

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

IMPACT DE LA PRESSION ET DE LA TEMPÉRATURE SUR LA PERFORMANCE D'UN  
ACTIONNEUR PLASMA DE TYPE DBD

HASSEN DAMMAK

DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES  
(GÉNIE MÉCANIQUE)

NOVEMBRE 2017

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

IMPACT DE LA PRESSION ET DE LA TEMPÉRATURE SUR LA PERFORMANCE D'UN  
ACTIONNEUR PLASMA DE TYPE DBD

présenté par : DAMMAK Hassen

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. MUREITHI Njuki-William, Ph. D., président

M. VO Huu Duc, Ph. D., membre et directeur de recherche

M. VÉTEL Jérôme, Doctorat, membre

## REMERCIEMENTS

Mes sincères et infinis remerciements s'adressent au professeur Huu Duc VO, mon directeur de recherche à l'École Polytechnique de Montréal, pour m'avoir accordé l'opportunité de vivre cette expérience très riche en rencontres scientifiques et humaines, pour son soutien durant mon séjour à Montréal et pour sa disponibilité. Un grand merci au Dr. Philippe Versailles, ancien étudiant de maîtrise de M. Vo, pour m'avoir aidé dans la conception et le montage de mon banc d'essai, pour ses conseils, et pour l'effort qu'il a fourni en faveur de la réussite de ce travail avec beaucoup d'amabilité et de gentillesse.

Qu'ils trouvent ici, tous les deux, l'expression de mes hautes gratitudee.

La réalisation de cette étude et le bon déroulement de ce travail ont été aussi rendus possible grâce à la collaboration d'un nombre de personnes, tout particulièrement Philippe Massé, Xin Gu, Richard Nguyen et Cristian Boanta, qui ont accepté de partager avec moi leurs connaissances et leurs expériences, ainsi que mes amis et collègues qui m'ont accompagné durant la période de la maîtrise, et avec lesquels j'ai passé des moments inoubliables.

Qu'ils trouvent ici l'expression de mes profondes reconnaissances.

Finalement, je voudrais remercier vivement les membres du jury qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail de Maîtrise, et un merci tout spécial à mes parents, ma sœur et mon frère qui m'ont toujours encouragé, supporté, et cru en moi

## RÉSUMÉ

Ce projet de recherche a pour objectif l'étude de performance d'un actionneur plasma de type DBD, sous de hautes pressions et de hautes températures de l'air. L'actionneur plasma est un appareil purement électrique, fonctionnant sans pièces mobiles, et permet de transformer l'électricité en quantité de mouvement par le biais des collisions entre les particules de plasma et celles du gaz neutre. Cette fonctionnalité a engendré plusieurs études sur le potentiel de l'actionneur plasma dans des applications aérodynamiques. En effet, elle paraît très intéressante pour le contrôle de mouvements sur les ailes d'avions, ou dans les turbines et les compresseurs des turbomoteurs. Ainsi, une étude de la performance de ce dispositif sous différentes conditions atmosphériques est indispensable.

Ce travail représente la première étude sur l'effet couplé de la haute pression et température sur la performance d'un actionneur plasma. Une enceinte à haute pression et température, dans lequel l'actionneur opère, fut fabriquée. L'effet du dispositif sur le champ de vitesse fut mesuré via la technique de mesure PIV. Les champs de vitesse ont permis via la conservation de quantité de mouvement de calculer la poussée générée par l'actionneur. L'observation optique a aussi permis de mesurer le voltage seuil de formation du plasma. Des tests furent aussi conduits pour des pressions de 1 à 6 bar et des températures de 20°C à 200°C.

Les résultats obtenus montrent de grandes variations du fonctionnement de l'actionneur plasma quand la pression et la température augmentent dans les marges étudiées. En effet, l'étude a montré que l'augmentation de la pression affecte négativement la performance, et rend le dispositif quasi-ineffectif à partir de 3 bar. L'étude du deuxième cas montre que la température affecte positivement la performance de l'actionneur, en ajoutant 80% de force d'actionnement entre 20°C et 150°C, contrairement à la pression. Finalement, les résultats ont montré que le couplage de la pression et de la température est quasi-linéaire. En effet, même à haute température, une haute pression présente un apport négatif, et inversement. Dans ce cas l'augmentation de la température jusqu'à 200°C pourrait compenser seulement une augmentation de 1 bar de la pression.

## ABSTRACT

This research project aims to study the performance of a DBD type plasma actuator under high pressures and high air temperatures. The plasma actuator is a purely electric device, operating without moving parts, and transforms electricity into momentum through collisions between plasma particles and those of neutral gas. This feature has spawned several studies on the potential of the plasma actuator in aerodynamic applications. Indeed, it seems very interesting for the control of movement on the wings of planes, or in the turbines and compressors of the turboshaft engines. Thus, a study of the performance of this device under different atmospheric conditions is essential.

This work represents the first study on the coupled effect of high pressure and temperature on the performance of a plasma actuator. An enclosure with high pressure and temperature, in which the actuator operates, was manufactured. The effect of the device on the velocity field was measured via the PIV measurement technique. The velocity fields allowed, via momentum conservation, to calculate the thrust generated by the actuator. Optical observation also made it possible to measure the plasma formation threshold voltage. Tests were also conducted for pressures of 1 to 6 bar and temperatures of 20 ° C to 200 ° C.

The results obtained show large variations in the operation of the plasma actuator when pressure and temperature increase in the margins studied. Indeed, the study has shown that the increase in pressure adversely affects the performance, and makes the device almost ineffective from 3 bar. The study of the second case shows that the temperature positively affects the performance of the actuator, by adding 80% of actuating force between 20°C and 150°C, unlike the pressure. Finally, the results showed that the coupling of temperature and pressure is almost linear. Indeed, even at high temperature, a high pressure has a negative contribution, and vice versa. In this case the increase in temperature up to 200 ° C could compensate for only a 1 bar increase in pressure.

## TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS .....	III
RÉSUMÉ.....	IV
ABSTRACT .....	V
TABLE DES MATIÈRES .....	VI
LISTE DES TABLEAUX.....	VIII
LISTE DES FIGURES.....	IX
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS.....	XIV
LISTE DES ANNEXES.....	XV
CHAPITRE 1 INTRODUCTION.....	1
1.1 Actionneurs plasma.....	1
1.2 Problématique et objectifs.....	3
1.3 Structure et organisation du mémoire .....	5
CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE.....	6
2.1 Physique du plasma.....	6
2.2 Physique des actionneurs plasma de type DBD .....	8
2.3 Impact de la pression et de la température .....	12
2.4 Optimisation du rendement de l’actionneur plasma.....	20
CHAPITRE 3 MÉTHODOLOGIE.....	27
3.1 Le montage expérimental .....	27
3.1.1 Enceinte métallique.....	27
3.1.2 Actionneur plasma de type DBD.....	32
3.1.3 Appareils de contrôle et techniques de mesure .....	34
3.2 Procédure expérimentale.....	35

3.3	Nature des résultats et traitement des données .....	37
3.4	Erreurs expérimentales .....	40
CHAPITRE 4 RÉSULTATS .....		41
4.1	Effet de l'augmentation de la pression à 20°C .....	41
4.2	Effet de la variation de la température à 1 atm.....	45
4.3	Effet de l'augmentation de la pression et de la température .....	48
4.3.1	Variation de la température à une pression de 2,07 bar .....	49
4.3.2	Variation de la température à une pression de 3,1 bar .....	51
4.3.3	Variation de la température à une pression de 4,13 bar .....	52
4.4	Variation du voltage seuil de formation du plasma en fonction de la température et de la pression.....	55
4.5	Discussion des résultats.....	58
CHAPITRE 5 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS .....		62
BIBLIOGRAPHIE .....		65
ANNEXES .....		70

**LISTE DES TABLEAUX**

Tableau 1: Conditions initiales de la simulation .....	74
--	----



## LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Configuration de l'actionneur plasma de type DBD utilisé .....	1
Figure 2.1 : Variation de la tension de claquage en fonction du produit de la pression et de l'épaisseur du diélectrique (Schutze et al., 1998).....	7
Figure 2.2 : Fonctionnement d'un actionneur plasma DBD : (a) premier demi cycle (b) deuxième demi cycle (Enloe et al., 2004).....	9
Figure 2.3 : la variation de la lumière émise par le plasma en fonction du voltage fourni à l'actionneur prouve qu'il se comporte comme un appareil DBD (Enloe et al., 2004) .....	10
Figure 2.4 : La puissance dissipée dans l'actionneur est proportionnelle à $V^{3,5}$ (Enloe et al., 2004).....	11
Figure 2.5 : Configuration des actionneurs testés: (a) courte électrode couverte (b) longue électrode couverte (Benard et al., 2008).....	14
Figure 2.6 : Profils de vitesse le long de la direction y à $x = 20$ mm sous un voltage d'input de 15 kV(Benard et al., 2008).....	15
Figure 2.7 : Variation de la force de poussé d'actionnement en fonction de la pression (Valerioti & Corke, 2012).....	16
Figure 2.8 : impact de la température sur la force axiale d'actionnement (Versailles et al., 2010) .....	18
Figure 2.9 : Comparaison de la vitesse de l'air induit le long de la direction x à différentes altitudes et voltage de l'input (Benard & Moreau, 2010) .....	19
Figure 2.10 : Évolution de la vitesse axiale le long de la direction x à différentes humidités relatives pour (a) $V = 18$ kV et (b) $V = 20$ kV .....	20
Figure 2.11 : Puissance consommée : (a) en fonction de la fréquence pour différents voltages (b) en fonction du voltage pour différentes fréquences (Forte et al., 2007) .....	21
Figure 2.12 : Variation de la poussée de l'actionneur en fonction de la pression pour différentes épaisseurs de l'électrode exposée (Abe et al., 2008).....	22

Figure 2.13 : Formation de filaments dissipatifs lors de la saturation de la force d'actionnement, en fonction de la fréquence, affectant ainsi l'efficacité de l'actionneur (Thomas et al., 2009)	24
Figure 2.14 : Variation de la poussée de l'actionneur pour différentes fréquences : (a) en fonction	24
Figure 2.15 : Signaux en dents de scie utilisés par Balcon et al. (2009) : (a) Signal positif (b) signal négatif	25
Figure 2.16 : Comparaison des champs et contours de vitesse entre les deux signaux en dents de scie : (a) signal positif (b) signal négatif (Balcon et al., 2009)	26
Figure 3.1 : Vue en perspective du design de l'enceinte	28
Figure 3.2 : Design de l'enceinte ; (a) Vue de face (b) Vue de droite	29
Figure 3.3 : Enceinte métallique connectée aux outils de contrôle et d'alimentation en air sec	31
Figure 3.4 : Connexion des fils en cuivre à l'actionneur à travers le couvercle supérieur	32
Figure 3.5 : Dimensions de l'actionneur plasma utilisé dans le travail expérimental	33
Figure 3.6 : Outils de mesure de la température et de la pression utilisés sur le banc d'essai: (a) Thermocouple et afficheur de température (b) Jauge de pression	34
Figure 3.7 : Poudre de Nitrure de Bore utilisée dans les mesures PIV	35
Figure 3.8 : Configuration de l'actionneur plasma dans l'enceinte métallique	36
Figure 3.9 : Volume de contrôle utilisé pour le calcul de la force axiale d'actionnement	38
Figure 4.1 : Champs de vitesse de l'air affecté par l'actionneur plasma à $T = 20^{\circ}\text{C}$ , sous différentes pressions : $P =$ (a) 1,03 bar (b) 2,07 bar (c) 3,1 bar (d) 4,1bar (e) 5,17 bar (f) 6,2 bar	42
Figure 4.2 : Variation de la poussée de l'actionneur plasma en fonction de la pression	43
Figure 4.3 : Configuration adoptée pour l'observation de l'étendu du plasma	44
Figure 4.4 : Variation de l'étendue du plasma en fonction de la pression: $P =$ (a) 1,03 bar (b) 2,07 bar (c) 3,1 bar (d) 4,13 bar	44

Figure 4.5 : Champs de vitesse de l'air affecté par l'actionneur plasma, à  $P = 1 \text{ atm}$ , sous différentes températures :  $T = (a) 20^\circ\text{C} (b) 80^\circ\text{C} (c) 120^\circ\text{C} (d) 200^\circ\text{C}$  .....45

Figure 4.6 : Variation de la poussée de l'actionneur plasma en fonction de la température, à  $P = 1 \text{ atm}$ .....46

Figure 4.7 : Variation de l'étendue du plasma en fonction de la température à  $P = 1 \text{ atm}$ :  $T = (a) 20^\circ\text{C} (b) 80^\circ\text{C} (c) 120^\circ\text{C} (d) 150^\circ\text{C} (e) 200^\circ\text{C}$  .....47

Figure 4.8 : Champs de vitesse de l'air affecté par l'actionneur plasma à une pression de 2,07 bar et sous différentes températures :  $T = (a) 20^\circ\text{C} (b) 80^\circ\text{C} (c) 120^\circ\text{C} (d) 180^\circ\text{C}$  .....49

Figure 4.9 : Variation de la poussée de l'actionneur plasma en fonction de la température à  $P = 2,07 \text{ bar}$ .....50

Figure 4.10 : Variation de l'étendue du plasma sous une pression de 2,07 bar en fonction de la température:  $T = (a) 20^\circ\text{C} (b) 180^\circ\text{C}$  .....51

Figure 4.11 : Variation de la poussée de l'actionneur plasma en fonction de la température à  $P = 3,1 \text{ bar}$ .....51

Figure 4.12 : Variation de l'étendue du plasma sous une pression de 3,1 bar en fonction de la température:  $T = (a) 20^\circ\text{C} (b) 180^\circ\text{C}$  .....52

Figure 4.13 : Variation de la poussée de l'actionneur plasma en fonction de la température à  $P = 4,13 \text{ bar}$ .....53

Figure 4.14 : Variation de l'étendue du plasma sous une pression de 4,13 bar en fonction de la température:  $T = (a) 20^\circ\text{C} (b) 180^\circ\text{C}$  .....53

Figure 4.15 : Variation de la poussée de l'actionneur en fonction de la pression et de la température.....54

Figure 4.16 : Variation du voltage seuil de formation du plasma en fonction de la pression à  $T = 20^\circ\text{C}$ .....55

Figure 4.17 : Variation du voltage seuil de formation du plasma en fonction de la température à  $P = (a) 1,03 \text{ bar} (b) 2,07 \text{ bar} (c) 3,1 \text{ bar} (d) 4,13 \text{ bar}$ .....56

Figure 4.18 : Variation du voltage seuil de formation du plasma en fonction de la température et de la pression.....	57
Figure 4.19 : Variation du voltage seuil de formation du plasma en fonction de la masse volumique de l'air .....	58
Figure 4.20 : Formation de plasma parasitique au niveau des connexions électriques à T = (a) 180°C (b) 200°C.....	60
Figure 4.21 : Variation de la poussée de l'actionneur plasma en fonction de la masse volumique de l'air .....	61
Figure 5.1 : Problème de dépôt des particules traceuses sur la fenêtre: (a) Image claire (b) Image floue.....	64
Figure A.1 : Schéma du système d'alimentation .....	70
Figure A.2 : Photo du système d'alimentation; (a) Vue générale, (b) connexions des amplificateurs, des résistances et des transformateurs .....	71
Figure B.1 : Position du thermocouple par rapport au niveau de plasma dans l'enceinte métallique .....	72
Figure B.2 : Géométrie et maillage utilisés dans les simulations.....	73
Figure B.3 : Evolution des résidus .....	75
Figure B.4 : Contours de température dans l'enceinte; à gauche: P = 1,03 bar, à droite: P = 6,2 bar.....	75
Figure B.5 : Distribution de la température au niveau du plasma et au niveau du thermocouple ; (a) P = 1,03 bar, (b) P = 6,2 bar.....	76
Figure B.6 : Evolution de la température au niveau du thermocouple et au niveau du plasma, mesurées expérimentalement ; En bleu : niveau du plasma, En rouge : niveau du thermocouple.....	77
Figure C.1 : Fiche technique du matériau diélectrique de l'actionneur plasma.....	78
Figure D.1 : Dispositif de mesure de la technique PIV.....	79

Figure E.1 : Champs de vitesse de l'air affecté par l'actionneur plasma à une pression de 3,1 bar et sous différentes températures : T = (a) 20°C (b) 80°C (c) 120°C (d) 150°C .....	81
Figure E.2 : Champs de vitesse de l'air affecté par l'actionneur plasma à une pression de 4,13 bar et sous différentes températures : T = (a) 20°C (b) 80°C (c) 120°C (d) 150°C .....	82
Figure F.1 : Volume de contrôle modifié : $l_3$ plus grande que celle du volume de base .....	83
Figure F.2 : Comparaison des résultats de la variation de la poussée en fonction de la température à P = 1 atm, avec ceux du volume de contrôle modifié .....	84

**LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS**

AC	Courant alternatif
DBD	Dielectric Barrier Discharge
$\lambda$	Libre parcours moyen d'une particule dans le plasma
N	Densité de particules dans le plasma
C	Vitesse thermique d'une particule
$f$	Fréquence de collision entre deux particules
$K$	Constante de Boltzmann
$m$	Masse d'une particule
r	Rayon d'une particule dans le plasma
$\rho$	Masse volumique de l'air
T	Température de l'air
P	Pression de l'air
$u$	Vitesse de l'écoulement selon x
$v$	Vitesse de l'écoulement selon y
$F$	Poussée de l'actionneur
$F_B$	Force axiale totale de l'actionneur
$F_\tau$	Force visqueuse de l'actionneur
PIV	Particle Image Velocimetry

**LISTE DES ANNEXES**

Annexe A - Système d'alimentation de l'actionneur plasma .....	70
Annexe B – étude de l'efficacité des mesures de la température .....	72
Annexe C – Propriétés du matériau diélectrique utilisé pour l'actionneur plasma .....	78
Annexe D – Description de l'outil de mesure PIV .....	79
Annexe E – Champs de vitesse de l'écoulement à 3,1 bar et 4,13 bar .....	81
Annexe F – Etude de sensibilité de la poussée au volume de contrôle .....	83

## CHAPITRE 1 INTRODUCTION

### 1.1 Actionneurs plasma

Un actionneur plasma de type DBD (Dielectric Barrier Discharge) est un dispositif sans pièces mobiles, qui permet de transformer l'électricité, générée sous forme d'un voltage AC à hautes amplitude et fréquence, mais à basse puissance, directement en accélération de l'écoulement via une ionisation partielle de l'air. Tel qu'illustré sur la figure 1.1, ce dispositif est constitué de deux électrodes décalées : la première est exposée à l'écoulement d'air tandis que la deuxième est couverte par un matériau diélectrique. L'application d'un voltage AC de quelques kilovolts à des dizaines de kilovolts à une fréquence de quelques kilohertz entre les deux électrodes génère un champ électrique assez fort pour provoquer l'ionisation partielle de l'air adjacent au matériau diélectrique au-dessus de l'électrode cachée. Le même champ électrique accélère les particules chargées qui transfèrent leur quantité de mouvement avec les particules neutres de l'air par collision, provoquant un mince jet d'air adjacent à la surface. L'effet est équivalent à une force appliquée sur l'air, d'où la définition de la force d'actionnement (par unité de longueur de l'actionneur) souvent donnée en mN/m. Étant mince, purement électrique et dépourvu de pièces mobiles, cet actionneur est potentiellement plus robuste, plus facile à intégrer et entretenir et disposant un temps de réponse plus rapide que les actionneurs mécaniques et pneumatiques proposés dans des applications de contrôle des écoulements.

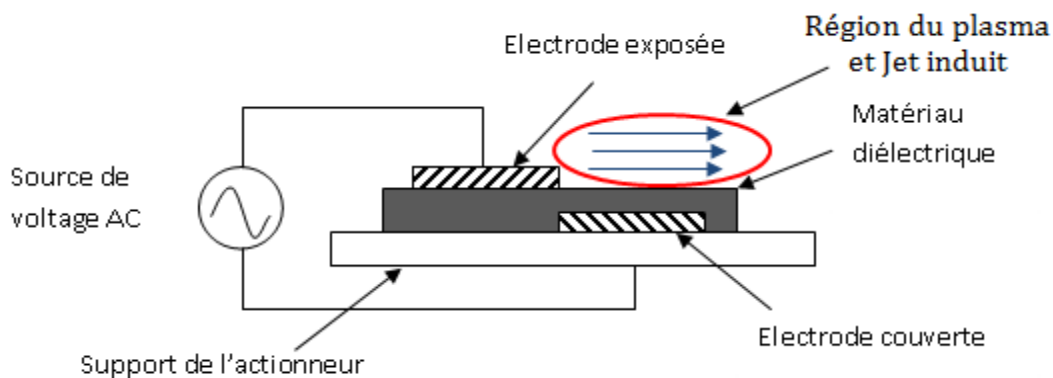


Figure 1.1 : Configuration de l'actionneur plasma de type DBD utilisé

Le groupe du professeur Roth de l'université de Tennessee a été le premier à proposer en 1998 l'utilisation des actionneurs plasma dans le contrôle des écoulements (Roth, 1998; Roth, Sherman, & Wilkinson, 1998). De nombreux travaux ont par la suite été menés sur cet actionneur



tellement prometteur que « The American Institute of Aeronautics and Astronautics » (AIAA) a organisé en 2002 une conférence dédiée spécifiquement à ce sujet. Depuis, le nombre de groupes travaillant sur les actionneurs plasma ont dépassé la trentaine, surtout en Europe et en Amérique du Nord. Plusieurs applications de ces actionneurs ont ainsi été proposées, en majorité dans le domaine de l'aéronautique.

Au niveau du contrôle des écoulements externes avec les actionneurs plasma, Corke et Post (2005) ont étudié expérimentalement la variation de la force d'actionnement en fonction du voltage fourni aux électrodes, et ont démontré l'efficacité de ces dispositifs dans le contrôle de la séparation de la couche limite près du bord d'attaque d'une aile d'avion et dans le contrôle du décrochage dynamique sur les ailes oscillantes d'un hélicoptère, tout en améliorant le ratio des coefficients de portance et de traînée. Grundmann et Tropea (2007) ont trouvé que les actionneurs plasma peuvent influencer la transition laminaire-turbulente, en diminuant les instabilités dans la couche limite laminaire. Jolibois et al. (2008) ont réalisé des essais sur un profil NACA0015 pour tester l'efficacité des actionneurs plasma de type DBD dans le retardement de la transition laminaire-turbulente de la couche limite afin de diminuer la traînée. Benard et al. (2009) ont testé un actionneur plasma monté sur le bord d'attaque d'un profil NACA0015, afin de mesurer l'effet sur les coefficients de portance et de traînée. Ils ont montré que ce dispositif permet de retarder le décollement de la couche limite tout en réduisant le coefficient de traînée. Boesch et al. (2010) ont simulé et testé en soufflerie l'effet d'actionneurs plasma montés sur le bout d'une aile afin de changer la portance via le tourbillon marginal pour la commande de vol sans ailerons. Ghosh (2011) et Demers (2015) ont étudié numériquement et expérimentalement des concepts de contrôle de la couche limite, incluant l'accélération de son décollement pour réduire la portance sur les pâles d'éolienne et ailes d'avion pour limiter la puissance des éoliennes en temps de vents forts et la portance des ailes d'avion à l'atterrissage.

A l'instar des écoulements externes, le contrôle des écoulements internes avec les actionneurs plasma a été exploré par plusieurs groupes de recherche. List et al. (2003) ont proposé leur utilisation pour l'élimination de la bulle de séparation de la couche limite laminaire sur les ailettes d'une turbine. Comme ce fut le cas pour les ailes d'avion, l'actionneur plasma permet d'ajouter de la quantité de mouvement au fluide dans la couche limite ce qui lui permet de surmonter le gradient de la pression adverse et ainsi prévenir ou retarder le décollement de la couche limite. Même si les conditions expérimentales ne furent pas celles d'une turbine en

opération, les résultats préliminaires ont montré que ce concept est prometteur. Rizetta et Visbal (2007) ont simulé l'effet d'un actionneur plasma monté sur les ailettes d'une turbine basse pression fortement chargée, dans la réduction des pertes de sillage et dans l'atténuation de la séparation de la couche limite, et ils ont pu trouver des résultats comparables à ceux de List et al. (2003) et Huang et al. (2006). En plus des turbines, Li et al. (2010) ont testé l'application des actionneurs dans les compresseurs. Ils ont montré que ceux-ci, montés à 25% de la corde d'une ailette, sont très efficaces pour le contrôle du décollement de la couche limite et la réduction des pertes de pression. Une autre fonctionnalité des actionneurs plasma a été examinée par Lemire et Vo (2011) pour l'atténuation des sillages d'ailettes de compresseurs et soufflantes afin de réduire le bruit tonal résultant de l'interaction rotor-stator. Versailles et al. (2012) ont étudié expérimentalement un concept de retardement du refoulement de flammes dans les chambres de combustion avec pré-mélange de carburant conçues pour la réduction des NOx émis par les moteurs d'avion. Xu et al. (2013) a étudié numériquement et expérimentalement l'utilisation des actionneurs plasma pour retarder/supprimer le décollement de la couche limite dans les conduites non-axiales des moteurs d'avion, comme les entrées d'air et les conduites inter-turbines, afin de réduire la longueur de ces moteurs. Finalement, Ashrafi et al. (2014) a simulé et testé un nouveau concept d'actionnement plasma pour retarder les instabilités aérodynamiques dans les compresseurs afin d'augmenter l'enveloppe d'opération des moteurs d'avion.

## **1.2 Problématique et objectifs**

Bien que les actionneurs plasma sont largement étudiés dans la littérature, relativement peu est connu sur la variation de leur performance avec la pression, température et l'humidité principalement au niveau de la force d'actionnement et du seuil de voltage pour initier la formation du plasma. En effet, à part quelques tests de contrôle des écoulements externes en vol à basse vitesse et altitude sur des petits avions (Grundmann, Frey, & Tropea, 2009), toutes les autres applications de ces dispositifs ont été menées dans les conditions ambiantes près du niveau de la mer. Pourtant, la connaissance du comportement de ces actionneurs sous l'effet de la variation des conditions de l'air est essentielle à leurs applications en aéronautique, dans lesquelles l'intervalle de pression et de température varie énormément entre les conditions atmosphériques et celles de l'air dans un moteur d'avion.

Quelques chercheurs, dont Litvinov et al. (2006), Gregory et al. (2007), Bénard et al. (2008) et Abe et al. (2008) ont étudié l'effet de la pression sur les actionneurs plasma pour des pressions en bas de 1 atm, soit pour des applications de contrôles d'écoulement externe en aéronautique. Dans cette optique, Benard et Moreau (2010) ont étudié l'effet combiné de la réduction de pression et de température en altitude sur ces dispositifs. Au niveau des applications des actionneurs plasma dans les moteurs d'avion, les travaux de Versailles et al. (2010) et Valeriotti et Corke (2012) se sont penchés sur l'effet de l'augmentation de la pression au-dessus de 1 atm, mais à température ambiante. Par ailleurs, Segawa et al. (2007) et Versailles et al. (2010) ont étudié le comportement des actionneurs plasma pour des températures allant respectivement jusqu'à 500 °C et 200°C, mais à pression atmosphérique. Cependant, l'opération dans l'environnement d'un moteur d'avion implique à la fois une haute pression et une haute température. Aucune étude à ce jour ne s'est penchée sur la l'effet combiné (couplage) de la haute pression et température sur le comportement des actionneurs plasma.

Ainsi, l'objectif général de ce projet est de fournir une évaluation qualitative et quantitative du comportement d'un actionneur plasma de type DBD (Dielectric Barrier Discharge) en fonction de la pression et de la température pour un intervalle typique des compresseurs de moteurs d'avion, soit entre 100 et 700 kPa pour la pression, et entre 20 et 300°C pour la température. Ces deux paramètres doivent d'abord être étudiés d'une façon séparée en gardant l'un aux conditions ambiantes, tout en augmentant l'autre, avant de conclure sur le cas où les deux sont augmentés en même temps jusqu'aux valeurs maximales. Ainsi, les objectifs spécifiques sont les suivants:

- Caractériser expérimentalement l'effet séparé et couplé de la pression et la température sur un actionneur plasma de type DBD en termes de *sa force d'actionnement* pour un input AC donné
- Caractériser expérimentalement l'effet séparé et couplé de la pression et la température sur un actionneur plasma de type DBD en termes du *voltage seuil de formation de plasma* pour un input AC donné.

### **1.3 Structure et organisation du mémoire**

Ce chapitre a introduit l'actionneur plasma et ses applications, la problématique ainsi que les objectifs de ce projet de maîtrise. Le deuxième chapitre propose une revue de littérature contenant un résumé sur la physique et les théories de fonctionnement d'un actionneur plasma de type DBD, en plus d'une présentation des résultats des travaux de recherche antérieurs sur l'impact de la pression, de la température et de l'humidité sur sa performance. L'impact d'autres facteurs géométriques et électriques est aussi présenté, dans le but d'avoir la configuration la plus optimale en termes de génération de la force d'actionnement. Le troisième chapitre porte sur le montage expérimental et la méthodologie utilisés. Les résultats et leur interprétation sont présentés dans le quatrième chapitre. Le cinquième chapitre donne les conclusions et les perspectives de ce travail de recherche.

## CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE

Ce chapitre présente une revue de littérature sur la physique du plasma et du fonctionnement des actionneurs plasma de type DBD. Il résume ensuite les travaux antérieurs sur l'effet de la variation des conditions de l'air, au niveau de la pression, température et l'humidité, sur la performance de ces actionneurs. Finalement, il présente les travaux sur l'optimisation de leur fonctionnement.

### 2.1 Physique du plasma

Afin de pouvoir donner des explications concernant la variation des performances de l'actionneur plasma en fonction de la pression et de la température, il est important d'étudier le plasma comme un état de la matière, en mettant l'accent sur ses principales caractéristiques.

En fait, le plasma est considéré comme le quatrième état de la matière, et possède des propriétés différentes des trois autres états. On trouve dans un plasma des électrons et des radicaux libres, des cations et des anions, des photons, en plus d'atomes et de molécules dans des états neutres et excités. Toutes les particules ci-mentionnées sont en interaction les unes avec les autres, grâce aux forces de coulomb. On présente ci-dessous les paramètres physiques du plasma, qui sont considérés utiles dans l'explication des résultats qu'on présentera après.

Commençons par le libre parcours moyen ( $\lambda$ ) d'une particule. Ce dernier désigne la distance traversée entre deux collisions. En général, son expression est donnée par l'équation (2.1) :

$$\lambda = \frac{1}{\pi.(r' + r'')^2.N} \quad (2.1)$$

où  $r'$  et  $r''$  sont les rayons des deux particules en collisions, et  $N$  est la densité de particules dans le plasma, comme il a été décrit par Sarra-Bournet (2007).

Ensuite, il y a la tension de claquage, qui est la tension minimale à appliquer afin de pouvoir allumer un plasma. Son expression est décrite par la loi de Paschen, soit l'équation (2.2) :

$$V_{claquage} = \frac{B(p.d)}{\ln(A.p.d) - \ln\left(\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma_{se}}\right)\right)} \quad (2.2)$$

où  $p$  est la pression,  $d$  est la distance entre les deux électrodes, qui est dans notre cas égale à l'épaisseur du diélectrique,  $\gamma_{se}$  est le coefficient d'émission des électrons, et  $A$  et  $B$  sont des

constantes empiriques. La figure 2.1 illustre la variation de cette tension en fonction du produit de la pression et de l'épaisseur du diélectrique.

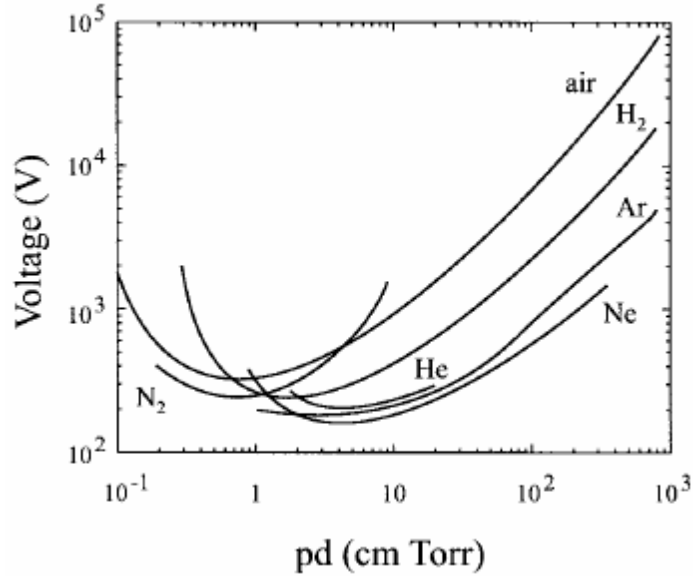


Figure 2.1 : Variation de la tension de claquage en fonction du produit de la pression et de l'épaisseur du diélectrique (Schutze et al., 1998)

Ainsi, on constate que pour chaque gaz, il existe un seul optimum pour lequel la tension de claquage est minimale. En effet, si la pression augmente, la distance inter-électrode doit diminuer, et vice versa (Schutze et al., 1998).

Puis, on distingue la vitesse thermique ( $C$ ) d'une particule ( $p$ ), donnée par l'équation (2.3) :

$$C_{(p)} = \sqrt{\frac{K \cdot T_{(p)}}{m_{(p)}}} \quad (2.3)$$

avec  $K$  est la constante de Boltzmann, et  $T$  et  $m$  sont respectivement la température et la masse de la particule.

Notons que la vitesse des ions est négligeable devant celle des électrons, vu que la masse des électrons est très faible devant les ions (environ 1836 fois), et que leur température est beaucoup plus grande.

Cette vitesse est pratique dans le calcul de la fréquence de collision entre les différentes particules dans le plasma. La fréquence de collision  $f_{ns}$  entre les particules chargées (s) et neutres (n) est donnée par l'équation (2.4) :

$$f_{ns} = n_n C_s \sigma_n \quad (2.4)$$

où  $n_n$  est la densité des particules neutres,  $C_s$  est la vitesse thermique des particules chargées, et  $\sigma_n$  est la section de collision entre les deux espèces. Ceci montre que  $f_{ns}$  augmente indirectement quand la température augmente, et ceci à travers la vitesse thermique.

Par contre, la fréquence de collision entre les particules chargées elles mêmes est proportionnelle à  $\frac{1}{T^{3/2}}$  ce qui implique que cette fréquence diminue quand la température augmente, contrairement à celle entre les particules chargées et neutres (Gurnett & Bhattacharjee, 2005).

## 2.2 Physique des actionneurs plasma de type DBD

La décharge à barrière diélectrique (DBD) est l'une des très rares décharges non-thermiques qui peuvent fonctionner d'une façon stable sous une pression relativement haute pour le plasma (supérieure ou égale à 1 atm). L'objectif commun de tous les domaines de génie désirant utiliser le plasma dans leurs applications était la génération d'un plasma stable à de hautes pressions sans passer au régime de l'arc, causé par l'augmentation continue du courant dans le gaz ionisé, ce qui signifie avoir un volume de plasma à l'échelle des centimètres au lieu de quelques millimètres (Kunhardt, 2000).

Pendant les années 90, la décharge à barrière diélectrique a été considérée comme un outil ayant un futur prometteur dans l'industrie chimique, en étant utile dans les applications avancées d'oxydation, dans la synthétisation de l'ozone et dans le contrôle de la pollution sous une pression atmosphérique, ce qui était inconvenable pour la fameuse décharge corona (Pashaie, Dhali, & Honea, 1994).

Roth et al. (1998) ont été parmi les premiers à présenter des travaux impliquant la DBD en actionnement aérodynamique pour le contrôle des écoulements à pression atmosphérique. Enloe et al. (2004) ont aussi étudié en détail ces dispositifs et présenté plusieurs résultats sur leur fonctionnement. Ils ont commencé par expliquer l'effet « autolimitant » empêchant le plasma de s'effondre en un arc. En fait, comme il est illustré par la figure 2.2, quand l'électrode exposée est

plus électronégative que la surface du diélectrique et l'électrode couverte, et que la différence de potentiel est très grande entre les deux électrodes, celle exposée, jouant ici le rôle de la cathode, pourrait émettre des électrons. Ceux-ci viennent s'accumuler sur la surface du diélectrique, et former ainsi une charge opposée au voltage fourni, ce qui cause l'extinction de la décharge et donc du plasma. Ainsi, il est nécessaire d'utiliser un signal alternatif pour cet outil de décharge.

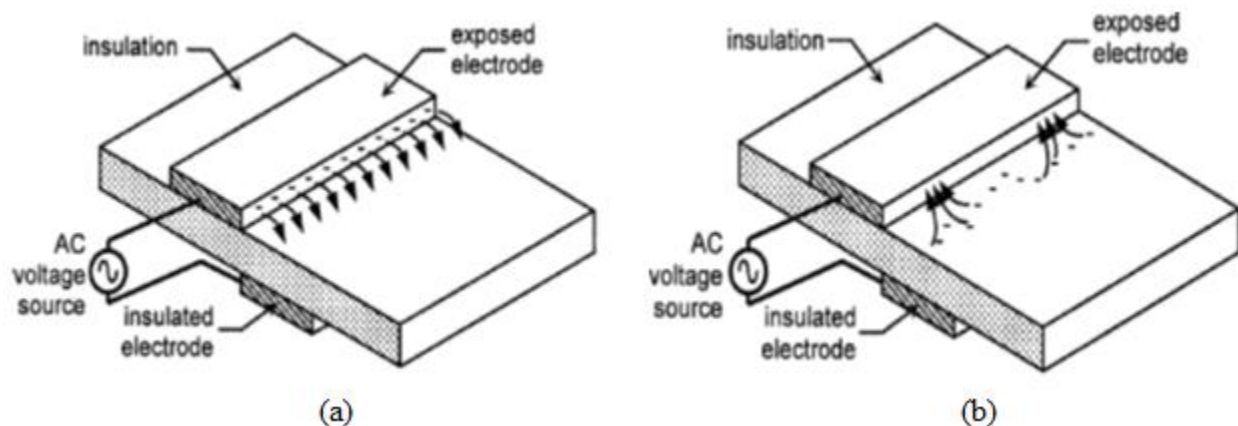


Figure 2.2 : Fonctionnement d'un actionneur plasma DBD : (a) premier demi cycle (b) deuxième demi cycle (Enloe et al., 2004)

En fait, le mécanisme de transfert de la quantité de mouvement à l'air stagnant par le plasma est encore en phase d'exploration. L'idée commune est que les collisions entre les particules libres dans le gaz ionisé, principalement les électrons, les ions et les particules neutres, sont responsables de ce transfert. Plusieurs modèles et simulations ont été réalisés afin de décrire le fonctionnement des actionneurs plasma (Shyy, Jayaraman, & Andersson, 2002; Suzen, Huang, Jacob, & Ashpis, 2005). Le problème de modélisation théorique de ce dispositif est que celle-ci nécessite l'intégration de plusieurs effets, parmi lesquels sont ceux magnétohydrodynamiques ou électro-hydrodynamiques (Xu, 2011), ainsi que les équations de Navier-Stokes, ce qui est difficile à simuler en termes de complexité et de coûts.

Plusieurs travaux expérimentaux ont été réalisés dans le but de caractériser la décharge au cours d'un cycle complet du signal alternatif. La figure 2.3 illustre la variation de la lumière émise par le plasma en fonction du voltage fourni à l'actionneur, mesurée à l'aide d'un photomultiplicateur. On constate que la formation du plasma augmente lorsque l'électrode exposée devient de plus en



plus électronégative. Ainsi, quand la pente du différentiel de voltage devient nulle, le plasma s'éteint. Le processus s'effectue de même pour l'autre demi-cycle, au cours duquel l'électrode exposée devient de plus en plus électropositive. Dans ce cas, les électrons aussitôt déposés sur la surface diélectrique prennent le chemin inverse, ce qui est illustré par la figure 2.2.b.

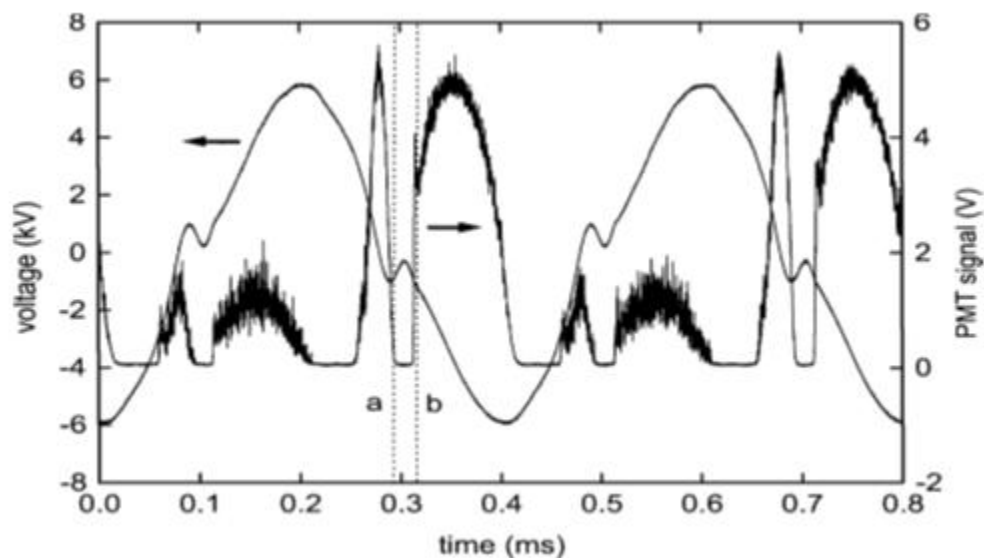


Figure 2.3 : la variation de la lumière émise par le plasma en fonction du voltage fourni à l'actionneur prouve qu'il se comporte comme un appareil DBD (Enloe et al., 2004)

En fait, plusieurs micro-décharges s'effectuent au cours de l'initiation du plasma et aident à redistribuer la décharge aux environs de l'actionneur. Ces premiers durent quelques dizaines de nanosecondes, ce qui est 10 000 fois plus court que la durée d'existence du plasma lui-même, étant donné que la fréquence de l'input est de l'ordre de quelques kilohertz (Orlov, 2006).

En explorant ces micro-décharges dans le plasma, Enloe et al. (2004) ont trouvé que ceux-ci sont uniformes durant la pente de voltage négative dans l'électrode exposée, tandis qu'ils sont irréguliers durant la pente positive, ce qui était conforme aux résultats de Gibalov et Pietsch (2000).

En se basant sur la mesure de la première lumière apparue dans le voisinage de l'actionneur, il paraît que le plasma se forme toujours près de l'électrode exposée et se développe linéairement le long du diélectrique au dessus de l'électrode cachée, au cours du temps, indépendamment du demi-cycle du signal de l'input. En outre, plus le voltage appliqué est élevé, plus la formation est

rapide. Ce résultat réfute le modèle de Shyy et al. (2002) qui considère une asymétrie dans la propagation du plasma entre les deux demi-cycles. En effet, Enloe et al. (2004) ont montré que la structure latérale du plasma n'est pas identique durant les deux demi-cycles, mais que la propagation du plasma est identique.

La figure 2.4 décrit la variation de la puissance consommée par l'actionneur en fonction du voltage fourni. L'allure des deux courbes respectives à deux différentes fréquences montrent que la relation entre les deux paramètres est :  $P \propto V^{3,5}$ . Cette relation a été trouvée dans plusieurs autres travaux comme ceux de Post et Corke (2004) et Corke et Post (2005).

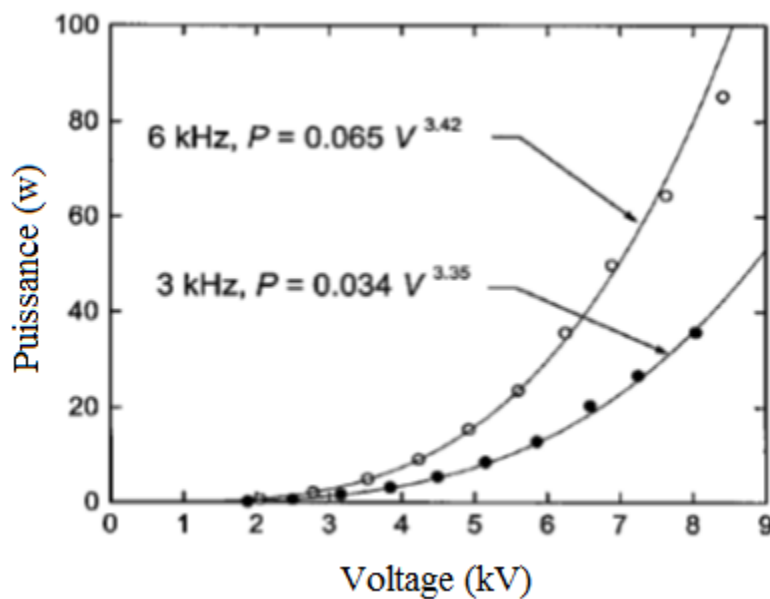


Figure 2.4 : La puissance dissipée dans l'actionneur est proportionnelle à  $V^{3,5}$   
(Enloe et al., 2004)

L'expérience a montré que la force d'actionnement possède un seul sens indépendamment du voltage alternatif appliqué, ce qui prouve que la géométrie asymétrique de l'actionneur DBD est responsable de la direction de la quantité de mouvement rajoutée à l'air stagnant, et que la différence de la décharge entre les deux demi-cycles du voltage alternatif fourni à l'actionneur n'affecte pas la direction de la force d'actionnement. Ceci propose que le plasma inter-réagît avec le champ électrique appliqué pour donner finalement le même sens de la quantité de mouvement rajoutée à l'air.

En effet, il existe deux théories sur le fonctionnement de l'actionneur DBD en fonction du changement temporel du signal alternatif (Porter & al., 2007). La première est appelée « push-push » et consiste au fait que l'actionneur provoque un ajout de quantité de mouvement à l'air stagnant (ou à l'écoulement d'air) dans le même sens, indépendamment du demi-cycle du signal alternatif sur l'électrode exposée. Cette théorie indique qu'une grande augmentation s'effectue durant un premier demi-cycle, suivie par une autre plus petite durant le deuxième demi-cycle. Plusieurs études ont amené à ce résultat, tels que celle de Enloe et al. (2004) et Forte et al. (2007). Ces études ont trouvé toujours le même résultat, même en variant les méthodes de mesure et les paramètres d'alimentation, comme la forme du signal alternatif, le voltage et la fréquence, ce qui rend cette théorie consistante. La deuxième théorie est appelée « push-pull », et comme son nom l'indique, elle dit que l'augmentation de la quantité de mouvement durant le premier demi-cycle est suivie par une petite diminution durant le deuxième, ou autrement dit, une force d'actionnement plus petite mais dans le sens contraire par rapport à la première. Font (2006), qui a mesuré ces variations, a montré que la décharge durant le demi-cycle positif (où le voltage fourni dans l'électrode exposée augmente) est 10 fois plus grande que celle durant le demi-cycle négatif, et ainsi, deux quantités de mouvement sont additionnées à l'écoulement ou à l'air stagnant mais de différentes directions et amplitudes. Porter et al. (2007) ont enquêté ces deux théories. Leurs mesures ont montré un accord avec les résultats de Font (2006), privilégiant le modèle push-pull.

Il faut constater que le fonctionnement de l'actionneur plasma est encore en phase d'étude, et bien que plusieurs travaux, expérimentaux aussi bien que de simulation, aient été menés, aucun modèle ou théorie définitive n'a été établie. En fait, les très récentes études avaient pour but de mesurer la force et le rendement des actionneurs sous différentes conditions ambiantes, afin d'explorer leur utilité dans les applications industrielles, surtout celles touchant les domaines aéronautiques. C'est dans cette idée que s'organise le travail présenté dans ce mémoire.

### **2.3 Impact de la pression et de la température**

La plupart des applications proposées pour les actionneurs plasma de type DBD sont dans le domaine aéronautique. Il est donc essentiel de connaître l'effet des conditions ambiantes d'opération, principalement au niveau de la pression et de la température, sur le comportement de ces dispositifs. Quelques travaux de recherche se sont penchés sur ce sujet dont la plupart ont

étudié l'effet de la pression. Notons qu'il faut définir d'abord deux termes différents qui seront utilisés dans ce projet :

- Rendement de l'actionneur plasma : c'est la force d'actionnement divisée par la puissance consommée
- Performance de l'actionneur plasma : capacité à générer plus de vitesse induite ou par extension de force d'actionnement

Notons qu'il y a des travaux où on mesure la poussée de l'actionneur plasma, et d'autres où on mesure la force d'actionnement. La différence entre les deux est qu'il faut additionner la force visqueuse à la poussée afin d'obtenir la force d'actionnement.

Litvinov et al. (2006) ont été parmi les premiers à étudier l'effet de la pression sur l'actionneur plasma. Ils ont trouvé qu'à puissance constante, la force résultante générée par l'actionneur augmente avec la diminution de la pression entre 1 atm et 0,26 atm, tandis que le voltage seuil de formation du plasma diminue. Ils ont tiré cette conclusion en se basant sur le fait que l'étendue du plasma augmente à basse pression, se traduisant ainsi en un accroissement du nombre d'ions, transférant leur quantité de mouvement aux particules neutres de l'air. Gregory et al. (2007) n'ont pas trouvé ces mêmes résultats. En effet, en diminuant la pression de 0,8 atm à 0,2 atm, la force d'actionnement diminue linéairement. Ils ont conclu que cette force dépend principalement de trois facteurs : densité d'ions, volume de plasma, et puissance du champ électrique. En fait, leurs mesures ont montré que la puissance augmente plus rapidement en baissant la pression, ce qui a affecté le rendement de l'actionneur en terme de force générée, malgré l'augmentation des deux autres facteurs. Benard et al. (2008) ont refait aussi l'expérience sur la pression. Ils ont varié cette grandeur de 1 atm à 0,2 atm, sur deux actionneurs de différentes configurations, et sous deux voltages différents. La force générée par l'actionneur n'a pas été mesurée directement mais implicitement via la vitesse de l'écoulement et la puissance dissipée en décharge. La différence entre les deux configurations était au niveau de la largeur de l'électrode couverte comme le montre la figure 2.5.

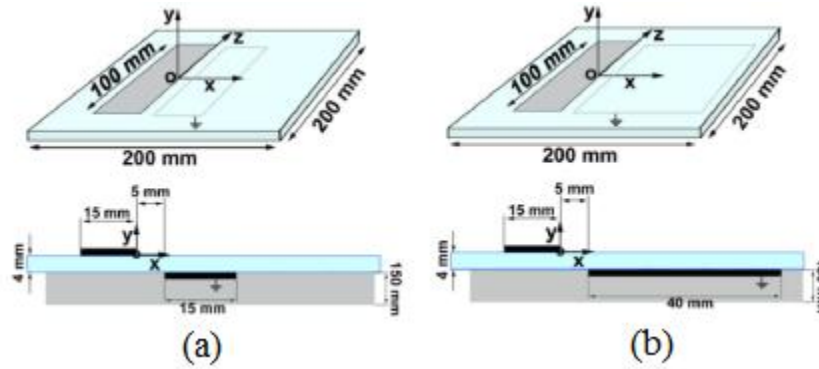


Figure 2.5 : Configuration des actionneurs testés: (a) courte électrode couverte  
(b) longue électrode couverte (Benard et al., 2008)

Les résultats ont montré une augmentation de l'étendue de la décharge en diminuant la pression, surtout dans le cas de l'actionneur ayant une électrode couverte plus large. Au niveau de la vitesse maximale de l'écoulement induit, les mesures ont enregistré une augmentation en diminuant la pression atmosphérique jusqu'à 0,4 atm, puis une diminution sous une pression de 0,2 atm, sauf que l'induction de l'écoulement est restée maintenue sur une étendue plus large dans le cas de la configuration (b). Par contre, la quantité d'air induit en mouvement a atteint un point optimal à une pression de 0,6 atm, indépendamment de la configuration de l'actionneur. Toutefois, les mesures de la puissance consommée par l'actionneur ont montré qu'en dessous de 0,46 atm, la configuration (a) produit le même débit massique en consommant moins de puissance. Cette étude a montré qu'en général, la puissance consommée augmente en diminuant la pression (à voltage constant), ce qui est conforme avec l'augmentation de nombre de pics de courant, qui consomme plus de puissance.

La figure 2.6 compare les vitesses mesurées pour les deux configurations d'actionneur, en fonction de la pression. Elle contient en fait la conclusion la plus importante au niveau comportement de l'actionneur à pressions inférieures à 1 atm. En effet, la vitesse atteint un maximum de 4 m/s entre 0,6 et 0,4 atm avant de diminuer. En plus, l'utilisation d'une électrode couverte plus large permet de maintenir l'induction de l'écoulement sur une distance plus grande, mais en consommant presque le double de puissance, ce qui rend cette configuration la moins efficace.

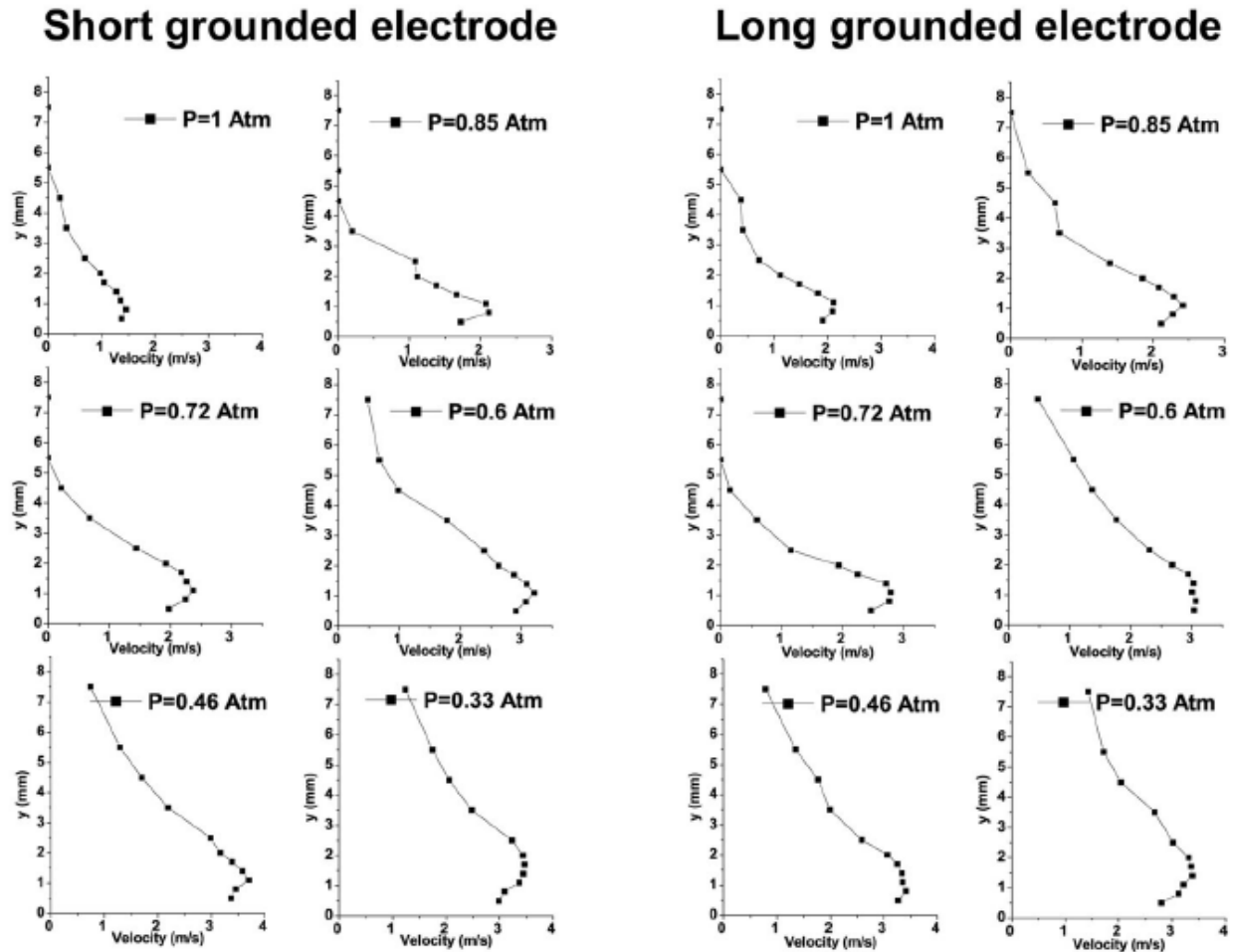


Figure 2.6 : Profils de vitesse le long de la direction y à  $x = 20$  mm sous un voltage d'input de 15 kV (Benard et al., 2008)

Abe et al. (2008) ont obtenu des résultats semblables à ceux de Benard et al. (2008), mais avec une vitesse maximale à 0,79 atm.

Benard et al. (2008) ont exploré la performance des actionneurs plasma sous le même intervalle de pression. Leurs résultats ont montré une conformité par rapport à ceux de Benard et al. (2008), toutefois, la mesure de la force d'actionnement n'a pas été faite de même. Ces résultats ne sont pas totalement conformes à ceux de Gregory et al. (2007), ce qui a rendu la réalisation de plus de tests nécessaire.

Versailles et al. (2010) ont mesuré la force d'actionnement sous des pressions d'air élevées. Les résultats ont montré que la vitesse de l'écoulement induit et la force résultante diminuent non linéairement entre 1 et 2,7 atm. Les auteurs ont conclu que ceci peut être dû à l'augmentation de

la densité des particules libres dans le plasma (suite à l'augmentation de la pression), ce qui provoque la diminution du libre parcours moyen de ces particules. Ainsi, ceux-ci auraient moins d'énergie cinétique à gagner et donc à transférer par collisions aux particules neutres.

Valeriotti et Corke (2012) ont étudié le comportement d'un actionneur plasma DBD pour un intervalle de pression entre 0,17 et 9 bar, à température constante. Ils ont trouvé que le voltage seuil de formation du plasma diminue en diminuant la pression, ce qui est consistant avec les trouvailles de Benard et al. (2008) qui avaient observé une décharge plus rapide et une étendue plus large en diminuant la pression. Au niveau de la poussée, les résultats présentés sur la figure 2.7 montrent l'existence de deux maximums près de 0,9 bar et de 6 bar, dépendant de la tension fournie à l'actionneur. En effet, en augmentant le voltage, les deux pics de poussée glissent respectivement vers une pression plus basse et une plus haute.

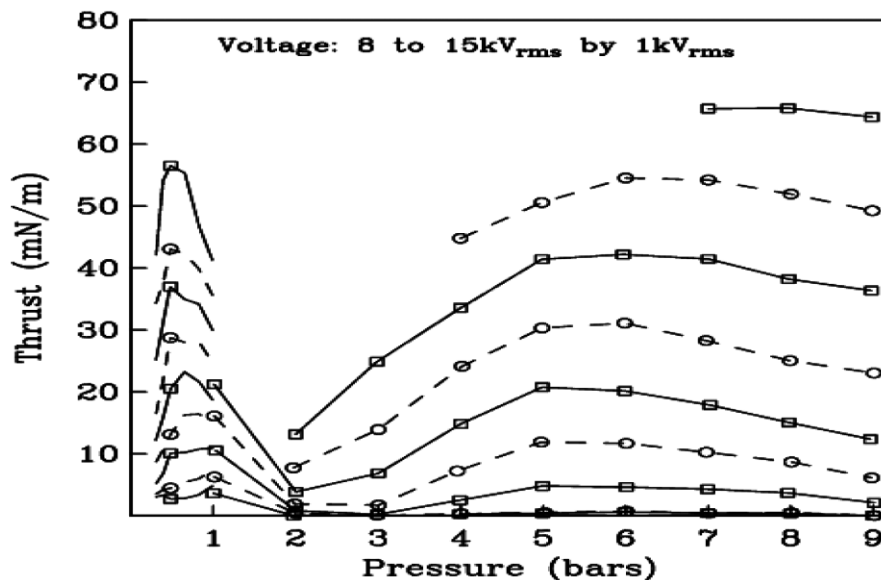


Figure 2.7 : Variation de la force de poussée d'actionnement en fonction de la pression (Valeriotti & Corke, 2012)

Toutefois, un seul minimum de poussée est enregistré près de 2 bar. De plus, Valeriotti et Corke (2012) ont trouvé que l'exposant 3,5 dans la relation entre la poussée et le voltage  $F \propto V^{3,5}$  trouvée précédemment (Corke & Post, 2005; Enloe et al., 2004) augmente avec la pression jusqu'à 5 bar, à partir de laquelle il prend une allure asymptotique vers la valeur 7,3 bar.

Notons que les expériences de Versailles et al. (2010) ont été effectuées avec l'outil PIV, tandis que Valerioti et Corke (2012) ont utilisé une balance électronique qui mesure la réaction de l'actionneur à la poussée ajoutée à l'air, ce qui ne permet pas de voir le champ de vitesse de l'air induit.

Des études similaires ont été menées par Bottelberghe et Mahmud (2010) et Soni et Roy (2013), et ils ont tous trouvé des résultats comparables sur la performance de l'actionneur de type DBD. En effet, en diminuant la pression sous 1 atm, la force d'actionnement et la vitesse augmentent jusqu'à atteindre un maximum avant de diminuer jusqu'à de très faibles valeurs à des pressions inférieures à 0,1 atm. Nichols et Rovey (2013) ont remarqué une augmentation de la puissance consommée avec la diminution de la pression au dessous de 1 atm. Cependant, la vitesse de l'air induit n'a pas augmenté. En effet, les mesures ont montré que, pour de très basses pressions, près de 90% du plasma est créé dans des régions où l'intensité du champ électrique est presque nulle, ce qui implique l'annulation de la force électrohydrodynamique induite.

Contrairement à l'effet de la pression, très peu d'études ont été faites sur l'effet de la température sur le fonctionnement de l'actionneur plasma. Segawa et al. (2007) furent les premiers à se pencher sur ce sujet. Ils ont observé l'effet de l'augmentation de la température jusqu'à 500°C, sur deux actionneurs plasma, fabriqués avec deux matériaux diélectriques différents. L'étude était qualitative et a visé l'effet de la température sur la vitesse d'air induit, en observant ceci avec la méthode de Schlieren. Les observations ont montré que l'actionneur fabriqué avec du verre de quartz, ayant un coefficient diélectrique de 3,5, reste efficace à haute température, vu que l'actionneur a pu générer un flux induit à 500°C. D'autre part, aucune vitesse induite n'a été observée à cette température, avec l'utilisation de la céramique d'alumine, ayant un coefficient diélectrique de 9,2. En général, leurs observations ont montré que la vitesse du flux induit s'annule sous les températures 400°C et 500°C respectivement pour les deux actionneurs, ce qui a amené Segawa et al. (2007) à proposer que la performance des actionneurs plasma, en terme de génération de flux d'air induit, diminue avec l'augmentation de la température. Cependant, cette conclusion générale doit être confirmée par des mesures quantitatives. Cette hypothèse est devenue moins consistante avec le travail de Versailles et al. (2010), qui a montré que la force d'actionnement augmente presque linéairement avec la température jusqu'à 200°C, mais avec différentes pentes selon le voltage fourni (figure 2.8). L'explication des auteurs consistait au fait que l'augmentation de la température entraîne la diminution de la densité, et ainsi l'augmentation



du libre parcours moyen, ce qui donne plus d'énergie cinétique aux particules et enfin plus de quantité de mouvement à échanger lors des collisions. Notons que les mesures de la force d'actionnement ont été faites à l'aide d'une balance électronique, et non pas avec l'outil PIV comme dans le cas de la pression, et ainsi, la mesure des champs de vitesse de l'air induit n'était pas possible.

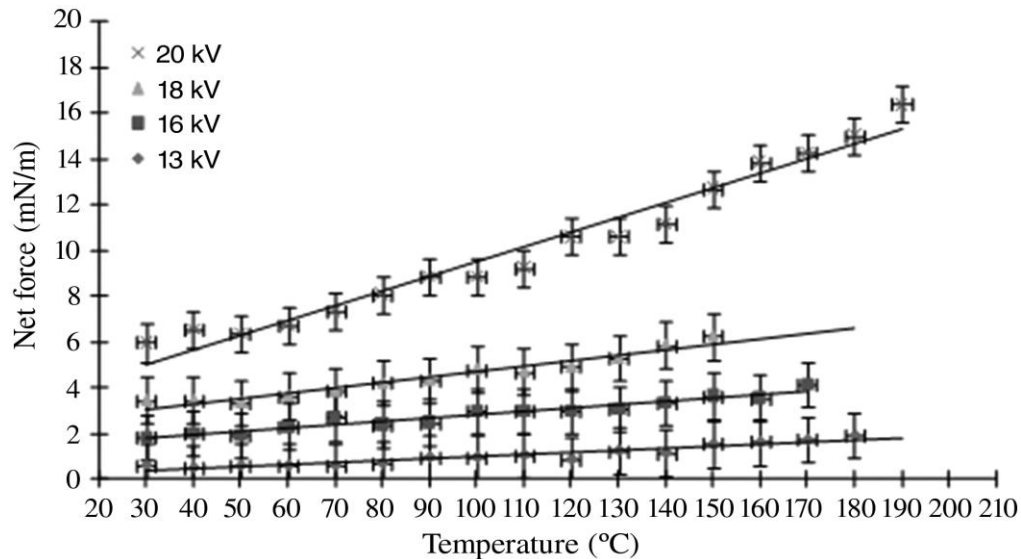


Figure 2.8 : impact de la température sur la force axiale d'actionnement  
(Versailles et al., 2010)

Benard et Moreau (2010) sont allés plus loin, en combinant l'effet de la diminution de la pression et de la température, pour simuler d'une façon plus réaliste, la performance des actionneurs plasma à de hautes altitudes, ce qui est le cas pour les applications de contrôle d'écoulement sur les ailes d'avions. Leurs résultats présentés sur la figure 2.9 ont montré que la vitesse du flux d'air induit augmente en fonction de l'altitude, jusqu'à 8000 mètres, mais diminue légèrement à 10000 mètres. Ce dernier comportement a été attribué par les auteurs à l'insuffisance de la puissance fournie à l'actionneur.

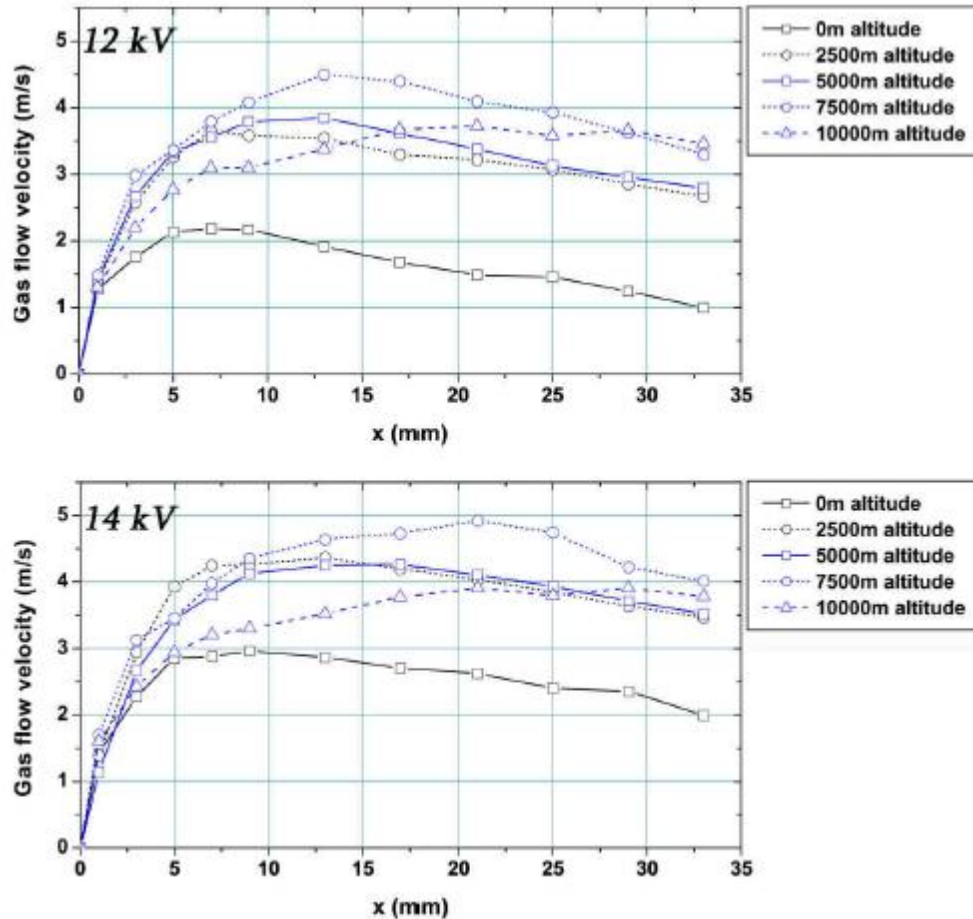


Figure 2.9 : Comparaison de la vitesse de l'air induit le long de la direction x à différentes altitudes et voltage de l'input (Benard & Moreau, 2010)

Il est utile aussi d'explorer l'effet de l'humidité sur la performance de l'actionneur plasma. Deux études ont été menées sur ce thème. Anderson et Roy (2006) ont trouvé que le rendement de l'actionneur diminue entre 43% et 53% d'humidité relative. Toutefois, les grandeurs mesurées semblent varier beaucoup dans un si petit intervalle, si bien que même les auteurs conseillent de refaire d'autres mesures avec un montage expérimental plus optimisé, afin de vérifier les résultats trouvés. Le résultat principal de cette étude est que les actionneurs plasma de type DBD opèrent bien et affectent l'écoulement ou l'air stagnant à une humidité relative jusqu'à 53%. Bénard et al. (2009) ont trouvé que même pour un air fortement humide (98% d'humidité relative), les actionneurs plasma de type DBD peuvent être utilisés. Leurs mesures ont montré que la vitesse

axiale induite diminue en augmentant l'humidité relative entre 45% et 98% (figure 2.10), sans toutefois quantifier le rendement.

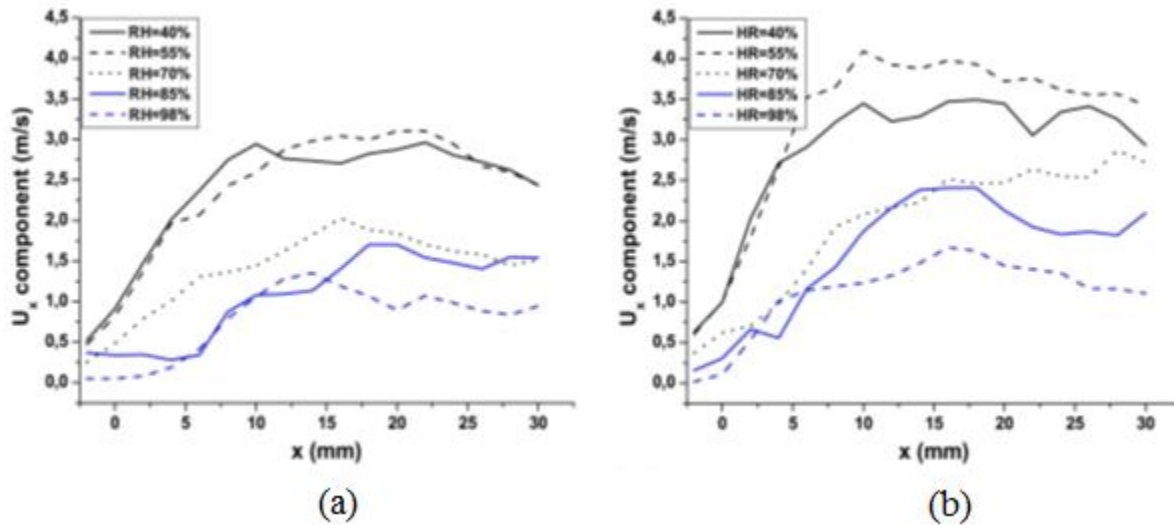


Figure 2.10 : Evolution de la vitesse axiale le long de la direction x à différentes humidités relatives pour (a)  $V = 18$  kV et (b)  $V = 20$  kV

## 2.4 Optimisation du rendement de l'actionneur plasma

Les études d'optimisation des actionneurs plasma ont été basées sur la mesure de la force d'actionnement ou la vitesse de l'écoulement induit, en plus de la puissance consommée, en fonction de différents paramètres. Au début, les chercheurs se sont évidemment intéressés aux paramètres de l'input, l'amplitude du voltage fourni et la fréquence du signal.

Forte et al. (2007) ont mesuré la vitesse du flux induit, à l'aide d'un tube de Pitot, en fonction de la fréquence et du voltage sinusoïdal fournis. Ils ont trouvé qu'elle augmente en fonction des deux paramètres. En effet, la vitesse atteint une asymptote à partir d'une fréquence de 1,2 KHz, mais continue toujours à augmenter en augmentant l'amplitude du voltage fourni, ce qui est conforme aux résultats de Pons et al. (2005), basés sur l'étude d'un circuit électrique équivalent. Leur étude de l'effet de la puissance consommée a indiqué qu'une puissance de 35 W suffit pour atteindre une vitesse de 4 m/s.

Porter et al. (2007) ont montré que la force d'actionnement augmente avec la fréquence du signal, pour une amplitude de voltage sinusoïdal constant, jusqu'à 15 KHz, ce qui semble contre-intuitif

car théoriquement le temps de décharge sera très court en augmentant la fréquence. Ce résultat peut avoir deux explications ; la première est que la force d'actionnement se produit seulement durant une petite partie de la décharge. La deuxième propose que l'amplitude de cette force soit plus grande durant une décharge lorsque la fréquence augmente. Les auteurs font l'hypothèse que la deuxième explication est la plus pertinente. Un autre de leurs tests consistait à mesurer la variation de la force d'actionnement à puissance constante en fonction de la fréquence. La préservation d'une puissance constante a été réalisée par diminution du voltage en augmentant la fréquence. Toutefois, les résultats ont montré une diminution de la force d'actionnement. Ainsi, on constate que le rendement diminue à haute fréquence, et qu'il reste constant à voltage constant.

Porter et al. (2007) ont proposé aussi que la force d'actionnement et l'énergie dissipée durant un seul cycle sont constantes quand l'amplitude du voltage est constante et qu'elles sont indépendantes de la fréquence durant ce cycle, ce qui justifie qu'elles augmentent toutes les deux en augmentant la fréquence. En résumé, il n'est pas possible d'augmenter la force d'actionnement sans augmenter la puissance consommée. En effet, Forte et al. (2007) ont mesuré la variation de cette dernière en fonction de la fréquence et du voltage fourni. La figure 2.11 montre que l'augmentation de ces deux paramètres engendre une croissance plus rapide de la puissance.

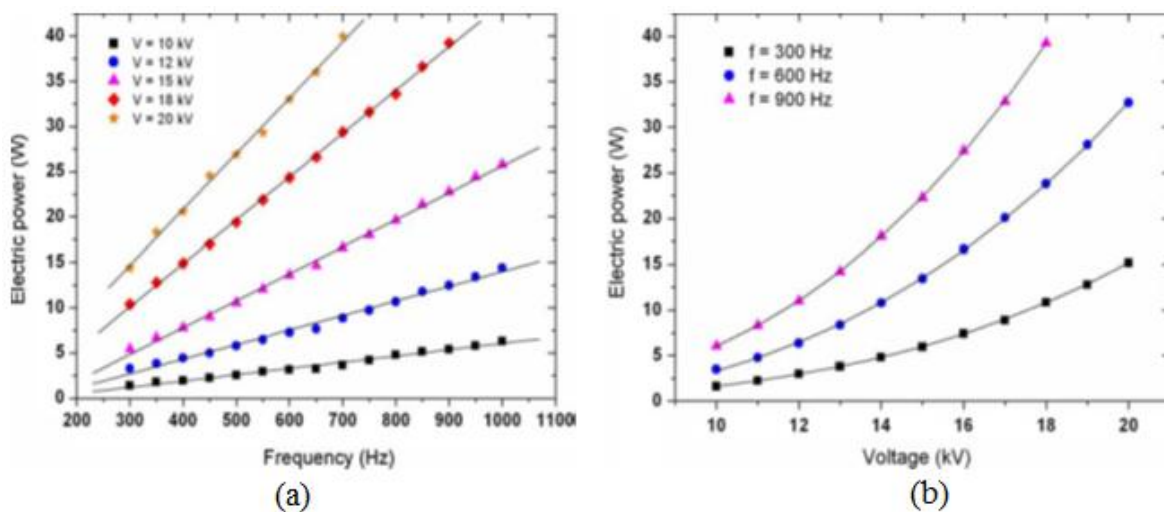


Figure 2.11 : Puissance consommée : (a) en fonction de la fréquence pour différents voltages  
(b) en fonction du voltage pour différentes fréquences (Forte et al., 2007)

Similairement, Abe et al. (2008) ont trouvé que la poussée générée par l'actionnement, la vitesse de l'écoulement induit et la puissance consommée augmentent avec le même taux en fonction de l'amplitude du voltage fourni (jusqu'à 10 kV) et de la fréquence du signal (jusqu'à 5 KHz).

Enloe et al. (2004) ont étudié l'effet de l'épaisseur de l'électrode exposée sur la performance de l'actionneur à une pression de 1 atm, et ont trouvé que la poussée était plus grande pour une épaisseur plus petite. Abe et al. (2008) ont étendu l'étude à des pressions inférieures à 1 atm. Leurs résultats ont été conformes avec ceux d'Enloe et al. (2004), notamment que la poussée augmente avec la diminution de l'épaisseur de l'électrode exposée. Cependant cette tendance ne s'applique plus en bas de 0,4 atm (figure 2.12, où  $t$  est l'épaisseur de l'électrode). En effet, une électrode plus mince génère un champ électrique plus large, ce qui augmente la poussée induite. Ceci peut être achevé en utilisant des électrodes de type treillis. En adoptant cette théorie, Abe et al (2008) ont trouvé que cette configuration donne un meilleur rendement.

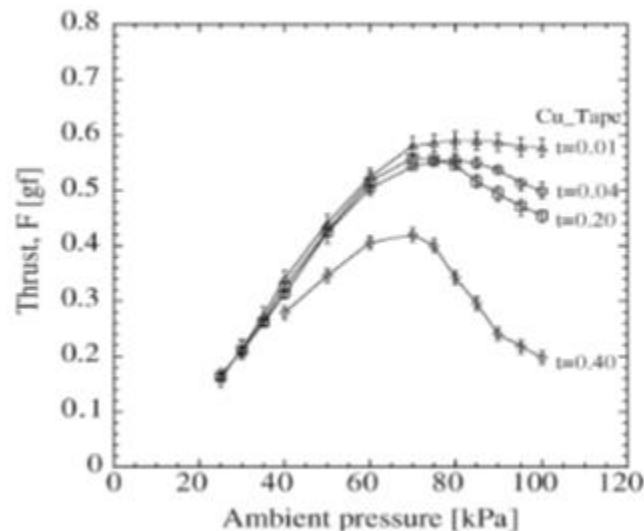


Figure 2.12 : Variation de la poussée de l'actionneur en fonction de la pression pour différentes épaisseurs de l'électrode exposée (Abe et al., 2008)

Au niveau de l'effet du gaz ambiant, Abe et al. (2008) ont mesuré la performance de l'actionneur plasma en des milieux autres que l'air, comme l'azote. Ils ont trouvé que sa performance diminue sous différentes pressions, ce qui montre l'importance du rôle de l'oxygène, puisque qu'on a vu que dans le cas de l'air, et pour des pressions équivalentes, la performance augmente.

Par ailleurs, Thomas et al. (2009) ont étudié aussi les paramètres géométriques de l'actionneur plasma. Les variations du matériau diélectrique et de son épaisseur ont montré que la poussée maximale augmente en utilisant des matériaux épais, ayant de faibles coefficients diélectriques. Toutefois, cette augmentation nécessite un input de plus haut voltage et d'une plus grande puissance. En effet, pour le même voltage, un actionneur à matériau diélectrique plus mince génère une plus grande poussée. Leurs mesures ont montré aussi que l'augmentation de la largeur de l'électrode couverte permet d'obtenir une plus grande poussée avec le même voltage, et ceci pour toute grandeur d'input. En plus, l'utilisation de plusieurs actionneurs en série permet aussi d'augmenter la poussée générée, mais pas de façon linéaire.

Orlov et al. (2006) ont montré que l'utilisation d'un matériau diélectrique à faible permittivité relative permet d'avoir un plus grand voltage de saturation, pour lequel la poussée atteint sa valeur maximale, où de très petites variations sont observées pour une grande augmentation d'input.

En ce qui concerne la forme du signal d'input, Thomas et al. (2009) ont fait une étude sur l'effet de la forme du signal alternatif. Les résultats ont montré que le signal en dents de scie génère une plus grande poussée que le signal sinusoïdal, environ le double, avec la même fréquence. De plus, pour le signal en dents de scie, une plus basse fréquence permet d'avoir une plus grande poussée à moindre puissance. Ce phénomène est dû au fait que, sous une plus grande fréquence de signal, la force d'actionnement générée atteint la saturation (ou cesse de croître) à un plus faible voltage. En fait, une visualisation de la décharge sur l'actionneur en fonction de la fréquence (figure 2.13) montre que la formation des filaments de courant augmente avec la fréquence. Suivant la figure 2.14, les auteurs ont conclu que la création du plasma filamentaire n'engendre plus une amélioration de la poussée, mais au contraire, une augmentation de la puissance dissipée, et ainsi, une diminution du rendement de l'actionneur.

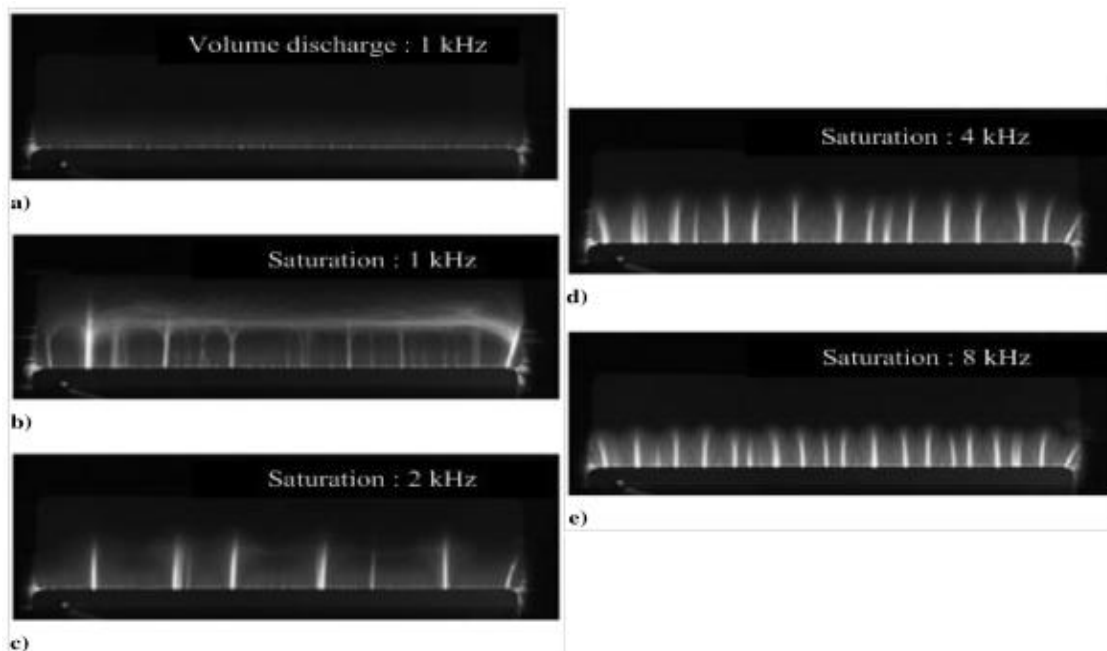


Figure 2.13 : Formation de filaments dissipatifs lors de la saturation de la force d'actionneur, en fonction de la fréquence, affectant ainsi l'efficacité de l'actionneur (Thomas et al., 2009)

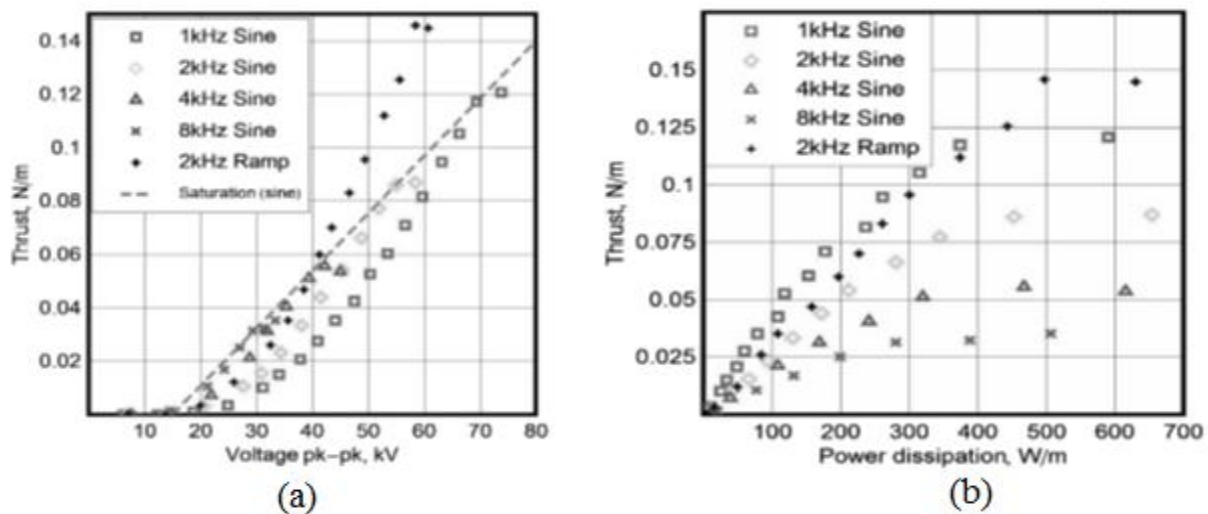


Figure 2.14 : Variation de la poussée de l'actionneur pour différentes fréquences : (a) en fonction du voltage (b) en fonction de la puissance consommée (Thomas et al., 2009)

Balcon et al. (2009) ont exploré l'effet du signal en dents de scie sur l'actionneur. Ils ont utilisé un signal positif et un autre négatif (figure 2.15). En effet, un signal négatif signifie que la pente négative du voltage à l'électrode exposée est plus large, tandis qu'un signal positif signifie que la pente positive est la plus large, toujours à l'électrode exposée. D'abord, une mesure des pics de courants dans la décharge a été réalisée. Pour le voltage à dents de scie positif, les pics atteignent une haute amplitude entre 100 et 150 mA, et sont synchrones à la phase quand l'électrode exposée joue le rôle de l'anode. Dans le cas du voltage à dents de scie négatifs, les pics sont plus petits et généralement n'atteignent pas 100 mA. En fait, dans le premier cas, les grands pics de courant mènent à un plasma filamentaire, ce qui cause des instabilités dans la décharge, et engendre la saturation de la poussée générée, tel qu'expliqué par Thomas et al. (2009).

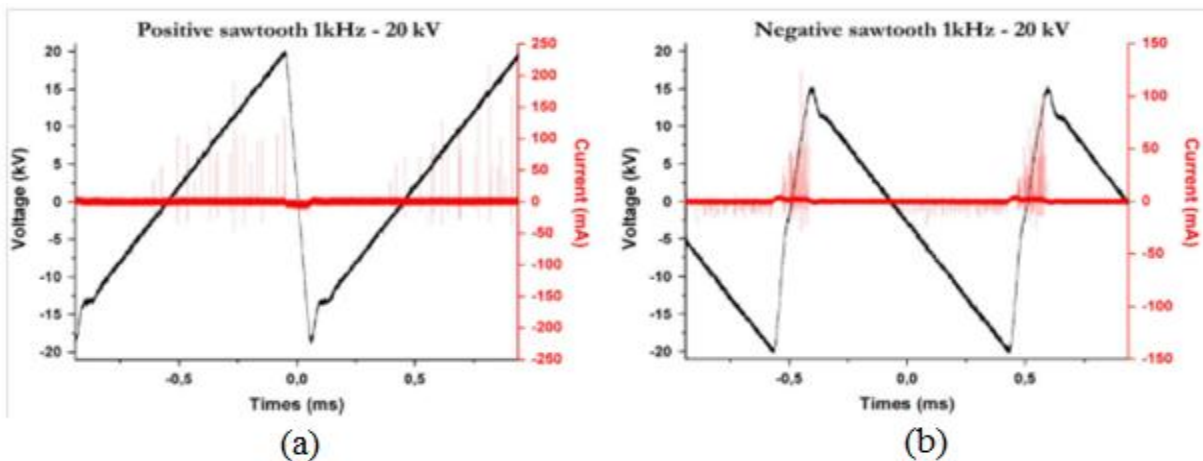


Figure 2.15 : Signaux en dents de scie utilisés par Balcon et al. (2009) : (a) Signal positif  
(b) signal négatif

En effet, les mesures ont montré que la vitesse du flux induit est plus grande et uniforme au long de l'actionneur dans le cas du voltage à dents de scie négatives. La figure 2.16 indique la présence d'un vortex près de l'électrode exposée pour le même cas. Ce vortex est dû à la plus grande vitesse axiale à cet endroit (5 fois la vitesse du cas du voltage à dents de scie positives), qui cause une diminution de la pression statique, et résulte ainsi en une succion d'air plus grande. Des filaments de courant se sont constitués au niveau de l'actionneur plasma dans le cas du signal



à dents de scie positives, ce qui génère un effet dissipatif, et par suite, un champ électrique plus faible.

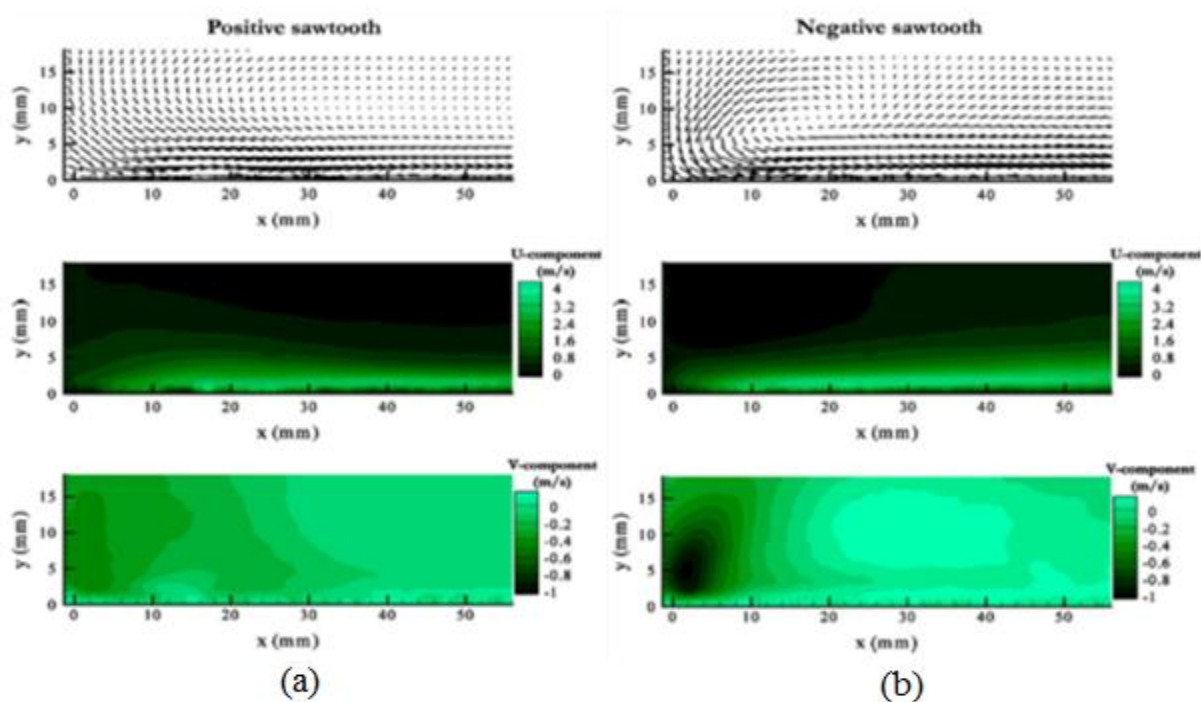


Figure 2.16 : Comparaison des champs et contours de vitesse entre les deux signaux en dents de scie : (a) signal positif (b) signal négatif (Balcon et al., 2009)

Pour conclure, on a pu déterminer, à partir des études antérieures présentées dans ce chapitre, les points clés à considérer pour optimiser le fonctionnement de l'actionneur plasma de type DBD, et ainsi augmenter la force générée avec le moindre coût en termes de puissance dissipée. En fait, l'objectif sera de retarder le maximum la formation des filaments de courant dans le plasma. L'explication complète des choix de matériaux et dimensions de l'actionneur sera présentée dans le chapitre 3.

## CHAPITRE 3 MÉTHODOLOGIE

Comme il a été décrit précédemment, ce projet consiste à tester les performances d'un actionneur plasma de type DBD en variant deux paramètres principaux : la température ambiante et la pression ambiante. Ainsi, ce chapitre contient trois parties principales. La première présente le montage expérimental, ses composants et les outils de mesures utilisés, tout en justifiant les choix de matériaux. La deuxième partie présente la procédure expérimentale. Finalement, la dernière partie portera sur la nature des résultats recherchés et la méthode de traitement des données utilisée.

### 3.1 Le montage expérimental

#### 3.1.1 Enceinte métallique

Comme on a décidé de tester le fonctionnement de l'actionneur plasma dans des conditions comparables à celles trouvées dans un compresseur d'un moteur d'avion, on a planifié que la pression et la température atteignent, respectivement, environ 7 bars et 300°C. Considérant les grandes contraintes engendrées par celles-ci, une enceinte métallique bien dimensionnée est indispensable pour y résister. La conception de l'enceinte a été faite principalement par M. Philippe Versailles, étudiant au doctorat à l'université McGill, qui a de l'expérience dans les enceintes à hautes pressions et températures. Comme l'illustre la figure 3.1, le design choisi consiste en un tube métallique de 8 pouce de diamètre intérieur, emboîté par deux couvercles, et serrés par quatre tiges filetées via un système de boulons.

Pour éviter l'effet de l'humidité, de l'air sec est ajouté graduellement via une bonbonne à air sec comprimé, connectée à un régulateur de pression. Quant à la température de l'air, la variation est effectuée par un élément chauffant électrique de puissance 1000W. Un thermomètre à laser a montré que la température maximale de celui-ci atteint 450°C. Afin de favoriser l'homogénéité de la température dans l'enceinte, une configuration verticale est adoptée, afin d'impliquer l'effet de la gravité. Ainsi, on distingue un couvercle supérieur et un autre inférieur (figure 3.1).

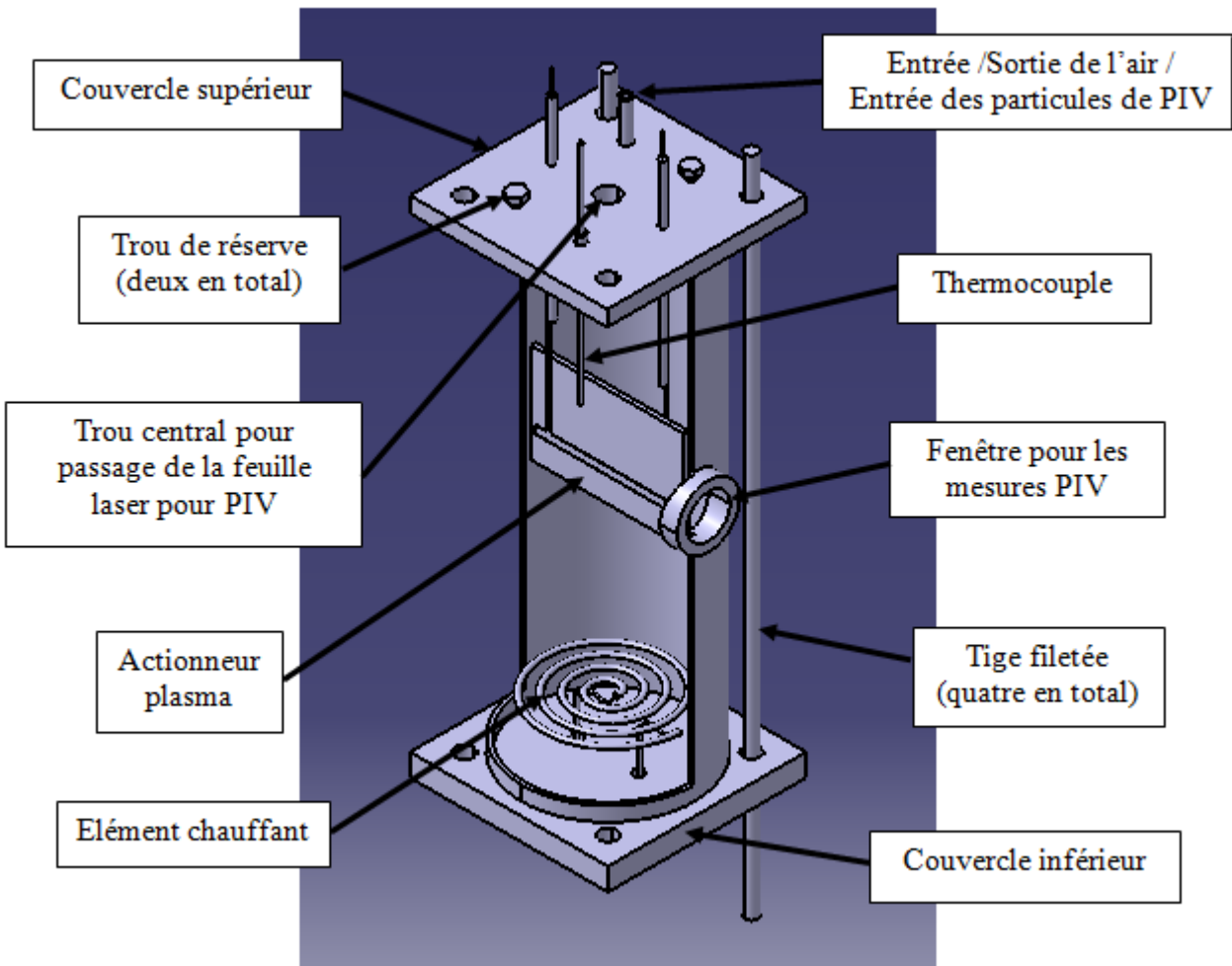


Figure 3.1 : Vue en perspective du design de l'enceinte

Le design des deux couvercles a été choisi de façon à assurer l'installation des outils de mesures, ainsi que l'alimentation en électricité et en air sec. En résumé, comme il est illustré sur la figure 3.1, le couvercle supérieur contient six trous uniformément répartis, ainsi qu'un trou central. Le couvercle inférieur contient seulement deux trous (sans compter les quatre trous de fixation sur chaque couvercle). Le rôle de chaque trou est expliqué sur les figures 3.1 et 3.2.

En fait, il a fallu assurer un design symétrique du couvercle supérieur, afin de répartir les contraintes de pression et de température d'une façon uniforme. Autrement, le dimensionnement serait plus compliqué, de même serait la fabrication. La symétrie a été adoptée aussi pour le couvercle inférieur.

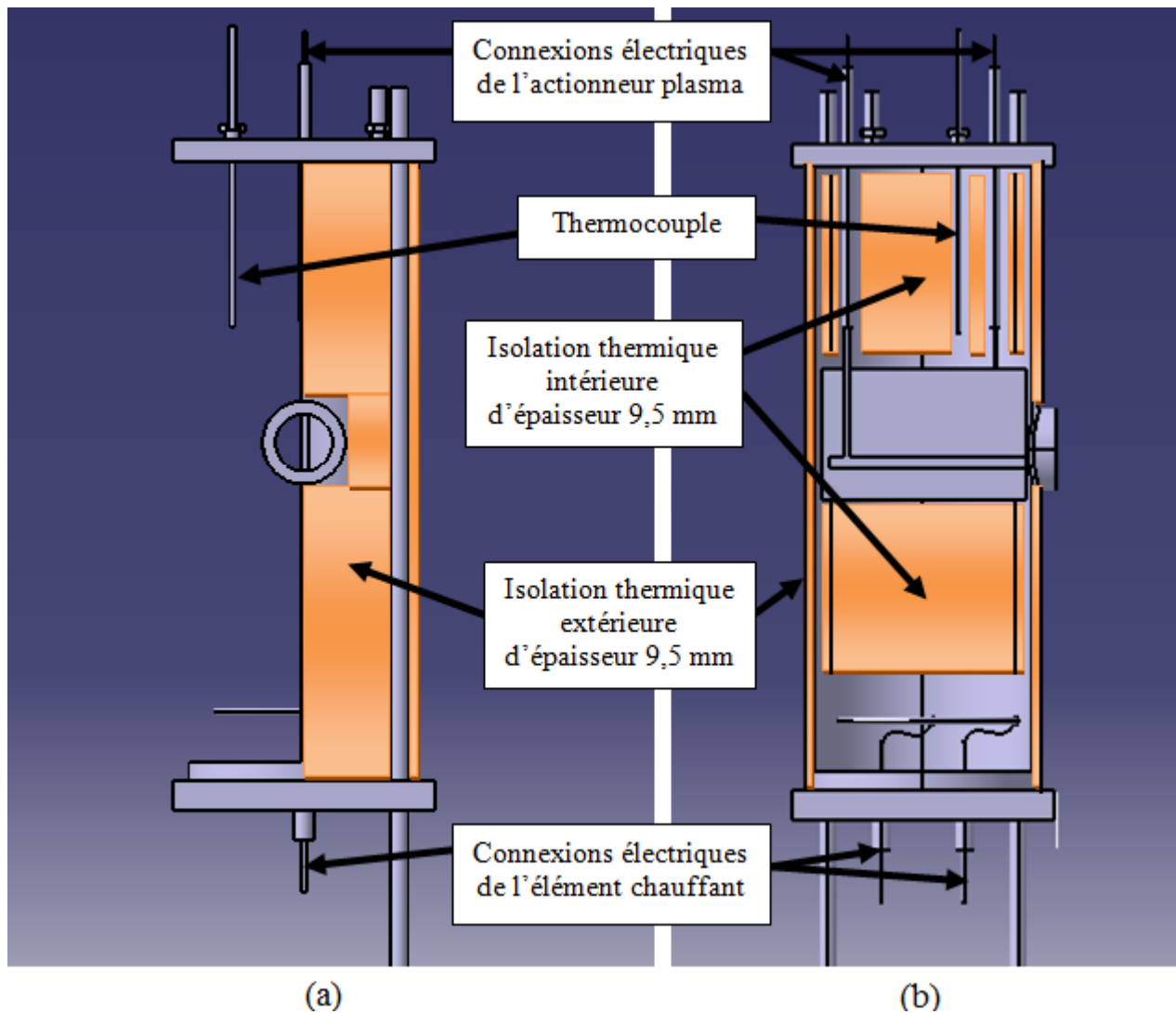


Figure 3.2 : Design de l'enceinte ; (a) Vue de face (b) Vue de droite

Une fenêtre centrée par rapport au plan médian de l'enceinte est rajoutée sur la surface latérale, afin de permettre l'observation de l'actionneur plasma, et du flux d'air induit. En effet, elle sert principalement à la mesure de la vitesse de ce dernier par la technique PIV (Particle Image Velocimetry), qui sera expliquée prochainement.

Il faut noter que la fenêtre devrait être décalée par rapport au plan médian de façon à garder le maximum d'espace libre au dessus de l'actionneur, et du côté de formation du plasma, afin d'éliminer un effet indésirable de la zone d'impact. Cet effet est principalement celui de la recirculation d'air, du à l'écoulement induit et l'effet de la température près des murs intérieurs de l'enceinte. Cependant, une étude de dimensionnement de l'enceinte, avec une fenêtre décalée, a montré que la solution pourrait être beaucoup plus compliquée en terme de fabrication, ce qui engendrerait une importante augmentation du coût de l'enceinte. Par conséquent, un design avec une fenêtre centrée a été adopté.

Il est à noter qu'une isolation thermique a été installée sur les surfaces intérieure et extérieure de l'enceinte afin d'atteindre une température maximale en moins de temps (figure 3.2). Toutefois, avec l'élément chauffant disponible, la température maximale obtenue n'a pas atteint l'objectif de 300°C, mais juste 200°C en plus qu'une heure de chauffage. Ceci est dû à la puissance limitée de l'élément (1000W). Une vue générale du montage incluant l'enceinte, les outils de mesures, et la bonbonne d'alimentation en air sec est illustrée par la figure 3.3.

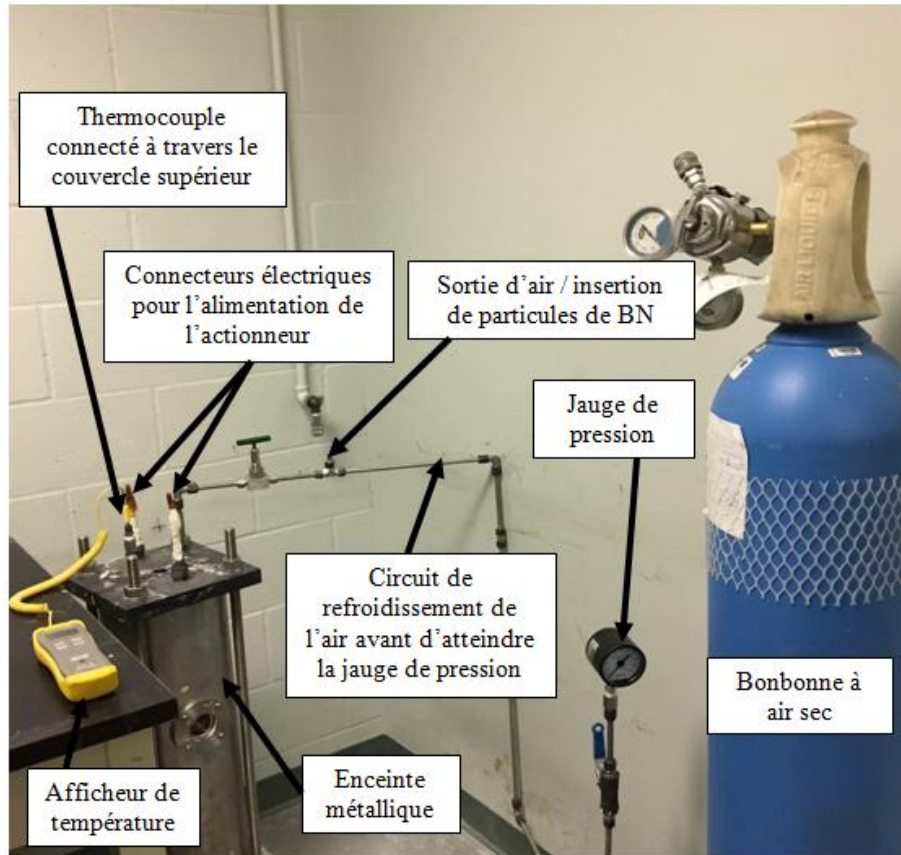


Figure 3.3 : Enceinte métallique connectée aux outils de contrôle et d'alimentation en air sec

Comme l'actionneur doit être confiné dans l'enceinte métallique, son alimentation nécessite le passage des fils électriques à travers le couvercle de l'enceinte. Toutefois, due à la haute température et pression dans l'enceinte, l'utilisation de câbles électriques standards est impossible. En effet, le marché ne propose pas de produits qui peuvent conduire des dizaines de kV à des températures supérieures à 120°C. Pour ce faire, il fallait trouver une solution pour alimenter l'actionneur plasma à travers l'enceinte métallique sans causer une électrisation de celle-ci, ce qui induit à un court-circuit, et perte de la puissance dédiée à l'actionneur. On a choisi d'insérer des fils de cuivre dans des tubes de céramiques qui seront à leur tour fixés sur le couvercle supérieur. Ces tubes, ayant une force diélectrique de 220V/mil, soit environ 8,7 kV/mm, et une épaisseur de 3,175 mm, pourraient résister à plus que 54 kV<sub>c.c.</sub>. Etant censé être connecté aux fils de cuivre, l'actionneur plasma a été lié aux tubes de céramiques afin de

maintenir une position unique devant la fenêtre. La figure 3.4 montre la disposition des connexions électriques de l'actionneur.

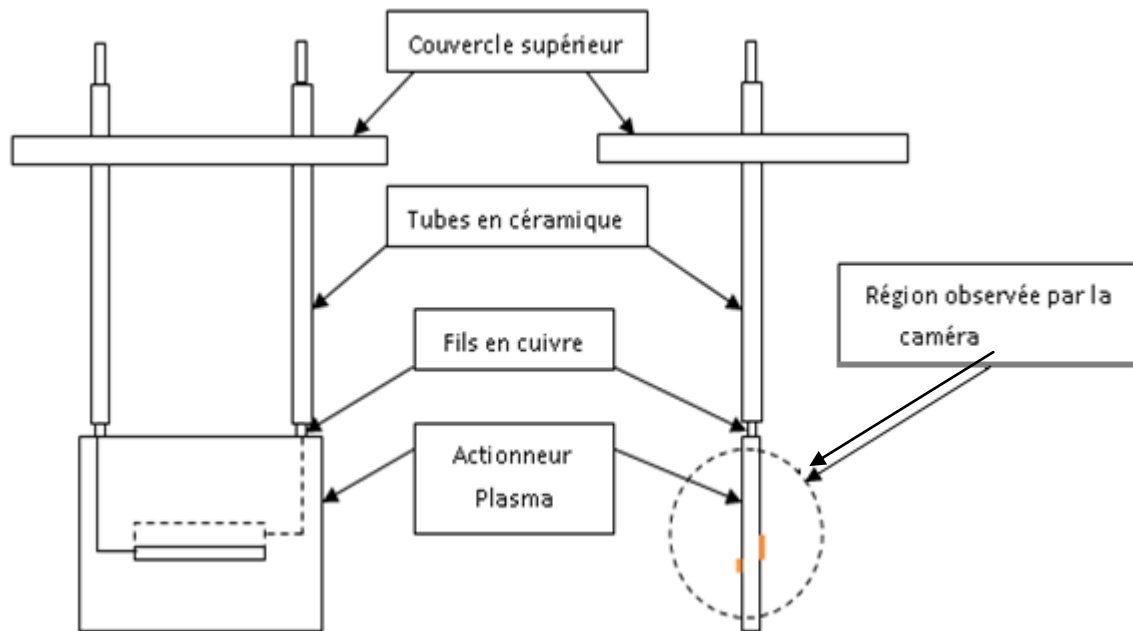


Figure 3.4 : Connexion des fils en cuivre à l'actionneur à travers le couvercle supérieur

### 3.1.2 Actionneur plasma de type DBD

En se basant sur les études antérieures sur l'optimisation des performances des actionneurs DBD, on a choisit des électrodes en cuivre afin d'avoir une meilleure conductivité des charges, et un support diélectrique composé de verre de quartz de type « Fused Glass » et de référence GE124 (voir Annexe C). Afin d'optimiser les performances de l'actionneur, en terme de force d'actionnement maximale par rapport aux paramètres de l'input, et de consommation minimale de puissance, le matériau diélectrique doit supporter de hautes températures (supérieures à 300°C) sans avoir sa force diélectrique dégradée, avoir une constante diélectrique inférieure à 4, et avoir la plus petite épaisseur possible. Celle-ci a été prévue d'être de l'ordre de 5 mm, mais les disponibilités du marché nous ont obligés à choisir l'épaisseur de 6,35 mm (0,25 pouce).

Finalement, la configuration optimale de l'actionneur plasma en termes de dimensions des électrodes et de l'épaisseur du support diélectrique est décrite dans la figure 3.5. Le système d'alimentation de l'actionneur est le même que celui utilisé par Ashrafi (2014) et Demers (2015).

Un générateur de haut voltage, fait maison selon la recette de Thomas et al. (2009), est connecté aux électrodes. Il est capable de générer plusieurs signaux alternatifs, dont les plages de voltage et de fréquence sont respectivement de 68 kV<sub>c-c</sub> et entre 1 et 30 kHz. Le signal négatif en dents de scie a été adopté dans notre cas, vu qu'il a été montré précédemment par Balcon et al. (2009) et Thomas et al. (2009) qu'il donne une force d'actionnement plus grande pour moins de puissance, comparé à d'autres signaux.

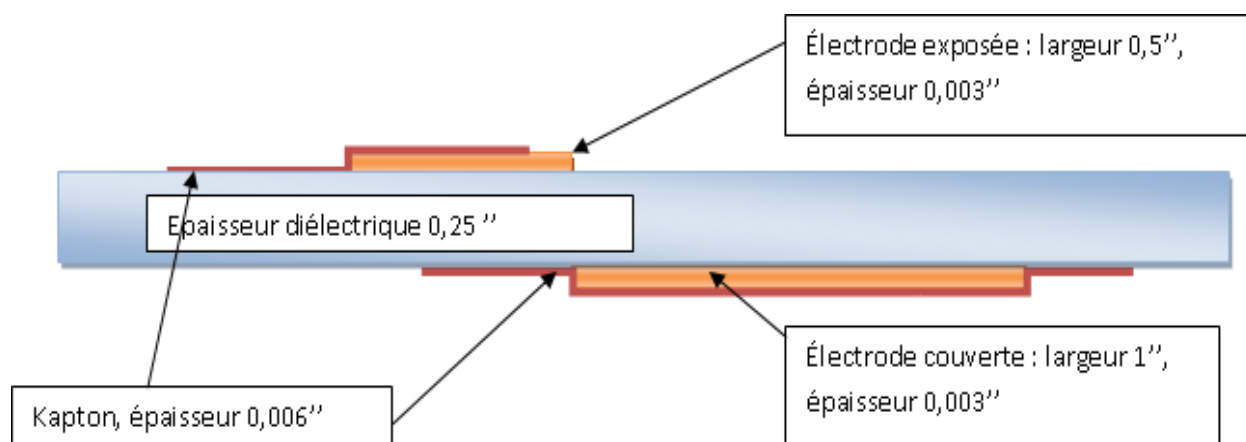


Figure 3.5 : Dimensions de l'actionneur plasma utilisé dans le travail expérimental

Notons que les dimensions de la fenêtre de l'enceinte ont influencé le choix de celles des électrodes de l'actionneur, afin d'avoir une vue complète sur toute la région du plasma. En effet, on aurait pu utiliser une électrode couverte plus large afin d'avoir plus de plasma pour moins de voltage.

Des tests préliminaires ont été menés pour déterminer la meilleure configuration, donnant plus de force d'actionnement, à un voltage de 26 kV<sub>c-c</sub> et une fréquence de 2,5 kHz. Le choix des paramètres d'input était basé sur la revue de littérature, et quelques tests préliminaires, qui ont montré que les valeurs choisies permettent d'avoir le meilleur rendement de l'actionneur à conditions atmosphériques. On a conclu que la largeur de la partie exposée de l'électrode ne doit pas excéder 1 mm. L'autre partie est bien isolée par une couche de kapton (qui est un bon isolant électrique et supporte la haute température) de 0,006'' d'épaisseur, afin d'éviter la formation du plasma parasite dans cette région.



### 3.1.3 Appareils de contrôle et techniques de mesure

Un thermocouple et une jauge de pression sont connectés à l'enceinte afin de contrôler la température et la pression durant l'expérimentation (figure 3.6). Le thermocouple est de type K, et est connecté à un afficheur de référence HH11B afin d'assurer une lecture directe de la température. La jauge de pression assure une mesure de pression jusqu'au 200 Psi, sous une température maximale de 300°C.



Figure 3.6 : Outils de mesure de la température et de la pression utilisés sur le banc d'essai:  
 (a) Thermocouple et afficheur de température (b) Jauge de pression

Pour assurer une protection du diaphragme de la jauge de pression contre l'excès de température de l'air, celle-ci est connectée à l'enceinte via un tube métallique d'environ 2 mètres de longueur.

Le contrôle de l'alimentation de l'élément chauffant est basé sur la température mesurée par le thermocouple. Une fois la température cible atteinte, l'alimentation est coupée.

L'outil de mesure de la vitesse de l'écoulement induit par actionnement plasma est la PIV pour Particle Image Velocimetry (voir Annexe D). Cette dernière a été privilégiée grâce à son caractère non intrusif dans la mesure de la vitesse de l'écoulement, contrairement à d'autres techniques, comme le tube de Pitot et le fil chaud. En plus, la PIV permet de visualiser et mesurer tout un champ de vitesse en une seule capture, ce qui n'est pas possible dans le cas des autres techniques (Raffel, Willert, & Kompenhans, 2013). Le système PIV utilisé, provenant de Dantec

Dynamics, est formé d'un générateur de laser Nd : YAG (neodymium-doped yttrium aluminum garnet) de 532 nm de longueur d'onde, une caméra CCD de résolution 1600 x 1186 pixels, et d'un logiciel de traitement d'images Dynamic Studio version 3.31. Dans le cas présent, le mode « double frame » fut choisi avec une seule caméra, vu que le champ de vitesse cible est en 2D, avec la fréquence maximale de 15Hz, et un délai de 300  $\mu$ s entre deux impulsions de laser.

La haute température de l'air et la masse volumique ont été les facteurs principaux dans le choix des particules traceuses. Ainsi, la poudre de Nitrure de Bore (Figure 3.7) a été sélectionnée pour sa résistance aux hautes températures et la masse volumique similaire aux particules d'huile d'olive traditionnellement utilisées dans les écoulements d'air à basse température. Le diamètre moyen des particules utilisées est de l'ordre de 0,5  $\mu$ m.

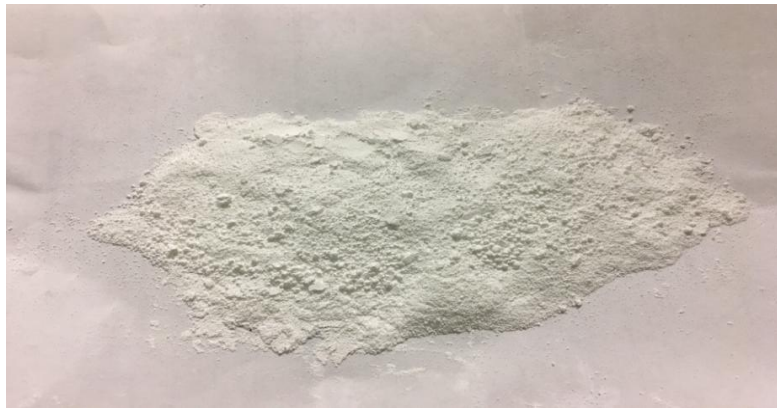


Figure 3.7 : Poudre de Nitrure de Bore utilisée dans les mesures PIV

Ces particules sont injectées dans l'enceinte en insérant une quantité dans le tube métallique qui assure l'alimentation de l'air comprimé, et on ouvrant la bonbonne à air sec pour une ou deux secondes, afin de les disperser dans tout l'espace intérieur de l'enceinte.

### **3.2 Procédure expérimentale**

Les tests consistent à déterminer le champ de vitesse autour du plasma, sous différentes températures et pressions. Rappelons qu'il faut considérer la configuration verticale de l'actionneur dans l'enceinte métallique, illustrée par la figure 3.8, dans l'analyse des champs de vitesse. La zone hachurée n'est pas incluse dans les champs de vitesse, vu que la partie d'air

affectée doit être du côté de l'électrode exposée. Toutefois, il est important que cette zone soit visible au cours des expériences, afin de vérifier l'absence du plasma parasitique du côté de l'électrode cachée.

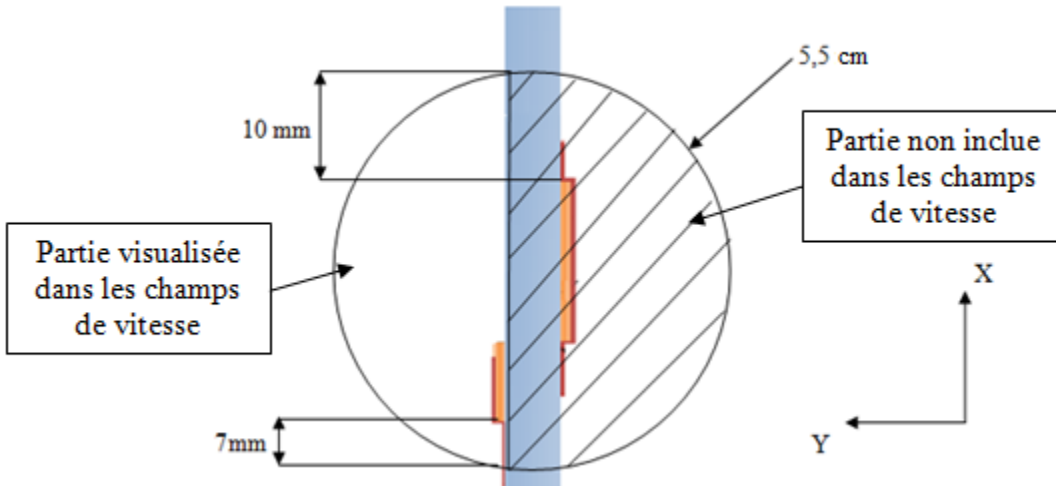


Figure 3.8 : Configuration de l'actionneur plasma dans l'enceinte métallique

En général, la procédure expérimentale consiste à insérer une quantité de traceurs dans l'enceinte, pour effectuer les mesures avec la technique PIV. Après, la pressurisation de l'enceinte est effectuée, tout en contrôlant l'opération avec la jauge de pression. L'ajout d'air pressurisé peut aussi servir à diffuser les traceurs dans l'enceinte d'une façon plus uniforme.

D'abord, une mesure de performance de l'actionneur sous différentes pressions a été effectuée. La pression est augmentée dans l'enceinte jusqu'à environ 7 bar (~100 psi). Puis, l'actionneur est alimenté, l'outil PIV est mis en marche, et l'enregistrement des images par la caméra est effectué. Après, une quantité d'air est libérée afin de diminuer la pression d'environ 1 bar (~15 psi). Un autre enregistrement d'images est effectué. Ainsi, cette opération est répétée jusqu'à atteindre la pression atmosphérique dans l'enceinte (~1 bar).

Par la suite, la mesure de performance sous différentes températures a été effectuée. La pression dans l'enceinte est maintenue égale à celle ambiante, et l'élément chauffant est allumé. Des petites impulsions d'air pressurisé sont en plus rajoutées de temps en temps pour favoriser l'homogénéité de la température de l'air dans l'enceinte. Une fois la température maximale est atteinte, l'élément chauffant est éteint, et le premier enregistrement des images est effectué.

Ensuite, il faut attendre jusqu'à ce que la température dans l'enceinte diminue graduellement jusqu'à la valeur suivante, avant de procéder à une reprise d'images. L'ensemencement de traceurs est fait avant chaque enregistrement. Il est à noter que le taux de diminution de la température est en moyenne de l'ordre de 6 degrés par minute. Toutefois, le processus d'enregistrement peut prendre jusqu'à 20 secondes, ce qui implique une erreur d'environ  $\pm 2^\circ\text{C}$ .

Finalement, la mesure de performance de l'actionneur sous l'effet couplé de la pression et de la température a été effectuée. Vu que les deux paramètres sont liés théoriquement par la loi des gaz parfaits, leurs variations dans l'enceinte sont introduites par étape. La pression est d'abord augmentée dans l'enceinte jusqu'à environ 4/5 de la valeur cible, soit la valeur maximale adoptée dans cette étude. Ensuite, l'augmentation de la température est activée jusqu'à la valeur de  $200^\circ\text{C}$ . Le contrôle de la pression est fait en parallèle pour s'assurer qu'elle ne dépasse pas la valeur cible. Des petites pressurisations ou dépressurisations pourraient être exécutées afin d'atteindre les valeurs cibles. Après, la mesure PIV est effectuée, tout en maintenant une pression constante, et en diminuant graduellement la température. Une fois que celle-ci atteint la valeur ambiante, la pression est diminuée de 1,03 bar, et le processus de mesure cité ci-dessus est répété.

### **3.3 Nature des résultats et traitement des données**

Les résultats recherchés dans cette étude impliquent deux caractéristiques :

- La force d'actionnement : la mesure de la vitesse sur un grand nombre de points dans la partie d'air affectée par l'appareil plasma, permet de calculer la composante axiale de la force d'actionnement, puisqu'elle est la plus importante en terme de tension, et d'effet aérodynamique.
- Le voltage seuil de formation du plasma : l'augmentation du voltage d'input graduellement permet de détecter le voltage sous lequel l'actionneur commence à former du plasma

L'Aspect qualitatif des résultats pourrait aussi être utile. En effet, l'observation du champ de vitesse en 2D de l'air, initialement stable, après l'activation de l'actionneur plasma aidera à déterminer l'allure générale de l'écoulement, et à donner une idée sur l'ordre de grandeur des deux composantes de la vitesse, parallèlement et perpendiculairement à la surface de l'actionneur, ou encore, le sens de développement du plasma.

Avec les champs de vitesse obtenus via la technique PIV, la méthode adoptée pour calculer la force d'actionnement consiste à appliquer l'équation de la conservation de la quantité de mouvement sur un volume de contrôle incluant l'actionneur plasma, comme le montre la figure 3.9. Cette méthode impose les hypothèses suivantes :

- L'écoulement est incompressible
- La pression est uniforme
- La contrainte visqueuse est négligeable à la limite supérieure  $l_3$  du volume de contrôle
- L'écoulement induit est 2D

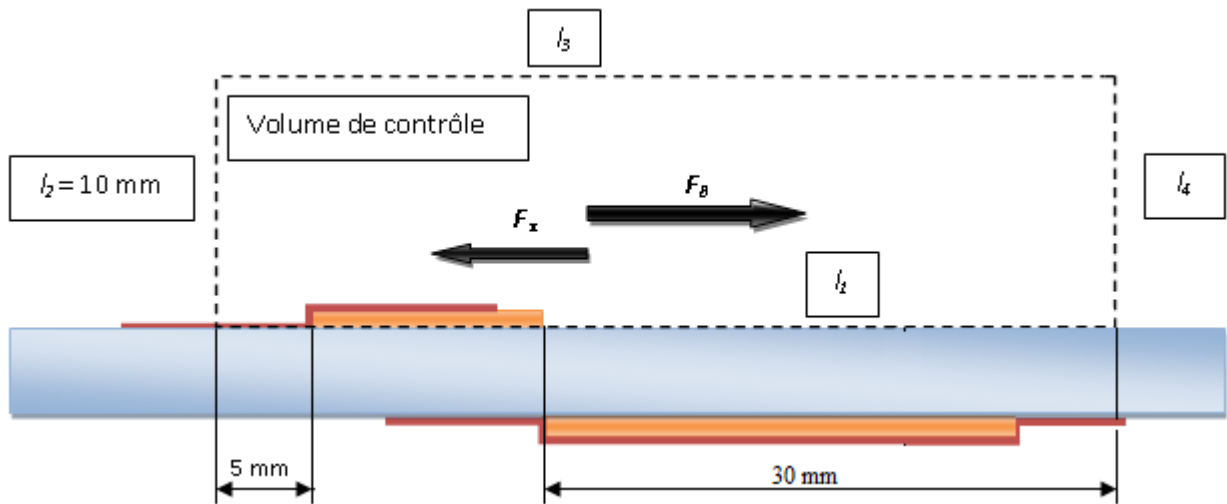


Figure 3.9 : Volume de contrôle utilisé pour le calcul de la force axiale d'actionnement

La dernière hypothèse est basée sur les études précédentes qui ont trouvé que l'étendue du plasma est uniforme au niveau de l'actionneur, et que la force générée est aussi uniforme (Enloe et al., 2004).

Ainsi, l'équation résultante est écrite sous la forme suivante :

$$F_B - \underbrace{\int_{l_1} \mu \frac{du}{dy} dx}_{F_\tau} = - \int_{l_2} \rho u^2 dy + \int_{l_3} \rho u v dx + \int_{l_4} \rho u^2 dy$$

du/dy est calculé tout au long de  $l$  en divisant la valeur de la vitesse au premier point, situé au dessus de la limite inférieure, par la hauteur de ce point. Cette méthode a été utilisée dans plusieurs études antérieures (Kriegseis & al., 2013; Murphy, Kriegseis, & Lavoie, 2013; Versailles et al., 2010).

En fait, après la réalisation des expériences, on a trouvé que la caméra de l'outil PIV n'arrive pas à capturer les réflexions de lumière des particules traceuses passant juste à côté de la surface du diélectrique, pour deux raisons. La première se manifeste dans l'effet lumineux du plasma lui-même, ce qui constitue une lumière parasitique. La deuxième est due à la couverture des côtés de l'électrode exposée par du kapton, afin d'empêcher la formation du plasma parasitique sur les côtés. Ce fait bloque le champ de vision de la caméra jusqu'à environ 1 mm au dessus de la surface de diélectrique. Or le maximum de gradient de vitesse axiale se trouve dans cette région. Ainsi, le calcul de la force visqueuse «  $F_\tau$  » dépendante de ce gradient devient difficile.

En fait, les études précédentes ont estimé que la force visqueuse est d'environ 25% à 30% de la force totale. Toutefois, ces études ont été réalisées seulement dans des conditions ambiantes. Quant à notre cas, il est indispensable de réaliser une étude de la variation de la force visqueuse en fonction de la pression et de la température, afin d'obtenir des résultats plus affinés. Pour ce faire, on a choisi de se concentrer seulement sur la poussé «  $F$  » de l'actionneur, tel que  $F = F_B - F_\tau$ .

Les dimensions du volume de contrôle sont choisies de façon à englober toute la région affectée par l'actionneur plasma. Une étude de l'influence de ce volume sur la poussée sera présentée dans l'annexe F, pour le cas de la variation de la température à pression atmosphérique.

La mesure du voltage seuil de formation du plasma est effectuée en augmentant l'amplitude du voltage d'input petit à petit jusqu'à l'apparition du plasma au niveau de l'actionneur. En fait, la génération du plasma est accompagnée d'un bruit sonore, qui affirme son apparition. En plus, des particules traceuses sont injectées dans l'enceinte afin d'être observées par la caméra quand elles indiquent une induction de l'air, ce qui confirme la formation du plasma.

### 3.4 Erreurs expérimentales

Il est nécessaire d'étudier le degré de justesse des résultats obtenus lors d'un travail expérimental. Dans notre cas, les principales erreurs sont les erreurs aléatoires, dues aux instruments de mesure et les erreurs de la technique PIV pour le calcul de la poussée de l'actionneur.

Les principaux instruments utilisés sont le thermocouple, afin de mesurer la température, et la jauge de pression, afin de mesurer la pression dans l'enceinte. La précision du thermocouple est de  $\pm 1^\circ\text{C}$ , tandis que celle de la jauge est de  $\pm 0,14$  bar ( $\sim 2$  Psi). La lecture de la température n'est pas affectée, puisque l'afficheur de température est numérique, et donne une valeur stable. Cependant, une étude de l'erreur entre la valeur affichée et la température juste à côté du plasma est présentée dans l'annexe B. Quant à la pression, la règle générale consiste à assumer la moitié d'une graduation comme l'erreur de lecture. Dans ce cas, on peut ajouter 0,07 bar à l'erreur de l'instrument. Ainsi, l'erreur totale de la pression est de l'ordre de  $\pm 0,2$  bar ( $\sim 3$  Psi). Quant à la PIV, malgré l'effort effectué, on ne trouve pas dans la littérature un consensus standard pour estimer l'erreur sur la poussée calculée à la base des champs de vitesse mesurés.

## CHAPITRE 4 RÉSULTATS

Ce chapitre présente et discute les résultats expérimentaux des trois cas de fonctionnement de l'actionneur sous différentes conditions ambiantes. Le premier cas mesure la performance en termes de force d'actionnement et de voltage seuil de formation du dispositif sous l'effet de la variation de la pression, en l'augmentant d'environ 1 atm à chaque fois, à température constante. Le deuxième mesure sa performance sous l'effet de la haute température, augmentée jusqu'à environ 200°C, à pression constante. Le troisième cas combine l'effet de l'augmentation de la pression et de la température.

### 4.1 Effet de l'augmentation de la pression à 20°C

La figure 4.1 présente les champs de vitesse mesurés par PIV, pour différentes pressions à une température constante de 20°C.

En comparant les champs de vitesse illustrés ci-dessus, on remarque que l'actionneur affecte clairement l'air régnant du côté de l'électrode exposée. En effet, un jet adjacent à la paroi se développe tout au long de la surface du diélectrique, commençant à partir du bord de cette dernière. Ceci est conforme avec les champs de vitesse, mesurés sous une pression de 1 atm, et présentés par Balcon et al. (2009). Cependant, ce jet demeure bien clair jusqu'à une pression de 3,1 bar. A partir de 4,13 bar, son extrémité devient étalée et difficile à distinguer. Malgré cela, l'effet d'attraction et d'induction de l'air demeure présent. Ainsi, cet effet est encore plus atténué sous la pression de 5,17 bar, jusqu'à disparaître complètement sous 6,2 bar, où les particules traceuses effectuent des mouvements aléatoires dans toutes les directions.



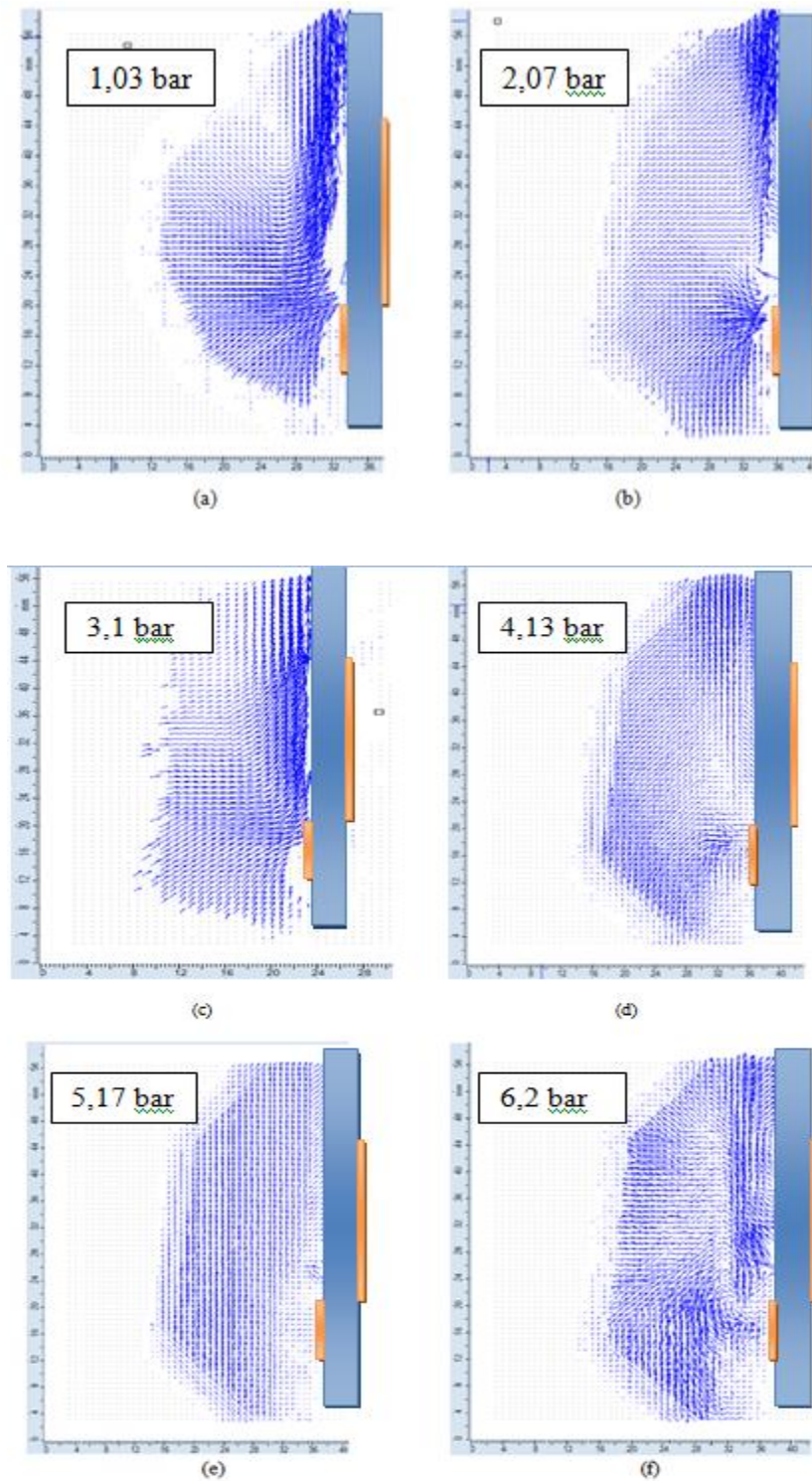


Figure 4.1 : Champs de vitesse de l'air affecté par l'actionneur plasma à  $T = 20^{\circ}\text{C}$ , sous différentes pressions :  $P =$  (a) 1,03 bar (b) 2,07 bar (c) 3,1 bar (d) 4,1bar (e) 5,17 bar (f) 6,2 bar

La figure 4.2 présente la variation avec la pression de la poussée, calculée avec les champs de vitesse de la figure 4.1. On constate que la poussée de l'actionneur diminue largement en augmentant la pression d'environ 1,03 bar à chaque fois, vu qu'elle dépend de la vitesse axiale.

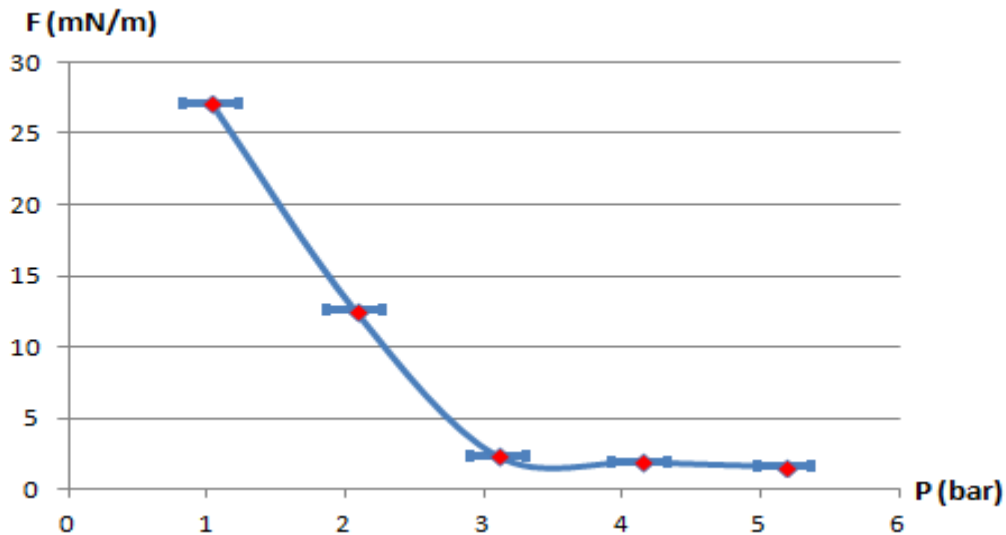


Figure 4.2 : Variation de la poussée de l'actionneur plasma en fonction de la pression

Ainsi, on remarque que la poussée de l'actionneur diminue rapidement en fonction de la pression, jusqu'à atteindre des valeurs négligeables, à partir de 3,1 bar. La figure 4.4 montre la variation de l'étendue du plasma en fonction de la pression. L'actionneur fut tourné, comme il est montré par la figure 4.3, afin de pouvoir observer la zone de formation du plasma.

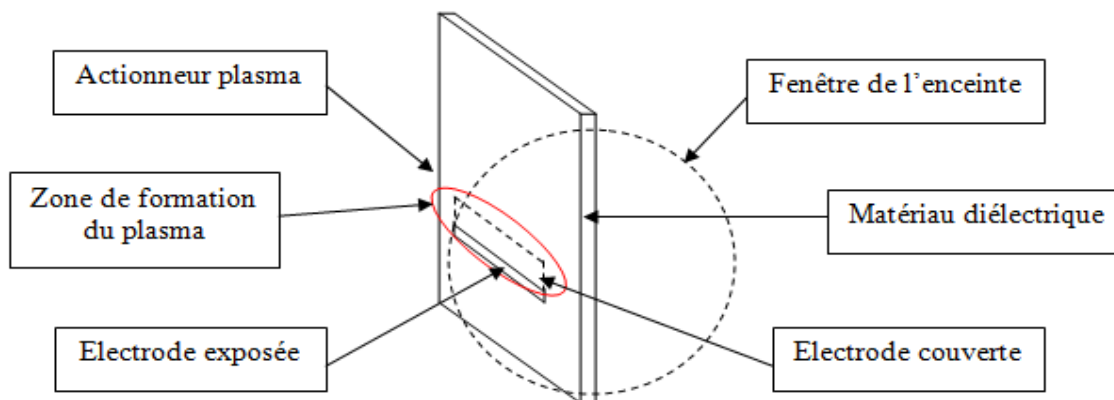


Figure 4.3 : Configuration adoptée pour l'observation de l'étendu du plasma

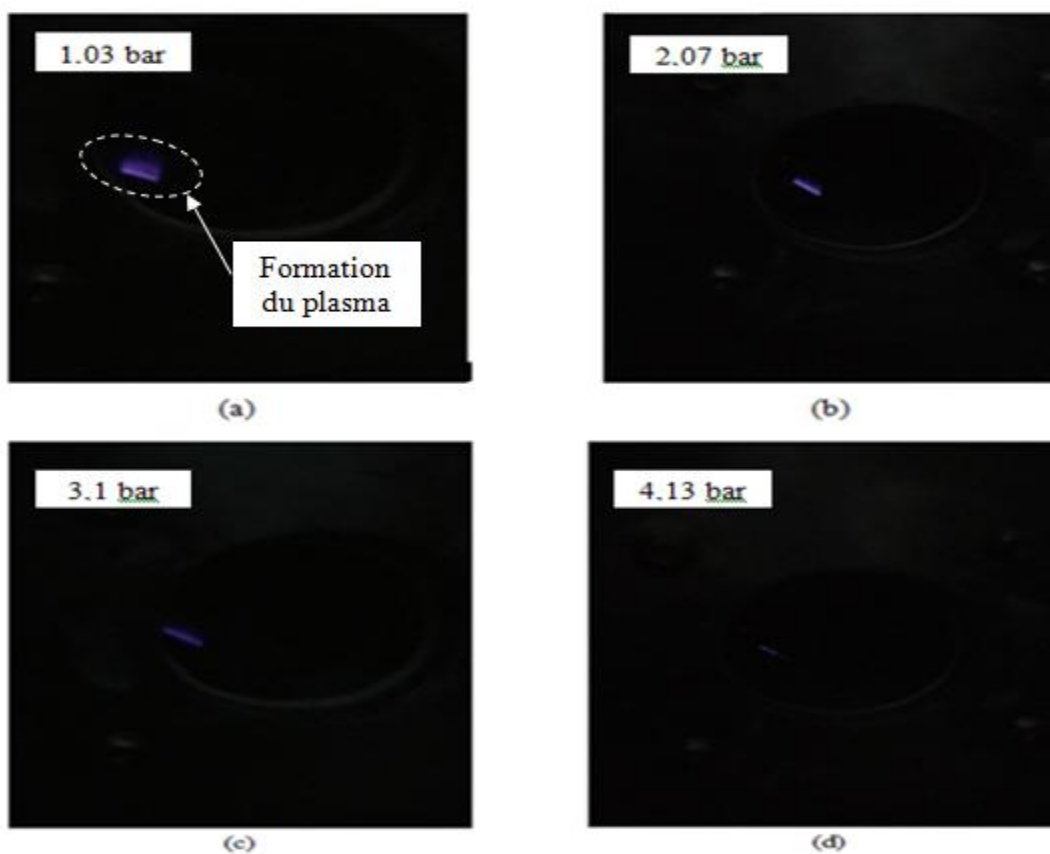


Figure 4.4 : Variation de l'étendue du plasma en fonction de la pression: P = (a) 1,03 bar  
(b) 2,07 bar (c) 3,1 bar (d) 4,13 bar

Les résultats montrent que la poussée augmente avec l'étendu du plasma, ce qui est conforme avec les résultats de Thomas et al. (2009).

## 4.2 Effet de la variation de la température à 1 atm

Comme pour le cas de la pression, on présente d'abord les champs de vitesse de l'air induit par l'actionneur plasma, avant de passer à la discussion de la variation de la poussée en fonction de la température. La figure 4.5 présente les champs de vitesse mesurés à 1 atm pour des températures testées entre 20°C et 200°C.

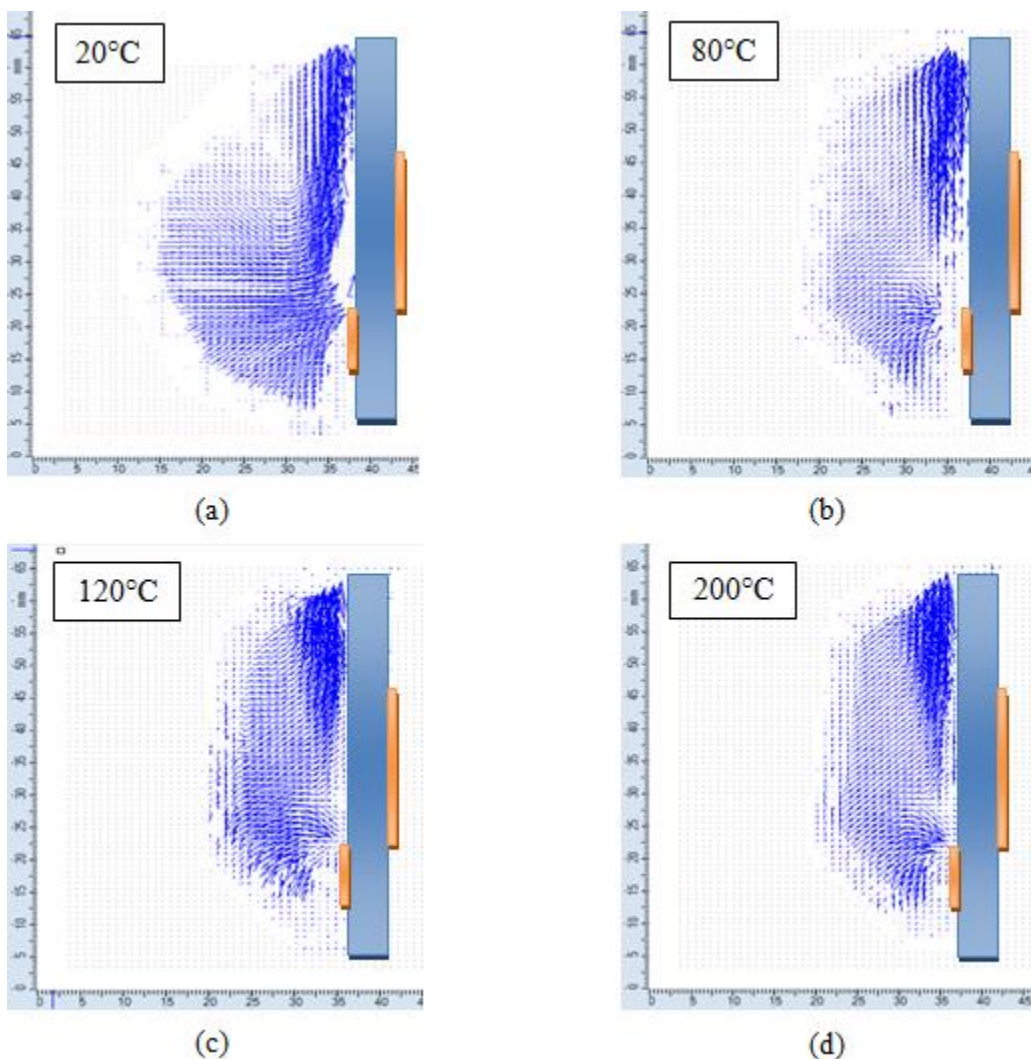


Figure 4.5 : Champs de vitesse de l'air affecté par l'actionneur plasma, à  $P = 1$  atm, sous différentes températures :  $T =$  (a) 20°C (b) 80°C (c) 120°C (d) 200°C

Contrairement au cas de la pression, l'effet de l'actionneur ne diminue pas avec l'augmentation de la température. En effet, la figure 4.5 montre que le jet induit est toujours présent, et se modifie d'une température à l'autre, tout en devenant un peu plus intense sous haute température, surtout à partir de 120°C.

La figure 4.6 présente la variation de la poussée en fonction de la température. Les résultats indiquent qu'elle augmente d'une façon quasiment linéaire entre 20°C et 150°C, montant d'une valeur de 27 mN/m jusqu'à environ 49 mN/m, soit une augmentation de plus que 80%. Ceci est conforme avec les résultats de Versailles et al. (2010), qui ont trouvé que la force axiale totale est presque doublée entre 20°C et 200°C.

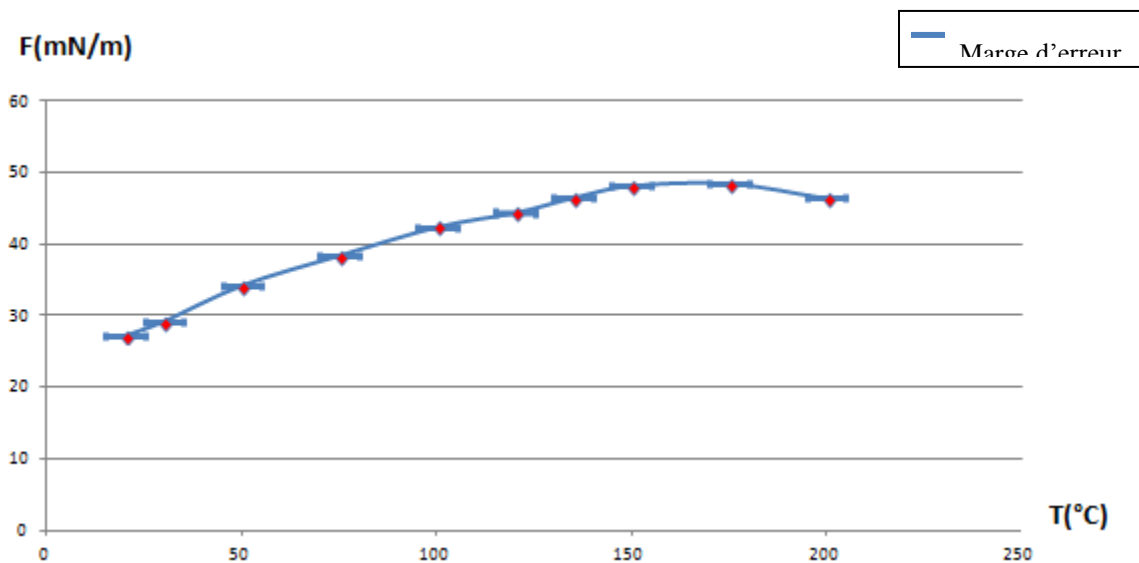


Figure 4.6 : Variation de la poussée de l'actionneur plasma en fonction de la température, à  $P = 1 \text{ atm}$

Cependant, à partir de 150°C, on remarque que la poussée reste constante jusqu'à 175°C avant de diminuer d'environ 6% à 200°C. Ainsi, elle ne continue pas à augmenter comme ont prévu Versailles et al. (2010). Cette différence dans les résultats exige l'analyse d'autres cas où la température est augmentée à plus de 150°C, soient les cas de couplage de la pression et de la température, pour confirmer ce comportement, et suggérer des explications.

Comme dans le cas de la variation de la pression, l'étendue du plasma a été photographiée lors de

l'augmentation de la température, afin de déterminer son effet et faire un lien avec la variation de la poussée. La figure 4.7 présente les photos prises pour quelques températures.

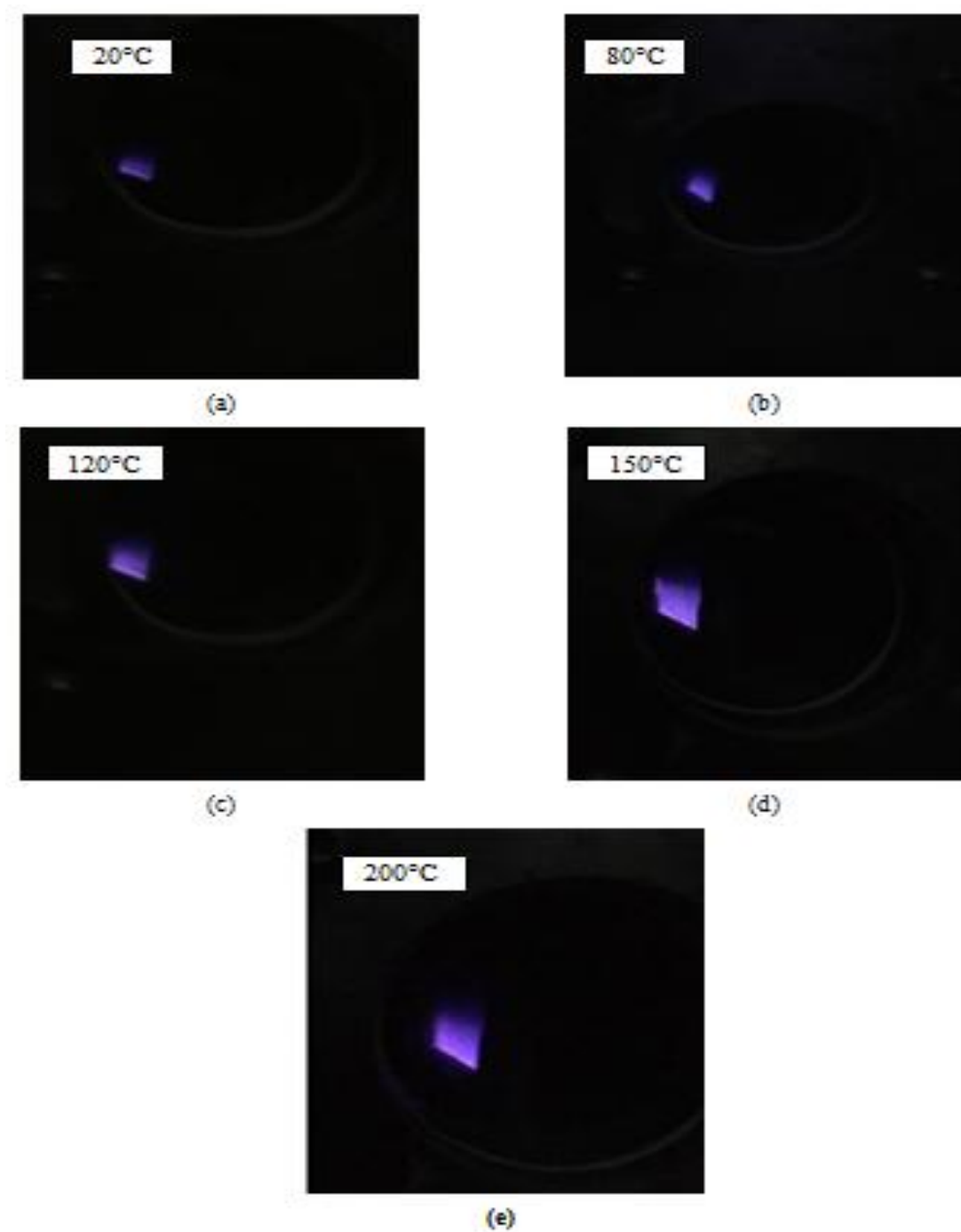


Figure 4.7 : Variation de l'étendue du plasma en fonction de la température à  $P = 1$  atm:

$T =$  (a) 20°C (b) 80°C (c) 120°C (d) 150°C (e) 200°C

Les photos indiquent que l'étendue du plasma augmente largement, tout au long de l'électrode couverte, entre 20°C et 200°C. Ceci est aussi conforme aux résultats des études précédentes liant l'augmentation de la poussée et la force d'actionnement à l'augmentation de l'étendue du plasma. En fait, ces études ont contrôlé ce facteur en variant les paramètres de l'input aux électrodes, notamment le voltage et la fréquence, alors que la présente expérience montre la même tendance en variant les conditions environnementales, tout en gardant constants le voltage et la fréquence fournis à l'actionneur.

De plus, les photos de la figure 4.6 montrent que les filaments dissipatifs restent absents jusqu'à 200°C. Ceci implique que ce phénomène n'est pas responsable de la diminution de la poussée entre 150°C et 200°C. Toutefois, on remarque une légère diminution de l'étendu et de l'intensité du plasma entre les deux températures, indiquant la présence d'une source dissipative alternative. On discutera ce phénomène dans un autre paragraphe.

### 4.3 Effet de l'augmentation de la pression et de la température

Cette partie présente la variation de la performance de l'actionneur plasma en augmentant à la fois la température et la pression. Les mesures sont effectuées en variant la température entre 20 et 180°C, pour les pressions suivantes : 2,07 bar, 3,1 bar, et 4,13 bar. Ainsi, deux courbes de la poussée seront présentées dans chaque paragraphe qui suit ; une courbe expérimentale traduisant les valeurs trouvées dans le cas réel, et une courbe de couplage linéaire, tracée en reproduisant la tendance de la poussée en fonction de la température à pression atmosphérique. C'est-à-dire qu'on a divisé la poussée correspondante à chaque haute température par la poussée trouvée à 20°C dans le cas de la pression atmosphérique, puis pour chaque augmentation de la pression, on a multiplié le ratio par la poussée à 20°C. Par exemple, pour trouver la valeur théorique de la poussée à 50°C et à 2,07 bar, on fait comme suit :

$$F(2,07 \text{ bar}; 50^\circ\text{C}) = R_1 * F(2,07 \text{ bar}; 20^\circ\text{C})$$

avec 
$$R_1 = \frac{F(1,03 \text{ bar}; 50^\circ\text{C})}{F(1,03 \text{ bar}; 20^\circ\text{C})}$$

Ceci sert à comparer les deux courbes, afin de conclure à la fin sur la validité ou non de l'hypothèse considérant la variation de la performance de l'actionneur plasma en fonction de la température et de la pression comme linéaire. En effet, si les deux courbes se superposent, cela



veut dire que le couplage de la pression et de la température est linéaire

### 4.3.1 Variation de la température à une pression de 2,07 bar

Ce cas présente la première étape dans le couplage des effets des deux facteurs étudiés ; pression et température. On a donc ajouté 1,04 bar de pression à l'air enfermé dans l'enceinte, et on a varié la température comme dans le cas précédent. Rappelons qu'on a trouvé que la poussée est quasiment divisée par deux en passant d'une pression atmosphérique jusqu'à 2,07 bar, et qu'elle exprime une augmentation maximale de plus que 80% lors de l'augmentation de la température jusqu'à 150°C. Ainsi, le but du couplage des deux effets est d'abord d'observer si le comportement de l'actionneur demeure généralement constant, et dans ce cas, voir si l'augmentation de la température peut compenser la diminution de la poussée due à l'augmentation de la pression. La figure 4.8 illustre quelques champs de vitesse de l'air, induit par l'actionneur plasma, correspondants à différentes températures pour une pression de 2,07 bar.

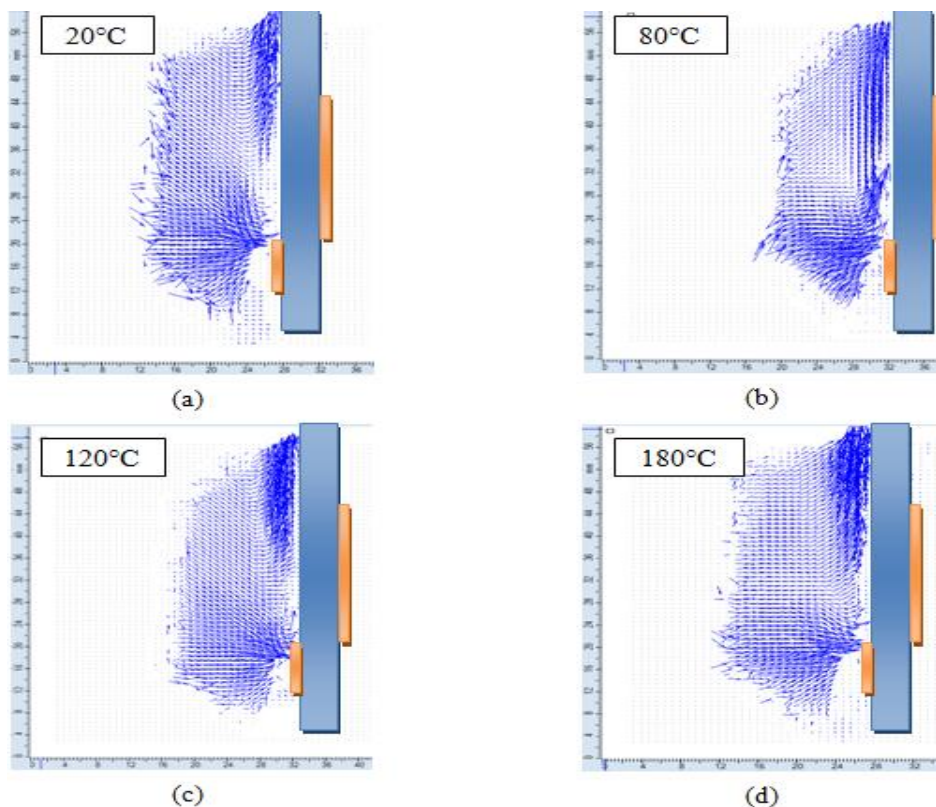


Figure 4.8 : Champs de vitesse de l'air affecté par l'actionneur plasma à une pression de 2,07 bar et sous différentes températures : T = (a) 20°C (b) 80°C (c) 120°C (d) 180°C



Le comportement du champ de vitesse de l'air en fonction de la température demeure inchangé par rapport au cas où la pression est égale à la pression atmosphérique. En effet, une augmentation de la température résulte en une augmentation de la vitesse induite. La variation de la poussée avec la température à  $P = 2,07$  bar sur la figure 4.9 confirme cette tendance.

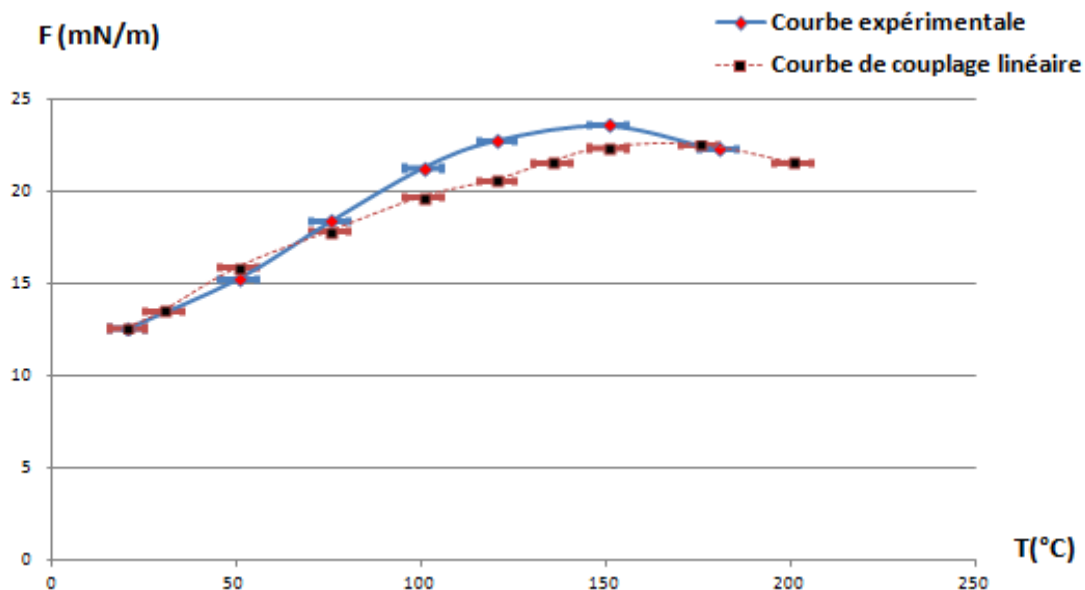


Figure 4.9 : Variation de la poussée de l'actionneur plasma en fonction de la température à  $P = 2,07$  bar

En effet, la poussée augmente presque linéairement en fonction de la température jusqu'à 120°C, puis la courbe commence à s'aplatir légèrement jusqu'à atteindre son maximum de 23,6 mN/m à 150°C. Le taux d'augmentation de la poussée sous cette température est d'environ 87%, ce qui est comparable au cas où la pression dans l'enceinte est atmosphérique (augmentation d'environ 81%). En plus, à partir de 150°C, la poussée commence à diminuer pour descendre de 5,5% à 180°C. Cependant, malgré l'effet positif de la température sur la poussée, celle-ci n'a pas atteint la valeur maximale de 27,12 mN/m, calculée dans le cas de la pression atmosphérique. Rappelons que cette constatation est valable pour une marge de température entre 20°C et 150°C, vu qu'on suppose qu'une source dissipative est responsable de la diminution de la poussée au-delà de celle-ci.

La figure 4.10 montre l'augmentation de l'étendue du plasma entre 20°C et 180°C, ce qui prouve

toujours son effet positif sur la poussée.

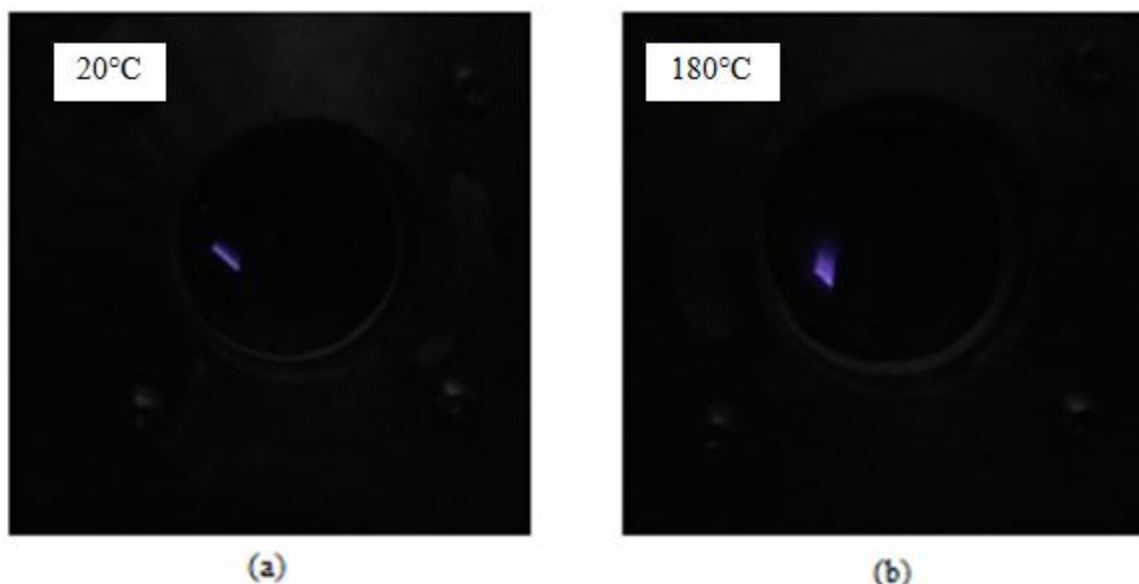


Figure 4.10 : Variation de l'étendue du plasma sous une pression de 2,07 bar en fonction de la température: T = (a) 20°C (b) 180°C

### 4.3.2 Variation de la température à une pression de 3,1 bar

La figure 4.11 illustre la variation de la poussée en fonction de la température, à 3,1 bar. Les champs de vitesse sont présentés dans l'annexe E.

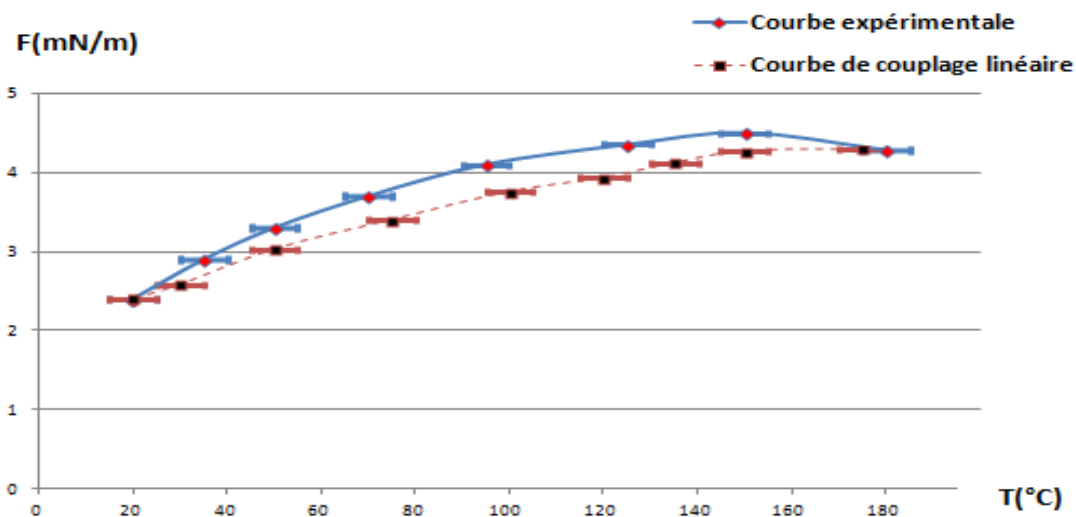


Figure 4.11 : Variation de la poussée de l'actionneur plasma en fonction de la température à P = 3,1 bar

Les résultats indiquent que l'effet de la température sur la poussée de l'actionneur demeure positif. En effet, elle augmente d'environ 87,5% entre 20°C et 150°C. Toutefois, cet effet n'est pas suffisant pour compenser la diminution de la poussée entre 2,07 bar et 3,1bar à 20°C, où elle subit une diminution de 10 mN/m. En plus, on remarque que la diminution de la poussée à des températures supérieures à 150°C est toujours présente. En observant la figure 4.12, on remarque qu'il n'y a pas de filaments dissipatifs dans le plasma sous une température de 180°C. Ainsi, on discutera cet effet dans un autre paragraphe.

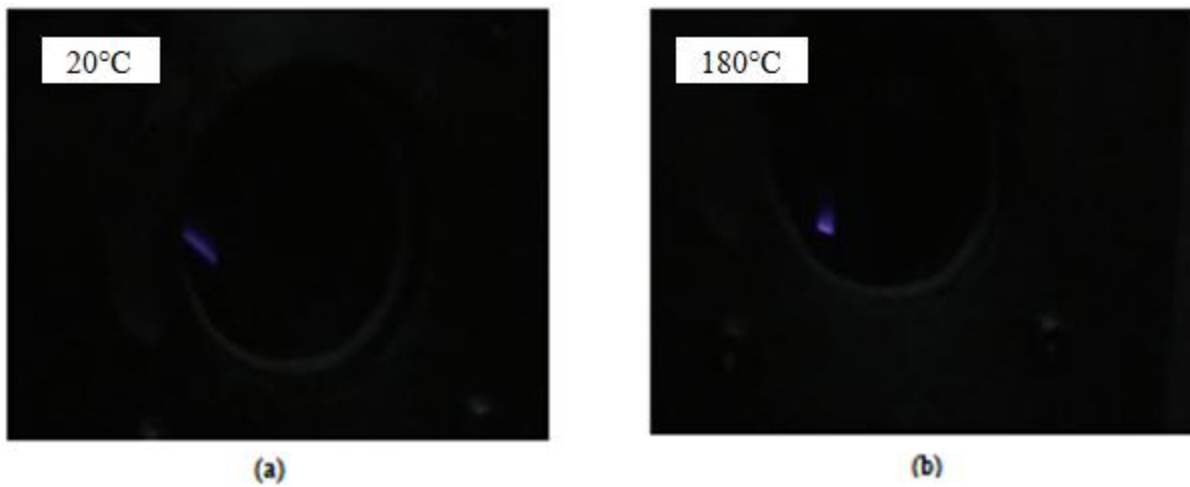


Figure 4.12 : Variation de l'étendue du plasma sous une pression de 3,1 bar en fonction de la température: T = (a) 20°C (b) 180°C

### 4.3.3 Variation de la température à une pression de 4,13 bar

La figure 4.13 illustre la variation de la poussée en fonction de la température, à 4,13 bar. Les champs de vitesse sont présentés dans l'annexe E.

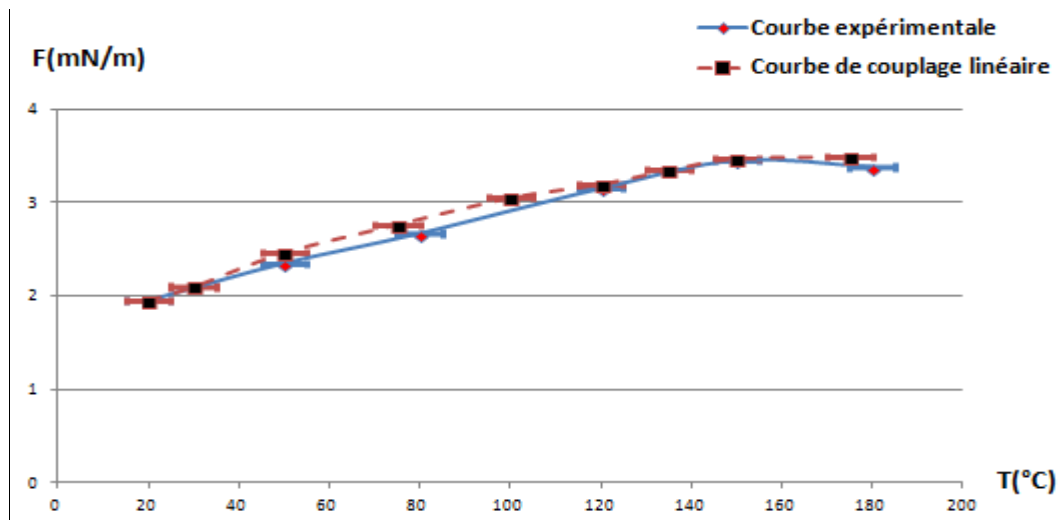


Figure 4.13 : Variation de la poussée de l'actionneur plasma en fonction de la température à  $P = 4,13$  bar

La figure 4.13 montre que l'augmentation de la température a toujours le même effet sur la poussée, même à 4,13 bar. En effet, celle-ci augmente d'environ 78% entre 20°C et 150°C. En plus, comme dans les cas précédents, la poussée subit une légère diminution de 2% entre 150°C et 180°C. L'étendue du plasma augmente aussi avec la température à 4,13 bar, comme il est illustré sur la figure 4.14.

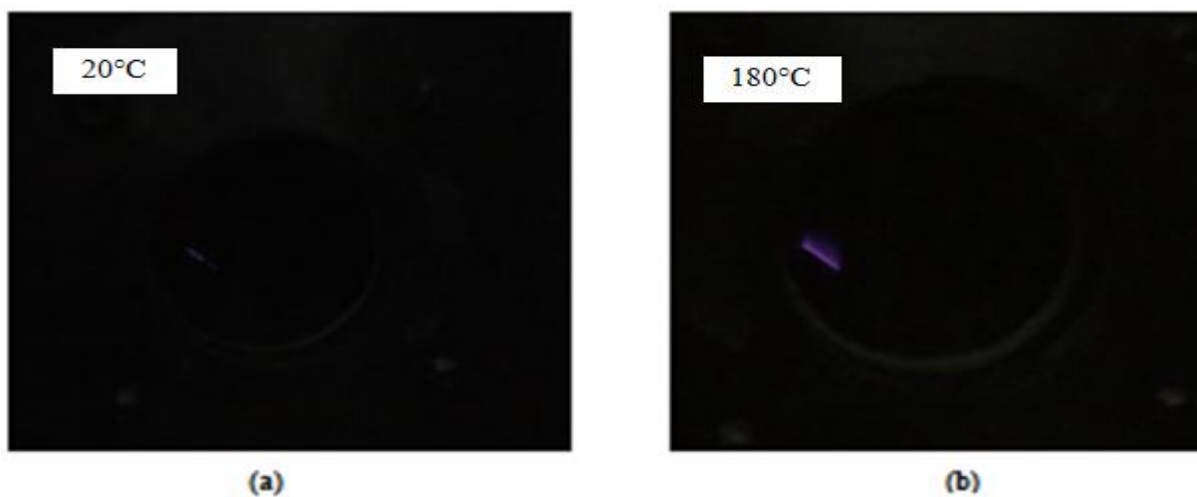


Figure 4.14 : Variation de l'étendue du plasma sous une pression de 4,13 bar en fonction de la température:  $T =$  (a) 20°C (b) 180°C

La figure 4.15 résume l'effet de l'augmentation de la pression et de la température sur la poussée de l'actionneur plasma par une surface produite à partir des résultats expérimentaux.

On remarque que la zone ayant la poussée la plus grande est celle qui correspond à des faibles pressions et de hautes températures, et inversement. En plus, on remarque qu'en augmentant la température, la compensation de la perte due à la pression n'est pas linéaire.

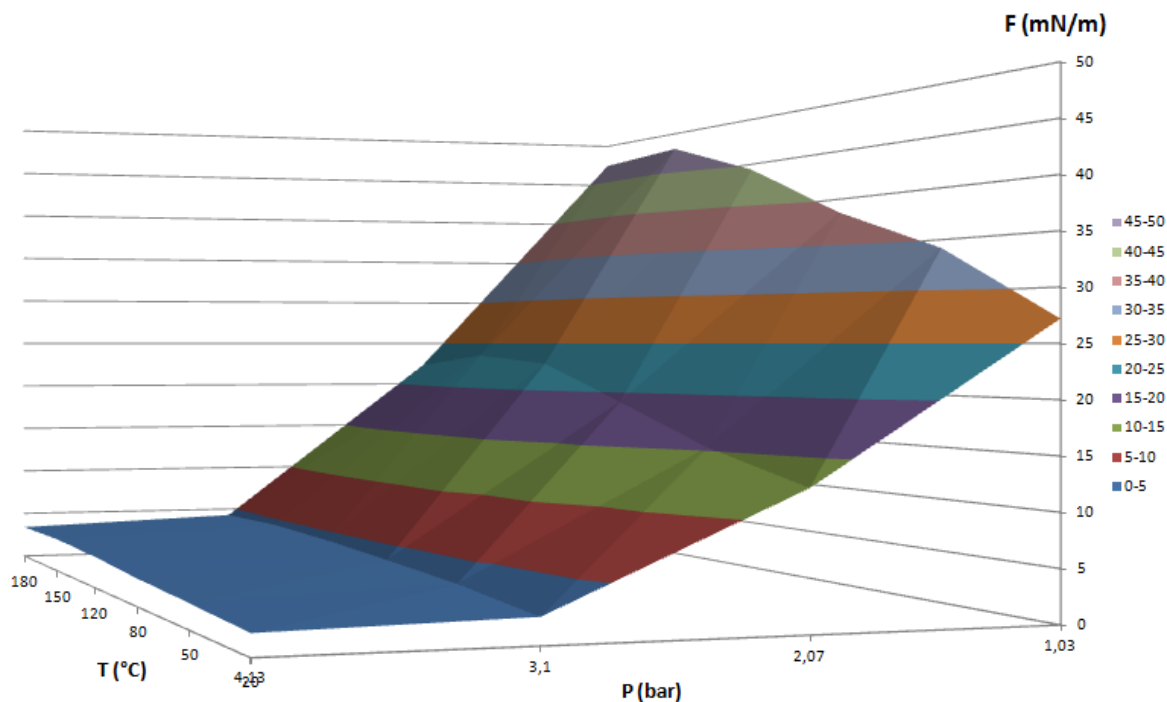


Figure 4.15 : Variation de la poussée de l'actionneur en fonction de la pression et de la température

En résumé, d'une part, on constate que l'augmentation de la pression atmosphérique affecte négativement la performance de l'actionneur plasma, de telle façon que celui-ci ne peut plus apporter une induction de l'air après 6,2 bar. Ceci n'est pas conforme avec les résultats de Valerioti et al. (2012), qui ont trouvé que la poussée de l'actionneur diminue seulement jusqu'à 2,07 bar, puis elle augmente de nouveau. Il est à noter que leur travail n'a pas inclus un enregistrement des champs de vitesse, ou des photos de la variation de l'étendue de plasma, en fonction de la pression. D'autre part, l'augmentation de la température jusqu'à 150°C affecte positivement la performance de l'actionneur plasma. Ceci est conforme avec les résultats de Versailles et al. (2010).

De plus, en comparant les courbes expérimentales et les courbes de couplage linéaire deux à deux dans les figures 4.9, 4.11 et 4.13, on remarque qu'elles sont très proches. Ainsi, l'hypothèse de couplage linéaire est justifiée. D'ailleurs, vu la petite différence entre les deux (erreur moyenne d'environ 5%), le couplage peut être considéré dans le cas échéant quasi-linéaire.

#### 4.4 Variation du voltage seuil de formation du plasma en fonction de la température et de la pression

Le seuil de formation du plasma est l'une des caractéristiques importantes de l'actionneur plasma, sur laquelle dépend la puissance consommée (voir chapitre 2). En plus, la formation du plasma indique le début de l'effet de l'actionneur sur le champ d'écoulement. Ainsi, il est primordial de déterminer la variation de ce paramètre en fonction de la température et de la pression. La figure 4.16 montre la variation du voltage seuil de formation du plasma avec la pression de l'air, à 20°C. L'erreur sur le voltage a été estimée à 0,1 kV.

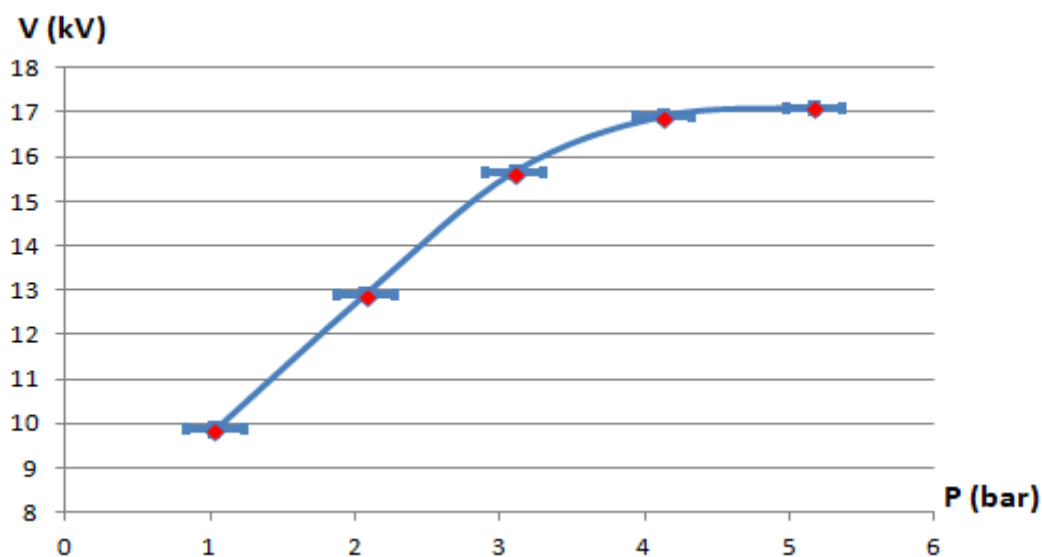


Figure 4.16 : Variation du voltage seuil de formation du plasma en fonction de la pression à  $T = 20^{\circ}\text{C}$

Les résultats indiquent que la pression a un effet très important sur ce paramètre. En effet, le voltage seuil de formation augmente d'environ 73% entre la pression atmosphérique et 5,17 bar.

Toutefois, ce voltage commence à se stabiliser à partir de 3,1 bar, ce qui est consistant avec la tendance observée pour la poussée, qui devient très faible à partir de la même pression (voir figure 4.2), et subit par suite de faibles variations jusqu'à 5,17 bar. Ceci semble logique puisqu'on a trouvé que la pression affecte l'étendue du plasma, dont dépend largement la performance de l'actionneur. Autrement dit, plus la pression est grande, plus il est difficile de former du plasma. La figure 4.17 montre les résultats des expériences sur le voltage seuil de formation du plasma, en fonction de la pression et de la température.

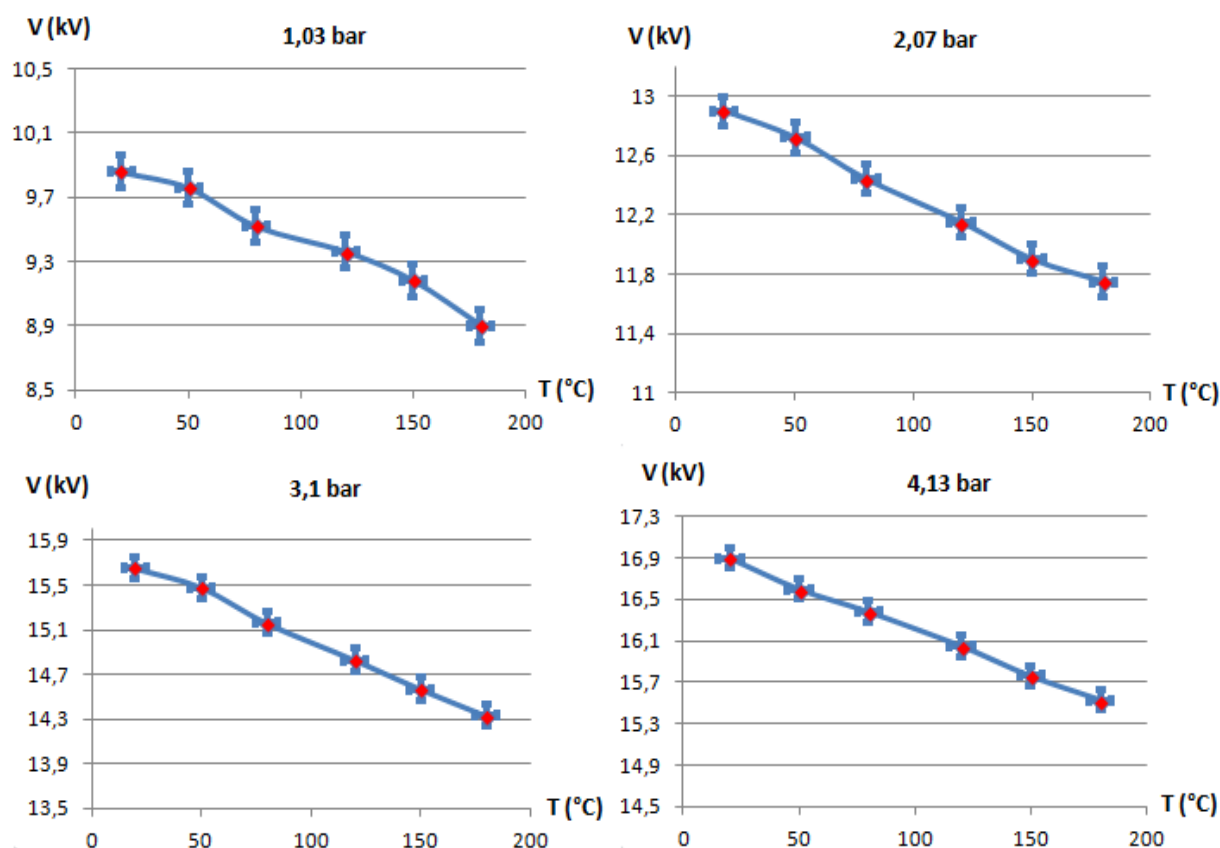


Figure 4.17 : Variation du voltage seuil de formation du plasma en fonction de la température à  $P =$  (a) 1,03 bar (b) 2,07 bar (c) 3,1 bar (d) 4,13 bar

Les résultats montrent que, comme dans le cas de la poussée, la température a un effet contraire à la pression, sur le voltage seuil de formation. En effet, à haute température, ce paramètre diminue d'une façon quasi-linéaire, entre la pression atmosphérique et 4,13 bar. Autrement dit, pour des paramètres d'input fixes, la formation du plasma devient plus facile en augmentant la température, ce qui est consistant avec la tendance observée pour l'étendue du plasma, qui

augmente aussi avec la température. En calculant les taux de diminution de ce voltage pour les quatre cas illustrés, on a trouvé que les valeurs sont très proches avec une légère diminution en fonction de la pression. En effet, entre 20°C et 180°C, le voltage seuil de formation du plasma subit des diminutions d'environ 9.7%, 8.9%, 8.4% et 8.1%, respectivement pour des pressions de 1,03 bar, 2,07 bar, 3,1 bar, et 4,13 bar. Encore une fois, plus la pression est grande, plus la variation de la performance de l'actionneur avec la température devient plus petite. Ces tendances sont résumées sur la figure 4.18, qui illustre la variation du voltage seuil de formation en fonction de la pression et de la température. Ainsi, on remarque qu'il est plus facile de générer du plasma à basses pressions et hautes températures.

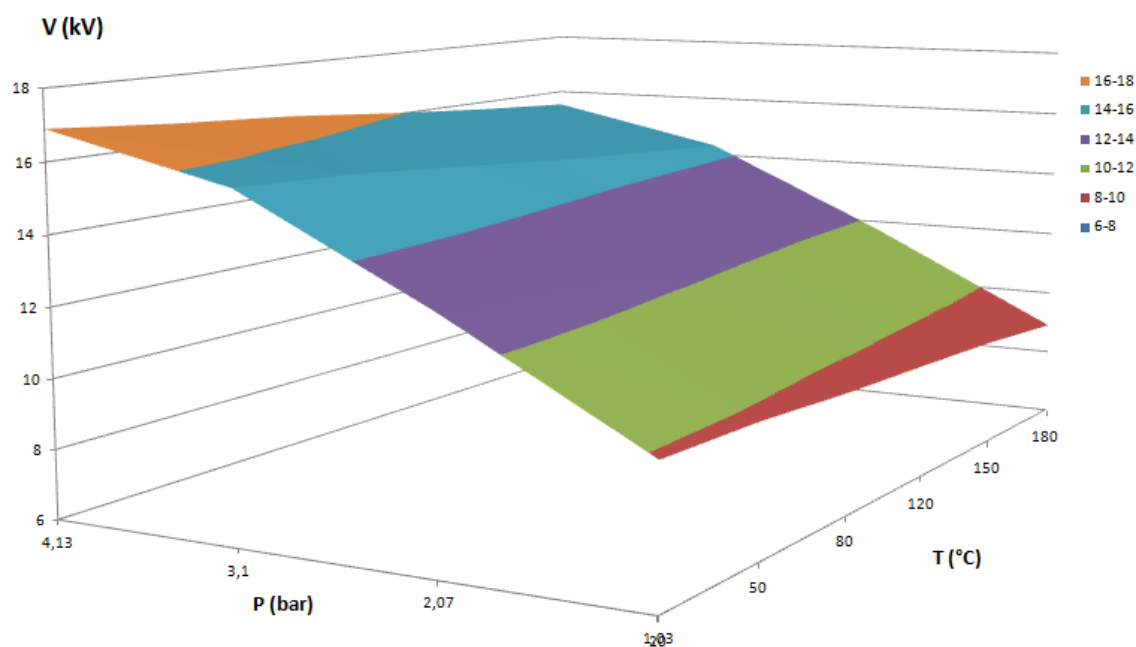


Figure 4.18 : Variation du voltage seuil de formation du plasma en fonction de la température et de la pression

Comme pour la poussée, on a tracé la variation du voltage seuil de formation du plasma en fonction de la masse volumique de l'air, comme l'illustre la figure 4.19. Les résultats montrent que l'augmentation de la masse volumique augmente le voltage seuil de formation, comme pour le cas de la pression. Pour résumer, on constate que l'effet de l'augmentation de la masse volumique sur les deux paramètres étudiés, soient la poussée de l'actionneur et le voltage seuil de



formation du plasma, est comparable à l'effet de la pression.

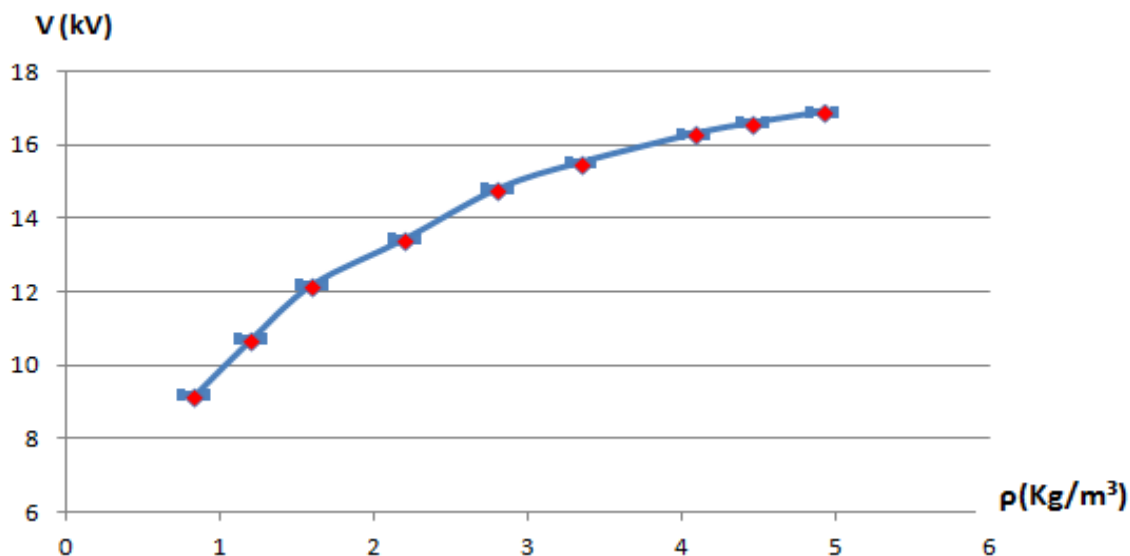


Figure 4.19 : Variation du voltage seuil de formation du plasma en fonction de la masse volumique de l'air

## 4.5 Discussion des résultats

On peut se reposer sur les informations présentées dans le chapitre 2 pour donner des explications aux variations de la performance de l'actionneur plasma. Notons que l'écart type moyen de toutes les séries de mesure est de l'ordre de 0,03 ce qui appuie la consistance des résultats trouvés.

Commençons par les variations en fonction de la pression. En fait, d'après la formule de la tension de claquage, soit l'équation (2.2) et la figure 2.1, on constate que l'augmentation du voltage seuil de formation du plasma en fonction de la pression est logique, vu que l'épaisseur du diélectrique utilisé était constante pendant toutes les expériences. Ceci est responsable aussi de la diminution de la poussée, qui augmente en fonction du voltage d'input d'après la littérature. Ainsi, plus le voltage devient insuffisant pour générer du plasma, plus celui-ci devient faible, et plus sa performance diminue, vu qu'il y a moins de particules en collision. En plus, en tenant en compte que le libre parcours moyen ( $\lambda$ ) diminue quand la densité ( $N$ ) des particules dans le plasma augmente, il semble logique que la force d'actionnement diminue avec la hausse de pression, vu que ceci implique l'augmentation de la masse volumique de l'air et par conséquent de ( $N$ ). En effet, un petit ( $\lambda$ ) implique moins de distance parcourue par les particules avant les

collisions, ainsi, moins d'énergie est échangée, et par suite, moins de quantité de mouvement, comme il a été expliqué par Sarra-Bournet (2007). Autrement dit, les particules chargées n'atteignent pas leur vitesse maximale avant la collision suivante, ce qui diminue le taux d'ionisation. Ceci implique aussi une étendue plus petite du plasma.

Quant à l'augmentation de la force d'actionnement en fonction de la température, on suppose que ceci est en relation avec la fréquence de collision entre les particules chargées et neutres. En effet, on a vu que cette dernière augmente en fonction de la température. En plus, on sait que l'énergie cinétique ( $E$ ) d'une particule obéit à la loi de Boltzmann, disant qu'elle augmente en fonction de la température. Ainsi, une augmentation de la température implique plus d'ionisation dans le plasma, et plus de quantité de mouvement échangées avec les particules neutres. En outre, l'augmentation du taux d'ionisation implique une étendue de plasma plus grande comme on a vu sur les photos présentées précédemment. On peut conclure aussi que la diminution de la fréquence de collision entre les particules chargées quand la température augmente pourrait aussi créer un milieu plus favorable pour augmenter le taux d'ionisation, vu qu'elle implique plus de collisions avec les particules neutres de l'air.

Finalement, pour les cas où on augmente la pression et la température à la fois, on constate que l'augmentation de la température jusqu'à  $180^{\circ}\text{C}$  n'arrive pas à compenser l'effet négatif de l'augmentation de la pression jusqu'à  $5,17$  bar, sur la poussée de l'actionneur. Par contre, on remarque qu'une grande partie (plus de  $75\%$ ) est compensée à une pression de  $2,07$  bar, quand la température atteint  $150^{\circ}\text{C}$ . Ceci pourrait signifier qu'une augmentation de  $200^{\circ}\text{C}$  peut compenser l'effet d'une augmentation de  $1,03$  bar.

Quant à la diminution de la poussée de l'actionneur à des températures supérieures à  $150^{\circ}\text{C}$ , on a découvert la formation de plasma parasitique au niveau des connexions insérées à travers l'enceinte métallique. La figure 4.20 montre des photos prises à  $180^{\circ}\text{C}$  et à  $200^{\circ}\text{C}$  des deux connexions.

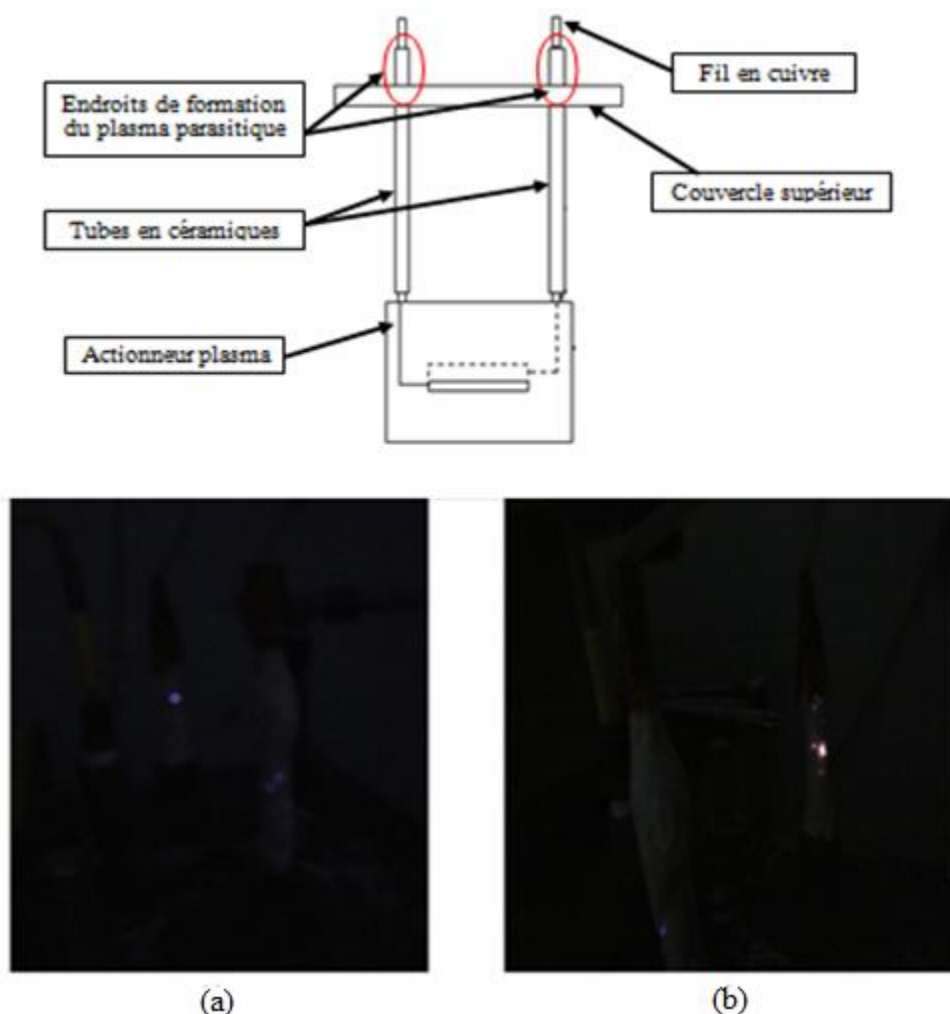


Figure 4.20 : Formation de plasma parasitique au niveau des connexions électriques à  $T =$  (a)  $180^{\circ}\text{C}$  (b)  $200^{\circ}\text{C}$

En effet, afin de souder les barreaux de cuivre aux tubes de céramique, de façon à avoir une fixation étanche, et pour qu'il n'y ait pas de fuite d'air au niveau des connexions, surtout lorsque la pression est augmentée dans l'enceinte, on a utilisé un adhésif spécial, qui est supposé résister à des hautes températures allant jusqu'à plus que  $350^{\circ}\text{C}$ . Cependant, quand la température dépassait  $180^{\circ}\text{C}$ , cet adhésif commençait à libérer de la fumée, et il paraît qu'une brûlure avait commencé à se développer au niveau des connexions, comme le montre la figure 4.20. Ainsi, on constate que ce phénomène pourrait être la raison derrière la diminution de l'intensité du plasma, et par suite la poussée de l'actionneur, à des températures supérieures à  $150^{\circ}\text{C}$ . Ainsi, et pour des raisons de sécurité, on a décidé après les tests initiaux de continuer le reste des expériences avec une température maximale égale à  $180^{\circ}\text{C}$ .

Finalement, les tendances mesurées, telles que dans les figures 4.2 et 4.6, indiquent que la poussée d'actionnement semble varier de façon inversement proportionnelle avec la pression et proportionnelle avec la température. Appliquant la loi des gaz parfaits à l'air, ceci impliquerait que la poussée d'actionnement varierait de façon inversement proportionnelle avec la masse volumique, ce qui serait consistant avec l'argumentation précédente de la diminution de la force d'actionnement avec l'augmentation de la masse volumique de l'air. Par conséquent, la variation de la poussée d'actionnement en fonction de la masse volumique de l'air (calculée à partir de la pression et température mesurées) est présentée sur la figure 4.21. Les résultats indiquent que bien que la poussée d'actionnement suit une tendance non loin d'une variation inversement proportionnelle à la masse volumique, une variation exponentielle décrit mieux la tendance mesurée. Une cause possible de cette déviation serait l'effet du voltage seuil de formation, qui varie aussi en fonction de la pression et de la température et affecte la force d'actionnement.

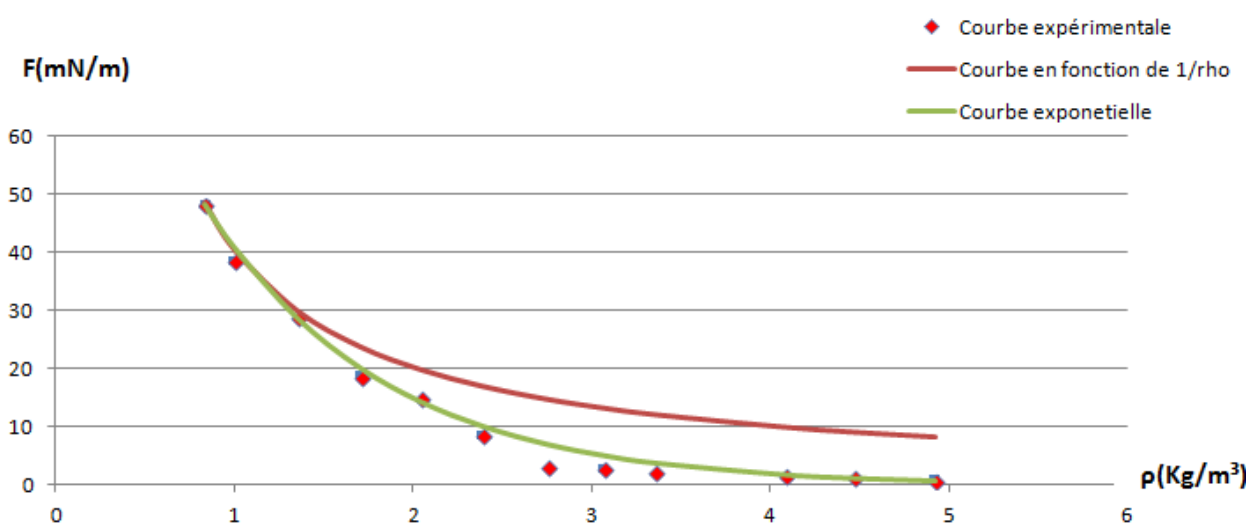


Figure 4.21 : Variation de la poussée de l'actionneur plasma en fonction de la masse volumique de l'air

## CHAPITRE 5 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Ce projet de maîtrise avait comme objectif d'étudier l'effet de la haute pression et température sur la performance d'un actionneur plasma de type DBD, en termes de force d'actionnement et de voltage seuil de formation du plasma. En fait, on trouve dans la littérature une seule étude de l'effet de l'augmentation de la pression, et une seule étude de l'effet de la température aussi, sur la force d'actionnement, mais on ne trouve pas des études qui traitent le cas où les deux paramètres sont couplés. Ainsi, on a partagé notre étude sur trois cas : une étude de l'effet de l'augmentation de la pression et de l'effet de l'augmentation de la température séparément, et une étude de l'effet de l'augmentation couplée des deux paramètres.

Le travail expérimental se résume dans le confinement d'un actionneur plasma de type DBD dans une enceinte capable de résister à 9 bar et 300°C combinés, et de mesurer la vitesse de l'air induit par actionnement, via la technique PIV. Par la suite, un traitement des champs de vitesse obtenus permet de calculer la poussée de l'actionneur, en appliquant la loi de quantité de mouvement sur un volume de contrôle englobant le dispositif de plasma. L'actionneur fut alimenté avec un signal AC en dents de scie d'amplitude 26 kV<sub>c-c</sub> à une fréquence de 2,5 kHz.

Les résultats de cette étude se résument dans les points suivants :

- L'augmentation de la pression atmosphérique jusqu'à 6,2 bar affecte négativement la performance de l'actionneur plasma. En effet, celle-ci diminue en fonction de ce paramètre, et à partir de 6,2 bar, on ne peut plus distinguer l'effet du dispositif sur l'air ambiant.
- L'augmentation de la température jusqu'à 150°C affecte positivement la performance de l'actionneur plasma. En effet, on constate que la poussée augmente avec un taux d'environ 80%, ce qui est conforme avec les résultats de Versailles et al. (2010).
- L'augmentation de la température et de la pression donne les mêmes tendances trouvées dans les cas où les effets sont découplés. Autrement dit, même à haute température, le résultat de l'augmentation de la pression est toujours négatif, et suit la même allure. En fait, une augmentation de 150°C n'arrive pas à compenser l'effet négatif d'une

augmentation de 1,03 bar. Cependant, un calcul des taux d'augmentation et de diminution de la poussée nous inspire à supposer qu'une marge de 200°C de température est capable de compenser l'effet d'une marge de 1,03 bar de pression.

- Le couplage de la pression et de la température est quasi-linéaire, vu que les résultats expérimentaux sont très proches des résultats théoriques
- L'augmentation de la masse volumique de l'air jusqu'à environ 5 Kg/m<sup>3</sup> affecte négativement la performance de l'actionneur plasma en terme de sa poussée et son voltage seuil de formation du plasma, d'une façon comparable à l'effet de la pression.
- L'étendue du plasma suit la même fonction que la force d'actionnement. En effet, l'augmentation de la pression résulte en une diminution de la largeur du plasma, et une augmentation de la température donne exactement le contraire, même quand les deux paramètres sont couplés.

Suite à ce projet, on a pu formuler les recommandations suivantes pour des travaux similaires :

- Augmenter les trous de connexions des électrodes de l'actionneur à travers le couvercle de l'enceinte : ceci permettrait d'utiliser des tubes en céramique plus épais, et ainsi éviter le problème de plasma parasite, rencontré lors de l'augmentation de la température jusqu'à plus de 180°C.
- Prévoir une meilleure solution pour le choix des particules traceuses : dans notre cas, celles-ci viennent se déposer sur la fenêtre ce qui nuit à la prise des photos par la caméra CCD (figure 5.1). Pour remédier à ceci, l'opération expérimentale a été interrompue plusieurs fois afin de nettoyer la fenêtre, ce qui amène à une perte d'énergie, une perte d'air comprimé et une perte de temps.
- Utiliser un élément chauffant de puissance minimale égale à 2500 W, afin d'atteindre plus rapidement la température cible dans l'enceinte.

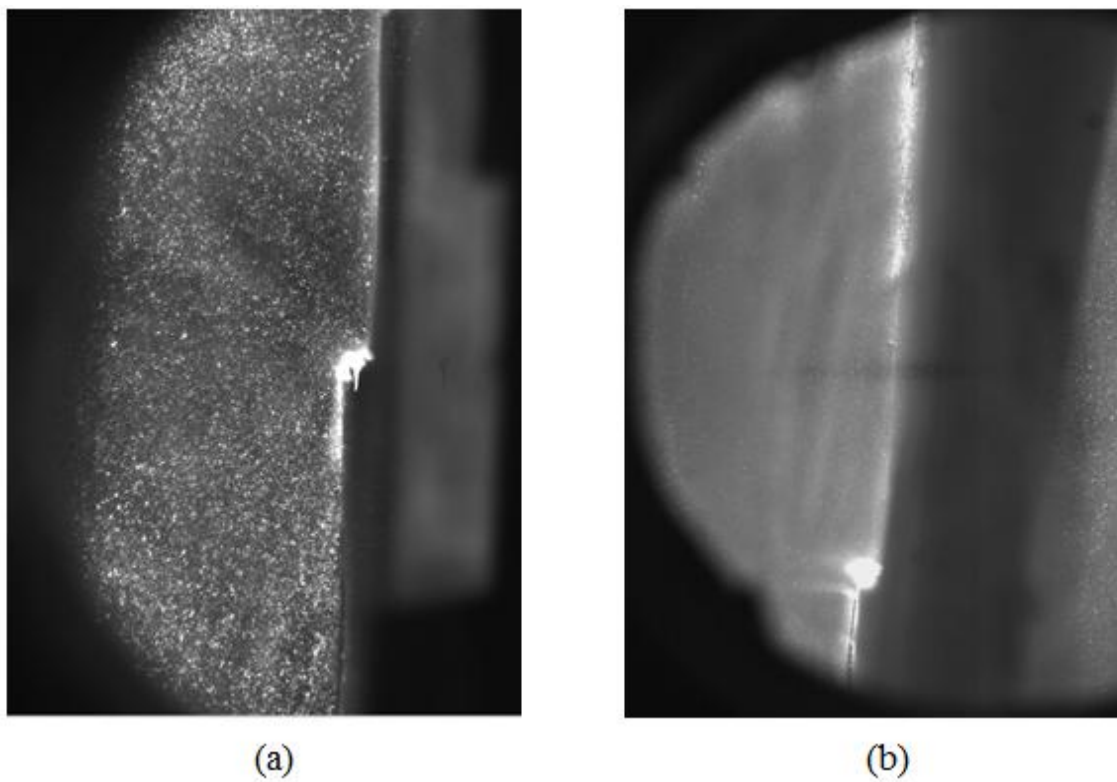


Figure 5.1 : Problème de dépôt des particules traceuses sur la fenêtre: (a) Image claire (b) Image floue

## BIBLIOGRAPHIE

- Abe, T., Takizawa, Y., Sato, S., & Kimura, N. (2008). Experimental study for momentum transfer in a dielectric barrier discharge plasma actuator. *AIAA journal*, 46(9), 2248-2256.
- Anderson, R., & Roy, S. (2006). Preliminary experiments of barrier discharge plasma actuators using dry and humid air. *AIAA paper*, 369, 2006.
- Ashrafi, F. (2014). *Delay of rotating stall in compressors using plasma actuation*. École Polytechnique de Montréal.
- Balcon, N., Benard, N., Lagmich, Y., Boeuf, J.-P., Touchard, G., & Moreau, E. (2009). Positive and negative sawtooth signals applied to a DBD plasma actuator—influence on the electric wind. *Journal of Electrostatics*, 67(2), 140-145.
- Benard, Balcon, N., & Moreau, E. (2008). Electric wind produced by a single dielectric barrier discharge actuator operating in atmospheric flight conditions—Pressure outcome. *AIAA paper*, 3792, 2008.
- Benard, N., Balcon, N., & Moreau, E. (2008). Electric wind produced by a surface dielectric barrier discharge operating in air at different pressures: aeronautical control insights. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41(4), 042002.
- Bénard, N., Balcon, N., & Moreau, E. (2009). Electric wind produced by a surface dielectric barrier discharge operating over a wide range of relative humidity. *AIAA paper*, 488, 2009.
- Bénard, N., Jolibois, J., & Moreau, E. (2009). Lift and drag performances of an axisymmetric airfoil controlled by plasma actuator. *Journal of Electrostatics*, 67(2), 133-139.
- Benard, N., & Moreau, E. (2010). *Effects of altitude on the electromechanical characteristics of a single dielectric barrier discharge plasma actuator*. Paper presented at the 41st Plasmadynamics and Lasers Conference.
- Boesch, G., Vo, H. D., Savard, B., Wanko-Tchatchouang, C., & Mureithi, N. W. (2010). Flight control using wing-tip plasma actuation. *Journal of Aircraft*, 47(6), 1836-1846.
- Bottelberghe, K., & Mahmud, Z. (2010). Low-pressure effects on a single DBD plasma actuator. *AIAA paper*, 550.



- Corke, T. C., & Post, M. L. (2005). Overview of plasma flow control: concepts, optimization, and applications. *AIAA paper*, 563, 2005.
- Demers, F. (2015). *Amélioration de l'aérodynamisme des ailes d'avion par actionnement plasma*. École Polytechnique de Montréal.
- Enloe, Mclaughlin, T. E., Van Dyken, R. D., Kachner, K., Jumper, E. J., & Corke, T. C. (2004). Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator: plasma morphology. *AIAA journal*, 42(3), 589-594.
- Enloe, C., Mclaughlin, T. E., Van Dyken, R. D., Kachner, K., Jumper, E. J., Corke, T. C., . . . Haddad, O. (2004). Mechanisms and responses of a dielectric barrier plasma actuator: geometric effects. *AIAA journal*, 42(3), 595-604.
- Font, G. I. (2006). Boundary layer control with atmospheric plasma discharges. *AIAA journal*, 44(7), 1572-1578.
- Forte, M., Jolibois, J., Pons, J., Moreau, E., Touchard, G., & Cazalens, M. (2007). Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity: application to airflow control. *Experiments in fluids*, 43(6), 917-928.
- Ghosh, S. (2011). *Plasma actuation for active control of wind turbine power*. École Polytechnique de Montréal.
- Gibalov, V. I., & Pietsch, G. J. (2000). The development of dielectric barrier discharges in gas gaps and on surfaces. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 33(20), 2618.
- Gregory, J. W., Enloe, C. L., Font, G. I., & Mclaughlin, T. E. (2007). Force production mechanisms of a dielectric-barrier discharge plasma actuator. *AIAA paper*, 185, 2007.
- Grundmann, S., Frey, M., & Tropea, C. (2009). Unmanned aerial vehicle (UAV) with plasma actuators for separation control. *AIAA paper*, 698, 2009.
- Grundmann, S., & Tropea, C. (2007). Experimental transition delay using glow-discharge plasma actuators. *Experiments in fluids*, 42(4), 653-657.
- Gurnett, D. A., & Bhattacharjee, A. (2005). *Introduction to Plasma Physics* (1ère ed.). Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press.

- Huang, J., Corke, T. C., & Thomas, F. O. (2006). Plasma actuators for separation control of low-pressure turbine blades. *AIAA journal*, *44*(1), 51-57.
- Jolibois, J., Forte, M., & Moreau, É. (2008). Application of an AC barrier discharge actuator to control airflow separation above a NACA 0015 airfoil: optimization of the actuation location along the chord. *Journal of Electrostatics*, *66*(9), 496-503.
- Kriegseis, & Al. (2013). Velocity-information-based force-term estimation of dielectric-barrier discharge plasma actuators. *Journal of Physics D: Applied Physics*, *46*(5), 055202. doi:10.1088/0022-3727/46/5/055202
- Kunhardt, E. E. (2000). Generation of large-volume, atmospheric-pressure, nonequilibrium plasmas. *Plasma Science, IEEE Transactions on*, *28*(1), 189-200.
- Lemire, S., & Vo, H. D. (2011). Reduction of fan and compressor wake defect using plasma actuation for tonal noise reduction. *Journal of Turbomachinery*, *133*(1), 011017.
- Li, Y.-h., Wu, Y., Zhou, M., Su, C.-b., Zhang, X.-w., & Zhu, J.-q. (2010). Control of the corner separation in a compressor cascade by steady and unsteady plasma aerodynamic actuation. *Experiments in fluids*, *48*(6), 1015-1023.
- Lienhard IV, J. H., & Lienhard V, J. H. (2000). *A Heat Transfer Textbook* (Third ed.). Cambridge, Massachusetts, U.S.A: Lienhard V, J.H.
- List, J., Byerley, A. R., Mclaughlin, T. E., & Van Dyken, R. (2003). Using a plasma actuator to control laminar separation on a linear cascade turbine blade. *AIAA paper*, *1026*, 2003.
- Litvinov, V., Skvortsov, V., & Uspenskii, A. (2006). Role of the static pressure in experiments on flow control by means of surface capacitor discharges. *Fluid Dynamics*, *41*(2), 286-291.
- Murphy, J. P., Kriegseis, J., & Lavoie, P. (2013). Scaling of maximum velocity, body force, and power consumption of dielectric barrier discharge plasma actuators via particle image velocimetry. *Journal of applied physics*, *113*(24), 243301. doi:10.1063/1.4811225
- Nichols, T. G., & Rovey, J. L. (2013). Surface potential and electric field measurements in plasma actuators at low pressure. *AIAA journal*, *51*(5), 1054-1065.
- Orlov, D. M. (2006). *Modelling and simulation of single dielectric barrier discharge plasma actuators*.

- Orlov, D. M., Corke, T. C., & Patel, M. (2006). Electric circuit model for aerodynamic plasma actuator. *AIAA paper, 1206*, 2006.
- Pashaie, B., Dhali, S. K., & Honea, F. I. (1994). Electrical characteristics of a coaxial dielectric barrier discharge. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 27(10), 2107.
- Pons, J., Moreau, E., & Touchard, G. (2005). Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties and induced airflow characteristics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 38(19), 3635.
- Porter, C., & Al. (2007). Plasma actuator force measurements. *AIAA journal*, 45(7), 1562-1570.
- Post, M. L., & Corke, T. (2004). *Plasma actuators for separation control on stationary and oscillating airfoils*. Retrieved from
- Raffel, M., Willert, C. E., & Kompenhans, J. (2013). *Particle image velocimetry: a practical guide*: Springer.
- Rizzetta, D. P., & Visbal, M. R. (2007). Numerical investigation of plasma-based flow control for transitional highly-loaded low-pressure turbine. *AIAA journal*, 45(10), 2554-2564.
- Roth. (1998). *Electrohydrodynamically induced airflow in a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma*. Paper presented at the Plasma Science, 1998. 25th Anniversary. IEEE Conference Record-Abstracts. 1998 IEEE International on.
- Roth, Sherman, D. M., & Wilkinson, S. P. (1998). *Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma*: American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- Sarra-Bournet, C. (2007). *Design et Réalisation d'un Réacteur Plasma à Pression Atmosphérique pour des Traitements de Surfaces dans le Domaine des Biomatériaux*. Faculté des Sciences et Génie Université Laval Québec.
- Schutze, A., Jeong, J. Y., Babayan, S. E., Jaeyoung, P., Selwyn, G. S., & Hicks, R. F. (1998). The atmospheric-pressure plasma jet: a review and comparison to other plasma sources. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 26(6), 1685-1694. doi:10.1109/27.747887
- Segawa, T., Furutani, H., Yoshida, H., Jukes, T., & Choi, K.-S. (2007). Wall normal jet under elevated temperatures produced by surface plasma actuator. *AIAA paper, 784*, 2006.

- Shyy, W., Jayaraman, B., & Andersson, A. (2002). Modeling of glow discharge-induced fluid dynamics. *Journal of applied physics*, 92(11), 6434-6443.
- Soni, J., & Roy, S. (2013). Low pressure characterization of dielectric barrier discharge actuators. *Applied Physics Letters*, 102(11), 112908.
- Suzen, Y., Huang, P., Jacob, J., & Ashpis, D. (2005). Numerical simulations of plasma based flow control applications. *AIAA paper*, 4633, 2005.
- Thomas, F. O., Corke, T. C., Iqbal, M., Kozlov, A., & Schatzman, D. (2009). Optimization of dielectric barrier discharge plasma actuators for active aerodynamic flow control. *AIAA journal*, 47(9), 2169-2178.
- Valerioti, J. A., & Corke, T. C. (2012). Pressure dependence of dielectric barrier discharge plasma flow actuators. *AIAA journal*, 50(7), 1490-1502.
- Versailles, P., Chishty, W. A., & Vo, H. D. (2012). Application of dielectric barrier discharge to improve the flashback limit of a lean premixed dump combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 134(3), 031501.
- Versailles, P., Gingras-Gosselin, V., & Vo, H. D. (2010). Impact of pressure and temperature on the performance of plasma actuators. *AIAA journal*, 48(4), 859-863.
- Xu, X. (2011). *Plasma Actuation for Boundary Layer Separation Control in Engine Ducts*. École Polytechnique de Montréal.

## ANNEXE A - SYSTÈME D'ALIMENTATION DE L'ACTIONNEUR PLASMA

Le système de génération du signal de haute tension (figure A.1) est constitué de quatre éléments principaux ; un générateur de signal avec une carte PCI-6110 de National Instruments, quatre amplificateurs de puissance, quatre résistances de 2 ohms, et deux transformateurs de courant. Plusieurs signaux peuvent être utilisés grâce au générateur de signal, y compris ceux sinusoïdaux, carrés, triangles et en dents de scie. On rappelle que ce dernier a été utilisé dans notre cas, vu qu'on a trouvé qu'il est le plus efficace pour l'actionnement plasma, comme il a été expliqué précédemment.

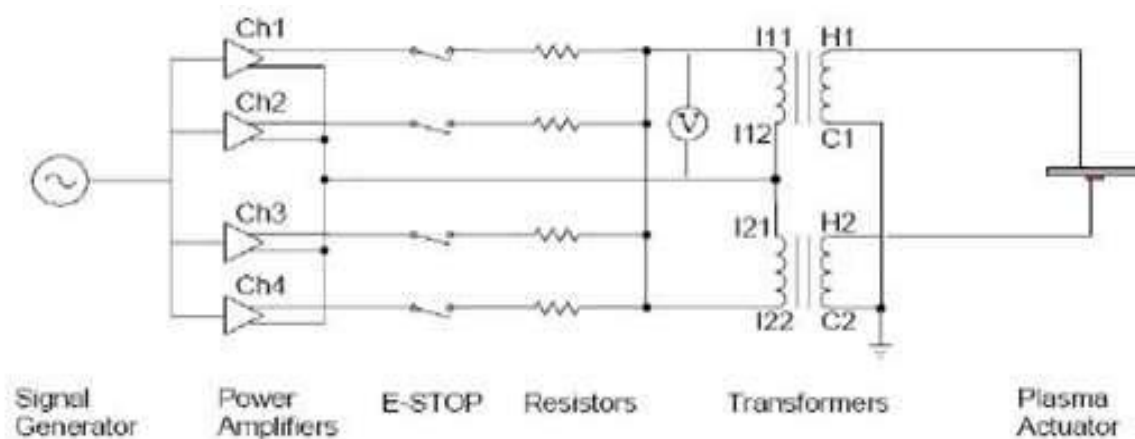


Figure A.1 : Schéma du système d'alimentation

Les quatre amplificateurs de puissance, qui sont de marque Crown XTi-400, sont connectés en pont afin d'avoir le même ratio d'amplification. Les transformateurs de courant ont été fabriqués sur mesure par la compagnie Corona Magnetics, et sont capables de générer une transformation de 360:1, sous une bande passante de 0,9 à 5 kHz et une tension maximale de 25 kV<sub>rms</sub>. Afin de doubler le rapport de transformation (720 :1), on a connecté les deux électrodes au système d'alimentation.

La mesure du voltage appliqué aux électrodes est réalisée à l'aide d'un multimètre, placé entre la masse et la moyenne des deux entrées des transformateurs (positions I11 et I12 selon la Figure

A.1). Ensuite, le voltage crête à crête est calculé en multipliant la valeur lue par 720, soit le rapport total de transformation. Une photo du système d'alimentation est illustrée par la figure A.2.

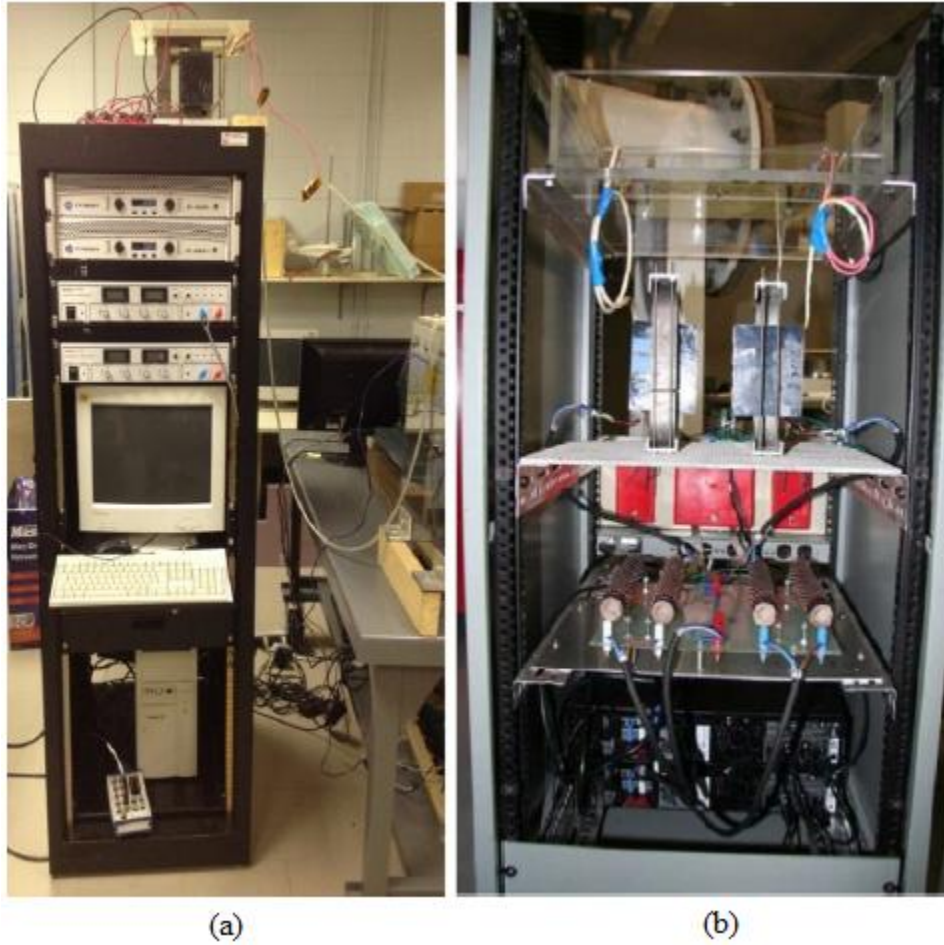


Figure A.2 : Photo du système d'alimentation; (a) Vue générale, (b) connexions des amplificateurs, des résistances et des transformateurs

## ANNEXE B – ÉTUDE DE L'EFFICACITÉ DES MESURES DE LA TEMPÉRATURE

Durant les mesures, on a supposé que la température est uniforme dans l'enceinte, et on a utilisé un seul thermocouple pour cette raison. En effet, l'utilisation d'autres thermocouples dans d'autres positions aurait affecté la symétrie de la conception du couvercle supérieur, ce qui n'était pas acceptable, dues aux complications de dimensionnement et de fabrication. En plus, il fallait prévoir une distance suffisante entre le plasma et le thermocouple afin d'éviter la formation d'un arc électrique entre les deux. La figure B.1 illustre les positions des deux dans l'enceinte.

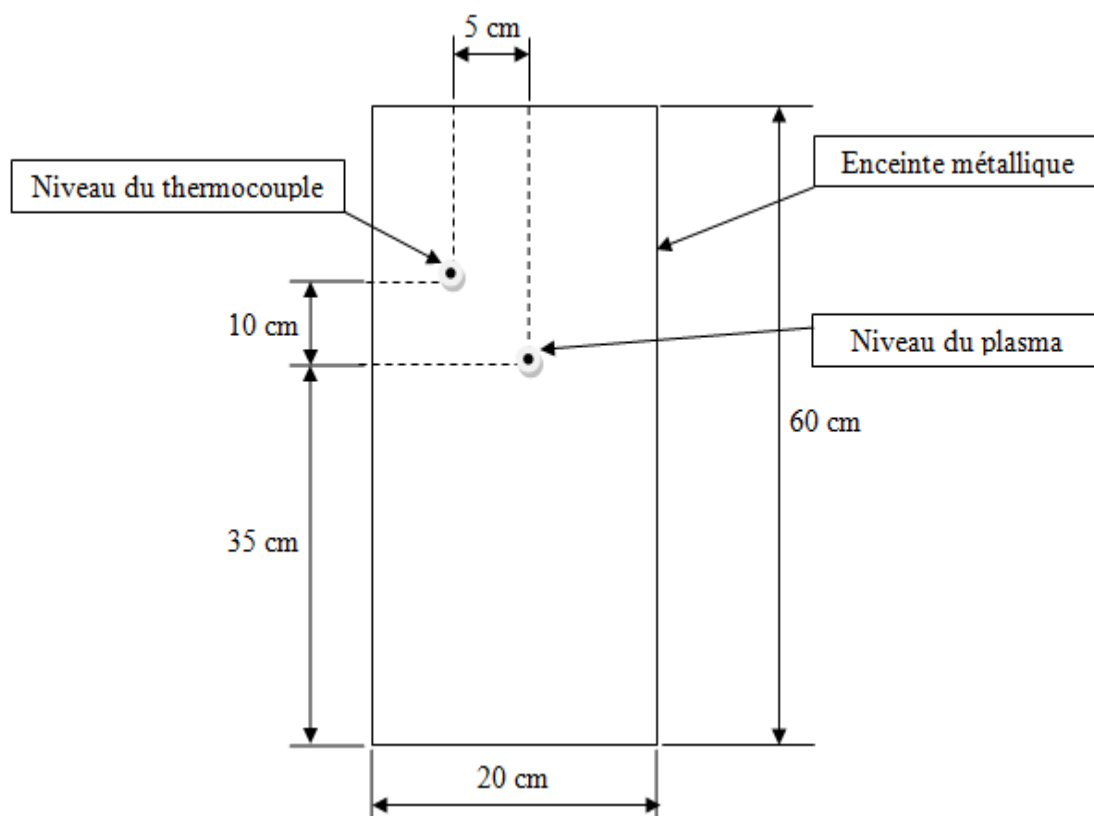


Figure B.1 : Position du thermocouple par rapport au niveau de plasma dans l'enceinte métallique

Pour s'assurer de l'efficacité de cette hypothèse, on a effectué deux simulations avec le logiciel « Ansys Fluent » de l'opération de chauffage de l'air, à deux pressions différentes (1,01 bar et 6,2

bar). Le système est considéré axisymétrique, afin de simplifier la simulation en 2D. La figure B.2 illustre la géométrie, le maillage, et les endroits des conditions aux limites.

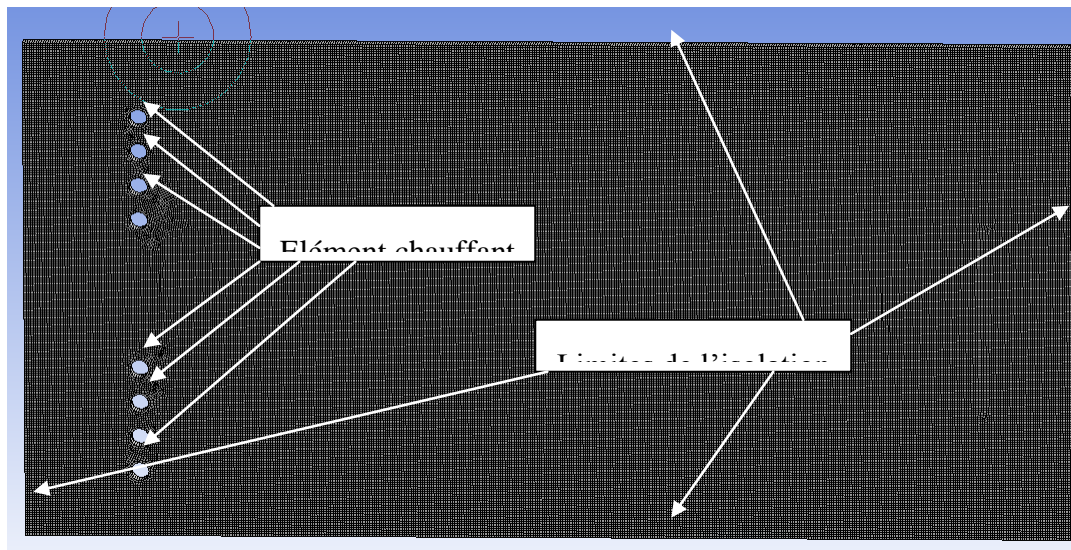


Figure B.2 : Géométrie et maillage utilisés dans les simulations

On a utilisé deux matériaux dans la simulation, le premier est l'air, l'autre est le matériau de l'isolation, dont la désignation est « Alumina-Silica Blanket Type ASB-2300 » de la compagnie « Zircar ». On a considéré la variation des propriétés de l'air en fonction de la température, en adoptant des lois calculées à partir des données présentées dans le livre de Lienhard IV et Lienhard V, (2000) sur le transfert de chaleur.



Ainsi, les conditions initiales sont résumées dans le tableau 2 :

Tableau 1: Conditions initiales de la simulation

Matériau	Masse volumique (kg/m <sup>3</sup> )	Capacité thermique (J/Kg-°K)	Conductivité thermique (w/m-°K)	Viscosité dynamique (kg/m-s)	Masse molaire (g/mol)
Air	Incompressible Ideal Gas	Loi polynomiale	Loi linéaire	Loi linéaire	28,8
Isolation	2640	1172	0,08		

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- Élément chauffant : Température = 673 °K
- Limites de l'isolation : « Heat Flux », avec un coefficient de transfert de chaleur égal à 2,5 W/m<sup>2</sup>.K, une température extérieure de 293°K, et une épaisseur de 8 cm des murs de la géométrie, afin d'inclure l'effet de l'isolation

L'équation de l'énergie et la gravité étant activées, on a choisi le schéma « SIMPLE » et l'algorithme « Body Force Weighted » dans un premier temps pour la pression, puis l'algorithme « PRESTO ! », ce qui n'a pas changé les résultats. La simulation, réalisée en régime permanent, a convergé après environ 192 itérations, comme le montre la figure B.3.

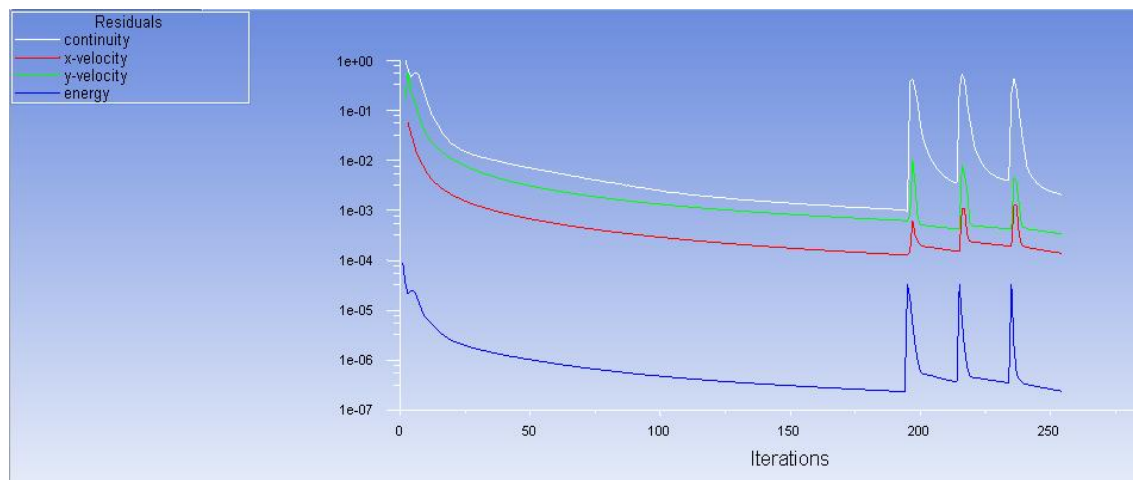


Figure B.3 : Evolution des résidus

Les dernières itérations dans cette figure correspondent à quelques secondes ajoutées en régime transitoire, ayant l'élément chauffant éteint, puisque les mesures PIV ne sont jamais faites quand ce dernier est allumé. En plus, ceci aide à avoir une température plus uniforme dans l'enceinte.

La figure B.4 illustre les contours de température dans l'enceinte, pour les deux pressions différentes.

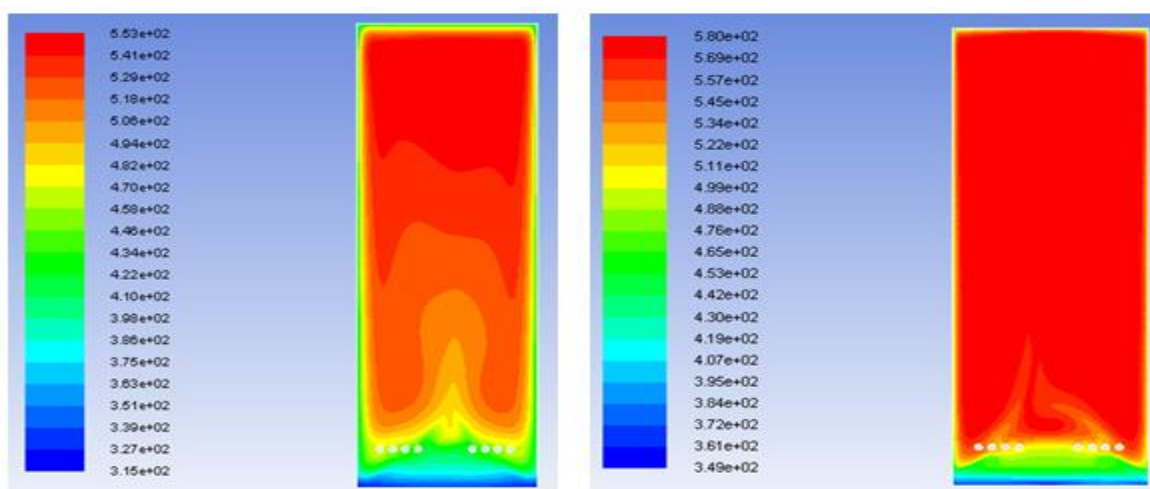


Figure B.4 : Contours de température dans l'enceinte; à gauche:  $P = 1,03$  bar,  
à droite:  $P = 6,2$  bar

On remarque que la température est quasi-uniforme sur un plan horizontal, pour le cas de la pression atmosphérique, et totalement uniforme dans l'enceinte dans le cas où la pression est de 6,2 bar.

Afin de connaître l'écart de température entre celle mesurée par le thermocouple, et celle juste au niveau du plasma, on a dessiné les courbes de la température dans deux plans, comme il est montré à la figure B.5. Le niveau du plasma est dessiné en blanc, et celui du thermocouple est en rouge

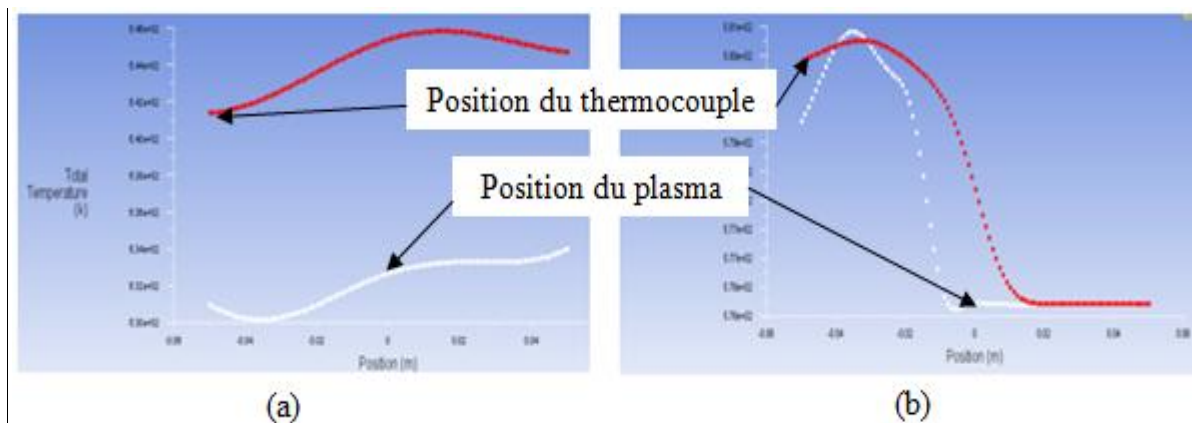


Figure B.5 : Distribution de la température au niveau du plasma et au niveau du thermocouple ; (a)  $P = 1,03$  bar, (b)  $P = 6,2$  bar

Ainsi, on constate que l'écart entre la température mesurée et celle au niveau du plasma est de l'ordre de 1,5%, soit de 8 °K sur 532 °K, dans le cas de la pression atmosphérique, et 0,7%, soit de 4 °K sur 576 °K, dans le cas de la haute pression, ce qui prouve que la température pourrait être considérée uniforme dans l'enceinte durant les mesures de PIV.

Pour s'assurer de l'efficacité de cette hypothèse, on a mesuré expérimentalement le degré de différence de température entre le niveau du plasma et la position de mesure du thermocouple. Pour ceci, on a fixé un thermocouple supplémentaire sur l'actionneur, au niveau de formation du plasma, et on a mesuré la différence entre les deux températures données par les deux thermocouples à 1 atm, après avoir mis l'élément chauffant au courant. Les résultats ont montré que la différence entre les deux mesures ne dépasse pas 5 degrés, pour un intervalle de 185°C, soit une erreur de 1% (en Kelvin). La figure B.6 illustre l'évolution des deux températures.

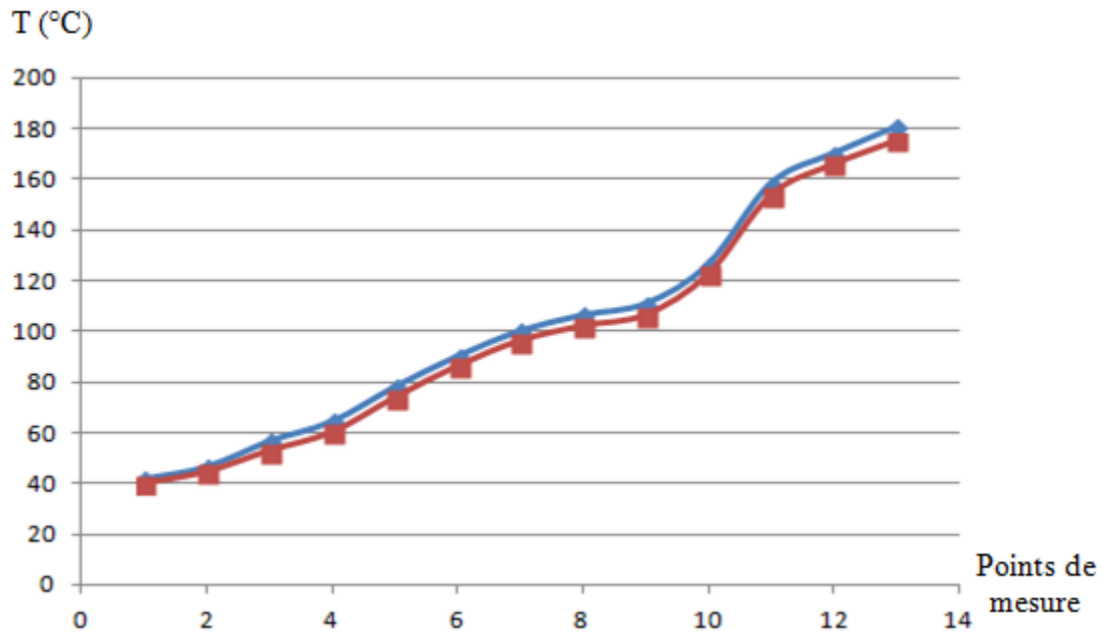


Figure B.6 : Evolution de la température au niveau du thermocouple et au niveau du plasma, mesurées expérimentalement ; En bleu : niveau du plasma, En rouge : niveau du thermocouple

Ainsi, l'hypothèse d'uniformité de la température dans l'enceinte est correcte.

## ANNEXE C – PROPRIÉTÉS DU MATÉRIAU DIÉLECTRIQUE UTILISÉ POUR L'ACTIONNEUR PLASMA

Comme il a été décrit précédemment, le matériau diélectrique choisi dans la fabrication de l'actionneur plasma est le « fused glass GE124 », à cause de sa force diélectrique comparable au Kapton, et sa préservation de ses propriétés même à haute température. La figure C.1 illustre les informations techniques de ce matériau.

PROPERTY	TYPICAL VALUES	PROPERTY	TYPICAL VALUES
Density	$2.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$	Dielectric Properties (20°C, 1 MHz)	
Hardness	5.5–6.5 Mohs' Scale 570 KHN <sub>100</sub>	Constant	3.75
Design Tensile Strength	$4.8 \times 10^7 \text{ Pa (N/m}^2\text{) (7,000 psi)}$	Strength	$5 \times 10^7 \text{ V/m}$
Design Compressive Strength	$> 1.1 \times 10^9 \text{ Pa (160,000 psi)}$	Loss Factor	$< 4 \times 10^{-4}$
Bulk Modulus	$3.7 \times 10^{10} \text{ Pa (5.3} \times 10^6 \text{ psi)}$	Dissipation Factor	$< 1 \times 10^{-4}$
Rigidity Modulus	$3.1 \times 10^{10} \text{ Pa (4.5} \times 10^6 \text{ psi)}$	Index of Refraction	1.4585
Young's Modulus	$7.2 \times 10^{10} \text{ Pa (10.5} \times 10^6 \text{ psi)}$	Constringence (Nu value)	67.56
Poisson's Ratio	0.17	Velocity of Sound-Shear Wave	$3.75 \times 10^3 \text{ m/s}$
Coefficient of Thermal Expansion (20°C – 320°C)	$5.5 \times 10^{-7} \text{ cm/cm } ^\circ\text{C}$	Velocity of Sound/Compressional Wave	$5.90 \times 10^3 \text{ m/s}$
Thermal Conductivity (20°C)	1.4 W/m °C	Sonic Attenuation	$< 11 \text{ dB/m MHz}$
Specific Heat (20°)	670 J/kg °C	Permeability Constants (700°C)	(cm <sup>3</sup> mm/cm <sup>2</sup> sec cm Hg)
Softening Point	1683°C	Helium	$210 \times 10^{-10}$
Annealing Point	1215°C	Hydrogen	$21 \times 10^{-10}$
Strain Point	1120°C	Deutrium	$17 \times 10^{-10}$
Electrical Resistivity (350°C)	$7 \times 10^7 \text{ ohm cm}$	Neon	$9.5 \times 10^{-10}$

Figure C.1 : Fiche technique du matériau diélectrique de l'actionneur plasma

## ANNEXE D – DESCRIPTION DE L’OUTIL DE MESURE PIV

Il est indispensable de décrire l’outil de mesure PIV avant de procéder à la description de la procédure expérimentale, afin qu’elle soit plus claire au lecteur. Cette technique de mesure consiste à ensemençer l’écoulement avec des particules, ou encore « traceurs », assez petites pour suivre exactement le mouvement du fluide. Ainsi, une section de l’écoulement, ayant assez de ces traceurs, doit être illuminée par une feuille de laser, plusieurs fois pendant une petite période de temps (figure D.1).

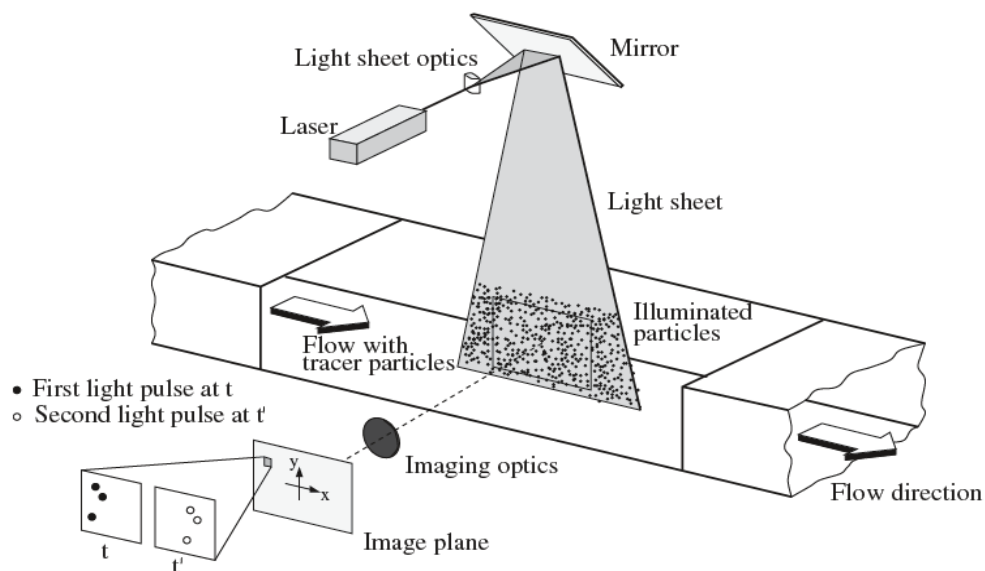


Figure D.1 : Dispositif de mesure de la technique PIV

Au cours de cette opération, les traceurs éclairés émettent des signaux lumineux, et l’enregistrement des images, à travers une caméra spécifique, permet de déterminer le déplacement des particules entre deux impulsions. Ainsi, tout en sachant la période de temps séparant ces deux dernières, une division simple du déplacement sur celle-ci donne la vitesse des particules, et par suite la vitesse de l’écoulement à cet endroit. Cependant, vu le grand nombre d’images qui doivent être enregistrées et le nombre de traceurs par image, un logiciel de traitement est indispensable pour déterminer le champ de vitesse dans la portion capturée de l’écoulement. En effet, cette technique est très complexe, et requiert l’implication de différents

algorithmes et calculs mathématiques, afin de trouver les résultats les plus efficaces possibles (Raffel et al., 2013).

Pour traiter les images enregistrées du PIV, afin d'obtenir les champs d'écoulement autour de l'actionneur, on a utilisé la méthode « Adaptive PIV » vu qu'elle a donné de meilleurs résultats, comparée à d'autres, comme les méthodes « LSM » pour « Least squares matching » et « Adaptive Correlation ». En effet, on a trouvé qu'elle converge plus rapidement, et donne des champs de vitesse plus logiques en termes d'allures, en les comparant à ceux trouvés dans la littérature. En effet, cette méthode permet de partager l'image capturée sur des fenêtres d'interrogation, puis d'effectuer des itérations afin d'ajuster leurs formes et dimensions en pixels, et par suite, leur nombre total, et ce afin de converger vers la bonne solution en moins de temps. Dans cette méthode, le nombre total de particules par fenêtre d'interrogation, les critères de validation de l'itération, ainsi que le nombre maximal d'itérations peuvent être spécifiés. Dans notre cas, on a choisi une marge de fenêtres entre 16 et 128 pixels, avec un facteur de chevauchement de 50% dans le calcul des corrélations.

## ANNEXE E – CHAMPS DE VITESSE DE L'ÉCOULEMENT À 3,1 BAR ET 4,13 BAR

La figure E.1 montre les champs de vitesse de l'écoulement affecté par l'actionneur plasma pour différentes températures, à  $P = 3,1$  bar.

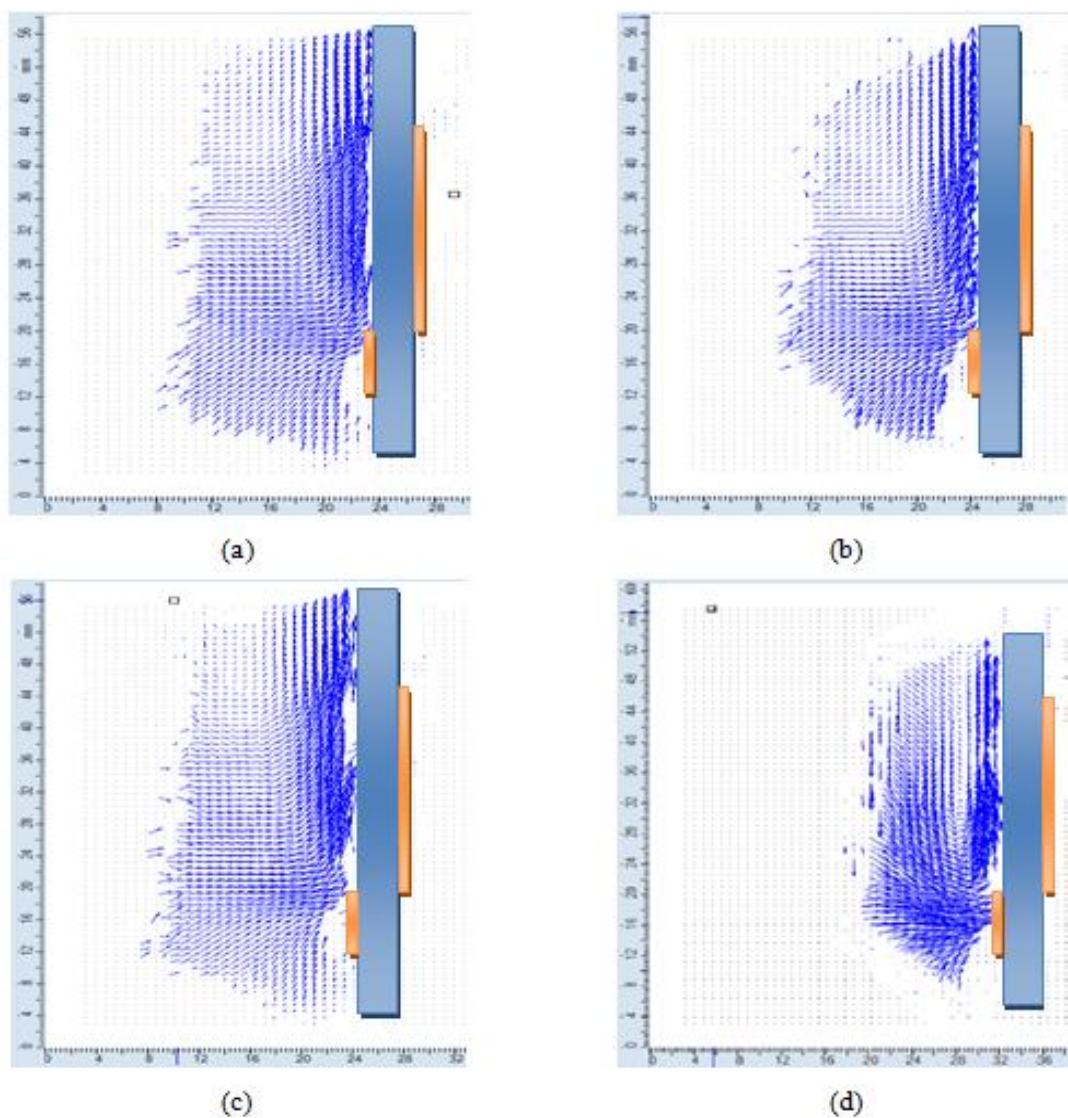


Figure E.1 : Champs de vitesse de l'air affecté par l'actionneur plasma à une pression de 3,1 bar et sous différentes températures :  $T =$  (a) 20°C (b) 80°C (c) 120°C (d) 150°C



Comme dans les autres cas, on remarque que le jet axial devient plus intense au-delà d'une température de 120°C. La même tendance peut être observée à la figure E.2, quand la pression est égale à 4,13 bar.

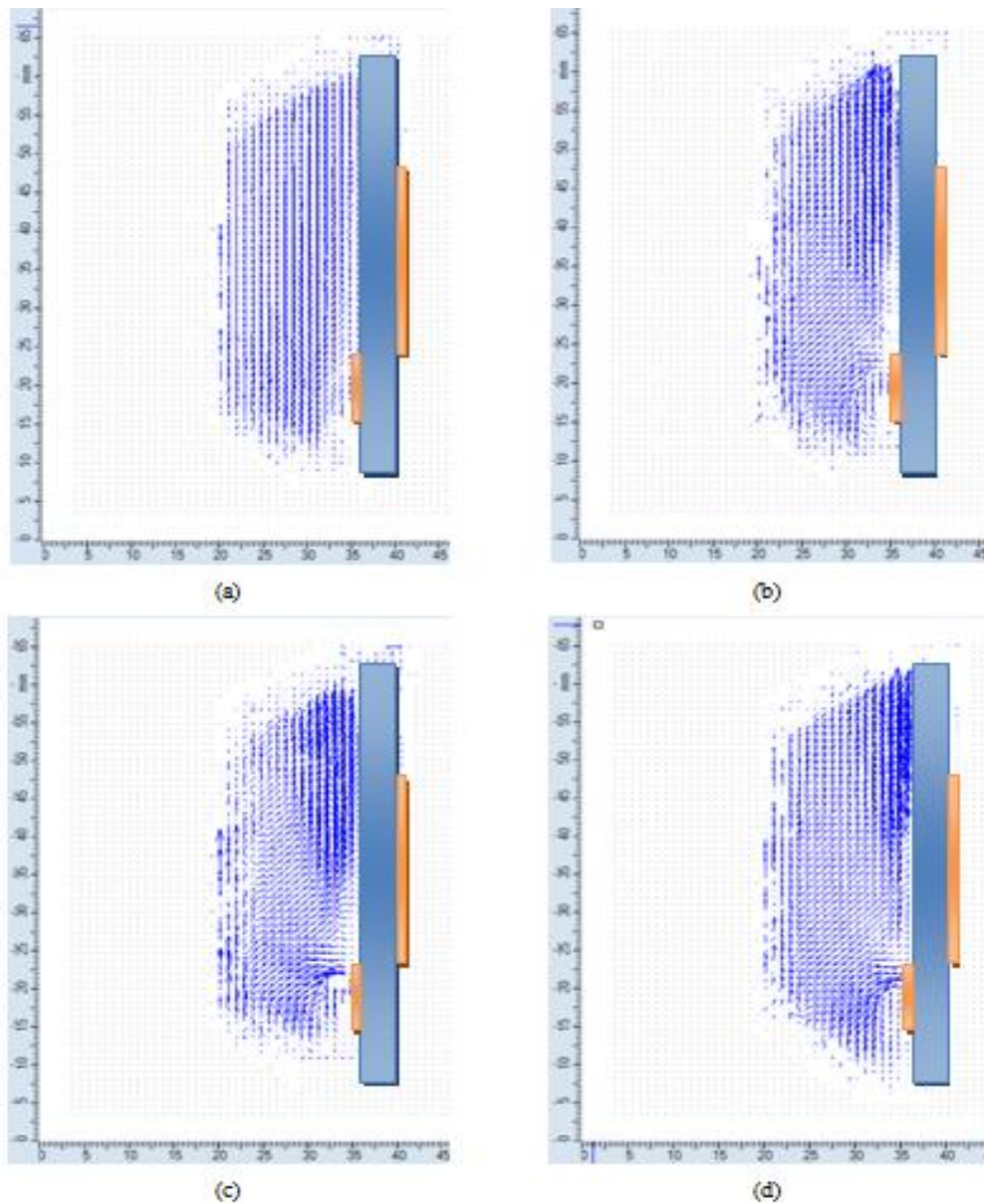


Figure E.2 : Champs de vitesse de l'air affecté par l'actionneur plasma à une pression de 4,13 bar et sous différentes températures : T = (a) 20°C (b) 80°C (c) 120°C (d) 150°C

## ANNEXE F – ETUDE DE SENSIBILITÉ DE LA POUSSÉE AU VOLUME DE CONTRÔLE

Afin d'étudier la sensibilité de la poussée au volume de contrôle, on a modifié la longueur  $l_3$  de ce volume, et on a calculé la poussée pour le cas où on mesure l'effet de la température à pression atmosphérique. La figure F.1 illustre un deuxième volume de contrôle ayant une longueur  $l_3$  supérieure à celle du volume de contrôle de base.

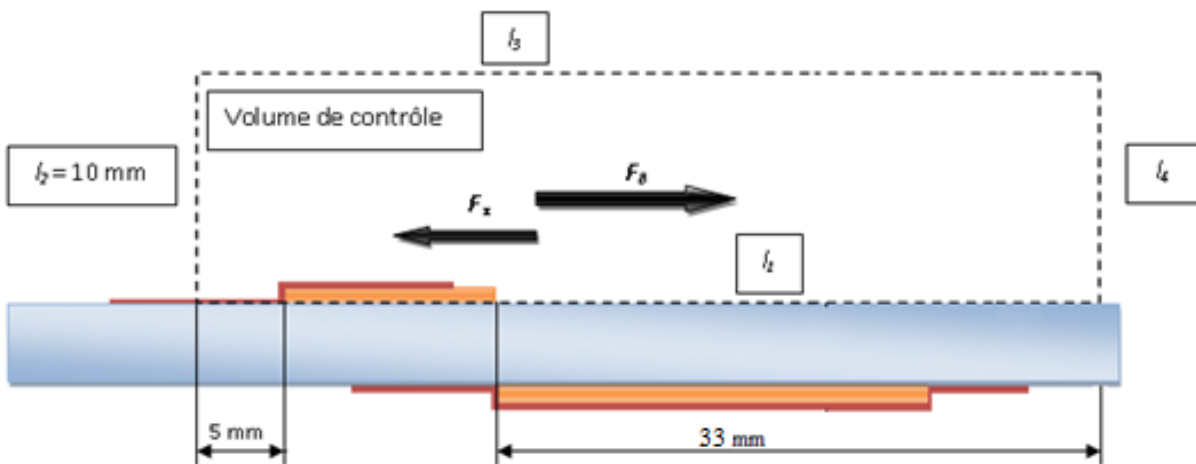


Figure F.1 : Volume de contrôle modifié :  $l_3$  plus grande que celle du volume de base

En fait, la règle générale pour un bon volume de contrôle consiste à qu'il englobe tout le plasma de l'actionneur, afin d'inclure toute la zone du jet axial. Toutefois, la longueur  $l_3$  ne doit pas être aussi grande pour dépasser la tête du jet. La figure F.2 compare les poussées des deux volumes de contrôle, mesurées en fonction de la température à pression atmosphérique.

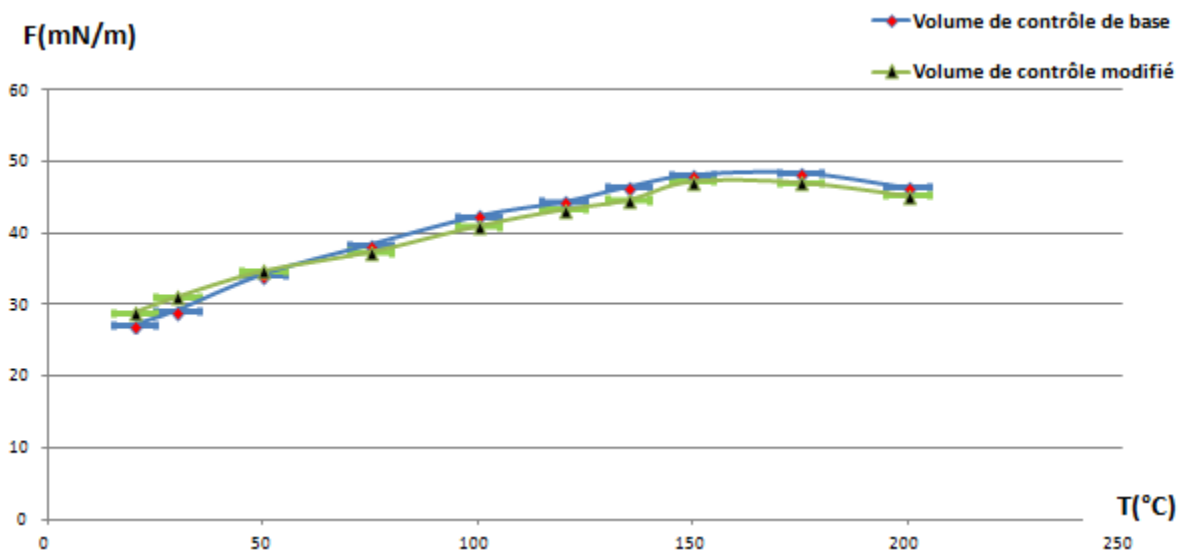


Figure F.2 : Comparaison des résultats de la variation de la poussée en fonction de la température à  $P = 1 \text{ atm}$ , avec ceux du volume de contrôle modifié

Comme le montre la figure F.2, la variation de la poussée avec la température à pression atmosphérique pour le volume de contrôle modifié est très comparable à celle trouvée pour le volume de contrôle de base, adopté dans le calcul de toutes les poussées. L'erreur moyenne entre les deux séries de résultats est de l'ordre de 3,16%, ce qui confirme le bon choix du volume de contrôle de base.