



**HAL**  
open science

# Etude expérimentale du contrôle d'écoulements aérodynamiques subsoniques par action de plasmas froids surfaciques à pression atmosphérique

Pierre Magnier

► **To cite this version:**

Pierre Magnier. Etude expérimentale du contrôle d'écoulements aérodynamiques subsoniques par action de plasmas froids surfaciques à pression atmosphérique. Mécanique [physics.med-ph]. Université d'Orléans, 2007. Français. NNT : . tel-00264817

**HAL Id: tel-00264817**

**<https://theses.hal.science/tel-00264817>**

Submitted on 18 Mar 2008

**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.



UNIVERSITE D'ORLEANS

THÈSE  
PRÉSENTÉE  
À L'UNIVERSITÉ D'ORLÉANS  
POUR L'OBTENTION DU GRADE DE  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ D'ORLÉANS

Discipline : *Mécanique des fluides* – Thermique – Énergétique – Combustion

par

**Pierre MAGNIER**

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU CONTRÔLE  
D'ÉCOULEMENTS AÉRODYNAMIQUES SUBSONIQUES  
PAR ACTION DE PLASMAS FROIDS SURFACIQUES À  
PRESSION ATMOSPHERIQUE.

Soutenue le 26 novembre 2007

**MEMBRES DU JURY :**

M. Guillermo ARTANA – Rapporteur	Professeur	Université de Buenos Aires
M. Antoine ROUSSEAU – Rapporteur	Directeur de Recherche	École Polytechnique
M. Éric MOREAU	Professeur	Université de Poitiers
Mme Christine MOUNAÏM – Directrice de thèse	Professeur	Université d'Orléans
M. Daniel CARUANA	Ingénieur de Recherche	ONERA
M. Dunpin HONG	Maître de Conférences	Université d'Orléans
Mme Annie LEROY-CHEsNEAU	Maître de Conférences	Université d'Orléans





UNIVERSITE D'ORLEANS

**THÈSE**  
**PRÉSENTÉE**  
**À L'UNIVERSITÉ D'ORLÉANS**  
**POUR L'OBTENTION DU GRADE DE**  
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ D'ORLÉANS**

Discipline : *Mécanique des fluides* – Thermique – Énergétique – Combustion

par

**Pierre MAGNIER**

**ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU CONTRÔLE**  
**D'ÉCOULEMENTS AÉRODYNAMIQUES SUBSONIQUES**  
**PAR ACTION DE PLASMAS FROIDS SURFACIQUES À**  
**PRESSION ATMOSPHERIQUE.**

Soutenue le 26 novembre 2007

**MEMBRES DU JURY :**

M. Guillermo ARTANA – Rapporteur	Professeur	Université de Buenos Aires
M. Antoine ROUSSEAU – Rapporteur	Directeur de Recherche	École Polytechnique
M. Éric MOREAU	Professeur	Université de Poitiers
Mme Christine MOUNAÏM – Directrice de thèse	Professeur	Université d'Orléans
M. Daniel CARUANA	Ingénieur de Recherche	ONERA
M. Dunpin HONG	Maître de Conférences	Université d'Orléans
Mme Annie LEROY-CHEsNEAU	Maître de Conférences	Université d'Orléans



## Remerciements

Ce mémoire que vous tenez entre les mains est le fruit de trois années de travail qui n'auraient jamais été possibles sans l'apport de plusieurs personnes. Je tiens tout d'abord à remercier M. Jacques Hureau, qui aura été mon directeur de thèse pendant la majeure partie et qui m'aura permis de participer à ce projet. Je remercie vivement Mme Annie Leroy-Chesneau, maître de conférences au Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique (LME), pour m'avoir guidé et conseillé durant cette période. Merci également à Mme Christine Mounaïm, professeur et directrice du LME, qui a repris la direction de ma thèse. Mes remerciements vont également à Jean-Michel Pouvesle, directeur du Groupe de Recherche sur l'Énergétique des Milieux ionisés (GREMI), et Dunpin Hong, maître de conférences au GREMI, pour m'avoir permis de travailler au sein de leur laboratoire. Les plasmas n'étaient au début qu'une vague notion pour moi et grâce à leur compétence, leurs explications et le temps qu'ils m'ont consacré, j'ai énormément appris et apprécié de travailler avec eux. Cette collaboration entre ces deux laboratoires m'aura été très enrichissante, autant du point de vue des connaissances que relationnel.

Je voudrais aussi que M. Guillermo Artana, professeur à la Facultad de Ingeniería à Buenos Aires, et M. Antoine Rousseau, directeur de recherche au Laboratoire de Physique et Technologies du Plasma, soient assurés de ma reconnaissance pour avoir accepté d'être rapporteurs et pour le temps qu'ils ont passé à lire et commenter ce mémoire.

Je remercie également M. Éric Moreau, professeur au Laboratoire d'Études Aérodynamiques, et M. Daniel Caruana, ingénieur de recherche à l'ONERA, de m'avoir fait l'honneur d'accepter de faire partie du jury.

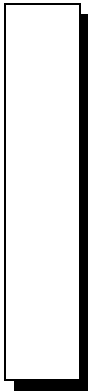
Mes remerciements vont également à Christophe Brun, Sandrine Aubrun, Régine Weber et Jean-Marc Bauchire pour nos discussions et leur apport scientifique à ce travail. Je tiens également à associer à ces remerciements BinJie Dong et Vincent Boucinha pour

l'aide qu'ils m'ont apporté lors des diverses campagnes d'essais. Je remercie Stéphane Loyer, Erwann Le Menn et Guy Coudrat pour leur aide technique et leur bonne humeur.

Je tiens à remercier tous les doctorants avec qui j'ai partagé de bons moments au cours de ces trois années. Certains ont fini leur thèse et se consacrent à leur nouvelle vie (Sébastien, Christophe, Bernard, Thomas, David, Andrei), d'autres finissent (Clément, BinJie, Ludovic, Anthony et les deux mamans Carole et Margareta) pendant que d'autres petits jeunes commencent (Guillaume, Vincent, Adrien, Romain). C'est ainsi le cycle du thèsard !

Et pour finir, il me reste à remercier mes parents pour m'avoir soutenu et permis d'en être là où je suis aujourd'hui, et surtout Isabelle qui a supporté mon caractère de bougon.

Merci.



---

# Table des matières

<b>Table des figures</b>	<b>9</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>15</b>
<b>Notations et symboles</b>	<b>17</b>
<b>Introduction</b>	<b>21</b>
<b>1 Revue bibliographique et état de l'art de l'électrohydrodynamique</b>	<b>25</b>
1.1 Introduction . . . . .	27
1.2 Contrôle des écoulements subsoniques . . . . .	28
1.2.1 Contrôle par modification des conditions à la surface . . . . .	29
1.2.2 Soufflage et aspiration de la couche limite . . . . .	32
1.2.3 Action par excitation périodique . . . . .	34
1.3 Plasmas à pression atmosphérique . . . . .	36
1.3.1 Décharge couronne continue . . . . .	37
1.3.2 Décharge à barrière diélectrique . . . . .	42
1.4 Utilisation d'actionneurs électrohydrodynamiques pour le contrôle d'écoulements . . . . .	46
1.4.1 Vent ionique induit par un plasma non-thermique . . . . .	46



1.4.2	Écoulements modifiés par action d'une décharge électrique . . . . .	51
1.4.3	Conclusion . . . . .	61
1.5	Modélisations et mises en oeuvres numériques . . . . .	62
1.6	Conclusion de l'étude bibliographique . . . . .	65
<b>2</b>	<b>Décharge couronne surfacique pour le contrôle de décollement</b>	<b>67</b>
2.1	Introduction . . . . .	69
2.2	Caractéristiques des moyens de mesure de la vitesse de l'écoulement . . . . .	70
2.2.1	Sonde de pression en verre . . . . .	70
2.2.2	Vélocimétrie par Imagerie de Particules (P.I.V.) . . . . .	72
2.2.3	Anémométrie laser par effet Doppler (L.D.A.) . . . . .	75
2.3	Caractéristiques de la décharge . . . . .	76
2.3.1	Montage expérimental . . . . .	76
2.3.2	Essais préliminaires . . . . .	78
2.3.3	Comportement de la décharge . . . . .	82
2.4	Mesures du vent ionique induit par la décharge . . . . .	87
2.4.1	Montage expérimental . . . . .	87
2.4.2	Mesures avec sonde de pression en verre . . . . .	88
2.4.3	Champs de vitesse avec système Vélocimétrie par Imagerie de Particules (P.I.V.) . . . . .	90
2.5	Effets de l'actionneur sur une plaque plane en incidence . . . . .	97
2.5.1	Montage expérimental . . . . .	97
2.5.2	Résultats des essais sur la plaque plane en incidence . . . . .	99
2.6	Effets de l'actionneur sur un profil NACA 0015 en incidence . . . . .	106
2.7	Conclusion sur le développement d'une décharge couronne surfacique continue	113
<b>3</b>	<b>Décharge à barrière diélectrique pour modifier une couche limite</b>	<b>117</b>
3.1	Introduction . . . . .	119
3.2	Propriétés de la décharge . . . . .	119
3.2.1	Configuration de l'actionneur . . . . .	119
3.2.2	Mesures électriques . . . . .	122
3.3	Mesures du vent ionique induit par la DBD . . . . .	127
3.3.1	Influences de l'amplitude et de la fréquence de l'alimentation . . . . .	127
3.3.2	Influence du diélectrique . . . . .	128
3.3.3	Influence de l'espace entre les couples d'électrodes . . . . .	131

3.3.4	Comparaisons entre côtés haute tension et masse . . . . .	132
3.3.5	Topologie de l'écoulement induit par l'actionneur . . . . .	133
3.3.6	Conclusions sur les mesures de l'écoulement induit . . . . .	135
3.4	Effets sur le développement d'une couche limite de plaque plane . . . . .	136
3.4.1	Montage expérimental . . . . .	136
3.4.2	Résultats des effets de la décharge sur le développement d'une couche limite . . . . .	140
3.4.3	Conclusions sur l'action de DBD sur une couche limite . . . . .	151
3.5	Application sur un profil de 1 m de corde . . . . .	152
3.5.1	Montage expérimental . . . . .	152
3.5.2	Essais sur profil d'aile de 1 m de corde en incidence . . . . .	154
3.6	Conclusion sur l'étude d'une DBD sinusoïdale . . . . .	155
<b>4</b>	<b>Recherche de nouveaux actionneurs</b>	<b>159</b>
4.1	Introduction . . . . .	161
4.2	Développement d'une décharge à barrière diélectrique avec une alimenta- tion impulsionnelle . . . . .	161
4.2.1	Montage expérimental . . . . .	162
4.2.2	Visualisations de l'écoulement . . . . .	163
4.2.3	Mesures instationnaires . . . . .	164
4.2.4	Conclusion sur les essais préliminaires de la décharge impulsionnelle	169
4.3	Développement d'actionneur à jets de plasma . . . . .	170
4.3.1	Montage expérimental . . . . .	170
4.3.2	Comportement de la décharge . . . . .	172
4.3.3	Visualisations de l'écoulement induit par l'actionneur . . . . .	175
4.3.4	Conclusion sur les essais préliminaires de l'actionneur à jets de plasma	178
4.4	Conclusion sur le développement de nouvelles décharges . . . . .	178
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>181</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>185</b>
	<b>Publications</b>	<b>199</b>
	<b>Annexes</b>	<b>203</b>

<b>A Aspects fondamentaux de la théorie de l'électrohydrodynamique</b>	<b>203</b>
A.1 Equations de base . . . . .	204
A.2 Équations fondamentales électrohydrodynamiques pour un fluide visqueux compressible . . . . .	206
A.3 Équation de conservation des charges . . . . .	209
A.4 Couche limite laminaire électrohydrodynamique . . . . .	210
A.5 Conclusion . . . . .	212



---

## Table des figures

1.1	Profils de couche limite (a) comparaison des profils laminaire et turbulent et (b) effet du gradient de pression sur le décollement . . . . .	28
1.2	Développement d'une couche limite sur une plaque plane (White (1974)) . . . . .	29
1.3	Contrôle d'écoulement turbulents par système de riblets (Peyrat-Armandy (1997)) . . . . .	30
1.4	Champs de vecteurs vitesses numériques sur un avion V-22 pour différentes positions de générateurs de turbulence, nombre de Mach de 0,345 (Lin (2002)) . . . . .	31
1.5	Nombre de Reynolds critique d'une plaque plane chauffée d'incidence nulle, avec $T_W$ la température de paroi et $\sqrt{u'^2}/U_\infty$ l'intensité turbulente de l'écoulement principal (Schlichting (1968)) . . . . .	32
1.6	Visualisation de l'écoulement sans et avec aspiration avant un volet (Schlichting (1968)) . . . . .	33
1.7	Visualisations de l'écoulement sans et avec un cylindre rotatif en bord d'attaque (Modi (1997)) . . . . .	35
1.8	Schéma d'un actionneur à jet synthétique avec les phases (a) d'aspiration et (b) de soufflage (Coe et al. (2006)) . . . . .	36
1.9	Courbe caractéristique courant-tension d'une décharge continue dans l'air à pression atmosphérique (Vincent (2002)) . . . . .	38
1.10	Représentation schématique d'une décharge couronne positive pointe-plaque (Hyun et Chun (2003)) . . . . .	40
1.11	Figures de Lichtenberg des streamers entre une pointe (+40,5 kV) et une plaque : photographies d'un film transparent (a) placé à l'anode et (b) à 3 cm de l'anode (Loëb (1965)) . . . . .	41
1.12	Arc électrique entre une pointe négative et une plaque positive (Loëb (1965)) . . . . .	42

1.13	Configurations géométriques des électrodes pour établir une Décharge à Barrière Diélectrique surfacique (Roth et al. (1998)) . . . . .	43
1.14	(a) Courant de décharge et (b) isovalues de densité ionique d'une décharge à barrière diélectrique en fonction du temps (Boeuf et al. (2007)) . . . . .	43
1.15	Actionneur DBD (Enloe et al. (2004a)) . . . . .	45
1.16	Schéma électrique équivalent à une Décharge à Barrière Diélectrique (Enloe et al. (2004a)) . . . . .	45
1.17	Modèle physique du "piston poreux" décrivant le transfert de quantité de mouvement des ions du plasma vers les gaz neutres (Likhanskii et al. (2006))	47
1.18	Profils de la vitesse de l'écoulement induit par une décharge à barrière diélectrique de fréquence 300 Hz : (a) pour différentes positions en aval de la cathode pour une tension sinusoïdale maximale de 20 kV et (b) pour différentes tensions à une position de 1,5 cm (Pons et al. (2005)) . . . . .	48
1.19	Distribution de vitesse moyenne pour une tension de 4 kV et une fréquence de 50 kHz (a) $t = 0,1$ s après le premier pulse et (b) $t = 1,34$ s (Jukes et Choi (2004)) . . . . .	49
1.20	Schéma de principe de l'utilisation d'une décharge électrique pour le contrôle d'écoulement (Léger (2003)) . . . . .	51
1.21	Profils de vitesse sur plaque plane, sans et avec décharge couronne, pour des écoulements de 5, 10 et 17 m/s (Moreau et al. (2006)) . . . . .	53
1.22	Visualisation de l'écoulement sur un panneau constitué de 25 électrodes, de vitesse 4 m/s, avec une fréquence de 3 kHz et avec une amplitude (a) de 3 kV et (b) de 5 kV (Roth et al. (1998)) . . . . .	55
1.23	Visualisations de l'écoulement autour d'un cylindre à $Re = 4\ 000$ , avec les électrodes placées à un angle de $45^\circ$ avec l'axe du cylindre (a) pour $N_{EHD} = 0$ (0 mA, 0 kV), (b) pour $N_{EHD} = 0,25$ (0,1 mA, 13,8 kV) et (c) pour $N_{EHD} = 0,5$ (0,2 mA, 16,7 kV) (Hyun et Chun (2003)) . . . . .	56
1.24	Coefficient de portance $C_L$ en fonction de l'incidence $\alpha$ d'un profil NACA 0015 et coefficient de traînée $C_D$ en fonction du coefficient de portance $C_L$ pour un écoulement à 21 m/s sans et avec décharge (continue et alternative) (Corke et al. (2004)) . . . . .	58
1.25	Évolution du coefficient de pression le long d'un profil NACA 0015 à $5,3^\circ$ , dans un écoulement à $Re = 19\ 200$ , avec une décharge couronne de tension 30 kV et un courant de décharge $250\ \mu\text{A}$ (Sosa et Artana (2006)) . . . . .	59
1.26	Visualisations de l'écoulement à 2,6 m/s, 3,6 kV, 4,2 kHz autour d'un profil NACA 0015 d'incidence $12^\circ$ (a) sans décharge et (b) avec décharge (Roth (2003b)) . . . . .	60
1.27	Modification d'un jet à 20 m/s, avec actionneur DBD dans la partie supérieure du diffuseur (Benard et al. (2007)) . . . . .	61
1.28	Distribution des vecteurs moyens de la force induite par une DBD (Singh et al. (2006)) . . . . .	64
2.1	Photographie de la prise de pression d'arrêt en verre . . . . .	71
2.2	Photographie de la prise de pression totale en verre en rotation sur la soufflerie d'étalonnage . . . . .	71

2.3	(a) Évolution de la vitesse mesurée par la sonde en fonction de son angle avec l'écoulement. (b) Pourcentage d'erreur entre la vitesse mesurée par la sonde et la vitesse de sortie de la soufflerie . . . . .	72
2.4	Schéma du montage pour le système P.I.V. (d'après Raffel et al. (1998)) . .	73
2.5	Schéma de principe du montage du système L.D.A. . . . .	76
2.6	Schéma du montage électrique pour établir une décharge couronne continue	77
2.7	Photographie de l'alimentation continue positive SPELLMAN SL300 . . .	77
2.8	Représentation schématique de la configuration de deux électrodes filaires dans des rainures sur une plaque . . . . .	79
2.9	Photographie de la décharge couronne établie entre deux électrodes filaires dans des rainures sur une plaque plane, à une tension positive continue de +38 kV . . . . .	79
2.10	Photographie de la décharge établie entre deux électrodes filaires, avec l'anode recouverte d'une feuille isolante percée de trous, à une tension continue de +35 kV . . . . .	80
2.11	Photographies de la décharge établie entre deux électrodes filaires, avec l'anode recouverte d'une feuille isolante percée de trous, à une tension continue de +45 kV . . . . .	81
2.12	Représentation schématique de la configuration de deux électrodes en bandes de chaque côté du bord d'attaque arrondi d'une plaque . . . . .	81
2.13	Photographies de la plaque équipée d'électrodes en bandes de cuivre . . . .	82
2.14	Photographie de la décharge établie entre deux électrodes en bandes (vue de dessus), à une tension continue de +44 kV et une intensité de décharge de 1.2 mA/m . . . . .	82
2.15	Montage optique pour les mesures avec le tube photomultiplicateur . . . .	83
2.16	Décharges couronnes mesurées avec le tube photomultiplicateur, en fonction du temps (ms) pour une haute tension continue de (a) 35 kV et (b) 39 kV	84
2.17	Fréquence d'apparition des micro-décharges couronnes en fonction de la tension appliquée à l'anode . . . . .	85
2.18	Décharges couronnes mesurées avec le tube photomultiplicateur et variations de la haute tension, en fonction du temps (ms) pour une haute tension continue moyenne de (a) 35 kV et (b) 39 kV . . . . .	86
2.19	Schéma de la boîte d'essai en Plexiglas®, avec (1) système de ventilation, (2) système de déplacement vertical de la sonde de pression, (3) sonde de pression, (4) entrée d'air, (5) boîte de résistances, (6) plaque plane avec électrodes et (7) système de déplacement horizontal de la sonde de pression	88
2.20	Vitesse de l'écoulement induit par la décharge pour une tension de +44 kV et un courant de décharge de 1,2 mA/m, pour 3 positions sur la plaque . .	89
2.21	Champ de vitesse moyen avec décharge couronne surfacique au bord d'attaque de la plaque plane, pour un courant de décharge de 0,8 mA/m . . .	91
2.22	Champs de vitesse moyens avec lignes de courant pour un courant de décharge de (a) 0,4 mA/m, (b) 0,6 mA/m et (c) 1,2 mA/m (avec la même échelle de vitesse) . . . . .	92

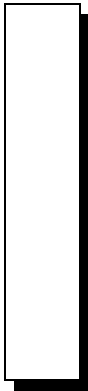
2.23	Réprésentation schématique du modèle d'écoulement induit par la décharge couronne surfacique établie au bord d'attaque de la plaque plane (a) avec l'hypothèse d'un champ électrique uniforme et (b) avec l'hypothèse d'un champ électrique non-uniforme . . . . .	94
2.24	Champ de vitesse moyen obtenu avec des particules produites par un générateur de fumée avec de l'huile Universal Effects <sup>TM</sup> , pour un courant de décharge de 7,9 mA/m . . . . .	96
2.25	Soufflerie subsonique 0-50 m/s . . . . .	98
2.26	Montage bidimensionnel dans la soufflerie subsonique de section d'essais 50 cm × 50 cm . . . . .	98
2.27	Champs de vitesse et lignes de courant avec et sans décharge (courant de 0,8 mA/m), pour un angle d'attaque de 2,5° et des vitesses de 8 et 14 m/s . . . . .	101
2.28	Champs de vitesse et lignes de courant avec et sans décharge (courant de 0,8 mA/m), pour un angle d'attaque de 5° et des vitesses de 4 et 8 m/s . . . . .	102
2.29	Évolution de la traînée sur la plaque plane d'incidence nulle, 40 mm en aval du bord d'attaque, en fonction de la vitesse de l'écoulement sans et avec décharge (courant de 0,8 mA/m) . . . . .	104
2.30	Évolution du nombre électrohydrodynamique en fonction de la distance à la surface de la plaque, à 20 mm du bord d'attaque de la plaque, pour des angles d'attaque de 0° et 2,5° et une vitesse de 14 m/s . . . . .	105
2.31	Représentation schématique de la configuration de deux électrodes en bandes de chaque côté du bord d'attaque d'un profil d'aile NACA 0015 . . . . .	106
2.32	Champs de vitesse et lignes de courant avec et sans décharge (courant de 0,8 mA/m), pour un angle d'attaque de 15° et des vitesses de (a) 5 m/s, (b) 15 m/s, (c) 20 m/s et (d) 25 m/s . . . . .	109
2.33	Comparaison des profils de vitesse adimensionnée, avec et sans décharge couronne (courant de 0,8 mA/m), 60 mm en aval du bord d'attaque, pour une incidence de 15° et des vitesses de (a) 5 m/s et (b) 20 m/s . . . . .	110
2.34	Évolution de $1/M_1(x)$ le long du profil . . . . .	112
3.1	Schéma de principe d'une Décharge à Barrière Diélectrique . . . . .	120
3.2	Schéma de l'actionneur d'épaisseur 0,8 mm avec un espacement entre paires d'électrodes de 4 mm . . . . .	120
3.3	Photographie de l'actionneur constitué de multiples DBD établies sur une plaque avec 7 couples . . . . .	121
3.4	Schéma de l'alimentation sinusoïdale alimentant les DBD surfaciques . . . . .	122
3.5	Haute tension sinusoïdale appliquée et signal du courant de décharge, pour ±6 kV et 1 kHz . . . . .	123
3.6	Courbe de Lissajous (charge en fonction de la tension) pour ±6 kV et 2 kHz . . . . .	124
3.7	Évolution de la puissance active en fonction de la tension appliquée pour deux épaisseurs de diélectrique, pour une fréquence donnée de 2 kHz . . . . .	125
3.8	Évolution de la puissance active en fonction de la tension appliquée pour trois fréquences, pour une épaisseur de 0,8 mm . . . . .	126

---

3.9	Comparaison des profils de vitesse de l'écoulement induit, 1 mm derrière le dernier couple d'électrodes, (a) pour différentes fréquences et une amplitude de $\pm 8$ kV et (b) pour différentes amplitudes et une fréquence de 1 kHz . . .	128
3.10	Comparaison de la vitesse de l'écoulement induit en fonction de la tension appliquée, pour un diélectrique en Téflon et en époxy . . . . .	129
3.11	Comparaison de la vitesse de l'écoulement induit en fonction de la tension appliquée, pour deux épaisseurs de diélectrique en époxy (0.8 mm et 1.6 mm)	130
3.12	Comparaison de la vitesse de l'écoulement induit en fonction de la puissance active, pour deux épaisseurs de diélectrique (0.8 mm et 1.6 mm) . . . . .	130
3.13	Comparaison de l'évolution de la vitesse de l'écoulement induit (m/s) sur l'actionneur DBD ( $\pm 5$ kV, 1 kHz) pour deux espacements de paires d'électrodes, sur le côté Haute Tension . . . . .	131
3.14	Comparaisons de l'évolution de la vitesse de l'écoulement induit (m/s) sur l'actionneur DBD ( $\pm 5$ kV, 1 kHz) entre les côtés Haute Tension et Masse, pour un espacement de paires d'électrodes (a) de 4 mm et (b) de 8 mm . . .	132
3.15	Lignes de courant de l'écoulement induit par l'actionneur à multiples DBD (7 paires d'électrodes, diélectrique en époxy d'épaisseur 0,8 mm) pour (a) $\pm 5$ kV et 1 kHz, et (b) $\pm 12$ kV et 1 kHz . . . . .	133
3.16	Réprésentation schématique du modèle d'écoulement induit par l'actionneur à multiples décharges à barrière diélectrique surfaciques . . . . .	135
3.17	Schéma de la plaque plane (sans actionneur) . . . . .	137
3.18	Schéma des électrodes sur l'actionneur (les pistes en rouge et vert sont sur des côtés différents) . . . . .	138
3.19	Photographies du montage de la plaque plane dans la soufflerie subsonique	139
3.20	Évolution de la température de surface de l'actionneur en fonction de la durée d'utilisation . . . . .	140
3.21	Schéma de la plaque plane avec les positions des quatre actionneurs utilisés et les points de transition pour 15 et 22 m/s . . . . .	141
3.22	Profils de vitesse pour 15 et 22 m/s, sans et avec l'actionneur 1 activé ( $\pm 8$ kV, 1 kHz), en $s = 155, 187$ et $427$ mm . . . . .	142
3.23	Évolution de la loi de paroi sur la plaque plane pour 15 et 22 m/s, sans et avec l'actionneur 1 activé ( $\pm 8$ kV, 1 kHz) . . . . .	143
3.24	Évolution de $\delta_{99}$ sur la plaque plane pour 15 et 22 m/s, sans et avec les actionneurs 1, 2 puis 4 activés ( $\pm 8$ kV, 1 kHz) . . . . .	145
3.25	Évolution de $\delta_1$ sur la plaque plane pour 15 et 22 m/s, sans et avec les actionneurs 1, 2 puis 4 activés ( $\pm 8$ kV, 1 kHz) . . . . .	145
3.26	Évolution de $\delta_2$ sur la plaque plane pour 15 et 22 m/s, sans et avec les actionneurs 1, 2 puis 4 activés ( $\pm 8$ kV, 1 kHz) . . . . .	146
3.27	Évolution du facteur de forme $H$ sur la plaque plane pour 15 et 22 m/s, sans et avec les actionneurs 1, 2 puis 4 activés ( $\pm 8$ kV, 1 kHz) . . . . .	146
3.28	Évolution de la traînée $D$ sur la plaque plane pour 15 et 22 m/s, sans et avec les actionneurs 1, 2 puis 4 activés ( $\pm 8$ kV, 1 kHz) . . . . .	147
3.29	Profils de vitesse pour 22 m/s, sans et avec l'actionneur 2 activé ( $\pm 8$ kV, 1 kHz), en $s = 315$ et $463$ mm . . . . .	150



3.30	Profils de vitesse en $s = 446$ mm à 15 m/s, avec transition déclenchée, sans et avec l'actionneur 3 activé (de $\pm 8$ à $\pm 12$ kV, 1 kHz) . . . . .	150
3.31	Soufflerie Lucien Malavard, avec veine d'essais principale $V_1$ (2m×2m et 5m de long) et veine d'essais secondaire $V_2$ (5m×5m) et 12m de long . . . . .	153
3.32	Schéma de l'actionneur DBD pour les profils, non représenté à l'échelle . . . . .	154
3.33	Géométrie du profil ac0 ( $e/c = 10\%$ ) avec actionneur DBD placé à une position fixe (3% de corde) . . . . .	154
3.34	Profil ac0 équipé de l'actionneur DBD, installé dans la veine d'essais principale de la soufflerie Lucien Malavard . . . . .	155
3.35	Comparaison des champs de vitesse avec et sans décharge DBD établie à 3% de corde du profil ac0, dans la soufflerie subsonique Lucien Malavard, pour un angle d'attaque de $13^\circ$ et une vitesse de 12 m/s ( $Re = 800\,000$ ) . . . . .	156
4.1	Signal de tension impulsionnelle et de courant pour un plasma 10 kV et 2,5 kHz . . . . .	162
4.2	Montage expérimental du jet de fumée au-dessus d'un actionneur DBD pulsé	163
4.3	Visualisation du jet de fumée sans et avec décharge pulsée (10 kV, 2,5 kHz) (a) avec jet oblique et (b) jet parallèle à l'actionneur . . . . .	164
4.4	Comparaison en $x = 0$ mm et $y = 1$ mm des signaux temporels avec plasma (10 kV, 2,5 kHz) et sans plasma . . . . .	165
4.5	Vitesse moyenne $U$ du jet sans plasma et avec plasma (3 fréquences : 2,5 , 5 et 10 kHz) en 3 positions ( $x = -5, 0$ et 3 mm) . . . . .	165
4.6	Intensité turbulente du jet selon l'axe longitudinal sans plasma et avec plasma (3 fréquences : 2,5 , 5 et 10 kHz) en 3 positions ( $x = -5, 0$ et 3 mm)	167
4.7	Comparaison en $x = 0$ mm et $y = 3$ et 8 mm de la densité spectrale de puissance en fonction de la fréquence (1) du jet sans plasma, (2) avec un plasma de 2,5 kHz et (3) avec un plasma de 10 kHz . . . . .	168
4.8	(a) Schéma de l'actionneur à multiples jets de plasma et (b) vue en coupe d'une ouverture . . . . .	171
4.9	Schéma du montage électrique . . . . .	172
4.10	Évolutions temporelles de la tension (kV) et du courant (mA) . . . . .	173
4.11	Évolutions temporelles de la tension (kV) et de l'intensité du signal délivré par le tube photomultiplicateur (unité arbitraire) . . . . .	174
4.12	Description du comportement de la décharge . . . . .	175
4.13	Photographies de l'écoulement induit par l'actionneur avec une seule ouverture ( $i_0 = 0,20$ mA) . . . . .	175
4.14	Photographies de l'effet de l'actionneur en régime continu ( $i_0 = 0,30$ mA) sur un filet de fumée (0,5 m/s) . . . . .	176
4.15	Photographies de l'effet de l'actionneur en régime auto-impulsionnel ( $i_0 = 0,15$ mA) sur un filet de fumée (0,5 m/s) . . . . .	177
A.1	Effets du gradient de pression sur les profils de vitesse (White (1974)) . . . . .	211



---

## Liste des tableaux

2.1	Configurations expérimentales et effets de l'actionneur électrohydrodynamique (EHD) sur l'écoulement autour de la plaque plane . . . . .	103
2.2	Configurations expérimentales et effets de l'actionneur électrohydrodynamique (EHD) sur l'écoulement autour du profil NACA 0015 pour $12,5^\circ$ et $15^\circ$ . . . . .	107
2.3	Configurations expérimentales et effets de l'actionneur électrohydrodynamique (EHD) sur l'écoulement autour du profil NACA 0015 pour $17,5^\circ$ . . . . .	108
2.4	Valeurs de $\delta_{99}$ , $\delta_1$ , $\delta_2$ et $H$ de la couche limite recollée par action de la décharge couronne sur le profil NACA 0015, à partir des profils de vitesse 60 mm en aval du bord d'attaque . . . . .	112
3.1	Vitesse maximale de l'écoulement induit par l'actionneur, 15 couples d'électrodes, 1 mm derrière le dernier couple d'électrodes . . . . .	127
3.2	Position de la transition laminaire-turbulente de la couche limite pour 15 et 22 m/s, sans et avec les actionneurs 1, 2 puis 4 activés ( $\pm 8$ kV, 1 kHz) . . . . .	148
3.3	Caractéristiques des profils de vitesse en $s = 446$ mm à 15 m/s, avec transition déclenchée, sans et avec l'actionneur 3 activé . . . . .	151





---

## Notations et symboles

$b$	Envergure de l'obstacle dans la soufflerie
$c$	Corde
$C$	Capacité d'un condensateur
$C_D$	Coefficient de traînée
$C_L$	Coefficient de portance
$C_M$	Coefficient de quantité de mouvement
$C_W$	Puissance relative
$d$	Distance inter-électrode
$D$	Coefficient de diffusion
$e$	Épaisseur
$\mathbf{E}, E$	Champ électrique
$\mathbf{F}$	Force volumique par unité de masse
$f$	Fréquence du signal
$F_{elec}$	Nombre de Froude électrostatique
$H$	Facteur de forme
$h^+$	Hauteur ligne de jet du décollement sans décharge
$h_{EHD}^+$	Hauteur ligne de jet du décollement avec décharge
$I, i$	Courant de décharge

---

$\mathbf{J}, j$	Vecteur densité de courant
$l$	Longueur des électrodes
$m_g$	Masse molaire du gaz
$M_1, M_2, M_3, M_4$	Nombres adimensionnés de couplage
$N_{EHD}$	Nombre électrohydrodynamique
$n_j$	Densité des particules $j$ considérées
$n_g$	Concentration volumique du gaz
$p$	Pression
$P$	Puissance électrique
$R$	Résistance
$Re, R_{crit}$	Nombre de Reynolds, Nombre de Reynolds critique
$s$	Abscisse curviligne
$s_t$	Position du début de la zone turbulente
$T$	Température
$\mathbf{U}$	Vitesse de l'écoulement
$U_\infty$	Vitesse amont de l'écoulement
$V, v$	Tension
$V_i$	Vitesse de l'écoulement induit
$W$	Puissance électrique
$\alpha$	Incidence de l'obstacle en soufflerie
$\beta$	Mobilité ionique
$\delta_{ij}$	Symbole de Kronecker
$\delta_1$	Épaisseur de déplacement
$\delta_2$	Épaisseur de quantité de mouvement
$\delta_{99}$	Épaisseur de la couche limite
$\varepsilon$	Permittivité du gaz
$\varepsilon_0$	Permittivité du vide
$\eta$	Rendement
$\lambda_D$	Longueur de Debye
$\mu$	Viscosité dynamique
$\nu$	Viscosité cinématique
$\Phi$	Potentiel électrique
$\rho$	Masse volumique du fluide

---

$\rho_c$	Densité volumique de charge
$\tau$	Forces surfaciques s'exerçant sur le fluide
$\tau_i$	Taux d'ionisation

## Notation tensorielle (ou notation d'Einstein)

$a_{,i}$	Gradient de la variable $a = \mathbf{grad} a = \nabla a = \left( \frac{\partial a}{\partial x}, \frac{\partial a}{\partial y}, \frac{\partial a}{\partial z} \right)$
$a_{i,i}$	Divergence du vecteur $\mathbf{A} = \mathit{div} \mathbf{A} = \nabla \bullet \mathbf{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$
$a_{,ii}$	Laplacien de la variable $a = \nabla^2 a = \frac{\partial^2 a}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 a}{\partial z^2}$

## Notations particulières

$\mathbf{A}$	Vecteur
$a$	Valeur complexe
$A$	Valeur moyenne dans le temps
$a'$	Fluctuation de la variable
$\bar{a}$	Variable adimensionnée

## Indices

$e$	Electrons
$k$	Ions
$n$	Neutres
$\infty$	A l'infini amont de l'écoulement





---

# Introduction

Le travail présenté dans ce mémoire est le fruit d'une collaboration entre le Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique (LME, Université d'Orléans) et le Groupe de Recherche sur l'Énergétique des Milieux Ionisés (GREMI, UMR 6606 CNRS / Université d'Orléans), sous l'égide de la Fédération de Recherche Énergie Propulsion Espace et Environnement (EPEE, FR 0776).

## **Contexte scientifique et industriel**

L'un des enjeux majeurs actuellement en aérodynamique est le contrôle actif des écoulements. En effet, que ce soit en industrie automobile ou aéronautique, l'objectif est de développer des moyens de transport devant satisfaire de nombreuses contraintes tant économiques que technologiques. Dans ce contexte, l'étude des écoulements est menée dans une optique de réduction de la consommation d'énergie et des nuisances sonores tout en augmentant les performances. L'objectif est donc d'agir sur les propriétés physiques de l'écoulement afin d'en limiter ou supprimer les effets négatifs (tels que la traînée, le bruit, la turbulence) et d'améliorer les effets positifs (tels que la portance ou la turbulence pour l'augmentation de mélanges). Ceci pourrait permettre alors d'augmenter les possibilités



d'utilisation. Par exemple retarder le décrochage d'un avion militaire lui accorderait plus de possibilités de manoeuvres lors de combats. Pour un avion civil, diminuer la traînée permettrait de réduire la puissance des moteurs pour une même vitesse de croisière, d'où une diminution en consommation de carburant. En plus de cette économie financière et environnementale, la charge utile ainsi libérée dans l'avion (jusqu'à 40% d'augmentation pour une réduction de 5% de la traînée, d'après une étude de Anders et al. (2004)) serait utilisée pour des passagers ou du fret supplémentaires, accentuant l'intérêt économique.

Dans ce contexte, des programmes de développement d'actionneurs pour agir efficacement sur les écoulements subsoniques sont en plein essor, principalement pour deux types d'actionneurs : les MEMS ("Micro Electro-Mechanical Systems") et les actionneurs électroaérodynamiques. Ces derniers, qui sont l'objet de la présente étude, consistent à utiliser la propriété des plasmas d'induire un écoulement, appelé "vent ionique". En effet, des ions sont générés dans ces plasmas par une différence de potentiel importante entre deux électrodes (plusieurs kilovolts), et leur mouvement entraîne le gaz alentour, induisant un flux d'air. Ce type d'application étant très récent (depuis le milieu des années 1990), de nombreux aspects physiques de compréhension sont à approfondir et leur mise au point doit être poursuivie.

## Présentation de l'étude

Dans ce contexte de recherche en très fort développement au niveau international, cette thèse débutée en septembre 2004 à l'Université d'Orléans a été menée avec un objectif double :

- développer des actionneurs électrohydrodynamiques utiles pour le contrôle d'écoulement et caractériser leurs propriétés physiques ;
- caractériser les effets de ces actionneurs sur des écoulements aérodynamiques en soufflerie subsonique et comprendre l'interaction plasma-écoulement.

---

Ce travail a été réalisé grâce à une collaboration active entre les équipes du LME (Jacques Hureau, Annie Leroy-Chesneau, Régine Weber) et du GREMI (Dunpin Hong, Jean-Marc Bauchire, Jean-Michel Pouvesle, BinJie Dong). Les moyens expérimentaux et les compétences en mécanique des fluides du LME ont ainsi été mis en oeuvre avec ceux du GREMI en plasma. Ceci a permis d'utiliser les systèmes de mesures appropriés à chaque domaine : sondes de courant et de tension, spectromètre, photomultiplicateur, caméra intensifiée pour caractériser les plasmas; souffleries subsoniques, systèmes P.I.V. (Vélocimétrie par Imagerie de Particules), L.D.A. (Anémométrie Laser par effet Doppler) et sondes de pression pour l'étude des écoulements.

L'ensemble de l'étude réalisée au cours de cette thèse est développé dans ce mémoire en 4 chapitres.

Afin de donner un aperçu le plus complet possible du contrôle d'écoulements par plasmas, le premier chapitre consiste en un état de l'art du sujet. Dans un premier temps, les principes des méthodes passives et actives de contrôle d'écoulements subsoniques (état de surface, soufflage, aspiration) sont présentés. Dans un deuxième temps, les propriétés physiques des plasmas à pression atmosphérique sont détaillées. Un intérêt particulier est porté aux décharges de type couronne et aux Décharges à Barrières Diélectriques (DBD) qui seront étudiées dans la suite du mémoire. Enfin, une synthèse bibliographique des principaux travaux sur l'utilisation d'actionneurs plasmas est réalisée. Suite aux caractérisations du "vent ionique" induit par différents types de décharges avec des géométries et des propriétés électriques variées, les résultats d'applications de plasmas sur des écoulements autour de cylindres, plaques planes et profils d'aile sont exposés.

Les études bibliographique et théorique montrent l'intérêt des actionneurs électroaérodynamiques pour agir efficacement sur des écoulements subsoniques. Ainsi les deux chapitres suivants exposent les études de deux actionneurs, développés puis utilisés sur des applications aérodynamiques. Tout d'abord l'analyse porte sur une décharge couronne

générée sur la surface d'une plaque et alimentée par une alimentation continue positive. Les propriétés de cette décharge sont analysées avec des mesures optiques et électriques. L'écoulement induit par le mouvement des ions dans le plasma est caractérisé par des essais sans écoulement extérieur et un modèle physique est proposé. Cet actionneur est ensuite placé au bord d'attaque d'une plaque plane en incidence puis d'un profil NACA 0015 et son action sur la séparation de l'écoulement sur ces obstacles est mesurée en soufflerie.

Ensuite le troisième chapitre montre l'étude d'un actionneur constitué d'une succession de DBD sur un matériau diélectrique, alimenté par une haute tension sinusoïdale. Des mesures électriques et de puissance de plasma sont exposées et l'écoulement induit est également caractérisé. Plusieurs actionneurs DBD sont ensuite disposés sur une plaque plane à incidence nulle, afin d'agir sur la couche limite se développant naturellement. Nous décrivons des essais menées sur un profil de 1 m de corde.

Ces deux décharges sont classiquement utilisées par la plupart des équipes de recherche travaillant dans le domaine. Dans le dernier chapitre, de nouveaux types de décharges sont développés : un actionneur DBD alimenté par une haute tension impulsionnelle puis d'un actionneur constitué de multiples jets de plasma sont présentés.

Enfin, en conclusion de ce mémoire, un bilan de ce travail et les perspectives de développement et d'utilisation de ce type d'actionneurs électrohydrodynamiques sont présentés.

---

# Revue bibliographique et état de l'art de l'électrohydrodynamique

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b> . . . . .	<b>27</b>
<b>1.2</b>	<b>Contrôle des écoulements subsoniques</b> . . . . .	<b>28</b>
1.2.1	Contrôle par modification des conditions à la surface . . . . .	29
1.2.2	Soufflage et aspiration de la couche limite . . . . .	32
1.2.3	Action par excitation périodique . . . . .	34
<b>1.3</b>	<b>Plasmas à pression atmosphérique</b> . . . . .	<b>36</b>
1.3.1	Décharge couronne continue . . . . .	37
1.3.2	Décharge à barrière diélectrique . . . . .	42
<b>1.4</b>	<b>Utilisation d'actionneurs électrohydrodynamiques pour le contrôle d'écoulements</b> . . . . .	<b>46</b>
1.4.1	Vent ionique induit par un plasma non-thermique . . . . .	46
1.4.2	Écoulements modifiés par action d'une décharge électrique . . . . .	51
1.4.3	Conclusion . . . . .	61
<b>1.5</b>	<b>Modélisations et mises en oeuvres numériques</b> . . . . .	<b>62</b>
<b>1.6</b>	<b>Conclusion de l'étude bibliographique</b> . . . . .	<b>65</b>

---



## 1.1 Introduction

Le contrôle d'un écoulement peut avoir un impact important dans l'industrie. En effet, réduire et/ou supprimer les effets négatifs d'un écoulement (réduction de bruit, diminution de traînée) et améliorer les effets positifs (augmentation du mélange de fluide, de la portance) peuvent augmenter les performances et les possibilités d'utilisation. Le contrôle consiste à amener l'écoulement dans l'état souhaité (Léger (2003)). Pour cela l'action est menée dans de nombreuses configurations en proche paroi sur ses caractéristiques telles que la transition de l'état laminaire vers l'état turbulent et la séparation.

Une possibilité d'action sur un écoulement est l'utilisation d'actionneurs électroaérodynamiques. Ils consistent en décharges électriques générées par de hautes tensions et appliquées localement. Ce type de contrôle est étudié depuis environ une décennie et a donné des premiers résultats prometteurs. Le nombre de publications et de sites internet sur la thématique (Roth et al. (2005b)) a augmenté de façon exponentielle ces dernières années (par exemple, 24 publications pour la période 1998-2003 et 50 pour 2004-2006 sont référencées dans ce mémoire), montrant les importantes perspectives de ce type de contrôle.

Dans cette partie, une étude bibliographique est exposée. Dans un premier temps, les différents types de contrôle sur un écoulement sont présentés. Il en existe deux catégories : les méthodes passives (état de surface, température de paroi) et actives (soufflage, aspiration, excitation périodique). Dans une deuxième section, les décharges électriques sont décrites. Les mécanismes de formation des plasmas ainsi que leurs propriétés sont exposés. Dans une troisième partie, la propriété mécanique du "vent ionique" induite par les plasmas est décrite et les différentes études sur l'interaction d'une décharge électrique avec un écoulement sont présentées.

## 1.2 Contrôle des écoulements subsoniques

A proximité immédiate de la surface d'un obstacle, un écoulement de fluide présente une couche limite entre une vitesse nulle à la surface (condition d'adhérence due à la viscosité) et la vitesse de l'écoulement principal. Ce phénomène a été mis en évidence par Prandtl en 1904. L'expérience classique d'un écoulement parallèle à une plaque plane montre alors les deux principaux types d'écoulement : la couche limite laminaire qui, après une zone de transition, devient turbulente. Les différences entre ces deux profils de vitesse sont montrées en figure 1.1a. La transition d'un état laminaire à turbulent provient de petites instabilités, toujours présentes dans l'écoulement, caractérisées par les ondes de Tollmien-Schlichting (Schlichting (1968)). Lorsque celles-ci sont amplifiées, les instabilités augmentent (en taille et en nombre) et des structures tri-dimensionnelles apparaissent (figure 1.2).

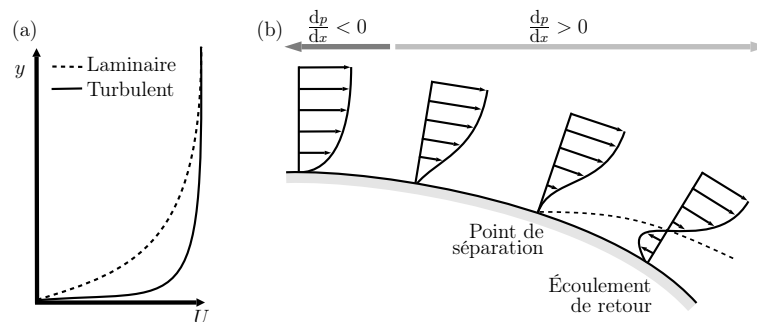


FIG. 1.1 – Profils de couche limite (a) comparaison des profils laminaire et turbulent et (b) effet du gradient de pression sur le décollement

Or selon la configuration géométrique de la paroi, un gradient de pression adverse ( $dp/dx > 0$ ) peut être créé et l'écoulement peut ralentir jusqu'à avoir une vitesse nulle à proximité de la paroi. Il se détache alors de l'obstacle, comme représenté en figure 1.1b. Une zone de recirculation se crée alors, entraînant dans le cas des profils d'aile une augmentation de la force de traînée et une diminution de la portance.

Les profils de vitesse de couche limite en état turbulent, sur la figure 1.1a, sont plus proches de la paroi. Ils permettent ainsi à l'écoulement de mieux résister aux gradients

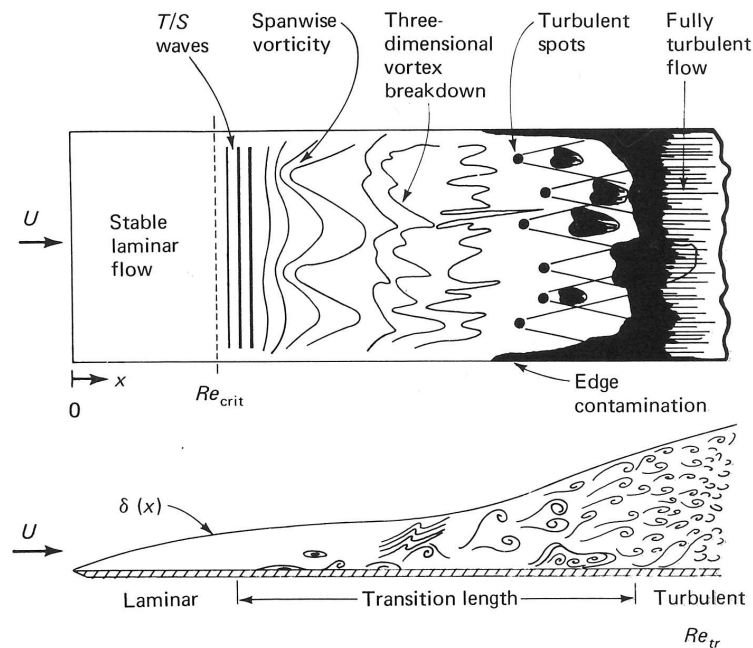


FIG. 1.2 – Développement d'une couche limite sur une plaque plane (White (1974))

de pression adverses, et donc de ne pas se séparer de la surface. Dans ce cas, le gradient de vitesse à la paroi est très élevé, d'où une augmentation du coefficient de frottement par rapport au régime laminaire. Suivant les besoins, l'objectif est de forcer la séparation (afin d'augmenter la traînée lors des phases d'atterrissage) ou de l'empêcher (retarder le décrochage des avions en manoeuvres à hautes incidences par exemple). Dans le cas d'écoulements déjà transitionnés, le contrôle de l'écoulement turbulent est alors nécessaire. Le but est de réduire les forts cisaillements à la surface de l'obstacle, donnant naissance à des structures tourbillonnaires. Ainsi les méthodes de contrôle d'un écoulement se basent sur une action ciblée sur la transition laminaire-turbulente de la couche limite et la modification du frottement pariétal.

### 1.2.1 Contrôle par modification des conditions à la surface

L'état de la couche limite d'un écoulement dépend des conditions de surface de l'obstacle. En agissant sur les paramètres d'état de surface, de rugosité, de courbure, de forme, de température, le développement de la couche limite et donc le frottement pariétal



s'en trouvent modifiés. Ces méthodes d'action sont dites passives car les éléments ne sont pas amovibles. De plus, la modification de l'état de surface n'implique aucun apport d'énergie à l'écoulement.

### État de surface de la paroi

Par rapport à des parois lisses, l'utilisation de parois rugueuses tridimensionnelles permet d'augmenter le coefficient de frottement et la turbulence, par création de structures turbulentes de petites échelles.

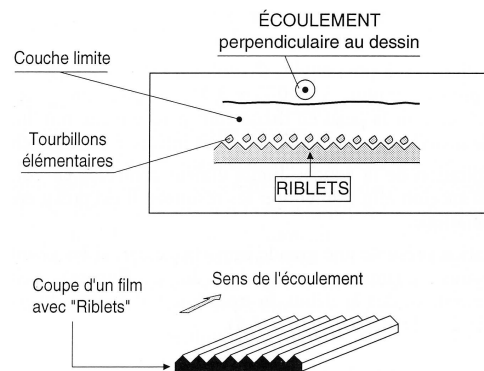


FIG. 1.3 – Contrôle d'écoulement turbulents par système de riblets (Peyrat-Armandy (1997))

En aéronautique, des bandes abrasives sont utilisées pour provoquer la transition de la couche limite au bord d'attaque des profils. Elles sont habituellement en Carbone de Silicium (appelé également carborundum). L'ensemble de la surface peut être modifiée, en posant des revêtements en matériaux composites ayant une structure particulière. Ainsi le système de riblets, représenté par exemple en figure 1.3, a été développé avec un revêtement comportant des milliers de rainures longitudinales de section triangulaire (quelques dizaines de micromètres de largeur et de profondeur). Ceci permet d'éviter les bulbes laminaires de bord d'attaque et de provoquer la transition vers une couche limite turbulente plus tôt en corde, et ainsi permettre de retarder la séparation. Certes la traînée de frottement est plus importante que dans le cas d'un écoulement laminaire, mais la force de traînée globale est fortement réduite par le retardement ou la suppression

du détachement de l'écoulement. Ce dernier système a notamment été utilisé par Airbus Industrie au cours d'essais de l'A320, permettant une réduction de 1,5% de la traînée totale en condition de croisière. Lee et Jang (2005) ont diminué de 6.6% à 3 m/s la traînée sur un profil NACA 0012 complètement recouvert par ce type de revêtement.

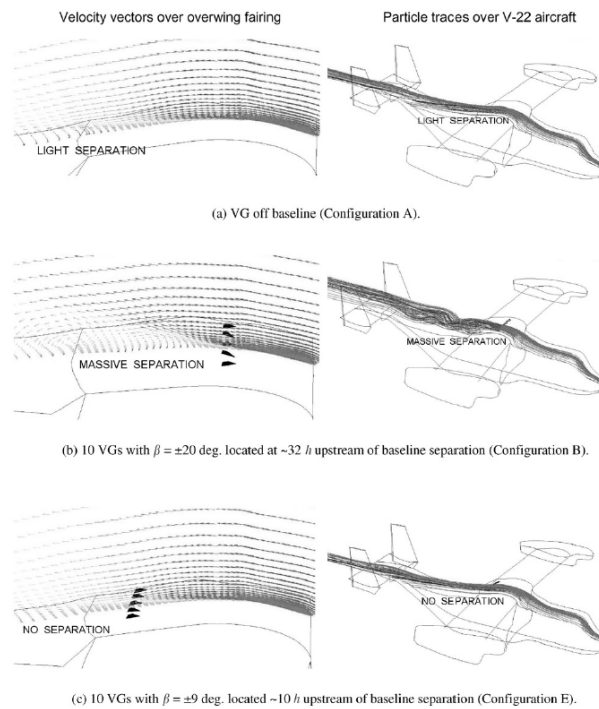


FIG. 1.4 – Champs de vecteurs vitesses numériques sur un avion V-22 pour différentes positions de générateurs de turbulence, nombre de Mach de 0,345 (Lin (2002))

Des générateurs de turbulence peuvent également être installés en des endroits précis de la surface de l'obstacle étudié. Selon leur position, les structures tourbillonnaires qu'ils induisent peuvent augmenter ou réduire la séparation, comme montré sur la figure 1.4. Une revue des principaux résultats numériques et expérimentaux de ce type de contrôle est présentée par Lin (2002).

### Température de paroi

Une autre méthode d'action sur la transition laminaire-turbulente est de chauffer ou de refroidir la surface en contact avec l'écoulement. Cette modification de condition limite a des conséquences sur la viscosité du fluide à la paroi. En effet, la viscosité dynamique

$\mu$  augmente avec la température. Ainsi les forces de cisaillement s'exerçant sur le fluide augmentent et les profils de vitesse présentent un point d'inflexion. Dans le cas d'une température de paroi supérieure à la température de l'écoulement principal, le transfert de chaleur de la paroi vers le fluide rend la couche limite fortement instable. Le nombre de Reynolds critique sur une plaque plane verticale, qui correspond au début de la zone de transition, diminue donc pour des températures de paroi plus élevées (figure 1.5).

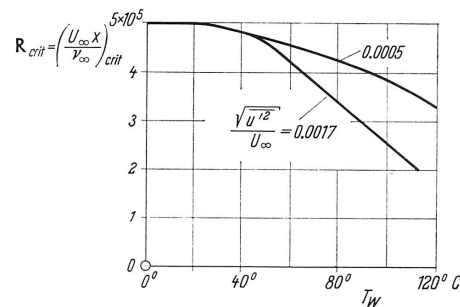


FIG. 1.5 – Nombre de Reynolds critique d'une plaque plane chauffée d'incidence nulle, avec  $T_W$  la température de paroi et  $\sqrt{u'^2}/U_\infty$  l'intensité turbulente de l'écoulement principal (Schlichting (1968))

A l'inverse, le fait d'imposer une température à la paroi inférieure à la température de l'écoulement amont permet de réduire les instabilités et donc de repousser la transition.

### 1.2.2 Soufflage et aspiration de la couche limite

Pour agir sur les propriétés d'un écoulement, l'ajout ou le retrait de quantité de mouvement au fluide en proche paroi permet de fortement modifier la couche limite, notamment au début de la séparation où la vitesse de l'écoulement à proximité de la paroi s'annule. Deux méthodes ont été alors développées : l'aspiration et le soufflage.

La technique d'aspiration continue est la plus ancienne (Prandtl en 1904) et permet de retirer le fluide qui est ralenti sur une surface avant que celui-ci ne commence à se séparer. De plus la zone de fluide avec une très forte quantité de mouvement est déviée vers la surface. Ceci permet de générer une nouvelle couche limite capable de résister aux gradients de pression adverses et donc de retarder la séparation. Des essais en vol dans

les années 1960 ont montré l'efficacité de ce type d'actionneur (par exemple figure 1.6). Cependant, ce système présente de nombreux inconvénients. En effet, le rapport entre le gain d'énergie propulsive pour l'avion par rapport aux pertes d'énergies pour actionner l'aspiration est très faible. Les aspérités sur le revêtement créent des micro-turbulences qui annulent le gain obtenu. De plus les ouvertures se bouchent en vol (poussières, insectes, gel).

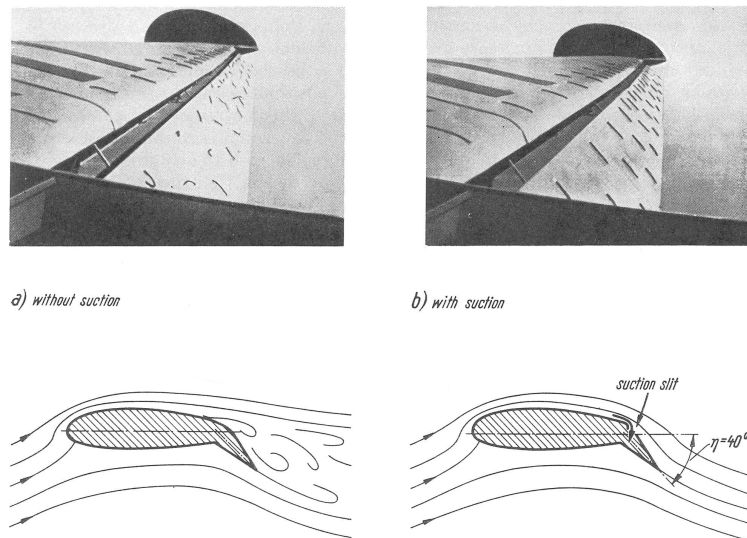


FIG. 1.6 – Visualisation de l'écoulement sans et avec aspiration avant un volet (Schlichting (1968))

Le principe du soufflage continu en paroi est d'ajouter directement de la quantité de mouvement à la couche limite ralentie à proximité de la surface et permet de retarder la séparation. Ceci peut être réalisé par un compresseur ou un ventilateur auxiliaire, mais aussi en détournant du fluide extérieur vers la surface. Par exemple la fente entre un bec de bord d'attaque et le profil peut créer un écoulement de fluide par la connection de l'extrados à basse pression avec l'intrados à plus haute pression. Des essais expérimentaux sur différents systèmes aérodynamiques (profils, cylindres, rampes, cavités...) et des essais en vol (Schlichting (1968), Stanewski (2001)) ont montré que cette technique permettait d'agir efficacement sur un écoulement, mais elle présente les mêmes défauts que le système d'aspiration.

### 1.2.3 Action par excitation périodique

Toutes les méthodes actives répertoriées précédemment ont une action continue sur l'écoulement mais ont une utilisation limitée (faibles performances ou moyens techniques complexes). En activant ces systèmes de façon périodique et contrôlée, de nombreux travaux ont montré des performances accrues (Greenblatt et Wygnanski (2000)). De plus les consommations énergétiques peuvent être fortement réduites. Par exemple, un chauffage contrôlé d'une plaque plane a permis d'obtenir une stabilisation de couche limite comparable à un chauffage continu mais avec vingt fois moins d'énergie (Liepman et Nosenchuck (1982)).

Un moyen d'action est d'agir sur une fréquence caractéristique des ondes de Tollmien-Schlichting de l'écoulement de couche limite en modifiant les grosses structures turbulentes cohérentes qui sont les principales responsables du transfert de quantité de mouvement dans l'écoulement. La génération de structures peut être accélérée et régulée en développant une excitation périodique d'un actionneur, en induisant des mouvements tourbillonnaires qui excitent périodiquement l'écoulement à une fréquence donnée. Ainsi le transfert de quantité de mouvement augmente pour la couche limite, lui permettant de résister plus efficacement aux gradients de pression adverse.

L'excitation de parois mobiles a montré une certaine efficacité sur des profils ou des cylindres. Le principe d'action des parois mobiles est d'empêcher le développement d'une couche limite en minimisant la différence de vitesse entre la paroi et l'écoulement principal en injectant de la quantité de mouvement par déplacement de la paroi. Prandtl a montré que la mise en rotation d'un cylindre permet d'empêcher la séparation du côté où l'écoulement principal et la vitesse tangentielle à la paroi sont dans la même direction. Cette méthode a été utilisée en plaçant des cylindres rotatifs au bord d'attaque et/ou bord de fuite d'un profil (Modi (1997), exemple en figure 1.7). De nombreux essais sur l'excitation périodique de volets en bord de fuite ou sur le corps du profil (Greenblatt et Wygnanski (2000)) ont montré que l'ajustement de l'excitation à une fréquence caractéristique permet

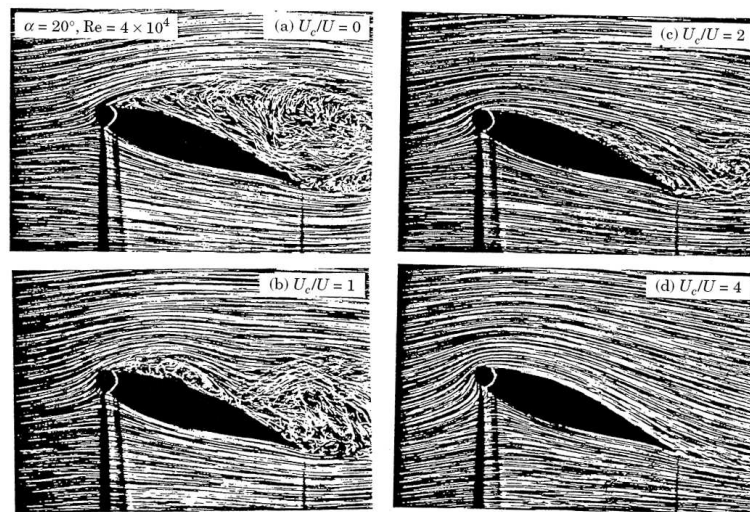


FIG. 1.7 – Visualisations de l'écoulement sans et avec un cylindre rotatif en bord d'attaque (Modi (1997))

de retarder le décrochage.

En excitant le soufflage ou l'aspiration, des contrôles comparables ont été réalisés. Ainsi l'excitation d'un écoulement par des ondes acoustiques (Huppert et Fernholz (2002)) ou par une alternance périodique de l'aspiration et du soufflage (schéma de principe représenté en figure 1.8) modifient la transition de l'écoulement et agissent donc sur la séparation. Ces actionneurs à débit massique moyen nul sont appelés des jets synthétiques (Amitay et Glezer (2002), Hong (2006)). Ce type d'actionneur, s'il est de petite taille (inférieure à  $100 \mu\text{m}$ ), appartient à la famille des Micro Electro-Mechanical Systems (MEMS).

Toutes ces méthodes ont des applications sur des écoulements autour de des cylindres, profils, mais également dans des diffuseurs, des couches de mélange, des jets.

Les actionneurs électrohydrodynamiques, décrits dans la partie 1.4 et étudiés dans ce mémoire, s'inscrivent dans cette optique d'agir sur les propriétés de la couche limite. Par rapport aux actionneurs usuels décrits dans cette première partie, les avantages de ces actionneurs à plasma sont : un temps de réponse très court, une modulation de l'action et l'absence de parties mécaniques mobiles. Afin d'avoir une meilleure compréhension de

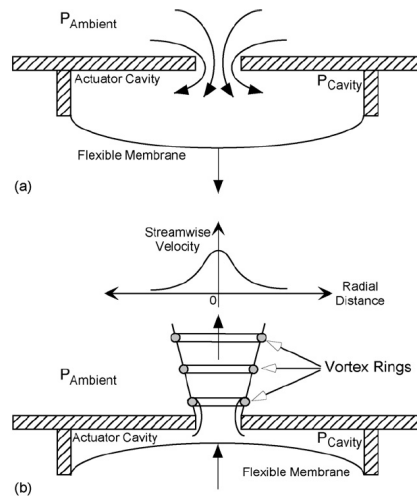


FIG. 1.8 – Schéma d'un actionneur à jet synthétique avec les phases (a) d'aspiration et (b) de soufflage (Coe et al. (2006))

leur action sur un écoulement, les principes de fonctionnement et les propriétés physiques de ces actionneurs sont présentés dans la partie suivante 1.3.

### 1.3 Plasmas à pression atmosphérique

Les plasmas sont, par définition, un état dilué de la matière constitué de particules chargées (ions et électrons) globalement électriquement neutre (Delcroix et Bers (1994)). Ils constituent le quatrième état de la matière et font suite aux états solide, liquide et gazeux (dans l'ordre croissant des températures). Nous pouvons distinguer deux familles de plasmas :

- les plasmas froids, parmi lesquels nous avons :
  - . les plasmas non-thermiques à basse pression (inférieure à 1 bar) : les températures de fonctionnement restent inférieures à 1 000 K. Ils sont utilisés dans l'industrie pour les traitements de surface, la dépollution, la génération d'ozone, et depuis une dizaine d'années pour l'étude du contrôle d'écoulements aérodynamiques.
  - . les plasmas thermiques : les températures sont supérieures à 5 000 K. Leurs applications sont la soudure à arcs électriques, la projection de matière, ...

- les plasmas chauds : les températures sont supérieures à  $10^6$  K. Nous trouvons ce type de plasma dans le domaine de la fusion thermo-nucléaire (projet ITER, projet Laser Méga-Joule).

Les plasmas basse pression sont plus faciles à générer et à contrôler. Ils sont utilisés dans de très nombreuses applications industrielles (dont l'industrie micro-électronique), tandis que l'utilisation des plasmas non-thermique haute pression est plus récente.

Les plasmas établis pour des pressions de l'ordre de  $10^{-3}$ – $10$  mbar ont été largement étudiés dans la littérature. Delcroix et Bers (1994, pp. 65–71) et Roth (2001, p. 39) décrivent les différents régimes de décharge générés à basse pression en fonction du courant fourni par une alimentation haute tension continue. Or les applications aérodynamiques pour lesquelles les plasmas sont utilisés dans la présente étude sont développées à pression atmosphérique. Les propriétés des décharges électriques sont très différentes à haute pression mais n'ont pas fait l'objet de descriptions détaillées dans la littérature.

Dans cette partie, les deux types de décharges utilisés à pression atmosphérique durant ce doctorat sont présentés : la décharge de type couronne puis la décharge à barrière diélectrique.

### 1.3.1 Décharge couronne continue

Ce type de décharge à pression atmosphérique est générée par une différence de potentiel entre deux électrodes asymétriques dont les configurations classiques sont fil – cylindre, fil – plan et pointe – plan. Elle est principalement utilisée dans l'industrie dans les précipitateurs électrostatiques (dépollution des fumées).

Dans le cadre de notre étude décrite dans le seconde chapitre, nous nous intéressons plus particulièrement aux décharges couronnes établies sur la surface d'un matériau diélectrique et alimentées par une haute tension continue positive. Elles sont établies entre deux électrodes, l'une active et l'autre passive. Par exemple, Léger (2003) a utilisé des électrodes filaires avec l'électrode active ayant un rayon de courbure inférieur à celui de



l'électrode passive.

Les décharges couronnes sont générées en appliquant un champ électrique intense entre les deux électrodes. Le gaz, qui était initialement électriquement neutre, devient plus ou moins conducteur en raison de la création d'électrons et d'ions. Nous distinguons quatre régimes de décharge, représentés sur la courbe caractéristique courant moyen – tension sur la figure 1.9.

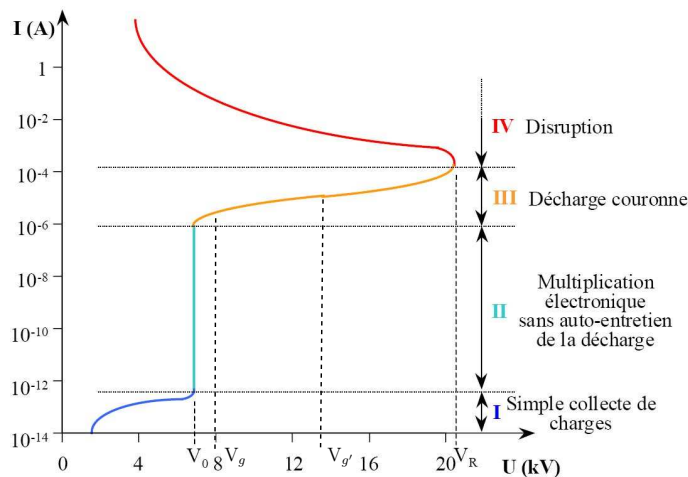


FIG. 1.9 – Courbe caractéristique courant-tension d'une décharge continue dans l'air à pression atmosphérique (Vincent (2002))

### – Domaine I : Collecte des charges

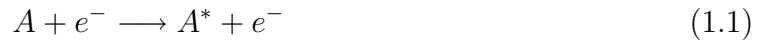
Dans un premier temps, lorsqu'une faible différence de potentiel est appliquée, le régime observé n'est qu'une simple collecte des charges présentes dans le gaz. Les particules chargées (électrons créés par les rayonnements cosmiques et la radioactivité naturelle) se déplacent selon les lignes de champ électrique.

### – Domaine II : Multiplication électronique

En soumettant le gaz à un champ électrique suffisamment intense avec une tension au-delà de la valeur seuil  $V_0$ , les particules chargées entrent alors en collision (inélastique)

avec d'autres particules et les états internes des particules concernées sont modifiés. Suivant la nature des particules entrant en collision et les conditions de pression, leur énergie interne augmente à chaque collision d'autant plus que le champ électrique appliqué est intense.

Lorsque l'énergie interne d'un atome est suffisamment élevée pour qu'un de ses électrons passe à un niveau d'énergie supérieur, l'atome est dit excité. Généralement, il revient à son état d'énergie initial en émettant des photons (émission spontanée). L'atome peut également se séparer de son électron externe, phénomène appelé ionisation. L'excitation par collision électronique se traduit par :



Le phénomène d'ionisation est tel que :



L'ionisation peut également être réalisée, entre autres, par absorption d'un photon, à condition que l'énergie du photon incident soit au moins égale à l'énergie d'ionisation de l'atome. Ce phénomène est l'ionisation par radiation ou la photo-ionisation. Ceci se traduit par l'expression suivante :



Le gaz contient alors  $n_e$  électrons,  $n_k$  ions positifs,  $n_n$  particules neutres (atomes ou molécules) par unité de volume. Il est caractérisé par le degré d'ionisation  $\tau_i$  du gaz, défini par :

$$\tau_i = \frac{n_e}{n_n + n_e} \quad (1.4)$$

Dans ce domaine II, la décharge est au régime de Townsend (ou régime "onset streamer"), figure 1.9, elle n'est pas auto-entretenu puisqu'elle nécessite l'apport de charges par phénomènes extérieurs (rayonnement) pour s'entretenir.

– **Domaine III : Décharge couronne**

En continuant d'augmenter la différence de potentiel appliquée au gaz, un processus d'avalanche se déclenche alors. L'ionisation d'un atome conduit à la libération de deux électrons qui à leur tour vont être accélérés par le champ électrique et entrer en collision avec d'autres atomes. Le plasma devient auto-entretenu : tout électron qui quitte la zone d'ionisation est remplacé. Chaque électron crée par collision assez d'ions positifs, de photons et d'espèces métastables pour qu'au moins un nouvel électron soit produit par l'une de ces espèces. La décharge est autonome et le courant n'est limité que par le circuit extérieur. C'est dans ce régime stabilisé du domaine III qu'est créée la décharge couronne.

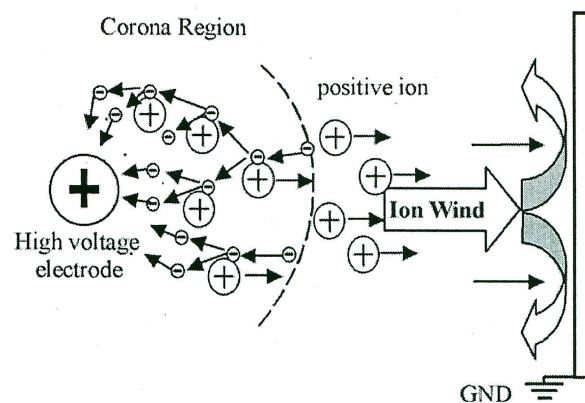


FIG. 1.10 – Représentation schématique d'une décharge couronne positive pointe-plaque (Hyun et Chun (2003))

L'ionisation se produit dans la zone proche de l'électrode active, entourée d'un champ électrique intense. Cette zone peut s'étendre dans la quasi-totalité de l'espace inter-électrode suivant la différence de potentiel établie et la géométrie. Cette région est suivie par une région, dite de "dérive", où l'intensité du champ électrique est beaucoup plus faible. Les particules chargées sont repoussées par l'électrode de même polarité et se dirigent vers l'électrode passive en se déplaçant dans tout l'espace inter-électrode (figure 1.10). Ce mouvement des ions génère un écoulement de particules neutres, principalement par transfert de quantité de mouvement. Cet écoulement induit est appelé "vent ionique",

dont les propriétés sont détaillées dans la partie 1.4.1.

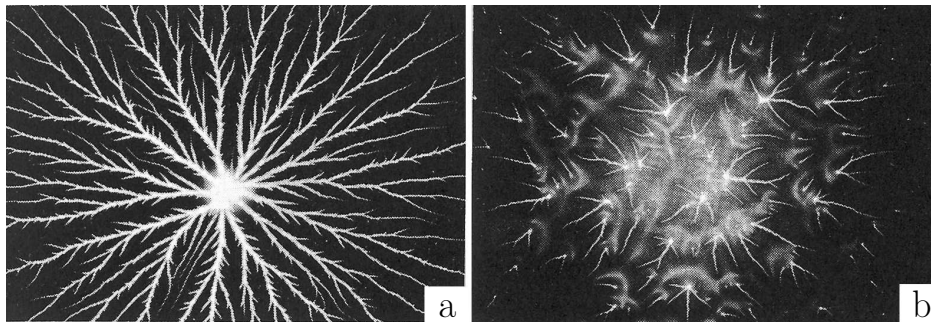


FIG. 1.11 – Figures de Lichtenberg des streamers entre une pointe (+40,5 kV) et une plaque : photographies d’un film transparent (a) placé à l’anode et (b) à 3 cm de l’anode (Loëb (1965))

La décharge devient de plus en plus lumineuse avec la tension appliquée entre  $V_g$  et  $V_{g'}$  (voir figure 1.9). Elle est dite en régime "glow". Dans le cas de décharges établies sur la surface d’un diélectrique, la décharge a l’apparence d’une fine couche d’air ionisé (Artana et al. (1999)). Plus la valeur du courant est élevée, plus la décharge lumineuse s’établit sur toute la surface inter-électrodes. Pour des valeurs de tension supérieures à  $V_{g'}$ , la décharge passe au régime "filamentaire" (ou "breakdown streamer"). La décharge est concentrée en des canaux qui peuvent être arborescents (Artana et al. (1999), Léger (2003)). Ils sont représentés sur les photographies de la figure 1.11 (figures de Lichtenberg obtenues sur un film placé entre une pointe positive et une plaque à la masse). Le courant augmente très rapidement et ce type de décharge est instable.

#### – Domaine IV : Décharge disruptive

Le régime filamentaire étant très instable, les filaments se concentrent en continuant d’augmenter la tension au-delà de la tension de claquage  $V_R$ . La décharge est alors au régime d’arc. Les densités de courant sont très importantes (jusqu’à 10 000 A) car toute l’énergie de la décharge passe dans un canal déjà pré-ionisé (figure 1.12). Pour les courants importants, le gaz et les électrodes sont fortement chauffés par les arcs.

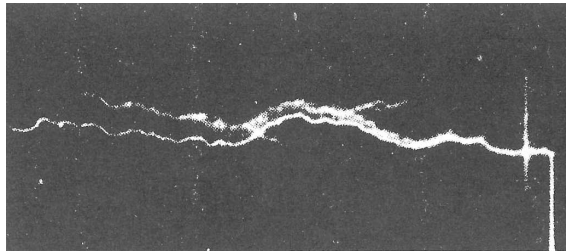


FIG. 1.12 – Arc électrique entre une pointe négative et une plaque positive (Loëb (1965))

Pour certaines applications industrielles (dans les disjoncteurs électriques par exemple, Fiévet et al. (1997)), ce régime est inévitable mais exploitable en le maîtrisant rapidement. Cependant, dans la plupart des cas, notamment dans le domaine électrohydrodynamique, les arcs doivent absolument être évités car ils endommagent très fortement le matériel (alimentation haute tension, matériau diélectrique, électrodes).

### 1.3.2 Décharge à barrière diélectrique

Dans le cas précédent, la tension appliquée à l'électrode active est continue. Dans le troisième chapitre, nous exposons l'utilisation de Décharges à Barrière Diélectrique (DBD) générées à partir d'une alimentation alternative. Dans ce cas, l'anode est connectée à une source d'excitation sinusoïdale ou en créneau, et la cathode est reliée à la terre ou à une source de tension continue fixe (par exemple une tension alternative d'amplitude 5 kV à l'anode et une tension continue de -5 kV à la cathode, permettant ainsi une différence de potentiel maximale de 10 kV et minimale de 0 kV).

Une autre particularité des DBD est qu'elles sont établies entre deux électrodes séparées l'une de l'autre par un matériau isolant diélectrique. L'avantage de ce type de configuration est de supprimer la possibilité de création d'arcs électriques entre les électrodes séparées par une "barrière". Ceci permet l'obtention de décharges beaucoup plus contrôlables que les décharges couronnes à pression atmosphérique.

Dans le cas d'une configuration surfacique, les électrodes sont classiquement des fines bandes métalliques (bandes adhésives, fines plaques voire des fils). Elles sont disposées de

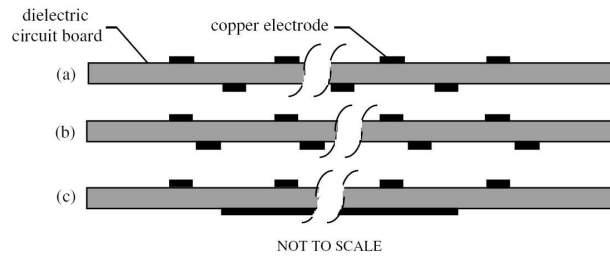


FIG. 1.13 – Configurations géométriques des électrodes pour établir une Décharge à Barrière Diélectrique surfacique (Roth et al. (1998))

part et d'autre d'un isolant diélectrique de quelques millimètres d'épaisseur. L'électrode active est reliée à l'alimentation alternative tandis que l'électrode passive est reliée à l'alimentation continue (ou à la terre). Diverses configurations géométriques ont été étudiées par Roth (figure 1.13).

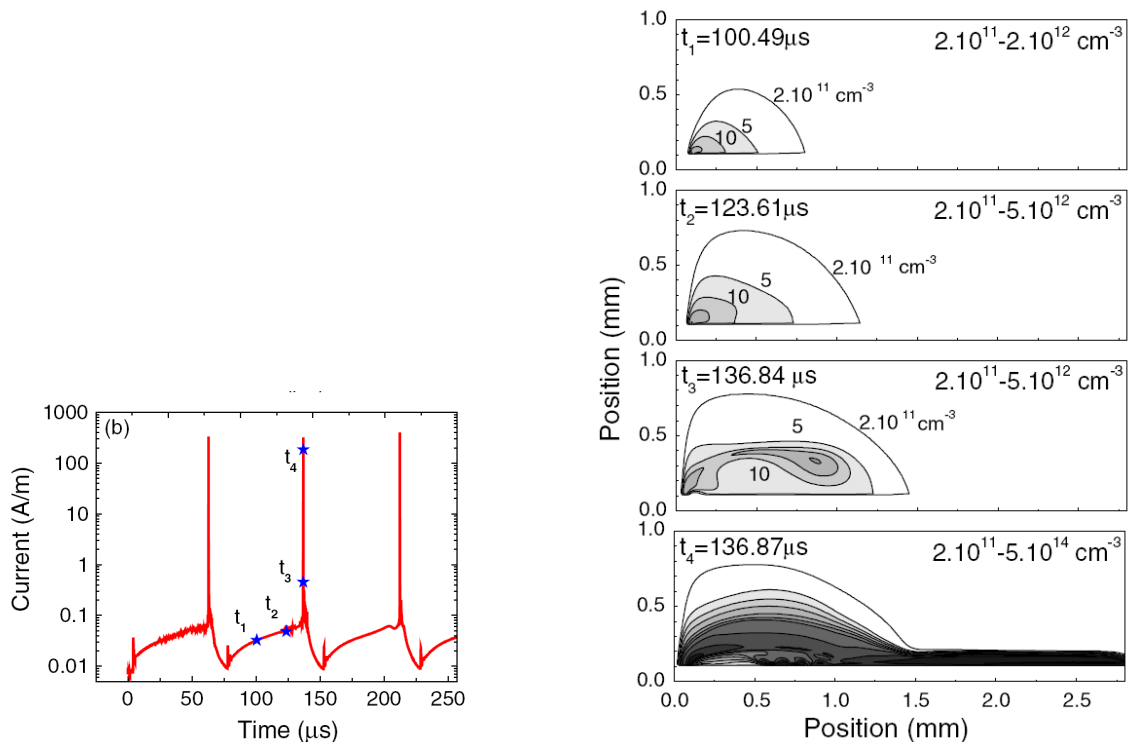


FIG. 1.14 – (a) Courant de décharge et (b) isovaleurs de densité ionique d'une décharge à barrière diélectrique en fonction du temps (Boeuf et al. (2007))

Boeuf et al. (2007) ont décrit numériquement l'évolution de ce type de décharge en fonction du temps, montrée en figure 1.14. L'électrode passive est inhibée. Dans un premier

temps, ils ont étudié la décharge générée en appliquant une tension positive augmentant linéairement à l'électrode active. Les charges se collectent d'abord à proximité de l'électrode active et des ions sont générés. Cette zone ionisée s'étend lentement sur la surface du diélectrique accompagnée par une légère augmentation du courant de décharge. Pour des temps inférieurs à  $t_3$ , la décharge est dans un régime similaire à celui de Townsend.

Une fois que la densité ionique dans cette zone dépasse un certain seuil, les ions migrent en direction de l'électrode passive et le plasma est formé. Le courant de décharge augmente alors fortement. Ce comportement est similaire à la transition régime de Townsend – régime "glow" des décharges couronnes. Après la décharge, la surface du diélectrique est complètement chargée dans l'espace inter-électrode. Le potentiel au-dessus de la surface étant quasiment égal à celui de l'électrode active, la décharge s'interrompt.

Dans un deuxième temps, Boeuf et al. (2007) ont décrit la décharge générée par une tension négative diminuant linéairement. La principale différence par rapport au cas précédent est que désormais la zone se développant est principalement chargée par les électrons. Elle s'étend très rapidement dans l'espace inter-électrode. Les impulsions de courant ont ainsi une fréquence plus élevée mais leur amplitude est réduite. La surface du diélectrique se charge rapidement négativement. La décharge s'arrête lorsque la différence de potentiel sur la surface du diélectrique est trop faible.

Une tension alternative étant composée successivement d'une augmentation lors de l'alternance positive puis d'une diminution lors de l'alternance négative, ces phénomènes décrits se produisent donc successivement. Le nombre de décharges générées pour chaque alternance dépend de la fréquence de la tension appliquée à l'électrode active.

Enloe et al. (2003, 2004a et 2004b) et Van Dyken et al. (2004) ont modélisé la surface du diélectrique à l'air libre comme étant une électrode virtuelle pouvant collecter les charges, en plus des deux électrodes physiques. Dans leur configuration, l'électrode active est à l'air libre tandis que l'électrode passive est isolée par une couche diélectrique

(figure 1.15). A partir de ces considérations, ils ont modélisé une DBD surfacique par le schéma électrique présenté en figure 1.16. Les différents éléments du circuit varient en fonction du cycle de tension appliquée :

- $R_1$  : la résistance équivalente traduisant la dissipation d'énergie dans le plasma ;
- $C_3$  : le condensateur entre les deux électrodes physiques au travers du diélectrique ;
- $C_2$  : le condensateur entre l'électrode virtuelle et l'électrode passive physique isolée ;
- $C_1$  : le condensateur entre l'électrode active physique à l'air libre et l'électrode virtuelle.

Les valeurs variables de  $C_1$  et  $C_2$  proviennent du fait que la taille du plasma change durant la décharge, ainsi des charges se déposent et se retirent de la surface isolante. Les valeurs des condensateurs dépendent de l'épaisseur du diélectrique.

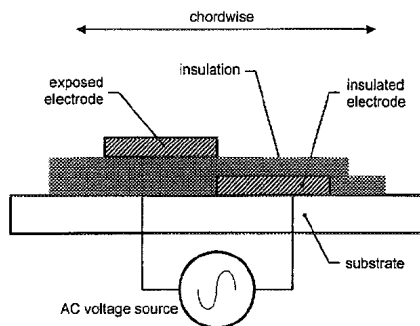


FIG. 1.15 – Actionneur DBD (Enloe et al. (2004a))

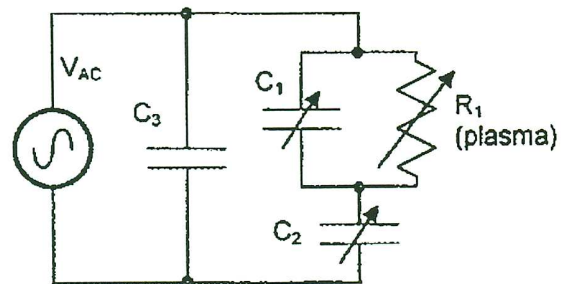


FIG. 1.16 – Schéma électrique équivalent à une Décharge à Barrière Diélectrique (Enloe et al. (2004a))

Lorsque la différence de potentiel à travers  $C_1$  dépasse une valeur seuil, le plasma est établi à la surface du diélectrique. La résistance  $R_1$  passe alors d'une valeur infinie (circuit ouvert) vers une valeur plus faible (circuit fermé). Lorsque cette différence de potentiel diminue jusqu'à une autre valeur de seuil basse, le plasma s'éteint et  $R_1$  revient à sa valeur infinie de circuit ouvert. Ce modèle électrique permet de tenir compte de l'établissement de la décharge uniquement à chaque alternance de la tension.



## 1.4 Utilisation d'actionneurs électrohydrodynamiques pour le contrôle d'écoulements

Ces plasmas à pression atmosphérique sont donc constitués d'ions et d'électrons en mouvement. Ils possèdent une propriété mécanique directement liée à leurs propriétés électriques et chimiques : le "vent ionique". Il est utilisé pour agir sur les écoulements de fluides et ces systèmes ainsi développés portent le nom usuel d' "actionneurs électrohydrodynamiques".

### 1.4.1 Vent ionique induit par un plasma non-thermique

Dans les plasmas générés par de la haute tension, des ions et des électrons circulent dans l'espace inter-électrode ionisé. Dans le cas d'une décharge continue positive (haute tension positive appliquée à l'anode), principalement des ions positifs sont créés (Yabe et al. (1978)). Dans le cas d'une décharge continue négative, ce sont principalement des ions négatifs qui sont générés. Ainsi les ions produits par le champ électrique se dirigent toujours de l'électrode active reliée à la haute tension (de même polarité que les ions) vers l'électrode passive (soit reliée à la masse, soit portée à une polarité inverse de l'électrode active). La masse d'un électron étant près de 2 000 fois plus faible que celle d'un nucléon (selon la vitesse), le mouvement global des électrons est donc négligeable devant celui des ions en terme de quantité de mouvement. Les ions entrent en collision avec les particules neutres du gaz alentour dans leur mouvement vers la cathode, et transfèrent leur quantité de mouvement à ces éléments initialement au repos (Robinson (1961), Soldati (2002), Léger (2003)). Likhanskii et al. (2006) modélise cette interaction par un "piston poreux", représenté en figure 1.17. Ainsi un écoulement est induit par la décharge électrique et se dirige de l'anode vers la cathode. Cet écoulement est appelé "vent électrique" (Chattock en 1899) ou "corona wind" (Robinson (1961)) mais plus généralement "vent ionique".

Des mesures expérimentales de la vitesse de cet écoulement ont été réalisées par Ballereau (1980) dans une configuration pointe-demi sphère (séparées de 4 mm) avec ané-

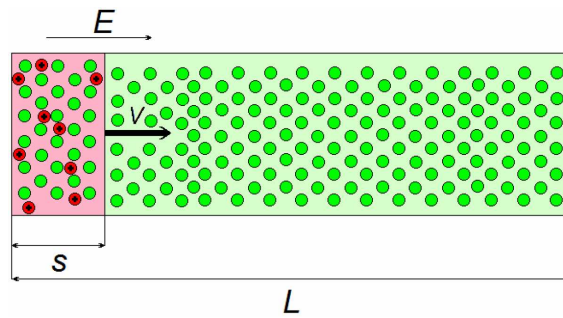


FIG. 1.17 – Modèle physique du "piston poreux" décrivant le transfert de quantité de mouvement des ions du plasma vers les gaz neutres (Likhanskii et al. (2006))

mométrie laser, sans écoulement extérieur. Avec la pointe reliée à une tension continue négative de -3,8 kV et la demi sphère reliée à la masse, la vitesse du vent induit par la décharge couronne augmente en se rapprochant de la pointe, jusqu'à atteindre 10 m/s. Yabe et al. (1978) ont mesuré avec des prises de pression pariétale la vitesse induite par la décharge établie dans l'azote entre un fil relié à une tension continue positive de 4 kV et une plaque reliée à la masse. Ils ont obtenu des vitesses maximales de 3 m/s dans cette configuration. Léger (2003) et Moreau et al. (2006) ont mesuré avec une sonde de pression en verre le vent ionique généré par une décharge couronne établie entre deux électrodes filaires placées dans des rainures sur une plaque en PMMA. La valeur maximale mesurée était de l'ordre de 2,5 m/s pour un courant de décharge de 1,5 mA/m. En déplaçant la sonde de mesure de l'anode vers la cathode, ils ont observé une augmentation de la vitesse induite. De même, dans le cas d'une DBD alternative de fréquence de 300 Hz et d'amplitude de tension de 20 kV, Pons et al. (2005) ont mesuré une vitesse augmentant jusqu'à 3,25 m/s en s'éloignant du plasma jusqu'à la position  $x = 1,5$  cm. Puis ils ont observé une diminution de la vitesse maximale en continuant de s'éloigner des électrodes (figure 1.18a). Ainsi, dans ces configurations avec électrodes placées sur la surface d'un diélectrique, l'écoulement induit présente un important gradient de vitesse à la paroi, il n'est présent que quelques centimètres à l'arrière de l'anode et le maximum de vitesse est mesuré au niveau de la cathode. En optimisant les caractéristiques géométriques (dimen-

sions des électrodes, espacement des électrodes, épaisseur du diélectrique) et électriques, Forte et al. (2007) ont atteint une vitesse induite de 7 m/s.

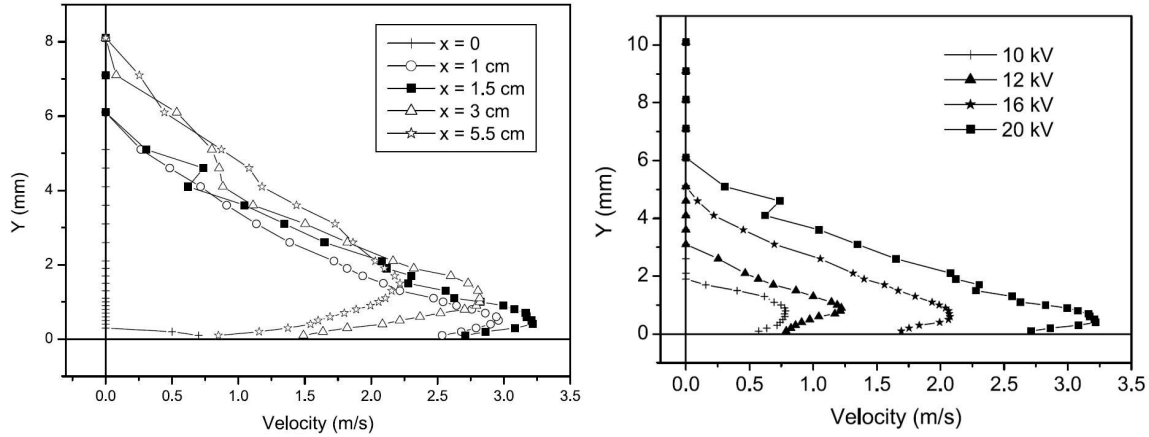


FIG. 1.18 – Profils de la vitesse de l'écoulement induit par une décharge à barrière diélectrique de fréquence 300 Hz : (a) pour différentes positions en aval de la cathode pour une tension sinusoïdale maximale de 20 kV et (b) pour différentes tensions à une position de 1,5 cm (Pons et al. (2005))

Les mesures de Léger (2003), Pons et al. (2005) et Göksel et al. (2006) ont également montré que l'augmentation de l'amplitude de la tension entraînait une augmentation de la vitesse de l'écoulement induit (figure 1.18b). Roth et al. (1998) et Sherman (1998) ont réalisé des profils de vitesse pour une décharge du type One Atmosphère Uniform Glow Discharge Plasma (OAUGDP<sup>TM</sup>) avec alimentation sinusoïdale. Ils ont également constaté une augmentation de la vitesse avec l'amplitude de la tension appliquée, avec une vitesse maximale de 1,5 m/s pour une amplitude de 3 kV, et 3,5 m/s pour 5 kV.

Dans le cas d'une décharge couronne pulsée, chaque pulse de décharge entraîne une augmentation de vitesse (Jukes et Choi (2004)). Ainsi la vitesse et la forme de l'écoulement du vent ionique induit varient au cours du temps en fonction de la fréquence du signal (figure 1.19). Pour une tension de 4 kV et une fréquence de 50 kHz, Jukes et Choi ont ainsi obtenu avec mesure au fil chaud un maximum de vitesse de 0,6 m/s après 2,8 ms (1,8 ms après la fin du dernier pulse), mais la vitesse se stabilise à 0,4 m/s et reste constante après 0,4 s.

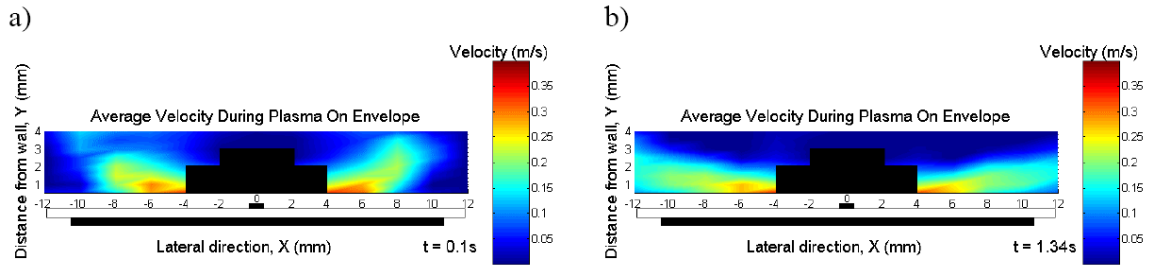


FIG. 1.19 – Distribution de vitesse moyenne pour une tension de 4 kV et une fréquence de 50 kHz (a)  $t = 0,1$  s après le premier pulse et (b)  $t = 1,34$  s (Jukes et Choi (2004))

Une expression théorique de la vitesse du vent ionique par rapport au courant de décharge a été établie par Robinson (1961) :

$$V_i = g \left( \frac{i}{\rho \beta K} \right)^{1/2} \quad (1.5)$$

avec :

- $g$  un coefficient fonction de la géométrie du système ( $m^{-1/2}$ )
- $i$  le courant de décharge (A)
- $\rho$  la masse volumique du gaz ( $kg/m^3$ )
- $\beta$  la mobilité ionique (valeur comprise entre 1 et  $2.5 \times 10^{-4} m^2/(V.s)$ )
- $K$  un coefficient de perte fonction de la géométrie du système (sans dimension)

Goldman et al. (1985) ont proposé une autre expression de la vitesse du vent ionique :

$$V_i = \left( \frac{2 d j}{m_g n_g \beta} \right)^{1/2} \quad (1.6)$$

avec :

- $d$  la distance inter-électrode (m)
- $j$  la densité de courant de décharge ( $A/m^2$ )
- $m_g$  la masse molaire du gaz ( $g.mol^{-1}$ )
- $n_g$  la concentration volumique du gaz
- $\beta$  la mobilité ionique ( $m^2/(V.s)$ )

Ces relations montrent que la vitesse du vent induit est proportionnelle à la racine carrée du courant de décharge. Ce rapport a été montré expérimentalement par Robinson (1961), Yabe et al. (1978) et Ballereau (1980).

De plus, dans le cas d'une décharge à barrière diélectrique, qui présente un côté où les électrodes sont reliées à l'alimentation haute tension et un côté où les électrodes sont reliées à la masse, Pons et al. (2005) ont montré que la vitesse maximale mesurée du côté haute tension était supérieure à celle du côté masse (3.25 m/s contre 2.75 m/s, pour une fréquence de 300 Hz et une amplitude de 20 kV).

Les décharges couronnes positives permettent d'obtenir des vitesses d'écoulement induit plus importantes que pour les décharges couronnes négatives (Kalman et Sher (2001)), permettant une meilleure transformation de l'énergie électrique en énergie mécanique. Une expression du rapport entre la puissance électrique fournie et la puissance mécanique développée est donnée par Robinson (1961) :

$$\eta = \left( \frac{g}{\rho_0 \beta_0} \right) \left( \frac{\varepsilon \rho}{K^3} \right)^{1/2} \quad (1.7)$$

avec :

- $g$  un coefficient fonction de la géométrie du système ( $m^{-1/2}$ )
- $\rho$  la masse volumique du gaz ( $kg/m^3$ )
- $\rho_0$  la masse volumique du gaz dans les conditions standards ( $kg/m^3$ )
- $\beta_0$  la mobilité ionique aux conditions standards ( $m^2/(V.s)$ )
- $\varepsilon$  la permittivité du gaz ( $F/m$ )
- $K$  un coefficient de perte fonction de la géométrie du système (sans dimension)

Ce rendement reste très faible pour une décharge à pression atmosphérique, de l'ordre de 1 à 5 % (Robinson (1961), Goldman et al. (1985)).

## 1.4.2 Écoulements modifiés par action d'une décharge électrique

### Principe de l'utilisation d'un actionneur électrohydrodynamique pour la modification d'écoulements subsoniques

L'idée de contrôler un écoulement par une injection de gaz ou un ajout d'énergie est apparue il y a plusieurs décennies, aussi bien dans des cas subsoniques que supersoniques (Fomin et al. (2004)). Le fonctionnement d'actionneur électrohydrodynamiques est basé sur cette idée.

Un champ électrique intense ionise le gaz entre deux électrodes, et la collision des ions générés par la décharge avec les molécules neutres du gaz alentour crée un écoulement. Ainsi, en plaçant des électrodes à la surface ou proches d'un objet (cylindre, plaque plane, profil d'aile), la décharge électrique permet la superposition d'un écoulement induit à l'écoulement principal. Cet apport de quantité de mouvement se fait à proximité de la surface, au niveau de la couche limite de l'écoulement (figure 1.20). L'intérêt de ce type de contrôle est l'absence de parties mobiles mécaniques (comme des becs de bord d'attaque, des volets), permettant de s'affranchir de certains problèmes d'installation, de vibrations et de bruit. Les actionneurs électrohydrodynamiques ont un temps de réponse très court et permettent de moduler l'effet en tension et en fréquence.

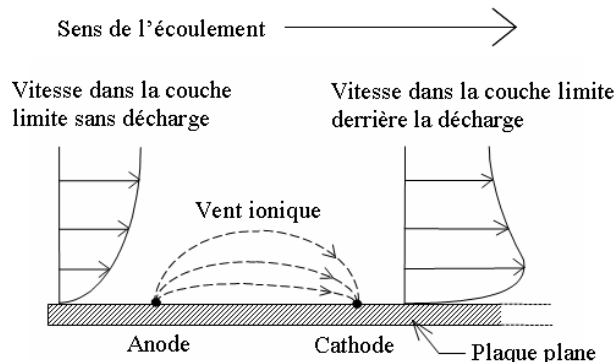


FIG. 1.20 – Schéma de principe de l'utilisation d'une décharge électrique pour le contrôle d'écoulement (Léger (2003))

Les explications physiques de l'interaction entre la décharge électrique et l'écoulement sont encore mal connues. En effet, Roth et al. (2000), Mohan (2004), Yadav (2005)

considèrent l'existence d'une force "paraélectrique" résultant de l'action de la décharge électrique, appliquée aux molécules de gaz neutre de l'écoulement. Des auteurs proposent des mécanismes de couplage électrohydrodynamique différents, comme des modifications des propriétés du fluide proche de la surface. Miles et al. (2001) considèrent que les ions possèdent peu d'énergie et que la majeure partie du potentiel utilisé pour la formation du plasma se traduit par un réchauffement local de l'air, ce qui pourrait modifier sa masse volumique. Shcherbakov et al. (2000) envisagent une modification par le plasma des coefficients de transport, en particulier la viscosité à la paroi. Sosa (2007) a ainsi montré la densité ou la viscosité du fluide (par l'augmentation de la température des particules fluides et par l'ionisation du milieu) peuvent entraîner des modifications dans les équations de la mécanique des fluides, pouvant ainsi être une conséquence des effets des actionneurs plasmas sur les écoulements.

Dans le cadre des études des précipitateurs électrostatiques (une des premières applications des plasmas non-thermiques à pression atmosphérique), l'écoulement sous l'influence d'actionneur à plasma a été caractérisé par un nombre sans dimension, le nombre électrohydrodynamique  $N_{EHD}$  (Leonard et al. (1983), Soldati et Banerjee (1998)). Il représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces électrostatiques agissant sur le fluide :

$$N_{EHD} = \frac{i}{l\rho\beta U^2} \quad (1.8)$$

avec :

- $i$  le courant de décharge (A)
- $l$  la longueur des électrodes (m)
- $\rho$  la masse volumique du gaz ( $\text{kg/m}^3$ )
- $\beta$  la mobilité ionique ( $\text{m}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ )
- $U$  la vitesse de l'écoulement principal (m/s)

Dans le cas où l'écoulement n'est pas affecté par les forces électrohydrodynamiques (vitesse de l'écoulement amont très élevée),  $N_{EHD}$  tend vers 0. Dans le cas où seul l'écoule-

ment induit par les forces électrostatiques est présent (pas d'écoulement extérieur),  $N_{EHD}$  tend vers l'infini. La valeur du nombre électrohydrodynamique des précipitateurs électrostatiques actuels est comprise entre 1 et 2,4 (Soldati et Banerjee (1998)).

De nombreux essais expérimentaux ont montré l'intérêt de ce type de contrôle (principalement au cours de la dernière décennie), aussi bien sur les écoulements décollés, la couche limite, les jets, les couches de mélange par exemple. Les principaux travaux dans ce domaine sont décrits dans une synthèse réactualisée par Moreau (2007). Nous nous intéresserons plus particulièrement à la couche limite sur une plaque plane ainsi qu'aux écoulements décollés, puisque ces types d'applications ont été étudiés dans le cadre de ce doctorat.

### Modification d'une couche limite

Des études expérimentales et numériques ont été menées pour caractériser l'effet d'une décharge électrique sur l'écoulement autour d'une plaque plane. Ces recherches ont ainsi mis en évidence l'influence d'une décharge électrique sur les profils de vitesse, la transition laminaire-turbulente de la couche limite et sur l'évolution de la force de traînée exercée sur la plaque plane.

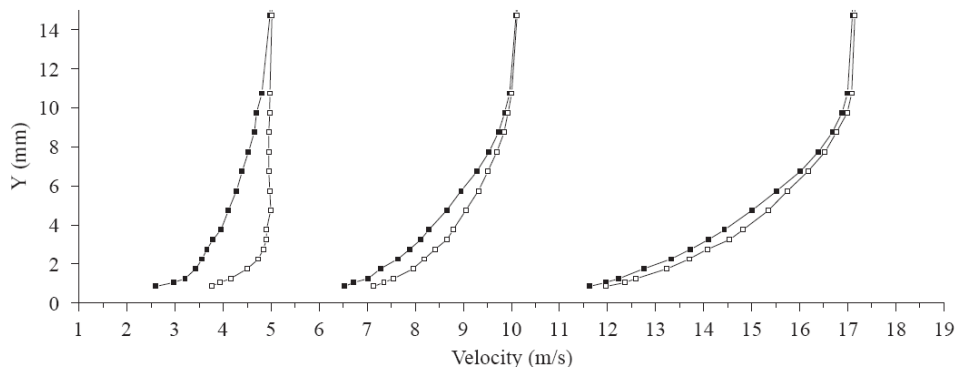


FIG. 1.21 – Profils de vitesse sur plaque plane, sans et avec décharge couronne, pour des écoulements de 5, 10 et 17 m/s (Moreau et al. (2006))

La couche limite sur une plaque plane dans un écoulement peut être modifiée par les décharges électriques. L'actionneur électrohydrodynamique accélère l'écoulement, ajoute



de la vitesse à la couche limite proche de la surface de la plaque lorsque que l'actionneur est disposé tel que le vent ionique soit induit dans le même sens que l'écoulement principal (Roth et al. (1998), Roth et al. (2000), Mohan (2004), Roth et al. (2004), Jacob et al. (2004), Borghi et al. (2005), Moreau et al. (2006)). Pour une vitesse donnée, plus le courant de décharge est important, plus l'effet mesuré sur les profils de vitesse est important. Pour un courant de décharge donné, plus la vitesse de l'écoulement augmente, moins la décharge a d'influence sur l'écoulement (ce qui traduit la diminution du nombre électrohydrodynamique défini par la relation 1.8). Moreau et al. ont utilisé une décharge couronne continue établie entre deux électrodes filaires positionnées sur une plaque plane en PMMA. On observe sur une modification de la couche limite sur les relevés de profils de vitesse (figure 1.21), et ce jusqu'à une vitesse d'écoulement de 25 m/s pour un courant de décharge de 1,8 mA/m. Borghi et al. ont développé une décharge à barrière diélectrique composée de 20 paires d'électrodes (de tension 15 kV et de fréquence 9 kHz), qui a permis d'augmenter la vitesse en proche paroi d'une couche limite sur plaque plane dans un écoulement à 16 m/s (+7% à une hauteur  $y = 0,5$  mm).

Les modifications de la couche limite peuvent affecter la position de la transition laminaire-turbulente de la couche limite. Velkoff et Ketcham (1968) ont ainsi positionné 1,4 cm au-dessus de la surface d'une plaque plane quatre électrodes filaires espacées de 1,4 mm. La haute tension appliquée aux électrodes est composée d'une composante continue de 10 kV et d'une composante alternative de 2 kV. En plaçant ce système dans une soufflerie subsonique avec un écoulement de 53 m/s, Velkoff et Ketcham ont retardé la position de la transition de 42 mm, soit de 10%. Roth et al. (1998) et Sherman (1998) ont positionné des électrodes parallèlement à l'écoulement pour établir la décharge OAUGDP<sup>TM</sup>. Les décharges induisent ainsi un écoulement transversalement à l'écoulement amont, provoquant le passage à l'état turbulent de la couche limite (figure 1.22).

Ces effets significatifs des décharges électriques sur la couche limite entraînent des changements au niveau de la force de traînée appliquée sur la surface de la plaque plane.

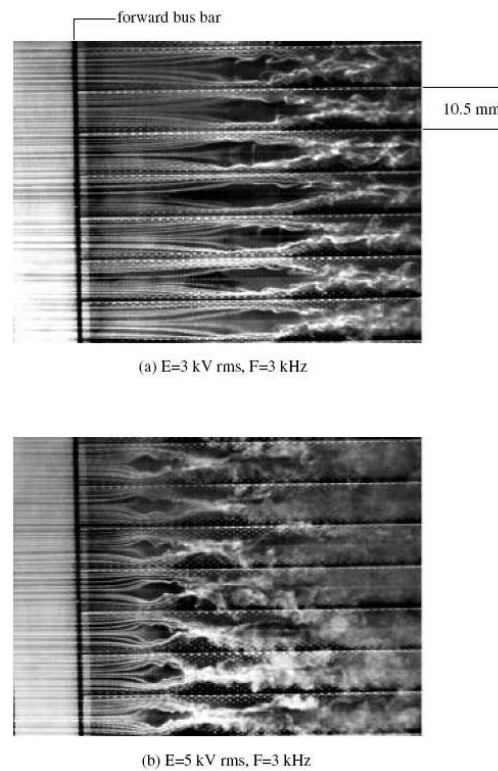


FIG. 1.22 – Visualisation de l'écoulement sur un panneau constitué de 25 électrodes, de vitesse 4 m/s, avec une fréquence de 3 kHz et avec une amplitude (a) de 3 kV et (b) de 5 kV (Roth et al. (1998))

Des décharges électriques continues ou alternatives ont permis d'augmenter (Roth et al. (1998), Sherman (1998) selon les configurations) ou de réduire significativement la traînée (Soetomo (1992), Soetomo et al. (2006), Roth et al. (1998), Moreau et al. (2006)). Shcherbakov et al. (2000) a réduit la traînée de 5,3% à une vitesse de 35 m/s sur une plaque plane avec des décharges à barrières diélectriques alternatives. Pour un courant de décharge fixe de 1,8 mA/m sur une décharge couronne continue, Moreau et al. ont montré une diminution significative de la traînée jusqu'à 25 m/s; pour une vitesse de l'écoulement fixe de 10 m/s, la traînée a pu être diminuée de 35% pour un courant de décharge de 2,5 mA/m. A contrario, avec la configuration de décharge à barrière diélectrique étudiée par Roth et al. (1998), la traînée à 7 m/s était augmentée de 260%.

Soetomo a également observé une diminution de la traînée sur une plaque en verre de dimensions  $25 \times 75$  mm, équipée d'électrodes séparées de 20 mm, pour des nombres de

Reynolds compris entre 1 100 et 3 600. Cette réduction a été obtenue pour des décharges continues appliquées aux électrodes mais de meilleurs résultats ont été mesurés pour des décharges alternatives (jusqu'à 73% de diminution de traînée pour une tension alternative d'amplitude 10 kV, de fréquence 60 Hz et  $Re = 1\ 100$ ).

### Action sur un écoulement décollé

#### *Sur un cylindre*

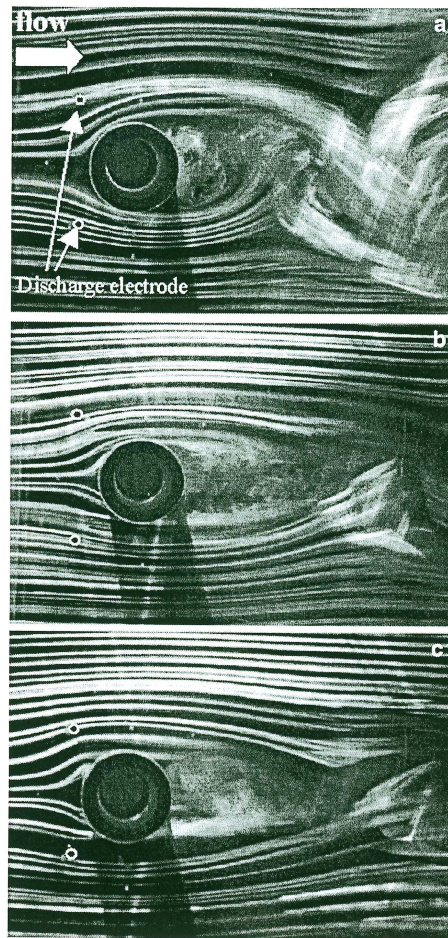


FIG. 1.23 – Visualisations de l'écoulement autour d'un cylindre à  $Re = 4\ 000$ , avec les électrodes placées à un angle de  $45^\circ$  avec l'axe du cylindre (a) pour  $N_{EHD} = 0$  (0 mA, 0 kV), (b) pour  $N_{EHD} = 0,25$  (0,1 mA, 13,8 kV) et (c) pour  $N_{EHD} = 0,5$  (0,2 mA, 16,7 kV) (Hyun et Chun (2003))

En agissant sur les couches limites, les actionneurs électrohydrodynamiques ont été utilisés pour modifier des écoulements décollés sur des obstacles tels que des cylindres,

des plaques planes, des profils en incidence, des divergents.

Les actionneurs plasma ont permis le contrôle d'écoulements autour d'un cylindre circulaire pour de faibles nombres de Reynolds. Nous pouvons citer les travaux de Chang et al. (2006) (nombres de Reynolds compris entre 0,2 et 80), Artana et al. (1999) et Artana et al. (2001) (jusqu'à  $Re = 40\,000$ ) ou encore Hyun et Chun (2003) (entre  $Re = 4\,000$  et  $8\,000$ ). Dans les trois premiers cas cités, les décharges ont été générées sur la surface du cylindre, tandis que dans le cas de Hyun et Chun des décharges couronnes volumiques ont été activées (anodes séparées du cylindre, avec des angles de  $45^\circ$  à  $135^\circ$ , figure 1.23). La traînée a été réduite pour un angle d'électrodes de  $90^\circ$  et un nombre de Reynolds de  $4\,000$ . La valeur du coefficient de traînée, déterminée à partir de relevés de pression pariétaux, est  $C_D = 0,94$  lorsque la décharge est inactive ( $N_{EHD} = 0$ ), et  $C_D = 0,4$  pour  $N_{EHD} = 0,5$ .

Le contrôle de l'instationnarité du sillage à l'arrière d'un cylindre circulaire a été réalisé pour un nombre de Reynolds de  $7\,600$  par McLaughlin et al. (2004). Une décharge à barrière diélectrique a été utilisée, avec une tension sinusoïdale d'amplitude  $10\text{ kV}$  appliquée à l'anode. La fréquence a été ajustée en fonction de la fréquence d'oscillation de la déflexion à l'arrière du cylindre et a permis de limiter l'instationnarité.

### ***Sur un profil d'aile***

L'application d'une décharge électrique sur le bord d'attaque d'un profil d'aile a un effet comparable à celui d'un bec, tandis qu'appliquée au bord de fuite l'effet est équivalent à celui d'un volet (Corke et al. (2004)). En effet ces éléments mobiles mécaniques permettent d'augmenter la portance du profil tout en retardant le décrochage, ce que les décharges haute tension réalisent également. En activant des décharges continues puis alternatives, à la fois au bord de fuite et au bord d'attaque d'un profil, Corke et al. et Göksel et al. (2006) ont mesuré une augmentation du coefficient de portance et un retard au décrochage (figure 1.24). Des modifications ont été mesurées pour des nombres de

Reynolds allant jusqu'à 584 000 (Post et al. (2007)).

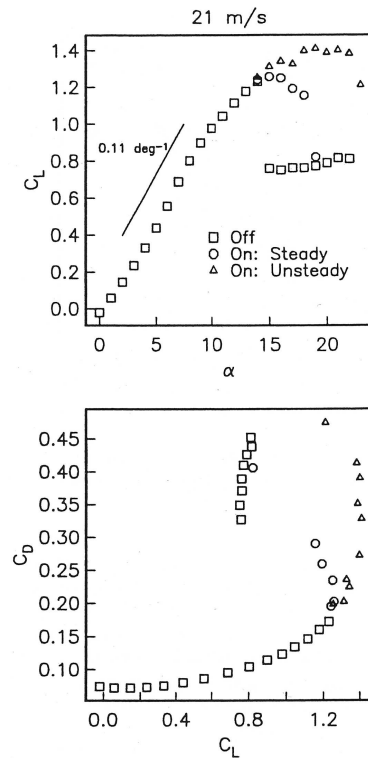


FIG. 1.24 – Coefficient de portance  $C_L$  en fonction de l'incidence  $\alpha$  d'un profil NACA 0015 et coefficient de traînée  $C_D$  en fonction du coefficient de portance  $C_L$  pour un écoulement à 21 m/s sans et avec décharge (continue et alternative) (Corke et al. (2004))

La capacité d'un plasma à recoller un écoulement (ou retarder la séparation) est d'autant plus grande que cette décharge est appliquée proche de la ligne de séparation de l'écoulement. Pour de faibles nombres de Reynolds et de faibles incidences, le détachement de l'écoulement se produit proche du bord de fuite du profil. Sosa (2002) et Sosa et Artana (2006) ont montré les différents effets d'une décharge couronne continue positionnée au bord de fuite d'un profil NACA 0015 selon les régimes d'écoulement. Dans le cas d'une couche limite laminaire complètement séparée, l'actionneur électrohydrodynamique ré-attache complètement l'écoulement et permet d'augmenter le coefficient de portance. Ainsi pour une incidence  $\alpha = 0^\circ$  et  $Re = 44 \times 10^3$ , l'écoulement est complètement attaché avec la décharge et le coefficient de portance est multiplié par 2. Pour  $\alpha = 5,3^\circ$  et  $Re = 19 \times 10^3$  (figure 1.25), ce coefficient est augmenté de 30%. Dans le cas d'une couche limite

turbulente attachée avec bulbe de décollement en bord de fuite ( $\alpha = 5,3^\circ$  et  $Re = 44 \times 10^3$ ), la taille du bulbe est réduite par la décharge. Dans le cas d'une couche limite turbulente complètement détachée ( $\alpha = 11,5^\circ$  et  $Re = 44 \times 10^3$ ), l'écoulement est toujours séparé mais une légère accélération de la vitesse a été mesurée.

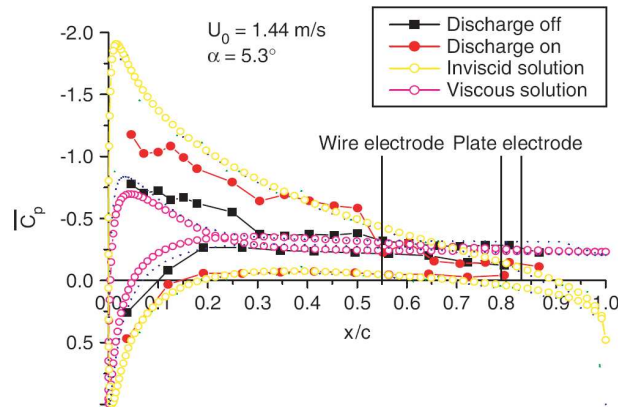


FIG. 1.25 – Évolution du coefficient de pression le long d'un profil NACA 0015 à  $5,3^\circ$ , dans un écoulement à  $Re = 19\,200$ , avec une décharge couronne de tension 30 kV et un courant de décharge  $250\ \mu\text{A}$  (Sosa et Artana (2006))

Pour des nombres de Reynolds plus élevés et de fortes incidences, le détachement de l'écoulement est proche du bord d'attaque du profil. Léger et al. (2001) et Léger (2003) ont utilisé une décharge couronne continue au bord d'attaque d'une plaque plane en incidence. Ils ont ainsi réduit la taille du sillage d'écoulements complètement décollés pour des nombres de Reynolds compris entre 20 400 et 68 600, pour des incidences maximales de  $30^\circ$ . Sosa et al. (2004) et Sosa et al. (2007) ont montré les différents effets d'une décharge pulsée positionnée au bord d'attaque d'un profil NACA 0015. L'effet de la décharge dépend du régime de l'écoulement. Dans le cas du régime juste après le décrochage, l'écoulement est complètement détaché naturellement et est complètement ré-attaché par l'actionneur électrohydrodynamique, pour  $\alpha = 15,8^\circ$  et  $Re = 133 \times 10^3$  et pour  $\alpha = 19,8^\circ$  et  $Re = 333 \times 10^3$  (avec un ajustement de la fréquence du signal impulsionnel dans ce cas). Dans le cas du régime bien décroché, la décharge électrique ré-attache l'écoulement après un bulbe de décollement au bord d'attaque (pour  $\alpha = 20,7^\circ$  et  $Re = 333 \times 10^3$ ). Dans le cas du

régime très décroché, l'actionneur permet à l'écoulement un attachement partiel au bord d'attaque mais est suivi par un bulbe de décollement au bord de fuite ( $\alpha = 21,6^\circ$  et  $Re = 333 \times 10^3$ ). L'augmentation de l'incidence, pour une vitesse donnée, accentue le décrochage du profil et il est de plus en plus difficile pour la décharge d'agir sur l'écoulement.

En appliquant de multiples paires d'électrodes pour établir plusieurs décharges à barrière diélectrique, Opaits et al. (2005) ont observé le décollement sur un profil NACA 0015, à partir de relevés de pression pariétale. L'effet de la décharge a pu être mesuré pour des incidences jusqu'à  $19^\circ$  et des vitesses jusqu'à 75 m/s ( $Re = 450\,000$ ). Également en utilisant une source de tension alternative, Roth et al. (2003a) et Roth et al. (2004) ont complètement recouvert un profil NACA 0015 d'un panneau souple équipé de 8 paires d'électrodes (positionnées de chaque côté du panneau). En établissant une décharge OAUGDP<sup>TM</sup>, ils ont recollé un écoulement pour une incidence maximale de  $12^\circ$  et une vitesse maximale de 2,85 m/s (figure 1.26).

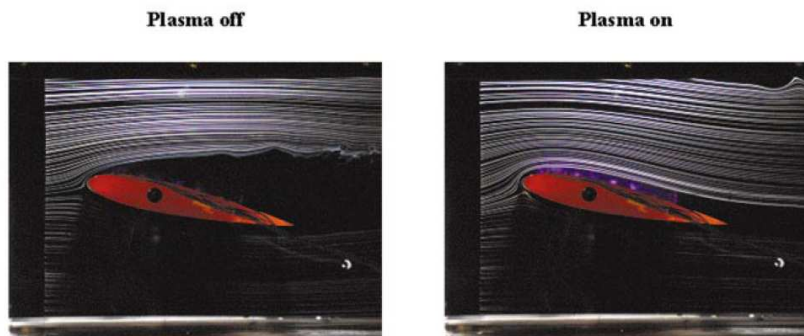


FIG. 1.26 – Visualisations de l'écoulement à 2,6 m/s, 3,6 kV, 4,2 kHz autour d'un profil NACA 0015 d'incidence  $12^\circ$  (a) sans décharge et (b) avec décharge (Roth (2003b))

Un autre type d'application d'une décharge est de faire décoller un écoulement naturellement attaché (Benard et al. (2007), figure 1.27). Labergue et al. (2005) ont appliqué une décharge couronne continue sur un biseau en bord de fuite d'une plaque plane, de sorte que le vent ionique induit soit dans le sens contraire à l'écoulement amont. L'écoulement est attaché à 5 m/s, l'angle de biseau de  $27^\circ$ , et avec une tension de +25 kV appliquée à l'anode et -10 kV à la cathode, le plasma établi au biseau a permis de décoller l'écoulement

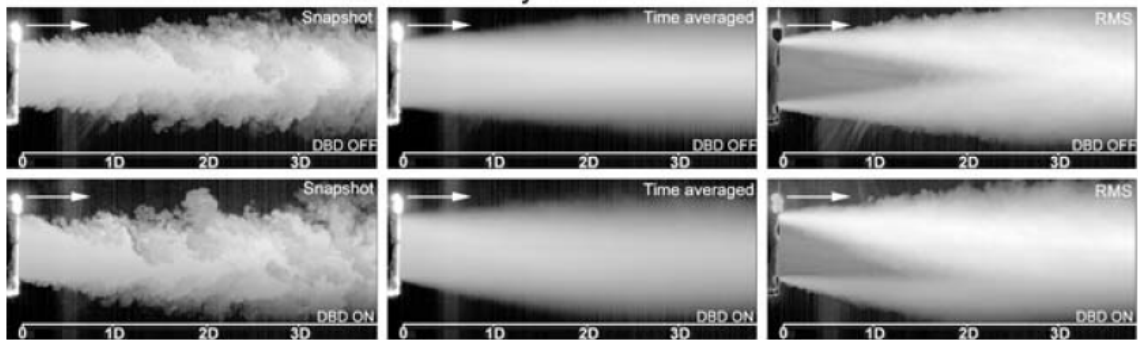


FIG. 1.27 – Modification d'un jet à 20 m/s, avec actionneur DBD dans la partie supérieure du diffuseur (Benard et al. (2007))

en créant une zone de recirculation.

### 1.4.3 Conclusion

Ces différentes études ont montré le potentiel des actionneurs électrohydrodynamiques à agir sur des écoulements. Les décharges surfaciques de type couronne et à barrière diélectrique permettent d'induire un écoulement, le "vent ionique", dont les vitesses rapportées dans la littérature sont de quelques m/s (7 m/s au maximum par Forte et al. (2007)). Mais Boeuf et Pitchford (2005) ont montré, par modélisation dans de l'azote pur, qu'à pression atmosphérique les actionneurs à plasma ne peuvent pas induire d'écoulement supérieur à 10 m/s. Il est donc probable que la vitesse de l'écoulement induite soit limitée.

Cette génération de quantité de mouvement à proximité de la paroi est utilisée pour agir sur la couche limite d'écoulements subsoniques. Des effets ont été mesurés sur des couches limites se développant sur des plaques planes. Dans cette configuration, les profils de vitesse ont été modifiés pour des vitesses d'écoulements maximales de 25 m/s. Quelques publications (Porter et al. (2007), Grundmann et Tropea (2007)) seulement exposent des études sur le contrôle d'une couche limite classique de plaque plane en y comparant les résultats aux courbes théoriques (Schlichting (1968), White (1974)).

Pour le contrôle de décollement sur un profil (donc agir sur une couche limite se



développant sur une paroi courbe), les dimensions des maquettes utilisées dans la littérature étaient de l'ordre de 0.1–1 m. Dans le cas d'applications de décharges couronnes, le nombre de Reynolds maximal où un effet a été mesuré est de l'ordre de  $100 \times 10^3$ . Cette valeur atteint environ  $500 \times 10^3$  avec l'utilisation d'une décharge à barrière diélectrique alternative.

Cette revue bibliographique permet également de noter que peu d'études des caractéristiques électriques et mécaniques des décharges à pression atmosphérique ont été réalisées à ce jour. L'interaction du plasma sur la couche limite et son effet sur des écoulements décollés ne sont pas encore complètement expliqués. Cependant, même en augmentant la puissance de la décharge pour accentuer le vent ionique, celui-ci reste limité pour agir sur des écoulements à vitesses plus élevées. Les actionneurs surfaciques ont des ordres de grandeurs en dimensions de quelques dizaines de centimètres et agissent à des vitesses d'écoulements inférieures à 75 m/s, ce qui reste encore insuffisant pour permettre d'éventuelles applications industrielles aéronautiques ou automobiles. Ce travail de thèse s'inscrit donc la continuité de ces travaux et a pour objectif d'améliorer la compréhension des interactions et le développement des actionneurs dans le cadre d'applications dédiées au contrôle de la couche limite et du décollement des profils d'aile.

## 1.5 Modélisations et mises en oeuvres numériques

Ces cinq dernières années, des méthodes numériques ont été développées afin d'apporter une meilleure compréhension de l'interaction entre les actionneurs plasmas et l'écoulement aérodynamique. Ces méthodes n'en sont qu'à leurs débuts, le couplage des domaines de la mécanique des fluides et l'électrostatique étant complexe. Des développements des équations théoriques du problème couplé sont présentés en annexe A. De plus, la modélisation des plasmas (mécanismes chimiques, espèces, champ électrique, ...) se révèle également complexe dans un gaz multi-espèce, comme l'air à pression atmosphérique.

Malik et al. (1983) et Van Rosendale et al. (1988) se sont intéressés à l'influence d'une décharge couronne continue sur un écoulement de Poiseuille (dans un canal, entre deux plaques parallèles). Une électrode filaire haute tension (15 kV) est positionnée sur l'une des plaques tandis que l'autre plaque est à la masse. Ils ont supposé un écoulement incompressible et un champ électrique stationnaire. Van Rosendale et al. ont obtenu une réduction de 18,2% de la traînée pour un nombre de Reynolds de 3 600.

La difficulté principale dans le couplage des deux domaines est de modéliser le terme de force induite par les décharges électriques. Orlov et Corke (2005) ont proposé un modèle de la force induite par le plasma, déduite des équations de Maxwell réduites, le potentiel électrique et l'équation de Poisson. Cette force s'exprime, par volume de plasma, sous la forme :

$$\vec{f}_b^* = \rho_c \vec{E} = - \left( \frac{\varepsilon_0}{\lambda_D^2} \right) \phi \vec{E} \quad (1.9)$$

avec  $\phi$  le potentiel électrique et  $\lambda_D$  la longueur de Debye (m).

Dans la plupart des méthodes numériques, les équations de l'écoulement principal et le terme électrostatique sont modélisés séparément. Ainsi la méthode consiste à résoudre les équations de continuité et de quantité de mouvement pour les ions et les électrons, couplées avec l'équation de Poisson. Dans le cadre d'une simulation des caractéristiques du plasma, Hilbun et Case (2005) ont proposé un modèle monodimensionnel d'actionneur plasma. Ils ont déduit les distributions temporelles du potentiel électrique et de la force induite. Les évolutions temporelles et spatiales du plasma et de la force induite ont été déterminées dans de l'azote pur par Boeuf et Pitchford (2005 et 2007).

Roy et Gaitonde (2005) ont calculé les évolutions temporelles et spatiales du champ électrique et des profils de vitesse de l'écoulement induit par une DBD, dans de l'hélium gazeux. Ces résultats appliqués sur une plaque plane ont permis de supprimer un bulbe de séparation pour une inclinaison de 12°. Tulita et al. (2006) ont modélisé l'action d'une décharge couronne surfacique continue sur toute la surface d'un profil d'aile, pour  $Re = 2,8 \times 10^6$  et une incidence nulle. Pour une différence de potentiel de 35 kV, la calcul

a mis évidence l'annulation de la séparation naturelle de l'écoulement, permettant ainsi la réduction de la traînée. Poggie (2004 et 2005) ont réalisé des modélisations bi- et tri-dimensionnelles des décharges électriques sur un profil d'aile.

Soldati et Banerjee (1998 et 2002) ont simulé l'écoulement dans un précipitateur électrostatique. El-Khabiry et Colver (1997 et 1999) ont étudié une configuration similaire à celle de Soetomo, les deux électrodes filaires sont actives et supposées d'épaisseur nulle. Seuls des ions positifs ont été considérés dans la décharge. Ils ont obtenu une accélération de la vitesse dans la couche limite (pour des nombres de Reynolds allant jusqu'à 100 000 et des tensions continues jusqu'à 7 kV). La force de traînée est réduite dans leur simulation par action de la décharge couronne, avec une diminution maximale obtenue de 8%. Les calculs réalisés par Visbal et al. (2006) ont montré un retard au décrochage sur un profil NACA 0015 pour de faibles nombres de Reynolds et ont montré l'intérêt d'utiliser les actionneurs plasmas pour provoquer la transition de la couche limite laminaire. Klein (2006) a comparé les méthodes de Boeuf et Pitchford (2005), Font (2006) et Roy et Gaitonde (2005) sur des profils de vitesse et un profil d'aile, avec le code de calcul commercial de mécanique des fluides Fluent.

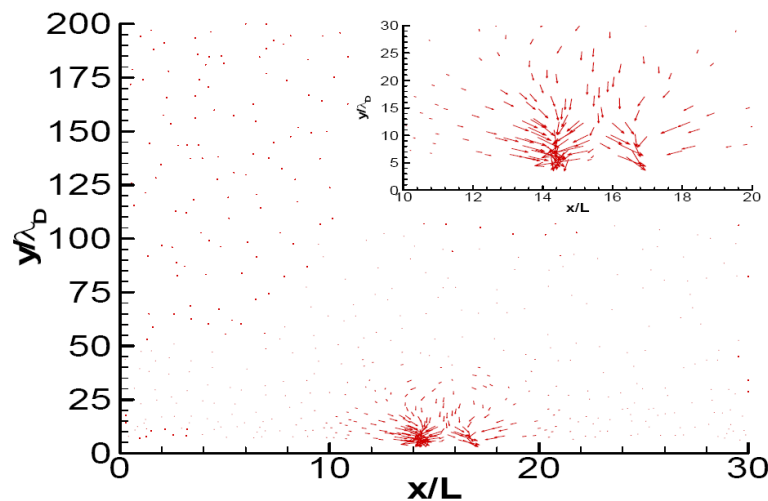


FIG. 1.28 – Distribution des vecteurs moyens de la force induite par une DBD (Singh et al. (2006))

Ces études ont été réalisées soit dans un gaz mono-atomique soit avec d'importantes

hypothèses simplificatrices dans les équations. Une modélisation complète de l'action d'un plasma sur un écoulement nécessiterait la modélisation complète d'un actionneur plasma dans l'air ambiant. Singh et al. (2006) ont ainsi récemment développé une méthode basée sur la chimie de formation des ions et des espèces neutres dans un plasma généré dans un mélange de l'azote et d'oxygène. Ils en ont déduit une force électrostatique à partir de la quantité de charges de chaque espèce dans le plasma (figure 1.28).

## 1.6 Conclusion de l'étude bibliographique

Dans cette partie bibliographique, nous avons présenté dans un premier temps les principales méthodes de contrôle d'écoulements, puis les propriétés des plasmas non-thermiques à pression atmosphérique et ensuite l'utilisation de ces plasmas pour modifier les écoulements. L'ensemble de ces résultats montre que deux types d'actionneurs électrohydrodynamiques sont développés plus spécifiquement : des décharges couronnes surfaciques et des Décharges à Barrière Diélectrique, chaque équipe de recherche travaillant avec ses propres configurations géométrique et électrique. Dans la suite de ce mémoire, nous développerons ces deux types d'actionneurs puis nous étudierons leurs caractéristiques (électriques et mécaniques) et leur capacité à modifier des écoulements subsoniques. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux applications aérodynamiques d'écoulements décollés et de couche limite. Dans une dernière partie, de nouveaux types d'actionneurs, avec un autre type d'alimentation ou une nouvelle configuration géométrique, seront étudiés et caractérisés.



---

# Décharge couronne surfacique pour le contrôle de décollement

---

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>69</b>
<b>2.2</b>	<b>Caractéristiques des moyens de mesure de la vitesse de l'écoulement</b>	<b>70</b>
2.2.1	Sonde de pression en verre	70
2.2.2	Vélocimétrie par Imagerie de Particules (P.I.V.)	72
2.2.3	Anémométrie laser par effet Doppler (L.D.A.)	75
<b>2.3</b>	<b>Caractéristiques de la décharge</b>	<b>76</b>
2.3.1	Montage expérimental	76
2.3.2	Essais préliminaires	78
2.3.3	Comportement de la décharge	82
<b>2.4</b>	<b>Mesures du vent ionique induit par la décharge</b>	<b>87</b>
2.4.1	Montage expérimental	87
2.4.2	Mesures avec sonde de pression en verre	88
2.4.3	Champs de vitesse avec système Vélocimétrie par Imagerie de Particules (P.I.V.)	90
<b>2.5</b>	<b>Effets de l'actionneur sur une plaque plane en incidence</b>	<b>97</b>
2.5.1	Montage expérimental	97
2.5.2	Résultats des essais sur la plaque plane en incidence	99
<b>2.6</b>	<b>Effets de l'actionneur sur un profil NACA 0015 en incidence</b>	<b>106</b>
<b>2.7</b>	<b>Conclusion sur le développement d'une décharge couronne surfacique continue</b>	<b>113</b>

---



## 2.1 Introduction

Les différents travaux expérimentaux présentés dans l'étude bibliographique de la partie 1 ont montré l'intérêt des décharges électriques haute tension pour le contrôle d'écoulements. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés plus particulièrement à la décharge couronne surfacique. Des études expérimentales de Léger (2003), Sosa (2002) ou encore Moreau et al. (2006) ont montré quelques unes des caractéristiques de cette décharge continue et des possibilités d'action sur un écoulement subsonique. Cependant, les mécanismes physiques de cette décharge ont fait l'objet de peu d'études à pression atmosphérique dans l'air ambiant. De plus, l'interaction décharge-écoulement reste partiellement expliquée. En effet, il s'agit de domaines d'échelles de temps et d'espace différentes : un phénomène microscopique à petite échelle de temps (quelques micro voire nanosecondes) génère un phénomène macroscopique à grande échelle de temps (quelques secondes).

Dans une première partie, les systèmes de mesure des grandeurs physiques caractéristiques des écoulements subsoniques sont présentés.

Dans une deuxième partie, différentes configurations testées sont présentées en ayant pour objectif d'établir une décharge utile pour engendrer un effet aérodynamique. Ainsi, afin de contrôler l'écoulement autour d'un profil d'aile, une configuration de décharge contournant le bord d'attaque a été retenue. Les émissions de photons du plasma sont ensuite mesurées avec un tube photo-multiplicateur, permettant de mettre en évidence différents régimes de la décharge et des mécanismes physiques.

Ensuite l'écoulement induit par la décharge est étudié sans écoulement extérieur. Des mesures de vitesse avec sondes de pression d'arrêt en verre et avec le système Vélocimétrie par Imagerie de Particules (P.I.V.) sont présentées. Elles mettent en évidence la forme de l'écoulement induit et donnent des informations sur le champ électrique généré par la différence de potentiel entre les électrodes.

Enfin, dans une troisième partie, la décharge est établie sur un obstacle placé en



soufflerie, et le vent ionique induit est utilisé pour modifier la couche limite à proximité de la paroi de l'obstacle. Les obstacles étudiés en soufflerie subsonique sont une plaque plane et un profil NACA 0015. Différentes vitesses d'écoulement et différentes incidences ont été testées. Ces essais ont permis de modifier des écoulements complètement séparés, pouvant même les recoller dans certaines configurations.

## 2.2 Caractéristiques des moyens de mesure de la vitesse de l'écoulement

Les moyens de mesure utilisés pour étudier les écoulements de fluides modifiés par les plasmas sont soumis à une forte contrainte, à savoir l'absence d'interaction avec le plasma. En effet, l'utilisation de sondes métalliques (tube de Pitot, sonde à fil ou film chauds) est proscrite à proximité de la décharge, sous peine de la dégradation des sondes par des arcs électriques parasites. De plus, les particules de fumée entraînées par l'écoulement, utilisé pour les diagnostics optiques, ne doivent pas se charger électriquement, sinon les propriétés de la décharge peuvent être changées et/ou la mesure peut être faussée.

Dans cette partie, les trois systèmes de mesures utilisés sont détaillés et leur validité pour la mesure de l'action d'un actionneur à plasma est montrée.

### 2.2.1 Sonde de pression en verre

Les tubes de Pitot classiques sont fabriqués en matériaux conducteurs dont la présence à proximité du plasma est à proscrire. En effet, des arcs peuvent se créer entre l'instrument de mesure et l'anode ce qui pourrait fausser la mesure mais surtout endommager le matériel. Ainsi la mesure de la vitesse de l'écoulement induit a été réalisée avec des prises de pression d'arrêt en verre (figure 2.1) de la même manière que Léger (2003).

Elles sont réalisées à partir de pipettes de chimistes de diamètres extérieur 5,8 mm et intérieur 4,7 mm. Le diamètre de l'ouverture d'entrée des sondes de pression est compris entre 0,6 et 0,8 mm. La pression statique est prise à la pression atmosphérique.

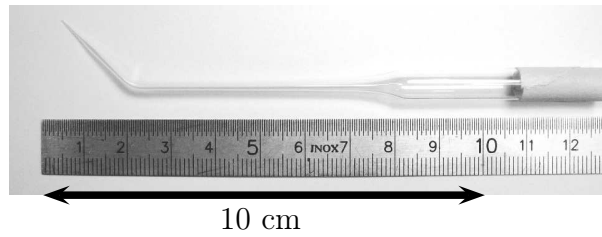


FIG. 2.1 – Photographie de la prise de pression d'arrêt en verre

Les prises de pression ont été calibrées avec une soufflerie de calibration pour des anémomètres à fils chauds (DANTEC StreamLine 90H02 Flow Unit) et ont été comparées avec des tubes de Pitot métalliques classiques (figure 2.2).



FIG. 2.2 – Photographie de la prise de pression totale en verre en rotation sur la soufflerie d'étalonnage

La vitesse mesurée pour chaque sonde de pression a été comparée à la vitesse réelle de sortie de la soufflerie de calibration. Les courbes de la figure 2.3 ont donc été obtenues en faisant varier la vitesse de la soufflerie d'étalonnage et l'angle de la sonde par rapport à la direction de l'écoulement de sortie. La vitesse mesurée par la sonde est adimensionnée par la vitesse de sortie de la soufflerie. Suivant les résultats, l'ouverture de la sonde a été affinée (poncée au papier de verre) de façon à avoir le maximum de vitesse pour un angle de  $0^\circ$  entre la sonde et l'écoulement. L'erreur de mesure de pression est inférieure à 0,5% pour une rotation de  $\pm 7,5^\circ$  de la sonde.

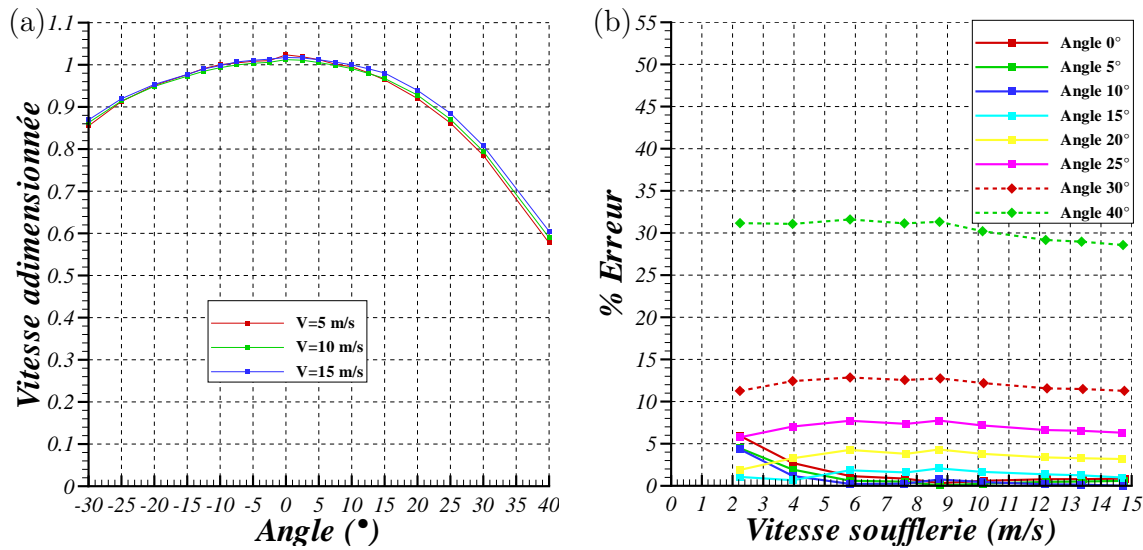


FIG. 2.3 – (a) Évolution de la vitesse mesurée par la sonde en fonction de son angle avec l'écoulement. (b) Pourcentage d'erreur entre la vitesse mesurée par la sonde et la vitesse de sortie de la soufflerie

La sonde de pression est connectée avec un tube souple Tubclair®AL de 1 mètre de long à un capteur de pression différentielle. Deux capteurs, de gammes de mesures différentes, ont permis d'acquérir les mesures de pression. Pour les mesures de faible vitesse, telle que celle du vent ionique, nous avons utilisé un capteur Druck<sup>TM</sup> LPM 9421, de gamme de pression 0-20 Pa, avec une tension de sortie entre 0 et 5 V. La précision de mesure du capteur est de 0,1% de la gamme entière (c'est-à-dire  $\pm 0,02$  Pa). Pour les écoulements subsoniques en soufflerie, nous nous sommes servis d'un capteur Druck<sup>TM</sup> LPM 9381 de gamme 0-500 Pa et de même précision.

Les mesures de pression sont acquises sur un ordinateur avec une carte d'acquisition 16 bits. Les mesures de pression pour chaque position sont les moyennes d'un signal mesuré sur un intervalle de 1 seconde à une fréquence d'acquisition de 3 kHz.

## 2.2.2 Vélocimétrie par Imagerie de Particules (P.I.V.)

**Principe de la P.I.V.** Des champs bidimensionnels de vitesse des écoulements ont été déterminés par la vélocimétrie par imagerie de particules (ou P.I.V. pour Particle Image Velocimetry), dont la technique repose sur le phénomène de diffusion de Mie. Une

nappe laser illumine des particules ensemençant l'écoulement. La lumière émise par ces particules est enregistrée par une caméra vidéo à deux instants très proches. Or entre ces deux instants les particules se sont déplacées, et la comparaison de ces deux images permet de déterminer un vecteur vitesse en chaque point de la zone d'interrogation par un traitement statistique (figure 2.4).

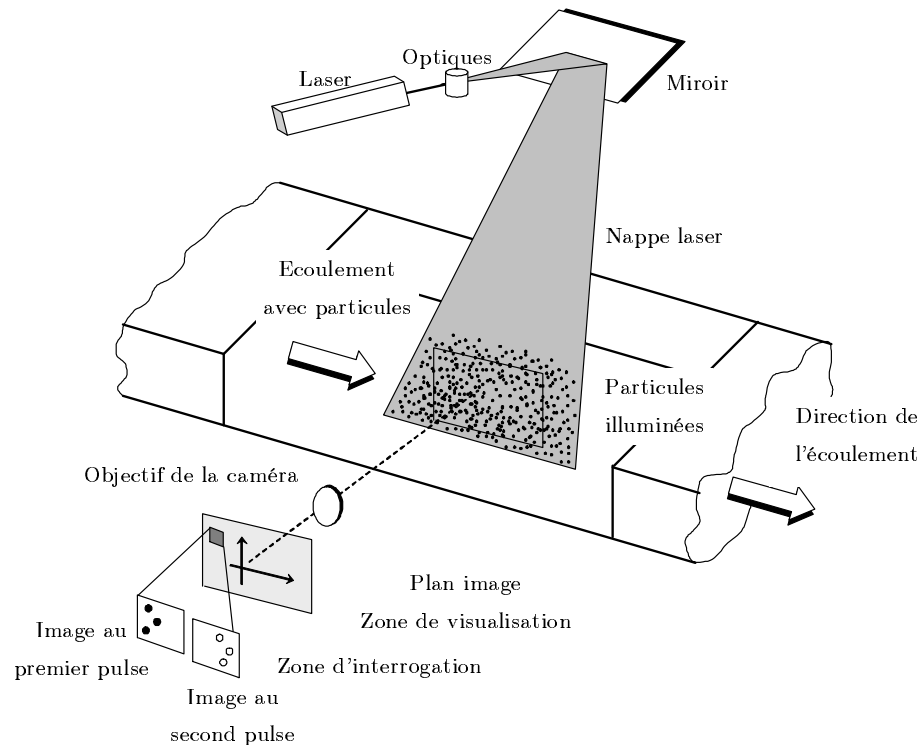


FIG. 2.4 – Schéma du montage pour le système P.I.V. (d'après Raffel et al. (1998))

**Particules et ensemenement** Le système P.I.V. est une technique de mesure non-intrusive de la vitesse d'un écoulement par la détermination de la vitesse de la particule d'ensemenement entraînée par l'écoulement. La densité de particules (nombre de particules par unité de surface) doit être ni trop faible (statistique peu fiable reposant sur trop peu de particules) ni trop élevée (difficulté de distinguer les particules les unes des autres). L'ensemenement est constitué de particules de fumée.

Dans notre cas de champ électrostatique intense localement, la taille et la nature des particules peut jouer un rôle important. Jedrusik et al. (2001) ont montré que les

particules réagissaient différemment en présence de plasma selon leur taille. La fumée de type spectacle, générée par de l'huile Universal Effects<sup>TM</sup> vaporisée par une résistance électrique chauffante, a dans un premier temps été utilisée pour les mesures P.I.V. Or, lors d'expériences, notre décharge couronne a été complètement modifiée en présence de cette fumée. En effet, le courant de décharge pouvait dépasser 7,5 mA/m en présence de cette fumée alors qu'il ne peut dépasser 1,2 mA/m sans créer d'arcs dans les conditions normales. Ce phénomène doit dépendre de la composition de l'huile puisque Léger (2003) n'a pas rencontré ce type de problème avec une fumée également produite par un générateur à huile. L'utilisation de particules de fumée générées par des encens (diamètre d'environ 0,3  $\mu\text{m}$ ) n'a pas produit ces désagréments. Avec ou sans fumée, la décharge ne présentait aucune modification. De plus, l'analyse de champs de vitesse P.I.V. et la comparaison avec des profils de vitesse réalisés avec la sonde de pression en verre ont montré que les particules de la fumée d'encens n'influençaient pas la mesure de la vitesse de l'écoulement. Ceci laisse penser que les particules de fumée d'encens ne sont que très peu chargées électriquement par la décharge et ne subissent pas les forces de Coulomb.

Ainsi, la totalité des essais P.I.V. ont été réalisés avec des particules de fumée d'encens.

**Nappe laser** Les particules d'ensemencement sont illuminées par une nappe laser suffisamment large pour couvrir une zone importante, avec une intensité suffisante pour que les particules émettent de la lumière, et à deux instants séparés d'un intervalle de temps très court. Les essais ont été réalisés avec un laser Nd :Yag impulsif à double oscillateur (Spectra Physics 400), équipé d'un doubleur de fréquence. Le laser émet deux pulses de 200 mJ chacun, d'une longueur d'onde de 532 nm et à une fréquence de 10 Hz. La nappe laser est obtenue avec un ensemble de lentilles optiques divergentes, sphériques et semi-cylindriques.

**Acquisition et traitement** Les images sont obtenues avec une caméra cross-correlation CCD PIV-CAM de résolution  $1008 \times 1016$  pixels. La caméra est placée perpendiculairement à la nappe laser et est mise au point sur la zone illuminée par la nappe laser (afin d'avoir la résolution maximale pour visualiser les particules). Les pulses du laser et l'acquisition des images sont synchronisés par le module de synchronisation TSI, piloté par le logiciel InSight-NT<sup>TM</sup>.

Les zones d'interrogation sont de  $8 \times 8$  pixels<sup>2</sup>, avec un taux de recouvrement de 75% afin d'obtenir un champ de vitesse le plus précis possible. Ceci définit  $122 \times 124$  vecteurs sur l'ensemble de la zone de visualisation. Pour déterminer le vecteur vitesse en une petite zone d'interrogation, la position d'une même particule sur deux images (numérisées en niveaux de gris) est déterminée par le calcul de la fonction d'inter-corrélation locale entre les deux images. Le traitement sur toutes les zones d'interrogation d'un couple d'images donne un champ instantané de vecteurs. Avec environ 300 couples d'images, un champ moyen de vecteurs vitesse est calculé. Cependant, avec des erreurs de corrélation ou des défauts sur les objectifs de la caméra, des "faux" vecteurs sont présents sur les champs. Un filtre passe-bande est alors appliqué sur les deux composantes de la vitesse.

### 2.2.3 Anémométrie laser par effet Doppler (L.D.A.)

L'anémométrie laser par effet Doppler (ou L.D.A. pour Laser Doppler Anemometry) est une technique de mesure non-intrusive permettant de mesurer les composantes instantanées de la vitesse d'un écoulement (Durst et al. (1981)). Cette technique est décrite pour une seule composante en figure 2.5. Un laser continu d'Argon ionisé Spectra-Physics (Series 2000) de puissance 15 W émet un faisceau qui est séparé selon deux longueurs d'onde de 488 nm (bleu) et 514 nm (vert). Les faisceaux sont focalisés par l'intermédiaire d'une sonde reliée par fibre optique, dans laquelle est placée une lentille de distance focale 500 mm et avec un espacement de 74 mm entre les faisceaux. Ils génèrent un volume de mesure ellipsoïdal de dimensions  $78 \mu\text{m} \times 78 \mu\text{m} \times 1 \text{mm}$  et forment ainsi un réseau de

franges. Ce système illumine des particules ensemençant l'écoulement principal. En traversant les franges des intersections de chaque couple de faisceaux laser, chaque particule de fumée diffuse de la lumière par diffusion de Mie. Cette lumière est alors mesurée par un photomultiplicateur qui la convertit en signal électrique. Les vitesses des particules sont déduites de la relation  $d_f/\delta_t$ , où  $d_f$  et  $\delta_t$  sont respectivement l'espace entre les franges d'interférence et la période des fluctuations du signal instantané mesuré.

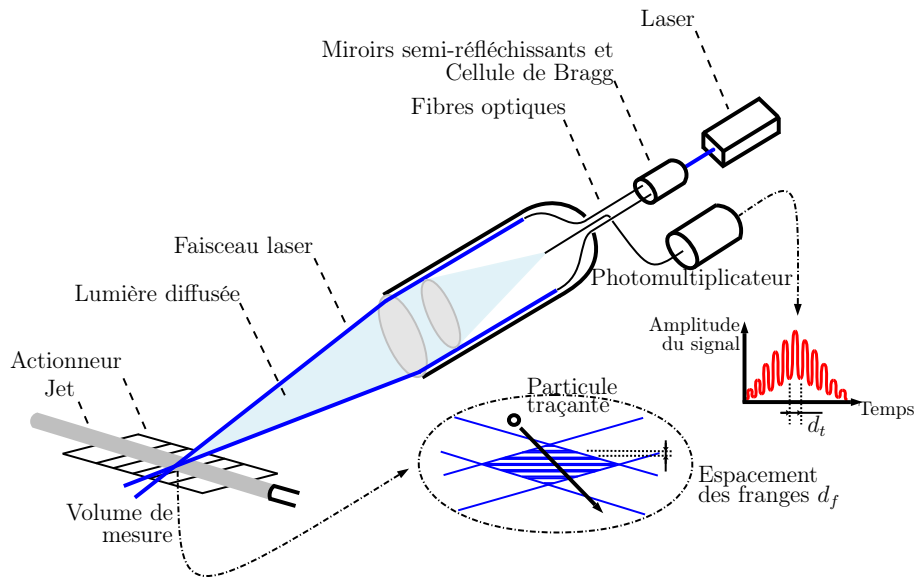


FIG. 2.5 – Schéma de principe du montage du système L.D.A.

Le problème de ce moyen de mesure en présence de décharge électrique haute tension est le même que pour la P.I.V., c'est-à-dire le risque d'interaction des particules de fumée de l'ensemencement avec le champ électrique.

## 2.3 Caractéristiques de la décharge

### 2.3.1 Montage expérimental

Les décharges couronnes étudiées sont constituées de deux électrodes métalliques disposées sur un matériau diélectrique. Une différence de potentiel est appliquée entre les deux électrodes, ce qui permet d'établir des décharges électriques dans l'espace inter-électrode.

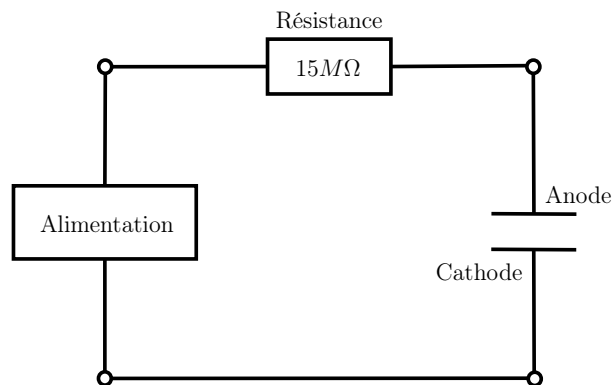


FIG. 2.6 – Schéma du montage électrique pour établir une décharge couronne continue

Le schéma du montage électrique est présenté en figure 2.6. Les électrodes sont montées sur une plaque plane réalisée en PVC (polyvinyl chloride). La plaque est de dimensions  $300 \text{ mm} \times 213 \text{ mm}$  et d'épaisseur  $15 \text{ mm}$ . La différence de potentiel est obtenue en reliant l'anode à une alimentation haute tension continue et positive SPELLMAN SL300 (0-60 kV, 5 mA, figure 2.7). Une résistance de  $15 \text{ M}\Omega$  est placée entre l'alimentation et l'anode pour éviter le passage à l'arc de la décharge en diminuant le courant. La cathode est reliée à la masse. Ainsi le mouvement des ions positifs générés par le champ électrique va de l'anode vers la cathode.

Pour éviter le phénomène des "effets de pointes" (arcs électriques s'amorçant à chaque extrémité des électrodes), les bords des électrodes ont été isolés par des feuilles isolantes adhésives en Kapton®.



FIG. 2.7 – Photographie de l'alimentation continue positive SPELLMAN SL300



### 2.3.2 Essais préliminaires

Pour établir une décharge couronne et continue, différents paramètres entrent en compte : la nature des électrodes, leur espacement, leur position sur le diélectrique, la nature du diélectrique et son état de surface, les conditions atmosphériques, ainsi que la tension appliquée et le courant de décharge résultant. Cette décharge devant être utilisée pour le contrôle d'écoulements, notamment des écoulements aérodynamiques autour de profils d'ailes, des contraintes s'ajoutent pour le développement de la décharge. En effet, celle-ci doit être stable dans le temps (plusieurs minutes), doit pouvoir s'établir sur une grande longueur d'électrodes et sans passage à l'arc. De plus, les tensions nécessaires pour établir des décharges sont limitées par l'alimentation utilisée, donc la dimension du plasma surfacique est limitée. Seules les trois configurations testées ayant permis d'établir une décharge présentant tous ces critères sont présentées ici. Toutes les photographies des décharges ont été réalisées avec une caméra Princeton Instrument ICCD (Intensified Charge Coupled Device, taille de matrice  $384 \times 576$  pixels<sup>2</sup>) sur un temps d'exposition de 1 seconde.

#### **Configuration électrodes filaires dans des rainures sur la surface d'un diélectrique**

Afin de valider nos dispositifs, la première configuration étudiée a été celle utilisée par Léger (2003). Les électrodes sont séparées de 45 mm et de longueur 280 mm. L'anode est un fil de cuivre de diamètre 1 mm, placée dans une rainure sur la plaque de profondeur 2 mm et de largeur 1 mm. La cathode est également un fil de cuivre, mais de diamètre 2 mm, placée dans une rainure de profondeur de 2 mm et de largeur de 2 mm (figure 2.8). Léger a montré l'intérêt d'utiliser des électrodes filaires de diamètres différents pour établir une décharge plus stable par rapport à une configuration symétrique. De plus, il est nécessaire d'avoir une barrière diélectrique entre les électrodes (ici placées dans des rainures), sinon le passage à l'arc se fait directement entre elles.

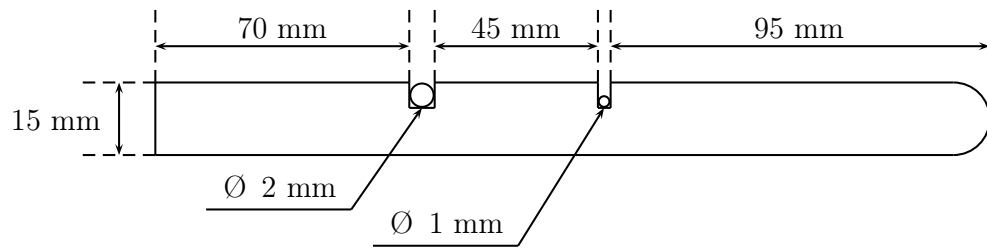


FIG. 2.8 – Représentation schématique de la configuration de deux électrodes filaires dans des rainures sur une plaque

En appliquant une haute tension de +38 kV à l'anode, une décharge couronne est établie (photographie présentée en figure 2.9). Cette décharge peut être stable, mais dépend beaucoup des paramètres extérieurs. En effet, l'anode filaire, de petit diamètre, doit être parfaitement rectiligne à l'intérieur de la rainure, sinon la décharge apparaît fortement inhomogène et des arcs peuvent s'amorcer aux irrégularités du fil. De plus, après le passage d'un arc, le matériau diélectrique peut être brûlé localement, notamment au niveau des rainures qui présentent des arrêtes vives. La décharge n'est alors plus établie sur la totalité de la longueur des électrodes mais seulement en quelques points.

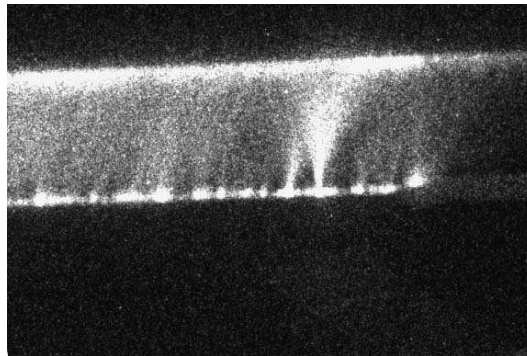


FIG. 2.9 – Photographie de la décharge couronne établie entre deux électrodes filaires dans des rainures sur une plaque plane, à une tension positive continue de +38 kV

Dans cette configuration, la décharge est donc établie sur plusieurs dizaines de centimètres et peut être stable en espace et dans le temps, jusqu'à altération du diélectrique (qui peut être très rapide si des arcs sont amorcés).

### Configuration électrodes filaires dans des rainures sur la surface d'un diélectrique avec anode recouverte d'un isolant

La même configuration que précédemment (figure 2.8), avec l'anode recouverte d'une mince bande d'isolant, a été mise en oeuvre. Cette bande d'isolant est percée de multiples trous espacés de 20 mm. En appliquant une haute tension à l'anode, une décharge peut alors être établie entre l'anode au niveau des ouvertures et la cathode.

Pour une tension continue positive de +35 kV, les deux électrodes sont lumineuses, indiquant ainsi qu'une décharge est établie (figure 2.10). Ce régime est stable et est établi sur toute la longueur des électrodes.

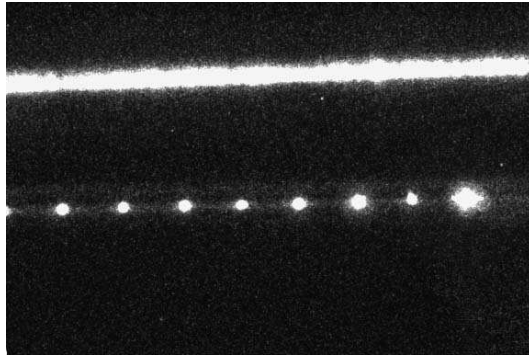


FIG. 2.10 – Photographie de la décharge établie entre deux électrodes filaires, avec l'anode recouverte d'une feuille isolante percée de trous, à une tension continue de +35 kV

En augmentant la haute tension jusqu'à +45 kV, des jets de plasma partent des ouvertures sur l'anode, vers la cathode. Un jet de plasma part d'une ouverture et s'écarte en arrivant sur la cathode (figure 2.11a). De plus, le jet peut atteindre une hauteur de 25 mm (figure 2.11b). Cependant ce régime ne s'établit pas pour chaque ouverture, seuls 3 ou 4 jets se développent. De plus, des arcs s'amorcent à plus haute tension.

Cette décharge est stable pour une tension limitée à +35 kV, mais est très fluctuante selon l'état du matériau diélectrique, l'état et la régularité des électrodes dans les rainures et selon les conditions atmosphériques (elle ne peut s'amorcer en présence de forts taux d'humidité, le passage à l'arc étant quasi-immédiat).

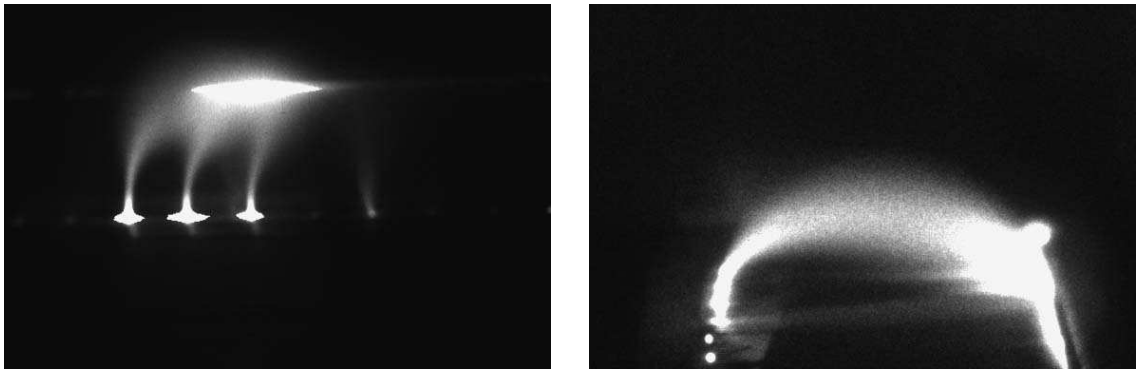


FIG. 2.11 – Photographies de la décharge établie entre deux électrodes filaires, avec l’anode recouverte d’une feuille isolante percée de trous, à une tension continue de +45 kV

### Configuration électrodes en bandes sur la surface d’un diélectrique

Pour éviter le problème récurrent des arcs électriques qui endommagent fortement le matériau de la plaque et qui peut être dangereux pour le matériel, il est nécessaire d’avoir une isolation diélectrique entre les électrodes.

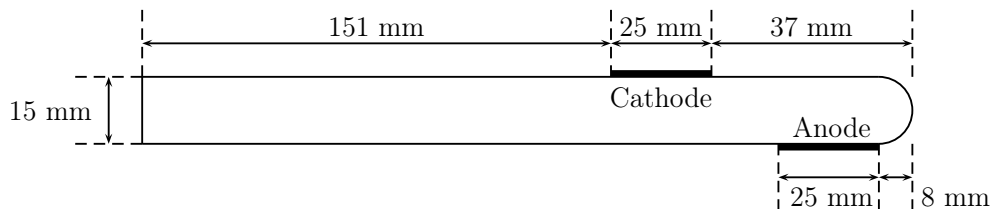


FIG. 2.12 – Représentation schématique de la configuration de deux électrodes en bandes de chaque côté du bord d’attaque arrondi d’une plaque

Ainsi, une nouvelle configuration a été développée. Les électrodes sont des fines bandes de cuivre adhésives ( $35\ \mu\text{m}$  d’épaisseur), de 175 mm de longueur et 25 mm de largeur. Cette configuration est présentée en figures 2.12 et 2.13.

Une décharge lumineuse et stable dans le temps (pouvant durer plusieurs heures et à répétition) est établie en appliquant une tension d’environ +40 kV à l’anode (figure 2.14). Cette décharge est établie sur tout l’espace inter-électrode avec un courant de décharge de 0.21 mA (c’est-à-dire le courant par unité de longueur d’électrode est 1.2 mA/m). Cette

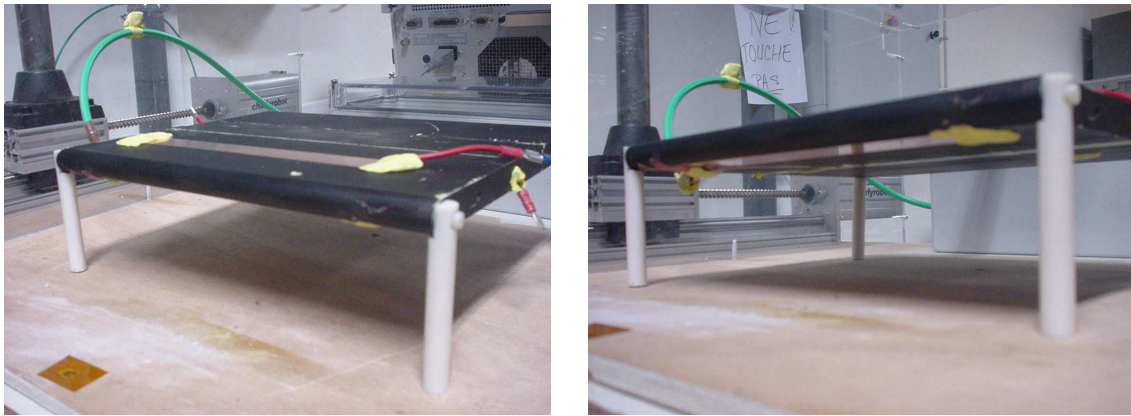
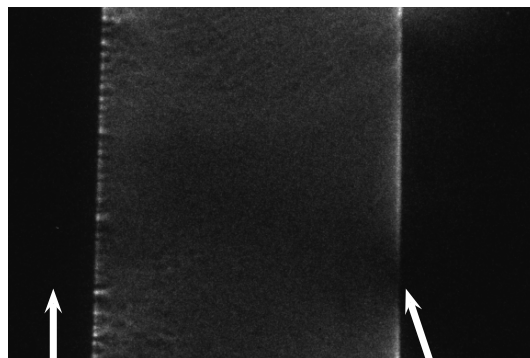


FIG. 2.13 – Photographies de la plaque équipée d'électrodes en bandes de cuivre

valeur est approximativement la même que celle rapportée par Labergue et al. (2005), Léger (2003) et Artana et al. (2002). La puissance de la décharge est de l'ordre de  $80 \text{ mW/cm}^2$ .

Cette configuration permet d'obtenir une décharge couronne continue répondant aux différents critères énoncés précédemment pour pouvoir l'utiliser afin de modifier un écoulement aérodynamique. Dans la suite des travaux sur la décharge couronne, c'est cette configuration qui a été utilisée.



Cathode

Bord d'attaque

FIG. 2.14 – Photographie de la décharge établie entre deux électrodes en bandes (vue de dessus), à une tension continue de  $+44 \text{ kV}$  et une intensité de décharge de  $1.2 \text{ mA/m}$

### 2.3.3 Comportement de la décharge

Avec la configuration d'électrodes en bandes de cuivre et un plasma contournant le bord d'attaque de la plaque plane, la décharge établie semble homogène sur toute

la longueur des électrodes, comme montrée en figure 2.14. Cependant des phénomènes temporels beaucoup plus complexes apparaissent. L'analyse de cette décharge couronne a été réalisée à partir de mesures des photons émis avec un tube photomultiplicateur.

### Montage optique

Lorsque la décharge couronne est amorcée, l'espace inter-électrode devient lumineux. En effet, des photons sont émis par les atomes en état excité. La lumière étant très faible, un tube photomultiplicateur (PMT) à très haute sensibilité est utilisé pour la mesurer. Cet détecteur convertit les photons reçus en courant électrique. Le modèle utilisé est un Hamamatsu R928 avec un large domaine spectral (de 185 à 900 nm). La lumière émise par la décharge est d'abord reçue par une fibre optique HCG-M0904T (de diamètre 1 000  $\mu\text{m}$ ) placée à 30 cm de la plaque, permettant la transmission du signal lumineux au PMT. Une résistance de charge de 10 k $\Omega$  est placée entre l'anode du PMT et la masse, permettant ainsi de mesurer la réponse en courant du PMT (photo-courant). Une lentille est placée entre la fibre optique et l'actionneur. Le temps de réponse du système est environ de 200 ns. Le signal électrique du PMT est mesuré avec un oscilloscope digital LeCroy WaveSurfer 454. Le schéma du montage optique est présenté en figure 2.15.

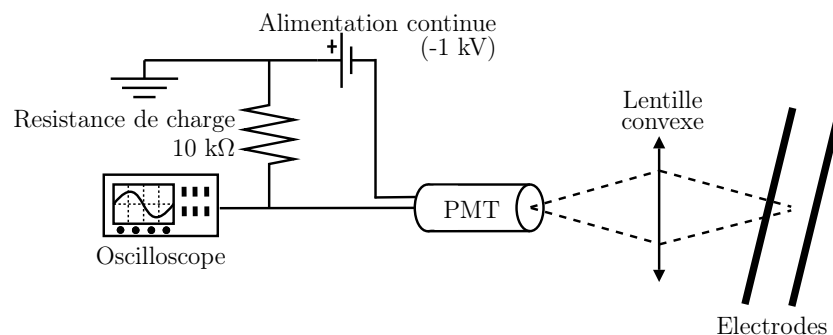


FIG. 2.15 – Montage optique pour les mesures avec le tube photomultiplicateur

### Micro et macro-décharges

L'application d'une différence de potentiel entre les électrodes permet d'établir une décharge électrique, même pour de faibles hautes tensions (jusqu'à 35 kV). En effet, même

si le plasma est invisible à l'oeil nu, un courant de décharge est mesuré (inférieure à 0,02 mA/m). Ainsi des électrons se déplacent dans l'espace inter-électrode et des molécules sont ionisées. En observant le signal mesuré avec le PMT (figure 2.16), des photons sont émis par la décharge. Chaque pic du signal correspond à l'émission d'un paquet de photons, qui est appelée ici "micro-décharge".

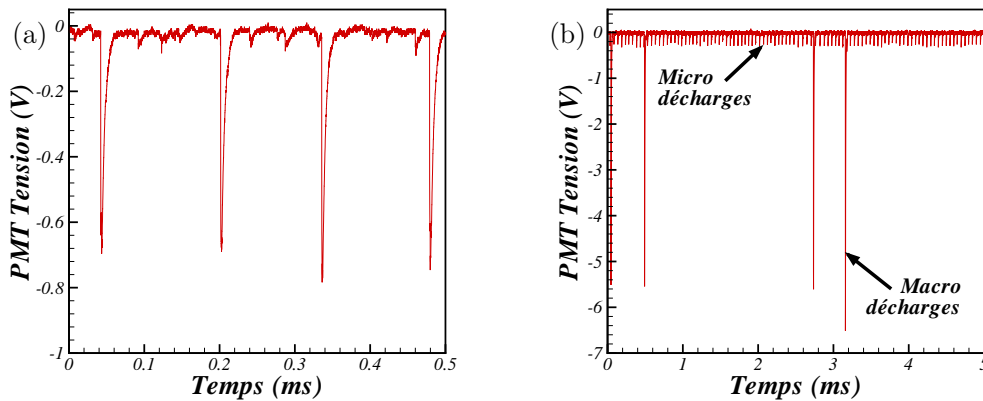


FIG. 2.16 – Décharges couronnes mesurées avec le tube photomultiplicateur, en fonction du temps (ms) pour une haute tension continue de (a) 35 kV et (b) 39 kV

Malgré une apparente homogénéité, la décharge est constituée d'une somme de décharges brèves entre les deux électrodes. Dans le cas d'une décharge avec une tension inférieure à 38 kV, la décharge est invisible à l'oeil nu. En effet, les micro-décharges émettent essentiellement dans le domaine Ultra-Violet (UV) : le signal est très fortement réduit quand un filtre empêchant le passage des UV (en verre) est placé entre le PMT et la décharge. Le courant de décharge est très faible : la valeur est de 0,02 mA/m pour une tension positive de 35 kV. Pour une tension donnée, les micro-décharges émettent approximativement la même quantité de photons (mêmes tailles de pics), à une fréquence très élevée. Pour 35 kV (figure 2.16a), les micro-décharges apparaissent environ toutes les 145  $\mu$ s, ce qui correspond à une fréquence d'apparition de 7 kHz. La figure 2.17 montre l'évolution de l'apparition des micro-décharges en fonction de la tension positive appliquée à l'anode. La fréquence moyenne d'apparition des micro-décharges augmente très rapide-

ment avec la haute tension. Par exemple, pour 37 kV, la fréquence d'apparition est de 14 kHz.

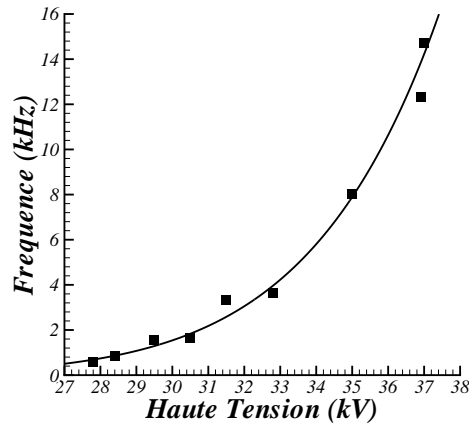


FIG. 2.17 – Fréquence d'apparition des micro-décharges couronnes en fonction de la tension appliquée à l'anode

Pour de plus hautes différences de potentiel (dans nos conditions pour des tensions supérieures à 38 kV), le régime de la décharge couronne change. En effet, la décharge devient très lumineuse et visible à l'oeil nu (permettant ainsi d'obtenir des photographies comme celle présentée en figure 2.14). Le courant de décharge moyen est alors beaucoup plus élevé et peut atteindre des valeurs jusqu'à 1,2 mA/m pour une tension de 44 kV. Le signal mesuré avec le photomultiplicateur dans ce cas (figure 2.16b pour une tension de 39 kV) montre toujours les pics des micro-décharges, mais également des pics de taille beaucoup plus importante. Une grande quantité de photons est émise durant ces décharges, que nous appellerons "macro-décharges". Leur fréquence d'apparition est plus faible que pour les micro-décharges, mais le courant durant ces macro-décharges doit être très élevé, beaucoup plus que la valeur moyenne de 1,2 mA/m.

L'apparition de ces macro-décharges montrent la présence d'une valeur de tension seuil pour la décharge. Une sonde de haute tension est utilisée pour mesurer la variation de la tension entre les deux électrodes à l'apparition d'une macro-décharge. La figure 2.18 montre l'évolution du signal de tension du PMT mais également la variation de la



différence de potentiel entre les deux électrodes en fonction du temps. Pour des valeurs de tension inférieures à 38 kV, c'est-à-dire sans macro-décharges (figure 2.18a pour 35 kV), la tension entre les deux électrodes varie très peu. Or, pour des valeurs de tension supérieures à 38 kV (figure 2.18b pour 39 kV), une très rapide chute de tension se produit pour chaque macro-décharge, suivie par une lente remontée de la tension jusqu'à une valeur maximale.

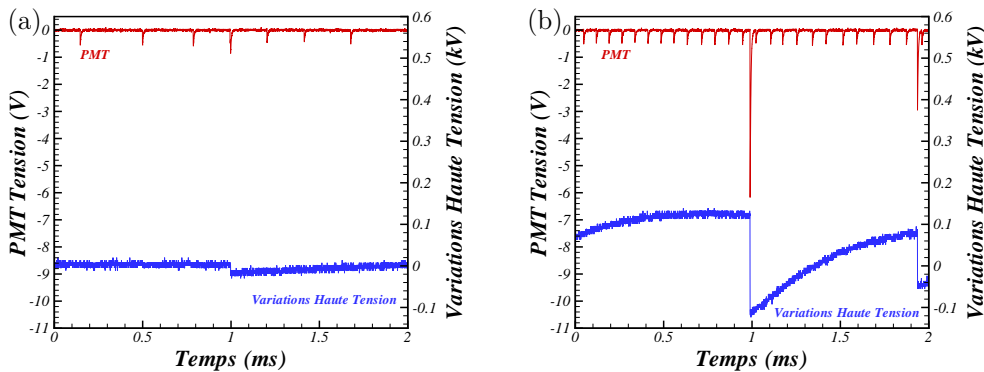


FIG. 2.18 – Décharges couronnes mesurées avec le tube photomultiplicateur et variations de la haute tension, en fonction du temps (ms) pour une haute tension continue moyenne de (a) 35 kV et (b) 39 kV

Cette forme de signal de tension entre les deux électrodes est équivalente au comportement classique d'un circuit RC. La résistance de charge entre l'anode et l'alimentation haute tension étant de  $15 \text{ M}\Omega$ , le condensateur équivalent formé par les deux électrodes et la sonde de haute tension a une capacité de l'ordre de  $20 \text{ pF}$ . Avec cette hypothèse, en considérant que la durée d'une macro-décharge est de  $100 \text{ ns}$  et en approchant le courant par un signal en créneau durant la macro-décharge, la valeur du courant de décharge peut être estimée à  $0,05 \text{ A}$  (avec une différence de tension de  $240 \text{ V}$ ).

Finalement, une décharge couronne est composée d'une superposition de micro-décharges et de macro-décharges. Ainsi les électrodes peuvent être modélisées par un condensateur : elles se chargent jusqu'à un certain seuil, puis relâchent les charges électriques (générant ainsi les micro et macro décharges), et ainsi de suite.

Ce type de comportement est comparable à celui observé par Sosa et al. (2007) et celui mesuré par Sosa (2007) avec un tube photomultiplicateur pour une décharge rampante ("sliding discharge"). Des pics d'émission lumineuse sont présents lors des phases d'ionisation (mécanisme décrit pour une DBD dans la partie 1.3.2).

Lorsque la décharge est en régime de macro-décharges, le courant de décharge est beaucoup plus important, indiquant un nombre d'électrons (et donc un nombre d'ions) se déplaçant dans l'espace inter-électrode très élevé. Ce régime de macro-décharge est donc intéressant pour induire un écoulement avec une vitesse de "vent ionique" importante.

## 2.4 Mesures du vent ionique induit par la décharge

La décharge couronne surfacique établie dans la configuration décrite précédemment induit un écoulement par le mouvement des ions dans l'espace inter-électrodes. Ceux-ci se déplaçant à proximité de la paroi de l'anode vers la cathode, ils contournent la géométrie circulaire du bord d'attaque de la plaque plane. Les mesures de vitesse de ce vent ionique induit ont été réalisées avec une sonde de pression d'arrêt en verre et avec le système Vélocimétrie par Imagerie de Particules (P.I.V.).

### 2.4.1 Montage expérimental

Pour effectuer des essais sans écoulement extérieur, afin de mesurer uniquement l'écoulement induit par la décharge, la plaque plane équipée des électrodes a été placée dans une boîte fermée, décrite en figure 2.19. Les mouvements parasites d'air, qui pourraient perturber les mesures, sont ainsi évités. De plus, les expérimentateurs sont protégés de la haute tension de la décharge électrique et de l'ozone généré par le plasma. Les parois de la boîte sont réalisés en Plexiglas® transparent, pour permettre un contrôle visuel de la décharge et des mesures par P.I.V.

La fumée nécessaire à la mesure par P.I.V. est introduite dans le caisson et laissée

au repos durant quelques minutes avant le début de l'essai. Ainsi l'écoulement observé est quasiment uniquement dû à la décharge, et pas au mouvement aléatoire de la fumée dans le caisson. Des champs de vitesse effectués avec la P.I.V. ont montré que la valeur moyenne de la vitesse (sans écoulement extérieur et décharge désactivée) était inférieure à 0,04 m/s. L'ozone et la fumée sont évacués par le système de ventilation après chaque essai.

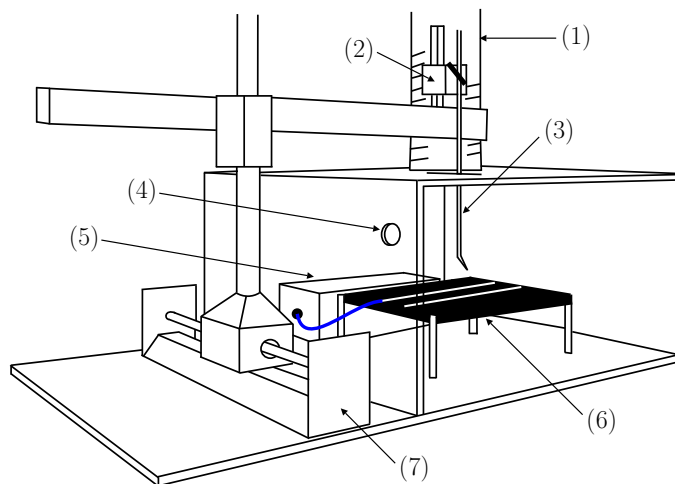


FIG. 2.19 – Schéma de la boîte d'essai en Plexiglas®, avec (1) système de ventilation, (2) système de déplacement vertical de la sonde de pression, (3) sonde de pression, (4) entrée d'air, (5) boîte de résistances, (6) plaque plane avec électrodes et (7) système de déplacement horizontal de la sonde de pression

### 2.4.2 Mesures avec sonde de pression en verre

Les mesures de vitesse de l'écoulement induit  $V_i$  ont été réalisées en plaçant la plaque plane équipée des électrodes dans la boîte fermée décrite dans la section 2.4.1. Les systèmes de déplacement permettent de réaliser des profils de vitesse en déplaçant la sonde en verre selon deux axes. De plus, la sonde étant en verre, des mesures ont pu être effectuées dans l'espace inter-électrode, au sein même du gaz ionisé. La dimension de l'ouverture de la prise de pression (rayon de 0,4 mm) a été prise en compte pour l'origine de l'axe  $y$  : le premier point de mesure ne peut donc pas être situé en dessous de 0,4 mm.

Une haute tension continue positive de +44 kV est appliquée à l'anode, la cathode

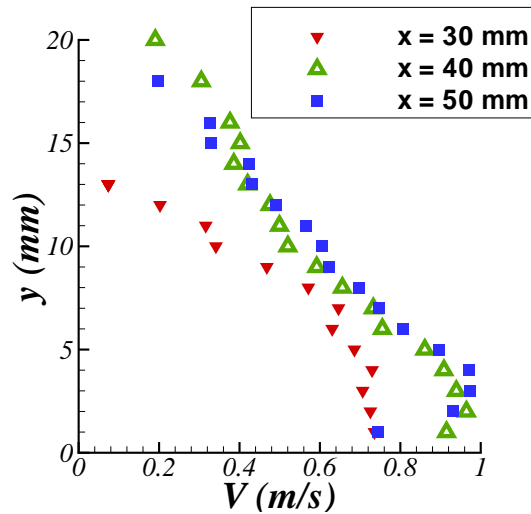


FIG. 2.20 – Vitesse de l'écoulement induit par la décharge pour une tension de +44 kV et un courant de décharge de 1,2 mA/m, pour 3 positions sur la plaque

étant à la masse. Cette tension a été choisie car elle est la limite de passage au régime d'arcs établi. Le courant de décharge est de 1,2 mA/m. Des profils de vitesse de l'écoulement induit par la décharge couronne surfacique ainsi générée ont été réalisés tous les centimètres, en déplaçant la sonde du bord d'attaque de la plaque plane ( $x = 0$  mm) vers la cathode (début de la cathode  $x = 37$  mm). Cependant les mesures de pression étaient très fluctuantes pour des positions sur la plaque comprises entre  $x = 0$  mm et  $x = 30$  mm. Les valeurs moyennes de pression n'étaient pas reproductibles malgré un nombre important d'échantillons de mesures. Nous supposons donc que l'écoulement est fortement instationnaire dans cette zone. Finalement, seuls les profils de vitesse pour les positions 30 mm, 40 mm et 50 mm ont pu être réalisés (figure 2.20).

La décharge étudiée crée donc bien un écoulement qui se dirige vers la cathode. Les profils montrent que l'écoulement a une vitesse plus importante juste après l'espace inter-électrode. Le maximum de vitesse obtenu est environ de 1 m/s. L'ordre de grandeur de cette valeur maximale d'écoulement induit est comparable à la vitesse obtenue dans la configuration d'électrodes filaires des études précédentes de Léger (2003) et Moreau et al. (2006) ( $V_i = 2,75$  m/s). La disposition différente des électrodes, la nature différente

des électrodes, la composition de la plaque sont des éléments qui peuvent expliquer la différence de vitesse entre nos études.

Les mesures de vitesse par une sonde de pression en verre ne permettent pas d'avoir des informations sur l'écoulement induit sur la totalité de l'espace inter-électrode (zone 0-30 mm) du fait de son instationnarité. De plus, comme cela a été montré lors de la description de la sonde dans la partie 2.2.1, la vitesse mesurée dépend de l'angle entre la sonde et l'écoulement : l'information de vitesse donnée par cette méthode est donc partielle. Ainsi des mesures par P.I.V. ont été menés afin de visualiser complètement la forme de l'écoulement induit, avec sa direction et sa vitesse moyenne en chaque point.

### **2.4.3 Champs de vitesse avec système Vélocimétrie par Image-rie de Particules (P.I.V.)**

La plaque équipée des électrodes est placée verticalement dans la boîte dont les parois sont transparentes, permettant l'acquisition des images des particules illuminées par la nappe laser. Cependant, des perturbations électromagnétiques sont créées par la décharge (surtout lors d'arcs électriques) et provoquent des problèmes sur les appareils électriques placés à proximité, particulièrement la caméra CCD et le synchroniseur TSI. Ainsi le courant de décharge a du être limité à 0,8 mA/m pour ces mesures P.I.V. (à l'exception d'un essai à 1,2 mA/m qui a pu être réalisé).

#### **Champs de vitesse de l'écoulement induit pour différentes intensités de décharge**

Le champ de vitesse complet autour de la plaque a été mesuré pour un courant de décharge de 0,8 mA/m (figure 2.21). Les champs de vitesse pour des intensités de décharge de 0,4 mA/m, 0,6 mA/m et 1,2 mA/m ont seulement été mesurés au niveau du bord d'attaque (zone inter-électrode). La comparaison de ces différents champs est présentée en figure 2.22.

Ces figures montrent la topologie de l'écoulement induit dans la configuration étu-

diée. Les différentes zones sont :

- La séparation de l'écoulement au niveau de l'anode. Le maximum de vitesse est mesuré dans cette zone (environ 1 m/s pour un courant de 0,8 mA/m).
- Une zone de recirculation sur le dessus de la plaque, au niveau du bord d'attaque.
- Un ré-attachement de l'écoulement et une accélération au niveau de la cathode (environ 0,6 m/s pour un courant de 0,8 mA/m). Ensuite l'écoulement est parallèle à la surface de la plaque à l'arrière de l'électrode.

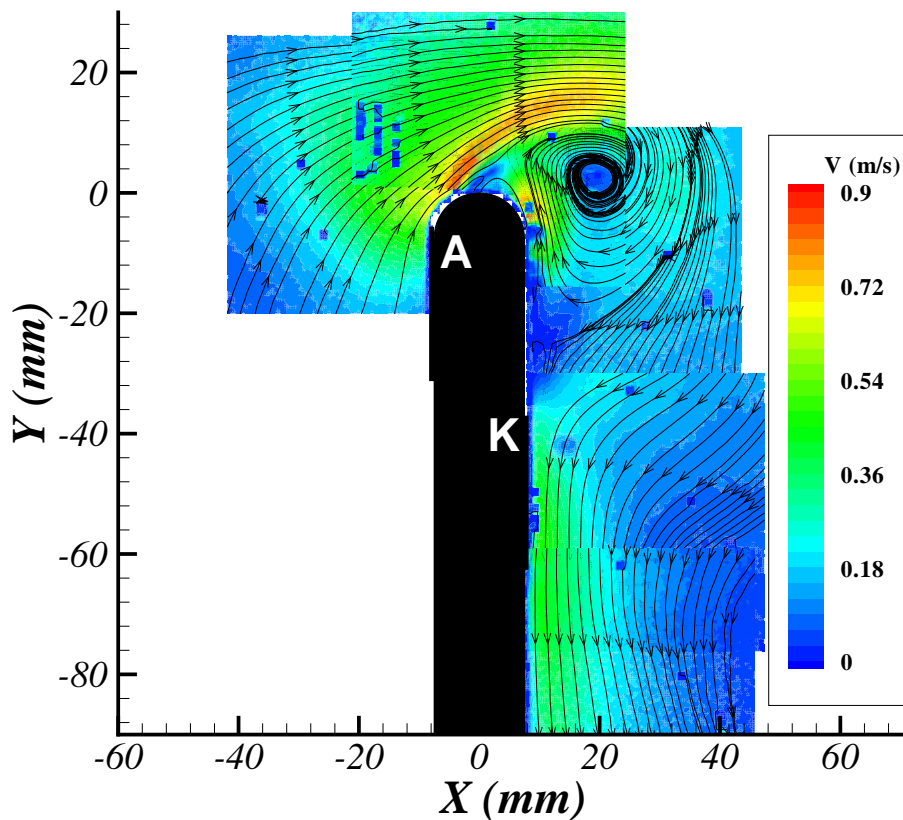


FIG. 2.21 – Champ de vitesse moyen avec décharge couronne surfacique au bord d'attaque de la plaque plane, pour un courant de décharge de 0,8 mA/m

La présence d'une zone de recirculation dans l'espace inter-électrode explique pourquoi les mesures de vitesse avec la sonde de pression étaient impossibles dans cette zone. Le nombre de Reynolds de l'écoulement induit, calculé avec la vitesse maximale mesurée

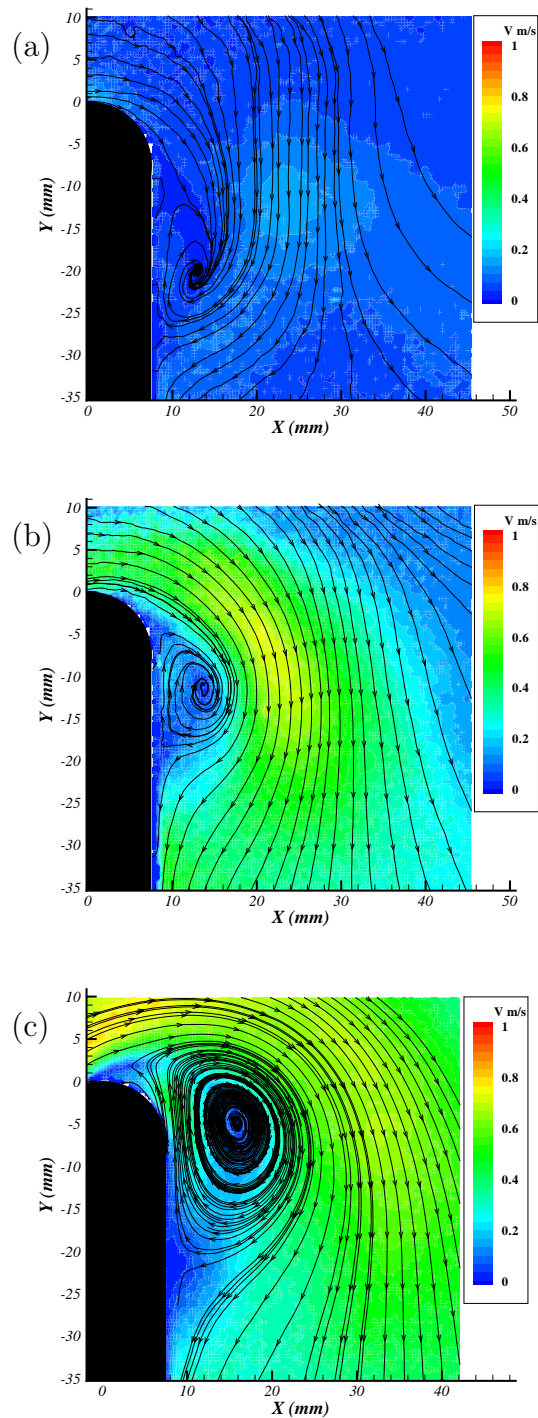


FIG. 2.22 – Champs de vitesse moyens avec lignes de courant pour un courant de décharge de (a) 0,4 mA/m, (b) 0,6 mA/m et (c) 1,2 mA/m (avec la même échelle de vitesse)

et le diamètre du bord d'attaque circulaire pour longueur caractéristique, est compris entre 500 et 1 000.

En faisant varier le courant de décharge, la zone de recirculation est positionnée à différents endroits, se déplaçant vers le bord d'attaque de la plaque lorsque l'intensité augmente (figure 2.22). De plus, la valeur moyenne de vitesse augmente avec le courant. La valeur maximale de vitesse de l'écoulement induit  $V_i$  est environ de 0,2 m/s pour 0,4 mA/m, environ 0,7 m/s pour 0,6 mA/m et 1m/s pour 1,2 mA/m. L'étude des mécanismes électriques de cette décharge couronne (section 2.3.3) montre que la lumière émise par le plasma est pulsée et que la fréquence des pulses augmente avec la différence de potentiel (et donc avec le courant de décharge). Or ces impulsions correspondent à l'émission de paquets de photons lors de l'ionisation des molécules d'air, ainsi de plus en plus de particules sont ionisées et se déplacent dans l'espace inter-électrode. Ainsi l'énergie mise en jeu dans le mouvement du gaz pour induire un écoulement augmente avec le courant de décharge. Avec plus de molécules neutres mises en mouvement par transfert de quantité de mouvement par les ions, la vitesse de l'écoulement induit est donc plus importante avec des courants de décharge plus élevés (jusqu'au régime d'arcs).

### Modèle physique d'écoulement induit

La forme, la position et le sens de rotation de la zone de recirculation de l'écoulement induit sans écoulement extérieur sont des informations qui peuvent montrer des caractéristiques de la décharge électrique et des interactions entre les particules ionisées et neutres. Pour interpréter les résultats physiques obtenus avec la P.I.V. sur l'écoulement induit par la décharge couronne dans notre configuration, deux modèles physiques peuvent être proposés avec les hypothèses d'un champ électrique uniforme ou non. Ces modèles sont schématisés en figure 2.23.

Dans un premier temps, nous faisons l'hypothèse d'un champ électrique uniforme généré par la haute tension entre les deux électrodes (ce modèle est décrit par le schéma en



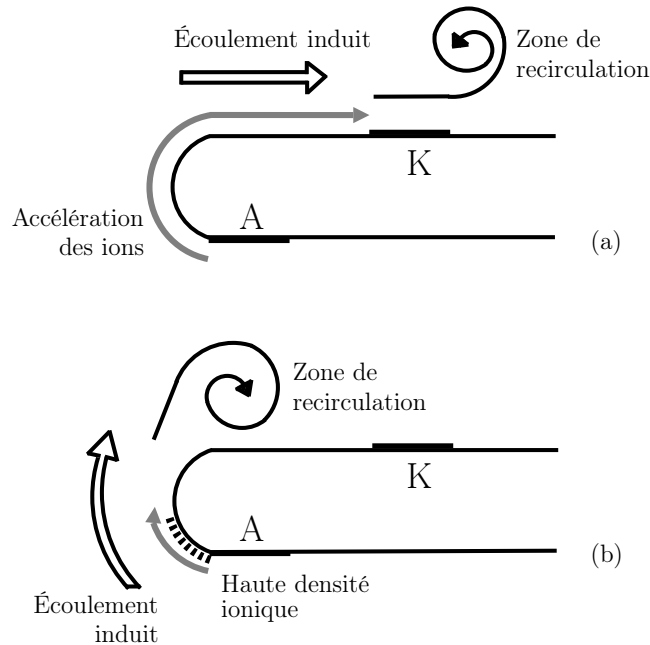


FIG. 2.23 – Représentation schématique du modèle d'écoulement induit par la décharge couronne surfacique établie au bord d'attaque de la plaque plane (a) avec l'hypothèse d'un champ électrique uniforme et (b) avec l'hypothèse d'un champ électrique non-uniforme

figure 2.23a). Nous supposons qu'il n'y a pas d'ionisation et aucune charge dans l'espace inter-électrode (sinon hypothèse fausse). Dans ce cas l'écoulement induit peut être déduit d'un calcul sous Femlab où une force électrique est appliquée à l'écoulement, à proximité de la surface. Nous obtenons ainsi la zone de recirculation présentée en figure 2.23a. Pour décrire l'influence de la décharge sur un écoulement, cette approche peut donner des résultats intéressants pour d'autres configurations (Louste et al. (2004), Mateo-Velez et al. (2004)), mais ce n'est ici pas applicable. En effet les résultats expérimentaux obtenus avec le système P.I.V. en figures 2.21 et 2.22 montrent que la zone de recirculation n'est pas située à cet endroit et que la rotation est dans l'autre sens. En effet, dans une décharge couronne le champ électrique et la répartition des charges sont fortement inhomogènes. Les ions sont en grande quantité à proximité de l'anode et ont une vitesse très importante. Les molécules neutres du gaz sont fortement accélérées à proximité de l'anode. Or dans le reste de la zone inter-électrode, la densité de charge est très réduite, donc le nombre de molécules neutres mises en mouvement est plus faible. En raison de la courbure de la

géométrie de notre décharge, l'écoulement se sépare et crée donc une zone de recirculation dans le sens indiqué en figure 2.23b. L'écoulement est cependant attiré vers la surface de la plaque plane par le mouvement des ions malgré une faible densité et l'écoulement se ré-attache. Ce modèle physique d'écoulement induit dans notre configuration de décharge couronne coïncide avec les résultats expérimentaux observés.

Finalement, en considérant notre modèle physique, la distribution des particules est fortement inhomogène et le champ électrique est nettement modifié. Les forces électriques appliquées au gaz neutre alentour ne sont pas uniformes et nous confirmons ainsi que le champ des vitesses de l'écoulement induit est fortement dépendant des caractéristiques électriques du plasma.

### **Influence de la fumée**

Le problème de l'interaction entre la fumée d'ensemencement utilisée pour le système P.I.V. avec la décharge électrique a été noté dans la section 2.2.2. Comme pour les essais présentés précédemment, la décharge est activée avec un courant de décharge de 0,8 mA/m. Or une fois la fumée introduite générée avec de l'huile Universal Effect <sup>TM</sup>, celui-ci augmente jusqu'à être près de dix fois plus élevé (7,9 mA/m). L'intensité étant très différente, le plasma est donc modifié par la présence de la fumée. Ceci peut provenir du fait que la décharge peut ioniser certains composants de l'huile devant posséder des niveaux d'ionisation plus faibles que ceux des molécules d'air alentour. La composition de l'huile est donc un paramètre important pour l'interaction système de mesure / plasma. Il est à noter que Léger (2003) n'a pas rencontré ce type de problèmes lors de ses essais expérimentaux avec le système P.I.V., avec une fumée produite à partir de gouttelettes d'huile végétale.

Les champs P.I.V. obtenus avec la fumée de spectacle sont complètement différents de ceux obtenus avec de la fumée d'encens (figure 2.24). L'écoulement moyen visualisé ne présente aucune zone de recirculation et la vitesse maximale mesurée est équivalente

à celle mesurée précédemment malgré un courant de décharge nettement supérieur. Nous ne savons pas si nous visualisons l'écoulement réel de l'air induit par cette décharge qui est modifiée par la fumée, ou si nous visualisons les particules de fumée ayant leur propre mouvement, attirées par les électrodes si elles sont électriquement chargées. De plus, les mesures avec la sonde de pression d'arrêt en verre (donc sans fumée) ont montré la zone d'écoulement parallèle à la surface de la plaque et la zone de recirculation (où les mesures étaient fluctuantes). Or si le champ de vitesse était réellement comme celui visualisé en figure 2.24, les mesures auraient alors été possibles sur toute la longueur de l'espace inter-électrode, ce qui n'était pas le cas.

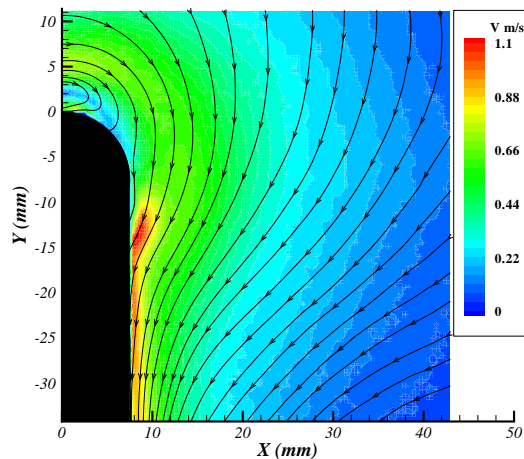


FIG. 2.24 – Champ de vitesse moyen obtenu avec des particules produites par un générateur de fumée avec de l'huile Universal Effects<sup>TM</sup>, pour un courant de décharge de 7,9 mA/m

En utilisant de la fumée d'encens, le courant de décharge n'est pas modifié en sa présence et les mesures de vitesse avec la sonde en verre sont les mêmes avec ou sans fumée permettant de valider l'utilisation de ce type d'ensemencement pour utiliser la P.I.V.

## 2.5 Effets de l'actionneur sur une plaque plane en incidence

Ces essais sur la décharge couronne établie à la surface d'un diélectrique ont montré qu'un écoulement est induit par le mouvement des ions. Cette propriété mécanique des plasmas est introduite dans un écoulement afin d'en modifier ses caractéristiques. Des essais préliminaires sont réalisés sur une plaque plane en incidence, avec la décharge couronne générée sur son bord d'attaque. Ceci permet de comparer la plaque plane avec plasma activé sans écoulement extérieur, sans plasma et avec écoulement extérieur, puis avec plasma et écoulement, afin de comprendre l'interaction entre l'actionneur électrohydrodynamique et le fluide en mouvement. Dans un deuxième temps, la décharge couronne est appliquée sur un profil NACA 0015 pour différentes vitesses et incidences.

### 2.5.1 Montage expérimental

Après avoir étudié l'écoulement induit sur la plaque plane équipée des électrodes (configuration présentée en figure 2.12), cette même plaque est placée dans une soufflerie subsonique pour étudier l'effet de cet écoulement induit sur l'écoulement autour de la plaque. La soufflerie utilisée est une soufflerie à circuit ouvert, présentée en figure 2.25. La section d'essais est une veine carrée de dimensions  $50 \text{ cm} \times 50 \text{ cm}$  et de longueur 2 m. Les parois sont transparentes, permettant ainsi le contrôle visuel de l'essai ainsi que l'acquisition d'images. Un groupe moto-ventilateur de 30 kW permet d'atteindre une vitesse maximale de 50 m/s dans la section d'essais. Des grilles en nid d'abeille, installés en entrée de la soufflerie, permettent d'obtenir un taux de turbulence moyen de 0,4 % (mesuré par un anémomètre à fil chaud dans la section sans obstacle). L'écoulement est bidimensionnel sur plus de 85% de la hauteur et de la largeur de la veine d'essais.

Afin de permettre l'étude d'écoulements bidimensionnels, les maquettes sont installées dans la section d'essais entre deux plaques planes, de dimensions  $100 \text{ cm} \times 50 \text{ cm}$ , pour limiter les phénomènes tridimensionnels. Les maquettes sont fixées sur deux

disques (40 cm de diamètre, figure 2.26), permettant leur mise en incidence. Le montage bidimensionnel est directement fixé sur les parois horizontales de la veine.

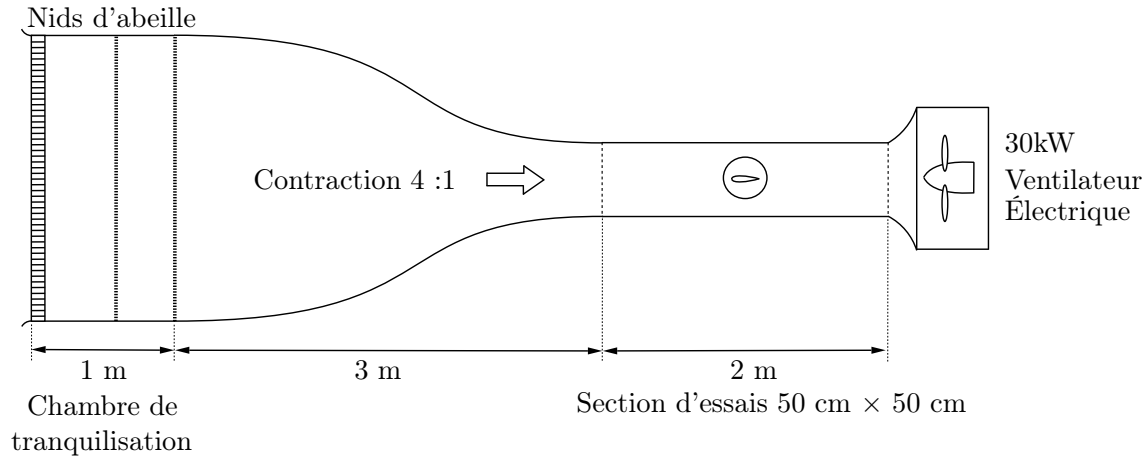


FIG. 2.25 – Soufflerie subsonique 0-50 m/s

Les fixations des maquettes aux deux extrémités sont des vis en matériau isolé électriquement (Nylon®) afin d'éviter d'éventuels arcs électriques en appliquant la haute tension aux électrodes. Les fils électriques (reliant les électrodes sur la maquette dans la veine et l'alimentation haute tension) sont soudés sur les électrodes, à proximité de la paroi du montage bidimensionnel, et sont amenés vers l'alimentation par des perçages du montage bidimensionnel et de la paroi de la veine (hors du champ de vision de la caméra).

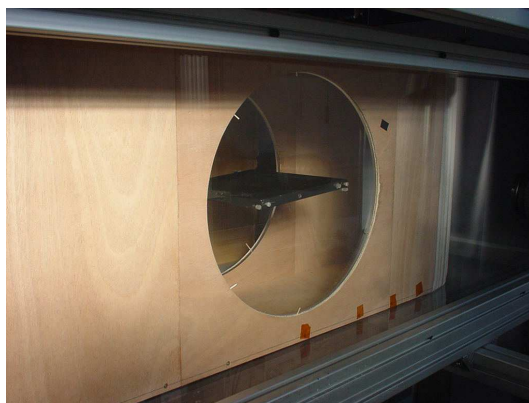


FIG. 2.26 – Montage bidimensionnel dans la soufflerie subsonique de section d'essais 50 cm x 50 cm

La veine d'essais est équipée d'un système de déplacement motorisé tridimensionnel,

piloté par ordinateur. La caméra et la tête du laser du système P.I.V. peuvent être déplacés finement et permettent de réaliser des champs de vitesses successifs. Le système de fumée (cônes d'encens placés dans un caisson, produisant de la fumée sortant par une canne) est placé en entrée de la soufflerie.

### 2.5.2 Résultats des essais sur la plaque plane en incidence

La plaque plane étudiée précédemment est placée dans le système bidimensionnel dans la soufflerie subsonique. L'effet de la décharge électrique sur l'écoulement est caractérisé par le nombre électrohydrodynamique  $N_{EHD}$ . Un autre moyen de caractériser l'effet de l'actionneur est la coefficient adimensionné  $C_W$ , défini par Sosa et al. (2004), qui est une expression de la puissance ajoutée à l'écoulement par la décharge électrique :

$$C_W = \frac{W}{l} \frac{1}{\frac{1}{2} \rho V^3 b} \frac{d}{c} \quad (2.1)$$

avec :

- $W$  la puissance électrique de la décharge (W)
- $l$  longueur des électrodes (m)
- $\rho$  la masse volumique de l'air ( $\text{kg.m}^{-3}$ )
- $b$  l'épaisseur de la plaque ou du profil (m)
- $d$  la distance inter-électrode (m)
- $c$  la corde du profil (m)

Le nombre de Reynolds est défini sur la corde de la plaque plane  $c$  (et du profil d'aile dans les parties suivantes) et la vitesse de l'écoulement amont :

$$Re = \frac{U_\infty c}{\nu} \quad (2.2)$$

Pour caractériser quantitativement le degré de séparation de l'écoulement sur la plaque plane, nous avons défini la hauteur  $h^+$  en une position choisie comme étant la distance à la surface du changement de signe de la vitesse (zone de recirculation dans le

sillage, à partir des tracés de profils de vitesse). La hauteur  $h_{EHD}^+$  est également définie comme étant le même paramètre mais lorsque l'actionneur électrohydrodynamique est activé.

Les essais ont été réalisés pour trois vitesses d'écoulement de 4 m/s (nombre de Reynolds de 53 000), 8 m/s ( $Re = 107\ 000$ ) et 14 m/s ( $Re = 187\ 000$ ). La plaque est positionnée à des incidences comprises entre  $0^\circ$  et  $7,5^\circ$ . Puisque les études de l'écoulement induit par la décharge ont montré que l'énergie apportée est plus importante pour de plus hautes valeurs de courant de décharge, l'ensemble des essais a été effectué avec un courant fixe de 0,8 mA/m (limité en raison des risques de passage au régime d'arc). Les paramètres  $h^+$  et  $h_{EHD}^+$  sont déterminés 40 mm en aval du bord d'attaque de la plaque.

Ces résultats du tableau 2.1 et des figures 2.27 et 2.28 montrent que la configuration des électrodes placées en bord d'attaque permet de nettement modifier l'écoulement sur la plaque plane. Dans une configuration d'électrodes filaires développée par Léger (2003), entre lesquelles était générée une décharge couronne, la séparation autour d'une plaque plane identique a été modifiée jusqu'à un nombre de Reynolds de  $68 \times 10^3$ .

L'importance de l'effet de la décharge sur l'écoulement est plus ou moins grande selon le type de régime d'écoulement. Ainsi la décharge fait disparaître les petits bulbes de bord d'attaque ( $\alpha = 0^\circ$  et  $Re = 53 \times 10^3$ ,  $\alpha = 2,5^\circ$  et  $Re = 187 \times 10^3$ ), alors que les plus gros bulbes ne sont que réduits ( $\alpha = 2,5^\circ$  et  $Re = 107 \times 10^3$ ). Pour les écoulements moyennement séparés, le détachement qui est dû à l'éclatement d'un bulbe de bord d'attaque est fortement réduit en présence de la décharge ( $\alpha = 2,5^\circ$  et  $Re = 53 \times 10^3$ ,  $\alpha = 5^\circ$  et  $Re = 53 \times 10^3$ ,  $\alpha = 5^\circ$  et  $Re = 107 \times 10^3$ ) alors que les très fortes séparations sont très peu modifiées ( $\alpha = 7,5^\circ$ ).

La réduction des bulbes et de la séparation de l'écoulement sur la plaque plane en incidence par la décharge couronne a pour conséquence une variation de la valeur des efforts qui lui sont appliqués. Dans le cas d'une plaque plane à incidence nulle, la traînée d'une face du bord d'attaque à une abscisse  $x$  donnée peut être déterminée à partir des

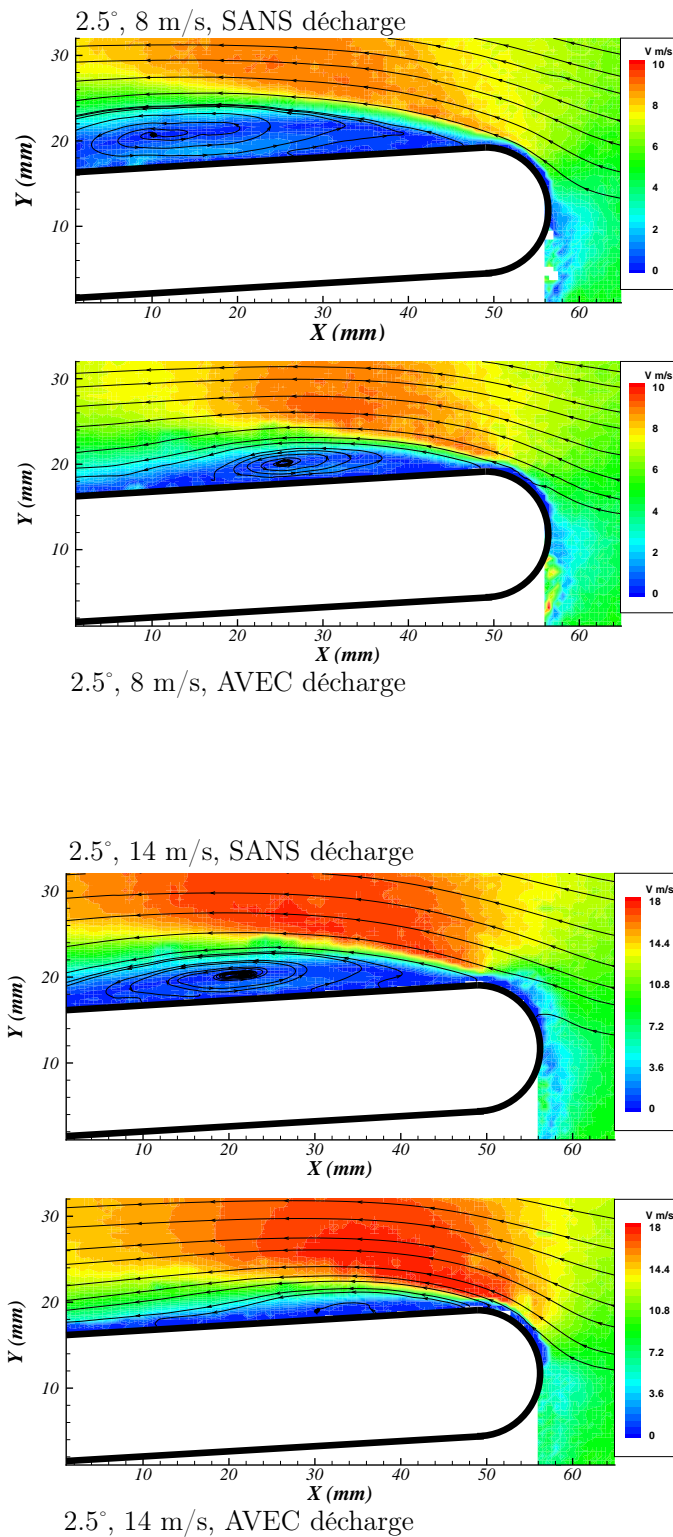


FIG. 2.27 – Champs de vitesse et lignes de courant avec et sans décharge (courant de 0,8 mA/m), pour un angle d'attaque de 2,5° et des vitesses de 8 et 14 m/s



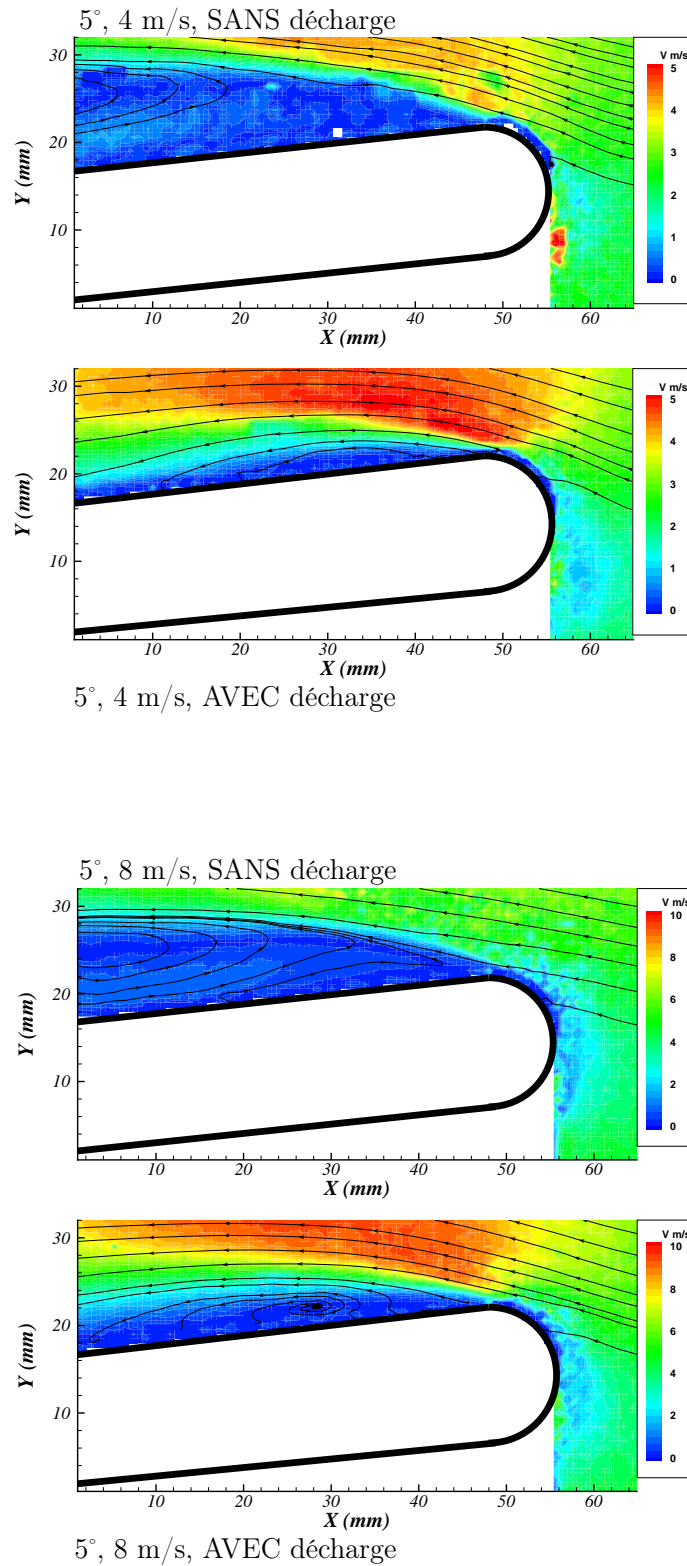


FIG. 2.28 – Champs de vitesse et lignes de courant avec et sans décharge (courant de 0,8 mA/m), pour un angle d'attaque de 5° et des vitesses de 4 et 8 m/s

TAB. 2.1 – Configurations expérimentales et effets de l'actionneur électrohydrodynamique (EHD) sur l'écoulement autour de la plaque plane

$\alpha$	$0^\circ$	$0^\circ$	$0^\circ$
$Re (10^3)$	53	107	187
$N_{EHD}$	0,42	0,10	0,03
$C_W$	27,5	3,45	0,64
Écoulement sans actionneur EHD	Bulbe au bord d'attaque	Léger bulbe au bord d'attaque	Écoulement attaché
$h^+$ (mm)	2,7	0,9	0
Écoulement avec actionneur EHD	Écoulement attaché	Bulbe réduit	Pas d'effet
$h_{EHD}^+$ (mm)	0	0	0
$\alpha$	$2,5^\circ$	$2,5^\circ$	$2,5^\circ$
$Re (10^3)$	53	107	187
$N_{EHD}$	0,42	0,10	0,03
$C_W$	27,5	3,45	0,64
Écoulement sans actionneur EHD	Complètement séparé	Bulbe au bord d'attaque	Bulbe au bord d'attaque
$h^+$ (mm)	3,8	3,2	2,7
Écoulement avec actionneur EHD	Bulbe réduit au bord d'attaque et ré-attachement	Bulbe réduit et écoulement attaché	Très léger bulbe
$h_{EHD}^+$ (mm)	2,3	2,8	0,7
$\alpha$	$5^\circ$	$5^\circ$	$5^\circ$
$Re (10^3)$	53	107	187
$N_{EHD}$	0,42	0,10	0,03
$C_W$	27,5	3,45	0,64
Écoulement sans actionneur EHD	Complètement séparé	Complètement séparé	Complètement séparé
$h^+$ (mm)	5,7	6,7	6,1
Écoulement avec actionneur EHD	Bulbe réduit au bord d'attaque et ré-attachement	Réduction du détachement	Réduction du détachement
$h_{EHD}^+$ (mm)	1,1	2,3	3,5
$\alpha$	$7,5^\circ$	$7,5^\circ$	
$Re (10^3)$	53	107	
$N_{EHD}$	0,42	0,10	
$C_W$	27,5	3,45	
Écoulement sans actionneur EHD	Complètement séparé	Complètement séparé	
$h^+$ (mm)	9,9	10,7	
Écoulement avec actionneur EHD	Légère réduction du détachement	Pas d'effet significatif	
$h_{EHD}^+$ (mm)	8,2	10,3	

profils de vitesse avec la formule suivante (Schlichting (1968)) :

$$D(x) = b \rho \int_{y=0}^{\infty} u(U_0 - u)dy \quad (2.3)$$

avec :

- $b$  la largeur de la plaque (ici 0,3 m)
- $\rho$  la masse volumique de l'air ( $\text{kg.m}^{-3}$ )
- $u$  la vitesse locale ( $\text{m.s}^{-1}$ )
- $U_0$  la vitesse de l'écoulement principal ( $\text{m.s}^{-1}$ )

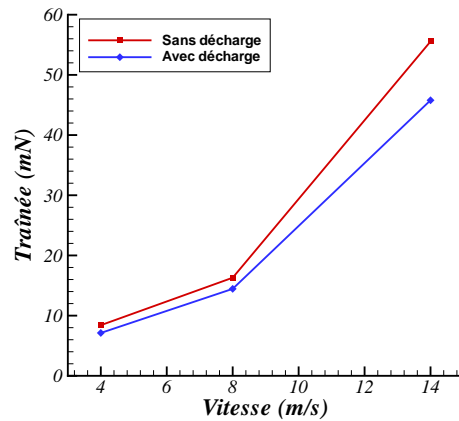


FIG. 2.29 – Évolution de la traînée sur la plaque plane d'incidence nulle, 40 mm en aval du bord d'attaque, en fonction de la vitesse de l'écoulement sans et avec décharge (courant de 0,8 mA/m)

Avec cette formule 2.2, l'effort de traînée appliqué à la plaque plane, à l'abscisse  $x=40$  mm en aval du bord d'attaque, est calculé pour les trois vitesses étudiées pendant ces essais (figure 2.29). Pour chaque vitesse d'écoulement de la soufflerie, la valeur de la traînée est réduite par application de la décharge. Pour une vitesse de 14 m/s, elle est réduite de 17,6 %. En effet, en ajoutant de la quantité de mouvement à proximité de la paroi, l'actionneur plasma permet d'agir sur les bulbes de bord d'attaque. Ainsi la traînée induite par cette recirculation de fluide est fortement réduite par la réduction du bulbe.

Ceci confirme les résultats sur une plaque plane obtenus par D'Adamo et al. (2002) et Artana et al. (2000) (jusqu'à 34% de réduction, jusqu'à 5 m/s).

Ces essais montrent que l'efficacité de la décharge à agir dépend de la topologie de l'écoulement et du degré de séparation. Le paramètre global classique de l'électrohydrodynamique  $N_{EHD}$  n'est ici pas approprié pour caractériser l'influence de la décharge sur l'écoulement. Par exemple la décharge électrique n'a pas d'effet pour un nombre électrohydrodynamique de 0,10 à une incidence de  $7,5^\circ$  et un Reynolds de  $107 \times 10^3$ , tandis que la décharge a un important effet pour le même nombre électrohydrodynamique pour  $5^\circ$  et  $Re = 107 \times 10^3$ . De plus, malgré un nombre électrohydrodynamique qui diminue quand la vitesse augmente, l'effet de la décharge est encore plus important (par exemple à  $2,5^\circ$  puisque la taille des bulbes diminue). Cependant, le calcul du nombre électrohydrodynamique local en fonction de la distance à la surface et à partir des profils de vitesse de la couche limite est plus significatif. La figure 2.30 représente ainsi l'évolution du  $N_{EHD}$  sur la hauteur à la surface, à une position de 20 mm en aval du bord d'attaque de la plaque.

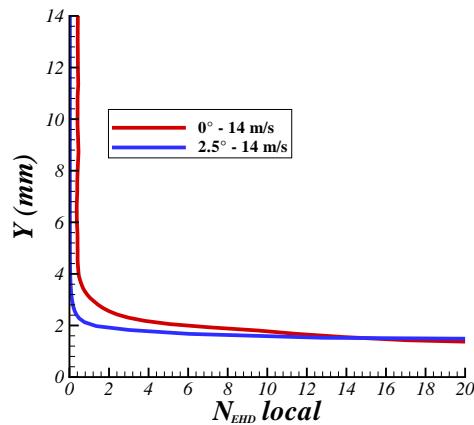


FIG. 2.30 – Évolution du nombre électrohydrodynamique en fonction de la distance à la surface de la plaque, à 20 mm du bord d'attaque de la plaque, pour des angles d'attaque de  $0^\circ$  et  $2,5^\circ$  et une vitesse de 14 m/s

Puisque la vitesse diminue dans la couche limite, la valeur de  $N_{EHD}$  augmente à proximité de la paroi, pour tendre vers l'infini. Ainsi la zone d'influence de la décharge

sur l'écoulement est très proche de la surface de la plaque, uniquement sur quelques millimètres (2 mm pour  $\alpha = 2,5^\circ$ , 3 mm pour  $\alpha = 0^\circ$ ). Les profils de vitesse du vent ionique et l'évolution du nombre électrohydrodynamique montrent que la modification d'un écoulement par une décharge électrique se fait dans les premiers millimètres de la couche limite.

Pour tester l'utilisation de cette configuration d'actionneur électrohydrodynamique à décharge couronne, elle a été mise en oeuvre dans le cadre d'une application sur une plaque plane en incidence. Ceci a permis de modifier des écoulements complètement séparés. Elle a ensuite été utilisée pour une application industrielle : un profil d'aile en incidence dans la soufflerie subsonique.

## 2.6 Effets de l'actionneur sur un profil NACA 0015 en incidence

L'actionneur plasma consistant en une décharge couronne surfacique est monté sur un profil d'aile NACA 0015, mis en incidence dans la soufflerie subsonique. Le matériau du profil est le même que celui de la plaque plane, le PVC, afin d'éviter l'ajout d'un paramètre supplémentaire dans notre étude puisque la décharge dépend du matériau utilisé (Léger (2003)).

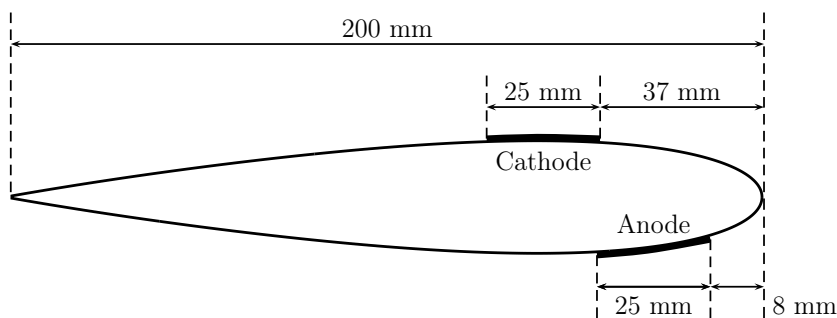


FIG. 2.31 – Représentation schématique de la configuration de deux électrodes en bandes de chaque côté du bord d'attaque d'un profil d'aile NACA 0015

Le profil a une largeur de 300 mm, une corde de 200 mm et une épaisseur maximale

de 30 mm. Les électrodes sont des bandes de cuivre adhésives, de 175 mm de long et de 25 mm de large. La décharge couronne surfacique est établie au bord d'attaque d'un profil NACA 0015 dans la même configuration que la plaque plane (figure 2.31). L'anode est placée sur l'intrados, tandis que la cathode est sur l'extrados. La zone de plasma s'étend donc sur 18,5 % de corde du profil, à partir du bord d'attaque.

TAB. 2.2 – Configurations expérimentales et effets de l'actionneur électrohydrodynamique (EHD) sur l'écoulement autour du profil NACA 0015 pour 12,5° et 15°

$\alpha$	12,5°	12,5°	12,5°
$Re$ ( $10^3$ )	67	133	200
$N_{EHD}$	0,27	0,07	0,03
$C_W$	7,06	0,88	0,26
Écoulement sans actionneur EHD	Complètement séparé	Complètement attaché (effet de Reynolds)	Complètement attaché (effet de Reynolds)
$h^+$ (mm)	11,1	0	0
Écoulement avec actionneur EHD	Écoulement ré-attaché	Légère accélération proche de la surface	Pas d'effet
$h_{EHD}^+$ (mm)	0	0	0
$\alpha$	15°	15°	15°
$Re$ ( $10^3$ )	67	133	200
$N_{EHD}$	0,27	0,07	0,03
$C_W$	7,06	0,88	0,26
Écoulement sans actionneur EHD	Complètement séparé	Complètement séparé	Complètement séparé
$h^+$ (mm)	12,2	13,0	13,9
Écoulement avec actionneur EHD	Écoulement ré-attaché	Écoulement ré-attaché	Écoulement ré-attaché
$h_{EHD}^+$ (mm)	0	0	0
$\alpha$	15°	15°	
$Re$ ( $10^3$ )	267	300	
$N_{EHD}$	0,02	0,01	
$C_W$	0,11	0,05	
Écoulement sans actionneur EHD	Complètement séparé	Complètement attaché (effet de Reynolds)	
$h^+$ (mm)	13,6	0	
Écoulement avec actionneur EHD	Écoulement ré-attaché	Légère accélération proche de la surface	
$h_{EHD}^+$ (mm)	0	0	

Les essais ont été réalisés pour des vitesses d'écoulement comprises entre 5 m/s (nombre de Reynolds de 67 000) et 25 m/s ( $Re = 300\,000$ ). Le profil est mis à trois incidences où l'écoulement peut être naturellement séparé :  $12,5^\circ$ ,  $15^\circ$  et  $17,5^\circ$ . L'ensemble des essais a été effectué pour un courant fixe de 0,8 mA/m. Les paramètres  $h^+$  et  $h_{EHD}^+$  sont déterminés 60 mm en aval du bord d'attaque de la plaque.

TAB. 2.3 – Configurations expérimentales et effets de l'actionneur électrohydrodynamique (EHD) sur l'écoulement autour du profil NACA 0015 pour  $17,5^\circ$

$\alpha$	$17,5^\circ$	$17,5^\circ$	$17,5^\circ$
$Re (10^3)$	67	133	200
$N_{EHD}$	0,27	0,07	0,03
$C_W$	7,06	0,88	0,26
Écoulement sans actionneur EHD	Complètement séparé	Complètement séparé	Complètement séparé
$h^+$ (mm)	22,2	21,0	22,3
Écoulement avec actionneur EHD	Légère réduction du détachement	Détachement réduit	Détachement réduit
$h_{EHD}^+$ (mm)	20,2	17,5	17,3
$\alpha$	$17,5^\circ$		
$Re (10^3)$	267		
$N_{EHD}$	0,02		
$C_W$	0,11		
Écoulement sans actionneur EHD	Complètement séparé		
$h^+$ (mm)	21,4		
Écoulement avec actionneur EHD	Détachement réduit		
$h_{EHD}^+$ (mm)	16,8		

L'ensemble des résultats de ces essais est présenté dans les tableaux 2.2 et 2.3. Les champs de vitesse et les lignes de courant de l'écoulement sans décharge puis avec décharge activée sont présentés sur la figure 2.32 pour une incidence de  $15^\circ$ .

Les essais ont été limités par un "effet de Reynolds" pour de hautes valeurs de  $Re$  pour  $12,5^\circ$  et  $15^\circ$ . En effet, pour de hautes incidences et de faibles nombres de Reynolds, la couche limite devient plus fine et peut plus facilement se séparer, tandis que pour des nombres de Reynolds plus élevés il se produit l'effet inverse (elle devient plus tôt turbu-

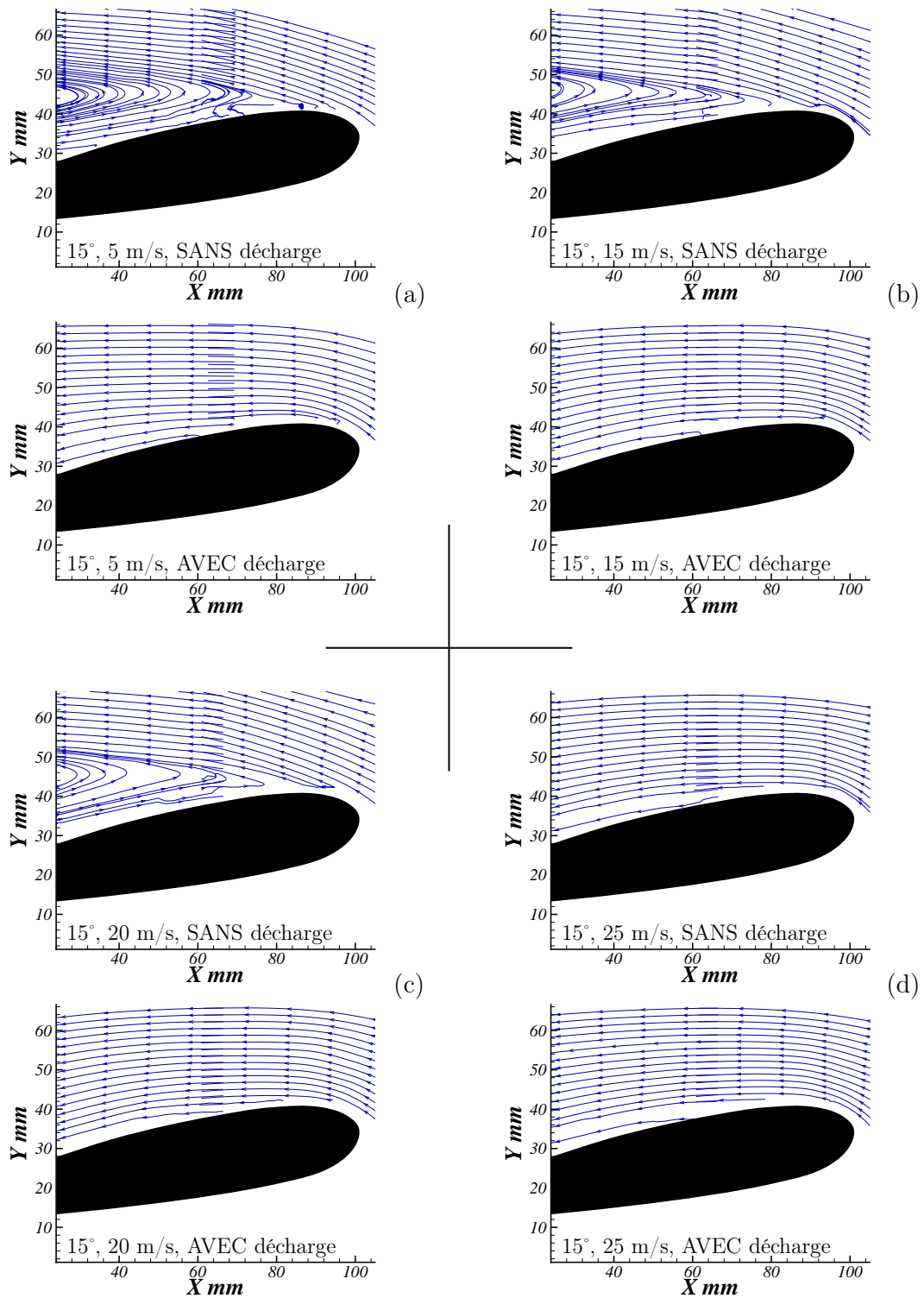


FIG. 2.32 – Champs de vitesse et lignes de courant avec et sans décharge (courant de 0,8 mA/m), pour un angle d'attaque de  $15^\circ$  et des vitesses de (a) 5 m/s, (b) 15 m/s, (c) 20 m/s et (d) 25 m/s



lente et décolle moins vite). Ainsi la seule modification de l'écoulement occasionnée par la décharge dans ce cas attaché peut être une légère accélération de l'écoulement à proximité de la surface du profil.

L'écoulement subsonique autour du profil a été modifié pour des nombres de Reynolds supérieurs à ceux utilisés par Léger et al. (2001) ou Moreau et al. (2006) avec également des décharge continues. Cependant, en utilisant des décharges alternatives ou pulsées, des actions ont été mesurées pour de plus grandes valeurs de  $Re$  :  $307 \times 10^3$  pour Corke et al. (2004),  $333 \times 10^3$  pour Sosa et al. (2004) ou encore  $460 \times 10^3$  pour Opaits et al. (2005). De plus, bien que nous ayons utilisé une décharge électrique plus puissante que celle pulsée utilisée par Sosa et al. (2004) (le paramètre  $C_W$  est plus élevé dans nos essais) ils ont obtenu des modifications de l'écoulement pour des valeurs plus importantes du nombre de Reynolds. Comme cela va être confirmé dans le chapitre 3, les décharges continues semblent être moins efficaces que les décharges pulsées et alternatives pour modifier des écoulements subsoniques. Néanmoins ces essais ont permis de donner de nombreuses informations sur l'interaction plasma / écoulement.

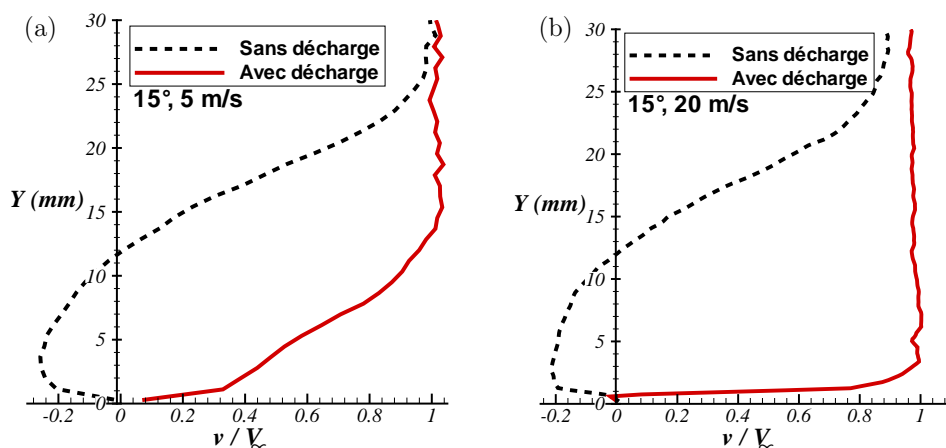


FIG. 2.33 – Comparaison des profils de vitesse adimensionnée, avec et sans décharge couronne (courant de  $0,8 \text{ mA/m}$ ),  $60 \text{ mm}$  en aval du bord d'attaque, pour une incidence de  $15^\circ$  et des vitesses de (a)  $5 \text{ m/s}$  et (b)  $20 \text{ m/s}$

Comme dans le cas de la plaque plane, l'écoulement est fortement modifié par la décharge continue selon le type d'écoulement. Les écoulements moyennement séparés ( $\alpha = 12,5^\circ$  et  $Re = 67\,000$ ,  $\alpha = 15^\circ$ ) sont complètement ré-attachés par action de la décharge. Les fortes séparations sont seulement réduites ( $\alpha = 17,5^\circ$ ). Les essais sur la plaque plane et sur le profil en incidence montrent donc que l'efficacité de la décharge dépend du régime d'écoulement autour de l'obstacle. L'effet désiré par action de la décharge est d'autant plus difficile à atteindre qu'il est éloigné de l'écoulement naturel.

Sans décharge au bord d'attaque, la couche limite  $y$  est laminaire. Elle est relativement instable et peut se détacher (avec une zone de recirculation, figure 2.33). Avec l'actionneur électrohydrodynamique activé, un écoulement induit est ajouté à la couche limite à proximité de la surface du profil. Cela conduit la transition de la couche limite vers une couche limite turbulente au bord d'attaque. Ainsi le gradient de vitesse à la paroi est plus important, la couche limite peut alors mieux résister aux gradients de pression adverses. La séparation est alors retardée. De plus, sur les profils de vitesse tracés 60 mm en aval du bord d'attaque et pour une incidence de  $15^\circ$ , le profil modifié par la décharge est beaucoup plus proche de la paroi quand le nombre de Reynolds est plus élevé. En effet, 80% de la vitesse amont dans la couche limite sont obtenus à une hauteur de 8,0 mm dans le cas 5 m/s tandis que dans le cas 20 m/s elle est de 1,4 mm. Le calcul du facteur de forme  $H$  de la couche limite (tableau 2.4), qui est le rapport entre l'épaisseur de déplacement  $\delta_1$  et l'épaisseur de quantité de mouvement  $\delta_2$ , permet de caractériser le type de couche limite (valeur tendant vers 1 pour une couche limite de plus en plus turbulente).

$$\delta_1 = \int_{y=0}^{\infty} \left(1 - \frac{u}{U_0}\right) dy \quad (2.4)$$

$$\delta_2 = \int_{y=0}^{\infty} \frac{u}{U_0} \left(1 - \frac{u}{U_0}\right) dy \quad (2.5)$$

Les valeurs du tableau 2.4 montrent que le facteur de forme diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds, donc la couche limite est de plus en plus turbulente. Ainsi l'effet de la décharge (et de l'écoulement induit) est accentué par un effet de Reynolds :

TAB. 2.4 – Valeurs de  $\delta_{99}$ ,  $\delta_1$ ,  $\delta_2$  et  $H$  de la couche limite recollée par action de la décharge couronne sur le profil NACA 0015, à partir des profils de vitesse 60 mm en aval du bord d'attaque

$Re$	67 000	200 000	267 000
$\delta_{99}$ (mm)	13,48	5,97	2,74
$\delta_1$ (mm)	0,21	0,36	0,41
$\delta_2$ (mm)	0,11	0,26	0,33
$H$	1,83	1,41	1,24

plus le nombre de Reynolds augmente, plus la couche limite ré-attachée par la décharge est turbulente et proche de la surface du profil. L'écoulement est donc encore plus attaché et ne se sépare pas.

Des valeurs importantes du nombre de Reynolds combinées avec les effets de la décharge électrique permettent de réduire la zone de séparation des écoulements fortement décollés, par exemple pour le cas  $\alpha = 17,5^\circ$  et  $Re = 267\,000$ . Ceci explique également le fait que plus le nombre de Reynolds augmente, plus la traînée sur la plaque plane à incidence nulle est réduite (figure 2.29).

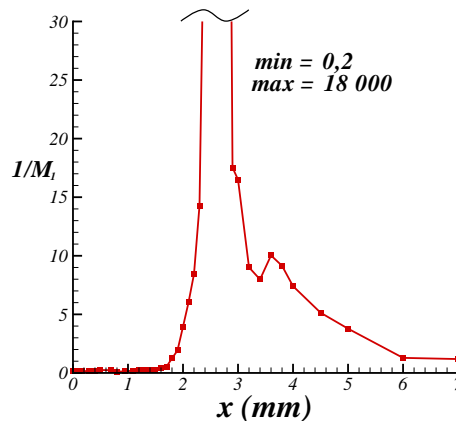


FIG. 2.34 – Évolution de  $1/M_1(x)$  le long du profil

Ainsi en positionnant la zone de plasma au niveau de la zone de séparation de l'écoulement au bord d'attaque, ceci a permis d'agir efficacement. L'étude théorique de l'annexe A a permis de mettre en évidence le nombre adimensionné  $M_1 = \frac{\rho_\infty U_\infty^2}{\rho_\infty E_0 L}$  (avec une

densité volumique de charge  $\rho_{c\infty} = 2 \times 10^{-3} \text{ C.m}^{-3}$ , un champ électrique  $E_0 = 2 \times 10^5 \text{ V.m}^{-1}$  et une longueur d'électrodes  $L = 0,2 \text{ m}$ ). D'un côté nous avons un paramètre représentant l'écoulement sans action du plasma (au numérateur) et de l'autre nous avons l'influence de la force électrostatique potentiellement applicable sur tout le profil (au dénominateur). Le rapport des deux paramètres indique donc la zone d'influence maximale des forces électrostatiques pour agir sur l'écoulement. En relevant la vitesse  $U(x)$  le long de la corde du profil NACA 0015 à une hauteur constante de 3 mm au-dessus de la surface du profil (choix arbitraire), nous pouvons calculer les valeurs  $1/M_1(x)$  le long du profil, par exemple à  $15^\circ$  et 20 m/s sans action du plasma. La figure 2.34 représente l'évolution de  $1/M_1(x)$  le long du profil et montre ainsi la zone où l'action d'un plasma serait la plus efficace (entre 2 et 3 mm en aval du bord d'attaque).

Ceci confirme l'importance de la place de l'actionneur pour modifier un écoulement. L'utilisation de ce type de paramètre  $M_1$  localement peut ainsi montrer où positionner de façon optimale un actionneur sur un écoulement connu donné, ici dans la zone 1 à 2% de corde.

## 2.7 Conclusion sur le développement d'une décharge couronne surfacique continue

Dans ce chapitre, nous avons présenté les caractéristiques et l'utilisation d'un actionneur électrohydrodynamique constitué d'une décharge couronne surfacique, dans l'air ambiant à pression atmosphérique. Cet actionneur a été développé dans l'optique d'une utilisation stable dans l'espace et dans le temps, à la surface d'une paroi afin de pouvoir l'utiliser pour des applications aérodynamiques.

La décharge est établie dans une configuration de deux électrodes (bandes adhésives de cuivre) placées de part et d'autre du bord arrondi d'une plaque en PVC. L'anode est reliée à une alimentation haute tension continue et la cathode à la masse. La décharge a pour principales caractéristiques un champ électrique de + 40 kV, un courant de décharge

de 1,2 mA/m et une puissance électrique de 80 mW/cm<sup>2</sup>. Les mesures des émissions de photons du plasma par un tube photomultiplicateur ont montré qu'une décharge couronne est composée d'une multitude de petites décharges pulsées. La fréquence de ces micro-décharges augmente jusqu'à une valeur seuil où la décharge devient lumineuse avec la présence de macro-décharges.

Des mesures par sondes de pression d'arrêt en verre et avec les système P.I.V. ont montré la présence d'un écoulement induit par la décharge d'une vitesse maximale de 1 m/s. La topologie du champ de vitesse induit confirme que le champ électrique et la densité ionique ne sont pas homogènes dans la décharge.

En ajoutant cette quantité de mouvement induite par la décharge à un écoulement subsonique, l'étude bibliographique a montré l'intérêt des actionneurs électrohydrodynamiques dans le contrôle d'écoulements. Ainsi la décharge couronne surfacique étudiée a été utilisée dans un premier temps sur une plaque plane en incidence dans une soufflerie subsonique. Les mesures P.I.V. ont montré que l'actionneur permettait de réduire les bulbes et les décollements autour de la plaque pour des incidences jusqu'à 7,5° et des vitesses jusqu'à 14 m/s ( $Re = 187 \times 10^3$ ). De même, l'actionneur a été monté sur un profil NACA 0015. Avec l'actionneur activé au bord d'attaque, l'écoulement autour du profil a été modifié pour des incidences jusqu'à 17,5° et des vitesses jusqu'à 20 m/s ( $Re = 267 \times 10^3$ ). Ces essais ont montré que la décharge est efficace pour la réduction du décollement lorsqu'elle est placée au niveau du point de séparation. De plus, l'étude des profils de vitesse recollés sur le profil ont mis en évidence les effets combinés de la décharge sur la couche limite (transition au bord d'attaque) avec un effet de Reynolds accentuant le recollement.

La décharge couronne surfacique continue a donc permis de fortement réduire des décollements autour d'un profil. Cependant, l'apparition des arcs électriques sont très difficilement maîtrisables pour ce type de décharge, entraînant de nombreux problèmes expérimentaux (endommagement du matériel). De plus, elle est très fortement influencée par les conditions externes, à la fois les conditions atmosphériques et les conditions du

matériau support (état de surface, usure). La configuration géométrique de l'actionneur (de part et d'autre d'un bord de l'obstacle) ne permet pas de l'utiliser en n'importe quel endroit de l'obstacle et en comparaison avec les résultats de la littérature, cette décharge continue semble avoir moins d'effet que les décharges alternatives sur les écoulements subsoniques. Ainsi, des travaux sur la Décharge à Barrière Diélectrique surfacique ont été menés afin de caractériser les mécanismes de cette décharge à pression atmosphérique et dans l'air ambiant afin de l'utiliser pour modifier des écoulements subsoniques. Ces travaux ont été réalisés en étroite collaboration avec le GREMI et dans le cadre de la thèse de BinJie Dong.



---

# Décharge à barrière diélectrique pour modifier une couche limite

---

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>119</b>
<b>3.2</b>	<b>Propriétés de la décharge</b>	<b>119</b>
3.2.1	Configuration de l'actionneur	119
3.2.2	Mesures électriques	122
<b>3.3</b>	<b>Mesures du vent ionique induit par la DBD</b>	<b>127</b>
3.3.1	Influences de l'amplitude et de la fréquence de l'alimentation	127
3.3.2	Influence du diélectrique	128
3.3.3	Influence de l'espace entre les couples d'électrodes	131
3.3.4	Comparaisons entre côtés haute tension et masse	132
3.3.5	Topologie de l'écoulement induit par l'actionneur	133
3.3.6	Conclusions sur les mesures de l'écoulement induit	135
<b>3.4</b>	<b>Effets sur le développement d'une couche limite de plaque plane</b>	<b>136</b>
3.4.1	Montage expérimental	136
3.4.2	Résultats des effets de la décharge sur le développement d'une couche limite	140
3.4.3	Conclusions sur l'action de DBD sur une couche limite	151
<b>3.5</b>	<b>Application sur un profil de 1 m de corde</b>	<b>152</b>
3.5.1	Montage expérimental	152
3.5.2	Essais sur profil d'aile de 1 m de corde en incidence	154
<b>3.6</b>	<b>Conclusion sur l'étude d'une DBD sinusoïdale</b>	<b>155</b>

---





## 3.1 Introduction

L'étude précédente sur la décharge couronne surfacique et son utilisation pour le contrôle du décollement autour d'un profil d'aile a montré l'intérêt de ce type d'actionneur. Cependant, certains points négatifs de ce type de décharge limite son utilisation à plus grande échelle. En effet, l'actionneur ne doit pas produire d'arc électrique, doit permettre son utilisation en n'importe quel endroit sur le profil et doit requérir une tension d'établissement beaucoup plus faible.

La Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) surfacique répond à ces critères. Un actionneur avec de multiples DBD positionnées successivement a été développé conjointement avec BinJie Dong (doctorant au GREMI), qui a étudié les caractéristiques de cette décharge par mesures électriques, optiques et spectroscopiques. L'écoulement induit par cet actionneur a été caractérisé avec une sonde de pression d'arrêt en verre et le système P.I.V. Ces mesures ont été corrélées avec les calculs de puissance de la décharge et ont montré l'influence de paramètres géométriques de l'actionneur sur l'écoulement induit.

Des actionneurs constitués de multiples DBD élémentaires successives ont été utilisés pour agir sur une couche limite développée sur une plaque plane de 1 m de long. Suivant la position de l'actionneur, la couche limite laminaire a été modifiée pour des tensions appliquées modérées, déclenchant la transition laminaire-turbulente. La couche limite turbulente a été affectée pour de plus fortes tensions.

## 3.2 Propriétés de la décharge

### 3.2.1 Configuration de l'actionneur

Les Décharges à Barrière Diélectrique surfaciques étudiées pour le contrôle aérodynamique consistent en deux électrodes métalliques placées de part et d'autre d'un matériau diélectrique. L'anode est reliée à une alimentation haute tension alternative et la cathode est reliée à la masse, comme décrit dans la figure 3.1.

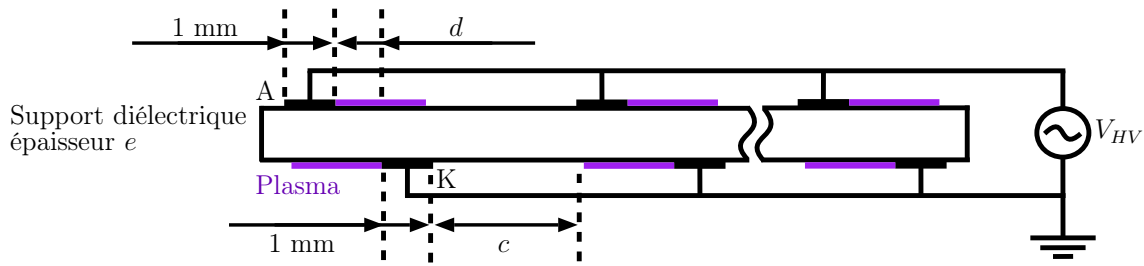


FIG. 3.1 – Schéma de principe d'une Décharge à Barrière Diélectrique

L'actionneur illustré ci-dessus est réalisé avec une plaque de circuit imprimé sur laquelle sont gravées les électrodes, et de dimensions  $160 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ . Deux épaisseurs  $e$  (0,8 mm et 1,6 mm) ainsi que deux matériaux (époxy et Téflon) de diélectrique ont été comparés. Les électrodes sont des bandes de cuivre de 100 mm de long, 1 mm de large et  $35 \mu\text{m}$  d'épaisseur.

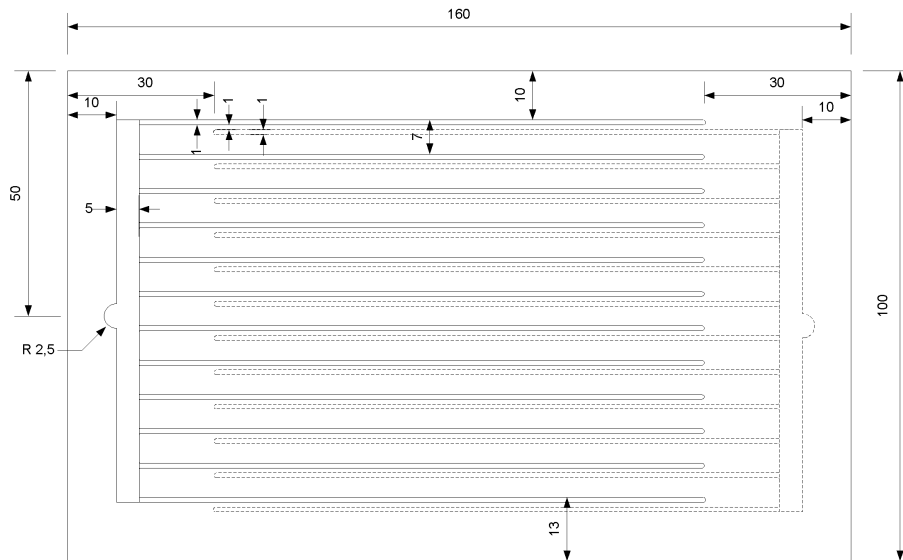


FIG. 3.2 – Schéma de l'actionneur d'épaisseur 0,8 mm avec un espacement entre paires d'électrodes de 4 mm

Une DBD "élémentaire" est établie entre un couple de deux électrodes placées chacune sur une face du support et séparées l'une de l'autre par un espacement  $d$  de 1 mm.

Les travaux de BinJie Dong sur un seul couple d'électrodes, puis sur plusieurs couples placés successivement, ont montré qu'un actionneur constitué de multiples DBD élémentaires, toutes établies en même temps, permet d'obtenir une vitesse de vent ionique induit plus importante (sans écoulement extérieur). Deux espacements  $c$  entre chaque DBD élémentaire ont été étudiés : 4 et 8 mm. En considérant la taille fixe de la plaque diélectrique à notre disposition, le nombre de couples  $y$  étant gravés dépend de la distance entre les couples : ainsi l'actionneur possède 7 couples dans le cas d'un espacement de 8 mm, et 12 couples pour 4 mm. La figure 3.2 représente le schéma d'un actionneur avec 12 couples, les électrodes en pointillées étant les électrodes sous la plaque. La photographie de la figure 3.3 est un exemple d'actionneur avec de multiples DBD activées.

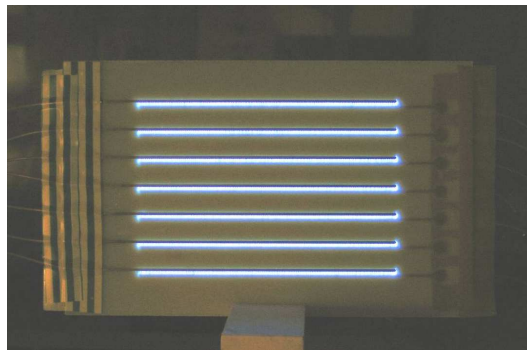


FIG. 3.3 – Photographie de l'actionneur constitué de multiples DBD établies sur une plaque avec 7 couples

Les électrodes positionnées sur le côté supérieur de la plaque diélectrique sont reliées toutes simultanément à une alimentation haute tension décrite en figure 3.4. Un amplificateur CROWN®(Xs 1200, 0,022-22 kHz, 2,3 kW) amplifie le signal sinusoïdal délivré par un générateur de fonction. Une tension sinusoïdale d'une amplitude de 20 kV (c'est-à-dire 40 kV crête à crête) est obtenue avec un transformateur haute tension (90 V / 20 kV, jusqu'à 20 kHz). Durant ces essais, nous avons étudié l'actionneur pour des tensions sinusoïdales d'amplitude crête à crête de 22 kV, soit  $\pm 11$  kV d'amplitude, pour une gamme de fréquence de 0.3 kHz - 6 kHz. La tension de sortie de l'alimentation est

mesurée avec une sonde haute tension Tektronix P60115A, reliée à un oscilloscope digital rapide LeCroy WaveSurfer 454.

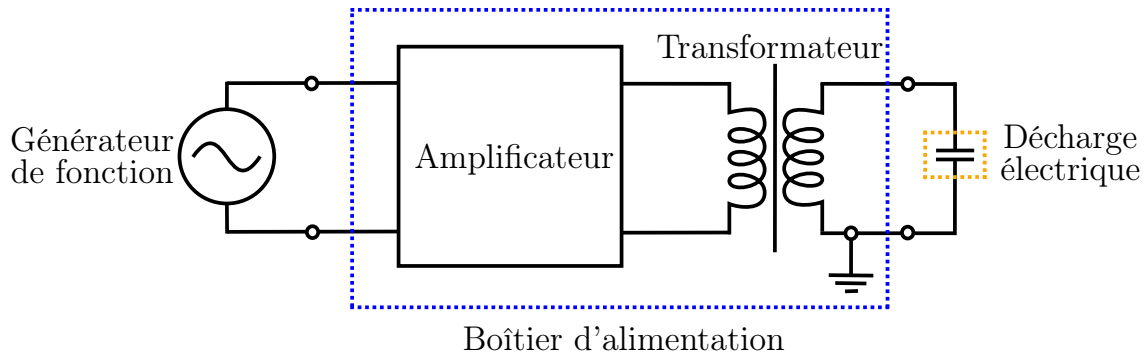


FIG. 3.4 – Schéma de l'alimentation sinusoïdale alimentant les DBD surfaciques

### 3.2.2 Mesures électriques

L'ensemble des mesures électriques sur les décharges DBD de l'actionneur a été réalisé en collaboration avec BinJie Dong, doctorant au GREMI. Ces mesures permettent de caractériser l'influence des différents paramètres (électriques et géométriques) sur la décharge, et donc sur l'écoulement induit.

#### Mesures du courant de décharge

En appliquant une tension sinusoïdale aux anodes, les multiples DBD élémentaires s'établissent de chaque côté de l'isolant diélectrique. Le courant de décharge a été mesuré avec une résistance de  $1\text{ k}\Omega$ . La figure 3.5 montre par exemple l'évolution temporelle du courant de décharge pour une haute tension sinusoïdale d'amplitude crête à crête  $12\text{ kV}$  (notée ici  $\pm 6\text{ kV}$ ) et de fréquence  $1\text{ kHz}$ .

Ce signal de courant est composé de deux composantes :

- une composante sinusoïdale qui est due à l'effet capacitif de la plaque diélectrique,
- des signaux pulsés avec une amplitude maximale de  $30\text{ mA}$ .

Comme dans le cas de la décharge couronne, ces impulsions sont une succession de micro-décharges dans l'espace inter-électrode. La durée de chaque impulsion est très

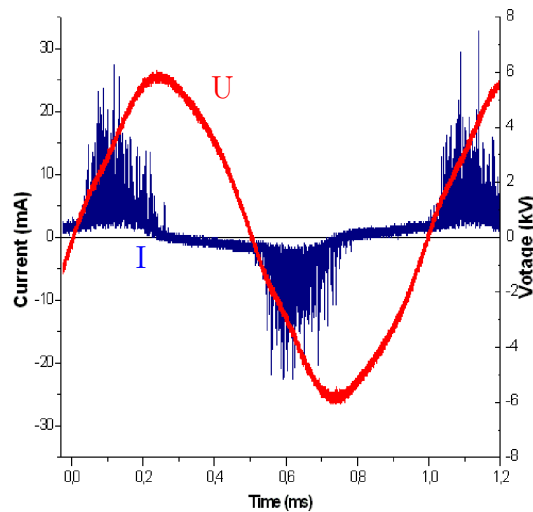


FIG. 3.5 – Haute tension sinusoïdale appliquée et signal du courant de décharge, pour  $\pm 6$  kV et 1 kHz

courte, de l'ordre de la micro-seconde. Elles n'ont lieu que lors des phases vers l'extremum de chaque alternance du signal appliqué aux anodes. De plus, pour chaque inversion du signal, le signe des pics de courant s'inverse. Labergue (2005, p. 68) a montré que les impulsions positives sont majoritairement dues au plasma établi sur la face supérieure du diélectrique (côté haute tension), les impulsions négatives étant quant à elles dues au plasma sur la face inférieure (côté masse).

### Puissance consommée par la décharge

La puissance consommée par une décharge électrique pour une période peut être calculée avec la méthode utilisant la figure de Lissajous, représentant l'évolution de la charge transférée par la décharge en fonction de l'amplitude de la tension. Pour cela, les anodes sont reliées en série à un condensateur de capacité  $C = 50$  nF. La figure 3.6 montre une figure de Lissajous typique, pour un signal appliqué de  $\pm 6$  kV et une fréquence de 2 kHz. L'énergie consommée par la décharge durant une période est la surface délimitée par la courbe.

La capacité du condensateur est de 50 nF, ce qui est au moins une centaine de fois supérieure à la capacité équivalente de l'actionneur. Ainsi la tension aux bornes du

condensateur, notée  $v_C$ , est très petite comparée à la haute tension appliquée aux électrodes sur l'actionneur, notée  $v_{HT}$ . La puissance instantanée consommée par la décharge est donnée par la relation 3.1 :

$$p(t) = v_{HT}(t) \times C \frac{dv_C}{dt} \quad (3.1)$$

En intégrant sur une période, la puissance moyenne de la décharge  $P$  est donnée par la relation 3.2 :

$$P = \frac{1}{T} \int_T p(t) dt = f \int_T v_{HT}(t) dq_C \quad (3.2)$$

où  $f$  est la fréquence du signal sinusoïdal.

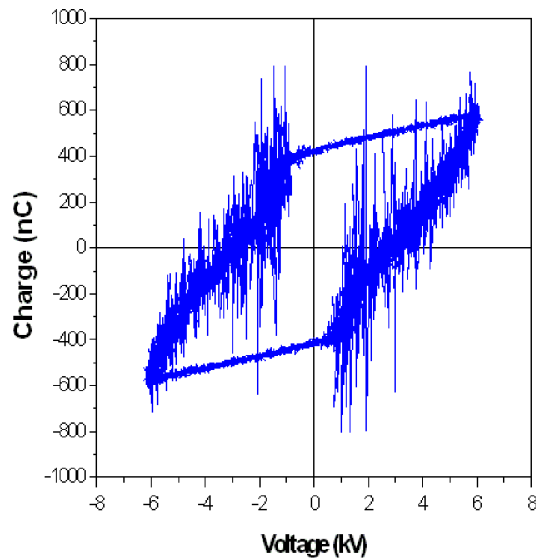


FIG. 3.6 – Courbe de Lissajous (charge en fonction de la tension) pour  $\pm 6$  kV et 2 kHz

La puissance consommée par période est calculée par cette relation 3.2. Les DBD que nous étudions présentent deux décharges par période. L'énergie calculée est la somme de ces deux décharges et il est impossible de savoir si la même énergie est consommée lors des alternances positives et négatives.

Avec ces relations, la puissance a été déterminée pour différentes amplitudes de tension et différentes fréquences, dans le cas d'un actionneur à 7 DBD élémentaires. La figure 3.7 compare la puissance active pour les deux épaisseurs de 0,8 mm et 1,6 mm, pour une fréquence donnée de 2 kHz. Ces courbes montrent que la puissance active consommée par la décharge est plus importante lorsque l'épaisseur du diélectrique est plus faible. En effet, pour une même tension appliquée, le champ électrique généré par la différence de potentiel entre les deux électrodes est plus intense quand le diélectrique est plus fin. Le phénomène d'ionisation est donc plus important et implique une puissance active consommée par le plasma plus importante.

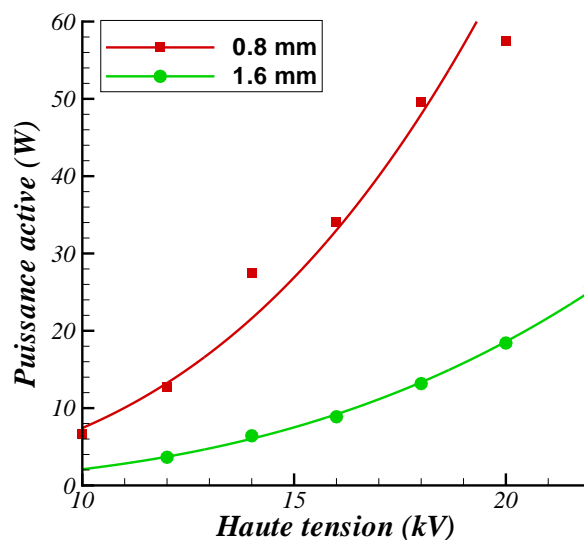


FIG. 3.7 – Évolution de la puissance active en fonction de la tension appliquée pour deux épaisseurs de diélectrique, pour une fréquence donnée de 2 kHz

La figure 3.8 montre l'évolution de la puissance active pour une épaisseur de diélectrique de 0,8 mm. La puissance consommée augmente avec la tension appliquée et avec la fréquence du signal.

A partir de ces courbes expérimentales, nous avons déduit la formule empirique



ci-après :

$$P = A \times f \times (V_{HT} - V_0)^2 \quad (3.3)$$

avec :

- $A$  une constante en  $W/Hz.V^2$
- $V_{HT}$  la haute tension appliquée aux électrodes (V)
- $V_0$  la tension seuil d'amorçage de la décharge (V)

Cette relation ne suit pas la loi en  $V^{7/2}$  déduite par Enloe et al. (2004a), mais corrobore celle proposée par Pons et al. (2005) avec une évolution de la puissance en fonction du carré de la tension.

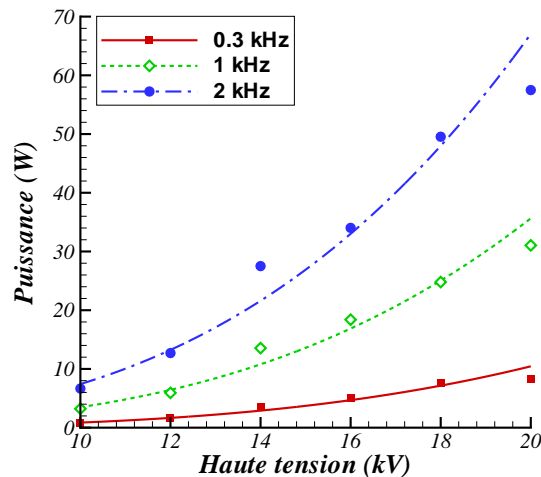


FIG. 3.8 – Évolution de la puissance active en fonction de la tension appliquée pour trois fréquences, pour une épaisseur de 0,8 mm

La valeur de la constante  $A$  est de  $0,14 \times 10^{-9}$  pour une épaisseur de diélectrique de 0,8 mm, et  $0,054 \times 10^{-9}$  pour 1,6 mm. La valeur de la tension d'amorçage  $V_0$  est déterminée expérimentalement et dépend de l'épaisseur du diélectrique : 5,4 kV pour 0,8 mm et 6,5 kV pour 1,6 mm. Les courbes de puissance et la relation 3.3 montrent que la puissance consommée augmente avec la tension et la fréquence, générant ainsi un plasma plus ionisé. La vitesse de l'écoulement induit doit être alors plus grande, ce qui est montré dans la partie suivante 3.3.

### 3.3 Mesures du vent ionique induit par la DBD

Les multiples DBD établies induisent chacune un écoulement. Le mouvement des ions dans le plasma se fait toujours de l'électrode physique (sur le dessus de la plaque isolante) vers l'électrode virtuelle (sous la plaque). Nous supposons que lors de l'alternance positive, principalement des ions positifs sont créés et se déplacent vers l'électrode "virtuelle", et lors de l'alternance négative les ions négatifs produits se déplacent également vers l'électrode virtuelle. Le même montage expérimental que la partie 2.4 a été utilisé lors de ces essais sur l'écoulement induit par l'actionneur DBD, pour différentes tensions et fréquences du signal appliqué.

#### 3.3.1 Influences de l'amplitude et de la fréquence de l'alimentation

La vitesse du vent ionique induit a été mesurée pour différentes amplitudes et différentes fréquences de la tension appliquée sur l'actionneur avec 15 DBD élémentaires (4 mm entre chaque). La sonde de pression en verre est placée 1 mm derrière le dernier couple d'électrodes. La figure 3.9 montre les courbes obtenues et les vitesses maximales  $U_p$  de l'écoulement induit sont relevées dans le tableau 3.1.

Pour une fréquence donnée, la vitesse de l'écoulement induit augmente avec l'amplitude de tension du signal sinusoïdal. En effet, le phénomène d'ionisation est plus important, donc plus d'ions sont mis en mouvement et les transferts de quantité de mouvement avec les molécules neutres sont plus importants. L'écoulement induit est plus rapide.

TAB. 3.1 – Vitesse maximale de l'écoulement induit par l'actionneur, 15 couples d'électrodes, 1 mm derrière le dernier couple d'électrodes

$\pm 8 \text{ kV}$	$U_p \text{ (m/s)}$
0.5 kHz	1.48
1 kHz	2.38
2 kHz	3.06

1 kHz	$U_p \text{ (m/s)}$
$\pm 6 \text{ kV}$	1.53
$\pm 8 \text{ kV}$	2.38
$\pm 10 \text{ kV}$	2.95
$\pm 12 \text{ kV}$	3.25

Pour une amplitude donnée, la vitesse de l'écoulement induit est plus importante lorsque la fréquence de la tension augmente. La fréquence du signal étant plus élevée, les micro-décharges observées en figure 3.5 s'établissent sur un temps plus court mais sont aussi plus nombreuses. Le flux d'ions est donc plus important et le taux de transfert de quantité de mouvement est augmenté sur ce court laps de temps.

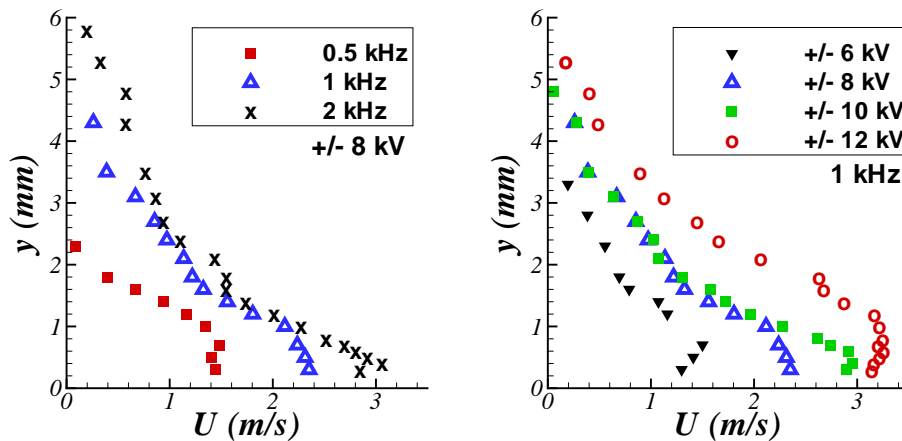


FIG. 3.9 – Comparaison des profils de vitesse de l'écoulement induit, 1 mm derrière le dernier couple d'électrodes, (a) pour différentes fréquences et une amplitude de  $\pm 8$  kV et (b) pour différentes amplitudes et une fréquence de 1 kHz

Ainsi pour obtenir la vitesse d'écoulement induit la plus élevée possible pour cet actionneur, la fréquence et la tension doivent être les plus élevées possibles.

### 3.3.2 Influence du diélectrique

En réalisant des mesures de vitesse en une même position (1 mm derrière le dernier couple d'électrodes), les influences du matériau utilisé puis de l'épaisseur du diélectrique ont été étudiées (12 paires d'électrodes, 4 mm entre chaque couple).

#### Influence du matériau

Les matériaux comparés sont de type-Téflon et de l'époxy. Les deux actionneurs ont la même épaisseur de 0,8 mm. Les mesures de vitesse sont données dans la courbe 3.10 en

fonction de l'amplitude de tension appliquée, avec une fréquence de 1 kHz.

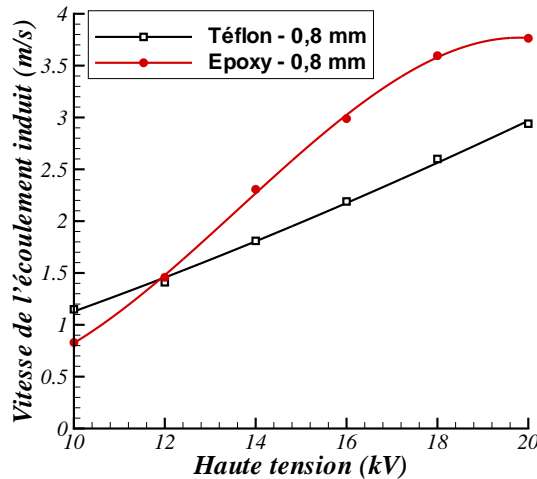


FIG. 3.10 – Comparaison de la vitesse de l'écoulement induit en fonction de la tension appliquée, pour un diélectrique en Téflon et en époxy

L'écoulement induit pour l'époxy est nettement plus rapide qu'avec un diélectrique en Téflon, pour une même tension donnée. Par exemple, pour une amplitude de tension crête à crête de 20 kV ( $\pm 10$  kV), la vitesse obtenue avec de l'époxy est de 3,8 m/s tandis qu'elle est de 2,9 m/s avec du Téflon. Il faut donc une tension plus importante pour obtenir dans les deux cas la même ionisation du plasma, et donc la même vitesse induite. Cependant, l'avantage d'un diélectrique en Téflon est qu'il se dégrade beaucoup plus lentement que l'époxy sous effet du plasma.

### Effet de l'épaisseur

Les épaisseurs de 0,8 et 1,6 mm ont été comparées, pour différentes amplitudes de la tension et à une fréquence donnée (1 kHz). La figure 3.11 montre que, pour une tension donnée, la vitesse est beaucoup plus importante pour l'épaisseur de diélectrique la plus fine. Ceci confirme les résultats de Forte et al. (2007). Le plasma est plus intense avec une épaisseur d'isolant plus faible et a une puissance active plus importante.

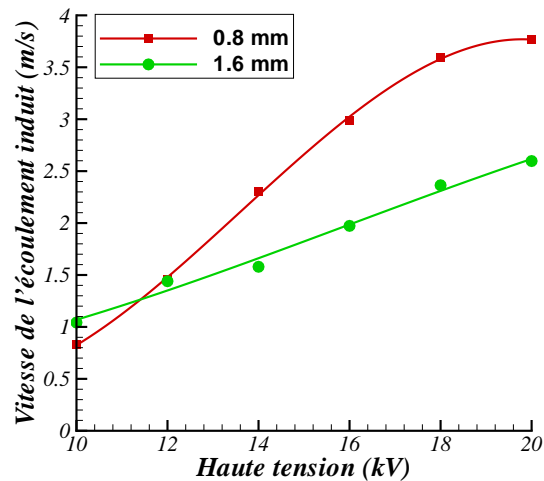


FIG. 3.11 – Comparaison de la vitesse de l'écoulement induit en fonction de la tension appliquée, pour deux épaisseurs de diélectrique en époxy (0.8 mm et 1.6 mm)

Cependant l'actionneur plus épais a un meilleur rendement énergétique. En effet, pour une puissance active donnée, la vitesse de l'écoulement induit est plus élevée dans le cas d'un diélectrique d'épaisseur 1,6 mm (figure 3.12). Or pour une puissance donnée, une plus haute tension est nécessaire dans le cas d'un diélectrique plus épais.

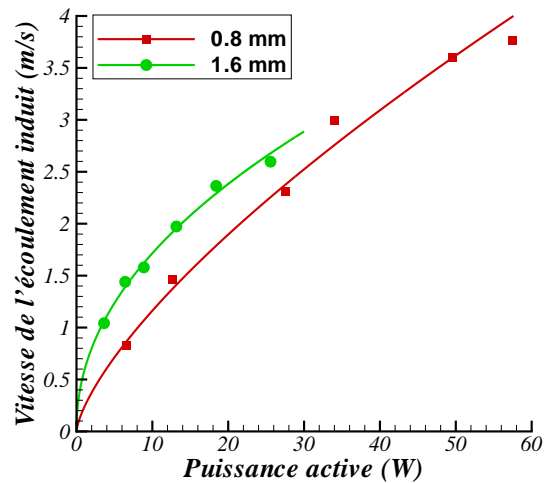


FIG. 3.12 – Comparaison de la vitesse de l'écoulement induit en fonction de la puissance active, pour deux épaisseurs de diélectrique (0.8 mm et 1.6 mm)

### 3.3.3 Influence de l'espace entre les couples d'électrodes

Deux distances entre DBD élémentaires ont été étudiées sur des actionneurs d'épaisseur 0,8 mm. Les couples d'électrodes des actionneurs comparés ont des espacements  $c$  de 4 mm (12 électrodes) et de 8 mm (7 électrodes). La vitesse de l'écoulement induit est mesurée par la sonde de pression en verre le long de l'actionneur, à hauteur constante. La première position  $x = 0$  est le début de la première électrode de l'actionneur et la hauteur est constante  $y = 0,65$  mm (en tenant compte du diamètre d'ouverture de la sonde). La figure 3.13 montre la comparaison des relevés longitudinaux de vitesse pour les deux actionneurs.

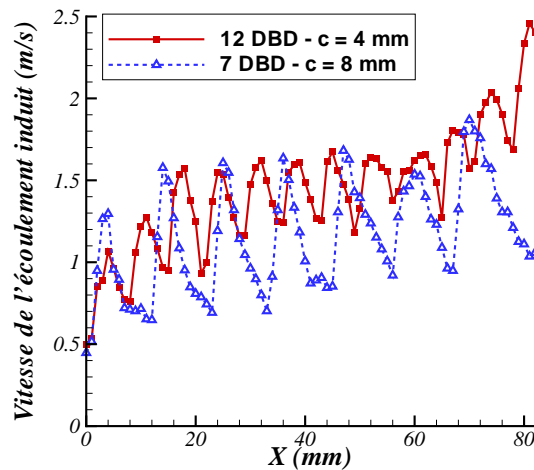


FIG. 3.13 – Comparaison de l'évolution de la vitesse de l'écoulement induit (m/s) sur l'actionneur DBD ( $\pm 5$  kV, 1 kHz) pour deux espacements de paires d'électrodes, sur le côté Haute Tension

Ces mesures montrent l'augmentation de la vitesse dès le début de chaque passage d'une DBD, avec un maximum atteint généralement 1 mm derrière la cathode. La vitesse décroît entre deux couples d'électrodes puisqu'il n'y a aucune DBD et donc pas d'entraînement des molécules neutres. Plus l'écart entre les couples d'électrodes est restreint, plus la vitesse de l'écoulement induit augmente. Ainsi les vitesses obtenues avec un espacement de 4 mm sont globalement toujours supérieures à celles avec 8 mm.

Cependant les maxima de vitesse sur le milieu de l'actionneur ne sont pas plus élevés pour l'espacement le plus réduit, et dans les deux cas ont tendance à stagner. La vitesse maximale obtenue derrière le dernier couple d'électrodes pour chaque actionneur montre que la plus forte valeur est obtenue pour l'espacement le plus faible (2,5 m/s contre 1,8 m/s).

Ces mesures montrent l'intérêt de réduire l'espacement entre les paires d'électrodes pour obtenir un effet plus important sur l'écoulement induit. Cependant cet espace ne peut pas être réduit indéfiniment, puisqu'il faut éviter qu'une décharge s'active entre l'anode d'un couple et la cathode du couple précédent.

### 3.3.4 Comparaisons entre côtés haute tension et masse

Pour les deux actionneurs avec des espacements de 4 mm et 8 mm, diélectrique d'épaisseur 0,8 mm, l'écoulement induit sur le côté où sont gravées les anodes ("côté haute tension") a été comparé à celui induit sur le côté des cathodes ("côté masse"). Nous montrons la vitesse induite mesurée longitudinalement sur ces deux faces sur la figure 3.14.

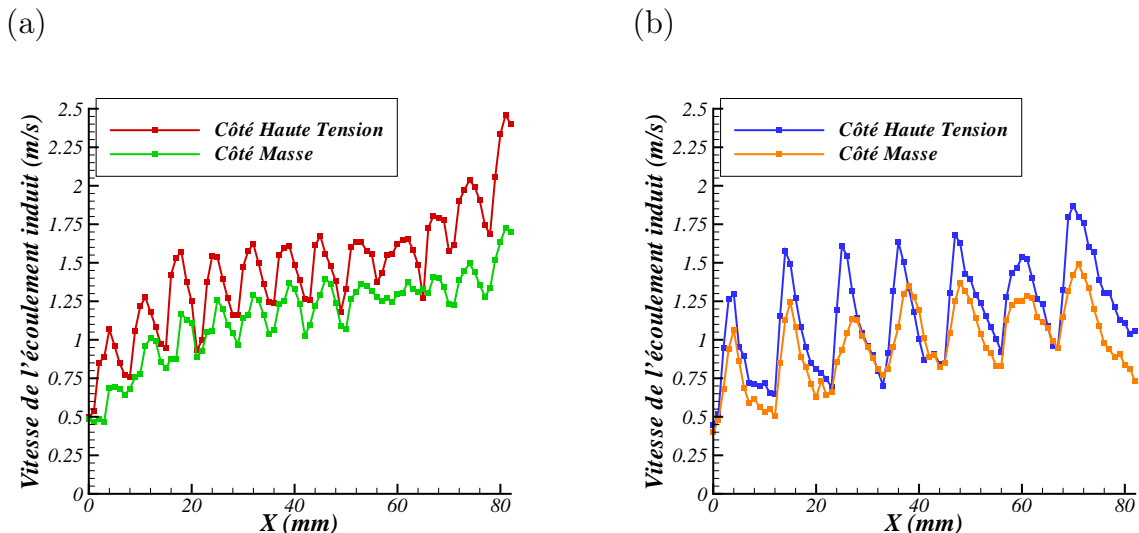


FIG. 3.14 – Comparaisons de l'évolution de la vitesse de l'écoulement induit (m/s) sur l'actionneur DBD ( $\pm 5$  kV, 1 kHz) entre les côtés Haute Tension et Masse, pour un espacement de paires d'électrodes (a) de 4 mm et (b) de 8 mm

La vitesse de l'écoulement induit est plus faible sur le côté masse que sur le côté haute tension, quels que soient la position de la sonde sur l'actionneur et l'espacement entre les couples d'électrodes. Cette différence a été également notée par Pons et al. (2005) sur des relevés de profils derrière un couple unique d'électrodes. Cependant nous ne pouvons découpler l'injection de puissance de chaque face par la méthode de calcul utilisée précédemment. La différence de vitesse mesurée entre les deux côtés peut provenir d'une ionisation différente du plasma.

### 3.3.5 Topologie de l'écoulement induit par l'actionneur

Les mesures avec la P.I.V. montrent la topologie de l'écoulement induit par l'actionneur électroaérodynamique.

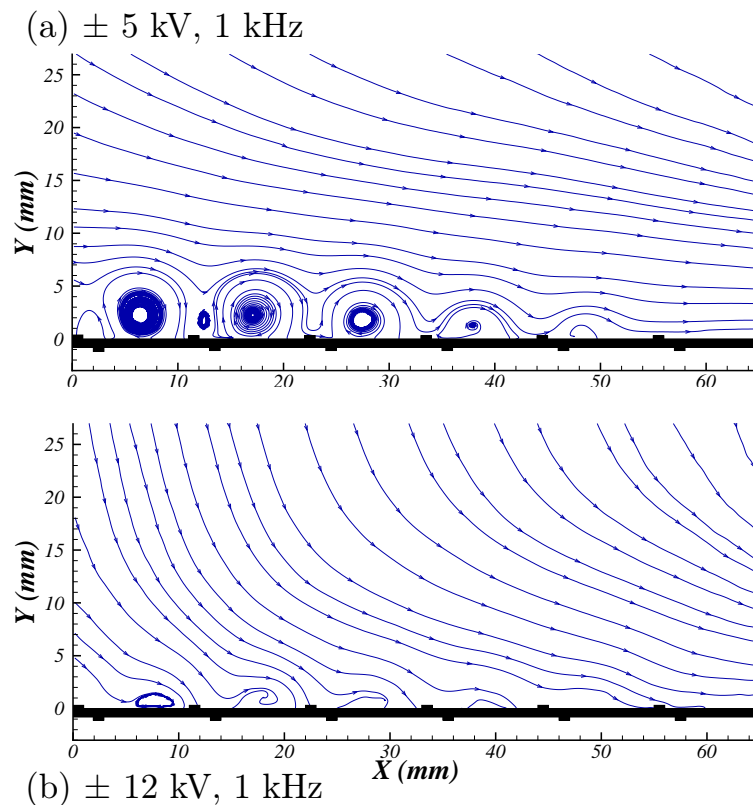


FIG. 3.15 – Lignes de courant de l'écoulement induit par l'actionneur à multiples DBD (7 paires d'électrodes, diélectrique en époxy d'épaisseur 0,8 mm) pour (a)  $\pm 5$  kV et 1 kHz, et (b)  $\pm 12$  kV et 1 kHz



Les essais sont réalisés sur le côté haute tension d'un actionneur constitué de 7 paires d'électrodes sur une plaque diélectrique en époxy d'épaisseur 0,8 mm. Les fenêtres de mesure montrent l'écoulement entre la deuxième et la septième paire d'électrodes. L'actionneur est testé pour différentes amplitudes et fréquences de la tension appliquée aux électrodes. L'actionneur DBD est placé dans l'enceinte close et transparente présentée précédemment pour l'étude sur la décharge couronne (partie 2.4.1) afin d'éviter les turbulences extérieures. La figure 3.15 représente les champs de vitesse moyens et les lignes de courant de l'écoulement induit pour une même fréquence de 1 kHz et deux tensions d'amplitudes  $\pm 5$  et  $\pm 12$  kV. Les électrodes ne sont pas représentées à l'échelle, mais sont à leur position exacte sur la plaque.

Les lignes de courant de l'écoulement induit montrent la présence de tourbillons dans l'espace entre deux paires d'électrodes. La position et le sens de rotation de ces tourbillons indiquent la manière dont les molécules neutres du gaz sont mises en mouvement.

Les ions générés par la différence de potentiel d'une DBD se déplacent en accélérant de l'anode vers la cathode "virtuelle". Ce mouvement est très proche de la surface de l'actionneur (la zone ionisée ayant une épaisseur inférieure à 50  $\mu\text{m}$ , Boeuf et al. (2007)), ainsi des molécules neutres du gaz sont mises en mouvement par transfert de quantité de mouvement et sont fortement accélérées à proximité du plasma. L'écoulement induit vient d'au-dessus de la plaque, puis descend vers l'anode. Lorsque la cathode est passée, il n'y a plus de plasma ni d'ions pour continuer à accélérer l'écoulement. La vitesse proche de la paroi diminue alors fortement par frottement pariétal.

La même topologie d'écoulement est induite par la DBD suivante. L'écoulement induit est alors entraîné vers la paroi par l'inertie due à la DBD suivante. Ceci permet d'expliquer la formation d'un tourbillon entre ces deux DBD (figure 3.16).

De plus, une partie de l'écoulement induit par la première DBD est accélérée par la seconde DBD. Ainsi la vitesse induite est plus élevée après le passage de la seconde

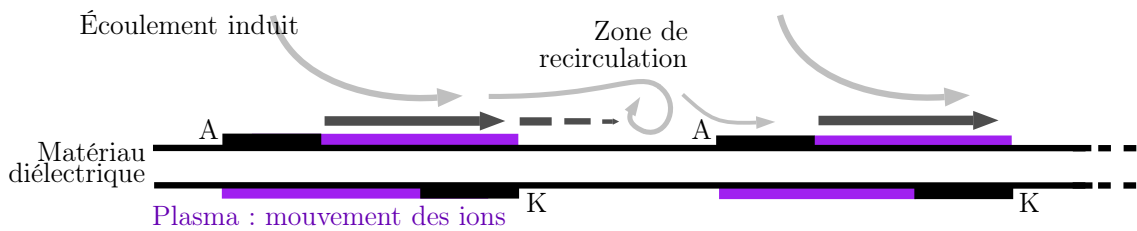


FIG. 3.16 – Représentation schématique du modèle d'écoulement induit par l'actionneur à multiples décharges à barrière diélectrique surfacique

DBD par rapport à la DBD précédente, et la taille des tourbillons diminue le long de l'actionneur. Comme un plasma plus ionisé induit un écoulement plus rapide, la taille des tourbillons est également réduite. Ainsi leur taille pour  $\pm 12$  kV est plus petite que pour  $\pm 5$  kV.

### 3.3.6 Conclusions sur les mesures de l'écoulement induit

L'écoulement induit par l'actionneur EHD constitué de multiples DBD dépend fortement des paramètres géométriques et électriques de l'actionneur. Les mesures sur cet écoulement induit ont montré qu'il est plus intéressant d'utiliser le côté haute tension de l'actionneur, avec le minimum d'espace entre les couples d'électrodes, pour une tension et une fréquence élevées.

Cependant le signal délivré à l'actionneur est limité par l'alimentation utilisée. En effet, la tension et la fréquence du signal que nous pouvons appliquer dépendent du nombre et de la longueur des électrodes, de l'épaisseur du diélectrique. Plus la tension du signal délivré sera élevée, moins la fréquence pouvant être utilisée sera forte. Pour un même signal, le plasma sera moins intense quand on augmente les dimensions de l'actionneur (diminution de la puissance active par unité de surface). Ainsi par exemple, la vitesse de l'écoulement induit augmente quand on augmente le nombre de couples d'électrodes, mais la tension maximale pouvant être délivrée diminue dans ce cas : le plasma établi pour chaque couple est donc moins intense, et finalement pour un certain nombre de couples l'écoulement sera moins rapide qu'avec un nombre d'électrodes plus réduit. Un compromis

doit donc être trouvé pour chaque configuration de l'actionneur.

Finalement, pour la suite des essais avec l'actionneur DBD, les paramètres électriques sont définis pour chaque configuration géométrique utilisée, elle-même définie selon les caractéristiques de l'essai et de l'objectif d'utilisation de l'actionneur. Ainsi l'épaisseur du diélectrique, le nombre d'électrodes, la longueur des électrodes sont définis afin de répondre au mieux aux besoins de l'essai, en appliquant l'amplitude et la fréquence les plus élevées possibles.

## 3.4 Effets sur le développement d'une couche limite de plaque plane

Les effets d'un actionneur avec de multiples DBD sur les profils de vitesse laminaires et turbulents et sur la transition laminaire-turbulente ont été étudiés pour différentes positions d'action de la décharge. Cette campagne d'essais a été menée avec l'aide de Vincent Boucinha, doctorant 1ère année au L.M.E., tandis que les actionneurs ont été réalisés par BinJie Dong.

### 3.4.1 Montage expérimental

#### La plaque plane et les actionneurs

La plaque plane utilisée lors de ces essais est placée dans un montage bidimensionnel. Les fixations des différents éléments sont des vis en matériau isolé électriquement (Nylon®) afin d'éviter d'éventuels arcs électriques. La plaque plane est constituée de quatre parties représentées dans les figures 3.17 et 3.18 :

- le bord d'attaque est l'avant d'un profil NACA 0015, de 0 à 30% de corde (longueur de 60 mm, pour une épaisseur maximale de 30 mm). Ce profil ne présente pas de bulbe au bord d'attaque à une incidence de  $0^\circ$ , pour les vitesses étudiées.
- le bord de fuite est l'arrière d'un profil NACA 0015, de 30% à 100% de corde

(longueur de 140 mm, pour une épaisseur maximale de 30 mm).

- deux montants longitudinaux de 1 m de long et de 30 mm d'épaisseur. Deux rainures de 5 mm de large et 16 mm de profondeur ont été usinées sur toute la longueur afin de placer l'actionneur.

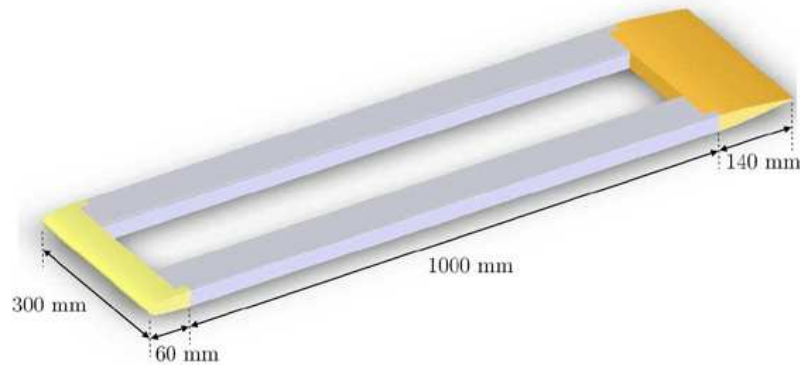


FIG. 3.17 – Schéma de la plaque plane (sans actionneur)

- le support constitué de multiples actionneurs. Il mesure 900 mm de long (les 100 mm restant ayant été comblés par une plaque en epoxy de même épaisseur), 155 mm de large et 0,8 mm d'épaisseur. Les électrodes de 1 mm de large sont placées de chaque côté du matériau diélectrique en époxy (figure 3.18). La distance inter-électrodes d'un même couple est de 1 mm, la distance entre deux couples est de 4 mm. Les DBD élémentaires sont regroupés par groupes de 15, la distance entre chaque groupe étant de 15 mm. Toutes les DBD d'un même groupe sont amorcées simultanément, et plusieurs groupes peuvent éventuellement être amorcés ensemble. Un groupement de 15 DBD élémentaires constitue donc un actionneur. Le support est collé sur une feuille de Kapton® afin d'inhiber la décharge du côté masse, puis sur une plaque de PVC de 15 mm d'épaisseur pour assurer la rigidité de la plaque.

Les DBD sont reliées à l'alimentation sinusoïdale présentée en figure 3.4. Les actionneurs sont orientés de façon à générer un écoulement induit dans la même direction que

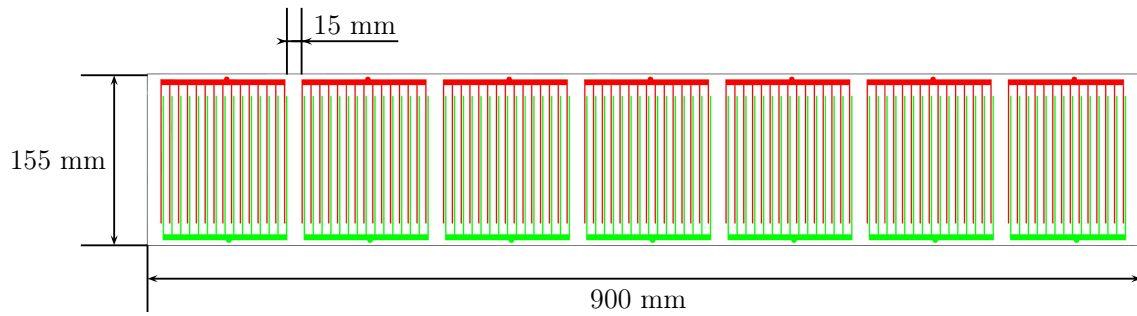


FIG. 3.18 – Schéma des électrodes sur l'actionneur (les pistes en rouge et vert sont sur des côtés différents)

l'écoulement principal. Les actionneurs sont amorcés selon l'effet souhaité, sur les profils de vitesse laminaires, turbulents ou sur la position de la transition.

Les jonctions entre ces quatre éléments ont été comblées avec de l'enduit, puis poncées soigneusement afin d'éviter toute discontinuité sur la plaque plane. L'épaisseur de chaque électrode est de  $35 \mu\text{m}$ , mais cette rugosité ne modifie pas les propriétés de la couche limite se développant sur notre plaque plane (Schlichting (1968)).

Les abscisses curvilignes  $s$  ont été utilisées pour déterminer les positions des mesures selon l'axe horizontal  $s$  sur la plaque plane, afin de prendre en compte la courbure du bord d'attaque.

### Systemes de mesure

La plaque plane équipée des actionneurs est installée dans la soufflerie subsonique 0-50 m/s (figure 3.19), de section d'essais  $50 \text{ cm} \times 50 \text{ cm}$ , présentée dans la partie 2.5.1.

La vitesse est mesurée par une sonde de pression constituée de deux parties. La pression d'arrêt est relevée avec une sonde en verre de 20 cm de long et d'ouverture 0,6 mm. Elle est montée sur un support (tube creux en aluminium) de longueur 25 cm. La pression statique est mesurée avec une sonde en cuivre percée d'ouvertures perpendiculaires à l'écoulement. Elle est fixée sur le support, 10 cm au-dessus de l'ouverture de la sonde en verre. Ce système sonde en verre - statique en cuivre est relié à une sonde de pression différentielle Druck<sup>TM</sup> LPM 9381 permettant de déduire la vitesse. Ce système de mesure



FIG. 3.19 – Photographies du montage de la plaque plane dans la soufflerie subsonique

a été étalonné avec un tube de Pitot métallique classique.

Le système de mesure de vitesse est fixé à un système de déplacement bidimensionnel Isel® Automation LF 5 (précision du déplacement de  $\pm 0,02$  mm), pouvant se déplacer par pas de 0,1 mm sur une longueur de 1 090 mm selon l'axe horizontal et 790 mm selon l'axe vertical.

### Protocole de mesure

Le protocole de mesure au cours de ces essais consiste à relever les profils de vitesse en une position  $s$  donnée, sans action du plasma. Ensuite la mesure du profil de vitesse est réalisée à la même position  $s$ , mais avec activation de l'un des actionneurs. Cependant, en raison de l'inhibition du côté masse des actionneurs, la température de l'actionneur augmente (évolution de la température de l'actionneur en fonction de la durée d'activation des DBD sans écoulement extérieur sur la figure 3.20).

Ainsi un temps d'attente de 10 minutes est pris avant de mesurer le profil de vitesse à la position  $s$  suivante. Ceci a pour but de laisser refroidir l'actionneur et de s'assurer de mesurer uniquement l'effet du plasma sur la couche limite et non pas un effet thermique (décrit en partie bibliographique 1.2.1). Après chaque relevé réalisé sous l'influence d'un actionneur, un profil de vitesse sans plasma est mesuré et comparé au profil de la couche limite naturelle. Il n'a été constaté aucune différence entre ces deux profils sans plasma.

Durant ces essais, les profils de vitesse sont mesurés tous les 16 mm le long de

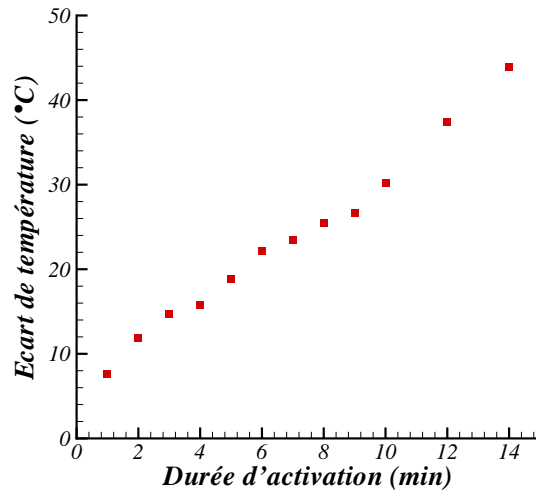


FIG. 3.20 – Évolution de la température de surface de l'actionneur en fonction de la durée d'utilisation

l'axe horizontal  $s$  jusqu'au quatrième actionneur puis tous les 50 mm ensuite. La hauteur maximale selon l'axe vertical  $y$  est de 20 mm.

Dans la veine d'essais, la température, la pression atmosphérique et l'humidité relative sont relevées pour chaque profil de vitesse, pour une détermination précise de la densité volumique de l'air  $\rho$  et de la viscosité dynamique  $\mu$ .

### 3.4.2 Résultats des effets de la décharge sur le développement d'une couche limite

#### Courbes et résultats

Les couches limites qui se développent naturellement le long de la plaque plane pour 15 et 22 m/s ont été modifiées par l'un des quatre premiers actionneurs (15 couples d'électrodes), avec une tension appliquée de  $\pm 8$  kV et une fréquence de 1 kHz. La position de ces actionneurs est présentée en figure 3.21. Les profils de vitesse moyenne, mesurés avec la sonde de pression en verre, ont été relevés sans et avec actionneur activé.

Les profils de vitesse en trois positions ( $s = 155, 187$  and  $427$  mm) pour ces deux vitesses d'écoulement, sans et avec le premier actionneur activé, sont représentés en figure 3.22. Chaque résultat présenté ici a été validé par comparaison avec les courbes théoriques

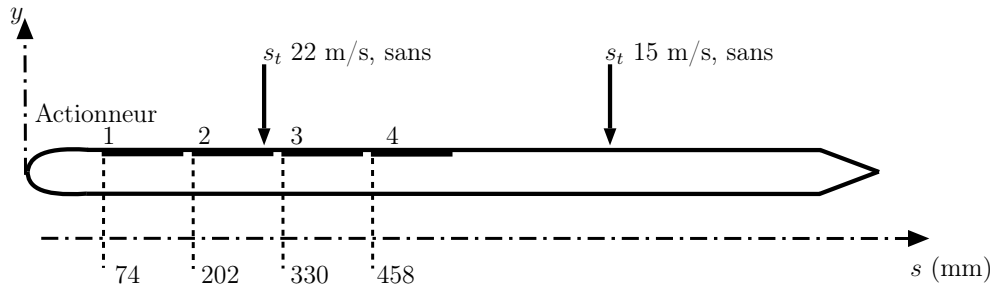


FIG. 3.21 – Schéma de la plaque plane avec les positions des quatre actionneurs utilisés et les points de transition pour 15 et 22 m/s

des profils de vitesse calculés avec les solutions analytiques classiques des équations de couche limite.

Ces courbes sont comparées aux solutions de l'équation de Falkner-Skan (couche limite laminaire) :

$$f''' + f f'' = 0 \quad (3.4)$$

et la solution turbulente de Prandtl :

$$\frac{u}{U_\infty} = \left( \frac{y}{\delta_{99}} \right)^{1/7} \quad (3.5)$$

En considérant les variables adimensionnées  $u^+$  et  $y^+$  définies par les relations :

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad \text{and} \quad y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad (3.6)$$

avec  $u$  la vitesse mesurée à la hauteur  $y$ , la vitesse de frottement  $u_\tau$  :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.7)$$

et le cisaillement à la paroi  $\tau_w$  :

$$\tau_w = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (3.8)$$

les lois de paroi sont tracées en échelle semi-logarithmique en figure 3.23, pour les deux vitesses d'écoulement et les trois positions précédentes. Ces courbes sont comparées à la loi logarithmique pour les écoulements turbulents (Schlichting (1968)) :

$$u^+ = 5.75 \log(y^+) + 5.5 \quad (3.9)$$



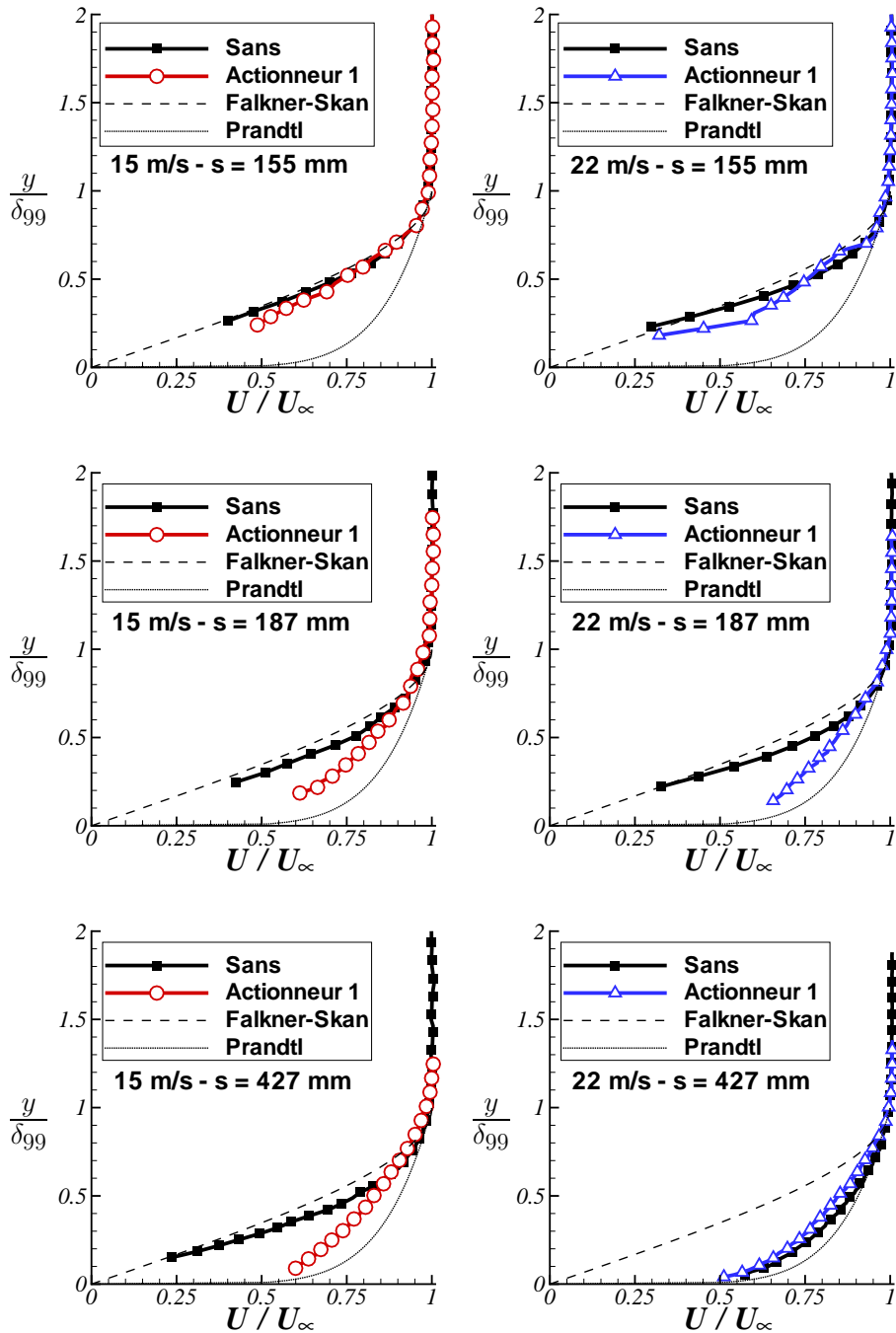


FIG. 3.22 – Profils de vitesse pour 15 et 22 m/s, sans et avec l'actionneur 1 activé ( $\pm 8$  kV, 1 kHz), en  $s = 155, 187$  et  $427$  mm

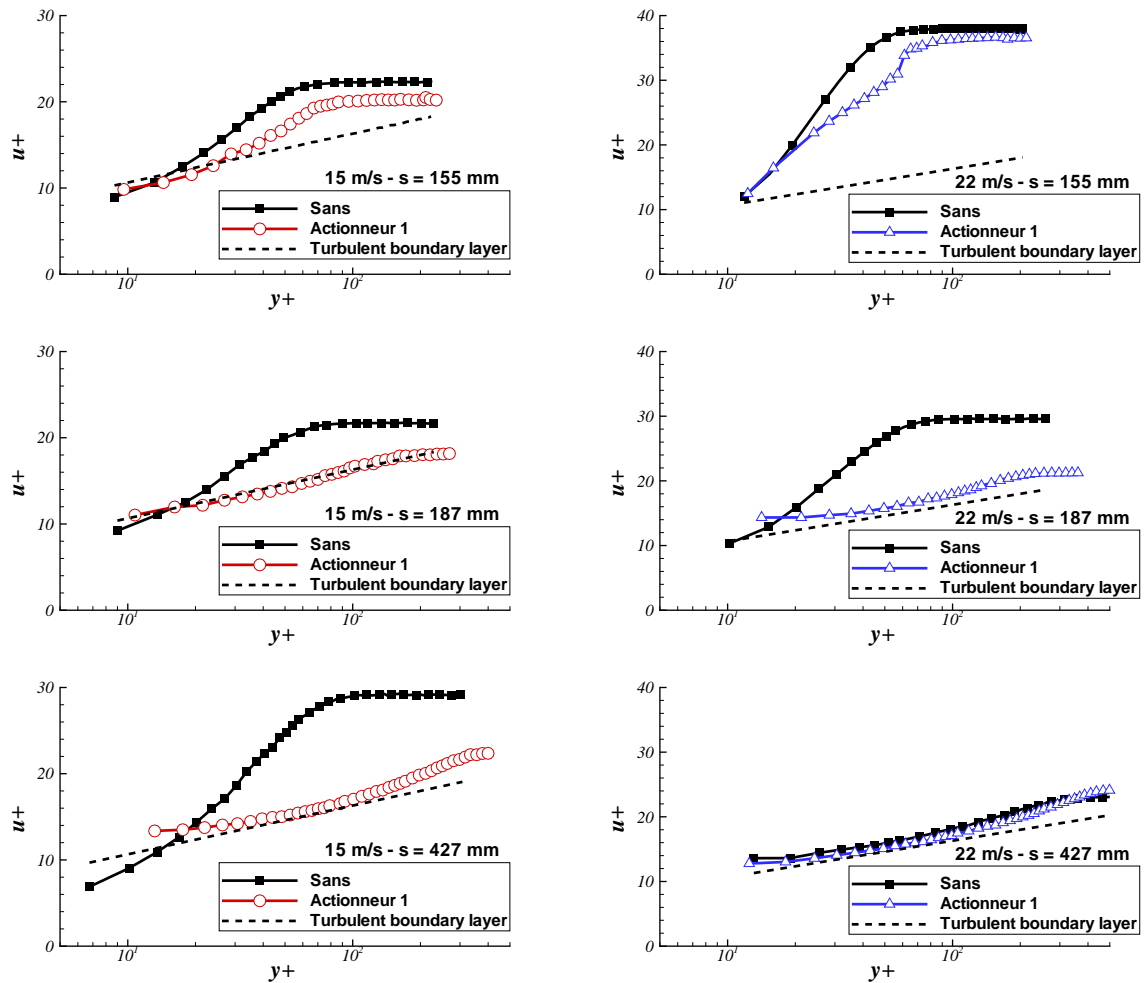


FIG. 3.23 – Évolution de la loi de paroi sur la plaque plane pour 15 et 22 m/s, sans et avec l'actionneur 1 activé ( $\pm 8$  kV, 1 kHz)

A partir de chaque profil de vitesse relevé, certaines grandeurs caractéristiques de couche limite ont pu être déterminées. L'épaisseur de couche limite  $\delta_{99}$ , l'épaisseur de déplacement  $\delta_1$  (relation 2.5), l'épaisseur de quantité de mouvement  $\delta_2$  (relation 2.5), le facteur de forme  $H$  et la traînée  $D$  (relation 2.3) sont tracés le long de la plaque plane sur les figures 3.24 à 3.28 respectivement, pour chaque cas d'action. Tous les actionneurs sont à  $\pm 8$  kV et 1 kHz. Les paramètres de la couche limite évoluant naturellement sont comparés à leur évolution laminaire théorique (Blasius), et les paramètres de la couche limite sous l'action de l'actionneur 1 sont comparés à l'évolution turbulente théorique (Prandtl) :

$$\begin{aligned}\delta_{99}(s) &= \frac{5s}{Re_s} \quad \text{pour les couches limites laminares (Blasius)} \\ \delta_{99}(s) &= \frac{0.37s}{Re_s^{1/5}} \quad \text{pour les couches limites turbulentes (Prandtl)}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\delta_1(s) &= \frac{1.7208s}{Re_s} \quad \text{pour les couches limites laminares (Blasius)} \\ \delta_1(s) &= \frac{0.046s}{Re_s^{1/5}} \quad \text{pour les couches limites turbulentes (Prandtl)}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\delta_2(s) &= \frac{0.664s}{Re_s} \quad \text{pour les couches limites laminares (Blasius)} \\ \delta_2(s) &= \frac{0.036s}{Re_s^{1/5}} \quad \text{pour les couches limites turbulentes (Prandtl)}\end{aligned}$$

avec  $Re_s$  le nombre de Reynolds déterminé en une abscisse curviligne  $s$ .

Le début de la zone turbulente de la couche limite  $s_t$  a été déterminée pour chaque cas étudié comme étant l'intersection de la courbe turbulente de Prandtl avec l'axe des abscisses  $s$  sur la courbe de  $\delta_{99}$ .

### Action sur une couche limite laminaire

La position de la transition naturelle de l'écoulement sur la plaque étant  $s_t = 620$  mm pour 15 m/s, les actionneurs DBD 1, 2 et 4 ont donc agi sur la couche limite laminaire.

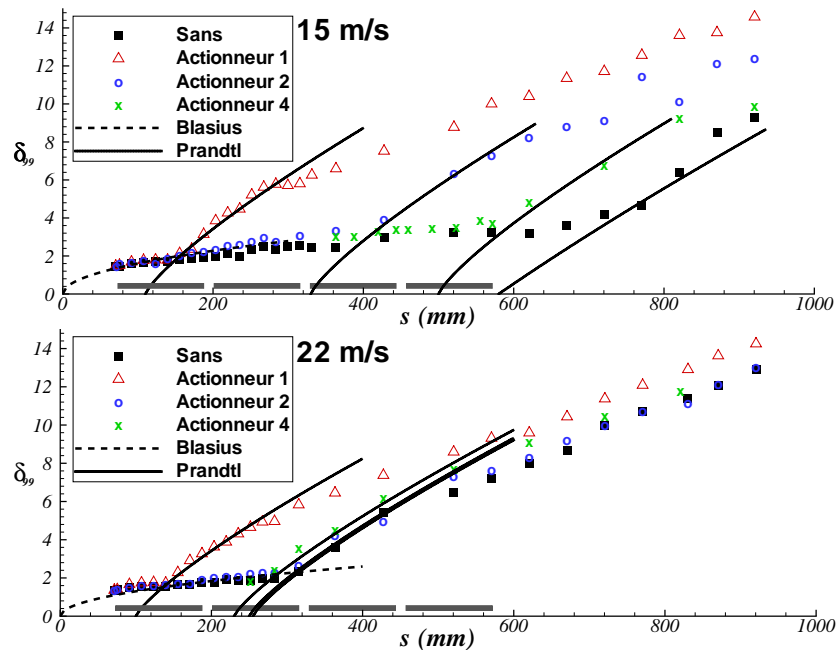


FIG. 3.24 – Évolution de  $\delta_{99}$  sur la plaque plane pour 15 et 22 m/s, sans et avec les actionneurs 1, 2 puis 4 activés ( $\pm 8$  kV, 1 kHz)

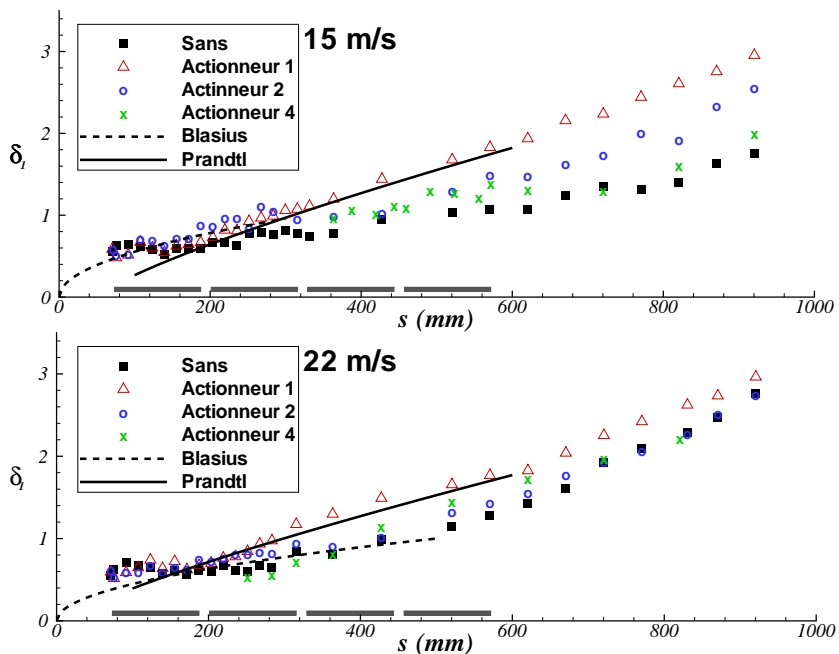


FIG. 3.25 – Évolution de  $\delta_1$  sur la plaque plane pour 15 et 22 m/s, sans et avec les actionneurs 1, 2 puis 4 activés ( $\pm 8$  kV, 1 kHz)

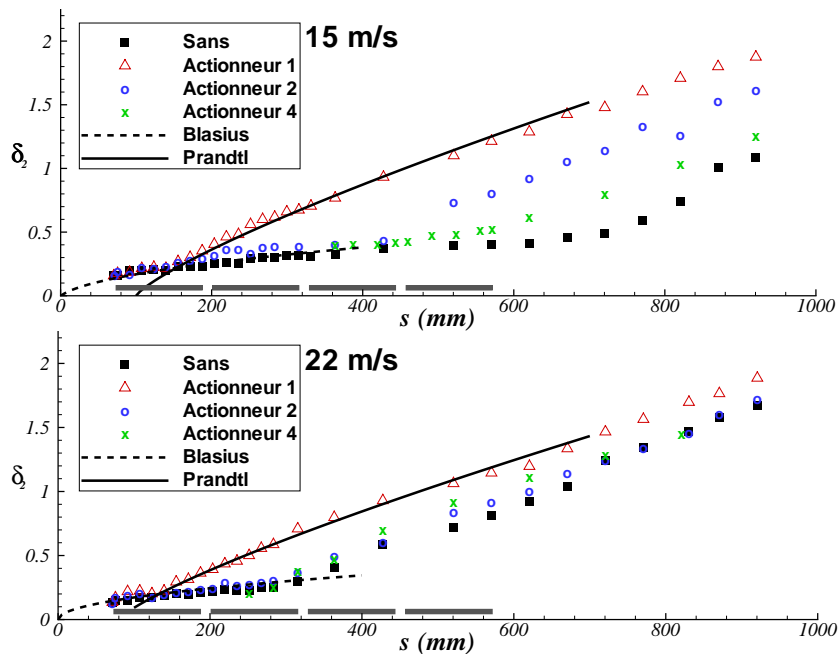


FIG. 3.26 – Évolution de  $\delta_2$  sur la plaque plane pour 15 et 22 m/s, sans et avec les actionneurs 1, 2 puis 4 activés ( $\pm 8$  kV, 1 kHz)

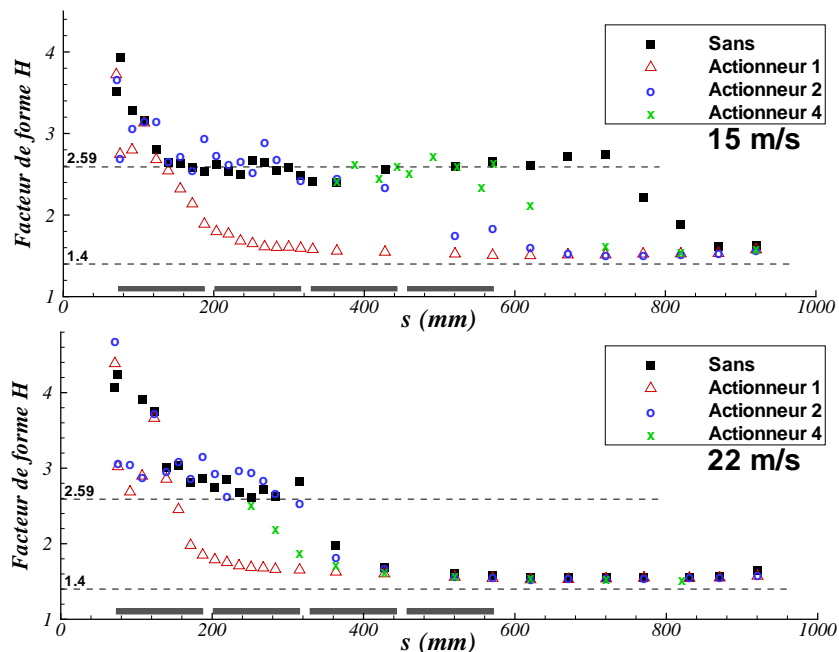


FIG. 3.27 – Évolution du facteur de forme  $H$  sur la plaque plane pour 15 et 22 m/s, sans et avec les actionneurs 1, 2 puis 4 activés ( $\pm 8$  kV, 1 kHz)

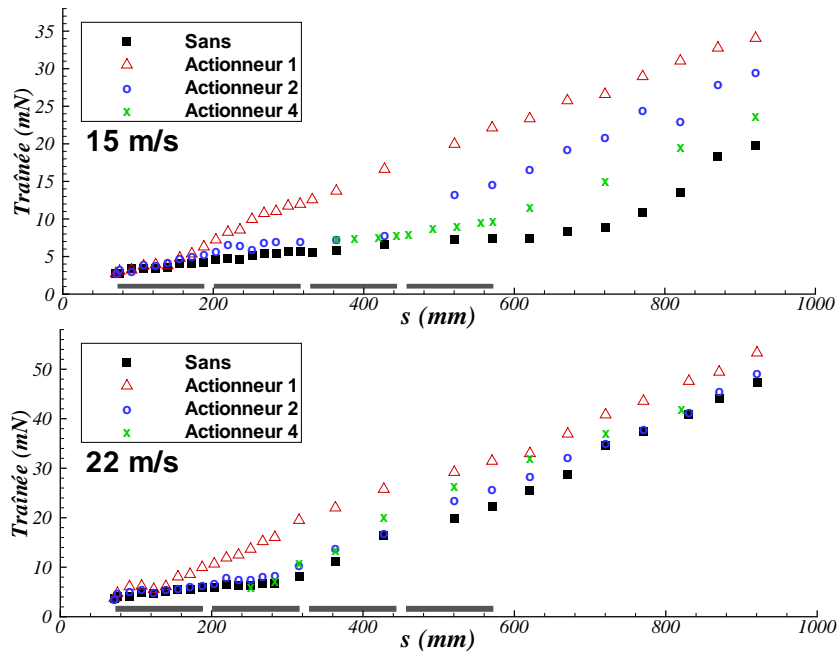


FIG. 3.28 – Évolution de la traînée  $D$  sur la plaque plane pour 15 et 22 m/s, sans et avec les actionneurs 1, 2 puis 4 activés ( $\pm 8$  kV, 1 kHz)

La position de la transition est  $s_t = 255$  pour 22 m/s, ainsi le premier actionneur a agi sur une couche limite laminaire tandis que les actionneurs 2 et 4 ont agi sur une couche limite turbulente.

Nous pouvons remarquer sur la figure 3.22 que les profils de vitesse ont été modifiés en  $s = 155$  mm pour les deux vitesses d'écoulement, à proximité de la paroi, par action du premier actionneur. Ainsi le gradient de vitesse à la paroi continue d'augmenter le long de la plaque plane et les profils de vitesse mesurés tendent vers la solution turbulente théorique. Nous ne pouvons pas constater un ajout clair de quantité de mouvement par l'écoulement induit par le plasma, comme celui observé par Moreau et al. (2006) ou Porter et al. (2007) au cours de leurs essais. Le seul effet visible de l'actionneur plasma sur la couche limite laminaire est de rendre le profil plus turbulent, ce qui est montré en figure 3.23. Les lois de paroi pour les couches limites laminaires présentent un faible gradient de vitesse à la paroi et sont donc éloignées de la courbe théorique turbulente, alors que les profils de plus en plus turbulents s'en approchent. Ces courbes montrent que les profils de

vitesse deviennent plus turbulents le long de la plaque plane tandis que la couche limite naturelle est toujours laminaire. De plus, bien qu'il n'y ait plus d'influence directe du plasma à la position  $s = 427$  mm à l'arrière du premier actionneur, la couche limite est toujours turbulente. Ainsi la transition laminaire-turbulente a été avancée par action du plasma.

TAB. 3.2 – Position de la transition laminaire-turbulente de la couche limite pour 15 et 22 m/s, sans et avec les actionneurs 1, 2 puis 4 activés ( $\pm 8$  kV, 1 kHz)

15 m/s	$s_t$ (mm)
Sans	620
Actionneur 1	110
Actionneur 2	330
Actionneur 4	500
22 m/s	$s_t$ (mm)
Sans	255
Actionneur 1	100
Actionneur 2	250
Actionneur 4	240

L'observation des paramètres de couche limite confirme ces résultats. Les figures 3.24 jusqu'à 3.26 montrent une augmentation précoce des épaisseurs  $\delta_{99}$ ,  $\delta_1$  et  $\delta_2$  quand les actionneurs sont activés. L'action du premier actionneur sur les couches limites naturelles à 15 et 22 m/s a déclenché la transition au-dessus de cet actionneur comme cela est montré dans le tableau 3.2. De plus, la transition a également été avancée pour 15 m/s avec action du second et du quatrième actionneur. La valeur du facteur de forme  $H$  a fortement chuté au-dessus de l'actionneur activé, de la valeur théorique laminaire (2,59) jusqu'à la valeur théorique turbulente (environ 1,4, Schlichting (1968)). Cette figure 3.27 montre clairement le début de la zone de transition et le début de la zone turbulente pour chaque cas étudié.

Finalement, chaque DBD d'un actionneur induit un vent ionique. L'écoulement arrivant sur l'actionneur est dans un premier temps modifié par la première DBD élémentaire. Ensuite cet écoulement, qui est légèrement différent par rapport à l'écoulement naturel,

est également modifié par le plasma généré par le couple d'électrodes suivant, et ainsi de suite. La couche limite n'est donc pas affectée de manière globale en une position donnée par l'actionneur, mais par une succession de modifications qui s'amplifie. L'effet sur une couche limite laminaire est finalement de déclencher la transition au-dessus de l'actionneur. Chaque DBD agit comme un générateur de turbulence (telle une bande rugueuse) qui augmente les instabilités de couche limite et donc avance la position de la transition. Ceci confirme les résultats expérimentaux de Porter et al. (2007) (mais mesurés avec seulement 3 profils) et numériques de Visbal et al. (2006). La principale conséquence d'un écoulement très tôt turbulent est une augmentation de la traînée, montrée sur la figure 3.28. En effet, la traînée est plus que triplée (+213%) en  $s = 681$  mm et 15 m/s, par action du premier actionneur.

### Action sur une couche limite turbulente

Quand notre actionneur plasma agit en une position telle que la couche limite naturelle transitionne ou est déjà turbulente, il n'y a pas d'effet significatif sur l'écoulement pour  $\pm 8$  kV et 1 kHz. Par exemple, les couches limites ne sont quasiment pas modifiées au-dessus du second actionneur quand celui-ci est activé, sur la figure 3.29. Ainsi les paramètres de couche limite ne sont que légèrement modifiés pour 22 m/s lorsque un actionneur agit sur un écoulement turbulent.

Afin de modifier une couche limite turbulente, plusieurs amplitudes de la tension appliquée à l'actionneur ont été testées, de  $\pm 6$  à  $\pm 12$  kV et 1 kHz. La transition de la couche limite est forcée avec un fil de diamètre 1 mm placé sur la plaque plane en  $s = 100$  mm. Ainsi la couche limite est turbulente pour 15 m/s au-dessus du troisième actionneur. La comparaison des profils de vitesse en  $s = 446$  mm, 1 mm derrière le dernier couple d'électrodes de cet actionneur, est montrée en figure 3.30. Les divers paramètres de couche limite sont reportés dans le tableau 3.3, avec la différence en % entre le cas sans décharge et le cas avec actionneur activé.



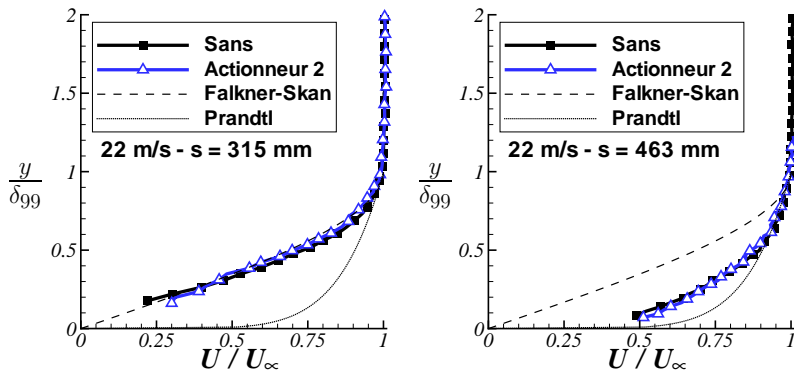


FIG. 3.29 – Profils de vitesse pour 22 m/s, sans et avec l’actionneur 2 activé ( $\pm 8$  kV, 1 kHz), en  $s = 315$  et 463 mm

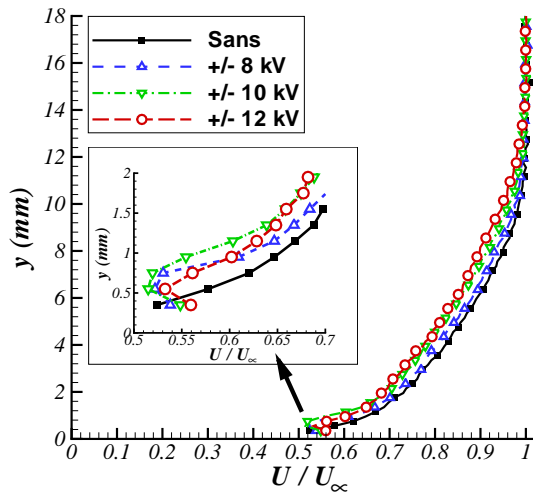


FIG. 3.30 – Profils de vitesse en  $s = 446$  mm à 15 m/s, avec transition déclenchée, sans et avec l’actionneur 3 activé (de  $\pm 8$  à  $\pm 12$  kV, 1 kHz)

Durant ces essais, nous nous attendions à mesurer un ajout de quantité de mouvement très prononcé sur les profils de vitesse, lié à une diminution de l’épaisseur  $\delta_2$ . Or nous avons noté une augmentation de ce paramètre avec la hauteur de couche limite  $\delta_{99}$ . Le plasma que nous avons généré n’est donc pas assez puissant pour induire un vent ionique suffisamment important pour permettre de complètement modifier un écoulement à une telle vitesse. Le profil de vitesse naturel est turbulent et est modifié par notre actionneur dans le premier millimètre, comme cela est montré en figure 3.30, puisque le plasma induit

TAB. 3.3 – Caractéristiques des profils de vitesse en  $s = 446$  mm à 15 m/s, avec transition déclenchée, sans et avec l'actionneur 3 activé

15 m/s	$\delta_{99}$		$\delta_1$		$\delta_2$	
	mm	%	mm	%	mm	%
Sans	10.45	-	1.52	-	1.17	-
$\pm 6$ kV	10.73	+2.7	1.54	Négligeable	1.18	Négligeable
$\pm 8$ kV	11.59	+10.9	1.71	+12	1.28	+9
$\pm 10$ kV	11.89	+13.8	1.94	+28	1.43	+23
$\pm 12$ kV	12.92	+23.6	2.05	+35	1.54	+31

un ajout de quantité de mouvement très proche de la paroi (partie 3.3.1, figure 3.9). Les valeurs de  $\delta_{99}$ ,  $\delta_1$  et  $\delta_2$  augmentant, l'influence du plasma rend ainsi la couche limite encore plus turbulente. De plus, la couche limite est encore plus turbulente lorsque l'amplitude du signal appliqué est plus élevée. En effet, comme cela est montré dans la partie 3.3.1, un plasma plus ionisé induit un écoulement plus rapide est plus épais. Ainsi plus l'influence du plasma est large et forte, plus son action sur un profil de vitesse est importante.

Finalement, un actionneur plasma induisant un ajout de quantité de mouvement trop faible par rapport à l'écoulement principal ne peut pas modifier une couche limite. Une très haute tension doit être appliquée à l'actionneur pour agir sur une couche limite turbulente. Cependant, une très haute tension telle que  $\pm 12$  kV est trop importante pour l'actionneur que nous avons utilisé. Après quelques minutes d'activation, le plasma fortement énergétique a transpercé le matériau diélectrique. La durée de vie de l'actionneur est donc réduite.

### 3.4.3 Conclusions sur l'action de DBD sur une couche limite

L'étude d'un actionneur plasma constitué de multiples DBD successives a montré sa capacité à agir sur des couches limites laminaires et turbulentes. L'utilisation d'une tension modérée ( $\pm 8$  kV, 1 kHz) a permis de déclencher la transition laminaire-turbulente en excitant les instabilités de l'écoulement laminaire. Pour agir sur des couches limites turbulentes, il est cependant nécessaire d'utiliser des tensions beaucoup plus élevées.

De ces essais expérimentaux, deux types d'action sur des profils d'aile dans des écoulements subsoniques peuvent être déduites. La première est d'ajouter de la quantité de mouvement à une couche limite turbulente. Il est ainsi possible d'agir n'importe où sur le profil, quel que soit le régime d'écoulement. Cependant, le désavantage de ce type d'action est que cela nécessite une très haute tension, limitant la durée de vie des actionneurs.

Le second type d'action est d'agir sur la transition laminaire-turbulente comme, par exemple, dans la partie 2.6 avec la décharge couronne surfacique en bord d'attaque d'un NACA 0015. L'effet est similaire à une bande rugueuse (tel que le carborundum), mais avec l'avantage de pouvoir stopper l'action lorsqu'elle n'est plus utile. Le second avantage est d'utiliser des tensions relativement modérées pour réaliser cet effet.

Un troisième objectif pour agir sur des profils d'aile est de maintenir l'écoulement laminaire le plus longtemps possible et de retarder la transition laminaire-turbulente pour réduire la traînée de frottement lors d'un vol de croisière (incidence nulle). Cependant, l'actionneur que nous avons développé ne permet pas ce type d'application.

## 3.5 Application sur un profil de 1 m de corde

Après avoir étudié le vent ionique induit par l'actionneur constitué d'une succession de DBD puis son action sur la couche limite d'une plaque plane, un essai préliminaire a été réalisé pour mesurer son action sur un profil d'aile d'envergure 1,10 m et de corde 1 m.

### 3.5.1 Montage expérimental

#### Soufflerie subsonique Lucien Malavard

Ces essais ont été réalisés dans la soufflerie Lucien Malavard du Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique. Il s'agit d'une soufflerie à circuit fermé, composée de deux veines d'essais (figure 3.31).

Les mesures ont été réalisées dans la veine principale  $V_1$ , de section carrée  $2 \text{ m} \times 2$

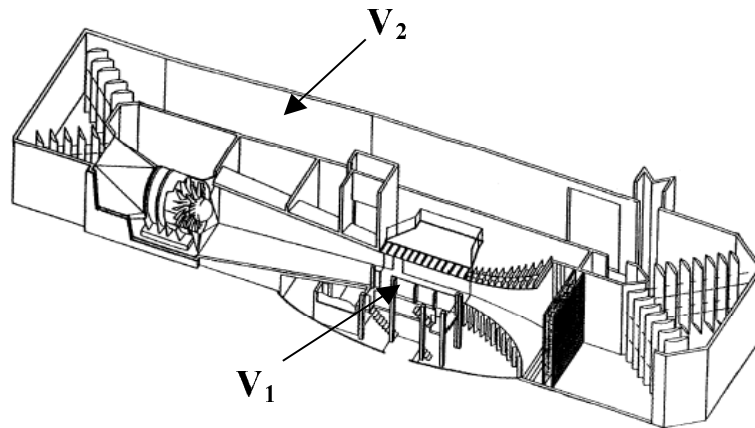


FIG. 3.31 – Soufflerie Lucien Malavard, avec veine d'essais principale  $V_1$  ( $2\text{m}\times 2\text{m}$  et 5m de long) et veine d'essais secondaire  $V_2$  ( $5\text{m}\times 5\text{m}$ ) et 12m de long

m et de longueur 5 m . La vitesse maximale est de  $60\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ , obtenue grâce à un groupe moto-ventilateur de 265 kW (16 pales, de diamètre 3,35 m). Le rapport de contraction du convergent est de 6,25. Le taux de turbulence moyen, mesuré au fil chaud en milieu de veine, est inférieur à 0,4% en l'absence de maquette.

Afin de permettre l'étude d'écoulements bidimensionnels, les profils sont installés entre deux plaques de garde ( $2\text{ m}\times 4\text{ m}$ ) limitant les effets tridimensionnels. Les maquettes sont fixées sur deux disques (1 m de diamètre), permettant leur mise en incidence.

### Actionneur DBD

L'actionneur utilisé est une succession de DBD. La plaque en époxy, sur laquelle sont gravées les électrodes de 1 mm de large, mesure 920 mm de large, 100 mm de long et 0,8 mm d'épaisseur (figure 3.32). La distance inter-électrodes d'un même couple est de 1 mm, la distance entre deux couples est de 4 mm. L'actionneur a en tout 10 couples. L'actionneur est collé sur une feuille de Kapton ®, afin d'inhiber la décharge du côté masse.

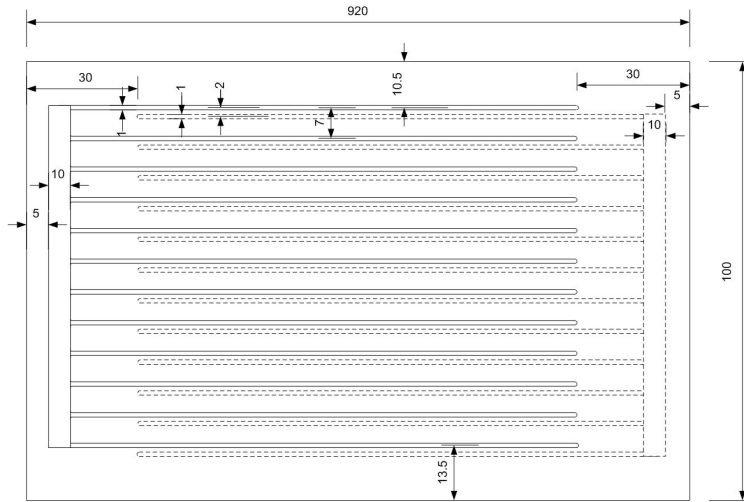


FIG. 3.32 – Schéma de l'actionneur DBD pour les profils, non représenté à l'échelle

### 3.5.2 Essais sur profil d'aile de 1 m de corde en incidence

Un essai préliminaire a été mené sur le profil ac0 de type éolien, de faible épaisseur ( $e/c = 10\%$ ). L'objectif de ces mesures était dans un premier temps de tester les capacités de l'actionneur de grande dimension pour modifier un écoulement subsonique pour des nombres de Reynolds plus importants.

L'actionneur de 0,8 mm d'épaisseur a été fixé à 3% de corde sur le profil (figure 3.33) afin de provoquer la transition de l'écoulement et de retarder la séparation. L'écoulement autour de ce profil ainsi équipé a été mesuré par système P.I.V. (présenté dans la partie 2.4.1) sans et avec action de l'actionneur ( $\pm 6$  kV, 1 kHz), pour deux incidences ( $13^\circ$  et  $14^\circ$ ) dans la soufflerie Lucien Malavard (figure 3.34).

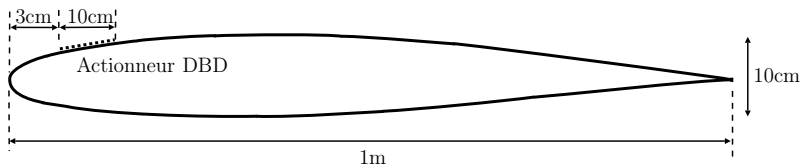


FIG. 3.33 – Géométrie du profil ac0 ( $e/c = 10\%$ ) avec actionneur DBD placé à une position fixe (3% de corde)

Différentes vitesses ont été testées pour ces deux incidences, mais l'action la plus



FIG. 3.34 – Profil ac0 équipé de l'actionneur DBD, installé dans la veine d'essais principale de la soufflerie Lucien Malavard

importante de la décharge a été obtenue pour une incidence de  $13^\circ$  et une vitesse de 12 m/s, le nombre de Reynolds calculé à partir de la corde est de 800 000 et le paramètre  $C_W$  est égal à  $11 \times 10^{-3}$ . La figure 3.35 comparant les écoulements sans et avec action de l'actionneur montre que la séparation naturelle de l'écoulement en bord d'attaque, à 4% de corde, a été retardée jusqu'à 12% de corde.

La séparation de l'écoulement en bord d'attaque n'a pu être retardée par l'actionneur, contrairement à l'action de la décharge couronne sur le profil NACA 0015 dans la partie 2.6. Or ici le paramètre  $C_W$  est près de 500 fois plus faible que dans le cas de la décharge couronne, en raison d'une décharge DBD moins énergétique et d'un profil de grandes dimensions. Ainsi la quantité d'énergie ajoutée à l'écoulement par ce plasma, sous forme d'écoulement induit, est fortement réduite et l'effet est limité.

Ces essais sont poursuivis actuellement dans la soufflerie Malavard par Vincent Boucinha (doctorant LME).

### 3.6 Conclusion sur l'étude d'une DBD sinusoïdale

L'objet de ce chapitre est l'étude d'un actionneur électrohydrodynamique constitué d'une succession de Décharges à Barrière Diélectrique, alimentées par une tension sinusoïdale. L'avantage de ce type de décharge est de répondre aux critères de stabilité spatiale et temporelle (en tension modérée) pour une application en aérodynamique.

Chaque DBD élémentaire de l'actionneur est constituée d'un couple de deux élec-

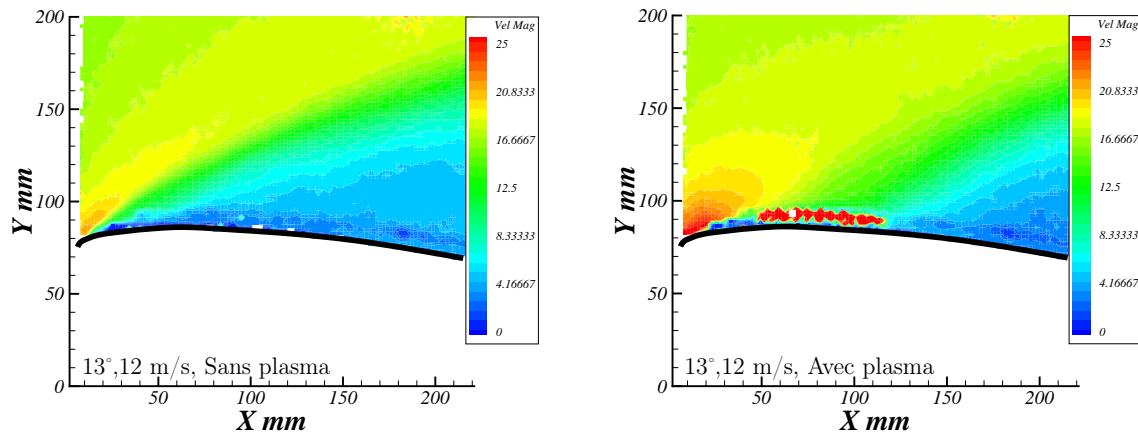


FIG. 3.35 – Comparaison des champs de vitesse avec et sans décharge DBD établie à 3% de corde du profil ac0, dans la soufflerie subsonique Lucien Malavard, pour un angle d'attaque de  $13^\circ$  et une vitesse de 12 m/s ( $Re = 800\,000$ )

trodes, montées de part et d'autre d'un matériau diélectrique. Des mesures électriques et des mesures de vitesse de l'écoulement induit ont été réalisées pour deux matériaux diélectriques (époxy et Téflon), deux épaisseurs (0,8 et 1,6 mm), deux espacements entre chaque couple d'électrodes (7 et 11 mm), et différentes fréquences et amplitudes de la tension appliquée. Ces essais paramétriques ont montré l'intérêt de mettre plusieurs décharges successives pour augmenter la vitesse du vent ionique. Avec les tensions et fréquences les plus élevées, la vitesse maximale mesurée est de 3,25 m/s. La topologie des champs de vitesse montre la présence de zones de recirculation dans les espaces entre chaque DBD élémentaire.

Cet actionneur a ensuite été testé pour agir sur une couche limite de plaque plane. La transition laminaire-turbulente de la couche limite a été déclenchée par action des décharges pour des écoulements de 15 et 22 m/s. Avec une tension appliquée très élevée (jusqu'à  $\pm 12$  kV), la couche limite turbulente peut être modifiée. Ceci montre les types d'action possibles pour le contrôle d'écoulement par plasma.

Un actionneur de 0,92 m de long a été utilisé pour agir sur un profil d'aile de 1,10 m d'envergure et 1 m de corde. Ceci a permis de retarder la séparation de l'écoulement pour un nombre de Reynolds de 800 000. Ces essais ont montré que l'actionneur DBD peut

agir sur une grande dimension malgré les limitations de l'alimentation à notre disposition. Cependant un actionneur "souple" devra être développé pour pouvoir le positionner en n'importe quelle partie du profil (bord d'attaque).





---

# Recherche de nouveaux action- neurs

---

## Sommaire

<b>4.1</b>	<b>Introduction . . . . .</b>	<b>161</b>
<b>4.2</b>	<b>Développement d'une décharge à barrière diélectrique avec une alimentation impulsionnelle . . . . .</b>	<b>161</b>
4.2.1	Montage expérimental . . . . .	162
4.2.2	Visualisations de l'écoulement . . . . .	163
4.2.3	Mesures instationnaires . . . . .	164
4.2.4	Conclusion sur les essais préliminaires de la décharge impulsion- nelle . . . . .	169
<b>4.3</b>	<b>Développement d'actionneur à jets de plasma . . . . .</b>	<b>170</b>
4.3.1	Montage expérimental . . . . .	170
4.3.2	Comportement de la décharge . . . . .	172
4.3.3	Visualisations de l'écoulement induit par l'actionneur . . . . .	175
4.3.4	Conclusion sur les essais préliminaires de l'actionneur à jets de plasma . . . . .	178
<b>4.4</b>	<b>Conclusion sur le développement de nouvelles décharges . . .</b>	<b>178</b>

---



## 4.1 Introduction

La décharge couronne surfacique continue et la décharge à barrière diélectrique surfacique sinusoïdale ont été décrites dans les deux chapitres précédents. L'étude bibliographique a montré que la quasi-totalité des équipes de recherche dans le monde utilise ces deux décharges pour le contrôle d'écoulements subsoniques. En collaboration avec le GREMI, d'autres types d'actionneurs électrohydrodynamiques sont en cours de développement.

Dans un premier temps, nous reprenons l'actionneur DBD décrit dans le chapitre précédent et nous utilisons une alimentation impulsionnelle. Les décharges ne s'établissent que lors d'un pic de tension (quelques dizaines de nanosecondes), la puissance du plasma dépend de la fréquence des pulses et du rapport cyclique sur une période. L'intérêt à terme de ce type d'alimentation est de permettre de générer des décharges avec la haute tension tout en utilisant une puissance fortement réduite. Un essai préliminaire de l'effet de cet actionneur DBD impulsionnel a été effectué sur un jet tangent à l'actionneur.

Ensuite un actionneur à jet de plasma a été développé. Il permet d'induire un écoulement perpendiculaire à l'actionneur. L'idée d'application est de créer des instabilités dans l'écoulement et provoquer la séparation de la couche limite si la vitesse induite est suffisamment élevée. Des mesures préliminaires de l'écoulement induit et des visualisations sur un filet de fumée ont été réalisées.

## 4.2 Développement d'une décharge à barrière diélectrique avec une alimentation impulsionnelle

Une alimentation impulsionnelle est reliée à l'actionneur avec des DBD successives. Elle génère des signaux en créneau de très faible durée. L'objectif est de concentrer l'énergie sur une faible durée afin de réaliser des ionisations plus nombreuses et plus intenses par rapport à celles se développant dans un plasma sinusoïdal classique. Cependant, malgré

l'utilisation de différents systèmes de mesure (sonde de pression en verre, P.I.V., L.D.A.), la vitesse de l'écoulement induit se révèle trop faible, inférieure à 0,4 m/s, et trop instationnaire pour être correctement mesurée. Or, en réalisant des visualisations avec une canne à fumée, sans écoulement extérieur, il s'avère que ce faible vent ionique est suffisant pour modifier complètement un jet de vitesse axiale de 3 m/s. Des mesures par L.D.A. sont alors réalisées.

### 4.2.1 Montage expérimental

L'actionneur utilisé est celui présenté en figure 3.2. Nous rappelons que les dimensions de la plaque sont 160 mm  $\times$  100 mm, pour une épaisseur de 0,8 mm. Les électrodes sont des bandes de cuivre de 100 mm de long, 1 mm de large et 35  $\mu$ m d'épaisseur. L'espace entre deux électrodes d'un même couple est de 1 mm, et entre deux couples est de 7 mm. Les électrodes positionnées sur le côté supérieur de la plaque diélectrique sont reliées à une alimentation haute tension pulsée (FID GmbH, FPG 20-50KM) de fréquence réglable entre 2 et 50 kHz et d'amplitude réglable entre 0 et 20 kV (figure 4.1). Les électrodes inférieures sont connectées à la masse. Dans le cas d'une décharge à 10 kV et 2,5 kHz, la puissance dissipée dans le plasma est de 5 W.

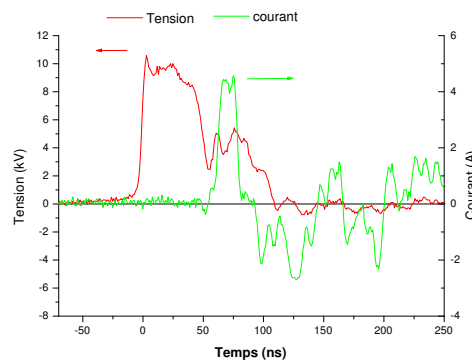


FIG. 4.1 – Signal de tension impulsionnelle et de courant pour un plasma 10 kV et 2,5 kHz

Le côté masse de l'actionneur est recouvert par une feuille de Kapton ®, l'ensemble

étant monté sur un support rigide. Une canne à fumée est placée en amont de l'actionneur. Cette canne (diamètre d'ouverture 4 mm) est reliée à un souffleur dont le débit est réglable. Le jet étudié est circulaire avec une vitesse de sortie réglée à environ 4 m/s. La canne est connectée à un caisson hermétique rempli de fumée d'encens permettant d'ensemencer directement l'écoulement. Excepté pour les visualisations, l'ensemble des mesures a été réalisée avec un jet affleurant et parallèle à l'actionneur, sans aucun autre écoulement extérieur, comme indiqué sur la figure 4.2. Les mesures avec le système Laser Doppler Anemometry (L.D.A.) ont été effectuées pour différentes hauteurs en 3 positions  $x$  (0 mm étant la position de la dernière électrode). Pendant ces essais, la fréquence d'acquisition des particules de fumée par le système L.D.A. était environ de 3 kHz au milieu du jet, c'est-à-dire approximativement 120 000 particules mesurées sur une durée d'acquisition de 40 s.

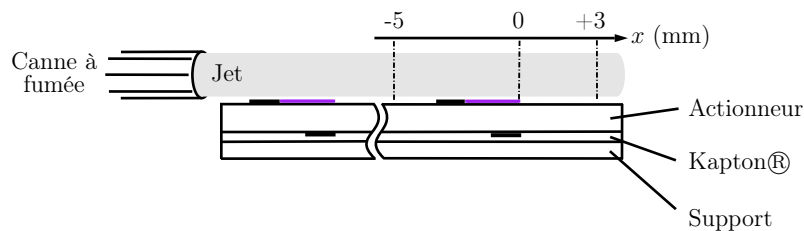


FIG. 4.2 – Montage expérimental du jet de fumée au-dessus d'un actionneur DBD pulsé

### 4.2.2 Visualisations de l'écoulement

Avec la configuration expérimentale décrite précédemment et un plasma impulsionnel d'amplitude 10 kV et de fréquence 2,5 kHz, nous observons l'effet du plasma sur le jet de fumée. Ce jet a été placé de façon oblique puis parallèlement à l'actionneur. Nous observons visuellement sur la figure 4.3 que l'action du plasma modifie la structure du jet. En agissant sur la partie inférieure du jet, celui-ci devient beaucoup plus turbulent en une position amont à la position naturelle. Ces observations ont été mesurées et confirmées avec des mesures instationnaires de la vitesse par le système L.D.A.

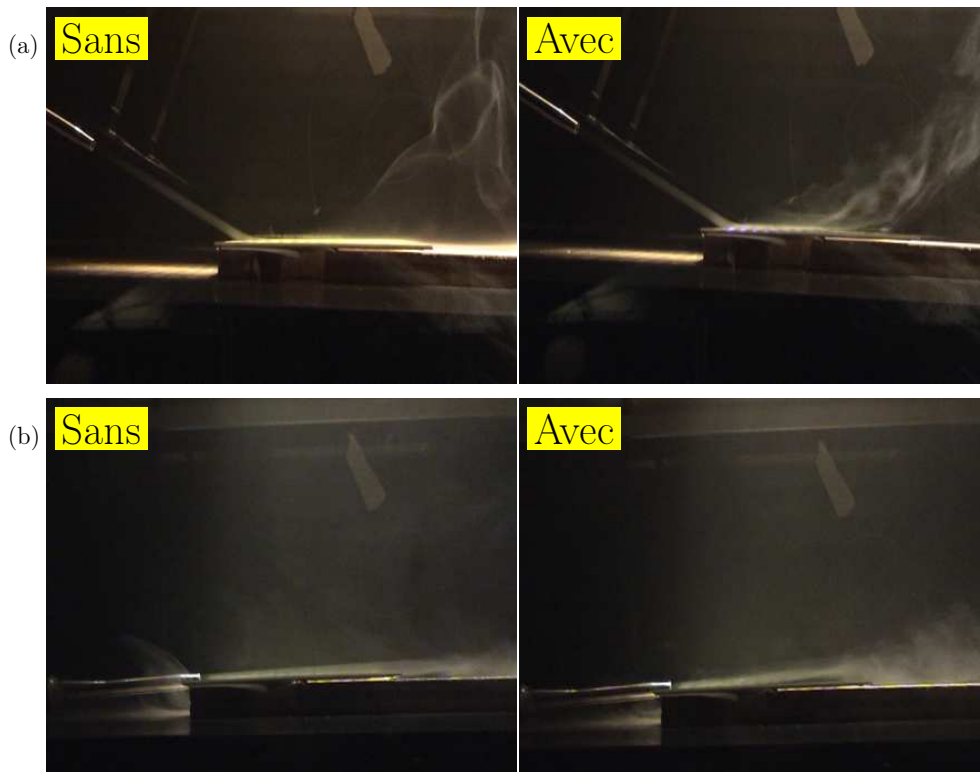


FIG. 4.3 – Visualisation du jet de fumée sans et avec décharge pulsée (10 kV, 2,5 kHz) (a) avec jet oblique et (b) jet parallèle à l’actionneur

### 4.2.3 Mesures instationnaires

L’ensemble des mesures de vitesse avec plasma a été réalisé avec une amplitude fixe de 10 kV. Trois fréquences ont été comparées : 2,5 , 5 et 10 kHz. La fréquence d’acquisition des particules par le système L.D.A. au milieu du jet est de l’ordre de 3 kHz, soit environ 120 000 particules acquises sur une durée d’acquisition de 40 secondes.

Les mesures de vitesses instationnaires longitudinale  $U$  et verticale  $V$ , par exemple pour 2,5 kHz en figure 4.4, sont fortement modifiées par le plasma (quelle que soit la fréquence) en comparaison avec les séries temporelles du jet sans plasma. Les vitesses de l’écoulement sont donc fortement instationnaires.

Cependant les mesures résolues en temps des vitesses du jet sans plasma montrent que celui-ci n’est pas parfaitement constant au cours du temps. Plusieurs séries de me-

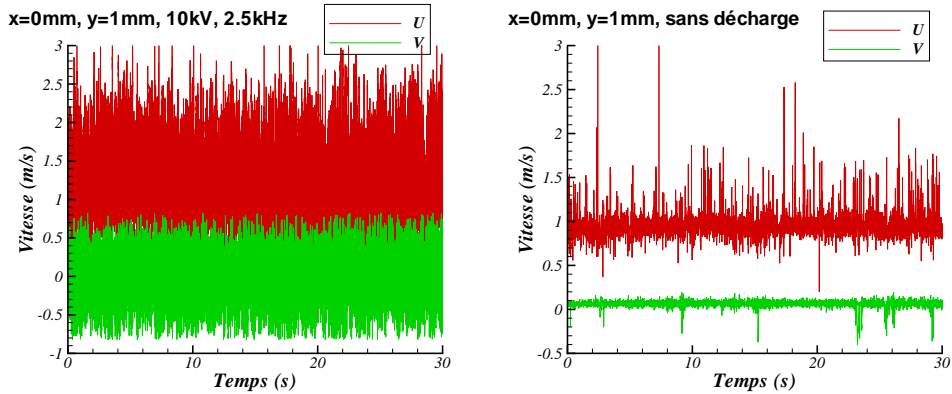


FIG. 4.4 – Comparaison en  $x = 0$  mm et  $y = 1$  mm des signaux temporels avec plasma (10 kV, 2,5 kHz) et sans plasma

sures successives de 40 secondes ont été réalisées en différentes positions. Nous obtenons alors un écart type de 6% par rapport à la vitesse moyenne longitudinale  $U_{moy}$ , 2% sur la vitesse moyenne verticale  $V_{moy}$  et 4% sur les vitesses RMS (déterminées à partir des fluctuations de vitesse  $u'$ ). Ainsi, pour le cas de vitesse maximale mesurée au cours de ces essais, l'écart le plus important est de 0,19 m/s. Pour la suite de l'analyse, nous tenons compte de cette fluctuation naturelle du jet.

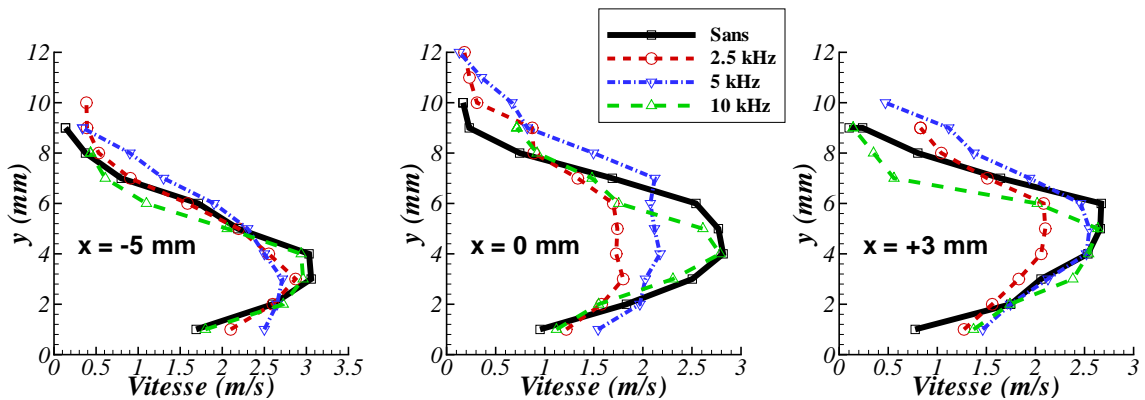


FIG. 4.5 – Vitesse moyenne  $U$  du jet sans plasma et avec plasma (3 fréquences : 2,5 , 5 et 10 kHz) en 3 positions ( $x = -5$ , 0 et 3 mm)

A partir des mesures instantanées, nous déduisons en chaque position  $x$  (-5, 0 et +3 mm) et hauteur  $y$  (de 1 à 12 mm au-dessus de l'actionneur) la vitesse longitudi-



nale moyenne. L'ensemble des courbes est représenté en figure 4.5. Ces profils de vitesse montrent trois effets principaux de l'actionneur DBD pulsé sur le jet :

- la vitesse du jet est accélérée à proximité de l'actionneur ( $y = 1$  mm), principalement pour  $f = 5$  kHz (jusqu'à 62% d'augmentation en  $x = 0$  mm). Cette augmentation est due à l'écoulement induit très proche de la surface de chaque DBD élémentaire.
- la vitesse maximale du jet est réduite par rapport au cas naturel, par application du plasma impulsif. Cette action est d'autant plus importante pour la plus faible valeur de fréquence pulsée utilisée ici  $f = 2,5$  kHz (jusqu'à 60% de réduction en  $x = 0$  mm et  $y = 4$  mm).
- le jet est plus épais après la dernière DBD élémentaire quand le plasma est activé. Par exemple, l'épaisseur augmente de 9 mm à 12 mm pour  $f = 2,5$  kHz et  $x = 0$  mm.

Cependant il n'y a pas d'effet net sur les profils de vitesse moyenne du jet de surface pour la fréquence  $f = 10$  kHz. Le temps entre deux impulsions, et par conséquent entre deux décharges successives, est de  $100 \mu\text{s}$ . Une explication pourrait être le fait qu'il y a une accumulation de charges à la surface de l'actionneur, ne pouvant être éliminées car l'impulsion est toujours de même signe. Cette accumulation est d'autant plus importante que le temps entre deux impulsions est court. Ainsi l'écoulement induit est faible et aucune action n'est observée.

L'intensité turbulente  $U_{RMS}/U_{moy}$  est déduite de la composante instationnaire de la vitesse  $U_{RMS}$  en chaque point de mesure LDA. Les courbes sans et avec action du plasma sont représentées en figure 4.6. Deux régions du jet de surface sont mises en évidence : les régions inférieure ( $y \leq 6$  mm) et supérieure ( $y > 6$  mm). La première citée est la plus proche de la surface de l'actionneur et son comportement est similaire à celui d'une couche limite sur une plaque plane. L'effet de l'actionneur dans cette région est une augmentation de l'intensité turbulente de l'écoulement, de 12–22% sans plasma jusqu'à

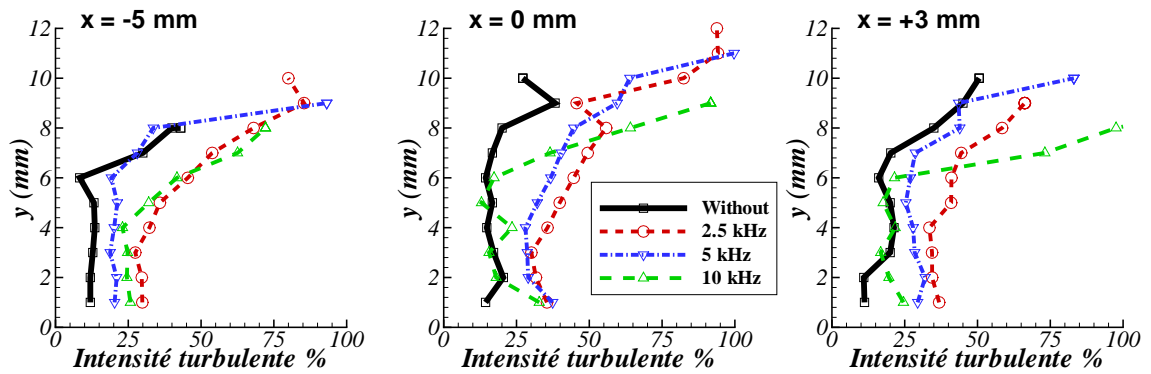


FIG. 4.6 – Intensité turbulente du jet selon l'axe longitudinal sans plasma et avec plasma (3 fréquences : 2,5 , 5 et 10 kHz) en 3 positions ( $x = -5, 0$  et  $3$  mm)

une valeur maximale de 44% pour  $f = 2,5$  kHz. la plus importante modification est obtenue pour la plus basse fréquence utilisée  $f = 2,5$  kHz, puis décroît avec l'augmentation de la fréquence du plasma.

La seconde région du jet de surface est située au-dessus de  $y = 6$  mm. Elle est caractérisée par une augmentation de l'intensité turbulente dans cette couche de mélange. Pour 2,5 et 5 kHz, les valeurs de l'intensité turbulente augmentent continuellement et sont plus élevées que pour le cas sans plasma. Par action du plasma à ces fréquences, le jet est plus épais mais également plus diffus. Ceci confirme les visualisations réalisées avec la fumée. Pour  $f = 10$  kHz en  $x = 0$  et  $+3$  mm, l'augmentation est très forte. Le noyau du jet est fortement réduit par rapport au cas sans plasma, avec une importante zone de cisaillement entre le jet et le gaz alentour au repos.

Ces mesures d'intensité turbulente montrent que l'action du plasma permet d'augmenter la turbulence de l'écoulement du jet. Cette effet peut être caractérisé en déterminant les densités spectrales de puissance de la composante instationnaire de la vitesse du jet de surface. Ainsi, après avoir interpolé les signaux temporels de la vitesse fluctuante obtenue par LDA en un échantillonnage périodique, les spectres ont été calculés avec la méthode du périodogramme de Welch (Welch (1967)). Cette méthode a été réalisée en divisant le signal temporel en fenêtres successives de 200 valeurs chacune, avec un recouvrement de 50%. Les spectres pour chaque fenêtre sont déterminés puis moyennés.

Les densités spectrales de puissance déterminées dans les régions inférieure ( $y = 3$  mm) et supérieure ( $y = 8$  mm) sont comparées pour différentes fréquences de plasma dans la figure 4.7. Globalement, trois types de spectres ont été mis en évidence.

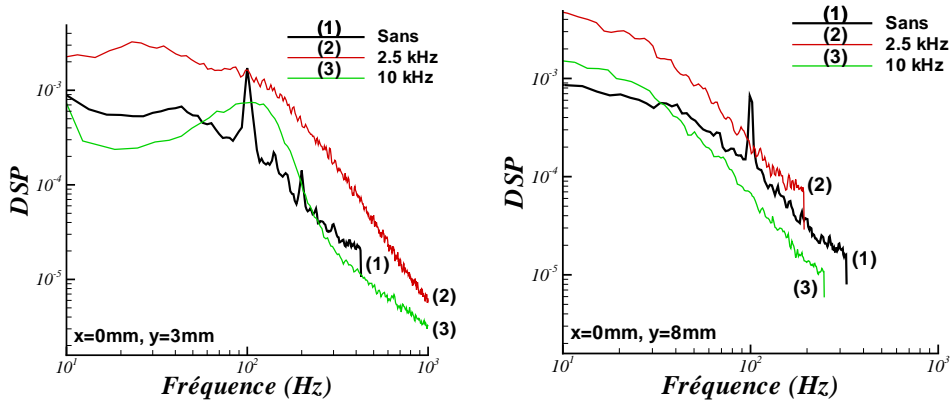


FIG. 4.7 – Comparaison en  $x = 0$  mm et  $y = 3$  et 8 mm de la densité spectrale de puissance en fonction de la fréquence (1) du jet sans plasma, (2) avec un plasma de 2,5 kHz et (3) avec un plasma de 10 kHz

- Type (a) : il correspond à la courbe (1) en  $y = 3$  mm sur la figure 4.7. Ce spectre est caractérisé par un pic fortement marqué à la fréquence  $f_c = 100$  Hz. Elle correspond à un nombre de Strouhal de  $St = 0,1$  et représente la fréquence caractéristique naturelle des instabilités du jet. Tous les spectres pour toutes les positions du jet sans plasma sont de ce type.
- Type (b) : il correspond à la courbe (2) en  $y = 3$  mm sur la figure 4.7. Ce spectre présente un plateau s'étendant sur une large plage de fréquences, jusqu'à 100 Hz dans certains cas. Ce type de spectre caractérise un écoulement présentant toutes les échelles de la turbulence, ayant une intensité turbulente très élevée. Le spectre chute après ce plateau avec une pente classique en  $-5/3$ .
- Type (c) : il correspond à la courbe (3) en  $y = 3$  mm sur la figure 4.7. Il est caractérisé par une bosse sur la gamme de fréquences 50–110 Hz.

Pour l'ensemble des points de mesure et chaque cas étudié ( $f = 2,5$ ,  $5$  et  $10$  kHz), les spectres et les fréquences caractéristiques correspondantes ont été déterminés. Les comparaisons en figure 4.7 en  $x = 0$  mm montrent qu'à proximité de la surface de l'actionneur ( $y = 3$  mm) le spectre du jet présente un pic pour la fréquence caractéristique naturelle à  $f_c = 100$  Hz. Pour un plasma de  $10$  kHz, nous observons une bosse dont le maximum est à cette même fréquence caractéristique. Pour un plasma de  $f = 2,5$  kHz, le spectre présente un plateau pour une large bande de fréquences, jusqu'à  $100$  Hz. Ainsi lorsque le plasma est activé, celui-ci agit sur le jet en excitant et amplifiant sa fréquence caractéristique  $f_c$ . Les instabilités naturelles du jet (petites et rapides) sont amplifiées par l'actionneur, de plus grosses et larges structures sont alors générées. Comme à  $10$  kHz l'actionneur a peu d'effet sur l'écoulement (figure 4.5), l'action ne s'accroît pas. Or à  $2,5$  kHz (qui influe plus fortement sur l'écoulement) de plus grandes structures sont formées. Dans ce cas, l'écoulement présente toutes les échelles de la turbulence, avec une forte intensité turbulente (figure 4.6). En position plus éloignée de l'actionneur ( $y = 8$  mm), les spectres pour  $2,5$  et  $10$  kHz sont globalement turbulents. La turbulence s'est ainsi propagée vers la partie supérieure du jet. Cette analyse confirme les observations faites pour la figure 4.6.

#### 4.2.4 Conclusion sur les essais préliminaires de la décharge impulsionnelle

Dans cette partie, nous avons présenté l'étude d'un actionneur constitué d'une succession de Décharges à Barrière Diélectrique, alimenté par une tension impulsionnelle. Malgré différents systèmes de mesure utilisés, la vitesse du vent ionique induit par cet actionneur est très difficilement mesurable du fait de sa faible valeur (inférieure à  $0,4$  m/s) et de son instationnarité.

Cependant, nous avons visualisé des effets de ce plasma pulsé sur un jet de faible vitesse ( $4$  m/s en sortie). Les mesures L.D.A. ont montré que la structure de l'écoulement du jet est fortement modifiée. Les DBD, agissant uniquement à la paroi, augmentent

la vitesse du jet à proximité de l'actionneur. La conséquence de cette action locale sur l'écoulement est une augmentation de l'intensité turbulente du jet par excitation de sa fréquence caractéristique. Le jet devient ainsi instable, globalement plus épais et plus diffus, avec une vitesse axiale moindre.

Malgré tout, les possibilités d'action de ce type d'actionneur impulsif restent encore limitées car le vent ionique est trop faible pour agir sur des écoulements plus rapides.

### 4.3 Développement d'actionneur à jets de plasma

L'étude bibliographique a montré que l'ajout de quantité de mouvement perpendiculairement à l'écoulement amont peut être une méthode efficace pour modifier des écoulements subsoniques. Un actionneur avec de multiples "jets" de fluide induits par des décharges continues a été développé dans cette optique. Actuellement, seule une configuration géométrique préliminaire est définie. Dans cette partie, nous présentons des mesures optiques et électriques. L'écoulement induit a été visualisé avec de la fumée.

#### 4.3.1 Montage expérimental

L'actionneur développé est une plaque de laiton (160 mm × 35 mm × 1 mm) collée sur une plaque diélectrique (5 mm d'épaisseur). Il est constitué de 20 ouvertures dans lesquelles un plasma est généré. Le positionnement et les dimensions des espacements entre les ouvertures sont représentés en figure 4.8a. Chaque ouverture est réalisée avec un trou de 1 mm de diamètre dans la plaque de laiton. Leur profondeur est de 2 mm. L'électrode est une pointe en cuivre de 0,6 mm de diamètre, passant à travers le diélectrique jusqu'à la cavité de l'ouverture, comme représenté en figure 4.8b.

Afin de générer des décharges électriques dans chaque ouverture, la plaque en laiton est reliée à la masse et l'électrode à l'alimentation haute tension continue et positive SPELLMAN SL300 (0-60 kV, 5 mA), déjà utilisée pour établir les décharges couronnes

surfaciques décrites au chapitre 2. Une résistance de  $1\text{ M}\Omega$  est connectée en série entre l'électrode et l'alimentation afin de limiter le courant de décharge, et ainsi éviter le passage au régime d'arcs.

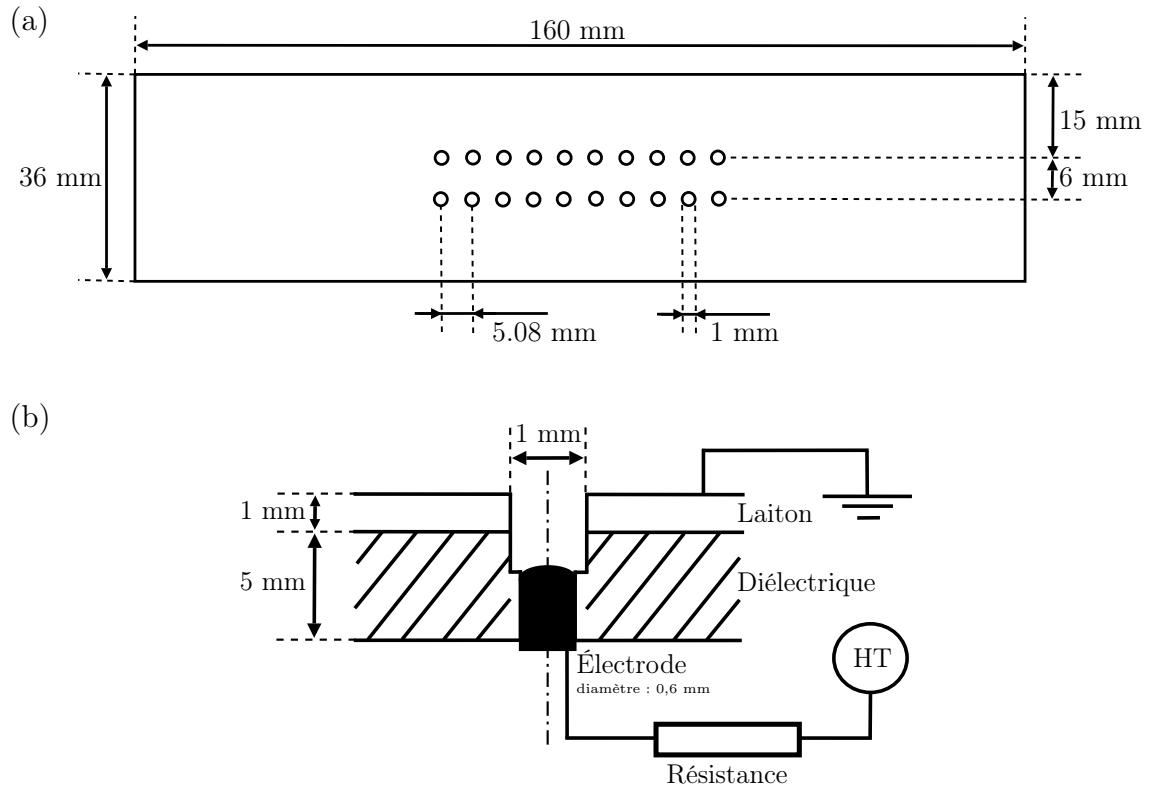


FIG. 4.8 – (a) Schéma de l'actionneur à multiples jets de plasma et (b) vue en coupe d'une ouverture

Une sonde de tension Tektronix P60115A est utilisée pour mesurer la tension aux bornes de la décharge. Une résistance de  $R_c = 1\text{ k}\Omega$  est connectée en série entre la masse et la plaque de laiton, comme illustré en figure 4.9, et le courant de décharge est déterminé par la mesure de la tension  $V_c$  aux bornes de cette résistance. De plus, les émissions lumineuses des décharges sont mesurées avec un tube photomultiplicateur (PMT) Hamamatsu R928, décrit dans la partie 2.3.3. La lumière est collectée par l'intermédiaire d'une fibre optique en quartz HCG-M0904T (de diamètre  $1\ 000\ \mu\text{m}$ ), dont l'embout est positionné 10 mm au-dessus d'une ouverture.

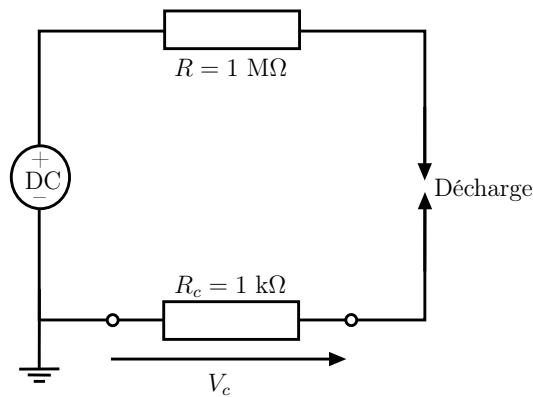


FIG. 4.9 – Schéma du montage électrique

### 4.3.2 Comportement de la décharge

L'application d'une différence de potentiel entre l'électrode et la plaque en laiton permet d'établir des décharges électriques dans chaque ouverture. Dans chaque test effectué, le courant du signal délivré à l'électrode, noté  $i_0$ , est le paramètre fixé par l'alimentation haute tension continue, de 0,05 à 0,30 mA. Les valeurs instantanées du courant de décharge  $i_c$  sont mesurées grâce à la résistance  $R_c$ . Ces données sont comparées à l'évolution du signal de tension sur les courbes de la figure 4.10.

Sur les courbes de la figure 4.10, nous observons des pics de courant de décharge jusqu'à 70 mA. Ceci correspond au mécanisme classique de décharge couronne établie entre une pointe positive et une plaque portée à la masse (partie 1.3.1 et Dascalescu (1993)). Des électrons entrent en collision avec des molécules neutres du gaz alentour et créent des ions. Ces charges s'accumulent dans une zone proche de la pointe de l'électrode, nommée zone d'ionisation (illustrée en figure 4.12a). Lorsque la densité de charges dépasse une valeur seuil, les ions de charge positive se déplacent dans chaque ouverture vers la plaque en laiton reliée à la masse sous la forme d'un filament lumineux (figure 4.12b). Chaque filament correspond à un pic de courant et la lumière émise est mesurée par le PMT en figure 4.11. La quantité de mouvement de ces ions en mouvement est ensuite transmise aux molécules neutres du gaz, permettant ainsi d'induire un jet de fluide sortant de l'ouverture

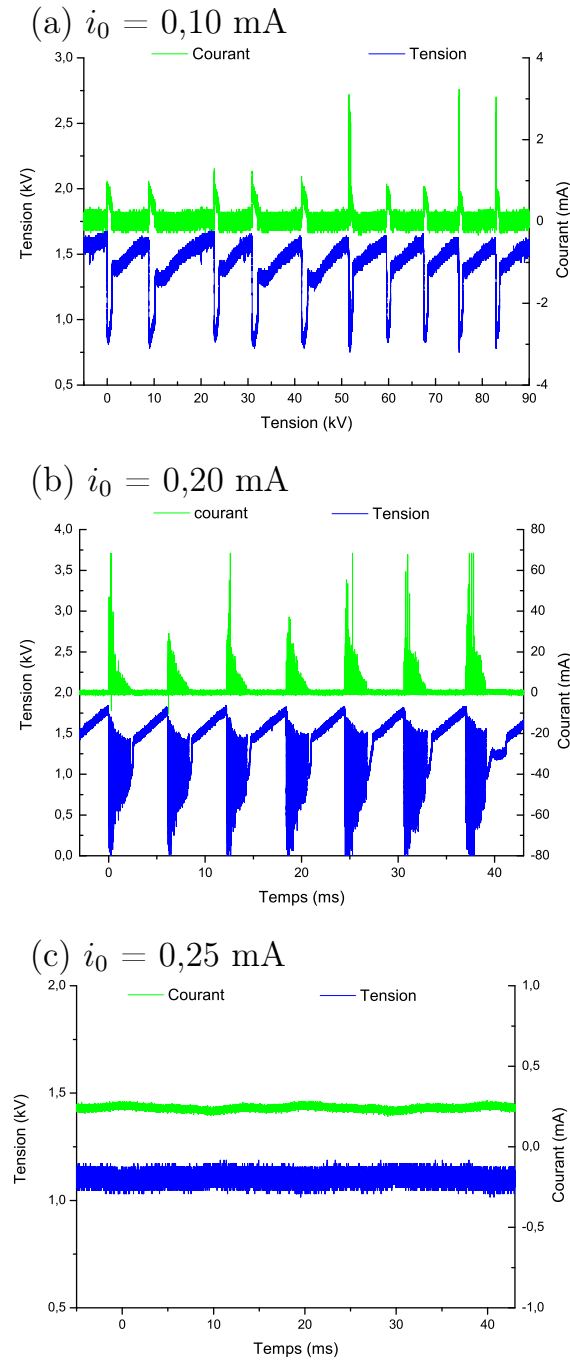


FIG. 4.10 – Évolutions temporelles de la tension (kV) et du courant (mA)



(figure 4.12c). Nous appellerons ce régime de décharge "auto-impulsionnel". L'écoulement induit peut également être dû en partie aux effets thermiques à l'intérieur de la cavité.

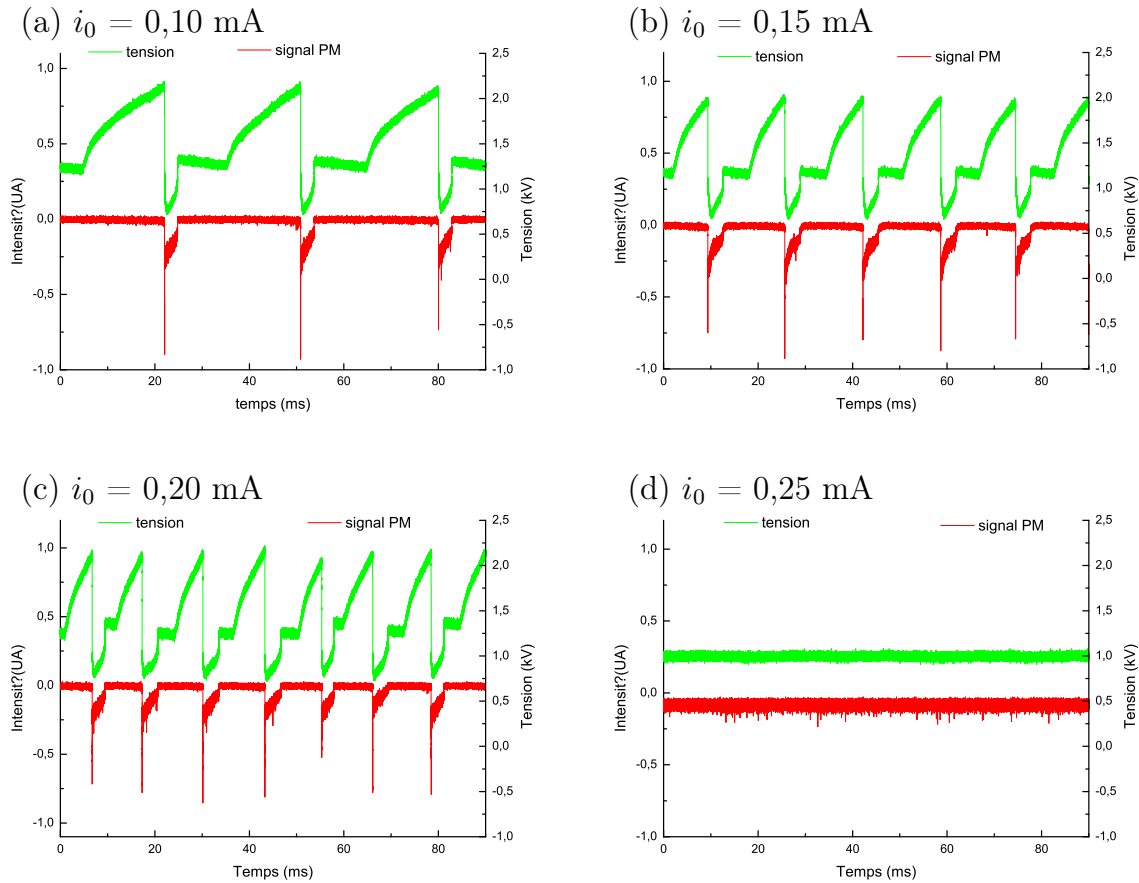


FIG. 4.11 – Évolutions temporelles de la tension (kV) et de l'intensité du signal délivré par le tube photomultiplicateur (unité arbitraire)

Comme pour la décharge couronne surfacique étudiée précédemment dans la partie 2.3.3, la succession de charges et de décharges entraîne des variations de tension (figures 4.10 et 4.11). La tension monte jusqu'à une tension de claquage, la décharge s'amorce et la tension oscille. Au bout d'un certain temps, la décharge s'arrête. A nouveau la tension augmente grâce à l'alimentation continue pour atteindre la tension d'amorçage et le cycle repart.

Les courbes de courant de décharge, de tension et d'intensité du PMT montrent que la fréquence des décharges augmente avec le courant appliqué à l'actionneur, jusqu'à

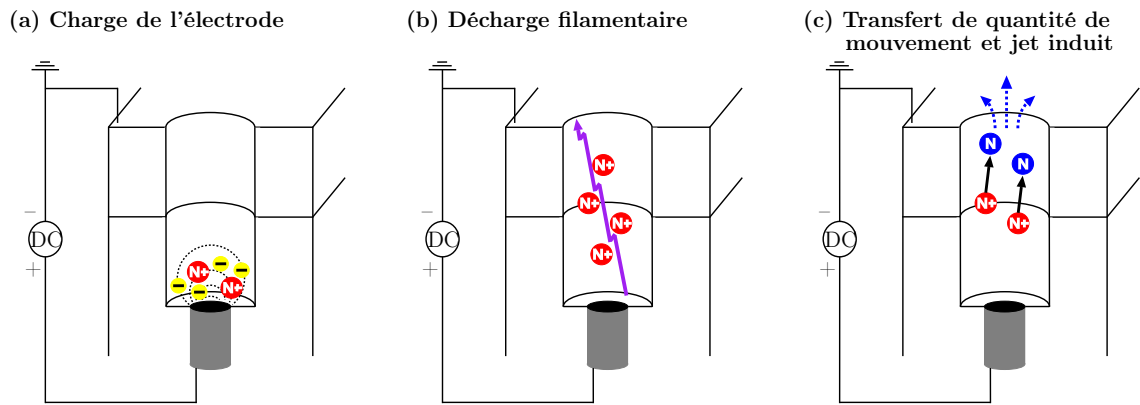
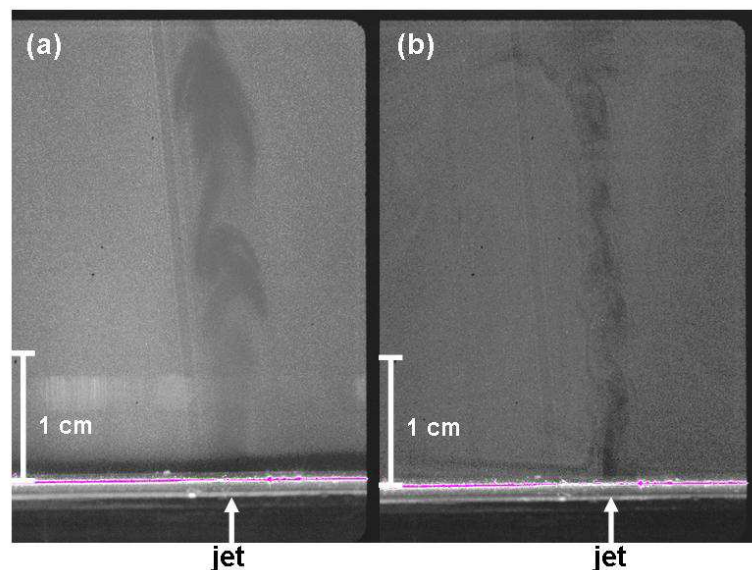


FIG. 4.12 – Description du comportement de la décharge

l'application d'un courant  $i_0 = 0,25$  mA. Pour cette valeur seuil, le courant de décharge et la tension sont constants. Nous appellerons ce régime de décharge "auto-entretenu" ou "continu".

### 4.3.3 Visualisations de l'écoulement induit par l'actionneur

Après avoir mis en évidence le comportement de cette décharge avec des mesures électriques et optiques, les caractéristiques mécaniques de cet actionneur sont étudiées.

FIG. 4.13 – Photographies de l'écoulement induit par l'actionneur avec une seule ouverture ( $i_0 = 0,20$  mA)

Les moyens de mesure de vitesse de l'écoulement induit ne sont pas adaptés à cet actionneur et n'ont pas permis de déterminer la vitesse du vent ionique. En effet, le diamètre de l'ouverture est relativement réduit et le jet également : l'utilisation d'une sonde de pression en verre n'est donc pas adaptée. Les systèmes laser utilisant de la fumée ne sont également pas utilisables. Dans le cas d'écoulements de jets, la fumée d'ensemencement ne pénètre pas à l'intérieur du jet sauf si celui-ci estensemencé à sa source, ce qui n'est pas possible ici. De plus, les décharges impulsionnelles créent des perturbations électromagnétiques qui perturbent le fonctionnement de la caméra CCD du système P.I.V. Finalement, seules quelques visualisations de l'écoulement induit par une ouverture ont pu être réalisées avec la P.I.V. (figure 4.13).

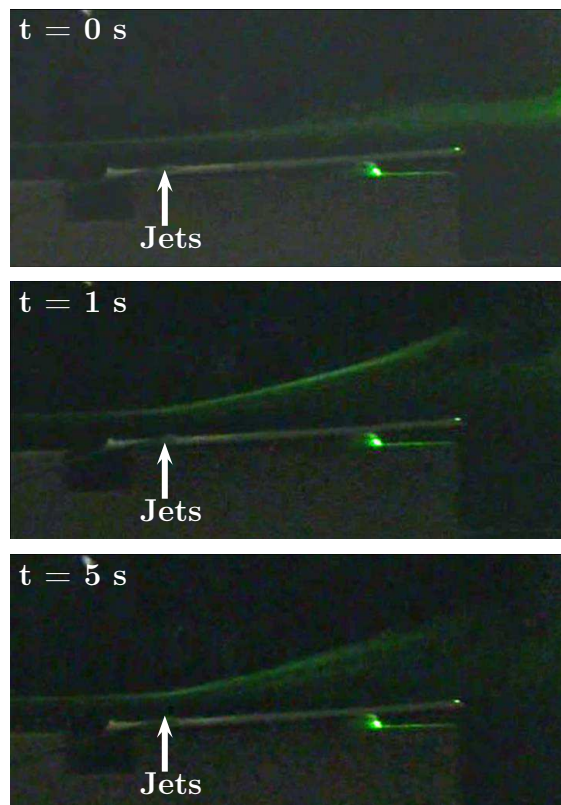


FIG. 4.14 – Photographies de l'effet de l'actionneur en régime continu ( $i_0 = 0,30$  mA) sur un filet de fumée ( $0,5$  m/s)

Afin d'obtenir d'autres informations sur l'écoulement induit, des visualisations ont

été effectuées avec un caméscope numérique montrant l'effet de cet actionneur sur un filet de fumée d'encens (vitesse d'environ 0,5 m/s). Dans le cas d'une utilisation en régime continu ( $i_0 = 0,30$  mA) montrée en figure 4.14, le filet se sépare de la paroi et reste dans la même position durant l'action.

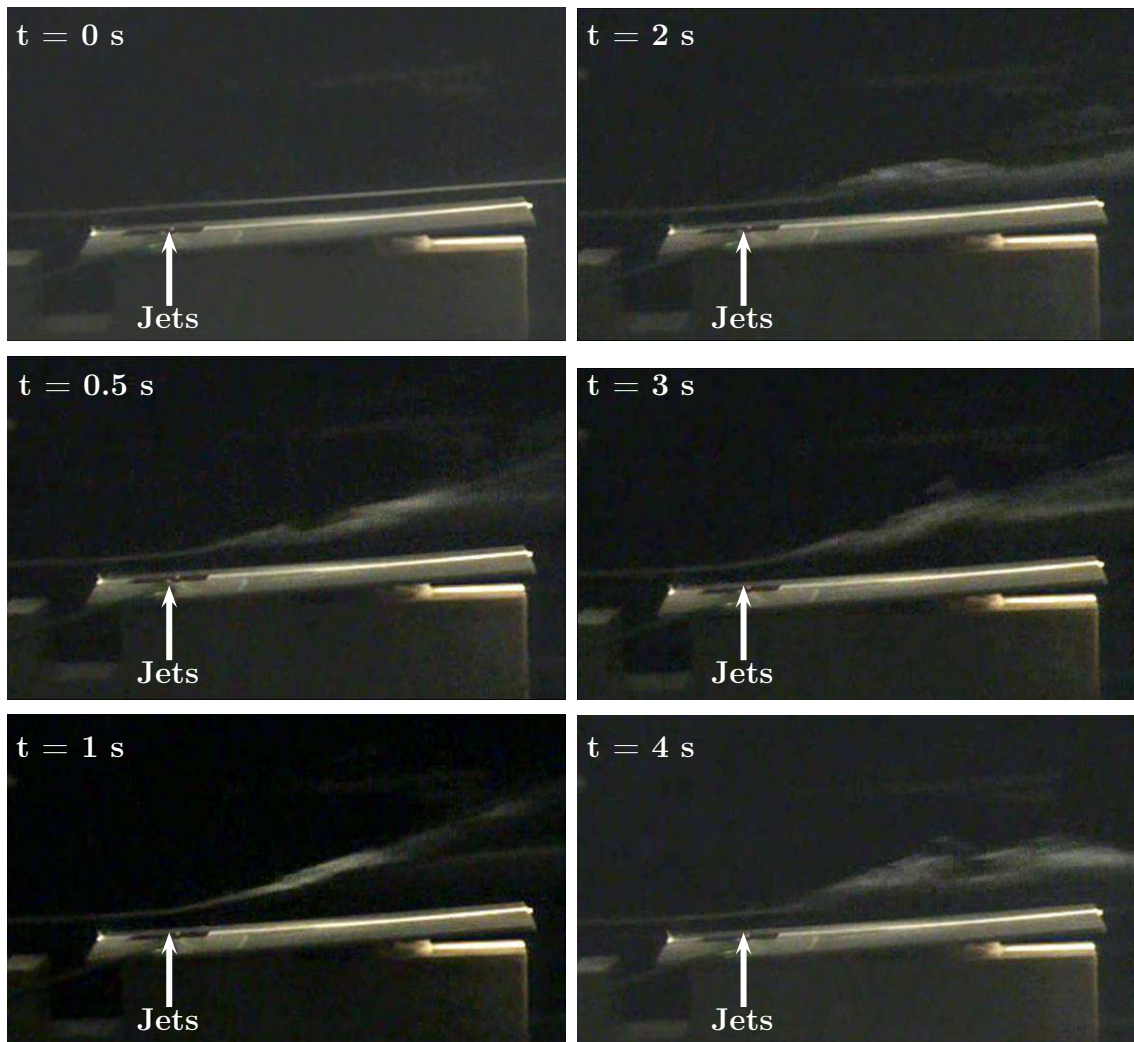


FIG. 4.15 – Photographies de l'effet de l'actionneur en régime auto-impulsionnel ( $i_0 = 0,15$  mA) sur un filet de fumée (0,5 m/s)

Pour l'utilisation en régime auto-impulsionnel ( $i_0 = 0,15$  mA), le filet devient diffus et turbulent. Il se sépare de l'actionneur mais de façon discontinue, comme illustré en figure 4.15. En effet, lors de ce régime le transfert de quantité de mouvement des ions vers le gaz alentour ne se produit que lors des décharges filamenteuses, comme cela est montré

par la figure 4.12. Ainsi le jet induit n'est pas constant contrairement au régime continu.

Finalement, le régime continu est plus intéressant que le régime auto-impulsionnel en vue d'une utilisation en aérodynamique. Le plasma généré est d'une part plus stable (mais toujours présence de perturbations électromagnétiques) et induit un jet de vitesse constante, permettant ainsi un meilleur contrôle de l'actionneur.

#### 4.3.4 Conclusion sur les essais préliminaires de l'actionneur à jets de plasma

Un nouvel actionneur électrohydrodynamique permettant d'induire des jets de fluide est présenté dans cette partie. Deux régimes de plasma ont été mis en évidence :

- un régime auto-impulsionnel caractérisé par une succession de décharges filamenteuses, dont la fréquence augmente avec le courant. Le vent ionique n'est alors pas induit continuellement.
- un régime continu lorsque la décharge est auto-entretenu. Le jet induit est alors constant.

Ce type de décharge produit d'importantes perturbations électromagnétiques sur le matériel de mesure, empêchant une caractérisation quantitative de l'écoulement induit. De plus la vitesse est très faible. Les différentes visualisations ont tout de même montré que le régime continu est préférable pour une possible utilisation en aérodynamique.

### 4.4 Conclusion sur le développement de nouvelles décharges

Ces développements préliminaires d'actionneurs (DBD à alimentation pulsée, jets à alimentation continue) sont des voies possibles pour améliorer l'efficacité du contrôle des écoulements.

Des nombreux points sont toutefois à revoir. L'étude de l'actionneur DBD alimenté par un signal pulsé rapide a donné des informations sur les mécanismes de contrôle d'écoulement, mais l'optimisation est nécessaire pour une application réelle (durée de vie aug-

mentée, écoulement induit plus rapide). Ce besoin de générer un vent ionique plus important est également présente pour l'actionneur à jets en vue d'une utilisation pour contrôler des écoulements aérodynamiques.





---

## Conclusion et perspectives

Dans le contexte industriel actuel, la réduction des coûts financiers et énergétiques est un objectif essentiel des programmes de recherche dans les industries des transports. L'optimisation de l'aérodynamique et son contrôle s'inscrivent dans cette optique. De nombreuses méthodes d'actions sur des écoulements ont été développées, notamment l'utilisation de plasmas non-thermiques surfaciques. L'étude menée durant cette thèse, présentée dans ce mémoire, a consisté à développer des actionneurs plasmas, nommés communément actionneurs électrohydrodynamiques, pour modifier des écoulements subsoniques.

Une large revue bibliographique a été réalisée sur les méthodes classiques de contrôle d'écoulements, sur la physique des plasmas et finalement sur l'utilisation de ces plasmas en aérodynamique. Les résultats publiés ont montré le potentiel d'utilisation des actionneurs électrohydrodynamiques pour la modification de la couche limite et le contrôle des écoulements décollés. Cependant, il reste à approfondir la compréhension de l'interaction plasma / écoulement et des mécanismes physiques des décharges à pression atmosphérique. De nombreux essais expérimentaux dans les équipes de recherche sont en cours sur



ces sujets en plein essor.

Deux types d'actionneurs électrohydrodynamiques ont été développés pour des applications en aérodynamique. Des contraintes à la fois de stabilité (dans le temps et l'espace) et de puissance électrique à fournir ont été prises en compte pour engendrer un vent ionique suffisant qui puisse agir sur des écoulements subsoniques.

Dans un premier temps une décharge couronne surfacique alimentée par une tension continue a été étudiée. Une différence de potentiel entre deux électrodes placées de part et d'autre du bord d'une plaque a été appliquée. Le plasma contourne ce bord et reste stable et d'aspect homogène pour une tension de l'ordre de + 40 kV. Dans un deuxième temps, nous avons utilisé une décharge à barrière diélectrique (DBD) surfacique alimentée par une haute tension sinusoïdale (d'amplitude environ 10 kV et de fréquence 1 kHz). L'actionneur a été réalisé avec une multitude de DBD placées successivement. Dans les deux cas, ces actionneurs ont fait l'objet de mesures de tension, de courant et de rayonnement émis afin de mettre en évidence les mécanismes de formation des décharges. L'écoulement induit par ces deux plasmas, dit "vent ionique", a été caractérisé. Sa vitesse a été mesurée par une sonde de pression d'arrêt en verre et par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (P.I.V.). La vitesse et la topologie de l'écoulement ont été étudiées selon divers paramètres géométriques et électriques. Cette caractéristique mécanique des décharges électriques haute tension a été ensuite utilisée sur des obstacles en soufflerie aérodynamique afin d'agir sur les écoulements. Sur une plaque plane, des actionneurs DBD de faible puissance et induisant une vitesse faible par rapport à l'écoulement principal (3 m/s contre 15 et 22 m/s) permettent d'agir sur la couche limite en excitant les instabilités et en provoquant la transition laminaire-turbulente. Ceci a été confirmé par l'analyse des résultats sur une plaque plane (jusqu'à  $7.5^\circ$  et  $Re = 187 \times 10^3$ ), sur un profil d'aile NACA 0015 (jusqu'à  $17.5^\circ$  et  $Re = 267 \times 10^3$ ) et sur un profil d'éolienne d'envergure 110 cm ( $13^\circ$  et  $Re = 800 \times 10^3$ ), où la séparation complète des écoulements est retardée voire empêchée

---

par un actionneur placé en bord d'attaque.

Ces deux actionneurs permettent de mettre en évidence des propriétés électrohydrodynamiques, mais présentent des avantages et des inconvénients spécifiques quant à leur possibilité d'utilisation. La décharge couronne permet d'agir efficacement sur des écoulements séparés. Cependant, plus de 35 kV /cm sont nécessaires pour l'établir, ce qui implique une alimentation fournissant une tension très élevée si l'on désire l'utiliser sur des applications de plus grandes dimensions (supérieures au mètre). De plus, la stabilité de ce type de décharge dépend fortement des conditions atmosphériques et de l'état d'usure du matériau, pouvant provoquer un régime d'arc qui endommage le matériel. La DBD présente par rapport à la décharge couronne l'avantage d'être stable dans n'importe quelle condition. Le montage de DBD les unes à la suite des autres permet "d'ajouter" les écoulements induits par chaque plasma sans écoulement extérieur. Cependant cet effet cumulatif ne semble pas se produire en présence d'un écoulement principal et, comme la puissance se répartit entre chaque DBD, l'action avec cette configuration géométrique s'en retrouve limitée. De plus, la résistance à la haute tension de notre matériau diélectrique en époxy est limitée, ce qui restreint l'utilisation à de faibles temps de fonctionnement (quelques dizaines de minutes) et de hautes tensions modérées (12 kV d'amplitude, 2 kHz de fréquence).

D'autres types de décharges ont été testés (jets de plasmas alimentés par une haute tension continue, DBD alimentée par une tension impulsionnelle). Ces essais préliminaires montrent que ces décharges ne sont, en l'état actuel, pas encore applicables pour agir sur un écoulement aérodynamique.

Ce travail était la première thèse sur ce sujet à l'Université d'Orléans, au Laboratoire de Mécanique et d'Énergétique et au Groupe de Recherche sur l'Énergétique des Milieux

Ionisés. La compréhension des phénomènes a été approfondie, des premiers actionneurs et des essais expérimentaux pour le contrôle d'écoulements aérodynamiques ont été réalisés. Ces résultats encouragent à poursuivre le développement d'actionneurs DBD avec de nouvelles configurations d'électrodes et d'autres matériaux diélectriques plus résistants. L'objectif est de générer un écoulement induit toujours plus important avec un meilleur rendement énergétique et optimiser la position de l'actionneur sur la paroi.

L'étude des actionneurs électroaérodynamiques est poursuivie, en particulier le développement de dispositifs DBD souples épousant la courbure des profils. Ces derniers pourront être utilisés sur n'importe quelle courbure de profils d'aile et pourront être placés en n'importe quelle position (notamment au bord d'attaque). Ils seront utilisés sur des profils en incidence de 1 mètre de corde afin d'agir à de nombres de Reynolds plus élevés (supérieurs à  $10^6$ ) pour des dimensions plus élevées. La caractérisation des effets sur l'écoulement sera effectuée dans la soufflerie subsonique Lucien Malavard par P.I.V. De plus il est prévu d'utiliser la balance aérodynamique afin de mesurer la modification des efforts aérodynamiques exercés sur les profils. Le développement de nouvelles applications de contrôle d'écoulement, sur le corps de Ahmed (géométrie simplifiée et générique représentant une automobile) ou sur les écoulements internes en canalisation par exemple, est également envisagé.



---

# Bibliographie

M. AMITAY, A. GLEZER (2002).

Controlled transients of flow reattachment over stalled airfoils.

*Int. J. Heat and Fluid Flow* **23**, 690–699.

S.G. ANDERS, W.L. SELLERS III, A.E. WASHBURN (2004).

Active flow control activities at NASA Langley.

*AIAA Paper 2004-2623, 2nd AIAA Flow Control Conference, Portland, OR, June 28-1, 2004.*

G. ARTANA, G. DESIMONE, G. TOUCHARD (1999).

Study of the changes in the flow around a cylinder caused by electroconvection.

*Inst. Phys. Conf. Ser. No 163, 10th Int. Conf. Cambridge, March 28-31, 1999.*

G. ARTANA, J. D'ADAMO, G. DESIMONE, G. DIPRIMIO (2000).

Air flow control with electrohydrodynamic actuators.

*2nd International Workshop on Conduction Convection and Breakdown in Fluids (editors P. Atten, A. Denat), Grenoble, 2000, pp. 190–194, ISBN : 2-914306-00-8.*

G. ARTANA, G. DIPRIMIO, G. DESIMONE, E. MOREAU, G. TOUCHARD (2001).

Electrohydrodynamic actuators on a subsonic air flow around a circular cylinder.

- 
- AIAA Paper 2001-3056, 32nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference and 4th Weakly Ionized Gases Workshop, Anaheim, CA, June 11-14, 2001.*
- G. ARTANA, J. D'ADAMO, L. LÉGER, E. MOREAU, G. TOUCHARD (2002).  
Flow control with electrohydrodynamic actuators.  
*AIAA Journal* **40** (9), 1773–1779.
- P. BALLEREAU (1980).  
*Étude du vent électrique. Contribution à l'étude et à la réalisation d'un détecteur de pollution.*  
Thèse de doctorat, Univ. Paris-Sud, Centre d'Orsay.
- N. BENARD, J. JOLIBOIS, M. FORTE, G. TOUCHARD, E. MOREAU (2007).  
Control of an axisymmetric subsonic air jet by plasma actuator.  
*Exp. Fluids* **43**(4), 603–616.
- J.P. BOEUF, L.C. PITCHFORD (2005).  
Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge.  
*J. Applied Phys.* **97**, 103307.
- J.P. BOEUF, Y. LAGMICH, T. UNFER, T. CALLEGARI, L.C. PITCHFORD (2007).  
Electrohydrodynamic force in dielectric barrier discharge plasma actuators.  
*J. Phys. D : Appl. Phys.* **40**, 652–662.
- C. A. BORGHINI, M.R. CARRARO, A. CRISTOFOLINI (2005).  
Plasma and flow characterization in a flat panel one atmosphere uniform barrier discharge.  
*AIAA Paper 2005-5307, 36th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, Toronto, Canada, June 6-9, 2005.*
- J.S. CHANG, D. BROCILO, K. URASHIMA, J. DEKOWSKI, J. PODLINSKI, J. MIZERACZYK, G. TOUCHARD (2006).  
On-set of EHD turbulence for cylinder in cross flow under corona discharges.  
*J. Electrostat.* **64**, issues 7–9, 569–573.
- D.J. COE, M.G. ALLEN, C.S. RINEHART, A. GLEZER (2006).  
Pneumatically actuated micromachine synthetic jets modulators.

---

*Sensors and Actuators A* **132**, 689–700.

G.M. COLVER, S. EL-KHABIRY (1999).

Modeling of DC corona discharge along an electrically conductive flat plate with gas flow.

*IEEE Transactions on Industry Applications* **35** (2), 387–394.

T.C. CORKE, C. HE, M.P. PATEL (2004).

Plasma flaps and slats : an application of weakly-ionized plasma actuators.

*AIAA Paper 2004-2127, 2nd AIAA Flow Control Conference, Portland, OR, June 28-1, 2004.*

T.C. CORKE, M.L. POST (2005).

Overview of plasma flow control : concepts, optimization, and applications.

*AIAA Paper 2005-0563, 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, January 10-13, 2005.*

J. D'ADAMO, G. ARTANA, E. MOREAU, G. TOUCHARD (2002).

Control of the airflow close to a flat plate with electrohydrodynamic actuators.

*ASME Paper 2002-31041, Montreal, 2002.*

L. DASCALESCU (1993).

*An introduction to ionized gases, theory and applications*

Toyohashi University of Technology.

J.H. DAVIDSON, E.J. SHAUGHNESSY (1986).

Turbulence generation by electric body forces.

*Exp. Fluids* **4**, 17–26.

J.L. DELCROIX, A. BERS (1994).

*Physique des plasmas.*

IntrÉditions / CNRS Éditions.

F. DURST, A. MELLING, J. WHITELAW (1981).

*Principles and practices of laser-Doppler anemometry.*

Academic Press.

S. EL-KHABIRY, G.M. COLVER (1997).

Drag reduction by dc corona discharge along an electrically conductive flat plate for small Reynolds number flow.

*Phys. Fluids* **9** (3), 587–599.

C.L. ENLOE, T.E. McLAUGHLIN, R.V. VANDYKEN, K.D. KACHNER, E.J. JUMPER, T.C. CORKE (2004a).

Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator : plasma morphology.

*AIAA Journal* **42** (3), 589–594.

C.L. ENLOE, T.E. McLAUGHLIN, R.V. VANDYKEN, K.D. KACHNER, E.J. JUMPER, T.C. CORKE, M. POST, O. HADDAD (2004b).

Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator : geometric effects.

*AIAA Journal* **42** (3), 595–604.

C. FIÉVET, M. BARRAULT, P. PETIT, P. CHÉVRIER, C. FLEURIER, V. ANDRÉ (1997).

Optical diagnostics and numerical modelling of arc re-strikes in low-voltage circuit breakers.

*J. Phys. D : Appl. Phys.* **30**, 2991–2999.

V.M. FOMIN, P.K. TRETYAKOV, J.P. TARAN (2004).

Flow control using various plasma and aerodynamics approaches (short review).

*Aerospace Science and Technology* **8**, 411–421.

G.I. FONT (2006).

Boundary layer control with atmospheric plasma discharges.

*AIAA Journal* **44** (7), 1572–1578.

M. FORTE, J. JOLIBOIS, E. MOREAU, G. TOUCHARD, M. CAZALENS (2007).

Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity - Application to airflow control.

*Exp. Fluids* **43**(6), 917–928.

H. FUJISHIMA, Y. UEDA, K. TOMIMATSU, T. YAMAMOTO (2004).

Electrohydrodynamics of spiked electrode electrostatic precipitators.

*J. Electrostat.* **62**, 291–308.

- 
- B. GÖKSEL, D. GREENBLATT, I. RECHENBERG, C.N. NAYERI, C.O. PASCHEREIT (2004).  
Steady and unsteady plasma wall jets for separation and circulation control.  
*AIAA Paper 2006-3686, 3rd AIAA Flow Control Conference, San Francisco, CA, June 5-8, 2006.*
- M. GOLDMAN, A. GOLDMAN, R.S. SIGMOND (1985).  
The corona discharge, its properties and specific uses.  
*Pure and Appl. Chem.* **57** (9), 1353–1362.
- D GREENBLATT, I.J. WYGNANSKI (2000).  
The control of separation by periodic excitation.  
*Progress in Aerospace Sciences* **36**, 487–545.
- S. GRUNDMANN, C. TROPEA (2007).  
Experimental transition delay by using glow-discharge plasma actuators.  
*Exp. Fluids* **42** (4), 653–657.
- B. HELD (1994).  
*Physique des plasmas froids.*  
Masson, Paris.
- W. HILBUN, B.J. CASE (2005).  
Preliminary development of a computational model of a Dielectric Barrier discharge.  
*AIAA Paper 2005-1176, 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, January 10-13, 2005.*
- G. HONG (2006).  
Effectiveness of micro synthetic jet actuator enhanced by flow instability in controlling laminar separation caused by adverse pressure gradient.  
*Sensors and actuators A* **132**, 607–615.
- A. HUPPERT, H.H. FERNHOLZ (2002).  
Active control of the turbulent flow over a swept fence.  
*Eur. J. Mech. B/Fluids* **21**, 429-446.
- K.T. HYUN, C.H. CHUN (2003).  
The wake flow control behind a circular cylinder using ion wind.



- Exp. Fluids* **35**, 541–552.
- J. JACOB, R. RIVIR, C. CARTER, J. ESTEVADEORDAL (2004).  
Boundary layer flow control using AC discharge plasmas actuators.  
*AIAA Paper 2004-2128, 2nd AIAA Flow Control Conference, Portland, OR, June 28-1, 2004.*
- M. JEDRUSIK, J.B. GALEWSKI, A.J. SWIERCSOK (2001).  
Effect of the diameter and corona electrode geometry on the particle migration velocity in electrostatic precipitators.  
*J. Electrostat.* **51–52**, 245–251.
- T. JUKES, K. CHOI (2004).  
Turbulent boundary-layer control for drag reduction using surface plasma.  
*AIAA Paper 2004-2216, 2nd AIAA Flow Control Conference, Portland, OR, June 28-1, 2004.*
- H. KALMANN, E. SHER (2001).  
Enhancement of heat transfer by means of a corona wind created by a wire electrode and confined wings assembly.  
*Applied Thermal Engineering* **21**, 265–282.
- T.R. KLEIN (2006).  
*Macroscopic computational model of Dielectric Barrier Discharge plasma actuators.*  
Thesis for the Master of Science Degree, Air Force Institute of Technology, Ohio.
- A. LABERGUE, L. LÉGER, E. MOREAU, G. TOUCHARD (2005).  
Effect of a plasma actuator on an airflow along an inclined wall : P.I.V. and wall pressure measurements.  
*J. Electrostat.* **63**, 961–967.
- A. LABERGUE (2005).  
*Étude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas - Application au contrôle de décollements d'écoulements.*  
Thèse de doctorat, Univ. Poitiers.
- A. LABERGUE, E. MOREAU, N. ZOUZOU, G. TOUCHARD (2007).  
Separation control using plasma actuators : application to a free turbulent jet.

- 
- J. Phys. D : Appl. Phys.* **40**, 674–684.
- L.D. LANDAU, E.M. LIFSHITZ (1987).  
*Fluid Mechanics, 2nd edition. Course of Theoretical Physics, Vol. 6.*  
Pergamon Press.
- S.J. LEE, Y.G. JANG (2005).  
Control of flow around a NACA 0012 airfoil with a micro-ribblet film.  
*J. Fluids and Structures* **20**, 659–672.
- L. LÉGER, E. MOREAU, G. ARTANA, G. TOUCHARD (2001).  
Influence of a DC corona discharge on the airflow along an inclined flat plate.  
*J. Electrostat.* **51–52**, 300–306.
- L. LÉGER (2003).  
*Contrôle actif d'un écoulement d'air par un plasma froid surfacique.*  
Thèse de doctorat, Univ. Poitiers.
- G.L. LEONARD, M. MITCHNER, S.A. SELF (1983).  
An experimental study of the electrohydrodynamic flow in electrostatic precipitators.  
*J. Fluid Mech.* **127**, 123–140.
- H.W. LIEPMAN, D.M. NOSENCHUCK (1982).  
Active control of laminar-turbulent transition.  
*J. Fluid Mech.* **118**, 201–204.
- A.V. LIKHANSKII, M.N. SCHNEIDER, S.O. MACHERET, R.B. MILES (2006).  
Modeling of interaction between weakly ionized near-surface plasmas and gas flow.  
*AIAA Paper 2006-1204, 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, January 9-12, 2006.*
- J.C. LIN (2002).  
Review of research on low-profile vortex generators to control boundary-layer separation.  
*Progress in Aerospace Sciences* **38**, 389–420.
- L.B. LOËB (1965).  
*Electrical coronas. Their basic physical mechanisms.*  
Univ. of California Press, Berkeley et Los Angeles.

- C. LOUSTE, E. MOREAU, G. ARTANA, G. TOUCHARD (2004).  
Étude de l'action mécanique d'une décharge de surface par mesure PIV et simulation.  
*4th Conférence SFE, Poitiers*, 174–179.
- M.R. MALIK, L.M. WEINSTEIN, M.Y. HUSSAINI (1983).  
Ion wind drag reduction.  
*AIAA-83-0231, AIAA 21st Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV, January, 1983*.
- J.C. MATEO-VELEZ, F. THIVET, P. DEGOND (2004).  
Modélisation élémentaire du vent ionique dans une décharge couronne.  
*4th Conférence SFE, Poitiers*, 180–185.
- T.E. McLAUGHLIN, M.D. MUNSKA, J.P. VAETH, T.E. DAUWALTER, J.R. GOODE, S.G. SIEGE (2004).  
Plasma-based actuators for cylinder wake vortex control.  
*AIAA Paper 2004-2129, 2nd AIAA Flow Control Conference, Portland, OR, June 28-1, 2004*.
- R.B. MILES, S.O. MACHERET, L. MARTINELLI, R. MURRAY, M. SHNEIDER, Y. Z. IONIKH, J. KLINE, J. FOXL (2001).  
Plasma control of shock waves in aerodynamics and sonic boom mitigation.  
*AIAA Paper 2001-3062, 32nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 4th Weakly Ionized Gases Workshop, Anaheim, CA, June 11-14, 2001*.
- A.M. MITCHELL, J. DÉLERY (2001).  
Research into vortex breakdown control.  
*Progress into Aerospace Sciences* **37**, 385–418.
- V.J. MODI (1997).  
Moving surface boundary-layer control : a review.  
*J. Fluids and Structures* **11**, 627–663.
- M.R.C. MOHAN (2004).  
*Boundary layer flow acceleration by piezoelectric and peristaltic EHD effects of aerodynamic plasma actuators*.  
Thesis for the Master of Science Degree, Univ. Tennessee, Knoxville.
- E. MOREAU, L. LÉGER, G. TOUCHARD (2006).

---

Effect of a DC surface-corona discharge on a flat plate boundary layer air flow velocity up to 25 m/s.

*J. Electrostat.* **64**, issues 3–4, 215–225.

E. MOREAU (2007).

Airflow control by non thermal plasma actuators.

*J. Phys. D : Appl. Phys.* **40**, 605–636.

D.F. OPAITS, D.V. ROUPASSOV, S.M. STARISKOVSKAIA, A.YU. STARIKOVSKII, I.N. ZAVIALOV, S.G. SADDUGHI (2005).

Plasma control of boundary layer using low-temperature non-equilibrium plasma of gas discharge.

*AIAA Paper 2005-1180, 43rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, January 10-13, 2005.*

D.M. ORLOV, T.C. CORKE (2005).

Numerical simulation of aerodynamic plasma actuator effects.

*AIAA Paper 2005-1083, 43rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, January 10-13, 2005.*

A. PEYRAT-ARMANDY (1997).

*Les avions de transport modernes et futurs.*

Éd. Teknea.

J. POGGIE (2004).

Numerical exploration of flow control with glow discharges.

*AIAA Paper 2004-2658, 35th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, Portland, OR, June 28-1, 2004.*

J. POGGIE (2005).

Computational studies of high-speed flow control with weakly-ionized plasma.

*AIAA Paper 2005-784, 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, January 10-13, 2005.*

J. PONS, E. MOREAU, G. TOUCHARD (2005).

Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure : electrical properties and induced airflow characteristics.

*J. Phys. D : Appl. Phys.* **38**, 3635–3642.

- C.O. PORTER, T.E. McLAUGHLIN, C.L. ENLOE, G.I. FONT, J. RONEY, J.W. BAUGHN (2007).  
Boundary layer control using a DBD plasma actuator.  
*AIAA Paper 2007-786, 45th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, January 8-11, 2007.*
- M.L. POST, S.L. GREENWADE, M.H. YAN, T.C. CORKE, M.P. PATEL (2007).  
Effects of an aerodynamic plasma actuator on an HSNLF airfoil.  
*AIAA Paper 2007-638, 45th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, January 8-11, 2007.*
- M. RAFFEL, C. WILLERT, J. KOMPENHANS (1998).  
*Particle Image Velocimetry. A practical guide.*  
Springer-Verlag, Berlin.
- M. ROBINSON (1961).  
Movement of air in the electric wind of the corona discharge.  
*AIEE Transactions* **80**, 143–150.
- M. ROBINSON (1976).  
*Effect of the corona discharge on electric wind convection and eddy diffusion in an electrostatic precipitator.*  
Ph.D. Thesis, The Cooper Union University.
- J.R. ROTH, D.M. SHERMAN, S.P. WILKINSON (1998).  
Boundary Layer Flow Control with a One Atmosphere Uniform Glow Discharge Surface Plasma.  
*AIAA Paper 98-0328, 36th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, January 12-15, 1998.*
- J.R. ROTH, D.M. SHERMAN, S.P. WILKINSON (2000).  
Electrohydrodynamic flow control with a glow-discharge surface plasma.  
*AIAA Journal* **38** (7), 1166–1172.
- J.R. ROTH (2001).  
*Industrial plasma engineering. Volume 2 : Application to nonthermal plasma processing*  
Institute of Physics Publishing, Bristol et Philadelphia.

---

J.R. ROTH, H. SIN AND R.C.M. MOHAN (2003a).

Flow re-attachment and acceleration by paraelectric and peristaltic electrohydrodynamic (EHD) effects.

*AIAA Paper 2003-531, 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, January 6-9, 2003.*

J.R. ROTH (2003b).

Aerodynamic flow acceleration using paraelectric and peristaltic electrohydrodynamic (EHD) effects of a One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma (OAUGDP™).

*Phys. Plasmas* **10** (5), 966305PHP.

J.R. ROTH, R.C.M. MOHAN, M. YADAV, J. RAHEL, S.P. WILKINSON (2004).

Flow field measurements of paraelectric, peristaltic and combined plasma actuators based on the One Atmospheric Uniform Glow Discharge Plasma (OAUGDP™).

*AIAA Paper 2004-0845, 42nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, January 5-8, 2004.*

J.R. ROTH, D. XIN, J. RAHEL, D.M. SHERMAN (2005a).

The physics and phenomenology of paraelectric One Atmospheric Uniform Glow Discharge Plasma (OAUGDP) actuators for aerodynamic flow control.

*AIAA Paper 2005-0781, 43rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, January 10-13, 2005.*

J.R. ROTH, J. RAHEL, X. DAI, D.M. SHERMAN (2005b).

The physics and phenomenology of One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma (OAUGDP™) reactors for surface treatment applications.

*J. Phys. D : Appl. Phys.* **35**, 555–567.

S. ROY, D.V. GAITONDE (2005).

Multidimensional collisional Dielectric Barrier Discharge for flow separation control at atmospheric pressures.

*AIAA Paper 2005-4631, 35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Toronto, Canada, June 6-9, 2005 .*

H. SCHLICHTING (1968).

*Boundary-layer theory*, Sixth edition.

McGraw Hill, New York.

Y.V. SHCHERBAKOV, N.S. IVANOV, N.D. BARYSHEV, V.S. FROLOVSKIJ, V.S. SYSSOEV (2000).

Drag reduction by ac streamer corona discharges along a wing-like profile plate.

*AIAA Paper 2000-2670, 31st AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, Denver, CO, June 19-22, 2000.*

D.M. SHERMAN (1998).

*Manipulating aerodynamic boundary layers using an electrohydrodynamic effect generated by a One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma.*

Thesis for the Master of Science Degree, Univ. Tennessee, Knoxville.

K.P.SINGH, S. ROY, D.V. GAITONDE (2005).

Modeling of dielectric barrier discharge plasma actuator with atmospheric air chemistry.

*AIAA Paper 2006-3381, 37rd AIAA Plasmadynamics and Laser Conference, San Francisco, CA, June 5-8, 2006.*

F. SOETOMO (1992).

*The influence of high voltage discharge on a flat plate drag at low Reynolds number air flow.*

Thesis for the Master of Science Degree, Univ. Iowa State, Ames.

F. SOETOMO, G.M. COLVER, K. FOROURAGHI (2006).

Micro-force measurement of drag on a small flat plate in the presence of a corona discharge.

*J. Electrostat.* **64**, 525–530.

A. SOLDATI, S. BANERJEE (1998).

Turbulence modification by large-scale organized electrohydrodynamic flows.

*Phys. Fluids* **10** (7), 1742–1756.

A. SOLDATI (2002).

Influence of large-scale streamwise vortical EHD flow on wall turbulence.

*International Journal of Heat and Fluid Flow* **23**, 441–443.

R. SOSA (2002).

*Control de escurrimientos alrededor de perfiles alares con actuadores EHD.*

Tesis de Ingeniería Mecánica, Univ. Buenos Aires.

- 
- R. SOSA, E. MOREAU, G. TOUCHARD, G. ARTANA (2004).  
Stall control at high angle of attack with periodically excited EHD actuators.  
*AIAA Paper 2004-2738, 35th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, Portland, OR, June 28-1, 2004.*
- R. SOSA, G. ARTANA (2006).  
Steady control of laminar separation over airfoils with plasma sheet actuators.  
*J. Electrostat.* **64**, issues 7–9, 604–610.
- R. SOSA, G. ARTANA, E. MOREAU, G. TOUCHARD (2007).  
Stall control at high angle of attack with plasma sheet actuators.  
*Exp. Fluids* **42**, 143–167.
- R. SOSA, G. ARTANA, D. GRONDONA, H. KELLY, A. MÁRQUEZ, F. MINOTTI (2007).  
Discharge characteristics of plasma sheet actuators.  
*J. Phys. D : Appl. Phys.* **40**, 663–673.
- R. SOSA (2007).  
*Mecanismos de acople de actuadores electrohidrodinámicos.*  
PHd Thesis, Univ. Buenos Aires.
- E. STANEWSKI (2001).  
Adaptive wing and flow control technology.  
*Progress in Aerospace Sciences* **37**, 583–667.
- C. TULITA, E. BENARD, S. RAGHUNATHAN (2006).  
Numerical analyses of a viscide compressible ionic flow.  
*J. Electrostat.* **64**, 611–620.
- R.V. VANDYKEN, C.L. ENLOE, T.E. McLAUGHLIN (2004).  
Parametric investigations of a single dielectric barrier plasma actuator.  
*AIAA Paper 2004-0846, 42th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, January 5-8, 2004.*
- J.R. VAN ROSENDALE, M.R. MALIK, M.Y. HUSSAINI (1988).  
Ion-wind effect on Poiseuille and Blasius flow.  
*AIAA Journal* **26** (8), 961–968.



H. VELKOFF, J. KETCHAM (1968).

Effect of an electrostatic field on boundary layer transition.

*AIAA Journal* **16** (7), 1381–1383.

A. VINCENT (2002).

*Conception et simulation d'un réacteur fil-cylindre à décharge couronne avec barrière diélectrique adapté au traitement des oxydes d'azote dans des effluents marqués par un isotope.*

Thèse de doctorat, Univ. Paris VI.

M.R. VISBAL, D.V. GAITONDE, S. ROY (2006).

Control of transitional and turbulent flows using plasma-based actuators.

*AIAA Paper 2006-3230, 36th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, San Francisco, CA, June 5-8, 2006.*

P.D. WELCH (1967).

The use of Fast Fourier Transform for the estimation of power spectra : a method based on time averaging over short, modified periodograms.

*IEEE Trans. Audio Electroacoust.* **AU-15**, 70–73.

F.M. WHITE (1974).

*Viscous fluid flow*

McGraw Hill, New York.

A. YABE, Y. MORI, K. HIJIKATA (1978).

EHD study of the corona wind between wire and plate electrodes.

*AIAA Journal* **16** (4), 237–255.

M. YADAV (2005).

*Pitot tube and wind tunnel studies of the flow induced by One Atmospheric Uniform Glow Discharge (OAUGDP®) plasma actuators using a conventional and an economical high voltage power supply.*

Thesis for the Master of Science Degree, Univ. Tennessee, Knoxville.



# Publications

## Articles de revues internationales à comité de lecture

P. MAGNIER, D. HONG, A. LEROY-CHESNEAU, J.M. BAUCHIRE, J. HUREAU (2007).  
Control of separated flows with the ionic wind generated by a DC corona discharge.  
*Exp. Fluids* **42**, issue 5, 815–825.

P. MAGNIER, D. HONG, A. LEROY-CHESNEAU, J.M. POUVESLE, J. HUREAU (2007).  
A DC corona discharge on a flat plate to induce air movement.  
*J. Electrostat.* **65**, issue 10-11, 655–659.

## Comptes rendus de congrès avec comité de lecture et actes

D. HONG, P. MAGNIER, J.M. BAUCHIRE, A. LEROY-CHESNEAU, J.M. POUVESLE (2005).  
*Preliminary study of electric discharges for airflow controls.*  
CD proceedings of 8th International Symposium on Fluid Control, Measurement and Visualization, Chengdu (China), August 22-25, 2005, Paper 319, 1–4.

B. DONG, P. MAGNIER, J.M. BAUCHIRE, J.M. POUVESLE, J. HUREAU, D. HONG (2006).

*Experimental study of a surface dielectric barrier discharges for active airflow controls.*

CD proceedings of 16th International Conference on Gas Discharges and their Applications, Xi'an (China), September 11-15, 2006, Paper B19, 237–240.

P. MAGNIER, B. DONG, D. HONG, J.M. BAUCHIRE, J. HUREAU, J.M. POUVESLE (2006).

*Dielectric Barrier Discharge for airflow control.*

Proceedings of International Symposium on Electrohydrodynamics, Buenos Aires (Argentina), December 4-6, 2006, 63–66.

P. MAGNIER, V. BOUCINHA, B. DONG, D. HONG, J. HUREAU (2007).

*Actions of Dielectric Barrier Discharges on a subsonic airflow.*

CD proceedings of 42th Colloque d'Aérodynamique Appliquée, Nice Sophia-Antipolis (France), March 19-21, 2007, Paper S5-22.

P. MAGNIER, D. HONG, J.M. POUVESLE, A. LEROY-CHESNEAU, J. HUREAU (2007).

*Contrôle d'un écoulement subsonique par utilisation de décharges surfaciques.*

CD proceedings of 18th Congrès Français de Mécanique, Grenoble (France), August 27-31, 2007, Paper 994.

## Posters de congrès avec comité de lecture et actes

P. MAGNIER, D. HONG, A. LEROY-CHESNEAU, J.M. BAUCHIRE, J. HUREAU (2005).

*Décharges électriques pour le contrôle d'écoulements aérodynamiques.*

Proceedings of 7th Colloque sur les Arcs Électriques, Orléans (France), March 14-15, 2005, 205–208.

B. DONG, J.M. BAUCHIRE, J.M. POUVESLE, P. MAGNIER, D. HONG (2006).

*Étude d'une décharge à barrière diélectrique destinée au contrôle actif d'écoulement gazeux.*

Proceedings of 9th Congrès de la Division Plasmas de la Société Française de Physique, Nancy (France), May 2-5, 2006, 77.

P. MAGNIER, B. DONG, D. HONG, A. LEROY-CHESNEAU, J. HUREAU (2006).

*Control of subsonic flows with high voltage discharges.*

Proceedings of IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS, London (UK), September 19-22, 2006, Paper 120.

P. MAGNIER, B. DONG, D. HONG, A. LEROY-CHESNEAU, J. HUREAU (2006).

*Contrôle d'écoulements subsoniques par utilisation de plasmas froids surfaciques.*

CD Proceedings of Journées Internationales d'Études ITCT 2006, Paris, Ministère de la Recherche (France), November 20-23, 2006, 34–36.

B. DONG, J.M. BAUCHIRE, J.M. POUVESLE, P. MAGNIER, D. HONG (2007).

*Experimental study of induced airflow of a DBD EHD actuator.*

Proceedings of 18th International Symposium on Plasma Chemistry, Kyoto (Japan), August 26-31, 2007.

## Communications et workshops

P. MAGNIER, V. BOUCINHA, A. LEROY-CHESNEAU, R. WEBER, J. HUREAU, B. DONG, D. HONG, J.M. BAUCHIRE, J.M. POUVESLE (2006).

*Contrôle d'écoulements subsoniques par utilisation de décharges couronnes continues et de décharges à barrière diélectrique.*

CNRT R2A, Workshop de bilan des actions de recherche de 2006, Paris (France), December 14<sup>th</sup>, 2006.

P. MAGNIER, V. BOUCINHA, A. LEROY-CHESNEAU, R. WEBER, J. HUREAU, B. DONG, J.M. BAUCHIRE, D. HONG (2007).

*Plasma actuators for subsonic flow control : developments and applications.*

Aerospace Thematic Workshop on "Fundamentals of Aerodynamic-Flow and Combustion Control by Plasmas", Varenna (Italy), May 28-31, 2007.

V. BOUCINHA, P. MAGNIER, R. WEBER, A. LEROY-CHESNEAU, D. HONG (2007).

*Contrôle d'écoulements par action d'un plasma froid de type DBD : application à la transition (plaque plane) et au décollement (profil).*

Journées GDR "Contrôle des Décollements", Paris (France), October 23-24, 2007.

---

# Aspects fondamentaux de la théorie de l'électrohydrodynamique

## Sommaire

---

A.1	Equations de base . . . . .	204
A.2	Équations fondamentales électrohydrodynamiques pour un fluide visqueux compressible . . . . .	206
A.3	Équation de conservation des charges . . . . .	209
A.4	Couche limite laminaire électrohydrodynamique . . . . .	210
A.5	Conclusion . . . . .	212

---

L'intérêt d'utiliser des décharges électriques haute tension pour modifier des écoulements subsoniques a été montré expérimentalement. Le couplage théorique de ces deux domaines de la physique reste complexe et la modélisation n'en est qu'à ses prémices, avec des difficultés à modéliser le plasma dans l'air ambiant et à relier les domaines d'échelles d'espace et de temps différentes du plasma et de l'écoulement aérodynamique. Dans cette annexe, le couplage des équations générales de la mécanique des fluides avec un terme de force électrostatique, permettant de générer un plasma, est étudié. Tout au long de cette section, la notation tensorielle sera utilisée, permettant ainsi une manipulation et une écriture plus faciles des équations.

## A.1 Equations de base

Les équations générales de la mécanique des fluides sont les équations de Navier-Stokes. Les expressions des équations de continuité et de quantité de mouvement, par unité de volume, pour un écoulement de gaz newtoniens obéissant à l'hypothèse de Stokes, sont :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho u_{i,i} + \rho_{,i} u_i = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$\rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_{i,j} u_j \right) = -p_{,i} + f_i + \tau_{ij,j} \quad (\text{A.2})$$

avec

- $\mathbf{U}(u_1, u_2, u_3)$  : la vitesse de l'écoulement (m/s)
- $p$  : la pression (Pa)
- $\mathbf{F}(f_1, f_2, f_3)$  : les forces volumiques s'exerçant sur le fluide
- $\rho$  : la masse volumique du fluide ( $\text{kg.m}^{-3}$ )
- $\tau$  : les forces surfaciques s'exerçant sur le fluide. La loi de comportement pour les fluides Stokes-Newtoniens est :

$$\tau_{ij} = \mu \left( u_{i,j} + u_{j,i} - \frac{2}{3} u_{k,k} \delta_{ij} \right)$$

avec  $\delta_{ij}$  le symbole de Kronecker.

–  $\mu$  : la viscosité dynamique (Pl)

Dans notre étude, les forces électrostatiques agissant sur l'écoulement de fluide sont principalement les forces de Coulomb :

$$f_i = \rho_c E_i \quad (\text{A.3})$$

avec  $\mathbf{E}$  le champ électrique (V/m) et  $\rho_c$  la densité volumique de charge (C/m<sup>3</sup>). De plus, le champ électrique  $\mathbf{E}$  dérive d'un potentiel  $\phi$  :

$$E_i = -\phi_{,i} \quad (\text{A.4})$$

et celui-ci est relié à la densité de charge volumique par la relation de Poisson :

$$\phi_{,ii} = -\frac{\rho_c}{\varepsilon_0} \quad (\text{A.5})$$

avec  $\varepsilon_0$  la permittivité du vide (8,854187.10<sup>-2</sup> F/m).

On définit également le vecteur densité de courant  $\mathbf{J}$  avec la relation suivante :

$$J_i = D\rho_{c,i} + \rho_c(\beta E_i + u_i) \quad (\text{A.6})$$

avec  $D$  le coefficient de diffusion (m<sup>2</sup>/s) et  $\beta$  la mobilité ionique (m<sup>2</sup>/(V.s)).

Le vecteur densité de courant est donc la somme de trois termes.  $D\rho_{c,i}$  est un terme de diffusion des charges,  $\rho_c \beta E_i$  représente la conduction des charges et  $\rho_c u_i$  est le terme convectif qui représente la convection des charges par l'écoulement alentour, avec  $\mathbf{U}$  la vitesse locale de l'écoulement. La charge se conserve puisque le vecteur densité de courant est tel que :

$$J_{i,i} = 0 \quad (\text{A.7})$$



## A.2 Équations fondamentales électrohydrodynamiques pour un fluide visqueux compressible

Les forces volumiques par unité de masse s'exerçant sur le fluide dans notre étude sont les forces électrostatiques créées par le plasma. En exprimant cette force avec le potentiel électrique A.4, on obtient :

$$f_i = -\rho_c \phi_{,i} \quad (\text{A.8})$$

L'équation de quantité de mouvement A.2 stationnaire peut alors s'écrire :

$$\rho (u_{i,j} u_j) = -p_{,i} - \rho_c \phi_{,i} + \tau_{ij,j} \quad (\text{A.9})$$

Afin de mettre en évidence des termes adimensionnés représentatifs de l'écoulement autour d'un profil et du couplage avec un plasma, les variables de cette équation sont adimensionnées par des grandeurs caractéristiques :  $L$  la corde du profil,  $U_\infty$  la vitesse amont de l'écoulement,  $\rho_\infty$  la masse volumique amont de l'écoulement et  $p_\infty$  la pression amont de l'écoulement. Les variables sans dimension sont notées  $\bar{x}$ .

Ainsi l'équation de quantité de mouvement adimensionnée s'écrit :

$$\rho_\infty \bar{\rho} \frac{U_\infty^2}{L} (\bar{u}_{i,j} \bar{u}_j) = -\frac{p_\infty}{L} \bar{p}_{,i} - \rho_{c\infty} \bar{\rho}_c E_0 \bar{\phi}_{,i} + \frac{\mu_0 U_\infty}{L^2} \bar{\tau}_{ij,j}$$

ce qui permet de déduire :

$$\bar{\rho} \bar{u}_{i,j} \bar{u}_j = -\bar{p}_{,i} - \frac{1}{M_1} \bar{\rho}_c \bar{\phi}_{,i} + \frac{1}{Re_\infty} \bar{\tau}_{ij,j} \quad (\text{A.10})$$

On retrouve dans cette équation l'inverse du nombre de Reynolds devant le tenseur des contraintes visqueuses :

$$Re_\infty = \frac{\rho_\infty U_\infty L}{\mu_0} \quad (\text{A.11})$$

Mais nous mettons également en évidence l'inverse d'un nombre adimensionné couplant la mécanique des fluides et l'électrostatique devant le terme de gradient de potentiel électrique :

$$M_1 = \frac{\rho_\infty U_\infty^2}{\rho_{c\infty} E_0 L} \quad (\text{A.12})$$

Ce nombre est un rapport entre les forces d'inertie de l'écoulement  $\rho_\infty U_\infty^2/L$  et les forces électrostatiques dues au champ électrique  $\rho_{c_\infty} E_0$ . Nous verrons dans notre étude que  $M_1$  permet de montrer la zone d'influence maximale des forces électrostatiques sur l'écoulement (chapitre 2).

Dans cette équation adimensionnée, toutes les variables adimensionnées sont de l'ordre de l'unité. Ainsi, suivant la valeur de  $M_1$ , l'influence du gradient de potentiel électrique sur le gradient de pression est plus ou moins importante. La figure 2.34 montre ainsi que les forces électrostatiques sont prépondérantes dans la zone de séparation de l'écoulement sur le profil.

Une autre formulation de cette équation de quantité de mouvement peut être obtenue en exprimant la force électrostatique en fonction du vecteur densité de courant de façon comparable à Davidson et Shaughnessy (1986). Ainsi en supposant que la diffusion des charges est négligeable (voir partie A.3), l'expression de  $\mathbf{J}$  est :

$$J_i = \rho_c(\beta E_i + u_i)$$

donc la force électrostatique coulombienne  $f_i = \rho_c E_i$  devient :

$$f_i = \frac{1}{\beta} (J_i - \rho_c u_i) \quad (\text{A.13})$$

Cette approche avec l'expression du vecteur densité de courant  $\mathbf{J}$  permet de découpler la force électrostatique en un terme d'action des charges et un terme de convection des charges. De cette manière, nous obtenons :

$$\overline{\rho u_{i,j} u_j} = -\overline{p_{,i}} + \frac{1}{F_{elec}^2} \overline{J_i} - \frac{1}{M_2} \overline{\rho_i u_i} + \frac{1}{Re_\infty} \overline{\tau_{ij,j}} \quad (\text{A.14})$$

Deux nouveaux termes adimensionnés y sont mis en évidence :

- le carré de l'inverse du nombre de Froude électrostatique devant le terme de vecteur densité de courant :

$$F_{elec} = \sqrt{\frac{\beta \rho_\infty U_\infty^2 dl}{iL}} \quad (\text{A.15})$$

qui représente le rapport entre les forces électriques et les forces d'inertie. Ce nombre a été montré par Davidson et Shaughnessy (1986) et le nombre électrohydrodynamique  $N_{EHD}$  (relation 1.8) est déduit de ce nombre.

– l'inverse d'un nombre adimensionné  $M_2$  devant le terme de convection des charges :

$$M_2 = \frac{\beta \rho_\infty U_\infty}{\rho_{c_\infty} L} \quad (\text{A.16})$$

Ce nombre est tel que :

$$M_1 = M_2 \times \frac{U_\infty}{\beta E_0} = M_2 M_3$$

Nous verrons plus en détail ce terme adimensionné  $M_3$  lors de la détermination de l'équation de conservation des charges.

Le couplage de la mécanique des fluides et des forces électrostatiques se fait dans cette relation par le terme de convection des charges. Or, afin de simplifier le problème, la plupart des études numériques (Davidson et Shaughnessy (1986), Soldati et Banerjee (1998), Soldati (2002)) ont été menées en exprimant les forces électrostatiques avec le vecteur densité de courant, mais en négligeant cette convection des charges par l'écoulement. Ainsi cela permet de découpler le système et de traiter indépendamment les équations de l'écoulement et les forces électrostatiques. Cependant cette hypothèse ne peut pas être prise dans nos conditions d'essais, comme le montre la comparaison de  $1/M_2$  devant le terme adimensionné de convection par rapport à la valeur de  $1/F_{elec}^2$  devant le vecteur densité de courant adimensionné. Ceci est également confirmé par l'équation de conservation des charges dans la partie suivante.

### A.3 Équation de conservation des charges

Les charges électrostatiques se conservent, ainsi cela permet de mettre en évidence une nouvelle relation :

$$\begin{aligned} J_{i,i} &= 0 \\ &= D\rho_{c,ii} + \rho_{c,i}u_i + \rho_c u_{i,i} + \rho_{c,i}\beta E_i - \rho_c\beta E_{i,i} \end{aligned}$$

Or l'équation de continuité A.1 stationnaire donne :

$$u_{i,i} = 0$$

d'où, avec l'hypothèse d'une densité volumique de masse constante dans l'écoulement, nous avons :

$$\beta(\rho_c E_i)_{,i} = \rho_{c,i}u_i + D\rho_{c,ii} \quad (\text{A.17})$$

Cette relation est l'équation de conservation des charges, sous l'influence d'un écoulement externe. Le premier terme  $\beta(\rho_c E_i)_{,i}$  est un terme de conduction des charges dans le plasma sous l'influence d'un champ électrique  $\mathbf{E}$ . Le second terme  $\rho_{c,i}u_i$  (relié à la vitesse locale de l'écoulement) représente la convection des charges. Le troisième terme  $D\rho_{c,ii}$  est un terme de diffusion.

L'équation de conservation des charges s'écrit de façon adimensionnée :

$$(\overline{\rho_c E_i})_{,i} = M_3 \overline{\rho_{c,i} u_i} + \frac{1}{M_4} \overline{\rho_{c,ii}} \quad (\text{A.18})$$

avec :

– le nombre sans dimension  $M_3$  devant le terme de convection :

$$M_3 = \frac{U_\infty}{\beta E_0} \quad (\text{A.19})$$

– l'inverse du nombre  $M_4$  devant le terme de diffusion :

$$M_4 = \frac{\beta E_0 d}{D} \quad (\text{A.20})$$

Les variables adimensionnées étant toutes de l'ordre de l'unité, les valeurs des nombres adimensionnés  $M_3$  et  $M_4$  montrent l'importance de chaque terme de l'équation. Ainsi dans un plasma à pression atmosphérique la valeur du coefficient de diffusion ambipolaire du plasma est très faible (de l'ordre de  $10^{-6}$  m<sup>2</sup>/s), donc l'inverse du nombre  $M_4$  est également très faible. Le terme de diffusion dans ces conditions peut donc être négligé. Cependant, à très basse pression, la valeur du coefficient de diffusion est plus élevée, et donc la diffusion des charges est plus importante.

Dans le cas d'une décharge couronne, le nombre  $M_3$  est de l'ordre de l'unité. Cela montre ainsi l'importance de l'écoulement externe sur la convection des charges sur le plasma. Cette équation permet donc d'expliquer les observations lors de nos essais en soufflerie d'une meilleure stabilité des décharges électriques lorsqu'elles sont placées dans un écoulement. En effet, l'écoulement aide le mouvement des charges et les collisions sont ainsi plus importantes, d'où une meilleure ionisation.

## A.4 Couche limite laminaire électrohydrodynamique

A proximité de la paroi, les approximations de couche limite peuvent être prises (Landau et Lifshitz (1987)) :

- l'écoulement est bidimensionnel,
- l'axe  $\mathbf{x}$  est dans le sens de l'écoulement,
- la couche limite est peu épaisse :  $u_y \ll u_x$ ,
- la vitesse varie lentement le long de l'axe  $\mathbf{x}$  :  $\partial^2 u_x / \partial x^2 \ll \partial^2 u_x / \partial y^2$ ,
- il n'y a pas de gradient de pression transverse dans la couche limite :  $\partial p / \partial y = 0$ .

La pression dans la couche limite est égale à la pression  $p(x)$  dans l'écoulement principal.

De plus nous allons supposer que la zone du plasma correspond à la zone de la couche limite.

Les équations de quantité de mouvement dans la couche limite de Prandtl (1904) s'écrivent, en utilisant le potentiel électrique :

$$u u_{,x} + v u_{,y} = -\frac{1}{\rho} p_{,x} - \frac{\rho_c}{\rho} \phi_{,x} + \nu u_{,yy} \quad \text{et} \quad p_{,y} + \rho_c \phi_{,y} = 0$$

En considérant le plasma homogène, c'est-à-dire la densité volumique de charge constante, l'équation de quantité de mouvement longitudinale devient :

$$u u_{,x} + v u_{,y} = -\frac{1}{\rho} (p + \rho_c \phi)_{,x} + \nu u_{,yy} \quad (\text{A.21})$$

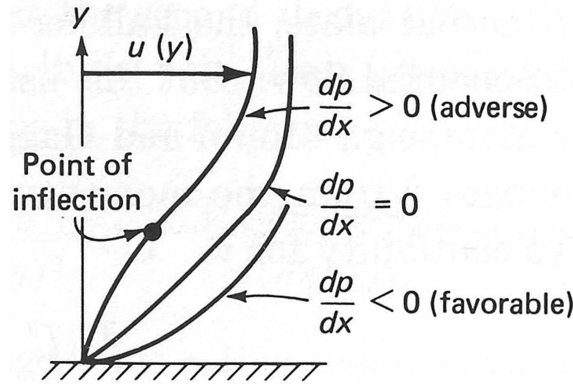


FIG. A.1 – Effets du gradient de pression sur les profils de vitesse (White (1974))

Le gradient de potentiel électrique agit donc directement sur le gradient de pression dans la couche limite. Or la forme du profil de vitesse à la paroi est directement liée à  $p_{,x}$ , représentée en figure A.1. Ainsi le coefficient directeur du profil de vitesse à la paroi est modifié par le potentiel électrique :

$$u = v = 0 \text{ en } y = 0 \quad \text{d'où} \quad u_{,y} = \frac{1}{\mu} (p + \rho_c \phi)_{,x} y$$

Comme le gradient de potentiel électrique longitudinal est négatif dans le cas d'une décharge couronne positive, il accentue l'effet d'un gradient de pression négatif, mais peut également atténuer voire inverser l'effet d'un gradient de pression positif.

Si on considère un plasma sans aucun écoulement extérieur  $u = v = 0$ , alors l'équation de couche limite devient :

$$(p + \rho_c \phi)_{,x} = 0 \quad \text{d'où} \quad \frac{d(\rho_c \phi)}{dx} = \frac{dp}{dx}$$

Le gradient de potentiel électrostatique négatif crée donc un gradient de pression lui aussi négatif. Par la relation de Bernoulli, le gradient de potentiel induit donc une vitesse :

$$\frac{d(\rho_c \phi)}{dx} = \frac{d(\frac{1}{2} \rho U^2)}{dx}$$

En intégrant cette relation entre  $x = 0$  (début de la zone de plasma) et une position  $x$ , on obtient alors :

$$U(x) = \sqrt{\frac{2}{\rho} (\rho_{c0} \phi_0 - \rho_c(x) \phi(x))} \quad (\text{A.22})$$

La vitesse de l'écoulement induit par le plasma est donc liée à la différence de potentiel entre le début du plasma (où le potentiel maximal est fourni) et une position  $x$  dans le plasma. La différence de potentiel maximale est obtenue à l'anode, reliée à la terre ou à un potentiel négatif. Cependant le terme de densité de charge d'un plasma hors équilibre est très difficile à modéliser. En effet, la très grande majorité des charges présentes dans le plasma sont situées à proximité de l'anode (Boeuf et al. (2007), et nous l'avons également déduit expérimentalement dans la partie 2.4.3).

## A.5 Conclusion

L'établissement de ces équations aide à expliquer l'action des plasmas sur les écoulements mais il ne s'agit que de la première étape d'une modélisation numérique complète. Avec l'hypothèse usuelle de négliger le transfert des charges par l'écoulement principal, le système est alors découplé. Ainsi on modélise d'un côté les forces électrostatiques qui sont ensuite insérées dans un code de calcul résolvant les équations de Navier-Stokes.

Cependant la multiplicité des espèces créées dans les plasmas dans l'air ambiant rend le problème très complexe. Dans nos formulations, le terme de densité volumique de charges  $\rho_c$  est difficilement modélisable. Boeuf et Pitchford (2005) donnent une description semi-quantitative des champs de force induits par une décharge à barrière diélectrique pour différentes géométries dans du nitrogène à partir des expressions des forces résultantes des collisions. Singh et al. (2006) partent des réactions chimiques dans le plasma pour

---

déterminer l'évolution des espèces, des charges, pour en déduire les forces électrostatiques. Mais ces calculs à partir de considérations microscopiques doivent être affinés (avec toutes les réactions existantes, avec le vent ionique et le mouvement des charges) et intégrées dans des codes de calcul macroscopiques de mécanique des fluides pour résoudre le problème complet (partie 1.5).







# Résumé

Le contrôle actif des écoulements aérodynamiques est l'un des enjeux majeurs actuellement en aérodynamique afin de réduire la traînée, augmenter la portance, contrôler les instabilités. Dans ce contexte, l'objet de ce travail est d'utiliser des actionneurs plasmas en caractérisant leurs propriétés physiques et leurs effets sur des écoulements. Deux configurations ont été utilisées : les décharges surfaciques "couronne" et "à barrière diélectrique" (DBD). Des mesures électriques et optiques montrent que ces plasmas sont une succession de micro-décharges. Le "vent ionique" induit par ces actionneurs est instationnaire, de faible vitesse (quelques m/s) et fortement dépendant des configurations géométriques et électriques. Cette propriété mécanique a été utilisée pour modifier la couche limite se développant sur une plaque plane puis sur des profils d'aile. Une succession de DBD a permis de déclencher précocement la transition laminaire-turbulente de la couche limite. Les décollements de bord d'attaque de l'écoulement de profils ont été retardés voire supprimés. Enfin, de nouveaux types d'actionneurs sont développés : une DBD alimentée par une haute tension impulsionnelle et des jets de plasmas perpendiculaires à la paroi.

**Mots-clés :** Plasma, Actionneur, Électrohydrodynamique, Vent ionique, Contrôle d'écoulement

## Abstract

**Experimental study of subsonic aerodynamic flow control by action of cold surface plasmas at atmospheric pressure.**

The active flow control is currently one of the major issues in aerodynamics for reducing the drag, increasing the lift and controlling instabilities. The aim of this study was to develop plasma actuators. The physical properties and their effects on subsonic flows were characterized. Two configurations were used : DC surface corona discharge and AC sine dielectric barrier discharge (DBD). Electrical and optical measurements showed that these plasmas consisted of several high frequency micro-discharges. The "ionic wind" induced by these actuators was non-stationary, quite slow (a few m/s) and strongly depended on geometrical and electrical configurations. This mechanical property was used for modifying the boundary layer evolving on a flat plate and on airfoils. A succession of DBD enabled to pre-tripped the boundary layer laminar-to-turbulent transition. Flow separations on airfoil leading edge have been delayed or deleted by plasma actuators. Finally, new kinds of actuators were developed : a pulsed DBD and plasma jets generated perpendicularly to the wall.

**Keywords:** Plasma, Actuator, Electrohydrodynamic, Ionic wind, Flow control

**Discipline :** *Mécanique des fluides*, Énergétique, Thermique, Combustion