HAL
open science

Rentrée atmosphérique de débris spatiaux : simulations expérimentales en souffleries hypersonique raréfiée et supersonique haute enthalpie

Nicolas Rembaut

▶ **To cite this version:**

Nicolas Rembaut. Rentrée atmosphérique de débris spatiaux : simulations expérimentales en souffleries hypersonique raréfiée et supersonique haute enthalpie. Physique [physics]. Université d'Orléans, 2021. Français. NNT : 2021ORLE3172 . tel-03827190

HAL Id: tel-03827190

https://theses.hal.science/tel-03827190v1

Submitted on 24 Oct 2022

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

INSTITUT DE COMBUSTION AÉROTHERMIQUE RÉACTIVITÉ ET ENVIRONNEMENT

THÈSE présentée par :

Nicolas REMBAUT

soutenue le : **13 Décembre 2021**

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

Discipline/ Spécialité : Physique

Rentrée atmosphérique de débris spatiaux : simulations expérimentales en souffleries hypersonique raréfiée et supersonique haute enthalpie

THÈSE dirigée par :

Mme LAGO Viviana	Ingénieure de recherche, HDR, ICARE, CNRS Orléans

RAPPORTEURS :

M MAIRE Pierre-Henri	Directeur de recherche, HDR, CEA CESTA Bordeaux
M MOHAMED Ajmal-Khan	Directeur de recherche, HDR, ONERA DMPH Palaiseau

---

JURY :

M ANNALORO Julien	Docteur - Ingénieur, CNES Toulouse
M MAZELLIER Nicolas	Professeur, HDR, Université d'Orléans
Mme PREVEREAUD Ysolde	Docteure, ONERA Toulouse

Résumé

Avec l'émergence de nouveaux acteurs dans le secteur spatial, telles que les sociétés privées exploitant des constellations de satellites ou donnant l'accès au tourisme spatial, le partage de l'espace est un enjeu important de ces prochaines années. L'augmentation des activités spatiales s'est quelque peu accélérée dernièrement mettant de nouveau en lumière le problème des débris spatiaux. La prise de conscience des risques que représente les débris spatiaux n'est pas récente. Des progrès en la matière ont été réalisés depuis que Don Kessler en 1978 a évoqué l'éventualité que se produisent des collisions en cascades rendant inutilisable l'orbite terrestre basse. Des mesures de réduction des débris ont été mises en place et une ligne de conduite a été instaurée par un grand nombre d'agences spatiales gouvernementales. La solution préconisée à long terme se trouve dans la rentrée atmosphérique des débris. Cependant, bien qu'une majorité se désintègre avant de toucher le sol, une part non négligeable survit et représente également un risque au sol. Les rentrées contrôlées, privilégient le point Nemo dans le pacifique sud, zone très vaste éloignée de toutes terres qui regorge d'épaves aérospatiales. En revanche, pour les rentrées non contrôlées, tout l'enjeu est de déterminer le lieu d'impact et le taux de survie des débris afin d'anticiper les risques pour la population.

L'objectif principal de ce travail de thèse est de caractériser les effets de la raréfaction sur le comportement aérodynamique des débris spatiaux lors de certaines phases critiques de leur rentrée atmosphérique. Ce travail de recherche met en avant deux géométries clés, la sphère et le cube, étudiées à l'aide de deux souffleries : une soufflerie hypersonique raréfiée pour la simulation de l'aérodynamique à haute altitude et une soufflerie supersonique haute enthalpie pour l'étude de la phase plasma.

Différents diagnostics pluridisciplinaires ont été mis en œuvre, notamment la conception de balances aérodynamiques adaptées aux conditions d'écoulement, les techniques de visualisation par décharge luminescente accompagnées de méthodes d'analyse d'images permettant de caractériser en détail la structure des chocs. Cette étude, visant à établir une base de données expérimentales à Mach 4 et pour différents nombres de Knudsen, a permis de mettre au jour l'influence du degré de raréfaction sur les propriétés aérothermodynamiques des formes canoniques étudiées telles que : la forme des chocs, leur distance de détachement, leurs coefficients aérodynamiques.

À haute enthalpie, les effets thermiques et ablatifs sur les forces aérodynamiques, en présence d'écoulement de plasma supersonique ont été étudiés. Dans ce travail, nous nous intéressons à l'étude de la modification de la force de traînée subie par une sphère dans un écoulement supersonique à haute enthalpie. Les expériences ont été réalisées avec la soufflerie PHEDRA équipée d'un générateur type arc-jet, produisant des écoulements ionisés supersoniques à basse pression. Des sphères de graphite, de différents diamètres pour varier le nombre de Knudsen, ont été exposées dans des écoulements plasma d'air afin d'étudier l'influence des effets thermiques et d'ablation. Les forces de traînée ont été mesurées au cours de l'ablation des sphères, couplées simultanément à des mesures de température de paroi par caméra ther-

mique, des visualisations par camera CMOS et des mesures de spectroscopie optique dans la couche de choc. Les coefficients de traînées sont comparés aux résultats déterminés expérimentalement dans un écoulement froid à même nombre de Mach et de pression statique.

Cet ensemble de données expérimentales contribue à l'amélioration de la définition des fonctions de raccordement qui sont nécessaires aux codes de simulation pour prédire la trajectoire d'un objet entre les différents régimes d'écoulement traversés lors d'une rentrée atmosphérique. Cette étude met en avant l'impact de la phase plasma de la rentrée atmosphérique sur le comportement aérodynamique des débris spatiaux.

Avant-propos

Les simulations numériques ont de nombreux avantages face aux simulations expérimentales. Elles sont de manière générale moins onéreuses, peuvent fonctionner continuellement de jour comme de nuit et produisent de grandes quantités de données. Au contraire, les installations expérimentales sont onéreuses, avides de temps de préparation avec à la clé des données en nombre modéré. C'est pourquoi il faut choisir avec discernement les mesures désirées. Pourtant on ne peut pas s'en passer jusqu'ici. En effet, la pertinence de l'observation directe des phénomènes physiques ou similaires est indispensable à l'établissement de lois empiriques. L'approche expérimentale est également un précieux complément aux simulations numériques pour leurs validations.

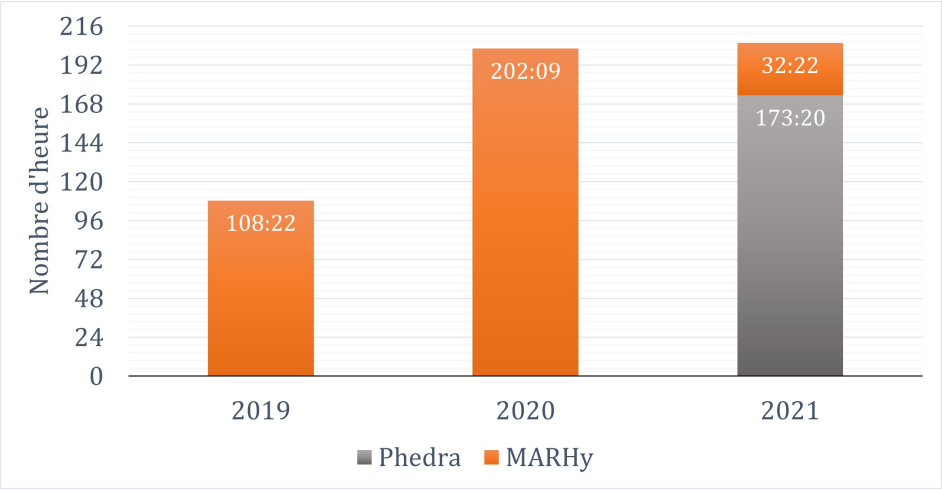


FIGURE 1 – Répartition du nombre d'heures de fonctionnement effectif des souffleries.

A titre informatif, j'ai utilisé les installations expérimentales pendant 516 heures au total, réparties sur 3 années comme décrit sur la figure 1, pour produire les résultats présentés dans ce document. Ce nombre d'heures représente uniquement les heures de fonctionnement du groupe de pompage des installations. Il ne tient pas compte de la préparation et de l'installation des diagnostics, ni l'alignement des maquettes, ni des changements de tuyères, ni de la remise à l'air du caisson.

Productions scientifiques

- Nicolas Rembaut, Romain Joussot, Viviana Lago, 2020. Aerodynamical behaviour of spherical debris in the supersonic and rarefied wind tunnel MARHy Journal of Space Safety Engineering , JSSE-D-20-00058 Volume 7 Numéro 3 Pages 411-419 Éditeur Elsevier, - état : **paru**
- Nicolas Rembaut, Romain Joussot, et Viviana Lago, 2019. Debris characterization in the super/hypersonic and rarefied wind tunnel MARHy First International Orbital Debris Conference , Revue LPICo Volume 2109 Pages 6183, - état : **présenté**
- Nicolas Rembaut, Romain Joussot, Viviana Lago 2018. Étude expérimentale de débris spatiaux en écoulement raréfié supersonique : Cas de géométries sphériques GDR Tamarys , NA - état : présenté

Expérience d'enseignement

Le tableau 1 compile l'ensemble des heures d'enseignement dispensées à l'établissement Polytech d'Orléans.

Année	Enseignement	Niveau	Nombre d'heure
2018-2019	Dynamique des fluides	M1	30h
	Méchanique de fluides	L3	19h
	Reseaux hydroliques	M1	15h
2019-2020	Dynamique des fluides	M1	19h
	Méchanique de fluides	L3	45h
2020-2021	Méchanique de fluides	L3	60h

Table 1 – Répartition des heures d'enseignement dispensées

Remerciements

Même si ce manuscrit est le fruit d'un travail personnel, il est également la somme du soutien de personnes qui d'une manière ou d'une autre ont contribué à l'aboutissement de ce projet de recherche. Il m'est impossible de tous les citer ici, mais je pense qu'ils se reconnaitront.

Tout d'abord je souhaite remercier mes parents, mon frère et ma sœur, ma compagne et l'ensemble de ma famille, qui m'ont toujours soutenu sans jamais douter de la réussite de ce que j'ai entrepris. Ils me l'ont une nouvelle fois témoigné, si cela avait été nécessaire, lors de ma soutenance que j'ai eu le plaisir de partager avec eux.

Je tiens particulièrement à remercier Viviana Lago qui m'a fait confiance et qui a vu en moi des capacités dont je ne soupçonnais pas l'existence. Elle a su tout au long de ces 3 années me partager sa passion et son dévouement pour la recherche et me transmettre ses connaissances avec bienveillance.

Je voudrais également remercier Pierre-Henri Maire et Ajmal-Khan Mohamed pour le temps qu'ils ont consacré à examiner ce manuscrit de thèse et les conseils enrichissants dont ils m'ont fait part dans leurs rapports et lors de la soutenance. Je remercie également Nicolas Mazellier pour avoir présidé mon jury de thèse ainsi que Julien Annaloro et Ysolde Prevereaud pour avoir accepté d'en faire partie.

Un grand merci au personnel du laboratoire ICARE qui m'ont accueilli au sein de leur établissement et ont participé de près ou de loin à la réussite de ce projet, de par leur présence, leurs encouragements ainsi que leurs attentions à mon égard.

Un grand merci également aux anciens doctorants qui m'ont donné envie de faire une thèse en particulier Chaimae et Guillaume qui m'ont accompagné en début de thèse et soutenu même après leur départ. Également merci aux nouveaux doctorants pour les moments de convivialité partagés, en particulier Alka pour son aide et son soutien.

Un grand merci à l'équipe Fast pour les moments de détente passés ensemble. En particulier à Hugo, mon co-bureau, pour ta bonne humeur, les échanges de balles et nos discussions, ton accent de Rodez me manquera. Mais également à Nell, chef stagiaire, qui a fourni un excellent travail sur la partie plasma, ce fut un réel plaisir de travailler avec toi.

Je souhaite enfin terminer par une petite citation de ma directrice de thèse qui m'a accompagné tout au long de ces 3 années et qui résume bien ma thèse :

"Résultat sué résultat mérité !"

Table des matières

Résumé **i**

Remerciements **v**

Liste des figures **xxi**

Liste des tableaux **xxv**

Nomenclature **xxvii**

1 Physique de la rentrée des débris spatiaux **1**

1.1 Les Débris spatiaux 2

1.1.1 Évolution de la population des débris spatiaux 2

1.1.2 Les risques liés aux débris spatiaux 3

1.2 Modélisations de la trajectoire de rentrée et leurs limites 13

1.2.1 Codes de rentrée 13

1.2.2 Modèle atmosphérique 16

1.2.3 Régimes d'écoulement 17

1.2.4 Modélisation de l'aérodynamique des débris 23

1.2.5 Coefficient de traînée 25

1.2.6 Phénomène aérothermodynamique/ablation 30

1.3 Positionnement de la thèse 31

1.3.1 Objectifs de la thèse 31

1.3.2 Vue d'ensemble de la thèse 32

2 Moyens d'essais **33**

2.1 L'Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement 34

2.1.1 Plateforme FAST 34
2.2 Moyen d'essai MARHy 35
2.2.1 Description 35
2.2.2 Performances 38
2.3 Moyen d'essai PHEDRA 40
2.3.1 Description 40
2.3.2 Performances 44
2.4 Méthodes de diagnostics 45
2.4.1 Visualisation par luminescence 45
2.4.2 Pression par sonde de Pitot 46
2.4.3 Spectrométrie d'émission 49
2.4.4 Thermographie infrarouge 50
2.5 Conclusion 51

3 Conception d'une balance aérodynamique 53
3.1 Étude préliminaire des besoins et des contraintes 54
3.1.1 Estimation des forces de traînée à mesurer 54
3.1.2 Estimation des forces de portance à mesurer 56
3.1.3 Contraintes d'environnement 56
3.2 Solution technique 57
3.2.1 Principe de déformation 58
3.2.2 Conception de la géométrie 60
3.2.3 Capteur de déformation 67
3.2.4 Montage électrique 72
3.3 Étalonnage de la balance 79
3.3.1 Étalonnage du module de traînée 79
3.3.2 Étalonnage de l'ensemble 81

3.3.3 Angle d'incidence 82

3.4 Conclusion 83

4 Caractérisation de l'aérodynamique de formes canoniques 85

4.1 Aérodynamique de la sphère en régime transitionnel 88

4.1.1 Caractérisation de l'onde de choc autour d'un corps sphérique 89

4.1.2 Méthode de détection spatiale de l'onde de choc 97

4.1.3 Analyse de la distance de détachement du choc 110

4.1.4 Coefficients aérodynamiques de la sphère 116

4.2 Aérodynamique du cube en régime transitionnel proche continu 124

4.2.1 Analyse de la distance de détachement du choc 126

4.2.2 Coefficients aérodynamiques du cube 132

4.3 Fonction de raccordement 143

4.4 Conclusion 150

5 Caractérisation de l'aérothermodynamique de formes canoniques en écoulement à haute enthalpie 153

5.1 Détermination des conditions d'expériences 156

5.1.1 Caractérisation des écoulements 157

5.1.2 Choix des matériaux et de la géométrie des maquettes 163

5.1.3 Montage expérimental 166

5.1.4 Balance aérodynamique 167

5.1.5 Protocole expérimental 168

5.2 Aérothermodynamique des sphères dans un écoulement de plasma 172

5.2.1 Validation de la méthode de mesure des forces de traînée 173

5.2.2 Analyse préliminaire du comportement temporel des mesures 177

5.2.3 Effets de la température de surface 180

5.2.4 Ablation de sphères 186

5.2.5 Refroidissement d'une pseudo-sphère sortant d'un flux de plasma . . . 198

5.2.6 Comportement des coefficients aérodynamiques dans un écoulement haute enthalpie 201

5.3 Conclusion 205

6 Synthèse & Perspectives 207

6.1 Coefficients aérodynamiques 208

6.2 Calcul de trajectoire de rentrée d'une sphère 211

6.3 Comparaison des résultats expérimentaux et de la simulation DS2V 214

6.4 Ablation d'un cube 217

A Détermination du nombre de Mach dans le plasma 221

Bibliographie 237

Table des figures

1 Répartition du nombre d'heures de fonctionnement effectif des souffleries. . . ii

1.1 Nombre de débris détectés dont la taille est supérieure à 10 cm en orbite LEO par année jusqu'au 5 janvier 2021. Source : **NASA** 3

1.2 Densité spatiale d'objets artificiels orbitant autour de la terre de diamètre supérieur à 10 cm entre 200 et 40 000 km d'altitude, à la fin de l'année 2000. Adapté de Liou et al. (2004). 4

1.3 À gauche : le panneau solaire de Sentinel 1A juste après son déploiement en 2014 et à droite : le même panneau après avoir été impacté par un débris le 23 aout 2016. De Krag et al. (2017). 5

1.4 Localisation des débris retrouvés ayant impacté le sol jusqu'en 2017, en rouge les étages de fusées et en bleu les satellites. Source : **ESA** 9

1.5 Trajectoire de rentrée ascendante (ligne centrale) 9,5 h (a) et 5 h (b) avant la chute orbitale de Tiangong-1 avec une marge transversale de ± 100 km, de Pardini et Anselmo (2019). 11

1.6 Zone de dispersion possible des fragments de Tiangong-1 émise par le JSpOC (a). Estimations post-rentrée du lieu d'impact par Roscosmos, ISTI-CNR et JSpOC (b). De Pardini et Anselmo (2019). 11

1.7 Représentation de la surface à risque au sol. 12

1.8 Schématisation des interdépendances des domaines physiques lors d'une rentrée. Traduit de Park et al. (2021). 15

1.9 Méthode des codes de rentrée pour le calcul de la trajectoire de rentrée d'un débris spatial non contrôlé. De Lee et al. (2018). 16

1.10 Évolution de la température et de la pression en fonction de l'altitude d'après le NRLMSISE-00 modèle (Picone et al., 2002). 17

1.11 Évolution du libre parcours moyen en fonction de l'altitude d'après le NRLMSISE-00 modèle (Picone et al., 2002). 18

1.12 Les limites des modèles mathématiques en fonction du nombre de Knudsen, adapté de Bird (1994) ; Schlegat (2016). 19

1.13 Évolution du nombre de Knudsen en fonction de l'altitude et du diamètre d'un objet sphérique pour un angle de rentrée de $-2,5°$. De Klinkrad (2006). . . 20

1.14 Régimes d'écoulement raréfié au point d'arrêt d'un corps arrondi refroidi se déplaçant à des vitesses hypersoniques. De PROBSTEIN (1961). 21

1.15 Régimes d'écoulement en fonction du nombre de Mach et du nombre de Reynolds pour une sphère de 10 cm de diamètre. 22

1.16 Schématisation des forces subies par un objet effectuant une rentrée balistique. 24

1.17 Coefficients de traînée de formes canoniques pour des nombres de Reynolds entre 10^4 et 10^6. Illustration de **Cmglee**, source : HOERNER (1965). 25

1.18 Coefficient de traînée d'une sphère en fonction du nombre de Mach aux conditions sous-critiques dans le régime de traînée basé sur le principe de Newton comprenant les résultats expérimentaux. De LOTH et al. (2021). 27

1.19 Variation du coefficient de traînée de la sphère en fonction du nombre de Mach à vitesses subsoniques et supersoniques et $T_w/T_\infty = 1$. De BAILEY et HIATT (1972). 27

1.20 Coefficient de traînée pour une sphère lisse à différents nombres de Reynolds pour un écoulement continu incompressible, données expérimentales de WHITE (1991) et HOERNER (1965). De LOTH et al. (2021). 28

1.21 Comparaison de fonctions de raccordement de différents codes de rentrée donnant l'évolution du coefficient de traînée d'une sphère en fonction de la raréfaction du milieu. De LIPS et FRITSCHE (2005). 29

1.22 Trajectoires possibles de rentrée en fonction du coefficient de traînée choisi (a) ainsi que la trace au sol des fragments (b). De LEE et al. (2018). 30

2.1 Régime de fonctionnement des différentes souffleries avec altitudes indicatives pour une longueur de référence de 10 cm. 35

2.2 Modélisation 3D de la soufflerie Mach Adaptable Raréfié Hypersonique (MARHy). 36

2.3 Schéma en coupe, vue de dessus, du moyen d'essais MARHy. 36

2.4 Groupe de pompage de l'installation MARHy. 37

2.5 Photographie de quelques tuyères dont dispose le moyen d'essais de MARHy. 38

2.6 Régime de fonctionnement en supersonique possible de la soufflerie MARHy pour des maquettes de 5 ; 10 ; 25 ; 30 et 40 mm. 40

2.7 Modélisation 3D de la soufflerie Plasma Hors Equilibre De Rentrées Atmosphériques (PHEDRA). 41

2.8 Groupe de pompage du moyen d'essais PHEDRA. 42

2.9 Le générateur de plasma du moyen d'essais PHEDRA. 42

2.10 Schéma de coupe simplifié du générateur arc jet. 43

2.11 Paramètres asservis du moyen d'essais PHEDRA. 44

2.12 Visualisation par luminescence de l'onde de choc autour d'un corps sphérique à Mach 4 - 8 Pa. 46

2.13 Schématisation d'un tube de Pitot dans un écoulement supersonique. 47

2.14 Détermination expérimentale des effets d'orifice (Potter et al., 1965). 48

2.15 Courbe de calibration du spectromètre. 49

3.1 Repère et décompositions des forces aérodynamiques considérées. 54

3.2 Pendule de mesure des forces de traînée. 55

3.3 Schématisation du principe de la déformation. 58

3.4 Différents types de cellule de charge étudiés pour le module de traînée. 61

3.5 Étude de l'influence de l'épaisseur des lamelles sur la déformation. 62

3.6 Schématisation de l'étude de conception du module de portance. 64

3.7 Différentes orientations des modules par rapport à la gravité. 65

3.8 Étude de la sensibilité des modules à la gravité en fonction de leur orientation. 65

3.9 Schéma de principe de la balance. 66

3.10 Principe des jauges de déformation. 68

3.11 Contrainte mesurée par une jauge résistive en fonction de la contrainte présente le long de sa longueur. 70

3.12 Comportement dynamique par CAO du travail de la balance. 72

3.13 Schéma électrique du pont de Wheatstone. 73

3.14 Mesure des déformations d'un barreau en flexion par pont complet. 73

3.15 Mesure des déformations d'un barreau en flexion par demi-pont. 74

3.16 Disposition des ponts complets et demi-pont sur le prototype de balance. . . 76

3.17 Assemblage final de la balance avec une sphère pour maquette. 76

3.18 Installation de la balance aérodynamique dans la soufflerie en vue de dessus. . 77

3.19 Étude de la déformation de la cellule de traînée en fonction de la force appliquée suivant l'axe x. 78

3.20 Réponse du pont de Wheatstone en fonction de la charge appliquée sur la cellule de charge de traînée. 79

3.21 Réponse du module de traînée à la sollicitation de masses d'étalonnages. . . . 80

3.22 Réponse du module de traînée à une sollicitation tangentielle. 80

3.23 Réponse du pont complet à une sollicitation tangentielle pour différentes tensions d'excitations. 81

3.24 Courbes d'étalonnage respectivement de la traînée et de la portance. 82

3.25 Mise en incidence de la maquette et correction de placement dans la veine d'essais. 83

3.26 Principe de fonctionnement de la balance aérodynamique. 84

4.1 Décomposition en formes canoniques de la modélisation de la navette spatiale américaine de Bertin et Cummings (2006). 87

4.2 En couleur : le champ d'exploration de ce présent chapitre. De Park et al. (2021). 88

4.3 Schéma descriptif des paramètres de calcul de la forme de l'onde de choc autour d'une sphère. 90

4.4 Variation du détachement du choc adimensionné par le diamètre de la sphère en fonction du nombre de Mach de Kikuchi et al. (2017). 91

4.5 Influence du nombre de Reynolds sur la distance de détachement du choc, de Nagata et al. (2016). 92

4.6 Conditions d'écoulement testées en termes de nombres de Knudsen Kn_D et de rayon de sphère R. 93

4.7 Profils de pression réalisés dans l'écoulement libre pour mesurer la largeur du noyau de l'écoulement isentropique homogène. 95

4.8 Nombre de Mach calculé à partir des profils de pression réalisé dans l'écoulement libre de la figure 4.7. 96

4.9 Vue schématique du dispositif expérimental dans la chambre d'essai. 97

4.10 Procédé de détection de l'onde de choc par imagerie autour d'une sphère de 30 mm (Ma 4 - 8Pa) 99

4.11 Exemple de traitement par déconvolution pour une sphère de 40 mm à Ma 4 - 2,7 Pa. 100

4.12 Influence de la tension d'ionisation (a) et du temps d'intégration (b) sur le détachement de l'onde de choc. Sphère 40 mm Ma 4 - 2,7 Pa. 101

4.13 Détection expérimentale des couches de choc pour différents diamètres et pressions. 102

4.13 Détection expérimentale des couches de choc pour différents diamètres et pressions. 103

4.14 Profil de pression normalisée pour une sphère de diamètre 40 mm, à la verticale du centre de la sphère $X = 0$ mm. 104

4.15 Détection des chocs à partir du gradient de pression. Sphère R = 5 mm, Mach 4 - 2,7 Pa. Profile de pression à X = 5 mm (gauche). Profil de gradient de pression (droite). 105

4.16 Comparaison des méthodes d'analyse des chocs utilisant le Pitot et la caméra KURO CMOS. Sphère R = 5 mm Mach 4 - 2,7 Pa. 106

4.17 Profils de pressions autour d'une sphère de 40 mm de diamètre à Mach 4 - 71 Pa. Positions des profils de Pitot ainsi que leurs pressions normalisées (a). Interpolation du champ des pressions à partir des profils de Pitot (b). 107

4.18 Position de l'onde de choc autour de la sphère de 40 mm de diamètre pour la condition d'écoulement Mach 4 - 71 Pa. Les points de données correspondent à la position de l'onde de choc estimée à partir des profils de Pitot. La courbe correspond à la théorie de Billig à Ma 4. 108

4.19 Profils de pressions autour d'une sphère de 10 mm de diamètre à Mach 4 - 71 Pa. 109

4.20 Montage expérimental du filament de tungstène disposé verticalement. 109

4.21 Visualisation de l'onde de choc par filament ionisé. Sphère de 10 mm, Ma 4 - 71 Pa. 110

4.22 Comparaison de l'onde de choc obtenue avec une sphère de 5 mm de diamètre dans un écoulement de Mach 4 - 8 Pa (en haut) et dans un écoulement de Mach 4 - 2,7 Pa (en bas). 111

4.23 Distance de détachement en fonction du rayon de la sphère pour les trois conditions de pressions à Mach 4. 112

4.24 Rapport entre le détachement du choc et le rayon de la sphère en fonction du nombre de Knudsen. 113

4.25 Distances de détachements obtenues par déconvolution en fonction du rayon de la sphère pour les conditions de pressions 8 et 2,7 Pa à Mach 4. 115

4.26 Distance de détachement des différentes zones du choc adimensionné par le rayon des sphères en fonction du nombre de Knudsen. 116

4.27 Schématisation de la décomposition d'une onde de choc autour d'une sphère. 117

4.28 Signal brut du pont complet n_o 1 pour une sphère de 10 mm soumise à un écoulement de Mach 4 - 8 Pa. 118

4.29 Force de traînée mesurée pour une sphère en fonction du nombre de Knudsen Kn_D. 119

4.30 Comparaison des coefficients de traînée C_x mesurés avec ceux de la littérature en fonction du nombre de Reynolds après choc pour un nombre de Mach de 4 et $T_w = T_0$. 120

4.31 Coefficient de traînée C_x des sphères en fonction du nombre de Knudsen Kn_D. 121

4.32 Schématisation de l'approche de Masson et Morris. 122

4.33 Corrélation du coefficient de traînée en fonction du rapport $\frac{\Delta}{\lambda}$ et sa modélisation. 123

4.34 Évolution et projection du nombre de CubeSat mis en orbite. Adapté de : **Erik Kulu, CC BY 4.0** 125

4.35 Orientation des cubes par rapport à l'écoulement. Inspiré de Rafano Carná et Bevilacqua (2019). 126

4.36 Photographie de l'onde de choc autour d'un cube de 30 mm à Mach 4 - 2,7 Pa visualisée grâce à la méthode de la luminescence. 126

4.37 Champs d'intensité lumineuse et position des détachements obtenus par la méthode de déconvolution pour un cube de 25 mm à Ma 4 - 2,7 Pa. 127

4.38 Distances de détachements obtenues par déconvolution en fonction de la demi arête du cube orienté de face pour les conditions de pressions 8 et 2,7 Pa à Mach 4. 128

4.39 Distance de détachement des différentes zones du choc adimensionné par de la demi-arête du cube orienté de face en fonction du nombre de Knudsen. 129

4.40 Champs d'intensité lumineuse et position des détachements obtenus par traitement par déconvolution pour un cube de 25 mm à Ma 4 - 2,7 Pa. 130

4.41 Distances de détachements obtenues par déconvolution en fonction de la demi-arête du cube orienté sur l'arête pour les conditions de pressions 8 et 2,7 Pa à Mach 4. 131

4.42 Distance de détachement des différentes zones du choc adimensionné par de la demi-arête du cube orienté sur l'arête en fonction du nombre de Knudsen. . . 132

4.43 Orientations possibles d'un cube de côté L, dans l'ordre : face, arête, coin ainsi que les surfaces projetées. 133

4.44 Force de traînée mesurée pour un cube avec différentes orientations et tailles en fonction du nombre de Knudsen Kn_C. 134

4.45 Évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Mach en régime continu. De Hoerner (1965) (Chap. 16 Fig. 17). 135

4.46 Coefficient de traînée d'un cube pour différentes orientations en fonction du nombre de Knudsen. Adapté de Rafano Carná et Bevilacqua (2019). . . 135

4.47 Comparaison des coefficients de traînée expérimentaux des différentes orientations de cubes avec le modèle proposé par Rafano Carná et Bevilacqua (2019). Longueur de référence fixe : celle de l'arête L. 137

4.48 Comparaison des coefficients de traînée expérimentaux des différentes orientations de cubes avec le modèle proposé par Rafano Carná et Bevilacqua (2019). Longueur de référence C adaptée à l'orientation. 137

4.49 Schématisation des repères de l'étude. À droite le cube sans incidence et à gauche le cube avec une incidence de 45°. 138

4.50 Forces aérodynamiques pour un cube de 30 mm à Ma 4 - 2,7 Pa en fonction de son incidence. 139

4.51 Forces aérodynamiques pour un cube de 30 mm à Ma 4 - 2,7 Pa 8 Pa et 71 Pa en fonction de son incidence. 139

4.52 Coefficients aérodynamiques de portance (à gauche) et de traine (à droite) d'un cube en fonction de son incidence pour différents degrés de raréfaction. 141

4.53 Effet de la raréfaction sur le coefficient de portance mesuré et modélisé en fonction de l'incidence. 142

4.54 Effet de la raréfaction sur le coefficient de traînée retranché par sa valeur d'amplitude moyenne en fonction de l'incidence. 143

4.55 Coefficient aérodynamique d'un cube en fonction du degré de raréfaction de l'écoulement et de son orientation. En trait plein les modèles proposés par Rafano Carná et Bevilacqua (2019). 144

4.56 Modélisation par fonction de raccordement du coefficient de traînée à Mach 4 pour des sphères et des cubes à différents nombres de Knudsen. 145

4.57 Évolution de la fonction de raccordement pour différents nombres de Mach dans le cas d'une sphère (a) et d'un cube (b). 146

4.58 Comparaison du modèle proposé aux données expérimentales. 147

4.59 Comparaison de la fonction de raccordement avec celle utilisée dans le code de rentrée *Object Re-Entry Survival Analysis Tool* (ORSAT) dans le cas d'une sphère (a) et d'un cube (b). 149

4.60 Comparaison de la fonction de raccordement avec celle utilisée dans le code de rentrée *Spacecraft Atmospheric Re-Entry And Aerothermal Break-Up* (SCARAB) par Schaaf dans le cas d'une sphère (a) et d'un cube (b). 151

5.1 Comparaison de l'onde de choc autour d'une sphère avec un écoulement froid et ionisé. De Lowry et al. (1999). 155

5.2 En couleur : champ d'exploration du présent chapitre. De Park et al. (2021). 156

5.3 Spectre d'émission du plasma d'air, sans objet. 158

5.4 Profil axial du nombre de Mach 159

5.5 Profils de pression le long de l'axe de l'écoulement. 159

5.6 Influence de la distance horizontale de la tuyère sur le nombre de Mach . . . 160

5.7 Influence de la distance horizontale de la tuyère sur la température et la pression totale du flux 161

5.8 Profils de pression de sonde Pitot verticaux. 162

5.9 Influence de la distance verticale du noyau de la tuyère sur le nombre de Mach 163

5.10 Influence de la pression de la chambre sur le nombre de Mach 164

5.11 Image de l'ablation de la sphère de MACOR dans un écoulement plasma (a). Image de la sphère d'alumine fendue en deux suite à un choc thermique dans un plasma (b). 165

5.12 Schéma des diagnostics installés autour de PHEDRA 166

5.13 Module de charge pour la balance dans PHEDRA. 168

5.14 Vue détaillée du montage de la maquette sur la Balance. 169

5.15 Graphique des courbes d'étalonnage 170

5.16 Diagramme conceptuel de l'évolution de la sphère au cours de l'expérience . . 171

5.17 Évolution de la température et de la force de traînée en fonction du temps et des différentes phases d'expérience pour la sphère S10G1 de 10 mm de diamètre. 171

5.18 Schématisation de la décomposition des phénomènes en jeu lors de la phase plasma d'une rentrée atmosphérique, ainsi que leurs répercutions. 172

5.19 Signal mesuré par la balance aérodynamique pour la sphère S30G1 (30 mm de diamètre). 173

5.20 Photographie de l'onde de choc créé par deux sphères différentes dans un plasma. 174

5.21 Photographie de l'onde de choc créé par la tige seule dans un plasma (a) et dispositif expérimental pour mesurer la contribution en force de traînée de la tige (b). 175

5.22 Comparaison du coefficient de traînée entre les données expérimentales et celles d'Aroesti 176

5.23 Réponse du module de charge soumis à aucune contrainte en présence du flux froid (a) puis du plasma (b). 177

5.24 Évolution temporelle des sphères dans le flux de plasma 178

5.25 Comparaison entre la stabilisation de la température et le début de l'ablation 179

5.26 Évolution temporelle des mesures dans le flux froid, phase 4 de la S10G1 . . . 179

5.27 Mesure de l'évolution de température par thermographie. Sphère de 30mm. . 180

5.28 Évolution de la température mesurée au point d'arrêt, de la température moyenne et au point de fuite de la sphère de 10 mm. 181

5.29 Augmentation de la température de surface des sphères dans un flux de plasma 181

5.30 Évolution temporelle de la force de traînée et de la température de la paroi sans ablation 182

5.31 Évolution du coefficient de traînée en fonction du rapport de température pour la sphère de 10 mm de diamètre S10G1 183

5.32 Comparaison de l'effet de la température avec le nombre de Knudsen. 184

5.33 Comparaison du C_x mesuré avec le modèle proposé 185

5.34 QR code faisant référence aux vidéos d'ablation 186

5.35 Evolution de l'ablation de la sphère de 30mm 186

5.36 Image de la sphère S30G2 ablaté à 57% 187

5.37 Exemple de détection sur S30G2 187

5.38 Spectre du plasma d'air avec la sphère de graphite dans l'écoulement. 188

5.39 Comparaison entre la stabilisation de la température et le début de l'ablation 189

5.40 Pourcentage d'ablation en fonction du temps 189

5.41 Reconstruction 3D d'une sphère ablatée à partir d'une image 190

5.42 Illustration de la méthode de Monte-Carlo appliquée à l'estimation d'un volume 191

5.43 Estimation de la perte de volume en fonction du temps par reconstruction numérique 192

5.44 Diagramme fonctionnel de l'évolution de l'ellipsoïde (axe z vers nous) 193

5.45 Vue isométrique d'un modèle de pseudo-sphère ablaté à 50%. 194

5.46 Détection de pseudo-sphères sur le dernier état de la sphère. 194

5.47 Évolution temporelle de la force de traînée et de la température de la paroi pendant l'ablation 195

5.48 Évolution temporelle du paramètre K_x représentatif de l'écoulement amont pendant l'ablation 196

5.49 Évolution du coefficient de traînée pendant l'ablation 197

5.50 Évolution de ΔC_x^{abl} en fonction de l'ablation 197

5.51 Sphère ablatée incandescente. 199

5.52 Évolution du C_x des pseudo-sphères en fonction de la température dans un flux froid. 200

5.53 Résumé de l'évolution expérimentale du coefficient de traînée de la sphère à travers la phase plasma 202

5.54 "Coefficient de force de traînée C_D en fonction du rapport de vitesse s au faible (A) et au fort (B) écrantage de Debye pour le modèle proposé (1)" (2) et (3) approche moléculaire libre. De Gnedovets (1995). 203

5.55 Sphères de graphite testées après ablation. 204

5.56 Contribution respective des différents paramètres pour des sphères ablatées de 50 % de leur volume total. 206

6.1 Ensemble des coefficients de force de traînée mesurés dans ce travail de recherche. 209

6.2 Trajectoires de rentrée en fonction du modèle utilisé. 213

6.3 Champs de pression calculée par *Direct Simulation Monte Carlo* (DSMC) pour une sphère de 40 mm de diamètre à Mach 4 - 8 Pa et $a_n = 0,9$. 215

6.4 Effet des coefficients d'accommodation à la paroi sur les profils de pression à x = 0 mm calculé avec le code de simulation DS2V. Mach 4 - 8 Pa, sphère de 40 mm de diamètre. 215

6.5 Comparaison entre les profils de pression expérimentaux et les pressions calculées par DS2V pour x = -5 (a) ; 0 (b) et 8 mm (c). Mach 4 - 8 Pa, sphère de 40 mm de diamètre. 216

6.6 Comparaison de l'onde de choc visualisée expérimentalement et la visualisation DS2V obtenue à Mach 4 - 8 Pa avec une sphère de 40 mm de diamètre. . . . 217

6.7 Champs de densité (a) et de nombre de Mach (b) calculé par DSMC pour une sphère de 40 mm de diamètre à Mach 4 - 8 Pa. 218

6.8 Ablation d'un cube de 25 mm dans le moyen d'essais PHEDRA pour différentes durées d'expérience. 219

6.9 Cube en graphite de 25 mm d'arête, ablaté à 27,27% de sa masse initiale de 28,2233 g. 219

A.1 Profil axial le long de l'écoulement plasma de la température et densité électronique dans un plasma d'air avec un débit de gaz de 0,32g/s (15 slm) et une intensité d'arc de 150 A. 222

A.2 Profil axial le long de l'écoulement plasma des températures de rotation et de vibration dans un plasma d'air avec un débit de gaz de 0,32g/s et une intensité d'arc de 150 A. 223

A.3 Profil axial le long de l'écoulement plasma du coefficient isentropique dans un plasma d'air avec un débit de gaz de 0,32g/s et une intensité d'arc de 150 A. 223

A.4 Profil axial le long de l'écoulement plasma de la vitesse et du nombre de Mach dans un plasma d'air avec un débit de gaz de 0,32g/s (15 slm) et une intensité d'arc de 150 A. 224

Liste des tableaux

1 Répartition des heures d'enseignement dispensées iii

1.1 Contribution de la fragmentation en nombre de débris créés suite à une collision, de Stansbery (2011). 5

1.2 Classement des objets les plus lourds ayant effectué une rentrée atmosphérique terrestre. Adapté de Klinkrad (2006). 10

1.3 Risques létaux annuels individuels dus à des causes communes, comparés au risque d'être frappé mortellement par des objets spatiaux rentrants. Chiffres de 1995 de Klinkrad (2006). 13

1.4 Comparaison entre les deux types de code de rentrée. 14

1.5 Classification des régimes d'écoulement en termes de continuité du milieu. . . 18

1.6 Classification des régimes d'écoulement en termes de vitesse. 20

2.1 Conditions de fonctionnement de la soufflerie MARHy. Pression en Pascal, température en Kelvin et Nombre de Reynolds en cm^{-1}. 39

2.2 Liste des capteurs de pression. 47

2.3 Coefficients d'émissivité en fonction du matériau. 50

2.4 Diagnostics utilisés en fonction de l'installation et des conditions de fonctionnement. 51

3.1 Forces de traînée estimées pour différentes conditions et tailles d'objets 55

3.2 Forces de portance estimées pour différentes conditions et tailles d'objets. *(Allegre et al., 1997). 56

3.3 Propriétés thermoélastiques de certains métaux et alliages. 59

3.4 Étude de sensibilité à la déformation de cellules de charge de différentes géométries. 62

3.5 Comparatif des avantages et inconvénients des différents types de capteurs de déformation. 68

3.6 Différents facteurs de jauge en fonction de la composition de la jauge. 70

3.7 Résumé des caractéristiques des jauges choisies. 71

4.1 Conditions d'écoulement amont et aval de la tuyère Ma 4 - 2,7 Pa. 94

4.2 Conditions d'écoulement amont et aval de la tuyère Ma 4 - 8 Pa. 94

4.3 Conditions d'écoulement amont et aval de la tuyère Ma 4 - 71 Pa. 94

4.4 Tailles des noyaux où l'écoulement libre est homogène. 95

4.5 Critères de validation de l'acquisition. 102

4.6 Régression linéaire des données présentées sur la figure 4.23. 111

4.7 Paramètre de raréfaction en fonction des diamètres de sphères à Mach 4 - 71 Pa. 113

4.8 Régression linéaire des détachements d'une sphère présentée sur la figure 4.25. 114

4.9 Régression linéaire des détachements d'un cube orienté de face présentée sur la figure 4.38. 128

4.10 Régression linéaire des détachements d'un cube orienté sur l'arête présentée sur la figure 4.41. 131

4.11 Résultat de l'optimisation des constantes des équations 4.18 et 4.17 sur les coefficients aérodynamiques provenant des données expérimentales. 140

4.12 Coefficient de traînée limite utilisé pour le régime continu et le régime moléculaire libre. Sphère de Koppenwallner et Leggef (1985) Cube de Hoerner (1965). 144

5.1 Différents types de graphite testés pour l'ablation. 164

5.2 Données expérimentales des sphères dans l'écoulement froid 174

5.3 Re_2 et C_x calculés en flux froid 175

5.4 Traînée expérimentale comparée à la traînée théorique d'Aroesti 177

5.5 Coefficients de la corrélation entre C_x et $\frac{T_w}{T_\infty}$ 183

5.6 Kn et Kn_{eq} pour les trois diamètres de sphères dans le flux de plasma 184

5.7 Coefficients de l'équation 5.7 dépendant du nombre de Knudsen 185

5.8 Caractéristiques des sphères avant et après ablation 188

5.9 Taux d'ablation 190

5.10 Taux de perte de volume 192

5.11 Gain ablatif dans un flux de plasma 198

5.12 Valeur des constantes de l'équation 5.14 pour un flux de plasma de $H_0 \approx 20MJ.kg^{-1}$ 198

5.13 Paramètres du flux froid après ablation 199

5.14 Corrélations entre C_x et $\frac{T_w}{T_\infty}$ pour les pseudo-sphères 200

5.15 Corrélations entre C_x et $\frac{T_w}{T_\infty}$ pour les pseudo-sphères. 200

5.16 Gain ablatif dans un flux froid 201

5.17 Différentes contributions à l'augmentation du C_x en phase plasma. 206

6.1 Sphères utilisées pour la simulation numérique. 212

6.2 Effets la phase plasma sur la trajectoire. 214

Nomenclature

Caractères Latins

a	Vitesse du son	m.s^{-1}
A_c	Surface à risque	m^2
A_h	Surface projetée au sol d'un être humain	0,36 m^2
A_i	Surface du débris considéré	m^2
AC	Alimentation à courant alternatif	
c	Vitesse de la lumière	299 792 458 m.s^{-1}
c_p^*, c_v^*	Capacités calorifiques du plasma	$J.K^{-1}$
C_x	Coefficient de traînée	
C_z	Coefficient de portance	
Cp	Capacités calorifiques	$J.K^{-1}$
$\overline{d}$	Diamètre moléculaire diatomique	m
D	Diamètre	m
DC	Alimentation à courant continu	
E	Module d'Young	Pa
E_m	Tension de sortie	V
F_x	Force de traînée	N
F_z	Force de portance	N
G	Constate gravitationnelle	$6,674.10^{-11}\ N.m^2.kg^{-2}$
h	Constante de Plank	$6,62607 \times 10^{-34}\ J.s$
H	Enthalpie spécifique	MJ.kg^{-1}
I_{arc}	Intensité	A
k	Constante de Boltzmann	$1,3806 \times 10^{-23}\ J.K^{-1}$
K	Facteur de jauge	
K_c	Paramètre de Cheng	
Kn	Nombre de Knudsen	
l, L	Longueur	m
$\dot{m}_a$	Débit d'eau dans l'anode	l.s^{-1}
$\dot{m}_c$	Débit d'eau dans la cathode	l.s^{-1}
$\dot{m}_{gaz}$	Débit de gaz	g.s^{-1}
m	Masse	kg
M_T	Masse de la Terre	5,972.10^{24} kg

Ma	Nombre de Mach	
n	Densité particulaire	nb.m^{-3}
N	Nombre de particules	nb.m^{-3}
n_0	Densité de particules neutres	nb.m^{-3}
n_e	Densité électronique	nb.m^{-3}
$\overline{P}$	Paramètre de Bird	
$\vec{P}$	Poids	N
P	Pression	Pa
P_e	Puissance électrique	W
Q_e	Quantité de chaleur évacuée par l'eau	W
$\mathcal{R}$	Constante des gaz parfaits	8,314J.mol^{-1}.K^{-1}
$\mathbb{R}$	Résistance électrique	Ω
R	Rayon	m
R_T	Rayon terrestre	6378.10^3 m
Re	Nombre de Reynolds	
S	Surface	m^2
T	Température	K
t	Temps	s
T_{eau}	Température d'entrée de l'eau	K
T_a	Température de sortie de l'eau de l'anode	K
T_c	Température de sortie de l'eau de la cathode	K
U	Tension d'alimentation	V
u	Vitesse de l'écoulement	m.s^{-1}
U_{arc}	Tension	V
$\overline{V}$	Paramètre de Tsien	
V	Volume	m^3
Z_m	Impédance	Ω

Caractères Grecs

α	Angle d'incidence	$^\circ$
α_E	Coefficient de dilatation thermique linéique	
α_i	Degré d'ionisation	
β	Coefficient balistique	kg.m^{-2}
Δ	Détachement	m

δ_{cl}	Épaisseur de la couche limite	m
δ_i		
δ_L	Détachement	m
δ_{pc}	Épaisseur du choc	m
γ	Coefficient isentropique	
λ	Libre parcourt moyen	m
λ	Longueur d'onde	nm
μ	Viscosité dynamique du fluide	Pa.s
ν	Viscosité cinématique du fluide	Pa.s
ω	Paramètre de viscosité	
ρ	Masse volumique	kg.m^{-3}
σ	Contrainte	Pa
θ	Angle	°
υ	Coefficient de Poisson	
ε	Déformation	

Indices

$_{abl}$	Ablaté
$_E$	Ellipse
$_{ps}$	Pseudo sphère
$_s$	Sphère
$_f$	Final
$_i$	Initial
$_{max}$	Maximal
$_{ref}$	Référence
$_w$	Paroi
$_0$	Conditions de génération
$_1$	Conditions amont de l'onde de choc
$_2$	Conditions aval de l'onde de choc
$_t$	Pression d'arrêt
$_\infty$	Conditions écoulement libre
$_c$	Continu
$_{ml}$	Moléculaire libre
$_{trans}$	Transitionnel

Sigles & Acronymes

ADR	*Active Debris Removal*
ARES	*Asseessment of Risk Event Statistics*
ASI	*Italian Space Agency*
BNSC	*British National Space Centre*
CAO	Conception Assistée par Ordinateur
CFD	*Computational Fluid Dynamics*
CNES	Centre National d'Etudes Spatiales
CNRS	Centre National de la Recherche Scientifique
CNSA	*China National Space Administration*
DAS	*Debris Assessment Software*
DLR	*Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt*
DNS	*Direct Numerical Simulation*
DRAMA	*Debris Risk Assessment And Mitigation Analysis*
DRAPS	*Debris Re-entry and Ablation Prediction System*
DSMC	*Direct Simulation Monte Carlo*
EDITH	Etude Des Interactions et Transferts en Hypersonique
ESA	*European Spatial Agency*
FAST	*Facilities for Aerothermodynamics & Supersonic Technologies*
GEO	*Geostationary Earth Orbit*
GLONASS	*Global Navigation Satellite System*
GPS	*Global Positioning System*
GTO	*Geostationary transfer orbit*
IADC	*Inter-Agency Space Debris Coordination Committee*
ICARE	Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement
ISRO	*Indian Space Research Organization*
ISS	Station Spatiale Internationale
ISTI-CNR	*Institute of Information Science and Technologies - National Research Council*
JAXA	*Japan Aerospace Exploration Agency*
JSpOC	*Joint Space Operations Center*
LCSR	Laboratoire de Combustion et des Systèmes Réactifs
LEGEND	*LEO-to-GEO Environment Debris*
LEO	*Low Earth Orbit*
MARHy	Mach Adaptable Raréfié Hypersonique
NASA	*National Aeronautics and Space Administration*

NSAU	*National Space Agency of the Ukraine*
ODPO	*Orbital Debris Program Office*
ONERA	Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales
ORSAT	*Object Re-Entry Survival Analysis Tool*
PHEDRA	Plasma Hors Equilibre De Rentrées Atmosphériques
PIV	*Particle Image Velocimetry*
RSA	*Russian Federal Space Agency*
SCARAB	*Spacecraft Atmospheric Re-Entry And Aerothermal Break-Up*
SESAM	*Spacecraft Entry Survival Analysis Module*
SLM	*standard liters per minute*
SSN	*Space Surveillance Network*
STELA	*Semi-Analytic Tool for End of Life Analysis*
TLE	*Two-Line Elements*

Chapitre 1

Physique de la rentrée des débris spatiaux

Sommaire

1.1 Les Débris spatiaux 2

1.1.1 Évolution de la population des débris spatiaux 2

1.1.2 Les risques liés aux débris spatiaux 3

1.2 Modélisations de la trajectoire de rentrée et leurs limites 13

1.2.1 Codes de rentrée 13

1.2.2 Modèle atmosphérique 16

1.2.3 Régimes d'écoulement 17

1.2.4 Modélisation de l'aérodynamique des débris 23

1.2.5 Coefficient de traînée 25

1.2.6 Phénomène aérothermodynamique/ablation 30

1.3 Positionnement de la thèse 31

1.3.1 Objectifs de la thèse 31

1.3.2 Vue d'ensemble de la thèse 32

1.1 Les Débris spatiaux

C'est en octobre 1957 que le premier satellite artificiel, nommé Spoutnik, a été lancé en orbite terrestre par la Russie. C'est aussi à partir de cette date que les premiers débris spatiaux sont apparus. Le terme débris spatial désigne tout objet artificiel, non fonctionnel, orbitant autour de la terre ou effectuant une rentrée atmosphérique (*IADC Space Debris Mitigation Guidelines* 2007).
Au début de l'ère spatiale, la principale source de débris fut les étages de lanceurs, les coiffes et autres éléments participant à la mise en orbite de satellites. Puis, ce fut les satellites dysfonctionnels eux-mêmes qui devinrent des débris. Par la suite, avec la population importante de satellites et de débris, des collisions se sont produites augmentant de ce fait le nombre de débris.

1.1.1 Évolution de la population des débris spatiaux

Depuis le début de l'ère spatiale jusqu'au commencement de ma thèse (septembre 2018), environ 8950 satellites ont été placés en orbite terrestre. Certains de ces satellites ont effectué une rentrée atmosphérique, mais environ 5000 satellites sont encore en orbite. Parmi eux, seulement 1950 sont fonctionnels. Il y a plus de 3 satellites sur 5 qui sont obsolètes. Trois années plus tard (septembre 2021), arrivant à l'aboutissement de ma thèse, 3 120 nouveaux satellites ont été placés en orbite. Dans ce même intervalle de temps, 370 ont cessé de fonctionner et 570 ne sont plus en orbite.

Les débris spatiaux ne sont pas uniquement composés de satellites obsolètes, ils ont de multiples origines. Une part importante provient des lanceurs, il peut s'agir d'étages de fusées, de coiffes ou encore d'adaptateurs de charge utile. Certains sont dits débris opérationnels, cela fait référence aux débris relâchés au déploiement du satellite, tel que les caches d'optique par exemple. Mais le plus grand nombre de débris résulte de fragmentations provoquées par des collisions ou des explosions accidentelles ou non, comme l'illustre la figure 1.1. Enfin, certains débris sont plus anecdotiques, comme un équipement d'astronaute, ce fut le cas d'Edward White, astronaute sur la mission Gemini VI en 1965 qui a laissé échapper du sas un gant dans l'espace lors de la première sortie américaine.
Par conséquent la population de débris n'a cessé d'augmenter jusqu'à nos jours. En 2021 on dénombre un total de 29 340 débris détectés en orbite autour de la Terre pour une masse totale de 9500 tonnes, soit 1007 tonnes de plus qu'en 2018 d'après l'Agence Spatiale Européenne (*Space Environment Report latest* 2019). Ne sont pas compris dans ces chiffres les débris de trop petites tailles, difficilement détectables par les radars, comme les débris inférieurs à 10 cm. Quant aux objets de plus petite taille, seuls les modèles statistiques peuvent estimer leur nombre. Ainsi l'ESA estime à 36 500 le nombre de débris supérieurs à 10 cm (débris détectés ou non), les débris compris entre 1 cm et 10 cm sont estimés au nombre de 1 000 000. Enfin, la quantité de débris dont la taille est comprise entre 1 mm et 1 cm, est évaluée à 330 millions. (ESA, 20 septembre 2021)
La diversité de la provenance des débris spatiaux forme un ensemble très hétérogène dont

les tailles et les masses varient fortement d'un débris à un autre, sans parler de leurs formes. Cela complexifie fortement les prédictions de lieux d'impact de rentrée atmosphérique comme nous le verrons par la suite.

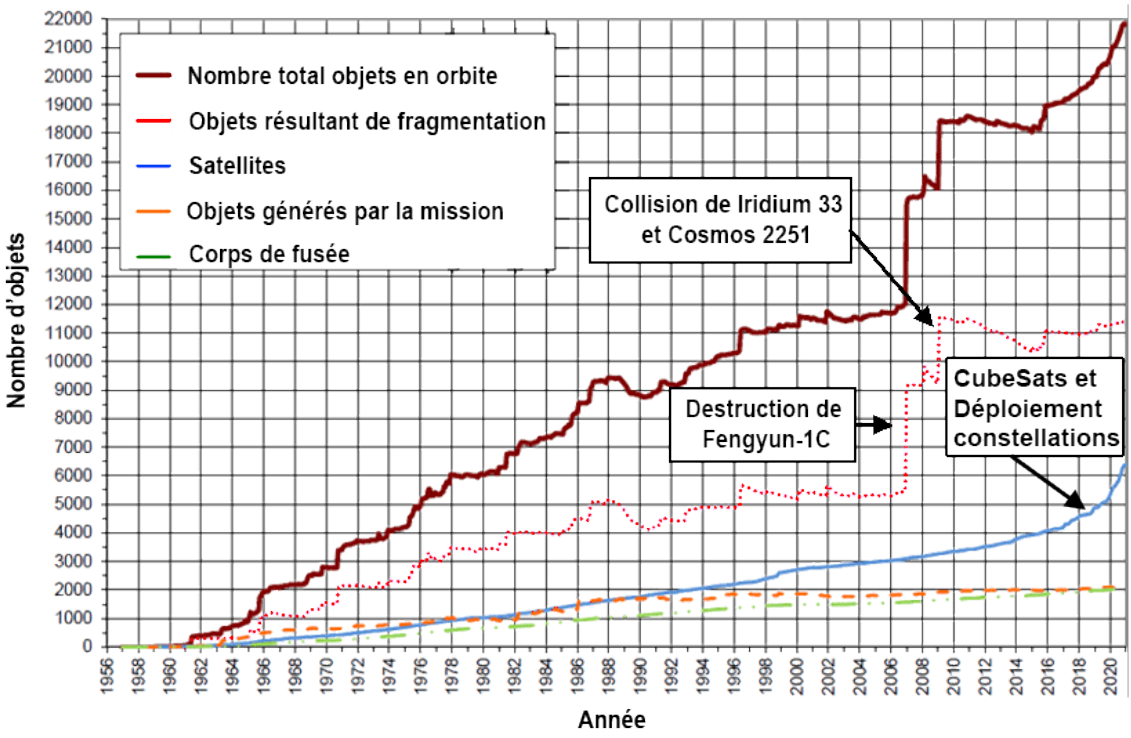


FIGURE 1.1 – Nombre de débris détectés dont la taille est supérieure à 10 cm en orbite LEO par année jusqu'au 5 janvier 2021. Source : **NASA**

1.1.2 Les risques liés aux débris spatiaux

L'augmentation de la population de débris tant en nombre qu'en masse (c.-à-d. l'apparition de nouveaux débris et la fragmentation de débris existant) accroit le risque de collisions en orbite terrestre ainsi que le risque d'impact au sol, pouvant entrainer des conséquences sérieuses pour l'Homme et ses installations.

1.1.2.1 Le risque spatial

En orbite terrestre, le risque occasionné par les débris spatiaux est similaire à celui des micrométéorites en termes de dégâts qui sont parfois anodins ou parfois critiques. On ne compte pas moins de 1 400 impacts grâce à des observations au sol du matériel remplacé sur la Station Spatiale Internationale (ISS). Certains astronautes ont également subi un impact pendant leur sortie extra véhiculaire, endommageant leur combinaison comme HYDE et al. (2019) le décrit dans son article. Les instruments d'observation, tels que Hubble, font

aussi les frais de ces impacts (Anz-Meador et al., 2019). Mais à la différence près que les débris spatiaux sont principalement concentrés sur des orbites d'intérêt pour l'homme. Sur la figure 1.2 est représentée la densité d'objets artificiels orbitant autour de la terre provenant du *Space Surveillance Network* (SSN) catalogués en 2000 ainsi que la densité spatiale d'après la modélisation *LEO-to-GEO Environment Debris* (LEGEND). On remarque aisément trois

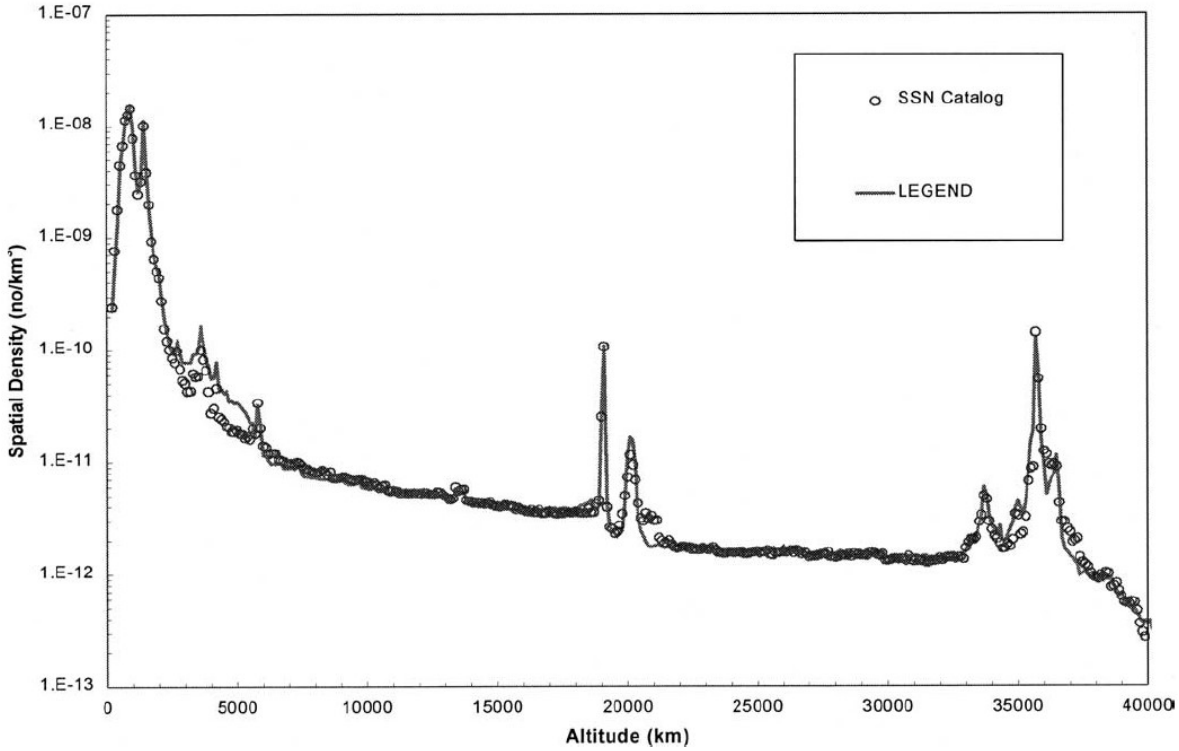


Figure 1.2 – Densité spatiale d'objets artificiels orbitant autour de la terre de diamètre supérieur à 10 cm entre 200 et 40 000 km d'altitude, à la fin de l'année 2000. Adapté de Liou et al. (2004).

pics de densité, correspondant à des orbites d'intérêt particulier. Le premier pic de densité concerne les orbites à basse altitude, ou *Low Earth Orbit* (LEO) situées entre 700 et 1 000 kilomètres d'altitude. Cette région est essentiellement utilisée pour l'observation terrestre. Dans cette étude, le projet STARLINK imaginé par Elon Musk n'y apparait pas. Ce projet vise à démocratiser et rendre accessible internet à l'ensemble de la planète. Bien que l'objectif soit louable, la manière d'y arriver présente quelques interrogations. En effet le projet STARLINK est constitué d'un réseau de constellations de satellites qui prévoit de placer en orbite basse une constellation de 12 000 satellites d'ici 2025 soit 2,5 fois le nombre de satellites opérationnels à l'heure actuelle. Au jour d'aujourd'hui 1200 ont été mis en orbite. Cela fait croître le nombre de risques de collision comme en témoigne l'*European Spatial Agency* (ESA) qui en septembre 2021 a annoncé qu'elle avait dû changer in extremis la trajectoire du satellite scientifique Aeolus pour éviter une collision avec l'un des petits satellites de la constellation Starlink de SpaceX. Il va de soi que ces constellations de CubStas finiront, dans un futur plus ou moins proche, par devenir à leur tour des débris spatiaux.

Puis viennent les orbites utilisées pour le positionnement par satellite tel que le système américain *Global Positioning System* (GPS) ou le système russe *Global Navigation Satellite System* (GLONASS) ou plus récemment l'européen Galileo. Ce dernier n'étant pas présent sur la figure 1.2. Ils sont situés à une altitude entre 19 000 km et 23 500 km. Enfin la région située autour de 35 786 km d'altitude est la région *Geostationary Earth Orbit* (GEO), qui correspond à une orbite dont la période est égale à une période sidérale de la Terre et dont l'excentricité et l'inclinaison sont nulles. Elles sont généralement utilisées pour la télécommunication (*IADC Space Debris Mitigation Guidelines* 2007).

Cette concentration d'objets augmente le risque de collision. On dénombre pour le moment en 2021 : 3 fragmentations en orbite confirmées, ce qui porte à 570 le nombre total d'événements produisant une fragmentation, quelle qu'en soit la cause. Le tableau 1.1 recense quelques-unes des fragmentations les plus citées. Ces événements peuvent être sans gravité, comme en témoigne le satellite Sentinel 1A que l'on peut voir sur la figure 1.3. Ce satellite a subi, en 2016, des dommages suite à l'impact supposé d'un débris, entrainant le dysfonctionnement du panneau solaire et une baisse d'énergie (Krag et al., 2017). Mais dans des cas plus graves, ces collisions peuvent aboutir à la destruction pure et simple des deux objets, comme la collision accidentelle d'Iridium 33 et Cosmos 2251 en 2009.

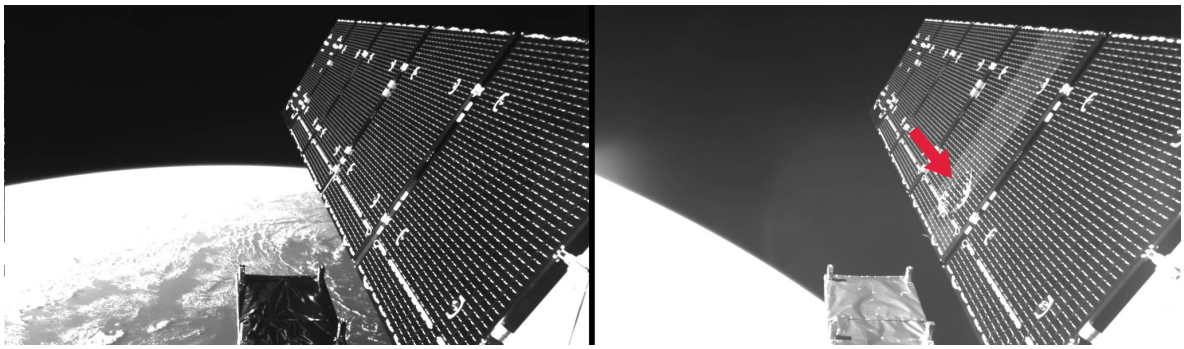


Figure 1.3 – À gauche : le panneau solaire de Sentinel 1A juste après son déploiement en 2014 et à droite : le même panneau après avoir été impacté par un débris le 23 aout 2016. De Krag et al. (2017).

Nom	Date de fragmentation	Nombre de fragments détectés	Nombre de fragments restés en orbite	Cause
Ariane1	13 novembre 1986	492	33	Propulsion
HAPS	03 juin 1996	712	62	Propulsion
Fengyun 1C	11 janvier 2007	2 691	2 623	Intentionnel
Cosmos-2251	10 février 2009	1 142	1 102	Collision accidentelle
Iridium 33	10 février 2009	490	473	Collision accidentelle

Table 1.1 – Contribution de la fragmentation en nombre de débris créés suite à une collision, de Stansbery (2011).

Ces événements de fragmentation sont également visibles sur l'évolution du nombre de débris, comme le montre la figure 1.1 et représentent un large facteur d'aggravation de la situation. Parmi ces collisions, toutes ne sont pas accidentelles. C'est le cas de la destruction du satellite Fengyun 1C en 2007 qui est le résultat d'un test de missile antisatellite chinois. Ce test a eu pour conséquence la création de plus de 2 500 débris supplémentaires, soit le plus gros saut en nombre de débris de notre histoire comme l'atteste la figure 1.1.

Kessler et Cour-Palais (1978) ont mis en évidence le danger que représentent les débris spatiaux pouvant provoquer des collisions avec les satellites fonctionnels ou avec d'autres débris. Les fragments résultant de cette collision pouvant eux-mêmes provoquer d'autres collisions et aboutir à une réaction en chaîne exponentielle de collisions, rendant l'espace proche terrestre inexploitable. Trente années plus tard, Kessler et Johnson (2010) font la rétrospection de sa publication avec en perspective les nouvelles données et les résultats scientifiques de la communauté internationale. Les chiffres donnent raison à sa prédiction la plus basse soit 300 nouveaux objets par année. Cependant le nombre de collisions, bien que légèrement au-dessus des prédictions de 1978 n'engendre pas de scénario catastrophe. Il explique cela notamment grâce aux mesures opérationnelles prises qui ont ralenti la croissance des débris orbitaux, sans pour autant empêcher leur croissance. Ainsi selon ses propos, «si un programme actif d'élimination des débris n'est pas mis en place, les futurs opérateurs d'engins spatiaux seront confrontés à une population croissante de débris orbitaux qui limiteront de plus en plus la durée de vie des engins spatiaux.»

1.1.2.2 Encadrement international des mesures de réduction des risques

Afin de faire un premier pas vers l'utilisation raisonnée de l'espace, des règles de bonne conduite ont été mises en place dans le but de limiter l'accroissement du nombre de débris et le risque au sol. Ces règles sont nées à l'initiative des grandes agences spatiales responsables des lancements, cependant elles ne sont pas encore des lois internationales. En premier lieu, de façon individuelle puis regroupée au sein de l'*Inter-Agency Space Debris Coordination Committee* (IADC) les grandes agences spatiales permettent ainsi de faire appliquer de bonnes pratiques et de réguler la création de nouveaux débris. Ce comité regroupe l'*Italian Space Agency* (ASI), le *British National Space Center* (BNSC), le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), la *China National Space Administration* (CNSA), le *Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt* (DLR), l'ESA, l'*Indian Space Research Organization* (ISRO), la *Japan Aerospace Exploration Agency* (JAXA), la *National Aeronautics and Space Administration* (NASA), la *National Space Agency of the Ukraine* (NSAU), et la *Russian Federal Space Agency* (RSA).

Parmi ces règles dont le rayonnement est international grâce à l'implication des agences spatiales dans le monde, une d'entre elles concerne la limitation de l'encombrement par les débris spatiaux des régions dites d'intérêt pour l'Homme. Les agences spatiales, puis l'IADC ont défini 2 orbites protégées qui sont la région LEO comme définie page 4 et la région géosynchrone qui est une partie de la région GEO définie précédemment page 4. La région géosynchrone se situe à l'altitude GEO ± 200 km avec une latitude de ± 15°. En plus des

régions protégées, l'IADC a établi un consensus de recommandations sous forme d'un guide, visant à limiter la création de débris ainsi que la durée d'occupation de ces zones (*IADC Space Debris Mitigation Guidelines* 2007). Ces recommandations s'articulent autour de 4 lignes directrices qui sont :

- **Limiter la libération de débris pendant les opérations normales**
  Dès la conception, les étages de lanceur et les satellites doivent être élaborés de manière à ne pas libérer de débris durant la phase opérationnelle. Si cela n'est pas possible, la libération de débris doit être minimale en termes de nombre, de surface et de durée de vie en orbite. De plus ils doivent faire l'objet d'une étude sur le risque potentiel qu'ils représentent à long terme.
- **Minimiser le risque de dislocation en orbite**
  Afin de limiter le risque de rupture ou d'explosion accidentelle en orbite après la fin des opérations, toutes les sources d'énergie stockées à bord d'un engin spatial doivent être épuisées ou sécurisées, cette phase s'appelle la passivation. De plus, l'absence de l'existence d'un mode de défaillance probable conduisant à des ruptures accidentelles devra être démontrée par analyse, faute de quoi il faudra minimiser la probabilité qu'elles se produisent. L'engin spatial doit faire l'objet d'une surveillance périodique afin de prévenir tout dysfonctionnement qui pourrait entraîner une rupture ou une perte de contrôle. Si tel est le cas des mesures de récupération ou de passivation doivent être planifiées et engagées afin d'éviter tous risques de rupture. Enfin, toutes destructions intentionnelles d'un satellite ou d'un étage de lanceurs ou autres activités nuisibles susceptibles d'accroitre sensiblement les risques de collision sont à proscrire.
- **Retrait après la fin de la phase opérationnelle**
  Dans le but de ne pas encombrer les régions protégées, les engins spatiaux ayant terminé leur mission doivent être manœuvrés suffisamment loin de la région GEO afin de ne pas interférer avec ceux encore fonctionnels. Une étude de l'IADC a été menée concernant l'effet de la limitation de la durée de vie orbitale après la mission sur le taux de collision et la croissance de la population de débris. Cette étude et d'autres montrent que limiter la durée de vie après la fin de mission à 25 ans permettrait d'assurer un nombre de débris stable en LEO malgré la poursuite des opérations spatiales au rythme actuel. C'est pourquoi, après la fin de la phase opérationnelle, les satellites ou étages de fusée interférant avec la région LEO doivent être désorbités ou placés sur une orbite de transfert avec une durée de vie limitée, inférieure à 25 ans, comme la *Geostationary transfer orbit* (GTO) qui correspond à l'orbite de transfert du GEO. Lors de la rentrée atmosphérique, les débris susceptibles de survivre et de toucher le sol ne doivent pas présenter un risque excessif pour les personnes ou les installations. Cela implique de limiter la survie des débris et de préférer les régions inhabitées quand cela est possible.
- **Prévenir les collisions en orbite**
  Lors de l'élaboration de la mission d'un satellite ou d'un étage de lanceur, les probabilités de collisions accidentelles avec des objets répertoriés pendant la durée de vie orbitale du vaisseau doivent être estimées et limitées le plus possible. Si le risque de collision n'est pas considéré comme négligeable et que des données orbitales fiables sont disponibles, il faut envisager la mise en place de manœuvres d'évitement ou coordonner les fenêtres de lancement. Dès la conception, le risque de collision doit être envisagé et

permettre de limiter les conséquences d'une collision, quand cela est possible, comme avec de petits débris.

1.1.2.3 Mesures de réduction des débris

Pour répondre à ces enjeux, de nombreuses solutions ont vu le jour répondant à l'amélioration de la stabilité de l'environnement spatial et tenant compte de la faisabilité technique, opérationnelle et économique. Parmi ces solutions exposées en détails par Klinkrad (2006), voici quelques exemples de mise en pratique.

Modification des procédures
Renard et al. (2020) propose des manœuvres visant à réduire la durée de vie de l'étage supérieur d'Ariane 5 en orbite répondant ainsi à deux lignes directrices de l'IADC. En effet, l'objet de cette solution consiste à effectuer la passivation au bon moment pour réduire la vitesse et donc la durée en orbite autour de la terre, minimisant à la fois le risque de dislocation en orbite et favorisant le retrait après la fin de la phase opérationnelle. Cette manœuvre réduit la durée de vie de l'étage supérieur d'Ariane 5 en GTO entre 20 et 35 ans sur ces premiers vols.

Protection contre les collisions
Une autre possibilité est de se prémunir des impacts hypervéloces en développant des structures de protections (Panov et al., 2015) ou des blindages composés de différentes couches et matériaux (Christiansen et Davis, 2019). La première étape est de comprendre la dynamique de ces impacts comme dans l'étude de Abdulhamid et al. (2021) et Davis et al. (2019).

On peut également se protéger des collisions en faisant des manœuvres d'évitement, comme le fait régulièrement l'ISS avec environ une à deux manœuvres par an (Foster, 2001 ; Peters et al., 2015). Cela est valable seulement pour les débris détectables. Mais ces manœuvres d'évitement sont couteuses en ressources et réduisent la durée de vie des missions.

Concepts d'enlèvement actifs
Une autre possibilité plus active est d'aller chercher les débris directement dans l'espace, les capturer ou s'y arrimer et les ralentir pour les désorbiter. Ce type de mission d'élimination active des débris est appelé *Active Debris Removal* (ADR). Plusieurs projets de chasseur de débris ont vu le jour ces dernières années tels que la mission appelée e.Deorbit sur laquelle travaille le bureau Clean Space de l'ESA (Forshaw et al., 2019) ou encore la JAXA (Yamamoto et al., 2019).

D'autres projets prévoient le déploiement en fin de vie des ballons ou voile dans l'espace permettant d'augmenter la traînée et ainsi ralentir le débris et le désorbiter. L'avantage est que cela ne nécessite pas de resserve de carburant pour la propulsion. Cela est donc potentiellement moins couteux(Roberts et Harkness, 2007) (Black et Spencer, 2020).

Conception pour la mise hors service
L'objectif de cette dernière solution est de rendre le futur débris complètement destructible

lors de sa rentrée. Il s'agit donc de concevoir les satellites pour qu'ils se disloquent correctement et n'atteignent pas la terre. Cela n'est possible que par la compréhension des processus de destruction qui interviennent pendant une rentrée. Les études de Beck et al. (2019b) ; Beck et al. (2019a) et Şakraker et al. (2015) tentent d'apporter des réponses à ce problème.

De manière générale pour désengorger l'espace une partie de la solution consiste à faire rentrer sur terre les débris spatiaux, mais cela n'est pas sans risque.

1.1.2.4 Le risque terrestre

À la différence d'une rentrée atmosphérique contrôlée d'un vaisseau prévu pour survivre au franchissement de l'atmosphère et dont le point d'impact visé est l'océan, les débris spatiaux dépendent d'une multitude de paramètres qui ne sont pas contrôlés. D'innombrables débris survivent à leur rentrée, environ 10% à 40% de la masse des plus gros objets selon Ailor et al. (2005) et terminent leur course dans les océans majoritaires sur la Terre. Mais une part non négligeable impacte le sol et parfois même non loin des zones habitées. Les exemples ne

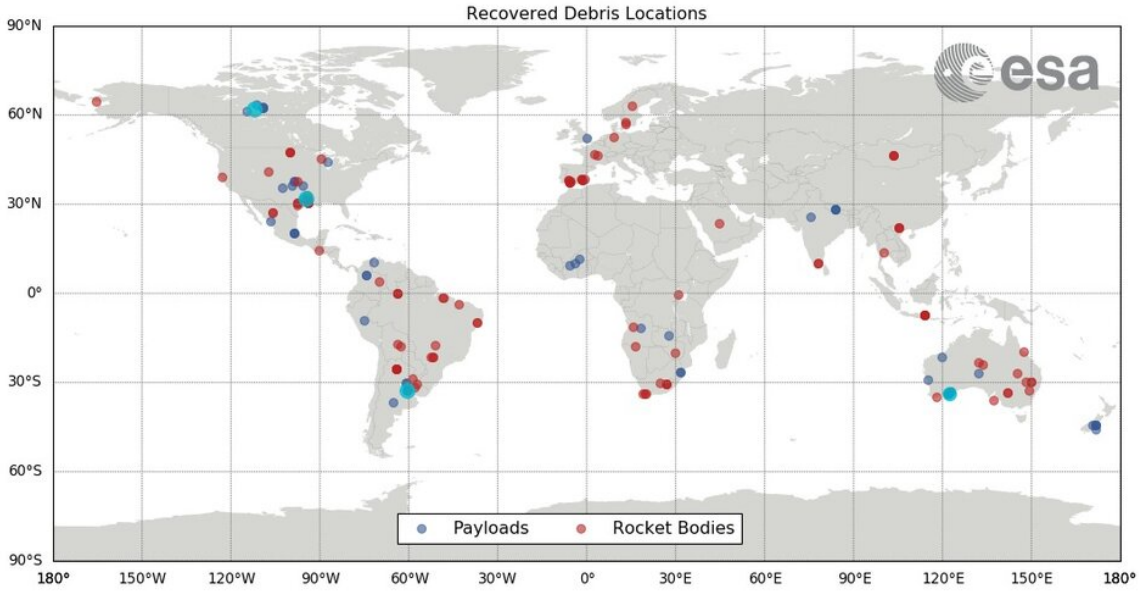


Figure 1.4 – Localisation des débris retrouvés ayant impacté le sol jusqu'en 2017, en rouge les étages de fusées et en bleu les satellites. Source : **ESA**

manquent pas et sont explicités dans les thèses de Rees et al. (2018) et Prevereaud (2014). Le dernier exemple en date, et non des moindres est celui de l'étage d'une fusée chinoise de près de 18 tonnes tombées en mai 2020 dans l'océan non loin d'une zone habitée en Afrique de l'Ouest où des morceaux de l'étage se sont écrasés dans des villages de Côte d'Ivoire, sans faire de victimes.

Malgré la masse impressionnante de cette rentrée, ce n'est pas la plus grosse. Pour donner une idée du risque potentiel que nous courrons lors des rentrées, le tableau 1.2 adapté de

Klinkrad (2006) présente un classement des débris les plus massifs ayant effectué une rentrée incontrôlée.

Object	Origine	Masse (tonne)	Date	Type
Mir	CIS	135	2001/03/23	Contrôlée
Skylab	USA	74	1979/07/11	Incontrôlée
Salyut 7/Cosmos 1686	USSR	40	1991/02/07	Incontrôlée
Salyut 2	USSR	18,3	1973/05/28	Incontrôlée
Cosmos 557	USSR	18,3	1973/05/22	Incontrôlée
Apollo 5 Nose Cone	USA	17,1	1966/04/30	Incontrôlée
Apollo 6 CSM BP-13	USA	16,9	1964/07/01	Incontrôlée
Apollo 7 CSM BP-15	USA	16,7	1964/09/22	Incontrôlée
Apollo 10 CSM BP-9	USA	16,7	1975/11/22	Incontrôlée
Apollo 9 CSM BP-16	USA	16,7	1985/07/10	Incontrôlée
Apollo 8 CSM BP-26	USA	16,7	1989/07/08	Incontrôlée
Phobos-Grunt	USSR	$13,5$	2012/01/15	Incontrôlée
Tiangong-1	Chine	$7,5$	2018/04/02	Incontrôlée
Progress-M $27M$	USSR	$7,3$	2015/05/08	Incontrôlée

Table 1.2 – Classement des objets les plus lourds ayant effectué une rentrée atmosphérique terrestre. Adapté de Klinkrad (2006).

Pour mieux appréhender les difficultés liées à l'estimation de la trajectoire de rentrée, prenons l'exemple récent de la rentrée incontrôlée de Tiangong 1. Pardini et Anselmo (2019) ont effectué une étude complète de cette rentrée retraçant les événements et les prédictions faites pendant le suivi. Précisons qu'il ne faut pas confondre prédiction à long terme et prédictions à court terme. La prédiction à court terme commence approximativement à 200 km d'altitude (Klinkrad, 2006).

La grande difficulté des prédictions à long terme est de modéliser l'activité solaire, et les conditions géomagnétiques sur plusieurs mois. Avec une masse importante de 7,5 tonnes et une grande probabilité de survie, la station chinoise a été déclarée hors de contrôle en 2017 et sa rentrée est alors estimée entre octobre 2017 et avril 2018. Dans une nouvelle communication datée du 9 décembre 2017, la Chine annonce une rentrée prévue entre le 10 février et le 21 mars 2018. Finalement c'est le 2 avril 2018 que la station effectue sa rentrée. Ainsi il a fallu attendre le 21 mars 2018, pour obtenir une prédiction correcte du jour de rentrée avec une erreur de moins de 24 h.

Je ne m'étendrais pas plus sur les problèmes liés aux prédictions à long terme de rentrée puisque mon travail de recherche concerne celles à court terme. Nous allons donc nous focaliser maintenant sur la rentrée à court terme.

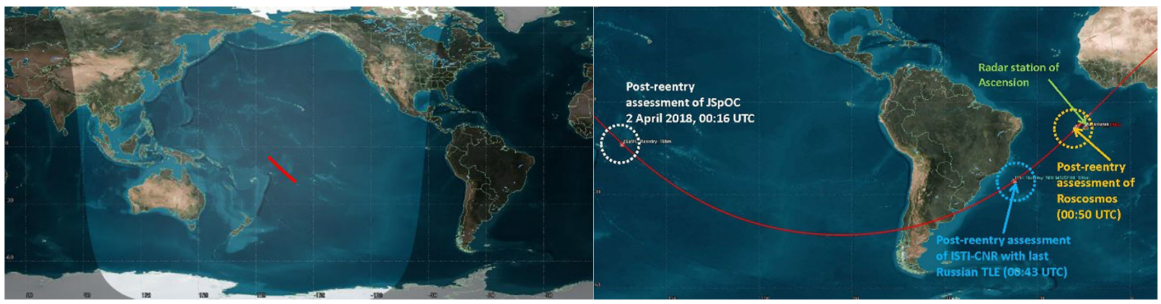
Pour donner une idée de l'erreur en kilomètres que peut représenter l'écart entre les modélisations, analysons les prédictions de la trace au sol de la station 9,5h et 5 h avant l'impact. La station Tiangong-1 effectue approximativement un tour complet de la terre en un peu plus de 120 minutes et 90 minutes dans les 9 h avant sa rentrée, avec une vitesse max de 29 000 km/h. Ainsi sur la figure 1.5 est tracée la trajectoire de rentrée ascendante (ligne

centrale) 9,5 h (a) et 5 h (b) avant la chute orbitale de Tiangong-1 avec une marge transversale de ± 100 km. On remarque que la fenêtre d'incertitude au-dessus de l'Italie, correspondant à la traversée de son espace aérien voir à l'impact sur son sol, passe de 3 h 58-4 h 28 UTC (a) à 2 h 25-2 h 55 UTC (b) le 2 avril 2018. En résumé, en un peu plus de 4 heures de temps, les prédictions de la possibilité d'impact passent de l'inclusion à l'exclusion de l'Italie.

(a) (b)

FIGURE 1.5 – Trajectoire de rentrée ascendante (ligne centrale) 9,5 h (a) et 5 h (b) avant la chute orbitale de Tiangong-1 avec une marge transversale de ± 100 km, de PARDINI et ANSELMO (2019).

Finalement, la station s'est écrasée au large de la Polynésie française. La figure 1.6b montre les estimations du lieu d'impact après la rentrée. Il s'agit d'une comparaison des estimations post-rentrée du lieu d'impact fournie par Roscosmos, par *Institute of Information Science and Technologies - National Research Council* (ISTI-CNR) basée sur les derniers paramètres orbitaux *Two-Line Elements* (TLE) russe, et *Joint Space Operations Center* (JSpOC) basées sur le dernier TLE américain. On peut noter que les estimations divergent entre l'océan Pacifique et l'océan Atlantique suivant le dernier rapport d'observation utilisé. On remarque que le résultat de ces estimations diffère de 27min entre ceux de JSpOC et ISTI-CNR, et de 34min entre JSpOC et Roscosmos. Il est important de noter que quelques minutes d'erreur sur les estimations de rentrée, ici 34min, provoque un décalage 14 738km au sol.



(a) (b)

FIGURE 1.6 – Zone de dispersion possible des fragments de Tiangong-1 émise par le JSpOC (a). Estimations post-rentrée du lieu d'impact par Roscosmos, ISTI-CNR et JSpOC (b). De PARDINI et ANSELMO (2019).

La figure 1.6a montre également l'estimation de la dispersion des débris de la station.

En effet, les prédictions estiment qu'entre 75 et 120 km d'altitude la station se disloque en créant plusieurs débris de taille, de masse et de matière différentes. Ceux-ci auront des lieux d'impact plus ou moins espacés (Koppenwallner et al., 2001). On comprend alors le potentiel destructeur d'une rentrée atmosphérique. Alors quels sont les risques encourus pour la population au sol ? Malgré ces événements, le risque de dommages corporels était de $1{,}48.10^{-5}$ (Choi et al., 2017).

Le risque d'accident, qui va de la blessure sévère à la mort, est calculé en fonction du nombre de débris ayant survécu, de leur énergie, du lieu d'impact et de la densité de population présente. Les débris représentant un risque sont considérés à partir de 15 J d'énergie (Eggen et al., 2020). Les débris inoffensifs étant écartés, on calcule la surface au sol présentant un risque d'accident. Cette surface A_c est définie par Klinkrad (2006) selon les standards de la NASA comme dans l'équation 1.1, représentée sur la figure ci-dessous.

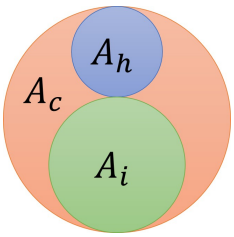


Figure 1.7 – Représentation de la surface à risque au sol.

$$A_C = \left(\sqrt{A_h} + \sqrt{A_i}\right)^2 \tag{1.1}$$

$A_h = 0,36\text{m}^2$ représente la surface projetée au sol qu'un être humain occupe et A_i la section transversale géométrique du débris considéré, en moyenne $A_i \approx 5\text{m}^2$. A_c est donc la surface englobant ces deux aires. La zone totale de danger est alors la somme des surfaces à risques de chaque fragment de débris dangereux. Cette aire est donc combinée à la densité de population sur terre donnant la probabilité d'accident résultante. Rappelons que la terre est recouverte à 70% par des océans. Pour limiter les risques au sol dus à une rentrée, les agences spatiales estiment que la probabilité d'accident ne doit jamais dépasser 10^{-4} pour que le scénario de rentrée non contrôlée soit acceptable. Il faut cependant recontextualiser les risques que représentent les débris en les comparant aux autres risques usuels à l'échelle d'une année, comme présenté dans le tableau 1.3.

Le risque d'être mortellement touché par un débris apparaît en huitième position. Néanmoins il est important de remarquer que les chiffres datent de 1994 et comme nous avons vu précédemment, le nombre de débris a beaucoup augmenté ces dernières années, ainsi que la population humaine qui était de 5,63 milliards à l'époque. Le risque que représentent les débris spatiaux n'est pas nul, mais au vu de la fréquence d'exposition de ce genre d'événements de rentrée à l'année, il est moindre qu'un accident de voiture. Maintenant que les risques ont été exposés, il apparait primordial de pouvoir calculer la trajectoire de rentrée à court terme, de déterminer le taux de survie des débris et d'estimer la zone d'impact. Comment expliquer alors de tels écarts dans les estimations ? Cela provient de la complexité et de la multitude de phénomènes physiques qui se produisent pendant la rentrée. Tous ces paramètres sont estimés

Activité ou cause	Risque personnel de décès [y^{-1}]
Extraction du charbon	$9.3 \times 10^{-3} = 1/107$
Cancer	$1.8 \times 10^{-3} = 1/545$
Lutte contre les incendies	$8.0 \times 10^{-4} = 1/1,250$
Conduite d'un véhicule à moteur	$2.2 \times 10^{-4} = 1/4,500$
Accidents domestiques	$1.2 \times 10^{-5} = 1/83,000$
Voyages en avion	$2.0 \times 10^{-6} = 1/500,000$
Foudre	$5.0 \times 10^{-7} = 1/2,000,000$
Rentrée d'un objet spatial	$8.0 \times 10^{-12} = 1/1.2 \times 10^{11}$

Table 1.3 – Risques létaux annuels individuels dus à des causes communes, comparés au risque d'être frappé mortellement par des objets spatiaux rentrants. Chiffres de 1995 de Klinkrad (2006).

par des codes de rentrée. Nous allons voir ensemble les grandes lignes constitutives d'un code de rentrée sur lesquelles des incertitudes planent durant la phase finale d'une rentrée.

1.2 Modélisations de la trajectoire de rentrée et leurs limites

Ce chapitre a pour objectif de définir les notions qui régissent les phénomènes physiques gouvernant une rentrée atmosphérique, mobilisées dans ce travail de recherche. Il n'a pas vocation à être exhaustif.

1.2.1 Codes de rentrée

Les agences spatiales internationales ont développé différents codes de calculs, qui incluent plus ou moins de paramètres, dans le but de déterminer le lieu d'impact des débris spatiaux qui effectuent une rentrée atmosphérique. Il existe actuellement deux approches principales, les codes de calculs dits orientés objet et les codes orientés véhicule. Les codes orientés objet tels que :

- *Debris Assessment Software* (DAS) NASA (Kelley et al., 2010)
- ORSAT NASA (Ostrom et al., 2019)
- ORSAT-J JAXA
- *Debris Risk Assessment And Mitigation Analysis* (DRAMA)/ *Spacecraft Entry Survival Analysis Module* (SESAM) ESA (Braun et al., 2020)
- DEBRISK CNES (Omaly et Spel, 2012)
- *Debris Re-entry and Ablation Prediction System* (DRAPS) Chine (Wu et al., 2011)

Les codes orientés objet modélisent la géométrie du satellite par un assemblage de formes simples déterminées par l'utilisateur, tels que des sphères, des cylindres, des plaques, des cônes, des rectangles ou des cubes. L'analyse est donc réduite à celle des éléments principaux. L'altitude de fragmentation est fixée en général autour de 75km. C'est à partir de cette limite que les éléments constitutifs du satellite deviennent indépendants. La trajectoire balistique

de chaque forme simple est calculée grâce à des hypothèses sur leur aérothermodynamique. La simplification de la physique de rentrée par des hypothèses permet alors un calcul rapide de la trajectoire de rentrée au détriment de la justesse.

Les codes orientés véhicule sont moins nombreux :

- SCARAB ESA-HTG Germany (Koppenwallner et al., 2005 ; Fritsche et al., 2000 ; Lips et al., 2004)
- PAMPERO CNES (Annaloro et al., 2014)
- *Asseessment of Risk Event Statistics* (ARES) Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA)

Contrairement aux codes orientés objet, ces codes tiennent compte de la géométrie complète et détaillée du débris en utilisant une modélisation géométrique la plus juste possible. Cette modélisation réaliste augmente la complexité du calcul des trajectoires. Pour conserver un temps de calcul raisonnable, des modèles réduits sont utilisés pour déterminer le comportement aérothermodynamique de l'objet. Ainsi l'altitude de fragmentation est déterminée par les charges en présence et les matériaux constitutifs de l'objet.

Catégorie du code	**Orienté véhicule**	**Orienté objet**
Modélisation du satellite	Satellite complètement modélisé et détaillé	Satellite décomposé en éléments simples individuels
Méthode de simulation	Equations dynamiques avec 6 DDL et équations thermiques 3D	Équations dynamiques avec 3 DDL et équations thermiques 1 D
Altitude de dislocation	Calcul par analyse des charges mécaniques et thermiques	Altitude constante fixée à 75km
Processus de fragmentation	Calcul de l'ablation thermique et des ruptures mécaniques dues aux charges pendant la descente	Décomposition de la géométrie initiale en objets fragments prédéfinis à l'altitude de dislocation
Risque	Analyse globale du risque provoqué par l'ensemble	Analyse détaillée des risques de chaque géométrie
Avantage	Modélisation détaillée du satellite, des charges mécaniques et thermiques	Modélisation du taux de survie individuel de chaque partie du satellite

Table 1.4 – Comparaison entre les deux types de code de rentrée.

Le tableau 1.4 propose une brève comparaison inspirée de Lips et Fritsche (2005) et Choi et al. (2017) des principales différences entre ces deux types de codes de manière générale même si des variations existent au sein des codes d'un même type. Un résumé détaillé de ces codes de calcul est décrit dans la thèse de Prevereaud (2014) et dans celle de

Drouet (2019).

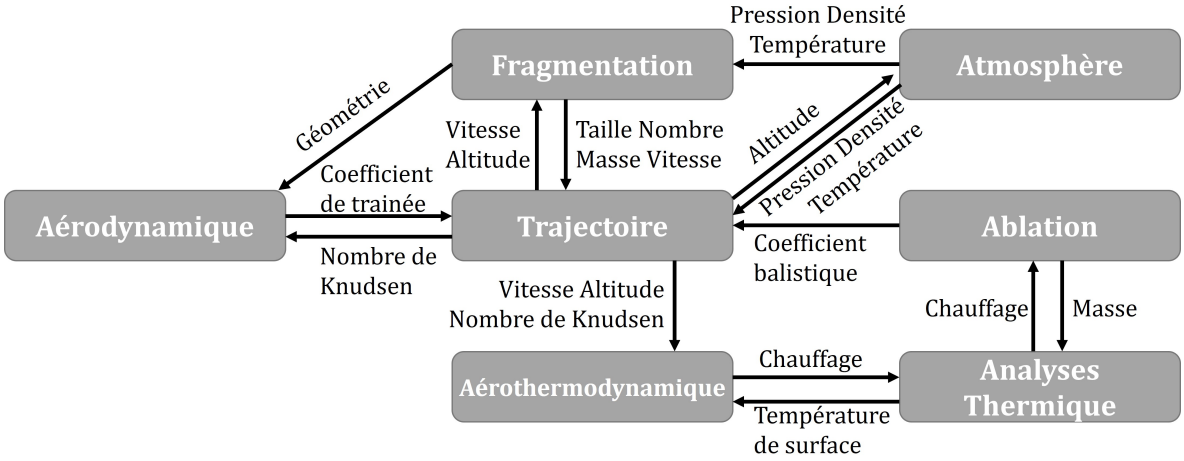


Figure 1.8 – Schématisation des interdépendances des domaines physiques lors d'une rentrée. Traduit de Park et al. (2021).

Le fonctionnement global des codes de calcul pour les prédictions à court terme de la trajectoire de rentrée peut être représenté par le schéma de la figure 1.8. La rentrée atmosphérique peut être décomposée en six modules de calculs avec des paramètres d'entrée et de sortie : la fragmentation, l'atmosphère, l'aérodynamique, l'aérothermodynamique, l'analyse thermique et l'ablation. Ces six modules sont interdépendants, ils communiquent les paramètres entre eux et convergent tous vers le calcul de la trajectoire, située au centre du schéma. La trajectoire est calculée de façon itérative, au départ les conditions initiales sont fixées : vitesse, altitude, angle de rentrée etc. Mais cette même trajectoire définit les conditions du milieu au cours du temps et donc les régimes d'écoulement rencontrés par l'objet. De ce fait les modèles physiques sont en permanence adaptés en fonction du régime du milieu et des phénomènes qui y prédominent. Comme l'illustre la figure 1.9, la trajectoire est décomposée en plusieurs phases où interviennent différents modules. Ces codes de rentrée reposent avant tout sur l'utilisation de modèles pour décrire l'atmosphère terrestre, déterminant pour le comportement aérodynamique. Du modèle atmosphérique dépendent : la pression, la température, et surtout la densité en fonction de l'altitude. À partir de ces paramètres le régime d'écoulement peut être identifié et l'aérodynamique d'un objet de forme simple comme une sphère, un cube, une plaque plane ou un cylindre, est définie par des modèles. La géométrie de ces formes simples est conditionnée par la fragmentation et par l'ablation, elle-même interdépendante de l'aérothermodynamique. Ainsi en fonction de ce découpage et des hypothèses faites, la fragmentation peut être calculée ou supposée avoir lieu à une altitude fixée à 78 km environ. Il en résulte un certain nombre de fragments avec des formes différentes. Alors les modèles d'estimation de probabilité de survie ou les modèles d'ablation entrent en action sur la phase finale de la rentrée.

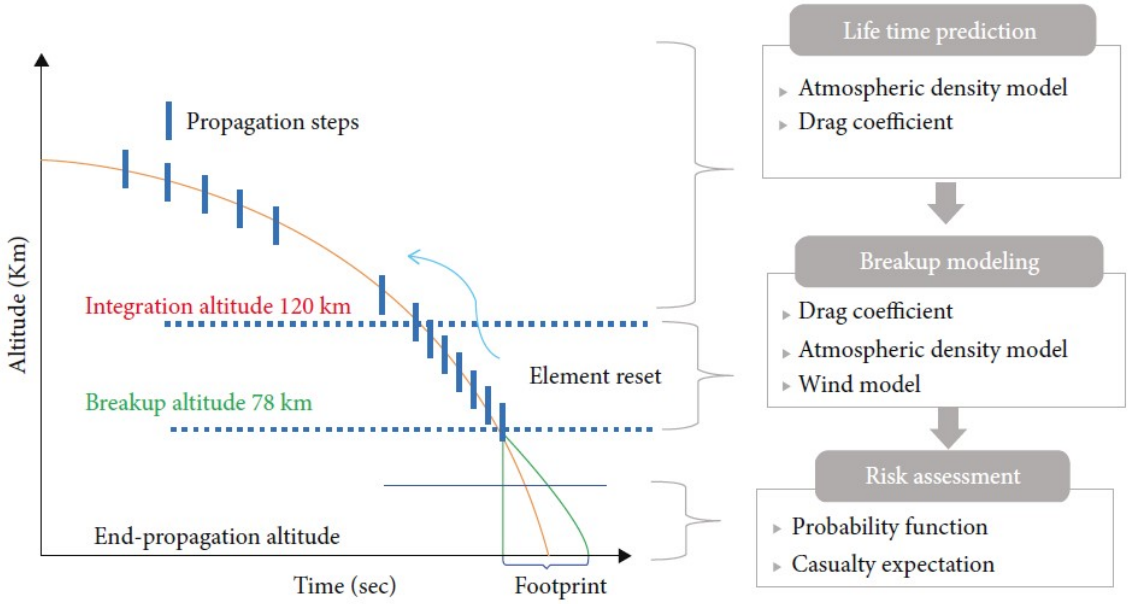
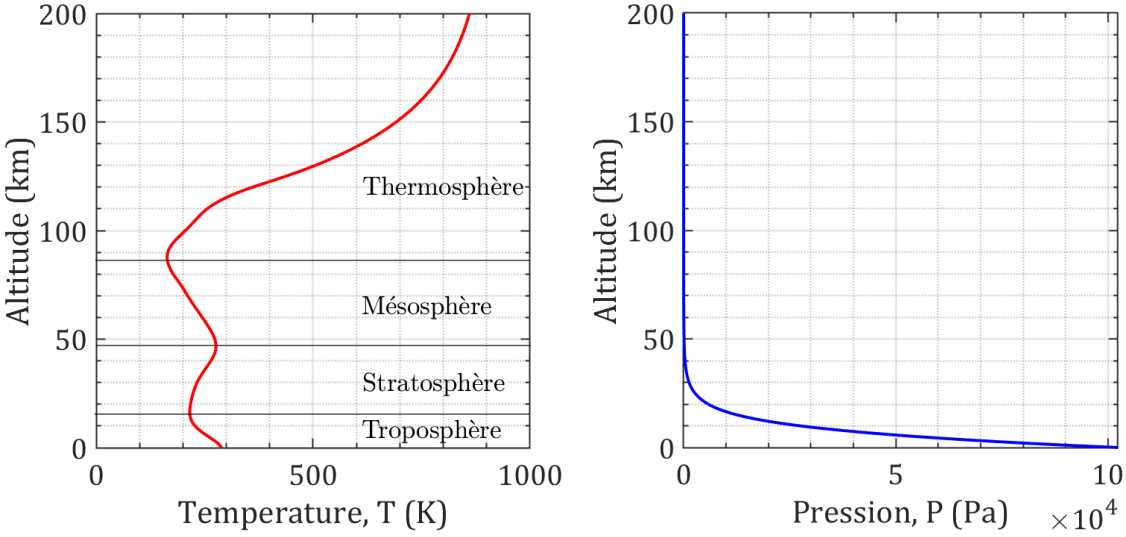


FIGURE 1.9 – Méthode des codes de rentrée pour le calcul de la trajectoire de rentrée d'un débris spatial non contrôlé. De LEE et al. (2018).

1.2.2 Modèle atmosphérique

L'atmosphère terrestre n'est pas homogène et peut être décomposée en plusieurs couches, que l'on retrouve sur la figure 1.10 (a). La température et la pression varient en fonction de l'altitude, voir la figure 1.10. Pour déterminer la trajectoire de rentrée, il faut connaitre les conditions de pression et de température que le débris va traverser en pénétrant dans l'atmosphère terrestre. Les conditions atmosphériques peuvent être calculées en utilisant un modèle. Il existe différents modèles atmosphériques terrestres. Un des plus utilisés est le U.S. Standard Atmosphere de 1976 (US-AIR-FORCE, 1976). Mais ce modèle est ancien et ne tient pas compte de l'activité solaire qui affecte l'évolution de la densité. En revanche, le modèle NRLMSISE-00 de PICONE et al. (2002), plus récent en tient compte, il est également recommandé par l'ESA. Pour la suite de l'étude, j'ai utilisé ce dernier. Les Russes proposent également un modèle nommé GOST2004 de CEFOLA et al. (2008) qui est très similaire à NRLMSISE-00 avec quelques décalages en altitude. Ces modèles reposent sur des méthodes empiriques obtenues par des mesures expérimentales de l'atmosphère.

L'atmosphère se densifie tout au long de la descente du débris modifiant ainsi les phénomènes physiques prédominants.



(a) (b)

FIGURE 1.10 – Évolution de la température et de la pression en fonction de l'altitude d'après le NRLMSISE-00 modèle (PICONE et al., 2002).

1.2.3 Régimes d'écoulement

L'augmentation de la densité avec la diminution de l'altitude modifie l'aérodynamique de l'objet rentrant. Cette modification du comportement collisionnel des particules est regroupée sous le terme d'effets de raréfaction. Pour caractériser la raréfaction du milieu on estime le comportement collisionnel des particules. Le libre parcours moyen est la distance moyenne parcourue par une particule entre deux collisions. Selon le VHS modèle ou modèle des sphères rigides variable développé par BIRD (1994), il peut être calculé grâce à l'équation 1.2.

$$\lambda = \frac{1}{\left(\sqrt{2}\pi\bar{d}^2 n\right)} \tag{1.2}$$

Avec $\bar{d} = 4,15.10^{-10}$ m le diamètre moléculaire diatomique moyen pour l'air de BIRD (1994 :page 20) et n est le nombre de particules par unité de volume appelé densité particulaire ou densité moléculaire. Cette dernière est calculée à partir de la pression de la température et de la constante de Boltzmann k, d'après la relation 1.3 des gaz parfaits.

$$n = \frac{P}{kT} \tag{1.3}$$

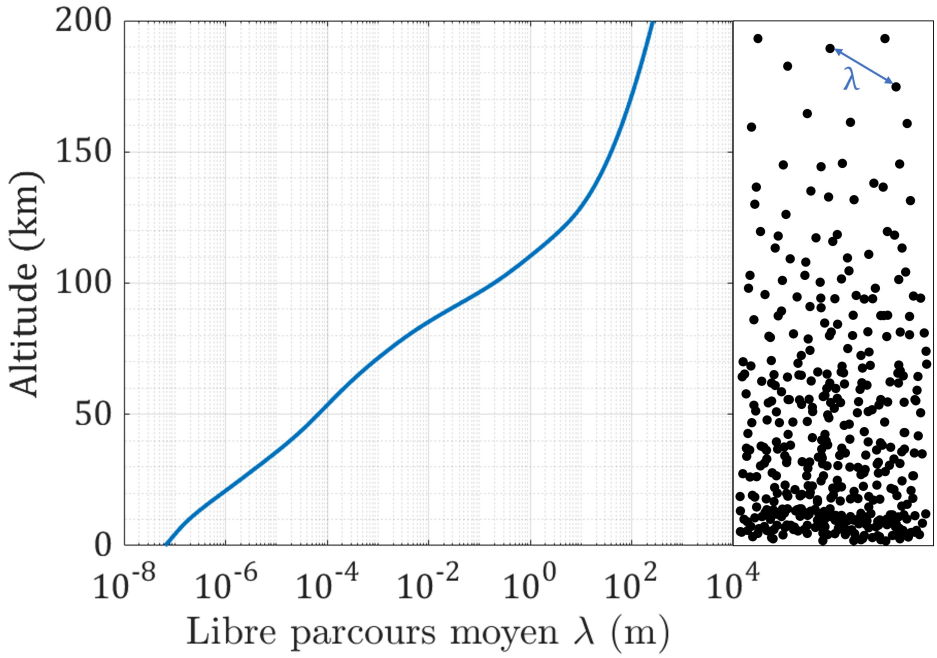


FIGURE 1.11 – Évolution du libre parcours moyen en fonction de l'altitude d'après le NRLMSISE-00 modèle (PICONE et al., 2002).

1.2.3.1 Continuité du milieu

Le comportement collisionel interparticules peut être caractérisé par le libre parcours moyen. Mais l'interaction de ces collisions avec un objet dépend également de la taille de l'objet. KNUDSEN (1934) propose un nombre adimensionnel (qui portera son nom) faisant le rapport entre le libre parcours moyen et la dimension caractéristique de l'objet, décrit dans l'équation 1.7. Le nombre de Knudsen permet de caractériser le degré de raréfaction.

$$Kn = \frac{\lambda}{L} \tag{1.4}$$

La classification des degrés de raréfaction a été établie par SCHAAF (1960) en fonction du nombre de Knudsen. L'ensemble de la classification du degré de raréfaction est résumé dans le tableau 1.5.

$Kn < 0,01$	Régime continu
$0,01 < Kn < 0,1$	Régime de glissement
$0,1 < Kn < 10$	Régime transitionnel
$10 < Kn$	Régime moléculaire libre

TABLE 1.5 – Classification des régimes d'écoulement en termes de continuité du milieu.

Le nombre de Knudsen qui caractérise le degré de raréfaction permet de définir des régimes d'écoulement tenant compte des phénomènes physiques observés. Ainsi à très haute altitude où le Knudsen est grand et la densité très faible, le libre parcours moyen est grand et les collisions sont en faible nombre. Il faut donc adopter une approche moléculaire d'où le nom de régime moléculaire libre. À basse altitude où la densité est forte, le libre parcours moyen est très petit et les collisions sont nombreuses, on peut donc adopter un modèle continu comme celui de Navier-Stokes pour caractériser le comportement macroscopique. C'est pourquoi il est nommé régime continu. Entre ces deux régimes, on trouve le régime de glissement qui est proche du régime continu, mais avec des hypothèses de viscosité prises en compte. Puis le régime transitionnel où les conditions aux limites de glissement ne suffisent plus. Les limites des modèles mathématiques utilisés en dynamique des fluides sont représentées sur la figure 1.12.

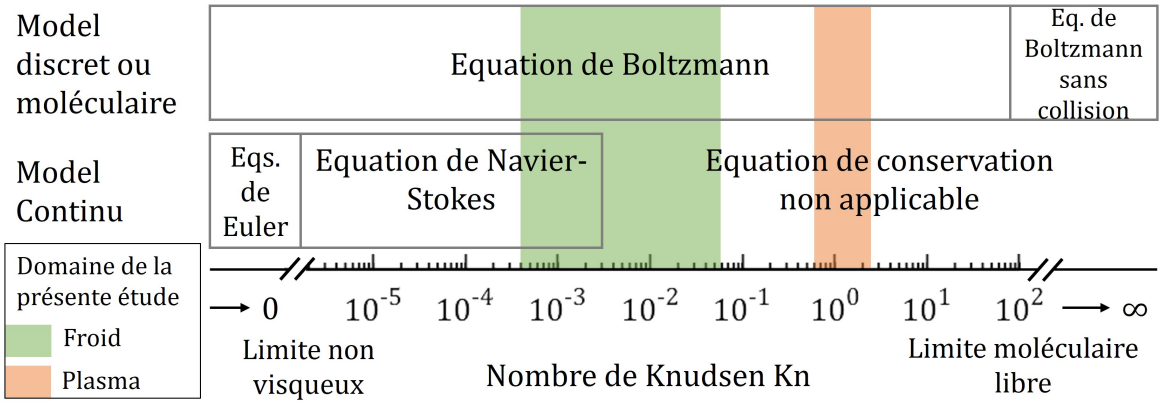


FIGURE 1.12 – Les limites des modèles mathématiques en fonction du nombre de Knudsen, adapté de BIRD (1994) ; SCHLEGAT (2016).

Sur la figure 1.12 est également reportée la gamme de travail en nombre de Knudsen de l'étude présentée qui sera abordée dans le chapitre 4 et 5. Si on prend l'exemple donné par KLINKRAD (2006) d'un objet sphérique avec une certaine vitesse initiale, on peut déterminer les altitudes auxquelles le régime d'écoulement change en fonction de la taille de l'objet comme représenté sur la figure 1.13. Mais les limites des régimes de raréfaction n'ont pas d'altitude fixe, car elles dépendent de la taille de l'objet, de ses conditions de vitesse et de température. Cela donne néanmoins un aperçu des altitudes considérées.

1.2.3.2 Vitesse

Lors de sa rentrée sur terre, le ou les débris traversent successivement 4 régimes d'écoulement : le régime moléculaire libre, le régime transitionnel, le régime de glissement et le régime continu. Ces régimes se distinguent par le nombre de Knudsen qui lui-même dépend de la taille de l'objet et de l'augmentation de la densité de l'atmosphère terrestre à basse altitude. Ces régimes sont représentatifs de la raréfaction du milieu. L'augmentation de la densité au cours de la rentrée va également freiner l'objet par friction, diminuant ainsi sa vitesse. De ce

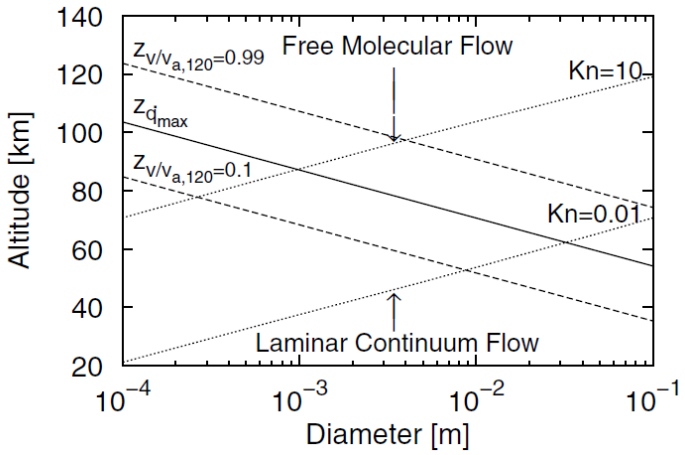


FIGURE 1.13 – Évolution du nombre de Knudsen en fonction de l'altitude et du diamètre d'un objet sphérique pour un angle de rentrée de $-2,5°$. De KLINKRAD (2006).

fait l'évolution de sa vitesse va modifier les phénomènes physiques prédominants regroupés dans des régimes de vitesse que l'on caractérise par le nombre de Mach.

$$Ma_\infty = \frac{u_\infty}{a} \tag{1.5}$$

Le nombre de Mach est le rapport entre la vitesse de l'objet et la vitesse du son dans l'environnement qu'il traverse, notée a. On dénombre une nouvelle fois quatre régimes de vitesse décrits dans le tableau 1.6.

$Ma < 0,8$	Régime subsonique
$0,8 < Ma < 1,2$	Régime transsonique
$1,2 < Ma < 5$	Régime supersonique
$5 < Ma$	Régime hypersonique

TABLE 1.6 – Classification des régimes d'écoulement en termes de vitesse.

Lors d'une rentrée atmosphérique, l'objet peut atteindre un nombre de Mach de 25. On peut donc établir une nouvelle cartographie des régimes d'écoulement tenant compte de la vitesse. PROBSTEIN (1961) prend l'exemple d'une sphère de 30,48 cm de rayon et d'une température de surface égale à celle de l'écoulement libre, pour laquelle il a calculé le libre parcours moyen en fonction de l'altitude et de la vitesse. La figure 1.14 montre les différentes altitudes auxquelles une sphère de 30,48 cm de rayon traverse les différents régimes d'écoulement en fonction de sa vitesse de déplacement, d'après les hypothèses faites.

Cette cartographie des régimes d'écoulement n'est valable que pour l'objet et les hypothèses considérées.

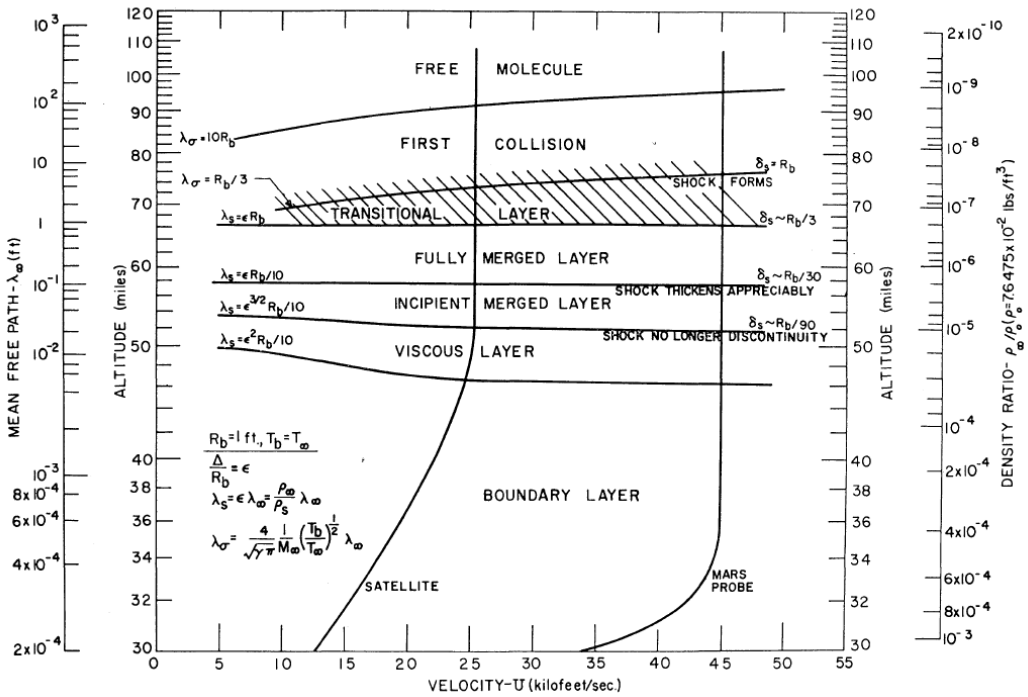


FIGURE 1.14 – Régimes d'écoulement raréfié au point d'arrêt d'un corps arrondi refroidi se déplaçant à des vitesses hypersoniques. De PROBSTEIN (1961).

1.2.3.3 Dynamique

Enfin un dernier nombre adimensionnel permet de caractériser le comportement dynamique de l'écoulement. Il s'agit du nombre de Reynolds qui permet de définir quatre régimes principaux : régime de Stokes, régime laminaire, régime transitoire et le régime turbulent.

$$Re = \frac{\rho U_\infty L_{ref}}{\mu} \tag{1.6}$$

Le nombre de Reynolds est fonction de la masse volumique ρ, de la vitesse U_∞, de la dimension caractéristique L_{ref} et de la viscosité dynamique μ. Il traduit en quelque sorte le ratio des phénomènes d'inertie/frottement dans un écoulement pour identifier quel est le phénomène prédominant. Ces trois nombres adimensionnels, le nombre de Knudsen, le nombre de Mach et le nombre de Reynolds sont liés par la relation 1.7 suivant SCHAAF et al. (1960) :

$$Kn = \sqrt{\frac{\gamma\pi}{2}}\frac{Ma}{Re} \propto \frac{Ma}{\sqrt{Re}} \tag{1.7}$$

Ainsi en fonction de l'altitude on peut établir une carte des phénomènes physiques prédominants que le débris spatial va rencontrer en traversant une multitude de régimes d'écou-

lement. La figure 1.15 nous donne un exemple de cette répartition qui diffère d'un objet à l'autre, car elle dépend de sa taille et de l'évolution de sa vitesse. Cette figure fournit une

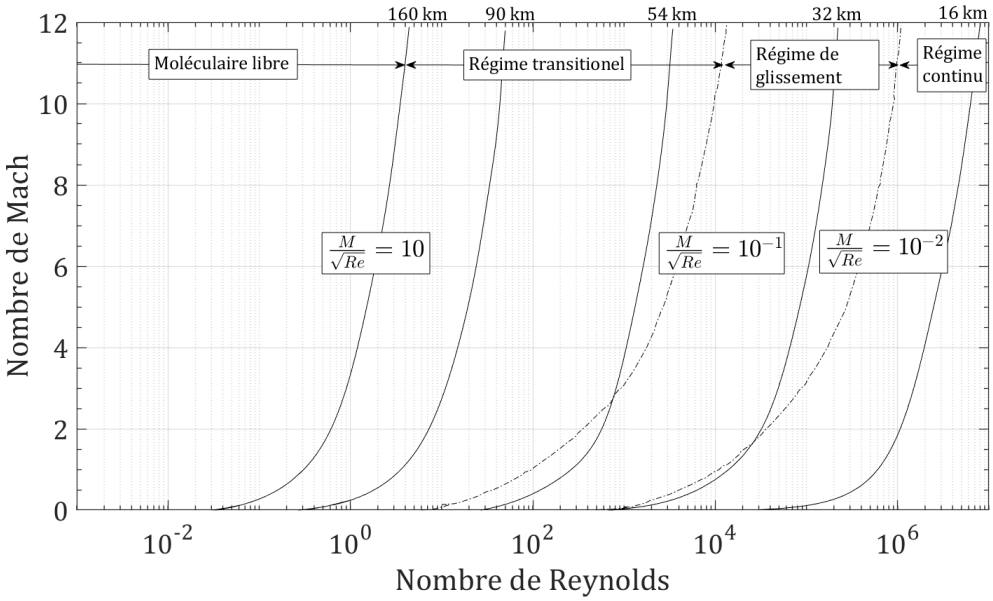


FIGURE 1.15 – Régimes d'écoulement en fonction du nombre de Mach et du nombre de Reynolds pour une sphère de 10 cm de diamètre.

perception de ce que pourraient être les limites du régime d'écoulement en fonction du nombre de Mach et du Nombre de Reynolds.

1.2.3.4 Paramètre de raréfaction

La définition de ces régimes de raréfaction fait encore aujourd'hui l'objet de discussions telles que celles dans les travaux de MACROSSAN (2007). En effet, les frontières entre les différents régimes d'écoulement ne sont pas identiques selon le paramètre de référence pris en compte. Pour qualifier la raréfaction d'un écoulement, le paramètre souvent utilisé dans la littérature est le nombre de Knudsen, comme vu précédemment page 18. Cependant, les limites du régime d'écoulement basées uniquement sur le nombre de Knudsen ne conviennent que pour l'écoulement subsonique. En effet, au-delà de ce régime, le nombre de Knudsen devient local et ne peut plus être considéré comme un paramètre global de raréfaction. En effet, pour un écoulement supersonique, λ qui varie selon la densité et la température, devient une quantité locale.

En régime raréfié, les collisions sont insuffisantes pour obtenir l'équilibre « transitionnel » thermodynamique. La rupture de cet équilibre marque de ce fait le début du régime raréfié, elle est caractérisée par le «breakdown parameter» présenté pour la première fois par HSUE-SHEN TSIEN (1946). Il existe différents paramètres :

Paramètre de Hsue-Shen Tsien (1946)

$$\overline{V} = \frac{Ma_\infty}{\sqrt{Re_\infty}} \tag{1.8}$$

Paramètre de Cheng (1961)

$$K_c^2 = C^* \frac{Ma_\infty}{\sqrt{Re_\infty}} \tag{1.9}$$

Avec $C^* = \mu^* T_\infty / \mu_\infty T^*$

Paramètre de Bird (1970)

$$\overline{P} = \frac{Ma_\infty^2}{Re_\infty} \tag{1.10}$$

Malgré le caractère statique du nombre de Knudsen, dans un souci de comparaison de l'étude présentée ci-après avec les modèles présents dans la littérature, j'utiliserai le nombre de Knudsen.

1.2.4 Modélisation de l'aérodynamique des débris

La trajectoire de rentrée des débris est calculée à l'aide de modèles en fonction du régime dans lequel se trouve le débris. Pour mieux appréhender l'analyse d'une rentrée, prenons un exemple : le prochain événement majeur de rentrée de débris est potentiellement le télescope spatial Hubble à l'horizon 2027 avec une masse de 11,8 tonnes et un risque de 1 pour 250 d'après Smith et al. (2005).

Après avoir défini le modèle atmosphérique, les codes déterminent principalement la trajectoire de rentrée par un calcul balistique avec 3 ou 6 degrés de liberté. Pour comprendre les difficultés du calcul de la trajectoire de rentrée, nous allons simplifier le problème et prendre l'exemple d'un objet en chute libre sans portance en 2 dimensions.

En faisant un bilan des forces représentées sur la figure 1.16, s'appliquant sur Hubble, on obtient l'équation suivante :

$$m\frac{d\overrightarrow{u}}{dt} = \overrightarrow{P} + \overrightarrow{F_x} \tag{1.11}$$

Avec :

- m : la masse de l'objet en kg
- u : la vitesse de l'objet en $\mathrm{m\,s^{-1}}$
- P : le poids en N
- F_x : la force de traînée en N

La force de traînée est définie comme étant la composante des efforts qui s'opposent au mouvement d'un corps dans un fluide. Elle est provoquée par la pression et le frottement des

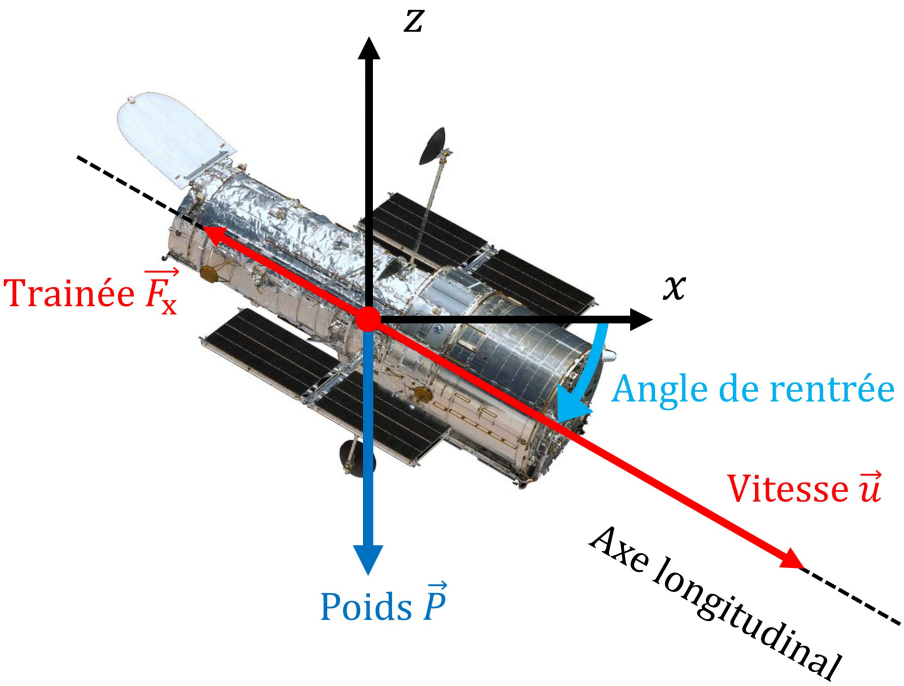


FIGURE 1.16 – Schématisation des forces subies par un objet effectuant une rentrée balistique.

molécules sur la surface.

$$F_x = \frac{1}{2}\rho S_{ref} u^2 C_x \tag{1.12}$$

Avec :

- C_x : le coefficient de traînée, nombre sans dimension, déterminé expérimentalement pour chaque géométrie et régime d'écoulement.
- ρ : la densité du milieu, en $\mathrm{kg\,m^{-3}}$ elle dépend de l'altitude z
- u : la vitesse de l'objet $\mathrm{m\,s^{-1}}$
- S_{ref} : la surface de référence, en $\mathrm{m^2}$.

Lorsqu'on remplace le poids et la traînée dans l'équation, 1.11 on obtient :

$$m\frac{d\vec{u}}{dt} = m\vec{g} + \frac{1}{2}\rho(z)\vec{u}(z)^2 \times S_{ref}C_x \tag{1.13}$$

On définit par convention le coefficient balistique β (en $\mathrm{kg\,m^{-2}}$) par l'équation 1.14.

$$\beta = \frac{m}{S_{ref}C_x} \tag{1.14}$$

Ainsi la décélération subie par le corps est directement liée à sa force de traînée par la relation :

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \vec{g} + \frac{1}{2}\rho(z)\vec{u}(z)^2\beta \tag{1.15}$$

Pour modéliser l'évolution de l'attraction gravitationnelle de l'objet par la Terre, nous ne prendrons en compte que l'altitude. Connaissant la masse de la Terre, $M_T = 5,972.10^{24}$ kg, la constante gravitationnelle, $G = 6,674.10^{-11}\ m^3.kg^{-1}.s^{-2}$, son rayon à l'équateur, $R_T = 6378.10^3$ m et en supposant que z est l'altitude en mètre, l'accélération de pesanteur, g, peut être exprimée par l'équation 1.16.

$$g = \frac{GM_T}{(R_T + z)^2} \tag{1.16}$$

La décélération subie par un objet lors de sa traversée de l'atmosphère est inversement proportionnelle au coefficient balistique de cet objet. Ce coefficient, qui est le rapport entre la masse par unité de surface de l'objet et son coefficient de traînée, pilote l'accélération donc la trajectoire. La difficulté réside donc dans la prédiction de ces paramètres. D'autant plus qu'ils sont dépendants des phénomènes physiques se produisant pendant la rentrée, cela est abordé à la page 15. En effet, le rapport m/S_{ref} qui définit la masse surfacique, change lorsque l'objet commence à s'ablater. De plus, le coefficient de traînée C_x est ajusté en fonction du type d'objet (sphère, cylindre, boîte ou plaque plane), du régime d'écoulement (continu,transitionnel, ou moléculaire libre), du régime de vitesse (donnée par le nombre de Mach), de la dynamique (donnée par le nombre de Reynolds) et de l'orientation (rotation, etc.).

1.2.5 Coefficient de traînée

Le coefficient de traînée est un nombre adimensionnel qui caractérise la force de traînée, aussi appelée "la résistance de l'air" par Eiffel. Il s'agit de la force qui s'oppose au mouvement d'un objet dans un fluide tel que l'air. Ce nombre adimensionnel dépend de la forme de l'objet et du régime d'écoulement dans lequel ce dernier se trouve. Le calcul de ce coefficient a fait l'objet de très nombreuses recherches expérimentales, en particulier dans des installations qui recréent des écoulements appelés soufflerie. C'est le cas notamment des recherches de Eiffel (1912) dans son ouvrage "La résistance de l'air" pour ne citer que lui. La figure 1.17 ci-contre, reprend le recueil fait par Hoerner (1965) des coefficients de traînée pour des géométries canoniques en deux et trois dimensions, telles que la sphère, le cube, le cône, le cylindre, etc. L'écoulement vient de la gauche pour toutes les formes présentes sur la figure 1.17, comme le représentent les flèches de la première forme.

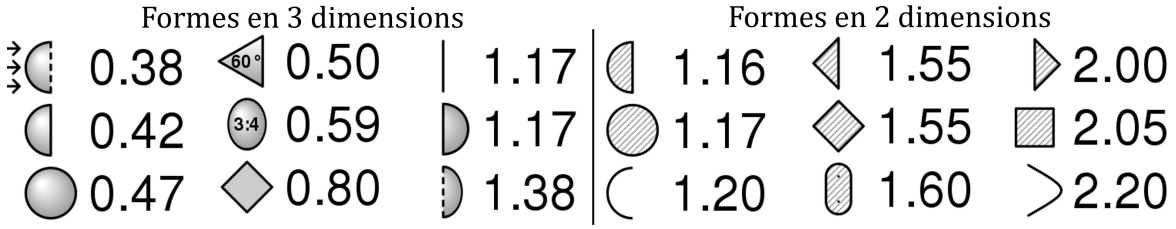


Figure 1.17 – Coefficients de traînée de formes canoniques pour des nombres de Reynolds entre 10^4 et 10^6. Illustration de **Cmglee**, source : Hoerner (1965).

On remarque qu'il y a autant de coefficients de traînée que de diversité de formes étudiées. Il est impossible de caractériser chaque forme de chaque débris effectuant une rentrée atmosphérique. C'est pourquoi la connaissance du C_x de formes simples permet la décomposition d'un satellite par exemple, en formes élémentaires. Cependant ces coefficients résumés par Hoerner ne sont valables que pour certaines conditions d'écoulement. En effet, le coefficient de traînée varie d'une forme à l'autre, mais aussi en fonction du régime d'écoulement, comme nous allons le souligner. Pour étayer ces propos, nous étudierons l'exemple du coefficient de traînée d'une sphère, qui est une géométrie assez commune.

1.2.5.1 Exemple d'une sphère en régime continu

Nous allons ici traiter le cas d'une sphère, car c'est une forme canonique qui a été très étudiée par le passé.

En régime continu la détermination du coefficient de traînée a fait l'objet de beaucoup d'études numériques et expérimentales. Dans les années 60, de nombreux travaux expérimentaux ont été réalisés pour mesurer les coefficients aérodynamiques des formes simples et pour des conditions d'écoulement couvrant aussi bien le régime continu que le régime raréfié.

Bailey notamment, a mené une série d'expériences pour étudier le comportement de la force de traînée d'une sphère dans le moyen d'essais aérobalistique *Von Karman Gas Dynamics Facility* de l'US Air Force. Ces expériences ont permis d'établir une base de données dans le domaine de vol, avec des nombres de Mach compris entre 0,1 et 6 et des nombres de Reynolds $2.10^1 < \mathrm{Re} < 10^5$ (Bailey, 1966 ; Bailey et Hiatt, 1972 ; Bailey, 1974 ; Bailey et Starr, 1976). On peut aussi citer les travaux de Kinslow et Potter (1963), qui ont aussi étudié le comportement aérodynamique des sphères dans la même installation que Bailey en réalisant des mesures par 'vol libre' et par balance aérodynamique pour des nombres de Knudsen allant de 10^{-4} à 10.

A la même période, dans l'université de Berkeley, Aroesty (1962) a mené une étude très complète pour mesurer les coefficients de traînée des sphères dans des écoulements à des nombres de Mach de 2, 4 et 6, et à des nombres de Reynolds compris entre 10 et 10 000, pour les sphères refroidie.

Plus récemment Loth et al. (2021) ont développé des simulations d'écoulement en régime continu et raréfié qui ont été combinées avec l'ensemble élargi de données expérimentales existantes dans la littérature dans le but d'améliorer la description quantitative du coefficient de traînée dans une large gamme de nombres de Knudsen et de Reynolds.

Influence du régime de vitesse sur C_x

L'influence du nombre de Mach sur le coefficient de traînée d'une sphère pour un nombre de Reynolds compris entre $10\ 000 \leq \mathrm{Re} \leq 1\ 000\ 000$, s'arrête à Mach = 4 en régime continu.

On parle alors d'indépendance du nombre de Mach en régime hypersonique pour des nombres de Reynolds élevé.

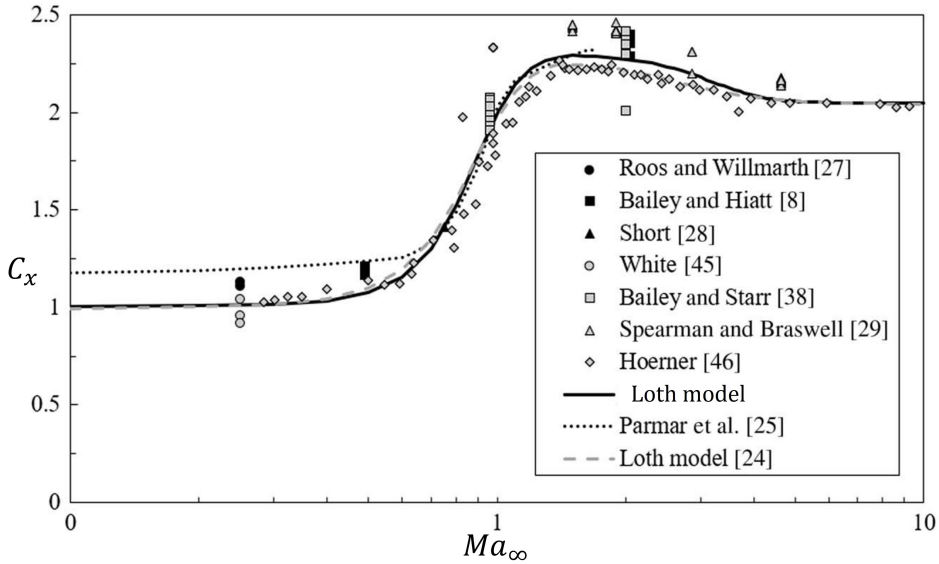


FIGURE 1.18 – Coefficient de traînée d'une sphère en fonction du nombre de Mach aux conditions sous-critiques dans le régime de traînée basé sur le principe de Newton comprenant les résultats expérimentaux. De LOTH et al. (2021).

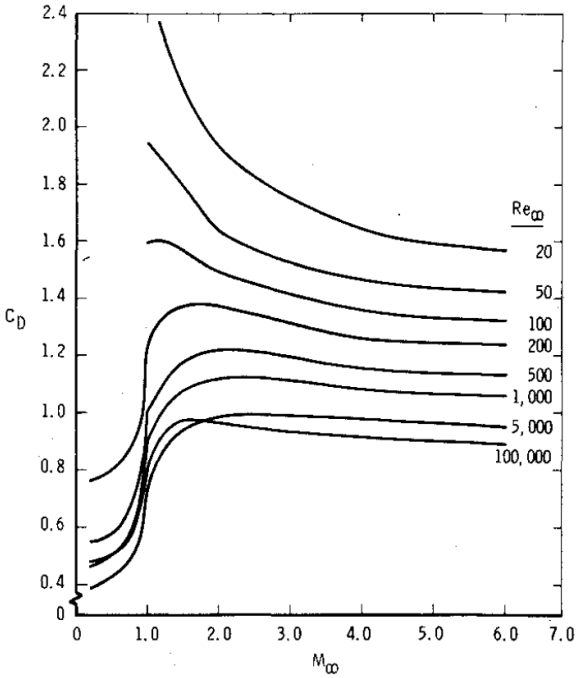


FIGURE 1.19 – Variation du coefficient de traînée de la sphère en fonction du nombre de Mach à vitesses subsoniques et supersoniques et $T_w/T_\infty = 1$. De BAILEY et HIATT (1972).

On remarque, sur la figure 1.19 que le coefficient de traînée dépend cependant du régime

dynamique à plus faible nombre de Reynolds, et ce quel que soit le nombre de Mach. Sur la figure 1.19 le coefficient de traînée est noté C_d (Drag coefficient).

Influence de la dynamique sur C_x

En régime continu, le coefficient de traînée pour des nombres de Mach supérieurs à 4 dépend donc du régime dynamique dans lequel l'écoulement s'inscrit. La figure 1.20 présente la variation du coefficient de traînée d'une sphère en fonction du nombre de Reynolds pour un écoulement continu incompressible. Le nombre de Reynolds qui traduit la dynamique de l'écoulement, permet d'identifier des phénomènes tels que la crise de traînée, elle correspond à une chute brutale du coefficient de traînée au passage de la couche limite du régime laminaire au turbulent. On notera le coefficient de traînée en régime continu C_{x_c}

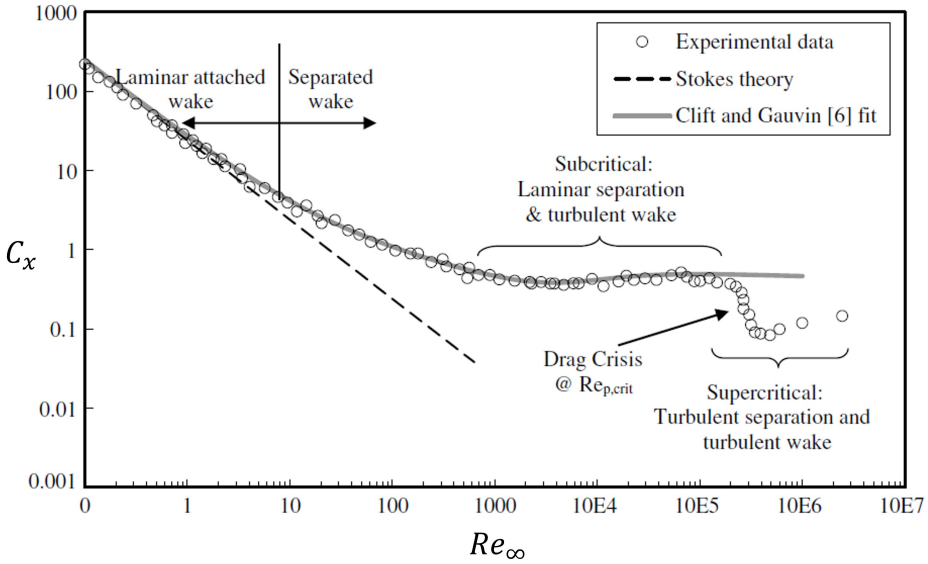


FIGURE 1.20 – Coefficient de traînée pour une sphère lisse à différents nombres de Reynolds pour un écoulement continu incompressible, données expérimentales de WHITE (1991) et HOERNER (1965). De LOTH et al. (2021).

1.2.5.2 En régime moléculaire libre

Le régime moléculaire libre est le plus haut degré de raréfaction. Il correspond à un libre parcours moyen dix fois supérieur à la dimension caractéristique de l'objet. Dans ce régime les probabilités de chocs entre deux molécules sont inférieures aux probabilités de choc entre une molécule et une paroi. En d'autres termes, les molécules qui heurtent la surface de l'objet sont réfléchies sans collision secondaire avec d'autres molécules. Ce qui nécessite une approche moléculaire.

La détermination du coefficient de traînée en régime moléculaire libre peut être donnée par modèle analytique comme celui de SCHAAF et CHAMBRE (1958) qui fait le compromis entre la réflexion parfaitement spéculaire ou diffuse. PATTERSON (1971) propose également un autre

modèle analytique. Le coefficient de traînée dans ce régime varie de 2,2 à 2,6 en fonction du modèle. D'autres ont déterminé cette limite par expérience comme Koppenwallner et Leggef (1985) ou Dogra et al. (1991). On notera le coefficient de traînée en régime moléculaire libre $C_{x_{ml}}$ et il vaut d'après Koppenwallner et Leggef (1985) pour une sphère 2,66.

1.2.5.3 En régime transitionnel

En régime transitionnel, qui fait la jonction entre le régime continu et le régime moléculaire libre, on utilise des fonctions de raccordement déterminées de façon empirique pour décrire l'évolution du C_x en fonction du degré de raréfaction. Ces fonctions sont de la forme de l'équation 1.17.

$$C_{x_{trans}} = C_{x_c} + (C_{x_{ml}} - C_{x_c}) f(Kn) \tag{1.17}$$

La fonction dépendant du nombre Knudsen diffère suivant les auteurs. Blanchard et Buck (1986) par exemple a proposé une fonction en sinus carré. Celle de Lips et Fritsche (2005) est utilisée dans le code de rentrée ORSAT.

Ces fonctions sont définies à partir de données expérimentales telles que celle de Aroesty (1962) ou par des modélisations *Computational Fluid Dynamics* (CFD) comme Kissel (2003) ou DSMC comme Overell (2003) et Macrossan (2007).

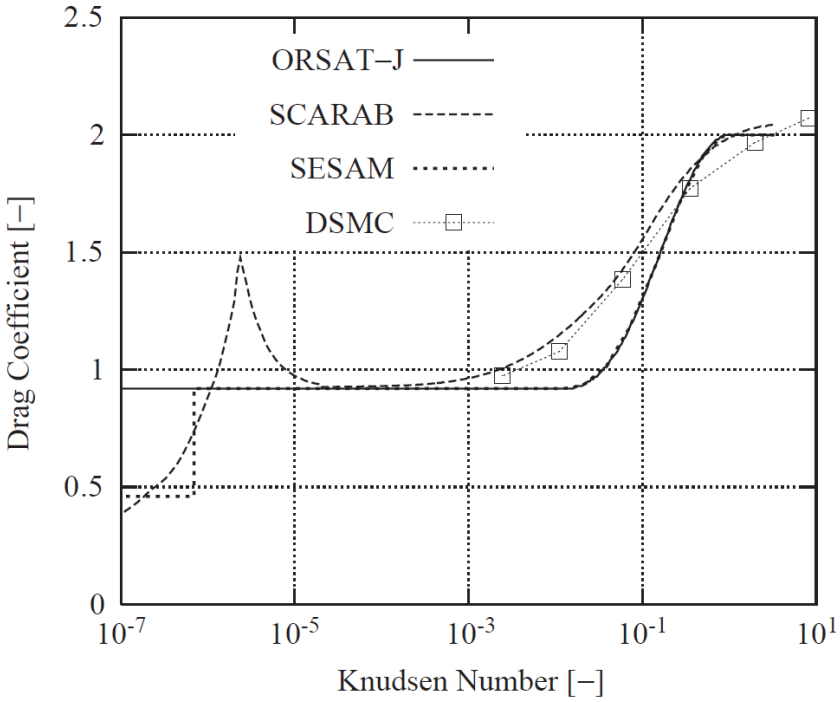


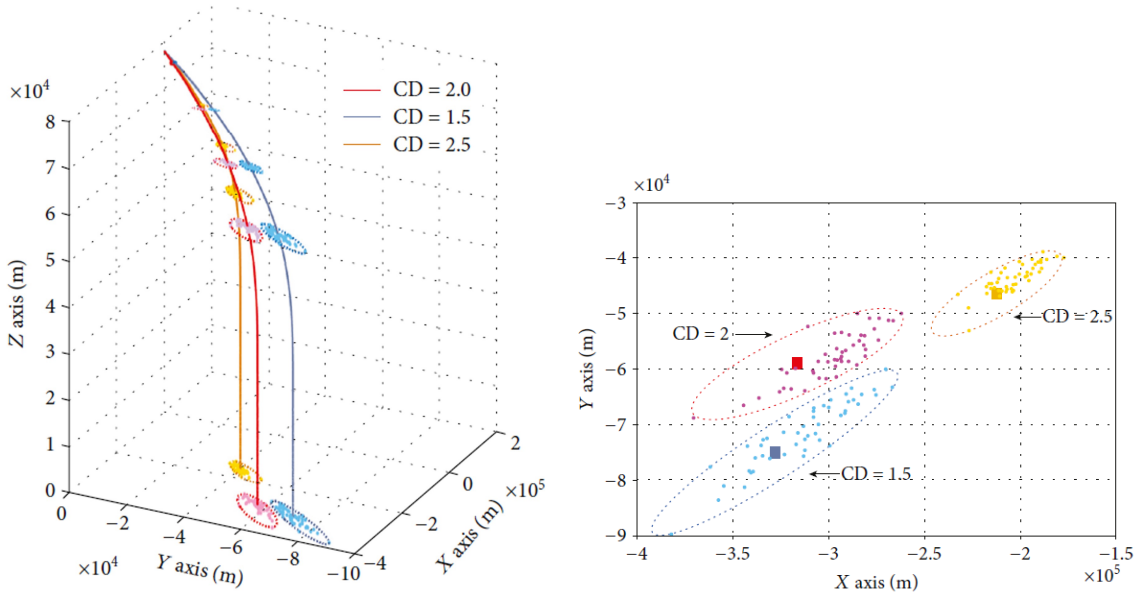
Figure 1.21 – Comparaison de fonctions de raccordement de différents codes de rentrée donnant l'évolution du coefficient de traînée d'une sphère en fonction de la raréfaction du milieu. De Lips et Fritsche (2005).

1.2.6 Phénomène aérothermodynamique/ablation

Même s'il n'est pas aisé de déterminer le coefficient de traînée d'un objet de géométrie canonique connue traversant les différents régimes d'écoulement constitutifs de la rentrée atmosphérique, cela l'est encore moins pour un objet dont la forme et la masse évoluent au cours du temps. En effet, les flux thermiques et les forces engendrées par les écoulements haute vitesse provoquent la dégradation de l'objet au fur et à mesure de sa descente modifiant de ce fait l'ensemble du coefficient balistique.

1.2.6.1 Fragmentation

L'aérothermodynamique est l'étude des transferts thermiques majoritairement convectifs provoqués par les phénomènes aérodynamiques que subit l'objet. Ils dépendent de plusieurs aspects : la géométrie de l'objet, le régime d'écoulement. Ces effets thermiques peuvent, en fonction des matériaux et de la structure constitutifs de l'objet, provoquer une fragmentation. Le débris devient alors une multitude de débris avec chacun une trajectoire propre, des géométries et des masses diverses et variées. En fonction du débris son altitude de fragmen-



(a) (b)

FIGURE 1.22 – Trajectoires possibles de rentrée en fonction du coefficient de traînée choisi (a) ainsi que la trace au sol des fragments (b). De LEE et al. (2018).

tation peut varier. Les codes de calcul l'estiment à 75 km en se basant sur des observations et des tests au sol (KLINKRAD, 2006). En plus de multiplier le nombre de débris, la fragmentation complexifie l'aérodynamique de chaque fragment s'ils interagissent entre eux. Ainsi LAURENCE et al. (2007) ; LAURENCE et al. (2012) ont mis en avant les possibles effets d'interaction de fragments qui peuvent contribuer à modifier la trajectoire et même augmenter la

survivabilité d'un fragment dans le sillage d'un autre. La figure 3.1 extraite de l'étude de Lee et al. (2018) montre l'impact du coefficient de traînée sur la trajectoire ainsi que la répartition des fragments qui en découle.

1.2.6.2 Ablation

Durant la phase de descente, les transferts thermiques et la cinétique du gaz peuvent déclencher un second phénomène qui est l'ablation. Il s'agit d'un phénomène complexe, multi physique durant lequel les couches externes de l'objet vont subir des transformations. Ces transformations sont principalement dues à des réactions chimiques hétérogènes d'oxydation voir de sublimation, qui couche par couche vont dégrader la matière rendant la surface rugueuse. La modification de l'état de surface de l'objet peut suffire à le faire passer d'un régime local laminaire à turbulent modifiant de surcroit le flux de chaleur et la vitesse de dégradation du matériau.

1.3 Positionnement de la thèse

Mon travail de thèse s'inscrit dans la volonté de l'équipe de démarrer une activité de recherche expérimentale sur la problématique des débris spatiaux. À l'heure actuelle, les efforts sont portés par les agences spatiales internationales sur le développement de codes de calcul afin de prédire les trajectoires de débris et leur potentielle destruction (ou survie) lors de leur rentrée atmosphérique. Néanmoins, ces codes de simulation numérique doivent continuer à être confrontés aux données expérimentales de différents types et pour différentes conditions. Le but de ces comparaisons est d'améliorer le degré de prédiction des simulations pour se placer sous les seuils d'acceptabilité. Dans ce contexte, deux géométries seront étudiées à l'aide de deux souffleries sous des aspects purement aérodynamiques (coefficient de traînée) et thermiques (ablation). Différents diagnostics pluridisciplinaires seront mis en œuvre afin de construire une base de données expérimentale pouvant alimenter les codes de simulation numérique.

1.3.1 Objectifs de la thèse

- Mesurer les coefficients aérodynamiques en régime transitionnel de formes canoniques.
- Caractériser les phénomènes physiques en jeu dans l'aérodynamique en régime transitionnel.
- Fournir des données expérimentales pour améliorer les codes de calculs.
- Proposer une fonction de raccord pour caractériser le coefficient de traînée des deux géométries étudiées en régime transitionnel.
- Caractériser l'influence de la phase plasma sur la trajectoire de rentré.
- Identifier à l'issue de ces recherches les futurs grands axes de recherche pour l'équipe.

1.3.2 Vue d'ensemble de la thèse

Pour répondre à ces objectifs, ce travail de recherche comporte deux volets expérimentaux : une première étude en écoulement supersonique froid menée avec la soufflerie MARHy, et une seconde en écoulement supersonique plasma réalisée avec la soufflerie PHEDRA. Pour présenter mon projet de recherche, ce manuscrit s'articule en 6 chapitres.

Le premier chapitre est dédié à l'état de l'art et au positionnement de cette étude. Les deux installations expérimentales de la plateforme *Facilities for Aerothermodynamics & Supersonic Technologies* (FAST) sont décrites dans la première partie du deuxième chapitre. Les diagnostics associés sont détaillés dans la seconde partie.

Pour analyser le comportement aérodynamique des objets étudiés, une balance de poussée s'est avérée indispensable. J'ai donc développé une balance dard deux axes adaptée aux conditions expérimentales de la soufflerie MARHy. Le troisième chapitre est entièrement consacré à la description détaillée de la conception, du développement et des performances de la balance.

Le quatrième chapitre est dédié au premier volet de recherches, visant à étudier les effets de raréfaction sur le comportement aérodynamique des sphères et des cubes. La première partie met en place les conditions expérimentales ainsi que les protocoles et les méthodes d'analyse. La seconde partie présente les résultats obtenus de même que l'analyse physique de la forme du choc et des coefficients aérodynamiques. Dans la troisième partie, la comparaison des coefficients aérodynamiques entre les sphères et les cubes est présentée. A partir des résultats obtenus je propose une fonction de raccordement qui dépend du nombre de Mach et des effets de viscosité liés à la raréfaction. Ce chapitre se termine par l'étude du comportement aérodynamique des coefficients aérodynamiques des cubes avec différentes orientations par rapport à l'écoulement.

Les effets d'un écoulement à haute enthalpie sur le comportement aérodynamique des sphères sont présentés dans le cinquième chapitre. Différentes dimensions de sphères ont été soumises à basse pression à un écoulement plasma supersonique. Le coefficient aérodynamique est mesuré et analysé en fonction des différents effets physiques produits par la présence de l'écoulement ionisé.

L'ensemble des résultats obtenus est résumé dans la conclusion, où je propose un calcul simplifié de la trajectoire d'une rentrée balistique d'une sphère pour évaluer les écarts d'impact au sol. Ceux-ci sont induits par des variations de coefficients de traînée considérés en fonction de l'altitude. Les perspectives d'études, pour poursuivre et compléter ce travail de recherche, parachèvent le manuscrit.

Chapitre 2

Moyens d'essais

Sommaire

2.1 L'Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement 34
2.1.1 Plateforme FAST 34
2.2 Moyen d'essai MARHy 35
2.2.1 Description 35
2.2.2 Performances 38
2.3 Moyen d'essai PHEDRA 40
2.3.1 Description 40
2.3.2 Performances 44
2.4 Méthodes de diagnostics 45
2.4.1 Visualisation par luminescence 45
2.4.2 Pression par sonde de Pitot 46
2.4.3 Spectrométrie d'émission 49
2.4.4 Thermographie infrarouge 50
2.5 Conclusion 51

2.1 L'Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement

L'Institut de Combustion Aérothermique Réactivité et Environnement (ICARE), situé sur le campus du Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) à Orléans, possède sa configuration actuelle depuis 2007. Il résulte de la fusion du Laboratoire d'Aérothermique de Meudon et du Laboratoire de Combustion et des Systèmes Réactifs (LCSR). Le laboratoire est une unité propre du CNRS appartenant au département scientifique INSIS. Ce regroupement a pour objectif de renforcer la contribution de la recherche au développement des technologies aérospatiales françaises et d'augmenter sa visibilité européenne et internationale. Le laboratoire ICARE comporte trois axes de recherche :

- Combustion & systèmes réactifs
- Atmosphère & Environnement
- Propulsion spatiale & écoulements à grande vitesse

C'est dans cette dernière thématique que s'inscrit ce travail de recherche.

2.1.1 Plateforme FAST

La plateforme expérimentale FAST est un héritage des moyens d'essais supersoniques et hypersoniques appartenant anciennement au Laboratoire d'Aérothermique de Meudon. Cette plateforme se distingue des autres moyens d'essai supersoniques et hypersoniques existants dans le monde par la complémentarité de ses installations. En effet, elle se compose de trois souffleries, dont l'ensemble des performances permettent de recréer artificiellement les différents régimes d'écoulement responsables des phénomènes physiques observés lors d'une rentrée atmosphérique. Chaque soufflerie est dédiée à l'étude de phénomènes spécifiques qui se produisent à des altitudes différentes en fonction des conditions de rentrée. Ces 3 souffleries, dans l'ordre d'émergence des phénomènes physiques, sont :

MARHy haute altitude, soufflerie super/hypersonique raréfiée

PHEDRA moyenne altitude, soufflerie supersonique haute enthalpie

EDITH basse altitude, soufflerie supersonique

La figure 2.1 illustre grossièrement les différents régimes d'écoulements traversés lors d'une rentrée terrestre que nous sommes en mesure d'étudier grâce aux moyens d'essais de la plateforme FAST.

Comme évoqué précédemment dans le chapitre 1, le projet de recherche porte essentiellement sur le régime transitionnel et le régime de glissement. C'est pourquoi, dans la suite de ce manuscrit nous ne parlerons plus du moyen d'essais EDITH consacré à l'étude de vectorisation de la poussée d'un jet de tuyère supersonique, en régime continu.

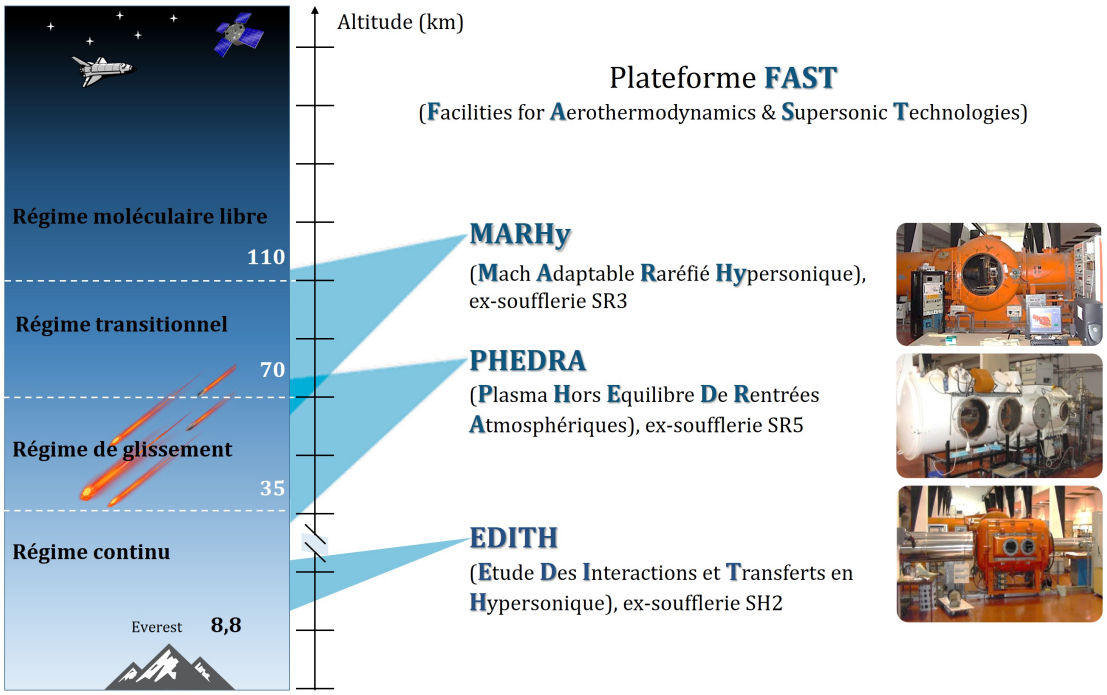


FIGURE 2.1 – Régime de fonctionnement des différentes souffleries avec altitudes indicatives pour une longueur de référence de 10 cm.

2.2 Moyen d'essai MARHy

Le moyen d'essai MARHy est une soufflerie supersonique hypersonique raréfiée à fonctionnement continu. Cette soufflerie permet la reproduction d'écoulements rencontrés par les débris à très haute altitude, 120 km, jusqu'à la phase plasma. Elle est composée principalement d'un caisson d'expériences, d'un jeu de tuyères et d'un groupe de pompage. Les figures 2.2 et 2.3 en montrent une description détaillée.

2.2.1 Description

Le caisson d'expériences de la soufflerie MARHy est composé de 3 parties : la chambre de stabilisation, la chambre d'essais, et le diffuseur qui conduit au groupe de pompage.

La chambre de stabilisation permet d'obtenir les conditions génératrices nécessaires à la création du flux isentropique par la tuyère. Elle se compose d'un cylindre long de 2,6 m et large de 1,2m. Elle est équipée d'une vanne d'entrée ajustable pour le gaz, suivie d'un cône permettant de casser le jet d'entrée afin d'éviter toutes turbulences à l'intérieur de la chambre. Un capteur de pression permet d'y contrôler la pression. Pour les écoulements supersoniques, cette chambre sert de réservoir de gaz et permet d'alimenter en continu la tuyère. En mode de fonctionnement hypersonique, elle est ouverte et permet d'accueillir la tuyère hypersonique et

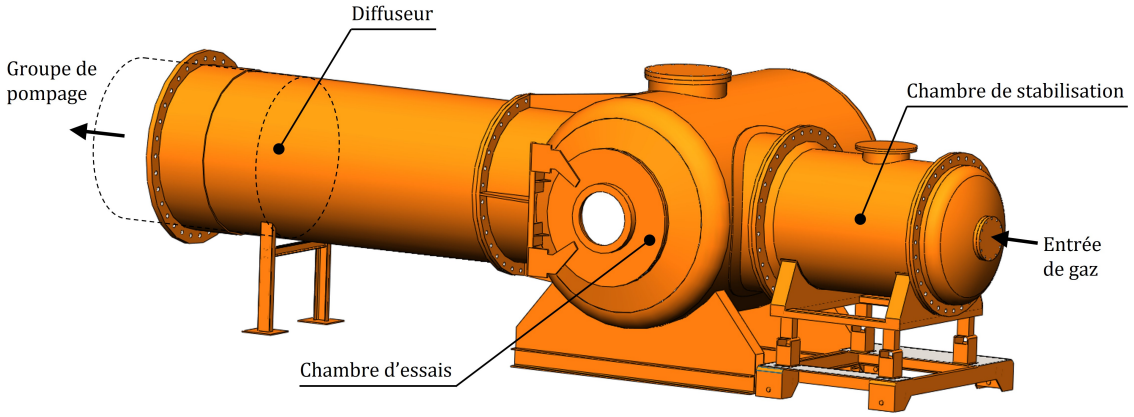


FIGURE 2.2 – Modélisation 3D de la soufflerie MARHy.

son réchauffeur ainsi que l'ensemble du système de refroidissement de la tuyère hypersonique. La chambre de stabilisation se termine par une tuyère qui fait l'interface avec la chambre d'essais.

La chambre d'essais est connectée à la chambre de stabilisation par une tuyère, elle mesure 2,3m de diamètre et 5m de large. Elle est équipée d'une multitude de brides permettant le passage des instruments de mesure. Elle est également dotée de hublots sur ses extrémités permettant la visualisation et les mesures optiques. Enfin elle est munie d'un système de déplacement comportant 3 axes qui facilitent l'expérimentation. Une porte de 1,2m de diamètre permet l'accès à l'intérieur de la chambre afin d'y installer les éléments nécessaires à l'expérience.

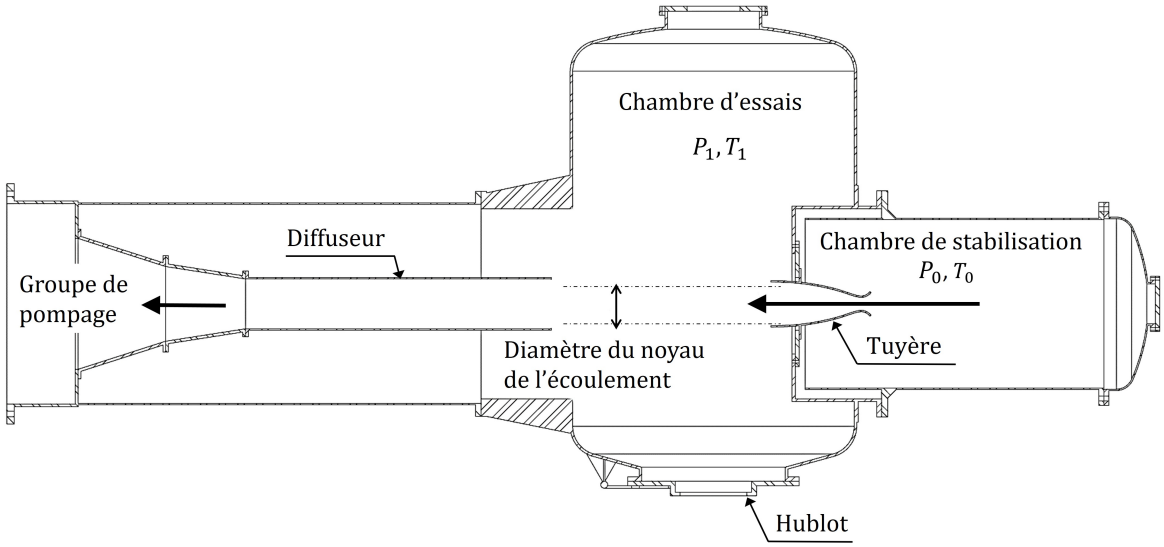


FIGURE 2.3 – Schéma en coupe, vue de dessus, du moyen d'essais MARHy.

Le diffuseur fait la liaison entre la chambre d'essais et le groupe de pompage. Il assure l'évacuation du gaz, maintient le niveau de vide et donc celui de la pression désirée. Le débit d'aspiration du groupe de pompage évolue par palier et dépend directement du nombre de pompes en fonctionnement. En parallèle une vanne papillon motorisée de 1,5m de diamètre fait l'interface entre le diffuseur et le groupe de pompage, rendant possible l'ajustement de la pression régnant dans la chambre d'essais pendant le fonctionnement. La maîtrise du débit d'aspiration permet d'avoir les pressions nécessaires dans la chambre d'essais pour obtenir les conditions de flux désirées.

Le groupe de pompage consiste à une association en série de plusieurs pompes à vide dont la séquence permet d'atteindre des vides poussés. D'abord deux pompes primaires rotatives servent à faire le vide sur la ligne et ainsi absorbent 4600 $m^3\,h^{-1}$, ce qui crée un vide primaire. Ensuite deux pompes Roots, dont chacune est capable de générer 29 200 $m^3\,h^{-1}$ d'aspiration, vident l'air présent dans le caisson d'expériences. Enfin, douze pompes Roots d'une capacité totale de 183 000 $m^3\,h^{-1}$ permettent de maintenir la pression statique désirée, que l'on peut apercevoir sur la figure 2.4. Ainsi il s'agit de trouver un équilibre entre le nombre de Roots en fonctionnement, donc le débit aspiré et le débit entrant dans le caisson d'expériences.

FIGURE 2.4 – Groupe de pompage de l'installation MARHy.

Un automate pilote la mise en route et le bon fonctionnement du groupe grâce à la présence de capteurs de pression et de température au niveau des pompes. Suivant les expériences et la tuyère utilisées, plusieurs configurations de marche du groupe de pompage sont possibles dans l'automate.

2.2.2 Performances

Afin de créer les conditions d'écoulements désirées, la soufflerie MARHy possède un ensemble de tuyères dont les dimensions ont été calculées pour obtenir des écoulements isentropiques à des Mach et des pressions bien définis. La tuyère fait la jonction entre la chambre de stabilisation et la chambre d'essais. Cette soufflerie possède un jeu d'une vingtaine de tuyères qui couvrent une large gamme de nombres de Mach allant de 0,8 jusqu'à Mach 20 et de nombres de Reynolds compris entre 10^2 et 10^5 (En prenant L=10 cm).

Il existe deux sortes de tuyères : coniques ou galbées, dont quelques exemples sont sur la figure 2.5.

FIGURE 2.5 – Photographie de quelques tuyères dont dispose le moyen d'essais de MARHy.

Les tuyères galbées produisent un écoulement isentropique homogène. De ce fait, dans le noyau de l'écoulement et ce sur une trentaine de centimètres suivant les tuyères, les conditions d'écoulement libre sont parfaitement connues et stables.

Les tuyères coniques hypersoniques produisent un nombre de Mach entre 6,8 et 20,2 et fonctionnent avec de l'azote. Le gaz est stocké à 200 bars et suivant les utilisations subit une détente atteignant une pression génératrice comprise entre 2 bars et 3,5 bars. Pour obtenir une détente maximale, le gaz est également chauffé au travers d'une résistance en graphite à une température de 1100 K.

Les tuyères nous offrent ainsi la possibilité de reproduire des altitudes simulées entre 20 et 136 km indépendamment de la maquette utilisée. Le tableau 2.1 résume l'ensemble des conditions de fonctionnement suivant la tuyère utilisée. Pour produire un flux isentropique,

la tuyère doit être adaptée. Pour cela on procède en deux temps. D'abord on règle la pression génératrice dans la chambre de stabilisation afin d'obtenir les bonnes conditions initiales. Comme le débit entrant dans la tuyère dépend de l'aspiration à la sortie de la tuyère, on règle ensuite la pression statique à l'intérieur de la chambre d'essais grâce à la vanne papillon, afin de parvenir aux conditions d'une tuyère adaptée.

	Nombre de Mach	Conditions génératrices		Conditions Statique		Reynolds		Gaz
	Ma	P_0	T_0	P_1	T_1	Re	$\frac{Ma}{\sqrt{Re}}$	
Subsonique	0,6	34	300	27	280	$3,7.10^2$	0,031	air
	0,8	41	300	27	266	$5,3.10^2$	0,035	air
Supersonique	2	21	300	2,7	163	$2,7.10^2$	0,122	air
	2	42	300	5,3	163	$5,3.10^5$	0,002	air
	2	63	300	8,0	163	8.10^2	0,07	air
	4	4.10^2	300	2,7	70	$1,80.10^3$	0,094	air
	4	$1,2.10^3$	300	8,0	70	$5,70.10^3$	0,053	air
	4	$1,08.10^4$	300	71,1	70	5.10^4	0,018	air
Hypersonique	6,8	$1,73.10^4$	1000	5,02	97	$3,55.10^3$	0,114	azote
	14,9	2.10^6	1000	3,17	22	$4,58.10^4$	0,07	azote
	16	6.10^5	1000	0,58	20	$1,12.10^4$	0,151	azote
	16,5	4.10^6	1100	3,15	20	$5,90.10^4$	0,068	azote
	20	1.10^6	1100	0,21	14	$8,38.10^3$	0,218	azote
	20,2	$3,50.10^5$	1100	0,07	13	$2,85.10^3$	0,378	azote

TABLE 2.1 – Conditions de fonctionnement de la soufflerie MARHy. Pression en Pascal, température en Kelvin et Nombre de Reynolds en cm^{-1}.

Ces conditions s'étendent du régime d'écoulement raréfié jusqu'au régime continu, permettant ainsi l'étude du régime transitionnel. Pour une tuyère donnée, en fonction de la taille de la maquette utilisée, nous pouvons couvrir une certaine gamme de régime d'écoulement. La figure 2.6 montre les régimes couverts par certaines tuyères, principalement supersoniques, pour des maquettes de tailles caractéristiques comprises entre 5 et 40 mm. Mais l'échelle des maquettes est limitée, d'un côté par la faisabilité pour les petites tailles, et de l'autre par la largeur du noyau d'écoulement isentropique homogène que fournit la tuyère pour les plus grandes tailles de maquette. La largeur des noyaux d'écoulement des tuyères varie de 8 à 16 cm, pour une longueur moyenne de 20 cm. Nous ne manquerons pas de caractériser les noyaux des tuyères utilisées ultérieurement.

La majorité des tuyères produisent des écoulements appartenant au régime transitionnel. J'attire votre attention sur la série de tuyères à Mach 4 et à différentes pressions. On remarque que cette série permet de produire des écoulements allant du régime proche continu, dit de glissement, au régime transitionnel.

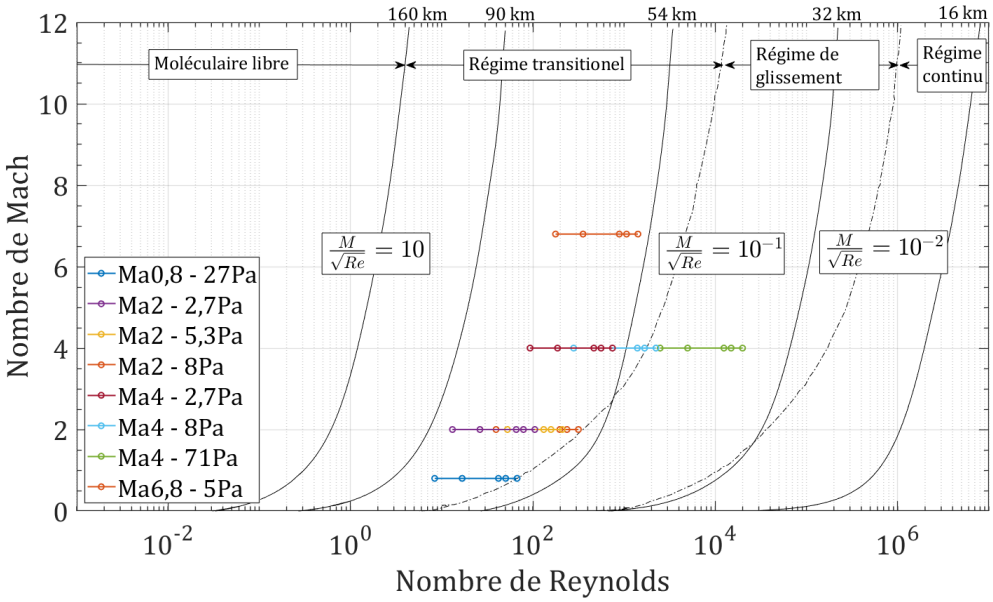


FIGURE 2.6 – Régime de fonctionnement en supersonique possible de la soufflerie MARHy pour des maquettes de 5 ; 10 ; 25 ; 30 et 40 mm.

2.3 Moyen d'essai PHEDRA

Le moyen d'essai PHEDRA permet de produire des écoulements ionisés, stationnaires, à basse pression et à des vitesses supersoniques. En d'autres termes, il permet de reproduire et d'étudier la phase à haute enthalpie ou phase plasma d'une rentrée atmosphérique en générant un plasma similaire à celui formé lors de l'entrée atmosphérique. Il se compose d'un caisson d'expériences, d'un groupe de pompage et d'une torche à plasma de type Arc jet.

2.3.1 Description

Le caisson d'expériences est constitué d'un cylindre horizontal en acier, de 1,2m de diamètre et 3,2m de longueur. Il est muni de six hublots latéraux en altuglas 50 cm de diamètre et 5 cm d'épaisseur, permettant de contrôler visuellement le jet de plasma. Le caisson est mobile et peut s'ouvrir en deux, donnant accès au générateur de plasma pour sa maintenance et l'installation des systèmes de diagnostics. De nombreuses brides permettent le passage des câbles électriques et des conduites d'eau de refroidissement. Un système de circulation d'eau refroidit l'arrière du caisson (côté pompage) qui est directement exposé au jet de plasma. Des hublots de qualité optique, en quartz ou en fluorine, peuvent être adaptés sur les hublots latéraux diamétralement opposés permettant ainsi d'effectuer des mesures optiques simultanément avec différentes instrumentations. La figure 2.7 montre une modélisation du caisson d'expériences.

Un groupe de pompage est installé dans le hall annexe au hall d'expériences, il maintient

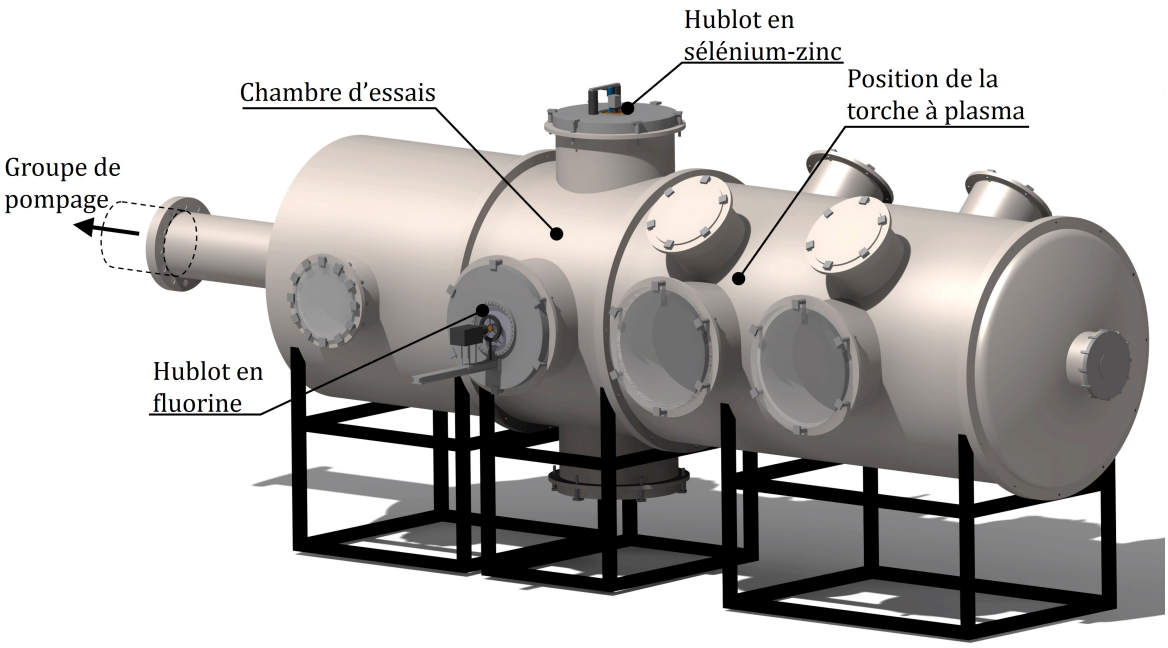


FIGURE 2.7 – Modélisation 3D de la soufflerie PHEDRA.

de manière continue le caisson à une pression d'environ 0,1Torr avec un débit de gaz maximum de 0,5g s^{-1} .

Ce groupe de pompage est composé de trois lignes de vide disposées en série 2.8 dont la capacité de pompage est de 26 000 $m^3 h^{-1}$. Une conduite de 20m de long et 40 cm de diamètre relie le fond du caisson au groupe de pompage. Un automate assure la séquence de mise en fonction du groupe de pompage afin de respecter le bon fonctionnement des différents composants du groupe.

2.3.1.1 Générateur de plasma

Le moyen d'essais PHEDRA est équipé d'un générateur de plasma type arc jet qui permet d'atteindre des vitesses d'écoulement du plasma de plusieurs kilomètres par seconde. La figure 2.10 présente une vue assemblée et une vue éclatée des différentes parties du générateur.

Le principe de fonctionnement est le suivant : un arc électrique (1) d'intensité régulée est établi entre la cathode (2) et le col de la tuyère (3) utilisée comme anode. Le gaz introduit dans le convergeant de la tuyère (4) conique est ionisé au passage du col puis accéléré dans le divergeant de la tuyère (5) avant de se détendre dans l'enceinte d'essai maintenue à basse pression. La cathode est constituée d'un implant en zirconium (6) d'un diamètre de 2 mm et d'une longueur de 3 mm serti dans un support en cuivre cylindrique et creux permettant la circulation d'eau (7) refroidissant la cathode. L'anode en cuivre est constituée d'une tuyère conique de 430 mm de diamètre de section de sortie et dont le col est constitué d'un implant en zirconium de forme cylindrique avec un diamètre constant de 4 mm et une longueur de 4

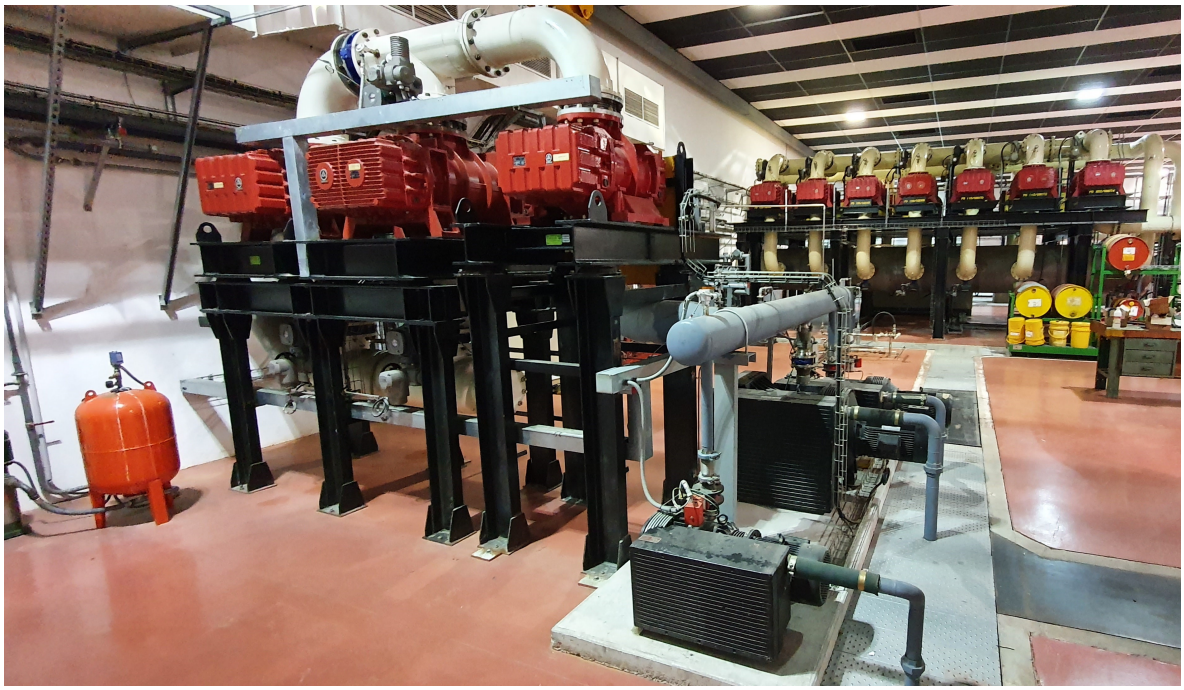


FIGURE 2.8 – Groupe de pompage du moyen d'essais PHEDRA.

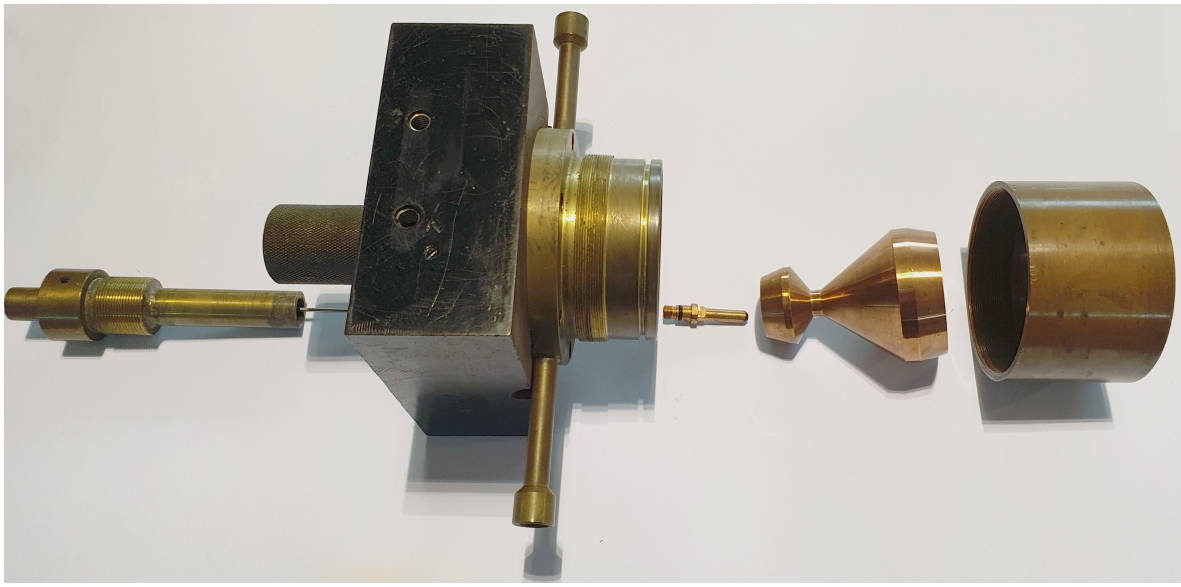


FIGURE 2.9 – Le générateur de plasma du moyen d'essais PHEDRA.

mm. La pièce creuse qui permet de fixer la tuyère au support du générateur comporte une circulation d'eau refroidissant la tuyère (8).

La distance inter électrodes peut être ajustée grâce à une pièce filetée du support de la cathode. L'isolation électrique entre les électrodes est réalisée par une pièce en céleron, traversée par l'injection du gaz qui s'effectue de manière radiale afin de provoquer un effet

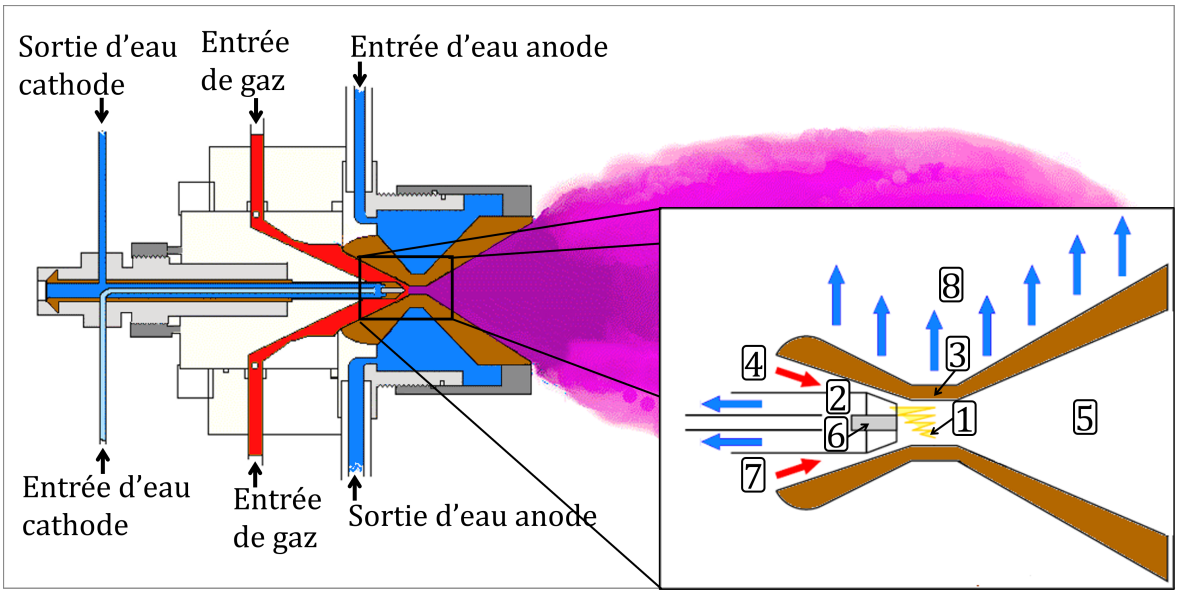


FIGURE 2.10 – Schéma de coupe simplifié du générateur arc jet.

de vortex dans la chambre du générateur. Cet effet de vortex entraîne la rotation du pied d'arc ayant pour effet d'assurer la stabilité de l'écoulement et d'uniformiser les échanges énergétiques entre le gaz et l'arc. Enfin cette rotation permet aussi de limiter l'usure du col de la tuyère. Une partie de l'énergie de l'arc est cédée au gaz s'écoulant entre les électrodes, l'échauffant, l'ionisant et le dissociant (pour les gaz polyatomiques). L'autre partie de l'énergie est cédée à l'eau de refroidissement circulant dans la tuyère et dans le support de la cathode (voir figure 2.10).

Le générateur est alimenté par une source électrique continue et stabilisée en courant. La tension de fonctionnement est comprise entre quelques volts et 70 V pour une intensité réglable entre quelques ampères et 500 A. L'allumage du jet de plasma est obtenu par une décharge haute tension et haute fréquence (3000 V, 1 MHz) entre les électrodes. L'ensemble des paramètres de fonctionnement du plasma sont suivis en temps réel : intensité d'arc I_{arc}, tension d'arc U_{arc}, débit de gaz $\dot{m}_{gaz}$, pression dans le caisson, pression au col de la tuyère, débit d'eau de refroidissement de l'anode $\dot{m}_a$ et de la cathode $\dot{m}_c$, température d'entrée de l'eau de refroidissement T_{eau}, température de sortie du circuit de l'anode T_a et de la cathode T_c, voir figure 2.11. La soufflerie est équipée de 4 arrivées de gaz indépendantes munies chacune de débitmètres massiques permettant ainsi d'effectuer des mélanges contenant jusqu'à quatre types de gaz différents aux proportions très précises.

Ceci permet entre autres de simuler la composition des différentes planètes pour l'étude des rentrées atmosphériques comme la Terre, Mars, Titan ou encore Venus. Les faibles débits de gaz nécessaires au fonctionnement de ce générateur permettent d'obtenir des enthalpies spécifiques suffisamment élevées pour simuler certaines propriétés des conditions de rentrées atmosphériques.

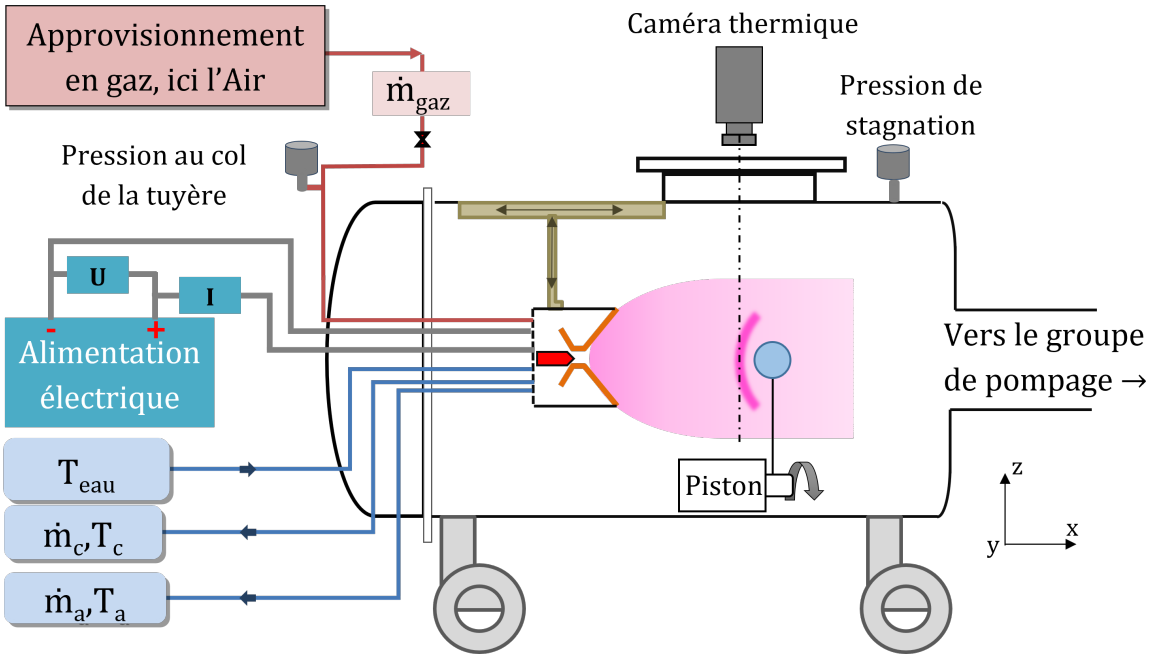


FIGURE 2.11 – Paramètres asservis du moyen d'essais PHEDRA.

2.3.2 Performances

Lors du déroulement des expériences, le suivi des paramètres du plasma est assuré par une multitude de capteurs. Il y a notamment ceux fixés par nos soins tels que l'intensité d'arc et le débit de gaz injecté renseigner en SLM (litre standard par minute). Mais également les paramètres qui en découlent tels que :

- la tension de l'arc qui s'adapte pour maintenir le plasma stable en fonction de sa propre résistance.
- la pression d'entrée du gaz en Torr ainsi que la pression de la chambre en millibars
- les échanges thermiques avec le système de refroidissement (4, 5 & 6), ainsi que les débits de circulation d'eau (7 & 8) du système de refroidissement de la cathode et de l'anode.

L'enthalpie spécifique est fonction de tous ces paramètres et traduit l'énergie apportée au système, ce qui nous permet de confronter les mesures à différents points de fonctionnement. Son expression est la suivante :

$$H_{\text{spécifique}} = \frac{P_e - Q_e}{\dot{m}_{gaz}} \tag{2.1}$$

$$H_{\text{spécifique}} = \frac{(U_{arc} * I_{arc}) - [(\dot{m}_{\text{c}} * Cp_{\text{eau}} * \Delta T_{\text{Cathode}}) + (\dot{m}_{\text{a}} * Cp_{\text{eau}} * \Delta T_{\text{Anode}})]}{\dot{m}_{\text{gaz}}} \tag{2.2}$$

La soufflerie PHEDRA permet d'atteindre une enthalpie spécifique maximale de 50 MJ kg^{-1}.

2.4 Méthodes de diagnostics

Dans cette section, les méthodes de diagnostics utilisées seront exposées de manière générale. Plus tard, leurs spécificités liées aux différentes expérimentations seront explicitées.

2.4.1 Visualisation par luminescence

Sur la soufflerie MARHy, à cause du niveau de raréfaction, à savoir quelques Pascals, les techniques communément utilisées pour visualiser le champ de densité comme le Schlieren ou la *Particle Image Velocimetry* (PIV) ne peuvent pas être mises en pratique dans notre cas. C'est pourquoi nous avons recours à la technique de la décharge luminescente. Cette méthode consiste à ioniser faiblement l'écoulement afin de rendre visibles les différentes zones de densité. Ainsi on peut distinguer les ondes de choc autour de l'obstacle dans l'écoulement de faible densité. Par conséquent, une variation de densité dans l'écoulement se traduira par une variation de l'intensité lumineuse de l'écoulement. Puisque le choc autour de l'obstacle est plus dense que l'écoulement, le choc est visualisé par la variation d'intensité et la lumière résultante de l'ionisation comme présenté sur la figure 2.12.

Pour ioniser faiblement l'écoulement circulant autour d'un modèle dans la chambre d'essais, on polarise une cathode grâce à une alimentation électrique continue portée à un potentiel négatif. Initialement, nous avons utilisé deux plaques de cuivre polarisées, dont l'une est reliée à la terre. Elles étaient placées parallèlement entre elles, de part et d'autre de l'écoulement, afin de l'ioniser. Mais cette configuration produisait un gradient d'ionisation et donc un gradient d'intensité lumineuse de l'anode vers la cathode, rendant la détection de la partie inférieure du choc complexe. De ce fait, pour améliorer cette technique, nous avons utilisé un anneau de cuivre placé à la sortie de la tuyère afin d'obtenir une ionisation plus homogène. Le diamètre de l'anneau est plus grand que le diamètre de sortie de la buse afin d'éviter toute perturbation de l'écoulement. Les tensions de polarisation sont volontairement insuffisantes pour modifier la nature des écoulements (Coumar et Lago, 2017). Elles sont comprises entre -1 et -2 kV, donnant des intensités de décharge de l'ordre de 5 mA maximum, et des puissances de l'ordre de 10 W maximum. La lumière diffuse émise est captée par une caméra KURO, (réseau 2048 x 2048), CMOS scientifique rétroéclairé. Elle est équipée d'un objectif VUV de 94 mm et placée derrière un hublot en fluorine CaF_2 afin de ne pas couper la bande passante spectrale. En effet, l'analyse spectrale de la lumière émise par cette technique a montré que l'intensité est essentiellement due à l'émission du N_2^+ 2ème système positif $(C^3\pi_u \rightarrow B^3\pi_g)\Delta v = 0$ dont le pic d'émission se situe à 337 nm et du N_2^* premier système négatif $(B^2\Sigma_u \rightarrow X^2\Sigma_u)\Delta v = 0$ à 390. 14 nm (Coumar, 2017 ; Menier et al., 2007). De ce fait, il est important de disposer d'un système optique ayant de bonnes performances dans le domaine spectral Visible-UltraViolet et proche VUV afin de ne pas dégrader la bande passante de transmission spectrale. L'utilisation d'un objectif et d'un hublot adaptés nous permet de maximiser la collecte d'informations sur le choc, ce qui est nécessaire pour appliquer des méthodes mathématiques basées sur la détection des gradients pour détecter le choc avec une bonne précision.

Cette configuration optique donne une résolution de 6,25 pixels mm^{-1}. Sur la soufflerie

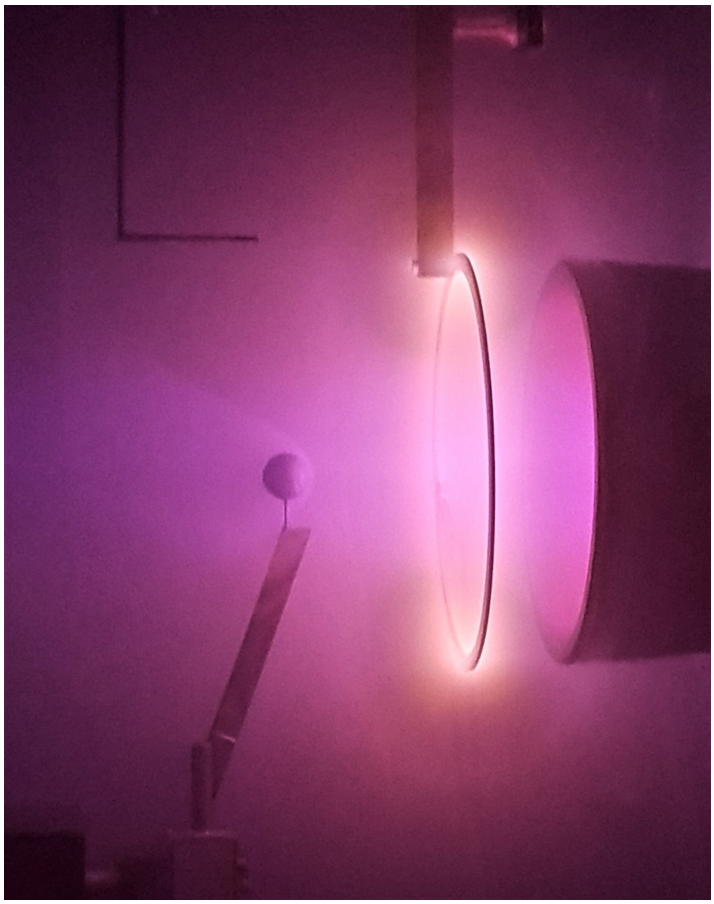


FIGURE 2.12 – Visualisation par luminescence de l'onde de choc autour d'un corps sphérique à Mach 4 - 8 Pa.

PHEDRA, contrairement à la soufflerie MARHy, les phénomènes sont lumineux, donc nous n'avons pas recours à la visualisation par luminescence. Cependant la même caméra KURO est utilisée avec des paramètres différents, car la lumière émise est beaucoup plus intense.

2.4.2 Pression par sonde de Pitot

Les profils de pression dans l'écoulement libre ou autour des obstacles sont obtenus avec un tube de Pitot simple. Il s'agit d'un cylindre, ici en acier inoxydable, dont l'entrée biseautée est disposée perpendiculairement à l'écoulement, comme on peut le voir sur la figure 2.13. Le diamètre extérieur est de 2,3 mm pour un diamètre intérieur de 1,18 mm.

L'autre extrémité du tube de Pitot, qui débouche 1,2 m plus loin, est connectée à un manomètre capacitif. En fonction des conditions d'écoulements étudiées, nous utilisons un manomètre qui possède une échelle de mesure appropriée aux pressions observées. Ainsi nous avons à notre disposition un ensemble de capteurs de pression couvrant différentes gammes de pressions dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 2.2.

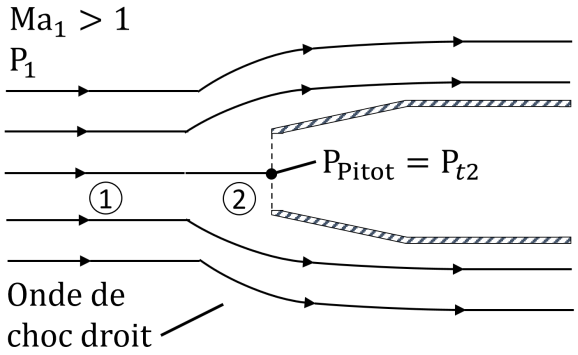


FIGURE 2.13 – Schématisation d'un tube de Pitot dans un écoulement supersonique.

Quantité	Type	Gamme de pression	Précision
1	MKS absolu 627D.1TDD1B	$0,1$ Torr	$0,15\%$ lecture
1	MKS absolu 626AX01TBE	1 Torr	$0,12\%$ lecture
1	MKS absolu 627D11TDC1B	10 Torr	$0,12\%$ lecture
1	MKS absolu 122BA-00010AB	10 Torr	$0,5\%$ lecture
2	MKS absolu 627F12TDC1B	100 Torr	$0,12\%$ lecture
1	MKS absolu 122BA-00100AB	100 Torr	$0,5\%$ lecture

TABLE 2.2 – Liste des capteurs de pression.

Le manomètre est ensuite relié à une unité de contrôle MKS (PDR-C-2C) pour la lecture. Dans le cas d'un écoulement supersonique, une onde de choc détachée se forme sur le nez du Pitot, modifiant ainsi la pression d'arrêt mesurée par rapport à la pression d'arrêt du jet libre. La figure 2.13 illustre ce phénomène. Grâce à la relation de Rankine-Hugoniot 2.3 qui décrit le rapport des pressions d'arrêt de part et d'autre d'un choc droit, on peut calculer la pression d'arrêt avant le choc.

$$\frac{p_{t2}}{p_{t1}} = \left[\left(\frac{\gamma - 1 + \frac{2}{Ma_1^2}}{\gamma + 1}\right)\left(\frac{2\gamma Ma_1^2 - \gamma + 1}{\gamma + 1}\right)\right]^{\frac{-1}{\gamma-1}} \tag{2.3}$$

Cela peut permettre de comparer les mesures expérimentales aux résultats obtenus par simulation DSMC.

2.4.2.1 Effet d'orifice et corrections éventuelles

En écoulement raréfié la mesure de pression d'arrêt n'échappe pas au caractère exceptionnel de ce régime et s'en trouve complexifiée. Du fait des libres parcours moyens relativement élevés par rapport au diamètre de la prise de pression, des effets visqueux appelés effets d'orifice peuvent apparaître avec l'utilisation de capteurs de pression classiques. Ainsi dans certaines conditions, la pression d'arrêt mesurée varie sensiblement avec la diminution du diamètre du tube de Pitot. Un certain nombre d'études expérimentales portant sur ces phé-

nomènes ont été menées afin de quantifier les effets d'orifice (Christou, 1997). L'une de ces études réalisée par Potter et al. (1965), voir figure 2.14, présente le rapport des pressions en fonction d'un paramètre de corrélation qui est :

$$Re_{2D}\,(\rho_2/\rho_1)^{1/2} \tag{2.4}$$

où Re_{2D} est le nombre de Reynolds calculé derrière le choc droit et rapporté au diamètre de l'orifice du tube de Pitot et ρ_1/ρ_2 est le rapport des densités entre l'aval et l'amont du choc droit.

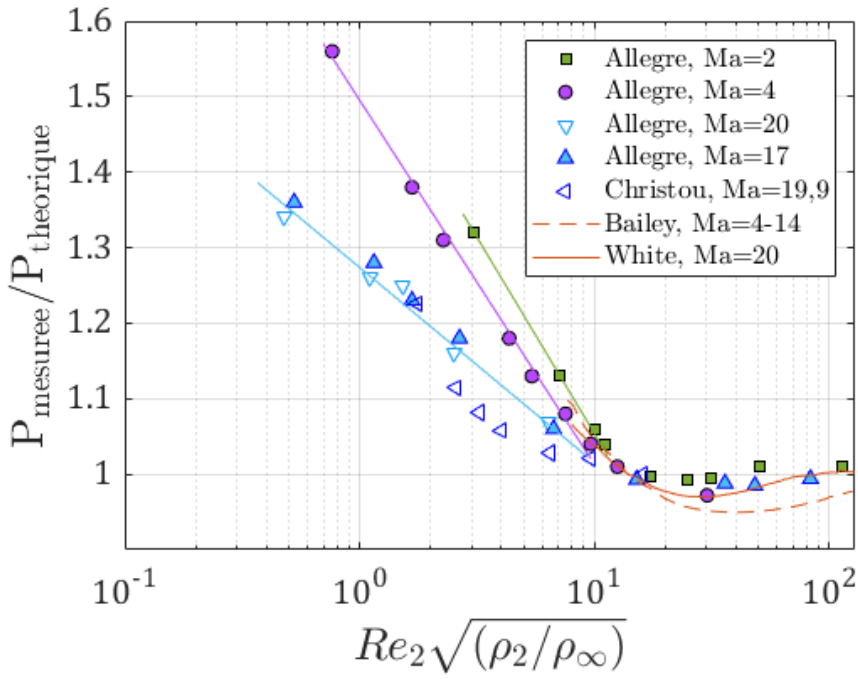


Figure 2.14 – Détermination expérimentale des effets d'orifice (Potter et al., 1965).

Il nous appartient donc de déterminer pour chaque condition d'écoulements utilisée si un coefficient correctif doit être appliqué sur la mesure de la pression d'arrêt. Outre les effets d'orifice provoqués par le caractère raréfié du gaz, le temps de réponse peut varier de quelques secondes pour les écoulements les moins raréfiés à une demi-heure pour les écoulements les plus raréfiés. Ainsi l'obtention des profils de pression est très chronophage et ne permet pas d'obtenir une cartographie avec un maillage très serré des pressions. Cependant, pour ne pas nuire au résultat, il est nécessaire d'avoir un pas vertical suffisamment fin pour détecter les gradients de pression du champ d'écoulement (Allegre et Bisch, 1968). Il faut donc trouver un compromis entre résolution de mesure et durée de l'expérience pour appréhender les phénomènes recherchés. La solution a été de faire varier le pas de mesure en temps réel, afin d'augmenter la résolution au niveau des forts gradients (ex. : dans le choc) et de la diminuer dans les parties constantes (ex. : pression infinie). Bien que le diamètre d'entrée soit de l'ordre de grandeur des pas de mesures, Menier et al. (2006) prouve que la méthode de moyenne glissante permet de capter les variations de pression notamment au passage du choc et du

développement de la couche limite.

Compte tenu de nos dimensions et des conditions d'écoulement libre, il n'est pas nécessaire d'appliquer des corrections visqueuses ou de raréfaction aux mesures de pression effectuées avec la sonde de Pitot.

2.4.3 Spectrométrie d'émission

La spectrométrie d'émission nous renseigne sur la nature et la densité des espèces chimiques présentes dans le flux ainsi que sur la distribution de population et leur température correspondante. Le principe de la spectrométrie est de capter la lumière émise par le passage d'une molécule ou un atome excité à un niveau d'énergie inférieur. La désexcitation produit alors un photon à une fréquence caractéristique, ce qui permet d'identifier l'espèce en question. L'intensité lumineuse d'une raie atomique ou moléculaire est proportionnelle à la population de l'état excité radiatif. Pour réaliser les mesures, nous avons utilisé le spectromètre SM240 large bande (200-1050 nm) avec une résolution spectrale de 0,5 nm. Le spectromètre SM240 présente un décalage en longueur d'onde. Afin de le corriger, nous avons effectué 3 spectres d'éléments bien connus, comme l'argon, le mercure et l'hélium, et ce pour couvrir toute la gamme de longueurs d'onde étudiée. En comparant ces spectres aux données référencées et en identifiant chaque pic correspondant, nous avons pu tracer la courbe d'erreurs en longueur d'onde du spectromètre SM240, comme le montre la figure 2.15. Il en résulte que l'erreur est d'environ +14 nm pour des longueurs d'onde de 200 à 600 nm. Puis, l'erreur décroit progressivement.

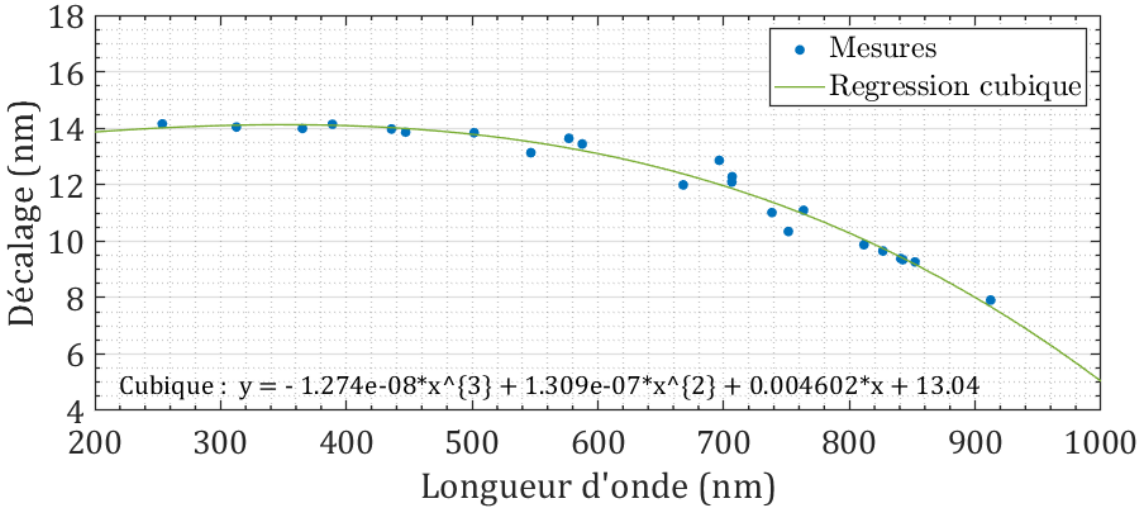


FIGURE 2.15 – Courbe de calibration du spectromètre.

Le pré-traitement à effectuer avant analyse des données est le suivant : L'intensité lumineuse mesurée par le spectromètre doit d'abord être affranchi du bruit électronique. Une mesure est réalisée avec l'entrée obturée, avec un même temps d'intégration puis elle est soustraite à la mesure prise avec source lumineuse. L'intensité mesurée est normalisée à 1ms dans

le but de pouvoir comparer les spectres entre eux, car le temps d'intégration diffère d'une mesure à l'autre. Pour faire cela, on divise l'intensité lumineuse par le temps d'intégration. Enfin, comme la sensibilité des détecteurs n'est pas la même pour chaque pixel, il faut corriger l'intensité lumineuse en divisant celle de l'expérience par celle mesurée avec une lampe de calibration dont la réponse est connue et assimilée à un corps noir. La lampe de calibration est une Oriel Quartz Tungsten Halogen (QTH) de 45 W.

2.4.4 Thermographie infrarouge

Pour mesurer la température de surface des objets placés dans l'écoulement au cours des expériences, nous avons utilisé la thermographie infrarouge. Cette méthode repose sur la loi de Planck qui lie la luminance énergétique spectrale d'un corps noir (corps absorbant l'intégralité des rayonnements qu'il reçoit) à la température de ce dernier.

$$P_\lambda = \frac{2hc_\lambda^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc_\lambda}{k\lambda T}\right) - 1} \tag{2.5}$$

Avec $c_\lambda = c/n_\lambda$ la vitesse du rayonnement électromagnétique dans le milieu où se propage le rayonnement, n_λ indice de réfraction du milieu pour la longueur d'onde λ, c vitesse de la lumière, h constante de Planck, k constante de Boltzmann. Pour un objet quelconque, une partie du rayonnement reçu est absorbé, mais une autre partie est réémise. Ainsi, un corps qui ré-émet la quasi-totalité du rayonnement qu'il reçoit se comporte comme un miroir et la thermographie infrarouge nous donnera la température de son environnement et non de sa surface. C'est pourquoi il est nécessaire pour chaque objet de prendre en compte son émissivité afin de pouvoir calculer sa véritable température de surface. L'émissivité est le rapport entre la puissance émise par un corps donné et la puissance émise par un corps noir à la même température. La puissance totale rayonnée dans un hémisphère par un corps noir est obtenue par intégration de la loi de Planck sur tout le domaine spectral. Dans le tableau 2.3 on peut lire quelques exemples de coefficients d'émissivité en fonction du matériau utilisé.

Acier inoxydable oxydé à 800°C	0,85
Acier inoxydable poli	0,075
Alumine	0,8
Aluminium poli	0.039-0.057
Carbone (graphite)	0.98

Table 2.3 – Coefficients d'émissivité en fonction du matériau.

Cette méthode est plus simple à mettre en œuvre et moins invasive que l'utilisation de thermocouple en paroi mince. Elle reste valable quel que soit le type d'expériences comme nous le verrons dans les chapitres suivants. Le rayonnement émis par l'objet est capté par une caméra infrarouge OPTRIS PI 400. Cette caméra infrarouge possède une bande spectrale comprise entre 7,5 µm et 13 µm. Pour ne pas réduire cette bande spectrale passante, la caméra est placée derrière un hublot en sélénium-zinc. La résolution de la caméra est de 382 × 288 pixels pour une fréquence de 80 Hz. Plusieurs plages de température sont disponibles pour

l'acquisition, celle qui correspond le mieux à notre expérience est la gamme 200 -1500°C±5°C.

Parmi tous ces diagnostics, un des plus importants pour caractériser la rentrée nous fait défaut. Il s'agit d'une balance aérodynamique permettant de mesurer les forces exercées sur les objets de test afin de déterminer leur coefficient aérodynamique.

2.5 Conclusion

L'ensemble des diagnostics utilisés pour cette étude sont résumé dans le tableau 2.4.

	MARHy			PHEDRA
	Ma4 – 2,7 Pa	Ma4 – 8 Pa	Ma4 – 71 Pa	
Visualisation par luminescence	✓	✓		
Visualisation				✓
Mesure de pression par Pitot	✓	✓	✓	✓
Spectrométrie d'émission				✓
Thermographie infrarouge				✓
Balance aérodynamique	✓	✓	✓	✓

Table 2.4 – Diagnostics utilisés en fonction de l'installation et des conditions de fonctionnement.

Chapitre 3

Conception d'une balance aérodynamique

Le but de cette étude est de concevoir une balance capable de mesurer les forces aérodynamiques subies par les géométries éprouvées dans la soufflerie MARHy. L'objectif principal étant d'avoir accès à la mesure de la portance et de la traînée des maquettes testées dans la soufflerie pour différentes conditions de fonctionnement.

Sommaire

3.1 Étude préliminaire des besoins et des contraintes 54
3.1.1 Estimation des forces de traînée à mesurer 54
3.1.2 Estimation des forces de portance à mesurer 56
3.1.3 Contraintes d'environnement 56
3.2 Solution technique 57
3.2.1 Principe de déformation 58
3.2.2 Conception de la géométrie 60
3.2.3 Capteur de déformation 67
3.2.4 Montage électrique 72
3.3 Étalonnage de la balance 79
3.3.1 Étalonnage du module de traînée 79
3.3.2 Étalonnage de l'ensemble 81
3.3.3 Angle d'incidence 82
3.4 Conclusion 83

3.1 Étude préliminaire des besoins et des contraintes

Afin de déterminer avec précision les prérequis de fabrication de la balance vis-à-vis de son environnement ainsi que la plage de mesures à couvrir, des calculs et des tests d'estimation ont été effectués.

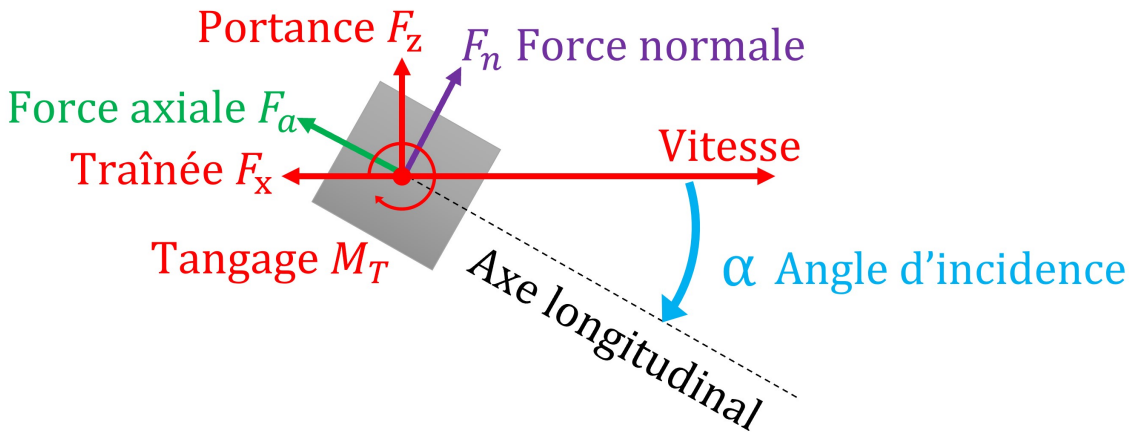


FIGURE 3.1 – Repère et décompositions des forces aérodynamiques considérées.

Lors d'une rentrée atmosphérique, l'objet possède une vitesse propre et se déplace au travers des couches de gaz inertes de l'atmosphère. A l'inverse de nos souffleries, où le gaz est projeté à une certaine vitesse sur l'objet statique, pour recrée les mêmes conditions. C'est pourquoi il est important de bien situer les repères propres à chacun. La figure 3.1 décrit les forces aérodynamiques considérées pour l'étude avec les forces normales et axiales liées au repère de l'objet et les forces de portance et de traînée liées au repère vitesse.

3.1.1 Estimation des forces de traînée à mesurer

La force de traînée est définie comme étant la composante des efforts qui s'oppose au mouvement d'un corps dans un fluide. Elle est colinéaire à la vitesse relative du corps par rapport au fluide et résulte de la distribution de pression et de la friction. De manière générale, la force de traînée d'un objet dans un écoulement peut être calculée à partir de la relation 3.1, qui peut s'écrire également en fonction du nombre de Mach et s'exprime en Newton.

$$F_x = \frac{1}{2}\gamma P M a^2 S_{ref} C_x \tag{3.1}$$

Avec :

- C_x : le coefficient de traînée, nombre sans dimension, déterminé expérimentalement pour chaque géométrie et régime d'écoulement.

- γ : le coefficient isentropique du fluide
- P : la pression, en Pa
- Ma : le nombre de Mach
- S_{ref} : la surface de référence, en m^2.

Ainsi selon la tuyère utilisée on peut calculer la force de traînée en fonction des conditions de fonctionnement et de la géométrie. Dans notre cadre d'études, où l'on s'intéresse à des formes canoniques telles que les sphères, on peut estimer la valeur des forces de traînée à mesurer. La surface de référence, dans notre cas la section efficace de la sphère, varie de $S_{\max} = 1,25.10^{-3}$ m^2 à $S_{\min} = 7,85.10^{-5}$ m^2 en prenant des rayons respectivement de $R_{max} = 0,02$ m et $R_{min} = 0,005$ m. Les coefficients aérodynamiques utilisés pour calculer la traînée sont tirés de l'étude expérimentale faite en 1985 par Koppenwallner et Leggef (1985). Le tableau 3.1 résume les forces maximales et minimales de diverses sphères pour différentes tuyères.

Tuyères	C_x (Sphère Littérature)	Force estimée min-max
Ma 4 - 71 Pa	1,2 (continue)	$0,075 - 1,201$ N
Ma 20	2,6 (raréfié)	$0,004 - 0,064$ N

Table 3.1 – Forces de traînée estimées pour différentes conditions et tailles d'objets

On en déduit que le module de traînée doit pouvoir mesurer des forces de l'ordre de 1 mN à 1 N. Pour approfondir cette étude, j'ai réalisé une expérience simple permettant de déterminer grossièrement la force de traînée d'une sphère dans un écoulement. L'expérience se compose d'une sphère de diamètre 15 mm soumise à un écoulement à Mach $4 - 7,99$ Pa et suspendue par un câble en appui ponctuel sur un couteau afin de limiter tout frottement. Par un bilan des forces, on peut en déduire, à l'équilibre, la force de traînée :

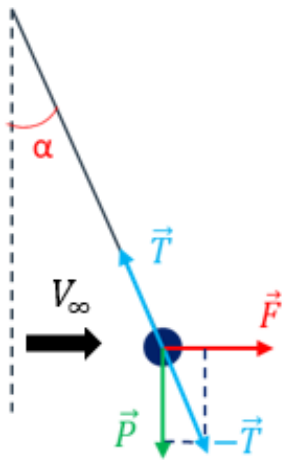


Figure 3.2 – Pendule de mesure des forces de traînée.

$$\begin{aligned} \vec{T} + \vec{P} + \vec{F} &= \vec{0} \\ P &= -T\cos\alpha \\ F &= -T\sin\alpha \\ \\ m &= 14,88 \text{ g} \\ \alpha &= 9,16° \\ \Rightarrow F &= 20,9 \text{ mN} \end{aligned} \tag{3.2}$$

Pour une sphère de 15 mm de diamètre à Mach 4 - 8 Pa, on obtient une force de traînée de $20,9 \pm 2,6$mN. Avec cette force on obtient un coefficient de traînée de $1,32 \pm 0,16$mN, ce qui est cohérent, d'après la littérature, pour une sphère dans ces conditions.

3.1.2 Estimation des forces de portance à mesurer

Des mesures d'efforts aérodynamiques ont été effectuées par le passé sur des maquettes de géométries diverses et pour différentes conditions de fonctionnement dans la soufflerie. Nous allons en partie nous appuyer sur ces mesures afin de nous aider à estimer la gamme de valeurs des forces attendues. Le tableau 3.2 résume les études considérées, dont celles sans référence proviennent de rapports internes non publiés.

Géométrie	Ecoulement	Forces de traînée	Forces de portance
ARD*	Mach 20 - 0,067 Pa	14.10^{-3}-16.10^{-3} N	4.10^{-3}-$6,6.10^{-3}$ N
Hermes	Mach 20,2 - 3,5 Bars	33.10^{-3}-62.10^{-3} N	20.10^{-3}-33.10^{-3} N
Aile Delta	Mach 20,2 - 3,5 Bars	$13,9.10^{-3}$ N	$4,25.10^{-3}$ N
Hades	Mach 4 - 1214 Pa	$6,7.10^{-3}$ N	-

Table 3.2 – Forces de portance estimées pour différentes conditions et tailles d'objets. *(Allegre et al., 1997).

Pour les géométries de type aéronef comme la navette spatiale Hermès ou une aile delta la force de portance est relativement élevée puisqu'elles ont vocation à planer. En revanche, pour des géométries telles que le cube, la sphère, le cylindre cette force sera moindre. Au vu de ces éléments, la balance aérodynamique doit être capable de mesurer des forces de traînée de l'ordre de 1,5 N à 1 mN ainsi que des forces de portance comprises 500 mN et 1 mN.

3.1.3 Contraintes d'environnement

Les contraintes liées à l'environnement sont principalement dues aux conditions de fonctionnement qui se résument en contraintes de pression et de température. D'après les conditions de fonctionnement, dont une partie est présente dans le tableau 2.1, la pression en jet libre varie de 71 à 0,068 Pa. Mais en pratique, la balance sera également soumise à la pression atmosphérique, 10^5 Pa, et à la pression du caisson sous vide sans l'écoulement, $0,1$ Pa. Ce qui représente une grande variation de pression.

Concernant la température, elle peut descendre en jet libre jusqu'à -260°C. Mais en réalité, la balance est aussi exposée à l'écoulement super/hypersonique qui provoquera des échanges convectifs. De plus il faut tenir compte des échanges conductifs avec son support. On estime alors, d'après les expériences précédemment réalisées, que la balance devrait connaitre des températures entre 20°C et 50°C si elle est en hypersonique.

Au sujet de l'espace disponible, la veine d'essais est suffisamment grande (2x5m) pour avoir peu de restriction en taille. Mais il faut cependant considérer un élément important : celui de ne pas obstruer l'écoulement. En effet, bien que la veine d'essai soit grande, le noyau d'écoulement homogène est limité en taille et dépend de chaque tuyère (voir tableau 2.1). Ainsi, si on fait le choix d'une balance embarquée dans l'écoulement, type dard, et non d'une balance déportée, il faut que ses dimensions soient restreintes afin de ne pas perturber l'écoulement. Il s'agit à présent de choisir les solutions techniques répondant à tous les besoins décrits et

si cette solution n'existe pas, de trouver le meilleur compromis pour répondre aux exigences fonctionnelles.

Enfin, le développement de la balance doit également intégrer la mesure des forces aérodynamiques pour des maquettes avec une incidence. Bien que l'incidence n'ait pas d'importance pour les objets sphériques, il en est tout autrement pour les formes géométriques complexes. Comme la balance aérodynamique dépend d'un étalonnage pour retranscrire la mesure effectuée en force appliquée, cela implique que l'étalonnage de la balance doit être valable pour le plus grand nombre de cas. En d'autres termes il faut qu'elle soit indépendante de la géométrie et de l'angle d'incidence de l'objet soumis à l'écoulement. Pour ce faire, le point d'application des forces doit être invariant en fonction de la géométrie. Il faut donc le faire coïncider avec le centre de gravité des maquettes. Pour que la gravité ne vienne pas affecter les mesures de portance et de traînée, son application doit être la même, quel que soit l'angle d'incidence des maquettes. La validité de l'étalonnage de la balance pourrait être altérée si la force de gravité est colinéaire avec l'une des deux forces à mesurer.

3.2 Solution technique

Parmi les différentes méthodes potentielles permettant de mesurer les forces aérodynamiques en soufflerie, on trouve dans la littérature, celle de la chute libre dans l'écoulement. Le calcul des forces est obtenu soit par le suivi de la trajectoire avec une caméra, comme l'ont fait Kinslow et Potter (1963) et Laurence et al. (2007), soit par un accéléromètre embarqué dans l'objet comme dans l'expérience de Mudford et al. (2015). Mais la chute libre réduit considérablement notre temps de mesure, sans compter qu'en raréfié les déplacements dans le jet seraient extrêmement faibles. Une autre méthode consiste en l'utilisation d'un pendule de torsion. La force de rappel créée par la torsion du fil s'oppose au moment créé par l'écoulement ce qui permet de mesurer la force exercée par l'écoulement (Hey et al., 2015). Cependant, la portance ne pouvant pas être mesurée séparément de la traînée sans être influencée par cette dernière, ce type de balance pose un problème de découplage des forces et des moments. Enfin, la méthode la plus répandue est l'utilisation de balance aérodynamique qui se base sur le principe des cellules de déformation. Il en existe principalement deux catégories : les balances externes ou internes. À l'inverse des balances internes, les externes ont leur système de mesure des forces déporté à l'aide de câbles ou de leviers, comme celle de Kim et al. (2020). Quant aux internes, elles ont l'avantage de réduire l'erreur commise par le déport de la mesure. On trouve son utilisation en soufflerie chez l'ONERA (Dubois, 1981) et au DLR (Schlegat, 2016). Par le passé, notre équipe avait également acquis une certaine expérience des balances aérodynamiques à cellules de déformation pour la mesure des forces exercées. Les documents d'archives décrivent le développement de trois types de balances aérodynamiques :

- Une balance mesurant le moment de roulis
- Une balance 6 composantes avec tenue par fils, mais désassemblée, dont certains composants sont manquants.
- Trois balances 3 composantes type Dard réalisées en 1969 par M. George Herpes et

désaffectées depuis les années 1980.

Au vu de ces éléments, le choix se porte donc sur l'utilisation de cellules de déformation, puisqu'il s'agit de la meilleure configuration permettant de mesurer de manière différenciée la portance et la traînée.

3.2.1 Principe de déformation

Le principe de mesure de force par cellule de déformation ou de charge repose avant tout sur le principe de la déformation élastique. Il s'agit de la capacité d'un matériau solide à se déformer sous l'effet d'une force et à retrouver sa forme d'origine lorsque l'on ôte la sollicitation. Si on dépasse la limite élastique du matériau, la déformation devient irréversible, on dit alors que ce sont des déformations plastiques. La déformation est définie comme telle :

$$\varepsilon = \frac{\Delta L}{L_0} \tag{3.3}$$

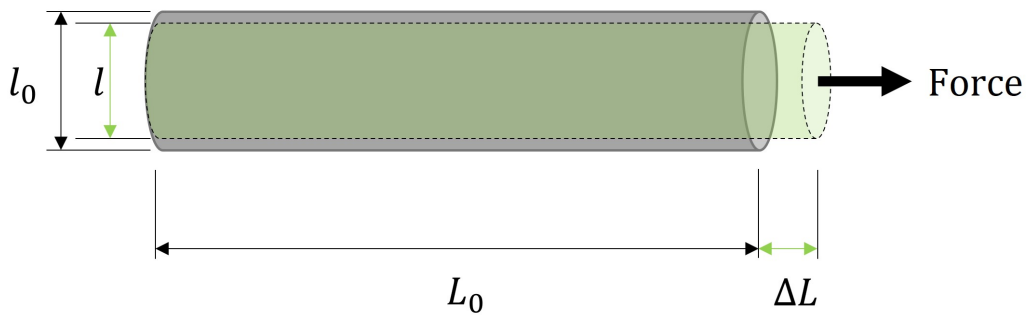


FIGURE 3.3 – Schématisation du principe de la déformation.

Pour les petites déformations, l'allongement est proportionnel à la force. Par conséquent, si on parvient à mesurer la déformation d'un matériau, on peut en déduire la force à laquelle il a été soumis. Mais pour ce faire, la cellule de charge doit être optimisée pour la gamme de force à mesurer, c'est-à-dire :

- Choisir un matériau ni trop fragile ni trop ductile.
- Choisir une géométrie pouvant supporter la charge sans déformation plastique et ayant des déformations mesurables.
- Choisir un capteur de déformation pouvant retranscrire les déformations en signaux mesurables.

Ces trois éléments doivent être choisis, dimensionnés et assemblés pour que la cellule de charge donne une réponse linéaire sur un intervalle correspondant à l'étendue de la force mesurée. La loi de Hooke permet d'exprimer, à partir de la déformation ε et du module d'Young d'un matériau donné E, la contrainte σ. Elle s'écrit comme suit :

$$\sigma = E.\varepsilon \tag{3.4}$$

Le module d'Young traduit l'élasticité d'un matériau, pour une même contrainte, plus le module d'Young est faible, plus la déformation est grande. Cependant, pour concevoir une cellule de charge, il faut trouver un compromis entre avoir le plus faible module d'Young possible, les propriétés thermiques et la faisabilité de l'usinage de la pièce dans le matériau choisi. Les propriétés élastiques d'un matériau dépendent de 3 coefficients qui tiennent en compte l'élasticité et les effets thermiques :

Module d'Young :

$$E = \frac{\text{Contrainte normale longitudinale}}{\text{Allongement relatif longitudinal}} \tag{3.5}$$

Coefficient de Poisson :

$$\upsilon = \frac{\text{Contraction relative transversale}}{\text{Allongement relatif longitudinal}} = \frac{(\Delta l)/l_0}{(\Delta L)/L_0} \tag{3.6}$$

Le coefficient de dilatation thermique linéique : α_E.

En effet, ce dernier exprime la variation du module d'Young en fonction de la température. Lorsque la température des métaux augmente, on observe une diminution de leur module d'élasticité. Pour des métaux tels que l'acier ou l'aluminium, le module d'élasticité E diminue approximativement linéairement avec l'augmentation de la température. On peut approximer cette tendance avec la relation :

$$E = E_0 \left[1 + \alpha_E \left(T - T_0\right)\right] \tag{3.7}$$

Avec T_0 la température initiale et E_0 le module d'élasticité à T_0.

Les métaux et les alliages de métaux remplissent correctement les exigences de déformation pour une cellule de charge. Quelques exemples des plus utilisés sont présentés dans le tableau 3.3.

Matériaux	$\boldsymbol{E}(\mathbf{10^9 Pa})$	$\boldsymbol{\upsilon}$	$\boldsymbol{\alpha_E}$ **en** $\mathbf{K^{-1}}$
Aluminium	71	0,34	23×10^{-6}
Acier	210	0,285	$11,6 \times 10^{-6}$
Acier inoxydable	203	0,30	$16,7 \times 10^{-6}$
Cuivre	100	0,33	17×10^{-6}

Table 3.3 – Propriétés thermoélastiques de certains métaux et alliages.

Il apparait donc que l'aluminium est le meilleur compromis pour notre cellule de charge de traînée malgré sa plus grande dépendance à la variation de la température. Mais nous verrons par la suite que l'on peut compenser ce défaut électriquement dans le montage des capteurs de déformation. Pour le module de portance, comme les sections sensibles sont très fines, l'aluminium risque d'atteindre sa limite élastique très vite. De ce fait, l'acier inoxydable

semble donc un meilleur candidat pour ce cas de figure.

3.2.2 Conception de la géométrie

Les cellules dites de charge ou de déformation ont de multiples formes en fonction de leur application et de l'ampleur des forces à mesurer. Elles sont composées de 3 éléments :

- Le bâti : il doit être suffisamment rigide pour subir la force sans se déformer de façon significative et permettre la fixation de la cellule de charge.
- Le corps d'épreuve : c'est une partie volontairement rendue sensible aux déformations, afin que la charge appliquée provoque en cet endroit précis une déformation élastique mesurable.
- Le capteur de déformation : il a pour fonction de retranscrire en signaux électriques les déformations de l'élément mécaniquement sensible.

Dans une gamme donnée de forces appliquées le rôle de la géométrie de la cellule de charge est d'exacerber les déformations dues aux forces appliquées afin de les rendre mesurables par un capteur de déformation.

3.2.2.1 Module de traînée

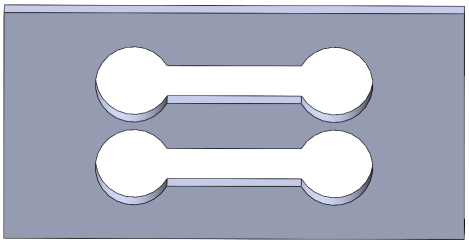
Afin de déterminer la meilleure forme géométrique pour la cellule de charge sensible à la traînée, j'ai modélisé par Conception Assistée par Ordinateur (CAO) des géométries provenant de cellules de charge courantes ou encore de balances aérodynamiques existantes, comme le montre la figure 3.4.

Ces géométries ont été reconstruites à partir de photographies ou de descriptions, n'incluant, dans la plupart des cas, aucune cote. Ainsi, pour déterminer avec précision les dimensions optimales à l'exacerbation des déformations, j'ai effectué plusieurs analyses de conception pour chaque géométrie. Pour cela, j'ai simulé les déformations provoquées par l'application d'une force de traînée de 0,5 Newton sur les différentes géométries. Puis, j'ai modulé les dimensions d'intérêt pour avoir la plus grande déformation possible sur la section mécanique sensible. Avant de commencer l'étude de conception, il convient de faire une simulation statique linéaire.

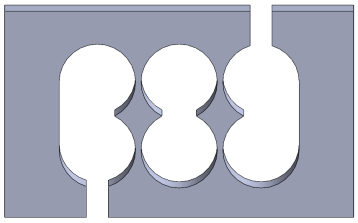
Cette simulation se déroule comme suit :

1. On sélectionne un matériau pour la géométrie créée afin d'avoir les bonnes propriétés élastiques.
2. On détermine la partie fixe de la géométrie, celle fixée au bâti.
3. On impose la force de traînée sur le point d'accroche des futures maquettes.
4. On crée le maillage suffisamment fin pour que le résultat ne dépende pas de sa densité, mais suffisamment grossier pour ne pas prendre trop de temps de calcul (env. 10min).

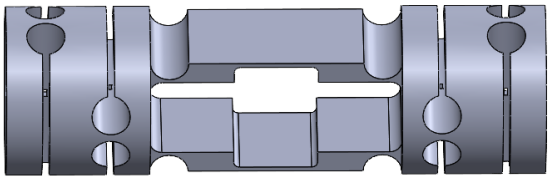
Une fois la simulation statique créée, on procède par itération pour l'étude de conception. À chaque itération, on modifie une dimension de la géométrie. Puis, on calcule les déformations



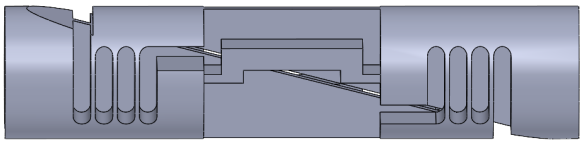
(a) Cellule de type parallélogramme



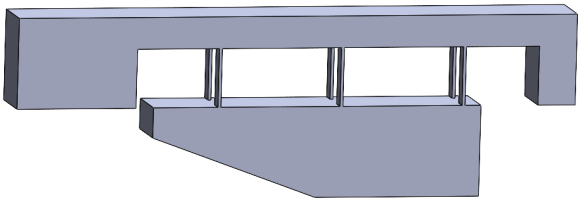
(b) Cellule de charge en « S »



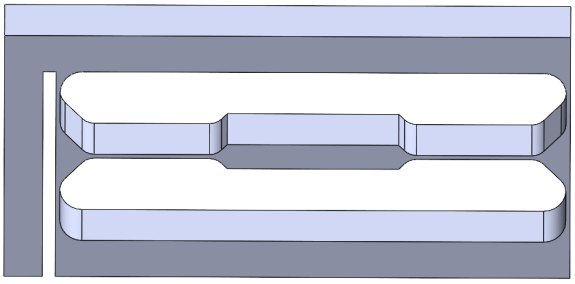
(c) Géométrie inspirée de Délery et al. (2002).



(d) Géométrie inspirée de Dubois (1981)



(e) Géométrie inspirée de rapports internes



(f) Géométrie inspirée de Schlegat (2016)

Figure 3.4 – Différents types de cellule de charge étudiés pour le module de traînée.

sur la section sensible soumise à la contrainte imposée en faisant une simulation statique.

Prenons l'exemple de l'étude de conception des lamelles pour la forme géométrique (f), figure 3.4. Ici la section sensible concerne les 2 lamelles horizontales du milieu de la pièce. 3.4f. Dans ce but, j'ai testé la sensibilité de la déformation par rapport à l'épaisseur sur des sections sensibles, à savoir les lamelles. D'après les résultats de la figure 3.5, on peut en conclure que l'épaisseur optimale des lamelles est de 0,6 mm.

Lorsque toutes les configurations ont été testées, les résultats obtenus sont analysés afin de déterminer la configuration qui sera retenue. Celle qui donne la déformation la plus élevée est potentiellement la géométrie optimale pour notre cellule de charge. Puis on peut étudier plus en détail chaque élément géométrique pour en tirer les meilleures performances possible.

Après avoir modélisé et optimisé chaque géométrie, la déformation maximale équivalente sur les sections sensibles (Noté ESTRN max) ainsi que la déformation normale dans la direction x de la géométrie (Noté EPSX) ont été relevées pour plusieurs géométries de cellules de charge. La direction x correspond à la direction de la force axiale et lorsqu'il n'y a pas d'incidence , à la force de traînée également. Les résultats sont exposés dans le tableau 3.4. Un effet de distorsion d'un facteur 10000 est appliqué afin de bien visualiser la déformation.

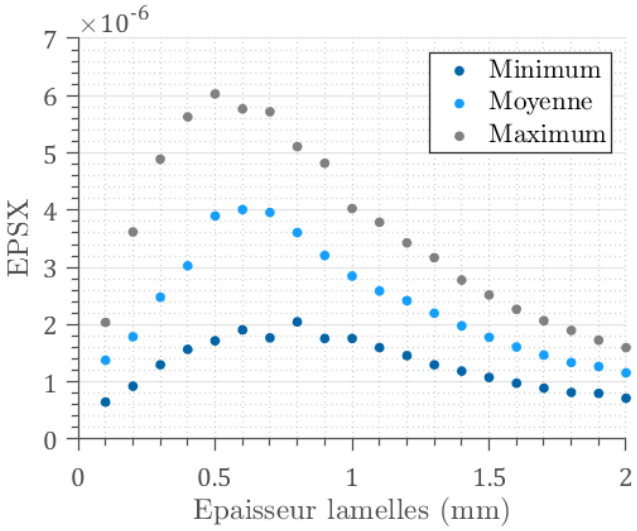


FIGURE 3.5 – Étude de l'influence de l'épaisseur des lamelles sur la déformation.

Cellule de charge	ESTRN max	EPSX
	$2,8 \times 10^{-7}$	$2,3 \times 10^{-7}$
	$6,3 \times 10^{-7}$	$1,6 \times 10^{-7}$
	$1,5 \times 10^{-7}$	$2,1 \times 10^{-8}$
	$5,5 \times 10^{-6}$	$2,6 \times 10^{-6}$
	$3,2 \times 10^{-6}$	$2,6 \times 10^{-6}$
	$2,5 \times 10^{-5}$	$6,3 \times 10^{-6}$

TABLE 3.4 – Étude de sensibilité à la déformation de cellules de charge de différentes géométries.

Les résultats montrent que la dernière géométrie de cellules de charge du tableau 3.4 (ou figure 3.4f) fournit la plus forte déformation à la sollicitation d'une force de 0,5 N en traînée. Comme on le constate dans le tableau 3.4 les déformations provoquées par une force axiale selon x (EPSX) sont maximales pour cette géométrie. C'est pourquoi mon choix s'est arrêté sur la dernière géométrie du tableau 3.4. Pour prévenir tout dommage sur le module de traînée, j'ai intégré une butée mécanique qui évite toute surcharge sur les lamelles. Cette butée limite la déformation, selon x, de la pièce à $1,5.10^{-1}$mm. Cela correspond au déplacement maximal que peut supporter la pièce avant le dépassement de la limite élastique des lamelles avec un facteur de sécurité de 1,5.

3.2.2.2 Module de Portance

À présent que la géométrie du module de traînée est définie, on peut concevoir celle du module de portance. Plusieurs études similaires au module de traînée ont été nécessaires pour aboutir au module de portance. La figure 3.6 résume le raisonnement qui a conduit à la géométrie finale.

Tout comme le module de traînée, des simulations de différentes géométries avec une ou deux zones de déformation ont été testées. L'analyse des résultats m'ont conduit à considérer deux zones de déformation le long du module de portance.

Orientation de la géométrie, influence de la gravité

Pour effectuer une mesure correcte de la portance sans interférer avec la mesure de la traînée, il faut tenir compte de toutes les sollicitations, y compris la gravité. Plusieurs possibilités s'offrent à nous pour la compenser. L'utilisation d'un contre poids en est une, l'orientation des sections sensible en est une autre. La figure 3.7 présente les combinaisons possibles d'orientation des modules respectifs de traînée et portance.

Ainsi pour chacune des configurations la gravité est appliquée du haut vers le bas. J'exerce en plus une force normale de 0,1 N et une force axiale de 0,5 N afin de mesurer la contribution de la gravité aux mesures de forces respectives. La figure 3.7 (a) schématise l'une des orientations possibles pour la balance et les forces appliquées pour cette étude. L'ensemble des résultats de cette étude sont résumés dans la figure 3.8. Ce graphique reprend l'influence de la gravité sur la mesure de la portance et sur la mesure de la traînée. La mesure effectuée par le module de portance ou par le module de traînée représente 50%. Dans chacune des deux mesures, une part provient de la mesure réelle de la force souhaitée et l'autre part correspond à la contribution de la gravité. Ainsi on cherche le meilleur compromis pour l'orientation des deux modules. On constate que les orientations A et C sont les plus sensibles à l'influence de la gravité sur la mesure du module de portance, qui représente environ 20 % des déformations mesurées. À l'inverse, les orientations B et D comportent respectivement 3% et 1% de perturbation due à la gravité.

On conclut, d'après l'étude de sensibilité à la gravité résumée dans le graphique 3.8, que la meilleure orientation respective des modules est celle de la figure 3.7 (d). Dans cette

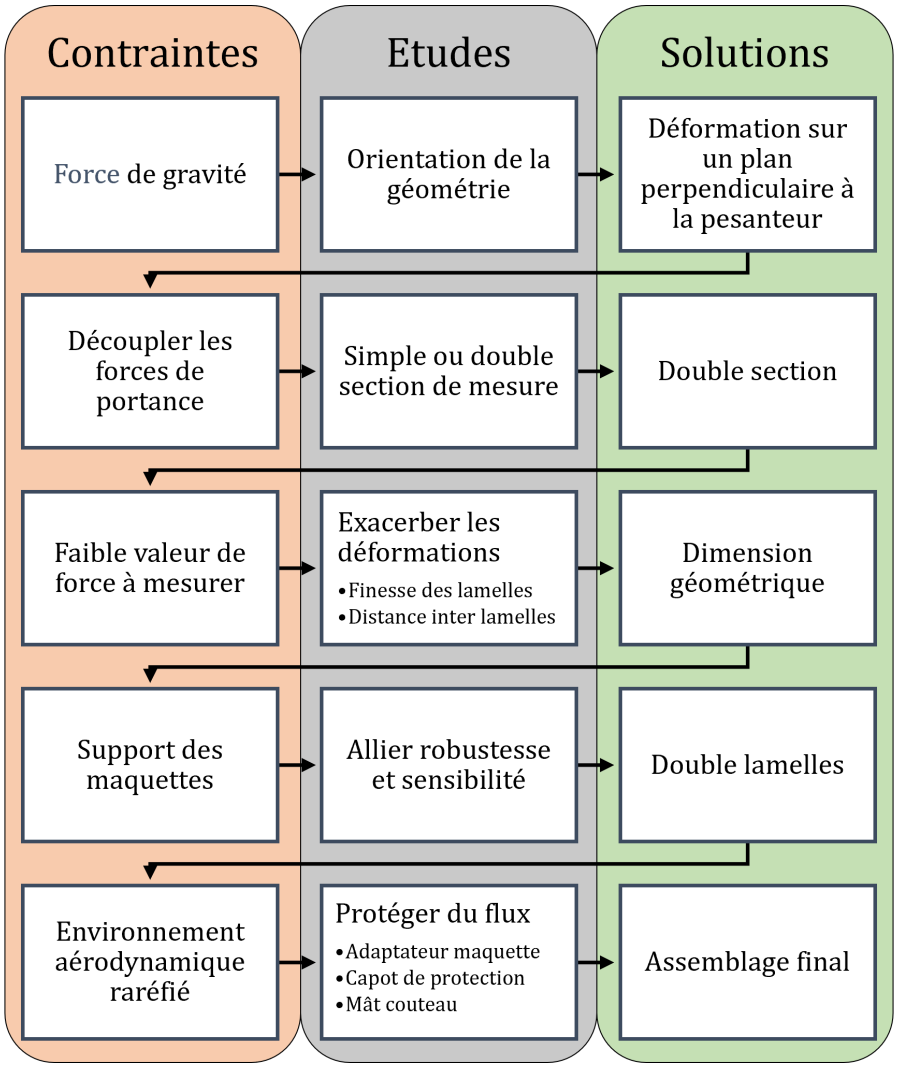


FIGURE 3.6 – Schématisation de l'étude de conception du module de portance.

configuration, toutes les lamelles sont parallèles à la gravité et donc en subissent moins son effet. En effet, si la gravité est orientée perpendiculairement au sens de déformation privilégiée des lamelles, ces dernières sont moins sujettes à la déformation. De plus, la faible déformation due à la gravité dans ce sens est symétrique par rapport à l'axe neutre. Ainsi en plaçant la jauge de mesure sur cet axe, la gravité ne perturbera pas la mesure. Cette étude montre que les forces mesurées ne seront pas impactées par la gravité lors de la mise en incidence de la maquette dans l'écoulement. La balance de poussée sera placée dans l'écoulement de manière à lui donner un angle d'incidence dans un plan horizontal. Ce placement permet d'orienter les forces de portance et de traînée dans un plan perpendiculaire à la force de gravité pour que cette dernière ne joue aucun rôle dans la mesure des forces aérodynamiques.

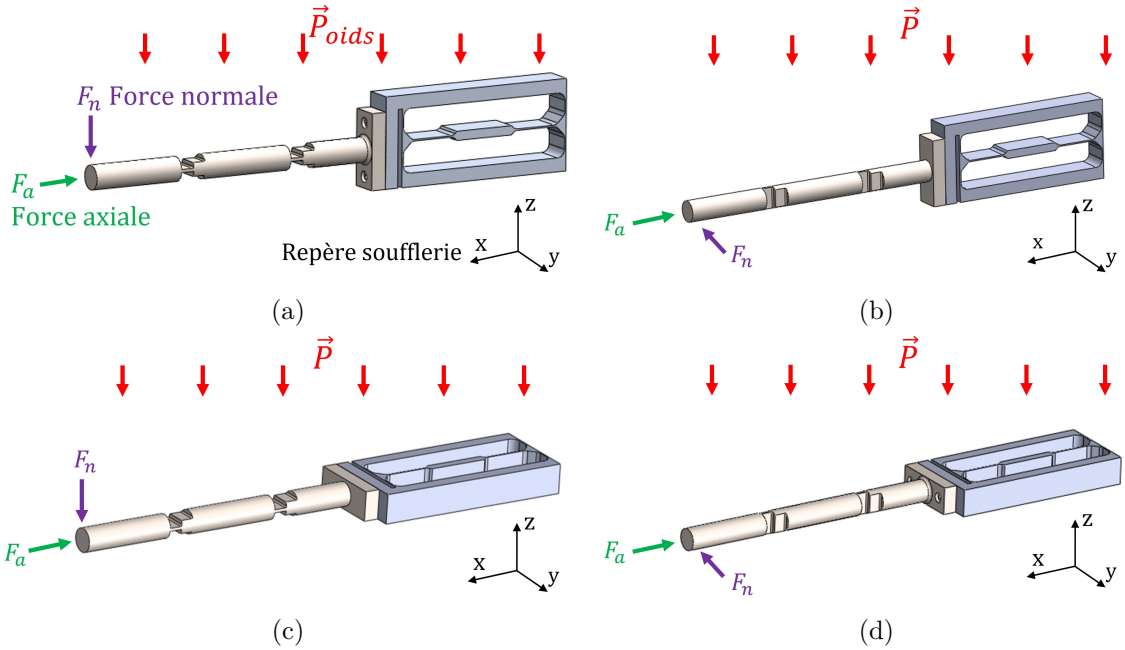


FIGURE 3.7 – Différentes orientations des modules par rapport à la gravité.

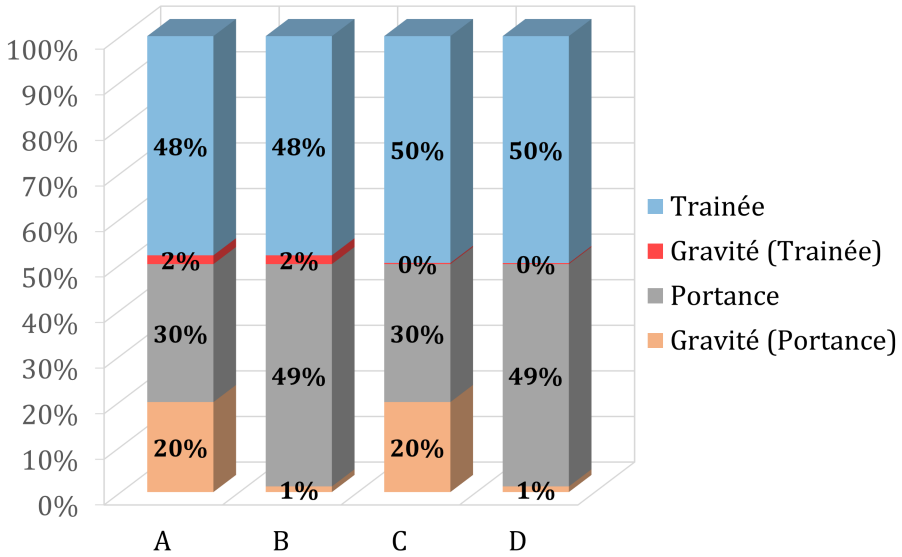


FIGURE 3.8 – Étude de la sensibilité des modules à la gravité en fonction de leur orientation.

Découplage de la force de portance

À l'inverse de la force de traînée qui peut s'obtenir par mesure directe, la portance induit un moment qu'il faut découpler. Pour ce faire, on réalise deux mesures de déformation sur deux sections faibles espacées d'une longueur connue. Ainsi on obtient deux mesures de moment M_{T1} et M_{T2} qui permettent d'isoler la force de portance comme décrit dans l'équation 3.10.

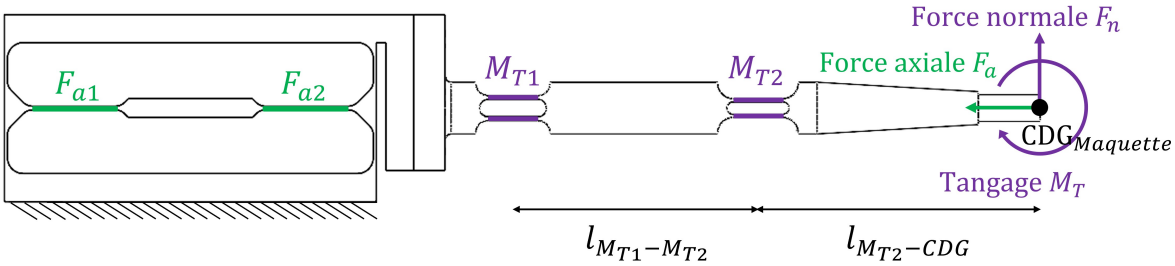


FIGURE 3.9 – Schéma de principe de la balance.

En faisant un bilan des forces sur le module de portance, figure 3.9, on en déduit le système d'équations suivant :

$$M_{T2} = M_{Tangage} - F_N * l_{M_{T2}-CDG} \tag{3.8}$$

$$M_{T1} = M_{Tangage} - F_N * (l_{M_{T2}-CDG} + l_{M_{T1}-M_{T2}}) \tag{3.9}$$

D'après les équations 3.8 et 3.9 on obtient :

$$F_N = \frac{(M_{T1} - M_{T2})}{l_{M_{T1}-M_{T2}}} \tag{3.10}$$

$$M_{Tangage} = M_{T1} - \frac{(M_{T1} - M_{T2})}{l_{M_{T1}-M_{T2}}} * (l_{M_{T2}-CDG} + l_{M_{T1}-M_{T2}}) \tag{3.11}$$

$$M_{Tangage} = M_{T1} * \left(1 - \frac{l_{M_{T2}-CDG} + l_{M_{T1}-M_{T2}}}{l_{M_{T1}-M_{T2}}}\right) + M_{T2}\left(\frac{l_{M_{T2}-CDG} + l_{M_{T1}-M_{T2}}}{l_{M_{T1}-M_{T2}}}\right) \tag{3.12}$$

Ainsi en connaissant la distance séparant les deux zones de déformation $\mathrm{l_{M_{T1}-M_{T1}}}$ qui est fixe et la distance au centre de gravité des maquettes $\mathrm{l_{M_{T2}-CDG}}$ on peut calculer la portance à partir des moments mesurés aux deux zones de déformation M_{T1} et M_{T2}.

Gamme de mesure des forces

Les forces de portance à mesurer sont plus ou moins faibles (de l'ordre du milli-newton) en fonction de la géométrie testée. C'est pourquoi on cherche à maximiser leur sensibilité sans sacrifier la rigidité de la structure qui devra supporter le poids des maquettes testées. Plusieurs paramètres entrent en jeu dans cette sensibilité.

- La distance entre les lamelles et le centre de gravité. En effet, plus le bras de levier est grand plus le moment ressenti par les lamelles sera grand et plus les déformations

seront importantes.

- L'épaisseur des lamelles. Comme vu précédemment pour la traînée, l'épaisseur des lamelles influe directement sur les déformations.

Comme les deux zones de mesures de la portance sont espacées, le bras de levier n'est pas le même. De ce fait, si on garde la même épaisseur de lamelle pour les deux zones, l'une atteindra plus vite sa limite élastique que l'autre lors d'une sollicitation. Par conséquent, l'éventail de mesures s'en trouvera réduit. Pour pallier à ce problème, l'épaisseur est calculée de façon à ce qu'une charge appliquée provoque la même déformation sur les deux zones de mesures.

Intégration

La lamelle double a deux avantages : elle permet l'utilisation de lamelles très fines, sans fragiliser pour autant la structure. On obtient donc une grande sensibilité et une bonne robustesse. Par exemple deux lamelles de 0,5 mm d'épaisseur espacées de 2 mm ont la robustesse d'une lamelle de 3 mm et la sensibilité d'une lamelle de 2,3 mm.

3.2.3 Capteur de déformation

La géométrie définie, il convient de déterminer le capteur de déformation optimale pour transcrire les déformations en signaux électriques mesurables, puis, grâce à un étalonnage, en force de poussée et de traînée.

On dénombre essentiellement 2 grands types de capteurs de déformation pour les faibles déformations : les jauges métalliques et les jauges à semi-conducteur. La variation de la résistance des jauges métalliques provient essentiellement de sa modification dimensionnelle et leur sensibilité ne dépend que du coefficient de Poisson. En revanche pour les jauges à semi-conducteur c'est l'effet piézorésistif qui prédomine. Il s'agit d'une variation de la conductivité intrinsèque du matériau lorsqu'il est soumis à une contrainte. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau 3.5.

Pour le module de traînée, mon choix s'est porté sur les jauges métalliques. D'une part, elles présentent la plus grande stabilité de mesure des déformations, même si ces dernières sont faibles. D'autre part, leurs dimensions restreintes permettent l'installation d'un pont complet, essentiel pour s'affranchir des forces parasites. Concernant le module de portance, les forces sont extrêmement faibles, de ce fait les jauges à semi-conducteur sont un meilleur compromis. La dérive temporelle des capteurs semi-conducteurs représente un véritable problème, puisque le temps nécessaire à l'établissement des conditions d'écoulement et à la mesure dépasse avec certitude les 5 minutes. Mais en adaptant le protocole de mesure, on peut contourner ce problème. Il s'agit, entre autres, de soustraire la balance au flux pour que la sollicitation ne dure que quelques secondes et répéter cette démarche afin de s'assurer de la reproductibilité de la mesure. L'explication détaillée du protocole de mesure se trouve au chapitre 4.1.4.1 page 117.

	Jauge métallique	Jauge à semi-conducteur
Principe	Variation de la résistance d'un fil métallique dû à la déformation de sa géométrie.	Modification de la conductivité due à la piézorésistance du matériau soumis à une contrainte mécanique.
Avantages :	Facilité de mise en œuvre Prix Stabilité de mesure dans le temps	Grande sensibilité à la déformation Facteur de jauge jusqu'à 100 fois plus élevé que celui des jauges métalliques
Inconvénients :	Moyenne sensibilité à la déformation (besoin d'amplification du signal)	Dérive temporelle qui peut atteindre un Newton/minute (fluage) Très sensibles aux variations de température Prix

TABLE 3.5 – Comparatif des avantages et inconvénients des différents types de capteurs de déformation.

3.2.3.1 Principe des jauges de déformation

Les jauges de contrainte ou jauges de déformation sont des capteurs de déformation qui fonctionnent selon le principe suivant : lorsque la section sensible de la cellule de charge est soumise à une force, celle-ci subit une contrainte et se déforme en même temps que la jauge collée dessus. La déformation du paterne de la jauge provoque alors la variation de sa résistance, comme on peut le voir sur la figure 3.10.

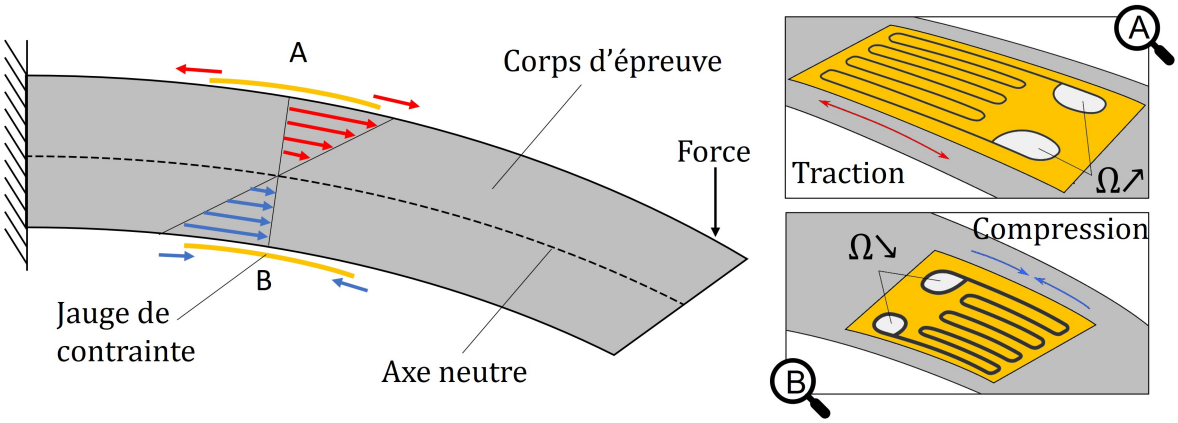


FIGURE 3.10 – Principe des jauges de déformation.

Ainsi lorsque la jauge est comprimée (b) la surface du fil s'épaissit et sa résistance diminue.

Au contraire lorsque la jauge est étirée, la surface du fil s'affine et sa résistance augmente. Reliant de ce fait la déformation de la cellule de charge à la résistance de la jauge suivant la relation suivante :

$$\varepsilon = \frac{\Delta L}{L_0} = \frac{\Delta \mathbb{R}/\mathbb{R}}{K} \tag{3.13}$$

On définit K le facteur de jauge comme étant le rapport :

$$K = \frac{\Delta \mathbb{R}/\mathbb{R}}{\Delta L/L_0} \tag{3.14}$$

Par la relation (3.15) résultant de l'équation (3.13) qui relie la déformation à la variation de résistance, on comprend que plus la résistance nominale de la jauge est grande, plus les mesures de faibles déformations et par conséquent de faibles forces seront possibles.

$$\varepsilon \cdot K \cdot \mathbb{R} = \Delta \mathbb{R} \tag{3.15}$$

En d'autres termes, en augmentant la résistance des jauges on augmente également la résolution de mesure des forces. Dans une gamme donnée de jauges, on préférera celles avec la plus grande résistance nominale.

Cependant comme on peut le voir sur la figure 3.11, la jauge va intégrer toutes les déformations, positives ou négatives, et les moyenner. La taille de la jauge et la répartition des déformations sont donc aussi primordiales que le facteur de jauge. En effet, si le pic de déformation est concentré sur 1 mm, mais que la jauge mesure 6 mm ou plus, le pic de déformation risque d'être amoindri par la sommation des déformations localisées sous la jauge de contrainte.

Bien entendu, le comportement de la cellule de charge choisie ne concentre pas les déformations en un "pic", mais les répartit sur la longueur de la lamelle. Par conséquent, la sensibilité dépend à présent du choix de la jauge de contrainte pour qu'elle soit adaptée à la géométrie de la cellule de charge ainsi qu'à l'environnement de mesure.

3.2.3.2 Options techniques des jauges

Il existe une grande diversité de jauges au sein de ces deux types. Tous les paramètres entrant dans la composition d'une jauge métallique ou semi-conductrice influencent la mesure de la déformation. Il est nécessaire de choisir point par point la composition de la jauge de contrainte, de même que de veiller à la bonne cohésion de l'ensemble.

Le support

Le filament rectangulaire semi-conducteur ou la grille de mesure formée par le fil conducteur reposent tous deux sur un support dont l'unique objectif est de transmettre au mieux la déformation au paterne. Le support est généralement réalisé en l'un de ces 2 matériaux

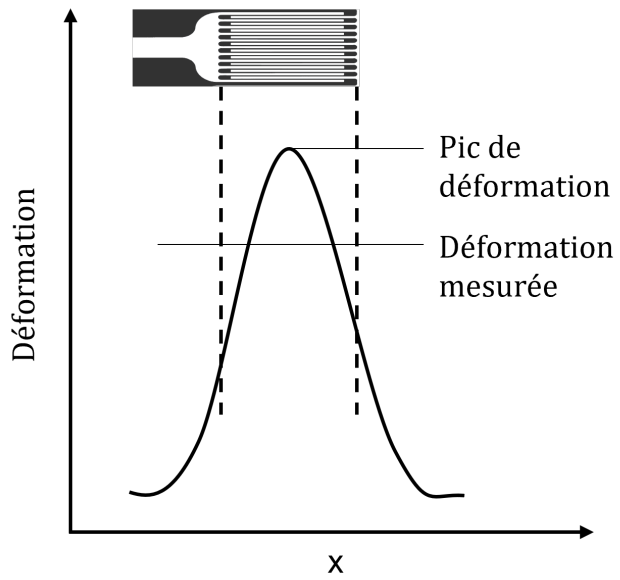


FIGURE 3.11 – Contrainte mesurée par une jauge résistive en fonction de la contrainte présente le long de sa longueur.

principaux :

- Résine d'époxydes avec fibre de verre :
  - Température entre −200°C et 350°C
  - Elongation maximale 2%
- Les polyimides :
  - Température entre −150°C et 250°C
  - Elongation maximale 20 %

Mon choix se porte sur le polyimide puisque sa gamme de température correspond à nos contraintes et qu'il ne va pas restreindre l'élongation du paterne.

Le matériau

La matière de la jauge conditionne directement sa conductivité et son élasticité, donc sa sensibilité. Parmi les matériaux les plus utilisés dans le marché, on trouve ceux présentés dans le tableau 3.6

Matériaux	Sensibilité
Alliage de Constantan	2,1
Karma	2
Alliage isoélastique	3,2
Alliage nickel-chrome	2,1

(a) Métallique

Matériaux	Sensibilité
Silicium type P	100 à 170
Silicium type N	-100 à -140
Germanium type P	102
Germanium type N	-150

(b) Semi-conducteur

TABLE 3.6 – Différents facteurs de jauge en fonction de la composition de la jauge.

J'ai opté pour l'alliage en constantan pour les jauges métalliques, l'un des plus utilisés, puisque sa sensibilité est constante même pour les grandes déformations. Il possède une résistivité élevée, ce qui permet de miniaturiser les jauges, et il est très stable face aux variations de température. Concernant les jauges semi-conductrices, elles comportent deux types de réponses : la négative, dite de type N, dont la résistance diminue en réponse à une contrainte de traction et la positive dite de type P, dont la résistance augmente en réponse à une contrainte de traction. Comme je cherche à avoir la plus grande sensibilité possible, mon choix s'est porté sur le silicium de type P.

Taille du paterne de la jauge

La lamelle mesure 13 mm de longueur par 10 mm de largeur et 0,6 mm d'épaisseur comme vu précédemment. La jauge doit être suffisamment grande pour intégrer les déformations, mais suffisamment petite pour tenir sur les lamelles et incorporer seulement la zone d'intérêt. À savoir la zone où les déformations sont en moyenne maximales.

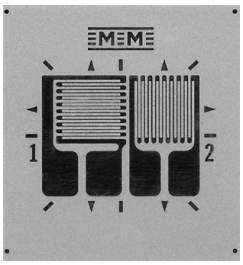
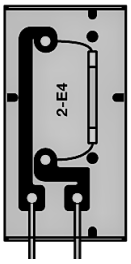
	Jauge métallique	Jauge semi-conductrice
Nom	EA-06-062TT-350 de Micro Measurments	KSPB-2-1K-E4 de KYOWA
Facteur de jauge	$2 \pm 0,5\%$	$180 \pm 3\%$
Résistance nominale	$350\Omega \pm 0,2\%$	1000Ω
Taille du paterne	$3,38 \times 4,27$mm	$2 \times 0,2$mm
		

TABLE 3.7 – Résumé des caractéristiques des jauges choisies.

Au vu de tous ces éléments, mon choix se porte :

- Pour le module de traînée, sur les jauges à trame nue avec support en polyimide, grille en constantan autocompensée pour l'aluminium de 1,57mm de long, rosette en T et avec une résistance nominale de 350Ω .
- Pour le module de portance j'ai décidé d'utiliser les jauges à semi-conducteur avec support en polyimide, barreau en silicium et une résistance nominale de 1000Ω.

Cela, dans le but de faire le meilleur compromis pour mesurer les déformations des corps d'épreuve. Le tableau 3.7 résume leurs caractéristiques principales.

Disposition géométrique

La disposition géométrique dépend en grande partie de la nature des déformations que l'on veut mesurer, mais aussi du montage électrique dans lequel s'inscrivent les jauges. Ainsi, quand il s'agit de déformations longitudinales comme la traction et la compression, on dispo-

sera les jauges parallèlement au sens de déformation. Mais pour compenser une déformation indésirable due à une torsion ou une dilatation thermique, on disposera une seconde jauge perpendiculairement à la première afin de mesurer les déformations transversales.

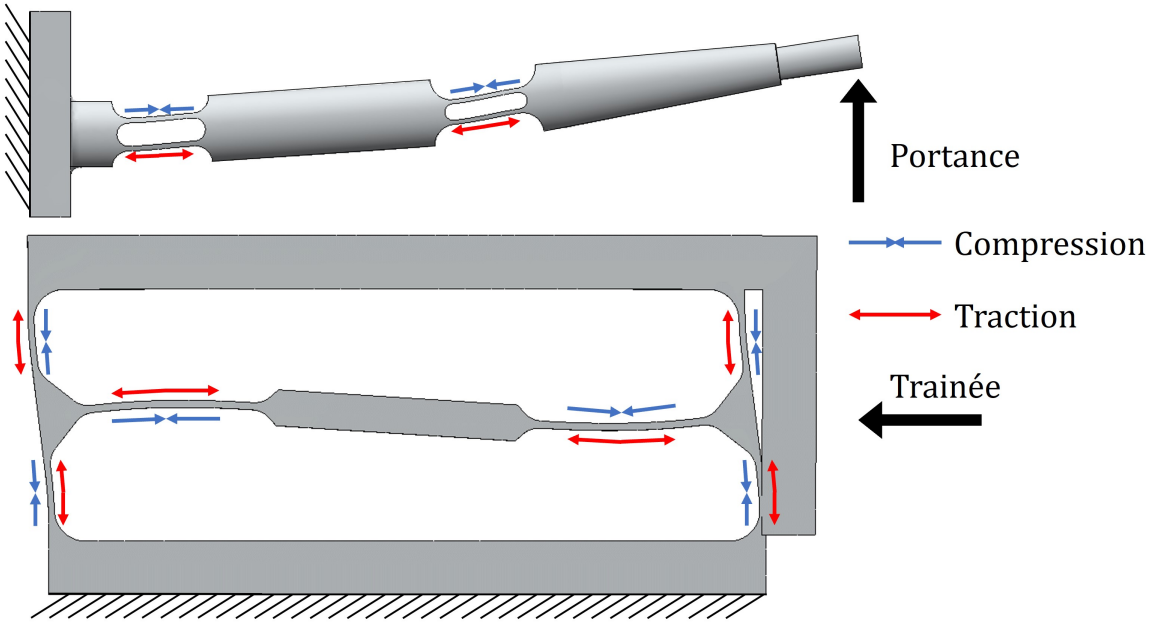


FIGURE 3.12 – Comportement dynamique par CAO du travail de la balance.

La nature des déformations de la balance est schématisée sur la figure 3.12. La cellule de traînée se déforme en "S". Dans le cas d'une flexion vers le bas, pour la partie haute du S, la partie supérieure de la lamelle est en traction et la partie inférieure de la lamelle est en compression et inversement pour l'autre partie du S. La cellule de portance, travaille comme une poutre en flexion. Lors d'une flexion vers le haut, la partie supérieure est en compression et la partie inférieure est en traction. La bonne lecture de ces déformations est donc conditionnée par le placement des jauges, mais surtout par leur montage électrique.

3.2.4 Montage électrique

Différentes façons de mesurer la résistance d'une jauge s'offrent à nous. Mais pour mesurer les petites variations de résistance que produisent les jauges de contrainte, la meilleure méthode est celle du pont de Wheatstone.

Le pont de Wheatstone se compose de 4 résistances variables, $\mathbb{R}_1$ à $\mathbb{R}_4$, d'une alimentation en DC ou AC notée U sur la figure 3.13. La tension de sortie est notée ΔE_m. On obtient l'équilibre du pont si $\Delta E_m = 0$ et donc $\mathbb{R}_1\mathbb{R}_3 = \mathbb{R}_2\mathbb{R}_4$. Dans le cas où les résistances ont la même valeur nominale et que l'impédance Zm des instruments de mesure de la tension de sortie est très grande devant $\mathbb{R}$ alors on obtient la relation suivante (i.e.$\delta_1 = \Delta\mathbb{R}_i \setminus \mathbb{R}_i$) :

$$\Delta E_m = \frac{U}{4} \cdot (\delta_1 - \delta_2 + \delta_3 - \delta_4) \tag{3.16}$$

Si on remplace les 4 résistances par 4 jauges de contrainte (pont complet) on obtient :

$$\delta_i = \Delta\mathbb{R}_i/\mathbb{R}_i = K \cdot \varepsilon \tag{3.17}$$

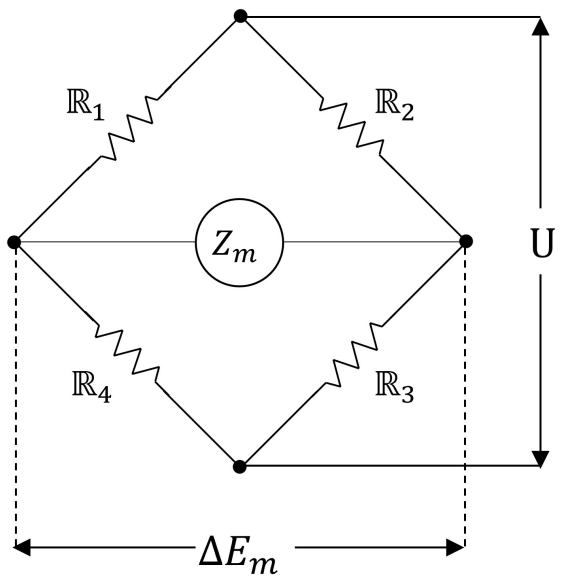


FIGURE 3.13 – Schéma électrique du pont de Wheatstone.

Pour mieux comprendre le principe de la mesure en pont complet, on peut considérer les jauges placées sur un barreau en flexion causé par l'application de la force P, comme ci-dessous :

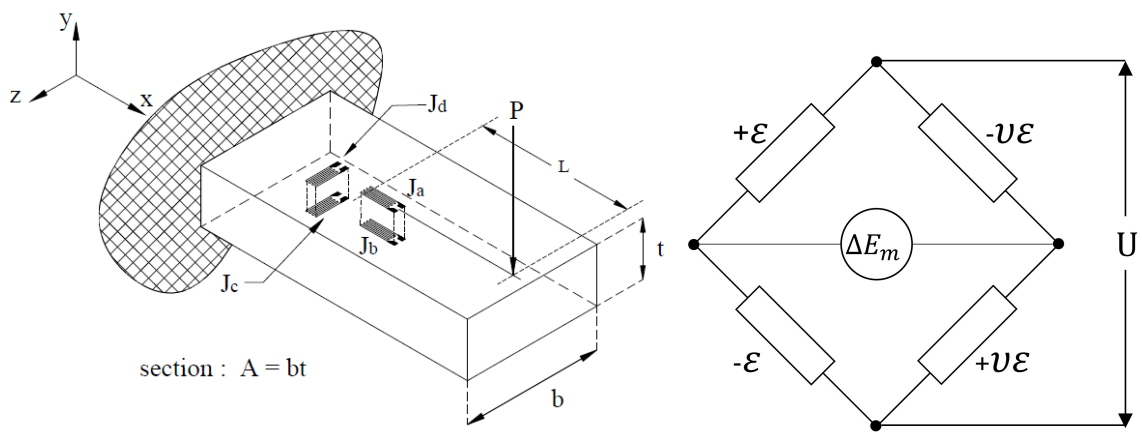


FIGURE 3.14 – Mesure des déformations d'un barreau en flexion par pont complet.

On a :

$$\varepsilon = \varepsilon_a = -\varepsilon_b = \frac{|\overrightarrow{P}|Lt}{2IE} \quad ; \quad \varepsilon_c = -\varepsilon_d = \upsilon\varepsilon \quad ; \quad I = \frac{bt^3}{12} \tag{3.18}$$

On obtient donc :

$$\Delta E_m = \frac{U}{4} K \cdot [2(1+\upsilon)\varepsilon] \tag{3.19}$$

Les avantages du pont complet sont les suivants :

- Compensation en température
- Compensation pour la traction-compression due à une force axiale parasite, selon x par exemple.
- Compensation pour la flexion selon plan x-z puisqu'elle est placée sur l'axe neutre.
- La torsion n'a pas d'effet du fait des différents placements des jauges, torsion parasite selon l'axe x par exemple.
- Le signal de sortie est théoriquement 1,3 fois plus élevé que celui d'un demi-pont.

Dans le cas d'un demi-pont, 2 jauges sur 4 sont placées dans le pont de Wheatstone, comme le montre le schéma :

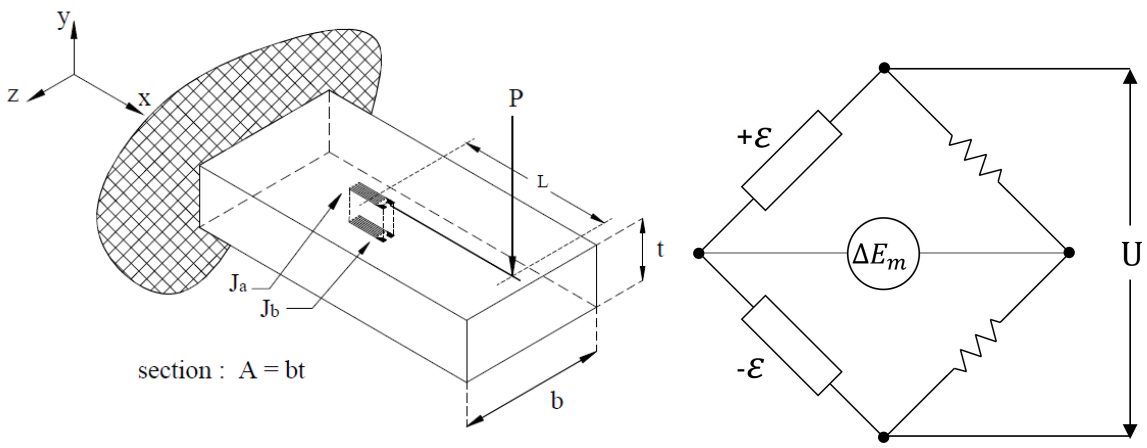


FIGURE 3.15 – Mesure des déformations d'un barreau en flexion par demi-pont.

Dans cette configuration en demi-pont, on obtient les mêmes avantages qu'en pont complet, mais le signal de sortie est plus faible comme le montre l'équation de la tension de sortie du demi-pont :

$$\Delta E_m = \frac{U}{4} K.2\varepsilon \tag{3.20}$$

De plus, le coefficient de poisson n'intervient plus, car les deux jauges sont parallèles. On peut donc avoir une perte de compensation en température.

Le placement des jauges a également son importance. Dans un pont complet, si on place les 4 jauges de façon parallèle les unes par rapport aux autres, le coefficient de poisson n'intervient plus non plus dans l'équation :

$$\Delta E_m = U.K.\varepsilon \tag{3.21}$$

Ainsi lorsque les jauges sont collées sur la cellule de charge de façon à former un pont complet de Wheatstone, cela permet d'obtenir une compensation thermique, une isolation de l'effet mécanique désiré et un signal de sortie maximal.

3.2.4.1 Instrumentation des cellules de déformation

Sous peine de réduire à néant tout le travail de conception, l'intégration des capteurs de déformation aux corps d'épreuve ne doit pas être laissée au hasard. D'autres éléments en apparence anodins doivent être compatibles pour assurer le bon fonctionnement de la balance, notamment la rigidité des câbles. Ils peuvent entrainer l'application de forces parasites et amoindrir la force que l'on cherche à mesurer. En conséquence, j'ai opté pour des câbles les plus souples possible, en les fixant à des points d'accroche intermédiaire dans l'intention de casser la transmission de forces parasites.

Les autres éléments d'importance sont les colles ou adhésifs. Ils doivent maintenir une parfaite fixation de la jauge sur la cellule de charge de manière homogène, sans y ajouter de contrainte ni restreindre les déformations, tout en résistant à l'environnement. Pour ce faire, il faut s'assurer de la bonne compatibilité de la colle à la fois avec le matériau de la jauge, mais aussi avec celui de la cellule de charge. Elle ne doit pas subir de fluage dans le temps et avoir une bonne transmission de la déformation. Il existe trois types de colle que l'on trouve principalement sur le marché, chacune avec des particularités dont il faut en tenir compte :

— Résine d'époxyde :
  - Polymérisation à T ambiant, température maximale de 70°C
  - Polymérisation à chaud, température maximale de 260°C
  - Stable dans le temps
  - Isolante et chimiquement inerte
— Cyanoacrylate
  - Température maximale de 85°C
  - Durée de vie limitée
  - Préparation particulière des surfaces
— Base céramique
  - Température maximale de 200°C à 800°C
  - Pour support temporaire
  - Petites déformations seulement

La résine époxyde est le meilleur candidat pour nos besoins. Avec une Polymérisation à chaud, sa résistance en température et sa durée de vie s'en trouvent étendues.

Ma cellule de déformation pour mesurer les forces de traînées est équipée de 2 ponts de Wheatstone complets. Le premier pont se compose des jauges de déformation numérotées J.1 à 4 et le second des jauges de déformation numérotées J.5 à 8, comme annoté sur la figure 3.16. Chacun des deux ponts sont équilibrés en impédance à l'aide d'un composant en forme de Ω, noté A et B. Les deux branches du pont de Wheatstone sont reliées de part et d'autre de l'Oméga. En enlevant de la matière sur l'Omega d'un côté ou de l'autre on change la résistance, ce qui permet d'équilibrer l'impédance des deux branches du pont complet. Par branche du pont de Wheatstone sur le schéma électrique, on désigne en réalité les jauges de déformation au-dessus et au-dessous de la lamelle. Le signal de sortie de l'Omega et l'alimentation sont reliés aux cosses relais notées Y et Z, puis à l'appareil d'alimentation et de lecture du signal électrique.

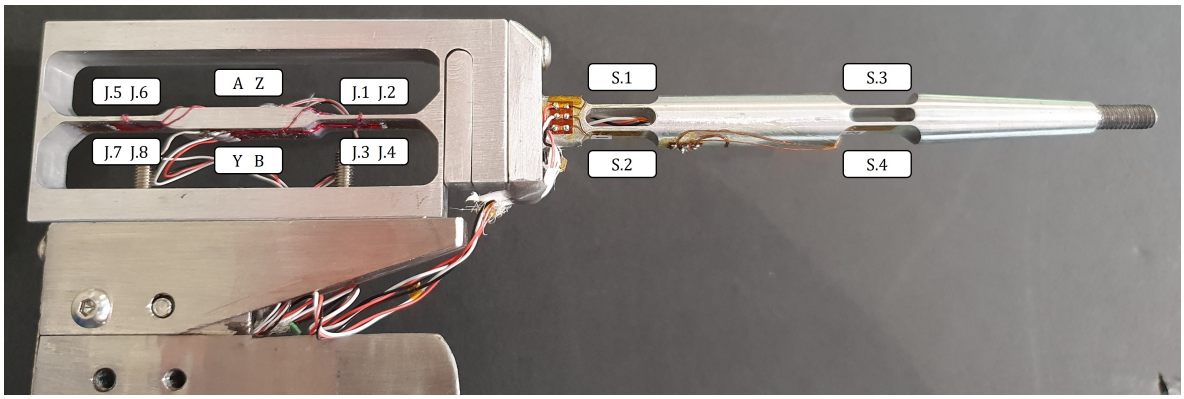


FIGURE 3.16 – Disposition des ponts complets et demi-pont sur le prototype de balance.

La place sur les lamelles du module de portance est plus restreinte. Comme les jauges semi-conducteurs sont plus sensibles aux déformations, j'ai fait le compromis d'installer deux demi-ponts de Wheatstone sur les sections mesurant le moment M_{T1} et M_{T2}. Les jauges du premier demi-pont sont numérotées S.1 S.2 et celles du second sont numérotées S.3 S.4, toutes deux reliées à des cosses relais.

3.2.4.2 Assemblage final

Pour terminer la conception, il a fallu doter la balance d'une protection contre le flux incident afin de mesurer exclusivement les forces ressenties par la maquette et non les forces résultantes de l'action du flux sur la balance elle-même. J'ai ainsi conçu un capot le plus profilé possible, tout en étant protecteur.

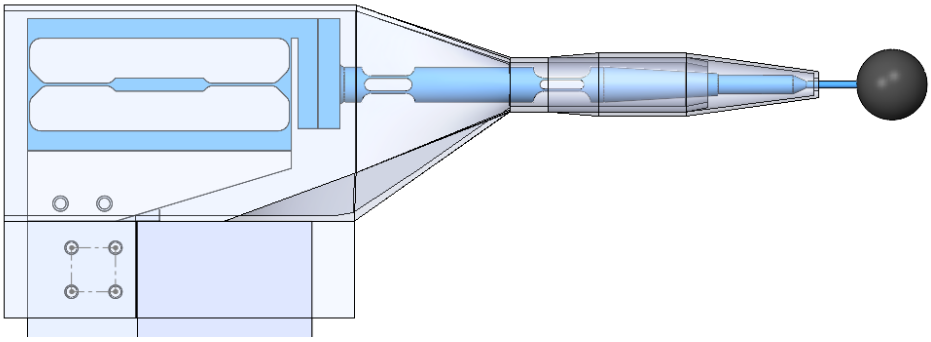


FIGURE 3.17 – Assemblage final de la balance avec une sphère pour maquette.

Ce capot présenté sur la figure 3.17 a une forme très aplatie. Il permet de couvrir intégralement la section sensible sans entraver la mesure. Il se termine par un tube en biseau à contre-pente des adaptateurs du mat de portance, dans l'intention d'empêcher le passage du flux par cet interstice. La maquette étant devant cet interstice, il est peu probable, compte tenu du sillage en raréfié, que cela ait une influence majeure sur la mesure. Les adaptateurs qui terminent le mat de portance servent d'interface entre la balance et les maquettes. Ils ont

tous la même longueur, simplement leurs diamètres diffèrent pour s'adapter au mieux à la taille de la maquette testée, comme le montre l'étude (L. L. Kavanau, 1956).

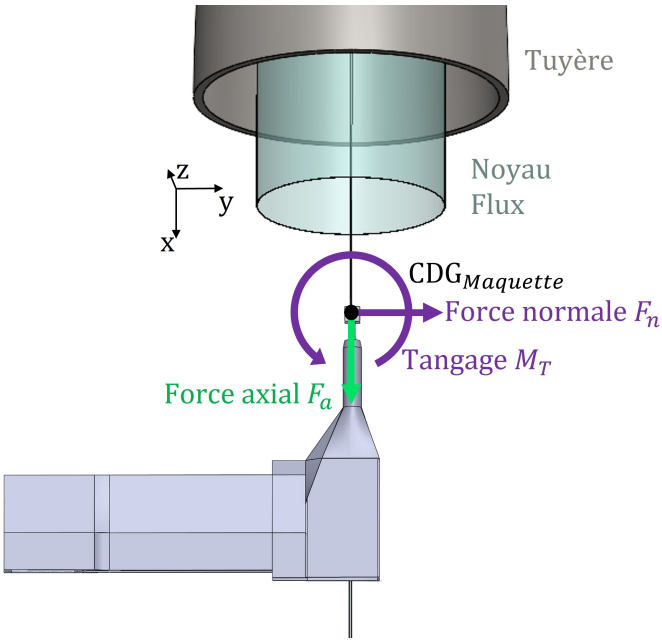


Figure 3.18 – Installation de la balance aérodynamique dans la soufflerie en vue de dessus.

Un mat profilé vient maintenir l'ensemble dans le flux et permettre le passage sécurisé des câbles. Il est en forme de lame pour limiter au maximum toutes interactions avec l'écoulement et donc la création d'ondes de choc. La figure 3.18 montre le placement de la balance dans la soufflerie. Concernant la longueur totale du mat, elle a été réfléchie pour être adaptée à toutes les utilisations de la balance et notamment de la mise en incidence des maquettes ainsi que les différents diamètres des tuyères. Un mat trop long aurai pour conséquence de trop déporté la maquette lors de la mise en incidence, rendant impossible la correction de son placement dans la veine d'essais. À l'inverse, un mat trop court ne permettrait pas l'utilisation de la balance avec les tuyères les plus volumineuses, car le déport du mat ne suffirait pas à s'extraire du flux.

3.2.4.3 Signal de sortie théorique

Les simulations dynamiques en CAO permettent de prédire la déformation théorique de la cellule de charge soumise à une stimulation représentant une force de traînée, et ainsi d'en déduire la déformation théorique vue par la jauge de contrainte. La figure 3.12 illustre ce type de calcul. On remarque sur cette figure une zone où la contrainte est plus importante.

La déformation résultante sera la moyenne des déformations suivant l'axe x (axe de traînée) sur une surface équivalente à la surface de la grille de mesure de la jauge. Le graphique de la figure 3.19, présente la réponse en déformation de la cellule de contrainte à une sollicitation d'une force axiale de traînée de 1 mN à 1 N.

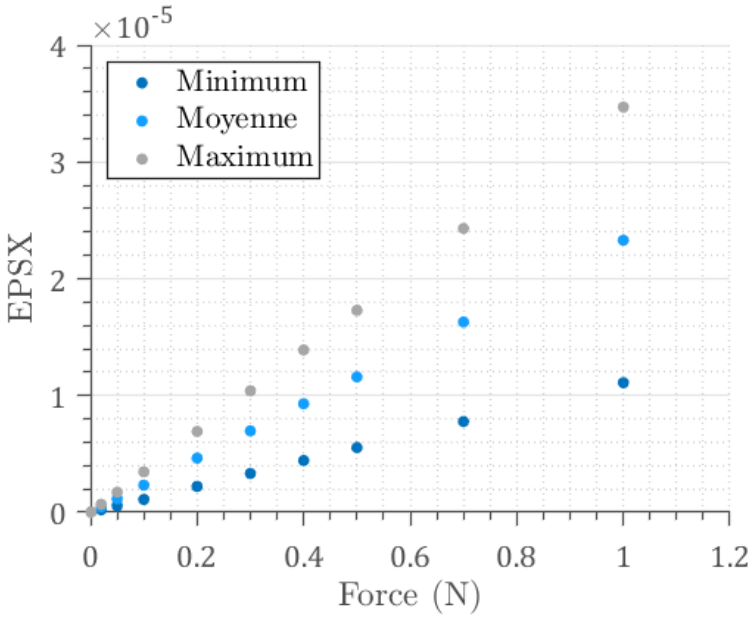


FIGURE 3.19 – Étude de la déformation de la cellule de traînée en fonction de la force appliquée suivant l'axe x.

À partir de la valeur ainsi obtenue de la moyenne des déformations, on peut calculer le signal électrique de sortie d'un pont de Wheatstone complet grâce à l'équation 3.19. La figure 3.20 présente la réponse suivante à la sollicitation des jauges par les déformations mécaniques en prenant un facteur de jauges $K = 2,05$, un coefficient de poisson de $\nu = 0,340$ et une tension d'entrée de 5 volts, correspondant à l'alimentation des jauges métalliques utilisées pour le module de traînée.

La réponse est linéaire, comme souhaité pour le besoin. Néanmoins, le signal de sortie est relativement faible ce qui implique que le système d'acquisition soit suffisamment sensible, à moins d'utiliser un amplificateur. Un gain de 10 000 par exemple, donnerait une valeur de sortie de 1,52 mV pour une force de 1 mN et 2,23 V pour une force de 1 N. Ces variations semblent tout à fait mesurables, toutefois il ne faut pas négliger la présence possible de bruits parasites qui pourraient être augmentés en même temps que le signal et perturber les mesures. De plus des amplificateurs de qualité sont très onéreux.

Finalement j'ai opté pour un système d'acquisition de données de précision polyvalent : le système 8000 de Micro-Measurements, avec une résolution de 0.5µε pour un facteur de jauge de 2(0.25µV/V), et qui permet en même temps d'alimenter les jauges de contrainte avec des valeurs variables comprises entre 0.5 et 10 volts.

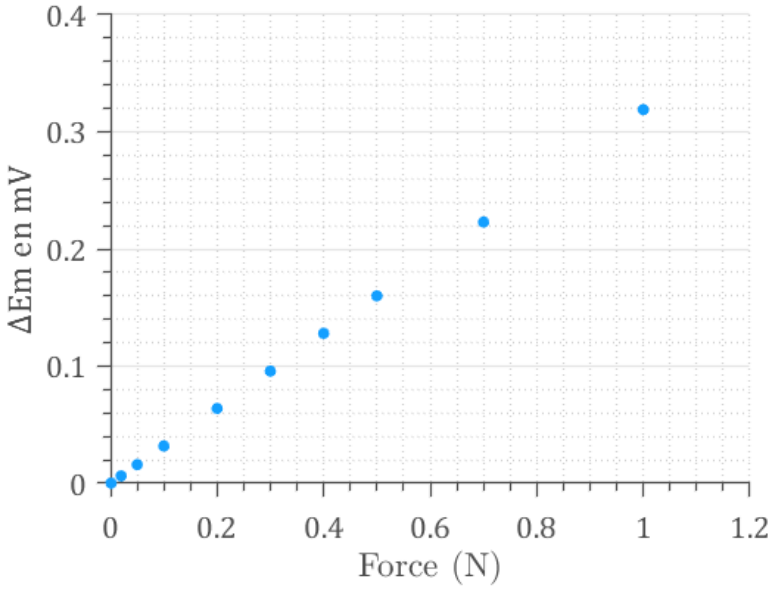


FIGURE 3.20 – Réponse du pont de Wheatstone en fonction de la charge appliquée sur la cellule de charge de traînée.

3.3 Étalonnage de la balance

La dernière étape nécessaire à l'utilisation de la balance est son étalonnage. Cela va permettre de convertir le signal de sortie électrique dont l'unité est le mV/V en force exprimée en Newton. J'ai décidé d'effectuer l'étalonnage en trois temps. D'abord l'étalonnage du module de traînée seul, puis l'étalonnage de l'ensemble, dans le but de vérifier que la force de portance n'influe pas sur la mesure de traînée. Enfin, un dernier étalonnage est réalisé avec la mise en incidence de la balance pour s'assurer du bon fonctionnement dans cette inclinaison.

3.3.1 Étalonnage du module de traînée

Dans un premier temps le module de traînée a été étalonné seul sans être assemblé au corps de la balance de poussée. Pour cette première étape, des masses d'étalonnages calibrées de 0,01g (feuille d'étain) à 100g ont été posées directement sur la cellule. Différentes tensions d'alimentation ont été appliquées. Pour chaque configuration, l'acquisition du signal de sortie des deux ponts complets a été réalisée simultanément. On obtient ainsi la réponse en mV/V du module de traînée soumis à une stimulation graduelle, comme le présente la figure 3.21. De par leurs placements dans la cellule, les deux ponts complets du module de traînée sont inversement proportionnels. Les valeurs ainsi obtenues peuvent être décrites par une fonction affine permettant de transcrire la réponse électrique du module de traînée en force. L'étalonnage a été réalisé plusieurs fois pour s'assurer de la reproductibilité des mesures comme présentées dans la figure 3.22, série 1 et 2.

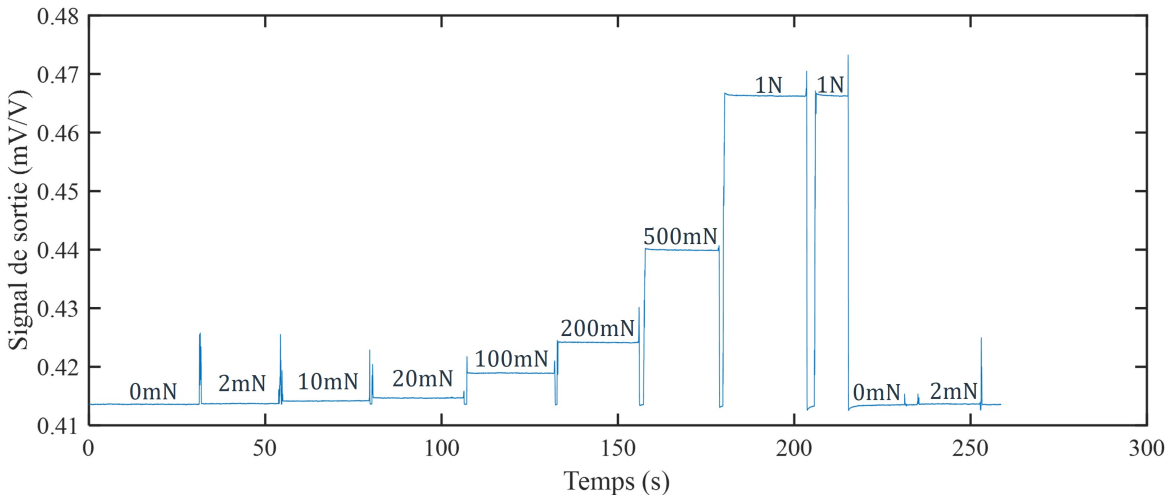


FIGURE 3.21 – Réponse du module de traînée à la sollicitation de masses d'étalonnages.

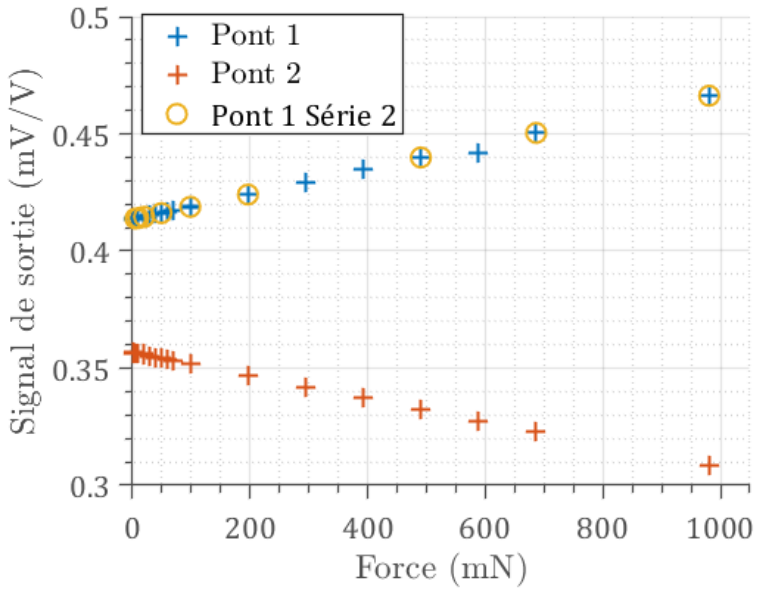


FIGURE 3.22 – Réponse du module de traînée à une sollicitation tangentielle.

Bien que la réponse augmente avec l'excitation électrique, comme on peut le constater sur la figure 3.23, le rapport signal sur bruit se dégrade pour des tensions d'alimentation élevées. Au regard de ce résultat le bon compromis se trouve pour une tension d'excitation des jauges de 5V.

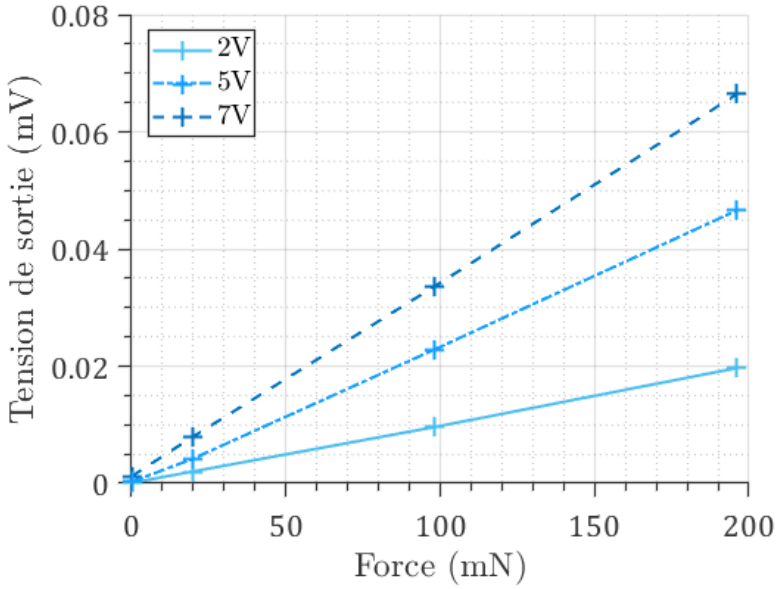


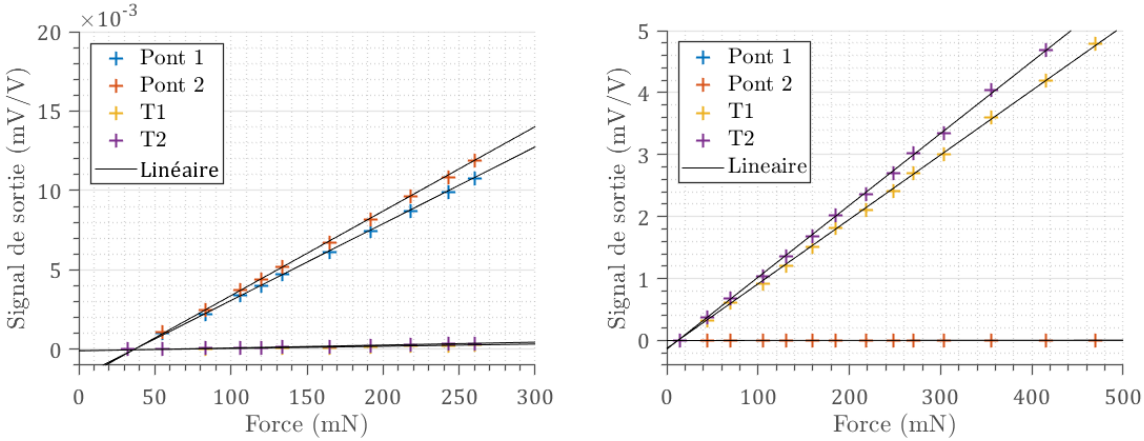
FIGURE 3.23 – Réponse du pont complet à une sollicitation tangentielle pour différentes tensions d'excitations.

3.3.2 Étalonnage de l'ensemble

Une fois le module de traînée testé, il a été intégré au module de portance pour évaluer l'ensemble. Le point critique dans cette étape est de s'assurer que les forces dans la direction de la traînée et de la portance seront correctement appliquées. Pour cela il a d'abord été envisagé d'utiliser les masses étalons avec un système de nacelle et de poulie pour déporter la force. Cependant l'étalonnage dépend trop de la dextérité de l'opérateur à poser les masses délicatement sur la nacelle de sorte que le mouvement d'oscillation soit le plus faible possible. En effet la balance a été conçue pour mesurer des forces extrêmement faibles et la moindre perturbation peut nuire à la qualité de l'étalonnage. Nous avons donc remplacé ce système de nacelle par un dynamomètre numérique de la marque TESTWELL, avec une précision de ± 10 mN et une gamme de mesure : 0˘5N avec une résolution de $0,002$N. Un banc d'étalonnage a été conçu pour fixer la balance et placer le dynamomètre sur un déplacement micrométrique permettant ainsi d'aligner la force appliquée avec l'axe à calibrer tout en appliquant progressivement des forces de l'ordre du millinewton.

Il en résulte la courbe d'étalonnage présentée sur la figure 3.24. Grâce à la relation linéaire qui existe entre les forces appliquées et la tension de sortie du pont de Wheatstone, on peut convertir le signal électrique en force exprimée en Newton. Les coefficients directeurs des régressions linéaires permettent d'exprimer un écart de tension en écart de force, sans se soucier de l'ordonnée à l'origine.

Comme les technologies de mesures des déformations entre le module de traînée et le module de portance sont différentes en raison des choix différents des jauges de contrainte, il



(a) Réponse à une force tangentielle.

(b) Réponse à une force normale.

FIGURE 3.24 – Courbes d'étalonnage respectivement de la traînée et de la portance.

y a un facteur multiplicatif de 180 entre leurs signaux de sortie. Pour que l'étalonnage soit valable, il faut s'assurer que le point d'application des forces soit le même entre l'étalonnage et la mesure en soufflerie. À cette fin toutes les maquettes sont percées jusqu'à leur centre de gravité de manière que la tenue des maquettes sur la balance respecte cette contrainte. Afin d'en mesurer la sensibilité j'ai effectué des mesures en déplaçant le point d'application des forces entre 5 mm et 10mm. Les résultats ont montré qu'une précision de placement des maquettes de l'ordre du millimètre induit une erreur sur la mesure de l'ordre de 0,2%.

La dérive temporelle des jauges types semi-conducteurs est aussi une source d'erreur sur les mesures de forces de portance. Pour les quantifier j'ai réalisé deux acquisitions d'une durée de 10 minutes chacune, la première sans sollicitation et la deuxième en appliquant une force tangentielle de 2N. La mesure sans sollicitation présente une dérive en dessous de 0,1% et pour la mesure effectuée sous contrainte la dérive représente 4% soit $0,6\ \mathrm{mN\,min^{-1}}$. Pour pallier à ce problème nous avons mis au point un protocole de mesure, décrit au paragraphe 4.1.4.1 qui permet de s'en affranchir, puisqu'il s'écoule au maximum 10 secondes entre le début et la fin de la mesure et qu'elle est effectuée plusieurs fois de suite pour s'assurer de la constance de l'écart mesuré.

3.3.3 Angle d'incidence

Enfin, le dernier point à vérifier est le bon couplage entre la mesure de portance et la traînée lorsque la force est appliquée avec un angle d'incidence par rapport à l'axe longitudinal de la balance. La figure 3.25 illustre le cas où l'angle d'incidence n'est pas nul. Lorsque la maquette est mise en incidence, cela crée un déplacement selon le plan x y de la soufflerie. La maquette se trouve alors désaxée par rapport au noyau de l'écoulement. La position de la maquette est alors corrigée grâce à un robot de déplacement sur lequel la balance est fixée.

Les forces de portance et de traînée se décomposent suivant les axes propres à l'objet selon

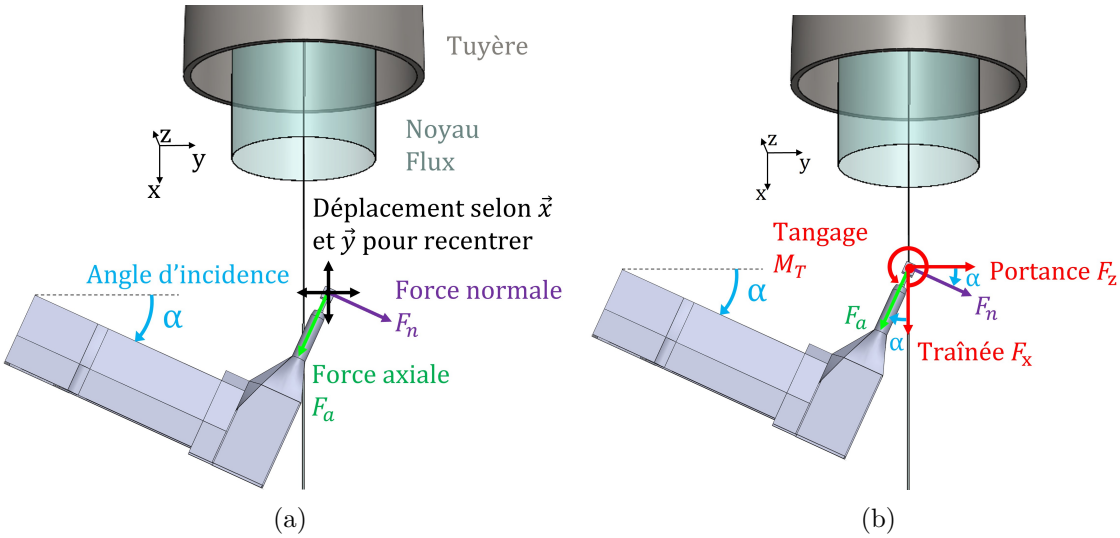


FIGURE 3.25 – Mise en incidence de la maquette et correction de placement dans la veine d'essais.

les équations 3.22 où α représente l'angle d'incidence.

$$\begin{aligned} F_z &= F_n * \cos(\alpha) - F_a * \sin(\alpha) \\ F_x &= F_n * \sin(\alpha) + F_a * \cos(\alpha) \end{aligned} \tag{3.22}$$

Pour m'assurer du bon fonctionnement de la balance, j'ai appliqué une force avec une incidence de 45°. Cela m'a permis de vérifier le bon découplage des forces mesurées sur le module de portance et de traînée.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décomposé les étapes de l'élaboration de la balance aérodynamique. Ce qui m'a permis de réaliser les mesures essentielles à la recherche présentée dans ce document. En résumé, le principe de mesure de la balance passe par 4 transformations du signal, rappelées dans la figure 3.26, afin de passer d'une force appliquée à une force mesurée. Ainsi la force que l'on veut mesurer est transcrite en déformation par un corps d'épreuve. Cette déformation sollicite une jauge de déformation qui voit sa résistance variée. Cette variation de résistance est mesurée à l'aide d'un pont de Wheatstone qui délivre un signal électrique. Enfin, ce signal électrique est retranscrit en force appliquée grâce à un étalonnage qui lie ces deux grandeurs physiques.

À chacune de ces étapes, le plus grand soin a été apporté au fait de ne pas perdre en sensibilité. L'étalonnage a montré la capacité de la balance à mesurer une force axiale minimale de 2 mN et une force normale de 0,2 mN.

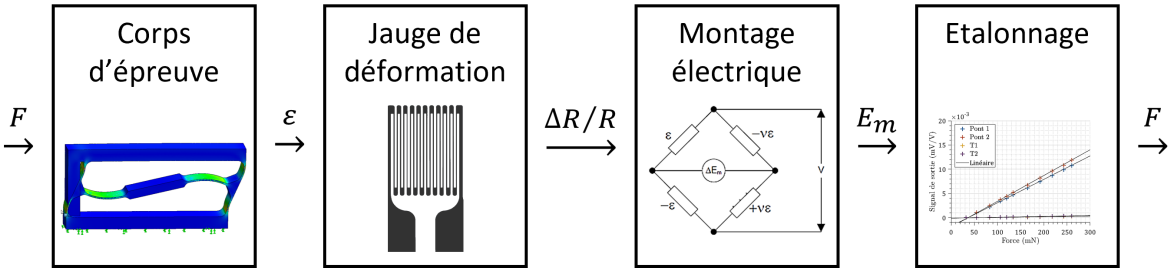


FIGURE 3.26 – Principe de fonctionnement de la balance aérodynamique.

Chapitre 4

Caractérisation de l'aérodynamique de formes canoniques

Sommaire

4.1 Aérodynamique de la sphère en régime transitionnel 88
4.1.1 Caractérisation de l'onde de choc autour d'un corps sphérique 89
4.1.2 Méthode de détection spatiale de l'onde de choc 97
4.1.3 Analyse de la distance de détachement du choc 110
4.1.4 Coefficients aérodynamiques de la sphère 116
4.2 Aérodynamique du cube en régime transitionnel proche continu . . . 124
4.2.1 Analyse de la distance de détachement du choc 126
4.2.2 Coefficients aérodynamiques du cube 132
4.3 Fonction de raccordement 143
4.4 Conclusion 150

Malgré de grands progrès en matière de codes de simulation numérique sur la caractérisation de l'écoulement durant une rentrée atmosphérique de débris spatiaux, des inconnues subsistent et les prédictions de trajectoire de rentrée ne sont pas toujours optimales. De nombreux auteurs comme : Bertin et Cummings (2006), Trisolini et al. (2018), Park et Park (2017), Pontijas Fuentes et al. (2019)Annaloro et al. (2020), s'interrogent sur les défis restants que pose la phase hypersonique de la rentrée et sur la constitution de codes fiables modélisant les phénomènes aérothermodynamiques hypersoniques d'un écoulement autour d'un obstacle. Ils mettent en avant la nécessité de valider les modèles numériques par des données expérimentales. Que ce soit par des essais au sol ou par des essais en vol, les données expérimentales sont primordiales pour l'établissement et la validation de modèles analytiques ou numériques. En effet, les mesures expérimentales sont les seules à pouvoir nous renseigner sur la thermodynamique et l'aérodynamique d'un objet effectuant une rentrée. Les tests au sol, comme le rappelle Bertin, sont conduits dans le but de définir les forces, les moments aérodynamiques et la distribution de transfert de chaleur en obtenant des données afin de compléter les configurations complexes difficilement modélisables. En configuration partielle, ils servent à recueillir des données donnant la possibilité d'étudier et de définir des phénomènes locaux. À l'aide de cartographies de données d'écoulement, ils permettent de valider et d'étalonner les codes de calculs. Enfin, lorsque les modèles analytiques ou numériques échouent à modéliser un phénomène, les installations au sol permettent d'établir des lois empiriques à partir de corrélations de données expérimentales.

Naturellement, toutes les configurations de rentrée ne peuvent pas être étudiées expérimentalement, soit par manque de moyen soit par manque de faisabilité. C'est pourquoi les modélisations sont validées sur des cas tests, à partir de l'étude de formes canoniques, telles que les cylindres, les cônes, les sphères ou les plaques planes par exemple. Par la suite, les modélisations sont extrapolées à des formes ou situations plus complexes. Bertin et Cummings (2006) donne l'exemple de la navette spatiale américaine, qui a principalement été conçue sur la base de données expérimentales obtenues en soufflerie, selon Haney (1983). Les caractéristiques aérothermodynamiques de la navette spatiale américaine ont été obtenues par des corrélations basées sur la représentation de l'orbiteur au moyen d'une combinaison de modélisations analytiques de formes simples. Ainsi, la caractérisation du comportement du nez de la navette a été possible grâce à des données expérimentales provenant de sphères testées en soufflerie, ainsi que d'autres formes comme on peut le voir sur la figure 4.1.
De nombreux types de moyens d'essais au sol existent, permettant de simuler expérimentalement un écoulement de rentrée, comme les tubes à choc ou les tirs balistiques. Seules les souffleries peuvent reproduire simultanément le nombre de Mach, le nombre de Reynolds, la vitesse et l'enthalpie totale de l'écoulement (Cox et Crabtree, 1965 ; Park, 1992).

Pour obtenir des simulations expérimentales valables dans le cadre d'études aérodynamiques, les essais au sol doivent être basés sur les paramètres de similitude aérothermodynamiques bien connus, à savoir le nombre de Mach, le nombre de Reynolds et le nombre de Knudsen. Cependant, pour le vol hypersonique, la situation est beaucoup plus complexe et d'autres considérations doivent être prises en compte. La recherche sur le vol hypersonique peut être divisée en trois groupes principaux. Le premier groupe concerne les vols à faible

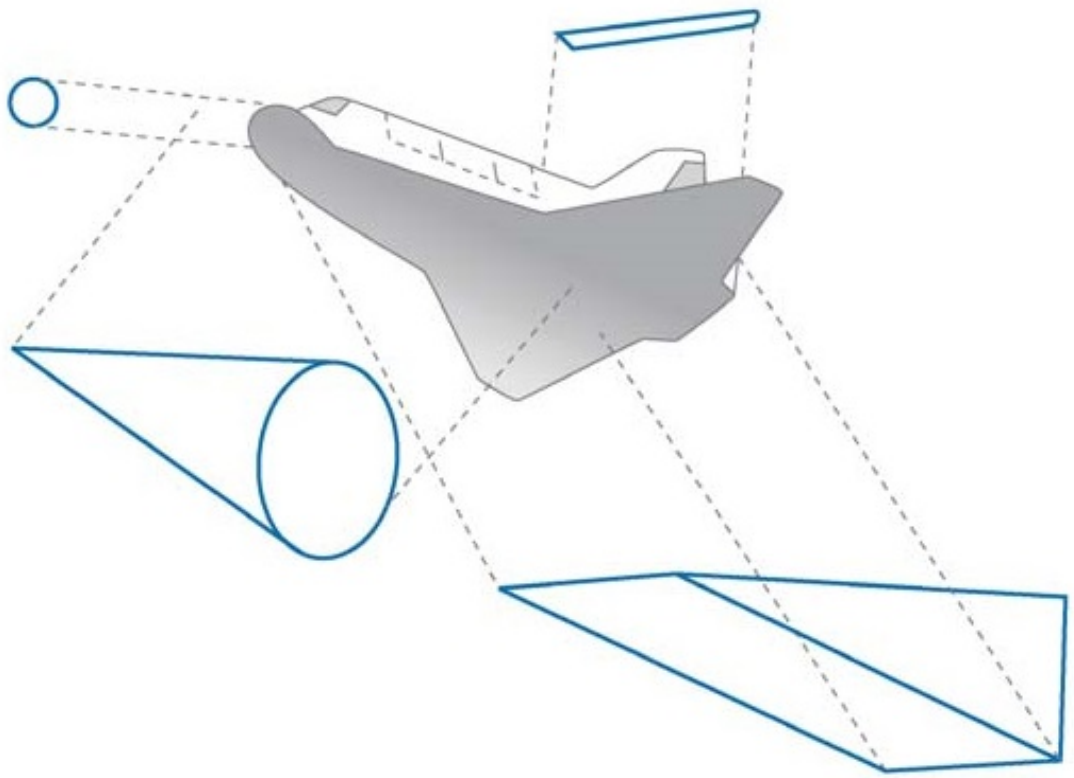


FIGURE 4.1 – Décomposition en formes canoniques de la modélisation de la navette spatiale américaine de BERTIN et CUMMINGS (2006).

nombre hypersonique, de l'ordre de 5 à 10, pour lesquels le nombre de Mach et le nombre de Re doivent être simulés. Le deuxième groupe porte sur l'aspect hypervitesse des écoulements. Dans ce cas, l'enthalpie et la densité de flux sont les paramètres les plus représentatifs, plutôt que les nombres Ma et Re, et les effets réels des gaz doivent être étudiés (FLETCHER, 2004 ; SALAS, 2007). Le dernier groupe implique les écoulements à basse pression et/ou à nombre de Mach supérieur à environ 10. Dans ce cas, le niveau de raréfaction augmente, le libre parcours moyen entre les molécules devient comparable à celui de la longueur caractéristique du corps étudié. Alors les lois de similitude pour les écoulements non visqueux ne sont plus valables. En effet, les effets visqueux deviennent prédominants, et le couple altitude/vitesse peut ne plus définir correctement les conditions de vol hypersonique à haute altitude. Il faut alors le remplacer par le couple nombre de Reynolds/nombre de Mach, en utilisant le paramètre de similitude défini par le paramètre de raréfaction (WUEST et al., 1974).

La sphère est d'une part un cas test intéressant pour les codes de calcul. Mais c'est également une forme proche, voire identique aux réservoirs qui font partie des débris souvent retrouvés au sol. C'est pour ces raisons que j'ai décidé de porter ma première étude sur l'aérodynamique de la sphère, comme l'illustre la figure 4.2.

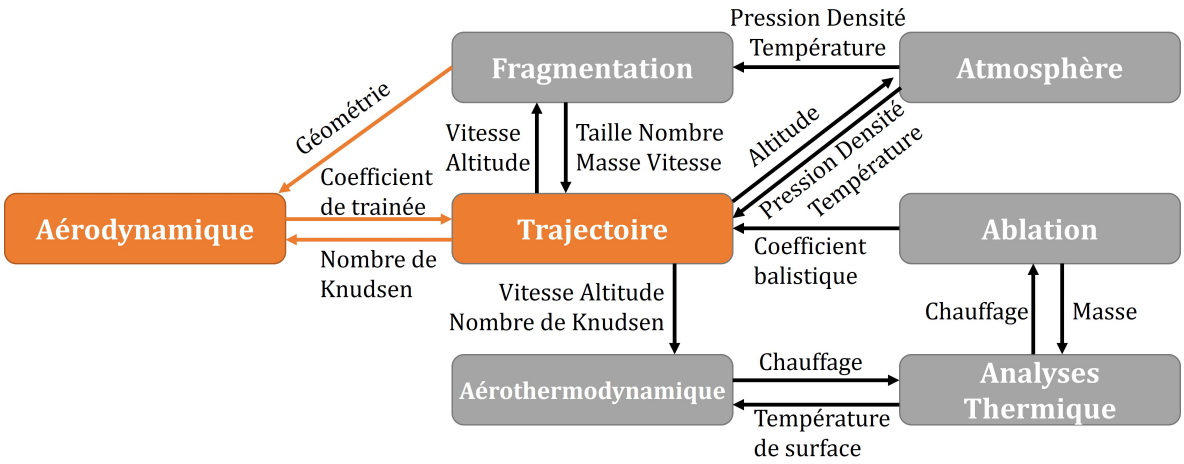


FIGURE 4.2 – En couleur : le champ d'exploration de ce présent chapitre. De PARK et al. (2021).

4.1 Aérodynamique de la sphère en régime transitionnel

En écoulement supersonique et hypersonique, on observe l'apparition d'une onde de choc devant l'obstacle. Cette onde de choc est une frontière d'équilibre collisionnelle entre les particules incidentes et les particules réfléchies par l'obstacle. Elle traduit le changement brutal des paramètres caractérisant l'écoulement entre le jet libre et l'objet, tel que la pression. Ces discontinuités opèrent sur de très courtes distances, typiquement de l'ordre de quelques libres parcours moyen. Pour les obstacles saillants, le choc est oblique et collé au corps. En revanche pour les obstacles arrondis ou en point d'arrêt, le choc est détaché du corps. Le détachement de l'onde de choc nous renseigne sur de nombreux paramètres, car il représente le passage entre les conditions du jet libre et les conditions proches paroi. Comprendre le comportement, c'est définir l'interaction de l'objet avec le flux et potentiellement les échanges thermiques ainsi que les forces aérodynamiques.

Dans les écoulements hypersoniques la distance d'arrêt du choc est l'un des paramètres de base associés au choc détaché sur des corps émoussés. Des travaux considérables ont été réalisés dans ce domaine de la théorie à l'expérimentation. En dépit de ces efforts, il n'existe pas de corrélation ou de méthode universelle pour déterminer la distance de détachement du choc.

En régime transitoire, VASHCHENKOV et al. (2003) sont les seuls à proposer une étude numérique centrée sur l'interaction entre des cylindres placés dans la zone d'impact générée par un cylindre primaire avec une approche numérique basée sur des simulations DSMC. Leur étude montre d'une part, la présence de gradients de paramètres dynamiques gazeux au voisinage de l'onde de choc et d'autre part, qu'un changement insignifiant de la position du fragment de chaque côté du choc implique un changement substantiel des caractéristiques aérodynamiques. Ceci confirme la nécessité de construire une description analytique des ondes de choc dans les régimes de transition et de glissement, basée sur des validations expérimen-

tales.

4.1.1 Caractérisation de l'onde de choc autour d'un corps sphérique

Dès 1962, Ambrosio et Wortman (1962) formulent un modèle prédictif (4.1) exprimant la distance de détachement du choc autour d'une sphère dans l'air en fonction du rapport de densité au choc, à partir du travail de Serbin (1958) sur les géométries cône-sphère, et de l'ajustement avec les données expérimentales de Love (1957) et Heberle et al. (1950). Cette équation est :

$$\Delta/R_0 = 0,52(K-1)^{-0,861} \tag{4.1}$$

Elle est uniquement valable pour un nombre de Mach allant de 1,2 à 7, où $K = \rho_2/\rho_1$ est le rapport de densité entre l'amont et l'aval du choc sur la ligne d'arrêt. Ce modèle n'inclut pas les effets visqueux.

Plus tard, en 1967, Billig (1967) propose une expression empirique, permettant de calculer la forme de l'onde de choc autour d'un corps sphérique se déplaçant dans un flux compressible. Il se base sur les travaux d'Ambrosio et Wortman (1962) qui concernent la distance de détachement de l'onde de choc au point d'arrêt autour d'une sphère-cône :

$$x = R + \Delta - R_c \operatorname{cotan}^2\theta \left[\left(1 + \frac{z^2\tan^2\theta}{R_c^2}\right)^{1/2} - 1\right] \tag{4.2}$$

Cette expression dépend du rayon de la sphère R, de l'angle à l'infini du choc θ, de la distance de détachement Δ et du rayon de courbure du sommet du choc R_c, qui est calculée par la relation suivante voir figure 4.3 :

$$R_c/R = 1,143.\exp\left[0,54/(Ma-1)^{1,2}\right] \tag{4.3}$$

L'expression de la distance de détachement du choc Δ est exprimée en fonction du rayon de la sphère et du nombre de Mach d'après l'équation 4.1 proposée par Ambrosio et Wortman (1962), ce qui donne :

$$\Delta/R = 0,143.\exp\left(3,24/Ma^2\right) \tag{4.4}$$

Les coordonnées spatiales du choc fournies par l'équation 4.2 ont été établies dans un régime continu et sont fonction uniquement du nombre de Mach et du rayon de la sphère. Elles ne dépendent pas du degré de raréfaction de l'écoulement. Or, ces équations sont utilisées pour calculer les coordonnées des formes de chocs appliquées pour la simulation des interactions entre les débris à très haute altitude.

Par la suite, des mesures expérimentales ont été menées par Liepmann et Roshko (1957),

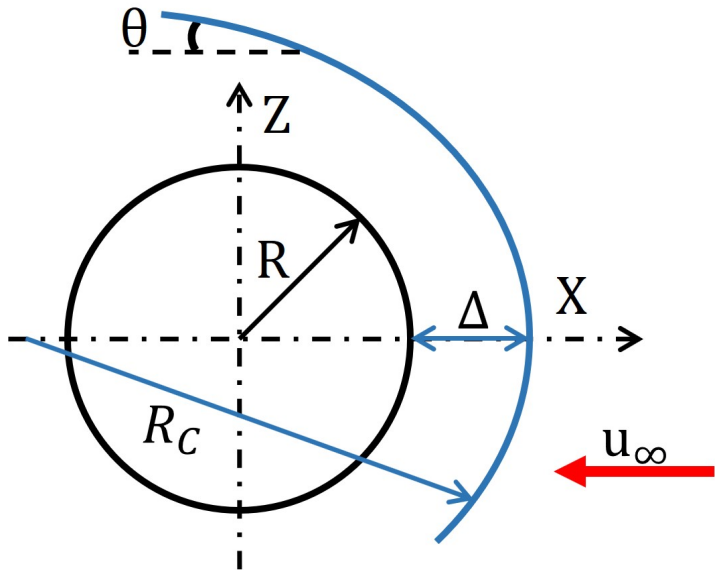


FIGURE 4.3 – Schéma descriptif des paramètres de calcul de la forme de l'onde de choc autour d'une sphère.

mais aussi par KIKUCHI et al. (2009) ; KIKUCHI et al. (2017) sur l'effet de la dynamique des gaz réels dans l'air sur la distance de détachement du choc en fonction du nombre de Mach. Ces études montrent que le détachement du choc adimensionné par le diamètre de la sphère diverge pour un nombre de Mach proche de l'unité et tend à former un plateau autour de 0,1 pour des nombres de Mach supérieurs, voir figure 4.4. Mais ces études n'incluent pas l'influence de la raréfaction sur le détachement du choc.

Récemment, NAGATA et al. (2016) ont effectué des recherches sur les propriétés d'un écoulement subsonique/supersonique autour d'une sphère à bas nombre de Reynolds par *Direct Numerical Simulation* (DNS). La DNS repose sur la résolution des équations de Navier-Stokes en 3 dimensions compressibles. Ils ont calculé la distance de détachement pour des nombres de Mach allant de 0,3 à 2 et un nombre de Reynolds de 300. Ces données numériques sont en accord avec les données expérimentales de HIDA (1953) et HEBERLE et al. (1950). Elles suivent la tendance de l'équation (4.1) d'AMBROSIO et WORTMAN (1962). La DNS validée par les données expérimentales, ils ont ensuite fait varier le nombre de Reynolds de 50 à 300 pour un nombre de Mach de 1,2 et 2. Les données numériques montrent que la distance de détachement du choc augmente avec la diminution du nombre de Reynolds, comme le montre la figure 4.5.

Ils expliquent cette tendance par la diminution du nombre de Reynolds qui augmente l'épaisseur de la couche limite et également celle du choc par effet de viscosité. Ce qui a pour conséquence selon eux d'augmenter la distance de détachement du choc. Dans une seconde publication, NAGATA et al. (2018) vont plus loin dans leurs recherches en évaluant, toujours par DNS, les effets de température à la paroi de la sphère sur le choc. Ainsi, ils montrent que quand le rapport de température de paroi de la sphère avec la température de l'écoulement

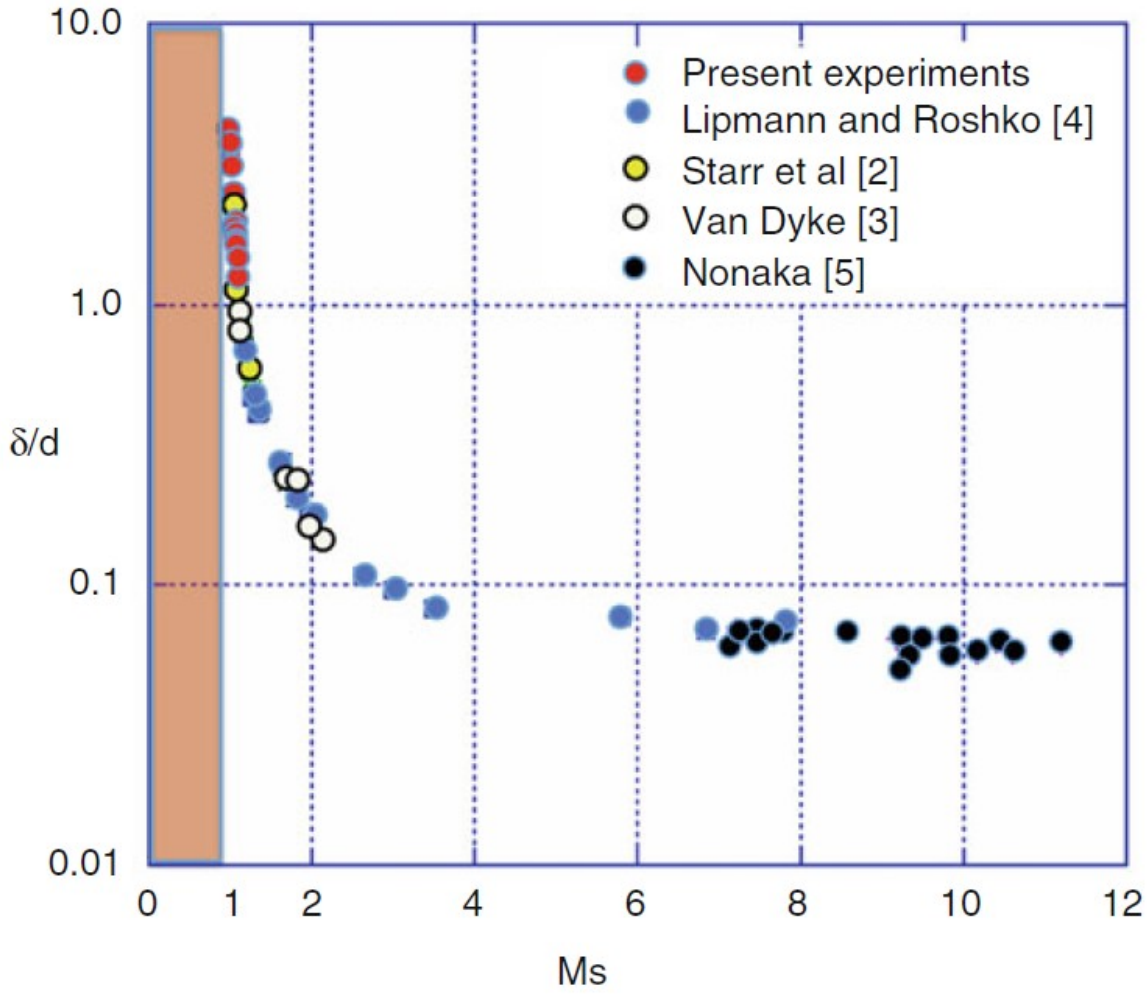


FIGURE 4.4 – Variation du détachement du choc adimensionné par le diamètre de la sphère en fonction du nombre de Mach de KIKUCHI et al. (2017).

augmente, la distance de détachement du choc augmente également. C'est un premier pas vers l'investigation des effets de pression et de température sur le choc devant une sphère.

Dans le cas du régime d'écoulement continu, les relations empiriques de BILLIG (1967) et d'AMBROSIO et WORTMAN (1962) (Equations 4.1 - 4.4) sont connues pour décrire avec précision respectivement la forme et le détachement de l'onde de choc devant une sphère. Mais au vu des études précédentes, aucune donnée expérimentale n'existe sur l'influence de la raréfaction de l'écoulement sur l'onde de choc formée devant une sphère. Le but de cette étude est de caractériser cette influence. Le degré de raréfaction sera caractérisé par le nombre de Knudsen qui est le nombre sans dimension décrit par le rapport entre le libre parcours moyen et la taille caractéristique de l'objet. L'étude que je vous présente a donc plusieurs objectifs :

- Déterminer l'influence du nombre de Knudsen sur la forme de l'onde de choc autour d'une sphère.
- Analyser l'écart, dû à l'augmentation du nombre de Knudsen, par rapport aux formu-

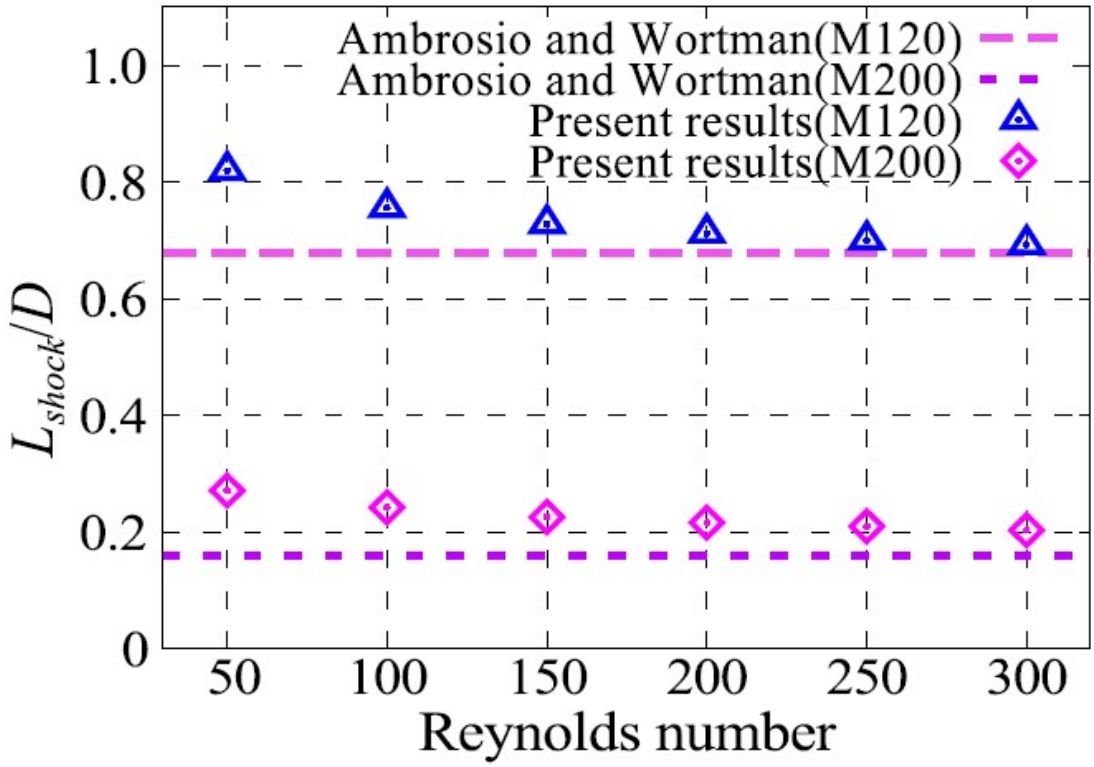


FIGURE 4.5 – Influence du nombre de Reynolds sur la distance de détachement du choc, de NAGATA et al. (2016).

lations empiriques.

- Comprendre le comportement aérodynamique des débris sphériques dans des écoulements supersoniques raréfiés.
- Fournir des données expérimentales sur une forme canonique pouvant être utilisées comme cas test de validation pour les simulations numériques.

4.1.1.1 Conditions expérimentales

Parmi les tuyères disponibles dans la soufflerie, 3 tuyères à Mach 4 vont être choisies pour ce travail. Les effets de la raréfaction vont être étudiés en faisant varier le nombre de Knudsen par la combinaison des conditions expérimentales des tuyères avec différents diamètres de sphères.

Afin d'étudier l'influence de la raréfaction, j'ai décidé de faire varier le nombre de Knudsen de l'écoulement entre le régime proche continu et le régime de glissement. Pour ce faire, j'ai agi à la fois sur la pression et sur les dimensions de l'obstacle et contrairement aux études présentes dans la littérature, le nombre de Mach est fixe. Trois tuyères ont été utilisées pour créer un écoulement homogène ayant un nombre de Mach constant de 4, mais avec des conditions de pression dans l'écoulement infini différentes : 71, 8 et 2,7 Pa. L'écoulement utile dans lequel

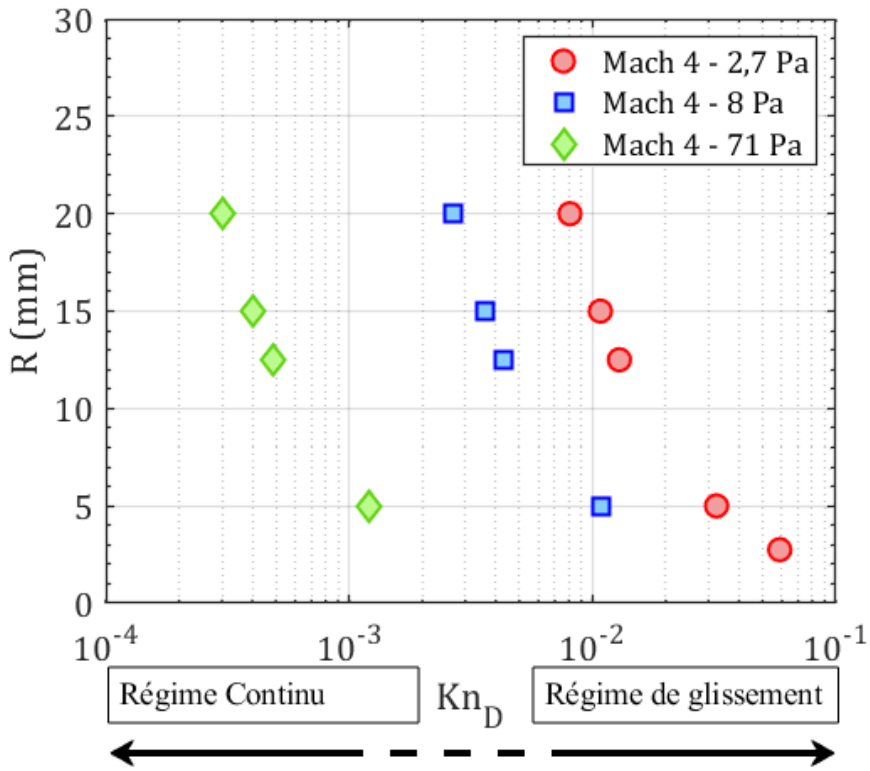


FIGURE 4.6 – Conditions d'écoulement testées en termes de nombres de Knudsen Kn_D et de rayon de sphère R.

les sphères vont être placées est pour chaque tuyère parfaitement laminaire, stationnaire et homogène avec un diamètre légèrement plus restreint que le diamètre de la section de sortie de la tuyère. Les conditions de fonctionnement des tuyères sont détaillées dans les tableaux 4.1, 4.2 et 4.3. Pour plus de convenance on notera par la suite les tuyères de façon suivante : Ma 4 - 2,7 Pa ; Ma 4 - 8 Pa ; Ma 4 - 71 Pa.

Pour compléter la gamme de nombres de Knudsen, 4 sphères de diamètre différent, 10, 25, 30 et 40 mm, ont été utilisées. On obtient ainsi 4 nombres de Knudsen différents supplémentaires par tuyère, fournissant un échantillonnage en nombre de Knudsen complet entre le régime proche continu et le régime de glissement, comme le montre la figure 4.6. Une sphère supplémentaire de 5 mm de diamètre a été testée uniquement à 2,7 Pa pour augmenter la gamme de raréfaction couverte.

On remarque également, sur cette figure décrivant les conditions d'expérience, que cette distribution nous fournit deux configurations redondantes en matière de nombre de Knudsen, mais avec des pressions d'écoulement et des diamètres de sphère différents. Il s'agit de la sphère de 10 mm à Ma 4 - 8 Pa et celle de 30 mm à Ma 4 - 2,7 Pa. Cela nous permet de comparer les données de détachement de choc, pour une même valeur de nombre de Knudsen,

Conditions génératrices	Caractéristiques de l'écoulement
$p_0 = 404$ Pa	$p_1 = 2,66$ Pa
$T_0 = 293$ K	$T_1 = 69,76$ K
$\rho_0 = 4,8 \times 10^{-3}$ kg.m^{-3}	$\rho_1 = 1,3 \times 10^{-4}$ kg.m^{-3}
	$\mu_1 = 4,77 \times 10^{-6}$ Pa.s
	$U_1 = 669,61$ m.s^{-1}
	$Ma_1 = 4$
	$\lambda_1 = 0,318$ mm
	$Re = 1866$

Table 4.1 – Conditions d'écoulement amont et aval de la tuyère Ma 4 - 2,7 Pa.

Conditions génératrices	Caractéristiques de l'écoulement
$p_0 = 1214$ Pa	$p_1 = 7,99$ Pa
$T_0 = 293$ K	$T_1 = 69,76$ K
$\rho_0 = 1,44 \times 10^{-2}$ kg.m^{-3}	$\rho_1 = 3,99 \times 10^{-4}$ kg.m^{-3}
	$\mu_1 = 4,77 \times 10^{-6}$ Pa.s
	$U_1 = 670$ m.s^{-1}
	$Ma_1 = 4$
	$\lambda_1 = 0,106$ mm
	$Re = 5603$

Table 4.2 – Conditions d'écoulement amont et aval de la tuyère Ma 4 - 8 Pa.

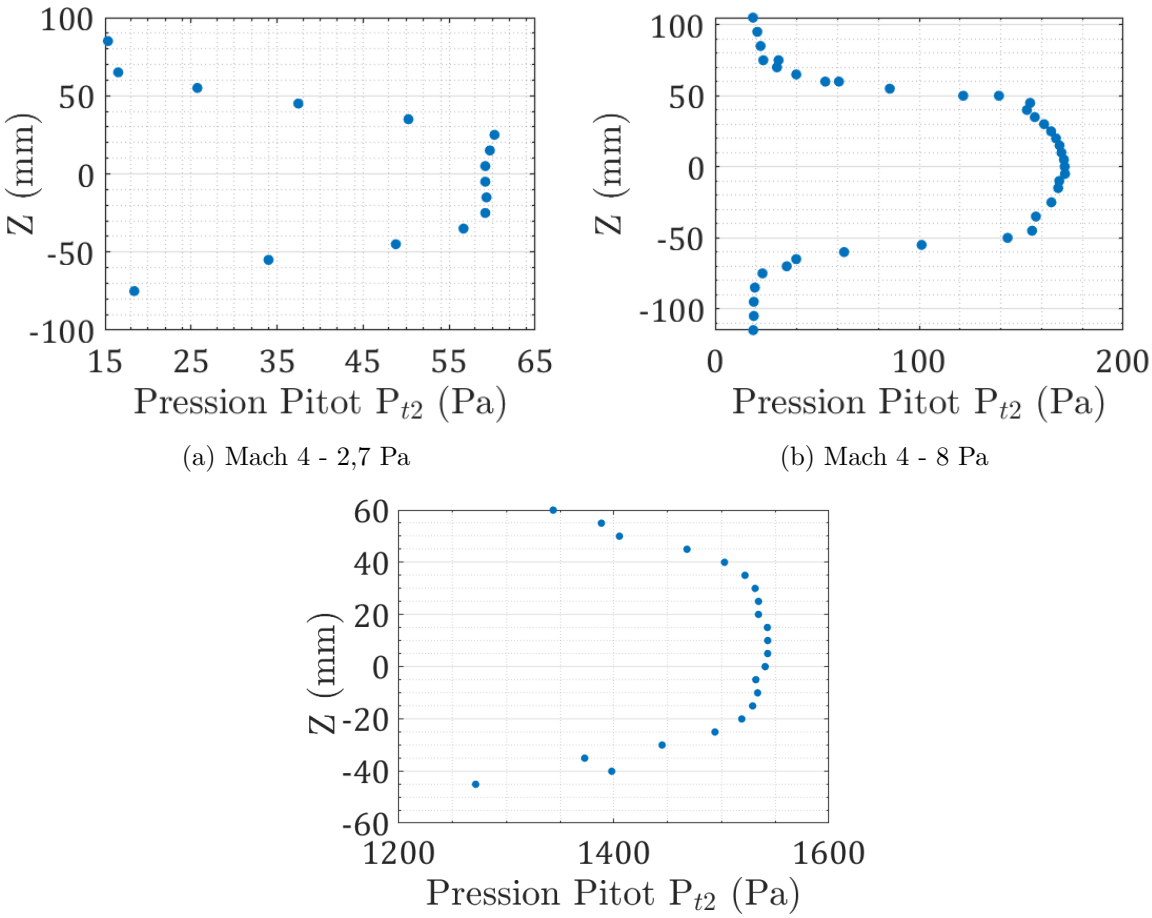
mais dont les conditions génératrices et la taille des sphères sont différentes.

Des profils de pression à l'aide de la sonde Pitot, expliqué dans la section 2.4.2 ont été effectués pour caractériser l'écoulement des 3 tuyères choisies pour l'étude. Seuls les profils verticaux de pression sont présentés dans la figure 4.7. Pour la tuyère Mach 4 - 71 Pa, les résultats sont repris de Coumar (2017) qui avait précédemment caractérisé l'écoulement de cette tuyère.

On constate que la distribution des pressions mesurées par sonde de Pitot est assez stable autour des valeurs théoriques. Cela confirme également qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser

Conditions génératrices	Caractéristiques de l'écoulement
$p_0 = 10797$ Pa	$p_1 = 71$ Pa
$T_0 = 293$ K	$T_1 = 69,76$ K
$\rho_0 = 1,28 \times 10^{-3}$ kg.m^{-3}	$\rho_1 = 3,55 \times 10^{-3}$ kg.m^{-3}
	$\mu_1 = 4,77 \times 10^{-6}$ Pa.s
	$U_1 = 670$ m.s^{-1}
	$Ma_1 = 4$
	$\lambda_1 = 0,012$ mm
	$Re = 49818$

Table 4.3 – Conditions d'écoulement amont et aval de la tuyère Ma 4 - 71 Pa.



(a) Mach 4 - 2,7 Pa

(b) Mach 4 - 8 Pa

(c) Mach 4 - 71 Pa

FIGURE 4.7 – Profils de pression réalisés dans l'écoulement libre pour mesurer la largeur du noyau de l'écoulement isentropique homogène.

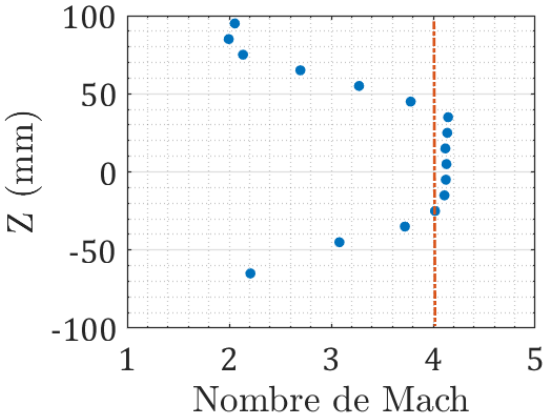
un coefficient pour compenser les effets d'orifice comme abordé dans la section 2.4.2. La largeur du noyau, qui forme un cylindre, diffère quelque peu suivant la tuyère. L'ensemble des dimensions de sortie des tuyères ainsi que le diamètre et la longueur du noyau d'écoulement homogène sont résumés dans le tableau 4.4.

	Mach 4 - 2,7 Pa	Mach 4 - 8 Pa	Mach 4 - 71 Pa
Diamètre de la sortie	19,7 cm	16,29 cm	13,10 cm
Diamètre du noyau	5 cm	8 cm	8 cm
Longueur du noyau	20 cm	20 cm	20 cm

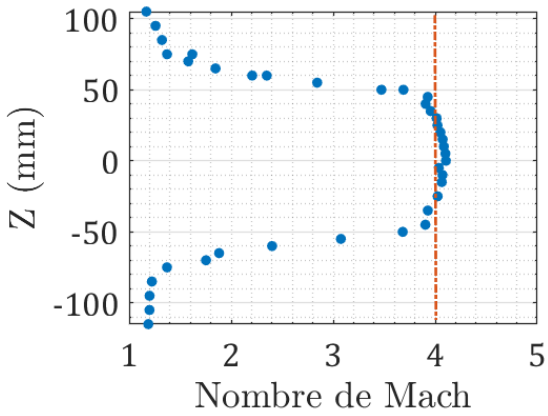
TABLE 4.4 – Tailles des noyaux où l'écoulement libre est homogène.

Grâce à la relation 2.3 décrite au chapitre 2.4.2 on peut calculer en amont du choc le nombre de Mach à partir de la pression mesurée par la sonde de Pitot et celle mesurée dans la chambre d'essais. La figure 4.8 regroupe l'ensemble des profils verticaux des 3 tuyères en nombre de Mach. Cela vient confirmer que les noyaux d'écoulement fournissent un nombre

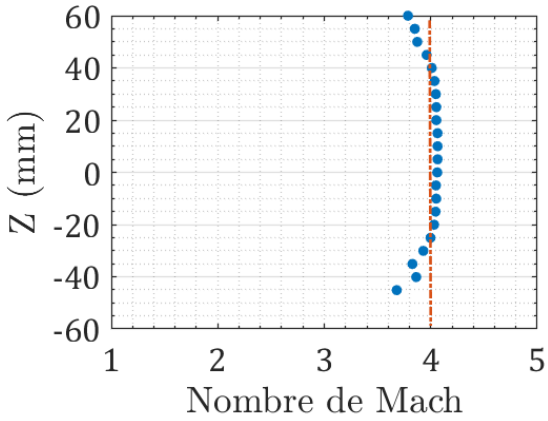
de Mach de 4, représenté par un trait en pointillé orange sur les profils.



(a) Mach 4 - 2,7 Pa



(b) Mach 4 - 8 Pa



(c) Mach 4 - 71 Pa

FIGURE 4.8 – Nombre de Mach calculé à partir des profils de pression réalisé dans l'écoulement libre de la figure 4.7.

En résumé, ces mesures confirment que la taille de nos maquettes est adaptée aux dimensions des écoulements choisis.

4.1.1.2 Montage expérimental

Les sphères sont maintenues par un support profilé pour minimiser l'obstruction de l'écoulement. Elles sont alignées avec l'axe de l'écoulement et placées à une distance de 7 cm de la sortie de la tuyère comme le montre la figure 4.9. Pour analyser le choc autour des sphères, deux techniques de diagnostic ont été utilisées : la sonde de Pitot et la technique de visualisation par luminescence. Ces techniques sont complémentaires l'une de l'autre et leur faisabilité dépend des conditions expérimentales. Un système de déplacement à 3 axes, contrôlé par ordinateur, assure la translation du tube de Pitot avec une résolution sur chaque axe de 0,1

mm ± 0,02 mm par pas. Cela vient compléter ce dispositif et permet d'effectuer une mesure locale de pression d'arrêt dans l'écoulement.

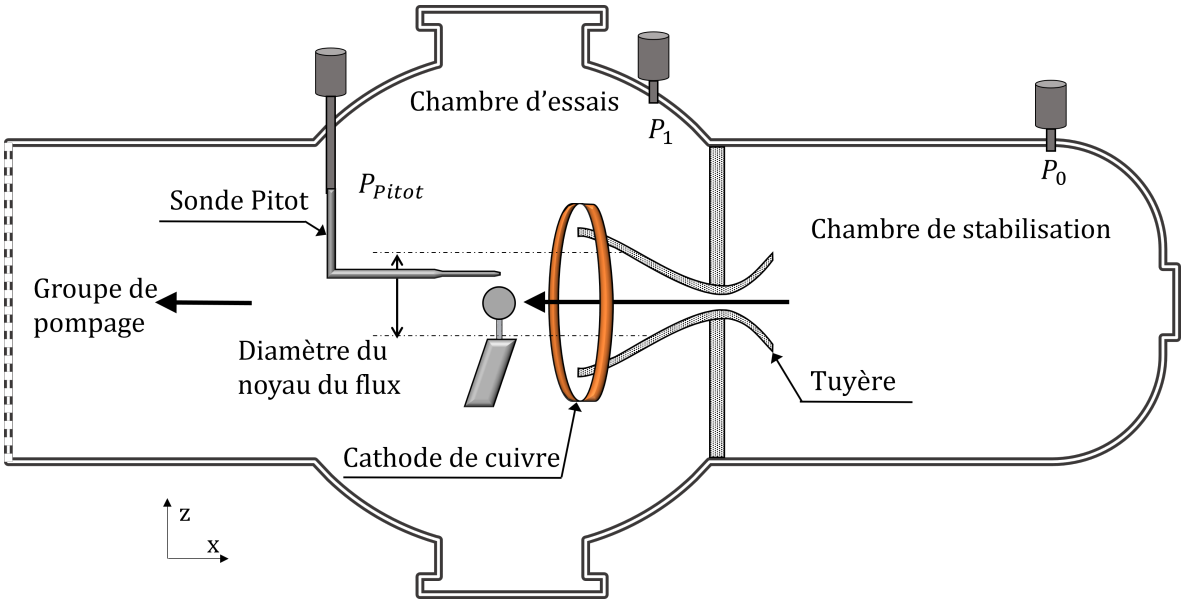


FIGURE 4.9 – Vue schématique du dispositif expérimental dans la chambre d'essai.

4.1.2 Méthode de détection spatiale de l'onde de choc

La première étape de cette étude consiste à déterminer la forme du choc pour chacune des conditions de Knudsen testées. Pour les conditions expérimentales à basse pression (2 et 8 Pa), la visualisation de l'écoulement autour des sphères a été réalisée grâce à la méthode de visualisation par luminescence, décrite en section 2.4.1. En revanche pour la condition de pression 71 Pa, l'ionisation reste confinée autour de la cathode qui produit la décharge à cause du niveau de pression plus élevé. Dans ce cas seul, l'analyse de l'écoulement par tube de Pitot peut être utilisée, décrite en section 2.4.2.

4.1.2.1 Régime de glissement : Cas Mach 4 - 2,7 Pa et 8 Pa

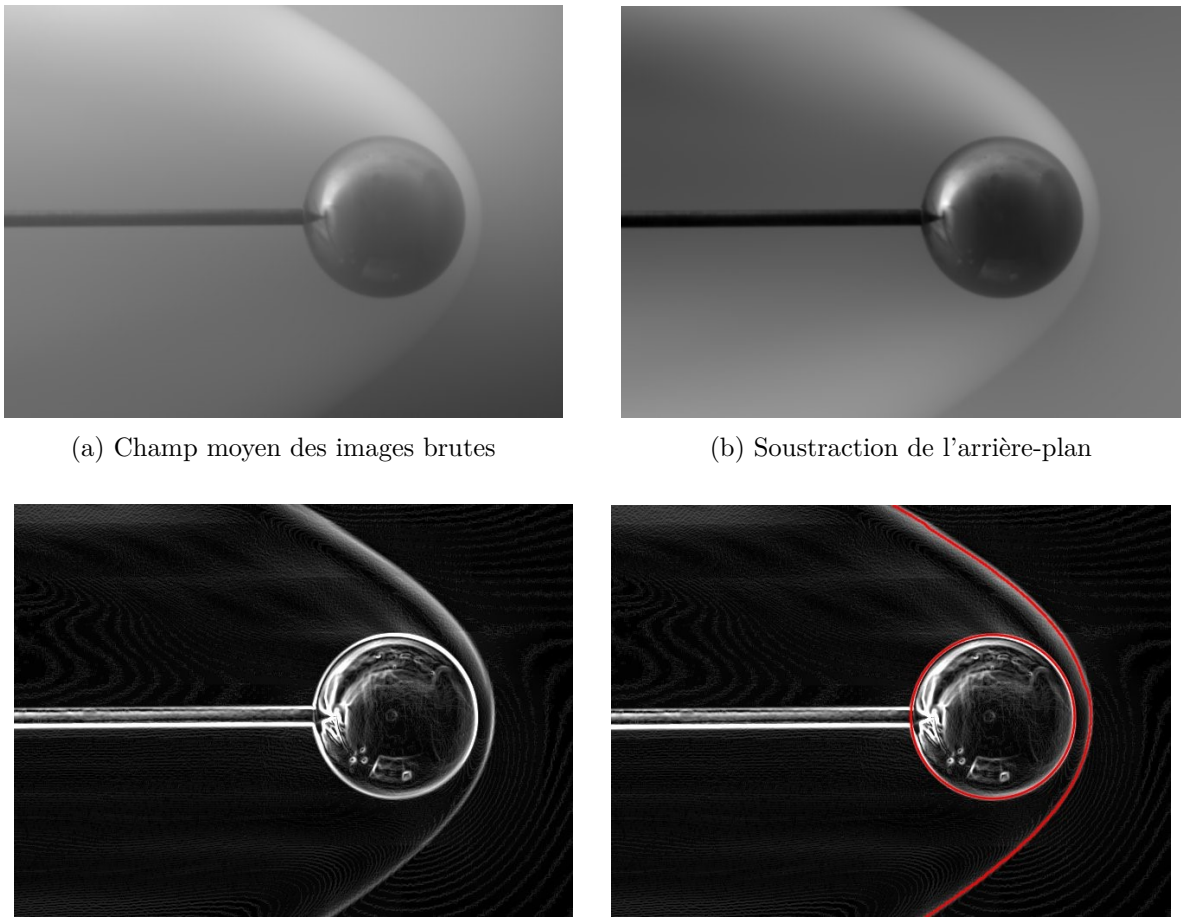
La détection du choc à partir des images a demandé le développement d'algorithmes spécifiques adaptés aux milieux à basse densité. En effet on trouve dans la littérature un certain nombre de travaux dédiés à la détection des ondes de choc, mais ils sont appliqués à des milieux plus denses que les nôtres ou à la technique de visualisation Schlieren. LI et al. (2021) présentent une méthode de détection des chocs basée sur celle de détection des contours de Canny. Cette dernière a été modifiée pour calculer automatiquement un double seuil afin de détecter les chocs et le contour des obstacles. Ces travaux concernent des expériences réalisées dans un tube à choc, donc dans des conditions de pression et de densité atmosphériques pour lesquelles la technique de Schlieren donne des résultats très

satisfaisants en termes de qualité d'image. D'autres travaux intéressants sur la détection ont été réalisés par Lash et al. (2016). Ses expériences concernent un cylindre de 3,2 mm de diamètre placé dans un écoulement à Mach 2 avec une pression ambiante d'environ $2{,}7.10^4$ Pa (4 ordres de grandeur supérieurs à nos conditions opératoires). Les images de l'écoulement autour du cylindre sont aussi obtenues par la technique Schlieren. Pour analyser les images, Lash propose un programme basé sur l'amélioration du contraste en convertissant l'image brute en une image binaire. Le choc est alors détecté à partir du contraste entre les pixels, ce qui implique d'imposer un seuil de détection arbitraire. Pour finir Price et al. (2021) ont étudié le comportement temporel d'un jet sous-détendu à Mach 1,5 par imagerie Schlieren. Ils présentent une analyse basée sur des techniques de décomposition modale telles que la POD (Proper Orthogonal Decomposition). Les différentes expériences que nous venons brièvement d'exposer ont la particularité d'être à des conditions de pression plus élevées que les nôtres, dont les densités sont suffisantes pour appliquer la technique Schlieren et obtenir des images avec des contrastes plus importants. Dans notre étude, deux algorithmes d'analyse ont été appliqués un premier basé sur la méthode des gradients et un deuxième sur la déconvolution de Fourier qui permet d'avoir une analyse plus complète de la structure de l'onde de choc.

Gradient Pour déterminer les caractéristiques de l'onde de choc autour de chaque sphère, j'ai utilisé la technique de visualisation par luminescence pour les cas expérimentaux avec une pression de 2,7 Pa et 8 Pa en écoulement libre (c.f. page 2.4.1). Pour chaque condition, une série de 50 images brutes a été enregistrée par la caméra CMOS équipée d'un objectif VUV de 94 mm, donnant une résolution spatiale de 150 µm.

Cette série d'images est compilée en une seule, en moyennant l'ensemble des intensités à l'emplacement du pixel correspondant de chaque image (Fig.4.10a). Pour améliorer les contrastes, le champ moyen des images d'arrière-plan sans obstacle est soustrait au champ moyen des images brutes (Fig.4.10b). Le champ moyen de l'arrière-plan correspond au signal résiduel d'intensité. Il est le résultat de l'intensité lumineuse acquise en écoulement libre (sans la sphère) et à même pression dans la chambre d'expériences. En effet, la pression de l'écoulement infini est ajustée en présence de la sphère. Lorsque la sphère est retirée de l'écoulement, la pression diminue légèrement, cette dernière est alors réajustée en actionnant la vanne papillon prévue à cet effet.

Enfin, la méthode de Canny (1986) est appliquée pour la détection des contours. Dans le cas présent elle est utilisée pour déceler l'onde de choc autour de l'obstacle. Elle consiste à calculer le gradient numérique de l'intensité de l'image en utilisant la dérivation d'un filtre gaussien. Cette fonction mathématique permet d'améliorer considérablement la visualisation de l'onde de choc par rapport au champ moyen des images brutes (Fig.4.10c). Ensuite, la sphère et la position de l'onde de choc sont repérées grâce aux maximums locaux du gradient de l'intensité (Fig.4.10d). Cette méthode de détection des contours présente l'avantage d'utiliser deux niveaux de seuillage, permettant d'être moins sensible au bruit et de mieux détecter les contours faibles. D'autres méthodes de détection de contours ont été testées, telles que celle de Sobel ou Prewitt. Mais ces 2 autres méthodes sont plus sensibles au bruit et donnent de faux positifs, ce qui augmente considérablement le travail de filtrage des images en écar-



(a) Champ moyen des images brutes

(b) Soustraction de l'arrière-plan

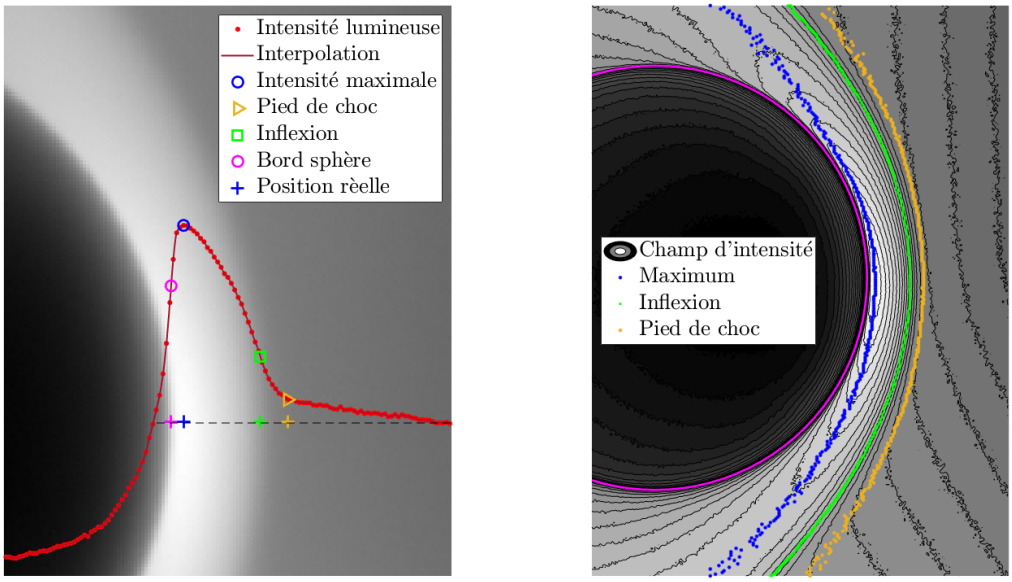
(c) Norme du gradient

(d) Détection des contours

FIGURE 4.10 – Procédé de détection de l'onde de choc par imagerie autour d'une sphère de 30 mm (Ma 4 - 8Pa)

tant les vrais contours des faux. Quant à la position de l'onde de choc, elle est sensiblement identique, peu importe la méthode utilisée.

Méthode de Déconvolution La technique de visualisation par luminescence nous fournit qualitativement les variations de densité par l'intermédiaire des variations d'intensité lumineuse dans le champ graduel d'intensité lumineuse issue de l'ionisation. Lorsqu'on observe le profil d'intensité lumineuse pris sur la ligne du point d'arrêt devant la sphère, figure 4.11a, on comprend que l'onde de choc ne peut pas être résumée à une frontière devant la sphère, mais plutôt à une zone de transition plus ou moins progressive en fonction de la raréfaction. En raison de l'évolution de l'onde de choc qui devient de plus en plus diffuse avec le degré de raréfaction (PROBSTEIN, 1961), nous avons analysé le choc plus en détail. L'onde de choc peut être décomposée en plusieurs zones suivant le régime d'écoulement, telle que la couche limite et la couche de choc selon CHENG (1963). La couche limite est définie comme la zone où les effets visqueux sont prépondérants sur l'écoulement (DÉLERY, 2008). Dans le profil



(a) Profil d'intensité lumineuse prise sur la ligne de courant du point d'arrêt.

(b) Champs d'intensité lumineuse et position des détachements.

FIGURE 4.11 – Exemple de traitement par déconvolution pour une sphère de 40 mm à Ma 4 - 2,7 Pa.

d'intensité lumineuse, trois zones d'intérêts sont alors étudiées : le maximum d'intensité, le point d'inflexion, et le pied de choc. Le pied de choc correspond à la première perturbation du champ de densité infinie amont. Il représente donc la limite au-delà de laquelle l'écoulement est libre. L'inflexion correspond mathématiquement au point où s'opère le changement de concavité de la courbe d'intensité lumineuse. Il ne s'agit pas du centre du choc, mais du point auquel le gradient d'intensité et potentiellement la densité sont les plus forts. Enfin, le maximum d'intensité pourrait être interprété comme la couche limite.

Pour détecter les points d'intérêt présents sur la figure 4.11a, j'ai procédé en plusieurs étapes. D'abord, pour ne pas être tributaire de la résolution des images, une interpolation est utilisée pour améliorer leur résolution spatiale. Lorsque le maximum est détecté, on ne travaille plus que sur la portion entre le maximum et l'infini amont, afin d'éviter la détection de faux extremum. Pour réduire au mieux le bruit avant le calcul du gradient, le signal est filtré par auto-déconvolution de Fourrier. On répète alors ce procédé pour tous les profils horizontaux de l'image. On obtient ainsi trois zones distinctes, comme présenté en figure 4.11b.

Pour s'assurer de l'indépendance des résultats avec la méthode de détection plusieurs paramètres ont été testés :

D'abord, l'indépendance de la détection par rapport à l'orientation du découpage des profils d'intensité lumineux. Ainsi, que l'on procède par profils horizontaux, verticaux ou

même radiaux, le résultat est sensiblement le même, mis à part une difficulté pour les profils verticaux à détecter le détachement devant la sphère. Une combinaison parfaite de ces orientations viserait à tracer des profils perpendiculaires au choc, ce qui demande de le détecter une première fois. Mais l'amélioration des résultats n'est pas notable, la détection horizontale est suffisante. La qualité des images dépend de la quantité d'informations captées, à savoir l'intensité lumineuse des images. Or l'intensité lumineuse dépend de la tension électrique d'ionisation et du temps d'intégration. En effet l'intensité lumineuse émise peut être améliorée en augmentant la tension de polarisation appliquée pour la décharge. Néanmoins une polarisation trop élevée, donc une augmentation exagérée de l'ionisation de l'écoulement, conduit aussi à une modification des propriétés de l'écoulement rendant les mesures erronées. Un compromis doit être trouvé entre qualité et conformité des mesures. Ainsi comme on peut le voir sur la figure 4.12 (a) une ionisation de 1kV est trop faible puisque le signal est fortement bruité avec beaucoup de variations en fonction du temps d'acquisition, comme le montre la figure 4.12 (b). Une ionisation trop élevée, tels que 3 ou 3,5 kV se traduit par une augmentation de la pression dans la chambre d'expériences P1 de 1 Pa modifiant ainsi les caractéristiques de l'écoulement.

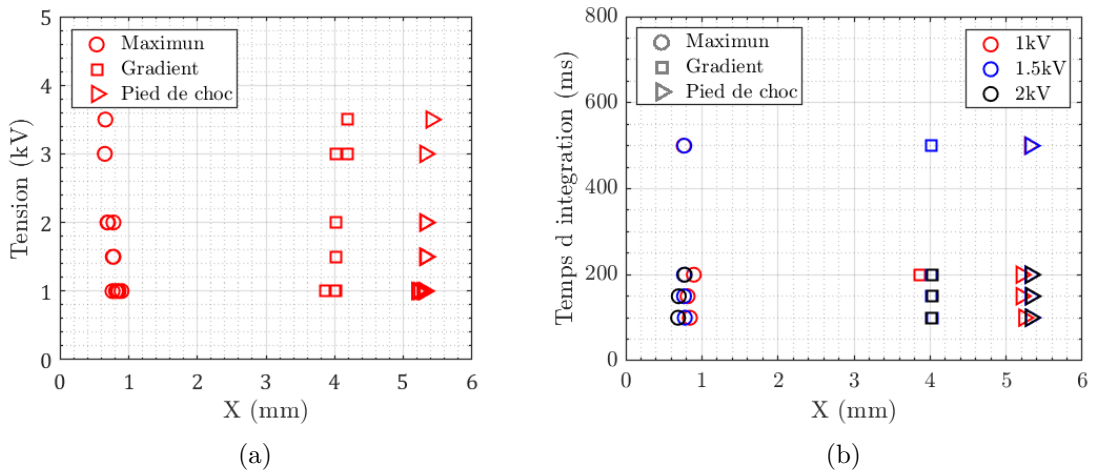


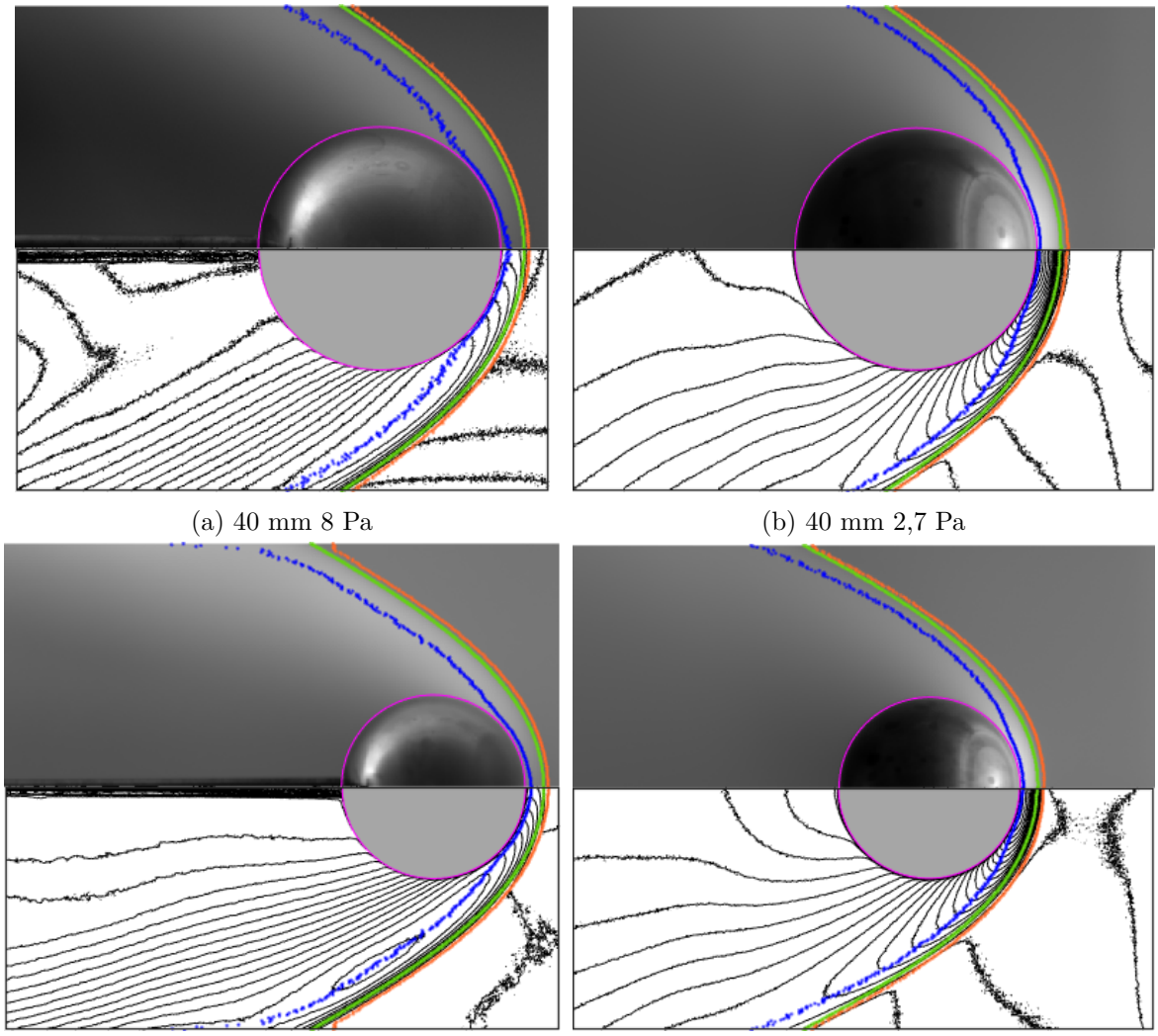
FIGURE 4.12 – Influence de la tension d'ionisation (a) et du temps d'intégration (b) sur le détachement de l'onde de choc. Sphère 40 mm Ma 4 - 2,7 Pa.

Pour préserver la conformité des résultats, les paramètres de la mesure qui ont été retenus sont ceux qui offrent un écart à la moyenne inférieur à 1%. Pour conclure, le bon compromis entre visualisation et mesure correcte est obtenu avec une ionisation comprise entre 1,5kV et 2 kV, couplé à un temps d'intégration suffisamment long, voir tableau 4.5. Malgré cela, la détection du maximum reste assez sensible et présente un écart type élevé.

Enfin pour s'assurer de la répétabilité des mesures, plusieurs acquisitions et plusieurs détections ont été réalisées pour chaque sphère et chaque condition expérimentale. Le résultat final est déterminé en moyennant l'ensemble de détections réalisées.

Conditions	Tension	Temps d'intégration
Ma 4 - 8 Pa	1,5	$\geq$ 150 ms
	2	$\geq$ 100 ms
Ma 4 - 2,7 Pa	1,5	$\geq$ 200 ms
	2	$\geq$ 150 ms

TABLE 4.5 – Critères de validation de l'acquisition.



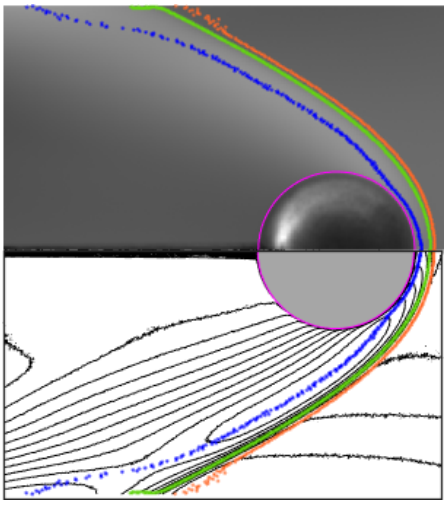
(a) 40 mm 8 Pa (b) 40 mm 2,7 Pa

(c) 30 mm 8 Pa (d) 30 mm 2,7 Pa

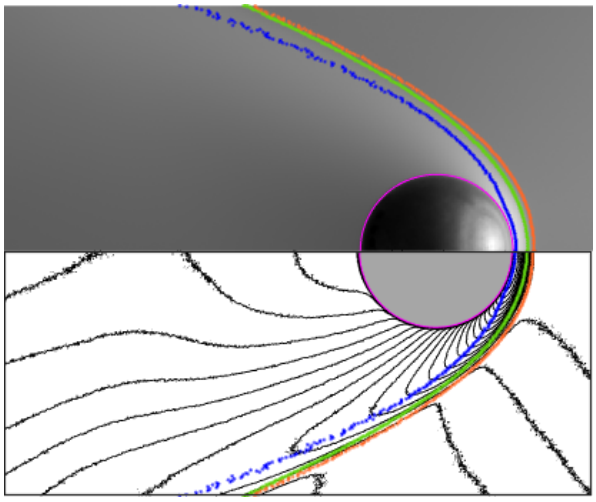
FIGURE 4.13 – Détection expérimentale des couches de choc pour différents diamètres et pressions.

4.1.2.2 Cas 71 Pa

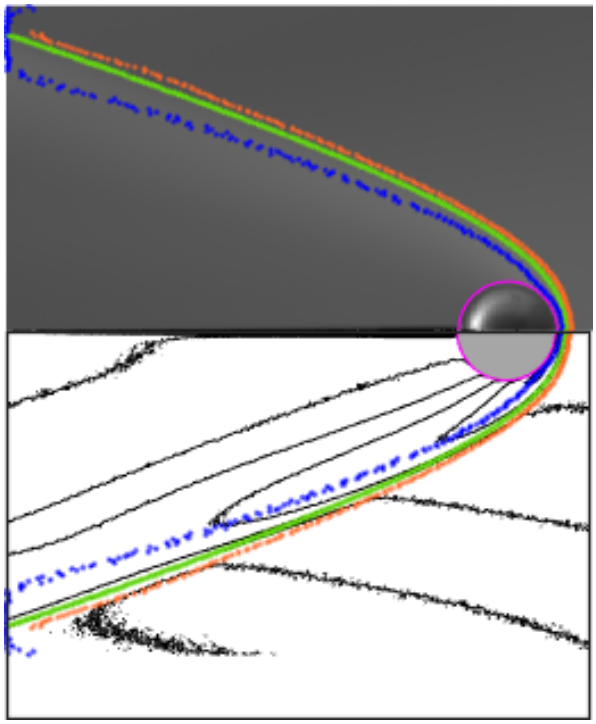
À plus haute pression, la méthode de visualisation par luminescence ne s'applique pas, puisque le taux de collisions entre les particules et les électrons est suffisamment élevé pour



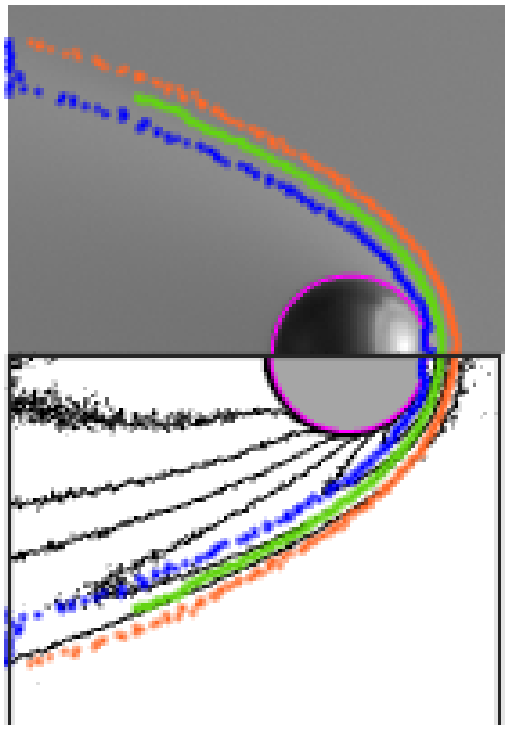
(e) 25 mm 8 Pa



(f) 25 mm 2,7 Pa



(g) 10 mm 8 Pa



(h) 10 mm 2,7 Pa

FIGURE 4.13 – Détection expérimentale des couches de choc pour différents diamètres et pressions.

restreindre la zone d'ionisation autour de la plaque produisant la décharge. Ainsi, l'ionisation produite par les électrodes ne se développe pas au-delà de quelques centimètres, ne permettant pas de visualiser l'onde de choc. De ce fait, nous avons utilisé la méthode de sondage de l'écoulement par sonde de pression (c.f. 2.4.2 page 46) pour les conditions d'expérience à Mach 4 - 71 Pa. Pour chaque sphère de diamètre différent, plusieurs profils verticaux (selon z) ont été réalisés à différentes positions longitudinales (selon x) autour des sphères. Pour décrire

la démarche permettant de détecter la position du choc devant la sphère à Mach 4 - 71 Pa, prenons l'exemple de celle de 40 mm de diamètre. La figure 4.14 montre le profil de pressions mesurées par sonde de Pitot et normalisées par la valeur de la pression de l'écoulement infini P_∞ contrôlé et mesuré tout au long des expériences. Ce profil de pression a été mesuré à la verticale du centre de la sphère, soit $x = 0$ mm (le centre du repère cartésien étant le centre de la sphère, figure 4.3), pour différentes hauteurs. Le profil débute à $Z = 20$ mm, soit à la surface de la sphère et se termine à $Z = 60$ mm, soit en dehors du choc créé devant la sphère, à la limite du périmètre du noyau de l'écoulement.

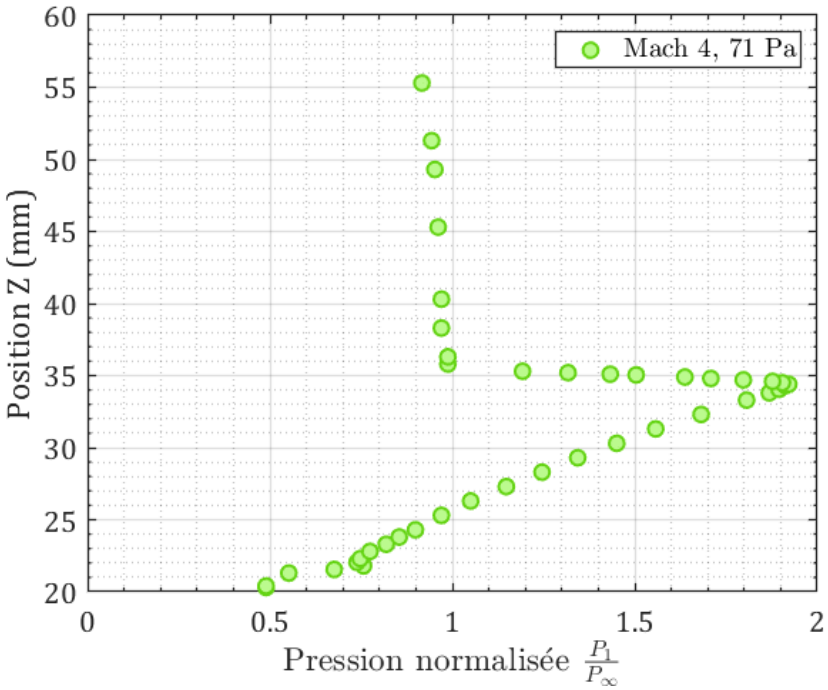


FIGURE 4.14 – Profil de pression normalisée pour une sphère de diamètre 40 mm, à la verticale du centre de la sphère $X = 0$ mm.

Le profil de pression, figure 4.14, montre une chute brutale de pression à hauteur de $Z = 35$ mm. Il s'agit du passage de la sonde de pression sur le choc présent autour de la sphère. Cette chute brutale de pression est répartie sur un déplacement de $1,4$ mm, ce qui ne permet pas, sans traitement, de situer avec précision l'emplacement du choc. Dans le cas présent, il s'agit du point $\mathrm{P}_1/\mathrm{P}_\infty = 1,5$.

Dans un écoulement supersonique visqueux, l'épaisseur de la couche limite peut être décrite comme la distance le long de l'axe de symétrie entre la surface du modèle et le point d'inflexion du profil de densité dans le choc diffus. En outre, l'épaisseur de la couche de choc augmente avec le degré de raréfaction (ISAKOVA et KRAIKO, 1969). Sur le profil de pression d'arrêt, figure 4.15, l'épaisseur du choc est délimitée par les pressions comprises entre le jet libre et la pression maximale. Les coordonnées exactes du choc sont déterminées à partir de la valeur du minimum du gradient de la pression.

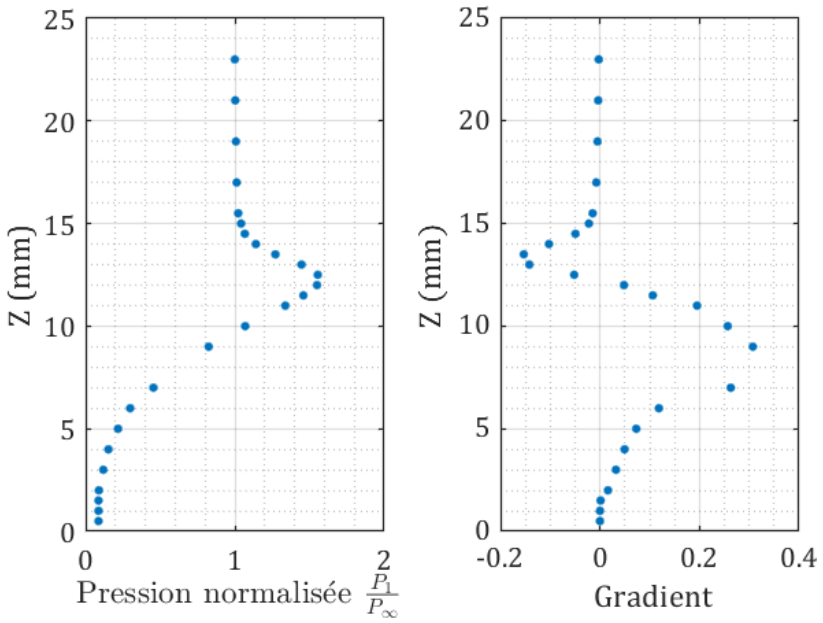


FIGURE 4.15 – Détection des chocs à partir du gradient de pression. Sphère R = 5 mm, Mach 4 - 2,7 Pa. Profile de pression à X = 5 mm (gauche). Profil de gradient de pression (droite).

Afin de valider la méthode, cette démarche a fait l'objet de tests aux conditions de fonctionnement Mach 4 - 8 Pa et Mach 4 - 2,7 Pa. En effet, à ces pressions nous avons également la possibilité de détecter le choc par visualisation. De ce fait, la comparaison des positions fournies par les mesures de pressions avec les données fournies par la visualisation par luminescence a permis de valider cette méthode de détection du choc. La figure 4.16 montre l'onde de choc détectée à partir des images de la caméra KURO-CMOS pour une sphère de 10 mm de diamètre à Mach 4 - 2,7 Pa. Sont présentes également, les positions du choc calculées à partir de 3 profils de Pitot verticaux réalisés pour x = 5 mm, 0 mm et 2 mm. On observe un excellent accord entre les positions du choc détectées par ces deux méthodes différentes. Ceci vient valider la méthode de détection de choc par profils de Pitot.

Cette méthode a été appliquée à 71 Pa, pour plusieurs positions autour des sphères. Les profils de pressions ont été réalisés autour de la sphère, environ tous les 5 mm horizontalement (en X) et avec un pas variable verticalement (en Z). Le pas de déplacement vertical est adaptatif pour optimiser la résolution par rapport au temps d'acquisition. En effet, la stabilisation des mesures de pression à la sonde de Pitot prend plusieurs minutes souvent proches du quart d'heure, comme décrit au paragraphe 2.4.2. De ce fait, dans les zones où la variation de pression est faible, par exemple dans la zone de sillage (derrière la sphère), et en dehors du choc, où l'on atteint la pression du jet libre P_∞, le nombre de points de mesure a été réduit. En revanche, au voisinage du choc, les variations de pressions sont très importantes, une bonne résolution spatiale des pressions est indispensable pour ne pas manquer le passage du choc. La figure 4.17a présente la répartition spatiale des profils de pression, ainsi que leur valeur adimensionnée par la pression du jet libre P_∞. Ce graphique comporte 3 axes, la position X,

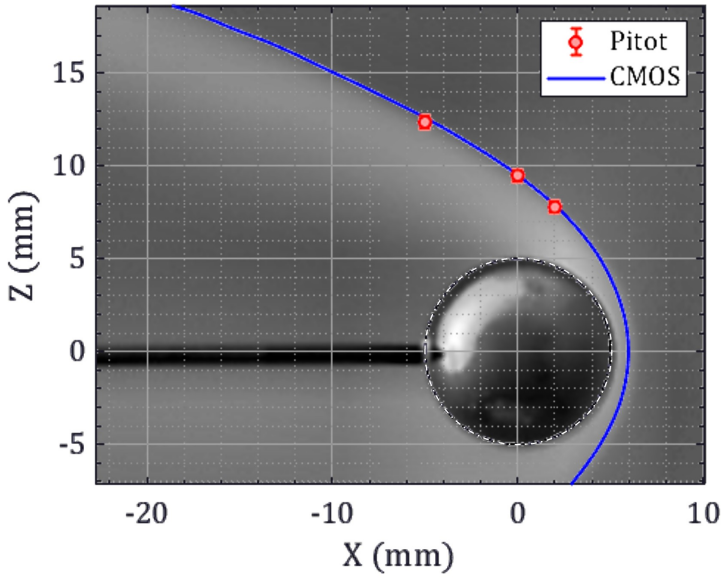


FIGURE 4.16 – Comparaison des méthodes d'analyse des chocs utilisant le Pitot et la caméra KURO CMOS. Sphère R = 5 mm Mach 4 - 2,7 Pa.

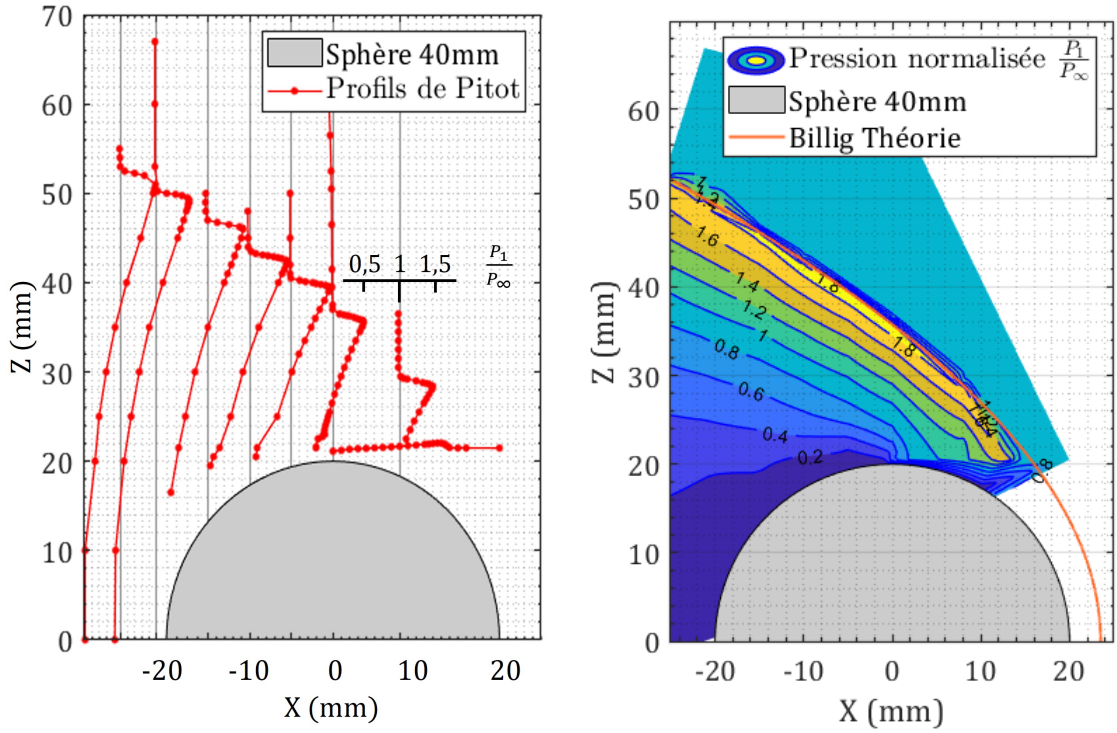
Z et l'intensité des pressions.

Pour éviter une représentation en trois dimensions, j'ai volontairement affiché en abscisse les positions auxquelles j'y ai ajouté les variations de pression, mais toutes les prises de pression pour un même profil ont été réalisées à une même abscisse. En d'autres termes, le profil de pression de la figure 4.14 réalisée à X = 0mm, donc à la verticale de la sphère, apparaîtrait comme une ligne droite si on affiche les positions X et Z du profil sur la figure 4.17a. Pour discerner les variations de pression, je les ai donc apposées autour de son abscisse, de telle sorte que pour X = 0mm, $P_1/P_\infty = 1$.

Pour améliorer l'interprétation, une cartographie des pressions autour de la sphère a été réalisée par interpolation des profils des pressions. Un compromis entre les méthodes d'interpolation linéaire et cubique a été utilisé. On obtient ainsi un champ de valeurs de pressions d'arrêt autour de la sphère, comme le montre la figure 4.17b.

Néanmoins, la méthode de profils de Pitot présente des limites, puisqu'elle ne permet pas d'explorer l'écoulement devant la sphère pour déterminer la distance de détachement du choc. On peut voir sur la figure 4.17b, que le manque de données devant la sphère ne donne pas la possibilité d'extrapoler sur l'emplacement du choc à cet endroit, malgré de nombreuses tentatives d'optimisations.

Néanmoins la valeur du nombre de Knudsen pour la condition expérimentale de la sphère de 40 mm de diamètre à Mach 4 - 71 Pa est de 3.10^{-4} donc il se situe dans le régime continu selon sa définition (c.f. 1.2.3.1). Dans ce cas, la formulation empirique de Billig (Eq. 4.2) pourrait décrire les coordonnées de l'onde de choc comme le montre la Fig. 4.18. Sur cette



(a) (b)

FIGURE 4.17 – Profils de pressions autour d'une sphère de 40 mm de diamètre à Mach 4 - 71 Pa. Positions des profils de Pitot ainsi que leurs pressions normalisées (a). Interpolation du champ des pressions à partir des profils de Pitot (b).

figure, le profil du choc déterminé par la formulation de Billig a été tracé en rouge sur le champ de pression obtenu par interpolation. Leur superposition montre que dans ce cas précis de la sphère de 40 mm de diamètre la définition du choc de Billig décrit correctement la forme du choc expérimental.

Cependant, en considérant les valeurs des nombres de Knudsen pour tous les diamètres de sphères, on peut faire l'hypothèse en première approximation qu'ils obéissent au régime continu. À partir de ce résultat, nous supposerons que la forme expérimentale de l'onde de choc obtenue avec un écoulement à Mach 4 - 71 Pa peut être décrite avec l'équation empirique de BILLIG (1967), pour les diamètres de sphères appartenant au régime continu. L'équation empirique utilisée pour calculer le rapport Δ/R (Eq. 4.4) permet alors d'estimer la distance de détachement du choc pour la condition Mach 4 - 71 Pa. Néanmoins, comme nous le verrons pour les sphères de diamètre plus petit, l'approximation de Billig n'est pas tout à fait valide.

La figure 4.19b, présente la répartition des pressions d'arrêt autour de la sphère de 10 mm de diamètre. Le profil du choc déterminé par la formulation de Billig est superposé sur les champs de pression interpolés comme le montre la figure 4.19b. Dans ces conditions, on constate une divergence, en effet la forme du choc définie par Billig s'inscrit à l'intérieur

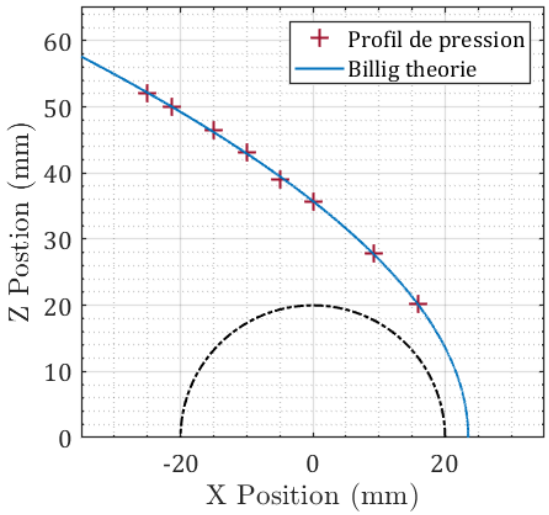
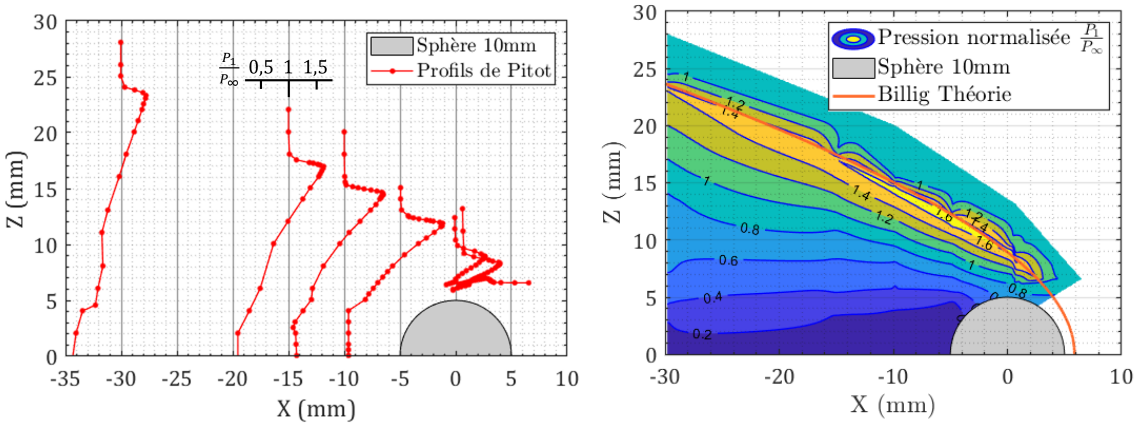


FIGURE 4.18 – Position de l'onde de choc autour de la sphère de 40 mm de diamètre pour la condition d'écoulement Mach 4 - 71 Pa. Les points de données correspondent à la position de l'onde de choc estimée à partir des profils de Pitot. La courbe correspond à la théorie de Billig à Ma 4.

du champ de pression expérimental de l'onde de choc, qui semble être plus éloigné de la sphère avec une distance de détachement légèrement plus grande que celle donnée par Billig. Cependant, du fait de sa petite taille, il est difficile de mailler davantage autour de la sphère par d'autres profils de pression. Il est donc difficile de conclure avec certitude sur la valeur de l'écart à la théorie. Il nous est apparu nécessaire de poursuivre la recherche, par une nouvelle méthode expérimentale, afin de mieux déterminer la distance du détachement du choc devant la sphère de 10 mm à 71 Pa.

La méthode idéale serait l'utilisation d'un canon à électrons qui permettrait de mesurer le champ de densité locale. Le principe consiste à émettre un faisceau d'électrons homogène traversant perpendiculairement l'écoulement. Comme le champ lumineux est uniforme, on peut lier l'intensité lumineuse à la densité (MOHAMED et al., 2009). Mais cette méthode est en cours de développement par l'équipe et n'a pas vu le jour avant la fin de ma thèse. Une méthode de remplacement a été utilisée de manière à ioniser très localement l'écoulement sans le perturber. Utiliser la sphère comme cathode n'est pas possible, car cela changerait la couche limite. Une cathode extérieure au jet ne permet pas de développer suffisamment le champ lumineux à cette pression pour voir le choc. Nous avons donc utilisé une cathode interne à l'écoulement pour être au plus proche de l'objet. Pour ne pas perturber l'écoulement, nous avons utilisé un filament de 200 µm comme cathode. En effet, grâce au savoir de l'équipe nous savons que la tenue par fil des maquettes ne crée pas d'interaction avec l'écoulement pourvu qu'il soit suffisamment fin. Pour avoir une bonne résistance au chauffage, malgré la finesse, nous avons utilisé un filament en tungstène. La figure 4.20 montre le montage expérimental du filament de tungstène disposé verticalement et maintenu par le système de déplacement de la soufflerie permettant ainsi son déplacement autour de la sphère.



(a) Positions des profils de Pitot ainsi que leurs pressions normalisées.

(b) Interpolation du champ des pressions à partir des profils de Pitot.

FIGURE 4.19 – Profils de pressions autour d'une sphère de 10 mm de diamètre à Mach 4 - 71 Pa.

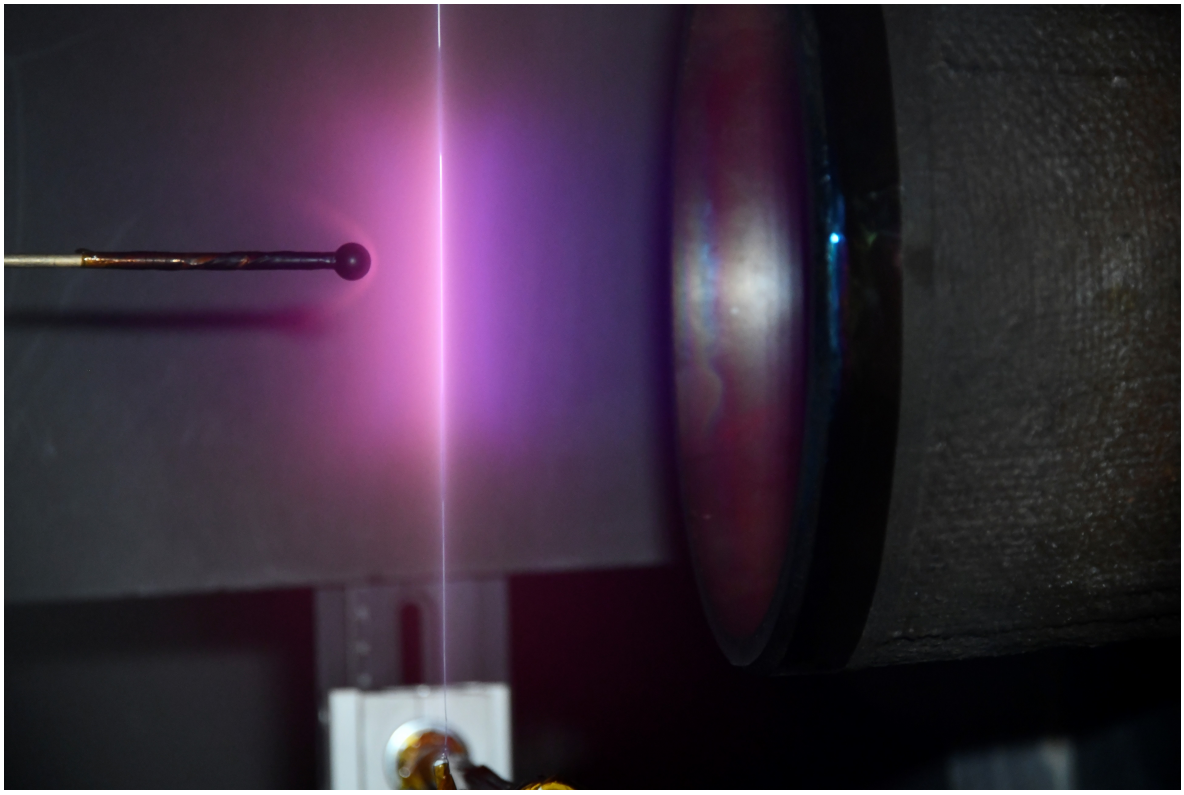


FIGURE 4.20 – Montage expérimental du filament de tungstène disposé verticalement.

On obtient un faisceau similaire à celui que pourrait créer un canon à électrons, à ceci près que le gradient d'intensité lumineuse créée par l'ionisation ne permet pas d'en déduire la densité locale. Cette technique permet néanmoins de mesurer le détachement du choc devant

la sphère à Ma 4 - 71 Pa.

La figure 4.21 présente un exemple de visualisation du choc proche de la sphère de 10 mm de diamètre. Pour cette expérience, la sphère est en polyuréthane, un matériau isolant électriquement qui permet de garder la sphère au potentiel flottant et ainsi éviter les interférences électriques avec le fil de tungstène qui pourrait modifier le choc à proximité de la sphère. La distance du choc a été directement déterminée à partir des images.

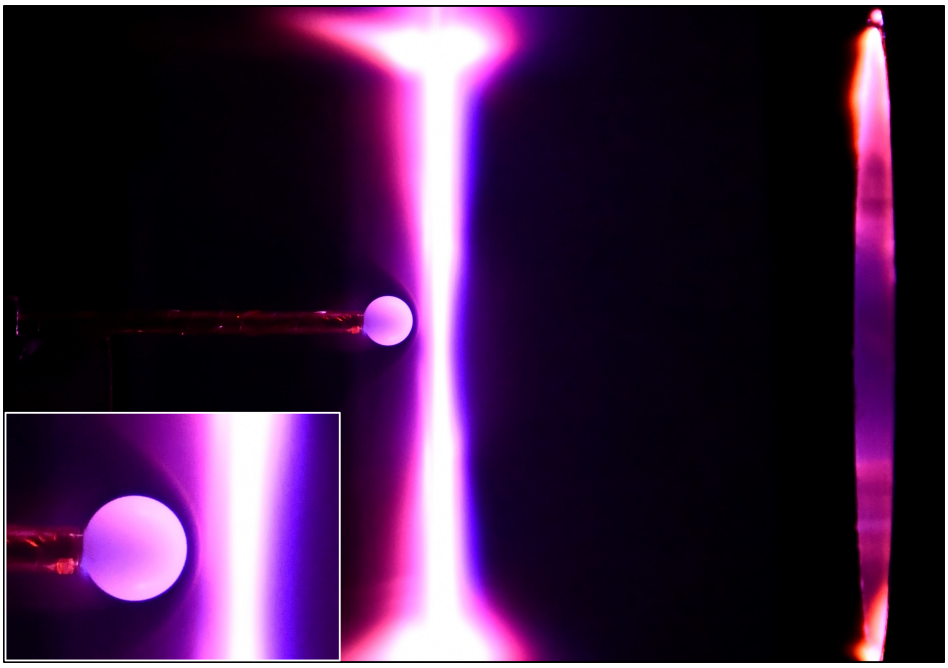


FIGURE 4.21 – Visualisation de l'onde de choc par filament ionisé. Sphère de 10 mm, Ma 4 - 71 Pa.

4.1.3 Analyse de la distance de détachement du choc

Lorsqu'on compare, la forme du choc de la figure 4.22 présentant deux images obtenues pour 8 et 2,7 Pa avec la sphère de 5 mm de diamètre, le premier constat est qu'elles ne sont pas identiques. Or selon les équations empiriques (Eq. 4.2 et 4.4) qui prédisent la position du choc, pour un même nombre de Mach et un même rayon de sphère, le choc est identique. Cependant ces deux images comparent les ondes de choc obtenues à deux conditions de pression différentes et donc deux degrés de raréfaction différents. Il est clair que le détachement augmente lorsque la pression de l'écoulement diminue, autrement dit lorsque le nombre de Knudsen augmente. On observe que les effets de raréfaction entrainent une déviation de la position du choc par rapport à celle prédite par la relation empirique de Billig. L'objet de cette partie est de déterminer les paramètres de raréfaction influençant le détachement du choc et d'établir un modèle prédictif.

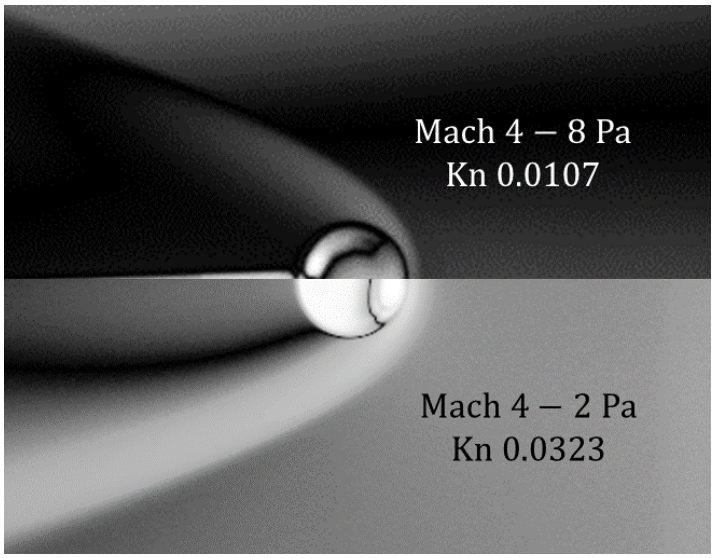


FIGURE 4.22 – Comparaison de l'onde de choc obtenue avec une sphère de 5 mm de diamètre dans un écoulement de Mach 4 - 8 Pa (en haut) et dans un écoulement de Mach 4 - 2,7 Pa (en bas).

4.1.3.1 Première approche : modèle de l'onde de choc simplifiée

Comme décrit précédemment, les détachements de l'onde de choc par rapport à la surface de l'obstacle ont été obtenus de 2 manières. Dans les conditions d'écoulement Mach 4 - 2,7 Pa et Mach 4 - 8 Pa, les distances de détachement des ondes de choc ont été déterminées à partir de l'analyse des images de la caméra CMOS utilisant la technique de visualisation par luminescence (Fig. 2.12). Dans un premier temps, pour la condition Mach 4 - 71 Pa, l'équation empirique d'Ambrosio et Wortman (Eq. 4.4) a été utilisée pour calculer la valeur de la distance de l'onde de choc.

La figure 4.23 montre les distances de détachement en fonction du rayon de la sphère pour les trois conditions d'écoulement expérimentales. On observe trois tendances distinctes selon les conditions d'expériences, ce qui signifie que l'équation empirique d'AMBROSIO et WORTMAN (1962) ne parvient pas à évaluer avec précision le détachement dans le cas de conditions d'écoulement typiques du régime de glissement. En effet on rappelle que l'équation

Conditions	Coefficient directeur	Ordonnée à l'origine
Ma 4 - 2,7 Pa	$\Delta = 0,1904$	R + 0,525 2
Ma 4 - 8 Pa	$\Delta = 0,1856$	R + 0,204 1
Ma 4 - 71 Pa	$\Delta = 0,1757$	R + 0,001 1

TABLE 4.6 – Régression linéaire des données présentées sur la figure 4.23.

4.4 proposée par Ambrosio et Wortman ne dépend que du nombre de Mach et du rayon de la sphère sans prendre en considération la pression de l'écoulement environnant. De plus, la figure 4.23 montre que le détachement décrit par Ambrosio et Wortman augmente linéairement

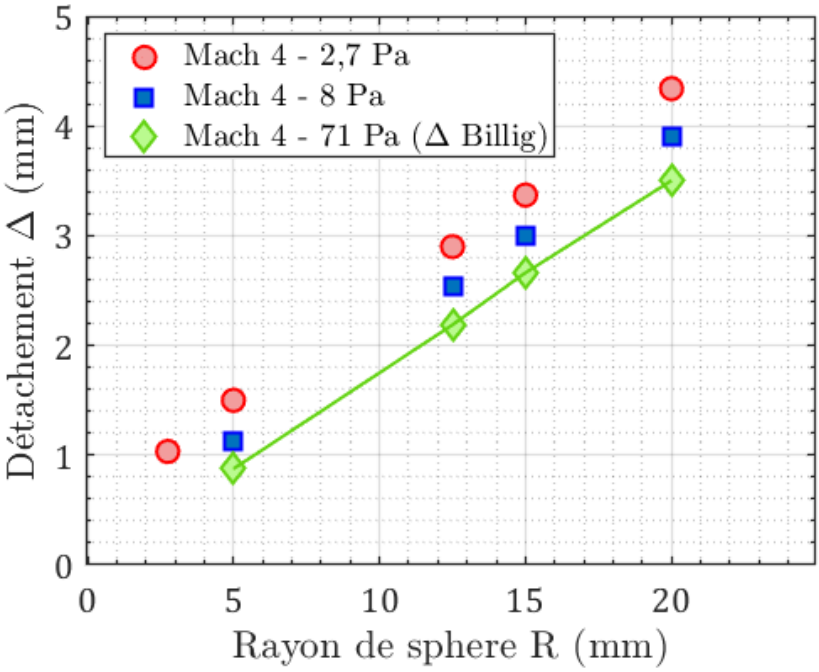


FIGURE 4.23 – Distance de détachement en fonction du rayon de la sphère pour les trois conditions de pressions à Mach 4.

avec le rayon de la sphère. On observe que le caractère linéaire de l'évolution du détachement avec la dimension des sphères n'est pas altéré par la raréfaction. Néanmoins le détachement croît par palier à chaque niveau de raréfaction pour un même nombre de Mach, mais reste linéairement dépendant du rayon.

Ce résultat montre, pour des écoulements plus raréfiés, que la détermination de la position du choc par Billig sera erronée. Le tableau 4.6 précise les régressions linéaires issues de ces données. De fait, les coefficients directeurs et les ordonnées à l'origine peuvent être exprimés comme des fonctions de la pression, qui traduirait la raréfaction. Le niveau de raréfaction peut être représenté par le nombre de Knudsen Kn, comme vu au paragraphe 1.2.3.1. Il a été calculé pour chaque condition expérimentale en fonction du diamètre de la sphère (Fig. 4.6) et des conditions d'écoulement de la présente étude (Tab. 4.1 ; 4.2 ; 4.3).

La figure 4.24 présente la variation du rapport Δ/R en fonction du nombre de Knudsen Kn_D basé sur le diamètre de la sphère. De plus, les losanges verts représentent les valeurs déterminées pour la condition expérimentale Mach 4 - 71 Pa, parmi lesquels le détachement déterminé expérimentalement pour la sphère de 10 mm est reporté.

On observe une forte augmentation des valeurs Δ/R lorsque le nombre de Knudsen devient supérieur à 6×10^{-3}, montrant ainsi que le détachement prédit par l'équation d'Ambrosio et Wortman (Eq. 4.4) est largement sous-estimé lorsque l'écoulement obéit au régime de glissement. En effet si on considère le paramètre de raréfaction (voir section 1.2.3.4), on remarque que pour l'ensemble des diamètres des sphères considérés dans ce chapitre, le paramètre de

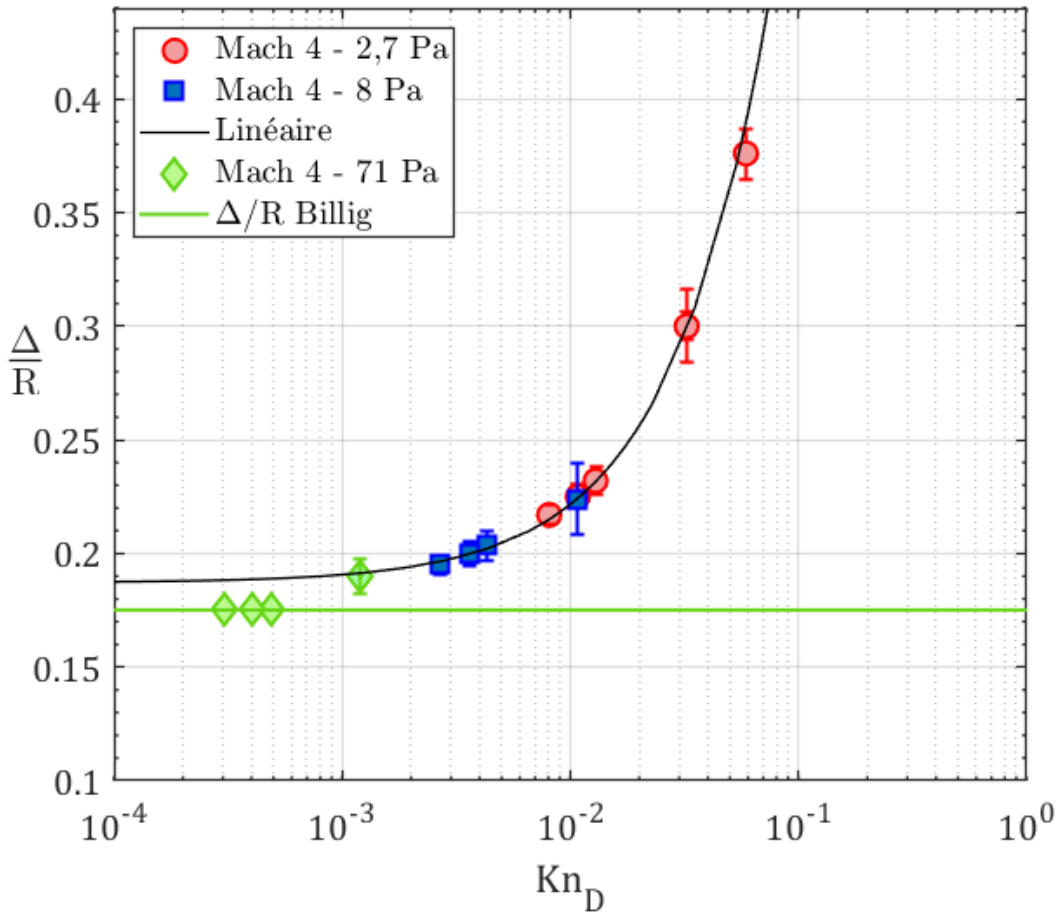


FIGURE 4.24 – Rapport entre le détachement du choc et le rayon de la sphère en fonction du nombre de Knudsen.

raréfaction est compris entre 0,01 et 1, donc indique que le régime de glissement s'applique, comme le montre le tableau 4.7.

Diamètre sphère	$Ma/\sqrt{Re}$
10	$0,0567$
25	$0,0359$
30	$0,0327$
40	$0,0283$

TABLE 4.7 – Paramètre de raréfaction en fonction des diamètres de sphères à Mach 4 - 71 Pa.

On constate également que la divergence avec la relation empirique intervient dès $Kn_D > 2.10^{-3}$. Ce qui signifie que ces conditions de fonctionnement appartiennent d'ores et déjà au régime de glissement. On peut établir en première instance que la raréfaction de l'écoulement agit sur le détachement du choc et donc sur sa forme globale.

Au vu de la tendance du détachement, on peut également faire l'hypothèse que le détachement de la sphère de 10 mm à 71 Pa, calculé par la relation empirique est sous-estimé. Grâce à la méthode présentée au paragraphe 4.1.2.2 page 110 j'ai pu estimer le détachement de cette sphère. Malgré l'incertitude de mesure, son détachement adimensionné s'inscrit dans la tendance globale et permet de penser que le détachement prédit par l'équation d'Ambrosio et Wortman (Eq. 4.4) n'est valable que pour des nombres de Knudsen inférieurs à 10^{-4} voir moins. Ces éléments n'apportent qu'une réponse partielle au problème et ne permettent pas de conclure, il convient d'approfondir l'étude par une autre méthode.

4.1.3.2 Deuxième approche : analyse détaillée de la structure du choc

Dans une deuxième approche, la méthode de convolution de Fourier présentée au paragraphe 4.1.2.1 page 99 a été appliquée pour analyser les visualisations obtenues à 2,6 et 8 Pa. Cette méthode a permis de décomposer le choc en plusieurs zones. Pour rappel, elle permet de détecter trois points particuliers dans le profil de densité relatif de l'onde de choc, le maximum, l'inflexion et le pied de choc.

La figure 4.25 compare les distances de détachement par rapport à la surface de la sphère des trois positions relevées dans le choc en fonction du rayon des sphères pour les conditions d'écoulement expérimentales Mach 4 - 2 et 8 Pa. On remarque que le comportement du détachement des trois points intérêt diffère avec le changement de pression. Le pied de choc s'éloigne de la sphère à mesure que la pression diminue. L'inflexion, qui correspond au maximum du gradient, semble être insensible au changement de pression. Enfin, le maximum d'intensité lui contrairement au pied de choc se rapproche de la surface de la sphère lorsque la pression diminue.

Au vu des résultats obtenus précédemment avec la détection des gradients, figure 4.23 et ceux présentés en figure 4.25, il semble que la détection par le gradient donne une moyenne entre le pied de choc et l'inflexion. La détection des gradients donne une bonne approximation dans le cas d'un choc fin, mais elle ne permet pas d'appréhender toute la complexité d'un choc qui s'épaissit avec la raréfaction.

	Ma 4 - 8 Pa	Ma 4 - 2,7 Pa
Maximum	$\Delta = 0,0408R + 0,2134$	$\Delta = 0,0144R + 0,3022$
Inflexion	$\Delta = 0,1945R + 0,0083$	$\Delta = 0,1978R + 0,0151$
Pied de choc	$\Delta = 0,2219R + 0,2734$	$\Delta = 0,2190R + 0,7228$

Table 4.8 – Régression linéaire des détachements d'une sphère présentée sur la figure 4.25.

Les régressions linéaires des détachements des trois zones d'intérêt présentées en figure 4.25 sont résumées dans le tableau 4.8. Les pentes, correspondantes aux mesures de points d'inflexion pour les deux conditions de pression, sont très similaires comme leur ordonnée à l'origine. On constate que la pression les influence très peu. Les pieds de choc semblent avoir augmenté d'un écart constant avec l'augmentation de pression, car leurs pentes sont

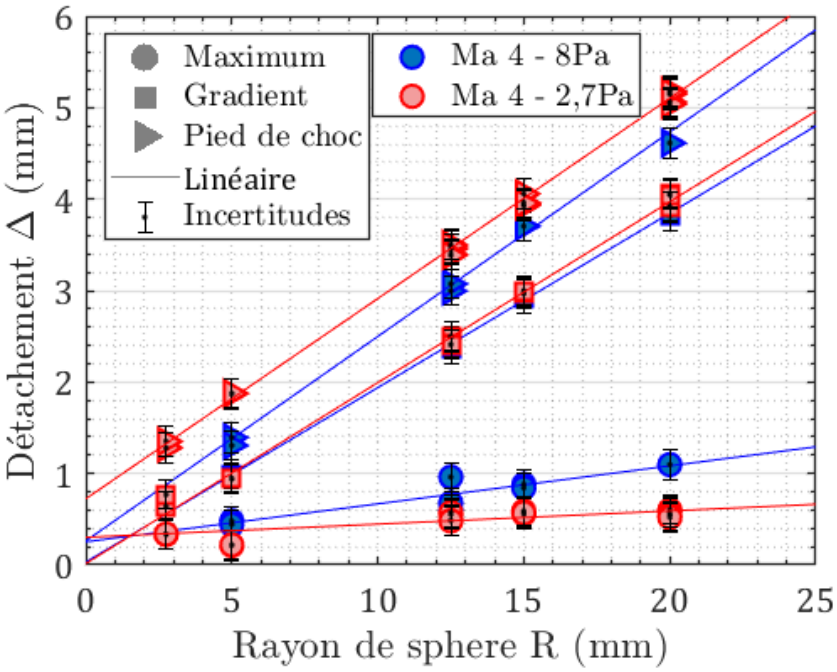


FIGURE 4.25 – Distances de détachements obtenues par déconvolution en fonction du rayon de la sphère pour les conditions de pressions 8 et 2,7 Pa à Mach 4.

très proches. Enfin les maximums semblent se rapprocher de la surface pour des pressions plus faibles et semblent être moins impactés par le diamètre des sphères.

Pour observer les effets de la raréfaction, les différentes distances de détachement adimensionnées par le rayon de la sphère ont été tracées en fonction du nombre de Knudsen sur la figure 4.26.

L'analyse de cette figure montre que :

— les trois zones de choc augmentent avec le niveau de raréfaction. L'écartement entre le pied de choc et le gradient est beaucoup plus prononcé que l'écartement entre le gradient et le maximum.

— Le pied de choc ou front de choc croît plus vite que les autres "frontières" avec la raréfaction. Cela peut s'expliquer par le fait que les particules réfléchies par l'obstacle peuvent parcourir une plus grande distance avant de collisionner avec une particule du flux incident du fait de l'augmentation du libre parcours moyen.

— A contrario, les deux autres "frontières" sont prises au piège entre d'un côté la surface de la sphère et de l'autre le pied de choc. Leurs extensions sont donc conditionnées par l'augmentation de la seule des deux frontières à pouvoir varier, soit le pied de choc.

En finalité le pied de choc donne le détachement total, résultat de la contribution de toutes les couches.

Il existe plusieurs modèles dans la littérature qui tentent d'expliquer la structure du choc. En fonction du régime, les couches sont plus ou moins épaisses et dissociables ou non. Le

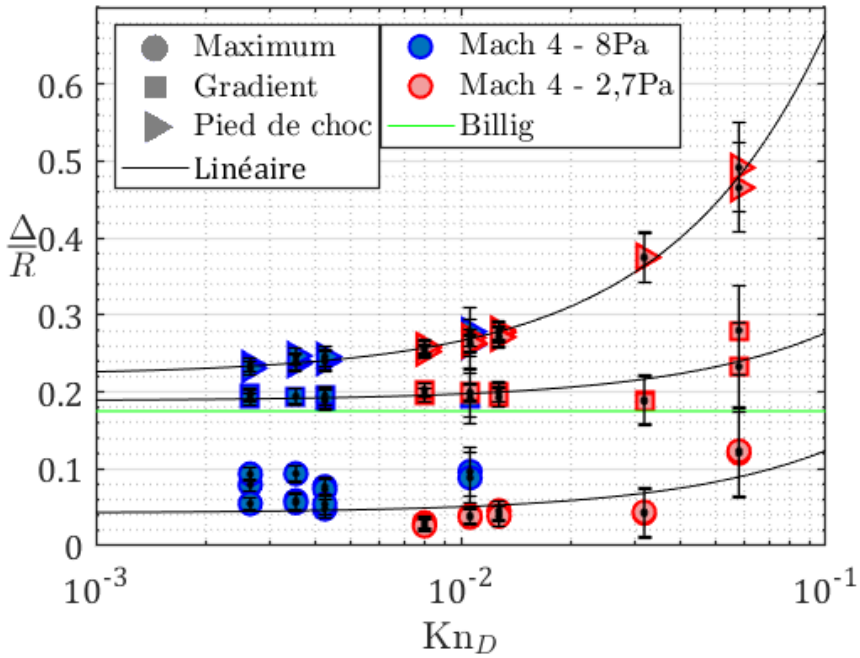


FIGURE 4.26 – Distance de détachement des différentes zones du choc adimensionné par le rayon des sphères en fonction du nombre de Knudsen.

modèle proposé par COX et CRABTREE (1965) décrit sur la figure 4.27, pourrait correspondre à nos observations. Il se compose d'un front de choc épais détaché par rapport à la couche limite. L'écart entre le pied de choc et l'inflexion pourrait alors représenter l'épaisseur du choc δ_{pc} et celui entre le maximum et la surface peut correspondre à l'épaisseur de la couche limite δ_{cl}, De la surface de la sphère au pied de choc nous mesurons le détachement total Δ du choc.

Au regard de ce modèle et des résultats expérimentaux, on peut interpréter l'évolution du détachement avec la raréfaction de la manière suivante :

Dans un premier temps, l'augmentation de la raréfaction entraine une "résistance" plus faible du flux incident sur le pied de choc qui se développe seul. Puis, l'avancée du pied de choc diminue la pression sur les couches inférieures qui suivent son avancement à leur tour. Ces phénomènes seront le résultat de l'évolution des équilibres des pressions entre les différentes couches et le flux incident.

4.1.4 Coefficients aérodynamiques de la sphère

Beaucoup d'études ont déjà été menées sur les coefficients aérodynamiques des sphères. Cependant cette étude permettra d'obtenir des valeurs de coefficients aérodynamiques récentes dans le domaine de régime de glissement qui est particulièrement difficile à simuler numériquement. De plus dans la recherche que j'ai menée, une étude complète a été réalisée

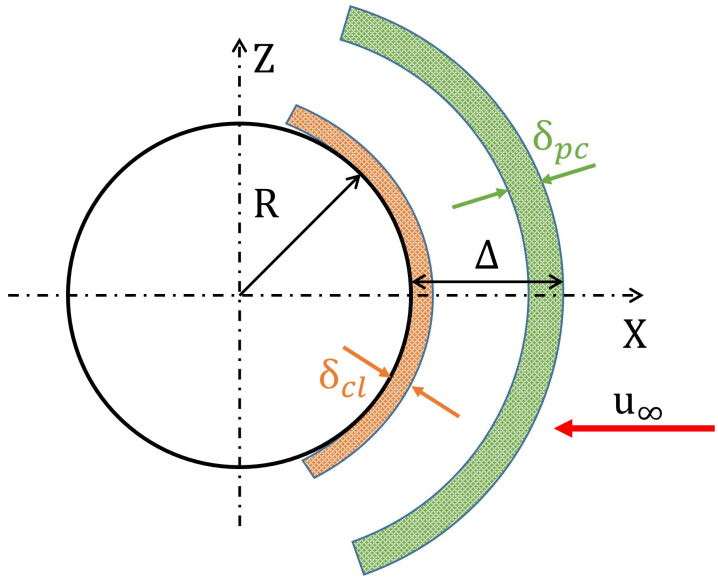


FIGURE 4.27 – Schématisation de la décomposition d'une onde de choc autour d'une sphère.

expérimentalement avec l'analyse de la structure du choc et des propriétés aérodynamiques, alors que dans la littérature on ne trouve que la mesure des forces aérodynamiques. Cette étude permettra de faire un lien entre la forme du choc et les coefficients aérodynamiques pour mieux comprendre l'influence de la raréfaction sur les propriétés aérodynamiques d'un corps de rentrée.

4.1.4.1 Méthode de mesure des forces aérodynamique

Pour déterminer les coefficients aérodynamiques des géométries étudiées, il faut mesurer les forces aérodynamiques qu'elles subissent en fonction des conditions d'écoulement dans lesquelles elles sont plongées. Pour quantifier ces forces, j'ai utilisé la balance développée par mes soins. La méthode de mesure des forces se déroule comme suit : La balance est placée à l'intérieur de la soufflerie, alignée avec l'axe de la tuyère. L'alignement de la balance est réalisé à l'aide de niveaux numériques pour ne créer aucun biais de repère. Des mesures préliminaires sont effectuées pour vérifier que l'installation de la balance dans la soufflerie n'a pas perturbé l'étalonnage.

L'objet testé est installé sur la balance en prenant bien soin de ne pas sur -contraindre la balance. Ces opérations préliminaires étant réalisées, la soufflerie est mise sous vide. Il convient une nouvelle fois de vérifier qu'aucun signal parasite ne vienne perturber le signal. À ce propos, l'alimentation à découpage du déplacement perturbe les signaux des jauges de contrainte, il est donc éteint après chaque déplacement, aucune mesure n'est réalisée pendant son fonctionnement.

La force exercée par l'écoulement sur la sphère résulte du signal mesuré en présence de la sphère corrigé par le signal acquit en l'absence de l'écoulement, qui correspond au bruit

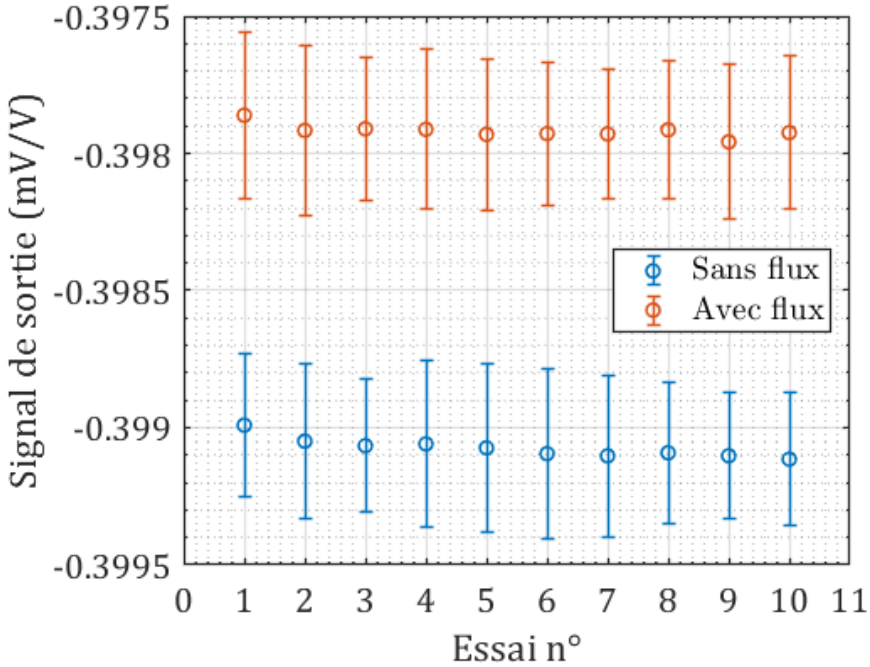


FIGURE 4.28 – Signal brut du pont complet n_o 1 pour une sphère de 10 mm soumise à un écoulement de Mach 4 - 8 Pa.

de fond. Pour faire l'acquisition du bruit de fond lorsque la balance n'est pas soumise à un écoulement, une plaque montée sur un vérin pneumatique vient obstruer le flux en sortie de tuyère afin de protéger la balance de l'écoulement, tout en la gardant au plus proche des conditions de fonctionnement (pression, vibration, température). L'acquisition de l'environnement étant effectuée, la plaque est retirée permettant à la maquette montée sur la balance d'être de nouveau plongée dans l'écoulement. Pour s'assurer de la reproductibilité et diminuer la marge d'erreur, l'opération est répétée une dizaine de fois. Un exemple des mesures réalisées avec cette procédure est représenté sur la figure 4.28. En privilégiant plusieurs acquisitions de courte durée plutôt qu'une longue acquisition, on évite toute dérive temporelle éventuelle. En effet, si l'acquisition du signal de bruit de fond est réalisée seulement en début d'expérience et retranchée aux mesures consécutives, l'écart entre ces signaux ne cesserait d'augmenter à cause de la dérive temporelle. Or, lorsque le bruit de fond est enregistré à chaque mesure, même si le signal de départ dérive par rapport au temps, l'écart entre les mesures reste constant pour une même condition puisque le signal du bruit de fond croit en même temps que le signal mesuré.

4.1.4.2 Résultats

Les forces de traînée mesurées par la balance aérodynamique sont exposées en figure 4.29. Il s'agit de la force de traînée subie par des sphères de différentes tailles et pour différentes conditions de pression à Mach 4. Comme attendu, les forces de traînée sont plus élevées pour

les pressions les plus fortes et les tailles les plus grandes. Plus la surface est grande et la pression élevée, plus il y aura des collisions entre les particules et la surface. Cependant, les tendances observées pour ces trois pressions ne sont pas les mêmes, car la force n'est pas un paramètre adimensionné. Pour confronter nos mesures à celles de la littérature (Aroesty, 1962 ; Koppenwallner et Leggef, 1985) et en apporter de nouvelles, en particulier dans le régime proche continu, les coefficients de traînée sont déterminés, ce qui va dimensionner les forces mesurées par rapport aux conditions de l'écoulement, par la formule 4.5.

$$C_x = \frac{2.F}{Ma^2.P_1.\gamma.S} \tag{4.5}$$

La formulation choisie est celle qui introduit la pression infinie P_1 de l'écoulement qui est une valeur mesurée pendant les expériences et le nombre de Mach qui peut être calculé à partir de la pression P_1 et de la pression génératrice P_0 également mesurée.

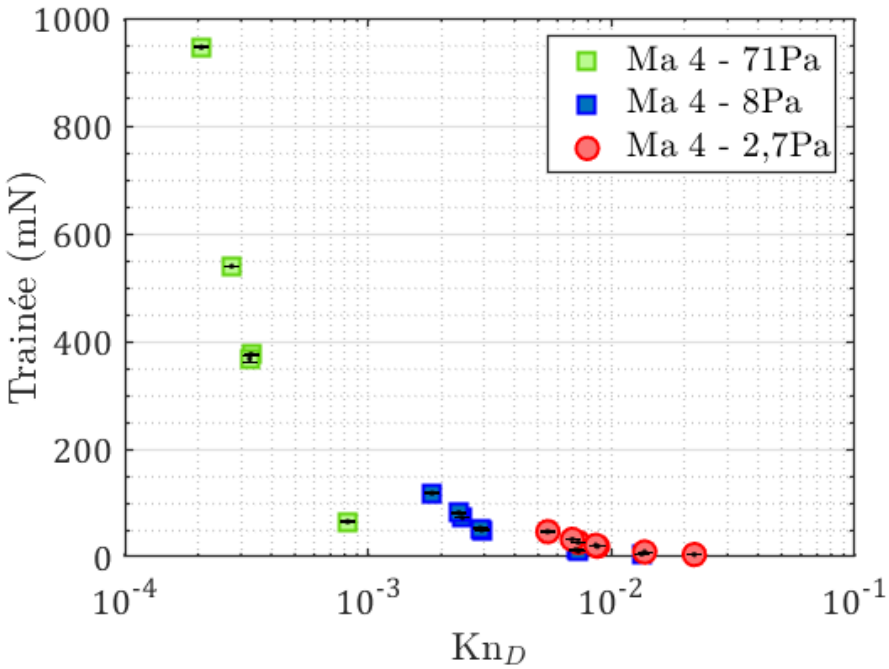


Figure 4.29 – Force de traînée mesurée pour une sphère en fonction du nombre de Knudsen Kn_D.

De même, pour tenir compte des paramètres dynamiques décrivant l'écoulement, le nombre de Reynolds local Re_2 est utilisé comme paramètre de corrélation pour tracer les coefficients de traînée au détriment du nombre de Knudsen qui est un paramètre de raréfaction statique.

Le Re_2 peut être calculé par l'équation 4.6.

$$Re_2 = \frac{P_{t2} Ma_2 d}{\mu_2} \sqrt{\frac{\gamma}{T_2 \mathcal{R}}} \tag{4.6}$$

Ici, d représente le diamètre de la sphère en mètre, $\gamma = 1,4$ est le coefficient isentropique, et $\mathcal{R} = 8,314$ J.mol^{-1}.K^{-1} est la constante des gaz parfaits. Les autres quantités nécessaires au calcul de Re_2 peuvent être estimées en utilisant les relations isentropiques, décrites en section 2.4.2 page 46. Contrairement à la valeur du nombre de Mach après le choc, qui peut être calculée avec l'équation 4.7.

$$Ma_2 = \sqrt{\frac{(\gamma - 1).Ma^2 + 2}{2.\gamma.Ma^2 - (\gamma - 1)}} \tag{4.7}$$

De plus, la viscosité dynamique, μ_2, peut être estimée en utilisant la loi de Sutherland, équation 4.8 qui permet de la calculer en fonction de la température du milieu.

$$\mu_2(T_2) = \begin{cases} \frac{1,439.10^{-6}T}{2\sqrt{110,56}} & \text{si } \mathrm{T}_2 < 110,56 \\ \frac{1,439.10^{-6}T^{1,5}}{T+110,56} & \text{sinon.} \end{cases} \tag{4.8}$$

La figure 4.30 présente les coefficients de traînée C_x expérimentaux déterminés dans ce travail de recherche conjointement à ceux d'Aroesty (1962) et ceux de Kinslow et Potter (1963).

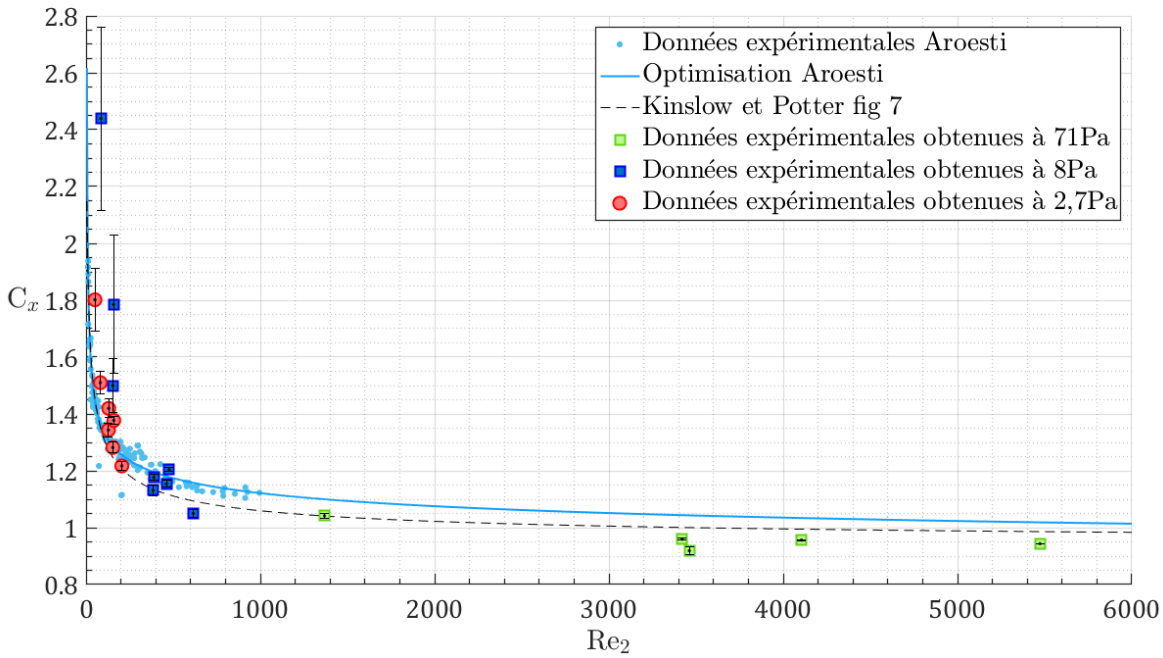


Figure 4.30 – Comparaison des coefficients de traînée C_x mesurés avec ceux de la littérature en fonction du nombre de Reynolds après choc pour un nombre de Mach de 4 et $\mathrm{T_w} = \mathrm{T_0}$.

Les valeurs expérimentales d'Aroesty ont été déterminées dans des écoulements froids avec des nombres de Mach compris entre 3,3 et 4,1. Ce qui peut expliquer les quelques écarts des coefficients de traînée aux très bas nombres de Reynolds. Néanmoins les coefficients, sont

optimisés avec une équation de la forme :

$$C_x = A1 + \frac{A2}{\sqrt{Re_2}} + \frac{A3}{Re_2} \tag{4.9}$$

Avec A1=1,054, A2=2,76 et A3=0,36.

Pour autant, si on considère les codes de calcul de trajectoire de rentrée de débris existants, le paramètre de corrélation le plus considéré pour comparer les coefficients de traînée en fonction de l'altitude de rentrée est le nombre de Knudsen. La figure 4.31 présente les coefficients de traînée C_x mesurés dans cette étude par rapport cette fois-ci au nombre de Knudsen.

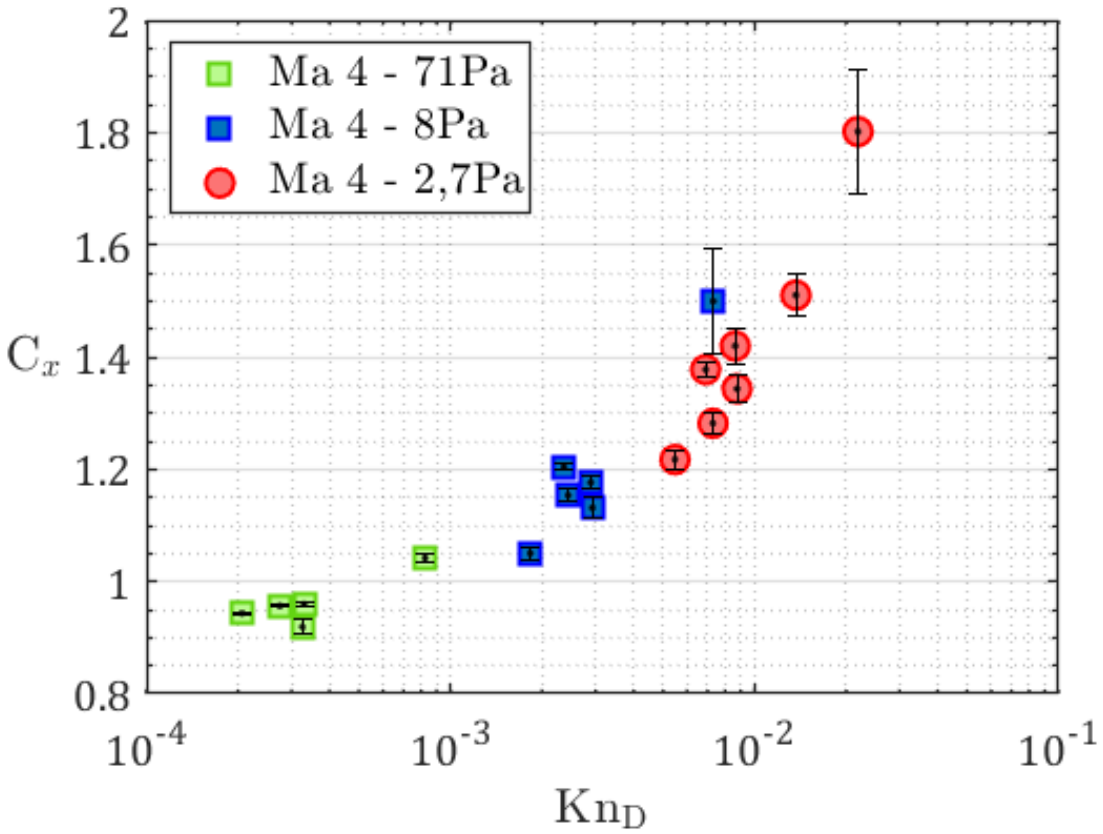


FIGURE 4.31 – Coefficient de traînée C_x des sphères en fonction du nombre de Knudsen Kn_D.

Une étude analytique récente des fonctions de corrélation très complète est proposée par SINGH et al. (2020). Ce modèle pourrait être plus complet avec des données expérimentales à plus haut nombre de Knudsen.

4.1.4.3 Corrélation entre le détachement et le coefficient de traînée

Le choc est la conséquence de la répartition des pressions autour de l'obstacle. Les forces qui s'exercent sur un obstacle sont le résultat de la contribution des pressions. Il existe donc un lien potentiel entre les paramètres caractéristiques du choc et les forces subies par l'objet. La figure 4.33 présente le coefficient de traînée C_x en fonction du détachement du pied de choc adimensionné par le libre parcourt moyen $\frac{\Delta}{\lambda}$.

Les détachements à Mach 4 - 71 Pa ont été extrapolés sur les régressions linéaires des détachements en fonction du nombre de Knudsen, données présentées sur la figure 4.24. La courbe montre qu'un lien existe entre le coefficient aérodynamique de traînée et le détachement du choc. Masson et al. (1960) proposent une approche pour décrire le coefficient aérodynamique en fonction de la distribution de particules N situées dans la zone du choc, où l représente la distance entre les particules et la sphère, et λ le libre parcours moyen, comme représenté sur la figure 4.32.

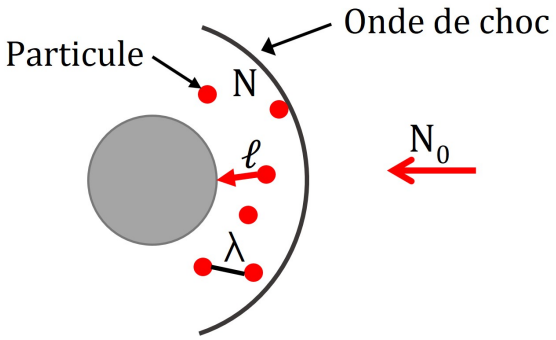


Figure 4.32 – Schématisation de l'approche de Masson et Morris.

D'après Masson (1961), on peut écrire le coefficient aérodynamique de traînée comme suit :

$$C_x = C_{x_c}\left(\frac{1-N}{N_0}\right) + C_{x_{ml}}\left(\frac{N}{N_0}\right) \tag{4.10}$$

Ou $C_{x_c}(1-N/N0)$ représente les particules ayant subi au moins une collision et $C_{x_{ml}}(N/N0)$ les particules n'ayant subi aucune collision. Or la distribution des particules $N/N0$ peut se définir par $e^{(-\ell/\lambda)}$. Dans la zone du choc, ℓ représente la distance de détachement Δ. Le coefficient de traînée peut alors s'écrire de la forme générale comme suit :

$$C_x = C_{x_c} + (C_{x_{ml}} - C_{x_c})\ e^{\left(-\frac{\Delta}{\lambda}\right)} \tag{4.11}$$

Néanmoins ce modèle très général ne fait pas intervenir le nombre de Mach ni la nature du gaz de l'écoulement, dont on connait l'influence sur les C_x et la distance de détachement.

Pour tenir compte des paramètres dynamiques de l'écoulement afin d'optimiser la courbe

de la figure 4.33 on propose une équation de la forme :

$$C_x = C_{x_c} + (C_{x_{ml}} - C_{x_c})\ e^{\left(-A1\frac{\Delta}{\lambda}\right)^{A2}} \tag{4.12}$$

Avec A des paramètres d'optimisation qui s'avèrent dépendre du nombre de Mach et du coefficient isentropique.

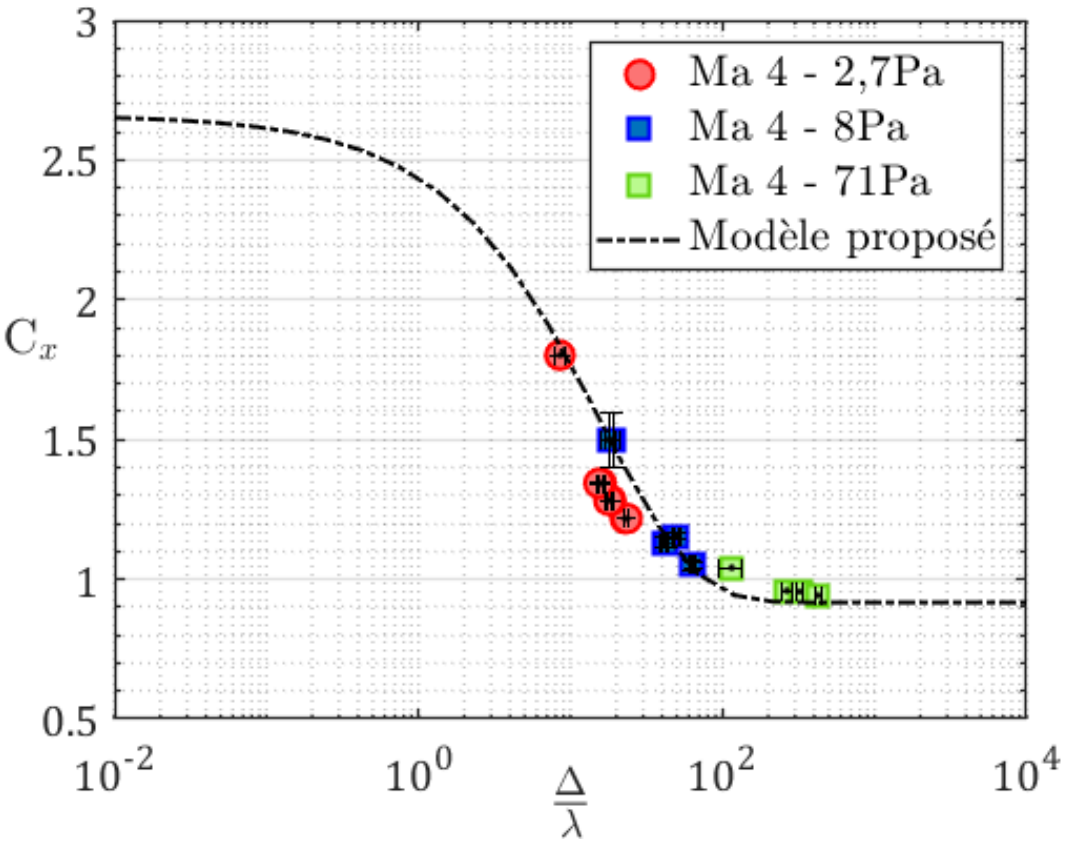


FIGURE 4.33 – Corrélation du coefficient de traînée en fonction du rapport $\frac{\Delta}{\lambda}$ et sa modélisation.

L'équation 4.13 que l'on retrouve tracée sur la figure 4.33 est un modèle proposé. Cette équation est construite comme une fonction de raccordement.

$$C_x = C_{x_c} + (C_{x_{ml}} - C_{x_c})e^{\left(\frac{-\Delta}{\lambda Ma^2}\right)^{\frac{1}{\gamma}}} \tag{4.13}$$

Elle donne le coefficient de traînée en fonction des paramètres de l'écoulement tel que le libre parcours moyen, λ, le nombre de Mach, Ma, le coefficient isentropique, γ, et des paramètres du choc comme son détachement Δ. Les limites de cette fonction de raccordement sont celles proposées par MASSON (1961) telles que le coefficient de traînée en régime continu

$C_{x_c} = 0,91$ et le coefficient de traînée en régime moléculaire libre $C_{x_{ml}} = 2,66$.

Ce modèle présente une bonne concordance avec les valeurs de la courbe expérimentale obtenues lors de ce travail de recherche. Néanmoins, pour le valider, il serait intéressant d'effectuer d'autres mesures expérimentales à des nombres de Mach différents.

4.2 Aérodynamique du cube en régime transitionnel proche continu

La deuxième forme canonique retenue pour cette étude est le cube. En effet, le cube possède des éléments tels que des coins, des arrêtes, des faces que l'on retrouve sur les satellites, en particulier ceux de forme rectangulaire. Cette géométrie particulière est donc un bon compromis et peut par analogie servir l'étude d'autres géométries. Elle correspond également aux formes des CubeSat, dont les dimensions sont généralement trop faibles pour effectuer à priori une rentrée complète, mais dont l'étude aérodynamique est intéressante car très peu étudiée puisque cette forme n'est pas courante dans l'aéronautique. Au cours de ces dernières années, l'intérêt porté sur les petits satellites a connu une croissance exponentielle. Les nano satellites de type CubeSat présentent des avantages non négligeables concernant leurs caractéristiques de flexibilité et d'accessibilité pour la démonstration et l'expérimentation de technologies en orbite (Heidt et al., 2000).

À l'origine, les CubeSats ont été envisagés principalement comme des plates-formes éducatives développées par des universités ou comme des démonstrateurs technologiques mis en service à partir d'un satellite. Cependant leur développement a beaucoup évolué et récemment des missions CubeSat plus avancées ont été proposées, montrant ainsi que les CubeSats ont clairement commencé à passer du statut de plates-formes d'éducation et de démonstration technologique à de véritables missions à faible coût. En effet ils présentent une valeur potentielle élevée en termes de retour scientifique et de revenus commerciaux (Selva et Krejci, 2012). Leur plus grand avantage est économique avec une réduction considérable de leur coût global, ainsi que de la complexité de développement et de lancement par rapport aux systèmes traditionnels. Ces bénéfices démocratisent leur exploitation et offrent ainsi des possibilités d'exploration spatiale à des pays dont le programme spatial est modeste, aux établissements d'enseignement et aux organisations commerciales du monde entier en leur permettant de développer et de lancer leur propre sonde spatiale avec des budgets relativement modestes (Esper et al., 2013). Tout avantage a un prix à payer, et le nombre de missions utilisant des CubeSats ou même des constellations de CubeSats est croissant. Poghosyan et Golkar (2017) proposent une étude des missions réalisées ou futures utilisant la technologie des CubeSats. Leur étude effectuée en 2017 dénombre au total, plus de 1200 missions lancées et proposées.

La figure 4.34 montre bien la croissance exponentielle au cours des années des missions utilisant la technologie des cubesats.

À l'heure actuelle très peu de recherches ont été réalisées sur le comportement aérody-

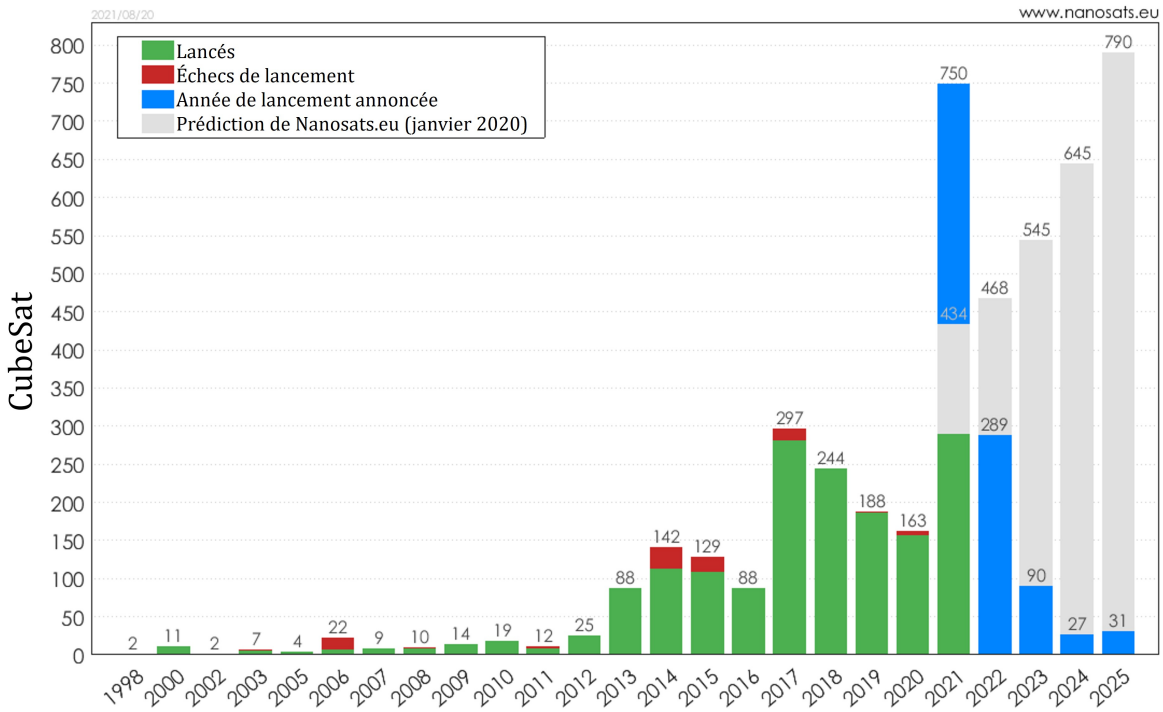


FIGURE 4.34 – Évolution et projection du nombre de CubeSat mis en orbite. Adapté de : **Erik Kulu, CC BY 4.0**

namique de ces formes géométriques, car elles ne sont tout simplement pas profilées et n'ont pas été étudiées en tant que telles pour réaliser des missions de rentrée dans le passé. De surcroît les études expérimentales autour des formes cubiques sont très peu courantes, si bien qu'il y a un réel manque de données sur cette forme canonique (HOERNER, 1965 ; SELTNER et al., 2019). Quelques études numériques existent sur la caractérisation aérodynamique de cette forme (REYNERSON, 2011 ; CHENG et LIAO, 2000 ; GERASIMOV et al., 2020).

RAFANO CARNÁ et BEVILACQUA (2019) proposent un modèle numérique du comportement aérothermodynamique de désorbitation par traînée des CubSats de dimensions différentes. Ce travail rassemble tous les modèles, les lois et les données nécessaires et suffisantes pour décrire de manière complète la rentrée des petits satellites. L'ensemble des modèles est présenté avec une nomenclature uniforme et des hypothèses cohérentes afin de fournir à la communauté scientifique un outil spécifique, facile à comprendre et rapide à mettre en œuvre. Les modèles tiennent compte de l'orientation des CubSats pendant leur rentrée avec trois orientations privilégiées par rapport à la vitesse de l'écoulement : face, arête et coin.

Ainsi, l'étude de ces trois orientations est suffisante pour caractériser le comportement aérodynamique d'un cube. J'ai donc fait le choix dans mon travail expérimental d'étudier le cube orienté de face, sur l'arête et de coin par rapport à l'écoulement, qui est schématisé sur la figure 4.35. Dans l'intention d'effectuer une comparaison ultérieure avec les sphères, j'ai fixé

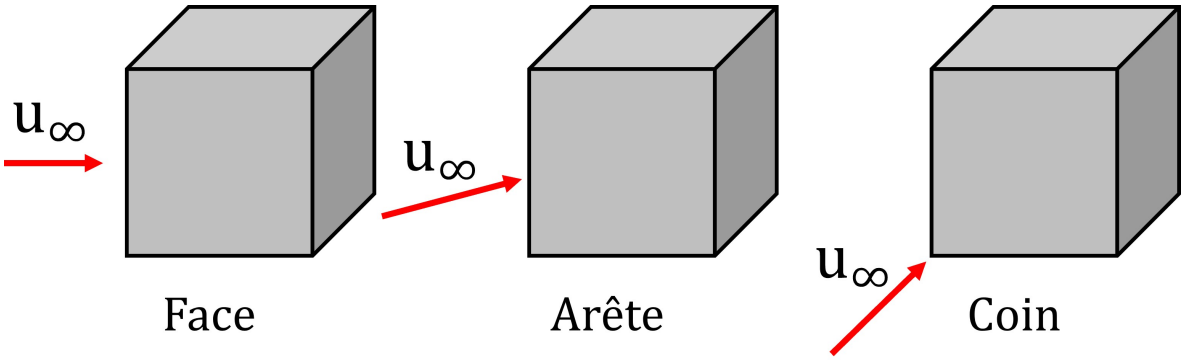


FIGURE 4.35 – Orientation des cubes par rapport à l'écoulement. Inspiré de RAFANO CARNÁ et BEVILACQUA (2019).

les dimensions des cubes en fonction des diamètres des sphères précédemment étudiées. Par conséquent, j'ai étudié trois cubes de 10 ; 25 et 30 mm de côté, orientés dans trois directions différentes décrites ci-dessus, pour deux conditions d'écoulement : Mach 4 - 2,7 Pa et Mach 4 - 8 Pa.

4.2.1 Analyse de la distance de détachement du choc

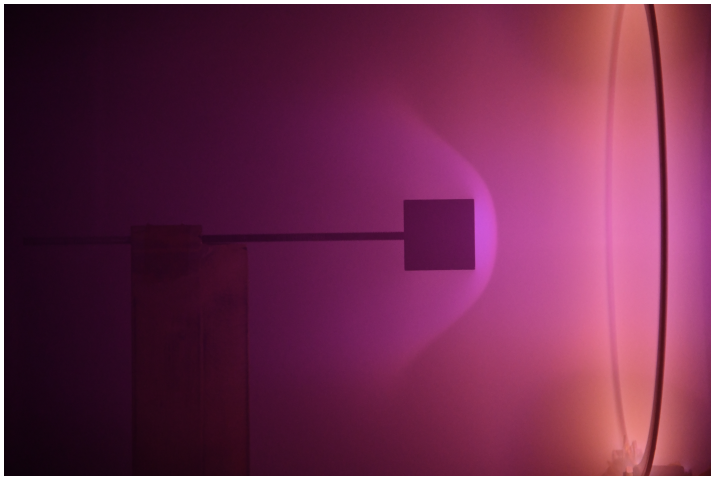
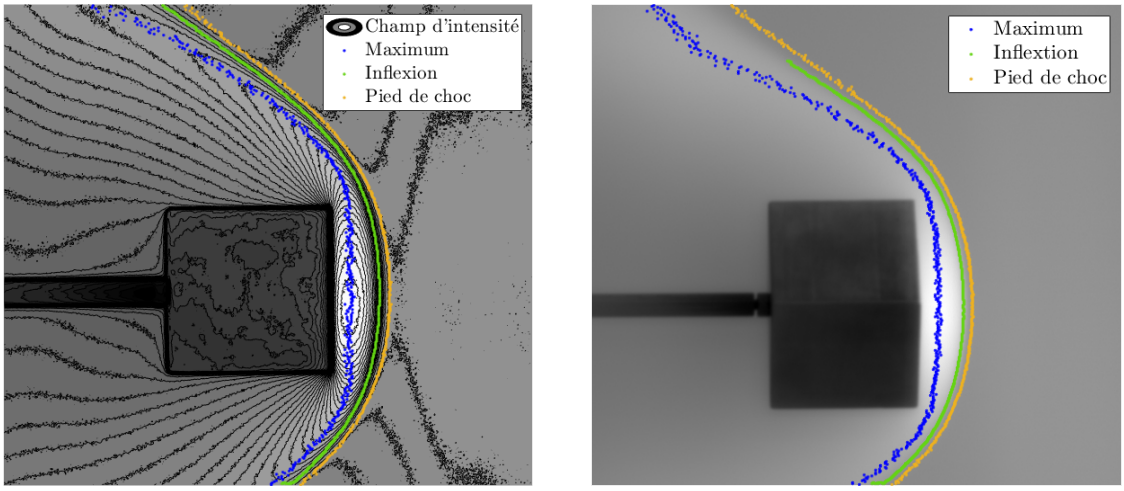


FIGURE 4.36 – Photographie de l'onde de choc autour d'un cube de 30 mm à Mach 4 - 2,7 Pa visualisée grâce à la méthode de la luminescence.

La distance de détachement de l'onde de choc à la paroi d'un cube est obtenue, comme pour les sphères, par la méthode de déconvolution exposée au paragraphe 4.1.2.1. À la différence des sphères, les cubes peuvent être orientés de différente manière dans l'écoulement. De ce fait, il a fallu adapter la méthode de détection à leur particularité. Contrairement aux sphères le sens de détection à une importance dans la détection du choc puisque le choc se développe suivant l'axe vertical sur le nez du cube orienté de face par exemple. Ainsi, une décomposition de l'image en profils verticaux d'intensité lumineuse ne permettrait pas de détecter le choc

dans cette zone. La détection est donc exclusivement horizontale pour l'onde de choc, mais une combinaison de direction est utilisée pour détecter le cube.

4.2.1.1 Cube orienté de face



(a) (b)

FIGURE 4.37 – Champs d'intensité lumineuse et position des détachements obtenus par la méthode de déconvolution pour un cube de 25 mm à Ma 4 - 2,7 Pa.

Sur la figure 4.37 les cubes sont tous deux orientés de face vis-à-vis de l'écoulement. L'un est orienté de face pour l'observateur (4.37a) et l'autre est orienté sur son arête pour l'observateur (4.37b). Sur la figure on peut observer que le flux voit la même surface, mais l'observation se fait de deux points de vue différents.

Ainsi, comme pour les sphères, les distances de détachement ont été déterminées pour deux conditions de pressions, Mach 4 - 2,7 Pa et 8 Pa. La figure 4.38 présente les distances de détachement en fonction de la demi-longueur des arêtes des cubes L/2. On rappelle que la dimension des cubes a été choisie de manière à ce que les sphères s'inscrivent dans les cubes, de sorte que le diamètre des sphères soit identique à la longueur de l'arête des cubes. Les points avec un liseré noir représentent les détachements mesurés pour une observation sur l'arête. Les distances de détachement sont très proches, quelle que soit l'orientation du cube par rapport à l'emplacement de la caméra.

De même que pour le cas des sphères, l'évolution de la distance de détachement avec la demi-longueur de l'arête des cubes (identique au rayon des sphères) présente un comportement linéaire.

Les régressions linéaires des détachements des trois zones d'intérêt présentés en figure 4.38 sont résumées dans le tableau 4.9.

Le premier constat est que les détachements sont bien supérieurs à ceux des sphères,

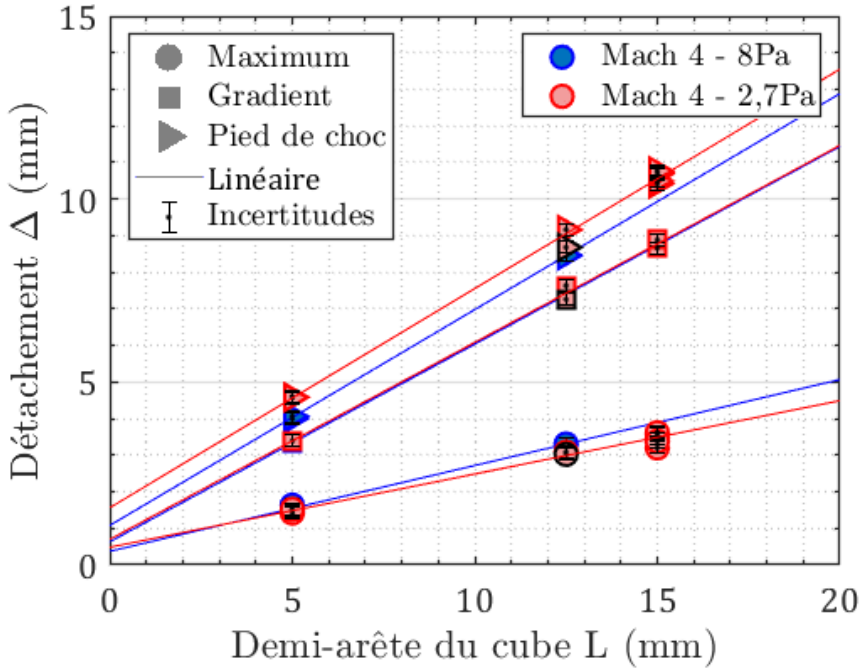


FIGURE 4.38 – Distances de détachements obtenues par déconvolution en fonction de la demi arête du cube orienté de face pour les conditions de pressions 8 et 2,7 Pa à Mach 4.

	Ma 4 - 8 Pa	Ma 4 - 2,7 Pa
Maximum	$\Delta = 0,2347R + 0,3719$	$\Delta = 0,2003R + 0,4832$
Inflexion	$\Delta = 0,5404R + 0,6313$	$\Delta = 0,5383R + 0,7007$
Pied de choc	$\Delta = 0,5901R + 1,0800$	$\Delta = 0,5994R + 1,5630$

TABLE 4.9 – Régression linéaire des détachements d'un cube orienté de face présentée sur la figure 4.38.

même si le comportement semble le même concernant l'évolution des différentes zones dans l'onde de choc en fonction des valeurs de pression de l'écoulement considéré. On remarque également, comme pour les sphères, que la pression de l'écoulement influence très peu les pentes de la distance de détachement du point d'inflexion. On peut penser que le détachement correspondant au gradient est indépendant de la pression de l'écoulement. L'augmentation de pression semble avoir accentué d'un écart constant le détachement des pieds de choc. Enfin le détachement des maximums d'intensité lumineuse semble s'écarter de la surface du cube lorsque la pression de l'écoulement est plus basse.

Comme précédemment, pour apprécier l'influence de la raréfaction sur les distances de détachement, l'évolution de celles-ci, adimensionnées par la demi-longueur de l'arête du cube sont tracées en fonction du nombre de Knudsen sur la figure 4.39. Cela afin d'avoir une cohérence avec la longueur caractéristique des sphères qui est leur rayon.

On retrouve des comportements similaires à ceux déjà observés pour les sphères. De ma-

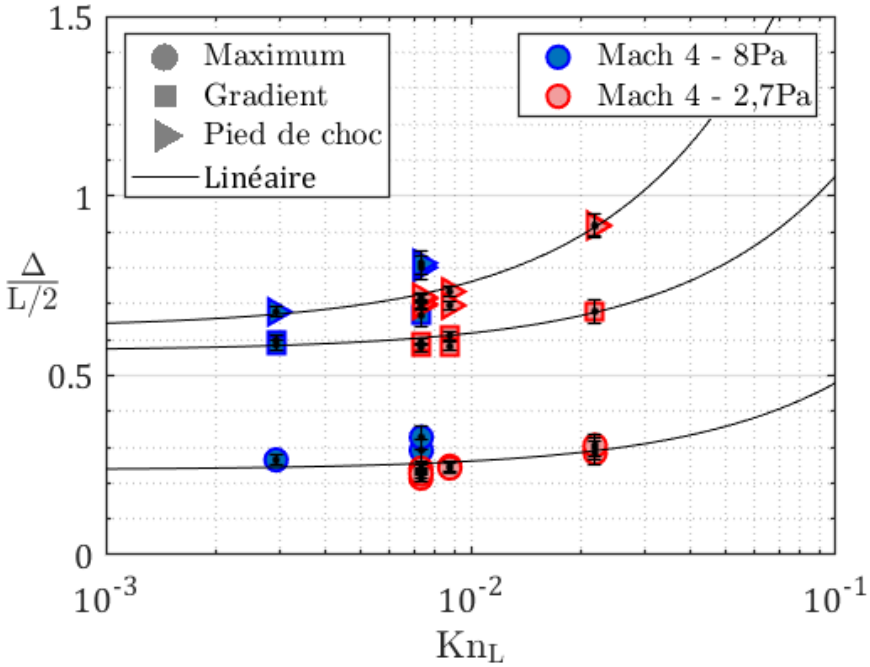


FIGURE 4.39 – Distance de détachement des différentes zones du choc adimensionné par de la demi-arête du cube orienté de face en fonction du nombre de Knudsen.

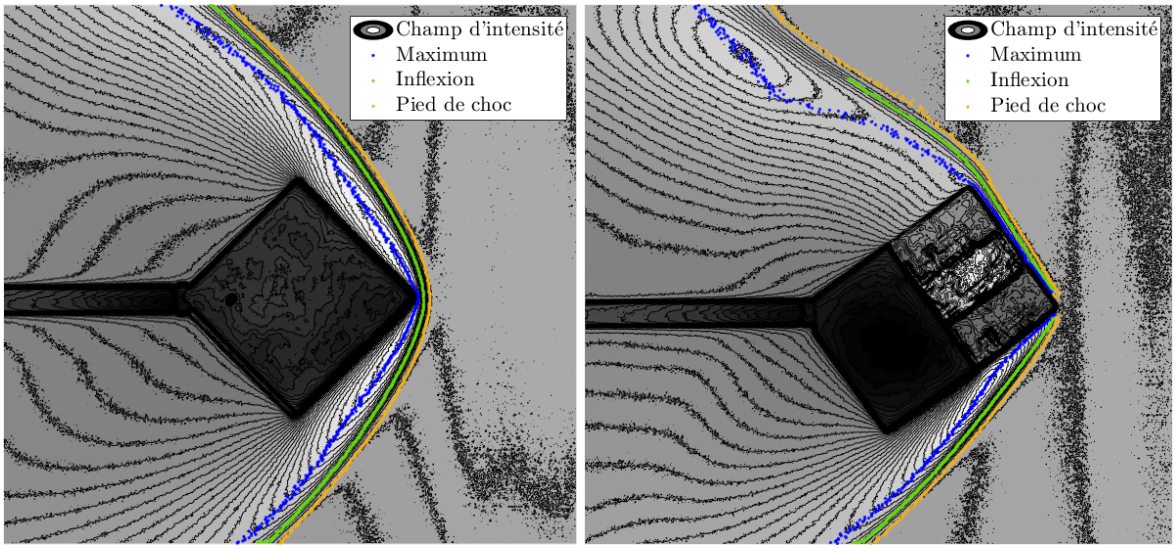
nière générale, les distances de détachement adimensionnées augmentent avec le nombre de Knudsen. L'écartement entre le pied de choc et le gradient se creuse avec le niveau de raréfaction alors que l'écartement entre le gradient et le maximum semble presque constant.

4.2.1.2 Autres orientations

Les deux autres orientations du cube, à savoir l'arête ou le coin vers l'écoulement, provoquent deux ondes de choc complètement différentes. Le cube orienté sur l'arête, figure 4.40a, crée une onde de choc détachée avec un angle prononcé. L'arête est saillante sans chanfrein ou congé d'arête. Le détachement est plus faible que celui du cube de face et de la sphère, mais il peut malgré tout être étudié. La forme de l'onde de choc rappelle celle d'un choc oblique comme pour une plaque plane, associé à un choc détaché sur l'avant semblable à celui que l'on peut observer en point d'arrêt (REES et al., 2018).

En revanche, le cube orienté de coin face à l'écoulement, figure 4.40b, provoque une onde de choc oblique, attachée à la paroi puis s'éloignant. Ainsi pour cette orientation, il n'y a pas de détachement du choc ou bien il n'est pas mesurable avec les moyens en notre possession. Au vu de la complexité du choc autour du cube qui pourrait s'apparenter à un choc de plaque plane qui se développe sur les trois faces obliques exposées au flux, nous n'étudierons pas les formes d'onde de choc. Pour étudier correctement ce phénomène, il faudrait acquérir simultanément l'image du choc de deux points de vue différents afin de faire une reconstruction en trois

dimensions.



(a) Cube orienté sur l'arête (b) Cube orienté sur le coin

FIGURE 4.40 – Champs d'intensité lumineuse et position des détachements obtenus par traitement par déconvolution pour un cube de 25 mm à Ma 4 - 2,7 Pa.

4.2.1.3 Cube orienté sur l'arête

La figure 4.41 regroupe les distances de détachements mesurées pour un choc formé autour d'un cube orienté sur l'arête dans des conditions de pressions de 8 et 2,7 Pa à Mach 4. On constate que les détachements des couches de choc par rapport à la surface du cube sont extrêmement faibles. De ce fait la dispersion des mesures est plus importante, puisque les distances à mesurer sont très petites. À la différence du cube orienté de face, les détachements repérés par le gradient augmentent lorsque la pression de l'écoulement diminue tout comme le détachement du pied de choc. Même si l'évolution des pieds de choc n'est pas tout à fait identique, les pentes sont proches et il semble que la pression de l'écoulement affecte principalement l'ordonnée à l'origine, créant un décalage proportionnel à l'évolution de la pression. L'évolution de la distance de détachement détectée par le maximum d'intensité lumineuse diminue avec la pression comme pour les autres cas d'étude.

Le tableau 4.10 résume, une nouvelle fois, les régressions linéaires des distances de détachements à la surface du cube que l'on peut retrouver sur la figure 4.41.

Les effets de la raréfaction peuvent être appréciés sur la figure 4.42 où est reportée la variation de la distance de détachement, adimensionnée par la demi-longueur de l'arête du cube en fonction du nombre de Knudsen.

Le comportement des détachements de l'onde de choc est différent par rapport au précédent. Dans le cas du cube orienté sur l'arête, l'écart se creuse entre d'un côté le détachement

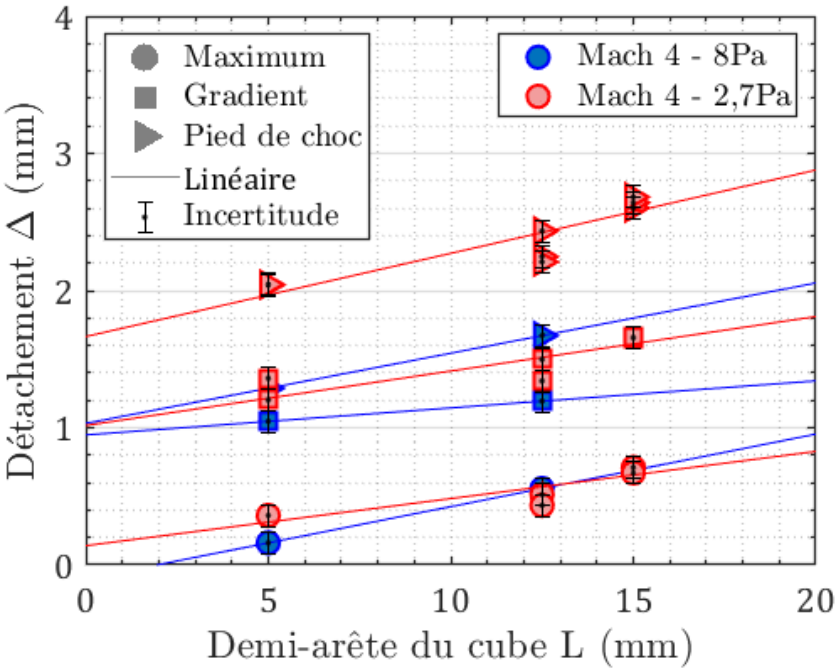


FIGURE 4.41 – Distances de détachements obtenues par déconvolution en fonction de la demi-arête du cube orienté sur l'arête pour les conditions de pressions 8 et 2,7 Pa à Mach 4.

	Ma 4 - 8 Pa	Ma 4 - 2,7 Pa
Maximum	$\Delta = 0,05282R - 0,1032$	$\Delta = 0,03435R + 0,1403$
Inflexion	$\Delta = 0,01968R + 0,9478$	$\Delta = 0,03968R + 1,0170$
Pied de choc	$\Delta = 0,05116R + 1,0320$	$\Delta = 0,06068R + 1,6650$

TABLE 4.10 – Régression linéaire des détachements d'un cube orienté sur l'arête présentée sur la figure 4.41.

du maximum et de l'autre le détachement du gradient et du pied de choc à mesure que le nombre de Knudsen augmente. Ces deux derniers s'écartent lentement l'un de l'autre.

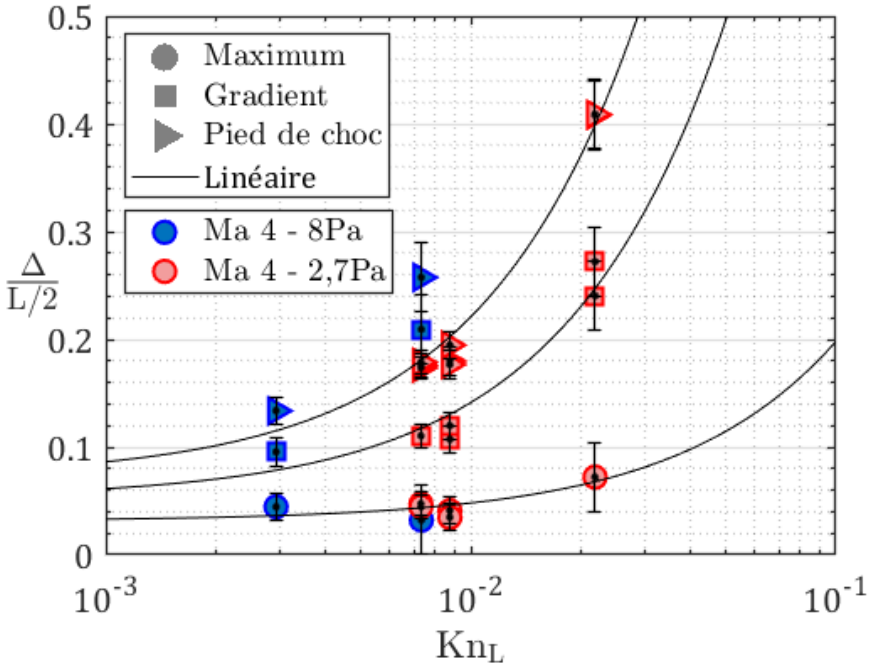


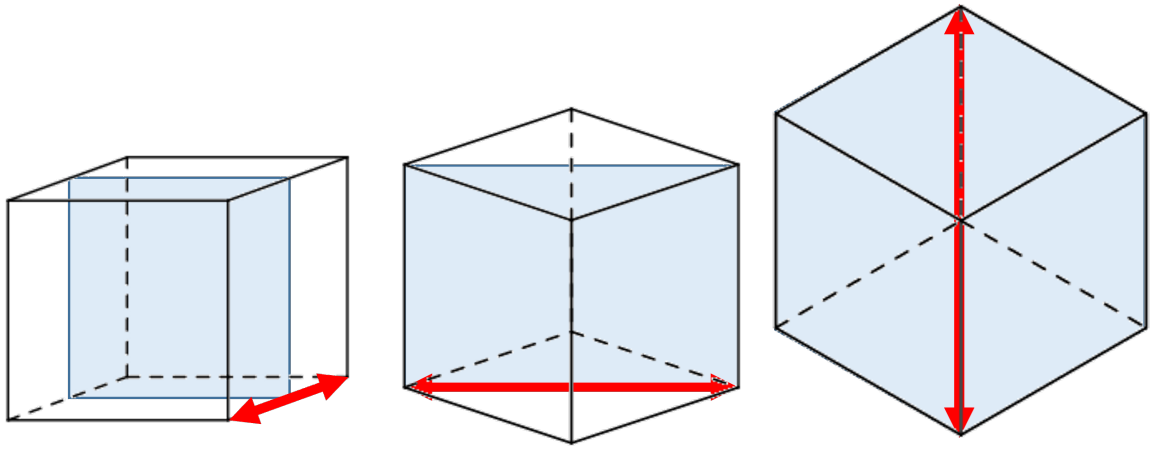
FIGURE 4.42 – Distance de détachement des différentes zones du choc adimensionné par de la demi-arête du cube orienté sur l'arête en fonction du nombre de Knudsen.

4.2.2 Coefficients aérodynamiques du cube

L'analyse de l'aérodynamique d'un cube demande d'ores et déjà de poser quelques bases concernant les longueurs et surfaces considérées dans la suite de l'étude. Comme spécifié précédemment le cube est étudié pour trois orientations différentes. De ce fait la surface de référence pour calculer les coefficients aérodynamique change en fonction de l'orientation. La figure 4.43 reprend ces orientations et décrit pour chacune d'entre elles la surface de référence utilisée pour la suite de l'analyse. J'ai choisi comme surface de référence pour le calcul des coefficients aérodynamique la surface projetée sur le plan perpendiculaire à l'écoulement. En d'autres termes la surface vue par le flux. Ce choix m'a paru le plus pertinent, mais plusieurs autres possibilités pourraient être considérées pour des objets 3D en rotation comme présenté par MOXNES et al. (2017).

En effet on pourrait considérer la surface apparente au flux, soit une face pour l'orientation (a) deux faces pour l'orientation (b) et trois faces pour l'orientation (c). On pourrait également choisir de conserver pour toutes les orientations la surface d'une face du cube.

La même réflexion peut être menée pour le calcul du nombre de Knudsen en fonction de la position du cube dans le flux. Jusqu'à présent la longueur caractéristique considérée fut la longueur de l'arête du cube, qui se trouve également être le diamètre d'une sphère qui serait inscrite dans le cube. Mais on peut se demander si cette longueur doit rester fixe, surtout pour des orientations différentes du cube. Ainsi généralement la longueur caractéristique retenue



(a) Aire = L^2 (b) Aire = $L^2\sqrt{2}$ (c) Aire = $L^2\sqrt{3}$

FIGURE 4.43 – Orientations possibles d'un cube de côté L, dans l'ordre : face, arête, coin ainsi que les surfaces projetées.

pour calculer le nombre de Knudsen est la plus grande longueur de l'objet dans le sens de l'écoulement. Pour l'étude d'une plaque plane par exemple, on prendra sa longueur et non sa largeur ou son épaisseur, car le choc va se développer le long de sa surface. Ainsi pour le cube nous discuterons dans cette étude de la sensibilité du choix de la longueur caractéristique. Lorsque le nombre de Knudsen est noté Kn_L il s'agit du Knudsen calculé avec la longueur caractéristique L, la longueur de l'arête du cube, pour toutes les orientions du cube. Si le nombre de Knudsen est noté Kn_C, il s'agit du Knudsen calculé avec une longueur caractéristique qui dépend de l'orientation du cube qui est L pour le cube de face, $\mathrm{L}\sqrt{2}$ pour le cube sur l'arête et $\mathrm{L}\sqrt{3}$ pour le cube sur le coin. Ces longueurs sont désignées par une double flèche rouge sur la figure 4.43.

Pour comparer les forces de traînée mesurées pour l'ensemble des orientations, le nombre de Knudsen Kn_C a été pris en considération afin de pouvoir discerner les données sur la figure 4.44, car les écarts de force entre les orientations sont très faibles. Comme on peut l'observer sur la figure, de manière générale, le cube orienté de face a une force de traînée moindre que celui orienté sur l'arête, qui lui-même traîne moins que celui orienté de coin. Ce qui peut s'expliquer par leur différence de surface apparente. Par ailleurs on constate aussi que l'ensemble des forces de traînée obtenues pour des orientations différentes suivent une évolution décroissante avec le nombre de Knudsen calculé avec la longueur caractéristique de chaque orientation.

Les coefficients de traînée ont été calculés à partir des valeurs de forces mesurées et en fonction des conditions d'écoulement respectives, comme il a été expliqué dans la section des sphères. En ce qui concerne la surface, les aires considérées pour chaque orientation sont celles représentées sur la figure 4.43. Les résultats apparaissent sur deux figures distinctes. La figure 4.47 montre l'évolution des coefficients de traînée des cubes pour les trois orientations en fonction du nombre de Knudsen Kn_L, calculée avec la longueur d'arête respective pour

chaque cube, alors que sur la figure 4.48 les variations de C_x sont reportées en fonction du Knudsen Kn_C, qui est calculé à partir de la plus longue distance suivant l'axe de l'écoulement. La différence entre les deux représentations réside sur le fait que celle obtenue avec les nombres de Knudsen Kn_C décale légèrement vers le régime continu les valeurs de C_x obtenus pour le cube orienté de coin et d'arête.

On note que les valeurs de C_x obtenues pour les cubes orientés de face sont plus grandes que celles des deux autres orientations, les plus faibles valeurs correspondent à l'orientation de coin. On peut également noter que la valeur déterminée dans le domaine proche continu est de 1,6 pour le cube orienté face et de 1,05 pour le cube orienté de coin. Ces valeurs en accord avec celles données par Hoerner (1965) présentées sur la figure 4.45. Cette figure extraite de son livre, donne les valeurs des coefficients de traînée déterminés dans le domaine continu en fonction du nombre de Mach. On remarque que à partir de Mach 4, ce qui correspond à notre cas d'étude les valeurs des C_x sont respectivement 1,66 pour l'orientation de face et 1,11 pour l'orientation de coin.

Sur la base des modèles théoriques proposés par Rafano Carná et Bevilacqua (2019) les coefficients de traînée ont été calculés pour les 3 orientations de cubes en fonction du nombre de Knudsen. Le coefficient de traînée d'un cube en rotation peut être approximé par l'équation 4.14 qui est une moyenne pondérée par les probabilités d'orientations du cube.

$$c_x^{\text{Rotation}} = \frac{6c_x^{Face} + 12c_x^{Arete} + 8c_x^{Coin}}{26} \tag{4.14}$$

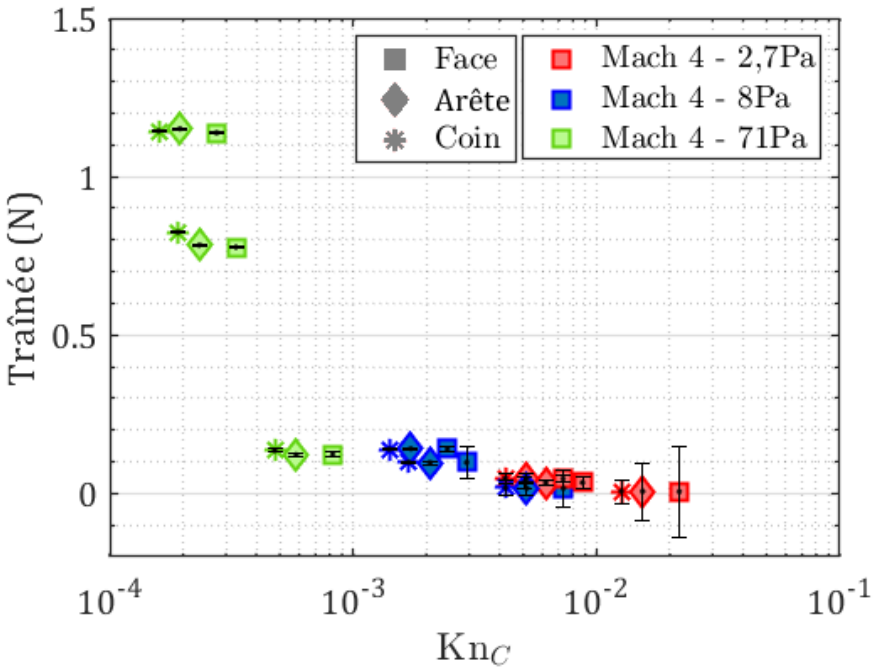


Figure 4.44 – Force de traînée mesurée pour un cube avec différentes orientations et tailles en fonction du nombre de Knudsen Kn_C.

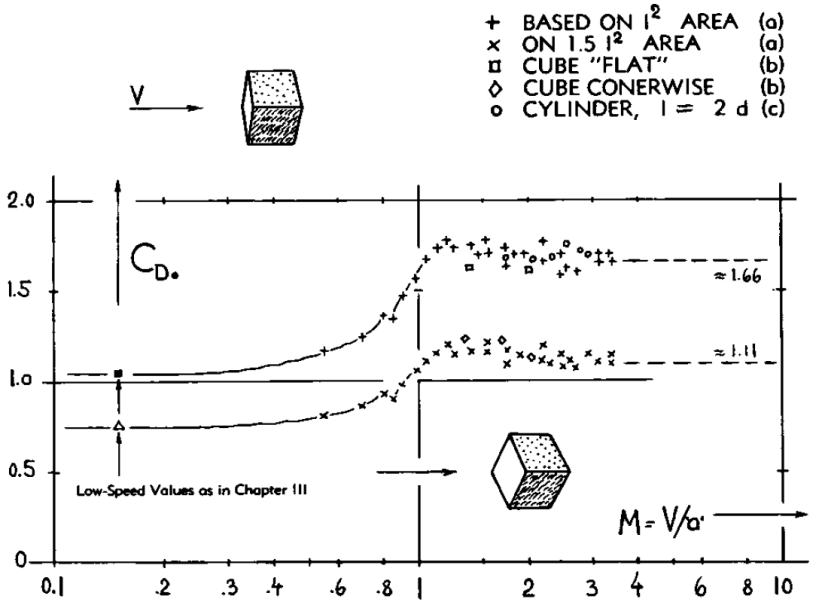


FIGURE 4.45 – Évolution du coefficient de traînée en fonction du nombre de Mach en régime continu. De HOERNER (1965) (Chap. 16 Fig. 17).

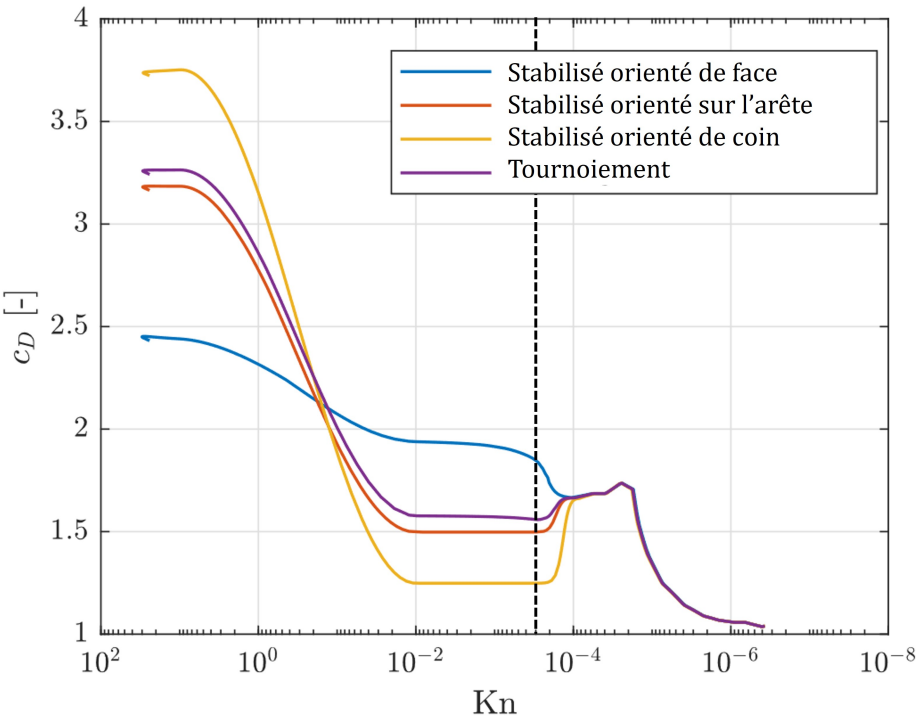


FIGURE 4.46 – Coefficient de traînée d'un cube pour différentes orientations en fonction du nombre de Knudsen. Adapté de RAFANO CARNÁ et BEVILACQUA (2019).

Ainsi, l'étude exclusive des 3 orientations particulières est suffisante pour caractériser l'ensemble du comportement aérodynamique du cube. La figure 4.46 présente le coefficient

de traînée d'un cube pour trois orientations en fonction du degré de raréfaction représenté par le nombre de Knudsen en appliquant les modèles proposés par Rafano Carná et Bevilacqua (2019).

Dans notre étude expérimentale, nous nous intéressons seulement au régime transitionnel, débutant au nombre de Knudsen de 10^{-2} et au régime de glissement, proche continu débutant à Kn = 10^{-4}. L'étude expérimentale s'arrête donc à la limite représentée par des pointillés sur la figure 4.46.

Le résultat est tracé sur les figures 4.47 et 4.48 conjointement avec les valeurs expérimentales. Pour le cube orienté de face, les valeurs du modèle sont en assez bon accord avec les résultats expérimentaux. De même pour le cube orienté de coin. En revanche, le modèle et les résultats expérimentaux sont assez éloignés pour le cube orienté sur l'arête. Concernant l'accord des valeurs pour des nombres de Knudsen proche de 8.10^{-1}, le modèle sous-estime les valeurs expérimentales et ce quelle que soit l'orientation des cubes. Le domaine concerné ici est celui de transition ou de glissement, alors que le modèle proposé par Carna considère le régime continu en dessous d'un nombre de Knudsen égal à 10^{-2}. Cette approximation peut fausser la fonction de raccordement des valeurs de C_x et expliquer les différences entre les valeurs calculées et expérimentales.

4.2.2.1 Forces aérodynamiques avec incidence

Pour aller plus loin dans l'analyse et afin de compléter nos mesures, nous avons également effectué des mesures de la force de traînée d'un cube avec différentes incidences. Des travaux numériques en régime raréfié existent sur le sujet comme celui de Reynerson (2011). Cependant, les résultats sont totalement dépendants du coefficient de réflexion qui est inconnu. Seltner et al. (2019) ont également fait des mesures expérimentales, mais en régime continu, à Mach 7 avec une pression de 126 Pa et 116 Pa. Leurs expériences consistent à lâcher un cube dans un écoulement et d'en mesurer son accélération pour en déduire les forces aérodynamiques. Les orientations sont donc multiples au cours d'un test et il est nécessaire de faire plusieurs lâchers pour couvrir les différentes orientations possibles.

L'étude ci-présente se propose de mesurer les forces aérodynamiques d'un cube en régime transitionnel et d'en calculer ses coefficients. J'ai choisi de tester le cube de 30 mm d'arête à Mach 4 - 2,7 Pa 8 Pa et 71 Pa. Le cube est mis en incidence fixe et ramené au centre de l'écoulement comme expliqué au paragraphe 3.3.3 page 82. La balance aérodynamique étant fixée à l'arrière du cube, nous sommes limités dans la mise en œuvre des angles d'incidence qui s'étendent entre $-55°$ et $55°$. Pour contourner ce problème, j'ai également testé le cube orienté sur son arête. Ainsi, un cube orienté de face avec un angle d'incidence de 45° aura la même orientation qu'un cube orienté sur l'arête avec un angle d'incidence de 0°. La figure 4.49 illustre cette situation et précise les repères propres à la balance et aux forces aérodynamiques. Par cette astuce, tous les angles sont réalisables et cela nous permet de vérifier la cohérence de nos mesures dans des conditions d'orientation similaires. Pour rappel, les forces aérodynamiques

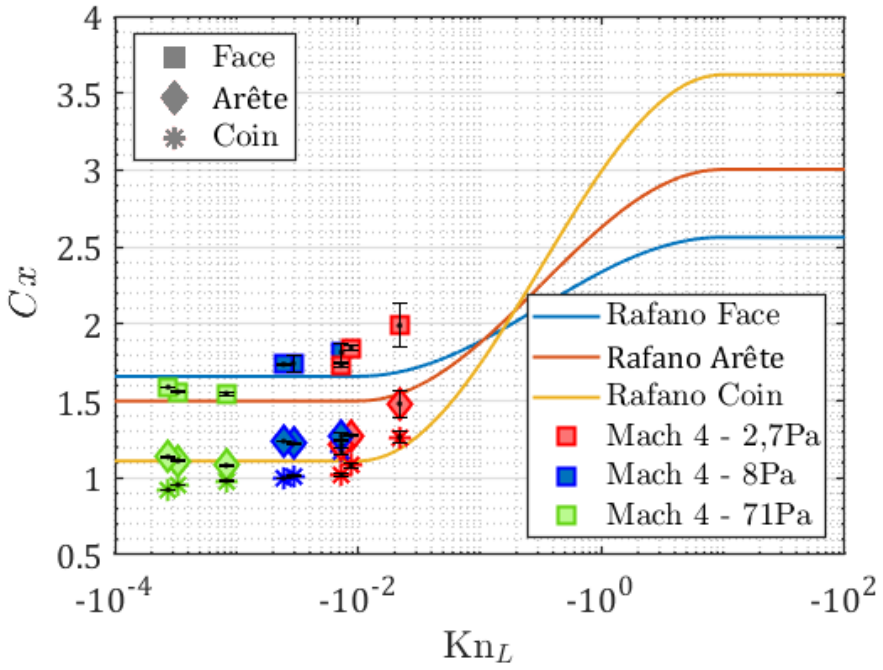


FIGURE 4.47 – Comparaison des coefficients de traînée expérimentaux des différentes orientations de cubes avec le modèle proposé par RAFANO CARNÁ et BEVILACQUA (2019). Longueur de référence fixe : celle de l'arête L.

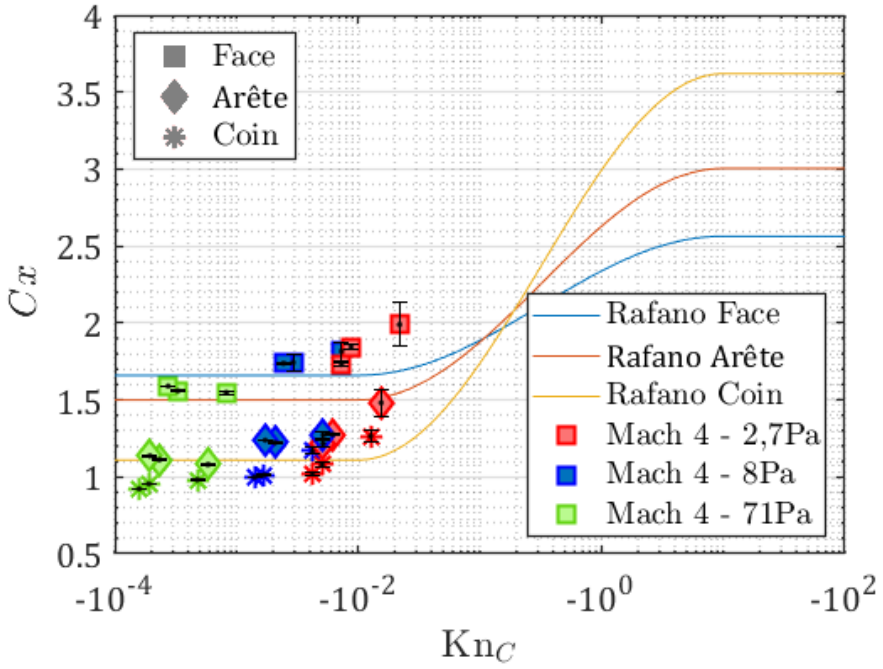


FIGURE 4.48 – Comparaison des coefficients de traînée expérimentaux des différentes orientations de cubes avec le modèle proposé par RAFANO CARNÁ et BEVILACQUA (2019). Longueur de référence C adaptée à l'orientation.

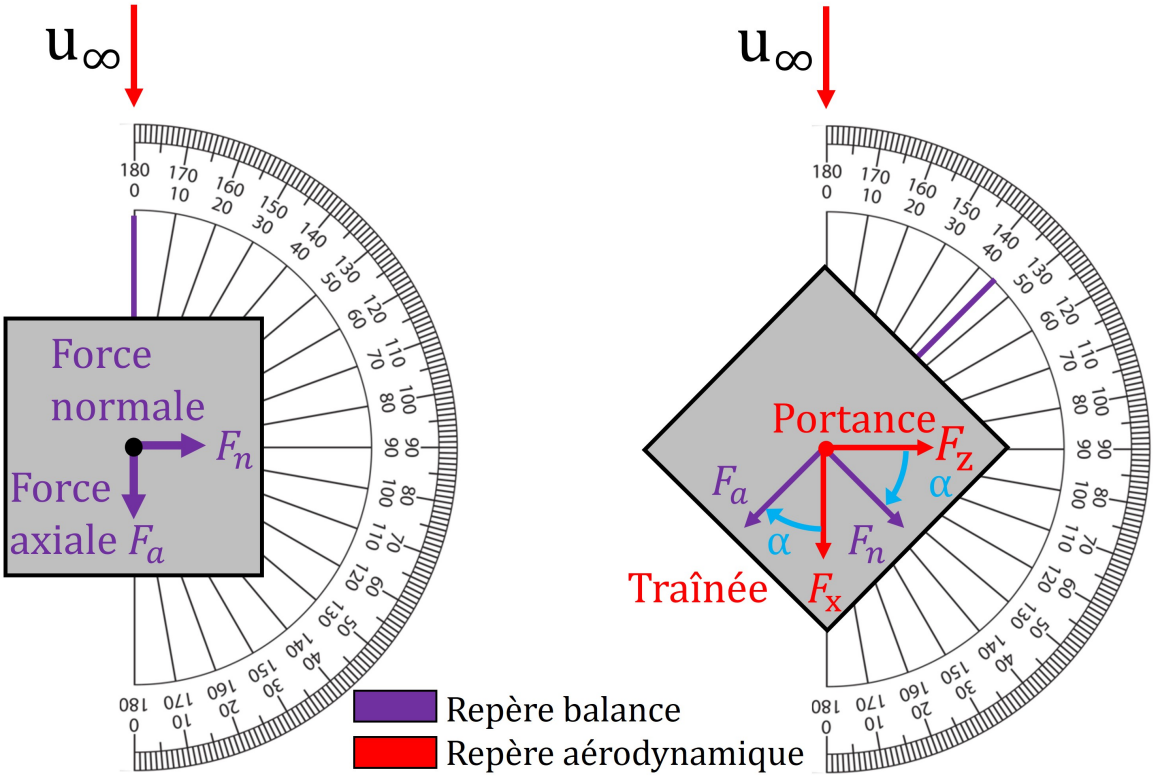


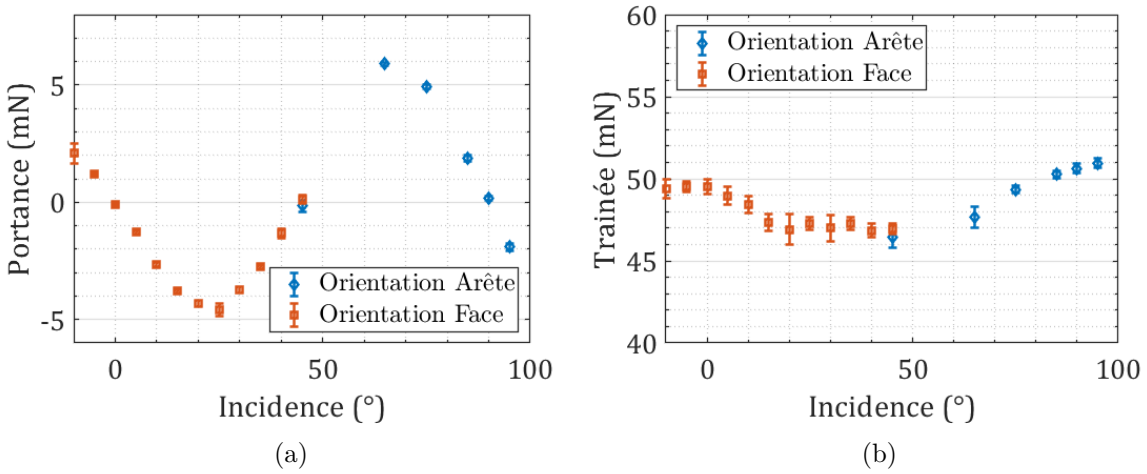
FIGURE 4.49 – Schématisation des repères de l'étude. À droite le cube sans incidence et à gauche le cube avec une incidence de 45°.

sont calculées à partir des équations 4.15.

$$\begin{aligned} F_z &= F_n * \cos(\alpha) - F_a * \sin(\alpha) \\ F_x &= F_n * \sin(\alpha) + F_a * \cos(\alpha) \end{aligned} \tag{4.15}$$

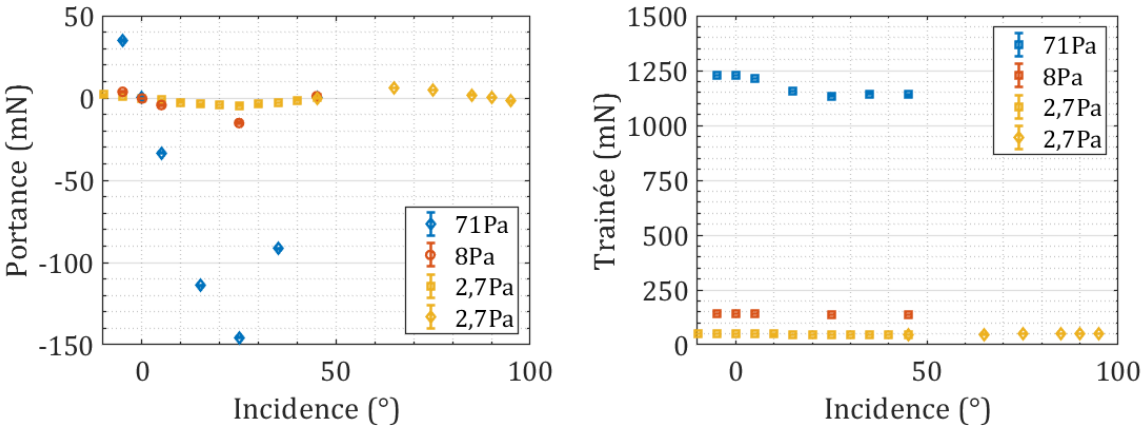
Il s'agit des équations de passage du repère balance au repère écoulement.

La figure 4.50 présente la force de portance (a) et la force de traînée (b) mesurées pour un cube de 30 mm d'arête à Mach 4 - 2,7 Pa, avec différents degrés d'inclinaisons. Ces mesures sont constituées de deux expériences réalisées successivement. Une première effectuée avec un cube orienté de face initialement et une seconde avec un cube orienté sur l'arête au début de l'expérience. On notera la parfaite adéquation entre les forces mesurées des deux expériences pour un cube avec la même orientation vis-à-vis de l'écoulement. Cette expérience a été reproduite pour des pressions plus élevées et donc un degré de raréfaction moins important. Néanmoins grâce à la symétrie du cube, il n'est pas nécessaire d'effectuer des mesures au-delà d'un angle de 0° à 45° pour couvrir l'ensemble des orientations de ce dernier vis-à-vis de la direction de l'écoulement. La figure 4.51 résume l'ensemble des forces aérodynamiques mesurées en fonction de l'incidence du cube pour des pressions de 2, 8 et 71 Pa. A fortiori les forces mesurées à 71 Pa sont plus fortes que celles mesurées à plus basses pressions. Il convient donc de comparer ces évolutions à l'aide des coefficients aérodynamiques afin de déceler un



(a) (b)

FIGURE 4.50 – Forces aérodynamiques pour un cube de 30 mm à Ma 4 - 2,7 Pa en fonction de son incidence.



(a) (b)

FIGURE 4.51 – Forces aérodynamiques pour un cube de 30 mm à Ma 4 - 2,7 Pa 8 Pa et 71 Pa en fonction de son incidence.

comportement en fonction du degré de raréfaction.

4.2.2.2 Coefficients aérodynamiques avec incidence

Pour calculer les coefficients aérodynamiques, il faut d'abord définir la surface de référence. Deux solutions s'offrent à nous, prendre une surface fixe ou adaptée à l'orientation. Ces deux surfaces sont définies de la manière suivante :

$$S_{ref} = L^2 \qquad \text{ou} \qquad S_{\text{ref}}(\theta) = l^2(|\sin(\theta)| + |\cos(\theta)|) \tag{4.16}$$

Avec θ l'angle entre la direction normale à la surface du cube orienté de face et la direction de l'écoulement. Seltner et al. (2019) proposent de décrire le coefficient de traînée et de portance respectivement par les équations 4.17 et 4.18 avec comme surface de référence L^2. Ces modèles ont été proposés à partir de leurs résultats expérimentaux.

$$C_x(\theta) = 1.641 + 0.032 \cdot \cos(4\theta) + 0.031 \cdot \cos(8\theta) \tag{4.17}$$

$$C_z(\theta) = -0.290 \cdot \sin(4\theta) \tag{4.18}$$

Les constantes de ces modèles sont valables pour une surface de référence fixe, L^2 mais elles peuvent être adaptées à une surface projetée en fonction de l'angle. Pour cela, il suffit de diviser les équations 4.18 et 4.17 par $S_{\text{ref}}(\theta)/L^2$.

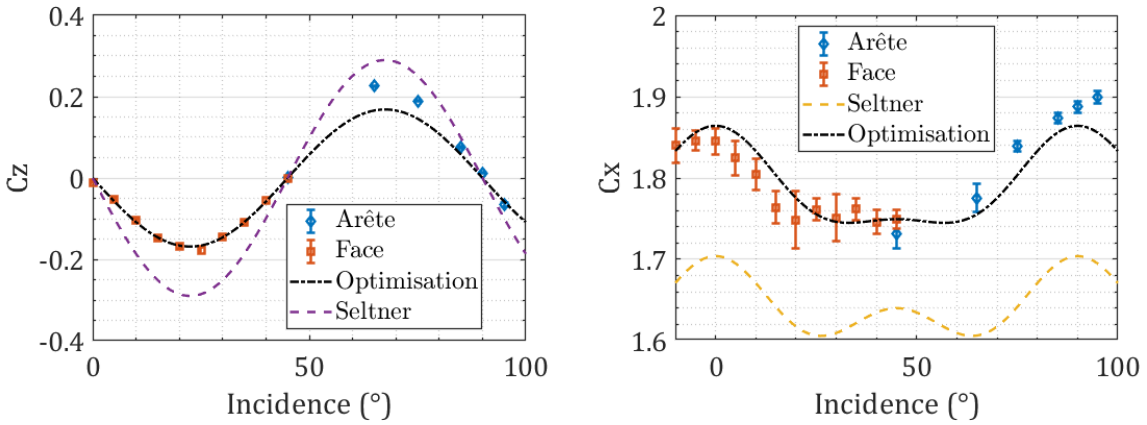
La figure 4.52 présente les coefficients aérodynamiques calculés à partir des mesures de forces présentées précédemment pour une surface de référence fixe L^2. Le coefficient de portance est nul quand la force de portance est nulle, à savoir quand le cube présente une symétrie face à l'écoulement, ce qui se produit pour l'incidence 0° (orienté de face) et 45° (orienté sur l'arête). La portance est minimale lorsque le cube présente une face dont sa direction normale présente un angle de $-22,5°$ ou maximale pour un angle de $22,5°$ avec la direction de l'écoulement. Le coefficient de traînée est maximal lorsque le cube est orienté de face, soit 0° ou 90°, mais il existe également un maximum local pour un angle de 45° soit une orientation sur l'arête. Ces résultats sont comparés aux modèles de Seltner et al. (2019). En proche continu, à Mach 4 - 71 Pa, figure 4.52 (c), nos résultats correspondent raisonnablement à ceux de Seltner et al. (2019), compte tenu de la différence en nombre de Mach. En revanche à des degrés de raréfaction plus élevés, Mach 4 - 8 et 2,7 Pa, figure 4.52 (b) et (a), les résultats sont différents. Le modèle proposé par Seltner et al. (2019) a été optimisé pour chaque sous-ensemble de résultats expérimentaux correspondant à différents degrés de raréfaction. Les constantes trouvées par optimisation sont résumées dans le tableau 4.11.

	Cz	Cx		
	A1	A1	A2	A3
Mach 4 - 2,7 Pa	-0,1686	1,7770	0,0429	0,0170
Mach 4 - 8 Pa	-0,1895	1,7095	0,0431	0,0192
Mach 4 - 71 Pa	-0,1995	1,6243	0,0564	0,0378
Seltner $\simeq$ 120 Pa	-0,29	1,641	0,032	0,031

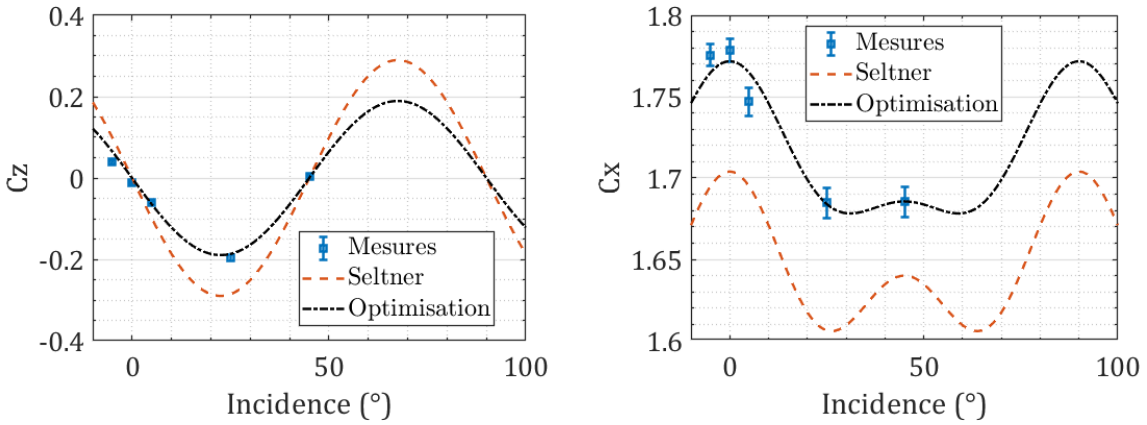
Table 4.11 – Résultat de l'optimisation des constantes des équations 4.18 et 4.17 sur les coefficients aérodynamiques provenant des données expérimentales.

Concernant le coefficient de portance C_z la figure 4.53 reprend l'ensemble des mesures faites à différentes pressions. Le comportement du C_z est sinusoïdal en fonction de l'angle d'incidence. Cependant, on remarque que l'amplitude diminue avec l'augmentation du degré de raréfaction, soit la diminution de la pression.

(a) Mach 4 - 2,7 Pa



(b) Mach 4 - 8 Pa



(c) Mach 4 - 71 Pa

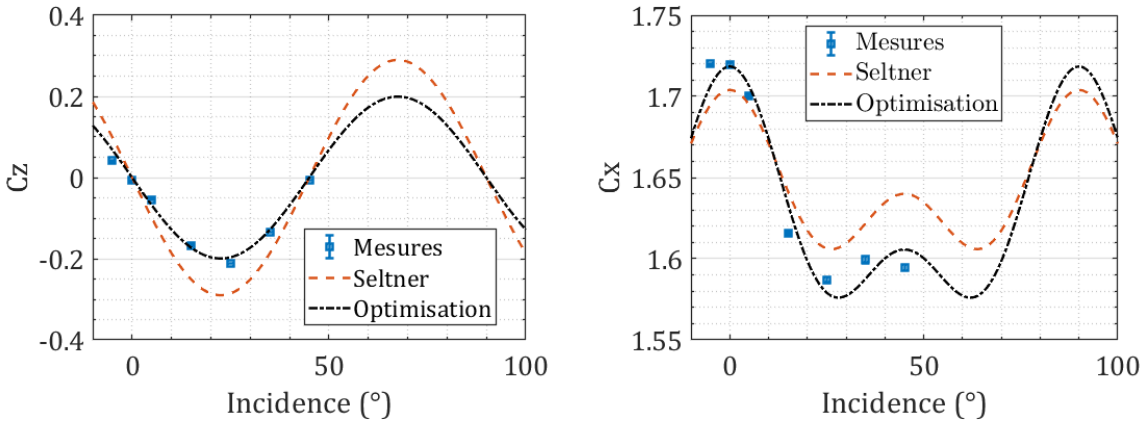


FIGURE 4.52 – Coefficients aérodynamiques de portance (à gauche) et de traine (à droite) d'un cube en fonction de son incidence pour différents degrés de raréfaction.

Concernant les coefficients de traînée C_x, nous avons montré précédemment qu'ils augmentent avec le degré de raréfaction, quelle qu'en soit l'orientation. De ce fait la moyenne du

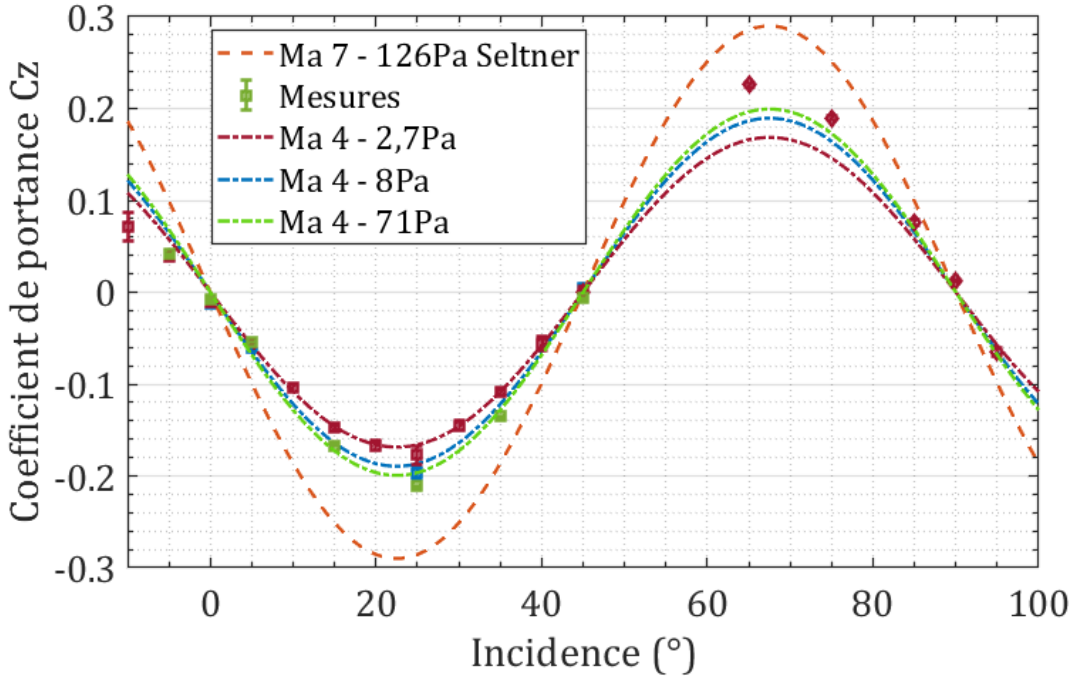


FIGURE 4.53 – Effet de la raréfaction sur le coefficient de portance mesuré et modélisé en fonction de l'incidence.

coefficient de traînée pour tous les angles d'incidence augmente. Pour comparer les autres effets de la raréfaction, j'ai soustrait cette moyenne aux coefficients de traînée, comme présenté sur la figure 4.54. Plusieurs observations peuvent être émises concernant l'effet de l'augmentation du degré de raréfaction. D'abord l'amplitude des effets de la variation de l'incidence sur le coefficient de traînée diminue. On remarque également que l'intervalle d'angle correspondant aux minimaux se réduit, se rapprochant de l'orientation à 45° lorsque la pression diminue. De plus, l'amplitude entre le maximum local à 45° d'incidence, soit un cube orienté sur l'arête, et les minimums diminuent également.

Dans nos études précédentes, nous avons également montré que le choc se détache de plus en plus de la surface à mesure de l'augmentation de la raréfaction. Ceci pourrait expliquer que la raréfaction amoindrit les effets de l'orientation sur les coefficients aérodynamiques. Si bien que pour des degrés de raréfaction plus élevés, l'arête obtenue pour un angle de 45° serait comme effacée vis-à-vis de l'écoulement par l'épaisseur de la couche limite. Le coefficient de traînée finirait par être constant pour cet intervalle d'angle d'incidences.

Pour résumer, les coefficients de traînée en fonction de l'incidence ont été tracés en pointillé parmi les mesures de C_x faites précédemment à orientation fixe (face, arête, coin) sur la figure 4.55. Le nombre de Knudsen a été calculé en prenant L comme longueur de référence.

Les mesures à orientation fixe coïncident parfaitement avec les mesures faites en incidence. La variation de l'incidence fait évoluer faiblement le nombre de Knudsen, mais plus fortement

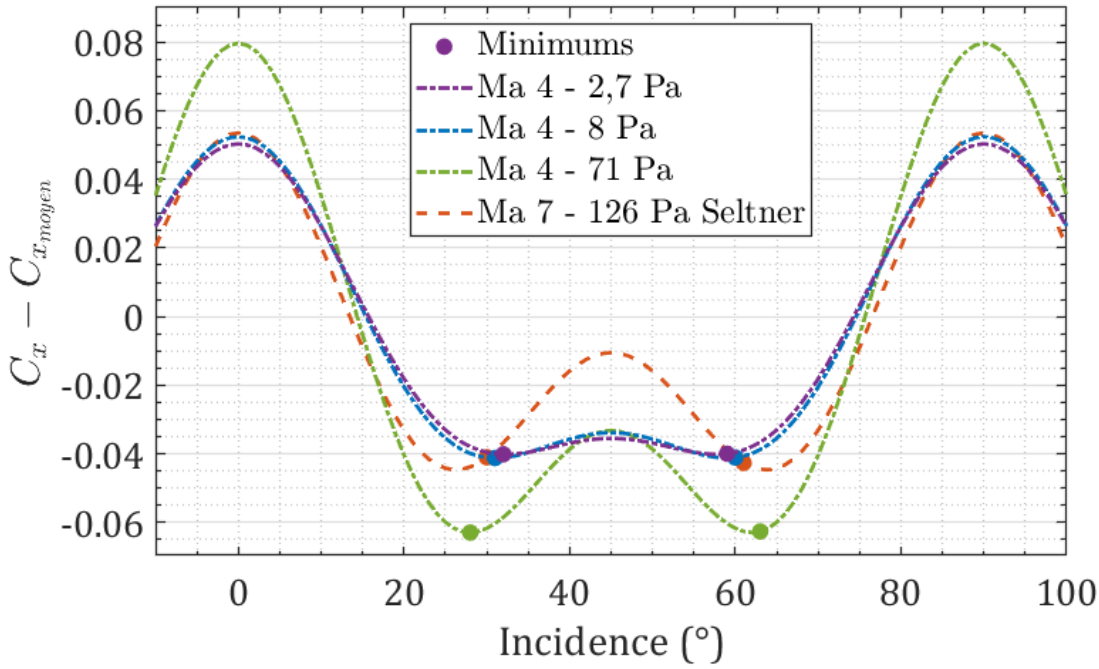


FIGURE 4.54 – Effet de la raréfaction sur le coefficient de traînée retranché par sa valeur d'amplitude moyenne en fonction de l'incidence.

le coefficient de traînée même si elle semble s'atténuer à mesure que l'on se rapproche du régime moléculaire libre.

4.3 Fonction de raccordement

La littérature propose différentes fonctions de raccordement basées la plupart du temps sur des fonctions sinus. Cependant nous avons opté ici pour proposer une fonction de raccordement basée sur une fonction exponentielle.

Les résultats expérimentaux obtenus à Mach 4 pour les coefficients aérodynamiques, aussi bien pour les sphères que pour les cubes orientés de face, sont représentés sur la figure 4.56. À partir de ces résultats, il est intéressant de proposer une fonction de raccord en fonction du nombre de Knudsen. Pour cela , nous avons opté pour une fonction de type :

$$C_{x_t} = C_{x_c} + (C_{x_{ml}} - C_{x_c})\ e^{(-KnA1)^{A2}} \tag{4.19}$$

Ou C_{x_t} est le coefficient de traînée pour le régime transitionnel, C_{x_c} pour le régime continu et $C_{x_{ml}}$ pour le régime moléculaire libre. Les coefficients A1 et A2 sont les paramètres non linéaires qui permettront d'optimiser les données expérimentales.

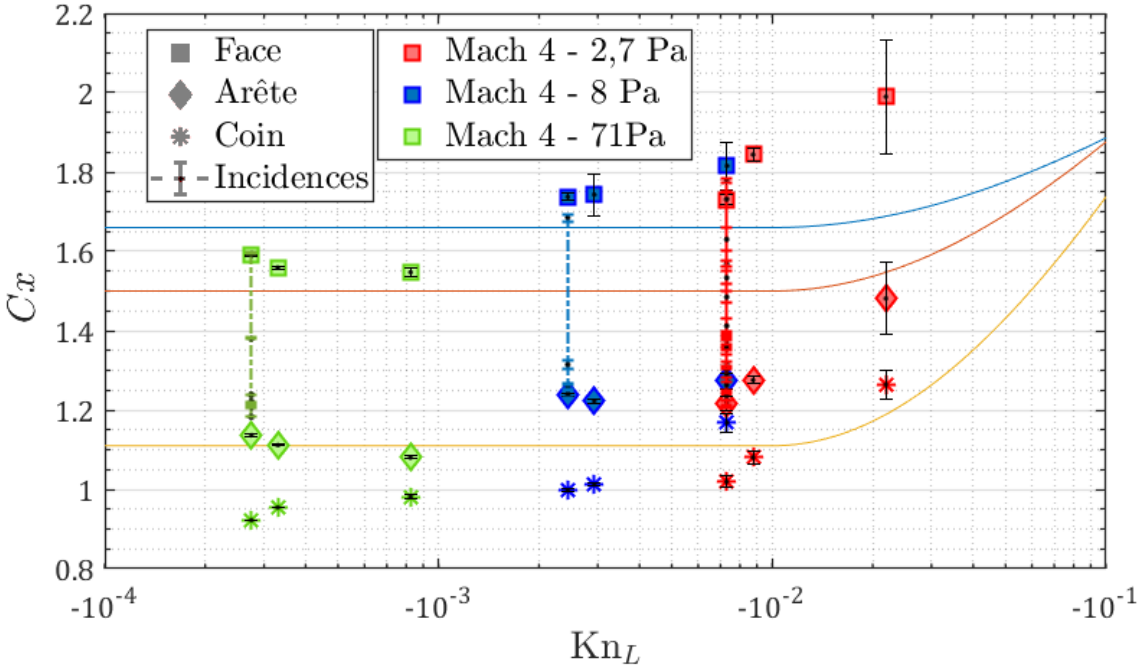


FIGURE 4.55 – Coefficient aérodynamique d'un cube en fonction du degré de raréfaction de l'écoulement et de son orientation. En trait plein les modèles proposés par RAFANO CARNÁ et BEVILACQUA (2019).

Les données des coefficients de traînée pour les régimes continu et moléculaire libre, ont été prises de la littérature et sont résumées dans le tableau 4.12. Elles sont représentés par des symboles pleins dans les figures.

	Régime continu	Régime moléculaire libre
Sphère	$0,96$	$2,66$
Cube (face)	$1,5$	$2,5$

TABLE 4.12 – Coefficient de traînée limite utilisé pour le régime continu et le régime moléculaire libre. Sphère de KOPPENWALLNER et LEGGEF (1985) Cube de HOERNER (1965).

La partie de l'équation 4.19 dépendante de l'exponentielle traduit la portion de la courbe dépendante du nombre de Knudsen. Le nombre de Knudsen peut s'exprimer en fonction du Mach et du nombre de Reynolds avec selon l'équation 4.20 d'après BIRD (1994) :

$$Kn = \frac{16}{5}\frac{Ma}{Re}\sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} \tag{4.20}$$

Nous allons poser :

$$A1 = A3Ma^n\frac{16Ma}{5}\sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} \tag{4.21}$$

Un programme d'optimisation non linéaire des Toolbox Matlab a permis d'optimiser les paramètres A3, n et A2 afin de converger vers les données expérimentales. Les valeurs des paramètres d'optimisation finalement déterminées dans le cas de la sphère sont : $A3 = 1,001$, $n = 0,9998$ et $A2 = 0,4998$. Compte tenu des incertitudes des valeurs expérimentales, on considère $A3 = 1$, $n = 1$ et $A2 = 0,5$.
Finalement l'équation de la fonction de raccord devient

$$C_{x_t} = C_{x_c} + (C_{x_{ml}} - C_{x_c})\ e^{\left(-KnMa^2 \frac{16}{5}\sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}}\right)^{\frac{1}{2}}} \tag{4.22}$$

Cette fonction de raccordement est valable à la fois pour les objets sphériques et cubiques comme le montre la figure 4.56. Les coefficients de traînée aux limites du régime transitionnel sont résumés dans le tableau 4.12.

Les coefficients de traînée limite sont représentés par des symboles pleins sur la figure 4.56. En fonction de ces limites, la fonction de raccordement proposée est en accord avec les données expérimentales dans des écoulements avec différents degrés de raréfaction à Mach 4 aussi bien pour les spères que pour les cubes. Les figures 4.57a pour les sphères et 4.57b pour les cubes présentent la fonction de raccordement (eq. 4.22) proposée dans ce travail de recherche pour différents nombres de Mach. La variation du nombre de Mach de notre modèle

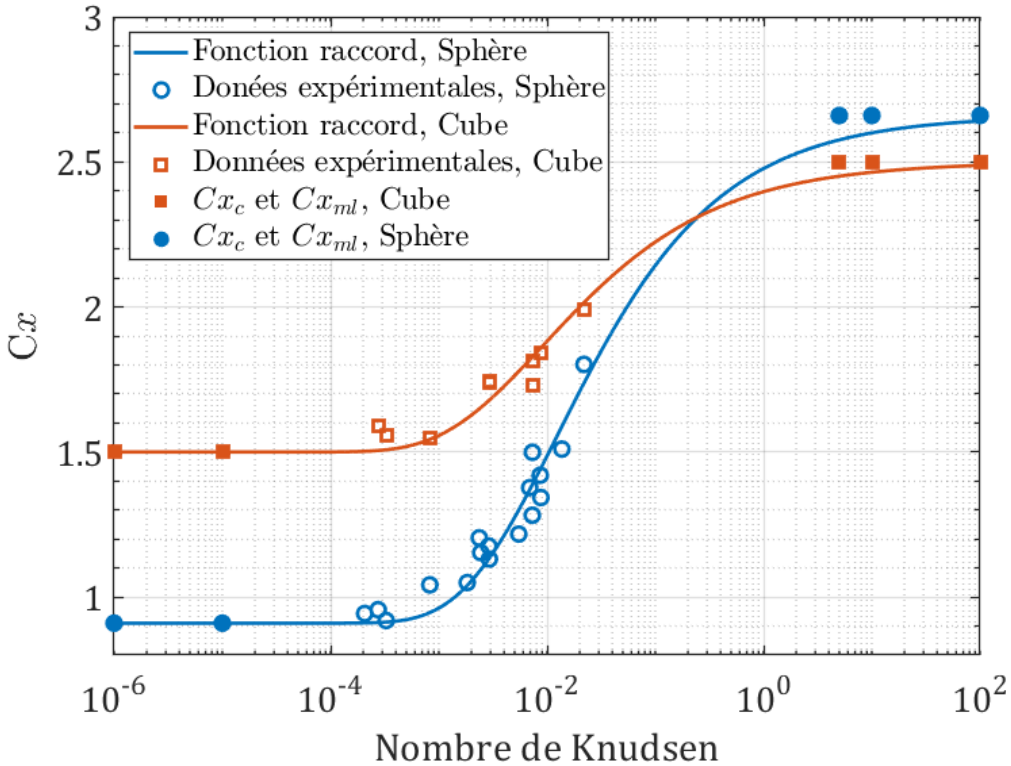
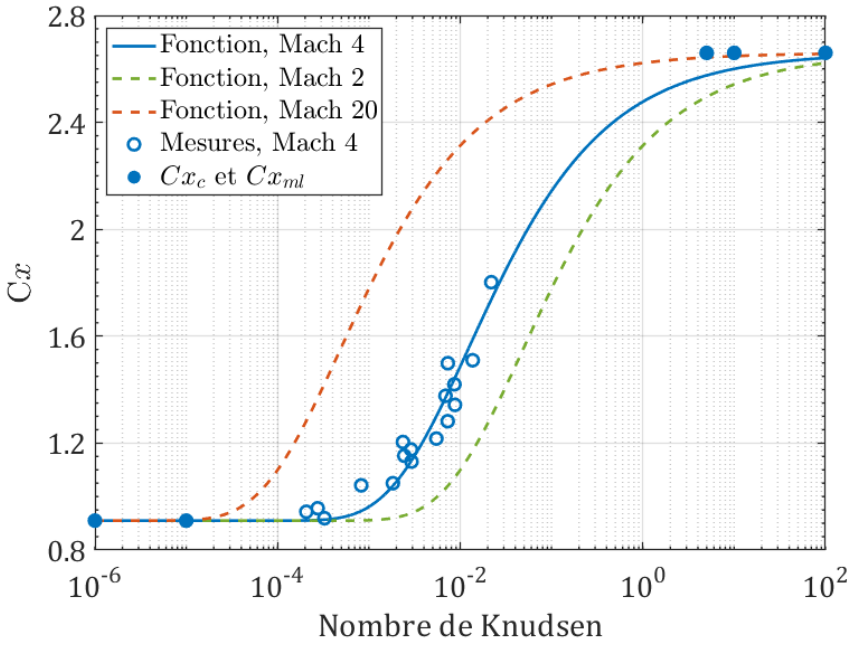
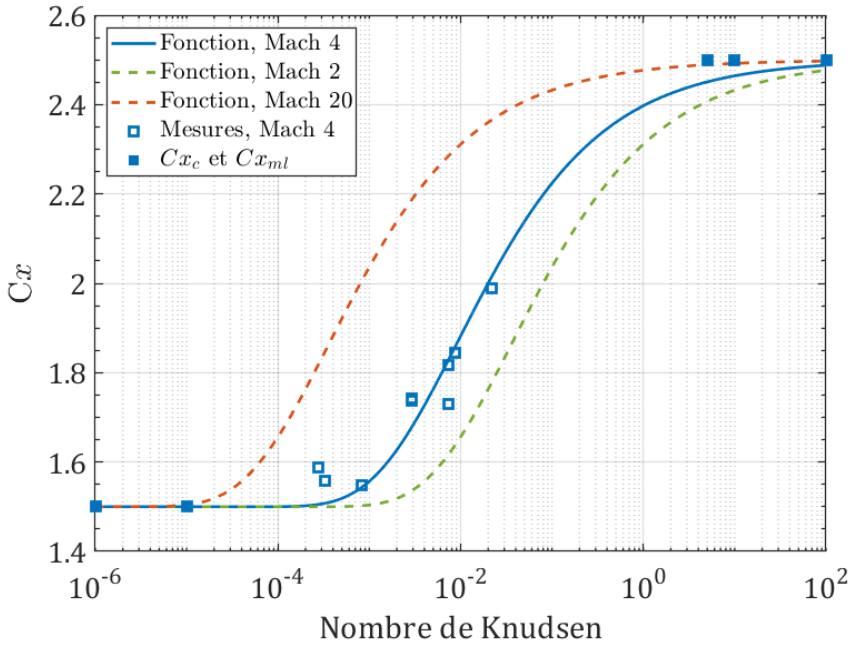


FIGURE 4.56 – Modélisation par fonction de raccordement du coefficient de traînée à Mach 4 pour des sphères et des cubes à différents nombres de Knudsen.



(a)



(b)

FIGURE 4.57 – Évolution de la fonction de raccordement pour différents nombres de Mach dans le cas d'une sphère (a) et d'un cube (b).

a pour conséquence de décaler la fonction de raccord. Lorsque le nombre de Mach diminue, ici nous avons pris Mach 2, la fonction de raccord se décale vers le raréfié. Alors que si le nombre de Mach augmente, ici Mach 20, la fonction se déplace vers le continu. Ce comportement n'est pas contraire à la physique, lorsqu'on passe de Mach 4 à Mach 2 en gardant la même pression, le nombre de Knudsen augmente du fait de l'augmentation du libre parcours moyen et par conséquent le degré de raréfaction croit également.

Cependant, il serait intéressant de reproduire les mêmes mesures expérimentales à Mach 2 et 20 pour des nombres de Knudsen similaires. Néanmoins, à des nombres de Mach supérieurs, la viscosité sera modifiée et il serait pertinent d'introduire cette variation dans notre fonction de raccordement. Wang et al. (2010) propose un modèle non linéaire pour exprimer le comportement de transfert de chaleur dans des écoulements raréfiés hypersoniques et introduit le paramètre ω pour exprimer la viscosité qui varie avec la raréfaction. Par analogie, on peut considérer ici que l'exposant 1/2 est le paramètre ω en question. L'équation 4.22 devient alors :

$$C_{x_t} = C_{x_c} + (C_{x_{ml}} - C_{x_c})\ e^{\left(-KnMa^2 \frac{16}{5}\sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}}\right)^{\omega}} \tag{4.23}$$

Pour valider ce modèle à d'autres conditions expérimentales, la figure 4.58 présente l'optimisation des données expérimentales proposées par **koppenwallner1970experimental**. Ces données correspondent au coefficient de traînée déterminé pour une large gamme de Kn et des nombres de Mach compris entre 8,65 et 10. La fonction de raccordement proposée a été calculée pour un nombre de Mach égal à 9 et un ω de 0,77, montrant ainsi un bon accord avec l'expérience.

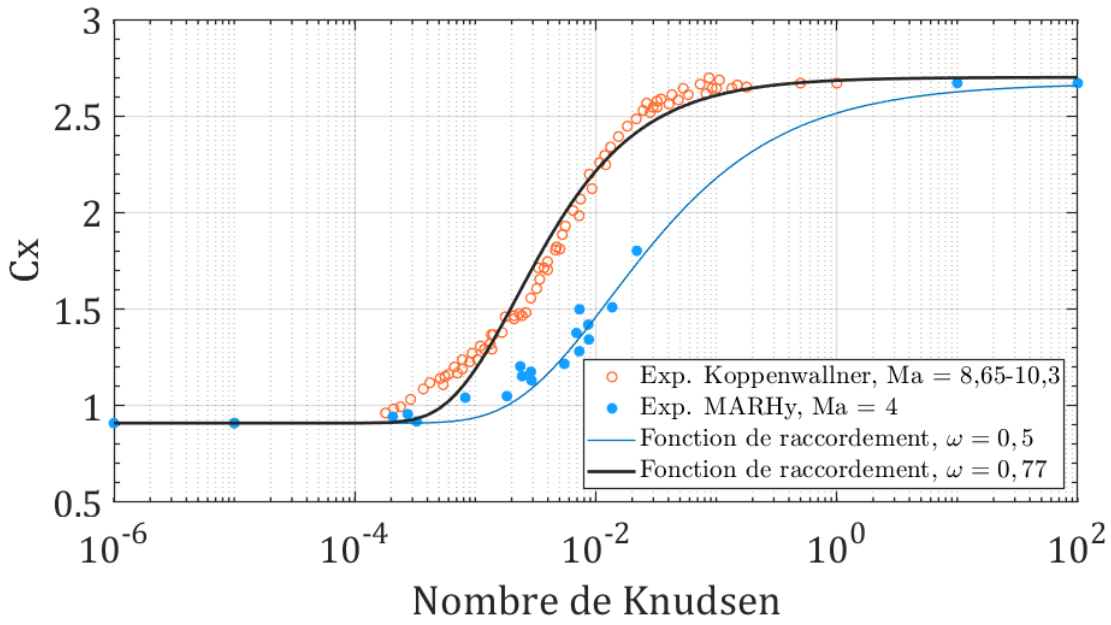


Figure 4.58 – Comparaison du modèle proposé aux données expérimentales.

Dans un deuxième temps, nous proposons de comparer la fonction de raccordement établie grâce aux données expérimentales présentes dans cette étude avec les fonctions de raccorde-

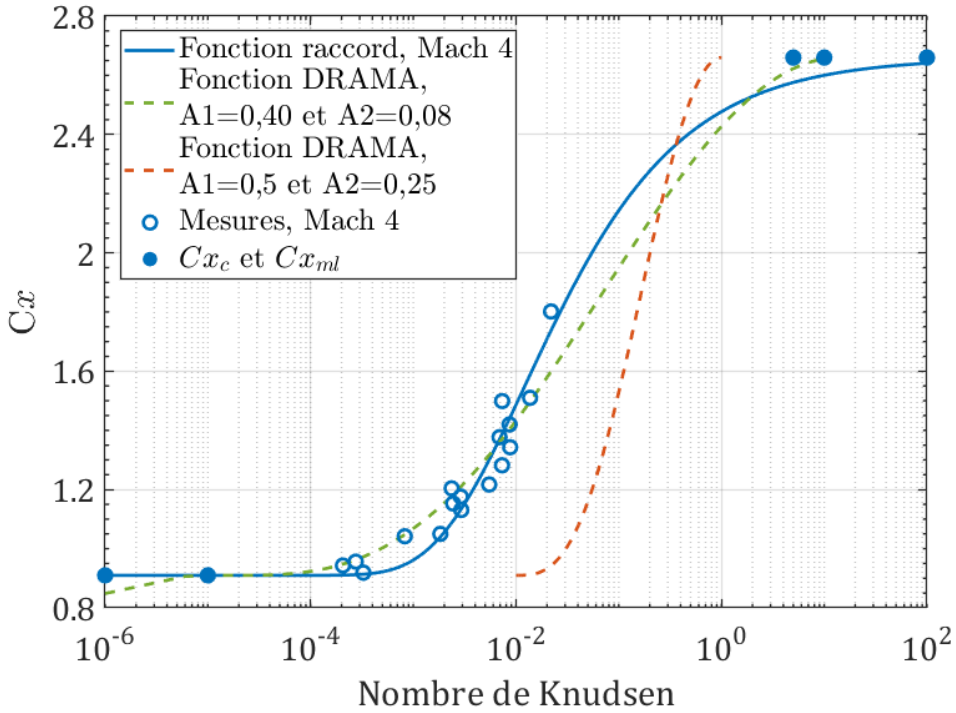
ment utilisées par les codes de calcul de rentrée. Celle utilisée dans le code de rentrée ORSAT correspond à l'équation 4.24 donnée par Lips et Fritsche (2005).

$$Cx_t = C_{x_c} + (C_{x_{ml}} - C_{x_c}) \times \left[\sin\left\{\pi \times \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{4}\log kn\right)\right\}\right]^3 \tag{4.24}$$

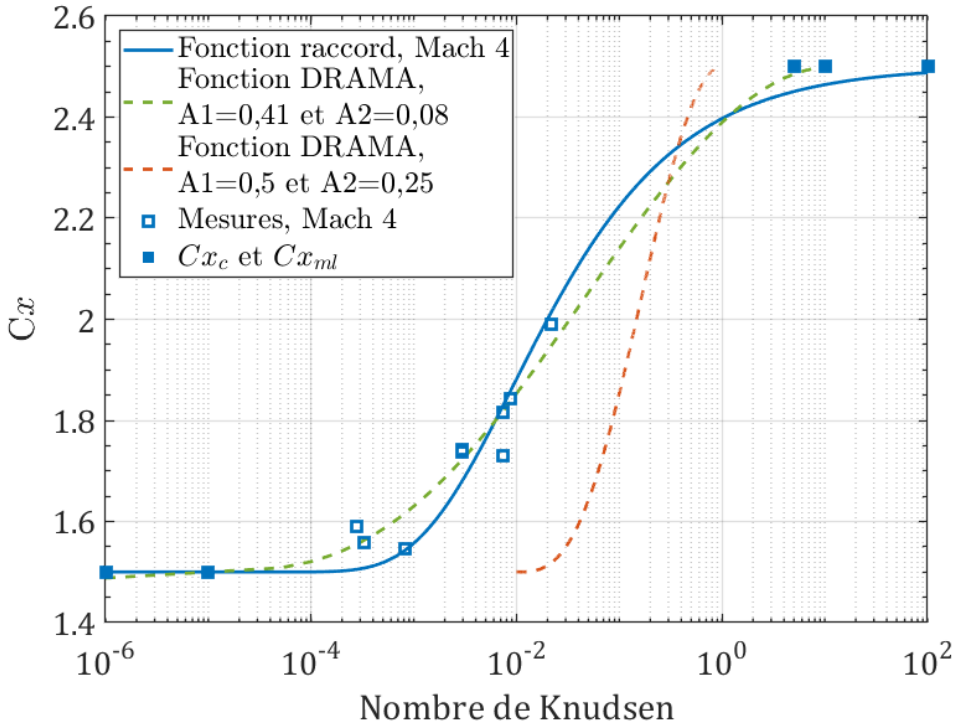
On note :

A1 = $\frac{1}{2}$ et A2 = $\frac{1}{4}$

Cette fonction de raccord est comparée à celle proposée et aux données expérimentales réalisées pour les sphères dans la figure 4.59a, et pour les cubes dans la figure 4.59b. Dans chacun des deux cas, la fonction de raccordement d'ORSAT a été tracée fidèlement, puis avec une optimisation de ses coefficients afin de correspondre à nos données expérimentales. Ceux ci sont donnés dans la légende de la figure correspondante. On observe que la pente du modèle proposé est plus douce que celle de la fonction de raccord de ORSAT. On peut déduire des données expérimentales, que la transition entre le proche continu et le moléculaire libre est plus progressive que celle envisagée par les fonctions de raccordement jusqu'ici proposées.



(a)



(b)

FIGURE 4.59 – Comparaison de la fonction de raccordement avec celle utilisée dans le code de rentrée ORSAT dans le cas d'une sphère (a) et d'un cube (b).

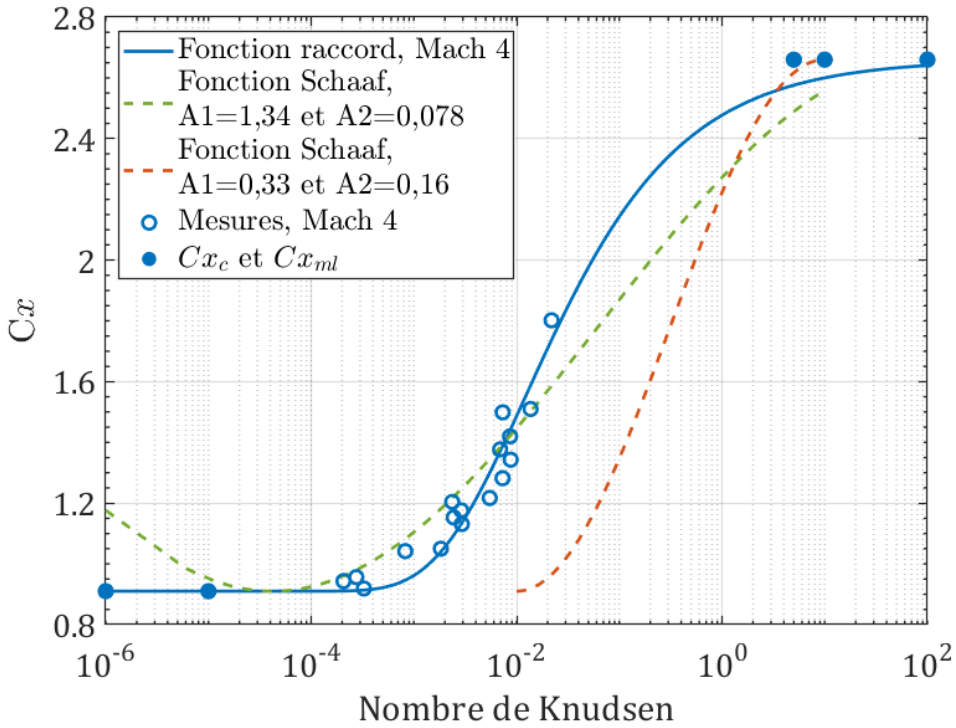
Une analyse similaire a été effectuée pour la fonction de raccord du code de calcul de rentrée SCARAB dont la fonction de raccordement correspond à l'équation 4.25 donnée par Schaaf et Chambre (1958).

$$Cx_t = C_{x_c} + (C_{x_{ml}} - C_{x_c}) \times \sin^2 \left[\pi \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{6} \times \log_{10} (Kn_\infty) \right) \right] \tag{4.25}$$

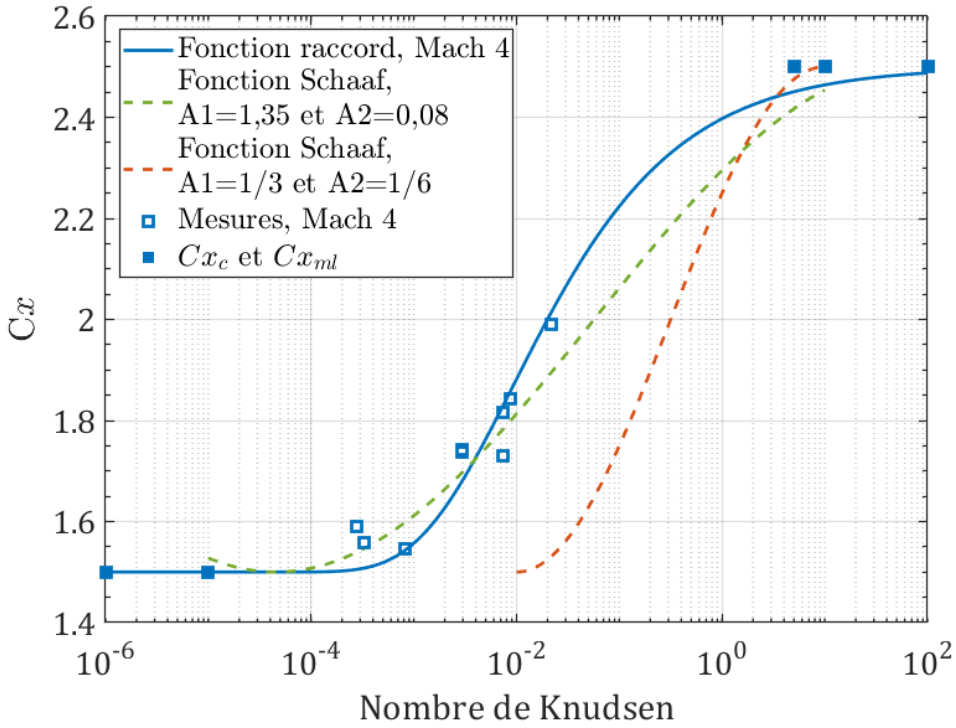
Cette fonction de raccord est comparée également à celle proposée par nos soins et aux données expérimentales réalisées pour les sphères dans la figure 4.60a, et pour les cubes dans la figure 4.60b. Dans chacune des deux figures, la fonction de raccordement du code SCARAB a été fidèlement tracée avec ses coefficients A1= $\frac{1}{3}$ et A2= $\frac{1}{6}$, puis ils ont été optimisés afin de correspondre à nos données expérimentales. Ces coefficients sont donnés dans la légende. Il est à noter que la fonction de raccord en sinus carré a été prolongée en dehors de son domaine de validité, qui prend fin pour un nombre de Knudsen de 10^{-4}. La fonction de raccord inspirée de Schaaf a également une pente plus abrupte que les données expérimentales, ce qui traduit une transition plus brutale entre les régimes de raréfaction observés dans cette étude expérimentale.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les effets de la raréfaction sur l'aérodynamique d'une sphère et d'un cube. Le détachement du choc ainsi que les couches qui le composent ont été mesurés par visualisation. Le coefficient de traînée a été calculé à partir des mesures expérimentales des forces aérodynamiques pour les deux géométries à différents degrés de raréfaction. Une fonction de raccord entre le régime continu et le régime moléculaire libre a été établie à partir de paramètres physiques comme le nombre de Mach. Elle découle de la corrélation entre coefficient de traînée et distance de détachement du choc en fonction du degré de raréfaction. La fonction de raccord montre une bonne cohérence avec les données expérimentales. On peut déduire des données expérimentales, que la transition entre le proche continu et le moléculaire libre est plus progressive que celle envisagée par les fonctions de raccordement jusqu'ici proposées.



(a)



(b)

FIGURE 4.60 – Comparaison de la fonction de raccordement avec celle utilisée dans le code de rentrée SCARAB par Schaaf dans le cas d'une sphère (a) et d'un cube (b).

Chapitre 5

Caractérisation de l'aérothermodynamique de formes canoniques en écoulement à haute enthalpie

Sommaire

5.1 Détermination des conditions d'expériences 156

5.1.1 Caractérisation des écoulements 157

5.1.2 Choix des matériaux et de la géométrie des maquettes 163

5.1.3 Montage expérimental 166

5.1.4 Balance aérodynamique 167

5.1.5 Protocole expérimental 168

5.2 Aérothermodynamique des sphères dans un écoulement de plasma . 172

5.2.1 Validation de la méthode de mesure des forces de traînée 173

5.2.2 Analyse préliminaire du comportement temporel des mesures 177

5.2.3 Effets de la température de surface 180

5.2.4 Ablation de sphères 186

5.2.5 Refroidissement d'une pseudo-sphère sortant d'un flux de plasma 198

5.2.6 Comportement des coefficients aérodynamiques dans un écoulement haute enthalpie 201

5.3 Conclusion 205

Au cours de leur chute sur Terre, entre 80 et 70 km d'altitude les débris spatiaux vont s'entourer d'un écoulement à très forte enthalpie pouvant induire de forts changements sur les propriétés aérodynamiques de ces objets. En effet, lors d'une rentrée, l'énergie cinétique d'un objet est en grande partie convertie en énergie thermique par la réduction de la vitesse orbitale de 7,7 km/s à des vitesses subsoniques en moins de 5 minutes (Klinkrad, 2006). L'analyse des débris spatiaux, après leur rentrée dans l'atmosphère, suggère que 10 % à 40 % de la masse des objets les plus grands peuvent survivre aux fortes charges thermiques durant la descente atmosphérique jusqu'à l'impact au sol (Ailor et al., 2005). La prédiction de la trajectoire de ces débris doit prendre en considération l'ensemble des évolutions aérothermodynamiques que les débris spatiaux vont subir pendant leur trajectoire pour être capable de déterminer la survie à l'hostilité de leur voyage et éventuellement déterminer avec précision la date et la localisation de leur point d'impact. Parmi les nombreux paramètres dont dépend le calcul de trajectoire, les coefficients aérodynamiques et plus particulièrement la traînée jouent un rôle prépondérant. Or ces coefficients peuvent être sévèrement altérés pendant la phase plasma de la rentrée. En effet, ils peuvent être modifiés par la température de l'objet, la forme géométrique de l'objet qui évolue avec l'ablation et le milieu plasma lui-même qui va entourer le débris.

Des études dans des écoulements ionisés ont été réalisées par le passé, mais avec des objectifs de recherche plus ou moins proches de ceux de la présente étude. Lobb (1964) a réalisé une étude expérimentale avec des sphères hypervéloces où les effets de gaz réel apparaissent dans l'onde de choc, avec une dissociation complète de l'oxygène. Dans cette étude, Lobb s'intéresse à l'étude de la distance de détachement du choc et suggère que celle-ci augmente avec l'augmentation de température locale du gaz au point d'arrêt.

Plus récemment Olivier (2000), a analysé le détachement du choc autour de sphères dans des écoulements réactifs et montre au travers d'un modèle simplifié, que la distance de détachement dépend à la fois du rapport des densités au travers du choc et du taux de réactivité dans la couche limite. Ces résultats ont été repris par Shen et Wen (2018) qui ont proposé un modèle pour rendre compte des effets de la dissociation dans la couche limite d'un choc entourant une sphère sur sa distance de détachement. Amorosetti (2021) aborde le problème des effets haute enthalpie sur le comportement aérodynamique d'un objet de manière plus globale. Il élabore un modèle collisionnel radiatif pour décrire les aspects réactifs et hors équilibre des écoulements. Ce modèle a été incorporé dans un calcul global d'interaction écoulement / objet de type Monte-Carlo. Il montre ainsi l'importance de la prise en compte des effets de gaz réel dans le comportement aérodynamique des écoulements hypersoniques à haute enthalpie.

Des études expérimentales ont été réalisées plus récemment, s'intéressant au comportement de la distance de détachement dans des écoulements ionisés hypervéloces. Lowry et al. (1999) ont mis en évidence la nette augmentation du détachement de l'onde de choc en présence d'écoulement ionisé comme le montre clairement la figure 5.1.

Leurs résultats permettent d'établir une corrélation entre la température de l'écoulement mesuré dans la couche du choc et la distance de détachement.

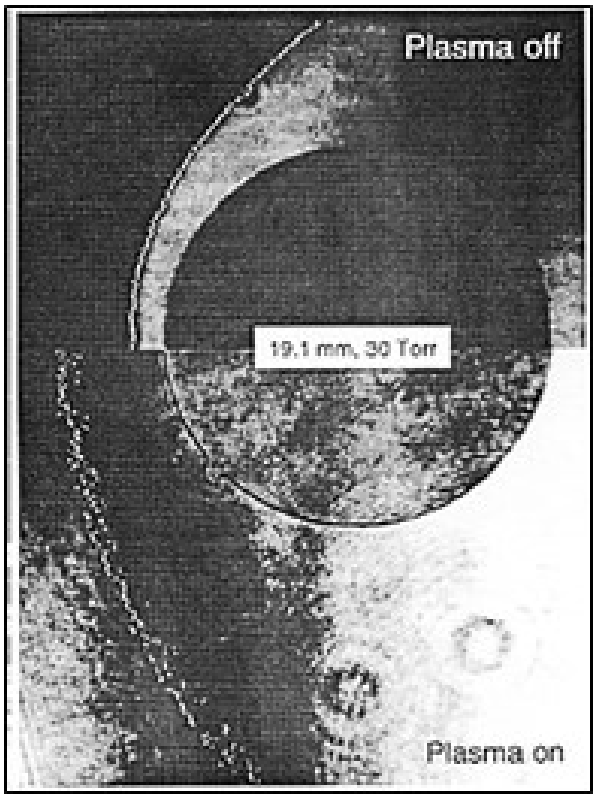


FIGURE 5.1 – Comparaison de l'onde de choc autour d'une sphère avec un écoulement froid et ionisé. De LOWRY et al. (1999).

ZANDER et al. (2014) propose des nouvelles données expérimentales obtenues dans un tube à choc avec des vitesses de 8,4 $\mathrm{km\,s^{-1}}$ et 9,6$\mathrm{km\,s^{-1}}$ et une température de 16 600 K au point d'arrêt. Ces mesures complètent, en termes de vitesse d'écoulement, celles de Lobb proposées auparavant.

Les travaux que nous venons de citer montrent l'influence de l'ionisation de l'écoulement sur la forme du choc qui se forme devant les sphères. Cette modification du comportement aérodynamique de l'objet va se répercuter sur les coefficients aérodynamiques. Dans ce chapitre nous allons étudier l'influence de l'ionisation de l'écoulement sous un aspect purement aérodynamique puisque nous allons mesurer les forces de traînée des sphères de diffèrent diamètre dans un écoulement plasma supersonique. Les phénomènes ablatifs ne seront vus que sous l'aspect aérodynamique, contrairement à l'étude expérimentale menée par BARKA et al. (2017), qui analyse l'ablation d'un point de vue exclusivement thermochimique. Néanmoins il est bien entendu avéré que la survie des débris dépend entre autres d'un ensemble de facteurs qui incluent aussi bien les aspects aérodynamiques, thermiques que chimiques. De ces modèles ablatifs sont estimés la probabilité de survie des débris ainsi que celle de leurs fragments comme l'explique PARK et PARK (2017) ; PARK et al. (2018).

Cette étude de la phase haute enthalpie et ablative a pour unique visée la compréhension et la caractérisation de l'évolution aérodynamique des objets analysés, comme l'illustre la

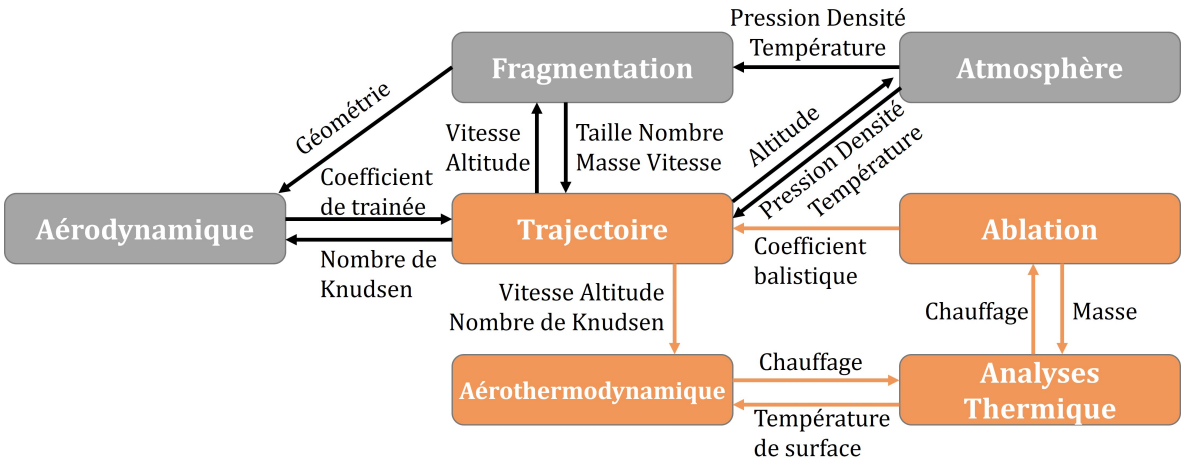


FIGURE 5.2 – En couleur : champ d'exploration du présent chapitre. De PARK et al. (2021).

figure 5.2. Le respect de ce cadre restrictif est essentiel à la non dispersion de nos efforts de recherche, pour mener à terme ce projet.

5.1 Détermination des conditions d'expériences

Pour faire suite à l'étude menée dans le chapitre précédent, nous nous intéressons dans ce chapitre à l'étude de la force de traînée subie par une sphère dans un écoulement supersonique à haute enthalpie. Les expériences ont été réalisées avec la soufflerie PHEDRA qui pour rappel est équipée d'un générateur type arc-jet, produisant des écoulements ionisés supersoniques à basse pression, voir paragraphe 2.3. La tuyère étant conique, le flux de plasma n'est pas uniformément homogène, contrairement aux conditions de fonctionnement de la soufflerie MARHy, qui est équipée de plusieurs tuyères avec des conditions de fonctionnement uniques. La soufflerie PHEDRA permet d'ajuster les conditions en amont de la tuyère pour modifier les paramètres de l'écoulement plasma en sortie.

Nous avons décidé de garder une cohérence avec les études réalisées en écoulement froid et dans la mesure du possible de conserver le même nombre de Mach, pour rappel Mach 4, et la même pression infinie. Compte tenu de ces contraintes, la première phase de l'étude a été de déterminer les paramètres du plasma répondant aux besoins suivants :

1. Trouver un débit massique donnant une pression P_1 dans la chambre expérimentale avec une valeur similaire à celle des expériences réalisées dans la soufflerie MARHy. Les résultats des deux expériences seront comparés afin d'étudier l'influence des flux à haute enthalpie sur le comportement des coefficients aérodynamiques.
2. Trouver un couple I_{arc} - U_{arc} donnant suffisamment d'énergie électrique pour ioniser et dissocier l'air afin de former de l'oxygène atomique, condition essentielle à l'ablation des sphères en graphite.

3. Trouver une distance axiale entre les modèles et la section de sortie de la tuyère permettant le maintien du modèle à une température stable et produire une ablation suffisamment lente pour acquérir les paramètres aérodynamiques.
4. Trouver un compromis entre ces 3 conditions afin d'obtenir un nombre de Mach de 4 pour l'écoulement de plasma en amont de l'endroit où les modèles se tiendront pendant les expériences. Comme la tuyère du générateur de plasma a une géométrie conique, la vitesse de l'écoulement diminue à partir de la section de sortie de la tuyère.

Une connaissance approfondie des paramètres du flux est indispensable à la réalisation de ces conditions. Pour ce faire, nous avons réalisé des mesures préliminaires sur l'écoulement afin de le caractériser, tant en état plasma qu'en état gazeux.

5.1.1 Caractérisation des écoulements

Dans cette section, nous allons présenter les conditions d'écoulement dans la soufflerie PHEDRA. Le gaz utilisé pour cette étude est de l'air sec. Pour rappel, le plasma est généré avec un arc électrique produit entre la cathode et le col de la tuyère. Le gaz est ionisé au niveau du col et du fait de la forte détente, la chimie est figée le long du divergent de la tuyère. Dans le cas où l'arc électrique n'est pas amorcé, il n'y a pas d'ionisation du gaz, par conséquent, on obtient un écoulement supersonique froid en sortie de la tuyère. De ce fait, on peut donc considérer, dans cette étude, deux types d'écoulement. Premièrement, un écoulement dit "froid", lorsque le gaz traverse la tuyère conique sans apport d'énergie. Deuxièmement, l'écoulement dit "Chaud", ou plasma, qui correspond à l'écoulement ionisé par l'arc électrique.

5.1.1.1 Écoulement plasma

Des campagnes de mesures ont été menées il y a quelques années pour caractériser le plasma dans PHEDRA par Lago et Ndiaye (2012), des stagiaires et post-doc ayant travaillé dans l'équipe. Les expériences menées par spectrométrie optique ont montré que pour dissocier et former de l'oxygène atomique il faut une intensité d'arc minimale de 100 A.

Des tests préliminaires avec des sphères en graphite ont permis de converger vers une intensité d'arc de 150 A qui est un bon compromis en termes de durée d'expérience. Le spectre de la figure 5.3 effectué dans l'écoulement plasma libre témoigne de la présence d'oxygène atomique. L'étude du spectre d'émission du plasma nous donne accès à beaucoup d'informations et notamment à sa composition. Grâce au spectre du plasma, comme celui présenté dans la figure 5.3, il est possible de déterminer les conditions nécessaires à la création d'oxygène atomique. Il suffit d'identifier la longueur d'onde d'émission de l'oxygène atomique, qui est de 777 nm. Les raies atomiques sont reconnaissables facilement puisqu'elles forment un seul pic de forte intensité. Alors que les molécules ont un spectre composé de plusieurs pics correspondant aux différents niveaux d'excitation des molécules.

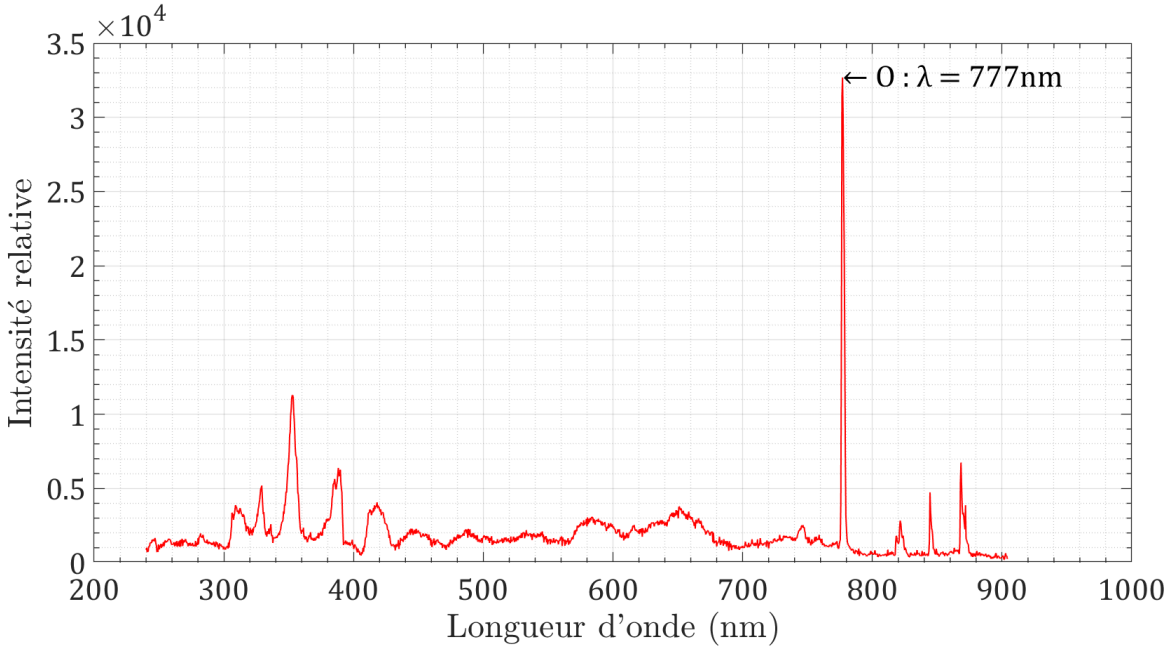


FIGURE 5.3 – Spectre d'émission du plasma d'air, sans objet.

Un nombre de Mach égal à 4 est ensuite obtenu avec un débit de gaz de 0,32 g/s et à une distance de 5 cm de la sortie de la tuyère comme le montre la figure 5.4. Cette figure présente l'évolution du coefficient isentropique et l'évolution du nombre de Mach en fonction de la distance d'éloignement de la source de plasma. Le modèle utilisé pour déterminer le nombre de Mach ainsi que le coefficient aérodynamique dans le plasma est détaillé en annexe A. En outre ce débit de gaz permet d'obtenir une pression comprise entre 7,5 et 8 Pa dans la chambre d'expériences, comparable à l'une des conditions testées dans la soufflerie MARHy. Dans le cas où l'objet ne s'ablate pas, il reste à une distance de 5 cm où le coefficient isentropique de $\gamma = 1,25$ et le nombre de Mach de $Ma = 3,95$ sont constants. Mais il est important de noter que l'ablation des sphères va réduire leurs diamètres dans le sens de l'écoulement, comme décrit ultérieurement. La distance torche à plasma-maquette va augmenter au cours du temps, les conditions d'écoulement au point d'arrêt vont donc évoluer au cours de l'expérience et plus particulièrement le nombre de Mach ainsi que le coefficient isentropique. Ces deux paramètres vont évoluer selon la figure 5.4.

5.1.1.2 Écoulement froid

Pour rappel, le générateur de plasma est constitué d'une tuyère conique. De ce fait, la vitesse de l'écoulement ainsi que le nombre de Mach diminuent avec la distance axiale d'éloignement à la tuyère. De plus, sur une section verticale, l'écoulement n'est pas constant à cause de la géométrie conique de la tuyère. L'objectif ici est de caractériser l'écoulement froid.

Le débit est contrôlé par la différence de pression entre la pression de génération, P_0, et

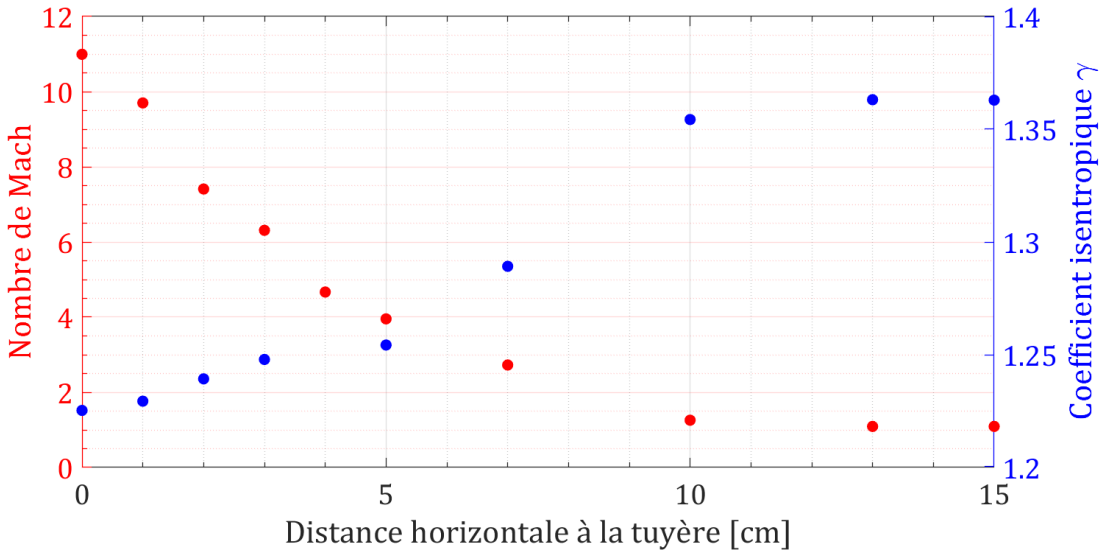


FIGURE 5.4 – Profil axial du nombre de Mach

la pression dans la chambre d'expériences, P_1. Plus la différence est grande, plus le nombre de Mach est élevé. Le nombre de Mach de l'écoulement froid sera obtenu par la mesure de la pression d'arrêt par sonde de Pitot 2.4.2, le long de l'axe de la tuyère ainsi que radialement pour caractériser l'écoulement froid en 2 dimensions. La figure 5.5 présente le profil axial de la pression d'arrêt mesurée au centre de l'écoulement (en bleu) ainsi que la pression totale calculée par l'équation 5.1.

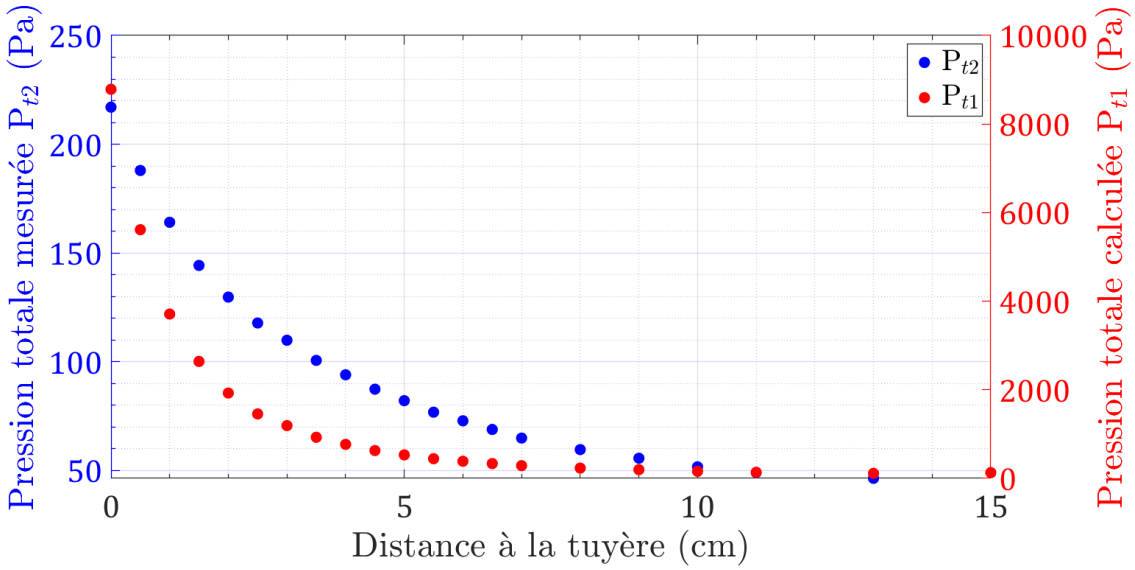


FIGURE 5.5 – Profils de pression le long de l'axe de l'écoulement.

La relation 5.1 exprime le rapport des pressions au travers d'un choc droit.

$$\frac{p_{t1}}{P_1} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma_1^2\right)^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}} \tag{5.1}$$

Le nombre de Mach en amont peut s'exprimer par la relation 5.2 du rapport p_{t2}/p_{t1} au travers du choc.

$$\frac{p_{t2}}{p_{t1}} = \frac{P_2}{P_1} \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_2^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_1^2}\right)^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}} \tag{5.2}$$

La formule 5.3 du tube de Pitot de Rayleigh, permet d'exprimer la relation entre la pression d'arrêt p_{t2} mesurée par la sonde de Pitot, la pression statique p_1 mesurée par un capteur de pression dans la chambre d'essais et le nombre de Mach Ma_1 de l'écoulement avant le choc.

$$\frac{p_{t2}}{P_1} = \frac{p_{t2}}{P_2}\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{(\gamma+1)^2 Ma_1^2}{4\gamma Ma_1^2 - 2(\gamma-1)}\right)^{\frac{\gamma}{(\gamma-1)}} \frac{1 - \gamma + 2\gamma Ma_1^2}{\gamma + 1} \tag{5.3}$$

Ainsi à partir des mesures de pression d'arrêt et de pression statique de la chambre d'essai on peut déterminer le profil du nombre de Mach de l'écoulement froid présenté sur la figure 5.6. On remarque que l'écoulement froid débute à Mach 6,26 à la sortie de la tuyère et converge vers Mach 2,82. Sachant que l'incertitude de la pression de la chambre expérimentale est de 0,1 Pa, on peut estimer que la moyenne de l'incertitude des mesures du nombre de Mach est de 0,03.

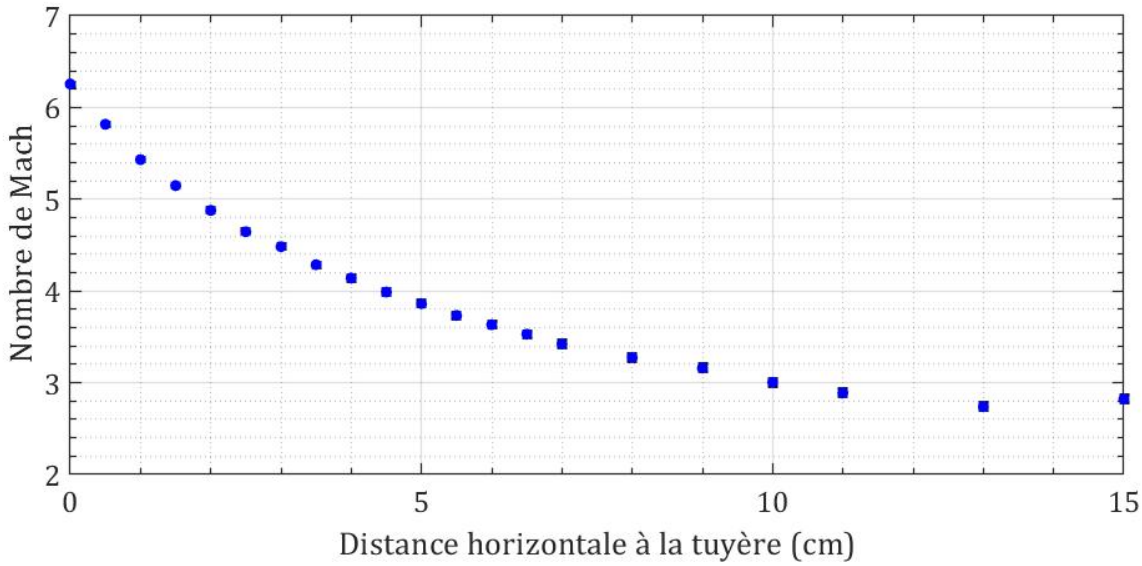


FIGURE 5.6 – Influence de la distance horizontale de la tuyère sur le nombre de Mach

Sur la base du nombre de Mach calculé en fonction de la distance nous séparant de la

tuyère et de la relation isentropique 5.1, nous sommes en mesure d'estimer la pression totale P_{t1}. De plus, connaissant le nombre de Mach de l'écoulement et la température de génération de l'écoulement ($T_0 \approx 293K$), nous pouvons également estimer la température de l'écoulement à partir de l'équation 5.4.

$$\frac{T_1}{T_0} = \left(1 + \frac{z-1}{2} Ma_1^2\right)^{-1} \tag{5.4}$$

La figure 5.7 présente les résultats du calcul de la pression totale P_{t1} et la température de l'écoulement supersonique de soufflerie PHEDRA en fonction de la distance à la tuyère.

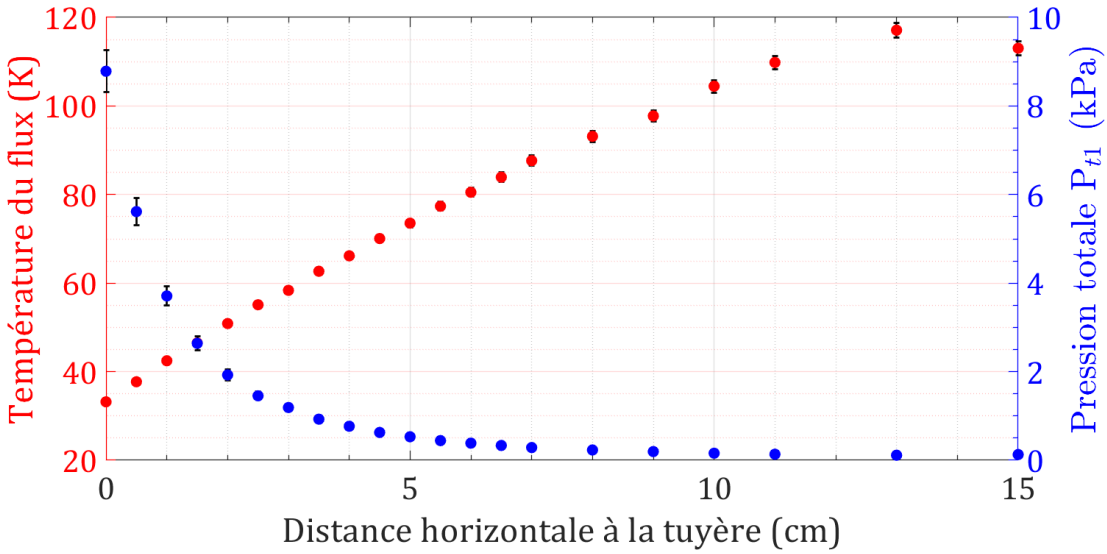


FIGURE 5.7 – Influence de la distance horizontale de la tuyère sur la température et la pression totale du flux

Dans le but de se placer à un nombre de Mach de 4 pour l'écoulement en amont des sphères comme dans l'étude précédente sur la soufflerie MARHy, nous avons choisi de réaliser les expériences à une distance de 5 cm de la sortie de la tuyère.

En vue de caractériser le noyau de l'écoulement et d'estimer l'influence de la distance d'éloignement verticale au centre du noyau sur le nombre de Mach, des profils verticaux de pression faits par sonde de Pitot ont été réalisés. Les profils verticaux sont bornés à ± 2,5 cm du centre de l'axe central du noyau de l'écoulement. Quatre profils ont été réalisés pour différentes distances de la tuyère. La figure 5.8 présente ces profils. Nous pouvons noter que le noyau de l'écoulement semble être isentropique autour d'un rayon de 17 mm par rapport à son centre. Cela signifie que les maquettes ne doivent pas dépasser un diamètre de 34 mm pour être immergées dans le noyau de l'écoulement.

La soufflerie PHEDRA contrairement à MARHy ne possède pas de vanne régulant l'aspiration du groupe de pompage. De ce fait, selon la taille des maquettes placées dans la

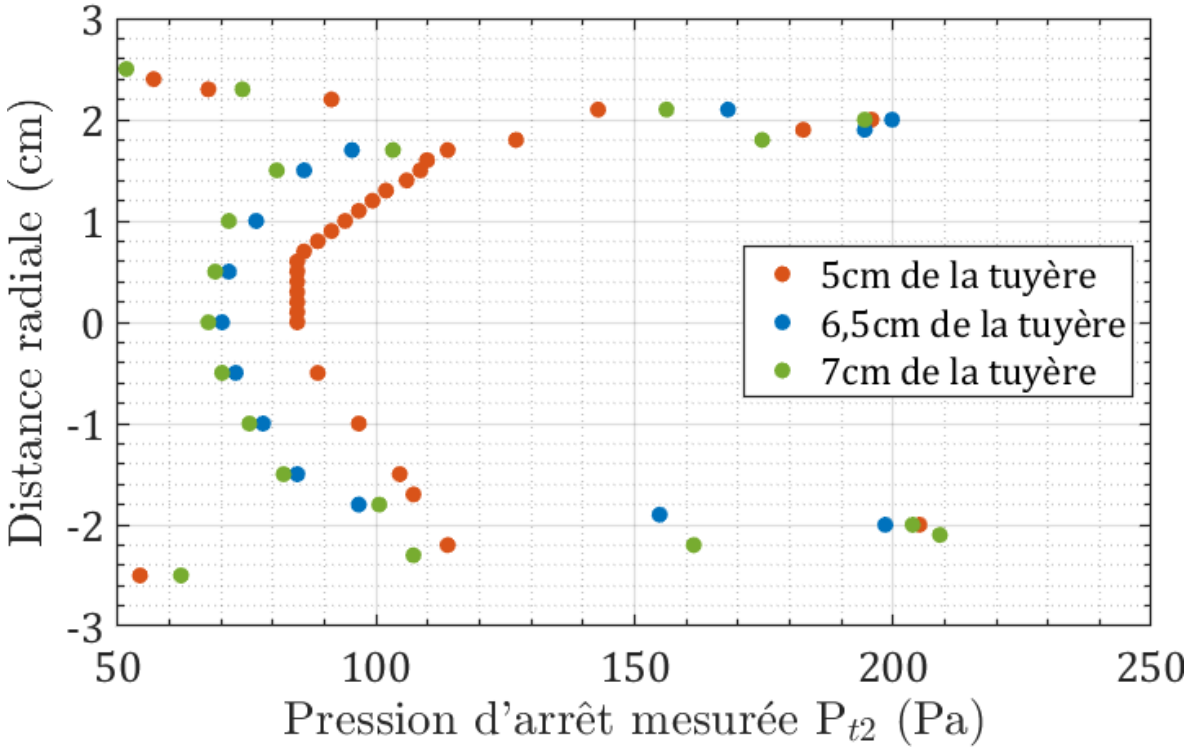


FIGURE 5.8 – Profils de pression de sonde Pitot verticaux.

soufflerie, la pression de la chambre varie de quelques Pascals. Typiquement, l'obstruction de l'écoulement par une sphère comprise entre 10mm et 30mm de diamètre provoque une variation de pression dans la chambre d'essais de 1,3Pa.

En conséquence, par l'intermédiaire d'une vanne micrométrique, provoquant une fuite sur la chambre d'essais, nous avons artificiellement fait varier la pression du caisson P_1 pour caractériser l'influence de la modification de la pression de la chambre sur le nombre de Mach. La mesure du nombre de Mach a une nouvelle fois été réalisée par l'intermédiaire d'une mesure de pression par tube de Pitot, placé à 5cm de la tuyère. La figure 5.10 montre que plus la pression dans la chambre d'expériences P_1 augmente, plus le nombre de Mach est faible. En effet, comme expliqué précédemment, le nombre de Mach dépend de la différence entre la pression génératrice P_0 et la pression P_1 de la chambre d'essais. Comme la pression génératrice de la tuyère P_0 est constante, si P_1 augmente, la différence diminue, c'est pourquoi le nombre de Mach diminue. L'influence de P_1 sur le nombre de Mach est non négligeable, et sera prise en compte dans la suite de l'étude.

En résumé, pour répondre à nos besoins expérimentaux, nous avons choisi de travailler avec des modèles inférieurs à 34 mm de diamètre, à une distance de 5 mm de la tuyère, ce qui nous procure un nombre de Mach d'environ 4. Le débit massique est fixé à 0,32 g/s et le nombre de Mach de l'écoulement dépend de la taille de l'objet. En effet, la pression de la chambre varie entre 4 et 5 Pa, ainsi le nombre de Mach est compris entre $4{,}05 \pm 0{,}03$ et $3{,}68 \pm 0{,}03$. De plus, la température du flux dépend du nombre de Mach. Elle est comprise

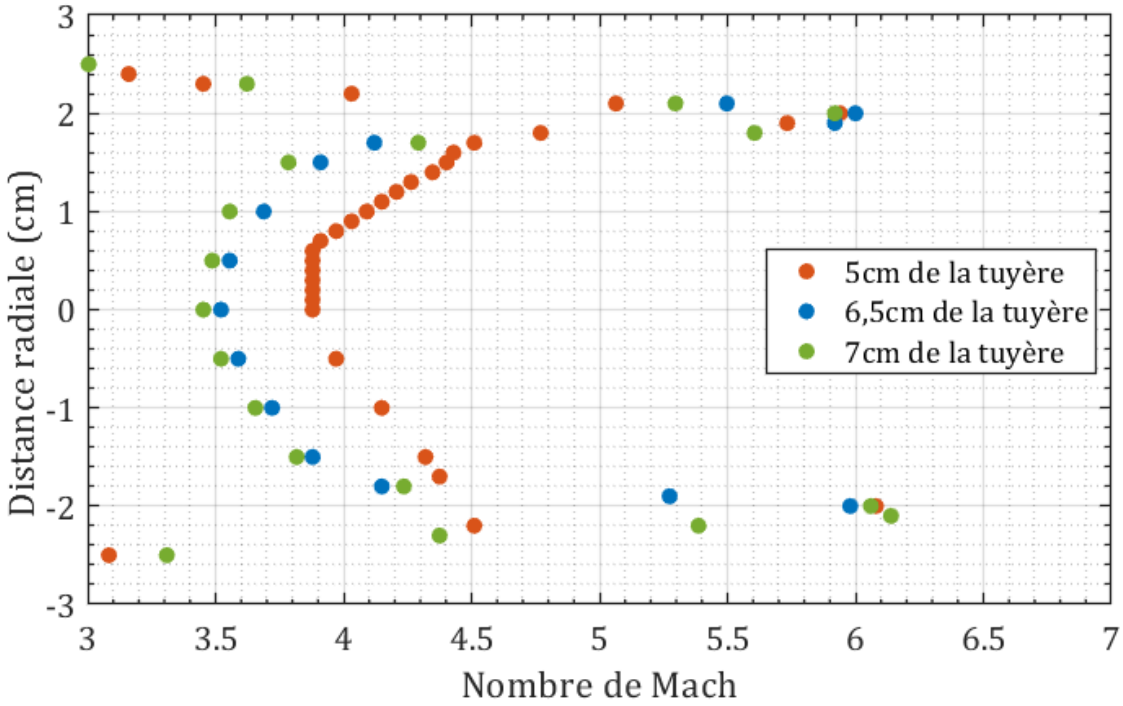


FIGURE 5.9 – Influence de la distance verticale du noyau de la tuyère sur le nombre de Mach

entre $68,45 \pm 0,92K$ et $79,01 \pm 0,92K$. Enfin, pour toutes les conditions en écoulement froid, le coefficient isentropique est constant, $\gamma = 1,4$.

5.1.2 Choix des matériaux et de la géométrie des maquettes

Des sphères, de diamètres différents faisant ainsi varier le nombre de Knudsen, ont été exposées dans des écoulements plasma d'air afin d'étudier l'influence des effets thermiques et d'ablation. De l'étude précédente, j'ai retenu trois diamètres différents de sphère, 10 mm, 25 mm et 30 mm. En effet, ces tailles d'objets sont compatibles avec la taille du noyau de l'écoulement. Dans l'optique de vérifier la répétabilité de nos mesures, les expériences ont été effectuées au moins 2 fois pour chaque diamètre de sphère. Comme la nature de l'étude d'ablation est irréversible, nous possédons plusieurs échantillons pour chaque type de maquette testée. Pour les différencier facilement dans la suite de l'étude, j'ai opté pour une nomenclature spécifique. Cette nomenclature est définie selon le modèle suivant : "FddMN", où "F" représente la forme de l'objet, "dd" sa taille, "M" sa composition et "N" son numéro dans la série. À titre d'exemple, la deuxième sphère en graphite de 25 mm de diamètre est nommée "S25G2".

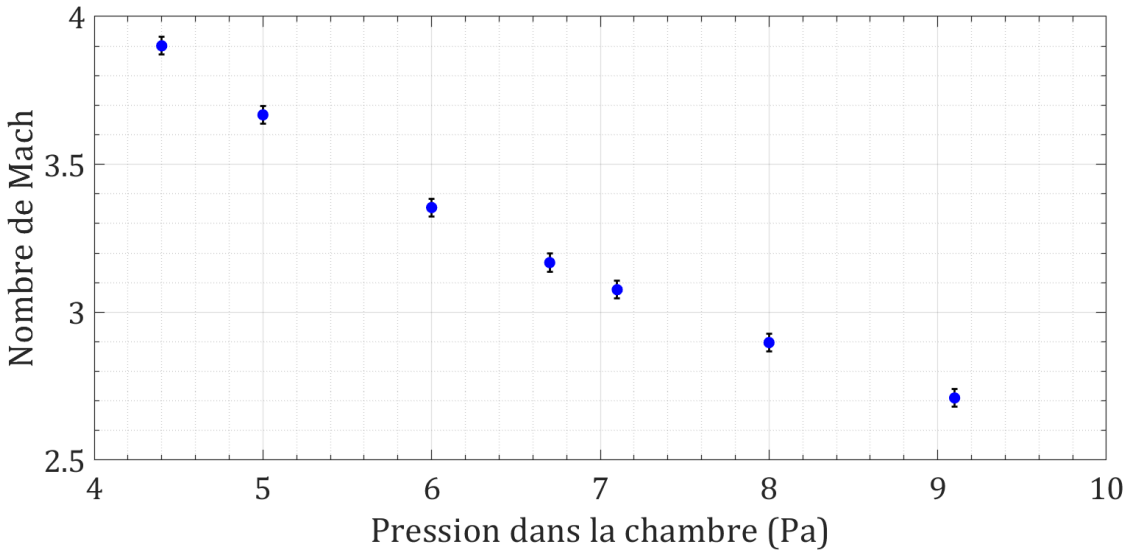


FIGURE 5.10 – Influence de la pression de la chambre sur le nombre de Mach

5.1.2.1 Matériaux

Pour cette étude nous avons besoin de deux types de matière, une qui s'ablate et une autre qui ne s'ablate pas. En effet, pour décorréler les différents phénomènes physiques en jeux dans la phase plasma, il convient d'avoir des matériaux avec un comportement différent pour discerner leurs contributions à la force de traînée. Plusieurs matériaux ont été testés en fonction de leurs propriétés par rapport aux échanges thermiques.

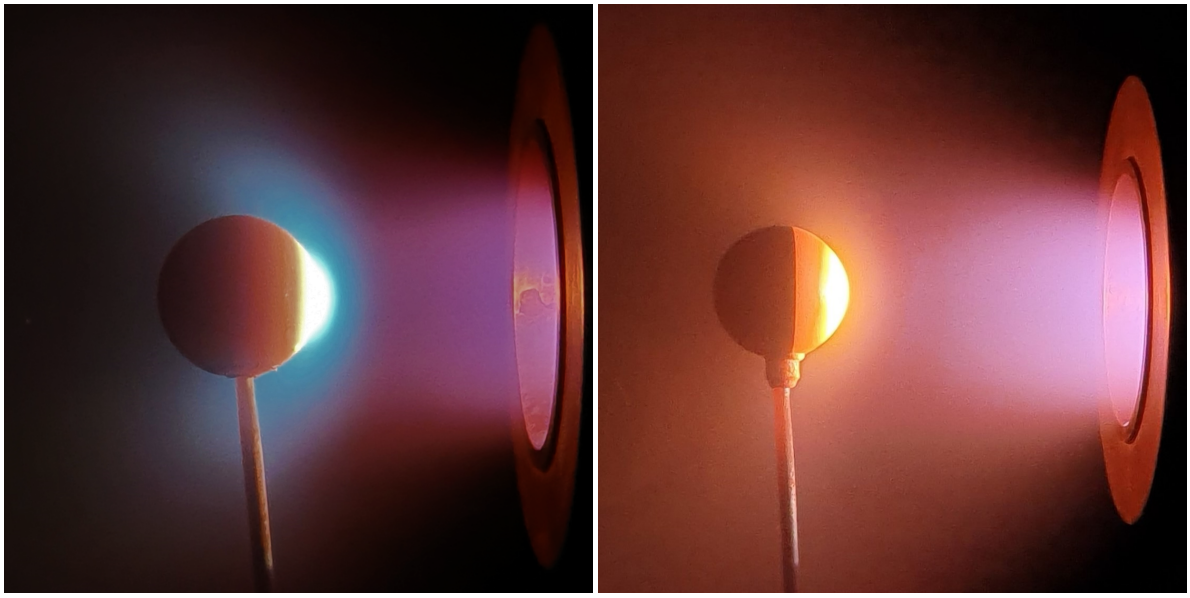
Pour le matériel ablatif, j'ai choisi le graphite qui est connu comme composant des boucliers thermiques. Le graphite a un point de fusion aux alentours de 3 925 K soit 3 fois la température moyenne qu'un corps atteint dans la soufflerie PHEDRA avec nos conditions. Cependant, l'oxygène atomique présent dans le plasma va se combiner avec les atomes de carbone et arracher de la matière à l'objet à des températures avoisinant les 1000 K. C'est donc un candidat idéal pour notre étude. J'ai testé différents types de graphite pour trouver un compromis entre une vitesse d'ablation trop courte et une vitesse trop longue pour notre expérience. Le tableau 5.1 résume les trois types de graphite testés.

Nom	Taille du grain	Densité
$R6550$	10μm	$1,83$ g/cm^3
$R6650P5$	7μm	$1,84$ g/cm^3
$R6710P5$	3μm	$1,88$ g/cm^3

TABLE 5.1 – Différents types de graphite testés pour l'ablation.

Il s'est avéré que le graphite R 6550 est le meilleur candidat, sa montée en température est plus progressive que les autres et permet son enregistrement, avec une vitesse d'ablation suffisante.

Puis, dans le but de comparer les effets de l'ablation sur le comportement aérodynamique d'une sphère dans un écoulement supersonique, j'ai cherché un deuxième matériau, qui ne s'ablate pas. Initialement, une sphère en acier inoxydable avait été retenue, car son point de fusion se situe à 1 773 K. Cependant, à cause de la température trop élevée (environ 1450 K), la sphère présente une fusion partielle et sa surface se déforme. Toujours dans l'objectif de tester un matériau résistant à l'ablation et aux hautes températures, des sphères en MACOR ont été testées comme représenté sur la figure 5.11a, car la céramique résiste à de très hautes températures. L'expérience s'est soldée par un échec, car la sphère s'ablate et forme de l'AlO responsable de la couleur bleu vert sur la photo. Enfin, j'ai utilisée une sphère en alumine pure (Al_2O_3), représentée sur la figure 5.11b. Ses propriétés mécaniques et sa température de sublimation élevée placent ce matériau comme le meilleur candidat. Malheureusement, lors des deux tests que nous avons effectués, la sphère s'est brisée en deux à cause du choc thermique induit par le flux de plasma. On peut associer cela à de la fragmentation.



(a) (b)

FIGURE 5.11 – Image de l'ablation de la sphère de MACOR dans un écoulement plasma (a). Image de la sphère d'alumine fendue en deux suite à un choc thermique dans un plasma (b).

En conclusion, les tests préliminaires que nous avons effectués ont montré qu'il n'y avait pas de matériau idéal pour tester les effets de chauffage sans ablation. Nous nous sommes donc orientés vers l'utilisation exclusive du graphite. Or pour étudier la contribution de l'ablation, il faut également faire des tests sans ablation. Comme l'ablation du graphite est causée par l'oxygène atomique, l'azote se présente comme un candidat idéal pour cette étude. L'air étant principalement composé de deux espèces chimiques (75% N_2, 24% O_2, 1% Autres), l'azote pourrait permettre de s'approcher des conditions expérimentales actuelles sans produire d'ablation, permettant d'étudier seulement les effets de chauffage et de plasma. Cependant, une analyse approfondie des expériences réalisées avec le plasma d'air a permis de constater que l'ablation ne commence pas avant que la température de surface des sphères atteigne un certain seuil, puis cette température reste constante. Par conséquent, nous sommes

en mesure d'étudier indépendamment l'effet de la température et l'effet d'ablation dans un flux de plasma d'air. Cela facilite l'analyse puisqu'il aurait fallu comprendre les changements induits par l'utilisation d'un autre gaz sur l'analyse d'un objet dans un flux de plasma d'azote.

5.1.3 Montage expérimental

Pour les besoins de l'analyse des différents effets induits par le plasma dans le comportement aérothermodynamique des sphères, nous avons combiné quatre diagnostics pour mener à bien l'expérience. Des mesures de forces de traînée ont été réalisées au cours de l'expérience complète, couplées simultanément à des mesures de température de paroi des sphères par caméra infrarouge, des visualisations par camera CMOS et des mesures de spectroscopie optique dans la couche de choc. Les coefficients de traînée sont comparés aux résultats déterminés expérimentalement dans un écoulement froid à même nombre de Mach et à même pression statique. Les diagnostics, dont l'acquisition est simultanée, sont installés aux quatre points cardinaux de la soufflerie PHEDRA, comme indiqué dans la figure 5.12.

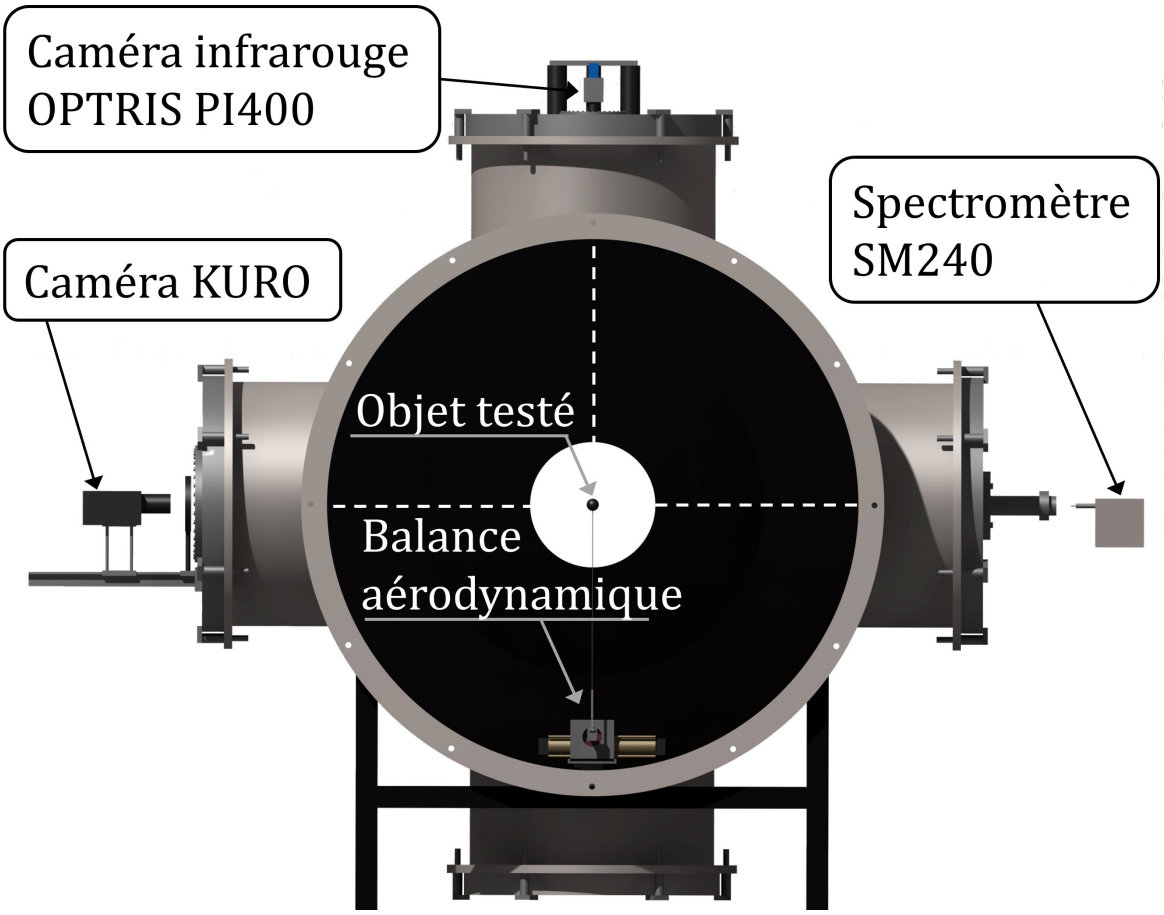


Figure 5.12 – Schéma des diagnostics installés autour de PHEDRA

Les trois méthodes optiques sont positionnées à l'extérieur de la soufflerie, chacune devant

un hublot adapté à leur bande spectrale, comme décrite dans leurs paragraphes respectifs 2.4.1 ; 2.4.4 ; 2.4.3. Elles sont disposées de sorte que leurs axes optiques visent le même objet, qu'ils soient dégagés, et ne se gênent pas. Seule la balance aérodynamique est située dans la soufflerie. La balance conçue pour la soufflerie MARHy et décrite au chapitre 3 n'est pas adaptée aux conditions plasma et serait certainement détruite. J'ai donc développé une seconde balance simplifiée, adaptée à la soufflerie PHEDRA.

5.1.4 Balance aérodynamique

La seconde balance aérodynamique a été conçue et mise en œuvre spécialement pour cette étude contrairement aux trois autres diagnostics utilisés, c'est pourquoi nous allons la décrire plus en détail. Le but est de déterminer les forces aérodynamiques d'une sphère dans l'écoulement ionisé ou non. Deux problèmes se posent alors :

- La balance aérodynamique doit être capable de mesurer de faibles forces de traînée, de l'ordre de 1mN, dûes à la raréfaction.
- Le dispositif doit être capable de résister aux conditions extrêmes de température et aux perturbations électromagnétiques qui ont lieu à l'intérieur de PHEDRA.

Pour solutionner ces problèmes, j'ai opté pour un système de mesure déporté, avec un bras de levier pour placer le dispositif en dehors de l'écoulement de plasma et ainsi minimiser les risques de le détruire. J'ai également fait le choix pour cette deuxième étude, de mesurer uniquement les forces de traînée. En travaillant sur des sphères ou des cubes sans incidence, les forces de portance des objets dans l'écoulement sont théoriquement nulles, et le moment mesuré se réduit au bras de levier de la force de traînée.

5.1.4.1 Fonctionnement de la balance

La balance conçue est très simple et se résume à la mesure de la déformation d'une poutre en flexion avec un long bras de levier. La cellule de charge est composée de 3 parties définies ci-dessous et représentées sur la figure 5.13.

- Le bâti : Partie rigide subissant la force sans se déformer. Il permet la fixation des composants.
- La lamelle : Pièce volontairement rendue très sensible aux déformations, afin que la force appliquée permette de mesurer une déformation élastique.
- Le capteur de déformation : Il s'agit ici de quatre jauges de contrainte métalliques branchées en pont de Wheatstone complet, voir paragraphe 3.2.4.

Le module de charge est relié à son extrémité par une tige qui forme le déport afin de placer les capteurs de déformation hors du flux de plasma et agit comme un bras de levier. Pour protéger le module de charge de la conduction thermique, tout en permettant mesure correcte, la tige est composée de deux parties. La première est directement connectée à la maquette et donc exposée au flux de plasma. Il s'agit d'une tige de 3mm de diamètre en tungstène qui est un matériau résistant aux hautes températures. Les propriétés de ce matériau lui permettent

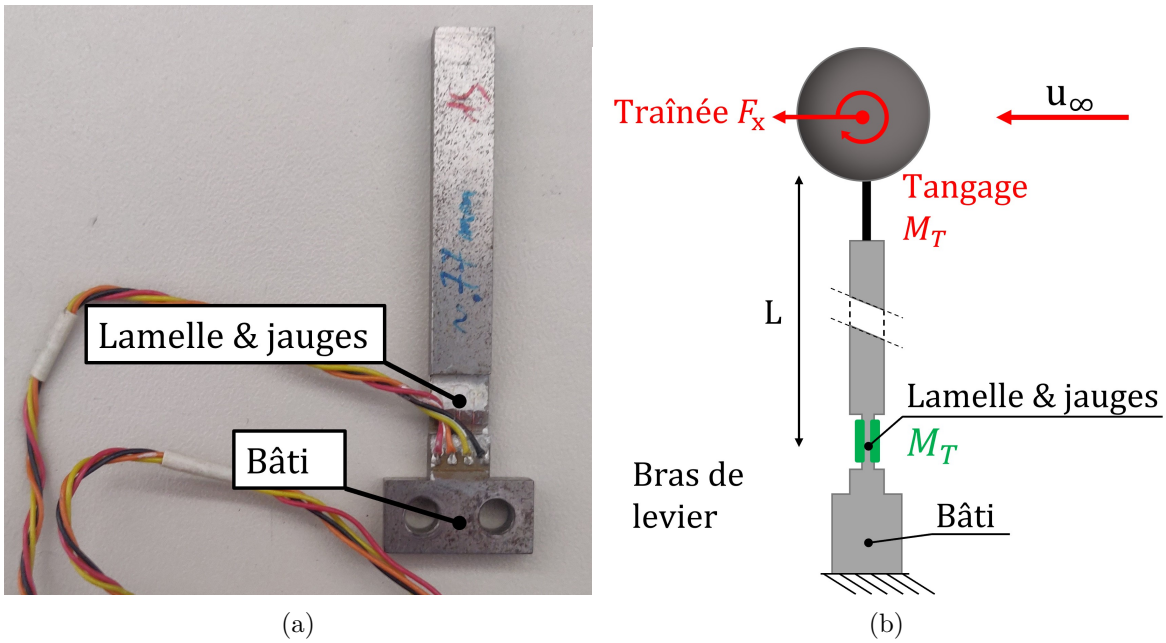


FIGURE 5.13 – Module de charge pour la balance dans PHEDRA.

de résister à la température et aux effets chimiques du flux de plasma. La deuxième partie, qui fait l'interface entre le module de charge et la tige de tungstène, est un cylindre fait en PEEK, un isolant thermique et électrique. L'ensemble tige-module de charge est fixé sur un piston pneumatique permettant une rotation pour extraire la maquette du flux de plasma. Le piston est positionné sur des platines de déplacement permettant d'aligner le centre de la maquette avec le générateur de plasma. Avant chaque expérience, l'alignement du dispositif et des diagnostics est vérifié.

5.1.4.2 Étalonnage

Pour relier la force appliquée sur le module de charge, par l'intermédiaire de la sphère et de la tige, aux rapports des tensions d'entrée et de sortie du capteur de déformation, j'ai effectué un étalonnage.

Les courbes d'étalonnage présentées sur la figure 5.15, ont été réalisées à l'aide d'un dynamomètre numérique fixé sur une platine de déplacement micrométrique. Le principe est assez simple, il consiste à appliquer une force connue grâce au dynamomètre sur la tige avec un pas croissant qui est associée à la réponse de la jauge, en $\frac{mV}{V}$.

5.1.5 Protocole expérimental

L'étude menée au sein de l'installation PHEDRA vise à décrire les effets de température, d'ablation et de raréfaction que peut subir un débris spatial, pendant la phase plasma de

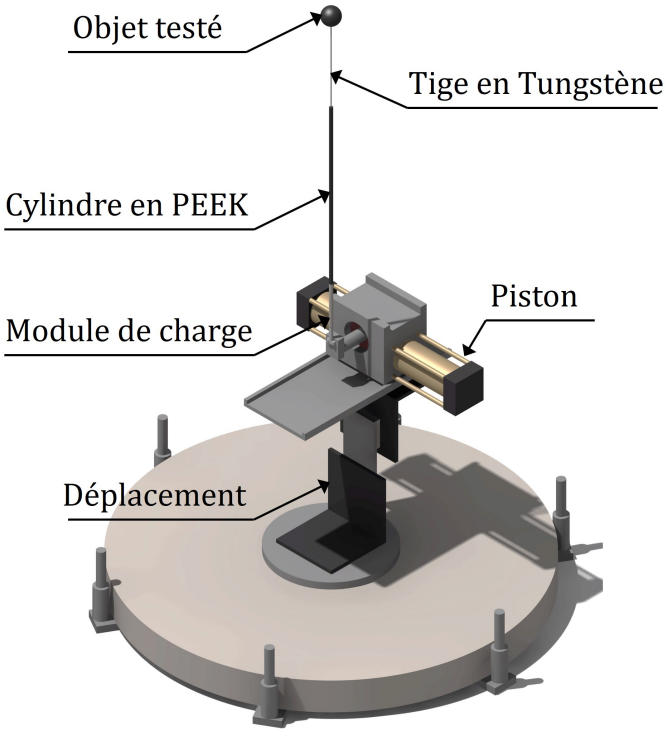


FIGURE 5.14 – Vue détaillée du montage de la maquette sur la Balance.

sa rentrée atmosphérique, sur son comportement aérodynamique. Nous avons choisi de recréer trois phénomènes différents que l'on peut trouver lors de la phase plasma d'une rentrée atmosphérique : le chauffage, l'ablation et l'ionisation.

Nous étudierons l'influence du plasma sur l'aérodynamique de l'objet, notamment en décrivant l'influence du chauffage de la surface de l'objet sur le coefficient aérodynamique et l'évolution de la forme de la sphère due à l'ablation. Nous analyserons également l'effet de la température sur la sphère ablatée dans l'écoulement froid afin de déterminer la contribution de la température sur l'aérodynamique d'un objet pseudo-sphérique dans un écoulement non ionisé. Et nous terminerons en résumant la part de chaque effet contribuant à la modification de l'aérodynamique d'un objet dans sa phase plasma durant sa rentrée atmosphérique.

5.1.5.1 Déroulement des expériences

Avant de traiter les mesures expérimentales, nous allons décrire comment et pour quel objectif elles ont été réalisées. Même si nous avons travaillé avec plusieurs types de modèles, chaque expérience est composée des mêmes phases.

Phase 0, signal résiduel : Après avoir vérifié le bon fonctionnement de l'ensemble des diagnostics et que la pression de la chambre a atteint le vide limite de 2 Pa, nous pouvons

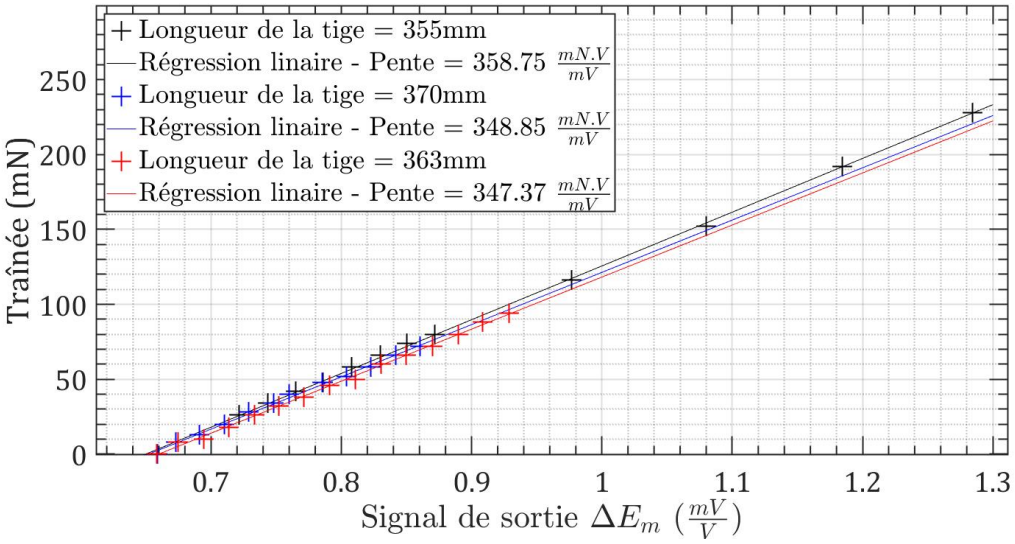


FIGURE 5.15 – Graphique des courbes d'étalonnage

débuter l'expérience. Chaque variation de la pression de départ pourrait impacter les mesures qui suivraient. La mesure du signal résiduel de la balance qui est utilisée comme référence est effectuée en début de chaque expérience à la pression de vide résiduel de la chambre d'expériences (donc avant injection de gaz dans la torche à plasma).

Phase 1, mesure de la traînée dans le flux sans plasma : Lorsque le signal résiduel est enregistré, le gaz est envoyé dans la tuyère avec un débit de 0.32 g/s et un écoulement est établi sans ionisation. La mesure de la traînée de la sphère dans l'écoulement froid est effectuée et retranchée au signal de référence déterminé précédemment. Cette mesure permettra de caractériser le comportement aérodynamique de la sphère dans un écoulement non ionisé avec nos conditions expérimentales en écoulement froid.

Phase 2, montée en température dans l'écoulement plasma : Quand les mesures de force dans l'écoulement froid sont effectuées, le modèle est extrait de l'écoulement à l'aide du piston pneumatique et le plasma est allumé. Lorsque le plasma est stabilisé aux conditions souhaitées, soit une intensité de 150A et un débit de 0,32 g/s, l'acquisition simultanée des diagnostics à enregistrement continu (i.e. la caméra infrarouge et la balance) est amorcée. Dès lors la sphère est plongée dans le flux de plasma. En parallèle, nous prenons des images de l'évolution de la sphère avec la caméra CMOS KURO.

Phase 3, ablation de la sphère : Nous surveillons l'évolution de l'ablation grâce à la caméra KURO et au spectromètre optique qui vise la couche de choc devant la sphère. La présence de l'émission de CN témoigne le début de l'ablation. La sphère est ablatée d'environs 30% par rapport à son rayon. Au moment où ce point est atteint, nous éteignons le plasma.

Phase 4, refroidissement de la pseudo-sphère dans le flux froid : Cette phase débute dès l'arrêt du plasma. L'ensemble des diagnostics à enregistrement continu sont maintenus. L'écoulement non ionisé va refroidir la sphère incandescente ablatée, appelée pseudo-sphère. L'acquisition se poursuit jusqu'à ce que la température atteigne sa valeur initiale d'environs 25 °C.

L'évolution de la sphère au cours de chaque phase de l'expérience est résumée par le schéma 5.16.

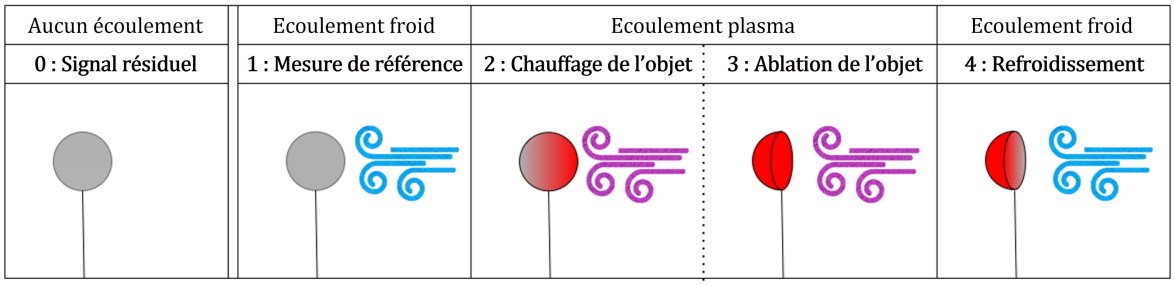


FIGURE 5.16 – Diagramme conceptuel de l'évolution de la sphère au cours de l'expérience

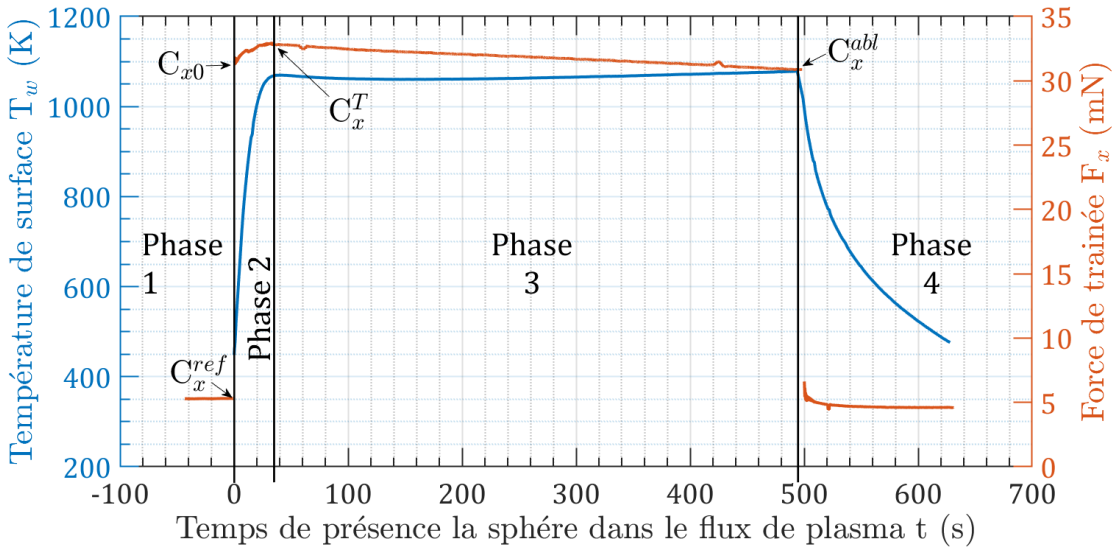


FIGURE 5.17 – Évolution de la température et de la force de traînée en fonction du temps et des différentes phases d'expérience pour la sphère S10G1 de 10 mm de diamètre.

5.2 Aérothermodynamique des sphères dans un écoulement de plasma

L'aérothermodynamique des sphères dans un écoulement de plasma est le résultat d'une combinaison de plusieurs phénomènes physiques. Dans notre étude, nous avons décomposé la force de traînée en quatre contributions, schématisés sur la figure 5.18. Pour connaître l'apport de l'ionisation du gaz à la force de traînée nous avons pris comme base, la force crée par le même débit de gaz non ionisé. L'écoulement de gaz "froid" est donc le premier contributeur à la force de traînée exercé sur la sphère. Lorsqu'on ionise le gaz, créant ainsi un plasma, la force de traînée augmente fortement. Ceci peut être le résultat de la viscosité plus importante dans un plasma ou encore de l'énergie cinétique des éléments chargés. L'ionisation entraîne le déséquilibre thermique, qui par convection augmente la température de la surface de la sphère. Cette montée en température augmente également la traînée. La combinaison de ces phénomènes finit par provoquer l'ablation de la sphère modifiant de ce fait la géométrie de cette dernière et par conséquent la force de traînée. Dans ce chapitre, nous allons tenter de quantifier la contribution de chaque phénomène physique décrit dans ce paragraphe et d'établir un coefficient de traînée représentatif d'une phase haute enthalpie de rentrée atmosphérique.

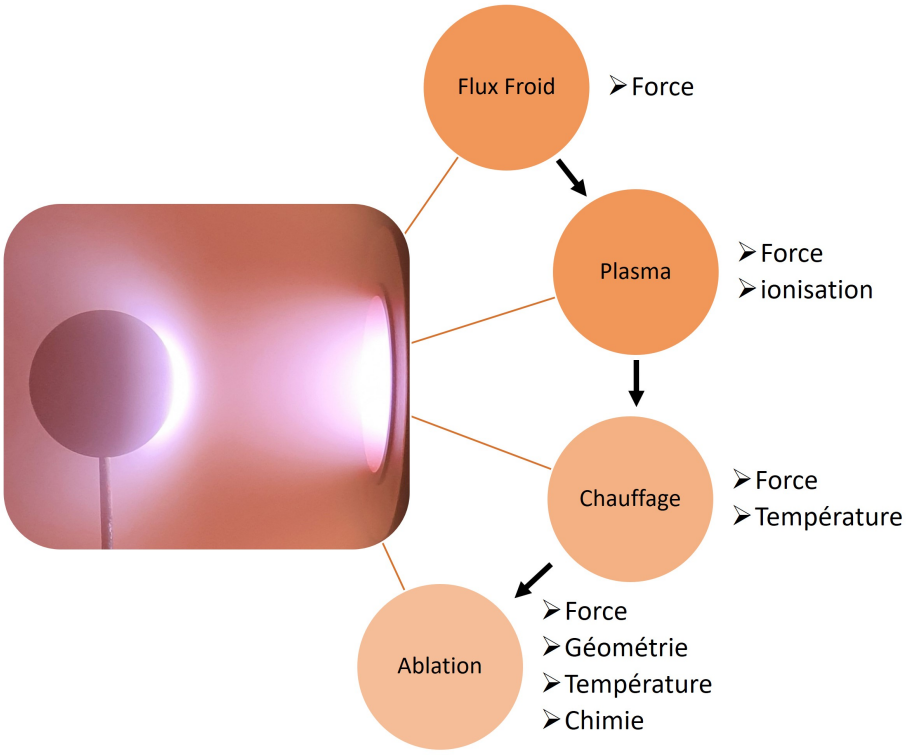


FIGURE 5.18 – Schématisation de la décomposition des phénomènes en jeu lors de la phase plasma d'une rentrée atmosphérique, ainsi que leurs répercutions.

5.2.1 Validation de la méthode de mesure des forces de traînée

Avant de commencer l'étude aérothermodynamique, nous allons démontrer, dans cette partie, la viabilité de la mesure des forces de traînée déterminées avec la balance simplifiée utilisée sur l'installation expérimentale PHEDRA. Nous allons donc comparer les résultats obtenus en écoulement non ionisé effectués lors de la phase 1, aux données publiées dans la littérature. Les données seront comparées à celles d'Aroesty (1962) qui a étudié la traînée des sphères à Mach 4, dans un écoulement non ionisé. La confrontation de nos mesures avec celles présentes dans la littérature permettra de valider la méthode de mesures des forces aérodynamiques qui a été mise au point pour cette partie d'étude.

L'étude comparative a été réalisée sur six sphères différentes, deux de 10 mm, deux de 25 mm et deux de 30 mm de diamètre. Chaque expérience est indépendante des autres et présente des caractéristiques expérimentales différentes. Il nous appartient de prendre en compte et de corriger ces divergences. Leurs origines peuvent être expliquées par la différence de taille des sphères qui provoque une faible variation de pression que le groupe de pompage ne peut pas corriger. La figure 5.19 présente la réponse des jauges de contrainte convertie en force. On y constate que le signal présente du bruit, mais il peut être facilement filtré.

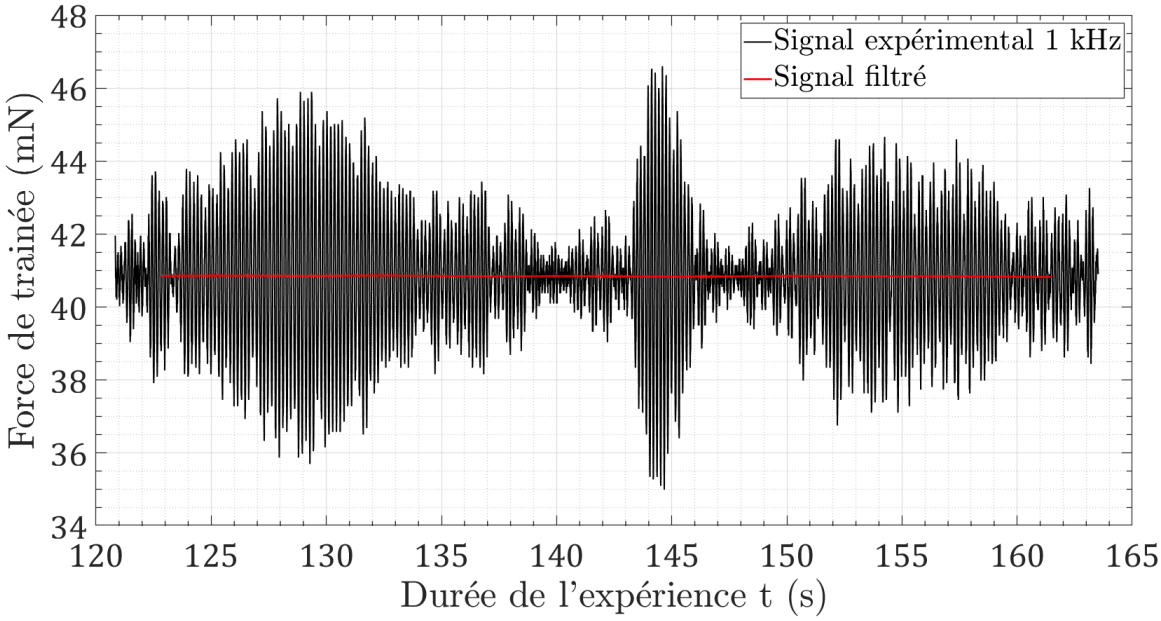


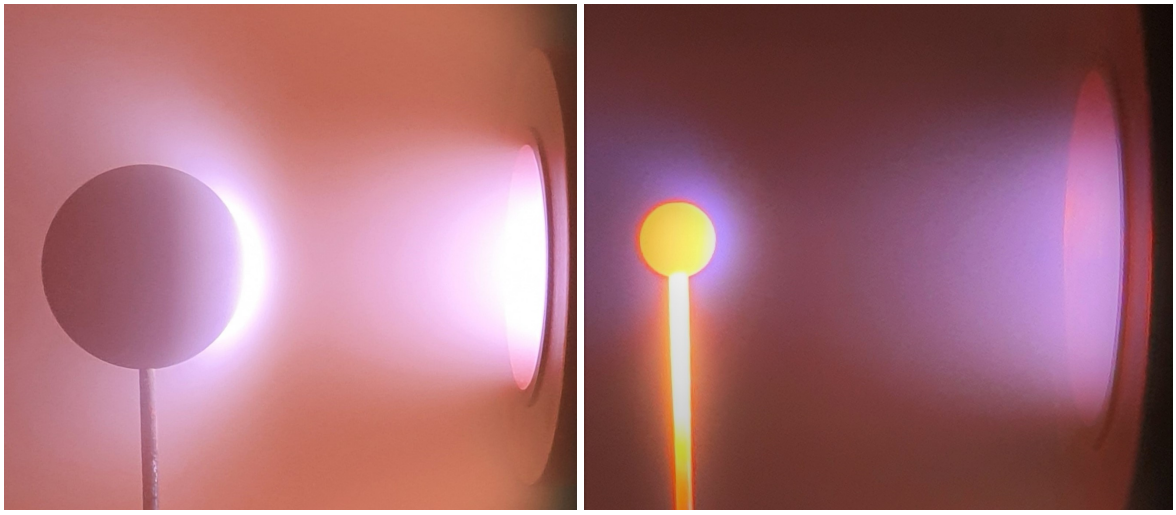
Figure 5.19 – Signal mesuré par la balance aérodynamique pour la sphère S30G1 (30 mm de diamètre).

Nous avons identifié un autre biais de mesures correspondant à la force de traînée de la tige. En effet, comme la tige fait partie de l'assemblage, elle est plus ou moins exposée dans l'écoulement, comme on peut le voir sur la figure 5.20b. Il semble alors évident de soustraire sa contribution des mesures de la force de traînée. La contribution des tiges dans l'écoulement, sans la sphère, a été mesurée, car cela peut également avoir un impact sur les

mesures expérimentales. Les résultats de ces expériences sont regroupés dans le tableau 5.2.

Libellé de la sphère	S10G1	S10G2	S25G2	S25G3	S30G1	S30G3
Diamètre (mm)	10	10	25	25	30	30
Traînée mesurée (mN)	8,3	7,6	29,2	29,0	40,9	45,0
Traînée de la tige (mN)	3	3	4	4	4	4
Pression dans la chambre (Pa)	4,1	4,3	4,7	4,6	5,1	5,3
Nombre de Mach	4,01	3,93	3,78	3,82	3,64	3,55

Table 5.2 – Données expérimentales des sphères dans l'écoulement froid



(a) Sphère de 30mm (b) Sphère de 10mm

Figure 5.20 – Photographie de l'onde de choc créé par deux sphères différentes dans un plasma.

Afin de normaliser le comportement aérodynamique de l'objet, nous utilisons le coefficient de traînée C_x. De manière générale, le coefficient de traînée s'exprime en fonction du nombre de Mach et de la pression de la chambre comme dans l'équation 5.5.

$$C_x = \frac{2.F_x}{Ma^2.P_1.\gamma.S} \tag{5.5}$$

Les données d'Aroesty sont exprimées en fonction du nombre de Reynolds 2, qui est en fait le nombre de Reynolds de l'écoulement subsonique après le choc. Afin de comparer les C_x calculés à partir de nos expériences avec ceux d'Aroesti, nous devons déterminer le Re_2 représentant nos conditions expérimentales. Dans le cas présent, $\gamma = 1,4$. Les autres quantités nécessaires au calcul de Re_2 peuvent être estimées en utilisant les relations isentropiques comme indiqué dans la section 4.1.4.2, contrairement à la valeur du nombre de Mach après le choc, qui est calculée avec l'équation 4.7. De plus, la viscosité dynamique, μ_2, peut être

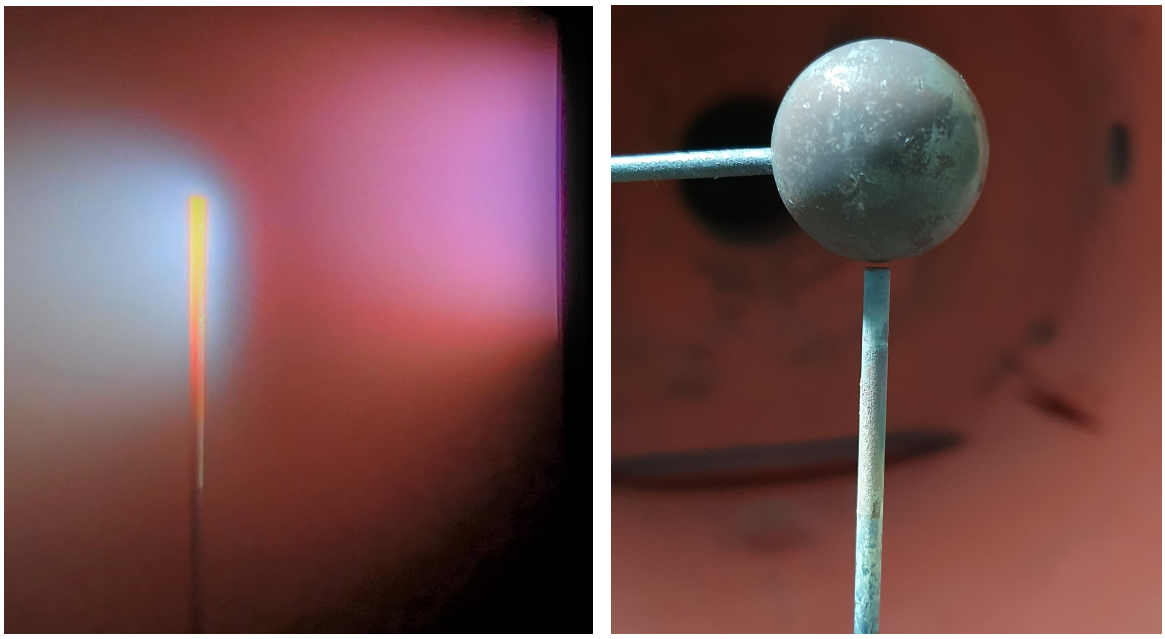
estimée en utilisant la loi de Sutherland, équation 4.8 qui permet de la calculer en fonction de la température du milieu. Le Re_2 est défini par l'équation 4.6, ceux de nos expériences sont résumés dans le tableau 5.3. Notons que même si deux sphères ont le même diamètre, à cause de la pression de la chambre, elles peuvent avoir un niveau de raréfaction différent.

Pour chaque sphère, nous avons calculé deux coefficients de traînée, comme indiqué dans le tableau 5.3. L'un basé sur la force de traînée mesurée lors de l'expérience, et l'autre sur la différence entre la force de traînée mesurée de la sphère et la force de traînée de la tige seule.

Libellé de la sphère	S10G1	S10G2	S25G2	S25G3	S30G1	S30G3
Re_2	90,2	91,6	234,8	233,34	287,3	291,1
C_x mesuré	2,29	2,09	1,26	1,26	1,22	1,34
C_x corrigé	1,47	1,27	1,09	1,09	1,10	1,22

Table 5.3 – Re_2 et C_x calculés en flux froid

Néanmoins, d'après la figure 5.22 qui compare le coefficient de traînée de ce travail à ceux d'Aroesty, nous pouvons voir que la correction apportée aux mesures des sphères de 25 mm et 30 mm semble être surestimée, ceci pourrait s'expliquer par leur différence de taille.



(a) (b)

Figure 5.21 – Photographie de l'onde de choc créé par la tige seule dans un plasma (a) et dispositif expérimental pour mesurer la contribution en force de traînée de la tige (b).

En effet, le choc créé par ces sphères couvre une plus large partie de la tige que celui induit par la petite sphère de 10 mm, si bien que la tige se retrouve dans un écoulement subsonique à très faible vitesse et sa traînée est négligeable. Alors que, dans le cas des sphères de 10

mm, la correction semble être cohérente, probablement en raison de sa plus petite taille et donc de son choc plus petit qui ne suffit pas à protéger la tige du flux. Sur la figure 5.20b on peut se rendre compte de la différence d'occultation de la tige par le choc provoqué par la sphère. J'ai donc effectué des mesures supplémentaires pour corriger au plus juste la force de traînée créée par la tige. Sur la figure 5.21, on peut voir à gauche (a) le choc crée par la tige seule qui surestime grandement la contribution à la force de traînée de la sphère. À droite (b) se trouve le dispositif permettant de mesurer plus précisément l'influence de la tige. Une sphère est disposée au-dessus de la tige sans contact, avec un maintien arrière. Ainsi la tige se retrouve occultée par l'onde de choc créée par la sphère, on ne mesure alors que la force de traînée sur la tige. La différence de longueur est prise en compte dans le calcul du bras de levier.

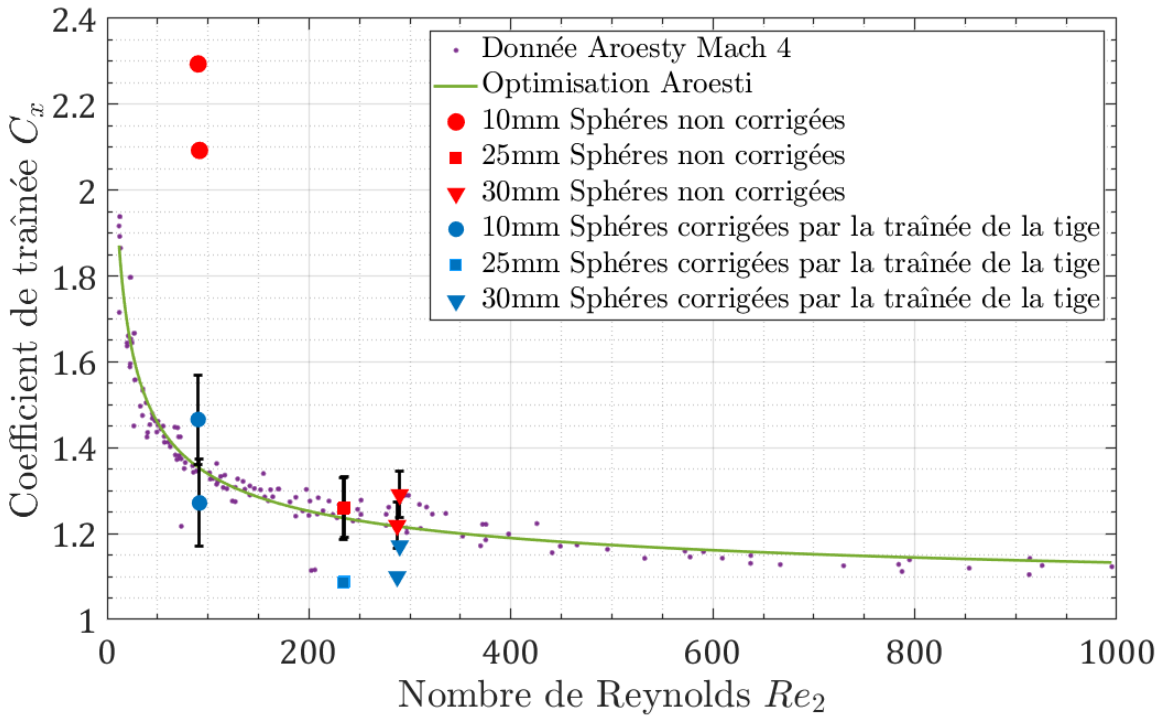


FIGURE 5.22 – Comparaison du coefficient de traînée entre les données expérimentales et celles d'Aroesti

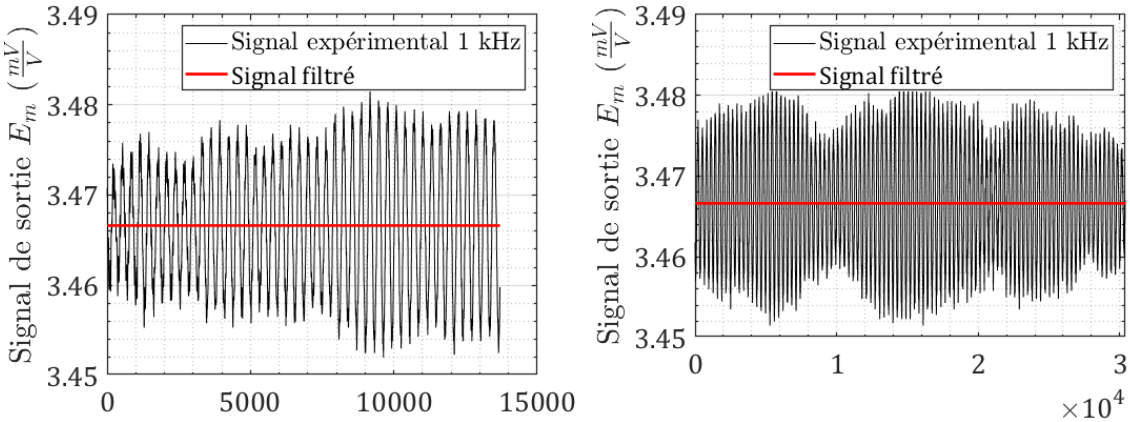
Dans la suite de l'étude, nous appliquerons cette correction uniquement sur les données des sphères de 10mm, que ce soit dans l'écoulement froid ou dans l'écoulement plasma. Les forces de traînée ont été recalculées avec le coefficient de traînée d'Aroesty pour nos conditions expérimentales et présentées dans le tableau 5.4. Sachant que l'erreur est d'environs ±1mN sur la balance aérodynamique, les mesures de force de traînée effectuées sur la soufflerie PHEDRA sont cohérentes.

Pour vérifier la validité de la calibration et du bon fonctionnement des jauges en présence d'un plasma, j'ai effectué des mesures complémentaires avec la balance sans contrainte dans

Libellé de la sphère	S10G1	S10G2	S25G2	S25G3	S30G1	S30G3
Traînée expérimentale (mN)	5,3	4,6	29,2	29,0	40,9	45,0
Traînée d'Aroesti (mN)	4,9	4,9	28,6	28,5	40,8	40,8

TABLE 5.4 – Traînée expérimentale comparée à la traînée théorique d'Aroesti

ces deux environnements. Les résultats sont présentés en figure 5.23. En présence du plasma la moyenne du signal est légèrement plus élevée, passant de 3,4666 à 3,4667 mV/V, ainsi que son écart type qui passe de 0,0072 à 0,0075 mV/V. On peut donc estimer que nous sommes en capacité de mesurer correctement la traînée induite par l'écoulement aussi bien en froid qu'en plasma.



(a) (b)

FIGURE 5.23 – Réponse du module de charge soumis à aucune contrainte en présence du flux froid (a) puis du plasma (b).

5.2.2 Analyse préliminaire du comportement temporel des mesures

Avant d'entrer en détail dans l'analyse des phénomènes physiques en jeu, je vais dans un premier temps détailler l'évolution des grandeurs physiques mesurées au cours des différentes phases de l'expérience afin de bien comprendre ensuite l'analyse qui en est faite.

En se référant à la section 5.2.1 qui valide les mesures de traînée, et surtout à la figure 5.17, on peut noter que pendant les phases 0 et 1, les mesures de température et de force sont constantes. Il en est tout autrement durant les phases 2, 3 et 4, ou la dynamique dans l'évolution de la force de traînée mesurée en fonction du temps est différente. En effet, à cause de la variation de température et de l'ablation, la force de traînée va varier tout au long de ces phases. C'est pourquoi il est important de bien les décrypter.

Les mesures effectuées pendant les phases 2 et 3 sont présentées dans la figure 5.24. Ces phases correspondent à la présence de la maquette dans l'écoulement plasma et à son

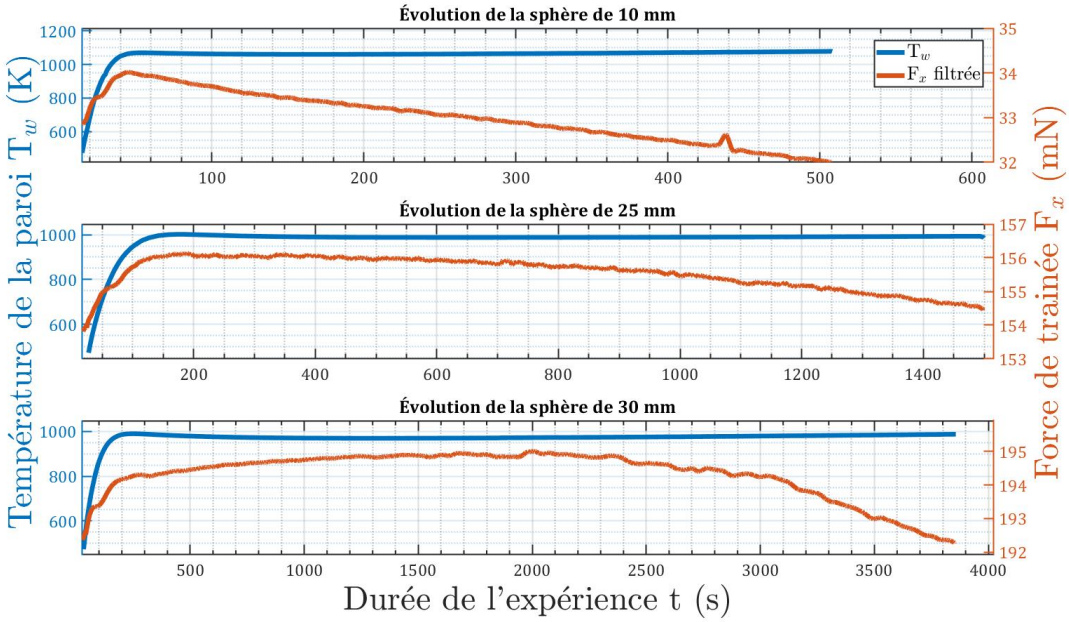


FIGURE 5.24 – Évolution temporelle des sphères dans le flux de plasma

ablation. La figure 5.24 montre l'évolution de la température de surface et des forces de traînée, pour les sphères de 10 mm, 25 mm et 30 mm de diamètre, dans l'écoulement de plasma. Deux tendances se dégagent pour la température. Dans un premier temps, en phase 2, la température augmente fortement, passant de 293,15 K (20°C) à plus de 1000 K suivant les diamètres. Puis elle entame une petite diminution avant de se stabiliser et devenir constante, ce qui correspond à la phase 3. Concernant la force de traînée, elle augmente fortement avant d'entamer une longue diminution.

La figure 5.25 présente l'estimation du début de la phase ablative de l'expérience, la phase 3. À l'aide des images obtenues par la caméra KURO, nous pouvons observer la progression du diamètre de la sphère au cours du temps. Bien que la discontinuité de la prise d'images induise quelques incertitudes, nous verrons au moment de l'analyse de l'ablation qu'elle donne une très bonne approximation. En parallèle, l'évolution de la température révèle que l'ablation commence lorsque la température est stabilisée. Notons que le diamètre de la sphère présenté dans ce graphique est déterminé en utilisant la méthode expliquée ultérieurement dans la section 5.2.4.1.

On peut donc estimer que l'effet de la température et l'effet de l'ablation sont dissociés. Ainsi, l'augmentation de la température se produisant en phase 2 caractérise uniquement l'effet de la température. Les forces mesurées lors de la phase 3 sont représentatives de l'effet de l'ablation. Néanmoins, nous verrons dans la suite de l'étude que cette force mesurée présente des biais expérimentaux, notamment à cause de l'ablation, dont il faut tenir compte pour déterminer le coefficient de traînée de l'objet.

Enfin, la figure 5.26 représente la phase 4 de notre expérience, la sphère a été ablatée et

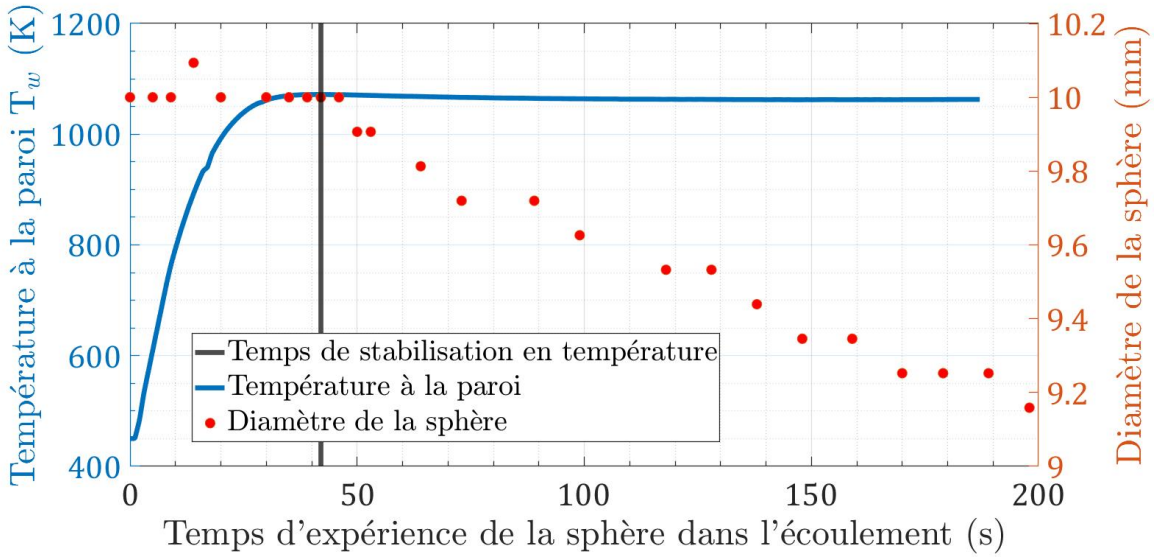


FIGURE 5.25 – Comparaison entre la stabilisation de la température et le début de l'ablation

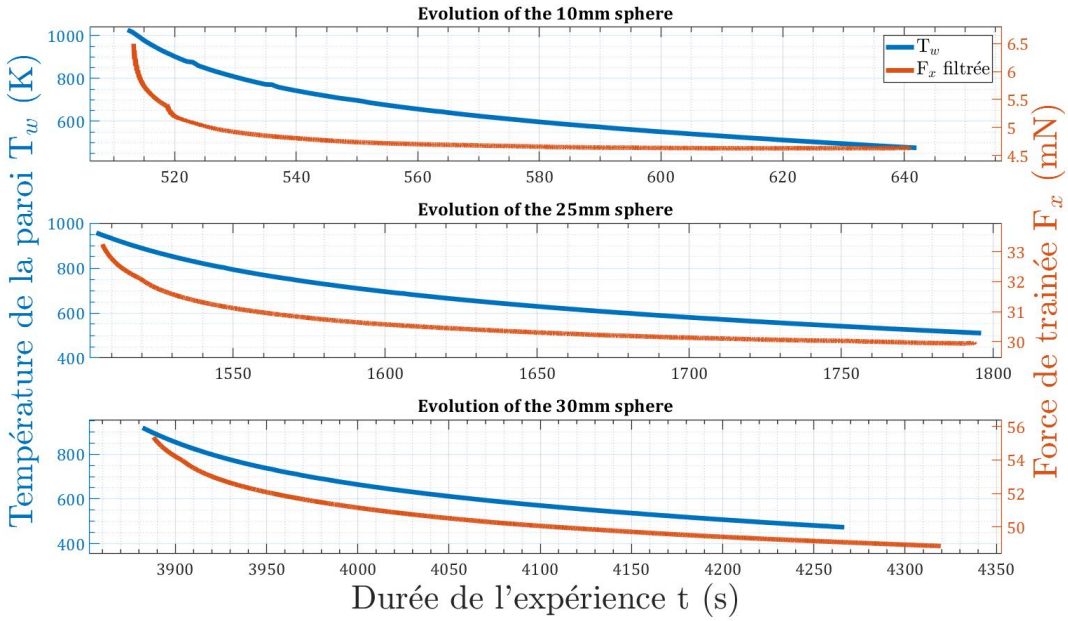
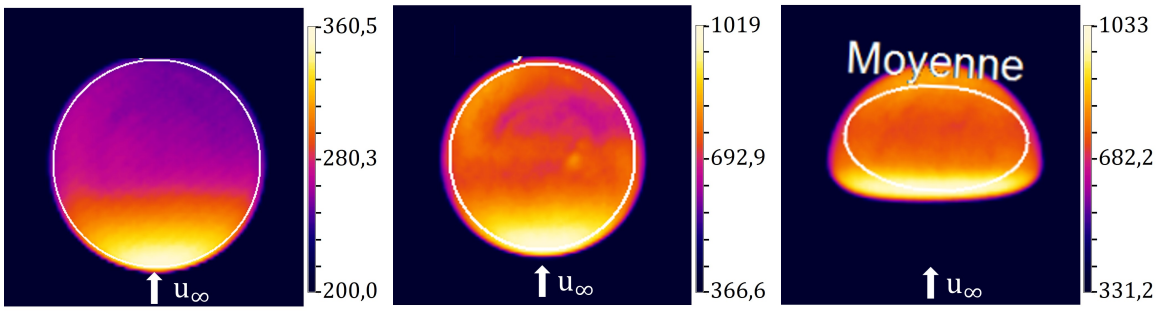


FIGURE 5.26 – Évolution temporelle des mesures dans le flux froid, phase 4 de la S10G1

elle est refroidie dans un flux froid. Nous pouvons remarquer une diminution de la traînée avec la diminution de la température de surface des sphères.

5.2.3 Effets de la température de surface

Nous allons à présent étudier les effets de température grâce à la phase 2 de l'expérience. Le but est de déterminer comment l'augmentation de la température influence le coefficient de traînée C_x dans le plasma. Pour rappel, la sphère ne s'ablate pas avant la stabilisation en température. De ce fait nos conditions plasma lors de cette phase de l'expérience sont constantes. Les sphères sont toutes à 5cm de la tuyère aux conditions déterminées dans la section 5.1.1.1, à savoir : $\mathrm{Ma}_1 = 3,953$; $\gamma = 1,254$; $T_\infty = 6000$ K et selon l'équation 2.2 l'enthalpie spécifique du plasma est $H_0 \approx 20MJ.kg^{-1}$.



(a) t=40s (b) t=150s (c) t=3760s

FIGURE 5.27 – Mesure de l'évolution de température par thermographie. Sphère de 30mm.

Les mesures de température à la paroi de la sphère ont été réalisées par thermographie infrarouge, méthode décrite au paragraphe 2.4.4. La figure 5.27 montre les images fournies par la caméra infrarouge. En incluant le coefficient d'émissivité du carbone dans les paramètres de la caméra, nous obtenons directement sa température de surface. La caméra infrarouge étant placée sur le dessus du caisson d'expérience, nous visualisons uniquement l'hémisphère supérieur de la sphère. La photographie (a) de la figure 5.27 a été prise à t=0 s de la phase 2. Seul le point d'arrêt de la sphère a commencé à monter en température. La seconde image (b) a été prise à la fin de la montée en température. Une nouvelle fois, la partie la plus exposée de la sphère, face au flux de plasma, est plus chaud que l'arrière. La figure 5.28 compare l'évolution de la température de ces deux zones par rapport à la moyenne de la température sur toute la surface.

On constate que leur évolution est identique, mais décalée dans le temps. Leur valeur aussi diffère de quelques degrés, mais leur comportement au cours du temps est similaire. Néanmoins la force mesurée est due à la répartition de pression autour de la globalité de la sphère. C'est pourquoi la température de la paroi sera définie comme la moyenne des températures mesurées à la surface de la sphère.

Les températures de surface ont été relevées au cours de l'expérience pour chaque sphère. Cependant le temps nécessaire à l'établissement de l'équilibre en température est variable en fonction de la taille de la sphère. C'est pourquoi on peut observer sur la figure 5.29, que l'évolution temporelle de la température de paroi est différente pour chaque sphère. Cela s'explique aisément par la capacité calorifique et la surface des différentes sphères. Par

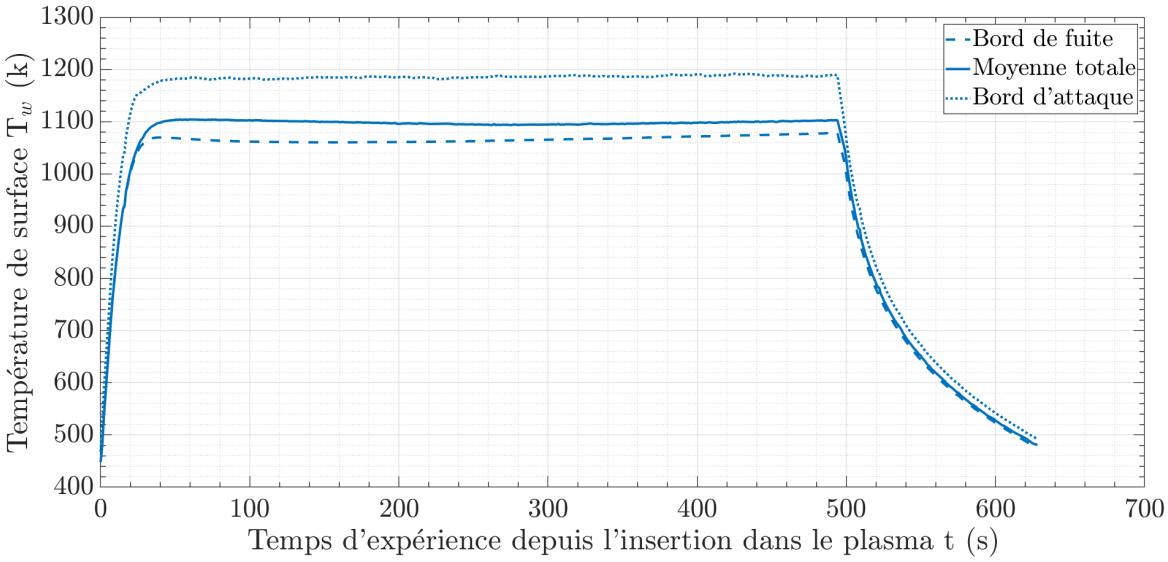


FIGURE 5.28 – Évolution de la température mesurée au point d'arrêt, de la température moyenne et au point de fuite de la sphère de 10 mm.

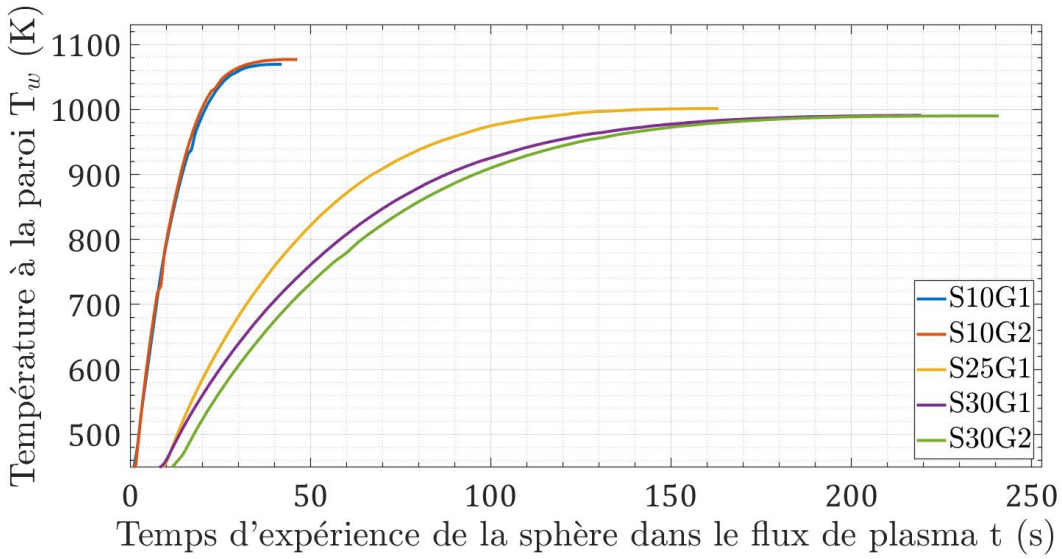


FIGURE 5.29 – Augmentation de la température de surface des sphères dans un flux de plasma

conséquent, plus la sphère est petite, plus sa température de stabilisation est élevée et plus son temps de stabilisation est court.

5.2.3.1 Effet de la température sur les forces de traînée

Lors de cette montée en température, phase 2 de l'expérience, on observe que la force de traînée suit l'élévation en température, comme en témoigne la figure 5.30. Ces deux grandeurs physiques augmentent globalement de la même manière, et ce quel que soit le diamètre des sphères. À noter que leurs temporalités sont différentes comme cela est expliqué précédemment.

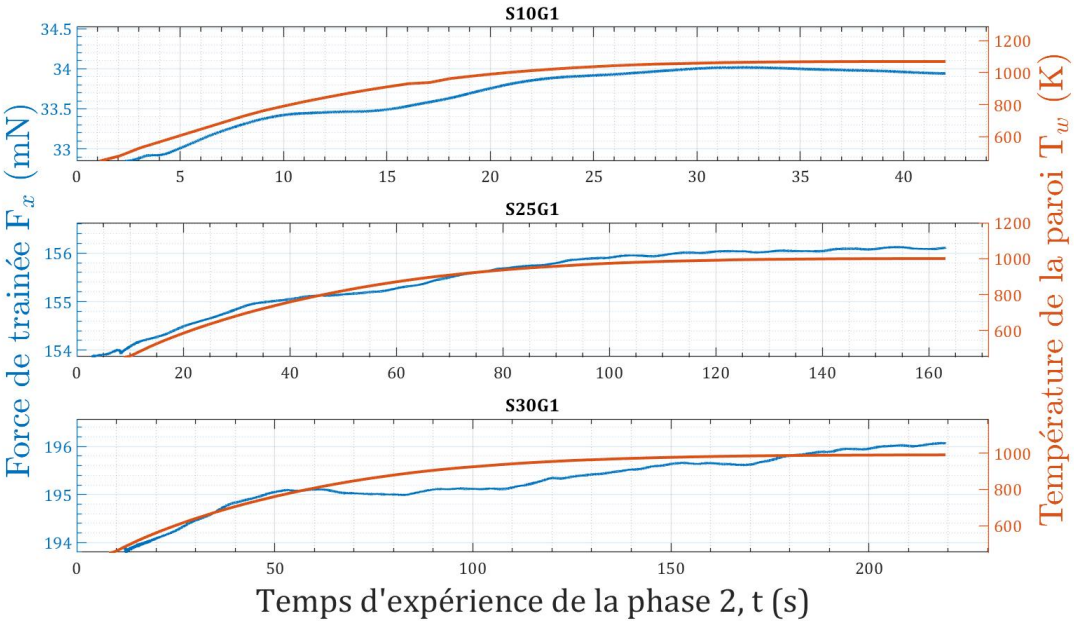


FIGURE 5.30 – Évolution temporelle de la force de traînée et de la température de la paroi sans ablation

Pour étudier le comportement thermique des différentes sphères, nous avons adimensionné la température de surface T_w, par la température de l'écoulement libre T_∞. Ce rapport de température, défini comme suit : $\frac{T_w}{T_\infty}$ est comparé au coefficient de traînée des sphères dans l'écoulement plasma. L'évolution de ces deux grandeurs est représentée pour la sphère de 10 mm de diamètre S10G1 sur la figure 5.31.

Une corrélation linéaire de la forme : $C_x = G_T \times \frac{T_w}{T_\infty} + C_{x0}$ est proposée pour représenter l'évolution du coefficient de traînée en fonction du rapport des températures. Avec G_T la pente et C_{x0} l'ordonnée à l'origine, représentant un état théorique où la température n'a pas encore affecté le coefficient de traînée dans le plasma.

Nous pouvons aussi définir $\Delta C_x^T = G_T \times \frac{T_w}{T_\infty}$, qui peut être considéré comme l'augmentation du C_x en fonction du rapport des températures.

Cette même analyse a été effectuée pour les autres tailles de sphères et est résumée dans le tableau 5.5.

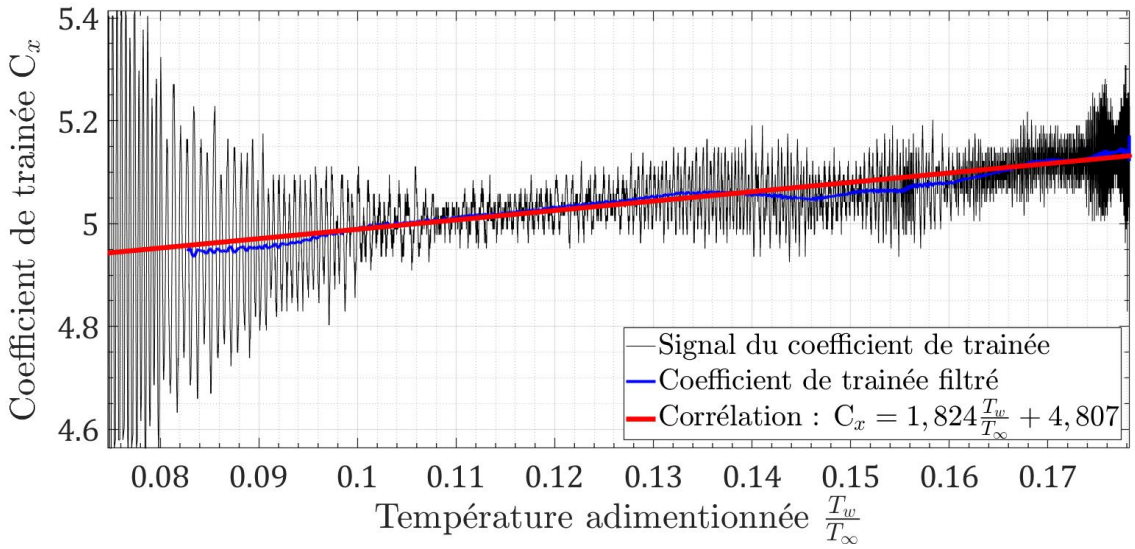


FIGURE 5.31 – Évolution du coefficient de traînée en fonction du rapport de température pour la sphère de 10 mm de diamètre S10G1

Les valeurs des constantes G_T et C_{x0} dépendent également de la taille des sphères et semblent augmenter avec la diminution du diamètre.

Libellé de la sphère	S10G1	S10G2	S25G1	S30G1	S30G2
G_T	1,824	1,443	0,546	0,340	0,341
C_{x0}	4,807	4,043	3,680	3,229	3,202

TABLE 5.5 – Coefficients de la corrélation entre C_x et $\frac{T_w}{T_\infty}$

5.2.3.2 Influence de la raréfaction sur l'effet de température

Précédemment, nous avons noté que l'effet de la température sur la traînée semble dépendre de la taille des sphères et donc indirectement, du niveau de raréfaction du modèle. Pour aller plus loin dans cette hypothèse et voir s'il existe un lien entre les coefficients de traînée déterminés en fonction de la température et le paramètre de raréfaction, nous allons calculer le nombre de Knudsen pour l'écoulement plasma correspondant à nos conditions.

Comme décrit plut tôt au paragraphe 1.2.3.1, le nombre de Knudsen, est le rapport entre le libre parcours moyen λ, et la dimension caractéristique du modèle, ici le diamètre de la sphère. Cependant la notion de libre parcours moyen dans un plasma est plus complexe. Puisque le plasma est en déséquilibre, on peut calculer autant de libre parcours moyen qu'il y a de types d'espèces présentes à l'intérieur (électrons, ions, neutres).

Pour garder une cohérence avec l'étude en froid, nous considérons ici les collisions entre

espèces neutres dans un milieu gazeux à haute température. L'équation 5.6 définit une estimation de ce libre parcours moyen, où k est la constante de Boltzmann et $\overline{d}_a = 4.15 \times 10^{-10} m$ est la taille caractéristique des particules à l'intérieur du plasma. Comme l'azote est l'espèce majoritaire dans l'air, son diamètre est considéré ici pour le calcul du libre parcours moyen.

$$\lambda = \frac{kT_1}{\pi\sqrt{2}\,\overline{d}_a^2 P_1} \tag{5.6}$$

La température du flux de plasma et la pression de la chambre restant constantes pendant l'expérience, nous supposerons que le libre parcours moyen est constant et vaut $\lambda = 12,58mm$ dans le plasma. Le nombre de Knudsen a ainsi été calculé pour chaque sphère. De plus, nous avons défini Kn_{eq}, le nombre de Knudsen pour ces mêmes sphères dans l'écoulement froid équivalent, avec la même pression, $P_1 = 8,6$Pa, le même nombre de Mach, Ma=3,953, mais avec une température d'écoulement de $T_1 = 71$K. L'ensemble de ces calculs est résumé dans le tableau 5.6.

Libellé de la sphère	S10G1	S10G2	S25G1	S30G1	S30G2
Kn (plasma)	1,258	1,258	0,503	0,419	0,419
Kn_{eq} (10^{-2})	1,49	1,49	0,6	0,5	0,5

TABLE 5.6 – Kn et Kn_{eq} pour les trois diamètres de sphères dans le flux de plasma

Pour établir un lien entre C_x plasma et la raréfaction, la figure 5.32 propose la comparaison des coefficients de corrélation du tableau 5.5 en fonction du nombre de Knudsen. On y observe que l'évolution du coefficient G_T peut être décrite comme fonction du logarithme du nombre de Knudsen, tandis que le coefficient C_{x0} varie à l'inverse du nombre de Knudsen. Par conséquent,

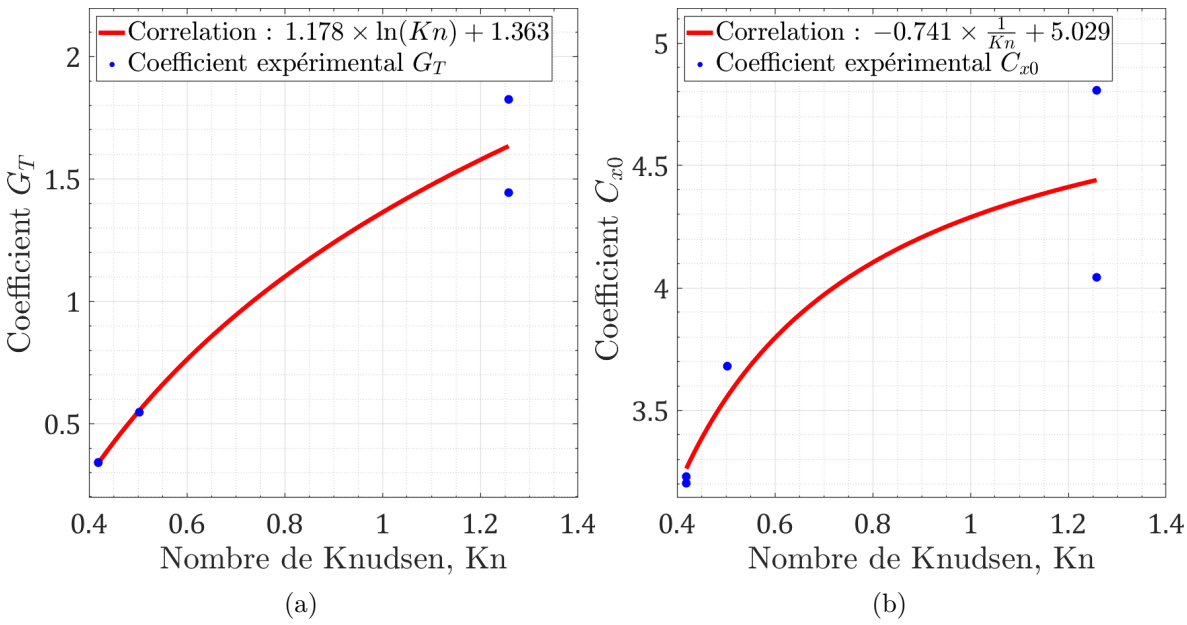


FIGURE 5.32 – Comparaison de l'effet de la température avec le nombre de Knudsen.

le coefficient de traînée d'une sphère dans un écoulement plasma, peut s'exprimer en fonction du rapport de température et du nombre de Knudsen, comme présenté dans l'équation 5.7.

$$C_x = \Delta C_x^T + C_{x0} = (A1 \times \ln(Kn) + A2) \times \frac{T_w}{T_\infty} + \frac{A3}{Kn} + A4 \tag{5.7}$$

Comme le nombre de Knudsen calculé avec les conditions du plasma et le nombre de Knudsen équivalent en écoulement froid sont liés, on peut noter que les quatre coefficients de l'équation 5.7 vont dépendre du Kn utilisé, se référer au tableau 5.7. Ces coefficients ont été déterminés pour un plasma avec une enthalpie spécifique de $H_0 \approx 20MJ.kg^{-1}$, on peut supposer que si nous faisons varier H_0, les coefficients du modèle changeront également.

Coefficients	$A1$	$A2$	$A3$	$A4$
Kn (Plasma)	1,178	1,363	-0,741	5,026
Kn_{eq}	1,178	6,582	-0,009	5,026

TABLE 5.7 – Coefficients de l'équation 5.7 dépendant du nombre de Knudsen

La viabilité de l'équation 5.7 proposée a été vérifiée en estimant l'évolution de C_x en fonction de la température pour les 3 expériences dépendantes du nombre de Knudsen. Comme le montre la figure 5.33, la corrélation semble correspondre. Cependant, pour obtenir un ajustement plus précis, de nouvelles expériences pourraient être envisagées. En particulier pour déterminer de nouveaux coefficients à des nombres de Knudsen plus élevés, car nous pouvons voir qu'il y a beaucoup d'écart pour les sphères de 10 mm de diamètre.

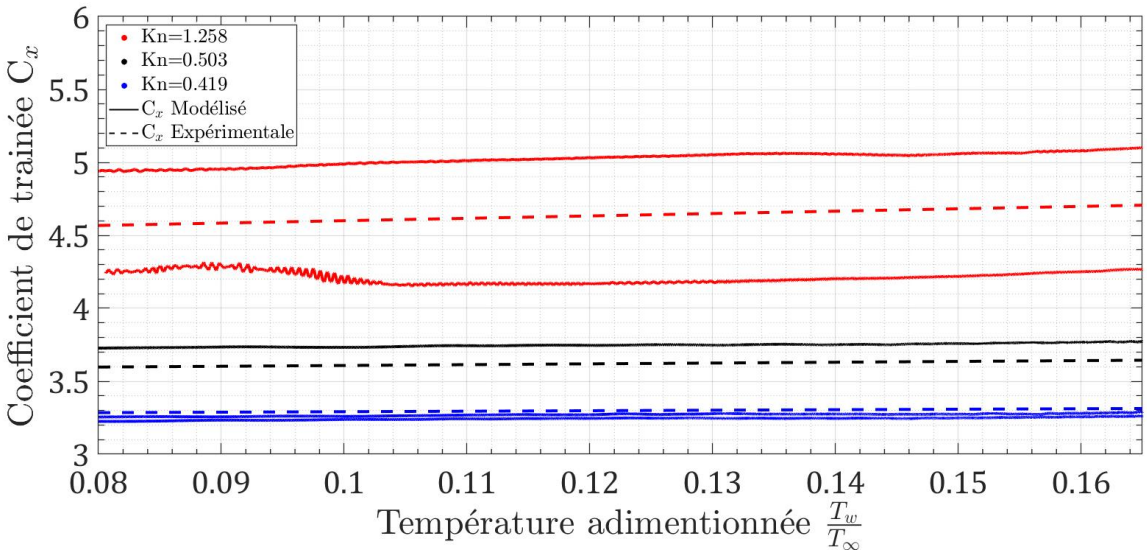


FIGURE 5.33 – Comparaison du C_x mesuré avec le modèle proposé

En résumé, nous avons montré dans cette partie que la force de traînée est influencée par l'augmentation de la température de surface de l'objet. Mais cette contribution sur le coefficient de traînée dépend également de la taille de l'objet et donc du niveau de raréfaction.

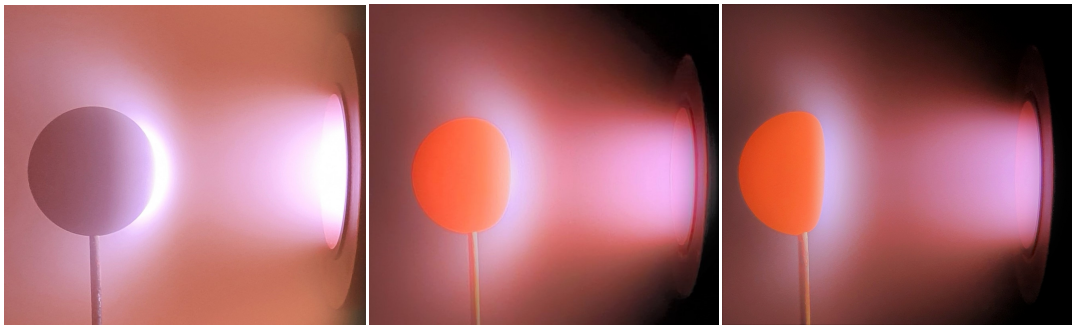
5.2.4 Ablation de sphères

L'effet de la température sur le coefficient de traînée des sphères dans un écoulement plasma étant démontré, nous allons à présent étudier l'effet de l'ablation du graphite sur ce dernier. Avant d'entreprendre cette analyse, il nous faut d'abord définir et mesurer l'ablation.

Brièvement l'ablation dans notre cas est une combinaison du carbone des sphères avec l'oxygène atomique présent dans le plasma. Le carbone va être arraché de la sphère pour être emporté par le flux, et la sphère va donc se déformer. D'un point de vue visuel, on peut comparer l'ablation d'une sphère de graphite dans un plasma d'air à l'effet de l'érosion. La notion importante à retenir ici est que l'ablation du graphite dans le flux de plasma n'est pas due à sa sublimation du fait d'une température élevée. La température en surface des sphères ne dépasse pas 1300K. Pour conforter cette description, des expériences ont aussi été réalisées dans un écoulement plasma d'azote où les mêmes températures de surface sont atteintes. Dans ces conditions aucune ablation du graphite n'a été observée. Par conséquent, l'oxygène est le seul responsable de l'ablation des sphères. Néanmoins, dans cette étude, nous n'étudierons pas les aspects chimiques de l'ablation comme ceux discutés par Goulard (1958) et plus récemment Park (2007).

Afin d'avoir un aperçu du phénomène d'ablation observé lors de nos expériences, je vous invite à regarder les vidéos accélérées des expériences que vous trouverez en scannant les QR codes ci-dessous ou en cliquant sur les liens ci-après : **S10G2**, **S25G1**, **S30G2**.

Figure 5.34 – QR code faisant référence aux vidéos d'ablation



(a) $t = 0s$ (b) $t = 78s$ (c) $t = 3304s$

Figure 5.35 – Evolution de l'ablation de la sphère de 30mm .

5.2.4.1 Caractérisation de l'ablation

La caractérisation de l'évolution de la sphère, lors de son ablation, sera exprimée par le pourcentage de distance perdue par rapport à son rayon initial. En d'autres termes, nous noterons par la suite d_{abl}, la distance perdue lors de l'ablation et l'ablation sera caractérisée par la quantité : $d_{\%} = \frac{d_L}{R} \times 100$. Cela permet de comparer entre elles l'ablation des sphères de différentes tailles. Ainsi, au début de l'expérience, lorsque la sphère n'a pas subi d'ablation, $d_{\%} = 0\%$, et si la sphère s'ablate jusqu'à devenir une demi-sphère, $d_{\%} = 100\%$. Notons que nous n'atteindrons jamais 100%, car cela mettrait en péril le maintien de la sphère sur son support.

L'évolution de la géométrie de la sphère est suivie à l'aide de la caméra KURO, par imagerie à intervalles réguliers, comme l'indique la figure 5.36, enregistrée en fin d'expérience. Ces images sont utilisées pour détecter le contour de la sphère en fonction du temps afin d'estimer $d_{\%}$. Cette détection a été réalisée en appliquant la méthode Canny. Cette méthode de détection permet également d'estimer la forme de la moitié supérieure de la sphère comme le montre la figure 5.37. En effet, comme la sphère est maintenue par un mât inséré dans sa partie inférieure, seule la moitié supérieure sera considérée et la totalité de la sphère sera obtenue par symétrie. Notons que nous n'étudierons pas l'onde de choc présente devant la sphère, car elle est très diffuse, aucune frontière n'est détectable sur les images.

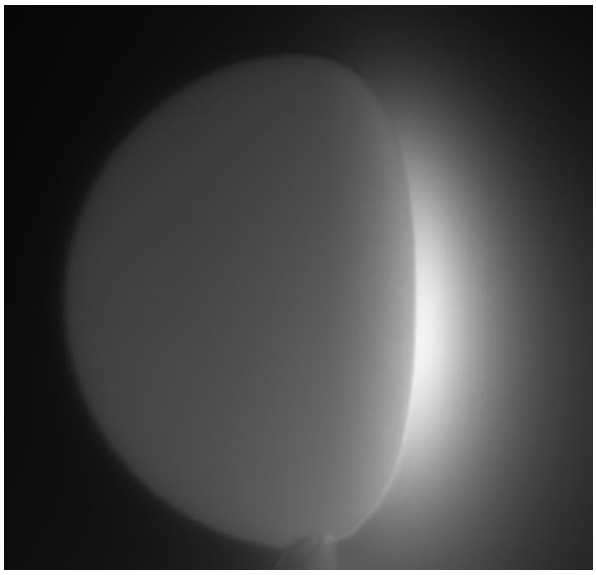


FIGURE 5.36 – Image de la sphère S30G2 ablaté à 57%

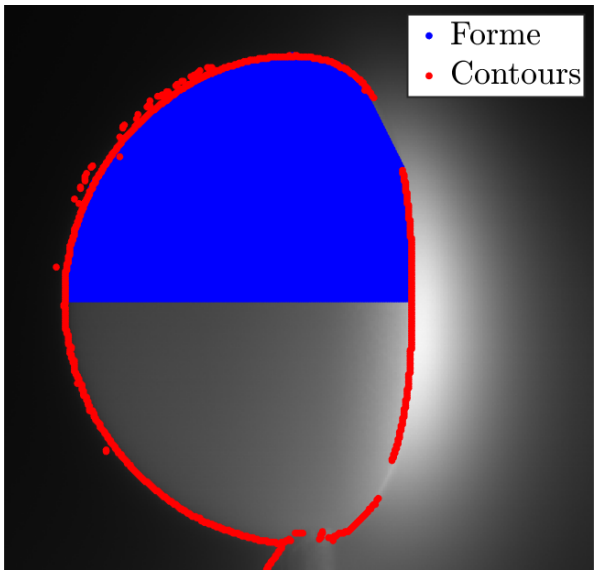


FIGURE 5.37 – Exemple de détection sur S30G2

L'intensité lumineuse du plasma très intense, notamment dans l'onde de choc devant l'objet, nous oblige à filtrer le spectre lumineux. Cela a pour conséquence de défavoriser, au début de l'expérience, la détection de la sphère avant qu'elle ne soit incandescente. Mais fondamentalement, à cause du caractère très lumineux du plasma, la détection reste compliquée. Le tableau 5.8 résume les données mesurées permettant de caractériser l'ablation. Elles comprennent la distance détectée par imagerie, expliquée précédemment, les masses obtenues par

pesées avec une balance de précision à 10^{-4}g près, avant et après l'expérience et la durée de la phase 3 pendant laquelle la sphère a été ablatée.

Libellé de la sphère	S10G2	S25G1	S30G2
Distance d'ablation, d_{abl} (mm)	2,2	5,15	11,77
État d'ablation final, $d_{\%}$ (%)	44,4	41,2	78,5
Masse initiale, m_i (g)	0,92	14,66	25,62
Masse finale, m_f (g)	0,66	11,66	15,43
Temps d'ablation, t_{abl} (s)	420	1337	3616

Table 5.8 – Caractéristiques des sphères avant et après ablation

En utilisant l'imagerie et les relevés thermiques des sphères, nous pouvons comparer pour chaque expérience l'évolution de l'ablation par rapport à la température de la sphère. La figure 5.39 prend l'exemple de la sphère S10G1 de 10 mm de diamètre. Cette figure a déjà été présentée pour expliquer la définition des différentes phases au paragraphe 5.2.2. Lorsqu'on

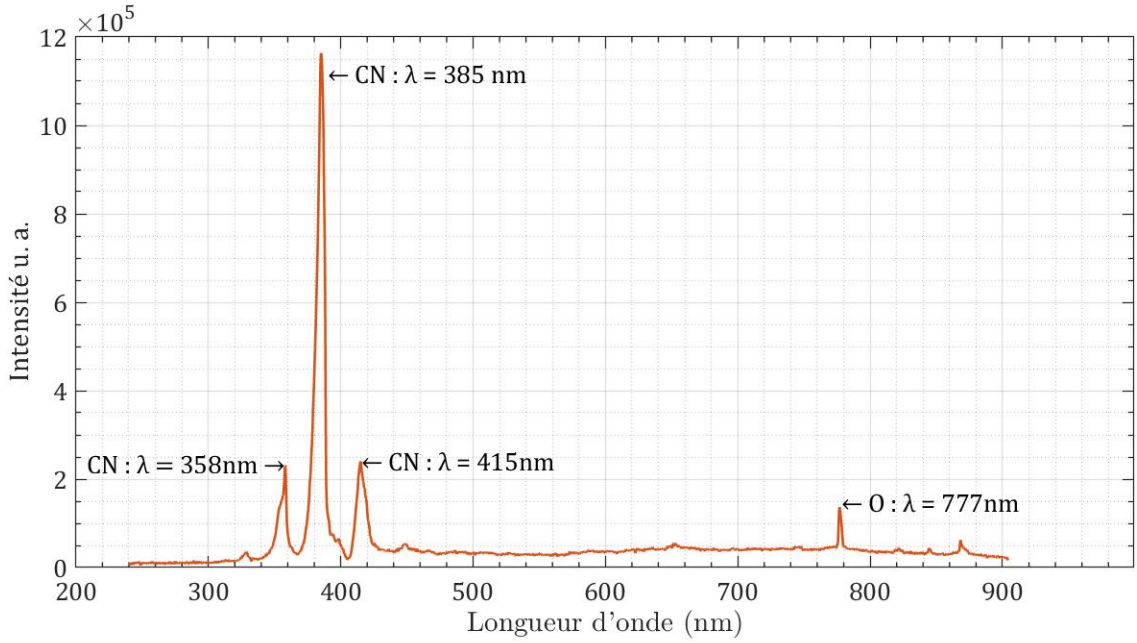


Figure 5.38 – Spectre du plasma d'air avec la sphère de graphite dans l'écoulement.

insère la sphère de graphite dans le plasma et que l'ablation a débuté, on peut observer dans l'onde de choc un spectre comme celui de la figure 5.38. On en retire deux informations intéressantes. D'abord, on remarque que le pic d'oxygène atomique a augmenté en intensité par rapport à celui de la figure 5.3. De plus, l'intensité d'émission du CN a fortement augmenté, ce qui signifie que la sphère en graphite perd du carbone qui se combine à l'azote.

L'ablation commence peu après le moment où la température se stabilise, ce qui marque le commencement de la phase 3. On remarque que la diminution du rayon au nez de la sphère évolue linéairement avec le temps, mais avec des vitesses différentes pour chaque sphère.

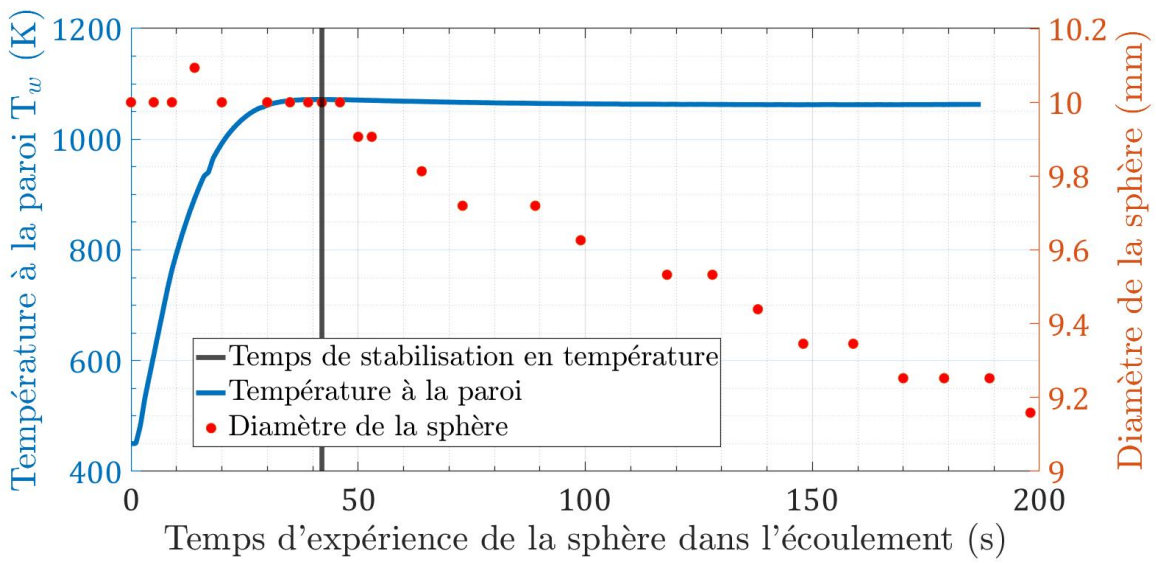


FIGURE 5.39 – Comparaison entre la stabilisation de la température et le début de l'ablation

En effet, la sphère de 10mm semble s'ablater plus rapidement que celle de 30mm, selon la figure 5.40.

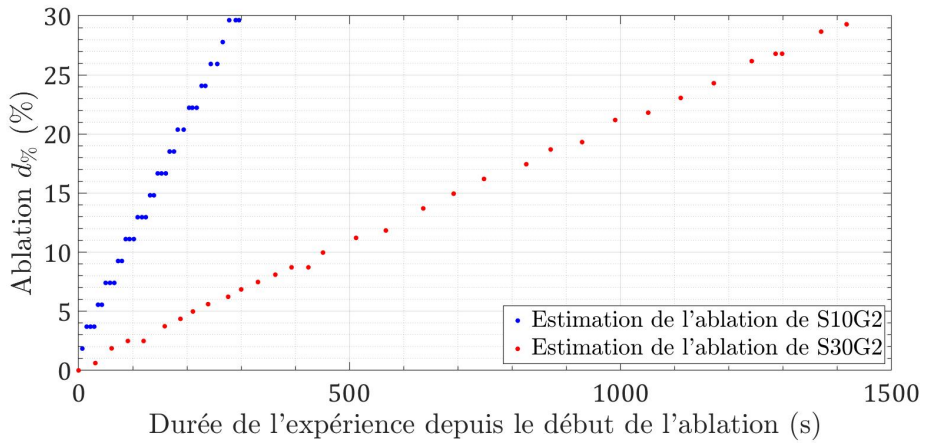


FIGURE 5.40 – Pourcentage d'ablation en fonction du temps

Étant donné le caractère linéaire de l'ablation, et les informations du tableau 5.8, nous pouvons estimer un taux d'ablation pour chaque cas, indiqué sur le tableau 5.9, défini par l'équation 5.8. En comparant ces taux d'ablation au paramètre de raréfaction calculé dans le tableau 5.6, nous remarquons que nous pouvons les corréler linéairement, en nous référant à l'équation 5.9, avec $G_x = 9,981$ et $\dot{d}^0_{\%} = -1,953$. Il faut garder à l'esprit que ces données sont valables pour nos conditions expérimentales avec un plasma d'une enthalpie spécifique de $20MJ.kg^{-1}$.

$$\dot{d}_{\%} = \frac{d_{\%}^{end}}{t_{abl}} \tag{5.8}$$

$$\dot{d}_{\%} = G_x \times Kn + \dot{d}_{\%}^{0} \tag{5.9}$$

Libellé de la sphère	S10G2	S25G1	S30G2
Taux d'ablation, $\dot{d}_{\%}$ $[\frac{10^{-2}\%}{s}]$	10.6	3.1	2.2

Table 5.9 – Taux d'ablation

Il m'a semblé intéressant d'aller plus loin dans l'analyse des images en développant une méthode d'estimation pour caractériser le volume perdu de la sphère à partir des images. Comme pour l'ablation le volume perdu sera exprimé en pourcentage par rapport au volume de la demi-sphère.

Notons V_S, le volume de la sphère, et V_{abl} le volume perdu dû à l'ablation. La perte de volume est définie comme : $V_{\%} = \frac{2 \times V_{abl}}{V_S} \times 100$. Avec, $V_{\%} = 0\%$ représentant la sphère entière sans ablation, et $V_{\%} = 100\%$ représentant une sphère ablatée à moitié, soit une demi-sphère. La reconstruction du volume se fait sous l'hypothèse que l'ablation des sphères est symétrique. En utilisant le traitement d'image, comme vu ci-dessus dans la figure 5.37, on peut estimer la forme en deux dimensions de la partie supérieure de la sphère ablatée, comme sur l'image 5.37. Par conséquent, avec une rotation de 360° autour de l'axe de symétrie, nous pouvons reconstruire la forme 3D de la sphère ablatée, comme indiqué ci-dessous dans la figure 5.41.

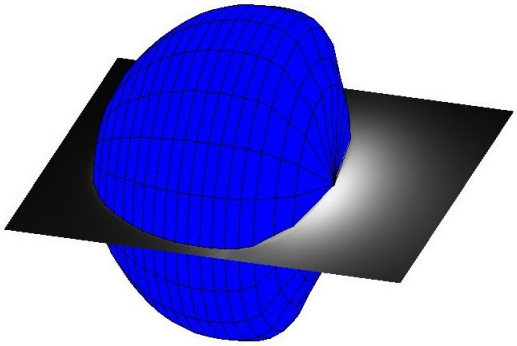


Figure 5.41 – Reconstruction 3D d'une sphère ablatée à partir d'une image

Le défi consiste à déterminer le volume perdu de la sphère par ablation en fonction du temps. Pour ce faire, nous allons déterminer le volume de la sphère ablatée. Un algorithme

de type Monte-Carlo a été développé pour estimer le volume de la sphère ablatée en 3D à partir de la section de la partie supérieure de celle-ci en 2D. Le principe ici est d'estimer numériquement le volume d'un objet inconnu. Nous allons placer cet objet dans un espace de référence de volume connu, ici nous utiliserons un cube de volume V_C. Ensuite nous allons générer N_p points de manière aléatoire dans l'espace du cube. Le but est de déterminer le nombre de points, N_{in}, à l'intérieur du volume de la sphère 3D ablatée. Le pourcentage de points à l'intérieur de ce volume représentera le pourcentage que le volume de la sphère ablatée occupe dans le cube.

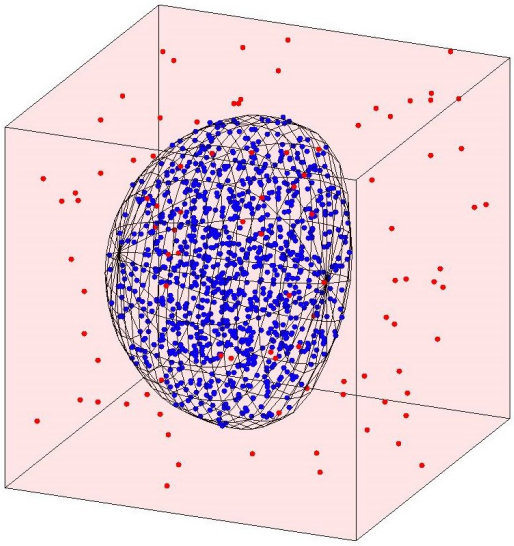


FIGURE 5.42 – Illustration de la méthode de Monte-Carlo appliquée à l'estimation d'un volume

Pour connaître le volume perdu, V_{abl}, on soustrait le volume de la sphère ablatée à celui de la sphère entière. Puis on détermine le pourcentage que ce volume représente par rapport au volume de la demi-sphère. Cette estimation numérique peut être résumée par l'équation 5.10, écrite ci-dessous.

$$V_{\%} = (1 - \frac{2 \times N_{in} \times V_C}{N_p \times V_S}) \times 100 \tag{5.10}$$

Cette méthode de calcul du volume perdu a été appliquée à toutes les images enregistrées au cours du temps de chaque expérience. On obtient ainsi pour chaque sphère l'évolution du volume perdu en fonction du temps comme représenté sur la figure 5.43. Notons que la perte de volume $V_{\%}$ a la même tendance que la perte de distance au nez des sphères $d_{\%}$, présentée précédemment dans la figure 5.40. La perte de volume peut également être corrélée linéairement avec le temps.

Soit $\dot{V}_{\%}$, le taux de perte de volume que l'ablation a provoqué sur la sphère. Pour rappel, les sphères étant réalisées dans un matériau homogène, nous sommes en mesure de calculer le

taux de perte de volume en fonction de leur masse initiale et finale. Nous pouvons également le calculer par le biais de la reconstruction du volume grâce à la détection de la forme au cours du temps. Le taux de perte de volume pour chaque sphère est résumé dans le tableau 5.10, en utilisant les données du tableau 5.8 et l'équation 5.11.

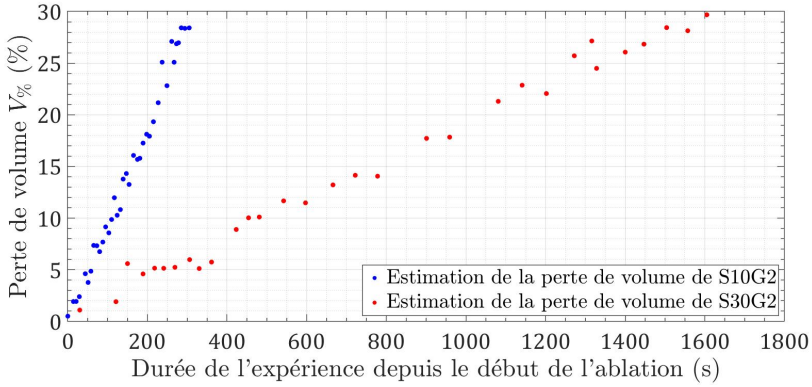


FIGURE 5.43 – Estimation de la perte de volume en fonction du temps par reconstruction numérique

$$\dot{V}_{\%} = \frac{V_{\%}^{f}}{t_{abl}} = \frac{2 \times (m_i - m_f)}{t_{abl} \times m_i} \times 100 \tag{5.11}$$

Libellé de la sphère	S10G2	S25G1	S30G2
Total des pertes de volume, $V_{\%}$ (%)	56,5	40,9	79,5
Taux de perte de volume, $\dot{V}_{\%}$ ($\frac{10^{-2}\%}{s}$)	13,5	3,1	2,2

TABLE 5.10 – Taux de perte de volume

Enfin, lorsqu'on compare les taux de perte de distance et de volume pour chaque sphère, nous pouvons voir qu'ils sont proches avec une légère différence pour la sphère de 10 mm qui peut s'expliquer par l'incertitude de mesure de la distance en raison de sa petite taille. En conclusion, le comportement ablatif d'une sphère dans un flux de plasma est linéaire, à la fois en distance et en volume perdu. De plus, nous observons que les vitesses d'ablation et le taux de perte de volume dépendent du niveau de raréfaction des sphères. Plus la sphère est petite, plus son ablation est importante par rapport à sa taille.

5.2.4.2 Modélisation de l'évolution de la géométrie au cours de l'ablation

Il a été montré que le comportement ablatif d'une sphère dans un flux de plasma est linéaire, tant en distance perdue qu'en perte de volume. On peut donc poser comme postulat que le volume de la sphère ablatée dépend linéairement de l'évolution de la distance perdue sur le nez de la sphère. Pour modéliser l'évolution de la sphère pendant son ablation, il faut définir un volume qui évolue linéairement en fonction d'une de ses dimensions.

La forme finale de la partie de la sphère ablatée s'apparente à une ellipse. Prenons un ellipsoïde dont les 3 axes caractéristiques sont portés par le repère cartésien [x,y,z]. Son demi-axe porté par y et z restera constant au rayon initial R. Le demi-axe porté par x évoluera linéairement en fonction du temps suivant la relation 5.12, comme le montre en deux dimensions la figure 5.44.

$$R_E(t) = R \times (1 - \frac{d_{\%}(t)}{100}) \tag{5.12}$$

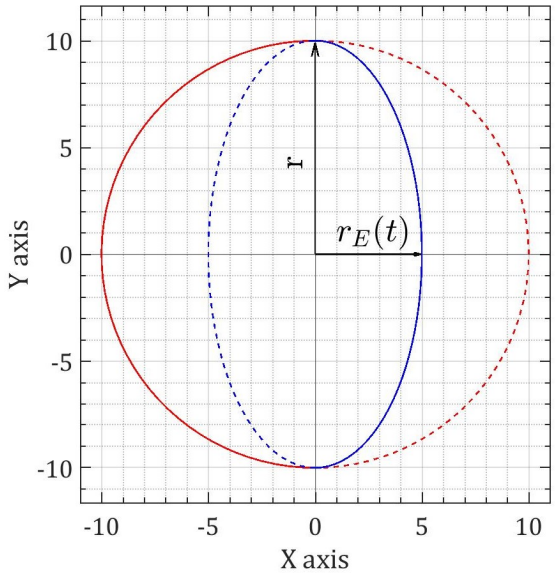


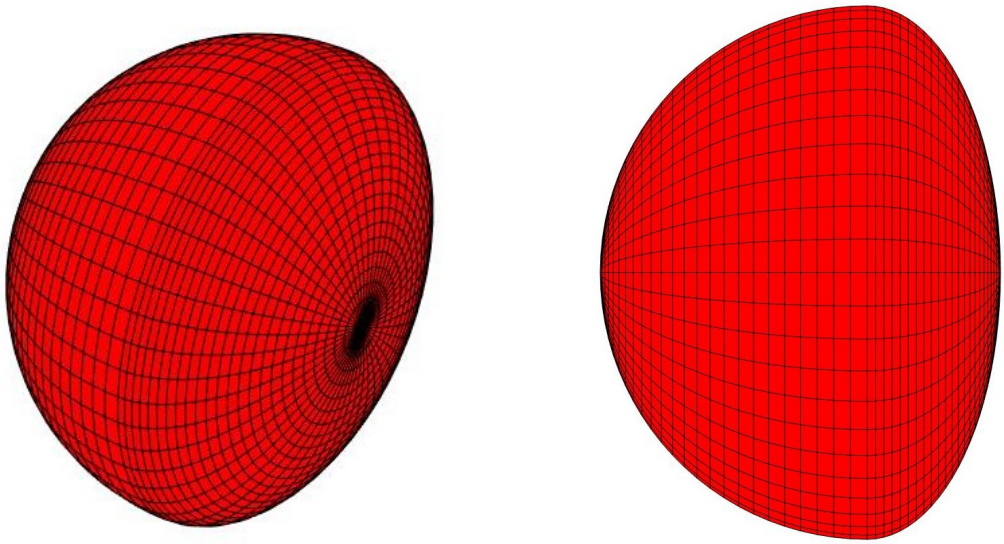
FIGURE 5.44 – Diagramme fonctionnel de l'évolution de l'ellipsoïde (axe z vers nous)

Par conséquent, le volume de cette ellipse peut être calculé en fonction du temps : $V_E(t) = \frac{4}{3} \times \pi \times R^2 \times R_E(t)$. On peut ainsi approximer la sphère ablatée par un objet composé de la moitié d'une sphère dont le volume est constant et de la moitié d'un ellipsoïde dont le volume est fonction du temps. Le résultat de cette combinaison donne une pseudo-sphère, représentée sur les figures 5.45 (a) et (b) pour une sphère ablatée à 50%.

La pseudo-sphère est fonction de R_E donné par l'équation 5.12, où R le rayon de la sphère initiale est dépendant de l'ablation par le coefficient $d_{\%}$, décrit dans la section 5.2.4.1. Par conséquent, nous pouvons définir le volume de la pseudo-sphère en fonction de son niveau d'ablation, comme le montre l'équation 5.13.

$$V_{PS}(t) = \frac{V_S + V_E(t)}{2} = \frac{2}{3} \times \pi \times R^2.(R + R_E(t)) = \frac{2}{3} \times \pi \times R^3 \times (2 - \frac{d_{\%}(t)}{100}) \tag{5.13}$$

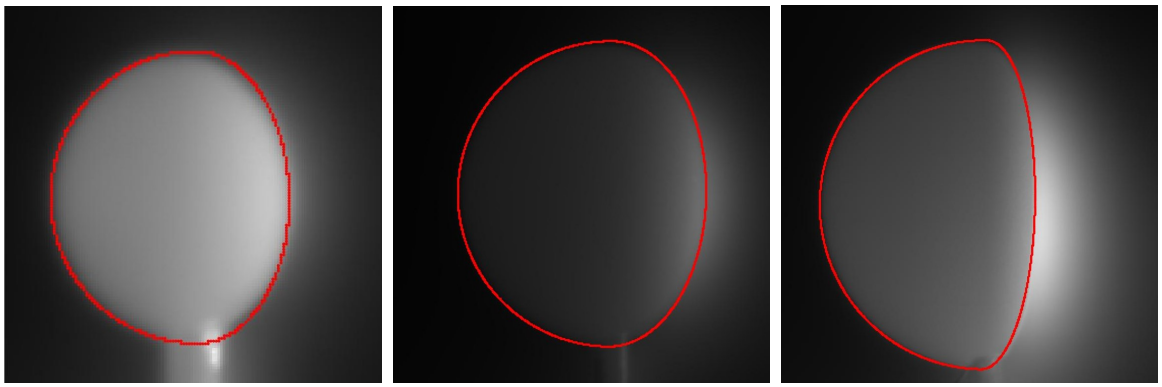
Pour confirmer l'hypothèse selon laquelle une sphère plongée dans un flux de plasma s'ablate en fonction du temps en forme de pseudo-sphère composée d'un hémisphère constant



(a) (b)

FIGURE 5.45 – Vue isométrique d'un modèle de pseudo-sphère ablaté à 50%.

et d'un demi-ellipsoïde, nous allons la comparer avec les images acquises par la caméra Kuro. La comparaison entre les images de la sphère ablatée et sa modélisation par une pseudo-sphère sont présentées dans la figure 5.46. Le contour de la pseudo-sphère modélisée est projeté sur les images de l'expérience.



(a) S10G2 (b) S25G1 (c) S30G2

FIGURE 5.46 – Détection de pseudo-sphères sur le dernier état de la sphère.

Le contour projeté de la modélisation concorde parfaitement avec l'expérience mis à part sur les pôles lorsque l'ablation est très avancée où la modélisation est plus abrupte que la réalité. Par conséquent, nous pouvons conclure que l'ablation d'une sphère peut être décrite comme l'évolution d'une pseudo-sphère de forme semi-elliptique en fonction du temps.

5.2.4.3 Évolution des forces aérodynamiques au cours de l'ablation

Maintenant que nous savons mesurer et modéliser l'évolution géométrique des sphères causée par leur ablation, nous allons à présent nous intéresser à l'évolution de leur comportement aérodynamique. L'objectif étant de caractériser l'influence de l'ablation sur le coefficient de traînée. Pour y parvenir, nous devons isoler l'effet d'ablation des autres effets. La figure 5.47 montre l'évolution de la température et de la force de traînée pendant la phase 3, celle de l'ablation pour les trois sphères.

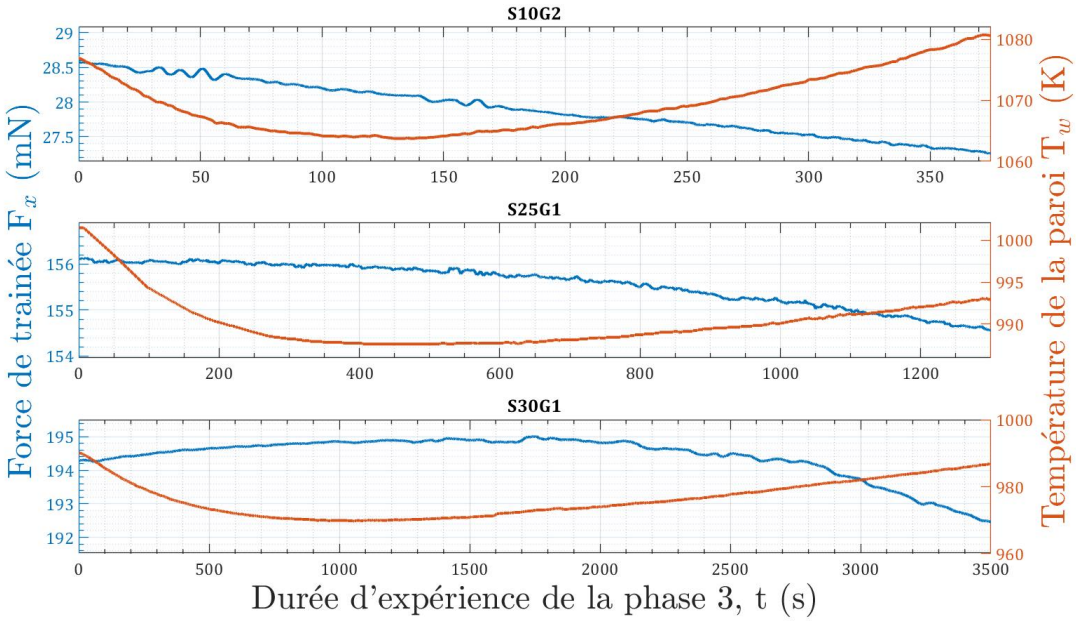


FIGURE 5.47 – Évolution temporelle de la force de traînée et de la température de la paroi pendant l'ablation

Pour rappel, durant cette phase, la température des sphères reste quasiment constante. Cela est certainement dû à l'ablation qui, comme pour les boucliers thermiques, consomme de l'énergie et stabilise la température. Si l'on suppose que les effets de la température de la paroi et de l'ablation s'ajoutent, il est possible de retrancher la contribution de la température de la paroi en prenant la différence entre la force mesurée pendant la phase d'ablation et la contribution de la température sur C_x proposée dans la section 5.2.3.2.

On observe sur cette figure que la force de traînée diminue au fur et à mesure de l'ablation des sphères. Nous avons vu précédemment que la surface des sphères exposée au plasma s'ablate de façon elliptique, formant ainsi une face de plus en plus plate. Contrairement à ce que nous observons, intuitivement cela devrait conduire à une augmentation de la force de traînée, ainsi qu'à une augmentation du coefficient de traînée. Ceci est en fait dû à un biais d'expérience que nous avons identifié.

Pour calculer les coefficients de traînée, nous considérons les conditions d'écoulement du

plasma (Mach, pression et coefficient isentropique) au point d'arrêt des sphères. Or, lorsque les sphères s'ablatent, le point d'arrêt recule par rapport à la sortie du générateur de plasma et donc les conditions d'écoulement en amont se trouvent modifiées pendant l'ablation.

Le coefficient de traînée peut être défini comme $C_x = \frac{K_x \times F_x}{S}$, avec $K_x = \frac{2}{Ma^2 P_1 \gamma}$ en regroupant les constantes du plasma. Mais comme le front de la sphère s'éloigne de la torche à plasma à cause de l'ablation ses constantes évoluent également. La figure 5.48 montre l'évolution du paramètre K_x pour chaque sphère en fonction du temps, estimé à partir des données de la figure 5.4.

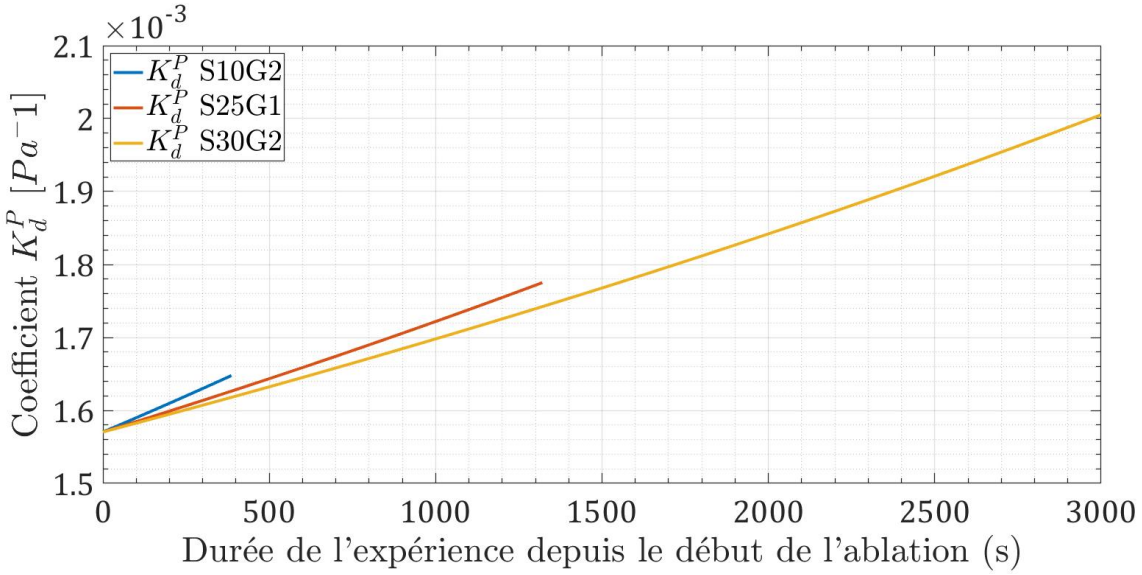


FIGURE 5.48 – Évolution temporelle du paramètre K_x représentatif de l'écoulement amont pendant l'ablation

En prenant en compte l'évolution des paramètres du plasma induits par le recul de la surface de la sphère dû à l'ablation, figure 5.48 et à partir des forces mesurées, figures 5.47, nous pouvons maintenant déduire correctement l'évolution du coefficient de traînée des sphères, présentées sur la figure 5.49, pendant leur phase d'ablation.

Finalement, après avoir écarté les biais d'expérience, le coefficient de traînée augmente avec l'ablation. À présent nous allons caractériser la contribution de l'ablation à l'aérodynamique de la pseudo-sphère en fonction du temps. Comme pour la température nous appellerons ΔC_x^{abl}, le gain par rapport au C_x initial de la sphère non ablatée, de telle sorte que lorsque l'ablation commence, $\Delta C_x^{abl} = 0$.

Comme nous pouvons l'observer sur la figure 5.50, le gain en coefficient de traînée ΔC_x^{abl} augmente en fonction de la progression de l'ablation. Cela parait logique, car le coefficient de traînée d'une demi-sphère est plus grand que celui d'une sphère. De plus, cette évolution semble être linéaire et fonction de l'ablation. Nous décrirons donc l'influence de l'ablation sur le coefficient de traînée de la sphère comme une relation de proportionnalité : $\Delta C_x^{abl} = G_A \times d_{\%}$. Avec G_A, appelé le gain ablatif. Celui-ci va dépendre de la taille de la sphère, comme le

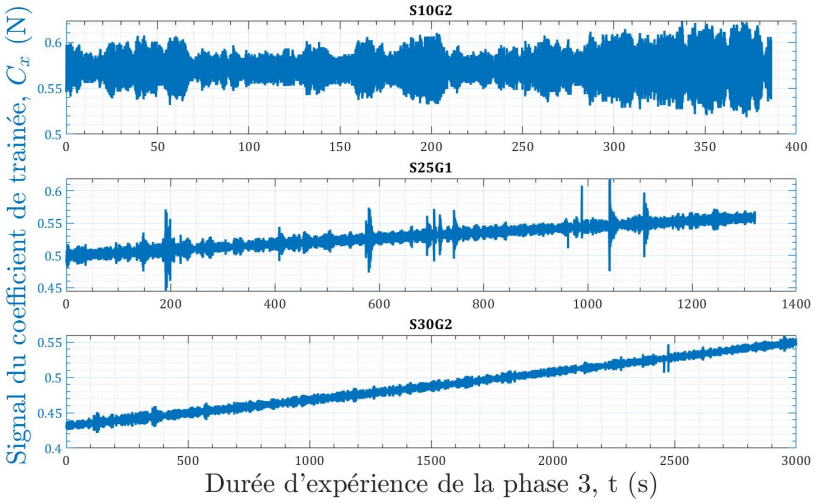


FIGURE 5.49 – Évolution du coefficient de traînée pendant l'ablation

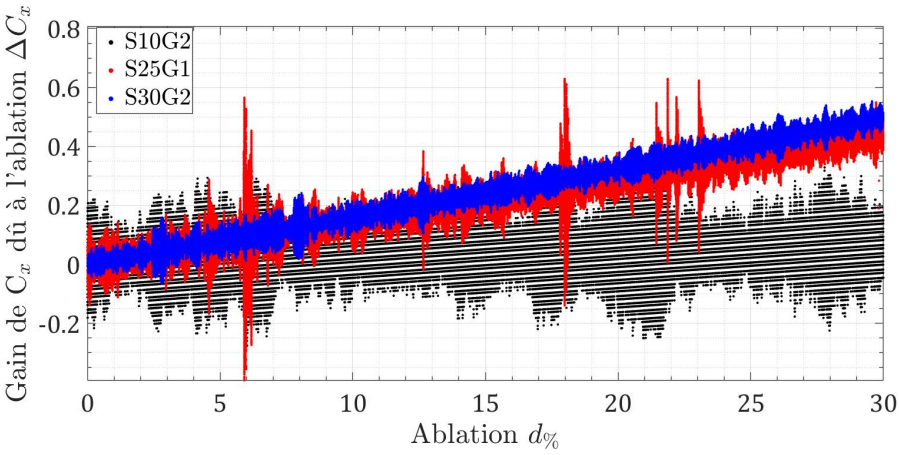


FIGURE 5.50 – Évolution de ΔC_x^{abl} en fonction de l'ablation

montre le tableau 5.11. Plus la sphère est grande, plus l'influence sur le C_x dûe à l'ablation est importante. Nous pouvons exprimer par une fonction linéaire le gain ablatif par rapport au nombre de Knudsen de la sphère calculé dans l'écoulement de plasma : $G_A = A5 \times Kn + A6$, où $A5 = -1.788 \times 10^{-2}$ et $A6 = 2.382 \times 10^{-2}$.

Résumons, le comportement ablatif d'une sphère dans un flux de plasma est linéaire à la fois en fonction de la distance et du volume perdu. D'autre part, plus la sphère s'ablate, plus le coefficient de traînée augmente. Le coefficient de traînée augmente linéairement avec l'ablation. Enfin, nous observons que le C_x augmente différemment pour différents niveaux de raréfaction, plus le nombre de Knudsen est grand, plus l'effet de l'ablation sur le coefficient de traînée est faible.

En conclusion, nous observons dans cette étude que le coefficient de traînée d'une sphère

Libellée de la sphère	S10G2	S25G1	S30G2
Gain ablatif, G_A $[10^{-3}]$	1.4	14.6	16.6

TABLE 5.11 – Gain ablatif dans un flux de plasma

dans un flux de plasma d'air dépend du nombre de Knudsen, Kn, du rapport de température entre la température de la paroi de la sphère et la température du flux, $\frac{T_w}{T_\infty}$, et du taux d'ablation de la sphère $d_\%$, car la forme des sphères change avec l'ablation. Par conséquent, nous pouvons caractériser le coefficient de traînée du plasma comme un C_{x0} initial fixe qui évolue avec la contribution de la température et de l'ablation : $C_x = C_{x0} + \Delta C_x^T + \Delta C_x^{abl}$. L'équation 5.14 propose un modèle qui tient compte de toutes les contributions observées dans cette étude et qui décrit le coefficient de traînée dans la phase plasma.

$$C_x = (A1 \ln(Kn) + A2)\frac{T_w}{T_\infty} + \frac{A3}{Kn} + (A5Kn + A6)d_\% + A4 \tag{5.14}$$

Notons que les constantes proposées dans cette équation dépendront probablement de l'enthalpie spécifique du plasma. Néanmoins, pour l'enthalpie spécifique de cette étude, $H_0 \approx 20MJ.kg^{-1}$, nous avons calculé ces paramètres qui sont résumés dans le tableau 5.12.

Constantes	$A1$	$A2$	$A3$	$A4$	$A5$	$A6$
Valeurs	1 178	1 363	-0.741	5 026	-1.788×10^{-3}	2.382×10^{-3}

TABLE 5.12 – Valeur des constantes de l'équation 5.14 pour un flux de plasma de $H_0 \approx 20MJ.kg^{-1}$

5.2.5 Refroidissement d'une pseudo-sphère sortant d'un flux de plasma

Après avoir caractérisé le comportement aérodynamique des sphères dans un écoulement plasma, nous pouvons étudier la phase 4 des expériences. Cette phase va nous permettre d'étudier l'influence de la température sur la nouvelle géométrie, résultat de l'ablation, sur son coefficient de traînée dans un écoulement sans plasma.

5.2.5.1 Effet de la température sur la traînée de la pseudo-sphère

Rappelons que l'ablation provoque un recul de la surface de la sphère par rapport au générateur de plasma. Le flux reçu par la sphère a donc changé par rapport aux conditions de la phase 1. Nous en tiendrons compte dans le calcul du coefficient de traînée C_x. L'estimation de ces nouvelles conditions est possible en connaissant les niveaux d'ablation des sphères et grâce aux mesures présentées dans le paragraphe 5.1.1.2. Ces conditions sont résumées dans le tableau 5.13,

La figure 5.26 présente les forces mesurées pour les trois sphères dans l'écoulement froid

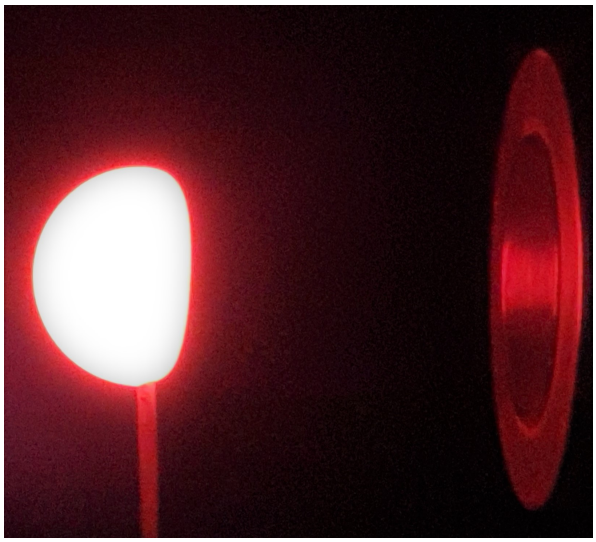


FIGURE 5.51 – Sphère ablatée incandescente.

Libellé de la sphère	S10G2	S25G1	S30G2
Ablation, $d_{\%}$ (%)	44,4	41,2	78,5
Mach, Ma	3,81	3,73	3,60
Température de l'écoulement, T_{∞} (K)	75,2	77,5	81,7
Pression dans la chambre, P1 (Pa)	4,3	4,6	5,2

TABLE 5.13 – Paramètres du flux froid après ablation

pendant leur refroidissement. L'évolution de la température de surface est également présentée sur la même figure. À partir de ces résultats, le coefficient de traînée peut être calculé en utilisant les paramètres d'écoulement du tableau 5.13. Comme on peut l'observer sur la figure 5.52, leur évolution en fonction de la température reste linéaire comme dans l'écoulement plasma, vu dans la section 5.2.3.1.

En exprimant le coefficient de traînée en fonction du rapport entre la température à la paroi et la température de l'écoulement, on peut de nouveau conclure que l'effet de la température sur le comportement aérodynamique de l'objet a la même tendance qu'au sein de l'écoulement plasma, vu dans la section 5.2.3.1. En effet, l'évolution du C_x peut être approximée par une fonction linéaire, comme exprimée dans le tableau 5.14. Cependant, comme chaque sphère a un degré d'ablation différent, plusieurs effets s'entremêlent, et nous ne pouvons donc pas les comparer.

L'effet de température sur le C_x dépend de la forme finale résultante de l'ablation de la sphère.

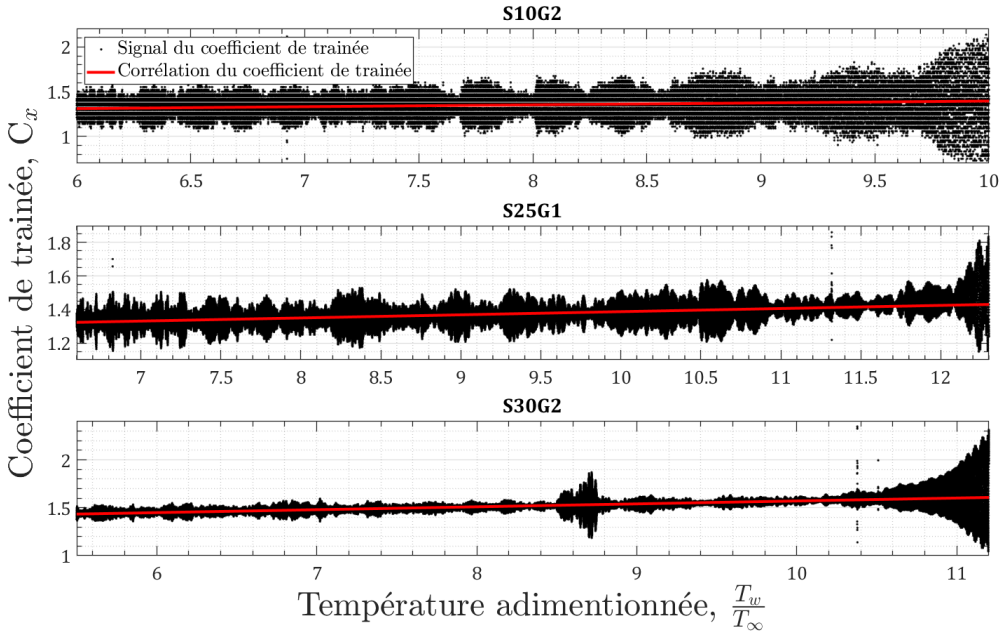


FIGURE 5.52 – Évolution du C_x des pseudo-sphères en fonction de la température dans un flux froid.

S10G2 corrélation	$C_x(\frac{T_w}{T_\infty}) = 2,109 \times 10^{-2} \times \frac{T_w}{T_\infty} + 1,185$
S25G1 corrélation	$C_x(\frac{T_w}{T_\infty}) = 1,874 \times 10^{-2} \times \frac{T_w}{T_\infty} + 1,200$
S30G2 corrélation	$C_x(\frac{T_w}{T_\infty}) = 3,046 \times 10^{-2} \times \frac{T_w}{T_\infty} + 1,267$

TABLE 5.14 – Corrélations entre C_x et $\frac{T_w}{T_\infty}$ pour les pseudo-sphères

5.2.5.2 Conséquences de l'ablation en écoulement froid

Connaissant le coefficient de traînée des sphères entières dans l'écoulement froid, nous pouvons le comparer à celui de la sphère ablatée et ainsi mesurer l'impact du changement de géométrie seul. Dans l'écoulement froid, les coefficients de traînée initiaux mesurés expérimentalement pour chaque sphère sont résumés dans le tableau 5.3, nous les distinguerons en les notant C_x^{Sphere}. De plus, en utilisant les équations proposées dans le tableau 5.14, nous pouvons estimer les coefficients de traînée des pseudo-sphères, notées $C_x^{Pseudo-Sphere}$, à la même température de paroi que les mesures effectuées précédemment, soit une température d'environ $T_w = 293K$, résumé dans le tableau 5.15.

Libellé	Niveau d'ablation, $d_\%$ [%]	$C_x^{Pseudo-Sphere}$ à $T_w = 293K$
S10G2	44,4	1,27
S25G1	41,2	1,27
S30G2	78,5	1,38

TABLE 5.15 – Corrélations entre C_x et $\frac{T_w}{T_\infty}$ pour les pseudo-sphères.

Comme nous avons supposé que les deux coefficients de traînée de la sphère et de la pseudo-sphère ont été réalisés à la même température, nous pouvons estimer le gain ablatif par l'équation suivante 5.15, en utilisant les niveaux d'ablation du tableau 5.13.

$$G_A = \frac{C_x^{Pseudo-sphere} - C_x^{Sphere}}{d_{\%}} \tag{5.15}$$

On peut noter que le gain ablatif en écoulement froid se comporte de manière semblable en plasma, plus la sphère est grande, plus l'effet d'ablation est important sur le coefficient de traînée.

Libellé de la sphère	S10G2	S25G1	S30G2
Gain ablatif, G_A $[10^{-4}]$	1.8	3.4	16.2

Table 5.16 – Gain ablatif dans un flux froid

5.2.6 Comportement des coefficients aérodynamiques dans un écoulement haute enthalpie

Pour conclure cette étude, nous allons résumer qualitativement les données analysées et tenter de décrire le comportement aérodynamique d'une sphère traversant une phase plasma lors de sa rentrée atmosphérique. Cette étude comprend la phase plasma incluant l'entrée et la sortie de l'objet dans ou vers le flux froid. Les phases 1 à 4 de nos expériences représentées sur la figure 5.16, mettent en avant les différents phénomènes qui s'y produisent.

5.2.6.1 Évolution du coefficient de traînée

Pour expliquer l'évolution du comportement aérodynamique d'une sphère pendant la phase plasma, nous nous appuierons sur la figure 5.53, qui résume l'ensemble des phases et des données expérimentales réalisées au cours de cette étude.

Nous supposerons que juste avant d'entrer dans la phase plasma, le coefficient de traînée de la sphère est constant, cela est représenté par la phase 1.

Quand les conditions sont réunies lors de la rentrée atmosphérique, un plasma se crée devant l'objet, ici représenté par la bande démarrage du plasma. Ce changement de flux va d'abord provoquer une décélération brutale de l'objet. On remarque la très forte augmentation de C_x pour les trois sphères. Le coefficient de traînée passe de 1,26 en moyenne pour tous les diamètres de sphères, à un coefficient de traînée de 3,21 pour la sphère de 30mm, 3,70 pour la sphère de 25mm et 4,11 pour la sphère de 10mm. Bien que nous ayons quasiment les mêmes conditions en écoulement froid et en écoulement ionisé, tel que le nombre de Mach, la pression, la sphère subit une plus forte force de traînée dans le plasma. Cette très forte augmentation de la force de traînée, peut être expliquée dans un premier temps par la

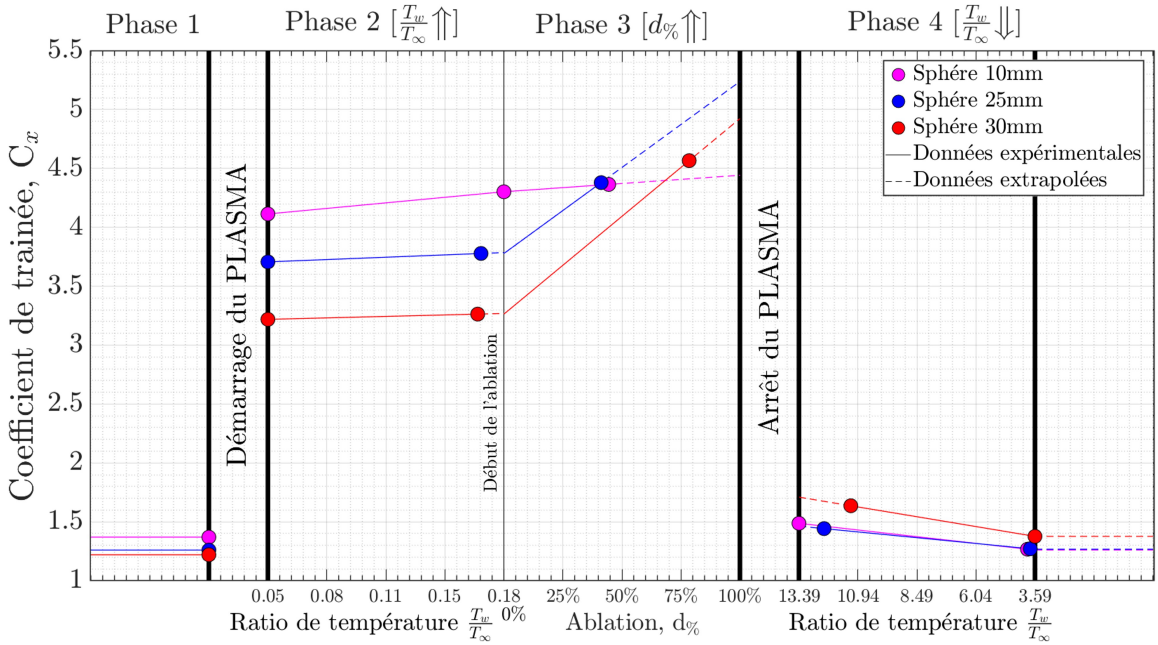


FIGURE 5.53 – Résumé de l'évolution expérimentale du coefficient de traînée de la sphère à travers la phase plasma

diminution du γ, traduisant le caractère plus "visqueux" du plasma. Le résultat est en accord avec les travaux de GNEDOVETS (1995). Il modélise le coefficient de traînée total C_x comme étant la somme des flux incidents et réfléchis ainsi que le C_x induit par les effets de la force de Coulomb présent dans un plasma. Pour des plasmas très ionisés (Ne grand) le C_x augmente fortement même pour de faibles vitesses d'écoulement, comme on peut le voir sur la figure 5.54. Lorsque Ne est moins important les effets sur le C_x se produisent à plus grande vitesse de l'écoulement. Toutefois pour de très grandes vitesses le C_x tend vers 2, ce qui correspond à la valeur du régime moléculaire libre. Mais ce paramètre macroscopique de l'écoulement ne justifie pas à lui seul une telle augmentation. L'autre paramètre à prendre en compte est l'enthalpie spécifique du plasma. En effet, les espèces chimiques sont en déséquilibre, de ce fait la cinétique des particules n'est pas la même pour tous. Lorsque nous avons calculé le nombre de Mach de l'écoulement, nous avons pris la cinétique de l'espèce majoritaire neutre l'azote. Mais les autres espèces et particules chargées contribuent potentiellement à la force de traînée.

Le coefficient aérodynamique de traînée représente le comportement des forces de traînée pour une forme unique d'objet de manière adimensionnelle, quelles que soient les conditions d'écoulement et quelle que soit la taille de l'objet. Néanmoins, nous remarquons que pour des conditions similaires, $Ma \approx 4$, il y a une énorme différence de C_x pour les différentes tailles de sphères. Cela montre les limites du coefficient aérodynamique de traînée qui ne tient compte ni de l'enthalpie ni de la raréfaction de l'écoulement.

Nous pouvons donc conclure que le calcul d'un coefficient de traînée dans un écoulement plasma n'est pas rigoureux, et que nous ne pouvons pas le comparer avec un écoulement froid,

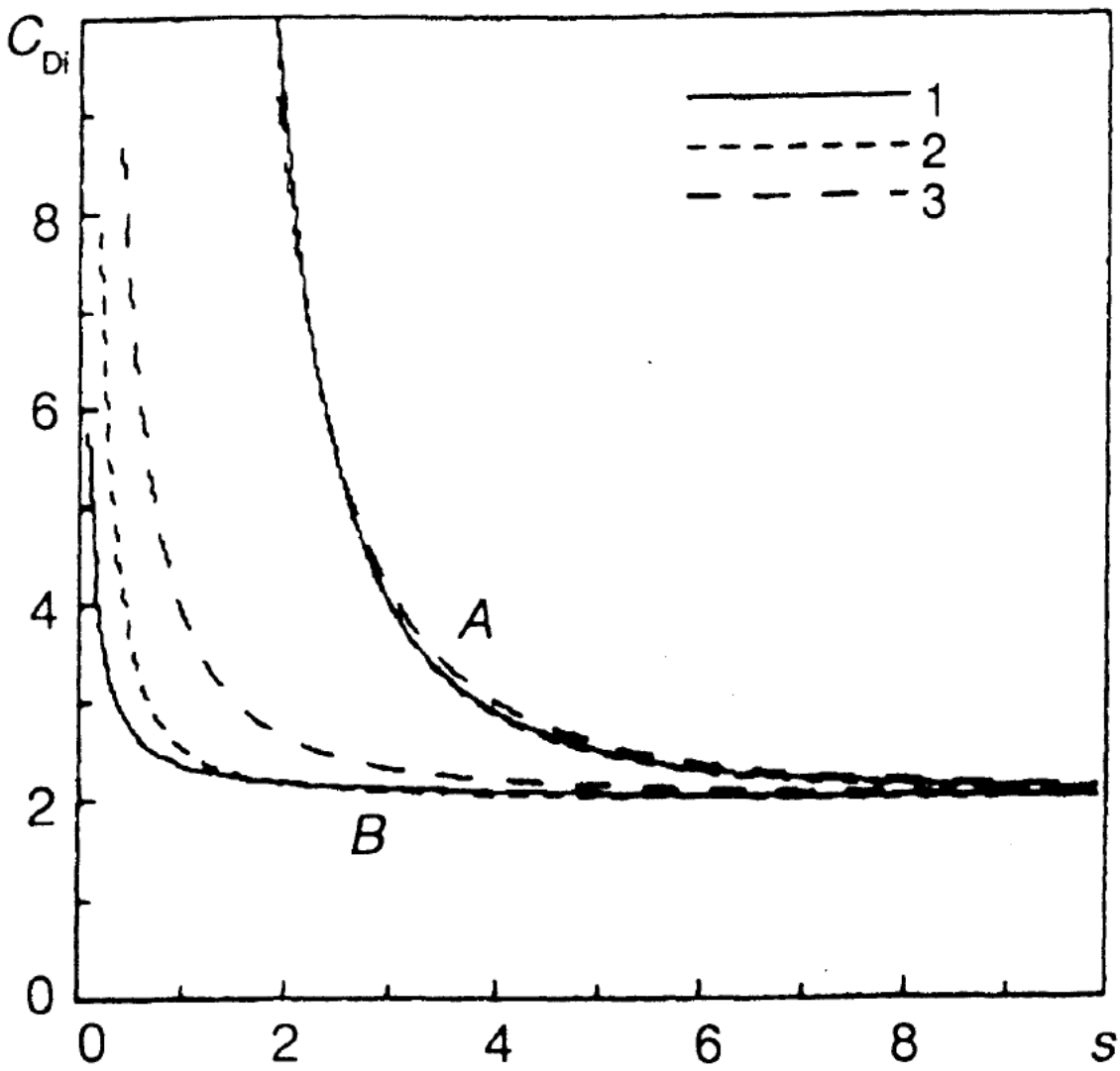


FIGURE 5.54 – "Coefficient de force de traînée C_D en fonction du rapport de vitesse s au faible (A) et au fort (B) écrantage de Debye pour le modèle proposé (1)" (2) et (3) approche moléculaire libre. De GNEDOVETS (1995).

car il ne tient pas compte de toutes les contributions inhérentes de l'ionisation de l'écoulement. Néanmoins, ce calcul reste cohérent pour donner une comparaison dans un schéma de rentrée atmosphérique globale et fournit un C_x équivalent plasma pour un écoulement froid.

De plus, nous remarquons qu'un écart s'est creusé entre chaque sphère en termes de C_x. Comme dans l'écoulement froid, vu dans la section 5.2.1, plus la sphère est petite plus elle aura un C_x élevé à température équivalente. On peut donc expliquer ces différences par l'effet de la raréfaction sur l'aérodynamisme de l'objet, qui est fortement accentué en phase plasma.

Après s'être entourée par un plasma, la sphère va s'échauffer. Durant la phase 2, l'augmentation du rapport de température va générer une augmentation linéaire de C_x. On note

que les sphères entrent dans le plasma avec un rapport de température égal, mais en sortiront à des températures différentes, car leur température maximale dépend de leur taille. L'effet de l'augmentation de température n'est pas le même sur les trois sphères. Pour un même gain de température, plus la sphère est petite, plus son coefficient de traînée sera impacté.

Quand la température est stabilisée à son maximum, l'ablation commence, elle est représentée par la ligne début de l'ablation, c'est la phase 3. La géométrie de la sphère va évoluer vers une forme de pseudo-sphère. Ce changement de forme, dont la progression est définie par $d_{\%}$, induit un gain linéaire de C_x. Bien que nous ayons réalisé les trois expériences jusqu'à des niveaux d'ablation différents, on constate que l'impact du changement de géométrie de la sphère sur son C_x dépend de sa taille. En l'occurrence, plus la sphère est grande, plus le changement de sa forme a un impact sur son C_x pour un même degré d'ablation. Ainsi, à la fin de la phase plasma, les sphères ont des formes différentes, et bien que la sphère de 30mm soit moins raréfiée, elle a un coefficient de traînée de 4,57, ce qui est supérieur à celui de la sphère de 10mm qui est de 4,36, notamment à cause de l'ablation. De plus, on remarque que contrairement à l'effet de la température sur le C_x, l'effet de l'ablation sur le coefficient de traînée de notre sphère est d'autant plus important que la sphère est grande. Mais il faut garder à l'esprit que les différentes sphères se sont ablatées pendant des durées différentes pour atteindre le même niveau d'ablation. Par exemple la sphère de 10mm a mis 300 secondes pour s'ablater de 30% alors que la sphère de 30mm en a mis 1400 secondes pour atteindre le même pourcentage, on peut observer l'état final des sphères sur la figure 5.55. Lorsque la sphère

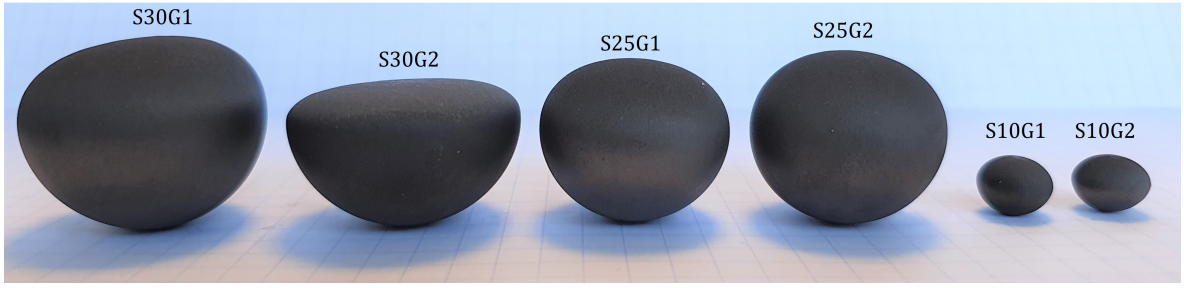


FIGURE 5.55 – Sphères de graphite testées après ablation.

a suffisamment ralenti dans le plasma, celui-ci va s'estomper jusqu'à disparaître, représenté ici par la limite arrêt du plasma. À la sortie de la phase plasma, la sphère est ablatée en forme de pseudo-sphère elliptique, décrite dans la phase 4. Cette pseudo-sphère est à température de stabilisation de la phase plasma. Elle débute alors son refroidissement provoqué par convection forcée du flux froid. Comme lors de la phase 2, la température de l'objet va modifier son C_x, ici la sphère se refroidit, donc le C_x diminue. On remarque que les sphères de 10mm et 25mm ont presque le même degré d'ablation, et leur diminution de C_x semble être confondue. Au contraire, la sphère de 30mm a un niveau d'ablation beaucoup plus important, et nous remarquons que sa diminution de C_x est significativement plus rapide. L'effet de la température sur C_x semble dépendre de la forme de l'objet.

De plus, en extrapolant le refroidissement des pseudo-sphères à la température initiale de surface de notre sphère, soit environ 20°C, nous pouvons comparer la différence de C_x de

notre objet entre l'entrée et la sortie de la phase plasma. Les sphères de 10 mm et 25 mm finissent leur parcours avec un $C_x = 1,27$, elles ont donc pris 0,01 de C_x en plus. Alors que la sphère de 30 mm atteint un $C_x = 1,38$, elle a donc pris 0,11 de C_x.

En conclusion le comportement aérodynamique de la sphère en phase plasma change fortement. Une très grande différence de C_x est observée entre un écoulement froid et un écoulement plasma. Ceci est dû aux caractéristiques "visqueuses" et au déséquilibre du plasma, à l'effet de température qui va augmenter le C_x, et à l'ablation de la sphère qui va modifier sa géométrie. En plus de la phase plasma, à cause de l'ablation, le comportement aérodynamique de l'objet va changer entre son état initial avant la phase plasma et son état final après la phase plasma, ce qui doit être pris en compte.

5.3 Conclusion

Pour terminer cette étude, nous allons comparer les contributions de la phase plasma pour chaque expérience réalisée. Pour comparer les expériences pour les trois tailles de sphères, un taux d'ablation commun à tous est considéré. De ce fait le coefficient de traînée maximum mesuré pendant la phase plasma est celui où la sphère est ablatée à 50%, nous le noterons C_x^{max}. Notons, C_{x0}, le coefficient de traînée des sphères en écoulement froid, pendant la phase 1. Nous définirons la contribution de la phase plasma en pourcentage de la différence entre ces deux états comme le montre l'équation 5.16.

$$Contribution_{Totale} = \frac{C_x^{max} - C_{x0}}{C_{x0}} \times 100 \tag{5.16}$$

La contribution de la phase plasma est dissociée en trois apports : la contribution du flux de plasma, Ct_{Plasma}, la contribution liée à l'effet de température, $Ct_{Temperature}$, et la contribution liée à l'ablation, $Ct_{Ablation}$, de telle sorte que pour chaque sphère l'équation 5.17 soit vérifiée.

$$Contribution_{Totale} = Ct_{Plasma} + Ct_{Temperature} + Ct_{Ablation} \tag{5.17}$$

Nous pouvons donc résumer la contribution de la phase plasma de nos expériences à l'aide de ces quantités, grâce au tableau 5.17.

La figure 5.56 représente la contribution respective des différents paramètres pour des sphères ablatées de 50% de leur volume initial. Le premier constat est que l'ionisation du gaz augmente considérablement la traînée de l'objet. Dans tous les cas étudiés, le coefficient de traînée a plus que doublé par rapport à un écoulement non ionisé. Cela est probablement dû au caractère visqueux du plasma et à l'énergie apportée par les particules chargées. La montée en température a finalement une contribution minoritaire sur la force de traînée totale. Les phénomènes d'ablation modifient évidemment la force de traînée, puisqu'ils modifient la

Libellé de la sphère	S10G2	S25G1	S30G2
Ct_{Totale}	248%	257%	226%
Ct_{Plasma}	226,2%	194,1%	155,9%
$Ct_{Temperature}$	14,9%	5,6%	3,4%
$Ct_{Ablation}$	6,9%	57,3%	66,7%

TABLE 5.17 – Différentes contributions à l'augmentation du C_x en phase plasma.

géométrie de l'objet. Cependant, leur contribution à la force totale de traînée est inversement proportionnelle au degré de raréfaction, contrairement à l'ionisation et à l'augmentation de température.

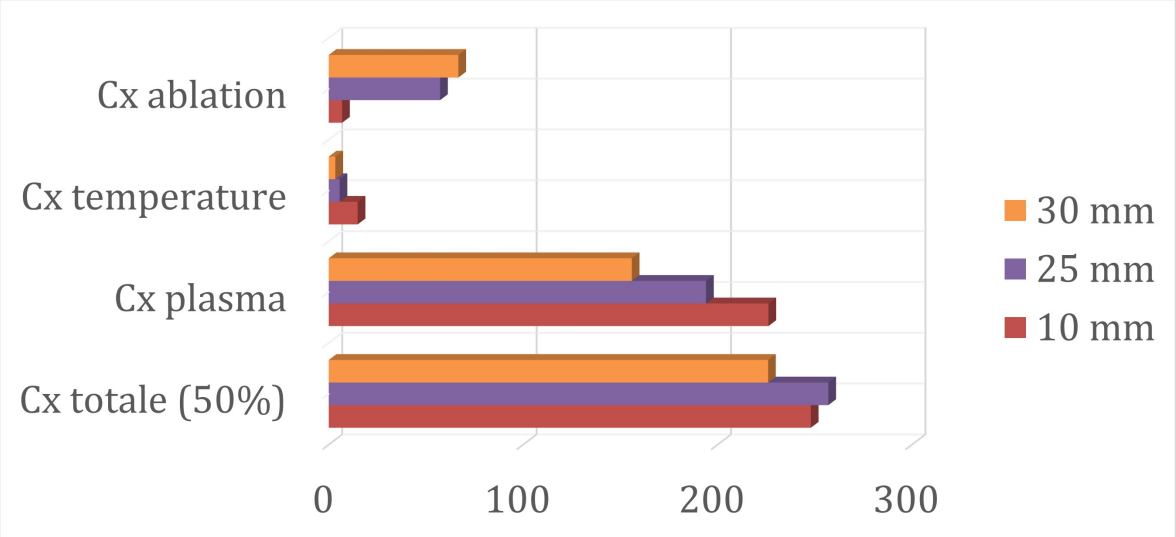


FIGURE 5.56 – Contribution respective des différents paramètres pour des sphères ablatées de 50 % de leur volume total.

Ainsi la phase haute enthalpie d'une rentrée atmosphérique est un des contributeurs majeurs à la décélération. Pendant ces conditions plasma, la force de traînée augmente brusquement sous l'effet de phénomènes multiples. Nous reviendrons sur ces conséquences dans le bilan final.

Chapitre 6

Synthèse & Perspectives

Sommaire

6.1 Coefficients aérodynamiques 208
6.2 Calcul de trajectoire de rentrée d'une sphère 211
6.3 Comparaison des résultats expérimentaux et de la simulation DS2V 214
6.4 Ablation d'un cube 217

6.1 Coefficients aérodynamiques

Des satellites hors d'usage ou des fragments issus de collisions sont piégés en orbite autour de la Terre et constituent une menace pour notre avenir sur Terre et dans l'espace. Leur nombre ne cesse d'augmenter, ayant un impact direct et immédiat sur le risque de collisions avec les satellites en activité. La décroissance de leur vitesse est inéluctable causée par la traînée atmosphérique et se traduit par une rentrée vers la Terre qu'elle soit contrôlée ou non. En ce qui concerne les étages des fusées qui sont utilisées pour la mise en orbite des satellites, leur fin de vie et le retour sur Terre sont généralement non contrôlés. La conquête spatiale et les avancées technologiques en matière de surveillance et télécommunication ont un revers qu'il faut maitriser. Les enjeux scientifiques liés à la rentrée atmosphérique restent un sujet d'actualité pour les différents acteurs voulant prédire la probabilité de destruction de ces débris lors de leur rentrée ou en cas de survie leur trajectoire pour déterminer leur lieu d'impact au sol.

Ce problème est très complexe et multidisciplinaire couvrant des aspects aérodynamiques, thermiques, matériaux, mathématiques etc. Ce projet de recherche a été centré sur les aspects d'aérodynamique affectés par les effets de raréfaction que subissent les débris durant leur évolution à des vitesses hypersoniques et supersoniques. Il s'agit d'une recherche expérimentale axée sur le comportement aérodynamique de deux formes canoniques, les sphères et les cubes, en régime de transition et de glissement, correspondant à des altitudes de rentrée comprises entre 100 et 50 km d'altitude environ.

Deux souffleries de la plateforme FAST ont été utilisées : La soufflerie MARHy pour étudier les effets de la raréfaction à Mach 4 sur les coefficients aérodynamiques et la forme du choc. La soufflerie PHEDRA pour analyser l'influence des aspects haute enthalpie sur les coefficients de traînée. Différentes dimensions de sphères et de cubes ont été étudié pour couvrir une gamme de nombres de Knudsen représentative des régimes de transition et de glissement.

L'ensemble des résultats concernant les coefficients aérodynamiques de traînée pour une forme sphérique est résumé sur la figure 6.1 elle regroupe ces coefficients en fonction du nombre de Knudsen. Je vais détailler dans l'ordre de la légende, l'ensemble des conditions représentées.

- Les points gris correspondent aux mesures effectuées dans la soufflerie MARHy à Mach 4 - 2, 8 et 71 Pa pour des sphères de diamètre 5,5 ; 10 ; 25 ; 30 et 40 mm dans de l'air non ionisé dit écoulement "froid" à contrario d'écoulement diamètre"plasma". Des conditions similaires ont été réalisées dans la soufflerie PHEDRA sans ionisation pour des diamètres de 10, 25 et 30 mm, il s'agit des points bleus. Ceux ajourés de couleur orange représentent le C_x des sphères au démarrage du plasma.

  Le plasma va chauffer la surface des sphères augmentant ainsi leur température et la valeur du C_x, représenté par les points ajourés verts.
- Ces mêmes C_x sont représentés pour un nombre de Knudsen équivalent à un écoulement « froid », calculés à partir de la pression de l'écoulement infini, par des points pleins

oranges et verts.

- Le plasma provoque l'ablation des sphères dont la géométrie change. De ce fait, elles sont appelées pseudo sphère. Ce changement géométrique va produire une augmentation du C_x représentée par les triangles ajourés verts.
- Leurs homologues pour un nombre de Knudsen équivalent sont représentés par des triangles verts pleins.
- Après l'ablation des sphères, le plasma est arrêté et le C_x des pseudos sphères est mesuré alors que leur surface est encore incandescente, représenté par des triangles pleins bleu foncé.
- Puis le C_x est une nouvelle fois mesuré lorsque les pseudo sphères ont atteint la température ambiante de 20°C, triangles bleu clair. Dans un souci de cohérence, le C_x des pseudos sphères a été calculé pour un taux d'ablation identique pour chaque sphère. Enfin, le C_x de 2 pseudos sphères (30 et 25 mm) a été mesuré de nouveau, mais cette fois-ci dans la soufflerie MARHy à Mach 4 - 8 Pa. Il s'agit des triangles pleins gris.
- Pour terminer, en gris est tracé la fonction de raccordement établie à partir de nos données expérimentales de cette étude, équation 4.22.

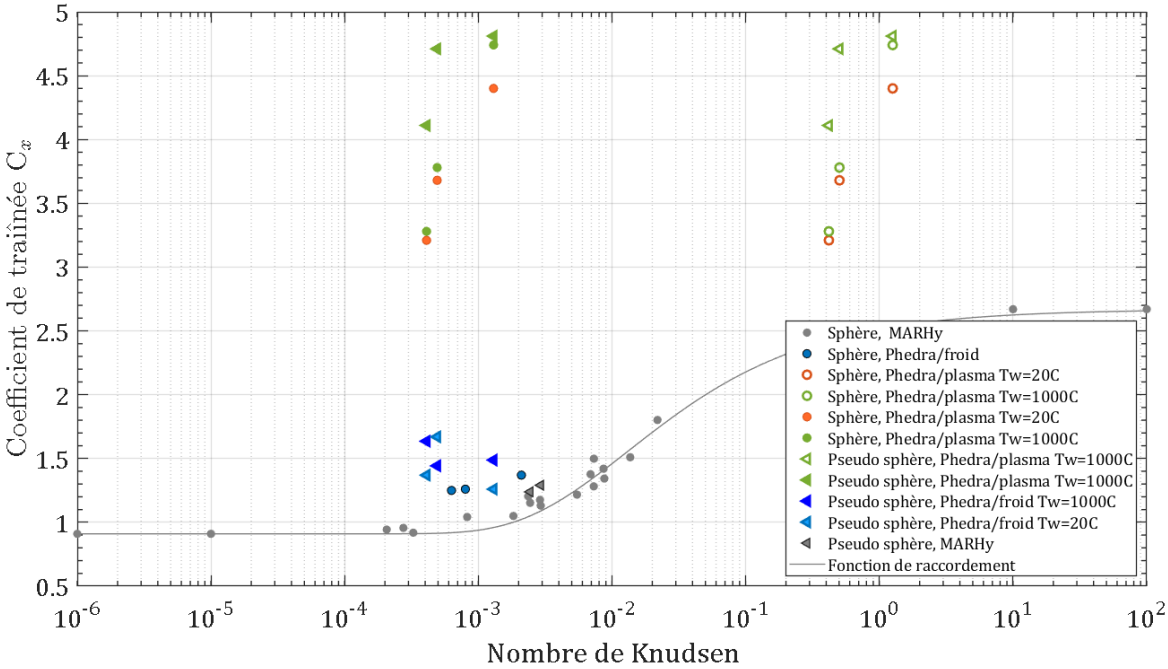


FIGURE 6.1 – Ensemble des coefficients de force de traînée mesurés dans ce travail de recherche.

Ces mesures expérimentales permettent tout d'abord de constater que les effets de la raréfaction ont une incidence à partir d'un nombre de Knudsen de 10^{-3}. Or, les limites du régime transitionnel sont communément admises à un nombre de Knudsen de 10^{-1}. Ainsi, si les fonctions de raccord débutent leurs croissances qu'à partir d'un nombre de Knudsen de

10^{-2}, régime de glissement, une part non négligeable du coefficient de force de traînée est sous-estimée. Le modèle proposé dans cette étude suggère non seulement que les effets de la raréfaction sont précoces, mais aussi qu'ils sont plus progressifs que les fonctions sinus habituellement proposées. Il a également été démontré qu'un lien direct existe entre le coefficient de traînée et le détachement du choc devant la sphère pour des raisons évidentes de répartition de pression (Eq. 4.13). Nos résultats expérimentaux ont permis d'établir une fonction de raccordement qui dépend des paramètres physique de l'écoulement, tel que le nombre de Mach et le paramètre de viscosité. Cette fonction permet de mieux ajuster le coefficient de traînée aux conditions de rentrée du débris. Les résultats de Koppenwallner vérifient ce modèle pour un nombre de Mach de 8. **Une plus large validation de ce modèle pourrait être obtenue à partir de résultats mesurés à Mach 20 sur la soufflerie MARHy.**

Concernant les effets de la phase plasma sur le coefficient de traînée, il semble indéniable que l'ionisation de l'air impacte fortement la force de traînée, les mesures en témoignent, et donc son coefficient. Cet effet est bien supérieur à celui de la température de surface ou à celui de l'ablation. Bien que le calcul d'un coefficient de traînée dans un plasma ne soit pas très rigoureux, nous l'utilisons dans une optique comparative. En effet, les conditions prises en compte dans le calcul du coefficient de traînée peuvent également décrire un gaz très chaud non ionisé, mais ne traduisent pas l'état de déséquilibre thermique et chimique de l'écoulement produit par de l'enthalpie élevée du plasma. Dans le cas de l'énergie interne, dans d'autres modes que ceux de la translation, ils sont stockés et peuvent être localement échangés par collision entre particules ou avec la surface de l'objet. Néanmoins, il permet l'analogie comparative dont nous discutons et s'apparente plus à un outil pour calculer la trajectoire de rentrée. Par ailleurs le calcul du nombre de Knudsen ne tient compte que de la température de l'écoulement plasma et de son coefficient isentropique, cela est non représentatif des grandeurs caractéristiques d'un plasma telle que la longueur de Debye entre autres. Son calcul sert uniquement notre étude comparative. Il semble probable que lorsque l'objet effectuant une rentrée s'entoure de plasma, cela crée un « saut » de raréfaction vers le régime moléculaire libre. Le choc devant l'objet est très détaché et épais, caractéristique de la raréfaction. Cependant, la phase plasma de la rentrée ne se produit pas à haute altitude, là où l'on rencontre le régime moléculaire libre, mais à environ 70 km d'altitude. De plus, le degré de raréfaction de l'écoulement autour de l'objet ne fait que décroître avec la diminution de l'altitude pour un écoulement non ionisé. Même si l'objet fait un saut de raréfaction durant sa phase plasma, elle se produit à plus basse altitude que celle rencontrée habituellement pour ce même régime. C'est pourquoi nous avons calculé un nombre de Knudsen équivalent (marqueurs pleins) pour nos conditions d'écoulement plasma. Il s'agit simplement du nombre de Knudsen calculé avec les conditions plasma (pression, Mach), mais pour un écoulement non ionisé et "froid". Ainsi, pour une altitude donnée, selon que l'on considère que l'écoulement entourant l'objet est ionisé ou non, le coefficient de traînée peut varier de manière significative. Il faut cependant garder à l'esprit que nous n'avons pas étudié l'effet de la variation de l'enthalpie sur le C_x, et nos mesures sont valables pour une enthalpie spécifique d'environ $20MJ.kg^{-1}$. **Il serait alors intéressant d'effectuer ces mêmes expériences pour d'autres enthalpies en essayant de conserver les conditions de vitesse et de pression.** Lors d'une rentrée atmosphérique, l'effet plasma, selon le matériau, peut produire l'ablation partielle de l'objet-débris, avec un changement de sa forme initiale. Par conséquent,

à la fin de cette phase plasma, un nouveau coefficient de traînée doit être considéré, celui d'une pseudo sphère, légèrement plus élevé que celui d'une sphère. Comme la soufflerie PHEDRA possède une tuyère conique, les mesures en écoulements froids sont moins précises que celles effectuées dans la soufflerie MARHy équipée d'une balance aérodynamique plus élaborée. Pour évaluer la modification du Cd induit par ce changement de forme, la force de traînée de la pseudo sphère a été mesurée dans la soufflerie MARHy pour un écoulement à Mach 4 - 8 Pa. On constate que le C_x augmente d'environ 1,72 % par rapport à une sphère entière.

6.2 Calcul de trajectoire de rentrée d'une sphère

Afin de mettre en perspective ces résultats expérimentaux, on se propose de calculer la trajectoire de rentrée d'une sphère de manière très simplifiée. Dans le but d'illustrer la contribution de la prise en compte d'une phase plasma dans une trajectoire de rentrée atmosphérique, nous allons comparer les écarts sur une trajectoire calculés avec un modèle prédictif simple prenant en compte la phase plasma, et un modèle ne la prenant pas en compte. Pour cela nous allons utiliser les résultats expérimentaux décrits précédemment. Cette comparaison n'a pas la prétention d'égaler un code de calcul de trajectoire tels que ceux utilisés par les différentes agences spatiales, beaucoup plus complexe, mais seulement de mettre en perspective les résultats expérimentaux.

Nous cherchons donc ici à comparer uniquement l'influence de la phase plasma sur la trajectoire ainsi que sur sa durée. Pour ce faire une modélisation simple avec des hypothèses simplistes a été menée. Les hypothèses d'une rentrée très simplifiée sont les suivantes : nous prendrons ici le cas d'une rentrée équatoriale à deux dimensions, avec comme paramètres l'altitude et la distance parcourue. Nous supposerons également que la Terre est plate sur le domaine de rentrée.

Le calcul comporte 3 blocs de paramètres :

- L'environnement
- L'objet
- La trajectoire

L'environnement

Pour notre simulation nous prendrons comme modèle atmosphérique le modèle NRLMSIS-00 Picone et al. (2002) utilisé pour l'évolution de la température et de la pression atmosphérique.

L'objet

La géométrie est sphérique en acier inoxydable, en titane et en graphite, avec pour diamètre 1 m, 50 cm et 10 cm. Les caractéristiques de ces sphères sont résumées dans le tableau 6.1.

La trajectoire

Libellé	Diamètre	Matériau
I	100 ; 50 ; 10 cm	Inox : $\rho = 8020 kg.m^{-3}$
T	100 ; 50 ; 10 cm	Titane : $\rho = 4150 kg.m^{-3}$
G	100 ; 50 ; 10 cm	Graphite : $\rho = 1850 kg.m^{-3}$

TABLE 6.1 – Sphères utilisées pour la simulation numérique.

Je suppose que la trajectoire de rentrée se comporte de manière bidimensionnelle en tenant compte que des forces de pesanteur et de traînée comme dans l'équation 1.14.
La trajectoire est décrite par le système d'équation différentielle 6.1

$$Trajectoire : \begin{cases} \frac{du_x}{dt} = \frac{-2\rho}{\beta}.\sqrt{u_x + u_z}.u_x \\ \frac{du_z}{dt} = \frac{-2\rho}{\beta}.\sqrt{u_x + u_z}.u_z - G.\frac{M_E}{(R_E+z)^2} \\ \frac{dx}{dt} = u_x \\ \frac{dz}{dt} = u_z \end{cases} \tag{6.1}$$

Avec $\beta = \frac{m}{S_{ref} C_x}$.

Les conditions initiales de la rentrée sont au nombre de quatre, l'altitude de rentrée, la vitesse de rentrée u_0, l'angle de rentrée γ_0, et la distance horizontale depuis la rentrée seront pris à zéro au début.

$$Conditions\ initiales : \begin{cases} u_x(t=0) = u_0.cos(\gamma_0) \\ u_z(t=0) = u_0.sin(\gamma_0) \\ x(t=0) = 0 \\ z(t=0) = z_0 \end{cases} \tag{6.2}$$

La méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 a été utilisée pour résoudre le système d'équations différentielles 6.1. Il s'agit d'une méthode d'analyses numériques, basée sur le principe de l'itération, c'est-à-dire que l'estimation n-1 est utilisée pour calculer l'estimation n plus précise, et ainsi de suite. La méthode Runge-Kutta est définie par l'équation 6.3.

$$z_{n+1} = z_n + \frac{dt}{6}.(K_1 + 2.K_2 + 2.K_3 + K_4) \tag{6.3}$$

$$Avec : \begin{cases} K_1 = f(t_n, z_n) \\ K_2 = f(t_n + \frac{dt}{2}, z_n + \frac{dt}{2}.K_1) \\ K_3 = f(t_n + \frac{dt}{2}, z_n + \frac{dt}{2}.K_2) \\ K_4 = f(t_n + dt, z_n + dt.K_3) \\ \frac{dz}{dt} = f(t, z) \\ z(t=0) = z0 \end{cases} \tag{6.4}$$

Pour mettre en évidence la phase plasma, nous supposerons que le plasma apparaît entre 80 km et 40 km d'altitude. Nous considérerons une rentrée atmosphérique à une altitude de z_0= 200 km, avec une vitesse initiale de $u_0 = 7700$ km, et un angle de rentrée de $\gamma_0 = -1°$. Nous

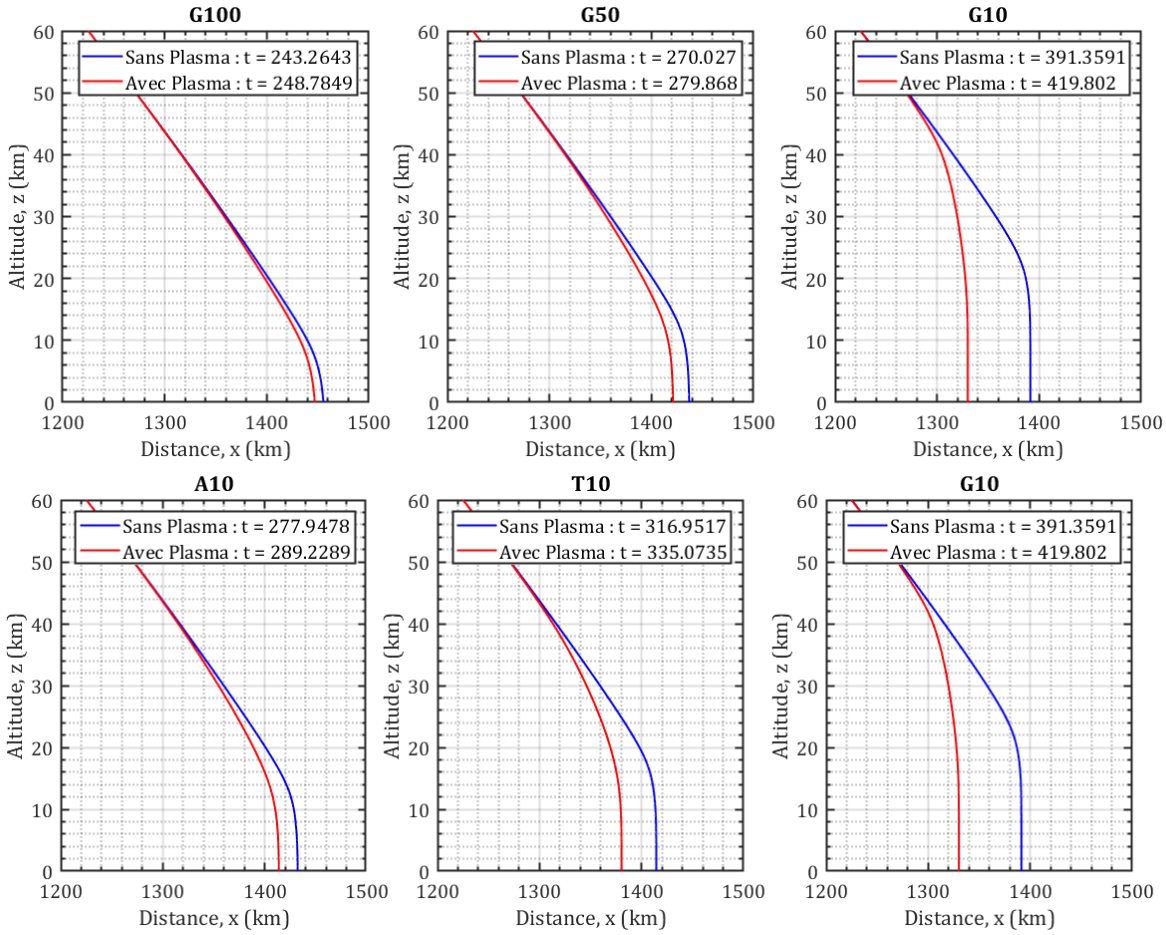


FIGURE 6.2 – Trajectoires de rentrée en fonction du modèle utilisé.

allons donc étudier la rentrée des sphères définies ci-dessus, selon les modèles aérodynamiques choisis avec et sans phase plasma.

On peut voir que la distance des points d'impact pour chaque paire de trajectoires est espacée de l'ordre du kilomètre, nous le noterons D_S. De plus, étant positionné à l'équateur, la rotation de la Terre a induit un mouvement du sol. À l'équateur, le sol se déplace à une vitesse de $u_G = 444m.s^{-1}$. Par conséquent, le délai entre chaque trajectoire, noté $Deltat$, induit un décalage de distance entre les points d'impact, noté $D_T = \Delta t \times u_G$, dû à la rotation de la Terre. Par conséquent, la distance réelle entre les deux points d'impact du couple de trajectoires est la somme des deux décalages de distance, nous la noterons $D_I = D_S + D_T$.

Ainsi, cette simulation numérique nous permet de dire que la contribution à l'impact au sol de l'influence aérodynamique du plasma sur une sphère est de l'ordre du kilomètre. En effet, en fonction des caractéristiques de l'objet, l'aérodynamique aura une influence différente. Si l'on regarde la trajectoire de la sphère solide en acier inoxydable de 1 m de diamètre, on peut dire que la déviation induite par la phase plasma est faible, environ 2 km. Alors que la déviation sur la trajectoire de la sphère de 10 cm en graphite est d'environ 70 km, ce qui n'est

Libellé	D_S [km]	Δt [s]	D_T [km]	D_I [km]
I100	2.2	1.7	0.7	2.9
I50	4.3	3.0	1.3	5.6
I10	18.4	11.3	5	23.4
T100	4.1	3.0	1.3	5.4
T50	7.7	5.0	2.2	9.9
T10	34.1	18.1	8.0	22.1
G100	8.4	5.5	2.5	10.9
G50	15.8	9.8	4.4	20.2
G10	61.3	28.4	12.6	73.9

Table 6.2 – Effets la phase plasma sur la trajectoire.

évidemment pas négligeable. De plus, généralement les gros objets subissent une fragmentation en objets plus petits lors de leur entrée en phase plasma. L'estimation de 70 km est donc plausible. Cependant, nous notons que selon le matériau et sa taille, l'objet peut être détruit avant d'arriver sur Terre. Néanmoins, la phase plasma ne semble pas être aérodynamiquement négligeable lors d'une rentrée atmosphérique. **Des études complémentaires, tant au niveau de l'expérience que de la simulation, pourraient aider à mieux implémenter la phase plasma dans les codes modernes de rentrée atmosphérique.**

6.3 Comparaison des résultats expérimentaux et de la simulation DS2V

Nos résultats expérimentaux peuvent également être mis à contribution pour implémenter les simulations DSMC. En effet, malgré les différents modèles d'interaction gaz-surface qui ont été développés, les interactions ne sont pas toujours bien comprises pour les conditions hypersoniques raréfiées. L'hypothèse d'une accommodation complète de la surface du gaz, qui est valable en régime continu, ne l'est plus en conditions raréfiées. Or, ces interactions régissent le transfert de quantité de mouvement et d'énergie du gaz vers la surface solide et influencent donc directement les forces aérodynamiques sur la surface, d'après Padilla et Boyd (2007). Le programme de calcul Monte-Carlo DS2V, développé par Bird (2005) ; Bird (2001) a été utilisé pour simuler le cas test Mach 4 - 8 Pa et la sphère de 40 mm de diamètre. La simulation de la sphère en 3 dimensions est obtenue par révolution, autour de l'axe de symétrie de la sphère dans la direction de l'écoulement, d'une simulation en 2D de la moitié de la sphère, comme la figure 6.3 le montre. Le problème étudié est dit alors axisymétrique. Ce procédé permet de réduire fortement la charge de calcul nécessaire à la convergence de la simulation. Trois simulations numériques ont été réalisées avec différents coefficients d'accommodation, et les résultats ont ensuite été comparés aux résultats expérimentaux. Les conditions d'écoulement libre sont celles présentées dans le tableau 4.2.

Les valeurs des coefficients d'accommodation sont comprises entre 0 et 1, définissant respectivement les réémissions spéculaires et diffusives, entièrement accommodées. Le code DS2V

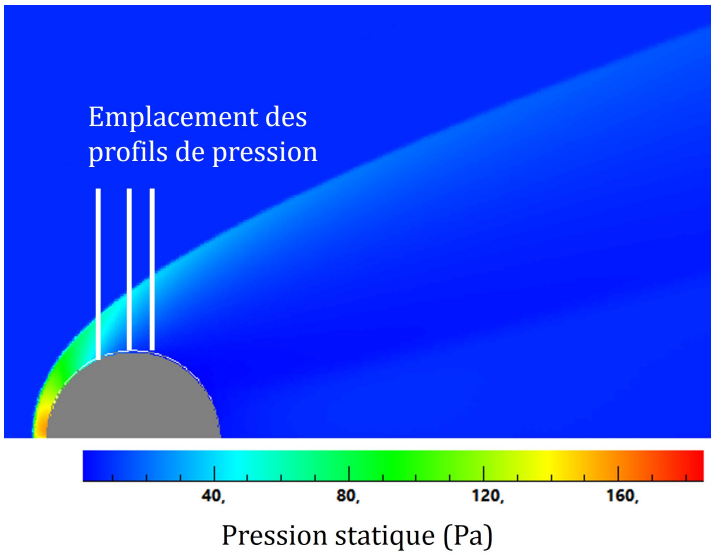


FIGURE 6.3 – Champs de pression calculée par DSMC pour une sphère de 40 mm de diamètre à Mach 4 - 8 Pa et $a_n = 0,9$.

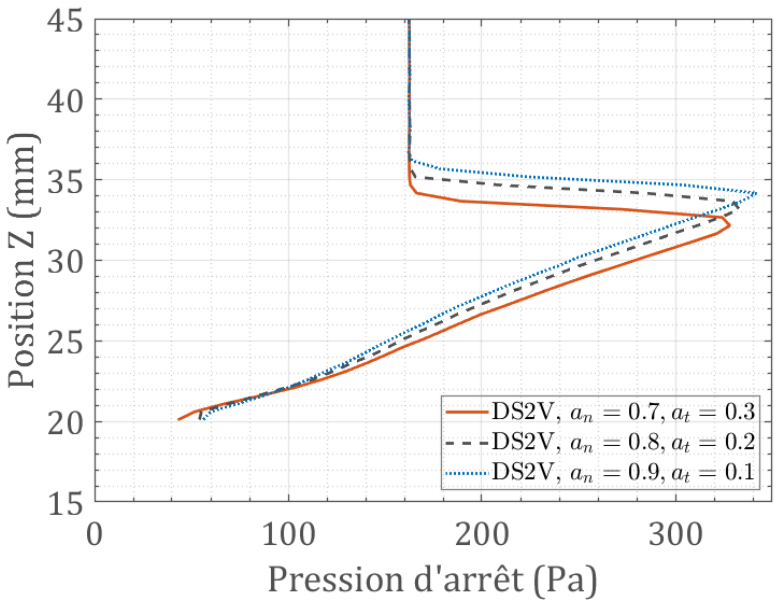


FIGURE 6.4 – Effet des coefficients d'accommodation à la paroi sur les profils de pression à x = 0 mm calculé avec le code de simulation DS2V. Mach 4 - 8 Pa, sphère de 40 mm de diamètre.

met en œuvre le modèle de Maxwell et le modèle de Cercignani-Lampis (CLL). Le modèle de Maxwell diffusif, entièrement accommodé, est l'option par défaut, quelle que soit l'interaction gaz-surface qui peut être modifiée en entrant la fraction (f) des molécules réémises de manière spéculaire (ZUPPARDI, 2015). Dans le présent travail, les simulations ont été réalisées avec le modèle CLL et avec les paramètres normaux d'accommodation $a_n = 0,9$; $0,8$ et $0,7$.

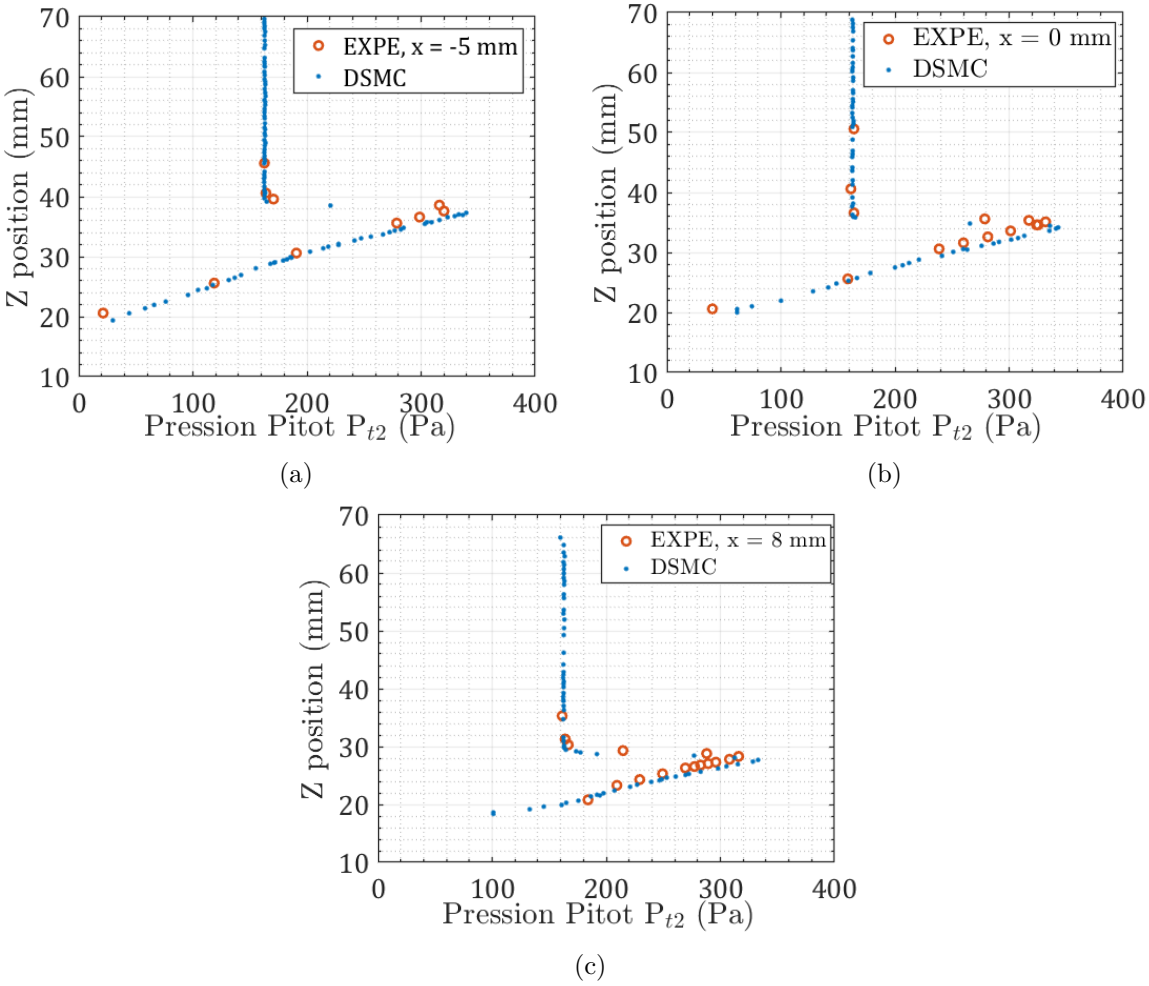


FIGURE 6.5 – Comparaison entre les profils de pression expérimentaux et les pressions calculées par DS2V pour x = -5 (a) ; 0 (b) et 8 mm (c). Mach 4 - 8 Pa, sphère de 40 mm de diamètre.

La figure 6.4 présente le profil de pression totale pour $x = 0$ mm, calculé avec les données fournies par DS2V pour $a_n = 0,9$; $0,8$ et $0,7$. Les profils de pression d'arrêt ont été recalculés à partir du champ de pressions présenté en figure 6.3 grâce aux relations isotropiques (Eq. 5.3). Ainsi, on peut comparer les mesures de pression obtenues par sonde de Pitot avec les pressions fournies par le calcul de DS2V. Des différences significatives sont observées, notamment en ce qui concerne la position du choc. Un bon accord est trouvé pour la simulation DS2V avec $a_n = 0,9$ par rapport aux résultats expérimentaux comme présentés dans la figure 6.5 pour différentes positions axiales autour de la sphère $x = -5$, 0 et 8 mm. La figure 6.6 présente la comparaison du champ de flux de pression calculé par DS2V avec le champ de flux expérimental de la caméra CMOS. Comme on l'observe, les formes de chocs expérimentales et numériques s'ajustent bien, présentant un bon accord de la distance d'éloignement à la surface.

De plus, le coefficient de traînée déterminé par DS2V pour nos conditions est de 1,027. Or

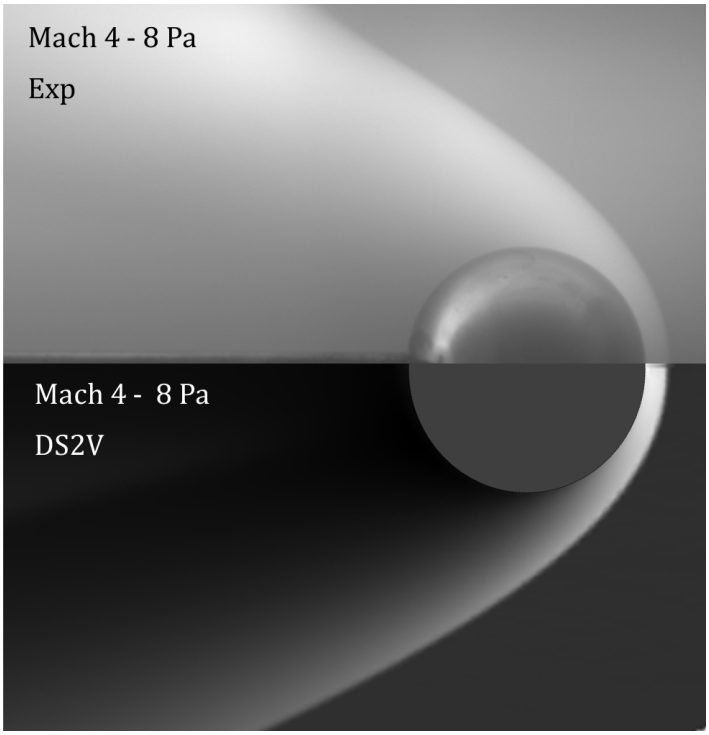


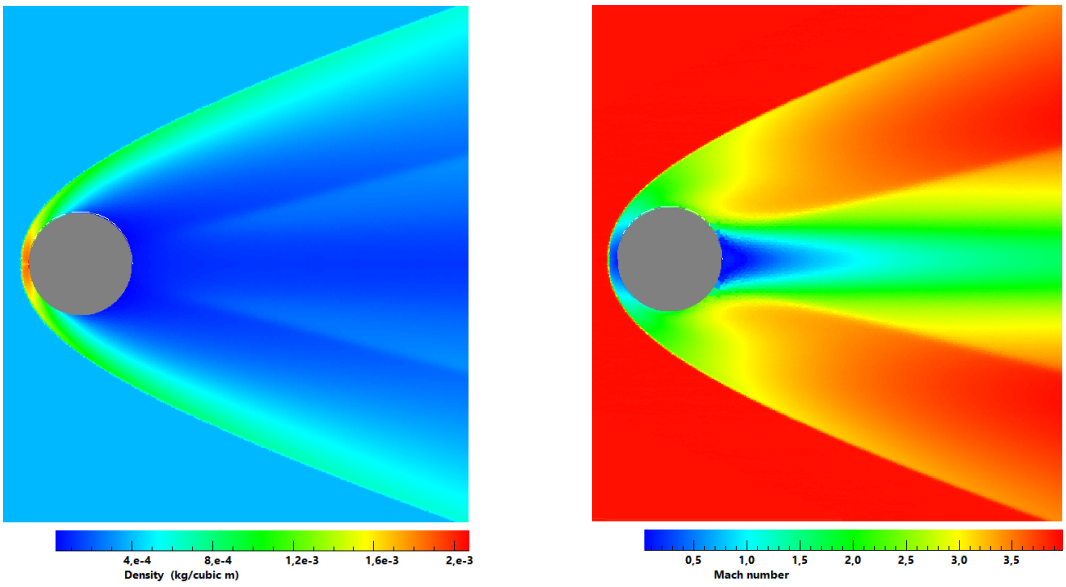
FIGURE 6.6 – Comparaison de l'onde de choc visualisée expérimentalement et la visualisation DS2V obtenue à Mach 4 - 8 Pa avec une sphère de 40 mm de diamètre.

expérimentalement nous avions mesuré un C_x de 1,05 pour la sphère de 40 mm de diamètre à Mach 4 - 8 Pa. Quant à la force de traînée, elle a été mesurée à 118 mN et estimée par la simulation DSMC à 111,7mN dont 102,4 mN correspondent à la traînée de pression. L'ensemble de ces comparaisons montrent un bon accord entre le cas test expérimental et la simulation numérique correspondante.

Lorsque les mesures expérimentales coïncident avec les résultats calculés par DS2V, on peut considérer que les coefficients d'accommodation sont corrects et que la simulation est validée. De ce fait, la modélisation nous donne accès à des paramètres physiques dont on ne pourrait pas avoir accès par l'expérience. La figure 6.7 donne l'exemple du champ de densité (a) et du nombre de Mach (b) fourni par le calcul DS2V pour nos conditions. On peut y observer la "queue d'hirondelle" dans le sillage de la sphère, caractéristique des écoulements raréfiés. **Il serait alors envisageable de déterminer l'évolution des coefficients d'accommodation en fonction du degrés de raréfaction, pour permettre une plus grande acuité des simulations**

6.4 Ablation d'un cube

La seconde forme canonique étudiée est le cube. Cette forme n'est pas réputée pour être très aérodynamique, par conséquent on trouve peu de travaux dans la littérature. Nous avons



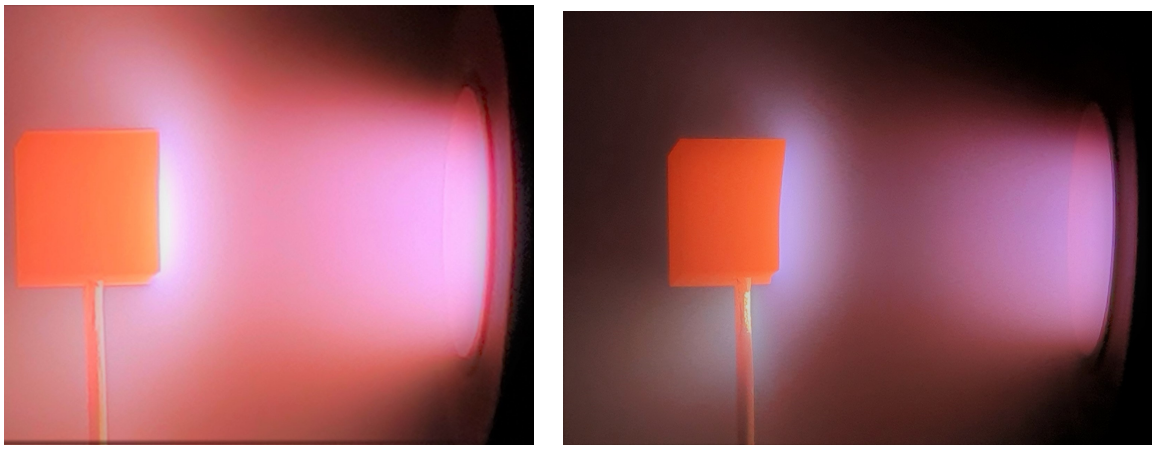
(a) (b)

FIGURE 6.7 – Champs de densité (a) et de nombre de Mach (b) calculé par DSMC pour une sphère de 40 mm de diamètre à Mach 4 - 8 Pa.

étudié l'influence de la raréfaction, comme pour le cas des sphères, mais en tenant compte de leur orientation. Les résultats montrent une dépendance du coefficient de traînée en nombre Knudsen. En effet non seulement la valeur du coefficient aérodynamique augmente avec le nombre de Knudsen mais aussi plus le degré de raréfaction est important, moins l'orientation, donc l'incidence du cube, n'a d'impact sur le C_x.

Afin de prospecter sur les possibles axes de recherches, nous avons également réalisé l'ablation d'un cube de 25 mm dans la soufflerie PHEDRA aux mêmes conditions que celles utilisées pour les sphères. La figure 6.8 illustre cette expérience pour différentes durées dans le plasma. Les mêmes diagnostics ont été employés pour cette expérience. A notre grande surprise, alors que nous pensions que l'ablation se ferait principalement au niveau des bords, de manière à ce que sa forme tende vers une forme sphérique, il n'en est rien comme le montre la figure 6.9 du cube une fois ablatée. L'ablation a produit l'apparition d'une concavité au centre du cube comme le montre l'image. Rendant de ce fait impossible la mesure de l'épaisseur perdue du cube causée par l'ablation avec le montage actuel. L'absence de ce paramètre ne permet pas de reproduire l'analyse pratiquée dans ce travail pour les sphères, car il est essentiel à l'établissement des conditions de l'écoulement plasma qui varie avec la distance de l'objet à la sortie de tuyère. Pour évaluer l'impact de cette nouvelle géométrie, le coefficient de traînée a été mesuré avec la soufflerie MARHy. Ainsi, avec un écoulement à Mach de 4 et 8 Pa, le cube entier de 25 mm d'arête a un coefficient de traînée de 1,74 pour un nombre de Knudsen de 0,0029. Lorsqu'il a subi une ablation et une perte de masse de 27,27% son coefficient de traînée vaut alors 1,78 pour les mêmes conditions d'écoulement.

La formation de cette concavité peut s'expliquer par la concentration de densité qui semble



(a) $t = 14\text{min } 51\text{s}$ (b) $t = 52\text{min } 10\text{s}$

FIGURE 6.8 – Ablation d'un cube de 25 mm dans le moyen d'essais PHEDRA pour différentes durées d'expérience.

être suggérée par l'intensité lumineuse élevée locale au point d'arrêt comme on le voit dans l'étude du détachement du choc sur la figure 4.37a. Ces conditions locales pourraient ainsi créer un environnement propice à l'ablation provoquant l'asymétrie de cette dernière. Néanmoins, la concavité semble avoir une profondeur limite et effectue une translation tout au long de l'expérience.

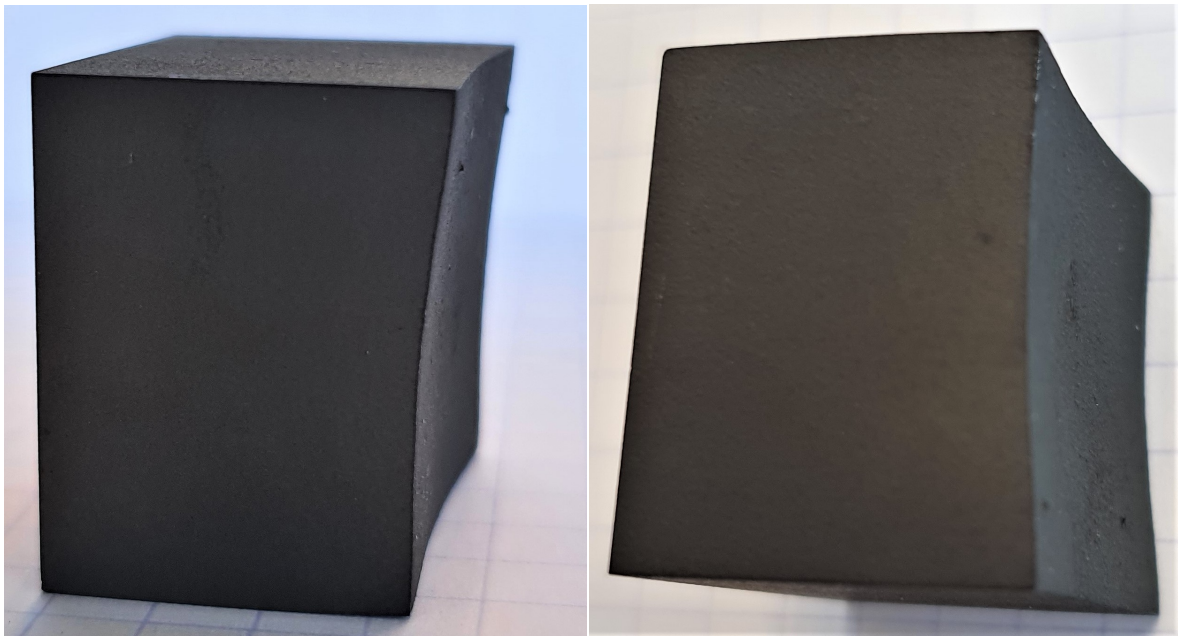


FIGURE 6.9 – Cube en graphite de 25 mm d'arête, ablaté à 27,27% de sa masse initiale de 28,2233 g.

Sur la figure 6.9 montrant le cube de 25 mm d'arête, une fois ablaté, on remarque que l'état de surface a été aussi modifié. En particulier, au centre de la concavité l'état de surface

du graphite présente des aspérités.

L'approfondissement de cette étude pourrait être envisagé avec d'autres orientations et d'autres formes d'intérêt comme par exemple les demi-sphères creuses concaves.

Annexe A

Détermination du nombre de Mach dans le plasma

Les propriétés de l'écoulement plasma telles que la température, la vitesse et le nombre de Mach, doivent être identifiées afin d'étudier les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement supersonique du plasma autour d'un corps. Les lois d'écoulement isentropiques permettent de décrire le comportement d'un écoulement compressible et donnent des informations notamment sur le nombre de Mach. En particulier, le coefficient isentropique des gaz est une quantité physique qui peut faciliter considérablement l'effort de modélisation aérodynamique. Sa valeur dépend uniquement du nombre de degrés de liberté du gaz considéré. Or un écoulement ionisé ne peut pas être considéré comme isentropique, en raison des collisions inélastiques. Le nombre de degrés de liberté est variable selon l'état d'équilibre dans lequel il se trouve. En effet les relations isentropiques pour un système gazeux, qui relient la pression, la densité et la température sont généralement utilisées dans des situations de pression atmosphérique et d'équilibre thermique local (ETL). Pour un plasma, l'équilibre thermique local implique d'une part que la température de l'électron est proche de celle des particules lourdes et d'autre part que l'ionisation ne peut pas dévier de l'équilibre d'ionisation de Saha (LSE). Par conséquent, l'exposant isentropique d'un plasma est plus faible en raison d'un degré de liberté supplémentaire causé par l'ionisation. Dans le cas présent, nous avons appliqué le modèle proposé par Burm (2001) dans son travail de thèse pour déterminer le coefficient isentropique dans un plasma hors équilibre.

Burm et al. (2002) ; Burm (2004) donne une définition de la vitesse du son dans un jet de plasma où il prend en compte le taux d'ionisation du gaz comme suit :

$$c^* = \left[\gamma^* \mathcal{R} \left(T_1^* + \alpha_i T_e\right)\right]^{1/2} \tag{A.1}$$

où γ^* (A.1) est l'exposant isentropique d'un plasma diatomique en équilibre thermodynamique non local.

$$\gamma^* = \frac{c_p^*}{c_v^*} \frac{2\theta + (1-\theta)\,\alpha_i}{2\theta + (1-\theta)\,\alpha_i + (1-\alpha_i)\,\alpha_i} \tag{A.2}$$

Dans l'équation A.2, c_p^* et c_v^* représentent les capacités calorifiques du plasma, $\alpha_i = n_e/n_0$ le degré d'ionisation avec n_e la densité électronique et n_0 la densité de particules neutres, et

$\theta = T_{gas}/T_e$ le déséquilibre thermique entre la température du gaz T_{gas} et la température électronique T_e. Les capacités thermiques du plasma sont des fonctions de l'énergie d'ionisation, correspondant ici à celles de l'espèce ionisée prédominante $N2^+$ (15.7 eV (Laborie et al., 1971)).

Les équations pour les capacités calorifiques sont données par :

$$c_p^* = \frac{5}{2}\frac{\mathcal{R}}{\theta}(\theta + \alpha_i) + \mathcal{R} + \frac{\alpha_i \mathcal{R}}{\theta}\frac{(1-\alpha_i)(\theta+\alpha_i)}{2\theta + (1-\theta)\alpha_i}\left(\frac{5}{2} + \frac{\varepsilon_{ion}}{k_B T_e}\right)^2 \tag{A.3}$$

$$c_v^* = \frac{3}{2}\frac{\mathcal{R}}{\theta}(\theta + \alpha_i) + \mathcal{R} + \frac{\alpha_i \mathcal{R}}{\theta}\frac{(1-\alpha_i)(\theta+\alpha_i)}{2\theta + (1-\theta)\alpha_i + (1-\alpha_i)\alpha_i}\left(\frac{3}{2} + \frac{\varepsilon_{ion}}{k_B T_e}\right)^2 \tag{A.4}$$

Pour calculer la valeur de l'exposant isentropique correspondant aux conditions expérimentales de ce travail, il est nécessaire préalablement de déterminer le degré de non-équilibre thermique et le taux d'ionisation. Différentes études ont été menées au cours des années au sein de l'équipe pour caractériser les écoulements plasma créés dans la soufflerie PHEDRA. En ce qui concerne le déséquilibre du plasma, les mesures par sonde de Langmuir et par spectroscopie réalisées par Lago (1993), nous ont permis de déterminer le coefficient isentropique du plasma d'air avec un débit d'air de 0,32 g/s et un courant d'arc de 150 A (Lago et al., 2000). La figure A.1, présente les profils axiaux déterminés pour la densité et température électronique. Les valeurs affichées sont estimées avec un écart type de 0,8%.

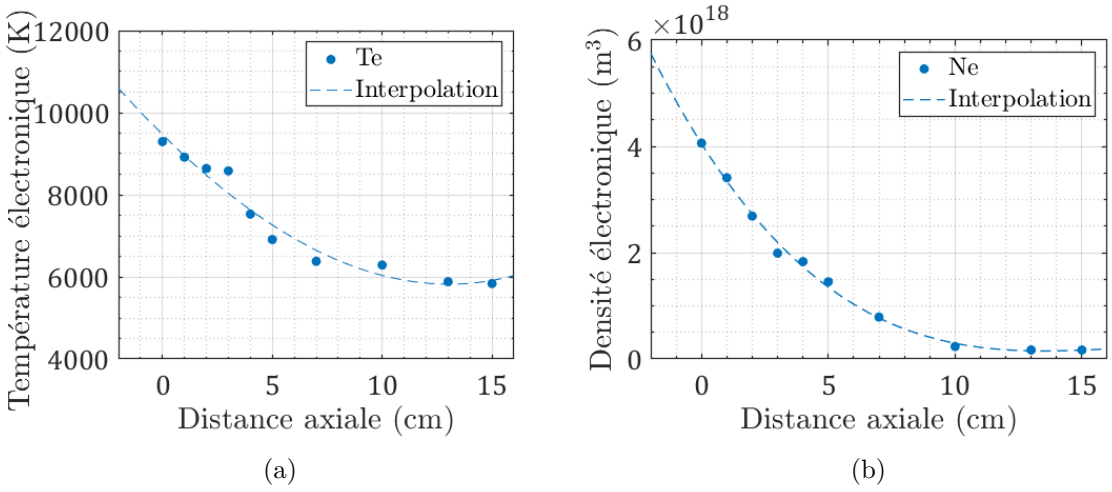


Figure A.1 – Profil axial le long de l'écoulement plasma de la température et densité électronique dans un plasma d'air avec un débit de gaz de 0,32g/s (15 slm) et une intensité d'arc de 150 A.

La température de l'écoulement peut être assimilée à la température rotationnelle de l'écoulement (Lago, 1993 ; Asselin et al., 1995 ; Lago et al., 1995), elle est présentée conjointement avec la température vibrationnelle sur la figureA.2,. Ces températures ont été déter-

minées par spectrométrie optique à partir de l'émission du premier négatif de l'ion N2+, avec un écart type de 0.5%.

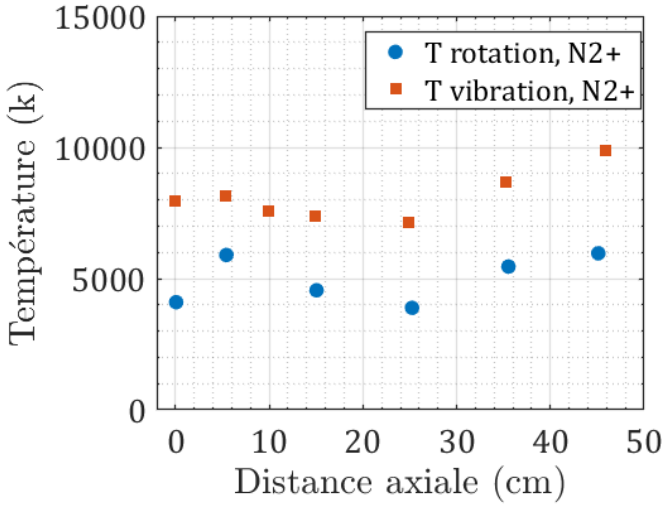


FIGURE A.2 – Profil axial le long de l'écoulement plasma des températures de rotation et de vibration dans un plasma d'air avec un débit de gaz de 0,32g/s et une intensité d'arc de 150 A.

Le coefficient isentropique déterminé par les équations A.1 et A.2 et défini à partir des données des figures A.1 est représenté sur la figure A.3. On estime une erreur de 1,3% sur les valeurs présentées sur la figure.

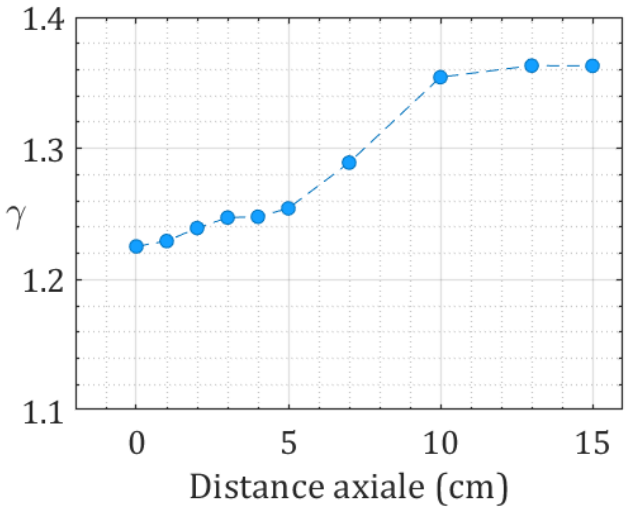
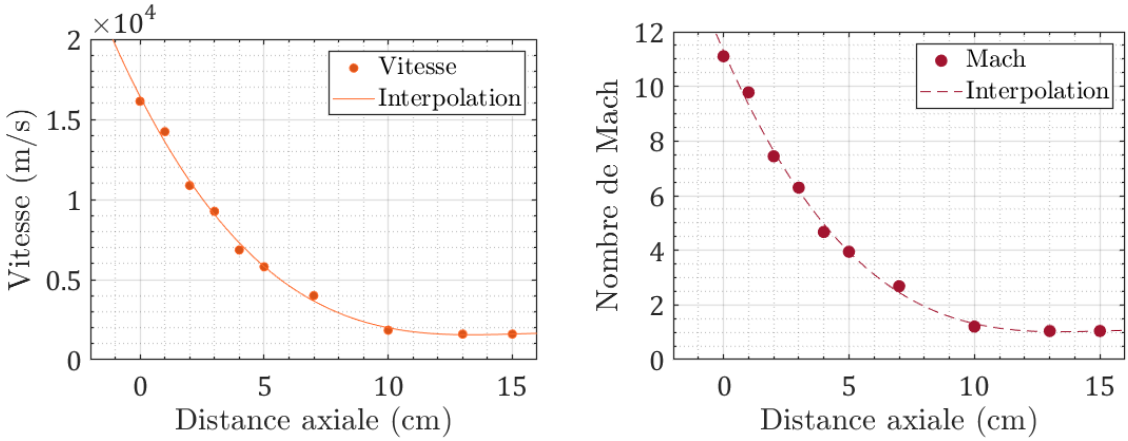


FIGURE A.3 – Profil axial le long de l'écoulement plasma du coefficient isentropique dans un plasma d'air avec un débit de gaz de 0,32g/s et une intensité d'arc de 150 A.

On remarque, en effet que sa valeur est inférieure à 1,4 ce qui correspond à la valeur de l'air en condition standard. En sortie de tuyère, pour x=0 cm la valeur est de 1,23, où

l'ionisation et les déséquilibres du plasma sont les plus importants. Avec l'éloignement par rapport à la sortie de tuyère le coefficient isentropique augmente pour atteindre 1,36 à partir 10 cm, convergeant ainsi vers 1,4.

Le profil du nombre de Mach du plasma le long de la ligne centrale du jet peut être calculé comme le rapport entre les profils de vitesse du plasma et la vitesse du son dans l'environnement du plasma. Les profils de vitesse ont été mesurées par la méthode de temps de vol appliquée à une faible perturbation de la tension d'arc se propageant dans l'écoulement plasma, (Vassal, 1998). La figure A.4 (a) présente son évolution le long de l'axe de l'écoulement. Une forte décroissance est observée dans les 10 premiers cm à partir de la sortie de la tuyère. A partir du rapport de la vitesse de l'écoulement et de la vitesse du son, on détermine le profil axial du nombre de Mach présenté sur la figureA.4 (b).



(a) (b)

Figure A.4 – Profil axial le long de l'écoulement plasma de la vitesse et du nombre de Mach dans un plasma d'air avec un débit de gaz de 0,32g/s (15 slm) et une intensité d'arc de 150 A.

Bibliographie

[1] J. M. Picone, A. E. Hedin, D. P. Drob et A. C. Aikin. « NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere : Statistical comparisons and scientific issues : TECHNIQUES ». In : *Journal of Geophysical Research : Space Physics* 107 (A12 déc. 2002), SIA 15-1-SIA 15-16. doi : 10.1029/2002JA009430 (cf. p. xi, 16-18, 211).

[2] 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 (1965), p. 175 (cf. p. xiii, 48).

[3] J. Allegre, M. Raffin, J. C. Lengrand et A. Chpoun. « Aerodynamic Forces and Moments for a Re-Entry Module ». In : *Journal of Spacecraft and Rockets* 34.2 (mars 1997), p. 182-185. doi : 10.2514/2.3207 (cf. p. xxiii, 56).

[4] *IADC Space Debris Mitigation Guidelines*. Technical Report. Vienna, Austria : Inter-Agency Space Debris Coordination Committee, 2007 (cf. p. 2, 5, 7).

[5] *Space Environment Report latest*. GEN-DB-LOG-00271-OPS-SD. ESA, 2019 (cf. p. 2).

[6] J. L. Hyde, E. L. Christiansen et D. M. Lear. « Observations of MMOD Impact Damage to the ISS ». In : *International Orbital Debris Conference*. 2019 (cf. p. 3).

[7] P Anz-Meador, L Le, M Ward, K Thomas-Keprta et D. K. Ross. « Analysis of WFPC-2 Core Samples for MMOD Discrimination ». In : *International Orbital Debris Conference*. 2019 (cf. p. 4).

[8] J.-C Liou, D. Hall, P. Krisko et J. Opiela. « LEGEND – a three-dimensional LEO-to-GEO debris evolutionary model ». In : *Advances in Space Research* 34.5 (jan. 2004), p. 981-986. doi : 10.1016/j.asr.2003.02.027 (cf. p. 4).

[9] H. Krag, M. Serrano, V. Braun, P. Kuchynka, M. Catania, J. Siminski, M. Schimmerohn, X. Marc, D. Kuijper, I. Shurmer, A. O'Connell, M. Otten, I. Muñoz, J. Morales, M. Wermuth et D. McKissock. « A 1 cm space debris impact onto the Sentinel-1A solar array ». In : *Acta Astronautica* 137 (août 2017), p. 434-443. doi : 10.1016/j.actaastro.2017.05.010 (cf. p. 5).

[10] G. Stansbery. « Space Waste ». In : *Waste*. Elsevier, 2011, p. 377-391. doi : 10.1016/B978-0-12-381475-3.10026-9 (cf. p. 5).

[11] D. J. Kessler et B. G. Cour-Palais. « Collision frequency of artificial satellites : The creation of a debris belt ». In : *Journal of Geophysical Research* 83 (A6 1978), p. 2637. doi : 10.1029/JA083iA06p02637 (cf. p. 6).

[12] D. J. Kessler et N. L. Johnson. « The Kessler syndrome : implications to future space operations ». In : *Advances in the Astronautical Sciences* 137.8 (2010) (cf. p. 6).

[13] H. Klinkrad. *Space debris : models and risk analysis*. Springer Praxis books astronautical engineering. OCLC : 253887936. Berlin : Springer [u.a.], 2006. 430 p. (cf. p. 8, 10, 12, 13, 19, 20, 30, 154).

[14] E. Renard, S. Oriol, C. Bonnal, S. Leboucher, S. Joner, L. Jourdainne et F. Daugeron. « Maneuvers to reduce Ariane 5 upper stage lifetime duration in orbit ». In : *Acta Astronautica* 173 (août 2020), p. 442-448. doi : 10.1016/j.actaastro.2020.04.020 (cf. p. 8).

[15] D. Panov, M. Silnikov, A. Mikhaylin, I. Rubzov, V. Nosikov, E. Minenko et D. Murtazin. « Large-scale shielding structures in low earth orbits ». In : *Acta Astronautica* 109 (avr. 2015), p. 153-161. doi : 10.1016/j.actaastro.2014.12.009 (cf. p. 8).

[16] E. L. Christiansen et B. A. Davis. « Heat-Cleaned Nextel in MMOD Shielding ». In : *International Orbital Debris Conference (IOC)*. 2019 (cf. p. 8).

[17] H. Abdulhamid, D. Bouat, A. Collé, J. Lafite, I. Midani, J.-M. Papy, C. Puillet, M. Spel et P. Omaly. « On-ground hvi on a nanosatellite. impact test, fragments recovery and characterization, impact simulations. » In : (2021) (cf. p. 8).

[18] B. A. Davis, E. L. Christiansen, J. E. Miller et T. B. Yoder. « Hypervelocity Impact of Composite Overwrap Pressure Vessels ». In : *International Orbital Debris Conference (IOC)*. 2019 (cf. p. 8).

[19] J. L. Foster. « The analytic basis for debris avoidance operations for the international space station ». In : *EUROPEAN SPACE AGENCY-PUBLICATIONS-ESA SP* 473 (2001), p. 441-446 (cf. p. 8).

[20] S. Peters, H. Fiedler et R. Forstner. « ADReS-A : Mission architecture for the removal of SL-8 rocket bodies ». In : *2015 IEEE Aerospace Conference*. Big Sky, MT : IEEE, mars 2015. doi : 10.1109/AERO.2015.7119046 (cf. p. 8).

[21] J. Forshaw, S. Iizuka, C. Blackerby et N. Okada. « ELSA-d – A novel end-of-life debris removal mission : mission overview, CONOPS, and launch preparations ». In : *First International Orbital Debris Conference* (2019) (cf. p. 8).

[22] T. Yamamoto, Y. Nakajima, T. Sasaki, N. Okada, M. Haruki et K. Yamanaka. « GNC Strategy to Capture, Stabilize and Remove Large Space Debris ». In : *First International Orbital Debris Conference* (2019) (cf. p. 8).

[23] P. C. E. Roberts et P. G. Harkness. « Drag Sail for End-of-Life Disposal from Low Earth Orbit ». In : *Journal of Spacecraft and Rockets* 44.6 (nov. 2007), p. 1195-1203. doi : 10.2514/1.28626 (cf. p. 8).

[24] A. Black et D. A. Spencer. « DragSail systems for satellite deorbit and targeted reentry ». In : *Journal of Space Safety Engineering* 7.3 (sept. 2020), p. 397-403. doi : 10.1016/j.jsse.2020.07.030 (cf. p. 8).

[25] J. C. Beck, I. Holbrough, T. Schleutker et A. Guelhan. « Improved representation of destructive spacecraft re-entry from analysis of high enthalpy wind tunnel tests of spacecraft and equipment ». In : *Acta Astronautica* 164 (nov. 2019), p. 287-296. doi : 10.1016/j.actaastro.2019.07.033 (cf. p. 9).

[26] J. Beck, A. Caiazzo, A. Gülhan, L. Innocenti, T. Schleutker et T. Soares. « Plasma Wind Tunnel Demisability Testing of Spacecraft Equipment ». In : *First International Orbital Debris Conference* (2019) (cf. p. 9).

[27] I. Şakraker, A. Turchi et O. Chazot. « Hypersonic Aerothermochemistry Duplication in Ground Plasma Facilities : A Flight-to-Ground Approach ». In : *Journal of Spacecraft and Rockets* 52.5 (sept. 2015), p. 1273-1282. doi : 10.2514/1.A33137 (cf. p. 9).

[28] W. Ailor, W. Hallman, G. Steckel et M. Weaver. « Analysis of reentered debris and implications for survivability modeling ». In : *4th European Conference on Space Debris*. T. 587. 2005, p. 539 (cf. p. 9, 154).

[29] T. W. Rees, P. Bruce et J. Merrifield. « The Effect of Reynolds Number on the Hypersonic Flow around Faceted Shapes ». In : *22nd AIAA International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies Conference*. Orlando, FL : American Institute of Aeronautics et Astronautics, 17 sept. 2018. doi : 10.2514/6.2018-5197 (cf. p. 9, 129).

[30] Y Prevereaud. « Contribution à la modélisation de la rentrée atmosphérique des débris spatiaux ». Thèse de doct. 2014 (cf. p. 9, 14).

[31] C. Pardini et L. Anselmo. « Monitoring the orbital decay of the Chinese space station Tiangong-1 from the loss of control until the re-entry into the Earth's atmosphere ». In : *Journal of Space Safety Engineering* 6.4 (déc. 2019), p. 265-275. doi : 10.1016/j.jsse.2019.10.004 (cf. p. 10, 11).

[32] G Koppenwallner, B Fritsche et T Lips. « Survivability and ground risk potential of screws and bolts of disintegrating spacecraft during uncontrolled re-entry ». In : *Space Debris*. T. 473. 2001, p. 533-539 (cf. p. 12).

[33] E.-J. Choi, S. Cho, D.-J. Lee, S. Kim et J. H. Jo. « A Study on Re-entry Predictions of Uncontrolled Space Objects for Space Situational Awareness ». In : *Journal of Astronomy and Space Sciences* 34.4 (15 déc. 2017), p. 289-302. doi : 10.5140/JASS.2017.34.4.289 (cf. p. 12, 14).

[34] N. Eggen, T. Soares et L. Innocenti. « Containment methods for the atmospheric reentry of satellites ». In : *Journal of Space Safety Engineering* 7.3 (sept. 2020), p. 390-396. doi : 10.1016/j.jsse.2020.07.015 (cf. p. 12).

[35] R. L. Kelley, J. Escg et N. M. Hill. « COMPARISON of ORSAT and SCARAB Reentry Analysis Tools for a Generic Satellite Test Case ». In : 2010 (cf. p. 13).

[36] C Ostrom, B Greene, A Smith, R Toledo-Burdett, M Matney, J Opiela, J Marichalar, J Bacon et C Sanchez. « Operational and Technical Updates to the Object Reentry Survival Analysis Tool ». In : (2019) (cf. p. 13).

[37] V. Braun, Q. Funke, S. Lemmens et S. Sanvido. « DRAMA 3.0 - Upgrade of ESA's debris risk assessment and mitigation analysis tool suite ». In : *Journal of Space Safety Engineering* 7.3 (sept. 2020), p. 206-212. doi : 10.1016/j.jsse.2020.07.020 (cf. p. 13).

[38] P. Omaly et M. Spel. « DEBRISK, a tool for re-entry risk analysis ». In : *A Safer Space for Safer World*. T. 699. 2012 (cf. p. 13).

[39] Z. Wu, R. Hu, X. Qu, X. Wang et Z. Wu. « Space Debris Reentry Analysis Methods and Tools ». In : *Chinese Journal of Aeronautics* 24.4 (août 2011), p. 387-395. doi : 10.1016/S1000-9361(11)60046-0 (cf. p. 13).

[40] G Koppenwallner, B Fritsche, T. Lips et H Klinkrad. « SCARAB -a multidisciplinary code for destruction analysis of space-craft during re-entry ». In : 563 (2005), p. 281 (cf. p. 14).

[41] B Fritsche, H Klinkradt, A Kashkovsky et E Grinbergs. « Spacecraft disintegration during uncontrolled atmospheric re-entry ». In : *Acta Astronautica* (2000) (cf. p. 14).

[42] T Lips, B Fritsche, G Koppenwallner et H Klinkrad. « Spacecraft destruction during re-entry – latest results and development of the SCARAB software system ». In : *Advances in Space Research* 34.5 (jan. 2004), p. 1055-1060. doi : 10.1016/j.asr.2003.01.012 (cf. p. 14).

[43] J. Annaloro, P. Omaly, V. Rivola et M. Spel. « Elaboration of a new spacecraft-oriented tool : pampero ». In : (2014) (cf. p. 14).

[44] T. Lips et B. Fritsche. « A comparison of commonly used re-entry analysis tools ». In : *Acta Astronautica* 57.2 (juill. 2005), p. 312-323. doi : 10.1016/j.actaastro.2005.03.010 (cf. p. 14, 29, 148).

[45] V. Drouet. « Modélisation aérothermodynamique des écoulements hypersoniques d'arrière-corps de débris orbitaux ». Thèse de doct. Déc. 2019 (cf. p. 15).

[46] S.-H. Park, J. Navarro Laboulais, P. Leyland et S. Mischler. « Re-entry survival analysis and ground risk assessment of space debris considering by-products generation ». In : *Acta Astronautica* 179 (fév. 2021), p. 604-618. doi : 10.1016/j.actaastro.2020.09.034 (cf. p. 15, 88, 156).

[47] D.-J. Lee, E. J. Choi, S. Cho, J.-H. Jo et T. S. No. « Effective Computational Approach for Prediction and Estimation of Space Object Breakup Dispersion during Uncontrolled Reentry ». In : *International Journal of Aerospace Engineering* 2018 (2 juill. 2018). doi : 10.1155/2018/6824978 (cf. p. 16, 30, 31).

[48] US-Air-Force. *US standard atmosphere, 1976*. Rapp. tech. NOAA-S/T, 1976 (cf. p. 16).

[49] P. Cefola, I. I. Volkov et V. V. Suevalov. « Description of the Russian Upper Atmosphere Density Model GOST-2004 ». In : *37th COSPAR Scientific Assembly*. T. 37. Jan. 2008, p. 476 (cf. p. 16).

[50] G. A. Bird. *Molecular Gas Dynamics And The Direct Simulation Of Gas Flows*. 1994 (cf. p. 17, 19, 144).

[51] M. Knudsen. *Kinetic theory of gases*. 1934 (cf. p. 18).

[52] S. A. Schaaf. « Recent Progress in Rarefied Gasdynamics ». In : *ARS Journal* 30.5 (mai 1960), p. 443-447. doi : 10.2514/8.5113 (cf. p. 18).

[53] T. Schlegat. « Experimental investigation of rarefaction effects on aerodynamic coefficients of slender and blunt re-entry vehicles ». Thèse de doct. 2016 (cf. p. 19, 57, 61).

[54] R. F. Probstein. « Shock Wave and Flow Field Development in Hypersonic Re-Entry ». In : *ARS Journal* 31.2 (fév. 1961), p. 185-194. doi : 10.2514/8.5423 (cf. p. 20, 21, 99).

[55] S. A. Schaaf, L. Talbot et G. Patterson. *Handbook of Supersonic Aerodynamics, Section 16, Mechanics of Rarefied Gases*. 1960 (cf. p. 21).

[56] M. N. Macrossan. « Scaling parameters for hypersonic flow : correlation of sphere drag data ». In : (2007) (cf. p. 22, 29).

[57] Hsue-Shen Tsien. « Superaerodynamics, Mechanics of Rarefied Gases ». In : *Journal of the Aeronautical Sciences* 13.12 (déc. 1946), p. 653-664. doi : 10.2514/8.11476 (cf. p. 22, 23).

[58] H. K. Cheng. « Hypersonic shock-layer theory of the stagnation region at low reynolds number ». In : *Proceedings of the Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Volume 14* (1961), p. 161-175 (cf. p. 23).

[59] G. A. Bird. « Breakdown of translational and rotational equilibrium in gaseous expansions ». In : *AIAA Journal* 8.11 (nov. 1970), p. 1998-2003. doi : 10.2514/3.6037 (cf. p. 23).

[60] R Smith, K Bledsoe, J Dobarco-Otero, W Rochelle, N Johnson, A Pergosky et M Weiss. « Reentry survivability analysis of the hubble space telescope (hst) ». In : 4th European Conference on Space Debris. T. Vol. 587. 2005, p. 527 (cf. p. 23).

[61] G. Eiffel. « Sur la résistance des sphères dans l'air en mouvement ». In : *Comptes Rendus* 155 (1912), p. 1597-1599 (cf. p. 25).

[62] S. Hoerner F. *Fluid Dynamic Drag, Practical Information on Aerodynamic Drag and Hydrodynamic Resistance*. 1965 (cf. p. 25, 28, 125, 134, 135, 144).

[63] A. B. Bailey. *Sphere drag measurements in an aeroballistics range at high velocities and low reynolds numbers*. Fort Belvoir, VA : Defense Technical Information Center, 1er mai 1966. doi : 10.21236/AD0633278 (cf. p. 26).

[64] A. Bailey et J. Hiatt. « Sphere Drag Coefficients for a Broad Range of Mach and Reynolds Numbers ». In : *AIAA Journal* 10.11 (nov. 1972), p. 1436-1440. doi : 10.2514/3.50387 (cf. p. 26, 27).

[65] A. B. Bailey. « Sphere drag coefficient for subsonic speeds in continuum and free-molecule flows ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 65.2 (28 août 1974), p. 401-410. doi : 10.1017/S0022112074001443 (cf. p. 26).

[66] A. B. Bailey et R. F. Starr. « Sphere drag at transonic speeds and high Reynolds numbers ». In : *AIAA Journal* 14.11 (nov. 1976), p. 1631-1631. doi : 10.2514/3.7262 (cf. p. 26).

[67] M. Kinslow et J. L. Potter. « Drag of spheres in rarefied hypervelocity flow ». In : *AIAA Journal* 1.11 (nov. 1963), p. 2467-2473. doi : 10.2514/3.2095 (cf. p. 26, 57, 120).

[68] J. Aroesty. *Sphere drag in a low density supersonic flow*. Rapp. tech. CALIFORNIA UNIV BERKELEY INST OF ENGINEERING RESEARCH, 1962, p. 161 (cf. p. 26, 29, 119, 120, 173).

[69] E. Loth, J. Tyler Daspit, M. Jeong, T. Nagata et T. Nonomura. « Supersonic and Hypersonic Drag Coefficients for a Sphere ». In : *AIAA Journal* (21 juill. 2021), p. 3261-3274. doi : 10.2514/1.J060153 (cf. p. 26-28).

[70] F. M. White. *Viscous fluid flow.* 2nd ed. McGraw-Hill series in mechanical engineering. New York : McGraw-Hill, 1991. 614 p. (cf. p. 28).

[71] S. Schaaf et P. Chambre. « Flow of Rarefied Gases, High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion ». In : *Fundamentals of Gas Dynamics.* T. 3. Princeton University Press NY, 1958 (cf. p. 28, 150).

[72] G. N. Patterson. *Introduction to the kinetic theory of gas flows.* University of Toronto Press, 1971 (cf. p. 28).

[73] G Koppenwallner et H Leggef. « Drag of Bodies in Rarefied Hypersonic Flow ». In : *Progress in Aeronautics and Astronautics* (1985) (cf. p. 29, 55, 119, 144).

[74] V. Dogra, R. Wilmoth et J. Moss. « Aerothermodynamics of a 1.6-m-diameter sphere in hypersonic rarefiedflow ». In : *29th Aerospace Sciences Meeting.* 29th Aerospace Sciences Meeting. lu. Reno,NV,U.S.A. : American Institute of Aeronautics et Astronautics, 7 jan. 1991. doi : 10.2514/6.1991-773 (cf. p. 29).

[75] R. C. Blanchard et G. M. Buck. « Rarefied-flow aerodynamics and thermosphere structure from Shuttle flight measurements ». In : *Journal of Spacecraft and Rockets* 23.1 (jan. 1986), p. 18-24. doi : 10.2514/3.25078 (cf. p. 29).

[76] H. Kissel. « CFD investigation of rarefied flow conditions in the test section of a low density, hypervelocity expansion tube dump tank ». In : *Div. of Mech. Eng., The Univ. of Queensland* (2003) (cf. p. 29).

[77] P Overell. « Numerical Simulation of Rarefied Flow over a Hemispherical Body Using Direct Simulation Monte Carlo Method and Investigation of Scaling Parameters to Define the Flow ». In : *Bachelor of Engineering Thesis, School of Engineering, Univ. of Queensland, Brisbane, Australia* (2003) (cf. p. 29).

[78] S. J. Laurence, R. Deiterding et G. Hornung. « Proximal bodies in hypersonic flow ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 590 (nov. 2007). lu. doi : 10.1017/S0022112007007987 (cf. p. 30, 57).

[79] S. J. Laurence, N. J. Parziale et R. Deiterding. « Dynamical separation of spherical bodies in supersonic flow ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 713 (déc. 2012). lu, p. 159-182. doi : 10.1017/jfm.2012.453 (cf. p. 30).

[80] 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 : *Experiments in Fluids* 58.6 (juin 2017), p. 74. doi : 10.1007/s00348-017-2346-6 (cf. p. 45).

[81] S. Coumar. « Study of physical mechanisms induced by a plasma actuator for super/hypersonic rarefied flow control applied to atmospheric entries. » Thèse de doct. 2017 (cf. p. 45, 94).

[82] E Menier, L Leger, E Depussay, V Lago et G Artana. « Effect of a dc discharge on the supersonic rarefied air flow over a flat plate ». In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 40.3 (7 fév. 2007), p. 695-701. doi : 10.1088/0022-3727/40/3/S07 (cf. p. 45).

[83] P. Christou. « Developpement de moyens de diagnostic utilisables dans des ecoulements rarefies ». Thèse de doct. Paris 6, 1997 (cf. p. 48).

[84] J. Allegre et C. Bisch. « Angle of attack and leading edge effects on the flow about a flat plate at Mach number 18. » In : *AIAA Journal* 6.5 (mai 1968), p. 848-852. doi : 10.2514/3.4608 (cf. p. 48).

[85] E. Menier, J.-C. Lengrand, E. Depussay, V. Lago et L. Leger. « Direct Simulation Monte Carlo Method Applied to the Ionic Wind in Supersonic Rarefied Conditions ». In : *3rd AIAA Flow Control Conference*. San Francisco, California : American Institute of Aeronautics et Astronautics, 5 juin 2006. doi : 10.2514/6.2006-3343 (cf. p. 48).

[86] N. R. Mudford, S. O'Byrne, A. Neely, D. Buttsworth et S. Balage. « Hypersonic Wind-Tunnel Free-Flying Experiments with Onboard Instrumentation ». In : *Journal of Spacecraft and Rockets* 52.1 (jan. 2015). vu, p. 231-242. doi : 10.2514/1.A32887 (cf. p. 57).

[87] F. G. Hey, A. Keller, C. Braxmaier, M. Tajmar, U. Johann et D. Weise. « Development of a Highly Precise Micronewton Thrust Balance ». In : *IEEE Transactions on Plasma Science* 43.1 (jan. 2015), p. 234-239. doi : 10.1109/TPS.2014.2377652 (cf. p. 57).

[88] K. Kim, B. Jang et G. Park. « Force Measurement Using an External Drag Balance in a Shock Tunnel ». In : *23rd AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. 23rd AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. Montreal, Quebec, Canada : American Institute of Aeronautics et Astronautics, 10 mars 2020. doi : 10.2514/6.2020-2443 (cf. p. 57).

[89] M. Dubois. « Six component strain-gage balances for large wind tunnels ». In : *Experimental Mechanics* 21.11 (1981), p. 401-407 (cf. p. 57, 61).

[90] J. Délery, J.-F. Bret et J.-P. Vieira. *Méthodes de mesure en aérodynamique*. Rapp. tech. 2002 (cf. p. 61).

[91] L. L. Kavanau. « Base Pressure Studies in Rarefied Supersonic Flows ». In : *Journal of the Aeronautical Sciences* 23.3 (mars 1956), p. 193-207. doi : 10.2514/8.3536 (cf. p. 77).

[92] J. J. Bertin et R. M. Cummings. « Critical Hypersonic Aerothermodynamic Phenomena ». In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 38.1 (jan. 2006), p. 129-157. doi : 10.1146/annurev.fluid.38.050304.092041 (cf. p. 86, 87).

[93] M. Trisolini, H. G. Lewis et C. Colombo. « Demisability and survivability sensitivity to design-for-demise techniques ». In : *Acta Astronautica* 145 (avr. 2018), p. 357-384. doi : 10.1016/j.actaastro.2018.01.050 (cf. p. 86).

[94] S.-H. Park et G. Park. « Reentry trajectory and survivability estimation of small space debris with catalytic recombination ». In : *Advances in Space Research* 60.5 (sept. 2017), p. 893-906. doi : 10.1016/j.asr.2017.05.004 (cf. p. 86, 155).

[95] I. Pontijas Fuentes, D. Bonetti, F. Letterio, G. Vicario de Miguel, G. Blanco Arnao, P. Palomo, C. Parigini, S. Lemmens, T. Lips et R. Kanzler. « Upgrade of ESA's Debris Risk Assessment and Mitigation Analysis (DRAMA) tool : Spacecraft Entry Survival Analysis Module ». In : *Acta Astronautica* 158 (mai 2019), p. 148-160. doi : 10.1016/j.actaastro.2017.12.001 (cf. p. 86).

[96] J. Annaloro, S. Galera, C. Thiebaut, M. Spel, P. Van Hauwaert, G. Grossir, S. Paris, O. Chazot et P. Omaly. « Aerothermodynamics modelling of complex shapes in the DEBRISK atmospheric reentry tool : Methodology and validation ». In : *Acta Astronautica* 171 (juin 2020), p. 388-402. doi : 10.1016/j.actaastro.2020.03.006 (cf. p. 86).

[97] J. W. Haney. « Orbiter Entry Heating Lessons Learned from Development Flight Test Program ». In : *NASA. Langley Research Center Shuttle Performance* (1983) (cf. p. 86).

[98] R. Cox et L. Crabtree. *Elements of hypersonic aerodynamics*. Academic Press, 1965 (cf. p. 86, 116).

[99] C. Park. « Laboratory simulation of aerothermodynamic phenomena-A review ». In : *17th Aerospace Ground Testing Conference*. 1992, p. 4025 (cf. p. 86).

[100] D. G. Fletcher. « Fundamentals of hypersonic flow - aerothermodynamics ». In : *Lecture Series on Critical Technologies for Hypersonic Vehicle Development, Von Karman Institute, Rhode-St-Genise, Belgium* (2004), p. 48 (cf. p. 87).

[101] M. Salas. « A Review of Hypersonics Aerodynamics, Aerothermodynamics and Plasmadynamics Activities Within NASA's Fundamental Aeronautics Program ». In : *39th AIAA Thermophysics Conference*. Miami, Florida : American Institute of Aeronautics et Astronautics, 25 juin 2007. doi : 10.2514/6.2007-4264 (cf. p. 87).

[102] W Wuest et al. « Simulation of high altitude flight in wind-tunnels and correlation of free-flight and wind tunnel data. » In : *International Council of the Aeronautical Sciences, Congress, 9 th, Haifa, Israel*. 1974 (cf. p. 87).

[103] P Vashchenkov, A Kashkovsky et M Ivanov. « Aerodynamics of fragment in Spacecraft Wake ». In : *AIP Conference Proceedings*. T. 663. 1. American Institute of Physics. 2003, p. 226-233 (cf. p. 88).

[104] 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 (juill. 1962), p. 875-875. doi : 10.2514/8.9622 (cf. p. 89-91, 111).

[105] H. Serbin. « Supersonic Flow Around Blunt Bodies ». In : *Journal of the Aerospace Sciences* 25.1 (jan. 1958), p. 58-59. doi : 10.2514/8.7487 (cf. p. 89).

[106] E. S. Love. « A Re-examinamon of the Use of Simple Concepts for Predicting the Shape and Location of Detached Shock Waves ». In : *NACA TN 4170* (1957) (cf. p. 89).

[107] J. W. Heberle, G. P. Wood et P. B. Gooderum. *Data on Shape and Location of Detached Shock Waves on Cones and Spheres*. National Advisory Committee for Aeronautics, 1950 (cf. p. 89, 90).

[108] F. S. Billig. « Shock-wave shapes around spherical-and cylindrical-nosed bodies. » In : *Journal of Spacecraft and Rockets* 4.6 (juin 1967), p. 822-823. doi : 10.2514/3.28969 (cf. p. 89, 91, 107).

[109] H. W. Liepmann et A. Roshko. *Elements of gasdynamics*. Courier Corporation, 1957 (cf. p. 89).

[110] T. Kikuchi, D. Numata, K. Takayama et M. Sun. « Shock stand-off distance over spheres flying at transonic speed ranges in air ». In : *Shock Waves*. Sous la dir. de K. Hannemann et F. Seiler. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2009, p. 515-520. doi : 10.1007/978-3-540-85168-4_82 (cf. p. 90).

[111] T. Kikuchi, K. Takayama, D. Igra et J. Falcovitz. « Shock Standoff Distance over Spheres in Unsteady Flows ». In : *30th International Symposium on Shock Waves 1*. Cham : Springer International Publishing, 2017, p. 275-278. doi : 10.1007/978-3-319-46213-4_45 (cf. p. 90, 91).

[112] T. Nagata, T. Nonomura, S. Takahashi, Y. Mizuno et K. Fukuda. « Investigation on subsonic to supersonic flow around a sphere at low Reynolds number of between 50 and 300 by direct numerical simulation ». In : *Physics of Fluids* 28.5 (mai 2016), p. 056101. doi : 10.1063/1.4947244 (cf. p. 90, 92).

[113] 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 (15 nov. 1953), p. 740-745. doi : 10.1143/JPSJ.8.740 (cf. p. 90).

[114] T. Nagata, T. Nonomura, S. Takahashi, Y. Mizuno et K. Fukuda. « Direct numerical simulation of flow around a heated/cooled isolated sphere up to a Reynolds number of 300 under subsonic to supersonic conditions ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 120 (mai 2018), p. 284-299. doi : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.12.042 (cf. p. 90).

[115] G. Li, K. Kontis et Z. Fan. « Automatic Shock Detection, Extraction, and Fitting in Schlieren and Shadowgraph Visualization ». In : *AIAA Journal* 59.6 (juin 2021), p. 2312-2317. doi : 10.2514/1.J059667 (cf. p. 97).

[116] E. L. Lash, C. S. Combs, P. A. Kreth, E. A. Beckman et J. D. Schmisseur. « 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*. Washington, D.C. : American Institute of Aeronautics et Astronautics, 13 juin 2016. doi : 10.2514/6.2016-4320 (cf. p. 98).

[117] 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) (cf. p. 98).

[118] J. Canny. « A Computational Approach to Edge Detection ». In : *IEEE Transactions on pattern analysis and machine intelligence* 6 (1986), p. 679-698 (cf. p. 98).

[119] H. K. Cheng. *The blunt-body problem in hypersonic flow at low reynolds number.* Rapp. tech. 1963, p. 135 (cf. p. 99).

[120] J. Délery. *Traité d'aérodynamique compressible v. 1. notions fondamentales d'aérodynamique.* hermes science, 2008 (cf. p. 99).

[121] N. Isakova et A. Kraiko. « Shock-layer thickness for supersonic viscous gas flow past blunt bodies ». In : *Fluid Dynamics* 4.6 (1969), p. 95-98 (cf. p. 104).

[122] A. K. Mohamed, J Bonnet, S Larigaldie, T Pot, J Soutadé et B Diop. « Electron Beam Fluorescence in Hypersonic Facilities ». In : *Aerospace Lab* (2009) (cf. p. 108).

[123] N. Singh, M. Kroells, C. Li, E. Ching, M. Ihme, C. J. Hogan et T. Schwartzentruber. « A General Drag Coefficient for Flow over a Sphere ». In : *arXiv :2012.04813 [physics]* (8 déc. 2020) (cf. p. 121).

[124] D. Masson, D. Morris, D. Bloxsom, B. Rhodes et A. Charwat. « Experimental determination of sphere drag in the transition between continuum and free-molecule flow ». In : *Second Intern. Symp. on Rarefied Gas Dynamics.* 1960 (cf. p. 122).

[125] Masson. *Measurements of Sphere Drag from Hypersonic Continuum to Free-Molecule Flow.* 1961 (cf. p. 122, 123).

[126] H. Heidt, J. Puig-Suari, A. Moore, S. Nakasuka et R. Twiggs. « CubeSat : A New Generation of Picosatellite for Education and Industry Low-Cost Space Experimentation ». In : 14TH Annual/USU Conference on Small Satellites. 2000 (cf. p. 124).

[127] D. Selva et D. Krejci. « A survey and assessment of the capabilities of Cubesats for Earth observation ». In : *Acta Astronautica* 74 (mai 2012), p. 50-68. doi : `10.1016/j.actaastro.2011.12.014` (cf. p. 124).

[128] J. Esper, J.-P. Baumann et G. Herdrich. « Cubesat Application for Planetary Entry Missions (CAPE) ». In : Interplanetary Small Satellite Conference, California Institute of Technology. Pasadena, 2013 (cf. p. 124).

[129] A. Poghosyan et A. Golkar. « CubeSat evolution : Analyzing CubeSat capabilities for conducting science missions ». In : *Progress in Aerospace Sciences* 88 (jan. 2017), p. 59-83. doi : `10.1016/j.paerosci.2016.11.002` (cf. p. 124).

[130] P. M. Seltner, S. Willems et A. Gülhan. « Aerodynamic Coefficients of Free-Flying Cubes in Hypersonic Flowfield ». In : *Journal of Spacecraft and Rockets* 56.6 (nov. 2019), p. 1725-1734. doi : `10.2514/1.A34345` (cf. p. 125, 136, 140).

[131] C. Reynerson. « Aerodynamic Disturbance Force and Torque Estimation for Spacecraft and Simple Shapes Using Finite Plate Elements – Part I : Drag Coefficient ». In : *Advances in Spacecraft Technologies.* Sous la dir. de J. Hall. InTech, 14 fév. 2011. doi : `10.5772/13331` (cf. p. 125, 136).

[132] C.-H. Cheng et F.-L. Liao. « DSMC Analysis of Rarefied Gas Flow Over a Rectangular Cylinder at All Knudsen Numbers ». In : *Journal of Fluids Engineering* 122.4 (1er déc. 2000), p. 720-729. doi : `10.1115/1.1315301` (cf. p. 125).

[133] S. I. Gerasimov, V. I. Erofeev, V. A. Kikeev, V. A. Kuzmin, A. N. Zharov et I. A. Novikov. « Experimental and computational research of supersonic and hypersonic flow around cube shaped fragments in the air ». In : *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering* 896 (13 août 2020), p. 012127. doi : 10.1088/1757-899X/896/1/012127 (cf. p. 125).

[134] S. Rafano Carná et R. Bevilacqua. « High fidelity model for the atmospheric reentry of CubeSats equipped with the Drag De-Orbit Device ». In : *Acta Astronautica* 156 (mars 2019), p. 134-156. doi : 10.1016/j.actaastro.2018.05.049 (cf. p. 125, 126, 134-137, 144).

[135] J. F. Moxnes, O. Froyland, I. J. Oye, T. I. Brate, E. Friis, G. Odegårdstuen et T. H. Risdal. « Projected area and drag coefficient of high velocity irregular fragments that rotate or tumble ». In : *Defence Technology* 13.4 (août 2017), p. 269-280. doi : 10.1016/j.dt.2017.03.008 (cf. p. 132).

[136] Z. Wang, L. Bao et B. Tong. « Rarefaction criterion and non-Fourier heat transfer in hypersonic rarefied flows ». In : *Physics of Fluids* 22.12 (déc. 2010), p. 126103. doi : 10.1063/1.3525289 (cf. p. 147).

[137] D. R. K. Lobb. « Experimental measurement of shock detachment distance on spheres fired in air at hypervelocities ». In : *AGARDograph*. T. 68. 1964, p. 519-527 (cf. p. 154).

[138] H. Olivier. « A theoretical model for the shock stand-off distance in frozen and equilibrium flows ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 413 (25 juin 2000), p. 345-353. doi : 10.1017/S0022112000008703 (cf. p. 154).

[139] H. Shen et C.-Y. Wen. « Theoretical investigation of shock stand-off distance for non-equilibrium flows over spheres ». In : *Chinese Journal of Aeronautics* 31.5 (mai 2018), p. 990-996. doi : 10.1016/j.cja.2018.02.013 (cf. p. 154).

[140] J. Amorosetti. « Modèles collisionnels-radiatifs et simulation DSMC appliqués à l'étude des régimes transitionnels ». Thèse de doct. 2021, p. 231 (cf. p. 154).

[141] H. Lowry, C. Stepanek, L. Crosswy, P. Sherrouse, M. Smith, L. Price, W. Ruyten et J. Felderman. « Shock structure of a spherical projectile in weakly ionized air ». In : *37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. Reno,NV,U.S.A. : American Institute of Aeronautics et Astronautics, 11 jan. 1999. doi : 10.2514/6.1999-600 (cf. p. 154, 155).

[142] F. Zander, R. J. Gollan, P. A. Jacobs et R. G. Morgan. « Hypervelocity shock standoff on spheres in air ». In : *Shock Waves* 24.2 (mars 2014), p. 171-178. doi : 10.1007/s00193-013-0488-x (cf. p. 155).

[143] L Barka, M Balat-Pichelin, J. L. Sans, J Annaloro et P Omaly. « Influence of oxidation and emissivity for metallic alloys space debris during their atmospheric entry ». In : 7th European Conference on Space Debris, ESA. 2017 (cf. p. 155).

[144] S.-H. Park, H.-D. Kim et G. Park. « Orbit, orbital lifetime, and reentry survivability estimation for orbiting objects ». In : *Advances in Space Research* (août 2018). doi : 10.1016/j.asr.2018.08.016 (cf. p. 155).

[145] V. Lago et A.-A. Ndiaye. « Experimental investigation of supersonic low pressure air plasma flows obtained with different arc-jet operating conditions ». In : 28th International Symposium On Rarefied Gas Dynamics 2012. Zaragoza, Spain, 2012, p. 1423-1430. doi : 10.1063/1.4769706 (cf. p. 157).

[146] R Goulard. « On catalytic recombination rates in hypersonic stagnation heat transfer ». In : *Journal of Jet Propulsion* 28.11 (1958), p. 737-745 (cf. p. 186).

[147] C. Park. *Numerical Implementation of Surface Catalysis, Reaction, and Sublimation.* Rapp. tech. Korea advanced inst of science et technology daejeon (Korea), 2007 (cf. p. 186).

[148] A. G. Gnedovets. « Effect of heat flux and drag force on a metallic spherical particle under supersonic rarefied plasma flow conditions ». In : *Thermal Plasma and New Materials Technology, Vol 2* (1995) (cf. p. 202, 203).

[149] J. Padilla et I. Boyd. « Assessment of gas-surface interaction models in DSMC analysis of rarefied hypersonic flow ». In : *39th AIAA Thermophysics Conference.* 2007, p. 3891 (cf. p. 214).

[150] G. Bird. « The DS2V/3V program suite for DSMC calculations ». In : *AIP conference proceedings.* T. 762. 1. American Institute of Physics. 2005, p. 541-546 (cf. p. 214).

[151] G. Bird. « Forty years of DSMC, and now ? » In : *AIP Conference Proceedings.* T. 585. 1. American Institute of Physics. 2001, p. 372-380 (cf. p. 214).

[152] 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. 215).

[153] K. Burm. *Modelling of non-equilibrium plasma flows.* Eindhoven University of Technology Eindhoven, 2001 (cf. p. 221).

[154] K. Burm, W. Goedheer et D. Schram. « The isentropic exponent of non-local thermal equilibrium plasmas ». In : *Physics Letters A* 294.1 (2002), p. 47-51 (cf. p. 221).

[155] K. Burm. « The isentropic relation in plasmas ». In : *Journal of Physics A : Mathematical and General* 37.13 (2004), p. 4141 (cf. p. 221).

[156] P Laborie, J. Rocard et J. Rees. *Electronic cross sections and macroscopic coefficients.* T. 2. Dunod, 1971 (cf. p. 222).

[157] V. Lago. « Mesures des températures électronique et rotationnelle dans des jets supersoniques des plasmas d'air et d'azote ». Thèse de doct. Paris 11, 1993 (cf. p. 222).

[158] V Lago, A Lebehot, M Dudeck et Z Szymanski. « Electron Temperature and Electron Energy Distribution Function in Air Plasma Arcjet ». In : *24 International Conference on Phenomena in Ionized Gases Proceedings-Vol. 2.* 2000 (cf. p. 222).

[159] P Asselin, S Cayet, P Lasgorceix, V Lago et M Dudeck. « Mass spectrometric and electrostatic probe measurements of N2/O2 plasma flow ». In : *Journal of thermophysics and heat transfer* 9.3 (1995), p. 416-421 (cf. p. 222).

[160] V Lago, A Schönemann, A Buuron, P Lasgorceiz et M Dudeck. « Supersonic plasma jets device for testing spacecraft materials ». In : *Aerothermodynamics for space vehicles.* T. 367. 1995, p. 349 (cf. p. 222).

[161] M. C. Vassal. « Mesure de la vitesse dans un plasma à basse pression par temps de vol ». Mém. de mast. Université de Paris-Sud Orsay, 1998 (cf. p. 224).

Nicolas REMBAUT

Rentrée atmosphérique de débris spatiaux : simulations expérimentales en souffleries hypersonique raréfiée et supersonique haute enthalpie

L'objectif principal de ce travail de thèse est de caractériser les effets de la raréfaction sur le comportement aérodynamique des débris spatiaux lors de certaines phases critiques de leur rentrée atmosphérique. Ce travail de recherche met en avant deux géométries clés, la sphère et le cube, étudiées à l'aide de deux souffleries : une soufflerie hypersonique raréfiée pour la simulation de l'aérodynamique à haute altitude et une soufflerie supersonique haute enthalpie pour l'étude de la phase plasma. Différents diagnostics pluridisciplinaires ont été mis en œuvre, notamment la conception de balances aérodynamiques adaptées aux conditions d'écoulement, les techniques de visualisation par décharge luminescente accompagnées de méthodes d'analyse d'images permettant de caractériser en détail la structure des chocs. Cette étude, visant à établir une base de données expérimentales à Mach 4 et pour différents nombres de Knudsen, a permis de mettre au jour l'influence du degré de raréfaction sur les propriétés aérothermodynamiques des formes canoniques étudiées telles que : la forme des chocs, leur distance de détachement, leurs coefficients aérodynamiques. À haute enthalpie, les effets thermiques et ablatifs sur les forces aérodynamiques, en présence d'écoulement de plasma supersonique ont été étudiés. Cet ensemble de données expérimentales contribue à l'amélioration de la définition des fonctions de raccordement qui sont nécessaires aux codes de simulation pour prédire la trajectoire d'un objet entre les différents régimes d'écoulement traversés lors d'une rentrée atmosphérique. Cette étude met en avant l'impact de la phase plasma de la rentrée atmosphérique sur le comportement aérodynamique des débris spatiaux.

Mots clés : débris spatiaux, rentrée atmosphérique, coefficient aérodynamique, écoulement haute enthalpie, soufflerie supersonique hypersonique, régime raréfié.

Atmospheric re-entry of space debris : experimental simulations in rarefied hypersonic and high enthalpy supersonic wind tunnels

The main objective of this work is to characterize and understand the rarefaction effects on the aerodynamic behaviour of space debris during certain critical phases of its atmospheric re-entry. This research focuses on two key geometries, the sphere and the cube, studied using two continuous operating wind tunnels: a rarefied hypersonic wind tunnel MARHy for the simulation of high-altitude aerodynamics and a high-enthalpy supersonic wind tunnel PHEDRA to study the plasma phase.

Various multidisciplinary diagnostics were implemented, including the design of aerodynamic balances adapted to the flow conditions, the glow discharge visualisation techniques combined with image analysis methods to characterize the shock layers structure in detail, Pitot probe and Infra-Red thermography to wall temperature measurements.

This study established an experimental database at Mach 4 and for different Knudsen numbers obtained by combining size of models and pressure operating conditions. This allowed to highlight the influence of the degree of rarefaction on the aerothermodynamic properties of the studied canonical geometries such as the shape of the shocks, their stand-off distance and their aerodynamic coefficients. At high enthalpy, the thermal and ablative effects on the aerodynamic forces, have been studied under supersonic plasma flows. This set of experimental data base contributes to improve the bridging functions used in the simulation codes to predict the trajectory of an object taking into account the different flow regimes during atmospheric re-entry. This study emphasises the impact of the plasma phase during atmospheric re-entry on the aerodynamic behaviour of space debris.

Keywords : space debris, atmospheric re-entry, aerodynamic coefficients, high enthalpy flows, supersonic hypersonic wind tunnel, rarefied regime.

ICARE - CNRS

1C avenue de la Recherche Scientifique

45071 Orléans Cedex 2, France