir ces nombres comme suit :

Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds, quantifie les forces inertielles par rapport aux forces visqueuses qui tendent à une laminarisation de l'écoulement. Le nombre de Reynolds est calculé à partir du diamètre D du cylindre :

$$Re = \frac{UD}{\nu} \tag{1.1}$$

Avec U, la vitesse caractéristique de l'écoulement et ν la viscosité cinématique de l'eau.

Nombre de Froude

Le nombre de Froude, Fr compare l'énergie cinétique de l'écoulement par rapport à son énergie potentielle.

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{gD}} \tag{1.2}$$

Avec g, l'accélération de la pesanteur.

Les nombres de Reynolds, pour les structures citées précédemment, sont alors supérieurs à 10^6 et les nombres de Froude plus petit que 1. De telles structures sont soumises à des efforts de traînée et de portance provenant de l'interaction avec l'écoulement et la surface libre.

1.2 Objectifs de la thèse et plan du manuscrit

Cette thèse s'inscrit dans le projet NEPTUNE1, projet de recherche académique concernant les énergies marines renouvelables dans les domaines mécanique, aérodynamique, hydrodynamique, électrique et de contrôle. Dans le cadre de cette thèse, on cherche par une caractérisation expérimentale et numérique à améliorer la compréhension des efforts s'exerçant sur des objets partiellement immergés soumis à l'action du courant. Ici, la problématique est simplifiée en considérant l'écoulement autour d'un cylindre vertical. Dans cette configuration, lorsque les déformations de la surface libre deviennent importantes, des bulles d'air peuvent être introduites dans l'écoulement [7].

Les verrous scientifiques posés par cette problématique sont les suivants :
- Quelles sont les conditions d'apparition des bulles d'air dans l'écoulement ?
- Quels sont les effets de ces bulles d'air sur les efforts subis par la structure ?
- Quelle est l'évolution des efforts subis par la structure avec l'évolution de la dynamique de l'écoulement ?

Afin de répondre à ces questions, le manuscrit est composé de six chapitres, regroupant les travaux réalisés au cours de la thèse. Le manuscrit se présente comme suit :

- **Chapitre 1 : État de l'art**
  Ce chapitre introductif pose le contexte de l'étude et propose un résumé de la littérature scientifique en lien avec le sujet.

- **Chapitre 2 : Contexte expérimental, dispositif expérimental et post-traitement des données**
  Le chapitre 2 présente les moyens expérimentaux à disposition au laboratoire pour pouvoir répondre aux objectifs de cette thèse. Les post-traitements réalisés sur les données expérimentales obtenues seront alors explicités.

- **Chapitre 3 : Observations des mécanismes d'entraînement d'air et impact sur les efforts**
  Le chapitre 3 présente les mécanismes d'entraînement d'air observés expérimentalement et s'intéresse aux impacts sur l'évolution des efforts s'appliquant sur les cylindres partiellement immergés. Enfin, un modèle théorique sur le

seuil d'apparition des bulles d'air proposé par Benusiglio [7] est présenté et comparé aux résultats obtenus.

- **Chapitre 4 : Simulations numérique de l'écoulement autour du cylindre**
  Le chapitre 4 présente le code de calcul YALES2 utilisé pour la réalisation des simulations numériques de l'écoulement autour du cylindre. Les méthodes numériques, et les paramètres utilisés pour les simulations seront introduits.

- **Chapitre 5 : Résultats numériques de l'écoulement autour du cylindre**
  Le chapitre 5 expose les résultats numériques obtenus au regard des phénomènes d'entraînement d'air, des efforts subit par le cylindre, et de la dynamique tourbillonnaire présente dans l'écoulement. Enfin, les difficultés rencontrées lors des simulations numériques seront également discutées.

- **Chapitre 6 : Conclusions et perspectives**
  Le chapitre 6 propose une conclusion générale sur l'ensemble du travail réalisé durant cette thèse et propose des perspectives de recherche d'un point de vue expérimental et numérique.

1.3 État de l'art

La littérature scientifique concernant le cas d'un cylindre sans surface libre, dans une configuration monophasique est relativement dense [70, 9, 1, 10, 78, 4, 27, 74, 9]. Ces études s'intéressent essentiellement à l'évolution des efforts en fonction du nombre de Reynolds, et à la compréhension de la dynamique tourbillonnaire dans différentes configurations : le rapport d'aspect des cylindres, la rugosité de la surface, le niveau de turbulence, les vibrations solides induites par l'écoulement.

On se propose dans cette section de se concentrer sur la littérature scientifique expérimentale et numérique portant sur l'écoulement autour d'un cylindre, avec une surface libre.

Premièrement, l'intérêt est porté sur les ondes générées à la surface de l'eau en réponse à une perturbation. Par la suite, l'état de l'art se focalise sur les déformations de la surface libre en amont et en aval du cylindre : dans une cavité. Cette cavité est au centre de l'intérêt de l'étude réalisée dans cette thèse. Enfin, la dynamique générale de l'écoulement autour du cylindre vertical et l'influence des paramètres adimensionnels sur les efforts seront également discutés.

1.3.1 Ondes de surface

La surface libre est considérée comme étant l'interface entre la phase liquide : l'eau et la phase gazeuse : l'air. En réponse à la perturbation engendrée par un objet cylindrique dans un écoulement, des ondes sont générées en amont et en aval de celui-ci, comme en témoigne la figure 1.2.

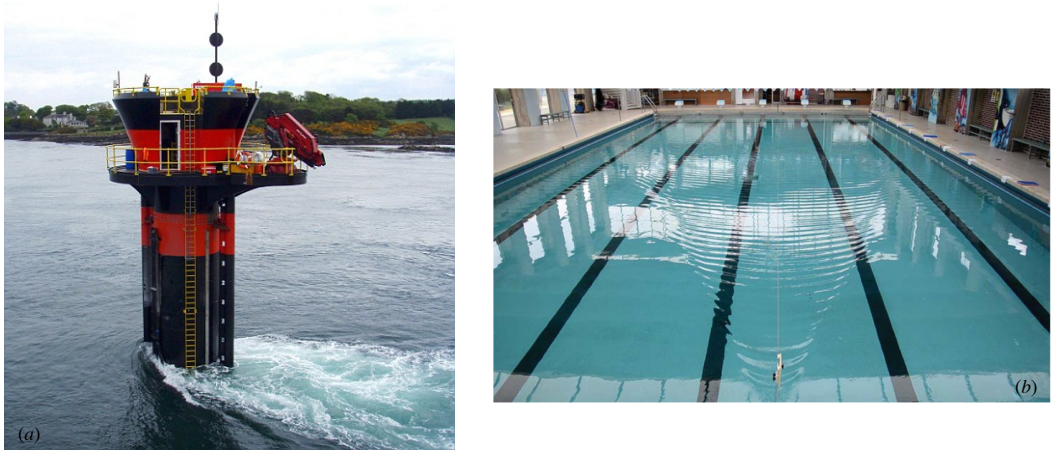

FIGURE 1.2 – (a) Mat cylindrique de l'hydrolienne SeaGen de 1.2 MW au large de Strangford (démantelée en 2017). (b) Photographie d'un sillage d'un cylindre tracté de diamètre 16 mm en piscine issue de l'article de Moisy & Rabaud [59].

Cette perturbation se traduit par une variation de pression et de vitesse à la surface du fluide. Il en résulte alors, une modification de la forme de la surface libre. Les ondes générées au niveau de la surface libre forment un sillage dit de Kelvin.

De plus, en fonction de l'intensité de l'écoulement, un sillage turbulent peut être contenu à l'intérieur de ce sillage de Kelvin. Ce sillage turbulent est visible sur la figure 1.2, et apparaît par des remous en aval de la structure. Les fluctuations de la surface libre sont alors dépendantes du nombre de Reynolds et de Froude.

Cette modification de la forme de la surface libre est liée aux ondes de surface qui peuvent être caractérisées par la relation de dispersion des ondes planes linéaires en eau profonde [65] :

$$\omega^2 = gk + \frac{\sigma}{\rho_{eau}} k^3 \tag{1.3}$$

Avec ω, la pulsation, ρ_{eau} la masse volumique de l'eau, σ, la tension de surface et k, le nombre d'onde. Le premier terme fait référence à la partie gravitaire et le second à la partie capillaire de la relation de dispersion.

Le domaine capillaire est séparé du domaine gravitaire par la longueur d'onde caractéristique $\lambda_c = 1.7$ cm.

La propagation des ondes de surface générées par un cylindre se déplaçant à la vitesse U dans un milieu dispersif implique que la vitesse de groupe $c_g(k)$ caractérisant la propagation de l'énergie soit égale à la moitié de la vitesse de phase $c_\phi(k)$. En considérant les ondes stationnaires dans le référentiel du cylindre, la vitesse de phase $c_\phi(k)$ est donnée par la vitesse du cylindre projetée dans la direction de propagation de l'onde :

$$U cos\theta = c_\phi(k) \tag{1.4}$$

La construction géométrique du sillage est alors présentée en figure 1.3 pour une onde de nombre d'onde k émise au point E. Cette onde est caractérisée par l'angle θ entre **U** et **k**. Au point F le cylindre a parcouru la distance EF $= Ut$. Pour l'onde, la vitesse de groupe étant égale à la moitié de la vitesse de phase, l'angle de radiation de l'énergie est alors caractérisé par $\alpha(k)$. Le schéma 1.3 résume la construction du sillage de Kelvin ainsi que les angles associés pour un k donné.

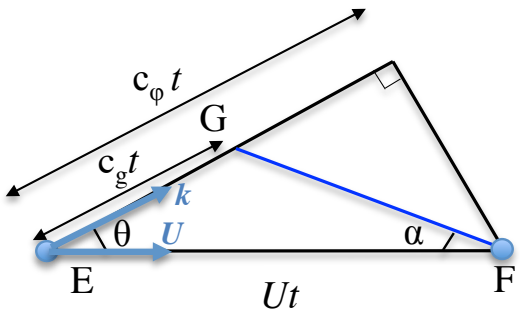

FIGURE 1.3 – Représentation schématique du sillage de Kelvin inspirée de l'article de Moisy & Rabaud [59] mettant en évidence les angles α et θ.

Pour plus de détails, il convient de citer le livre de Whitham [80], l'article de Crawford [20] et la référence du cours de Rabaud [65].

De plus, Rabaud & Moisy [66], ont démontré que l'angle α, est dépendant du nombre de Froude. En effet pour $Fr < Fr_c = 0.49$, $\alpha = 19.47°$ et pour $Fr > Fr_c$, l'angle α s'exprime comme :

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{\sqrt{2\pi Fr^2 - 1}}{4\pi Fr^2 - 1} \tag{1.5}$$

Il existe une influence du nombre de Froude sur l'évolution de l'angle α. Il est alors nécessaire de s'intéresser à la littérature traitant de la dynamique de l'écoulement autour d'un cylindre vertical.

Les paramètres adimensionnels pertinents pour l'étude d'un cylindre vertical partiellement immergé sont, le nombre de Reynolds, le nombre de Froude et le rapport entre la profondeur d'immersion et son diamètre (AR dans ce chapitre).

1.3.2 Déformations de la surface libre

Les généralités sur les ondes de surface conduisent à une discussion concernant les déformations de la surface libre. En effet, l'interaction d'un écoulement à surface libre avec un cylindre fixe provoque une modification de pression et par conséquence de hauteur d'eau autour du cylindre. L'écoulement autour d'un cylindre partiellement immergé se caractérise par une élévation et une dépression de la surface libre respectivement en amont et en aval de l'écoulement autour du cylindre. Ces déformations de la surface libre sont représentées schématiquement à l'aide de la figure 1.4. En aval du cylindre, en fonction des paramètres adimensionnels la cavité générée peut être partiellement ventilée ou totalement ventilée.

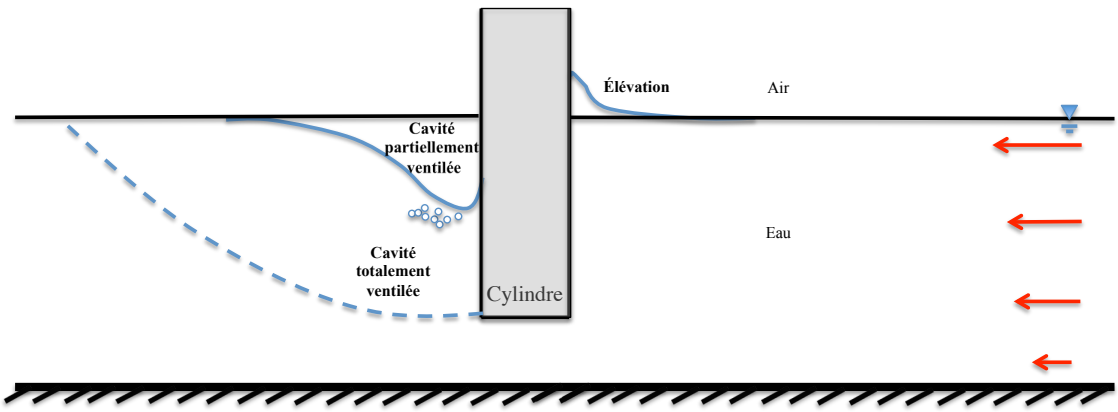

FIGURE 1.4 – Représentation schématique de la surface libre, en amont et en aval d'un cylindre.

En amont du cylindre, pour l'élévation de la surface libre l'analyse de Keough *et al.* [47] peut être citée. Les expériences réalisées pour une large gamme de Reynolds, et deux diamètres de cylindre, révèlent une dépendance de cette élévation avec le carré du nombre de Froude.

Hay [42], repris plus récemment dans la partie bibliographique de l'article de Chaplin *et al.* [13], parcourt une large gamme de paramètres adimensionnels (Re jusqu'à 320 000, Fr jusqu'à 24 et $1 < \mathrm{AR} < 32$). Hay [42] a réalisé ces expériences à l'aide d'un canal à traction. La figure 1.5 présente l'évolution de la profondeur de cavité adimensionnée en fonction du nombre de Froude pour différents rapports AR.

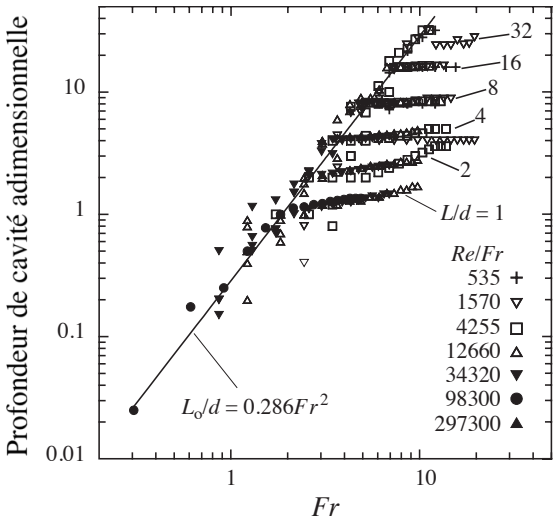

FIGURE 1.5 – Évolution de la profondeur de cavité adimensionnée avec le diamètre en fonction du nombre de Froude. Cette figure est extraite de l'article Chaplin *et al.* [13] qui a réanalysé les résultats de Hay [42].

Comme pour l'élévation en amont du cylindre, la dépendance de la profondeur de la cavité suit également une évolution avec le carré du nombre de Froude. L'augmentation du nombre de Reynolds, et de façon inéluctable du nombre de Froude conduit à l'augmentation de la profondeur de la cavité jusqu'à la totalité de la hauteur d'immersion du cylindre. Lorsque la profondeur de la cavité a atteint l'extrémité du cylindre, le régime est ventilé.

Ventilation et entraînement d'air

Ces phénomènes de ventilation et d'évolution de profondeur de cavité ont également été étudiés dans le cas de profils portants comme un hydrofoil [40]. Cette étude porte sur la compréhension de la topologie, et de la formation des cavités "ventilées" générées par cet hydrofoil.

Dans le cas du cylindre partiellement immergé, l'étude réalisée par Hay [42] précise que ce phénomène apparaît lorsque le nombre de Froude calculé à partir de la profondeur d'immersion est de l'ordre de 3. Des images extraites du rapport de Hay [42], présente la cavité partiellement ventilée en figure 1.6 (a), et totalement ventilée avec la figure 1.6 (b).

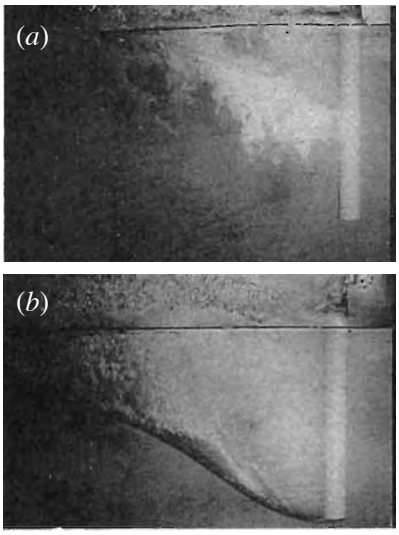

FIGURE 1.6 – Évolution de la forme de la cavité partiellement ventilée (a), et totalement ventilée 1.6 (b). Ces images sont extraites du rapport de Hay [42].

Dans l'annexe des travaux de thèse réalisés par Benusiglio [7], une étude a été réalisée sur l'entraînement d'air autour d'un périscope représenté par un cylindre vertical, dans le cas partiellement ventilé. Les expériences ont été réalisées dans un canal à traction afin de simuler l'effet du courant. Ce travail a mis en évidence l'émergence des phénomènes d'entraînement d'air dans la cavité formé en aval du cylindre. Ces phénomènes d'entraînement d'air rapportés sont distincts du régime ventilé de la cavité introduite précédemment [42, 40]. A partir d'une vitesse critique, des bulles d'air sont introduites dans le sillage par la dynamique tourbillonnaire ou au niveau de la cavité. Benusiglio [7] présente les résultats de cette vitesse critique en fonction du diamètre du cylindre, voir la figure 1.7. Il a alors proposé un modèle permettant de prédire cette vitesse critique à partir de laquelle des bulles d'airs sont introduites dans l'écoulement au niveau de la cavité, en fonction du diamètre du cylindre. En revanche, il ne prend pas en compte l'influence du rapport AR, et n'étudie pas l'évolution des efforts sur le cylindre.

La description de ce modèle est réalisée dans le chapitre 3 de ce manuscrit.

1.3.3 Dynamique de l'écoulement

Cette dynamique tourbillonnaire a fait l'objet d'études expérimentales et numériques pour différents nombres de Reynolds, Froude et de rapports AR. Néanmoins aucune étude ne révèle ou ne discute de l'apparition des phénomènes d'entraînement d'air qui ont pu être observés par Hay [42] ou Benusiglio [7].

Gonçalves *et al.* [36], examinent expérimentalement la dynamique de l'écoulement autour d'un cylindre partiellement immergé avec un rapport AR compris entre 0.1 et 2. Ces expériences ont étés réalisées dans un canal à recirculation, avec un cylindre de diamètre $D = 125$ mm. Les mesures par PIV ont été réalisées pour des

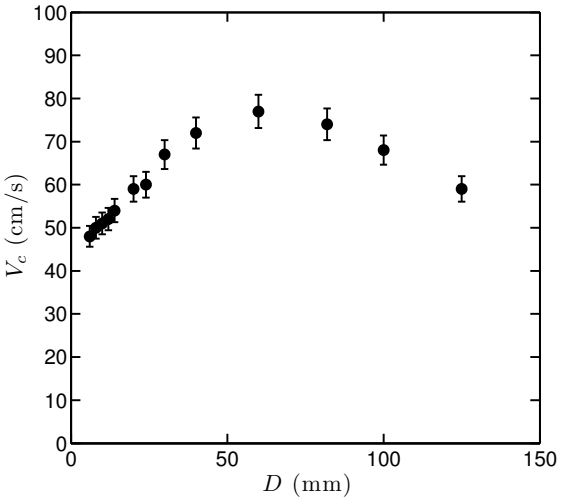

FIGURE 1.7 – Évolution de la vitesse critique d'entraînement de bulles d'air dans la cavité provenant de la thèse de Benusiglio [7].

nombres de Reynolds compris entre 10 000 et 50 000 et des nombres de Froude allant de 0.07 à 0.36. Ces mesures ont mis en évidence, l'existence de deux zones de recirculation dans l'écoulement. L'une située en aval et l'autre sous l'extrémité du cylindre, et sont présentées en figure 1.8.

Numériquement, on peut citer les travaux de Benitz *et al.* [6], Koo *et al.* [49] et Yu *et al.* [81].

Sommairement, en simulation numérique, il existe trois approches quant à la modélisation de la turbulence, la méthode DNS (Direct Numerical Simulation), RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) et LES (Large Eddy Simulations) :

- L'approche DNS consiste à résoudre l'ensemble des échelles impliquant des coûts de calculs conséquents. Cette approche est possible dans le cas de domaines de petites tailles.
- L'approche RANS est moins coûteuse puisqu'elle permet un suivi des valeurs moyennes de l'écoulement. Cette méthode trouve ses limites pour l'étude de phénomène instationnaire, puisqu'elle propose un suivi des valeurs moyennes de l'écoulement.
- L'approche LES consiste à modéliser l'énergie dissipée par les petites échelles vers l'échelle dissipative sans avoir à résoudre l'ensemble des échelles à l'origine de cette dissipation.

Plus de détails, sur les méthodes numériques sont données dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

Benitz *et al.* [6], présente une étude expérimentale et numérique sur un cylindre de diamètre $D = 1.27$ cm, avec des rapports AR compris entre 2 et 19, pour un nombre de Reynolds de 2 900 et un nombre de Froude de 0.65. Les expériences sont réalisées dans un canal à recirculation et d'un point de vue numérique, les résultats sont obtenus par une méthode RANS via OpenFoam. La dynamique de l'écoulement a essentiellement été étudiée numériquement, à l'aide de champs de vorticité comme

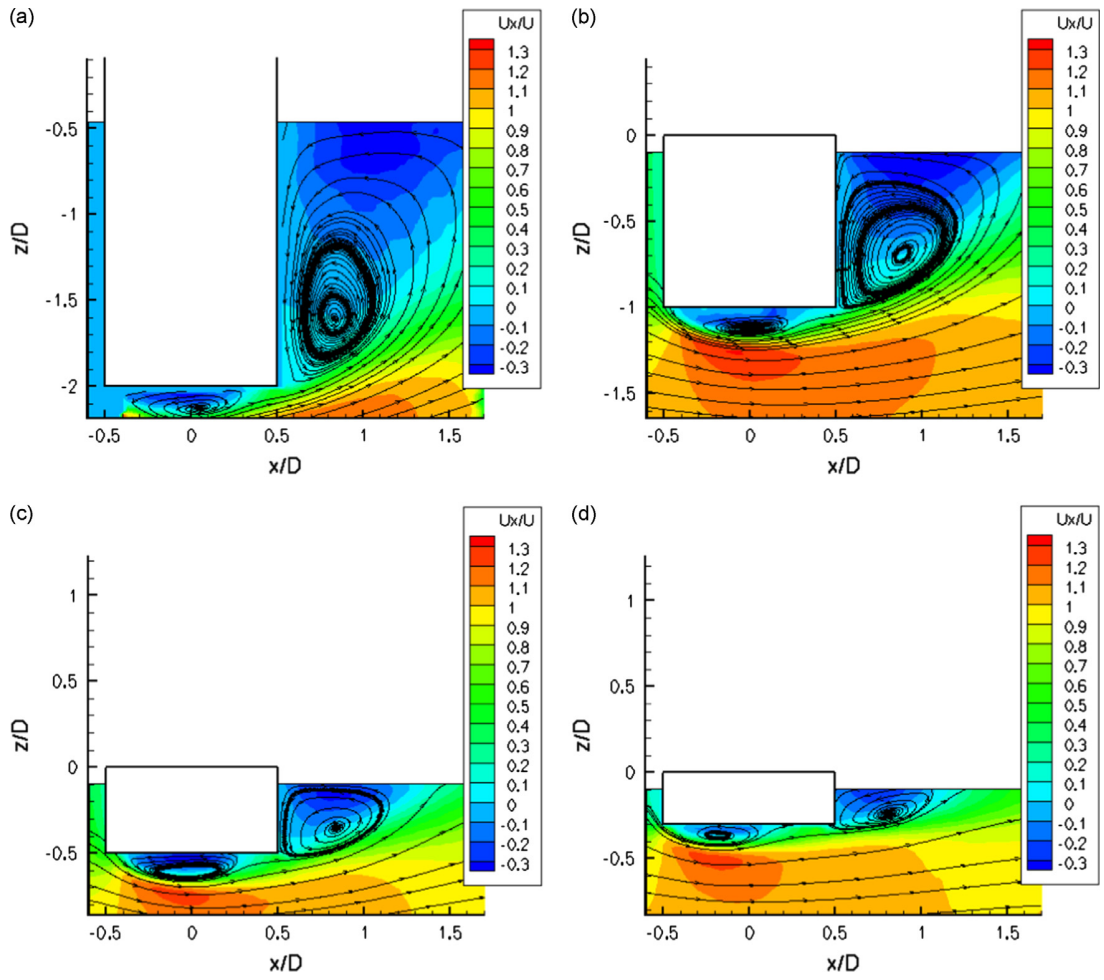

FIGURE 1.8 – Données issues des travaux de Gonçalves *et al.* [36]. Vitesse moyenne adimensionnée dans le sens de l'écoulement dans le plan de symétrie du cylindre pour un nombre de Reynolds de 43 000 pour différents rapports AR. (a) : AR$=2$, (b) : AR$=1$, (c) : AR$=0.5$, (d) : AR$=0.3$.

ceux présentés sur la figure 1.9.

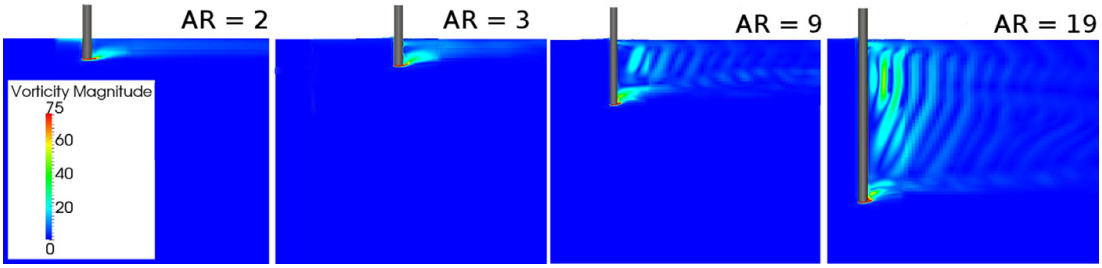

FIGURE 1.9 – Données issues des travaux de Benitz *et al.* [6]. Illustration des champs de vorticité pour différents rapports AR.

Ces champs de vorticité, dans la gamme de nombres adimensionnels étudiés mettent en évidence l'influence du rapport AR. Pour les rapports AR, les plus importants, des structures cohérentes existent en aval du cylindre, alors que pour de faibles rapports AR, elles sont plus diffuses.

Pour des simulations par méthode LES, Yu *et al.* [81] s'intéressent au cas d'un cylindre perçant la surface libre et posé au fond du domaine avec des nombres de Froude allant jusqu'à 3 et des nombres de Reynolds jusqu'à 100 000. Ils ont alors mis en évidence l'effet d'atténuation de la surface libre sur l'intensité de l'émission tourbillonnaire dans le sillage en aval du cylindre. Les auteurs concluent à une diminution de ces effets avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

Koo *et al.* [49] réalise une étude numérique par méthode LES pour des nombres de Reynolds entre 27 000 et 458 000, et des nombres de Froude entre 0.2 et 1.64. Dans cette étude, l'intérêt est porté sur l'influence des paramètres adimensionnels de l'écoulement, à savoir le nombre de Reynolds et Froude. En revanche, l'influence du rapport AR n'a pas été étudiée. Cette étude met en exergue l'influence du nombre de Froude sur la dynamique tourbillonnaire proche de la surface libre, comme en témoigne la figure 1.10. Cette figure est consistante avec les résultats de Yu *et al.* [81]. Les structures tourbillonnaires proches de la surface libre disparaissent lorsque le nombre de Froude augmente. Toutefois, pour ces deux études, les phénomènes d'inclusion d'air ne sont pas discutés.

La modification de la dynamique de l'écoulement doit impacter les efforts s'appliquant sur le cylindre.

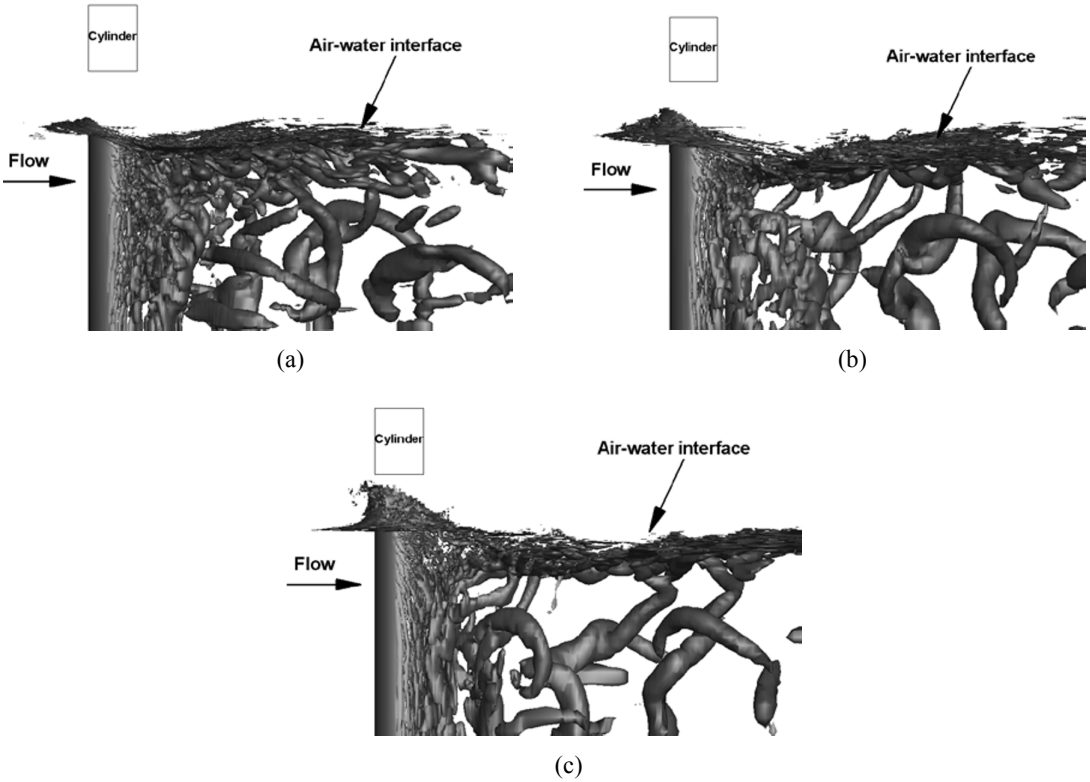

FIGURE 1.10 – Données issues des travaux de Koo *et al.* [49]. Illustration des structures tourbillonnaires instantanées pour un Reynolds de 458 000 et différents nombres de Froude. $a)$: $Fr = 0.84$, (b) : $Fr = 1.24$, (c) : $Fr = 1.64$.

1.3.4 Efforts

Les résultats marquants de la littérature scientifique concernant l'évolution du coefficient de traînée C_D sont rapportés. Le coefficient de traînée C_D représente les efforts de pression et les frottements visqueux adimensionnés. Sa définition mathématique sera donnée dans le chapitre 2 de ce manuscrit. La figure 1.11, représente schématiquement les efforts de traînée et de portance s'appliquant sur un cylindre dans un écoulement.

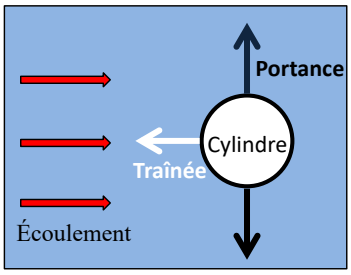

FIGURE 1.11 – Représentation schématique des forces de traînée et de portance s'exerçant sur un cylindre dans un écoulement.

La portance est une force liée au phénomène périodique du détachement tourbillonnaire. Le nombre adimensionnel caractéristique de ce phénomène, est le nombre de Strouhal, St, ayant pour expression :

$$St = \frac{fD}{U} \tag{1.6}$$

Où f est la fréquence d'émission tourbillonnaire.

Un nombre de Strouhal de 0.2 correspond au Strouhal caractéristique de l'écoulement autour d'un cylindre sans surface libre [73], et correspond à la valeur observée pour des Reynolds allant jusqu'à $Re \simeq 300\ 000$, avant la crise de traînée [70].

Gonçalves *et al.* [36] montre la dépendance du coefficient de traînée C_D avec le rapport AR, pour un Reynolds allant jusqu'à 50 000, et un Froude maximal de 0.36. Les expériences rapportent une augmentation du coefficient de trainée C_D et du nombre de Strouhal St, avec le rapport AR compris entre 0.1 et 2.

Ces résultats sont repris et comparés par Benitz *et al.* [6] pour une large gamme de rapports AR compris entre 1 et 19, un nombre de Reynolds de 2 900, et un nombre de Froude de 0.65. La figure 1.12, présente l'évolution du coefficient de traînée C_D, pour différents rapports AR. Pour un rapport AR supérieur à 2, le coefficient de traînée évolue faiblement avec AR.

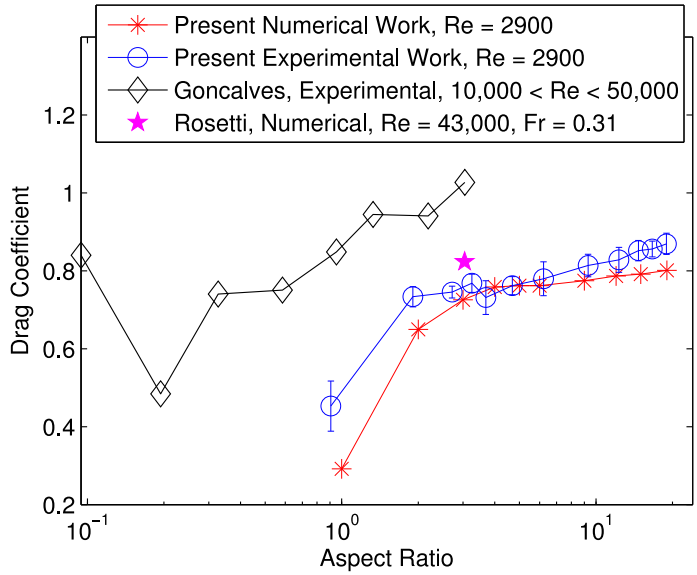

FIGURE 1.12 – Données issues des travaux de Benitz *et al.* [6]. Évolution du coefficient de traînée, avec le rapport AR.

Les expériences réalisées par Chaplin *et al.* [13] ont été réalisées à rapport Reynolds/Froude constant de 279 000. Les mesures des coefficients de traînée, C_D, ont été obtenues à partir de capteurs de pression. La figure 1.13, présente l'évolution du coefficient de traînée C_D, le long du cylindre.

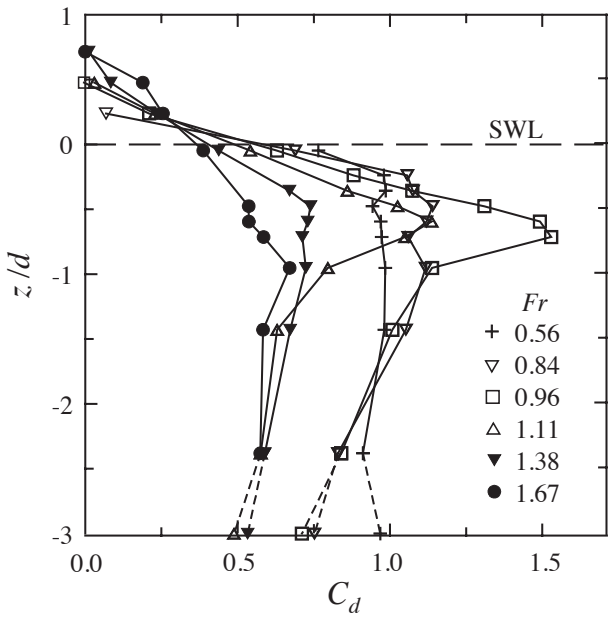

FIGURE 1.13 – Données issues des travaux de Chaplin *et al.* [13]. Évolution du coefficient de traînée C_D, par rapport à la hauteur d'immersion.

Ces résultats soulignent l'effet de la surface libre sur la diminution du coefficient

de traînée.

Ducrocq *et al.* [24], propose une étude expérimentale et numérique sur l'évolution du coefficient de traînée C_D, mais sans l'effet du rapport AR. Expérimentalement, l'étude a été réalisée pour des nombres de Reynolds entre 6 000 et 50 000, et des nombres de Froude entre 0.5 et 2.3 dans un canal à recirculation pouvant s'incliner. Numériquement, les simulations ont été réalisées à l'aide de OpenFoam, par une méthode RANS. Ces travaux ont alors mis en évidence le changement de régime sur l'évolution du coefficient de traînée avec le nombre de Froude. Le coefficient de traînée augmente puis décroit lorsque le nombre de Froude atteint une valeur critique. Cette observation est révélatrice de l'influence de la surface libre.

Les efforts décrits dans la littérature ne sont pas mis en regard avec les phénomènes d'entraînement d'air dans le sillage d'un cylindre partiellement immergé. Ceci pose de nouvelles problématiques.

1.4 Problématiques

La littérature existante concernant un cylindre partiellement immergé, couvre une large gamme de rapport AR, mais n'étudie et/ou n'observe pas l'apparition des premiéres bulles d'air dans une cavité en aval [7].

La caractérisation de ces phénomènes, dans le cas d'une cavité partiellement ventilée, correspondant aux cas des structures partiellement immergées en zone côtière (section 1.1), permet d'améliorer la compréhension des efforts s'appliquant sur le cylindre.

De plus, les simulations numériques reportées dans la littérature ont essentiellement été réalisées à l'aide d'une méthode RANS. Les mécanismes d'entraînement d'air provenant d'une déformation de la surface libre turbulente et instationnaire, n'ont à notre connaissance pas été reproduites.

Les chapitres qui vont suivre contribuent à répondre aux questions précédemment introduites dans la section 1.2 :

- Quelles sont les conditions d'apparition des bulles d'air dans l'écoulement ?
- Quels sont les effets de ces bulles d'air sur les efforts subis par l'objet ?
- Quelle est l'évolution des efforts subis par la structure avec l'évolution de la surface libre ?

Chapitre 2

Dispositifs expérimentaux et post-traitement des données

Dans ce chapitre, le contexte expérimental dans lequel se sont déroulés les expériences est présenté. La première partie décrit le dispositif expérimental utilisé pour l'étude de l'écoulement autour du cylindre. Dans une seconde partie, le post-traitement des données obtenues et une analyse sur la qualité des mesures lors des expériences sont exposés.

Plan du chapitre

2.1 Dispositifs expérimentaux 18
2.1.1 Canal à traction 18
2.1.2 Montage expérimental 19
2.2 Paramètres 24
2.3 Post-traitement et qualité des mesures 27
2.3.1 Efforts 27
2.3.2 Mesure de la profondeur de cavité $\mathcal{L}$ 29
2.3.3 Seuil d'entraînement d'air 29
2.3.4 Vibrations du chariot de traction 30
2.4 Rappel des paramètres 32

2.1 Dispositifs expérimentaux

2.1.1 Canal à traction

Les mesures ont été effectuées dans le canal à traction du Laboratoire Ondes et Milieux Complexes (LOMC) de l'Université Le Havre Normandie. Ce canal a une longueur de 34 mètres suivant x, une largeur L de 0.9 mètres, en y et une hauteur de 1.2 mètres en z, et est représenté en perspective sur la figure 2.1. Le canal est équipé de vitres latérales permettant de visualiser l'écoulement et la surface libre autour de l'objet étudié. Il est également équipé d'un banc de traction sur rails de Bosch Rexroth alimenté par un moteur triphasé à aimant permanent de 600 V.AC délivrant un couple maximal de 102 N.m. Le rail guidant le chariot de traction est fixé au canal par des entretoises en acier équipées de vérins, permettant d'en assurer sa planéité. Une vue sur ce chariot de traction est réalisée avec l'insert de la figure 2.1.

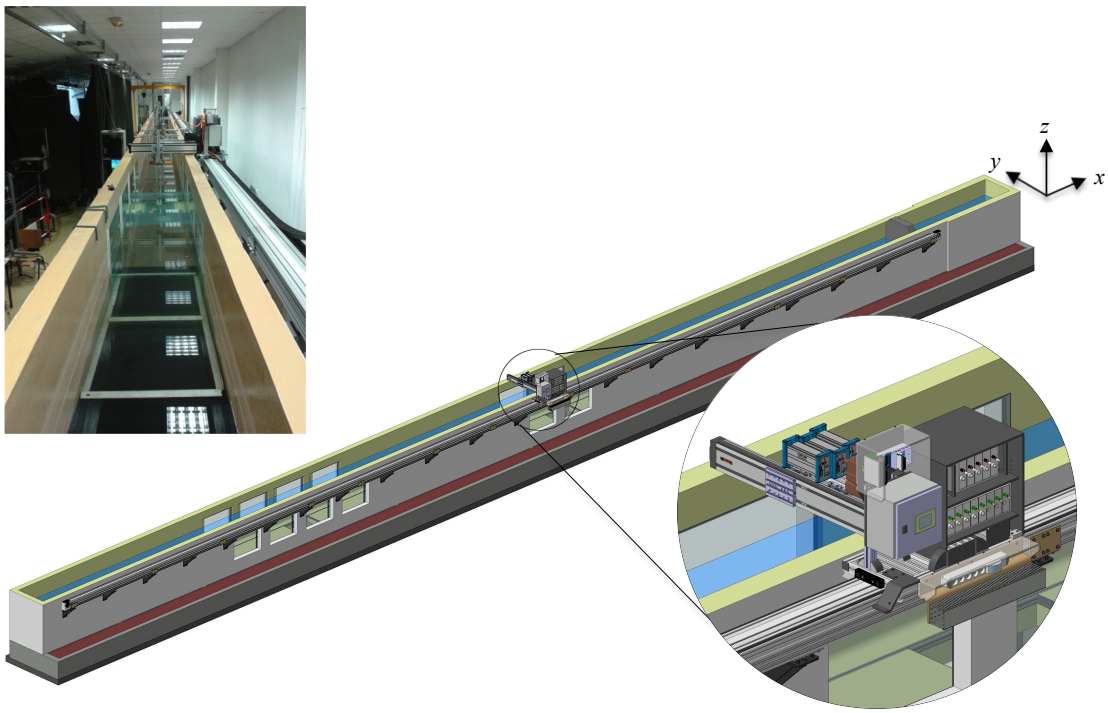

Figure 2.1 – Photo et schéma du canal à traction du LOMC en perspective et représentation du chariot de traction.

Le chariot de traction est piloté par commande numérique permettant le contrôle de sa vitesse U avec une précision de l'ordre de 16.6 μm/s. Les instructions sont transmises par fichier de programme ISO par blocs de commande. Ces blocs de commande permettent ainsi d'imposer des instructions au chariot de traction, comme par exemple atteindre une certaine vitesse à une position donnée. C'est précisément ce qui est réalisé ici, où un profil de vitesse est imposé au chariot. Ce profil, est

schématisé à l'aide de la figure 2.2. Il est établi en fonction de la position longitudinale du chariot. La longueur utile de ce profil est de 15 m comprenant une phase d'accélération **A** de 3.5 m, une phase à vitesse constante **B** de 9.5 m et une de décélération **C** de 2 m. Ce profil de vitesse a été utilisé durant l'ensemble des campagnes de mesures effectuées. L'origine du repère des coordonnées correspond au début du profil de vitesse du chariot de traction.

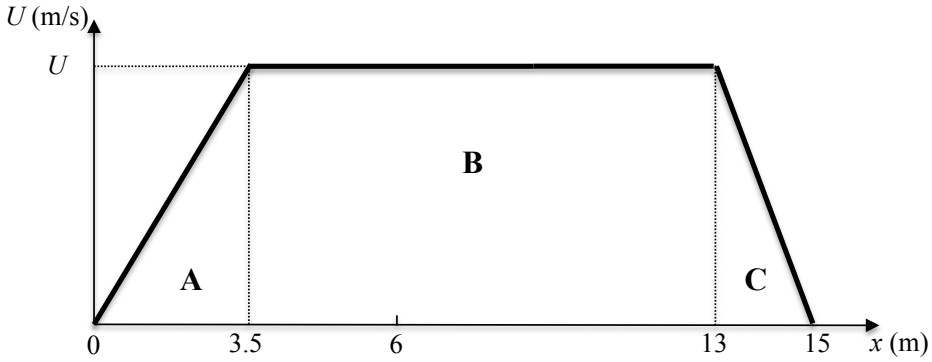

FIGURE 2.2 – Profil de vitesse du chariot de traction en fonction de la position x.

Ce profil à été testé pour trois 3 vitesses différentes $U = 0.25$, 0.5 et 0.75 m/s, dans le but de comparer les temps à la fin de la phase **A** et **B**. Les temps théoriques et les temps mesurés par chronomètre sont comparables.

Durant les expériences, la hauteur d'eau du canal est fixée à $H = 40$ cm. L'ensemble des expériences, a été réalisé à partir d'eau au repos, sans turbulence ambiante. De plus, dans un canal à traction la couche limite ne se développe pas aux parois. Avant chaque translation, un temps de repos suffisant allant jusqu'à une dizaine de minutes pour les vitesses les plus élevées est laissé. Cela permet à l'agitation ambiante dans le canal d'être dissipée. La température de l'eau du canal a été relevée avant chaque série d'expériences, permettant la correction de la viscosité cinématique ν, et de la densité ρ. La variation de la température de l'eau était comprise entre 18.4 et 21.3 $°C$. Dans cette gamme de température, la variation de la densité est de 0.06 % [76], alors que la variation de la viscosité est de 7 % [46].

2.1.2 Montage expérimental

Les cylindres utilisés pour les expériences sont en polyméthacrylate de méthyle (PMMA), creux et fermés possédant une épaisseur de 5 mm. Ils possèdent un diamètre D de 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 110 et 160 mm. Le PMMA a l'avantage d'être transparent, ce qui peut être bénéfique dans le cadre de mesure optique, comme présenté en section 2.3.2. Des cylindres creux additionnels ont également été utilisés pour les diamètres de 14 et 25 mm, respectivement en cuivre et en aluminium. Les cylindres utilisés sont présentés en images en figure 2.3.

FIGURE 2.3 – Cylindres en polyméthacrylate de méthyle (PMMA) utilisés pour les expériences

La figure 2.4 présente schématiquement le montage du cylindre tracté, immergé d'une hauteur h dans 40 cm d'eau.

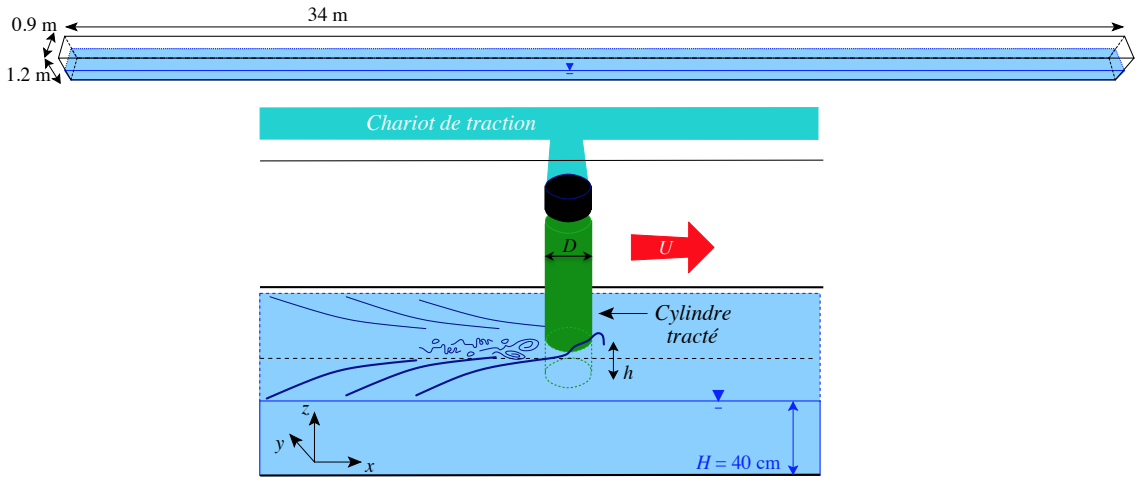

FIGURE 2.4 – Représentation schématique du cylindre dans le canal de traction

Deux séries de mesures ont été réalisées, une première à immersion constante $h = 23 \pm 0.1$ cm impliquant une variation du rapport h/D entre 1.44 et 16.5 et une autre à rapport $h/D = 2.55 \pm 0.05$ constant impliquant une variation de h entre 3.6 et 39.9 cm.

Capteurs d'efforts

Les efforts s'appliquant sur les cylindres ont été mesurés grâce à des capteurs piézoélectriques confectionnés en quartz. Ces capteurs de référence 9327C, sont fournis par la société Kistler. L'ensemble capteurs/cylindre est fixé sur le chariot, comme illustré sur la figure 2.5. Le modèle retenu impose l'utilisation de deux capteurs afin de permettre une répartition des moments appliqué sur chacun des capteurs. Cette répartition permet alors de ne pas atteindre la valeur maximale admissible par un capteur de 22 N.m.

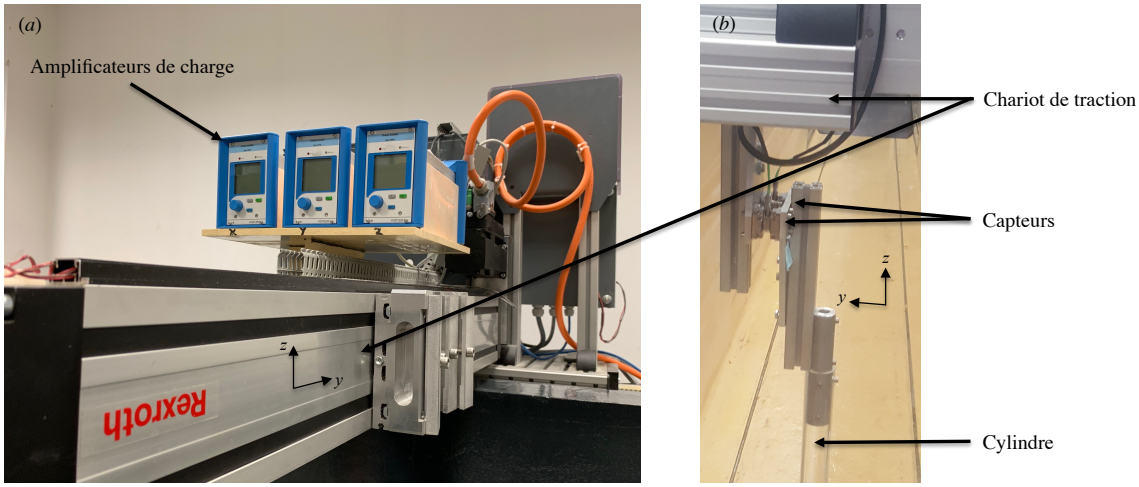

FIGURE 2.5 – Ensemble capteurs/cylindre et amplificateurs de charge. (a) Vue de côté et (**b**) : Vue de dessus

Ces capteurs ont été préalablement calibrés afin de déterminer leurs sensibilités, linéarités ainsi que leurs diaphonies. La sensibilité traduit la capacité du capteur à créer une charge électrique en réponse à une force extérieure. La diaphonie correspond aux taux d'interférences entre les signaux de chaque composante. Le capteur idéal correspond à une évolution linéaire entre la sollicitation et sa réponse. La linéarité est le paramètre traduisant ce phénomène. Chaque capteur possède ainsi ses propres caractéristiques données par Kistler, et sont répertoriées dans le tableau 2.1.

	Sensibilité (pC/N)	Linéarité (%)	Diaphonie (%)	
Capteur 1	F_x : -7.757	0.14	$F_x - F_y$: 0	$F_x - F_z$: -0.4
	F_y : -7.732	0.17	$F_y - F_x$: 0.4	$F_y - F_z$: 1.1
	F_z : -3.784	0.06	$F_z - F_x$: 0.2	$F_z - F_y$: -0.2
Capteur 2	F_x : -7.790	0.17	$F_x - F_y$: 1.2	$F_x - F_z$: 1.1
	F_y : -7.750	0.13	$F_y - F_x$: 0.9	$F_y - F_z$: 1.5
	F_z : -3.781	0.11	$F_z - F_x$: 0.2	$F_z - F_y$: 0

TABLE 2.1 – Plage d'étalonnage : 0 à 100 N pour les composantes x,y et 0 à 80 N pour la composante z

La sensibilité moyenne provenant des deux capteurs a alors été utilisée comme paramètre pour les amplificateurs de charge : -7.7735 pC/N pour l'axe x, -3.7825 pC/N pour l'axe y, et -7.741 pC/N pour l'axe z. Ces capteurs sont reliés à trois amplificateurs de charge, un par composante d'effort, de type 5018A fournis par Kistler et sont présentés en figure 2.5. Pour une composante donnée, deux signaux sont générés provenant de chacun des capteurs, et sont combinés sur un même amplificateur de charge. Ces amplificateurs de charge permettent de pré-conditionner les signaux analogiques en une tension proportionnelle à l'effort mesuré. Cette proportionnalité est variée en fonction des séries de mesures entre 0.2 et 10 N/V. Ces amplificateurs sont équipés de filtres passe-bas 30 Hz afin d'atténuer les hautes fréquences qui ne sont pas désirables dans l'étude réalisée. La fréquence d'acquisition des signaux des capteurs est de 100 Hz.

De plus, des essais avec des masses de calibrage entre 0.2 et 1 kg ont été réalisés. Des masses ont été suspendues par des fils de nylon et une poulie dans le plan (x,z) permettant d'appliquer l'effort suivant l'axe x des capteurs. Les résultats présentés ci-après dans la figure 2.6 ont été moyennés pendant 25 secondes. Les écarts types associés ont également été ajoutés aux résultats, et valant 2.66×10^{-2} N au maximum pour la masse de 0.7 kg.

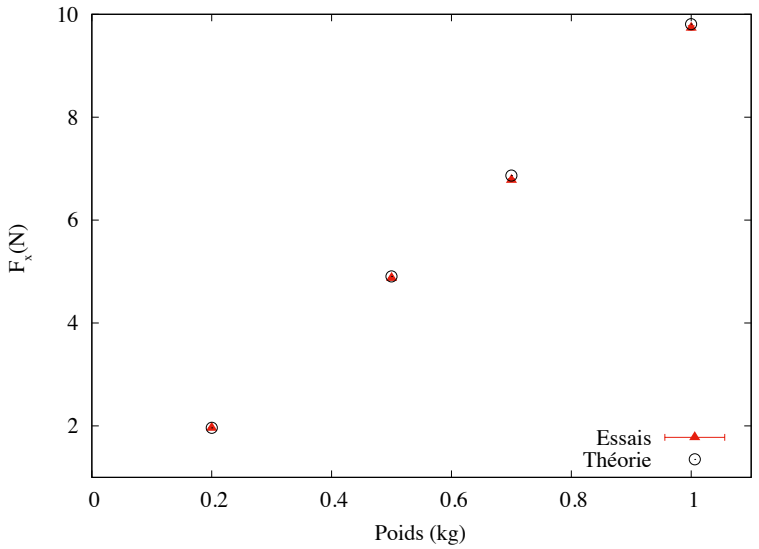

FIGURE 2.6 – Calibration des capteurs avec des poids entre 0.2 et 1 kg suivant l'axe des x.

L'écart entre la théorie est l'expérience varie entre 0.12 % pour la masse de 0.2 kg à 1.27 % pour celle de 0.7 kg.

Visualisation de l'écoulement autour du cylindre

Deux fenêtres sont localisées sur le côté du canal afin de faciliter la visualisation de l'écoulement autour du cylindre. C'est à partir de cette zone de visualisation que l'ensemble des séries d'images ont été acquises. Les images proviennent d'une caméra CCD Basler aca2040 2048 x 2048 pixels, dont la fréquence d'acquisition est fixée sur celle des capteurs d'efforts à 100 Hz. Pour l'observation de l'entraînement d'air, un objectif Fujinon 16 mm a été utilisé, impliquant une résolution de 300 μm par pixel. L'image est prise sur le coté au travers de la fenêtre, et pour une meilleure visualisation la caméra est placée sous la surface libre de façon légèrement incliné vers le haut. La figure 2.7 montre une image typique de l'écoulement autour du cylindre. Le cylindre se déplace de la gauche vers la droite.

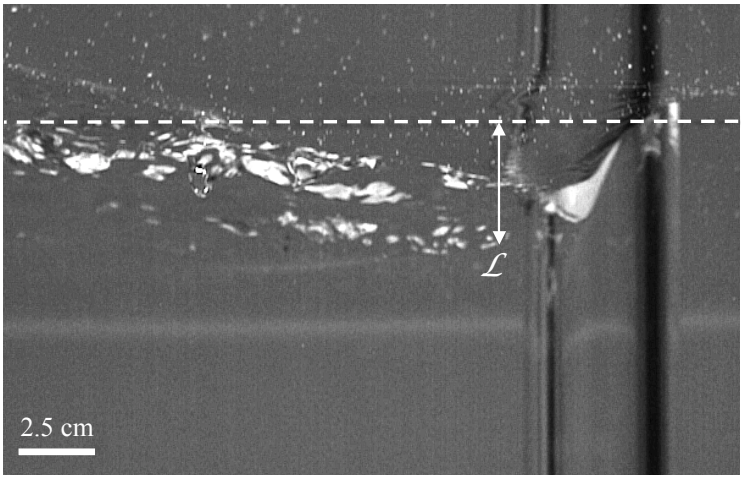

FIGURE 2.7 – Image typique provenant de la caméra et mise en évidence de l'existence de la cavité de profondeur $\mathcal{L}$. Les pointillés représentent la surface libre au repos.

On observe la création d'une cavité de profondeur $\mathcal{L}$ en aval du cylindre qui a été quantifiée en fonction de D, Re et Fr à partir d'images obtenues à partir d'un autre angle de vue.

Quantification de la profondeur de cavité $\mathcal{L}$

En effet, pour pouvoir mesurer la cavité en fonction des nombres adimensionnels et du diamètre, la caméra est fixée sur le haut du canal et le focus est réalisé sur l'axe du cylindre. Ces mesures de profondeur de cavité $\mathcal{L}$, ont été réalisées avec un objectif Tamron aspherical de 28 mm, pour une résolution de 121 μm par pixel, et avec une fréquence d'acquisition de 100 Hz. Une image typique pour la mesure de $\mathcal{L}$ est présentée en figure 2.8.

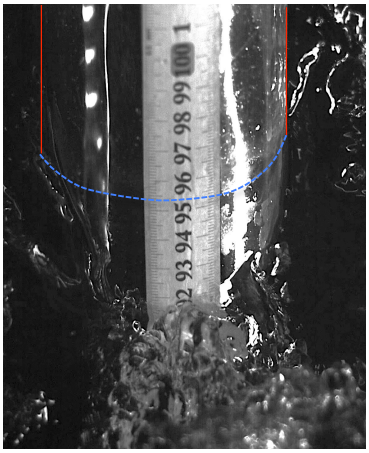

FIGURE 2.8 – Images obtenues pour la quantification de $\mathcal{L}$. Plus de détails sont donnés en section 2.3.2.

Des techniques optiques de reconstruction de surface libre pour obtenir un champ de déformation 2D ont été testées. Néanmoins, les techniques utilisées n'ont pas permis d'obtenir des résultats exploitables et sont présentées en annexe A.

2.2 PARAMÈTRES

Les nombres adimensionnels utilisés, le confinement horizontal et vertical des cylindres lors d'essais en canal, ainsi que le plan d'expériences sont exposés dans cette section.

Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds quantifie le rapport des forces inertielles aux forces visqueuses qui tendent à une laminarisation de l'écoulement. Dans notre cas, le nombre de Reynolds est calculé à partir du diamètre D du cylindre :

$$Re = \frac{UD}{\nu} \tag{2.1}$$

Où U est la vitesse de traction du cylindre et ν, la viscosité cinématique de l'eau. Les corrections réalisées sur la densité et la viscosité en fonction de la température de l'eau, ont permis d'éviter une erreur sur Re comprise entre 0.3 et 2.8 %, par rapport aux valeurs à 20 °C.

Nombre de Froude

Le nombre de Froude, Fr est également introduit. Il compare l'énergie cinétique de l'écoulement par rapport à son énergie potentielle.

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{gD}}, \tag{2.2}$$

Avec g, l'accélération de la pesanteur valant 9.81 m/s^2.

Nombre de Bond

Le nombre de Bond, Bo compare les forces gravitationnelles à celles liées à la tension de surface σ. Sa définition, est :

$$Bo = \frac{\rho g D^2}{\sigma}, \tag{2.3}$$

avec σ, la tension de surface de l'eau à 20 °C, valant théoriquement 72.8 mN/m [79]. Le nombre Bo varie entre 26 pour $D = 1.4$ cm et 3 450 pour $D = 16$ cm. Dans notre cas, les effets capillaires sont donc considérés comme faibles par rapport aux effets gravitaires.

Nombre de Weber

Le nombre de Bond, We compare les effets inertiels aux forces liées à la tension de surface σ. Sa définition, est :

$$We = \frac{\rho U^2 D}{\sigma} = \frac{\nu \mu}{\sigma D} Re^2, \tag{2.4}$$

avec μ, la viscosité dynamique de l'eau et σ, la tension de surface de l'eau à 20 °C, valant 72.8 mN/m. Le nombre We varie entre 55 pour $D = 1.4$ cm et 4 945 pour $D = 16$ cm. Dans notre cas, les effets capillaires sont donc considérés comme faibles par rapport aux effets inertiels.

Confinement

Une question fondamentale, lors d'essais en canal concerne l'impact du confinement horizontal et vertical sur les mesures effectuées. L'International Towing Tank Conference (ITTC) propose des critères pour limiter ces effets sur les mesures effectuées en canal.

Pour éviter les effets de confinement horizontal sur la stabilité du sillage 3D, Griffith *et al.* [37], et Camarri *et al.* [11] ont étudié pour de faibles Reynolds ($Re \simeq 300$) dans le cas monophasique, l'influence du rapport D/L. Ils ont montré que pour un rapport D/L inférieur à 0.2, l'inversion de l'allée tourbillonnaire de Von Kármán dans le plan (x,y) est évitée. Ici, ce critère est au maximum de 0.177.

En ce qui concerne le confinement vertical, l'ITTC 7.5-02-05-01 de 2017, en citant Müller-Graf [63] requiert un ratio $(H-h)/h$ supérieur à 0.8. Dans les expériences, ce ratio vaut 0.74 pour le cas à h constant, et est respecté pour les diamètres inférieurs à 9 cm pour le cas à h/D constant. En revanche, ce critère vaut 0.43 pour $D = 11$ cm, et environ zéro pour $D = 16$ cm.

Pour chacune de ces configurations et pour chaque diamètre, les vitesses étudiées entre $U = 0.25$ et 1.68 m/s, ont permis de parcourir une large gamme de nombres adimensionnels comme le nombre de Reynolds, Re, et de Froude, Fr.

Plan d'expériences

Un ensemble de 372 expériences a été réalisé pour la visualisation des phénomènes étudiés pour le cas à h constant et l'autre à h/D constant. L'ensemble des vitesses et des nombres adimensionnels étudiés expérimentalement dans ce manuscrit est résumé dans le tableau 2.2.

h =23 ± 0.1 cm

D (cm)	h/D	$U_{min}(m/s)$	$U_{max}(m/s)$	Re_{min}	Re_{max}	Fr_{min}	Fr_{max}
1.4	16.50	0.53	0.89	7 470	12 460	1.45	2.41
2.5	9.20	0.5	1.0	12 460	24 910	1.00	2.10
3	7.77	0.58	1.0	17 440	29 900	1.08	1.84
4	5.75	0.625	1.0	24 900	39 860	1.00	1.60
5	4.60	0.60	1.2	30 630	59 800	0.86	1.71
6	3.83	0.66	1.17	40 840	71 460	0.87	1.52
7	3.28	0.43	1.43	29 900	97 260	0.52	1.74
8	2.87	0.44	1.5	34 040	122 510	0.50	1.70
9	2.55	0.39	1.33	34 880	119 600	0.41	1.42
11	2.09	0.36	1.68	39 860	188 870	0.35	1.62
16	1.44	0.25	1.5	40 860	239 190	0.20	1.20

h/D =2.55 ± 0.05

D (cm)	h (cm)	$U_{min}(m/s)$	$U_{max}(m/s)$	Re_{min}	Re_{max}	Fr_{min}	Fr_{max}
1.4	3.6	0.32	0.53	4 340	12 160	0.87	2.41
2.5	6.4	0.4	0.90	9 730	21 880	0.81	1.82
3	7.6	0.53	0.93	15 950	27 900	0.98	1.72
4	10.2	0.50	1.0	19 930	39 860	0.80	1.60
5	12.8	0.60	1.15	28 460	54 550	0.86	1.64
6	15.3	0.50	1.17	29 180	68 080	0.65	1.52
7	17.9	0.48	1.43	32 820	97 260	0.58	1.72
8	20.4	0.44	1.5	34 040	116 710	0.49	1.69
9	23.0	0.39	1.33	34 880	119 600	0.41	1.42
11	28.1	0.36	1.68	39 860	184 370	0.35	1.62
16	39.9	0.25	1.5	39 860	239 190	0.20	1.20

TABLE 2.2 – Gamme de nombre de Re et Fr pour des rapports à h et h/D constants

2.3 Post-traitement et qualité des mesures

Dans ce chapitre, le post-traitement des séries d'images et des efforts sont exposés. Puis, une discussion sur la qualité des mesures et de l'influence du chariot de traction sur les résultats est présentée.

2.3.1 Efforts

Les signaux d'efforts sont enregistrés à l'aide du logiciel LabView. L'intérêt est porté sur les efforts suivant les axes x et y, correspondant aux forces de traînée F_x et de portance F_y. Un programme a été développé permettant l'enregistrement de la tension électrique en fonction du temps provenant de chaque amplificateur de charge dans un fichier analysable par Matlab.

Les résultats sont ensuite analysés en convertissant ces signaux en une force à l'aide du coefficient de proportionnalité précédemment introduit dans la section 2.1.2. A partir de ces signaux, la valeur moyenne $\bar{F}_x$ est définie comme la moyenne mobile sur 20 points durant 5 secondes du signal temporel lors de la phase à vitesse constante. L'incertitude sur les efforts correspond à l'écart type calculé à partir de la moyenne mobile.

Ces signaux moyennés permettent ensuite d'obtenir les coefficients de traînée C_D et de portance C_L associés :

$$C_D = \frac{2\bar{F}_x}{\rho h D U^2}. \tag{2.5}$$

$$C_L = \frac{2\bar{F}_y}{\rho h D U^2}. \tag{2.6}$$

Une densité spectrale de puissance (DSP) est appliquée afin d'extraire les fréquences caractéristiques des signaux bruts étudiés.

L'effort de traînée a toujours atteint une valeur convergé avant la fenêtre de visualisation et la zone de mesure. En effet, un profil typique de l'évolution de la force de traînée F_x et de la vitesse du cylindre U en fonction du temps est présenté en figure 2.9. Les mesures d'efforts ainsi que les observations sur l'écoulement sont réalisés lorsque l'effort de traînée F_x a atteint un palier autour d'une valeur constante. À la fin de la phase d'accélération, il existe un temps d'inertie avant que les efforts sur les capteurs ne convergent vers une valeur relativement constante. Tous les résultats présentés dans ce manuscrit sont obtenus lorsque les efforts de traînée sont dans cette zone à valeur constante, et non lors de la phase d'accélération du profil.

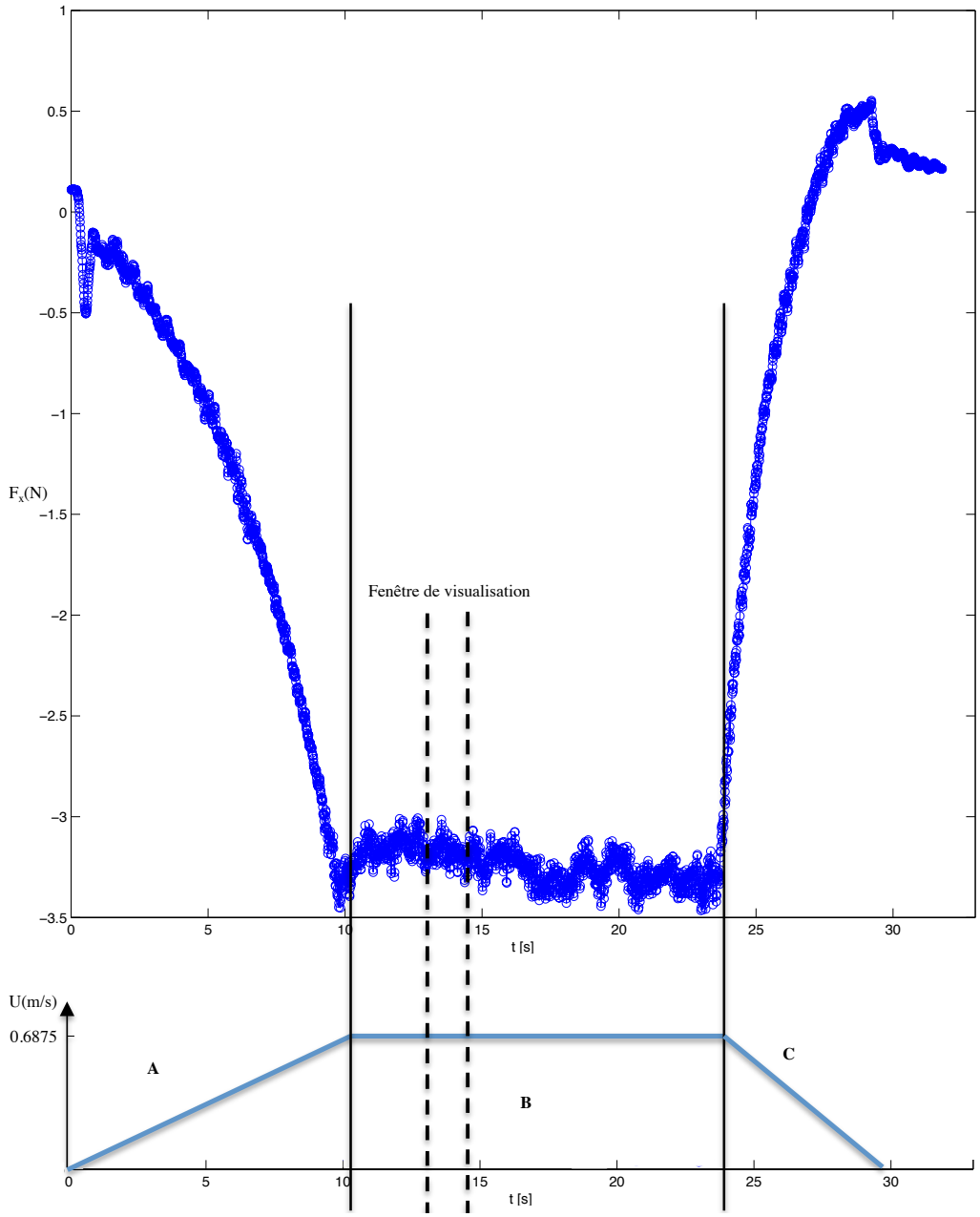

FIGURE 2.9 – Comparaison de l'évolution de l'effort de traînée avec la vitesse du chariot de traction en fonction du temps. Exemple du cylindre de diamètre $D = 8$ cm avec un $Re = 55\,000$ correspondant à un $Fr \simeq 0.78$.

De manière à vérifier la répétabilité des expériences, plusieurs essais ont été réalisés pour deux diamètres donnés, $D = 2.5$ et 8 cm. Pour chaque diamètre, dix Reynolds compris entre 12 500 et 55 000 ont été étudiés. Ces tests ont été reconduits à 3 reprises, afin de vérifier la reproductibilité du coefficient de traînée C_D. Pour $D = 2.5$ cm, l'erreur relative maximale a varié entre 0.6 et 7.7 % au plus. Pour $D = 8$ cm, l'erreur relative maximale a varié entre 0.3 et 5 % au plus.

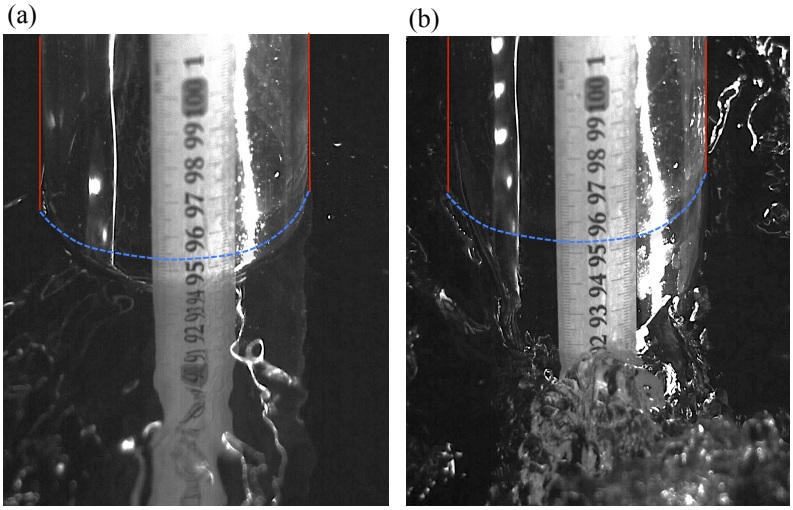

FIGURE 2.10 – Images typiques ayant permises la mesure de la profondeur de la cavité. Exemple avec le cylindre de diamètre $D = 8$ cm (a) $Re = 30\ 000$ et (b) $Re = 80\ 000$. Les lignes rouges permettent de délimiter plus facilement les contours du cylindre et les lignes en bleues pointillées correspondent à la surface libre au repos.

2.3.2 Mesure de la profondeur de cavité $\mathcal{L}$

La cavité de profondeur $\mathcal{L}$ est définie comme la déviation de la surface libre en aval, dans l'axe de symétrie du cylindre. Les séries d'images servant pour les mesures de cette profondeur de cavité $\mathcal{L}$ sont réalisées grâce à un ruban métré adhésif dont les graduations coïncident avec l'axe du cylindre. La caméra est alors placée sur la face intérieure du canal au dessus de la surface libre et le focus est réalisé sur le ruban métré. L'éclairage est assuré par un ruban LED placé à l'intérieur du cylindre afin d'améliorer le contraste et la détermination de la position de la surface libre. Pour chaque série de mesures la profondeur de cavité est déterminée à partir de la position de la surface libre au repos. Deux images typiques obtenues de cette caméra sont présentées dans la figure 2.10.

2.3.3 Seuil d'entraînement d'air

Les séries d'images obtenues de l'écoulement autour des cylindres ont permis de déterminer les seuils de vitesses critiques d'apparition des mécanismes d'entraînement d'air. Pour un diamètre donné, la détermination des seuils est réalisée à Re et Fr croissants jusqu'à l'émergence de la première bulle d'air dans l'écoulement. Ce seuil correspond alors à une vitesse critique U_c qui est associé aux nombres adimensionnels Reynolds et Froude considérés comme "critique", notés Re_c et Fr_c.

L'incertitude sur la détermination de U_c provient de la différence avec la vitesse précédente où il n'y avait pas existence d'entraînement d'air.

Afin de vérifier la répétabilité des expériences, sur la détermination des seuils de vitesses critiques U_c, trois essais ont été réalisés pour deux diamètres donnés, $D =$

2.5 et 8 cm. Pour chaque diamètre, dix Reynolds compris entre 12 500 et 55 000 ont été étudiés. Cette série de mesure à été réitérée également trois fois et la même vitesse critique U_c a été déterminée. Par ailleurs, lors de la campagne de mesure sur la profondeur de cavité $\mathcal{L}$ réalisée plus tard que celle pour la détermination de U_c, à nouveaux la même vitesse U_c a été déterminée. Cela traduit également l'indépendance des phénomènes d'entraînement d'air à la température de l'air et de l'eau. Néanmoins, est-ce que les vibrations du chariot peuvent en "pilotées" la dynamique du phénomène ? C'est l'objet de la prochaine section.

2.3.4 Vibrations du chariot de traction

La quantification des vibrations du chariot de traction est une partie importante et essentielle au regard de la qualité des mesures effectuées. C'est la raison pour laquelle trois campagnes de mesures ont été effectuées en utilisant le profil de vitesse précédemment introduit. La première série de mesures correspond à l'acquisition des efforts en déplaçant le chariot de traction sans le cylindre pour une gamme de vitesse U comprise entre 0.375 et 1.375 m/s. A l'inverse, la seconde et la troisième série de mesures ont été effectuées avec un cylindre de diamètre $D = 2.5$ et de 11 cm dans l'eau, suivant les conditions définies en section 2.1.2 (cas à $h = 23$ cm constant dans 40 cm d'eau). Pour le cylindre de diamètre $D = 2.5$ cm, la vitesse U a été variée entre 0.5 et 1 m/s. Le cylindre de diamètre $D = 11$ cm, a permis d'étudier une gamme de vitesse U comprise entre 0.364 et 1.318 m/s.

Les figures 2.11 et 2.12 présentent les valeurs moyennes et les fluctuations de la force de traînée F_x et de portance F_y en fonction de la vitesse U, avec et sans filtrage.

Les valeurs moyennes des efforts de traînée ou de portance sont indépendants du filtrage réalisé sur les signaux. La valeur moyenne des efforts de traînée liée au chariot de traction est de $\bar{F}_x \simeq$ -4.34 $\times 10^{-2} \pm$0.12 N sans filtrage, et $\bar{F}_x \simeq -4.34 \times 10^{-2} \pm 0.012$ N avec filtrage. Le chariot de traction n'introduit pas de biais dans la mesure des efforts de traînée moyens F_x.

Les fluctuations des signaux bruts de traînée, pour le diamètre $D = 2.5$ cm sont du même ordre de grandeur pour des vitesses inférieures à 0.6 m/s . En revanche, avec l'augmentation du diamètre, et des nombres adimensionnels, les fluctuations bruts des signaux de traînée sont entre 1.3 et 23 fois supérieures à celles générées par le chariot. Les fluctuations liées aux vibrations du chariot sont alors faibles par rapport aux fluctuations liées à l'écoulement autour du cylindre. Pour les efforts moyens de portance quelque soit la série de mesures effectuée, les efforts sont relativement faibles de l'ordre de $\bar{F}_y \simeq$ -1.24 $\times 10^{-2} \pm 0.015$ N pour $D = 11$ cm, et $\bar{F}_y \simeq$ -1.23 $\times 10^{-2} \pm 0.016$ N pour $D = 2.5$ cm. Les fluctuations des signaux bruts de portance sont de l'ordre de 1.5 - 2.5 $\times$ 10^{-2} N.

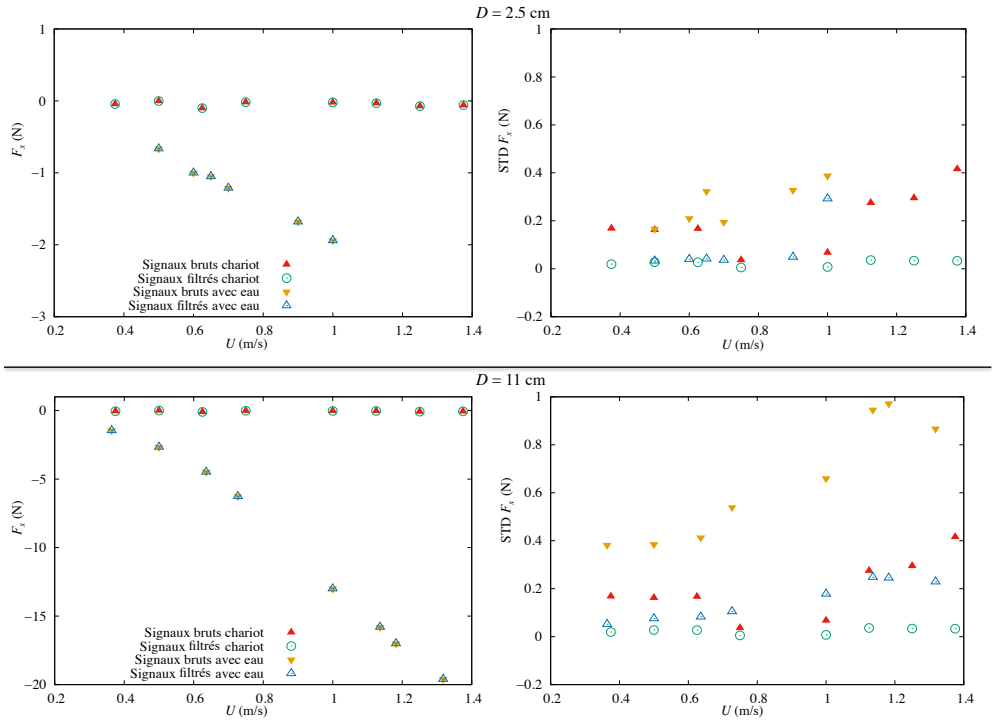

FIGURE 2.11 – Comparaison de la force de traînée $\bar{F}_x$ et de l'écart type (STD) pour le chariot seul et pour un cylindre de $D = 2.5$ et 11 cm à $h = 23$ cm.

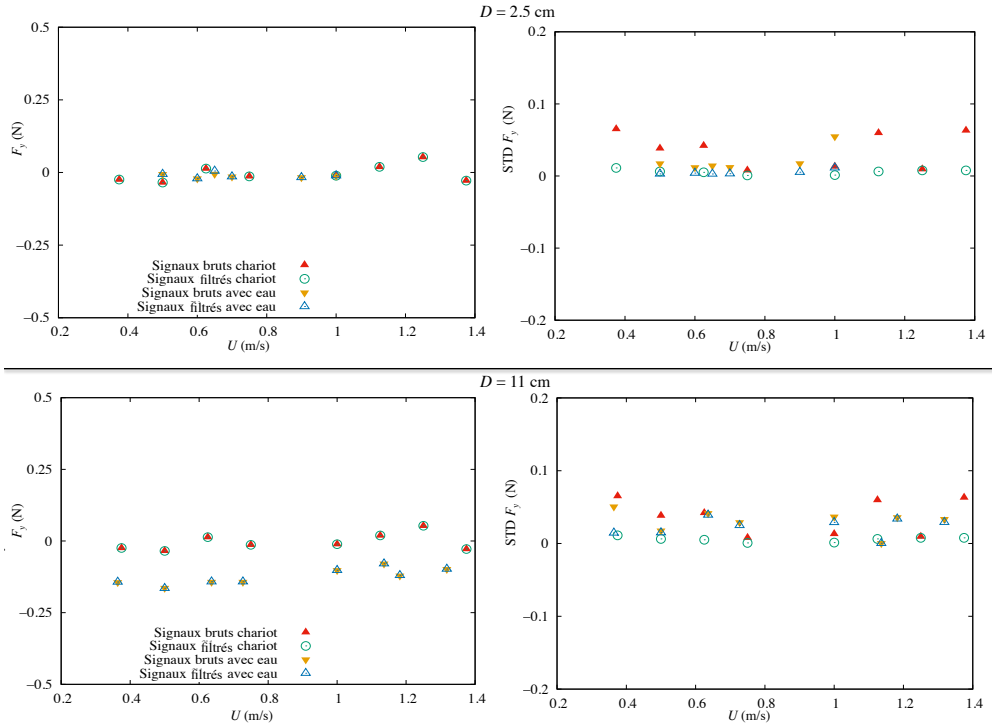

FIGURE 2.12 – Comparaison de la force de portance $\bar{F}_y$ et de l'écart type (STD) pour le chariot seul et pour un cylindre de $D = 2.5$ et 11 cm à $h = 23$ cm.

Comparaison DSP

Les DSP des signaux de portance et de traînée pour un cylindre de 2.5 cm ont été comparés lors d'une traction dans l'eau avec une immersion $h = 23$ cm, et dans l'air. La figure 2.13 présente cette comparaison.

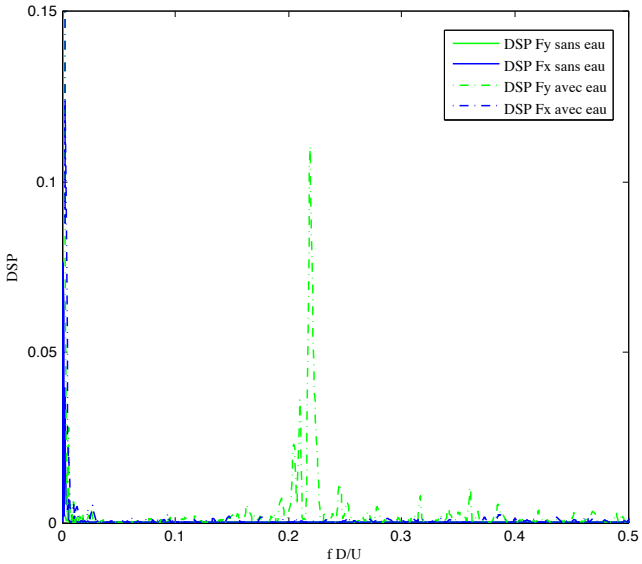

FIGURE 2.13 – Comparaison de la DSP de la force de traînée et de portance avec et sans eau, pour $D = 2.5$ cm et $U = 1$ m/s.

Les vibrations générées par le déplacement du chariot sur ces rails ont été quantifiées. Les essais ont permis d'établir qu'il existe une faible influence sur les mesures effectuées, en particulier sur l'effort de traînée. D'une manière générale, les grandes fluctuations correspondent aux Reynolds les plus importants causées par la nature turbulente de l'écoulement autour du cylindre. Cet écoulement turbulent autour du cylindre a un impact sur la fluctuation des efforts. Les fluctuations mesurées lors des essais avec cylindre sont bien liées à l'écoulement autour du cylindre et non aux vibrations du chariot.

2.4 Rappel des paramètres

Un total de 372 tests ont été réalisés dans la gamme de paramètres suivants :

D(cm)	1.4 -16
Re	4 340 - 239 190
Fr	0.2 - 2.41
h/D	1.44 - 16.5

Les efforts de traînée et de portance, ainsi que le seuil d'apparition des bulles d'air dans l'écoulement ont été mesurés.

Chapitre 3

Entraînement d'air et impact sur les efforts

Dans ce chapitre, les résultats expérimentaux sur les phénomènes d'entraînement d'air et la variation des efforts s'exerçant sur le cylindre sont présentés.

Ces résultats ont fait l'objet d'un article qui a été publié dans le journal Physical Review Fluids [2] et qui se trouve en annexe B.

Plan du chapitre

3.1 Observations des phénomènes d'entraînement d'air dans l'écoulement 36
3.1.1 Observations expérimentales du premier régime 36
3.1.2 Observations expérimentales du second régime 38
3.2 Efforts 42
3.2.1 Efforts de traînée 42
3.2.2 Analyse fréquentielle 46
3.3 Conclusion partielle 49
3.4 Modèle théorique sur le seuil d'entraînement d'air dans la cavité 51
3.4.1 Expression de la profondeur de cavité $\mathcal{L}$ 51
3.4.2 Mesure expérimentale de la profondeur de cavité $\mathcal{L}$ 52
3.4.3 Comparaison du modèle théorique aux expériences 53

3.1 Observations des phénomènes d'entraînement d'air dans l'écoulement

Le sillage d'un objet partiellement immergé peut être décomposé en trois parties. La première, le sillage de Kelvin généré par l'écoulement autour du cylindre partiellement immergé correspond à un champ d'interférences de vagues. Ce champ d'interférences possède une longueur d'onde adimensionnée λ/D, ayant pour expression $\lambda/D \simeq 2\pi Fr^2$ [49, 66]. Ce sillage possède une forme caractéristique en V avec un angle d'ouverture α qui a été étudié par Rabaud *et al.* [66].

La seconde partie, correspond au sillage turbulent situé en aval du cylindre, contenu à l'intérieur du sillage de Kelvin. Les fluctuations de la surface libre sont alors dépendantes du nombre de Reynolds et de Froude. De plus, l'écoulement autour du cylindre crée une élévation de la surface libre en amont, une cavité en aval et la génération de tourbillons. Dans le cas d'une configuration partiellement immergée mais aussi totalement immergée, les tourbillons sont également générés par le fond du cylindre et peuvent interagir avec la surface libre.

Enfin la troisième partie, correspond au sillage de bulles contenu dans le sillage précédent, et provient d'une rupture de la surface libre. Cette rupture de la surface libre est alors à l'origine des phénomènes d'entraînement d'air dans la phase liquide de l'écoulement.

Ici, l'intérêt est porté sur le seuil d'apparition des phénomènes d'entraînement d'air dans l'écoulement autour du cylindre. Deux régimes d'entraînement d'air ont été observés : le premier dans le sillage grâce aux tourbillons, le second dans une cavité, le long du cylindre. Cette cavité formée à l'aval du cylindre pilote l'entraînement d'air qui est injecté dans la phase liquide. Ces bulles d'air sont ensuite advectées dans le sillage du cylindre. La figure 3.1 présente l'apparition des phénomènes d'entraînement d'air en fonction du nombre de Reynolds et du nombre de Froude pour les cas à h constant (a) et h/D constant (b). Chaque couleur, correspond à un diamètre donné. Les symboles pleins correspondent au cas où l'entraînement d'air n'a pas été observé, les symboles à moitié vide à l'entraînement d'air dans le sillage. Enfin, les symboles creux représentent les cas où l'entraînement d'air a lieu dans la cavité. Chaque diamètre correspond à un rapport $Re/Fr = \sqrt{gD^3}/\nu$ constant.

Deux cas indépendants de l'immersion h du cylindre mais pas du diamètre se distinguent. Ces cas sont séparés par un diamètre critique D_c, l'un à $D \leq 4$ cm et l'autre à $D \geq 5$ cm :
- Pour le cas $D \leq 4$ cm $\Longleftrightarrow$ $Re/Fr \leq 25\ 000$, à Re et Fr croissants, il apparaît exclusivement de l'entraînement d'air dans la cavité $\mathcal{L}$.
- Pour le cas $D \geq 5$ cm $\Longleftrightarrow$ $Re/Fr \geq 35\ 000$, à Re et Fr croissants, il existe de l'entraînement d'air dans le sillage puis également dans la cavité.

3.1.1 Observations expérimentales du premier régime

Un premier régime est observé pour les diamètres les plus faibles ($D \leq 4$ cm) et $Re/Fr \leq 25\ 000$ correspondant aux nombres de Re les plus faibles mais les nombres

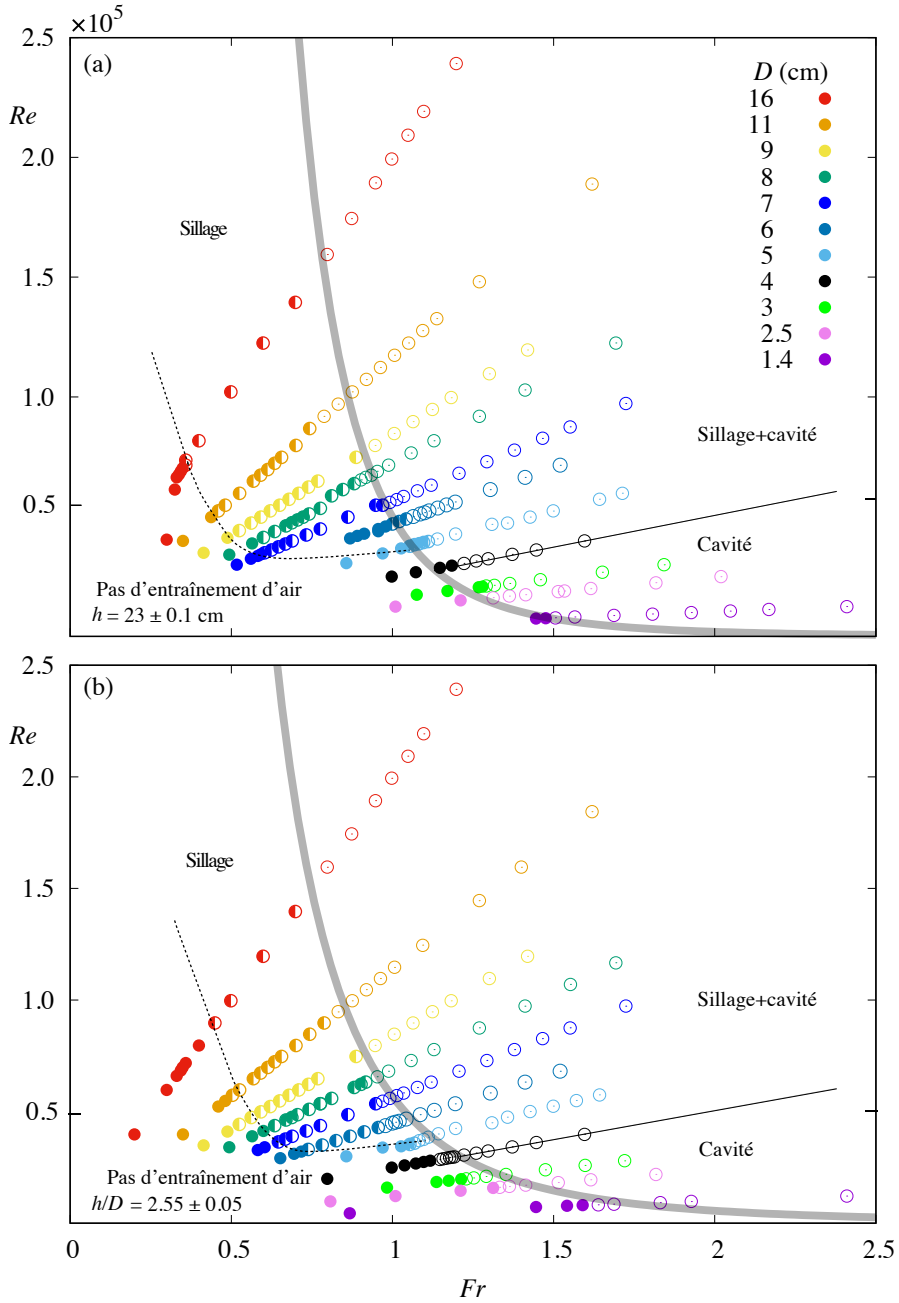

FIGURE 3.1 – Diagramme Re vs Fr présentant les différents régimes d'entraînement d'air : pas d'entraînement d'air (symboles pleins), entraînement d'air dans le sillage (symboles partiellement pleins) ou également dans la cavité proche cylindre (symboles creux). (a) Cas à immersion h constante et (b) à rapport h/D constant.

de Fr les plus élevés. Dans ce régime, les déformations de la surface libre dans le sillage et la profondeur de la cavité sont relativement faibles, il n'y a alors pas d'entraînement d'air dans l'écoulement. La figure 3.2 (a) présente l'écoulement placide autour du cylindre de diamètre 2.5 cm à $Re \simeq 15\ 000$ et $Fr \simeq 1.21$. À l'inverse, lorsque Re et Fr augmentent, la figure 3.2 (b) représente un régimes d'entraînement d'air se produisant dans la cavité $\mathcal{L}$, à l'aval, le long du cylindre.

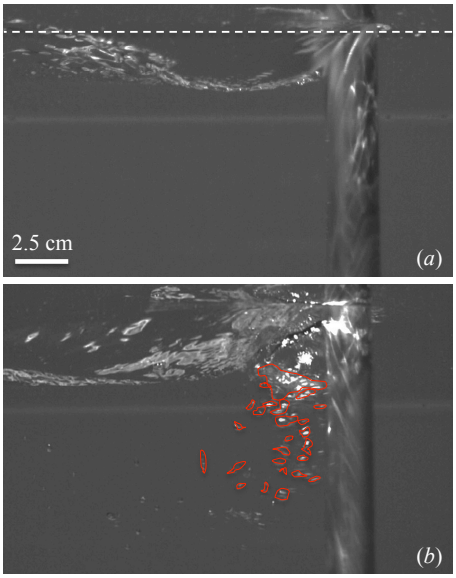

FIGURE 3.2 – Écoulement autour du cylindre $D = 2.5$ cm. (a) : $Re \simeq 15\ 000$, $Fr \simeq 1.21$ et (b) : $Re \simeq 22\ 500$, $Fr \simeq 1.82$

Dans ce régime, la cavité oscille fortement entraînant une rupture de la surface libre et l'injection de bulles d'air dans l'écoulement. Cette rupture de surface libre se produit périodiquement et est pilotée par l'émission tourbillonnaire présentée en section 3.4.

3.1.2 Observations expérimentales du second régime

Le second régime observé correspond aux diamètres les plus importants ($D \geqslant 5$ cm) et $Re/Fr \geq 35\ 000$, correspondant aux nombres de Re les plus élevés, mais les nombres de Fr les plus faibles. Dans ce régime, les déformations de la surface libre et les profondeurs de cavité sont plus importantes. À Re/Fr constant, l'augmentation des nombres de Re et de Fr, impliquent un caractère inertiel et gravitaire accentué de l'écoulement. Cette augmentation des nombres de Re et de Fr ont pour conséquences l'existence d'un sillage plus turbulent. Pour un diamètre donné, lorsque Re et Fr augmentent, l'entraînement d'air apparaît d'abord dans le sillage. Cet entraînement d'air est provoqué par les tourbillons générés par l'écoulement autour du cylindre. Un tourbillon typique à l'origine de l'injection de bulles d'airs dans l'écoulement est présenté en figure 3.3, pour un diamètre $D = 5$ cm, $Re = 38\ 900$ et $Fr = 1.11$.

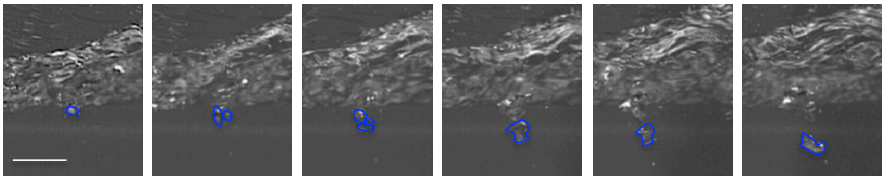

FIGURE 3.3 – Entraînement d'air dans le sillage par un tourbillon pour $D = 5$ cm, $Re = 38\ 900$ et $Fr = 1.11$. La barre blanche correspond à une échelle de 2 cm et le pas de temps entre chaque image est de 10 ms.

Lorsque les nombres de Re et Fr continuent à croître, on atteint en plus, le régimes d'injection d'air dans la cavité comme introduit précédemment dans la section 3.1.1.

Par exemple, pour un cylindre de 5 cm de diamètre, la figure 3.4(a), à $Re \simeq 34\ 670$, montre de faibles déformations de la surface libre sans entraînement d'air dans l'écoulement. À $Re \simeq 39\ 700$, la figure 3.4(b), présente le régime d'entraînement d'air dans le sillage, puis la figure 3.4(c) celui au niveau de la cavité, à $Re \simeq 45\ 700$.

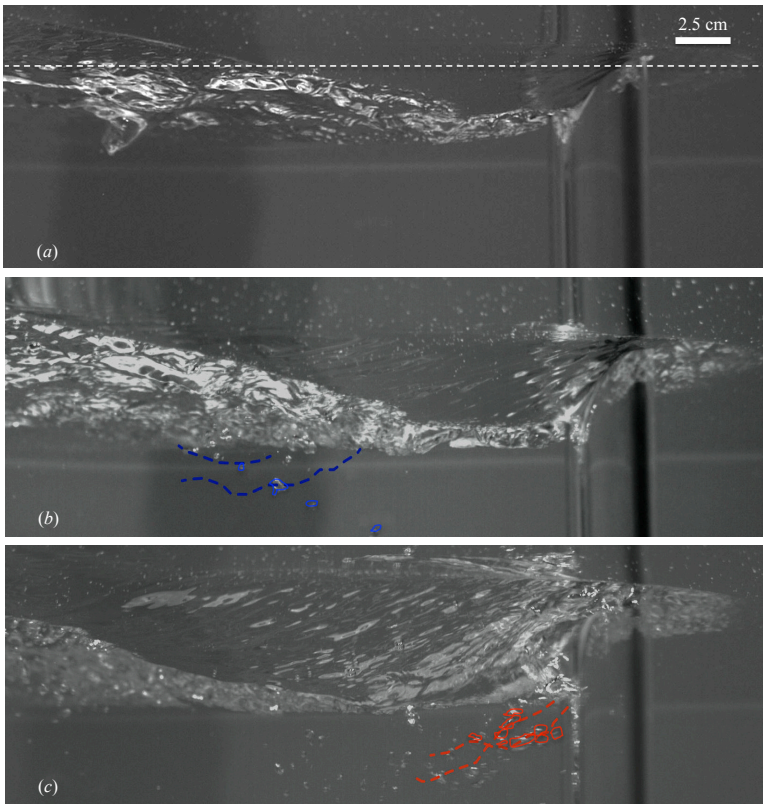

FIGURE 3.4 – Vue de côté en dessous de la surface libre du cylindre de $D = 5$ cm. (a) Pas d'entraînement d'air à $Re = 34\ 700$ et $Fr = 0.97$. (b) Entraînement d'air dans le sillage à $Re = 39\ 700$, $Fr = 1.11$. Les bulles d'airs sont entourées en bleue. (c) Entraînement d'air dans la cavité à $Re = 45\ 680$, $Fr = 1.3$. Les bulles d'air sont entourées en rouge. Les lignes pointillées représentent les trajectoires des bulles d'air observées.

Pour un diamètre de 16 cm avec des nombres de Re plus élevés allant jusqu'à $Re \simeq 239\,400$ et des nombres de Fr plus faibles $Fr \simeq 0.2$, les régimes d'entraînement d'air sont semblables comme le révèle la figure 3.5.

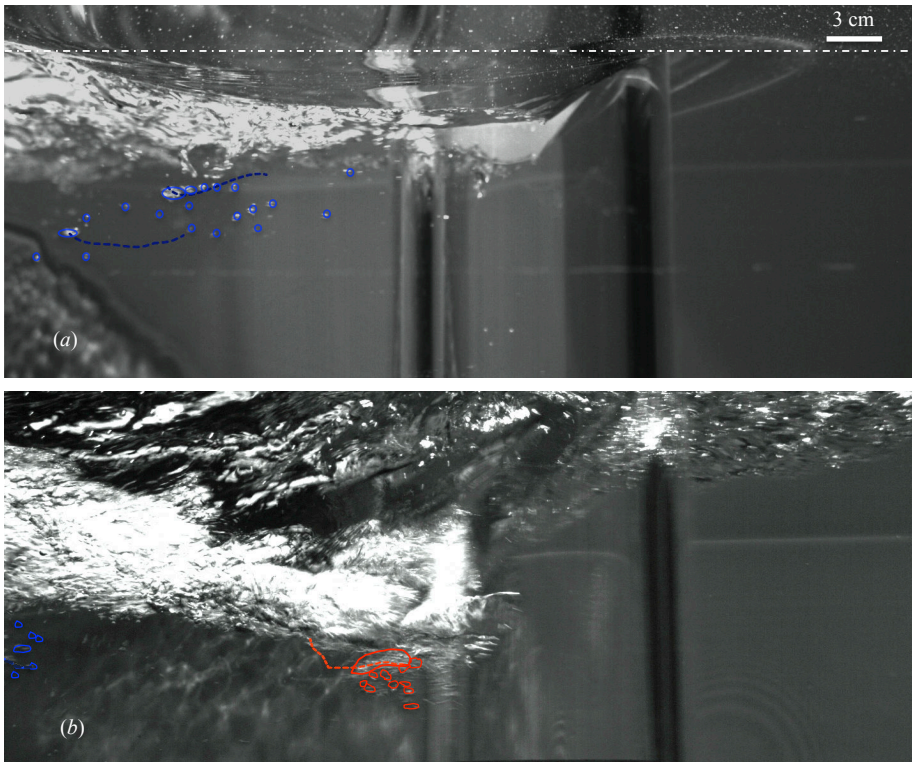

FIGURE 3.5 – Vue de côté en dessous de la surface libre du cylindre de $D = 16$ cm. (a) Entraînement d'air dans le sillage à $Re = 122\,500$, $Fr = 0.6$. Les bulles d'airs sont entourées en bleue. (b) Entraînement d'air dans la cavité à $Re = 199\,300$, $Fr = 1$. Les bulles d'airs sont entourées en rouge. Les lignes pointillées représentent les trajectoires des bulles d'air observées.

Le sillage est alors extrêmement turbulent comme le révèle la figure 3.5(b) rendant de ce fait les observations sur les transitions entre les régimes plus délicates.

Les trajectoires typiques des bulles d'airs ont été ajoutées en rouge pour la cavité et en bleu pour le sillage. Les bulles d'air possèdent un diamètre équivalent compris entre 6 mm pour $D = 3$ cm et 8.5 mm pour $D = 16$ cm. De manière générale, lorsque les nombres de Reynolds et de Froude augmentent, les bulles d'air ont tendance à retourner rapidement au niveau de la surface libre. Ce qui n'est pas le cas pour des Re plus faibles, c'est à dire des plus petits diamètres, où les bulles d'air restent dans l'écoulement plus longtemps.

Pour résumer, le schéma 3.6 présente succinctement les différents régimes et zones où l'entraînement d'air est observé en fonction de Re et Fr.

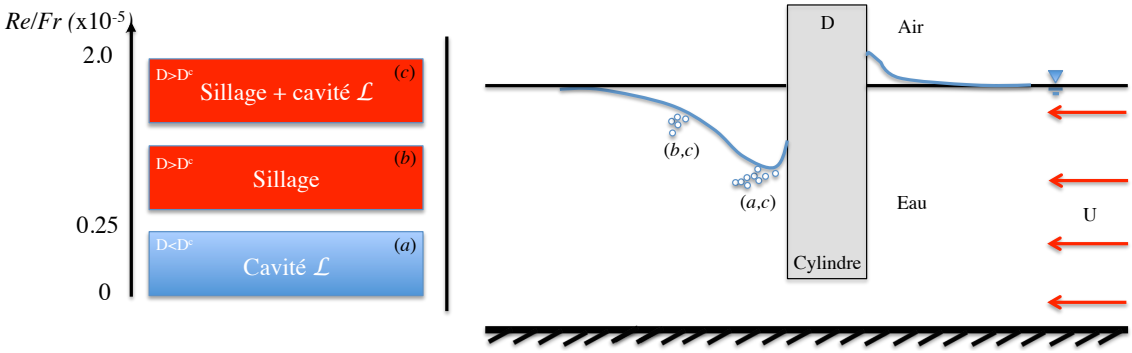

FIGURE 3.6 – Synthèse des deux régimes observés avec les différents régimes d'entraînement d'air en fonction de Re et Fr. Fond bleu : Premier régime avec entraînement d'air dans la cavité indiqué en (a). Fond rouge : Second régime avec entraînement d'air dans le sillage (b) et aussi sillage + cavité (c).

Pour $Re/Fr \leq 25\ 000$, $(i.e)$ $D \leq D_c$ à Re et Fr croissants, le premier régime est témoin uniquement de l'injection d'air dans la cavité.

Pour $Re/Fr \geq 35\ 000$, $(i.e)$ $D \geq D_c$ à Re et Fr croissants, le second régime présente d'abord l'injection de bulles d'air par les tourbillons puis également dans la cavité.

3.2 Efforts

Dans cette section, les mesures d'efforts sont réalisées dans une gamme de nombre de Re et de Fr telle que les phénomènes d'entraînement d'air sont rapportés. L'analyse est portée sur les efforts de traînée puis de portance.

3.2.1 Efforts de traînée

L'influence des trois nombres adimensionnels h/D, Re et Fr sur les coefficients de traînée C_D est présentée ci-après.

Influence du rapport h/D

L'influence du rapport h/D sur les efforts de traînée a été étudiée expérimentalement et numériquement dans la littérature.

Les faibles rapports h/D compris entre 0.1 et 2 ont été étudiés par Gonçalves *et al.* [36]. Ils ont réalisés des mesure d'effort de traînée et un suivi de l'évolution de champs de vorticité par mesure PIV. Une zone de recirculation au niveau de l'extrémité du cylindre a été mise en évidence, pouvant être en interaction avec la surface libre amplifiant la déformation du sillage turbulent.

Benitz *et al.* [6] a étudié l'impact sur le C_D pour des rapports h/D comparables à nos travaux. Ces rapports varient entre 2 et 19. Néanmoins, ils présentent exclusivement des résultats expérimentaux pour $Re = 2\ 900$ et $Fr \simeq 0.65$.

La figure 3.7 présente l'évolution coefficient C_D avec le rapport h/D. L'évolution du coefficient de traînée C_D obtenue est cohérente avec celle décrite dans la littérature. Pour un rapport h/D donné, la valeur moyenne de C_D a été calculée sur l'ensemble de la gamme de nombre de Reynolds et de Froude associée.

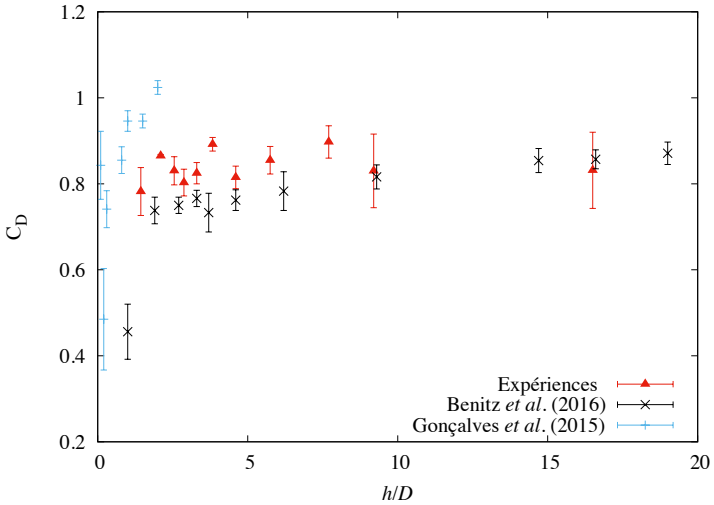

FIGURE 3.7 – Èvolution du C_D en fonction du rapport h/D. Comparaison avec les travaux de Benitz *et al.* [6] (croix noires) et Gonçalves *et al.* [36] (traits bleus)

Dans la gamme de rapports h/D étudiée, les valeurs moyennes des coefficients de traînée varient peu avec h/D.

Influence du nombre de Reynolds

La figure 3.8 présente l'évolution du coefficient traînée C_D en fonction du nombre de Reynolds pour les deux configurations étudiées, (a) : h constant et (b) : h/D constant. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type du signal du coefficient de trainée C_D. Les résultats sont comparés avec ceux obtenus par Schewe *et al.* [70] dans le cas monophasique. Pour un cylindre partiellement immergé, les résultats de Yu *et al.* et Gonçalves *et al.* [36, 81] sont ajoutés dans des gammes de Re et rapport h/D comparables. En accord avec les précédents travaux, le coefficient de traînée est 30 % inférieur pour le cas diphasique par rapport au cas monophasique. Les résultats de Gonçalves *et al.* [36] présentent un coefficient $C_D \simeq 1$ ne dépendant pas du Re. La spécificité du travail réalisé par Gonçalves est, entre autre d'étudier l'impact de faibles rapport h/D ($0.1 < h/D < 2$) sur le coefficient C_D. De plus, ces expériences sont réalisées dans un canal à courant et le nombre de Fr maximal atteint est de 0.36. Les résultats numériques de Yu *et al.* [81] pour trois différents Re : 27 000, 54 000 et 100 000 ainsi qu'un Fr constant de 0.8 et un rapport $h/D =$ 4 sont en bon accord avec nos mesures.

Le coefficient de traînée C_D augmente avec le nombre de Re, puis décroît lorsque l'entraînement d'air dans la cavité apparaît. Pour les faibles rapports h/D ou les diamètres les plus importants, C_D continue d'augmenter après l'apparition des premières bulles d'air. La diminution mesurée du C_D varie entre 10% pour le cylindre de diamètre 4 cm et 26 % au maximum pour le cylindre de 11 cm. L'existence de cette réduction de traînée peut être expliquée par une modification de la distribution de pression autour du cylindre.

Influence du nombre de Froude

Pour étudier l'influence de la gravité, le coefficient de traînée C_D est tracé en fonction du nombre de Fr dans la figure 3.9 pour h constant (a) et h/D constant (b). Dans les deux configurations, il existe clairement une transition qui apparaît autour de $Fr \simeq 1.2$. Pour $Fr < 1.2$, l'évolution de C_D est relativement dispersée quelque soit le diamètre ou le rapport h/D. Pour $Fr > 1.2$, dés lors que l'entraînement d'air dans la cavité a lieu, C_D est monotone et semble varier linéairement avec Fr, traduisant la prédominance des effets gravitaires. La gamme de Fr pour laquelle se produit ce phénomène est relativement restreinte, il est alors difficile d'en extraire une tendance générale. Une évolution linéaire a déjà été observée dans les écoulements granulaires autour d'un cylindre immergé [14].

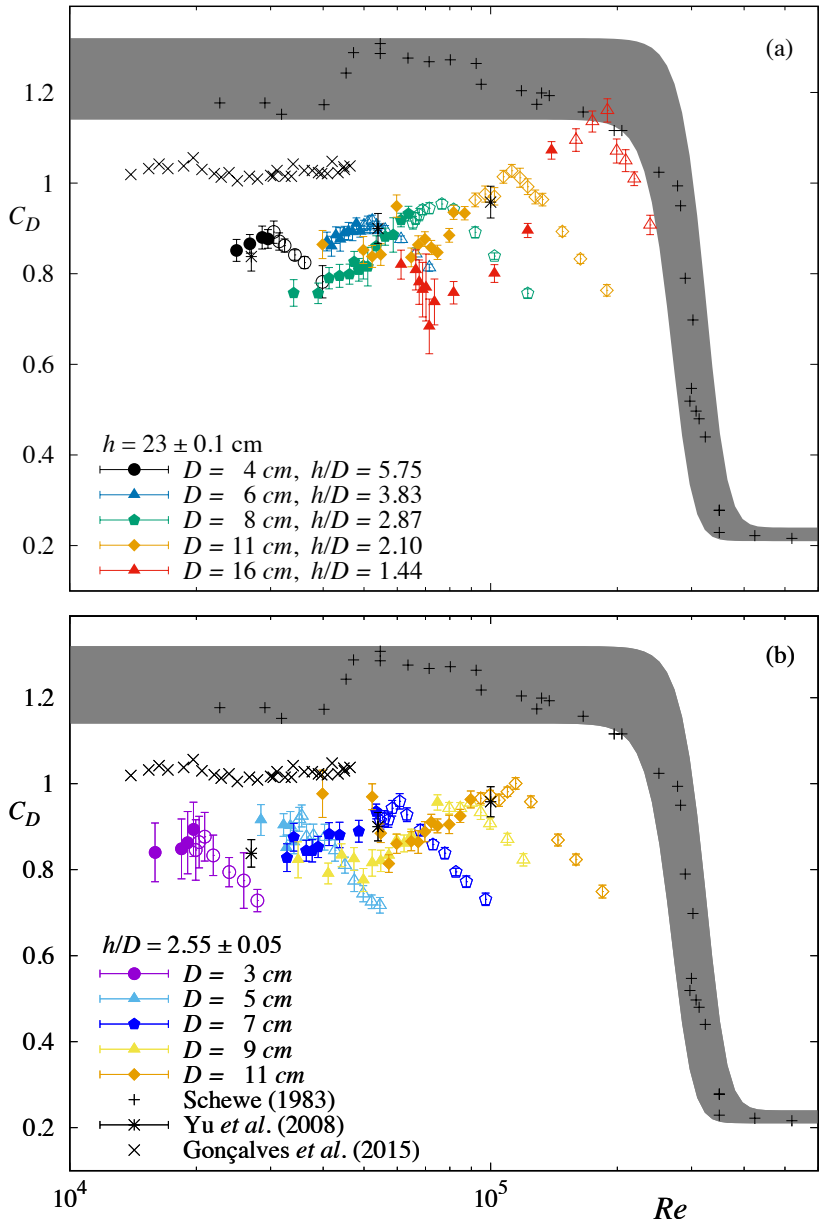

FIGURE 3.8 – C_D en fonction du nombre de Re. Comparaison avec la littérature [70], [36], [81]

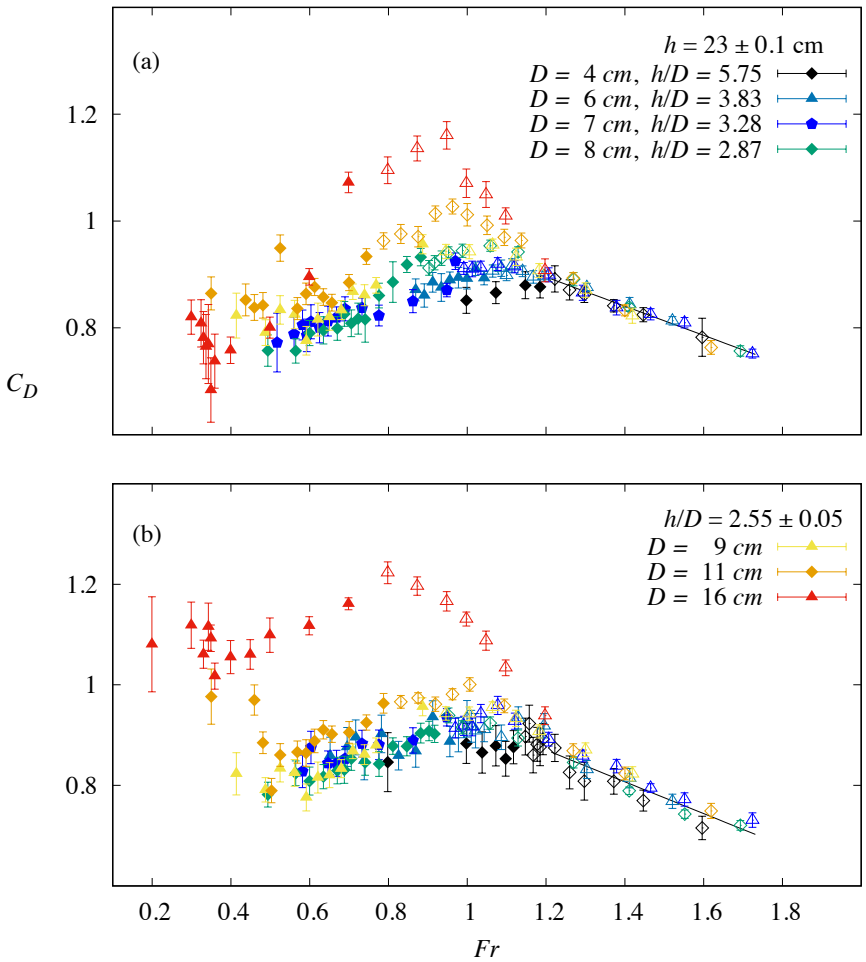

FIGURE 3.9 – C_D en fonction du nombre de Fr pour différents diamètres D. Configuration avec h constant (a) et avec h/D constant (b). Symboles pleins cas sans entraînement d'air et symboles vides cas avec entraînement d'air dans la cavité. Pour $Fr > 1.2$, l'évolution de C_D est linéaire avec Fr.

3.2.2 Analyse fréquentielle

L'écoulement autour du cylindre génère une force transversale à l'écoulement, la portance. La portance dans le cas du cylindre est un phénomène périodique ayant pour origine le détachement tourbillonnaire. Les fréquences caractéristiques générées par l'émission tourbillonnaire, f, sont déterminées à partir de la densité spectrale de puissance des signaux de portance (DSP). Le nombre adimensionnel caractéristique de ce phénomène est le nombre de Strouhal, St, ayant pour expression :

$$St = \frac{fD}{U} \tag{3.1}$$

$St \simeq 0.2$, correspond au Strouhal caractéristique de l'écoulement autour d'un cylindre sans surface libre [73] et correspond à la valeur observée pour des Reynolds allant jusqu'à $Re \simeq 300\ 000$.

Influence du rapport h/D

L'évolution des spectres de portance en fonction du rapport h/D sont présentés en figure 3.10. Pour un diamètre donné, le rapport h/D a une influence sur les spectres des signaux de portance. La figure 3.10(a) à h constant ou $h/D \simeq 7.7$ révèle un pic fréquentiel a $St \simeq 0.2$ s'intensifiant avec l'augmentation du nombre de Reynolds et de Froude. En revanche dans la figure 3.10(b), à $h/D \simeq 2.55$, ce pic fréquentiel caractéristique n'est plus visible.

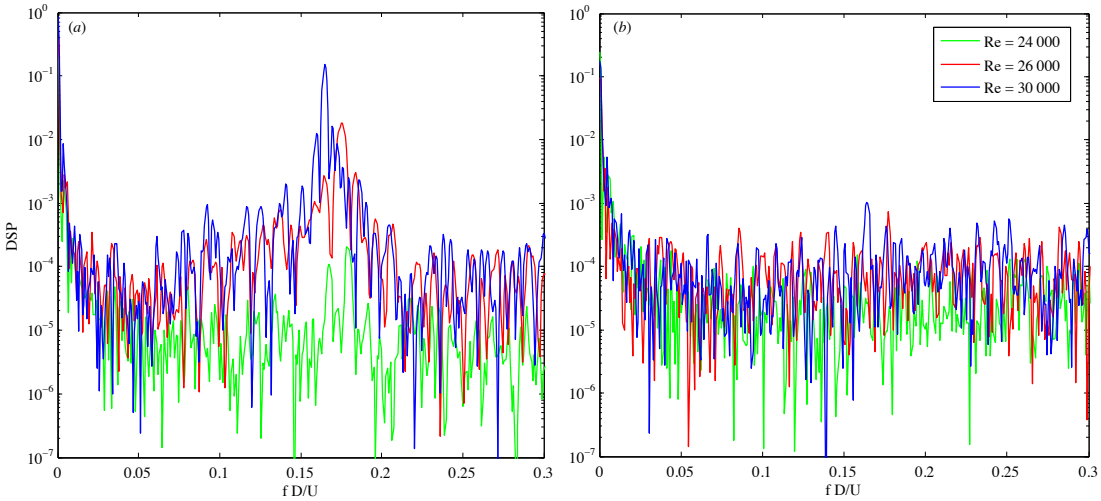

FIGURE 3.10 – Évolution de la densité spectrale de puissance (DSP) en fonction du St pour les signaux de portance d'un diamètre D= 3 cm à h constant (a) et h/D constant (b) pour $Re \simeq 24\ 000$, 26 000 et 28 000.

La réduction du rapport h/D a tendance à estomper les fréquences visibles du spectre. Ces observations sont cohérentes avec une étude numérique réalisée par Benitz *et al.* [6]. Lorsque h/D diminue, la proximité du fond du cylindre avec la surface libre a tendance à impacter et réduire l'intensité de l'émission tourbillonnaire.

Si le spectre de portance est comparé à celui de traînée avec la figure 3.11, la même évolution est également observée.

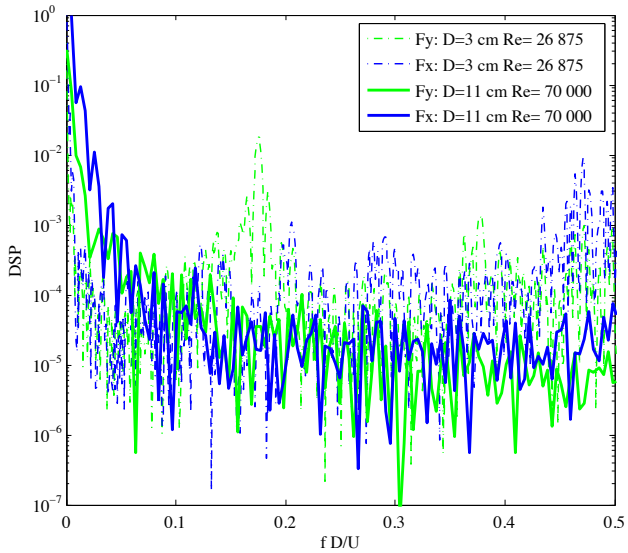

FIGURE 3.11 – Densité spectrale de puissance (DSP) pour les signaux de portance et de traînée pour un diamètre de 3 cm et de 11 cm, à h constant.

Il existe une influence du rapport h/D, et des nombres de Reynolds et de Froude sur ces fréquences caractéristiques émergentes de l'écoulement.

Influence du nombre de Reynolds et de Froude

L'évolution du nombre de Strouhal St avec le nombre de Reynolds est présentée en figure 3.12.

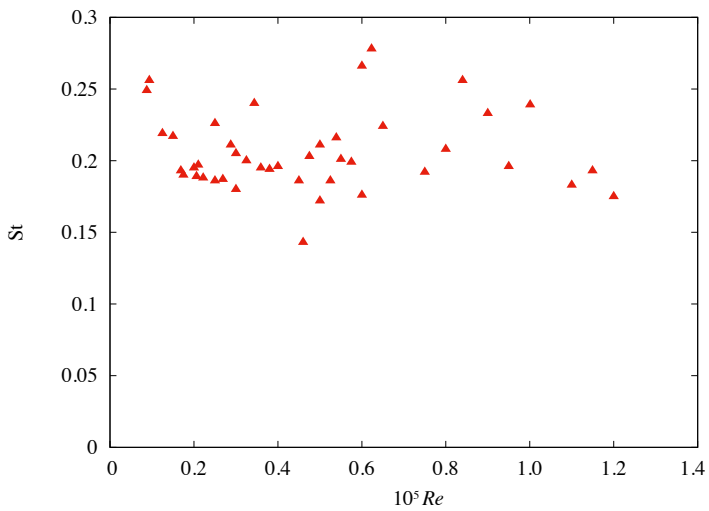

FIGURE 3.12 – Évolution du nombre de St avec le nombre de Reynolds

L'évolution du nombre de Strouhal St avec le nombre de Froude est présenté en figure 3.13.

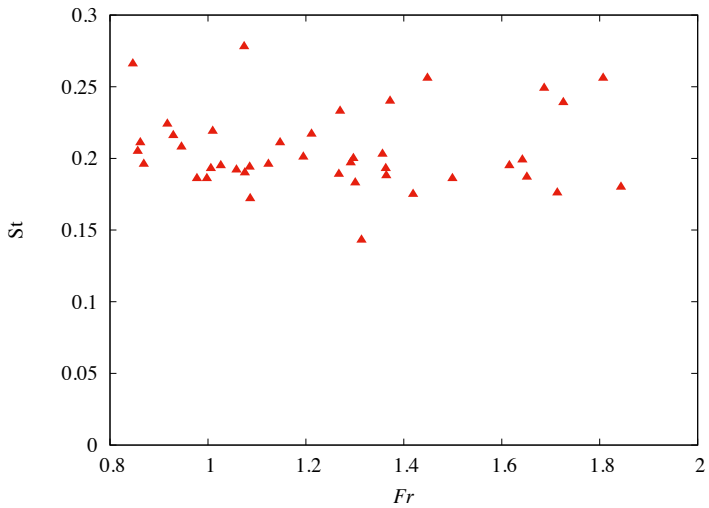

FIGURE 3.13 – Évolution du nombre de St avec le nombre de Froude

Le pic de $St = 0.2 \pm$ à 0.06 est visible pour $8\,750 < Re < 120\,000$, $0.75 < Fr < 2$ et $2.09 < h/D < 16.5$. Pour $h/D = 1.44$, aucun pic fréquentiel caractéristique n'est observé autour de $St = 0.2 \pm$ à 0.06.

Pour le cas à rapport h/D constant, le nombre de Strouhal St est plus difficilement détectable. L'immersion h varie de 23 cm pour $D = 9$ cm, à 3.6 cm pour $D = 1.4$ cm. Les efforts mesurés étant des moyennes sur l'ensemble de la hauteur du cylindre, le calcul de la DSP à partir du coefficient de portance C_L ne semble pas être approprié. De plus, d'autres fréquences caractéristiques peuvent exister, en particulier celles liées aux modes propres de vibrations du cylindre.

Modèle de poutre d'Euler-Bernoulli

La fréquence f_1 associée au premier mode de flexion, peut être estimée à partir d'un modèle de poutre en flexion sans tenir compte de l'effet du fluide. Une comparaison entre les fréquences observées dans les différents DSP et les fréquences naturelles calculées à partir de ce modèle a été réalisée. Ce modèle de poutre d'Euler-Bernoulli correspond aux fréquences générées par les vibrations libres de flexion. Les pulsations propres ω_n associées aux n-ième mode de flexion, sont calculées à partir du module de Young E, la longueur du cylindre L, le moment d'inertie I, la masse volumique ρ et la section S à partir de l'équation 3.2 :

$$\omega_n = \frac{A_n}{L^2}\sqrt{\frac{EI}{\rho S}} = 2\pi f_n \tag{3.2}$$

Avec $I = \pi\frac{R^4}{4} - \pi\frac{(R-e)^4}{4}$, $S = \pi R^2 - \pi(R-e)^2$,

où e est l'épaisseur du cylindre et f_n représente la fréquence associée au n-ième mode de flexion.

Les coefficient A_n, sont propres à chaque mode et valent dans le cadre d'une configuration encastrée/libre : A_1= 3.52, A_2= 22.03 et A_3= 61.07.

Les fréquences adimensionnées du premier mode de flexion, f_1D/U sont supérieures à celles générées par l'émission tourbillonnaire comme le montre le tableau 3.1. Pour ce qui est du premier mode de flexion à un Re donné et un diamètre croissant, f_1D/U s'éloigne des valeurs de St. Pour les deux autres modes le décalage est amplifié. Avec cette approche, les fréquences naturelles générées par une poutre en flexion sont décorellés de celles provenant de l'émission tourbillonnaire.

Vortex Induced Vibrations (VIV)

Une structure vibre sous l'effet d'un écoulement. Selon les caractéristiques de réponses vibratoires, il peut exister un risque d'endommagement. D'une manière générale, lorsqu'une structure est partiellement immergée, des phénomènes de Vortex Induced Vibrations (VIV) [30, 69, 29] potentiellement néfastes peuvent exister. Ces VIV peuvent induire des phénomènes de résonance pouvant nuire à la pérennité de la structure.

Un critère important pour le VIV est la vitesse réduite $U^* = f_1D/U$ de l'écoulement. La fréquence f_1 est associée au premier mode de flextion lié aux VIV. Les oscillations du cylindre sont alors classifiées par rapport à cette vitesse réduite U^* [15, 48].

Si $U^* < 1.25$, les oscillations sont alors considérées comme très faibles dans les directions de la traînée (x) et de la portance (y). Le comportement du cylindre dépend alors essentiellement de l'écoulement. Dans ce cas, le cylindre est essentiellement soumis au phénomène d'émission tourbillonnaire selon le nombre de Strouhal St précédemment introduit. Les deux dernières colonnes du tableau 3.1, présentent les bornes inférieures et supérieures des vitesses réduites U^* calculées pour chaque diamètre de cylindre.

Dans cette étude, seul le cylindre à $D = 3$ cm, est au dessus de cette limite et entraîne alors une oscillation s'exerçant principalement dans l'axe de traînée (x). Ce résultat peut expliquer la présence de pics fréquentiels secondaires sur les spectres de portance et de traînée qui ont été observés pour ce diamètre (figure 3.11).

Les approches sont ici simplifiées, puisque la masse ajoutée liée à la présence du fluide n'est pas prise en compte. Il est noté que la prise en compte d'une masse ajoutée aurait tendance à diminuer f_1D/U vers le nombre de Strouhal St, et les vitesses réduites U^* vers le seuil critique de 1.25.

3.3 Conclusion partielle

L'extension de la gamme de mesure expérimentale en terme de Re, Fr et h/D met en évidence l'influence de la partie inférieure du cylindre sur la dynamique tourbillonnaire. La modification de la dynamique d'émission tourbillonnaire dans cette

D (cm)	U_{min}(m/s)	U_{max}(m/s)	$f_1 D/U_{min}$	$f_1 D/U_{max}$	U^*_{min}	U^*_{max}
1.4	0.53	0.89	0.94	1.57	0.64	1.06
3	0.58	1	0.58	1	1	1.72
4	0.625	1	1.07	1.72	0.58	0.93
5	0.6	1.2	1.43	2.87	0.35	0.7
6	0.66	1.17	2.16	3.78	0.26	0.46
7	0.43	1.43	2.43	8.09	0.12	0.41
8	0.44	1.5	3.05	10.44	0.1	0.33
9	0.39	1.33	3.44	11.75	0.07	0.23
11	0.36	1.68	5.22	24.16	0.04	0.19
16	0.25	1.5	12.65	75.9	0.01	0.08

TABLE 3.1 – Fréquences naturelles adimensionnées $f_1 D/U$ d'une poutre en flexion calculées à partir du modèle de poutre de Euler-Bernoulli et estimation des vitesses réduites U^* pour le VIV

gamme de rapport h/D n'avait à notre connaissance jamais été mesurée expérimentalement pour un cas diphasique.

3.4 Modèle théorique sur le seuil d'entraînement d'air dans la cavité

Dans cette section, le modèle proposé par Benusiglio [7] est présenté permettant de prédire la vitesse critique à partir de laquelle, l'entraînement d'air dans la cavité apparaît. L'intérêt est porté sur ce régime d'entraînement d'air puisqu'il a été démontré dans la section 3.2.1, que ce phénomène impacte les efforts de traînée.

Le principe physique de rupture de cette cavité provoquant l'entraînement d'air peut être assimilé à une instabilité de Rayleigh-Taylor. Cette instabilité peut être exposée par l'accélération de deux fluides de densité différente du fluide léger vers le fluide dense. Si cette accélération est supérieure à la pesanteur g, l'interface se trouve alors déstabilisée. Cette instabilité résulte de la présence de deux fluides de densité différente entraînant une oscillation de la cavité. Ce modèle est basé sur un raisonnement concernant l'accélération locale de la cavité en aval du cylindre.

L'entraînement d'air dans la cavité a lieu lorsque son accélération γ est supérieure à l'accélération de la pesanteur g. Le modèle est basé sur le postulat que l'accélération γ de la cavité est instationnaire et vaut :

$$\gamma = \mathcal{L} f^2. \tag{3.3}$$

Avec f, la fréquence du phénomène qui sera introduite en section 3.4.3.

Cette cavité oscille verticalement dans la direction (Oz) justifiant le choix de $\mathcal{L}$ comme longueur caractéristique de l'accélération γ.

3.4.1 Expression de la profondeur de cavité $\mathcal{L}$

Pour déterminer l'expression de la profondeur de cavité $\mathcal{L}$, on se place dans le repère du cylindre. Le théorème de Bernoulli est écrit entre deux positions A et B, respectivement en amont où la vitesse de l'écoulement est U et en aval dans la cavité (figure 3.14).

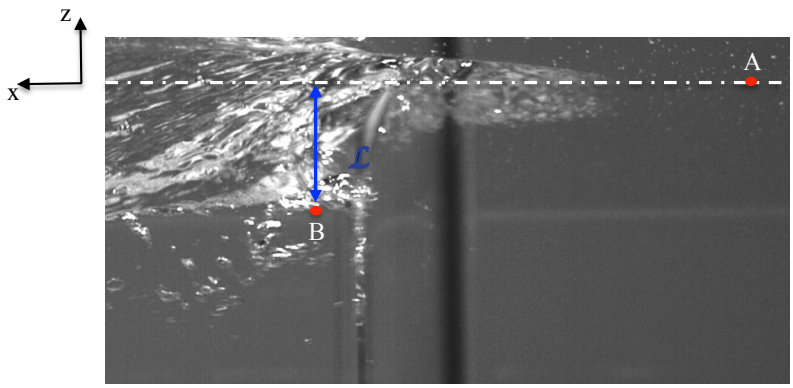

Figure 3.14 – Illustration de l'application du théorème de Bernoulli appliqué entre les positions A et B

Le théorème de Bernoulli s'écrit alors :

$$P_A + \frac{\rho U^2}{2} = P_B - \rho g \mathcal{L} + \frac{\rho U_m^2}{2} \tag{3.4}$$

Les pressions P_A et P_B correspondent à la pression atmosphérique P_{atm}. U_m réfère à la vitesse maximale d'un tourbillon. Ici, c'est la théorie d'un vortex de Rankine qui est utilisée. Ce tourbillon possède alors une circulation Γ valant $DU/2$ [51] et un rayon de cœur de vortex a. L'équation 3.4 peut alors être écrite comme :

$$\rho g \mathcal{L} = \frac{\rho}{2}\left(\frac{D^2U^2}{4\pi^2a^2} - U^2\right) \tag{3.5}$$

Le rayon du cœur du vortex est déterminé à partir de l'épaisseur de la couche limite et vaut $a \simeq D/\sqrt{Re} \simeq \sqrt{\nu D/U}$ [71], l'équation 3.5, devient :

$$\rho g \mathcal{L} = \frac{\rho}{2}\left(\frac{DU^3}{4\pi^2\nu} - U^2\right) \tag{3.6}$$

Le terme $DU^3/4\pi^2\nu >> U^2$, l'équation 3.6 et l'expression de $\mathcal{L}$ s'écrit :

$$\frac{\mathcal{L}}{D} = \frac{U^3}{8\pi^2\nu g} = \frac{Fr^2Re}{8\pi^2} \tag{3.7}$$

3.4.2 Mesure expérimentale de la profondeur de cavité $\mathcal{L}$

L'évolution de la profondeur de cavité $\mathcal{L}$ à été réalisée par mesure directe de la graduation comme présenté dans la section 1.3 du chapitre 2. La figure 3.15 (a) présente la variation du rapport $\mathcal{L}/D$ en fonction de Fr^2Re pour $D = 3$, 5, 7 et 8 cm. Ces diamètres permettent d'obtenir une tendance générale quant à la dynamique de la profondeur de cavité adimensionnée $\mathcal{L}/D$.

Deux comportements se détachent de cette courbe, et sont illustrés par les figures 3.15 (c) et (d) pour $D = 8$ cm à $Fr^2Re \simeq 4\ 850$ et 91 900. Le premier correspond à une évolution de $\mathcal{L}/D$ linéaire avec Fr^2Re que ce soit pour les cas sans ou avec entraînement d'air dans le sillage comme le dévoile la figure 3.15 (b). De manière générale, pour un diamètre donné cette évolution est confirmée pour les Fr^2Re les plus faibles. Les coefficients de corrélations linéaires sont compris entre $\mathcal{R}^2 = 0.95$ et 0.99. Si $\mathcal{R}^2$ tend vers 1, cela traduit l'adéquation du modèle aux résultats expérimentaux. En revanche, le coefficient directeur de la régression linéaire n'est pas indépendant de D comme attendu par l'équation (3.7), prédisant une dépendance de $\mathcal{L}/D$ avec Fr^2Re à un coefficient prés. La différence entre le modèle et l'expérience pourrait entre autre être causée par l'approximation concernant l'épaisseur de la couche limite. L'approximation de la couche limite en $D/\sqrt{Re}$ provenant de la théorie élaborée pour une plaque plane est plutôt simplificatrice.

Le second comportement correspond au cas illustré par la figure 3.15 (d) où l'entraînement d'air dans la cavité a lieu. Dans ce cas, le comportement n'est alors plus linéaire avec Fr^2Re et les fluctuations de la cavité sont multipliés par 10 au maximum. Ces fluctuations sont causées par l'oscillation de la cavité, à l'origine de l'injection croissante de bulles d'air dans l'écoulement.

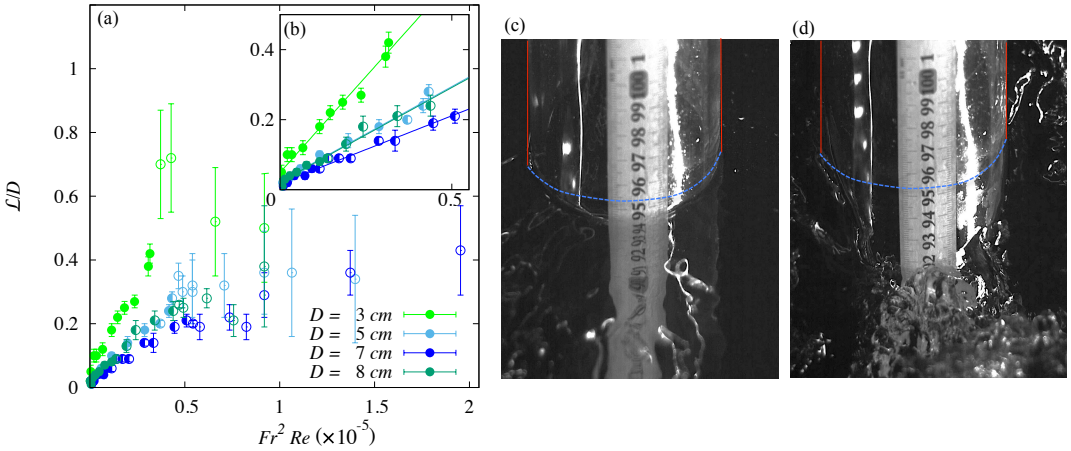

FIGURE 3.15 – (a) $\mathcal{L}/D$ en fonction de Fr^2Re pour l'ensemble des mesures réalisées. (b) Zoom sur les données avant l'entraînement d'air dans la cavité. (c) et (d) présentent deux images caractéristiques pour un cylindre de $D = 8$ cm, d'un cas peu perturbé, à un cas avec entraînement d'air dans la cavité.

3.4.3 Comparaison du modèle théorique aux expériences

Après avoir déterminé la profondeur de cavité $\mathcal{L}$, il faut déterminer la fréquence f de l'équation 3.3. Cette fréquence f, est alors basé sur l'expression du nombre de Strouhal St. Dans le modèle, on choisit une valeur de St de 0.2 [70], ce qui implique $f \simeq 0.2U/D$. Le choix de cette valeur affecte la détermination du coefficient constant du modèle mais n'en modifie pas la loi d'échelle.

On considère que l'entraînement d'air a lieu dans la cavité pour $\gamma = \mathcal{L}f^2 \simeq g$ correspondant à une valeur critique de vitesse appelée U_c exprimée dans l'équation suivante :

$$U_c = \left(\frac{\nu g^2}{200\pi^2}\right)^{\frac{1}{5}} D^{\frac{1}{5}} \tag{3.8}$$

La figure 3.16(a) représente U_c en fonction de D pour le cas à h constant en rouge et h/D constant en vert. Les régressions de puissance sont tracés dans les cas correspondants. Ces régressions séparent les cas sans entraînement d'air dans la cavité de ceux où le phénomène a lieu. Les résultats obtenus par Benusiglio [7] sont donnés en bleu et sont cohérents pour $D < 6$ cm. En revanche, pour $D > 6$ cm, U_c diminue avec D. La valeur de la vitesse relevée par Benusiglio [7] correspond au seuil d'entrainement d'air dans le sillage par les tourbillons et non à celui lié à la cavité. Lors de ces mesures, les vitesses étudiées n'ont pas permis d'atteindre le régime d'injection d'air dans la cavité pour les diamètres les plus importants. En effet, l'augmentation du diamètre D, implique des nombres de Re et de Fr plus importants pour créer une cavité assez profonde pour pouvoir se briser périodiquement et permettre l'injection de bulles d'air dans l'écoulement. L'augmentation du diamètre D, du nombre de Re et de Fr, implique une incertitude sur la détermination de

U_c plus importante. De ce fait, à Re et Fr croissant, la profondeur de la cavité $\mathcal{L}$ croît et le sillage correspondant devient très turbulent rendant la détermination de la vitesse critique U_c plus délicate.

Dans la gamme de paramètres parcourus, $\mathcal{R}^2 \simeq 0.91$ pour h constant et 0.96 pour le cas h/D constant. L'évolution de U_c correspond à une loi de puissance en $D^{0.2\pm0.02}$ à h constant et $D^{0.22\pm0.02}$ à h/D constant. Si on exclut de la loi de puissance, les diamètres $D = 11$ et 16 cm pour le cas à h/D constant, où le critère concernant le confinement vertical n'est pas respecté (ITTC 7.5-02-05-01 de 2017), le coefficient de corrélation $\mathcal{R}^2$ passe de 0.96 à 0.95.

L'équation 3.8 peut être réécrite de façon adimensionnée et équivaut à $Re_c \simeq Fr_c^{-4}$. Les figures 3.16(b) et (c) présentent la variation des nombres de Reynolds critiques en fonction des nombres de Froude critiques calculés à l'aide de U_c en échelle linéaire et logarithmique. La ligne pointillée sépare les deux régimes d'entraînement d'air à $D \leq 4$ cm et $D \geq 5$ cm. La zone hachurée en rouge, correspond aux couples de paramètres adimensionnels où il n'y a pas entraînement d'air dans la cavité. Les coefficients de corrélations valent $\mathcal{R}^2 \simeq 0.93$ pour h constant et 0.96 pour le cas h/D constant. L'évolution de Re_c correspond à une loi de puissance en $Fr_c^{-3.3\pm0.62}$ à h constant et $Fr_c^{-4.7\pm0.51}$ à h/D constant.

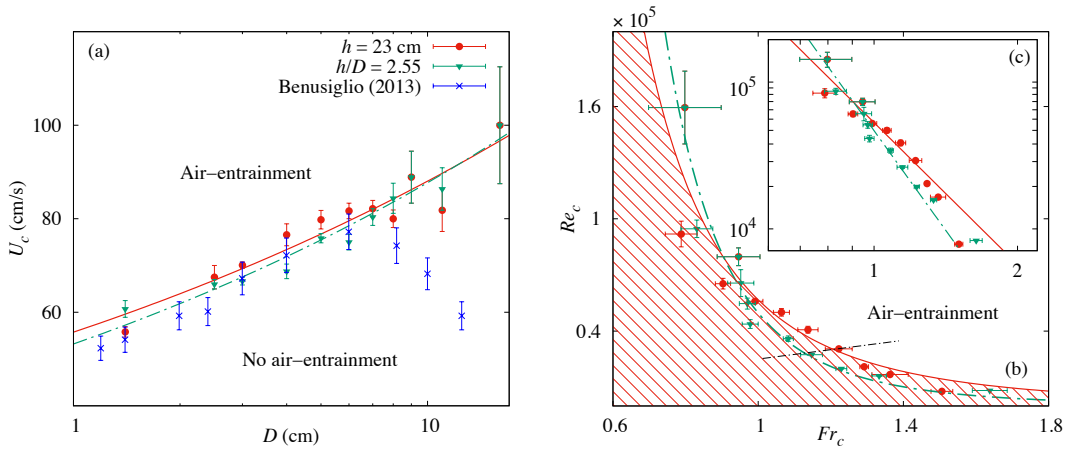

FIGURE 3.16 – (a) Vitesse critique U_c pour l'entraînement d'air dans la cavité en fonction du diamètre D. Les ronds rouges correspondent aux cas à h constant, les triangles verts au cas h/D constant et les croix bleues aux données de Benusiglio [7] (b) Nombre de Reynolds critique Re_c en fonction du nombre de Froude critique Fr_c calculés à partir de U_c.

L'évolution du nombre de Reynolds critique Re_c en fonction du nombre de Weber critique We_c est présentée en figure 3.17. Dans la gamme de paramètres parcourus, les coefficients de corrélations $\mathcal{R}^2$ sont supérieurs à 0.99 pour les deux configurations. L'évolution de Re_c est linéaire avec We_c. Cette évolution correspond à une droite d'équation $71.97\ We_c + 8406$ à h constant et $71.29\ We_c + 9418$ à h/D constant. Néanmoins, ce sont toujours les effets inertiels qui sont supérieurs aux effets liés à la tension de surface. Pour pouvoir conclure sur l'influence des effets de tension

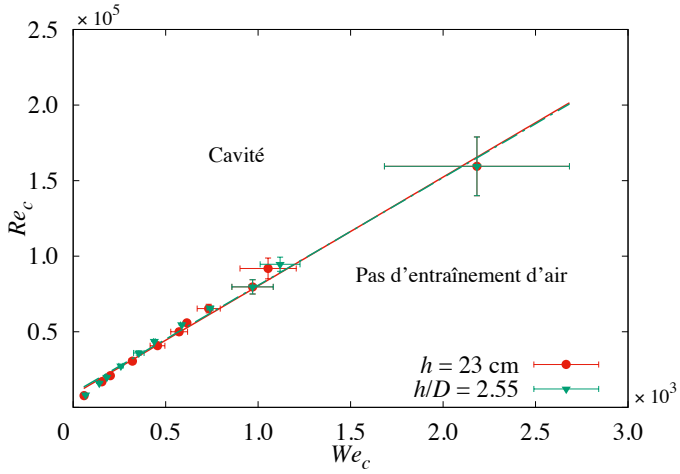

FIGURE 3.17 – (a) Nombre de Reynolds critique Re_c pour l'entraînement d'air dans la cavité en fonction du nombre de Weber critique We_c. Les ronds rouges correspondent aux cas à h constant, les triangles verts au cas h/D constant. La tension de surface est considérée comme constante à la valeur $\sigma = 72.8\ mN/m$.

de surface, il faudrait tester différents fluides comme des huiles par exemple. Ces huiles posséderont alors des valeurs de viscosité, de densité et de tension de surface différentes. Une solution alternative aux huiles serait d'ajouter du savon dans l'eau afin de modifier la tension de surface.

Pour résumer, l'entraînement d'air dans la cavité requiert des effets inertiels importants ou des effets gravitaires prédominants. Dans le cas des énergies marines renouvelables comme les bouées pilonnantes partiellement immergées types AquaBuOy [18] par exemple, ce sont les effets inertiels qui dominent l'écoulement. Pour ce type de structure, avec un diamètre de 13 m et une longueur de 48 m, le rapport h/D est plutôt faible. En effet, les diamètres de ces structures sont de plusieurs mètres, ce qui entraînent des nombres de $Re >> 10^6$ et de $Fr << 1$. De plus, en mer les structures sont également soumises aux effets de la houle.

Dans la gamme de paramètres étudiée, l'étude expérimentale à immersion h constante et rapport h/D constant révèle l'indépendance du rapport d'aspect sur les seuils d'entraînement d'air et sur l'évolution des coefficients de traînée C_D.

Chapitre 4

Simulations numériques de l'écoulement autour du cylindre

Dans ce chapitre, les outils numériques utilisés pour reproduire l'écoulement autour du cylindre partiellement immergé sont présentés. Le code de calcul YALES2 qui a été utilisé pour les simulations, est brièvement décrit dans ce chapitre. Une description des méthodes numériques utilisées pour la reconstruction de la surface libre est également réalisée. Enfin pour terminer ce chapitre, les caractéristiques et les post-traitements effectuées sur les simulations seront décrites.

Plan du chapitre

4.1 Description de YALES2 58
4.2 Méthodes numériques 59
4.2.1 Solveur numérique 61
4.2.2 Efforts 64
4.3 Paramètres pour les simulations numériques . . . 65
4.3.1 Maillage 65
4.3.2 Caractéristiques des simulations 68
4.4 Post-traitement 69

4.1 Description de YALES2

YALES2 est un code de mécanique des fluides numérique (Computational Fluid Dynamics : CFD), résolvant les équations de Navier-Stokes par des calculs massivement parallèles sur des supercalculateurs.

Ce code est utilisé et développé par plus de 200 personnes au COmplexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie (CORIA) et dans différents laboratoires. Il est capable de gérer efficacement des maillages non structurés de plusieurs millions voire milliards d'éléments [62, 61], permettant l'approche LES (Large-Eddy Simulation) pour des applications académiques ou industrielles. Les grandeurs physiques sont stockées aux nœuds du maillage autour desquels des volumes de contrôle sont construits. Dans YALES2, la méthode des volumes finis (VOF) d'ordre 4 est utilisée, permettant une réduction des erreurs de diffusion et de dispersions numériques.

Pour gérer ces quantités de données, YALES2 utilise la décomposition de domaine. Cela consiste à affecter une partie du domaine du maillage à un processeur. Pour un maillage non structuré, la difficulté est d'assurer une répartition du nombre d'éléments du maillage, de façon égale sur l'ensemble des processeurs. Dans YALES2, cette opération est réalisée par une librairie externe : METIS ou SCOTCH. YALES2 est basé sur des instructions de type MPI-1 standard (Message Passing Interface) pour la communication entre nœuds de processeurs, et est principalement écrit en Fortran 90.

YALES2 utilise la méthode de séparation d'opérateurs, "operator splitting" en anglais. Cette méthode consiste en la résolution séparée de chaque variable physique avec son propre pas de temps caractéristique, c'est la multi-échelle temporelle. Par exemple on peut citer le pas de temps convectif, visqueux, et celui associé aux forces de tension de surface. Le pas de temps d'une itération est alors pris comme le pas de temps caractéristique le plus grand, c'est-à-dire le plus limitant.

YALES2 est organisé comme une collection de solveurs offrant la possibilité de couvrir une large gamme d'applications et de phénomènes physiques.

4.2 Méthodes numériques

La simulation numérique est devenue l'un des enjeux majeurs de la recherche en mécanique des fluides. Le développement de codes de calculs permettant l'utilisation de supercalculateurs permet de décrire des écoulements turbulents de plus en plus complexes.

Un écoulement peut être représenté à l'échelle moléculaire par des mouvements désordonnés et des échanges d'énergie entre les particules fluides. Ces échanges, sont à l'origine de la diffusion de l'écoulement. D'un point de vue macroscopique, la turbulence est caractérisée par une fluctuation spatiale et temporelle des champs de vitesse et de pression au sein de l'écoulement. A l'inverse, l'écoulement laminaire est caractérisé par un écoulement régulier et des trajectoires parallèles des particules fluides.

D'une manière générale, la détermination du type d'écoulement dépend du nombre de Reynolds, quantifiant les forces inertielles aux grandes échelles par rapport aux forces visqueuses permettant la laminarisation de l'écoulement :

Un faible nombre de Reynolds caractérise un écoulement laminaire alors qu'un nombre de Reynolds élevé correspond à un écoulement turbulent. Cette augmentation du nombre de Reynolds, est à l'origine de la naissance de structures turbulentes de tailles différentes. Richardson, en 1922 et Kolmogorov en 1941 proposent cette approche de cascade d'énergie des plus grandes structures turbulentes vers les plus petites. Les structures turbulentes les plus grandes et les plus énergétiques, se "cassent" sans dissipation en structure de plus en plus petites, c'est la cascade d'énergie. Cette cascade d'énergie, est illustré avec la figure 4.1.

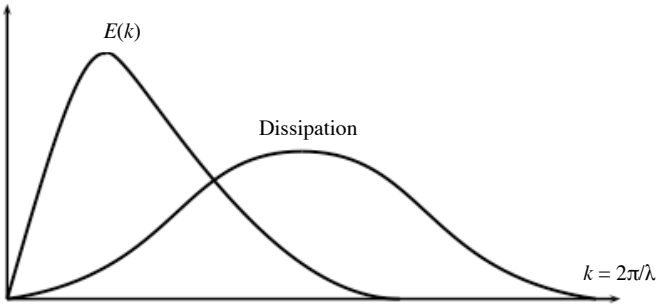

FIGURE 4.1 – Spectre d'énergie turbulente $E(k)$ et de dissipation provenant de [55] en fonction du nombre d'onde k (définit avec la longueur λ des structures), introduit par Richardson en 1922 et Kolmogorov en 1941

Le processus s'arrête, lorsque la structure est assez petite pour que la viscosité agisse et que la dissipation ait lieu par transfert d'énergie cinétique turbulente en énergie interne. Ces petites structures turbulentes sont caractérisées par l'échelle de Kolmogorov η_K et une vitesse caractéristique u_k ayant pour expression [77] :

$$\eta_K = \frac{\nu^3}{\varepsilon^{1/4}} \tag{4.1}$$

$$u_K = (\nu\varepsilon)^{1/4} \tag{4.2}$$

Où ε représente le taux de dissipation de l'énergie cinétique des structures.

Le rapport entre la taille caractéristique de l'écoulement et l'échelle de Kolmogorov η_K conduit à :

$$\frac{L}{\eta_K} \simeq Re^{3/4} \tag{4.3}$$

Une des difficultés de la turbulence réside dans le coût de calcul relativement élevé. Dans notre cas, l'écoulement dans le sillage du cylindre est turbulent. Afin d'obtenir des simulations numériques fidèles à la réalité, il faudrait résoudre l'ensemble des échelles, jusqu'à l'échelle de dissipation de Kolmogorov. Pour un écoulement tri-dimensionnelle, le maillage devrait comporter au moins $Re^{\frac{9}{4}}$ éléments. De ce fait, plus le nombre de Reynolds augmente, plus la simulation sera coûteuse en temps de calcul. Typiquement, pour $Re = 100\ 000$, il faudrait environ $1.78\ \times 10^{11}$ éléments.

Modélisation de la turbulence

En simulation numérique, il existe trois approches quant à la modélisation de la turbulence, la méthode DNS (Direct Numerical Simulation), RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) et LES (Large Eddy Simulations) :

- L'approche DNS, consiste à résoudre l'ensemble des échelles impliquant des coûts de calculs conséquents. Cette approche est possible dans le cas de domaines de petites tailles.
- L'approche RANS, est moins coûteuse puisqu'elle permet un suivi des valeurs moyennes de l'écoulement. Cette méthode trouve ses limites pour l'étude de phénomènes instationnaires.
- L'approche LES, consiste à modéliser l'énergie dissipée par les petites échelles vers l'échelle dissipative sans avoir à résoudre l'ensemble des échelles à l'origine de cette dissipation. Elle est basée sur la résolution instationnaire des grandes échelles et une modélisation des plus petites. D'une manière générale, cette opération est réalisée par un filtre passe-bas sur les échelles de turbulence. Plus de détails sur la méthode de filtrage sont donnés dans le livre de Sagaut [67]. La modélisation des petites échelles est alors réalisée, par un modèle sous-maille basé sur l'ajout d'une viscosité turbulente ν_t à la viscosité ν.

Dans notre cas, les nombres de Reynolds étudiés et la présence d'une surface libre instationnaire à l'origine de phénomènes d'entrainement d'air impose l'utilisation d'une approche LES.

Modèle de turbulence

L'ajout de viscosité turbulente ν_t peut être formulée de différentes manières suivant les modèles utilisés. Parmi, les plus connus il faut citer Smagorinsky [72],

Smagorinsky dynamique [32] et WALE [25] :

- Le modèle Smagorinsky, a un comportement dissipatif et gère difficilement l'interaction proche paroi. En effet, ν_t présente un comportement peu réaliste en proche paroi.

- Le modèle Smagorinsky dynamique quant à lui est assez coûteux en temps de calcul, car il applique un double filtrage.

- Le modèle WALE pour Wall-Adaptating Local Eddy-Viscosity [25] présente un comportement réaliste comparé aux deux précédents en proche paroi. La viscosité turbulente décroit vers zéro en proche paroi.

WALE, est alors choisi pour l'ensemble des simulations réalisées ci-après.

4.2.1 Solveur numérique

Au cours de cette thèse, c'est le solveur spray (SPS) qui a été utilisé. Ce solveur permet l'étude des écoulements diphasiques avec tension de surface σ. Il résulte de la combinaison entre le solveur incompressible (ICS), le solveur level-set (LSS) et la méthode Ghost-Fluid pour traiter la discontinuité à l'interface fluide/fluide. Cette méthode permet alors de tenir compte de la discontinuité des conditions entre l'eau et l'air pour la résolution des équations de Navier-Stokes. Le schéma numérique associé à ces solveurs pour l'intégration spatiale utilise la méthode des volume-finis d'ordre 4. Pour l'intégration temporel, c'est le schéma Runge-Kutta d'ordre 4 qui est utilisé [50].

Navier-Stokes et continuité

Les équations de Navier-Stokes sous forme incompressible avec une densité supposée constante, s'écrivent communément :

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\,\mathbf{u} = -\frac{1}{\rho}\nabla P + \frac{1}{\rho}\nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \tag{4.4}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{4.5}$$

Avec $\boldsymbol{\tau} = \mu[\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T]$

La résolution des équations de Navier-Stokes est réalisée par des méthodes de projection. La vitesse est résolue à chaque pas de temps n, avec une méthode de prédiction et de correction inspirée de la méthode proposée par Chorin [17]. L'implémentation dans YALES2 est expliquée de façon détaillée dans la thèse de Pierre Benard [5].

De façon simplifiée, cette méthode consiste à prédire un champ de vitesse fictif $\mathbf{u}^*$, puis de le projeter suivant une décomposition d'Helmholtz-Hodge, en une partie irrotationelle et potentielle. La première étape consiste en une estimation $\mathbf{u}^*$, de la vitesse en prenant en compte le terme de gradient de pression $P^{n-1/2}$, c'est la différence avec la méthode de Chorin classique [17]. Ce terme permet alors une meilleure estimation de $\mathbf{u}^*$, et une diminution des erreurs causées par le fractionnement de l'avancement temporel.

$$\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = -\nabla.(\mathbf{u}^*\mathbf{u}^n) - \frac{1}{\rho}\nabla P^{n-1/2} + \frac{1}{\rho}\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}^{\boldsymbol{n}} \tag{4.6}$$

La seconde étape, consiste à corriger $\mathbf{u}^*$, en tenant compte du gradient de pression.

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho}\nabla P^{n+1/2} + \frac{1}{\rho}\nabla P^{n-1/2} \tag{4.7}$$

Le calcul de la vitesse au pas de temps $n+1$ nécessite la résolution d'une équation de Poisson pour le calcul de $P^{n+1/2}$:

$$\nabla^2 \left(P^{n+1/2} - P^{n-1/2}\right) = \frac{\rho}{\Delta t}\nabla \cdot \mathbf{u}^* \tag{4.8}$$

La résolution de cette équation (4.8) impose l'utilisation d'un solveur linéaire. L'efficacité des méthodes de projection est dépendante des performances du solveur de Poisson. Dans YALES2, c'est le solveur nommé Deflated Preconditoned Conjugate Gradient (DPCG) qui est utilisé [54].

Traitement de la surface libre

Pour le traitement de l'interface Γ, la méthode level-set est utilisée. Cette méthode se nomme "Accurate Conservative Level Set" (ACLS) [23], et est une amélioration, de la méthode classique (CLS) [64]. Généralement, les schémas numériques pour le transport et la ré-initialisation de la fonction level-set provoquent des problèmes quant à la conservation de masse. La méthode ACLS, quant à elle réduit ces problèmes par l'intermédiaire d'un schéma numérique totalement conservatif. Elle permet de prédire précisément la dynamique de l'interface tout en assurant la conservation de la quantité de masse du liquide. Le principe de l'algorithme est de transporter un scalaire ψ, de telle façon à ce que l'interface corresponde à $\psi = 0.5$.

$$\Gamma = \{x \in \mathbb{R}^3 | \psi(\mathbf{x}, t) = 0.5\} \tag{4.9}$$

Dans cette méthode, le scalaire ψ a une forme imposée de tangente hyperbolique comme le montre la figure 4.2 et l'équation (4.10) :

$$\psi(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2}\left[\tanh\left(\frac{\phi(\mathbf{x}, t)}{2\varepsilon}\right) + 1\right] \tag{4.10}$$

Où 2ε, correspond à l'épaisseur du profil et $\phi = \pm|\mathbf{x} - \mathbf{x}_\Gamma|$, est la fonction-distance. Cette fonction distance est basée sur la méthode des "marqueurs" [75]. Les "marqueurs" sont crées où l'interface Γ intersecte une paire de nœud. Chaque point du maillage compris dans une bande proche de l'interface Γ va générer une liste des "marqueurs" se trouvant sur cette interface. Il existe un seul "marqueur" par nœud.

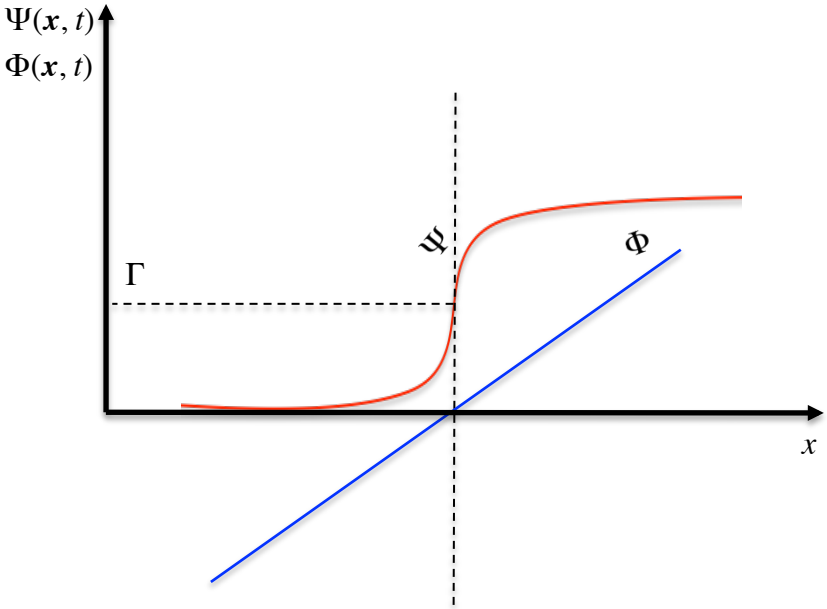

FIGURE 4.2 – Représentation de la fonction level-set : ψ. La surface libre numérique est représenté par Γ obtenue pour la valeur de la fonction distance $\phi = 0$.

En supposant que le champ de vitesse $\mathbf{u}$ est à divergence nulle, le scalaire ψ est en premier advecté par le fluide :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \nabla \cdot (\psi \mathbf{u}) = 0 \tag{4.11}$$

Puis, une étape de réinitialisation selon l'équation de Desjardins *et al.* [23] est réalisée :

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = \nabla \cdot (\varepsilon \left(\mathbf{n} \cdot \nabla \psi\right) \mathbf{n} - \psi(1-\psi)\mathbf{n}) \tag{4.12}$$

L'avancement temporel de cette équation, est réalisé en pseudo-temps τ, et $\mathbf{n} = \nabla\phi$, représente la normale à l'interface. Cette étape assure que le profil ψ conserve son profil de tangente hyperbolique une fois la convergence achevée, i.e. $\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = 0$.

L'interface Γ nécessite le couplage de la phase air et de la phase liquide grâce à la méthode du "Ghost-Fluid" (GFM) [28]. Le principe est d'introduire le saut de pression à l'interface due à la tension de surface σ, en résolvant l'équation de Poisson pour la pression survenant dans la méthode de projection précédemment introduite. La méthode GFM impose que la condition de saut pour la pression $[P]_\Gamma$ et ses dérivées spatiales $[\nabla P]_\Gamma$, $[\nabla^2 P]_\Gamma$, ... soit connue à l'interface Γ. De ce fait, la GFM est basée sur une extension par continuité des pressions de la phase liquide P_l dans l'air et de la phase gazeuse P_g dans l'eau. Cette extension, permet de définir le saut $[P]_\Gamma$, non seulement à l'interface mais aussi à proximité de l'interface. Dans un domaine unidirectionnel, en supposant un espacement constant, et une interface Γ localisée quelque part entre $\mathbf{x}_i$ et $\mathbf{x}_{i+1}$ avec le noeud i dans le gaz et le noeud

$i+1$ dans l'eau, et en introduisant l'index $\theta = (\mathbf{x}_\Gamma - \mathbf{x}_i) / (\mathbf{x}_{i+1} - \mathbf{x}_i)$, ainsi qu'une densité modifiée $\rho^\star = \rho_g\theta + \rho_l(1-\theta)$, le saut de pression à $\mathbf{x}_{i+1}$, s'écrit :

$$[P]_{i+1} \approx \frac{\rho_g}{\rho^\star}[P]_\Gamma + \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho^\star}\right)(P_{l,i+1} - P_{g,i}) \tag{4.13}$$

Une formule similaire permet d'obtenir $[P]_i$. Finalement, le saut de pression à l'interface est donné par Delhaye [22] :

$$[P]_\Gamma = \sigma\kappa + 2\,[\mu]_\Gamma\,\mathbf{n}^t \cdot \nabla\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \tag{4.14}$$

Où σ est la tension de surface entre les deux fluides, κ la courbure locale de l'interface et le dernier terme une continuité de la contrainte normale. Une extension de cette méthode à un maillage 3D non structuré [53] à été implémenté dans YALES2.

4.2.2 Efforts

La comparaison des efforts entre les simulations numériques et les résultats expérimentaux a été réalisée. Numériquement, les efforts suivant les trois composantes x, y et z, sont calculés par intégration de la pression P déterminée localement sur une surface infinitésimale dS du cylindre :

$$\mathbf{F} = -\int_S P\mathbf{n}dS \tag{4.15}$$

Ces efforts sont alors enregistrés en sortie de chaque simulation dans un fichier comprenant le temps physique de la simulation t_r, et les trois composantes d'efforts F_x, F_y et F_z. Les coefficients de traînée C_D et de portance C_L, sont définis à partir d'une force de référence $F_{ref} = \frac{1}{2}\rho DhU^2$:

$$C_{D,L}(t) = \frac{F_{x,y}}{F_{ref}} \tag{4.16}$$

Avec U, la vitesse des fluides correspondant au cas étudié, h, l'immersion du cylindre, ρ, la masse volumique de l'eau. De la même manière que pour les efforts, les coefficients sont enregistrés à chaque simulation dans un fichier exploitable pour le post-traitement.

Les efforts visqueux $\mathcal{T}_{x,y,z}$, sont calculés à partir du tenseur des déformations $\overline{\overline{\tau}}$:

$$\overline{\overline{\tau}} = \begin{vmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 2\mu\frac{\partial U_x}{\partial x} & \mu(\frac{\partial U_x}{\partial y} + \frac{\partial U_y}{\partial x}) & \mu(\frac{\partial U_x}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial x}) \\ \mu(\frac{\partial U_x}{\partial y} + \frac{\partial U_y}{\partial x}) & 2\mu\frac{\partial U_y}{\partial y} & \mu(\frac{\partial U_y}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial y}) \\ \mu(\frac{\partial U_x}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial x}) & \mu(\frac{\partial U_y}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial y}) & 2\mu\frac{\partial U_z}{\partial z} \end{vmatrix} \tag{4.17}$$

Avec μ, la viscosité dynamique de l'eau. Les efforts visqueux suivant les trois composantes x, y et z, sont calculés par intégration du tenseur des déformations sur la surface du cylindre :

$$\mathcal{T} = \int_S \overline{\overline{\tau}}\mathbf{n}dS \tag{4.18}$$

A partir de la matrice 4.17, il est alors possible de déterminer les coefficients adimensionnels, $C_{x,y,z}$ des forces visqueuses :

$$C_{x,y,z}(t) = \frac{\mathcal{T}_{x,y,z}}{F_{ref}} \tag{4.19}$$

4.3 Paramètres pour les simulations numériques

Dans cette section, les paramètres utilisés pour les simulations numériques sont introduits. Le choix du maillage, et les temps caractéristiques des simulations sont ici exposés.

4.3.1 Maillage

Expérimentalement, le cylindre est tracté dans l'eau initialement au repos, afin de simuler l'effet du courant. Pour les simulations numériques, on se place dans le référentiel du cylindre tracté où le domaine représentant le canal et les fluides sont en mouvements afin de générer l'écoulement autour du cylindre. La vitesse simulée est imposée de façon instantanée à la simulation. Par rapport aux conditions aux limites, l'ensemble des murs du canal sont considérés comme des "murs glissants". Le cylindre est traité avec une condition classique de "mur non glissant".

Les dimensions du domaine et les conditions aux limites sont représentés sur la figure 4.3.

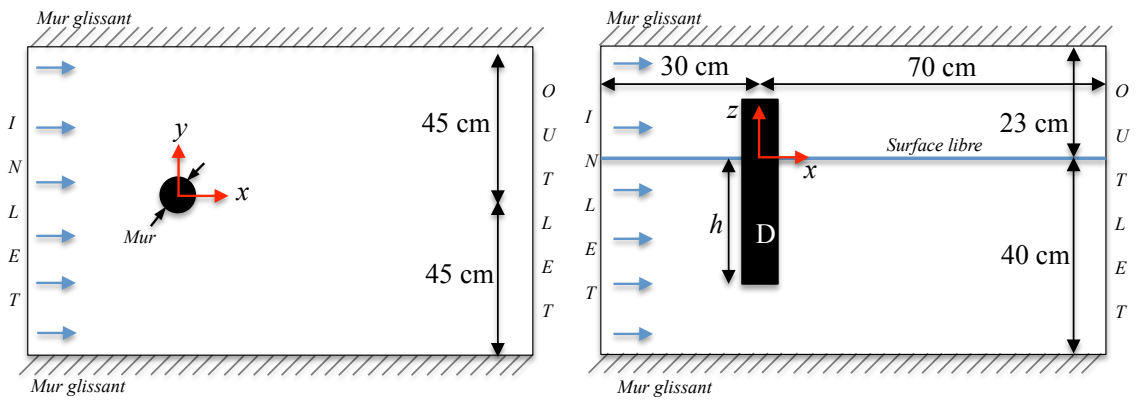

FIGURE 4.3 – Taille de domaine et conditions aux limites.

Le maillage 3D non structuré composé de tétraèdres est réalisé grâce au mailleur Gambit. Une étude sur l'influence des tailles de mailles dans le domaine est présentée pour un cylindre de diamètre $D = 5$ cm. La valeur du coefficient de traînée C_D est la grandeur choisie pour l'étude de convergence. Au total, six maillages ont été testés.

Quatre simulations ont préalablement été réalisées en faisant varier les dimensions des mailles dans le canal, m_c. Le tableau 4.1 résume les quatre maillages utilisés pour cette étude de convergence. Les tailles de mailles sont fixées à 2.5 mm sur le cylindre et le taux de croissance des tailles de mailles du cylindre vers le canal est fixé à 1.1. Ces simulations pour étudier l'influence de la taille des mailles dans le domaine sont réalisées avec une vitesse de $U = 0.6$ m/s.

Maillage	m_c (mm)	Nombre d'éléments
A	20	1,701,534
B	10	6,627,286
C	6.25	24,748,828
D	5	47,824,210

TABLE 4.1 – Variation de la taille de maille m_c dans le canal

La figure 4.4, présente l'évolution du coefficient de traînée C_D, en fonction du temps adimensionnel Ut/D pour les différents maillages A, B, C et D par rapport au signal expérimental. Les pics observés sont dus à la condition de vitesse qui est imposée instantanément à la simulation. Ce pic sur l'évolution du coefficient de traînée est transitoire.

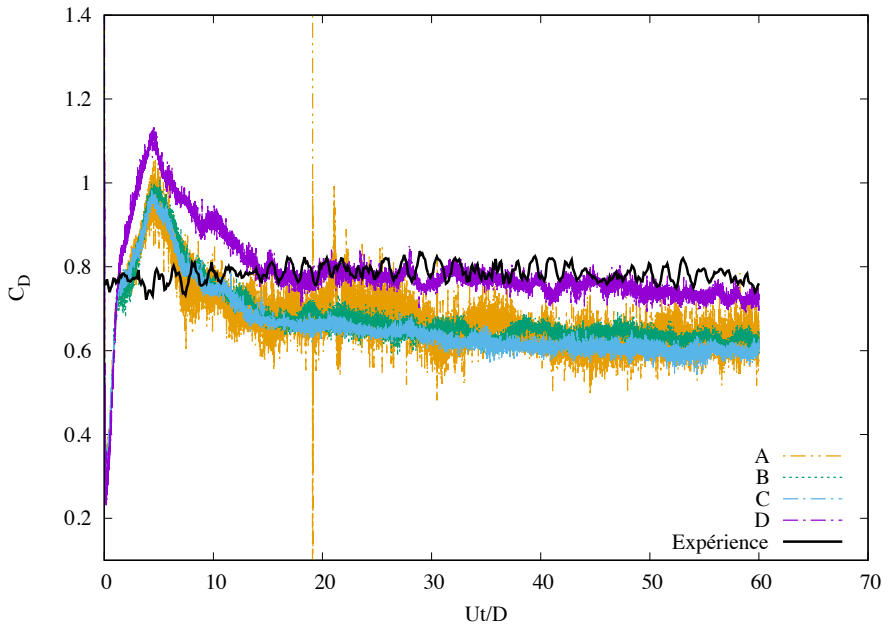

FIGURE 4.4 – Comparaison des différents maillages avec l'expérience pour $U = 0.6$ m/s, $Re = 30\ 000$, $Fr \simeq 0.86$.

Le maillage D est celui qui semble être le plus en accord avec l'expérience, comme le confirme le tableau 4.2 comparant le coefficient de traînée C_D numérique et expérimental moyenné entre $Ut/D = 42$ et 60.

Maillage	Écart C_D numérique/expérience (%)
A	26.3
B	22.7
C	29.4
D	4.7

TABLE 4.2 – Comparaison des C_D numériques avec l'expérience pour chaque maillage.

La taille des mailles dans le canal influence la modélisation de la surface libre. Les surfaces libres pour les maillages A,B,C ne sont pas réalistes et présentent des déplacements parasites de l'interface comme le montre la figure 4.5. Les déplacements parasites de l'interface diminuent lorsque les mailles dans le canal sont plus petites.

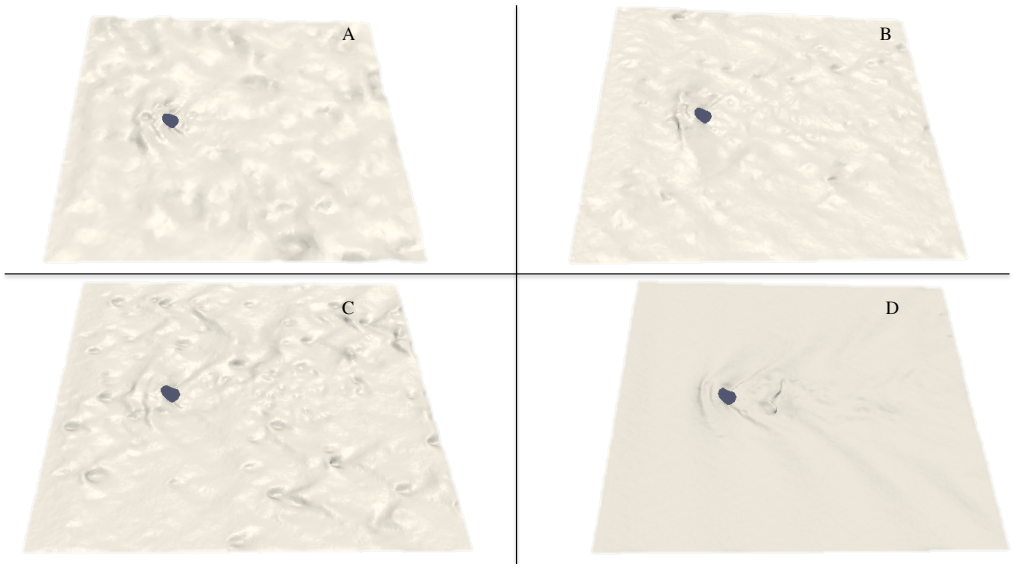

FIGURE 4.5 – Évolution de la surface libre $\psi = 0.5$, avec la taille de maille m_c dans le canal pour les maillages A,B,C et D.

Pour confirmer l'étude de convergence, la taille de maille dans le canal m_c est fixée à 5 mm, et deux simulations sont alors réalisées en variant la taille de maille sur le cylindre. La première où la taille de maille est fixée à 5 mm sur le cylindre pour le maillage D_1 et à 1.5 mm pour le maillage D_2. Les tests de convergence sont présentés en figure 4.6.

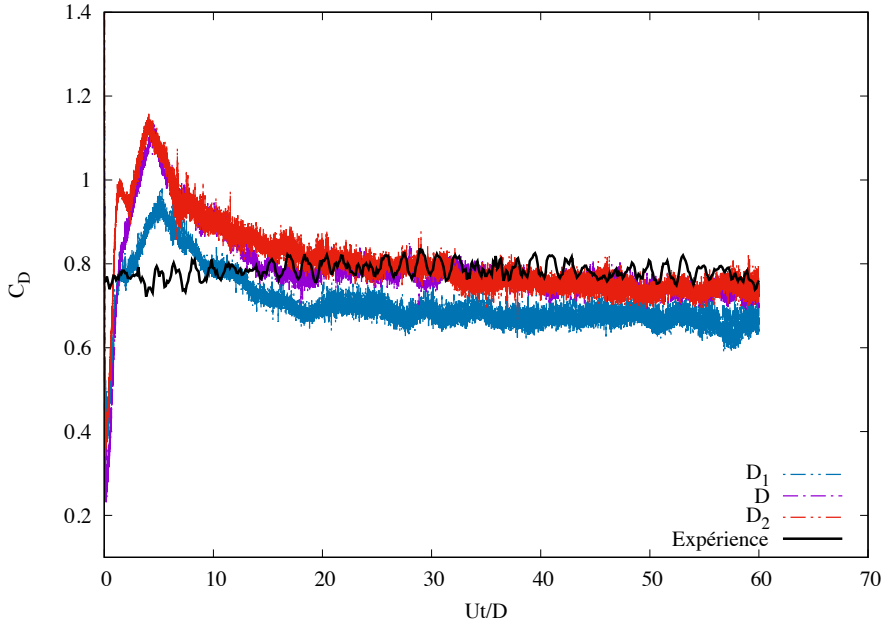

FIGURE 4.6 – Comparaison de la taille de maille sur le cylindre D_1 : 5 mm (47,505,440 éléments), D : 2.5 mm et D_2 : 1.5 mm (48,872,929 éléments), avec m_c fixé à 5 mm. $U = 0.6$ m/s, $Re = 30\ 000$, $Fr \simeq 0.86$.

Le maillage choisi est le maillage D puisqu'il présente une convergence des résultats numériques et expérimental en terme de C_D. De plus, le temps de calcul est plus raisonnable comparé au maillage D_2. Pour des maillages plus grossiers, en plus d'avoir des valeurs de C_D très différentes, la surface libre a tendance à présenter des déplacements parasites de l'interface. Le maillage présentant une valeur de C_D cohérente et une surface libre sans déplacement parasite de l'interface est le maillage D.

4.3.2 Caractéristiques des simulations

Pas de temps de simulations

Le pas de temps de la simulation est calculé en imposant une contrainte sur le Courant-Friedrichs-Lewi (CFL) [19] et une stabilité du pas de temps de tension de surface. En effet, les phénomènes de rupture et de déformation de la surface libre sont les plus rapides. La contrainte CFL permet d'assurer une condition de convergence pour la résolution des équations aux dérivées partielles. Le CFL est imposé aux paires des noeuds i et j :

$$\frac{\mathbf{u}_{ij} \cdot \mathbf{A}_{ij} \Delta t_{\mathrm{CFL}}}{V_i} < \mathrm{CFL}_{\max} \tag{4.20}$$

Avec V_i, le volume de contrôle i, et $\mathbf{A}_{ij}$ correspondant à l'élément de frontière de ce volume entre deux nœuds i et j. $\mathbf{u}_{ij}$ représente la vitesse du fluide sur cet élément de frontière.

De plus, le pas de temps assurant la stabilité de la tension de surface est également écrit pour chaque paire de nœuds i et j comme :

$$\sqrt{\frac{\sigma|\kappa_{ij}|}{\rho_g}}\frac{\Delta t_{\mathrm{ST}}}{\Delta_{ij}} < \mathrm{ST}_{\max} \tag{4.21}$$

où κ_{ij} représente la courbure locale de l'interface et Δ_{ij} est la longueur d'une paire entre les noeuds i et j.

Pour les simulations réalisées sur le cas à $D = 5$ cm, le $\mathrm{CFL}_{\max}$ est fixé à 0.9 et $\mathrm{ST}_{\max} = 0.5$. Ces paramètres et les vitesses simulées correspondent à Δt_{CFL}, variant entre $\Delta t_{\mathrm{CFL}} \approx 1\,\mathrm{ms}$ pour $Re = 60\ 000$ et $\Delta t_{\mathrm{CFL}} \approx 4.2\,\mathrm{ms}$ pour $Re = 15\ 000$. Le pas de temps de tension de surface vaut $\Delta t_{\mathrm{ST}} \approx 0.2\,\mathrm{ms}$. Dans toutes les simulations réalisées, le pas de temps de tension de surface est le plus restrictif.

Toutes les simulations ont été réalisées sur 840 Intel Broadwell E5-2680 v4 coeurs du super calculateur Myria du CRIANN. Chaque simulation a été réalisée sur 5 s de temps physique correspondant à environ 15 heures de temps de calcul CPU. Chaque simulation correspond à 12 600 heures CPU.

4.4 Post-traitement

Tous les résultats présentés dans la section suivante ont été obtenus durant un temps physique de τ_{stats} =1.5 s, compris entre 3.5 et 5 s afin d'en éliminer sa partie transitoire. Ce temps peut être comparé au temps caractéristique D/U calculé avec la vitesse du cylindre et son diamètre. Le nombre adimensionné durant la réalisation des statistiques, $\tau_{stats}U/D$, est dépendant du nombre de Reynolds. Il varie entre 36 pour $Re = 60\ 000$, et 9, pour $Re = 15\ 000$.

Efforts

Les efforts calculés à partir de la méthode précédemment introduite, en section 4.2.2 sont analysés à l'aide de Matlab durant $\tau_{stats} = 1.5$ s. Le calcul de $C_{x,y,z}(t)$ et de $C_{D,L}(t)$ est réalisé à chaque pas de temps de la simulation. Une analyse temporelle et spectrale de ces signaux est réalisée. Les valeurs moyennées et les écarts types associés sont déterminés à partir d'une moyenne temporelle classique.

Plans de mesures et sondes

La vorticité a été calculée numériquement aux instants Ut/D= 0, 6, 12 et 18. La vorticité met en évidence l'existence de tourbillons et permet ainsi de visualiser leurs interactions avec la surface libre et la cavité. La vorticité présentée représente toujours la composante perpendiculaire au plan de mesures. L'origine du repère est placée au centre du cylindre au niveau de la surface libre au repos. Quatre plans de mesures sont choisis dans l'écoulement : $y/D = 0$, z/D = -1 et -3.

La fréquence des traitements des signaux est de 100 Hz. Ces sondes permettent une analyse spectrale sur les signaux de vitesses, en plus de celle réalisée à partir des $C_{D,L}(t)$.

Surface libre et profondeur de la cavité $\mathcal{L}$

Les champs moyennés et les écart types associés de surface libre sont obtenus à l'aide de Matlab et sont calculés durant τ_{stats}. Les statistiques sur la surface libre sont réalisées avec une fréquence de 100 Hz. Ces champs moyennés permettent la visualisation de λ/D, et de l'angle de Kelvin α. De plus, la profondeur de la cavité $\mathcal{L}$ est déterminée à partir de la position $y/D = 0$ et $x/D = 0.5$ de ces champs de surface libre.

Distance à la paroi adimensionnée

La distance à la paroi adimensionnée y^+ est un indicateur de la résolution à la paroi. Cette distance se calcule comme $y^+ = yu_\tau/\nu$, avec u_τ la vitesse de frottement valant $\sqrt{\tau_c/\rho}$ où τ_c représente la contrainte de cisaillement sur le cylindre.

Dans le plan $y/D = 0$, y^+ varie au maximum entre 20 et 40 en amont et entre 15 et 30 en aval du cylindre. La valeur maximale est obtenue généralement au niveau de l'extrémité amont du cylindre.

Chapitre 5

Résultats numériques de l'écoulement autour du cylindre

Premièrement, les résultats numériques obtenus pour un cylindre de diamètre 5 cm sont présentés. L'évolution des efforts de traînée, de la profondeur de la cavité $\mathcal{L}$ et des phénomènes d'entraînement d'air seront exposés. Une comparaison, sur l'évolution de la longueur d'onde λ/D et sur l'angle de Kelvin α est également réalisée. Une analyse fréquentielle des signaux de portance, puis une étude de l'évolution de la vorticité dans les différents plans de mesures sont réalisés. Par la suite, les difficultés rencontrées pour l'étude des cylindres de diamètres 5 et 8 cm seront également discutées.

Plan du chapitre

5.1 Surface libre et entraînement d'air 72
5.2 Efforts 77
5.3 Étude de la vorticité dans les plans de mesures 79
5.4 Limite de l'étude 85
5.5 Amélioration du traitement de la surface libre 88

5.1 Surface libre et entraînement d'air

Entraînement d'air

Les phénomènes d'entraînement d'air ont été reproduits numériquement pour un rapport $h/D = 4.6$. Le seuil d'apparition des bulles d'air dans l'écoulement a été observé expérimentalement à $Re \simeq 40\ 700$, et numériquement à $Re \simeq 40\ 000$. L'entraînement d'air se produit d'abord dans le sillage, puis tend à se rapprocher du cylindre et de la cavité. La figure 5.1 présente l'entraînement d'air observé expérimentalement et numériquement.

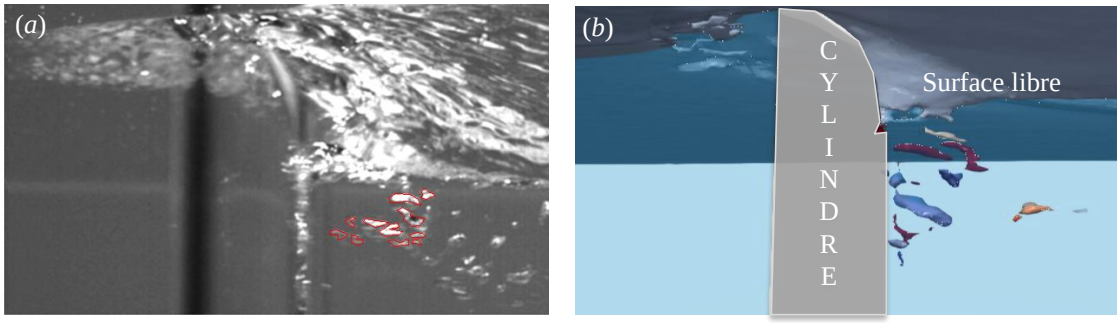

FIGURE 5.1 – Comparaison de l'entraînement d'air dans la cavité expérimentalement à $Re \simeq 45\ 680$, $Fr \simeq 1.3$ (a) et numériquement à $Re \simeq 60\ 000$, $Fr \simeq 1.71$(b).

Numériquement, pour observer le phénomène d'entraînement d'air dans la cavité de façon aussi intense que expérimentalement, les nombres de Reynolds sont plus importants, $Re = 60\ 000$ contre $Re \simeq 45\ 680$ expérimentalement. Pour des nombres de Reynolds comparables de l'ordre de $Re \simeq 40\ 000$, les bulles d'air sont advectées rapidement dans l'écoulement en aval du cylindre. Pour des nombres de Reynolds plus élevés les bulles d'air ont tendance à se maintenir dans une zone de recirculation proche du cylindre.

Pour $Re = 60\,000$ et $Fr = 1.71$, les bulles d'air à l'instant $Ut/D = 6$ sont représentées en figure 5.2 dans le plan $y/D = 0$ et dans le plan z/D d'une bulle. A cet instant, la bulle d'air de taille la plus importante est localisée à moins d'un diamètre en aval du cylindre. Elle possède une hauteur d'environ un demi diamètre et est localisée à partir de $z/D = -1.9$.

La distribution des tailles de bulles d'air a été étudiée récemment par Hendrickson *et al.* [43] dans le cas d'un sillage généré en aval d'une forme rectangulaire à nombre de Fr constant de 2.53 pour trois rapports d'aspects. Ce rapport d'aspect est définit comme étant la demi-largeur du rectangle sur sa profondeur d'immersion. Ils ont appliqués un algorithme [68] d'identification des zones où l'entraînement d'air se produit dans la phase liquide. Ils ont alors pu mettre en évidence l'impact du rapport d'aspect sur les lois de décroissance des tailles de bulles d'air en fonction des différentes régions où elles sont observées.

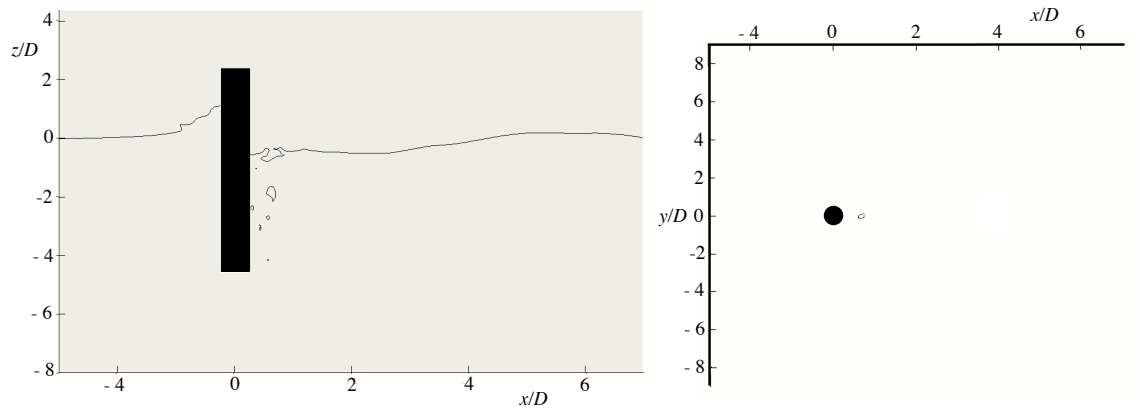

FIGURE 5.2 – Représentation de la surface libre à l'instant $Ut/D = 6$ pour $Re = 60\,000$ et $Fr = 1.71$ dans le plan $y/D = 0$ et dans le plan $z/D = -1.92$

Surface libre

On se propose de s'intéresser à la dynamique de la surface libre. L'intérêt est alors porté sur les surfaces libres moyennes et les écarts types (figure 5.3) calculés pendant $\tau_{stats} = 1.5$ s, pour des nombres de Reynolds allant de 30 000 à 60 000. Pour tous ces cas, l'élévation en amont, les cavités en aval du cylindre et les ondes de Kelvin à la surface ont été observés.

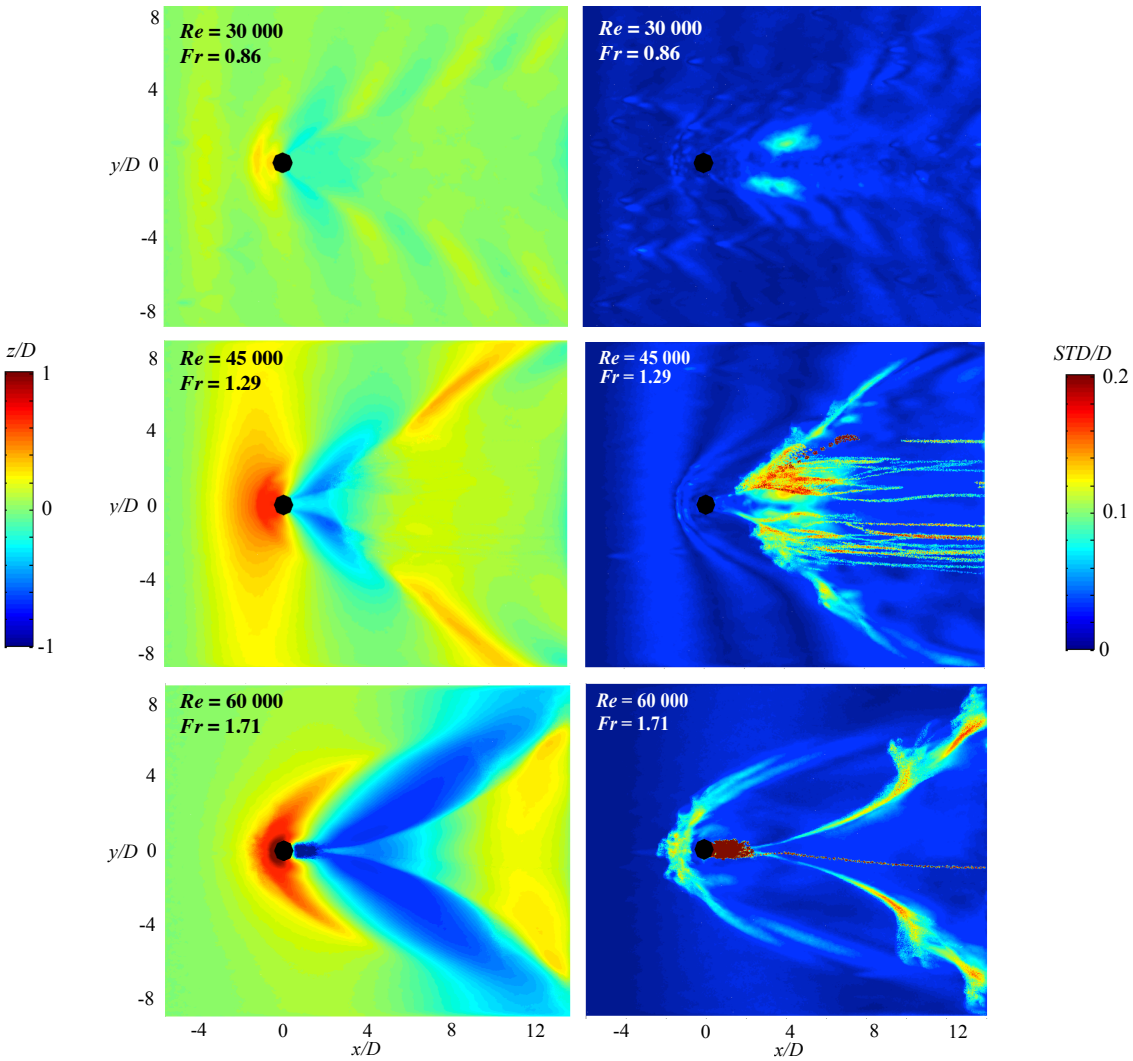

FIGURE 5.3 – Surfaces libres moyennes (À gauche) et écarts types associés (À droite) calculés pendant τ_{stats} pour différents nombres de Reynolds et de Froude pour un cylindre immergé avec un rapport $h/D = 4.6$.

Les zones d'inclusions d'air sont visibles en rouge, sur les champs d'écarts types de la surface libre. Les ondes de Kelvin, possèdent une longueur d'onde adimensionnée ayant pour expression $\lambda/D = 2\pi Fr^2$ [66, 49]. Cette relation est vérifiée pour $Re = 30\ 000$ et $Fr = 0.86$, pour laquelle $\lambda/D \simeq 4.6$. En revanche, pour les nombres de Reynolds et de Froude plus élevés, à partir de $Re = 45\ 000$, le domaine en aval

du cylindre est trop restreint pour la visualisation de λ/D. En effet, on note alors une valeur théorique de $\lambda/D \simeq 10.45$ pour $Re = 45\ 000$ et $Fr \simeq 1.29$, soit du même ordre de grandeur que la taille du domaine. La taille du domaine étant restreinte, le modèle proposé par Rabaud & Moisy [66] pour l'angle α, associé à la radiation de l'énergie, ne peut pas être vérifié. Par conséquent, l'étude est effectuée sur l'angle divergent proposée par Koo *et al.* [49] qui est représenté schématiquement sur la figure 5.4. De plus sur cette figure 5.4, l'évolution de l'angle divergent est présentée pour différents nombres de Reynolds et de Froude.

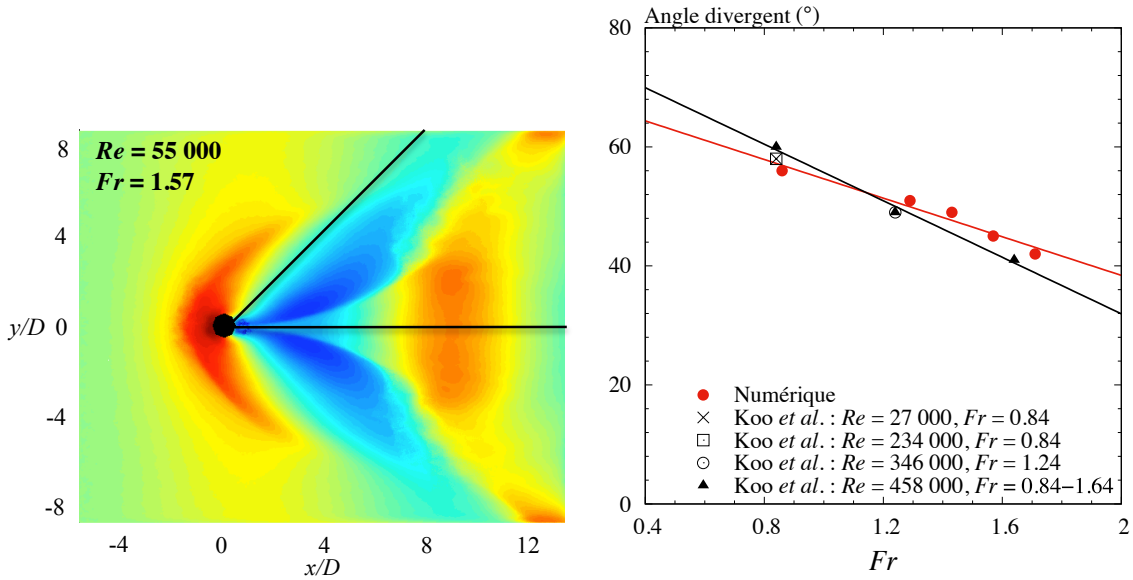

FIGURE 5.4 – Représentation de l'angle divergent en noir selon la définition de Koo *et al.* [49]. Évolution de l'angle divergent, avec le nombre de Fr, pour $Re = 30\ 000/\ 45\ 000/\ 50\ 000/\ 55\ 000$ et $60\ 000$. Les résultats sont comparés avec les simulations numériques de Koo *et al.* [49].

L'étude numérique de Koo *et al.* [49], met en évidence la dépendance de l'angle divergent avec le nombre de Froude. En effet, pour un nombre de Reynolds donné, l'angle divergent décroît avec le nombre de Froude. Koo *et al.* [49], observe une évolution linéaire de l'angle divergent avec le nombre de Froude, l'évolution de l'angle divergent est donnée par l'expression $-26.25Fr+82.05$. A partir du post-traitement des surfaces libres moyennes qui ont été obtenues numériquement, l'évolution de l'angle divergent vaut $-16.2Fr + 70.9$ pour un coefficient de régression linéaire $\mathcal{R}^2$ valant 0.96.

On peut conclure que les dynamiques de surfaces libres simulées en terme de λ/D, et d'angles divergents sont consistants avec la littérature existante.

Profondeur de cavité $\mathcal{L}$

La profondeur de cavité $\mathcal{L}$ qui se forme en aval du cylindre croît avec le nombre de Re et de Fr. Numériquement, la profondeur de la cavité $\mathcal{L}$ est définie par les positions

de la surface libre au point de coordonnées $y/D = 0$ et $x/D = 0.5$. L'évolution de la profondeur de la cavité $\mathcal{L}$ est alors obtenue numériquement et expérimentalement. Pour rappel, expérimentalement, les mesures de profondeur de cavité $\mathcal{L}$ sont obtenues par lecture directe d'une graduation fixée sur le cylindre (voir chapitre 3).

Les profondeurs de cavité adimensionnelles $\mathcal{L}/D$ obtenues expérimentalement et numériquement, sont exposées en figure 5.5 en fonction du paramètre Fr^2Re.

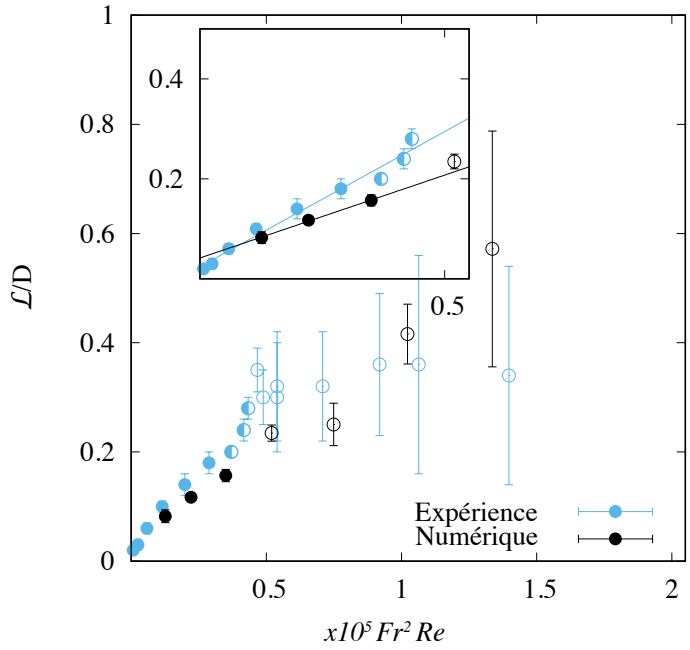

FIGURE 5.5 – Évolution de $\mathcal{L}/D$ en fonction de Fr^2Re. Les symboles pleins correspondent aux cas sans entraînement d'air, les symboles partiellement pleins correspondent à l'entraînement d'air observé dans le sillage, et les symboles creux à l'entraînement d'air dans la cavité. L'insert de cette figure se réfère au cas sans entraînement d'air dans la cavité. Les lignes continues correspondent aux fits linéaires de ces données.

Une évolution linéaire, avant l'apparition de l'entraînement d'air dans la cavité $\mathcal{L}$ est observée par les deux approches. Cette évolution est consistante avec l'équation précédemment introduite dans le chapitre 3 :

$$\frac{\mathcal{L}}{D} \propto \frac{U^3}{\nu g} \propto Fr^2Re \tag{5.1}$$

Pour des nombres de Fr^2Re plus importants relatifs à des cas avec entraînement d'air dans la cavité, l'écart type devient très important. Expérimentalement, l'évolution de $\mathcal{L}/D$ tend à se stabiliser, alors que numériquement cette tendance est moins prononcée.

5.2 Efforts

Dans cette section, les mesures d'efforts sur un cylindre de 5 cm ont été réalisées à immersion h constante, dans une gamme de nombre de Reynolds telle que les phénomènes d'entraînement d'air ont été visualisés expérimentalement et numériquement. Les coefficients de traînée numérique, correspondant à la contribution des forces de pression C_D et des forces visqueuses C_x, et sont présentés en fonction du nombre de Reynolds.

La figure 5.6 présente l'évolution du coefficient traînée C_D en fonction du nombre de Reynolds. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart type du signal du coefficient de trainée C_D, calculées durant τ_{stats}.

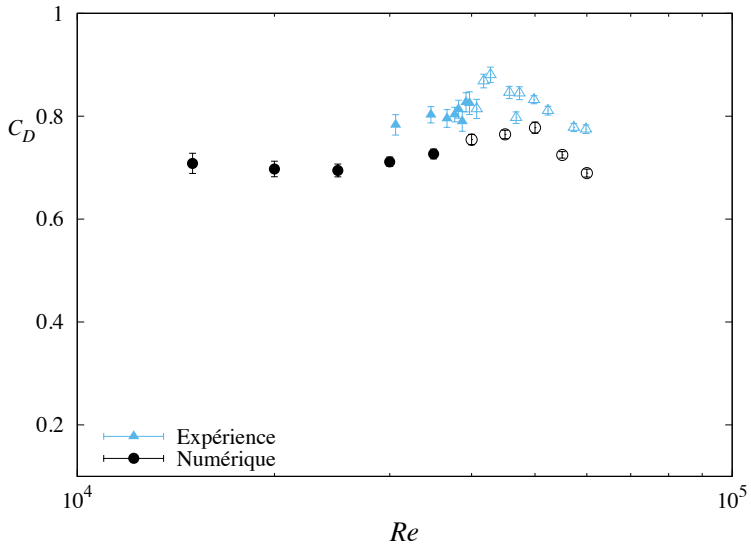

FIGURE 5.6 – Comparaison de l'évolution expérimentale et numérique du C_D avec le nombre de Reynolds. L'entraînement d'air dans la cavité est représentée à l'aide des symboles creux.

Les données en bleues représentent les résultats expérimentaux, alors que les données en noires se réfèrent aux résultats obtenus numériquement. Pour rappel, les symboles pleins et creux correspondent respectivement aux cas sans entraînement d'air et aux cas avec entraînement d'air dans la cavité. L'évolution du coefficient de traînée C_D observée expérimentalement est également constatée numériquement. En effet, C_D augmente avec Re, puis décroît après que l'entraînement d'air soit apparu dans la cavité.

La figure 5.7 présente l'évolution du coefficient traînée C_x en fonction du nombre de Reynolds.

Deux ordres de grandeur séparent les coefficients C_x et C_D. Ainsi, la contribution des forces visqueuses est négligeable par rapport aux forces de pressions. Le coefficient C_x décroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds indépendamment des phénomènes d'entraînement d'air. Néanmoins, la valeur du coefficient C_x devient

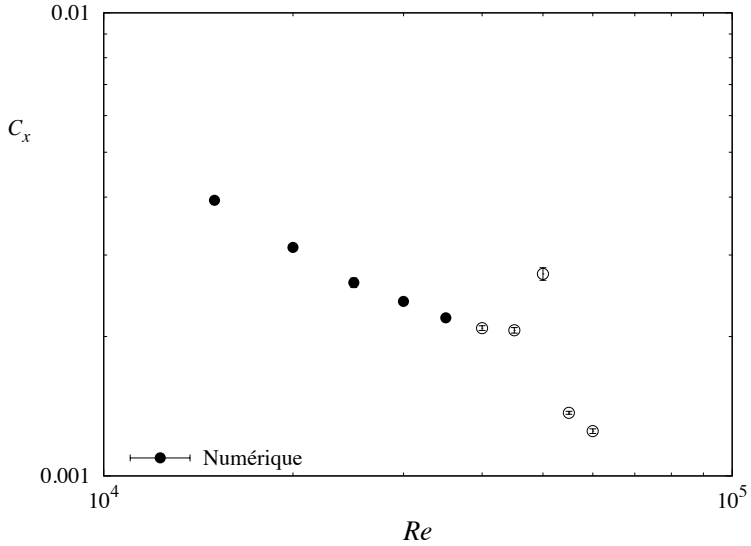

FIGURE 5.7 – Évolution numérique du C_x avec le nombre de Reynolds. L'entraînement d'air dans la cavité est représenté à l'aide des symboles creux.

singulière à $Re = 50\ 000$, correspondant à la valeur maximale mesurée du coefficient de traînée C_D.

Analyse fréquentielle

Les spectres fréquentiels obtenus à partir du post-traitement des coefficients de portance C_L durant τ_{stats} sont présentés en fonction du nombre de Reynolds en figure 5.8.

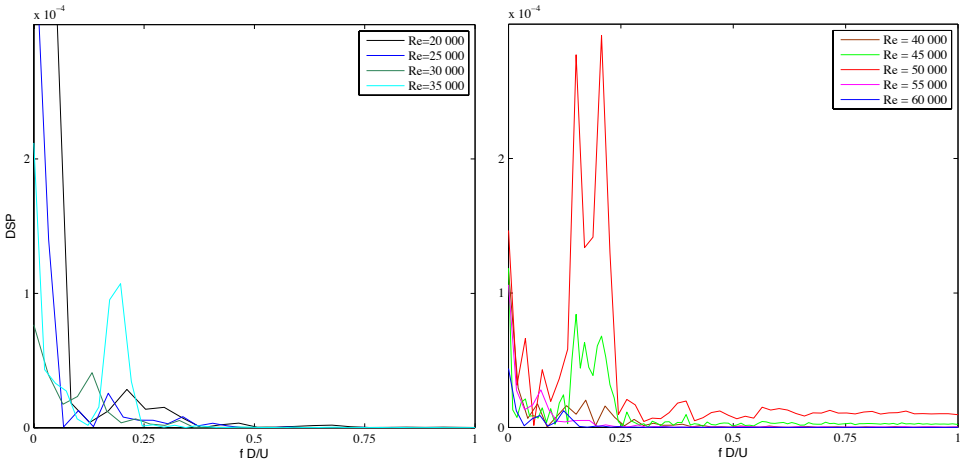

FIGURE 5.8 – DSP obtenus à partir des signaux des coefficients de portance C_L numériques

L'émission tourbillonnaire est particulièrement prononcée pour quelques nombres de Reynolds. Les nombres de Reynolds valant 35 000, 45 000 et 50 000 sont alors

associés à des valeurs du nombre de Strouhal comprises entre $St \simeq 0.2$ et 0.25. Les fréquences caractéristiques sont alors comparables à celles obtenues des spectres expérimentaux.

5.3 Étude de la vorticité dans les plans de mesures

Les champs de vorticité instantanés sont présentés dans cette section pour visualiser l'influence de la dynamique des tourbillons sur les bulles d'airs se trouvant dans l'écoulement. L'influence de la surface libre sur les champs de vorticité ω_y et ω_z est également discutée. Les différentes figures qui sont présentées ci-après, représentent l'évolution de la vorticité ω_y ou ω_z dans plusieurs plans de mesures pour différents Ut/D et nombre de Reynolds. On se propose d'étudier les champs de vorticité à la position $z/D = -1$, $z/D = -3$ puis dans le plan $y/D = 0$.

Plan z/D = -1

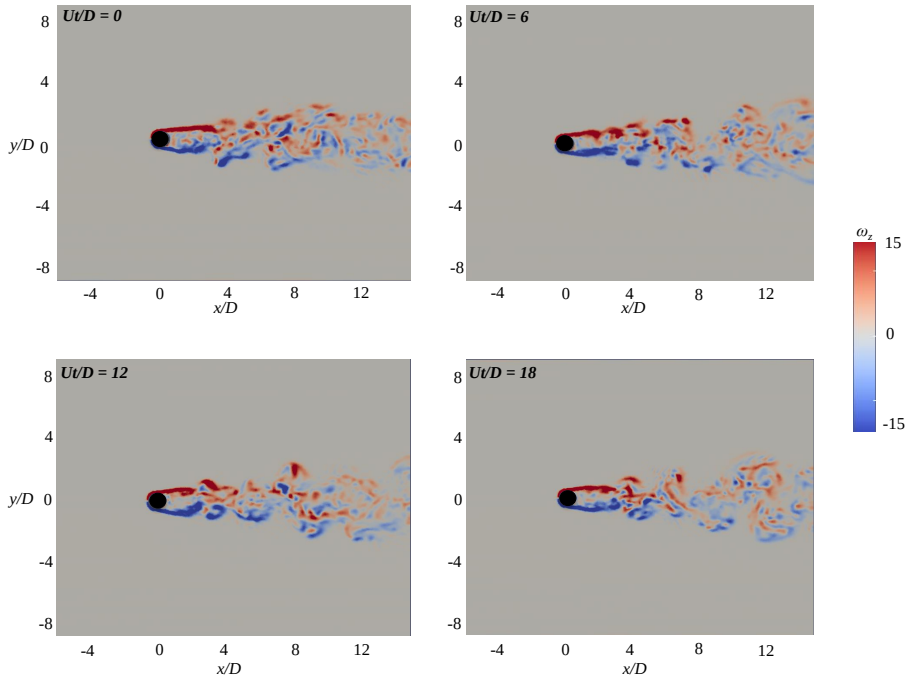

FIGURE 5.9 – ω_z : $Re = 30\ 000$, $Fr = 0.86$, plan z/D = -1 pour différents Ut/D.

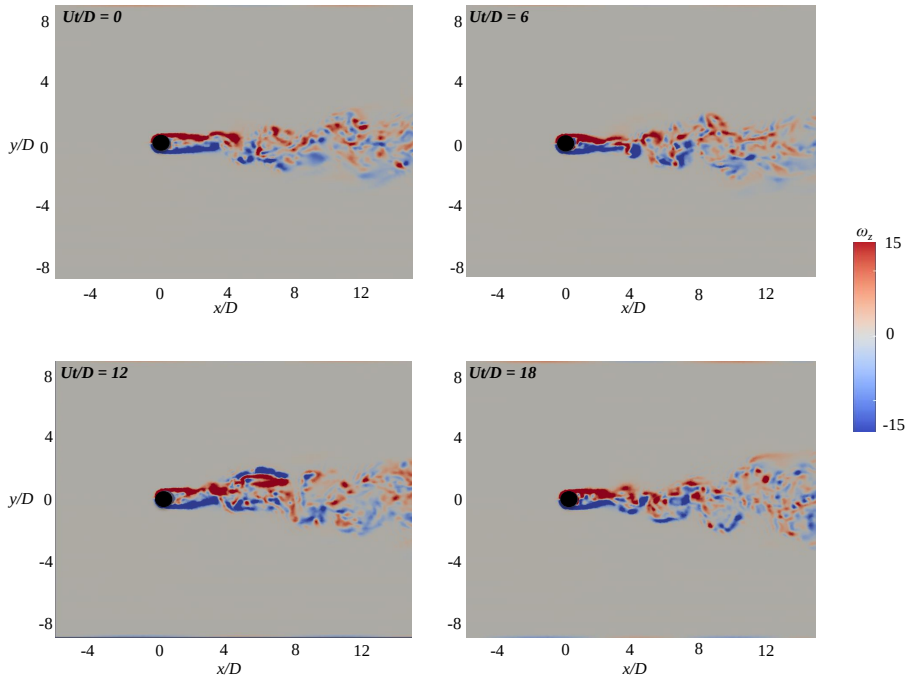

FIGURE 5.10 – ω_z : $Re = 45\ 000$, $Fr = 1.29$, plan $z/D =$ -1 pour différents Ut/D.

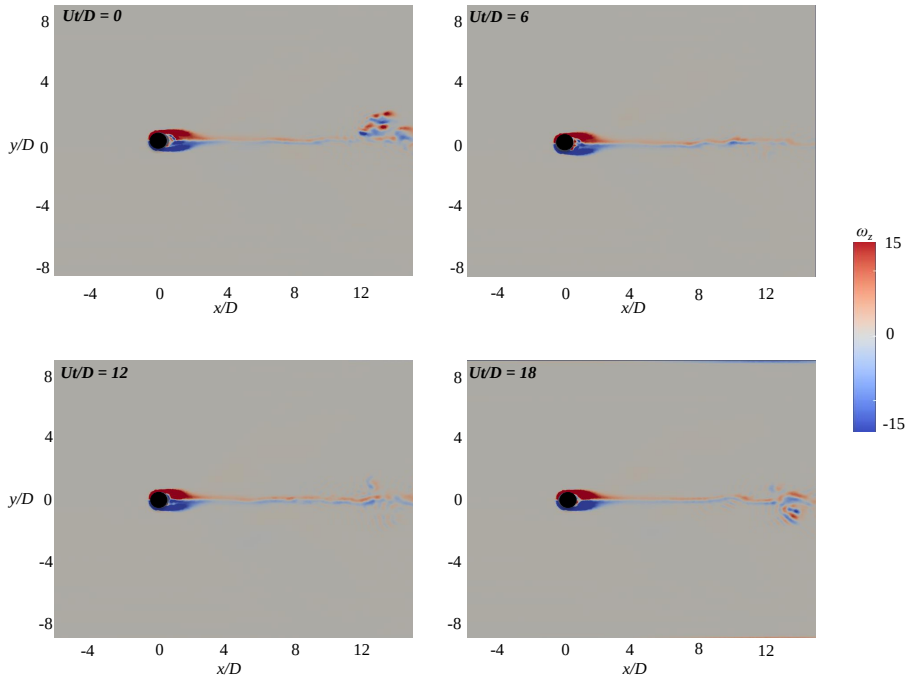

FIGURE 5.11 – ω_z : $Re = 60\ 000$, $Fr = 1.71$, plan $z/D =$ -1 pour différents Ut/D.

Le plan z/D = -1 est le plus proche de la surface libre, mais se trouve toujours dans l'eau quelque soit le nombre de Reynolds présenté. Indépendamment de Ut/D, la vorticité ω_z est confinée dans une zone proche en aval du cylindre pour Re = 60 000, alors que pour Re = 30 000 et 45 000, cette zone s'étend sur la totalité du domaine en aval. En effet, pour un Re = 60 000, correspondant à un cas où l'entraînement d'air a été identifié comme étant intense au niveau de la cavité, la dynamique tourbillonnaire est estompée. Afin de comprendre, l'origine de ce phénomène, il faut s'intéresser à la vorticité ω_z dans le plan z/D = -3.

Plan z/D = -3

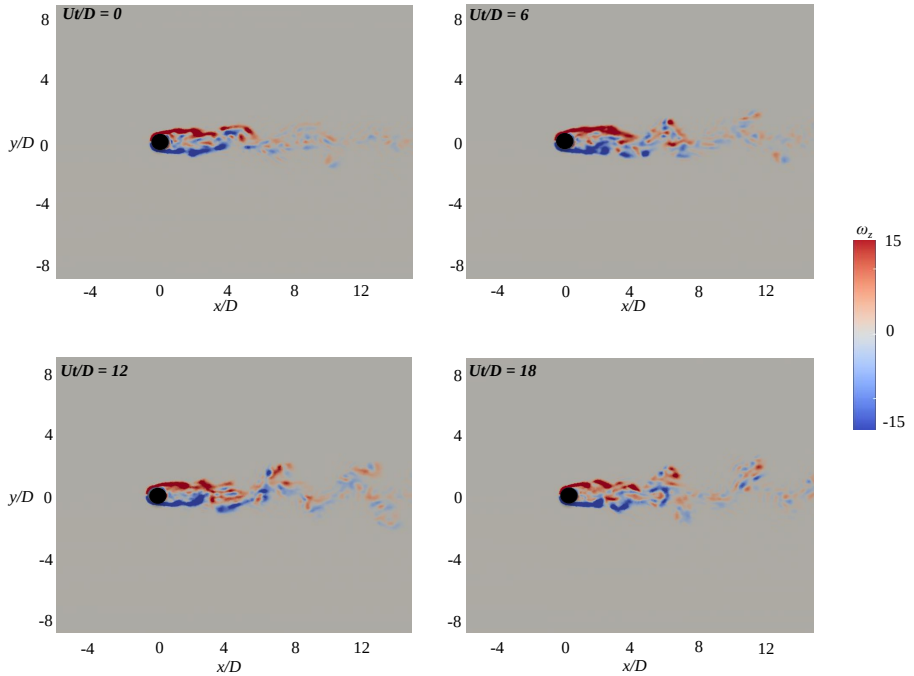

FIGURE 5.12 – ω_z : Re = 30 000, Fr = 0.86, plan z/D = -3 pour différents Ut/D.

Dans le plan z/D = -3, la zone de vorticité ω_z croît dans le domaine en aval du cylindre avec l'augmentation du nombre de Reynolds. En effet, la zone où la dynamique tourbillonnaire est la plus intense s'étend sur la totalité du domaine en aval du cylindre jusqu'à 14 D pour Re = 60 000, contre 8 D pour Re = 30 000.

La dynamique observée, est alors différente entre les plans de mesures situés en z/D = -1 et en z/D = -3. À ce stade, la dynamique tourbillonnaire, l'évolution de la surface libre et les phénomènes d'entraînement d'air sont liés, sans pouvoir déterminer les relations de cause à effet. Néanmoins, lorsqu'il y a entraînement d'air, la dynamique tourbillonnaire est modifiée.

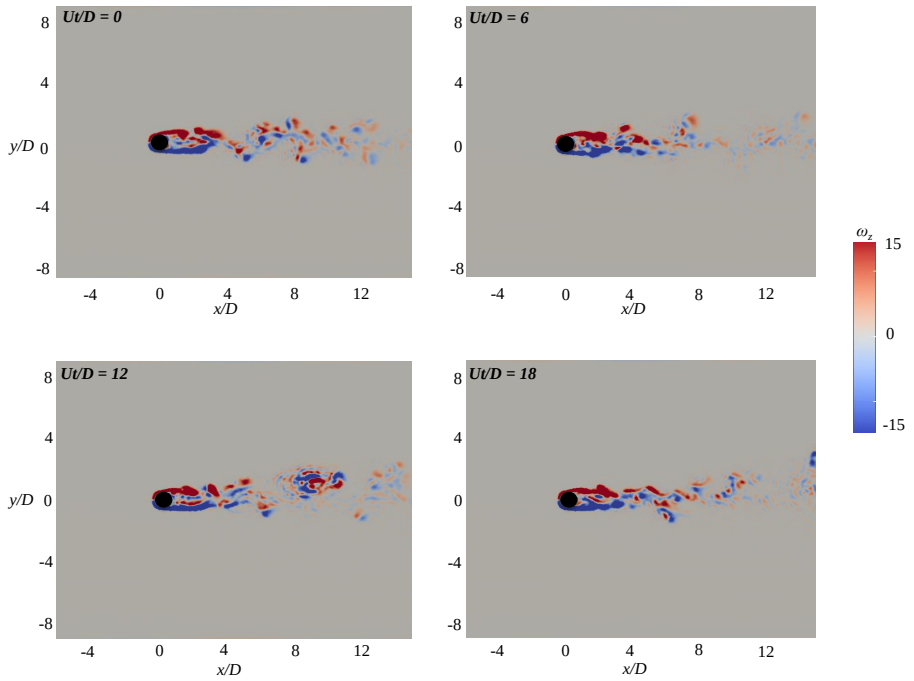

FIGURE 5.13 – ω_z : $Re = 45\ 000$, $Fr = 1.29$, plan $z/D =$ -3 pour différents Ut/D.

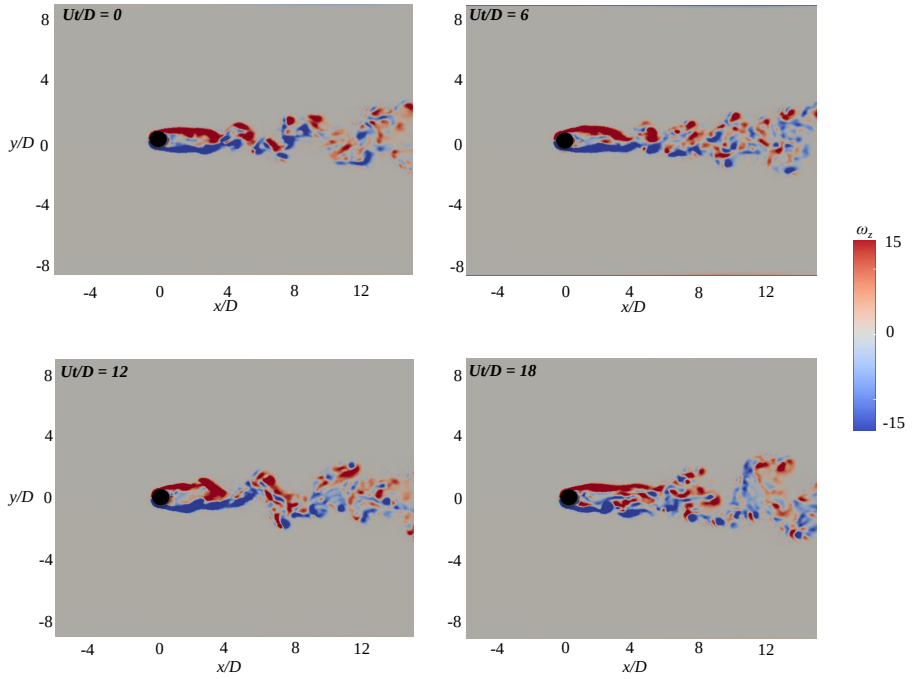

FIGURE 5.14 – ω_z : $Re = 60\ 000$, $Fr = 1.7$, plan $z/D =$ -3 pour différents Ut/D.

Plan $y/D = 0$

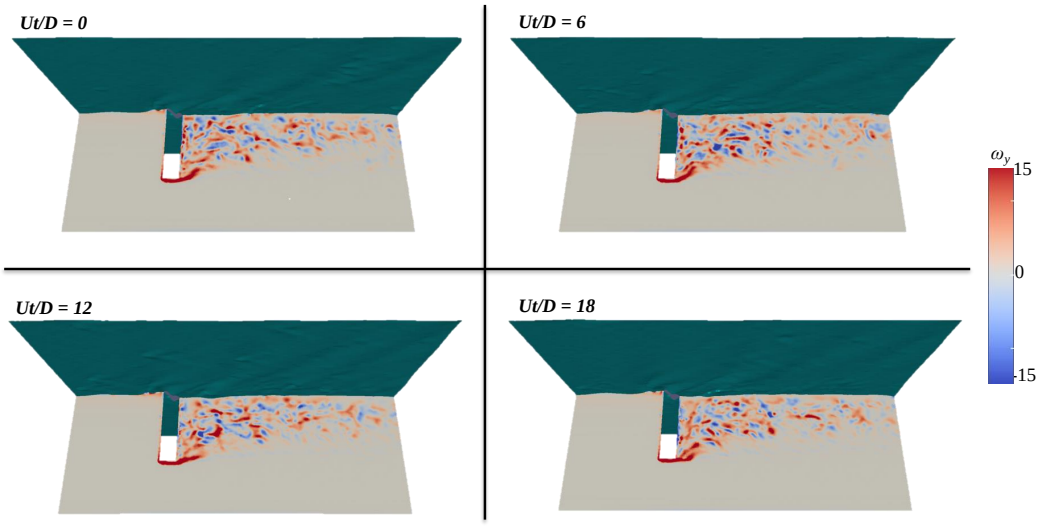

FIGURE 5.15 – ω_y : $Re = 30\ 000$, $Fr = 0.86$, plan $y/D = 0$ pour différents Ut/D.

L'évolution de la vorticité ω_y dans le plan $y/D = 0$, avec le nombre de Reynolds pour différents Ut/D révèle une modification de la dynamique tourbillonnaire lors de l'apparition de l'entraînement d'air.

Pour le cas à $Re = 30\ 000$ et $45\ 000$, la zone de recirculation au niveau de l'extrémité du cylindre crée une activité tourbillonnaire localisée en aval de celui-ci et orientée vers la surface libre. Cette zone de recirculation est confinée jusqu'à un D en aval du cylindre, mais l'écoulement à ces nombres adimensionnels tend à diriger cette zone en direction de la surface libre puis dans l'ensemble du domaine.

A l'inverse pour $Re = 60\ 000$, cette zone de recirculation est advectée dans l'écoulement, et ne tend pas à s'orienter vers la surface libre. Il existe une stratification de la vorticité ω_y suivant z/D. Cette stratification est composée d'une zone laminaire proche de la surface libre et d'une zone avec une activité tourbillonnaire lorsque l'on se rapproche de l'extrémité du cylindre. Des tourbillons caractérisés par leurs champs de vorticité opposés enveloppent les bulles d'airs localisés dans le plan $y/D = 0$.

L'entraînement d'air observé numériquement dans la cavité est lié à ce phénomène de stratification de la vorticité, sans pouvoir en déterminer la relation de cause à effet.

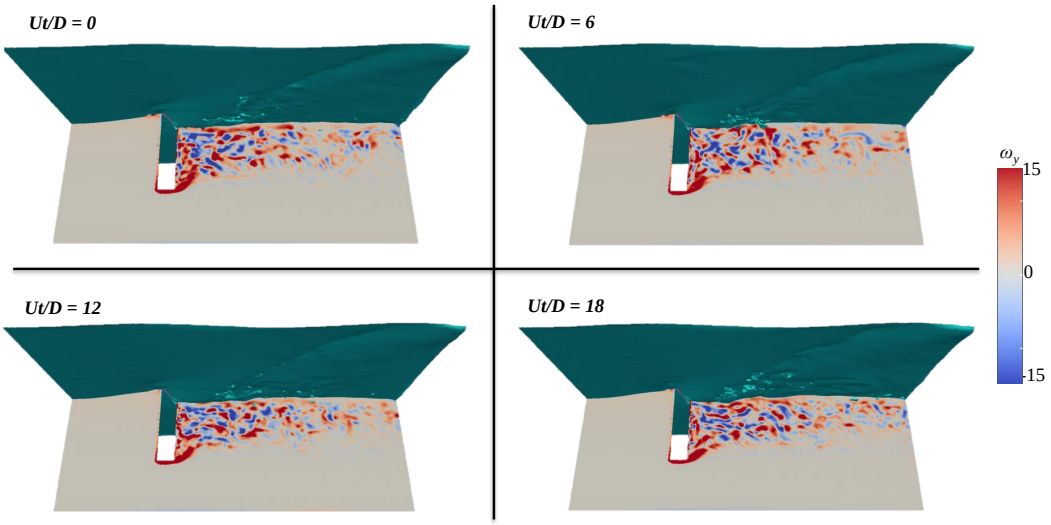

FIGURE 5.16 – ω_y : $Re = 45\ 000$, $Fr = 1.29$, plan $y/D = 0$ pour différents Ut/D.

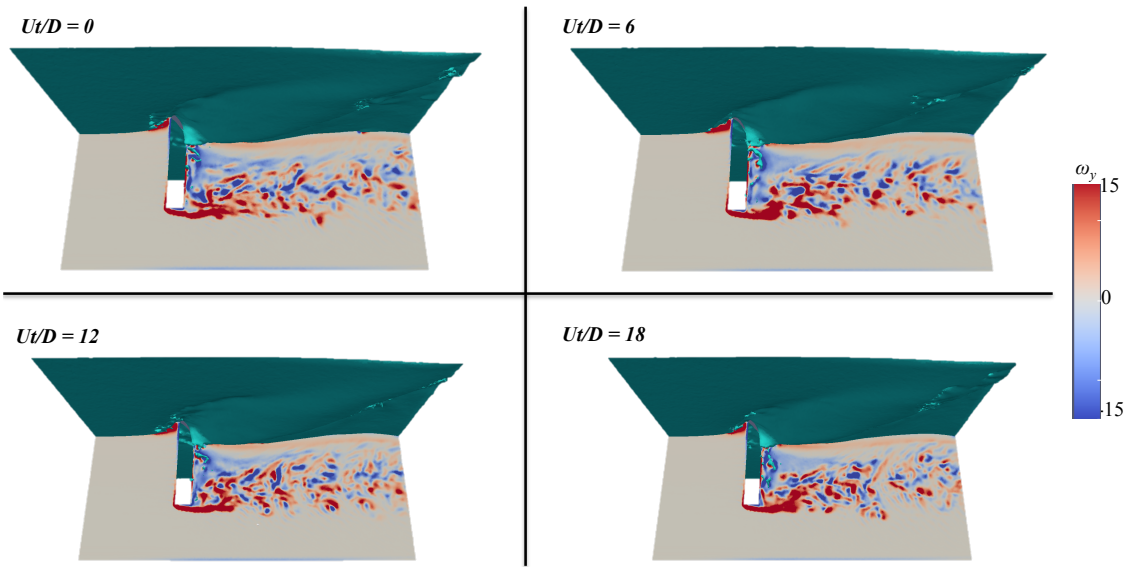

FIGURE 5.17 – ω_y : $Re = 60\ 000$, $Fr = 1.71$, plan $y/D = 0$ pour différents Ut/D.

5.4 Limite de l'étude

La simulation d'une surface libre instationnaire dans un domaine possédant des dimensions comparables à l'expérience (en terme de largeur et hauteur), induit l'utilisation d'un maillage relativement dense ($\simeq$ 48 millions d'éléments). En effet, il a précédemment était montré dans le chapitre 2, que des effets de blocages existent dans un canal expérimental. C'est la raison pour laquelle, il est alors important de respecter la similitude expérience/numérique, pour pouvoir comparer ce qui peut l'être.

Accrochage numérique de la grille

Des problèmes d'accrochage numérique de la grille ont été rencontrés, entraînant des déplacements parasites de la surface libre. Ces phénomènes d'accrochage numérique sont liés aux fonctions distance et réinitialisation de la fonction level-set (surface libre). Pour rappel, l'étape de réinitialisation de la fonction level-set est réalisée par l'équation de Desjardins *et al.* [23] :

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = \nabla \cdot (\varepsilon \left(\mathbf{n} \cdot \nabla \psi\right) \mathbf{n} - \psi(1-\psi)\mathbf{n}) \tag{5.2}$$

Le terme $\nabla\cdot(\varepsilon\,(\mathbf{n}\cdot\nabla\psi)\mathbf{n})$ correspond à une partie diffusive, et le terme $\nabla\cdot\,(\psi(1-\psi)\mathbf{n})$ a pour but de "remodeler" le profil de ψ pour maintenir l'épaisseur ε imposée. Cette expression n'est pas assez efficace puisque dans certains cas de valeurs extrêmes de ψ, seule la partie diffusive est utilisée.

Ces phénomènes ont tendance à s'accentuer pour des faibles nombres de Reynolds ($Re \simeq$ 20 000), et à s'estomper avec l'augmentation du nombre de Reynolds ($Re \simeq$ 35 000). La figure 5.18 témoigne de ces phénomènes d'accrochage numérique observés. Cette figure présente la surface libre à l'instant t = 5 s, pour deux nombres de Reynolds, 35 000 et 20 000.

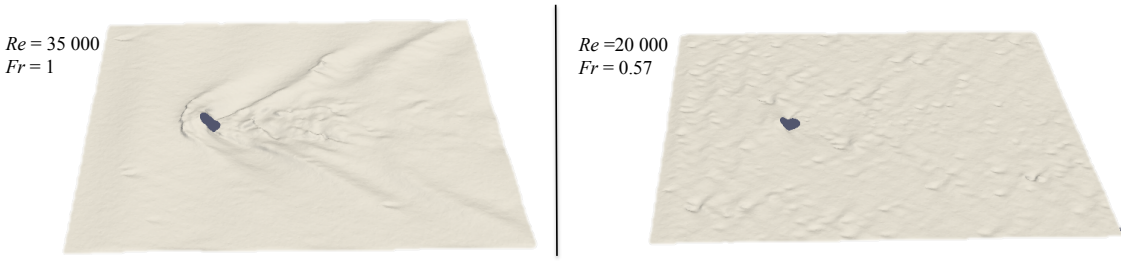

FIGURE 5.18 – Illustration de l'accrochage numérique de la grille pour un cylindre de 5 cm. La surface libre correspond à un instantané pour deux nombres de Reynolds et de Froude, à t = 5s.

Pour Re = 20 000, les perturbations de la surface libre ne sont pas réalistes. De plus, ce phénomène, est également visible sur la STD de la surface libre, comme le présente la figure 5.19.

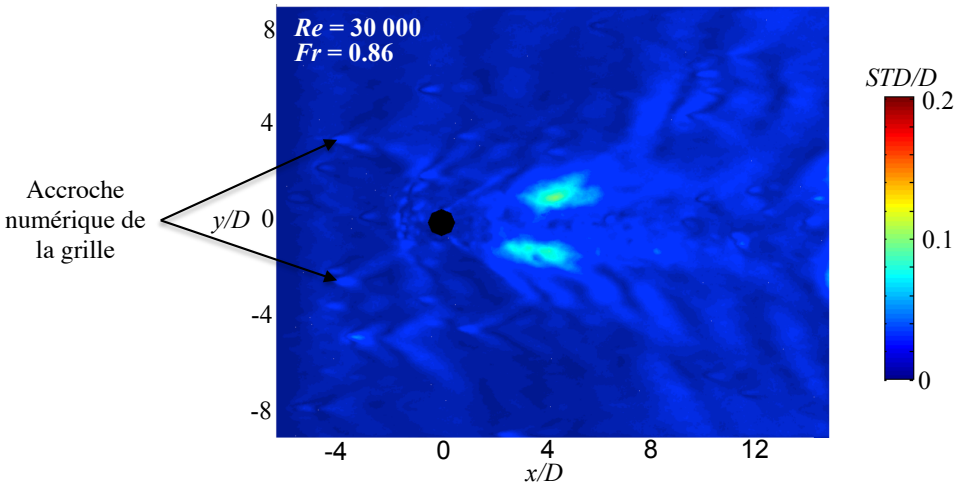

FIGURE 5.19 – Illustration de l'accrochage numérique sur l'écart type de la surface libre calculée pendant τ_{stats} pour $Re = 30\ 000$.

Ces accrochages numériques parasites de l'interface, sont la source de "sillages parasites", pouvant interagir avec le sillage principal en aval du cylindre.

Étude numérique d'un cylindre de $D = 8$ cm

Une extension des résultats numériques a été réalisée pour étudier d'autres nombres adimensionnels Re, Fr et h/D. Une série de simulations a alors été réalisée sur un cylindre de diamètre 8 cm. Les tailles de maille pour le maillage correspondant au cylindre de diamètre 8 cm sont identiques au cas à $D = 5$ cm, avec des tailles de maille de 2.5 mm sur le cylindre et de 5 mm dans le canal.

Des problèmes similaires d'accrochage numérique de la grille ont été rencontrés pour des nombres de Reynolds plus élevés mais des nombres de Froude plus faibles, comme le montre la figure 5.21.

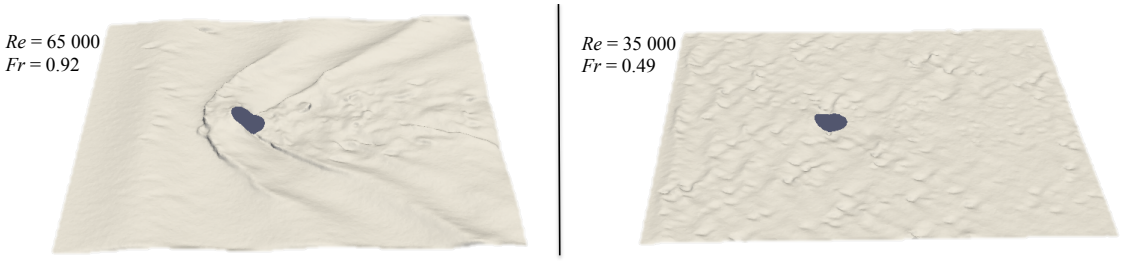

FIGURE 5.20 – Illustration de l'accrochage numérique de la grille pour un cylindre de 8 cm. La surface libre correspond à un instantané pour deux nombres de Reynolds et de Froude, à $t = 5$ s.

Face à ce problème, il a alors été envisagé d'utiliser une méthode d'adaptation dynamique de maillage autour de l'interface, afin de résoudre les problèmes d'accrochage numérique de la grille au niveau de l'interface.

Adaptation dynamique du maillage

Dans notre cas, l'adaptation dynamique du maillage consiste à adapter la taille des mailles autour de la surface libre qui se déforme au cours du temps. Dans YALES2, l'adaptation dynamique de maillage est réalisée à l'aide de la libraire MMG. Cette librairie, permet de gérer l'adaptation et l'optimisation des maillages tétraédriques.

La taille des mailles autour de l'interface a alors été fixée à 0.75 fois la taille de maille dans le canal. Pour des raisons de ressources numériques disponibles, il a été choisi de travailler sur un maillage ayant des tailles de maille initiale de 10 mm dans le canal et de 2.5 mm sur le cylindre. L'adaptation dynamique du maillage est réalisée toutes les 50 itérations.

L'image ci-dessous révèle l'influence de l'adaptation de maillage sur l'interface pour un cylindre de 8 cm, avec un nombre de Reynolds de 80 000 et un nombre de Froude de 1.13.

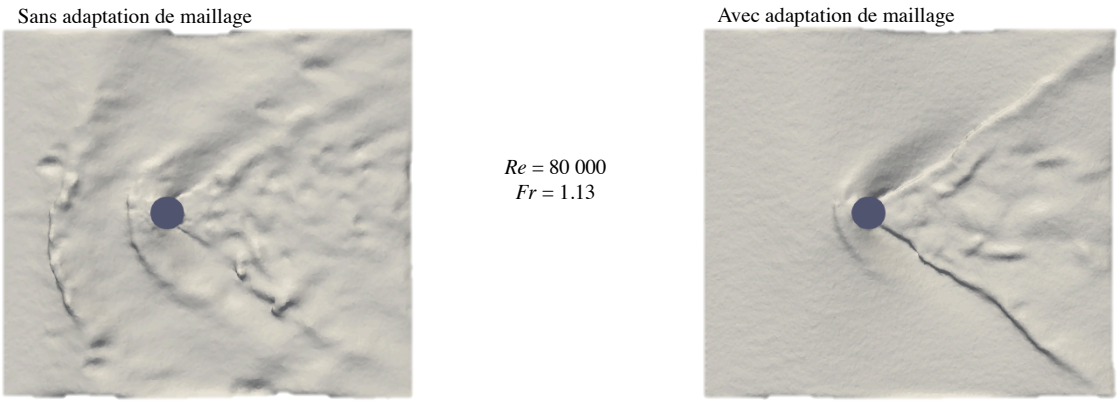

FIGURE 5.21 – Illustration de l'accrochage numérique de la grille pour un cylindre de 8 cm. La surface libre correspond à un instantané pour $Re = 80\ 000$, et $Fr = 1.13$.

L'adaptation dynamique du maillage a un effet positif sur les problèmes d'accrochage numérique de la grille. Une série de simulations a été réalisée sur ce maillage, pour pouvoir étudier l'évolution du coefficient de traînée, C_D en fonction du nombre de Reynolds. Cette évolution est présentée ci-après en figure 5.22.

L'évolution du coefficient de traînée, C_D est similaire que ce soit pour l'approche expérimentale ou numérique. En revanche, les phénomènes d'entraînement d'air n'ont pas été observés. La taille des mailles est sans doute trop importante pour pouvoir reproduire les phénomènes d'entraînement d'air.

De plus, la surface libre présente toujours des problèmes d'accrochage numérique pour des Reynolds inférieurs à 47 500. Des tailles de maille plus petites jusqu'à 2.5 mm autour de l'interface ont également été testées, mais les simulations étaient alors instables.

Afin d'améliorer ces problèmes d'accrochage numériques, des travaux ont été réalisés par l'équipe YALES2. Ces travaux ont consisté à une amélioration des fonctions relatives de la level-set. En particulier, les travaux ont porté sur les fonctions

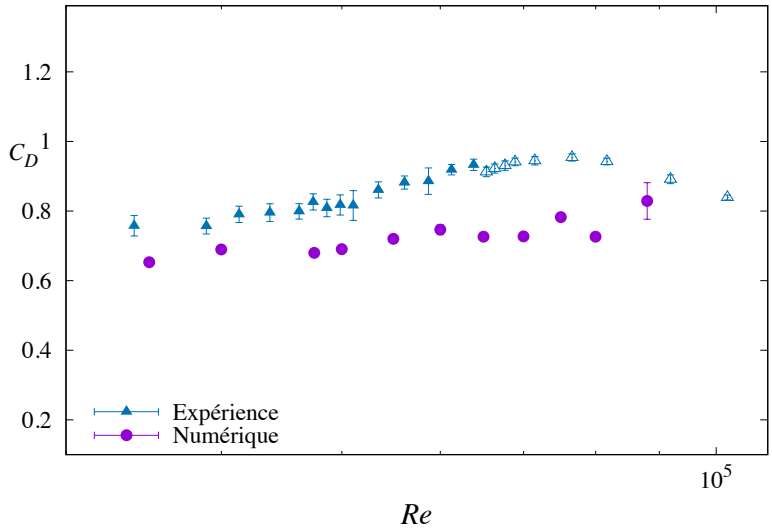

FIGURE 5.22 – Comparaison de l'évolution expérimentale et numérique du C_D avec le nombre de Reynolds pour un cylindre de 8 cm, avec adaptation de maillage autour de l'interface.

distance et réinitialisation de la level-set précédemment introduite dans le chapitre 4.

5.5 Amélioration du traitement de la surface libre

Une série de simulations a été réalisée afin de comparer les résultats obtenus jusqu'alors avec ceux obtenus par la version "mise à jour" au regard des fonctions relatives à la level-set. Cette nouvelle version porte le nom de "Numérique 2" dans les légendes des figures présentées ci-après.

Fonction distance et réinitialisation

Les résultats présentés jusqu'alors, ont été réalisé avec le formalisme du chapitre 4 pour l'étape de réinitialisation et la fonction distance pour la level-set qui avait été présentée dans le chapitre 4. Les corrections apportées ont conduit à l'utilisation des nouvelles fonctions distance et réinitialisation, qui sont présentées succinctement ci-après.

Pour l'algorithme, traitant la fonction distance à l'interface Γ, $\phi = \pm|\mathbf{x} - \mathbf{x}_\Gamma|$, le formalisme qui est maintenant utilisé n'est plus de un mais de six marqueurs par nœud.

L'étape de réinitialisation de la fonction level-set ψ, était par défaut réalisée par l'équation de Desjardins *et al.* [23]. La nouvelle fonction pour la réinitialisation est maintenant basée sur une équation proposée par Chiodi *et al.* [16].

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = \nabla \cdot \left(\frac{1}{4\cosh^2(\frac{\phi_{map}}{2\epsilon})} \left(|\nabla \phi_{map} \cdot \mathbf{n}| - 1 \right) \mathbf{n} \right) \tag{5.3}$$

Avec ϕ_{map} :

$$\phi_{map} = \epsilon \ln \left(\frac{\psi}{1-\psi} \right) \tag{5.4}$$

En développant, l'équation 5.3 on obtient une partie correspondant au flux diffusif et compressif. En l'état actuel, l'expression n'est pas assez robuste au regard du flux diffusif. Le problème porte sur la partie diffusive, qui se trouve alors sous-estimée.

Le travail réalisé par l'équipe YALES2 a porté sur la correction de ce bug et la validation de ces modifications sur un cas test " 2D serpentine" [23, 16]. Plus de détails sur ces modifications peuvent être apportés par l'équipe YALES2.

Comparaison des résultats avec la nouvelle version "Numérique 2" sur le cylindre de diamètre $D = 5$ cm.

Une nouvelle série de simulations a alors été réalisée sur le cylindre de 5 cm, afin de visualiser l'influence de ces nouvelles fonctions sur le traitement de la level-set. La figure 5.23 compare la surface libre instantanée à l'instant t = 5 s, avec la version "Numérique 2", pour les mêmes nombres de Reynolds et de Froude que la figure 5.18.

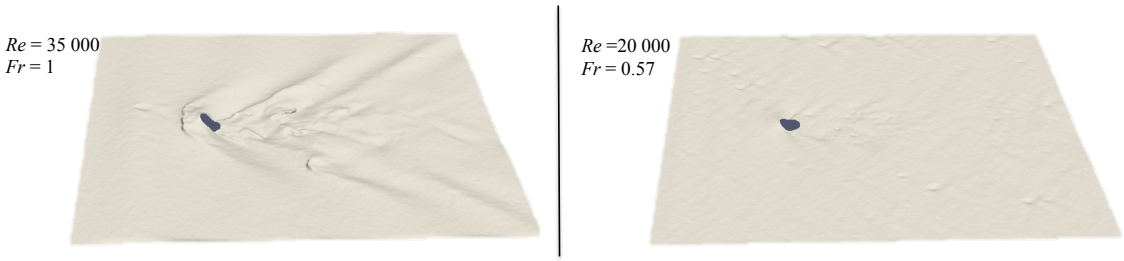

FIGURE 5.23 – Diminution des phénomènes d'accrochage numérique de la grille pour un cylindre de 5 cm avec la version "Numérique 2". La surface libre correspond à un instantané pour deux nombres de Reynolds et de Froude, à t = 5s.

Les phénomènes d'accrochage numérique de l'interface sont considérablement réduits. Par la suite, les résultats principaux comme la profondeur de la cavité $\mathcal{L}/D$, et les efforts ont été comparés. En ce qui concerne les phénomènes d'entraînement d'air, avec la méthode "Numérique 2", ils n'ont été observés qu'à partir de $Re = 45\ 000$.

La figure 5.24, compare l'évolution de $\mathcal{L}/D$ en fonction de Fr^2Re, suivant la méthode numérique présentée dans le chapitre 3 et la méthode "numérique 2" précédemment introduite.

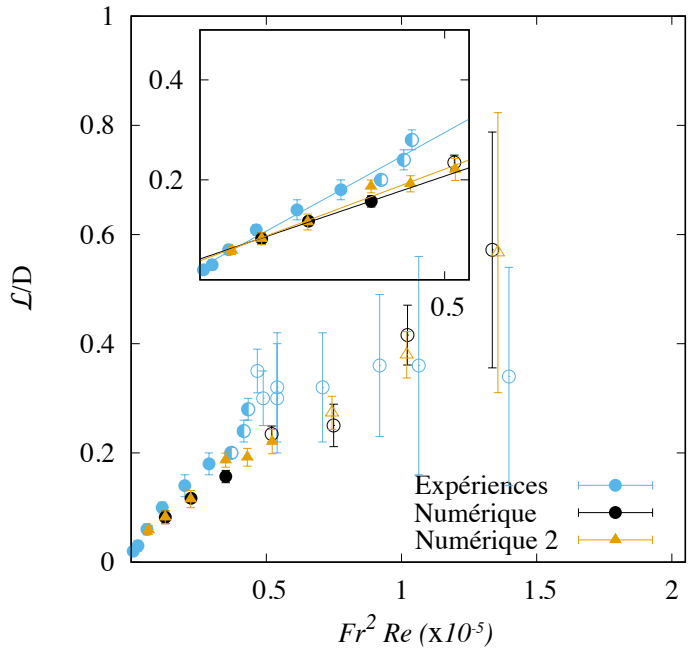

FIGURE 5.24 – Évolution de $\mathcal{L}/D$ avec Fr^2Re en fonction des méthodes numériques utilisées pour la level-set. Les lignes continues correspondent aux fits linéaires de ces données.

L'évolution de $\mathcal{L}/D$ est également linéaire avec la méthode "numérique 2", et s'avère consistante avec la tendance observée expérimentalement.

Les figures 5.25 et 5.26 représentent respectivement l'évolution des coefficients C_D et C_x, en fonction du nombre de Reynolds.

L'évolution numérique du C_D est comparable quelque soit la méthode numérique utilisée. Le coefficient C_x, décroît également avec l'augmentation du nombre de Reynolds indépendamment de la méthode numérique utilisée. Néanmoins, les valeurs des coefficients C_x deviennent singulières pour des nombres de Re valant 37 500, 40 000 et 50 000, mais nous ne sommes pas en mesure d'apporter des explications à ce phénomène à l'heure actuelle.

La méthode numérique utilisée semble avoir une influence sur les phénomènes d'entraînement d'air observés numériquement. Par conséquent, une meilleure modélisation des fonctions relatives de la level-set, modifie les seuils d'inclusions d'air, mais pas les valeurs des coefficients de traînée C_D et de profondeur de cavité $\mathcal{L}/D$.

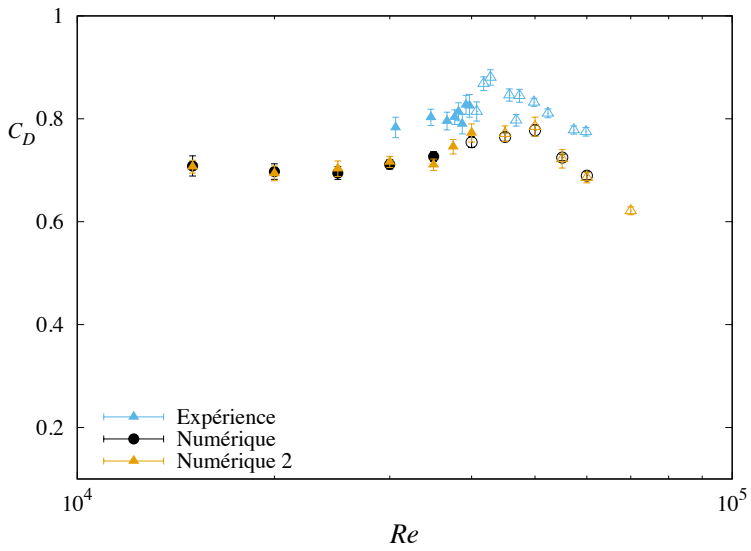

FIGURE 5.25 – Comparaison de l'évolution expérimentale et numérique du C_D avec le nombre de Reynolds en fonction des méthodes numériques utilisées pour la level-set.

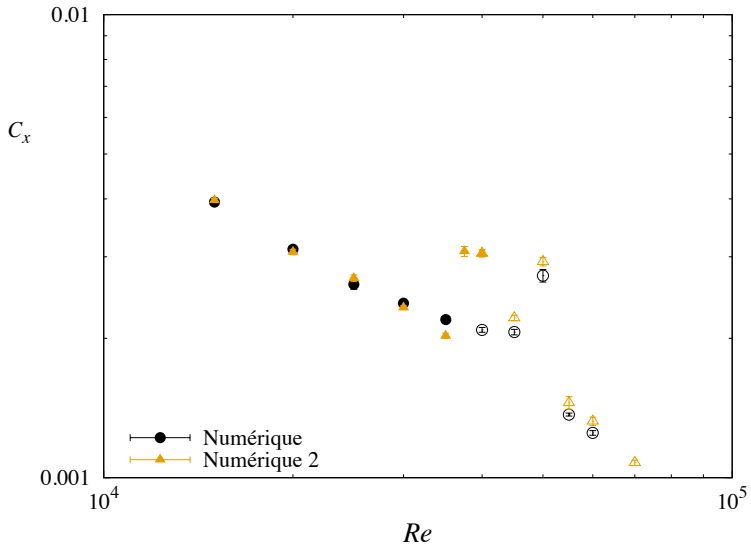

FIGURE 5.26 – Évolution numérique du C_x avec le nombre de Reynolds en fonction des méthodes numériques utilisées pour la level-set.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Les structures immergées en zone côtière interagissent avec l'écoulement et la surface libre. Lorsque ces structures sont partiellement immergées, la déformation de la surface libre modifie l'écoulement autour de la structure, et les efforts subis par celle-ci. Dans le cadre de cette thèse, les phénomènes d'entraînement d'air dans le sillage d'un cylindre vertical partiellement immergé sous l'action d'un courant ont été étudiés. En particulier, cette étude s'est intéressée à l'impact de l'entraînement d'air sur les efforts de traînée.
Pour cela une approche expérimentale et numérique a été réalisée, et cette conclusion propose une synthèse des résultats majeurs obtenus au cours de cette thèse.

Conclusions

L'écoulement autour d'un cylindre vertical partiellement immergé génère une cavité en aval pouvant se briser et provoquer l'entraînement de bulles d'air dans l'écoulement. Les résultats obtenus correspondent à l'apparition des premières bulles d'air dans le cas où cette cavité est partiellement ventilée. Ce régime est représenté schématiquement en figure 6.1.

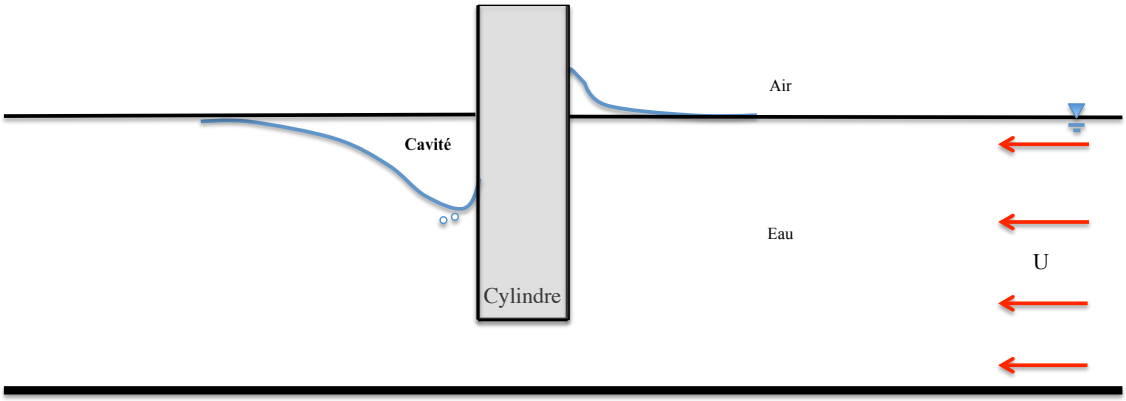

FIGURE 6.1 – Représentation schématique de l'apparition des premières bulles d'air au niveau d'une cavité en aval du cylindre.

Expérimentalement, l'écoulement a été généré par déplacement d'un cylindre dans un canal à traction. Les expériences ont été réalisées sur onze cylindres de diamètres différents, permettant de balayer une gamme de nombre de Reynolds comprise entre 4 500 et 240 000, et de nombre de Froude entre 0.2 et 2.4, pour des rapports immersion/diamètre du cylindre compris entre 1.44 et 16.5.

L'étude expérimentale a porté sur l'analyse de l'influence des différents paramètres adimensionnels concernant l'émergence des phénomènes d'entraînement d'air au niveau de la cavité, et sur les efforts s'appliquant sur le cylindre.

Deux modes d'entraînement d'air ont été observés expérimentalement, dépendant du diamètre et de la vitesse de traction du cylindre. Pour des diamètres $D \leqslant 4$ cm, i.e $Re/Fr \leqslant 25\ 000$, l'entraînement d'air apparaît exclusivement au niveau de la cavité. Pour des diamètres $D \geqslant 5$ cm, i.e $Re/Fr \geqslant 35\ 000$, l'entraînement d'air apparaît initialement dans le sillage, puis également au niveau de la cavité, avec l'augmentation des nombres de Reynolds et Froude. Ces régimes ont été observés à immersion constante et rapport immersion/diamètre du cylindre constant.

De plus, un modèle permettant la détermination de la vitesse critique à partir de laquelle l'entraînement d'air au niveau de la cavité apparait a été vérifié. Ce modèle, proposé par Benusiglio [7], considère qu'il y a entraînement d'air lorsque l'accélération de la cavité est de l'ordre de grandeur de l'accélération de la gravité g. Ce modèle n'avait à notre connaissance jamais été vérifié dans le cadre d'une

large gamme de rapport immersion/diamètre du cylindre. En revanche, dans notre gamme de paramètres cette loi est indépendante du rapport immersion/diamètre du cylindre. Ainsi, les résultats obtenus ont montré que des bulles d'air sont introduites dans l'écoulement, à partir d'une vitesse critique U_c pouvant être prédite par la loi $U_c \simeq D^{0.2}$, correspondant à $Re_c \simeq Fr_c^{-4}$.

Pour les efforts s'exerçant sur le cylindre, le coefficient de traînée C_D augmente avec le nombre de Reynolds, puis décroît après l'apparition de l'entraînement d'air au niveau de la cavité. La diminution mesurée du C_D est comprise entre 10 % pour le cylindre de diamètre 4 cm et 26 % au maximum pour le cylindre de 11 cm. De plus, pour des nombres de Froude supérieurs à 1.2, les coefficients de traînée C_D se superposent quelque soit le diamètre D du cylindre et varient linéairement avec le nombre de Froude, sur la gamme de Fr testée. En revanche, le rapport immersion/diamètre du cylindre influence peu l'évolution du coefficient de traînée C_D.

A l'issue de ces expériences, on peut conclure à une indépendance du rapport d'aspect h/D sur les seuils d'entraînement d'air ainsi que sur l'évolution des coefficients de traînée C_D.

Numériquement, des simulations LES ont été réalisées à l'aide du code de calcul YALES2 pour un cylindre de diamètre 5 cm avec une immersion constante similaire aux expériences. L'objectif était de valider les simulations numériques en les comparant aux résultats expérimentaux, en terme d'efforts et de phénomènes d'entraînement d'air. Dans un deuxième temps, les simulations numériques permettent d'accéder à des grandeurs non accessibles expérimentalement. Dans notre cas, le sillage est turbulent et la cavité oscille fortement, entraînant une rupture de la surface libre et les phénomènes d'entraînement d'air associés. Pour ces raisons, la principale difficulté numérique qui a été rencontrée porte sur le traitement de la surface libre. Néanmoins, ces difficultés ont considérablement été atténuées grâce à l'amélioration des fonctions relatives au traitement de la surface libre par l'équipe de YALES2.

La comparaison expérimentale/numérique qui a été effectuée est encourageante. Les phénomènes d'entraînement d'air ont pu être reproduits numériquement. La variation du coefficient de trainée C_D est quant à elle similaire à celle obtenue expérimentalement. L'analyse des champs de vorticité a mis en évidence une modification de la dynamique tourbillonnaire lors de l'entraînement d'air observé numériquement dans la cavité. L'entraînement d'air semble lié au phénomène de "stratification" de la vorticité entre une zone "laminaire" proche de la surface libre et une zone turbulente en se rapprochant de l'extrémité du cylindre.

Perspectives

L'observation du caractère inhibant de l'entraînement d'air au niveau de la cavité sur la dynamique tourbillonnaire proche de la surface libre est une problématique

intéressante à étudier. Ce phénomène a été observé numériquement pour un cas donné, il faudrait alors étendre la gamme de nombres adimensionnels traitée. Cela nécessite une meilleure prise en compte des déformations de la surface libre avec la méthode d'adaptation dynamique du maillage.

Une seconde problématique soulevée par cette étude est liée aux processus physiques qui sont à l'origine de la réduction des forces de traînée par l'aération de la cavité. Des études antérieures ont déjà pu mettre en évidence cette réduction des forces de frottements provoquée par l'injection de bulles d'air dans l'écoulement dans différentes configurations [12, 41]. L'interaction des bulles d'air avec la couche limite turbulente semble à l'origine de cette réduction des forces de traînée. Pour répondre à cette problématique, la quantification des volumes d'air entraînés dans l'écoulement permettrait d'établir une relation avec l'évolution du coefficient de traînée.

L'augmentation du nombre de Reynolds et la diminution du nombre de Froude permettrait l'étude de cas plus réalistes pour des structures en zone côtière. De plus, les effets de rugosité de surface du cylindre pourraient être testés afin de vérifier l'influence de ce paramètre sur les efforts et sur le seuil d'entraînement d'air.

Enfin, l'ajout de la houle sur les efforts et les phénomènes d'entraînement d'air observés apparaissent comme une évolution naturelle de cette étude.

Annexe A

Essais expérimentaux pour la reconstruction de la surface libre

Différentes méthodes de mesure des déformations de surfaces libre existent. On distingue alors les mesures ponctuelles, des mesures surfaciques. Pour la première méthode, des sondes résistives ou capacitives produisent une tension proportionnelle à l'élévation de la surface libre. A contrario, les mesures surfaciques permettent d'obtenir un champ de déformation deux dimensions de l'élévation de la surface libre [8]. Au cours de cette thèse trois techniques permettant l'obtention d'un champ de déformation de la surface libre ont été testées :

- La Méthode 1 est inspirée des travaux de Gomit *et al.* [33] : Un système stéréoscopique enregistre des images de la surface libre. Des "marqueurs" flottants sont utilisés pour ensemencer la surface libre afin d'en faciliter sa détection et le post-traitement des images. Cette méthode est basée sur le traitement des images provenant d'un systéme stéréoscopique calibré permettant de déterminer la forme de la surface libre par des algorithmes de reconstruction du champ de déformation [39].

- Méthode 2 : La stéréo-réfraction utilise les propriétés de réflexion et de réfraction de la lumiére[83, 57, 82, 57]. Par exemple Moisy *et al.* [60] place sous la surface libre un motif aléatoire. Une caméra enregistre les déplacements de ce motif liés aux déformations de la surface libre. La différence entre le motif déformé et le motif initial permet par des algorithmes de reconstruction d'obtenir les champs de déformations de la surface libre.

- Méthode 3 : La surface libre est illuminée par une tranche laser, c'est le principe du houlométre par tranche laser [8]. L'intersection de la tranche laser avec l'interface air/eau crée une ligne se déplaçant proportionnellement à l'élévation de la surface libre.

Dans les différentes sections de cette annexe les trois méthodes précédemment exposées seront présentées.

A Méthode 1

Modèle de caméra et calibration

L'utilisation d'un système stéréoscopique pour l'acquisition d'images de la surface libre nécessite une étape de calibration afin d'établir le lien entre les coordonnées réelles de l'espace et les coordonnées de l'image. La figure A.1 représente le modèle géométrique d'une caméra.

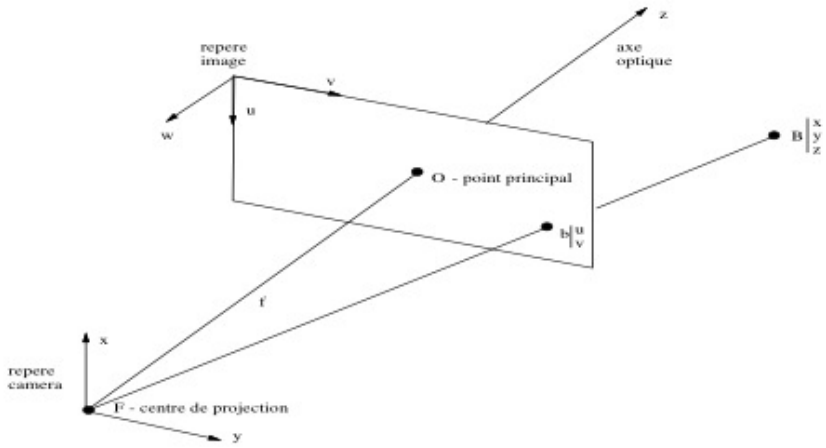

Figure A.1 – Modéle géométrique d'une caméra. D'aprés Horaud *et al.* [44]

Le lien entre les coordonnées de l'espace (X, Y, Z) et les coordonnées de l'image (u, v) peut être caractérisé par un modéle de sténopé[45].

$$\begin{bmatrix} su \\ sv \\ s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{bmatrix} \tag{A.1}$$

Où s est un facteur d'échelle, et (u,v) sont les coordonnées dans le repère image.

La matrice de coefficients m_{ij}, est une combinaison de deux matrices indépendantes qui sont déterminées pendant la phase de calibration. Les matrices **Ic** et **A** regroupent respectivement les paramètres intrinsèques et les paramètres extrinsèques de chaque caméra.

$$\mathbf{I_c} = \begin{bmatrix} \alpha_u & 0 & u_0 \\ 0 & \alpha_v & v_0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{A.2}$$

Où $\alpha_{u,v} = -\mathrm{k}_{u,v}$ f
$k_{u,v}$ sont les facteurs d'échelles vertical et horizontal s'exprimant en pixels/mm. u_0 et v_0 sont les coordonnées de F, le centre de projection du repère caméra dans le repère image mesurées en pixels.

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} & t_x \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} & t_y \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} & t_z \end{bmatrix} \tag{A.3}$$

Où les coefficients r_{ij} sont les coefficients de la matrice de rotation, et t_x, t_y et t_z le vecteur translation. Cette matrice **A** établit le lien entre le repère réel de l'espace, et le repère de la caméra. La détermination de ces coefficients est réalisée lors de la phase de calibration qui est réalisée par translation d'une mire dans les trois dimensions de l'espace. Une mire est constituée d'un ensemble de points dont les positions (X, Y, Z) sont connues. La translation précise de chaque point de la mire dans le champ de la caméra fournit alors les coordonnées pixels de chaque point. Il faut six points minimum pour déterminer les douze coefficients m_{ij} de la matrice **M** car chaque point (X_i,Y_i,Z_i) se projetant en (u_i,v_i) fournit deux équations.

Géométrie épipolaire

La relation entre les repères images de chaque caméra peut être définie à l'aide de la géométrie épipolaire. Pour un système stéréoscopique visualisant un objet représenté par un point $P(X, Y, Z)$ dans l'espace réel se projette en P et P' dans le repère de chaque caméra (figure A.2).

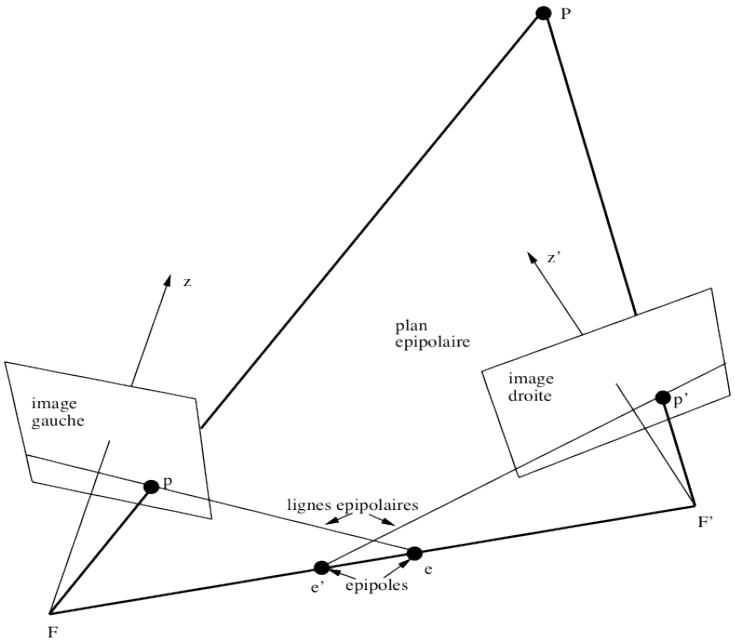

FIGURE A.2 – Géométrie épipolaire. D'aprés Horaud *et al.* [44]

Le point P sur l'image de droite possède son conjugué P' sur l'image de gauche qui se trouve sur une ligne appelée : la ligne épipolaire. L'ensemble des lignes épipolaires d'un plan image se coupe en un point, l'épipole (e et e'). La géométrie épipolaire du capteur stéréoscopique est définie par deux matrices : essentielle et fondamentale.

La rectification épipolaire [31] consiste à transformer les images de façon à ce que les lignes épipolaires sur les images des deux caméras soient parallèles entre elles, comme le montre la figure A.3. Cette étape facilite l'étape d'appariement stéréoscopique entre les images provenant de chaque caméra. En effet, la mise en correspondance stéréoscopique se limite donc à une recherche le long des lignes épipolaires suivant une seule direction.

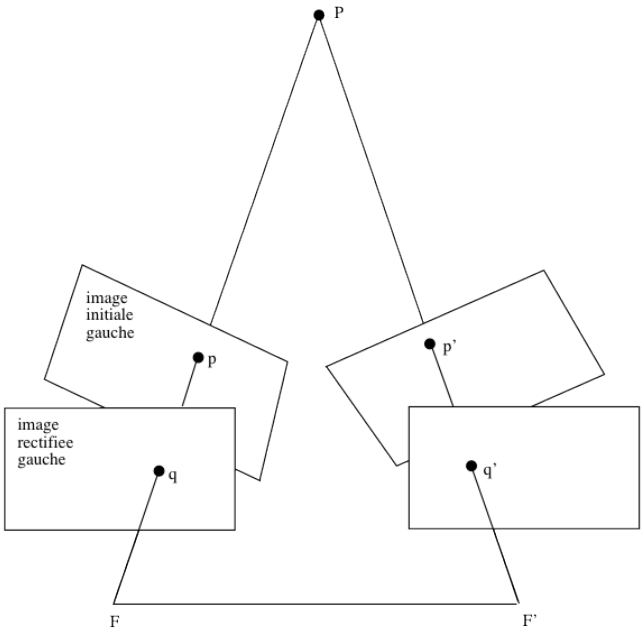

FIGURE A.3 – Images rectifiées

Triangulation

L'étape de triangulation permet la détermination des trois composantes de l'espace à partir de ces coordonnées dans le repère image en deux dimensions. Pour chaque point appariés deux couples de coordonnées correspondant à chaque caméra sont associées. La caméra de gauche est représentée par le couple de coordonnées (x_1,y_1) et (x_2, y_2) pour la caméra de droite. Suivant le formalisme de triangulation [39, 38], la troisième composante de l'espace est déterminée grâce à la résolution d'un système linéaire :

$$\begin{bmatrix} x_1 m_{1,c}^T - m_{1,a}^T \\ y_1 m_{1,c}^T - m_{1,b}^T \\ x_2 m_{2,c}^T - m_{2,a}^T \\ y_2 m_{2,c}^T - m_{2,b}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \\ 1 \end{bmatrix} = 0 \tag{A.4}$$

Ce système linéaire surdéterminé est résolu par la méthode des moindres carrés où la norme du résidu est minimisée. La résolution de ce système permet alors d'obtenir un champ de déformation de la surface libre en enregistrant la position des particules flottantes sur la surface libre à l'aide de deux caméras.

Essais

Les programmes développés ont été validés par des essais dans une cuve rectangulaire de 1.20 m de long, 50 cm de large, et 60 cm de haut. Ce bassin est équipé d'un batteur permettant de générer une perturbation de la surface libre. La surface libre est alors ensemencée de particules de polyéthylène de 300 μm possédant une densité de 0.9 g/cm^3. Les essais ont permis de comparer les valeurs de déformation de la surface libre en un point aux valeurs données par une sonde résistive.

La figure A.4 présente le champ de déformation de la surface libre obtenu à un instant donné t. Le point rouge représente la position de la sonde, qui est alors comparé avec la valeur obtenue par la méthode stéréo au cours du temps.

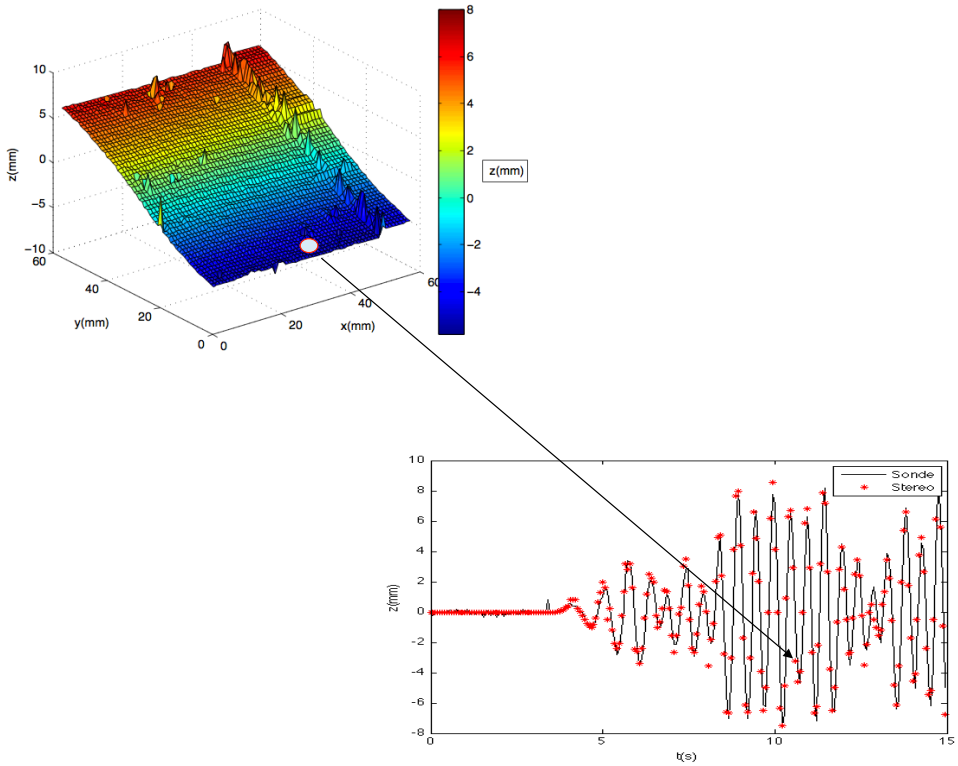

FIGURE A.4 – Champ de déformation de la surface libre obtenu par stéréovision et comparaison avec le signal de la sonde au cours du temps.

L'extension de cette technique dans le canal pour l'analyse d'un sillage n'a pas donnée de résultats. La principale difficulté était d'obtenir des séries d'images exploitables mais qui n'ont pas pu être obtenues à cause de réflexion trop importante et d'un ensemencement de la surface libre trop diffus, comme en témoigne la fi-

gure A.5. L'existence du sillage turbulent n'a pas permis d'obtenir une surface libre suffisamment ensemencée pour pouvoir exploiter les images provenant de chaque caméras.

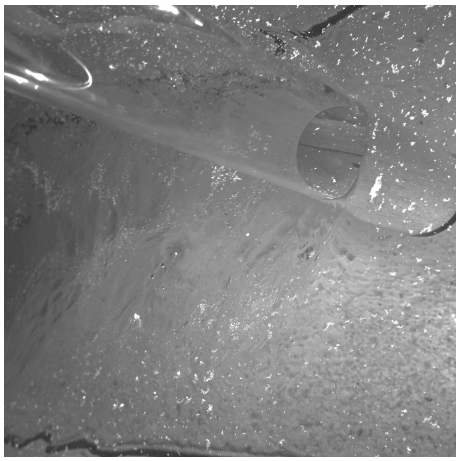

FIGURE A.5 – Mise en évidence du déficit de particules dans le sillage d'un cylindre de 8 cm de diamètre, $Re = 35\ 000$ et $Fr \simeq 0.49$.

B MÉTHODE 2

La méthode de déplacement d'un motif aléatoire [60] placé au fond du canal a également était testée. Pour cela, le canal entièrement vitré de 10 mètres de long par 30 cm de largeur et par 30 cm de hauteur a été utilisé. Cette méthode ne nécessite qu'une caméra, et une mise en place plus aisée comparé à la précédente méthode. La caméra est alors placée au dessus de la surface libre et le motif fixé au fond du canal. La figure A.6 présente le motif aléatoire de référence à gauche, et perturbé à droite.

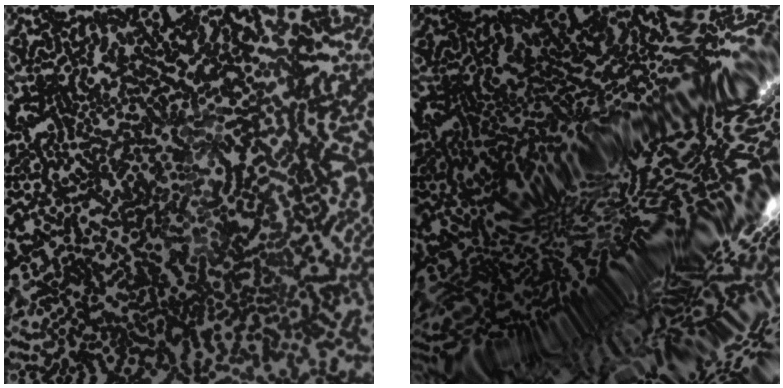

FIGURE A.6 – Image de gauche : Motif de référence. Image de droite : Motif déformé

Cette technique est limitée dans le cas de déformations de faible amplitude, pour l'observation d'ondes capillaires de l'ordre du dixième de millimètres. En effet lors des essais, le motif s'étire à cause de la turbulence de l'écoulement rendant la détection du déplacement apparent du motif par l'algorithme impossible.

C Méthode 3

Une nappe laser continue et verticale illumine la surface eau/air. Une caméra placée au dessus de la surface libre et légèrement inclinée par rapport à la nappe laser, enregistre les déplacements de la nappe à l'inferface lors du passage du cylindre. La figure A.7 représente le schéma du dispositif pour la méthode de la nappe laser.

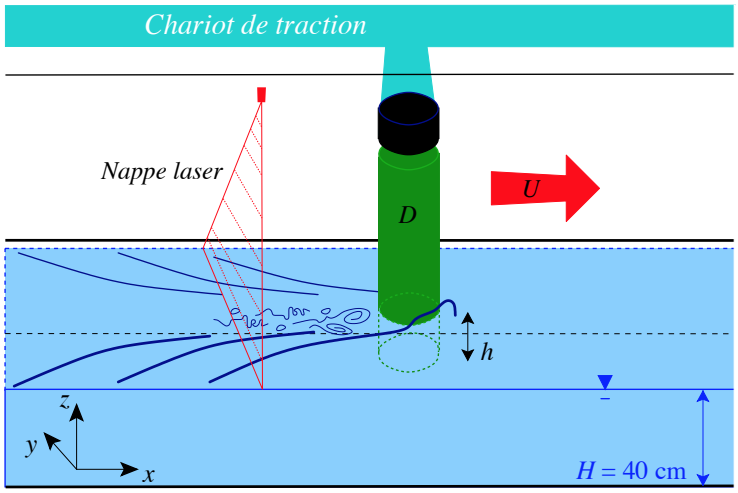

Figure A.7 – Schéma du dispositif où la nappe laser est représentée en rouge.

La figure A.8 représente des images obtenues pour un cylindre de 3 cm, correspondant à un nombre de Reynolds de 8 500 et un nombre de Froude de 0.52, avant et aprés le passage du cylindre. L'image A.8(a) représente la surface libre au repos, alors que l'image A.8(b) correspond au déplacement de la tranche laser après le passage du cylindre. La tranche laser se déplace verticalement lorsque le cylindre passe dans la zone d'observation de façon proportionnelle à l'élévation de la surface libre. Cette proportionnalité établissant le lien entre les déplacements en pixels et les déplacements en millimètres, est préalablement obtenue en enregistrant 5 images de la tranche laser sur une amplitude de 25 mm.

La figure A.9 présente la reconstruction de la surface libre pour un nombre de Reynolds de 8 500, et deux nombres de Froude (a) : $Fr = 0.52$ et (b) $Fr = 1.6$.

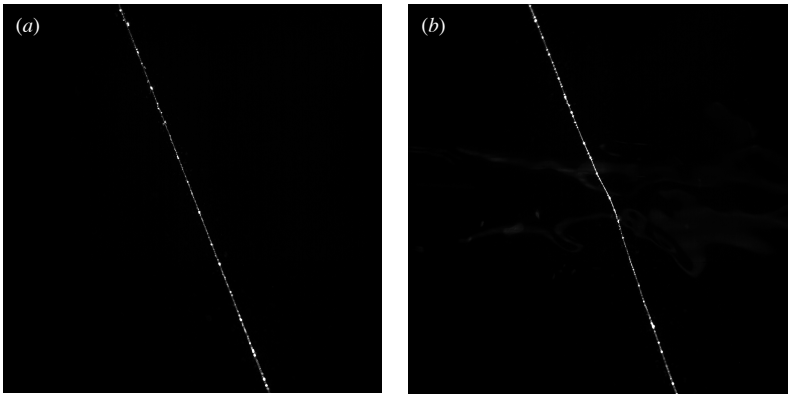

FIGURE A.8 – (a) : Image de la tranche laser représentée en blanc provenant de l'interaction de la tranche laser avec la surface libre au repos. (b) : Ligne déformée après le passage du cylindre de diamètre 3 cm, pour un Reynolds de 8 500.

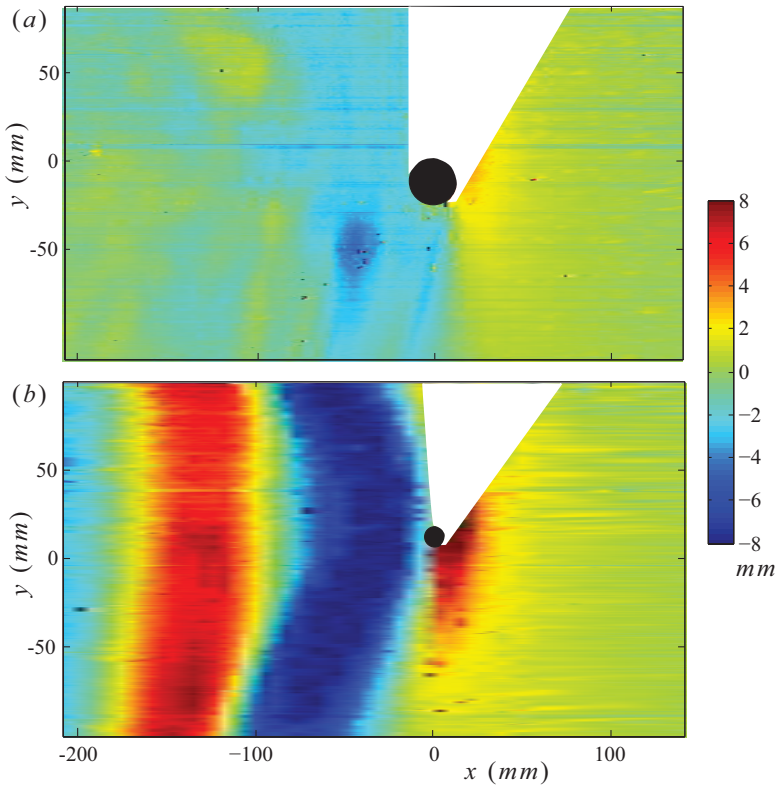

FIGURE A.9 – Surface libre reconstruite pour un nombre $Re = 8500$. (a) $D = 3$ cm and $Fr = 0.5$. (b) D =1.4 cm and Fr =1.6. Les cylindres sont représentés par des cercles noirs, et les blanches correspondent aux zones d'ombres qui ne peuvent pas être analysées.

Cette technique est limitée car si le nombre de Reynolds augmente , la turbulence dans le sillage croît et l'énergie de la tranche laser est alors diffusée. Cette diffusion de l'énergie du laser a pour conséquence des zones sans information où il n'est alors pas

possible de réaliser le post-traitement, et de reconstruire la déformée de la surface libre.

D Conclusions

Trois techniques de mesures optiques pour la reconstruction de la déformée de la surface libre ont été testées.

La première méthode utilise un système stéréoscopique calibré où la surface libre est ensemencée de particules flottantes. Néanmoins, cette technique n'est pas adaptée à l'étude du sillage d'un cylindre partiellement immergé. Les particules ensemençant la surface libre sont advectées dans l'écoulement rendant les mesures et le post traitement des images par les algorithmes impossibles. Le choix des particules est alors essentiel pour obtenir des images exploitables.

Les méthodes basées sur le déplacement d'un motif aléatoire sous la surface libre ou d'une tranche laser sont également limitées. La deuxième méthode permet l'étude de déformations de faibles amplitudes comme les ondes capillaires par exemple, limitant les phénomènes d'étirement du motif de référence. Ces phénomènes sont provoqués par le sillage turbulent et les fortes amplitudes de déformations générées par le passage du cylindre. Enfin, la troisième méthode présente également des limitations similaires. En effet, pour les amplitudes de déformations étudiées de l'ordre de plusieurs centimètres, des zones sans information apparaissent rendant les images obtenues inexploitables. L'utilisation d'un laser adapté pourrait permettre d'éviter la diffusion de son énergie par le sillage turbulent et d'améliorer le post traitement des images pour des nombres adimensionnels plus importants.

D'une manière générale, l'ensemble des techniques optiques testé est limité par le sillage turbulent généré par l'écoulement autour du cylindre. Des techniques optiques plus développées et un post-traitement par analyse spectrale pourraient permettre d'obtenir des résultats sur une large gamme de nombres adimensionnels [34, 35].

Annexe B

Article journal PRF

Cet annexe présente l'article qui a été accepté dans le journal Physical Review Fluids, concernant les résultats expérimentaux de ces travaux de thèse :

Flow and air-entrainment around partially submerged vertical cylinders

Valentin Ageorges,[1] Jorge Peixinho,[1,2] and Gaële Perret[1]
[1]*Laboratoire Ondes et Milieux Complexes, CNRS et Université Le Havre Normandie, 76600 Le Havre, France*
[2]*Laboratoire PIMM, CNRS, Arts et Métiers, CNAM, HÉSAM Université, 75013 Paris, France*

(Received 12 December 2018; published 10 June 2019)

In this study, a partially submerged vertical cylinder is moved at constant velocity through water, which is initially at rest. During the motion, the wake behind the cylinder induces free-surface deformation. Eleven cylinders, with diameters from $D = 1.4$ to 16 cm, were tested under two different conditions: (i) constant immersed height h and (ii) constant h/D. The range of translation velocities and diameters are in the regime of turbulent wake with experiments carried out for $4500 < \mathrm{Re} < 240\,000$ and $0.2 < \mathrm{Fr} < 2.4$, where Re and Fr are the Reynolds and Froude numbers based on D. The focus here is on drag-force measurements and relatively strong free-surface deformation up to air-entrainment. Specifically, two modes of air-entraiment have been uncovered: (i) in the cavity along the cylinder wall and (ii) in the wake of the cylinder. A scaling for the critical velocity for air-entrainment in the cavity has been observed in agreement with a simple model. Furthermore, for $\mathrm{Fr} > 1.2$, the drag force varies linearly with Fr.

DOI: 10.1103/PhysRevFluids.4.064801

I. INTRODUCTION

The flow past ships [1,2], or an emerged body such as a bridge pillar, is a fundamental, familiar, and fascinating sight. Measurements and modeling of this simple flow can have relevance for the floating offshore structures and renewable energy systems [3,4]. The disordered motion of the free-surface in the wake of the cylinder is related to the drag and lift effect experienced by the cylinder. The wake pattern is responsible for the surface waves and probably the air-entrainment. Many experiments and numerical works have considered a single vertical cylinder geometry in a fully submerged situation [5–9]. These works reported the drag-force measurements on the circular cylinders as a function of the Reynolds number Re defined as $\mathrm{Re} = UD/\nu$, with U being the velocity, D the cylinder diameter, and ν the kinematic viscosity of the fluid. In addition, Schewe [5] showed the occurrence of a drag crisis at $\mathrm{Re} \approx 350\,000$, which separates two distinct regions of a nearly constant dimensionless drag coefficient, C_D, defined later. In the subcritical regime, for $\mathrm{Re} < 350\,000$, the drag coefficient and the vortex-shedding frequency f, characterized by the Strouhal number $\mathrm{St} = fD/U$, are almost constant at $C_D \approx 1.2$ and $\mathrm{St} \approx 0.2$. In this regime, the flow is characterized by a turbulent wake with a laminar boundary layer separation [10].

In contrast to fully submerged situations, few studies have been done taking into account the effect of a free-surface, which modifies the pressure distribution around the cylinder. From a numerical point of view, the authors of Refs. [11–13] have computed the flow around a wall-mounted cylinder, the evolution of C_D, and the free-surface elevation for Re varying from 27 000 up to 458 000. They have shown that the vorticity and C_D vary with depth along the cylinder and diminish close to the free-surface. Additionally, C_D is strongly influenced by free-end effects for finite-height cylinders [14]. Specifically, Gonçalves *et al.* [15] reported experimental results in a re-circulating water flume for cylinders piercing the free-surface with the aspect ratio $0.1 < h/D < 2$, where h is the immersed cylinder height. They focused on forces and particle image velocimetry measurements for $10\,000 < \mathrm{Re} < 50\,000$ and $0.07 < \mathrm{Fr} < 0.36$; the Froude number Fr is defined as

 ©2019 American Physical Society

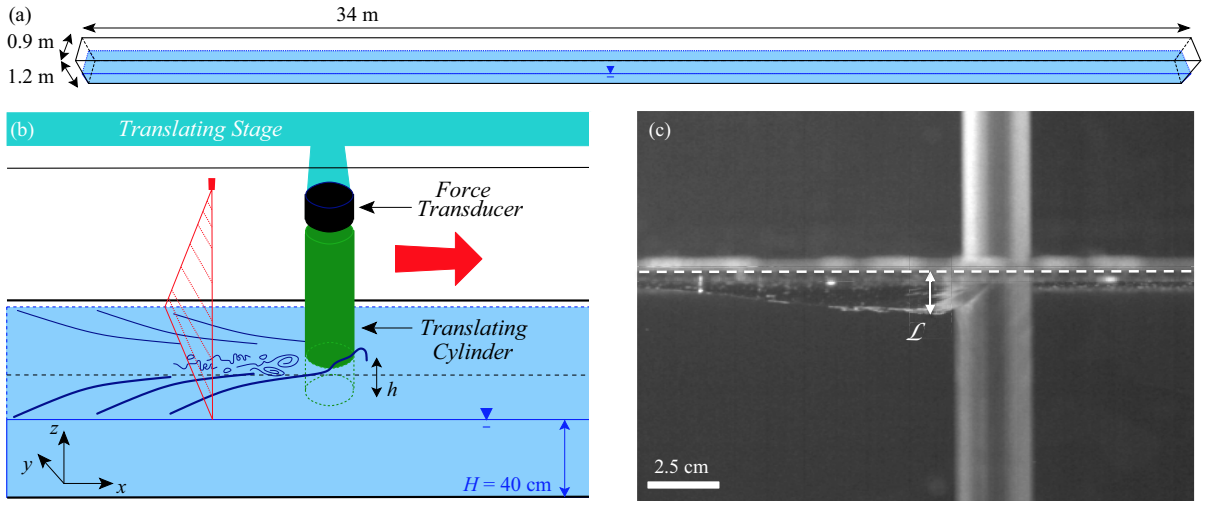

FIG. 1. Experimental setup. (a) Schematic tilted view of the flume (drawn up to scale) with the following dimensions: $34 \times 1.2 \times 0.9$ m. (b) Schematic of the arrangement around the cylinder, view from the side above-surface. The shaded red area represents the laser sheet used for the optical method. (c) Typical picture side view. The cylinder is 2.5 cm in diameter and has been translated from left to right with a velocity of 45.8 cm/s, Re = 11 500, and Fr = 0.9. The depth of the cavity $\mathcal{L}$ is represented in the near cylinder wake.

$\mathrm{Fr} = U/\sqrt{gD}$, with $g = 9.81$ m/s^2 being the gravitational acceleration. For constant Re, C_D values increase with h/D. Moreover, the velocity fields at Re = 43 000 revealed two recirculation regions: (i) below the cylinder and (ii) behind the cylinder. The measurements in Chaplin and Teigen [16] also showed that C_D values reach a maximum with respect to Fr. The evolution of C_D values is in agreement with the experiments of Ducrocq *et al.* [17], who investigated the behavior of subcritical and supercritical flows for different slopes of a flume with $0.5 < \mathrm{Fr} < 2.3$ and Re = 50 000.

In recent years, numerical studies have reproduced the flow and drag around free-end cylinders for different h/D [12,13,17,18], but there is a lack of data for Re around the drag crisis (Re $\approx$ 350 000) and almost no data for strong free-surface deformations and rupture. An important numerical output is the mean interface elevation [12,13]. Specifically, Keough *et al.* [19] analyzed the evolution of the fountain height ahead of the cylinder for Re varying between 45 000 and 380 000. They concluded a dependency of the fountain height with Fr^2 and revealed that this evolution follows the Bernoulli equation for small velocity. In addition, at the downstream side of the cylinder, the maximum cavity depth $\mathcal{L}$ is also believed to scale with Fr^2 [16]. The cavity depth $\mathcal{L}$ is schematized in Fig. 1(c). Depending on the cylinder diameter, the free-surface downstream is locally subjected to strong deformations and air-entrainment in the liquid phase. Benusiglio [20] recently demonstrated a velocity threshold for air-entrainment in the cavity of a translating vertical cylinder. This phenomenon can induce drag reduction effects and it is independent of the drag crisis introduced before. At larger Fr, Hay [21] reported an extensive study of the ventilated regime, where air reaches the bottom of the cylinder and creates a ventilated cavity with large waves and sprays above the nominal free-surface. Modern studies of the artificially or atmospherically ventilated structures (plates or hydrofoils) close to a free-surface are concerned with the stability of ventilated cavities (e.g., Ref. [22]) or properties such as the void fraction measurements [23].

The goal of the present investigation is to quantify the onset of air-entrainment effects. In addition, the present study adds new experimental results and discusses new drag measurements carried out for $4500 < \mathrm{Re} < 240\,000$ and $0.2 < \mathrm{Fr} < 2.4$ with a specific focus on the onset of air-entrainment [22,24–26]. This paper is composed of two parts. In the first part, the experimental setup is described together with an optical method for free-surface height reconstruction. In the second part, results are presented with the drag-force measurements and the determination of the

TABLE I. Range of Re and Fr numbers for constant h and constant h/D runs.

	$h = 23 \pm 0.1$ cm					$h/D = 2.55 \pm 0.05$				
D (cm)	h/D	$\mathrm{Re}_{\mathrm{min}}$	$\mathrm{Re}_{\mathrm{max}}$	$\mathrm{Fr}_{\mathrm{min}}$	$\mathrm{Fr}_{\mathrm{max}}$	h (cm)	$\mathrm{Re}_{\mathrm{min}}$	$\mathrm{Re}_{\mathrm{max}}$	$\mathrm{Fr}_{\mathrm{min}}$	$\mathrm{Fr}_{\mathrm{max}}$
1.4	16.50	7 470	12 460	1.45	2.41	3.6	4 340	12 160	0.87	2.41
2.5	9.20	12 460	24 910	1.00	2.10	6.4	9 730	21 880	0.81	1.82
3	7.77	17 440	29 900	1.08	1.84	7.6	15 950	27 900	0.98	1.72
4	5.75	24 900	39 860	1.00	1.60	10.2	19 930	39 860	0.80	1.60
5	4.60	30 630	59 800	0.86	1.71	12.8	28 460	54 550	0.86	1.64
6	3.83	40 840	71 460	0.87	1.52	15.3	29 180	68 080	0.65	1.52
7	3.28	29 900	97 260	0.52	1.74	17.9	32 820	97 260	0.58	1.72
8	2.87	34 040	122 510	0.50	1.70	20.4	34 040	116 710	0.49	1.69
9	2.55	34 880	119 600	0.41	1.42	23.0	34 880	119 600	0.41	1.42
11	2.09	39 860	188 870	0.35	1.62	28.1	39 860	184 370	0.35	1.62
16	1.44	40 860	239 190	0.20	1.20	39.9	39 860	239 190	0.20	1.20

velocity threshold for air-entrainment in the cavity. Finally, the air-entrainment results are compared with a simple model based on the balance between acceleration and gravity.

II. EXPERIMENTAL SETUP

The cylinders are hollow and made of polymethyl methacrylate (PMMA) with external diameters of 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 110, and 160 mm. Their total height is 65 cm and their wall thickness is 5 mm. The Young modulus of PMMA is 3.1 GPa. There are additional hollow cylinders of 14 and 25 mm made respectively of copper and aluminum. All the cylinders are clogged at their ends. These cylinders are attached vertically, perpendicular to the water free-surface, and translated on a carriage riding horizontally along the flume of 34 m in length, 90 cm in width, and 120 cm in height. The flume is shown schematically in Fig. 1(a). The carriage (162 kg) is driven by a 600-V ac motor (34 kg), producing a maximum torque of 102 N/m. A protocol is applied where first the velocity increases linearly along a distance of 3.5 m. Then, the speed is maintained constant over a distance of 9.5 m, where force measurements are acquired in steady state. Finally, the speed decreases linearly over a distance of 2 m.

Two windows are located on the sidewalls of the flume, allowing local flow visualization around the cylinder. The determination of the critical velocity for air-entrainment behind the cylinder is based on images from a 2000×2000 pixel CCD camera (Basler aca2040) with focal length of 50 mm placed at 6 m from the start of the cylinder run. At this position along the flume, the force measurement (described later) has reached a steady-state value. The spatial resolution of the CCD camera is 300 μm per pixel and its acquisition frequency is 100 frames per second. Hence, bubbles smaller than 300 μm cannot be detected. A typical image of the cylinder passing through the field of view of the camera is shown in Fig. 1(c).

The working fluid is tap water and its height in the flume is constant: $H = 40 \pm 0.1$ cm. The temperature is monitored; hence the viscosity, the density ρ, and the surface tension σ of water are corrected to take into account these variations. Indeed between all experimentations, the temperature of water changes from 16.1 to 21.3 °C. In this range of temperature, density variations represent 0.1% [27], while viscosity variations represent 13.3% [28]. The correction allows us to keep the error for Re between 0.8 and 9.8%. The Bond number [29], $\mathrm{Bo} = \rho g D^2/\sigma$, varies between 26 and 3450, which implies that the capillary effects are weak.

Two series of experiments were performed: (i) at constant immersion depth $h = 23 \pm 0.1$ cm leading to h/D ratios varying between 1.44 and 16.5 and (ii) at constant ratio $h/D = 2.55 \pm 0.05$. In total, 372 runs were performed, as summarized in Table I, covering a wide range of Re and Fr. The maximum blockage width of the experiment, D/W, where W is the flume width, is 0.177,

a value below the critical blockage width of 0.2 for the confinement effect on three-dimensional dynamics proposed by Griffith *et al.* [30]. In addition, the International Towing Tank Conference (ITTC) 2002 [31] requires a vertical confinement, $(H - h)/h > 0.8$. For the current experiments, at constant h, the vertical confinement is 0.74, and for constant h/D, this criteria is satisfied for $D < 9$ cm.

A. Force measurements

A piezoelectric sensor (Kistler 9327C) placed above the cylinder [see drawing in Fig. 1(b)] measures the axial force F_x acting on the whole cylinder with a sensitivity of -7.8 pC/N. The sensor is connected to a charge amplifier equipped with a low-pass filter of 30 Hz. The contribution of air drag is neglected. Indeed, when h is minimum, the maximum error on C_D is about 0.8%. Force signals are filtered using a moving average on 20 points. In order to measure the effect of air-entrainment on drag forces, a time average is performed on F_x during 5 s at constant translating velocity. It is denoted $\bar{F}_x$. The drag coefficient C_D can thus be defined as

$$C_D(t) = \frac{2\bar{F}_x}{\rho h D U^2}. \tag{1}$$

The Strouhal number, defined earlier, is found to be close to 0.2 ± 0.025 for $D < 6$ cm, using the peak of f from the spectrum of lift-force signal. However, for larger diameters, the signal of lift force is noisy, presumably due to the turbulent flow or vibrations of the carriage. Moreover, the range of Re studied here and the materials used here suggest natural frequencies which are well separated from those associated with vortex-induced vibration, which is the motion induced on the elastic cylinder interacting with the turbulent fluid flow. Such vortex-induced vibration phenomena of the elastic cylinder deformation would act like an oscillator inducing several modes corresponding to different vortex sheddings observed by several authors [32–35].

B. Optical method

The parameter that needs to be measured is the elevation of the free-surface. The height at rest H is well controlled. However, when the cylinder passes through the observation area, the light from a vertical laser sheet located above the flume and pointing to the free-surface, represented in red in Fig. 1(b), is shifted vertically from its initial position. The shift is the difference between the interface at rest and the deformed free-surface. It is proportional to the elevation of the free-surface. The images are captured by a camera placed on the top of the flume with a low incident angle to the free-surface. The proportionality is calibrated by recording images of the laser sheet at five known positions over 25 mm. This technique is able to detect free-surface heights with a precision estimated to ± 0.1 mm.

Figure 2 presents examples of free-surface reconstructions using the optical method for Re = 8500. Two Fr are shown: (a) Fr = 0.5 and (b) Fr = 1.6. When the Fr increases, the free-surface experiences elevations of larger amplitude. The diagrams allow one to distinguish the fountain height upstream of the cylinders. It is also possible to see the angle of the V-shaped wakes. For Fr = 1.6 the V-shaped wake induces a planar wave downstream of the cylinder. Note that this method and other optical methods (e.g., Ref. [36]) are restricted by the dispersion of the laser due to the cylinder's turbulent wake. Hence, the present technique is limited for small Fr and Re.

III. RESULTS AND DISCUSSION

The results consist of drag measurements, surface elevation measurements, and image analysis. These have been obtained for different cylinder diameters translated at various speeds with constant immersion h and constant ratio h/D. The different modes of air-entrainment are depicted and used

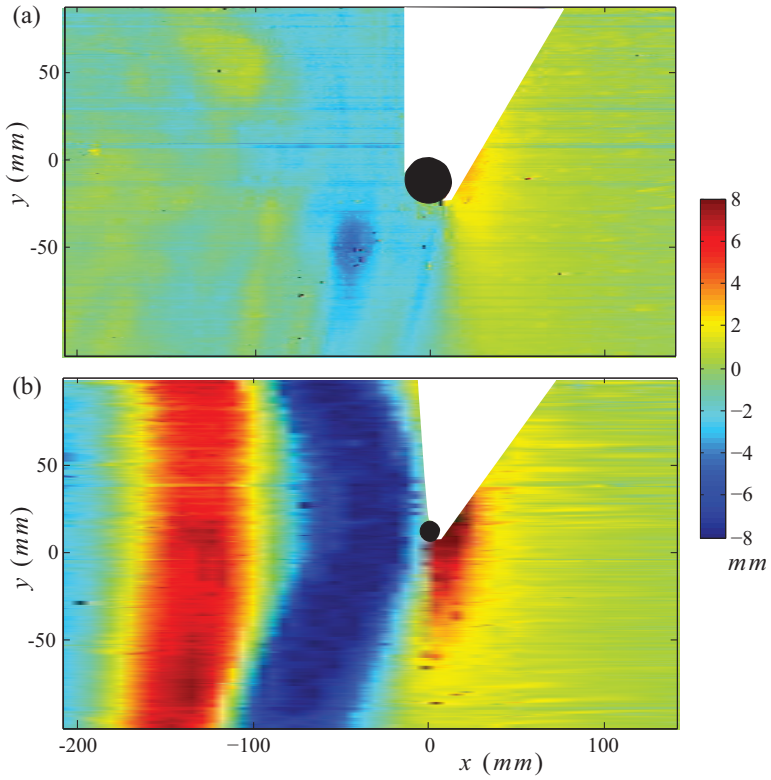

FIG. 2. Free-surface height reconstruction for Re = 8500. (a) $D = 3$ cm and Fr = 0.5. (b) $D = 1.4$ cm and Fr = 1.6. The cylinders are indicated by black circles and the white bands correspond to shadow areas of the cylinders that cannot be analyzed.

to detect the critical velocity for air-entrainment in the cavity. The scaling of the velocity can be explained using a simple model described below.

A. Drag measurements

In this section, force measurements are reported in a range of Re and Fr, such that the transition to air-entrainment is observed. Figure 3 presents drag coefficient measurements for different cylinder diameters as a function of Re, at constant $h = 23 \pm 0.1$ cm and at constant ratio $h/D = 2.55 \pm 0.05$. Solid (empty) symbols correspond to cases without (with) air-entrainment in the cavity $\mathcal{L}$ behind the cylinder. The error bars correspond to the standard deviation of C_D. The results obtained are compared with the results of Schewe [5] for single-phase flow. Additional results of Refs. [12,15] on surface-piercing cylinders are represented for the same range of Re and h/D. In accordance with previous studies, the drag coefficient is found to be about 30% smaller for surface-piercing cylinders than for single-phase flows. The numerical results of Yu *et al.* [12] at three different Re numbers and a constant ratio $h/D = 4$ are in good agreement with the present measurements. The results of Gonçalves *et al.* [15] for a ratio of $h/D = 2$ show a nearly constant drag coefficient at higher values than the present study. In their experiments the cylinder is attached to the walls of the flume and the aspect ratio h/D is varied by varying the water depth. Moreover, their maximum Fr based on the cylinder diameter is Fr = 0.36, lower than the present values and below the threshold of air-entrainment. This may explain their highest C_D values.

In the present study, the drag coefficient first increases with the Re and then decreases after air-entrainment has occurred in the cavity downstream from the cylinder. Air-entrainment is defined when the first bubble is observed or monitored from the camera images (i.e., bubble larger than 300 μm). In Fig. 3, for small h/D or large diameters D, C_D values first increase with Re after the appearance of the first air bubbles. Then, C_D values decrease from 10% for the 4-cm-diameter

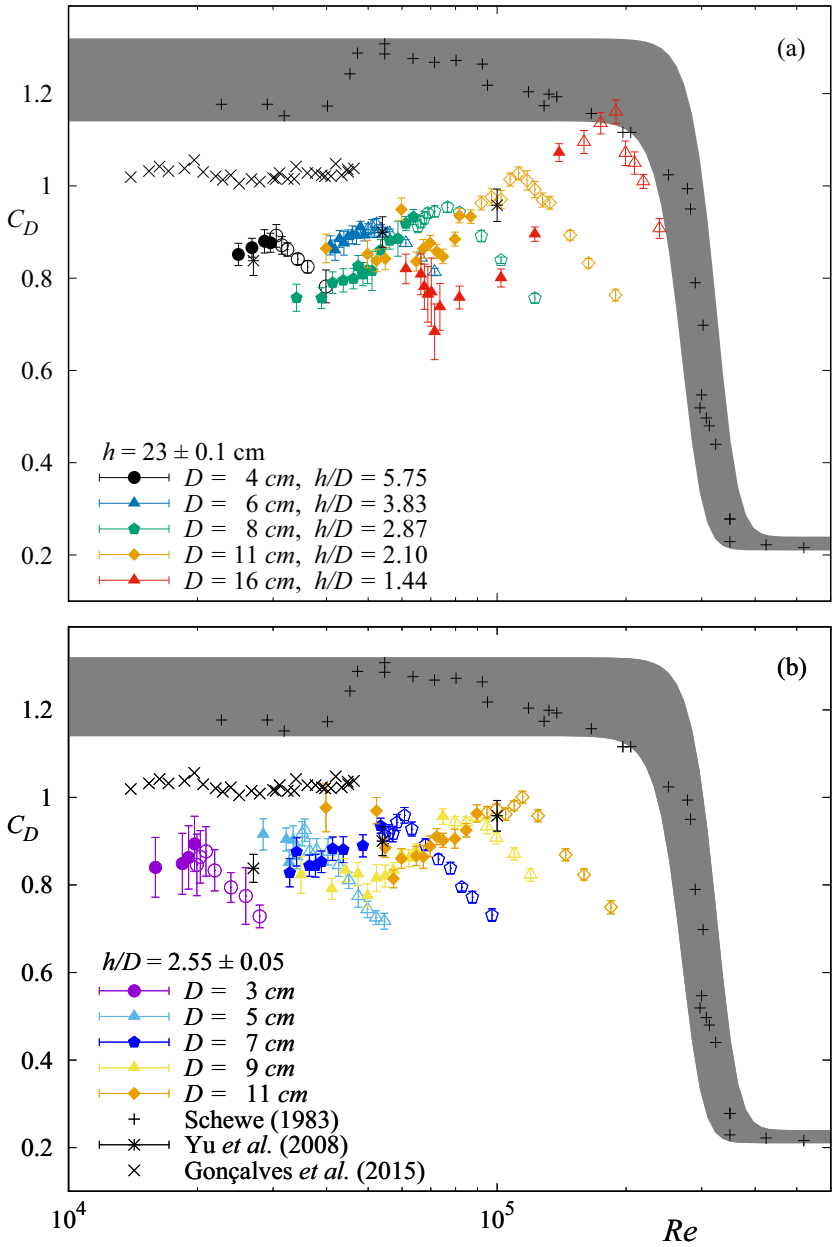

FIG. 3. Drag coefficients, C_D, as a function of the Reynolds number for different cylinder diameters D. (a) Constant immersion depth $h = 23 \pm 0.1$ cm and (b) constant ratio $h/D = 2.55 \pm 0.05$. Solid symbols represent the situation without air-entrainment and empty symbols represent flow with air-entrainment behind the cylinder. Additional results from the literature are added and the results without free-surface are highlighted using a gray band.

cylinder to 26% at maximum for the 11-cm-diameter cylinder. The existence of the drag reduction effect could be explained by the modification of pressure distribution along the cylinder.

In order to study the influence of the gravity effect, the drag coefficient C_D is also plotted as a function of Fr for a constant immersion depth, $h = 23 \pm 0.1$ cm, in Fig. 4(a) and for a constant ratio, $h/D = 2.55 \pm 0.05$, in Fig. 4(b). As in Fig. 3, solid (empty) symbols correspond to measurements without (with) air-entrainment in the cavity. In both cases, the evolution of the drag coefficient clearly shows a transition occurring at Fr $\approx$ 1.2. For Fr $<$ 1.2, C_D is roughly larger for large D or h/D. For Fr $>$ 1.2, after air-entrainment, C_D values are monotonous and seem to vary linearly

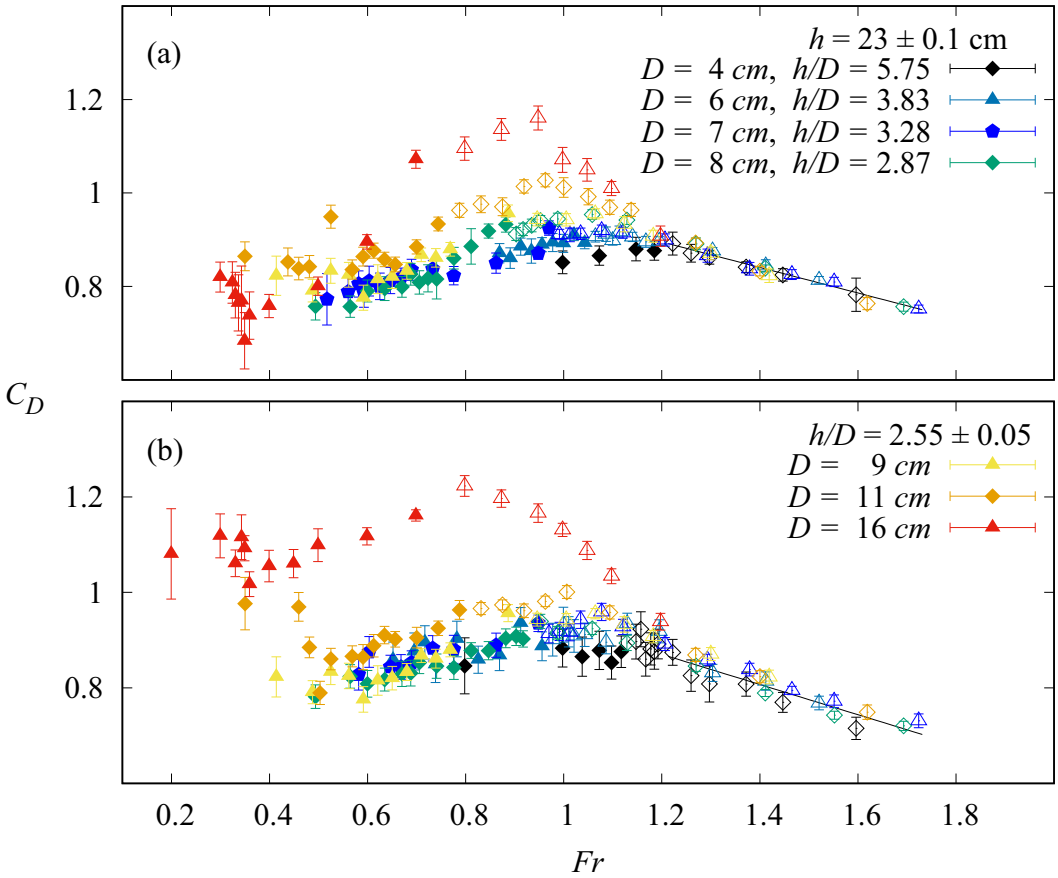

FIG. 4. Drag coefficients, C_D, as a function of the Froude number, Fr, for different cylinder diameters D. Panel (a) corresponds to a constant immersion depth of $h = 23 \pm 0.1$ cm and panel (b) corresponds to a constant ratio of $h/D = 2.55 \pm 0.05$. Solid symbols represent the situation without air-entrainment and empty symbols represent flow with air-entrainment in the cavity. For Fr > 1.2, C_D is linear and the black line is a linear fit.

with Fr. A similar linear behavior has also been observed in granular flows around an immersed cylinder [37].

B. Air-entrainment

Two mechanisms of air-entrainment are revealed: (i) in the wake thanks to vortices and (ii) in a cavity behind the cylinder. For $1.4 < D < 4$ cm ($5200 < \mathrm{Re}/\mathrm{Fr} < 25\,000$), air-entrainment occurs in the cavity along the cylinder exclusively. This cavity [12,13] forms viscous cusps where air-entrainment is systematically injected. Once air bubbles form below the cavity, they are carried downstream into the wake. The bubbles created by air-entrainment in the cavity have an equivalent diameter ranging from 6 mm for $D = 3$ cm to 8.5 mm for $D = 16$ cm.

For $4 < D < 16$ cm, air-entrainment first appears in the wake when Re is increased. Then, as the velocity increases, air-entrainment also appears in the cavity. For a cylinder of 5 cm in diameter, Fig. 5(a), at Re = 34 670, shows free-surface deformation without air-entrainment. In Fig. 5(b) at Re = 39 700, air-entrainment occurs in the cylinder wake. Finally, in Fig. 5(c), at Re = 45 700, the cavity induces air-entrainment more intensely. For $D = 16$ cm and higher Re, the mechanisms of air-entrainment presented in Fig. 6 are similar. Air-entrainment appears in the wake [see Fig. 6(a)] and then in the cavity [see Fig. 6(b)]. The corresponding movies are available as Supplemental Material [38].

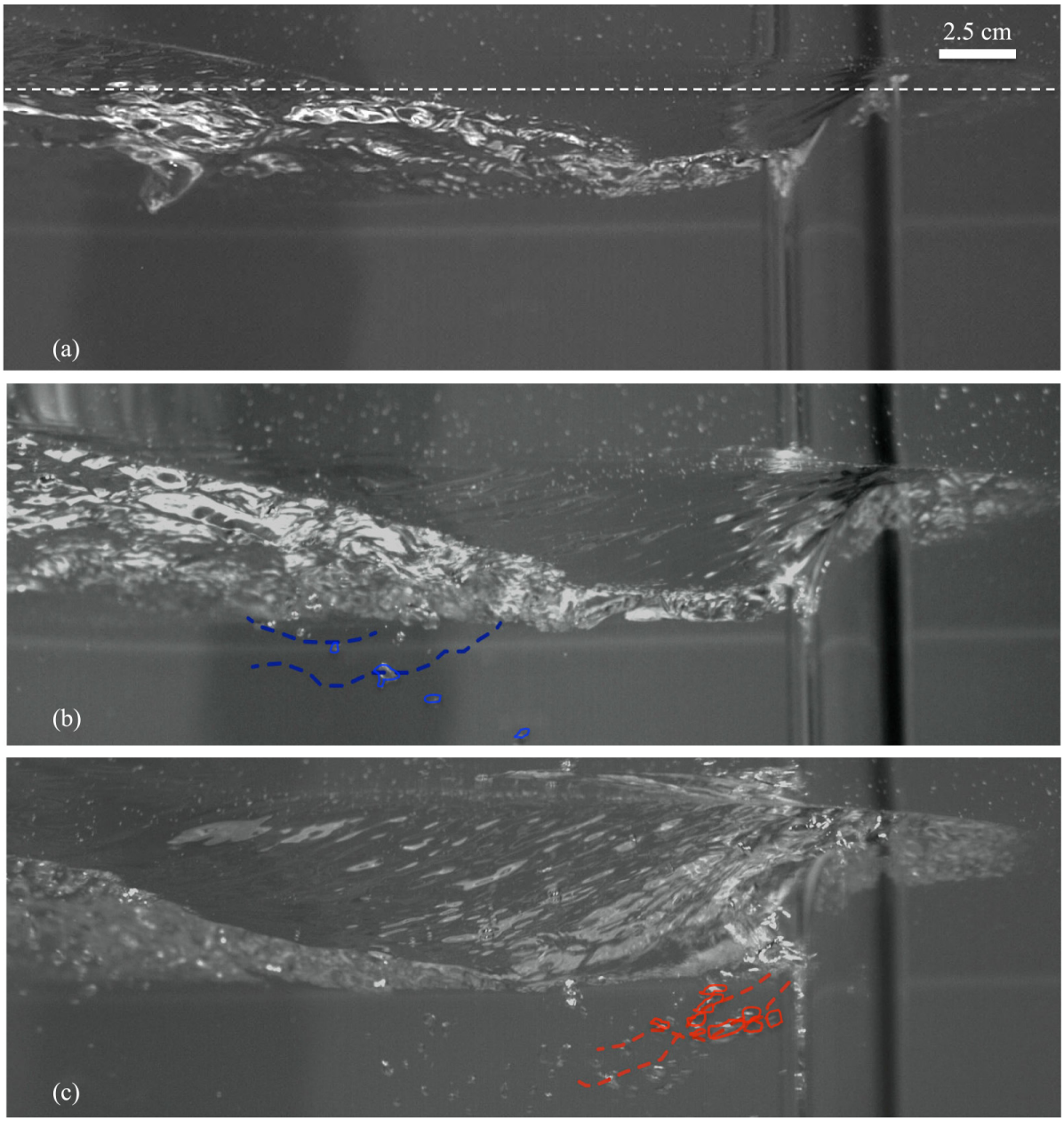

FIG. 5. View from the side below-surface of the cylinder of 5 cm in diameter. (a) No air-entrainment at Re = 34 670 or Fr = 0.97, see supplementary movie 1 [38]. (b) Air-entrainment in the wake at Re = 39 700 or Fr = 1.11; bubbles encircled in blue, see Supplemental Material, movie 2 [38]. (c) Air-entrainment in the cavity behind the cylinder at Re = 45 680 or Fr = 1.3; bubbles encircled in red, see Supplemental Material, movie 3 [38]. The dashed lines represent bubble trajectories.

A summary of all our observations is presented in Fig. 7, for both constant h and h/D. In both cases, several regimes are observed where the different modes of air-entrainment are (i) in the wake, (ii) in the cavity, and (iii) in the wake and the cavity. Boundaries can be drawn between the different regimes and it is the purpose of the model below to explain the nature of some of these boundaries. The main difference between the two diagrams is the area of the wake region, which is wider for large diameters and constant h. For small h/D, the onset of air-entrainment occurs at smaller Fr presumably because of the size of the recirculation below the free-surface [15,18]. Additionally, the fact that the two diagrams are almost indistinguishable suggests that the immersed height h

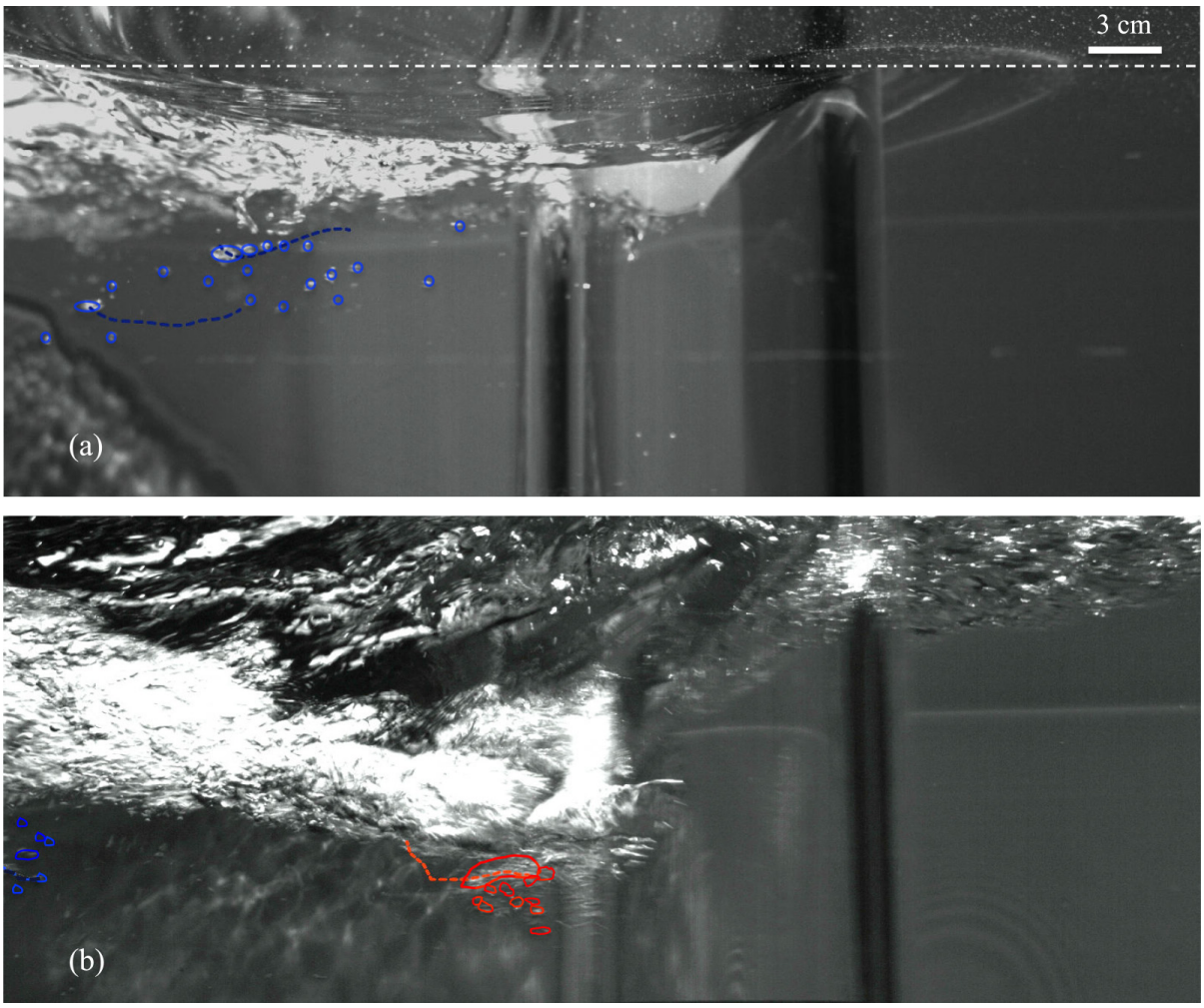

FIG. 6. View from the side below-surface of the cylinder of 16 cm in diameter. (a) Air-entrainment in the wake at Re = 122 500 or Fr = 0.6; bubbles encircled in blue, see Supplemental Material, movie 4 [38]. (b) Air-entrainment in the cavity behind the cylinder at Re = 199 300 or Fr = 1; bubbles encircled in red, see Supplemental Material, movie 5 [38]. The dashed lines represent observed bubble trajectories.

has little effect on the air-entrainment when $h > 23 \pm 0.1$ cm and $h/D > 2.55 \pm 0.05$. Hence, air-entrainment is mainly due to the free-surface dynamics and deformation.

Indeed, the main feature associated with air-entrainment is the deformation of the cavity behind the cylinder. The optical method described earlier and the direct observations of graduations along the cylinder allowed us to measure the cavity depth $\mathcal{L}$ for various conditions. Specifically, the observations of graduated cylinders are reported in Fig. 8: $\mathcal{L}/D$ as a function of $\mathrm{Fr}^2\mathrm{Re}$. $\mathcal{L}$ represents the mean value from ten snapshots [see Figs. 8(c) and 8(d)]. The error bars are the maximum observed deviation from the mean value. Clearly, the behavior is nonlinear, typically after air-entrainment takes place. However, in the range of $\mathrm{Fr}^2\mathrm{Re}$ before air-entrainment, $\mathcal{L}/D$ varies linearly with $\mathrm{Fr}^2\mathrm{Re}$. The proportionality coefficients seem to decrease with the diameter. These measurements are insufficient to provide a definite scaling of the cavity height. In fact, the cavity is unsteady and the liquid motion is more disordered as the velocity increases.

Air-entrainment phenomenon in the cavity could be explained using the model developed by Benusiglio [20] where the acceleration of the cavity γ is balanced by the gravitational acceleration g. γ is controlled by the vortex shedding frequency f, calculated from the Strouhal number. In the range of Re of the present study, St is assumed constant (∼0.2) [5], although some studies have shown its variability upon the cylinder aspect ratio [18,39,40]. The acceleration γ of the cavity of

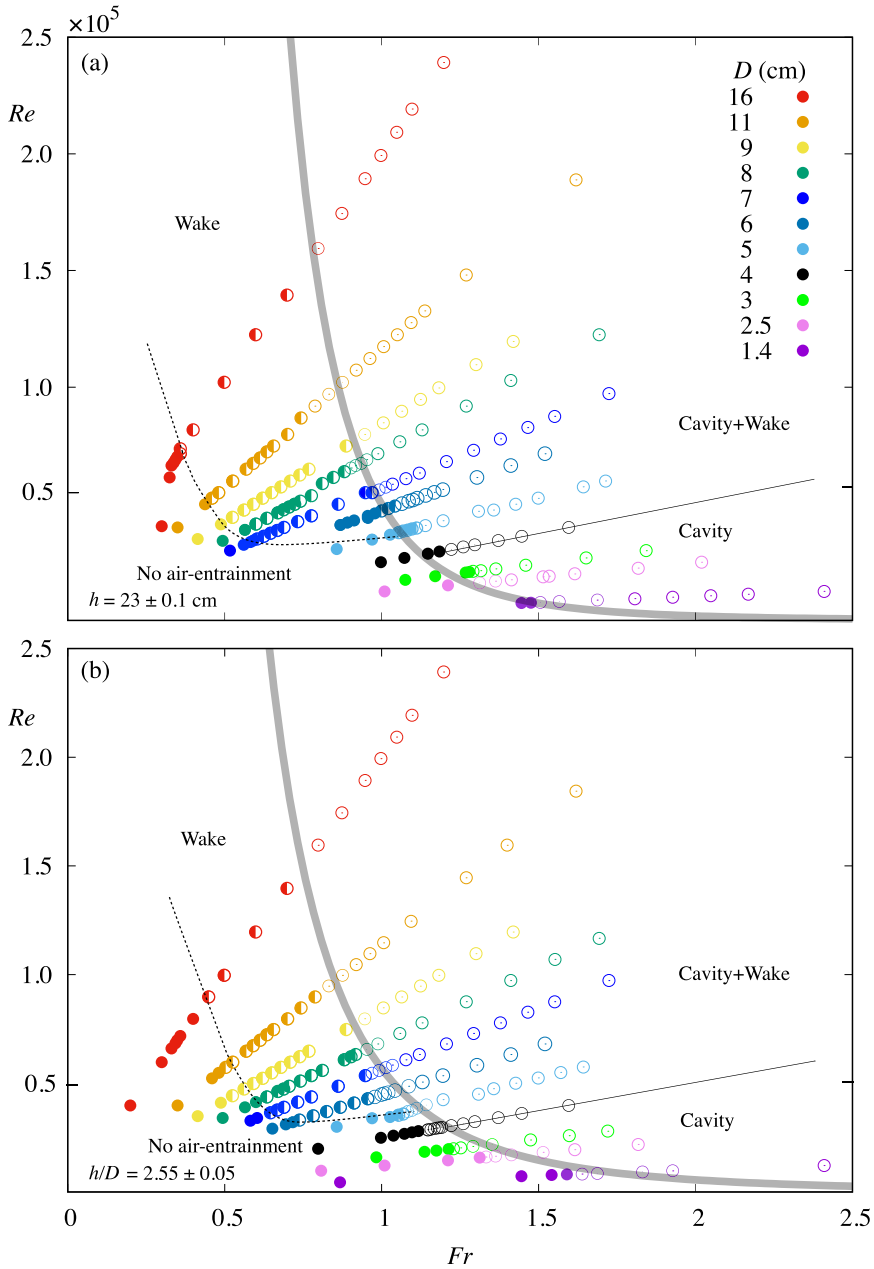

FIG. 7. Flow diagrams Re versus Fr depicting the different air-entrainment regimes: no air-entrainment (solid symbols), air-entrainment in the cavity (partially solid symbols), and air-entrainment in both the cavity and the wake (empty symbols) for different cylinder diameters or Re/Fr. (a) For constant immersion $h = 23 \pm 0.1$ cm and (b) for constant $h/D = 2.55 \pm 0.05$. The lines are guides to the eyes delimiting the different air-entrainment regimes.

depth $\mathcal{L}$ is defined as follows:

$$\gamma = \mathcal{L} f^2. \tag{2}$$

In Eq. (2), $\mathcal{L}$ is determined using Bernoulli's equation between two positions upstream and downstream of the cylinder. At the upstream position the mean flow velocity is U, whereas at the downstream position the flow velocity is taken as the maximum velocity $\mathcal{U}$ of a Rankine vortex $\Gamma/2\pi a$ [41], where Γ is the circulation around half of the cylinder $DU/2$ and a represents the core radius of the vortex. The parameter a scales with $D/\sqrt{\mathrm{Re}}$, the boundary layer thickness [42]. With

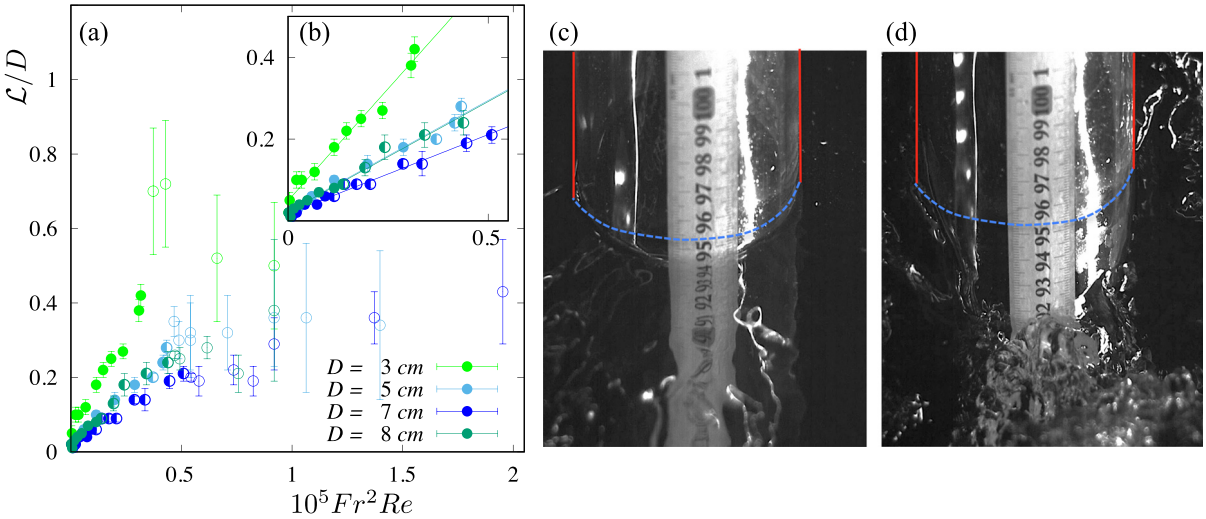

FIG. 8. (a) Nondimensional cavity depth $\mathcal{L}/D$ as a function of $\mathrm{Fr}^2\mathrm{Re}$, for different diameters. The inset (b) is a zoom restricted to the regime of no or weak air-entrainment, where the continuous lines are linear fits. Solid symbols represent the situation without air-entrainment and empty symbols represent flow with air-entrainment in the cavity. Panels (c) and (d) are snapshots of the cavity, view from the back, typical of no-air entrainment and air-entrainment, respectively. The continuous vertical red lines represent the emerged cylinder walls and the dashed blue line represents the free-surface at rest.

these assumptions, Benusiglio [20] proposed a scaling for $\mathcal{L}$:

$$\mathcal{L} \propto \frac{DU^3}{g\nu}, \tag{3}$$

which has not been validated experimentally or numerically. However, our current measurements (see Fig. 8), using the direct cavity depth observations, seem to be consistent with $\mathcal{L}/D \propto \mathrm{Fr}^2\mathrm{Re}$, which is equivalent to Eq. (3). Finally, air-entrainment occurs when $\gamma \simeq g$; therefore Eq. (2) leads to the critical velocity U_c for air-entrainment in the cavity $\mathcal{L}$:

$$U_c \propto (\nu g^2)^{\frac{1}{5}} D^{\frac{1}{5}}. \tag{4}$$

Figure 9(a) shows the critical velocity U_c for air-entrainment in the cavity $\mathcal{L}$ as a function of D at constant immersion $h = 23 \pm 0.1$ cm and constant $h/D = 2.55 \pm 0.05$. The error bars of U_c correspond to the velocity step between the maximum velocity when air-entrainment is not observed and the velocity where the first bubble appears. The evolution of U_c is fitted with power laws of $D^{0.2\pm0.02}$ for $h/D \simeq 2.55$ and $D^{0.22\pm0.02}$ for $h \simeq 23$ cm. Experimental results show good agreements with the theoretical model introduced with Eq. (4). The simple model based on energy conservation with Bernoulli's equation predicts the appearance of air-entrainment in the cavity. Additional data from Benusiglio [20] are also plotted and fit well the present data for $D \leqslant 6$ cm. For larger diameters, the critical velocity given by Benusiglio [20] refers to air-entrainment in the cylinder wake like in Fig. 5(b), while our present data refer only to air-entrainment in the cavity. Figure 9(b) presents the evolution of Re_c as a function of Fr_c, based on the critical velocity U_c. The dimensionless form of Eq. (4) is $\mathrm{Re}_c \propto \mathrm{Fr}_c^{-4}$. The evolution of Re_c is fitted with a power law of $\mathrm{Fr}_c^{-3.3\pm0.62}$ for $h = 23 \pm 0.1$ cm and $\mathrm{Fr}_c^{-4.7\pm0.51}$ for $h/D = 2.55 \pm 0.05$, in good agreement with the prediction of the model. The red shaded area refers to the range of dimensionless parameters where no air-entrainment in the cavity occurs. The black dashed-dotted line represents the threshold $\mathrm{Re}/\mathrm{Fr} \simeq 25\,000$ above which air-entrainment occurs in the wake and in the cavity. Hence, air-entrainment requires large inertial effects or strong gravity effects. It is interesting to note that the stability diagram in Fig. 9(b) is consistent with the results of Kumagai *et al.* [43] for a horizontal cylinder translating beneath an air-water interface.

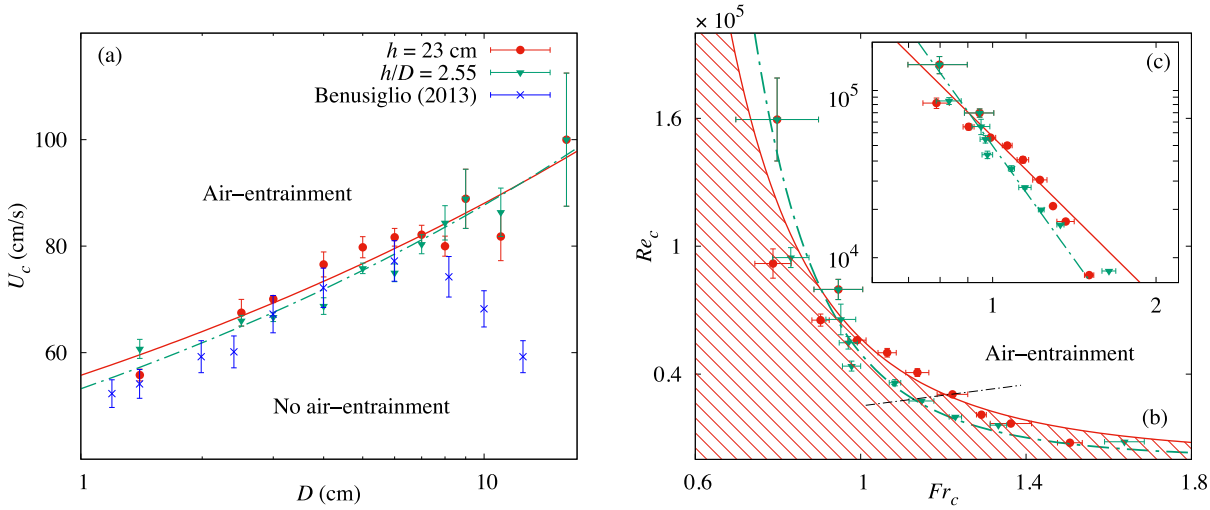

FIG. 9. (a) Critical velocity U_c for air-entrainment in the cavity $\mathcal{L}$ as a function of the cylinder diameter D for constant immersion $h = 23 \pm 0.1$ cm and constant $h/D \simeq 2.55 \pm 0.05$. Results of Benusiglio [20] are plotted with blue crosses. The green dotted line represents the power law $D^{0.22\pm0.02}$ for the constant h/D case and the red solid line represents the power law $D^{0.20\pm0.02}$ for $h = 23 \pm 0.1$ cm. (b) Critical Reynolds number, Re_c, as a function of the critical Froude number, Fr_c. The black dashed-dotted line represents $\mathrm{Re}/\mathrm{Fr} \simeq 25\,000$. The shaded region corresponds to no air-entrainment. The inset (c) is the same data in log-log scale.

IV. CONCLUSIONS

Experimental results on the dynamics of the flow around a vertical translated cylinder have been presented. These deal with the turbulent regime before the so-called fully ventilated regime when air reaches the bottom of the cylinder. There is a critical velocity for the onset of air-entrainement. Then, three modes of air-entrainment are observed depending on the diameter and the translating velocity. For $D \leqslant 4$ cm, air-entrainment only occurs in the cavity downstream of the cylinder. For $D \geqslant 5$ cm, air-entrainment first appears in the wake and then also in the cavity when Re or Fr is increased. This study focuses on air-entrainment in the cavity, where forces, flow visualization, and critical velocities for air-entrainment are reported at constant h or h/D. C_D show an increase of the drag coefficient with Re followed by a decrease after air-entrainment occurred in the cavity. A similar evolution is observed for drag-force measurements versus Fr. Moreover, for $\mathrm{Fr} > 1.2$, the drags for all diameters overlap and vary linearly with Fr. The threshold velocity for air-entrainment in the cavity scales as $U_c \propto D^{0.2}$, i.e., $\mathrm{Re}_c \propto \mathrm{Fr}_c^{-4}$, which is in good agreement with the scaling of the model of Benusiglio [20]. In the future, the shape of the cavity will be studied in more detail in order to quantify the contribution of wetting properties [29,44] and the capillary-gravity waves.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors acknowledge the financial support of the Normandy Council and the European Union ERDF funding's through the NEPTUNE project. We thank Antoine Bonnesoeur and Claude Houssin for his engineering support and Paul François for his help with the experiments. Our work has also benefited from exchanges with Yuji Tasaka (Hokkaido University) and Jimmy Philip (University of Melbourne).

[1] M. Rabaud and F. Moisy, Ship Wakes: Kelvin or Mach Angle? Phys. Rev. Lett. **110**, 214503 (2013).
[2] F. Moisy and M. Rabaud, Mach-like capillary-gravity wakes, Phys. Rev. E **90**, 023009 (2014).

[3] B. Drew, A. R. Plummer, and M. N. Sahinkaya, A review of wave energy converter technology, Proc. Inst. Mech. Eng., Part A **223**, 887 (2009).
[4] I. López, J. Andreu, S. Ceballos, I. M. de Alegría, and I. Kortabarria, Review of wave energy technologies and the necessary power-equipment, Renewable Sustainable Energy Rev. **27**, 413 (2013).
[5] G. Schewe, On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers, J. Fluid Mech. **133**, 265 (1983).
[6] M. Braza, R. Perrin, and Y. Hoarau, Turbulence properties in the cylinder wake at high Reynolds numbers, J. Fluids Struct. **22**, 757 (2006).
[7] E. Achenbach and E. Heinecke, On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds numbers 6×10^3 to 5×10^6, J. Fluid Mech. **109**, 239 (1981).
[8] M. Breuer, A challenging test case for large eddy simulation: High Reynolds number circular cylinder flow, Int. J. Heat Fluid Flow **21**, 648 (2000).
[9] D. J. Tritton, Experiments on the flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers, J. Fluid Mech. **6**, 547 (1959).
[10] B. M. Sumer and J. Fredsøe, *Hydrodynamics around Cylindrical Strucures*, Advanced Series on Ocean Engineering Vol. 26 (World Scientific, Singapore, 2006).
[11] T. Kawamura, S. Mayer, A. Garapon, and L. Sørensen, Large eddy simulation of a flow past a free surface piercing circular cylinder, J. Fluids Eng. **124**, 91 (2002).
[12] G. Yu, E. J. Avital, and J. J. Williams, Large eddy simulation of flow past free surface piercing circular cylinders, J. Fluids Eng. **130**, 101304 (2008).
[13] B. Koo, J. Yang, S. M. Yeon, and F. Stern, Reynolds and Froude number effect on the flow past an interface-piercing circular cylinder, Int. J. Nav. Archit. Ocean Eng. **6**, 529 (2014).
[14] D. Sumner, J. L. Heseltine, and O. J. P. Dansereau, Wake structure of a finite circular cylinder of small aspect ratio, Exp. Fluids **37**, 720 (2004).
[15] R. T. Gonçalves, G. R. Franzini, G. F. Rosetti, J. R. Meneghini, and A. L. C. Fujarra, Flow around circular cylinders with very low aspect ratio, J. Fluids Struct. **54**, 122 (2015).
[16] J. R. Chaplin and P. Teigen, Steady flow past a vertical surface-piercing circular cylinder, J. Fluids Struct. **18**, 271 (2003).
[17] T. Ducrocq, L. Cassan, J. Chorda, and H. Roux, Flow and drag force around a free surface piercing cylinder for environmental applications, Environ. Fluid Mech. **17**, 629 (2017).
[18] M. A. Benitz, D. W. Carlson, B. Seyed-Aghazadeh, Y. Modarres-Sadeghi, M. A. Lackner, and D. P. Schmidt, CFD simulations and experimental measurements of flow past free-surface piercing, finite length cylinders with varying aspect ratios, Comp. Fluids **136**, 247 (2016).
[19] S. J. Keough, I. L. Kermonde, A. Amiet, J. Philip, A. Ooi, J. P. Monty, and B. Anderson, Time resolved measurements of wake characteristics from vertical surface-piercing circular cylinders, in *Proceedings of the 20th Australasian Fluid Mechanics Conference, 5–8 December 2016, Perth, Australia* (Australasian Fluid Mechanics Society, 2016).
[20] A. Benusiglio, Indiscrétions aux interfaces, Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique, 2013.
[21] A. Hay, Flow about semi-submerged cylinders of finite length, Technical Report, Princeton University, 1947.
[22] C. Harwood, Y. Young, and S. L. Ceccio, Ventilated cavities on a surface-piercing hydrofoil at moderate Froude numbers: Cavity formation, elimination and stability, J. Fluid Mech. **800**, 5 (2016).
[23] S. A. Mäkiharju, C. Gabillet, B.-G. Paik, N. A. Chang, M. Perlin, and S. L. Ceccio, Time-resolved two-dimensional X-ray densitometry of a two-phase flow downstream of a ventilated cavity, Exp. Fluids **54**, 1561 (2013).
[24] K. T. Kiger and J. H. Duncan, Air-entrainment mechanisms in plunging jets and breaking waves, Annu. Rev. Fluid Mech. **44**, 563 (2012).
[25] D. Chirichella, R. Gomez Ledesma, K. T. Kiger, and J. H. Duncan, Incipient air entrainment in a translating axisymmetric plunging laminar jet, Phys. Fluids **14**, 781 (2002).
[26] J. Peixinho, P. Mirbod, and J. F. Morris, Free surface flow between two horizontal concentric cylinders, Eur. Phys. J. E **35**, 19 (2012).

[27] M. Tanaka, G. Girard, R. Davis, A. Peuto, and N. Bignell, Recommended table for the density of water between 0 °C and 40 °C based on recent experimental reports, Metrologia **38**, 301 (2001).
[28] M. L. Huber, R. A. Perkins, A. Laesecke, D. G. Friend, J. V. Sengers, M. J. Assael, I. N. Metaxa, E. Vogel, R. Mareš, and K. Miyagawa, New international formulation for the viscosity of H_2O, J. Phys. Chem. Ref. Data **38**, 101 (2009).
[29] J. M. Aristoff and J. W. M. Bush, Water entry of small hydrophobic spheres, J. Fluid Mech. **619**, 45 (2009).
[30] M. D. Griffith, J. Leontini, M. C. Thompson, and K. Hourigan, Vortex shedding and three-dimensional behavior of flow past a cylinder confined in a channel, J. Fluids Struct. **27**, 855 (2011).
[31] B. Müller-Graf, Six contributions to the hydrodynamics of high speed marine vehicles, Technical Report No. IO85/87 (Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, Berlin, 1987).
[32] A. L. C. Fujarra, C. P. Pesce, F. Flemming, and C. H. K. Williamson, Vortex-induced vibration of a flexible cantilever, J. Fluids Struct. **15**, 651 (2001).
[33] T. Sarpkaya, A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations, J. Fluids Struct. **19**, 389 (2004).
[34] C. H. K. Williamson and R. Govardhan, Vortex-induced vibrations, Annu. Rev. Fluid Mech. **36**, 413 (2004).
[35] G. R. Franzini, R. T. Goncalves, J. R. Meneghini, and A. L. C. Fujarra, Comparison between force measurements of one and two degrees-of-freedom VIV on cylinder with small and large mass ratio, in *Proceedings of the 10th International Conference on Flow-Induced Vibration and Flow-Induced Noise (FIV 2012), 3–6 July 2012, Dublin*, p. 561.
[36] G. Gomit, Développement de techniques de mesure de surfaces libres par moyens optiques: Application à l'analyse de l'écoulement généré par un modèle de bateau en bassin des carènes, Ph.D. thesis, Université de Poitiers, 2013.
[37] D. Chehata, R. Zenit, and C. R. Wassgren, Dense granular flow around an immersed cylinder, Phys. Fluids **15**, 1622 (2003).
[38] See Supplemental Material at http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevFluids.4.064801 for movies of the flow and air-entrainment behind the cylinder of Figs. 5 and 6.
[39] D. J. Farivar, Turbulent uniform flow around cylinders of finite length, AIAA J. **19**, 275 (1981).
[40] T. A. Fox and G. S. West, Fluid-induced loading of cantilevered circular cylinders in a low-turbulence uniform flow. Part 1: Mean loading with aspect ratios in the range 4 to 30, J. Fluids Struct. **7**, 1 (1993).
[41] H.-F. Li, H.-X. Chen, M. A. Zheng, and Z. Yi, Experimental and numerical investigation of free surface vortex, J. Hydrodyn., Ser. B **20**, 485 (2008).
[42] H. Schlichting, K. Gersten, E. Krause, H. Oertel, and K. Mayes, *Boundary-Layer Theory* (Springer, Berlin, 1955).
[43] I. Kumagai, Y. Murai, Y. Tasaka, and N. Nakamura, Bubble generation by a cylinder moving beneath a free surface, J. Fluid Sci. Technol. **6**, 851 (2011).
[44] T. T. Truscott, B. P. Epps, and J. Belden, Water entry of projectiles, Annu. Rev. Fluid Mech. **46**, 355 (2014).

Annexe C

Article conférence CFM

Cet annexe présente l'article de conférence qui a été réalisé dans le cadre du Congrès Français de Mécanique de Brest en Août 2019 :

Numerical and experimental studies of the flow around a partially submerged vertical cylinder

V. Ageorges[a], J. Peixinho[a,b], G. Perret[a], G. Lartigue[c], V. Moureau[c]

a. Laboratoire Ondes et Milieux Complexes, (LOMC) CNRS et Université Le Havre Normandie
CNRS : UMR6294
valentin.ageorges@univ-lehavre.fr
b. Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux [Paris] (PIMM) Arts et Métiers, CNAM, Hésam Université, CNRS : UMR8006
c. COmplexe de Recherche Interprofessionnel en Aéothermochimie (CORIA), CNRS : UMR6614

Résumé :

L'écoulement et l'injection d'air autour d'un cylindre vertical partiellement immergé, en translation, est étudié expérimentalement et numériquement. Le régime d'écoulement est turbulent avec $15\,000 < Re < 60\,000$ *et* $0.4 < Fr < 1.7$*, où* Re *et* Fr *sont les nombres de Reynolds et de Froude adimensionnés à l'aide du diamètre* D *du cylindre. Une cavité à l'aval du cylindre est observée. L'objectif de ce travail est d'étudier les efforts de traînée, l'élévation de la surface libre et la vitesse critique à partir de laquelle il y a entraînement d'air. Un bon accord entre les expériences et les simulations a été trouvé, évaluant ainsi la profondeur de la cavité, le coefficient de traînée et la vitesse critique d'injection d'air.*

Abstract :

The flow around a vertical cylinder piercing the free-surface is studied experimentally and numerically. The cylinder has a free-end and the range of velocities are in the regime of turbulent wake with experiments and simulations carried out for $15\,000 < Re < 60\,000$ *and* $0.4 < Fr < 1.7$*, where* Re *and* Fr *are the Reynolds and Froude numbers based on the cylinder diameter* D*. A cavity downstream the cylinder is observed. The focus here is on drag force measurement, free-surface elevation, and critical velocity for air-entrainment. Specifically, a good agreement between experiments and simulations is obtained for the cavity depth, the drag coefficient and the critical velocity.*

Key words : Numerical simulations, Experiments, Free-surface, Air-entrainment

1 Introduction

The flow past ships [1], or an emerged body such as bridge pilar, is a fundamental, familiar and fascinating sight. Measurements and modelling of this simple flow can have relevance for the floating offshore structures and renewable energy systems [2]. The disordered motion of the free-surface in the wake of the cylinder is related to the drag experienced by the cylinder. The wake pattern is responsible for

the surface waves and the air-entrainment. Many experiments and numerical works have considered a single vertical cylinder geometry in fully submerged situation [3, 4, 5]. These works reported drag force measurements as a function of the Reynolds number, for cylindrical geometry in both numerical and experimental approach. The Reynolds number is defined as $Re = UD/\nu$ with U the velocity, D the cylinder diameter and ν the kinematic viscosity of the fluid. Few studies have been done taking into account the effect of the free-surface flow. This configuration modifies the pressure distribution around the cylinder. Numerically [6, 7], the flow around a wall mounted cylinder has shown the evolution of the drag coefficient C_D, the dimensionless drag force defined later, as well as the free-surface elevation for Re varying from 27 000 up to 458 000. They showed that the vorticity changes with depth along the cylinder and diminishes close to the free-surface. Experimental measurements [8] show a simular evolution of the local C_D near the free-surface. However, the evolution of C_D with Fr reached a maximum, as suggested by the experiments of Ducrocq [9], who investigated the behaviour of subcritical and supercritical flows for different slopes of a flume with $0.5 < Fr < 2.3$ and Re = 50 000. The Froude number is defined as $Fr = U/\sqrt{gD}$ with $g = 9.81\,\mathrm{m/s^2}$ the gravitational acceleration.

Experimentally, Keough *et al.* [10] analysed the evolution of the fountain height ahead of the cylinder. The authors concluded a dependency of the fountain height with Fr^2, and revealed that this evolution follows inviscid Bernoulli equation for small velocity. In addition, at the downstream side of the cylinder, the maximum cavity depth, $\mathcal{L}$, is believed to evolve with Fr^2 [8]. The cavity depth $\mathcal{L}$, sometimes called ventilated region, is schematised in figure 1(*b*). Furthermore, for large Re and Fr, free-surface is locally subjected to strong deformations behind the cylinder. In this situation, air bubbles are introduced in the liquid phase and Benusiglio [11] recently demonstrated a velocity threshold for air-entrainment in the cavity of a translating vertical cylinder.

Although, numerical simulations seem to reproduce well the drag on cylinder at such large Re, there is no data for strong free-surface deformations and air-entrainment phenomenon. Previous experiments have been performed for 1.4 < D < 16 cm corresponding to a large range of Reynolds and Froude numbers [12]. The present study focuses on experimental and numerical comparison for $D = 5\ cm$, with $15\,000 < Re < 60\,000$ and $0.4 < Fr < 1.7$, corresponding to the onset of air-entrainment. In the first part, the experimental setup is described. In the second part, the numerical method is presented. Then, in the final part, the numerical and experimental results are compared with each other. Specifically the drag forces measurements, the free-surface deformations and the evolution of the cavity depth $\mathcal{L}$ are highlighted.

2 Experimental method

The case study is a hollow cylinder in PMMA of 50 mm diameter. The cylinder is clogged at the end, attached vertically, perpendicularly to the water free-surface, and translated on a carriage riding horizontally along the flume of 34 m length, 90 cm width and 120 cm height. The experiment is shown schematically in figure 1(*a*). An acceleration protocol is applied to the cylinder : (i) the velocity increases linearly along a distance of 3.5 m, (ii) the speed is maintained constant over a distance of 9.5 m, where forces measurements are acquired in steady state, finally (iii) the speed decreases linearly in a distance of 2 m.

A window located on the sidewall of the flume, allows local flow visualisation around cylinder. The determination of the critical velocity at which air-entrainment occurs in the cylinder wake is based on images from a 2000 × 2000 pixels CCD camera (Basler aca2040) with focal length of 50 mm. A typical

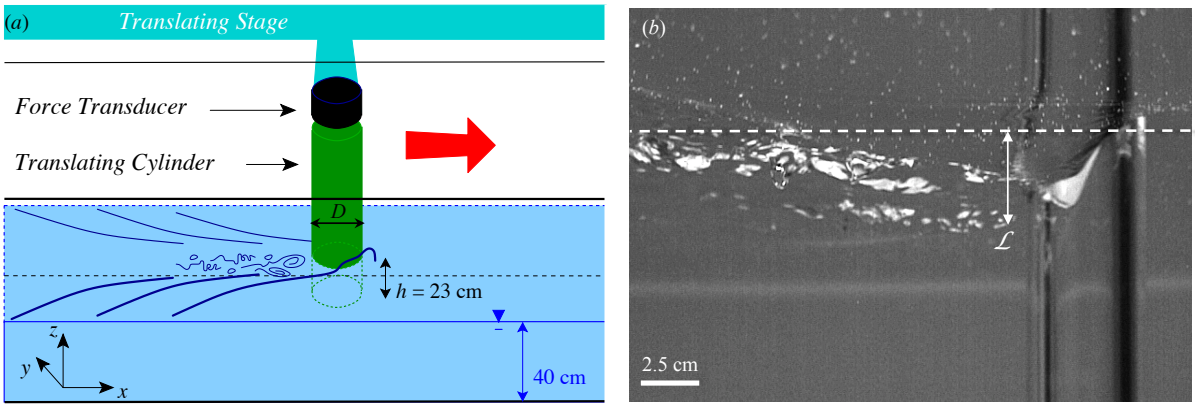

FIGURE 1 – Experimental setup. (a) schematic of the arrangement around the cylinder, view from the side above-surface. (b) Typical picture side view. The cylinder is translated from left to right with a velocity of 60 cm/s, $Re = 30\,000$ and $Fr = 0.86$. The depth of the cavity $\mathcal{L}$ is represented in the near cylinder wake.

image of the cylinder passing through the field of view of the camera is shown in figure 1(b). The working fluid is tap water and its height in the flume is constant at 40 ± 0.1 cm. The experiments were performed at constant immersion depth $h = 23 \pm 0.1$ cm leading to h/D of 4.6. The velocity range allows to reach $15\,000 < Re < 60\,000$ and $0.4 < Fr < 1.7$.

A piezoelectric sensor (Kistler 9327C), placed above the cylinder (see Figure 1(a)) measures the axial force, F_x, acting on the whole cylinder with a sensitivity of -7.8 pC/N. The sensor is connected to a charge amplifier equipped with a low pass filter of 30 Hz. The contribution of air drag is neglected. Indeed, the maximum error on C_D is about 0.2%. Force signals are acquired with a sample rate of 100 Hz. In order to measure the effect of air-entrainment on drag forces, a moving average on 20 points during 5 s on F_x at constant translating velocity was performed. The drag coefficient C_D can thus be defined using the formula :

$$C_D(t) = \frac{2\bar{F}_x}{\rho h D U^2}. \tag{1}$$

3 Numerical method

All the results presented below have been obtained with the YALES2 software which is briefly described hereafter. Then a specific focus is done on the level-set method which is used to treat the free surface. Finally, the numerical setup for the moving cylinder simulations are described in the last subsection.

3.1 Description of the YALES2 library

YALES2 [14] is a Computational Fluid Dynamics code that aims at solving the unsteady Navier-Stokes equations under the low-Mach number hypothesis on massively parallel computers. It is used and developed by more than 200 people at CORIA and in several laboratories. It is able to handle efficiently unstructured meshes with several billions of elements [15, 16], thus enabling the Direct Numerical Simulation (DNS) and Large-Eddy Simulation (LES) of laboratory and semi-industrial configurations. It is organised as a collection of solvers which gives the possibility to cover a wide range of phenomena and applications. Moreover, these solvers may be assembled to address multi-physics problems either directly or with some code coupling tools as OpenPALM [17]. YALES2 is based on the MPI-1 standard and is mostly written in Fortran 90 with some features of Fortran 2008 for the memory contiguity. The

low-Mach number Navier-Stokes equations are solved with a projection method for constant and variable density flows [18, 19]. These equations are discretised with a finite-volume 4th-order central scheme in space and a 4th-order Runge-Kutta like scheme in time [20]. The efficiency of projection approaches for low-Mach number flows is usually driven by the performances of the Poisson solver. In YALES2, the linear solver is a highly efficient Deflated Preconditioned Conjugate Gradient (DPCG) that has two mesh levels [21].

3.2 Treatment of free-surfaces in YALES2

To capture the free-surface, the generic front-tracking ACLS (Accurate Conservative Level Set) method [22] is used. This method is an improvement of the classical CLS method from [23] which enables to accurately predicts the interface dynamics while conserving the liquid mass. The principle of this algorithm is to transport a scalar ψ such that the interface Γ is located at $\psi = 0.5$.

$$\Gamma = \{x \in \mathbb{R}^3 | \psi(\mathbf{x}, t) = 0.5\} \tag{2}$$

In this method, the ψ scalar is imposed to have a hyperbolic tangent profile in the direction normal to the interface :

$$\psi(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2}\left(\tanh\left(\frac{\phi(\mathbf{x}, t)}{2\varepsilon}\right) + 1\right) \tag{3}$$

where 2ε is the thickness of the profile, and $\phi = \pm|\mathbf{x} - \mathbf{x}_\Gamma|$ is the signed-distance function. Assuming the flow velocity $\mathbf{u}$ is divergence free, the scalar ψ is first advected by the fluid :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \nabla \cdot (\psi \mathbf{u}) = 0 \tag{4}$$

and then reshaped using the reinitialization equation of Desjardins *et al.* [22] :

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = \nabla \cdot (\varepsilon (\mathbf{n} \cdot \nabla \psi) \mathbf{n} - \psi(1 - \psi)\mathbf{n}) \tag{5}$$

where τ is a pseudo-time, and $\mathbf{n} = \nabla \phi$ is the interface normal. This last step ensures that the ψ profile remains a hyperbolic tangent once convergence is achieved, i.e. $\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = 0$.

The coupling of the two phases is ensured by the Ghost-Fluid Method (GFM) [24]. It consists in incorporating the pressure jump at the interface due to surface tension in the solving of the Poisson equation for the pressure that arises in the projection method. The GFM assumes that the jump condition for the pressure $[P]_\Gamma$ and its spatial derivatives $[\nabla P]_\Gamma$, $\left[\nabla^2 P\right]_\Gamma$, ...are known at the interface Γ. Then, the GFM is based on the extension by continuity of P_l in the gas and of P_g in the liquid. This extension allows to define the jump $[P]_\Gamma$ not only at the interface but also in the neighbourhood of the interface. In a one-dimensional domain with constant spacing, assuming that the interface Γ is located somewhere between $\mathbf{x}_i$ and $\mathbf{x}_{i+1}$ with the node i in the gas and the node $i+1$ in the liquid, and introducing the index $\theta = (\mathbf{x}_\Gamma - \mathbf{x}_i) / (\mathbf{x}_{i+1} - \mathbf{x}_i)$ and a modified density $\rho^\star = \rho_g \theta + \rho_l (1 - \theta)$, the pressure jump at $\mathbf{x}_{i+1}$ reads :

$$[P]_{i+1} \approx \frac{\rho_g}{\rho^\star} [P]_\Gamma + \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho^\star}\right) (P_{l,i+1} - P_{g,i}) \tag{6}$$

and similar formula to obtain $[P]_i$. Finally, the pressure jump at the interface is given by [27] :

$$[P]_\Gamma = \sigma\kappa + 2\,[\mu]_\Gamma\,(\mathbf{n} \otimes \mathbf{n}) : \nabla \mathbf{u} \tag{7}$$

where σ is the surface tension between the two fluids, κ is the local interface curvature and the last term is usually a small correction due to the viscosity jump. An extension of this method to 3D unstructured meshes [25] has been implemented in the YALES2 solver.

3.3 Numerical setup for the simulation

As the cylinder is moving with a constant velocity with respect to the flume, the simulations can be performed in the reference frame attached to the cylinder without further modelling. All the walls of the flume are considered as walls moving with the velocity of the cylinder but in opposite direction, which is identical to the inlet velocity. On the other hand, the cylinder walls are treated with a classical no-slip boundary condition. The initial mesh contained 1.7 millions tetrahedral cells and a mesh convergence study was performed to ensure mesh independence of the results. The final mesh contains 47.9 million tetrahedral cells, the edges of the elements are set to 2.5 mm on the cylinder wall and to 5 mm inside the flume with a growth rate of 1.1. The domain and boundary conditions are depicted on figure 2.

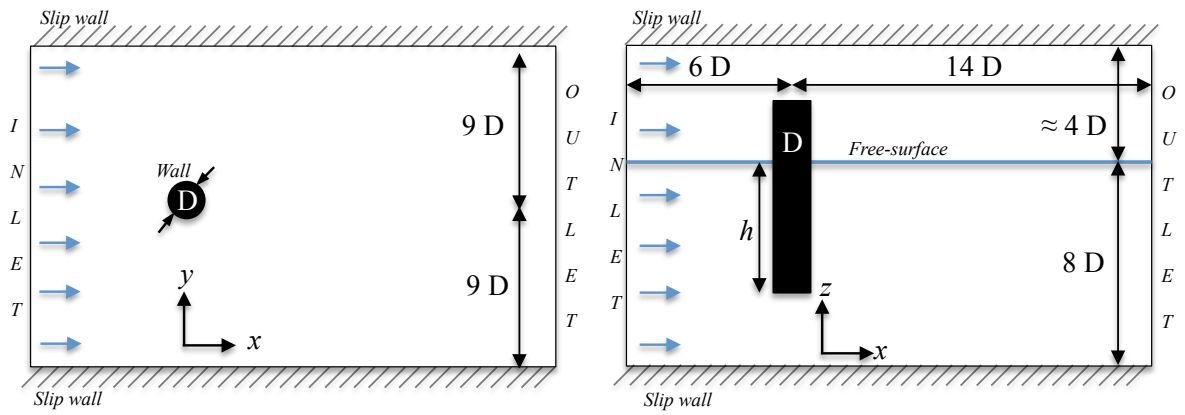

FIGURE 2 – Domain and boundary conditions. Top view and side view of the numerical domain.

The flow in the wake of the cylinder is fully turbulent and the mesh size in this zone is not fine enough to capture the smallest eddies : the Large-Eddy Simulation (LES) formalism is thus used to take into account the sub-grid scale contributions. The WALE [28] turbulence model was used in the present simulations.

The time-step of the simulation is computed by setting both a CFL and a surface tension stability constraint. The first one imposes that for any pair of nodes i and j :

$$\frac{\mathbf{u}_{ij} \cdot \mathbf{A}_{ij} \Delta t_{\mathrm{CFL}}}{V_i} < \mathrm{CFL}_{\max} \tag{8}$$

where V_i is the volume of the control-volume i while $\mathbf{A}_{ij}$ refers to the control-volume boundary element between nodes i and j and $\mathbf{u}_{ij}$ is the fluid velocity on this boundary element. On the other hand, the surface tension stability constraint is also written for each pair of nodes i and j as :

$$\sqrt{\frac{\sigma |\kappa_{ij}|}{\rho_g}} \frac{\Delta t_{\mathrm{ST}}}{\Delta_{ij}} < \mathrm{ST}_{\max} \tag{9}$$

where κ_{ij} is the local curvature of the interface while Δ_{ij} is the length of the pair.

In the present simulation $\mathrm{CFL}_{\max} = 0.9$ and $\mathrm{ST}_{\max} = 0.5$ which gives $\Delta t_{\mathrm{CFL}} \approx 1.0\,\mathrm{ms}$ (for the

simulation at the highest Reynolds number) and $\Delta t_{\mathrm{ST}} \approx 0.2\,\mathrm{ms}$ (identical for all the simulations). In all cases, it was found that the time-step was always limited by the surface tension constraint.

All the simulations were performed on 840 Intel Broadwell E5-2680 v4 cores of the Myria supercomputer from CRIANN [26]. Each simulation was conducted for $5\,\mathrm{s}$ of physical time which was achieved in approximately 15 hours of Wall-Clock Time. This accounts for around 12 600 CPU.h for each simulation.

All the statistics that are presented in the next sections were gathered during a physical time of $\tau_{stats} = 1s$, after having performed $4\,\mathrm{s}$ to eliminate the transient initial state. This time can be compared to the characteristic timescale based on the cylinder velocity and diameter $\tau_{\mathrm{cyl}} = D/U$. The number of flow through times $N_{flow} = \tau_{stats}/\tau_{\mathrm{cyl}}$ thus depends on the Reynolds number : $N_{flow}(Re = 60\,000) \approx 24$ for the highest studied Reynolds number while $N_{flow}(Re = 15\,000) \approx 6$ for the lowest one. In all the cases, the statistics were performed with a sampling rate of 100 Hz.

4 Drag and air-entrainment

In this section, force measurements are performed in a range of Re and Fr, such that the transition to air-entrainment is observed. Figure 3 presents drag coefficients measurements as a function of Re obtained by experiments and simulations. Filled symbols correspond to cases without air-entrainment while empty symbols refers to air-entrainment in the cavity behind the cylinder. The error bars correspond to the standard deviation of C_D. In either case, the drag coefficient first increases with the Re then decreases after air-entrainment occurred in the cavity.

This cavity $\mathcal{L}$ [6, 7] forms viscous cusps where air-entrainment is systematically injected. Air-entrainment in the cavity is defined when the first bubble is observed along the cylinder wall. Once air bubbles are injected into the flow, they are carried downstream into the wake. The onset of air-entrainment in the cavity $\mathcal{L}$ has been observed experimentally (see Figure 3(*b*)) and numerically (see Figure 3(*c*)). The transition toward air-entrainment in the cavity occurs at similar $Re \simeq 40\,700$ for experiments and $Re \simeq 40\,000$ for numerics.

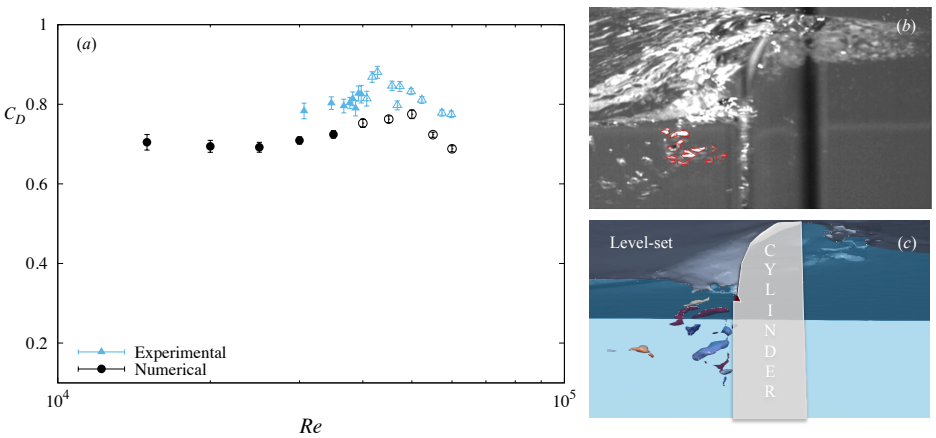

FIGURE 3 – (*a*) C_D as a function of Re at constant $h = 23\pm0.1$ cm. Filled symbols represent situation without air-entrainment and empty symbols represent flow with air-entrainment in the cavity. (*b*) Experiments: Air-entrainment in the cavity behind the cylinder at $Re = 45\,680$ and $Fr = 1.3$, bubbles encircled in red, (*c*) Numerics: Air-entrainment in the cavity behind the cylinder at $Re = 60\,000$ or $Fr = 1.7$, bubbles are represented in colours.

5 Free-surface deformations

In order to inspect the free-surface elevation, the time-averaged free-surface during $\tau_{stats} = 1$ s is depicted in figure 4 for three different $Fr = 0.86$, 1.29, and 1.71 corresponding to $Re = 30\,000$, 45 000 and 60 000. For the three cases, the bow wave in front of the cylinder, the cavity region downstream the cylinder, and the Kelvin waves are observed.

For $Re = 30\,000$, and $Fr = 0.86$, the Kelvin waves [7, 1] have a wavelength of $\lambda/D = 2\pi Fr^2$, i.e. $\lambda/D \simeq 4.6$. For highest Fr, $\lambda/D \simeq 10.5$ and 18.4, the numerical domain is too narrow to observed these wavelengths. Concerning the Kelvin angles, a linear decrease of the angle from almost 55° at $Fr = 0.86$ to 43° at $Fr = 1.71$ is obtained. These results are in agreement with numerical simulations performed by Koo [7] at similar Fr.

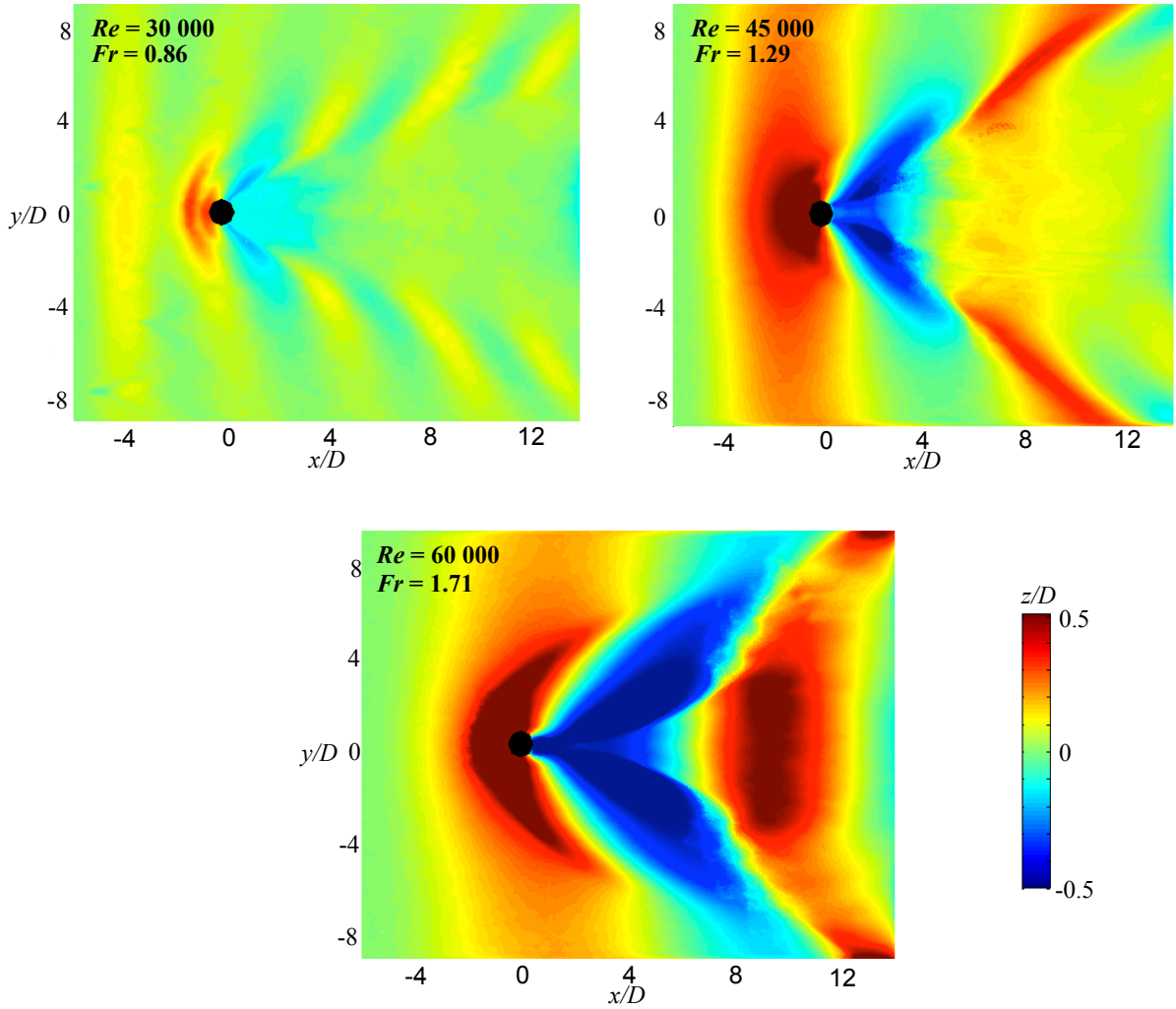

FIGURE 4 – Colormap of time-averaged free-surface elevation for three different Re and Fr obtained from numerical simulations. The axes and the elevation are made dimensionless using D.

Downstream of the cylinder the cavity forms and increases with Fr. The evolution of the cavity $\mathcal{L}$ is obtained from experiments and simulations. Experimentally, the measurements of the cavity depth $\mathcal{L}$ are gathered from direct observations of graduated cylinder (see Figure 5(*b*)). $\mathcal{L}$ represents the mean value from 10 snapshots. The error bars are the maximum observed deviation. Numerically, $\mathcal{L}$ is defined in

figure 5 at the position $y/D = 0$. The error bars provided from the standard deviation.

The cavity depth evolution $\mathcal{L}/D$ achieved by experiments and simulations, is described in figure 5(a) as a function of Fr^2Re. A linear evolution is observed in both cases before air-entrainment occured in the cavity, which is consistent with the equation (10) proposed by Benusiglio [11].

$$\mathcal{L}/D \propto \frac{U^3}{g\nu} \propto Fr^2Re, \tag{10}$$

For larger values of Fr^2Re corresponding to air-entrainment in the cavity, the evolution becomes non-linear.

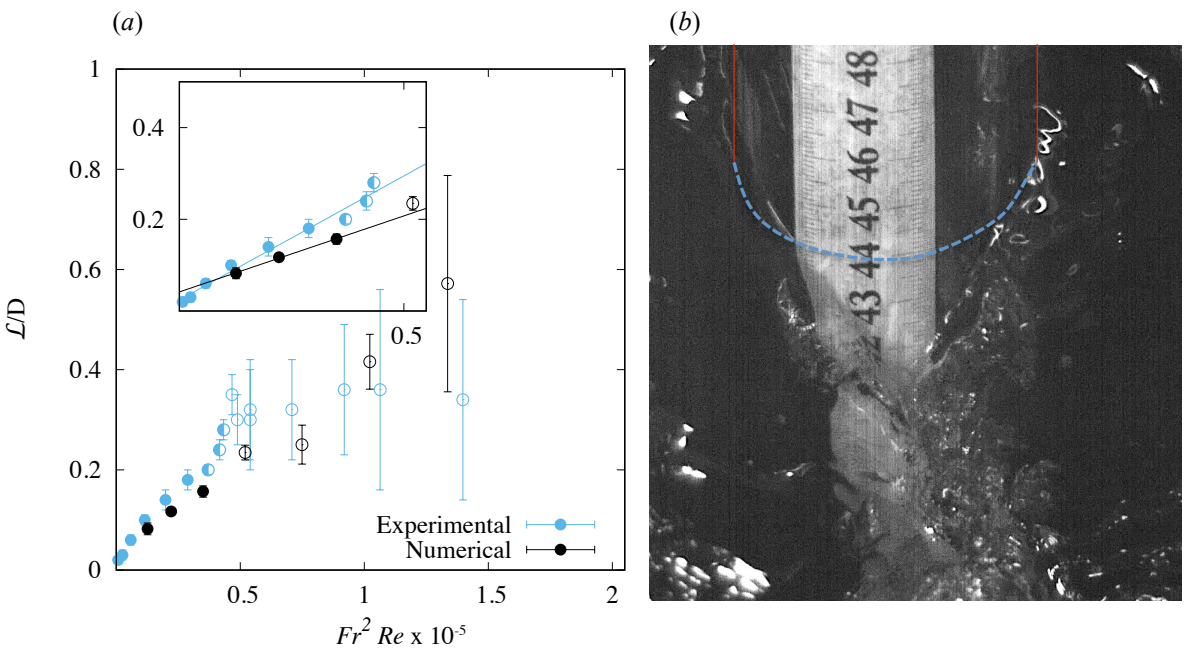

FIGURE 5 – (a) Non-dimensional cavity depth $\mathcal{L}/D$, as a function of Fr^2Re. The partially filled symbols correspond to air-entrainment in the wake. The inset is a zoom restricted to the regime of no or wake air-entrainment, where the continuous lines are linear fits. (b) is a snapshot of the cavity view, from the back, at Re = 50 000. The continuous vertical red lines represent the emerged cylinder walls and the dashed blue line represents the free-surface at rest.

6 Conclusion

Experimental and numerical results on the flow dynamics around a vertical translating cylinder of diameter 5 cm in water have been presented. The focus was on drag force measurements, free-surface elevation, and critical velocity for air-entrainment. A good agreement between experiments and simulations was obtained for the cavity depth, the drag coefficient and the critical velocity. It is planned to extend this study to other diameters in the near future.

As a perspective, the YALES2 numerical tool is able to perform some topology analysis to distinguish between the liquid phase and the gaseous inclusions : this kind of analysis will be applied in a near future to assess the size of the bubbles in the wake of the cylinder. Another interesting extension would be to

use some adaptative mesh refinement [29] to improve the description of the free-surface dynamics in the near-wake region while keeping the CPU cost reasonable.

Références

[1] Rabaud, M. and Moisy, F., *Ship wakes*: *Kelvin or Mach angle*?, Phys. Rev. Lett., 110(21) (2013) 214503

[2] López, I., Andreu, J.,Ceballos, S., de Alegría, I. M. and Kortabarria, I., *Review of wave energy technologies and the necessary power-equipment*, Rene. Sust. Energy Revi., 27 (2013) 413–434

[3] Schewe, G., *On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers*, J. Fluid Mech., 133 :265-285 (1983)

[4] D. J. Tritton, *Experiments on the flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers*, J. Fluid Mech., 6(04) (1959) 547–567

[5] Breuer M., *A challenging test case for large eddy simulation : high Reynolds number circular cylinder flow*, Inter. J. Heat Fluid Flow, 21(5) (2000) 648–654

[6] Yu, G., Avital, E. J. and Williams, J. J., *Large eddy simulation of flow past free surface piercing circular cylinders*, J. Fluids Eng., 130(10) (2008) 101304-2

[7] Koo, B.,Yang, J., Yeon, S. M. and Stern, F., *Reynolds and Froude number effect on the flow past an interface-piercing circular cylinder*, Int. J. Nav. Archit. Ocean Eng., 6(3) (2014) 529–561

[8] Chaplin, J. R. and Teigen, P., *Steady flow past a vertical surface-piercing circular cylinder*, J. Fluids Struct., 18(3) (2003) 271–285

[9] Ducrocq, T., Cassan, L., Chorda, J. and Roux, H., *Flow and drag force around a free surface piercing cylinder for environmental applications*, Environ. Fluid Mech., 17 (2017) 629–645

[10] Keough, S. J., Kermonde, I. L., Amiet, A., Philip, J., Ooi, A., Monty, J. P. and Anderson, B., *Time resolved measurements of wake characteristics from vertical surface-piercing circular cylinders*, 20th Australian Fluid Mechanics Conference, (2016)

[11] Benusiglio, A., *Indiscrétions aux interfaces*, Thèse Ecole Polytechnique, (2013)

[12] Ageorges, V., Peixinho, J., & Perret, G., *Flow and air-entrainment around partially submerged vertical cylinders*, Bulletin of the American Physical Society, (2018)

[13] Moisy, F. and Rabaud, M., *Mach-like capillary-gravity wakes*, Phys. Rev. E, 90(2) (2014) 023009

[14] Moureau, V. and Lartigue, G., *http ://www.coria-cfd.fr*, YALES2

[15] Moureau, V., Domingo, P., & Vervisch, L., *Design of a massively parallel CFD code for complex geometries*, Comptes Rendus Mécanique, 339 :2-3 (2011) 141–148

[16] Moureau, V., Domingo, P., & Vervisch, L., *From Large-Eddy Simulation to Direct Numerical Simulation of a lean premixed swirl flame : Filtered laminar flame-PDF modeling*, Comb. and Flame, 158(7) (2011) 1340–1357

[17] Duchaine, F., Maheu, N., Moureau, V., Balarac, G., & Moreau, S., *Large-Eddy Simulation and conjugate heat transfer around a low-mach turbine blade*, J. Turbomach., 136(5) (2013)

[18] Chorin, A. J. *Numerical Solution of the Navier-Stokes Equations*, Mathematics of computation, 22 (1968) 745–762

[19] Pierce, C.D., and Moin, P., *Progress-variable approach for large eddy simulation of non-premixed turbulent combustion*, J. Fluid Mech., 504 (2004) 73–97

[20] Kraushaar, M., *Application of the compressible and low-mach number approaches to large-eddy simulation of turbulent flows in aero-engines*, Thèse Institut National Polytechnique de Toulouse, 2011

[21] Malandain, M., Maheu, N., & Moureau V., *Optimization of the deflated Conjugate Gradient algorithm for the solving of elliptic equations on massively parallel machines*, J. Comp. Phys., 238 (2013) 32–47

[22] Desjardins, O., Moureau, V., & Pitsch, H., *An accurate conservative level set/ghost fluid method for simulating turbulent atomization*, J Comp. Phys., 227 (2008) 8395–8416

[23] Olsson, E., and Kreiss, G., *A conservative level set method for two phase flow*, J Comp. Phys., 210 (2005) 225–246

[24] Fedkiw, R., Aslam, T., Merriman, B., & Osher, S., *A non-oscillatory Eulerian approach to interfaces in multimaterial flows (the ghost fluid method)*, J. Comput. Phys., 152(2) (1999) 457–492

[25] Luo, H., Baum, J., & Lohner, R., *An improved finite volume scheme for compressible flows on unstructured grids*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 33 (1995)

[26] https ://www.criann.fr/

[27] Delhaye, J.M. *Jump conditions and entropy sources in two phase systems. Local instant formulation*, Int. J. Multiphase Flow, 1(3) (1974) 395–409

[28] Ducros, F., Nicoud, F., & Poinsot, T. *Wall-Adaptating Local Eddy-Viscosity models for simulations in complex geometries*, Numerical Methods for Fluid Dynamics, 6 (1998) 293–299

[29] Leparoux, J., Mercier, R., Moureau, V., & Musaefendic, H., *Primary atomization simulation applied to a jet in crossflow aeronautical injector with dynamic mesh adaptation*, 14th Triennal International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, 2018

Bibliographie

[1] E. Achenbach and E. Heinecke. On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds numbers 6×10^3 to 5×10^6. *J. Fluid Mech.*, 109 :239–251, 1981.

[2] V. Ageorges, J. Peixinho, and G. Perret. Flow and air-entrainment around partially submerged vertical cylinders. *Physical Review Fluids*, 4(6) :064801, 2019.

[3] A. Babarit and H. Mouslim. *L'énergie des vagues : Récupération de l'énergie des vagues.* Editions TI : Techniques de l'Ingénieur, 2013.

[4] C. J. Baker. The laminar horseshoe vortex. *Journal of fluid mechanics*, 95(2) :347–367, 1979.

[5] P. Benard. *Analyse et amélioration d'une chambre de combustion centimétrique par simulations aux grandes échelles.* PhD thesis, INSA de Rouen, 2015.

[6] M. A. Benitz, D. W. Carlson, B. Seyed-Aghazadeh, Y. Modarres-Sadeghi, M. A. Lackner, and D. P. Schmidt. CFD simulations and experimental measurements of flow past free-surface piercing, finite length cylinders with varying aspect ratios. *Comp. Fluids*, 136 :247–259, 2016.

[7] A. Benusiglio. *Indiscrétions aux interfaces.* PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2013.

[8] R. Boucheron, O. Perelman, G. Gomit, D. Frechou, L. Chatellier, L. David, C. Hubert, and J. Richon. In *Mesure de déformée de surface libre par techniques optiques.* 14èmes Journées de l'Hydrodynamique, 2014.

[9] M. Braza, R. Perrin, and Y. Hoarau. Turbulence properties in the cylinder wake at high Reynolds numbers. *J. Fluids Struct.*, 22(6) :757–771, 2006.

[10] M. Breuer. A challenging test case for large eddy simulation : high Reynolds number circular cylinder flow. *Inter. J. Heat Fluid Flow*, 21(5) :648–654, 2000.

[11] S. Camarri and F. Giannetti. Effect of confinement on three-dimensional stability in the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 642 :477–487, 2010.

[12] S. L. Ceccio. Friction drag reduction of external flows with bubble and gas injection. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 42 :183–203, 2010.

[13] J. R. Chaplin and P. Teigen. Steady flow past a vertical surface-piercing circular cylinder. *J. Fluids Struct.*, 18(3) :271 – 285, 2003.

[14] D. Chehata, R. Zenit, and C. R. Wassgren. Dense granular flow around an immersed cylinder. *Phys. Fluids*, 15(6) :1622–1631, 2003.

[15] S. Chen. *Flow Induced Vibration of Circular Cylindrical Structures*. Springer-Verlag, 1987.

[16] R. Chiodi and O. Desjardins. A reformulation of the conservative level set reinitialization equation for accurate and robust simulation of complex multiphase flows. *Journal of Computational Physics*, 343 :186–200, 2017.

[17] A. J. Chorin. Numerical solution of the navier-stokes equations. *Mathematics of computation*, 22(104) :745–762, 1968.

[18] B. H. Chudnovsky. *Transmission, Distribution, and Renewable Energy Generation Power Equipment : Aging and Life Extension Techniques*. 2017.

[19] R. Courant, K. Friedrichs, and H. Lewy. On the partial difference equations of mathematical physics. *IBM journal of Research and Development*, 11(2) :215–234, 1967.

[20] F. S. Crawford. Elementary derivation of the wake pattern of a boat. *Am. J. Phys.*, 52(9) :782–785, 1984.

[21] A. I. de l'énergie/OCDE. Key world energy statistics. Technical report, 2018.

[22] J.-M. Delhaye. Jump conditions and entropy sources in two-phase systems. local instant formulation. *International Journal of Multiphase Flow*, 1(3) :395–409, 1974.

[23] O. Desjardins, V. Moureau, and H. Pitsch. An accurate conservative level set/ghost fluid method for simulating turbulent atomization. *Journal of Computational Physics*, 227(18) :8395–8416, 2008.

[24] T. Ducrocq, L. Cassan, J. Chorda, and H. Roux. Flow and drag force around a free surface piercing cylinder for environmental applications. *Environ. Fluid Mech.*, 17 :629–645, 2017.

[25] F. Ducros, F. Nicoud, and T. Poinsot. Wall-adapting local eddy-viscosity models for simulations in complex geometries, 1998.

[26] J. T. et A. Clarke. 2010 survey of energy ressources. Technical report, Elsevier, 2010.

[27] D. J. Farivar. Turbulent uniform flow around cylinders of finite length. *AIAA J.*, 19(3) :275–281, 1981.

[28] R. P. Fedkiw, T. Aslam, B. Merriman, and S. Osher. A non-oscillatory eulerian approach to interfaces in multimaterial flows (the ghost fluid method). *Journal of computational physics*, 152(2) :457–492, 1999.

[29] G. R. Franzini, R. T. Goncalves, J. R. Meneghini, and A. 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 and Flow-Induced Noise*, Dublin, July 2012.

[30] A. L. C. Fujarra, C. P. Pesce, F. Flemming, and C. H. K. Williamson. Vortex-induced vibration of a flexible cantilever. *J. Fluids Struct.*, 15(3-4) :651–658, 2001.

[31] A. Fusiello, E. Trucco, and A. Verri. A compact algorithm for rectification of stereo pairs. *Machine Vision and Applications*, 12(1) :16–22, 2000.

[32] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W. H. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(7) :1760–1765, 1991.

[33] G. Gomit. *Développement de techniques de mesure de surfaces libres par moyens optiques : Application à l'analyse de l'écoulement généré par un modèle de bateau en bassin des carènes.* PhD thesis, Université de Poitiers, 2013.

[34] G. Gomit, L. Chatellier, D. Calluaud, L. David, D. Fréchou, R. Boucheron, O. Perelman, and C. Hubert. Large-scale free surface measurement for the analysis of ship waves in a towing tank. *Experiments in Fluids*, 56(10) :184, 2015.

[35] G. Gomit, G. Rousseaux, L. Chatellier, D. Calluaud, and L. David. Spectral analysis of ship waves in deep water from accurate measurements of the free surface elevation by optical methods. *Physics of Fluids*, 26(12) :122101, 2014.

[36] R. T. Gonçalves, G. R. Franzini, G. F. Rosetti, J. R. Meneghini, and A. L. C. Fujarra. Flow around circular cylinders with very low aspect ratio. *J. Fluids Struct.*, 54 :122–141, 2015.

[37] M. D. Griffith, J. Leontini, M. C. Thompson, and K. Hourigan. Vortex shedding and three-dimensional behaviour of flow past a cylinder confined in a channel. *J. Fluids Struct.*, 27(5-6) :855–860, 2011.

[38] R. Hartley and A. Zisserman. *Multiple view geometry in computer vision.* Cambridge university press, 2003.

[39] R. I. Hartley and P. Sturm. Triangulation. *Computer vision and image understanding*, 68(2) :146–157, 1997.

[40] C. Harwood, Y. Young, and S. L. Ceccio. Ventilated cavities on a surface-piercing hydrofoil at moderate froude numbers : cavity formation, elimination and stability. *J. Fluid Mech.*, 800 :5–56, 2016.

[41] A. Hashima, O. B. Yaakoba, K. K. Koha, N. Ismaila, and Y. M. Ahmeda. In 5, editor, *Review of Micro-bubble Ship Resistance Reduction Methods and the Mechanisms that Affect the Skin Friction on Drag Reduction from 1999 to 2015*, volume 74, pages 105–114, 2015.

[42] A. Hay. Flow about semi-submerged cylinders of finite length. Technical report, Princeton University, 1947.

[43] K. Hendrickson, G. D. Weymouth, X. Yu, and D. K.-P. Yue. Wake behind a three-dimensional dry transom stern. part 1. flow structure and large-scale air entrainment. *Journal of Fluid Mechanics*, 875 :854–883, 2019.

[44] R. Horaud and O. Monga. *Vision par ordinateur : outils fondamentaux*. Editions Hermès, 1995.

[45] R. Horaud and O. Monga. *Vision par ordinateur : outils fondamentaux*. Editions Hermès, 1995.

[46] M. L. Huber, R. A. Perkins, A. Laesecke, D. G. Friend, J. V. Sengers, M. J. Assael, I. N. Metaxa, E. Vogel, R. Mareš, and K. Miyagawa. New international formulation for the viscosity of H_2O. *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 38(2) :101–125, 2009.

[47] S. J. Keough, I. L. Kermonde, A. Amiet, J. Philip, A. Ooi, J. P. Monty, and B. Anderson. Time resolved measurements of wake characteristics from vertical surface-piercing circular cylinders. In *20th Australian Fluid Mechanics Conference*, Perth, December 2016.

[48] R. King. Vortex-excited oscillations of a circular cylinder in steady currents. In Offshore Technology Conference, 1948.

[49] B. Koo, J. Yang, S. M. Yeon, and F. Stern. Reynolds and Froude number effect on the flow past an interface-piercing circular cylinder. *Int. J. Nav. Archit. Ocean Eng.*, 6(3) :529–561, 2014.

[50] M. Kraushaar. *Application of the compressible and low-Mach number approaches to Large-Eddy Simulation of turbulent flows in aero-engines*. PhD thesis, INPT, 2011.

[51] H.-F. Li, H.-X. Chen, M. A. Zheng, and Z. Yi. Experimental and numerical investigation of free surface vortex. *J. Hydrodynamics, Ser. B*, 20(4) :485–491, 2008.

[52] I. López, J. Andreu, S. Ceballos, I. M. de Alegría, and I. Kortabarria. Review of wave energy technologies and the necessary power-equipment. *Rene. Sust. Energy Rev.*, 27 :413–434, 2013.

[53] H. Luo, J. Baum, and R. Lohner. An improved finite volume scheme for compressible flows on unstructured grids. In *33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, page 348, 1995.

[54] M. Malandain, N. Maheu, and V. Moureau. Optimization of the deflated conjugate gradient algorithm for the solving of elliptic equations on massively parallel machines. *Journal of Computational Physics*, 238 :32–47, 2013.

[55] Y. Marchesse. *Modélisation de la turbulence - Application à la CFD*. 2009.

[56] V. Masson-Delmotte. Summary for policymakers. in : Global warming of 1.5 °c. an ipcc special report on the impacts of global warming of 1.5 °c above pre-industrial levels and related global greenhouse gas emission pathways, in the context of strengthening the global response to the threat of climate change, sustainable development, and efforts to eradicate poverty. Technical report, 2018.

[57] A. Maurel, P. Cobelli, V. Pagneux, and P. Petitjeans. Experimental and theoretical inspection of the phase-to-height relation in fourier transform profilometry. *Applied optics*, 48(2) :380–392, 2009.

[58] G. Mégie and J. Jouzel. Le changement climatique-histoire scientifique et politique, scénarios futurs. *La Météorologie*, 2003.

[59] F. Moisy and M. Rabaud. Mach-like capillary-gravity wakes. *Phys. Rev. E*, 90(2) :023009, 2014.

[60] F. Moisy, M. Rabaud, and K. Salsac. A synthetic schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface. *Experiments in Fluids*, 46(6) :1021, 2009.

[61] V. Moureau, P. Domingo, and L. Vervisch. Design of a massively parallel cfd code for complex geometries. *Comptes Rendus Mécanique*, 339(2-3) :141–148, 2011.

[62] V. Moureau, P. Domingo, and L. Vervisch. From large-eddy simulation to direct numerical simulation of a lean premixed swirl flame : Filtered laminar flame-pdf modeling. *Combustion and Flame*, 158(7) :1340–1357, 2011.

[63] B. Müller-Graf. Six contributions to the hydrodynamics of high speed marine vehicles. Technical Report IO85/87, Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, Berlin, Germany, 1987.

[64] E. Olsson and G. Kreiss. A conservative level set method for two phase flow. *Journal of computational physics*, 210(1) :225–246, 2005.

[65] M. Rabaud. Ondes et acoustique dans les fluides. Master's thesis, Université Paris Sud, 2017-2018.

[66] M. Rabaud and F. Moisy. Ship wakes : Kelvin or mach angle ? *Phys. Rev. Lett.*, 110(21) :214503, 2013.

[67] P. Sagaut. *Large eddy simulation for incompressible flows : an introduction.* Springer Science Business Media, 2006.

[68] H. Samet and M. Tamminen. Efficient component labeling of images of arbitrary dimension represented by linear bintrees. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 10(4) :579–586, 1988.

[69] T. Sarpkaya. A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations. *J. Fluids Struct.*, 19(4) :389–447, 2004.

[70] G. Schewe. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 133 :265–285, 1983.

[71] H. Schlichting, K. Gersten, E. Krause, H. Oertel, and K. Mayes. *Boundary-layer theory.* Springer, 1955.

[72] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment. *Monthly weather review*, 91(3) :99–164, 1963.

[73] B. M. Sumer and J. Fredsøe. *Hydrodynamics around cylindrical strucures*, volume 26 of *Advanced Series on Ocean Engineering.* World scientific, 2006.

[74] D. Sumner. Flow above the free end of a surface-mounted finite-height circular cylinder : a review. *J. Fluids Struct.*, 43 :41–63, 2013.

[75] M. Sussman, P. Smereka, and S. Osher. A level set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow. *Journal of Computational physics*, 114(1) :146–159, 1994.

[76] M. Tanaka, G. Girard, R. Davis, A. Peuto, and N. Bignell. Recommended table for the density of water between 0°C and 40°C based on recent experimental reports. *Metrologia*, 38(4) :301, 2001.

[77] H. Tennekes, J. L. Lumley, J. Lumley, et al. *A first course in turbulence*. MIT press, 1972.

[78] D. J. Tritton. Experiments on the flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 6(04) :547–567, 1959.

[79] N. Vargaftik, B. Volkov, and L. Voljak. International tables of the surface tension of water. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 12(3) :817–820, 1983.

[80] G. Whitham. *Linear and nonlinear waves*. Modern Book Incorporated, 1975.

[81] G. Yu, E. J. Avital, and J. J. Williams. Large eddy simulation of flow past free surface piercing circular cylinders. *J. Fluids Eng.*, 130(10) :101304, 2008.

[82] X. Zhang and C. S. Cox. Measuring the two-dimensional structure of a wavy water surface optically : A surface gradient detector. *Experiments in Fluids*, 17(4) :225–237, 1994.

[83] Z. Zhang. A flexible new technique for camera calibration. *IEEE Transactions on pattern analysis and machine intelligence*, 22(11) :1330–1334, 2000.