HAL
open science

Influence du glissement pariétal sur le sillage d'un corps épais : application à la rentrée atmosphérique de débris spatiaux

Léo Kovacs

▶ **To cite this version:**

Léo Kovacs. Influence du glissement pariétal sur le sillage d'un corps épais : application à la rentrée atmosphérique de débris spatiaux. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université d'Orléans, 2023. Français. NNT : 2023ORLE1032 . tel-04468536

HAL Id: tel-04468536

https://theses.hal.science/tel-04468536

Submitted on 20 Feb 2024

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.

UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

ÉCOLE DOCTORALE
ÉNERGIE, MATÉRIAUX, SCIENCES DE LA TERRE ET DE L'UNIVERS

Laboratoires ICARE et PRISME

THÈSE présentée par :

Léo KOVACS

soutenue le : **27 Septembre 2023**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline/ Spécialité : Physique

Influence du glissement pariétal sur le sillage d'un corps épais :

Application à la rentrée atmosphérique de débris spatiaux

THÈSE dirigée par :

Mme. LAGO Viviana	Ingénieure de recherche, HDR, ICARE, CNRS Orléans
M. MAZELLIER Nicolas	Professeur, HDR, PRISME, Université d'Orléans

RAPPORTEURS :

M. MOHAMED Ajmal Khan	Directeur de recherche, HDR, ONERA DMPH Palaiseau
M. BALDAS Lucien	Professeur, HDR, ICA, INSA Toulouse

JURY :

M. LAGRÉE Pierre-Yves	Directeur de recherche, HDR, CNRS, IJLRA Sorbonne Université, Président du jury
Mme. GRAUR Irina	Professeure, HDR, Université d'Aix-Marseille
M. PASSAGGIA Pierre-Yves	Maître de conférences, PRISME, Université d'Orléans

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier Messieurs Lucien Baldas et Ajmal Khan Mohamed pour avoir accepté d'être rapporteurs et pour l'attention que vous avez portée à mon manuscrit, ainsi que Madame Irina Martin Graur et Monsieur Pierre-Yves Lagrée pour votre participation au jury de soutenance.

Je tiens à remercier très chaleureusement mes directeurs et mon encadrant de thèse. À mon encadrant Pierre-Yves "La Tornade" Passaggia sans qui cette thèse ne serait pas ce qu'elle est, merci pour toutes les plus ou moins bonnes idées que tu as eues et pour m'avoir ouvert la porte sur le monde merveilleux de la résolution des problèmes faiblement non linéaires et des développements asymptotiques. À mon directeur "Monsieur Professeur" Nicolas Mazellier, pour ta très grande pédagogie, ta pertinence dans l'interprétation des phénomènes physiques et pour avoir toujours su calmer les ardeurs de Pierre-Yves. À ma merveilleuse directrice et gourou des écoulements raréfiés, Madame Viviana Lago, pour toutes tes connaissances que tu m'as transmises, ta passion et ta bienveillance.

Je me dois d'adresser une sincèrement salutation à Messieurs Éric Meillot, Bruno Dubroca et Jean-Pierre Lebreton qui m'ont initié au monde de la recherche et qui ont motivé ma poursuite d'étude en thèse de par leur passion dans ce fabuleux domaine des rentrées atmosphériques.

Je voudrais notamment remercier Stéphane Loyer, pour ta gentillesse, ta disponibilité et pour ta contribution à la conception au banc d'essais hydraulique.

Ces années de thèse ne m'auraient pas été rendues aussi difficiles sans les plus ou moins fréquentables doctorants qui m'ont accompagné et supporté. À toi, ma chère voisine de bureau, Vincente Cardona, tu y es pour beaucoup avec ta motivation et nos nombreuses discussions scientifiques sans lesquelles ma thèse n'aurait pas été ce qu'elle est maintenant. À toi, mon "presque" parfait et fidèle compagnon de "navigation", Samuel Jeanjean, pour ces sept dernières années et, j'espère, les nombreuses autres à venir. À toi, Grand Maître Maxence Lailliau, pour nos trop nombreux voyages dans une galaxie lointaine, très lointaine, et pour ton coaching sportif qui va me manquer. À toi, chère Giorgia "è complicato" Cenedese, pour m'avoir fait découvrir à quel point la vie peut être compliquée chez les autres. À toi, mon "Texas Tank Watcher" préféré, Antoine Mouze-Mornettas pour nos interminables discussions sur l'actualité spatiale. Sans oublier tous les autres collègues et amis, "Tata" Nesrine, la série des Hugo N, K et C, Fanny, Valentin, Camille, Nicolas, Lucas "L'artiste", Simon "Le rêveur", les jeunes et dynamiques stagiaires Nell et Benjamin et les moins jeunes permanents Sylvie et Xavier.

À vous camarades du Doctorarium de PRISME, Ernesto Fuentes Noriega, Mathieu Tocquer, Ahmed Abed Meraim, Mylène Dumanoir, Willy Cottin, Gaétan Andriano, Marin Poujol et de sa responsable zoologique Noura Bettaieb, sans oublier les producteurs de café latino-américains, je ne sais pas si je dois vous remercier ou me féliciter à vous avoir supporté sur la fin de la thèse.

Pour finir, je ne suis pas sûr de trouver les mots pour vous remercier, Pascal, Isabelle, Patrick,

Véronique, Romain. Merci pour votre soutien absolu et indéfectible, ce qui m'a permis d'en arriver là, à écrire ces quelques mots.

Table des matières

Table des sigles et acronymes **xix**

Nomenclature **xxi**

1 Avant-propos **1**
1.1 Problématique des débris spatiaux 1
1.2 Modélisation de la rentrée atmosphérique 5

2 Introduction **11**
2.1 Les écoulements raréfiés 11
2.1.1 Les écoulements raréfiés en microcanaux 13
2.1.2 Les conditions pariétales du régime de glissement et leur modélisation 14
2.1.3 Analogie de l'écoulement raréfié à l'aide des écoulements hydrauliques 16
2.2 Analogie du régime compressible et gaz équivalents 18
2.2.1 Analogie de l'écoulement compressible 18
2.2.2 Analogie topographique des écoulements supersoniques/supercritiques 22
2.3 Objectifs de la thèse 26

3 Modèle théorique d'une couche limite glissante **27**
3.1 Écoulement de Stokes autour d'une sphère 29
3.1.1 Fonction de courant de Stokes 29
3.1.2 Détermination de la force de traînée 33
3.2 Écoulement de Oseen autour d'une sphère 35
3.2.1 Fonction de courant de Oseen 38
3.2.2 Traînée totale de la sphère 44
3.2.3 Couplage longueur de glissement et coefficient d'accommodation . . . 46
3.3 Proposition d'un modèle pour l'écoulement à bas nombre de Reynolds autour d'un cylindre 47
3.3.1 Paradoxe de Stokes 47
3.3.2 Développements analytiques aux ordres supérieurs de l'expansion de Stokes 48
3.3.3 Modèle pour l'écoulement de Oseen autour d'un cylindre 52

4 Aérodynamique en écoulement supersonique raréfié **55**
4.1 Le laboratoire : L'Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement 56
4.1.1 L'équipe : Plateforme FAST 56
4.2 Les outils expérimentaux 57
4.2.1 Soufflerie supersonique raréfiée MARHy 57
4.2.2 Description de l'installation 58
4.2.3 Performances 59

4.2.4 Méthodes de diagnostics 64
4.3 Les écoulements compressibles bas Reynolds 77
4.3.1 Conditions expérimentales de cette étude 77
4.3.2 Qualification et stabilité des écoulements 79
4.4 Les outils d'analyses 81
4.4.1 Simulation numérique DSMC 81
4.4.2 Méthode d'analyse des images 83
4.5 Aérodynamique d'un cylindre en écoulement supersonique raréfié 96
4.5.1 Étude de la structure de l'onde de choc 96
4.5.2 Caractérisation de l'onde de choc 100
4.5.3 Coefficients de traînée totale 109
4.5.4 Composante de la traînée associée à la pression 111
4.6 Influence des effets de raréfaction sur l'aérodynamique d'un cylindre 116
4.6.1 Le nombre de similitude de la raréfaction 116
4.6.2 Analyse du coefficient de pression 116
4.6.3 Le coefficient de traînée de frottement 118

5 Hydrodynamique en écoulement visqueux 123
5.1 Les outils expérimentaux 126
5.1.1 Conception du banc d'essai 126
5.1.2 Montage expérimental 127
5.1.3 Méthodes de diagnostics 131
5.2 Les écoulements à surface libre bas Reynolds 145
5.2.1 Conditions expérimentales de cette étude 145
5.2.2 Correction de la variation de température 146
5.2.3 Qualification et stabilité des écoulements 147
5.3 Les outils d'analyses 149
5.3.1 Approche théorique et limitations 149
5.3.2 Simulation numérique de surface libre 152
5.4 Hydrodynamique d'un cylindre en écoulement visqueux 159
5.4.1 Caractérisation du ressaut hydraulique 159
5.4.2 Coefficients de traînée 161
5.5 Influence des effets de glissement sur l'hydrodynamique d'un cylindre 164
5.5.1 Définition du nombre de raréfaction analogue aux écoulements compressibles raréfiés 164
5.5.2 Analyse et comparaison des coefficients hydrodynamiques 164
5.5.3 Interactions des effets topologiques et de forces sur l'hydrodynamique du cylindre glissant 166
5.6 Analogie via le modèle de glissement 169

6 Synthèse et perspectives 173
6.1 Synthèse 173
6.2 Perspectives 175

A Application de la méthode SWD d'Akhlaghi 177

B Complément aux données expérimentales **181**

C Vers une reconstruction intégrale du champ de pression en hydraulique **185**

Bibliographie **201**

Table des figures

1.1 Évolution du nombre d'objets dans l'espace sur toutes les orbites terrestres depuis 1960. Légende : UI (*Unidentified*) Non identifié, P (PL) (*Payload*) Objet relatif à une charge utile, R (RB) (*Rocket*) Objet relatif à un corps de fusée. D (*Debris*) Débris, F (*Fragmentation*) Débris de fragmentation, M (*Mission*) Objet relatif à une mission. Source : ESA [4]. 2
1.2 Rentrées atmosphériques cataloguées entre 1957 et 2021 par l'IADC par type d'objet. Source : IADC [5]. 3
1.3 Évolution du nombre d'objets sur les différentes orbites terrestres depuis 1960. Légende : LEO (*Low Earth Orbit*) Orbite basse, GEO (*Geostationary Orbit*) Orbite géostationaire. Source : ESA [4]. 4
1.4 Photographies des étages supérieurs des fusées Ariane 6 (ULPM) (Gauche) et Saturn V (S-IVB) (Droite). Source : ArianeGroup-Media GmbH - Frank T. Koch & U.S. National Archives 5
1.5 Photographie du décollage d'une fusée Vostok-2M (29 août 1991 - Baïkonour). Le Block E est le second étage identifié par les deux bandes grises au-dessus de la structure inter-étage en croisillon. Source : Roscosmos [1] 6
1.6 Carte de la localisation des débris retrouvés jusqu'en 2017. En bleu, les objets relatifs à une mission et en rouge les corps de fusée. Source : ESA [7]. 7
1.7 COPV retrouvés au Brésil en 2014 et en Indonésie en 2016 appartenant probablement au second étage d'une fusée Falcon 9. Vue intérieur du réservoir du premier étage, contenant 18 COPV, de la fusée RS1 de ABL Space Systems. Source : ESA & ABL Space Systems 8

2.1 Limites des modèles selon les différents régimes d'écoulements. Inspiré de Schlegat [23] et Bird [24]. 12
2.2 Schéma descriptif de l'écoulement raréfié (bas) et de l'écoulement continu (haut) et représentatif du profil de vitesse des particules proche de la paroi. . 13
2.3 Schéma du profil de vitesse d'un écoulement de Poiseuille avec et sans condition de glissement à la paroi. 16
2.4 Gouttelettes d'eau à la surface d'une feuille de Lotus. 17
2.5 Photographie par microscope électronique de la surface d'une feuille de Lotus *Nelumbo nucifera*. Extrait de Barthlott *et al.* [51]. 17
2.6 Différents états microscopiques du contact d'un liquide sur (a) une surface lisse, (b) une surface texturée mouillée représentant un état Wenzel, (c) une surface texturée où un gaz est piégé entre les éléments rugueux représentant un état Cassie-Baxter. 18
2.7 Analogie entre les écoulements de gaz et en eau peu profonde. L'indice $_0$ se rapporte aux conditions génératrices. 20
2.8 Forme des ondes de pression et de surface. Source Encyclopædia Britannica ©. 21

1. *Agence spatiale russe*

2.9 Structure suggérée de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à faible nombre de Reynolds par Metcalf *et al.* [76]. 23
2.10 Maquette d'aile dans une soufflerie supersonique (1) et sur une table hydraulique (2). Extrait de Carbonaro *et al.* [77]. 24
2.11 Photographies des écoulements granulaire, raréfié et hydraulique (de gauche à droite) autour d'un cylindre. L'écoulement granulaire simule une avalanche. Extrait de [80]. Les photographies des écoulements raréfié et hydraulique autour d'un cylindre issues des essais préliminaires de la présente étude. 24
2.12 À gauche : Photographie de l'écoulement autour de la navette spatiale illuminé par un canon à électron à Mach 20 dans la soufflerie à hélium *22-inch* du Langley Research Center de la NASA. À droite : Image Schlieren de l'écoulement autour d'une capsule Mercury à Mach 3,28 par Compton *et al.* [88]. 25

3.1 Définition des repères cartésien et sphérique. 29
3.2 Comparaison des lignes de courant pour l'écoulement de Stokes (3.25) dans le cas non glissant ($Ls = 0$) et glissant ($Ls \to \infty$) à $Re = 1$. 32
3.3 Évolution des contributions de traînée de pression, des contraintes normales et tangentielles en fonction du glissement dans le cas non glissant ($Ls = 0$) et glissant ($f(Ls)$). 36
3.4 Comparaison des lignes de courant pour l'écoulement de Stokes (3.25) et de Oseen (3.85) dans le cas non glissant ($Ls = 0$) à $Re = 5$. 43
3.5 Comparaison visuelle des lignes de courant du modèle (3.85) et réelle (Taneda [107]) pour différents nombres de Reynolds dans le cas de l'écoulement non glissant ($Ls = 0$). 43
3.6 Comparaison des lignes de courant pour l'écoulement de Oseen (3.85) dans le cas non glissant et glissant avec différentes valeurs de glissement à $Re = 25$. La ligne en pointillés représente le rayon de la sphère réduit de la longueur du glissement ($a - Ls$). 44
3.7 Effet de la longueur de glissement sur le coefficient de traînée (3.88). 45
3.8 Effets du plastron d'air sur la traînée de la sphère en fonction de l'épaisseur de couche d'air. Comparaison du modèle établi (3.88) et des résultats numériques de Gruncell *et al.* [108] où h est l'épaisseur de la couche d'air. 46
3.9 Comparaison des différents modèles du coefficient de traînée à bas nombre de Reynolds. 50
3.10 Comparaison des lignes de courant issues du modèle proposé (3.85) dans le cas glissant et d'une simulation numérique DSMC (code DS2V) d'un écoulement supersonique (Mach = 2) et raréfié ($Kn = 1{,}4075$) à $Re = 0{,}2$. 52
3.11 Comparaison des différents modèles de coefficient de traînée à bas nombre de Reynolds. 53
3.12 Comparaison des coefficients de traînée expérimentaux obtenus par Cardona *et al.* [19] dans le cas d'une sphère ($K = 181{,}1$ et $\beta = 3{,}27.10^{-2}$) et Kovacs *et al.* pour le cas du cylindre en écoulement supersonique raréfié (Mach 2 : $K = 0{,}52$ et $\beta = 7{,}88.10^{-1}$; Mach 4 : $K = 1{,}059$ et $\beta = 5{,}54.10^{-1}$). En traits pointillés, les courbes extrapolées, à partir des résultats expérimentaux, issues du modèle de Oseen glissant modifié. 54

4.1 Représentation des capacités de la plateforme expérimentale FAST. 57
4.2 Schéma de la soufflerie MARHy. 59
4.3 Plan de coupe de la soufflerie MARHy en configuration supersonique, vue de dessus. 60
4.4 Photographie de MARHy et du groupe de pompage. 60
4.5 Composition photographique de quelques tuyères disponibles pour la soufflerie. 63
4.6 Régime de fonctionnement supersonique de la soufflerie MARHy pour des maquettes de 0,5 ; 1 ; 2,5 ; 3 et 4 cm. Extrait de Rembaut [20] sur les travaux de Chambre *et al.* [127]. 63
4.7 Schéma de l'installation du tube de Pitot dans la soufflerie. 65
4.8 Schéma de l'écoulement autour du tube de Pitot. 66
4.9 Courbe de calibration du capteur DP103 avec la membrane utilisée (± 0,0125 PSI) lors des expériences. 68
4.10 Courbe de variation de la pression au cours du temps du capteur DP103 soumis au vide limite. 68
4.11 Photographie du montage de la mesure de la pression pariétale. 69
4.12 Schéma de principe de la mesure de pression pariétale. 69
4.13 Photographie du montage de la mesure de la pression sur la ligne du point d'arrêt. 70
4.14 Schéma de principe de la mesure de pression de stagnation. 70
4.15 Études expérimentales de la correction d'orifice de mesure de pression Pitot. . 71
4.16 Photographie de la décharge électroluminescente et de l'onde de choc autour d'un cylindre de 20 mm de diamètre à Mach 4. 72
4.17 (**1**) Image brute. (**2**) Image post-traitée. Image d'un cylindre de 10 mm de diamètre à Mach 4. 73
4.18 (**1**) Image de l'arrière plan. (**2**) Image post-traitée. Les profils d'intensité lumineuse, traduit par la valeur en niveaux de gris des pixels, illustrent le gradient d'intensité à corriger. 73
4.19 Visualisation de l'écoulement Mach $M = 2$ - 5,3 Pa autour d'un cylindre de 20 mm de diamètre. 74
4.20 Visualisation de l'écoulement Mach $M = 4$ - 2,6 Pa autour d'un cylindre de 20 mm de diamètre. 74
4.21 Photographies des modules de portance et traînée de la balance et simulation par méthode des éléments finis de la déformation du module de traînée. Extrait de Noubel [22]. 75
4.22 Photographie de l'imagerie thermique lors d'une mesure de force aérodynamique. 76
4.23 Photographie du montage de la mesure de la force aérodynamique. 76
4.24 Évolution des pressions au cours d'une mesure de pression Pitot longue de plus de 10h dans l'écoulement Mach 2. 80
4.25 Évolution des pressions au cours d'une mesure de pression Pitot longue de plus de 9h dans l'écoulement Mach 4. 80
4.26 Évolution du nombre de Mach au cours de mesures de pression Pitot sur les deux tuyères utilisées. 81

4.27 Évolutions transversales du nombre de Mach à partir de la section de sortie et longitudinale sur l'axe de symétrie du nombre de Mach de la tuyère Mach 2. . 82
4.28 Identification de la structure d'une onde de choc sur un profil de nombre de densité de particule n par Akhlaghi *et al.* [140]. 84
4.29 Évolution de l'intensité lumineuse, représentative de la densité, sur la ligne d'arrêt au travers du choc à Mach 2. La normalisation est réalisée à l'aide de l'intensité lumineuse dans l'écoulement infini amont. 84
4.30 Profils de densité sur la ligne de stagnation et au dessus du cylindre issus d'une simulation DSMC à $M = 4$ - 2,6 Pa. Les positions caractéristiques du choc sont également tracées en pointillés sur les deux profils. 87
4.31 Application de la méthode de détection sur une courbe sigmoïde-gaussienne $f(x)$, représentative d'un profil expérimental typique de densité/pression à travers une onde de choc devant un cylindre en écoulement raréfié. Ici, $g(x)$ est la courbe autodéconvoluée de $f(x)$. 87
4.32 Profils normalisés de densité, de pression d'arrêt et statique et de Mach au travers d'un choc issu d'une simulation DSMC à Mach 4. 88
4.33 Champ de densité et de Mach issu d'une simulation DSMC à Mach 4 autour d'un cylindre de 20 mm de diamètre. 89
4.34 Champ de densité et de Mach issu d'une simulation DSMC à Mach 2 autour d'un cylindre de 20 mm de diamètre. 90
4.35 Détection de l'onde de choc sur la densité DSMC : Pied de choc (•••), Centre du choc (•••), Maximum de densité (•••). Gradient du profil autodéconvolué (—), profil autodéconvolué (—), profil horizontal de densité (—). 91
4.36 Schéma de la structure du choc. Γ Pied de choc, Δ Centre du choc, δ_{BL} épaisseur de couche limite, ϵ demi-épaisseur de l'onde de choc. 92
4.37 Série d'image bruitées pour différentes valeurs de k à partir de l'image DSMC brute ($k = 0$) dont le bruit de référence ($k = 1$) provient d'une image expérimentale. 92
4.38 Détections par la méthode FSD (Gauche) et la méthode du gradient (Droite) sur l'image synthétique de base et une bruitée ($k = 60$). Détection sur l'image bruitée : Pied de choc (•••), Centre du choc (•••), Maximum de densité (•••). Détection sur l'image de base ($k = 0$) : Pied de choc (- -), Centre du choc (- -), Maximum de densité (- -). 93
4.39 Distances de chocs détectées par les deux méthodes en fonction des différents niveaux de bruit. 94
4.40 Comparaison des profils de pression Pitot et DSMC au dessus du cylindre de 20 mm de diamètre à X=10,31 mm à Mach 4. 96
4.41 Cylindre $\oslash 20-50$ à Mach 4 : Pied de choc (•••), centre de choc (•••), maximum de densité (•••), pied de choc Pitot (▼), centre de choc Pitot (O), maximum de pression Pitot (▲), pied de choc DSMC (+), centre de choc DSMC (+), maximum de pression DSMC (+). 96
4.42 Positions des profils de pression autour du cylindre de diamètre 20 mm. . . . 97
4.43 Profils verticaux de pression Pitot adimensionnés par la pression d'arrêt Pitot de l'écoulement infini P_{t2} associés à chaque condition d'écoulement. 97

4.44 Profils horizontaux de pression Pitot adimensionnés par la pression d'arrêt Pitot de l'écoulement infini P_{t2} associés à chaque condition d'écoulement et par le diamètre du cylindre $D = 20$ mm. 98
4.45 Profil vertical de pression Pitot au dessus du cylindre de diamètre $D = 20$ mm à Mach 4 ainsi que son interpolation. 98
4.46 Détection de la structure de l'onde de choc autour d'un cylindre de 20 mm : Pied de choc (•••), centre de choc (•••), maximum de densité (•••). Gradient du profil autodéconvolué (—), profil autodéconvolué (—), profil horizontal en niveau de gris (—). 99
4.47 Comparaison des positions détectées à partir de l'image et du profil de Pitot autour du cylindre de 20 mm : Pied du choc (•••), centre du choc (•••), maximum de densité (•••), pied du choc Pitot (▼), centre du choc Pitot (○), pression maximale Pitot (▲), limite du noyau isotrope (····). 101
4.48 Courbes de choc à Mach 2. 102
4.49 Courbes de choc à Mach 4. 102
4.50 Schéma de l'onde de choc présentant les grandeurs physiques utilisées par Billig [167] dont la distance de détachement de l'onde de choc Δ , le rayon de courbure du choc R_c et angle du choc détaché θ. 102
4.51 Schéma illustrant le principe de conservation de quantité de masse au travers du choc et autour de l'objet. 102
4.52 Courbes de choc à Mach 2 des différents cylindres et celles de Billig (4.12) dans le cas d'une sphère et d'un cylindre. 103
4.53 Courbes de choc à Mach 4 des différents cylindres et celles de Billig (4.12) dans le cas d'une sphère et d'un cylindre. 104
4.54 Rapport de forme L/D en fonction de nombre de Knudsen et représentation de la zone où les mesures expérimentales de distance de choc sont incohérentes avec la formulation de Billig. 105
4.55 Évolution de la distance de détachement de l'onde de choc Δ en fonction du nombre de Knudsen. 105
4.56 Influence de l'effet de forme sur le centre du choc suivant les différents cylindres montés verticalement à Mach 4. 106
4.57 Évolution des distances de détachement du choc en fonction du nombre de Reynolds. 108
4.58 Évolution de la demi-épaisseur du choc et de l'épaisseur de la couche limite en fonction du nombre de Reynolds. 108
4.59 Évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Knudsen pour différents nombres de Mach, mesuré expérimentalement [13, 76, 173-176]. . . 110
4.60 Évolution des coefficients de traînée totale, de pression et de frottement en fonction du nombre de Knudsen, obtenus par Koppenwallner [13]. 110
4.61 Coefficient de traînée en fonction du nombre de Knudsen [173, 174]. 110
4.62 Évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds. 111
4.63 Coefficient de traînée en fonction du paramètre de raréfaction. 111
4.64 Distribution de la pression pariétale pour les deux conditions d'écoulement. . 112

4.65 Évolution de la pression au travers du choc sur la ligne d'arrêt pour les deux conditions d'écoulement. L'incertitude de mesure est représentée par la barre d'erreur noire. 113
4.66 Coefficient de pression pour les deux conditions d'écoulement. 114
4.67 Comparaison du coefficient de pression avec la formulation hypersonique de Tewfik [178] pour les deux conditions d'écoulement. 115
4.68 Comparaison de la distribution du coefficient de pression autour de $(Re_D)_\infty = 55$ et Mach 2 avec les résultats de Metcalf [76]. 115
4.69 Comparaison de la distribution du coefficient de pression proche de $(Re_D)_\infty = 150$ pour Mach 2 et Mach 4 avec les résultats de Metcalf [76]. 115
4.70 Évolution du coefficient de traînée de pression en fonction du nombre de Reynolds. 117
4.71 Évolution du coefficient de traînée de pression en fonction du paramètre de raréfaction. 117
4.72 Évolution des parts de la traînée de pression et de frottement pour les différents cylindres. 118
4.73 Évolution de distance de choc Δ en fonction de ζ_∞/M. 118
4.74 Coefficient de traînée de frottement en fonction du paramètre de raréfaction. 119
4.75 Évolution de $\delta_{BL}M/D$ en fonction du paramètre de raréfaction. 119
4.76 Coefficient de traînée de frottement en fonction de l'épaisseur de la couche limite. 120
4.77 Évolution en pourcentage des coefficients de traînée en fonction de l'épaisseur de la couche limite. 120
4.78 Coefficient de traînée totale en fonction de l'épaisseur de la couche limite. . . 121

5.1 Analogie entre les écoulements à surface libre et les écoulements supersoniques raréfiés. Les variations du niveau de gris reflètent le ressaut hydraulique et l'onde de choc. 125
5.2 Schéma de l'ensemble du banc d'essai. 127
5.3 Photographie du banc d'essai. 128
5.4 Évolution de la masse volumique et de la viscosité en fonction de la concentration volumique de glycérol à $T = 20°C$. 130
5.5 Évolution de la masse volumique et de la viscosité en fonction de la température pour un mélange à 64% de glycérol. Les données sont normalisées par les valeurs à $T = 20°C$. 130
5.6 Maquettes utilisées lors de cette étude. 132
5.7 Images macroscopiques de la structure super-hydrophobe sur un cylindre de 10 mm de diamètre. 132
5.8 Montage expérimental des deux modes (BOS/PIV) sur le banc d'essai. 133
5.9 Exemple de déplacement du motif du fond moucheté sans et avec eau. La zone bleue représente la zone d'inapplicabilité de la détection du motif, c'est une zone à fort gradient de hauteur. Le cercle rouge identifie une tâche et son déplacement en présence de l'eau. 134
5.10 Exemple du champ des gradients de déplacement $\vec{\delta_r}$ du fond moucheté après traitement sur *DPIVSoft*. 134
5.11 Schéma des différents matériaux traversés par les rayons lumineux. 135

5.12 À gauche : Image du fond moucheté seul. À droite : Image du fond moucheté avec le cylindre et l'écoulement. Les points rouges représentent les positions des mesures réalisées pour la correction de hauteur locale. 137
5.13 Effet de distorsion du champ de hauteur de la corrélation sans le cylindre avec et sans eau. 138
5.14 Effet de distorsion du champ de hauteur de la corrélation en présence du cylindre avec et sans eau. 138
5.15 Hauteur de la surface libre pour le cylindre lisse de 16 mm de diamètre. Les croix rouges indiquent la position et la hauteur d'eau locale obtenue par limnimètre. 138
5.16 Hauteur de la surface libre pour le cylindre super-hydrophobe de 16 mm de diamètre. 138
5.17 Vue de la lunette de visée du limnimètre juste avant de toucher la surface libre de l'écoulement. 139
5.18 **1** Image brute issue de la caméra rapide. **2** Négatif de l'image moyenne de toutes les images d'une acquisition. **3** Image post-traitée. 140
5.19 Schéma illustratif de la distribution de la vitesse et de la population de bulle d'air sur la hauteur d'eau. 141
5.20 Exemple de distribution de vitesse en un point amont de 835 bulles d'air. . . 141
5.21 Champ des vitesses moyennes longitudinale U_{moy} et transversale V_{moy} autour du cylindre lisse de 16 mm de diamètre 142
5.22 Photographie du ressaut hydraulique devant le cylindre lisse (**1**) et super-hydrophobe (**2**) de 10 mm de diamètre. 143
5.23 Mesure de hauteur d'eau du ressaut hydraulique devant le cylindre lisse de 16 mm de diamètre. 144
5.24 Mesure de hauteur d'eau du ressaut hydraulique devant le cylindre super-hydropbhobe de 16 mm de diamètre. 144
5.25 Photographie de la distribution de hauteur d'eau autour du cylindre lisse (**1**) et super-hydrophobe (**2**) de 10 mm de diamètre. 145
5.26 Distribution de la hauteur d'eau à la paroi adimensionnée en fonction de l'angle autour de deux cylindres de 2 et 16 mm de diamètre (⌀), lisse et super-hydrophobe. 145
5.27 Évolution de la hauteur du fluide en fonction de la température. 147
5.28 Topologie du fond de la rampe inclinée dans la zone de mesure. Cette représentation est dans le repère de la rampe, elle ne prend pas en compte l'angle d'inclinaison de la rampe. 148
5.29 Évolution longitudinale de la hauteur d'eau. 149
5.30 Évolution transversale de la hauteur d'eau. 149
5.31 Évolution du débit volumique dans le sillage du cylindre super-hydrophobe de 2 mm de diamètre. 149
5.32 Schéma du domaine de contrôle sur lequel est appliqué le bilan de quantité de mouvement. 150
5.33 Maillage autour du cylindre et de la surface libre. 153
5.34 Champ de hauteur de la surface libre issue de la simulation Fluent. 153

5.35 Champs des vitesses moyennes longitudinales U_{moy} et transversales V_{moy} issues de la simulation Fluent. 153
5.36 Comparaison d'un profil de vitesse longitudinale de l'écoulement libre reconstruit à partir du profil en demi-Poiseuille à celui issu de *Fluent*. 154
5.37 Comparaison d'un profil de pression totale de l'écoulement libre reconstruit à partir de l'équation (5.25) à celui issu de *Fluent*. 154
5.38 Écarts en pourcentage entre le champ de vitesse longitudinale U reconstruit et celui de la simulation *Fluent*. 155
5.39 Écarts en pourcentage entre le champ de vitesse transversale V reconstruit et celui de la simulation *Fluent*. 155
5.40 Écarts en pourcentage entre le champ de pression reconstruit à partir de l'équation de Bernoulli et celui de la simulation *Fluent*. 156
5.41 Écarts en pourcentage entre le champ de pression reconstruit à partir de l'équation de Navier-Stokes et celui de la simulation *Fluent*. 156
5.42 Évolution du C_D à partir des données issues de *Fluent* et du champ de pression recalculé. 157
5.43 Évolution du C_D en fonction de la valeur de la masse volumique choisie définissant la position de la surface libre. 157
5.44 Comparaison des différents termes de contribution de la quantité de mouvement : en entrée du domaine à $X = 0$ (—), le long du domaine jusqu'à $X = L$ (—), terme moteur lié à la gravité (—), frottement sur le fond (—), frottement à la surface libre (—), quantité de mouvement sur les bords à $Y = -H$ (—) et à $Y = +H$ (—) 158
5.45 Évolution du C_D à partir des données issues de *Fluent* pour différentes largeurs de domaine 159
5.46 Évolution des différents termes de contribution de la quantité de mouvement au calcul du C_D sur le domaine réduit de moitié en largeur ($|Y| < H/2$). . . . 159
5.47 Distances du ressaut hydraulique pour les cylindres lisses et super-hydrophobes en fonction du nombre de Reynolds. 160
5.48 Évolution de la distance de détachement de la couche limite en fonction de l'épaisseur du plastron d'air estimée (Cf. Table 5.2). 161
5.49 Évolution de l'épaisseur du ressaut hydraulique et de la couche limite autour des cylindres super-hydrophobes en fonction du nombre de Reynolds. 161
5.50 Évolution du coefficient de traînée du cylindre super-hydrophobe de 5 mm de diamètre. 162
5.51 Pression hydrodynamique reconstruite derrière le cylindre super-hydrophobe de 5 mm de diamètre. En arrière-plan, une photographie issue des images PIV. 163
5.52 Coefficients de traînée totale, de pression hydrostatique et de frottement des cylindres lisses et super-hydrophobes en fonction du nombre de Reynolds. . . 164
5.53 Coefficients de traînée totale, de pression et de frottement des cylindres lisses et super-hydrophobes en fonction du nombre de Reynolds avec la surface de référence S_{im}. 165

5.54 À gauche : Évolution du coefficient de traînée de pression en fonction de ζ_∞/Fr. À droite : Évolution du coefficient de traînée de pression en fonction de la distance de détachement du centre du ressaut hydraulique. 166
5.55 Évolution de la distance de détachement du centre du ressaut hydraulique en fonction de ζ_∞/Fr. On rappelle que les points hydrauliques sont obtenus pour des nombres de Froude proche de 2 (voir table 5.2). 167
5.56 Évolution de $\delta_{BL}Fr/D$ en fonction du paramètre de raréfaction analogue et comparaison avec $\delta_{BL}M/D$ pour les cas compressibles. 167
5.57 À gauche : Évolution du coefficient de traînée de frottement en fonction du paramètre de raréfaction. À droite : Évolution du coefficient de traînée de frottement en fonction de l'épaisseur de la couche limite. 168
5.58 Évolution du coefficient de traînée en fonction de la distance de détachement du ressaut hydraulique (Hydraulique) et de l'onde de choc (Compressible). . . 168
5.59 Application du modèle de glissement proposé aux différentes physiques étudiées. 170
5.60 Évolution de la longueur de glissement en fonction du nombre de Reynolds et des deux écoulements étudiés. 170
5.61 Évolution de la longueur de glissement en fonction de l'épaisseur de la couche limite. 171
5.62 Évolution de la longueur de glissement en fonction de la distance de détachement du centre du ressaut dans le cas hydraulique ou de l'onde de choc dans le cas compressible. 171

A.1 **1** Schlieren numérique à partir de l'image DSMC 4.33. **2** Schlieren numérique à partir de l'image expérimentale 4.20. 178
A.2 Profil d'intensité du Schlieren (Figure A.1 - **2**) le long de la ligne de stagnation ($X = 0$). L'identification de la position du choc est complexe au vu du bruit. 179
A.3 Profils de densité et de l'intensité du Schlieren (Figure A.1 - **1**) au travers du choc devant le cylindre. Les deux méthodes de détection sont appliquées sur les profils. La méthode FSD est appliquée directement sur la densité (lignes en tirets bleus) tandis que la méthode SWD est appliquée sur le profil gaussien extrapolé à partir du Schlieren (lignes en tirets rouges). 179

B.1 $M = 2$ - 5,3 Pa : Pied du choc (•••), centre du choc (•••), maximum de densité (•••), pied du choc Pitot (▼), centre du choc Pitot (○), pression maximale Pitot (▲) 181
B.2 $M = 4$ - 2,6 Pa : Pied du choc (•••), centre du choc (•••), maximum de densité (•••), pied du choc Pitot (▼), centre du choc Pitot (○), pression maximale Pitot (▲), limite du noyau isotrope (····). 182
B.3 $M = 4$ - 2,6 Pa : Pied du choc (•••), centre du choc (•••), maximum de densité (•••), pied du choc Pitot (▼), centre du choc Pitot (○), pression maximale Pitot (▲), limite du noyau isotrope (····). 182
B.4 $M = 4$ - 2,6 Pa : Pied du choc (•••), centre du choc (•••), maximum de densité (•••), pied du choc Pitot (▼), centre du choc Pitot (○), pression maximale Pitot (▲), limite du noyau isotrope (····). 183

C.1 Reconstruction des champs de hauteur de la surface libre et de la pression hydrodynamique autour du cylindre lisse de 16 mm de diamètre. 186
C.2 Comparaison entre la hauteur reconstruite et le profil de hauteur mesuré par limnimètre sur la ligne du point d'arrêt (+) pour le cas du cylindre lisse de 16 mm de diamètre. 186
C.3 Distribution de la hauteur d'eau et du coefficient de pression à la paroi du cylindre lisse de 16 mm de diamètre. 186
C.4 Vitesse longitudinale moyenne autour du cylindre super-hydrophobe de 16 mm de diamètre. 187
C.5 Reconstruction de la hauteur de la surface libre autour du cylindre super-hydrophobe de 16 mm de diamètre. 187

Liste des tableaux

2.1 Résumé de l'analogie entre les deux écoulements. 22

4.1 Gammes des conditions de fonctionnement de la soufflerie MARHy pour un objet de dimension caractéristique 1 cm. 62
4.2 Conditions de fonctionnement de certaines tuyères de la soufflerie MARHy. . 62
4.3 Conditions de fonctionnement de la tuyère $M = 2$ - 5,3 Pa. 78
4.4 Conditions de fonctionnement de la tuyère $M = 4$ - 2,6 Pa. 78
4.5 Nombres caractéristiques associés à chaque cylindre. 79
4.6 Correspondance entre k et SNR. 92

5.1 Différents indices de réfraction. 136
5.2 Nombres caractéristiques associés à chaque cylindre. 146
5.3 Valeurs numériques de K, β et Ls/a du modèle théorique pour les différents cas expérimentaux. 170

Table des sigles et acronymes

DSMC	*Direct Simulation Monte Carlo*
DS2V	*programme DSMC bidimensionnel développé par G.A. Bird*
FAST	*Facilities for Aerothermodynamics and Supersonic Technologies*
MARHy	*Mach Adaptable Rarefié Hypersonique*
PHEDRA	*Plasma Hors Équilibre Des Rentrées Atmosphériques*
EDITH	*Étude Des Interactions et Transferts en Hypersonique*
LCSR	*Combustion and Reactive Systems Laboratory*
CNES	*Centre National des Études Spatiales*
CNRS	*Centre National de la Recherche Scientifique*
ICARE	*Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement*
PIV	*Particule Image Velocimetry*
ULA	*United Launch Alliance*
SWD	*Shock Wave Detection*
FSD	*Fourier Self-Deconvolution*
SNR	*Signal-to-Noise Ratio*
CLL	*Cercignani-Lampis-Lord*
VHS	*Variable Hard Sphere*
NACA	*National Advisory Committee for Aeronautics*
BOS	*Background-Oriented Schlieren*
FSSS	*Free Surface Synthetic Schlieren*
VOF	*Volume Of Fluid*
CFD	*Computational Fluid Dynamics*
SLA	*StereoLithography Apparatus*
CAO	*Conception Assistée par Ordinateur*
DIC	*Digital Image Correlation*
SST	*Space Surveillance and Tracking*
ISS	*International Space Station*
Roscosmos	*Agence spatiale russe*
ESA	*European Space Agency*
NASA	*National Aeronautics and Space Administration*
CNSA	*China National Space Administration*
IADC	*Inter-Agency Space Debris Coordination Commitee*
COPV	*Composite-Overwrapped Pressure Vessels*

DAS	*Debris Assessment Software*
ORSAT	*Orbital Re-entry Survival Analysis Tool*
DRAMA	*Debris Risk Assessment And Mitigation Analysis*
SESAM	*Spacecraft Entry Survival Analysis Module*
SCARAB	*Spacecraft Atmospheric Re-entry and Aerothermal Break-up*
MAE	*Matched Asymptotic Expansions*
MTV	*Molecular Tagging Velocimetry*
BGK	*Bhatnagar–Gross–Krook*
LEO	*Low Earth Orbit*
GEO	*Geostationary Earth Orbit*
HRIC	*High Resolution Interface Capturing*
CDE	*Commandement de l'espace de l'Armée française*

Nomenclature

Constantes

$\bar{h}$	Constante de Plank	$6{,}62607.10^{-34}$ J.s
γ	Coefficient isentropique	
γ_E	Constante d'Euler	0,57721 $J.K^{-1}.mol^{-1}$
c	Vitesse de la lumière dans le vide	299 792 458 $m.s^{-1}$
g	Accélération de la pesanteur	9,806 65 $m.s^{-2}$
R	Constante spécifique de l'air	8,314 462 618 153 24 $J.K^{-1}.mol^{-1}$
R_m	Constante spécifique des gaz	287,058 $m^2.s^{-2}.K^{-1}$

Grandeurs physiques

Δ	Distance de détachement du centre du choc/ressaut	m
δ^*	Épaisseur de couche limite sur une plaque plane	m
δ_{BL}	Distance de détachement du maximum d'amplitude du choc/ressaut	m
ϵ	Épaisseur de l'onde du choc/ressaut	m
Γ	Distance de détachement du pied du choc/ressaut	m
$\hat{f}(\xi)$	Spectre de la fonction de Fourier spectrale	
λ	Libre parcours moyen	m
Λ_∞	Distance de collision moyenne entre les molécules incidentes	m
λ_p	Épaisseur du plastron d'air	m
$\mathscr{F}$	Transformée de Fourier	
$\mathscr{F}^{-1}$	Transformée de Fourier inverse	
μ	Viscosité dynamique	Pa.s
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
Φ	Potentiel vitesse	$m.s^{-1}$
ψ	Fonction de courant	
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
σ	Coefficient d'accommodation	
$\sigma^{'-''}$	Nombre d'onde de la transition de l'état (') vers (")	s^{-1}
τ	Contrainte de cisaillement	Pa
τ_∞	Temps caractéristique local de collision	s
α	Angle d'inclinaison	rad
Υ	Variable de Oseen	
ξ	Dimension spectrale	
ζ	Paramètre de raréfaction	
a	Rayon	m
$A(x)$	Fonction d'apodisation	
$A^{'-''}$	Coefficient d'Einstein d'émission spontanée de l'état (') vers (")	s^{-1}
c	Vitesse des ondes	$m.s^{-1}$

C_D	Coefficient de traînée	
C_D^f	Coefficient de traînée de frottement	
C_D^h	Coefficient de traînée de hauteur	
C_D^p	Coefficient de traînée de pression	
C_i	Concentration massique de l'espèce i	$\mathrm{kg.m^{-3}}$
C_p	Coefficient de pression	
D	Diamètre	m
F_D	Force de traînée	N
F_L	Force de portance	N
Fr	Nombre de Froude	
h	Hauteur	m
I	Intensité lumineuse	$\mathrm{W.m^{-3}}$
k_s	Coefficient de glissement	$\mathrm{Pa.m^{-1}.s^{-1}}$
Kn	Nombre de Knudsen	
L	Longueur	m
L_s	Longueur de glissement	m
L_{ref}	Longueur de référence	m
M	Nombre de Mach	
n	Indice de réfraction	
$N'^{-''}$	Nombre de molécules dans l'état initial (') par unité de volume	$\mathrm{mol.m^{-3}}$
p	Pression	Pa
R_c	Rayon de courbure	m
Re	Nombre de Reynolds	
Re_2	Nombre de Reynolds derrière un choc droit	
S	Surface	$\mathrm{m^2}$
T	Température de l'écoulement	°C
U	Vitesse de l'écoulement longitudinale	$\mathrm{m.s^{-1}}$
V	Vitesse de l'écoulement transversale	$\mathrm{m.s^{-1}}$
V_i	Volume de l'espèce i	$\mathrm{m^{-3}}$
Indices		
0	Référence	
1	Valeur avant choc	
2	Valeur après choc	
$\mathcal{S}$	Surface de contrôle	
$\mathcal{V}$	Volume de contrôle	
n, t	normal, tangent	
gly	glycérol	
mix	mixture	
p	paroi	
$plex$	plexiglas	

r, θ, φ	Repère sphérique
t	totale
x, y, z	Repère cartésien

Opérateurs

$\Delta\mathbb{F}$	Laplacien de $\mathbb{F}$
$\vec{\nabla} \cdot \mathbb{F}$	Divergence de $\mathbb{F}$
$\vec{\nabla}\mathbb{F}$	Gradient de $\mathbb{F}$
$\vec{\nabla} \times \mathbb{F}$	Rotationnel de $\mathbb{F}$
I_i, K_i	Fonctions modifiées de Bessel d'ordre i
P_i	Polynômes de Legendre d'ordre i

Chapitre 1

Avant-propos

1.1 Problématique des débris spatiaux

Les débris spatiaux constituent un problème croissant et préoccupant dans le domaine de l'exploration spatiale. Au fil des décennies, l'activité spatiale humaine, comprenant le lancement de satellites et de véhicules spatiaux, a entraîné l'accumulation d'une quantité considérable de débris en orbite autour de la Terre. Ces débris spatiaux sont composés d'objets tels que des satellites désactivés, des étages de fusées abandonnés, des fragments de satellites, des équipements perdus lors de missions spatiales, ainsi que des résidus produits lors de collisions ou d'explosions en orbite. Le nombre de débris spatiaux est en constante augmentation, avec des estimations actuelles de plusieurs dizaines de milliers d'objets de plus de 10 centimètres en taille et des millions d'objets plus petits. Ces débris, non contrôlables, se déplaçant à vitesse orbitale autour de la Terre, sont potentiellement dangereux pour les satellites opérationnels, les véhicules spatiaux et ainsi que pour la Station Spatiale Internationale (ISS [1]). Les collisions avec des débris spatiaux peuvent causer des dommages catastrophiques, entraînant la perte de satellites opérationnels et la génération de nouveaux débris. À titre d'exemple, l'ISS a réalisé 29 manœuvres spécifiques afin d'éviter des débris spatiaux depuis 1999 dont 3 en 2020 [1].

Le suivi et la surveillance des débris spatiaux sont essentiels pour prévenir les collisions et garantir la sécurité des opérations spatiales. Les agences spatiales, telles que la NASA [2] et l'Agence spatiale européenne (ESA [3]), effectuent une surveillance continue de l'environnement spatial pour détecter et cataloguer les débris spatiaux. Des radars au sol, des télescopes optiques et des systèmes de surveillance depuis l'espace sont utilisés pour suivre les débris et prédire leurs trajectoires. L'ESA et plus particulièrement le segment SST [4] suit et surveille les objets en orbite, y compris les débris spatiaux, pour évaluer les risques de collisions. Parmi les 750 000 objets estimés en orbite d'une taille supérieure à 1 cm, seulement 30 000 sont catalogués pour une masse totale de 10 000 tonnes. La répartition de la population des objets par type et par orbite est illustrée sur les figures 1.1 et 1.3 respectivement. Cependant, même avec ces efforts de surveillance, de nombreux petits débris demeurent indétectables, augmentant ainsi les risques de collision. Les satellites actifs présentent seulement 7% des objets en orbite. La forte concentration d'objet sur les orbites privilégiées par l'homme (LEO [5],

1. *International Space Station*
2. *National Aeronautics and Space Administration*
3. *European Space Agency*
4. *Space Surveillance and Tracking*
5. *Low Earth Orbit*

GEO [6], ...) augmente le risque de collision et donc de création de nouveau débris. Dans certains cas, les collisions n'engendrent pas de conséquences dramatiques. C'est notamment le cas du satellite Sentinel-1A ayant été percuté en 2016 par un débris de 0,5 gramme sur l'un de ses panneaux solaires juste après son déploiement provoquant une baisse de 5% de production d'énergie [2]. Au contraire, la collision entre les satellites Iridium-33 et Kosmos-2251 en 2009 a engendré leur destruction totale générant 1850 débris de taille supérieure à 10 cm et plusieurs millions estimés d'une taille supérieure à 1 mm [3] sur une orbite située à 800 km. Cette collision a provoqué une augmentation dramatique de près de 20 % des débris en orbite terrestre et représente un risque à long terme pour l'ISS du fait de la dégradation de l'altitude des débris.

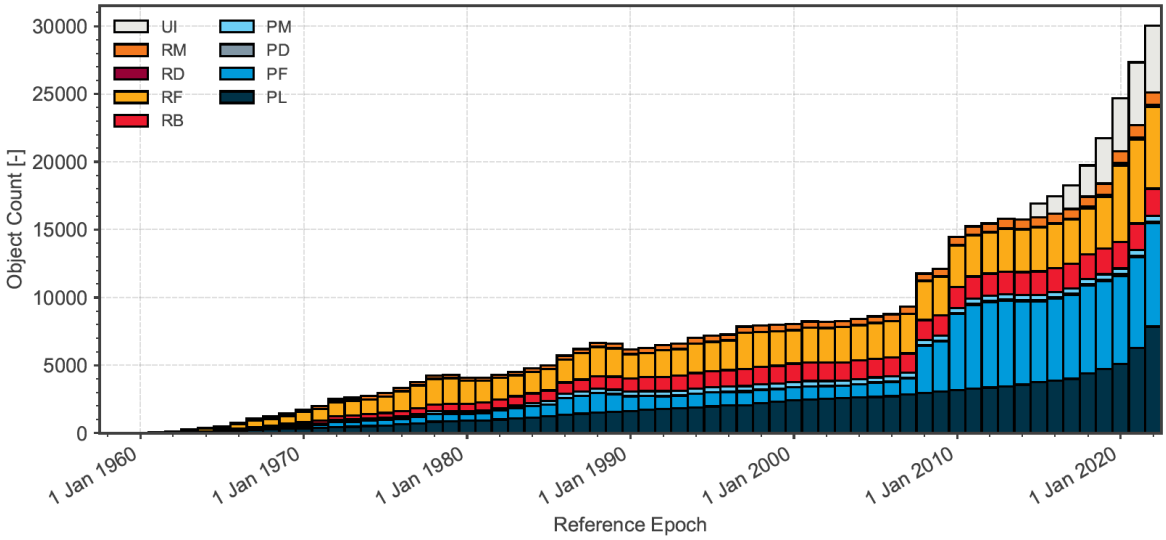


FIGURE 1.1 – Évolution du nombre d'objets dans l'espace sur toutes les orbites terrestres depuis 1960. Légende : UI (*Unidentified*) Non identifié, P (PL) (*Payload*) Objet relatif à une charge utile, R (RB) (*Rocket*) Objet relatif à un corps de fusée. D (*Debris*) Débris, F (*Fragmentation*) Débris de fragmentation, M (*Mission*) Objet relatif à une mission. Source : ESA [4].

Les objets en orbite sont soumis à une traînée atmosphérique, ce qui entraîne une dégradation progressive de leur orbite, en fonction de leur masse, de leur forme et des conditions atmosphériques. La durée de vie typique d'un objet en orbite basse (LEO) peut varier de quelques jours à quelques mois. En effet sur une orbite très basse (VLEO) ($\approx$ 200 km), la durée de vie est de l'ordre de 3 jours alors qu'à l'altitude de l'ISS (400 km) celle-ci est de l'ordre de 3 mois. Sur une orbite géostationnaire (GEO), l'espérance de vie d'un débris se compte en millions d'années. L'orbite la plus utilisée et où la concentration de débris est la plus importante est l'orbite basse (Figure 1.3), ainsi l'occurrence d'une rentrée atmosphérique est élevée. Selon l'IADC [7], il y a entre un et deux débris spatiaux effectuant une rentrée atmosphérique par jour (Figure 1.2).

Un débris spatial, par définition, n'est pas conçu pour effectuer une rentrée atmosphérique

6. *Geostationary Earth Orbit*
7. *Inter-Agency Space Debris Coordination Commitee*

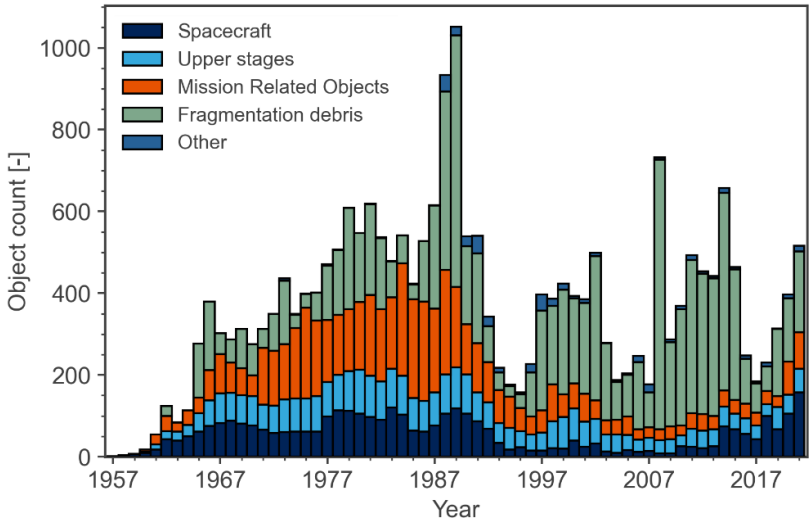


FIGURE 1.2 – Rentrées atmosphériques cataloguées entre 1957 et 2021 par l'IADC par type d'objet. Source : IADC [5].

contrôlée. De manière générale, la date et la zone d'impact au sol ne sont connues que très tardivement lors de la rentrée du fait de plusieurs facteurs, tels que l'altitude orbitale, la forme de l'orbite, la densité de l'atmosphère et les caractéristiques de l'objet lui-même. La prédiction de la zone d'impact dépend d'une large gamme de paramètres et est donc difficile à déterminer précisément. À long terme, la date de la rentrée s'étend sur plusieurs mois, comme cela a été le cas pour la station spatiale chinoise Tiangong-1. La station de 8 tonnes a été classée comme débris spatial suite à sa perte de contrôle en mars 2016 et la date de la rentrée a été alors estimée entre octobre 2017 et avril 2018 par la CNSA [8]. Il a fallu attendre les quinze derniers jours avant la rentrée afin d'obtenir une prédiction avec une erreur inférieure à 24h. Tiangong-1 est finalement rentrée dans l'atmosphère le 2 avril 2018 et sa désintégration a engendré des débris s'étalant sur une zone de plus de 2700 km de long dans l'océan Pacifique.

Parmi les objets catalogués, environ 7% sont des étages supérieurs de fusée (Fig. 1.4 - RB (*Rocket Body*)) assimilable à des cylindres. Le 20 février 2023, un étage de fusée soviétique Vostok-2M Blok E (2ème étage) (Fig. 1.5) abandonné de 1400 kg, ayant lancé le satellite Kosmos-1408 "Ikar" de type Tselina-D en juin 1980, a effectué une rentrée incontrôlée au-dessus de la Nouvelle Zemble (archipel russe de la mer de Barrents) après 42,7 ans en orbite. Du fait de la taille et de la masse de ce type de débris, il est très probable que des fragments ont pu survivre à la rentrée atmosphérique néanmoins aucun débris n'a été retrouvé, ces derniers ayant probablement atterri dans l'océan arctique. Lors d'une rentrée atmosphérique contrôlée, le point d'impact est très généralement un océan, n'engendrant pas de conséquence pour les populations, mais au coût d'une pollution environnementale. Majoritairement les débris spatiaux brûlent intégralement lors de la rentrée, néanmoins le taux de survie des plus gros débris est de 10% à 40% de leur masse initiale. Cette part représente un risque potentiel pour les populations malgré une très faible probabilité d'impacter des zones habitées. Sur les 50 dernières années, l'ESA a recensé la localisation des points d'impact (Figure 1.6) ainsi

8. *China National Space Administration*

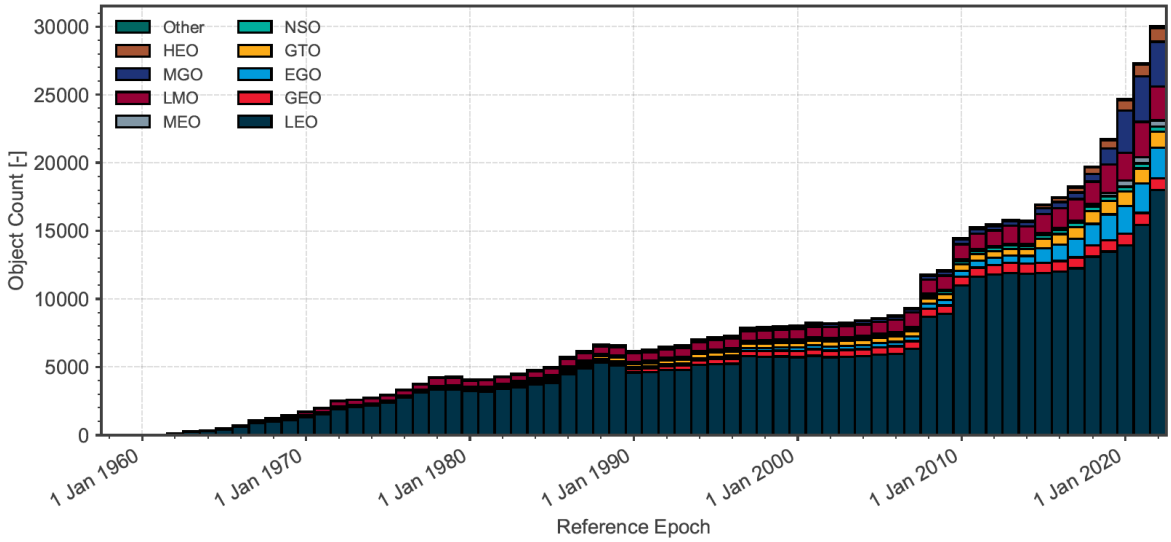


FIGURE 1.3 – Évolution du nombre d'objets sur les différentes orbites terrestres depuis 1960. Légende : LEO (*Low Earth Orbit*) Orbite basse, GEO (*Geostationary Orbit*) Orbite géostationaire. Source : ESA [4].

que la nature des débris récupérés, regroupant une centaine de zones géographique pour 166 débris [6]. Parmi ces débris récupérés, 23% sont de forme cylindrique.

Les réservoirs sous pression à enveloppe composite, ou COPV [9] (Figure 1.7), sont des réservoirs contenant en général de l'hélium, utilisé pour pressuriser les réservoirs principaux des étages supérieurs de fusée dans le cas d'un réallumage du propulseur dans l'espace. Les COPV sont l'un des éléments d'une fusée les plus susceptibles de survivre à la rentrée, car ils sont légers, résistants à la chaleur et généralement situés à l'intérieur des réservoirs principaux, donc relativement bien protégés. Depuis l'augmentation des lancements de SpaceX, une dizaine de COPV ont été retrouvés sur terre, ce qui en fait l'un des débris les plus retrouvés au sol quasiment intacts.

La problématique des débris spatiaux préoccupe de plus en plus la communauté internationale, y compris l'Europe, qui a pris des mesures pour réglementer et atténuer les risques liés à ces débris en orbite. Bien qu'il n'existe pas encore de cadre juridique spécifique entièrement dédié aux débris spatiaux au niveau européen, plusieurs instruments juridiques et initiatives réglementaires ont été mis en place pour aborder cette question. L'une des principales sources de réglementation internationale sous conduit du comité interagence spatiale, l'IADC, établit des directives afin de réguler la création de nouveaux débris spatiaux, de minimiser leur potentiel à se fragmenter sur des orbites préférentielles, de favoriser leur rentrée atmosphérique sans risque pour les populations et de minimiser le risque de collision en orbite y compris sur les orbites cimetières. Au niveau de l'Union européenne (UE), la Commission européenne joue un rôle clé dans l'élaboration de politiques et de réglementations relatives aux débris spatiaux. En 2019, la Commission Européenne a adopté le Code de Conduite de l'Union Européenne sur l'Espace (*EU Space Code of Conduct*), qui fournit un cadre volontaire pour

9. *Composite-Overwrapped Pressure Vessels*

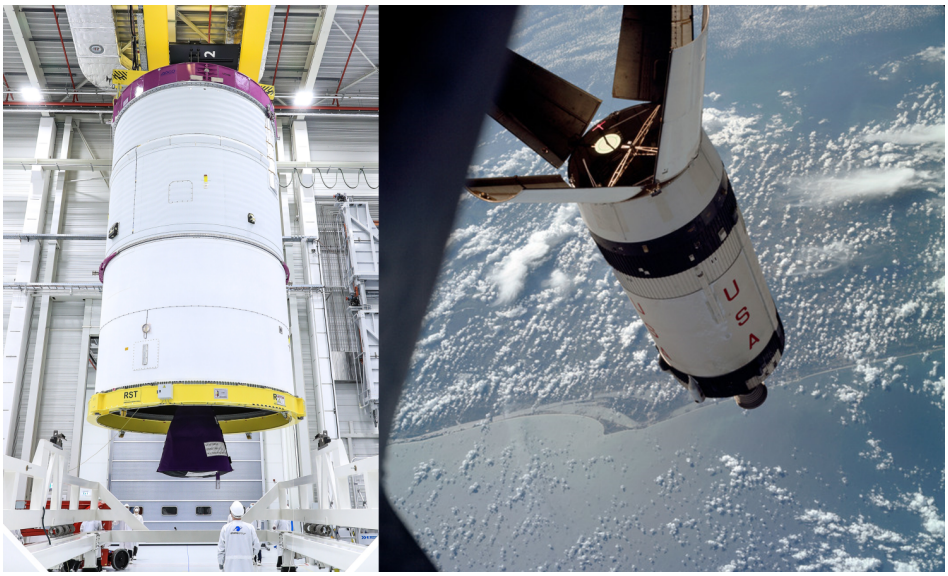


FIGURE 1.4 – Photographies des étages supérieurs des fusées Ariane 6 (ULPM) (Gauche) et Saturn V (S-IVB) (Droite). Source : ArianeGroup-Media GmbH - Frank T. Koch & U.S. National Archives

les états membres de l'UE afin de promouvoir des pratiques responsables dans l'utilisation de l'espace extra-atmosphérique, y compris la réduction des débris spatiaux. Le code de conduite encourage les états membres à adopter des mesures de prévention des débris spatiaux, telles que la conception durable des satellites, la minimisation des débris lors des lancements et la désorbitation sûre des satellites en fin de vie. Enfin, il convient de noter que certains pays européens ont adopté leurs propres réglementations nationales concernant les débris spatiaux. Par exemple, la France a mis en place la Loi relative aux opérations spatiales en 2008, qui établit des règles pour les opérations spatiales françaises, y compris des dispositions sur la prévention des débris spatiaux. La loi impose à l'opérateur de l'objet, devenu débris spatial, de garantir sa destruction dans le cas d'une rentrée atmosphérique ou de s'assurer que le risque de dommages au sol soit très faible.

Les réglementations nécessitent ainsi une connaissance physique précise de l'aérodynamique lors de la rentrée atmosphérique dans le cas d'un débris ou d'un véhicule réutilisable.

1.2 Modélisation de la rentrée atmosphérique

Les différentes agences spatiales et instituts de recherche ont développé au cours des années leurs codes de simulations numériques permettant de calculer la survavibilité et le point d'impact d'un débris lors de sa rentrée. Il existe deux approches, les codes orientés objet et les codes orientés véhicule [8]. Les codes orientés objet modélisent la géométrie du satellite définie par un assemblage de formes simples (sphères, cylindres, plaques, rectangles...). Cette approche fixe une altitude de fragmentation à partir de laquelle les éléments sont calculés indépendamment. Les connaissances des coefficients aérodynamiques des formes simples permettent une rapide estimation de la trajectoire de rentrée, sans nécessiter une importante

Figure 1.5 – Photographie du décollage d'une fusée Vostok-2M (29 août 1991 - Baïkonour). Le Block E est le second étage identifié par les deux bandes grises au-dessus de la structure inter-étage en croisillon. Source : Roscosmos

puissance de calcul. En contrepartie ces approches sont beaucoup moins précises. Les codes utilisant cette approche sont notamment, DAS [10] et ORSAT [11] de la NASA, DRAMA [12] et SESAM [13] de l'ESA et DEBRISK du CNES. Afin d'améliorer la précision de la prédiction de la rentrée, les codes orientés véhicule simulent le corps de rentrée en tenant compte de sa géométrie réelle. La fragmentation du débris est déterminée dans le calcul en fonction des contraintes aérothermodynamiques. Néanmoins l'amélioration de la précision se paie au détriment d'une nécessité de ressources informatiques très élevée et d'une finesse dans l'élaboration des modèles physiques [9]. Les codes orientés véhicule sont notamment PAMPERO du CNES [14] et SCARAB [15] de l'ESA. Prévereaud [10] propose un résumé détaillé des différents codes de rentrée.

Néanmoins, les deux approches numériques donnent de très larges zones d'impact [11], qui se comptent en milliers de kilomètres, et une grande incertitude sur la date de l'impact au sol, supérieure à une heure, lorsque le calcul est effectué quelques jours avant la rentrée. En général, il faut attendre les 12 dernières heures [12], pour obtenir une prédiction locale beaucoup plus précise, ce qui limite très nettement le temps disponible pour effectuer une simulation et prévenir d'éventuels risques au sol. D'après le CDE [16], une simulation d'une précision de 1000km peut être réalisée en 30 minutes.

10. *Debris Assessment Software*
11. *Orbital Re-entry Survival Analysis Tool*
12. *Debris Risk Assessment And Mitigation Analysis*
13. *Spacecraft Entry Survival Analysis Module*
14. *Centre National des Études Spatiales*
15. *Spacecraft Atmospheric Re-entry and Aerothermal Break-up*
16. *Commandement de l'espace de l'Armée française*

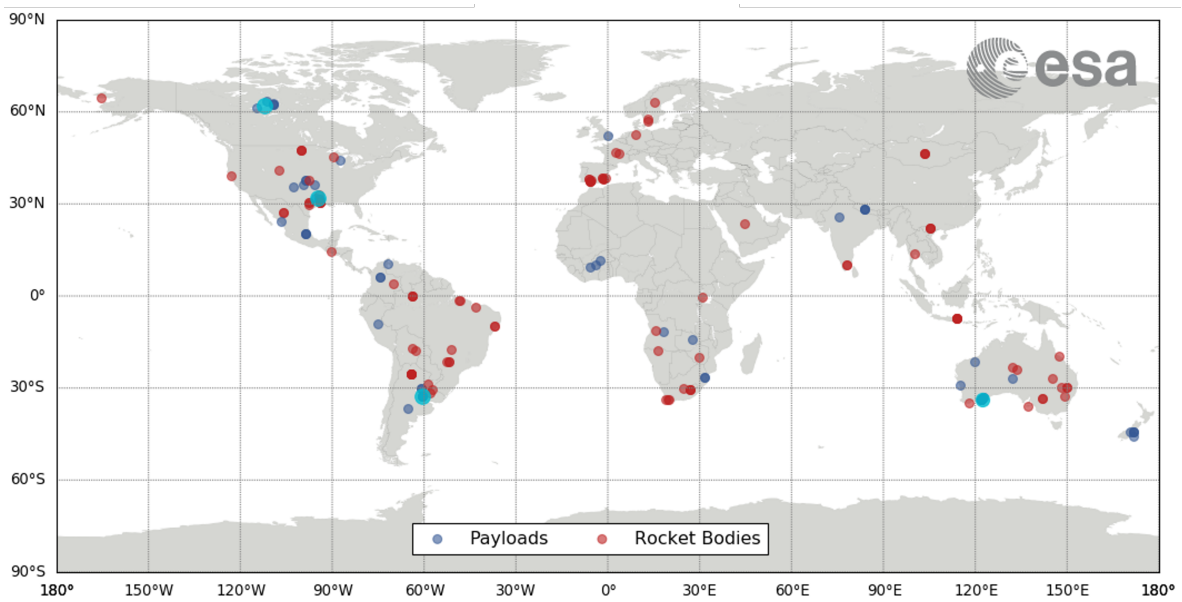


FIGURE 1.6 – Carte de la localisation des débris retrouvés jusqu'en 2017. En bleu, les objets relatifs à une mission et en rouge les corps de fusée. Source : ESA [7].

Ces calculs sont très complexes au vu de la nature de l'écoulement et des phénomènes physiques mis en jeu, notamment l'aérodynamique, l'aérothermodynamique, la thermique, la fragmentation, l'ablation et l'atmosphère. Ils sont sollicités en permanence en fonction de l'altitude du corps de rentrée et donc des différents écoulements. En effet, l'atmosphère n'est pas homogène et présente des variations de température, de pression et de densité de l'air en fonction de l'altitude amenant des variations sur d'autres paramètres d'intérêt aérodynamiques comme la viscosité, la vitesse du son et le libre parcours moyen des molécules. Pendant la rentrée atmosphérique, les objets vont donc traverser différents régimes d'écoulement. Le premier est appelé régime moléculaire libre et correspond à la première phase de la rentrée lorsque le débris possède une vitesse proche de la vitesse orbitale (7800 m.s^{-1}) et une altitude supérieure à 120 km. Dans ce régime, la très faible densité moléculaire induit un taux de collision très faible y compris avec l'objet et la physique aérothermodynamique peut être résolue à l'aide de l'équation de Boltzmann. Les codes de calcul probabiliste de type Monte-Carlo permettent de simuler des écoulements très dilués qui correspondent au régime moléculaire. L'approche est dite moléculaire libre, car elle est définie par une fréquence de collisions intermoléculaires très faible. Les molécules qui heurtent la surface du débris sont réfléchies sans engendrer de collisions avec les autres molécules incidentes. Avec la diminution de l'altitude, la densité atmosphérique devient plus importante et est accompagnée d'une augmentation de la fréquence de collision. Ceci induit un changement de régime d'écoulement traversé, maintenant appelé de transition puis de glissement. Ce régime d'écoulement est caractérisé par le développement d'une couche limite, dite de Knudsen, dans laquelle le gaz n'est pas en équilibre thermodynamique ce qui conduit à un glissement tangentiel apparent du fluide à la paroi. D'un point de vue numérique, la quantité de molécules d'air devient importante, l'approche discrète du type Monte-Carlo peut être conservée néanmoins le coût de calcul de-

FIGURE 1.7 – COPV retrouvés au Brésil en 2014 et en Indonésie en 2016 appartenant probablement au second étage d'une fusée Falcon 9. Vue intérieur du réservoir du premier étage, contenant 18 COPV, de la fusée RS1 de ABL Space Systems. Source : ESA & ABL Space Systems

vient important. Une alternative consiste en l'utilisation des équations de Navier-Stokes dans une approche macroscopique de l'écoulement. Néanmoins, les effets de raréfaction induisent des conditions aux limites de glissement de vitesse et de saut de température. Ces conditions de glissement représentent la principale difficulté dans leur modélisation physique et leur implémentation dans les différents codes. Enfin, lorsque l'altitude est suffisamment basse et la densité de l'air suffisamment élevée, l'écoulement obéit au régime continu et la modélisation par les équations de Navier-Stokes devient alors parfaitement adaptée. Les différents modèles et régimes d'écoulements sont détaillés dans le chapitre 4.

Afin d'affiner les modèles physiques, pour améliorer la prédiction des paramètres spatiaux et temporels de la rentrée, les données expérimentales, des grandeurs comme la pression ou la température, sont essentielles. Dans le cas des modèles continus avec conditions de glissement à la paroi ou des modèles basés sur la cinétique des gaz, notamment la DSMC [17], la physique de l'écoulement à la paroi est pilotée par des coefficients d'accommodation. Les données expérimentales sur les conditions d'écoulement sont utilisées pour déterminer les coefficients d'accommodations qui dépendent aussi des propriétés physiques des débris par exemple leur forme, leur matériau, leur état de surface. L'obtention de données expérimentales représente souvent une réelle difficulté au vu de la complexité des écoulements en question et du très faible nombre d'installations permettant de reproduire les écoulements d'une rentrée atmosphérique. En effet, il existe moins d'une dizaine d'installations super- et hypersoniques raréfiées en Europe, réparties au DLR en Allemagne [13], au CNRS d'Orléans [14] et à l'ONERA [15] en France, à l'université d'Oxford [16] et à l'Imperial College de Londres [17] en Angleterre. Les études expérimentales des écoulements des rentrées ont vu leur âge d'or dans les années 1960 et 1970 [18], mais depuis les trois dernières décennies, celles-ci se font très rares et en particulier sur les formes canoniques telles que la sphère et le cylindre.

Le laboratoire ICARE, au sein duquel se déroule une partie de l'étude de cette thèse, participe activement à cette recherche fondamentale sur les rentrées atmosphériques. L'équipe

17. *Direct Simulation Monte Carlo*

de recherche, possédant des moyens d'essais peu répandus, peut étudier l'intégralité d'une rentrée atmosphérique. Récemment, les travaux de Cardona [19] sur les interactions aérodynamiques de sphères, de Rembaut [20] sur l'étude expérimentale en écoulement supersonique haute enthalpie et raréfié d'une sphère et d'un cube, ont permis une grande contribution à la modélisation de la rentrée atmosphérique des débris spatiaux. Des travaux ont aussi été réalisés sur les effets des actionneurs plasma, jouant le rôle de boucliers ablatifs, lors d'une rentrée atmosphérique par Coumar [21]. Notre étude a bénéficié des travaux de Rembaut [20] et Noubel *et al.* [22] pour mesurer avec grande précision les efforts aérodynamiques grâce aux développements de balances aérodynamiques. Le Labex CAPRYSSES (ANR-11-LABX-0006-01) nous a offert un cadre unique et propice pour aborder ce problème en réunissant les savoir-faire de deux laboratoires : ICARE, qui jouit d'une expertise dans l'étude des écoulements raréfiés et compressibles et PRISME, qui possède une expertise reconnue dans l'étude des sillages et de leur contrôle.

L'une des principales motivations de ce travail de recherche est de déterminer si une approche analogue peut être mise en œuvre afin d'obtenir des données expérimentales représentant la physique de l'aérodynamique de la rentrée atmosphérique. Plus précisément, il se focalise sur les phénomènes proche paroi en régime de glissement où la simulation via une approche macroscopique de type Navier-Stokes peut être appliquée avec des conditions spécifiques de saut de vitesse et de température à la paroi.

Chapitre 2

Introduction

Sommaire

2.1 Les écoulements raréfiés **11**
2.1.1 Les écoulements raréfiés en microcanaux 13
2.1.2 Les conditions pariétales du régime de glissement et leur modélisation . . 14
2.1.3 Analogie de l'écoulement raréfié à l'aide des écoulements hydrauliques . . 16
2.2 Analogie du régime compressible et gaz équivalents **18**
2.2.1 Analogie de l'écoulement compressible 18
2.2.2 Analogie topographique des écoulements supersoniques/supercritiques . . 22
2.3 Objectifs de la thèse **26**

Chacun des chapitres suivants présente une introduction spécifique à sa problématique. Cette introduction a pour but de situer la problématique au cœur de ce travail de recherche dans une vue d'ensemble.

2.1 Les écoulements raréfiés

Les régimes raréfiés apparaissent lorsque la densité du gaz est faible et donc la distance entre les particules est grande par rapport aux dimensions caractéristiques de l'écoulement lui-même. Dans ces régimes, les interactions moléculaires et les collisions sont moins fréquentes, ce qui entraîne des comportements fluidiques différents de ceux observés dans les écoulements dits "continus". L'étude des écoulements raréfiés revêt une importance particulière dans des domaines tels que la physique des écoulements gazeux à basse pression, la propulsion spatiale, la microfluidique, les technologies de vide et les procédés de fabrication à l'échelle nanométrique.

La quantité physique qui caractérise les écoulements raréfiés est le libre parcours moyen λ, qui représente la distance moyenne parcourue par une molécule entre deux collisions. Dans les écoulements continus, où la densité de molécules est élevée, le libre parcours moyen est négligeable par rapport aux dimensions de l'écoulement, et les interactions peuvent être approximées par des lois macroscopiques telles que les équations de Navier-Stokes. En revanche, dans les écoulements raréfiés, le libre parcours moyen devient comparable à la taille caractéristique du système L_{ref}, et des phénomènes liés au déséquilibre thermodynamique local deviennent significatifs. Le degré de raréfaction de l'écoulement est caractérisé par le nombre de Knudsen Kn,

$$Kn = \frac{\lambda}{L_{ref}}. \tag{2.1}$$

La modélisation mathématique des écoulements raréfiés fait appel à des méthodes différentes de celles utilisées pour les écoulements continus. Des approches telles que la cinétique des gaz, les simulations numériques basées sur l'équation de Boltzmann ou les méthodes de Monte Carlo sont couramment utilisées. Ces modèles prennent en compte les interactions moléculaires, les collisions et les échanges d'énergie entre les molécules et l'objet, et fournissent une description plus précise des comportements fluidiques dans le régimes raréfiés.

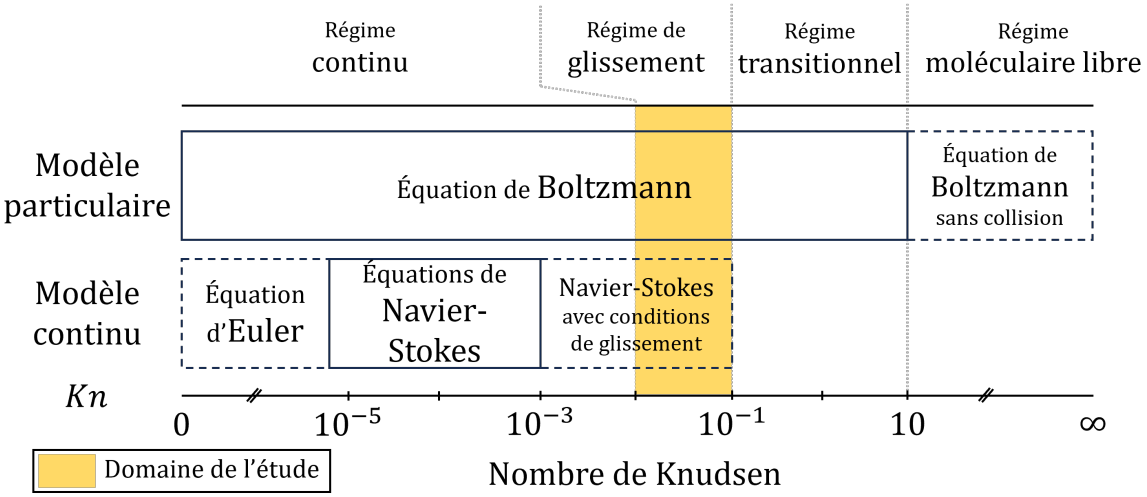


FIGURE 2.1 – Limites des modèles selon les différents régimes d'écoulements. Inspiré de Schlegat [23] et Bird [24].

Le nombre de Knudsen permet de classifier différents régimes d'écoulement.

- Lorsque $Kn < 10^{-3}$, le régime est dit continu. Les équations de Navier-Stokes modélisent l'écoulement dont la continuité de la vitesse et de la température est assurée.
- Lorsque $10^{-3} \leq Kn < 10^{-1}$, le régime est dit de glissement. Ce régime peut encore être modélisé par un milieu continu avec l'apparition d'un saut de vitesse et de température à la paroi, résultant d'un déséquilibre thermodynamique local.
- Lorsque $10^{-1} \leq Kn < 10$, le régime est dit transitionnel, les collisions intermoléculaires deviennent faibles. Les équations de Navier-Stokes ne sont plus valides et l'équation de Boltzmann devient le modèle adapté à ce régime d'écoulement.
- Lorsque $Kn > 10$, le régime est dit moléculaire libre, les collisions intermoléculaires sont négligeables, seules les interactions entre les molécules incidentes et la surface influencent l'aérodynamique de l'objet.

Les différents régimes sont résumés sur la figure 2.1.

Une conséquence directe de la raréfaction du milieu est la modification de l'échange de quantité de mouvement entre l'écoulement et la surface d'un objet. Ce phénomène s'accompagne d'un changement profond de la condition d'adhérence à la paroi et donc de la couche limite.

La couche limite est une zone particulière de l'écoulement qui se forme proche de la paroi d'un objet. Communément dans les écoulements continus, la vitesse à la paroi des particules du fluide est nulle. De manière simple, lorsque les particules rentrent en contact avec la surface,

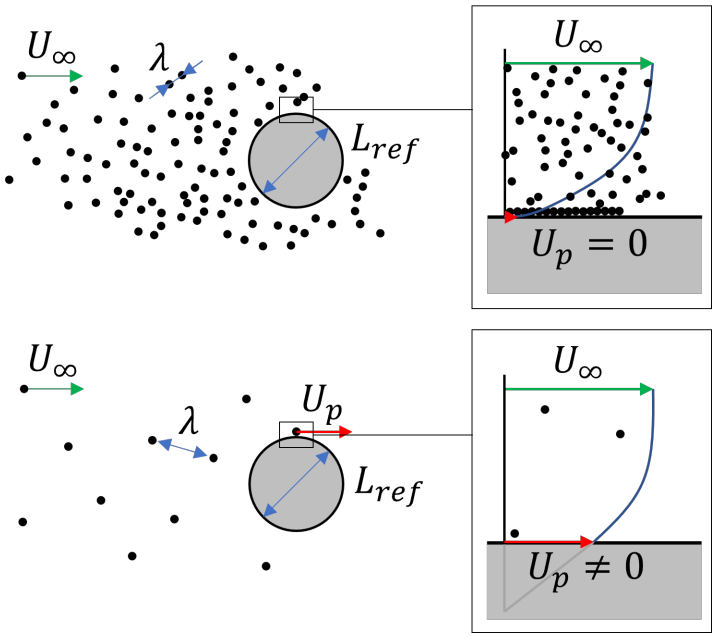


FIGURE 2.2 – Schéma descriptif de l'écoulement raréfié (bas) et de l'écoulement continu (haut) et représentatif du profil de vitesse des particules proche de la paroi.

une portion d'entre elles rebondissent et collisionnent avec les particules incidentes, créant une zone à forte densité et empêchant les particules de se mouvoir, ce qui a pour conséquence d'induire une vitesse du fluide nulle à la paroi. Dans le cas de l'écoulement raréfié, du fait de la très faible quantité de particules, celles-ci ne subissent presque aucune collision et ont donc, la possibilité de "glisser" à la surface de l'objet. Ainsi il apparaît en moyenne une vitesse non nulle à la paroi, dite de "glissement", dans les écoulements raréfiés. La figure 2.2 illustre les écoulements continus et glissants à l'aide de la population des molécules d'air modélisées par les points noirs.

Les écoulements raréfiés sont présents dans le domaine spatial avec les écoulements à basse pression notamment lors de rentrées atmosphériques mais aussi dans le domaine microfluidique avec les microécoulements gazeux ou liquides. C'est dans le contexte des rentrées atmosphériques des débris spatiaux que cette étude se positionne.

2.1.1 Les écoulements raréfiés en microcanaux

Les écoulements en microcanaux sont caractérisés par des dimensions réduites de conduits de l'ordre du nanomètre à quelques centaines de micromètres. Ils présentent des propriétés fluidiques très distinctes par rapport aux écoulements en conduits de taille plus importante [25]. Lorsque les dimensions du canal deviennent comparables au libre parcours moyen des molécules de gaz, l'aspect raréfié entre en jeu, ce qui donne lieu à des phénomènes de déséquilibre thermodynamique et des effets de raréfaction. Il y a alors une rupture de la validité de l'hypothèse d'écoulement continu et ainsi les profils de vitesse, les débits et les contraintes proches paroi en sont influencés. Plusieurs expériences ont montré que le débit dans les microcanaux ne peut être prédit à l'aide d'analyses issues d'hypothèses d'écoulement continu

[26-28].

La modélisation des écoulements en microcanaux dans le régime raréfié fait appel à des approches telles que la cinétique des gaz et les simulations numériques basées sur des méthodes de type Boltzmann ou DSMC [29-31]. Ces modèles prennent en compte les collisions moléculaires, les effets de transport non locaux et les interactions fluide-surface pour modéliser les écoulements en microcanaux. Lorsque les effets de raréfaction sont modérés, les équations de Navier-Stokes restent valides grâce à l'ajout de conditions de glissement en vitesse et température [32]. Zeitoun *et al.* [33] a notamment montré que l'utilisation d'un modèle Navier-Stokes glissant peut produire d'excellentes prédictions sur la propagation d'ondes de choc dans des microcanaux en comparant les résultats avec des modèles statistiques DSMC et cinétiques BGK [1].

Dans le domaine de la recherche expérimentale, les techniques de mesures sont peu nombreuses et restent très spécifiques et difficiles à mettre en œuvre même si certaines méthodes comme la vélocimétrie par marquage moléculaire MTV [2] se développent [34]. Parmi ces techniques, on trouve la microscopie électronique et optique et l'interférométrie optique microscopique, qui permettent d'observer et de caractériser les écoulements à l'échelle microscopique [35-37].

2.1.2 Les conditions pariétales du régime de glissement et leur modélisation

Le régime d'écoulement glissant est étudié depuis maintenant plusieurs décennies [38]. Le glissement pariétal est la condition de similitude pour les écoulements raréfiés incompressibles en utilisant les équations de Navier-Stokes. Maxwell [39] définit en 1878 la condition aux limites modélisant la condition de glissement en vitesse à la paroi U_t sous la forme suivante :

$$U_t - U_p = \frac{2-\sigma_v}{\sigma_v} Kn \frac{\partial U_t}{\partial n} + \frac{3}{2\pi} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{Kn^2 Re}{Ec} \frac{\partial T}{\partial t}, \tag{2.2}$$

et Smoluchowski [40] définit en 1898 celle du glissement en température à la paroi T par :

$$T - T_p = \frac{2-\sigma_T}{\sigma_T} \frac{2\gamma}{\gamma+1} \frac{Kn}{Pr} \frac{\partial T}{\partial n}. \tag{2.3}$$

Ces conditions sont exprimées sous formes adimensionnées où U_∞, T_∞ (température infinie amont) et L_{ref} sont utilisées comme grandeurs de référence pour la normalisation et les indices t, n et p signifient tangent, normal et paroi respectivement. Les modèles sont dépendants des nombres de Reynolds Re, Knudsen Kn, Eckert Ec et Prandtl Pr, des coefficients d'accommodation pour la quantité de mouvement tangentielle σ_v et pour l'énergie thermique σ_T, ainsi que du coefficient adiabatique γ. Le coefficient de glissement en température dans un microcanal peut être mesuré à l'aide de la méthode proposée par Rojas-Cárdenas *et al.* [41]. Dans les conditions de cette étude, l'écoulement est considéré comme isotherme ainsi la condition de glissement de température (2.3) disparaît ($T = T_p$) et la condition de glissement en vitesse voit le terme de transpiration thermique disparaître. De plus, sans vitesse de paroi

1. *Bhatnagar–Gross–Krook*
2. *Molecular Tagging Velocimetry*

($U_p = 0$), la condition devient :

$$U = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} Kn \frac{\partial U_t}{\partial n}. \tag{2.4}$$

Cette condition est dite du premier ordre et seuls le nombre de Knudsen et le gradient vertical de vitesse la pilotent. La condition au premier ordre est un modèle qui s'avère bien représentatif de la vitesse à la paroi lorsque le nombre de Knudsen est inférieur à 0,1, ce qui a été démontré expérimentalement par Arkilic *et al.* [42] en microcanal. C'est à l'aide de cette condition que nous tenterons de modéliser notre problème étant donné que le nombre de Knudsen reste dans le domaine de validité de la condition.

Le coefficient σ_v est utilisé en simulation numérique des écoulements raréfiés, notamment en DSMC [43]. Dans ce type de simulation, chaque molécule, représentant le comportement d'un nombre de molécules réelles, est simulée à l'aide de l'équation de Boltzmann contrairement aux simulations de type Navier-Stokes. La vitesse de glissement à la paroi est alors générée par la non-prise en compte d'une certaine quantité de mouvement des particules incidentes et impactant la paroi. En d'autres termes, le coefficient d'accommodation de quantité de mouvement tangentielle est introduit pour tenir compte de la quantité de mouvement conservée par les molécules réfléchies. Pour une paroi idéalisée (parfaitement lisse au niveau moléculaire), les angles d'incidence et de réflexion des molécules qui entrent en collision avec la paroi sont identiques. Les molécules conservent alors leur quantité de mouvement tangentiel. Ce phénomène est appelé réflexion spéculaire et entraîne un glissement parfait à la paroi. Inversement, dans le cas d'une paroi extrêmement rugueuse, les molécules sont réfléchies selon un angle aléatoire et perdent entièrement leur quantité de mouvement tangentiel, c'est ce qu'on appelle la réflexion diffuse. Pour les parois réelles, certaines molécules sont réfléchies de manière diffuse et d'autres de manière spéculaire. En théorie, ce coefficient est compris entre 0 et 1 et est défini comme la fraction des molécules réfléchies de manière diffuse. En microfluidique, ce coefficient peut être mesuré notamment par Graur *et al.* [44]. La méthode repose sur une mesure de débit massique dans un microcanal afin d'extraire le coefficient d'accommodation de la quantité de mouvement tangentielle, dépendant des propriétés de rugosité et des parois [45].

Le modèle de glissement du premier ordre peut être simplement exprimé au travers d'un paramètre, la longueur de glissement Ls. Schaaf et Chambre [46] définissent cette longueur par l'expression suivante :

$$\frac{Ls}{L_{ref}} = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} Kn. \tag{2.5}$$

Cette longueur de glissement représente la hauteur fictive à partir de la paroi où le profil de vitesse du fluide extrapolé linéairement atteint une condition de vitesse nulle, telle qu'illustrée sur la figure 2.3 et présentée en détails par Rothstein [47]. Nous utiliserons ce modèle de longueur de glissement par la suite, afin de simplifier le développement théorique et de relier ce modèle aux propriétés hydrophobes de l'étude hydraulique.

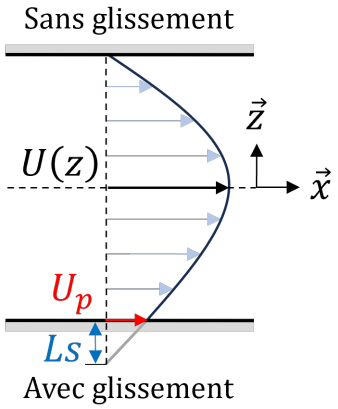


FIGURE 2.3 – Schéma du profil de vitesse d'un écoulement de Poiseuille avec et sans condition de glissement à la paroi.

2.1.3 Analogie de l'écoulement raréfié à l'aide des écoulements hydrauliques

Pour trouver une analogie avec les écoulements des rentrées, il s'agit de reproduire le caractère raréfié. Cette caractéristique de l'écoulement est obtenue naturellement avec la faible densité de l'air. Néanmoins, cette faible densité engendre deux effets sur l'écoulement, une contribution des efforts visqueux importante dans le comportement dynamique de l'écoulement ainsi que l'apparition d'une condition de glissement à la paroi. L'analogie pourrait être réalisée à l'aide des écoulements en microcanaux, où les effets raréfiés sont naturellement présents, mais ces derniers font apparaître des temps et des dimensions caractéristiques difficiles à concevoir et à mesurer. C'est pourquoi, nous avons choisi une analogie transposée aux écoulements hydrauliques pour lesquels il est plus facile de maîtriser le caractère visqueux et le glissement à la paroi. Cela pourrait venir en aide à la compréhension des propriétés physiques à la paroi.

Caractère visqueux

Au travers du nombre de Reynolds, il est possible de quantifier les effets visqueux dans l'écoulement supersonique et raréfié afin de réaliser un écoulement équivalent en hydraulique en modifiant les propriétés du fluide [48, 49].

Le nombre de Reynolds caractérise l'importance des effets d'inertie sur les effets visqueux et permet de distinguer les différents comportements dynamiques de l'écoulement, selon qu'il soit turbulent, transitoire ou laminaire. Il est défini selon l'expression suivante :

$$Re = \frac{\rho_\infty U_\infty L_{ref}}{\mu_\infty}, \tag{2.6}$$

avec ρ_∞ la masse volumique de l'écoulement non perturbé, L_{ref} la distance caractéristique et μ_∞ la viscosité dynamique de l'écoulement non perturbé.

Caractère glissant

En hydraulique, le glissement peut être obtenu à l'aide d'un traitement spécifique sur la paroi

de l'objet. Dans la nature, ce phénomène existe naturellement, c'est le cas de la feuille de Lotus (Figure 2.4), qui a inspiré le développement de revêtements super-hydrophobes [47, 50]. En pratique, la feuille de Lotus atteint cette propriété grâce à la nature rugueuse de la surface de la feuille. Ce mécanisme a été mis en évidence par microscopie électronique par Barthlott *et al.* [51], qui observe que la surface est recouverte de protubérances de la taille proche du micromètre recouvertes de nanostructures en forme tubulaire (Figure 2.5). Cette configuration de la surface se traduit ainsi par une structure hiérarchique à multiples échelles de longueur, où les éléments sont répartis aléatoirement sur la surface. Au contact de l'eau, ce couplage de texture de surface et de propriétés chimiques permet à une faible quantité d'air d'être piégée entre les aspérités de surface. Cela provoque une augmentation de la surface de contact entre l'air et le liquide au détriment du contact entre le solide et le liquide, conduisant au glissement du liquide sur la surface.

De façon schématique, les propriétés hydrophobes se résument avec la figure 2.6. Une goutte d'eau reposant sur une surface solide et entourée d'un gaz forme un angle de contact caractéristique θ_s, illustré sur la figure 2.6. Dans le cas (a), la surface est mouillée par la goutte. Si la surface solide est rugueuse et que le liquide pénètre dans les aspérités de surface (b), la gouttelette est à l'état de Wenzel [52] et l'adhérence y est très forte. À l'inverse, si le liquide repose sur les sommets des aspérités (c), il est à l'état Cassie-Baxter [53]. Une mince couche d'air est alors piégée dans la surface texturée et les forces de frottement sont d'autant plus faibles que la surface de contact avec le solide est réduite. On parle alors d'hydrophobie. Lorsque l'angle de contact dépasse 150°, la surface est qualifiée de super-hydrophobe.

FIGURE 2.4 – Gouttelettes d'eau à la surface d'une feuille de Lotus.

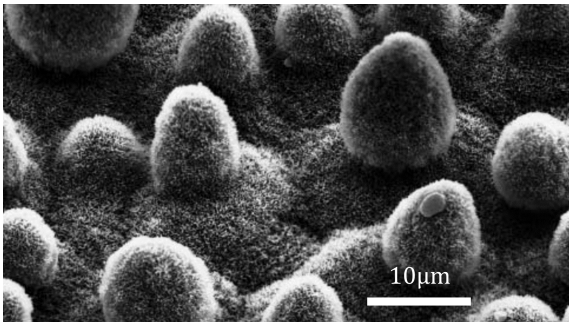


FIGURE 2.5 – Photographie par microscope électronique de la surface d'une feuille de Lotus *Nelumbo nucifera*. Extrait de Barthlott *et al.* [51].

Les effets du glissement ont déjà été étudiés, notamment par Legendre *et al.* [54] sur leur influence sur la dynamique d'un sillage derrière un cylindre. Les études ont montré le retard dans l'apparition des instabilités ainsi que la réduction effective de la traînée [55, 56]. Ces études ont permis une large compréhension du comportement du glissement en régime incompressible, ce qui constituera le point de départ pour cette étude en régime compressible.

Le laboratoire PRISME, au sein duquel se déroule la partie hydraulique de cette thèse, participe activement à la recherche fondamentale sur les effets des surfaces super-hydrophobes. Notamment, au travers de l'étude expérimentale et numérique de Castagna [57] sur la contri-

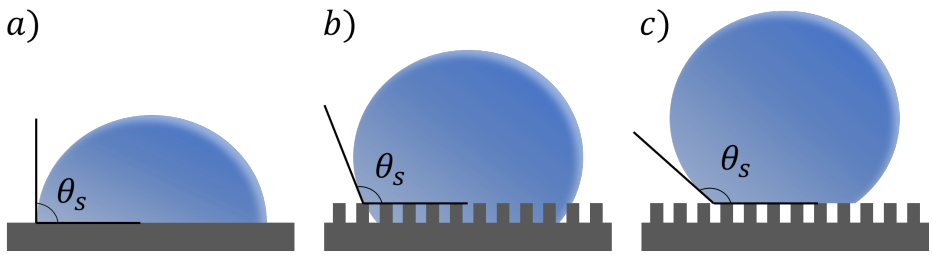


FIGURE 2.6 – Différents états microscopiques du contact d'un liquide sur (a) une surface lisse, (b) une surface texturée mouillée représentant un état Wenzel, (c) une surface texturée où un gaz est piégé entre les éléments rugueux représentant un état Cassie-Baxter.

bution et la modélisation des effets du glissement autour d'une sphère et sur son influence sur le sillage [58]. Le retour d'expériences acquis sur les surfaces super-hydrophobes a en grande partie permis la conception de l'étude hydraulique de la présente recherche. De plus, l'étude menée par Bettaieb *et al.* [59] a participé à une meilleure compréhension et prédiction des effets des surfaces super-hydrophobes et au développement d'une condition de glissement dans un modèle analytique.

2.2 Analogie du régime compressible et gaz équivalents

La physique des rentrées atmosphériques est caractérisée par des écoulements raréfiés et supersoniques (à minima). Ainsi, afin de réaliser une analogie avec ces écoulements, il est nécessaire de satisfaire une similitude avec ces deux propriétés. La première similitude vient d'être traitée précédemment. La seconde similitude concernant les écoulements supersoniques, communément classés comme compressibles, est l'analogie avec les écoulements hydrauliques à surface libre.

2.2.1 Analogie de l'écoulement compressible

Une première analogie entre les écoulements compressible et hydraulique à surface libre a été développée par Preiswerk [60]. Cette analogie présente un premier lien entre les deux physiques au travers des nombres de Froude et de Mach lorsque le coefficient abiadatique γ du gaz équivalent est égal à 2.

Les écoulements à surface libre sont simplement définis par l'écoulement d'un liquide dans un canal ouvert, représentatifs de problématique de ruissellement mais aussi d'écoulements naturels, tels que les rivières, les lacs ou les océans. Ces écoulements sont principalement pilotés par la force de gravité et les forces de frottements. On parle d'écoulement en eau peu profonde lorsque la profondeur de l'écoulement est relativement faible par rapport aux autres dimensions caractéristiques. Ces écoulements sont d'une grande importance dans de nombreux domaines, tels que l'hydrologie, la géomorphologie fluviale et l'océanographie côtière [61, 62].

La modélisation mathématique des écoulements à surface libre repose sur les équations de Navier-Stokes. Dans le cas des écoulements en eau peu profonde, ces équations sont simplifiées en utilisant des approximations spécifiques aux faibles profondeurs. Les modèles couramment

utilisés incluent les équations de Saint-Venant, également connues sous le nom d'équations en eau peu profonde, qui fournissent une description précise des écoulements à surface libre dans des conditions où les effets de la viscosité sont négligeables.

Les écoulements à surface libre en eau peu profonde présentent des caractéristiques distinctes. Parmi les phénomènes clés, on trouve la propagation des ondes et notamment la transition entre écoulements subcritiques à supercritiques, comparable à la transition subsonique à supersonique des écoulements compressibles.

Le nombre de Mach M est un nombre sans dimension fondamental dans la physique des rentrées, car il décrit le caractère compressible de l'écoulement. Il est défini par le rapport de la vitesse moyenne des particules du fluide non perturbé U_∞ par la vitesse de propagation des propriétés physiques dans l'écoulement, appelée vitesse du son c, tel que :

$$M = \frac{U_\infty}{c} = \frac{U_\infty}{\sqrt{\gamma R T_\infty}}, \tag{2.7}$$

avec $\gamma = 1,4$ pour l'air, R la constante spécifique de l'air et T_∞ la température de l'écoulement non perturbé.

Le nombre de Mach permet de classifier différents régimes d'écoulement :

- Lorsque $M < 1$, le régime est subsonique, les effets de compressibilité sont en général faibles, il n'y a pas d'onde de choc et cela correspond aux derniers moments d'une rentrée avant impact.
- Lorsque $M \leq 1$, le régime est transsonique, les effets de compressibilité commencent à être présents, et des instabilités dynamiques apparaissent.
- Lorsque $M > 1$, le régime est supersonique, les effets de compressibilité deviennent important, ce qui amène à l'apparition d'une onde de choc devant les corps.
- Lorsque $M > 5$, le régime est hypersonique, les effets de compressibilité deviennent si important que cela engendre des phénomènes thermochimiques appelés effets des gaz réels. Cet écoulement correspond aux premiers instants de la rentrée.

Le nombre de Froude Fr est un nombre fondamental en hydraulique qui caractérise l'importance relative de l'énergie cinétique par rapport à l'énergie potentielle de la pesanteur. Dans le cas particulier des écoulements à surface libre en eau peu profonde, il est défini par le rapport de la vitesse moyenne de l'écoulement U_∞ par la vitesse des ondes de surface c, et s'écrit :

$$Fr = \frac{U_\infty}{c} = \frac{U_\infty}{\sqrt{g h_\infty}}, \tag{2.8}$$

avec g l'accélération de la pesanteur et h_∞ la hauteur de l'écoulement non perturbé.

Le nombre de Froude permet d'identifier différents régimes d'écoulement, au même titre que le nombre de Mach.

- Lorsque $Fr < 1$, le régime est fluvial (ou subcritique), caractérisé par de grandes hauteurs d'eau et de faibles vitesses. L'écoulement est piloté par la dynamique des ondes de surfaces ou de faibles déformations de la surface, c'est l'équivalent du régime subsonique.

- Lorsque $Fr > 1$, le régime est torrentiel (ou supercritique), caractérisé par de faibles hauteurs d'eau et de grandes vitesses. C'est l'équivalent du régime supersonique. Lors de la transition entre le régime supercritique vers le régime subcritique, un ressaut hydraulique se crée, la vitesse de l'écoulement diminue brutalement et se transforme en une augmentation de la hauteur d'eau à la manière d'une onde de choc.

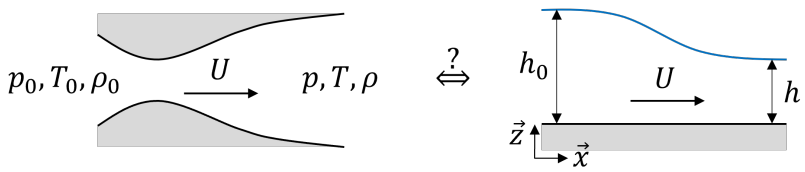


FIGURE 2.7 – Analogie entre les écoulements de gaz et en eau peu profonde. L'indice $_0$ se rapporte aux conditions génératrices.

En eau peu profonde, la vitesse des ondes de gravité c ne dépend pas de la longueur des ondes ni de la profondeur. Ainsi, le développement bien connu [60, 63-69], de l'analogie est obtenu en recherchant un gaz équivalent dans un écoulement compressible (par exemple au travers d'une tuyère) dont les relations mathématiques sont similaires à celle d'un écoulement hydraulique en eau peu profonde. Les deux configurations d'écoulements sont présentées sur la figure 2.7.

La première similitude est obtenue en considérant une équivalence entre les vitesses des ondes des deux types d'écoulements, et est développée plus en détail par Preiswerk [60],

$$c_{gaz} \sim c_{eau}. \tag{2.9}$$

Ainsi,

$$\sqrt{\gamma r T} \sim \sqrt{gh}, \tag{2.10}$$

et donc,

$$T \sim h, \tag{2.11}$$

car γr et g sont des constantes. Ainsi, on en déduit donc la première relation d'équivalence entre les écoulements compressible et hydraulique au travers du rapport des hauteurs et des températures,

$$\frac{T}{T_0} \approx \frac{h}{h_0}. \tag{2.12}$$

Il est possible de poursuivre le développement en exprimant l'équation de continuité pour les deux écoulements.

L'équation de continuité pour le gaz dans une approximation d'écoulement stationnaire, issue des équations de Navier-Stokes, s'écrit sous la forme suivante :

$$\int_{\mathcal{V}} \nabla \cdot (\rho \mathbf{u})\, \mathrm{d}V = \int_{\mathcal{V}} \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} \mathrm{d}V = 0 \tag{2.13}$$

Dans le cas d'un écoulement en eau peu profonde où la densité ρ_{eau} est constante et où les

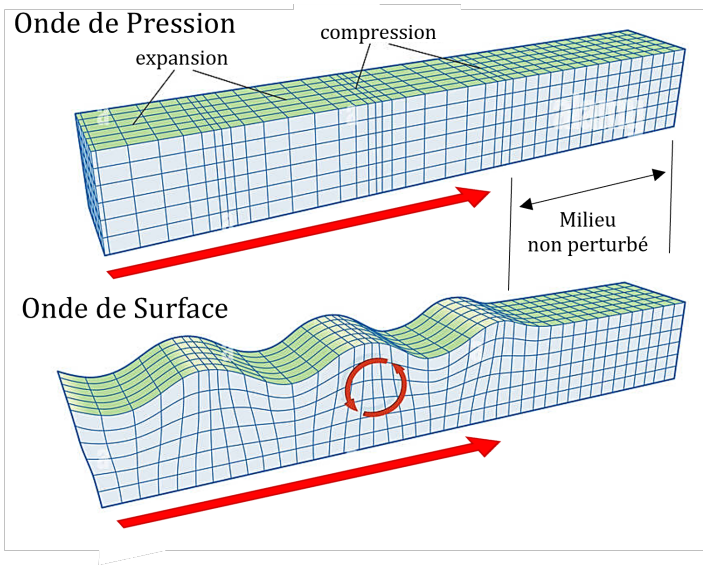


FIGURE 2.8 – Forme des ondes de pression et de surface. Source Encyclopædia Britannica ©.

vitesses verticales w sont supposées négligeables, l'équation de la continuité dans cette limite s'exprime exclusivement en deux dimensions tel que :

$$\rho_{eau} \int_{\mathcal{S}} \nabla \cdot \left(\int_0^h \mathbf{u} \, \mathrm{d}z \right) \mathrm{d}S = \rho_{eau} \int_{\mathcal{S}} \nabla \cdot (h\mathbf{u}) \, \mathrm{d}S = \rho_{eau} \int_{\mathcal{S}} \frac{\partial (hu)}{\partial x} + \frac{\partial (hv)}{\partial y} \mathrm{d}S = 0 \tag{2.14}$$

On peut déduire des relations (2.13) et (2.14), en analysant les variables des équations aux dérivées partielles des membres de droite, la condition suivante afin d'avoir une analogie sur la conservation de la quantité de masse :

$$\frac{h}{h_0} \approx \frac{\rho}{\rho_0}. \tag{2.15}$$

On en déduit donc la seconde relation d'équivalence entre les deux écoulements au travers du rapport des hauteurs et des densités.

La troisième relation est obtenue à partir de la relation isentropique d'Hugoniot pour le gaz,

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}}, \tag{2.16}$$

néanmoins les relations (2.12) et (2.15) imposent une analogie directe entre h, ρ et T, ce qui implique une condition sur le coefficient adiabatique du gaz, c'est-à-dire $\gamma = 2$. L'écoulement hydraulique est alors comparable à l'écoulement compressible à la condition que le gaz équivalent possède un coefficient adiabatique égal à 2.

À partir de la relation isentropique pour le gaz suivante,

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma}, \tag{2.17}$$

et de la seconde relation (2.15), on en déduit la troisième relation d'équivalence au travers du rapport des pressions et des hauteurs,

$$\frac{p}{p_0} \approx \left(\frac{h}{h_0}\right)^{2}. \tag{2.18}$$

La dernière analogie entre les deux écoulements est le phénomène issu de la transition entre les régimes subsonique et supersonique et les régimes subcritique et supercritique, se traduisant par l'apparition d'une onde de choc et par analogie un ressaut hydraulique. Dans les deux cas, nous avons une onde, de pression ou de surface, dont le comportement, une série de compressions et d'expansions ou une série de crêtes et de creux, est identique selon le point de vue (vue de dessus sur la figure 2.8).

L'analogie entre les deux écoulements est résumé dans le tableau suivant :

Écoulement compressible (gaz équivalent $\gamma = 2$)	Écoulement hydraulique à surface libre
Onde de choc	Ressaut hydraulique
Écoulement supersonique	Écoulement supercritique
Nombre de Mach U/c	Nombre de Froude $U/\sqrt{gh}$
Vitesse du son $c = \sqrt{\gamma p/\rho}$	Vitesse des ondes $\sqrt{gh}$
Rapport de pression p/p_0	Carré du rapport de hauteur d'eau $(h/h_0)^2$
Rapport de densité ρ/ρ_0	Rapport de hauteur d'eau h/h_0
Rapport de température T/T_0	Rapport de hauteur d'eau h/h_0

Table 2.1 – Résumé de l'analogie entre les deux écoulements.

2.2.2 Analogie topographique des écoulements supersoniques/supercritiques

D'un point de vue pratique, selon les circonstances, les ondes de choc peuvent être bénéfiques ou non. Par exemple, pour les vols hypersoniques, les ondes de choc peuvent induire une augmentation de la pression, ce qui génère de la portance pour les véhicules de type planeur, mais elles peuvent également entraîner des effets néfastes tels qu'un échauffement important dans la couche limite. Lorsqu'on considère des corps émoussés, la structure des ondes de choc présente de nombreux points d'intérêt. L'un d'entre eux est lié à la prédiction du transfert du taux de chaleur radiative des chocs aux véhicules de rentrée habités ou des débris spatiaux pour les rentrées atmosphériques contrôlées ou non contrôlées [70-73]. D'un point de vue physique, lorsque le libre parcours moyen des molécules s'approche de la taille caractéristique du corps, l'onde de choc et la couche limite s'épaississent et se superposent [74]. L'énergie hautement directionnelle des molécules supersoniques est réduite par un faible taux de collisions, caractéristique propre aux écoulements raréfiés. Cela entraîne un état de déséquilibre thermodynamique, ce qui est commun aux écoulements raréfiés. En conséquence,

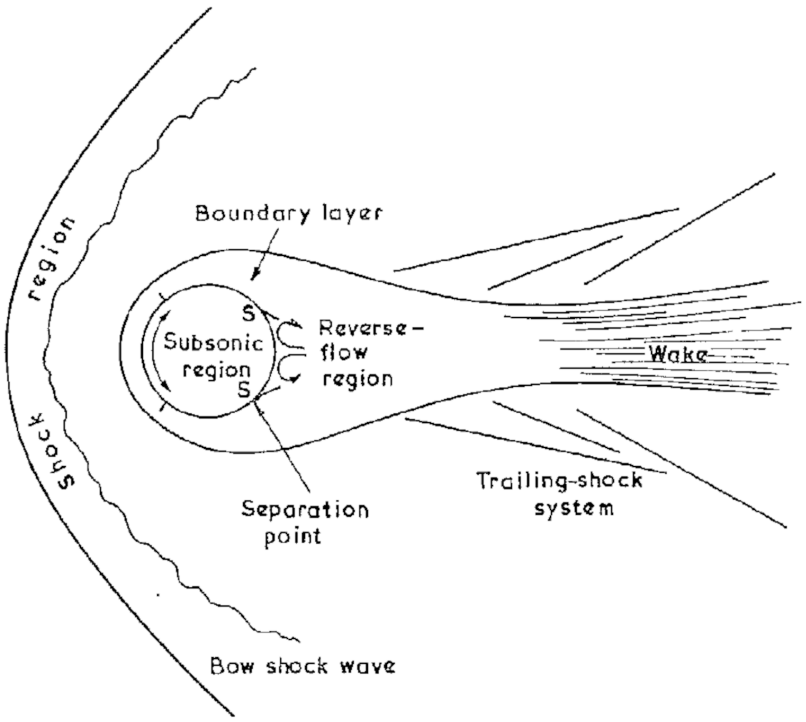


FIGURE 2.9 – Structure suggérée de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire à faible nombre de Reynolds par Metcalf *et al.* [76].

dans les gaz réels, la structure des ondes de choc est modifiée par rapport au cas des gaz parfaits [75]. L'un des principaux processus physiques liés à l'augmentation de la raréfaction de l'écoulement se traduit par l'épaississement de la couche limite laminaire, induisant des changements de pression à la surface du corps et entraînant d'importantes modifications de la traînée de frottement [76]. D'un point de vue aérodynamique, la définition de la forme, la distance de détachement et l'épaisseur de l'onde de choc sont des caractéristiques physiques essentielles, d'où l'importance de les détecter précisément. Or, contrairement à une atmosphère relativement dense, dans un écoulement raréfié, l'épaisseur du choc n'est plus faible par rapport aux autres dimensions caractéristiques, de sorte que les chocs ne peuvent plus être traités comme de simples discontinuités. La structure de l'écoulement supersonique et raréfié autour d'un cylindre est illustrée sur la figure 2.9.

Les effets de la raréfaction, dus à l'ionisation, la dissociation moléculaire et à la viscosité, conduisent à des déviations de la relation de Rankine-Hugoniot du choc. Or, cette étude se concentre uniquement sur les effets de raréfaction dus à la viscosité de l'écoulement, pouvant être facilement modifiée en hydraulique.

Les deux écoulements, hydraulique et compressible (non raréfié), ont déjà été étudiés expérimentalement, notamment au travers du développement de l'onde de choc et du ressaut hydraulique devant un profil d'aile par Carbonaro *et al.* [77] (voir Figure 2.10) et Black *et al.* [78] et montrent une similitude, tout du moins d'un point de vue qualitatif.

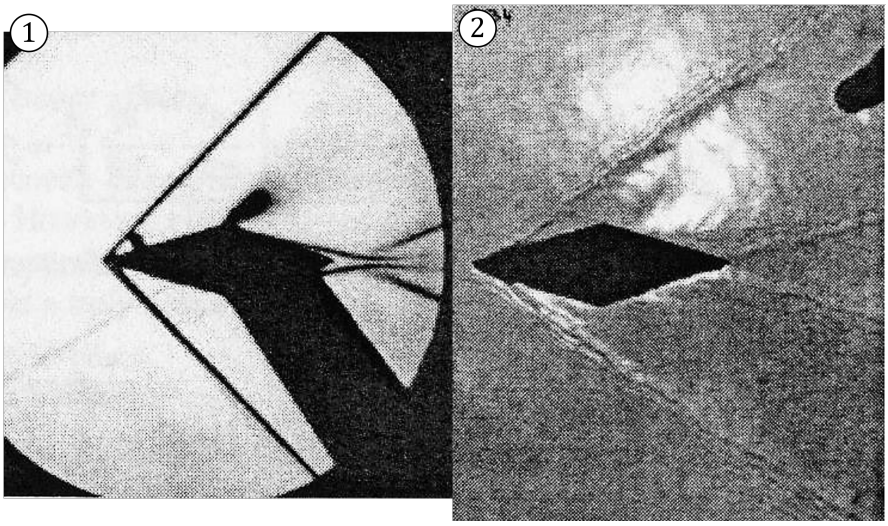


FIGURE 2.10 – Maquette d'aile dans une soufflerie supersonique (1) et sur une table hydraulique (2). Extrait de Carbonaro *et al.* [77].

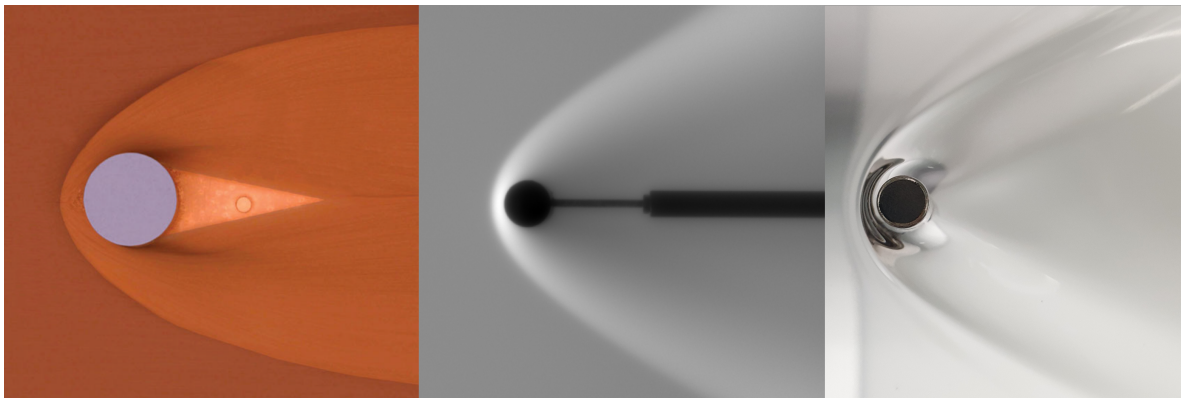


FIGURE 2.11 – Photographies des écoulements granulaire, raréfié et hydraulique (de gauche à droite) autour d'un cylindre. L'écoulement granulaire simule une avalanche. Extrait de [80]. Les photographies des écoulements raréfié et hydraulique autour d'un cylindre issues des essais préliminaires de la présente étude.

De plus, des analogies élégantes et intéressantes peuvent être trouvées dans les études d'écoulements en eaux peu profondes, en hydraulique avec Mignot et Rivière [79] et en particulier celles de Cui et Gray [80], qui ont étudié le développement de chocs/ressauts autour de corps dans des écoulements granulaires simulant par exemple des avalanches de neige (voir figure 2.11 - Gauche). C'est notamment cette étude qui a motivé la recherche d'une analogie en fluide Newtonien dont le comportement diffère des fluides à seuil.

Une définition précise des écoulements supersoniques et hypersoniques autour de corps émoussés attire toujours une attention considérable en raison des difficultés théoriques associées à ces phénomènes. La simulation numérique des chocs autour de corps circulaires représente, encore à ce jour, un défi [81-83]. Plusieurs études ont abordé ce problème avec des approxi-

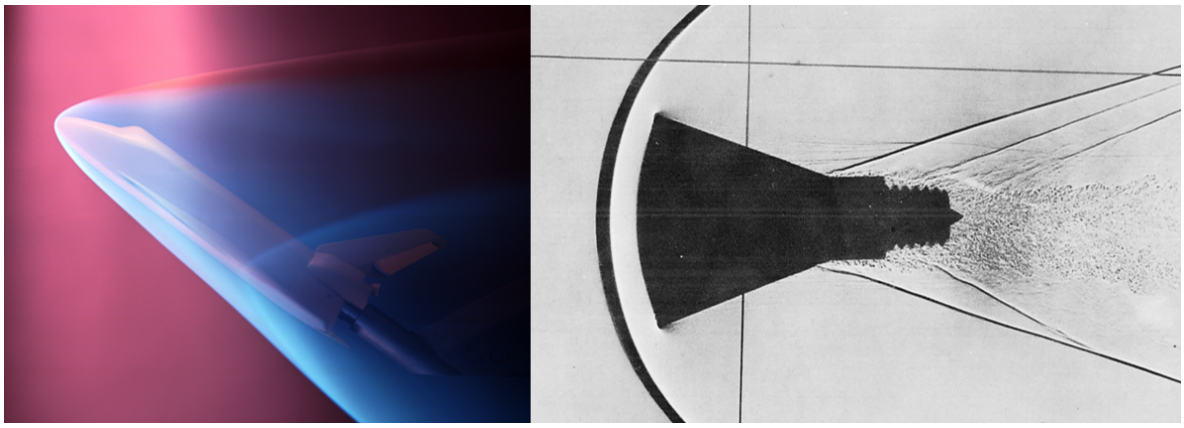


FIGURE 2.12 – À gauche : Photographie de l'écoulement autour de la navette spatiale illuminé par un canon à électron à Mach 20 dans la soufflerie à hélium *22-inch* du Langley Research Center de la NASA. À droite : Image Schlieren de l'écoulement autour d'une capsule Mercury à Mach 3,28 par Compton *et al.* [88].

mations théoriques comme le rapporte Van Dyke [84] et plus récemment Sinclair et Cui [85] en se basant sur les expériences de Kaattari [86] et Chul-Soo *et al.* [87] pour des nombres de Mach compris entre 1,36 et 6.

De nombreux auteurs [89-91] ont traité de la visualisation et la détection expérimentale de chocs, qui la plupart du temps, sont obtenues par la technique de visualisation Schlieren, illustrée sur la figure 2.12. Bien qu'encourageantes, ces méthodes impliquent que les expériences soient réalisées dans des écoulements denses. Ainsi, ces études se sont concentrées sur des régimes d'écoulement continus, excluant *de facto* les effets de raréfaction, rendant le choc plus difficile à visualiser, comme le montrent Nagata *et al.* [92] et Rembaut *et al.* [93], qui ont étudié les formes d'ondes de choc pour des sphères dans des écoulements compressibles à faible nombre de Reynolds.

En résumé, la visualisation et la détection d'onde de choc supersonique raréfiée représentent un verrou à lever d'un point de vue expérimental qui permettrait d'obtenir de très nombreuses informations sur la physique de l'écoulement et notamment le rôle de la couche limite glissante. Une expérience analogue plus simple à étudier, telle qu'un ressaut hydraulique dans un écoulement visqueux autour d'un objet glissant, pourrait permettre de lever ce verrou.

2.3 Objectifs de la thèse

Cette étude s'appuyant sur des résultats expérimentaux poursuit ce fil conducteur :

Peut-on réaliser une analogie entre l'écoulement supersonique raréfié et un écoulement hydraulique à surface libre en présence de glissement ?

À première vue, la physique présente des similitudes entre l'hydraulique à surface libre et la dynamique des gaz compressibles. Afin de réaliser l'analogie, nous nous appuierons sur un démonstrateur compressible raréfié et son analogue en eau peu profonde.

Nous proposons une étude originale en termes de moyens expérimentaux jusqu'alors jamais mis en œuvre dans les mêmes conditions. Au cours de cette étude, nous garderons comme fil conducteur la détermination et la modélisation de la contribution du glissement à la traînée aérodynamique, en s'intéressant à la question suivante :

Quel est l'effet du glissement pariétal sur l'aérodynamique d'un cylindre ?

Au travers de l'étude du glissement, nous proposerons des lois d'échelle basées sur des nombres caractéristiques macroscopiques, néanmoins le glissement est piloté par des paramètres microscopiques, ainsi,

Quel est l'influence des paramètres macroscopiques sur le glissement ?

La simulation numérique propre aux deux écoulements utilisés servira de support pour les études lorsque l'étude expérimentale atteindra ses limites. De plus, cette étude vient compléter les bases de données existantes sur une configuration géométrique simple.

Au vu de l'intérêt que représente l'identification de la structure d'une onde de choc notamment pour sa contribution aérodynamique, cette étude propose le développement d'un outil d'analyse commun aux deux types d'écoulements ayant pour objectif de répondre à la question suivante :

Comment identifier un choc ou un ressaut diffus en régime raréfié et/ou visqueux ?

Le choix de la géométrie s'est porté sur un cylindre, car c'est une géométrie très présente parmi les débris spatiaux (étage de fusée, ancien télescope, etc...) mais aussi peu étudiées par rapport aux sphères et aux plaques planes dont les dernières expériences en écoulement compressible et raréfié datent des années 70.

Cette étude est décomposée en trois parties. La première partie est le développement d'un modèle faiblement non linéaire universel du coefficient de traînée avec une condition de glissement. Le développement mathématique est réalisé à partir des équations de Navier-Stokes pour des écoulements à faible nombre de Reynolds et possédant une condition de glissement. La seconde partie est l'étude aérodynamique du cylindre dans un écoulement supersonique et raréfié. Ces données servent à la fois à identifier la contribution du glissement sur le comportement aérodynamique du cylindre et de référence à l'étude hydraulique de la dernière partie. La dernière partie est composée de l'étude hydraulique du cylindre dans un écoulement à surface libre ainsi que de l'analogie entre les deux physiques vue en termes de caractéristiques macroscopiques et des effets résultant du glissement.

Chapitre 3

Modèle théorique d'une couche limite glissante

Sommaire

3.1 Écoulement de Stokes autour d'une sphère 29
3.1.1 Fonction de courant de Stokes 29
3.1.2 Détermination de la force de traînée 33
3.2 Écoulement de Oseen autour d'une sphère 35
3.2.1 Fonction de courant de Oseen 38
3.2.2 Traînée totale de la sphère 44
3.2.3 Couplage longueur de glissement et coefficient d'accommodation 46
3.3 Proposition d'un modèle pour l'écoulement à bas nombre de Reynolds autour d'un cylindre 47
3.3.1 Paradoxe de Stokes 47
3.3.2 Développements analytiques aux ordres supérieurs de l'expansion de Stokes 48
3.3.3 Modèle pour l'écoulement de Oseen autour d'un cylindre 52

La modélisation fine d'un problème physique se fait généralement par l'intermédiaire d'une approche mathématique rigoureuse qui fait appel à la résolution d'équations aux dérivées partielles. Dans notre cas, on s'intéresse à un problème non linéaire. Or, obtenir une solution exacte dans le cas d'un écoulement autour d'un corps épais reste une problématique ouverte depuis plus de 150 ans. À ce jour, la méthode de référence s'appuie sur une approche mathématique dite semi-exacte. Ces solutions semi-exactes sont essentielles pour comprendre l'évolution du mouvement d'un fluide dans son ensemble ainsi que les différents phénomènes physiques mis en œuvre. De plus, elles sont souvent utilisées pour vérifier si un modèle numérique ou une simulation approche un résultat cohérent donné par les solutions explicites pour certains régimes d'écoulement. Ces solutions permettent aussi d'obtenir des lois d'échelle concernant des propriétés physiques comme la viscosité et la longueur de glissement.

On parle de solutions dites semi-exactes du fait que celles-ci approchent la solution exacte sous la forme d'une somme de fonctions explicites. En aérodynamique, les équations maîtresses sont les équations de Navier-Stokes et en général celles-ci ne possèdent pas de solution exacte explicite due au terme d'advection de quantité de mouvement qui rend l'équation non linéaire.

En mécanique des fluides, et plus spécifiquement en aérodynamique, une solution explicite peut porter sur différentes grandeurs physiques. Certaines de ces grandeurs sont liées à la géométrie de l'objet étudié telles que les coefficients aérodynamiques (de traînée, de portance,

de pression, de frottement), alors que d'autres sont plus spécifiques aux propriétés de l'écoulement en lui-même, telles que la distance de détachement de l'onde de choc devant l'objet étudié ou la géométrie des lignes de courant du fluide autour de l'objet. Dans ce chapitre, il a été choisi d'apporter un développement analytique de l'expression du coefficient de traînée.

La force de traînée agissant sur une sphère en mouvement dans un fluide newtonien à viscosité constante a été obtenue pour la première fois sous une forme analytique pour un nombre de Reynolds quasi nul (l'écoulement dit de Stokes) par Stokes en 1851 [94] à l'aide des équations dites de Stokes, qui portent désormais son nom. Les équations de Stokes sont un cas particulier des équations de Navier-Stokes qui décrivent le mouvement de divers fluides pour un nombre de Reynolds bien plus petit que 1. En 1916, Sir Horace Lamb [95] propose une solution semi-exacte donnée sous la forme d'une série infinie de perturbations en fonction du nombre de Reynolds. La solution est trouvée séparément dans la région proche de la surface d'une sphère (l'expansion dite de Stokes) et dans le champ lointain (l'expansion dite d'Oseen). Ces deux expansions sont ensuite asymptotiquement appariées via le principe de couplage donné par Proudman et Pearson [96] et Van Dyke [84].

La difficulté de la résolution des équations augmente considérablement avec le nombre de Reynolds. Le problème est alors partitionné en une expansion dite de Stokes. D'un point de vue analytique, seuls les deux premiers termes de l'expansion sont considérés pour raisonnablement obtenir une solution. On parle de l'écoulement de Stokes (aussi appelé écoulement rampant) pour les nombres de Reynolds avoisinant 0, les équations de Navier-Stokes sont réduites en omettant le terme inertiel. La correction de Oseen permet de repousser la limite de validité pour les nombres de Reynolds allant jusqu'à 10. L'ajout d'une condition à la limite autre que la condition d'adhérence augmente la complexité de la résolution de chaque expansion.

Plusieurs modifications associées à l'estimation de la traînée due à l'écoulement de Stokes ont été proposées et résolues dans la littérature. Les solutions pour des corps spécifiques à symétrie axiale ont été trouvées par Happel *et al.* [97] ainsi que Datta et Srivastava [98]. La solution de l'écoulement glissant a été obtenue par Datta et Singhal [99] pour un sphéroïde. La force de traînée due à un écoulement glissant d'un fluide micropolaire autour d'une sphère a été obtenue par Ramkissoon et Majumdar [100]. L'écoulement de Stokes et de Oseen autour d'un cylindre a également été étudié notamment par Tomotika et Aoi [101], découlant des travaux de Faxén [102]. La force de traînée sur un cylindre peut être trouvée sous une forme semi-exacte comme une série infinie impliquant des fonctions harmoniques cylindriques. Le développement de ces solutions dans le cas d'un cylindre est beaucoup plus complexe que pour celui de la sphère, dû au repère cylindrique faisant apparaître ces fonctions harmoniques, les fonctions de Bessel.

Dans ce chapitre, nous présenterons les deux premiers termes de l'expansion de Stokes pour un écoulement à faible nombre de Reynolds autour d'une sphère avec une condition de glissement du fluide à la surface de la sphère. Du fait de la complexité mathématique du développement de ces solutions dans le cas du cylindre, ce chapitre démontrera que le modèle d'une sphère peut être extrapolé pour un cylindre dans le régime de glissement à faible nombre de Reynolds, sans expliciter les solutions cylindriques glissantes. Différents modèles du coefficient de traînée

de la sphère et du cylindre faiblement non linéaire seront présentés en incompressible et en compressible. Le modèle de glissement sera notamment explicité en fonction du nombre de Knudsen, propre aux écoulements raréfiés. Tout au long de ce chapitre, nous supposerons que l'écoulement est celui d'un fluide newtonien visqueux homogène incompressible dont la densité et la viscosité sont constantes.

3.1 Écoulement de Stokes autour d'une sphère

Afin d'obtenir une expression explicite du coefficient de traînée pour une sphère dans le cas d'écoulement à faible nombre de Reynolds, il est nécessaire de détailler dans un premier temps l'expression de la fonction de courant dans le cas de l'écoulement de Stokes.

3.1.1 Fonction de courant de Stokes

Les équations de Navier-Stokes régissant ce problème sont les suivantes

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0, \tag{3.1}$$

et

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla})\vec{U} \right) = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{U}, \tag{3.2}$$

où $\vec{U}$ est le vecteur vitesse de l'écoulement, ρ la viscosité du fluide, p la pression et μ la viscosité dynamique.

On définit les systèmes de coordonnées cartésien (x, y, z) et sphérique (r, θ, φ) en se référant à la figure 3.1. Le vecteur vitesse de l'écoulement $\vec{U}$ est défini vers le haut et le long de l'axe polaire z ainsi $\vec{U} = (u, v, w) = (0, 0, U_\infty)$ dans le repère cartésien quand $r \to \infty$. La symétrie axiale est exigée, ainsi $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$ et $\vec{U} = (u_r(r, \theta), u_\theta(r, \theta), 0)$ dans le repère sphérique.

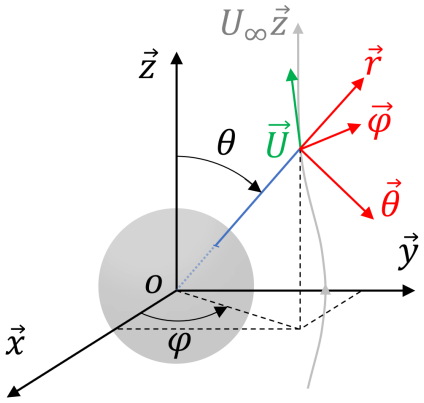


FIGURE 3.1 – Définition des repères cartésien et sphérique.

En considérant l'écoulement stationnaire et en négligeant les effets inertiels ($Re \ll 1$) alors

l'équation (3.2) peut être réécrite sous la forme suivante :

$$\vec{\nabla} p = \mu \nabla^2 \vec{U}. \tag{3.3}$$

En appliquant le rotationnel à chaque membre de l'équation précédente, on obtient à l'aide des règles sur l'opérateur Nabla $\vec{\nabla}$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} p) = 0, \tag{3.4}$$

$$\mu \vec{\nabla} \times (\Delta \vec{U}) = \mu \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{U})) = 0. \tag{3.5}$$

On pose la vorticité $\vec{\Omega} = (\Omega_r, \Omega_\theta, \Omega_\varphi)$ définie par

$$\vec{\Omega} = \vec{\nabla} \times \vec{U}. \tag{3.6}$$

Ici, l'écoulement est 2D et axisymétrique, la vorticité est donc portée par $\vec{e}_\varphi$ dans le repère sphérique $(\Omega_r, \Omega_\theta = 0)$. L'équation (3.5) peut donc être écrite en fonction de Ω_φ

$$\mu \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{\Omega}) = 0. \tag{3.7}$$

On pose enfin la fonction de courant ψ définie par

$$\Omega_\varphi = -\Delta \psi. \tag{3.8}$$

Ainsi l'équation (3.7) peut être réécrite en fonction de ψ, qui amène l'équation bi-harmonique de la fonction de courant

$$\Delta^2 \psi = 0, \tag{3.9}$$

où l'opérateur Laplacien Δ s'exprime dans le repère sphérique sous la forme

$$\Delta = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right). \tag{3.10}$$

Les vitesses radiales et tangentielles, respectivement u_r et u_θ, sont définies en fonction de ψ par les relations suivantes dans le repère sphérique

$$u_r = \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \tag{3.11}$$

$$u_\theta = -\frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial \psi}{\partial r}. \tag{3.12}$$

Dans l'écoulement infini, la vitesse est définie par U_∞, ainsi,

$$\begin{cases} u_r = U_\infty \cos\theta, \\ u_\theta = U_\infty \sin\theta. \end{cases} \tag{3.13}$$

En intégrant les équations (3.11) et (3.12) avec les conditions infinies (3.13), on en déduit que la fonction de courant évaluée lorsque r tend vers infini est égale à :

$$\psi = \frac{U_\infty}{2} r^2 \sin^2\theta, \tag{3.14}$$

ce qui permet d'identifier la forme de la solution générale de la fonction de courant :

$$\psi(r,\theta) = r^2 \sin^2\theta R(r) = fR(r), \tag{3.15}$$

avec $R(r)$ une fonction ne dépendant que de r et $f(r,\theta) = r^2\sin^2\theta$.

Afin de résoudre l'équation bi-harmonique, la fonction R doit être identifiée. L'opérateur bi-harmonique est appliqué à l'expression précédente de ψ, ce qui donne l'expression suivante, où on identifie une équation différentielle ordinaire d'Euler du quatrième ordre sous le terme $R'' + 4R'/r = E_4[R]$,

$$\Delta^2\psi = \Delta(\Delta(fR)) = \Delta\left(f\left(R'' + \frac{4}{r}R'\right)\right) = \Delta\left(fE_4\right) = fE_4^2 = 0 \tag{3.16}$$

Ainsi $R(r)$ est solution de l'équation d'Euler E_4^2 dont la solution s'écrit,

$$R(r) = \frac{A}{r^3} + \frac{B}{r} + C + Dr^2 \tag{3.17}$$

L'évaluation de la solution lorsque $r \to \infty$ permet d'identifier des constantes suivantes, $D = 0$ et $C = U_\infty/2$ du fait que la solution est portée par r^2 à la condition à la limite. On définit le glissement par une condition de glissement du 1er ordre à la paroi (sphère de rayon a) :

$$\begin{cases} u_r(a,\theta) = 0 \\ u_\theta(a,\theta) = \frac{Ls}{\mu}\tau_{r\theta}|_{r=a} \end{cases} \tag{3.18}$$

Avec Ls la longueur de glissement exprimée en mètre et les contraintes tangentielles par $\tau_{r\theta} = 2\mu T_{r\theta}$ et pour tout θ. Le tenseur des contraintes $T_{r\theta}$ s'exprime par,

$$T_{r\theta}|_{r=a} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial u_r}{\partial\theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r}\right)\Big|_{r=a}. \tag{3.19}$$

L'expression du tenseur peut être simplifiée, car à la paroi, du fait de la condition de non-pénétration du fluide dans la sphère,

$$\frac{\partial u_r}{\partial\theta}\Big|_{r=a} = 0. \tag{3.20}$$

Les conditions aux limites à la paroi de la sphère $r = a$ précédentes (3.18) permettent l'identification des deux autres constantes A et B. Ainsi le système à résoudre devient :

$$\begin{cases} \frac{A}{a^3} + \frac{B}{a} + C = 0, \\ u_\theta(a) = Ls\left(\frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r}\right)\Big|_{r=a}, \end{cases}$$

avec,

$$u_\theta = -\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial\psi}{\partial r} = -\sin\theta\left(2R(r) + rR'(r)\right).$$

ce qui permet d'identifier les constantes A, B comme

$$A = \frac{a^3}{4}\frac{a}{a+3Ls}U_\infty, \quad B = -\frac{3a}{4}\frac{a+2Ls}{a+3Ls}U_\infty. \tag{3.21}$$

Afin de simplifier les prochains développements, on pose,

$$\alpha(Ls) = \frac{1}{1+3Ls^*}, \quad \beta(Ls) = \frac{1+2Ls^*}{1+3Ls^*}, \tag{3.22}$$

avec $Ls^* = Ls/a$, donc,

$$A = \frac{a^3}{4}\alpha U_\infty, \quad B = -\frac{3a}{4}\beta U_\infty. \tag{3.23}$$

Ainsi la fonction $R(r)$ s'écrit,

$$R(r) = \frac{U_\infty}{2}\left(\frac{a^3}{2r^3}\alpha - \frac{3a}{2r}\beta + 1\right). \tag{3.24}$$

La fonction de courant de l'écoulement de Stokes avec une condition de glissement, que l'on nommera pour la suite ψ_0, s'écrit sous la forme suivante,

$$\psi_0 = \frac{U_\infty}{2}r^2\sin^2\theta\left(\frac{a^3}{2r^3}\alpha - \frac{3a}{2r}\beta + 1\right) \tag{3.25}$$

On note que la fonction de courant ψ_0 s'écrit sous la même forme que pour l'écoulement de Stokes non glissant, pour lequel $\alpha = \beta = 1$.

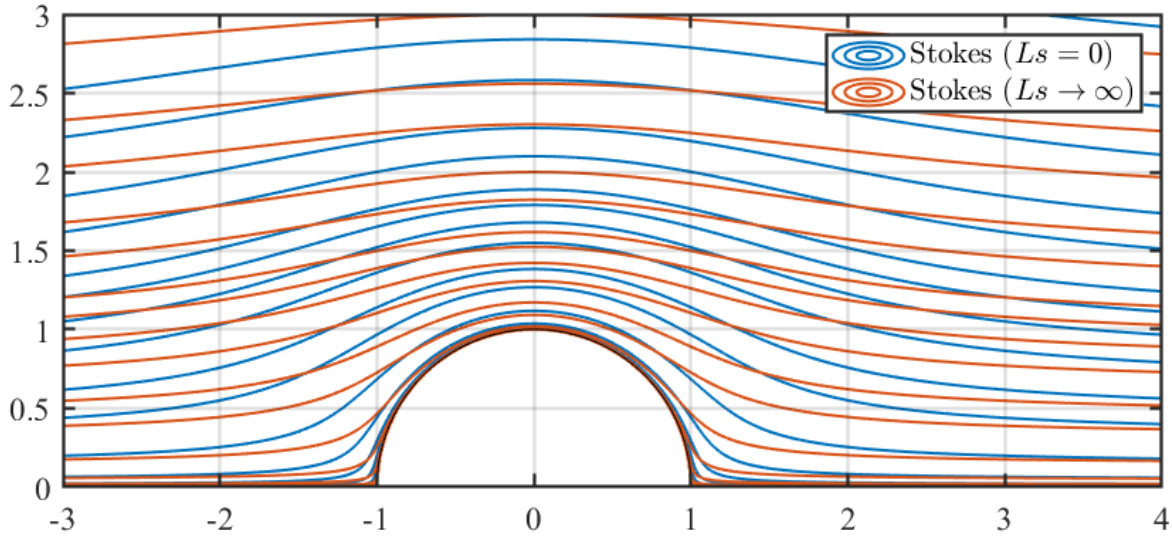


FIGURE 3.2 – Comparaison des lignes de courant pour l'écoulement de Stokes (3.25) dans le cas non glissant ($Ls = 0$) et glissant ($Ls \to \infty$) à $Re = 1$.

La figure 3.2 illustre la modification de l'écoulement lors de l'ajout d'une condition de glissement. Les lignes de courant représentées pour le cas glissant correspondent à une condition

de glissement libre ($Ls \to \infty$), dans ce cas, la vitesse de l'écoulement à la paroi de la sphère devrait théoriquement être égale à $u(a,\theta) = U_\infty \sin\theta/2$.

3.1.2 Détermination de la force de traînée

La force de traînée totale de la sphère s'écrit comme la somme de deux composantes, celles issues de la pression et celles des contraintes visqueuses. Ces composantes sont détaillées ci-dessous.

3.1.2.1 Détermination de la traînée de pression

Les efforts de pression sont calculés à partir de la résolution de l'équation de quantité de mouvement dans le cas des écoulements rampants (3.3) :

$$\begin{aligned}
\vec{\nabla} p &= \mu \Delta \vec{U}, \\
&= \mu \vec{\nabla} \times \Delta(\psi \vec{e}_\varphi) \quad (\Delta\psi = -\Omega_\varphi), \\
&= \mu \vec{\nabla} \times (fQ)\vec{e}_\varphi \quad (3.16), \\
&= \mu(2Q\vec{e}_z - fQ'\vec{e}_\theta),
\end{aligned}$$

où $Q = E_4[R] = R'' + \frac{4}{r}R' = -\frac{2B}{r^3}$. Ainsi la pression s'exprime,

$$\begin{aligned}
p(r,\theta) &= p_\infty + \int_r^\infty \vec{\nabla} p \, dr, \\
&= p_\infty - \mu \int_r^\infty (2Q\vec{e}_z - fQ'\vec{e}_\theta) \cdot \vec{e}_r \, dr, \\
&= p_\infty - 2\mu \vec{e}_z \cdot \vec{e}_r \int_r^\infty Q \, dr \quad (\vec{e}_z \cdot \vec{e}_r = \cos\theta), \\
&= p_\infty + \frac{2\mu B}{r^2} \cos\theta.
\end{aligned} \tag{3.26}$$

Le coefficient de pression C_p s'écrit donc,

$$C_p(r,\theta) = \frac{p(r,\theta) - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2} = -\frac{3\mu a \beta}{r^2 \rho_\infty U_\infty} \cos\theta. \tag{3.27}$$

Ainsi la force de pression s'exerçant sur la surface de la sphère ($r = a$) est égale à,

$$\begin{aligned}
F_p &= -\oiint_S p(a,\theta) \, \vec{e}_r \cdot \vec{e}_z \, dS, \\
&= -\frac{8}{3}\pi\mu B, \\
&= 2\pi\mu a U_\infty \beta.
\end{aligned} \tag{3.28}$$

On rappelle que l'expression de la surface infinitésimale est $dS = 2\pi r^2 \sin\theta \, d\theta$ et $\vec{e}_r \cdot \vec{e}_z = \cos\theta$. Le coefficient de traînée de pression s'écrit,

$$C_{D_p} = \frac{F_p}{\frac{1}{2}\pi a^2 \rho U_\infty^2} = \frac{4\mu\beta}{a\rho U_\infty} = \frac{8}{Re}\beta, \tag{3.29}$$

avec $Re = \rho D U_\infty / \mu$ le nombre de Reynolds défini par le diamètre de la sphère $D = 2a$. On remarque que généralement dans la littérature, le nombre de Reynolds est défini avec le rayon de la sphère. Cette définition est choisie pour rester consistante avec les nombres de Reynolds calculés dans le chapitre 4 et le chapitre 5.

3.1.2.2 Détermination des contraintes visqueuses

Afin de déterminer les contraintes visqueuses, l'expression des vitesses radiale et tangentielle peuvent être explicitées par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} u_r &= 2\left(\frac{A}{r^3} + \frac{B}{r} + \frac{1}{2}U_\infty\right)\cos\theta, \\ u_\theta &= -\left(-\frac{A}{r^3} + \frac{B}{r} + U_\infty\right)\sin\theta. \end{aligned} \tag{3.30}$$

Les contraintes visqueuses normales sont calculées à la paroi de la sphère et s'écrivent :

$$\tau_{rr}|_{r=a} = 2\mu \frac{\partial u_r}{\partial r}\bigg|_{r=a} = -4\mu\cos\theta\left(\frac{3A}{a^4} + \frac{B}{a^2}\right) = \frac{3}{a}\mu U_\infty(\beta - \alpha)\cos\theta. \tag{3.31}$$

De même, les contraintes visqueuses tangentielles sont calculées à la paroi de la sphère et s'écrivent :

$$\tau_{r\theta}|_{r=a} = 2\mu\frac{1}{2}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial u_r}{\partial \theta} + \frac{\partial u_\theta}{\partial r} - \frac{u_\theta}{r}\right)\bigg|_{r=a} = -\frac{3}{2a}\mu U_\infty \alpha \sin\theta. \tag{3.32}$$

3.1.2.3 Détermination de la traînée de frottements

Ainsi les forces issues de ces contraintes peuvent être calculées par intégration,

$$\begin{aligned} F_{\mu n} &= \oiint_S \tau_{rr}(a,\theta)\, \vec{e}_r \cdot \vec{e}_z \, dS, \\ &= 6\pi\mu a U_\infty(\beta - \alpha)\int_0^\pi \cos^2\theta \sin\theta \, d\theta, \\ &= 4\pi\mu a U_\infty(\beta - \alpha). \end{aligned} \tag{3.33}$$

On note que si le glissement est nul (i.e. $Ls = 0$) alors la force associée aux contraintes normales est nulle, ce qui correspond bien au cas d'une condition de non-glissement à la paroi. La condition à la limite de glissement génère une composante de traînée supplémentaire qui

s'écrit :

$$\begin{aligned} F_{\mu t} &= \oiint_S \tau_{r\theta}(a,\theta)\ \vec{e}_\theta \cdot \vec{e}_z\ dS \quad (\vec{e}_\theta \cdot \vec{e}_z = -\sin\theta), \\ &= -\frac{3}{2a}\mu U_\infty \alpha \int_0^\pi \sin^3\theta\ d\theta, \\ &= 4\pi\mu a U_\infty \alpha. \end{aligned} \tag{3.34}$$

On peut définir la résultante des efforts visqueux F_μ comme la somme des forces des contraintes visqueuses.

$$F_\mu = F_{\mu t} + F_{\mu n} = 4\pi\mu a U_\infty \beta. \tag{3.35}$$

Le coefficient de traînée de frottement s'écrit,

$$C_{D_f} = \frac{F_\mu}{\frac{1}{2}\pi a^2 \rho U_\infty^2} = \frac{16}{Re}\beta. \tag{3.36}$$

3.1.2.4 Traînée totale de la sphère

Ainsi la résultante des efforts s'exerçant sur la sphère, projetée sur l'axe de l'écoulement, s'exprime par,

$$F_D = F_\mu + F_p = 6\pi\mu a U_\infty \beta. \tag{3.37}$$

Le coefficient de traînée d'une sphère pour un écoulement de Stokes avec glissement s'écrit donc,

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\pi a^2 \rho U_\infty^2} = \frac{24}{Re}\beta. \tag{3.38}$$

Lorsque la longueur de glissement devient nulle, alors $\alpha = \beta = 1$, ainsi les forces et les coefficients sont égaux à ceux de l'écoulement de Stokes sans condition de glissement (i.e. $C_D = 24/Re$). Pour une condition de glissement libre $Ls \to \infty$, $\beta = 2/3$, le coefficient de traînée tend vers $16/Re$ ce qui correspond bien à la limite dans cette condition référencée dans la littérature par Modak et Bhaumik [103] et Premlata et Wei [104].

La figure 3.3 décrit la modification, due au glissement, des coefficients de traînée des différentes contributions de l'écoulement de Stokes. Avec l'augmentation des effets de glissement, la traînée de pression diminue ainsi que la traînée issue des contraintes de cisaillement à l'avantage de celle issue des contraintes visqueuses normales. Les valeurs des différentes contributions lorsque la longueur de glissement devient très grande correspondent bien à la condition de glissement libre susnommée.

3.2 Écoulement de Oseen autour d'une sphère

La théorie de l'écoulement de Stokes est valable pour des nombres de Reynolds très faibles, typiquement inférieurs à 1. La simplification des équations de Navier-Stokes qui mène à celle de Stokes repose sur le fait que les termes d'inertie sont négligeables devant le terme de viscosité. Cette hypothèse est vraie proche de la paroi, dans un voisinage de l'ordre de grandeur caractéristique de l'objet. Néanmoins, à une grande distance de l'objet, les effets d'inertie sont

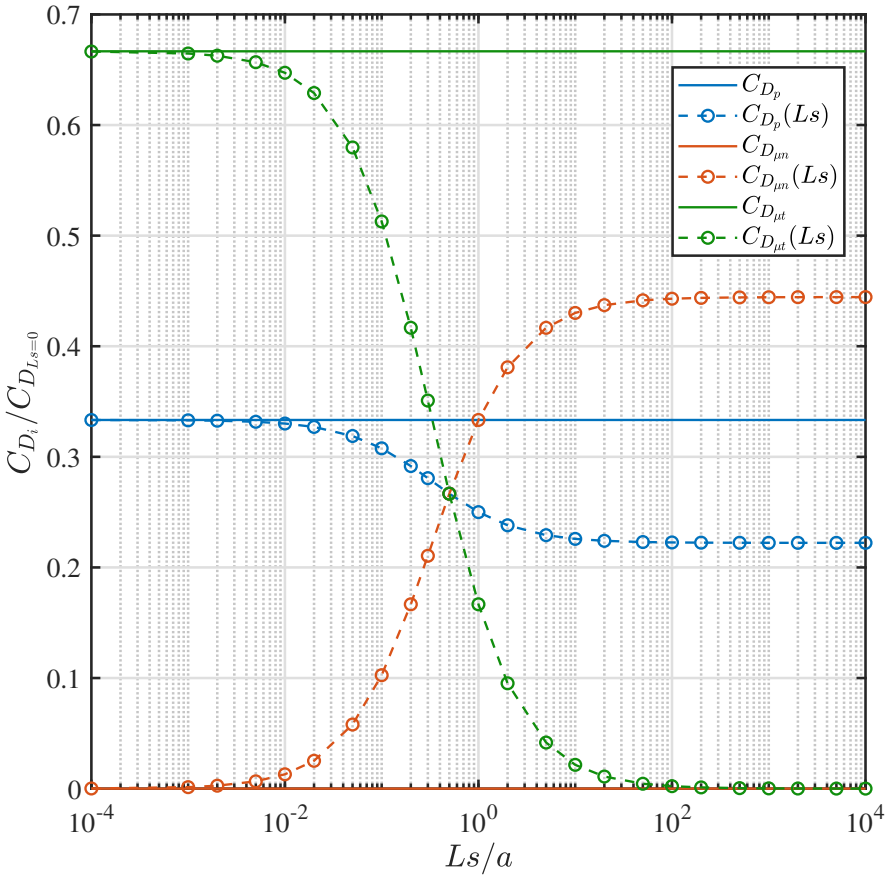


FIGURE 3.3 – Évolution des contributions de traînée de pression, des contraintes normales et tangentielles en fonction du glissement dans le cas non glissant ($Ls = 0$) et glissant ($f(Ls)$).

du même ordre de grandeur que les effets de viscosité même pour des écoulements à grande viscosité ou à faible vitesse. L'idée de Oseen [105] est de construire une théorie asymptotique pour l'écoulement lointain, où les effets d'inerties sont comparables aux effets de viscosité. La correction d'Oseen consiste à raccorder le problème de Stokes (proche de l'objet) et la théorie asymptotique (loin de l'objet), afin d'obtenir une théorie uniforme pour l'ensemble de l'écoulement.

On considère que l'écoulement est défini maintenant comme la somme de la contribution de l'écoulement de Stokes et une somme de perturbations. La vitesse et la pression de l'écoulement sont donc définies par,

$$\begin{aligned} \vec{U} &= \vec{U}_0 + \Upsilon\vec{U}_1 + \Upsilon^2\vec{U}_2 + ... \\ p &= p_0 + \Upsilon p_1 + \Upsilon^2 p_2 + ... \end{aligned} \tag{3.39}$$

Cette expansion s'appelle l'expansion de Stokes. La variable Υ joue le rôle d'un facteur d'échelle. Dans cette thèse, seul le premier terme de l'expansion est considéré, c'est-à-dire $\vec{U} = \vec{U}_0 + \Upsilon\vec{U}_1$ et $p = p_0 + \Upsilon p_1$. L'expansion est solution des équations de Navier-Stokes qui

peuvent être réécrites avec Υ,

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{U} &= 0, \\ \nabla^2 \vec{U} - \frac{1}{\mu} \vec{\nabla} p &= \Upsilon \vec{U} \cdot \vec{\nabla} \vec{U}. \end{aligned} \tag{3.40}$$

En substituant les séries dans les équations précédentes, on obtient,

$$\begin{aligned} \Upsilon \vec{U}_0 \cdot \vec{\nabla} \vec{U}_0 + \mathcal{O}(\Upsilon^2) &= -\frac{1}{\mu} \vec{\nabla} p_0 - \frac{\Upsilon}{\mu} \vec{\nabla} p_1 + \Delta \vec{U}_0 + \Upsilon \Delta \vec{U}_1, \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{U}_0 + \Upsilon \vec{\nabla} \cdot \vec{U}_1 &= 0. \end{aligned} \tag{3.41}$$

En négligeant les termes d'ordre supérieur à 2 contenus dans $\mathcal{O}(\Upsilon^2)$, on obtient donc quatre équations différentielles partielles, les deux premières sont celles de l'écoulement de Stokes pour U_0 et p_0 et les deux dernières équations (3.44) et (3.45) sont les équations de Lamb pour U_1 et p_1. Les grandeurs physiques à l'ordre 1 sont les petites perturbations dues à la correction d'Oseen et celles-ci sont solutions des équations de Navier-Stokes au même titre que celles de l'écoulement de Stokes représenté, à l'ordre 0. On note que les solutions des équations de Lamb sont des variables de Oseen et ne sont pas à proprement parlé une vitesse et une pression, mais sont proportionnelles à la variable Υ, qui joue le rôle d'un facteur d'échelle et par définition $\Upsilon = 1/\nu$ avec ν la viscosité cinématique du fluide.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U}_0 = 0, \tag{3.42}$$

$$\vec{\nabla} p_0 = \mu \Delta \vec{U}_0, \tag{3.43}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U}_1 = 0, \tag{3.44}$$

$$\Delta \vec{U}_1 - \frac{1}{\mu} \vec{\nabla} p_1 = \vec{U}_0 \cdot \vec{\nabla} \vec{U}_0. \tag{3.45}$$

Comme précédemment, la composante de Stokes est solution de l'équation de quantité de mouvement de Navier-Stokes en négligeant le terme d'inertie alors que ce n'est plus le cas pour l'ordre 1. Les fonctions de perturbations d'ordre 1 vérifient les conditions aux limites de glissement de telle sorte que

$$\begin{cases} u|_{r\to\infty} = U_\infty, \\ u_r(a,\theta) = 0, \\ u_\theta(a,\theta) = 2LsT_{r\theta}|_{r=a}. \end{cases} \tag{3.46}$$

Les grandeurs physiques sont résolues séparément et ces développements sont ensuite reliés par une condition de raccordement. Pour cela, la méthode dite de l'expansion asymptotique est utilisée et est décrite par Proudman et Pearson [96] et Van Dyke [84]. Afin d'obtenir une solution au problème d'Oseen, nous devons d'abord trouver une équation directrice pour l'écoulement à distance de l'objet.

3.2.1 Fonction de courant de Oseen

La fonction de courant de l'écoulement de Oseen est définie au même titre que la vitesse et la pression par :

$$\psi = \psi_0 + \Upsilon\psi_1. \tag{3.47}$$

La fonction de courant ψ_0 de l'écoulement de Stokes est identique à celle détaillée précédemment,

$$\psi_0 = r^2 \sin^2\theta R(r) = fR(r), \tag{3.48}$$

avec $R(r)$ une fonction ne dépendant que de r et $f(r,\theta) = r^2\sin^2\theta$.

Afin de résoudre (3.45), il convient de déterminer le membre de droite. En appliquant le rotationnel à chaque membre, on obtient,

$$\Delta\vec{\nabla}\times\vec{U}_1 = \vec{\nabla}\times(\vec{U}_0\cdot\vec{\nabla}\vec{U}_0). \tag{3.49}$$

En posant comme précédemment $\vec{U}_0 = \vec{\nabla}\times\psi_0$ et $\vec{\nabla}\cdot\psi_0 = 0$, le membre de droite peut être simplifié en,

$$\vec{\nabla}\times(\vec{U}_0\cdot\vec{\nabla}\vec{U}_0) = (\Delta\psi_0)\cdot\vec{\nabla}\vec{U}_0 - \vec{U}_0\cdot\vec{\nabla}\Delta\psi_0, \tag{3.50}$$

où $\vec{U}_0$ est donné par la solution de Stokes déterminée précédemment à l'aide de ψ_0,

$$\vec{U}_0 = \vec{\nabla}\times(fR\vec{e}_\varphi) = 2R\vec{e}_\varphi - fR'\vec{e}_\theta, \tag{3.51}$$

et R définit par l'équation (3.24).

À l'aide de la règle de différenciation du produit pour le gradient et du rotationnel,

$$\vec{\nabla}\vec{U}_0 = \frac{R'}{r}(3r\vec{e}_r\vec{e}_z + f\vec{e}_\theta\vec{e}_r - z\mathbb{I}) - fR''\vec{e}_r\vec{e}_\theta, \tag{3.52}$$

avec $z(r,\theta) = r\cos\theta$.

De même,

$$\Delta\psi_0 = \Delta(fR\vec{e}_\varphi) = fQ\vec{e}_\varphi, \tag{3.53}$$

où $Q = E_4[R] = R'' + 4R'/r$.

Ainsi, nous avons,

$$\vec{\nabla}\Delta\psi_0 = fQ'\vec{e}_r\vec{e}_\varphi + Q(\vec{e}_r\vec{e}_\varphi - \vec{e}_r\vec{e}_\varphi). \tag{3.54}$$

En substituant les équations (3.54) et (3.51) dans l'identité (3.50), on obtient donc,

$$\vec{\nabla}\times(\vec{U}_0\cdot\vec{\nabla}\vec{U}_0) = -\frac{2fz}{r}RQ'\vec{e}_\varphi = -\frac{12fz}{r^5}B\left(\frac{A}{r^3} + \frac{B}{r} + \frac{U_\infty}{2}\right)\vec{e}_\varphi. \tag{3.55}$$

À l'aide de la forme de l'équation précédente (3.55), on définit la fonction de courant ψ_1 de l'écoulement d'Oseen par $\psi_1 = fzS(r)\vec{e}_\varphi$ avec $S(r)$ une fonction ne dépendant que de r. La fonction de courant ψ_1 permet l'identification de la solution particulière $U_1 = \nabla\times\psi_1$ de l'équation (3.49).

Ainsi,

$$\begin{aligned}
\Delta\vec{\nabla}\times\vec{U}_1 &= \Delta\vec{\nabla}\times\vec{\nabla}\times(fzS(r)\vec{e}_\varphi), && (3.56)\\
&= -\Delta^2(fzS(r)\vec{e}_\varphi), && (3.57)\\
&= -fzE_6^2[S]\vec{e}_\varphi), && (3.58)\\
&= \vec{\nabla}\times(\vec{U}_0\cdot\vec{\nabla}\vec{U}_0). && (3.59)\\
& && (3.60)
\end{aligned}$$

On identifie ici une équation différentielle d'Euler avec un second membre non nul du 6ème ordre défini par,

$$E_6^2[S] = \frac{12}{r^5}B\left(\frac{A}{r^3}+\frac{B}{r}+\frac{U_\infty}{2}\right). \tag{3.61}$$

Ainsi par les règles de dérivation des fonctions composées, l'équation différentielle (3.61) s'écrit sous la forme suivante,

$$S^{(4)}(r)+\frac{12}{r^3}\left(r^2S^{(3)}(r)+2rS''(r)-2S'(r)\right)=\frac{12}{r^5}B\left(\frac{A}{r^3}+\frac{B}{r}+\frac{U_\infty}{2}\right). \tag{3.62}$$

Cette équation différentielle admet comme solution générale,

$$S(r)=\frac{1}{4}\left(-\frac{2AB}{r^4}+\frac{2B^2}{r^2}+\frac{BU_\infty}{r}-\frac{4C_1}{5r^5}-\frac{4C_2}{3r^3}+2r^2C_3\right)+C_4. \tag{3.63}$$

On rappelle que les constantes A et B contiennent les coefficients α et β de l'équation (3.25). L'identification des constantes C_3 et C_4 se fait à l'aide de la nature de la solution lorsque $r\to\infty$, en d'autres termes, ψ_1 va contenir un terme en r^2 et r^4 qui diverge pour $r\to\infty$. Ainsi $C_3=C_4=0$. L'identification des constantes C_1 et C_2 est réalisée avec les conditions de glissement à la paroi de la sphère. Au même titre que pour l'écoulement de Stokes (3.18), les conditions de glissement s'expriment ici sous la forme suivante, pour tout θ,

$$\begin{cases} u_r(a)=0,\\ u_\theta(a)=Ls\left(\frac{\partial u_\theta}{\partial r}-\frac{u_\theta}{r}\right)\Big|_{r=a}, \end{cases} \tag{3.64}$$

avec $u_\theta=-\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial\psi_1}{\partial r}$, ce qui permet d'identifier les constantes C_1 et C_2 comme

$$C_1=\frac{15a^5}{32}\kappa\beta^2U_\infty^2,\quad C_2=\frac{9a^3}{32}\zeta\beta U_\infty^2. \tag{3.65}$$

avec,

$$\kappa(Ls)=\frac{1+6Ls^*}{1+9Ls^*},\quad \zeta(Ls)=\frac{1+10Ls^*-12Ls^{*2}}{(1+3Ls^*).(1+9Ls^*)} \tag{3.66}$$

Ainsi la fonction S s'écrit :

$$S(r)=-\frac{3aU_\infty^2}{16r}\beta\left(1-\frac{3a\beta}{2r}+\frac{a^2\zeta}{2r^2}-\frac{a^3\alpha}{2r^3}+\frac{a^4\kappa\beta}{2r^4}\right). \tag{3.67}$$

Cette expression est validée par le fait que lorsque le glissement est nul, les variables de glissement (α, β, κ, ζ) tendent toutes vers 1 et l'on retrouve bien la fonction correspondante à celle de l'écoulement de Oseen avec une condition d'adhérence du fluide à la paroi de la sphère.

3.2.1.1 Détermination de la pression

Le terme de pression est déterminé de façon similaire à celui de l'écoulement de Stokes en partant de l'expression de quantité de mouvement donnée par l'équation (3.45).

$$\begin{aligned} p_1(r,\theta) &= \int_r^\infty \vec{\nabla} p_1 \, dr, \\ &= -\mu \int_r^\infty (\Delta \vec{U}_1 - \vec{U}_0 \cdot \vec{\nabla} \vec{U}_0) \cdot \vec{e}_r \, dr. \end{aligned} \tag{3.68}$$

La constante d'intégration est portée par p_∞ de l'écoulement de Stokes.

À partir de l'expression (3.52), le terme $(\vec{\nabla}\vec{U}_0) \cdot \vec{e}_r$ s'explicite sous la forme suivante,

$$(\vec{\nabla}\vec{U}_0) \cdot \vec{e}_r = \frac{R'}{r} \left(2z\vec{e}_r + f\vec{e}_\theta\right). \tag{3.69}$$

Ainsi à l'aide de l'expression de $\vec{U}_0$ (3.51) et de l'expression précédente (3.69), on obtient le terme $(\vec{U}_0 \cdot \vec{\nabla}\vec{U}_0) \cdot \vec{e}_r$, s'écrivant sous la forme suivante,

$$(\vec{U}_0 \cdot \vec{\nabla}\vec{U}_0) \cdot \vec{e}_r = \frac{2RR'}{r^2} \left(2z^2 - f^2\right) - \frac{f^2}{r} R'^2. \tag{3.70}$$

À partir de la définition de $\vec{U}_1 = \vec{\nabla} \times (zfS\vec{e}_\varphi)$, on pose la fonction $T(r) = E_6[S] = S'' + 6S'/r$, ainsi $\Delta\psi_1 = \Delta(zfS\vec{e}_\varphi) = zfT\vec{e}_\varphi$, donc,

$$\Delta\vec{U}_1 = \vec{\nabla} \times \Delta\psi_1 = 2zT\vec{e}_z - fT\vec{e}_r - zfT'\vec{e}_\theta. \tag{3.71}$$

Ainsi,

$$\Delta\vec{U}_1 \cdot \vec{e}_r = \frac{T}{r} \left(2z^2 - f^2\right). \tag{3.72}$$

On peut expliciter la fonction $T(r)$ en fonction de $S(r)$ définie sous la forme suivante,

$$T(r) = S'' + \frac{6}{r}S' = \frac{3aU^2\beta}{4r^3} \left(1 - \frac{9a\beta}{4r} + \frac{3a^2\zeta}{4r^2} - \frac{a^3\alpha}{2r^3}\right). \tag{3.73}$$

Donc la pression p_1 prend la forme suivante,

$$p_1(r,\theta) = -\mu \int_r^\infty \frac{T}{r} \left(2z^2 - f^2\right) - \frac{2RR'}{r^2} \left(2z^2 - f^2\right) + \frac{f^2}{r} R'^2 \, dr, \tag{3.74}$$

et peut être exprimée en fonction des paramètres de glissement,

$$p_1(r,\theta) = -\frac{a^2\mu U_\infty^2}{64r^2}\left(\frac{a}{r}\left((8\alpha+6\beta\zeta) - \frac{24a\alpha\beta}{r} + \frac{5a^3\alpha^2}{r^3}\right)\right.$$
$$\left. +3\left(-12\beta^2 + \frac{2a(4\alpha+3\beta\zeta)}{r} - \frac{12a^2\alpha\beta}{r^2} + \frac{a^4\alpha^2}{r^4}\right)\cos 2\theta\right). \quad (3.75)$$

La pression s'exerçant sur la sphère ($r = a$) s'écrit,

$$p_1(a,\theta) = -\frac{\mu U_\infty^2}{64}(\alpha(8+5\alpha-24\beta)+6\beta\zeta+3(\alpha^2+\alpha(8-12\beta)+6\beta(-2\beta+\zeta))\cos 2\theta). \quad (3.76)$$

Ainsi la force de pression issue de la première perturbation s'exerçant sur la surface de la sphère ($r = a$) est égale à,

$$\begin{aligned} F_{p_1} &= -\oiint_S p_1(a,\theta)\ \vec{e}_r\cdot\vec{e}_z\ dS, \\ &= -\frac{\mu U_\infty^2}{64}\int_0^\pi p_1(a,\theta)\cos\theta\ d\theta, \\ &= 0. \end{aligned} \quad (3.77)$$

On remarque donc que la part de la contribution de la première perturbation de l'expansion p_1 est nulle.

3.2.1.2 Détermination de la force de traînée due aux contraintes normales et de frottements

De la même façon que pour l'écoulement de Stokes, on définit les vitesses u_{r1} et $u_{\theta 1}$ en fonction de ψ_1. Les contraintes normales et de cisaillements s'écrivent :

$$\begin{aligned} \tau_{rr1}|_{r=a} &= 2\mu\frac{\partial u_{r1}}{\partial r}\bigg|_{r=a}, \\ &= \frac{3\mu U_\infty^2}{32a}\beta[2\zeta-3\alpha+\beta(4\kappa-3)](1+3\cos 2\theta), \end{aligned} \quad (3.78)$$

et

$$\begin{aligned} \tau_{r\theta 1}|_{r=a} &= 2\mu\frac{1}{2}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial u_{r1}}{\partial\theta} + \frac{\partial u_{\theta 1}}{\partial r} - \frac{u_{\theta 1}}{r}\right)\bigg|_{r=a}, \\ &= \frac{3\mu U_\infty^2}{32a}\beta[4-5\alpha+3\zeta-\beta(8\kappa-6)\sin 2\theta]\cot\theta\csc\theta. \end{aligned} \quad (3.79)$$

Ainsi les forces issues de ces contraintes peuvent être calculées par intégration,

$$\begin{cases} F_{\mu n_1} &= \oiint_S \tau_{rr1}(a,\theta)\ \vec{e}_r\cdot\vec{e}_z\ dS = 0, \\ F_{\mu t_1} &= \oiint_S \tau_{r\theta 1}(a,\theta)\ \vec{e}_\theta\cdot\vec{e}_z\ dS = 0. \end{cases} \quad (3.80)$$

L'intégration de ces fonctions trigonométriques donne un résultat égal à zéro, quel que soit le glissement. De manière surprenante, la force de traînée supplémentaire exercée sur la surface de la sphère créée par les termes de perturbation est nulle. Nous aurions pu nous attendre à une augmentation de la traînée, mais les équations précédentes (3.77) (3.80) ne le montrent pas. Cependant, d'un point de vue physique, une force de traînée de correction non nulle à F_{D0} (3.37) doit être présente, de sorte que la résultante de traînée $F_D = F_{D0} + F_{D1}$ et F_{D0} diffèrent. Dans la théorie de perturbation du premier ordre de l'expansion de Stokes, la raison de l'absence d'une force de traînée supplémentaire est son échec en champ lointain, ce qui a été démontré par Oseen [105], en effet on remarque que $U_1|_{r\to\infty} \neq 0$. L'ajout de la condition de glissement ne change en rien la démonstration.

Oseen [105] a démontré qu'au voisinage de la paroi de la sphère, la vitesse définie précédemment $U_1 = \vec{\nabla} \times \psi_1$ est seulement une condition particulière. La solution générale, qui disparaît à la surface, s'écrit :

$$U_1 = \vec{\nabla} \times (fzS\vec{e}_\varphi + kfR\vec{e}_\varphi) = 2Sz\vec{e}_z - Sf\vec{e}_r - fzS'\vec{e}_\theta + k(2R\vec{e}_\theta - fR'\vec{e}_\theta), \tag{3.81}$$

ou de façon équivalente avec la fonction de courant,

$$\psi_1 = fzS\vec{e}_\varphi + kfR\vec{e}_\varphi = fzS\vec{e}_\varphi + k\psi_0. \tag{3.82}$$

Cette forme de la solution de l'expansion de Stokes est ensuite asymptotiquement appariée selon le principe d'appariement de Van Dyke [106]. Il suffit donc de déterminer la valeur de k. En employant la solution exacte des équations d'Oseen, le principe d'appariement se réduit à la condition $\psi_1|_{r\to\infty} = 0$ dans la direction du demi-axe z^+ pour $\theta = 0$. Comme $\vec{e}_r|_{\theta=0} = \vec{e}_z$ alors $r = z$, ainsi il suffit de s'assurer que $\psi_1 \to 0$ pour $r \to \infty$,

$$\psi_1 = fzS\vec{e}_\varphi + kfR\vec{e}_\varphi = f(rS + kR)\vec{e}_\varphi|_{z=r}, \tag{3.83}$$

donc,

$$k = \lim_{r\to\infty} -\frac{rS(r)}{R(r)} = \frac{3}{8}aU_\infty\beta. \tag{3.84}$$

La fonction de courant de l'écoulement de Oseen s'écrit alors sous la forme suivante,

$$\begin{aligned} \psi &= \psi_0 + \frac{1}{\nu}\psi_1, \\ &= \psi_0\left(1 + \frac{3}{16}Re\beta\right) + \frac{1}{\nu}fzS\vec{e}_\varphi. \end{aligned} \tag{3.85}$$

Le champ de vitesse $\vec{U}$ est donné par $\vec{U} = \vec{\nabla} \times \psi$:

$$\vec{U} = \left(1 + \frac{3}{16}Re\beta\right)(2R\vec{e}_z - fR'\vec{e}_\theta) + \frac{Re}{2aU_\infty}(2Sz\vec{e}_z - fS\vec{e}_r - fzS'\vec{e}_\theta). \tag{3.86}$$

On remarque sur la figure 3.4 que contrairement à l'écoulement de Stokes, l'écoulement de Oseen, déduit de l'équation (3.85), apporte une correction du champ de vitesse proche de la sphère, ce qui rend déjà à l'ordre 1 de l'expansion de Stokes, l'écoulement bien plus réaliste

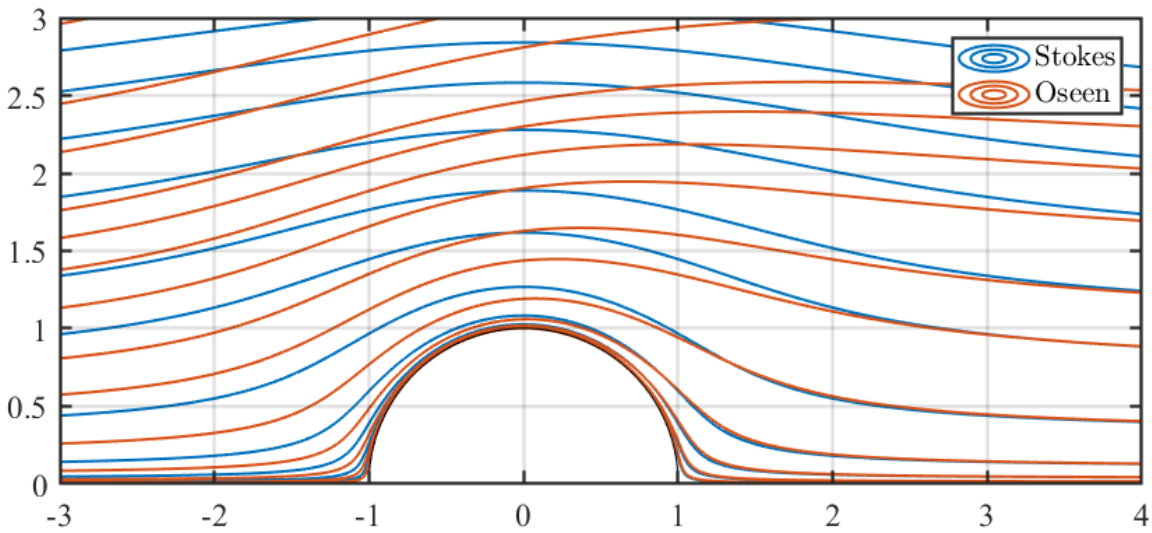
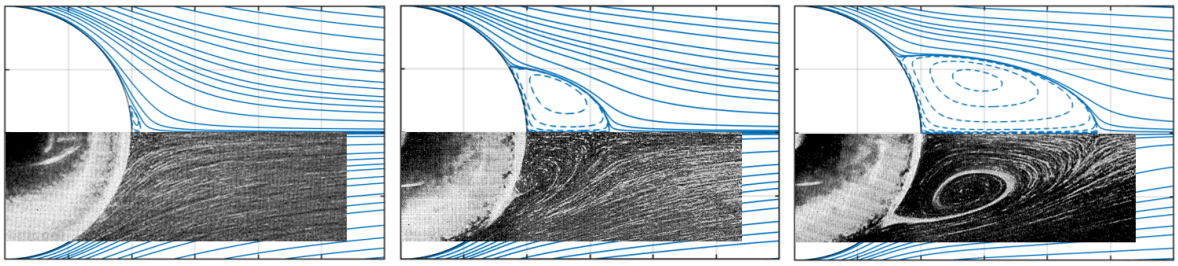


FIGURE 3.4 – Comparaison des lignes de courant pour l'écoulement de Stokes (3.25) et de Oseen (3.85) dans le cas non glissant ($Ls = 0$) à $Re = 5$.

que celui de Stokes.

La figure 3.5 compare les lignes de courant de l'écoulement d'Oseen obtenu précédemment avec celles issues expérimentalement à l'aide de photographies réalisées par Taneda [107] en 1956. L'expérience de Taneda illumine la coupe transversale de l'écoulement derrière une sphère de 39,6 cm de diamètre dans un bassin d'eau. Le modèle prédit de façon consistante l'angle de séparation ainsi que la taille de la recirculation malgré le fait que Taneda prédise l'apparition de la recirculation autour de Reynolds 24 et qu'une petite recirculation soit déjà présente pour un nombre de Reynolds de 18 d'après le modèle. On remarque que les lignes de courant dans le sillage du modèle sont en très bon accord avec celles des photographies. Néanmoins, on peut s'attendre à ce que les lignes de courant dans le sillage lointain ne soient pas en accord avec la réalité. En effet, il faudrait développer le modèle aux ordres de perturbations supérieurs.



$Re = 18$ $Re = 38$ $Re = 74$

FIGURE 3.5 – Comparaison visuelle des lignes de courant du modèle (3.85) et réelle (Taneda [107]) pour différents nombres de Reynolds dans le cas de l'écoulement non glissant ($Ls = 0$).

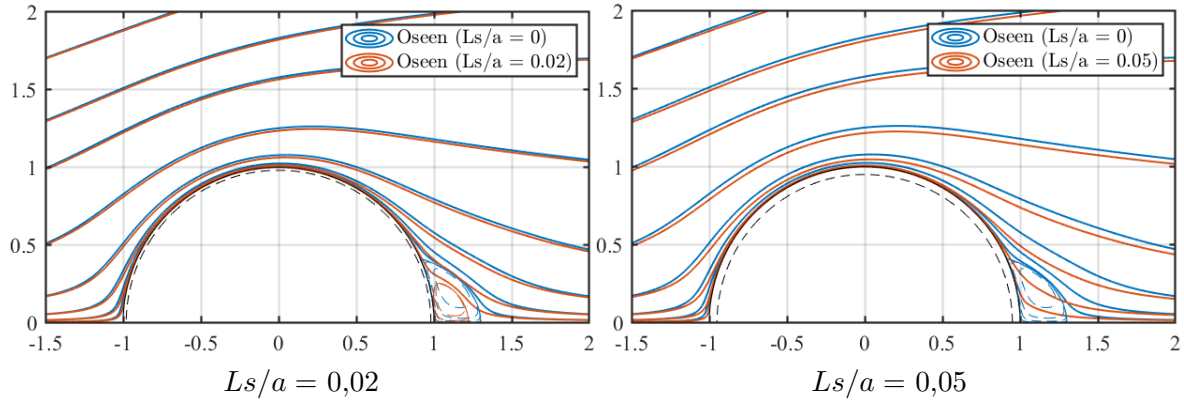


FIGURE 3.6 – Comparaison des lignes de courant pour l'écoulement de Oseen (3.85) dans le cas non glissant et glissant avec différentes valeurs de glissement à $Re = 25$. La ligne en pointillés représente le rayon de la sphère réduit de la longueur du glissement $(a - Ls)$.

La modification de l'écoulement par la condition de glissement non nulle peut être observée sur la figure 3.6. L'ajout de la condition de glissement diminue l'angle de séparation et la taille de la bulle de recirculation, l'écoulement se recolle sur l'axe de symétrie plus tôt. On observe que rapidement l'augmentation de la longueur de glissement mène à la suppression de la bulle de recirculation. On peut tenter de faire l'analogie entre la longueur de glissement et une épaisseur d'un plastron d'air dans le cas d'une surface hydrophobe où une poche d'air est présente entre la surface de la sphère et le fluide. Dans ce cas, l'ajout de la couche d'air diminue le rayon apparent de la sphère et donc diminue le nombre de Reynolds effectif de la sphère du point de vue de l'écoulement, ce qui coïncide avec un retard de l'apparition de la recirculation.

3.2.2 Traînée totale de la sphère

Pour estimer quantitativement l'influence du glissement, les efforts de traînée sur la sphère doivent être calculés. À l'aide des définitions de U et P et par linéarité de la correction de Oseen, la force de traînée de la sphère s'exprime sous la forme suivante,

$$F_D = F_{D_0}\left(1 + \frac{k}{\nu}\right) = 6\pi a U_\infty \mu \beta \left(1 + \frac{3}{16} Re\beta\right), \tag{3.87}$$

avec F_{D_0} la contribution de l'écoulement de Stokes (3.37). Ainsi le coefficient de traînée s'écrit,

$$\begin{aligned} C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\pi a^2 \rho U_\infty^2} &= \frac{12\mu}{a\rho U_\infty}\beta\left(1 + \frac{3}{16}Re\beta\right), \\ &= \frac{24}{Re}\beta\left(1 + \frac{3}{16}Re\beta\right). \end{aligned} \tag{3.88}$$

Les corrections d'ordre supérieur de la force de traînée ont été trouvées en utilisant la méthode de l'expansion asymptotique appariée proposée par Proudman et Pearson [96]. Les termes de perturbation d'ordre supérieur U_2, U_3, ... sont dérivés par Datta et Singhal [99].

Lorsque la longueur de glissement Ls devient nulle, alors $\beta = 1$, ainsi les forces et les coefficients sont égaux à ceux de l'écoulement de Oseen sans condition de glissement.

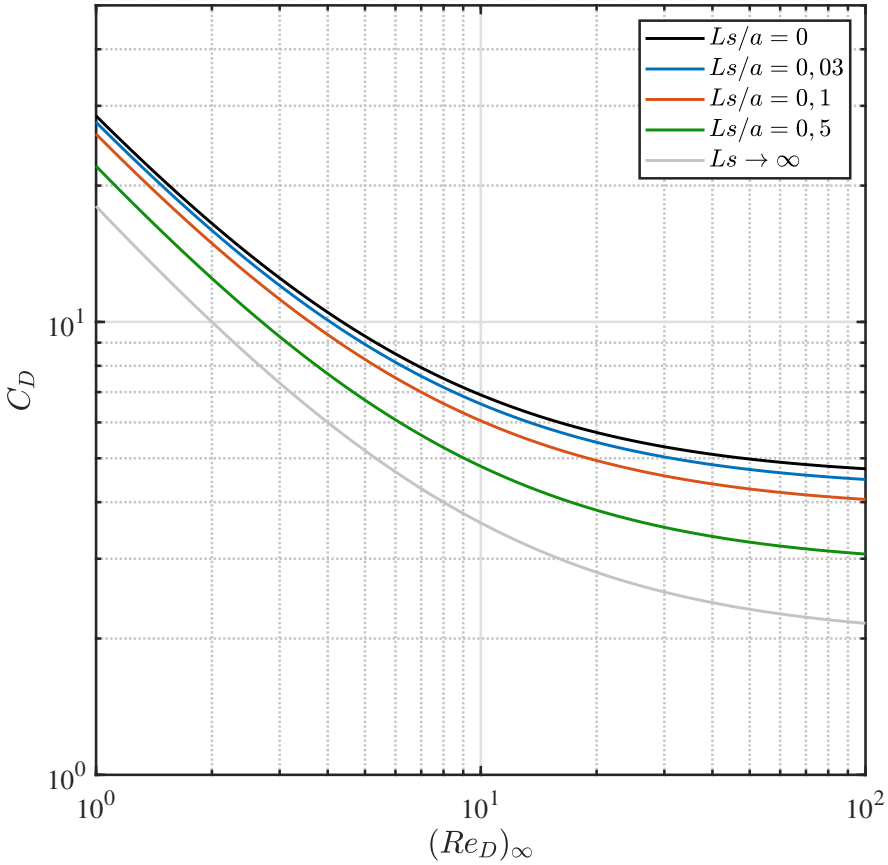


FIGURE 3.7 – Effet de la longueur de glissement sur le coefficient de traînée (3.88).

La figure 3.7 illustre l'effet du glissement sur le coefficient de traînée. Dès lors que le glissement est introduit à la paroi de la sphère, on observe bien la réduction de la traînée. On note aussi que lorsque $Ls \to \infty$ et pour de très faibles nombre de Reynolds, le coefficient de traînée $C_D = 16/Re\,(1 + Re/8)$ est nettement réduit par rapport à la condition d'adhérence du fluide à la paroi. La longueur de glissement reste un modèle et malgré le fait que celle-ci possède une dimension [m], elle peut, en théorie, être supérieure en valeur au rayon de la sphère. La figure 3.8 présente les résultats numériques de Gruncell *et al.* [108] à côté du modèle proposé. Gruncell montre les effets de réductions du coefficient de traînée sur une sphère en fonction de l'épaisseur d'un plastron d'air présent à la surface de celle-ci. La couche d'air ajoute la propriété d'hydrophobie de la sphère. La similarité des courbes montre que le modèle proposé est valide, au moins pour des nombres de Reynolds faibles. L'ajout de la condition de glissement apporte une correction du second ordre au C_D. Les courbes du modèle ont été ajustées en prenant des valeurs de Ls du même ordre de grandeur que l'épaisseur du plastron d'air h. Il est intéressant de noter ici que le modèle de longueur de glissement peut être relié à des caractéristiques géométriques spécifiques comme h, l'épaisseur du plastron d'air selon Gruncell. Néanmoins, la définition de la longueur de glissement Ls est uniforme

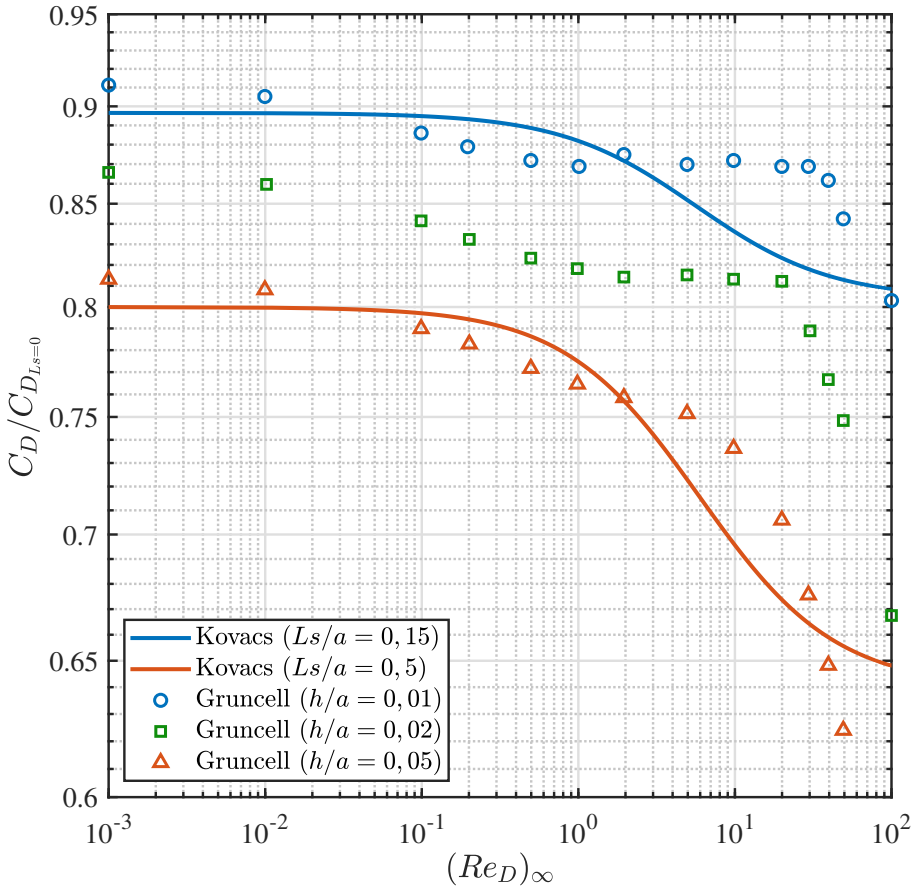


FIGURE 3.8 – Effets du plastron d'air sur la traînée de la sphère en fonction de l'épaisseur de couche d'air. Comparaison du modèle établi (3.88) et des résultats numériques de Gruncell *et al.* [108] où h est l'épaisseur de la couche d'air.

dans l'approche proposée dans cette étude, alors que dans le cas de Gruncell *et al.*, c'est une grandeur locale due à la simulation, ce qui explique aussi les différences.

3.2.3 Couplage longueur de glissement et coefficient d'accommodation

La longueur de glissement proposée dans cette étude est un modèle simple qui a permis de développer les équations pour le coefficient de traînée d'une sphère glissante en écoulement rampant. Néanmoins, cette définition n'est pas utilisée telle quelle dans les deux physiques de ce travail de recherche. C'est pourquoi nous proposons de la relier au coefficient d'accommodation qui est le paramètre clé des simulations DSMC des écoulements raréfiés.

On rappelle que la condition de glissement est définie comme étant $u_{r\theta} = k_s \tau_{r\theta}$ [109] avec $u_{r\theta}$ la vitesse tangentielle, k_s le coefficient de glissement et $\tau_{r\theta}$ la contrainte de cisaillement tangentielle à la paroi. De plus, le glissement pariétal est la condition de similitude pour les écoulements raréfiés incompressibles en utilisant les équations de Navier-Stokes. Schaaf et Chambre [46] proposent d'exprimer le coefficient k_s à l'aide du libre parcours moyen afin de

relier le modèle à la physique des écoulements raréfiés, par l'expression suivante :

$$k_s = \frac{\lambda}{\mu}\frac{(2-\sigma)}{\sigma}, \tag{3.89}$$

où λ est le libre parcours moyen exprimé en mètre et σ est le coefficient d'accommodation de la quantité de mouvement tangentielle.

En reprenant la définition de la vitesse tangentielle définie à l'équation (3.18) ($k_s = Ls/\mu$), il est possible d'exprimer Ls en fonction du nombre de Knudsen $Kn = \lambda/a$ caractérisant la raréfaction du milieu,

$$Ls^* = \frac{2-\sigma}{\sigma}Kn. \tag{3.90}$$

Ainsi β s'écrit en fonction de Kn, et du coefficient d'accommodation σ,

$$\beta = \frac{1+2\frac{2-\sigma}{\sigma}Kn}{1+3\frac{2-\sigma}{\sigma}Kn}. \tag{3.91}$$

Ces deux dernières expressions seront utilisées dans les chapitres suivants afin de relier la longueur de glissement et le coefficient de traînée aux nombres caractéristiques de l'écoulement. Nous avons vu précédemment que le glissement introduit une correction d'ordre 2 sur le coefficient de traînée. Cette correction est importante, car elle permettra par la suite d'améliorer la prédiction des coefficients d'accommodation en écoulement raréfié ou de glissement en hydraulique.

3.3 Proposition d'un modèle pour l'écoulement à bas nombre de Reynolds autour d'un cylindre

3.3.1 Paradoxe de Stokes

Nous avons développé une solution analytique pour l'écoulement de Stokes et Oseen pour la sphère, néanmoins la géométrie d'étude est le cylindre. On peut déjà noter que la solution générale à l'équation bi-harmonique en coordonnées cylindriques, après l'élimination des solutions fausses aux conditions aux limites, s'écrit sous la forme :

$$R(r) = Ar\ln(r) + Br + \frac{C}{r} \tag{3.92}$$

Le terme logarithmique empêche l'identification des constantes de la solution lorsque $r \to \infty$ et $r = a$. Ce problème bien connu en mécanique des fluides est appelé le paradoxe de Stokes. Il est resté plus de 100 ans sans solution avant la résolution de Lamb [95] puis a été amélioré par Kaplun et Lagerstrom [110] en utilisant la méthode des développements asymptotiques raccordés (MAE [1]). Lagrée [111] présente le développement des premiers termes de la solution d'Oseen autour d'un cylindre sans condition de glissement. Cependant, les solutions analytiques ne permettent pas d'obtenir une solution simple dans le cas faiblement

1. *Matched Asymptotic Expansions*

non linéaire et d'autant plus avec une condition de glissement.

3.3.2 Développements analytiques aux ordres supérieurs de l'expansion de Stokes

Les deux modèles présentés précédemment ne sont valides que pour une sphère et à bas nombre de Reynolds. Afin de développer un modèle pour un cylindre, nous proposons de présenter les solutions historiques dans le cas de la sphère et du cylindre pour les écoulements incompressible et compressible afin d'identifier les similitudes des différents développements.

Nous avons parlé des ordres supérieurs de l'expansion de Stokes dans la section 3.2. Au vu de la complexité des équations, ces ordres ne seront pas développés ici, mais seulement présentés. En 1929, Goldstein [112] développe la solution analytique exacte des équations linéarisées d'Oseen dans le cas d'un écoulement stationnaire, visqueux et incompressible autour d'une sphère. La solution est résumée en termes de fonction de courant par Tomotika et Aoi [101] et s'exprime sous la forme suivante,

$$\begin{aligned}\psi(r,\theta) = U_\infty \left(r^2 - \frac{a^3}{r}\right) \frac{P_0(\theta) - P_2(\theta)}{3} \\ - \frac{1}{2} U_\infty \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} B_m(Re) \left(\frac{a^{n+2}}{r^n} \Phi_{m,n}(Re) - r^2 \Phi_{m,n}(Re,r)\right) \frac{P_{n-1}(\theta) - P_{n+1}(\theta)}{2n+1},\end{aligned} \tag{3.93}$$

où P_i sont les polynômes de Legendre d'ordre i, B_m est la série des constantes s'exprimant avec des fonctions modifiées de Bessel dépendantes du nombre de Reynolds et $\Phi_{m,n}$ est une fonction composée de fonctions modifiées de Bessel. De même pour le cylindre, où Faxén [102] développe la solution analytique exacte, qui s'exprime en somme de fonctions de courant par Tomotika *et al.* [101] :

$$\begin{aligned}\psi(r,\theta) = U_\infty \left(r - \frac{a^2}{r}\right) \sin\theta \\ + \frac{1}{4} U_\infty \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} B_m \left(\left(\frac{a}{r}\right)^{n+1} \Phi_{m,n}(Re) - \Phi_{m,n}(Re,r)\right) \frac{r \sin n\theta}{n}.\end{aligned} \tag{3.94}$$

Malheureusement, ces solutions exactes contiennent un nombre infini de constantes d'intégration indéterminées, et des approximations doivent être utilisées pour déterminer ces constantes. Bien que cela "casse" la nature "exacte" de la solution, ces approximations peuvent être faites de manière plus rigoureuse du point de vue mathématique que par rapport aux précédents résultats de Lamb et Oseen. Dans le cas du cylindre, Tomotika et Aoi [101] proposent l'approximation pour le coefficient de traînée sous la forme suivante,

$$C_D = \frac{2\pi}{Re} \sum_{m=0}^{\infty} B_m. \tag{3.95}$$

Vraisemblablement, cette expression reste complexe à implémenter numériquement. Avec les propriétés de symétrie de l'écoulement, de par la nature des fonctions de Bessel et pour des

nombres de Reynolds très faibles, cette expression (3.95) peut être réduite à la suivante,

$$C_D = \frac{8\pi}{Re} \frac{1}{\frac{1}{2} - \gamma_E - \log\left(\frac{Re}{8}\right)}, \tag{3.96}$$

avec γ_E la constante d'Euler égale à 0,57721, c'est la formulation asymptotique de Lamb [95]. Cette dernière solution n'est plus valide pour des nombres de Reynolds supérieur à 1 cependant elle est en accord avec les résultats expérimentaux de Triton [113] dans la gamme de validité de la solution. On appellera cette solution la première approximation de Tomotika. Néanmoins lorsque le nombre de Reynolds devient plus grand, il est possible d'obtenir l'expression suivante à l'aide de la nature des fonctions de Bessel,

$$C_D = \frac{8\pi}{Re} \frac{1}{I_0(\frac{Re}{4})K_0(\frac{Re}{4}) + I_1(\frac{Re}{4})K_1(\frac{Re}{4})}, \tag{3.97}$$

avec I_i et K_i les fonctions modifiées de Bessel d'ordre i, c'est la formulation donnée par Bairstow *et al.* [114]. On appellera cette solution la seconde approximation de Tomotika. Bairstow [114] a également effectué de nombreuses comparaisons entre les mesures expérimentales du C_D et les prédictions théoriques et il conclut sur le fait que l'approximation d'Oseen modélise convenablement les écoulements dans la gamme de validité de ses hypothèses et se limite aux écoulements de fluides visqueux.

Pour le cas de la sphère, le second ordre de perturbation a été développé par Proudman et Pearson en 1957 [96] sur la base du raccordement asymptotique sur le problème sphérique initialisé par Lagerstrom et Cole [115]. À la suite, Chester et Breach [116] ont étendu le calcul jusqu'au troisième ordre et cette formule concatène et étend presque tous les travaux antérieurs,

$$C_D = \frac{12\pi}{Re}\left(1 + \frac{3}{16}Re + \frac{9}{160}Re^2 \log\left(\frac{Re}{2}\right) + \frac{9}{160}Re^2\left(\gamma_E + \frac{5}{3}\log 2 - \frac{323}{360}\right) + \frac{27}{640}Re^3 \log\left(\frac{Re}{2}\right)\right). \tag{3.98}$$

On note que le nombre de Reynolds est défini initialement dans ces publications avec le rayon de la sphère, il est donc deux fois plus faible que la définition choisie, en fonction du diamètre, dans cette étude. Cette solution a montré être la meilleure approximation du coefficient de traînée que toute autre solution asymptotique jusqu'à Reynolds 0,6 d'après les simulations numériques de Dennis et Walker [117].

Avec l'arrivée des outils numériques de modélisation, les écoulements à bas nombre de Reynolds ont bénéficié d'expression numérico-empirique telle que celle proposée par Clift *et al.* [118] pour une sphère. L'expression suivante a l'avantage d'être convenablement valable pour des nombres de Reynolds allant jusqu'à 10. Néanmoins cette expression fait intervenir des constantes découplées de paramètres physiques,

$$C_D = \frac{24}{Re}\left(1 + 0,15Re^{0,687}\right). \tag{3.99}$$

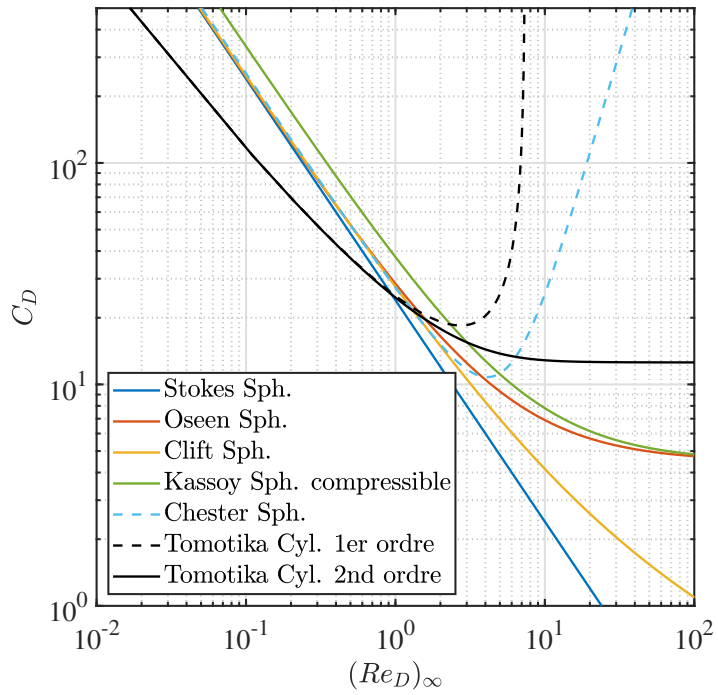


FIGURE 3.9 – Comparaison des différents modèles du coefficient de traînée à bas nombre de Reynolds.

Cette solution prolonge celle de Chester et Breach (3.98) pour les nombres de Reynolds dépassant l'unité.

Kassoy *et al.* [119] a proposé une solution pour l'écoulement d'Oseen compressible dans le cas d'une sphère. Précisons toutefois que c'est un modèle valide pour le régime continu et non raréfié. Dans le cas compressible, des effets de température sont présents et vont avoir une influence sur la densité de l'écoulement. Nous ne nous intéressons qu'au premier cas développé par Kassoy lorsque le gradient de densité est très majoritairement piloté par la pression plutôt que par la température. L'expression suivante est obtenue en partant des équations linéarisées d'Oseen, en rajoutant les équations de l'énergie et d'état et en définissant la densité et la température en série de perturbations comme étudié précédemment pour la vitesse et la pression. Au premier ordre de perturbation, l'expression du coefficient de traînée est la suivante,

$$C_D = \frac{24}{Re}\left(1 + Re\left(\frac{3}{16} + \frac{13}{48}\frac{\tau_T}{Re}\right)\right). \tag{3.100}$$

avec $\tau_T = (T_p - T_\infty)/T_p$, le paramètre de température dépendant de la température de la paroi de la sphère T_p et de la température infinie amont de l'écoulement T_∞. On retrouve la forme typique de l'expression d'Oseen avec l'ajout d'un terme d'effet de température piloté par τ_T.

La figure 3.9 propose de comparer tous les modèles à bas nombre de Reynolds énoncés précédemment. On remarque dans un premier temps que la majeure différence entre les deux géométries (sphère et cylindre) est, à bas nombre de Reynolds, uniquement pilotée par la

constante portée par la solution de Stokes. Il semble important de mentionner que l'un des aspects simples de la différence entre les deux géométries est le taux de blocage. En effet, la physique de l'écoulement autour de ces deux géométries n'est pas fondamentalement différente, celle-ci est exclusivement contrôlée par les termes visqueux. Dans le cas de l'écoulement de Stokes, le simple ajout d'une constante multiplicative permet de passer d'une géométrie à une autre, en effet les asymptotes sont parallèles. On remarque que les solutions asymptotiques aux premiers ordres sont généralement rapidement divergentes lorsque le nombre de Reynolds dépasse 1, c'est le cas de la 1re approximation de Tomotika (3.96) et de la solution de Chester et Breach (3.98). Ces solutions sont généralement inutilisables pour $Re > 1$.

Ensuite, une différence notable est présente entre l'écoulement de Oseen (3.88) pour la sphère et celui du cylindre représenté par la 2de approximation de Tomotika (3.97) pour $Re > 2$. En théorie, ces deux solutions ne sont pas définies sur cette gamme de Reynolds, car les effets d'inertie deviennent importants et mettent en défaut la validité des solutions. Dans notre étude, la géométrie principale est le cylindre et l'écoulement est, soit un écoulement compressible raréfié, soit un écoulement en eau peu profonde supercritique laminaire. Dans ces deux cas, l'écoulement est fortement visqueux. Dans le cas de l'écoulement raréfié (voir chapitre 4), la raréfaction du milieu se traduit par un écoulement visqueux en raison d'une diminution de la densité et donc de l'augmentation du libre parcours moyen. En augmentant le libre parcours moyen, le taux de collision des molécules est fortement réduit, ce qui limite le transfert d'énergie et de quantité de mouvement de l'écoulement à l'objet. Dans l'écoulement hydraulique (voir chapitre 5), la viscosité de l'écoulement est directement due à la nature du fluide choisi (mélange eau-glycérol) pour obtenir de faibles nombres de Reynolds et la condition de glissement est synthétiquement introduite à l'aide d'un revêtement hydrophobe. Sans prendre en compte l'aspect compressible des deux écoulements, ceux-ci présentent d'importantes similitudes aux écoulements à très bas nombre de Reynolds. En effet, aucune recirculation n'est présente ce qui est caractéristique des écoulements à $Re < 16$. Les études de sillage derrière une sphère en écoulement raréfié ($0{,}009 < Kn < 0{,}08$) super- et hypersonique de Muthoo *et al.* [120], Brewer [121] et Dogra *et al.* [122], dont la température de paroi est proche de celle de l'écoulement, ont montré qu'aucune recirculation n'est présente jusqu'à un nombre de Reynolds de 600, ce qui est supérieur à tous les cas expérimentaux de notre étude.

Enfin, la seule différence notable pour l'écoulement compressible (3.100) est une asymptote à bas nombre de Reynolds sensiblement plus haute. La proposition précédente de la constante en pré-facteur embarquerait à la fois le taux de blocage dû à la géométrie et l'aspect compressible de l'écoulement. Dans les écoulements raréfiés et compressibles, le coefficient de traînée prend en compte la contribution du choc ainsi la section effective de la traînée vu par l'écoulement est plutôt celle du choc et est donc plus grande que celle de l'objet. De plus, le glissement augmente la contribution des contraintes normales (3.31). Dans le cas compressible ou en hydraulique supercritique, les contraintes normales sont déjà présentes et sont issues de la partie compressible. Le modèle de glissement, via un pré-facteur prendrait alors en compte la compressibilité et éventuellement une implication de l'onde de choc.

La figure 3.10 représente les lignes de courant de l'écoulement issu d'une simulation numérique DS2V [2] d'un écoulement supersonique et raréfié autour d'un cylindre dans la condition de

2. *programme DSMC bidimensionnel développé par G.A. Bird*

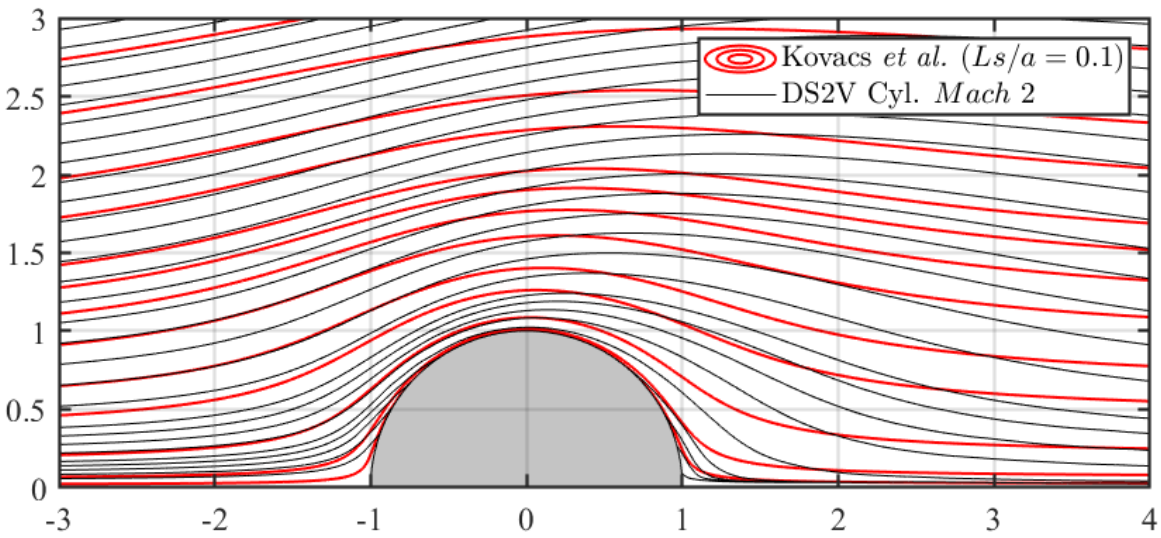


FIGURE 3.10 – Comparaison des lignes de courant issues du modèle proposé (3.85) dans le cas glissant et d'une simulation numérique DSMC (code DS2V) d'un écoulement supersonique (Mach = 2) et raréfié ($Kn = 1{,}4075$) à $Re = 0{,}2$.

la tuyère Mach 2 du chapitre 4 et en comparant le modèle proposé pour un nombre de Reynolds de 0,2. Deux points sont à noter, le premier sur la nature de l'écoulement et le second sur la géométrie. Premièrement, on remarque que malgré l'écoulement supersonique de la simulation, le modèle incompressible glissant présente des similarités sur les lignes de courant. Généralement, les effets inertiels sont légèrement amplifiés par la compressibilité due à la variation de densité de l'écoulement. Ces derniers modifient la forme des lignes de courant dans la zone derrière le cylindre. Néanmoins, la raréfaction compense et apporte de la viscosité du fait que la distance collisionnelle devient grande. L'onde de choc et la couche limite se mélangent et deviennent indiscernables. L'écoulement est alors réduit à un écoulement purement visqueux, d'où le fait que les lignes de courant se ressemblent sur la figure. Deuxièmement, la géométrie caractéristique n'est pas la même entre les courbes (sphère / cylindre), néanmoins les lignes de courant ne sont pas fondamentalement différentes. En effet le taux de blocage, proportionnel à la surface projetée normale à l'écoulement incident, de l'écoulement est différent, mais ne modifie pas la physique de l'écoulement.

3.3.3 Modèle pour l'écoulement de Oseen autour d'un cylindre

L'approximation d'Oseen est une approximation ad hoc qui, bien qu'elle ait été démontrée comme auto-consistante, nécessite des manipulations inhabituelles pour son obtention. Ces développements restent d'une difficulté raisonnable avec une condition de glissement. L'équation et ses solutions ont fait l'objet d'années de discussion dans sa compréhension et son applicabilité ou les limites de ses solutions. Néanmoins, en toute connaissance de la validité de la solution et à l'aide des points évoqués précédemment, nous proposons le modèle sui-

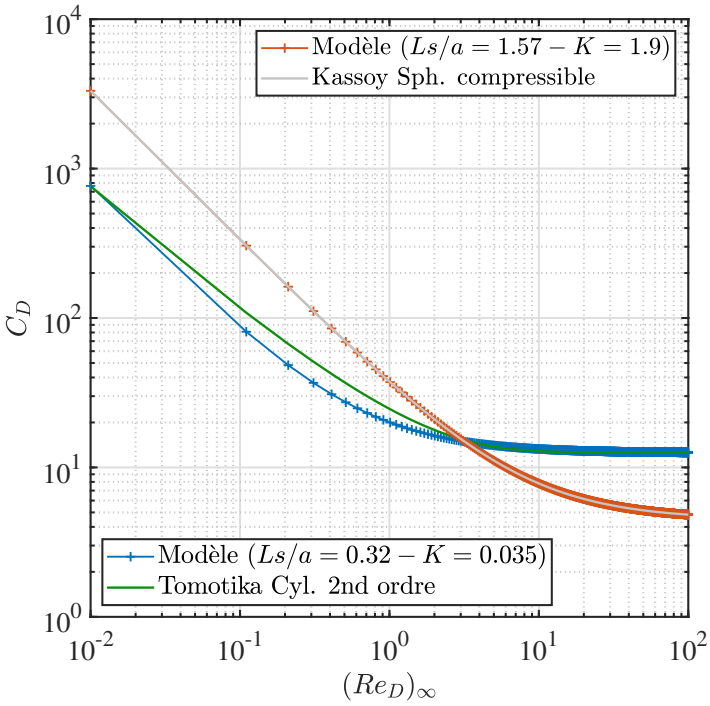


FIGURE 3.11 – Comparaison des différents modèles de coefficient de traînée à bas nombre de Reynolds.

vant (3.101) à partir de la solution glissante pour une sphère développée précédemment (3.88),

$$C_D = \frac{24K}{Re}\beta\left(1 + \frac{3}{16}Re\beta\right). \tag{3.101}$$

La constante K joue le rôle de pré-facteur et prend en compte les effets de géométrie et de compressibilité.

Le modèle proposé est illustré sur la figure 3.11 en le comparant aux modèles de Kassoy pour une sphère en régime compressible [119] et de Tomotika pour un cylindre [101]. Une optimisation a été réalisée afin d'ajuster les constantes du modèle proposé aux différents modèles historiques. On remarque que la valeur de K est largement différente de 1 pour le cas du cylindre, contrairement à celui de la sphère, ce qui renforce le fait que la constante joue le rôle du facteur de forme de la géométrie. Néanmoins, les valeurs de la longueur de glissement et de K sont d'un ordre de grandeur cohérent ($\approx \mathcal{O}(1)$), ce qui valide l'utilisation du modèle dans un cas compressible sur un cylindre.

Le modèle développé a vocation à être utilisé sur un cylindre. La figure 3.12 présente les coefficients de traînée aérodynamique pour des sphères [19] et des cylindres dans les écoulements supersoniques et raréfiés des conditions des tuyères Mach 2 et Mach 4 du chapitre 4 ainsi que le modèle associé à chacune des conditions. Les valeurs de β et K sont extrapolées à partir des points expérimentaux. On remarque que le modèle appliqué à la sphère est consistant en tendance ainsi que pour les cylindres.

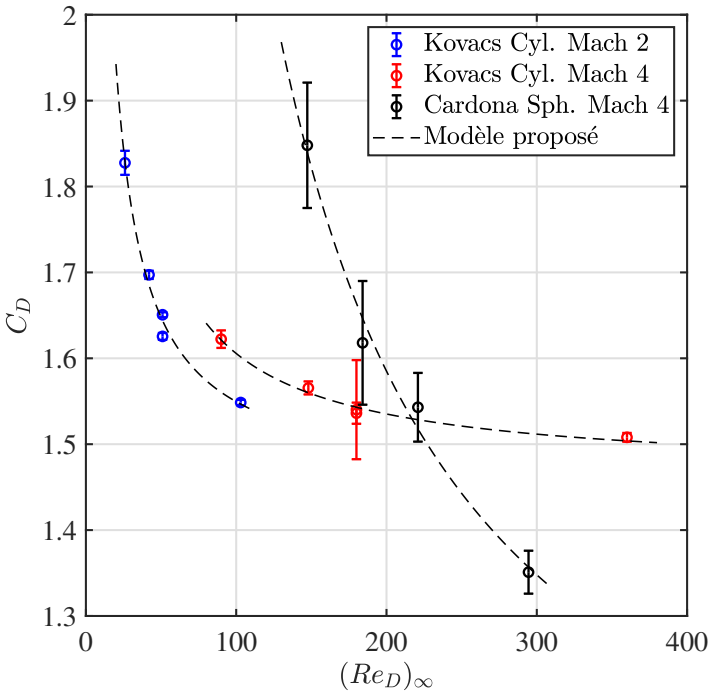


FIGURE 3.12 – Comparaison des coefficients de traînée expérimentaux obtenus par Cardona *et al.* [19] dans le cas d'une sphère ($K = 181{,}1$ et $\beta = 3{,}27.10^{-2}$) et Kovacs *et al.* pour le cas du cylindre en écoulement supersonique raréfié (Mach 2 : $K = 0{,}52$ et $\beta = 7{,}88.10^{-1}$; Mach 4 : $K = 1{,}059$ et $\beta = 5{,}54.10^{-1}$). En traits pointillés, les courbes extrapolées, à partir des résultats expérimentaux, issues du modèle de Oseen glissant modifié.

Ce chapitre a présenté un modèle simple qui permettrait de décrire l'aérodynamique d'un cylindre dans les régimes d'écoulement définis par des nombres de Reynolds compris entre 25 et 400 et un nombre de Mach ou de Froude supérieur à 2. Ces écoulements sont développés dans les deux chapitres suivants. Le but sera de déterminer la constante K pour les écoulements hydraulique et compressible tout en la reliant aux paramètres des écoulements respectifs. Il en est de même pour la variable β et la longueur de glissement afin de trouver un sens physique à ce modèle.

Chapitre 4

Aérodynamique en écoulement supersonique raréfié

Sommaire

4.1 Le laboratoire : L'Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement . . . 56
4.1.1 L'équipe : Plateforme FAST . . . 56
4.2 Les outils expérimentaux . . . 57
4.2.1 Soufflerie supersonique raréfiée MARHy . . . 57
4.2.2 Description de l'installation . . . 58
4.2.3 Performances . . . 59
4.2.4 Méthodes de diagnostics . . . 64
4.3 Les écoulements compressibles bas Reynolds . . . 77
4.3.1 Conditions expérimentales de cette étude . . . 77
4.3.2 Qualification et stabilité des écoulements . . . 79
4.4 Les outils d'analyses . . . 81
4.4.1 Simulation numérique DSMC . . . 81
4.4.2 Méthode d'analyse des images . . . 83
4.5 Aérodynamique d'un cylindre en écoulement supersonique raréfié . . . 96
4.5.1 Étude de la structure de l'onde de choc . . . 96
4.5.2 Caractérisation de l'onde de choc . . . 100
4.5.3 Coefficients de traînée totale . . . 109
4.5.4 Composante de la traînée associée à la pression . . . 111
4.6 Influence des effets de raréfaction sur l'aérodynamique d'un cylindre 116
4.6.1 Le nombre de similitude de la raréfaction . . . 116
4.6.2 Analyse du coefficient de pression . . . 116
4.6.3 Le coefficient de traînée de frottement . . . 118

Ce chapitre est dédié à l'étude de l'aérodynamique d'un cylindre dans un écoulement supersonique et raréfié dans le contexte d'une rentrée atmosphérique. L'objectif est d'identifier expérimentalement les mécanismes pilotant la physique de la couche limite autour du cylindre. Pour se faire, la couche limite n'est pas étudiée de façon directe du fait de la difficulté à effectuer une mesure directe de vitesse ou de densité en écoulement raréfié, mais de façon détournée à partir de l'analyse des caractéristiques macroscopiques telles que les coefficients aérodynamiques et l'étude de la structure de l'onde de choc développée devant le cylindre. Ce chapitre présente aussi le moyen d'essai permettant de reproduire l'écoulement supersonique et raréfié de la rentrée atmosphérique.

4.1 Le laboratoire : L'Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement

Le volet sur l'écoulement compressible de ce travail de recherche a été mené dans le laboratoire ICARE [1] du campus CNRS [2] d'Orléans. Ce laboratoire a trois grandes thématiques d'études qui sont :

- la combustion et les systèmes réactifs,
- l'atmosphère et l'environnement,
- la propulsion spatiale et les écoulements à grande vitesse.

La présente étude s'inscrit dans la troisième thématique dont la vocation est la recherche et le développement des technologies aérospatiales. Cette thématique est traitée par deux équipes dont FAST, dans laquelle j'ai effectué une partie de mon travail de recherche.

4.1.1 L'équipe : Plateforme FAST

La plateforme expérimentale FAST [3] regroupe les moyens d'essais supersoniques et hypersoniques hérités du Laboratoire d'Aérothermique situé jusqu'en 2000 sur le campus CNRS de Meudon. La plateforme est dédiée à l'étude des écoulements des rentrées atmosphériques. Cette plateforme unique permet de recréer les écoulements caractéristiques de toutes les phases de la rentrée atmosphérique de par la complémentarité de ses installations. Trois souffleries permettent de simuler des écoulements caractéristiques des différentes phases de la rentrée en partant des écoulements hypersoniques du début de l'atmosphère terrestre en passant par les écoulements hyper-supersoniques raréfiés du domaine transitionnel et de glissement avec la soufflerie MARHy, les écoulements supersoniques à haute enthalpie grâce à la soufflerie PHEDRA et enfin, à l'aide de la soufflerie EDITH, les écoulements supersoniques continus des basses altitudes. La figure 4.1 illustre les différents régimes d'écoulement ainsi que les domaines de chaque soufflerie. Les acronymes de ces souffleries désignent leurs caractéristiques :

- MARHy [4], soufflerie à Mach Adaptable Raréfiée Hypersonique, pour l'étude des écoulements hypersoniques et supersoniques à très basse densité simulant les hautes altitudes,
- PHEDRA [5], soufflerie à Plasma Hors Équilibre Raréfiée, simulant les écoulements supersoniques à haute enthalpie des moyennes altitudes où se produisent les effets d'ablations,
- EDITH [6], soufflerie pour les Études Des Interactions et des Transferts en Hypersonique, dédiée à l'étude des ondes de chocs et des écoulements de tuyère simulant les basses altitudes.

Ce travail de recherche a été réalisé sur la soufflerie MARHy, l'installation permettant l'étude des écoulements supersoniques et raréfiés, sans effets de température, caractéristique du domaine de glissement.

1. *Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement*
2. *Centre National de la Recherche Scientifique*
3. *Facilities for Aerothermodynamics and Supersonic Technologies*
4. *Mach Adaptable Rarefié Hypersonique*
5. *Plasma Hors Équilibre Des Rentrées Atmosphériques*
6. *Étude Des Interactions et Transferts en Hypersonique*

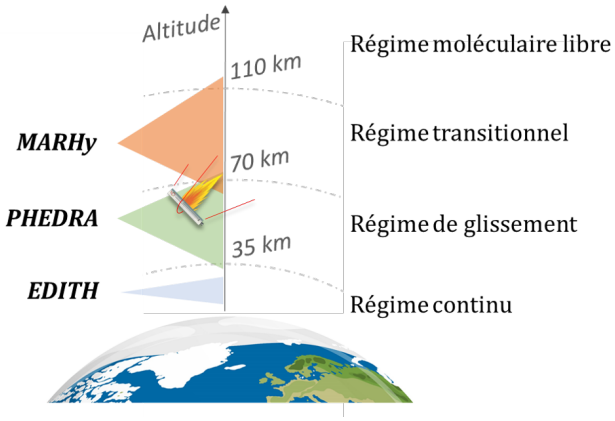


FIGURE 4.1 – Représentation des capacités de la plateforme expérimentale FAST.

4.2 Les outils expérimentaux

4.2.1 Soufflerie supersonique raréfiée MARHy

La soufflerie MARHy est l'installation expérimentale utilisée dans ce travail de recherche. Cette soufflerie, nommée alors SR3, a été construite en 1963 à la suite d'une demande du CNES pour doter la recherche scientifique française d'une soufflerie à basse densité et à grandes vitesses dédiées aux études aérodynamiques et aérothermiques en gaz raréfiés pour simuler des vols hypersoniques aux altitudes comprises entre 80 km et 100 km. Le Laboratoire d'Aérothermique de Meudon du CNRS ne possédait alors que de la soufflerie SR2 qui n'excédait pas Mach 3 et dont la veine d'essai de l'écoulement était très limitée du fait de la relativement faible capacité de pompage à vide. Après un an de tests, la soufflerie a été déclarée opérationnelle et ces premières études ont porté sur l'aérodynamique de la fusée-sonde Bélier et des ondes de choc générées lors de la rentrée atmosphérique d'un engin spatial. Au fur et à mesure des années, les performances de la soufflerie ont été étendues au niveau de son groupe de pompage permettant d'obtenir des écoulements de plus en plus raréfiés. En 1974, l'ajout d'un groupe de pompage, dans le cadre de l'étude du vol stratosphérique du Concorde, permet de simuler une condition de vol à Mach 2 à 20 km d'altitude. Après l'amélioration du groupe de pompage en 1986 et d'une modification de la chambre à vide en 1989, la soufflerie SR3 était en mesure de simuler les écoulements jusqu'à Mach 20 pour des altitudes d'environ 100 km, ce qui a conduit aux études de vol hypersonique de la navette européenne HERMÈS. En 2000, à la suite de la relocalisation du Laboratoire d'Aérothermique, les installations, dont la soufflerie SR3, sont déplacées. À cette occasion, une modernisation de certains éléments des différentes souffleries est effectuée avec notamment le remplacement complet des groupes de pompage des souffleries PHEDRA et MARHy. Puis en 2007, la fusion du laboratoire d'Aérothermique avec le Laboratoire de Combustion et Réactivité Atmosphérique LCSR [7] donne naissance à la nouvelle entité CNRS, ICARE. C'est alors, dans le cadre d'une nouvelle restructuration des activités que les souffleries sont renommées et SR3 devient MARHy. Dès lors, la soufflerie est dédiée à la recherche scientifique dans le cadre de projets expérimentaux liés à des contrats

7. *Combustion and Reactive Systems Laboratory*

nationaux et privés et aux études fondamentales permettant de valider des algorithmes de simulations numériques ou des modèles théoriques.

4.2.2 Description de l'installation

La soufflerie MARHy a été utilisée dans cette étude pour générer l'écoulement raréfié supersonique. Il s'agit d'une installation continue à faible densité. Elle permet de reproduire des écoulements raréfiés supersoniques et hypersoniques qui peuvent simuler les conditions de rentrée dans l'atmosphère sur une plage d'altitude de 20 à 100 km en termes de pression ambiante. Les écoulements caractéristiques de cette gamme d'altitude sont les écoulements très raréfiés du régime transitionnel et de glissement. L'installation se compose de quatre parties distinctes illustrées sur la figure 4.2. En suivant le sens de l'écoulement, l'air est injecté dans la chambre de stabilisation, puis traverse la chambre d'essais et est aspiré dans le diffuseur qui conduit au groupe de pompage.

La chambre de stabilisation est un cylindre de 1,2 mètre de diamètre et 2,6 mètres de longueur. Les différentes tuyères de l'installation sont fixées dans cette chambre qui permet de décanter et d'obtenir la pression et la température des conditions génératrices de l'air avant son passage dans la tuyère. L'air est injecté par une vanne millimétrique permettant d'ajuster le débit d'air entrant, avec une précision de l'ordre de 1 g.s^{-1}. Un cône placé juste derrière permet de diffuser le jet pour homogénéiser l'air dans la chambre et éviter de possibles turbulences de l'écoulement. Un capteur de pression est placé sur cette enceinte et permet de contrôler la pression de manière à ajuster le débit de gaz entrant pour maintenir la pression à la pression génératrice P_0 tout au long de l'expérience. En conditions d'écoulements hypersoniques, l'air est remplacé par de l'azote, préalablement comprimé jusqu'à 200 bars, avant d'alimenter les tuyères hypersoniques. Ces tuyères à profil conique sont équipées d'un réchauffeur permettant de préchauffer le gaz à la température génératrice T_0 avant d'être détendu.

La chambre d'essais est séparée de la chambre de stabilisation par la tuyère, qui peut être échangée en fonction des conditions d'écoulement souhaitées. Cette deuxième partie est la chambre d'expérience, où vont se trouver les objets à étudier. Cette chambre est un cylindre installé perpendiculairement à l'axe de l'écoulement et dont les grandes dimensions allouent un espace de dégagement latéral de chaque côté de l'écoulement pour installer les systèmes de déplacement et différents diagnostics nécessaires aux études. Elle est équipée de plusieurs hublots permettant de visualiser l'intérieur lorsque l'installation est fermée et sous vide. Dans notre cas, deux des hublots disponibles sont utilisés pour les applications optiques : le hublot frontal muni d'une fenêtre en quartz pour la visualisation avec la caméra iCCD et le hublot supérieur habillé d'une fenêtre en fluorure de calcium pour des mesures thermiques infrarouges. Le plan sur la figure 4.3 illustre l'organisation interne de la soufflerie. Une porte permet d'accéder à l'intérieur de cette chambre pour préparer les essais. Une fois, le vide réalisé, seules des brides de type KF, Jaegger et BNC permettent une connexion à l'extérieur des diverses instrumentations et capteurs de pressions. La chambre mesure 5 m de long et 2,3 m de diamètre et rejette le flux dans le diffuseur.

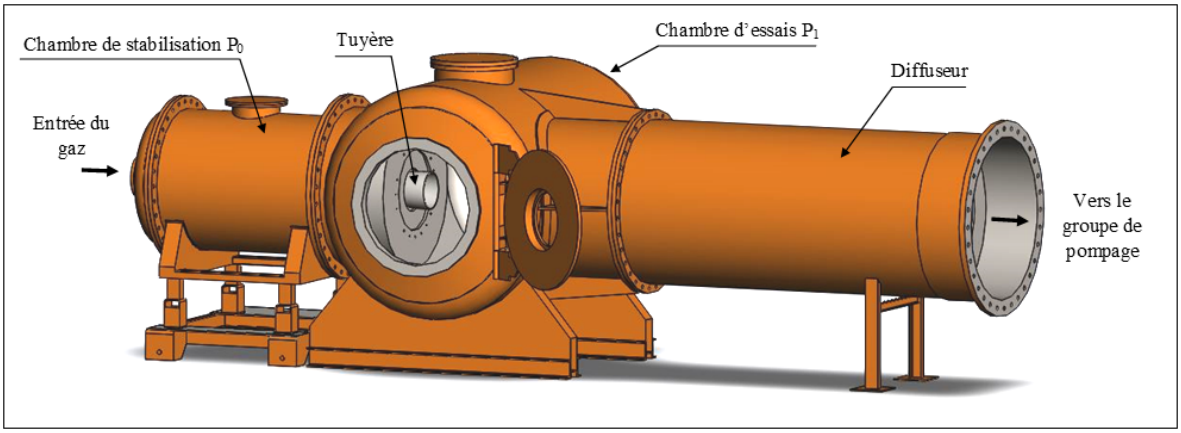


FIGURE 4.2 – Schéma de la soufflerie MARHy.

Le diffuseur fait partie de la dernière chambre reliée au groupe de pompage. Long de près de 7 mètres, il est divisé en deux par une vanne Papillon de 1,5 mètre de diamètre permettant à la fois d'isoler le groupe de pompage de la chambre d'essais et d'ajuster la pression statique dans la chambre d'essais. Cette vanne est contrôlée par un servomoteur piloté par un programme Labview.

Le groupe de pompage est composé de trois lignes de pompage en série. La figure 4.4 présente le groupe de pompage actuel de l'installation. Dans un premier temps, deux pompes primaires de 4600 $m^3.h^{-1}$ réalisent un vide dit primaire dans l'ensemble de l'installation, ce qui permet ensuite de lancer deux pompes intermédiaires de type roots d'une capacité de pompage de 29200 $m^3.h^{-1}$ pour une puissance électrique de 18,5 kW chacune. La dernière ligne de pompage est constituée de 12 pompes à vide roots d'une capacité de pompage de 183000 $m^3.h^{-1}$ pour une puissance électrique de 11 kW chacune. Le nombre de pompes à mettre en route dépend de la tuyère utilisée donc de la pression à atteindre dans la chambre d'expériences (P_∞) et du débit de celle-ci à aspirer. Chacune des pompes et lignes est séparée par des vannes Papillon motorisées pouvant être pilotées par le programme de contrôle de l'installation.

4.2.3 Performances

Avant de détailler les conditions d'écoulements de cette étude, nous rappelons la définition des nombres sans dimension utilisés pour le reste de ce chapitre. L'indice $_\infty$ définira les grandeurs dans les conditions d'écoulement infini amont. L'indice $_0$ définira les grandeurs par rapport aux conditions génératrices de l'écoulement, avant la tuyère. Le nombre de Reynolds représentant le rapport de la force d'inertie et de la force visqueuse est défini en fonction de la densité du fluide ρ, de la vitesse infinie amont U_∞, de la viscosité dynamique de l'écoulement μ_∞ et d'une dimension caractéristique, ici le diamètre du cylindre D.

$$(Re_D)_\infty = \frac{\rho U_\infty D}{\mu_\infty}$$

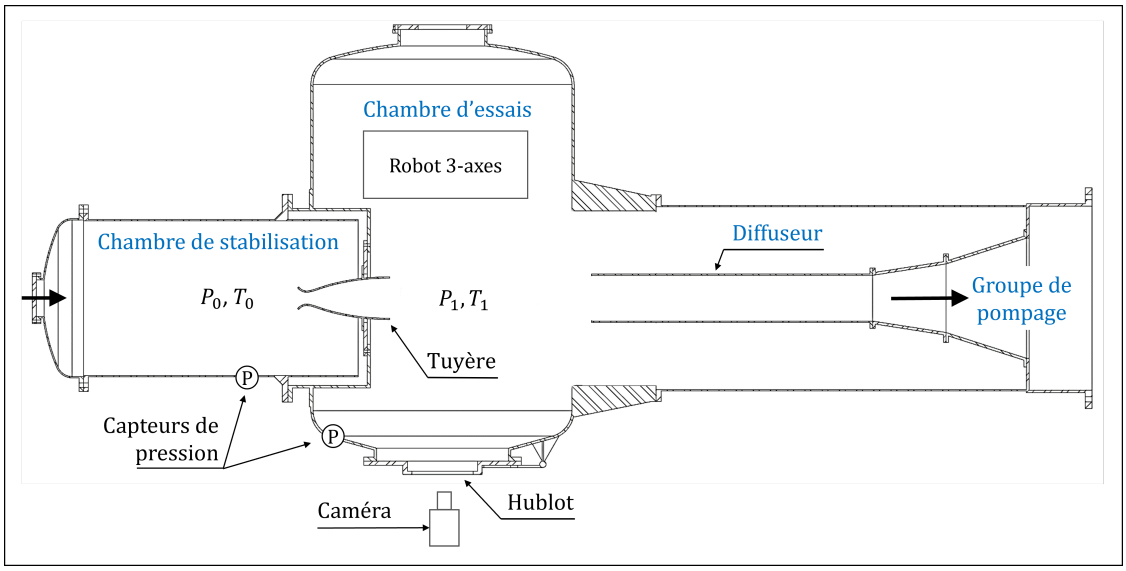


FIGURE 4.3 – Plan de coupe de la soufflerie MARHy en configuration supersonique, vue de dessus.

FIGURE 4.4 – Photographie de MARHy et du groupe de pompage.

Le nombre de Mach est défini comme le rapport entre la vitesse du flux libre U_∞ et la vitesse locale du son c dans les conditions de l'écoulement. En pratique, à partir des relations isentropiques, le nombre de Mach est défini par le rapport des pressions statiques génératrices P_0 et de l'écoulement P_∞.

$$M = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1}\left(\left(\frac{P_0}{P_\infty}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right)}$$

La viscosité de l'écoulement est calculée selon la loi de puissance de la viscosité de Sutherland et dépendant de la température de l'écoulement T_∞ selon l'équation suivante :

$$\begin{cases} \text{si } T_\infty < B : \mu_\infty = \frac{AT_\infty}{2B^{\frac{1}{2}}}, \\ \text{si } T_\infty \geq B : \mu_\infty = \frac{AT_\infty^{1+\frac{1}{2}}}{B+T_\infty}, \end{cases}$$

avec les constantes $A = 1{,}458.10^{-6}$ et $B = 110{,}4$ pour l'air.

Le libre parcours moyen de l'écoulement infini λ_∞ a été calculé en supposant un modèle de sphère dure à section variable (VHS [8]) décrit par Bird [43] et Fan [123]. Il est calculé selon J-C. Lengrand [124] avec l'équation 4.1 de la viscosité, du paramètre de viscosité $\omega_\infty = 0{,}92$ et de la constante spécifique des gaz $R_m = 287{,}058$ m^2.s^{-2}.K^{-1}.

$$\lambda_\infty = \frac{\mu_\infty}{\rho_\infty\sqrt{2R_mT_\infty}}\frac{2(7-2\omega_\infty)(5-2\omega_\infty)}{15\sqrt{\pi}}. \tag{4.1}$$

Le nombre de Knudsen qui caractérise la raréfaction du milieu est fonction du rapport du libre parcours moyen λ_∞ des molécules dans l'écoulement et du diamètre du cylindre D.

$$(Kn_D)_\infty = \frac{\lambda_\infty}{D}$$

Pour définir le régime d'un écoulement et marquer le critère de rupture à partir duquel l'équation de Navier-Stokes n'est plus valide, de nombreux paramètres ont été définis [125]. Ces paramètres, contrairement au nombre de Knudsen sont des paramètres dynamiques. Parmi ces paramètres, on utilisera dans ce travail le nombre de raréfaction de Tsien ζ_∞ [126], défini en fonction des nombres de Mach et de Reynolds.

$$\zeta_\infty = \frac{M}{\sqrt{(Re_D)_\infty}}.$$

Grâce à la capacité de pompage de l'installation de 40 m^3.s^{-1} de débit d'aspiration, la pression statique des écoulements peut varier de 71 Pa jusqu'à 7.10^{-2} Pa simulant des altitudes terrestres de 20 à 136 km en termes d'équivalence de pressions. Les tuyères utilisées sont des tuyères adaptées pour lesquelles lorsque les pressions (P_0 et P_∞) sont maintenues, l'écoulement, pouvant être généré pendant plus de 10 heures grâce au groupe de pompage, est parfaitement laminaire, stable et homogène dans une zone dont les paramètres obéissent aux relations isentropiques. Les conditions de fonctionnement de la soufflerie MARHy couvrent une gamme de nombres de Reynolds Re compris entre 0,16 et 606 pour une distance caractéristique de 1 mètre correspondant aux régimes allant du régime de glissement jusqu'au régime transitionnel. La figure 4.6 illustre cela en positionnant le domaine expérimental supersonique de la soufflerie. Le tableau 4.1 résume les gammes des conditions de fonctionnement de la soufflerie MARHy grâce aux différentes tuyères disponibles. La soufflerie permet l'étude d'écoulements raréfiés supersoniques et hypersoniques allant de Mach 0,6 à 20. Cette installation expérimentale possède une vingtaine de tuyères, dont quelques-unes sont présentes sur la figure 4.5. Chaque tuyère possède un galbe dont les dimensions spécifiques correspondent à un écoulement unique. Les tuyères peuvent être séparées en trois catégories : les tuyères subsoniques, supersoniques et hypersoniques. Les conditions d'écoulement de certaines tuyères sont détaillées dans le tableau 4.2. Le nombre de Mach, la pression génératrice P_0, la température génératrice T_0, la pression statique de l'écoulement P_∞, la température de l'écoulement T_∞, le nombre de Reynolds exprimé par centimètre et le libre parcours moyen λ_∞ y sont présentés.

8. *Variable Hard Sphere*

Table 4.1 – Gammes des conditions de fonctionnement de la soufflerie MARHy pour un objet de dimension caractéristique 1 cm.

Pression statique P_∞	$7.10^{-2} - 71$ Pa
Pression génératrice P_0	$20.10^5 - 120.10^5$ Pa
Température génératrice T_0	$300 - 1300$ K
Nombre de Mach	$0{,}6 - 20$
Nombre de Reynolds	$26{,}3 - 7522$
Nombre de Knudsen	$0{,}012 - 0{,}11$

Table 4.2 – Conditions de fonctionnement de certaines tuyères de la soufflerie MARHy.

Gas	M	P_0 (Pa)	T_0 (K)	P_∞ (Pa)	T_∞ (K)	$(Re_D)_\infty$ (cm^{-1})	λ_∞ (mm)
air	0,8	12	300	8	259,7	16,8	0,705
air	0,8	41	300	27,1	259,7	57	0,208
air	2	21	300	2,7	162,78	26,3	1,126
air	2	42	300	5,3	162,78	52,7	0,563
air	2	63	300	8	162,78	79	0,375
air	4	405	300	2,67	69,76	186,6	0,318
air	4	809	300	5,33	69,76	373,3	0,159
air	4	1214	300	8	69,76	559,9	0,106
air	4	$1{,}1.10^5$	300	71	70	4978	0,012
azote	6,8	$1{,}73.10^4$	1000	5,02	97,53	355,2	0,284
azote	12	2.10^5	800	1,384	26,85	1197	0,149
azote	16	1.10^5	1000	0,584	19,61	1117	0,212
azote	20	1.10^6	1100	0,21	13,53	838	0,354
azote	20,2	$3{,}5.10^5$	1100	0,068	13,32	284,8	1,052
azote	30	3.10^6	1100	0,038	6,08	755,2	0,589

FIGURE 4.5 – Composition photographique de quelques tuyères disponibles pour la soufflerie.

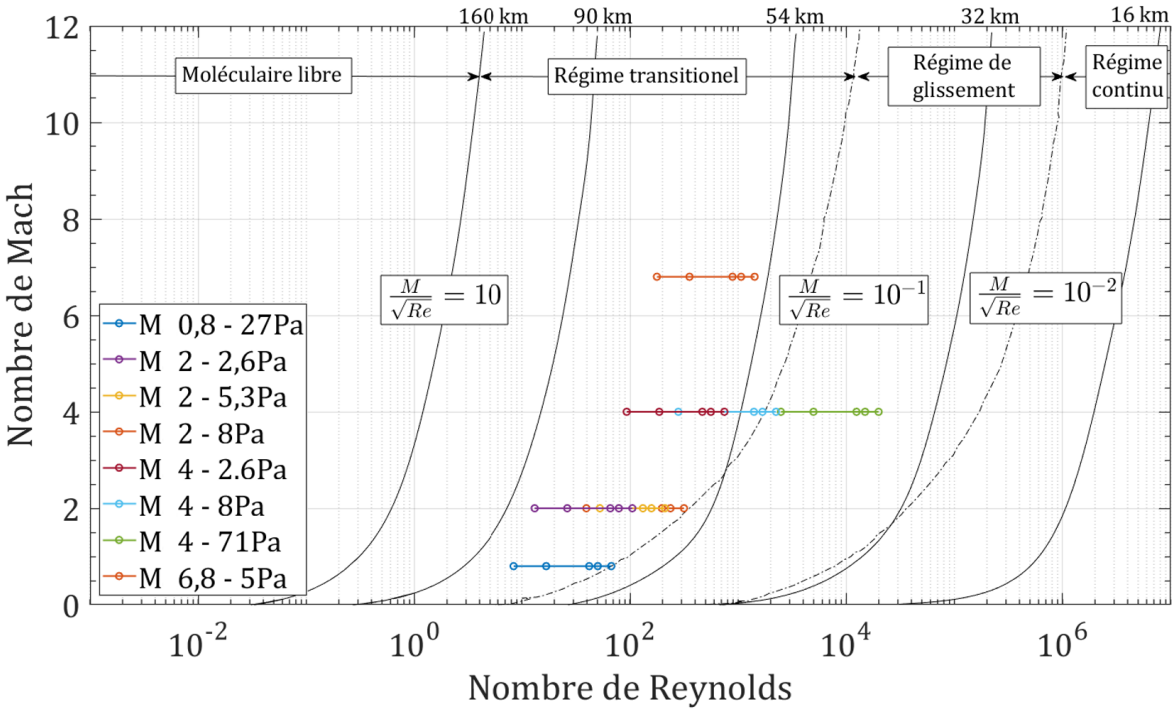


FIGURE 4.6 – Régime de fonctionnement supersonique de la soufflerie MARHy pour des maquettes de 0,5 ; 1 ; 2,5 ; 3 et 4 cm. Extrait de Rembaut [20] sur les travaux de Chambre *et al.* [127].

Les tuyères subsoniques et supersoniques galbées ont la particularité de générer un écoulement dit isentropique et homogène. Le noyau de l'écoulement est souvent large d'une trentaine de centimètres, mais il varie selon les tuyères et de la couche limite de celles-ci. C'est dans ce noyau que sont installés les objets d'études. Les tuyères hypersoniques produisant un nombre de Mach supérieur à 6,8 ont une géométrie conique. Elles fonctionnent avec de l'azote comprimé et réchauffé afin de générer l'écoulement hypersonique. Afin d'adapter la tuyère, la pression génératrice dans la chambre de stabilisation est réglée en utilisant une vanne millimétrique régulant le débit d'air entrant dans l'installation. En conditions subsonique et supersonique, l'air est directement aspiré du hall des souffleries. Afin d'assurer la qualité de l'écoulement, notamment pour limiter les variations de température et d'humidité, le hall des souffleries est, quelle que soit la saison, climatisé. L'air est donc à température et humidité contrôlé. Historiquement, avant l'installation à Orléans, l'air était desséché avant de pénétrer

dans la soufflerie. Ensuite, le débit d'aspiration est réglé au niveau du groupe de pompage ce qui permet de fixer la pression statique à l'intérieur de la chambre d'essai. Le nombre de pompes est sélectionné en accord avec le niveau de vide désiré pour l'écoulement associé à la tuyère. La pression dans la chambre d'expérience est finement ajustée grâce à la vanne Papillon motorisée séparant la chambre d'expérience et le groupe de pompage et qui peut être réglée avec une précision de 1°. La qualité de l'écoulement dépend des mesures de pression génératrices et de la pression de la chambre d'essais. Ces pressions sont mesurées avec des capteurs de pression absolue de type capacitif. Ces capteurs MKS sont thermorégulés et assurent une précision de 0,12% de la valeur mesurée. Des capteurs avec des gammes différentes sont disponibles permettant d'adapter la gamme de mesure du capteur à la valeur de pression à mesurer.

Pour une tuyère choisie, donc pour une condition d'écoulement fixée en termes de Mach et de pression, la variation de la taille des géométries permet de modifier les nombres sans dimensions de similitude de Reynolds et de Knudsen. Néanmoins la taille des géométries est limitée car les noyaux isentropiques de chaque tuyère varient de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres, en général de l'ordre de 20 cm de diamètre. La taille des objets d'étude est choisie en fonction de la taille du noyau de chaque tuyère en veillant à ce que la dimension des objets soit inférieure au diamètre du noyau isentropique. L'aérodynamique des objets peut être modifiée si l'interaction de l'onde de choc et de la couche limite des tuyères est trop importante et proche de l'objet. Les noyaux isentropiques de l'écoulement des tuyères utilisées dans cette étude ont été caractérisés à l'aide d'un tube de Pitot. Les profils de pression transversaux seront détaillés afin de décrire l'homogénéité de l'écoulement et le diamètre limite pour les tailles des objets étudiés.

4.2.4 Méthodes de diagnostics

Dans cette section, nous détaillerons les différentes méthodes de diagnostic utilisées dans cette étude. Elles sont au nombre de trois :

- la visualisation de l'onde de choc et de l'écoulement par décharge électroluminescente et l'imagerie à l'aide d'une caméra CMOS,
- les mesures de pression d'arrêt et de paroi,
- la mesure de la force aérodynamique à l'aide d'une balance de poussée.

Les mesures de pression sont sous-catégorisées en 3 parties, la mesure de pression Pitot, la mesure de pression d'arrêt, réalisée sur la ligne du point d'arrêt et la mesure de pression pariétale.

4.2.4.1 Mesure de pression par tube de Pitot

La pression totale locale du champ de l'écoulement autour du modèle est mesurée avec une sonde de Pitot. Cette sonde est un tube en acier inoxydable de 1,18 mm de diamètre intérieur et de 2,3 mm de diamètre extérieur pour une longueur de 74 mm. Le tube de la sonde est aligné avec l'axe de l'écoulement et maintenu par le système de déplacement motorisé à 3 axes dont la précision de déplacement est de 0,1 mm $\pm$ 0,02 mm. Le système de déplacement permet de sonder l'ensemble du volume de la veine d'écoulement où sont situées les maquettes

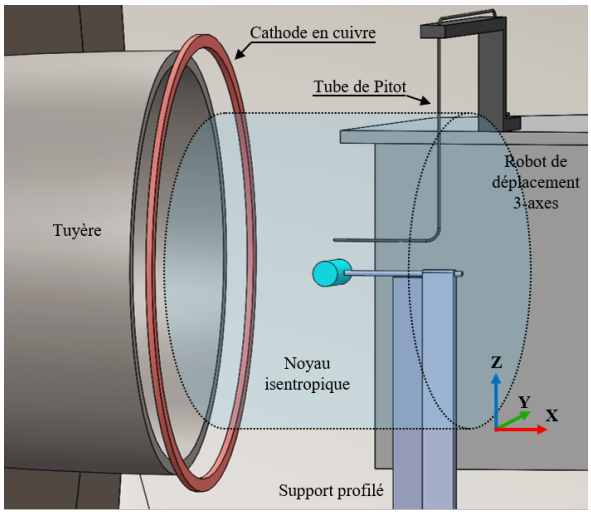


FIGURE 4.7 – Schéma de l'installation du tube de Pitot dans la soufflerie.

d'étude. Le tube de Pitot est connecté à un manomètre capacitif MKS Baratron® se trouvant à l'extérieur de la soufflerie. La figure 4.7 illustre le montage du dispositif expérimental utilisé lors des mesures de pression Pitot dans la soufflerie. Les manomètres utilisés sont des capteurs absolus à diaphragmes thermorégulés et calibrés sur $0-10$ Volts pour une valeur de pression maximale. Comme la pression de Pitot dépend de la condition d'écoulement isotrope de la tuyère utilisée, la gamme de capteurs a été choisie en fonction de la gamme des valeurs de pression à mesurer afin de travailler dans la pleine échelle du capteur.

Pour les deux conditions expérimentales étudiées dans ce travail, la pression de Pitot ne dépasse pas 133,3 Pa (1 Torr) de sorte que le capteur utilisé a une gamme complète de $0-133{,}3$ Pa ($0-1$ Torr). La précision du capteur utilisé (MKS absolute 626AX01TBE) est de 0,12%. L'incertitude maximale de mesure sur les pressions de Pitot est donc de 0,16 Pa.

Ce sont ces mêmes manomètres MKS Baratron® qui sont utilisés pour mesurer la pression génératrice P_0 et statique P_∞ en accord avec les gammes de pression respectives. Dans les deux cas d'études, la pression statique de l'écoulement n'excède pas 5,3 Pa ainsi le capteur utilisé est le MKS absolute 627D.1TDD1B d'une plage de mesure de $0-13{,}3$ Pa ($0-0{,}1$ Torr), possédant une précision de 0,15%. Quant à la pression génératrice, elle n'excède pas 404 Pa pour l'écoulement Mach 4 ainsi le capteur de pression utilisé est le MKS 627D11TDC1B d'une plage de mesure de $0-1333$ Pa ($0-10$ Torr), avec une précision de 0,12%. La lecture des pressions est réalisée avec l'unité de contrôle MKS (PDC-C-2C). Il est important de noter qu'un tube de Pitot est un diagnostic intrusif et peut induire des perturbations locales dans l'écoulement. De plus, dans des conditions supersoniques et hypersoniques, un choc se forme devant le tube.

Dans le cas des écoulements subsoniques, la pression d'arrêt P_t est fonction de la vitesse de l'écoulement U_∞ et de la pression statique de l'écoulement P_1 et obéit à la loi de Bernoulli (4.2) suivante :

$$P_t = P_1 + \frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2. \tag{4.2}$$

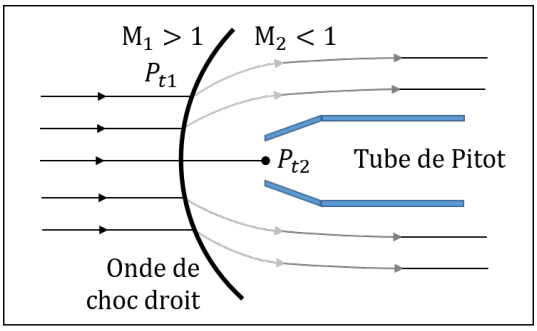


FIGURE 4.8 – Schéma de l'écoulement autour du tube de Pitot.

Dans le cas des écoulements supersoniques, la pression d'arrêt mesurée par le capteur Pitot est différente de celle de l'écoulement libre. En effet, un choc droit détaché est présent devant le tube, ce qui modifie la pression d'arrêt, comme illustré par la figure 4.8. La pression totale du jet libre P_{t1} à travers le choc peut être calculée à l'aide de la relation de Rankine-Hugoniot (4.3) en fonction du nombre de Mach et de la pression d'arrêt du Pitot P_{t2}.

$$\frac{P_{t2}}{P_{t1}} = \left[\left(\frac{\gamma - 1 + \frac{2}{M^2}}{\gamma + 1}\right)\left(\frac{2\gamma M^2 - \gamma + 1}{\gamma + 1}\right)\right]^{\frac{-1}{\gamma-1}}. \tag{4.3}$$

On utilisera cette relation afin de comparer les pressions totales issues de la simulation numérique et celles mesurées expérimentalement avec le tube de Pitot.

La mesure d'un profil de pression d'arrêt consiste à déplacer le tube de Pitot verticalement ou horizontalement, dans le plan (X, Z) et d'effectuer une mesure de pression à chaque point une fois la valeur stabilisée. En raison du niveau de raréfaction de l'écoulement, les mesures de pression Pitot sont particulièrement longues, car la mise en équilibre de la pression entre l'extrémité du tube et la membrane du capteur dure environ 20 minutes pour chaque mesure individuelle. Néanmoins, les conditions d'écoulement sont très stables dans le temps et n'affectent pas la précision des mesures. Un soin particulier a été apporté aux coordonnées (X, Z) du positionnement du tube de Pitot et qui seront utilisés pour tracer les profils de distribution de pression. Chaque position (X, Z) donnée par le système de déplacement a été vérifiée avec les images obtenues avec la caméra CMOS. Ceci conduit à une incertitude sur le positionnement du tube de Pitot évaluée à 1 pixel soit une erreur absolue de 0,16 mm.

En écoulement raréfié, l'épaisseur de la couche limite et de l'onde de choc est de l'ordre du libre parcours moyen. Il a été démontré précédemment dans des études similaires liées à des écoulements raréfiés à grande vitesse que la capture des phénomènes physiques est possible si la résolution spatiale de la mesure est suffisamment fine (voir par exemple Allegre et Bisch [128], Coumar [21], Menier [129]). Ainsi, les profils de pression Pitot sont discrétisés finement (1 mm) dans les zones d'intérêt. Il est également important de souligner que les conditions de fonctionnement des écoulements ainsi que les mesures du tube de Pitot et de la caméra sont parfaitement reproductibles, comme l'a montré par exemple Coumar [21] dans des études antérieures.

4.2.4.2 Mesure de pression pariétale

Afin de mesurer la distribution de pression circonférentielle, les cylindres sont équipés d'un trou de 1,2 mm de diamètre situé au milieu suivant sa longueur. Ce trou communique avec l'une des cavités du capteur de pression via un tuyau flexible et un tube en acier inoxydable, servant aussi de support comme le montre la figure 4.11. Ce support est monté sur une platine de déplacement rotative qui permet de pivoter le cylindre sur 360°.

Afin de réduire le temps de mise en équilibre des pressions et de dégazage, il est nécessaire de minimiser la longueur du tube reliant l'extrémité de la prise de pression et le capteur. À cet effet, un capteur différentiel pouvant être installé dans la chambre d'essais a été utilisé. Le capteur choisi, Validyne® série DP103, est à réluctance variable avec une gamme de pression de ± 86 Pa (soit ± 0,0125 PSI) et une incertitude donnée par le constructeur de ± 0,23 Pa. Ce type de capteur possède deux cavités dont le principe consiste à mesurer le signal analogique résultant de la déformation de la membrane entre les deux cavités. Dans le cas présent, l'une des cavités est reliée à l'orifice du cylindre et l'autre cavité du capteur est directement ouverte à la pression de la chambre de test (P_∞) qui reste stable pendant les expériences et qui sera considérée comme pression de référence. Le cylindre ainsi que la tige support sont fixés sur une platine de déplacement rotative Zaber® X-RSW60A-SV2, avec une précision de 0,14°, ce qui permet une investigation complète de la pression pariétale sur la circonférence des cylindres. L'angle zéro degré correspond au point d'arrêt, cette origine et la définition de l'angle θ sont illustrés sur le schéma de la figure 4.12. Une photographie du montage est présentée sur la figure 4.11. Le capteur est relié électroniquement à un boîtier d'acquisition USB2251, situé à l'extérieur de la soufflerie, interprétant la déformation de la membrane par la lecture d'une variation de tension. Outre l'avantage de la réduction du temps d'acquisition, l'avantage principal de ce type de capteur est sa très grande précision. Néanmoins, la pression de référence doit être connue avec précision ainsi que le facteur de proportionnalité de la déformation de la membrane qui traduit la variation de pression. Le capteur est donc préalablement étalonné, dans les mêmes conditions des mesures en termes de pression statique, en faisant varier la pression jusqu'à la valeur maximale de la gamme de la membrane. La courbe de calibration et de réponse du capteur est présentée sur la figure 4.9. La variation est linéaire d'équation :

$$\Delta Pression = 592 \Delta Signal + 25,5$$

Au vu des très faibles pressions mesurées par ce capteur, celui-ci nécessite un protocole de mesure et d'étalonnage très rigoureux. En effet, la ligne de pression composée de la tige en acier inoxydable et du tuyau flexible, longue d'une quarantaine de centimètres, demande un temps très long avant d'être équilibrée en pression en partie en raison du dégazage de la ligne. La figure 4.10 présente l'évolution du signal analogique du capteur dans la soufflerie en vide limite jusqu'à atteindre une valeur seuil. Il est intéressant de noter qu'il faut au moins 6 heures, pour atteindre un équilibre entre la pression dans la ligne de mesure et dans la chambre d'essai, à la pression limite de pompage (≈ 0,2 Pa). Cette valeur est une valeur offset qui sera intégrée pour le calcul de la pression de paroi recherchée. Après, cela l'écoulement est initialisé et adapté et la mesure est réalisée en partant de la plus basse valeur de pression (Sillage -

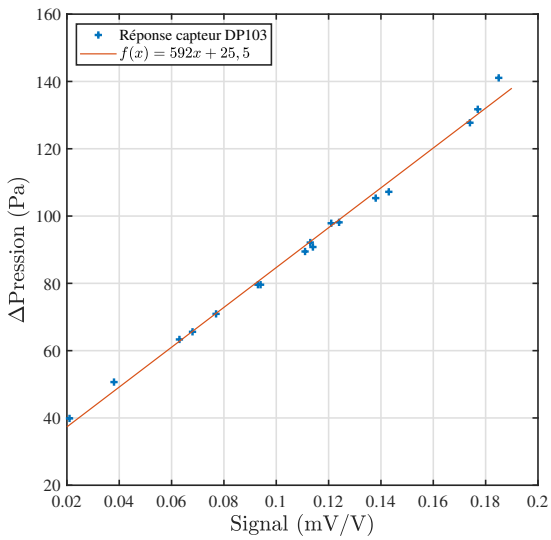


FIGURE 4.9 – Courbe de calibration du capteur DP103 avec la membrane utilisée (± 0,0125 PSI) lors des expériences.

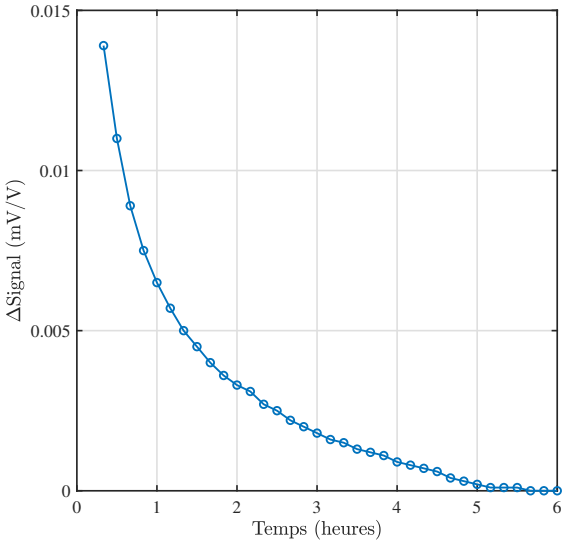


FIGURE 4.10 – Courbe de variation de la pression au cours du temps du capteur DP103 soumis au vide limite.

180°) vers la plus haute (Point d'arrêt - 0°). L'équilibrage des pressions est favorisé dans ce sens. Néanmoins, chaque pression demande plusieurs minutes, voire dizaines de minutes avant stabilisation. Le signal de réponse du capteur est enregistré avec une fréquence de 0,1 Hz tout le long des mesures, ce qui permet d'identifier facilement les paliers de stabilisation. Une fois le profil de pression obtenu, plusieurs points sont réenregistrés afin de s'assurer que l'offset initial reste inchangé.

4.2.4.3 Mesure de pression au travers du choc sur la ligne d'arrêt

En complément des mesures de pression Pitot et pariétale, une mesure de pression totale sur la ligne du point d'arrêt devant le cylindre a été réalisée. Géométriquement, la forme du tube de Pitot rend impossible l'obtention de la pression dans la zone située devant le cylindre. Nous avons développé une méthode permettant d'obtenir le profil de pression devant le cylindre le long de la ligne d'arrêt. Les deux plus gros cylindres en termes de diamètre sont troués en leur centre, perpendiculaire à l'axe de rotation. Ce trou d'un diamètre de 2 mm permet de faire passer un tube de Pitot de diamètre externe de 1,5 mm à l'intérieur du cylindre. Ce tube est alors avancé dans l'écoulement au travers du choc en remontant vers la tuyère. Le tube est relié au capteur de pression différentielle DP103 présentée précédemment via un tube flexible en PTFE. De même que pour les pressions pariétales, la seconde cavité du capteur de pression est ouverte sur la pression statique hors du jet. Le tube coulissant à l'intérieur du cylindre est monté sur un système de déplacement micrométrique Zaber® X-LSM150A-SV2, avec une précision de 20μm. Le cylindre quant à lui est maintenu par une tige fixée sur son axe de rotation au bâti de la soufflerie. Un schéma de principe illustre la méthode sur la figure 4.14. Une photographie du montage de cette méthode de mesure de pression est également présentée sur la figure 4.13.

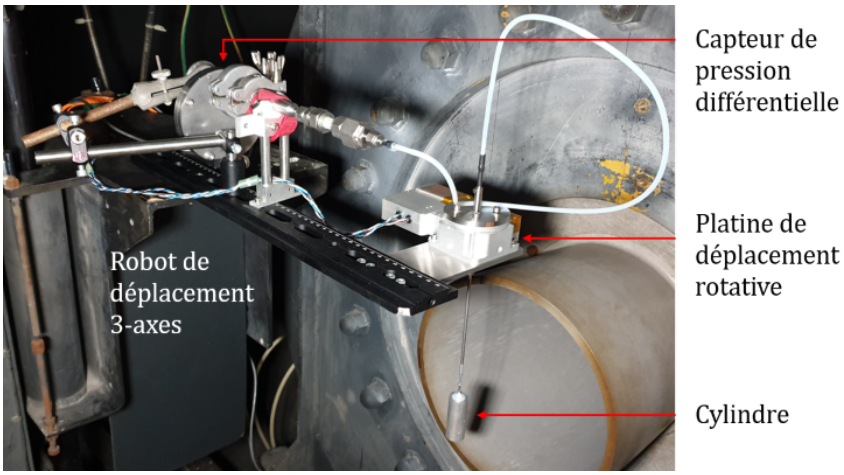


FIGURE 4.11 – Photographie du montage de la mesure de la pression pariétale.

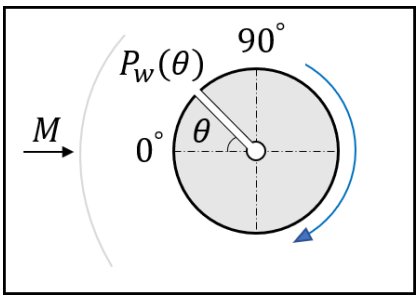


FIGURE 4.12 – Schéma de principe de la mesure de pression pariétale.

Le protocole de mesure appliqué est le même que celui des mesures de pression pariétales.

4.2.4.4 Corrections dues aux effets d'orifice

Du fait de la faible densité de l'écoulement, l'augmentation des effets de viscosité amène a une augmentation de la différence de la pression mesurée par les instruments de celle réelle de l'écoulement. Ces effets ont été mesurés par Allegre *et al.* [130] et Stephenson [131]. Ces effets caractéristiques des écoulements raréfiés sont appelés les effets d'orifice et introduisent une correction qui leur est propre. Ils ont été étudiés et caractérisés en fonction des conditions d'écoulements par Allegre *et al.* [128, 132] dans la soufflerie MARHy et par Potter *et al.* [133] pour d'autres conditions supersoniques raréfiées. Hemke [134] montre en 1926 que ces effets dépendent de la forme de la prise de pression ainsi que du rapport du diamètre du trou du tube de pression et de la courbure de la géométrie de l'extrémité du tube. De plus, Potter *et al.* [135, 136] montre que la forme de la géométrie elle-même (cône, plaque plane, sphère) a une influence sur cette correction. De surcroît, la température de l'orifice et des géométries induit des variations de pression observables, et donc influence la correction. Cela a été confirmé par la suite par Christou [137] en étudiant les effets de température à la fois sur l'orifice et dans la ligne de pression. Enfin, la correction semble être une correction locale en fonction de la position de l'orifice à la paroi de la géométrie. Potter [136] montre sur une sphère que

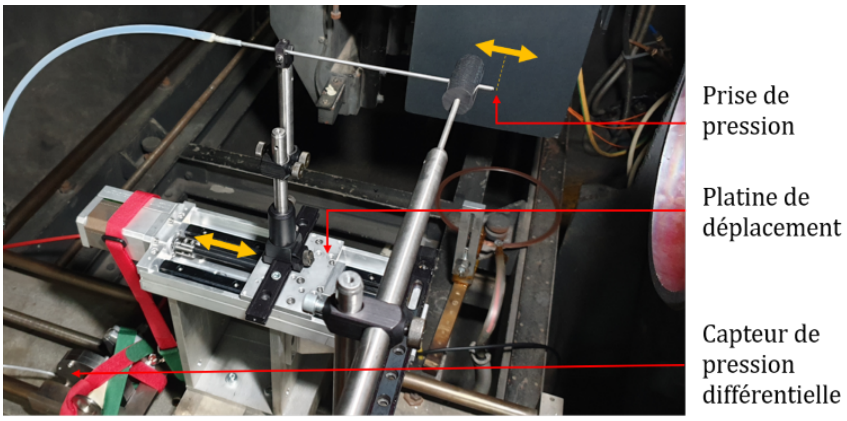


FIGURE 4.13 – Photographie du montage de la mesure de la pression sur la ligne du point d'arrêt.

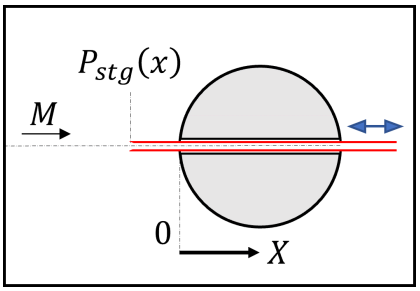


FIGURE 4.14 – Schéma de principe de la mesure de pression de stagnation.

la correction est dépendante de la vitesse de glissement locale ; En effet, on peut s'attendre à ce que l'écoulement rencontré au point d'arrêt soit différent de celui à 90°, perpendiculaire à l'écoulement infini amont. Les corrections sont présentées sur la figure 4.15 en traçant le rapport de la pression mesurée P_m par la pression effective au Pitot P_{th} en fonction d'un paramètre caractéristique de la viscosité de $Re_2\sqrt{\rho_2/\rho_\infty}$. Le nombre de Reynolds Re_2 est le nombre de Reynolds calculé à l'aide des relations de Rankine-Hugoniot avec les conditions d'écoulements derrière un choc droit et en fonction du diamètre du tube de Pitot. Le terme $\sqrt{\rho_2/\rho_\infty}$ est le rapport des masses volumiques au Pitot et de l'écoulement infini amont.

Dans le cas de la sonde Pitot et pour les deux conditions d'écoulements de l'étude, le diamètre est tel que le rapport $Re_2\sqrt{\rho_2/\rho_\infty}$ est égal à 6,5 et 12,7 respectivement pour les conditions d'écoulement à Mach 2 et 4. Par conséquent, cela implique qu'une correction est nécessaire notamment dans le cas de l'écoulement à Mach 2, selon l'abaque. Il en est de même pour la mesure de pression pariétale où le diamètre de l'orifice est sensiblement le même (1,2 mm). Néanmoins, la valeur du facteur de correction est proche de 1, voire égale à 1 [138, 139]. Au vu des précédents points, il convient de dire que la détermination précise des corrections d'orifice à l'aide d'une table ou d'un abaque est complexe, car elle dépend de nombreux paramètres propres à chaque expérience. Nous avons choisi de corriger les valeurs de pression avec la pression totale Pitot théorique P_{t2} (Tables 4.3 et 4.4), calculée à partir de l'équation (4.3). Les profils de pressions Pitot donnent la valeur mesurée de la pression totale Pitot mesurée

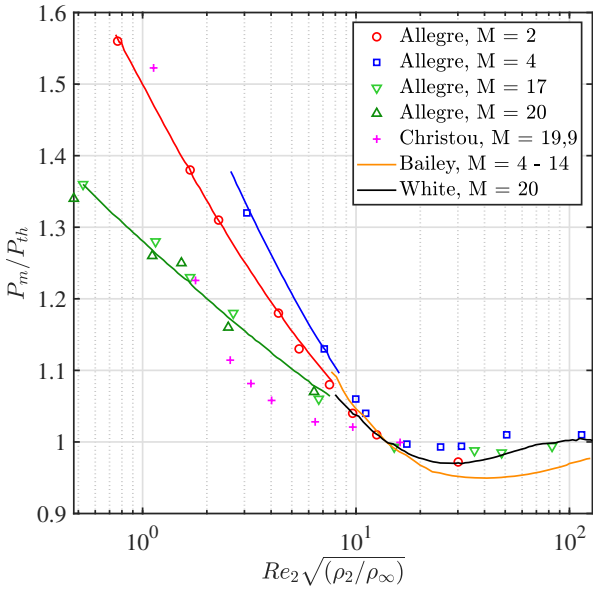


FIGURE 4.15 – Études expérimentales de la correction d'orifice de mesure de pression Pitot.

P_{m2}, ce qui permet de définir le coefficient de correction pour chacun des écoulements par la relation suivante :

$$C_{orifice} = \frac{P_{m2}}{P_{t2}}$$

Pour corriger les profils pariétaux, nous avons utilisé la mesure de pression au travers du choc sur la ligne d'arrêt afin de faire coïncider la valeur de la pression des deux profils au point d'arrêt (à $X = 0$ mm et à 0°). Ceci permet de s'assurer de la validité du profil de pression pariétale.

4.2.4.5 Visualisation par décharge électroluminescente

L'une des méthodes de diagnostic non intrusives de la soufflerie MARHy est la visualisation de l'onde de choc et de l'écoulement par la technique de décharge électroluminescente. Les conditions d'écoulement de la soufflerie ne permettent pas d'utiliser les techniques telles que la PIV [9] et le Schlieren habituellement appliquées en mécanique des fluides non raréfiés [90, 91, 140]. Les écoulements recréés dans la soufflerie sont à très faible densité entre 1,1.10^{-4} kg/s et 2,7.10^{-4} kg/s pour les tuyères utilisées dans cette étude. La technique de visualisation de Schlieren ne peut plus être appliquée en deçà d'une densité de 1% de la densité atmosphérique [141], soit 1,2.10^{-2} kg/s, valeur beaucoup plus élevée que la densité des conditions expérimentales de cette étude. De même, pour la technique de PIV, la faible densité de l'écoulement ne permettrait pas d'entraîner les particules traçantes. Afin d'étudier l'évolution de l'épaisseur de la couche limite et de l'onde de choc, l'écoulement est faiblement ionisé avec une décharge luminescente de faible intensité [142-144]. Le plasma est créé en appliquant une tension de 1 à 4 kVolts à une cathode annulaire en cuivre entourant l'écoulement situé à la sortie de la tuyère. Cette tension appliquée est suffisante pour ioniser l'air sans modifier les

9. *Particule Image Velocimetry*

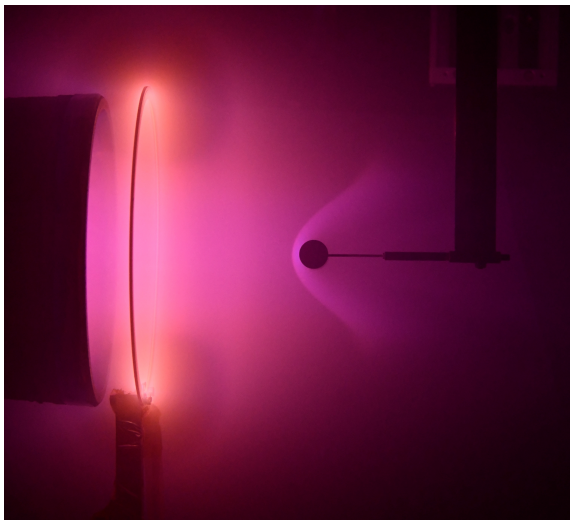


FIGURE 4.16 – Photographie de la décharge électroluminescente et de l'onde de choc autour d'un cylindre de 20 mm de diamètre à Mach 4.

caractéristiques de l'écoulement (Coumar et Lago [145]). La cathode est d'un diamètre légèrement plus grand que celui de sortie de la tuyère afin de ne pas perturber l'écoulement. La polarisation de l'électrode ionise localement l'air, créant ainsi un bombardement d'électrons possédant suffisamment d'énergie pour exciter les molécules d'air. Les molécules d'air excitées vont alors émettre des photons par désexcitation vers leur état d'équilibre. L'émission des photons produit un rayonnement dans le domaine UltraViolet-Visible dont deux pics sont identifiés aux longueurs d'onde de 390,14 nm et 337 nm, respectivement liés aux émissions du premier système négatif de N_2^+ et au deuxième système positif de N_2 [21, 129]. Les variations de l'intensité lumineuse induites par les variations de la densité de l'air permettent de détecter l'onde de choc, visible sur la figure 4.16.

Le gradient de l'intensité lumineuse varie comme le gradient de densité locale dans l'écoulement, notamment où l'augmentation de la densité produit une intensité lumineuse plus importante [143]. De plus, Coumar [21] a mesuré la densité électronique de l'écoulement à l'aide d'une sonde de Langmuir et a montré que celle-ci est proportionnelle à la variation d'intensité lumineuse.

Cette lumière diffuse émise est focalisée à l'aide d'un objectif UV-Visible monté sur une caméra scientifique KURO® CMOS rétroéclairée de matrice de 2048×2048 pixels. L'objectif UV-Visible a une distance focale de 94 mm, et une ouverture f# 4,1. La caméra est située à l'extérieur de la soufflerie et la lumière est captée à travers un hublot en fluorine permettant de récupérer l'ensemble de la gamme spectrale de l'émission lumineuse. La résolution spatiale est proche de 6 pixels/mm selon la position de la caméra.

Un prétraitement est nécessaire avant d'analyser les images. La décharge est d'abord stabilisée à une tension fixe en veillant à ce que les pressions génératrices de l'écoulement soient conservées. Les valeurs de tension et d'intensité sont respectivement de 1 kVolt et 3 milliampères. Deux séries de 50 images sont enregistrées. Une première série (Fig. 4.17 - **1**) en

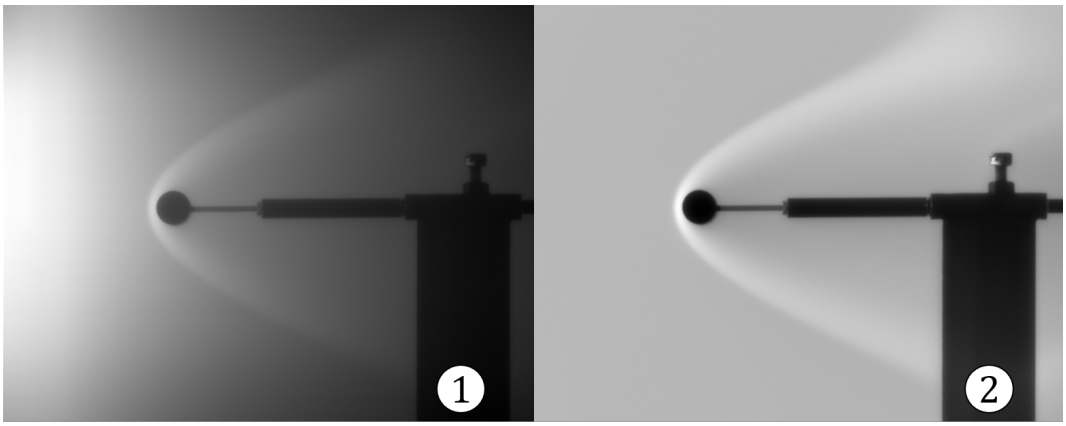


FIGURE 4.17 – (**1**) Image brute. (**2**) Image post-traitée. Image d'un cylindre de 10 mm de diamètre à Mach 4.

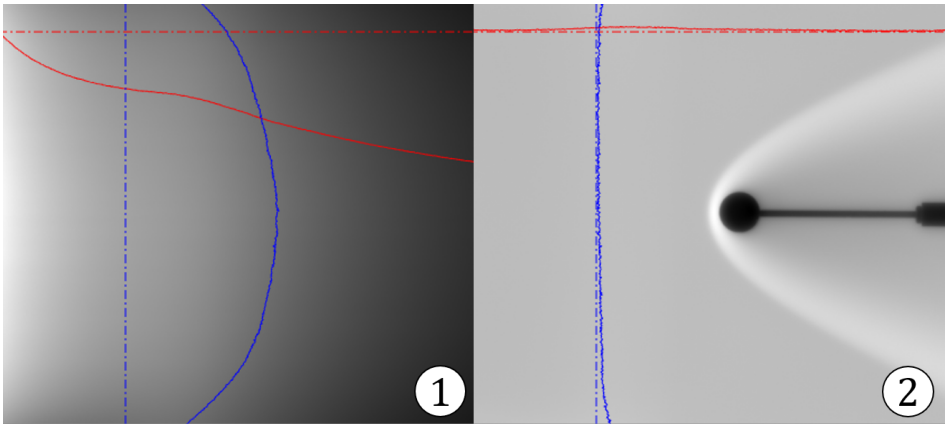


FIGURE 4.18 – (**1**) Image de l'arrière plan. (**2**) Image post-traitée. Les profils d'intensité lumineuse, traduit par la valeur en niveaux de gris des pixels, illustrent le gradient d'intensité à corriger.

présence du cylindre dans l'écoulement adapté, puis une seconde, en retirant le cylindre de l'écoulement, au moyen du piston rotatif sur lequel sont fixés le cylindre et son support. Cette dernière série permet d'obtenir le jet libre qui sera considéré comme l'arrière-plan (Fig. 4.18 - **1**). Pour chaque couple de séries d'images (avec et sans cylindre), le temps d'exposition de la caméra est identique et est choisi afin d'obtenir un maximum de lumière sur le capteur pour minimiser le bruit sur chaque image sans saturer le capteur. Ce temps d'acquisition varie entre 400 ms et 600 ms en fonction des conditions expérimentales. De plus, les aspects instationnaires sont supposés jouer un rôle négligeable dans ces écoulements, ainsi cela permet de fixer des temps d'acquisition suffisamment longs et de moyenner dans le temps. Un programme de post-traitement a été mis au point pour analyser les images à l'aide du logiciel Matlab®. Chaque série est moyennée en termes d'intensité lumineuse. On obtient ainsi deux images, une avec le cylindre, l'autre avec l'arrière-plan correspondant. Afin de corriger le gradient d'intensité dû à l'anisotropie de la décharge électroluminescente, l'image obtenue avec le

cylindre est corrigée par soustraction avec l'arrière-plan. L'opération de soustraction du fond permet de supprimer les gradients longitudinaux et transversaux de l'intensité lumineuse de l'écoulement. Ces gradients sont illustrés sur la figure 4.18 - **2** et correspondent aux intensités lumineuses traduites en niveau de gris sur les lignes en traits mixtes. Le gradient vertical tracé en bleu et le gradient horizontal tracé en rouge sont liés à la position et à la forme de la source de l'ionisation. Le post-traitement permet de supprimer cet effet au vu des profils d'intensité présents sur l'image post-traitée (Fig. 4.17 - **2**). L'image résultante, présentée sur la figure (Fig. 4.17 - **2**), sera par la suite analysée pour déterminer certaines caractéristiques des effets de raréfaction sur la structure des ondes de choc.

La méthode d'imagerie permet d'obtenir le champ d'intensité lumineuse de l'écoulement pour les deux conditions d'écoulements étudiées dans ce travail, comme l'illustrent les figures 4.19 et 4.20.

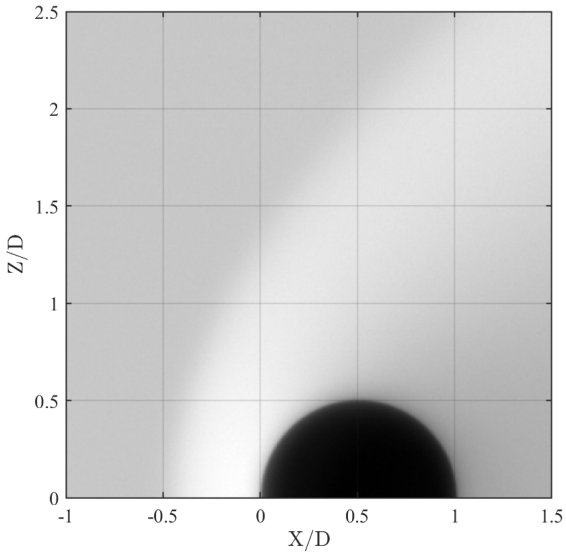


FIGURE 4.19 – Visualisation de l'écoulement Mach $M = 2$ - 5,3 Pa autour d'un cylindre de 20 mm de diamètre.

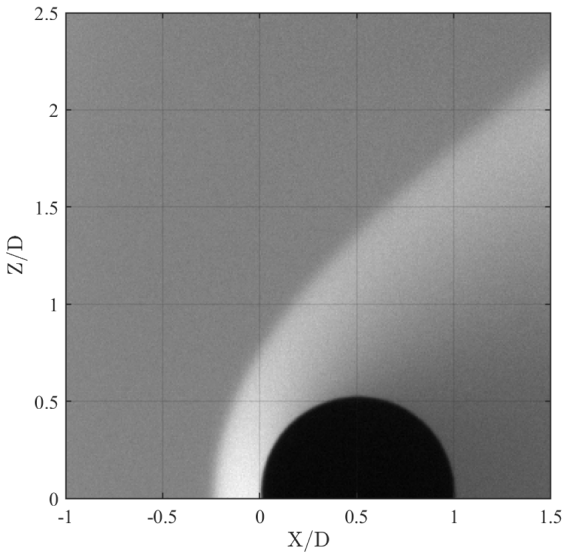


FIGURE 4.20 – Visualisation de l'écoulement Mach $M = 4$ - 2,6 Pa autour d'un cylindre de 20 mm de diamètre.

4.2.4.6 Mesures des forces aérodynamiques

La mesure de la force aérodynamique est réalisée à l'aide d'une balance de force développée au sein de l'équipe, afin d'étudier l'évolution du coefficient de traînée avec les effets visqueux. En effet, le coefficient de traînée est l'une des caractéristiques macroscopiques les plus importantes dans l'aérodynamique des objets, il doit donc être déterminé avec précision. Deux balances aérodynamiques comportant deux axes de mesures ont été développées, l'une par Noubel et Lago [22], et la deuxième par Rembaut [20]. Ces deux balances diffèrent sur la conception et la sensibilité du module de mesure de la force de traînée. La balance utilisée pour cette étude est celle développée par Noubel car c'est celle dont la sensibilité est la plus fine. La balance est composée de deux modules permettant la mesure directe des forces de traînée F_D et de portance F_L. Chacun des deux modules est composé de jauges de contrainte

semi-conductrices positionnées perpendiculairement à la direction de la force associée. Ces jauges permettent une mesure précise pour des forces comprises entre 1 mN et 1 N. Les jauges Kyuowa® KSPB-2-1K-E4 forment un pont de Wheatstone et sont excitées à 1 Volt. Le signal de sortie exprimée en mV/V est mesuré avec un multimètre/amplificateur de mesure développé par Vishay Micro-Measurements®. Une calibration pour chaque module permet de traduire les signaux de sortie en unité de force. La calibration est réalisée sur un banc de calibration spécialement conçu à cet effet, où la balance est chargée progressivement en force. Un Newtonmètre numérique de précision, monté sur un déplacement motorisé micrométrique, applique graduellement une force sur le module de traînée, ainsi la valeur de la force est directement liée à la valeur du signal électrique collecté. Il en est de même pour la force de portance où le Newtonmètre pousse le module perpendiculairement au positionnement des jauges de portance. L'incertitude des mesures de forces est de 0,1 mN. Étant donné que le cylindre est placé transversalement à l'écoulement, les efforts de portance sont nuls. La force de portance résultante est donc très faible, de l'ordre de 10^{-2} mN, ainsi cette valeur permet de vérifier si le cylindre est parfaitement perpendiculaire à l'écoulement comme prévu. Un contre poids est ajouté à l'arrière des modules de portance et traînée, qui dépend du poids de l'objet pour maintenir le centre de gravité au même endroit par rapport à l'étalonnage.

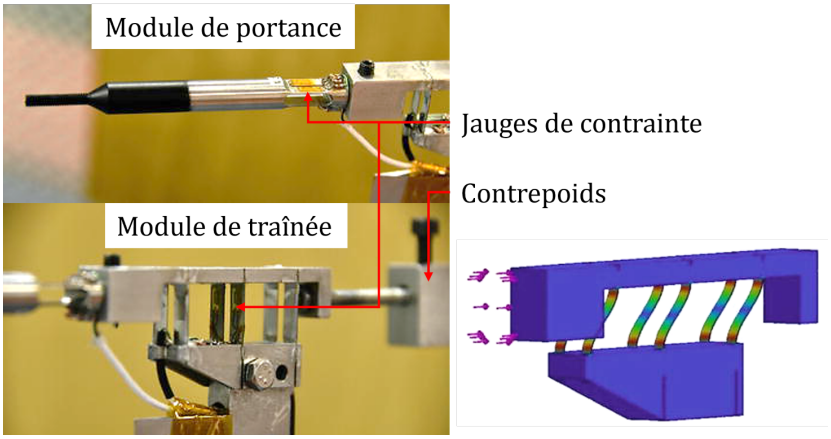


FIGURE 4.21 – Photographies des modules de portance et traînée de la balance et simulation par méthode des éléments finis de la déformation du module de traînée. Extrait de Noubel [22].

La balance est placée horizontalement dans l'écoulement de manière à s'affranchir de la force de gravité et ne pas déformer les jauges de contraintes au préalable. Les modules de portance et de traînée, présentés sur la figure 4.21, sont protégés par un capot en aluminium rigide pour éviter une interaction directe avec l'écoulement et ainsi d'éviter toutes perturbations mécaniques, thermiques et électriques sur la partie sensible des pièces déformables. En effet par construction les jauges de contraintes sont tellement sensibles qu'elles sont en mesure de détecter la contrainte de l'air s'appliquant directement sur la jauge elle-même. Ce capot protège aussi des échauffements potentiels de la jauge due à la présence proche de l'onde de choc, car elles sont aussi sensibles aux variations de température. Une caméra thermique infrarouge, située à l'extérieur de la soufflerie visant à 90° le cylindre, permet de contrôler la température de la balance et des cylindres au cours des expériences. La figure 4.22 illustre

l'imagerie thermique lors d'une mesure de force aérodynamique. De plus, un thermocouple est installé, proche des jauges de contraintes, afin de vérifier que la température de celles-ci reste proche de celle lors de la calibration.

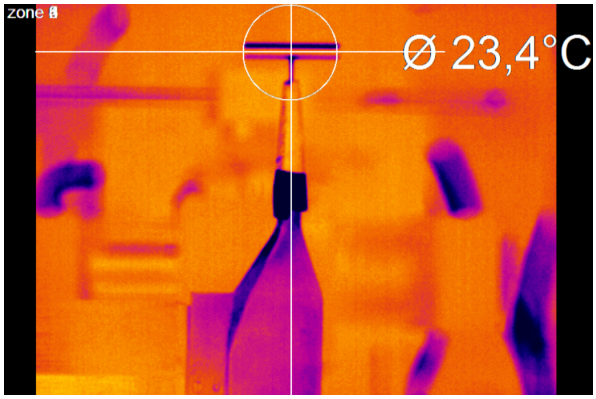


FIGURE 4.22 – Photographie de l'imagerie thermique lors d'une mesure de force aérodynamique.

Le cylindre est maintenu par le module de portance à l'aide d'une tige de 2 mm de diamètre, elle aussi protégée par une extension du capot afin de limiter les efforts de friction sur celle-ci, et dont la conception ne perturbe pas l'aérodynamique du cylindre. L'ensemble de la balance est maintenu, sur les systèmes de déplacements, par un mat profilé qui permet aux différents câbles de transmissions des signaux de mesures d'être protégés. La figure 4.23 illustre l'installation de la balance aérodynamique dans la soufflerie.

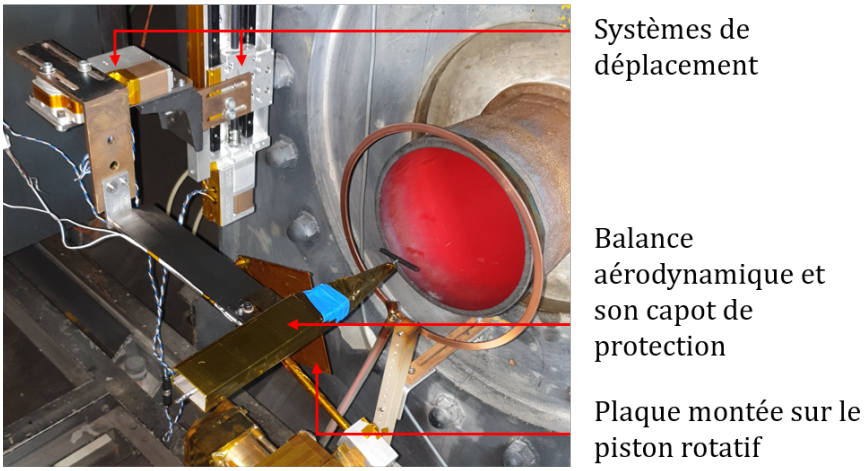


FIGURE 4.23 – Photographie du montage de la mesure de la force aérodynamique.

La force aérodynamique appliquée aux cylindres résulte de la différence du signal mesuré lorsque le cylindre est exposé à l'écoulement et d'un signal offset qui tient compte des efforts parasites lorsque l'écoulement n'interagit pas avec le cylindre. Une mesure s'effectue donc en deux étapes. La première consiste à exposer le cylindre à l'écoulement et acquérir le signal des deux modules pendant 10 secondes avec une fréquence de 1000 kHz, obtenant ainsi un premier

signal ($S1$). Pour la deuxième étape, une plaque plane obstruant l'écoulement est placée devant le cylindre à l'aide d'un piston pneumatique rotatif visible sur la figure 4.23 (position haute du piston). Cette plaque permet de bloquer l'écoulement et de mesurer le signal de décalage du point zéro des deux modules dans les mêmes conditions que pour le signal $S1$. Ce second signal ($S2$) correspond au bruit de fond lié entre autres au fonctionnement de la soufflerie et des vibrations induites par le groupe de pompage. L'opération est effectuée directement après la première acquisition afin de récupérer le bruit correspondant au premier signal. Une fois la seconde acquisition terminée, la plaque est retirée de l'écoulement (position basse du piston). Ces deux étapes sont répétées 10 fois, avec une courte attente après chaque série $S2$ pour permettre à l'écoulement de se stabiliser. Chacune des séries $S1$ et $S2$ sont moyennées pour calculer $S1 - S2$. La force associée est calculée en utilisant une relation de calibration, préalablement réalisée avant chaque expérience, permettant ainsi d'obtenir une valeur de la force de traînée F_D. La valeur finale résulte de la moyenne des 10 valeurs de forces de traînées obtenues avec une incertitude déterminée par l'écart-type de l'ensemble des mesures.

Le protocole de mesure et sa répétabilité ont été validés par Noubel [22] en utilisant les résultats de Aroesty [146] à partir des sphères de différentes tailles et dans différents écoulements.

4.3 Les écoulements compressibles bas Reynolds

4.3.1 Conditions expérimentales de cette étude

Ce travail de recherche a été réalisé avec deux conditions d'écoulements obtenus en utilisant deux tuyères supersoniques : la première à Mach 2 et une pression statique en écoulement libre de 5,33 Pa (nommée pour la suite de l'étude M = 2 - 5,3 Pa, ou Mach 2) et la seconde à Mach 4 pour une pression statique de 2,66 Pa (nommée M = 4 - 2,6 Pa, ou Mach 4). Les conditions d'écoulements sont résumées dans les tableaux 4.3 et 4.4. Ces tuyères ont été choisies pour plusieurs raisons. La première concerne le nombre de Mach. Pour être en accord avec les conditions expérimentales des expériences hydrodynamiques 5, la valeur limite est Mach 4. La deuxième concerne le nombre de Reynolds. Au vu des nombres de Reynolds très faibles pouvant être obtenu facilement en hydraulique et afin de rester au plus proche de la théorie des faibles nombres de Reynolds du chapitre 3, le choix s'est porté sur les tuyères Mach 2 et Mach 4 dont la pression de l'écoulement est de 2,7 Pa (Table 4.2). De plus, cette étude se limite à des écoulements sans effets de température. Ces effets sont caractéristiques des écoulements hypersoniques. Cela viendrait à rajouter une physique complexe sur une thématique dont les fondamentaux sont encore à développer, notamment avec cette étude. L'idée initiale a été de choisir deux tuyères pour des Mach différents et isobares, à pression statique du jet libre identique. Néanmoins, des essais préliminaires sur la tuyère Mach 2 - 2,7 Pa ont montré l'impossibilité de l'utiliser pour cette étude. En effet, le groupe de pompage n'a pas permis d'adapter la tuyère lorsqu'un cylindre était placé dans la veine d'écoulement pour certaines tailles de cylindres. Lorsqu'un objet est placé dans la veine, celui-ci obstrue le jet et augmente la pression statique proportionnellement à sa taille ainsi pour adapter la tuyère, le débit de pompage doit être ajusté. Le choix s'est donc reporté sur la tuyère M = 2 - 5,3 Pa, donc le taux de raréfaction reste presque deux fois supérieur à celle à Mach 4.

Concernant les géométries, cinq cylindres circulaires ont été choisis. Quatre ont une longueur

TABLE 4.3 – Conditions de fonctionnement de la tuyère $M = 2$ - 5,3 Pa.

Gaz	Air ambiant
Conditions génératrices	Conditions infini amont
$P_0 = 41{,}7$ Pa	$P_\infty = 5{,}332$ Pa
$T_0 = 293$ K	$T_\infty = 162{,}78$ K
$\rho_0 = 4{,}96 \times 10^{-4}$ kg.m^{-3}	$\rho_\infty = 1{,}14 \times 10^{-4}$ kg.m^{-3}
	$\mu_\infty = 1{,}11 \times 10^{-5}$ Pa.s
	$U_\infty = 511{,}43$ m.s^{-1}
	$P_{t2} = 30{,}08$ Pa
	$M = 2$
	$\lambda_\infty = 0{,}418$ mm
	$Re_\infty = 5{,}15$ mm^{-1}

TABLE 4.4 – Conditions de fonctionnement de la tuyère $M = 4$ - 2,6 Pa.

Gaz	Air ambiant
Conditions génératrices	Conditions infini amont
$P_0 = 404{,}79$ Pa	$P_\infty = 2{,}666$ Pa
$T_0 = 293$ K	$T_\infty = 69{,}76$ K
$\rho_0 = 4{,}81 \times 10^{-3}$ kg.m^{-3}	$\rho_\infty = 1{,}33 \times 10^{-4}$ kg.m^{-3}
	$\mu_\infty = 4{,}77 \times 10^{-6}$ Pa.s
	$U_\infty = 669{,}61$ m.s^{-1}
	$P_{t2} = 56{,}17$ Pa
	$M = 4$
	$\lambda_\infty = 0{,}220$ mm
	$Re_\infty = 18{,}0$ mm^{-1}

TABLE 4.5 – Nombres caractéristiques associés à chaque cylindre.

Mach	Diamètre (mm)	$Re_{D\infty}$	$Kn_{D\infty}$	ζ_∞
2	5	26	0,1126	0,395
2	8,2	42	0,0687	0,308
2	10	51	0,0563	0,279
2	20	103	0,0281	0,198
4	5	90	0,0638	0,422
4	8,2	148	0,0389	0,329
4	10	180	0,0319	0,298
4	20	360	0,0159	0,211

L de 50 mm et des diamètres D (⌀) différents (5 mm, 8,2 mm, 10 mm, 20 mm), tandis que le cinquième a un diamètre de 10 mm et une longueur de 25 mm. Ce dernier cylindre sera utilisé pour inspecter l'effet du rapport d'aspect. Le cylindre de 8,2 mm de diamètre correspond au même rapport d'aspect D/L que le premier étage des fusées Ariane 6 d'ArianeGroup et Vulcan d'ULA [10]. Les cylindres utilisés sont en aluminium. Pour optimiser la qualité des images obtenues par la technique de décharge électroluminescente et particulièrement afin d'éviter les reflets, ces derniers sont revêtus d'une fine couche de peinture noire mate. De plus, l'aluminium étant de faible densité, ces cylindres pourront être utilisés pour les mesures de forces aérodynamiques. Tous les cylindres sont maintenus en place par un support profilé via une tige prise sur l'arrière et au centre du cylindre pour toutes les mesures, à l'exception des mesures de pression pariétale. Pour ces dernières, les cylindres sont montés verticalement et maintenus par un tube, pris sur l'axe de rotation du cylindre, relié à une plaque de rotation pour permettre une investigation angulaire. Le caractère de symétrie cylindrique de l'écoulement permet de placer le cylindre dans le plan (X, Y) ou dans le plan (X, Z). Nous avons choisi la plus grande longueur possible pour le cylindre afin d'étudier ses propriétés aérodynamiques 2D, en vue d'une comparaison avec la théorie du chapitre 3 et des résultats expérimentaux du chapitre 5. Cette longueur est fixée par la taille du noyau isotrope de l'écoulement. Les deux tuyères choisies ont un diamètre de noyau de 75 mm pour la tuyère Mach 4 et de 140 mm pour la tuyère Mach 2, ce qui limite la longueur du cylindre à 50 mm. Les différents diamètres ont permis d'obtenir une large gamme de nombres caractéristiques de Reynolds, Knudsen et de raréfaction résumés dans la table 4.5.

4.3.2 Qualification et stabilité des écoulements

Afin de s'assurer de la qualité et du caractère stationnaire de l'écoulement, les paramètres relatifs aux conditions de l'écoulement ont été analysés. La première étude a été menée afin de vérifier que l'écoulement est parfaitement stable pendant plusieurs heures de fonctionnement. En effet, comme il a été décrit précédemment, le caractère raréfié des conditions expérimentales impose des temps longs, d'au moins plusieurs minutes, pour atteindre un équilibre pour certaines mesures comme celles concernant les pressions. La pression génératrice P_0 et la pression statique de la chambre d'essai P_∞ dont dépendent la qualité des écoulements ont été enregistrés pendant plusieurs heures. Chaque tuyère de l'installation a été conçue pour un seul

10. *United Launch Alliance*

écoulement spécifique à condition que la tuyère soit adaptée, c'est-à-dire que les pressions P_0 et P_∞ soient égales à celles des conditions isentropiques présentées dans les tables 4.3 et 4.4. Les figures 4.24 et 4.25 présentent l'évolution des pressions P_0 et P_∞ mesurées au cours d'une longue campagne expérimentale de mesure de profil de pression Pitot pour les deux tuyères. Chaque point correspond à un point de mesure de pression Pitot du profil. On remarque que les pressions sont parfaitement stables. En effet, le groupe de pompage permet de générer l'écoulement de façon continue dans le temps. Une attention particulière durant chacune des campagnes de mesure de ce travail est portée sur la régulation des pressions génératrices de l'écoulement pour assurer le caractère isentropique des tuyères. En considérant toutes les positions Pitot sur chaque expérience, la pression statique moyenne de l'écoulement est de $P_\infty =$ 2,6558 Pa avec un écart-type de 0,0065 Pa pour l'écoulement à Mach 4. Il en est de même pour la tuyère Mach 2, où la pression statique moyenne de l'écoulement est de $P_\infty = 5{,}2904$ Pa avec un écart-type de 0,0126 Pa. Les écarts engendrés sur la densité de l'écoulement libre sont de l'ordre de 5.10^{-7} kg.m^{-3}, soit de l'ordre de 0,4% pour la tuyère Mach 4 et de 8.10^{-7} kg.m^{-3}, soit de l'ordre de 0,7% pour la tuyère Mach 2. Le nombre de Mach de l'écoulement résulte des valeurs des pressions P_0 et P_∞ au travers l'équation (4.2.3). La figure 4.26 présente l'évolution temporelle du nombre de Mach pour chacune des tuyères déterminées à partir des valeurs des pressions présentées sur les figures 4.24 et 4.25. On remarque que le nombre de Mach est parfaitement adapté et stable durant les expériences.

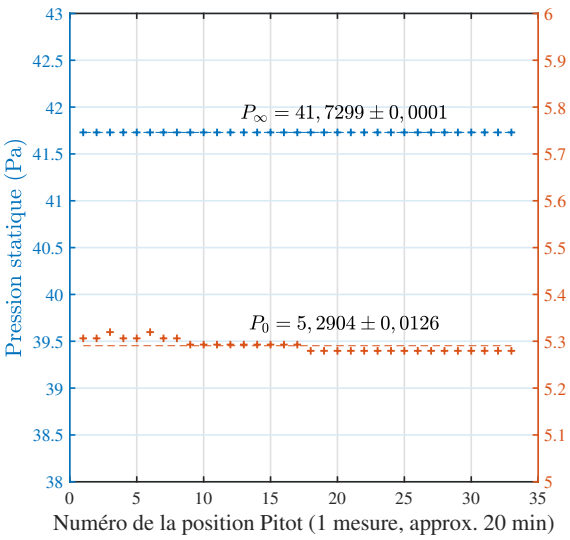


FIGURE 4.24 – Évolution des pressions au cours d'une mesure de pression Pitot longue de plus de 10h dans l'écoulement Mach 2.

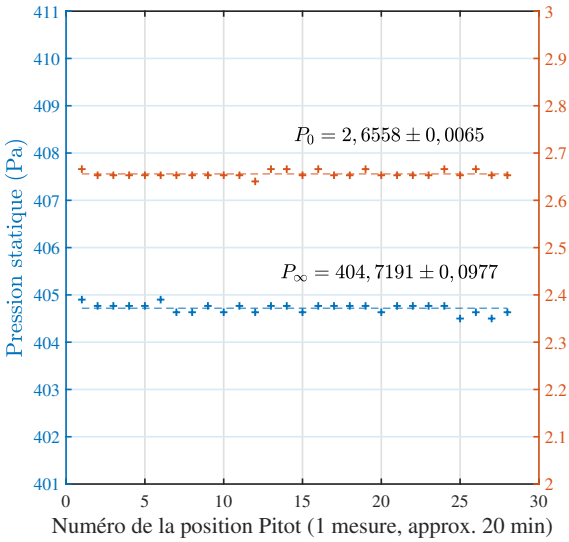


FIGURE 4.25 – Évolution des pressions au cours d'une mesure de pression Pitot longue de plus de 9h dans l'écoulement Mach 4.

Les tuyères utilisées dans ce travail ont été qualifiées et utilisées dans le passé [21, 129, 132, 137, 138] avant leur mise en condition opérationnelle afin de vérifier la qualité de leur écoulement et valider la concordance de leur galbe avec les conditions d'écoulement attendues. La tuyère Mach 4 a été étudiée récemment par Rembaut [20]. À titre d'exemple, la tuyère Mach 2 a été explorée longitudinalement et transversalement à l'aide d'un tube de Pitot. La figure 4.27

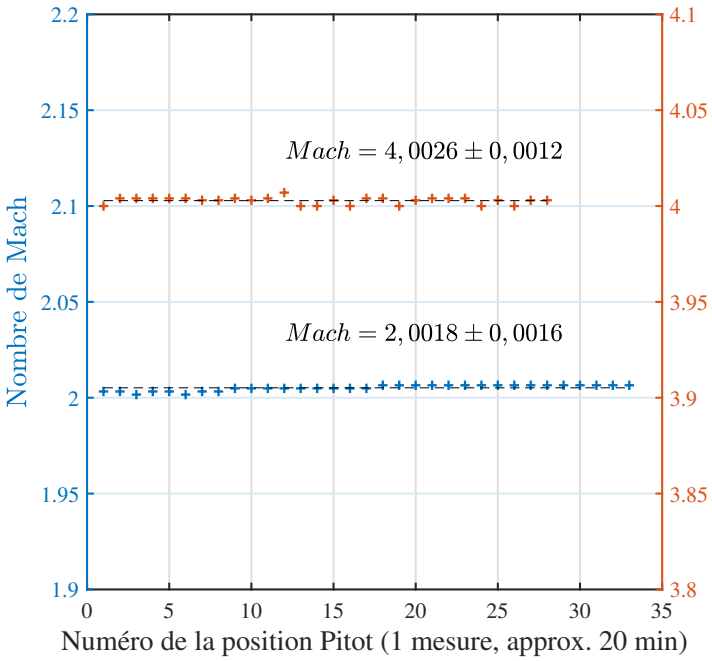


FIGURE 4.26 – Évolution du nombre de Mach au cours de mesures de pression Pitot sur les deux tuyères utilisées.

présente l'évolution longitudinale du nombre de Mach sur l'axe de symétrique de la tuyère à partir de la section de sortie et les profils de Mach au travers du noyau de l'écoulement à différentes positions longitudinales. Sur ces dernières figures, l'origine $X = 0$ se situe à la section de sortie de la tuyère et $Z = 0$ sur l'axe de révolution de la tuyère. À l'aide des profils de Mach, on peut identifier la taille du noyau isentropique cylindrique de la tuyère. Pour la tuyère Mach 2, le noyau mesure 140 mm de diamètre pour une longueur supérieure à 320 mm. Pour la tuyère Mach 4, le noyau mesure 75 mm de diamètre pour une longueur supérieure à 250 mm. La raréfaction de l'écoulement est telle qu'une couche limite est présente entre le noyau et la section de sortie des tuyères. En effet, les diamètres des sections de sorties des tuyères sont de 250 mm pour la tuyère Mach 2 et 197 mm pour la tuyère Mach 4.

Ainsi dans les noyaux isotropes de l'écoulement des deux tuyères, la vitesse, la température, la pression et la densité sont constantes. L'écoulement est isotrope, laminaire et homogène à l'intérieur du noyau et est reproductible en simulation numérique DSMC.

4.4 Les outils d'analyses

4.4.1 Simulation numérique DSMC

En complément des méthodes expérimentales, nous avons utilisé la simulation numérique directe par la méthode de Monte-Carlo, connue sous le nom de DSMC, dans le but de compléter les données expérimentales caractéristiques des propriétés de l'écoulement en interaction avec

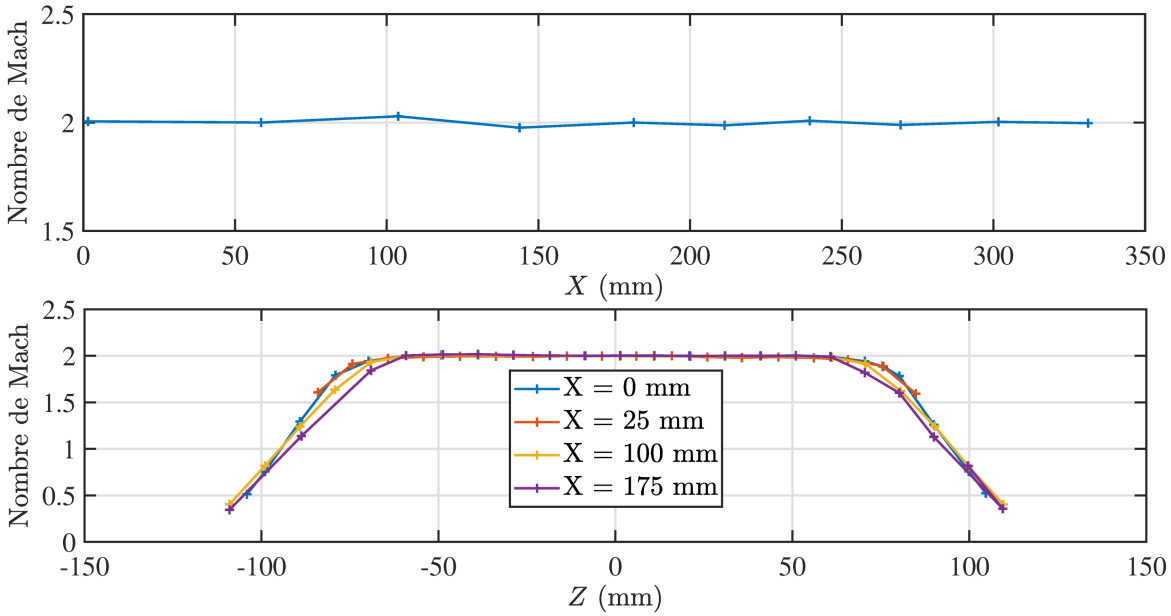


FIGURE 4.27 – Évolutions transversales du nombre de Mach à partir de la section de sortie et longitudinale sur l'axe de symétrie du nombre de Mach de la tuyère Mach 2.

les cylindres et améliorer la compréhension des phénomènes mis en jeu. En effet, certains paramètres, comme par exemple la vitesse locale dans la couche limite, sont inaccessibles expérimentalement. Ce travail est à vocation expérimental, c'est pourquoi nous avons utilisé le code bidimensionnel DS2V développé par Bird [24, 43] et validé au travers des diverses études menées par des nombreux utilisateurs à travers le monde.

La méthode de simulation directe de Monte-Carlo est une technique de modélisation d'un gaz réel simulant quelques milliers ou millions de molécules à partir de la résolution de l'équation de Boltzmann. Les composantes de la vitesse et les coordonnées de position de ces molécules sont calculées à mesure que les molécules subissent des collisions et des interactions avec les limites de l'espace physique simulé. Cette simulation réalise le calcul direct des processus physiques, ce qui contraste avec la dynamique des fluides conventionnelle de type Navier-Stokes qui cherche à obtenir les solutions des équations mathématiques modélisant les processus.

En simulation DSMC, la physique des écoulements raréfiés est modélisée par les modèles d'interactions gaz-surface. Ce sont ces modèles qui pilotent les transferts d'énergie et quantité de mouvement, et ils sont régis par les coefficients d'accommodations. Ces coefficients, encore mal connus, dépendent de la nature de l'écoulement et de la surface (température, composition du gaz, matériau, rugosité de la surface,...) [147]. Il existe deux modèles d'interactions gaz-surface, le modèle de réflexion diffuse de Maxwell et le modèle CLL [11]. Le modèle CLL dérive du modèle par défaut de Maxwell en apportant une amélioration de la résolution des interactions gaz-surface dans le cas d'écoulements raréfiés avec de forts effets de température [148]. Comme nous ne sommes pas dans ce cas, nous avons choisi de conserver le modèle par défaut de Maxwell, qui présente l'avantage de posséder un seul coefficient d'accommodation.

11. *Cercignani-Lampis-Lord*

Celui-ci représente la fraction de molécules réfléchies de manière diffuse avec une accommodation parfaite à la température de la paroi, c'est-à-dire comme si les molécules provenaient d'un gaz virtuel au repos de l'intérieur de la surface. Dans le cas d'une simulation DSMC, l'augmentation de la fraction de particules réfléchies conduit à un déplacement de la distribution des particules loin de la paroi. Cela favorise le transfert d'énergie collisionnelle des particules réfléchies vers les particules entrantes dans la zone située entre le choc et la paroi. Inversement, l'absence de transfert d'énergie au niveau de la paroi entraîne un maximum de température et de densité au niveau de la paroi. Il s'agit de l'accumulation de particules énergétiques au niveau de la paroi. Plotnikov [149] a démontré cet effet en étudiant l'effet des coefficients d'accommodation sur l'écoulement près de la paroi. Le coefficient d'accommodation varie entre 0 et 1 et a été déterminé, pour chaque cas, en se basant sur les résultats expérimentaux. Suivant les cas, nous avons utilisé à la fois le coefficient de traînée totale, la position de l'onde de choc, la distribution de pression pariétale ou des profils de Pitot comme paramètres de validation de la simulation.

4.4.2 Méthode d'analyse des images

Au cours de ce travail de recherche, nous avons développé une méthode de détection de l'onde de choc. L'objectif étant d'identifier la structure de l'onde de choc générée par le cylindre.

La très faible densité du gaz caractérisant nos conditions expérimentales est la principale difficulté associée à la détection des ondes de choc raréfiées, car l'intensité lumineuse et ses gradients sont très faibles et l'onde de choc devient diffuse. L'objectif est de développer une méthode de détection de la forme de l'onde de choc et de ces zones caractéristiques tout en minimisant les erreurs subjectives en incluant un traitement semi-automatique en cas de post-traitement de milliers d'images. Dans notre cas, les images capturées à l'aide de la caméra présentent des profils d'intensité lumineuse sensiblement différents à ceux obtenus en simulation numérique (figure 4.28) par Akhlaghi *et al.* [140] comme l'illustre la figure 4.29, rendant inopérante la détection à l'aide de sa méthode SWD [12].

Au vu des contraintes liées à nos conditions expérimentales et dans l'optique d'améliorer la technique existante basée sur la seule détection du centre du choc par une méthode de gradient, nous proposons la méthode de détection FSD [13] (Kovacs *et al.* [150]). Cette technique est basée sur la détection des gradients d'intensité lumineuse d'une image qui a été préalablement autodéconvoluée. La méthode a pour but de détecter la position de l'onde de choc détachée et épaisse [151] et d'identifier trois zones caractéristiques ; (*i*) le pied du choc aussi appelé emplacement du pré-choc, (*ii*) le centre du choc et (*iii*) la zone de densité maximale. Sur la ligne de stagnation, le maximum de densité est associé au centre de la couche limite.

Cette méthode est bien adaptée pour analyser en détail des cas présentant des ondes de choc expérimentales et numériques. Néanmoins, cette méthode peut être adaptée pour être utilisée plus généralement sur des phénomènes physiques dont la réponse est une forme d'onde qu'elle soit électromagnétique, mécanique ou acoustique.

12. *Shock Wave Detection*
13. *Fourier Self-Deconvolution*

4.4.2.1 Description de la méthode

La structure et la dynamique de l'écoulement autour du cylindre dépendent des caractéristiques de l'écoulement tels que le nombre de Mach et la pression. Dans ce travail, on est en présence des écoulements supersoniques et à très basse pression assimilant leur comportement à celui d'un écoulement visqueux. Dans ce cas, le choc devient épais et la distance séparant le choc de la surface du cylindre augmente avec l'augmentation du niveau de raréfaction qui se traduit par l'augmentation du nombre de Knudsen.

En effet, la distance de détachement entre le choc et le corps au point de stagnation dans un écoulement supersonique est une quantité importante, par exemple pour l'analyse du transport radiatif de chaleur du gaz vers le corps. Dans les écoulements visqueux à faible nombre de Reynolds, où le choc ne peut pas être considéré comme une surface de discontinuité, la connaissance de l'épaisseur de choc est nécessaire. L'épaisseur de la couche de choc dépend du nombre de collisions survenant dans le front de l'onde de choc et peut être définie comme la distance le long de l'axe de symétrie entre le point de stagnation du corps et le point d'inflexion du profil de densité dans le choc diffus [152]. Le choc peut alors être défini par trois zones caractéristiques. Akhlaghi *et al.* [140] propose une définition de chacune d'elle en se basant sur un profil du nombre de densité de particules dans l'écoulement illustré sur la figure 4.28. La première zone rencontrée dans le sens de l'écoulement est le pied de l'onde de choc (pré-choc) qui correspond au début de l'élévation de la densité. La fin de l'élévation de la densité quant à elle, correspond à la zone post-choc. Entre ces deux positions se trouve le centre du choc identifié par le maximum de la dérivée du profil de densité. Akhlaghi *et al.* définit alors deux épaisseurs ; l'épaisseur de l'onde de choc δ^*, et la largeur de choc δ_s. Sur le profil de densité numérique, Akhlaghi *et al.* réalise un Schlieren numérique afin d'obtenir un signal gaussien où les zones sont alors identifiées.

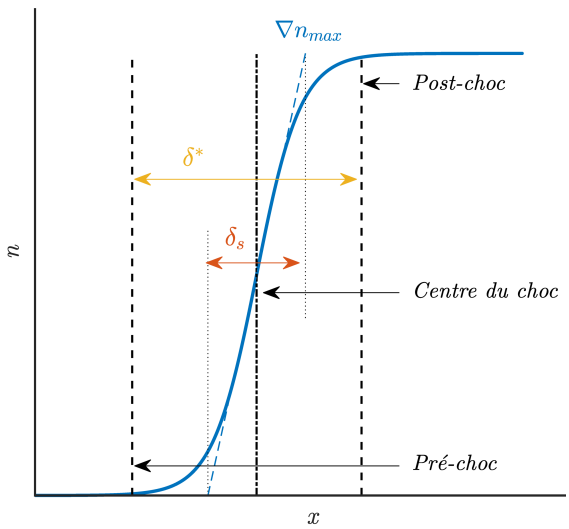


FIGURE 4.28 – Identification de la structure d'une onde de choc sur un profil de nombre de densité de particule n par Akhlaghi *et al.* [140].

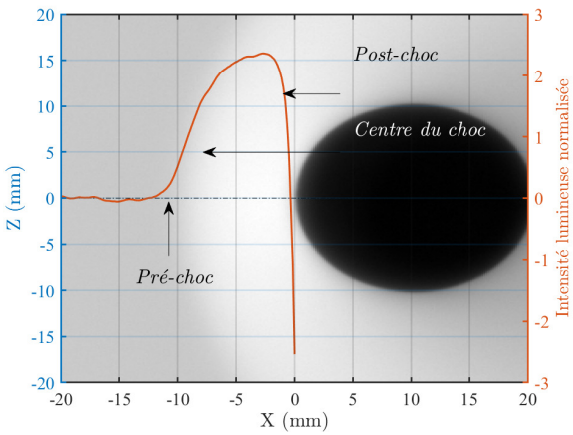


FIGURE 4.29 – Évolution de l'intensité lumineuse, représentative de la densité, sur la ligne d'arrêt au travers du choc à Mach 2. La normalisation est réalisée à l'aide de l'intensité lumineuse dans l'écoulement infini amont.

Dans la présente étude, la structure du choc est identifiée par l'évolution d'intensité lumineuse qui est produite par l'application de la décharge luminescente.

Le niveau de gris de chaque pixel est proportionnel à l'intensité lumineuse renvoyée par l'écoulement qui est faiblement ionisé par la décharge électroluminescente. L'intensité lumineuse de la décharge électroluminescente représente une information proportionnelle à la densité locale du flux [143], capturée avec une caméra CMOS. La caméra est positionnée perpendiculairement à l'axe de l'écoulement, par conséquent l'image enregistrée est le résultat de l'intégration de la lumière émise le long de l'axe radial de la ligne de visée. Néanmoins, comme la géométrie est axisymétrique, les champs d'écoulement autour du cylindre sont constant le long de l'axe Y (axe défini sur la figure 4.7), c'est pourquoi, il n'a pas été jugé nécessaire d'appliquer une déconvolution d'Abel pour obtenir un champ d'écoulement pour chaque position Y. En effet, la forme et la structure du choc sont conservées par l'intégration de l'intensité lumineuse.

De manière très simplifiée, l'intensité lumineuse émise par un ensemble de particules excitées est définie par la somme des intensités d'émission intégrée sur une ligne de l'axe optique. L'intensité des raies d'émission I de chaque espèce i en transition d'un état supérieur ($'$) vers un état inférieur ($''$) est l'énergie émise par unité de temps. Elle s'exprime sous la forme suivante selon Herzberg [153] :

$$I_i^{'-''} = \bar{h}cN^{'-''}\sigma^{'-''}A^{'-''} \tag{4.4}$$

où $A^{'-''}$ est le coefficient d'Einstein d'émission spontanée de cette raie (s^{-1}) [154], $\bar{h}$ est la constante de Planck, $N^{'-''}$ est le nombre de molécules dans l'état initial par unité de volume (mol.m^{-3}), $\sigma^{'-''}$ est le nombre d'onde de la transition de l'état ($'$) vers l'état ($''$), c est la vitesse de la lumière dans le vide. $I^{'-''}$ s'exprime donc en W.m^{-3}.

Cette équation montre que l'intensité d'émission est proportionnelle à la concentration moléculaire locale (i.e. la densité du gaz) [143, 153, 154]. L'intensité lumineuse mesurée est donc représentative de la densité du gaz et des variations d'intensité lumineuse qui sont dues aux variations locales de densité du champ d'écoulement. Les variations de température sont prises en compte dans l'équation puisque la densité obéit à une distribution de Boltzmann qui dépend de la température et de l'énergie de la transition du niveau excité. Dans le cas de l'azote ou de l'air et à basse pression, la décharge émet dans les bandes spectrales du premier système négatif de l'azote. Les images n'ont pas été analysées avec la méthode de déconvolution d'Abel, cela signifie que l'intensité lumineuse des images est le résultat des valeurs d'intensité intégrées le long de la ligne de visée de la caméra. Pour obtenir la densité locale de l'écoulement, une autre méthode utilisant un canon à électrons doit être utilisée. De cette manière, un mince faisceau d'électrons est émis et peut être analysé avec précision par spectrométrie. Ce dispositif est actuellement en cours de développement dans l'équipe, car nous sommes conscients du grand potentiel que représentent de tels résultats.

Une méthode mathématique a été mise au point au cours de ce travail permettant une analyse fine des images obtenues de l'écoulement autour du cylindre. Plus particulièrement, cette analyse a pour objectif d'identifier le détail de la structure du choc et d'étudier son évolution en fonction des effets de raréfaction.

La méthode consiste à analyser la distribution des paramètres représentatifs de la forme du choc. À titre d'illustration, la figure 4.29 présente une image obtenue à Mach 4 d'un cylindre de 20 mm de diamètre et le profil d'intensité au point d'arrêt le long d'un axe horizontal.

L'analyse de cette ligne horizontale traversant l'onde de choc, permet d'identifier trois zones caractéristiques différentes. Une première zone où l'intensité augmente, une deuxième zone où le gradient d'intensité est maximal (Définition du centre du choc [155]) et la troisième zone où l'intensité atteint son maximum. Les différentes régions de l'onde de choc sont également représentées sur les profils de densité qui la traversent, représentés sur la figure 4.30, où la méthode FSD a été appliquée (Détection des zones caractéristiques). Mathématiquement, ces deux premières zones correspondent respectivement au maximum de la dérivée seconde et de la dérivée première de la densité à travers le choc. Cette observation reste valable pour tous les profils d'intensité. En effet, contrairement aux ondes de choc en régime continu, les méthodes classiques basées sur le gradient d'intensité telle que les fonctions de type *edge* (Sobel, Prewitt, Roberts, Laplacien, Canny [89], Zero-cross) déjà implémentées dans Matlab®, ne sont pas pertinentes en raison des limites diffuses rencontrées avec les écoulements visqueux et qui rendent leurs délimitations difficiles. De plus, leurs paramètres d'ajustement sont dépendants de l'utilisateur et peuvent être subordonnés au problème lui-même, ce qui peut conduire à des incertitudes très importantes. Ces outils semblent être adaptés lorsque les images présentent des discontinuités bien marquées dans l'intensité lumineuse, ce qui n'est pas le cas dans les écoulements raréfiés.

La méthode d'autodéconvolution de Fourier (FSD), proposée ici, a l'avantage de mettre en évidence les pics des profils d'intensité lumineuse, sans amplifier le bruit environnant [156, 157], contrairement aux méthodes appliquant des dérivées locales.

Étant donné que la densité, la pression et la vitesse évoluent avec les mêmes tendances au travers du choc, la méthode de détection peut être appliquée sur ces différentes grandeurs physiques. La figure 4.32 présente les profils de pression totale, d'arrêt, de densité et de Mach au travers d'un choc issus d'une simulation DSMC. La détection des trois zones du choc est identique (l'incertitude sur la détection est égale à la discrétisation spatiale du maillage) quel que soit le champ de la densité ou la pression totale choisis, du fait de la superposition des profils normalisés dans la zone de choc.

4.4.2.2 Approche mathématique

Définissons la fonction $f : \mathbb{R} \to \mathbb{C}$ pour représenter la variation de l'intensité lumineuse (ou de la densité ou de la pression) à travers le choc. Cette fonction est par définition monotone croissante, elle est donc intégrable dans le domaine $\mathbb{R}$. La transformée de Fourier $\mathscr{F}$ de la fonction f est définie par,

$$\mathscr{F}(f(x)) = \hat{f}(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-i\xi x} \, \mathrm{d}x, \tag{4.5}$$

où x est la dimension spatiale (elle peut être en mètres ou en nombre de pixels pour les images).

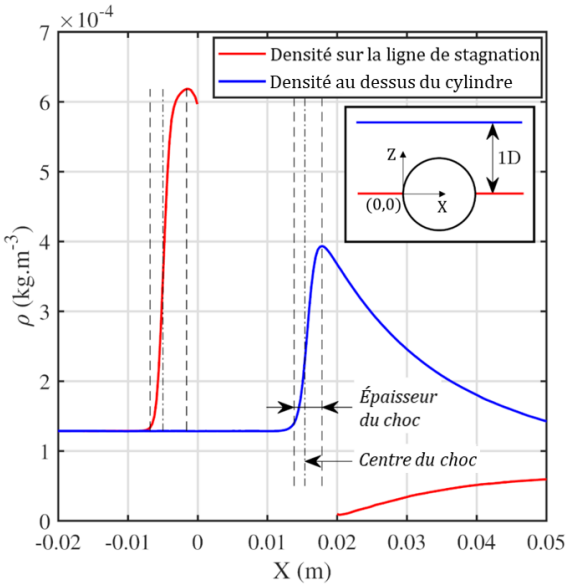


FIGURE 4.30 – Profils de densité sur la ligne de stagnation et au dessus du cylindre issus d'une simulation DSMC à $M = 4$ - 2,6 Pa. Les positions caractéristiques du choc sont également tracées en pointillés sur les deux profils.

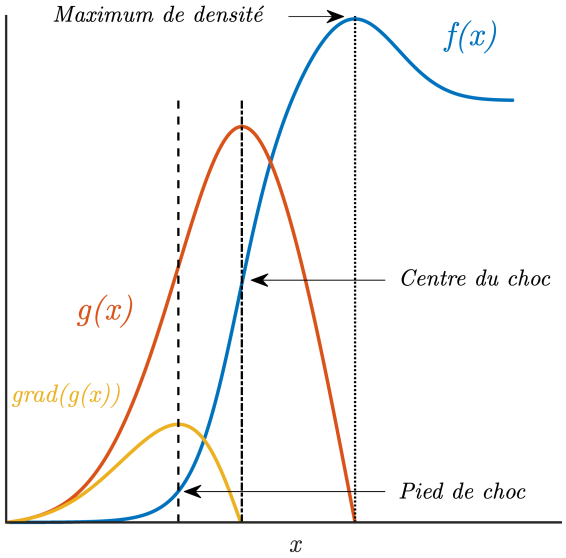


FIGURE 4.31 – Application de la méthode de détection sur une courbe sigmoïde-gaussienne $f(x)$, représentative d'un profil expérimental typique de densité/pression à travers une onde de choc devant un cylindre en écoulement raréfié. Ici, $g(x)$ est la courbe autodéconvoluée de $f(x)$.

Ainsi, la transformée de Fourier inverse $\mathscr{F}^{-1}$ est donnée par,

$$\mathscr{F}^{-1}(\hat{f}(\xi)) = f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\xi) e^{+i\xi x} \, \mathrm{d}\xi. \tag{4.6}$$

Chaque signal $\hat{f}(\xi)$ peut être interprété comme la fonction de densité spectrale $\hat{g}(\xi)$ définie par le produit de convolution,

$$\hat{g}(\xi) = \mathscr{F}(f(x) * f(x)) = \hat{f}(\xi).\hat{f}(\xi). \tag{4.7}$$

L'autodéconvolution de la fonction de densité spectrale est définie par :

$$\mathscr{F}^{-1}(\hat{g}(\xi)) = g(x) = \mathscr{F}^{-1}(\mathscr{F}(f(x)).\mathscr{F}(f(x))), \tag{4.8}$$

Cette opération doit être bornée ce qui se traduit par la définition d'une fonction d'apodisation (de fenêtrage) $A(x)$.

D'un point de vue physique, cette fenêtre d'apodisation correspond à la région de densité traversant le choc comprise entre les conditions amont (c'est-à-dire à l'infini) et sa valeur maximale (voir détails sur la Figure 4.31). D'un point de vue mathématique, il s'agit d'une

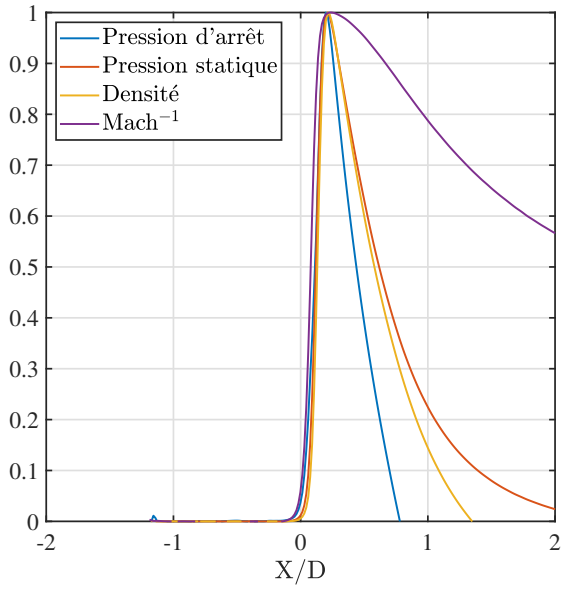


FIGURE 4.32 – Profils normalisés de densité, de pression d'arrêt et statique et de Mach au travers d'un choc issu d'une simulation DSMC à Mach 4.

fonction de type échelon $A(x)$, définie comme suit,

$$A(x) = \begin{cases} 1 & \text{de l'infini amont} \\ & \text{au maximum de l'intensité/densité,} \\ 0 & \text{après le maximum,} \end{cases} \tag{4.9}$$

En introduisant $A(x)$ dans l'équation (4.8), le signal déconvolué s'écrit,

$$g(x) = \mathscr{F}^{-1}(\mathscr{F}(A(x)f(x)).\mathscr{F}(A(x)f(x))), \tag{4.10}$$

où $A(x)$ agit comme un filtre passe-bas dans le domaine spectral [158].

Cette forme de fonction d'apodisation, qui inclut la présence de l'emplacement du pré-choc/choc et laisse de côté les informations situées en dehors de cette région d'intérêt, permet de préserver les propriétés de l'intensité à traiter. Dans la région de basse fréquence de ce filtre, l'amplitude vaut 1 et le changement de phase entre le signal original et le signal autodéconvolué reste nul pour ces basses fréquences. Kauppinen *et al.* [158] présente plus en détail les propriétés de la transformée de Fourrier et son autodéconvolution.

C'est donc le signal $g(x)$ qui est analysé pour détecter les différentes structures du choc, comme le montre la figure 4.31. La fonction $g(x)$ résulte de l'autodéconvolution de la fonction $f(x)$ tronquée à la valeur maximum, constituée de la distribution normalisée des valeurs d'intensité le long de l'axe X pour un couple de coordonnées (Y, Z). Les valeurs remarquables de la distribution d'intensité sont la valeur maximale de la fonction $g(x)$, et la valeur maximum du gradient de $g(x)$. Ces deux valeurs correspondent respectivement à la position du centre du choc et du pied du choc (pré-choc).

La détection du centre du choc pourrait être réalisée directement à partir du gradient de l'intensité. Néanmoins, pour des valeurs d'intensité faibles, le signal résultant est très bruité et le résultat imprécis. Afin de valider la méthode d'autodéconvolution de Fourier, cette méthode sera d'abord appliquée pour analyser les champs de l'écoulement synthétiques autour d'un cylindre obtenus par simulation DSMC.

4.4.2.3 Application de la méthode à des écoulements synthétiques

Les champs d'écoulement supersoniques et raréfiés autour d'un cylindre sont simulés avec le code DS2V de Bird [24] utilisé avec les conditions d'écoulement infini similaires à celles des expériences (Tables 4.3 & 4.4). Expérimentalement, la détection des chocs est appliquée à des champs d'intensité lumineuse, représentatifs de la densité locale. Dans cette section, nous allons appliquer la méthode FSD de détection des chocs au champ de densité numérique DSMC. Les figures 4.33 et 4.34 présente l'image synthétique représentative du champ de densité DSMC pour la condition à Mach 4 et à Mach 2 avec un cylindre de diamètre 20 mm. On peut ici remarquer aisément l'influence de la raréfaction de l'écoulement simulé. En effet, la distance du choc est bien plus importante pour le cas le plus visqueux obtenu pour Mach 2. Le code DS2V est un algorithme à cellule adaptative qui produit un résultat sur un maillage non structuré. Afin d'obtenir la même résolution spatiale entre l'écoulement numérique et expérimental, le champ d'écoulement de densité DSMC est interpolé sur un maillage structuré de la même résolution que l'image expérimentale, c'est-à-dire 6 pixels/mm.

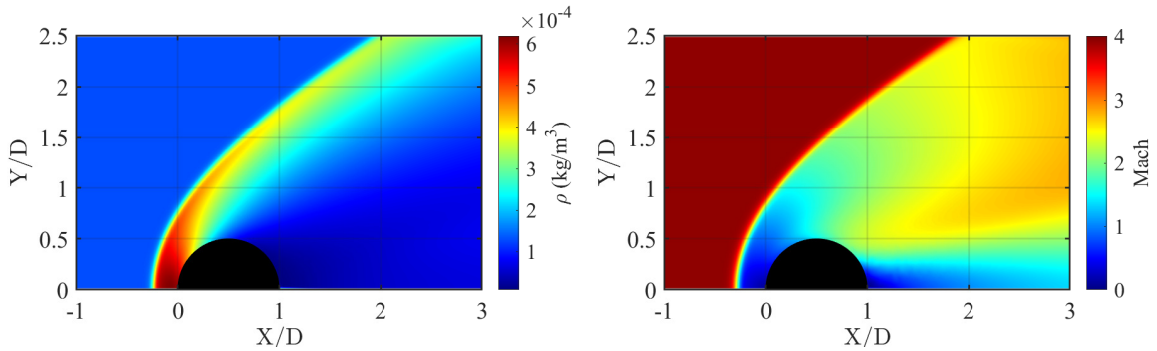


FIGURE 4.33 – Champ de densité et de Mach issu d'une simulation DSMC à Mach 4 autour d'un cylindre de 20 mm de diamètre.

Ce champs synthétique représente le plan $(X, Z)_{Y=0}$ de l'écoulement. L'application de cette méthode mathématique à toutes les lignes de l'image synthétique permettra de définir la forme du choc dans sa totalité autour du cylindre. De même, une étude de sensibilité de la méthode est proposée en utilisant des images synthétiques artificiellement bruitées pour tester son efficacité.

4.4.2.4 Détection de l'onde de choc et de sa forme

Une zone d'intérêt autour du cylindre est déterminée à partir d'un champ d'écoulement complet, constituant une nouvelle matrice (m, n). Cette zone est choisie de telle sorte que le maximum d'intensité correspond toujours à la zone de plus forte densité de l'image synthé-

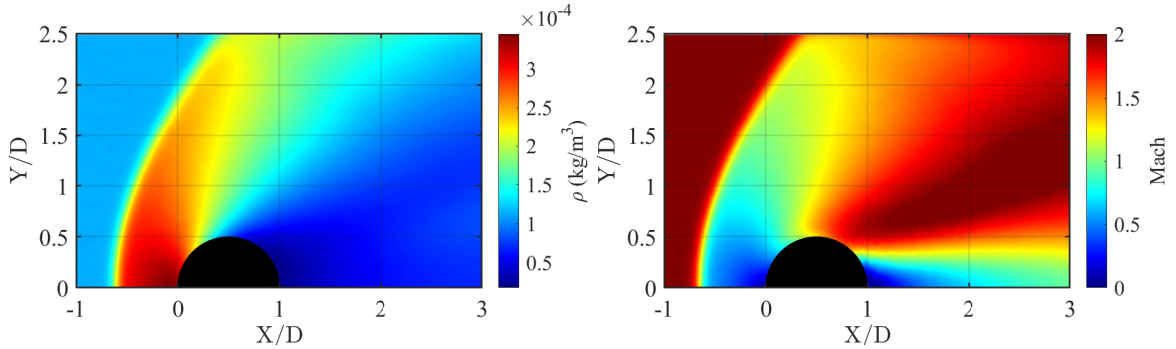


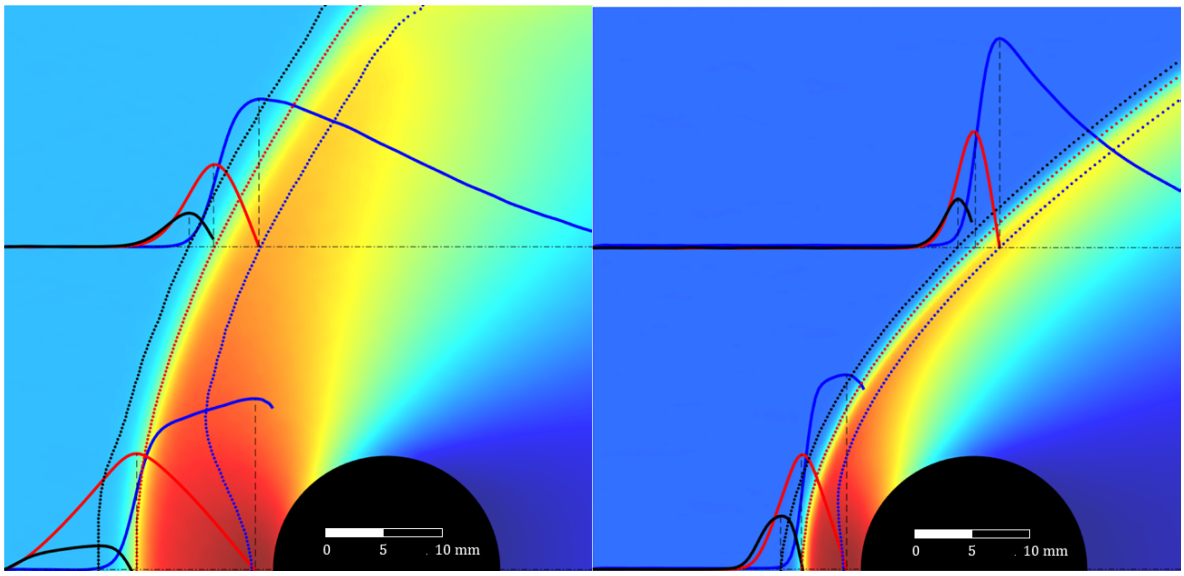
FIGURE 4.34 – Champ de densité et de Mach issu d'une simulation DSMC à Mach 2 autour d'un cylindre de 20 mm de diamètre.

tique. L'analyse mathématique est alors appliquée pour chacune des lignes horizontales n de la matrice, en suivant les pixels des vecteurs horizontaux de 1 à m. Pour chaque ligne n, les trois points remarquables sont obtenus avec la méthode FSD, comme on peut le voir sur les figures 4.35 présentant l'application de la méthode pour les deux conditions d'écoulement. Pour chaque condition, deux profils de densité sont tracés en bleu, l'un obtenu sur la ligne d'arrêt pour $Z = 0$ et le deuxième pour $Z = 25$ mm. La distribution $g(x)$ est tracée en rouge et son gradient en noir. En comparant les profils de deux conditions d'écoulement, on remarque que les profils obtenus pour la condition à Mach 4 présentent des maximums plus marqués. Avec l'augmentation des effets visqueux, la diffusivité des gradients de densité devient plus importante, ce qui se traduit par des profils de distribution possédants des pics plus larges et plus écrasés.

Nous obtenons ainsi la forme globale de l'onde de choc autour du cylindre ainsi que sa structure, qui peut varier en fonction du degré de raréfaction du flux libre, ici pour les conditions expérimentales de Mach 2 et Mach 4.

Dans le sens de l'écoulement, les trois zones caractéristiques identifiées par la méthode FSD et illustrées par la figure 4.36 sont le pied de choc Γ, le centre du choc Δ et la position du maximum de densité δ. Sur la ligne d'arrêt, nous définissons cette dernière position comme l'épaisseur de la couche limite δ_{BL}. Le point d'arrêt sur le cylindre définit l'origine du repère ainsi on parlera aussi de distance de détachement.

Le pied du choc est la limite à partir de laquelle la valeur de la densité devient celle de l'écoulement infini. L'identification de la structure du choc permet de déterminer l'épaisseur du choc. L'épaisseur du choc est défini comme la distance entre le pied de choc et la position du maximum de densité $\epsilon = \Gamma - \delta$ [74, 140, 159] définie précédemment sur la figure 4.28. Hors de la zone proche du cylindre, cette épaisseur est égale au double de la distance entre le pied et le centre du choc $\epsilon = 2(\Gamma - \Delta)$. Néanmoins, ce n'est pas le cas proche du cylindre, où la couche limite se diffuse et se mélange dans la couche du choc, ce qui rend très difficile l'identification précise de l'épaisseur du choc. Dans ce cas, la première définition de l'épaisseur du choc n'est pas rigoureuse, c'est pourquoi, nous avons choisi la définition de la demi-épaisseur de choc pour le reste de l'étude.



$M = 2 - 5,3$ Pa (Table 4.3) $M = 4 - 2,6$ Pa (Table 4.4)

FIGURE 4.35 – Détection de l'onde de choc sur la densité DSMC : Pied de choc (•••), Centre du choc (•••), Maximum de densité (•••). Gradient du profil autodéconvolué (—), profil autodéconvolué (—), profil horizontal de densité (—).

4.4.2.5 Étude de la sensibilité et de la robustesse de la méthode

La viscosité de l'écoulement est telle que la détection du pied de choc est l'étape la plus délicate et la plus difficile. Il est donc important de tester cette méthode d'analyse dans des conditions proches de celles rencontrées expérimentalement. Comme évoqué précédemment, la répartition d'intensité lumineuse obtenue expérimentalement traduit la répartition de densité autour du cylindre. Donc pour garder la cohérence de cette étude, la validité et la robustesse de cette méthode seront évaluées à partir du champs de densité synthétique. En pratique, les très faibles niveaux d'intensité lumineuse donnent naturellement des images expérimentales bruitées pour lesquelles on peut s'interroger sur la nature des résultats obtenus par application de la méthode FSD. Ainsi à partir de la simulation numérique, une image synthétique a été artificiellement bruitée et comparée à l'image initiale non bruitée. La densité du bruit a été augmentée afin d'évaluer les limites de la méthode. L'image est dégradée en ajoutant un bruit gaussien dont l'amplitude est modulable et définit par :

$$\text{image bruitée} = \text{image DSMC brute} + k \times \text{bruit gaussien},$$

avec k un nombre entier, représentatif du niveau de bruit.

La figure 4.37 montre une succession d'images synthétiques progressivement dégradées avec des valeurs de k croissantes. L'image synthétique non bruitée correspond à $k = 0$ (Figure 4.37 - $k = 0$). Afin de garder des conditions comparables aux expériences, un bruit de référence a été défini. Celui-ci a été calculé à partir des résultats expérimentaux. Ce bruit standard $k = 1$ correspond à l'écart-type standard (amplitude RMS) de l'intensité lumineuse des images expérimentales calculée dans la région d'écoulement libre (voir Figure 4.37 - $Ref.\ k = 1$). Cette référence correspond à une image expérimentale typique, ici l'image expérimentale 4.20 pour

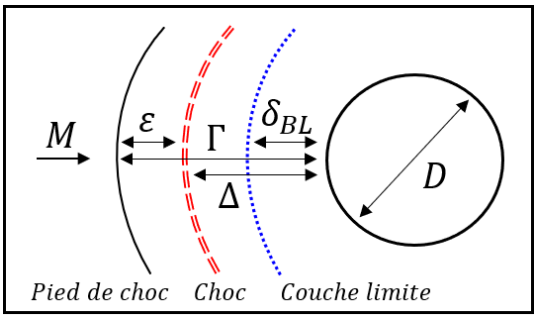


FIGURE 4.36 – Schéma de la structure du choc. Γ Pied de choc, Δ Centre du choc, δ_{BL} épaisseur de couche limite, ϵ demi-épaisseur de l'onde de choc.

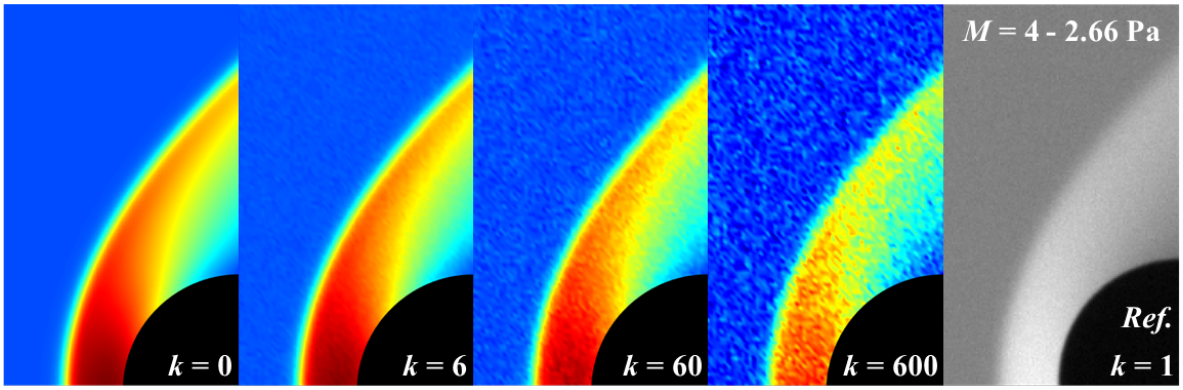


FIGURE 4.37 – Série d'image bruitées pour différentes valeurs de k à partir de l'image DSMC brute ($k = 0$) dont le bruit de référence ($k = 1$) provient d'une image expérimentale.

la tuyère Mach 4. En raison du temps d'acquisition relativement long, cette image correspond aux conditions des expériences présentant un taux de bruit minimal. En termes d'écart-type en pourcentage (%) de l'intensité du fond, le bruit de référence ($k = 1$) (image expérimentale) correspond à 1%. Pour estimer la limite de validité de la méthode, l'amplitude du bruit gaussien a été augmentée, pour des valeurs de $k = 6; 60; 600$ correspondant respectivement à 3%, 9% et 31% de l'écart-type de l'intensité du fond.

Si le rapport signal sur bruit SNR [14] est défini par le rapport entre la valeur moyenne du pixel et la valeur de l'écart-type du pixel, alors k est corrélé comme indiqué dans le tableau 4.6.

TABLE 4.6 – Correspondance entre k et SNR.

k	SNR
0	401
1	91
6	33
60	10
600	3

14. *Signal-to-Noise Ratio*

À titre indicatif, l'écoulement expérimental à Mach 2 peut présenter un niveau de bruit équivalent jusqu'à $k = 58$ en raison de son caractère plus raréfié et donc plus diffus. Ainsi, la méthode proposée doit permettre la détection jusqu'à des valeurs de k d'au moins 60.

La sensibilité de la méthode FSD est évaluée par comparaison avec la méthode du gradient, plus communément utilisée, en fonction de l'amplitude du bruit artificiel ajouté à l'image synthétique de base. La méthode du gradient permet d'identifier le centre du choc à partir du maximum de la dérivée première du profil de densité et le pied de choc à partir du maximum de la dérivée seconde du même profil. Or si le signal de départ à traiter est bruité, les dérivées première et seconde amplifieront ce bruit rendant son analyse très difficile. C'est notamment cette problématique qui a amené au développement d'une nouvelle méthode d'analyse des images pour détecter les différentes régions de la structure du choc.

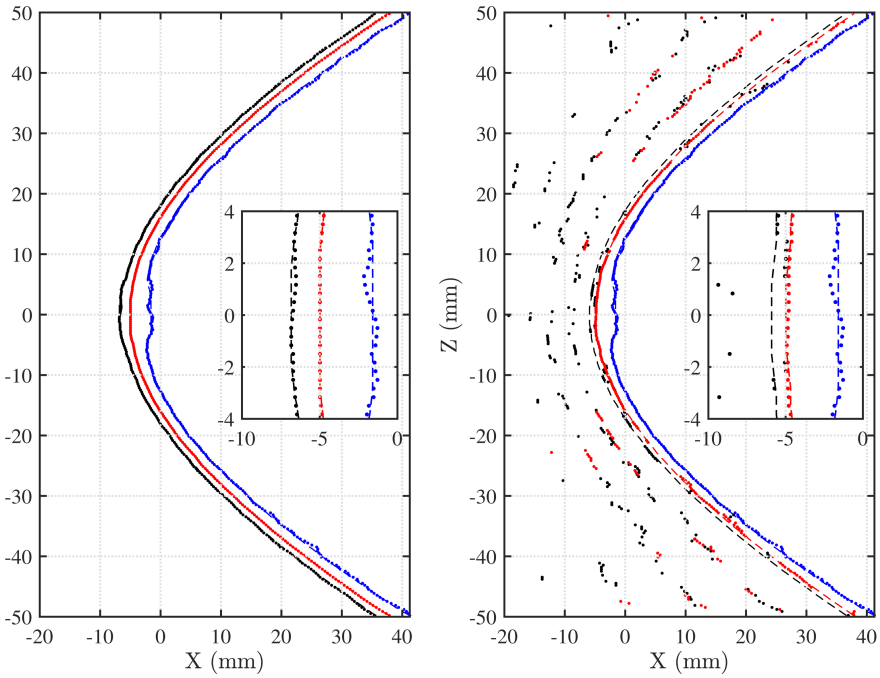


FIGURE 4.38 – Détections par la méthode FSD (Gauche) et la méthode du gradient (Droite) sur l'image synthétique de base et une bruitée ($k = 60$). Détection sur l'image bruitée : Pied de choc (•••), Centre du choc (•••), Maximum de densité (•••). Détection sur l'image de base ($k = 0$) : Pied de choc (- -), Centre du choc (- -), Maximum de densité (- -).

Les deux méthodes de détection ont été appliquées aux différentes images bruitées pour des valeurs de $k = 0; 1; 6; 60; 600$. Un exemple est présenté sur la figure 4.38 pour le cas Mach 4 à $k = 60$. L'image compare le résultat obtenu pour la caractérisation des trois zones de choc avec les deux méthodes (à gauche pour la méthode FSD et à droite pour le gradient) et montre clairement l'efficacité de la méthode FSD. En effet, la présence d'un taux de bruit important rend très difficile et imprécise la détection de la frontière des différentes zones et surtout la zone du pied du choc pour la méthode du gradient.

Pour apprécier la robustesse de la méthode, la figure 4.39 présente les distances de détachement des trois zones caractéristiques du choc pour les deux méthodes en fonction du niveau

de bruit représenté par la valeur de k. Chaque point correspond à la moyenne de la position détectée sur les cinq points situés autour de la ligne du point d'arrêt ($Z = 0$) sur 100 images synthétiques présentant le même niveau de bruit. La détection est réalisée sur 100 images afin de supprimer l'aspect aléatoire de la génération du bruit gaussien. L'incertitude de mesure associée est l'écart-type standard des 100 détections. Pour identification du centre du choc, la méthode FSD annonce des détections identiques à celles de l'image sans bruit ($k = 0$) lorsque la méthode du gradient commence à diverger à partir de $k = 60$. Cet effet est très clairement visible sur la figure 4.38. En pratique, les images les plus bruitées sont généralement celles pour lesquelles le temps d'acquisition de chaque image est le plus court (jusqu'à 10 ms en général), ce qui correspond à un bruit équivalent de $k = 10$ (3,75% de déviation standard de l'intensité du fond). Ainsi, les deux méthodes ne rencontrent pas de problèmes sur la détection du centre du choc même dans le cas des images les plus bruitées. Néanmoins, cela n'est plus le cas concernant la détection du pied de choc. En augmentant l'amplitude du bruit, jusqu'à $k > 6$, la détection du pied de choc par la méthode du gradient échoue alors que celle par la FSD reste inchangée. La détection par le gradient échoue au-delà de $k = 6$. À $k = 60$, l'erreur de positionnement est d'environ 30%. À contrario, la méthode FSD commence à avoir une incertitude de détection légèrement augmentée à partir de $k \approx 600$ (2,1% d'erreur de positionnement). Cette augmentation de l'incertitude annonce pour des images encore plus bruitées, une erreur de positionnement sur la détection du pied de choc. Les erreurs de détection sont considérées comme acceptables pour des positions inférieures ou égales à l'ordre de grandeur de la résolution de la caméra du cas expérimental (1 pixel = 0,16 mm). En terme d'erreur relative, cela correspond à 2% pour le positionnement du pied du choc, 3% pour le centre du choc et 10% pour la position de la densité maximale. Ainsi la détermination de la position du pied du choc avec la méthode du gradient est inacceptable pour les images plus bruitées que l'on peut obtenir en pratique.

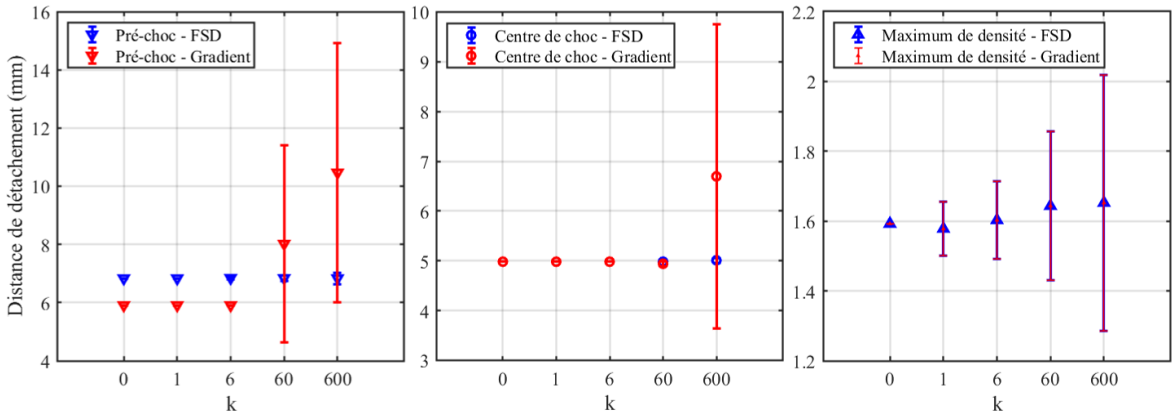


FIGURE 4.39 – Distances de chocs détectées par les deux méthodes en fonction des différents niveaux de bruit.

Les méthodes couramment utilisées pour analyser les images de type Schlieren utilisent des filtres avant de calculer les gradients, dont le résultat dépendra du type de filtre utilisé. Ces méthodes sont donc dépendantes de l'utilisateur, et en ce qui nous concerne, nous voulons nous affranchir de cette dépendance. C'est le point principal qui différencie la méthode que

nous proposons de celles déjà décrites dans la littérature. L'inapplicabilité de la méthode proposée par Akhlaghi [140] pour notre cas est présentée en Annexe A.

Cette méthode est basée sur un développement empirique, néanmoins elle présente l'avantage d'être indépendante de tout paramètre. L'analyse sur les images synthétiques issues du DSMC a permis de montrer que la convention choisie pour définir les trois zones caractéristiques est cohérente avec la physique et de plus que la méthode est robuste dans le cas d'images bruitées comme démontré ci-dessus dans l'analyse de robustesse de la méthode, sans utilisation préalable d'un filtre ou d'une interpolation. De plus, la méthode est très simple à mettre en œuvre, un simple calcul d'une transformée de Fourier inverse du carré d'une transformée de Fourier.

4.4.2.6 Comparaison des détections Pitot / Visualisation / Numérique

Comme décrit dans la section 4.4.1, l'approche la plus appropriée pour simuler ce type d'écoulement est la simulation DSMC. Cependant, cette approche nécessite l'ajustement de certains paramètres qui dépendent des collisions entre les molécules et l'objet. Le code déjà décrit DS2V a été utilisé pour simuler le cas du cylindre de 20 mm de diamètre dans l'écoulement Mach 4 (voir Tableau 4.4). À défaut d'utiliser directement les profils de densité, les simulations DSMC réalisées ont été validées en termes de coefficient d'accommodation en ajustant les profils de pression des écoulements à ceux obtenus expérimentalement à l'aide du tube de Pitot, comme l'illustre la figure 4.40. Dans le cas présent, le modèle de Maxwell, inclus dans le code DS2V, a été utilisé et la fraction des molécules réémises de manière spéculaire f_s a été fixée à 0,9. La température du cylindre a été fixée uniformément à 293 K, ce qui a été observé expérimentalement.

À partir des champs de densité synthétique (figure 4.33) et d'intensité expérimentale (figure 4.20), la méthode FSD a été appliquée pour déterminer la structure du choc, présentée sur la figure 4.41. Sur cette figure sont aussi superposées les positions du choc déterminé à partir des profils de pression Pitot (issus des figures 4.43 et 4.44). La détection sur le pied du choc et le centre du choc sont en excellent accord à proximité du cylindre. La dispersion des positions détectées sur les images expérimentales (points) fournit des informations sur l'incertitude de mesure de la méthode. Les positions détectées sur la simulation sont incluses dans cette dispersion. Concernant le maximum de densité, au niveau du point d'arrêt, la simulation détecte le maximum de densité alors que sur l'image expérimentale, l'interaction de la couche limite et du choc crée une saturation lumineuse qui tend à surestimer cette distance. Au delà de la zone marquée avec des pointillées (····) sur la figure 4.41, l'écoulement s'écarte des conditions isentropiques ce qui explique l'écart de la détection du choc avec celui de la simulation. Les positions détectées par les profils de pression Pitot restent en accord avec la simulation. Les erreurs de positionnement des détections ne dépassent pas 10%, ce qui est tolérable, car cela correspond, compte tenu de la résolution spatiale, à 2 pixels près.

La très bonne correspondance obtenue entre les champs de densité synthétiques et les champs d'intensités lumineuses expérimentaux valide le postulat que qualitativement ces derniers représentent les changements de densité au travers du choc.

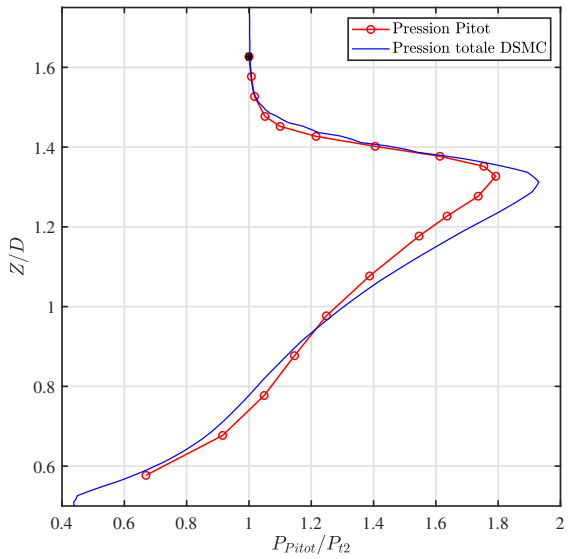


FIGURE 4.40 – Comparaison des profils de pression Pitot et DSMC au dessus du cylindre de 20 mm de diamètre à X=10,31 mm à Mach 4.

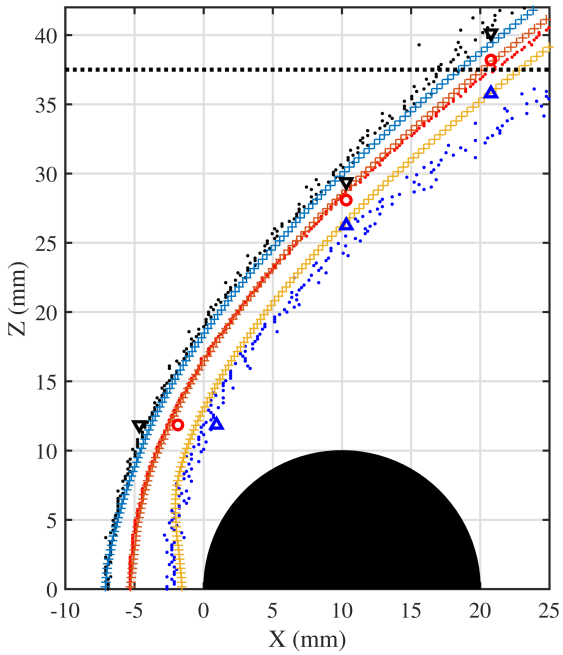


FIGURE 4.41 – Cylindre ⌀20 – 50 à Mach 4 : Pied de choc (•••), centre de choc (•••), maximum de densité (•••), pied de choc Pitot (▼), centre de choc Pitot (O), maximum de pression Pitot (▲), pied de choc DSMC (+), centre de choc DSMC (+), maximum de pression DSMC (+).

4.5 Aérodynamique d'un cylindre en écoulement supersonique raréfié

Nous proposons maintenant d'étudier le comportement aérodynamique du cylindre en écoulement compressible et raréfié. Avant de chercher à identifier l'influence de la couche limite sur l'aérodynamique du cylindre, nous allons étudier les données expérimentales obtenues à l'aide des différents moyens de diagnostics et d'analyses. À défaut d'avoir un moyen d'étude direct de la couche limite, ces précédents moyens vont nous renseigner sur les caractéristiques macroscopiques qui seront utilisées plus tard pour en déduire la contribution de la couche limite.

4.5.1 Étude de la structure de l'onde de choc

Afin d'étudier l'évolution de la forme et des distances de détachement de l'onde de choc autour des cylindres, la méthode FSD est appliquée à des profils d'intensité lumineuse et de pression acquis à l'aide d'un tube de Pitot. Les données issues de ces deux techniques distinctes ont été étudiées avec la même méthode afin de déterminer l'évolution de la densité, au travers de l'intensité lumineuse et de la pression proche de l'onde de choc.

Le but est de comparer les évolutions des profils d'intensité lumineuse à travers le choc par des profils de pression où l'évolution physique en termes de pression est connue. Plusieurs profils de pression Pitot ont été réalisés pour les deux tuyères et différents cylindres. La figure 4.42 illustre la position de ces derniers autour du cylindre.

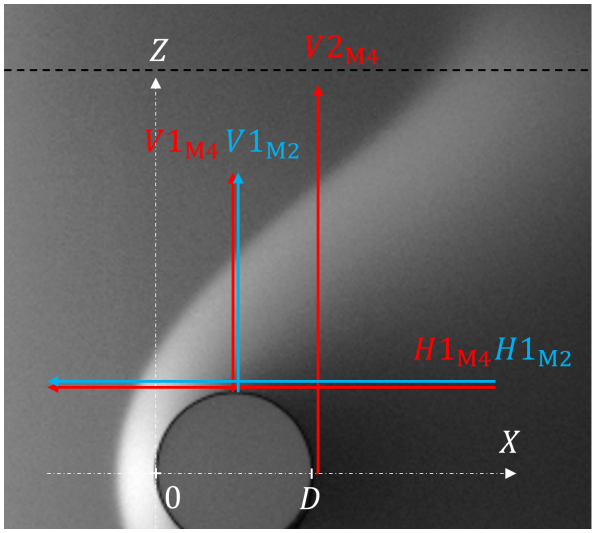
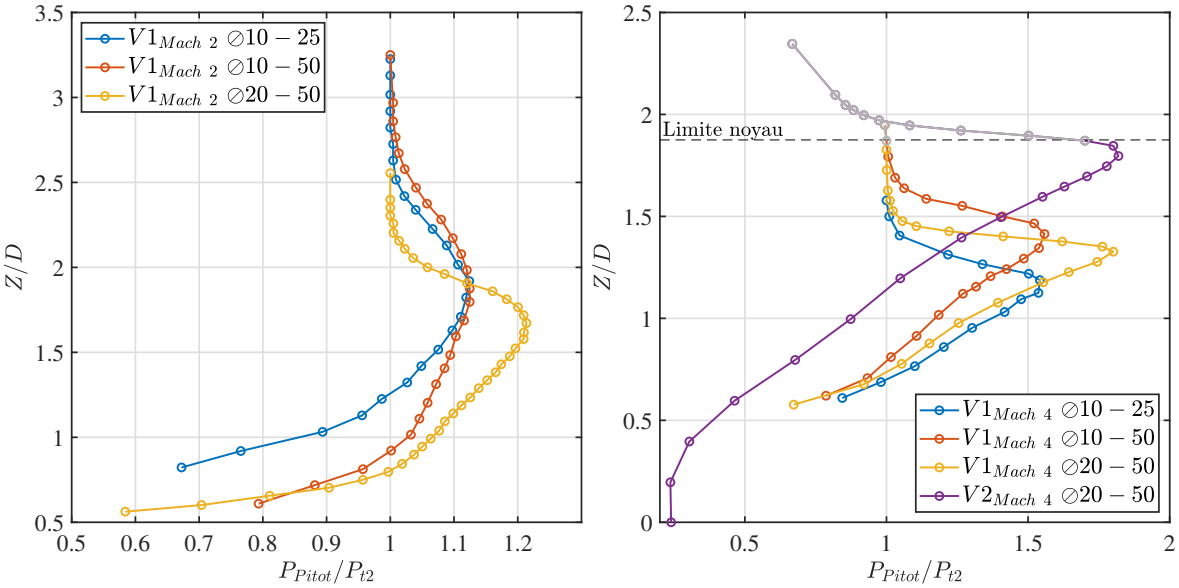


FIGURE 4.42 – Positions des profils de pression autour du cylindre de diamètre 20 mm.



Mach 2 Mach 4

FIGURE 4.43 – Profils verticaux de pression Pitot adimensionnés par la pression d'arrêt Pitot de l'écoulement infini P_{t2} associés à chaque condition d'écoulement.

Les profils verticaux V et horizontaux H sont tracés sur les figures 4.43 et 4.44. On rappelle que le noyau isotrope est différent pour chaque tuyère. Dans le cas de la tuyère Mach 4, la limite du noyau est située à $Z = 37{,}5$ mm alors que pour Mach 2, la limite du noyau se trouve

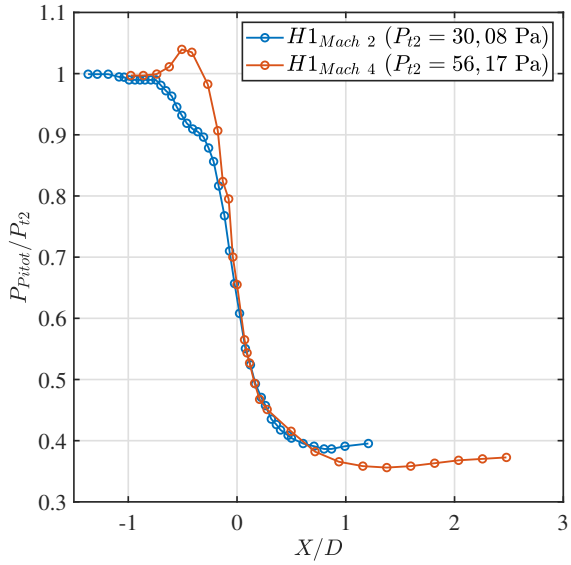


FIGURE 4.44 – Profils horizontaux de pression Pitot adimensionnés par la pression d'arrêt Pitot de l'écoulement infini P_{t2} associés à chaque condition d'écoulement et par le diamètre du cylindre $D = 20$ mm.

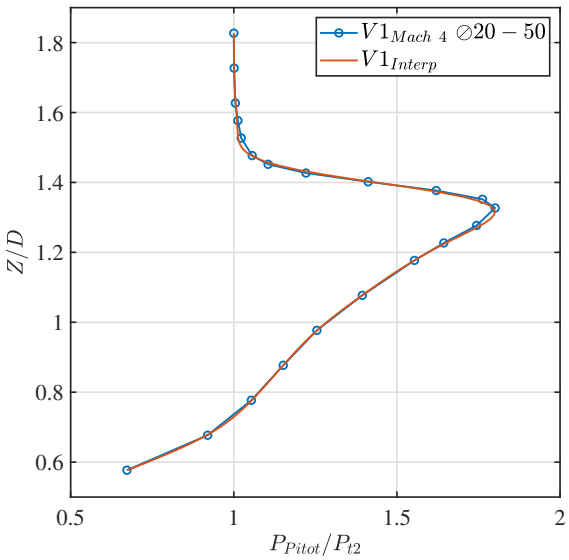


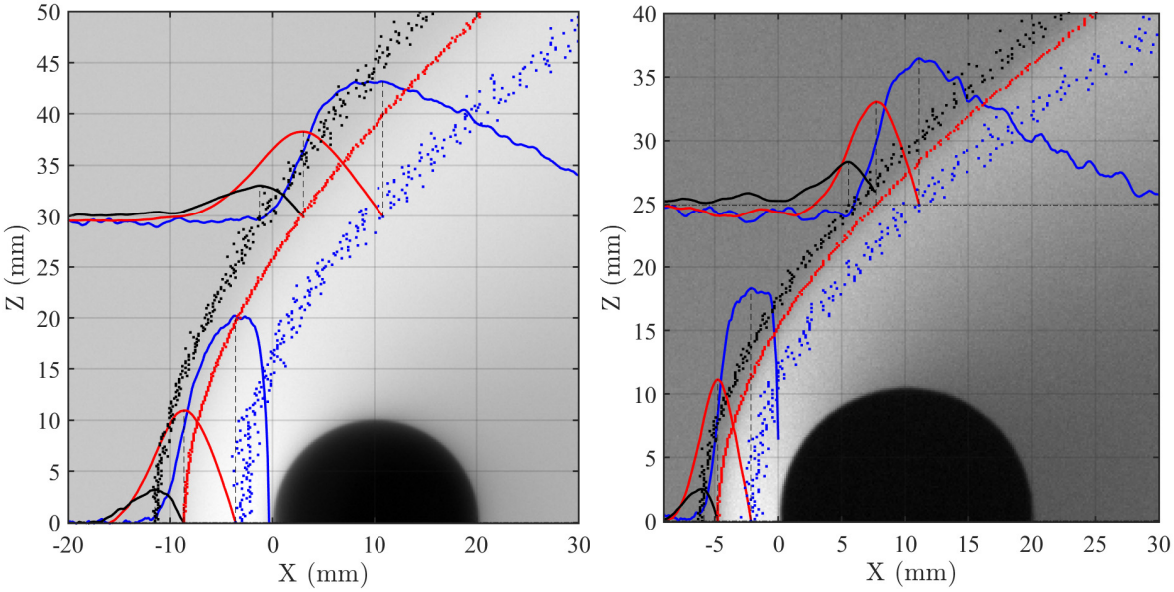
FIGURE 4.45 – Profil vertical de pression Pitot au dessus du cylindre de diamètre $D = 20$ mm à Mach 4 ainsi que son interpolation.

à $Z = 70$ mm. Ceci explique la forte diminution des pressions sur les profils verticaux au delà de ces valeurs de Z. Ce phénomène est très visible sur la figure 4.43 - *Mach 4*, où le choc devient très diffus à partir de la limite du noyau, illustré par la ligne noire en tirets.

De plus, pour le profil $V2_{M4}$ situé à $X = 20{,}77$ mm à Mach 4 (courbe mauve sur la figure 4.43 - Mach 4), même si le choc est en dehors du noyau, ce profil est intéressant pour étudier la fusion entre le choc et la couche limite de la tuyère se produisant dans le régime fortement raréfié. Il est important de rappeler qu'un tube de Pitot est un diagnostic intrusif et peut induire des perturbations locales dans l'écoulement. Dans des conditions supersoniques et hypersoniques, un choc se forme devant le tube.

Les profils de pression présentent plusieurs points intéressant au travers de la couche limite et du choc. Premièrement, on peut penser que les premiers points de mesures (jusqu'au premier changement de pente, environ à $Z/D = 0{,}75$) des profils verticaux $V1$, juste au dessus du cylindre sont situés à l'intérieur de la couche limite proche de la paroi. Il est intéressant de noter que la pente de ces trois premiers points est identique, notamment pour l'écoulement à Mach 4. Pour l'écoulement à Mach 2, cette zone est très identifiable de par la très nette variation de la pente à environ $Z/D = 1$. La différence de forme et de taille de géométrie ne semble pas impacter cette zone, ce qui rappelle pour la suite la distribution des pressions pariétales. La zone de mélange entre le choc et la couche limite (pour Z/D proche de 1) commence à faire apparaître les modifications sur les profils de pression dues à la présence de l'onde de choc. On remarque que le maximum de pression au travers du choc augmente avec le diamètre du cylindre, à cause du taux de blocage induit par ce dernier.

La méthode FSD, mise au point et testée sur des images synthétiques, est utilisée pour déterminer la structure du choc pour l'ensemble des cylindres et les deux conditions expérimentales. Il est important de remarquer que dans les conditions à Mach 2, l'intensité lumineuse est très faible au travers du choc en raison de la forte viscosité, et ceci est d'autant plus important que le diamètre du cylindre est petit. Malgré cette difficulté, la méthode FSD permet de récupérer l'ensemble de la structure du choc comme le présente la figure 4.46. Il en est de même pour la condition à Mach 4. Cette figure 4.46 présente pour les deux conditions d'écoulement les profils $f(x)$, $g(x)$ et $grad(g(x))$ qui permettent de déterminer la structure du choc autour du cylindre. La dispersion observée sur la détection du pied de choc (•••) et du maximum de densité (•••) met en lumière le caractère diffus des chocs raréfiés.



$M = 2$ - 5,3 Pa $M = 4$ - 2,6 Pa

FIGURE 4.46 – Détection de la structure de l'onde de choc autour d'un cylindre de 20 mm : Pied de choc (•••), centre de choc (•••), maximum de densité (•••). Gradient du profil autodéconvolué (—), profil autodéconvolué (—), profil horizontal en niveau de gris (—).

La méthode FSD a aussi été appliquée aux profils de pression Pitot. Ceci permet de corroborer l'identification des trois zones de choc identifiées à partir de l'analyse des images, en particulier pour les conditions expérimentales les plus raréfiées présentant des niveaux d'intensités lumineuses faibles. Les trois zones d'intérêt ont été déterminées à partir des profils Pitot verticaux et horizontaux tels que la position du pied du choc (▼), du centre du choc (○) et de la valeur de pression maximale (▲). Chacun de ces trois points est identifié par les coordonnées du centre du tube de Pitot dans le repère (X, Z). La figure 4.47 présente les positions de la structure du choc déterminées avec le tube de Pitot et superposés avec les profils de choc correspondant déterminées à partir des images expérimentales obtenues pour les deux conditions expérimentales avec un cylindre de 20 mm de diamètre. La comparaison montre un très bon accord entre les résultats obtenus par les deux diagnostics montrant ainsi l'efficacité de la méthode FSD.

En effet, l'un des avantages de la méthode FSD est qu'elle peut être appliquée à un profil très bruité comme ceux résultant de la visualisation du choc ou à un profil très discrétisé comme ceux obtenus avec les pressions Pitot. Néanmoins, pour améliorer la précision de la méthode, les profils Pitot ont été interpolés à l'aide d'une méthode aux moindres carrés de l'outil *curve fitting* de Matlab® afin de doubler le nombre de points initiaux. La figure 4.45 montre le profil vertical de pression Pitot obtenu à $X/D = 0{,}5$ dans un écoulement à Mach 4 pour le cylindre de 20 mm de diamètre et présente la superposition du profil initial avec le même profil mais interpolé pour augmenter le nombre de points en diminuant artificiellement l'écart entre deux points consécutifs. On vérifie ainsi que cette interpolation ne modifie pas la forme de la courbe ni les valeurs de pression constituant le profil.

L'incertitude sur la position du tube de Pitot est estimée à 0,3 mm. Ainsi sur les figures, les incertitudes sur les détections Pitot sont de la taille des marqueurs. Cependant, il faut garder en mémoire que le tube de Pitot est un diagnostic intrusif. Cela pourrait expliquer de légers écarts entre la détection sur les profils de pression Pitot à celle sur les images.

La détection du choc sur le profil de pression horizontal à Mach 2 n'est pas possible car le profil de pression (voir courbe bleue notée $H1_{M2}$ sur la figure 4.44) ne présente pas de maximum et n'est donc pas une courbe de type Sigmoïde-Gaussienne. La raréfaction de l'écoulement ainsi que l'intrusion de la sonde Pitot perturbent la pression lors de la traversée de l'onde de choc avec la sonde. Il est impossible sur ce profil de pression de déterminer la position du choc, que ce soit visuellement ou en utilisant le FSD. La méthode présente cette faiblesse sur les signaux avec ce type de profil qui ne possède pas de maximum local. Néanmoins, ce n'est jamais le cas pour les profils d'intensité ni sur les profils issus d'une simulation numérique.

L'annexe B présente la comparaison des détections du choc faites sur les profils de pression et sur les images pour les cylindres de 10 mm de diamètre.

4.5.2 Caractérisation de l'onde de choc

La méthode FSD de détection de la structure de l'onde de choc permet de récupérer la forme du choc autour du cylindre. On rappelle que cinq cylindres et deux conditions expérimentales ont été choisis pour étudier l'influence de la couche limite sur le comportement aérodynamique pour des faibles nombres de Reynolds.

Les figures 4.48 et 4.49 présentent les profils de centre de choc (Δ) obtenus pour les différents cylindres respectivement dans un écoulement à Mach 2 et à Mach 4. Les premiers effets très clairement observables sont les effets liés à la raréfaction de l'écoulement. En effet, on remarque que la distance de détachement du choc ainsi que l'angle du choc augmentent lorsque le diamètre du cylindre diminue, ce qui induit une augmentation de la raréfaction au travers du nombre de Knudsen. La deuxième observation qui peut être faite est l'effet du nombre de Mach qui influence majoritairement sur la forme de l'onde de choc et l'angle du choc. En effet, on observe que l'angle du choc est presque 10° plus faible à Mach 4 qu'à Mach 2.

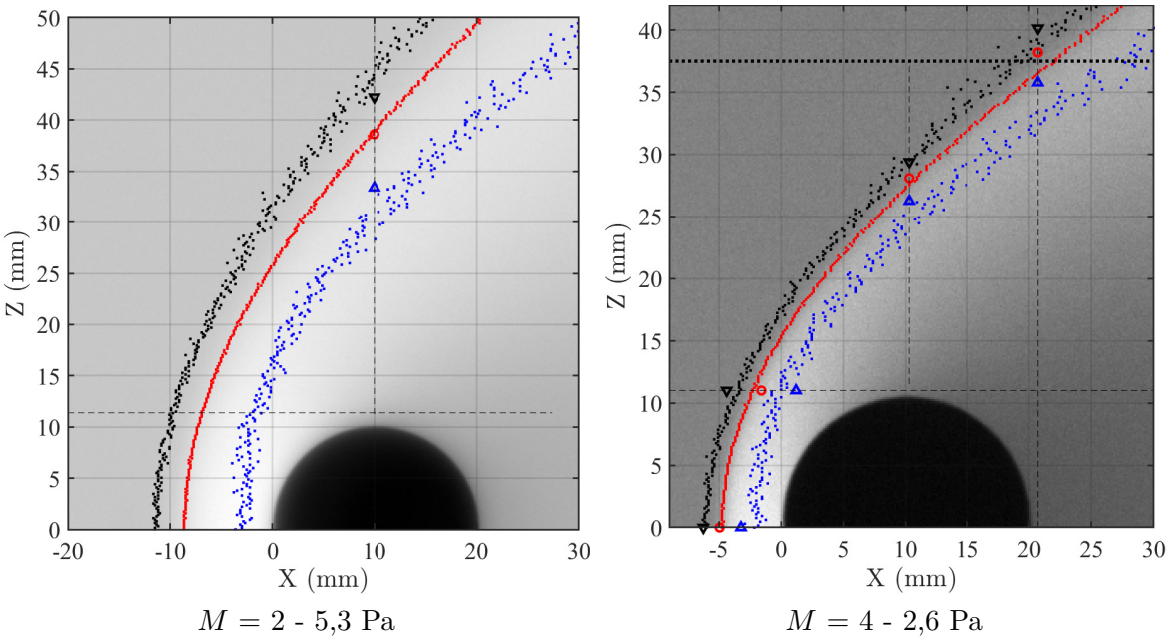


FIGURE 4.47 – Comparaison des positions détectées à partir de l'image et du profil de Pitot autour du cylindre de 20 mm : Pied du choc (•••), centre du choc (•••), maximum de densité (•••), pied du choc Pitot (▼), centre du choc Pitot (○), pression maximale Pitot (▲), limite du noyau isotrope (••••).

4.5.2.1 Influence du facteur de forme

Des études ont été menées par différents auteurs pour déterminer la forme de l'onde de choc formées autour de géométries de révolution (sphères et cylindres) en écoulement supersonique sans tenir en compte des effets de raréfaction. Étant donné que l'onde de choc se diffuse dans l'écoulement amont en régime raréfié, ces études définissent la limite du régime continu. Rembaut [20] a notamment montré un excellent accord suite à cette affirmation pour l'étude d'ondes de choc autour de sphères en écoulements raréfiés. Ambrosio et Wortman [160] propose une expression analytico-empirique (4.11) de la distance de détachement de l'onde de choc dans l'air, basée sur les observations expérimentales autour de corps épais, notamment celles de Love [161], Herbele *et al.* [162], Moeckel [163], Oliver [164], Crawford *et al.* [165] et Lees *et al.* [166].

$$\begin{aligned} \text{Cylindre : } \frac{\Delta}{R} &= 0,386 \exp\left(\frac{4,67}{M^2}\right) \\ \text{Sphère : } \frac{\Delta}{R} &= 0,143 \exp\left(\frac{3,24}{M^2}\right) \end{aligned} \tag{4.11}$$

Par la suite, Billig [167] reprend les travaux de Ambrosio et Wortman pour proposer un modèle décrivant la forme de l'onde de choc. Cette équation (4.12) est fonction du nombre de Mach, de l'angle du choc détaché défini par $\theta = \arcsin(1/M)$, des rayons de courbure du choc R_c et de l'objet R et de la distance de détachement de l'onde de choc Δ. Ces grandeurs sont illustrées sur la figure 4.50. De plus, Billig propose une expression pour le rayon de courbure

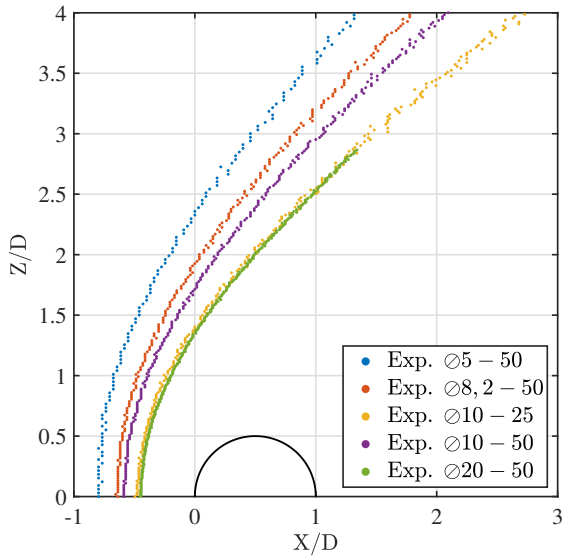


FIGURE 4.48 – Courbes de choc à Mach 2.

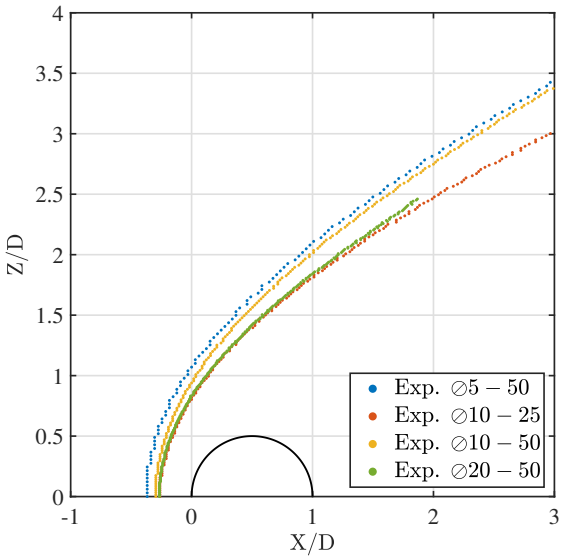


FIGURE 4.49 – Courbes de choc à Mach 4.

du choc (4.13) déterminée à l'aide des travaux le précédant.

$$x = R + \Delta - R_c \operatorname{cotan}^2\theta \left[\left(1 + \frac{z^2 \tan^2\theta}{R_c^2} \right) - 1 \right], \tag{4.12}$$

$$\begin{aligned} \text{Cylindre : } \frac{R_c}{R} &= 1,386 \exp\left(\frac{1,8}{(M-1)^{0,75}} \right) \\ \text{Sphère : } \frac{R_c}{R} &= 1,143 \exp\left(\frac{0,54}{(M-1)^{1,2}} \right) \end{aligned} \tag{4.13}$$

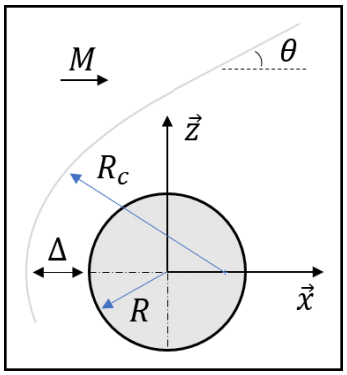


FIGURE 4.50 – Schéma de l'onde de choc présentant les grandeurs physiques utilisées par Billig [167] dont la distance de détachement de l'onde de choc Δ , le rayon de courbure du choc R_c et angle du choc détaché θ.

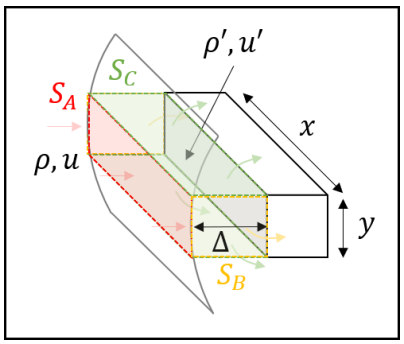


FIGURE 4.51 – Schéma illustrant le principe de conservation de quantité de masse au travers du choc et autour de l'objet.

Le modèle de Billig représente la limite du régime continu pour les différentes grandeurs jus-

qu'à un nombre de Mach 8 où les effets de gaz réels apparaissent. De ce fait, aucun effet visqueux ou raréfié n'est pris en compte dans ces études. Néanmoins au vu de la très faible quantité d'études de ce type d'écoulements, ces équations restent, encore aujourd'hui, une référence aussi bien pour les écoulements compressibles à pression atmosphérique qu'à très basse pression. Dans la lignée des travaux de Hida [168] et Billig, Sinclair a proposé une expression analytique issue des équations d'Euler dans le cas du cylindre dans un écoulement supersonique continu. Cette expression (*eq.* (32) dans [85]) est une amélioration de la prédiction de la distance de détachement, notamment pour de faibles nombres de Mach.

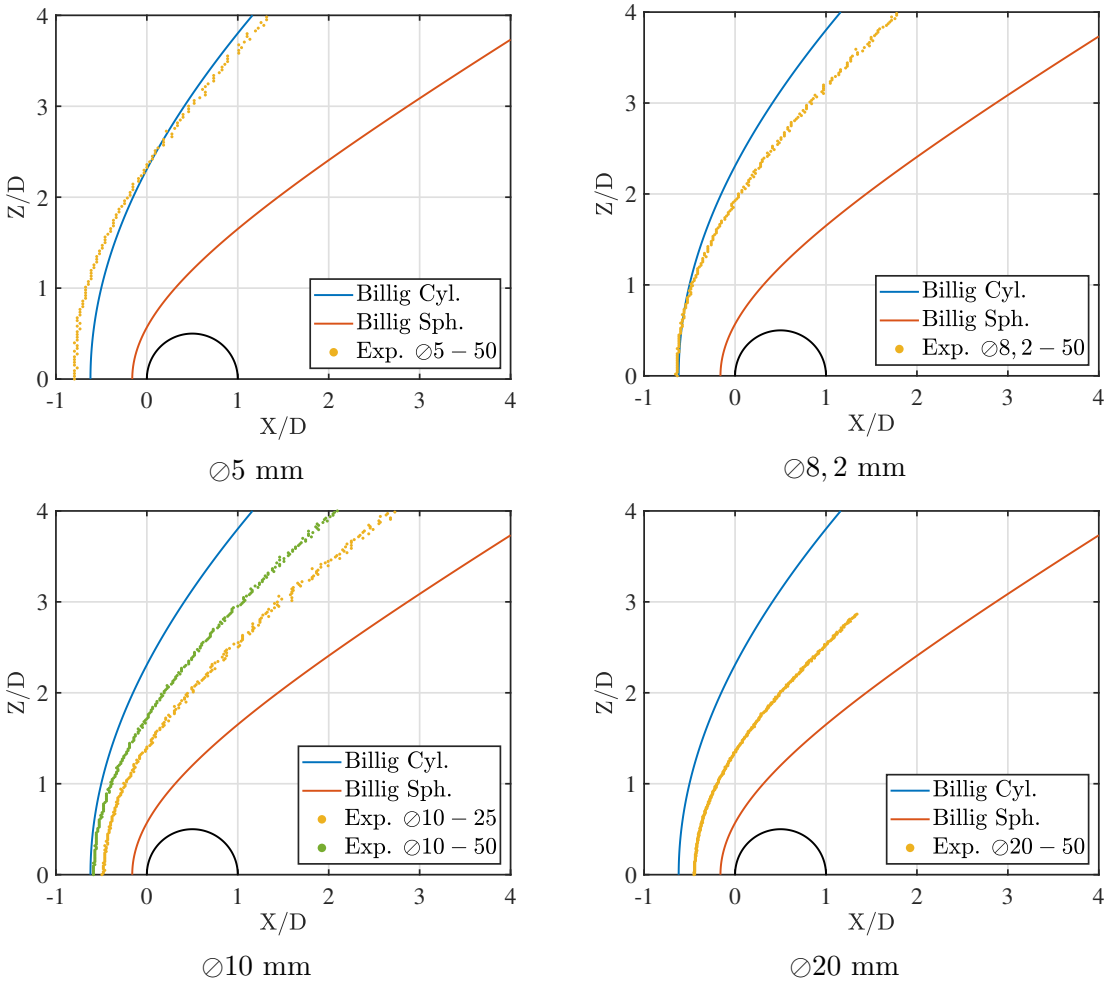


FIGURE 4.52 – Courbes de choc à Mach 2 des différents cylindres et celles de Billig (4.12) dans le cas d'une sphère et d'un cylindre.

Les formes de l'onde de choc sont comparées avec celles annoncées par l'équation (4.12) de Billig pour une sphère et un cylindre sur les figures 4.52 et 4.53. La courbe de Billig représente la limite du régime continu de nos courbes. Étant donné la nature de nos écoulements, les chocs identifiés expérimentalement doivent nécessairement posséder une distance de détachement de choc plus grande et une expansion de choc plus importante, qui se traduit par un angle de choc plus ouvert. Néanmoins, on remarque que cette affirmation ne se vérifie pas pour

l'ensemble des courbes de choc présentées sur la figure 4.52 à Mach 2, en particulier pour les cylindres dont le rapport d'aspect est plus faible. En effet, on rappelle que la majorité des cylindres sont de 50 mm de longueur (sauf pour un cylindre de 10 mm de diamètre avec une longueur de 25 mm). Cela amène au fait que le diamètre augmentant, le rapport de forme L/D diminue. À partir du diamètre ⌀8,2 mm, la distance de détachement annoncée par Billig dans le cas du cylindre est plus grande que celle mesurée.

Les résultats annoncés par Rembaut [20] présentent bien une augmentation de la distance de détachement avec le degré de raréfaction à partir de la limite définie par Billig. Ceci laisse penser que dans le cas d'une géométrie 2D tel que le cylindre, le rapport d'aspect L/D influe aussi sur la forme du choc. La forme de choc de Billig semble convenir pour un cas proche de celui d'un cylindre infiniment long, le cas purement 2D. Or les contraintes expérimentales ne permettent pas d'avoir un cylindre de longueur infinie, et donc un effet de forme se répercute sur la forme du choc, très nettement observable pour les plus grands diamètres. On remarque qu'à Mach 4 sur la figure 4.53 que cet effet est plus faible et semble apparaître à partir du diamètre ⌀20 mm. L'effet de forme semble être d'autant plus présent lorsque la raréfaction est importante. La forme du choc pour le cas d'une sphère proposée par Billig est aussi tracée sur les figures 4.52 et 4.53. Les figures montrent que les distances de détachement correspondant aux sphères sont plus faibles que ceux des cylindres et de plus les distances de détachement des chocs étudiés expérimentalement se retrouvent ainsi entre celui du cylindre et celui de la sphère. Enfin, un cylindre dont la longueur est finie et le rapport L/D faible (> 10) pourrait être vu par l'écoulement comme une forme sphérique plutôt que cylindrique. Cela se confirme par la forme du choc pour le cas du cylindre de diamètre ⌀10 mm. En effet les courbes vertes, représentant le cylindre de grande longueur (50 mm), sont toujours au-dessus et présentent un choc plus ouvert que les courbes violettes représentant le cylindre de 25 mm de long. La fermeture du choc lié à l'effet de forme est confirmée numériquement par Sinclair [85]. On remarque sur la figure 4.53 que pour le plus petit diamètre, ⌀5 mm, où le rapport d'aspect est de $L/D = 10$, la forme de l'onde de choc est bien en accord avec l'écart attendu par rapport à la formulation de Billig, que ce soit au niveau de la distance de détachement ou de l'angle d'ouverture du choc, qui lui est supérieur.

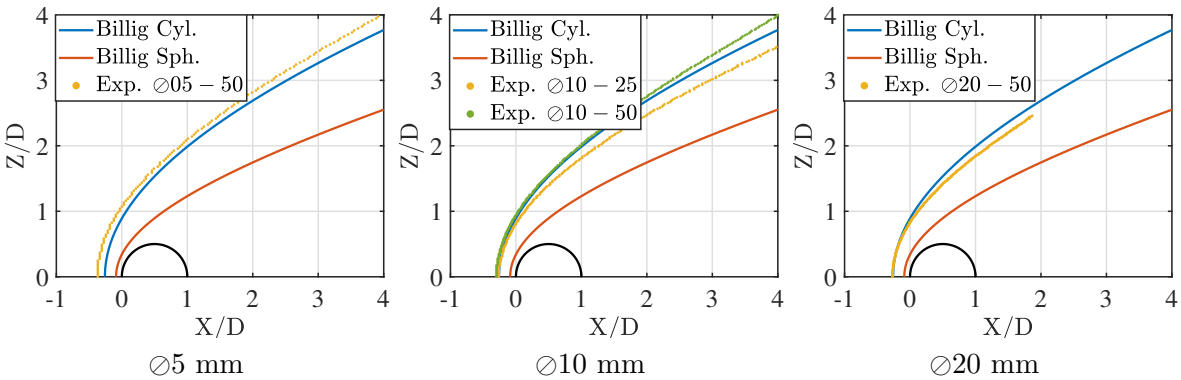


FIGURE 4.53 – Courbes de choc à Mach 4 des différents cylindres et celles de Billig (4.12) dans le cas d'une sphère et d'un cylindre.

À partir des résultats expérimentaux et par comparaison aux distances de détachement dé-

terminés par l'équation de Billig, une cartographie a été tracée représentant l'influence du facteur de forme. Il est alors possible de déterminer les cas où une éventuelle correction devrait être apportée afin de se ramener au cas d'un cylindre bidimensionnel de Billig. La figure 4.54 présente les valeurs de L/D en fonction du nombre de Knudsen calculées pour chaque cas expérimental étudié. On rappelle que le critère de validité est tel que la distance de détachement de choc est supérieure à celle annoncée par Billig. On remarque qu'une zone, représentée en rouge, semble se distinguer et celle-ci annonce que plus la raréfaction augmente, au travers du nombre de Knudsen, plus le rapport de forme doit être grand pour être en accord avec la limite du régime continu. Au vu des contraintes de taille des objets dans la soufflerie et des incertitudes liées à la détection, il est délicat de statuer sur cette observation. Néanmoins, ce résultat est en accord avec la physique des écoulements raréfiés. En effet, Mehta *et al.* [169] a montré numériquement que les coefficients de traînée d'un cylindre de rapport de forme $L/D = 1$ est 20% plus faible qu'un cylindre de rapport de forme de $L/D = 3$, ce qui tend vers le coefficient de la sphère dans le cas des écoulements supersoniques dans le régime moléculaire libre. Dans les écoulements raréfiés, le coefficient de traînée est lié au détachement de l'onde de choc [20, 92], ce qui corrobore notre observation.

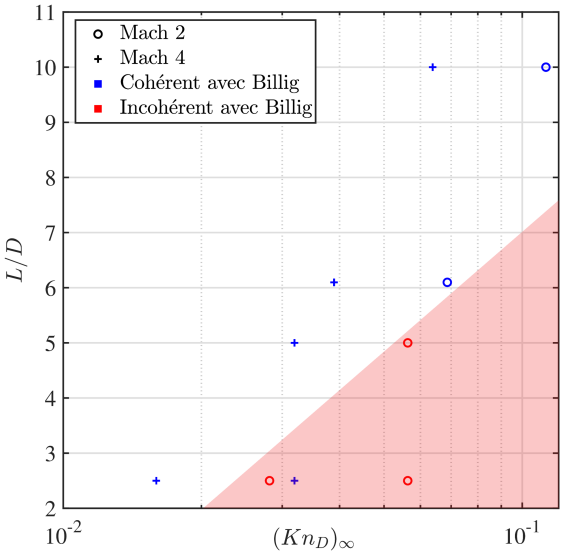


FIGURE 4.54 – Rapport de forme L/D en fonction de nombre de Knudsen et représentation de la zone où les mesures expérimentales de distance de choc sont incohérentes avec la formulation de Billig.

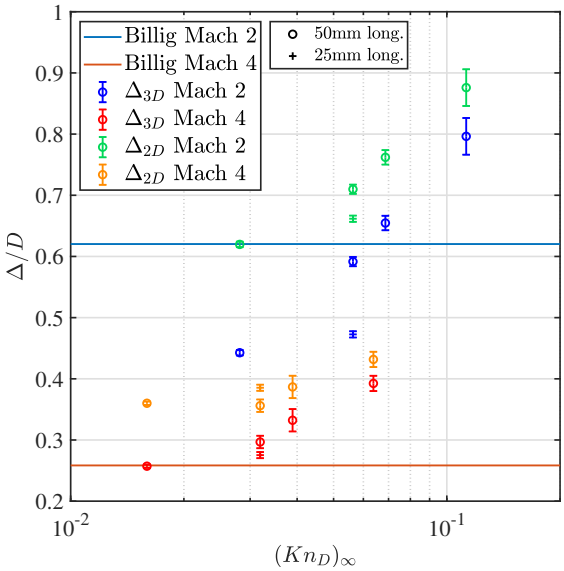


FIGURE 4.55 – Évolution de la distance de détachement de l'onde de choc Δ en fonction du nombre de Knudsen.

Nous proposons de quantifier l'effet du rapport de forme sur la distance de détachement du choc afin de comparer cette dernière avec la formulation de Billig. Pour ce faire, nous allons supposer que la quantité de matière au travers de l'onde de choc est conservée. En se basant sur la figure 4.51, la quantité de masse entrante $\dot{m}_e$ dans le choc par la surface S_A est égale à celle sortante $\dot{m}_s$ de chaque côté du cylindre (par les extrémités du cylindre S_B et au-dessus et en-dessous du cylindre S_C). Cette conservation de débit massique est mise en équation

ci-dessous :

$$\begin{aligned} \dot{m}_e &= \dot{m}_s \\ \rho u S_A &= \rho' u' S_{B+C} \\ \rho u x y &= \rho' u' 2(x\Delta + y\Delta) \\ &= \rho' u' 2\Delta x \end{aligned} \tag{4.14}$$

Ainsi, on obtient une relation reliant la distance de détachement du choc aux paramètres géométriques du cylindre et aux grandeurs de l'écoulement. Dans le cas d'un cylindre de longueur infinie, purement 2D, on a $y << x$, ainsi la distance de détachement du choc est égale à :

$$\Delta_{2D} = \frac{\rho u x y}{\rho' u' 2x}. \tag{4.15}$$

Dans le cas d'un cylindre de longueur finie, la distance de détachement du choc est égale à :

$$\Delta_{3D} = \frac{\rho u x y}{\rho' u' 2(x+y)}. \tag{4.16}$$

En posant $x = L$ et $y = D$, le rapport des distances de choc s'exprime :

$$\frac{\Delta_{3D}}{\Delta_{2D}} = \frac{L}{D}\frac{1}{1+\frac{L}{D}}. \tag{4.17}$$

En appliquant ce coefficient correctif de forme (4.17) aux données expérimentales, les distances de choc peuvent être considérées comme celle d'un cylindre 2D et comparées avec Billig. On remarque, sur la figure 4.55, que les distances de choc pour le cas 2D sont maintenant toutes supérieures à la courbe de Billig.

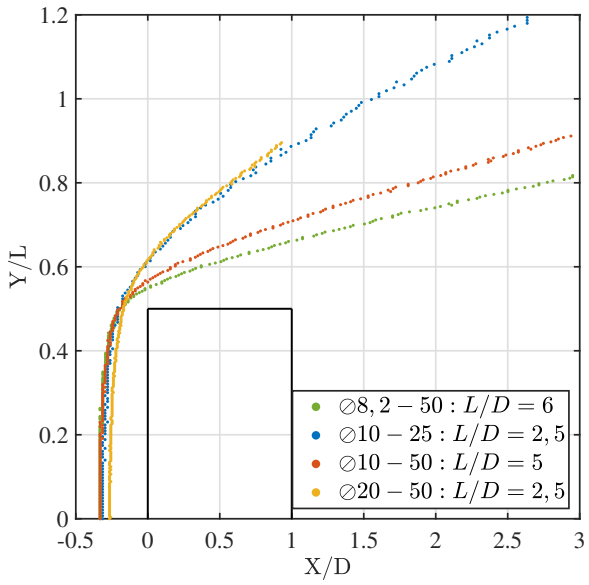


FIGURE 4.56 – Influence de l'effet de forme sur le centre du choc suivant les différents cylindres montés verticalement à Mach 4.

L'effet du facteur de forme est d'autant plus visible sur les formes de choc lorsque les cylindres sont observés perpendiculairement à leur axe de révolution. La figure 4.56 présente l'évolution du développement du centre du choc autour des cylindres montés verticalement dans l'écoulement à Mach 4. Les formes de choc pour le rapport $L/D = 2{,}5$ sont identiques, alors que l'un des deux cylindres est deux fois moins grand en diamètre et en longueur. Lorsque le rapport de forme augmente, le choc a tendance à se refermer dans le sillage. Cet effet est aussi observé par Inouye *et al.* [170] lorsque les bords du cylindre, placé face à l'écoulement, sont de plus en plus arrondis.

Cette étude montre qu'un effet de forme est présent sur l'ensemble de nos données. Néanmoins, la correction des mesures de la force aérodynamique et de pression pariétale demanderait une base de données plus étoffée afin de la déterminer et de l'appliquer. Nous avons choisi de ne pas corriger les valeurs des distances de détachement pour la suite de l'étude afin de rester cohérent avec le reste des mesures.

4.5.2.2 Distances de détachement de l'onde de choc

À l'aide de la méthode de détection FSD, il est possible de déterminer les différentes distances de détachement de l'onde de choc, schématisées sur la figure 4.36. Les distances de détachement adimensionnées par rapport au diamètre des cylindres déterminées pour chaque condition étudiée sont tracées sur la figure 4.57 en fonction du nombre de Reynolds $(Re_D)_\infty$. On observe que les trois distances de détachement augmentent avec la diminution du nombre de Reynolds et donc de l'augmentation de la raréfaction de l'écoulement. Les évolutions de la distance du centre du choc (Δ), du pied de choc (Γ) et de l'épaisseur de la couche limite (δ_{BL}) sont de nature très similaire. La nature de l'écoulement raréfié suggère que lorsque la raréfaction augmente, la couche limite s'épaissit et se diffuse. Du côté de la surface du cylindre, le choc s'appuie sur la couche limite et un épaississement de celle-ci repousse le choc. À la frontière de l'écoulement libre, plus la densité est faible plus le choc diffuse. En effet, les molécules d'air incidentes, impactant la surface de l'objet, vont être réfléchies en amont, vers le choc. Cela augmente la densité dans la zone subsonique entre le choc et l'objet et favorise la collision des molécules. Cette augmentation du taux de collision entretient l'épaisseur de la zone subsonique derrière le choc et le repousse, de plus cet effet est amplifié avec la raréfaction, comme l'illustre Santos [171].

La demi-épaisseur du choc ϵ et l'épaisseur de la couche limite (δ_{BL}) sont tracées sur la figure 4.58 en fonction du nombre de Reynolds $(Re_D)_\infty$. On remarque que ces deux épaisseurs évoluent de la même façon, à la fois en termes de valeur et de tendance. Cela laisse supposer que la raréfaction de l'écoulement dilate le choc et la couche limite de la même façon.

L'évolution de l'épaisseur de la couche limite et de la demi-épaisseur du choc peut être décrite par l'équation de couche limite développée au-dessus d'une plaque plane sans transfert de chaleur par Rogers *et al.* [172]. Le développement de l'épaisseur de couche limite pour une plaque plane δ^* est traduite par l'équation suivante :

$$\frac{\delta^*}{dx} \sim \frac{1,73}{2\sqrt{(Re_D)_\infty}}(1 + 0,26M^2) \tag{4.18}$$

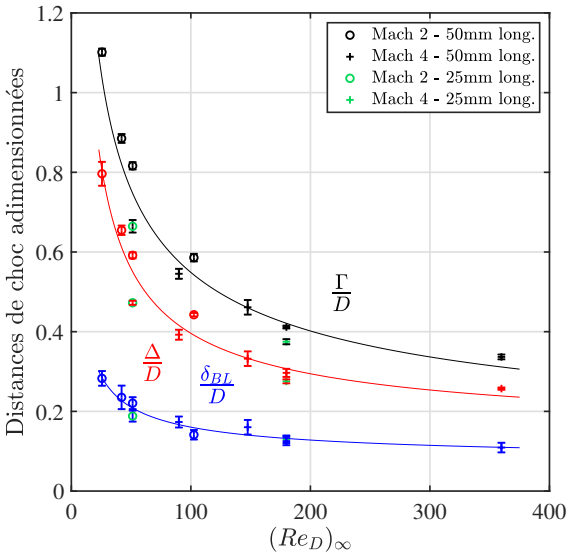


FIGURE 4.57 – Évolution des distances de détachement du choc en fonction du nombre de Reynolds.

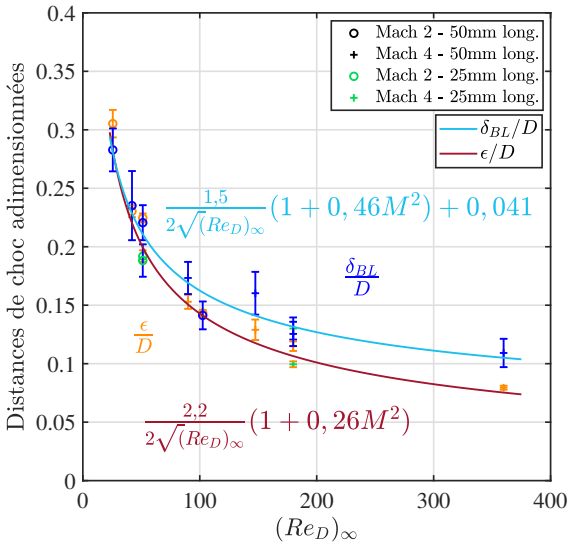


FIGURE 4.58 – Évolution de la demi-épaisseur du choc et de l'épaisseur de la couche limite en fonction du nombre de Reynolds.

Dans notre cas expérimental, il est possible d'optimiser les coefficients empiriques de l'équation proposée par Rogers afin de déterminer deux équations traduisant l'évolution de l'épaisseur du choc et de la couche limite devant un cylindre. Pour l'épaisseur du choc, la forme de la fonction ne change pas et l'équation devient,

$$\frac{\epsilon}{D} \sim \frac{2,2}{2\sqrt{(Re_D)_\infty}}(1+0,26M^2). \tag{4.19}$$

Pour l'épaisseur de la couche limite, la forme de la fonction change légèrement et devient,

$$\frac{\delta_{BL}}{D} \sim \frac{1,5}{2\sqrt{(Re_D)_\infty}}(1+0,46M^2)+0,041. \tag{4.20}$$

Cette dernière équation fait intervenir la constante $0,041$ qui est la limite à grand nombre de Reynolds. Cette constante, déterminée par optimisation non linéaire, est très proche de la prédiction théorique laminaire portée par $(Re_D)_\infty^{-1/2}$.

Néanmoins, au vu de la faible différence de nombre de Mach et du peu de points expérimentaux à même nombre de Reynolds pour un nombre de Mach différents, il est difficile d'apporter une correction à la formulation de Billig qui prendrait en compte les effets de viscosité et de forme.

Le but de cette étude est de vérifier ou d'infirmer ces lois pour un cylindre.

4.5.3 Coefficients de traînée totale

Dans les années 60, quelques études expérimentales ont été menées à bien pour déterminer expérimentalement la force de traînée de cylindres dans des écoulements supersoniques et hypersoniques raréfiés. Ces études bien qu'anciennes représentent la seule et unique base de données expérimentales de coefficients de traînée pour ce type d'écoulements. Au fil des années, les simulations numériques moins coûteuses ont, petit à petit, supplanté les mesures expérimentales. Parmi ces études, aucune n'a réalisé en parallèle la mesure de force aérodynamique, des mesures de pression pariétale et de détection de l'onde de choc, au vu de la complexité d'instrumentation des objets dans ces écoulements. Sreekanth [173] a réalisé des mesures de force de traînée dans le régime de glissement et transitionnel pour un nombre de Mach proche de 2. Maslach et Schaaf [174] ont réalisé des mesures pour Mach 2, 4 et 6 en balayant intégralement les différents régimes d'écoulement, du continu vers le moléculaire libre. Ces deux précédentes études ont été conduites à l'aide d'une soufflerie raréfiée continue dont les pressions statiques de l'écoulement ($80 - 270$ Pa) sont relativement proches de celle obtenues dans cette étude. Par la suite, des études à des nombres de Mach plus élevés voient le jour avec Sharpe et Tang à Mach 10 [175, 176], jusqu'à Mach 24 pour les études de Koppenwallner [13]. On note que l'écoulement obtenu dans la soufflerie MARHy pour les deux tuyères sélectionnées est un écoulement froid, où la température de l'objet T_{paroi} est proche de celle de l'écoulement T_∞ et donc où les effets de température sont négligeables. La littérature a donc été sélectionnée en accord avec nos expériences. La figure 4.59 regroupe les coefficients de traînée de la littérature avec ceux mesurés dans ce travail qui sont tracés en fonction du nombre de Knudsen. On remarque une indépendance du nombre de Mach dans le régime de glissement ($10^{-2} < Kn < 10^{-1}$), en effet les valeurs du coefficient de traînée convergent vers 1,5 quelque soit le nombre de Mach. Toutefois une légère différence est à noter dans le cas de l'écoulement à Mach 21,9−24,9 de Koppenwallner. Cette diminution du coefficient s'explique par le fait que des effets physico-chimiques des gaz réels apparaissent à de telles valeurs de Mach. Avec la vitesse, les molécules sont très brusquement comprimées ce qui amène à une augmentation de la température et de l'agitation moléculaire ainsi la physique est modifiée. Dans le régime moléculaire libre ($Kn > 10$), le coefficient de traînée présente une limite dépendante du nombre de Mach. Pour un même rapport T_{paroi}/T_∞, cette limite de traînée augmente avec la diminution du nombre de Mach.

Koppenwallner est l'un des premiers à avoir réalisé une étude où les coefficients de traînée et les distributions de pression autour de cylindres sont obtenus simultanément. Cette étude a permis d'obtenir les premiers résultats expérimentaux d'évolution de la contribution de la traînée de pression et de frottement sur un cylindre dans un écoulement hypersonique et raréfié, illustrée sur la figure 4.60. Cette étude a permis d'identifier la contribution de chaque effet sur l'augmentation du coefficient de traînée global dans le régime de glissement lié à une nette augmentation de la contribution de frottement visqueux.

Historiquement, Metcalf *et al.* [76] ouvrent la voie avec une étude permettant d'évaluer la contribution des contraintes de frottements visqueux sur l'aérodynamique d'un cylindre en analysant les coefficients de traînée de Maslach et Schaaf [174]. Contrairement à Koppenwallner, Metcalf réalise son étude à Mach 2, ainsi sans les effets thermiques des écoulements hypersoniques et propose une première réflexion concernant le lien entre l'évolution de la

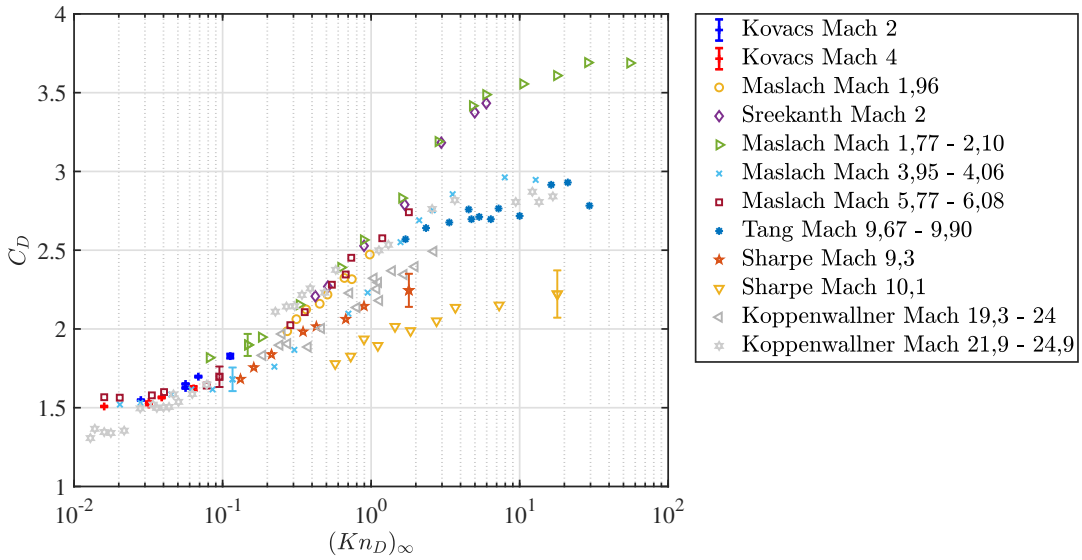


FIGURE 4.59 – Évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Knudsen pour différents nombres de Mach, mesuré expérimentalement [13, 76, 173-176].

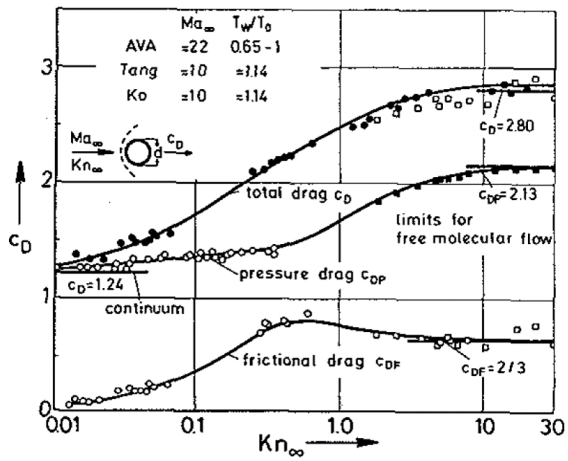


FIGURE 4.60 – Évolution des coefficients de traînée totale, de pression et de frottement en fonction du nombre de Knudsen, obtenus par Koppenwallner [13].

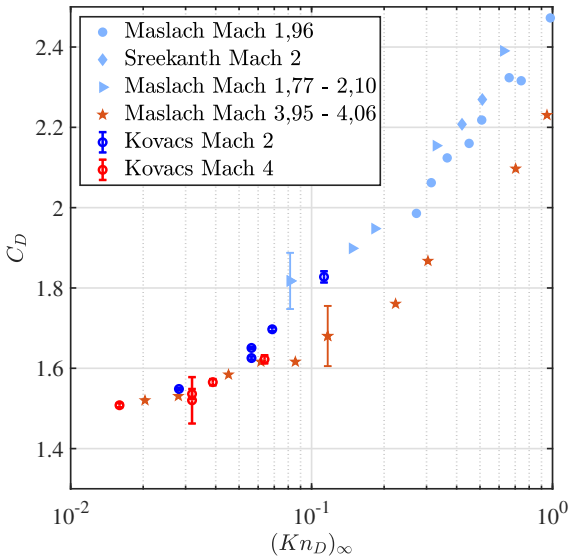


FIGURE 4.61 – Coefficient de traînée en fonction du nombre de Knudsen [173, 174].

contribution des forces de traînée de frottement et de la structure de l'onde de choc. Néanmoins, les techniques de visualisation de l'époque ne permettaient pas une analyse précise de la distance de détachement du choc et encore moins de l'épaisseur de la couche limite. Pour étudier l'influence de la structure du choc et en particulier celle de la couche limite sur les effets contribuant à la force de traînée, des mesures de force aérodynamique et de pression de paroi sont réalisées pour chaque cas expérimental.

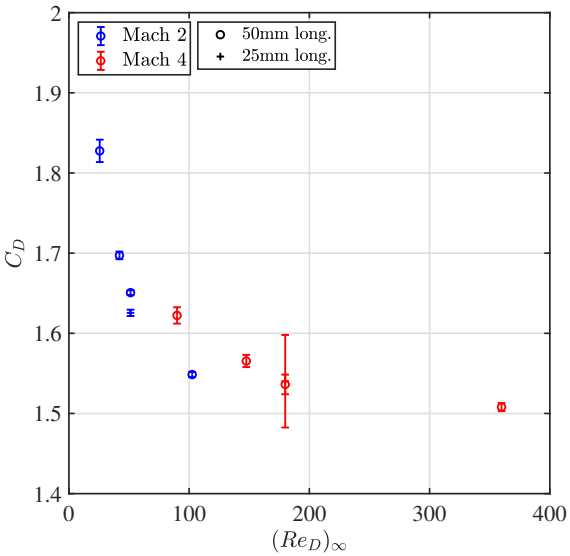


FIGURE 4.62 – Évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds.

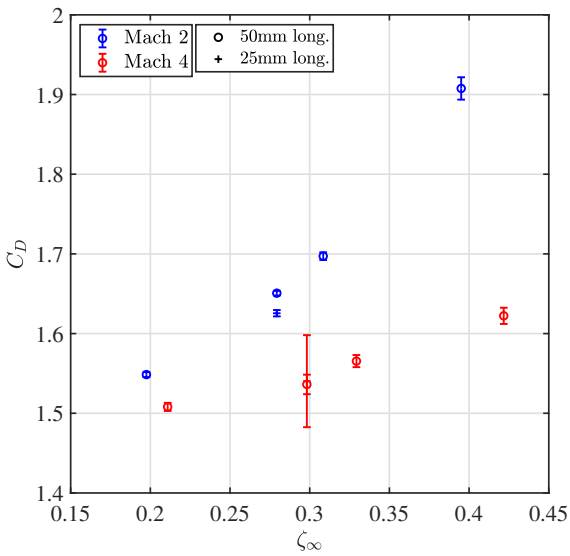


FIGURE 4.63 – Coefficient de traînée en fonction du paramètre de raréfaction.

La force de traînée aérodynamique a été mesurée avec la balance aérodynamique pour chaque cylindre et chaque condition expérimentale (voir section 4.2.4.6).

Le coefficient de traînée totale C_D est calculé avec l'équation (4.21) suivante :

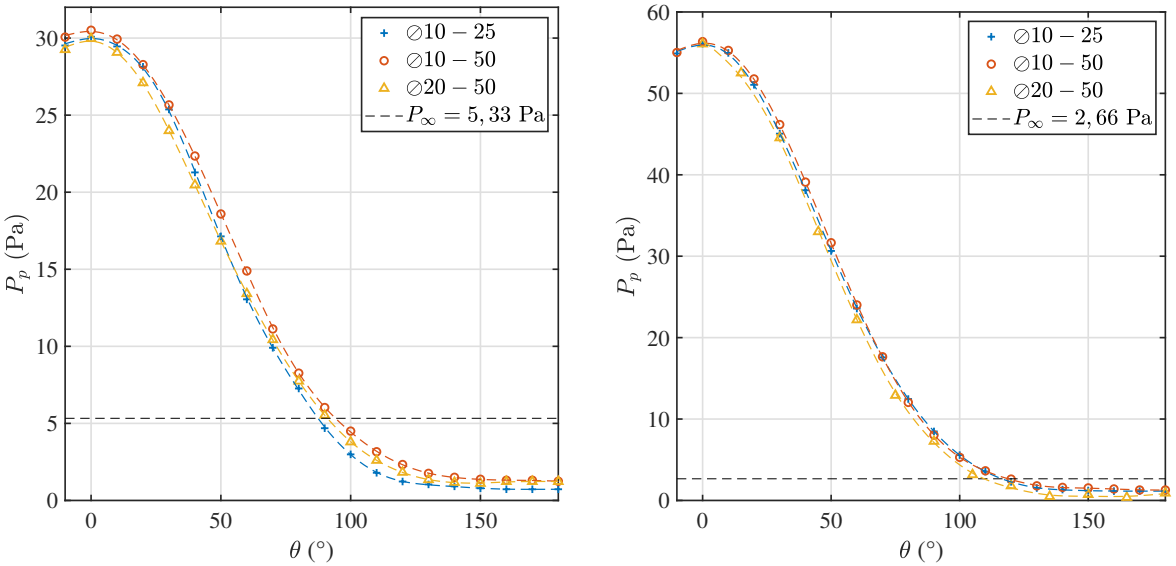
$$C_D = \frac{2F_D}{\gamma P_\infty S_{ref} M^2}, \tag{4.21}$$

avec, $S_{ref} = D \times L$, la surface de référence prise ici comme la surface projetée perpendiculairement à l'écoulement, avec D le diamètre du cylindre et L sa longueur.

Les coefficients de traînée obtenus sont représentés sur la figure 4.61 en fonction du nombre de Knudsen et sur la figure 4.62 en fonction du nombre de Reynolds. Ces valeurs sont comparées à celles de la littérature pour des conditions similaires. Les valeurs du coefficient de traînée obtenues sont en excellent accord avec les résultats de Maslach [174] et Sreekanth [173] dans le domaine du glissement, pour des nombres de Mach très proches. Il est intéressant de noter que le facteur de forme est également présent sur le résultat du coefficient de traînée. En effet à Mach 2, le cylindre court présente un coefficient de traînée 2% plus faible que celui du cylindre long pour un même diamètre et pour la condition à Mach 2. Cet effet est moins marqué à Mach 4. Cet effet est par ailleurs bien modélisé dans les codes de simulation de rentrées atmosphériques [177]. De plus, on remarque que les données réalisées à Mach 2 complètent les données de la littérature vers le domaine continu.

4.5.4 Composante de la traînée associée à la pression

La distribution de la pression pariétale circonférencielle P_p de chaque cylindre est mesurée pour déterminer le coefficient de traînée de pression C_D^p. Les pressions pariétales mesurées sont présentées sur la figure 4.64 pour l'écoulement à Mach 2 et à Mach 4.

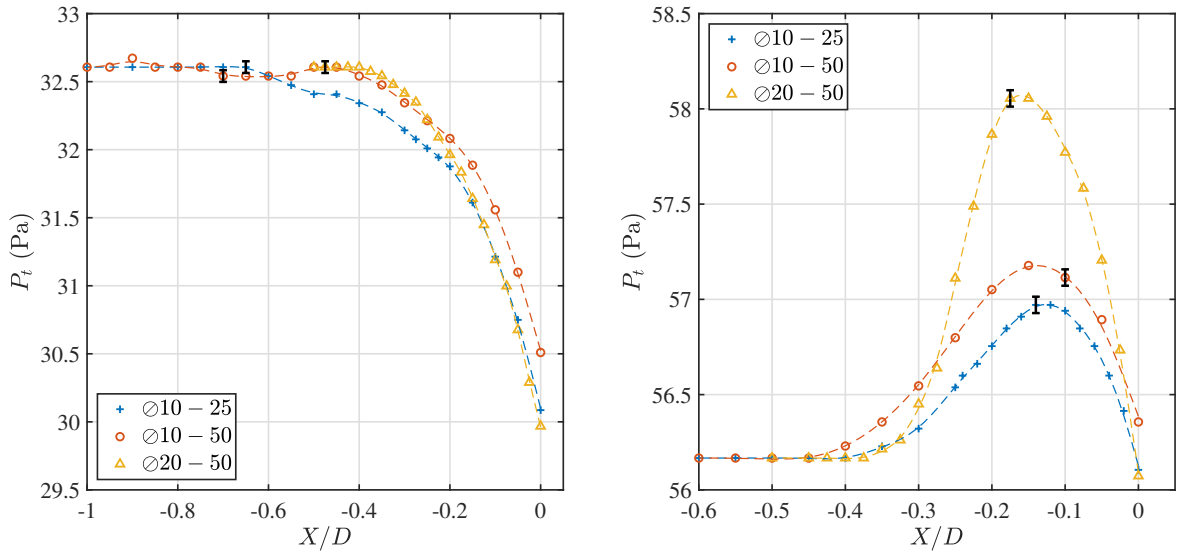


Mach 2 Mach 4

FIGURE 4.64 – Distribution de la pression pariétale pour les deux conditions d'écoulement.

Les mesures de pressions pariétales sont réalisées à l'aide d'un capteur de pression différentielle selon le protocole détaillé dans la section 4.2.4.2. Les conditions de raréfaction de l'écoulement à Mach 2 conjuguées avec la taille du trou de prélèvement de 1 mm de diamètre impose une correction d'orifice pour toutes les tailles de cylindre. Cette correction d'orifice est difficile à estimer avec précision. À cette fin, un deuxième type de mesure a été réalisé. Avec le même capillaire de 1 mm de diamètre utilisé pour les mesures de pressions pariétales, la mesure de la pression d'arrêt a été réalisée au travers du choc sur la ligne d'arrêt correspondant à la mesure pariétale pour $\theta = 0°$ (Figures 4.64). Ce tube de Pitot traverse le cylindre et le choc jusqu'à atteindre la pression d'arrêt de l'écoulement infini amont P_{t2}. Cette méthode de mesure est décrite dans la section 4.2.4.3. Les figures 4.65 présentent les profils de pression d'arrêt au travers le choc respectivement pour les conditions d'écoulement à Mach 2 et Mach 4 pour différents cylindres. Les pressions des profils mesurés dans l'écoulement infini sont 32,6 Pa pour Mach 2 et 56,1 Pa pour Mach 4. L'écoulement à Mach 2 présente un écart non négligeable en raison des effets d'orifice. Cette correction est de 0,922.

En complément de la vérification de la valeur de pression sur le point d'arrêt, ces mesures de pressions permettent de vérifier le positionnement du choc. On remarque sur la figure 4.65 - *Mach 2* que le même problème de pression au passage du choc est présent pour les profils de pression Pitot à Mach 2. La variation de pression dans le choc n'est pas vu par la mesure de pression. Ce problème peut venir d'un choix de la taille de sonde, une sonde plus petite diminuerait l'interaction de l'onde de choc crée par le tube lui-même et du cylindre. La contrepartie serait des temps de mesure beaucoup plus importants afin d'atteindre un équilibre dans le tube de Pitot. Néanmoins, le positionnement du pied de choc est plutôt en accord avec la détection réalisée sur les images. En revanche, à Mach 4, les détections sont en accord ($Y = 0$ mm) comme illustré sur la figure 4.47 pour le cylindre de 20 mm de diamètre. De plus, on remarque un effet de facteur de forme car la pression est différente pour un cylindre



Mach 2 Mach 4

FIGURE 4.65 – Évolution de la pression au travers du choc sur la ligne d'arrêt pour les deux conditions d'écoulement. L'incertitude de mesure est représentée par la barre d'erreur noire.

de même diamètre mais de longueur différente. Cela se voit plus à Mach 4 car l'écoulement est moins raréfié. À Mach 2, la pression à la paroi est inférieure à la pression d'arrêt amont, cette zone de sous-pression est bien moindre à Mach 4. La couche limite visqueuse à Mach 2 limite l'accumulation de molécules au point d'arrêt et favorise leur passage sur le sillage, ce qui diminue la pression proche de la paroi.

À partir de la distribution de pression pariétale corrigée, pour chaque cylindre, le coefficient de pression C_p est calculé suivant la formulation suivante :

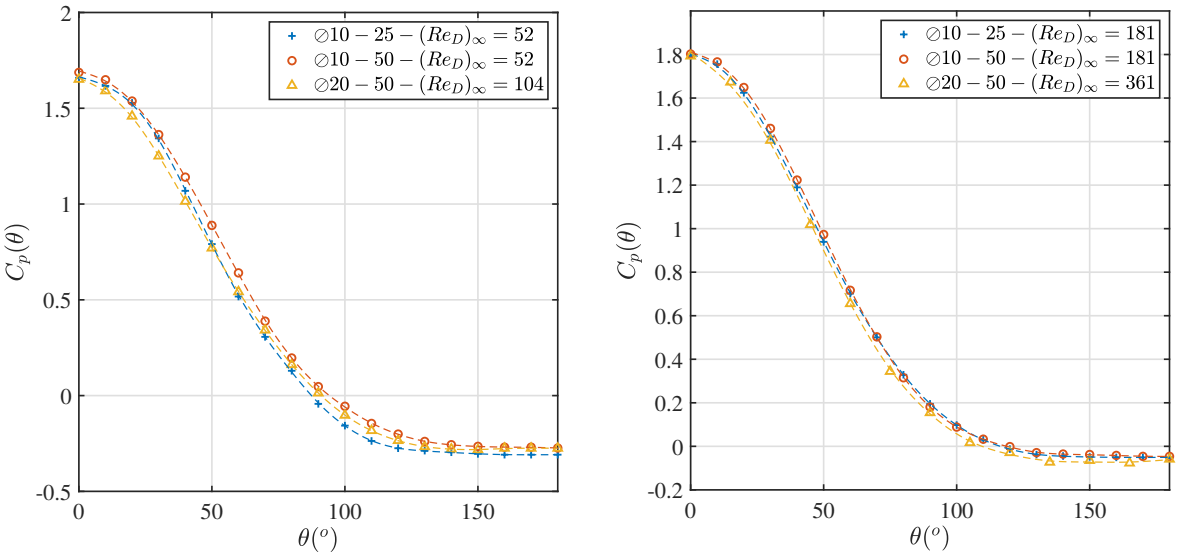
$$C_p(\theta) = \frac{2}{\gamma M^2}\left(\frac{P_p(\theta)}{P_\infty} - 1\right), \tag{4.22}$$

Les coefficients de pression sont présentés sur la figure 4.66 pour l'écoulement à Mach 2 et à Mach 4. On remarque un très faible effet de Reynolds sur les distributions de coefficients de pression. En effet, l'augmentation du nombre de Reynolds semble induire une réduction du coefficient de pression autour du cylindre. Metcalf *et al.* [76] arrive à la même conclusion avec des variations de nombre de Reynolds plus importantes et donc des différences nettement plus marquées.

Tewfik *et al.* [178] propose une équation pour déterminer la distribution du coefficient de pression pour les écoulements hypersoniques raréfiés. Cette formulation dépend de l'angle θ et de quatre coefficients empiriques et s'exprime sous la forme suivante :

$$C_p(\theta) = a_0 + a_1 \cos\theta + a_2 \cos 2\theta + a_3 \cos 3\theta. \tag{4.23}$$

avec $a_0 = 0,30$, $a_1 = 0,46$, $a_2 = 0,20$ et $a_3 = 0,04$.



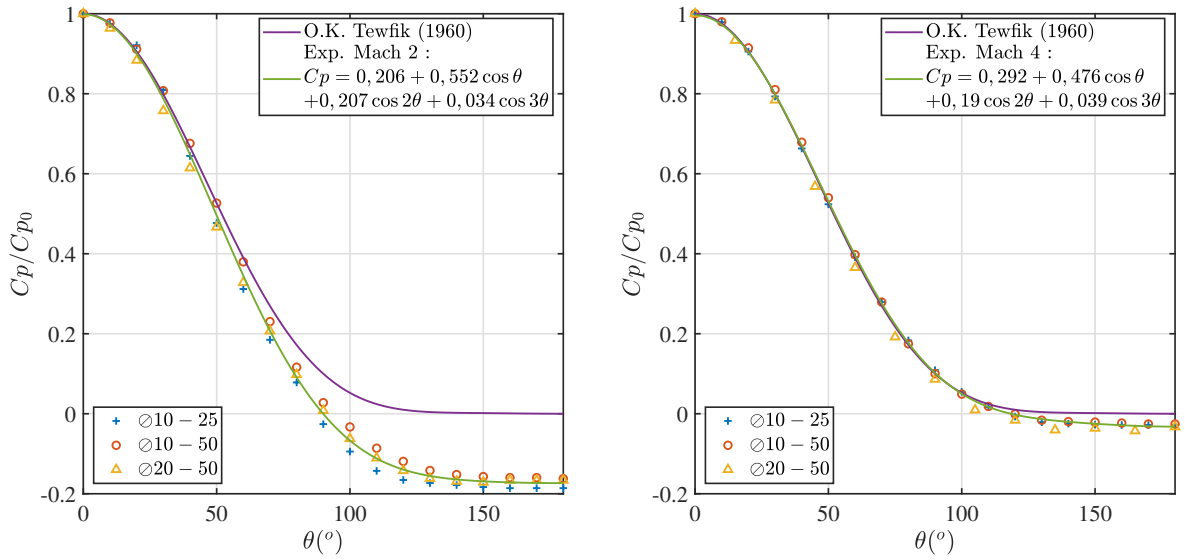
Mach 2 Mach 4

FIGURE 4.66 – Coefficient de pression pour les deux conditions d'écoulement.

Cette formulation permet une bonne prédiction du coefficient de pression pour un nombre de Mach supérieur ou égal à 4. On remarque sur la figure 4.67 que la formulation originale de Tewfik est très en accord avec nos résultats expérimentaux. De plus, une très légère adaptation des coefficients empiriques a_i permet d'obtenir une formulation prédisant de façon très consistante le coefficient de pression expérimental. La seule différence notable se situe à l'arrière du cylindre où les effets de raréfaction commencent à être importants du fait de la très faible présence de molécules d'air. Cet effet est amplifié pour le cas à Mach 2 où la raréfaction de l'écoulement est d'autant plus importante, ainsi la différence des coefficients prend en compte la raréfaction de l'écoulement. De plus, les différences sont prévisibles d'une part, car cette formulation est valable pour les écoulements hypersoniques, ce qui n'est pas le cas à Mach 2 et d'autre part, car les écoulements de référence de Tewfik sont 10 fois moins raréfiés que ceux de cette étude. Néanmoins, cette formulation en décomposition de série de Fourier rappelle la distribution de la pression autour de la sphère développée à l'équation (3.76) dans le Chapitre 3, qui amène à un coefficient de pression s'exprimant sous la forme $C_p(\theta) = a_0^* + a_2^* \cos 2\theta$ avec a_0^* et a_2^* deux constantes dépendantes du diamètre et de la longueur de glissement, physiquement reliées à la raréfaction de l'écoulement.

La distribution du coefficient de pression pour un cylindre de 10 mm de diamètre est représentée sur la figure 4.68. Le coefficient de pression est comparé au résultat de [76] dans des conditions d'écoulement supersonique raréfié ($M \approx 2$) et de nombre de Reynolds, autour de $(Re_D)_\infty \approx 55$. On note que les résultats expérimentaux de [76] sont en excellent accord avec nos mesures.

Le nombre de Mach a une influence sur le coefficient de pression proche du point d'arrêt et derrière le cylindre ($\theta > 100°$). La figure 4.69 illustre les coefficients de pression pour des nombres de Reynolds sensiblement proche ($(Re_D)_\infty \approx 150$) à nombres de Mach différents. La



Mach 2 Mach 4

FIGURE 4.67 – Comparaison du coefficient de pression avec la formulation hypersonique de Tewfik [178] pour les deux conditions d'écoulement.

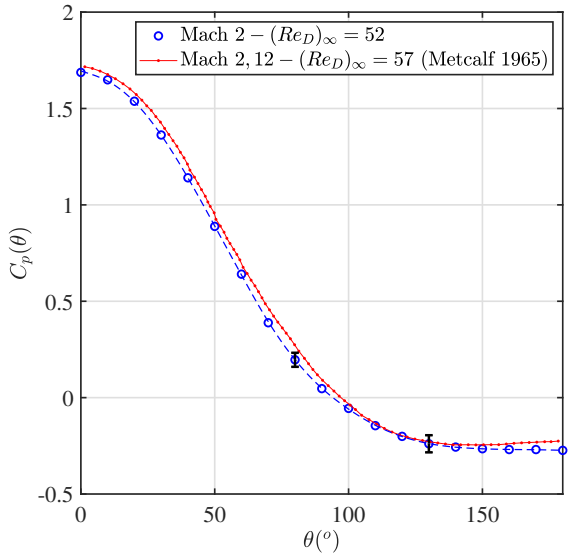


FIGURE 4.68 – Comparaison de la distribution du coefficient de pression autour de $(Re_D)_\infty = 55$ et Mach 2 avec les résultats de Metcalf [76].

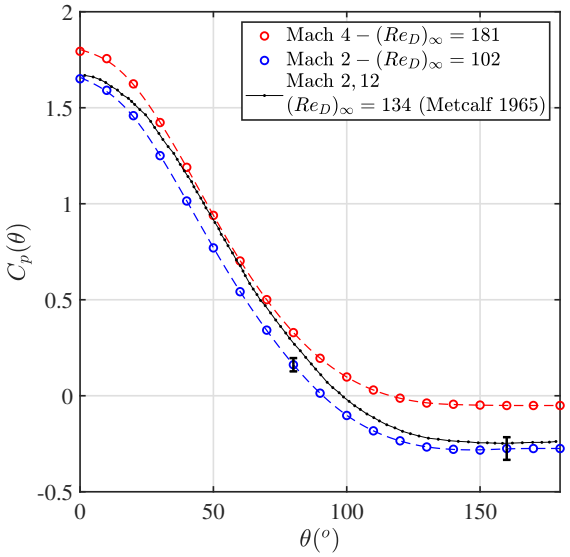


FIGURE 4.69 – Comparaison de la distribution du coefficient de pression proche de $(Re_D)_\infty = 150$ pour Mach 2 et Mach 4 avec les résultats de Metcalf [76].

vitesse des particules d'air augmente très significativement la distribution de pression, ce qui amène à un coefficient plus important pour un nombre de Mach plus élevé.

Les plus petits cylindres (5 mm et 8,2 mm de diamètre) se sont avérés très complexes à équiper de prises de pression. C'est pourquoi, nous avons choisi d'extrapoler les coefficients de pression

pour ces cylindres à l'aide des valeurs de ceux de plus grand diamètre. La distribution de pression est peu sensible à l'effet de Reynolds à nombre de Mach identique. Ainsi la variation du coefficient de traînée de pression va majoritairement être porté par la surface de référence. Ces extrapolations ont été vérifiées à l'aide de simulations numériques DSMC en utilisant le code DS2V. Les simulations ont été validées en utilisant deux paramètres de validation, le coefficient de traînée ainsi que la distance de détachement du choc. En modifiant les coefficients d'accommodations, les simulations ont été validées avec une tolérance de 5%.

4.6 Influence des effets de raréfaction sur l'aérodynamique d'un cylindre

À l'aide des précédents résultats, il est enfin possible d'étudier les effets de la raréfaction et d'en déduire la contribution de la couche limite sur l'aérodynamique du cylindre.

4.6.1 Le nombre de similitude de la raréfaction

Puisque l'un des objectifs de ce travail est d'étudier la couche limite, il convient de définir un nombre de similitude relatif à celle-ci, un nombre de Knudsen local Kn_δ. Ce nombre de Knudsen est défini par Macrossan [125] comme le rapport de la distance de collision moyenne entre les molécules incidentes $\Lambda_\infty = U_\infty \tau_\infty$ par rapport à la taille de l'objet D, avec U_∞ la vitesse amont des molécules, τ_∞ le temps caractéristique local de collision et λ_∞ le libre parcours moyen

$$Kn_\delta = \frac{\Lambda_\infty}{D} = \frac{\Lambda_\infty}{\lambda_\infty}\frac{\lambda_\infty}{D} = \frac{U_\infty \tau_\infty}{c_\infty \tau_\infty} Kn_\infty \approx M_\infty Kn_\infty \approx \frac{M_\infty^2}{Re_\infty}. \tag{4.24}$$

Tsien [126] défini alors le paramètre de raréfaction ζ_∞ comme,

$$\zeta_\infty = \sqrt{Kn_\delta} = \frac{M}{\sqrt{(Re_D)_\infty}}. \tag{4.25}$$

Ce paramètre est un paramètre dynamique caractérisant le degré de raréfaction contrairement au nombre de Knudsen qui est un paramètre statique. De plus, ce paramètre est connu pour fournir de meilleures lois d'échelle que le nombre de Knudsen dans le régime d'écoulement glissement [125]. La figure 4.63 montre que le coefficient de traînée augmente linéairement avec le paramètre de raréfaction ζ_∞ où l'effet du nombre de Mach peut être observé.

4.6.2 Analyse du coefficient de pression

Le coefficient de traînée de pression est calculé par intégration des coefficients de pression sur la circonférence du cylindre à l'aide de l'équation suivante :

$$C_D^p = \int_0^{2\pi} C_p(\theta) \cos\theta \, \mathrm{d}\theta. \tag{4.26}$$

La figure 4.70 présente l'évolution du coefficient de traînée de pression en fonction du nombre

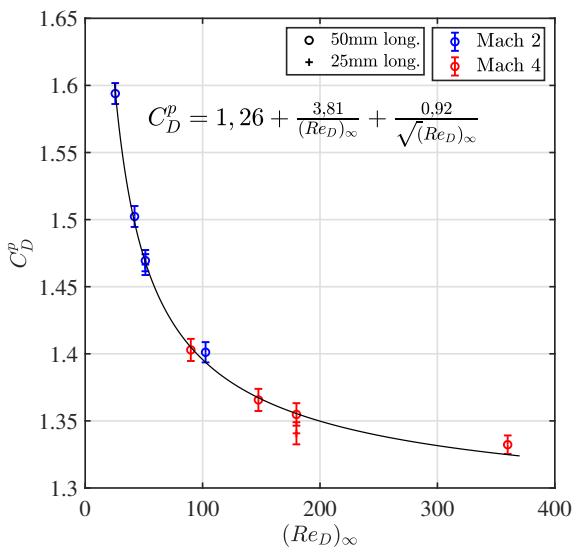


FIGURE 4.70 – Évolution du coefficient de traînée de pression en fonction du nombre de Reynolds.

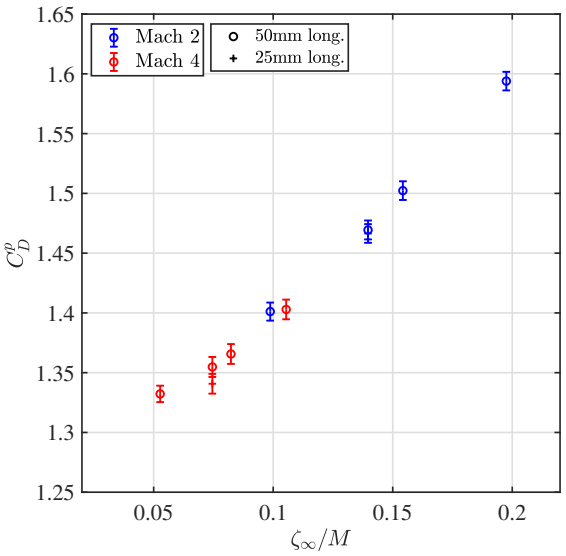


FIGURE 4.71 – Évolution du coefficient de traînée de pression en fonction du paramètre de raréfaction.

de Reynolds. Le coefficient augmente avec les effets visqueux et donc la raréfaction de l'écoulement. Les lois empiriques historiques de Kinslow et Potter [179, 180] en somme de puissances de Reynolds permettent une première comparaison.

$$C_D^p = 1,266 + \frac{3,814}{(Re_D)_\infty} + \frac{0,9155}{\sqrt{(Re_D)_\infty}}. \tag{4.27}$$

Ce type de formulation permet d'identifier, les trois contributions physiques sur le coefficient de traînée de pression. La puissance de Reynolds à l'ordre 0 identifie la limite du coefficient pour les écoulements continus (soit le blocage aérodynamique induit par l'objet), l'exposant -1 et l'exposant $-1/2$ correspondent aux corrections induites par le seul nombre de Reynolds.

On note que dans la figure 4.70, la loi de puissance peut se réécrire

$$C_D^p \sim A + B\frac{\zeta_\infty}{M} + C\frac{\zeta_\infty^2}{M^2}. \tag{4.28}$$

Or, on note que

$$\zeta_\infty < 1, \quad , M > 1, \quad A, B, C \sim \mathcal{O}(1). \tag{4.29}$$

ce qui permet de réduire l'écriture à

$$C_D^p \sim \frac{\zeta_\infty}{M} \sim \frac{1}{\sqrt{(Re_D)_\infty}}. \tag{4.30}$$

Cette loi d'échelle est illustrée sur la figure 4.71 et montre que le terme dominant est associé à la constante B, le dernier terme étant donc négligeable dans notre régime d'écoulement. Or, le coefficient de pression est directement relié à la distance au choc Δ et cette dernière doit

donc vérifier la loi d'échelle ci-dessus. En d'autres termes, on souhaite obtenir

$$\frac{\Delta}{D} \sim C_D^p \sim \frac{1}{\sqrt{(Re_D)_\infty}}. \tag{4.31}$$

Cette loi d'échelle suit précisément les données expérimentales (voir figure 4.73) et semble particulièrement bien adaptée pour le régime de glissement évalué lors de cette étude. La distance du choc est donc essentiellement pilotée par le nombre de Reynolds. Nous verrons dans ce qui suit que le coefficient de frottement suit une loi différente.

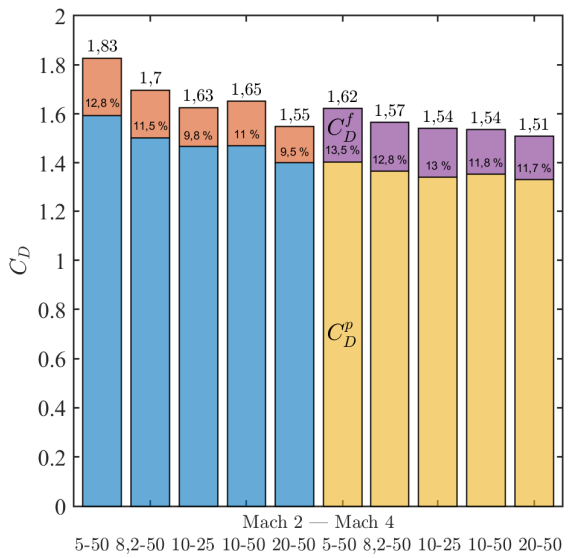


FIGURE 4.72 – Évolution des parts de la traînée de pression et de frottement pour les différents cylindres.

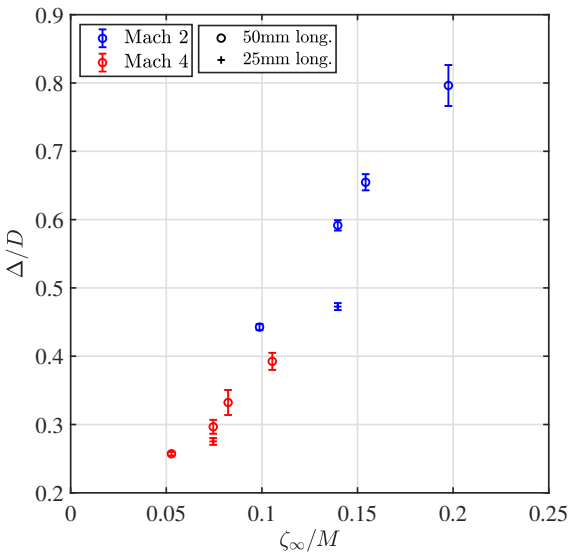


FIGURE 4.73 – Évolution de distance de choc Δ en fonction de ζ_∞/M.

4.6.3 Le coefficient de traînée de frottement

La contribution du frottement est finalement obtenue en soustrayant la contribution de la traînée de pression à la traînée totale

$$C_D^f = C_D - C_D^p. \tag{4.32}$$

La figure 4.72 trace l'évolution des contributions de pression et de frottement pour les différents cylindres. On remarque ainsi la tendance suivante : le coefficient de pression représente entre 80 et 90% de la traînée totale et augmente relativement peu dans le régime de glissement. La part de la contribution de frottement est faible mais augmente lorsque la raréfaction augmente, c'est-à-dire que le diamètre diminue dans notre expérience. La même observation est faite dans les écoulements hypersoniques raréfiés [13] (voir figure 4.60).

L'évolution du coefficient de frottement en fonction du paramètre de raréfaction est illustré sur la figure 4.74 et semble essentiellement indépendant du nombre de Mach. On remarque

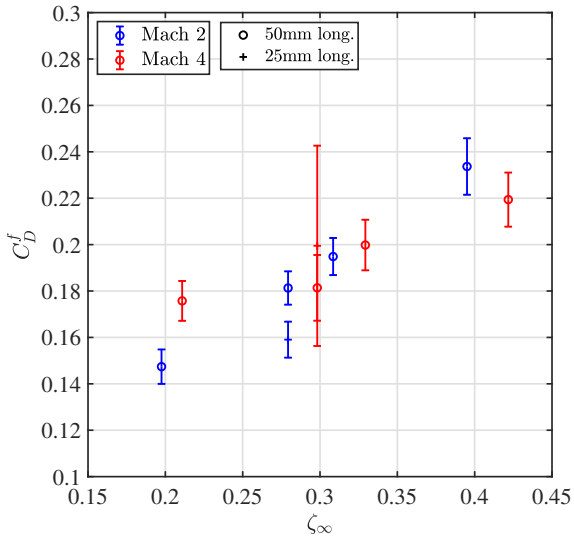


FIGURE 4.74 – Coefficient de traînée de frottement en fonction du paramètre de raréfaction.

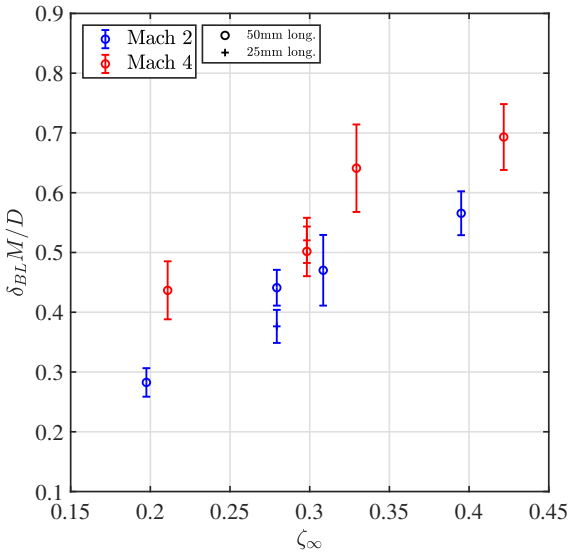


FIGURE 4.75 – Évolution de $\delta_{BL}M/D$ en fonction du paramètre de raréfaction.

que C_D^f semble essentiellement dépendant du paramètre de raréfaction ζ_∞ tel que

$$C_D^f \sim \zeta_\infty^\beta, \tag{4.33}$$

et il semble que l'exposant β soit de l'ordre de 1, mais les données collectées lors de notre étude ne permettent pas d'identifier clairement la loi d'échelle au vu de la gamme d'échelle.

Comme l'étude est proche de la limite du régime continu ($(Kn_D)_\infty < 0,1$), la composante visqueuse de la contrainte normale est très faible comparée à la contribution de la contrainte de cisaillement, ce que démontre Gu *et al.* [181]. Il faut noter que la contrainte de cisaillement est directement liée à l'épaisseur de la couche limite. Il est donc possible d'analyser l'évolution des forces de frottement en se rapportant à l'étude de l'épaisseur de la couche limite sur les parois du cylindre. De plus, le paramètre de raréfaction est proportionnel à un nombre de Knudsen local et peut être écrit comme le rapport entre le libre parcours moyen et l'épaisseur de la couche limite. On peut donc espérer que δ_{BL} soit directement relié au paramètre de Tsien ζ_∞, comme nous le montre la figure 4.75, c'est-à-dire

$$C_D^f \sim \zeta_\infty \sim \frac{\delta_{BL}}{D} M. \tag{4.34}$$

En réorganisant l'équation ci-dessus, on obtient

$$\frac{\delta_{BL}}{D} \sim \frac{\zeta_\infty}{M} \sim \frac{1}{\sqrt{(Re_D)_\infty}}, \tag{4.35}$$

ce qui est différent de la loi d'échelle de Rogers qui aurait donné $M/\sqrt{Re}$ pour une plaque plane. Il est important de souligner que c'est une approximation ($1{,}7/\sqrt{(Re_D)}$) pour le coef-

ficient de traînée de frottement sur un cylindre à nombre de Mach modéré que Metcalf [76] avait suggéré sans pouvoir cependant le vérifier expérimentalement. On peut donc conclure que l'effet de courbure induite par le cylindre semble indiquer que seuls les effets visqueux jouent un rôle dans le cas d'un corps épais dans le régime laminaire.

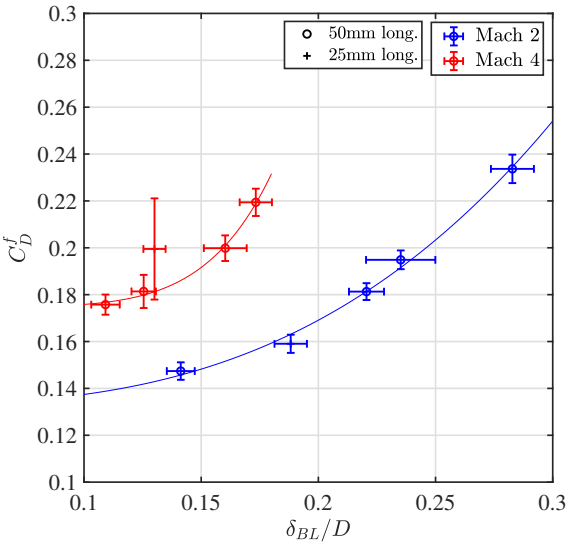


FIGURE 4.76 – Coefficient de traînée de frottement en fonction de l'épaisseur de la couche limite.

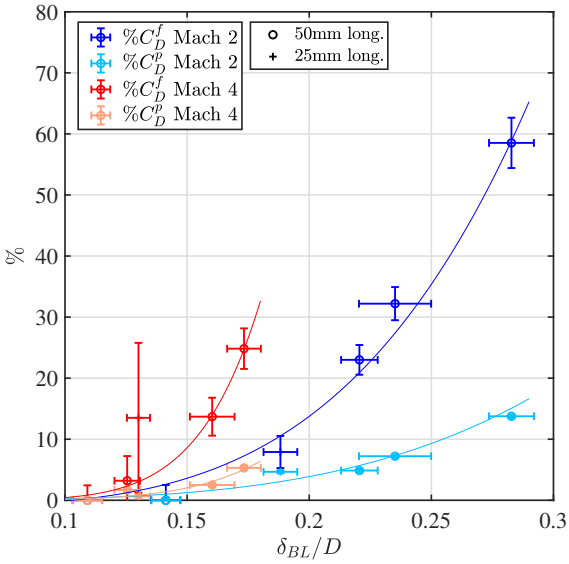


FIGURE 4.77 – Évolution en pourcentage des coefficients de traînée en fonction de l'épaisseur de la couche limite.

En combinant les résultats précédents, il est possible d'effectuer une analyse directe de la structure de la couche limite et de ses effets sur la traînée aérodynamique. Tout d'abord, sur la figure 4.76, le coefficient de frottement a été tracé en fonction de l'épaisseur de la couche limite et on remarque une évolution exponentielle en fonction de l'épaisseur de la couche limite ainsi qu'une nette dépendance en Mach. Les contraintes de frottement dans la couche limite dépendent de ce qui s'y passe à l'intérieur, or l'augmentation de la vitesse dans la couche limite augmente naturellement les contraintes, et donc le coefficient de frottement. La forme des courbes semble suivre une loi exponentielle qui dépend de l'épaisseur de la couche limite. Ceci a été aussi démontré par Masson *et al.* [182] et Rembaut [20] dans le cas des sphères. De plus, l'évolution semble exponentielle pour les deux nombres de Mach, ce qui confirme l'idée originale selon laquelle le frottement pariétal est essentiellement contrôlé par les contraintes de cisaillement visqueux plutôt que par la contrainte normale, comme l'ont démontré Gu *et al.* [181].

En traçant sur la figure 4.77, à la fois le pourcentage d'évolution des coefficients de pression et de friction en fonction de l'épaisseur de la couche limite, on peut remarquer que les effets de la friction croissent six fois plus vite que la pression, alors qu'en terme de valeur, la pression reste largement prédominante, ce qui est en accord avec l'analyse de Koppenwallner [13]. Le pourcentage est calculé à partir du cas le moins raréfié, où les effets de raréfaction et de glissement sont les plus faibles pour chaque nombre de Mach associé. On peut également noter que, quel que soit le nombre de Mach, l'évolution de la pression et du frottement ont

les mêmes taux d'expansion. Cela signifie que la raréfaction de l'écoulement détermine le comportement de la couche limite et son impact sur la traînée.

En conclusion, le coefficient de traînée totale dans le régime de glissement peut donc s'écrire de la manière suivante :

$$C_D \approx \underbrace{A + B\frac{\zeta_\infty}{M}}_{C_D^p} + \underbrace{C + D\zeta_\infty}_{C_D^f}. \tag{4.36}$$

À l'aide de la figure 4.71, on en déduit que $A = 1{,}22$ et $B = 1{,}8$ et à l'aide de la figure 4.74, on en déduit que $C = 0{,}1$ et $D = 0{,}3$. Ainsi, on peut simplifier l'équation suivante à

$$C_D \approx 1,32 + \zeta_\infty(B + DM^{-1}). \tag{4.37}$$

On retrouve une expression dont le premier terme 1,32 est sensiblement proche du coefficient de traînée à la limite du régime continu et un second terme qui porte les effets de raréfaction. La figure 4.78 illustre le coefficient de traînée totale ainsi que le modèle de l'équation (4.37).

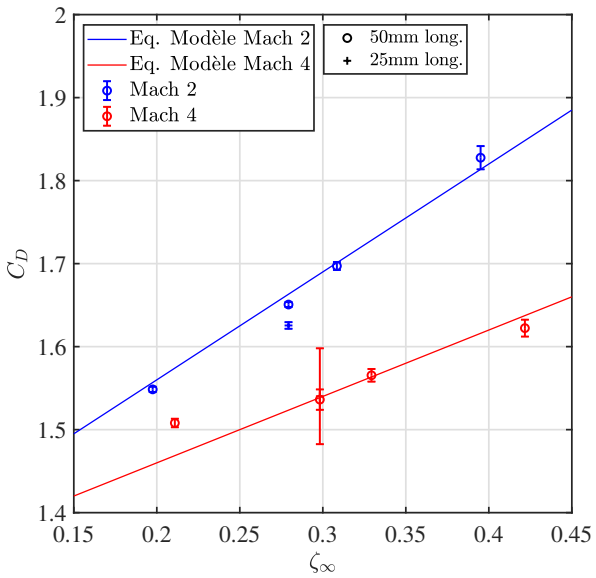


FIGURE 4.78 – Coefficient de traînée totale en fonction de l'épaisseur de la couche limite.

On rappelle que la longueur de glissement a été définie dans le chapitre 3 en fonction du nombre de Knudsen et du coefficient d'accommodation σ par l'équation suivante :

$$\frac{Ls}{D} = 2\frac{2-\sigma}{\sigma}(Kn_D)_\infty. \tag{4.38}$$

On sait que $(Kn_D)_\infty \approx \zeta_\infty^2/M$, on peut donc utiliser cette expression pour obtenir une première estimation pour la longueur de glissement Ls en fonction du paramètre de raréfaction :

$$\frac{Ls}{D} = 2\frac{2-\sigma}{\sigma}\frac{\zeta_\infty^2}{M}. \tag{4.39}$$

Or, nous avons montré que l'épaisseur de couche limite est associé à ζ_∞/M ainsi on peut en déduire que

$$\frac{Ls}{D} \sim 2\frac{2-\sigma}{\sigma}\frac{\delta_{BL}}{D}\zeta_\infty. \tag{4.40}$$

Cette dernière approximation nous permet de montrer le couplage entre le modèle de longueur de glissement, le paramètre de raréfaction et le nombre de Mach. De plus, le coefficient d'accommodation σ est fonction de ζ_∞, ainsi le modèle de longueur de glissement est un modèle du second ordre en ζ_∞ au minimum, ce qui justifie le choix du développement de l'expansion de Oseen dans le chapitre 3.

L'étude de l'aérodynamique du cylindre en écoulement raréfié et supersonique nous a montré un lien entre l'évolution de l'épaisseur de la couche limite et de sa contribution sur l'aérodynamique du cylindre. Néanmoins, cette étude nous a aussi montré que sonder les écoulements raréfiés reste très complexe, surtout lorsque l'on s'intéresse à des grandeurs microscopiques telles que l'épaisseur de la couche limite. D'un point de vue exclusivement expérimental, l'étude d'une couche limite raréfiée dans la soufflerie MARHy ne peut aller plus loin. C'est pourquoi, il serait intéressant dans ce cadre d'étude, de voir s'il existe des écoulements analogues permettant une étude similaire et plus facile à mettre en œuvre.

Chapitre 5

Hydrodynamique en écoulement visqueux

Sommaire

5.1 Les outils expérimentaux . . . 126
5.1.1 Conception du banc d'essai . . . 126
5.1.2 Montage expérimental . . . 127
5.1.3 Méthodes de diagnostics . . . 131
5.2 Les écoulements à surface libre bas Reynolds . . . 145
5.2.1 Conditions expérimentales de cette étude . . . 145
5.2.2 Correction de la variation de température . . . 146
5.2.3 Qualification et stabilité des écoulements . . . 147
5.3 Les outils d'analyses . . . 149
5.3.1 Approche théorique et limitations . . . 149
5.3.2 Simulation numérique de surface libre . . . 152
5.4 Hydrodynamique d'un cylindre en écoulement visqueux . . . 159
5.4.1 Caractérisation du ressaut hydraulique . . . 159
5.4.2 Coefficients de traînée . . . 161
5.5 Influence des effets de glissement sur l'hydrodynamique d'un cylindre 164
5.5.1 Définition du nombre de raréfaction analogue aux écoulements compressibles raréfiés . . . 164
5.5.2 Analyse et comparaison des coefficients hydrodynamiques . . . 164
5.5.3 Interactions des effets topologiques et de forces sur l'hydrodynamique du cylindre glissant . . . 166
5.6 Analogie via le modèle de glissement . . . 169

Nous avons identifié dans le chapitre précédent un couplage entre l'évolution de l'épaisseur de la couche limite et de l'onde de choc sur l'aérodynamique d'un cylindre dans un écoulement compressible raréfié. Néanmoins, nous avons vu la difficulté à sonder ce type d'écoulement supersonique raréfié. Pour aller pour loin dans l'investigation de la couche limite glissante, deux choix sont possibles. Le premier est une étude numérique basée sur les expériences, néanmoins l'approche numérique nécessite un travail approfondi sur les méthodes numériques et les paramètres associés au glissement liés aux simulations des écoulements raréfiés. La deuxième approche est la réalisation d'une expérience analogue dans le cas hydraulique. C'est cette deuxième approche qui a été choisie dans ce travail de recherche et qui est présentée dans ce chapitre.

Ce chapitre est dédié à l'étude hydrodynamique d'un cylindre dans un écoulement hydraulique visqueux en eau peu profonde. Cette étude a pour objectif de tenter de reproduire les conditions d'un écoulement supersonique raréfié vis à vis des nombres sans dimensions utilisés dans une autre approche physique. Les mécanismes pilotant la physique de la couche limite autour du cylindre en écoulement compressible ont été en partie identifiés dans le chapitre précédant ainsi le but de cette étude est de vérifier si une analogie est réalisable. De même que pour l'écoulement compressible, la couche limite n'est pas étudiée de façon directe du fait de la complexité d'investigation à la paroi du cylindre en présence d'une condition de glissement. En effet, le glissement naturellement présent dans les écoulements raréfiés est ajouté synthétiquement dans cette étude à l'aide de parois glissantes. L'identification des mécanismes physiques de la couche limite opérant sur l'hydrodynamique du cylindre se fera au travers de l'étude des caractéristiques macroscopiques telles que les coefficients hydrodynamiques et l'étude de la structure du ressaut hydraulique présent devant le cylindre. Ce chapitre présentera le moyen d'essai permettant de créer l'écoulement hydraulique représentatif d'une rentrée atmosphérique.

Nous avons vu précédemment que l'étude directe des écoulements supersoniques raréfiés est complexe et coûteuse en raison des conditions d'écoulements à reproduire en soufflerie. L'analogie entre écoulement compressible et écoulement à surface libre est connue et est présentée par Jouquet [183], Riabouohinsky [65] et Hafez *et al.* [184]. En effet, il est possible de reproduire des effets similaires entre les ondes de gravité des écoulements à surface libre et des ondes de pression des écoulements compressibles, ce qui permet de recréer une phénoménologie pour l'étude d'écoulements bidimensionnels. Contrairement aux installations hypersoniques à basse pression, les écoulements à surface libre nécessitent peu de moyens et peuvent être couplés à des techniques de métrologie très variées. Le principal verrou réside dans l'absence de glissement pariétal en hydrodynamique classique alors que comme nous l'avons vu précédemment, c'est un élément central des écoulements supersoniques raréfiés, tout du moins dans le régime étudié ici. Pour lever cette contrainte, nous avons choisi une voie tout à fait singulière en utilisant des surfaces super-hydrophobes. Dans le cas d'un écoulement raréfié, il existe naturellement un glissement pariétal au niveau de la paroi, un phénomène qui ne se produit pas naturellement dans l'analogie avec le régime d'eaux peu profondes. Afin de compléter l'analogie, nous avons choisi d'étudier des objets super-hydrophobes dans un écoulement d'eau peu profonde. Les surfaces super-hydrophobes sont des surfaces d'intérêt pour l'industrie car, comme le suggèrent Quéré *et al.* [185] et Cottin-Bizonne *et al.* [186], elles peuvent réduire significativement le coefficient de traînée. Une étude numérique (Huang *et al.* [187]) menée sur des cylindres super-hydrophobes montre que pour des nombres de Reynolds inférieurs à 100 et une certaine longueur de glissement, la réduction du coefficient de traînée est due à la réduction de la traînée visqueuse. Néanmoins lorsque le nombre de Reynolds et la longueur de glissement deviennent grands, c'est la réduction de la traînée de pression qui joue sur la réduction de la traînée totale.

Dans ce travail, nous avons appliqué un revêtement super-hydrophobe sur un cylindre texturé pour créer un glissement artificiel et nous avons augmenté la viscosité du fluide afin de respecter l'analogie avec l'écoulement supersonique raréfié. Nos essais préliminaires ont montré des similitudes entre les deux écoulements au niveau de l'onde de choc et du ressaut hydraulique

comme l'illustre la figure 5.1.

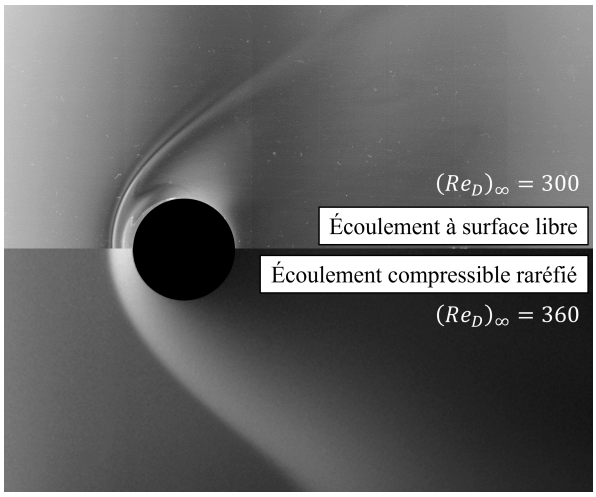


FIGURE 5.1 – Analogie entre les écoulements à surface libre et les écoulements supersoniques raréfiés. Les variations du niveau de gris reflètent le ressaut hydraulique et l'onde de choc.

Comme pour les écoulements supersoniques raréfiés, nous pouvons alors supposer que le glissement à la paroi influence le coefficient de traînée d'un cylindre placé dans un écoulement d'eau peu profonde. Plusieurs méthodes sont possibles pour estimer le coefficient de traînée d'un cylindre placé dans un écoulement d'eau peu profonde. Comme présenté par Ducrocq *et al.* [188], une méthode directe consiste à utiliser une jauge de contrainte montée sur une balance de force hydrodynamique pour mesurer la force subie par le cylindre. Si cette méthode est valable pour des écoulements à fort Re, en régime laminaire et glissant, elle implique une précision sur l'outil de mesure de l'ordre de quelques millinewtons. À titre d'exemple, la force de traînée mesurée en écoulement raréfié, dans le chapitre 4, est comprise entre 5 mN et 40 mN. Si l'on considère que le coefficient de traînée d'un cylindre est le même que pour l'écoulement raréfié ($C_D \approx 2$), nous pouvons estimer la force hydraulique à l'aide de :

$$F_D = \frac{1}{2}\rho S C_D U^2$$

En supposant que le cylindre mesure 5 mm de diamètre et qu'il est immergé dans un écoulement d'une masse volumique de 1200 kg.m^{-3} pour une hauteur d'eau amont de 3 mm et une vitesse de 0,3 m.s^{-1}, alors le cylindre subit une force hydraulique d'environ 2 millinewtons. Cette force peut être encore plus faible lorsqu'un revêtement super-hydrophobe est appliqué sur le cylindre. Au vu des très faibles forces et des faibles variations à mesurer, nous avons fait le choix de ne pas développer une balance de précision, mais de développer une approche par bilan afin de calculer le coefficient de traînée.

L'objectif est d'étudier l'effet du glissement pariétal sur la traînée en comparant les coefficients de traînée obtenus pour des cylindres lisses sans glissement et super-hydrophobes pour différents nombres de Reynolds coïncidant avec la plage des nombres de Reynolds de l'étude raréfiée. Suite à cette introduction, nous donnerons d'abord une description de la conception du dispositif expérimental, suivi d'une présentation des outils d'analyse développés durant

les travaux de thèse. Ensuite, nous validerons ces méthodes en les testant sur une simulation numérique. Puis, nous appliquerons les méthodes sur l'écoulement expérimental. Enfin, les résultats expérimentaux seront discutés dans une dernière partie.

5.1 Les outils expérimentaux

Les expériences ont été réalisées au sein du laboratoire PRISME, plus particulièrement dans l'axe de recherche Écoulements et Systèmes Aérodynamiques qui travaille principalement sur l'analyse et le contrôle des écoulements autour de corps épais. Une des thématiques phares de ce groupe porte sur l'étude expérimentale et la modélisation d'écoulements sur des parois super-hydrophobes qui sont au coeur du travail réalisé dans cette thèse sur la partie hydraulique.

5.1.1 Conception du banc d'essai

La première partie de l'étude a été consacrée à la conception d'un banc expérimental permettant de répondre à la problématique étudiée. Deux solutions ont été envisagées, la première, consiste à déplacer un cylindre dans un film d'eau et la seconde à générer un écoulement autour d'un cylindre. La première solution est inspirée des premières études des écoulements en eaux peu profondes notamment celle de Orlin *et al.* [64], où les corps comme des profils NACA [1], cylindres et cubes sont tractés à l'aide de déplacement motorisé sur un plan horizontal. Le principal avantage de ce montage réside dans la très grande facilité de contrôle de la vitesse du cylindre et de la faible quantité de fluide à apporter. Néanmoins, plusieurs faiblesses pointent sur cette solution. La première est la longueur finie du plan, ce qui va intrinsèquement limiter le temps de l'expérience. Suivant les méthodes de mesures, il peut être intéressant d'avoir un banc d'essai fonctionnant en régime continu permettant de longues mesures à l'opposé de régimes par rafale. La deuxième porte sur la nature des écoulements d'eaux peu profondes. En effet, ces écoulements sont très sensibles aux vibrations qui ont pour effet la création d'ondes capillaires qui se déplacent plus rapidement à la surface que les ondes gravitationnelles. Elles peuvent générer des effets physiques non voulus qui ne seraient pas analogues à des phénomènes que l'on pourrait retrouver en aérodynamique compressible. Ces vibrations peuvent être provoquées très facilement par le système de déplacement (parties tournantes des moteurs, moteurs pas-à-pas) notamment si celui-ci doit supporter une certaine masse, par exemple une caméra et son objectif. Une attention particulière doit être apportée sur ce point, en effet si l'instrument de mesure est mobile, cela peut engendrer des problèmes et une certaine imprécision sur le déplacement. Ce dernier point fait appel à l'aspect financier d'un tel banc d'essai. En effet des déplacements précis et de grandes envergures demande un investissement spécifique. La seconde méthode est de générer un écoulement autour d'un cylindre. Cette méthode est utilisé par Mignot [79], Riviere [189] et Ducrocq [188]. Si l'écoulement est entretenu à l'aide d'une pompe en circuit fermé, l'écoulement peut être maintenu sur des temps beaucoup plus long que la première solution ou pour un lâcher d'eau de quantité finie (type ouverture de barrage). C'est cette dernière solution qui a été retenue au vu des contraintes techniques associées aux autres dispositifs.

1. *National Advisory Committee for Aeronautics*

5.1.2 Montage expérimental

Le banc d'essai, illustré sur le schéma 5.2, est un canal ouvert incliné à circuit d'eau fermé. La zone centrale est la rampe réglable en inclinaison (dans cette étude, inclinée à 10° par rapport à l'horizontale), d'une longueur de 70 cm pour 24 cm de largeur. Celle-ci est inclinée d'un angle réglable de 10° par rapport à l'horizontale. Le plan incliné est composé d'une plaque de plexiglas transparent de 2,37 mm d'épaisseur réalisant une structure rigide sur laquelle est posée une plaque de verre de 2,12 mm d'épaisseur sur laquelle sont installés les différents cylindres. L'écoulement est généré par une pompe à engrenages hélicoïdaux Marco UP14/E 24V. Cette pompe permet d'obtenir un débit variable jusqu'à 46 L/min à pression constante pour des fluides de très haute viscosité. Le système fonctionne en circuit fermé. En amont de l'écoulement se situe un réservoir *haut* de tranquillisation dans lequel est installé un filtre en nid d'abeille. Ce filtre permet de limiter les éventuels remous et bulles d'air dus à l'arrivée de l'eau dans ce réservoir. En aval du plan incliné, un autre réservoir *bas* recueille le fluide qui est ensuite renvoyé vers le réservoir *haut* amont au moyen de la pompe. Cette pompe permet de réguler le débit par une vanne. Le réservoir *haut* est ouvert à l'air libre et l'écoulement sur la plaque inclinée se fait donc par déversement. Afin de limiter la création de bulles d'air lors de la chute de l'eau dans le réservoir du bas, plusieurs filtres à grille sont installés dans le réservoir pour ralentir l'écoulement. Un débitmètre vortex Autosen AS009 est installé en aval de la pompe afin de mesurer le débit. Un thermocouple est installé dans le réservoir *haut* juste avant le déversoir afin de mesurer la température de l'écoulement. Un second thermocouple est installé à la sortie de la pompe dans le débitmètre. La figure 5.3 présente la partie haute du banc d'essai et la zone de mesure.

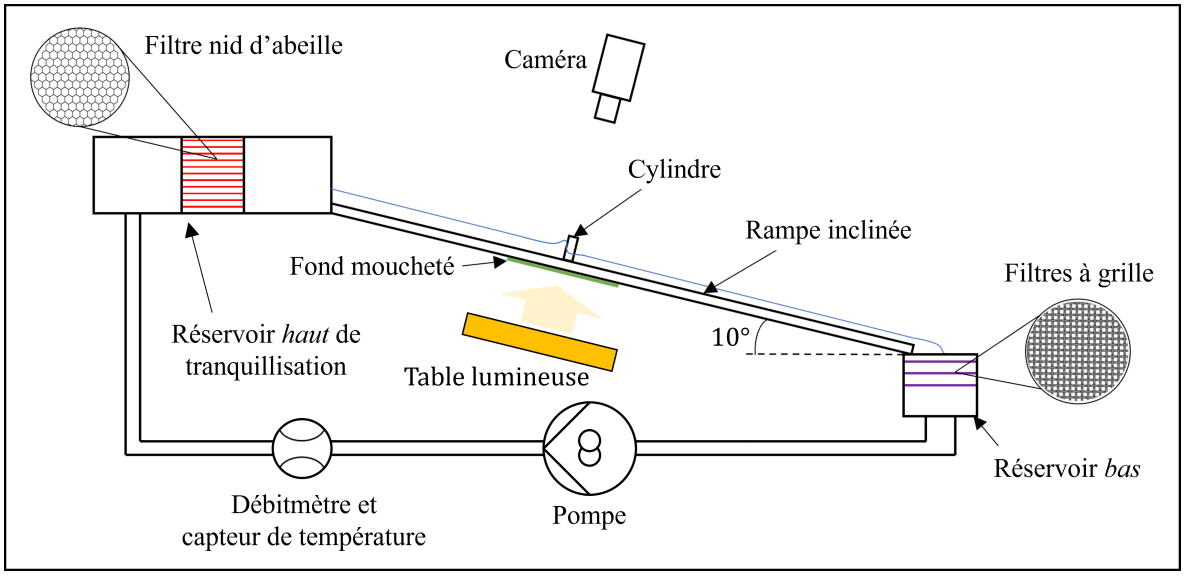


FIGURE 5.2 – Schéma de l'ensemble du banc d'essai.

5.1.2.1 Choix et caractérisation du fluide

Le fluide choisi est un mélange d'eau et de glycérol. En effet, le glycérol est un fluide très visqueux qui permet d'atteindre de très faibles valeurs de nombre Reynolds en régime torren-

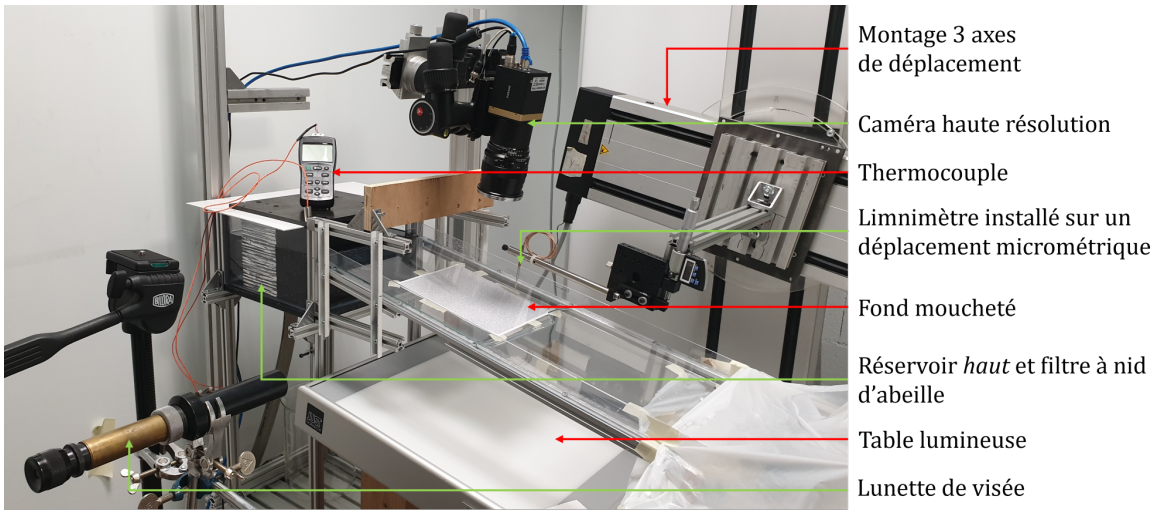


FIGURE 5.3 – Photographie du banc d'essai.

tiel. Celui-ci a été choisi, car il n'est pas toxique ni corrosif, miscible avec l'eau et permettant d'obtenir le caractère d'hydrophobie en présence de traitement de surface spécifique. Castagna [57] a utilisé ce mélange pour modéliser le développement d'une couche limite et d'un plastron d'air autour d'une paroi super-hydrophobe dans une gamme similaire de nombres de Reynolds.

Le glycérol étant très visqueux, le processus de dilution avec l'eau peut piéger des bulles d'air pouvant pénaliser certaines mesures optiques, ainsi une attention particulière a été mise en place lors du mélange des deux phases. Le mélange est réalisé par l'ajout successif de faibles quantités de glycérol, typiquement demi-litre par demi-litre, dans l'eau distillée. Le mélange est réalisé à l'aide un agitateur magnétique dont le barreau magnétique possède une vitesse de rotation faible, évitant ainsi les phénomènes de cavitation. Le volume final est proche de 20 litres de mélange, c'est cette quantité qui permet une recirculation complète de l'écoulement sans désamorcer la pompe et en ayant les réservoirs tampons remplis.

Contrairement à l'eau potable, l'eau distillée utilisée permet de limiter les effets de surfactants, qui dégradent les propriétés d'hydrophobicité des surfaces [190], et de pollution dans des micro-organismes. Elle est caractérisée par une masse volumique $\rho_{eau} = 998$ kg.m^{-3}, une viscosité cinématique $\nu_{eau} = 1{,}0\times10^{-6}$ m^2.s^{-1} et une tension de surface $\gamma_{eau} = 72$ mN.m^{-1} à la température $T = 20°C$. Le glycérol utilisé présente une pureté supérieure à $99,5\%$ et est caractérisé par une masse volumique $\rho_{gly} = 1264$ kg.m^{-3}, une viscosité cinématique $\nu_{gly} = 1{,}1\times10^{-3}$ m^2.s^{-1} et une tension de surface $\gamma_{gly} = 62$ mN.m^{-1} à la température $T = 20°C$.

Afin de calculer le nombre de Reynolds $(Re_D)_\infty$ défini dans ce chapitre par l'équation (5.11), les propriétés du mélange sont déterminées à l'aide des travaux de Cheng [191]. Ce dernier propose la formulation empirique suivante, basée sur des résultats expérimentaux, des densités

des deux espèces du mélange glycérol-eau en fonction de la température T :

$$\rho_{gly} = 1277 - 0,654T \tag{5.1}$$

$$\rho_{eau} = 1000\left(1 - \left|\frac{T-4}{622}\right|^{1,7}\right). \tag{5.2}$$

La concentration massique du glycérol est alors définie par :

$$C_{gly,m} = \frac{\rho_{gly}V_{gly}}{\rho_{gly}V_{gly} + \rho_{eau}V_{eau}}, \tag{5.3}$$

où les volumes de glycérol V_{gly} et d'eau V_{eau} sont déterminés expérimentalement. Ainsi la masse volumique du mélange (indice $_{mix}$) est calculée suivant l'équation :

$$\rho_{mix} = \rho_{gly}C_{gly,m} + \rho_{eau}(1 - C_{gly,m}). \tag{5.4}$$

Les viscosités dynamiques sont calculées à l'aide des équations suivantes :

$$\mu_{gly} = 12100exp\left(\frac{(T-1233)T}{70T+9900}\right) \tag{5.5}$$

$$\mu_{eau} = 1,790exp\left(\frac{(-T-1230)T}{360T+36100}\right). \tag{5.6}$$

Ainsi la viscosité dynamique est calculée à partir de l'équation :

$$\mu_{mix} = \mu_{eau}^{\beta}\mu_{gly}^{1-\beta}, \tag{5.7}$$

où l'exposant β est défini comme suit :

$$\beta = 1 - C_{gly,m} + \frac{c_1c_2C_{gly,m}(1-C_{gly,m})}{c_1C_{gly,m} + c_2(1-C_{gly,m})}, \tag{5.8}$$

$$c_1 = 0,705 - 0,0017T, \tag{5.9}$$

$$c_2 = (4,9 + 0,036T)c_1^{2,5}. \tag{5.10}$$

Ainsi le nombre de Reynolds $(Re_D)_\infty$ est calculé à partir de l'équation suivante :

$$(Re_D)_\infty = \frac{\rho_{mix}DU_\infty}{\mu_{mix}}, \tag{5.11}$$

avec D le diamètre des cylindres et U_∞ la vitesse débitante moyenne amont. Le nombre de Froude $(Fr)_\infty$ est calculé à partir de l'équation suivante :

$$Fr = \frac{U_\infty}{\sqrt{gh_0\cos\alpha}}, \tag{5.12}$$

avec h_0 la hauteur d'eau amont et α l'angle d'inclinaison de la rampe.

La viscosité du mélange obtenu est vérifiée expérimentalement à l'aide d'un viscosimètre Fungilab™. La viscosité dynamique du fluide est obtenue par le viscosimètre avec une incertitude

de 10^{-5} Pa.s. C'est ce même viscosimètre qui permet de vérifier avant chacune des expériences que la viscosité et le pourcentage de glycérol correspondent bien à ceux désirés. La figure 5.4 présente l'évolution de la masse volumique et de la viscosité du mélange en fonction de la concentration volumique de glycérol. L'ajout de glycérol permet d'augmenter la masse volumique du mélange de plus de 25% et de modifier la viscosité dynamique sur plus de trois décades.

L'évolution avec la température de la masse volumique et de la viscosité du mélange à 64% de glycérol est illustrée sur la figure 5.5. La variation de température influence peu la masse volumique du mélange, en effet une variation de $10°C$ engendre une variation de masse volumique inférieure à 1%. En revanche, la viscosité du mélange est fortement affectée par les variations de température, en effet sur une gamme de $10°C$, celle-ci varie de près de 40%. C'est pourquoi une attention toute particulière est portée à la surveillance de la température du mélange lors des expériences. Pour chaque point de mesure, la température du mélange est relevée afin de corriger par la suite les effets de la variation de température. Afin de limiter cet effet, la durée des essais est limitée pour modérer l'élévation de la température.

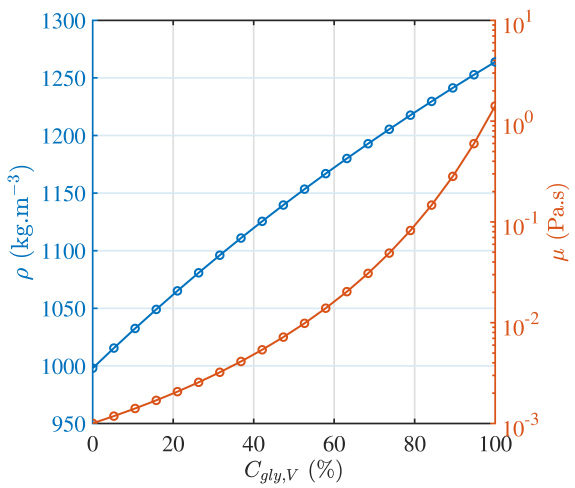


FIGURE 5.4 – Évolution de la masse volumique et de la viscosité en fonction de la concentration volumique de glycérol à $T = 20°C$.

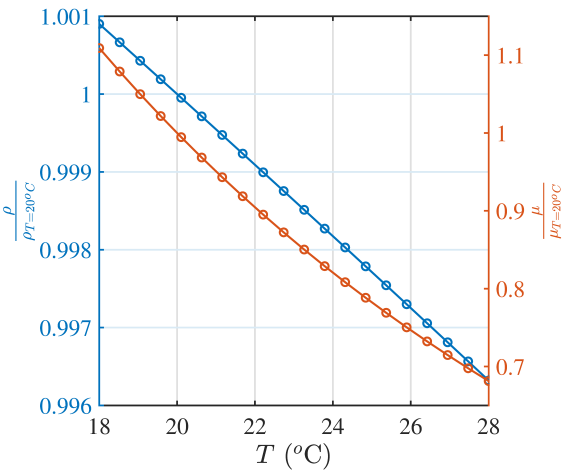


FIGURE 5.5 – Évolution de la masse volumique et de la viscosité en fonction de la température pour un mélange à 64% de glycérol. Les données sont normalisées par les valeurs à $T = 20°C$.

Un phénomène d'évaporation de l'eau distillée a été mis en lumière lors des essais. Cela amène à une diminution du volume d'eau et donc à une augmentation de la viscosité du mélange. C'est pourquoi lors de chaque expérience, la viscosité du mélange, ainsi que sa température, sont mesurées à l'aide du viscosimètre afin de calculer le pourcentage du mélange et de le corriger si celui-ci est en dehors de la gamme désirée. Des variations de 1% de pourcentage de mélange sont observées sur une période de 48 heures.

5.1.2.2 Caractérisation des géométries utilisées

On rappelle que l'objectif de cette étude est de se rapprocher au plus près des écoulements supersoniques raréfiés. Or, une condition de glissement est présente à la surface des cylindres dans ces écoulements. Ainsi, nous avons étudié deux types de cylindres. Les cylindres lisses qui ne présentent aucun glissement à la paroi, qui serviront de référence, et les cylindres rugueux traités avec une peinture super-hydrophobe. Le revêtement hydrophobe utilisé est le traitement commercial en deux couches Ultra Ever Dry® [192]. La couche de fond sert d'apprêt et fournit au matériau une surface uniforme. La couche de finition est composée de polymère dilué dans des solvants. Une fois ce mélange pulvérisé sur la surface, les solvants s'évaporent dans l'air et ainsi le polymère se solidifie sur l'apprêt afin de créer une géométrie finement texturée. La surface comporte des points hauts qui contribuent au fait que le liquide ne touche qu'un très faible pourcentage de la surface et piège au passage de l'air entre le fluide et la surface. La part du liquide qui n'entre pas en contact avec ces points hauts est maintenue par les forces de cohésion intermoléculaires des molécules d'eau et de glycérol. La caractérisation de ce produit super-hydrophobe a été réalisée par Castagna [57].

L'objectif est d'étudier l'effet du glissement sur l'écoulement en comparant les cylindres lisses et super-hydrophobes. Afin d'amplifier l'effet du glissement, des piliers sont ajoutés à intervalles réguliers (voir Figure 5.7) sur toute la surface des cylindres. Ainsi, la rugosité de la surface est augmentée ce qui permet de capturer plus d'air entre le fluide et le cylindre. L'objectif est ici d'accroître la longueur de glissement apparente qui dépend de l'épaisseur du plastron d'air. Les cylindres lisses sont fabriqués par découpe à partir de tubes en verre tandis que les cylindres rugueux sont imprimés avec une imprimante 3D Form 2®. Celle-ci utilise le procédé de stéréolithographie SLA [2] qui solidifie la résine liquide à l'aide d'un laser. Cette méthode permet d'atteindre une meilleure précision que l'impression par dépôt de fil. La résine utilisée est la Clear Resin® permettant une précision d'impression de 25 μm d'après les données constructeurs. Les cylindres imprimés sont créés à l'aide du logiciel CAO [3] Creo Parametric®. Les piliers sont des cylindres, dont axe de symétrie est parallèle à la normale de la surface, de diamètre 100 μm et de hauteur 400 μm et espacés de 450 μm. Après impression (Figure 5.7), les piliers possèdent des caractéristiques géométriques très similaires de celles imposées par la conception dans la précision de l'impression 3D.

5.1.3 Méthodes de diagnostics

Dans cette section nous détaillerons les différents diagnostics utilisés dans cette étude. Ils sont au nombre de quatre :

- le Schlieren synthétique de surface libre et la reconstruction de la hauteur d'eau,
- la mesure locale de hauteur d'eau par limnimètre,
- la mesure du champ de vitesse par méthode PIV.
- la mesure de la hauteur d'eau sur le ressaut hydraulique et autour du cylindre.

2. *StereoLithography Apparatus*
3. *Conception Assistée par Ordinateur*

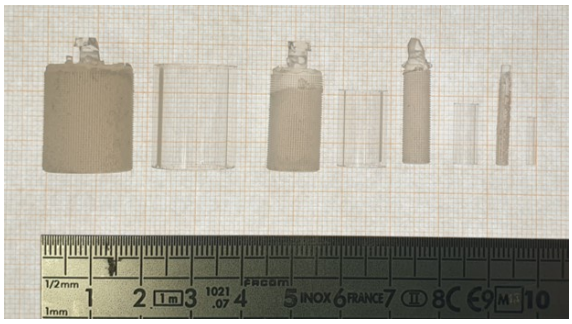


FIGURE 5.6 – Maquettes utilisées lors de cette étude.

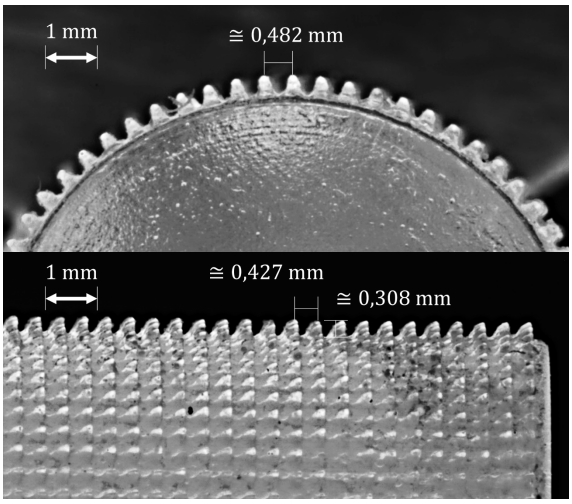


FIGURE 5.7 – Images macroscopiques de la structure super-hydrophobe sur un cylindre de 10 mm de diamètre.

La connaissance topologique de la surface libre et du ressaut hydraulique ainsi que la dynamique de l'écoulement vont permettre par la suite d'identifier le rôle du glissement, de la couche limite et du ressaut sur l'hydrodynamique du cylindre.

5.1.3.1 Schlieren synthétique de surface libre

La première méthode de diagnostic utilisée est le Schlieren synthétique de surface libre, couplé à une méthode de reconstruction, il permet d'obtenir la topologie d'une surface libre. Le principe du Schlieren synthétique de surface libre repose sur le fait que la surface de l'écoulement transparent induit un déplacement d'un fond moucheté par réfraction des rayons lumineux lorsqu'ils traversent la surface.

Un fond moucheté est placé sous la plaque de plexiglas au niveau du cylindre. Ce fond est un ensemble de points générés aléatoirement à l'aide du code Matlab®. Pour mesurer les déplacements, une caméra est placée à environ 20 cm de la plaque de verre et perpendiculairement à celle-ci. La caméra utilisée est une caméra rapide Phantom® V341 munie d'un objectif de type macro de 50 mm de distance focale. En fonction des différents diamètres de cylindres utilisés, la caméra est ajustée en hauteur afin de conserver un champ de vision contenant au moins 6 diamètres dans le sillage. Cette valeur a été obtenue lors d'essais préliminaires et de la validation de la méthode à l'aide de simulations numériques qui ont montré que le coefficient de traînée calculé commence à converger à partir d'un sillage de 5 diamètres de longueur. La résolution choisie, de 2048 × 1536 pixels, est un bon compromis entre une image de haute résolution et permettant d'obtenir une fréquence d'acquisition jusqu'à 1200 images par seconde. La figure 5.8 présente le positionnement de la caméra, du fond moucheté et du cylindre sur le banc d'essai.

Cette méthode permet de capter les très faibles variations de hauteur d'eau. Néanmoins, les grandes déformations induisent généralement des trop grandes distorsions. En effet les rayons

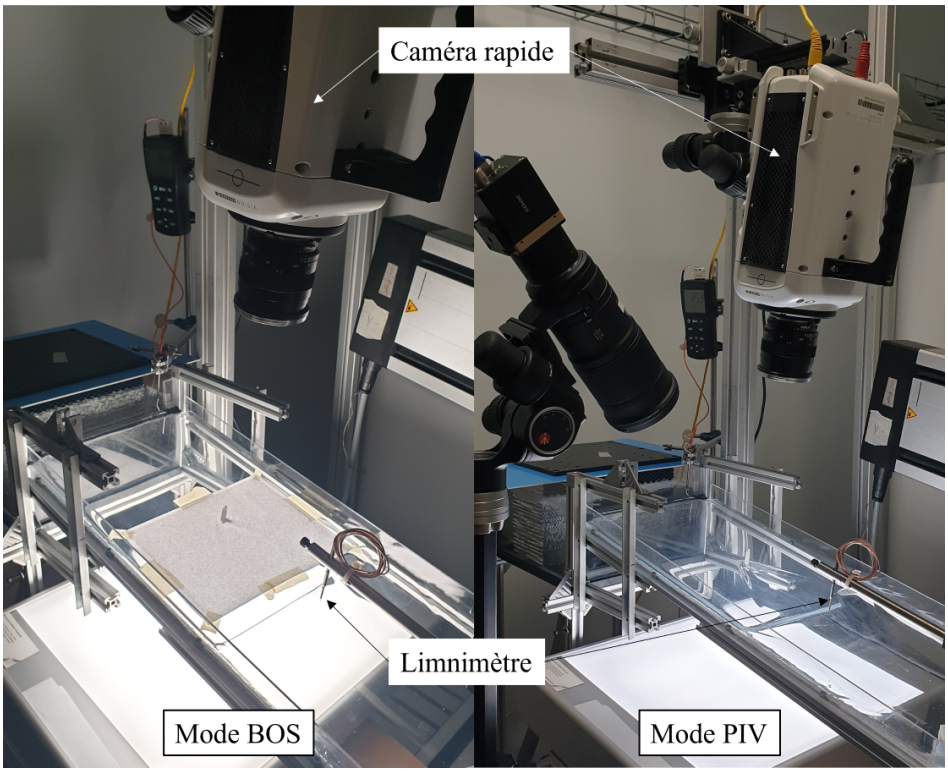


FIGURE 5.8 – Montage expérimental des deux modes (BOS/PIV) sur le banc d'essai.

lumineux sont déviés, voir réfléchis hors du champ optique de la caméra. Ce phénomène est mis en lumière sur la figure 5.9. La zone bleue représente la zone juste derrière le ressaut hydraulique. À cet endroit, le gradient de la hauteur est très fort et la déviation des rayons lumineux est très grande ce qui fait que cette zone devient floue. C'est une limite de la méthode, les vecteurs de déplacements calculés par l'algorithme DPIVSoft [193] seront faux dans ces zones, comme on peut le voir sur la figure 5.10, autour du cylindre. Néanmoins, on observe que les très faibles déplacements sont captés, ce qui est illustré par le cercle rouge sur la figure 5.9. Ainsi la différence de position d'un élément du fond moucheté sans eau et avec eau, appelé δ_r, représente la déviation des rayons lumineux au travers de la hauteur d'eau h.

La corrélation d'images est réalisée en trois étapes. Une première corrélation est réalisée 2 fois sur une fenêtre de 128 $\times$ 128 pixels avec un taux de recouvrement de 50%. Une seconde corrélation est réalisée sur une fenêtre de 64 $\times$ 64 pixels avec un taux de recouvrement de 50%. Une tâche, ici un point noir du fond moucheté, possède un diamètre moyen de 6 pixels. La résolution est de 100 μm/pixel. On retrouve environ 5 à 6 tâches par sous-fenêtre de corrélation, ce qui satisfait le critère recommandé pour les applications de PIV de posséder au moins 2 à 3 particules par fenêtre [194].

5.1.3.2 Reconstruction du champ de hauteur d'eau

Afin de reconstruire la hauteur de la surface libre, bien que l'on puisse citer les méthodes de triangulation laser comme celle de Propst *et al.* [195], nous nous sommes basés sur la

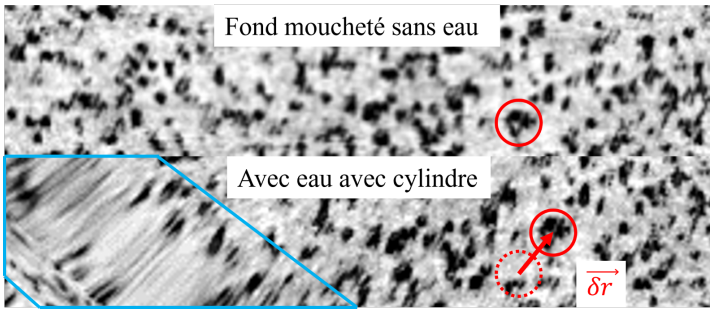


FIGURE 5.9 – Exemple de déplacement du motif du fond moucheté sans et avec eau. La zone bleue représente la zone d'inapplicabilité de la détection du motif, c'est une zone à fort gradient de hauteur. Le cercle rouge identifie une tâche et son déplacement en présence de l'eau.

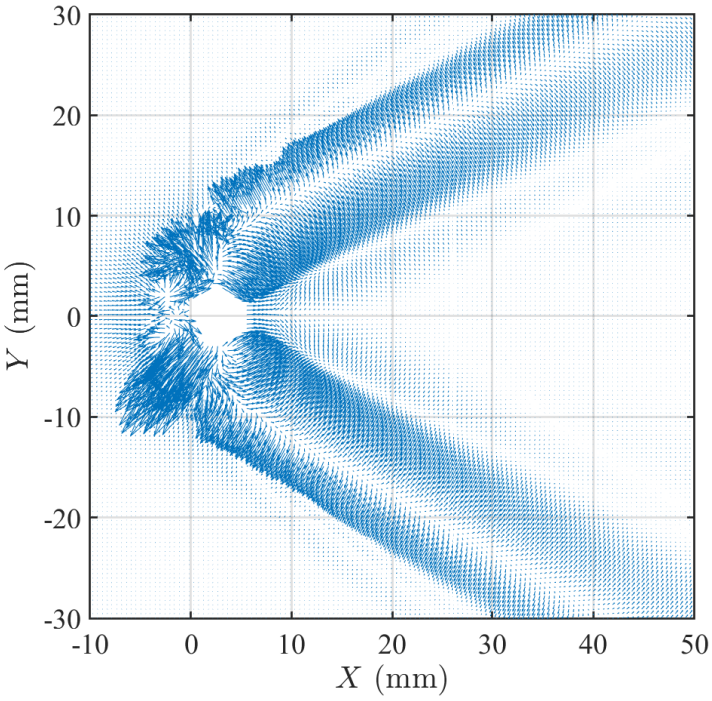


FIGURE 5.10 – Exemple du champ des gradients de déplacement $\vec{\delta_r}$ du fond moucheté après traitement sur *DPIVSoft*.

méthode de reconstruction de surface libre des travaux de Moisy *et al.* [196]. Le Schlieren synthétique de surface libre (FSSS [4]) est une méthode dérivée de la méthode BOS [5] [197]. Cette méthode permet de calculer la pente locale de la surface libre à partir du déplacement d'un motif de points aléatoires par réfraction au travers des différents milieux. La méthode permet une reconstruction topographique d'une surface transparente de façon précise et simple à implémenter. Moisy annonce des précisions de l'ordre de 1 μm sur des champs de 10 cm de

4. *Free Surface Synthetic Schlieren*
5. *Background-Oriented Schlieren*

large. L'avantage de cette méthode réside dans sa simplicité de mise en œuvre, en effet, seule une caméra et un fond moucheté sont nécessaires. La méthode FSSS se décompose en deux étapes ; la première est la mesure du gradient de surface à partir du champ de déplacement de l'image réfractée d'un motif aléatoire en utilisant un algorithme de corrélation d'images numériques. Ce type d'algorithme permet de mesurer le déplacement entre deux images. La seconde est la reconstruction de la hauteur de la surface en utilisant une intégration au moindre carré du gradient de surface.

Moisy *et al.* [196] annonce néanmoins que la méthode peut être très sensible aux vibrations, notamment celles issues de la caméra à cause de sa ventilation. Afin de limiter cet effet, nous avons moyenné les champs de déplacement des 1670 images capturées lors de chacune des expériences.

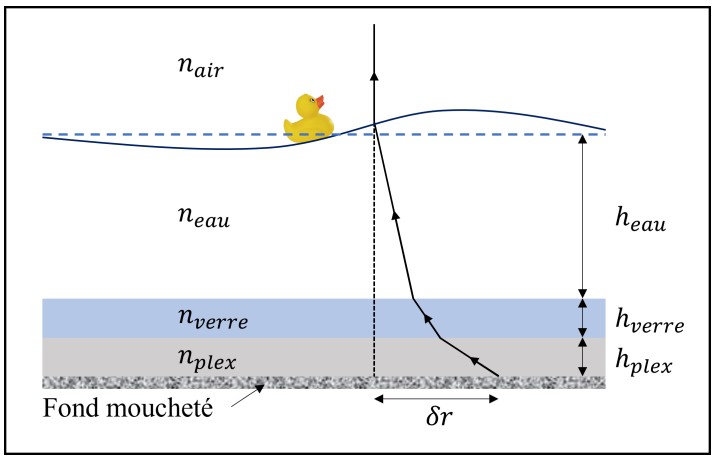


FIGURE 5.11 – Schéma des différents matériaux traversés par les rayons lumineux.

Le gradient de hauteur peut être écrit comme dépendant du déplacement de l'image réfractée δr et des caractéristiques géométriques et optiques du dispositif expérimental telles que les indices de réfraction et les épaisseurs des différents milieux que traversent les rayons lumineux par la loi de Snell-Descarte. La figure 5.11 illustre la déviation d'un rayon lumineux au travers des différents milieux composant le banc d'essai. Ainsi le gradient de surface peut être exprimé en fonction du déplacement du fond moucheté par la relation linéaire suivante :

$$\vec{\nabla} h = -\frac{\vec{\delta r}}{\varrho h_p}, \tag{5.13}$$

avec :

$$\varrho = 1 - \frac{n_{air}}{n_{mix}}, \tag{5.14}$$

$$h_p = -h_0 + \frac{n_{air}}{n_{mix}} h_0 + \frac{n_{air}}{n_{verre}} h_{verre} + \frac{n_{air}}{n_{plex}} h_{plex}, \tag{5.15}$$

avec $h_{verre} = 0{,}212$ mm, l'épaisseur du verre et $h_{plex} = 0{,}237$ mm, l'épaisseur du plexiglass. Les différents indices de réfraction sont référencés dans la table 5.1.

L'indice de réfraction du mélange à la concentration volumique de glycérol $C_{gly,V}$ est obtenu

TABLE 5.1 – Différents indices de réfraction.

Air	n_{air}	1
Verre	n_{verre}	1,52
Plexiglass	n_{plex}	1,495
Glycérol	n_{gly}	1,47
Eau	n_{eau}	1,33

à l'aide de la loi suivante :

$$n_{mix} = n_{gly} C_{gly,V} + n_{eau} \left(1 - C_{gly,V}\right).$$

Afin d'obtenir le champ de hauteur d'eau, nous avons donc à réaliser le calcul suivant :

$$h(x,y) = \vec{\nabla}^{-1} \left(-\frac{\vec{\delta r}}{\varrho h_p} \right) + h_0. \tag{5.16}$$

L'intégration du gradient de surface introduit la constante h_0, la hauteur d'eau infini amont, déterminée par le limnimètre. L'intégration est réalisée par une inversion numérique du système linéaire construit à partir de l'opérateur gradient de différence centrée du second ordre.

Pour assurer la validité de l'expression précédente, l'étude respecte les trois approximations énoncées par Moisy *et al.* [196] :

1. *Approximation paraxiale* : la distance caméra-fond moucheté (= 22 cm) est plus grande que la longueur caractéristique du domaine (= 8 cm). Ainsi les rayons sont peu inclinés sur l'axe optique et considérés comme parallèles à celui-ci.
2. *Approximation de la pente faible* : l'angle entre le vecteur normal à la surface libre $\vec{n}$ et le vecteur normal au plan incliné $\vec{z}$ est négligeable, ce qui assure $|\nabla h|^2 << 1$. On considère que cette approximation est valide dans tout le champ optique de la caméra hormis dans la zone proche cylindre où les gradients de hauteur dans le ressaut peuvent être grands.
3. *Approximation de faible amplitude* : l'amplitude de la déformation est négligeable devant h_0. Les amplitudes maximales de la déformation ne dépassent pas 20% de la hauteur infini-amont dans le sillage, néanmoins la déformation peut être grande autour du cylindre (jusqu'à 400%).

L'approximation 1 est considérée comme toujours vraie alors que les approximations 2 et 3 ne sont pas respectées dans la zone proche du cylindre. Cela se traduit directement par le fait que les vecteurs de déplacement du fond moucheté (5.10) sont incohérents dans cette zone. De plus, la résolution de l'équation de Poisson, contenue dans le calcul de la reconstruction de la surface à partir du champ des gradients, propage ces vecteurs faux dans l'ensemble du domaine, ce qui a pour effet de détériorer la reconstruction. Afin de palier à ce problème, nous avons tronqué les champs BOS et PIV afin de ne conserver que les données bien résolues par la BOS, généralement à partir de 2 diamètres dans le sillage.

Le champ de déplacement de l'image du fond moucheté est obtenu en corrélant une image

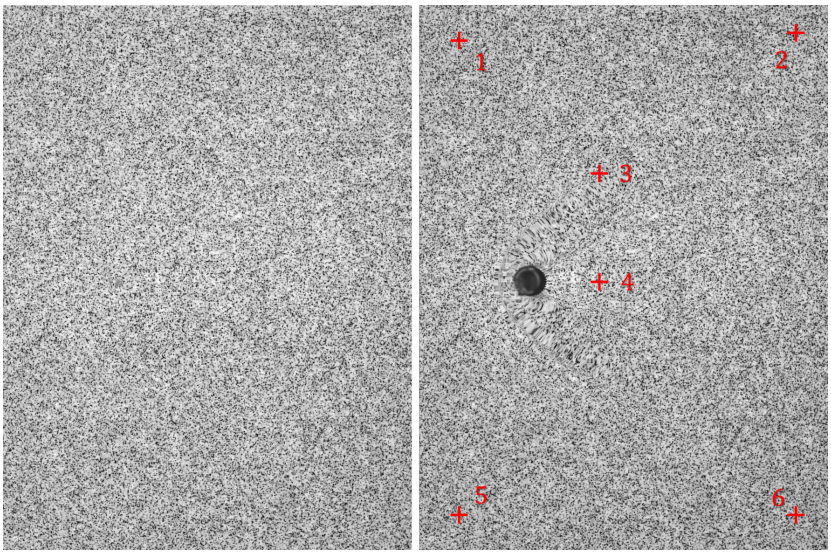


FIGURE 5.12 – À gauche : Image du fond moucheté seul. À droite : Image du fond moucheté avec le cylindre et l'écoulement. Les points rouges représentent les positions des mesures réalisées pour la correction de hauteur locale.

du fond sans eau (Figure 5.12 - Gauche) et une image avec eau (Figure 5.12 - Droite). La concavité de la lentille de l'objectif engendre une distorsion de l'image et donc de la hauteur reconstruite. Cet effet est visible sur les figures 5.13 et 5.14. Afin d'éviter cet effet, une première corrélation sans cylindre de l'arrière-plan avec et sans écoulement est effectuée (Figure 5.13). Puis une seconde corrélation de l'arrière-plan seul et de l'écoulement avec le cylindre est effectuée (Figure 5.14). En faisant la différence entre ces deux résultats, les effets de concavité sont supprimés et seule la déformation de la surface libre due à l'écoulement est obtenue. La corrélation des images (DIC [6]) est effectuée avec le logiciel open source *DPIVSoft* développé sur Matlab® (Meunier et Leweke [193], Passaggia *et al.* [198]) et donne le champ des vecteurs de déplacement du fond moucheté $\vec{\delta r}$ (Figure 5.10). L'inversion du gradient est effectuée sur Matlab® en se basant sur la fonction *g2s* proposé par Matthew Harker et Paul O'Leary [199, 200] qui permet de reconstruire une surface par la méthode des moindres carrés globaux. Afin d'obtenir un champ lissé, nous avons utilisé la routine de régularisation Tikhonov. Enfin, pour obtenir le champ de hauteur de la surface libre h, ce résultat est ajusté aux mesures expérimentales de hauteur d'eau h_0, obtenues par le limnimètre, par une seconde méthode de moindre carré. En effet, pour chaque expérience, au minimum trois points du domaine sont mesurés ; un dans l'écoulement libre, un dans le ressaut hydraulique situé à partir de deux diamètres et un dans le sillage. En connaissant la position spatiale des points mesurés par rapport à l'image prise, la hauteur de fluide reconstruite peut être corrigée avec précision.

Plusieurs corrections sont appliquées. Premièrement, le champ de hauteur d'eau est symétrisé au même titre que le champ de vitesse. Deuxièmement, la hauteur est corrigée en forçant la conservation de la masse au travers du domaine, soit en respectant l'équation de continuité

6. *Digital Image Correlation*

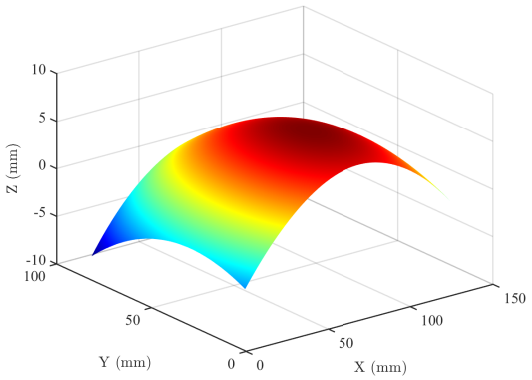


FIGURE 5.13 – Effet de distorsion du champ de hauteur de la corrélation sans le cylindre avec et sans eau.

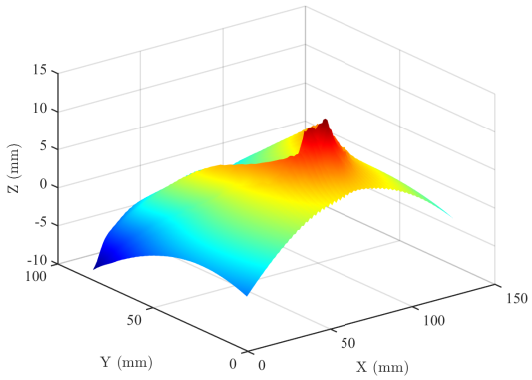


FIGURE 5.14 – Effet de distorsion du champ de hauteur de la corrélation en présence du cylindre avec et sans eau.

suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot (h\vec{U}) = 0 \tag{5.17}$$

Cette correction permet d'effacer les derniers artefacts restants de la reconstruction permettant d'assurer un débit conservé.

Les figures 5.15 et 5.16 présentent le champ de hauteur reconstruit dans le sillage des cylindres de diamètre 16 mm.

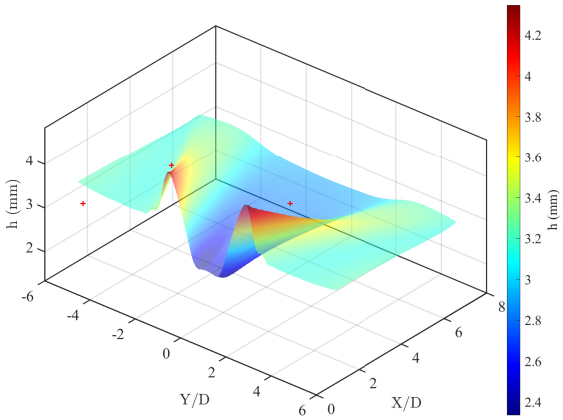


FIGURE 5.15 – Hauteur de la surface libre pour le cylindre lisse de 16 mm de diamètre. Les croix rouges indiquent la position et la hauteur d'eau locale obtenue par limnimètre.

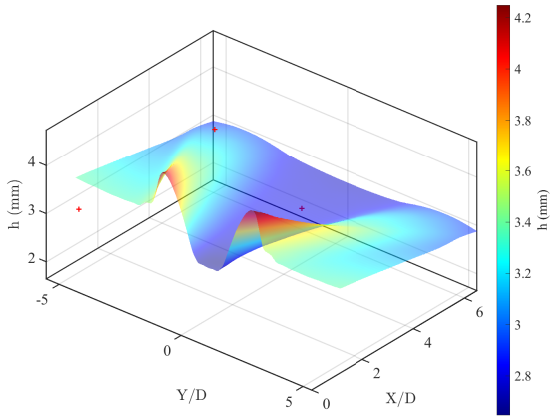


FIGURE 5.16 – Hauteur de la surface libre pour le cylindre super-hydrophobe de 16 mm de diamètre.

Dans la zone en amont du ressaut, la hauteur d'eau reconstruite est uniforme et proche de la hauteur mesurée par le limnimètre h_0. Pour l'ensemble des cylindres, l'écart entre la hauteur locale mesurée par limnimètre et celle reconstruite est inférieure à 5%.

5.1.3.3 Mesure locale de hauteur d'eau par limnimètre

Nous avons identifié que la reconstruction de la surface libre introduit un calage à la constante h_0. Cette hauteur d'eau est obtenue par une mesure locale à l'aide d'un limnimètre. Ce dernier est composé d'un support de fil chaud simple composante monté sur une platine de déplacement micrométrique manuelle d'une précision de 1 μm. Cette platine de déplacement est montée sur un système de déplacement 3 axes iLE 20/20, qui permet de déplacer le limnimètre sur l'ensemble de la zone d'expérience. La mesure est réalisée lorsque les broches touchent la surface libre de l'écoulement. À ce moment, la tension superficielle du mélange est telle qu'un ménisque se crée sur les broches, ce qui identifie le point de contact. Au préalable, un zéro est réalisé sur le plan incliné en verre, en chaque point de mesure. Une mesure est réalisée en descendant manuellement le support de fil chaud à l'aide de la vis de la platine. Le déplacement et le contact avec la surface libre est contrôlé à l'aide d'une lunette de visée installée perpendiculairement à la surface libre 5.3. La figure 5.17 illustre la vue du limnimètre situé à 10 μm de la surface libre.

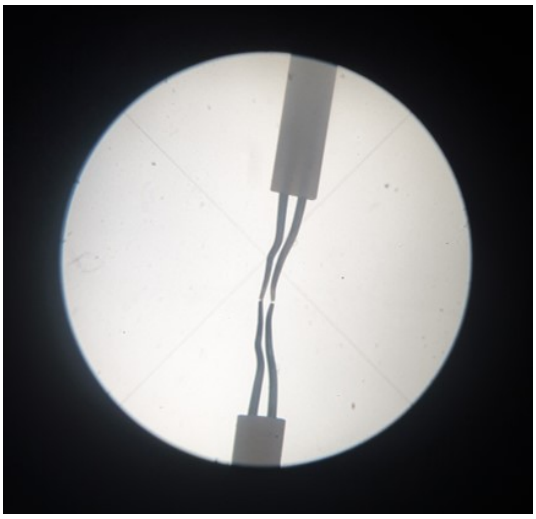


FIGURE 5.17 – Vue de la lunette de visée du limnimètre juste avant de toucher la surface libre de l'écoulement.

L'incertitude de cette mesure est évaluée par une répétition de 10 mesures de zéros et 10 mesures de h_0 en un même point. L'incertitude de mesure est égale à la somme des deux écarts types soit $\pm$ 10 μm.

5.1.3.4 Mesure du champ de vitesse par méthode PIV

Le champ de vitesse est obtenu par méthode PIV directement après avoir réalisé l'imagerie BOS. Afin d'avoir une grande quantité de traceurs dans l'écoulement, nous utilisons de fines bulles d'air. Celles-ci sont obtenues en faisant caviter la pompe. Tout d'abord, nous avons vérifié à l'aide du viscosimètre Fungilab™ que l'ajout de bulles d'air dans le fluide ne modifie pas sa viscosité et donc ces propriétés. La variation de viscosité induite par un mélange contenant une grande concentration de bulles d'air est inférieure à 5% de la valeur du mélange ne possédant pas de bulles d'air. Nous avons choisi de négliger cette variation. La caméra

rapide réalise alors l'acquisition de 1200 images par seconde sur une durée de 1,6 seconde (Figure 5.18 - **1**). Afin d'obtenir un champ de vitesse utilisable sur l'algorithme *DPIVSoft* [193], l'ensemble des images est au préalable moyenné (Figure 5.18 - **2**). L'image moyenne est soustraite à chacune des images obtenues afin de retirer les aspérités et éventuelles poussières présentes dans le champ de vision. Enfin, les images négatives obtenues sont directement utilisées dans l'algorithme de PIV (Figure 5.18 - **3**).

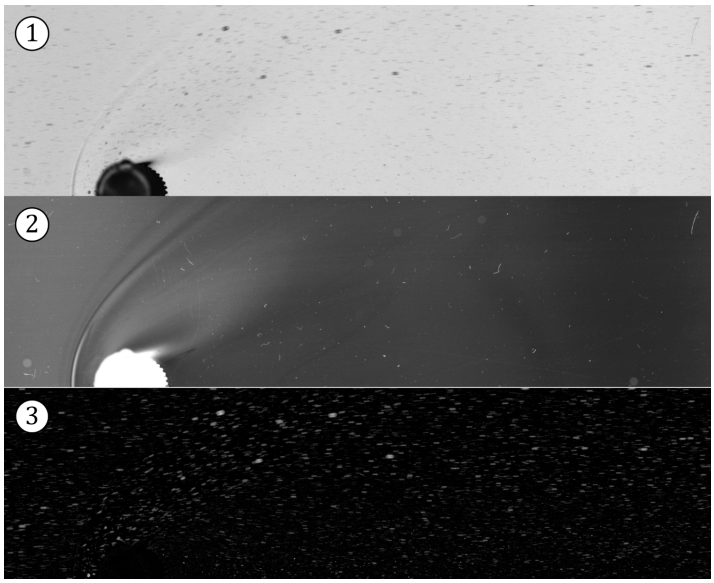


FIGURE 5.18 – **1** Image brute issue de la caméra rapide. **2** Négatif de l'image moyenne de toutes les images d'une acquisition. **3** Image post-traitée.

Le fenêtrage, les multi-passages et la calibration spatiale de la corrélation d'images sont identiques à ceux réalisés sur la BOS afin d'obtenir la même position et résolution spatiale que pour les champs issus de la BOS (Cf. section 5.1.3.1). On rappelle que la caméra n'est pas déplacée au cours des essais.

Cette mesure est la dernière mesure réalisée au cours d'une campagne expérimentale autour d'un cylindre donné. À partir de ce moment, l'écoulement est alors mis au repos pendant plusieurs heures afin que les bulles d'air présentes dans l'écoulement reviennent à la surface car ces dernières sont incompatibles avec la méthode BOS.

Il a été très difficile de trouver un traceur adapté à la mesure du champ de vitesse. En effet, nous avons essayé différentes microbilles en plastique mais celles-ci n'étaient pas entraînées dans le sillage proche du cylindre. Les bulles d'air représentent un bon traceur mais une problématique se pose. En effet, les bulles d'air dans le fluide ne sont pas uniformément distribuées sur la hauteur d'eau. La figure 5.19 illustre la vitesse et la distribution de population des bulles d'air dans l'écoulement. On peut penser que la distribution des bulles suit une loi en demi-Poiseuille, comme le profil de vitesse du fluide sur la hauteur (Cf. figure 5.36), mais lorsque que l'on étudie la distribution des bulles d'air en un point, les vitesses sont comprise entre 50% et 100% de la vitesse maximale du fluide comme l'illustre la figure 5.20. La cause de cet effet n'est pas due au temps caractéristique de remontées des bulles, qui est de l'ordre

d'un centimètre par heure. Cependant, l'écoulement présente une épaisseur de couche limite tellement grande que statistiquement, la population de bulles passant dans la partie basse de la couche limite, proche du fond, est très faible, car leurs vitesses sont très faibles, voire nulles.

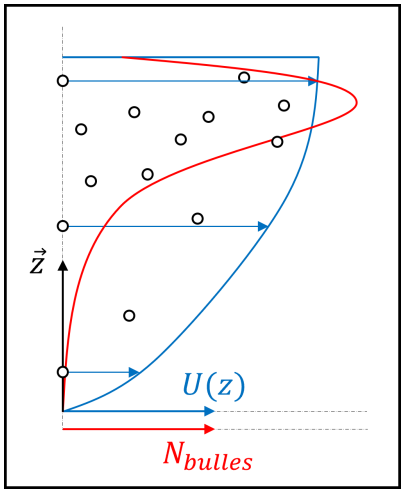


FIGURE 5.19 – Schéma illustratif de la distribution de la vitesse et de la population de bulle d'air sur la hauteur d'eau.

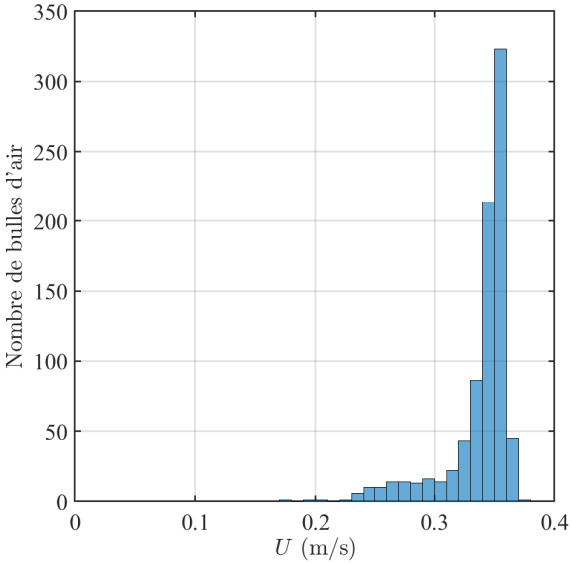


FIGURE 5.20 – Exemple de distribution de vitesse en un point amont de 835 bulles d'air.

Afin d'obtenir la vitesse moyenne, nous avons choisi de récupérer la valeur de vitesse maximale qui correspond à la vitesse de surface et de recalculer la vitesse moyenne en supposant que le profil de vitesse du fluide suit un demi-Poiseuille. Ainsi la vitesse moyenne est égale à 2/3 de la vitesse de surface. En pratique, la vitesse de surface est calculée à partir de la moyenne de la vitesse d'un échantillon représentant 10% des traceurs les plus rapides.

Le champ de vitesse est calculé en réalisant la moyenne des champs obtenus pour chacune des images capturées par la caméra. Afin de corriger les derniers défauts dans le champ de vitesse, celui-ci est symétrisé. La figure 5.21 présente les vitesses moyennes longitudinale U_{moy} et transversale V_{moy} autour du cylindre lisse de 16 mm de diamètre. On remarque une diminution de la vitesse longitudinale à partir de $Y/D = 5$. Cet effet est dû à une diminution de la densité de bulles d'air sur les bords de l'écoulement. En effet, les bulles en provenance du réservoir *haut* subissent, au niveau du déversoir, un effet d'entonnoir qui concentre les bulles au centre de l'écoulement. Néanmoins, cet effet est négligeable, car il apparaît relativement loin dans le sillage, où le ressaut hydraulique est quasiment diffusé.

Pour compenser certains défauts d'ensemencement, le champ de vitesse obtenu par PIV est corrigé et recalculé à partir d'une décomposition de Helmholtz-Hodge. Cette décomposition permet d'assurer que le champ de vitesse se décompose en une composante rotationnelle à divergence nulle $\vec{\nabla} \times \psi$ et une composante irrotationnelle $\vec{\nabla} \cdot \vec{\phi}$.

$$\vec{U} = \vec{\nabla} \cdot \vec{\phi} - \vec{\nabla} \times \psi$$

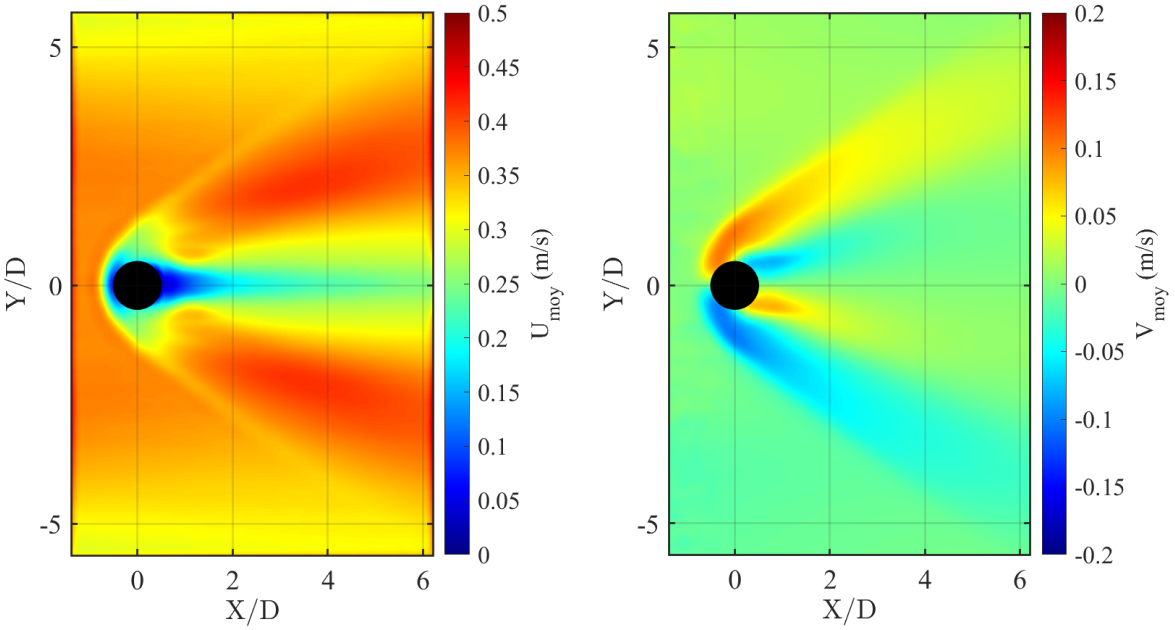


FIGURE 5.21 – Champ des vitesses moyennes longitudinale U_{moy} et transversale V_{moy} autour du cylindre lisse de 16 mm de diamètre

Les deux potentiels, vecteurs et scalaire, sont chacun solutions d'une équation de Poisson qui est résolue numériquement par la méthode développée par Shanmughan *et al.* [201] à l'aide du logiciel Matlab.

$$\Delta\vec{\phi} = \vec{\nabla} \cdot \vec{U}$$
$$\Delta\psi = \vec{\nabla} \times \vec{U}$$

Le champ de vitesse est corrigé en imposant sur la fonction de courant ψ et le potentiel $\vec{\phi}$ les conditions de la décomposition de Helmholtz-Hodge suivantes :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \psi) = 0$$
$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla}\vec{\phi}) = 0$$

Au même titre que le champ de hauteur de la surface libre, le champ de vitesse obtenu sera utilisé par la suite afin de calculer le coefficient de traînée du cylindre.

5.1.3.5 Mesure du profil de hauteur d'eau au niveau du ressaut

Nous avons vu précédemment que la reconstruction de la surface libre proche du cylindre n'est pas possible à l'aide de la méthode BOS due aux gradients de hauteur d'eau trop importants. Néanmoins, afin de réaliser une étude sur le ressaut hydraulique similaire à celle de l'étude de l'onde de choc en écoulement supersonique raréfié, il est nécessaire de réaliser une étude topologique de celui-ci. C'est grâce à cette méthode que l'étude de l'évolution des distances de détachement du ressaut et de la couche limite sera réalisée. La hauteur d'eau devant le cylindre

est obtenue à l'aide d'une caméra CCD à haute résolution GigE Bobcat B3320 Imperx® 29Mpx équipée d'un objectif macro de 100 mm située dans le plan de l'écoulement. La figure 5.22 présente ainsi les images obtenues permettant d'évaluer la hauteur d'eau devant le cylindre. La hauteur d'eau est déterminée manuellement en détectant la surface libre illustrée par un gradient d'intensité lumineuse entre le fond et l'eau. C'est sur ce profil de hauteur d'eau que sera appliqué la méthode de détection de l'onde de choc, adaptée ici au ressaut hydraulique et développée dans le chapitre 4, afin de détecter la hauteur d'eau maximale devant le cylindre, le point d'inflexion dans le profil qui sera identifié comme le centre du ressaut et enfin le pied du ressaut hydraulique.

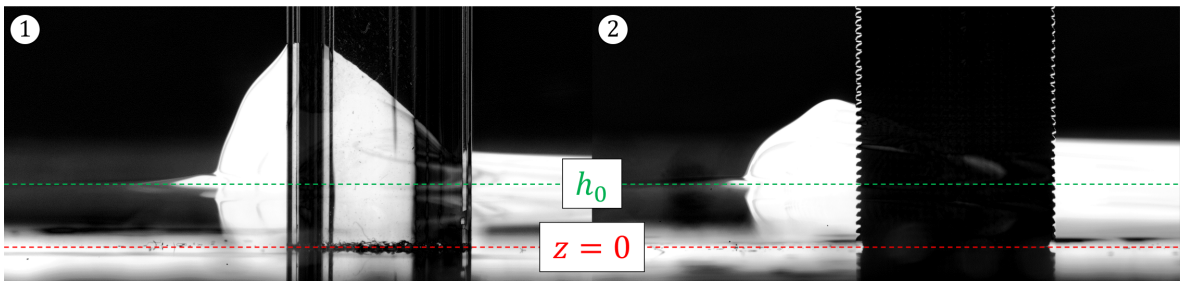


FIGURE 5.22 – Photographie du ressaut hydraulique devant le cylindre lisse (**1**) et super-hydrophobe (**2**) de 10 mm de diamètre.

Les figures 5.23 et 5.24 illustrent le profil de hauteur d'eau du ressaut devant le cylindre. On remarque dès à présent la différence induite par l'ajout du glissement sur le cylindre. Le ressaut est deux fois moins haut, mais un tiers plus épais. Afin de rester sur les mêmes bases de comparaison avec les écoulements compressibles, la méthode de détection de la structure du choc est appliquée telle quelle. Nous avons choisi de définir le centre du ressaut hydraulique comme le point d'inflexion du profil de hauteur du ressaut et le centre de la couche limite comme le maximum de hauteur afin de conserver l'analogie avec le maximum de densité des écoulements compressibles.

5.1.3.6 Mesure de la hauteur d'eau sur le cylindre

Au même titre que la mesure de la pression pariétale dans l'écoulement raréfié, nous proposons de mesurer la hauteur d'eau à la paroi du cylindre afin de calculer l'équivalent du coefficient de pression en hydraulique. À la suite de la mesure de hauteur d'eau sur la ligne d'arrêt, la caméra est alors élevée de quelques dizaines de centimètres afin de présenter un angle proche de 45° par rapport à la rampe inclinée. La caméra dans cette position est présentée sur la figure 5.8. Cet angle de caméra permet de visualiser l'intégralité de la distribution de hauteur d'eau autour du cylindre, comme l'illustre la figure 5.25. En effet, la précédente mesure où la caméra est dans la vue de profil du ressaut (perpendiculaire au cylindre), la hauteur d'eau dans le sillage est cachée par le ressaut hydraulique car celui-ci possède une hauteur plus importante que la hauteur d'eau située à l'arrière du cylindre. Une série d'images est alors réalisée et celle-ci permet, au même titre que la hauteur d'eau sur le point d'arrêt, d'identifier la hauteur d'eau sur le cylindre. Un calcul géométrique est alors appliqué pour obtenir la distribution de hauteur d'eau sur les différents cylindres en fonction de l'angle. La figure 5.26 illustre la distribution de hauteur à la paroi pour deux cylindres de diamètres (⌀) 2 et 16

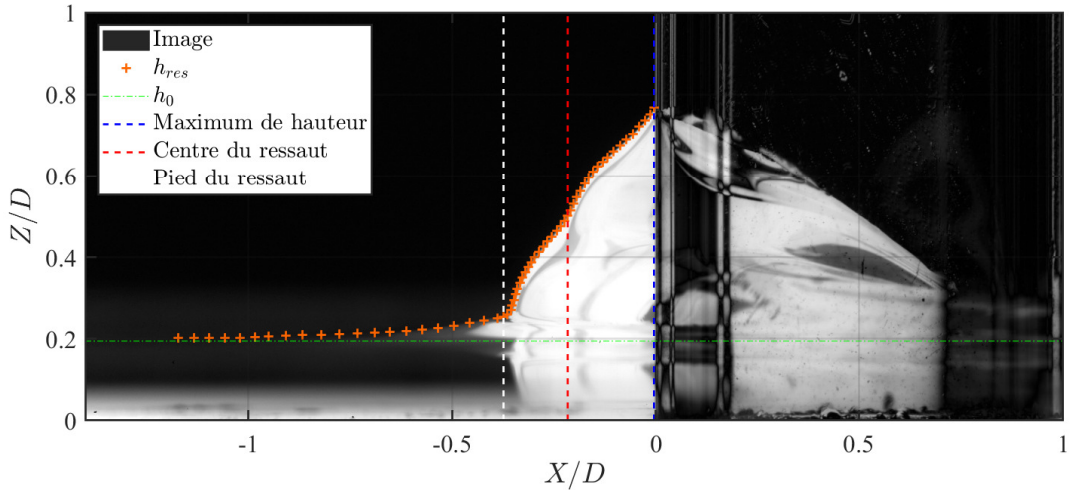


FIGURE 5.23 – Mesure de hauteur d'eau du ressaut hydraulique devant le cylindre lisse de 16 mm de diamètre.

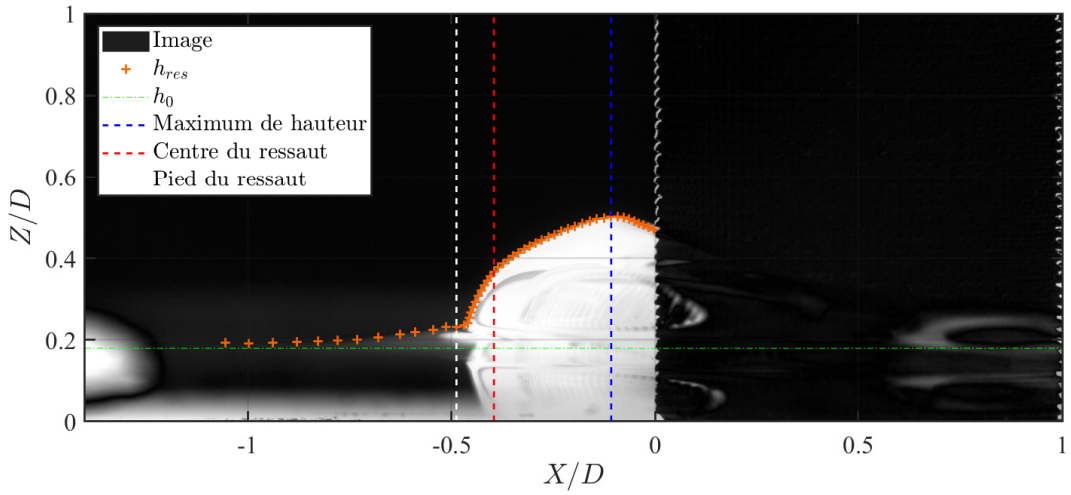


FIGURE 5.24 – Mesure de hauteur d'eau du ressaut hydraulique devant le cylindre super-hydropbhobe de 16 mm de diamètre.

mm dans les deux cas, lisse et super-hydrophobe. On remarque que le plastron d'air diminue fortement la hauteur d'eau et assèche la paroi à l'arrière du cylindre ($h_p(\theta = 180°) = 0$ mm) pour les deux diamètres. On note ici une analogie intéressante avec les écoulements raréfiés où la pression d'arrêt mesurée à l'aide d'un tube de Pitot est nulle à l'arrière du cylindre (Cf. figure 4.64). Les molécules d'air et d'eau ne sont pas présentes dans cette zone du fait de la raréfaction et de la viscosité dans leurs écoulements respectifs.

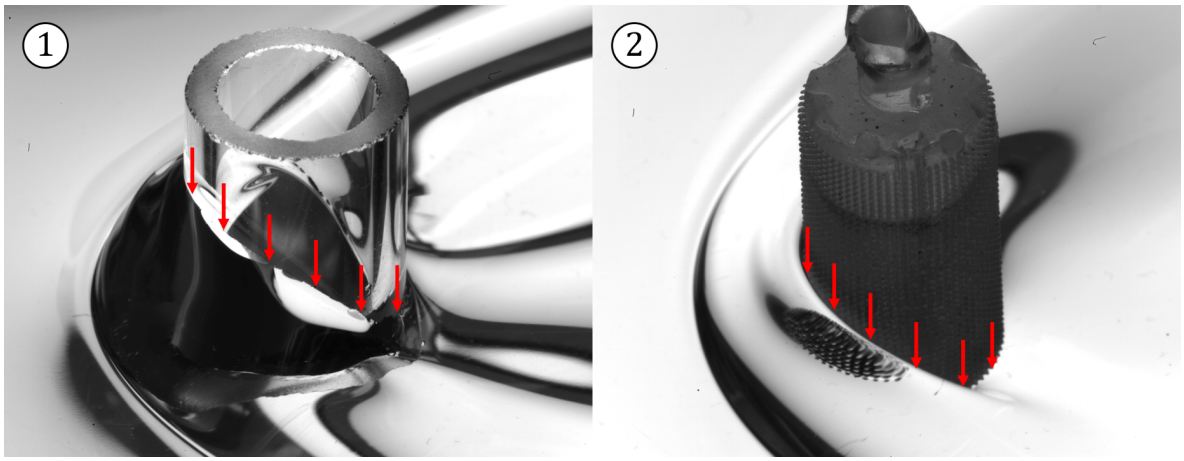


FIGURE 5.25 – Photographie de la distribution de hauteur d'eau autour du cylindre lisse (**1**) et super-hydrophobe (**2**) de 10 mm de diamètre.

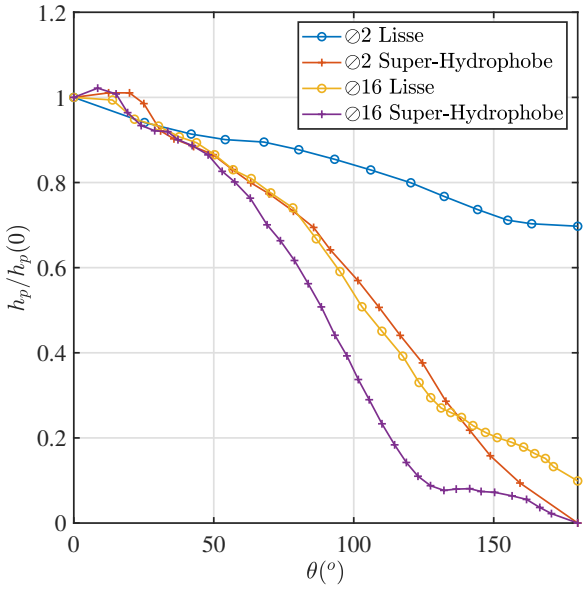


FIGURE 5.26 – Distribution de la hauteur d'eau à la paroi adimensionnée en fonction de l'angle autour de deux cylindres de 2 et 16 mm de diamètre (⌀), lisse et super-hydrophobe.

5.2 Les écoulements à surface libre bas Reynolds

5.2.1 Conditions expérimentales de cette étude

Ce travail de recherche a été réalisé à une condition d'écoulement, autour de $Fr = 2$. Les différents diamètres des cylindres utilisés ont été choisis au cours d'essais préliminaires de sorte que le ressaut hydraulique soit compris dans la zone de mesure et que celui-ci n'interagisse pas avec les bords du canal. Le diamètre maximal a été défini à 25 mm de diamètre. Les diamètres de cylindres sélectionnés sont de 2, 5, 10 et 16 mm. Afin d'obtenir des nombres de Reynolds dans la gamme de ceux étudiés en écoulement compressible ($25 < (Re_D)_\infty < 400$), le mélange

TABLE 5.2 – Nombres caractéristiques associés à chaque cylindre.

Type	Diamètre (mm)	Fr	$(Re_D)_\infty$	λ_p/D
Lisse	2,03	2,04	36	
Lisse	4,96	2,04	100	
Lisse	10,07	1,85	168	
Lisse	15,95	1,97	299	
SH	2,78	2,14	55	0,111
SH	5,75	2,26	120	0,053
SH	10,65	1,86	192	0,029
SH	16,81	1,75	270	0,018

de glycérol et d'eau est choisi entre 64% et 66% de glycérol. Ce pourcentage est défini par la concentration volumique de glycérol $C_{gly,V} = V_{gly}/(V_{gly} + V_{eau})$. Pour la suite de l'étude, le terme pourcentage de mélange fait référence à cette définition. Les conditions d'écoulements pour chaque cylindre sont résumées dans le tableau 5.2. Les nombres de Reynolds et de Froude ont été calculés au moment de chaque expérience pour les cylindres respectifs, ce qui explique notamment la faible variation du nombre de Froude due à une température de l'écoulement légèrement différente au cours de chacune des expériences. Les deux types de cylindres sont identifiés par *Lisse* pour les cylindres en verre ne possédant pas de traitement hydrophobe et par *SH* pour les cylindres super-hydrophobes. Cette désignation sera maintenue pour le reste de l'étude.

L'épaisseur relative de plastron d'air λ_p/D est estimée à partir de la profondeur de la structure rugueuse à la surface des cylindres super-hydrophobes.

5.2.2 Correction de la variation de température

Au cours d'une expérience, la température du mélange glycérol-eau augmente au cours des expériences, en raison du fonctionnement de la pompe. En fonctionnant en continu, le corps du moteur de la pompe chauffe et par conduction, réchauffe le mélange. Le problème réside dans le fait que ce changement de température affecte la viscosité et donc les propriétés de l'écoulement, notamment la hauteur infinie amont. Pour corriger cet effet, deux solutions sont appliquées lors des expériences. La première est de limiter au maximum le temps de fonctionnement de la pompe. La seconde a été de corriger toutes les hauteurs mesurées (limnimètre, ressaut et de paroi) en les extrapolant à la température à laquelle était l'écoulement lors de la prise des images de la BOS et de la PIV. Les prises d'images (hauteur du ressaut, de paroi, BOS et PIV) sont réalisées très brièvement les unes après les autres. Néanmoins les mesures au limnimètre sont relativement longues (quelques minutes), ce qui amène à une modification de la température de l'écoulement.

Afin de déterminer le coefficient correctif a appliquer, l'expérience suivante a été réalisée. À l'aide du limnimètre, la hauteur de l'écoulement a été mesurée au même point lors d'une expérience de plusieurs heures, en laissant fonctionner la pompe volontairement. Un profil de l'évolution de la hauteur de l'eau est obtenu en fonction de la température, présenté sur la figure 5.27. En effectuant une régression quadratique sur ces résultats, on obtient la loi

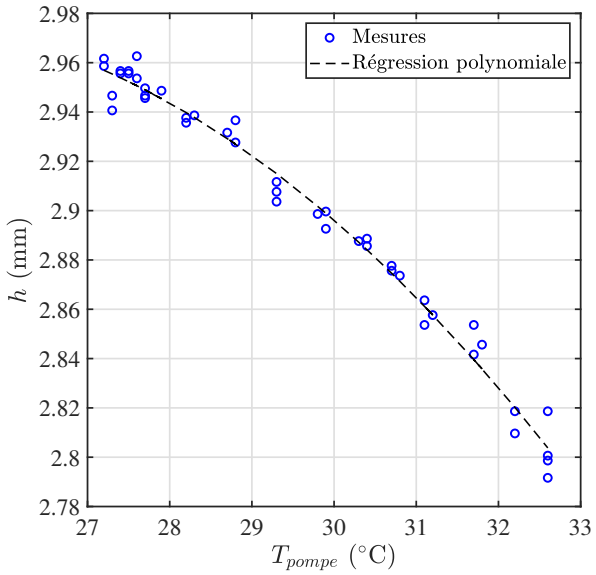


FIGURE 5.27 – Évolution de la hauteur du fluide en fonction de la température.

d'évolution de la hauteur en fonction de la température suivante :

$$h(T) = -0,0026T^2 + 0,1242T + 1,4667.$$

Ainsi, les mesures du niveau de fluide h_{init} peuvent être ré-interpolées à la température de prise d'image T_{image} :

$$h_{T_{image}} = h_{init} + h(T_{image}) - h(T_{init}).$$

5.2.3 Qualification et stabilité des écoulements

D'un point de vue de stabilité de l'écoulement, on note que lorsque le limnimètre se situe à 10 μm au dessus de la surface libre, l'écoulement ne vient pas toucher les broches du limnimètre, ce qui assure la stabilité de la surface libre de l'écoulement lors des expériences. De plus, comme l'illustre la figure 5.17, la surface libre est invisible et forme un miroir net du fait de l'absence d'instationarités.

Au même titre d'une tuyère supersonique, il est nécessaire de s'assurer que l'écoulement est uniforme sur l'ensemble de la zone de mesure. Les écoulements à surface libre peuvent être pilotés exclusivement par la hauteur d'eau ainsi, nous nous sommes assurés de la planéité de la surface libre dans le canal. Dans un premier temps, à l'aide du limnimètre, nous avons sondé le fond de la rampe inclinée. On remarque sur la figure 5.28 que le fond de la rampe est légèrement inclinée dans les deux directions X et Y. En effet, la hauteur du fond s'affaisse de 60 μm sur la zone de mesure longue de 80 mm et vers les Y négatifs de 15 μm. Ces défauts sont en partie dus au poids de la rampe et à cause du choix de son système de fixation, ils correspondent à l'incertitude de la mesure de l'inclinaison de la rampe, soit 0,1°.

Dans un second temps, nous avons mesuré la hauteur de la surface libre de l'écoulement à l'aide du limnimètre, longitudinalement et transversalement, au travers de la zone de mesure.

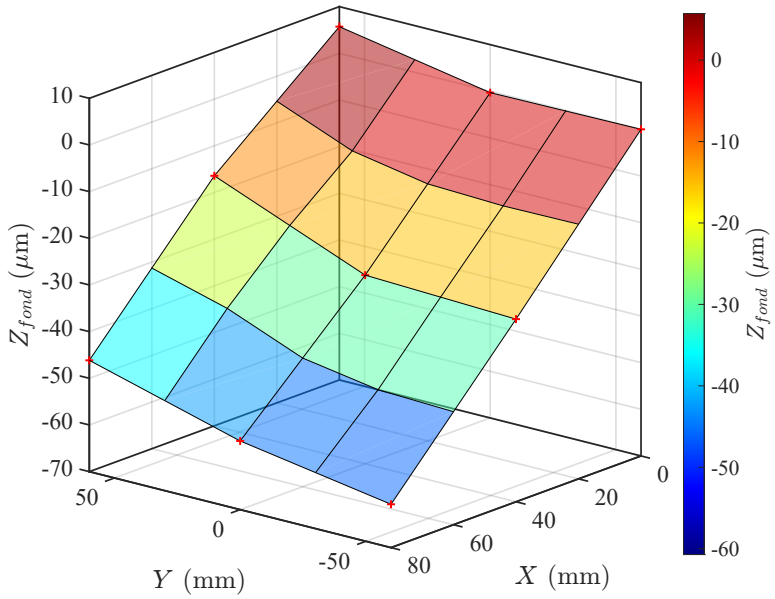


FIGURE 5.28 – Topologie du fond de la rampe inclinée dans la zone de mesure. Cette représentation est dans le repère de la rampe, elle ne prend pas en compte l'angle d'inclinaison de la rampe.

Les figures 5.29 et 5.30 présentent les profils longitudinaux et transversaux de hauteur de la surface libre. La hauteur est corrigée en température à partir de la température du premier point du premier profil réalisé, soit 25,6°C. On remarque que le défaut de planéité du fond engendre des déformations de la surface libre. Néanmoins, dans la zone de mesure qui se situe entre $0 < X < 100$ mm et $-80 < Y < 80$ mm, les variations de hauteur sont de l'ordre de l'incertitude de mesure du limnimètre et l'écart-type est inférieur à 1% de la moyenne de la hauteur d'eau dans les deux directions. Nous considérerons pour la suite que dans la zone de mesure, l'écoulement est uniforme.

Lors de chaque expérience, la conservation du débit volumique est vérifiée. Pour cela, nous calculons le débit volumique le long du domaine par rapport au débit amont. En pratique, le débit volumique amont est calculé en reconstruisant indépendamment la hauteur d'eau dans l'écoulement amont au niveau des positions limnimètre numérotées 1 et 5 sur la figure 5.12.

Le débit est calculé le long du domaine afin de vérifier si celui-ci est conservé le long du domaine. Les débits de fuite sur les côtés du domaine en $Y = -H$ et $Y = +H$ sont pris en compte, calculés à partir des champs de vitesses et de hauteur, et représentent moins de 2 % de perte. On remarque sur la figure 5.31 que le débit est conservé à hauteur d'une augmentation de celui-ci de l'ordre de 2 % sur l'ensemble du domaine. Ce résultat nous renseigne sur la qualité de la reconstruction de la hauteur de la surface libre et du champ de vitesse.

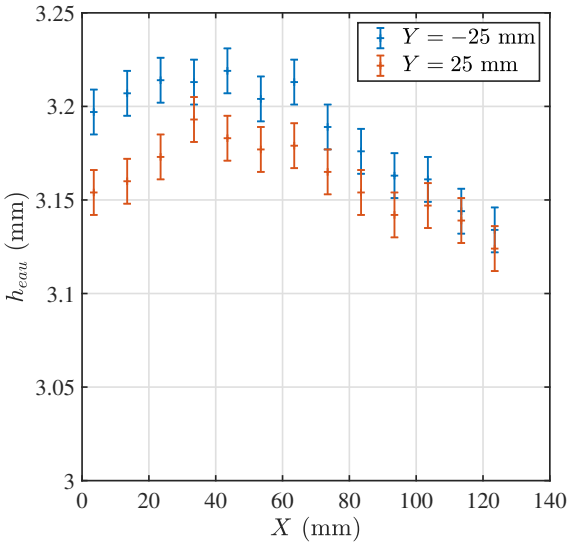


FIGURE 5.29 – Évolution longitudinale de la hauteur d'eau.

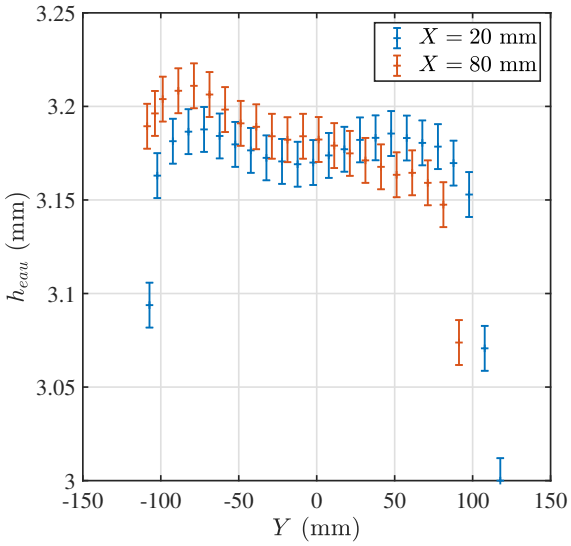


FIGURE 5.30 – Évolution transversale de la hauteur d'eau.

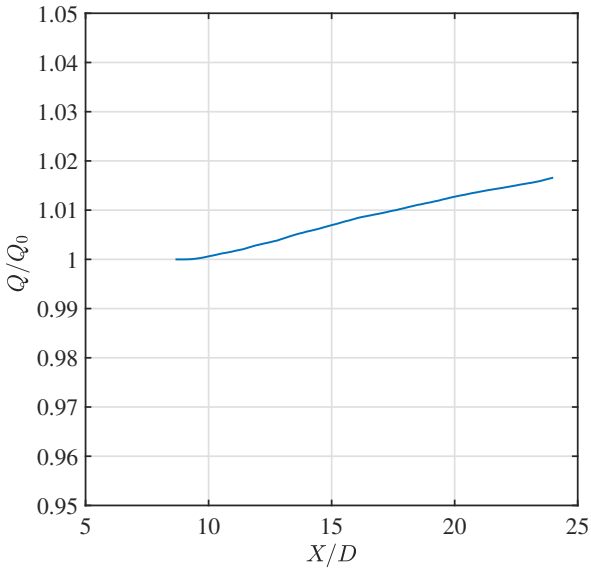


FIGURE 5.31 – Évolution du débit volumique dans le sillage du cylindre super-hydrophobe de 2 mm de diamètre.

5.3 Les outils d'analyses

5.3.1 Approche théorique et limitations

L'un des objectifs de ce travail est de proposer une méthode d'estimation du coefficient de traînée basée sur un bilan de quantité de mouvement. Cette méthode suppose que le champ de vitesse et le niveau de la surface libre sont connus, respectivement obtenus par la BOS et

la PIV. L'intérêt est de pouvoir estimer le coefficient de traînée d'un cylindre uniquement à partir d'une étude BOS et PIV de l'écoulement.

5.3.1.1 Expression du coefficient de traînée

Cette partie présente la méthode pour obtenir le coefficient de traînée à partir d'un bilan de quantité de mouvement sur l'écoulement. L'expression du coefficient de traînée est développée à partir des équations de Navier-Stokes dans le cas d'une surface libre.

Afin d'être cohérent pour l'expérience décrite, le coefficient de traînée est déterminé pour un cylindre posé sur une plaque plane inclinée de $\alpha = 10°$ et de hauteur supérieure à la surface libre. La plaque inclinée est considérée suffisamment large (24 cm) pour qu'aucun effet de bord ne soit considéré. Ainsi l'écoulement en amont du cylindre est supposé stationnaire ($\partial/\partial t = 0$) et uniforme sur la largeur de la plaque. Cette hypothèse a été vérifiée précédemment en réalisant des mesures locales de hauteur d'eau à l'aide d'un limnimètre. La hauteur d'eau reste à hauteur constante sur plus de 22 cm de large et sur toute la longueur de la plaque. Cette largeur reste 1,5 fois plus grande que le plus large des sillages étudiés dans cette étude. Pour être dans les hypothèses de la physique des eaux peu profondes, la dimension verticale est supposée faible devant les dimensions longitudinales et transversales. La hauteur infinie amont du fluide h_0 est de l'ordre de quelques millimètres ($2 \sim 3$ mm), ce qui est négligeable par rapport à la longueur de l'écoulement L ($\approx 300 \sim 400$ mm). Nous supposerons également que l'écoulement est incompressible et isotherme. L'écoulement est laminaire ($30 < Re < 400$) et supercritique ($Fr > 1$), on note la présence d'un saut hydraulique dans ce cas, qui est analogue à l'onde de choc des écoulements compressibles.

Afin d'obtenir une expression analytique de la force de traînée, le bilan de quantité de mouvement est réalisé sur un domaine de contrôle incluant le cylindre et son sillage. Le domaine de contrôle est décrit par la figure 5.32.

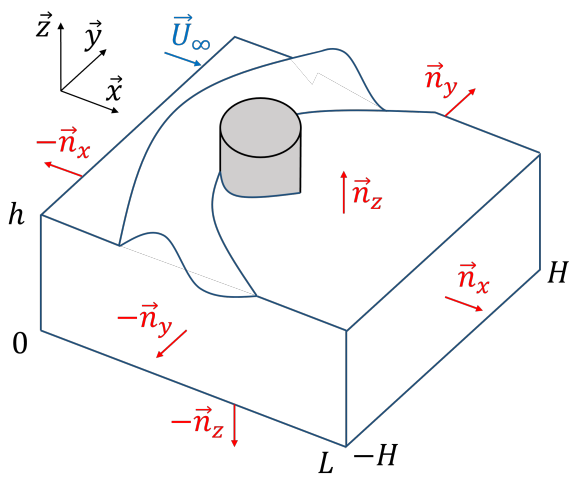


Figure 5.32 – Schéma du domaine de contrôle sur lequel est appliqué le bilan de quantité de mouvement.

Les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement de Navier-Stokes

s'écrivent sous la forme suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0, \tag{5.18}$$

$$\rho(\vec{U} \cdot \vec{\nabla})\vec{U} = -\vec{\nabla} p + \mu \Delta \vec{U} + \rho \vec{g}, \tag{5.19}$$

avec le vecteur vitesse $\vec{U} = (u, v, w)$. On néglige dès à présent la composante verticale de la vitesse $w = 0$, étant donné que celle-ci est faible et négligeable devant u et v loin du cylindre. L'équation de quantité de mouvement (5.19) projetée suivant la direction x peut être réduite à l'équation suivante :

$$\int_V \vec{\nabla} \cdot A - \rho g \sin \alpha \, \mathrm{d}V = 0 \tag{5.20}$$

Il est possible de simplifier l'intégrale volumique en appliquant le théorème de la divergence sur la première intégrale afin d'obtenir une intégrale sur le contour fermé $\partial\Sigma$ du domaine Σ,

$$\int_{\partial\Sigma} \nabla \cdot A \, \mathrm{d}n - \int_{\Sigma} \rho g \sin \alpha \, \mathrm{d}\Sigma = -F_x \tag{5.21}$$

avec,

$$A = \begin{pmatrix} \rho u u + p - \mu \frac{\partial u}{\partial x} \\ \rho u v - \mu \frac{\partial u}{\partial y} \\ -\mu \frac{\partial u}{\partial z} \end{pmatrix}$$

Ainsi il est possible d'exprimer le coefficient de traînée C_D en intégrant sur le contour fermé. La contribution de chaque terme est identifiée sur l'équation (5.22).

$$\begin{aligned} C_D = \frac{2}{\rho U_\infty^2 h_\infty D} \Bigg[& \underbrace{\int_{-H}^{H} \int_0^h \rho u^2 + p - \mu \frac{\partial u}{\partial x}\bigg|_{x=0} \mathrm{d}z\mathrm{d}y}_{\textit{terme d'entrée}} \\ & - \underbrace{\int_{-H}^{H} \int_0^h \rho u^2 + p - \mu \frac{\partial u}{\partial x}\bigg|_{x=L} \mathrm{d}z\mathrm{d}y}_{\textit{terme de sortie}} \\ & + \underbrace{\int_0^L \int_0^h \rho u v - \mu \frac{\partial u}{\partial y}\bigg|_{y=H} \mathrm{d}z\mathrm{d}x}_{\textit{terme de sortie latéral en } y=H} - \underbrace{\int_0^L \int_0^h \rho u v - \mu \frac{\partial u}{\partial y}\bigg|_{y=-H} \mathrm{d}z\mathrm{d}x}_{\textit{terme de sortie latéral en } y=-H} \\ & + \underbrace{\int_0^L \int_{-H}^{H} \mu \frac{\partial u}{\partial z}\bigg|_{z=0} \mathrm{d}y\mathrm{d}x}_{\textit{frottement fond/eau}} - \underbrace{\int_0^L \int_{-H}^{H} \mu \frac{\partial u}{\partial z}\bigg|_{z=h} \mathrm{d}y\mathrm{d}x}_{\textit{frottement air/eau}} \\ & + \underbrace{\int_0^L \int_{-H}^{H} \int_0^h \rho g \sin \alpha \, \mathrm{d}z\mathrm{d}y\mathrm{d}x}_{\textit{terme de gravité}} \Bigg] \end{aligned} \tag{5.22}$$

Cette expression montre que le calcul du coefficient de traînée par une approche de type Navier-Stokes nécessite la connaissance du champ de hauteur de la surface libre h et des vitesses U mais aussi du champ de pression p. D'un point de vue expérimental, il est complexe

de mettre en place un moyen de mesure de la pression en tout point de l'écoulement, c'est pourquoi cette dernière doit être calculée. Néanmoins, plusieurs simplifications peuvent être faites dès à présent. Dans un premier temps, les termes visqueux portés par $\mu(\partial u/\partial x)$ sont très faibles et peuvent être simplifiés. Dans un second temps, si le domaine est suffisamment grand et que le ressaut ne sort pas dans les sections latérales du domaine, alors ces termes de sortie latéraux peuvent être négligés. Et enfin, le frottement de l'air sur la surface libre peut être négligé devant le terme de frottement entre l'eau et le fond. Ces hypothèses simplificatrices amènent à l'expression suivante du coefficient de traînée qui sera utilisé par la suite :

$$C_D = \frac{2}{\rho U_\infty^2 h_\infty D}\left[\underbrace{\int_{-H}^{H}\int_0^h \rho u^2 + p\,\mathrm{d}z\mathrm{d}y}_{terme\ d'entrée} - \underbrace{\int_{-H}^{H}\int_0^h \rho u^2 + p\,\mathrm{d}z\mathrm{d}y}_{terme\ de\ sortie} + \underbrace{\int_0^L\int_{-H}^{H} \mu\frac{\partial u}{\partial z}\bigg|_{z=0}\mathrm{d}y\mathrm{d}x}_{frottement\ fond/eau} + \underbrace{\int_0^L\int_{-H}^{H}\int_0^h \rho g\sin\alpha\,\mathrm{d}z\mathrm{d}y\mathrm{d}x}_{terme\ moteur}\right] \tag{5.23}$$

5.3.2 Simulation numérique de surface libre

Afin de valider les expressions précédentes, nous avons réalisé une simulation numérique sur le logiciel CFD [7] Ansys Fluent®. La simulation a été configurée pour reproduire au mieux l'expérience. L'écoulement étant symétrique, seule la moitié du domaine est modélisée. Le domaine de calcul est une boîte de forme rectangulaire de $L = 37{,}5$ cm de long, $H = 12{,}5$ cm de large et $z = 8$ cm de haut. Un demi-cylindre de diamètre $D = 5$ mm est placé à 20,5 cm de l'entrée du domaine. Le maillage du domaine est structuré et possède 4 millions de mailles. Le domaine est partitionné en deux sur la hauteur, la partie supérieure correspond à la zone où l'air est majoritairement présent, la partie inférieure, de 5 mm de hauteur, correspond à la zone où le fluide visqueux est présent. En amont de cette zone, le débit est imposé de telle sorte que la vitesse débitante soit constante à $U_\infty = 0{,}36$ m.s^{-1}. Le reste des zones du domaine sont des conditions de sortie de pression et de flux nul sur le cylindre et le fond. Au même titre que l'expérience, le fluide est un mélange d'eau et de glycérol, ainsi nous avons imposé au fluide une masse volumique et une viscosité correspondant à un mélange composé à 64% de glycérol et 36% d'eau. Les nombres de Reynolds et de Froude de l'écoulement sont égaux à :

$$(Re_D)_\infty = 125 \quad Fr = 2$$

L'écoulement étant diphasique, le modèle Volume of Fluid VOF [8] accompagné du sous-modèle OpenChannelFlow est utilisé pour le suivi de l'interface liquide/air. Le schéma de discrétisation HRIC [9] est utilisé. Celui-ci offre une précision améliorée pour les calculs de type VOF. La tension superficielle du fluide est imposée à 70 mN.m^{-1}. Une adaptation dynamique du maillage est activée afin de raffiner automatiquement la zone de la surface libre pour limiter

7. *Computational Fluid Dynamics*
8. *Volume Of Fluid*
9. *High Resolution Interface Capturing*

la diffusion numérique du modèle VOF. Un point critique à prendre en compte pour obtenir un résultat précis est la détermination de la hauteur de la surface libre. Dans la simulation, l'interface entre les deux phases, le liquide et l'air, n'est pas clairement définie, car la simulation d'un tel écoulement engendre un phénomène de diffusion numérique à l'interface entre le air et le liquide, ce qui amène à un gradient de densité situé au niveau de l'interface sur plusieurs mailles. Dans cette zone, la masse volumique prend des valeurs intermédiaires entre celle du mélange ($\rho_{mix} = 1181$ kg.m^{-3}) et celle de l'air ($\rho_{air} = 1{,}292$ kg.m^{-3}). Pour déterminer la hauteur de la surface libre, nous avons choisi de considérer que celle-ci se situe à 50% de la fraction de mélange des deux phases, ce qui correspond à une masse volumique de 600 kg.m^{-3}. La figure 5.33 représente le maillage autour du cylindre ainsi que la capture de la surface libre au niveau du ressaut hydraulique. À partir de la capture de la surface libre, la hauteur de l'écoulement ainsi que les vitesses longitudinales U_{moy} et transversales V_{moy} sont illustrées sur les figures 5.34 et 5.35. Ce sont sur ces champs que la méthode du calcul de coefficient de traînée est appliquée dans un premier temps.

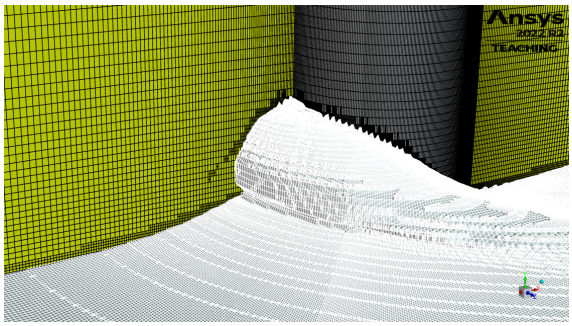


FIGURE 5.33 – Maillage autour du cylindre et de la surface libre.

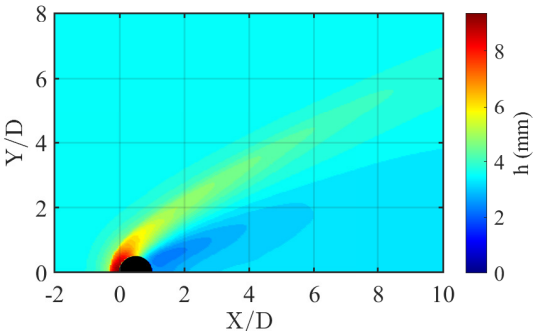


FIGURE 5.34 – Champ de hauteur de la surface libre issue de la simulation Fluent.

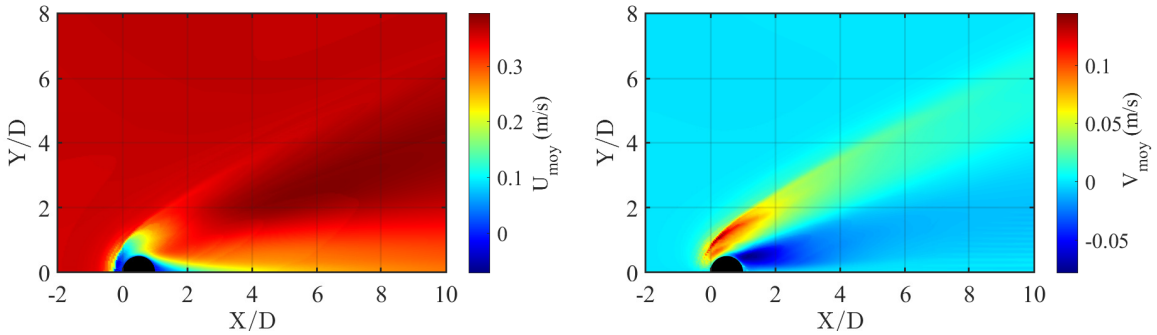


FIGURE 5.35 – Champs des vitesses moyennes longitudinales U_{moy} et transversales V_{moy} issues de la simulation Fluent.

Avant de vérifier la reconstruction du champ de vitesse et de pression et de calculer le coefficient de traînée à l'aide des expressions précédentes, les grandeurs physiques issues de Fluent sont exportées et interpolées sur un domaine uniformément structuré afin d'être exploitables sur le logiciel Matlab®. Bien que le maillage initial soit bien résolu, cette étape introduit une grande discrétisation sur les données numériques qui peut être observée sur la figure 5.34 au

travers des contours francs au niveau des variations de hauteur d'eau, bien visible dans le sillage.

5.3.2.1 Validation de la reconstruction du champ de vitesse

Nous avons évoqué précédemment la reconstruction de la vitesse sur la hauteur d'eau à partir des résultats de la PIV. Le profil de vitesse est recalculé à partir de l'équation suivante en fonction de la hauteur locale h et de la vitesse de surface locale $U|_{z=h}$ issue de la PIV :

$$U(z) = U|_{z=h} \left[\frac{2z}{h} - \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right] \tag{5.24}$$

Le profil de vitesse ainsi obtenu est comparé au profil de vitesse issu de la simulation *Fluent* sur la figure 5.36. On remarque que la reconstruction du profil de vitesse est en très bon accord avec la simulation, ce qui valide l'hypothèse du profil de vitesse en demi-Poiseuille sur la hauteur de l'écoulement.

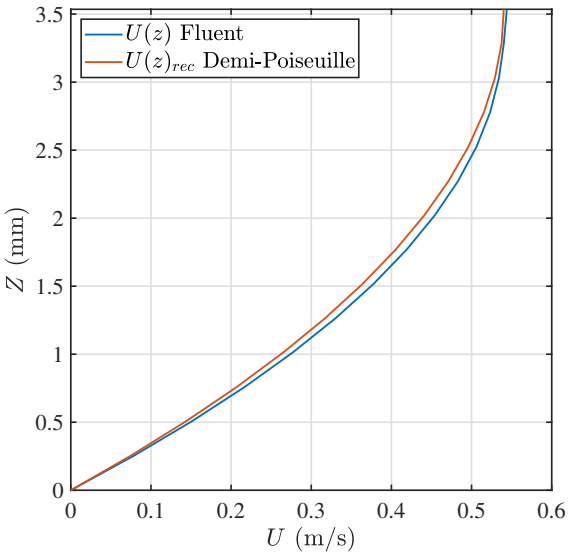


FIGURE 5.36 – Comparaison d'un profil de vitesse longitudinale de l'écoulement libre reconstruit à partir du profil en demi-Poiseuille à celui issu de *Fluent*.

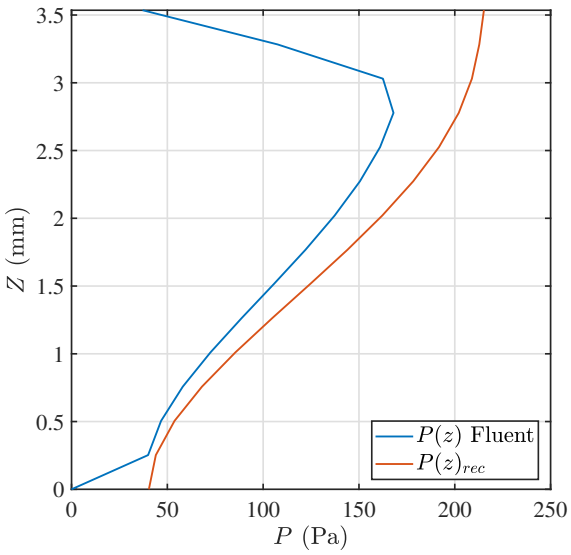


FIGURE 5.37 – Comparaison d'un profil de pression totale de l'écoulement libre reconstruit à partir de l'équation (5.25) à celui issu de *Fluent*.

Les écarts entre les champs des vitesses moyennes $\vec{U}$ et $\vec{V}$ par rapport à ceux de *Fluent* sont présentés sur les figures 5.38 et 5.39. On remarque que les zones amont de l'écoulement libre et dans le sillage sont très bien reconstruites étant donné que l'écart est inférieur à 2%. Cependant, en raison de l'hypothèse sous-jacente à l'expression de la vitesse en profil de demi-Poiseuille, qui suppose que le gradient de hauteur est faible (non valable dans le ressaut hydraulique), la vitesse reconstruite dans le ressaut présente une surestimation par rapport à celle de la simulation. En effet, avec ce modèle l'augmentation de la hauteur amène une augmentation des composantes des vitesses. Dans la simulation, la hauteur de la surface libre

est choisie à la hauteur de la maille possédant une fraction volumique du mélange liquide/air de 0,5, c'est-à-dire à une masse volumique ρ égale à 600 kg.m^{-3}. Par conséquent, la discrétisation sur le maillage va avoir une conséquence sur les valeurs des vitesses. On remarque des contours sur les champs de vitesse correspondant à un saut de maille dans la définition de la surface libre.

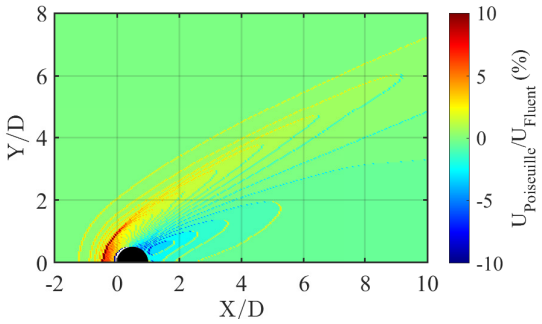


FIGURE 5.38 – Écarts en pourcentage entre le champ de vitesse longitudinale U reconstruit et celui de la simulation *Fluent*.

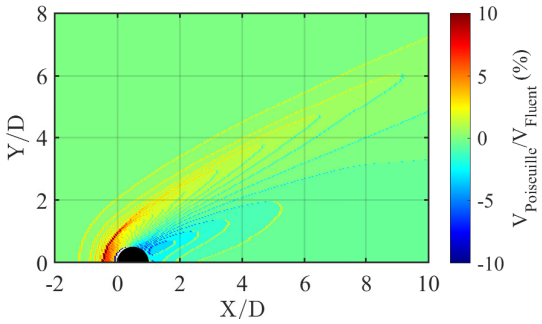


FIGURE 5.39 – Écarts en pourcentage entre le champ de vitesse transversale V reconstruit et celui de la simulation *Fluent*.

5.3.2.2 Validation du calcul de la pression

5.3.2.3 Expression du champ de pression à partir de la hauteur d'eau et de la vitesse

Nous avons identifié que la pression doit être connue dans le bilan de quantité de mouvement afin de calculer le coefficient de traînée. Contrairement au champ de vitesse, celle-ci ne peut pas être mesurée directement dans l'écoulement expérimental. C'est pourquoi, nous avons vérifié son estimation à l'aide des champs issus de la simulation numérique.

La pression totale P peut être estimée à partir de l'équation de Bernoulli suivante :

$$P(x, y, z) = \frac{1}{2}\rho U^2 + \rho g \cos\alpha(h - z) + p_{atm} \tag{5.25}$$

La pression reconstruite à partir de l'équation de Bernoulli (5.25) est comparée à celle issue de la simulation *Fluent* sur la figure 5.37. Le profil de pression correspond à la pression totale sur la colonne d'eau dans l'écoulement amont situé au même endroit que pour le profil de vitesse de la figure 5.36. On remarque dans un premier temps, sur le profil issu de la simulation, une très forte diminution de la pression au niveau de la surface libre. Cet effet est directement lié au maillage et à l'utilisation du modèle VOF. En effet, au passage de l'interface liquide/air, la pression passe de sa valeur maximale (à la surface libre, où la composante dynamique est maximale) à sa valeur minimale où la pression de l'air est très faible devant celle du liquide. La discrétisation du maillage engendre alors une diffusion numérique qui a pour effet cette diminution de la pression proche de l'interface et se propageant sur plusieurs mailles dans le liquide. En calculant la pression moyenne dans tout le champ de l'écoulement, présentée sur la figure 5.40, on remarque que cette erreur engendre un écart de 27% par rapport à la pression moyenne calculée à partir de l'équation de Bernoulli dans la zone amont (zone de

couleur orange). De plus, la discrétisation en hauteur de la surface libre fait au même titre que la reconstruction du champ de vitesse des contours francs dans le sillage. Dans ces zones, l'analogie surestime la pression de la simulation. On peut supposer que cela provient du terme $\rho g(h - z)$ qui serait trop grand à cause des imprécisions sur l'estimation de la hauteur du fluide. Il est important de noter que ce problème est purement dû aux données numériques, car cela ne sera pas rencontré dans l'étude expérimentale puisque la hauteur ne sera pas constante sur de telles zones dans le sillage. Le dernier point à identifier sur la pression reconstruite à partir de l'équation de Bernoulli est sa mauvaise estimation de la pression où les gradients de hauteurs sont importants, dans le ressaut hydraulique. Ces écarts sont attendus en raison de la non-validité de l'expression dans le ressaut. En effet, cette équation s'applique à un fluide parfait, c'est-à-dire exclusivement soumis à des effets d'inertie. Or, au niveau du ressaut hydraulique, l'écoulement est caractérisé par une dissipation visqueuse. Cette formulation est donc valide seulement loin du cylindre.

Bien que le champ de pression puisse être calculé à partir de l'équation de Bernoulli dans le cas quasi hydrostatique, l'écoulement ne peut être considéré comme hydrostatique sur l'ensemble du domaine. Ainsi nous proposons de calculer la pression statique p à partir de l'équation de quantité de mouvement de Navier-Stokes, donc en résolvant l'équation de Poisson suivante :

$$\Delta p = -\rho \vec{\nabla} \cdot [(\vec{U} \cdot \vec{\nabla})\vec{U}] - \mu \Delta \vec{\nabla} \cdot \vec{U} \tag{5.26}$$

La figure 5.41 présente la reconstruction du champ de pression moyen proposée à partir de l'équation de Navier-Stokes et en ajoutant la partie pression dynamique. Cette estimation de la pression semble donner des résultats plutôt intéressants dans l'écoulement amont puisque l'écart par rapport à la simulation est autour de 5%. On rappelle tout de même que la pression issue de la simulation présente un écart important à ce qu'elle devrait être en réalité. Il est intéressant de noter que, sauf autour du cylindre et dans le sillage proche de l'axe de symétrie, la pression semble être bien mieux résolue dans le ressaut hydraulique.

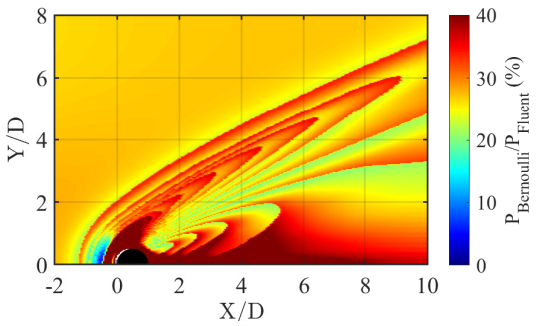


FIGURE 5.40 – Écarts en pourcentage entre le champ de pression reconstruit à partir de l'équation de Bernoulli et celui de la simulation *Fluent*.

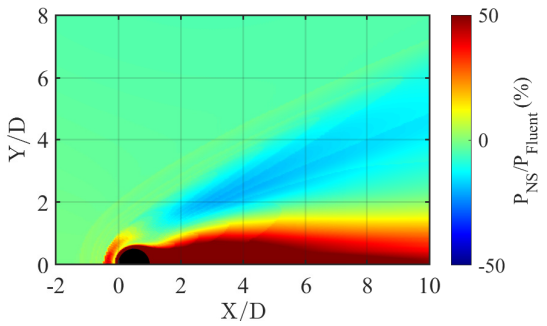


FIGURE 5.41 – Écarts en pourcentage entre le champ de pression reconstruit à partir de l'équation de Navier-Stokes et celui de la simulation *Fluent*.

5.3.2.4 Validation du calcul du coefficient de traînée

À l'aide de la vitesse, de la pression et de la hauteur de la surface libre, il est possible de calculer le coefficient de traînée. Le coefficient est calculé de trois façons différentes correspondant à trois niveaux d'hypothèses qui peuvent être faites suivant le champ de pression :

— Niveau 1 : Le cas idéal où le champ de pression est connu.

— Niveau 2 : L'estimation de la pression à partir de l'équation de Bernoulli.

— Niveau 3 : Le calcul du champ de pression à partir de l'équation de Navier-Stokes.

La figure 5.42 présente le coefficient de traînée calculé en fonction de la longueur du domaine pour les trois niveaux d'hypothèses. La référence de *Fluent* correspond au coefficient de traînée calculé par l'intégration des efforts hydrodynamiques autour du cylindre depuis le logiciel directement. On remarque dans le cas idéal, en utilisant directement la pression de la simulation, que le C_D converge autour de 2,12, qui est la valeur de référence. Le calcul converge vers cette valeur à partir de 8 diamètres. Ce résultat indique une estimation de la longueur nécessaire du domaine afin d'obtenir le coefficient de traînée expérimental. Ce résultat indique que le calcul de coefficient de traînée est possible à l'aide du bilan de quantité de mouvement, et le valide. De plus, on remarque que la différence entre le calcul du niveau 1 et 3, utilisant le champ de pression recalculé à partir de l'équation de Navier-Stokes 5.26, est très faible et l'écart est inférieur à 4%. Néanmoins, l'estimation de la pression à partir de l'équation de Bernoulli semble échouer. C'est pourquoi, nous avons choisi par la suite de calculer la pression à partir de l'équation de Navier-Stokes.

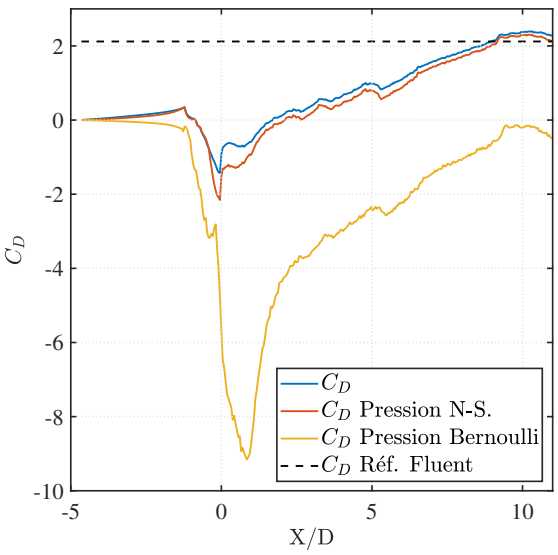


FIGURE 5.42 – Évolution du C_D à partir des données issues de *Fluent* et du champ de pression recalculé.

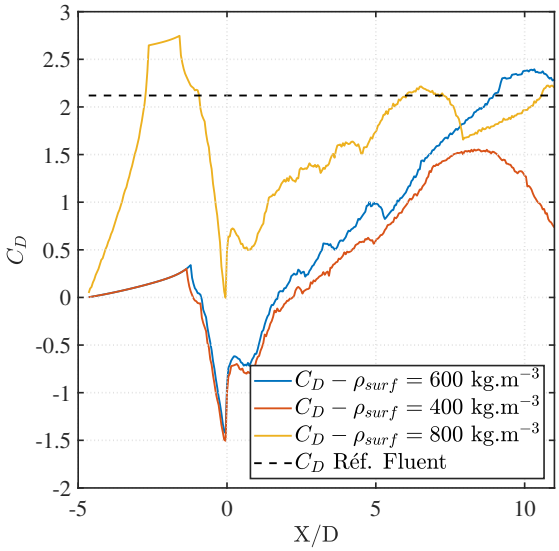


FIGURE 5.43 – Évolution du C_D en fonction de la valeur de la masse volumique choisie définissant la position de la surface libre.

De plus, on remarque sur la figure 5.43 que le calcul est très sensible à la hauteur d'eau. En effet, la variation de la masse volumique limite définissant la position de la surface libre impacte très fortement le calcul du coefficient de traînée. C'est une des limites de l'utilisation

d'une simulation numérique. L'interpolation des résultats numériques et donc sa très grande discrétisation empêche un calcul rigoureux à l'aide de cette méthode.

Néanmoins, la simulation numérique permet de vérifier le calcul du coefficient de traînée ainsi que les hypothèses réalisées amenant à l'équation (5.23). En effet, à l'aide de la figure 5.44, on remarque que la contribution des termes latéraux ($Y = +/-H$), du frottement de l'air sur l'eau ($\tau_{Z=h}$) sont négligeables devant les termes de sortie ($X = L$), de frottement au fond ($\tau_{Z=0}$) et moteur ($\rho g h$).

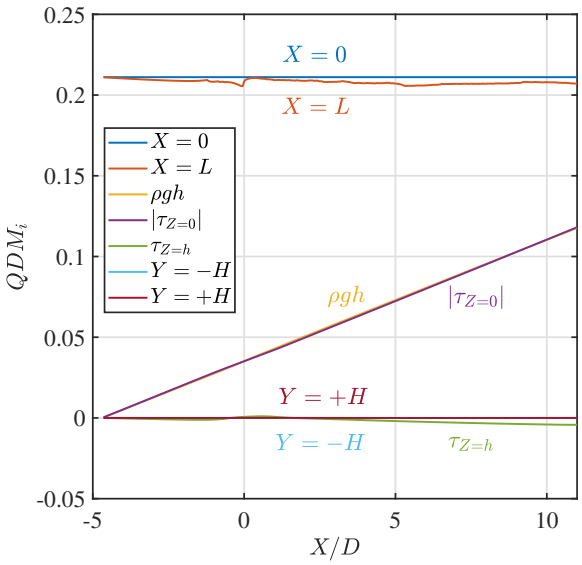


Figure 5.44 – Comparaison des différents termes de contribution de la quantité de mouvement : en entrée du domaine à $X = 0$ (—), le long du domaine jusqu'à $X = L$ (—), terme moteur lié à la gravité (—), frottement sur le fond (—), frottement à la surface libre (—), quantité de mouvement sur les bords à $Y = -H$ (—) et à $Y = +H$ (—)

La simulation numérique nous a permis de valider la dernière hypothèse que nous avons utilisée, celle de s'assurer que le ressaut hydraulique sort exclusivement du domaine au niveau de la surface en $X = L$ et non sur les surfaces latérales. La figure 5.45 illustre le coefficient de traînée en fonction de la largeur du domaine numérique utilisé pour le calcul. Le domaine a été réduit d'un quart et de la moitié de sa largeur initiale et on remarque le coefficient de traînée atteint des valeurs convergées plus éloignées de celle de la référence. En effet, à l'aide de la figure 5.46 qui illustre les contributions des quantités de mouvement du calcul du C_D, dans le cas d'une largeur de domaine réduite de moitié ($|Y| < H/2$), on remarque que le terme de sortie ($X = L$) présente un large déficit de quantité de mouvement à partir de 5 diamètres qui correspond lorsque l'on regarde la hauteur de la surface libre sur la figure à l'endroit où le ressaut sort du domaine à $Y/D \sim 4$. En effet, on note que les termes de sortie sur les surfaces latérales ne deviennent plus négligeables et que le terme moteur lié à la gravité n'est plus compensé par les frottements sur le fond. Cet effet est dû à la faible composante de la vitesse transversale dans le ressaut hydraulique qui vient injecter une faible quantité de mouvement hors du domaine. Cette faible contribution permet de modifier significativement la valeur convergée du coefficient de traînée. C'est pourquoi, lors de la campagne expérimentale, nous nous sommes assurés que le ressaut hydraulique sort du domaine au niveau de la surface de sortie longitudinale. La caméra rapide réalisant l'imagerie pour le mode BOS et la PIV est adaptée en hauteur pour chaque diamètre de cylindre, ce qui permet d'obtenir un sillage exploitable pour le calcul du coefficient de traînée.

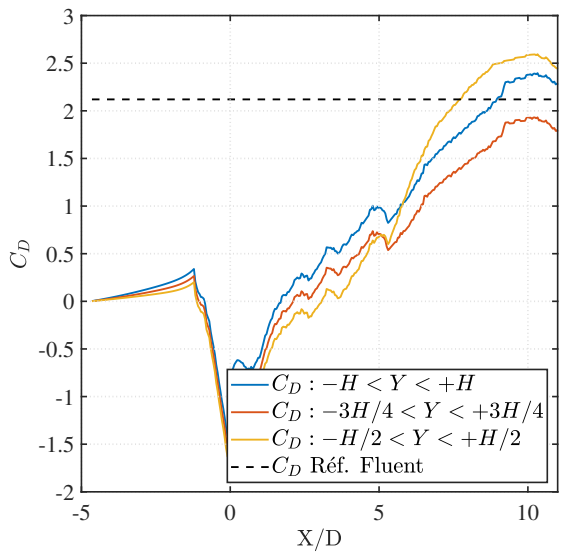


FIGURE 5.45 – Évolution du C_D à partir des données issues de *Fluent* pour différentes largeurs de domaine

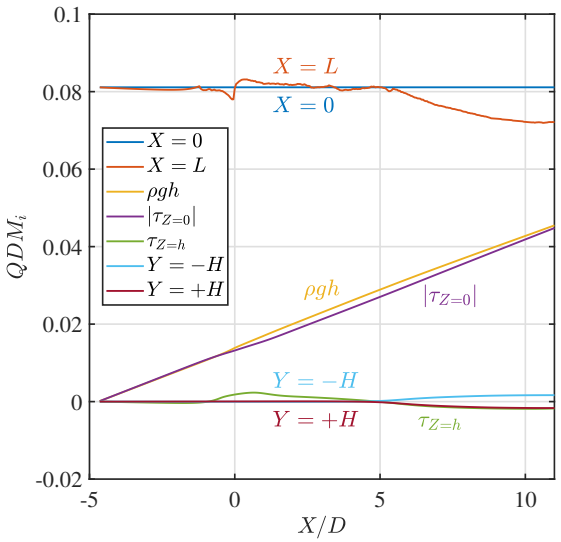


FIGURE 5.46 – Évolution des différents termes de contribution de la quantité de mouvement au calcul du C_D sur le domaine réduit de moitié en largeur ($|Y| < H/2$).

5.4 Hydrodynamique d'un cylindre en écoulement visqueux

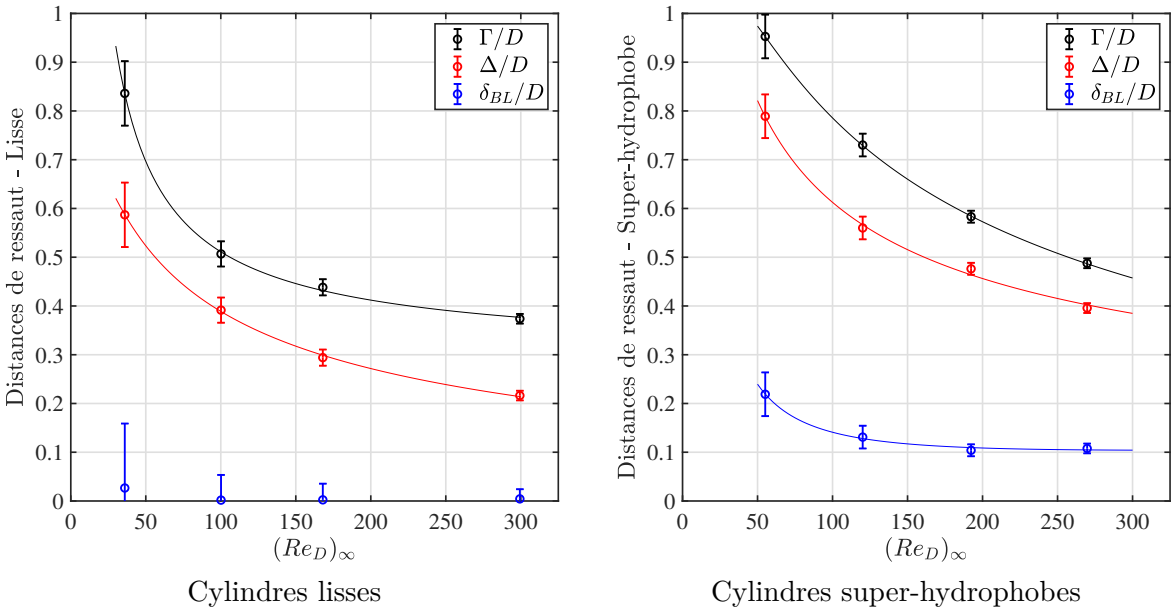
Nous proposons maintenant d'étudier le comportement hydrodynamique du cylindre en écoulement à bas Reynolds. Avant de chercher à identifier l'influence de la couche limite sur l'hydrodynamique du cylindre, nous allons étudier les données expérimentales obtenues à l'aide des différents moyens de diagnostics et d'analyses. Au même titre que l'étude compressible, aucun moyen d'étude direct de la couche limite n'a été développé, néanmoins les précédents moyens vont nous renseigner sur les caractéristiques macroscopiques qui seront utilisées plus tard pour en déduire la contribution de la couche limite.

5.4.1 Caractérisation du ressaut hydraulique

À l'aide de l'imagerie du ressaut hydraulique présentée dans la section 5.1.3.5, il est possible de visualiser les effets de viscosité et de glissement sur le ressaut hydraulique. Les distances de détachement du ressaut hydraulique sont représentées sur la figure 5.47 pour les cylindres lisses et super-hydrophobes. On remarque dans un premier temps que l'épaisseur de la couche limite est nulle pour les cylindres lisses, en effet cela est dû à la définition que nous avons choisie pour cette distance qui est la position de la hauteur maximale du ressaut hydraulique. Pour les cylindres lisses, cette hauteur maximale se situe sur la paroi du cylindre ainsi $\delta_{BL} = 0$ dans ce cas. Cette distance n'est pas nulle pour les cylindres super-hydrophobes, du fait de la présence du plastron d'air à la paroi qui vient repousser le ressaut et le maximum de hauteur d'eau. Au même titre que pour les écoulements raréfiés, nous avons choisi de définir par analogie, la position du maximum de hauteur comme la position du centre de la couche limite. C'est à partir de cette distance que le ressaut hydraulique vient se mélanger avec la couche limite.

Concernant les distances de détachement du centre Δ et du pied Γ du ressaut hydraulique, celles-ci augmentent avec la diminution du nombre de Reynolds et donc avec l'augmentation des effets visqueux de l'écoulement, au même titre que dans le cas des écoulements raréfiés.

L'apparition du plastron d'air à la paroi du cylindre repousse le ressaut hydraulique de façon quasiment constante et indépendamment du nombre de Reynolds. En effet, on remarque sur la figure 5.47 que la tendance des courbes est très similaire entre les cylindres lisses et super-hydrophobes pour chaque distance de détachement, mais que les valeurs se sont vues ajoutées une constante de l'ordre de 0,1 pour la distance de détachement de la couche δ_{BL} et le pied du ressaut Γ et de l'ordre de 0,2 pour le centre du ressaut Δ avec l'ajout de la condition de glissement. En effet, la structure à la paroi des cylindres est identique donc on peut s'attendre à ce que la taille du plastron soit identique pour chacun des cylindres. On remarque sur la figure 5.48 que l'épaisseur de la couche limite est linéairement proportionnelle à l'épaisseur du plastron d'air λ_p, ce qui semble corroborer la dépendance linéaire entre le détachement de la couche limite et le taux de glissement.



Cylindres lisses Cylindres super-hydrophobes

FIGURE 5.47 – Distances du ressaut hydraulique pour les cylindres lisses et super-hydrophobes en fonction du nombre de Reynolds.

Les courbes interpolées de la figure 5.47 sont déterminées à partir d'une loi en somme de puissance de Reynolds. Ces lois d'échelles sont celles utilisées pour les distances de détachement dans l'étude compressible. Elles montrent un comportement relativement identique à celles des ondes de choc en termes de tendance et de valeurs. En effet, dans l'écoulement raréfié, les distances de détachement sont comprises entre 0,1 et 1 (voir figure 4.57), au même titre que pour les cylindres super-hydrophobes.

Dans les écoulements raréfiés, l'épaisseur de la couche limite autour du cylindre est fortement liée à l'épaisseur du choc. On remarque ici sur la figure 5.49 que l'épaisseur de ressaut hydraulique $\epsilon = \Gamma - \Delta$ et de la couche limite glissante semble évoluer de façon très similaire

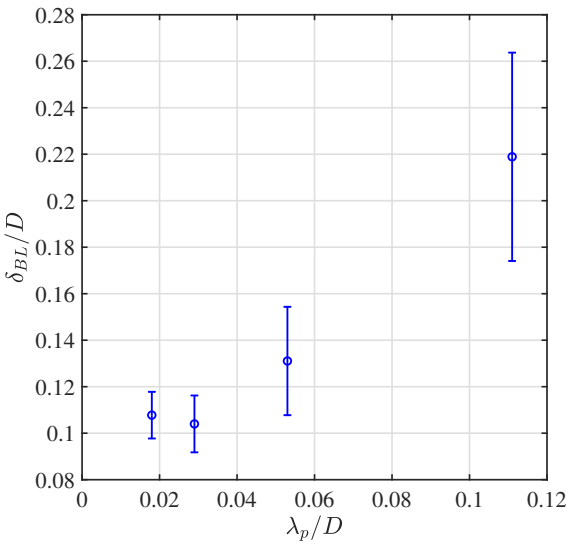


FIGURE 5.48 – Évolution de la distance de détachement de la couche limite en fonction de l'épaisseur du plastron d'air estimée (Cf. Table 5.2).

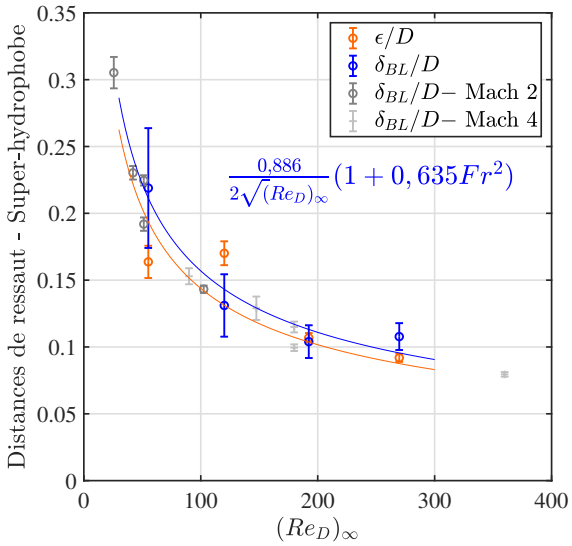


FIGURE 5.49 – Évolution de l'épaisseur du ressaut hydraulique et de la couche limite autour des cylindres super-hydrophobes en fonction du nombre de Reynolds.

en fonction du nombre de Reynolds. L'évolution de l'épaisseur de la couche limite peut être décrit selon l'équation suivante :

$$\frac{\delta_{BL}}{D} = \frac{0,886}{2\sqrt{(Re_D)_\infty}}(1+0,635Fr^2). \tag{5.27}$$

Le nombre de Froude remplace directement le nombre de Mach de la formulation originale compressible (voir chapitre 4 équation (4.20)). Cette expression apporte une autre similitude dans les deux écoulements.

5.4.2 Coefficients de traînée

5.4.2.1 Coefficients de traînée totale

Le coefficient de traînée est calculé le long du domaine pour chaque cylindre et est représenté sur la figure 5.50 pour un cylindre super-hydrophobe de 5 mm de diamètre. Celui-ci converge à partir d'une dizaine de diamètres dans le sillage. Le coefficient de traînée pour chaque cylindre est calculé à partir de la moyenne du profil convergé dans le sillage, sur la figure 5.50 à partir de $X/D = 11$. L'incertitude de mesure est déterminée comme l'écart-type moyen sur ce même profil convergé.

5.4.2.2 Composante de la traînée associée à la pression hydrostatique

Dans le cas idéal, le coefficient de pression C_p est calculé sur l'ensemble de l'écoulement, y compris proche de la paroi et le coefficient de traînée de pression est calculé par intégration du coefficient de pression autour du cylindre. Néanmoins, à cause de la méthode BOS, la recons-

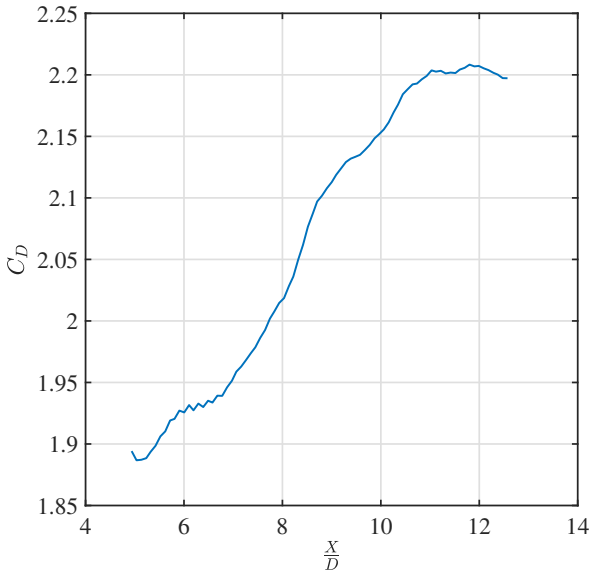


FIGURE 5.50 – Évolution du coefficient de traînée du cylindre super-hydrophobe de 5 mm de diamètre.

truction du champ de hauteur d'eau proche paroi est impossible à cause des vecteurs faux. La méthode proposée précédemment permet de calculer la pression hydrodynamique exclusivement dans le sillage du cylindre. La figure 5.51 présente le champ de pression hydrodynamique reconstruit par la méthode couplée BOS/PIV dans le sillage du cylindre super-hydrophobe de 5 mm de diamètre. On remarque que la pression est maximale au niveau du ressaut hydraulique et que celle-ci est superposée à la position de celui-ci.

Néanmoins, le champ de pression peut être intégralement reconstruit autour du cylindre à partir des champs de vitesse et de la hauteur. La méthode est présentée en Annexe C et elle permet d'obtenir le coefficient de pression à la paroi du cylindre. Néanmoins, cette méthode nécessite une très bonne résolution des champs de vitesse et de hauteur autour du cylindre, ce qui n'est pas le cas pour l'ensemble de nos cylindres. Cette reconstruction complète apporterait un complément d'information quant à l'effet de viscosité et de glissement sur l'hydrodynamique du cylindre mais celle-ci n'est pas applicable pour chaque cylindre en l'état actuel, en raison du manque de résolution proche paroi pour les plus petits diamètres.

Nous proposons donc de quantifier la composante de la traînée associée à la pression hydrostatique à partir des mesures locales de hauteur d'eau à la paroi des cylindres (voir section 5.1.3.6).

Le coefficient de pression hydrostatique C_h est calculé à partir des mesures de hauteurs d'eau à la paroi du cylindre h_p suivant l'équation :

$$C_h = \frac{h_p^2 - h_\infty^2}{D h_\infty} \tag{5.28}$$

Ainsi, le coefficient de traînée de pression hydrostatique C_D^h est calculé à partir de l'intégrale

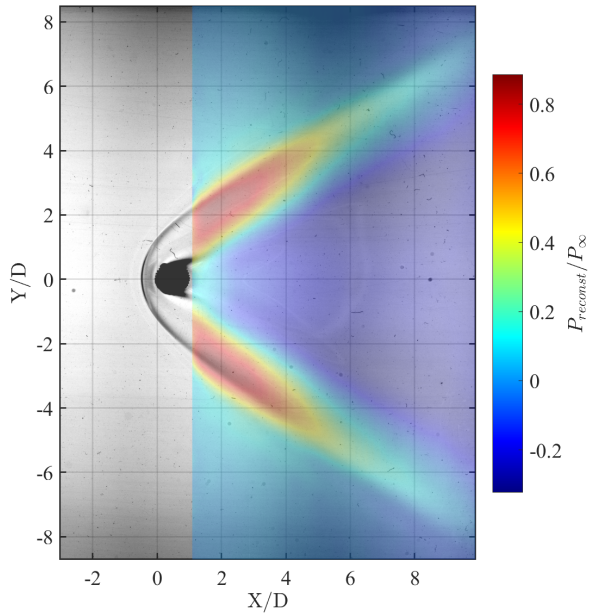


FIGURE 5.51 – Pression hydrodynamique reconstruite derrière le cylindre super-hydrophobe de 5 mm de diamètre. En arrière-plan, une photographie issue des images PIV.

du coefficient de hauteur C_h sur la circonférence du cylindre.

$$C_D^h = \int_0^{2\pi} C_h(\theta) \cos\theta \, \mathrm{d}\theta \tag{5.29}$$

Au même titre que pour le C_D, la surface de référence est $S_{ref} = Dh_\infty$.

5.4.2.3 Composante de la traînée associée aux frottements

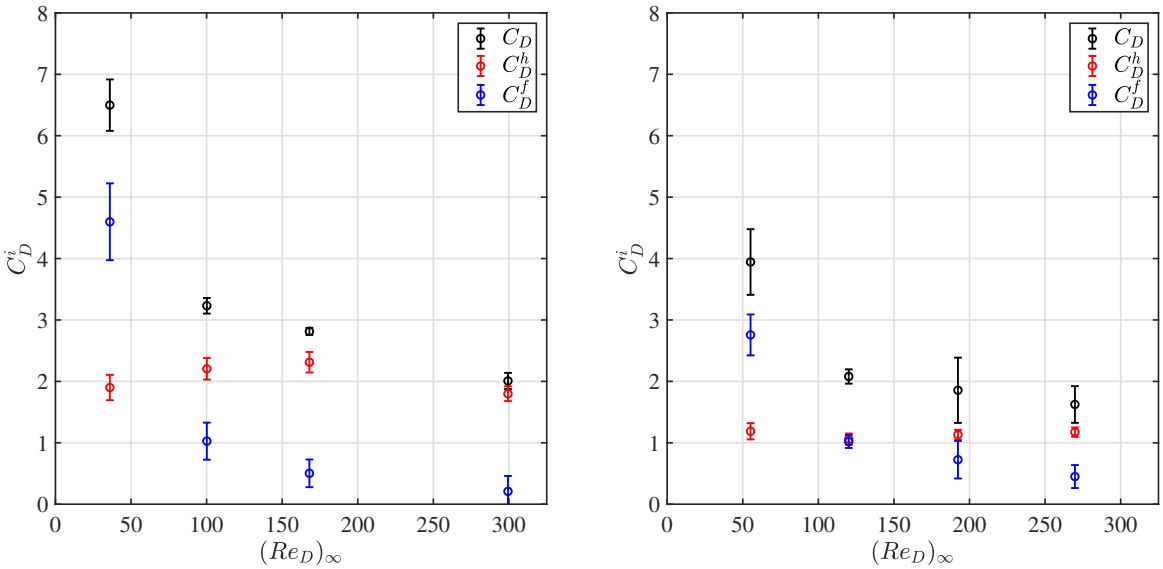
Le coefficient de frottement C_D^f est alors obtenu en soustrayant la part de la pression hydrostatique à la traînée totale.

$$C_D^f = C_D - C_D^h \tag{5.30}$$

Les différents coefficients de traînée sont représentés sur la figure 5.52 pour les cylindres lisses et super-hydrophobes. On remarque que le coefficient de traînée totale est diminué de 10% pour le cas le moins visqueux ($(Re_D)_\infty \approx 300$) jusqu'à 40% pour le cas le plus visqueux ($(Re_D)_\infty \approx 50$). Le chapitre 3 a permis d'identifier que l'ajout d'une condition de glissement peut réduire jusqu'à 2/3 du coefficient de traînée (voir figure 3.7 du chapitre 3) pour une condition de longueur de glissement infinie. Ainsi, on peut penser que dans le cas du cylindre de 5 mm de diamètre ($(Re_D)_\infty = 100$), la condition de glissement est proche de la longueur de glissement infinie selon le modèle de glissement du premier ordre.

On remarque que le coefficient de pression hydrostatique reste quasiment constant parmi tous les cas d'études. L'écoulement amont étant le même pour l'ensemble des cylindres étudiés, cette observation était prévisible. Il faut noter que cette méthode ne prend pas en compte les effets dynamiques. Pour cela, la pression pariétale devrait être obtenue à la paroi des cylindres

afin de calculer le coefficient de traînée de pression. Ainsi, ici, le coefficient de frottement prend en compte les effets de pression hydrodynamique. On remarque néanmoins que les effets de viscosité apparaissent très clairement lorsque le nombre de Reynolds diminue. La contribution du frottement visqueux devient majoritaire pour les plus petits cylindres.



Cylindres lisses Cylindres super-hydrophobes

FIGURE 5.52 – Coefficients de traînée totale, de pression hydrostatique et de frottement des cylindres lisses et super-hydrophobes en fonction du nombre de Reynolds.

5.5 Influence des effets de glissement sur l'hydrodynamique d'un cylindre

5.5.1 Définition du nombre de raréfaction analogue aux écoulements compressibles raréfiés

Dans le précédent chapitre, nous avons défini le nombre de similitude de la raréfaction, le nombre de Tsien ζ_∞. Ce nombre est défini comme le rapport du nombre de Mach et de la racine carrée du nombre de Reynolds. Néanmoins, nous avons vu dans l'introduction qu'une analogie directe entre le nombre de Mach et le nombre de Froude peut être faite. Ainsi, nous proposons un nombre de similitude analogue pour les effets de visqueux et glissant de l'écoulement hydraulique, s'écrivant sous la forme suivante :

$$\zeta_\infty = \frac{Fr}{\sqrt{(Re_D)_\infty}}. \tag{5.31}$$

5.5.2 Analyse et comparaison des coefficients hydrodynamiques

Afin de comparer les deux écoulements, nous avons choisi de recalculer les différents coefficients hydrodynamiques selon la même référence que les coefficients aérodynamiques, c'est-à-dire la

même définition de la surface de référence S_{ref}. On rappelle que dans la partie aérodynamique, la surface de référence est définie comme la surface alaire $D \times L$, c'est-à-dire la surface projetée du cylindre dans le plan perpendiculaire à l'écoulement. L'équivalent en hydraulique est la surface projetée immergée du cylindre. La hauteur immergée à la paroi h_p a été mesurée précédemment ainsi la surface de référence devient :

$$S_{im} = D \int_0^{\frac{\pi}{2}} h_p(\theta) \cos\theta \, d\theta \tag{5.32}$$

Pour le reste de l'étude, les coefficients hydrodynamiques C_D, C_D^h et C_D^f sont calculés avec cette nouvelle surface de référence. On remarque sur la figure 5.53 que cet adimensionnement conduit à des valeurs des coefficients de traînée C_D quasiment égales entre le cas lisse et le cas super-hydrophobe. Ce résultat indique que l'effet du glissement pariétal se fait ressentir principalement dans la hauteur à la paroi du cylindre.

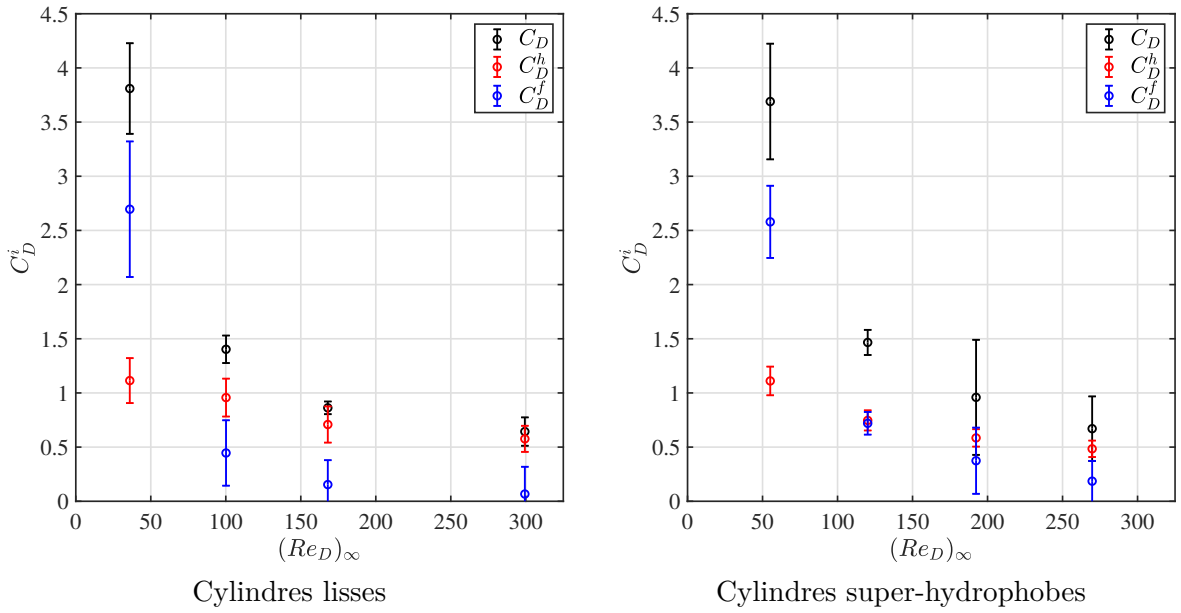


FIGURE 5.53 – Coefficients de traînée totale, de pression et de frottement des cylindres lisses et super-hydrophobes en fonction du nombre de Reynolds avec la surface de référence S_{im}.

On remarque que le coefficient de traînée de pression n'est plus constant et que celui-ci augmente avec l'apparition des effets visqueux de l'écoulement. L'effet de pression est majoritaire à haut nombre de Reynolds, néanmoins les effets de frottement deviennent importants à bas nombre de Reynolds et leur taux de croissance est 4 fois plus important que les effets de pression. On retrouve ici une analogie avec l'étude compressible hormis le fait que la contribution du frottement devient majoritaire à bas Reynolds alors que ce n'est pas le cas en compressible (voir figure 4.72) du chapitre 4.

5.5.3 Interactions des effets topologiques et de forces sur l'hydrodynamique du cylindre glissant

Dans les écoulements compressibles, le coefficient de traînée de pression évolue selon une loi en somme de puissance de Reynolds et donc en somme de puissance de ζ_∞/M. À l'aide de la figure 5.54 (Gauche), on remarque que le C_D^h évolue selon le même type de loi et celle-ci peut être écrite sous la forme suivante :

$$C_D^h \sim \frac{\zeta_\infty}{Fr}. \tag{5.33}$$

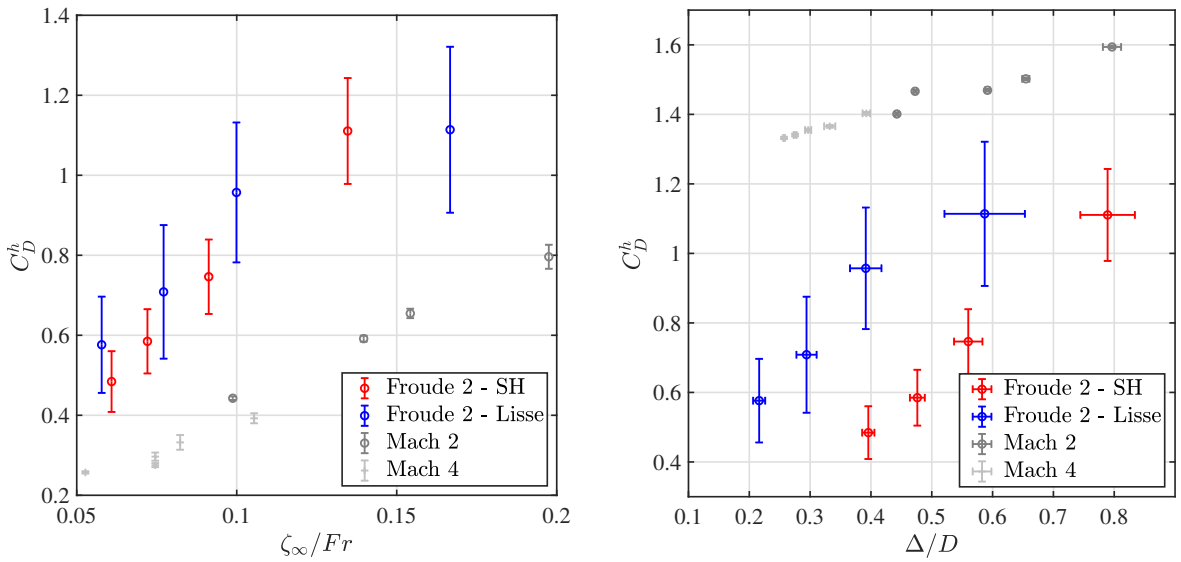


FIGURE 5.54 – À gauche : Évolution du coefficient de traînée de pression en fonction de ζ_∞/Fr. À droite : Évolution du coefficient de traînée de pression en fonction de la distance de détachement du centre du ressaut hydraulique.

De plus, on remarque que le coefficient de pression est aussi relié à la distance de détachement du ressaut hydraulique. La figure 5.54 (Droite) illustre à la fois les coefficients de traînée de pression en compressible et en hydraulique en fonction de la distance de détachement de l'onde de choc et du ressaut hydraulique, respectivement. L'évolution du coefficient C_D^h est directement proportionnelle à la distance du ressaut Δ. Également, la distance Δ est linéairement dépendante de ζ_∞/Fr, ce qui est présenté sur la figure 5.55. Cette figure montre que d'un point de vue essentiellement topologique, il existe une similitude entre les deux écoulements, ce qui semble être moins le cas pour les coefficients aéro- et hydrodynamiques. En effet, l'ajout du glissement en hydraulique simule l'aspect raréfié seulement proche de la paroi. Or les coefficients de traînée dépendent directement de la forme du choc. Ainsi contrairement à l'onde de choc raréfiée, le ressaut hydraulique est seulement influencé par une raréfaction locale alors que le choc est influencé par la raréfaction globale de l'écoulement raréfié. On en déduit donc la loi d'échelle suivante :

$$C_D^h \sim \frac{\Delta}{D} \sim \frac{\zeta_\infty}{Fr}. \tag{5.34}$$

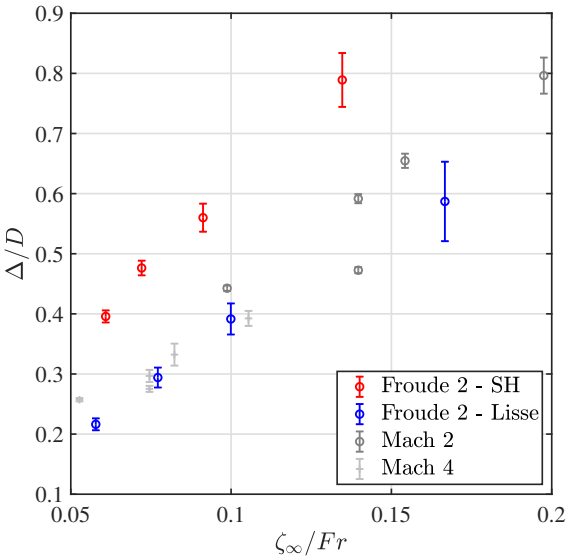


FIGURE 5.55 – Évolution de la distance de détachement du centre du ressaut hydraulique en fonction de ζ_∞/Fr. On rappelle que les points hydrauliques sont obtenus pour des nombres de Froude proche de 2 (voir table 5.2).

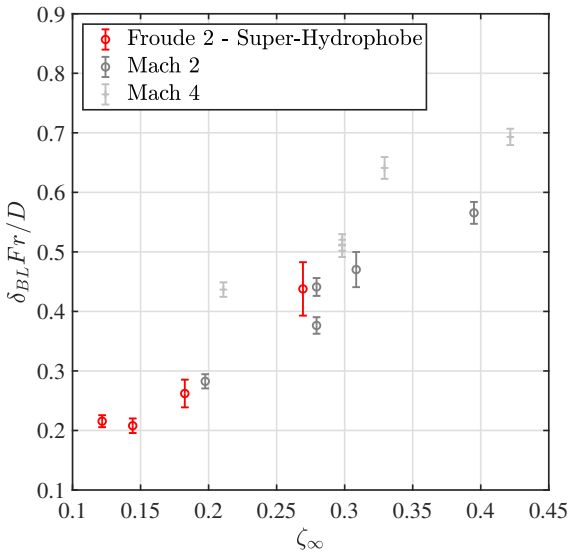


FIGURE 5.56 – Évolution de $\delta_{BL}Fr/D$ en fonction du paramètre de raréfaction analogue et comparaison avec $\delta_{BL}M/D$ pour les cas compressibles.

L'évolution du coefficient de frottement en fonction du paramètre de raréfaction est illustrée sur la figure 5.57 (Gauche). On rappelle qu'en écoulement raréfié celui-ci semble essentiellement indépendant du nombre de Mach. On remarque que C_D^f semble être dépendant du paramètre de raréfaction ζ_∞ tel que

$$C_D^f \sim \zeta_\infty^\beta. \tag{5.35}$$

Contrairement au C_D^f du cylindre dans l'écoulement supersonique raréfié, même s'il semblerait que la loi d'échelle soit identique, il est difficile d'affirmer que cette loi est correcte avec la base de données hydrauliques. En effet, la base de donnée n'est pas constituée d'un autre nombre de Froude, permettant de déduire une indépendance au nombre de Froude, comme celle au nombre de Mach dans le cas raréfié.

Au même titre que l'écoulement compressible, l'évolution du coefficient de traînée semble être liée à la distance de détachement du ressaut hydraulique dans le cas du cylindre lisse et du cylindre super-hydrophobe comme l'illustre la figure 5.58. L'analogie est d'autant plus intéressante que l'on remarque sur la figure 5.57 (Droite) que le coefficient de traînée de frottement semble évoluer linéairement en fonction de l'épaisseur de la couche limite dans le cas super-hydrophobe.

Le paramètre de raréfaction analogue permet de comparer les évolutions des épaisseurs de la couche limite δ_{BL} en fonction de celui-ci, illustrées sur la figure 5.56. Sur cette figure, les résultats de l'écoulement compressible sont présentés en supposant que le nombre de Mach est égal au nombre de Froude. On remarque que les résultats hydrauliques semblent avoir la

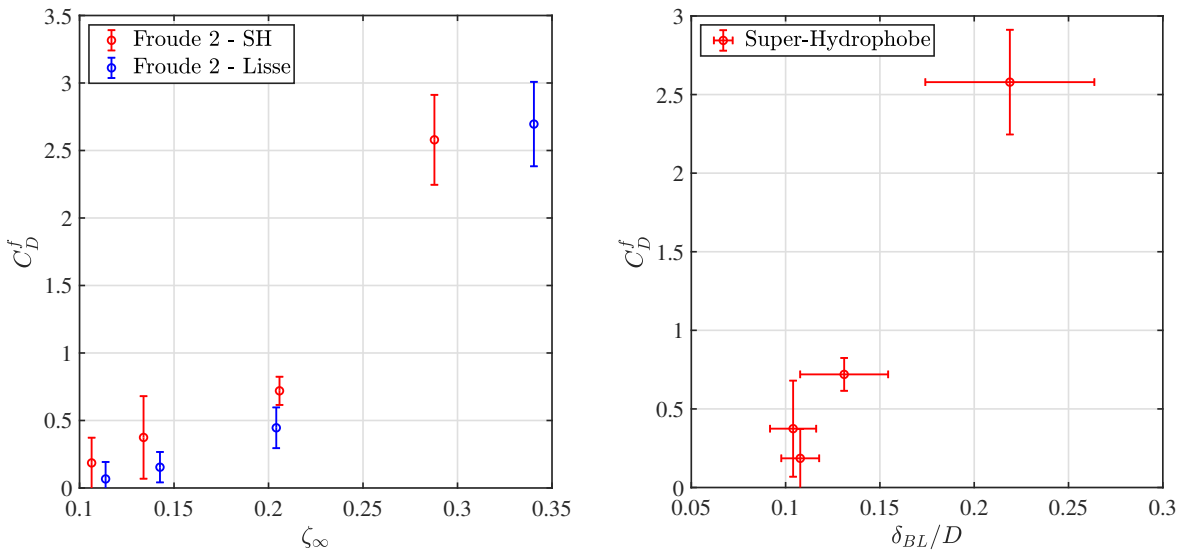


FIGURE 5.57 – À gauche : Évolution du coefficient de traînée de frottement en fonction du paramètre de raréfaction. À droite : Évolution du coefficient de traînée de frottement en fonction de l'épaisseur de la couche limite.

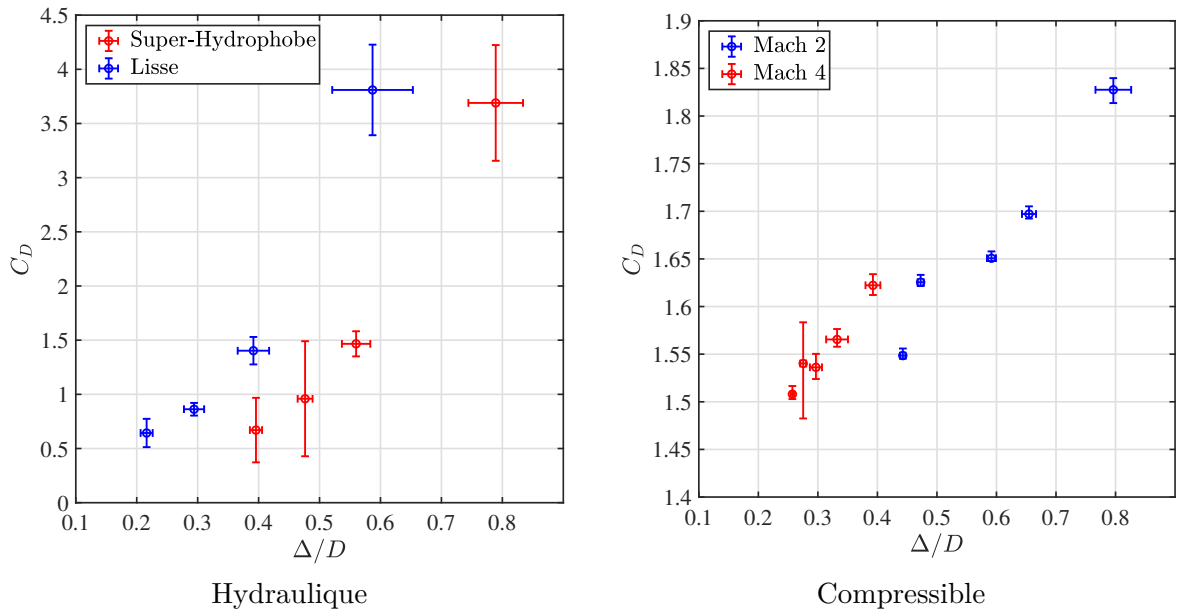


FIGURE 5.58 – Évolution du coefficient de traînée en fonction de la distance de détachement du ressaut hydraulique (Hydraulique) et de l'onde de choc (Compressible).

même tendance que ceux obtenus en compressible. De la même façon que dans le précédent chapitre, on peut donc espérer que δ_{BL} soit directement lié au nombre de similitude de la raréfaction ζ_∞, c'est-à-dire que,

$$\frac{\delta_{BL}}{D} \sim \frac{\zeta_\infty}{Fr}. \tag{5.36}$$

De plus, on remarque que l'évolution du coefficient de traînée de frottement, illustrée sur la figure 5.57 (Droite), semble linéairement proportionnelle à l'épaisseur de la couche limite. Ainsi, l'écoulement hydraulique visqueux à surface libre autour d'un cylindre super-hydrophobe présenterait une analogie directe en termes de loi d'échelle avec les écoulements raréfiés des rentrées atmosphériques, c'est-à-dire,

$$C_D^f \sim \zeta_\infty \sim \frac{\delta_{BL}}{D} Fr. \tag{5.37}$$

Néanmoins, cette observation nécessiterait une base de données plus étoffée, notamment en termes de nombre de Froude, pour vérifier ou infirmer cette loi dans le cas d'un cylindre super-hydrophobe. L'analogie à l'aide des lois d'échelles développées dans le chapitre précédent ne peut être poussée aussi loin, mais la similitude entre les deux écoulements semble possible.

5.6 Analogie via le modèle de glissement

Nous avons développé dans le chapitre 3, un modèle de comportement du coefficient de traînée pour les écoulements à bas nombre de Reynolds autour de géométries de révolution possédant une condition de glissement à la paroi. Ce modèle suppose que le glissement pariétal se traduit par un modèle du premier ordre de glissement dont le paramètre est la longueur de glissement Ls. Nous allons essayer de montrer, au travers d'un modèle physique simple, que les deux physiques, celle des écoulements supersoniques raréfiés et hydraulique à surface libre, peuvent être décrites à l'aide de ce modèle et présentent une analogie dans le régime de glissement.

On rappelle que l'expression du coefficient de traînée issue de l'écoulement de Oseen s'écrit sous la forme suivante :

$$C_D = \frac{24K}{Re}\beta\left(1 + \frac{3}{16}Re\beta\right), \tag{5.38}$$

avec K la constante prenant en compte les effets de géométrie et de compressibilité, et β le coefficient de glissement s'écrivant sous la forme suivante en fonction de la longueur de glissement :

$$\beta(Ls) = \frac{a + 2Ls}{a + 3Ls}, \tag{5.39}$$

avec a le rayon du cylindre.

Le modèle du coefficient de traînée est appliqué sur les résultats compressible et hydraulique ainsi que sur les données expérimentales de Cardona [19]. Les données de Cardona ont été réalisées sur une sphère dans l'écoulement supersonique et raréfié identifié Mach 4 dans le chapitre 4. Les données expérimentales sur la sphère ont été réalisées à l'aide des diagnostics de mesures identiques à ceux utilisés dans cette étude. Les valeurs de β et K sont déterminées à partir des points expérimentaux pour chacun des cas à l'aide d'un algorithme d'optimisation non linéaire et sont présentés dans le tableau 5.3. La figure 5.59 illustre les différents C_D en fonction du nombre de Reynolds ainsi que le modèle associé à chacune des conditions. On remarque que le modèle peut prédire le comportement du C_D dans la gamme de nombre de Reynolds y compris pour les cylindres et les écoulements compressibles. On rappelle qu'initialement, le modèle est issu d'un développement des équations de Navier-Stokes dans le cas

d'une sphère dans un écoulement incompressible à nombre de Reynolds proche de 1.

	K	β	Ls/a
Froude 2 - SH	56030	$1{,}33.10^{-4}$	0,50
Mach 2	0,520	$7{,}88.10^{-1}$	0,58
Mach 4	1,059	$5{,}54.10^{-1}$	1,32
Mach 4 - Sph.	181,1	$3{,}27.10^{-2}$	0,51

TABLE 5.3 – Valeurs numériques de K, β et Ls/a du modèle théorique pour les différents cas expérimentaux.

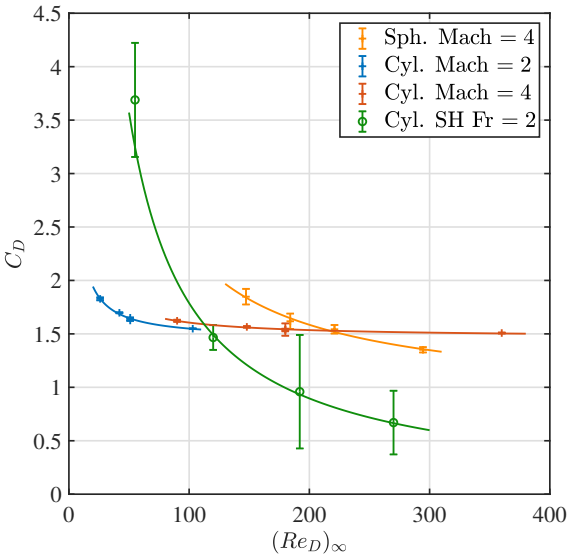


FIGURE 5.59 – Application du modèle de glissement proposé aux différentes physiques étudiées.

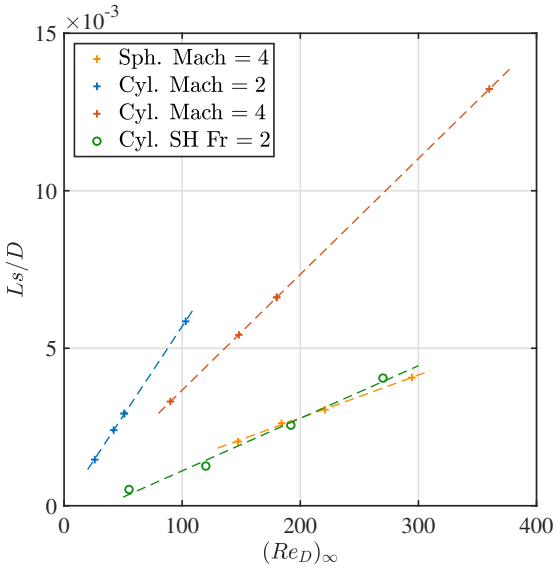


FIGURE 5.60 – Évolution de la longueur de glissement en fonction du nombre de Reynolds et des deux écoulements étudiés.

La figure 5.60 illustre l'évolution de la longueur de glissement en fonction du nombre de Reynolds pour les différents écoulements. On remarque que la pente des droites augmente en fonction de la raréfaction de l'écoulement, en effet l'écoulement à Mach 2 est l'écoulement le plus raréfié donc celui qui a priori induit un taux de glissement pariétal plus important à même niveau de viscosité de l'écoulement. L'effet de la géométrie est très nettement identifié entre le cylindre et la sphère à Mach 4.

La figure 5.61 présente l'évolution de la longueur de glissement en fonction de l'épaisseur de la couche limite et la figure 5.62 la présente en fonction de la distance de détachement du ressaut hydraulique et du centre de l'onde de choc. On remarque que le modèle de glissement évolue selon des lois de puissances en fonction des caractéristiques typologiques (δ_{Bl}, Δ) des écoulements. De plus, les physiques vues au travers du modèle présentent une certaine similitude.

Afin de compléter l'analogie, des lois pourraient être exprimées notamment en fonction du paramètre de raréfaction et du nombre de Froude. Néanmoins, la base de données hydrauliques

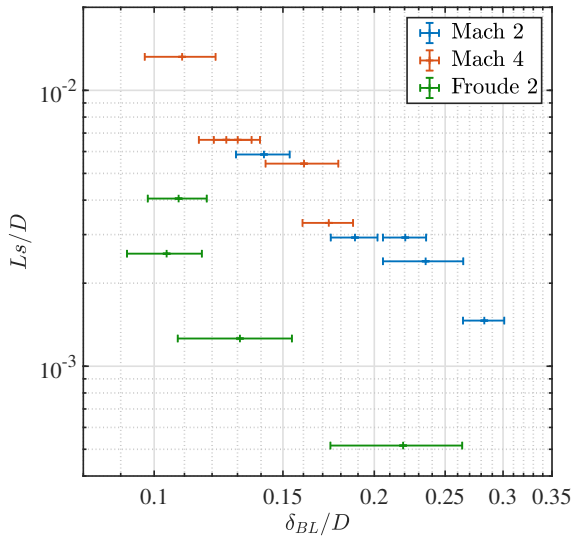


FIGURE 5.61 – Évolution de la longueur de glissement en fonction de l'épaisseur de la couche limite.

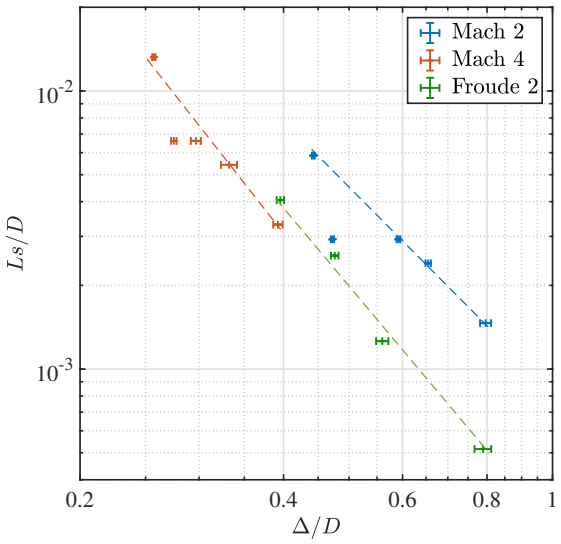


FIGURE 5.62 – Évolution de la longueur de glissement en fonction de la distance de détachement du centre du ressaut dans le cas hydraulique ou de l'onde de choc dans le cas compressible.

actuelle ne permet pas une étude approfondie notamment en termes de nombre de Froude et de taux de glissement. Concernant le nombre de Froude, des résultats à Froude 4 permettraient de vérifier le développement de la similitude directe entre le nombre de Froude et le nombre de Mach. Concernant le taux de glissement, la conception de l'étude hydraulique permet de modifier le glissement pariétal grâce à la modification de la structure rugueuse à la paroi des cylindres. Un taux de glissement différent à nombre de Froude égal dans la même gamme de nombres de Reynolds permettrait d'observer des variations sur le modèle proposé notamment en termes de longueur de glissement. L'étude hydraulique a tout de même permis d'identifier des similitudes entre les deux écoulements et d'affirmer qu'une analogie est possible.

Chapitre 6

Synthèse et perspectives

Sommaire

6.1 Synthèse 173
6.2 Perspectives 175

6.1 Synthèse

Cette étude se concentre sur l'analyse des écoulements raréfiés, en mettant en évidence l'impact du glissement pariétal sur le sillage et le comportement aérodynamique d'un corps épais. L'étude a été réalisée en trois étapes distinctives.

La première a consisté à développer un modèle théorique du coefficient de traînée aérodynamique universel pour les écoulements visqueux autour d'un cylindre avec une condition de glissement. Ce modèle part du développement théorique de l'écoulement de Stokes autour d'une sphère sans condition de glissement. La condition de glissement est alors rajoutée et la prise en compte des effets visqueux est alors développée à partir des équations linéarisées de Navier-Stokes. À l'aide des modèles existants, une modification empirique est proposée afin de prendre en compte les effets de raréfaction, de forme et de compressibilité via l'ajout d'un facteur multiplicateur. Le modèle a été comparé à l'aide des différentes références existantes sur les écoulements à très bas nombre de Reynolds. À notre connaissance, le modèle proposé du coefficient de traînée avec une condition de glissement est novateur. Du fait de la grande complexité mathématique des équations, le développement n'a pas été réalisé pour le cas d'une géométrie cylindrique. Néanmoins, le modèle sphèrique a été étendu à un cylindre à l'aide de références bibliographiques et d'expériences réalisées au cours de cette étude.

La seconde partie porte sur l'étude expérimentale aérodynamique du cylindre dans un écoulement compressible et raréfié. Cette étude a pour but de réaliser une base de données exploitable afin d'identifier le phénomène de glissement pariétal dans l'écoulement réel d'une rentrée atmosphérique et d'être utilisée par la suite comme référence pour l'analogie. Les données aérodynamiques ont été collectées en ayant réalisé des expériences à différents nombres de Mach et différents nombres de Reynolds afin de balayer l'ensemble du régime de glissement. Plusieurs méthodes de mesure ont été mises en œuvre notamment les mesures de pression Pitot et pariétales ainsi que la mesure directe des efforts aérodynamiques. Au cours de cette étude, l'identification précise de la structure de l'onde de choc autour du cylindre a été nécessaire. C'est pourquoi une méthode d'analyse et de détection de l'onde de choc a été mise au point. Ce travail méthodologique a d'ailleurs donné lieu à une publication dans *Experiments*

in Fluids [150]. Cette étude a permis d'identifier le rôle du glissement pariétal au travers de caractéristiques macroscopiques aérodynamiques telles que le coefficient de frottement sur le comportement du cylindre. Ces résultats ont été présenté et publié lors du 32e symposium international *Rarefied Gas Dynamics*. Des lois d'échelle ont été identifiées sur les différentes grandeurs physiques mesurées. Ces lois d'échelle représentent une approche novatrice sur des données entièrement issues d'expériences.

La dernière étape de ce travail de recherche porte sur l'étude hydraulique d'un cylindre glissant dans un écoulement visqueux à surface libre. Le chapitre dédié à cette partie a eu pour but de tenter une analogie simple avec le comportement aérodynamique du cylindre dans un écoulement compressible et raréfié. Pour mener cette étude hydraulique, un banc d'essai a été entièrement conçu afin de réaliser la base de données expérimentales. Plusieurs méthodes de mesures et d'analyses ont été mises en place notamment la reconstruction de la surface libre et le calcul du coefficient de traînée hydrodynamique. Les effets de pression quant à eux ont été évalués à partir de la distribution de hauteur d'eau locale autour du cylindre. L'étude a montré que l'ajout de la condition de glissement modifie le comportement hydrodynamique du cylindre par comparaison avec des cylindres non glissants. Les lois d'échelle identifiées dans le chapitre aérodynamique ont été appliquées aux données hydrauliques et ont montré d'intéressantes similitudes en termes de tendances et de valeurs pour les coefficients hydrodynamiques et sur la structure du ressaut hydraulique dans le domaine de l'étude.

En reprenant les différentes questions définissant les objectifs de la thèse, il est maintenant possible d'apporter certains éléments de réponse.

Peut-on réaliser une analogie entre l'écoulement supersonique raréfié et un écoulement hydraulique à surface libre en présence de glissement ?

Dans les conditions de l'étude, c'est-à-dire dans un écoulement supersonique (Mach $2-4$) et faiblement raréfié (dans le régime de glissement), cette étude a montré d'originales similitudes entre les deux écoulements. D'un point de vue topologique, nous avons pu identifier de très fortes similitudes entre les deux écoulements. Les études sur le ressaut hydraulique et l'onde de choc ont montré que leurs évolutions en termes d'épaisseur et de distances de détachement sont en bon accord sur le domaine d'étude, incluant l'ensemble du régime de glissement. Néanmoins, d'un point de vue des coefficients hydro- et aérodynamique, la comparaison directe en valeurs présente des écarts importants, bien que les tendances présentent de fortes similitudes. Hormis une augmentation des coefficients hydrodynamiques et des limites du régime du continu plus importantes, les lois d'échelles trouvées sur le comportement aérodynamique s'adaptent convenablement en hydraulique.

Quel est l'effet du glissement pariétal sur l'aérodynamique d'un cylindre ?

Le chapitre 5 au travers de l'étude hydraulique a permis d'identifier les effets du glissement pariétal sur l'hydro- aérodynamique d'un cylindre. En effet, deux cylindres différents ont été étudiés avec et sans glissement pariétal. Cette étude a permis de montrer que le glissement réduit fortement la contribution de la traînée totale du cylindre. Plus précisément, le taux de glissement, imposé par la géométrie texturée, réduit de plus d'un tiers la contribution de traînée de frottement et de pression sur le domaine de l'étude.

Une autre originalité de cette étude a été l'introduction du problème de courbure sur les effets de glissement. En effet, nous avons remarqué que l'effet de la courbure n'induit pas une modification substantielle des lois d'échelle du comportement d'une couche limite sur une plaque plane. C'est d'ailleurs les lois d'échelle sur une plaque plane qui ont donné lieu aux lois d'échelle sur le cylindre dans le chapitre 4 dédié à l'écoulement supersonique raréfié.

Quel est l'influence des paramètres macroscopiques sur le glissement ?

Au travers des deux physiques, nous avons identifié la forte influence du nombre de Reynolds sur les effets de glissement et la faible influence du nombre de Mach, tout du moins sur le domaine d'étude. L'introduction du paramètre de raréfaction ζ_∞ a permis d'étudier l'effet du glissement au travers d'un seul paramètre. De plus, ce paramètre propre aux écoulements raréfiés a été utilisé en hydraulique. Ce paramètre de raréfaction s'est révélé efficace et pertinent dans l'approche hydraulique.

Comment identifier un choc ou un ressaut diffus en régime raréfié et/ou visqueux ?

Ce travail de recherche a permis de développer une méthode permettant de détecter à la fois une onde de choc et un ressaut hydraulique. En effet, leur forme étant très similaire (une fonction de type sigmoïde-gaussienne), la méthode n'a nécessité aucune modification entre les deux physiques afin de les comparer dans un rapport d'égalité. L'application de la méthode de détection sur le ressaut a montré une plus grande simplicité en pratique, ce qui renforce la justification de trouver un écoulement analogue plus simple à étudier que celui de l'écoulement réel.

6.2 Perspectives

Si les résultats obtenus dans ce travail de thèse se révèlent très encourageants sur la pertinence de l'hydraulique sur paroi super-hydrophobe, certaines zones d'ombres et questionnements persistent. Il conviendra de les lever dans le futur. Quelques pistes d'améliorations ou de poursuites sont évoquées par la suite.

L'étude hydraulique a été réalisée sans prendre en compte l'effet de la tension de surface. Il convient de noter que ce paramètre joue un rôle significatif dans les phénomènes d'écoulement à surface libre en eaux peu profondes et pourrait influencer les résultats obtenus. La prise en compte des efforts de la tension de surface σ viendrait ajouter un terme de pression $p_\sigma = -\sigma\vec{\nabla}\cdot\vec{e_n}$, dépendant de la courbure de la surface libre, et modifierait la valeur de la contribution du frottement dans le bilan. Sa prise en compte diminuerait la valeur du coefficient de traînée de frottement, ce qui amènerait à présenter un comportement encore plus proche à celui de l'écoulement raréfié. En modifiant la tension de surface, des ondes capillaires se déplaçant à la surface libre pourraient apparaître. La vitesse des ondes capillaires serait modifiée et celles-ci ajouteraient un problème en plus dans l'analogie. Néanmoins, contrairement aux ondes de gravité $\sqrt{gh}$, la vitesse des ondes capillaires $\sqrt{\sigma k/\rho}$ dépend de la longueur d'onde et est donc plus rapide. Cet effet pourrait être dans l'analogie la prise en compte d'effet thermique de l'écoulement hypersonique raréfié résultant de l'échauffement des molécules d'air à la paroi de l'objet et traduisant la condition de glissement en température. Cette étude pourrait repousser le domaine de l'applicabilité de l'analogie vers les écoulements hypersoniques raréfiés

sans les effets à haute enthalpie. De plus, dans l'expérience hydraulique, il serait très simple d'implanter un système de chauffage du cylindre pour reproduire des effets thermiques.

L'effet de la rugosité pourrait être étudié, en effet, un seul texturage de la surface du cylindre en hydraulique a été réalisé, néanmoins un autre agencement des piliers permettrait d'étudier ces effets sur le glissement. De plus, cette étude pourrait être portée à l'écoulement supersonique raréfié en étudiant sur le choc et les coefficients aérodynamiques les effets d'une rugosité de surface.

Afin d'améliorer le calcul du coefficient de traînée, la reconstruction du champ de la hauteur de la surface libre proche du cylindre devrait être envisagée. Elle a montré une nette amélioration de l'estimation de la pression pariétale et donc du coefficient de pression sur un seul cas, mais peut être portée au reste des cylindres à condition d'avoir un champ de hauteur très résolu autour de la paroi du cylindre.

Pour l'instant, l'analogie est quelque peu limitée dans le sens où seul un nombre de Froude a été testé en hydraulique. Pour la suite, il serait intéressant de faire varier ce nombre afin d'apporter une réelle conclusion sur le modèle de glissement et notamment l'évolution de la longueur de glissement en fonction du nombre de Reynolds. Cela permettrait d'établir la relation liant les nombres de Mach et de Froude dans l'analogie.

Dans ce travail de recherche, la simulation a été utilisée seulement dans le but de valider les méthodes proposées, notamment sur la détection du choc raréfié à l'aide de la DSMC et sur le bilan hydraulique. Néanmoins, elle pourrait être utilisée dans le cadre d'une analogie avec un cas 2D et en cherchant un gaz équivalent au travers du coefficient adiabatique. La simulation numérique permettrait de comparer le profil de vitesse à la paroi issue d'une simulation Navier-Stokes avec une condition de glissement et d'une simulation DSMC. À l'aide de la définition de la longueur de glissement, il est possible de calculer le coefficient d'accommodation de quantité de mouvement tangentielle, paramètre clé des simulations DSMC. Il serait alors possible d'obtenir une loi de comportement du coefficient d'accommodation en réalisant des simulations Navier-Stokes dont le coefficient de traînée serait égal à celui obtenu par l'expérience. Ces simulations permettraient à la fois de déterminer le coefficient d'accommodation pour des simulations DSMC et d'obtenir la plage de validité des simulations Navier-Stokes avec condition de glissement dans le régime de glissement.

Le banc d'essai hydraulique pourrait être une alternative et un complément aux expériences complexes à mettre en place et à étudier en écoulement supersonique raréfié tel que l'étude des interactions de chocs et en allant plus loin sur les problèmes de vol libre qui sont irréalisables dans la soufflerie supersonique raréfiée utilisée.

Enfin, le développement théorique du chapitre 3 pourrait être porté au cas compressible, voire à la géométrie cylindrique. Ces développements pourraient permettre l'amélioration de la prédiction du coefficient de traînée dans l'analogie présentée.

Ad Astra Per Aspera...

Annexe A

Application de la méthode SWD d'Akhlaghi

Pour en revenir à la méthode de détection de choc proposée par Akhlaghi [140], nous allons identifier les différences entre les deux méthodes, FSD et SWD. Le point de départ de la méthode d'Akhlaghi est une image de type Schlieren, soit obtenue expérimentalement directement, soit créée à partir de résultats numériques, alors que la méthode FSD s'applique directement aux images iCCD ou DSMC. Dans notre cas, convertir les images expérimentales en images Schlieren n'est pas du tout avantageux, car cela nécessite de calculer le gradient de l'image de départ, ce qui ajouterait naturellement du bruit. Ensuite la méthode d'Akhlaghi extrapole le profil de densité le long d'une ligne de pixels par une fonction gaussienne dont est déterminé le minimum et le maximum de cette fonction pour caractériser le choc. Cela suppose que le profil de densité est une gaussienne. Notre méthode analyse le profil brut sans supposer une forme au préalable. Dans le paragraphe suivant, nous présentons la méthode proposée par Akhlaghi appliquée à notre cas numérique et expérimental.

La méthode de détection de choc FSD proposée est différente de la méthode SWD d'Akhlaghi [140]. Tout d'abord, avec la méthode SWD, il est nécessaire d'effectuer un filtrage et un calcul des gradient de densité (expérimental ou numérique) de l'image, calculé à partir de l'équation suivante :

$$I_S = e^{-C\frac{G_S - G_{S_{min}}}{G_{S_{max}} - G_S}}$$

avec,

$$G_S = \sqrt{\left(\frac{G_x}{dx}\right)^2 + \left(\frac{G_y}{dy}\right)^2}$$

avec G_x et G_y, les gradients de l'intensité lumineuse suivants les directions x et y et C, une constante, ici $C = 10$.

La création d'un Schlieren numérique nécessite l'utilisation du gradient qui amplifie naturellement le bruit existant. La figure A.1 présente le Schlieren numérique créé à partir de l'image numérique 4.33 (**1**) et expérimentale 4.20 (**2**). On remarque que le Schlieren sur l'image DSMC met parfaitement en évidence le choc alors que ce n'est pas le cas sur l'image expérimentale. Le gradient d'intensité lumineuse est très faible et fortement bruité. Ensuite, l'idée est d'effectuer une extrapolation gaussienne sur le profil de Schlieren obtenu. Dans notre cas expérimental, le profil d'intensité du Schlieren n'est pas de forme gaussienne A.2. Il est alors impossible d'ajuster le signal brut à une fonction gaussienne. De plus, pour le cas du Schlieren issu de l'image numérique, le profil d'intensité du Schlieren n'est toujours pas de forme gaussienne sur la ligne du point d'arrêt (Cf. courbe rouge Figure A.3). Le seul moyen est de tronquer fortement la

courbe à gauche et à droite, ceci rend l'automatisation de la méthode complexe. L'ajustement peut alors passer, mais la partie gauche (où la couche limite fusionne avec le choc) ne suit pas le profil brut ce qui rend impossible l'identification de la localisation post-choc par la méthode SWD d'Akhlaghi. Afin de réaliser l'ajustement de la fonction gaussienne sur la courbe, il est nécessaire de sélectionner la robustesse et l'algorithme du modèle, seul un couple (Bisquare - Levenberg-Marquardt) de l'outil *curve fitting* sur Matlab® permet l'ajustement. Une fois la détection effectuée, le centre du choc est égal entre les deux méthodes, néanmoins le pied du choc est détecté beaucoup plus loin, 10,6 mm pour la SWD contre 13,51 mm pour la FSD. D'un point de vue objectif, la méthode d'Akhlaghi semble détecter le pied du choc un peu trop loin du choc. Un profil bruité dans le cas d'expérimental n'aidera pas, au contraire, il aura tendance à aplatir la gaussienne et à repousser la détection encore plus loin. Cette étude présente le fait que les méthodes basées sur les Schlierens ne sont pas physiquement adaptables à la technique de visualisation de l'écoulement par décharge électroluminescente et pour nos conditions d'écoulements raréfiés.

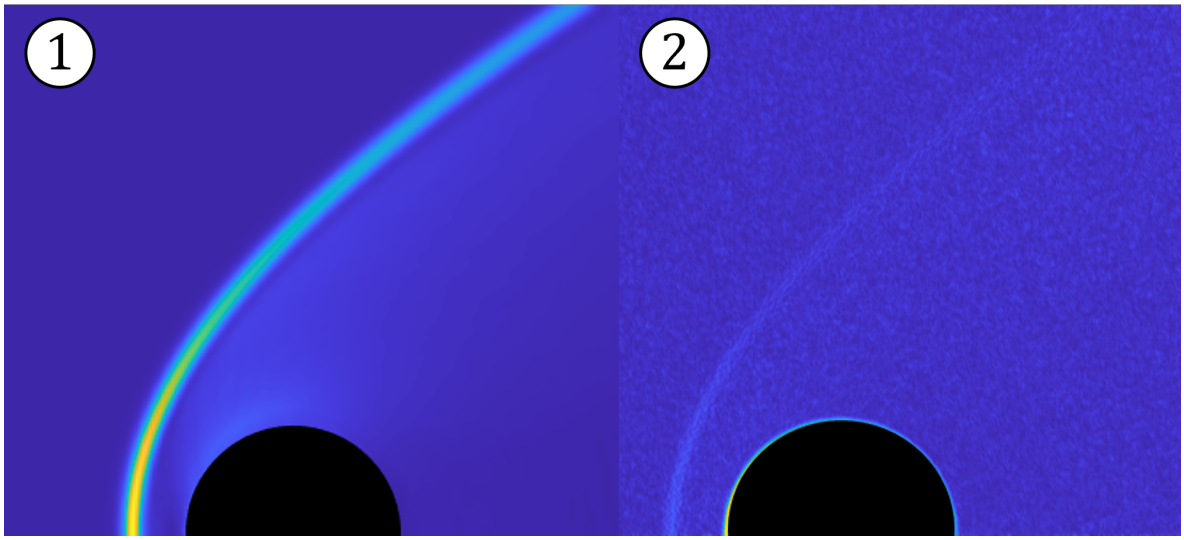


FIGURE A.1 – **1** Schlieren numérique à partir de l'image DSMC 4.33. **2** Schlieren numérique à partir de l'image expérimentale 4.20.

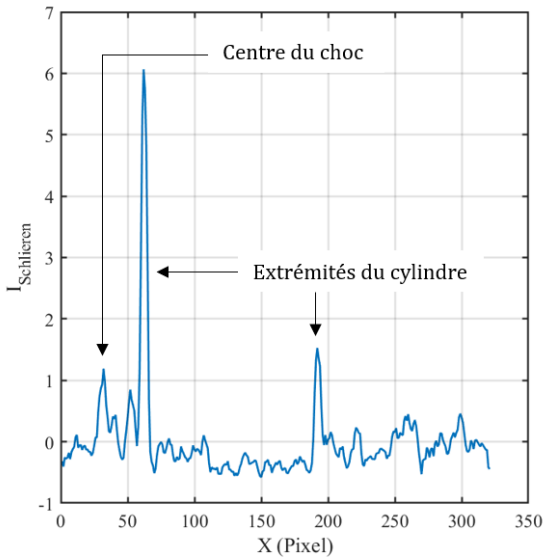


FIGURE A.2 – Profil d'intensité du Schlieren (Figure A.1 - **2**) le long de la ligne de stagnation ($X = 0$). L'identification de la position du choc est complexe au vu du bruit.

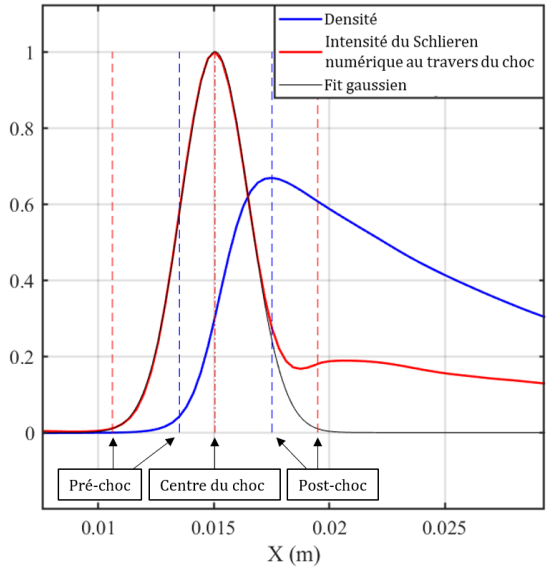
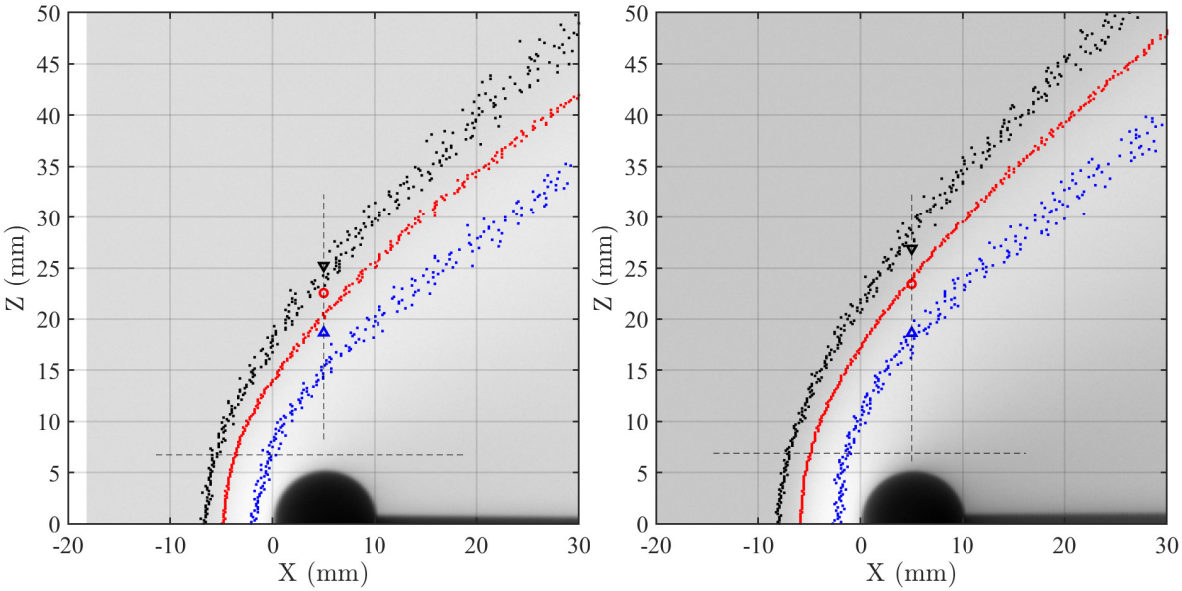


FIGURE A.3 – Profils de densité et de l'intensité du Schlieren (Figure A.1 - **1**) au travers du choc devant le cylindre. Les deux méthodes de détection sont appliquées sur les profils. La méthode FSD est appliquée directement sur la densité (lignes en tirets bleus) tandis que la méthode SWD est appliquée sur le profil gaussien extrapolé à partir du Schlieren (lignes en tirets rouges).

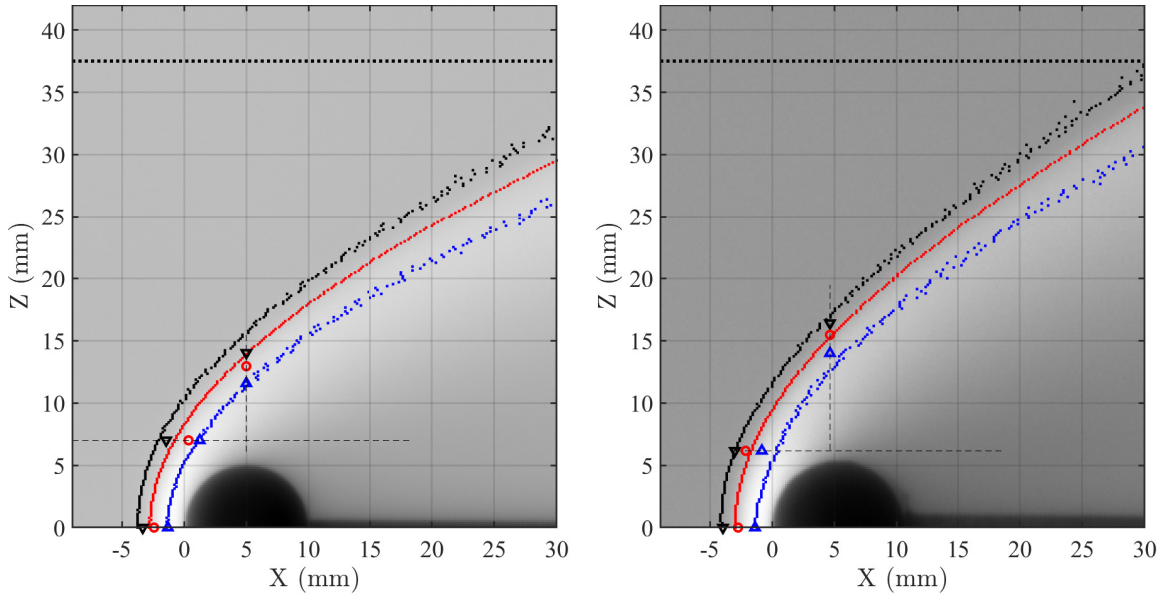
Annexe B

Complément aux données expérimentales



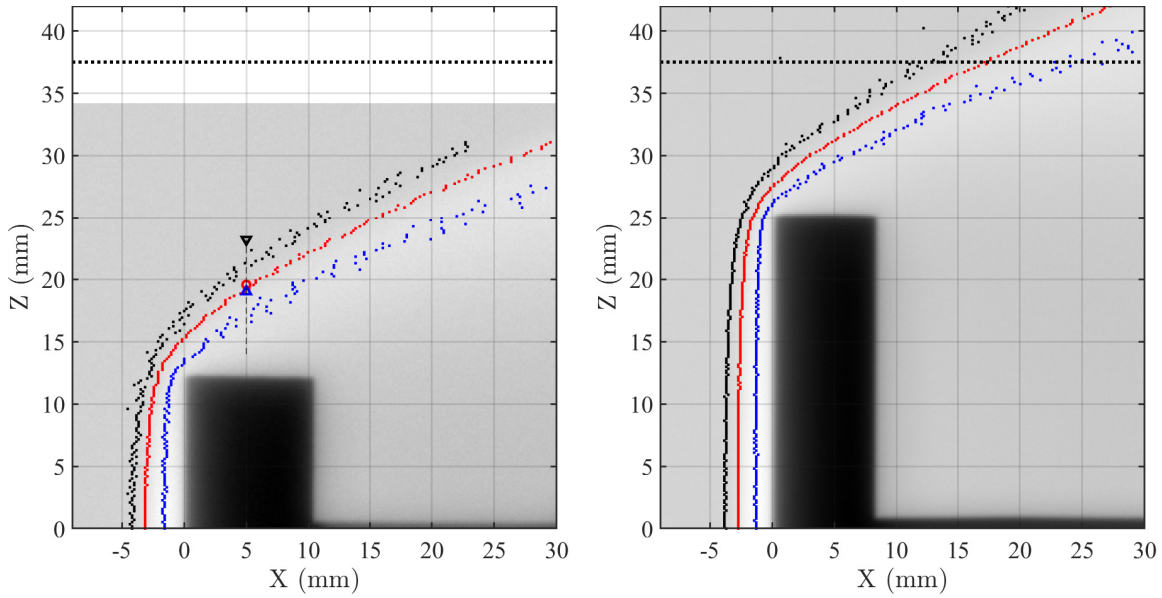
$\oslash 10 - 25$ $\oslash 10 - 50$

Figure B.1 – $M = 2$ - 5,3 Pa : Pied du choc (•••), centre du choc (•••), maximum de densité (•••), pied du choc Pitot (▽), centre du choc Pitot (○), pression maximale Pitot (△)



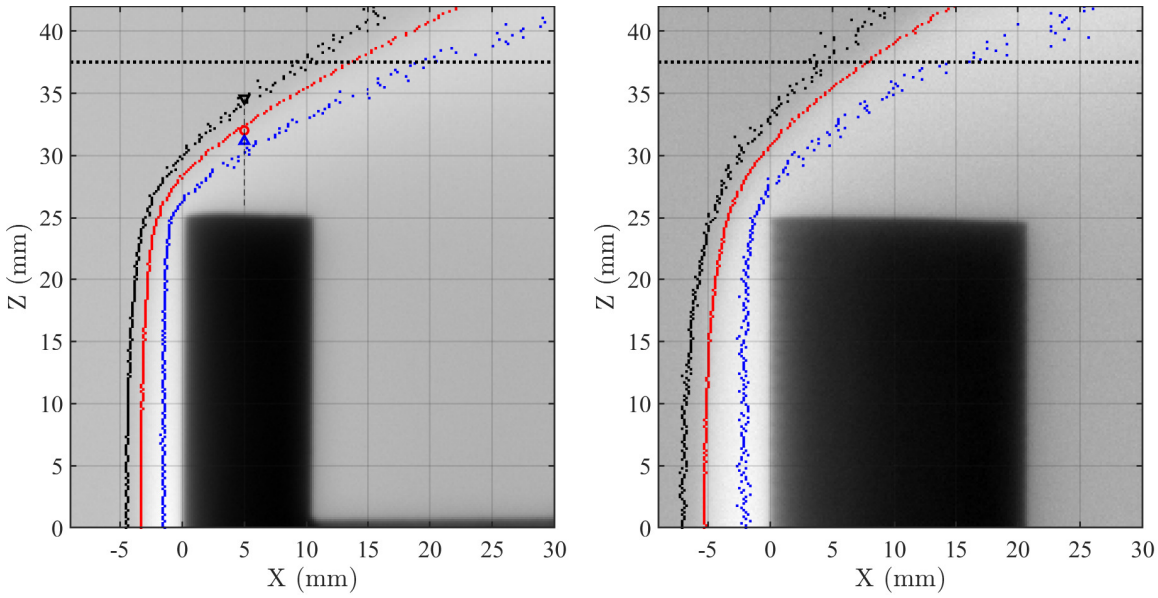
⌀10 – 25 ⌀10 – 50

FIGURE B.2 – $M = 4$ - 2,6 Pa : Pied du choc (•••), centre du choc (•••), maximum de densité (•••), pied du choc Pitot (▼), centre du choc Pitot (○), pression maximale Pitot (▲), limite du noyau isotrope (••••).



⌀10 – 25 - Montage vertical ⌀8, 2 – 50 - Montage vertical

FIGURE B.3 – $M = 4$ - 2,6 Pa : Pied du choc (•••), centre du choc (•••), maximum de densité (•••), pied du choc Pitot (▼), centre du choc Pitot (○), pression maximale Pitot (▲), limite du noyau isotrope (••••).



$\oslash 10 - 50$ - Montage vertical $\oslash 20 - 50$ - Montage vertical

FIGURE B.4 – $M = 4$ - 2,6 Pa : Pied du choc (•••), centre du choc (•••), maximum de densité (•••), pied du choc Pitot (▼), centre du choc Pitot (○), pression maximale Pitot (▲), limite du noyau isotrope (••••).

Annexe C

Vers une reconstruction intégrale du champ de pression en hydraulique

Nous avons tenté de reconstruire la hauteur d'eau et la vitesse sur l'intégralité du domaine afin d'obtenir la pression et notamment à la paroi du cylindre. Pour se faire, les champs de la BOS et de la PIV ne sont pas coupés, la hauteur d'eau est corrigée comme pour le domaine réduit par conservation du débit. Néanmoins, l'opération est réalisée par itération en imposant la hauteur d'eau au point d'arrêt sur la paroi à la hauteur mesurée correspondant ($\theta = 0°$) pour le profil de distribution de hauteur à la paroi du cylindre. Dans le cas du cylindre de 16 mm lisse, le champ de vitesse est très bien résolu proche paroi. Dans ce cas, la reconstruction du champ complet donne de très bons résultats. La hauteur de la surface libre et le coefficient de pression sont illustrés sur la figure C.1. On remarque que le profil de hauteur du ressaut hydraulique sur la ligne du point d'arrêt et très proche de celles mesurées expérimentalement par le limnimètre sur la figure C.2. À la paroi du cylindre, la hauteur reconstruite est très proche de celle mesurée et la tendance est très similaire (Figure C.3). De plus, le coefficient de pression hydrostatique calculé à l'aide de la hauteur reconstruite est proche de celui calculé à l'aide des hauteurs mesurées, 1,791 contre 1,592, soit un écart de 11%. Cette reconstruction complète a pour avantage de permettre le calcul de la distribution de pression pariétale $p_p(\theta)$ et ainsi de calculer le coefficient de pression C_p.

$$C_p(\theta) = \frac{p_p(\theta) - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 + \rho g h_\infty \sin\alpha} \tag{C.1}$$

Le coefficient de pression hydrodynamique calculé peut être intégré pour calculer le coefficient de traînée de pression hydrodynamique C_D^p.

$$C_D^p = \int_0^{2\pi} C_p(\theta)\cos\theta \,\mathrm{d}\theta \tag{C.2}$$

Dans le cas du cylindre de 16 mm lisse, celui-ci rajoute une contribution de près de 10%, $C_D^p = 0{,}169$, par rapport au coefficient de pression hydrostatique $C_D^h = 1{,}592$, ce qui diminue d'autant le coefficient de frottement. D'un point de vue physique, cette diminution du coefficient de traînée de frottement est prévisible du fait que dans ce régime de nombre de Reynolds, les effets de pression sont prédominants par rapport aux effets visqueux. En effet, les coefficients de traînée totaux augmentent très nettement à partir de $(Re_D)_\infty = 100$ pour une part de contribution de pression hydrostatique constante.

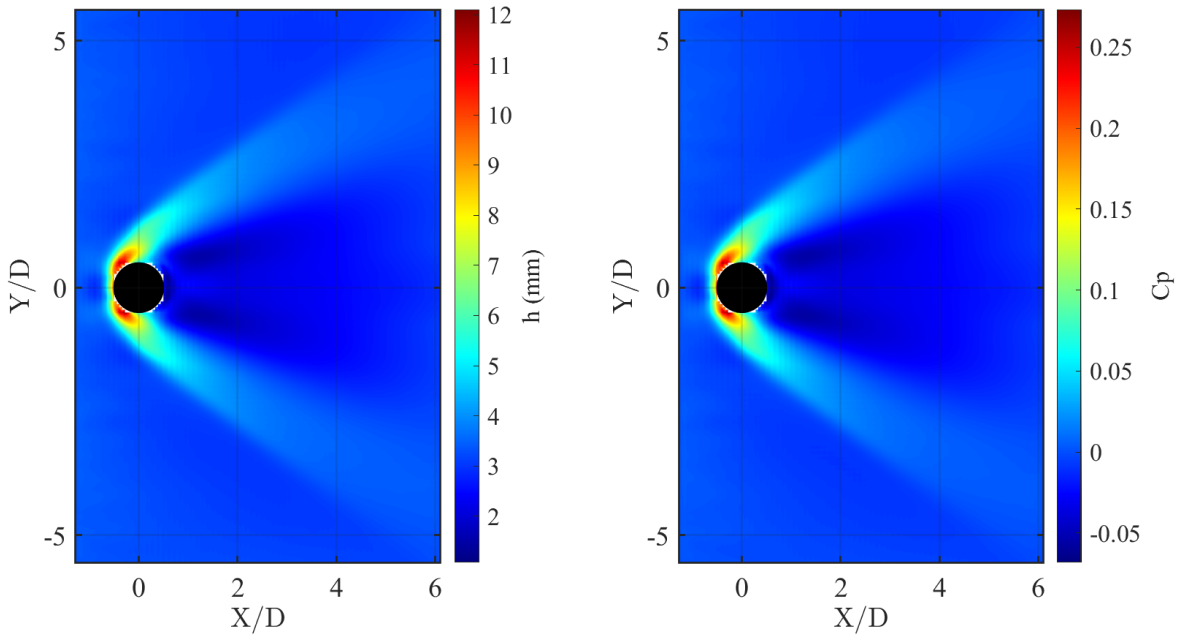


FIGURE C.1 – Reconstruction des champs de hauteur de la surface libre et de la pression hydrodynamique autour du cylindre lisse de 16 mm de diamètre.

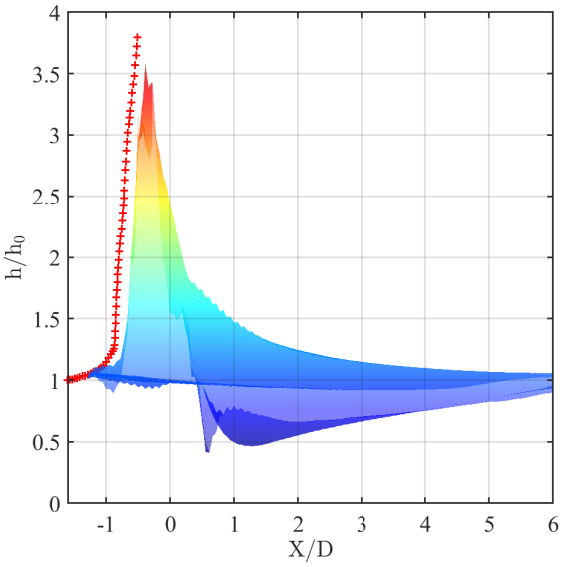


FIGURE C.2 – Comparaison entre la hauteur reconstruite et le profil de hauteur mesuré par limnimètre sur la ligne du point d'arrêt (+) pour le cas du cylindre lisse de 16 mm de diamètre.

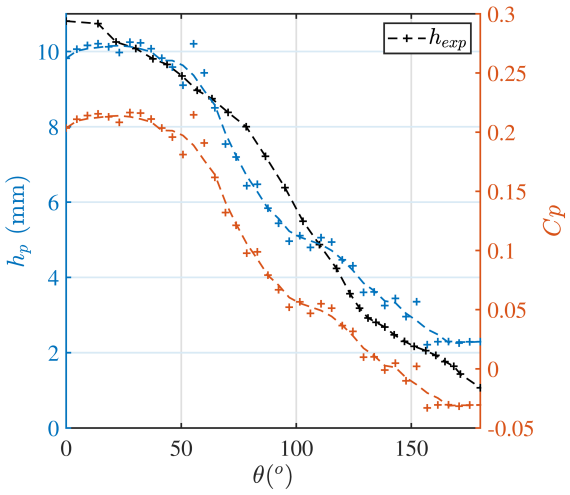


FIGURE C.3 – Distribution de la hauteur d'eau et du coefficient de pression à la paroi du cylindre lisse de 16 mm de diamètre.

Cette méthode de reconstruction est très sensible à la qualité du champ de vitesse proche paroi. Dans le cas des cylindres super hydrophobes, le fait que la hauteur d'eau diminue

fortement à la paroi du cylindre, du fait de la présence du plastron d'air, crée une déviation des rayons lumineux très importante dans cette zone. C'est pourquoi, on remarque que la vitesse longitudinale augmente après le ressaut, au point d'arrêt (Figure C.4). Cet effet n'est pas physique, mais de nature optique, comme la courbure de la surface libre est très importante, la caméra intègre la vitesse verticale des bulles, qui n'est pas négligeable. Ainsi dans ces cas, la reconstruction du champ de hauteur échoue comme illustré sur la figure C.5. Afin de pallier à ce problème, la visualisation et le positionnement de la caméra pourraient être envisagés par le dessous de la rampe inclinée et non pas par le dessus comme présenté dans cette étude. Néanmoins, cette méthode semble très prometteuse.

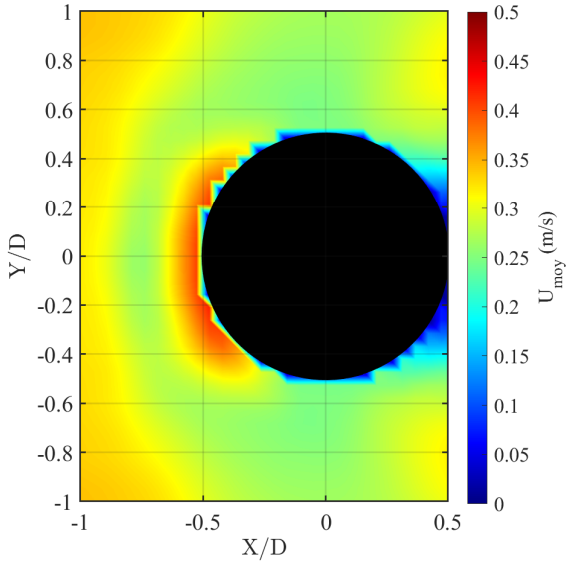


FIGURE C.4 – Vitesse longitudinale moyenne autour du cylindre super-hydrophobe de 16 mm de diamètre.

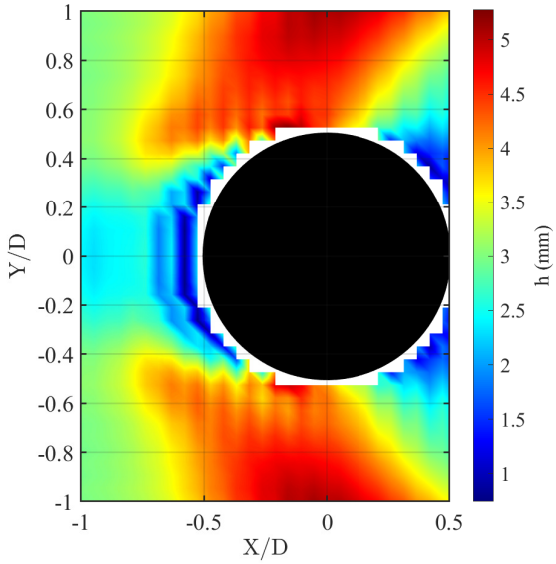


FIGURE C.5 – Reconstruction de la hauteur de la surface libre autour du cylindre super-hydrophobe de 16 mm de diamètre.

Bibliographie

[1] *Space Debris and Human Spacecraft*. https://www.nasa.gov/mission_pages/station/news/orbital_debris.html. Accessed : April 2023. 2021 (cf. p. 1).

[2] H. Krag et al. « A 1 cm space debris impact onto the sentinel-1a solar array ». In : *Acta Astronautica* 137 (2017), p. 434-443 (cf. p. 2).

[3] T. Wang. « Analysis of Debris from the Collision of the Cosmos 2251 and the Iridium 33 Satellites ». In : *Science & Global Security* 18.2 (2010), p. 87-118 (cf. p. 2).

[4] *ESA's Annual Space Environment Report*. https://www.sdo.esoc.esa.int/environment_report/Space_Environment_Report_latest.pdf. Accessed : April 2023. 2022 (cf. p. 2, 4).

[5] *IADC Report on the Status of the Space Debris Environnement*. https://www.iadc-home.org/documents_public/view/id/248#u. Accessed : April 2023. 2023 (cf. p. 3).

[6] *ESA's Debris recoveries report*. https://reentry.esoc.esa.int/home/recovereddebris. Accessed : April 2023 (cf. p. 4).

[7] *ESA's Debris recoveries map*. https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2017/04/Debris_recoveries. Accessed : April 2023. 2023 (cf. p. 7).

[8] T. Lips et B. Fritsche. « A comparison of commonly used re-entry analysis tools ». In : *Acta Astronautica* 57.2-8 (2005), p. 312-323 (cf. p. 5).

[9] G. Koppenwallner et al. « Scarab-a multi-disciplinary code for destruction analysis of space-craft during re-entry ». In : *Fifth European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles*. T. 563. 2005, p. 281 (cf. p. 6).

[10] Y. Préveraud. « Contribution à la modélisation de la rentrée atmosphérique des débris spatiaux ». Thèse de doct. Univ. Toulouse, 2014 (cf. p. 6).

[11] N. Ahmad et E. Fitri. « Preliminary Determination of Footprint Area of Uncontrolled Space Debris : Case Study of Tiangong-1 Space Station ». In : *Indonesian Journal of Geography* 53.2 (2021) (cf. p. 6).

[12] S. Kim et al. « Procedure and methodologies for managing the risk of space object reentry ». In : *Advances in Space Research* 67.6 (2021), p. 1844-1858 (cf. p. 6).

[13] G. Koppenwallner. « The drag of simple shaped bodies in the rarefied hypersonic flow regime ». In : *20th Thermophysics Conference*. 1985, p. 998 (cf. p. 8, 109, 110, 118, 120).

[14] J. Allegre. « The SR3 low density wind-tunnel. Facility capabilities and research development ». In : *AIAA Paper No. 92–3972*. 1992. doi : 10.2514/6.1992-3972 (cf. p. 8).

[15] A.K. Mohamed, T. Pot et B. Chanetz. « Diagnostics by electron beam fluorescence in hypersonics ». In : *ICIASF'95 Record. International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, IEEE* (1995), 1–14 (cf. p. 8).

[16] G.P.D. Rajasooria et C.L. Brundin. *An Experimental Investigation of the Laminar Near Wake Behind a Circular Cylinder in a Mach 6, Rarefield Air Stream.* University of Oxford, 1970 (cf. p. 8).

[17] J.K. Harvey, R.W. Jeffery et D.C. Uppington. *The imperial college graphite heated hypersonic windtunnel.* 1971 (cf. p. 8).

[18] W. Wuest. *Simulation of High Altitude Flight in Wind-Tunnels and Correlation of Free-Flight and Wind Tunnel Data.* 1974 (cf. p. 8).

[19] V. Cardona. « Aerodynamic interactions of space debris during atmospheric re-entry : experimental study in rarefied flow regime ». Thèse de doct. Univ. Orléans, 2023 (cf. p. 9, 53, 54, 169).

[20] N. Rembaut. « Rentrée atmosphérique de débris spatiaux : simulations expérimentales en souffleries hypersonique raréfiée et supersonique haute enthalpie ». Thèse de doct. Univ. Orléans, 2021 (cf. p. 9, 63, 74, 80, 101, 104, 105, 120).

[21] S. Coumar. « Study of physical mechanisms induced by a plasma actuator for super/hypersonic rarefied flows applied to atmospheric entries ». Thèse de doct. Univ. Orléans, 2017 (cf. p. 9, 66, 72, 80).

[22] H. Noubel et V. Lago. « Experimental analysis of waverider lift-to-drag ratio measurements in rarefied and supersonic regime ». In : *Hypersonic Vehicles-Applications, Recent Advances, and Perspectives.* IntechOpen, 2021 (cf. p. 9, 74, 75, 77).

[23] T. Schlegat. « Experimental investigation of rarefaction effects on aerodynamic coefficients of slender and blunt re-entry vehicles ». Thèse de doct. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2018 (cf. p. 12).

[24] G.A. Bird. *Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows.* Clarendon Press, 1994 (cf. p. 12, 82, 89).

[25] H.A. Stone, A.D. Stroock et A. Ajdari. « Engineering flows in small devices : microfluidics toward a lab-on-a-chip ». In : *Annu. Rev. Fluid Mech.* 36 (2004), p. 381-411 (cf. p. 13).

[26] E.B. Arkilic. « Gaseous Flow in Micro-channels, Application of Microfabrication to Fluid Mechanics ». In : *ASME, FED* 197 (1994), p. 57-66 (cf. p. 14).

[27] J.C. Harley et al. « Gas flow in micro-channels ». In : *Journal of fluid mechanics* 284 (1995), p. 257-274 (cf. p. 14).

[28] J. Pfahler. « Gas and Liquid Flow in small Channels, Micromechanical sensors, Actuators, and Ssystems ». In : *ASME.* T. 32. 1991, p. 49-60 (cf. p. 14).

[29] E. Piekos et K. Breuer. « DSMC modeling of micromechanical devices ». In : *30th Thermophysics Conference.* 1995, p. 2089 (cf. p. 14).

[30] C. Zhang et al. « Role of rough surface topography on gas slip flow in microchannels ». In : *Physical Review E* 86.1 (2012), p. 016319 (cf. p. 14).

[31] E.B. Arkilic, M.A. Schmidt et K.S. Breuer. « Gaseous slip flow in long microchannels ». In : *Journal of Microelectromechanical systems* 6.2 (1997), p. 167-178 (cf. p. 14).

[32] A. Beskok et G. Karniadakis. « Simulation of heat and momentum transfer in micro-geometries ». In : *AIAA Paper* 933269 (1993) (cf. p. 14).

[33] D.E. Zeitoun et al. « Numerical simulation of shock wave propagation in microchannels using continuum and kinetic approaches ». In : *Shock Waves* 19 (2009), p. 307-316 (cf. p. 14).

[34] D. Fratantonio et al. « Molecular tagging velocimetry for confined rarefied gas flows : Phosphorescence emission measurements at low pressure ». In : *Experimental Thermal and Fluid Science* 99 (2018), p. 510-524 (cf. p. 14).

[35] J. Maurer et al. « Second-order slip laws in microchannels for helium and nitrogen ». In : *Physics of Fluids* 15.9 (2003), p. 2613-2621 (cf. p. 14).

[36] C.-H. Choi, K.J.A. Westin et K. S. Breuer. « Apparent slip flows in hydrophilic and hydrophobic microchannels ». In : *Physics of fluids* 15.10 (2003), p. 2897-2902 (cf. p. 14).

[37] C.-H. Choi et al. « Effective slip and friction reduction in nanograted superhydrophobic microchannels ». In : *Physics of fluids* 18.8 (2006), p. 087105 (cf. p. 14).

[38] W. Wuest. « Boundary layers in rarefied gas flow ». In : *Progress in Aerospace Sciences* 8 (1967), p. 295-352 (cf. p. 14).

[39] J.C. Maxwell. « VII. On stresses in rarified gases arising from inequalities of temperature ». In : *Philosophical Transactions of the royal society of London* 170 (1879), p. 231-256 (cf. p. 14).

[40] M. Smoluchowski von Smolan. « Ueber wärmeleitung in verdünnten gasen ». In : *Annalen der Physik* 300.1 (1898), p. 101-130 (cf. p. 14).

[41] M. Rojas-Cárdenas et al. « A new method to measure the thermal slip coefficient ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 88 (2015), p. 766-774 (cf. p. 14).

[42] E.B. Arkilic, K.S. Breuer et M.A. Schmidt. « Mass flow and tangential momentum accommodation in silicon micromachined channels ». In : *Journal of fluid mechanics* 437 (2001), p. 29-43 (cf. p. 15).

[43] G.A. Bird. « Monte-Carlo simulation in an engineering context ». In : *Progress in Astronautics and Aeronautics* 74 (1981), p. 239-255 (cf. p. 15, 61, 82).

[44] I.A. Graur et al. « Measurements of tangential momentum accommodation coefficient for various gases in plane microchannel ». In : *Physics of Fluids* 21.10 (2009) (cf. p. 15).

[45] P. Perrier et al. « Measurements and modeling of the gas flow in a microchannel : influence of aspect ratios, surface nature, and roughnesses ». In : *Microfluidics and Nanofluidics* 23.8 (2019), p. 97 (cf. p. 15).

[46] S.A. Schaaf et P.L. Chambre. « Flow of Rarefied Gases ». In : *Princeton University Press, Princeton, New Jersey* (1961) (cf. p. 15, 46).

[47] J.P. Rothstein. « Slip on superhydrophobic surfaces ». In : *Annual review of fluid mechanics* 42 (2010), p. 89-109 (cf. p. 15, 17).

[48] H. Ockendon et J.R. Ockendon. *Viscous flow*. T. 13. Cambridge University Press, 1995 (cf. p. 16).

[49] A. Huerta et W.K. Liu. « Viscous flow with large free surface motion ». In : *Computer methods in applied mechanics and engineering* 69.3 (1988), p. 277-324 (cf. p. 16).

[50] B. Bhushan et Y.C. Jung. « Natural and biomimetic artificial surfaces for superhydrophobicity, self-cleaning, low adhesion, and drag reduction ». In : *Progress in Materials Science* 56.1 (2011), p. 1-108 (cf. p. 17).

[51] W. Barthlott et C. Neinhuis. « Purity of the sacred lotus, or escape from contamination in biological surfaces ». In : *Planta* 202 (1997), p. 1-8 (cf. p. 17).

[52] R.N. Wenzel. « Resistance of solid surfaces to wetting by water ». In : *Industrial & Engineering Chemistry* 28.8 (1936), p. 988-994 (cf. p. 17).

[53] A.B.D. Cassie et S. Baxter. « Wettability of porous surfaces ». In : *Transactions of the Faraday society* 40 (1944), p. 546-551 (cf. p. 17).

[54] D. Legendre, E. Lauga et J. Magnaudet. « Influence of slip on the dynamics of two-dimensional wakes ». In : *Journal of fluid mechanics* 633 (2009), p. 437-447 (cf. p. 17).

[55] J. Ou, B. Perot et J.P. Rothstein. « Laminar drag reduction in microchannels using ultrahydrophobic surfaces ». In : *Physics of fluids* 16.12 (2004), p. 4635-4643 (cf. p. 17).

[56] D. You et P. Moin. « Effects of hydrophobic surfaces on the drag and lift of a circular cylinder ». In : *Physics of Fluids* 19.8 (2007), p. 081701 (cf. p. 17).

[57] M. Castagna. « Contribution à l'étude et à la modélisation du développement d'une couche limite sur paroi super-hydrophobe : approche couplée expérimentale et numérique ». Thèse de doct. Univ. Orléans, 2019 (cf. p. 17, 128, 131).

[58] M. Castagna, N. Mazellier et A. Kourta. « On the onset of instability in the wake of super-hydrophobic spheres ». In : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 87 (2021), p. 108709. doi : https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2020.108709 (cf. p. 18).

[59] N. Bettaieb et al. « Prediction of resistance induced by surface complexity in lubricating layers : Application to superhydrophobic surfaces ». In : *Physical Review Fluids* 7.9 (2022), p. 094101 (cf. p. 18).

[60] E. Preiswerk. « Anwendung gasdynamischer Methoden auf Wasserströmungen mit freier Oberfläche ». Thèse de doct. ETH Zürich, 1938 (cf. p. 18, 20).

[61] O. Link et al. « Scour at bridge foundations in supercritical flows : An analysis of knowledge gaps ». In : *Water* 11.8 (2019), p. 1656 (cf. p. 18).

[62] T.W. Sturm. *Open channel hydraulics*. T. 1. McGraw-Hill New York, 2001 (cf. p. 18).

[63] D.M. Adams. « Application of the hydraulic analogy to axisymmetric nonideal compressible gas systems. » In : *Journal of Spacecraft and Rockets* 4.3 (1967), p. 359-363 (cf. p. 20).

[64] W.J. Orlin, N.J. Lindner et J.G. Bitterly. *Application of the analogy between water flow with a free surface and two-dimensional compressible gas flow*. Rapp. tech. National Advisory Commitee for Aeronautics, 1947 (cf. p. 20, 126).

[65] D. Riabouchinsky. « Sur l'analogie hydraulique des mouvements d'un fluide compressible ». In : *Comptes Rendus* 195.22 (1932), p. 998-999 (cf. p. 20, 124).

[66] F.R. Gilmore, M.S. Plesset et H.E. Crossley Jr. « The analogy between hydraulic jumps in liquids and shock waves in gases ». In : *Journal of Applied Physics* 21.3 (1950), p. 243-249 (cf. p. 20).

[67] P. Pouderoux. *Water table analogue for compressible flow studies.* Rapp. tech. Oregon State College, 1953 (cf. p. 20).

[68] W.H.T. Loh. « Hydraulic analogy for two-dimensional and one-dimensional flows ». In : *Journal of the Aerospace Sciences* 26.6 (1959), p. 389-391 (cf. p. 20).

[69] J.S. Rao, V.V.R. Rao et V. Seshadri. « Hydraulic analogy for isentropic flow through a nozzle ». In : *Defence Science Journal* 33 (1983), p. 97-111 (cf. p. 20).

[70] C. Park et M. Tauber. « Heatshielding problems of planetary entry-A review ». In : *30th fluid dynamics conference.* 1999, p. 3415 (cf. p. 22).

[71] B. Fritsche, T. Lips et G. Koppenwallner. « Analytical and numerical re-entry analysis of simple-shaped objects ». In : *Acta Astronautica* 60.8-9 (2007), p. 737-751 (cf. p. 22).

[72] S.-H. Park et al. « Re-entry survival analysis and ground risk assessment of space debris considering by-products generation ». In : *Acta Astronautica* 179 (2021), p. 604-618 (cf. p. 22).

[73] M.J. Lewis et A.D. McRonald. « Design of hypersonic waveriders for aeroassisted interplanetary trajectories ». In : *Journal of Spacecraft and Rockets* 29.5 (1992), p. 653-660 (cf. p. 22).

[74] N.P. Isakova et A.N. Kraiko. « Shock-layer thickness for supersonic viscous gas flow past blunt bodies ». In : *Fluid Dynamics* 4.6 (1969), p. 95-98 (cf. p. 22, 90).

[75] M. Singh et A. Patel. « Shock wave structure in a non-ideal gas under temperature and density-dependent viscosity and heat conduction ». In : *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 33.6 (2019), p. 537-559 (cf. p. 23).

[76] S.C. Metcalf, C.J. Berry et B.M. Davis. « An Investigation of the Flow About Circular Cylinders Placed Normal to a Low-Density, Supersonic Stream ». In : *Aeronautical Research Council, Reports and Memoranda No* 3416 (1965) (cf. p. 23, 109, 110, 113-115, 120).

[77] M. Carbonaro et V. Van der Haegen. « Hydraulic analogy of supersonic flow–lab notes ». In : *Euroavia Symposium, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Brussels, Belgium.* 2002, p. 1-9 (cf. p. 23, 24).

[78] J. Black et O.P. Mediratta. « Supersonic flow investigations with a "hydraulic analogy" water channel ». In : *Aeronautical Quarterly* 2.4 (1951), p. 227-253 (cf. p. 23).

[79] E. Mignot et N. Rivière. « Bow-wave-like hydraulic jump and horseshoe vortex around an obstacle in a supercritical open channel flow ». In : *Physics of Fluids* 22.11 (2010), p. 117105 (cf. p. 24, 126).

[80] X. Cui et J. Gray. « Gravity-driven granular free-surface flow around a circular cylinder ». In : *J. Fluid Mech.* 720 (2013), p. 314 (cf. p. 24).

[81] G. Moretti. « Computation of flows with shocks ». In : *Ann. Rev. Fluid Mech.* 19 (1987), p. 313-337 (cf. p. 24).

[82] Andrew J Lofthouse, Iain D Boyd et Michael J Wright. « Effects of continuum breakdown on hypersonic aerothermodynamics ». In : *Physics of Fluids* 19.2 (2007) (cf. p. 24).

[83] Alexey N Volkov et Felix Sharipov. « Flow of a monatomic rarefied gas over a circular cylinder : Calculations based on the ab initio potential method ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 114 (2017), p. 47-61 (cf. p. 24).

[84] M.D. Van Dyke. « The Supersonic Blunt-Body Problem - Review and Extension ». In : *J. Aero. Sci.* 25.8 (1958), p. 485-496. doi : 10.2514/8.7744 (cf. p. 25, 28, 37).

[85] J. Sinclair et X. Cui. « A theoretical approximation of the shock standoff distance for supersonic flows around a circular cylinder ». In : *Phys. Fluids* 29.2 (2017), p. 026102 (cf. p. 25, 103, 104).

[86] G.E. Kaattari. *A method for predicting shock shapes and pressure distributions for a wide variety of blunt bodies at zero angle of attack.* Rapp. tech. National Aeronautics et Space Administration, Ames Research Center, 1968 (cf. p. 25).

[87] K. Chul-Soo. « Experimental studies of supersonic flow past a circular cylinder ». In : *J. Phys. Soc. Japan* 11.4 (1956), p. 439-445 (cf. p. 25).

[88] D.L. Compton, B.J. Short et S.C. Sommer. *Free-Flight Measurements of Static and Dynamic Stability of Models of the Project Mercury Re-entry Capsule at Mach Numbers 3 and 9.5.* Rapp. tech. National Aeronautics et Space Administration, 1960 (cf. p. 25).

[89] G. Li, K. Kontis et Z. Fan. « Automatic Shock Detection, Extraction, and Fitting in Schlieren and Shadowgraph Visualization ». In : *AIAA Journal* (2021), p. 1-6 (cf. p. 25, 86).

[90] E.L. Lash et al. « Developing an Image-Based Analysis of the Dynamics of Transitional Shock Wave-Boundary Layer Interactions ». In : *32nd AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference.* 2016, p. 4320 (cf. p. 25, 71).

[91] T.J. Price, M. Gragston et P.A. Kreth. « Supersonic Underexpanded Jet Features Extracted from Modal Analyses of High-Speed Optical Diagnostics ». In : *AIAA Journal* (2021), p. 1-18 (cf. p. 25, 71).

[92] T. Nagata et al. « Investigation on subsonic to supersonic flow around a sphere at low Reynolds number of between 50 and 300 by direct numerical simulation ». In : *Phys. Fluids* 28.5 (2016), p. 056101 (cf. p. 25, 105).

[93] N. Rembaut, R. Joussot et V. Lago. « Aerodynamical behavior of spherical debris in the supersonic and rarefied wind tunnel MARHy ». In : *J. Space Safety Eng.* 7.3 (2020), p. 411-419 (cf. p. 25).

[94] G.G. Stokes et al. *On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums*. Pitt Press Cambridge, 1851 (cf. p. 28).

[95] H. Lamb. *Hydrodynamics*. University Press, 1924 (cf. p. 28, 47, 49).

[96] I. Proudman et J.R.A. Pearson. « Expansions at small Reynolds numbers for the flow past a sphere and a circular cylinder ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 2.3 (1957), p. 237-262 (cf. p. 28, 37, 44, 49).

[97] J. Happel et H. Brenner. *Low Reynolds number hydrodynamics : with special applications to particulate media*. T. 1. Springer Science & Business Media, 2012 (cf. p. 28).

[98] S. Datta et D.K. Srivastava. « Stokes drag on axially symmetric bodies : a new approach ». In : *Proceedings-Mathematical Sciences* 109.4 (1999), p. 441-452 (cf. p. 28).

[99] S. Datta et S. Singhal. « Small reynolds number steady flow past a sphere with a source at its centre ». In : *Applications and Applied Mathematics : An International Journal (AAM)* 6.1 (2011), p. 16 (cf. p. 28, 44).

[100] H. Ramkissoon et S.R. Majumdar. « Drag on an axially symmetric body in the Stokes' flow of micropolar fluid ». In : *The Physics of Fluids* 19.1 (1976), p. 16-21 (cf. p. 28).

[101] S. Tomotika et T. Aoi. « The steady flow of viscous fluid past a sphere and circular cylinder at small Reynolds numbers ». In : *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics* 3.2 (1950), p. 141-161 (cf. p. 28, 48, 53).

[102] H. Faxen. *Exakte Lösung der Oseenschen Differentialgleichungen einer zähen Flüssigkeit für den Fall der Translationsbewegung eines Zylinders*. Almquist & Wiksells Bocktr., 1927 (cf. p. 28, 48).

[103] C.D. Modak et S.K. Bhaumik. « Creeping flow dynamics over superhydrophobic ball : Slip effects and drag reduction ». In : *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects* 529 (2017), p. 998-1008 (cf. p. 35).

[104] A.R. Premlata et H.-H. Wei. « The Basset problem with dynamic slip : slip-induced memory effect and slip–stick transition ». In : *Journal of fluid mechanics* 866 (2019), p. 431-449 (cf. p. 35).

[105] C.W. Oseen. « Uber die Stokes' sche Formel und Uber eine verwandte Aufgabe in der Hydrodynamik ». In : *Arkiv Mat., Astron. och Fysik* 6 (1910), p. 1 (cf. p. 36, 42).

[106] M. Van Dyke. « Perturbation methods in fluid mechanics/Annotated edition ». In : *NASA STI/Recon Technical Report A* 75 (1975), p. 46926 (cf. p. 42).

[107] S. Taneda. « Experimental investigation of the wake behind a sphere at low Reynolds numbers ». In : *Journal of the physical society of Japan* 11.10 (1956), p. 1104-1108 (cf. p. 43).

[108] B.R.K. Gruncell, N.D. Sandham et G. McHale. « Simulations of laminar flow past a superhydrophobic sphere with drag reduction and separation delay ». In : *Physics of Fluids* 25.4 (2013), p. 043601 (cf. p. 45, 46).

[109] A.B. Basset. « Hydrodynamics ». In : *Philosophical Transactions* 2 (1888), p. 43 (cf. p. 46).

[110] S. Kaplun et P.A. Lagerstrom. « Asymptotic expansions of Navier-Stokes solutions for small Reynolds numbers ». In : *Journal of Mathematics and Mechanics* (1957), p. 585-593 (cf. p. 47).

[111] P.-Y. Lagrée. *Small Re flows, ε= Re« 1.* Sorbonne Université (cf. p. 47).

[112] S. Goldstein. « The steady flow of viscous fluid past a fixed spherical obstacle at small Reynolds numbers ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 123.791 (1929), p. 225-235 (cf. p. 48).

[113] D.J. Tritton. « Experiments on the flow past a circular cylinder at low Reynolds numbers ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 6.4 (1959), p. 547-567 (cf. p. 49).

[114] L. Bairstow, B.M. Cave et E.D. Lang. « X. The resistance of a cylinder moving in a viscous fluid ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character* 223.605-615 (1923), p. 383-432 (cf. p. 49).

[115] P.A. Lagerstrom et J.D. Cole. « Examples illustrating expansion procedures for the Navier-Stokes equations ». In : *Journal of Rational Mechanics and Analysis* 4 (1955), p. 817-882 (cf. p. 49).

[116] W. Chester, D.R. Breach et I. Proudman. « On the flow past a sphere at low Reynolds number ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 37.4 (1969), p. 751-760 (cf. p. 49).

[117] S.C.R. Dennis et J.D.A. Walker. « Calculation of the steady flow past a sphere at low and moderate Reynolds numbers ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 48.4 (1971), p. 771-789 (cf. p. 49).

[118] R. Clift, J.R. Grace et M.E. Weber. *Bubbles, Drops and Particules.* Academic Press, New York, 1978 (cf. p. 49).

[119] D.R. Kassoy, T.C. Adamson Jr et A.F. Messiter. « Compressible low Reynolds number flow around a sphere ». In : *The Physics of Fluids* 9.4 (1966), p. 671-681 (cf. p. 50, 53).

[120] S.K. Muthoo et C.L. Brundin. « Near wake flow field measurements behind spheres in low Reynolds number hypersonic flow ». In : *Rarefied gas dynamics* (1974) (cf. p. 51).

[121] E.B. Brewer. *Hypersonic rarefied wake characterization.* T. 3327. NASA, Scientific et Technical Information Program, 1993 (cf. p. 51).

[122] V.K. Dogra et al. « Hypersonic rarefied flow past spheres including wake structure ». In : *Journal of Spacecraft and Rockets* 31.5 (1994), p. 713-718 (cf. p. 51).

[123] J. Fan. « A generalized soft-sphere model for Monte Carlo simulation ». In : *Physics of Fluids* 14.12 (2002), p. 4399-4405 (cf. p. 61).

[124] J.-C. Lengrand. *Aérodynamique spatiale - Cours CS 2003-1.* Rapp. tech. Laboratoire d'Aérothermique, CNRS, 2003 (cf. p. 61).

[125] M.N. Macrossan. « Scaling parameters for hypersonic flow : correlation of sphere drag data ». In : Citeseer, 2007 (cf. p. 61, 116).

[126] H.-S. Tsien. « Superaerodynamics, mechanics of rarefied gases ». In : *Journal of the Aeronautical Sciences* 13.12 (1946), p. 653-664 (cf. p. 61, 116).

[127] P.A. Chambre et S.A. Schaaf. *Flow of rarefied gases*. T. 5064. Princeton University Press, 2017 (cf. p. 63).

[128] J. Allègre et C. Bisch. « Angle of attack and leading edge effects on the flow about a flat plate at Mach number 18. » In : *AIAA J.* 6.5 (1968), p. 848-852 (cf. p. 66, 69).

[129] E. Menier et al. « Effect of a dc discharge on the supersonic rarefied air flow over a flat plate ». In : *J. Phys. D : Appl. Phys.* 40.3 (2007), p. 695-701. doi : 10.1088/0022-3727/40/3/s07 (cf. p. 66, 72, 80).

[130] J. Allegre, M. Cabaret et M. Raffin. *Méthode de mesure des basses pressions pas thermitances et détermination des effets d'orifice dans des écoulements de gaz raréfié*. Rapp. tech. Rapport 71-6. CNRS, Laboratoire d'Aérothermique, France, 1971 (cf. p. 69).

[131] W.B. Stephenson. *Use of the Pitot tube in very low density flows*. Rapp. tech. Calspan Field Services Inc. Arnold AFS TN AEDC Div., 1981 (cf. p. 69).

[132] J. Allegre et M. Raffin. « Techniques expérimentales liées à l'aérodynamique à basse densité ». In : AGARD. 1990 (cf. p. 69, 80).

[133] J.L. Potter, M. Kinslow et D.E. Boylan. « An influence of the orifice on measured pressures in rarefied flow ». In : *Rarefied Gas Dynamics, Volume 2* 2 (1965), p. 175 (cf. p. 69).

[134] P.E. Hemke. *Influence of the orifice on measured pressures*. Rapp. tech. National Advisory Commitee for Aeronautics, 1926 (cf. p. 69).

[135] J.L. Potter et A.B. Bailey. « Pressures in the stagnation regions of blunt bodies in rarefied flow ». In : *AIAA Journal* 2.4 (1964), p. 743-744. doi : https://doi.org/10.2514/3.2387 (cf. p. 69).

[136] J.L. Potter et A.B. Bailey. « Pressures in the stagnation regions of blunt bodies in the viscous-layer to merged-layer regimes of rarefied flow ». In : *Conference on Physics of Entry into Planetary Atmospheres*. 1963, p. 436 (cf. p. 69).

[137] P. Christou. « Développement de moyens de diagnostic utilisables dans des écoulements raréfiés ». Thèse de doct. Paris 6, 1997 (cf. p. 69, 80).

[138] J. Allegre, M. Cabaret et M. Raffin. « Low-pressure measurement by thermistor, and orifice-effect determination in rarefied gas flows ». In : *STIN* 75 (1974), p. 12224 (cf. p. 70, 80).

[139] S.H. Chue. « Pressure probes for fluid measurement ». In : *Progr. Aero. Sci.* 16.2 (1975), p. 147 -223. doi : 10.1016/0376-0421(75)90014-7 (cf. p. 70).

[140] H. Akhlaghi, A. Daliri et M.R. Soltani. « Shock-Wave-Detection Technique for High-Speed Rarefied-Gas Flows ». In : *AIAA J.* 55.11 (2017), p. 3747-3756. doi : 10.2514/1.J055819 (cf. p. 71, 83, 84, 90, 95, 177).

[141] G.S. Settles et E.E. Covert. « Schlieren and shadowgraph techniques : Visualizing phenomena in transport media ». In : *Appl. Mech. Rev.* 55.4 (2002), B76-B77 (cf. p. 71).

[142] S.S. Fisher et D. Bharathan. « Glow-discharge flow visualization in low-density free jets ». In : *J. Spacecr. Rockets* 10.10 (1973), p. 658-662. doi : 10.2514/3.27786 (cf. p. 71).

[143] V.M. Kalugin. « Glow discharge measurement of gas density in supersonic rarefied flow. » In : *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* 10 (1969), 277–281. doi : 10.1007/BF00913117 (cf. p. 71, 72, 85).

[144] W.B. Kunkel et F.C. Hurlbut. « Luminescent gas flow visualization for low density wind tunnels ». In : *J. Applied Phy.* 28.8 (1957), p. 827-835 (cf. p. 71).

[145] S. Coumar et V. Lago. « Influence of Mach number and static pressure on plasma flow control of supersonic and rarefied flows around a sharp flat plate ». In : *Exp. Fluids* 58 (mai 2017). doi : 10.1007/s00348-017-2346-6 (cf. p. 72).

[146] J. Aroesty. *Sphere drag in a low density supersonic flow.* Rapp. tech. California Univ. Berkeley Inst. Of Engineering Research, 1962 (cf. p. 77).

[147] G. Zuppardi. « Influence of partial accommodation coefficients on the aerodynamic parameters of an airfoil in hypersonic, rarefied flow ». In : *Advances in aircraft and spacecraft science* 2.4 (2015), p. 427 (cf. p. 82).

[148] M.O. Hedahl et R.G. Wilmoth. *Comparisons of the Maxwell and CLL gas/surface interaction models using DSMC.* Rapp. tech. National Aeronautics et Space Administration, 1995 (cf. p. 82).

[149] M.Y. Plotnikov. « Effect of the accommodation coefficient on transfer processes in a supersonic rarefied gas flow around a transversely aligned cylinder ». In : *Journal of applied mechanics and technical physics* 49 (2008), p. 400-406 (cf. p. 83).

[150] L. Kovacs et al. « Detection method for shock-waves in viscous flows ». In : *Experiments in Fluids* 63.1 (2022), p. 1-16 (cf. p. 83, 174).

[151] R.N. Cox et L.F. Crabtree. *Elements of hypersonic aerodynamics.* The English Universities Press Ltd, 1965 (cf. p. 83).

[152] A.V. Ivanov. « Structure of shock wave in air at mach numbers from 2.6 to 6 ». In : *Fluid Dynamics* 2.2 (1967), p. 104-106 (cf. p. 84).

[153] G. Herzberg. *Spectra of Diatomic Molecules.* His Molecular spectra and molecular structure. Van Nostrand, 1950 (cf. p. 85).

[154] I. Kovács et L. Nemes. *Rotational structure in the spectra of diatomic molecules.* Akadémiai Kiadó Budapest, 1969 (cf. p. 85).

[155] H.N. Ballard et D. Venable. « Shock-Front-Thickness Measurements by an Electron Beam Technique ». In : *The Physics of Fluids* 1.3 (1958), p. 225-229 (cf. p. 86).

[156] J.K. Kauppinen et al. « Fourier self-deconvolution : a method for resolving intrinsically overlapped bands ». In : *Applied Spectr.* 35.3 (1981), p. 271-276 (cf. p. 86).

[157] P.B. Tooke. « Fourier self-deconvolution in IR spectroscopy ». In : *TrAC Trends Anal. Chem.* 7.4 (1988), p. 130-136. doi : 10.1016/0165-9936(88)87010-9 (cf. p. 86).

[158] J. Kauppinen et J. Partanen. *Fourier transforms in spectroscopy*. John Wiley & Sons, 2001 (cf. p. 88).

[159] F.C. Hurlbut et F.S. Sherman. *National committee for fluid mechanics films, film notes for Rarefied Gas Dynamics*. 1970 (cf. p. 90).

[160] A. Ambrosio et A. Wortman. « Stagnation-point shock-detachment distance for flow around spheres and cylinders in air ». In : *Journal of the Aerospace Sciences* 29.7 (1962), p. 875-875 (cf. p. 101).

[161] S. Eugene. *Love. A reexamination of the use of simple concepts for predicting the shape and location of detached shock waves*. Rapp. tech. Technical Note 4170. Langley Aeronautical Laboratory : NACA, 1957 (cf. p. 101).

[162] J.W. Heberle. *Data on shape and location of detached shock waves on cones and spheres*. 2000. National Advisory Committee for Aeronautics, 1949 (cf. p. 101).

[163] W.E. Moeckel. *Experimental investigation of supersonic flow with detached shock waves for Mach numbers between 1.8 and 2.9*. National Advisory Committee for Aeronautics, 1950 (cf. p. 101).

[164] R.E. Oliver. « An experimental investigation of flow about simple blunt bodies at a nominal Mach number of 5.8 ». In : *Journal of the aeronautical sciences* 23.2 (1956), p. 177-179 (cf. p. 101).

[165] D.H. Crawford et W.D. McCauley. *Investigation of the Laminar Aerodynamic Heat-transfer Characteristics of a Hemisphere-cylinder in the Langley 11-inch Hypersonic Tunnel at a Mach Number of 6.8*. T. 1323. National Advisory Committee for Aeronautics, 1956 (cf. p. 101).

[166] L. Lees et T. Kubota. « Inviscid hypersonic flow over blunt-nosed slender bodies ». In : *Journal of the Aeronautical Sciences* 24.3 (1957), p. 195-202 (cf. p. 101).

[167] F.S. Billig. « Shock-wave shapes around spherical-and cylindrical-nosed bodies. » In : *Journal of Spacecraft and Rockets* 4.6 (1967), p. 822-823 (cf. p. 101, 102).

[168] K. Hida. « An approximate study on the detached shock wave in front of a circular cylinder and a sphere ». In : *Journal of the Physical Society of Japan* 8.6 (1953), p. 740-745 (cf. p. 103).

[169] P.M. Mehta et al. « Comparing physical drag coefficients computed using different gas–surface interaction models ». In : *Journal of Spacecraft and Rockets* 51.3 (2014), p. 873-883 (cf. p. 105).

[170] M. Inouye. *Comparison of experimental and theoretical shock shapes and pressure distributions on flat-faced cylinders at Mach 10.5*. Rapp. tech. National Aeronautics et Space Administration, 1968 (cf. p. 107).

[171] W.F.N. Santos. « Compressibility Effects on Hypersonic Blunt Body Shock Standoff ». In : *IV Congresso Nacional de Engenharia Mecanica*. 2006 (cf. p. 107).

[172] E.W.E. Rogers, C.J. Berry et B.M. Davis. « Experiments with cones in low-density flows at Mach numbers near 2 ». In : *Aeronautical Research Council, Reports and Memoranda No* 1313 (1964) (cf. p. 107).

[173] A.K. Sreekanth. *Drag measurements on circular cylinders and spheres in the transition regime at a Mach number of 2*. Rapp. tech. Toronto Univ. Downsview Ontario Inst. for Aerospace Studies, 1961 (cf. p. 109-111).

[174] G.J. Maslach et S.A. Schaaf. « Cylinder drag in the transition from continuum to free-molecule flow ». In : *The Physics of Fluids* 6.3 (1963), p. 315-321 (cf. p. 109-111).

[175] C.L. Sharpe. « Experimental cylinder drag data for hypersonic, rarefied flow. » In : *AIAA Journal* 7.8 (1969), p. 1611-1612 (cf. p. 109, 110).

[176] S.S.-P. Tang. *Cylinder drag in the hypersonic free jet of a rarefied air stream*. Rapp. tech. California Univ. Berkeley Inst. Of Engineering Research, 1964 (cf. p. 109, 110).

[177] N.L. Donaldson. « Aerodynamic Coefficient Modelling of Cylindrical Space Debris Analogues During Atmospheric Entry ». In : *First International Orbital Debris Conference*. T. 2109. 2019, p. 6199 (cf. p. 111).

[178] O.K. Tewfik et W.H. Giedt. « Heat transfer, recovery factor, and pressure distributions around a circular cylinder, normal to a supersonic rarefied-air stream ». In : *Journal of the Aerospace Sciences* 27.10 (1960), p. 721-729 (cf. p. 113, 115).

[179] M. Kinslow et J.L. Potter. « Drag of spheres in rarefied hypervelocity flow ». In : *AIAA Journal* 1.11 (1963), p. 2467-2473 (cf. p. 117).

[180] A.B. Gorshkov. « Aerodynamic Characteristics of a Sphere and a Cylinder in a Supersonic Low-Reynolds–Number Flow ». In : *Fluid Dynamics* 55.5 (2020), p. 689-700 (cf. p. 117).

[181] X.-J. Gu et al. « Non-equilibrium effects on flow past a circular cylinder in the slip and early transition regime ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 860 (2019), p. 654-681 (cf. p. 119, 120).

[182] D.J. Masson, D.N. Morris et D.E. Bloxsom. « Measurements of sphere drag from hypersonic continuum to free-molecule flow ». In : *Rarefied Gas Dynamics* (1961), p. 643 (cf. p. 120).

[183] E. Jouguet. « Quelques problémes d'hydrodynamique générale ». In : *Journal de Mathematiques Pures et Appliquees* 3 (1920), p. 1-63 (cf. p. 124).

[184] M. Hafez. « Hydraulic analogy and visualisation of two-dimensional compressible fluid flows : part 1 : theoretical aspects ». In : *International Journal of Aerodynamics* 6.1 (2018), p. 41-66 (cf. p. 124).

[185] D. Qu et al. « Wetting and roughness ». In : *Annu. Rev. Mater. Res* 38 (2008), p. 99 (cf. p. 124).

[186] C. Cottin-Bizonne et al. « Dynamics of simple liquids at heterogeneous surfaces : Molecular-dynamics simulations and hydrodynamic description ». In : *The European Physical Journal E* 15.4 (2004), p. 427-438 (cf. p. 124).

[187] H. Huang et al. « Effect of the slip length on the flow over a hydrophobic circular cylinder ». In : *Fluid Dynamics Research* 50.2 (2018), p. 025515 (cf. p. 124).

[188] T. Ducrocq et al. « Flow and drag force around a free surface piercing cylinder for environmental applications ». In : *Environmental Fluid Mechanics* 17.4 (2017), p. 629-645 (cf. p. 125, 126).

[189] N. Rivière et al. « Emerging obstacles in supercritical open-channel flows : Detached hydraulic jump versus wall-jet-like bow wave ». In : *Journal of Hydraulic Engineering* 143.7 (2017), p. 04017011 (cf. p. 126).

[190] F.J. Peaudecerf et al. « Traces of surfactants can severely limit the drag reduction of superhydrophobic surfaces ». In : *Proceedings of the National Academy of Sciences* 114.28 (2017), p. 7254-7259 (cf. p. 128).

[191] N.-S. Cheng. « Formula for the viscosity of a glycerol- water mixture ». In : *Industrial & engineering chemistry research* 47.9 (2008), p. 3285-3288 (cf. p. 128).

[192] *UltraTech International, Inc. 2019, Ultra-ever Dry coating*. https://spillcontainment.com/products/ultra-ever-dry/. Accessed : June 2022 (cf. p. 131).

[193] P. Meunier et T. Leweke. « Analysis and treatment of errors due to high velocity gradients in particle image velocimetry ». In : *Experiments in fluids* 35.5 (2003), p. 408-421 (cf. p. 133, 137, 140).

[194] M. Raffel et al. « Mathematical background of statistical PIV evaluation ». In : *Particle image velocimetry : A practical guide* (1998), p. 61-78 (cf. p. 133).

[195] M. Propst et al. « Flow visualization and surface measurements of shallow water experiments exemplary for aerospike nozzles with secondary injection ». In : *Space Propulsion Conference*. 2018 (cf. p. 133).

[196] F. Moisy, M. Rabaud et K. Salsac. « A synthetic Schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface ». In : *Experiments in Fluids* 46.6 (2009), p. 1021-1036 (cf. p. 134-136).

[197] M. Raffel. « Background-oriented schlieren (BOS) techniques ». In : *Experiments in Fluids* 56 (2015), p. 1-17 (cf. p. 134).

[198] P.-Y. Passaggia, T. Leweke et U. Ehrenstein. « Transverse instability and low-frequency flapping in incompressible separated boundary layer flows : an experimental study ». In : *Journal of fluid mechanics* 703 (2012), p. 363-373 (cf. p. 137).

[199] H. Matthew et P. O'Leary. *Surface Reconstruction from Gradient Fields : grad2Surf Version 1.0*. MATLAB Central File Exchange, 2022 (cf. p. 137).

[200] M. Harker et P. O'leary. « Regularized reconstruction of a surface from its measured gradient field : algorithms for spectral, Tikhonov, constrained, and weighted regularization ». In : *Journal of Mathematical Imaging and Vision* 51 (2015), p. 46-70 (cf. p. 137).

[201] R. Shanmughan et al. « Optimal pressure reconstruction based on planar particle image velocimetry and sparse sensor measurements ». In : *Experiments in Fluids* 61 (2020), p. 1-19 (cf. p. 142).

Léo KOVACS

Influence du glissement pariétal sur le sillage d'un corps épais : Application à la rentrée atmosphérique de débris spatiaux

Ce sujet de thèse porte sur l'étude expérimentale de l'effet du glissement pariétal sur l'aérodynamique d'un cylindre dans un écoulement raréfié. L'étude des écoulements raréfiés suscite l'intérêt de la communauté scientifique depuis des décennies, car cette physique complexe intervient dans un éventail d'applications englobant notamment la microfluidique ou la rentrée atmosphérique de débris spatiaux. Bien que les interactions entre les corps et le fluide ambiant aient été étudiées de manière approfondie dans le passé, une compréhension fine des phénomènes physiques en proche paroi fait toujours défaut. Cela est particulièrement vrai dans le cas de la rentrée de débris pour lesquels l'écoulement en proche paroi conditionne les efforts aérodynamiques subis par le corps. La raréfaction se manifeste par l'apparition d'une condition de glissement pariétal dont la modélisation est encore très sommaire. Cette phase de modélisation est pourtant fondamentale pour prédire précisément la trajectoire des corps étudiés. C'est l'objet de cette étude qui vise à améliorer la compréhension physique du phénomène de glissement pariétal dans les écoulements raréfiés et à proposer par le biais d'une approche originale son étude à l'aide d'un écoulement visqueux à surface libre analogue aux écoulements raréfiés compressibles. Dans l'approche hydraulique, le glissement pariétal est introduit à l'aide d'une surface dite superhydrophobe. Une base de données sur l'aérodynamique d'un cylindre a été réalisée dans une installation expérimentale (soufflerie MARHy - Laboratoire ICARE) en régime supersonique et raréfié. Ces données servent de point de référence à l'étude en écoulement à surface libre réalisée à l'aide d'un banc d'essai hydraulique en canal ouvert (Laboratoire PRISME). L'effet du glissement pariétal est étudié sur une large gamme de nombres de Reynolds en balayant différents nombres de Mach et Knudsen dans le cas compressible et un nombre de Froude dans le cas incompressible. De plus, un modèle théorique universel faiblement non linéaire de traînée, incorporant le glissement pariétal, a été développé et ajusté sur les bases de données expérimentales afin de modéliser la longueur caractéristique associée au glissement.

Mots clés : écoulement raréfié, glissement pariétal, rentrée atmosphérique, écoulement à eaux peu profondes, surfaces super-hydrophobes.

Influence of slip on the wake of a bluff body: Application to the atmospheric re-entry of space debris

This thesis subject concerns the experimental study of the effect of wall slip on the aerodynamics of a cylinder in a rarefied flow. For decades, the study of rarefied flows has attracted the scientific community's interest. The complex physics of such flows governs a wide range of applications including microfluidics or the atmospheric reentry of space debris. Although the interactions between the bodies and the ambient fluid have been studied in the past, a detailed understanding of the physical phenomena in the near wall is still elusive. This is especially true in the case of the reentry of debris for which the flow near the wall conditions the aerodynamic forces experienced by the body. The rarefaction is characterized by the emergence of a slip condition at the wall, the modeling of which is still challenging. This modeling phase is critical to accurately predict the reentry trajectory of the bodies under consideration. This study aims at improving the physical understanding of the wall slip phenomenon in rarefied flows through an original approach. This approach consists in using a viscous flow with a free surface analogous to compressible rarefied flows. In the hydraulic approach, wall slip is introduced using a so-called super-hydrophobic coating at the surface. A database on the aerodynamics of a cylinder was produced in an experimental facility (MARHy wind tunnel - ICARE Laboratory) in supersonic and rarefied conditions. These datasets serve as a reference point for the free surface flow study carried out using an open channel hydraulic test bench (PRISME Laboratory). The effect of wall slip is studied over a wide range of Reynolds numbers by varying different Mach and Knudsen numbers in the compressible case and a Froude number in the incompressible case. In addition, a weakly nonlinear universal theoretical model of drag, incorporating wall slip, was developed, and fitted on the experimental databases to model the characteristic length scale associated with slip.

Keywords: rarefied flow, parietal slip, atmospheric reentry, shallow water flow, super-hydrophobic surfaces.

ICARE – CNRS
1c Avenue de la Recherche Scientifique
45071 Orléans Cedex 2, France