



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID – TLEMCCEN

THÈSE

Présentée à :

FACULTE DES SCIENCES – DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Pour l'obtention du diplôme de :

DOCTORAT LMD

Spécialité : *Physique des Gaz et des Plasmas*

Par :

Mlle Sabrina HAMDOUN

Sur le thème

Etude de l'interaction d'un plasma de décharge avec un écoulement supersonique

Soutenue publiquement 19 Septembre 2021 à Tlemccen devant le jury composé de :

Mr LEMERINI Mostefa	Professeur	Université de Tlemccen	Président
Mr LIANI Bachir	Professeur	Université de Tlemccen	Directeur de thèse
Mr Jean Denis Parisse	HDR	Ecole de l'air Marseille	Co-Directeur de thèse
Mme BEDRANE Zeyneb	Professeur	Université de Tlemccen	Examineur
Mr BELASRI Ahmed	Professeur	Université USTO Oran	Examineur
Mr HENNAD Ali	Professeur	Université USTO Oran	Examineur

Intitulé de la thèse : Etude de l'interaction d'un plasma de décharge avec un écoulement supersonique

*Laboratoire de Physique Théorique (LPT)
BP 119, 13000 Tlemccen - Algérie*

Table des matières

Introduction générale	14
Bibliographie	17
1 Étude bibliographique	18
1.1 État de l'art	19
1.1.1 Introduction	19
1.1.2 Actionneurs plasmas et leurs effets	28
1.1.3 Modèle de Dérive-Diffusion	32
1.2 Conclusion	36
Bibliographie	37
2 Modèle : écoulement supersonique - décharge électrique	42
2.1 Introduction	43
2.2 Dispositifs expérimentaux à ICARE	44
2.3 Environnement expérimental de l'étude : La soufflerie MARHy	46
2.4 Modélisation	52
2.4.1 Hypothèses	52
2.4.2 Système d'équations	52
2.4.3 Vitesse de glissement et saut de température	55
2.4.4 Modèle collisionnel	57
2.4.5 Solvateur numérique	58

2.4.5.1	Maillage	58
2.4.5.2	Discrétisation	61
2.4.5.3	Couplage	61
	Bibliographie	62
3	Étude de l'écoulement supersonique sans décharge électrique	65
3.1	Introduction	66
3.2	Conditions aux limites et maillage	66
3.3	Écoulement en 2D / Validation du modèle	68
3.4	Écoulement en 3D sans support	71
3.5	Écoulement en 3D avec support	76
	Bibliographie	78
4	Étude de l'écoulement supersonique avec décharge électrique	79
4.1	Introduction	80
4.2	Étude sur la géométrie de la plaque	80
4.2.1	Validation du modèle	80
4.2.1.1	Écoulement de l'air	80
4.2.1.2	Écoulement de l'argon	83
4.2.2	Couplage : Écoulement - Décharge	88
4.3	Étude sur la géométrie du cylindre	92
4.3.1	Validation du modèle	92
4.3.1.1	Écoulement de l'air	92
4.3.1.2	Écoulement de l'argon	94
4.3.2	Couplage : Écoulement - Décharge	95
4.4	Étude paramétrique	101
4.4.1	Forces aérodynamiques	101
4.4.2	Effet de la raréfaction	102
4.5	Conclusion	106
	Bibliographie	107

Table des figures

1.1	Le modèle de l'avion X-15 [10].	16
1.2	Les résultats de Banner et al. sur la transition laminaire-turbulent et l'augmentation de la température surfacique des ailes au cours de cette transition [2].	16
1.3	La configuration expérimentale des travaux de Corke et al [18, 19].	19
1.4	Signaux opto-acoustiques induits par le choc dans une décharge d'argon à P=30 Torr [26].	20
1.5	La variation de la vitesse de l'onde de choc par rapport à la température moyenne dans le cas d'une décharge ($Ar - 0.16\%N_2$) à P=50 Torr et V=15 kV [28].	21
1.6	Écoulement autour d'une sphère avec une vitesse de 2000 m/s , a) sans gaz ionisé, b) avec gaz ionisé [22].	22
1.7	Les mesures du coefficient de traînée en fonction du nombre de Mach, a) sans décharge, b) avec décharge [22, 33].	22
1.8	Comparaison entre l'écoulement de l'air et l'écoulement de l'argon avec et sans décharge [35].	23
1.9	Visualisation de la décharge et de l'angle de choc dans les travaux de Kuo et Bivolaru [36].	25
1.10	Les variations du coefficient de traînée en fonction du débit massique de l'écoulement injecté [38].	25

1.11	A) Le domaine de simulation, B) la variation de la force EHD en fonction du temps pour différentes valeurs de voltage, de la permittivité et de l'épaisseur de la surface diélectrique [53].	30
2.1	Les souffleries de la plateforme expérimentale FAST [4]	40
2.2	Les caractéristiques des écoulements produits par les souffleries de la plateforme expérimentale FAST [4]	41
2.3	L'environnement expérimental de la soufflerie MARHy [4]	42
2.4	Groupe de pompage [4]	43
2.5	Les parties principales de la soufflerie MARHy [14]	44
2.6	La géométrie de la plaque [13]	45
2.7	L'installation électrique de l'actionneur plasma [14]	46
2.8	La configuration expérimentale [1]	46
2.9	La géométrie du cylindre et l'installation électrique de l'actionneur plasma [15,16]	47
2.10	Le maillage pour la simulation de l'écoulement supersonique	55
2.11	Le maillage pour la simulation de l'écoulement couplé avec la décharge	55
2.12	Le maillage pour la simulation de l'écoulement supersonique	56
2.13	Le maillage pour la simulation de l'écoulement couplé avec la décharge	56
3.1	La géométrie de la plaque sans et avec support.	62
3.2	Présentation du maillage a) 2D, b) 3D sans support, c) 3D avec support.	63
3.3	L'isovaleur de la température et du nombre de Mach de l'écoulement supersonique de l'air.	64
3.4	Présentation des 3 positions de x (22mm, 50mm, 78mm) pour le calcul de la pression Pitot.	65
3.5	Un schéma représentant la méthode de mesure de la pression Pitot expérimentalement.	65
3.6	La pression Pitot en fonction de la distance y calculée en 3 positions de x : a) $x = 0.022m$, b) $x = 0.050m$, c) $x = 0.078m$	66

3.7	La variation de la pression Pitot sur la surface de la plaque.	68
3.8	Les profils de la pression Pitot pour $x = 0.022m$ en 3 positions de $z = 0.00, 0.04, 0.08m$	69
3.9	Les profils de la pression Pitot pour $x = 0.050m$ en 3 positions de $z = 0.00, 0.04, 0.08$	70
3.10	Les profils de la pression Pitot pour $x = 0.078m$ en 3 positions de $z = 0.00, 0.04, 0.08$	71
3.11	L'isovaleur de la température de l'écoulement en 3D sans support à $z = 0.04m$	72
3.12	L'isovaleur de la température de l'écoulement en 3D avec support à $z = 0.04m$	72
3.13	La variation de l'angle de choc sur la surface de la plaque en 3D sans et avec support.	73
3.14	La variation de la pression Pitot sur la surface de la plaque en 3D sans et avec support.	73
4.1	Schéma descriptif de la géométrie de l'angle de choc oblique généré par l'écoulement.	77
4.2	L'isovaleur de la température de l'écoulement supersonique de l'air.	77
4.3	Profils de pression Pitot pour le cas de l'écoulement de l'air sans décharge.	78
4.4	L'interaction de l'onde de choc oblique avec l'onde de choc générée par le tube Pitot [1].	79
4.5	L'isovaleur de la température de l'écoulement supersonique de l'argon.	79
4.6	La viscosité de l'écoulement sur la longueur de la plaque pour l'air et l'argon sans décharge.	81
4.7	Profils de pression Pitot, pour l'air et l'argon, sans décharge.	83
4.8	L'isovaleur du degré d'ionisation du plasma.	84
4.9	Les isovaleurs de la température de l'écoulement supersonique de l'argon autour de la plaque sans et avec décharge.	85

4.10	Les isovaleurs de la densité électronique de la décharge sans et avec écoulement à $t = 2 \times 10^{-10} s$	86
4.11	Les taux de réaction avec la présence de l'écoulement à $Z = 0.04 m$ et $t = 2 \times 10^{-10} s$	87
4.12	La densité des ions d'argon à $Z = 0.04 m$ et $t = 2 \times 10^{-10} s$	87
4.13	L'isovaleur de la température de l'écoulement supersonique de l'air autour d'un cylindre.	89
4.14	La variation de la température de l'écoulement à $y = 0.00 m$	89
4.15	L'isovaleur de la température en Kelvin de l'écoulement supersonique de l'argon autour d'un cylindre.	90
4.16	La variation de la température de l'écoulement de l'air et de l'écoulement de l'argon en fonction de la distance x	91
4.17	Degré d'ionisation de la décharge électrique générée avec $V_0 = -2600 V$	92
4.18	L'isovaleur de la température en Kelvin de l'écoulement supersonique de l'argon autour d'un cylindre avec et sans décharge électrique.	93
4.19	La variation de la température de l'écoulement de l'argon sans et avec décharge en fonction de la distance x	94
4.20	La densité électronique avec et sans écoulement.	95
4.21	La densité électronique avec et sans écoulement.	96
4.22	L'effet de la raréfaction et de la compressibilité en fonction du nombre de Mach et du nombre de Reynolds [21].	98
4.23	Les isovaleurs de la température en fonction de la pression statique, sans et avec décharge.	100
4.24	La variation de l'angle de choc en fonction de la pression sans et avec décharge.	101
4.25	La variation de la traînée en fonction de la pression statique sans et avec décharge.	101
4.26	Le taux de variation de la traînée en fonction de la pression statique.	102

Liste des tableaux

- 2.1 Les 19 formes d'écoulement générés par la soufflerie MARHy [4]. 44
- 2.2 Les conditions aux limites de l'écoulement. 45

- 4.1 La viscosité et la conductivité de l'air et de l'argon à $T = 300K$ [9–11]. . . 81
- 4.2 Les forces aérodynamiques sur la surface de la plaque. 97

Liste des symboles

Γ_ε	Flux d'énergie électronique [$V.m^{-2}.s^{-1}$]
D_ε	Énergie de diffusion [$m^2.s^{-1}$]
P_i	Pression partielle [Pa]
α_v	Coefficient d'accommodation [1]
$\Delta\varepsilon_j$	Énergie perdue par la réaction j [eV]
ϵ_0	Permittivité diélectrique du vide [$F.m^{-1}$]
Γ_e	Flux d'énergie électronique [$m^{-2}.s^{-1}$]
Γ_s	Flux d'énergie de l'espèce chargée s [$m^{-2}.s^{-1}$]
λ	Libre parcours moyen [m]
μ	Viscosité [$Pa.s$]
μ_ε	Mobilité énergétique [$m^2.V^{-1}.s^{-1}$]
μ_e	Mobilité électronique [$m^2.V^{-1}.s^{-1}$]
μ_s	Mobilité de l'espèce s [$m^2.V^{-1}.s^{-1}$]
$\bar{\bar{\tau}}$	Tenseur des contraintes de viscosité [Pa]
$\bar{\bar{I}}$	Tenseur identité [1]
$\bar{\varepsilon}$	Énergie électronique moyenne [eV]
\vec{E}	Vecteur de champ électrique [$V.m^{-1}$]

\vec{f}_e	Force électrique [$N.m^{-3}$]
\vec{q}	Flux de chaleur [$W.m^{-2}$]
\vec{V}	Vecteur vitesse [$m.s^{-1}$]
ρ	Masse volumique [$kg.m^{-3}$]
σ_T	Saut tangentiel thermique [1]
$\tau_{n,t}$	Contraintes tangentielles [Pa]
D_e	Coefficient de diffusion électronique [$m^2.s^{-1}$]
D_s	Coefficient de diffusion [$m^2.s^{-1}$]
E_t	Énergie totale par unité de volume [$J.m^{-3}$]
K	Tenseur des contraintes [Pa]
k_j	Taux de réaction de la réaction j [$m^3.s^{-1}$]
L_s	Longueur de glissement [m]
n	Densité [m^{-3}]
n	Projection normale [1]
n_e	Densité électronique [m^{-3}]
N_i	Densité de l'espèce i [m^{-3}]
n_i	Densité des ions [m^{-3}]
N_n	Densité totale des espèces neutre [m^{-3}]
n_s	Densité de l'espèce s [m^{-3}]
n_ϵ	Densité d'énergie électronique [$eV.m^{-3}$]
P_{stat}	Pression statique [Pa]
R_s	Résistance [Ω]
R_ϵ	Énergie perdue par toutes les réactions [$eV.m^{-3}.s^{-1}$]

Re	Nombre de Reynolds [1]
S_s	Terme source de l'espèce s [$m^{-3}.s^{-1}$]
T	Température de l'écoulement [K]
T_e	Température électronique [eV]
T_g	Température du gaz [K]
T_{moy}	Température moyenne [K]
T_{stat}	Température statique [K]
w_e	Terme source électronique [$m^{-3}.s^{-1}$]
x_j	Fraction molaire des espèces ciblées de la réaction j [1]
Z_i	Charge ionique [1]
$u_{w,t}$	Vitesse tangentielle à côté de la paroi [$m.s^{-1}$]
u	Vitesse tangentielle [$m.s^{-1}$]
e	Charge élémentaire [C]
M	Nombre de Mach [1]
P	Pression totale [Pa]
R	Rayon du tube [m]
r	Distance radiale [m]
t	Temps [s]
t_p	Projection tangentielle [1]

Remerciements

Je remercie tout d'abord Mr TADRIST Lounès de m'avoir accueilli au sein du laboratoire IUSTI à Marseille afin d'y effectuer mes travaux de recherche.

J'adresse mes sincères remerciements à mon directeur de thèse Mr LIANI Bachir, d'avoir dirigé cette thèse, pour ses qualités d'écoute, sa compréhension, sa patience et surtout avec qui j'ai pu finaliser cette thèse.

Je tiens une grande reconnaissance envers Mr PARISSE Jean Denis d'avoir co-encadré cette thèse, pour sa disponibilité, ses conseils avisés ainsi que ses compétences scientifiques et ses encouragements tout au long de ce travail.

Je tiens à remercier l'ensemble des membres de jury : Mr LEMRINI Mustapha pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'être président de mon jury de thèse. Mes vifs remerciements aux examinateurs : Mr AMEUR Djilali, Mme BEDRANE Zeyneb, Mr BELASRI Ahmed et Mr HENNAD Ali d'avoir participé à l'évaluation de ce travail. Je vous remercie pour toutes les remarques et les suggestions constructives qui ont permis de juger ce travail et de l'améliorer.

Je suis particulièrement reconnaissante à AIT OUMEZIANE Amina pour sa collaboration, ses conseils précieux et son aide.

Je tiens à remercier aussi les personnes qui ont participé de près ou de loin à l'avancement de ce travail : Merci à chaque membre des deux laboratoires de physique théorique à Tlemcen et de mécanique énergétique (IUSTI) à Marseille qui ont contribué à l'avancement de ce travail.

Merci à Lionel MIESTER et Yann JOBIC pour les premiers pas avec Star-CCM+. Merci à Esmatt AHMED et Mme Assia SENOUDI pour les premières démarches avec COMSOL. Merci à Ayoub ZOUAGHI pour les hypothèses et les propositions scientifiques qui ont été toujours intéressantes. Merci à Mohammed El Amine BECHAR pour la disponibilité, le soutien et les conseils avisés. Je tiens à remercier aussi Dr Djalel DAHBI pour les corrections qui a pu faire. Merci à Selma RABHI, Saliha GENAOUI, Lynda et Samah pour l'amitié précieuse et les beaux moments.

En fin, je veux remercier ma famille et mes amis de m'avoir soutenu durant toutes ces années d'étude.

Dédicaces

À mes parents, à qui je dois tout.

À mon petit frère Bachir, ton sourire qui m'apporte de la joie.

Je ne vous ai pas oublié, Malek et Ali. J'attends avec impatience vos réussites.

À mon oncle Abdelhak. J'espère que tu seras fier...et que tu iras mieux...

À la mémoire de ma grand-mère Halima. J'avais tellement envie de partager avec toi, encore une fois "la joie de la réussite".

À la mémoire de mon oncle Mohamed. Les bonnes personnes nous quittent souvent trop tôt.

Introduction Générale

L'application des actionneurs plasmas dans le domaine aérodynamique présente un axe de recherche très vaste vu qu'elle dépend des connaissances approfondies en mécanique des fluides et en physique des plasmas et très intéressant aussi car elle propose des avantages incontournables pour optimiser les écoulements dans plusieurs secteurs notamment dans le secteur économique.

L'amélioration des performances aérodynamiques d'un écoulement est devenue une tâche primordiale à cause de la crise économique en 1970. La réduction de 10 % de la traînée durant 30 ans (le temps approximatif de la durée de vie de l'appareil), économise 50 millions de litres en carburant selon l'étude de Hefner [1], ce qui représente un avantage environnemental et économique. L'intérêt d'un actionneur électrohydrodynamique se présente aussi dans le secteur militaire. Le contrôle des décollements aérodynamiques peut réduire la distance de décollage et d'atterrissage tant dis que les ondes radars piégées par un gaz ionisé entourant le véhicule rendent l'avion invisible ce qui représente une haute stratégie technologique dans le secteur militaire. Les actionneurs plasma participent aussi dans le projet d'optimiser les performances aérodynamiques des éoliennes.

On définit le terme "contrôle d'écoulement" par l'ensemble des méthodes d'optimisation d'un écoulement afin de l'amener à un état souhaité. Pour contrôler un écoulement, plusieurs méthodes ont été exploitées et classées en deux catégories : Actives et passives. La conception de ces méthodes se fait par une implémentation mécanique sur la surface du modèle selon les modifications souhaitées ou par l'injection de l'énergie ou d'une quantité de mouvement.

Le contrôle d'écoulement passif est la plus ancienne méthode. On réalise ce type de dispositif par l'ajout des éléments sur la surface de l'appareil ou par une modification de la géométrie. Vu que l'implémentation est fixe et non amovible, l'interaction de ce type de dispositif avec l'écoulement est permanent et reste tout le temps du trajet alors que l'effet souhaité n'est pas toujours nécessaire comme le cas du contrôle de décollage. Ce

dernier rend le contrôle actif plus avantageux et plus simple à utiliser. Les techniques d'aspiration et de soufflage sont les premiers dispositifs actifs qui ont été exploités dans les années 60 afin de contrôler la couche limite. L'utilisation des MEMS (Micro Electro Mechanical System) et les actionneurs électrohydrodynamiques sont parmi les dispositifs actifs les plus récents. Les techniques passives sont simples à étudier et à réaliser, elles ne dépendent pas d'une source d'énergie extérieur pour les mettre en œuvre. En effet, dans les dispositifs actifs une alimentation électrique ou électromagnétique est nécessaire pour générer une décharge plasma. Les particules chargées interagissent avec l'écoulement et modifient les caractéristiques du fluide. L'étude de ce type d'interaction dans le cas d'un contrôle actif est plus délicate par rapport à celle du contrôle passif.

L'objectif de cette thèse est d'apporter une contribution numérique aux travaux expérimentaux sur le contrôle de l'écoulement supersonique par une décharge électrique qui ont été réalisés au laboratoire ICARE à Orléans. L'étude numérique nous a permis de voir les effets thermique et non-thermique du déséquilibre électronique de la décharge sur l'écoulement.

Les effets de la raréfaction ont été pris en compte dans cette étude en tenant compte de la vitesse de glissement et de saut de température à la paroi. La première partie a été consacrée à l'étude d'un écoulement autour d'une plaque et de l'influence de la décharge sur la couche limite, la viscosité et la température surfacique. Dans la deuxième partie, nous avons étudié l'écoulement autour d'un cylindre où la couche limite est négligée et la portance est supposée nulle. L'étude avec la géométrie cylindrique nous permet de voir uniquement l'effet de l'ionisation.

Les hypothèses :

- Seulement deux températures ont été considérées dans ce modèle, la température électronique T_e et la température des particules lourdes T_g . On considère que la température du gaz est égale à la température des ions Ar^+ .
- La décharge est à basse pression. Une deuxième ionisation de l'atome de l' Ar est négligée.
- Le milieu plasma est considéré quasi-neutre.
- On néglige la diffusivité des ions dans le modèle de dérive-diffusion. Cette approximation a été prise en compte uniquement pour les électrons.
- La paroi du modèle (plaque/cylindre) est supposée adiabatique.

Le premier chapitre représente une étude bibliographique sur les écoulements, les différents types de contrôles et l'ensemble des travaux sur lesquels nous nous allons appuyer pour l'approximation de dérive-diffusion. Le deuxième chapitre sera consacré à la présentation du modèle, les hypothèses et le système d'équations. Une étude sur l'écoulement sans décharge électrique sera réalisée par Star-CCM+ et les résultats seront présentés dans le troisième chapitre. Le couplage et l'effet plasma pour les deux modèles plaque et cylindre seront étudiés dans le quatrième chapitre. La conclusion résume les principaux résultats de ce travail ainsi que les perspectives envisagées dans les prochaines études.

Bibliographie

- [1] Jerry N Hefner. Dragging down fuel costs. *Aerosp. Am. ;(United States)*, 26, 1988.

Chapitre **1**

Étude bibliographique

Sommaire

1.1	État de l'art	15
1.1.1	Introduction	15
1.1.2	Actionneurs plasmas et leurs effets	24
1.1.3	Modèle de Dérive-Diffusion	28
1.2	Conclusion	32
	Bibliographie	33

1.1 État de l'art

1.1.1 Introduction

L'aérodynamique des grandes vitesses est un axe de recherche fondamental en raison de ses diverses applications civiles, économiques, militaires et industrielles. L'évolution de l'aérodynamique super et hypersonique a commencé dans les années 1950 et 1960. Un grand intérêt a été porté à l'étude des rentrées atmosphériques à travers des programmes de vols spatiaux habités pour les missions orbitales et de retour lunaire lancées par la NASA : Mercury, Gemini et Apollo [1].

Entre 1960 et 1967, les recherches scientifiques dans le domaine des écoulements à grandes vitesses ont connu des progressions remarquables grâce aux tests réalisés sur l'avion X-15 (fig 1.1). Trois exemplaires ont été construits pour effectuer environ 200 vols d'essais à Mach 5 à une altitude de 100 *km*. Ces tests ont permis de récolter plusieurs données sur le comportement de l'écoulement de l'air, le frottement dynamique et la transition laminaire-turbulent. La figure (1.2) montre les premiers résultats des travaux de Banner et al. sur la transition de la couche limite et son influence sur la température surfacique des ailes [2,3]. Afin de mieux comprendre le comportement et les caractéristiques du fluide et donc simplifier la manipulation des écoulements, cinq livres ont été publiés par Anderson à partir de 1976 sur la dynamique des gaz, les écoulements compressibles et l'aérodynamique [1,4–7]. Il a introduit des méthodes et des approches numériques pour étudier les écoulements à grande vitesse sur plusieurs modèles aérodynamiques.

Lors d'une rentrée atmosphérique après le retour d'une mission lunaire, la vitesse du véhicule est d'environ 11.2 *km/s*. Le choc entre la surface du véhicule et les molécules de l'air provoque un chauffage aérodynamique très important sur la surface. La perte de l'énergie par le choc est devenue une principale préoccupation des concepteurs de ces véhicules. Ceci a donné naissance à la notion du « contrôle d'écoulement » [8,9].



FIGURE 1.1 – Le modèle de l'avion X-15 [10].

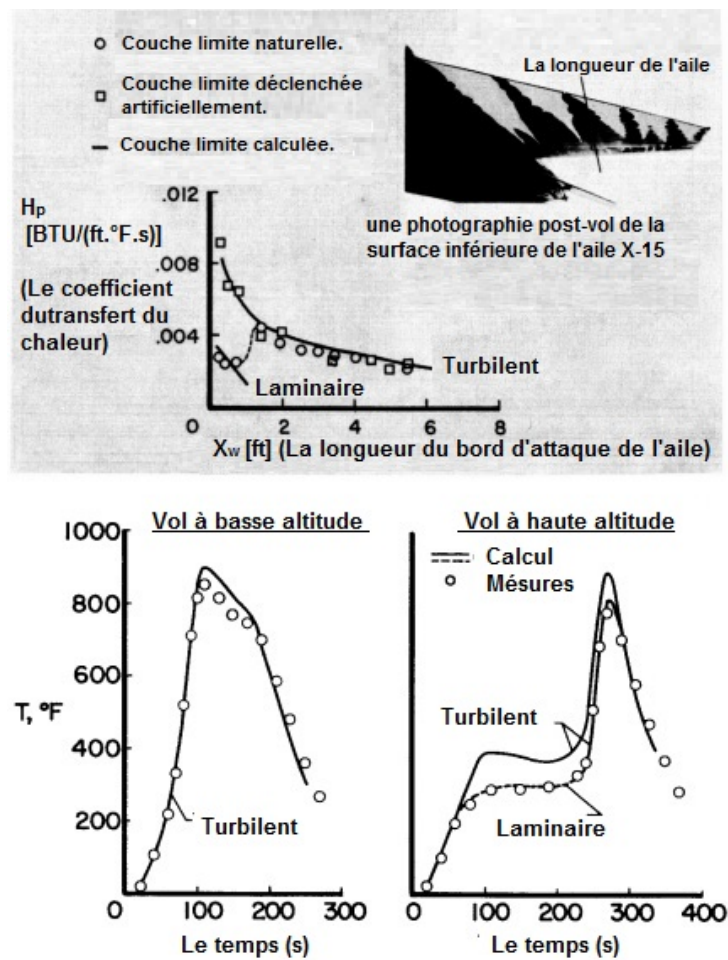


FIGURE 1.2 – Les résultats de Banner et al. sur la transition laminaire-turbulent et l'augmentation de la température surfacique des ailes au cours de cette transition [2].

En réalité, le contrôle d'écoulement a commencé avant l'année 1900 à l'époque de l'empire romain. Le défi était de contrôler l'écoulement de l'eau afin de fabriquer des systèmes d'irrigation complexes pour l'agriculture. Après des années de recherches, ils ont mis en évidence l'importance des brise-vents pour garder la couche arable [11].

En 1904, la théorie de la couche limite établie par Prandtl a permis d'étudier le phénomène de séparation et les mouvements des fluides réels d'une manière plus précise. Il a réalisé aussi quelques expériences dans le but de contrôler la couche limite sur la surface d'un cylindre en utilisant une technique d'aspiration pour retarder le phénomène de séparation. Il a fait ainsi un pas décisif pour l'utilisation des équations de Navier-Stokes et démontra par ailleurs que les forces engendrées par la viscosité lorsqu'elles sont faibles par rapport aux forces de pression, ne peuvent influencer que dans la couche limite et dans le sillage d'un obstacle [12].

La première définition du « contrôle d'écoulement » a été donnée par Flatt [13] en 1961 signifiant le contrôle des processus et des mécanismes latéraux qui forment la couche limite sur la surface de la paroi. Entre 1940 et 1970, l'époque de la deuxième guerre mondiale, l'intérêt militaire a encouragé les développements scientifiques dans ce domaine à cause du besoin d'avions, des missiles, de navires et de sous-marins rapides, hautement maniables et efficaces. Pour réaliser ce type d'engins, les scientifiques avaient besoin d'autres nouvelles stratégies pour le contrôle de l'écoulement. Lachman (1961) et Wells (1969) ont proposé l'utilisation des polymères pour réduire les frottements et maintenir l'écoulement laminaire [14, 15]. Après deux décennies qui ont suivi la guerre mondiale, un programme de test de vol de X-21 a réussi dans lequel le contrôle par aspiration a été utilisé sur les surfaces extérieures d'un écoulement laminaire.

L'époque de la crise d'énergie entre 1970 et 1990, les pays industrialisés ont investi des ressources précieuses dans la recherche des méthodes de conservation d'énergie par la réduction des frottements à la paroi et la traînée des véhicules terrestres, aériens et

maritimes. Les études dans cette époque sont devenues possibles grâce aux ordinateurs rapides et peu coûteux. L'étude d'un fluide par un calcul numérique représente une nouvelle branche dans la dynamique des fluides qu'on l'appelle la "CFD" (Computational Fluid Dynamic).

Après 1990, l'intérêt de construire des avions de transport à grande vitesse est devenu indispensable et le contrôle d'écoulement a été étudié par différentes méthodes selon le nombre de Mach et les caractéristiques de l'écoulement. En effet, les processus et les mécanismes qui se produisent dans la couche limite deviennent plus complexes dans le cas de $M > 1$ et l'étude doit être adaptée pour ce type de conditions. En 1994, Bushnell a étudié le contrôle de la transition laminaire-turbulent. Selon le régime d'écoulement, différents modes d'instabilité de transition ont été étudiés : les modes de Tollmien-schlichting, les modes de Mack et les instabilités de Görtler [16]. Les instabilités de Tollmien-schlichting (T-S) auront lieu dans un écoulement de Mach inférieurs à 4. Ces instabilités sont amorties en augmentant le nombre de Mach par le refroidissement de la paroi et la présence d'un gradient de pression.

Pour de nombreuses applications, c'était important de localiser la zone de transition laminaire-turbulent. En 1990, Kosinov et al. ont étudié un écoulement de Mach 2 caractérisé par des ondes de type (T-S) tridimensionnelles autour d'une plaque. Ce travail était consacré principalement à la recherche des causes de ces instabilités. Dans cet objectif, des perturbations périodiques ont été produites artificiellement par une décharge électrique entre deux électrodes pour exciter les instabilités de la couche limite. Ils ont montré que la décharge peut avancer l'emplacement de la transition [17]. Les travaux de Corke (1997) et Maltis (1999) portant sur un écoulement de Mach 2 autour d'un cône (fig 1.3) et des perturbations provoquées par une décharge lumineuse confirment les résultats de Kosinov et la possibilité de contrôler la couche limite supersonique par des actionneurs électrohydrodynamiques [18, 19].

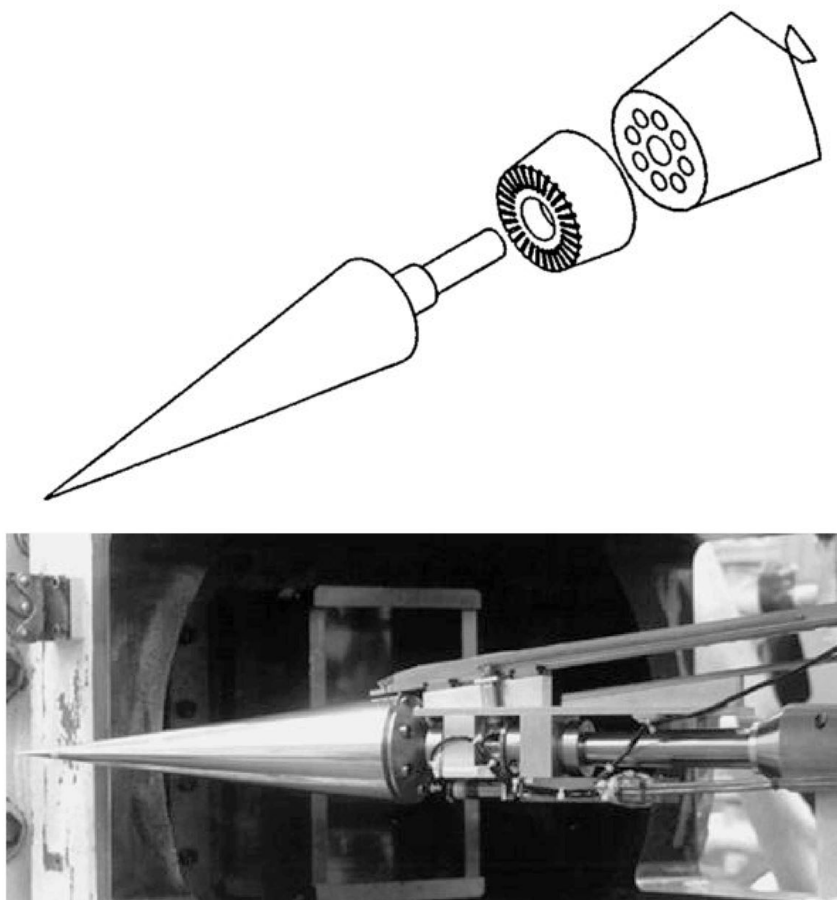


FIGURE 1.3 – La configuration expérimentale des travaux de Corke et al [18, 19].

Après les travaux de Corke, plusieurs études ont montré par la suite qu'une décharge couronne ou une décharge à barrière diélectrique peut être utilisée comme un actionneur électrohydrodynamique (EDH) pour contrôler l'écoulement de l'air autour des différents profils [20, 21]. L'influence de la décharge électrique a été remarquée dans la réduction de la traînée et le contrôle de détachement et de l'instabilité. Le principe des actionneurs consiste à injecter de l'énergie cinétique à l'intérieur de la couche limite en générant un plasma froid sur la surface du profil. Les travaux de Bletzinger et al. contiennent un bref historique sur le développement des plasmas appliqués à l'aérodynamique des grandes vitesses dont les premières études réalisées dans l'ancienne Union soviétique et aux États-Unis ont été présentées [22].

Les études sur les actionneurs plasma ont commencé en 1981 par les travaux de Mishin sur les tubes à choc et en balistique dans le but de contrôler les instabilités des ondes de choc. Ils ont montré la possibilité de modifier la dynamique des gaz dans un écoulement par un plasma faiblement ionisé [23]. L'intérêt donné à l'interaction des ondes de choc avec différents types de décharge a permis de réaliser plusieurs travaux expérimentaux dont beaucoup ont été faits sur les tubes à choc [24, 25].

Klimov et al. ont étudié la propagation de la perturbation dynamique d'un gaz pulsé avec une décharge RF dans l'air et l'argon. Une diminution importante a été observée de l'amplitude de l'impulsion et une augmentation de sa largeur [24]. Les mêmes résultats ont été observés dans la référence [26], voir la figure (1.4).

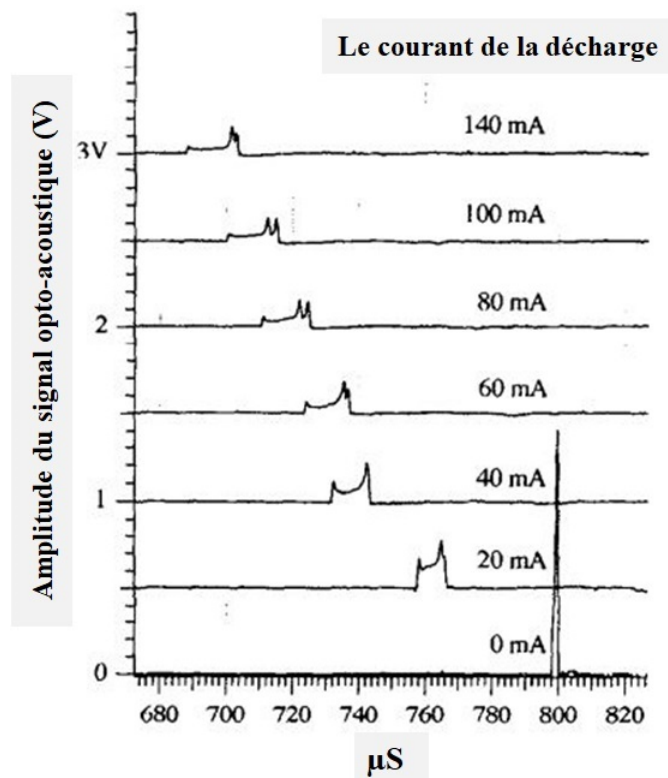


FIGURE 1.4 – Signaux opto-acoustiques induits par le choc dans une décharge d'argon à $P=30$ Torr [26].

Une augmentation significative de la vitesse de propagation de l'onde de choc dans la région de la décharge a été observée par Klimov et Basargin avec une diminution considérable de l'amplitude [25, 27]. Les travaux de Macheret et al. sur la propagation de l'onde de choc dans un tube à choc contrôlée par une décharge lumineuse d'argon et d'argon-azote confirment les résultats des travaux cités en haut et montrent que les changements dans la structure de choc et la vitesse de l'onde de choc dans les gaz faiblement ionisés s'expliquent par la dynamique classique des gaz en se basant principalement sur le rôle des effets thermiques [28]. La figure (1.5) présente une comparaison quantitative entre les résultats de calcul et les résultats expérimentaux de la vitesse de choc par rapport à la température moyenne de la décharge argon-azote. La température moyenne a été déterminée d'une manière standard par la formule suivante :

$$T_{moy} = \frac{\int_0^R T(r).2.\pi.r.dr}{\pi.R^2} \quad (1.1)$$

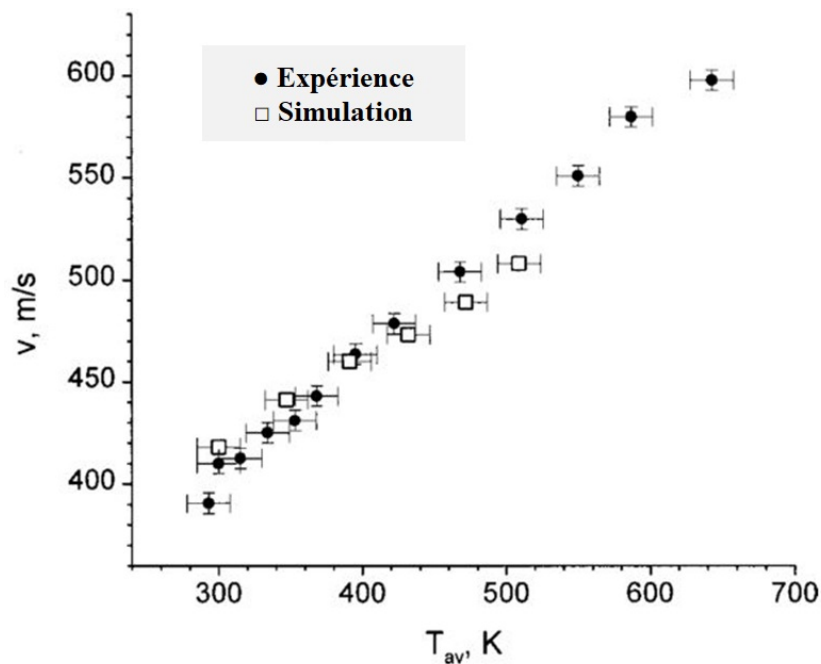


FIGURE 1.5 – La variation de la vitesse de l'onde de choc par rapport à la température moyenne dans le cas d'une décharge ($Ar - 0.16\%N_2$) à $P=50$ Torr et $V=15$ kV [28].

Les premières investigations dans l'application des plasmas aérodynamiques sur les essais balistiques ont été effectuées à l'institut physico-technique Ioffe [22, 29]. Les expé-

riences étaient réalisées sur des géométries simples : sphères, cônes et cylindres. La figure (1.6) montre que la distance du choc à la paroi augmente d'une manière significative avec la présence d'un gaz ionisé [22]. Mishin et al. ont confirmé expérimentalement que la distance de l'arrêt de choc d'un écoulement autour d'une sphère est plus grande avec un gaz ionisé par rapport à l'air chauffé à la température du plasma ce qui explique un effet non thermique du gaz ionisé [30–32].

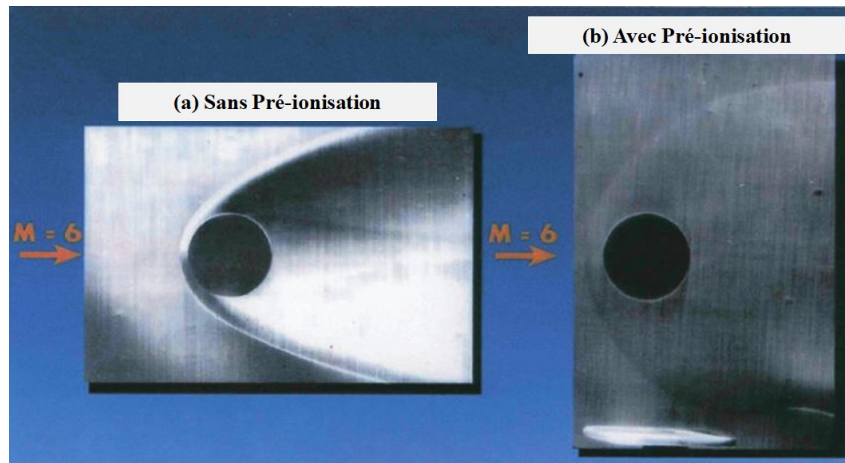


FIGURE 1.6 – Ecoulement autour d'une sphère avec une vitesse de 2000 m/s , a) sans gaz ionisé, b) avec gaz ionisé [22].

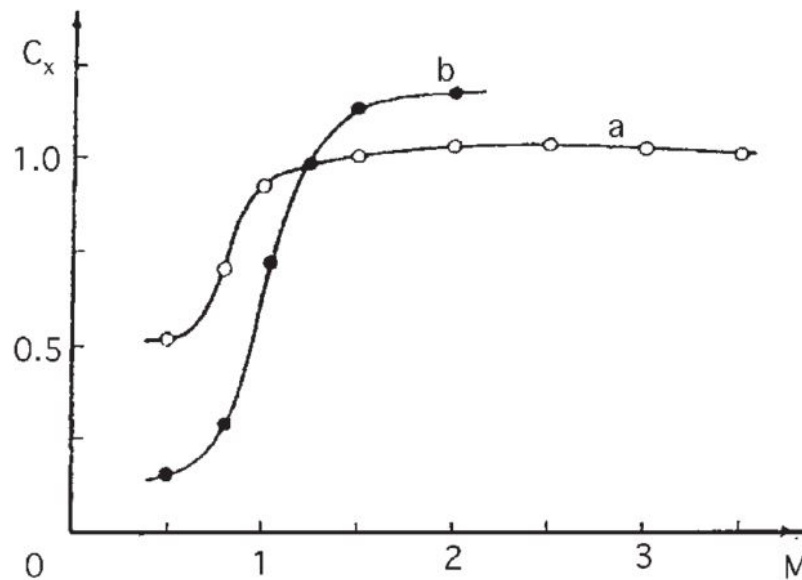


FIGURE 1.7 – Les mesures du coefficient de traînée en fonction du nombre de Mach, a) sans décharge, b) avec décharge [22, 33].

D'autres résultats ont été obtenus pour les essais balistiques concernant le coefficient de traînée. Les travaux de Mishin et Bedin ont montré que le coefficient de traînée diminue dans le cas des vitesses subsoniques et augmente dans le cas des vitesses supersoniques ce qui a permis de mettre en évidence les différents effets du plasma selon la nature de l'écoulement (voir fig. (1.7)) [32, 34].

Lowry et al. ont étudié l'influence de l'effet du déséquilibre vibrationnel sur l'interaction écoulement-décharge. Pour cela, ils ont étudié l'écoulement de l'argon autour d'une sphère et comparé les résultats obtenus avec ceux de l'air dans la présence et l'absence de la décharge. L'argon a été choisi pour éliminer les effets vibrationnels. Les résultats présentés dans la figure (1.8) montrent que l'effet de la relaxation vibrationnelle joue un rôle important dans l'interaction écoulement-décharge [35].

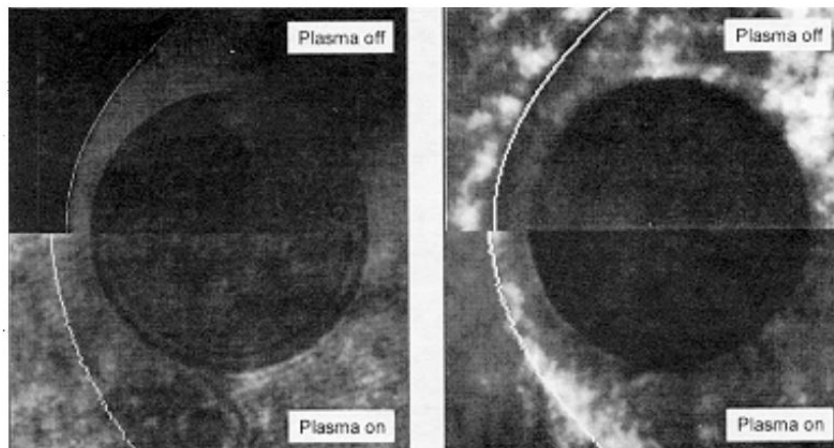


FIGURE 1.8 – Comparaison entre l'écoulement de l'air et l'écoulement de l'argon avec et sans décharge [35].

Dans ces 15 dernières années, l'interprétation des résultats expérimentaux a ouvert un débat sur comment expliquer les phénomènes observés. Entre des chercheurs qui ont pris des interprétations purement thermiques et d'autres qui ont réalisé que l'interprétation thermique n'est pas suffisante. Pour montrer les mécanismes non-thermiques, plusieurs types de décharges ont été utilisés. Dans la suite, on va étudier les effets plasma observés et les différentes hypothèses et approximations pour le couplage écoulement-plasma.

1.1.2 Actionneurs plasmas et leurs effets

Trois types d'essais expérimentaux ont été faits pour montrer les effets plasma : les essais en tube à choc, les essais balistiques et les essais en soufflerie. Avec la présence d'une décharge électrique la propagation de l'onde de choc est sensiblement affectée dans le cas des tubes à choc. Dans les essais balistiques la distance de détachement de l'onde de choc s'accroît considérablement. Une augmentation remarquable de l'angle de choc oblique avec une diminution sensible du coefficient de traînée ont été observées dans les essais en soufflerie.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés par des essais en soufflerie. Cain et Boyd (1999) ont réalisé une étude d'un écoulement à Mach 5 autour d'un cône/cylindre. Dans le cas où la décharge couronne est active, une légère réduction de traînée a été observée. Pour un Mach de 2.5 Kuo et Bivolaru (2001) ont observé une forte atténuation de l'onde de choc et ils ont négligé l'effet plasma pour une décharge symétrique. L'expérience a été faite sur une maquette conique tronquée (fig. (1.9)) [36]. Dans un modèle sphérique, Klimov et al. ont prouvé l'importance de considérer les effets non-thermiques du plasma froid hors équilibre et la dépendance de la polarité du décharge [37]. En revanche, Shan a montré des effets purement thermiques par l'injection d'un gaz ionisé avec différentes températures. Une diminution sensible du coefficient de traînée a été observée(fig. (1.10)) [38].

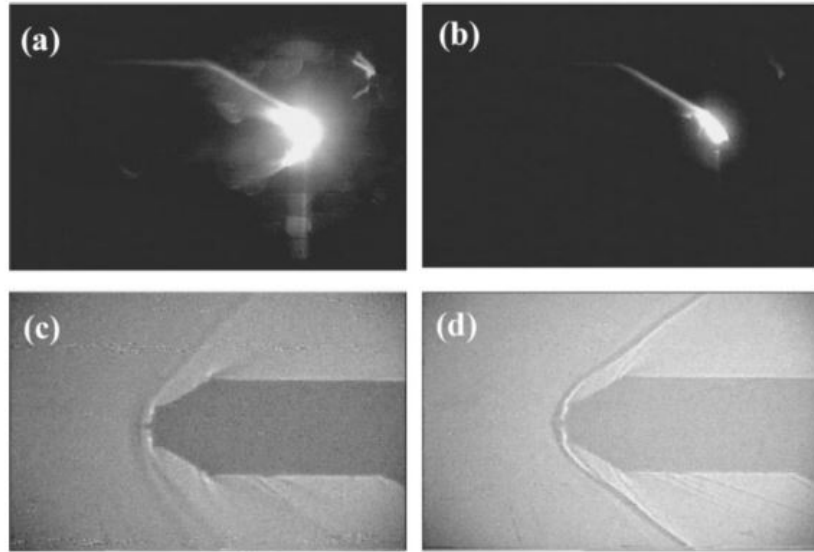


FIGURE 1.9 – Visualisation de la décharge et de l’angle de choc dans les travaux de Kuo et Bivolaru [36].

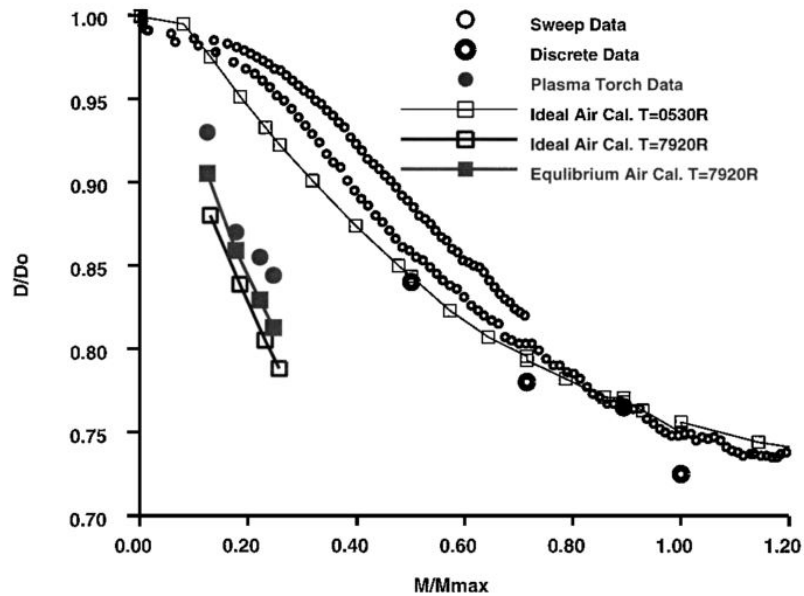


FIGURE 1.10 – Les variations du coefficient de trainée en fonction du débit massique de l’écoulement injecté [38].

Effets thermiques

Les effets purement thermiques ont été expliqués dans plusieurs travaux par l’augmentation de la vitesse de propagation de l’onde de choc dans les tubes à choc et par l’augmentation de l’épaisseur de la couche limite pour les essais en soufflerie. Macheret et al. présentent une expérience de propagation de l’onde de choc en tube à choc en utilisant

une décharge luminescente d'argon et d'argon-nitrogène. Pour montrer l'effet thermique, une décharge pulsée à été utilisée pour prouver la nature de la propagation du choc dans la décharge. L'accélération de l'onde de choc fournit une forte preuve des mécanismes thermiques de la propagation de l'onde de choc dans les plasmas faiblement ionisés [28].

Siefert a confirmé qu'il existe que l'effet de la température vu que la température augmente à l'intérieur de décharge à cause de la conduction de la chaleur à la paroi. Il a montré aussi que la densité électronique ne joue aucun rôle dans l'augmentation de la vitesse de propagation de l'onde de choc. L'étude a été faite sur un écoulement de Mach 2 avec une décharge luminescente de nitrogène à une pression de 4 *Torr* [39].

Une étude a été réalisée par Graham et al. sur les calculs expérimentaux de Lowry et al. pour montrer les effets de l'excitation vibrationnelle. Une décharge RF a été utilisée pour produire un volume d'air faiblement ionisé autour d'un projectile. Ils ont observé une altération de la distance de choc. Dans le but de prouver l'effet thermique, une simulation d'une expérience de réduction de traînée par une décharge FR pulsée a été réalisée. Ils ont prouvé que l'ajout d'une chaleur non stationnaire entraîne une réduction temporaire de la traînée [35, 40].

Palm et al. expliquent l'augmentation de l'angle de choc dans le cas d'un dièdre placé dans un écoulement contrôlé par une décharge plasma par le chauffage de la couche limite. Ce dernier épaissit la couche limite ce qui explique l'augmentation de l'angle de choc [41]. Dans le travail de Shan, un plasma d'une température de 4400 K et d'une densité électronique supérieure à $3 \times 10^{12} cm^{-3}$ est injecté autour d'un hémisphère cylindrique. Il a comparé les resultats obtenus par ceux d'un gaz chaud injecté à la place du plasma. Il a prouvé que les deux expériences ont les mêmes effets sur l'écoulement [38].

Effets non thermiques

D'autres travaux considèrent que l'interprétation thermique n'est pas suffisante et que les plasmas peuvent influencer par des effets non-thermiques sur les ondes de choc. L'effet non-thermique était expliqué par la force de volume produite entre les particules chargées du plasma, la variation de la vitesse du son par le plasma ou l'effet des propriétés des plasmas faiblement ionisés.

Mishin a mesuré le coefficient de traînée dans le cas d'un gaz ionisé et dans le cas d'un gaz non ionisé en prenant la même valeur de pression ($P = 15 \text{ Torr}$). La variation entre les résultats du coefficient de traînée des deux cas montre que l'ionisation du plasma a un effet non thermique. L'effet a été expliqué par l'augmentation de l'énergie potentielle du mélange dû aux réactions d'ionisation ce qui rend la distance de détachement dans les essais balistiques plus grande [33].

Les effets non thermiques ont été expliqués ainsi par l'onde de choc qui est affectée par la vitesse du son. Cette dernière dépend de la température et de la chaleur spécifique qui varie en fonction de la nature du gaz [42]. Bletzinger et al. ont étudié la propagation de l'onde de choc dans la décharge d'Azote et dans la décharge d'Argon. D'après les résultats, les effets thermiques restent insuffisants pour décrire les phénomènes observés et pour cela ils ont interprété les résultats par la force de Coulomb entre les particules chargées [42].

Kuo et Bivolaru ont expliqué l'altération de l'onde de choc observée par la force de volume de la dérive des électrons. Un plasma perturbe le mouvement d'un écoulement et c'est généralement les électrons qui sont responsables sur cette perturbation à cause de leur masse qui est négligeable par rapport à celle des ions et donc la vitesse électronique est très grande. L'effet du chauffage peut provoquer la dérive des électrons mais aussi l'effet des collisions lors du transfert du mouvement. Les collisions inélastiques jouent un rôle important pour le stockage de l'énergie et leur contribution n'est pas incluse dans l'estimation du transfert de l'énergie par chauffage [36].

Appartain et al. ont réalisé une étude expérimentale sur la dynamique de l'onde de choc dans un plasma faiblement ionisé des gaz nobles. Lors de la transition d'un gaz neutre à un gaz ionisé, ils ont remarqué une augmentation de la vitesse de l'onde de choc. Les effets plasma augmentent avec l'augmentation de la masse atomique ce qui explique l'effet non thermique du plasma [43].

1.1.3 Modèle de Dérive-Diffusion

L'étude du mouvement du fluide et leur comportement nécessite la résolution des équations de Navier-Stokes. Pour un plasma, le modèle de Dérive-Diffusion est généralement utilisé. Les efforts investis dans les calculs en utilisant le modèle de Dérive-Diffusion pour un plasma simple ont montré l'efficacité de ce modèle dans les modélisations des phénomènes qui se produisent dans un milieu plasma. Parmi les avantages principaux de ce modèle on peut citer la convergence rapide vers la solution avec des résultats proches de la réalité. Dans la suite, on va étudier les différentes approximations qui ont été étudiées en utilisant ce modèle et principalement dans les applications du contrôle d'écoulement.

L'utilisation du modèle de Dérive-Diffusion par Nitschke et al. dans une décharge RF d'hélium confirme la validation du modèle dans certaines conditions de pression et de tension appliquées. Les termes d'inertie pour les électrons ont été négligés et l'équation du mouvement électronique a été donnée par la forme de Dérive-Diffusion. Les effets inertiels ioniques sont importants dans les décharges RF avec des conditions de pression relativement basse (<500 mTorr) et donc les termes inertiels sont inclus dans l'équation du mouvement ionique. Cependant, le transport des ions dû à la diffusion est négligé. Dans leur travail, ils ont montré que le modèle de Dérive-Diffusion est valide pour des pressions supérieures à 100 mTorr et des tensions jusqu'à 800 V, par contre un désaccord a été observé pour des pressions inférieures à 100 mTorr dans la période moyenne du chauffage des électrons [44].

Boeuf et al. ont étudié un modèle de décharge RF d'argon pour une pression entre 100 et 500 mTorr, une fréquence de 13.6 MHz et un voltage de l'ordre de 100 V. Le modèle est basé sur la résolution de l'équation de continuité, du mouvement (Dérive-Diffusion) pour les électrons et les ions positifs et l'équation de conservation d'énergie pour les électrons couplés avec l'équation de Poisson. Les résultats montrent un accord satisfaisant avec les mesures expérimentales [45].

Pour des faibles fréquences, Colella et al. ont éliminé les termes d'inertie que pour les électrons. Le modèle est basé sur l'approximation que la masse d'électron est négligeable et que son énergie cinétique est grande par rapport à celle des ions. Pour cela l'équation de conservation de la quantité du mouvement électronique est remplacée par l'équation de flux électronique [46].

Hammond et al. ont confirmé les résultats précédents pour le même type de décharge avec des fréquences ioniques inférieures à 10 MHz. L'équation de l'énergie ionique a été éliminée à cause de la masse des ions qui est presque égale à la masse des particules neutres. En revanche, vu que la température des électrons est grande par rapport à la température des autres espèces, la résolution de l'équation de conservation de l'énergie électronique est nécessaire [47].

Pour les applications aérodynamiques, Roy et al. ont développé la méthode des éléments finis pour la discrétisation de l'étude numérique de deux types de décharges : RF pour l'hélium et DC pour l'argon à la pression atmosphérique. Dans le système d'équations, les termes d'inertie sont éliminés pour les électrons et les ions [48]. Le même modèle de Dérive-Diffusion a été utilisé dans les références [49–52]. En effet, la force électrohydrodynamique (EHD) est produite à la pression atmosphérique par la dérive des électrons et des ions. Cela donne une bonne prédiction de l'effet de la force EHD sur l'écoulement. La figure (1.11) présente la variation de la force EHD en fonction du temps pour différentes valeurs de voltage, de la permittivité et de l'épaisseur de la surface diélectrique.

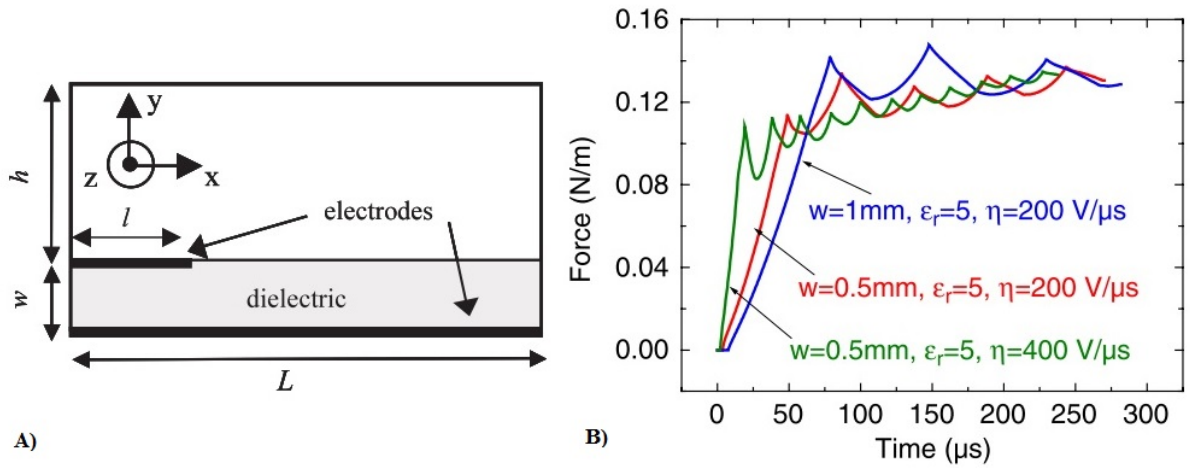


FIGURE 1.11 – A) Le domaine de simulation, B) la variation de la force EHD en fonction du temps pour différentes valeurs de voltage, de la permittivité et de l'épaisseur de la surface diélectrique [53].

En résumé, les équations de Navier-Stokes sont couplées avec le modèle de Dérive-Diffusion pour mieux modéliser les effets plasmas sur l'écoulement. A basse pression, l'inertie des électrons est négligée et l'approximation de Dérive-Diffusion est appliquée uniquement sur les électrons. A la pression atmosphérique, l'approximation est appliquée sur les électrons et les ions. Dans la suite, on va présenter le système d'équations générales utilisé dans plusieurs travaux pour les deux cas.

À la pression atmosphérique :

L'équation de continuité :

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \Gamma_s = S_s \quad (1.2)$$

Γ_s est le flux de l'espèce chargée "s". La forme de Dérive-Diffusion pour le flux Γ_s est donnée par la relation suivante :

$$\Gamma_s = \pm n_s \mu_s \vec{E} - D_s \nabla n_s \quad (1.3)$$

Le signe (+) est pour les ions positifs. Le signe (-) est pour les électrons et les ions

négatifs.

μ_s et D_s sont la mobilité et le coefficient de diffusion respectivement.

S_s est le terme source de l'espèce "s".

Les deux équations sont couplées avec l'équation de Poisson :

$$\nabla \vec{E} = -\frac{e(n_i - n_e - n_n)}{\varepsilon_0} \quad (1.4)$$

La force EHD est calculée par la relation suivante :

$$f_e = n_{e,i,n} \cdot m_{e,i,n} \cdot \nu_{e,i,n} \cdot u_{e,i,n} \quad (1.5)$$

À basse pression :

L'équation de continuité :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla n \vec{V} = 0 \quad (1.6)$$

L'équation de conservation de la quantité du mouvement :

$$\frac{\partial(n\vec{V})}{\partial t} + \nabla(n\vec{V}\vec{V} + P\bar{I} - \bar{\tau}) = \vec{f}_e \quad (1.7)$$

Cette équation s'applique uniquement sur les ions. Pour les électrons et sous l'approximation de Dérive-Diffusion, l'équation de la conservation de la masse électronique est exprimée sous la formule suivante :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \Gamma_e = w_e \quad (1.8)$$

Où Γ_e est la somme des termes de dérive et de diffusion. L'équation suivante représente une simplification de l'équation de conservation de la quantité du mouvement électronique :

$$\Gamma_e = -n_e \mu_e \vec{E} - D_e \nabla n_e \quad (1.9)$$

1.2 Conclusion

L'étude d'un écoulement compressible visqueux se fait par la résolution des équations de Navier-Stokes tandis que les écoulements compressibles non-visqueux sont étudiés par les équations d'Euler. Dans cette étude on va étudier un fluide compressible, visqueux et il est considéré comme un gaz parfait. L'écoulement est supposé supersonique avec un Mach 2 en prenant en compte les conditions de glissement et de saut de température. Les conditions de pression et de température sont prises selon les conditions d'un écoulement dans l'atmosphère à une altitude de 80 km ce qui nous permet de considérer l'écoulement comme laminaire.

L'objectif de cette étude est de pouvoir modéliser l'interaction d'un écoulement supersonique avec une décharge luminescente. L'étude est supposée à basse pression. Pour cela le terme d'inertie électronique est négligé dans le modèle mathématique et l'approximation de dérive-diffusion n'est pas appliquée sur les ions. Pour voir l'effet thermique et non-thermique du plasma sur l'angle de choc, deux gaz seront utilisés : air et argon. La méthode de couplage entre la décharge et l'écoulement supersonique utilisée dans cette étude permet de voir l'influence de la décharge sur l'écoulement et l'inverse. Cela va nous permettre de donner une interprétation complète sur l'interaction plasma-écoulement.

Bibliographie

- [1] John David Anderson. *Modern compressible flow : with historical perspective*, volume 12. McGraw-Hill New York, 1990.
- [2] Richard D Banner, Albert E Kuhl, and Robert D Quinn. Preliminary results of aerodynamic heating studies on the x-15 airplane. 1962.
- [3] Wendell H Stillwell. X-15 research results with a selected bibliography. Technical report, NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION WASHINGTON DC, 1965.
- [4] John D Anderson Jr. Gas dynamic lasers : An introduction, 1976.
- [5] Anderson D John and JR Anderson. Introduction to flight, 1989.
- [6] Anderson JD Jr. Fundamentals of aerodynamics, 1991.
- [7] D John and JR Anderson. Computational fluid dynamics : the basics with applications. *P. Perback, International ed., Published*, 1995.
- [8] Gerald D Walberg. A survey of aeroassisted orbit transfer. *Journal of Spacecraft and Rockets*(ISSN 0022-4650), 22 :3–18, 1985.
- [9] Peter A Gnoffo, Roop N Gupta, and Judy L Shinn. Conservation equations and physical models for hypersonic air flows in thermal and chemical nonequilibrium. 1989.
- [10] Dennis R Jenkins. *Hypersonic : the story of the North American X-15*. Specialty Press, 2008.
- [11] M Gad-el Hak. Flow control : Passive, active, and reactive flow management. 2000.
- [12] L Prandtl. Über flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner reibung. iii internationalen mathematiker-kongresses. *Heidelberg, Germany*, 1904.
- [13] Joseph Flatt. The history of boundary layer control research in the united states of america. *Boundary Layer and Flow Control*, 1 :122–143, 1961.
- [14] BG Newman and G Lachmann. Boundary layer and flow control : its principles and application. *ZAMM J Appl Math Mech/Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 42 :264–265, 1961.

- [15] C Sinclair Wells. *Viscous Drag Reduction : Proceedings*. Plenum Press, 1969.
- [16] Dennis M Bushnell. Viscous drag reduction in aeronautics. In *ICAS proceedings*, volume 19, pages XXXIII–XXXIII. AMERICAN INST OF AERONAUTICS AND ASTRONAUTICS, 1994.
- [17] AD Kosinov, AA Maslov, and SG Shevelkov. Experiments on the stability of supersonic laminar boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 219 :621–633, 1990.
- [18] T Corke, D Cavalieri, T Corke, and D Cavalieri. Controlled experiments on instabilities and transition to turbulence in supersonic boundary layers. In *28th Fluid Dynamics Conference*, page 1817, 1997.
- [19] TC Corke, DA Cavalieri, and E Matlis. Boundary-layer instability on sharp cone at mach 3.5 with controlled input. *AIAA journal*, 40(5) :1015–1018, 2002.
- [20] Thomas C Corke, C Lon Enloe, and Stephen P Wilkinson. Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control. *Annual review of fluid mechanics*, 42 :505–529, 2010.
- [21] Jennifer D Wall. An experimental study of a pulsed dc plasma flow control actuator. Technical report, AIR FORCE INST OF TECH WRIGHT-PATTERSON AFB OH SCHOOL OF ENGINEERING AND . . . , 2006.
- [22] P Bletzinger, BN Ganguly, D Van Wie, and A Garscadden. Plasmas in high speed aerodynamics. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 38(4) :R33, 2005.
- [23] GI Mishin, AP Bedin, NI Iushchenkova, GE Skvortsov, and AP Riazin. Anomalous relaxation and instability of shock waves in gases. *Soviet Physics Technical Physics*, 26 :2315–2324, 1981.
- [24] AI Klimov, AN Koblov, GI Mishin, Yu L Serov, and IP Yavor. Propagation of shock waves in glow-discharge plasma. *Pis' ma Zh. Tekh. Fiz.(Sov. Tech. Phys. Lett.)*, 8(7) :439–443, 1982.
- [25] AI Klimov, AN Koblov, GI Mishin, Yu L Serov, KV Khodataev, and IP Yavor. Shock wave propagation in a decaying plasma. *Sov. Tech. Phys. Lett*, 8(5) :240–241, 1982.

- [26] BN Ganguly, P Bletzinger, and A Garscadden. Shock wave damping and dispersion in nonequilibrium low pressure argon plasmas. *Physics Letters A*, 230(3-4) :218–222, 1997.
- [27] IV Basargin and GI Mishin. Shock-wave propagation in the plasma of a transverse glow discharge in argon. *Sov. Tech. Phys. Lett.(Engl. Transl.);(United States)*, 11, 1985.
- [28] Sergey O Macheret, Yuri Z Ionikh, Naira V Chernysheva, Azer P Yalin, Luigi Martinnelli, and Richard B Miles. Shock wave propagation and dispersion in glow discharge plasmas. *Physics of Fluids*, 13(9) :2693–2705, 2001.
- [29] Alexander S Chernyshev, Yurii P Golovachov, Yurii A Kurakin, Alexander A Schmidt, and David Van Wie. Effect of an applied magnetic field on blunt body plasma flow. In *44 AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2006.
- [30] V Lago, Romain Jousset, and JD Parisse. Influence of the ionization rate of a plasma discharge applied to the modification of a supersonic low reynolds number flow field around a cylinder. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 47(12) :125202, 2014.
- [31] GI Mishin, Yu L Serov, and IP Yavor. Flow around a sphere moving supersonically in a gas discharge plasma. *Sov. Tech. Phys. Lett*, 17(6) :413–416, 1991.
- [32] GI Mishin. Aiaa-97-2298, 1997.
- [33] GI Mishin. Experimental investigation of the flight of a sphere in weakly ionized air. *AIAA Paper*, 2298, 1997.
- [34] AP Bedin and GI Mishin. Ballistic studies of the aerodynamic drag on a sphere in ionized air. *Technical Physics Letters*, 21 :5–7, 1995.
- [35] Heard Lowry, Mike Smith, Peter Sherrouse, John Felderman, Jim Drakes, Marc Bauer, Dave Pruitt, and Dennis Keefer. Ballistic range tests in weakly ionized argon. *AIAA Paper 99*, 4822 :1–3, 1999.
- [36] SP Kuo and Daniel Bivolaru. Plasma effect on shock waves in a supersonic flow. *Physics of Plasmas*, 8(7) :3258–3264, 2001.

- [37] A Klimov, V Bityurin, and Yu Serov. Non-thermal approach in plasma aerodynamics. In *39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, page 348, 2001.
- [38] JS Shang. Plasma injection for hypersonic blunt-body drag reduction. *AIAA journal*, 40(6) :1178–1235, 2002.
- [39] Nicholas Siefert and G Hebner. Shock velocity in a decaying nitrogen plasma. In *36th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, pages 1–6, 2005.
- [40] Graham V Candler, J Daniel Kelley, Sergey O Macheret, Mikhail N Shneider, and Igor V Adamovich. Vibrational excitation, thermal nonuniformities, and unsteady effects on supersonic blunt bodies. *AIAA journal*, 40(9) :1803–1810, 2002.
- [41] Peter Palm, Rodney Meyer, E Plonjes, J William Rich, and Igor V Adamovich. Nonequilibrium radio frequency discharge plasma effect on conical shock wave : $M=2.5$ flow. *AIAA journal*, 41(3) :465–537, 2003.
- [42] P Bletzinger and B Ganguly. Acoustic shock wave propagation in nitrogen and argon glow discharges. In *8th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, page 1572, 1998.
- [43] R Appartaim, ED Mezonlin, and JA Johnson. Turbulence in plasma-induced hypersonic drag reduction. *AIAA journal*, 40(10) :1979–1983, 2002.
- [44] TE Nitschke and DB Graves. A comparison of particle in cell and fluid model simulations of low-pressure radio frequency discharges. *Journal of applied physics*, 76(10) :5646–5660, 1994.
- [45] JP Boeuf and LC Pitchford. Two-dimensional model of a capacitively coupled rf discharge and comparisons with experiments in the gaseous electronics conference reference reactor. *Physical Review E*, 51(2) :1376, 1995.
- [46] Phillip Colella, Milo R Dorr, and Daniel D Wake. A conservative finite difference method for the numerical solution of plasma fluid equations. *Journal of Computational Physics*, 149(1) :168–193, 1999.

- [47] EP Hammond, K Mahesh, and P Moin. A numerical method to simulate radio-frequency plasma discharges. *Journal of Computational Physics*, 176(2) :402–429, 2002.
- [48] Subrata Roy and Datta Gaitonde. Radio frequency induced ionized collisional flow model for application at atmospheric pressures. *Journal of Applied Physics*, 96(5) :2476–2481, 2004.
- [49] JP Boeuf and LC Pitchford. Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge. *Journal of Applied Physics*, 97(10) :103307, 2005.
- [50] Alexandre V Likhanskii, Mikhail N Shneider, Sergey O Macheret, and Richard B Miles. Modeling of dielectric barrier discharge plasma actuator in air. *Journal of Applied Physics*, 103(5) :053305, 2008.
- [51] JP Boeuf, Y Lagmich, and LC Pitchford. Contribution of positive and negative ions to the electrohydrodynamic force in a dielectric barrier discharge plasma actuator operating in air. *Journal of applied physics*, 106(2) :023115, 2009.
- [52] T Unfer and JP Boeuf. Modeling and comparison of sinusoidal and nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharges for flow control. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 52(12) :124019, 2010.
- [53] Y Lagmich, Th Callegari, LC Pitchford, and JP Boeuf. Model description of surface dielectric barrier discharges for flow control. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 41(9) :095205, 2008.

Chapitre 2

Modèle : écoulement supersonique - décharge électrique

Sommaire

2.1	Introduction	39
2.2	Dispositifs expérimentaux à ICARE	40
2.3	Environnement expérimental de l'étude : La soufflerie MARHy	42
2.4	Modélisation	48
2.4.1	Hypothèses	48
2.4.2	Système d'équations	48
2.4.3	Vitesse de glissement et saut de température	51
2.4.4	Modèle collisionnel	53
2.4.5	Solveur numérique	54
	Bibliographie	58

2.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la description de l'expérience sur laquelle nous nous sommes appuyés pour valider l'approche numérique de notre modèle mathématique. Le système d'équations de l'hydrodynamique couplé avec un modèle de Dérive-Diffusion sera présenté ainsi que l'approche numérique utilisée pour la résolution de ce système. Les résultats expérimentaux exploités dans cette thèse, afin de valider l'approche numérique, sont issus des travaux des réf. [1] et [2]. L'expérience a été réalisée avec la soufflerie MARHy (Mach Adaptable Rarefied Hypersonic) anciennement nommée SR3 [3], construite en 1963 par le Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) et déplacée en 2000 au laboratoire ICARE à Orléans (France). La mission de ce dispositif est de produire des écoulements à grande vitesse avec un nombre de Mach compris entre 0.6 et 22 [4].

L'approximation de Dérive-Diffusion a été développée pour plusieurs modèles d'acteurs plasma [5–7]. Cette approximation est utilisée pour simplifier les équations de Navier-Stokes dans le but de réduire la complexité du système. La résolution de ce système d'équation a été réalisée par le logiciel COMSOL MultiPhysics qui permet de coupler plusieurs phénomènes physiques.

Pour simuler la décharge électrique sur COMSOL, il est nécessaire de calculer les sections efficaces pour les réactions d'impact électronique, les coefficients de Townsend pour les réactions d'ionisation qui auront lieu au voisinage de la cathode et les taux de réaction pour les réactions qui se produisent entre les particules lourdes. Les données des sections efficaces ont été extraites à partir de la base de données LXCAT et celles de coefficient de Townsend ont été calculées avec le logiciel Bolsig+ [8, 9]. Des réactions de surface ont été ajoutées avec un coefficient d'émission secondaire et une fonction de travail adaptés à la nature du gaz et des électrodes. Les valeurs de ces derniers et les taux de réaction pour les réactions entre les particules lourdes ont été prises de la bibliographie [10, 11].

2.2 Dispositifs expérimentaux à ICARE

Lors d'une rentrée atmosphérique, le choc provoque un chauffage aérodynamique très fort ce qui produit une grande perte d'énergie et une dégradation de surface métallique de l'appareil. Pour traiter ce genre de problème, des expériences ont été réalisées dans des laboratoires en utilisant des souffleries qui produisent des écoulements avec des caractéristiques bien définies et qui dépendent de la nature de l'écoulement et les objectifs de l'étude.

Le laboratoire ICARE à Orléans est équipé d'une plate forme FAST (abréviation de "Facilities for Aerothermodynamic and Supersonic Technologies") composée de quatre souffleries hyper/supersonique : EDITH, PHEDRA, SAPHYR et MARHy (fig. (2.1)). Chaque soufflerie provoque un régime d'écoulement avec des caractéristiques différentes qui dépendent de l'altitude, de la pression et de la vitesse du véhicule dans l'atmosphère. (voir fig (2.2)).



FIGURE 2.1 – Les souffleries de la plateforme expérimentale FAST [4]

La soufflerie EDITH (Étude Des Interactions et Transferts en Hypersonique) est destinée aux écoulements de grandes vitesses à des pressions élevées. Diverses expériences peuvent être réalisées avec EDITH, on peut citer l'étude de la transition turbulente et les mécanismes de l'aspiration dans l'air.

La soufflerie MARHy (Mach Adaptable Raréfié Hypersonique) est destinée aux écoulements de grandes vitesses, faibles pressions. Les expériences effectuées avec MARHy concernent généralement l'application des décharges électriques pour réduire la force d'entraînement.

La soufflerie PHEDRA (soufflerie à Plasmas Hors Équilibre De Rentrées Atmosphériques) elle est destinée aux écoulements de grandes enthalpies à basses pressions. Les études réalisées avec PHEDRA sont destinées à l'étude des rentrées dans l'atmosphère terrestre, l'atmosphère de Mars et l'atmosphère de Titan [12].

La soufflerie SAPHYR (Soufflerie Aérodynamique à Plasmas Hypersonique Raréfié) permettra d'étudier des écoulements supersoniques ionisés à haute enthalpie. La mission de cette soufflerie est d'élargir les possibilités d'études de la soufflerie PHEDRA avec une capacité de pompage plus grande ce qui diminue les interactions plasma-surface.

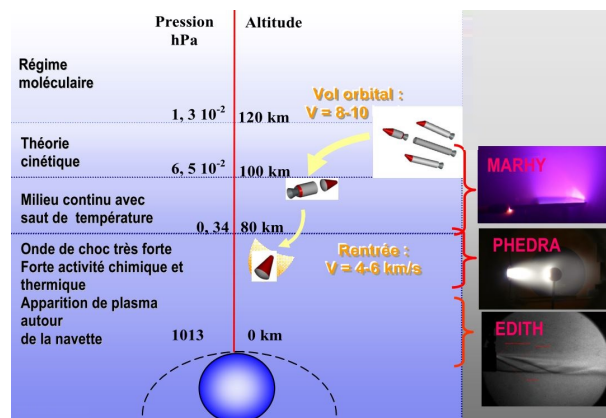


FIGURE 2.2 – Les caractéristiques des écoulements produits par les souffleries de la plateforme expérimentale FAST [4]

2.3 Environnement expérimental de l'étude : La soufflerie MARHy

Comme nous avons déjà mentionné, l'expérience traitée dans ce travail a été réalisée dans le laboratoire d'Orléans, ICARE (CNRS, France). Les travaux cités dans les références [1, 2, 13, 14] ont présenté l'installation expérimentale ainsi qu'une description des dispositifs de la soufflerie MARHy .



FIGURE 2.3 – L'environnement expérimental de la soufflerie MARHy [4]

Afin de générer des écoulements à grandes enthalpies et de basses densités, la soufflerie MARHy est reliée à un groupe de pompage qui a une capacité de générer 19 types d'écoulement selon les conditions choisies (Tableau 2.1). Ce groupe de pompage contient 14 pompes "Roots" qui sont associées à 2 pompes primaires.

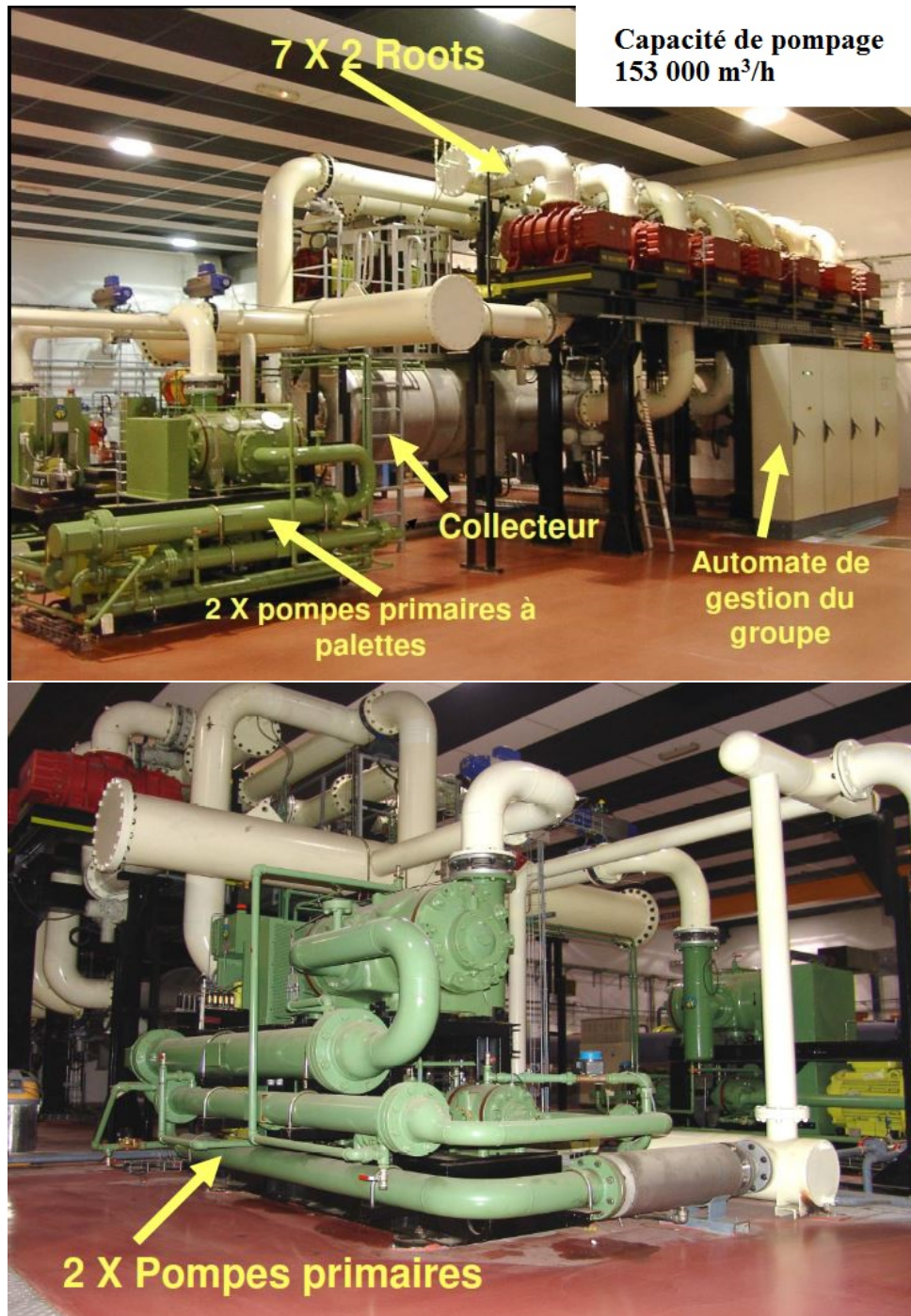


FIGURE 2.4 – Groupe de pompage [4]

La soufflerie MARHy est composée de 3 parties principales : une chambre de stabilisation d'une longueur de 2.6 m et d'un diamètre de 1.2 m, une chambre d'expérience cylindrique d'une longueur de 3.5 m et d'un diamètre de 2 m et d'un diffuseur relié au groupe de pompage d'une longueur de 10 m et d'un diamètre de 1.4 m.

M	Re	$P_{stat}[Pa]$	$T_{stat}[K]$
0.6	3.7×10^1	27	280
0.8	5.3×10^1	27	266
2	6×10^4	6.1×10^3	163
2	2.7×10^1	2.7	163
2	8×10^1	8	163
4	1.8×10^2	2.7	70
4	5.7×10^2	8	70
4	5×10^3	71.1	70
6.8	3.55×10^2	5.02	97
12	1.19×10^3	1.38	27
14.9	4.58×10^3	3.17	22
15.1	1.10×10^3	0.72	21
15.3	4.24×10^2	0.26	21
16	11.17×10^2	0.58	20
16.5	59×10^2	3.15	20
18.4	7.52×10^3	2.98	18
20	8.38×10^2	0.21	14
20.2	2.85×10^2	0.07	13
21.1	6.68×10^3	1.73	14

Tableau 2.1 – Les 19 formes d'écoulement générés par la soufflerie MARHy [4].

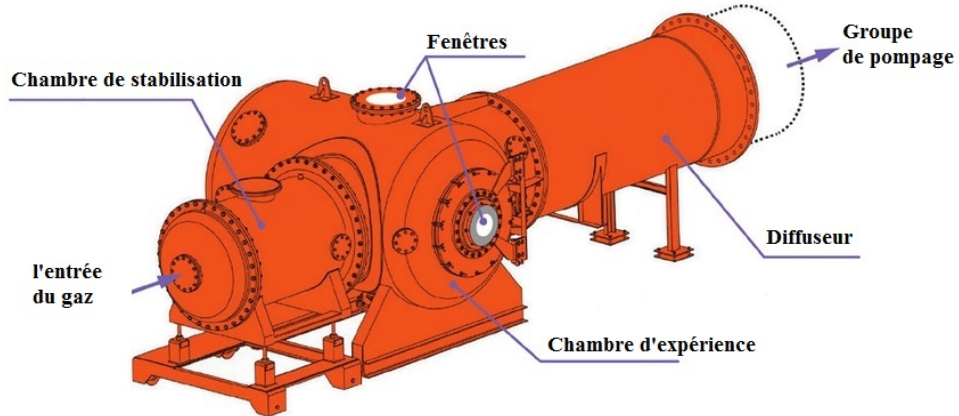


FIGURE 2.5 – Les parties principales de la soufflerie MARHy [14]

les conditions d'arrêt	les conditions de l'écoulement
$P_0 = 63Pa$	$P_1 = 8Pa$
$T_0 = 293.15K$	$T_1 = 163K$
	$M = 2$
	$\lambda_{Air} = 0.375mm$
	$\lambda_{Argon} = 0.399mm$

Tableau 2.2 – Les conditions aux limites de l'écoulement.

Dans cette étude, nous avons considéré un écoulement supersonique $M=2$ de l'air et ensuite de l'argon autour de deux géométries différentes : plaque et cylindre. Les conditions de pression et de température sont données dans le tableau (2.2) avec le libre parcours moyen de l'air et de l'argon λ pour pouvoir considérer l'écoulement comme raréfié.

Géométrie de la plaque

L'écoulement considéré est un écoulement supersonique raréfié autour d'une plaque en quartz de 100 mm de longueur, 80 mm de largeur et de 4 mm d'épaisseur avec un bord d'attaque biseauté de 15° (figure 2.6). La décharge est générée par une différence de potentiel entre deux électrodes en aluminium placées en parallèle sur la surface de la plaque d'une largeur de 35 mm et d'une épaisseur environ 0.05 mm. La distance inter-électrode est de 20 mm. La plaque est portée par un support biseauté de 15° afin d'améliorer ses performances aérodynamiques.

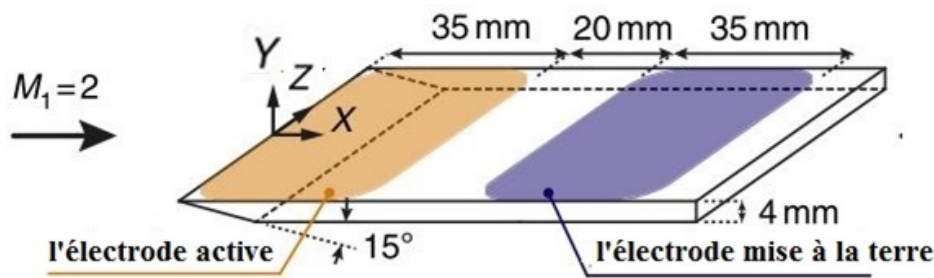


FIGURE 2.6 – La géométrie de la plaque [13]

Un potentiel négatif est appliqué sur la première électrode placée sur le bord d'attaque. Elle est considérée comme une électrode active. La deuxième électrode est mise à la terre

et on l'appelle l'électrode passive(figure 2.6).

Pour voir l'influence de la décharge sur l'écoulement, la pression d'arrêt est mesurée expérimentalement avec un tube Pitot. La plaque a été réalisée en Quartz, le support en Plexiglas et le tube Pitot en verre pour éviter toute interaction de ces derniers avec la décharge et l'écoulement.

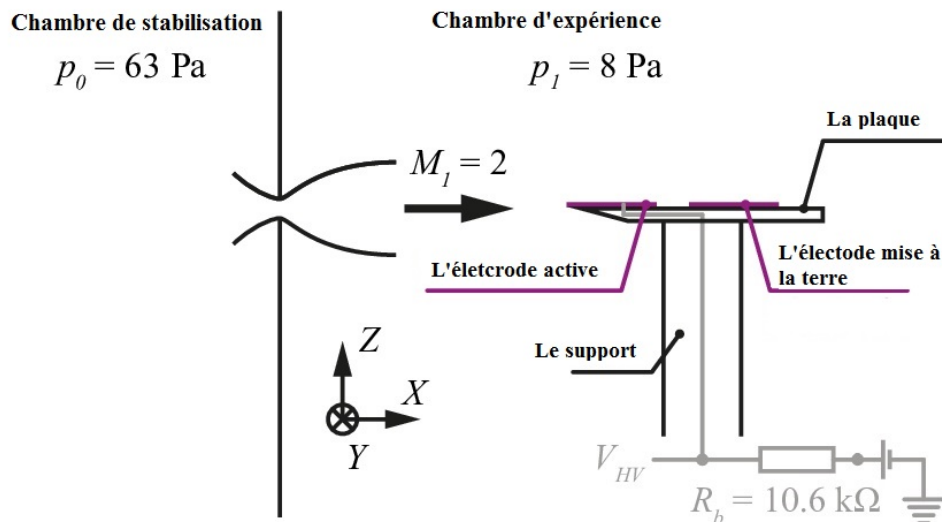


FIGURE 2.7 – L'installation électrique de l'actionneur plasma [14]

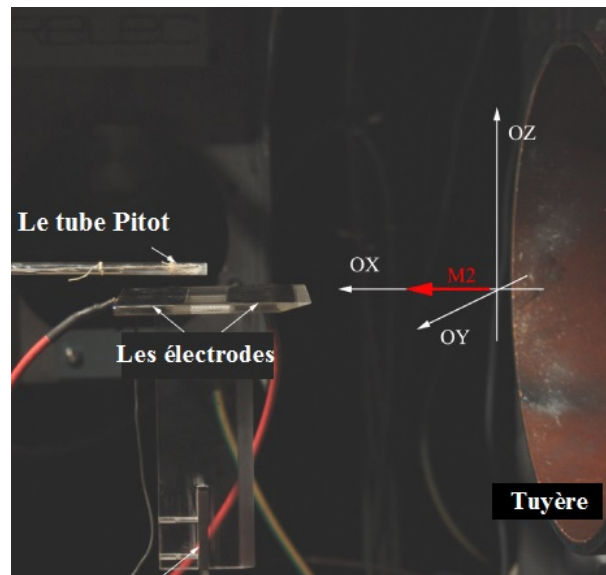


FIGURE 2.8 – La configuration expérimentale [1]

Géométrie du cylindre

La deuxième géométrie a une forme cylindrique en alumine, d'un diamètre de 20 mm et d'une longueur de 80 mm (figure 2.9). Une électrode en aluminium est collée sur le cylindre. Elle mesure 0,5 mm d'épaisseur, 75 mm de long et 3 mm de largeur. Le cylindre est monté dans la section d'essai avec son axe longitudinal perpendiculaire à la direction d'écoulement. Le plasma est généré par un potentiel négatif appliqué sur l'électrode avec une résistance de R_s de 11 k Ω . Les pièces métalliques de la soufflerie ont mise en terre.

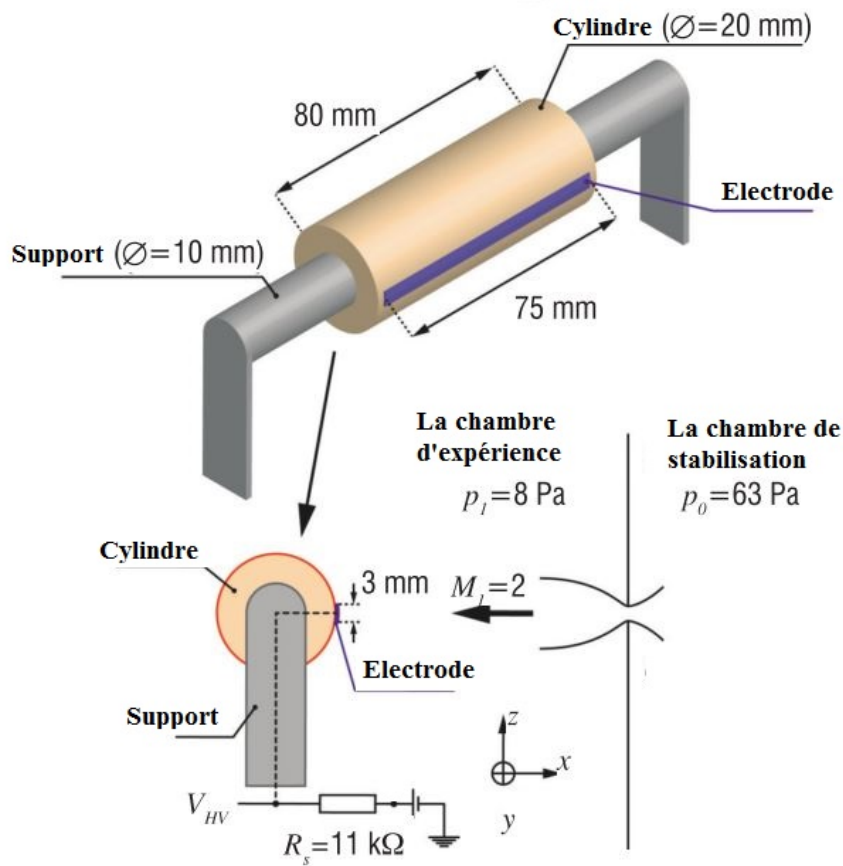


FIGURE 2.9 – La géométrie du cylindre et l'installation électrique de l'actionneur plasma [15, 16]

2.4 Modélisation

2.4.1 Hypothèses

Le système est considéré dans un état hors équilibre thermique. La température du gaz utilisée est la même température des particules lourdes (atomes neutres, atomes excités et ions). La température des électrons est très grande par rapport à celle des particules lourdes à cause de la mobilité électronique qui est considérée beaucoup plus élevée par rapport aux particules lourdes.

Les réactions chimiques qui se produisent à basse pression sont généralement des réactions d'excitations, d'ionisations et élastiques. Une deuxième ionisation de l' Ar^+ est négligée et les réactions entre 3 espèces ne sont pas prises en compte. La pression est suffisamment basse ce qui nous permet de négliger les réactions les plus complexes.

Le milieu plasma est supposé quasi-neutre ($n_e = n_i$) et l'approximation de Dérive-Diffusion est utilisée uniquement pour les électrons. Le transfert de chaleur est négligé sur la surface de la plaque.

2.4.2 Système d'équations

L'évolution d'un fluide compressible est régie par les équations de Navier-Stokes. Ce modèle est basé sur les travaux de [17–19] :

- L'équation de conservation de la masse totale

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} + \nabla n_t \vec{V} = 0 \quad (2.1)$$

- L'équation de conservation de la masse électronique

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \Gamma_e = W_e \quad (2.2)$$

W_e est le terme source électronique, il est donné par la formule suivante :

$$W_e = \sum_j x_j k_j N_n n_e \quad (2.3)$$

k_j est le coefficient de réaction de la réaction j ($m^3.s^{-1}$). Pour avoir une description précise au voisinage de la zone cathodique, le coefficient de Townsend a été utilisé pour calculer le coefficient de réaction des réactions qui se produisent dans cette zone en utilisant la relation suivante :

$$W_e = \sum_j x_j \alpha_j N_n |\Gamma_e| \quad (2.4)$$

α_j est le coefficient de Townsend de la réaction j . Sous l'approximation de Dérive-Diffusion, Γ_e est la somme des termes de dérive et de diffusion :

$$\Gamma_e = -n_e \mu_e \vec{E} - D_e \nabla n_e \quad (2.5)$$

Dans cette étude, aucun champ magnétique n'est appliqué. La mobilité des électrons μ_e et la diffusivité D_e sont calculées à partir de la fonction de distribution de l'énergie électronique (EEDF). Le champ électrique \vec{E} est donné par l'équation de Poisson :

$$\nabla \vec{E} = -\frac{e(n_i - n_e)}{\varepsilon_0} \quad (2.6)$$

- L'équation de conservation de la quantité de mouvement totale :

$$\frac{\partial(n_t \vec{V})}{\partial t} + \nabla(n_t \vec{V} \vec{V} + P\vec{I} - \vec{\tau}) = \vec{f}_e \quad (2.7)$$

$$\vec{f}_e = \sum_{i=1}^n e Z_i N_i \vec{E} \quad (2.8)$$

où :

n_t est la masse volumique ($kg.m^{-3}$), \vec{V} est la vitesse ($m.s^{-1}$), P est la pression totale (Pa), $\vec{\tau}$ est le tenseur des contraintes visqueuses (Pa), \vec{f}_e est le vecteur de force de volume

créé par la distribution de charge spatiale ($N.m^{-3}$), e est la charge élémentaire, N_i est la densité de l'espèce i (m^{-3}), Z_i est la charge ionique de l'espèce i , \vec{E} est le vecteur du champ électrique (V/m).

- L'équation de l'énergie électronique :

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \Gamma_\varepsilon + \Gamma_\varepsilon \cdot \vec{E} = R_\varepsilon \quad (2.9)$$

R_ε est l'énergie électronique nette, c'est la somme des énergies perdues par toutes les réactions :

$$R_\varepsilon = \sum_j x_j k_j N_n n_e \Delta \epsilon_j \quad (2.10)$$

Le flux de l'énergie électronique Γ_ε est donné par la relation suivante :

$$\Gamma_\varepsilon = -\frac{5}{3} \mu_e [n_\varepsilon \vec{E} - T_e \nabla n_\varepsilon] \quad (2.11)$$

A partir de la mobilité électronique, il est possible de calculer la diffusivité électroniques, la mobilité énergétique et l'énergie de diffusion respectivement comme suit :

$$D_e = \mu_e T_e \quad (2.12)$$

$$\mu_\varepsilon = \frac{5}{3} \mu_e \quad (2.13)$$

$$D_\varepsilon = \mu_\varepsilon T_e \quad (2.14)$$

$n_\varepsilon = n_e \bar{\varepsilon}$ est la densité de l'énergie électronique. $\bar{\varepsilon} = \frac{3}{2} k_B T_e$ est l'énergie électronique moyenne. Pour la modélisation de la décharge sans écoulement, la température du gaz est fixée à ($T_g = 300K$).

L'approximation de la dérive-diffusion est utilisée pour simplifier l'équation de conservation de la quantité de mouvement électronique [20,21]. Cette approximation est négligée pour les ions en raison de leur inertie qui est plus élevée par rapport aux électrons [18,22]. Les propriétés de transport électronique ainsi que les taux de réactions d'impact électronique sont calculés en résolvant l'équation de Boltzmann et en utilisant les sections efficace de collisions correspondantes.

Pour compléter le système d'équations et calculer la température et la pression de l'écoulement, on ajoute l'équation de conservation de l'énergie et de la pression totale :

$$\frac{\partial E_t}{\partial t} + \nabla[(E_t + P)\vec{V} + \vec{q} + \nabla\vec{V} \cdot \vec{\tau}] = 0 \quad (2.15)$$

$$P = \sum_i P_i \quad (2.16)$$

Où \vec{q} est le flux de chaleur ($W.m^{-2}$), E_t est l'énergie totale et P la pression du mélange.

2.4.3 Vitesse de glissement et saut de température

Deux phénomènes classiques de la dynamique des gaz raréfiés se produisent sur la surface de la plaque : le glissement thermique (saut de température) et le glissement dynamique (vitesse de glissement) [23]. on modélise les deux phénomènes par les équations suivantes :

Pour calculer la vitesse tangentielle, on a :

$$\Delta u = \frac{1}{\beta} \tau_{n,t} \quad (2.17)$$

Avec $\tau_{n,t}$ est la contrainte tangentielle.

Pour un écoulement de gaz, on a :

$$\beta = \frac{\mu}{\frac{2-\alpha_v}{\alpha_v}} \lambda \quad (2.18)$$

Où μ est la viscosité, λ est le libre parcours moyen et α_v est le coefficient d'accommodation.

La longueur de glissement est défini par la relation suivante :

$$L_s = \frac{\mu}{\beta} \quad (2.19)$$

Le glissement thermique est produit par le gradient de température le long de la paroi.

La relation entre la vitesse tangentielle et le gradient tangentiel de la température le long de la paroi est donnée par la formule suivante :

$$\Delta u = \sigma_T \frac{\mu}{\rho} \Delta_t \log T \quad (2.20)$$

Avec :

σ_T est le saut tangentiel thermique.

En combinant les relations précédentes, nous obtenons :

$$u - u_{w,t} = \frac{L_s}{\mu} \tau_{n,t} + \sigma_T \frac{\mu}{T} \Delta_t T \quad (2.21)$$

Avec :

$$\tau_{n,t} = K - (nK)n \quad (2.22)$$

Et :

$$K = \mu(\nabla u + (\nabla u)^T)n \quad (2.23)$$

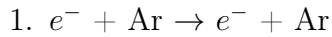
Le gradient de la température tangentielle est donné par la relation suivante :

$$\Delta_t T = \nabla T - (n \cdot \nabla T)n \quad (2.24)$$

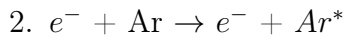
2.4.4 Modèle collisionnel

Le modèle que nous allons traiter contient 3 types d'espèces (les neutres, les ions positifs et les électrons) avec 9 processus collisionnels, c'est le modèle proposé dans les travaux des références : [24, 25]. Nous avons considéré les processus suivants :

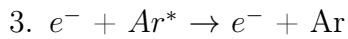
Elastique



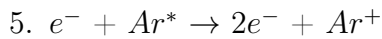
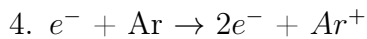
Excitation



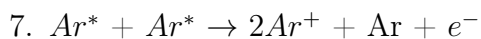
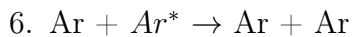
Super-elastique



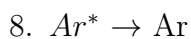
Ionisation



Les réactions entre les particules lourdes :



Les réactions surfaciques :



9. $Ar^+ \rightarrow Ar$

Les taux de réactions pour les processus 1, 3 et 5 sont calculés à partir des sections efficaces importées de la base de données LXCAT. Pour les réactions 2 et 4, nous utilisons le coefficient de Townsend pour calculer les taux de réactions vu que cela donne une bonne description des phénomènes physiques qui auront lieu près de la région cathodique [8].

Les taux de réactions pour les processus 6 et 7 sont obtenus à partir de la loi d'Arrhenius [24,25]. Le coefficient d'émission secondaire pour la réaction surfacique 9 est 0.46 [26,27] et 0.25 pour la réaction 8.

2.4.5 Solveur numérique

Deux solveurs ont été utilisés pour modéliser les deux phénomènes physiques : High Mach Number Flow et DC discharge. Dans la suite, on va définir la méthode de calcul, le maillage, la discrétisation ainsi que le couplage des deux solveurs.

2.4.5.1 Maillage

Les résultats présentés dans ce travail sont en 2D avec un pas d'espace de ($\Delta x = 5 \times 10^{-4}m$).

Plaque :

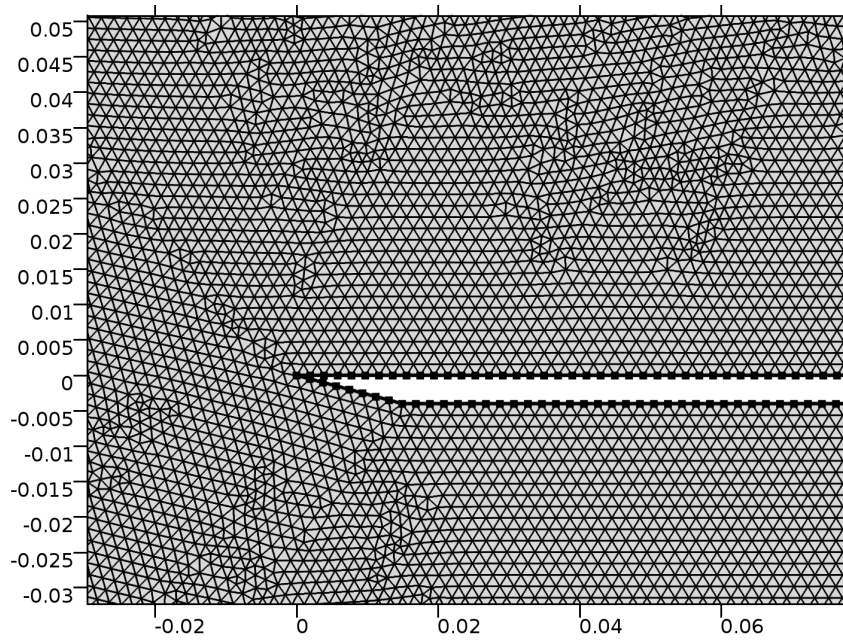


FIGURE 2.10 – Le maillage pour la simulation de l'écoulement supersonique

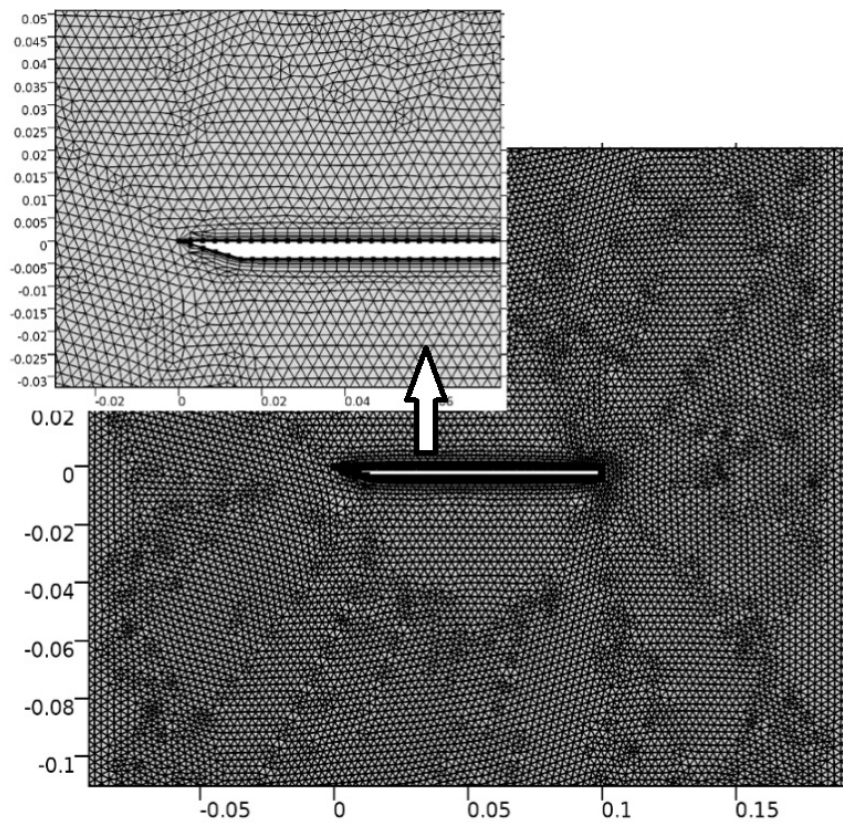


FIGURE 2.11 – Le maillage pour la simulation de l'écoulement couplé avec la décharge

Cylindre :

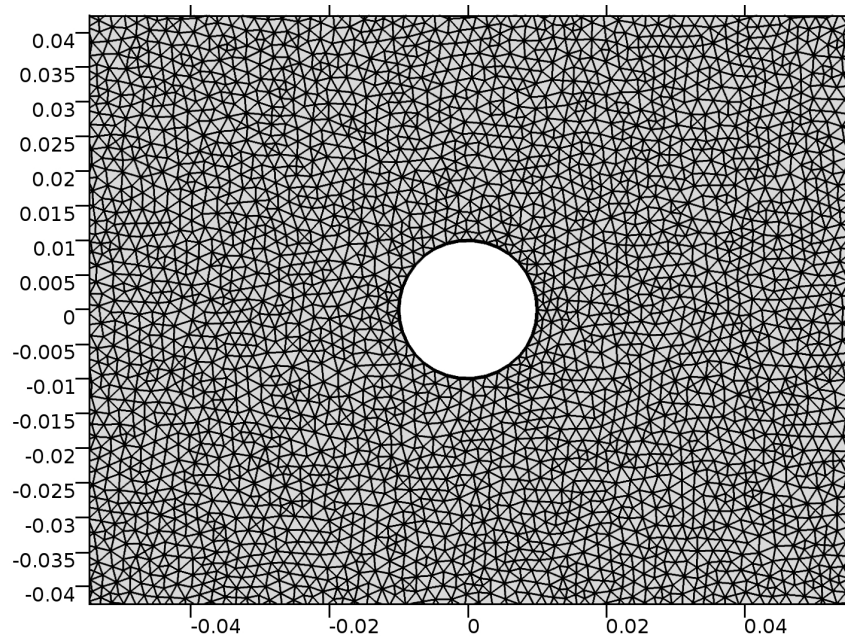


FIGURE 2.12 – Le maillage pour la simulation de l'écoulement supersonique

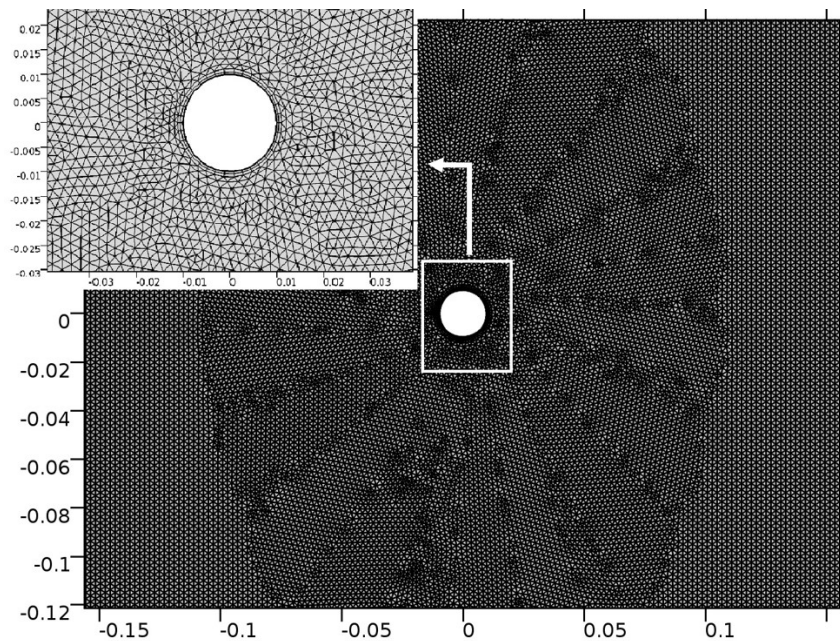


FIGURE 2.13 – Le maillage pour la simulation de l'écoulement couplé avec la décharge

Un type de maillage triangulaire a été utilisé pour le domaine de calcul des deux solveurs. Pour la décharge nous avons ajouté un maillage de type « couches limites » autour de la surface de la plaque et du cylindre, au voisinage de la région de la génération du plasma et la région de la couche limite visqueuse afin d'augmenter la précision des

résultats. L'étude des phénomènes physiques dans cette région est plus complexe.

Le domaine de calcul est divisé en 107443 éléments sans décharge et 10408 éléments sont ajoutés dans le cas où la décharge est présente.

2.4.5.2 Discrétisation

Le calcul a été effectué en utilisant un schéma de discrétisation des éléments finis avec un solveur non linéaire de Newton pour les deux modules : l'écoulement supersonique et la décharge électrique. Nous avons pris un CFL égale à 0.5 pour assurer la convergence des calculs du solveur stationnaire de l'écoulement supersonique.

Pour le solveur instationnaire de la décharge électrique, nous avons utilisé la méthode de BDF "Backward Differentiation Formulas" pour la discrétisation du temps avec un schéma d'Euler d'ordre 2. Nous avons choisi un pas de temps libre en commençant par un pas de temps initial égal à $10^{-13}s$.

2.4.5.3 Couplage

Le couplage des deux solveurs a été réalisé en utilisant la pression, la température et le champ de vitesse calculés par le solveur stationnaire de Navier-Stokes comme des conditions initiales dans le solveur de la décharge. La vitesse de l'écoulement permet de voir les effets de la convection. La température et la pression de la décharge deviennent celles calculées par le solveur de l'écoulement.

Pour voir les effets de la décharge sur l'écoulement, on va prendre la viscosité dynamique et la masse molaire moyenne du gaz calculées par le solveur de la décharge comme des conditions aux limites dans le solveur de l'écoulement. Ce couplage permet de voir les effets de la décharge sur l'écoulement et au même temps les effets de l'écoulement sur la décharge.

Bibliographie

- [1] JD Parisse, L Léger, E Depussay, V Lago, and Y Burtschell. Comparison between mach 2 rarefied airflow modification by an electrical discharge and numerical simulation of airflow modification by surface heating. *Physics of Fluids*, 21(10) :106103, 2009.
- [2] Jean-Denis Parisse and Viviana Lago. Shock modification induced by a dc discharge : numerical and experimental study. *International Journal of Aerodynamics*, 3(1-2-3) :105–121, 2013.
- [3] J Allegre. The sr3 low density wind tunnel-facility capabilities and researchdevelopment. In *28th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, page 3972, 1992.
- [4] <https://www.revolvy.com/main/index.php?s=MARHy%20Wind%20Tunnel>.
- [5] Y Lagmich, Th Callegari, LC Pitchford, and JP Boeuf. Model description of surface dielectric barrier discharges for flow control. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 41(9) :095205, 2008.
- [6] Subrata Roy and Datta V Gaitonde. Force interaction of high pressure glow discharge with fluid flow for active separation control. *Physics of Plasmas*, 13(2) :023503, 2006.
- [7] Subrata Roy and Datta Gaitonde. Radio frequency induced ionized collisional flow model for application at atmospheric pressures. *Journal of Applied Physics*, 96(5) :2476–2481, 2004.
- [8] GJM Hagelaar and LC Pitchford. Solving the boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. *Plasma Sources Science and Technology*, 14(4) :722, 2005.
- [9] <https://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr>.
- [10] AV Phelps and Z Lj Petrovic. Cold-cathode discharges and breakdown in argon : surface and gas phase production of secondary electrons. *Plasma Sources Science and Technology*, 8(3) :R21, 1999.
- [11] Michael A Lieberman and Alan J Lichtenberg. *Principles of plasma discharges and materials processing*. John Wiley & Sons, 2005.

- [12] R Jousset, S Coumar, and V Lago. Plasmas for high speed flow control. *AerospaceLab*, (10), 2015.
- [13] Romain Jousset, Viviana Lago, and Jean-Denis Parisse. Quantification of the effect of surface heating on shock wave modification by a plasma actuator in a low-density supersonic flow over a flat plate. *Experiments in Fluids*, 56(5) :102, 2015.
- [14] Sandra Coumar, Sandra Coumar, Romain Jousset, Romain Jousset, Jean Denis Parisse, Jean Denis Parisse, Viviana Lago, and Viviana Lago. Influence of a plasma actuator on aerodynamic forces over a flat plate interacting with a rarefied mach 2 flow. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, 26(7) :2081–2100, 2016.
- [15] V Lago, Romain Jousset, and JD Parisse. Influence of the ionization rate of a plasma discharge applied to the modification of a supersonic low reynolds number flow field around a cylinder. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 47(12) :125202, 2014.
- [16] Viviana Lago, Jean Denis Parisse, Jerome Pons, Emmanuelle Tinon, and Alexey N Kudryavtsev. Experimental and numerical investigation of aerodynamic effects induced by a glow discharge over a cylinder in rarefied supersonic regime. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1501, pages 1443–1452. AIP, 2012.
- [17] Jong-Hun Lee. Basic governing equations for the flight regimes of aeroassisted orbital transfer vehicles. *Thermal Design of Aeroassisted Orbital Transfer Vehicles*, 96 :3–53, 1985.
- [18] Phillip Colella, Milo R Dorr, and Daniel D Wake. A conservative finite difference method for the numerical solution of plasma fluid equations. *Journal of Computational Physics*, 149(1) :168–193, 1999.
- [19] Shankar Mahadevan and Laxminarayan L Raja. Simulation of direct-current surface plasma discharges in air for supersonic flow control. *AIAA journal*, 50(2) :325–337, 2012.
- [20] Balaji Jayaraman, Siddharth Thakur, and Wei Shyy. Modeling of fluid dynamics and heat transfer induced by dielectric barrier plasma actuator. *Journal of heat transfer*, 129(4) :517–525, 2007.

- [21] J Balaji, S Wei, and T Siddharth. Modeling of dielectric barrier discharge and resulting fluid dynamics. In *Proc. 44th AIAA Aerosp. Sci. Meeting Exhibit., Amer. Inst. Aeronautics Astron.*, pages 1–20, 2006.
- [22] EP Hammond, K Mahesh, and P Moin. A numerical method to simulate radio-frequency plasma discharges. *Journal of Computational Physics*, 176(2) :402–429, 2002.
- [23] Kazuo Aoki, Shigeru Takata, Hidefumi Aikawa, and François Golse. A rarefied gas flow caused by a discontinuous wall temperature. *Physics of fluids*, 13(9) :2645–2661, 2001.
- [24] A Bogaerts and R Gijbels. Modeling of metastable argon atoms in a direct-current glow discharge. *Physical Review A*, 52(5) :3743, 1995.
- [25] I Rafatov, EA Bogdanov, and AA Kudryavtsev. On the accuracy and reliability of different fluid models of the direct current glow discharge. *Physics of Plasmas*, 19(3) :033502, 2012.
- [26] AA Kruithof. Townsend’s ionization coefficients for neon, argon, krypton and xenon. *Physica*, 7(6) :519–540, 1940.
- [27] Djilali Benyoucef. *Modélisation particulière et multidimensionnelle des décharges hors équilibre à basse pression excitées par champs électromagnétiques*. PhD thesis, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2011.

Étude de l'écoulement supersonique sans décharge électrique

Sommaire

3.1	Introduction	62
3.2	Conditions aux limites et maillage	62
3.3	Écoulement en 2D / Validation du modèle	64
3.4	Écoulement en 3D sans support	67
3.5	Écoulement en 3D avec support	72
	Bibliographie	74

3.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'écoulement supersonique autour de la plaque sans décharge électrique sur Star-CCM+. On considère le gaz comme un gaz parfait (air), l'écoulement stationnaire avec un régime laminaire supersonique ($M=2$) et le système d'équation de Navier-Stokes pour un écoulement compressible en 2D et 3D. La vitesse de glissement et le saut de température ne sont pas pris en considération dans cette partie. L'étude en 3D nous a permis de voir le comportement de l'écoulement et la variation de la pression sur la surface de la plaque. La deuxième partie représente une étude sur l'influence du support sur l'écoulement afin d'en tenir compte lors de l'expérience.

3.2 Conditions aux limites et maillage

Les conditions aux limites sont les mêmes conditions présentées dans le chapitre 2 avec la géométrie de la plaque(fig. 3.1). Le domaine de maillage en 2D est structuré avec un pas minimal d'espace de $5 \times 10^{-4}m$. Afin de comparer les résultats entre 2D et 3D, le même pas de maillage a été pris pour chaque étude. En 3D sans et avec support, un maillage de volume polyédrique a été ajouté. On a 201587, 2239630 et 2764895 éléments, en 2D, 3D sans support et 3D avec support respectivement (fig.3.2).

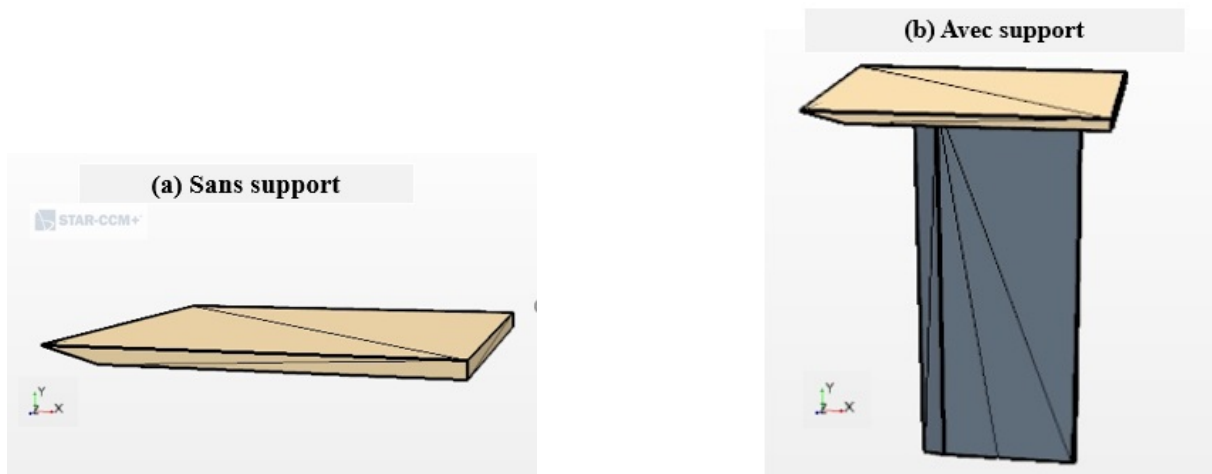


FIGURE 3.1 – La géométrie de la plaque sans et avec support.

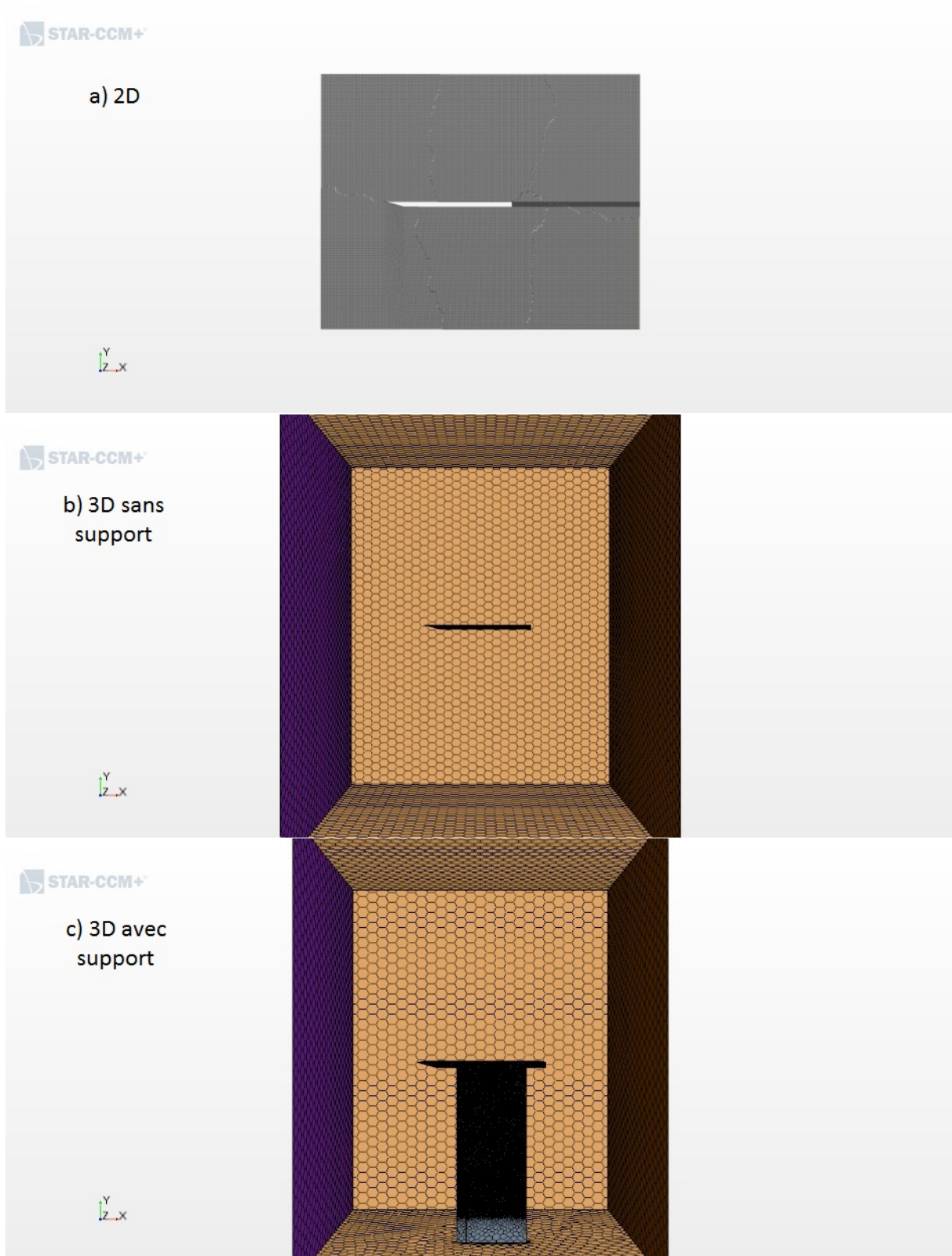


FIGURE 3.2 – Présentation du maillage a) 2D, b) 3D sans support, c) 3D avec support.

3.3 Écoulement en 2D / Validation du modèle

La température de la plaque est considérée 293 K (fig. 3.3). Pour la simulation de l'écoulement de l'air en 2D, on observe une formation d'une onde de choc oblique sur la partie supérieure de la plaque générée par la couche limite visqueuse [1]. Une onde de choc courbe se forme au dessous de la plaque à cause du bord d'attaque. L'angle de choc sur la surface de la plaque est 40° .

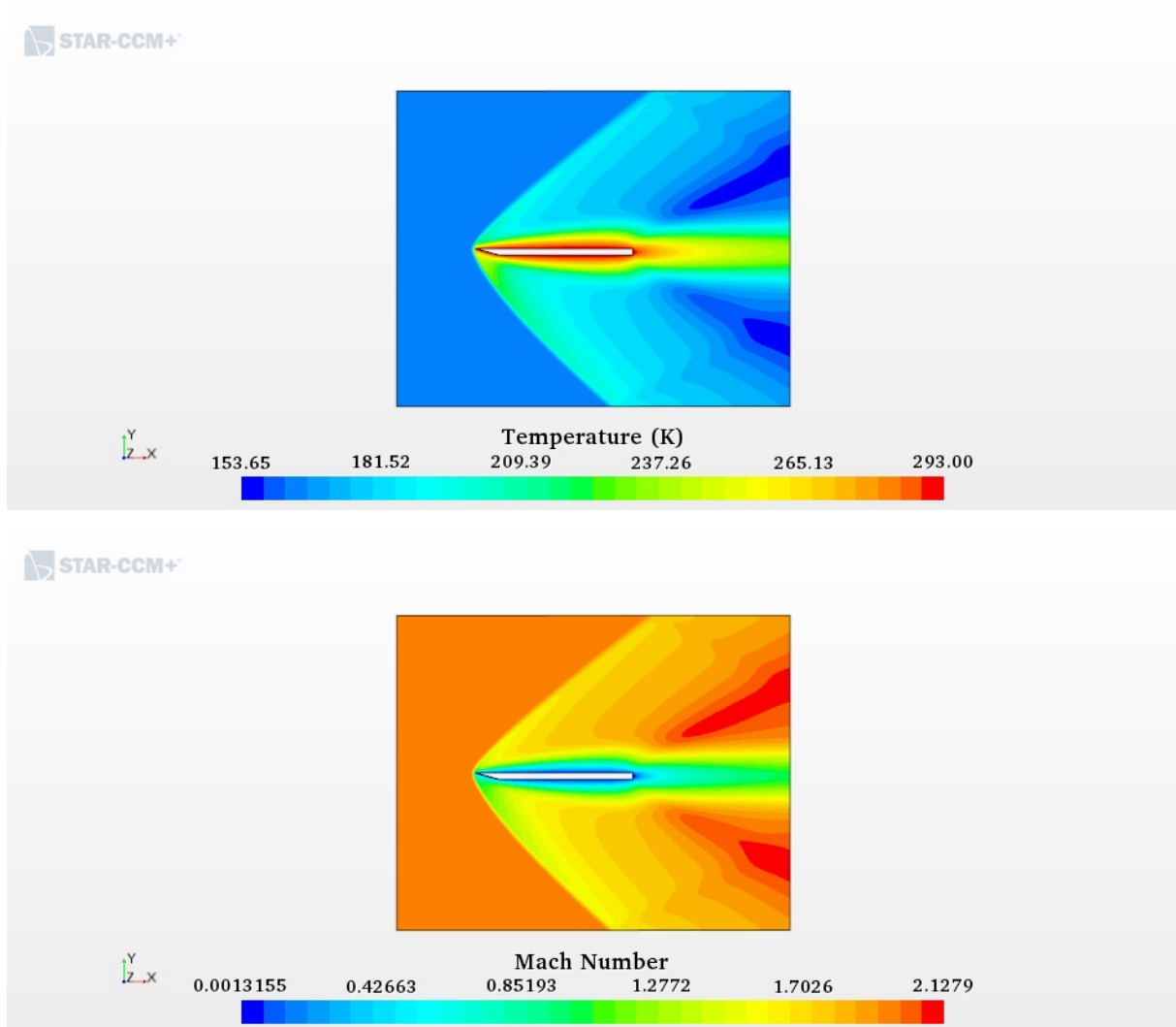


FIGURE 3.3 – L'isovaleur de la température et du nombre de Mach de l'écoulement supersonique de l'air.

Le but de cette étape est de vérifier que nous pouvons utiliser le logiciel Star CCM+ pour décrire l'écoulement avec un degré de raréfaction non négligeable. Pour ce faire, nous allons comparer les résultats obtenus numériquement avec des mesures expérimentales de

la pression Pitot (fig. 3.6) [2,3]. L'accord entre les mesures et les calculs est satisfaisant. On peut noter une légère différence entre les mesures et les résultats numériques. Lorsque le tube Pitot se trouve dans un écoulement supersonique, il génère une onde de choc courbe. L'interaction de cette onde de choc avec l'onde de choc oblique perturbent les mesures. Les détails expérimentaux sont expliqués dans le travail de Parisse et al [2] et plus d'explication sera présentée dans le chapitre 4. Pour valider l'approche sur Star-CCM+ on va calculer la pression Pitot en 3 positions sur l'axe (ox) (fig. 3.4).

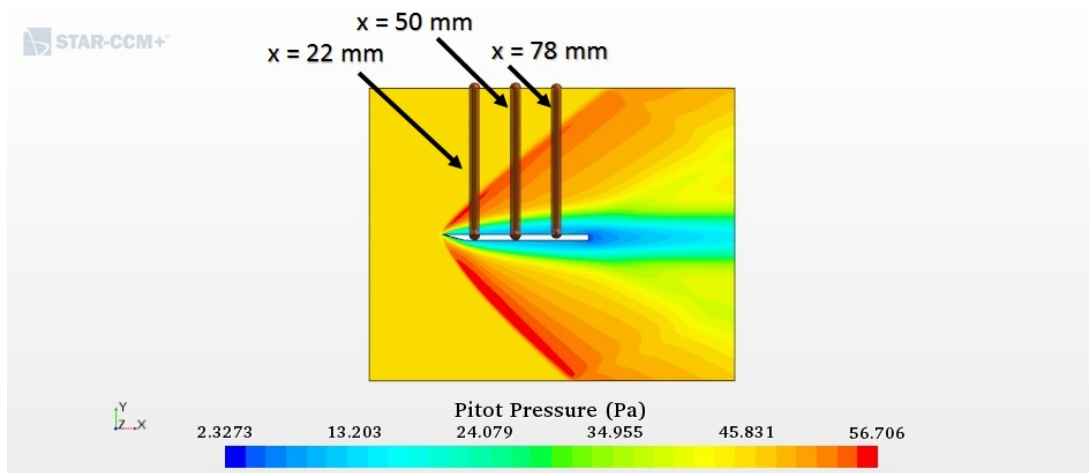


FIGURE 3.4 – Présentation des 3 positions de x (22mm , 50mm , 78mm) pour le calcul de la pression Pitot.

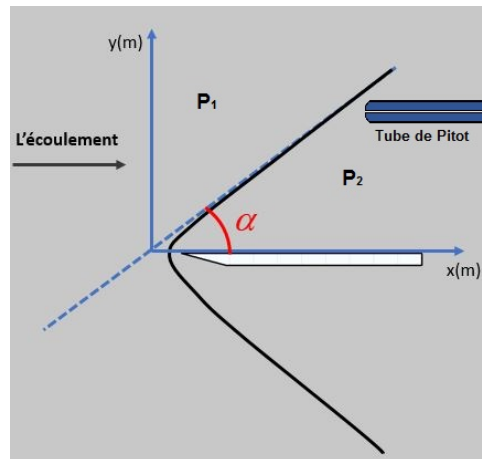


FIGURE 3.5 – Un schéma représentant la méthode de mesure de la pression Pitot expérimentalement.

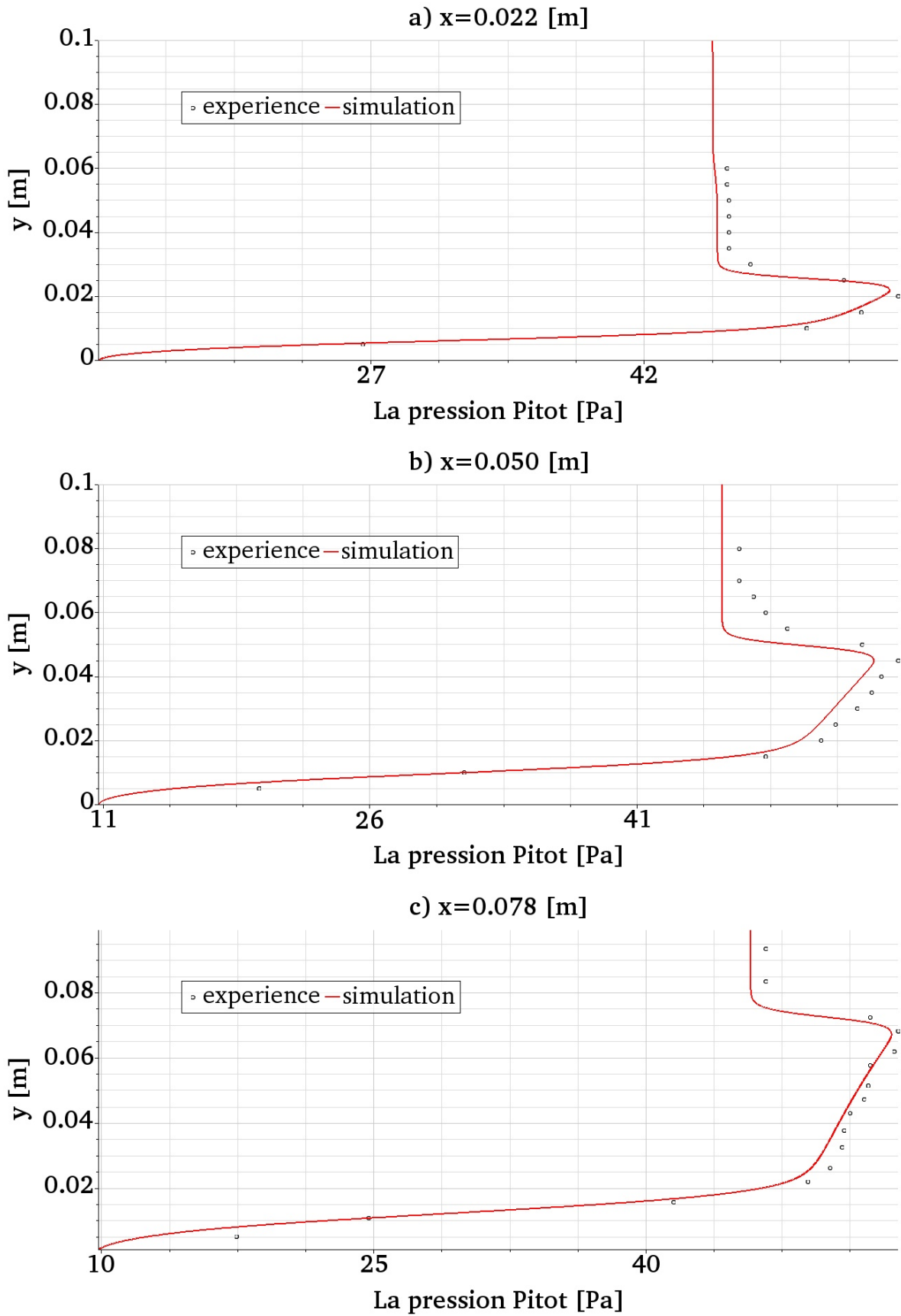


FIGURE 3.6 – La pression Pitot en fonction de la distance y calculée en 3 positions de x : a) $x = 0.022m$, b) $x = 0.050m$, c) $x = 0.078m$.

La pression Pitot a été calculée par la formule suivante :

$$\frac{P_2}{P_1} = \left[1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_1^2 - 1) \right]^{-\frac{1}{\gamma-1}} \left[1 - \frac{2}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{1}{M_1^2} \right) \right]^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.1)$$

P_1 est la pression générée par la soufflerie, P_2 est la pression derrière le choc et c'est la pression mesurée par le tube pitot (fig. 3.5).

3.4 Écoulement en 3D sans support

Le but de cette étape est de voir le comportement de l'écoulement sur la surface de la plaque. La figure (3.11) montre l'isovaleur de la température de l'écoulement en 3D à $z = 0.04m$. On remarque que la pression Pitot atteint son maximum sur l'axe de symétrie de la plaque et elle diminue à chaque fois qu'on s'éloigne du bord d'attaque (fig. 3.7). L'accord entre les mesures en 2D et les mesures en 3D dans la position $z = 0.04m$ est satisfaisant. On peut noter une différence de pression sur les bords de la plaque et une perturbation qui augment à chaque fois qu'on s'éloigne du bord d'attaque (fig. 3.8, 3.9, 3.10).

La pression et la température sont deux paramètres qui peuvent influencer sur l'onde de choc et leur répartition sur la surface de la plaque n'est pas la même. L'angle de choc atteint son maximum au milieu la plaque à $z = 0.04m$ avec une valeur de 39° et son minimum sur les bords de la plaque avec une valeur de 36° . La pression pitot est plus grande dans le cas de l'étude en 2D. On peut dire que la pression est diffusée sur la surface de la plaque dans le cas de l'étude en 3D ce qui donne un choc plus fort et donc une onde de choc plus étroite. l'angle de choc sur la surface de la plaque varie entre 36° et 39° .

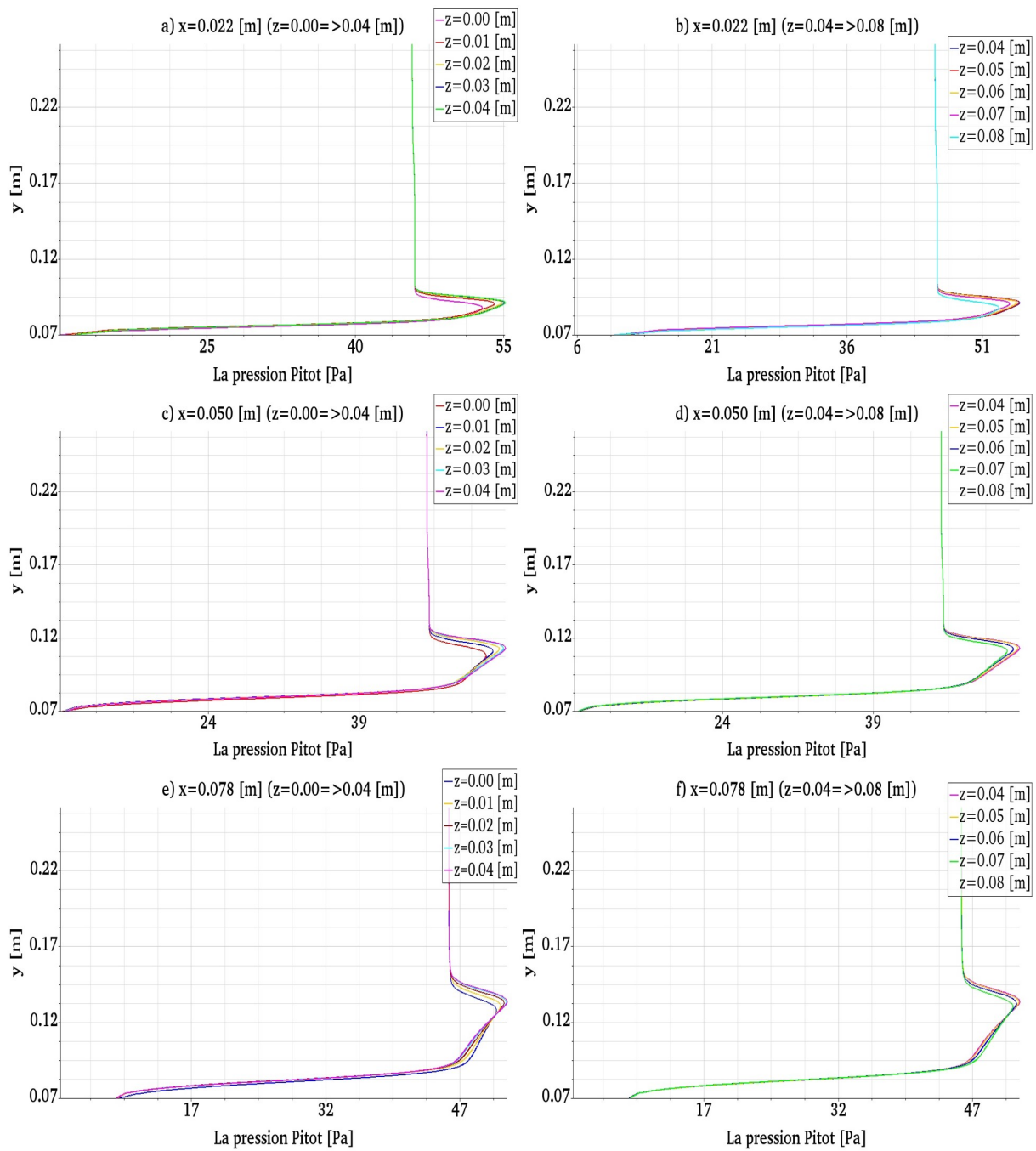


FIGURE 3.7 – La variation de la pression Pitot sur la surface de la plaque.

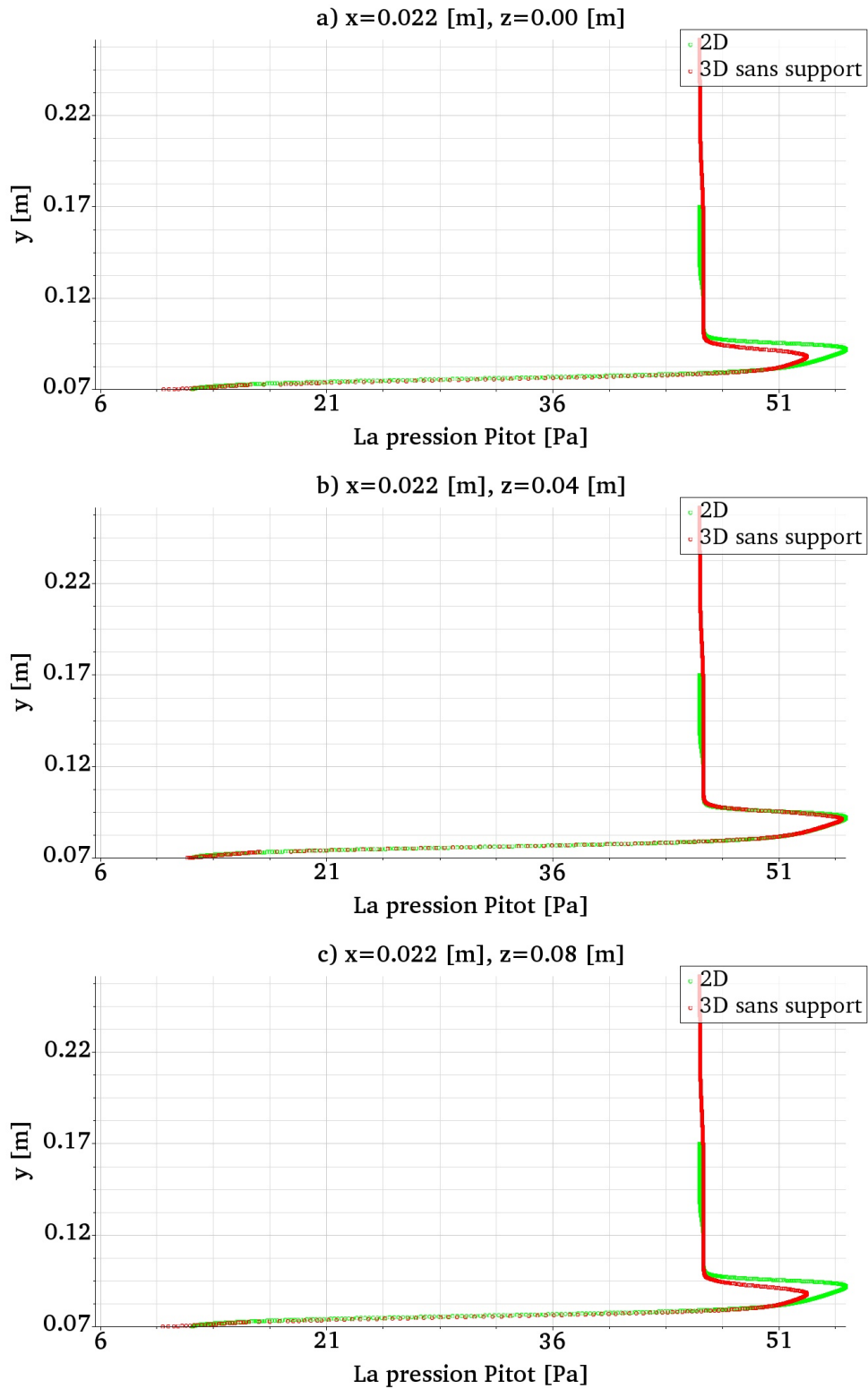


FIGURE 3.8 – Les profils de la pression Pitot pour $x = 0.022m$ en 3 positions de $z = 0.00, 0.04, 0.08m$.

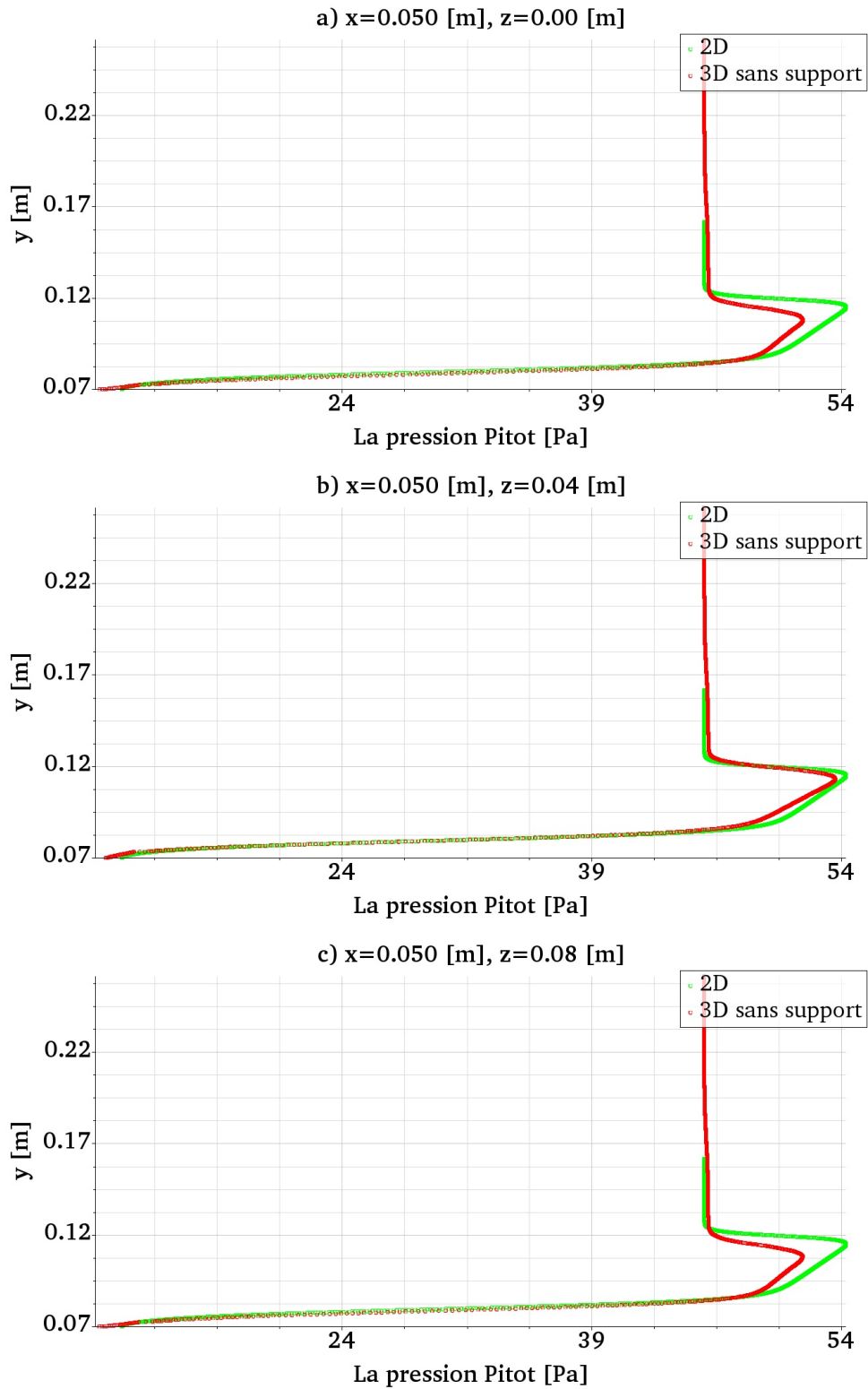


FIGURE 3.9 – Les profils de la pression Pitot pour $x = 0.050m$ en 3 positions de $z = 0.00, 0.04, 0.08$.

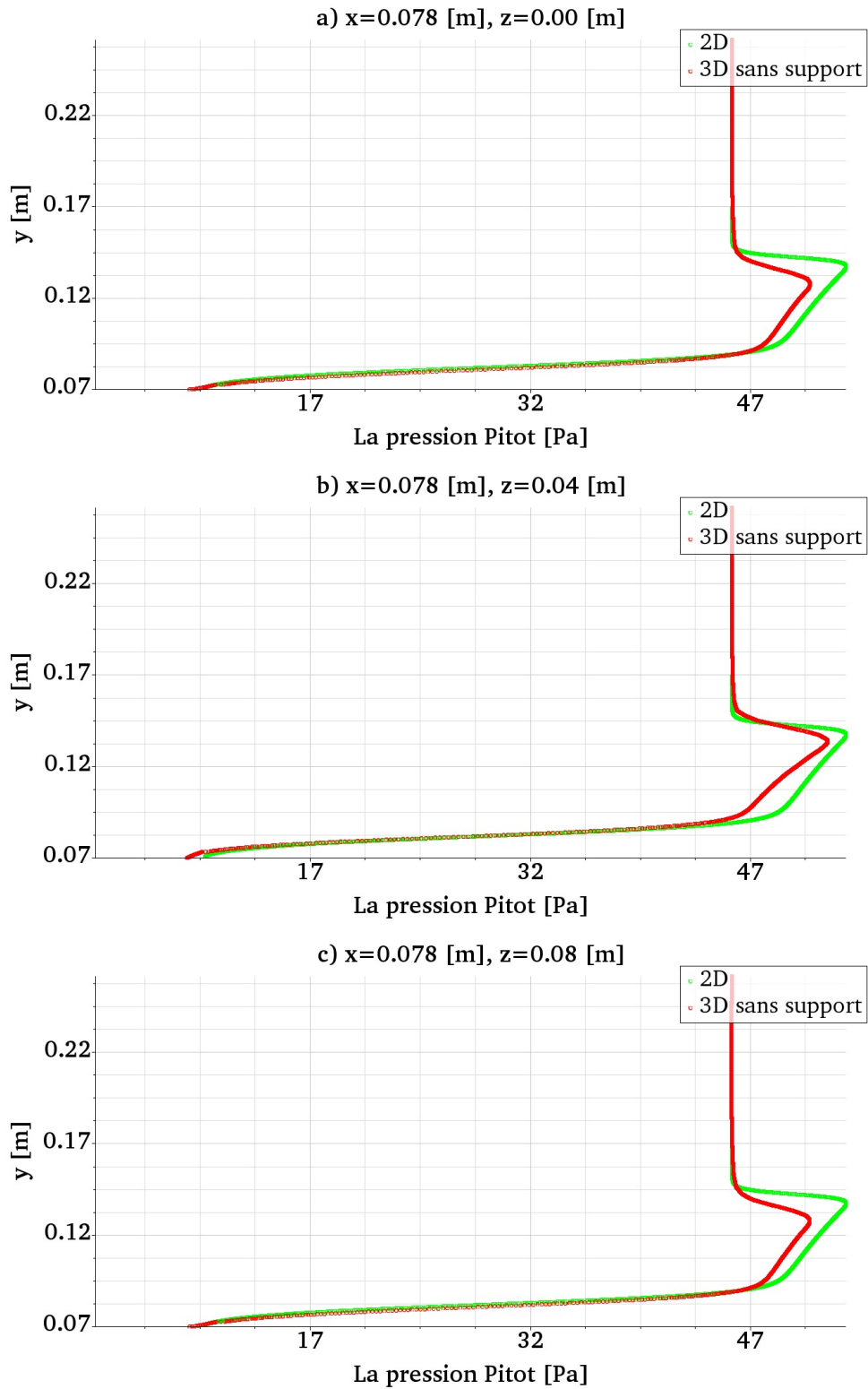


FIGURE 3.10 – Les profils de la pression Pitot pour $x = 0.078m$ en 3 positions de $z = 0.00, 0.04, 0.08$.

3.5 Écoulement en 3D avec support

Cette partie est consacrée à l'étude de l'effet du support sur l'écoulement en 3D. La figure (3.12) présente l'isovaleur de la température de l'écoulement à $z = 0.04 \text{ m}$. L'angle de choc varie entre 35° et 41° (fig. 3.13). La valeur expérimentale de l'angle de choc dans les travaux de [4] est entre 36.03° et 37.39° . La variation entre les résultats expérimentaux et la simulation a été expliquée par l'interaction du tube pitot avec le choc. Dans notre cas, le saut de température et la vitesse de glissement sont négligées [5]. Cela explique la différence entre les valeurs expérimentales et les valeurs numériques. La présence du support perturbe le choc et la pression diminue (fig.3.14) par rapport à l'écoulement sans support. Cela donne un angle de choc plus grand au milieu et presque constant à 35° sur les bords de la plaque. Le choc est toujours plus intense sur l'axe de symétrie de la plaque.

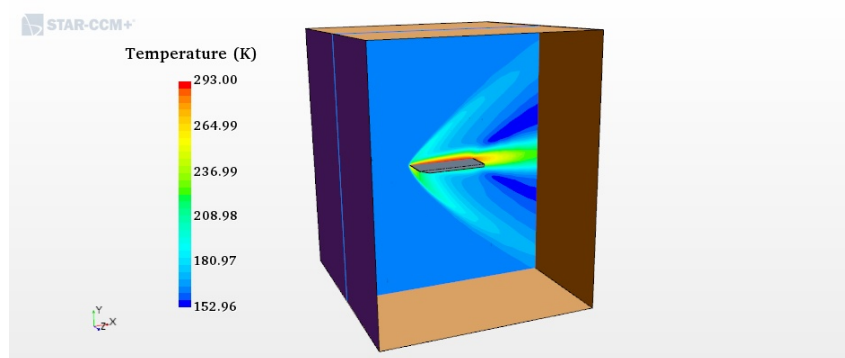


FIGURE 3.11 – L'isovaleur de la température de l'écoulement en 3D sans support à $z = 0.04 \text{ m}$.

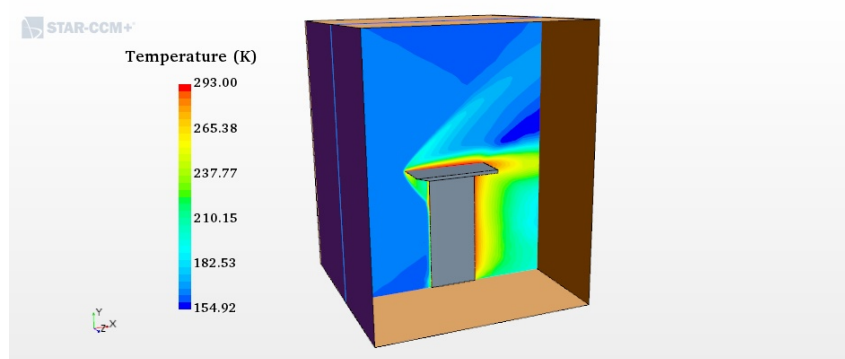


FIGURE 3.12 – L'isovaleur de la température de l'écoulement en 3D avec support à $z = 0.04 \text{ m}$.

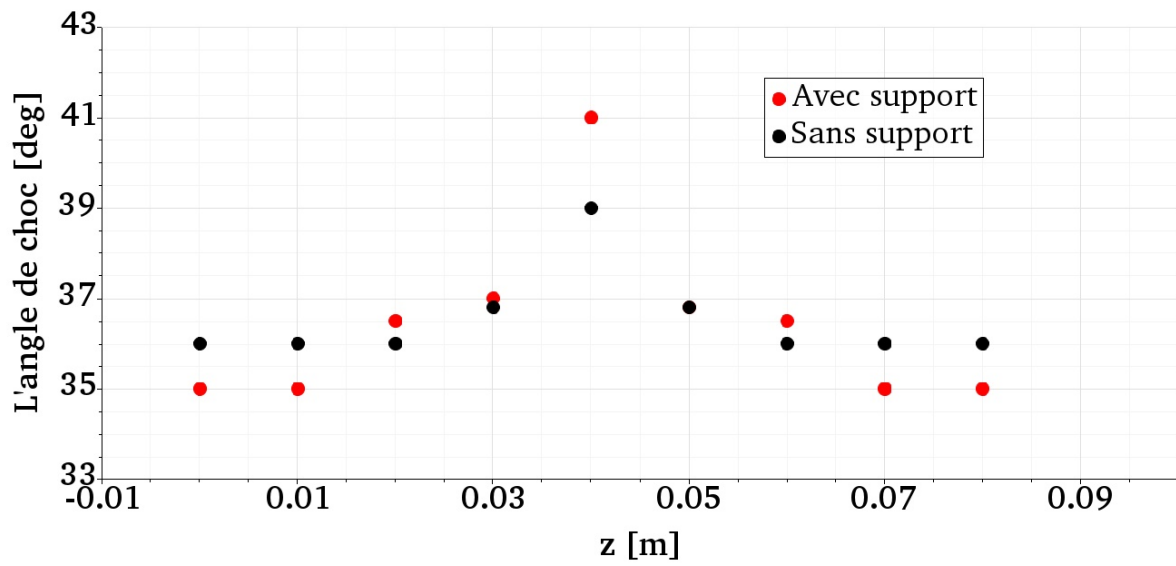


FIGURE 3.13 – La variation de l'angle de choc sur la surface de la plaque en 3D sans et avec support.

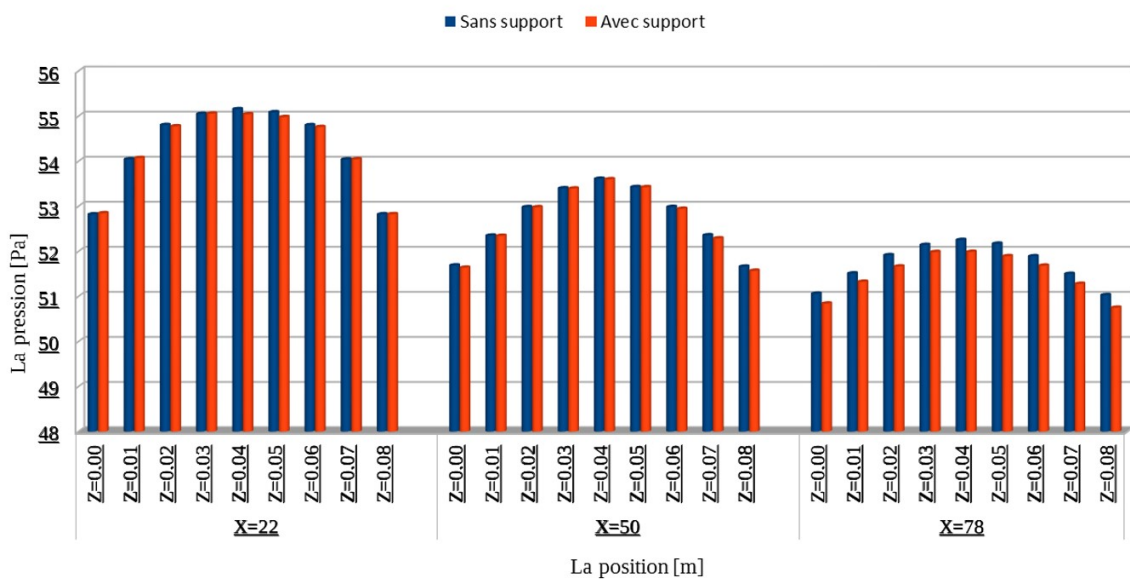


FIGURE 3.14 – La variation de la pression Pitot sur la surface de la plaque en 3D sans et avec support.

Bibliographie

- [1] V Lago, Romain Jousot, and JD Parisse. Influence of the ionization rate of a plasma discharge applied to the modification of a supersonic low reynolds number flow field around a cylinder. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 47(12) :125202, 2014.
- [2] JD Parisse, L Léger, E Depussay, V Lago, and Y Burtschell. Comparison between mach 2 rarefied airflow modification by an electrical discharge and numerical simulation of airflow modification by surface heating. *Physics of Fluids*, 21(10) :106103, 2009.
- [3] Jean-Denis Parisse and Viviana Lago. Shock modification induced by a dc discharge : numerical and experimental study. *International Journal of Aerodynamics*, 3(1-2-3) :105–121, 2013.
- [4] Romain Jousot, Viviana Lago, and Jean-Denis Parisse. Quantification of the effect of surface heating on shock wave modification by a plasma actuator in a low-density supersonic flow over a flat plate. *Experiments in Fluids*, 56(5) :102, 2015.
- [5] Kazuo Aoki, Shigeru Takata, Hidefumi Aikawa, and François Golse. A rarefied gas flow caused by a discontinuous wall temperature. *Physics of fluids*, 13(9) :2645–2661, 2001.

Étude de l'écoulement supersonique avec décharge électrique

Sommaire

4.1	Introduction	76
4.2	Étude sur la géométrie de la plaque	76
4.2.1	Validation du modèle	76
4.2.2	Couplage : Écoulement - Décharge	84
4.3	Étude sur la géométrie du cylindre	88
4.3.1	Validation du modèle	88
4.3.2	Couplage : Écoulement - Décharge	91
4.4	Étude paramétrique	97
4.4.1	Forces aérodynamiques	97
4.4.2	Effet de la raréfaction	98
4.5	Conclusion	102
	Bibliographie	103

4.1 Introduction

Dans le présent chapitre, on va étudier les résultats obtenus par le logiciel COMSOL Multiphysics. Nous allons tout d'abord valider le modèle numérique de la simulation de l'écoulement de l'air en comparant ces résultats avec des mesures expérimentales sur les mêmes géométries et avec les mêmes conditions aux limites : plaque [1] [2] et cylindre [3]. Pour valider l'approche de l'écoulement de l'argon, nous allons refaire les mêmes calculs avec les mêmes conditions aux limites. Les variations observées ont été expliquées par des formules théoriques standards.

Après la validation des résultats des deux géométries (plaque et cylindre), nous allons étudier le couplage des deux modèles afin de voir l'influence de la décharge sur l'angle de choc, la pression, la traînée de l'écoulement et la distance du choc à la paroi pour le cas du cylindre. Une étude paramétrique sur la force de traînée et l'effet de la raréfaction a été réalisée à la fin de ce chapitre.

4.2 Étude sur la géométrie de la plaque

4.2.1 Validation du modèle

4.2.1.1 Écoulement de l'air

Pour valider le modèle numérique, nous avons réalisé la simulation de l'écoulement supersonique de l'air et comparé les résultats obtenus numériquement avec des mesures expérimentales. l'angle de choc oblique crée par l'écoulement supersonique dans la direction de x est estimé à partir de l'asymptote présentée dans la figure (4.1). C'est l'angle formé entre l'asymptote et l'axe des abscisses (ox). La figure (4.2) représente l'isovaleur de la température de l'écoulement. L'angle de choc mesuré est de 36.5° et la valeur expérimentale dans le travail de Jousset et al. est entre 36.03° et 37.39° [4].

Figure (4.3) présente les profils de la pression Pitot dans trois positions : $x = 22 \text{ mm}$, 50

mm , 75 mm . Les résultats de la simulation ont été comparés avec des résultats expérimentaux [2]. Les résultats de l'angle de choc et de la pression Pitot montrent un accord satisfaisant avec les mesures expérimentales. La différence remarquée sur la région du choc est interprétée dans les travaux expérimentaux de Parisse et al. par l'interaction de l'écoulement avec le tube Pitot. Ce dernier génère une onde de choc courbe qui perturbe les mesures (voir fig. (4.4)).

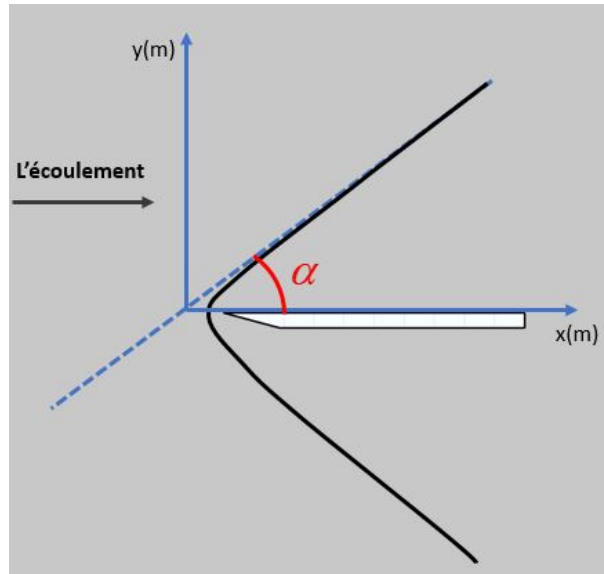


FIGURE 4.1 – Schéma descriptif de la géométrie de l'angle de choc oblique généré par l'écoulement.

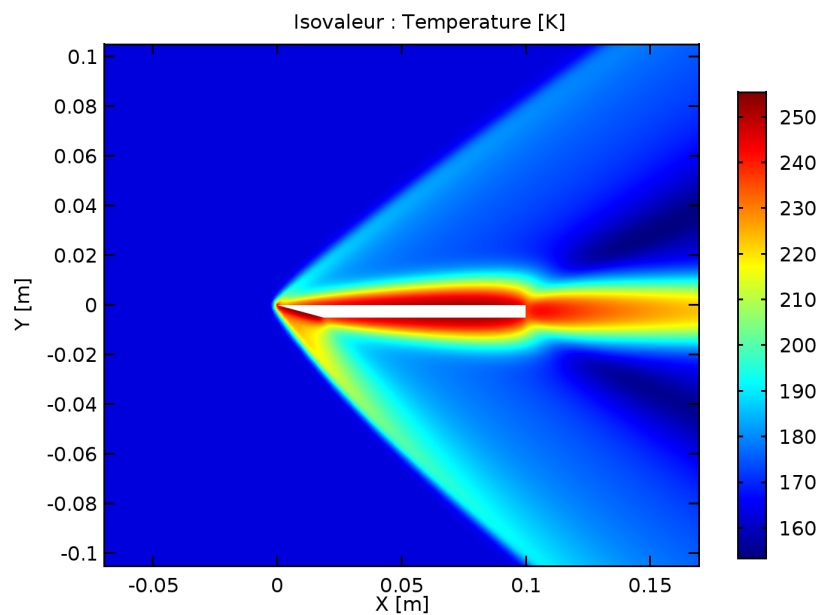


FIGURE 4.2 – L'isovaleur de la température de l'écoulement supersonique de l'air.

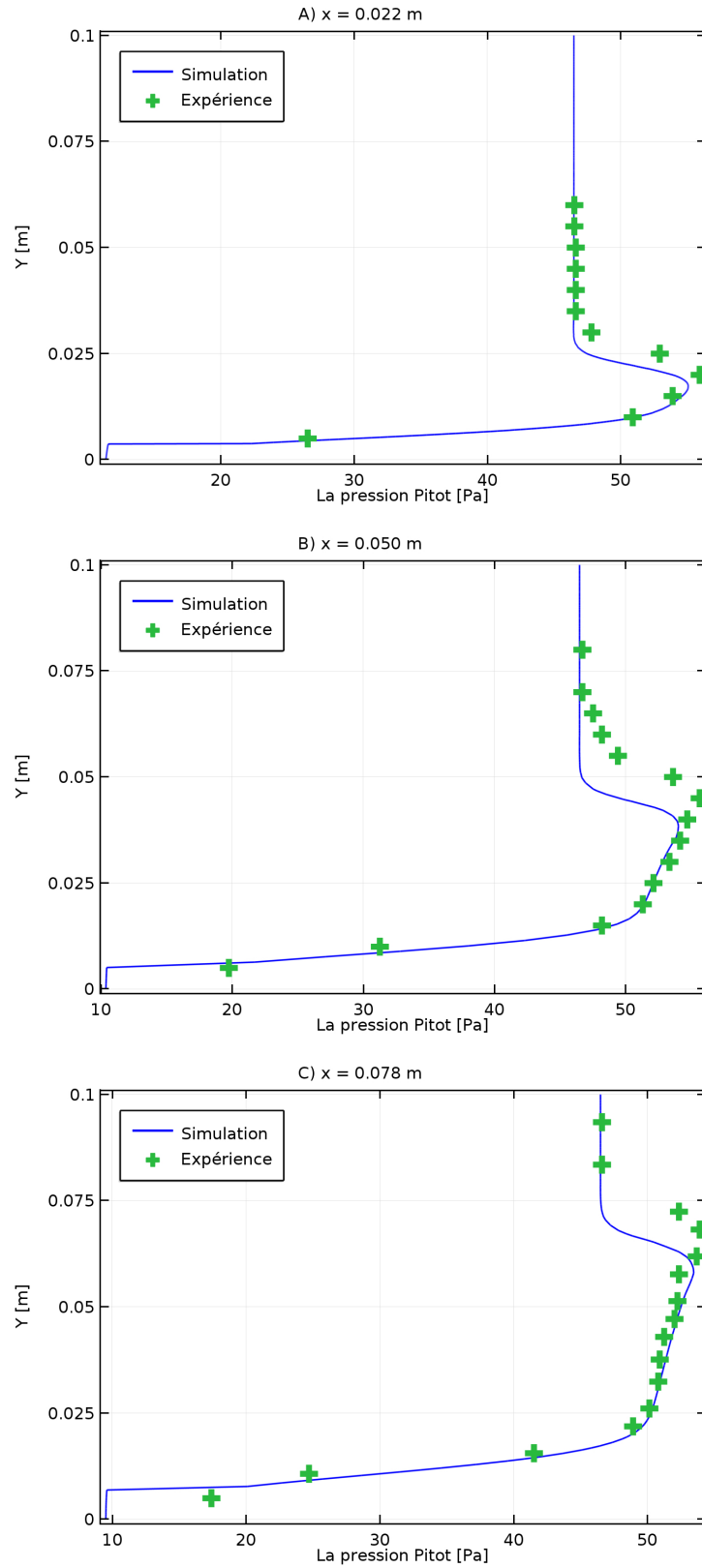


FIGURE 4.3 – Profils de pression Pitot pour le cas de l'écoulement de l'air sans décharge.

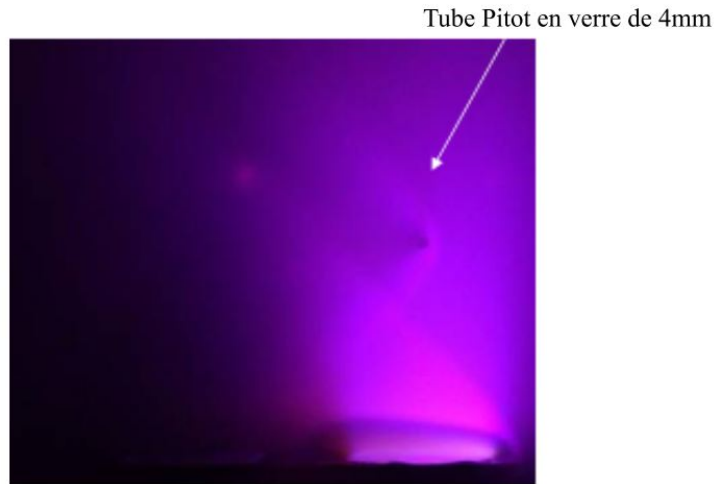


FIGURE 4.4 – L'interaction de l'onde de choc oblique avec l'onde de choc générée par le tube Pitot [1].

4.2.1.2 Écoulement de l'argon

Les mêmes conditions aux limites ont été utilisées pour l'écoulement de l'argon. L'isovaleur de la température est présenté dans la figure(4.5).

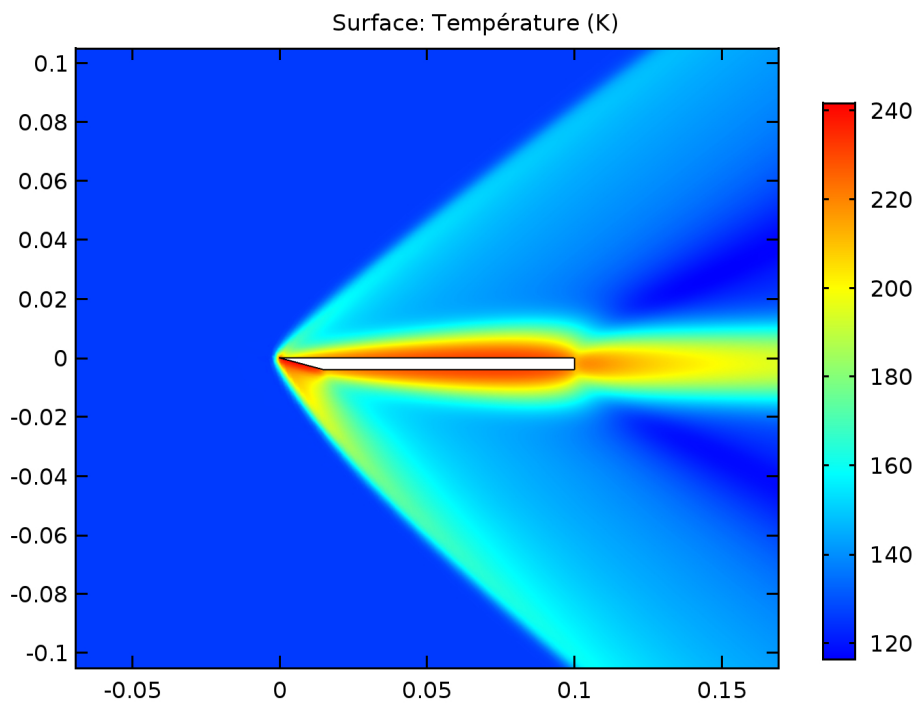


FIGURE 4.5 – L'isovaleur de la température de l'écoulement supersonique de l'argon.

La valeur de l'angle de choc dans le cas de l'argon est de 38° . Une augmentation de 4% a été observée par rapport à l'écoulement de l'air à cause du rapport des chaleurs spécifiques "gamma" qui est plus important dans le cas des gaz monoatomiques.

L'influence de la masse se manifeste dans la diminution de la température. La masse atomique de l'argon est plus grande par rapport à celle de l'air et donc la vitesse de l'écoulement devient plus faible. L'angle de choc devient plus étroit quand la vitesse de l'écoulement devient plus grande. Théoriquement, ces variations sont expliquées par les relations suivantes [5,6] :

Pour un gaz parfait, la vitesse du son est exprimée par la formule suivante :

$$u^2 = \frac{\gamma RT}{M} \quad (4.1)$$

Plus un avion vole rapidement, plus le cône de choc est étroit et l'angle de choc dans ce cas peut être calculer par la formule suivante :

$$\sin \alpha = \frac{u}{v} \quad (4.2)$$

avec M est la masse molaire, v la vitesse de l'écoulement et α l'angle de choc.

En utilisant les formules citées en haut, la variation de l'onde de choc doit être à peu près 11% entre l'air et l'argon. Le décalage entre la théorie et les résultats obtenus numériquement est à cause de la viscosité cinématique sur la paroi. Contrairement à un liquide, la viscosité dans un gaz augmente avec la température. L'approximation de Sutherland a été utilisée pour calculée la viscosité et la conductivité thermique :

$$\mu = \mu_{ref} \left(\frac{T}{T_{\mu,ref}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_{\mu,ref} + S_\mu}{T + S_\mu} \quad (4.3)$$

$$k = k_{ref} \left(\frac{T}{T_{k,ref}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_{k,ref} + S_k}{T + S_k} \quad (4.4)$$

Où μ est la viscosité dynamique et k est la conductivité thermique de l'écoulement. μ_{ref} et

k_{ref} sont la viscosité et la conductivité à la température référent $T_{\mu,ref}$ et $T_{k,ref}$ respectivement (voir la table 4.1). S_μ et S_k sont les constantes de Sutherland. Pour l'air, $S_\mu = 110K$ et $S_k = 194K$ [7, 8].

$T_{\mu,ref} = T_{k,ref} = 273K$	$\mu_{ref}[Pa.s]$	k_{ref}	S_μ	S_k
Air	1.716×10^{-5}	0.0241	111	194
Argon	2.125×10^{-5}	0.0163	114	170

Tableau 4.1 – La viscosité et la conductivité de l'air et de l'argon à $T = 300K$ [9–11].

La viscosité cinématique est donnée par la relation suivante :

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (4.5)$$

avec μ est la viscosité cinématique ($m^2.s^{-1}$) et ρ la masse volumique du fluide ($kg.m^{-3}$).

Dans les applications aérodynamiques, l'angle de choc est affecté par la température à cause de l'épaisseur de la couche limite qui devient importante quand la viscosité est grande [1, 12](voir la figure (4.6)).

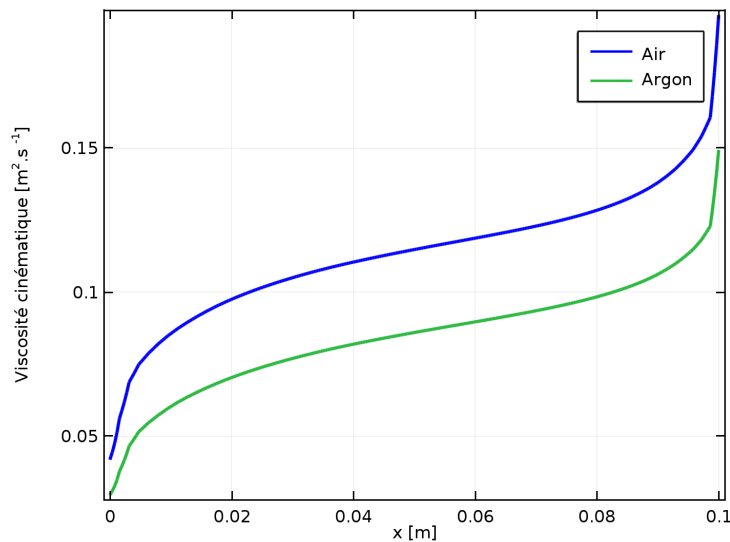


FIGURE 4.6 – La viscosité de l'écoulement sur la longueur de la plaque pour l'air et l'argon sans décharge.

Plusieurs travaux récents ont montré que l'angle de choc est affecté par l'effet thermique. Ces résultats ont été obtenus à partir d'une source de chaleur appliquée sur la

surface d'une plaque [13, 14] ou par l'injection d'un gaz chaud à des températures élevées [15, 16]. L'angle de choc augmente avec la température dans les deux cas. L'écoulement étudié dans ces travaux est un écoulement de l'air. Cela donne une interprétation basée uniquement sur l'effet thermique. Comme on a cité avant, Appartaim et al. ont réalisé une étude sur l'écoulement des gaz nobles avec des Mach entre 1.5 et 3. Parmi les résultats obtenus, la diminution du taux de variation du nombre de Mach en fonction du nombre de Reynolds quand la masse atomique devient plus grande. Cela implique l'augmentation de l'angle de choc dans le cas de l'écoulement des espèces lourdes. Ces résultats montrent un effet non thermique sur l'angle de choc [17].

La comparaison entre l'écoulement de l'air et l'écoulement de l'argon sans décharge électrique dans notre étude montre également que l'angle de choc n'est pas affecté uniquement par un effet thermique. L'effet non thermique a inversé totalement les résultats prévus par l'effet thermique de la conductivité et la viscosité. L'influence de la nature d'espèces de gaz se manifeste également dans la pression Pitot (figure (4.7)). Pour un écoulement supersonique de $M > 1$, la relation entre la pression totale et gamma est donnée par la formule suivante :

$$\frac{P_{0,tot}}{P_{0,stat}} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (4.6)$$

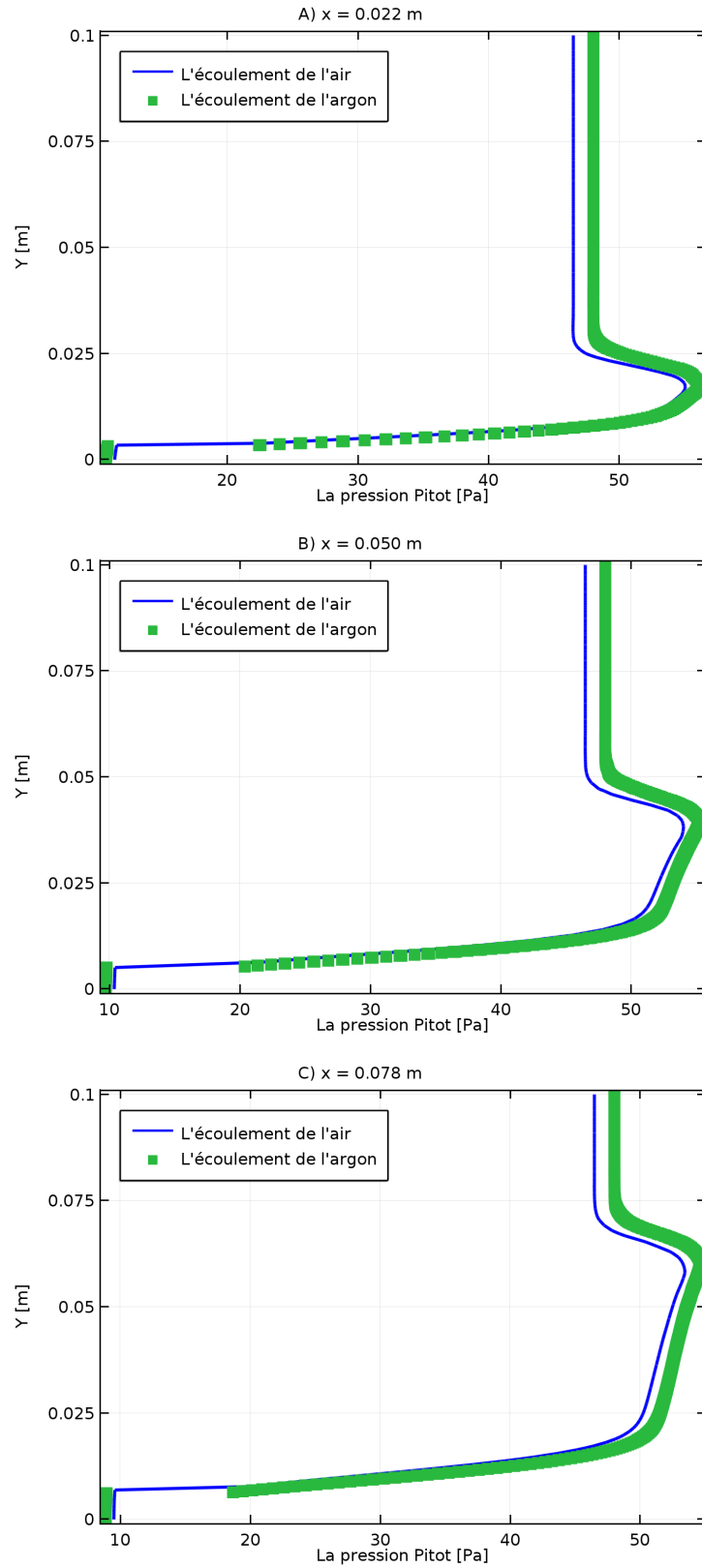


FIGURE 4.7 – Profils de pression Pitot, pour l'air et l'argon, sans décharge.

4.2.2 Couplage : Écoulement - Décharge

La décharge a été générée par un potentiel électrique de -1.8 kV et une densité électronique initiale de 10^{13} m^{-3} . Les résultats de cette première partie représentent l'influence initiale de la décharge sur l'écoulement où le plasma est très faiblement ionisé. Le degré d'ionisation dans ce cas est de l'ordre de 10^{-7} (voir fig.(4.8)). L'angle de choc a été varié légèrement par la présence de la décharge (39.2° au lieu de 38°). En comparant la variation de l'angle de choc de l'écoulement de l'argon par celle de l'écoulement de l'air présentée dans les références [2, 4], on peut noter que la variation n'est pas grande mais aussi pas négligeable et indique quelques effets de non-équilibre thermique du plasma. La figure (4.9) montre une variation de l'épaisseur de la couche limite dans le cas de l'écoulement avec décharge à cause du gradient de température surfacique de la plaque.

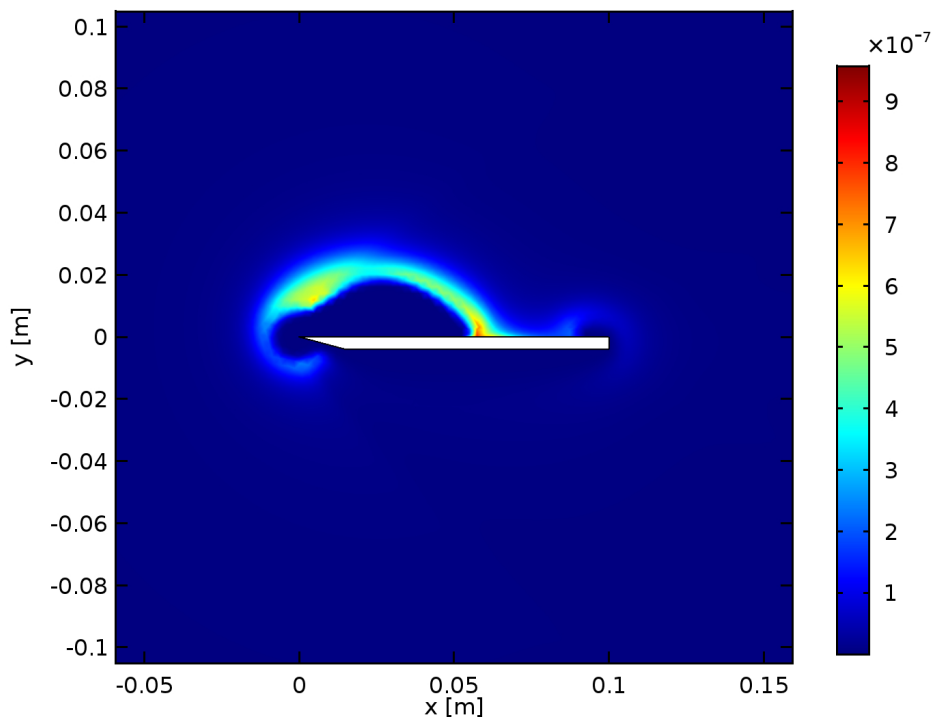


FIGURE 4.8 – L'isovaleur du degré d'ionisation du plasma.

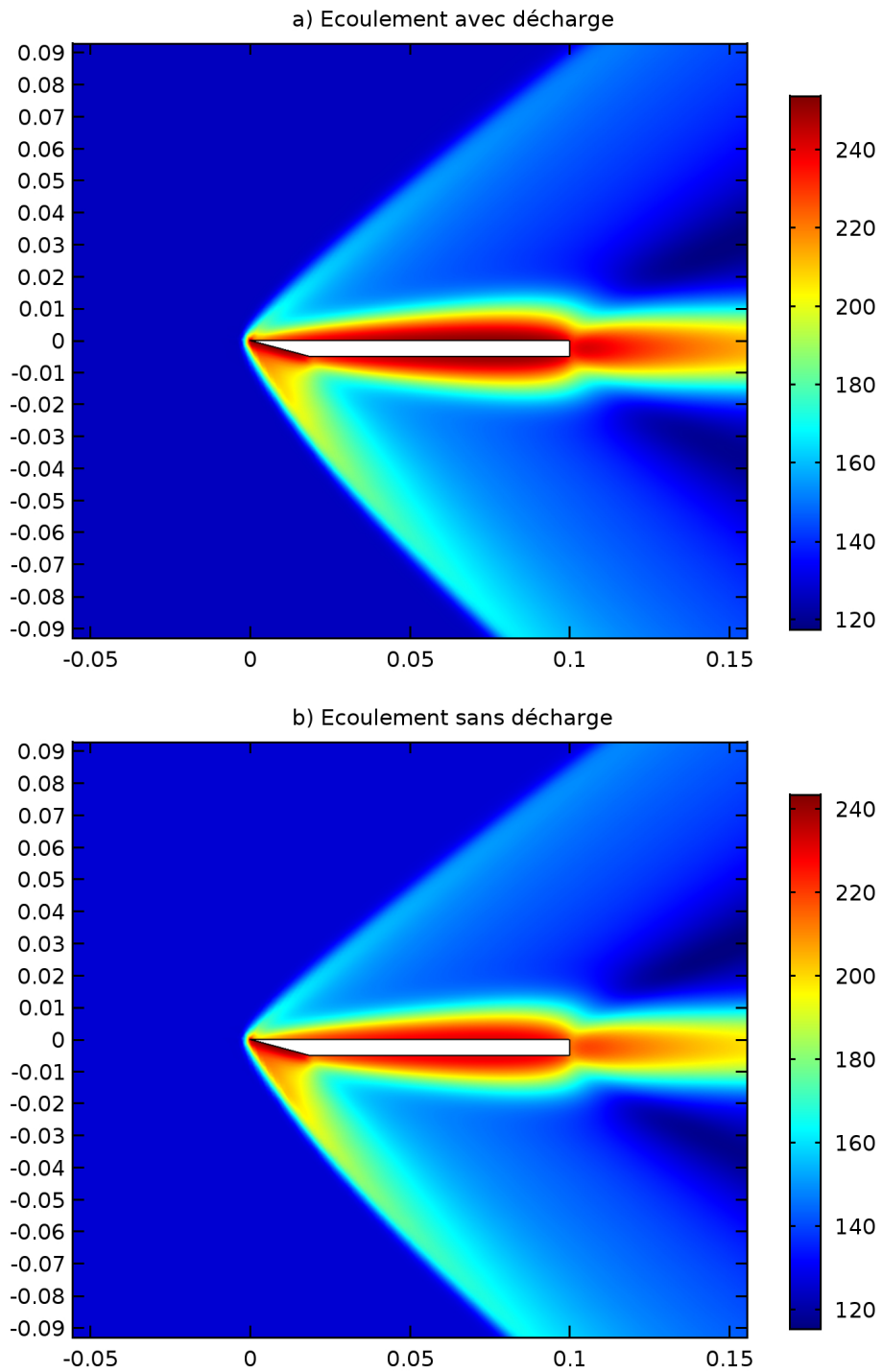


FIGURE 4.9 – Les isovaleurs de la température de l'écoulement supersonique de l'argon autour de la plaque sans et avec décharge.

La décharge occupe un grand volume quand elle est couplée avec l'écoulement (figure 4.10). Une augmentation de la densité électronique a été observée due aux effets de convection. Les mêmes observations ont été remarquées dans les travaux de Mahadevan et al.

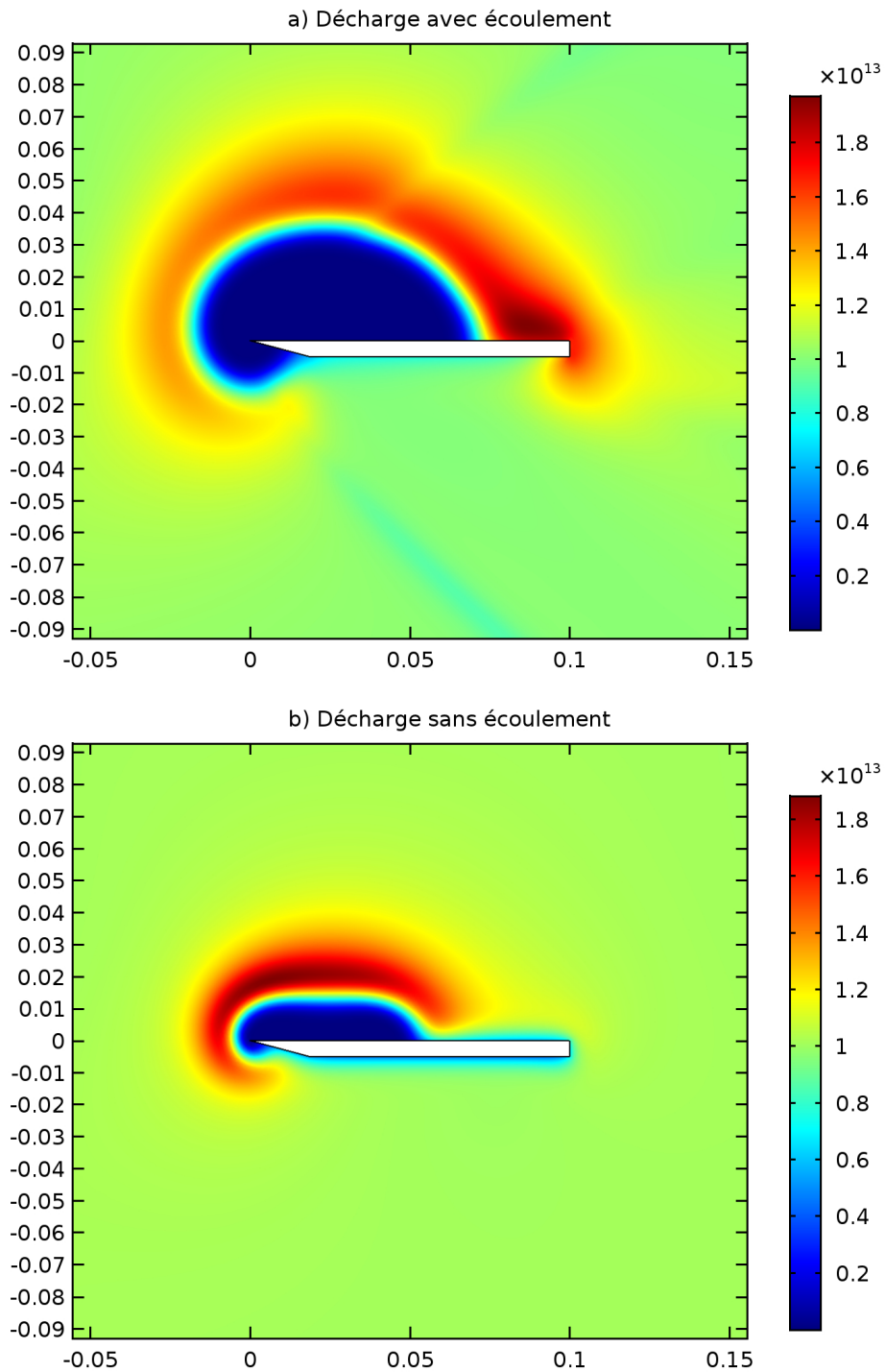


FIGURE 4.10 – Les isovaleurs de la densité électronique de la décharge sans et avec écoulement à $t = 2 \times 10^{-10} s$.

Le chauffage surfacique est généré lors du transfert de l'énergie électronique aux particules lourdes. Le taux d'ionisation augmente à cause de l'effet de convection et par conséquent la densité des ions positifs et des électrons. L'altération de l'angle de choc est due principalement à cause de ces deux phénomènes. La figure (4.11) confirme la tendance naturelle du plasma faiblement ionisé qui est caractérisé par la domination des collisions élastiques. L'effet de la polarisation n'est pas remarqué dans ces conditions et le degré d'ionisation n'a aucune influence sur l'angle de choc dans le cas de la géométrie de la plaque. La figure (4.12) montre l'effet de la convection due à l'interaction de l'écoulement avec la décharge et confirme que le transfert de l'énergie électronique aux particules lourdes joue un rôle primordial dans l'interaction.

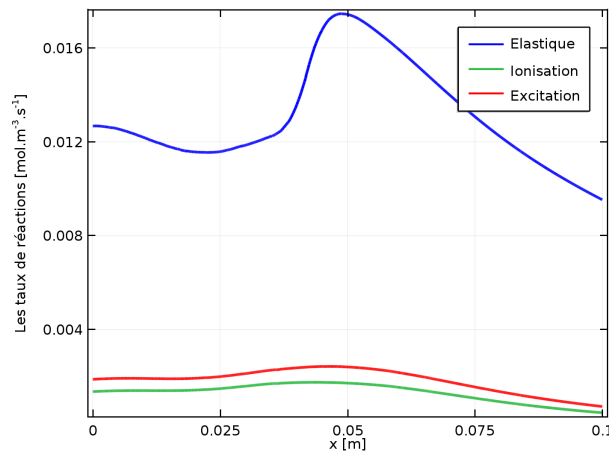


FIGURE 4.11 – Les taux de réaction avec la présence de l'écoulement à $Z = 0.04 \text{ m}$ et $t = 2 \times 10^{-10} \text{ s}$.

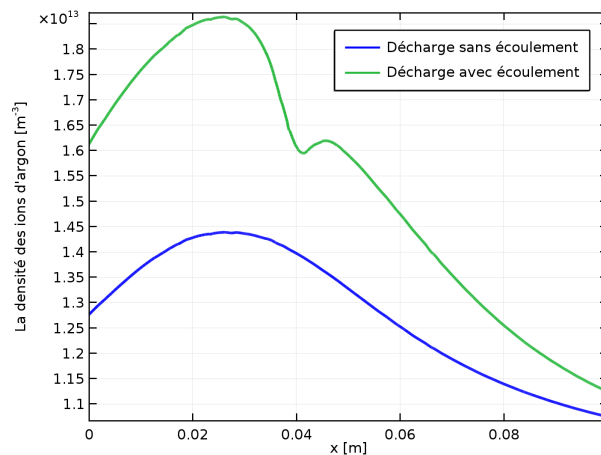


FIGURE 4.12 – La densité des ions d'argon à $Z = 0.04 \text{ m}$ et $t = 2 \times 10^{-10} \text{ s}$.

4.3 Étude sur la géométrie du cylindre

4.3.1 Validation du modèle

4.3.1.1 Écoulement de l'air

L'étude de l'écoulement de l'air autour d'un cylindre a été réalisée avec les mêmes conditions aux limites de la partie précédente. Pour valider les résultats numériques, nous allons mesurer la distance du choc à la paroi. La figure (4.13) présente l'isovaleur de la température de l'écoulement de l'air. La distance du choc à la paroi est de 12.58 *mm*. Cette valeur correspond à la distance horizontale entre la surface du cylindre et le point où la température ne reste plus constante. Pour mesurer cette distance, la température a été calculée sur la ligne ($y = 0.00m$) (voir fig. 4.14). Les résultats expérimentaux présentés dans le travail de Viviana et al [3] montrent que la distance du choc à la paroi dans le cas de l'écoulement sans décharge est 12.45 ± 0.1 *mm*.

La forme hyperbolique de l'onde de choc peut être donnée par la relation empirique déduite par Ambrosio et al, Wortman et la formulation de Bllig [18, 19]. Pour un $R_{cyl} = 0.01$ *m* et $M_0 = 2$ la distance du choc à la paroi est 12.41 *mm*. Ce qui montre que les résultats obtenus pour l'écoulement supersonique de l'air autour du cylindre concordent avec les résultats expérimentaux et théoriques.

$$x = R_{cyl} + \Delta - \frac{\varepsilon R_c}{\tan^2 \theta} \left[\sqrt{1 + \frac{y^2 \tan^2 \theta}{\varepsilon R_c^2}} - 1 \right] \quad (4.7)$$

$$\frac{\Delta}{R_{cyl}} = 0.386e^{\left(\frac{4.67}{M_0^2}\right)} \quad (4.8)$$

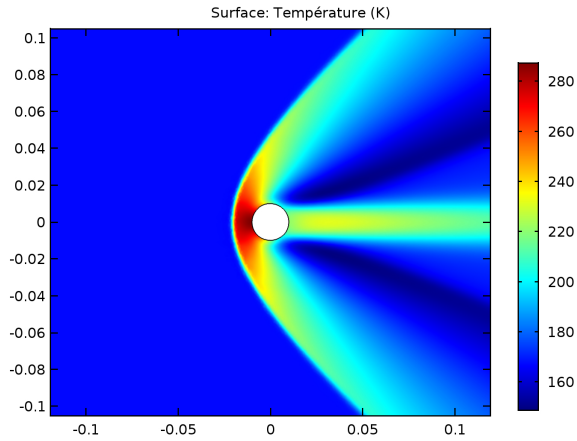


FIGURE 4.13 – L'isovaleur de la température de l'écoulement supersonique de l'air autour d'un cylindre.

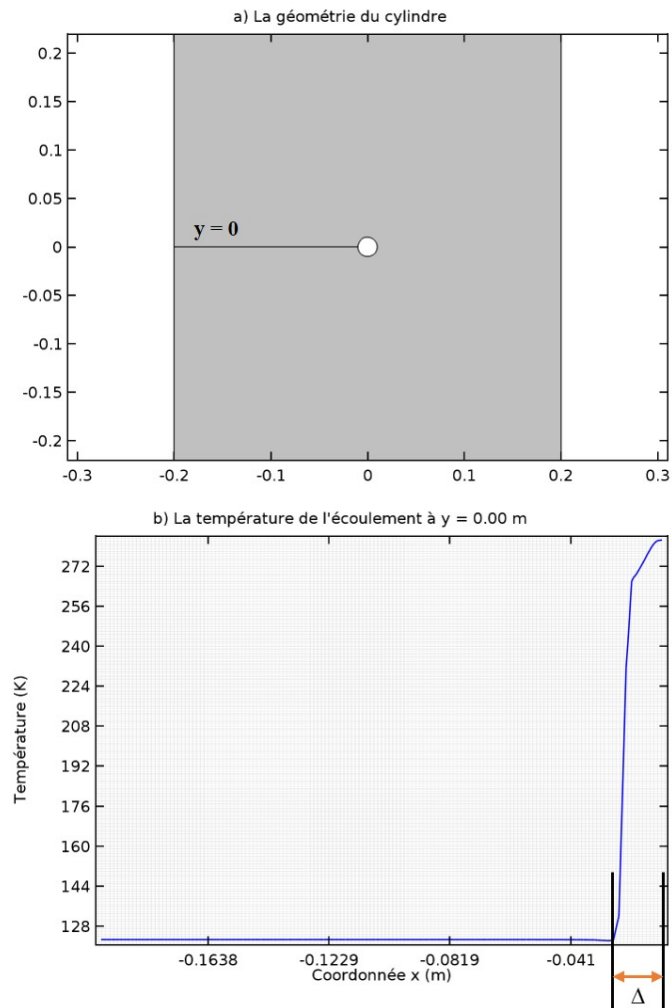


FIGURE 4.14 – La variation de la température de l'écoulement à $y = 0.00$ m.

4.3.1.2 Écoulement de l'argon

Dans le cas de l'écoulement de l'argon et avec les mêmes conditions précédentes de la pression et de la température, l'étude a donné une distance du choc de la paroi de 16.4 mm (voir fig. (4.16)). La différence entre les résultats de l'air et de l'argon est expliquée toujours par la masse atomique de l'argon et le rapport des chaleurs spécifiques "gamma" qui sont plus grands dans le cas de l'argon. En effet, l'influence de la viscosité est négligée car la couche limite est absente dans le cas d'une géométrie cylindrique. La figure (4.15) montre également une légère diminution dans la température de l'écoulement de l'argon par rapport à celle de l'air.

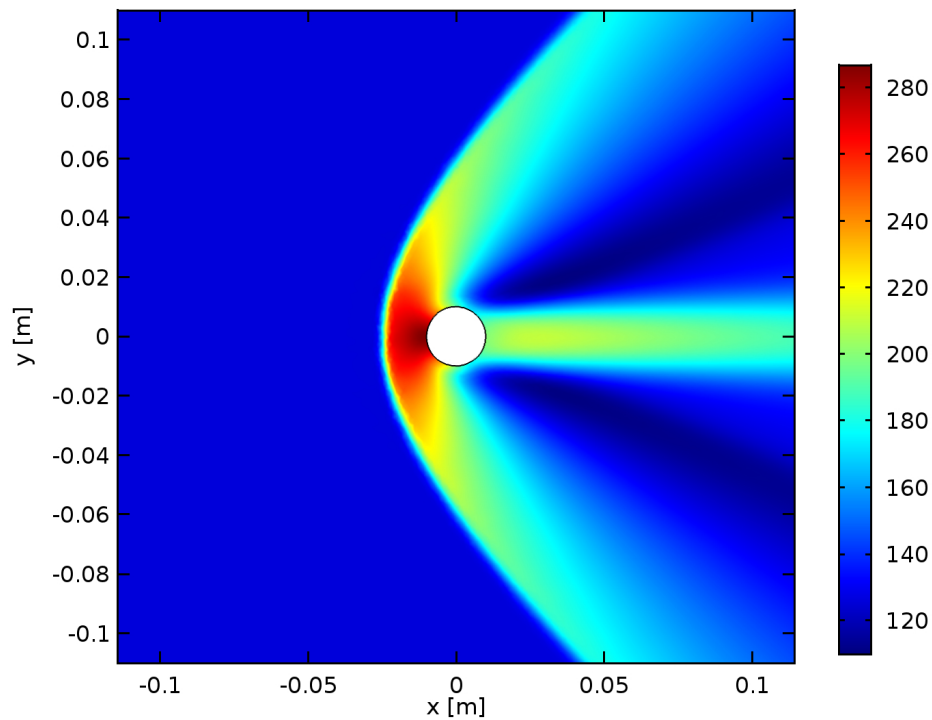


FIGURE 4.15 – L'isovaleur de la température en Kelvin de l'écoulement supersonique de l'argon autour d'un cylindre.

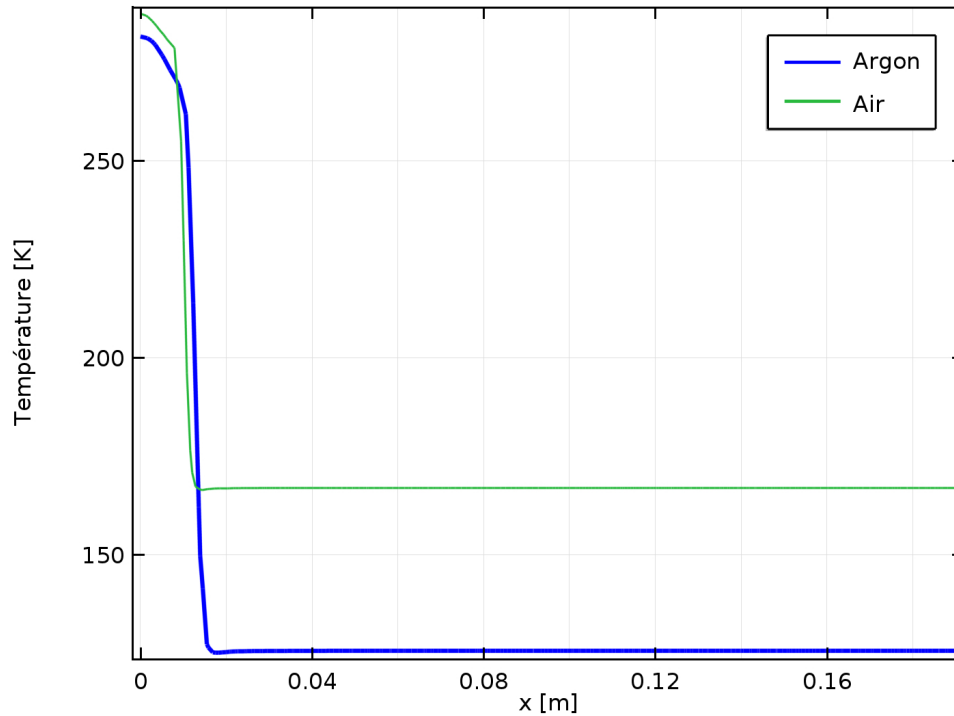


FIGURE 4.16 – La variation de la température de l’écoulement de l’air et de l’écoulement de l’argon en fonction de la distance x .

4.3.2 Couplage : Écoulement - Décharge

Dans le cas d’une géométrie cylindrique, le choc est créé par la géométrie elle-même contrairement à la plaque où le choc est créé par la couche limite. Le chauffage surfacique joue un rôle important dans la variation de l’angle de choc à cause de l’épaisseur de la couche limite. Dans le cas du cylindre, l’influence du chauffage surfacique est négligée vu que la couche limite ne se développe pas avec cette géométrie et cela nous permet de focaliser uniquement sur l’effet de l’ionisation.

L’écoulement a été couplé avec une décharge d’argon qui se caractérise par un degré d’ionisation de 10^{-4} . L’effet de la décharge n’est pas remarquable pour des degrés d’ionisation inférieurs à 10^{-4} (fig. (4.17)). Pour générer ce type de décharge, une tension de -2600 V a été appliquée. Le courant électrique généré est de 0.05 A et la densité électronique du plasma est de 10^{18} m^{-3} .

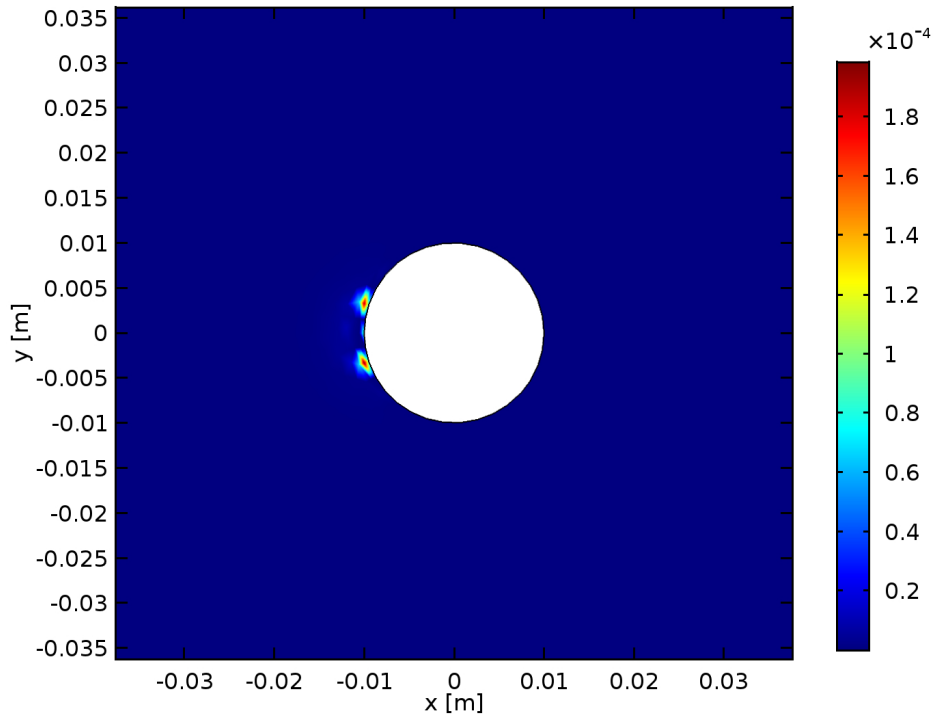


FIGURE 4.17 – Degré d’ionisation de la décharge électrique générée avec $V_0 = -2600 V$

La température de l’écoulement a été légèrement augmentée avec la présence de la décharge électrique (fig. (4.18)). Pour la distance du choc à la paroi, une variation de 11.82 % a été remarquée (18.6 mm au lieu de 16.4 mm)(voir fig. (4.19)). Les travaux de Jousset et al. [13] ont montré une variation de 16.5 % dans le cas de la décharge d’air. Vu que le chauffage surfacique est négligé avec la géométrie du cylindre, on peut quantifier approximativement l’effet de vibration et de rotation électronique de l’air par 4 %.

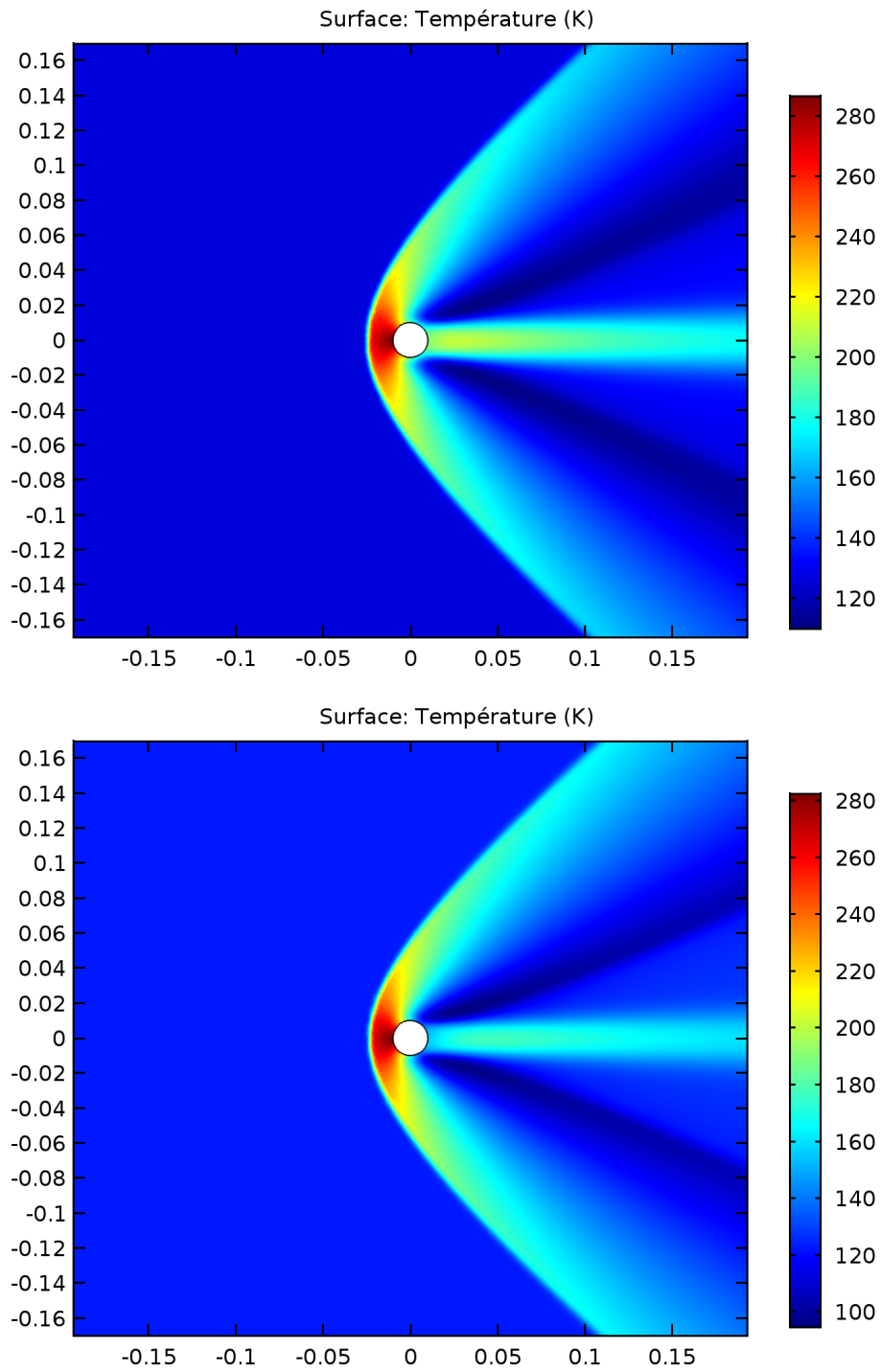


FIGURE 4.18 – L'isovaleur de la température en Kelvin de l'écoulement supersonique de l'argon autour d'un cylindre avec et sans décharge électrique.

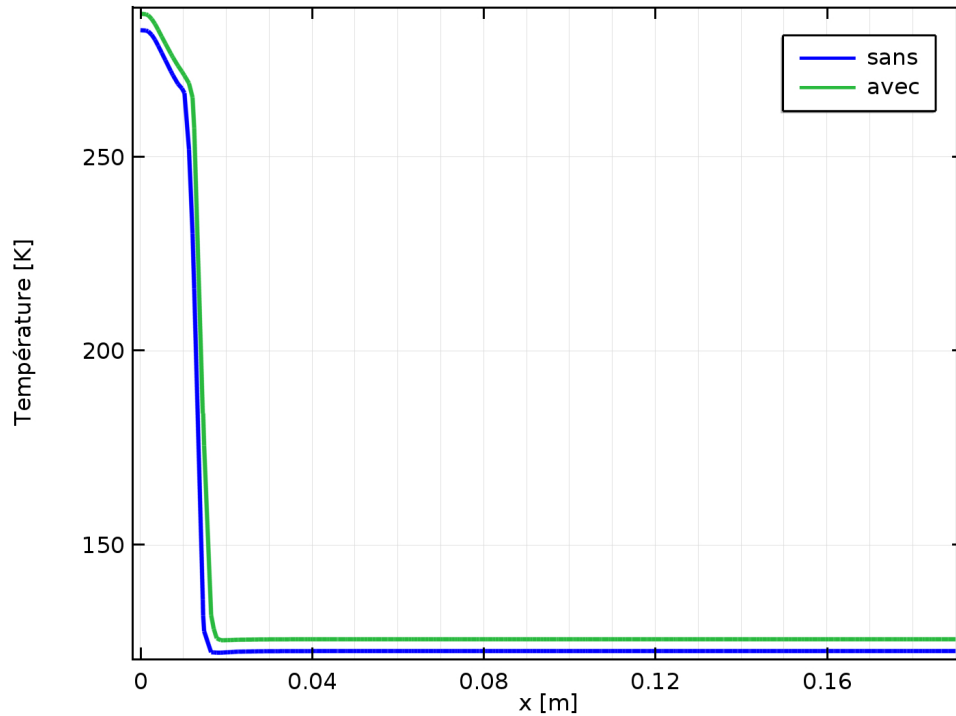


FIGURE 4.19 – La variation de la température de l’écoulement de l’argon sans et avec décharge en fonction de la distance x .

Parmi les effets de l’écoulement sur la décharge, on peut observer l’augmentation du volume de décharge quand l’écoulement est présent avec une augmentation ponctuelle de la densité électronique due aux effets de convection (fig.(4.20)). La figure (4.21) montre les vitesses de réaction dans la décharge avec et sans écoulement. Les collisions élastiques restent dominantes dans les deux cas sans négliger les collisions d’ionisation. On peut remarquer que l’écoulement a une influence remarquable sur la vitesse des collisions élastiques ce qui donne un effet de refroidissement pour la décharge. Cet effet est négligé pour les collisions d’ionisation et d’excitation.

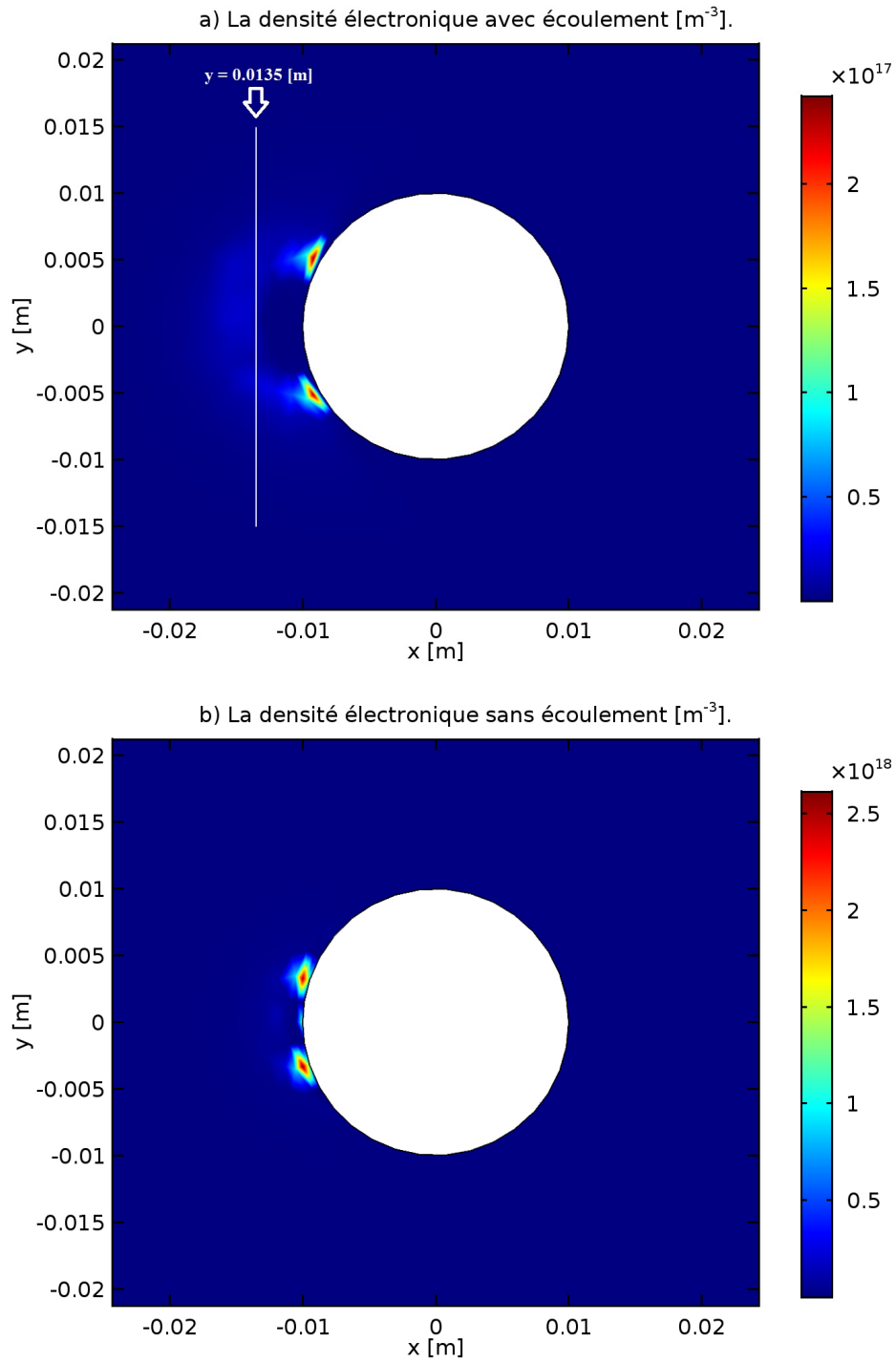


FIGURE 4.20 – La densité électronique avec et sans écoulement.

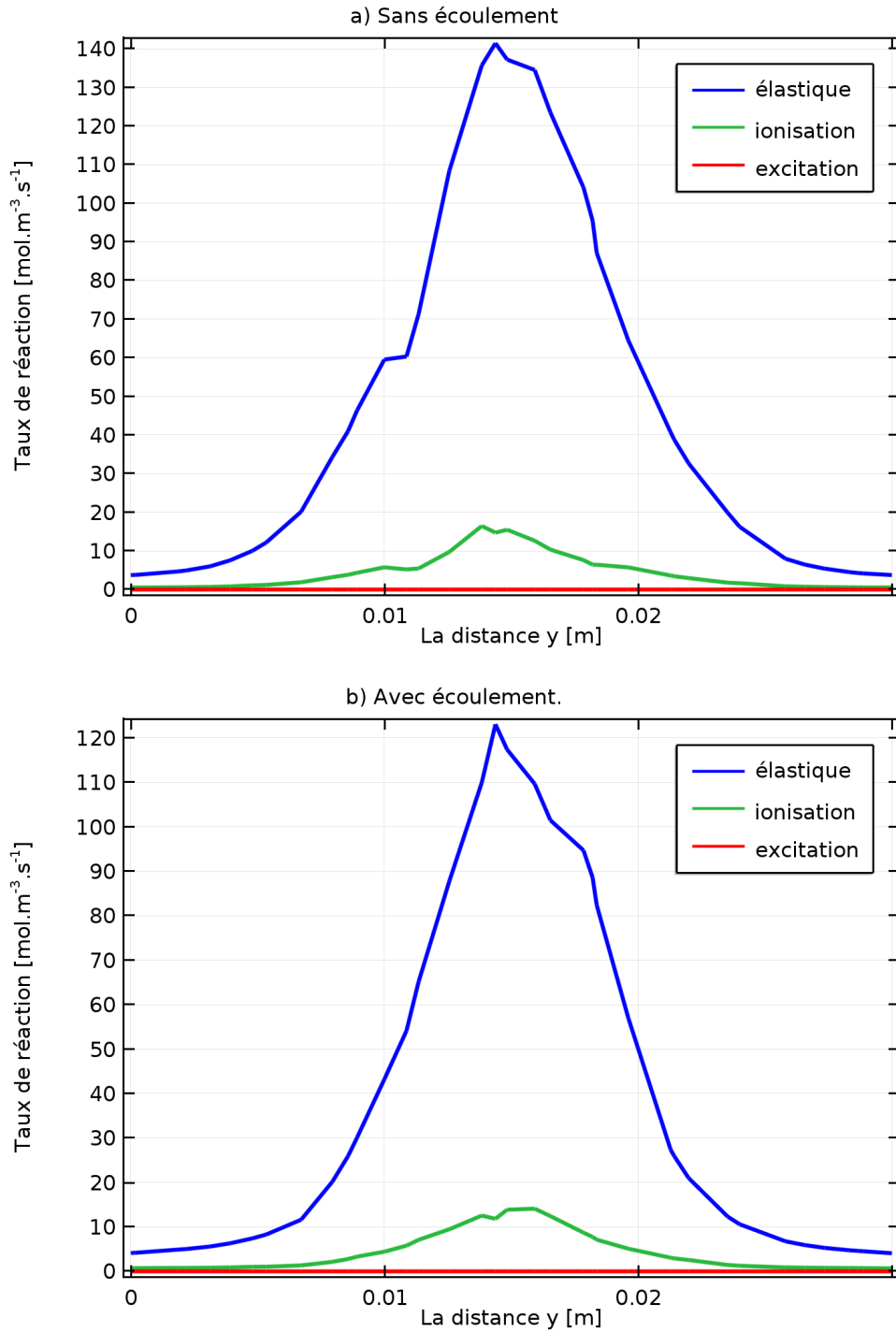


FIGURE 4.21 – La densité électronique avec et sans écoulement.

4.4 Étude paramétrique

4.4.1 Forces aérodynamiques

L'amélioration des performances aérodynamiques est l'objectif principal de l'application d'un actionneur plasma sur un écoulement de grande vitesse. L'influence de la décharge électrique sur la température et la pression de l'écoulement se manifeste dans la variation de l'onde de choc et donc les forces aérodynamiques.

Le tableau (4.2) montre les valeurs de la force de traînée et de la portance de l'écoulement de l'argon et de l'air autour de la plaque sans et avec décharge.

Les forces ont été calculées par les formules suivantes :

$$F_D = \int_S \left(\rho_f \mu_f \frac{\partial u}{\partial t} n_y - p n_x \right) dS \quad (4.9)$$

$$F_L = \int_S \left(\rho_f \mu_f \frac{\partial u}{\partial t} n_x + p n_y \right) dS \quad (4.10)$$

	La traînée (N/m)	La portance (N/m)
Air, sans décharge	0.306	0.157
Air, sans décharge [1]	0.3275	0.2028
Air, avec décharge [1]	0.2781	0.2154
Argon, sans décharge	0.3196	0.1702
Argon, avec décharge	0.235	0.1705

Tableau 4.2 – Les forces aérodynamiques sur la surface de la plaque.

Dans le cas de l'argon, la force de traînée diminue de 35.78 % quand la décharge est active. La portance augmente légèrement avec un pourcentage de 0.18 % . Les résultats présentés dans les travaux de Parisse et al. montrent une variation de 17.6% pour la traînée et 5.8 % pour la portance dans le cas de l'air [1]. On remarque une différence de 50 % entre la traînée de l'écoulement de l'argon et celle de l'air quand la décharge est active. On peut constater que les effets de vibration et de rotation électronique interagissent dans l'interaction "écoulement-décharge" avec à peu près 50 % sur la traînée et que la variation

de la portance dans le cas d'un gaz monoatomique est presque négligée quand la décharge est active.

4.4.2 Effet de la raréfaction

La vitesse de glissement et le saut de température sur la surface de la paroi ont été pris en compte dans cette étude pour mettre en évidence l'effet de la raréfaction. Le taux de raréfaction est estimé à travers le nombre de Knudsen. Ce nombre est proportionnel au nombre de Mach et inversement proportionnel au nombre de Reynolds. Les travaux de Kavehpour et al. ont montré que pour des grands nombres de Reynolds, le taux de variation du coefficient de traînée devient plus petit et l'effet de la compressibilité devient dominant et plus important par rapport à l'effet de la raréfaction [20]. Les mêmes résultats ont été prouvés dans les travaux de Nagata et al. (voir fig.(4.22)) [21].

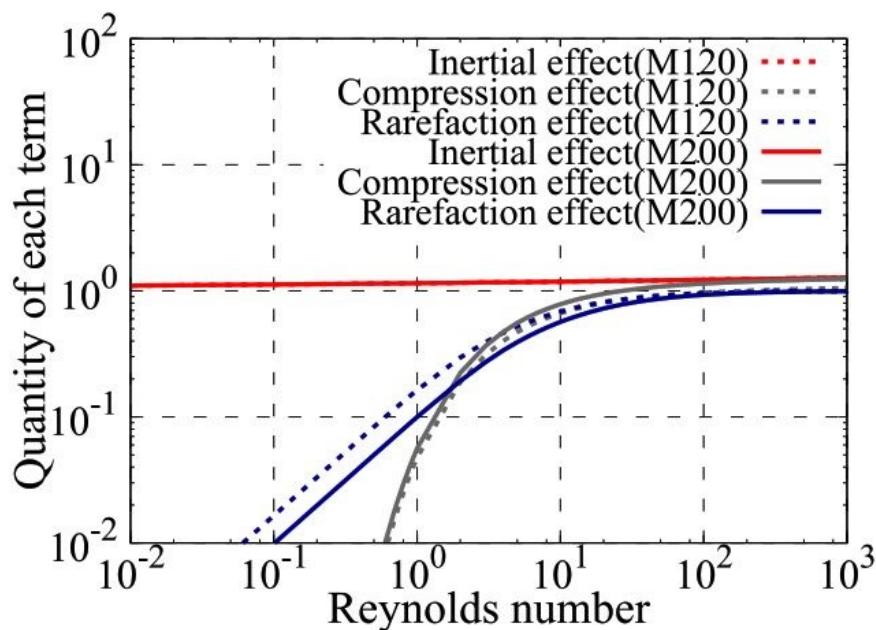


FIGURE 4.22 – L'effet de la raréfaction et de la compressibilité en fonction du nombre de Mach et du nombre de Reynolds [21].

Pour quantifier l'effet de la compressibilité, de la raréfaction et de la décharge dans notre étude, on va diminuer l'effet de la raréfaction en augmentant la pression de l'écoulement. Les résultats de l'étude ont montré dans un premier temps, l'effet de la compressibilité sur la température de l'écoulement. La figure (4.23) montre les isovaleurs de

la température pour certaines valeurs de pression. On remarque que la température de l'écoulement diminue avec l'épaisseur de la couche limite quand la pression augmente. Cela signifie que le taux de raréfaction est en train de diminuer.

L'influence de la pression sur l'angle de choc est présentée dans la figure(4.24). L'augmentation de la vitesse de l'écoulement à cause de la pression rend le cône de choc plus étroit et donc l'angle de choc devient plus petit. Quand la pression atteint des valeurs plus grandes, l'angle de choc devient presque invariable même quand la décharge est active. Cela signifie que l'effet de la décharge devient négligeable quand l'effet de la compressibilité devient plus grand. La force de traînée qui dépend des contraintes visqueuses sur la paroi et la force de pression continuent à augmenter. La décharge a une influence sur la variation de la traînée quand le taux de raréfaction est encore considérable (fig. (4.25)). On remarque que le taux de variation de la traînée entre l'écoulement sans décharge et l'écoulement avec décharge devient plus petit quand l'effet de la compressibilité augmente (4.26)).

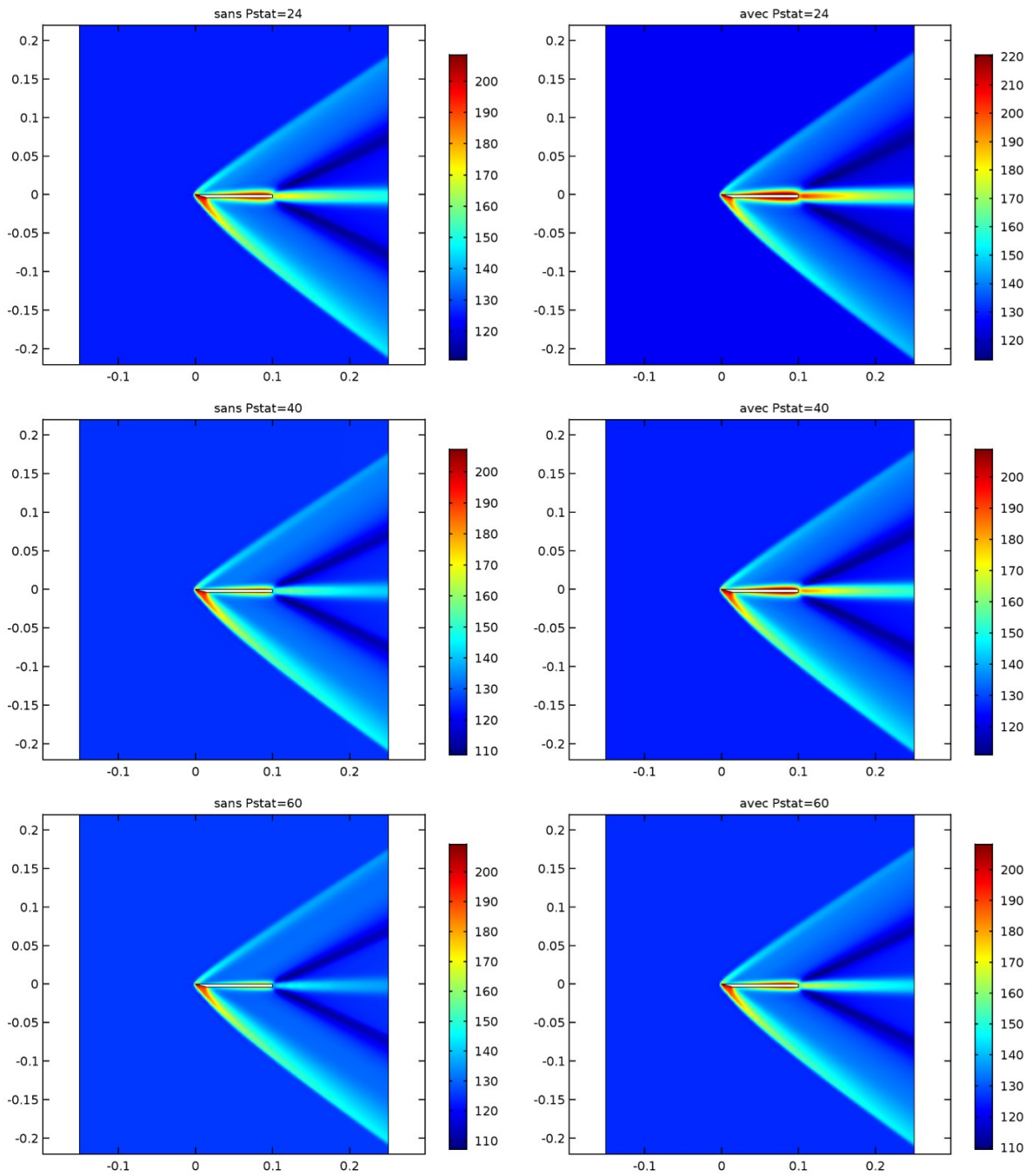


FIGURE 4.23 – Les isovaleurs de la température en fonction de la pression statique, sans et avec décharge.

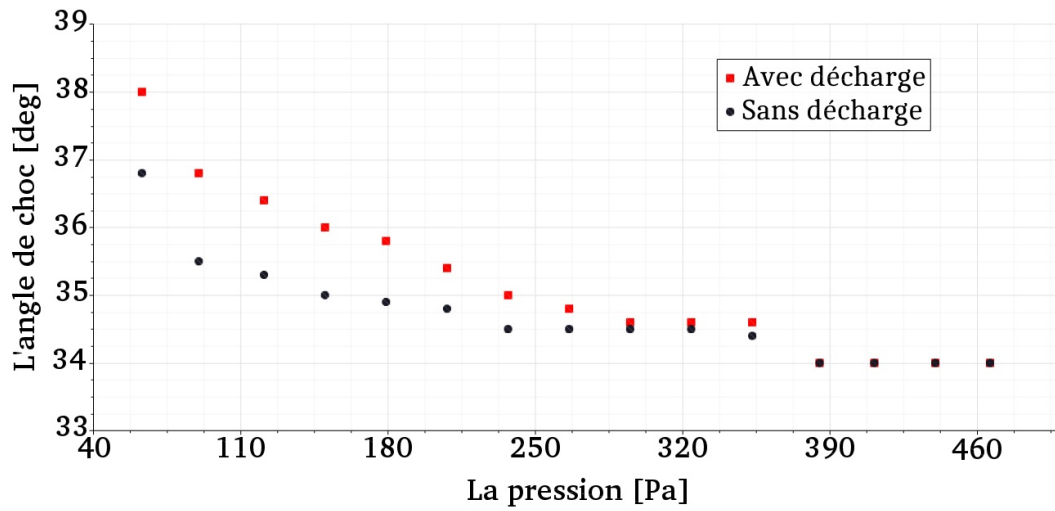


FIGURE 4.24 – La variation de l'angle de choc en fonction de la pression sans et avec décharge.

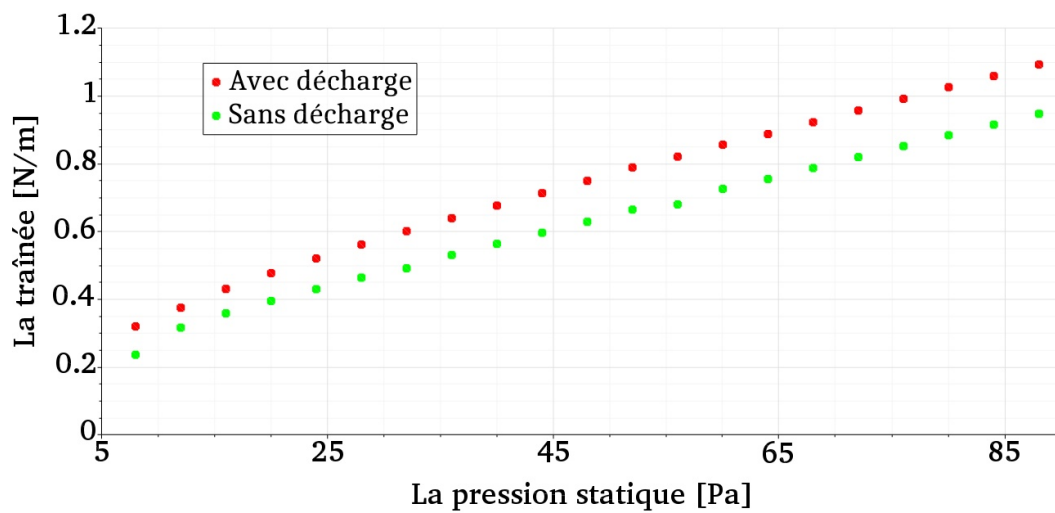


FIGURE 4.25 – La variation de la traînée en fonction de la pression statique sans et avec décharge.

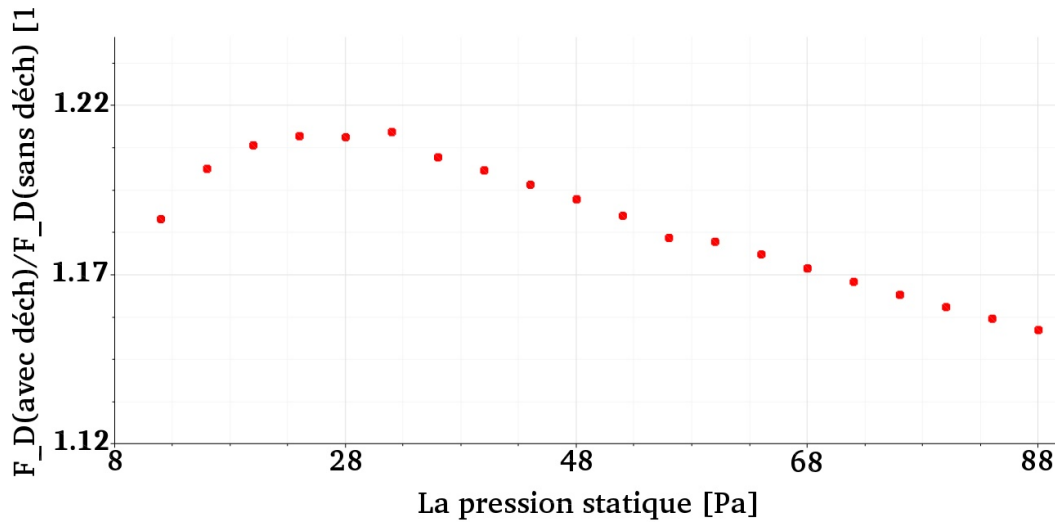


FIGURE 4.26 – Le taux de variation de la traînée en fonction de la pression statique.

4.5 Conclusion

Les résultats de cette étude montrent l'effet de la décharge sur l'écoulement supersonique de l'argon. Un gaz monoatomique a été choisi pour négliger l'effet de vibration et de rotation électronique et aussi pour focaliser uniquement sur l'effet du non-équilibre électronique. L'influence de la décharge a été remarquée sur la traînée, la pression et légèrement sur l'angle de choc. L'effet sur la traînée dans le cas de l'argon est plus grand par rapport à celui de l'air étudié dans les travaux de parisse et al. [1]. On suppose que ce grand écart est à cause de la nature du gaz et l'absence des effets de rotation et de vibration électronique.

Plusieurs travaux ont montré que l'effet de la compressibilité dans l'écoulement devient plus important par rapport à celui de la raréfaction pour des grandes valeurs de pression. À partir des résultats présentés dans ce chapitre, on constate que l'effet de la décharge est remarquable que pour des grands taux de raréfaction.

Bibliographie

- [1] JD Parisse, L Léger, E Depussay, V Lago, and Y Burtschell. Comparison between mach 2 rarefied airflow modification by an electrical discharge and numerical simulation of airflow modification by surface heating. *Physics of Fluids*, 21(10) :106103, 2009.
- [2] Jean-Denis Parisse and Viviana Lago. Shock modification induced by a dc discharge : numerical and experimental study. *International Journal of Aerodynamics*, 3(1-2-3) :105–121, 2013.
- [3] V Lago, Romain Jousset, and JD Parisse. Influence of the ionization rate of a plasma discharge applied to the modification of a supersonic low reynolds number flow field around a cylinder. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 47(12) :125202, 2014.
- [4] Romain Jousset, Viviana Lago, and Jean-Denis Parisse. Quantification of the effect of surface heating on shock wave modification by a plasma actuator in a low-density supersonic flow over a flat plate. *Experiments in Fluids*, 56(5) :102, 2015.
- [5] Abdellah Hadjadj. *Analyse physique et simulation numérique des écoulements compressibles. Application aux tuyères de propulseurs*. PhD thesis, Université de Rouen, 1997.
- [6] Sakir Amiroudine and Jean-Luc Battaglia. *Mécanique des fluides-2e édition : Cours et exercices corrigés*. Dunod, 2014.
- [7] William Sutherland. Lii. the viscosity of gases and molecular force. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 36(223) :507–531, 1893.
- [8] David R Lide et al. Crc handbook of chemistry and physics. *12J204*, 1947.
- [9] K Kadoya, N Matsunaga, and A Nagashima. Viscosity and thermal conductivity of dry air in the gaseous phase. *Journal of physical and chemical reference data*, 14(4) :947–970, 1985.

- [10] BA Younglove and Howard JM Hanley. The viscosity and thermal conductivity coefficients of gaseous and liquid argon. *Journal of physical and chemical reference data*, 15(4) :1323–1337, 1986.
- [11] J Bzowski, J Kestin, EA Mason, and FJ Uribe. Equilibrium and transport properties of gas mixtures at low density : Eleven polyatomic gases and five noble gases. *Journal of physical and chemical reference data*, 19(5) :1179–1232, 1990.
- [12] R Jousot, S Coumar, and V Lago. Plasmas for high speed flow control. *AerospaceLab*, (10), 2015.
- [13] Romain Jousot, Viviana Lago, and Jean-Denis Parisse. Efficiency of plasma actuator ionization in shock wave modification in a rarefied supersonic flow over a flat plate. In *AIP Conference Proceedings*, volume 1628, pages 1146–1153. AIP, 2014.
- [14] Sandra Coumar, Romain Jousot, Jean-Denis Parisse, and Viviana Lago. Effect of surface heating on shock wave modification by a plasma actuator in a rarefied supersonic flow over a flat plate. In *20th AIAA international space planes and hypersonic systems and technologies conference*, volume 3562, 2015.
- [15] Yu C Ganiev, VP Gordeev, AV Krasilnikov, VI Lagutin, VN Otmennikov, and AV Parnasenko. Aerodynamic drag reduction by plasma and hot-gas injection. *Journal of thermophysics and heat transfer*, 14(1) :10–17, 2000.
- [16] JS Shang. Plasma injection for hypersonic blunt-body drag reduction. *AIAA journal*, 40(6) :1178–1235, 2002.
- [17] R Appartaim, ED Mezonlin, and JA Johnson. Turbulence in plasma-induced hypersonic drag reduction. *AIAA journal*, 40(10) :1979–1983, 2002.
- [18] Alphonso Ambrosio and Andrzej Wortman. Stagnation-point shock-detachment distance for flow around spheres and cylinders in air. *J. Aerospace Sci*, 29(7) :875, 1962.
- [19] Frederick S Billig. Shock-wave shapes around spherical-and cylindrical-nosed bodies. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 4(6) :822–823, 1967.

- [20] Hossein Pirouz Kavehpour, Mohammad Faghri, and Y Asako. Effects of compressibility and rarefaction on gaseous flows in microchannels. *Numerical Heat Transfer, Part A Applications*, 32(7) :677–696, 1997.
- [21] T Nagata, T Nonomura, S Takahashi, Y Mizuno, and K Fukuda. Investigation on subsonic to supersonic flow around a sphere at low reynolds number of between 50 and 300 by direct numerical simulation. *Physics of Fluids*, 28(5) :056101, 2016.

Conclusions et perspectives

Le contrôle d'écoulement améliore les capacités et les performances aérodynamiques des engins. Au cours des dernières années, plusieurs méthodes ont été utilisées pour contrôler un écoulement. Le défi était de trouver un actionneur qui s'adapte avec toutes les conditions de géométries, de trajectoires et surtout pour des différentes applications. La découverte des actionneurs électrohydrodynamiques a permis d'ouvrir une porte d'avantages incontournables dans le domaine du contrôle d'écoulement. Ce type d'actionneur représente une faible consommation d'énergie, une simple utilisation et une maintenance qui s'adapte avec tous les régimes d'écoulement. En revanche, l'étude de ce type d'actionneur reste délicate et représente un axe de recherche très vaste. Les avantages sont présentés dans la réduction de la traînée et l'augmentation de la portance, ce qui réduit la consommation des carburants. Le contrôle de décrochage et la réduction de bruit assurent la sécurité des vols.

L'objectif de cette thèse est d'apporter une contribution numérique aux travaux expérimentaux réalisés à ICARE sur le contrôle d'un écoulement supersonique par une décharge électrique. Les résultats numériques obtenus avec le logiciel COMSOL Multiphysics nous permettent de mieux comprendre le comportement de la décharge lors de son interaction avec l'écoulement. Pour focaliser sur le déséquilibre électronique, nous avons utilisé une décharge d'argon à faible pression. Les effets de la vibration et de la rotation ne sont pas pris en considération avec un gaz monoatomique. Le système d'équation est un couplage des équations de Navier-Stokes avec l'approximation de Dérive-Diffusion. Nous avons pris en considération les effets de la raréfaction de l'écoulement par le calcul de la vitesse de glissement et le saut de température à la paroi. Le modèle collisionnel contient 9 réactions entre les espèces : Ar , Ar^* , Ar^+ , e^- .

L'étude de l'écoulement supersonique avec Star-CCM+ en 3D a permis de voir le comportement de l'écoulement sur la surface de la plaque. Les résultats ont montré que l'angle de choc atteint son maximum à $Z = 0.04m$. La présence d'un support influence sur la pression et la modélisation en 3D avec support montre que l'angle de choc devient

plus large au milieu de la plaque. Ces derniers résultats sont plus proches aux résultats expérimentaux. La vitesse de glissement et le saut de température n'ont pas été pris en compte dans cette partie ce qui justifie l'écart entre les résultats numériques et les valeurs expérimentales.

Le couplage de l'écoulement avec la décharge électrique en 2D a permis de voir l'influence du plasma sur l'angle de choc. Dans le cas de la plaque, l'évolution de l'épaisseur de la couche limite peut être responsable sur l'augmentation de l'angle de choc. Cela montre une influence thermique sur l'écoulement. Pour voir l'effet du déséquilibre électronique, nous avons étudié l'évolution de la densité électronique sans et avec écoulement. Les effets de la convection accélèrent les collisions et la densité électronique devient plus importante. Afin de voir les effets non-thermiques, une étude sur une géométrie cylindrique a été réalisée. Contrairement à la plaque, l'écoulement autour d'un cylindre ne génère pas une couche limite. Avec la présence de la décharge plasma, nous avons constaté une augmentation de la distance du choc à la paroi. Les résultats obtenus concordent avec les résultats théoriques et expérimentaux dans le cas de l'air. Il faut noter que dans le cas de l'argon, l'angle de choc pour la plaque et la distance du choc à la paroi pour le cas du cylindre sont plus grands par rapport à l'écoulement de l'air à cause de la différences entre les masses atomiques.

Les forces aérodynamiques ont été calculées pour voir l'influence de la décharge sur l'optimisation de l'écoulement. La force de traînée augmente d'un pourcentage de 35.78%, tandis que la portance diminue légèrement. Les effets de la raréfaction montrent qu'à des grandes valeurs de pression, l'influence de la décharge devient négligeable.



UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID – TLEMCCEN

Soutenu par : Mlle HAMDOUN Sabrina

Résumé : Un actionneur plasma est un dispositif qui permet de convertir l'énergie électrique à une quantité de mouvement et de modifier la dynamique des fluides. Le contrôle d'écoulement par ce type d'actionneur est un contrôle actif qui assure une manipulation plus simple et une faible consommation d'énergie. Bien que plusieurs études expérimentales aient été réalisées sur l'interaction de l'écoulement avec les particules chargées d'un actionneur plasma, l'étude numérique reste indispensable afin d'englober l'influence de plusieurs paramètres (pression, température, géométrie, tension...) et de réaliser des tâches qui sont inaccessibles expérimentalement.

Cette thèse représente une étude numérique sur des travaux expérimentaux réalisés à ICARE, laboratoire d'Orléans. La modélisation en 2D et 3D avec Star-CCM+ a permis d'étudier le comportement de l'écoulement sur la surface de la plaque et l'influence du support sur l'angle de choc. Le couplage "écoulement supersonique / décharge électrique" a été réalisé avec COMSOL Multiphysics en utilisant l'approximation de dérive-diffusion. Dans le cas de la plaque, la présence de la décharge électrique pendant l'écoulement augmente l'épaisseur de la couche limite et modifie l'angle de choc.

Les résultats obtenus montrent que le taux d'ionisation devient plus important. L'interaction de l'écoulement avec la décharge dans le cas du cylindre montre uniquement l'influence des processus collisionnels car le choc ne provoque pas une couche limite. Le taux d'ionisation devient plus grand et c'est l'effet du déséquilibre électronique qui modifie la distance du choc. Les effets de la raréfaction montrent qu'à des grandes pressions, l'effet de la décharge devient négligeable.

Mots clés : actionneur plasma, écoulement supersonique, décharge électrique, déséquilibre électronique

Abstract : The plasma actuator is a device that converts electrical energy into motion quantity and changes the fluid dynamics. The flow control using this type of actuator is an active flow control which ensures an easier use and low power consumption. Although several experimental studies have been carried out on the interaction of the flow with the plasma actuator charged particles, the numerical study remains mandatory in order to include the influence of several parameters (pressure, temperature, geometry, voltage ...) and perform tasks those are inaccessible experimentally. This thesis represents a numerical study on experimental work carried out in ICARE, Orleans laboratory. 2D and 3D modeling using (Star-CCM+) allowed to study the flow behavior on the surface of the plate and the influence of the support on the shock angle. The coupling "supersonic flow / electric discharge" was achieved by using the drift-diffusion approximation on COMSOL Multiphysics software. In the case of the plate, the electric discharge presence during the flow increases the thickness of the boundary layer and modifies the shock angle. Moreover, the results show that the ionization rate becomes greater. The flow interaction with discharge in the case of the cylinder shows only the influence of the **collisional** processes, because the shock does not induce any boundary layer. The ionization rate becomes greater, it is the disequilibrium electronic effect that modifies the shock distance. The rarefaction effects show that at great pressures, the discharge effect becomes negligible.

keywords : plasma actuator, supersonic flow, electrical discharge, electronic non-equilibrium

المخلص : محرك البلازما هو جهاز يحول الطاقة الكهربائية إلى قوة حركية ويغير ديناميات الموائع. إن التحكم في التدفق بواسطة هذا النوع من المحركات هو تحكم نشط يضمن سهولة الإستعمال و استهلاكاً أقل للطاقة. على الرغم من الدراسات التجريبية المتعددة لفهم سلوك التدفق و تفاعله مع الجسيمات المشحونة لمحرك البلازما ، إلا أن الدراسة الرقمية تظل لا غنى عنها من أجل دراسة تأثير عدة عوامل (الضغط ، درجة الحرارة ، الهندسة ، الجهد الكهربائي...) وتجسيد المهام التي لا يمكن إجراءها تجريبياً. تمثل هذه الأطروحة دراسة رقمية لأعمال تجريبية أجريت في مختبر إيكار بأرليون. أين سمحت المحاكاة باستعمال بعدين و ثلاثة أبعاد عن طريق البرنامج Star-CCM+ بدراسة سلوك التدفق فوق المساحة السطحية للصفحة و تأثير الحامل على موجة الإصطدام. كما تم الربط بين الظاهرتين " التدفق بسرعة عالية / التفريغ الكهربائي " بواسطة البرنامج COMSOL Multiphysics ، و ذلك باستعمال مقارنة الإنحراف الإلكتروني. وجدنا أنه في حالة الصفحة، وجود التفريغ الكهربائي يزيد من سمك الطبقة الحدودية للتدفق مما يؤثر على زاوية الإصطدام. و علاوة على ذلك، تظهر النتائج أن معدل التأين يرتفع بنسبة معتبرة. بينما نجد أن تفاعل التدفق مع التفريغ الكهربائي في حالة الأسطوانة يظهر فقط تأثير الإصطدامات بين الجسيمات المشحونة لأن الشكل الهندسي للأسطوانة لا يسمح بتشكيل طبقة حدودية على المساحة. تظهر النتائج أيضاً أن اختلال التوازن الإلكتروني يؤثر على معدل التأين، وهو ما يغير مسافة الصدمة. إضافة إلى أن رفع قيمة الضغط تخفف التدفق كما أظهرت الدراسة أن تأثير التفريغ الكهربائي في هذه الحالة يصبح شبه منعدم.

الكلمات الرئيسية : محرك البلازما ، تدفق الأسرع من الصوت ، التفريغ الكهربائي ، اختلال التوازن الإلكتروني