



HAL
open science

ÉTUDE ET CARACTÉRISATION DE PLASMAS DESTINÉS AU CONTRÔLE ACTIF D'ÉCOULEMENTS GAZEUX SUBSONIQUES

Binjie Dong

► **To cite this version:**

Binjie Dong. ÉTUDE ET CARACTÉRISATION DE PLASMAS DESTINÉS AU CONTRÔLE ACTIF D'ÉCOULEMENTS GAZEUX SUBSONIQUES. Physique [physics]. Université d'Orléans, 2008. Français. NNT: . tel-00360770

HAL Id: tel-00360770

<https://theses.hal.science/tel-00360770>

Submitted on 13 Feb 2009

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

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

À mes parents

献给我的父母

Remerciements

Je tiens à exprimer toute ma gratitude tout d'abord à M. Jean-Michel Pouvesle, directeur du GREMI, pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire. Malgré son emploi du temps très chargé, il a suivi de très près l'avancement de cette thèse.

Je remercie sincèrement M. Dunpin Hong, mon directeur de thèse. Les conseils qu'il m'a apportés avec beaucoup de patience, sa compétence scientifique et ses encouragements m'ont été très utiles tout au long de ce travail.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance à M. Jean-Pascal Cambronne, professeur à l'Université de Toulouse III, et à M. Emmanuel Odic, professeur adjoint à SUPELEC pour avoir accepté d'être rapporteurs et pour le temps qu'ils ont passé à lire et à commenter ce manuscrit.

Je tiens à remercier M. Jean-Marc Bauchire, j'ai pu profiter de ses divers conseils et contributions scientifiques. Je souhaite également remercier M. Jacques Hureau, Mme Annie Leroy-Chesneau et Mme Régine Weber pour les discussions et leur apport scientifique à ce travail.

Mes remerciements vont également à Hervé Rabat, Sébastien Dozias, Guy Coudrat, Bernard Dumax, Jacky Mathias, Stéphane Loyer et Erwann Le Menn pour leurs divers services techniques et leur bonne humeur.

J'adresse également mes remerciements à Pierre Magnier, Vincent Boucinha et Romain Jousot pour les différentes campagnes d'essai et les discussions enrichissantes que nous avons eues ensemble.

Je souhaite également remercier tous les doctorants, post-docs et les autres membres du laboratoire, qui m'ont rendu ces trois ans très agréable, merci !

Enfin, je voudrais remercier mes parents et Jinjia, mon épouse, pour leur soutien tout au long de mes études.

感谢我的父母和家人,你们一贯的支持和帮助是我完成论文的动力,谢谢!

Table des matières

Table des matières	7
Index des figures.....	9
Notations et symboles	15
Introduction générale	17
Chapitre 1 Actionneurs électrohydrodynamiques	23
1.1. Introduction.....	25
1.2. Contrôle des écoulements – principe et méthodes usuelles	25
1.2.1. Notions de base en mécanique des fluides	25
1.2.2. Contrôle des écoulements – méthodes usuelles.....	30
1.3. Actionneurs électrohydrodynamiques	34
1.3.1. Principe du contrôle d'écoulements par actionneur EHD	35
1.3.2. Actionneurs EHD à décharges électriques	36
1.4. Conclusion	54
Chapitre 2 Étude de plasmas créés par la DBD surfacique	55
2.1 Introduction.....	57
2.1.1 Différentes configurations de DBD	58
2.1.2 Alimentations électriques	61
2.1.3 Montage expérimental	62
2.2 Caractéristiques électriques du plasma	64
2.2.1 Mesure de courant et tension de décharge	64
2.2.2 Mesure d'énergie consommée et de puissance active	66
2.2.3 Puissance active en fonction de l'épaisseur du diélectrique.....	71
2.2.4 Puissance active pour différentes configurations géométriques.....	72
2.2.5 Puissance active pour deux diélectriques différents	75
2.2.6 Puissance dissipée dans le diélectrique	79
2.3 Mesures optiques.....	83
2.3.1 Montages optiques.....	83
2.3.2 Mesure de l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse.....	84

2.3.3	Imagerie rapide de décharge	90
2.3.4	Analyse spectroscopique	91
2.4	Caractéristiques aérodynamiques	105
2.4.1	Moyen de mesure de vitesse d'écoulement induit.....	105
2.4.2	Mesure de vitesse de l'écoulement induit.....	106
2.4.3	Influence de la tension appliquée et de la fréquence	109
2.4.4	Influence de l'épaisseur de diélectrique	110
2.4.5	Influence de la nature de diélectrique.....	113
2.4.6	Influence de la géométrie de l'actionneur DBD.....	114
2.4.7	Application des actionneurs.....	118
2.5	Conclusions	129
Chapitre 3 Étude d'autres actionneurs potentiels		131
3.1	Introduction.....	133
3.2	Actionneur DBD alimenté par une alimentation impulsionnelle....	134
3.2.1	Caractérisation de l'actionneur seul	134
3.2.2	Effet de l'actionneur sur un jet	138
3.2.3	Conclusion	142
3.3	Actionneur à jet généré par une micro-décharge.....	142
3.3.1	Géométrie de l'actionneur	142
3.3.2	Montage expérimental	143
3.3.3	Résultats.....	144
3.3.4	Conclusion	155
3.4	Actionneur en DBD souple.....	157
3.4.1	Caractéristiques électrique et spectroscopique de l'actionneur	157
3.4.2	Étude aérodynamique et application de l'actionneur	161
3.4.3	Conclusion	164
3.5	Conclusion de l'étude d'autres actionneurs potentiels	165
Conclusion générale et perspectives		167
Bibliographie		171
Publications		183

Index des figures

Figure 1.1 Différents régimes dans l'écoulement d'eau et de fumée.....	26
Figure 1.2 Développement de la couche limite d'un écoulement sur une plaque plane avec une incidence zéro d'après Schlichting [18].....	28
Figure 1.3 Transition de la couche limite sur une plaque plane [19].	29
Figure 1.4 a) système de coordonnées curvilignes utilisé. b) évolution du profil de vitesse d'une couche limite laminaire [20]	30
Figure 1.5 Exemples du soufflage. a) au niveau du bord d'attaque [20] et b) au niveau du bord de fuite sur un B747 (volet à fente)	31
Figure 1.6 Schéma de principe de l'aspiration [18].....	32
Figure 1.7 Illustration des écoulements a) sans et b) avec aspiration [18]	32
Figure 1.8 Schéma d'un actionneur MEMS en fonctionnement a) d'aspiration et b) de soufflage [21]	33
Figure 1.9 Photographie Schlieren du jet généré par un actionneur MEMS [22].....	34
Figure 1.10 Principe schématique du contrôle d'écoulement de l'actionneur EHD....	35
Figure 1.11 Schémas de différentes configurations de l'actionneur EHD à décharge DC couronne [7]	38
Figure 1.12 Visualisation de l'action de la décharge DC couronne sur un écoulement (0,35 m/s, $R_e = 3750$) rencontrant une plaque plane avec incidence de 15° et 30°[27]	39
Figure 1.13 Visualisation de l'actionneur DC couronne sur l'écoulement de 1 m/s autour d'un cylindre a) sans et b) avec l'actionneur en fonctionnement [37]	39
Figure 1.14 Profil de vitesse sur une plaque plane, sans (■) et avec (□) la décharge DC couronne, pour des écoulements à 5, 10 et 17 m/s [35].....	40
Figure 1.15 Comparaison du champ de vitesse sans et avec la décharge sur un profil NACA0015 avec une incidence de 15° [38].....	40
Figure 1.16 Évolution de la puissance mécanique d'un actionneur et l'efficacité de cet actionneur en fonction du courant de décharge [7].....	41
Figure 1.17 Configurations schématiques de l'actionneur EHD à DBD proposées par Roth <i>et al</i> [40]	41
Figure 1.18 Profils de vitesse de l'écoulement généré par un actionneur DBD [40] ..	42
Figure 1.19 a) configuration avec une électrode couverte et b) évolutions du courant de décharge et du signal du photomultiplicateur [51].....	43

Figure 1.20 Photographie de la décharge pour les deux alternances, temps de pose 20 μ s [81]	44
Figure 1.21 Schéma du mécanisme de DBD surfacique proposé par Enloe <i>et al</i> [83]	45
Figure 1.22 Description de la décharge pendant l'alternance positive [84].....	46
Figure 1.23 Description schématique du « piston poreux » pour le transfert de quantité de mouvement [84]	46
Figure 1.24 Comparaison de la force créée par l'actionneur en favorisant la pente positive ou négative. a) formes de la tension appliquée et b) résultats [52]	47
Figure 1.25 Mesure de vitesse instantanée avec LDV [54]	48
Figure 1.26 La distribution des ions après une décharge impulsionnelle [17]	49
Figure 1.27 Visualisation de l'effet d'un actionneur DBD sur un écoulement autour d'un profil NACA0015 [43]	50
Figure 1.28 L'effet d'un actionneur DBD sur un jet [55]	50
Figure 1.29 Visualisation de l'effet de l'actionneur DBD sur un écoulement autour d'un cylindre [101]	50
Figure 1.30 Actionneur EHD à décharge glissante	52
Figure 1.31 Évolution des courants de décharge I_2 et I_3 [72]	52
Figure 1.32 a) schéma de l'actionneur DBD à jet et b) le champ de vitesse [57].....	53
Figure 1.33 a) schéma de l'actionneur, b) photo de l'actionneur en fonctionnement et c) champ de vitesse en 2D de l'écoulement induit par l'actionneur [103]	53
Figure 2.1 Géométrie asymétrique d'une DBD surfacique	57
Figure 2.2 Schéma de l'actionneur avec $N_{DBD} = 7$	59
Figure 2.3 Configurations différentes de DBD	60
Figure 2.4 Photo de l'actionneur DBD de grande dimension (920 mm x 100 mm)....	61
Figure 2.5 Photographie du plasma d'un actionneur à $N_{DBD} = 7$	61
Figure 2.6 Schéma du montage électrique	62
Figure 2.7 Montage électrique	63
Figure 2.8 Évolution du courant et de la tension de décharge. $V_{amp} = 6$ kV, $f = 1$ kHz, $N_{DBD} = 7$, $e_d = 0,8$ mm.....	64
Figure 2.9 Évolution du courant et de la tension de décharge, le côté masse recouvert avec un isolant. $V_{amp} = 5$ kV, $f = 1$ kHz, $N_{DBD} = 7$, $e_d = 0,8$ mm.....	65
Figure 2.10 Circuit équivalent de l'actionneur DBD [53]	66
Figure 2.11 Circuit électrique équivalent du montage expérimental	67
Figure 2.12 Figure de Lissajous.....	67

Figure 2.13 Énergie dissipée par période en fonction de N_{DBD} en fonctionnement.	69
Figure 2.14 Puissance active en fonction de V_{amp} pour trois fréquences, $N_{DBD} = 7$	70
Figure 2.15 Puissance active en fonction de V_{amp} , avec $e_d = 1,6$ mm, $N_{DBD} = 7$	71
Figure 2.16 Évolution de la puissance active en fonction de e_d pour 3 fréquences. $N_{DBD} = 12$, en époxy, $V_{amp} = 6$ kV.	72
Figure 2.17 Puissance active en fonction de V_{amp} pour différentes « g » et pour deux fréquences. $N_{DBD} = 1$, $e_d = 0,8$ mm, en époxy.	73
Figure 2.18 Puissance active en fonction de V_{amp} pour différents « d » et pour deux fréquences. $N_{DBD} = 1$, $e_d = 0,8$ mm, en époxy.	75
Figure 2.19 Puissance active en fonction de V_{amp} pour deux diélectriques et trois fréquences.	76
Figure 2.20 Simulation de la distribution de champ électrique sur une DBD élémentaire. $V = 2$ kV, $\epsilon_r = 4,7$ (époxy).	77
Figure 2.21 Comparaison des champs électriques pour deux diélectriques, $V = 2$ kV	78
Figure 2.22 Représentation schématique d'un simple condensateur plan parallèle. ...	79
Figure 2.23 Puissance dissipée dans le diélectrique en fonction de la fréquence pour trois tensions sans amorçage du plasma. $N_{DBD} = 12$, $e_d = 0,8$ mm.	81
Figure 2.24 Évolution de la température en fonction du temps de fonctionnement. ...	82
Figure 2.25 Schéma de montage du système de mesures optiques.	84
Figure 2.26 Principe de mesure du PMT	84
Figure 2.27 Comparaison du courant et de la lumière émise.	85
Figure 2.28 Variation de signaux de PMT à basse fréquence.	86
Figure 2.29 Intensité lumineuse intégrée sur une période en fonction de V_{amp} pour deux fréquences, côté haute tension.	87
Figure 2.30 Intensité lumineuse intégrée sur une période en fonction de la puissance active pour deux fréquences.	87
Figure 2.31 Comparaison de l'intensité lumineuse intégrée sur une période en fonction de V_{amp} et sur les deux côtés	88
Figure 2.32 Comparaison de l'intensité lumineuse intégrée sur une demi-période en fonction de V_{amp} et sur les deux côtés.	89
Figure 2.33 Photographie de la décharge pendant différentes alternances	91
Figure 2.34 Diagramme d'énergie représentant les niveaux d'énergie d'une molécule (l'échelle n'est pas respectée) et quelques transitions.	93
Figure 2.35 Représentation du moment angulaire orbital.	94
Figure 2.36 Spectre du plasma, $V_{amp} = 7.5$ kV, $f = 1$ kHz, $t = 25$ s, Côté HT	97

Figure 2.37 Diagramme des niveaux d'énergie de la molécule N_2 [110]	98
Figure 2.38 Diagramme des niveaux d'énergie de la molécule N_2^+ [111]	99
Figure 2.39 Spectres d'émission expérimental et simulé de N_2 ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$)	101
Figure 2.40 Signal de synchronisation de l'ouverture de la caméra	102
Figure 2.41 Comparaison des bandes N_2 pour les deux alternances et sur les deux côtés de l'actionneur. $V_{amp} = 10$ kV, $f = 1$ kHz, temps d'acquisition 60s	103
Figure 2.42 Comparaison des bandes N_2^+ pour les deux alternances et sur les deux côtés de l'actionneur.	104
Figure 2.43 Photographie du tube de prise de pression en verre	106
Figure 2.44 Photographie du système de mesure de vitesse	106
Figure 2.45 Profil de vitesse au niveau de la dernière DBD élémentaire.	107
Figure 2.46 Évolution de la vitesse d'écoulement induit sur les deux côtés d'actionneur	108
Figure 2.47 Position du tube de prise de pression	109
Figure 2.48 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de V_{amp} pour trois fréquences	110
Figure 2.49 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de V_{amp} pour $e_d = 0,8, 1,6$ mm.	111
Figure 2.50 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de la puissance active pour deux épaisseurs diélectriques.	113
Figure 2.51 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de V_{amp} pour deux diélectriques.	114
Figure 2.52 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de « d » pour quatre V_{amp} et sous trois fréquences.	115
Figure 2.53 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de V_{amp} pour différents « d » pour trois fréquences.	116
Figure 2.54 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de « g » pour quatre V_{amp} et pour trois fréquences.	117
Figure 2.55 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de V_{amp} pour différentes « g » et pour deux fréquences.	117
Figure 2.56 Vitesse en fonction de la puissance active pour différentes « g » sous trois fréquences.	118
Figure 2.57 Schéma des actionneurs sur la plaque diélectrique	119
Figure 2.58 Schéma de la plaque plane avec quatre actionneurs utilisés et les positions de transition pour deux vitesses d'écoulement 15m/s et 22m/s.	120
Figure 2.59 Schéma de la soufflerie subsonique (0 - 50 m/s)	120

Figure 2.60 Photographie du montage expérimental	121
Figure 2.61 Schéma en coupe du profil AC0 avec l'actionneur DBD.....	121
Figure 2.62 Représentation schématique de la soufflerie Lucien Malavard.....	122
Figure 2.63 Photographie du profil AC0 équipé de l'actionneur dans la veine d'essai	122
Figure 2.64 Montage schématique du système PIV [114]	123
Figure 2.65 Profils de vitesse à 15 m/s et à 22 m/s pour trois positions, sans et avec l'actionneur N°1 en fonctionnement.....	125
Figure 2.66 Évolution de la couche limite sur la plaque plane.....	126
Figure 2.67 Évolution de la traînée sur la plaque plane.....	127
Figure 2.68 Comparaison du champ de vitesse sans et avec l'actionneur en fonctionnement, angle d'attaque 13°, 12 m/s ($Re = 800\ 000$).	128
Figure 3.1 Photographie de l'alimentation impulsionnelle et de l'oscilloscope	135
Figure 3.2 Évolution de la tension et du courant de décharge	136
Figure 3.3 Spectre expérimental d'émission de la DBD impulsionnelle (290- 415 nm)	137
Figure 3.4 Comparaison des bandes (0-0) et (0-1) du second système positif N_2 pour quatre fréquences d'impulsion.....	137
Figure 3.5 Schéma du montage expérimental.....	138
Figure 3.6 Visualisation de la modification du jet par l'actionneur.....	139
Figure 3.7 Profils de vitesse moyenne du jet sans et avec plasma.....	140
Figure 3.8 Comparaison de l'intensité turbulente du jet sans et avec le plasma	141
Figure 3.9 Comparaison de la densité spectrale de puissance pour deux fréquences, $V_{amp} = 10\ kV$	141
Figure 3.10 Géométrie de l'actionneur à jet	143
Figure 3.11 Schéma simplifié du montage expérimental.....	144
Figure 3.12 Évolution de la tension V_{ps} pour différents courants moyens I_{moy}	145
Figure 3.13 Évolution temporelle de la tension V_d et du courant de décharge pour différents courants moyens I_{moy}	146
Figure 3.14 Évolution temporelle de l'intensité lumineuse de décharge et de la tension V_d pour différents courant I_{moy}	147
Figure 3.15 Évolution de a) la fréquence d'impulsion en régime auto-impulsionnel ; de b) la tension V_d en régime continu en fonction du courant I_{moy}	148
Figure 3.16 Courant de décharge en régime auto-impulsionnel avec différents I_{moy} .	149

Figure 3.17 a) spectre d'émission de la décharge et b) bandes de N ₂ (C ³ Π _u - B ³ Π _u) identifiées.....	150
Figure 3.18 Comparaison de spectres expérimentaux et simulés	151
Figure 3.19 Évolution de la température T_{rot} du plasma en fonction du courant I_{moy}	152
Figure 3.20 Visualisation de l'écoulement induit par l'actionneur, $I_{moy} = 0,20$ mA ..	153
Figure 3.21 Photographies de l'action du jet sur une colonne d'encens.....	154
Figure 3.22 Circulation de l'air.....	154
Figure 3.23 Configuration géométrique de l'actionneur.....	157
Figure 3.24 Schéma du dispositif expérimental.....	158
Figure 3.25 Évolution de la tension et du courant de décharge, $V_{amp} = 12$ kV, $f = 1$ kHz	159
Figure 3.26 Puissance active en fonction de la tension appliquée.....	159
Figure 3.27 Photographie de la décharge pendant différentes alternances	160
Figure 3.28 a) spectre d'émission de la décharge et b) comparaison du spectre expérimental et du spectre simulé avec $T_{rot} = 400$ K.	161
Figure 3.29 Profils de vitesse de l'écoulement induit par le plasma obtenus pour différentes positions [119].....	162
Figure 3.30 Position de l'actionneur sur la plaque plane et position de la transition naturelle de l'écoulement à 10 m/s	162
Figure 3.31 Retard de la transition sur la plaque plane $V_{amp} = 12$ kV, $f = 1$ kHz [119]	163
Figure 3.32 Profil BMVR1 avec les actionneurs installés [120]	163
Figure 3.33 Topologie de l'écoulement à 10 m/s pour une incidence de 12° a) sans action, b) avec les DBD élémentaires n°16 à 18 en fonctionnement [120]	164

Notations et symboles

A	Coefficient dépendant des propriétés de l'actionneur ($W \cdot Hz^{-1} \cdot kV^{-2}$)
C	Condensateur ou sa capacité
C_p	Condensateur équivalent ou sa capacité associée
d	Espace inter-électrodes (mm)
D	Induction électrique (C/m^2)
E	Champ électrique (V/m)
e	Émissivité de matériau
E_d	Champ électrique dans le diélectrique (V/m)
e_d	Épaisseur de diélectrique (mm)
E_e	Énergie d'état électronique
E_g	Champ électrique dans l'air (V/m)
E_{rot}	Énergie rotationnelle
E_{vib}	Énergie vibrationnelle
g	Largeur de l'électrode reliée à la masse (mm)
$i(t)$	Courant instantané (A)
I_{moy}	Courant moyen (A)
IT	Intensité lumineuse intégrée sur une période de la tension appliquée
L	Dimension caractéristique de l'objet (m)
L/D	Rapport portance/trainée
l_e	Longueur de l'électrode (cm)
N_{DBD}	Nombre de DBD élémentaires
P	Puissance active dans le plasma (W)
p_d	Puissance dissipée dans le diélectrique par unité volumique ($W \cdot m^{-3}$)
P_{elec}	Puissance électrique (W)
P_{mec}	Puissance mécanique (W)

q	Charge électrique
R	Résistance
R_e	Nombre de Reynolds
S	Aire du matériau
T	Température (K)
$\tan \delta$	Facteur de dissipation
U	Vitesse de l'écoulement (m/s)
$U_G(y)$	Vitesse de l'écoulement induit par la décharge (m/s)
U_{moy}	Vitesse de flux, valeur moyenne (m/s)
U_{rms}	Vitesse de flux, valeur efficace (m/s)
$v(t)$	Tension instantanée
V_0	Seuil de tension d'amorçage de décharge
V_{amp}	Amplitude de la tension appliquée
$v_C(t)$	Tension instantanée aux bornes du condensateur
V_{DC}	Tension DC
$v_{HT}(t)$	Tension totale à l'instant t
ν_i	Viscosité cinématique de l'écoulement
τ_0	Gradient normal (à la surface de l'obstacle) de la vitesse
δ_{99}	Épaisseur de la couche limite
ϵ_0	Permittivité du vide ($8,854187 \times 10^{-12}$ F/m)
ϵ_d	Permittivité du diélectrique (F/m)
ϵ_r	Permittivité relative
η	Rendement de conversion
μ	Viscosité dynamique du fluide (Pa·s)
ρ	Masse volumique du fluide (kg/m ³)
τ_0	Contrainte visqueuse à la paroi
σ	Constante de Stefan-Boltzmann ($5,670400 \times 10^{-8}$ W·m ⁻² ·K ⁻⁴)

Introduction générale

Le contrôle d'écoulements gazeux consiste à manipuler l'écoulement afin de l'amener dans un état souhaité [1]. C'est un défi important en aérodynamique, car les enjeux techniques et économiques du contrôle d'écoulement sont multiples et interviennent dans de nombreux domaines, notamment dans l'industrie aéronautique et l'industrie automobile. Le contrôle d'écoulement permet par exemple de réduire la traînée, d'augmenter la portance et de réduire le bruit aérodynamique des véhicules aériens ou terrestres. Ceci pourrait permettre alors d'augmenter leurs performances. Par exemple, des recherches en aéronautique montrent que pour un avion civil, une diminution de 10% de traînée permet de réduire la consommation en carburant de 50 millions de litres durant la durée de son service [2], et au niveau de la charge utile, pour une réduction de traînée de 5%, l'augmentation de charge utile peut atteindre jusqu'à 40% [3].

La recherche sur le contrôle des écoulements date de plus de cent ans. Par exemple, selon Gunzburger [4], Ludwig Prandtl, physicien allemand, le pionnier en recherche du contrôle des écoulements, a réussi en 1904 à retarder la séparation d'un écoulement gazeux sur la surface d'un cylindre par l'utilisation d'aspiration. Cette expérience a marqué le début de l'expérience du contrôle d'écoulement. Depuis, de nombreuses méthodes de contrôle sont développées, et elles peuvent être classées en deux catégories : i) les méthodes passives telles que le changement de l'état de surface, l'utilisation de corps profilé. ii) les méthodes actives telles que le soufflage, l'aspiration, l'utilisation des MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) et plus récemment les actionneurs électrohydrodynamiques (EHD) utilisant des plasmas non-thermiques.

Le principe de l'actionneur EHD est de générer un plasma non-thermique sur la surface d'un objet pour modifier les propriétés d'un écoulement qui y passe en agissant sur sa couche limite. Typiquement, le plasma est créé par une décharge électrique dans l'air à pression atmosphérique, les ions et les particules chargées (poussières par exemple) subissent une force coulombienne due au champ électrique. Par collision avec les molécules d'air au voisinage, ces particules actives (ions, particules chargées) entraînent un mouvement des molécules d'air. Par conséquent, un écoulement, dit « vent électrique » [5], proche de la surface est généré. Cet écoulement peut agir sur l'écoulement extérieur afin de le modifier, et de le contrôler éventuellement. Cette méthode active de contrôle convertit directement l'énergie électrique en énergie cinétique. L'absence de partie mécanique mobile est un des avantages de ce type d'actionneur. Le contrôle tout électrique permet d'obtenir un temps de réaction très court. Par ailleurs, il permet d'effectuer une modulation très simple en temps et en énergie, et par conséquent, il permettrait de réaliser un contrôle en boucle fermée.

Depuis les travaux pionniers sur l'actionneur EHD de l'équipe du professeur Roth en 1994 [6], un grand nombre d'études [7] ont été effectuées notamment par les équipes de Roth, de Moreau, d'Artana et d'Enloe. Les plasmas utilisés dans les études citées ci-dessus sont créés par des décharges électriques sur une surface, dans l'air à pression atmosphérique. La décharge électrique est soit une décharge DC couronne entre deux électrodes parallèles installées sur la même surface, soit une décharge à barrière diélectrique (DBD) avec un isolant séparant les deux électrodes. Avec la présence de diélectrique dans l'actionneur EHD DBD, le courant de décharge est autolimité et la décharge est plus « stable ». Il nous semblerait que c'est la raison principale pour laquelle la plupart des équipes ont choisi d'utiliser la décharge DBD pour réaliser leurs actionneurs.

La faisabilité et l'efficacité d'un actionneur EHD ont été clairement démontrées. En revanche, les mécanismes de l'interaction entre le plasma et l'écoulement extérieur sont encore très mal identifiés. Par exemple, le rôle des ions négatifs n'est pas encore bien connu. De plus, l'optimisation de ces actionneurs est nécessaire, car l'effet d'un

tel actionneur est encore relativement peu efficace pour un écoulement ayant une vitesse proche d'une centaine de mètres par seconde. Afin de mieux comprendre les mécanismes physiques et d'améliorer les performances de ce type d'actionneurs, de nombreux travaux de modélisation et de simulations numériques ont également été effectués, par exemple par Shyy *et al* [8], Singh *et al* [9-12], Roy *et al* [13, 14] et Bœuf *et al* [15-17].

Vu l'intérêt scientifique de ce sujet, les laboratoires de la Fédération de Recherche Énergie, Propulsion, Espace et Environnement (E.P.E.E., FR0776) ont démarré un projet « Plasmas pour l'aérodynamique » en 2004. Le Groupe de Recherches sur l'Énergétique des Milieux Ionisés (G.R.E.M.I., UMR 6606 CNRS/Université d'Orléans) et l'équipe Écoulement et Système Aérodynamiques (E.S.A.) de l'Institut Pluridisciplinaire de Recherche en Ingénierie des Systèmes, Mécanique, Énergétique (Institut P.R.I.S.M.E., Université d'Orléans) travaillent **en commun** sur les modifications d'écoulements gazeux subsoniques. Le GREMI s'occupe, en coordination avec l'Institut PRISME, de la mise en œuvre des décharges électriques et leurs caractérisations ; le GREMI participe également aux expériences effectuées dans les souffleries subsoniques de l'Institut PRISME.

Durant la première année de ce projet, les deux laboratoires ont travaillé sur l'actionneur à décharge couronne alimentée par une alimentation haute tension DC. J'ai rejoint ce projet en tant que doctorant en octobre 2005 pour travailler sur l'actionneur DBD car les deux laboratoires ont décidé de privilégier ce type d'actionneur notamment pour des raisons de « stabilité » de décharge électrique. Ces raisons seront décrites plus en détail un peu plus loin dans ce manuscrit (voir la section §1.3).

Dans le cadre de cette thèse, le cahier des charges consiste à : i) réaliser des actionneurs DBD, ii) caractériser le plasma créé par l'actionneur, iii) analyser l'écoulement induit par le plasma et ses effets sur un écoulement extérieur, iv) tester d'autres actionneurs potentiels. Les études menées au cours de cette thèse sont principalement faites sur des plasmas créés par DBD. Le travail a commencé par la réalisation de différentes configurations d'actionneurs DBD. Ensuite, l'étude est

réalisée essentiellement en deux parties : i) l'étude du plasma généré par la décharge, ii) l'étude aérodynamique, notamment l'écoulement induit par la décharge électrique. Des mesures électriques et optiques ont été réalisées pour caractériser le plasma. Ces mesures sont : la mesure du courant et de la tension de décharge, la mesure de la puissance dissipée dans le plasma et dans le diélectrique et l'analyse de spectroscopie en émission. L'étude en aérodynamique a pour but de caractériser l'écoulement induit (telles que la topologie de l'écoulement induit, la vitesse, etc.), et par la suite d'analyser l'interaction entre l'actionneur et un écoulement extérieur, dit écoulement naturel.

Ce manuscrit est composé d'une introduction générale, de trois chapitres et d'une conclusion générale et des perspectives. Dans le premier chapitre, une synthèse bibliographique est présentée pour montrer les principes et la faisabilité des actionneurs EHD. Nous commençons par quelques notions de base en mécanique des fluides afin d'exposer la problématique du contrôle d'écoulements. Ensuite, nous présentons des méthodes usuelles du contrôle des écoulements. Enfin, une présentation de différents actionneurs EHD étudiés par des équipes de différents pays.

Le deuxième chapitre est consacré aux études sur les actionneurs DBD seuls et leurs interactions avec l'écoulement extérieur. Des mesures électriques et optiques du plasma sont présentées, ainsi que des mesures de vitesse d'écoulement induit par le plasma, et les effets de l'actionneur sur un écoulement extérieur. L'étude de différentes configurations géométriques d'actionneur est également présentée. Les effets de l'actionneur DBD sur un écoulement extérieur sont testés sur une plaque plane et un profil aérodynamique dans deux souffleries subsoniques.

Dans le troisième chapitre, on présente des études sur d'autres actionneurs potentiels. Il s'agit des études d'un actionneur alimenté avec une alimentation impulsionnelle, d'un actionneur à micro-décharge à cathode creuse et d'un actionneur DBD souple. Des mesures électriques et optiques du plasma créé par ces actionneurs et leur interaction avec un écoulement extérieur sont systématiquement effectuées. A partir de ces mesures, une analyse sur la faisabilité et l'amélioration de ces

actionneurs est proposée.

Enfin, une conclusion générale de ce travail et des perspectives sur le développement et l'utilisation de l'actionneur EHD sont présentées.

Les travaux présentés dans les sections §2.4.7.2, §3.2.2 et §3.3.3.3 ont été réalisés en étroite collaboration notamment avec Pierre Magnier, doctorant de l'Institut PRISME. Les travaux présentés dans la section §3.4.2 ont été effectués en étroite collaboration notamment avec Vincent Boucinha, doctorant de l'Institut PRISME. Pierre Magnier a soutenu sa thèse en novembre 2007, tandis que Vincent Boucinha vient d'entrer en troisième année de sa thèse.

CHAPITRE 1

Actionneurs électrohydrodynamiques

Sommaire

1.1.	Introduction.....	25
1.2.	Contrôle des écoulements – principe et méthodes usuelles.....	25
1.2.1.	Notions de base en mécanique des fluides	25
1.2.1.1.	Régimes d'écoulement	25
1.2.1.2.	Principe de similitude - nombre de Reynolds	26
1.2.1.3.	Couche limite	27
1.2.1.4.	Transition de la couche limite	28
1.2.1.5.	Séparation de la couche limite	29
1.2.2.	Contrôle des écoulements – méthodes usuelles.....	30
1.2.2.1.	Contrôle par soufflage et aspiration de la couche limite	31
1.2.2.2.	Contrôle par excitation – exemple d'utilisation de MEMS.....	33
1.3.	Actionneurs électrohydrodynamiques	34
1.3.1.	Principe du contrôle d'écoulements par actionneur EHD	35
1.3.2.	Actionneurs EHD à décharges électriques	36
1.3.2.1.	Actionneur à décharge DC couronne	36
1.3.2.2.	Actionneur à DBD.....	41
1.3.2.3.	Autres types d'actionneur EHD	51
1.4.	Conclusion	54

1.1. Introduction

L'objet de ce premier chapitre est de présenter une brève synthèse bibliographique sur le principe de contrôle des écoulements, les méthodes usuelles de contrôle d'écoulements gazeux en aérodynamique et les actionneurs EHD utilisant le plasma créé par des décharges électriques à pression atmosphérique.

Nous présentons d'abord quelques définitions et termes de la mécanique des fluides afin d'introduire le principe du contrôle d'écoulements. Ensuite, en présentant quelques actionneurs usuels en aérodynamique, nous expliquons des méthodes du contrôle d'écoulement et comment agir sur l'écoulement pour pouvoir le contrôler.

Nous présenterons ensuite des différents actionneurs électrohydrodynamiques utilisés actuellement par les équipes de recherche. Deux types de décharge sont principalement utilisés sur ces actionneurs EHD, la décharge DC couronne et la DBD.

1.2. Contrôle des écoulements – principe et méthodes usuelles

Le contrôle des écoulements a beaucoup été étudié en aérodynamique dû à l'intérêt économique et industriel [2, 3]. En modifiant l'état de l'écoulement au voisinage des véhicules aériens et terrestres en mouvement, nous pouvons, par exemple, réduire la traînée et le bruit aérodynamique de ces véhicules.

1.2.1. Notions de base en mécanique des fluides

1.2.1.1. Régimes d'écoulement

Deux grands types de comportement peuvent être trouvés dans un écoulement de fluide réel, chacun des deux comportements caractérise un régime d'écoulement particulier : le régime laminaire et le régime turbulent. Un exemple simple des deux régimes est illustré dans la Figure 1.1, cette figure est une illustration trouvée sur le site internet de l'Inter-Action (<http://inter.action.free.fr/>).

Lorsque l'écoulement ne présente pas trop de variations spatiales et temporelles, le champ de vitesse évolue de façon continue et ordonnée en fonction du temps et de l'espace, l'écoulement est dit laminaire. Dans un écoulement turbulent, la vitesse d'écoulement présente en tout point un caractère tourbillonnaire : la taille, la localisation et l'orientation des tourbillons varient constamment. Les écoulements turbulents se caractérisent donc par une apparence très désordonnée, un comportement de variation spatiale et temporelle.

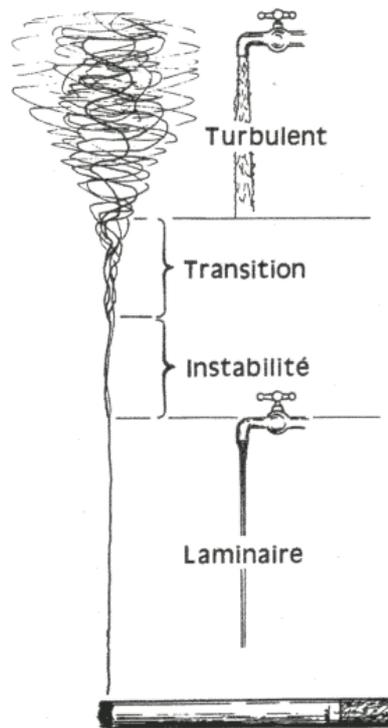


Figure 1.1 Différents régimes dans l'écoulement d'eau et de fumée

1.2.1.2. Principe de similitude - nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds R_e est un nombre sans dimension. Il représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Il caractérise un écoulement, en particulier la nature de son régime (laminaire, transitoire, turbulent). Il s'écrit [18] :

$$R_e = \frac{\rho \cdot U \cdot L}{\mu} = \frac{U \cdot L}{\nu_i} \quad (1.1)$$

où U est la vitesse de l'écoulement (m/s) ; L est la dimension caractéristique de l'objet (m) ; ν_i est la viscosité cinématique de l'écoulement, $\nu_i = \mu/\rho$ (m²/s) ; ρ est la masse volumique du fluide (kg/m³), μ est la viscosité dynamique du fluide (Pa·s). La dimension caractéristique de l'objet L pour une plaque plane est la distance du bord d'attaque au bord de fuite de la plaque plane. Pour un profil d'aile, L peut être soit la longueur de corde, soit la largeur d'envergure.

Deux écoulements à géométrie équivalente, qui ont le même nombre de Reynolds sont dits semblables. Cette définition de similitude d'écoulement est très utile, car avec le même nombre de Reynolds, le comportement d'un modèle en grandeur réelle peut être validé avec les essais utilisant un modèle réduit. Par exemple, le comportement d'un écoulement autour une aile d'avion de plusieurs dizaines de mètres d'envergure peut être étudié avec un profil de petite taille.

1.2.1.3. Couche limite

Quand un écoulement rencontre un obstacle, dû au frottement sur la surface de l'obstacle et à la viscosité de l'écoulement, la vitesse de l'écoulement est égale à zéro sur la surface de l'obstacle. Au dessus de la surface, la vitesse de l'écoulement augmente progressivement jusqu'à une certaine hauteur où la vitesse normale de l'écoulement non perturbé peut être retrouvée. Cette couche, dans laquelle la vitesse de l'écoulement passe de zéro jusqu'à sa vitesse normale non perturbée, s'appelle une couche limite. La hauteur de cette couche est définie comme l'épaisseur de la couche limite δ_{99} (la hauteur à laquelle la vitesse de l'écoulement atteint 99% de sa vitesse normale non perturbée). La couche limite peut être laminaire ou turbulente. La Figure 1.2 montre le développement d'une couche limite laminaire sur une plaque plane à une incidence de zéro degré ; la plaque plane est illustrée par un trait noir sur l'axe x . On peut constater que l'épaisseur de la couche limite augmente le long de la plaque.

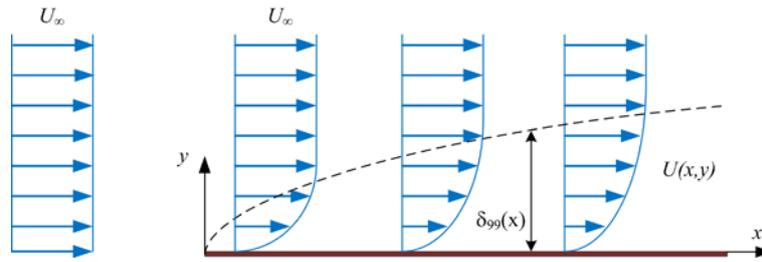


Figure 1.2 Développement de la couche limite d'un écoulement sur une plaque plane avec une incidence zéro d'après Schlichting [18]

1.2.1.4. Transition de la couche limite

Comme pour les écoulements de fluide réel, la couche limite se distingue entre laminaire et turbulente suivant leur nombre de Reynolds.

Un exemple d'illustration de la transition laminaire - turbulente d'une couche limite sur une plaque plane est montré dans la Figure 1.3 :

- Quand un écoulement laminaire passe sur une plaque plane, la couche limite bidimensionnelle est laminaire à sa naissance (zone n°1 sur la Figure 1.3) ;
- Puis une région d'instabilité primaire visqueuse apparaît au nombre de Reynolds critique (zone n°2) ;
- Ensuite des tourbillons se forment et s'amplifient (zone n°3) ;
- Ces tourbillons se multiplient et forment une zone d'instabilité secondaire tridimensionnelle (zone n°4) ;
- Tout de suite après cette zone d'instabilité secondaire, des « spots » turbulents aléatoires sont apparus (zone n°5) ;
- À la suite d'une certaine longueur de parcours suivant x , cette couche devient le siège d'instabilités, ces instabilités, de plus en plus nombreuses, s'organisent en une structure globalement stable – une couche limite turbulente (zone n°6).

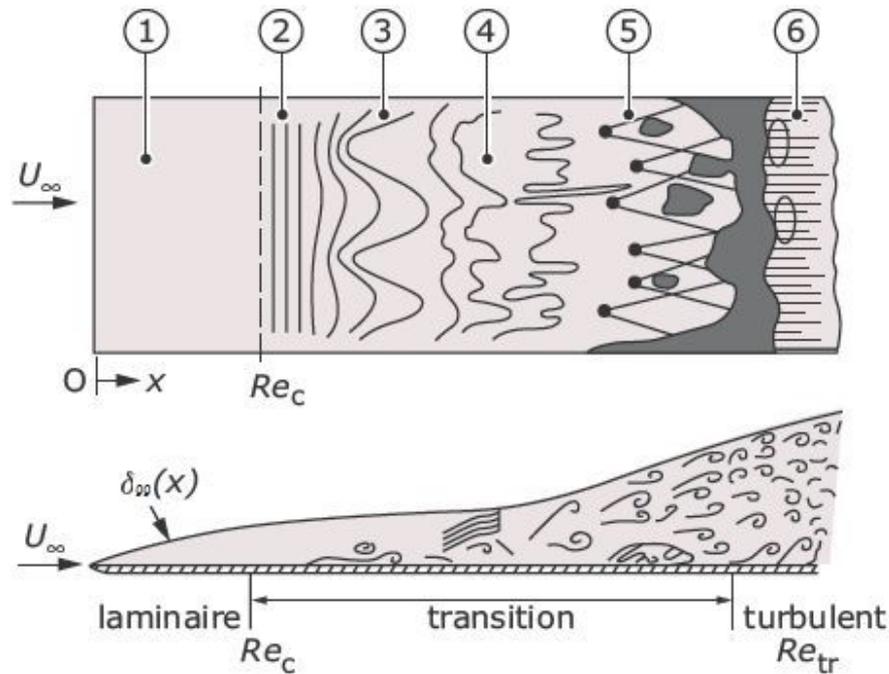


Figure 1.3 Transition de la couche limite sur une plaque plane [19].

1.2.1.5. Séparation de la couche limite

Prenons un obstacle illustré dans la Figure 1.4a. L'abscisse curviligne x suit le périmètre de la section de l'obstacle, l'ordonnée y est sur la normale à la surface. Si un écoulement libre passe, notons que U est la vitesse de l'écoulement libre, u et v sont les deux composantes de la vitesse en direction longitudinale et en direction normale (PM) d'un point d'observation. Au voisinage de l'obstacle, l'écoulement est d'abord accéléré et décéléré après une certaine longueur de parcours.

Lorsque l'écoulement libre est décéléré sur la surface de l'obstacle, un gradient longitudinal de pression adverse $\frac{dp}{dx} > 0$ peut être créé. Ceci est défavorable, car la couche limite s'épaissit progressivement en même temps que la contrainte visqueuse à la paroi $\tau_0 = \mu \frac{\partial U}{\partial y}$ diminue (voir la Figure 1.4b). Les profils présentent un point d'inflexion et τ_0 prend des valeurs de plus en plus faibles, jusqu'à une position où la valeur $\tau_0 = 0$, soit le gradient normal de vitesse $\frac{\partial U}{\partial y} = 0$. Cette position s'appelle le point de séparation (ou décollement). L'écoulement se sépare de la surface de

l'obstacle. En ce point de décollement naissent des écoulements de retour (ou de recirculation) qui contrarient l'écoulement libre. Ce phénomène de séparation présente une augmentation de traînée et qui pourrait provoquer une perte de portance importante pour les véhicules aériens (décrochage).

Une couche limite turbulente résiste mieux au gradient de pression adverse, et elle se sépare moins facilement de la surface de l'obstacle. Mais, dans ce cas, on a une augmentation du coefficient de frottement par rapport à la couche limite laminaire, car le gradient de vitesse normal à la paroi est plus élevé.

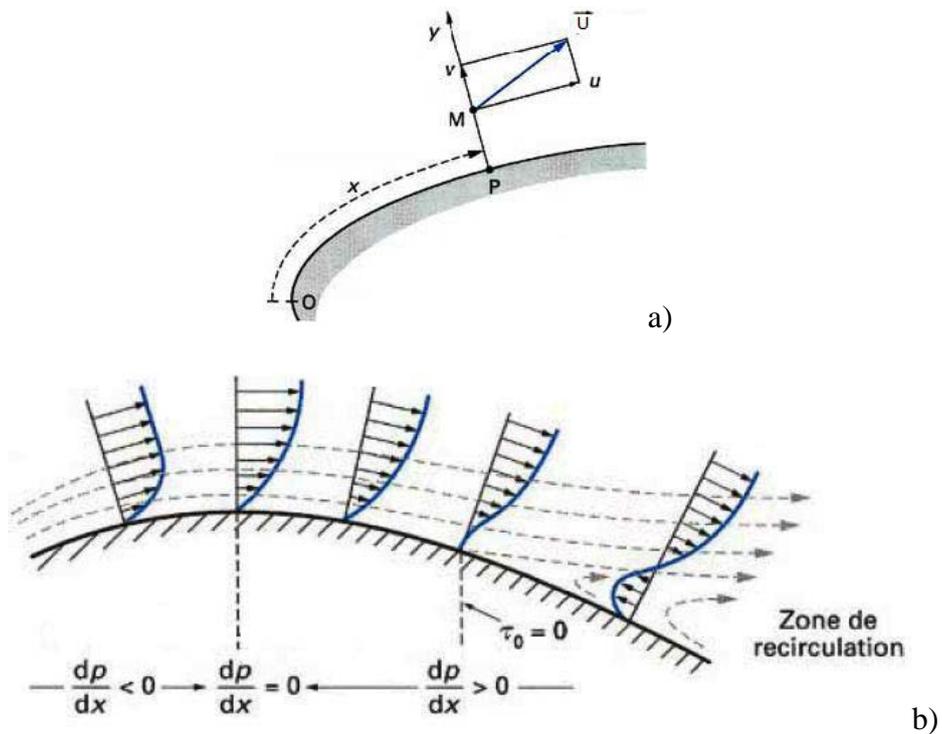


Figure 1.4 a) système de coordonnées curvilignes utilisé. b) évolution du profil de vitesse d'une couche limite laminaire [20]

1.2.2. Contrôle des écoulements – méthodes usuelles

En général, l'objectif du contrôle des écoulements est de réduire la traînée d'un véhicule aérien ou terrestre en mouvement et d'augmenter sa portance (pour les véhicules aériens) en contrôlant la transition laminaire-turbulente et la séparation de la couche limite. Plusieurs méthodes sont utilisées pour le contrôle des écoulements afin d'améliorer la performance des véhicules aériens et terrestres. Ces méthodes sont

toutes basées sur la modification de la couche limite [1]:

- l'utilisation de corps profilé
- l'ajout d'énergie : surface mobile, soufflage, excitation acoustique, l'utilisation des MEMS (Micro Electro Mechanical Systems)
- la suppression de la couche limite : aspiration
- la modification de l'état de surface : surface poreuse, générateurs de vortex, riblets, chauffage.

Deux de ces méthodes sont présentées ci-dessous en utilisant deux exemples.

1.2.2.1. Contrôle par soufflage et aspiration de la couche limite

Souffler ou aspirer une couche limite peut provoquer une modification importante de l'écoulement. Le principe du soufflage est d'ajouter directement de la quantité de mouvement dans la couche limite pour retarder la séparation. Cela peut être réalisé par un système de soufflage auxiliaire, comme par exemple un compresseur, ou par l'utilisation d'une fente au niveau du bord d'attaque (entre le bec et le profil, dit aussi bec à fente) ou au niveau du bord de fuite d'une aile (entre le profil et le volet, dit volet à fente). Cette méthode fonctionne avec la différence de pression entre l'extrados et l'intrados du profil.

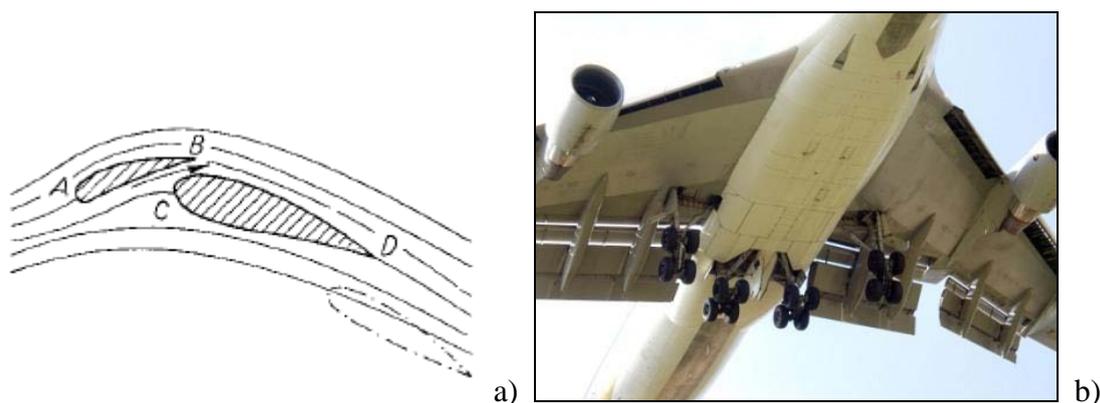


Figure 1.5 Exemples du soufflage. a) au niveau du bord d'attaque [20] et b) au niveau du bord de fuite sur un B747 (volet à fente)

L'aspiration de la couche limite permet d'enlever la couche dans laquelle

l'écoulement est déjà ralenti avant qu'il commence à se séparer de la surface, comme illustré dans la Figure 1.6. En plus, cette action d'aspiration provoque une forte dérivation de la quantité de mouvement vers la paroi, et ceci permet de régénérer une nouvelle couche limite qui résiste mieux au gradient de pression adverse. Par conséquent, la séparation peut être retardée. Une illustration de cette action est montrée dans la Figure 1.7.

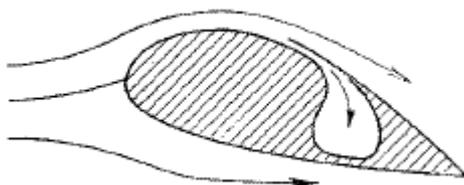


Figure 1.6 Schéma de principe de l'aspiration [18]

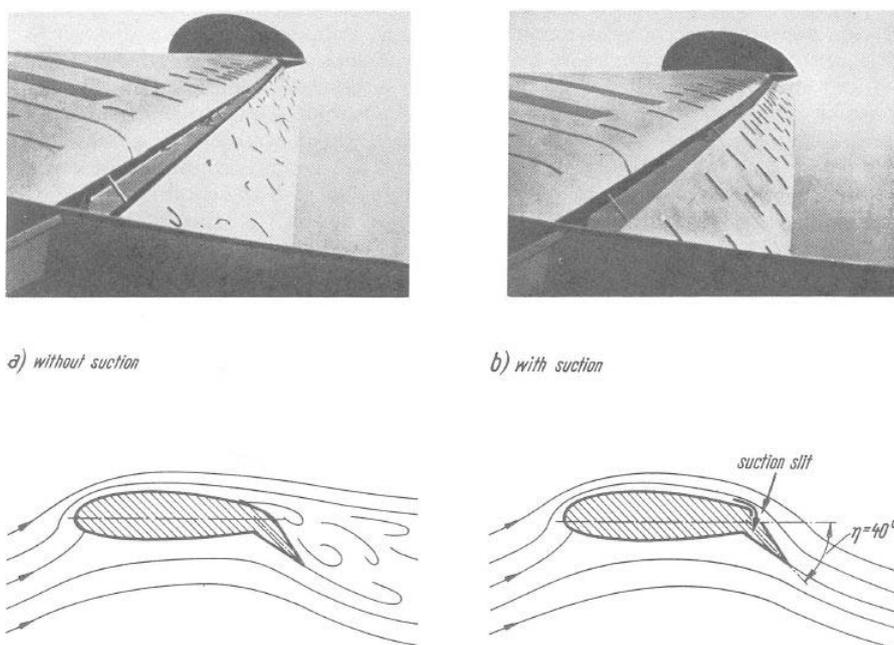


Figure 1.7 Illustration des écoulements a) sans et b) avec aspiration [18]

L'efficacité de ces deux méthodes a été démontrée par plusieurs travaux de recherche et elles sont déjà appliquées dans l'industrie aéronautique. En revanche, de nombreux inconvénients sont inhérents à ces méthodes, notamment le gain entre la propulsion obtenue et la perte d'énergie due à l'actionneur, par exemple

l'augmentation du frottement due à la génération des micro-turbulences, l'ajout de masse (masse des actionneurs, système de vérins), le bruit aérodynamique, etc.

1.2.2.2. Contrôle par excitation – exemple d'utilisation de MEMS

Le principe du contrôle par excitation est de générer une excitation de soufflage et d'aspiration successive sur un écoulement. Cette excitation permet d'agir sur la couche limite afin de modifier la transition et/ou la séparation, par exemple, par déclencher la transition laminaire-turbulente de la couche limite. L'actionneur MEMS utilise ce principe pour agir sur l'écoulement [21, 22].

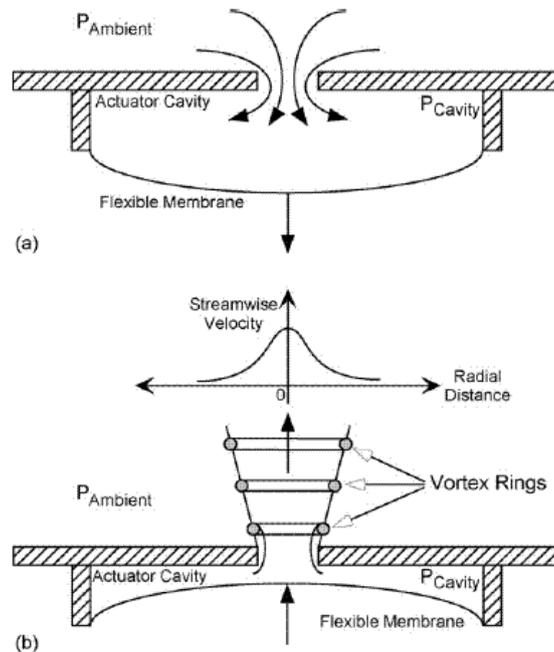


Figure 1.8 Schéma d'un actionneur MEMS en fonctionnement a) d'aspiration et b) de soufflage [21]

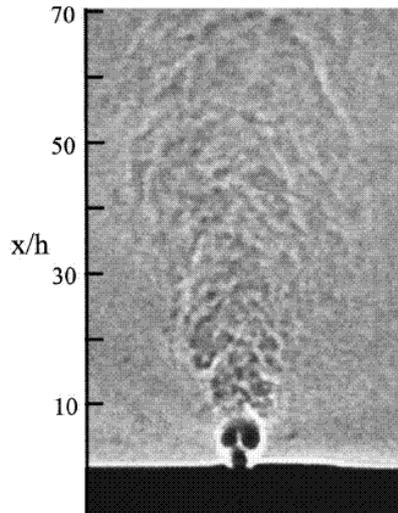


Figure 1.9 Photographie Schlieren du jet généré par un actionneur MEMS [22]

1.3. Actionneurs électrohydrodynamiques

Le « vent électrique » créé par la décharge électrique a été observé et étudié il y a bien longtemps [23]. Ce « vent électrique » a été également étudié pour d'autres utilisations, par exemple le refroidissement local d'un objet [24, 25]. Depuis une dizaine d'années, la recherche sur l'utilisation de « vent électrique », créé par une décharge électrique surfacique, comme actionneur pour le contrôle des écoulements gazeux, est devenue un sujet de recherche répandu dans le monde entier [7, 26]. Ces actionneurs sont appelés « actionneurs électrohydrodynamiques ».

L'intérêt des ces actionneurs est : i) l'absence de partie mécanique mobile donc moins de masse embarquée, comme le bec, le volet et le système de contrôle hydraulique (il est évident que la génération de plasma nécessite d'autres masses, mais les solutions retenues doivent avoir un bilan positif sur le poids). Ceci permet également d'éliminer certains problèmes liés aux parties mécaniques mobiles, comme le bruit aérodynamique, l'installation, le contrôle de ces parties mobiles et l'usure des pièces mécaniques ; ii) le temps de réponse est très court par rapport à l'actionneur mécanique ; iii) la simplification du contrôle en modulant la tension et la fréquence de l'alimentation électrique.

Dans cette partie, nous allons présenter le principe de ces actionneurs EHD et de différentes configurations d'actionneur EHD.

1.3.1. Principe du contrôle d'écoulements par actionneur EHD

L'idée du contrôle d'écoulement par l'actionneur EHD est d'utiliser l'écoulement créé par la décharge, qu'il soit dû au mouvement des particules actives (ions, particules chargées) qui subissent une force coulombienne due au champ électrique (vent électrique) [6, 27] ; ou qu'il soit dû à l'expansion de gaz provoquée par l'effet thermique, comme l'actionneur Sparkjet [28] ou l'actionneur à combustion assistée par plasma [29], pour agir sur la couche limite de l'écoulement afin de le contrôler. Le principe de l'actionneur à effet de champ électrique ou à « vent électrique » est de générer un écoulement proche de la paroi pour agir sur la couche limite d'écoulement. Le principe de l'actionneur à effet thermique est de créer une décharge dans une cavité afin de chauffer le gaz dans cette cavité, un jet de gaz est généré à l'issue de l'expansion du gaz. Ce jet intervient sur la couche limite d'un écoulement pour le contrôler.

Dans cette partie, nous présentons principalement le fonctionnement de l'actionneur EHD à « vent électrique ». En appliquant une tension assez importante aux électrodes installées sur une surface, le gaz dans l'espace inter-électrodes s'ionise, les ions, les électrons et les particules chargées subissent une force coulombienne et s'accélèrent. Par la collision avec les molécules voisines, un écoulement peut être généré (voir la Figure 1.10).

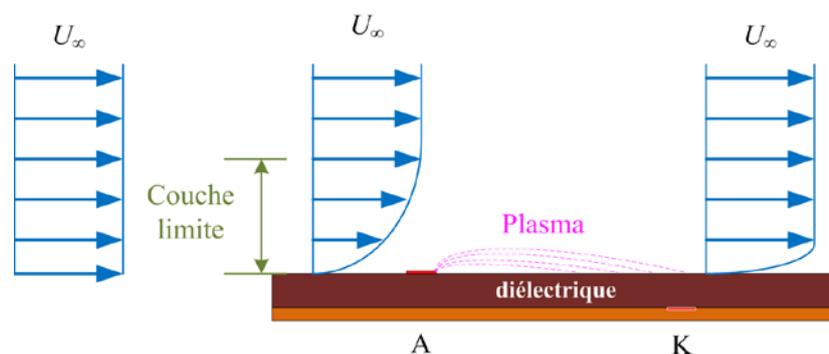


Figure 1.10 Principe schématique du contrôle d'écoulement de l'actionneur EHD

1.3.2. Actionneurs EHD à décharges électriques

Différents types de décharge sont utilisés pour réaliser l'actionneur EHD :

- i) la décharge DC couronne. Des travaux expérimentaux de ce type d'actionneur ont été présentés notamment par l'équipe de Moreau [27, 30-35], Artana *et al* [36], Hyun *et al* [37] et les premiers travaux de notre groupe de travail [38, 39].
- ii) la décharge DBD surfacique alimentée par une tension sinusoïdale. Avec ce type de décharge, des travaux expérimentaux ont été réalisés par l'équipe de Roth [40-47], l'équipe d'Enloe [48-52], l'équipe de Moreau [53-62], Shcherbakov *et al* [63], Post *et al* [64, 65] et l'équipe de Borghi [66, 67].
- iii) la décharge DBD surfacique alimentée par une tension impulsionnelle. Des expériences ont été réalisées avec des actionneurs utilisant ce type de décharge par Opaits *et al* [68, 69], Nudnova *et al* [70] et par nous même [71].
- iv) une quatrième nommée « sliding discharge » ou « plasma sheet actuator » est sensiblement une combinaison de la décharge DC couronne et de la DBD. Moreau *et al* [72, 73], Sosa *et al* [74, 75] et Louste *et al* [76] ont réalisé des expériences avec ce type de décharge.

Nous allons présenter plus en détail ces différents actionneurs dans les paragraphes ci-dessous.

1.3.2.1. Actionneur à décharge DC couronne

Typiquement, l'actionneur EHD à décharge DC couronne est composé de deux électrodes en fil ou en bande, l'une est reliée à la haute tension, l'autre est mise à la masse. Différentes configurations ont été utilisées pour l'actionneur EHD à décharge DC couronne (voir la Figure 1.11). Quand une tension assez importante est appliquée aux électrodes, le gaz dans l'espace inter-électrodes s'ionise. Un écoulement peut être

induit par le mouvement des ions et des particules chargées.

Des expériences ont été réalisées afin d'analyser l'action de la décharge DC couronne sur l'écoulement gazeux. Par exemple, sur une plaque plane (voir la Figure 1.12), autour d'un cylindre (voir la Figure 1.13) et sur un profil d'aile (voir la Figure 1.15). Avec ce type d'actionneur, la diminution de la traînée [27, 35] (voir la Figure 1.14), la suppression de la séparation [33, 34, 38] (voir la Figure 1.15) ont été observées. Avec la configuration illustrée dans la Figure 1.11g, Léger a calculé, dans le cadre de sa thèse [32], la puissance mécanique générée par l'actionneur en utilisant la formule suivante :

$$P_{mec} = \frac{1}{2} \rho l_e \int_0^{\infty} U_G^3(y) dy \quad (1.2)$$

où l_e est la longueur de l'électrode (cm), ρ la masse volumique du fluide (kg/m^3), $U_G(y)$ la vitesse de l'écoulement induit par la décharge. La puissance électrique fournie est $P_{elec} = V \cdot i$. Le rendement de conversion de l'actionneur en absence du fluide libre peut être donc calculé par :

$$\eta = \frac{P_{mec}}{P_{elec}} \quad (1.3)$$

L'expérience menée par Moreau *et al* [7] montre que la puissance mécanique P_{mec} augmente avec l'augmentation du courant moyen de décharge jusqu'à une valeur limite. Ensuite, la décharge devient instable et la puissance mécanique tend vers une valeur stabilisée. En revanche, l'efficacité de l'actionneur décroît avec l'augmentation du courant de décharge (voir la Figure 1.16). C'est-à-dire que de plus en plus d'énergie injectée dans l'actionneur n'est pas convertie en énergie cinétique, et dissipée sous forme de chaleur (échauffement de l'actionneur) ou de radiation (rayonnement de plasma).

En plus des travaux expérimentaux, des travaux de modélisation numérique ont été menés pour mieux comprendre le mécanisme d'interaction entre le plasma et l'écoulement. Par exemple, El-Khabiry *et al* [77] et Colver *et al* [78] ont essayé de modéliser le rôle des ions positifs dans l'interaction entre le plasma et l'écoulement

naturel sur une plaque plane. Le plasma est créé par une décharge DC couronne avec deux électrodes en fil métallique. La configuration de cet actionneur est illustrée dans la Figure 1.11g.

L'actionneur DC couronne est simple à réaliser, mais en même temps, ce type d'actionneur présente des inconvénients comme : la transition à l'arc électrique, qui peut endommager l'installation ; la difficulté de générer une décharge stable sur une grande surface, car la décharge est beaucoup influencée par les conditions ambiantes telles que l'humidité, l'état de surface. Pour ces raisons, la décharge DBD convient mieux à ce type d'application.

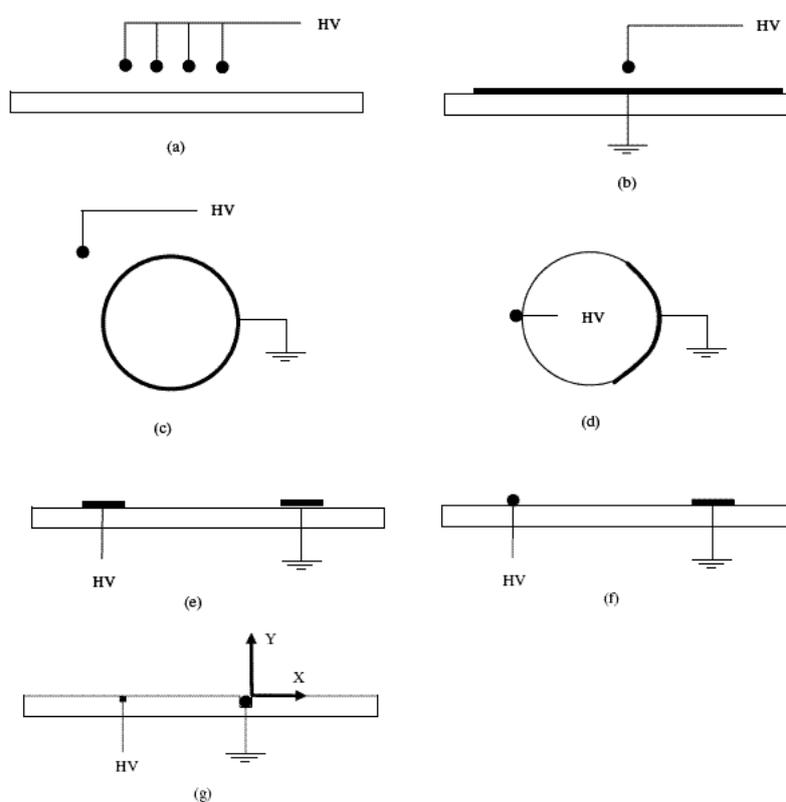


Figure 1.11 Schémas de différentes configurations de l'actionneur EHD à décharge DC couronne [7]

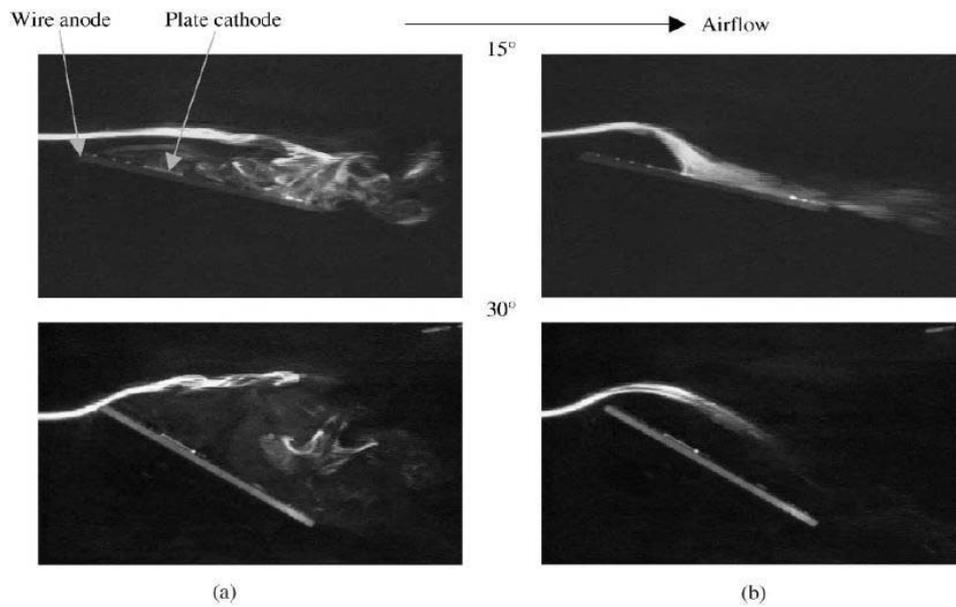


Figure 1.12 Visualisation de l'action de la décharge DC couronne sur un écoulement ($0,35 \text{ m/s}$, $Re = 3750$) rencontrant une plaque plane avec incidence de 15° et 30° [27]
 a) sans plasma et b) avec plasma

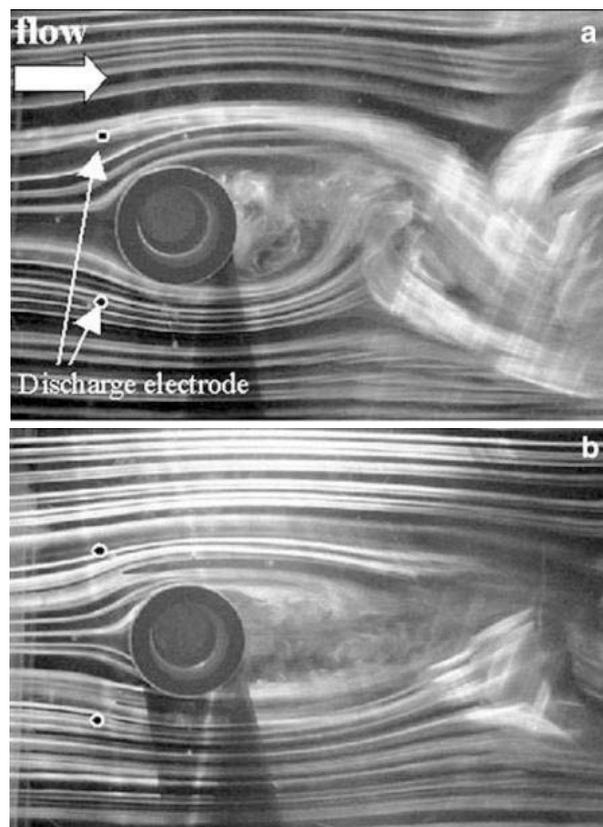


Figure 1.13 Visualisation de l'actionneur DC couronne sur l'écoulement de 1 m/s autour d'un cylindre a) sans et b) avec l'actionneur en fonctionnement [37]

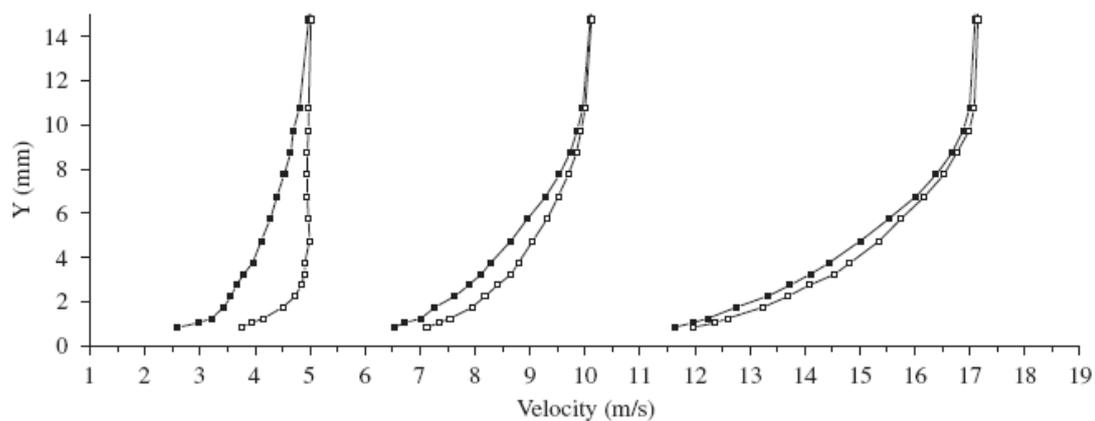


Figure 1.14 Profil de vitesse sur une plaque plane, sans (■) et avec (□) la décharge DC couronne, pour des écoulements à 5, 10 et 17 m/s [35]

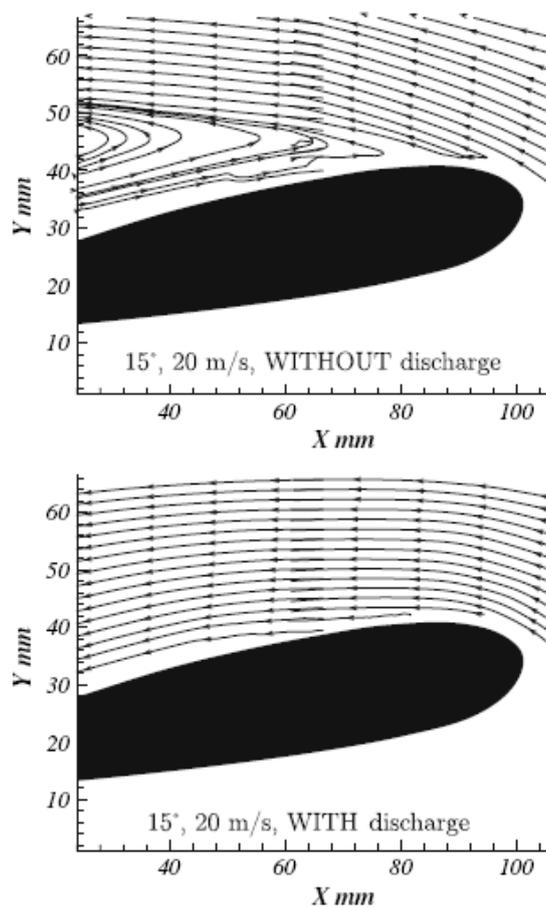


Figure 1.15 Comparaison du champ de vitesse sans et avec la décharge sur un profil NACA0015 avec une incidence de 15° [38]

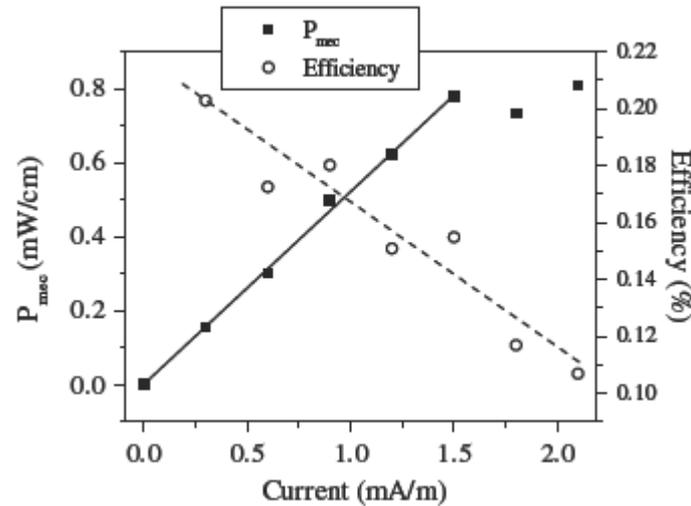


Figure 1.16 Évolution de la puissance mécanique d'un actionneur et l'efficacité de cet actionneur en fonction du courant de décharge [7]

1.3.2.2. Actionneur à DBD

A. Configuration géométrique

Au début des années 90, la recherche sur l'utilisation de la décharge à barrière diélectrique surfacique comme actionneur EHD pour contrôler l'écoulement gazeux est lancée par l'équipe de Roth [6]. Cet actionneur est constitué de deux électrodes montées sur les deux côtés d'un diélectrique (voir la Figure 1.17) et il peut générer un écoulement parallèle à la surface de l'actionneur. La vitesse de cet écoulement est de l'ordre de quelques mètres par seconde (voir la Figure 1.18).

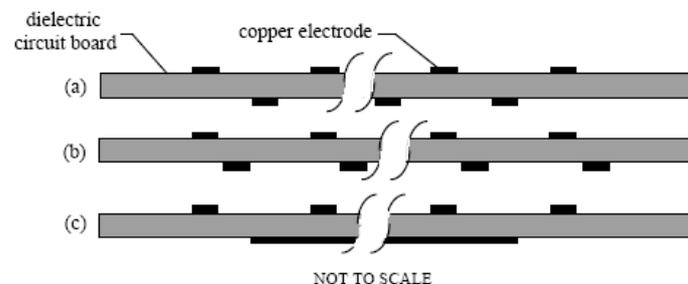


Figure 1.17 Configurations schématiques de l'actionneur EHD à DBD proposées par Roth *et al* [40]

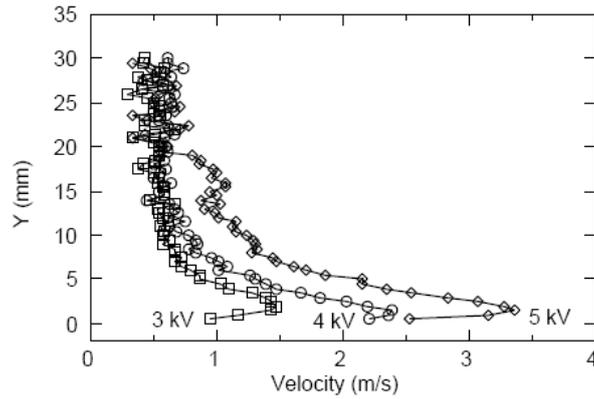


Figure 1.18 Profils de vitesse de l'écoulement généré par un actionneur DBD [40]

Depuis, ce sujet de recherche est devenu un des thèmes les plus répandus, et plusieurs équipes de recherche travaillent sur ce type d'actionneur. Différentes configurations géométriques d'actionneur ont été utilisées par ces équipes, mais la configuration asymétrique (les deux électrodes sont décalées) est la plus utilisée (voir la Figure 1.17b) car cette configuration pourrait favoriser l'écoulement induit dans le sens souhaité. Des expériences montrent que les caractéristiques électriques et mécaniques de l'actionneur sont beaucoup influencées par les propriétés du diélectrique, l'épaisseur du diélectrique et la configuration géométrique des électrodes [46, 79].

B. Caractéristique électrique

La Figure 1.19 montre un actionneur DBD alimenté par une alimentation haute tension sinusoïdale. Une des deux électrodes est couverte par un isolant pour inhiber la décharge du côté non-utilisé dans l'application du contrôle d'écoulement. Durant une période, comme illustrées dans la Figure 1.19b, deux décharges se présentent pendant les alternances positive et négative. Deux types de composante peuvent être observés dans le courant de décharge : un est dû à l'effet capacitif de l'actionneur, l'autre est composé des pics de courants de micro-décharge, comme montré dans la Figure 1.19b.

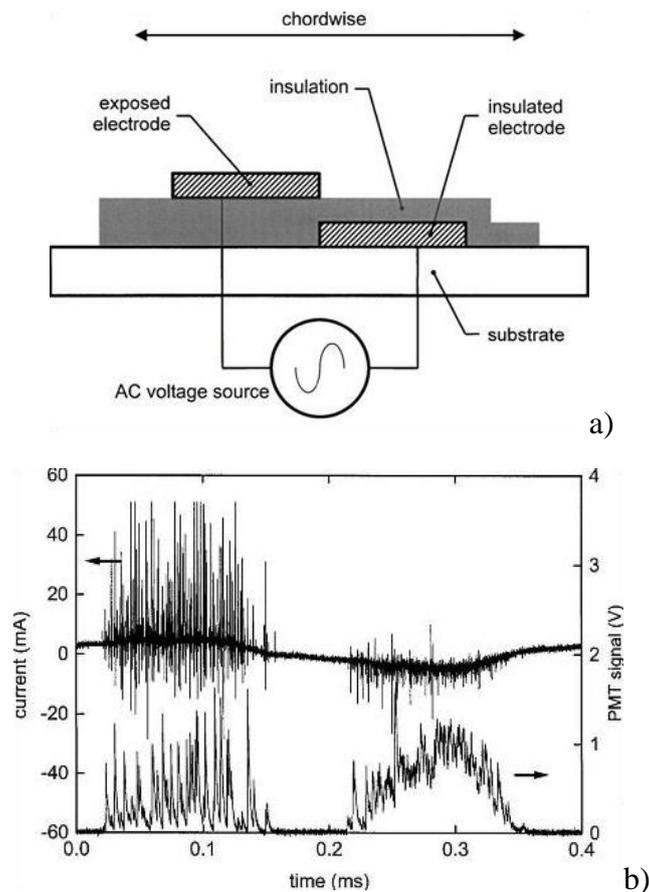


Figure 1.19 a) configuration avec une électrode couverte et b) évolutions du courant de décharge et du signal du photomultiplicateur [51]

Sur le signal du courant, nous pouvons constater que durant l'alternance positive des pics négatifs de courant de décharge sont présents, ceux-ci sont certainement des oscillations liées à l'instrument de mesure de courant utilisé par les auteurs de cet article. Puisque physiquement, il n'est pas possible d'avoir des courants de décharge négatifs durant l'alternance positive. A notre avis, les pics de courant positifs durant l'alternance négative sont certainement des oscillations liées à l'instrumentation.

La décharge est différente durant les deux alternances : pendant l'alternance positive, le courant de décharge est composé de micro-impulsions très fortes ; pendant l'alternance négative, le courant de décharge présente des amplitudes de pics plus faibles. En effet, la décharge est plutôt filamentaire pendant l'alternance positive ; pendant l'alternance négative, le courant de décharge est notamment composée de très faibles impulsions (quelques mA d'amplitude) avec une fréquence importante

(quelques dizaines voire centaines de kHz), et plutôt en mode « Trichel » [80]. La mesure par un photomultiplicateur (PMT) (voir la Figure 1.19b) et la photo prise avec une caméra rapide par Orlov *et al* [81] montrent clairement cette différence (voir la Figure 1.20). Gibalov et Pietsch [82] ont également montré cette différence en comparant la photo obtenue avec une impulsion HT négative et celle obtenue avec une impulsion HT positive.

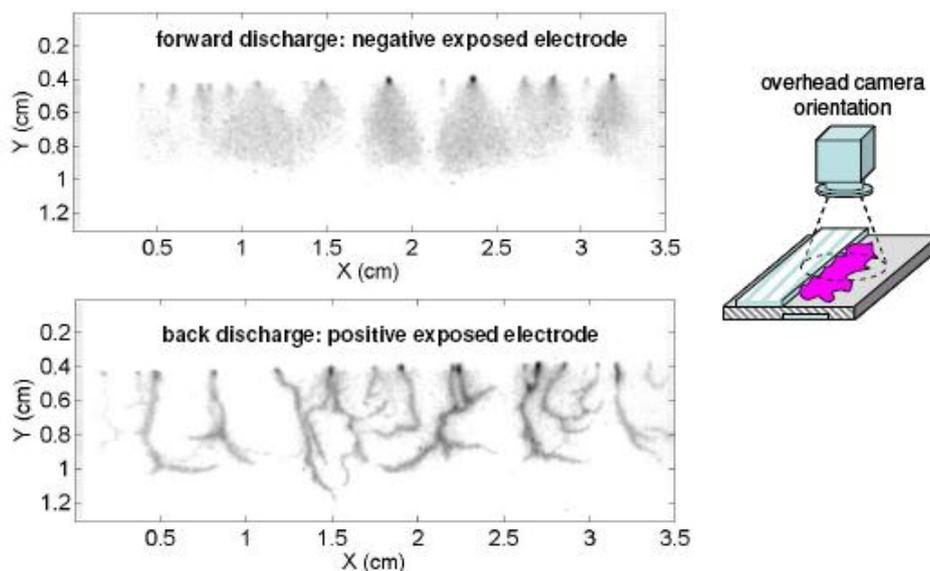


Figure 1.20 Photographie de la décharge pour les deux alternances, temps de pose $20\mu\text{s}$ [81]

C. Mécanisme de décharge

Une explication de la formation de la décharge DBD surfacique proposée par Enloe *et al* [50, 51] est : quand la tension appliquée à l'électrode exposée est négative, l'électrode émet des électrons. Due à la présence du diélectrique, un dépôt de charge (électrons) se forme sur la surface du diélectrique et ce dépôt de charge s'oppose la tension appliquée. A cause de ce dépôt de charge, la décharge s'éteint sauf si la tension appliquée continue à augmenter. Au moment où la tension appliquée à l'électrode exposée change de signe, c'est-à-dire quand la tension appliquée arrive à l'alternance positive, les charges transférées par le plasma sont limitées par la quantité de charge déposée sur la surface du diélectrique pendant l'alternance négative (voir la Figure 1.21).

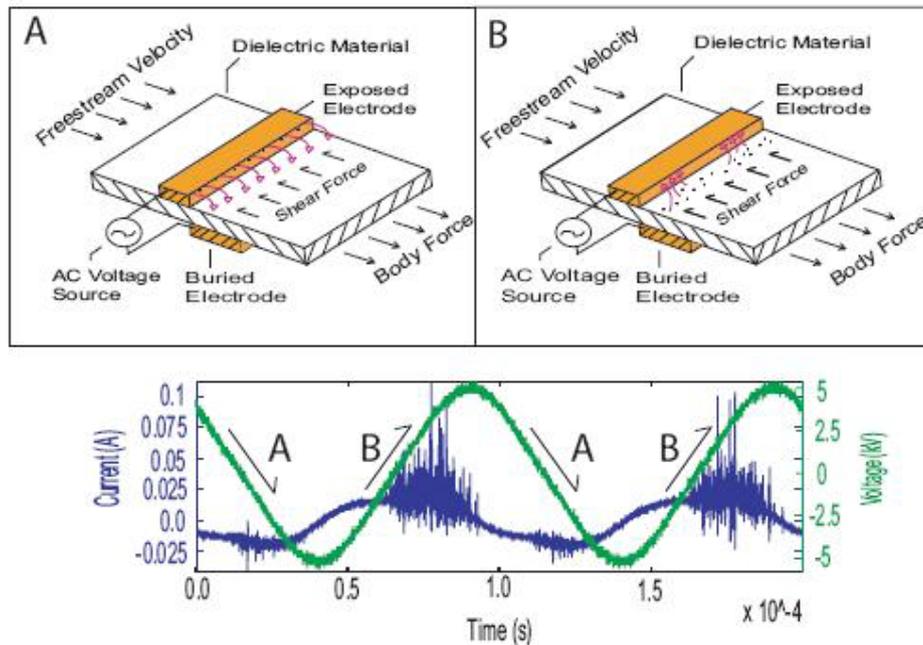


Figure 1.21 Schéma du mécanisme de DBD surfacique proposé par Enloe *et al* [83]

Au contraire de la description d'Enloe *et al*, nous pensons que durant l'alternance positive les charges transférées ne sont pas limitées par le dépôt de charge accumulée pendant l'alternance négative, de nouvelles charges peuvent être créées, cette idée est partagée par Likhanskii *et al* [84]. A partir de la simulation numérique, Likhanskii *et al* ont proposé que, lorsque la tension appliquée change de signe, deux cas sont possibles : i) si la fréquence de la tension est basse (inférieure à 2-3 kHz pour un plasma à l'échelle du millimètre ou du centimètre), presque tous les électrons déposés sur la surface sont neutralisés rapidement et une nouvelle décharge de type couronne positive peut avoir lieu (voir la Figure 1.22a). ii) si la fréquence de la tension appliquée est élevée, les électrons déposés sur la surface n'ont pas été neutralisés complètement et ils peuvent provoquer des avalanches d'ionisation. Ce dépôt d'électrons joue un rôle de cathode et ces électrons seront enlevés de la surface par l'impact des ions ou des photons (voir la Figure 1.22b).

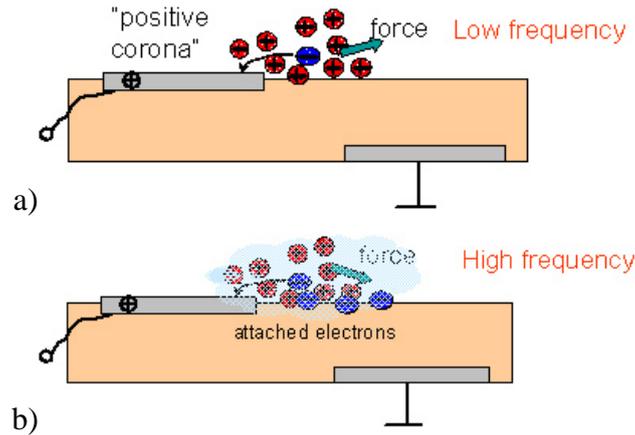


Figure 1.22 Description de la décharge pendant l'alternance positive [84]
 a) basse fréquence, b) haute fréquence

D. Écoulement induit par l'actionneur

Le temps de collision entre les particules actives (ions, particules chargées) et les particules neutres de gaz est assez court par rapport à la vitesse d'un écoulement subsonique, et le taux de collision est élevé ($10^{10}/s$) [85]. La force (désignée par « body-force » dans la Figure 1.21a) générée par l'actionneur peut être considérée permanente sur l'écoulement naturel et indépendante de la vitesse d'écoulement naturel [83]. Likhanskii *et al* [84] a décrit l'interaction entre les ions et les molécules de gaz par un « piston poreux » : subissant une force coulombienne, les ions bougent plus vite que les molécules de gaz voisines, un nuage d'ions se déplace comme un « piston poreux » et entre en collision avec les molécules de gaz voisines, ces molécules de gaz sont accélérées par le transfert de quantité de mouvement.

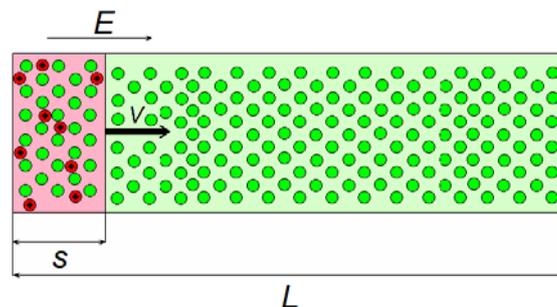


Figure 1.23 Description schématique du « piston poreux » pour le transfert de quantité de mouvement [84]

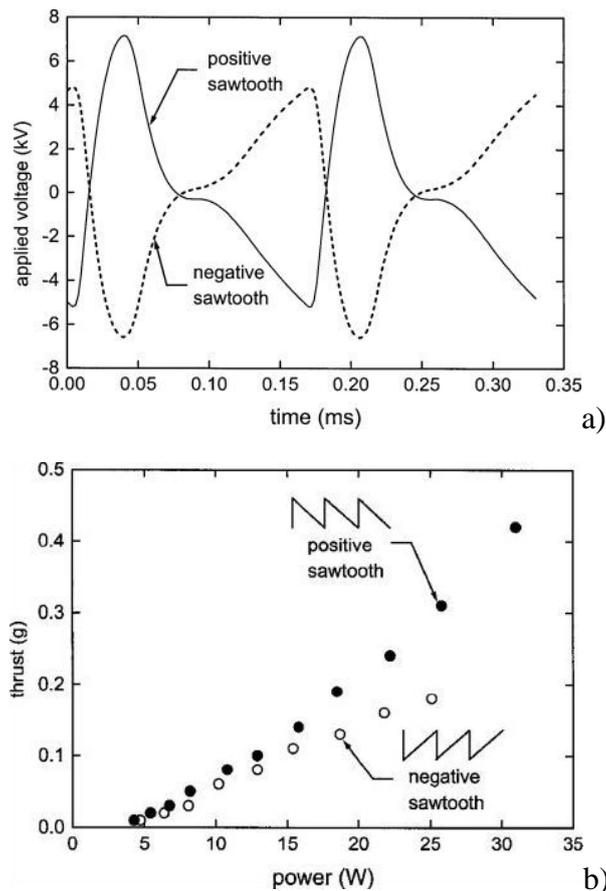


Figure 1.24 Comparaison de la force créée par l'actionneur en favorisant la pente positive ou négative. a) formes de la tension appliquée et b) résultats [52]

Selon Enloe *et al* [52], la poussée générée par l'actionneur est plus forte si on favorise la durée de la tension négative appliquée (voir la Figure 1.24). La valeur de la poussée est limitée car le frottement des ions (nommé « shear force » dans la Figure 1.21a) sur la paroi due à la force coulombienne augmente en même temps que cette poussée, et une partie de l'augmentation est donc neutralisée. Baughn *et al* [86] a montré que pour une amplitude de tension appliquée V_{amp} fixe, cette poussée augmente avec l'augmentation de la fréquence. L'expérience de Gregory *et al* [87] a montré que pour une tension appliquée V_{amp} et une fréquence fixes, cette poussée ne dépend pas de la densité des particules neutres, et qu'elle augmente avec l'augmentation de la densité des ions et le volume de plasma.

La mesure de vitesse instantanée avec le LDV (Laser Doppler Velocimetry) [88] effectuée par Forte *et al* [54] a montré que la vitesse d'écoulement induit par l'actionneur est plus importante durant l'alternance négative que durant l'alternance

positive, et ce pour les deux composantes de la vitesse u (parallèle à la surface d'actionneur) et v (verticale). Due à la différence de décharge durant les alternances négative et positive (voir la Figure 1.20), on peut supposer que durant l'alternance négative l'interaction entre les particules actives (ions, particules chargées) et les molécules de gaz est plus importante que celle durant l'alternance positive. Puisque la décharge semble plus diffuse durant l'alternance négative, plus de collisions entre les particules actives et les molécules de gaz au voisinage de l'actionneur pourraient avoir lieu ; durant l'alternance positive, la décharge semble plus filamentaire, l'énergie est plus concentrée dans les filaments et il y aurait moins de collisions entre les particules actives et les molécules de gaz.

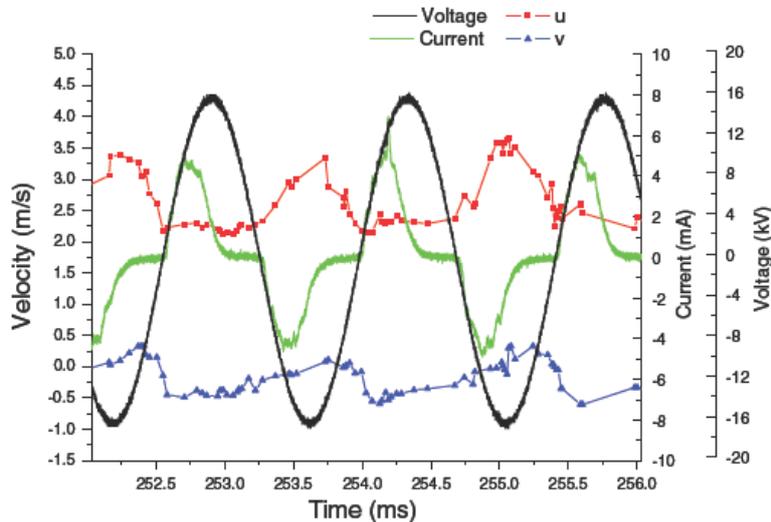


Figure 1.25 Mesure de vitesse instantanée avec LDV [54]

Plusieurs travaux d'étude numérique ont été effectués notamment par Singh *et al* [9-12], l'équipe de Bœuf [15, 17, 89-91], Orlov *et al* [81, 92, 93], Likhanskii *et al* [84, 94] et Font *et al* [95-97] pour simuler la décharge électrique, évaluer la poussée générée et estimer l'interaction entre les ions et les molécules du gaz. Bœuf *et al* [15, 17] ont proposé que durant une pente de tension appliquée positive, la poussée est plus particulièrement concentrée dans la gaine d'expansion de la décharge (nommée « sheath » dans la Figure 1.26a), c'est le cas de la décharge filamentaire (voir la Figure 1.20). Ces études numériques ont montré de nouveaux points de vue sur la décharge et sur la force induite par la décharge.

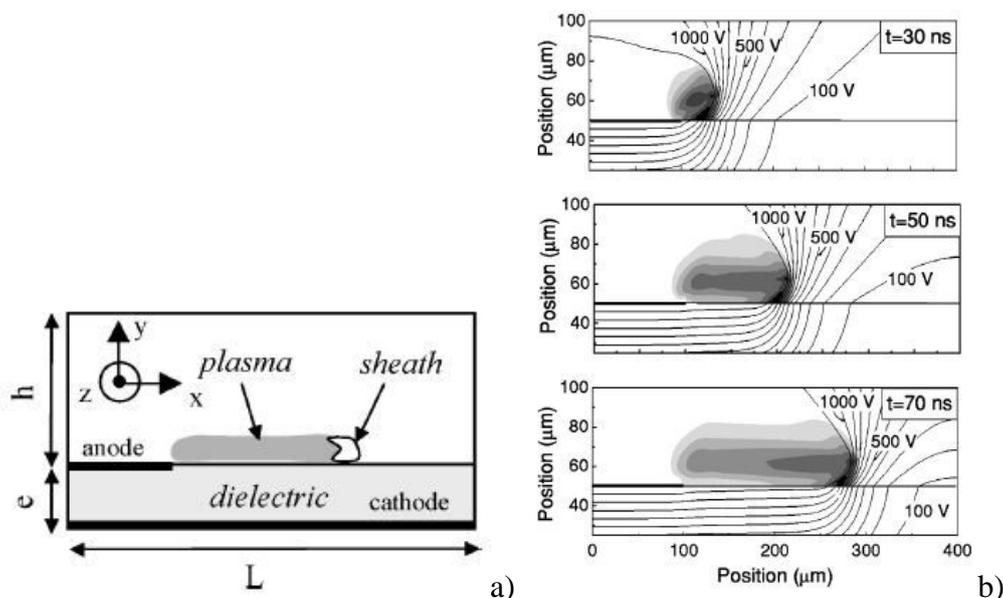


Figure 1.26 La distribution des ions après une décharge impulsionnelle [17]

E. Applications

L'application de l'actionneur DBD est également beaucoup étudiée pour supprimer la séparation, retarder la transition, diminuer la traînée, augmenter la portance, diminuer le bruit aérodynamique, etc.

Par exemple, avec un actionneur DBD à huit couples d'électrodes, Roth *et al* [43] ont observé le recollement d'un écoulement sur un profil NACA0015 (voir la Figure 1.27). Post *et al* ont observé une suppression de la séparation et une augmentation de 400% au niveau de la finesse L/D (rapport portance/traînée) [64, 98] sur un profil NACA66₃-018 avec un actionneur DBD d'un couple d'électrodes monté sur le bord d'attaque, ils ont également observé une augmentation de 2% de portance sur un profil HSNLF(1)-0213 avec un actionneur d'un couple d'électrodes [65].

En supprimant la séparation, Corke *et al* [99] ont également observé une augmentation de 340% de L/D sur un profil NACA0015. Avec un actionneur DBD d'un couple d'électrodes monté sur la sortie d'un diffuseur, Benard *et al* ont montré que l'écoulement peut être complètement détaché à 20 m/s [55, 56] (voir la Figure 1.28) ou rattaché [60]. Sosa *et al* [74] ont observé une suppression de la séparation et une augmentation de l'incidence de décrochage de 6° sur un profil

NACA0015. Ramakumar *et al* [100] ont aussi observé la diminution de la séparation et l'augmentation de la portance. Thomas *et al* [101] ont observé une diminution de bruit de 13,3 dB avec quatre actionneurs montés sur un cylindre (voir la Figure 1.29).

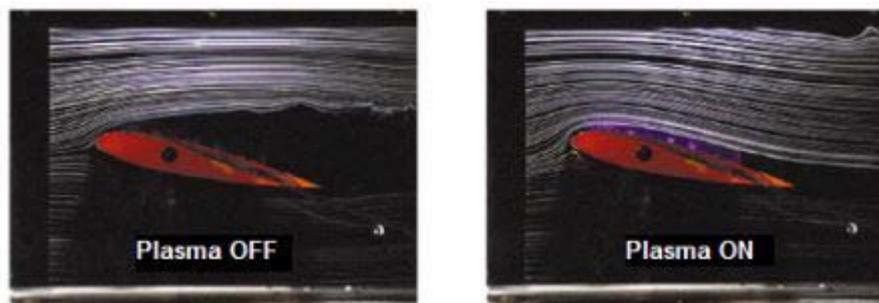


Figure 1.27 Visualisation de l'effet d'un actionneur DBD sur un écoulement autour d'un profil NACA0015 [43]

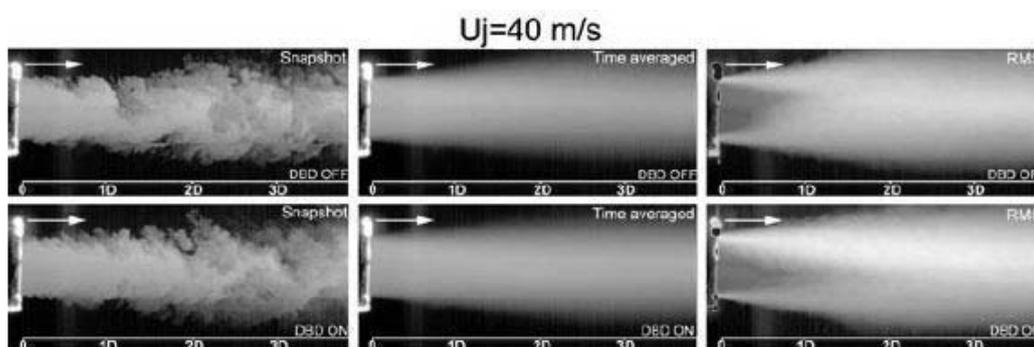


Figure 1.28 L'effet d'un actionneur DBD sur un jet [55]

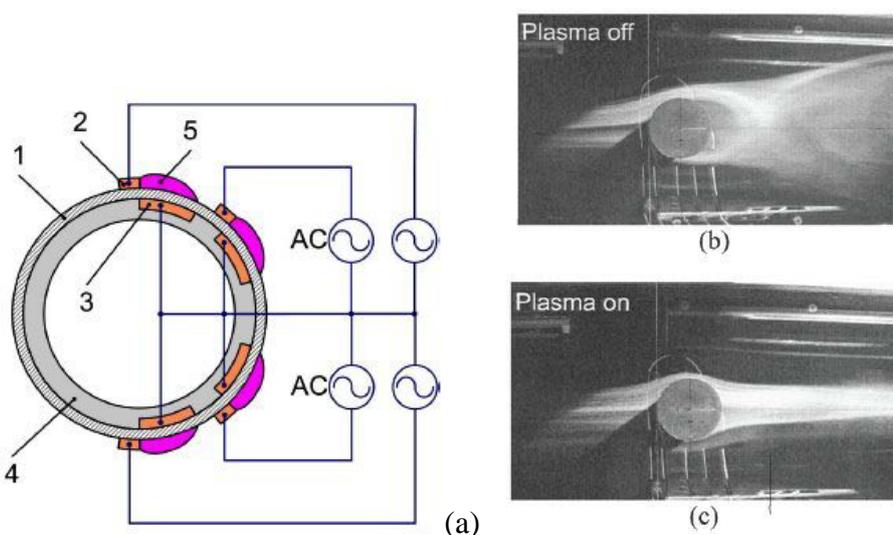


Figure 1.29 Visualisation de l'effet de l'actionneur DBD sur un écoulement autour d'un cylindre [101]

Par rapport à l'actionneur DC couronne, l'actionneur DBD permet d'éviter le passage à l'arc de la décharge électrique et d'obtenir une décharge plus stable. Par ailleurs, on pourrait augmenter la vitesse de l'écoulement induit par l'actionneur DBD avec une succession de plusieurs DBD (voir la Figure 2.46).

1.3.2.3. Autres types d'actionneur EHD

D'autres types de décharge ont été utilisés en actionneur EHD, comme la « sliding discharge » - la décharge glissante [72-76] ; l'actionneur DBD à jet pour générer un écoulement qui a un certain angle par rapport à la paroi de l'actionneur [57, 62] ou un jet circulaire [102, 103].

A. Actionneur EHD à décharge glissante

L'actionneur à décharge glissante est composé de trois électrodes (voir la Figure 1.30). L'électrode n°1 est liée à une tension alternative V_{AC} , l'électrode n°2 est mise à la masse, et une tension continue V_{DC} est appliquée aux électrodes n°3 et n°2. A notre avis, cette configuration est sensiblement une combinaison d'une DBD et d'une décharge DC. La troisième électrode n°3 peut favoriser l'expansion du plasma généré. Ainsi, avec l'actionneur à décharge glissante, un plasma plus large peut être obtenu (40 mm dans la Figure 1.30b). Par rapport au cas où $V_{DC} = 0$, si une tension V_{DC} négative est appliquée, la vitesse de l'écoulement induit par la décharge est plus faible ; si V_{DC} est positive, une légère augmentation de la vitesse de l'écoulement induit a été observée à 10 mm derrière l'électrode n°1, mais à 90 mm derrière l'électrode n°1, la vitesse de l'écoulement induit a augmenté de plus de 2,5 fois [73].

Avec la tension DC appliquée V_{DC} , négative ou positive, on peut constater également que le comportement du courant de décharge est différent (voir la Figure 1.31). I_2 est le courant mesuré sur l'électrode n°2, I_3 est le courant mesuré sur l'électrode n°3 (voir la Figure 1.30a).

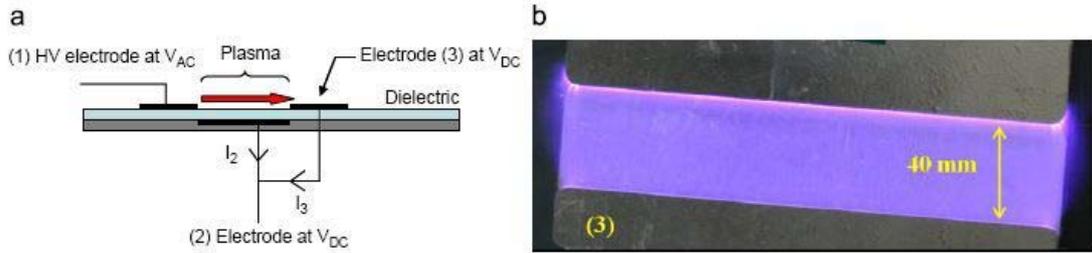


Figure 1.30 Actionneur EHD à décharge glissante
 a) schéma de la configuration d'actionneur, b) photo de la décharge avec V_{DC} négative,

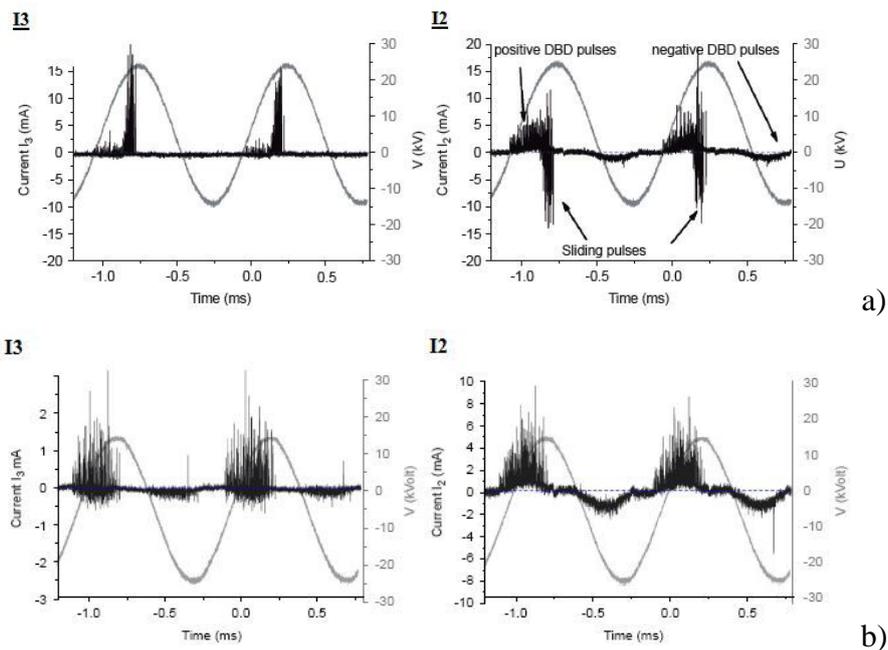


Figure 1.31 Évolution des courants de décharge I_2 et I_3 [72]
 a) avec V_{DC} négative b) avec V_{DC} positive

B. Actionneur DBD à jet

L'actionneur DBD à jet utilise soit une configuration parallèle de deux couples d'actionneurs DBD asymétriques opposés [57, 62] (voir la Figure 1.32) ; soit une configuration circulaire de l'actionneur DBD [102, 103] (voir la Figure 1.33). Ces actionneurs peuvent générer un écoulement perpendiculaire ou avec un certain angle par rapport à l'écoulement à contrôler. Ceci permet d'agir directement sur des structures tridimensionnelles, comme les tourbillons.

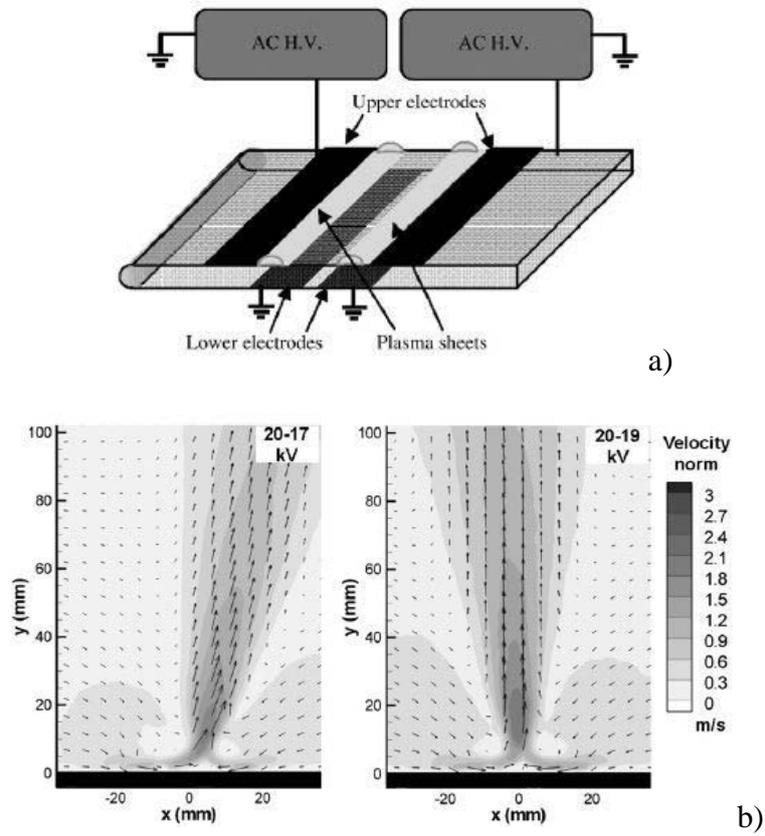


Figure 1.32 a) schéma de l'actionneur DBD à jet et b) le champ de vitesse [57]

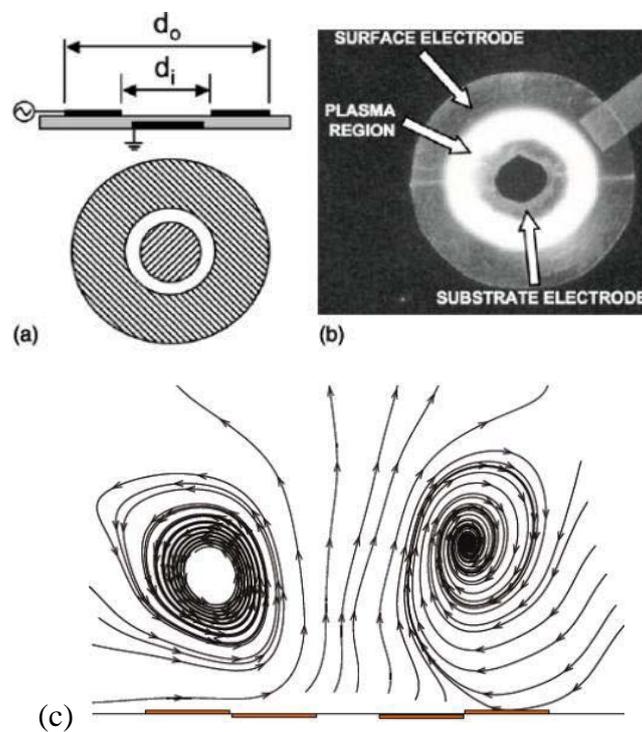


Figure 1.33 a) schéma de l'actionneur, b) photo de l'actionneur en fonctionnement et c) champ de vitesse en 2D de l'écoulement induit par l'actionneur [103]

1.4. Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté d'abord quelques notions de base en mécanique des fluides pour faciliter l'exposé sur les méthodes du contrôle des écoulements gazeux.

Ensuite, les méthodes usuelles en contrôle des écoulements et les actionneurs EHD ont été présentés pour montrer le principe et le fonctionnement de ces méthodes et de ces actionneurs EHD.

Enfin, des exemples sur l'application de différents types d'actionneur EHD ont été présentés pour illustrer les utilisations de l'actionneur EHD.

CHAPITRE 2

Étude de plasmas créés par la DBD surfactive

Sommaire

2.1	Introduction.....	57
2.1.1	Différentes configurations de DBD	58
2.1.2	Alimentations électriques	61
2.1.3	Montage expérimental	62
2.2	Caractéristiques électriques du plasma	64
2.2.1	Mesure de courant et tension de décharge.....	64
2.2.2	Mesure d'énergie consommée et de puissance active	66
2.2.3	Puissance active en fonction de l'épaisseur du diélectrique.....	71
2.2.4	Puissance active pour différentes configurations géométriques.....	72
2.2.4.1	Puissance active en fonction de la largeur d'électrode.....	72
2.2.4.2	Puissance active en fonction de l'espace inter-électrodes.....	74
2.2.5	Puissance active pour deux diélectriques différents	75
2.2.6	Puissance dissipée dans le diélectrique	79
2.3	Mesures optiques.....	83
2.3.1	Montages optiques.....	83
2.3.2	Mesure de l'évolution temporelle de l'intensité lumineuse.....	84
2.3.3	Imagerie rapide de décharge	90
2.3.4	Analyse spectroscopique	91
2.3.4.1	Quelques notions spectroscopiques.....	91
2.3.4.2	Résultats	97
2.4	Caractéristiques aérodynamiques	105
2.4.1	Moyen de mesure de vitesse d'écoulement induit.....	105
2.4.2	Mesure de vitesse de l'écoulement induit.....	106
2.4.3	Influence de la tension appliquée et de la fréquence	109

2.4.4	Influence de l'épaisseur de diélectrique	110
2.4.5	Influence de la nature de diélectrique.....	113
2.4.6	Influence de la géométrie de l'actionneur DBD.....	114
2.4.7	Application des actionneurs.....	118
2.4.7.1	Montages expérimentaux	119
2.4.7.2	Résultats	124
2.5	Conclusions	129

2.1 Introduction

La décharge à barrière diélectrique (DBD) volumique a été déjà beaucoup étudiée notamment pour des applications telles que la production d’ozone, la modification de surface de polymère, le contrôle de pollution, la source lumineuse, etc. [104-106]. L’actionneur EHD à DBD utilise la DBD « surfacique ». Une DBD « surfacique » est un ensemble de deux électrodes placées chacune sur une face d’un support diélectrique (voir la Figure 2.1). Les électrodes peuvent être décalées avec ou sans espace inter-électrodes. Par rapport à la décharge couronne, les électrodes de la DBD sont séparées par un diélectrique, le courant de la décharge est donc autolimité. Par conséquent, avec ce type de décharge, dans la gamme de tension de fonctionnement, il n’y pas de risque de passage à l’arc, qui pourrait endommager le dispositif de décharge.

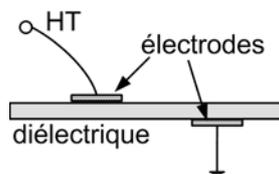


Figure 2.1 Géométrie asymétrique d’une DBD surfacique

Les DBD utilisées dans cette étude ont une géométrie asymétrique, c'est-à-dire les électrodes sont décalées (illustrée dans la Figure 2.1). Un plasma surfacique peut être généré entre les deux électrodes, et un écoulement parallèle à la surface du diélectrique est alors induit par le plasma. Ceci permettrait d’agir sur la couche limite d’un écoulement afin de le contrôler. L’utilisation des plasmas non thermiques comme actionneur aérodynamique semble être une technique prometteuse, principalement par l’absence de pièce mobile. Cette caractéristique permet d’envisager une action plus rapide que les actionneurs mécaniques.

Dans ce manuscrit, nous appelons l’ensemble des deux électrodes séparées par un diélectrique, comme illustré dans la Figure 2.1, une « DBD élémentaire ». Pour avoir une surface plus grande couverte par le plasma, plusieurs DBD élémentaires

peuvent être placées successivement sur la même surface. Nous notons « N_{DBD} » le nombre de DBD élémentaires.

Dans ce chapitre, je présente mes études sur l'actionneur DBD. Ces études ont été effectuées en fonction de différents paramètres, notamment :

- l'épaisseur du diélectrique « e_d ». Trois épaisseurs de diélectrique ont été utilisées, à savoir 0,4 mm, 0,8 mm et 1,6 mm.
- la nature du diélectrique. Deux types de diélectrique, époxy et Téflon, ont été utilisés pour réaliser l'actionneur DBD.
- la largeur de l'électrode reliée à la masse « g ». Quatre largeurs ont été testées. g est définie dans la Figure 2.3b.
- l'espace inter-électrodes « d ». Six distances inter-électrodes ont été testées. d est définie dans la Figure 2.3c.

Trois types de mesure ont été effectués pour caractériser l'actionneur DBD : la mesure électrique (courant, tension et puissance), la mesure optique (utilisant photomultiplicateur et/ou spectromètre couplé à un détecteur multicanaux) et la mesure aérodynamique (utilisant Pitot, PIV et LDV). Toutes les mesures ont été effectuées en fonction de différentes tensions appliquées et fréquences. Nous avons fait ces mesures systématiquement afin que les résultats expérimentaux soient assez complets. Les résultats pourraient être éventuellement utilisés à la validation des simulations numériques de la décharge et/ou comme valeurs d'entrée.

Les mesures électriques et optiques, et les mesures de vitesse avec le Pitot sont réalisées au GREMI. Les mesures avec la PIV et du LDV sont réalisées à l'Institut PRISME, ces dernières ont été menées en collaboration étroite notamment avec Pierre Magnier et Vincent Boucinha, doctorants à l'Institut PRISME. Comme déjà mentionné, Pierre Magnier a soutenu sa thèse en novembre 2007, tandis que Vincent Boucinha a commencé sa thèse en octobre 2006.

2.1.1 Différentes configurations de DBD

L'actionneur avec plusieurs DBD élémentaires a été réalisé dans un premier

temps avec un circuit imprimé double-face en époxy, une DBD élémentaire s'agit de deux électrodes décalées de 1 mm et séparées par un diélectrique. Typiquement, l'épaisseur du diélectrique est de 0,8 mm, et celle de l'électrode est de 35 μm . La Figure 2.2a donne les autres dimensions de la plaque d'actionneur typique. Sept DBD élémentaires indépendantes sont réalisées avec cette plaque. Ceci permet d'étudier la puissance et la vitesse d'écoulement induit par la décharge en fonction du nombre de DBD élémentaires. La connexion électrique est également montrée dans la Figure 2.2b.

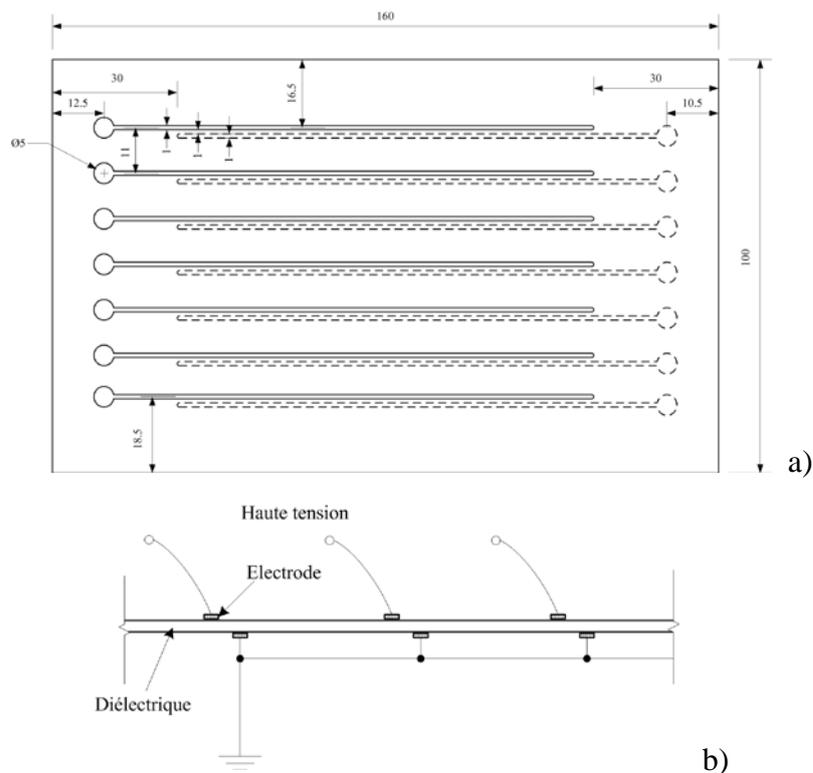


Figure 2.2 Schéma de l'actionneur avec $N_{DBD} = 7$.

a) dimensions de l'actionneur (l'électrode en ligne continue et celle en ligne discontinue sont sur différents côtés de la plaque) b) connexion électrique.

La nature du diélectrique joue un rôle important dans la décharge à barrière diélectrique. Nous avons étudié la décharge pour deux types de diélectrique (époxy, Téflon), et ce pour trois épaisseurs différentes (0,4 mm, 0,8 mm et 1,6 mm). Durant ces tests, nous avons gardé le même espace inter-électrodes d'une DBD élémentaire (1 mm) et la même distance entre les DBD élémentaires (11 mm).

L'effet de la distance entre les DBD élémentaires sur la vitesse d'écoulement induit par la décharge a été également étudié. En effet, des expériences ont été menées avec un actionneur à 12 DBD élémentaires dont la distance entre deux DBD élémentaires est de 7 mm au lieu de 11 mm, l'épaisseur du diélectrique est fixée à 0,8 mm.

La géométrie des électrodes (position relative et largeur) a une influence importante sur la décharge et par conséquent sur la vitesse d'écoulement généré par la décharge. Nous avons travaillé avec une DBD élémentaire en variant la distance inter-électrodes « d » et la largeur de l'électrode reliée à la masse « g » pour mieux comprendre ces influences de la géométrie. L'épaisseur du diélectrique est de 0,8 mm pour ces configurations (voir la Figure 2.3b et c).

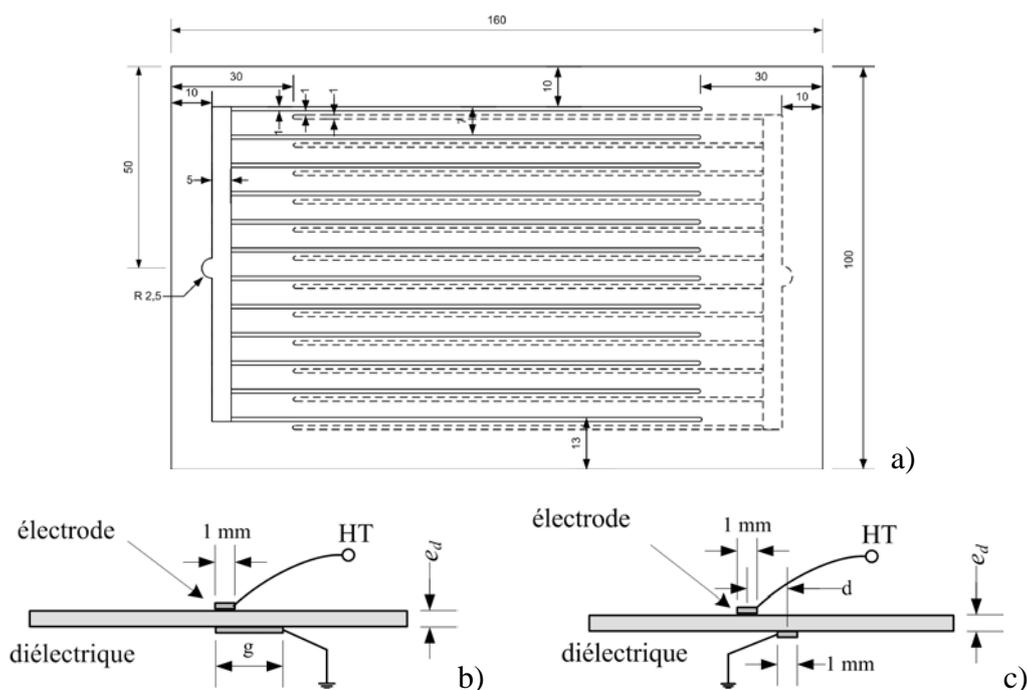


Figure 2.3 Configurations différentes de DBD

a) actionneur avec 7 mm d'espace entre deux DBD élémentaires, b) DBD élémentaire avec $g = 2, 3, 4$ et 5 mm. c) DBD élémentaire avec $d = 1, 2, 3, 4, 5$ et 6 mm

Des actionneurs de grande dimension (920 mm x 100 mm et 900 mm x 155 mm) ont également été réalisés. L'actionneur de dimension 900 mm x 155 mm (voir la Figure 2.57) a été réalisé pour étudier la couche limite sur une plaque plane (voir la section §2.4.7.1 A). L'actionneur de 900 mm x 100 mm a été réalisé et testé avec un

profil de type éolien AC0 (voit la section §2.4.7.1 C). Une photo de l'actionneur de 920 mm x 100 mm est montrée dans la Figure 2.4.



Figure 2.4 Photo de l'actionneur DBD de grande dimension (920 mm x 100 mm).
La règle en bas de la plaque est de 20 cm de long.

Quand une tension d'amplitude assez grande est appliquée sur l'actionneur, une décharge est créée dans l'espace des deux électrodes et un peu au-delà. La Figure 2.5 montre une photographie d'une décharge établie sur l'actionneur à 7 DBD élémentaires.



Figure 2.5 Photographie du plasma d'un actionneur à $N_{DBD} = 7$.

2.1.2 Alimentations électriques

L'alimentation électrique la plus utilisée dans cette thèse est une alimentation haute tension sinusoïdale. Cette alimentation a été réalisée au sein du GREMI. La configuration schématique du montage électrique de l'alimentation est illustrée dans la Figure 2.6. Un signal sinusoïdal, fourni par un générateur de fonction, est amplifié en amplitude et en puissance par un système d'amplification pour obtenir une haute tension sinusoïdale. L'actionneur est connecté directement à la sortie de cette alimentation. L'alimentation est constituée notamment d'un amplificateur audio

(CROWN[®] XS1200, 22 Hz – 22 kHz, 2,3 kW) et d'un transformateur monophasé (fabriqué par l'entreprise TRABO, 90 V/20 kV, 2 kVA, jusqu'à 20 kHz). Ce système a été réalisé et testé au début de cette thèse.

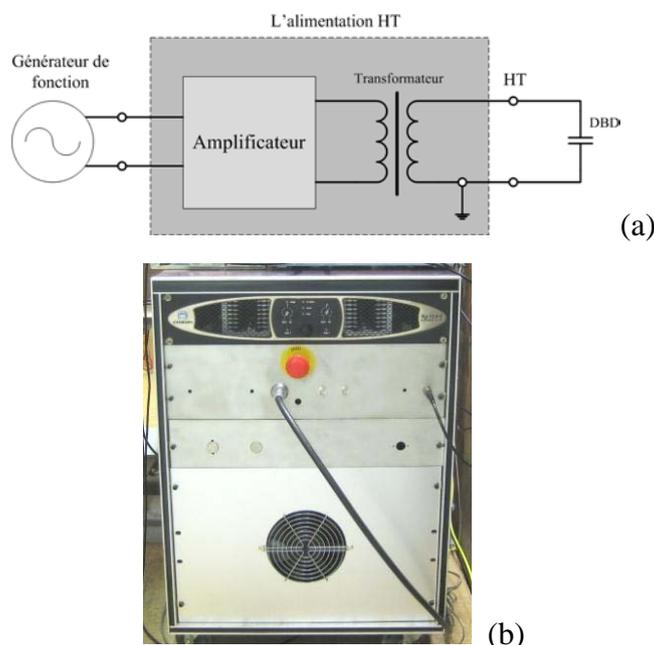


Figure 2.6 Schéma du montage électrique

(a) configuration schématique du système électrique. (b) photo de l'alimentation réalisée au GREMI

2.1.3 Montage expérimental

La Figure 2.7 montre le montage électrique incluant la mesure de courant. Une résistance R de $1 \text{ k}\Omega$, connectée en série avec l'actionneur, sert à mesurer le courant de décharge. Sachant que la chute de tension aux bornes de cette résistance est négligeable compte tenu de l'ordre de grandeur du courant. Une sonde de courant de type « Rogowski coil » (notée TC) de large bande (Stanges 0,5-1,0 W $\pm 0,5\%$, 1 V/A, bande passante 140 Hz – 35 MHz) est également utilisée pour la mesure de courant.

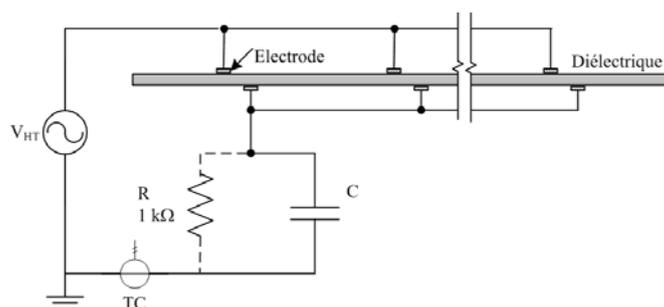


Figure 2.7 Montage électrique

Il est également possible de mesurer le courant par une méthode indirecte en utilisant un condensateur C mis à la place de la résistance R . La valeur de la capacité de ce condensateur varie de 50 nF à 100 nF selon les expériences. En effet, la mesure de la tension aux bornes de ce condensateur en fonction du temps donne la variation temporelle de la charge électrique stockée dans ce condensateur ; la variation par unité de temps de la charge électrique donne le courant électrique dans la branche formée du condensateur en série avec la décharge. La capacité du condensateur utilisé est très supérieure à celle du condensateur équivalent de l'actionneur DBD, ainsi la tension aux bornes de ce condensateur influence très peu la tension aux bornes de la DBD. Ce condensateur est également utilisé pour la mesure d'énergie consommée par période par la DBD en utilisant la méthode dite « figure de Lissajous ».

La tension appliquée est mesurée à l'aide d'une sonde de haute tension Tektronix P6015A (1000X, 3,0 pF, 100 MΩ). Tous les signaux électriques sont visualisés et enregistrés à l'aide d'un oscilloscope numérique LeCroy WaveSurfer 454 (Bandwidth 500 MHz, 2 GS/s, 500 kpts/Ch).

2.2 Caractéristiques électriques du plasma

2.2.1 Mesure de courant et tension de décharge

Avec la configuration montrée dans la Figure 2.2, un exemple de l'évolution temporelle du courant et de la tension de décharge est donné dans la Figure 2.8. Le courant a été mesuré avec la résistance $R = 1 \text{ k}\Omega$. Sur une période, conformément à l'attente, il y a une décharge durant l'alternance positive et une autre durant l'alternance négative. Le signe des impulsions de courant suit celui de la tension appliquée. Ces impulsions de courant sont la somme des courants des micro-décharges des deux côtés du diélectrique. On peut constater qu'il y a au moins deux composantes dans le courant de décharge :

- 1) une composante sinusoïdale correspondant à un courant dans un condensateur pur quand une tension sinusoïdale est appliquée à ses bornes. Celle-ci est due à l'effet capacitif de la plaque DBD. Cette composante a un déphasage de $\pi/2$ (en avance) par rapport à la tension appliquée.
- 2) la deuxième est l'ensemble des impulsions de courant. Ces impulsions correspondent aux micro-décharges (streamers) dans l'espace inter-électrodes. La durée de ces impulsions est très courte, de l'ordre de quelques dizaine de nanoseconde.

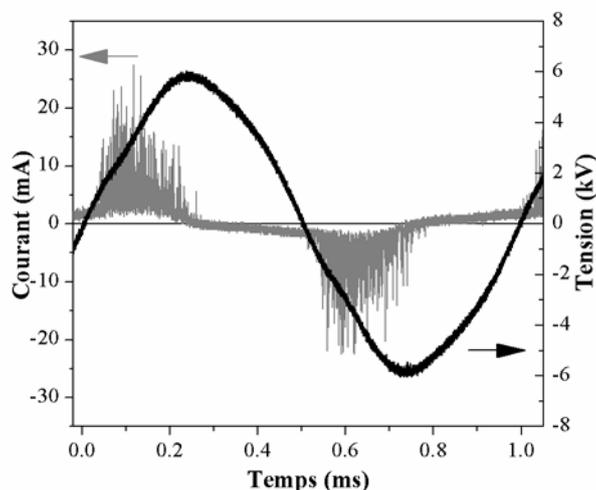


Figure 2.8 Évolution du courant et de la tension de décharge. $V_{amp} = 6 \text{ kV}$, $f = 1 \text{ kHz}$,
 $N_{DBD} = 7$, $e_d = 0,8 \text{ mm}$

En recouvrant par un isolant les électrodes d'un des deux côtés de l'actionneur, la décharge de ce côté peut être inhibée. La Figure 2.9 montre l'évolution temporelle du courant et de la tension de décharge mesurés avec le même actionneur que celui utilisé dans la Figure 2.8, sauf que le côté masse est recouvert par une couche de silicone pour limiter la décharge de ce côté. On peut constater que pendant l'alternance négative de la tension appliquée, les impulsions sont beaucoup moins intenses que celles de l'alternance positive. En comparant avec le résultat montré dans la Figure 2.8, ceci nous laisse penser que pendant l'alternance positive, les fortes impulsions sont majoritairement dues à la décharge établie sur le côté où les électrodes sont reliées à la haute tension et que pendant l'alternance négative, les fortes impulsions sont dues à la décharge établie sur le côté où les électrodes sont reliées à la masse. La différence entre ces deux décharges a été observée à l'aide de la mesure de PMT (voir la Figure 1.19) et de l'imagerie rapide (voir la Figure 1.20). Le résultat en spectroscopie d'émission que nous avons obtenu est en bon accord avec cette observation (dans la partie optique §2.3.4.2 C).

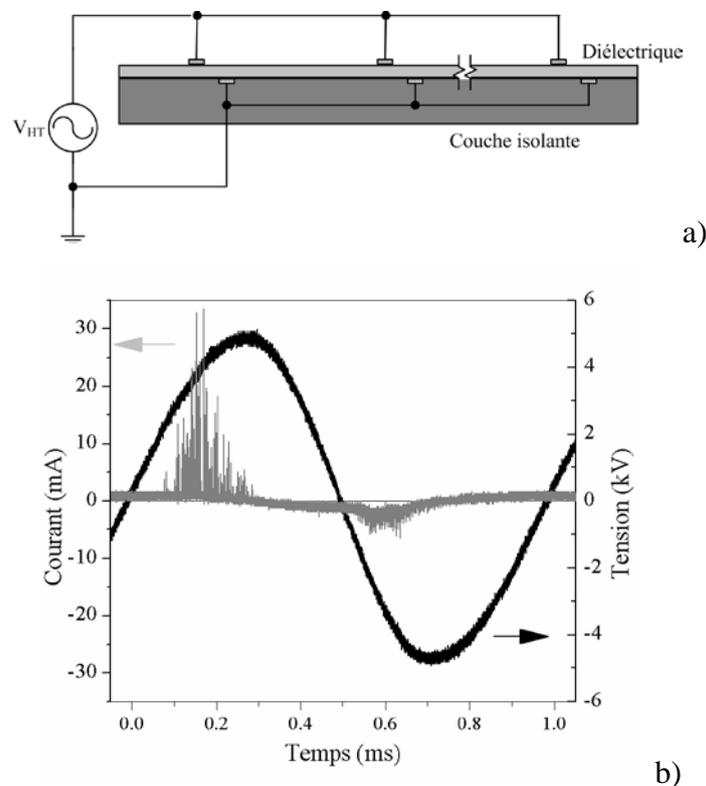


Figure 2.9 Évolution du courant et de la tension de décharge, le côté masse recouvert avec un isolant. $V_{amp} = 5$ kV, $f = 1$ kHz, $N_{DBD} = 7$, $e_d = 0,8$ mm

Plusieurs circuits équivalents de l'actionneur DBD ont été proposés notamment par Enloe *et al* [50, 51], Pons *et al* [53] et Singh et Roy [107] pour décrire le comportement de la décharge. La Figure 2.10 montre une proposition de Pons *et al* pour un actionneur à une DBD élémentaire (les dimensions de la DBD élémentaire sont différentes des nôtres). C_1 est le condensateur équivalent entre les deux électrodes, la composante (1) du courant de décharge est due à ce condensateur équivalent. Les plasmas créés sur les deux côtés de la plaque d'actionneur sont représentés par R et R' et les deux interrupteurs pour illustrer l'amorçage et la coupure des micro-décharges. Puisqu'il y a du dépôt de charge sur la surface diélectrique, une « électrode virtuelle » est formée par ce dépôt de charge, C_2 et C_2' représentent les condensateurs équivalents des deux côtés du diélectrique entre l'électrode réelle et l'électrode virtuelle (dépôt de charge sur la surface du diélectrique) de l'autre côté du diélectrique ; C_3 et C_3' représentent les condensateurs équivalents des deux côtés du diélectrique entre l'électrode réelle et l'électrode virtuelle du même côté.

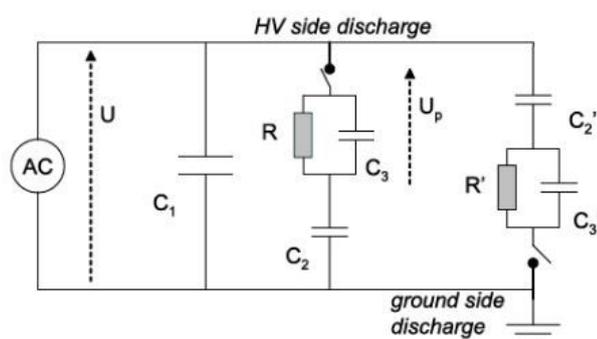


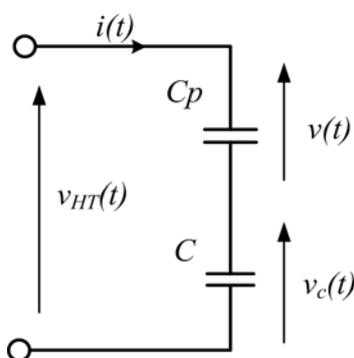
Figure 2.10 Circuit équivalent de l'actionneur DBD [53]

2.2.2 Mesure d'énergie consommée et de puissance active

Pour déterminer l'énergie consommée dans la DBD par période, la méthode classique utilisant la figure de Lissajous (courbe charge - tension) a été utilisée. Cette méthode nécessite la mise en série avec la DBD d'un condensateur C comme illustré dans la Figure 2.7. La valeur de ce condensateur doit être très supérieure à celle du condensateur équivalent de la plaque d'actionneur. Le circuit équivalent de mesure est

montré dans la Figure 2.11. Pour obtenir la figure de Lissajous, nous devons tracer la charge en fonction de la tension $v(t)$. La charge mesurée par le condensateur C , peut être déduite à partir de la tension $v_C(t)$. Un exemple de figure de Lissajous est montré dans la Figure 2.12.

Dus aux différents dispositifs dans le système de mesure, il est difficile d'évaluer l'erreur de mesure de la chaîne entière de mesure. Néanmoins, nous avons vérifié les écarts des résultats en effectuant plusieurs mesures sous les mêmes conditions. Ces écarts sont petits, inférieurs à 3% dans nos conditions de mesure.



C_p : condensateur équivalent de la plaque d'actionneur,
(l'ordre de grandeur : quelques pF pour notre configuration)
 C : condensateur de mesure (50 nF, 60 nF, 100 nF, selon les expériences)

Figure 2.11 Circuit électrique équivalent du montage expérimental

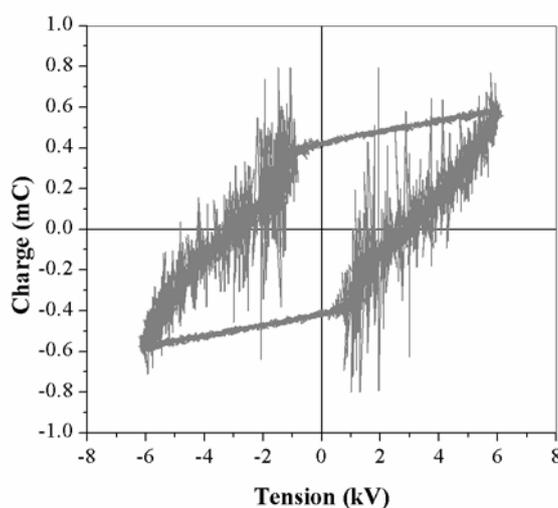


Figure 2.12 Figure de Lissajous

$V_{amp} = 6$ kV, $f = 2$ kHz, $N_{DBD} = 7$, $e_d = 0,8$ mm, en époxy

La puissance active instantanée de la décharge est donnée par :

$$p(t) = v(t) \times i(t) = v(t) \times \frac{dq}{dt} \quad (2.1)$$

avec $v(t)$ et $i(t)$ respectivement la tension et le courant de la décharge, et q la charge électrique. Comme C est en série avec la décharge (représentée par son condensateur équivalent C_P), on a donc :

$$\frac{dq}{dt} = \frac{dq_C}{dt} = C \frac{dv_C}{dt} \quad (2.2)$$

v_c est la tension aux bornes du condensateur C qui est au moins 1000 fois plus faible que v_{HT} car C est quelques 1000 fois plus grande que C_P . On peut considérer donc :

$$v(t) = v_{HT}(t) - v_C(t) \approx v_{HT}(t) \quad (2.3)$$

La puissance instantanée est donc donnée par :

$$p(t) = v_{HT}(t) \times C \frac{dv_C}{dt} \quad (2.4)$$

A partir de cette puissance active instantanée, la puissance active peut être calculée :

$$P = \frac{1}{T} \cdot \int_T p(t) dt = f \cdot \int_T v_{HT}(t) dq_C \quad (2.5)$$

On en déduit que l'énergie consommée par période par la DBD (un condensateur idéal ne consomme pas d'énergie) est :

$$E = P \times T = \int_T v_{HT}(t) dq_C \quad (2.6)$$

L'intégrale des formules (2.5) et (2.6) correspond à la surface encadrée de la figure de Lissajous. Le calcul de cette surface donne donc l'énergie consommée par période. Puisqu'il y a deux décharges (respectivement en l'alternance positive et en l'alternance négative) durant une période, cette quantité d'énergie est donc la somme de l'énergie consommée par ces deux décharges.

Pour étudier l'interférence éventuelle entre les DBD élémentaires, nous avons mesuré l'énergie consommée en fonction de N_{DBD} , nombre de DBD élémentaires mis en fonctionnement. Le résultat est montré dans la Figure 2.13. Comme attendu,

l'énergie consommée, pour une fréquence du signal donnée, est proportionnelle à N_{DBD} , nombre de DBD élémentaires mis en fonctionnement. L'interférence entre les DBD élémentaires semble donc être négligeable dans nos conditions.

En plus, on peut constater que, pour une condition de travail fixe (même nombre de DBD élémentaire N_{DBD} , même amplitude de tension V_{amp}), la fréquence du signal n'a pratiquement pas d'influence sur l'énergie consommée par période. On peut conclure que la puissance active augmente linéairement avec la fréquence pour un nombre de DBD élémentaires N_{DBD} donné et une tension appliquée V_{amp} fixe.

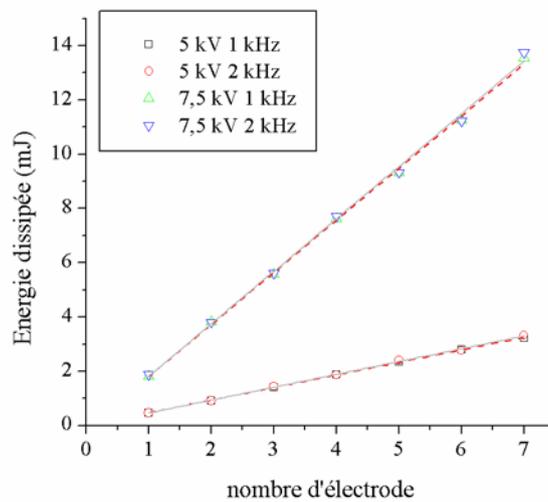


Figure 2.13 Énergie dissipée par période en fonction de N_{DBD} en fonctionnement. $e_d = 0,8$ mm, en époxy. Les courbes reliant les points expérimentaux sont obtenues par une régression linéaire.

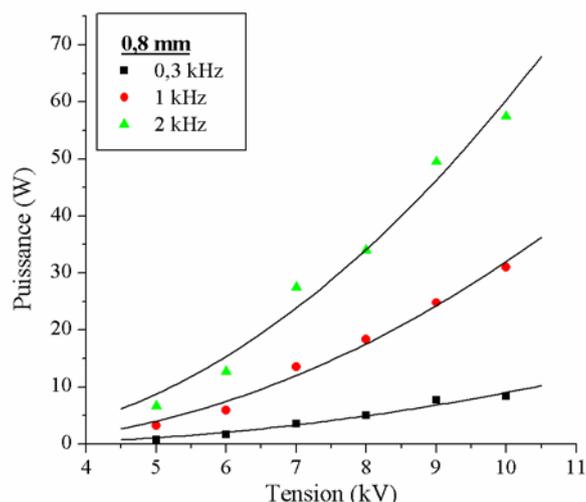


Figure 2.14 Puissance active en fonction de V_{amp} pour trois fréquences, $N_{DBD} = 7$. Diélectrique en époxy. Les courbes sont tracées avec la formule empirique (2.7) avec $V_0 = 2,52$ kV, $A = 0,56 \times 10^{-3} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{kV}^{-2}$

Les résultats des mesures de puissance avec l'actionneur à 7 DBD élémentaires sont montrés dans la Figure 2.14. Une formule empirique (2.7) peut être déduite à partir de ces mesures. La puissance dissipée dépend linéairement du carré de l'amplitude de la tension appliquée V_{HT} minorée d'une constante V_0 qui est le seuil de tension pour amorcer la décharge. Cette constante dépend de la configuration (dimensions, matériaux, etc.) utilisée.

$$P = A \times f \times (V_{HT} - V_0)^2 \quad (2.7)$$

- P : puissance active moyenne dans le plasma (W)
- V_{HT} : amplitude de la haute tension appliquée (kV)
- f : fréquence de l'alimentation (Hz)
- V_0 : seuil de la tension d'amorçage de la décharge (kV)
- A : coefficient, dépendant des caractéristiques (matériaux, configuration, etc.) de l'actionneur ($\text{W} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{kV}^{-2}$)

Plusieurs formules empiriques peuvent être trouvées dans la littérature pour estimer la puissance active. Par exemple, Roth *et al* [46] a trouvé que la puissance active a une relation avec la tension appliquée V_{HT} et qu'elle suit une loi entre $P = C \cdot V_{HT}^2$ et $P = C \cdot V_{HT}^3$ (C est un coefficient). Enloe *et al* [51] a montré que la

puissance active a une relation de type $P = C \cdot V_{HT}^{7/2}$. Pons *et al* [53] a trouvé une relation $P = C \cdot (V_{HT} - V_0)^2$, mais sans prendre en compte la fréquence. Avec la formule empirique (2.7), les données expérimentales d'Enloe *et al* peuvent être parfaitement approchée par cette formule, ainsi que les mesures de Pons *et al*. En plus, cette formule empirique est cohérente par rapport à la plupart des cas où la puissance est proportionnelle au carré de la tension.

2.2.3 Puissance active en fonction de l'épaisseur du diélectrique

L'épaisseur du diélectrique a une influence importante sur la tension d'amorçage. Elle joue donc un rôle important sur la puissance active de la décharge. Nous avons réalisé un actionneur avec une épaisseur du diélectrique de 1,6 mm et avec la même configuration géométrique illustrée dans la Figure 2.2. Des mesures de puissance active en fonction de la tension appliquée V_{amp} avec le diélectrique de 1,6 mm sont montrées dans la Figure 2.15. Prenons un exemple, avec une tension appliquée V_{amp} égale à 6 kV et une fréquence de 2 kHz, la puissance active pour l'actionneur à 0,8 mm d'épaisseur est de 12,7 W (voir la Figure 2.14) et celle pour l'actionneur avec une épaisseur diélectrique de 1,6 mm fait 6,4 W. La différence est importante.

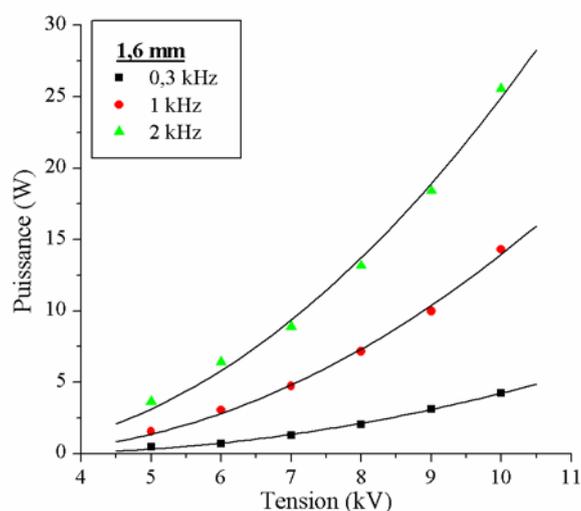


Figure 2.15 Puissance active en fonction de V_{amp} , avec $e_d = 1,6$ mm, $N_{DBD} = 7$. Actionneur en époxy. Les courbes sont tracées avec la formule empirique avec $V_0 = 3$ kV, $A = 0,25 \times 10^{-3} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{kV}^2$

Une étude avec une configuration de 12 DBD élémentaires a été effectuée. Cette configuration géométrique a été montrée dans la Figure 2.3. Trois différentes épaisseurs de diélectrique (0,4 mm, 0,8 mm et 1,6 mm) ont été utilisées. Le résultat montre que pour une condition de travail donnée (tension V_{amp} , fréquence), la puissance active diminue rapidement avec l'augmentation de l'épaisseur du diélectrique. La Figure 2.16 montre un exemple de mesure pour ces trois épaisseurs diélectriques et trois fréquences de tension appliquée.

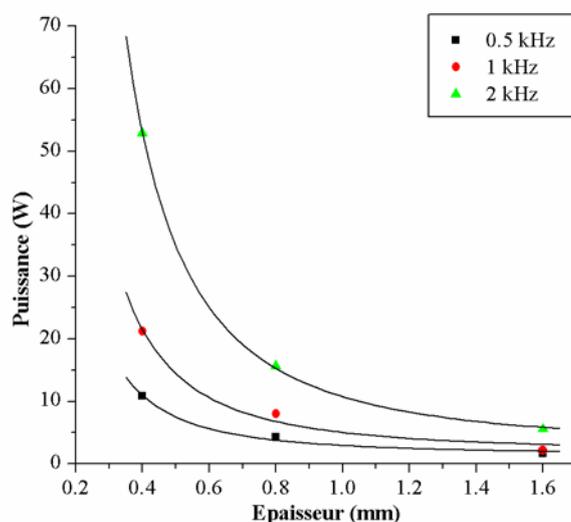


Figure 2.16 Évolution de la puissance active en fonction de e_d pour 3 fréquences. $N_{DBD} = 12$, en époxy, $V_{amp} = 6$ kV.

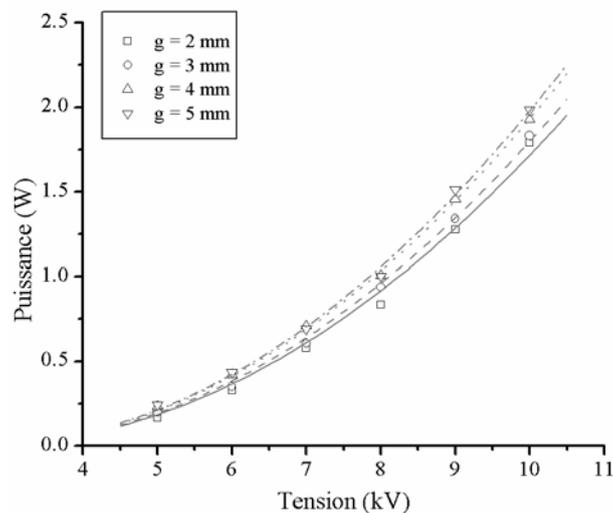
2.2.4 Puissance active pour différentes configurations géométriques

2.2.4.1 Puissance active en fonction de la largeur d'électrode

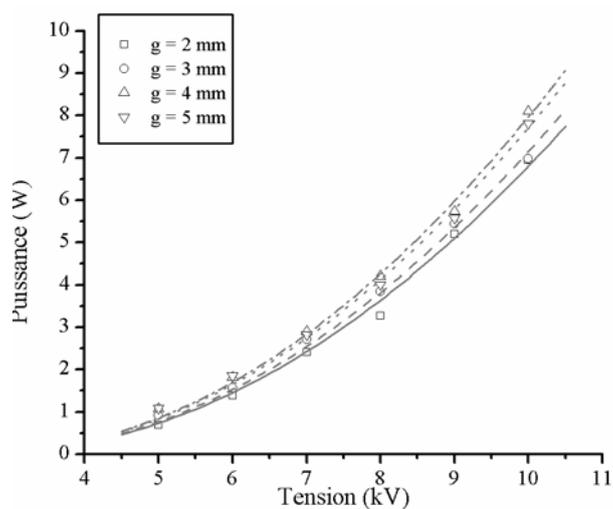
La géométrie des électrodes joue un rôle important sur la génération de la décharge. Dans cette partie, nous allons étudier l'effet de la configuration géométrique sur la puissance active. Comme montré dans la Figure 2.3b, nous faisons varier la largeur « g » de l'électrode reliée à la masse pour mieux comprendre cette influence. Cette étude a été faite sur une DBD élémentaire et le diélectrique est en époxy avec une épaisseur est de 0,8 mm. La Figure 2.17 montre la mesure de la puissance active en fonction de la tension appliquée pour différentes valeurs de « g » et pour deux

fréquences de tension appliquée.

On peut constater que la tension d'amorçage pour toutes les « g » reste identique et la puissance active augmente légèrement avec l'accroissement de la largeur « g » de l'électrode reliée à la masse. Cette augmentation est plus visible avec une tension V_{amp} plus importante. Une raison probable est que pour la même tension appliquée, l'augmentation de la largeur « g » influence la distribution de champ électrique, le plasma entre les deux électrodes s'étire alors légèrement, par conséquent, la puissance injectée augmente. On verra un peu plus loin que la vitesse d'écoulement induit par le plasma augmente également avec l'accroissement de « g » (voir la Figure 2.54).



a) f = 0,5 kHz



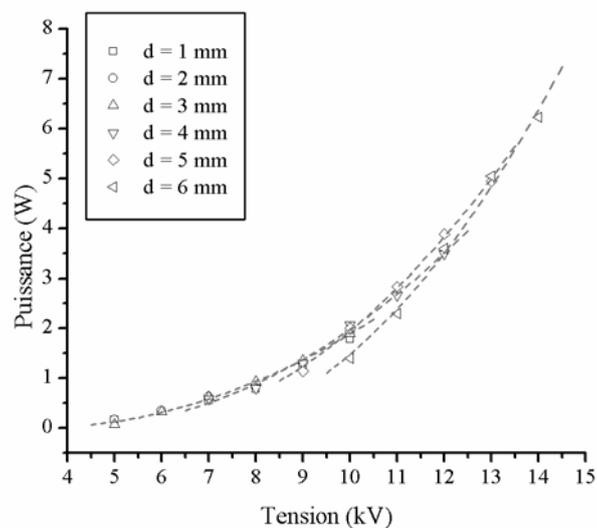
b) f = 2 kHz

Figure 2.17 Puissance active en fonction de V_{amp} pour différentes « g » et pour deux fréquences. $N_{DBD} = 1$, $e_d = 0,8$ mm, en époxy.

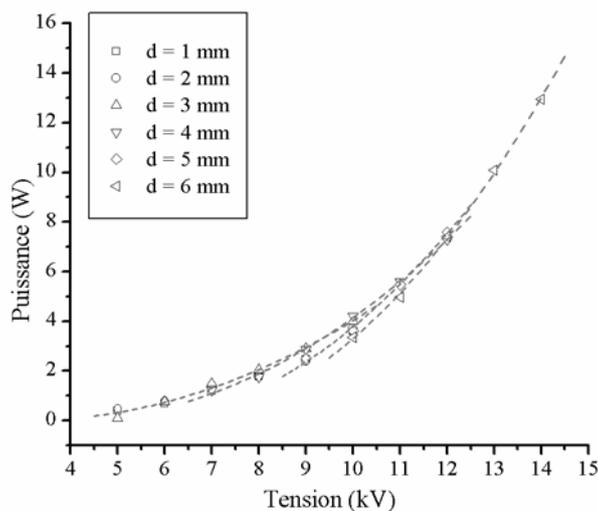
2.2.4.2 Puissance active en fonction de l'espace inter-électrodes

Pour les configurations avec différents espaces inter-électrodes « d » (la largeur des électrodes reste identique dans cette étude), la relation entre la tension appliquée V_{amp} et la puissance active suit presque la même tendance de variation. Plus précisément, dans la gamme de tension de fonctionnement, pour une tension appliquée V_{amp} donnée, la puissance active est presque la même pour tous les « d ».

Par exemple, pour $V_{amp} = 10$ kV, $f = 0.5$ kHz, la puissance active varie de 1,8 W à 2 W pour les « d » allant de 1 mm à 5 mm (voir la Figure 2.18). En revanche, la mesure montre que l'augmentation de l'espace inter-électrodes « d » nécessite une tension d'amorçage V_0 plus importante pour amorcer le plasma. On peut constater que le début de la courbe de puissance active pour $d = 6$ mm est inférieur aux autres, c'est probablement dû au plasma qui n'était pas présent sur la totalité de l'actionneur car la distance inter-électrodes est plus importante.



a) $f = 0,5$ kHz

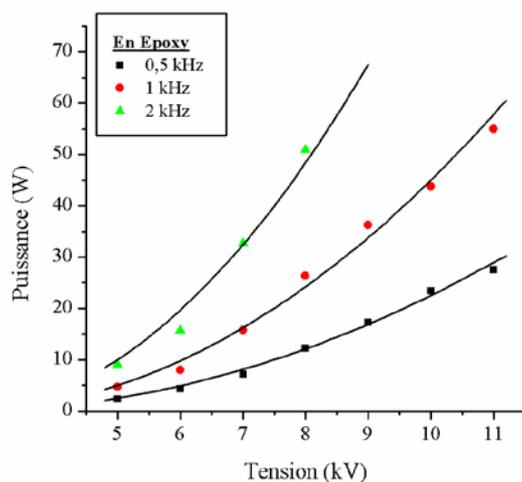


b) $f = 1 \text{ kHz}$

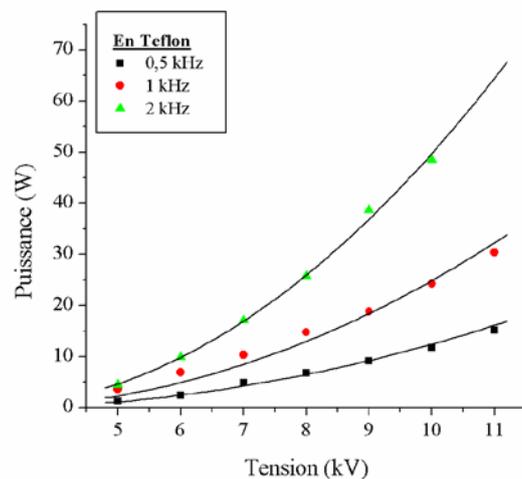
Figure 2.18 Puissance active en fonction de V_{amp} pour différents « d » et pour deux fréquences. $N_{DBD} = 1$, $e_d = 0,8 \text{ mm}$, en époxy.

2.2.5 Puissance active pour deux diélectriques différents

Comme les propriétés du diélectrique peuvent influencer directement la puissance active, nous étudions dans ce paragraphe la puissance active en fonction de la tension appliquée V_{amp} pour deux types de diélectrique : époxy et Téflon. Nous utilisons la configuration géométrique illustrée dans la Figure 2.3a. Douze DBD élémentaires sont réalisées sur une même plaque diélectrique. L'épaisseur du diélectrique e_d est de 0,8 mm. Des mesures réalisées avec ces deux actionneurs sont montrées dans la Figure 2.19.



$$a) V_0 = 2,5 \text{ kV}, A = 0,8 \times 10^{-3} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{kV}^2$$



$$b) V_0 = 2,8 \text{ kV}, A = 0,48 \times 10^{-3} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{kV}^2$$

Figure 2.19 Puissance active en fonction de V_{amp} pour deux diélectriques et trois fréquences.

$N_{DBD} = 12$, $e_d = 0,8 \text{ mm}$. Les courbes en continue sont tracées à l'aide de la formule empirique (2.7).

On peut constater que sous les mêmes conditions de tension V_{amp} et de fréquence, l'actionneur en Téflon consomme moins de puissance que celui en époxy. Après avoir ajusté les données de mesure avec la formule empirique (2.7), on compare les paramètres obtenus pour les deux actionneurs : la tension d'amorçage $V_{0 \text{ Téflon}} > V_{0 \text{ Epoxy}}$, le coefficient « A » est plus petit pour le diélectrique en Téflon qu'en époxy. Une première explication sur la différence du seuil de tension d'amorçage est que celle-ci peut être due à la différence de permittivité diélectrique relative ϵ_r ($\epsilon_r \text{ époxy} = 4,7$ et $\epsilon_r \text{ Téflon} = 2,4$). En effet, comme montré dans le paragraphe

ci-dessous, le champ électrique dans l'air est plus fort avec l'époxy pour la même tension appliquée. C'est la raison pour laquelle la décharge s'amorce à une tension plus faible.

A. Comparaison de champ électrique calculé avec COMSOL®

Une simulation des distributions de champ électrique statique obtenue avec COMSOL®3.4 est montrée dans la Figure 2.20. Les deux électrodes en cuivre ont 1 mm de large et 0,8 mm d'épaisseur, elles sont représentées par des traits noirs épais. Le diélectrique est en époxy ($\epsilon_r = 4,7$) et l'épaisseur est de 0,8 mm. Une tension de 2 kV est appliquée sur l'électrode HT.

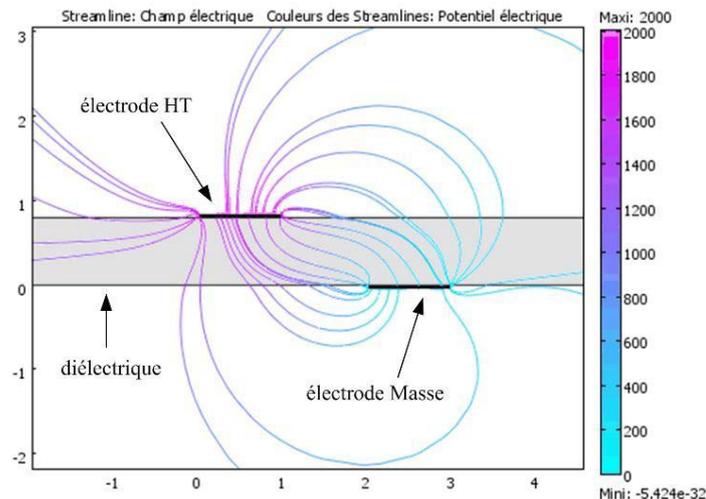


Figure 2.20 Simulation de la distribution de champ électrique sur une DBD élémentaire. $V = 2\text{kV}$, $\epsilon_r = 4,7$ (époxy).

En prenant deux positions à $x = 1,01$ mm et $x = 1,05$ mm, pour y allant de 0,7 mm à 0,9 mm, qui sont proches de l'électrode reliée à la haute tension (voir la Figure 2.21a), nous comparons le champ électrique calculé pour les deux diélectriques (époxy et Téflon) en ces positions. Une comparaison des champs électriques calculés est montrée dans la Figure 2.21b. On peut constater que le champ électrique dans l'air est plus fort quand le diélectrique est en époxy, c'est-à-dire avec une permittivité plus importante, sachant que pour l'époxy $\epsilon_r = 4,7$ et pour le Téflon $\epsilon_r = 2,4$. Notons que, dû au maillage de la zone, la courbe de champ électrique en $x = 1,01$ mm pour le Téflon présente un creux.

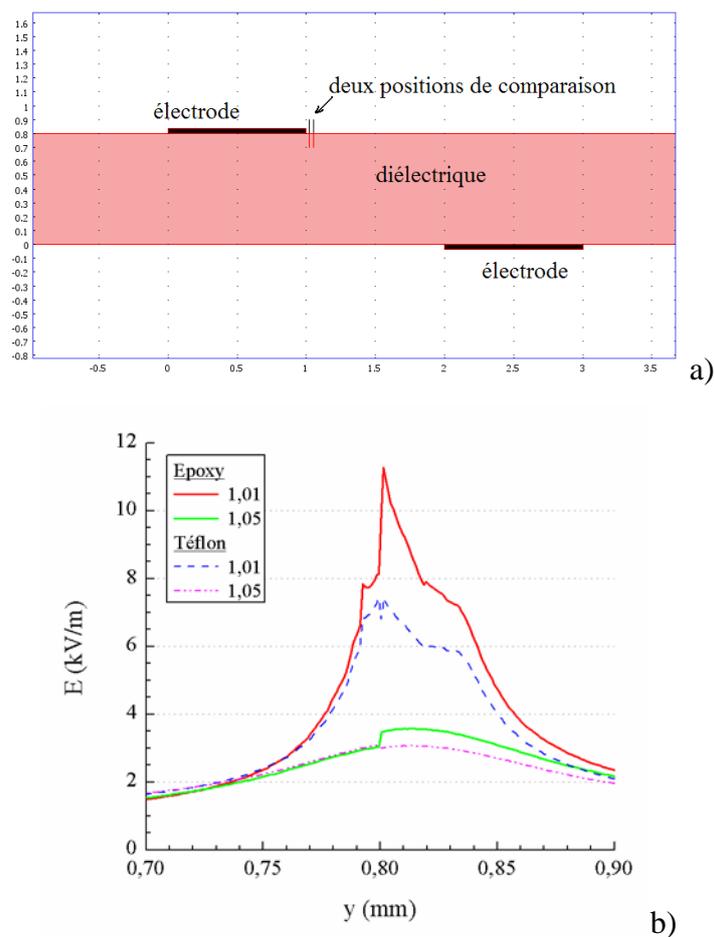


Figure 2.21 Comparaison des champs électriques pour deux diélectriques, $V = 2 \text{ kV}$
 a) positions de comparaison, b) comparaison de champ électrique pour deux positions
 $x = 1,01$ et $1,05 \text{ mm}$, y allant de $0,7 \text{ mm}$ à $0,9 \text{ mm}$.

Notons que l'influence de la permittivité diélectrique sur la distribution de champ électrique peut être observée facilement dans un simple condensateur plan (voir la Figure 2.22). E_g et E_d sont les champs électriques dans l'air et dans le diélectrique respectivement, ε_0 et ε_d sont les permittivités du vide et du diélectrique, d_1 est la hauteur d'espace remplie de l'air et d_2 est l'épaisseur du diélectrique. Supposons que le diélectrique est isotrope et le champ électrique est uniforme. Quand une tension V est appliquée sur les deux électrodes du condensateur, nous avons donc :

$$V = E_g \cdot d_1 + E_d \cdot d_2 \quad (2.8)$$

L'induction électrique ou le champ de déplacement électrique entre les deux électrodes du condensateur est $D = E_g \cdot \varepsilon_0 = E_d \cdot \varepsilon_d$. Nous pouvons obtenir donc

$E_g : E_d = \varepsilon_d : \varepsilon_0 = \varepsilon_r : 1$. La formule (2.8) peut être écrite :

$$E_g = \frac{V}{d_1 + d_2 / \varepsilon_r} \quad (2.9)$$

Quand la permittivité relative du diélectrique ε_r est grande, pour la même tension appliquée V , le champ électrique dans l'air E_g est plus grand.

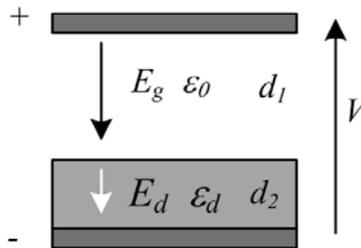


Figure 2.22 Représentation schématique d'un simple condensateur plan parallèle.

2.2.6 Puissance dissipée dans le diélectrique

La puissance active se compose de deux parties : une partie correspond à la puissance nécessaire pour créer le plasma, et une autre partie à la puissance dissipée dans le diélectrique (perte). Dans ce paragraphe, on étudie la puissance dissipée dans le diélectrique.

Nous mesurons d'abord la puissance dissipée sans la présence du plasma. Des mesures de puissance dissipée dans le diélectrique avant l'amorçage du plasma sont montrées dans la Figure 2.23. Ces mesures ont été prises pour trois tensions $V_{amp} = 0,5 \text{ kV}$, 1 kV et $1,5 \text{ kV}$ et pour différentes fréquences. Nous voyons que cette perte est très faible par rapport à la puissance active mesurée en présence du plasma (voir la Figure 2.19). D'après J.D Kraus [108], la puissance dissipée dans le diélectrique par unité volumique p_d est :

$$p_d = \tan \delta \cdot 2\pi f \cdot \varepsilon_d \cdot E^2 \quad (\text{W} \cdot \text{m}^{-3}) \quad (2.10)$$

- E : champ électrique (V/m)
- f : fréquence de la tension (Hz)
- ε_d : permittivité diélectrique (F/m)
- $\tan \delta$: facteur de dissipation

La puissance dissipée dans le diélectrique est proportionnelle à la fréquence. Ceci correspond bien aux mesures montrées dans la Figure 2.23. Supposons que le champ électrique E est proportionnel à la tension appliquée V , nous pouvons donc écrire la formule (2.10) sous une forme différente :

$$p_d = B \times f \times V^2 \quad (W \cdot m^{-3}) \quad (2.11)$$

où B est un coefficient qui dépend de la propriété du diélectrique. Prenons un exemple de mesure pour une tension appliquée de 1,5 kV. Les mesures donnent $P_d = 8,7 \times 10^{-3} \times f \times V^2$ pour l'actionneur en époxy et $P_d = 4,2 \times 10^{-3} \times f \times V^2$ pour l'actionneur en Téflon. Ceci indique que pour la même tension appliquée, la puissance dissipée dans l'époxy est presque deux fois plus importante que celle dissipée dans le Téflon, sachant que la permittivité relative de l'époxy ($\epsilon_r = 4,7$) est environ deux fois plus grande que celle du Téflon ($\epsilon_r = 2,4$).

Afin d'estimer la puissance dissipée dans le diélectrique lorsque le plasma est présent, nous prenons d'abord une mesure de la puissance sans la présence de plasma : le diélectrique en époxy avec $e_d = 0,8$ mm, la tension appliquée $V_{amp} = 1,5$ kV et $f = 2$ kHz (une des mesures dans la Figure 2.23), la puissance dissipée dans le diélectrique est environ de 40 mW. Ensuite, nous prenons une mesure de puissance en présence du plasma : le diélectrique en époxy avec $e_d = 0,8$ mm, la tension appliquée $V_{amp} = 7$ kV et $f = 2$ kHz (une des mesures dans la Figure 2.19), la puissance active mesurée est de 50,9 W. Si on suppose que toute la tension appliquée se trouve dans le diélectrique quand le plasma est présent, c'est-à-dire qu'il n'y pas de chute de potentiel dans le plasma (on se place dans un cas extrême). Avec la formule (2.11), on peut calculer la puissance dissipée dans le diélectrique qui devrait être de $(7/1.5)^2 \times 40$ mW = 1,1 W. Cette valeur est la limite supérieure de la perte dans le diélectrique et elle est très inférieure par rapport aux 50,9 W mesurées dans les mêmes conditions. Nous pouvons donc dire que la puissance perdue dans le diélectrique est bien inférieure à 5%, et elle est négligeable dans nos conditions de mesure.

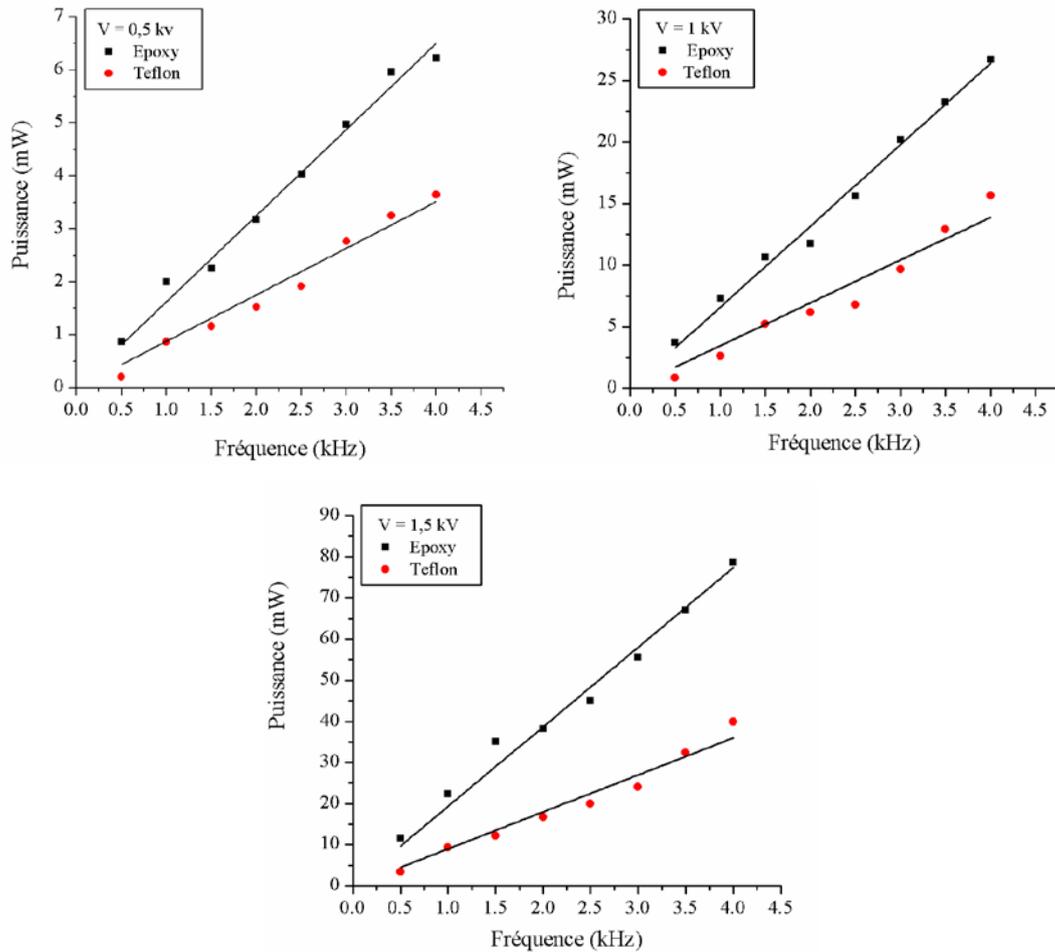


Figure 2.23 Puissance dissipée dans le diélectrique en fonction de la fréquence pour trois tensions sans amorçage du plasma. $N_{DBD} = 12$, $e_d = 0,8$ mm.

Dû au rayonnement du plasma et probablement à la collision des particules neutres et ionisées avec le diélectrique, le diélectrique reçoit aussi une partie de la puissance initialement injectée dans le plasma. Nous avons mesuré l'évolution de la température de la plaque diélectrique en fonction de la durée de fonctionnement avec l'actionneur en époxy, $N_{DBD} = 12$ et $e_d = 0,8$ mm. La tension appliquée V_{amp} est de 7 kV et la fréquence est de 2 kHz. Les résultats sont montrés dans la Figure 2.24, une courbe de tendance montre dans nos conditions de mesure (tension, fréquence et temps de mesure), la température de la plaque augmente presque linéairement avec le temps de fonctionnement. La température a été mesurée avec un thermomètre surfacique TESTO (223,15 K à 423,15 K, avec une précision de $\pm 0,56$ K).

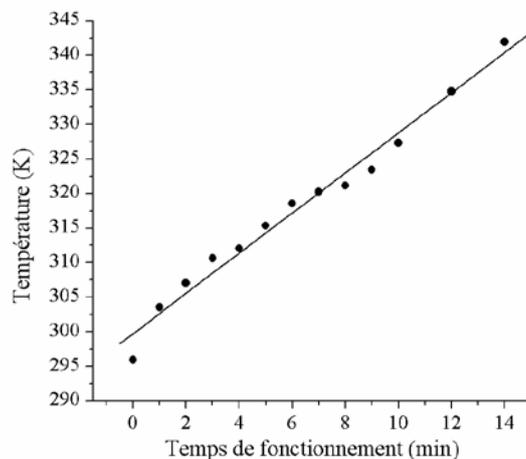


Figure 2.24 Évolution de la température en fonction du temps de fonctionnement.
 $N_{DBD} = 12$, $e_d = 0,8$ mm, en époxy. $V_{amp} = 7$ kV, $f = 2$ kHz

En présence du plasma, après dix minutes de fonctionnement, la température de l'actionneur passe de la température ambiante $T_0 = 296$ K à la température $T_{10} = 327$ K. La puissance perdue par le rayonnement peut être calculé avec la loi de Stefan-Boltzmann :

$$P_{rad} = e \cdot \sigma (T_{10}^4 - T_0^4) \cdot S \quad (2.12)$$

avec e : émissivité du matériau

σ : constante de Stefan-Boltzmann ($5,670400 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$)

S : surface du matériau (m^2)

Prenons e égal à 0,8 (l'émissivité de l'époxy), nous pouvons obtenir que la puissance perdue par le rayonnement est environ 5,6 W. Un transfert thermique entre le diélectrique et l'air ambiant se produit également par convection, mais nous n'avons pas suffisamment de données pour estimer la quantité de puissance transférée par la convection. Néanmoins, on peut supposer qu'au moins 5,6 W sont dissipés par le diélectrique. Cette valeur est beaucoup plus faible par rapport aux 33 W qui sont la puissance totale pour $V_{amp} = 7$ kV, $f = 2$ kHz (voir la Figure 2.19a). D'après Pons *et al* [53], une petite partie de la puissance, de l'ordre de microwatt, est transformée en puissance cinétique liée à l'écoulement gazeux. Une grande partie de la puissance injectée dans le plasma est donc perdue par le rayonnement du plasma. D'après les mesures en spectroscopie d'émission, la lumière émise par le plasma provient

essentiellement de l'azote et principalement dans la gamme spectrale UV 300-400 nm (voir la section suivante).

2.3 Mesures optiques

Le plasma créé par la DBD émet de la lumière, cette dernière nous permet de caractériser le plasma par des méthodes de mesure optique. Dans cette partie, nous étudions le plasma notamment par deux méthodes de mesure : la mesure avec un photomultiplicateur (PMT), la mesure en spectroscopie d'émission. L'imagerie rapide de la décharge est également effectuée à l'aide d'une caméra rapide intensifiée.

2.3.1 Montages optiques

La lumière émise par le plasma est collectée par une fibre optique en quartz de \varnothing 1000 μm en diamètre (HCG-M0940T). La longueur de la fibre est de 5 m. Un photomultiplicateur (HAMAMATSU-R928, réponse spectrale 185-900 nm) est utilisé pour mesurer l'évolution temporelle de l'intensité de la lumière, le signal de sortie du PMT est affiché et enregistré par un oscilloscope.

Un spectromètre de haute résolution et de large gamme spectrale : Mechelle ME5000, fabriqué par Andor™ est utilisé. Ce spectromètre utilisant une caméra intensifiée couvre un domaine spectral allant de 200 à 850 nm en une seule acquisition avec une résolution spectrale $\lambda/\Delta\lambda = 4000$ et une tolérance spectrale de $\pm 0,05$ nm. Une lampe de calibration de deutérium/halogène (DH-2000-CAL MIKROPACK) est utilisée pour l'étalonnage relatif en énergie du système spectroscopique. Une caméra rapide intensifiée (Andor™ iStar DH734-18F-950), équipée d'un objectif (Canon FD 35-105mm f/3.5), est utilisée pour photographier la décharge.

Le schéma de montage du système optique est montré dans la Figure 2.25.

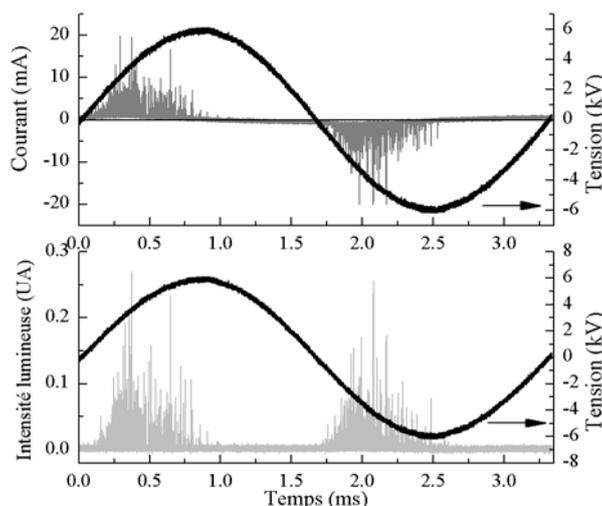


Figure 2.27 Comparaison du courant et de la lumière émise
 $V_{amp} = 6 \text{ kV}$, $f = 300 \text{ Hz}$, côté haute tension, $R_{PMT} = 1 \text{ k}\Omega$

La Figure 2.27 montre l'évolution du signal du PMT et celle du courant de décharge. Comme attendu, sur une période, la lumière a été détectée durant l'alternance positive, puis durant l'alternance négative. La vérification a été faite pour s'assurer que le bruit électromagnétique émis par la décharge ne perturbe pas le signal du PMT. Dans cet exemple, la lumière a été mesurée du côté haute tension de la plaque (voir la Figure 2.32a).

Quand on trace le signal du PMT sur un quart de période, on observe que l'intensité lumineuse du plasma augmente d'abord, puis diminue jusqu'à zéro, ensuite re-augmente et enfin re-diminue après un second maximum, et ainsi de suite. Trois maxima peuvent être observés pour une tension appliquée $V_{amp} = 6 \text{ kV}$ et $f = 300 \text{ Hz}$ (voir la Figure 2.28). En augmentant la valeur de la résistance R_{PMT} , cette fluctuation peut être vue plus clairement. Cette oscillation « périodique » de l'intensité lumineuse est peut être l'image d'un phénomène de fluctuation de la décharge déposée sur la surface de l'actionneur. Cette fluctuation peut être observée sur les deux côtés de la plaque de l'actionneur, elle est probablement due au dépôt et à l'accumulation, puis à l'évacuation de la charge sur la surface du diélectrique.

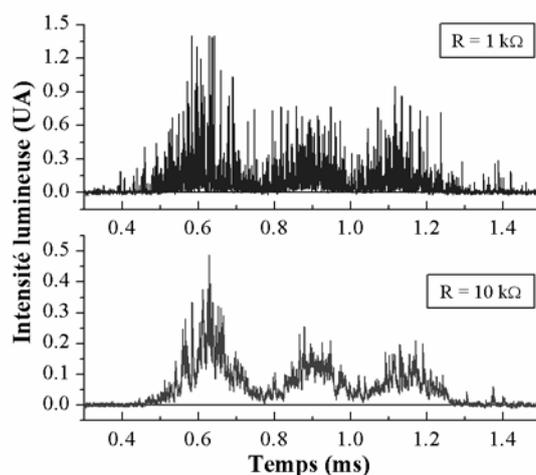


Figure 2.28 Variation de signaux de PMT à basse fréquence.

$V_{amp} = 6 \text{ kV}$, $f = 300 \text{ Hz}$, côté masse, $R_{PMT} = 1$ et $10 \text{ k}\Omega$

Lié à la nature de la décharge DBD, le signal du PMT est composé d'une multitude d'impulsions. Nous avons choisi d'évaluer la grandeur «l'intensité lumineuse intégrée» sur une période, notons IT ou sur une demi-période, notons $IT/2$. Pour calculer l'intensité lumineuse intégrée IT , il faut additionner les surfaces sous les impulsions. Cette opération d'intégration peut également être faite en augmentant la valeur de la résistance R_{PMT} du PMT. Les résultats présentés ci-dessous ont été obtenus avec cette dernière méthode.

Nous avons mesuré la grandeur IT en fonction de la tension appliquée V_{amp} . Les résultats sont donnés dans la Figure 2.29. Comme attendu, cette grandeur croît très rapidement avec la tension appliquée V_{amp} . Ceci est cohérent avec les résultats de mesure de la puissance active. Rappelons que la puissance active croît rapidement avec la tension appliquée et que cette puissance est principalement dissipée dans le plasma. Ces données expérimentales montrent également que la grandeur IT ne dépend pas de la fréquence. Ceci est cohérent avec la mesure électrique, puisque nous avons trouvé expérimentalement que l'énergie dissipée par période est constante pour une tension appliquée V_{amp} constante et pour différentes valeurs de fréquence.

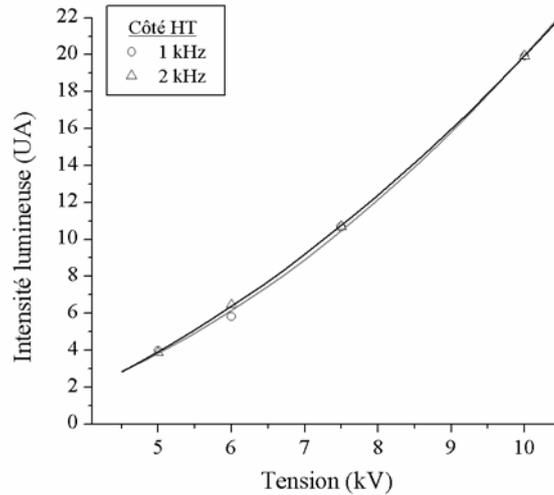


Figure 2.29 Intensité lumineuse intégrée sur une période en fonction de V_{amp} pour deux fréquences, côté haute tension.

En utilisant les mesures de puissance active faites dans la partie 2.2.5 et les résultats montrés dans la Figure 2.29, nous avons tracé IT en fonction de la puissance active (voir la Figure 2.30). Nous pouvons observer que IT est presque proportionnelle à la puissance active.

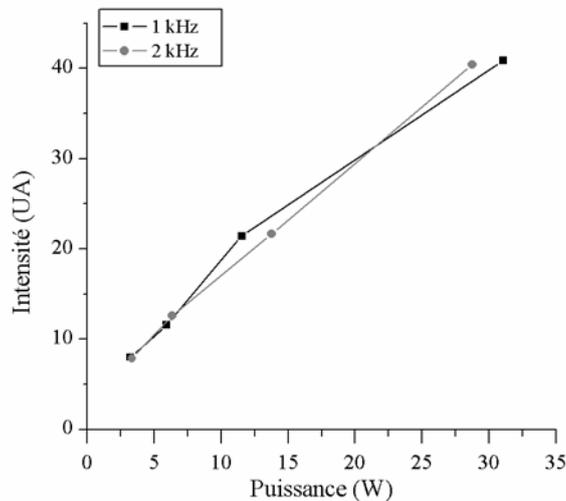


Figure 2.30 Intensité lumineuse intégrée sur une période en fonction de la puissance active pour deux fréquences.

Avec les mesures électriques (telle que le courant, la puissance), on ne peut pas distinguer les décharges sur les deux côtés de la plaque diélectrique de l'actionneur,

notés côté masse et côté haute tension. Mais avec la mesure optique, ceci devient possible. Nous avons mesuré l'intensité lumineuse du plasma sur les deux côtés. Une comparaison de l'intensité lumineuse intégrée IT des deux côtés est montrée dans la Figure 2.31. Nous pouvons constater qu'il y a quasiment la même intensité lumineuse intégrée pendant une période sur le côté masse que sur le côté haute tension.

Nous avons alors décidé d'évaluer la grandeur $IT/2$, intégrée respectivement sur l'alternance positive et l'alternance négative. Avec deux côtés (haute tension et masse) et deux alternances (positive et négative), il y a quatre possibilités qui sont définies dans le Tableau 2.1. Par exemple, $IT/2_{M-P}$ signifie que l'intensité lumineuse est mesurée du côté masse et est intégrée durant l'alternance positive. Notons que l'erreur de mesure du système est difficile à estimer, mais nous avons pu constater que la répétabilité des résultats de mesure est supérieure à 95%.

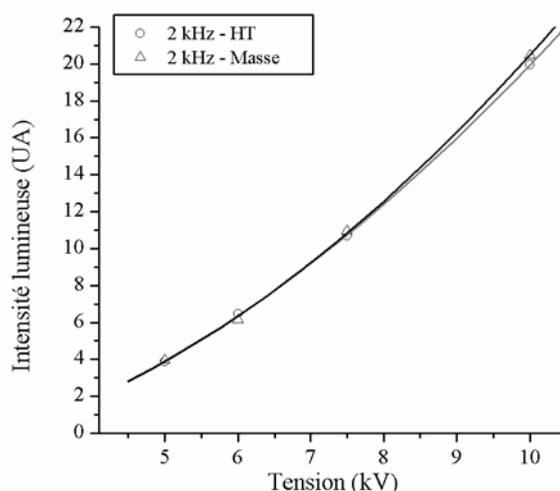


Figure 2.31 Comparaison de l'intensité lumineuse intégrée sur une période en fonction de V_{amp} et sur les deux côtés

Tableau 2.1 Les quatre intensités intégrées (combinaison des deux côtés et des deux alternances)

Symbole	Côté observé	Alternance
$IT/2_{M-P}$	Masse	Positive
$IT/2_{M-N}$	Masse	Négative
$IT/2_{HT-P}$	Haute tension	Positive
$IT/2_{HT-N}$	Haute tension	Négative

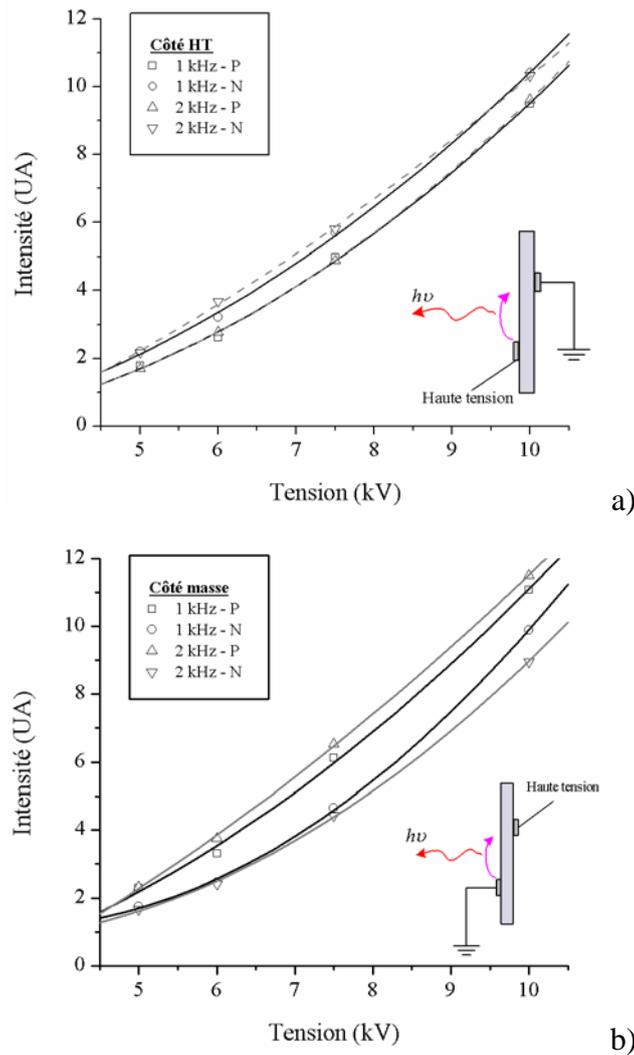


Figure 2.32 Comparaison de l'intensité lumineuse intégrée sur une demi-période en fonction de V_{amp} et sur les deux côtés.

La Figure 2.32a montre le résultat obtenu du côté haute tension. Il s'agit de $IT/2_{HT-N}$ et de $IT/2_{HT-P}$ en fonction de la tension appliquée V_{amp} pour deux fréquences. On peut constater que $IT/2_{HT-N} > IT/2_{HT-P}$. Ceci confirme que la décharge durant l'alternance positive est différente de la décharge durant l'alternance négative. Les résultats des mesures faites du côté masse sont présentés dans la Figure 2.32b. Il s'agit de $IT/2_{M-N}$ et de $IT/2_{M-P}$ en fonction de la tension appliquée V_{amp} pour deux fréquences. On peut constater que $IT/2_{M-P} > IT/2_{M-N}$. C'est-à-dire, la lumière ($IT/2$ plus précisément) mesurée du côté masse est plus intense pendant l'alternance positive que celle mesurée pendant l'alternance négative.

Pour la décharge du côté haute tension (Figure 2.32a), durant l'alternance négative, l'électrode haute tension joue le rôle de cathode et émet des électrons. Pour la décharge du côté masse, durant l'alternance positive, l'électrode masse est la cathode. On en déduit que la lumière est plus intense lorsque l'électrode du côté observé joue le rôle de cathode, c'est-à-dire qu'elle émet des électrons. Cette différence d'intensité est donc probablement due à l'émission d'électrons par l'électrode et à la structure différente de ces deux décharges.

2.3.3 Imagerie rapide de décharge

D'après la mesure d'intensité lumineuse, les deux décharges durant les alternances positive et négative sont différentes. L'imagerie rapide peut nous donner des informations sur la différence de la structure de décharge. L'actionneur utilisé est le même que celui montré dans la Figure 2.2. Pour éviter l'influence de la décharge du côté non-observé, le côté masse de l'actionneur est couvert avec une couche de silicone (voir la Figure 2.9a). L'ouverture de l'intensificateur de caméra est synchronisée avec la tension appliquée pour prendre l'image de décharge à l'instant choisi.

Figure 2.33 montre deux images de la décharge d'un DBD élémentaire, prises pendant les alternances positive et négative. On voit bien que la structure de décharge est différente pendant les deux alternances. La décharge est filamentaire et irrégulière pendant l'alternance positive ; par contre, elle est plus diffuse durant l'alternance négative. Ce résultat est en bon accord avec l'observation d'Orlov *et al* (voir la Figure 1.20). En plus, on a observé que pendant l'alternance positive, la décharge est spatialement plus aléatoire et elle n'est pas toujours présente dans la zone d'observation même avec un temps de pose plus long (20 μ s) ; et que pendant l'alternance négative, la décharge peut être toujours observée même avec un temps de pose plus petit (500 ns). Pendant l'alternance positive, la présence « non-constante » des filaments aléatoires de décharge dans la zone d'observation pourrait être une des

raisons pour laquelle, l'intensité lumineuse observée par le PMT est plus faible durant l'alternance positive (voir la Figure 2.32a).

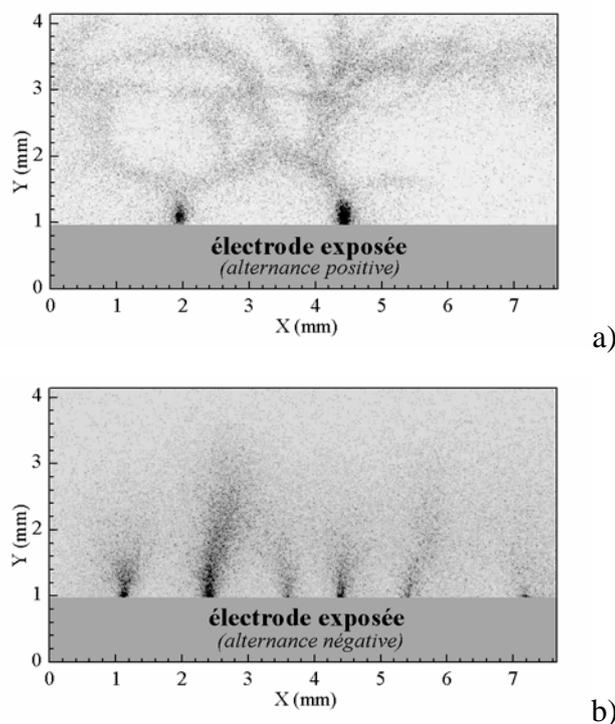


Figure 2.33 Photographie de la décharge pendant différentes alternances $V_{amp} = 8 \text{ kV}$, $f = 1 \text{ kHz}$, temps de pose : $10 \mu\text{s}$, $100 \mu\text{s}$ de retard par rapport à $V_{amp} = 0$

2.3.4 Analyse spectroscopique

Nous avons étudié l'intensité de la lumière émise par le plasma. Dans cette partie, une analyse spectroscopique de la lumière du plasma est présentée. Le spectre d'émission montre que la lumière émise par le plasma est dominée par N_2 , il s'agit des bandes du second système positif N_2 ($\text{C}^3\Pi_u \rightarrow \text{B}^3\Pi_g$).

2.3.4.1 Quelques notions spectroscopiques

Le but de cette partie est de donner aussi simplement que possible quelques notions spectroscopiques nécessaires à la description d'un spectre moléculaire d'émission, notamment pour le spectre d'émission de molécule diatomique. Par

exemple, les définitions et propriétés relatives aux niveaux d'énergie et la transition entre deux niveaux.

A. Niveaux d'énergie de la molécule

A l'état gazeux, l'énergie d'une molécule peut se décomposer selon deux termes : l'énergie de translation E_{trans} et l'énergie totale interne E_{int} . Nous allons étudier ici seulement l'énergie totale interne et pour faciliter l'appellation, nous l'appelons l'énergie totale. Avec l'approximation de Born-Oppenheimer, l'énergie totale d'une molécule diatomique peut s'écrire [109] (page 149) :

$$\begin{aligned} E_{total} &= E_e + E_{vib} + E_{rot} \\ \text{avec } E_e &\gg E_{vib} \gg E_{rot} \end{aligned} \quad (2.13)$$

où E_e est l'énergie d'excitation électronique, E_{vib} est l'énergie vibrationnelle, E_{rot} est l'énergie rotationnelle. Cette expression peut être décrite en termes spectraux :

$$E_{total} = hc [T_e + G(v) + F(J)] \quad (2.14)$$

avec T_e , $G(v)$ et $F(J)$ en cm^{-1} , et

$$\begin{aligned} G(v) &= \omega_e(v + \frac{1}{2}) - \omega_e x_e(v + \frac{1}{2})^2 + \omega_e y_e(v + \frac{1}{2})^3 + \dots \\ \text{avec } \omega_e &\gg \omega_e x_e \gg \omega_e y_e \dots \end{aligned} \quad (2.15)$$

et

$$\begin{aligned} F(J) &= B_v J(J+1) - D_v J^2(J+1)^2 + \dots \\ \text{avec } B_v &\gg D_v \gg \dots \end{aligned} \quad (2.16)$$

v et J sont les nombres quantiques de vibration et de rotation. ω_e , $\omega_e x_e$, $\omega_e y_e$ sont des constantes vibrationnelles qui dépendent de l'état électronique de la molécule. B_v , D_v sont des constantes rotationnelles et dépendent de l'état vibrationnel considéré. On définit un niveau d'énergie moléculaire par ses nombres quantiques n , v , J et la parité du niveau considéré.

B. Transitions entre les différents niveaux d'énergie

Quand une molécule absorbe de l'énergie, la molécule passe à un état d'énergie plus élevée. A partir des états excités des molécules, il est possible d'observer différentes transitions représentées sur la Figure 2.34.

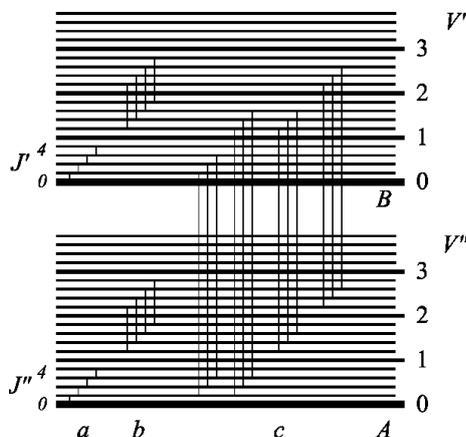


Figure 2.34 Diagramme d'énergie représentant les niveaux d'énergie d'une molécule (l'échelle n'est pas respectée) et quelques transitions.

- a- transitions rotationnelles pour le même état vibrationnel
- b- transitions de vibration-rotation pour le même état électronique
- c- transitions entre deux niveaux électroniques

Le spectre moléculaire en émission dépend des températures rotationnelle et vibrationnelle et de la population des états excités. Inversement, il est possible de déterminer les températures rotationnelle et vibrationnelle et la population des états excités à partir des spectres moléculaires.

C. Classification des états électroniques - Structure multiplet

■ Structure électronique

Une molécule diatomique possède plusieurs états électroniques. La définition des états électroniques est basée sur les nombres quantiques liés aux moments cinétiques associés à chaque mouvement de la molécule :

le moment angulaire orbital électronique \vec{L}

le moment angulaire de spin électronique \vec{S}

le moment de rotation des noyaux \vec{N}

Dans cette présentation simplifiée, nous n'abordons pas le quatrième moment qui est le moment de spin nucléaire \vec{I} .

■ Le moment angulaire orbital

A noter que le moment angulaire orbital électronique \vec{L} représente en fait la somme des moments angulaires orbitaux de chacun des électrons. La même remarque s'applique au moment de spin électronique \vec{S} .

Les molécules diatomiques présentent un axe de symétrie de révolution qui est l'axe internucléaire. La projection du moment angulaire orbital des électrons sur cet axe est une constante du mouvement (voir la Figure 2.35). Sa composante sur l'axe internucléaire est $\hbar M_L$. Le nombre quantique M_L peut prendre $(2L+1)$ valeurs différentes.

$$\begin{aligned} |\vec{L}| &= \sqrt{L(L+1)} \hbar \quad \text{avec } L = 0, 1, 2, \dots \\ M_L &= -L, -L+1, \dots, 0, \dots, L-1, L \end{aligned} \quad (2.17)$$

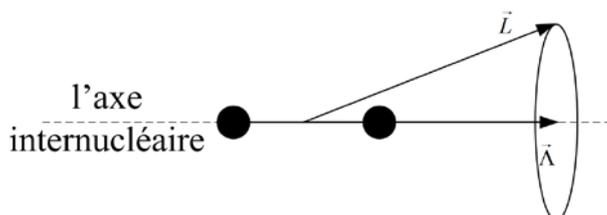


Figure 2.35 Représentation du moment angulaire orbital

$\bar{\Lambda}$ est la projection du moment angulaire orbital \vec{L} sur l'axe internucléaire. Cette projection correspond à un nombre quantique Λ :

$$\Lambda = |M_L| = 0, 1, 2, \dots, L-1, L \quad (2.18)$$

C'est avec ce nombre que l'on classe les états électroniques. On nomme les états correspondants aux valeurs de Λ par des lettres grecques majuscules :

Tableau 2.2 Dénomination des états électroniques

Λ	0	1	2	3	4
états	Σ	Π	Δ	Φ	Γ

A l'exception de l'état Σ , tous les états sont doubles dégénérés car M_L peut prendre deux valeurs $+\Lambda$ et $-\Lambda$.

■ Le moment angulaire orbital de spin

La structure multiplet de la molécule est due au spin des électrons dont la résultante est \vec{S} . Le nombre quantique S est entier ou demi-entier suivant le nombre d'électrons (pair ou impair).

$$|\vec{S}| = \sqrt{S(S+1)} \hbar \quad (2.19)$$

Pour $\Lambda \neq 0$, il existe un champ magnétique interne résultant du mouvement orbital des électrons dont la direction est suivant l'axe internucléaire. La composante du moment angulaire de spin sur l'axe internucléaire est une constante $\hbar M_S$. La projection du moment angulaire de spin électronique \vec{S} sur l'axe internucléaire est notée $\vec{\Sigma}$. Cette projection correspond à un nombre quantique Σ (ce nombre quantique ne doit pas être confondu avec le symbole Σ pour l'état électronique $\Lambda = 0$). Il peut prendre $2S+1$ valeurs telles que :

$$\Sigma = -S, -S+1, \dots, 0, \dots, S-1, S \quad (2.20)$$

Pour $\Lambda = 0$, il n'y a pas de champ magnétique interne résultant du mouvement orbital des électrons, on a les états Σ .

■ Le moment angulaire total

Le moment angulaire total des électrons autour de l'axe internucléaire est désigné par $\vec{\Omega} = \vec{\Lambda} + \vec{\Sigma}$, où Ω est un nombre quantique tel que $\Omega = |\vec{\Lambda} + \vec{\Sigma}|$. Deux cas sont à considérer suivant l'état singulet ou multiplet de l'état électronique :

Cas où $\Lambda = 0$: l'état est singulet.

Cas où $\Lambda \neq 0$: Σ peut prendre $2S+1$ valeurs différentes, Ω peut donc avoir $2S+1$ valeurs différentes (si $\Lambda \geq S$) pour un Λ donné. L'état est multiplet.

D. Propriétés de symétrie de la fonction d'onde électronique.

Comme les nombres quantiques, la propriété de symétrie de la fonction d'onde

électronique est également importante dans la classification des états électroniques moléculaires.

Dans une molécule diatomique, tout plan contenant l'axe internucléaire est un plan de symétrie. Pour un état électronique non dégénéré (l'état Σ), par rapport à tous les plans de symétrie si la fonction ne change pas de signe, cet état est l'état Σ^+ , dans le cas contraire, l'état est nommé Σ^- .

Si les deux noyaux de la molécule ont la même charge, le champ dans lequel les électrons se déplacent a non seulement une symétrie par rapport à l'axe internucléaire, mais également un centre de symétrie (le milieu de l'axe internucléaire). Par rapport au centre de symétrie, considérons la transformation suivante : remplaçons les coordonnées des électrons (x_i, y_i, z_i) par $(-x_i, -y_i, -z_i)$, si la fonction d'onde ne change pas de signe, la fonction d'onde est dite paire et on note l'état avec la lettre « g » en indice souscrit ; autrement, la fonction d'onde est dite impaire et un indice souscrit « u » est ajouté (g pour 'gerade', u pour 'ungerade' en allemand).

En spectroscopie, l'état électronique de la molécule est indiqué de la manière suivante :

$$\text{Lett}^{2S+1} [\Lambda]_{\Omega}$$

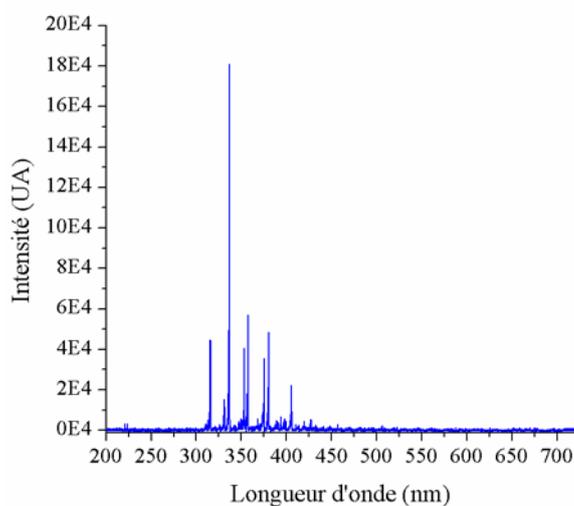
où « Lett » signifie un état électronique d'énergie T_e . Par convention, X représente l'état fondamental, et A, B, C, ..., a, b, ... les états d'énergies supérieures. On utilise la lettre majuscule pour des états de même multiplicité que X, et la lettre minuscule pour des états de multiplicité différentes de X. « Ω » indique le moment angulaire total, soit une indication sur la symétrie pour les états, g ou u en bas à droite pour les molécules homonucléaires.

Cette convention n'est pas toujours respectée notamment pour la molécule N_2 . L'état fondamental de N_2 est $X^1\Sigma_g^+$ et les états électroniques du second système de cette molécule qui sont triplets sont notés : $B^3\Pi_g$, et $C^3\Pi_u$ avec des lettres majuscules tandis que tous les états électroniques singulets de N_2 sont notés avec des lettres minuscules.

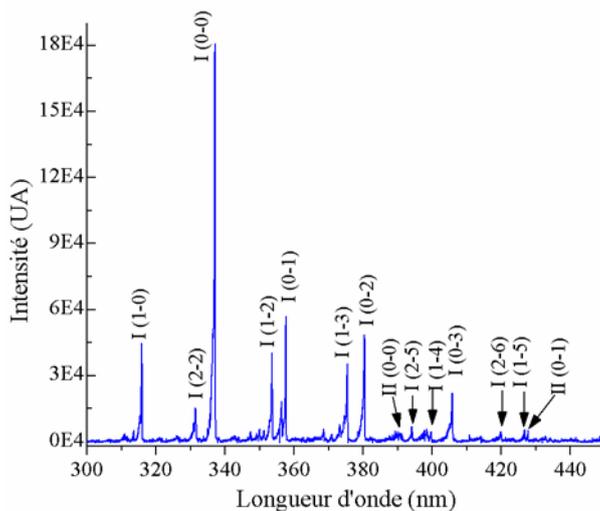
2.3.4.2 Résultats

A. Identification des bandes moléculaires

La Figure 2.36 montre un spectre d'émission du plasma créé par l'actionneur DBD et des bandes moléculaires identifiées. On voit que l'émission du plasma est plutôt dans le domaine UV et dominée par la bande moléculaire de N_2 (second système positif). Certaines bandes de N_2^+ (premier système négatif) sont également observées, mais l'intensité de ces bandes est très faible.



a) spectre complet (200-720 nm)



b) bandes identifiées (I : $N_2 C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$, II : $N_2^+ B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$)

Figure 2.36 Spectre du plasma, $V_{amp} = 7.5$ kV, $f = 1$ kHz, $t = 25$ s, Côté HT (diélectrique en époxy, $N_{DBD} = 12$, $e_d = 0,8$ mm)

Le diagramme des niveaux d'énergie de la molécule de N_2 est présenté dans la Figure 2.37. La plupart des bandes moléculaires d'émission que nous pouvons observer dans nos conditions expérimentales, sont des bandes du second système positif de N_2 ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$). Il s'agit de la transition entre le niveau $C^3\Pi_u$ situé à 11 eV et le niveau $B^3\Pi_g$ à 7,3 eV. Par ailleurs, des bandes moléculaires de faible intensité du premier système négatif de N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) peuvent être observées. Il s'agit de la transition entre le niveau $B^2\Sigma_u^+$ situé à 18,7 eV et le niveau fondamental $X^2\Sigma_g^+$ de la molécule N_2^+ situé à 15,6 eV au dessus de l'état fondamental $X^1\Sigma_g^+$ de N_2 (voir la Figure 2.38)

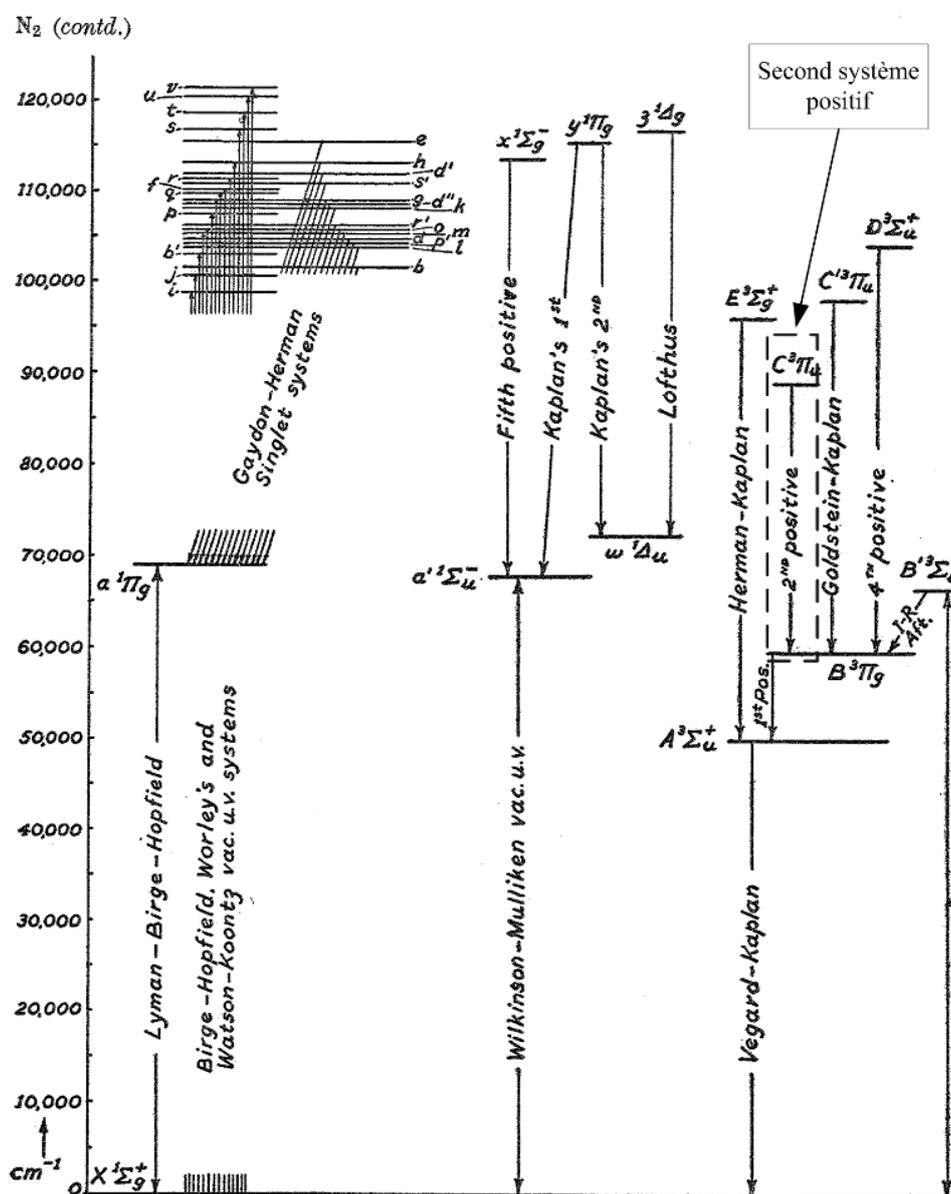
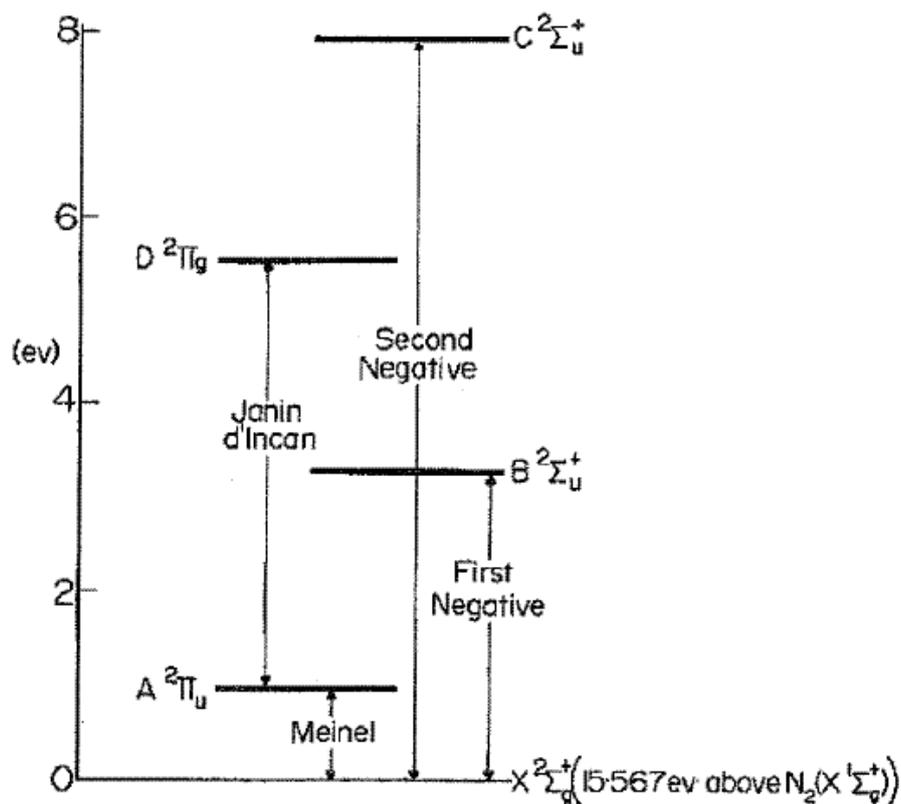


Figure 2.37 Diagramme des niveaux d'énergie de la molécule N_2 [110]

Figure 2.38 Diagramme des niveaux d'énergie de la molécule N_2^+ [111]

B. Estimation des températures vibrationnelle et rotationnelle

Les températures vibrationnelle et rotationnelle sont estimées en comparant le spectre expérimental au spectre simulé avec un logiciel « SPECAIR » [112, 113]. La température rotationnelle est obtenue en analysant la structure rotationnelle de la bande du second système positif N_2 (0-0). La température vibrationnelle, que nous fournissons à SPECAIR, est estimée grâce au diagramme de Boltzmann. En faisant l'hypothèse que les niveaux vibrationnels considérés de l'état électronique supérieur sont en équilibre local de Boltzmann, la population du niveau supérieur $N_{v'}$ à la température T peut être obtenue par :

$$N_{v'} = \frac{N}{Q_v(T)} \exp\left(\frac{-G(v')hc}{kT}\right) \quad (2.21)$$

où N est la population totale de l'état électronique, $Q_v(T)$ est la fonction de partition vibrationnelle, $G(v')$ est l'énergie vibrationnelle du niveau v' , c est la vitesse de lumière,

h est la constante de Planck et k est la constante de Boltzmann. L'intensité $I_{\nu',\nu''}$ (en unité ergs/s) d'une transition vibrationnelle du niveau supérieur ν' vers le niveau inférieur ν'' est définie par :

$$I_{\nu',\nu''} = C_{\nu',\nu''} q_{\nu',\nu''} \nu_{\nu',\nu''}^4 \exp\left(\frac{-G(\nu')hc}{kT_{vib}}\right) \quad (2.22)$$

où $C_{\nu',\nu''}$ est une constante, $q_{\nu',\nu''}$ est le coefficient de Franck-Condon et $\nu_{\nu',\nu''}$ est la fréquence d'émission (cm^{-1}). En prenant le logarithme de la formule (2.22), on obtient :

$$\ln\left(\frac{I_{\nu',\nu''}}{C_{\nu',\nu''} q_{\nu',\nu''} \nu_{\nu',\nu''}^4}\right) = -\frac{hc}{kT_{vib}} G(\nu') \quad (2.23)$$

En traçant $\ln\left(\frac{I_{\nu',\nu''}}{C_{\nu',\nu''} q_{\nu',\nu''} \nu_{\nu',\nu''}^4}\right)$ en fonction de $-\frac{hc}{k} G(\nu')$ pour quelques transitions

vibrationnelles, on peut obtenir une droite de pente $-\frac{1}{T_{vib}}$. On obtient la température

vibrationnelle. Cette courbe s'appelle diagramme de Boltzmann. La Figure 2.39 montre une comparaison du spectre expérimental avec le spectre simulé. Le spectre expérimental est obtenu dans l'air sans écoulement extérieur.

La température d'un plasma non-thermique peut être estimée directement avec la température rotationnelle. En augmentant la fréquence de la tension appliquée à 2 kHz, une légère augmentation de la température rotationnelle de 40 K est observée, soit $T_{rot} = 420$ K, mais la température vibrationnelle reste presque constante. Avec l'augmentation de la fréquence, la puissance injectée dans le plasma est plus grande, le plasma devient plus chaud.

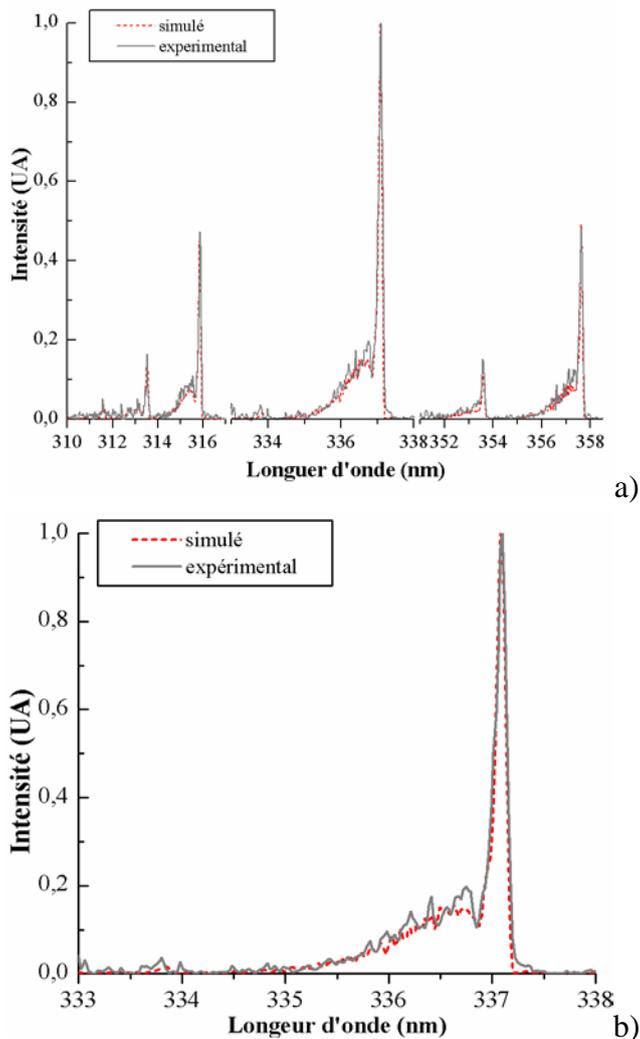


Figure 2.39 Spectres d'émission expérimental et simulé de N₂ ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$)

(a) meilleur accord du spectre N₂ avec $T_{vib} = 3000$ K et $T_{rot} = 380$ K

(b) transition (0-0). $V_{amp} = 7$ kV, $f = 1$ kHz, côté HT.

C. Comparaison des bandes moléculaires sous différentes alternances

Nous avons déjà observé avec le PMT que les lumières émises respectivement pendant les alternances positive et négative sont différentes. Pour confirmer cette différence en spectroscopie, on synchronise l'ouverture de la caméra intensifiée pour observer toujours soit en alternance positive, soit en alternance négative. Chaque ouverture de caméra dure moins d'un quart de période de la tension appliquée. Ceci nous permet de recueillir seulement la lumière émise pendant l'alternance choisie (voir la Figure 2.40).

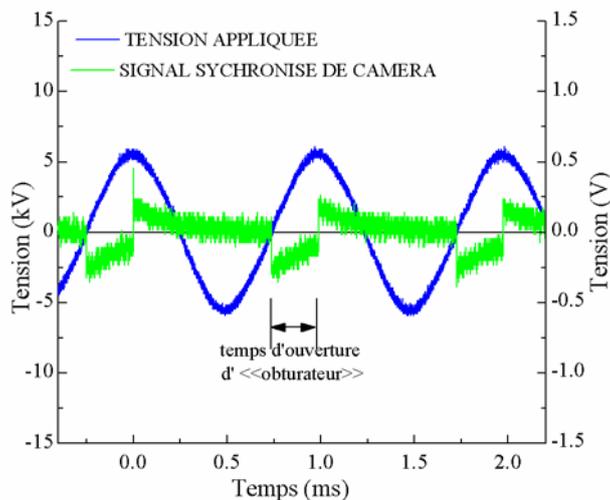


Figure 2.40 Signal de synchronisation de l'ouverture de la caméra (« l'obturateur » ne s'ouvre que pendant l'alternance positive)

La mesure est faite sur les deux côtés avec le même temps d'acquisition. Une comparaison de bandes N_2 montre la même tendance que le résultat observé avec le PMT : Sur le côté haute tension durant l'alternance négative, l'intensité de la bande est plus forte que pour l'alternance positive. Du côté masse, c'est le contraire : l'intensité de la bande est plus forte durant l'alternance positive que durant l'alternance négative. La Figure 2.41 montre une comparaison de l'intensité des bandes de $N_2(0-0)$ et $(0-1)$. Le même résultat peut être trouvé sur les autres bandes observées. On peut confirmer donc lorsque l'électrode du côté observé émet des électrons, la lumière émise par le plasma de ce côté est plus forte.

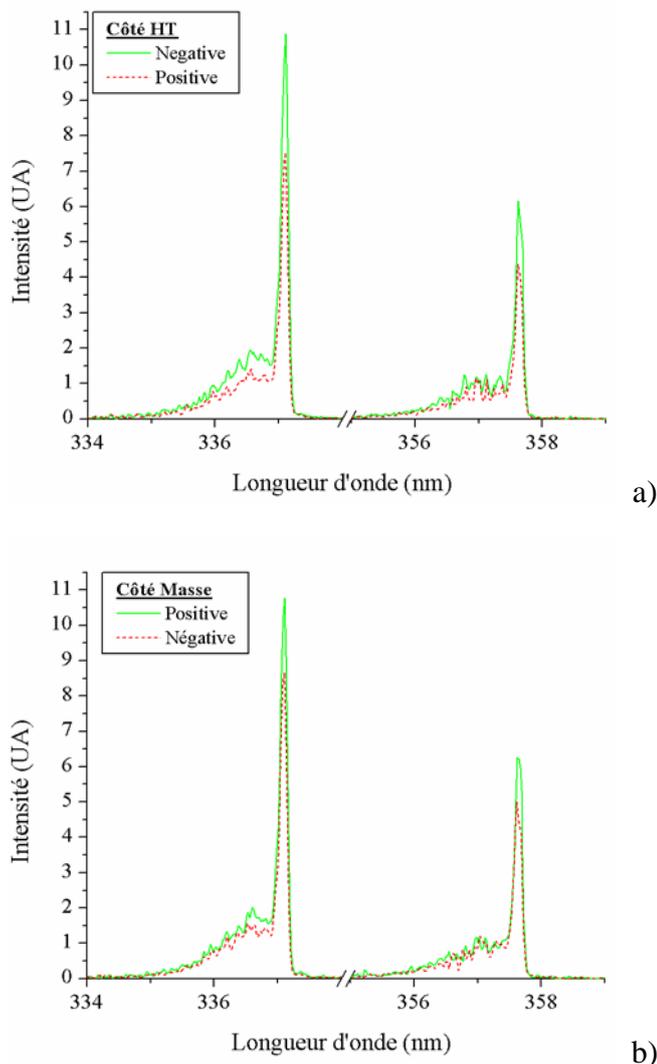
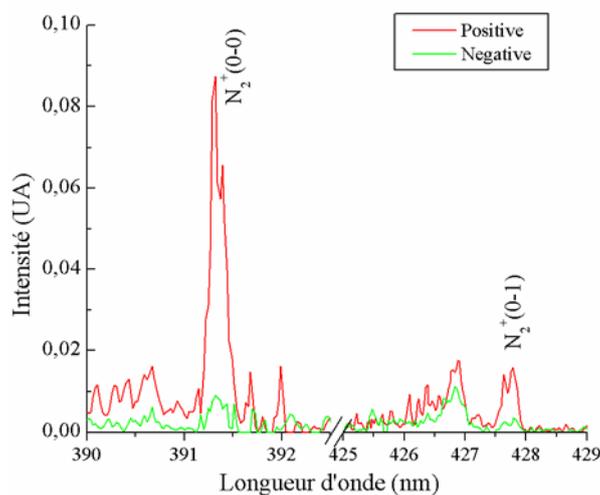


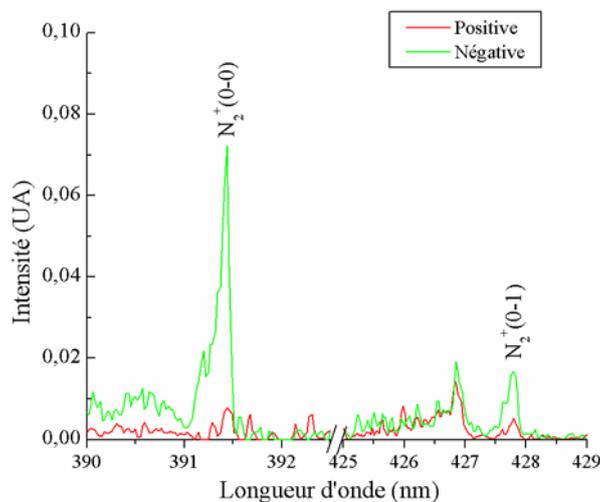
Figure 2.41 Comparaison des bandes N_2 pour les deux alternances et sur les deux côtés de l'actionneur. $V_{amp} = 10$ kV, $f = 1$ kHz, temps d'acquisition 60s

Une différence sur la bande de N_2^+ peut également être observée des deux côtés et durant les deux alternances (voir la Figure 2.42). Sur le côté haute tension, durant l'alternance positive, deux bandes (0-0 et 0-1) du premier système négatif de N_2^+ sont apparues. Sur le côté masse, c'est durant l'alternance négative que ces deux bandes sont observées. Comme nous savons, sur le côté haute tension, la décharge est plus diffuse pendant l'alternance négative et elle est plus filamentaire pendant l'alternance positive (voir la Figure 2.33). Avec ces bandes caractéristiques du premier système négatif de N_2^+ observées, nous pourrions supposer que sur le côté masse la décharge est plus diffuse durant l'alternance positive et qu'elle est filamentaire durant

l'alternance négative. C'est donc quand l'électrode du côté observé a un potentiel supérieur à celui de l'électrode opposée, que ces bandes apparaissent. Cela est probablement dû aux décharges filamenteuses localisées : l'énergie est plus concentrée dans ces filaments, par conséquent, l'ionisation est plus importante.



a) côté haute tension



b) côté masse

Figure 2.42 Comparaison des bandes N_2^+ pour les deux alternances et sur les deux côtés de l'actionneur.

$V_{amp} = 10$ kV, $f = 1$ kHz, temps d'acquisition 60s. Spectres normalisés.

2.4 Caractéristiques aérodynamiques

Rappelons que lorsque le plasma est créé, les ions et les particules chargées subissent une force coulombienne et se mettent en mouvement. Par collision, ils entraînent le mouvement des particules neutres, un écoulement induit est créé. Dans cette partie, nous étudions les caractéristiques de cet écoulement induit en fonction de différents paramètres : tension appliquée V_{amp} , fréquence et configuration des électrodes, etc.

D'abord, l'actionneur est caractérisé dans l'air stationnaire sans écoulement extérieur. Les mesures ont été réalisées au GREMI dans un caisson fermé et à l'aide d'un système de sonde de pression d'arrêt. Un système de déplacement manuel à trois directions a été utilisé pour positionner précisément le tube de prise de pression.

Ensuite, l'application de l'actionneur DBD sur une plaque plane de 1 m et sur un profil AC0 de type éolien est également réalisée pour étudier le comportement de l'écoulement modifié. Ces mesures (section §2.4.7) ont été réalisées dans des souffleries en collaboration notamment avec Pierre Magnier, doctorant à l'Institut PRISME.

2.4.1 Moyen de mesure de vitesse d'écoulement induit

La vitesse de l'écoulement induit par le plasma est obtenue par le biais de la mesure de la différence de pression entre la prise de pression totale et la pression statique. Cette différence de pression est mesurée grâce à une sonde de pression différentielle. La vitesse d'écoulement induit peut être calculée en appliquant l'équation de Bernoulli :

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho U^2 \quad (2.24)$$

avec Δp : différence de pression (Pa)
 ρ : densité de flux (kg/m^3)
 U : vitesse de flux (m/s)

Le système de sonde de pression d'arrêt se compose d'un tube de prise de pression en verre (voir la Figure 2.43) relié à une sonde de pression différentielle (GE Druck LPM9481, 0 à 20 Pa) par un TUBCLAIR[®] AL tube (1 m). Le diamètre de l'ouverture du tube de prise de pression est compris entre 0,4 et 0,6 mm. Les prises de pression ont été calibrées à l'aide d'une soufflerie de calibration (DANTEC Streamline 90H02 Flow Unit). Pour mesurer le profil de vitesse de l'écoulement induit par le plasma, l'actionneur est placé dans un caisson fermé. La Figure 2.44 montre le système de mesure de vitesse installé au GREMI. Les installations à l'Institut PRISME seront présentées plus loin (voir la section §2.4.7).



Figure 2.43 Photographie du tube de prise de pression en verre

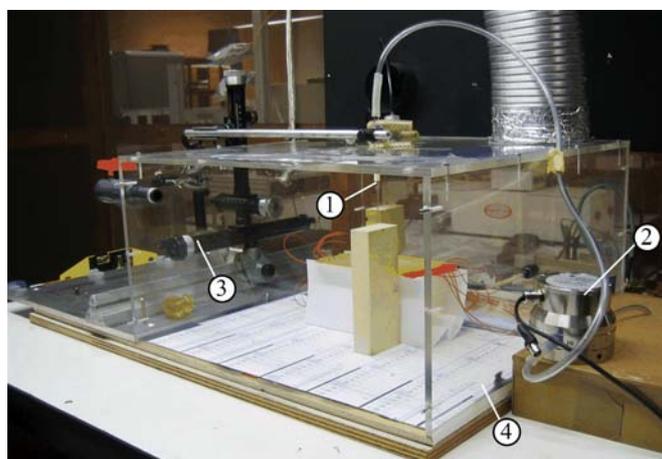


Figure 2.44 Photographie du système de mesure de vitesse

1) tube de prise de pression en verre, 2) sonde de pression différentielle, 3) système de déplacement manuel en 3 directions, 4) caisson en PVC.

2.4.2 Mesure de vitesse de l'écoulement induit

Premièrement, le profil de vitesse de l'écoulement induit a été relevé sur

l'actionneur avec 7 DBD élémentaires et pour trois positions données par rapport à la dernière DBD élémentaire, comme montrée dans la Figure 2.45a. La mesure montre que c'est la position n°3, c'est-à-dire 1 mm derrière la DBD élémentaire qui a la vitesse la plus grande. Cette vitesse décroît rapidement en hauteur (voir la Figure 2.45b).

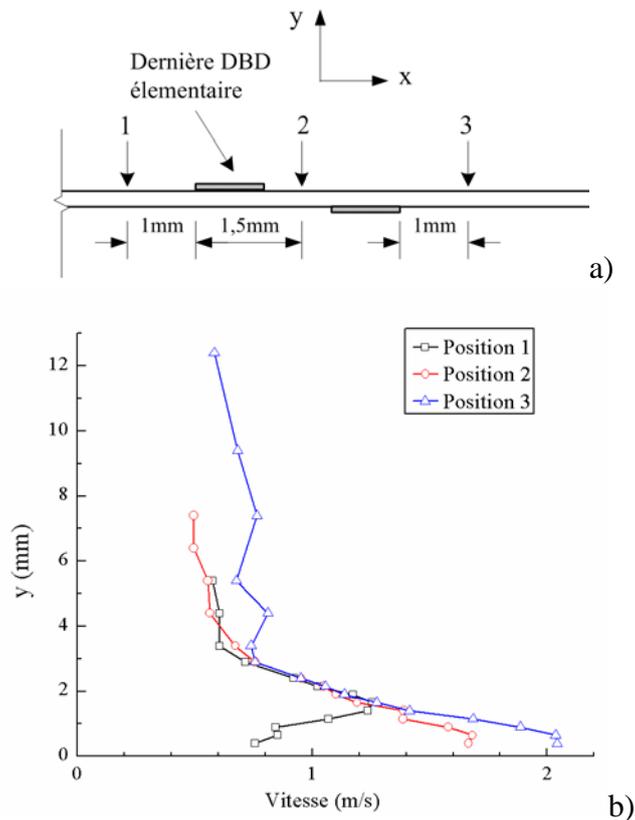


Figure 2.45 Profil de vitesse au niveau de la dernière DBD élémentaire. a) position de mesure. b) profils. $N_{DBD} = 7$. $V_{amp} = 5$ kV, $f = 1$ kHz, Côté HT.

Deuxièmement, la vitesse est mesurée le long de la plaque d'actionneur et sur ses deux côtés. La position de 0 mm est au bord extérieur de la première électrode. L'embout du tube de prise de pression est à 0,25 mm au dessus de la surface de la plaque d'actionneur. La mesure montre un accroissement de vitesse après chaque passage d'une DBD élémentaire (voir la Figure 2.46). Ceci indique que dans nos conditions de travail, en augmentant le nombre de DBD élémentaires, il serait possible d'obtenir un écoulement induit plus rapide.

La vitesse d'écoulement induit a été mesurée sur le côté haute tension, puis sur le

côté masse, et l'on constate que la vitesse d'écoulement induit sur le côté haute tension est plus forte que celle mesurée du côté masse. Cette différence a été également observée sur une position de mesure par Pons *et al* [53]. En réduisant l'espace entre deux DBD élémentaires, la chute de vitesse entre deux DBD élémentaires est devenue moins importante (voir la Figure 2.46b). Par ailleurs, de chaque côté de la plaque, l'écoulement va toujours de l'électrode du côté observé vers l'électrode de l'autre côté d'une DBD élémentaire.

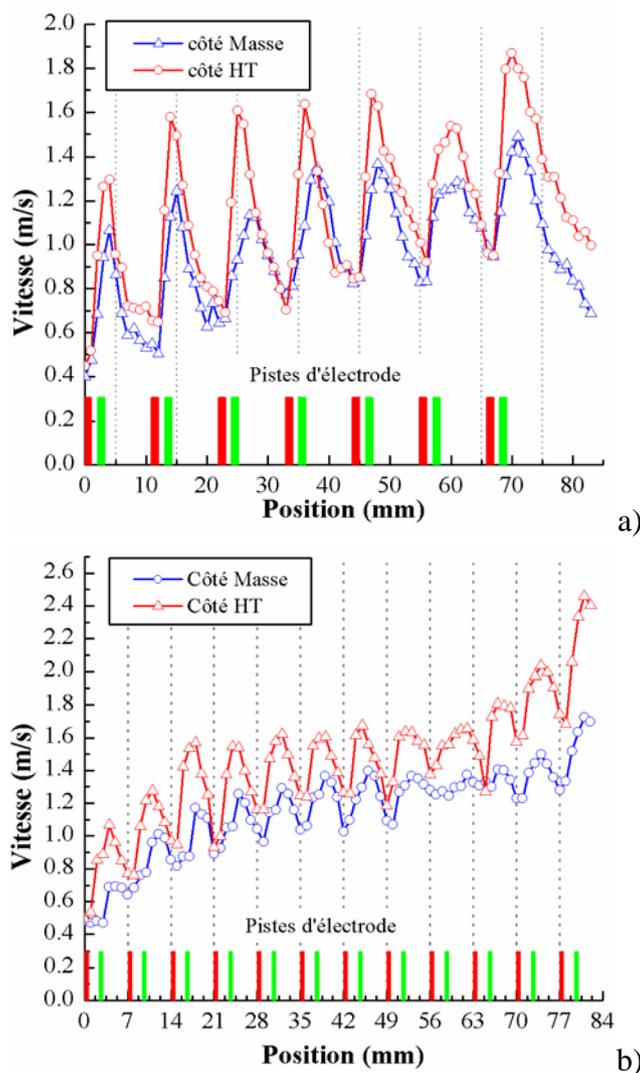


Figure 2.46 Évolution de la vitesse d'écoulement induit sur les deux côtés d'actionneur. a) $N_{DBD} = 7$, b) $N_{DBD} = 12$. En époxy, $e_d = 0,8$ mm, $V_{amp} = 5$ kV, $f = 1$ kHz.

En collaboration avec Pierre Magnier, des mesures de la PIV sur l'écoulement induit par l'actionneur DBD ont été effectuées. L'analyse en aérodynamique de ces

résultats peuvent être consultée dans la thèse de Pierre Magnier [114] et dans notre communication [115].

2.4.3 Influence de la tension appliquée et de la fréquence

Dans cette partie, nous allons mesurer l'influence de la tension appliquée et de la fréquence de la tension sur la vitesse de l'écoulement induit par le plasma. Les mesures de vitesse sont réalisées à l'aide du système de prise de pression. L'embout du tube de prise de pression est placé à 1 mm derrière l'électrode de masse de la dernière DBD élémentaire et en contact avec la surface de l'actionneur (voir la Figure 2.47).

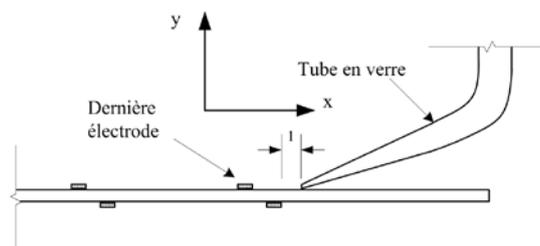


Figure 2.47 Position du tube de prise de pression

Les mesures montrent que la vitesse de l'écoulement induit croît avec l'augmentation de la tension appliquée V_{amp} et de la fréquence de la tension (voir la Figure 2.48). Pour une fréquence donnée, la vitesse de l'écoulement induit augmente avec la tension appliquée V_{amp} , mais cette augmentation de vitesse n'est pas linéaire. L'augmentation de la tension appliquée V_{amp} implique une augmentation du courant de décharge, plus d'électrons et d'ions sont présents et le champ électrique devient plus important. Les particules actives (ions et particules chargées) subissent une force coulombienne plus importante, ce qui peut entraîner une augmentation de la vitesse de ces particules ; la fréquence de collision entre ces particules actives avec les particules neutres de gaz augmente également. Par conséquent, la vitesse de l'écoulement induit augmente.

Pour une tension appliquée V_{amp} fixe, la vitesse de l'écoulement induit augmente avec la fréquence. Pendant un temps fixe, plus de puissance peut être fournie au

plasma pour une fréquence plus importante, c'est-à-dire que plus d'électrons et d'ions peuvent être créés par unité de temps. Par conséquent, par unité de temps, plus de collisions entre les particules actives et les particules neutres du gaz peuvent avoir lieu. Donc, la vitesse de l'écoulement induit devient aussi plus importante.

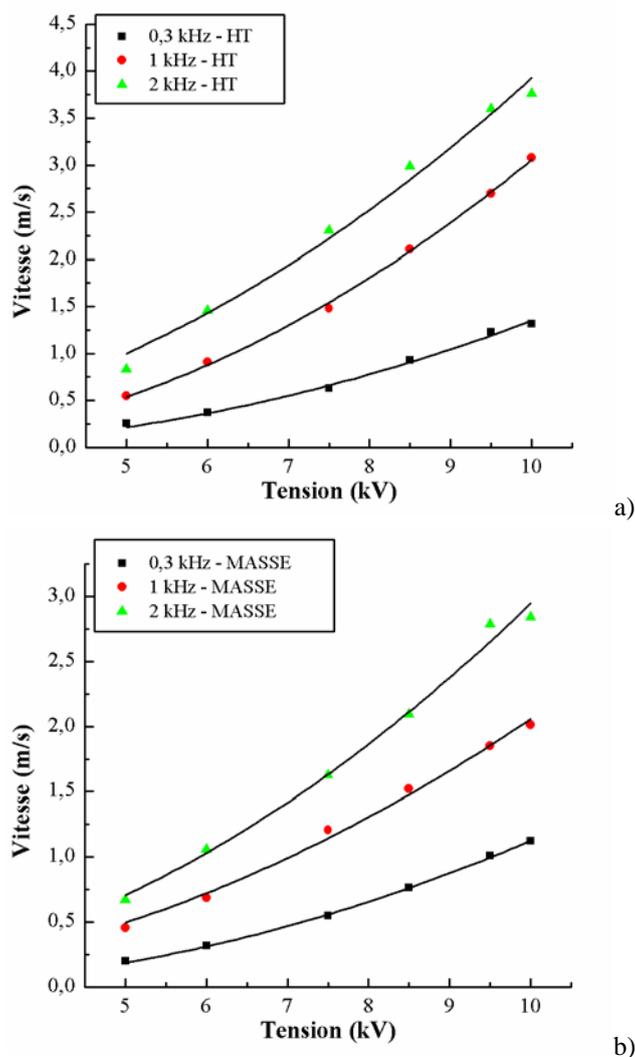


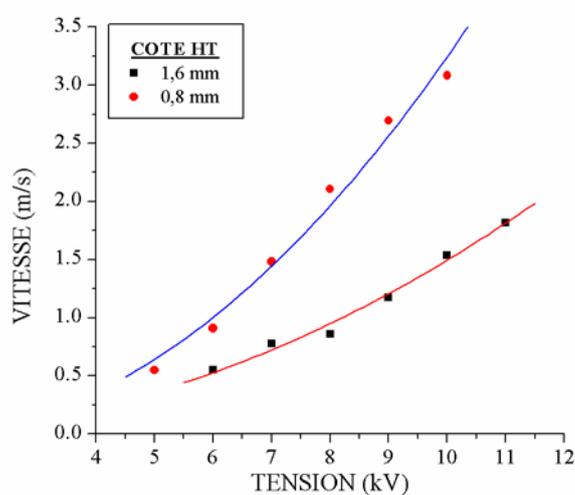
Figure 2.48 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de V_{amp} pour trois fréquences a) côté haute tension, b) côté masse. En époxy, $N_{DBD} = 7$, $e_d = 0,8$ mm.

2.4.4 Influence de l'épaisseur de diélectrique

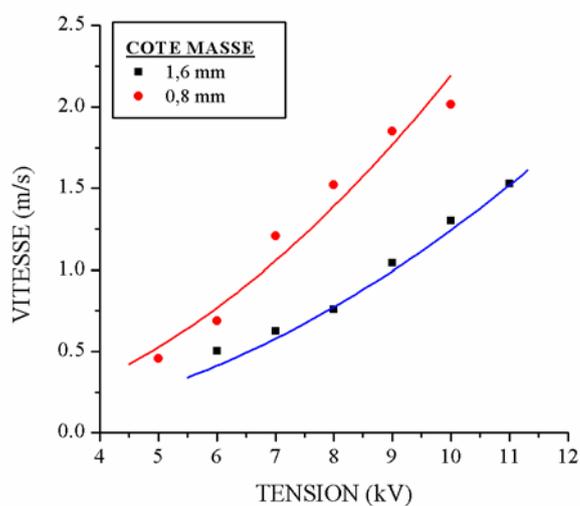
Dans ce paragraphe, nous allons étudier l'influence de l'épaisseur de diélectrique sur la vitesse de l'écoulement induit par le plasma. Dans cette étude, la configuration à 7 DBD élémentaires est utilisée (voir la Figure 2.2). Deux épaisseurs de diélectrique

$e_d = 0,8$ mm et 1,6 mm sont utilisées pour les mesures.

Une comparaison des vitesses de l'écoulement induit sur les deux côtés de la plaque de l'actionneur est montrée dans la Figure 2.49. Nous pouvons constater que pour les deux épaisseurs de diélectrique, pour nos conditions de travail (gamme de tension appliquée et fréquence), la vitesse de l'écoulement induit augmente avec la tension appliquée V_{amp} . Pour une condition de travail donnée (tension appliquée V_{amp} , fréquence), plus l'épaisseur du diélectrique est grande, moins la vitesse d'écoulement induite est élevée.



a)



b)

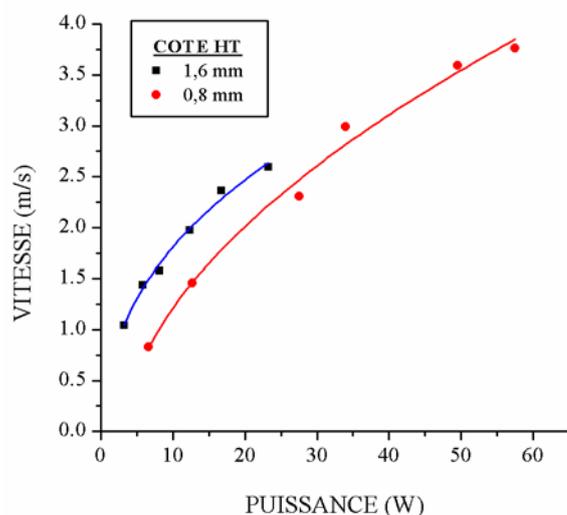
Figure 2.49 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de V_{amp} pour $e_d = 0,8, 1,6$ mm.
a) côté haute tension, b) côté masse. $f = 1$ kHz. En époxy.

Due à l'augmentation d'épaisseur, la tension d'amorçage V_0 devient plus grande.

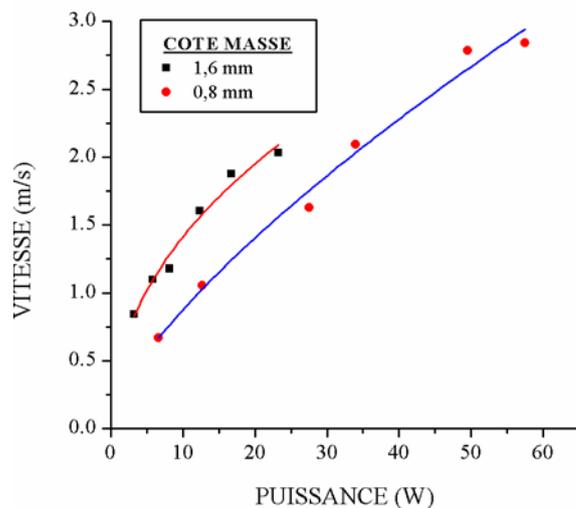
D'après la formule empirique (2.7), pour une même tension appliquée, la puissance active est donc plus petite. Pour une tension appliquée V_{amp} fixe, le champ électrique diminue également, ce qui entraîne que la force électrique que les particules actives (électrons, ions et particules chargées) subissent, diminue aussi. Par conséquent, l'écoulement induit a une vitesse moindre.

La Figure 2.50 montre une comparaison des vitesses d'écoulement induit en fonction de la puissance active. Nous pouvons constater que pour une valeur de puissance active donnée, l'écoulement induit a une vitesse plus grande pour le diélectrique le plus épais. Le rendement énergétique est meilleur avec un diélectrique épais.

Nous savons que pour une tension appliquée V_{amp} fixe, la puissance active décroît rapidement avec l'augmentation de l'épaisseur du diélectrique (voir la Figure 2.16). Avec un diélectrique plus épais, pour injecter autant de puissance qu'avec un diélectrique mince, il faut appliquer une tension plus importante. Le champ électrique inter-électrodes pourrait augmenter avec l'augmentation de la tension. Par conséquent, la force électrique subie par les particules actives (ions et particules chargées) augmente, et ceci pourrait influencer sur la vitesse de l'écoulement induit. Par contre, pour une tension donnée, avec le diélectrique moins épais, une puissance active plus importante est injectée dans l'actionneur.



a)



b)

Figure 2.50 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de la puissance active pour deux épaisseurs diélectriques.

a) côté haute tension, b) côté masse. $f = 2$ kHz, diélectrique en époxy.

2.4.5 Influence de la nature de diélectrique

Dans cette partie, l'influence de la nature du diélectrique sur la vitesse de l'écoulement induit est présentée. La configuration montrée dans la Figure 2.3a est utilisée dans cette étude : 12 DBD élémentaires et l'épaisseur du diélectrique est de 0,8 mm. Deux diélectriques sont utilisés : époxy et Téflon.

La Figure 2.51 montre la mesure de vitesse de l'écoulement induit sur le côté haute tension des deux actionneurs. On constate qu'il y a un seuil de changement de vitesse qui dépend de la tension et de la fréquence. Au dessus de ce seuil, quand la permittivité du diélectrique est plus grande (avec l'époxy), la vitesse d'écoulement induit est plus importante. Au contraire, en dessous de ce seuil, quand la permittivité du diélectrique est plus petite (avec le Téflon), la vitesse d'écoulement induit est plus importante.

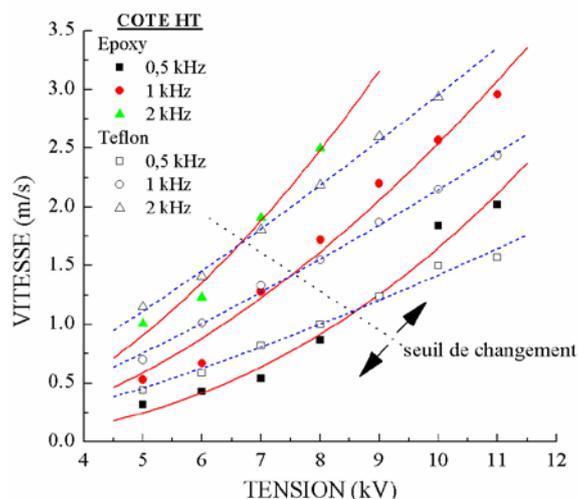


Figure 2.51 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de V_{amp} pour deux diélectriques.

2.4.6 Influence de la géométrie de l'actionneur DBD

La géométrie de l'actionneur DBD a une influence importante sur la vitesse d'écoulement induit par le plasma. Dans cette partie, nous étudions cette influence. Les configurations géométriques utilisées sont celles montrées dans la Figure 2.3b en changeant l'espace inter-électrodes « d », et dans la Figure 2.3c en changeant la largeur de l'électrode de masse « g ». Le diélectrique est toujours en époxy, l'épaisseur est de 0,8 mm.

A. Influence de l'espace inter-électrodes « d »

Premièrement, nous étudions l'influence de l'espace inter-électrodes « d ». L'embout du tube de prise de pression est en contact avec la surface et positionné à 1 mm derrière le bord de l'électrode de masse pour toutes les configurations de « d ». La Figure 2.52 montre la mesure de vitesse en fonction de « d » pour différentes tensions appliquées V_{amp} et trois fréquences. On peut constater que : i) la vitesse d'écoulement induit augmente avec l'augmentation de la tension appliquée pour toutes les valeurs de « d ». ii) en augmentant l'espace inter-électrodes, la vitesse d'écoulement induit augmente puis redescend dans la plupart des cas. Pour $d = 4$ mm, et $V_{amp} = 10$ kV, la vitesse mesurée est la plus importante pour toutes les fréquences.

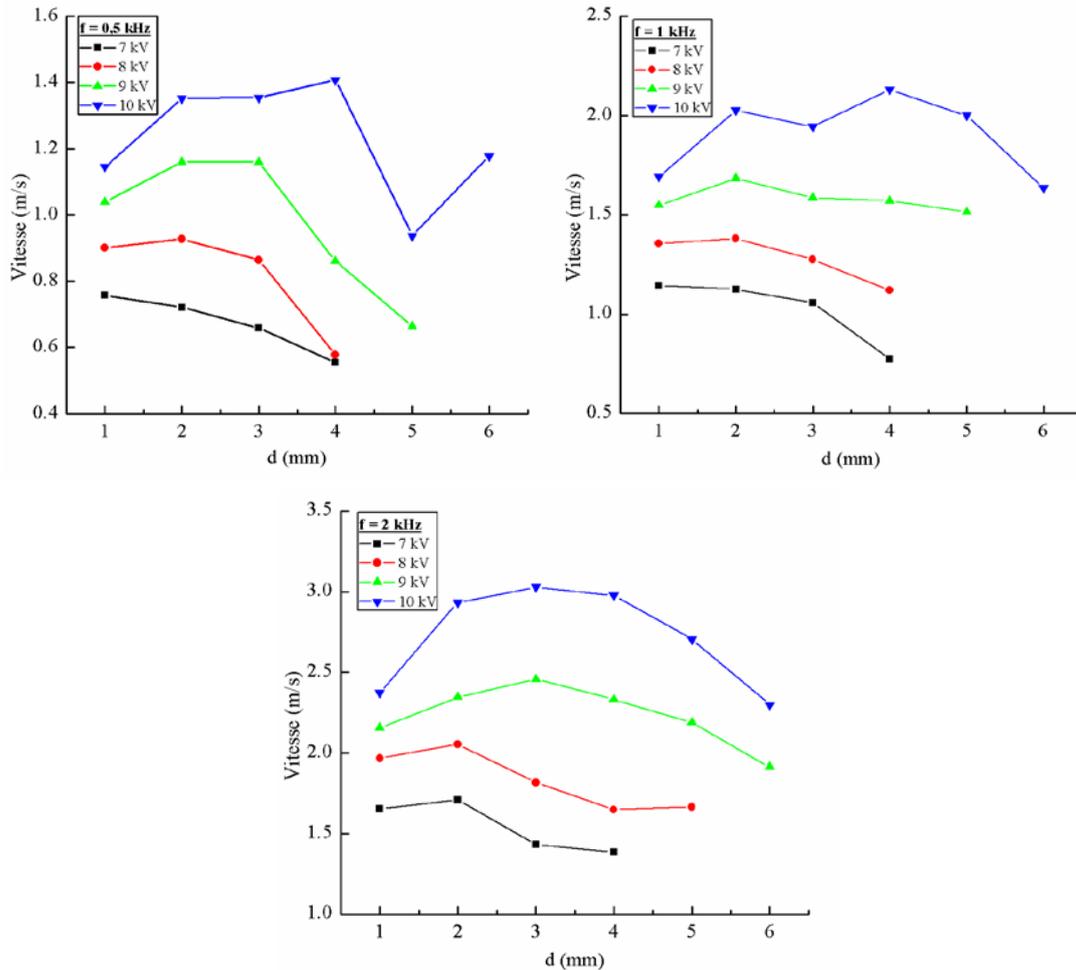


Figure 2.52 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de « d » pour quatre V_{amp} et sous trois fréquences.

Dans nos conditions de mesure (gamme de tension, fréquence), on peut supposer que la tendance de l'augmentation de vitesse est à peu près la même pour les différents espaces inter-électrodes (voir la Figure 2.53). Un espace inter-électrodes plus grand permet également d'appliquer une tension plus importante ; ainsi une vitesse d'écoulement induit plus grande peut être obtenue. Sauf pour le cas $d = 6$ mm, dans la gamme de tension que l'on applique, l'augmentation de la tension appliquée ne permet pas vraiment d'avoir une vitesse d'écoulement induit plus importante, mais la puissance active augmente (voir la Figure 2.18). Il semblerait que l'optimum de cette configuration est avec $d = 4$ mm.

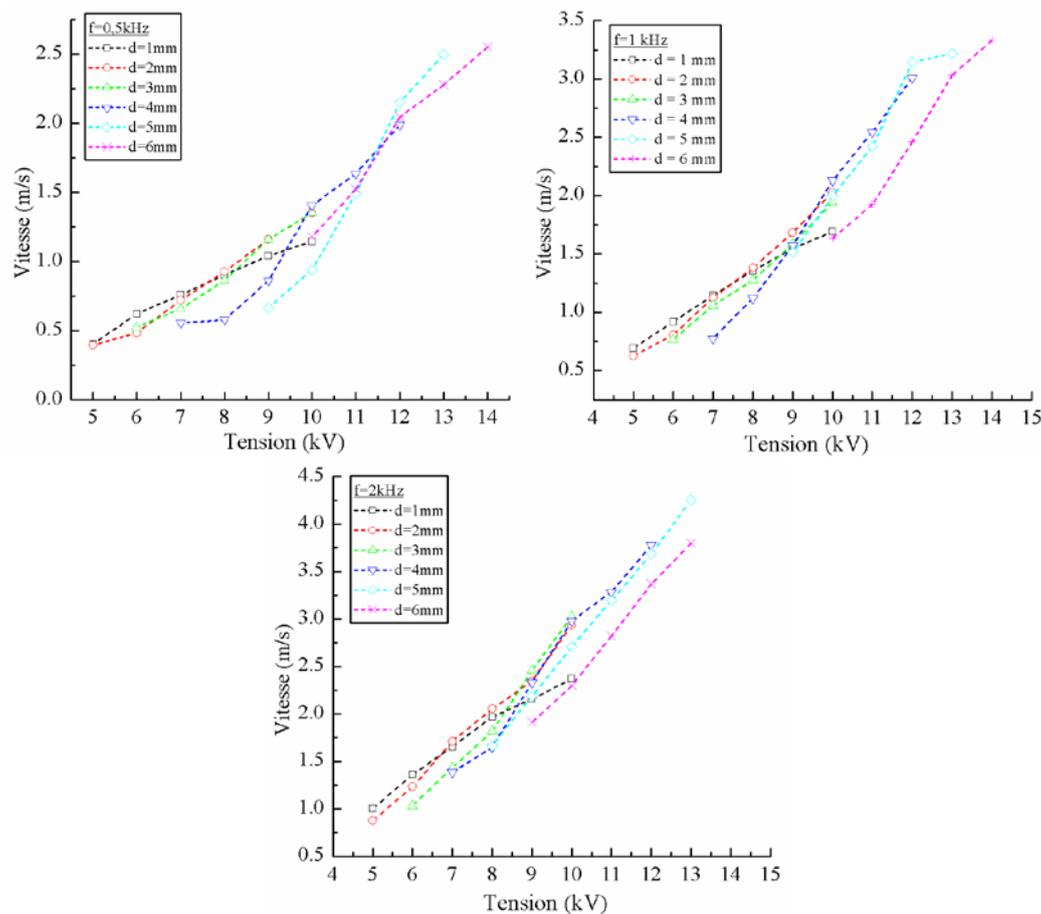


Figure 2.53 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de V_{amp} pour différents « d » pour trois fréquences.

B. Influence de la largeur de l'électrode de masse « g »

Quand la largeur de l'électrode de masse « g » augmente, pour une tension appliquée V_{amp} fixe, la vitesse de l'écoulement induit augmente. Cette augmentation est plus importante surtout quand « g » passe de 2 à 3 mm. On peut constater également qu'avec l'augmentation de « g », la vitesse d'écoulement induit tend vers une valeur limite (voir la Figure 2.54). Ceci indique, dans nos conditions de travail (gamme de tension, fréquence), que la zone de plasma ne peut pas s'étendre davantage pour $g > 3$ mm. Sachant que pour une tension appliquée donnée et une fréquence fixe, la puissance active n'a pas beaucoup changé pour en changeant la valeur « g » (voir la Figure 2.17). Pour une valeur de « g » donnée, la vitesse d'écoulement induit augmente à peu près linéairement avec l'augmentation de la tension appliquée V_{amp} (voir la Figure 2.55)

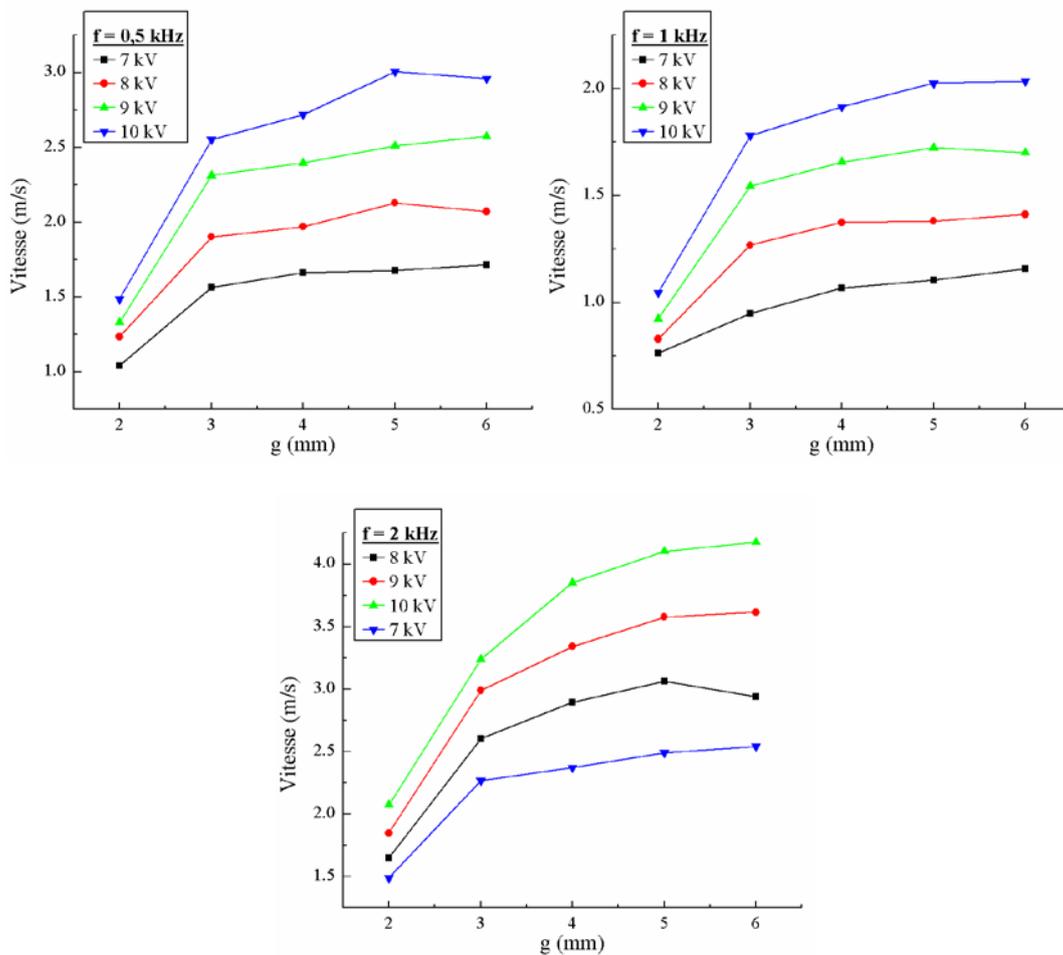


Figure 2.54 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de « g » pour quatre V_{amp} et pour trois fréquences.

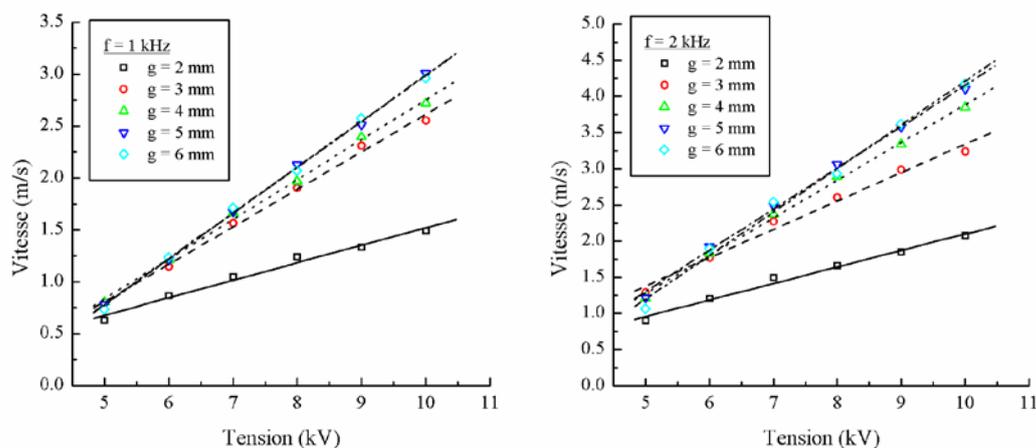


Figure 2.55 Vitesse de l'écoulement induit en fonction de V_{amp} pour différentes « g » et pour deux fréquences.

Une comparaison des vitesses de l'écoulement induit en fonction de la puissance active montre bien qu'avec $g = 5$ mm, on a un rendement énergétique optimal dans nos conditions de travail (gamme de tension, fréquence) (voir la Figure 2.56).

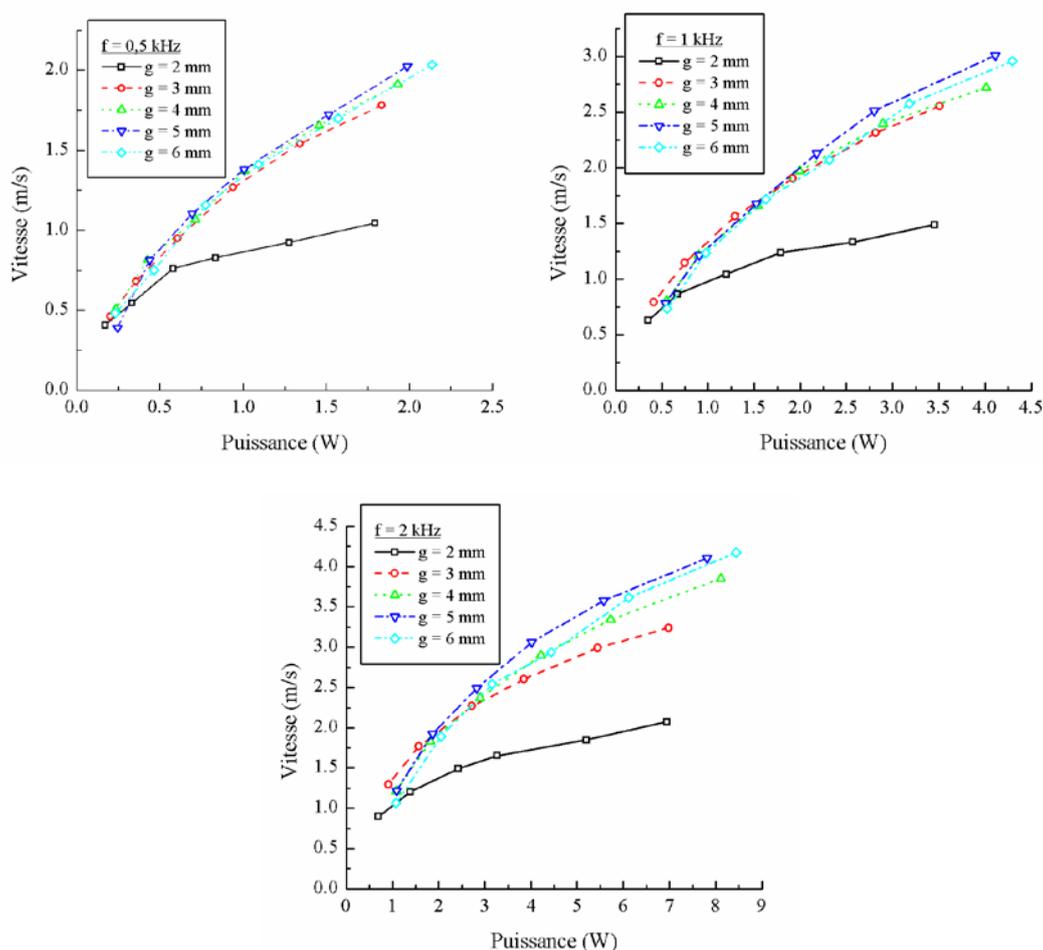


Figure 2.56 Vitesse en fonction de la puissance active pour différentes « g » sous trois fréquences.

2.4.7 Application des actionneurs

L'étude présentée dans cette partie a été réalisée dans les souffleries de l'Institut PRISME et en collaboration notamment avec Pierre Magnier. Nous avons installé les actionneurs DBD sur une plaque plane et un profil de type éolien AC0, qui ont été conçus et réalisés par nos collègues de l'Institut de PRISME. Nous ne présentons ici

qu'un résumé pour illustrer l'application de nos actionneurs.

Nous présentons d'abord l'effet de l'actionneur DBD sur le développement de la couche limite sur la plaque plane. Ensuite, nous présentons l'effet de l'actionneur DBD sur le profil AC0.

2.4.7.1 Montages expérimentaux

A. Plaque plane et actionneur pour la plaque plane

L'actionneur utilisé pour la plaque plane est une plaque diélectrique en époxy de 900 mm x 155 mm, l'épaisseur de diélectrique est de 0,8 mm. Sept actionneurs de 15 DBD élémentaires sont réalisés sur la plaque. L'espace entre deux actionneurs est de 13 mm. La configuration montrée dans la Figure 2.3a est utilisée (voir la Figure 2.57)

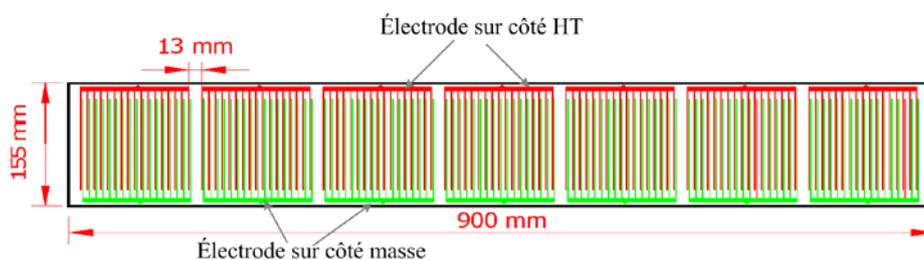


Figure 2.57 Schéma des actionneurs sur la plaque diélectrique
Les électrodes sont sur deux côtés différents

La plaque plane que nous utilisons a 1,2 m de long, 0,3 m de large et 3 cm d'épaisseur. Le bord d'attaque de la plaque a une forme de l'avant d'un profil NACA 0015 (de 0 à 30% de corde, 6 cm de longueur), le bord de fuite est l'arrière d'un profil NACA0015 (de 30% à 100% de corde, 14 cm de longueur). La Figure 2.58 montre un schéma de la plaque plane avec l'actionneur installé. Finalement, seulement quatre actionneurs sur sept ont été utilisés. Les deux « s_t » indiquent la position de transition naturelle de l'écoulement pour les vitesses de 15 m/s et de 22 m/s respectivement sans présence de plasma.

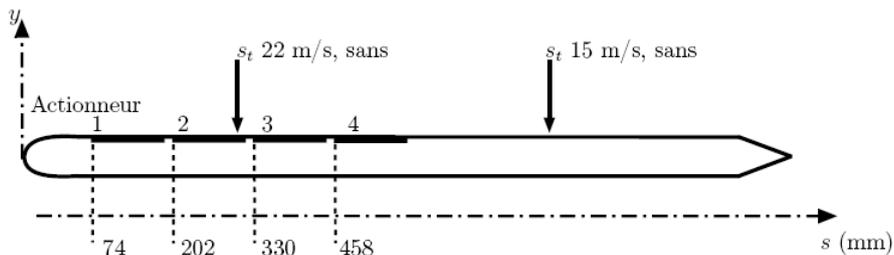


Figure 2.58 Schéma de la plaque plane avec quatre actionneurs utilisés et les positions de transition pour deux vitesses d'écoulement 15m/s et 22m/s.

B. Montage de la plaque plane dans la soufflerie

La plaque plane est placée dans une soufflerie subsonique avec une section d'essais de 200 cm x 50 cm x 50 cm (voir la Figure 2.59). La vitesse est mesurée avec un tube prise de pression en verre relié à une sonde de pression différentielle (Druck LPM 9381), la pression statique est mesurée à l'aide d'un tube en cuivre avec un orifice percé perpendiculairement à l'écoulement. Le tube de prise de pression est monté sur un système de déplacement bidirectionnel motorisé (précision $\pm 20 \mu\text{m}$) (Figure 2.60). Ce système a été étalonné avec un tube de Pitot classique.

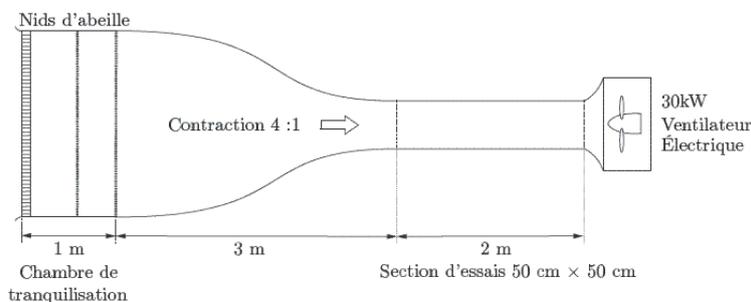


Figure 2.59 Schéma de la soufflerie subsonique (0 - 50 m/s)



Figure 2.60 Photographie du montage expérimental

- 1) le système de déplacement bidimensionnel, 2) le tube de prise de pression en verre, 3) la plaque plane, 4) la section d'essai de la soufflerie, 5) l'actionneur DBD

C. Profil aérodynamique et actionneur pour le profil

L'actionneur DBD utilisé pour le profil aérodynamique a 920 mm de large et 100 mm de long, son épaisseur est de 0,8 mm (voir la Figure 2.4). La configuration géométrique utilisée est la même que celle montrée dans la Figure 2.3a. Dix DBD élémentaires sont réalisées sur la plaque en époxy. Pour inhiber la décharge du côté masse de l'actionneur, une feuille de Kapton[®] est collée sur le côté masse.

Le profil utilisé est AC0 de type éolien de faible épaisseur ($e/c = 10\%$). L'actionneur est placé à 3% de corde sur le profil. La Figure 2.61 montre le schéma du profil avec la position de l'actionneur.

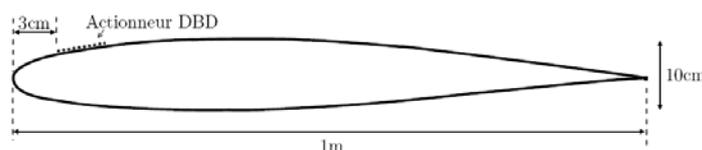


Figure 2.61 Schéma en coupe du profil AC0 avec l'actionneur DBD

D. Installation dans la soufflerie « Lucien Malavard »

La soufflerie « Lucien Malavard » est une soufflerie à circuit fermé, composée de deux veines d'essai (voir la Figure 2.62) :

V1 : section 2 m x 2 m, 5 m de long

V2 : section 5 m x 5 m, 12 m de long

Les essais ont été réalisés dans la veine V1. L'étude sur le profil est bidimensionnelle, le profil a été installé entre deux plaques de garde (2 m x 4 m) pour limiter les effets tridimensionnels (voir la Figure 2.63). Par ailleurs, deux disques en PVC intégrés dans les plaques de garde permettent d'effectuer la mise en incidence.

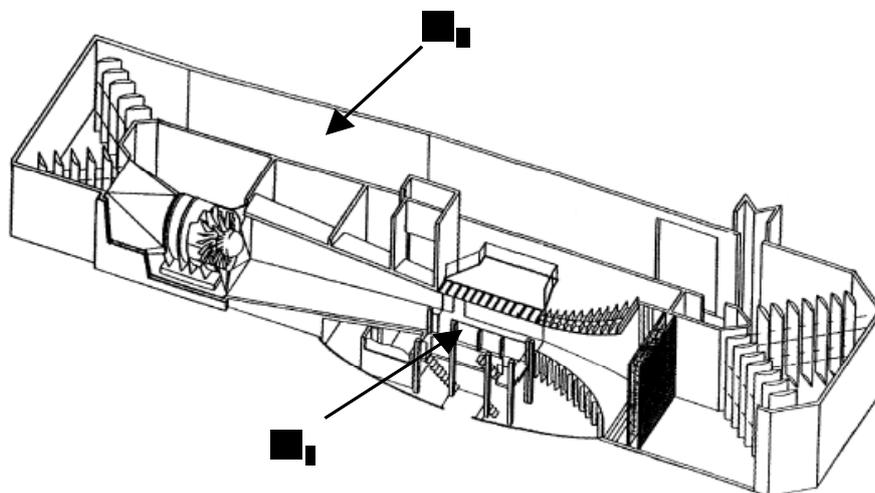


Figure 2.62 Représentation schématique de la soufflerie Lucien Malavard

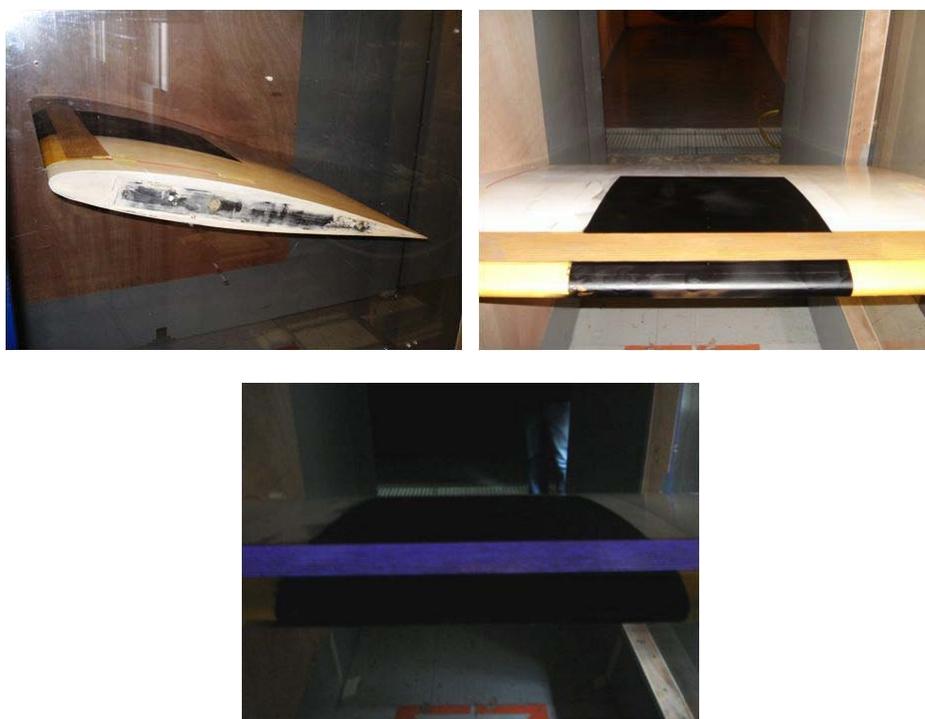


Figure 2.63 Photographie du profil AC0 équipé de l'actionneur dans la veine d'essai

E. Vélométrie par Imagerie de Particules (PIV) 2D

La vélocimétrie par imagerie de particules (PIV : Particle Image Velocimetry en anglais) est une méthode optique utilisée pour mesurer la vitesse et les propriétés des fluides. Le fluide est ensemencé avec de particules de très petite taille qui suivent le flux dynamique. C'est le mouvement de ces particules qui est utilisé pour calculer la vitesse à partir de deux images de particules prises successivement par une caméra rapide, les particules sont éclairées par une nappe laser. Le montage schématique est montré dans la Figure 2.64. Une explication très détaillée de cette méthode peut être consultée dans le livre de Raffel [116].

L'avantage de la PIV est qu'elle est capable de mesurer l'ensemble de champ de vitesse d'une section en 2D. La contrainte de cette méthode dans notre cas est que dans la zone où il y a le plasma, les particules seraient facilement chargées électriquement, et elles sont intrusives pour la décharge électrique. En plus, une fois que les particules sont chargées, elles ne suivent probablement plus le flux et cela fausse la mesure de vitesse dans cette zone. Néanmoins, la comparaison, effectuée par notre groupe, des résultats obtenus avec la PIV et avec la sonde de pression montre que cette influence est faible et les résultats ont une bonne concordance dans nos conditions de travail.

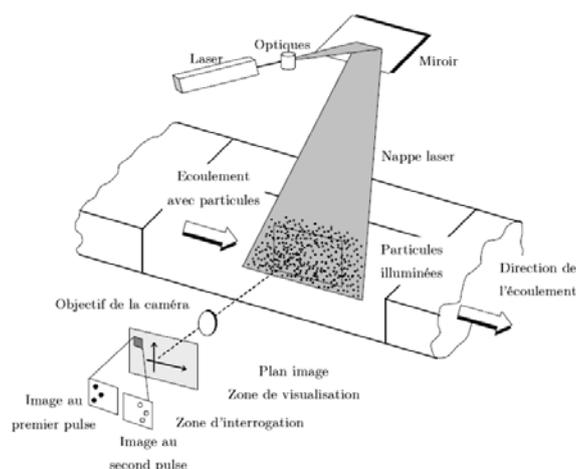


Figure 2.64 Montage schématique du système PIV [114]

2.4.7.2 Résultats

A. Étude sur la plaque plane

D'abord, les profils de vitesse pour les deux écoulements à 15 m/s et à 22 m/s sont relevés pour trois positions, sans et avec l'actionneur N°1 en fonctionnement (voir la Figure 2.58). La tension appliquée V_{amp} est de 8 kV avec une fréquence de 1 kHz. Les résultats sont montrés dans la Figure 2.65. On peut constater qu'avec l'actionneur N°1 en fonctionnement, l'influence de l'actionneur sur la couche limite de l'écoulement naturel est plus importante vers l'arrière de l'actionneur ($s = 187$ mm) où la vitesse de l'écoulement induit par plasma est plus importante. Dans le cas d'un écoulement extérieur de faible vitesse (15 m/s dans nos études), l'actionneur N°1 affecte sur une large zone, par exemple, à $s = 427$ mm, où le profil de vitesse est encore modifié. Par contre, pour l'écoulement plus rapide (22 m/s), l'effet de l'actionneur N°1 n'est plus visible à $s = 427$ mm.

Ensuite, l'effet de l'actionneur sur la couche limite laminaire/turbulente d'écoulement est mesuré. Pour l'écoulement à 15 m/s, la position de transition naturelle d'écoulement sur la plaque plane est située à $s_t = 620$ mm. Les actionneurs N°1, N°2 et N°4 se trouvent dans la zone de la couche limite laminaire. Pour l'écoulement à 22 m/s, la position de transition naturelle est située à $s_t = 255$ mm. L'actionneur N°1 se trouve dans la zone de la couche limite laminaire et les actionneurs N°2 et N°4 sont dans la zone de la couche limite turbulente. Les actionneurs peuvent agir respectivement sur la couche limite laminaire et turbulente.

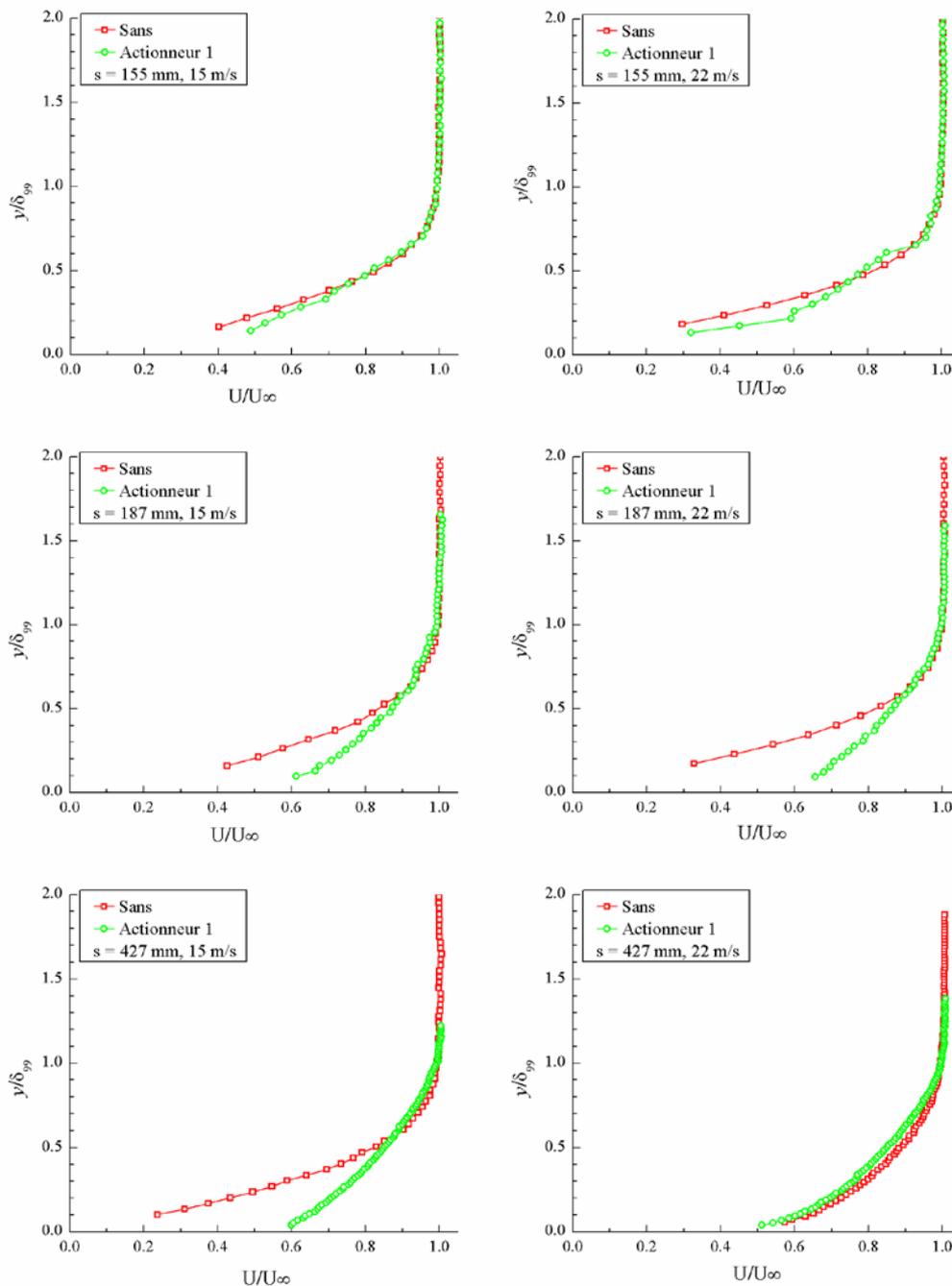


Figure 2.65 Profils de vitesse à 15 m/s et à 22 m/s pour trois positions, sans et avec l'actionneur N°1 en fonctionnement. $V_{amp} = 8 \text{ kV}, f = 1 \text{ kHz}$. La colonne de gauche concerne l'écoulement à 15 m/s, tandis que la colonne de droite concerne l'écoulement à 22 m/s

La Figure 2.66 montre l'évolution de la couche limite sur la plaque plane pour l'écoulement naturel, avec l'actionneur N°1, 2 et 4 mis en fonctionnement respectivement. Des courbes théoriques de la couche limite laminaire (Blasius) ou turbulente (Prandtl) sont également tracées pour la comparaison. On peut constater

que le profil de la couche limite de l'écoulement naturel est modifié par l'effet des actionneurs. Dans une couche limite laminaire, l'actionneur déclenche plus tôt la transition laminaire-turbulente dans la couche limite. L'actionneur peut donc être utilisé comme « turbulator » pour rendre la couche limite turbulente afin que la couche limite résiste mieux au gradient de pression adverse, et ainsi retarder la séparation de la couche limite.

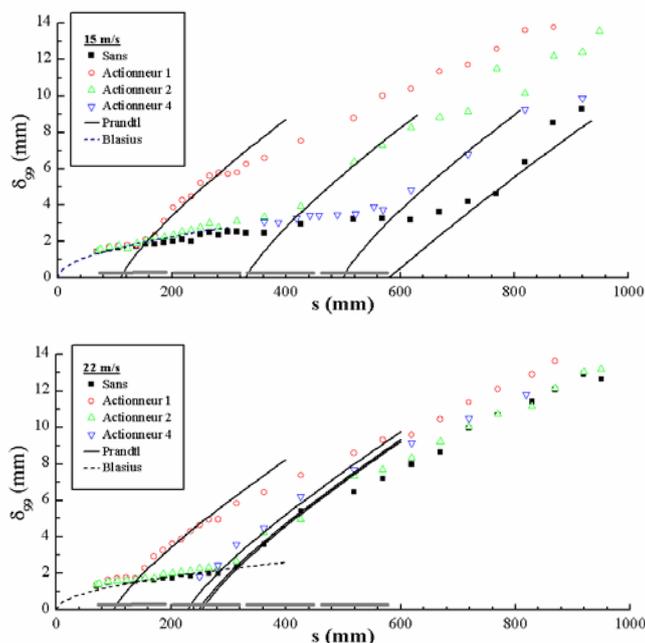


Figure 2.66 Évolution de la couche limite sur la plaque plane à 15 m/s et à 22 m/s, sans et avec les actionneurs N°1,2 et 4 mis en fonctionnement respectivement. $V_{amp} = 8 \text{ kV}$, $f = 1 \text{ kHz}$

En comparant avec les « turbulators » mécaniques, l'avantage de ce genre de « turbulator » est que la position de déclenchement peut s'adapter en fonction de la vitesse d'écoulement et qu'il est facile de l'arrêter une fois que l'on n'en a plus besoin. En plus, ce déclenchement de transition peut avoir un meilleur résultat sur le contrôle d'écoulement par rapport à la méthode d'ajout de quantité de mouvement à la couche limite [83]. L'effet de déclencher la transition implique une augmentation de traînée due au frottement (voir la Figure 2.67).

L'effet de déclenchement de la transition par l'actionneur peut-être due à la structure de l'écoulement induit par l'actionneur. On sait que chaque DBD élémentaire génère un écoulement, quand la vitesse de l'écoulement induit n'est pas

suffisamment importante par rapport à celle de l'écoulement naturel, l'écoulement induit par chaque DBD élémentaire forme une structure qui peut être considérée comme un générateur de turbulence (telle qu'une bande rugueuse), et cela fait déclencher la transition.

Quand l'actionneur agit sur la position où la couche limite est déjà turbulente, il n'y a pas d'effet manifeste sur l'écoulement, comme les résultats obtenus avec les actionneurs N°2 et 4 sur l'écoulement à 22 m/s le montrent (voir la Figure 2.66). La vitesse de l'écoulement induit par le plasma dans nos conditions de fonctionnement ($V_{amp} = 8 \text{ kV}$, $f = 1 \text{ kHz}$) n'est pas suffisante pour modifier la couche limite turbulente.

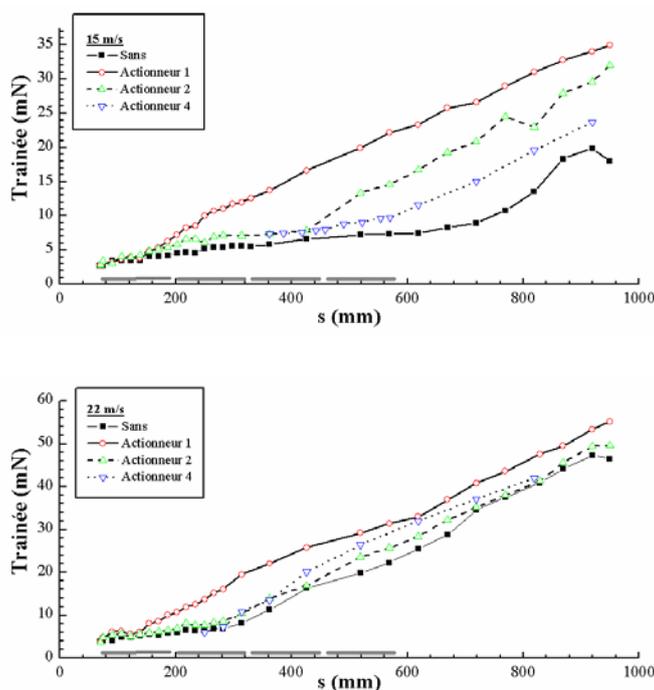
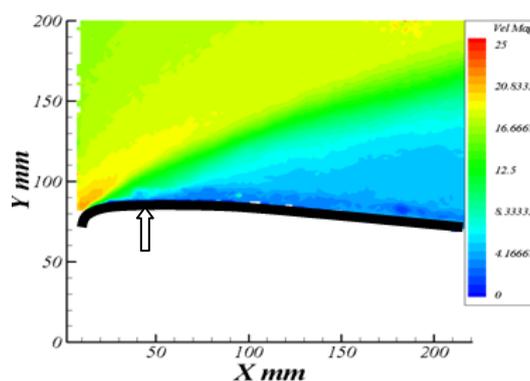


Figure 2.67 Évolution de la traînée sur la plaque plane à 15 m/s et à 22 m/s, sans et avec les actionneurs N°1, 2 et 4 mis en fonctionnement respectivement. $V_{amp} = 8 \text{ kV}$, $f = 1 \text{ kHz}$

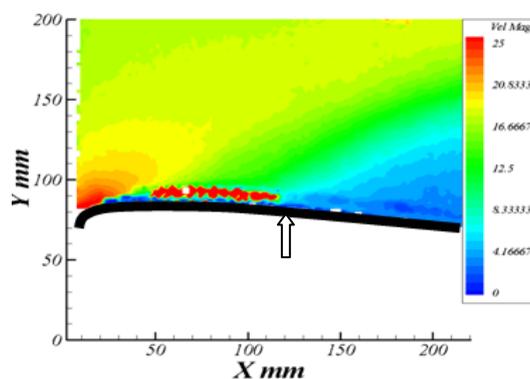
B. Étude sur un profil de 1 m de corde

Une étude préliminaire de l'actionneur DBD sur un profil d'aile (1 m de corde, 1,1 m d'envergure) a été réalisée pour mesurer son effet sur un écoulement naturel. Les mesures sont réalisées sans et avec l'actionneur DBD en fonctionnement. La tension appliquée V_{amp} est de 6 kV, pour une fréquence de 1 kHz.

Deux angles d'attaque (13° et 14°) et différentes vitesses d'écoulement ont été testés. Probablement, à cause de la faible vitesse de l'écoulement induit par l'actionneur DBD, la modification de l'actionneur sur l'écoulement naturel n'est pas significative. La modification la plus importante avec l'actionneur DBD a été obtenue avec l'angle d'attaque de 13° et un écoulement de 12 m/s (le nombre de Reynolds calculé est de 800 000). La séparation naturelle de l'écoulement au niveau du bord d'attaque a été retardée de 4% à 12% de la corde (voir la Figure 2.68).



a) sans action de l'actionneur DBD, décollé à 4% de la corde



b) actionneur en fonctionnement, décollé à 12% de la corde

Figure 2.68 Comparaison du champ de vitesse sans et avec l'actionneur en fonctionnement, angle d'attaque 13° , 12 m/s ($Re = 800\,000$).

$$V_{amp} = 6 \text{ kV}, f = 1 \text{ kHz}$$

2.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté des études sur l'actionneur DBD avec des configurations différentes. L'application de l'actionneur DBD en aérodynamique a été étudiée sur une plaque plane et sur un profil de type éolien. Le premier résultat obtenu est encourageant pour l'application de DBD en contrôle d'écoulement.

Une formule empirique de puissance active a été déduite à partir des mesures expérimentales. Elle montre que la puissance consommée par l'actionneur est proportionnelle à la fréquence de la tension appliquée et à la valeur de $(V_{amp} - V_0)^2$. Nos mesures ont montré qu'une grande partie de la puissance active est perdue par rayonnement et qu'une petite partie de puissance est dissipée dans le diélectrique. La permittivité du diélectrique utilisé a une influence sur la puissance injectée dans l'actionneur.

Les mesures spectroscopiques en émission montrent que la lumière émise par le plasma est dominée par l'émission du second système positif de N_2 . Durant les alternances positive et négative d'une période, la décharge ne se comporte pas de la même façon. Des bandes moléculaires du premier système négatif de N_2^+ ont été observées durant l'alternance positive sur le côté haute tension et durant l'alternance négative sur le côté masse. En comparant avec les photos obtenues (voir Figure 2.33) et celles d'Orlov *et al* (voir la Figure 1.20), on suppose que ces bandes moléculaires du premier système négatif de N_2^+ sont liées à la décharge filamentaire.

La mesure des vitesses de l'écoulement induit par le plasma montre que pour la même tension appliquée, l'augmentation de la largeur de l'électrode de masse permet d'augmenter la vitesse de l'écoulement induit. L'augmentation de l'espace inter-électrodes permet d'appliquer une tension plus importante, celle-ci permet d'avoir une vitesse d'écoulement induit plus grande. En revanche, la vitesse de l'écoulement induit tend vers une valeur limite dans les deux cas. En comparant la puissance active, on observe que le diélectrique plus épais a un rendement

(vitesse/puissance) plus élevé ; et qu'avec une électrode masse plus large, ce rendement est plus efficace.

La mesure sur la plaque plane montre que l'actionneur DBD à faible tension appliquée agit plutôt comme « turbulator » pour déclencher la transition de la couche limite. Ceci pourrait être utilisé pour retarder la séparation de la couche car une couche limite résiste mieux au gradient de pression adverse, et pour réduire la traînée due à la séparation.

CHAPITRE 3

Étude d'autres actionneurs potentiels

Sommaire

3.1	Introduction.....	133
3.2	Actionneur DBD alimenté par une alimentation impulsionnelle....	134
3.2.1	Caractérisation de l'actionneur seul	134
3.2.1.1	Actionneur et alimentation impulsionnelle	134
3.2.1.2	Résultats	135
3.2.2	Effet de l'actionneur sur un jet	138
3.2.2.1	Montage expérimental.....	138
3.2.2.2	Résultats	139
3.2.3	Conclusion.....	142
3.3	Actionneur à jet généré par une micro-décharge.....	142
3.3.1	Géométrie de l'actionneur	142
3.3.2	Montage expérimental	143
3.3.3	Résultats.....	144
3.3.3.1	Mesure électrique	144
3.3.3.2	Mesure spectroscopique	149
3.3.3.3	Visualisation de l'écoulement induit avec de la fumée	152
3.3.3.4	Amélioration de la performance de l'actionneur.....	155
3.3.4	Conclusion	155
3.4	Actionneur en DBD souple	157
3.4.1	Caractéristiques électrique et spectroscopique de l'actionneur	157
3.4.1.1	Actionneur	157
3.4.1.2	Montage expérimental.....	158
3.4.1.3	Résultats	158
3.4.2	Étude aérodynamique et application de l'actionneur	161

3.4.2.1 Profil de l'écoulement induit.....	161
3.4.2.2 Application sur une plaque plane	162
3.4.2.3 Application sur un profil	163
3.4.3 Conclusion	164
3.5 Conclusion de l'étude d'autres actionneurs potentiels	165

3.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude d'autres actionneurs électrohydrodynamiques. Nous présentons d'abord un actionneur DBD alimenté par une alimentation impulsionnelle, ensuite un actionneur à jet et enfin un actionneur DBD souple.

Due à la présence de diélectrique, l'actionneur DBD est alimenté soit par une alimentation haute tension sinusoïdale soit par une alimentation haute tension impulsionnelle. La plupart des équipes de recherche utilisent l'alimentation sinusoïdale. Seulement quelques équipes de recherche ont rapporté leurs études utilisant l'alimentation impulsionnelle [68-70, 117]. Nous présentons dans un premier temps notre étude sur un actionneur DBD alimentée par une alimentation impulsionnelle rapide. La configuration des électrodes de la DBD utilisée ici est la même que celle illustrée dans la Figure 2.3a. L'étude de cet actionneur sur un jet est menée en collaboration notamment avec Pierre Magnier, doctorant (qui a soutenu sa thèse en novembre 2007) de l'Institut PRISME.

Deuxièmement, un actionneur à jet a été développé. Il génère un jet de gaz par micro-décharge. L'objectif est d'utiliser ce type d'actionneur pour modifier la couche limite d'écoulement gazeux avec une direction de jet ajustable. Nous présentons l'étude du plasma créé par cet actionneur et l'effet de cet actionneur sur un filet de fumée d'encens.

Un actionneur souple de type DBD a également été développé et testé en collaboration avec l'Institut PRISME, notamment avec Vincent Bouchina, doctorant (en thèse depuis octobre 2006) de cet institut. L'avantage de cet actionneur DBD est qu'il est souple et peu épais. Il peut donc être appliqué sur la surface courbée d'un profil.

3.2 Actionneur DBD alimenté par une alimentation impulsionnelle

Nous avons choisi d'étudier l'actionneur à DBD impulsionnelle car la décharge impulsionnelle rapide favorise l'ionisation de particules d'air pour la même énergie dépensée. En effet, avec la même énergie, la puissance délivrée par l'alimentation est proportionnelle à l'inverse de la durée d'une décharge. Par exemple, pour un joule d'énergie dépensée, la puissance délivrée est d'un watt si la durée de dépôt est d'une seconde ; et la puissance passe à dix méga watts si le temps de dépôt est de 100 ns.

3.2.1 Caractérisation de l'actionneur seul

Nous présentons d'abord l'étude sur l'actionneur à DBD impulsionnelle seule. Il s'agit notamment des mesures électriques et spectroscopiques. La vitesse de l'écoulement induit par l'actionneur DBD impulsionnelle étant très faible (en estimation, inférieure à 0,4 m/s dans nos conditions de travail). Cette faible vitesse est probablement due à la durée de l'impulsion très courte, les particules actives (ions, particules chargées) n'ont pas eu le temps de bien s'accélérer.

3.2.1.1 Actionneur et alimentation impulsionnelle

L'actionneur DBD utilisé est en époxy d'épaisseur 0,8 mm, et la configuration géométrique des électrodes est celle présentée dans la Figure 2.3a. Le côté masse de l'actionneur est recouvert par une feuille de Kapton[®] pour inhiber la décharge créée sur ce côté.

L'alimentation utilisée est une alimentation impulsionnelle très rapide (FPD-20-50KM, fabriquée par FID Technology GmbH). Une photographie de cette alimentation est montrée dans la Figure 3.1. Les caractéristiques de l'alimentation sont :

- tension sortie : 0 ~ +10 kV et 0 ~ -10 kV (deux sorties)
- temps de montée d'impulsion : 2 ns

- largeur d'impulsion : 42 - 44 ns à 90%, 52 - 53 ns à 50%
- taux de répétition d'impulsion : 0 - 50 kHz

Comme dans les études précédentes, la tension est mesurée à l'aide d'une sonde haute tension Tektronix P6015A (1000X, 3,0 pF, 100 MΩ), et une sonde de courant Stangenes (0,5-1,0 W ± 0,5%, 1V/A, bande passante 140 Hz – 35 MHz) a été utilisée pour la mesure du courant de décharge. Tous les signaux électriques sont également visualisés et enregistrés avec l'oscilloscope numérique LeCroy WaveSurfer 454 (Bandwidth 500 MHz, 2 GS/s, 500 kpts/Ch).



Figure 3.1 Photographie de l'alimentation impulsionnelle et de l'oscilloscope
1) générateur d'impulsion, 2) alimentation DC

3.2.1.2 Résultats

■ Tension et courant de décharge

La Figure 3.2 montre le signal de tension et de courant de décharge pour une tension appliquée $V_{amp} = 10$ kV et pour une fréquence de 2,5 kHz. Probablement due à la longueur de câblage, les mesures de ces deux signaux n'ont pas une bonne synchronisation, le décalage entre l'impulsion de tension et celle de courant devrait être plus petit que les 50 ns affichés. La puissance instantanée de crête délivrée est d'environ 40 kW et la puissance moyenne est d'environ 2 W à cette fréquence. L'alimentation permet également d'obtenir une impulsion négative, mais nous ne travaillons qu'avec l'impulsion positive.

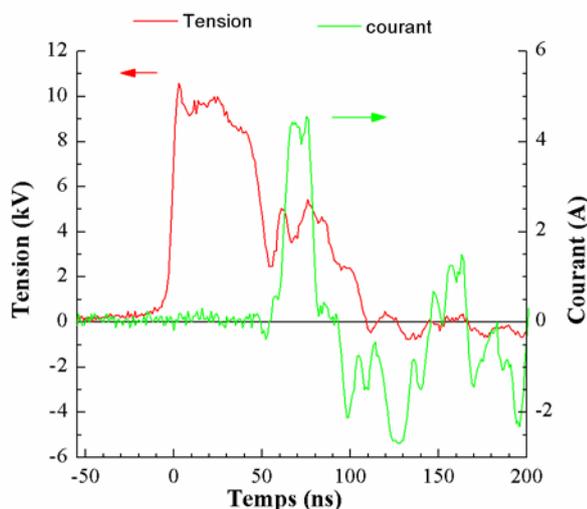


Figure 3.2 Évolution de la tension et du courant de décharge
 $V_{amp} = 10 \text{ kV}$, $f = 2,5 \text{ kHz}$

■ Mesure spectroscopique

Des mesures de spectroscopie en émission ont également été effectuées pour analyser la lumière émise par la décharge impulsionnelle. Le système de mesure est le même que celui présenté dans la Figure 2.25 du chapitre 2.

La mesure spectroscopique a été effectuée dans l'air ambiant. Le temps d'acquisition est de 60 s, car la lumière émise par le plasma est faible. Comme déjà observé avec l'alimentation sinusoïdale, la lumière du plasma est dominée par l'émission du second système positif de la bande moléculaire de N_2 (voir la Figure 3.3).

Dans nos conditions expérimentales, nous avons observé que l'intensité des bandes moléculaires augmente en fonction de la fréquence d'impulsion jusqu'à 5 kHz ; si la fréquence d'impulsion continue à augmenter, l'intensité des bandes du spectre chute et atteint son intensité minimale vers 10 kHz ; ensuite, l'intensité re-augmente avec l'augmentation de la fréquence d'impulsion. Par contre, le courant de décharge reste quasi-constant.

Une comparaison des spectres pour quatre fréquences d'impulsion est montrée dans la Figure 3.4. Nous pouvons supposer que ce changement d'intensité lumineuse est lié au dépôt et à l'accumulation de charges sur la surface et que la charge déposée

n'a pas le temps de s'évacuer lorsque la fréquence d'impulsion est grande. La décharge est par conséquent modifiée.

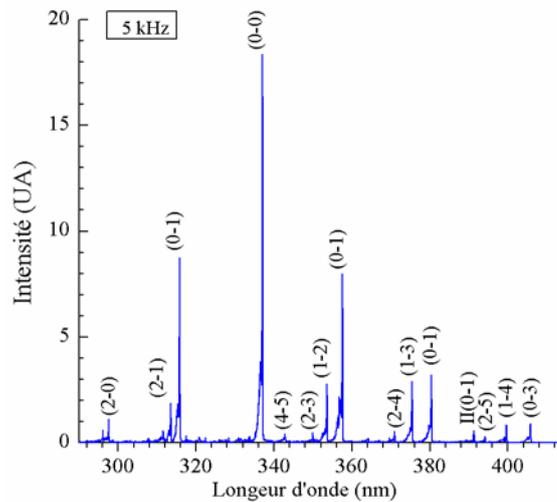


Figure 3.3 Spectre expérimental d'émission de la DBD impulsionnelle (290- 415 nm) Bandes de N_2 ($C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$) et II : N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$), $V_{amp} = 10$ kV, temps d'acquisition 60 s

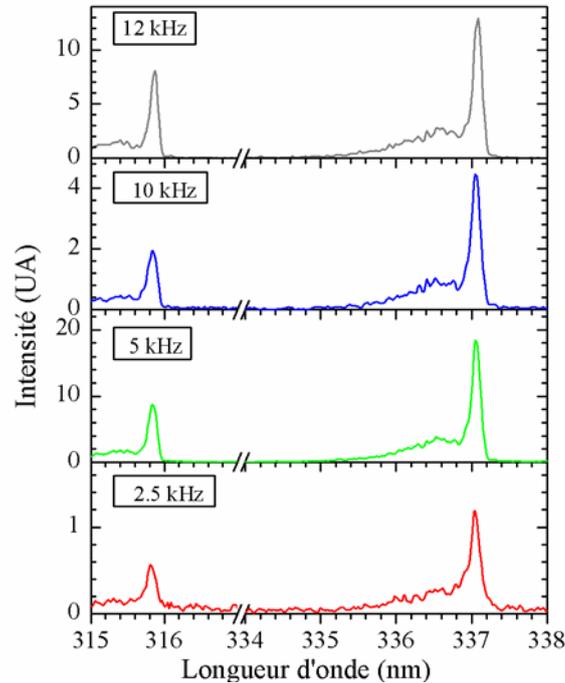


Figure 3.4 Comparaison des bandes (0-0) et (0-1) du second système positif N_2 pour quatre fréquences d'impulsion $V_{amp} = 10$ kV, temps d'acquisition 60 s

3.2.2 Effet de l'actionneur sur un jet

Cette étude a été réalisée en collaboration avec Pierre Magnier. Les résultats ont été publiés dans un de nos articles [71]. Nous ne présentons ici qu'un résumé. Pour plus d'informations sur l'analyse en aérodynamique, les lectures peuvent consulter la thèse de Pierre Magnier [114].

La vitesse de l'écoulement induit par l'actionneur à DBD impulsionnelle est très faible (inférieure à 0,4 m/s dans nos conditions de travail). Cette faible vitesse est probablement due à la très courte durée de l'impulsion. L'étude présentée ci-dessous montre que cet actionneur peut créer une forte perturbation sur un jet dont la vitesse axiale est de 4 m/s.

3.2.2.1 Montage expérimental

Une canne est utilisée pour créer un jet de gaz d'une vitesse de quelques mètres par seconde. Pour pouvoir mesurer la vitesse par LDV, des fumées d'encens sont ajoutées. La canne est reliée à un souffleur dont le débit est réglable en passant par un caisson hermétique rempli de fumée d'encens. L'ouverture de l'embout de la canne est de \varnothing 4 mm. Elle est placée en amont de l'actionneur. Un système LDV est utilisé pour étudier l'effet temporel de l'actionneur sur la caractéristique du jet. Le jet étudié a une vitesse axiale de 4 m/s. Le schéma représentatif du jet sur l'actionneur et les positions de mesure sont montrés dans la Figure 3.5. Le point $x = 0$ mm est le bord extérieur de l'électrode de masse de la dernière DBD élémentaire.

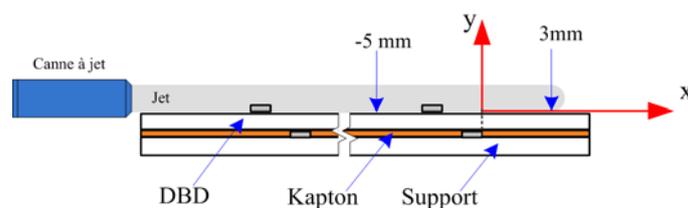


Figure 3.5 Schéma du montage expérimental

3.2.2.2 Résultats

■ Visualisation de l'effet de l'actionneur

Une première observation avec de la fumée a été réalisée pour visualiser la modification du jet par l'actionneur. Le jet a été placé obliquement à la surface de l'actionneur pendant la première série de test, puis il a été placé parallèlement à la surface de l'actionneur. On peut constater qu'avec l'actionneur le jet est modifié et qu'il devient plus turbulent (voir la Figure 3.6). C'est probablement lié à la structure tourbillonnaire générée par la décharge impulsionnelle qui a été observée par Opaits *et al* [69].

La mesure de la vitesse du jet par le LDV a été réalisée pour étudier l'effet instantané de l'actionneur sur le jet. Les mesures de LDV ont été effectuées avec une tension appliquée V_{amp} de 10 kV et pour trois fréquences, 2,5 kHz, 5 kHz et 10 kHz. La fréquence d'acquisition du LDV au milieu du jet est de l'ordre de 3 kHz. La mesure de la vitesse instantanée montre que les composantes longitudinale u et verticale v de la vitesse sont fortement modifiées en présence du plasma quelle que soit la fréquence d'impulsion.

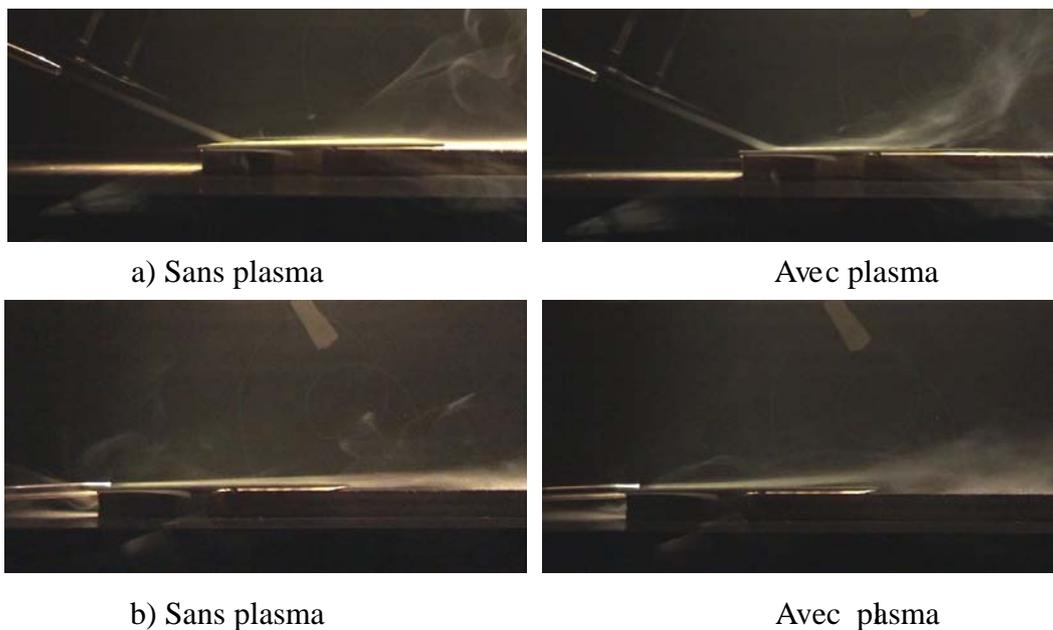


Figure 3.6 Visualisation de la modification du jet par l'actionneur
a) jet incliné, b) jet parallèle. $V = 10$ kV, $f = 2,5$ kHz

■ Mesures par le LDV

A partir des mesures utilisant le LDV, les profils de vitesse moyenne en u (parallèle à la surface de l'actionneur) sur la position $x = 0 \text{ mm}$ sont obtenus avec ou sans présence du plasma pour trois fréquences d'impulsion (voir la Figure 3.7). On peut constater que la vitesse maximale du jet est réduite par le plasma, et que, proche de la surface de l'actionneur ($y < 2 \text{ mm}$), la vitesse du jet est accélérée par le plasma pour les trois fréquences. Cette modification est due à l'écoulement induit par le plasma.

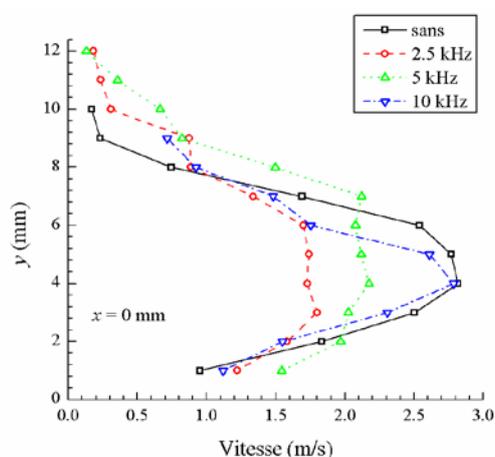


Figure 3.7 Profils de vitesse moyenne du jet sans et avec plasma
 $V_{amp} = 10 \text{ kV}$, $f = 2,5, 5$ et 10 kHz , position $x = 0 \text{ mm}$.

Pour quantifier le jet sans et en présence du plasma, l'intensité turbulente U_{rms}/U_{moy} est calculée à partir de la mesure de vitesse par LDV. Le résultat est montré dans la Figure 3.8. L'intensité turbulente est plus forte en présence du plasma, ce changement de l'intensité turbulente peut être classé en deux zones : zone inférieure ($y \leq 6 \text{ mm}$) et zone supérieure ($y \geq 6 \text{ mm}$). Dans la zone inférieure, l'augmentation de l'intensité turbulente est inférieure à 40% ; dans la zone supérieure, cette augmentation est très forte, le jet est devenu plus épais. Ceci est en bon accord avec la visualisation directe avec de la fumée.

Une analyse fréquentielle de la distribution d'énergie (densité spectrale de puissance) sur la composante de vitesse u (parallèle à la surface de l'actionneur) a mis en évidence la modification par le plasma des caractéristiques du jet (voir la

Figure 3.9). En effet, sans la présence de plasma, un fort pic à 100 Hz est observé. C'est la fréquence caractéristique naturelle de l'instabilité du jet. Avec la présence du plasma, le pic caractéristique est disparu. A $x = 0$ mm et pour $f = 10$ kHz, une bosse autour de 100 Hz est apparue. L'intensité spectrale de la puissance est plus forte à 2,5 kHz qu'à 10 kHz, c'est-à-dire que la turbulence est plus forte à 2,5 kHz, comme montré dans la Figure 3.8.

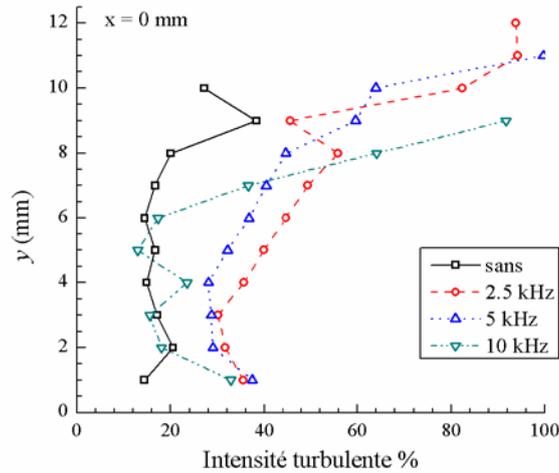


Figure 3.8 Comparaison de l'intensité turbulente du jet sans et avec le plasma
 $V_{amp} = 10$ kV, $f = 2,5, 5$ et 10 kHz, position $x = 0$ mm.

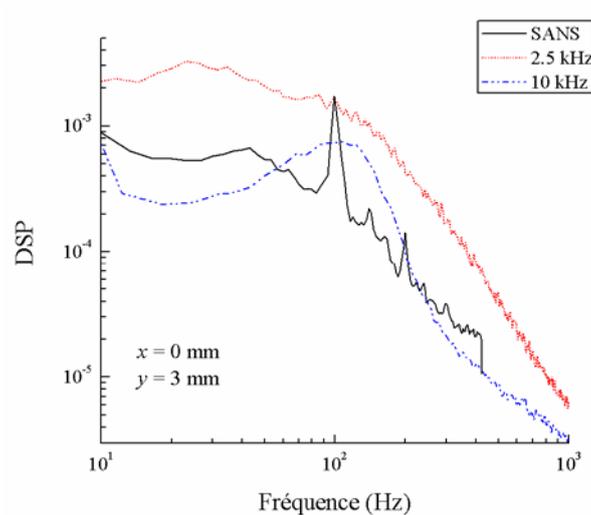


Figure 3.9 Comparaison de la densité spectrale de puissance pour deux fréquences,
 $V_{amp} = 10$ kV

3.2.3 Conclusion

L'actionneur DBD alimenté par une alimentation impulsionnelle rapide est présenté dans cette partie. La vitesse de l'écoulement induit par l'actionneur est faible, probablement à cause de la très courte durée de l'impulsion. Cependant, cette décharge impulsionnelle pourrait générer des structures tourbillonnaires, comme observé par Opaits *et al* [69]. Une application potentielle est d'utiliser cet actionneur pour créer une turbulence dans la couche limite d'un écoulement afin de déclencher la transition.

3.3 Actionneur à jet généré par une micro-décharge

L'utilisation d'un jet d'écoulement est également une méthode efficace pour modifier un écoulement, comme le soufflage, les actionneurs à MEMS ou l'actionneur dit « spark » décharge [28]. Un actionneur à multiples « jets » générés par la micro-décharge dans une cavité de petite taille a été développé pour modifier l'écoulement subsonique. Une étude des caractéristiques électrique et optique de cet actionneur a été effectuée pour étudier le plasma généré par l'actionneur. En plus, l'influence de cet actionneur sur une colonne de fumée a été visualisée.

3.3.1 Géométrie de l'actionneur

L'actionneur est réalisé avec une plaque de laiton collée sur une plaque diélectrique en bakélite. Le diamètre du trou est de 1 mm. La profondeur du trou est de 2 mm. La plaque en laiton est connectée à la masse, l'électrode de $\varnothing 0,6$ mm en cuivre est reliée à la haute tension. Une série de vingt trous est réalisée sur une plaque en laiton de 160x36 mm pour avoir une zone de taille raisonnable d'interaction avec l'écoulement gazeux. Le schéma de l'actionneur est présenté dans la Figure 3.10.

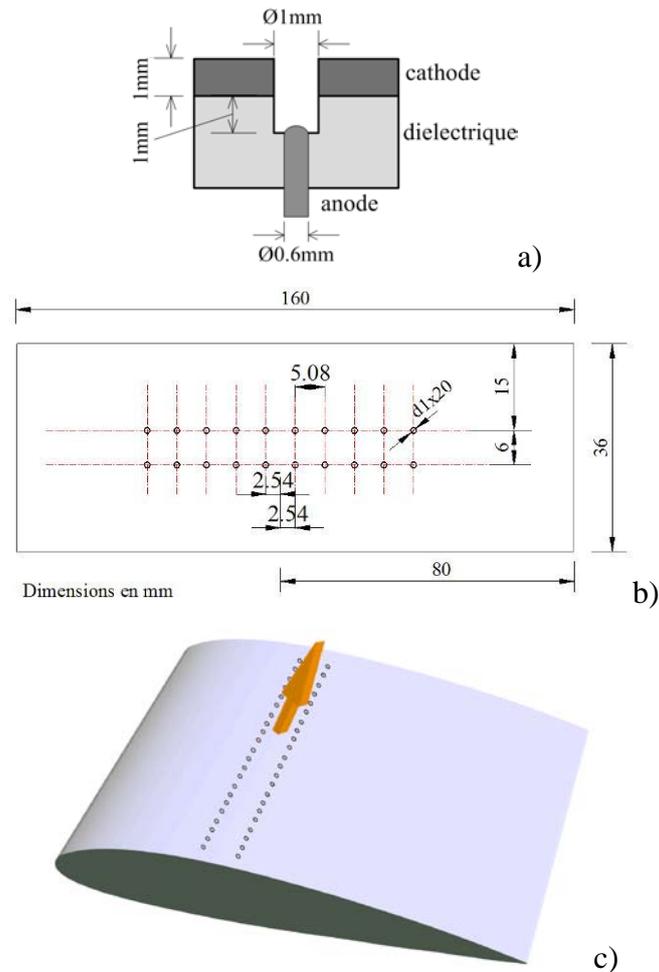


Figure 3.10 Géométrie de l'actionneur à jet
a) structure de cavité, b) actionneur avec 20 cavités, c) application envisagée

3.3.2 Montage expérimental

Une alimentation haute tension DC (SpellMAN SL300) est utilisée pour alimenter cet actionneur. Cette alimentation est équipée de sondes internes pour mesurer le courant moyen et la tension de sortie. La tension aux bornes du plasma est mesurée avec la même sonde de haute tension Tektronix P6015A . Une résistance de $1\text{ M}\Omega$ est connectée en série avec l'anode pour limiter le courant de décharge et également pour maintenir la tension de sortie de l'alimentation DC. Ce maintien est nécessaire pour amorcer simultanément le plasma dans toutes les cavités (pour l'actionneur avec plusieurs cavités).

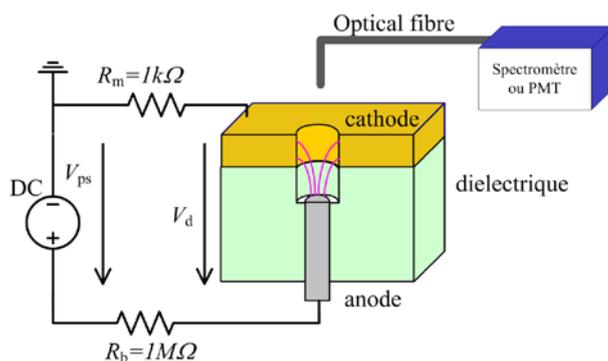


Figure 3.11 Schéma simplifié du montage expérimental

Comme illustré dans la Figure 3.11, le système optique pour étudier la lumière émise par le plasma est le même que celui utilisé dans les études précédentes. La lumière est collectée par une fibre optique en quartz de diamètre de $1000\ \mu\text{m}$ (HCG-M0904T). L'embout de la fibre est placé à $10\ \text{mm}$ de la plaque en laiton et la fibre vise directement la cavité.

3.3.3 Résultats

Pour étudier les caractéristiques de la décharge, les mesures présentées dans cette partie ont été effectuées sur un seul actionneur.

3.3.3.1 Mesure électrique

D'abord, nous avons mesuré la tension totale V_{ps} sur l'ensemble formé de la résistance de $1\ \text{M}\Omega$ et du plasma (voir la Figure 3.11). La valeur moyenne du courant I_{moy} est mesurée par la sonde interne de l'alimentation. En fonction du courant I_{moy} fourni, deux régimes de décharge ont été observés : le régime auto-impulsionnel et le régime continu. Avec notre configuration nous avons constaté que la décharge passe du régime auto-impulsionnel au régime continu à partir d'un courant moyen I_{moy} d'environ $0,30\ \text{mA}$. Ce seuil peut changer un peu en fonction des conditions expérimentales, par exemple un changement de ce seuil a été observé dû à l'usure de l'électrode.

La Figure 3.12 montre une évolution de la tension totale V_{ps} pour différents

courants moyens I_{moy} imposés par l'alimentation DC. Dans le régime auto-impulsionnel, la fréquence d'impulsion de la décharge augmente avec le courant I_{moy} . Une fois que le courant I_{moy} dépasse le seuil, la décharge passe dans le régime continu. En régime impulsionnel, entre deux pics de tension, le segment de tension quasi constante ($V \approx 1.25$ kV) est dû à la régulation de tension opérée par l'alimentation. Ce plateau ne correspond pas à une décharge en régime continu, mais à une extinction du plasma, comme indiqué par la mesure du PMT dans la Figure 3.14 (absence de lumière).

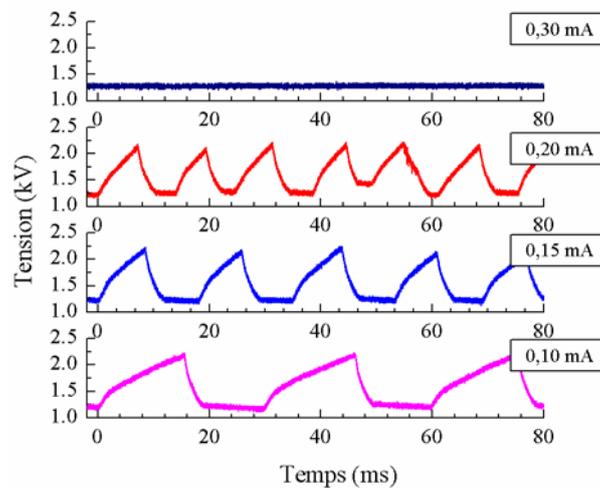


Figure 3.12 Évolution de la tension V_{ps} pour différents courants moyens I_{moy}

En régime continu, pour $I_{moy} = 0,30$ mA, la chute de tension dans le plasma peut être estimée : $V_d = V_{ps} - V_R \approx 1,25 \times 10^3 - 0,3 \times 10^{-3} \times 1 \times 10^6 = 950$ V . Si l'on assimile le plasma à une résistance pure R_p , la valeur de cette résistance serait : $R_p \approx 950 / (0,3 \times 10^{-3}) \approx 3,2$ k Ω . Cette résistance diminuerait avec l'augmentation du courant moyen I_{moy} .

La valeur du courant moyen est mesurée par la sonde interne. Pour mesurer le courant instantané de décharge, une résistance de $R_m = 1$ k Ω est utilisée, comme illustré dans la Figure 3.11. Elle est connectée en série entre la masse et l'électrode en plaque. La tension V_d entre l'électrode liée à la haute tension et la masse est mesurée en même temps que la mesure de courant (voir la Figure 3.13). En régime

auto-impulsionnel, la valeur maximale de V_d varie très peu en fonction du courant, mais en régime continu elle a une diminution d'environ 30% pour un courant $I_{moy} = 0,25$ mA.

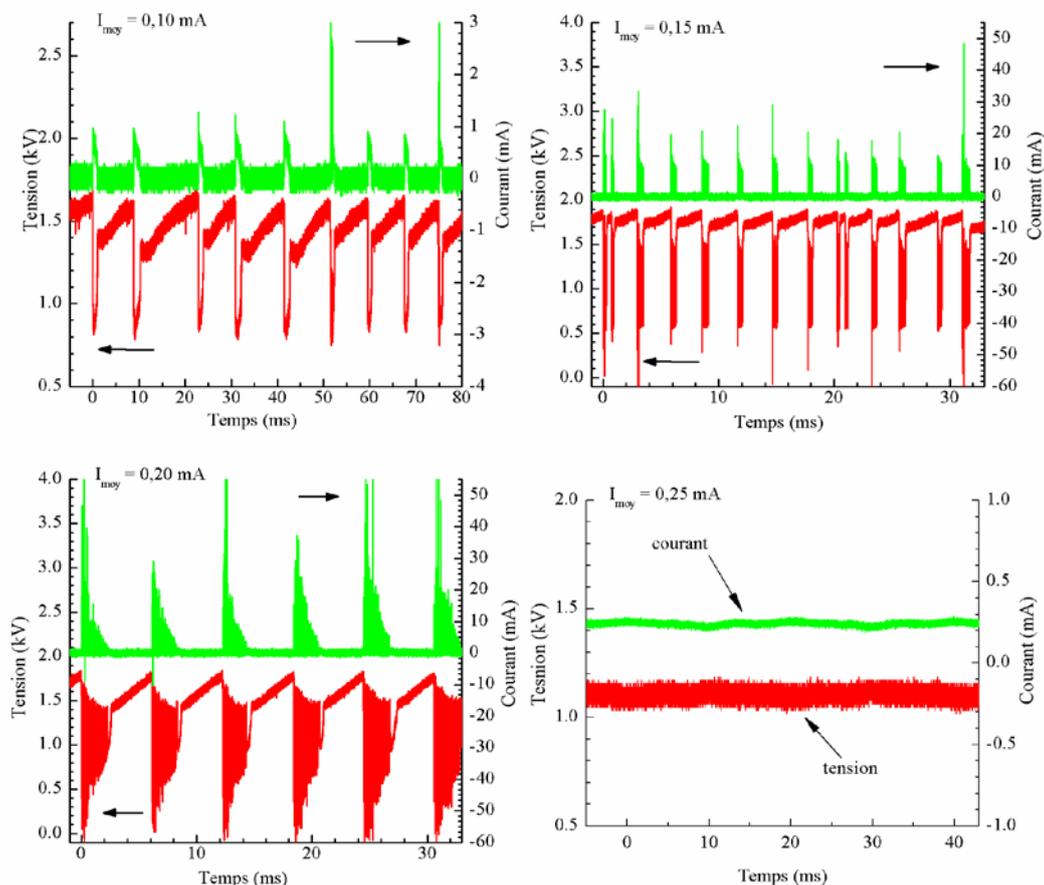


Figure 3.13 Évolution temporelle de la tension V_d et du courant de décharge pour différents courants moyens I_{moy}

L'intensité de la lumière émise par le plasma a été mesurée à l'aide d'un PMT. La tension aux bornes du plasma V_d a été mesurée en même temps. Les résultats sont montrés dans la Figure 3.14. Nous pouvons constater que pour cette configuration géométrique d'actionneur, quel que soit le courant de décharge, la tension d'amorçage du plasma est toujours identique, c'est-à-dire environ 2,25 kV. Une fois que la décharge passe en régime continu, la tension aux bornes du plasma change en fonction du courant imposé. On voit qu'en régime continu, la tension dans le plasma est de 1 kV pour un courant $I = 0,30$ mA.

Le signal du PMT indique l'instant où la décharge est présente. Pendant le premier pic de courant de décharge, la tension aux bornes du plasma chute

brutalement à zéro, puis la tension remonte progressivement avec la diminution du courant de décharge. Une fois que le courant de décharge atteint le zéro, la tension remonte tout de suite à une valeur quasi-constante ($V \approx 1.25$ kV), celle-ci est la valeur que nous avons vue dans la Figure 3.12.

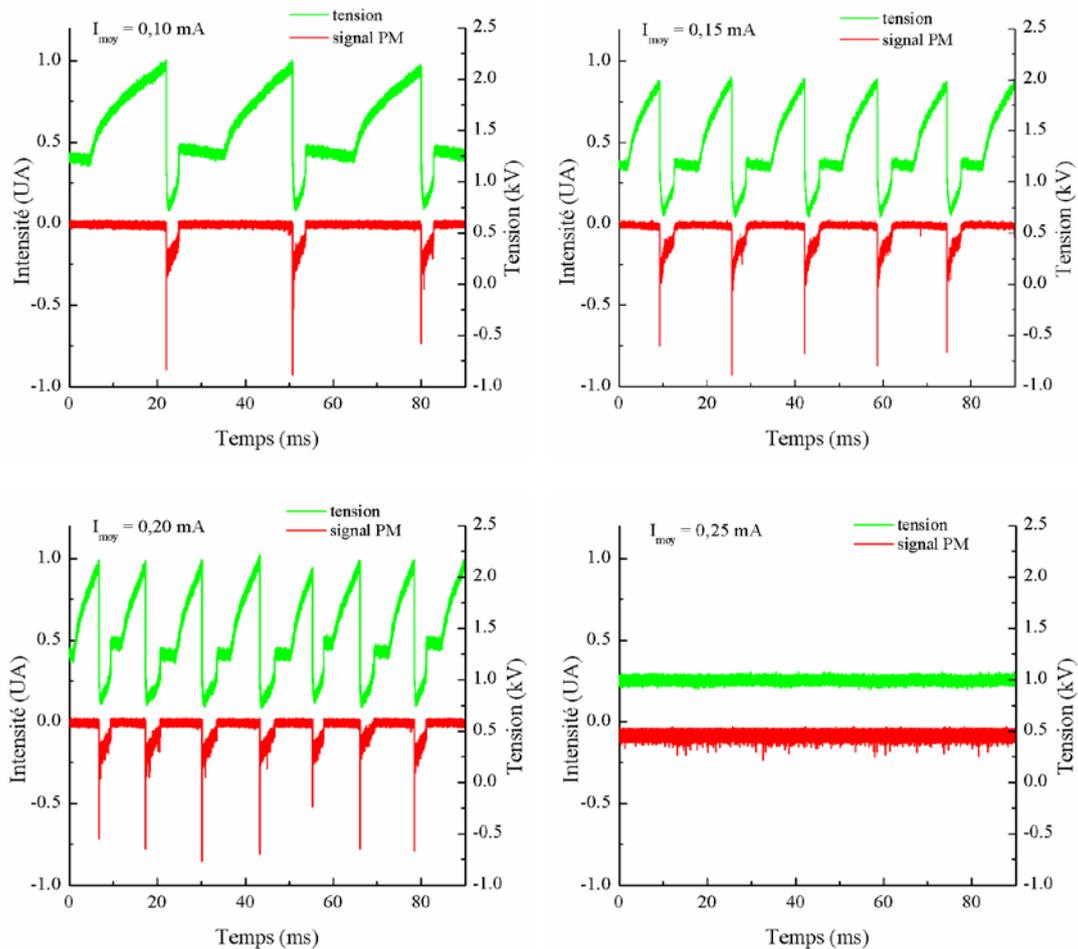


Figure 3.14 Évolution temporelle de l'intensité lumineuse de décharge et de la tension V_d pour différents courant I_{moy}

Les évolutions de la fréquence d'impulsion en régime auto-impulsionnel et de la tension V_d en régime continu en fonction du courant moyen I_{moy} sont montrées dans la Figure 3.15. On peut constater qu'en régime continu, la tension V_d diminue quand le courant I_{moy} augmente. Ceci montrerait que la décharge est en régime « glow ».

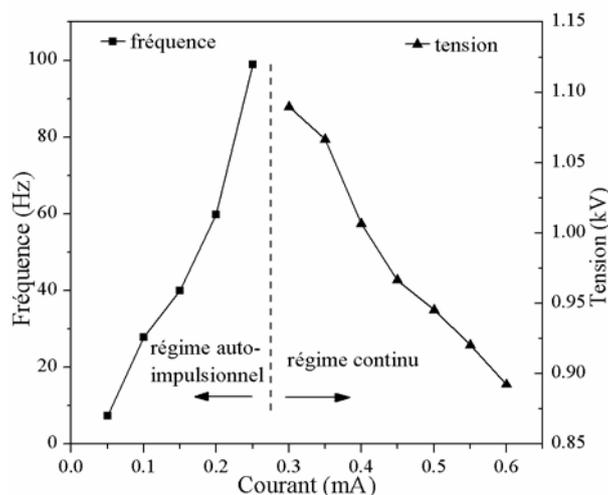


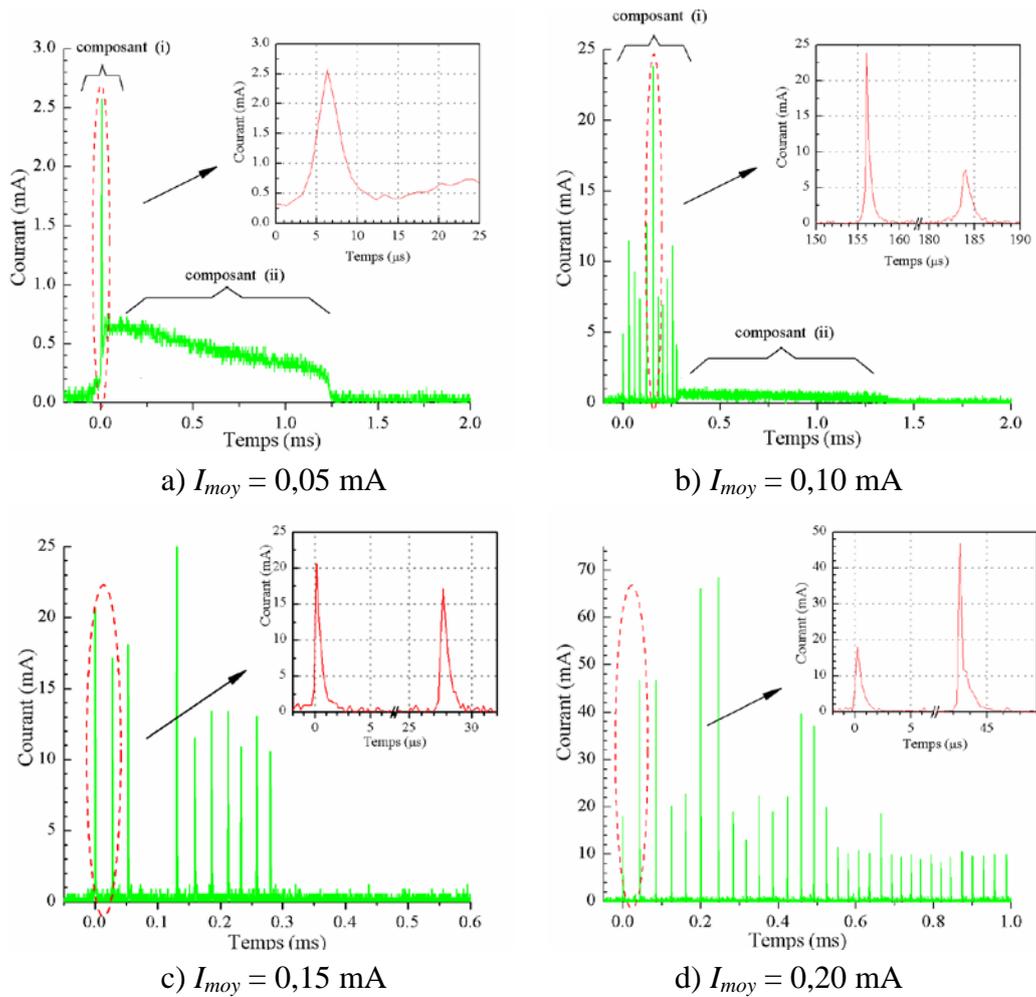
Figure 3.15 Évolution de a) la fréquence d'impulsion en régime auto-impulsionnel ; de b) la tension V_d en régime continu en fonction du courant I_{moy}

En régime auto-impulsionnel, durant une décharge impulsionnelle, deux comportements du courant de décharge peuvent être observés (voir la Figure 3.16) :

i) des impulsions fortes et très rapides qui ont des amplitudes environ 50 à 350 fois plus grandes (allant de quelques milliampères à un peu moins de 90 mA) que le courant moyen. Ces impulsions ont une durée de 2 à 10 μ s ;

ii) un courant moins fort qui décroît lentement jusqu'à l'extinction de la décharge. Ce courant a une amplitude de l'ordre de 1 mA et une durée de l'ordre de 1 ms,

Avec l'augmentation du courant moyen, la durée de la phase lente diminue jusqu'à sa disparition totale.


 Figure 3.16 Courant de décharge en régime auto-impulsionnel avec différents I_{moy}

3.3.3.2 Mesure spectroscopique

Dans chacun des deux régimes de décharge, la décharge génère un jet de gaz dû à l'expansion de gaz chauffé par la décharge dans la cavité. La température du plasma joue un rôle important dans la génération du jet. Des mesures en spectroscopie d'émission ont été effectuées afin d'estimer la température du plasma.

La mesure spectroscopique a été réalisée avec un temps d'acquisition de 20 secondes. Un spectre complet de la décharge est montré dans la Figure 3.17. L'émission du plasma est dominée par des bandes du second système positif de N_2 ($\text{C}^3\Pi_u - \text{B}^3\Pi_u$).

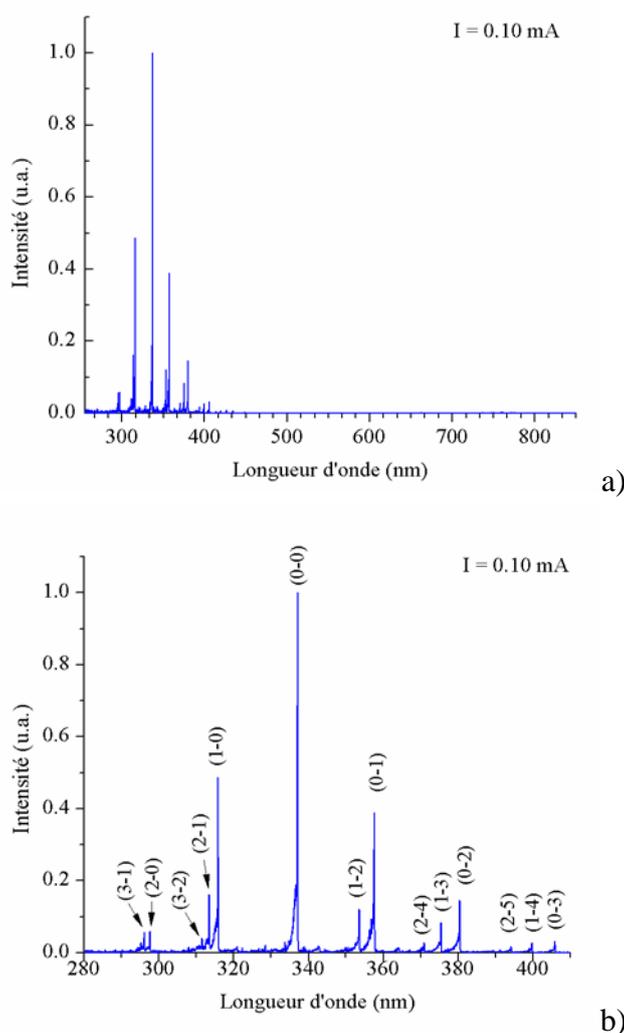
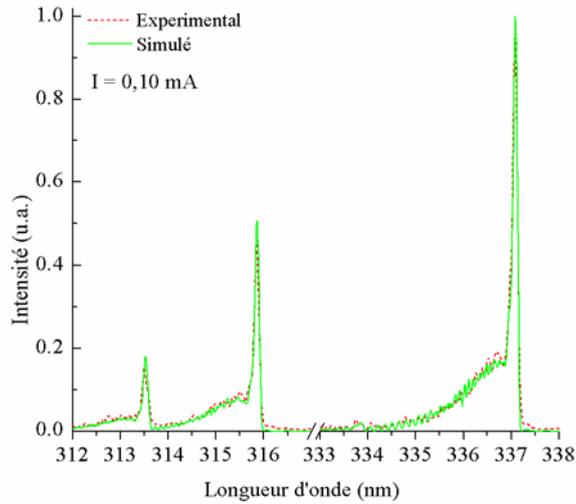


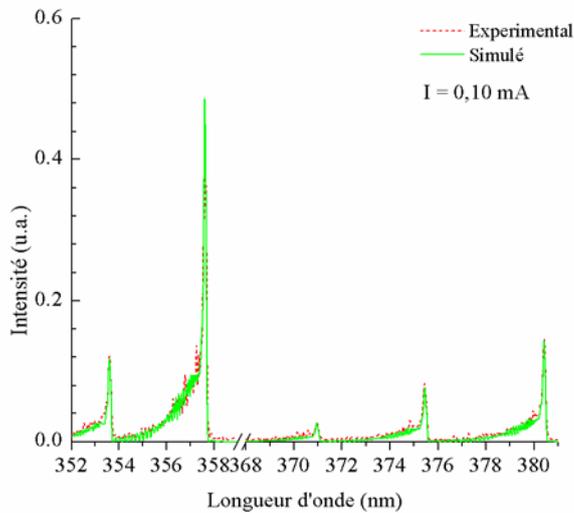
Figure 3.17 a) spectre d'émission de la décharge et b) bandes de N_2 ($C^3\Pi_u - B^3\Pi_u$) identifiées

La Figure 3.18 montre une comparaison d'un spectre expérimental et d'un spectre synthétisé avec le logiciel SPECAIR [112, 113]. La température du plasma est estimée en comparant la structure rotationnelle de la bande $N_2(0-0)$ du second système positif. La température vibrationnelle est obtenue à l'aide de la comparaison d'intensité des bandes N_2 du second système positif. Les spectres ont été réalisés avec un temps d'acquisition de 20 s, la température estimée est donc la température moyenne du plasma dans la cavité.

En régime auto-impulsionnel, la température rotationnelle augmente avec le courant de décharge moyen, mais une fois que la décharge passe en régime continu, cette dernière chute dans un premier temps, puis croît avec l'augmentation du courant



a)



b)

Figure 3.18 Comparaison de spectres expérimentaux et simulés
Meilleur accord du spectre N_2 avec $T_{vib} = 3100$ K et $T_{rot} = 570$ K

(voir la Figure 3.19). En revanche, en régime auto-impulsionnel, la température vibrationnelle reste presque identique ; quand la décharge passe en régime continu, la température vibrationnelle diminue d'environ 600 K. En comparant avec la mesure électrique, on peut constater que :

En régime auto-impulsionnel, i) en augmentant le courant moyen imposé, l'amplitude et la fréquence de l'impulsion rapide augmentent, cela favorise l'échauffement du plasma ; ii) la valeur maximale de tension aux bornes de plasma varie très peu ; iii) la température vibrationnelle des spectres reste au- même niveau.

En régime continu, avec la diminution de la tension aux bornes du plasma, la température vibrationnelle diminue. Sans forte amplitude d'impulsion, la température

rotationnelle chute également. En revanche, si le courant moyen de décharge continue à augmenter, de plus en plus d'énergie est injectée dans le plasma, ce dernier devient de plus en plus chaud et la température de plasma augmente à nouveau (voir la Figure 3.19).

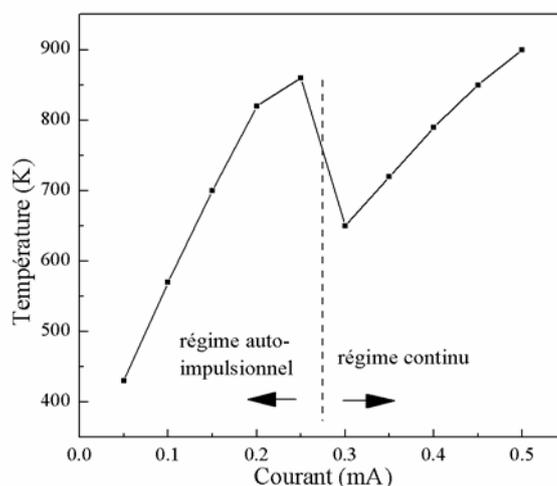


Figure 3.19 Évolution de la température T_{rot} du plasma en fonction du courant I_{moy}

3.3.3.3 Visualisation de l'écoulement induit avec de la fumée

L'air dans la cavité de l'actionneur est chauffé par la décharge, un jet de gaz est formé par une expansion rapide d'air hors de la cavité de l'actionneur. On a essayé de mesurer la vitesse par PIV, mais cela n'a pas été possible. En effet, à cause de cette projection rapide, proche de la sortie de la cavité de l'actionneur, les particules de fumée ne peuvent pas se mélanger à l'écoulement. En plus, le volume de la chambre de l'actionneur est assez petit (environ $6,3 \text{ mm}^3$) et la quantité de mouvement générée par le jet est donc relativement faible. Une fois que le jet sort de l'ouverture de la cavité, il est fortement freiné par l'air environnant et la vitesse du jet décroît rapidement.

Le diamètre d'ouverture de l'actionneur est relativement petit, le système de prise de pression en verre que nous avons n'est pas adapté pour réaliser la mesure de vitesse du jet de cet actionneur. En même temps, la perturbation électromagnétique créée par la décharge perturbe beaucoup le fonctionnement du système PIV et la sonde de pression différentielle. Seules des visualisations de la structure de

l'écoulement induit en bidimensionnel sont réalisées à l'aide de la caméra rapide du système PIV (voir la Figure 3.20).

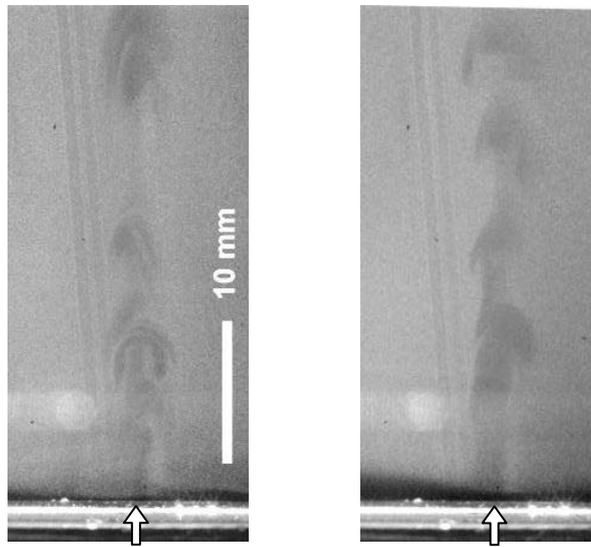


Figure 3.20 Visualisation de l'écoulement induit par l'actionneur, $I_{moy} = 0,20$ mA
La position de l'ouverture est indiquée par la flèche

Afin d'observer l'action du jet généré par l'actionneur sur un écoulement, une visualisation a été réalisée avec une colonne de fumée d'encens (voir la Figure 3.21). La colonne verticale de fumée passe près de l'ouverture de l'actionneur, le jet généré par l'actionneur agit perpendiculairement sur la colonne de fumée. La vitesse de la colonne de fumée est d'environ 0,5 m/s. L'actionneur a été placé dans un caisson fermé.

La colonne de fumée a été modifiée par le jet et cette modification peut être clairement observée avec les photos montrées dans la Figure 3.21. En régime auto-impulsionnel, la déviation de la colonne de fumée due au jet varie périodiquement. Au contraire, dans le régime continu, cette déviation est constante, ceci signifie que le jet généré par le plasma est permanent et stable. Notons que pour remplacer la perte de masse due à la projection de jet en mode continu, de gaz froid devrait entrer dans la cavité. Nous pensons que la circulation de l'air devrait être de la manière illustrée dans la Figure 3.22.

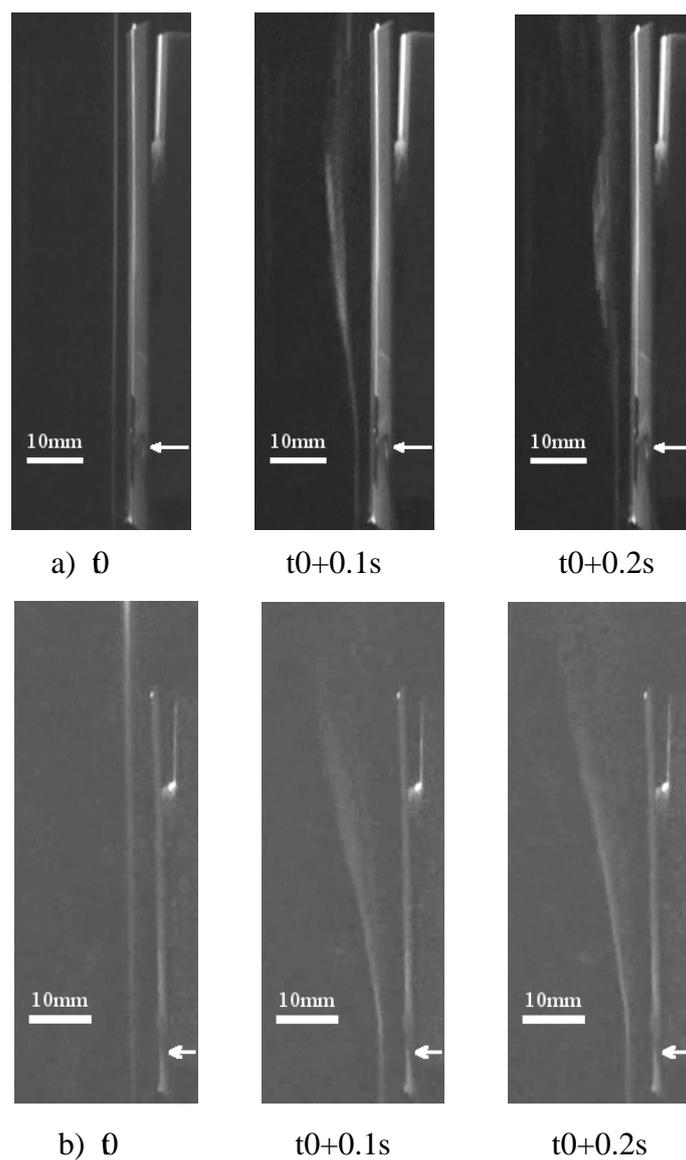


Figure 3.21 Photographies de l'action du jet sur une colonne d'encens
 a) régime auto-impulsionnel, b) régime continu. Position de l'ouverture de la cavité est indiquée par la flèche.

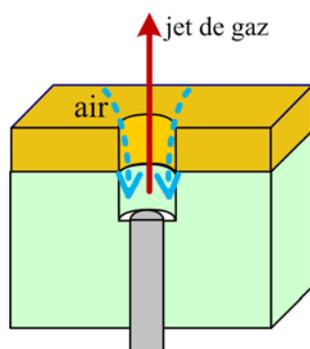


Figure 3.22 Circulation de l'air

L'effet « push-pull » de l'actionneur en régime impulsif ou la circulation d'air en régime continu pourraient certainement apporter une modification importante sur la couche limite de l'écoulement.

3.3.3.4 Amélioration de la performance de l'actionneur

La visualisation avec de la fumée a montré que l'actionneur génère un jet et ce jet peut agir sur un écoulement extérieur et le modifier. En revanche, la modification est faible à cause de la faible vitesse et de la faible quantité de mouvement du jet généré par l'actionneur. Pour améliorer l'effet du jet, des modifications peuvent être envisagées, par exemple : modifier l'ouverture en forme de tuyère pour obtenir une accélération supplémentaire sur le jet ; augmenter le volume de la chambre de décharge afin de produire une quantité de mouvement plus importante.

3.3.4 Conclusion

Un nouvel actionneur EHD alimenté par une alimentation DC permettant de produire un jet de gaz a été mis en œuvre et une étude préliminaire a été effectuée. Les mesures électriques montrent que la décharge a deux types de régime en fonction du courant moyen délivré par l'alimentation DC haute tension : auto-impulsif ou continu. Le jet produit par l'actionneur est donc soit en impulsion soit en continu.

En régime auto-impulsif, la fréquence d'impulsion augmente avec le courant moyen. Dans une impulsion, deux comportements de courant ont été observés : i) courant très fort avec une courte durée (2-10 μ s) et ii) courant avec une durée plus longue (de l'ordre d'une milliseconde) mais ayant une faible amplitude. En régime continu, la tension dans le plasma diminue avec l'augmentation du courant moyen, la courbe caractéristique V-I montrerait que la décharge est en régime « glow ».

La spectroscopie en émission montre que la température rotationnelle du

plasma augmente avec le courant moyen, mais cette température chute brutalement au moment du changement de régime. Le jet produit par le plasma est plutôt lié à l'expansion de gaz, cette expansion est due au chauffage de l'air par le plasma.

3.4 Actionneur en DBD souple

Pour l'application de l'actionneur électrohydrodynamique sur des surfaces courbées, il faut que l'actionneur soit souple pour qu'il puisse épouser la courbe. Dans cette partie, nous allons présenter un actionneur DBD souple de faible épaisseur ($< 0,7$ mm), réalisé sur un diélectrique multicouche. Des études de cet actionneur sur la plaque plane et un profil aérodynamique de type éolien (BMVR1) ont été réalisées en collaboration avec l'Institut PRISME, et en particulier avec Vincent Boucinha, doctorant de cet institut.

3.4.1 Caractéristiques électrique et spectroscopique de l'actionneur

3.4.1.1 Actionneur

L'actionneur est constitué de deux électrodes en cuivre disposées sur un diélectrique composé de deux couches de Kapton[®] collées de chaque côté d'une couche de Mylar[®] afin d'augmenter la tenue diélectrique. Les électrodes sont réalisées avec du scotch de cuivre ayant une épaisseur de $50 \mu\text{m}$. Une couche supplémentaire de Kapton[®] est collée sur le côté masse pour inhiber la création de décharge à ce côté. La Figure 3.23 montre un schéma simple de l'actionneur. Un actionneur avec une longueur d'électrode de 10 cm a été utilisé dans un premier temps pour réaliser les mesures électrique, spectroscopique et également des photos de la décharge.

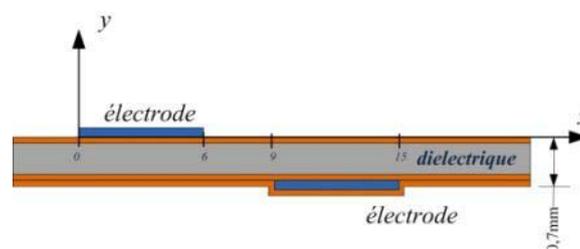


Figure 3.23 Configuration géométrique de l'actionneur

3.4.1.2 Montage expérimental

Une présentation schématique du montage expérimental est montrée dans la Figure 3.24. L'alimentation haute tension sinusoïdale est la même que celle utilisée dans le chapitre 2. Une résistance R de 100Ω est connectée en série pour la mesure de courant, la puissance active est mesurée à l'aide d'un condensateur C en utilisant la méthode de Lissajous. Le spectromètre Mechelle 5000 présenté dans le chapitre 2 est utilisé pour la mesure spectroscopique, la lumière émise par le plasma est collectée par une fibre optique en quartz de diamètre de $1000 \mu\text{m}$ (HCG-M0904T), puis transmise au spectromètre. Une lampe de calibration de deutérium/halogène (DH-2000-CAL MIKROPACK) a été utilisée pour calibrer le système d'acquisition. L'image de la décharge est prise à l'aide de la caméra rapide décrite dans la section §2.3.1.

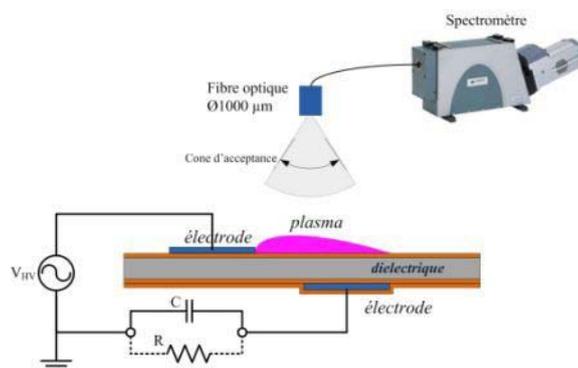


Figure 3.24 Schéma du dispositif expérimental

3.4.1.3 Résultats

■ Mesures électriques

Les mesures électriques ont été obtenues avec une seule DBD élémentaire. En inhibant l'électrode de masse, le courant de décharge est beaucoup moins élevé pendant l'alternance négative (voir la Figure 3.25). La mesure de puissance active est effectuée pour estimer la puissance consommée. Cette dernière augmente lorsque l'on augmente la tension appliquée. La formule empirique obtenue avec l'actionneur DBD en époxy permet de tracer une courbe passant très près des points expérimentaux (voir

la Figure 3.26). On constate que la tension d'amorçage est plus importante par rapport aux actionneurs en Téflon ou en époxy. Cette augmentation est probablement due à l'espace inter-électrodes qui est plus large, mais également liée à la propriété du diélectrique.

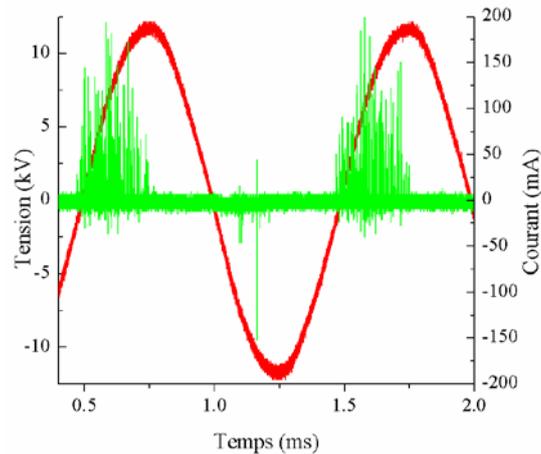


Figure 3.25 Évolution de la tension et du courant de décharge, $V_{amp} = 12 \text{ kV}$, $f = 1 \text{ kHz}$

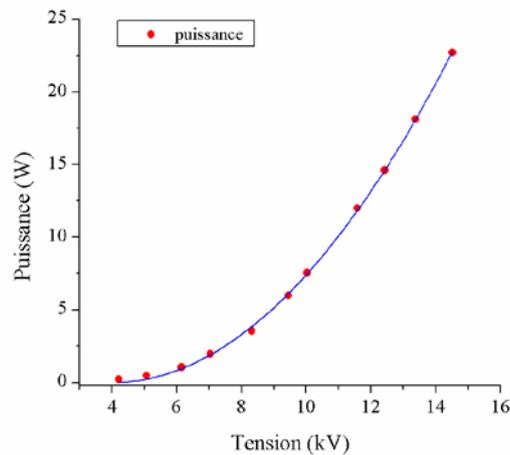


Figure 3.26 Puissance active en fonction de la tension appliquée. La courbe est tracée à l'aide de la formule empirique (2.7) avec $A = 0,21 \times 10^{-3} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{kV}^{-2}$ et $V_0 = 4,0 \text{ kV}$

■ Imagerie rapide de décharge

La caméra rapide est synchronisée avec la tension appliquée pour que l'on puisse observer la décharge à un instant bien choisi. Comme attendu, l'image de la décharge montre clairement la différente structure de décharge pendant les alternances positive

et négative (voir la Figure 3.27). La décharge est plus diffuse pendant l'alternance négative, et elle est plus filamentaire durant l'alternance positive.

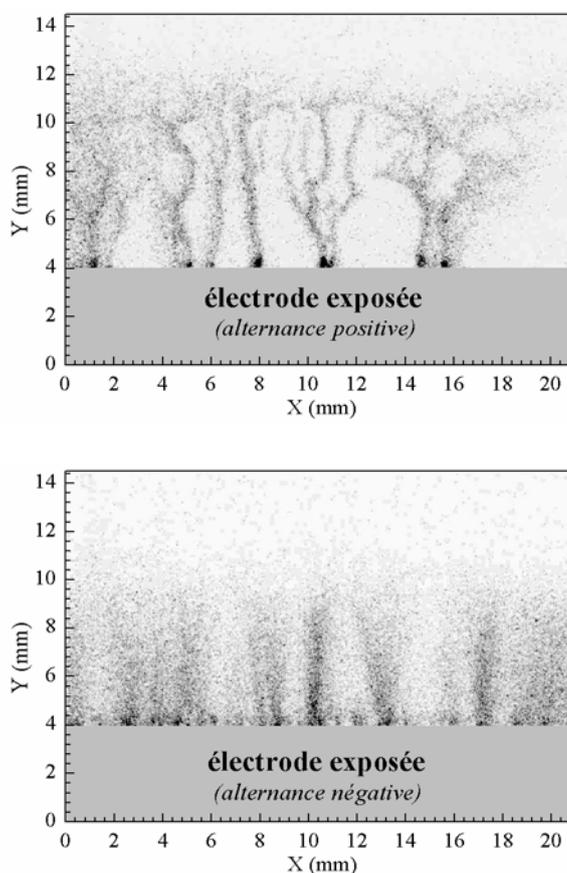


Figure 3.27 Photographie de la décharge pendant différentes alternances
 $V_{amp} = 10 \text{ kV}$, $f = 2 \text{ kHz}$, temps de pose : $5 \mu\text{s}$, $100 \mu\text{s}$ de retard par rapport à $V_{amp} = 0$

■ Mesures spectroscopiques

La mesure spectroscopique a été effectuée pour analyser la lumière émise par la décharge. Le résultat montre que l'émission est dominée par le second système positif de N_2 ($\text{C}^3\Pi_u^- - \text{B}^3\Pi_g$), comme c'est le cas pour les autres actionneurs étudiés. La température moyenne du plasma est également estimée (voir la Figure 3.28). Comme nous l'avons obtenu avec l'actionneur en époxy dans la Figure 2.42a, en synchronisant sur les deux différentes alternances, les spectres acquis montrent que des bandes du premier système négatif de N_2^+ sont apparues durant l'alternance positive. En comparant avec le spectre obtenu avec l'actionneur DBD dans le chapitre 2 (voir la Figure 2.42), on pourrait supposer que ces bandes de N_2^+ sont liées

à la décharge filamentaire pendant l'alternance positive, comme observé avec l'imagerie rapide (voir la Figure 3.27).

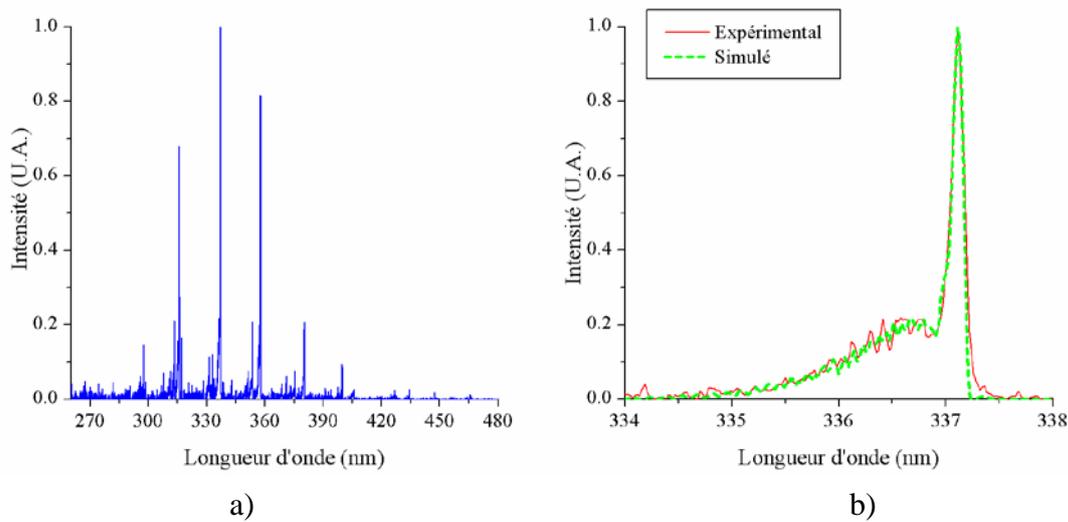


Figure 3.28 a) spectre d'émission de la décharge et b) comparaison du spectre expérimental et du spectre simulé avec $T_{rot} = 400$ K.
 $V_{amp} = 12$ kV, $f = 1$ kHz, temps d'acquisition 20 s,

3.4.2 Étude aérodynamique et application de l'actionneur

Cette étude a été réalisée en collaboration notamment avec Vincent Boucinha, doctorant de l'Institut de PRISME et Romain Jousot, doctorant du GREMI. Les résultats ont récemment fait l'objet des trois communications [118-120]. Nous présentons ici un résumé de cette étude.

3.4.2.1 Profil de l'écoulement induit

Les profils de vitesse de l'écoulement induit sans l'écoulement extérieur ont été relevés par LDV pour différentes positions (voir la Figure 3.29). La position des électrodes peut être trouvée dans la Figure 3.23. On voit que l'écoulement est bien accéléré juste au dessus de l'électrode de masse. Il y a donc une dépression dans cette zone, l'air au dessus de l'actionneur est alors attiré vers la paroi de l'actionneur. Une fois que l'écoulement passe la zone où il y a le plasma, la vitesse de l'écoulement diminue à cause de la viscosité et l'écoulement est devenu plus diffus.

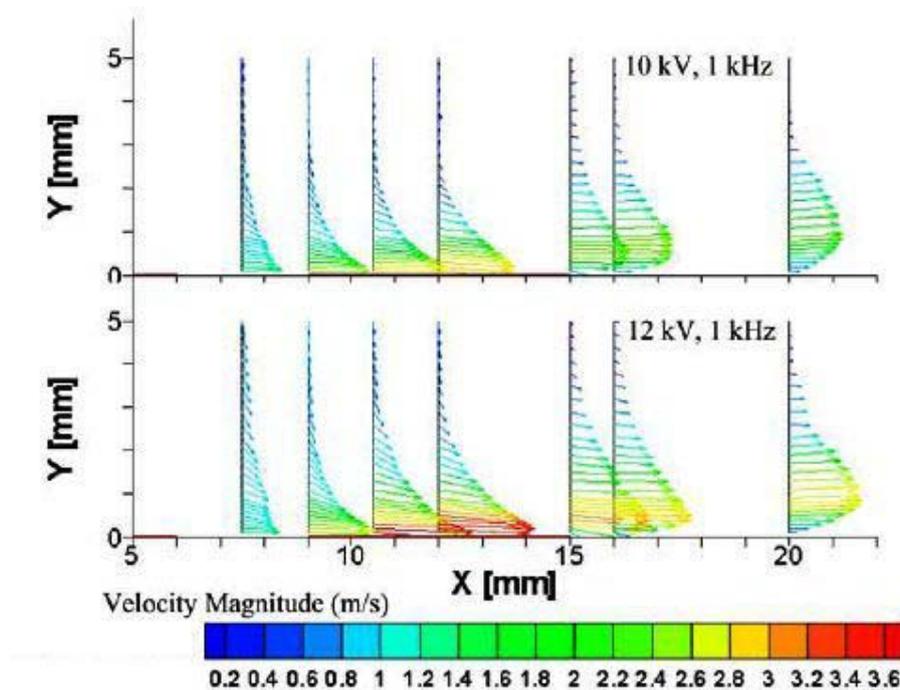


Figure 3.29 Profils de vitesse de l'écoulement induit par le plasma obtenus pour différentes positions [119]

3.4.2.2 Application sur une plaque plane

L'actionneur souple est utilisé sur une plaque plane que nous avons utilisée dans le chapitre 2 (voir la section §2.4.7.1) pour étudier la modification sur la couche limite. Les essais ont été réalisés dans la soufflerie subsonique (voir la Figure 2.59). Un actionneur de 15 cm de longueur est installé sur la plaque plane. Avec un écoulement de 10 m/s, la position de transition naturelle (indiquée par s_t) est bien derrière la position de l'actionneur (voir la Figure 3.30). En appliquant une tension V_{amp} de 12 kV et 1 kHz en fréquence, la transition laminaire-turbulente est retardée de 350 mm à 430 mm, soit environ 80 mm (voir la Figure 3.31).

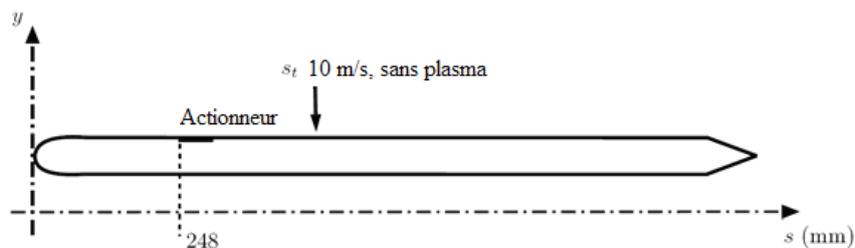


Figure 3.30 Position de l'actionneur sur la plaque plane et position de la transition naturelle de l'écoulement à 10 m/s

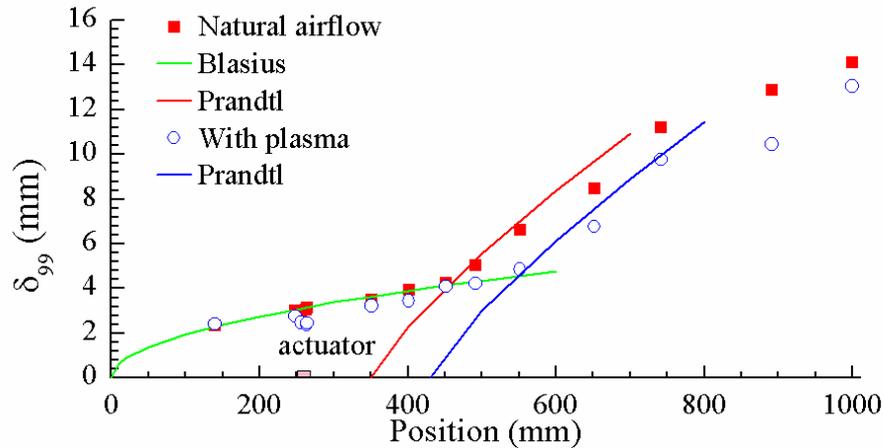


Figure 3.31 Retard de la transition sur la plaque plane $V_{amp} = 12$ kV, $f = 1$ kHz [119]

3.4.2.3 Application sur un profil

L'actionneur est utilisé sur un profil aérodynamique de type éolien (BMVR1), ayant une corde de 1 m et une envergure de 1,1 m. Un actionneur avec 27 DBD élémentaires a été installé sur l'extrados du profil, dans la zone de 3 à 80% de la corde (voir la Figure 3.32). Initialement, ces DBD élémentaires ne sont pas reliées entre elles, on peut donc faire fonctionner seulement une ou plusieurs DBD élémentaires de notre choix. Ce profil est placé dans la soufflerie Lucien Malavard (voir la Figure 2.62). La mesure avec la PIV montre qu'avec une incidence de 12° , il y a une séparation naturelle au bord de fuite pour un écoulement de 10 m/s (voir la Figure 3.33a). Quand les DBD élémentaires (N°16-18) (voir la Figure 3.32) sont en fonctionnement, cette séparation naturelle de l'écoulement est supprimée (voir la Figure 3.33b). Une augmentation de 5% de portance a été obtenue.

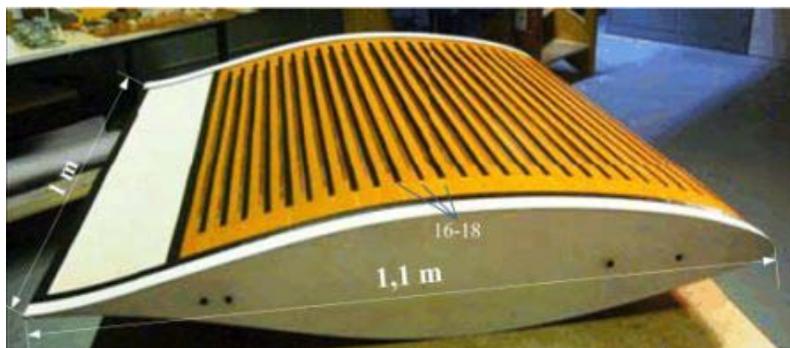


Figure 3.32 Profil BMVR1 avec les actionneurs installés [120]

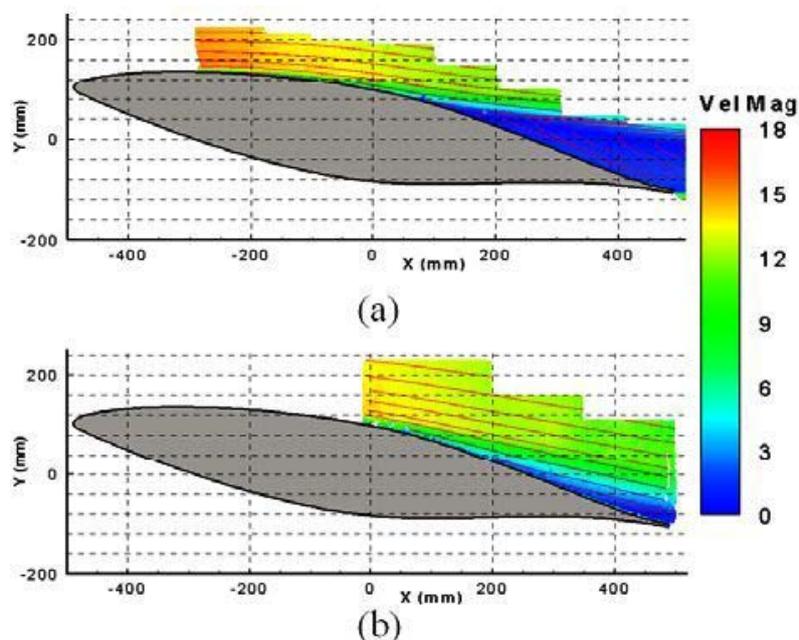


Figure 3.33 Topologie de l'écoulement à 10 m/s pour une incidence de 12° a) sans action, b) avec les DBD élémentaires n°16 à 18 en fonctionnement [120]

3.4.3 Conclusion

L'actionneur DBD souple alimenté par une alimentation haute tension sinusoïdale a été étudié dans cette partie. La consommation d'énergie est analysée afin d'estimer la puissance fournie pour un actionneur de plus grande dimension. La mesure de courant montre qu'avec l'électrode de masse couverte, le courant de décharge a beaucoup moins d'impulsions durant l'alternance négative. La mesure de profils de vitesse de l'écoulement induit par l'actionneur montre que la vitesse plus importante se trouve dans la zone au dessus de l'électrode de masse. L'actionneur peut retarder la position de la transition d'environ 80 mm sur la plaque plane. La séparation de l'écoulement sur un profil peut être supprimée par l'actionneur et 5% d'augmentation de portance est obtenue.

3.5 Conclusion de l'étude d'autres actionneurs potentiels

Dans ce chapitre, différentes études sur d'autres types d'actionneurs potentiels ont été présentées. D'abord, l'étude sur l'actionneur DBD alimenté par une alimentation impulsionnelle très rapide montre que la vitesse de l'écoulement généré par la décharge est très faible, probablement due à la courte durée d'impulsion de la tension appliquée. En revanche, cet actionneur peut générer une turbulence importante pour agir sur la couche limite d'un écoulement naturel. Ceci peut être utilisé pour provoquer la transition laminaire-turbulente dans la couche limite afin de retarder ou de supprimer la séparation de l'écoulement car une couche limite turbulente résiste mieux au gradient de pression adverse.

Un nouveau type d'actionneur à micro-décharge a été étudié. Deux types de régime de décharge ont été observés : régime auto-impulsionnel et régime continu. Cet actionneur génère un jet principalement dû à l'expansion de gaz de la cavité de l'actionneur. La visualisation grâce à la fumée montre que le jet généré par l'actionneur peut perturber la colonne de fumée. Pour améliorer la performance de cet actionneur, certains aspects doivent être améliorés, comme la taille de la cavité, et la géométrie d'ouverture.

Un actionneur DBD souple est réalisé pour être utilisé sur des surfaces courbées, comme le profil aérodynamique. Les premiers résultats sont encourageants : 23% de retard de transition sur une plaque plane ; la suppression de la séparation sur un profil et 5% d'augmentation de portance a été obtenue.

Conclusion générale et perspectives

La thématique du contrôle d'écoulement par l'actionneur à plasma s'inscrit à la frontière de deux disciplines différentes : la physique des plasmas et la mécanique des fluides. Dans le cadre de cette thèse, le travail est plutôt sur la caractérisation des plasmas et l'écoulement induit par le plasma que sur l'analyse de l'interaction entre l'écoulement induit et l'écoulement naturel. Grâce à la collaboration avec l'Institut PRISME, j'ai pu travailler en équipe avec des personnes spécialisées dans le domaine de la mécanique des fluides. J'ai appris beaucoup de notions en mécanique des fluides, ainsi que les techniques de mesure telles que la PIV et le LDV. Le travail de cette thèse consiste en plusieurs aspects : réalisation des actionneurs et des dispositifs, utilisation des instruments sophistiqués, caractérisation d'actionneurs par différentes mesures (électriques, optiques et aérodynamiques).

Dans un premier temps, l'étude sur l'actionneur DBD surfacique a été menée à l'aide de mesures électriques, optiques et aérodynamiques. La puissance consommée par la décharge et celle dissipée dans le diélectrique ont été étudiées afin de réaliser un bilan de la consommation énergétique de l'actionneur. L'étude montre que dans nos conditions de travail, la plupart de l'énergie fournie à la décharge est utilisée pour générer le plasma, ensuite dissipée par le rayonnement, et que la perte dans le diélectrique serait faible (inférieure à 5%). Une formule empirique pour estimer la puissance active est également déduite des résultats de mesure. Les mesures en spectroscopie d'émission montrent que l'émission du plasma est plutôt dans l'UV et le spectre est dominé par des bandes du second système positif de N_2 . La vitesse et la topologie de l'écoulement induit par l'actionneur sont étudiées à l'aide de moyens de mesure aérodynamique comme le Pitot, la PIV et le LDV. Ces études sont réalisées en

fonction de différents paramètres (configuration géométrique, tension appliquée, fréquence, type de diélectrique).

Ensuite, l'actionneur est appliqué sur une plaque plane et sur un profil aérodynamique dans des souffleries subsoniques pour étudier son action sur un écoulement. Sur la plaque plane, l'actionneur déclenche la transition laminaire-turbulente de la couche limite. Cela peut être utilisé comme un « turbulator » pour rendre la couche limite plus turbulente et retarder la séparation de la couche limite afin de réduire la perte d'énergie due à la séparation. Cette action a été confirmée à l'essai sur le profil aérodynamique, pour une incidence de 13° , avec un écoulement de 12 m/s ($Re = 800\ 000$). La séparation a été retardée de 4% à 12% de la corde.

Enfin, des études sur les actionneurs potentiels sont effectuées. i) Une alimentation impulsionnelle très rapide est utilisée pour alimenter l'actionneur DBD. L'étude montre qu'en raison de la courte durée de l'impulsion, l'actionneur ne génère pas un écoulement avec une vitesse importante, mais plutôt des perturbations. L'essai sur un jet circulaire avec cet actionneur montre bien que l'effet de l'actionneur rend le jet plus turbulent. ii) Un nouvel actionneur de type « micro-décharge » est également réalisé et caractérisé. Cet actionneur génère un jet dû à l'expansion du gaz de la cavité d'actionneur. Deux régimes de décharge sont observés. L'effet de cet actionneur est testé à l'aide de la visualisation en présence de fumée. iii) Un actionneur DBD souple est développé pour être utilisé sur des surfaces courbées. Les essais de l'actionneur DBD souple montrent bien l'efficacité de ce type d'actionneur : sur une plaque plane pour un écoulement naturel de 10 m/s, la transition laminaire - turbulente est retardée de 23% avec l'actionneur ; sur un profil avec une incidence de 12° et un écoulement naturel de 10 m/s ($Re = 670\ 000$), la séparation au bord de fuite est supprimée.

En perspective, la recherche sur de nouvelles configurations d'actionneur est poursuivie, ainsi que l'application de l'actionneur DBD sur le corps d'Ahmed [121] (la géométrie générique simplifiée de voiture, permettant d'étudier le comportement aérodynamique du fluide en automobile) est programmée pour étudier son action sur

le véhicule terrestre. Du côté de l'étude du plasma, l'imagerie rapide de la décharge est envisagée pour bien comprendre le comportement de la décharge aux différents instants d'une période entière de la tension appliquée. La mesure de la concentration d'ozone par la technique d'absorption optique pourrait donner des informations sur le plasma. L'étude de l'actionneur DBD dans un environnement contrôlé est également envisagée afin d'étudier l'actionneur en présence de différentes températures, différentes pressions et différents taux d'humidité pour approcher l'état réel d'utilisation de l'actionneur et pour mieux comprendre les mécanismes d'interaction plasma-écoulement.

Bibliographie

1. Gad-El-Hak M., *Flow Control: Passive, Active, and Reactive Flow Management*. 2000: Cambridge University Press.
2. Hefner J.N., *Dragging down fuel costs*. *Aerosp. Am.*, 1988. **26**: p. 14-16.
3. Anders S.G., Sellers W.L., and Washburn A.E. *Active Flow Control Activities at NASA Langley*. in *2nd AIAA Flow Control Conference*. 2004. Portland.
4. Gunzburger M.D., *Perspectives in Flow Control and Optimization*. 2002: Society for Industrial & Applied.
5. Robinson M., *Movement of Air in the Electric Wind of the Corona Discharge*. *AIEE Trans.*, 1961. **80**: p. 143.
6. Liu C. and Roth J.R., *Applications of the One Atmosphere Glow Discharge Plasma to Illumination and Aerodynamic Boundary Layer Control*. *APS Bulletin*, 1994. **39**(7): p. 1730.
7. Moreau E., *Airflow control by non-thermal plasma actuators*. *J. Phys. D: Apply. Phys.*, 2007. **40**: p. 605-636.
8. Shyy W., Jayaraman B., and Andersson A., *Modelling of Glow Discharge-Induced Fluid Dynamics*. *Journal of Applied Physics*, 2002. **92**(11): p. 6434-6443.
9. Singh K.P. and Roy S., *Force approximation for a plasma actuator operating in atmospheric air*. *Journal of Applied Physics*, 2008. **103**: p. 013305-6.
10. Singh K.P. and Roy S., *Physics of plasma actuator operating in atmospheric air*. *Applied Physics Letters*, 2008. **92**(11): p. 111502-3.

11. Singh K.P., Roy S., and Gaitonde D.V., *Study of control parameters for separation mitigation using an asymmetric single dielectric barrier plasma actuator*. *Plasma Sources Science and Technology*, 2006. **15**: p. 735–743.
12. Singh K.P., Roy S., and Gaitonde D.V. *Modeling of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuator with Atmospheric Air Chemistry*. in *37th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*. 2006. San Francisco, California. AIAA 2006-3381.
13. Roy S. and Gaitonde D.V. *Multidimensional Collisional Dielectric Barrier Discharge for Flow Separation Control at Atmospheric Pressures*. in *35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. 2005. Toronto, Ontario Canada. AIAA 2005-4631.
14. Roy S. and Gaitonde D.V., *Force interaction of high pressure glow discharge with fluid flow for active separation control*. *Physics of Plasmas*, 2006. **13**(2): p. 023503-11.
15. Boeuf J.P., Lagmich Y., Callegari T., and Pitchford L.C. *EHD Force in Dielectric Barrier Discharges Parametric Study and Influence of Negative Ions*. in *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2007. Reno, Nevada. AIAA 2007-183.
16. Boeuf J.P., Lagmich Y., Callegari T., Pitchford L.C., and Unfer T. *New Insights in the Physics of DBD Plasma Actuators for Flow Control*. in *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2008. Reno, Nevada AIAA 2008-1376.
17. Boeuf J.P. and Pitchford L., *Electrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge*. *Journal of Applied Physics*, 2005. **97**(103307): p. 1-10.
18. Schlichting H., *Boundary-Layer Theory*. 6 ed. 1968: McGraw-Hill.
19. Cossu C., *Retarder la transition vers la turbulence*, in *Mécanique des fluides*. 2007, Techniques de l'Ingénieur.
20. Gosse J., *Mécanique des fluides*. 1995, Techniques de l'Ingénieur.
21. Coe D.J., Allen M.G., Rinehart C.S., and Glezer A., *Pneumatically actuated micromachined synthetic jet modulators*. *Sensors and Actuators A: Physical*, 2006. **132**(2): p. 689-700.

22. Smith B.L. and Glezer A., *The formation and evolution of synthetic jets*. *Physics of Fluids*, 1998. **10**(9): p. 2281-2297.
23. Robinson M., *A history of the electric wind*. *American Journal of Physics*, 1962. **30**(5): p. 366-372.
24. Kibler K.G. and Carter J.H.G., *Electrocooling in gases*. *Journal of Applied Physics*, 1974. **45**(10): p. 4436-4440.
25. Go D.B., Garimella S.V., Fisher T.S., and Mongia R.K., *Ionic winds for locally enhanced cooling*. *Journal of Applied Physics*, 2007. **102**(5): p. 053302-8.
26. Fomin V.M., Tretyakov P.K., and Taran J.P., *Flow control using various plasma and aerodynamic approaches (Short review)*. *Aerospace Science and Technology*, 2004. **8**(5): p. 411-421.
27. Léger L., Moreau E., Artana G., and Touchard G., *Influence of a DC corona discharge on the airflow along an inclined flat plate*. *Journal of Electrostatics*, 2001. **51-52**: p. 300-306.
28. Cybyk B.Z., Wilkerson J.T., and Grossman K.R. *Performance characteristics of the sparkjet flow control actuator*. in *2nd AIAA Flow Control Conference*. 2004. Portland, Oregon. AIAA 2004-2131.
29. Rajendar A., Crittenden T.M., and Glezer A. *Characterization of the Internal Flow Dynamics of Combustion Powered Actuators*. in *4th Flow Control Conference*. 2008. Seattle, Washington. AIAA 2008-3760.
30. Léger L., Moreau E., and Touchard G. *Electrohydrodynamic airflow control along a flat plate by a DC surface corona discharge—Velocity profile and wall pressure measurements*. in *1st AIAA Flow Control Conference*. 2002. St. Louis, USA.
31. Leger L., Moreau E., and Touchard G.G., *Effect of a DC corona electrical discharge on the airflow along a flat plate*. *Industry Applications, IEEE Transactions on*, 2002. **38**(6): p. 1478-1485.
32. Léger L., *Contrôle actif d'un écoulement d'air par un plasma froid surfacique*. 2003, Université de Poitiers: Poitiers. Thèse de Doctorat.
33. Labergue A., Leger L., Moreau E., Touchard G., and Bonnet J.P., *Experimental study of the detachment and the reattachment of an airflow along an inclined wall controlled by a surface corona discharge-application to a plane turbulent*

- mixing layer*. Industry Applications, IEEE Transactions on, 2004. **40**(5): p. 1205-1214.
34. Labergue A., Léger L., Moreau E., and Touchard G., *Effect of a plasma actuator on an airflow along an inclined wall: P.I.V. and wall pressure measurements*. Journal of Electrostatics, 2005. **63**: p. 961–967.
35. Moreau E., Leger L., and Touchard G., *Effect of a DC surface-corona discharge on a flat plate boundary layer for air flow velocity up to 25 m/s*. Journal of Electrostatics, 2006. **64**: p. 215–225.
36. Artana G., Sosa R., Moreau E., and Touchard G., *Control of the near wake flow around a circular cylinder with electrohydrodynamic actuators*. Experiments in Fluids, 2003. **36**(6): p. 580–588.
37. Hyun K.T. and Chun C.H., *The wake flow control behind a circular cylinder using ion wind*. Experiments in Fluids, 2003. **35**(6): p. 541-552.
38. Magnier P., Hong D., Leroy-Chesneau A., Bauchire J.M., and Hureau J., *Control of separated flows with the ionic wind generated by a DC corona discharge*. Experiments in Fluids, 2007. **42**(5): p. 815-825.
39. Magnier P., Hong D., Leroy-Chesneau A., Pouvesle J.-M., and Hureau J., *A DC corona discharge on a flat plate to induce air movement*. Journal of Electrostatics, 2007. **65**: p. 655–659.
40. Roth J.R., Sherman D.M., and Wilkinson S.P. *Boundary Layer Flow Control with a One Atmosphere Uniform Glow Discharge Surface Plasma*. in *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*. 1998. Reno, Nevada. AIAA 98-0328.
41. Roth J.R., Sherman D.M., and Wilkinson S.P., *Electrohydrodynamic flow control with a glow-discharge surface plasma*. AIAA Journal, 2000. **38**(7): p. 1166-1172.
42. Sherman D.M., Wilkinson S.P., and Roth J.R., *Paraelectric Gas Flow Accelerator*, Patent U.S., Editor. 2001: U.S.
43. Roth J.R., *Aerodynamic Flow Acceleration using Paraelectric and Peristaltic Electrohydrodynamic (EHD) Effects of a One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma (OAUGDP™)*. Physics of Plasmas, 2003. **10**(5).
44. Roth J.R., Sin H., Madhan R.C.M., and Wilkinson S.P. *Flow Re-Attachment*

- and Acceleration by Paraelectric and Peristaltic Electrohydrodynamic (EHD) Effects.* in *the 41st AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit.* 2003. Reno, Nevada. AIAA 2003-0351.
45. Roth J.R., Madhan R.C.M., Yadav M., Rahel J., and Wilkinson S.P. *Flow Field Measurements of Paraelectric, Peristaltic and Combined Plasma Actuators Based on the One Atmospheric Uniform Glow Discharge Plasma (OAUGDPTM).* in *42nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.* 2004. Reno, Nevada. AIAA 2004 - 0845.
46. Roth J.R. and Dai X. *Optimization of the Aerodynamic Plasma Actuator as an Electrohydrodynamic (EHD) Electrical Device.* in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.* 2006. Reno, Nevada AIAA 2006-1203.
47. Roth J.R., *Subsonic Plasma Aerodynamics for Flight Control of Aircraft,* in *2006 International Symposium on Electrohydrodynamics.* 2006: Buenos Aires, Argentina. p. 351-362.
48. Enloe C.L., McLaughlin T.E., VanDyken R.D., Kachner K.D., Jumper E.J., and Corke T.C. *Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma.* in *41st AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit.* 2003. Reno, Nevada. AIAA 2003-1021.
49. Enloe C.L., McLaughlin T.E., Van Dyken R.D., and Fischer J.C. *Plasma Structure in the Aerodynamic Plasma Actuator.* in *42nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.* 2004. Reno, Nevada. AIAA 2004 - 0844.
50. Enloe C.L., McLaughlin T.E., Vandyken R.D., Kachner K.D., Jumper E.J., Corke T.C., Post M., and Haddad O., *Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Geometric Effects.* AIAA Journal, 2004. **42**(3): p. 595-604.
51. Enloe C.L., McLaughlin T.E., Vandyken R.D., Kachner K.D., Jumper E.J., and Corke T.C., *Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Plasma Morphology.* AIAA Journal, 2004. **42**(3): p. 589-594.
52. Enloe C.L., McLaughlin T.E., Font G.I., and Baughn J.W. *Parameterization of Temporal Structure in the Single Dielectric Barrier Aerodynamic Plasma Actuator.* in *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting.* 2005. Reno, Nevada. AIAA 2005-564.
53. Pons J., Moreau E., and Touchard G., *Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties and induced*

- airflow characteristics*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2005. **38**: p. 3636-3642.
54. Forte M., Jolibois J., Moreau E., and Touchard G. *Optimization of a dielectric barrier discharge actuator – Application for airflow control*. in *5th International Symposium of Non-Thermal Plasma Technology*. 2006. Ile d’Oléron, France.
55. Benard N., Jolibois J., Forte M., Touchard G., and Moreau E., *Control of an axisymmetric subsonic air jet by plasma actuator*. Experiments in Fluids, 2007. **43**(4): p. 603-616.
56. Benard N., Braud P., Pons J., Touchard G., and Moreau E., *Quasi-steady and unsteady actuation by surface non-thermal plasma discharge for control of a turbulent round air jet*. Journal of Turbulence, 2007. **8**(49).
57. Benard N., Jolibois J., Moreau E., Sosa R., Artana G., and Touchard G., *Aerodynamic plasma actuators: A directional micro-jet device*. Thin Solid Films, 2008. **516**(19): p. 6660-6667.
58. Benard N., Balcon N., and Moreau E., *Electric wind produced by a surface dielectric barrier discharge operating in air at different pressures: aeronautical control insights*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2008. **41**(9): p. 042002.
59. Benard N., Balcon N., and Moreau E. *Electric Wind Produced by a Single Dielectric Barrier Discharge Actuator Operating in Atmospheric Flight Conditions – Pressure Outcome*. in *39th Plasmadynamics and Lasers Conference*. 2008. Seattle, Washington. AIAA 2008-3792.
60. Benard N., Bonnet J.P., Touchard G., and Moreau E. *Flow control by dielectric barrier discharge actuators – Jet mixing enhancement*. in *4th Flow Control Conference*. 2008. Seattle, Washington. AIAA 2008-3878.
61. Benard N., Braud P., Jolibois J., and Moreau E. *Airflow Reattachment Along a NACA 0015 Airfoil by Surfaces Dielectric Barrier Discharge Actuator – Time Resolved Particle Image Velocimetry Investigation*. in *4th Flow Control Conference*. 2008. Seattle, Washington. AIAA 2008-4202.
62. Benard N., Jolibois J., Touchard G., and Moreau E. *A Directional Plasma-Jet Device Generated by Double DBD Actuators – An Active Vortex Generator for Aerodynamic Flow Control*. in *4th Flow Control Conference*. 2008. Seattle, Washington. AIAA 2008-3763.

63. Shcherbakov Y.V., Ivanov N.S., Baryshev N.D., Frolovskij V.S., and Syssoev V.S. *Dray reduction by AC Streamer Corona Discharges along a Wing-like Profile Plate*. in *31 st AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*. 2000. Denver, CO. AIAA 2000-2670.
64. Post M.L. and Corke T.C. *Seperation control on high angle of attack airfoil using plasma actuators*. in *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2003. Reno, Nevada. AIAA2003-1024.
65. Post M.L., Greenwade S.L., Yan M.H., Corke T.C., and Patel M.P. *Effects of an Aerodynamic Plasma Actuator on an HSNLF Airfoil*. in *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2007. Reno, Nevada. AIAA 2007-638.
66. Borghi C.A., Carraro M.R., and Cristofolini A. *Plasma and flow characterization in a flat panel one atmosphere uniform barrier discharge*. in *36th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*. 2005. Toronto, Ontario. AIAA paper 2005-5307.
67. Cristofolini A., Borghi C.A., Carraro M.R., and Neretti G. *A Study of the Electrical Supply System of a Surface Barrier Discharge for EHD Flow Acceleration*. in *38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*. 2007. Miami, FL AIAA 2007-4516.
68. Opaits D.F., Roupasov D.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Y., Zavyalov I.N., and Saddoughi S.G. *Plasma control of boundary layer using low-temperature non-equilibrium plasma of gas discharge*. in *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2005. Reno, Nevada. AIAA 2005-118.
69. Opaits D.F., Neretti G., Likhanskii A.V., Zaidi S., Shneider M.N., Miles R.B., and Macheret S.O. *Experimental Investigation of DBD Plasma Actuators Driven by Repetitive High Voltage Nanosecond Pulses with DC or Low-Frequency Sinusoidal Bias*. in *38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*. 2007. Miami, FL. AIAA 2007-4532.
70. Nudnova M.M., Roupasov D.V., Tsyganov D.L., Zavyalov I.N., and Starikovskii A.Y. *PLASMA ASSISTED AERODYNAMICS*. in *16th International Conference on Gas Discharges and their Applications*. 2006. Xi'an, China.
71. Magnier P., Dong B., Hong D., and Hureau J., *Action of a pulsed DBD actuator on a slow jet*. *Journal of Electrostatics*, 2008. **66**(7-8): p. 369-74

72. Moreau E., Louste C., and Touchard G., *Electric wind induced by sliding discharge in air at atmospheric pressure*. Journal of Electrostatics, 2008. **66**: p. 107–114.
73. Moreau E., Sosa R., and Artana G., *Electric wind produced by surface plasma actuators: a new dielectric barrier discharge based on a three-electrode geometry*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2008. **41**(11): p. 115204.
74. Sosa R., Artana G., Moreau E., and Touchard G., *Stall control at high angle of attack with plasma sheet actuators*. Experiments in Fluids, 2007. **42**: p. 143–167.
75. Sosa R., Kelly H., Grondona D., Marquez A., Lago V., and Artana G., *Electrical and plasma characteristics of a quasi-steady sliding discharge*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2008. **41**: p. 035202.
76. Louste C., Artana G., Moreau E., and Touchard G., *Sliding discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties*. Journal of Electrostatics, 2005. **63**: p. 615–620.
77. El-Khabiry S. and Colver G.M., *Drag reduction by dc corona discharge along an electrically conductive flat plate for small Reynolds number flow*. Physics of Fluids, 1997. **9**(3): p. 587-599.
78. Colver G.M. and El-Khabiry S., *Modeling of DC corona discharge along an electrically conductive flat plate with gas flow*. Industry Applications, IEEE Transactions on, 1999. **35**(2): p. 387-394.
79. Odic E., Goldman A., Goldman M., Dhainaut M., and Dussart R., *Current distribution of AC surface discharges and associated chemistry*. Journal of Electrostatics, 2006. **64**(7-9): p. 477-484.
80. Trichel G.W., *The mechanism of the negative point to plane corona near onset*. Physical Review, 1938. **54**: p. 1078.
81. Orlov D.M., Font G.I., and Edelstein D. *Characterization of Discharge Modes of Plasma Actuators*. in *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2008. Reno, Nevada. AIAA 2008-1409.
82. Gibalov V.I. and Pietsch G.J., *The development of dielectric barrier discharges in gas gaps and on surfaces*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2000. **33**: p. 2618-2636.

83. Porter C.O., McLaughlin T.E., Enloe C.L., Font G.I., and Baughn J.W. *Boundary Layer Control Using a DBD Plasma Actuator*. in *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2007. Reno, Nevada. AIAA 2007-786.
84. Likhanskii A.V., Shneider M.N., Macheret S.O., and Miles R.B. *Modelling of interaction between weakly ionized near-surface plasmas and gas flow*. in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2006. Reno, Nevada. AIAA paper 2006-1204.
85. Porter C.O., Baughn J.W., McLaughlin T.E., Enloe C.L., and Font G.I., *Plasma Actuator Force Measurements*. AIAA Journal, 2007. **45**(7): p. 1562-1570.
86. Baughn J.W., Porter C.O., Peterson B.L., McLaughlin T.E., Enloe C.L., Font G.I., and Baird C. *Momentum Transfer for an Aerodynamic Plasma Actuator with an Imposed Boundary layer* in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2006. Reno, Nevada AIAA 2006-168.
87. Gregory J.W., Enloe C.L., Font G.I., and McLaughlin T.E. *Force Production Mechanisms of a Dielectric-Barrier Discharge Plasma Actuator*. in *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2007. Reno, Nevada. AIAA 2007-185.
88. Soo S.L., ed. *Instrumentation For Fluid Particle Flow*. 1999, NOYES PUBLICATIONS.
89. Lagmich Y., Callegari T., Pitchford L.C., and Boeuf J.P., *Model description of surface dielectric barrier discharges for flow control*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2008. **41**(9): p. 095205.
90. Lagmich Y., Callegari T., Unfer T., Pitchford L.C., and Boeuf J.P. *Modeling of Surface Dielectric Barrier Discharges for Flow Control: EHD Force and Scaling Laws*. in *International Symposium on Electrohydrodynamics*. 2006. Buenos Aires.
91. Lagmich Y., Callegari T., Unfer T., Pitchford L.C., and Boeuf J.P., *Electrohydrodynamic force and scaling laws in surface dielectric barrier discharges*. Applied Physics Letters, 2007. **90**(051502).
92. Orlov D.M., Apker T., He C., Othman H., and Corke T.C. *Modeling and Experiment of Leading Edge Separation Control Using SDBD Plasma Actuators*. in *AIAA 45th Aerospace Sciences Meeting*. 2007. Reno, Nevada. AIAA 2007-0877.

93. Orlov D.M. and Corke T.C. *Numerical Simulation of Aerodynamic Plasma Actuator Effects*. in *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*. 2005. Reno Nevada. AIAA Paper 2005-1083.
94. Likhanskii A.V., Shneider M.N., Macheret S.O., and Miles R.B. *Optimization of Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators Driven By Repetitive Nanosecond Pulses*. in *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2007. Reno, Nevada. AIAA 2007-633.
95. Font G.I., Enloe C.L., McLaughlin T.E., and Orlov D. *Plasma Discharge Characteristics and Experimentally Determined Boundary Conditions for a Plasma Actuator*. in *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2007. Reno, Nevada. AIAA 2007-188.
96. Font G.I., *Boundary-Layer Control with Atmospheric Plasma Discharges*. AIAA Journal, 2006. **44**(7): p. 1572-1578.
97. Font G.I. and Morgan W.L. *Plasma Discharges in Atmospheric Pressure Oxygen for Boundary Layer Separation Control*. in *35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. 2005. Toronto, Ontario. AIAA 2005-4632.
98. Post M.L. and Corke T.C., *Separation Control on High Angle of Attack Airfoil Using Plasma Actuators*. AIAA Journal, 2004. **42**(11): p. 2177-2184.
99. Corke T.C., He C., and Patel M.P. *Plasma flaps and slats: An application of weakly-ionized plasma actuators*. in *2nd AIAA Flow Control*. 2004 Portland, OR.
100. Ramakumar K. and Jacob J.D. *Flow Control And Lift Enhancement Using Plasma Actuators*. in *35th Fluid Dynamics Conference*. 2005. Toronto, ON. AIAA 2005-4635.
101. Thomas F.O. *Plasma Actuators for Airframe Noise Control*. in *NIA Workshop on Revolutionary Aircraft for Quiet Communities*. 2007. Hampton, VA.
102. Santhanakrishnan A. and Jacob J.D. *On Plasma Synthetic Jet Actuators*. in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2006. Reno, Nevada. AIAA 2006-317.
103. Santhanakrishnan A. and Jacob J.D., *Flow control with plasma synthetic jet actuators*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2007. **40**(3): p. 637-651.
104. Kogelschatz U., *Filamentary, patterned, and diffuse barrier discharges*.

- Plasma Science, IEEE Transactions on, 2002. **30**(4): p. 1400-1408.
105. Kogelschatz U., *Dielectric-barrier Discharges: Their History, Discharge Physics, and Industrial Applications*. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2003. **23**(1): p. 1-46.
 106. Kogelschatz U., Eliasson B., and Egli W., *From ozone generators to flat television screens: history and future potential of dielectric-barrier discharges*. Pure and Applied Chemistry, 1999. **71** (10): p. 1819-1828.
 107. Singh K.P. and Roy S., *Impedance matching for an asymmetric dielectric barrier discharge plasma actuator*. Applied Physics Letters, 2007. **91**: p. 081504.
 108. Kraus J.D., *Electromagnetics*. 4 ed. 445. 1991 McGraw-Hill Inc.
 109. Herzberg G., *Molecular spectra and molecular structure, I. Spectra of diatomic molecules*. 2 ed. 1989, Malabar, Florida: Krieger Pub Company.
 110. Pearse R.W.B. and Gaydon A.G., *The identification of molecular spectra*. 3 ed. 1965, London: Chapman & Hall LTD.
 111. Landshoff R.K.M. and Magee J.L., *Thermal radiation phenomena. Volume 1. Radiative properties of Air*. 1969, New York: Plenum Publishing Corp.
 112. Laux C.O., Spence T.G., Kruger C.H., and Zare R.N., *Optical diagnostics of atmospheric pressure air plasmas*. Plasma Sources Science and Technology, 2003. **12**: p. 125-138.
 113. Laux C.O., Andreasson J., and Risberg J. *SpecAir*. 2006; Available from: <http://www.specair-radiation.net/>.
 114. MAGNIER P., *Étude expérimentale du contrôle d'écoulements aérodynamiques subsoniques par action de plasmas froids surfaciques à pression atmosphérique*. 2007, Université d'Orléans: Orléans. Thèse de Doctorat.
 115. MAGNIER P., DONG B., HONG D., LEROY-CHESENEAU A., and HUREAU J. *Control of subsonic flows with high voltage discharges*. in *IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS*. 2006. London, UK.
 116. Raffel M., Willert C.E., Wereley S.T., and Kompenhans J., *Particle Image*

Velocimetry: A Practical Guide. 2 ed. 2007: Springer.

117. Williamson J.M., Trump D.D., Bletzinger P., and Ganguly B.N., *Comparison of high-voltage ac and pulsed operation of a surface dielectric barrier discharge*. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2006. **39**: p. 4400–4406.
118. DONG B., HONG D., POUVESLE J.-M., BOUCINHA V., WEBER R., and LEROY A. *STUDY OF A DBD PLASMA ACTUATOR DEDICATED TO AIRFLOW SEPARATION CONTROL*. in *The 35th IEEE International Conference on Plasma Science*. 2008. Karlsruhe, Germany IEEE Operations Center.
119. Boucinha V., Magnier P., Leroy-Chesneau A., Weber R., Jousot R., Dong B., and Hong D. *Characterization of the Ionic Wind Induced by a Sine DBD Actuator used for Laminar-to-Turbulent Transition Delay* in *4th Flow Control Conference*. 2008. Seattle, Washington. AIAA 2008-4210.
120. Boucinha V., Weber R., Dong B., and Hong D. *CONTROLE DU DECOLLEMENT SUR UN PROFIL EOLIEN DE 1 M DE CORDE PAR DES ACTIONNEURS DE TYPE DBD* in *43ème Colloque d'aérodynamique appliquée de la 3AF*. 2008. Poitiers, France.
121. Ahmed S.R., Ramm G., and Faitin G., *Some salient features of the time - averaged ground vehicle wake*. SAE-TP-840300, 1984: p. 32.

Publications

Articles en revues internationales à comité de lecture

B Dong, J M Bauchire, J M Pouvesle, P Magnier and D Hong
Experimental study of a DBD surface discharge for the active control of subsonic airflow
Journal of Physics D: Applied Physics **41** (2008) 155201 (9 pages)

Binjie Dong, Dunpin Hong, Jean-Marc Bauchire and Jean-Michel Pouvesle
Investigation of a Surface Dielectric Barrier Discharge Dedicated to Boundary Layer Control
High Temperature Material Processes, (article accepté pour publication)

Pierre MAGNIER, Binjie DONG, Dunpin HONG, Jacques HUREAU
Action of a pulsed DBD actuator on a slow jet
Journal of Electrostatics **66**, Issues 7-8, July 2008, p 369-374

Pierre Magnier, Vincent Boucinha, Binjie Dong, Régine Weber, Annie Leroy-Chesneau, Dunpin Hong and Jacques Hureau
Experimental study of the flow induced by a sinusoidal Dielectric Barrier Discharge actuator and its effects on a flat plate natural boundary layer
Journal of Fluids Engineering, **131**, Issue 1, January 2009 , 011203 (11 pages)

Chapitre dans livre

Pierre Magnier, BinJie Dong, Dunpin Hong, Vincent Boucinha, Annie Leroy-Chesneau, Regine Weber
Dielectric Materials for Electrohydrodynamic Actuators Dedicated to Aerodynamic Flow Control va apparaitre dans “*Recent Advances in Dielectric Materials*”, Nova Science Publishers, ISBN: 978-1-60692-266-8
https://www.novapublishers.com/catalog/product_info.php?products_id=8490

Actes de congrès internationaux

Binjie Dong, Jean-Marc Bauchire, Hervé Rabat, Jean-Michel Pouvesle,
Pierre Magnier and Dunpin Hong
Study of a micro-cavity glow discharge at atmospheric pressure
Proceeding of the sixth International Symposium on Non Thermal Plasma Technology
12th-16th May, 2008, Taiwan

B. Dong, J.-M. Bauchire, J.-M. Pouvesle, P. Magnier and D. Hong
Experimental study of induced airflow of a DBD EHD actuator
Proceeding of the 18th International Symposium on Plasma Chemistry, 26 – 31
August, 2007, Kyoto, Japan

Binjie Dong, Fabien Sixdenier, Laurent Morel, Benjamin Guinand
*Optimization of the size of the meshed zone for the coupling FEM-PNM: Example on
a switched reluctance motor*
Proceeding of XVII International Conference on Electrical Machines, September 2-5,
2006, Crete Island, Greece

B. Dong, P. Magnier, J.M. Bauchire, J.M. Pouvesle, J. Hureau and D. Hong
*Experimental study of a surface dielectric barrier discharges for active airflow
controls*
Proceeding of 16th International Conference on Gas Discharges and their
Applications, September 11-15 2006, Xi'an, China,

D. Hong, B. Dong, J.M. Bauchire and J.M. Pouvesle
Experimental Study of a dielectric barrier discharge dedicated to airflow controls
Proceeding of the fifth International Symposium on Non Thermal Plasma Technology,
June 19-23, 2006, Ile d'Oléron, France

Pierre Magnier, BinJie Dong, Dunpin Hong, Jean-Marc Bauchire, Jacques Hureau and
Jean-Michel Pouvesle
Dielectric Barrier Discharge for airflow control
Proceeding of 2006 International Symposium on Electro-hydrodynamics, December
4-6 2006, Buenos Aires, Argentine

Pierre MAGNIER, BinJie DONG, Dunpin HONG, Annie LEROY-CHEsNEAU,
Jacques HUREAU
Control of subsonic flows with high voltage discharges
Proceedings of IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS, September 19-22,
2006, London ,UK

V. Boucinha, P. Magnier, A. Leroy-Chesneau, R. Weber,
R. Jousot, B. Dong, D. Hong
Characterization of the Ionic Wind Induced by a Sine DBD Actuator used for Laminar-to-Turbulent Transition Delay
Proceedings of the 4th flow control conference 2008. Seattle, USA. AIAA 2008-4210.

V. Boucinha, R. Jousot, B. Dong, R. Weber, A. Leroy-Chesneau, P. Magnier
Flow Control by Plasma: Characterization of the Ionic Wind in Still Air by Laser Doppler Velocimetry (Ldv)
Proceeding of the 13th International Symposium on Flow Visualization, July 1-4, 2008, Nice, France

Actes de congrès nationaux

B. Dong, J.M. Bauchire, J.M. Pouvesle, P. Magnier, D. Hong
Étude d'une décharge à barrière diélectrique destinée au contrôle actif d'écoulement gazeux
IXe congrès de la division plasmas de la Société Française de Physique, 2-5 mai 2006, Nancy, France

B. Dong D. Hong, J.M. Bauchire and J.M. Pouvesle
Étude expérimentale d'une décharge à barrière diélectrique pour le contrôle actif d'écoulements gazeux subsoniques
VIII Colloque sur les Arcs Électriques, Rouen, France, 12-13 march 2007.

Jousot R., Boucinha V., Dong B., Hong D. et Weber R.
Influence des fumées d'ensemencement sur les décharges à barrière diélectrique surfaciques destinées aux contrôles d'écoulements subsoniques
Acte de 6ème Conférence de la Société Française d'Electrostatique, p428-33, Paris&Gif-sur-Yvette, 7-9 juillet 2008

Vincent Boucinha, Régine Weber, Binjie Dong, Dunpin Hong
Contrôle du décollement sur un profil éolien de 1 m de corde par des actionneurs de type DBD
Acte du 43ème Colloque d'aérodynamique appliquée de la 3AF. 2008. Poitiers, France.

P. Magnier, V. Boucinha, B. Dong, D. Hong, J. Hureau
Actions of Dielectric Barrier Discharges on a subsonic airflow
Proceeding of 42ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée, 19-21 Mars 2007, Nice, France

Présentations orales

B. Dong, D. Hong, J.M. Pouvesle, V. Boucinha, R. Weber, A. Leroy
« *Study of a DBD Plasma Actuator Dedicated To Airflow Separation Control* »
35th IEEE International Conference on Plasma Science, June 15 - 19, 2008, Karlsruhe,
Germany

B. Dong, P. Magnier, J.M. Bauchire, J.M. Pouvesle, J. Hureau and D. Hong
« *Experimental study of a surface dielectric barrier discharge for active airflow
controls* »
16th International Conference on Gas Discharges and their Applications, September
11-15 2006, Xian, China,

B. Dong, D. Hong, J.M. Bauchire and J.M. Pouvesle
« *Etude expérimentale d'une décharge à barrière diélectrique pour le contrôle actif
d'écoulements gazeux subsoniques* »
VIII Colloque sur les Arcs Électriques, Rouen, France, 12-13 march 2007.

Posters

B. Dong, R. Jousot, H. Rabat, D. Hong, J.M. Bauchire, J.M. Pouvesle, V. Boucinha,
R. Weber and A. Leroy
« *Study of plasma actuators for subsonic airflow control* »
Plasma Processing Science 2008
July 13-18, 2008, Mount Holyoke College, South Hadley, MA, USA

B. Dong, J.-M. Bauchire, J.M. Pouvesle, P. Magnier and D. Hong
« *Experimental study of induced airflow of a DBD EHD actuator* »
The 18th International Symposium on Plasma Chemistry
26 – 31 August, 2007, Kyoto, Japan

B. Dong, J.M. Bauchire, J.M. Pouvesle, P. Magnier Et D. Hong
« *Étude d'une décharge à barrière diélectrique destinée au contrôle actif
d'écoulement gazeux* »
IXe congrès de la division plasmas de la Société Française de Physique, 2-5 mai 2006,
Nancy, France

Binjie DONG

**ÉTUDE ET CARACTÉRISATION DE PLASMAS
DESTINÉS AU CONTRÔLE ACTIF D'ÉCOULEMENTS
GAZEUX SUBSONIQUES**

Résumé

Le contrôle d'écoulement a pour but, par exemple, d'économiser la consommation d'énergie en réduisant la traînée et/ou en augmentant la portance d'un corps en mouvement. C'est un défi important en aérodynamique lié aux enjeux techniques et économiques. Par rapport aux méthodes de contrôle existantes, notamment mécaniques, l'actionneur à plasma semble être une technique prometteuse grâce à l'absence de partie mobile, permettant par conséquent, une action rapide. Dans ce manuscrit, l'étude des actionneurs à plasma créé par une DBD surfacique est présentée en détail. Il s'agit de mesures électriques, optiques et aérodynamiques des actionneurs DBD en fonction de différents paramètres et géométries. L'effet de ce type d'actionneur sur un écoulement extérieur a été étudié dans quelques cas concrets. Enfin, d'autres actionneurs potentiels sont développés et étudiés.

Mots-clés : Plasma, DBD surfacique, Actionneur plasma, Électrohydrodynamique,
Contrôle d'écoulement gazeux

**STUDY AND CHARACTERIZATION OF PLASMA
FOR ACTIVE CONTROL OF SUBSONIC AIRFLOW**

Abstract

The purpose of airflow control is to save energy consumption by, for example, reducing the drag and/or increasing the lift of a body in motion. It is a major challenge in aerodynamics related to technical and economic issues. Compared to the existing control methods, in particular mechanical methods, plasma actuators seem to be a promising technique due to the absence of mechanical mobile parts and allowing therefore a fast action. In this manuscript, we presented in detail a study of plasma actuators created by the surface dielectric barrier discharge (DBD). The electrical, optical and aerodynamic measures of plasma actuators were done according to different parameters and geometries. The effect of such an actuator on a free airflow has been studied on some profiles. Finally, some other potential plasma actuators were developed and studied.

Keywords: Plasma, Surface DBD, Plasma Actuator, Electrohydrodynamic, Airflow Control



**GROUPE DE RECHERCHES SUR
L'ENERGETIQUE DES MILIEUX IONISES**
14 rue d'Issoudun - B.P.6744, 45067 ORLEANS
Cedex 2

