

# THESE

Pour l'obtention du Grade de

**Docteur de l'Université de Poitiers**

Faculté des sciences fondamentales et appliquées

(Diplôme National – Arrêté du 7 août 2006)

École doctorale : Sciences Pour l'Ingénieur & Aéronautique

Secteur de Recherche : Génie Électrique

Présenté par :

Jérôme JOLIBOIS

\*\*\*\*\*

## ETUDE ET DEVELOPPEMENT D'UN ACTIONNEUR PLASMA A DECHARGE A BARRIERE DIELECTRIQUE – APPLICATION AU CONTRÔLE D'ECOULEMENT SUR PROFIL D'AILE

\*\*\*\*\*

Directeur de Thèse : Pr. Éric Moreau

Soutenue le 3 décembre 2008

Devant la Commission d'Examen

- Jury -

J.P. Bœuf	Directeur de recherche au CNRS, LAPLACE, Toulouse	Rapporteur
J.M. Cormier	Professeur à l'Université d'Orléans, GREMI	Rapporteur
J.P. Bonnet	Directeur de recherche au CNRS, LEA, Poitiers	Examineur
D. Caruana	Ingénieur, ONERA, Toulouse	Examineur
C. Laux	Professeur à l'École Centrale de Paris, EM2C, Paris	Examineur
E. Moreau	Professeur à l'Université de Poitiers, LEA	Examineur
A. Rousseau	Directeur de recherche au CNRS, LPTP, Paris	Examineur
G. Touchard	Professeur à l'Université de Poitiers, LEA	Examineur



*La démarche scientifique n'utilise pas le verbe croire ;  
La science se contente de proposer des modèles explicatifs provisoires de la réalité ;  
Et elle est prête à les modifier dès qu'une information nouvelle apporte une contradiction.*  
*Albert Jacquard*



---

## Remerciements

---

*L'homme est un éternel chercheur.  
Il aspire à l'infini, il trouve le fini.  
Jean-Charles Harvey*



Il va s'en dire que je ne peux seulement exprimer un “*merci à tous*” et un “*salut à la prochaine*”, c'est pourquoi je consens à respecter le sacro-saint rituel des remerciements.

Pour commencer, je tiens à remercier M. Éric Moreau qui a joué un rôle non négligeable au cours de mes trois années de doctorat. J'ai eu l'honneur de le connaître comme chercheur lors de mon travail de thèse qu'il a encadré et dirigé. Je lui exprime ici ma plus profonde reconnaissance pour la confiance qu'il m'a accordée pendant la durée de cette thèse mais aussi dès mon stage de Master 2. Je tiens également à le remercier pour avoir su prendre patience lors de la relecture de mes articles.

De plus lors des différents congrès, (enfin surtout après les sessions, au PUB par exemple...), j'ai eu le loisir de le côtoyer non plus comme *chef* mais plutôt comme un *camarade* ce qui m'a permis d'apprécier ses qualités humaines.

Je remercie aussi M. Yves Gervais, le directeur du Laboratoire d'Études Aérodynamiques, pour m'avoir accueilli au sein de ce laboratoire afin d'y effectuer mes travaux de recherche.

Je souhaite exprimer ma gratitude envers un grand Monsieur, Gérard Touchard, qui m'a permis d'intégrer (*squatter* le terme est plus approprié) son équipe de recherche. Il a aussi su m'inoculer, pendant mes quatre années d'aventure Pictavienne, un savoir inestimable, des enseignements, le goût de la recherche et quelques chansons qui font le bonheur des étudiants lors de soirée d'intégration...

Je suis particulièrement reconnaissant envers M. Jean Pierre Bœuf, Directeur de Recherche CNRS et Responsable du département GREPHE au laboratoire LAPLACE de Toulouse et M. Jean-Marie Cormier, Professeur et Responsable du département Plasmas non thermique et production d'hydrogène et Dépollution : DéNox-DéCOV au laboratoire GREMI d'Orléans, d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse et surtout d'en être les rapporteurs.

J'exprime également mes remerciements à M. Antoine Rousseau, Directeur de Recherche CNRS et Responsable du département PEE au laboratoire LPTP de l'école Polytechnique de Paris, à M. Christophe Laux, Professeur au laboratoire EM2C de l'école Centrale de Paris, à M. Daniel Caruana, Ingénieur de Recherche à l'ONERA-DMAé de Toulouse et à M. Jean Paul Bonnet, Directeur de Recherche CNRS au Laboratoire d'Études Aérodynamiques et Directeur de la fédération PPRIMME de Poitiers, pour m'avoir fait l'honneur de prendre sur leur temps pour juger ce travail.

J'en profite pour saluer et remercier intégralement tous les membres de l'équipe de recherche Électrofluidodynamique (ex OP-5) du LEA pour leurs conseils, leur aide, leur grande convivialité qui fait de ce groupe une équipe singulière au sein du laboratoire, et plus particulièrement mes colocataires du bureau 120, Michel Da<sup>(n)</sup>boul et Boni (sans Clyde) Dramane, qui ont dû subir mon autisme musical. Et oui, il paraît qu'il existe d'autres groupes que Led Zeppelin et Jeff Buckley.

Ces remerciements seraient incomplets si je ne mentionnais pas ceux qui nous aident en permanence et sans qui rien ne serait possible : *les hommes de l'ombre* ou plutôt les techniciens du LEA. Car il faut l'avouer, les chercheurs ne sont que la partie visible de *l'iceberg recherche*. Et malheureusement, nous ne mettons pas souvent à l'honneur le personnel technique, excepté lors de la rédaction des présents manuscrits. C'est pourquoi, je vais essayer de citer tous ceux (ou celles) qui ont participé de près ou de loin à cette thèse, sans omettre quelqu'un.

Un grand merci à M. Patrick Braud, ingénieur d'études “mesure”, M. Yvan Jolit assistant ingénieur “électronique”, MM. Laurent Dupuis et Christian Refin assistants ingénieurs “mécanique”,

M. Jean-Christophe Jouvanneau, adjoint technique “mécanique”, Mmes Catherine Écale et Chantal Leturc, secrétaires au LEA, et pour finir, MM. Francis Boissonneau et Vincent Hurtevent, techniciens “informatique”.

J’aimerais à présent remercier les thésards, stagiaires et post-docs que j’ai pu côtoyer au laboratoire et qui ont contribué à faire de ces trois années une période aussi studieuse (ou pas) que festive. Merci à Jojo, Romain, Malik, LaFrogge, LaFriss, Hicham, Marie alias Caro, JC, Dups, FM alias Passe à poisson, Johanna, Max, Nico & Nico...

Sur un plan plus personnel, mes pensées vont maintenant à Burno, Vince et Elsie, Xav, Laura alias Blondie et Marion (mes anciens voisins et amis de Bignoux), Marco, Mandou, Rose, Élise, Chloé et surtout ma meilleure amie Marine. Merci à vous pour ces merveilleux souvenirs.

Je tiens aussi à remercier l’équipe du Palais de la Bière : Audrey, Bérengère, JB et bien entendu Stéph le patron, sans qui cette thèse n’aurait jamais abouti. Maintenant je peux le dire : cette *thèse a été élevée à la tétine*.

Je voudrais aussi associer à ces remerciements mes amis de ma tendre Picardie même si certains comme moi n’y sont plus : Yann et Math, Vince et Juliette, Adeline, Séb et Martial (t’inquiètes, il y aura du whisky pour fêter la thèse).

Pour finir, je souhaite dédier cette thèse à ma famille qui a été toujours d’un soutien inconditionnel à la réalisation de mes projets, certes un peu *fous*, supportant aussi mon absurdité passagère. Je tiens à exprimer ma gratitude à ma sœur Angélique, ainsi qu’à son mari Gaël, mon neveu Thibault et ma nièce Lucie *louloute*. Pareillement aux deux personnes bienveillantes (*responsables/coupables* ?) sans qui rien de tout cela n’aurait été possible, et qui sont à l’origine de tout : mon père Claude et ma mère Martine.

---

## **Table des matières**

---

*La théorie, c'est quand on sait tout et que rien ne fonctionne.  
La pratique, c'est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi.  
Rien n'est plus proche du vrai que le faux.*  
*Albert Einstein*



REMERCIEMENTS	III
TABLE DES MATIÈRES	VII
INTRODUCTION	- 1 -
1. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE SUR LES DÉCHARGES ET LES ACTIONNEURS PLASMAS	- 9 -
1.1. NOTIONS GÉNÉRALES SUR LES PLASMAS	- 11 -
1.1.1. Définition	- 11 -
1.1.2. Les processus physico-chimiques internes	- 11 -
1.1.3. Paramètres caractéristiques d'un plasma	- 12 -
1.1.4. Classification des plasmas	- 13 -
1.2. LES DÉCHARGES ÉLECTRIQUES DANS LES GAZ	- 14 -
1.2.1. Définition	- 14 -
1.2.2. Mécanismes de formation des décharges électriques	- 14 -
1.2.3. Décharges électriques à pression atmosphérique	- 16 -
1.3. LE VENT ÉLECTRIQUE	- 19 -
1.3.1. Historique	- 19 -
1.3.2. Vitesse du vent électrique	- 19 -
1.3.3. Principe théorique	- 20 -
1.3.4. Rendement électromécanique	- 21 -
1.4. LES DIFFÉRENTS TYPES D'ACTIONNEURS PLASMAS SURFACIQUES	- 21 -
1.4.1. L'actionneur à Décharge Couronne (DC)	- 22 -
1.4.2. L'actionneur à Décharge à Barrière Diélectrique (DBD)	- 25 -
1.4.3. Autres types d'actionneurs	- 32 -
1.5. CONCLUSION	- 36 -
2. OPTIMISATION DU VENT INDUIT PAR L'ACTIONNEUR DBD	- 39 -
2.1. PRÉSENTATION DE L'ÉTUDE	- 41 -
2.1.1. Objectifs	- 41 -
2.1.2. Dispositifs expérimentaux	- 41 -
2.1.3. Paramètres étudiés	- 45 -
2.2. INFLUENCE DE L'ENCAPSULATION DE L'ÉLECTRODE DE MASSE	- 45 -
2.3. INCIDENCE DE LA GÉOMÉTRIE RELATIVE AUX ÉLECTRODES	- 47 -
2.3.1. Étude sur l'espace inter-électrodes	- 47 -
2.3.2. Étude sur la largeur de l'électrode de masse	- 48 -
2.4. ÉTUDE DES PARAMÈTRES ÉLECTRIQUES RELEVANT DE LA DÉCHARGE	- 49 -
2.4.1. Fréquence du signal haute tension	- 49 -
2.4.2. Amplitude du signal haute tension	- 51 -
2.5. ÉTUDE SUR LA NATURE DE LA BARRIÈRE DIÉLECTRIQUE DE L'ACTIONNEUR	- 52 -
2.6. CONCLUSION	- 54 -
3. DÉVELOPPEMENT D'UN ACTIONNEUR ÉLECTROMÉCANIQUE OPTIMISÉ	- 55 -
3.1. INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DU DIÉLECTRIQUE	- 57 -
3.1.1. Diélectrique ayant une épaisseur comprise entre $0.5 \leq a \leq 5$ mm	- 57 -
3.1.2. Diélectrique possédant une épaisseur $a = 0.125$ mm	- 61 -
3.2. ÉTUDE DE LA FORME D'ONDE DU SIGNAL HAUTE TENSION	- 63 -
3.3. INCIDENCE DU SLEW-RATE DU SIGNAL HAUTE TENSION	- 67 -
3.4. INFLUENCE DE COMPOSANTS PASSIFS (RÉSISTANCE – BOBINE)	- 71 -
3.4.1. Influence d'une résistance haute tension sur la décharge	- 71 -
3.4.2. Influence d'une bobine sur la décharge	- 73 -
3.5. ÉTUDE D'UNE COMPOSANTE CONTINUE SURIMPOSÉE AU SIGNAL HAUTE TENSION	- 76 -
3.5.1. Influence d'un potentiel $V_{DC}$ équivalent à la tension $V_{AC}$ de la décharge	- 76 -
3.5.2. Influence d'un potentiel $V_{DC}$ inférieure à la tension $V_{AC}$ de la décharge	- 78 -
3.6. CONCLUSION	- 79 -
4. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE SUR LE CONTRÔLE DES ÉCOULEMENTS	- 83 -
4.1. LE PHÉNOMÈNE DE DÉCOLLEMENT	- 85 -
4.1.1. Couche limite	- 85 -
4.1.2. Transition Laminaire – Turbulent	- 87 -
4.1.3. Le décollement	- 88 -

4.2.	LE CONTRÔLE D'ÉCOULEMENT	- 89 -
4.2.1.	Définition du contrôle	- 89 -
4.2.2.	Recensement des méthodes de contrôle	- 90 -
4.3.	CONTRÔLE D'ÉCOULEMENT PAR PLASMA	- 92 -
4.3.1.	Écoulement de plaque plane – Contrôle de la couche limite	- 93 -
4.3.2.	Écoulement autour d'un profil d'aile	- 95 -
4.3.3.	Autres applications	- 100 -
4.4.	CONCLUSION	- 102 -
5.	CONTRÔLE DU POINT DE SÉPARATION SUR LE PROFIL NACA 0015–VISU	- 103 -
5.1.	CONTEXTE DE L'ÉTUDE – PROJET CAFEDA	- 105 -
5.2.	DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX	- 106 -
5.2.1.	La soufflerie VISU 01 du LEA – ENSMA	- 106 -
5.2.2.	Le profil NACA 0015–VISU	- 106 -
5.2.3.	Caractérisation du dispositif de contrôle	- 107 -
5.2.4.	Moyens métrologiques	- 108 -
5.3.	APPLICATION DU CONTRÔLE DANS LE CAS DU RECOLLEMENT	- 109 -
5.3.1.	Étude préliminaire du NACA 0015–VISU	- 110 -
5.3.2.	Optimisation de la position de l'actionneur	- 111 -
5.3.3.	Influence des paramètres électriques de la décharge	- 113 -
5.3.4.	Effet du nombre d'actionneurs	- 116 -
5.4.	APPLICATION DU CONTRÔLE DANS LE CAS DU DÉCOLLEMENT	- 117 -
5.4.1.	Détermination de la position optimale de l'actionneur	- 117 -
5.4.2.	Influence des paramètres électriques de la décharge	- 118 -
5.4.3.	Effet du nombre d'actionneurs	- 120 -
5.5.	CONCLUSION	- 121 -
6.	CONTRÔLE DES DÉCOLLEMENTS SUR LE PROFIL NACA 0015–EIFFEL	- 123 -
6.1.	DISPOSITIFS EXPÉRIMENTAUX	- 125 -
6.1.1.	La soufflerie Eiffel du LEA – SP2MI	- 125 -
6.1.2.	Le profil NACA 0015–Eiffel	- 126 -
6.1.3.	Caractérisation du dispositif de contrôle	- 126 -
6.1.4.	Pesées aérodynamiques	- 128 -
6.2.	CONTRÔLE DES DÉCOLLEMENTS AVEC L'ACTIONNEUR EN MODE CONTINU	- 129 -
6.2.1.	Étude préliminaire du NACA 0015–Eiffel	- 129 -
6.2.2.	Modifications des coefficients aérodynamiques	- 131 -
6.2.3.	Influence des paramètres électriques	- 133 -
6.3.	CONTRÔLE DES DÉCOLLEMENTS AVEC L'ACTIONNEUR EN MODE INSTATIONNAIRE	- 136 -
6.3.1.	Influence de la fréquence de <i>pulse</i>	- 136 -
6.3.2.	Influence du rapport cyclique	- 138 -
6.4.	APPLICATION DU CONTRÔLE DANS LE CAS DU DÉCOLLEMENT	- 139 -
6.4.1.	Modifications des coefficients aérodynamiques	- 139 -
6.4.2.	Influence du nombre d'actionneurs	- 141 -
6.5.	CONCLUSION	- 143 -
	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	- 145 -
1.	BILAN DE LA PARTIE : ACTIONNEUR PLASMA	- 147 -
2.	BILAN DE LA PARTIE : APPLICATION AU CONTRÔLE	- 148 -
3.	PERSPECTIVES	- 150 -
	ANNEXES	- 153 -
A.1.	PRINCIPE DE LA MESURE DE LA PERMITTIVITÉ $\epsilon_R$	- 155 -
A.2.	INFLUENCE DE L'ÉPAISSEUR DU DIÉLECTRIQUE	- 157 -
A.3.	ÉTUDE DE LA FORME D'ONDE DU SIGNAL HAUTE TENSION	- 161 -
A.4.	APPROCHE NON CONVENTIONNELLE POUR LA MISE EN ŒUVRE D'UNE DBD	- 165 -
A.5.	VÉLOCIMÉTRIE PAR IMAGERIE DE PARTICULES	- 167 -
A.6.	APPLICATION DU CONTRÔLE SUR LE NACA 0015-VISU	- 171 -
A.7.	PLAN TECHNIQUE DU NACA 0015–EIFFEL	- 175 -
A.8.	CORRECTIFS APPORTÉS SUR LES COEFFICIENTS AÉRODYNAMIQUES	- 177 -
A.9.	INFLUENCE DU RAPPORT CYCLIQUE SUR LE NACA 0015-EIFFEL	- 179 -

A.10. ARTICLE AIAA PAPER 2008-4202	- 181 -
BIBLIOGRAPHIE	- 197 -



---

## **Introduction**

---

*Serons-nous capables de choisir les éléments de la technologie qui améliorent la qualité de vie*

*Et éviter ceux qui la détériorent ?*

*David Baltimore*

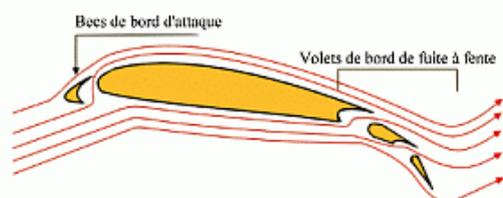


Le contrôle d'écoulement est un thème de recherche capital pour les avionneurs, tant sur le plan économique qu'environnemental. Parmi les nombreuses problématiques industrielles relatif aux avions, le contrôle d'écoulement au-dessus d'une aile est primordial car il conditionne ses performances aérodynamiques. En effet, une diminution de 10% de la traînée d'un avion civil entraîne une réduction de la consommation en carburant de 50 millions de litres durant le cycle de vie de l'appareil [1]. Les enjeux sont aussi environnementaux, les directives émises par la Commission Européenne concernant la pollution et les nuisances sonores autour des aéroports étant de plus en plus sévères. Une réduction de la traînée va de pair avec une réduction de la consommation et une diminution des émissions polluantes.

L'expression "*contrôle d'un écoulement*" désigne l'ensemble des actions qui consistent à modifier les propriétés de l'écoulement pour l'amener à un état souhaité. Le contrôle vise la plupart du temps à éliminer ou à retarder le décollement de la couche limite. Aujourd'hui, sur un avion de ligne (Figure 1), des dispositifs comme les becs mobiles et les volets de type Fowler sont utilisés pour accroître les performances d'une aile lors des phases de décollage et d'atterrissage. Mais ceux-ci sont chers, lourds et nécessitent un entretien régulier.

Pour palier à ces contraintes, une importante activité de recherche est menée dans le monde afin de remplacer les dispositifs de contrôle actuellement disponibles. L'objectif à terme est d'employer des systèmes de *contrôle actif* de conception moins complexe et moins pénalisants en terme de poids, permettant en plus un contrôle en temps réel, avec un temps de réponse court. Différents systèmes sont à l'étude, parmi lesquels on trouve par exemple les actionneurs fluidiques ou les MEMS.

Écoulement autour d'un profil muni de becs et de volets type "fowler"



(a)



(b)

Figure 1. Schéma d'un profil d'aile avec bec de bord d'attaque et volets de bord de fuite (a) et photo d'une aile de Boeing 767 avec volet de bord de fuite sorti (b).

Depuis quelques années, les décharges électriques établies dans l'air à pression atmosphérique sont employées pour contrôler les écoulements. Dans ce cas, la décharge fait partie intégrante d'un dispositif que l'on nomme *actionneur plasma*. L'actionneur plasma consiste à appliquer une différence de potentiel entre au moins deux électrodes placées à la surface d'un obstacle. Sous l'effet du champ électrique (par extension des forces coulombiennes), un écoulement résultant d'un transfert de quantité de mouvement entre les espèces chargées et les neutres du gaz environnant, apparaît au-dessus de l'obstacle : *le vent électrique*. **L'actionneur plasma est donc un convertisseur d'énergie** qui

convertit l'énergie électrique en énergie mécanique. La décharge électrique est alors employée comme système de contrôle capable d'effectuer, par l'intermédiaire du vent électrique, un *soufflage tangentiel* de la couche limite afin de modifier ses propriétés, et ainsi l'amener dans un état souhaité.

L'équipe de recherche électrofluidodynamique du LEA, qui possède déjà une expérience sur le contrôle des écoulements par décharge couronne, étudie plus particulièrement depuis quelques années la Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) de surface comme nouveau type d'actionneur plasma.

L'étude présentée dans ce rapport a comme premier objectif, l'analyse et l'optimisation d'une DBD de surface en terme de génération de vent induit et de consommation électrique. Dans un second temps, il s'agit d'intégrer l'actionneur plasma ainsi mis au point sur un profil aérodynamique de type aile (NACA 0015) et de tester son efficacité en terme de contrôle. Ces travaux se situent donc à la frontière de deux domaines de recherche distincts. Le premier est relatif à la physique des plasmas froids et des décharges de surface à pression atmosphérique dans l'air. Le second, quant à lui, est lié à la mécanique des fluides et plus précisément à l'aérodynamique.

Ce mémoire s'articule donc autour de deux thèmes principaux, contenant chacun trois chapitres. **La première partie est axée sur la Décharge à Barrière Diélectrique (DBD)** de surface employée comme actionneur plasma. **La seconde partie est relative au contrôle d'écoulement par plasma**, et en particulier à l'effet de l'actionneur sur l'écoulement le long de l'extrados d'une maquette d'aile de type NACA 0015.

Le **Chapitre 1** présente une revue bibliographique centrée sur les décharges électriques de surface employées comme actionneur plasma. Nous y présentons les notions nécessaires à la compréhension de la physique des plasmas et des décharges électriques, tout en expliquant le phénomène de vent électrique, qui à l'origine des actionneurs plasmas. Puis, nous dressons une liste des principaux actionneurs plasmas utilisés actuellement.

Le **Chapitres 2** consiste à analyser une décharge à barrière diélectrique afin de comprendre son fonctionnement. Pour cela, une étude paramétrique est effectuée, en faisant varier certaines grandeurs électriques (tension, fréquence), physique (permittivité diélectrique) et géométriques (largeur de l'électrode de masse et distance inter-électrode). Des mesures électriques et mécaniques sont réalisées et permettent de définir une configuration optimale en terme de production de vent électrique.

Dans le **Chapitre 3**, nous avons cherché à définir une configuration optimum en terme de vent électrique produit, d'efficacité électromécanique et de fiabilité, afin d'intégrer l'actionneur plasma sur un profil aérodynamique. A partir des résultats issus du chapitre 2, le développement de cet actionneur consiste, dans un premier temps, à sélectionner une configuration *souple* ou une configuration *rigide* de DBD. Pour cela, on étudie l'influence de l'épaisseur de la barrière isolante. Puis, nous cherchons la forme d'onde la plus apte à permettre la génération d'un vent maximisé. Enfin, l'adjonction d'impédance dans le circuit de la décharge, ainsi que la surimposition d'une composante continue au signal haute tension sont expérimentées. Des mesures électriques et mécaniques sont réalisées. Puis des grandeurs électromécaniques comme le rendement par exemple sont estimées et comparées.

Le **Chapitre 4** marque le début de la partie concernant le contrôle d'écoulement par plasma. Il présente une revue bibliographique sur le contrôle d'écoulement en général. Ce chapitre comporte

---

également des notions importantes d'aérodynamique, ainsi que la description des principaux dispositifs de contrôle d'écoulement utilisés actuellement.

Le **Chapitre 5** présente l'étude du contrôle d'écoulement par actionneur plasma au-dessus d'une maquette d'aile de type NACA 0015 à faible vitesse ( $6 \text{ m/s}$ ,  $R_e \approx 380000$ ). L'objectif est de déterminer la position optimale de l'actionneur afin d'obtenir l'effet le plus significatif, puis de tester différentes stratégies de contrôle (mode d'action continue ou non, multi-actionneur, par exemple). En outre, deux cas sont étudiés : le premier consiste à mettre en évidence la capacité de la DBD à recoller un écoulement naturellement détaché le long de l'extrados du profil. Le second, quant à lui, est de parvenir à décoller un écoulement naturellement collé.

Une étude aérodynamique à plus haute vitesse ( $U_\infty \leq 40 \text{ m/s}$ ,  $R_e \leq 0.5 \times 10^6$ ) de l'effet de l'actionneur plasma sur l'écoulement au-dessus de la maquette d'aile (NACA 0015) est décrite dans le **Chapitre 6**. Des mesures d'efforts aérodynamiques par balance y sont présentées. Ce chapitre a pour principal objectif de confirmer les résultats issus du chapitre 5 et de mettre en lumière l'influence de la fréquence de fonctionnement de la DBD ainsi que la durée de son action sur les performances de la maquette d'aile.

Les principaux résultats de ces recherches sont résumés dans la conclusion qui est accompagnée d'une discussion sur les perspectives envisagées.



**- L'actionneur plasma -**

---



---

## **1. Revue bibliographique sur les décharges et les actionneurs plasmas**

---

*Se donner du mal pour les petites choses, c'est parvenir aux grandes avec le temps.*  
*Samuel Beckett*



L'objet de ce chapitre est d'effectuer une synthèse bibliographique succincte sur les décharges électriques surfaciques à pression atmosphérique. Celui-ci est composé de quatre parties.

Puisque les décharges électriques sont un type de plasmas, nous allons dans un premier temps présenter quelques généralités sur ceux-ci. Puis, nous évoquerons les différents paramètres et processus physiques qui interviennent au sein des plasmas, permettant ainsi leur classification. Nous détaillerons plus amplement les décharges électriques dans les gaz à pression atmosphérique. Nous aborderons, dans un paragraphe spécifique, une propriété induite par ces décharges : *le vent électrique*, qui représente le phénomène de base de l'actionneur plasma. Enfin, nous terminerons par une revue des différents actionneurs plasmas surfaciques employés pour le contrôle d'écoulement.

## 1.1. Notions générales sur les plasmas

### 1.1.1. Définition

Les plasmas sont désignés comme étant le quatrième état de la matière faisant suite dans l'échelle des températures aux trois états *classiques* : solide, liquide et gaz. Le terme de *plasma* (du grec *matière informée*) a été introduit pour la première fois en 1923 par les physiciens Américains I. Langmuir et L. Tonks pour désigner, dans les tubes à décharge certaines régions équipotentielles contenant un gaz ionisé électriquement neutre.

Dans les conditions usuelles, un milieu gazeux ne permet pas la conduction de l'électricité. Lorsque ce milieu est soumis à un champ électrique faible, un gaz pur est considéré comme un isolant parfait, car il ne contient aucune particule chargée libre (électron ou ion positif). **Les électrons et les ions positifs peuvent survenir si on soumet le gaz à un champ électrique de forte intensité** ou à des températures élevées, s'il est soumis à un champ électromagnétique très intense ou bien à un bombardement de particules.

Lorsque l'ionisation est suffisante, soit un nombre d'électrons par unité de volume comparable à celui des molécules neutres, le gaz devient alors un fluide conducteur qu'on appelle **plasma**. **Un plasma est défini comme étant analogue à un gaz. Il est constitué de particules chargées, d'ions et d'électrons tel que cet ensemble soit globalement électriquement neutre.**

Les plasmas sont extrêmement répandus dans l'univers puisqu'ils représentent plus de 99% de la matière connue. On peut donc distinguer les plasmas *naturels* comme les étoiles, les aurores boréales, les éclairs, l'ionosphère ou encore le vent solaire, des plasmas *industriels* à l'instar des torches à plasma (*découpe*), des écrans de téléviseurs, et dans le domaine spatial avec la propulsion par plasma (*moteur ionique* [2]) par exemple.

### 1.1.2. Les processus physico-chimiques internes

Un plasma est le siège de processus réactifs entre particules qui le composent. Soumis à un champ électrique, par conséquent à la force de Coulomb, les particules chargées vont entrer en collision avec les molécules environnantes. On distingue alors les collisions *élastiques* des collisions *inélastiques*. **Dans les chocs élastiques, les atomes conservent la même structure interne.** Ceux-ci n'échangent pas d'énergie entre eux ni même avec le milieu extérieur, seuls leurs vecteurs vitesse respectifs changent en direction et en norme. Globalement, l'énergie cinétique du système reste inchangée.

A contrario, **dans les chocs inélastiques, l'énergie interne des particules change.** L'énergie de la particule incidente, dans ce cas, est suffisante pour que la particule heurtée passe à un niveau *excité*

ou soit *ionisée*. Les chocs inélastiques sont donc la source d'un nombre de réactions physico-chimiques qui vont modifier les propriétés macroscopiques du gaz.

Les phénomènes élémentaires principaux sont l'*excitation*, l'*ionisation*, l'*attachement* pour les phénomènes dit **ionisants** ; la *recombinaison* et le *détachement* pour les phénomènes **déionisants**.

#### a. Phénomènes ionisants

\_ L'*excitation* : ce phénomène se produit lorsqu'un atome a acquis suffisamment d'énergie pour qu'un des électrons passe à un orbital supérieur. L'atome passe alors de son état *fondamental* à un état *excité*.

\_ L'*ionisation* : elle advient quand l'énergie absorbée par un atome lors du choc inélastique est suffisante pour qu'un de ses électrons soit soustrait à l'attraction du noyau formant ainsi un ion positif. L'électron ainsi libéré peut alors s'apparier à un autre atome pour former un ion négatif (*attachement*) ou s'éloigner à l'infini.

\_ L'*absorption* : ce processus se produit au moment où un atome absorbe un photon et se retrouve dans un état *excité* ou *ionisé*.

#### b. Phénomènes désionisants

\_ La *recombinaison* est le phénomène inverse de l'ionisation et se produit quand un ion positif rencontre un électron ou lorsque deux ions de signes contraires se rencontrent. Ceci aboutit à la formation d'atomes neutres stables.

\_ Le *détachement* : il se produit lorsqu'un ion négatif perd un électron supplémentaire suite à un choc.

\_ L'*émission* est le phénomène qui survient quand un atome se désexcite en émettant un photon.

### 1.1.3. Paramètres caractéristiques d'un plasma

Bien que l'étude des plasmas se heurte à des théories plutôt complexes, il est tout de même possible d'introduire un certain nombre de paramètres permettant leur classification. Ces paramètres sont les suivants :

\_ La *densité électronique* : la densité électronique  $n_e$  est le nombre d'électrons libres par unité de volume ( $\text{cm}^{-3}$ ).

\_ Le *degré d'ionisation* : le degré d'ionisation  $\alpha$  représente le rapport du nombre d'électrons libres  $n_e$  sur le nombre de particules totales  $n_e + N$  ( $N$  étant le nombre de particules neutres par unité de volume). Le degré d'ionisation est alors donné par :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_e + N} \quad (1.1)$$

Un degré d'ionisation nul signifie que l'on a affaire à un gaz neutre ; si  $\alpha \ll 1$  le plasma est dit *faiblement ionisé* alors que si  $\alpha \approx 1$  on dit que le plasma est *fortement ionisé*.

\_ Le *libre parcours moyen* : le libre parcours moyen  $\lambda$  correspond à la distance moyenne parcourue par une particule chargée entre deux collisions. Celui-ci dépend de la vitesse des particules, de même que la probabilité de collision.

\_ La *fréquence de Langmuir* : cette fréquence est caractéristique des oscillations des charges électriques présentes dans les milieux conducteurs et ces oscillations se produisent, à faible température électronique, à la pulsation suivante :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{m_e \epsilon_0}} \quad (1.2)$$

\_ La *longueur de Debye* : la longueur de Debye  $\lambda_d$  définit la longueur à partir de laquelle le champ électrique Coulombien issue d'une particule chargée est neutralisé par un ensemble de particules de signe opposé dans le volume environnant. Elle est donnée par la relation suivante :

$$\lambda_d = \sqrt{\frac{kT_e \epsilon_0}{n_e e^2}} \quad (1.3)$$

avec  $\epsilon_0$  la permittivité du vide ( $8,84 \cdot 10^{-12}$  F/m) et  $e$  la charge d'un électron ( $1,6 \cdot 10^{-19}$  C).

\_ La *température électronique* :  $T_e$  est la température électronique qui correspond à la température absolue en Kelvin des électrons. On peut aussi utiliser l'énergie électronique  $kT_e$  (en électron-volt). Dans la nature, les plasmas tels que les étoiles ont une température d'environ  $10^7$  K et l'ionosphère terrestre de 100 K.

#### 1.1.4. Classification des plasmas

Dans un plasma, chaque espèce qui le compose (ions, électrons et neutres) peut avoir sa propre distribution de vitesse et donc sa propre énergie d'agitation thermique. Les électrons ont une masse beaucoup plus faible que les ions, ils ont donc moins d'inertie par conséquent ils sont plus *réactifs*. Il est donc plus facile de transmettre de l'énergie aux électrons qu'aux espèces plus lourdes. On va différencier alors les plasmas dans lesquels :

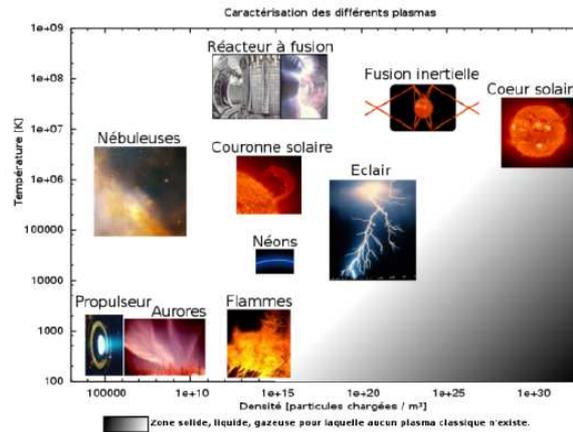
\_ **Seuls les électrons ont acquis relativement d'énergie** pour effectuer des réactions, ce sont les **plasmas froids** également appelés plasma *bitempérature* ou plasma *hors équilibre*.

\_ **Les ions ont la même énergie que les électrons** et influencent donc le comportement du plasma, ce sont les **plasmas chauds**.

Cette dénomination de plasmas *froid* ou *chaud* peut surprendre mais elle trouve son origine dans le fait qu'en physique des plasmas, on mesure généralement l'énergie cinétique des électrons ou des ions par leur température (ou leur énergie). Dans le cas des plasmas *froids*, la température des électrons est très supérieure à celle des ions ( $T_e \gg T_i$ ). Les ions sont considérés comme *froids* car ils sont à la même température que les neutres du gaz environnant ( $T_i = T \approx 300$  K). **Les décharges que l'on utilise dans nos travaux appartiennent à la catégorie des plasmas froids.**

Pour identifier les différents plasmas, Hollahan et Bell [3] ont réalisé une classification de ceux-ci en fonction de la densité électronique, de l'énergie électronique et de la longueur de Debye (Figure 1.1).

Les plasmas produits par des décharges électriques dans les gaz recouvrent une gamme de faible longueur de Debye ( $10^{-8}$  à  $10^{-3}$  m), correspondant à des températures relativement faibles ( $\leq 5 \cdot 10^4$  K) et des densités électroniques élevées ( $\geq 10^8$  cm<sup>-3</sup>).



**Figure 1.1.** Classification des plasmas en fonction de leur densité de particules chargées et de leur température [3].

## 1.2. Les décharges électriques dans les gaz

### 1.2.1. Définition

En établissant une différence de potentiel conséquente entre deux électrodes placées dans un gaz, ce dernier peut s'ioniser et laisser passer un courant : c'est ce que l'on nomme **une décharge électrique**. Les phénomènes et les caractéristiques des décharges dépendent de nombreux paramètres comme la nature du champ électrique (continu ou alternatif), la nature et la pression du gaz (Paschen [4]) ou encore des distances caractéristiques (distance inter-électrodes par exemple).

### 1.2.2. Mécanismes de formation des décharges électriques

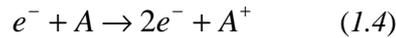
Nous allons présenter ici les différents régimes de formation et d'entretien d'une décharge électrique entre deux électrodes obtenue dans un tube à la pression de 1 Torr ( $1 \text{ Torr} = 1,32 \cdot 10^{-3} \text{ atm.}$ ) contenant un gaz noble : la *néon* (d'après Delcroix et Bers [5]). On applique alors une différence de potentiel  $V$  entre les électrodes, et on mesure le courant qui passe dans le circuit électrique. La Figure 1.2 présente la caractéristique tension-courant de cette décharge électrique. Nous pouvons y voir plusieurs régimes de décharge.

#### a. *Le régime non-autonome*

Pour les faibles valeurs de courant, la décharge ne se produit que s'il existe une source extérieure émettant des charges. A ce stade, la présence d'ions s'explique essentiellement par la radioactivité naturelle ou le rayonnement cosmique. Si la cathode est isolée de tout rayonnement électromagnétique alors la décharge est interrompue, celle-ci ne s'entretient pas d'elle-même, elle est dite *non-autonome*.

#### b. *Entretien de la décharge et avalanche électronique*

Lorsque la tension atteint une valeur seuil  $V_d$ , le champ est assez intense pour qu'un électron acquiert suffisamment d'énergie cinétique et ionise une particule environnante selon la formule suivante :



Les deux électrons ainsi libérés peuvent à leur tour ioniser des molécules environnantes en initiant une réaction d'ionisation en chaîne que l'on nomme **avalanche électronique**. Il en résulte une multiplication du nombre d'électrons mais celle-ci n'est pas suffisante pour que la décharge soit auto-entretenue. A ce stade, une source d'ionisation secondaire est nécessaire, on parle de **régime de Townsend non entretenu**.

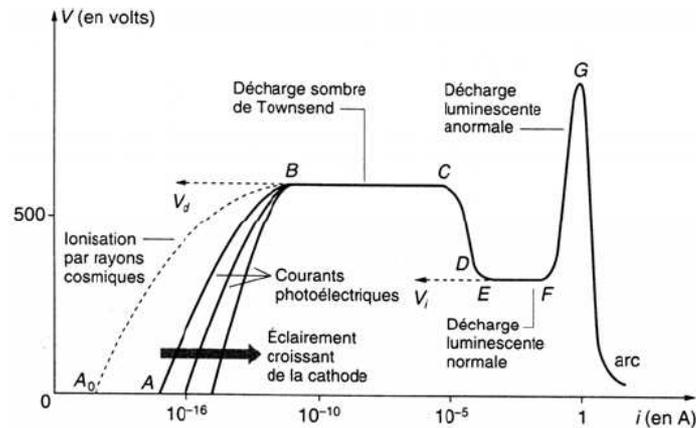


Figure 1.2. Caractérisation tension-courant d'une décharge électrique [5].

### c. Régime auto-entretenu

Pour que la décharge soit auto-entretenue, il est nécessaire que tout électron quittant la zone d'ionisation soit remplacé. Chaque électron doit créer suffisamment d'ions positifs, de photons et d'espèces métastables pour qu'au moins l'un d'eux puisse produire un nouvel électron. **La décharge devient autonome et vérifie alors le critère de Townsend :**

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (1.5)$$

où  $\alpha$  et  $\gamma$  sont les coefficients d'émission électronique primaire et secondaire de Townsend,  $d$  la distance inter-électrodes.

### d. Décharge sombre de Townsend et décharge lumineuse

Dans la zone de potentiel constant (BC), les densités électroniques restent faibles et les phénomènes de charge d'espace sont négligeables. La décharge est donc très faiblement lumineuse, elle est appelée **décharge sombre de Townsend**. Si l'augmentation du courant se poursuit, une chute de potentiel est alors observée pour atteindre un palier (EF). Le tube devient lumineux mais l'illumination n'est pas homogène à cause des phénomènes de charge d'espace. Cette zone correspond à une décharge nommée **luminescente normale**. Puis si l'intensité croît d'avantage, on entre dans la région FG où toute la surface de la cathode est utilisée pour la décharge. Cette décharge dite **luminescente anormale** est caractérisée par une augmentation rapide du potentiel.

### e. Régime d'arc

Ce dernier régime, appelé aussi **régime disruptif**, est caractérisé par un courant de décharge conséquent. De ce fait toute l'énergie passe par un canal préférentiel dans l'espace inter-électrode. Il s'en suit des effets thermiques importants, aussi bien dans le gaz que sur les électrodes. Les arcs électriques peuvent être naturels, comme la foudre, ou générés de façon industrielle pour la soudure à l'arc par exemple.

### 1.2.3. Décharges électriques à pression atmosphérique

Les décharges électriques sont généralement établies à basse pression (tube néon par exemple) car elles sont faciles à obtenir et sont stables. Au contraire, les décharges à pression atmosphérique sont plus difficile à maîtriser. Cependant, celles-ci possèdent tout de même de nombreuses applications (soudure à arc, torche à plasma...). Parmi les différentes décharges à pression atmosphérique, nous allons en détailler deux plus amplement : la *décharge couronne* et la *décharge à barrière diélectrique*.

#### a. Décharge couronne volumique

Les décharges couronnes (ou décharges à *effet corona*) apparaissent généralement à pression atmosphérique et sont faiblement lumineuses. **Elles sont caractérisées par la présence d'une zone de champ intense proche d'une ou des deux électrodes où les charges sont créées et d'une zone de dérive où les charges se déplacent.** De façon générale, le système est composé d'une électrode active de faible rayon de courbure (par exemple une pointe ou un fil de petit diamètre) et d'une électrode passive, ou collectrice (une plaque). On obtient alors une décharge couronne volumique (Figure 1.3). La dissymétrie des électrodes a pour principale conséquence la création d'un champ électrique inhomogène dans l'intervalle gazeux.

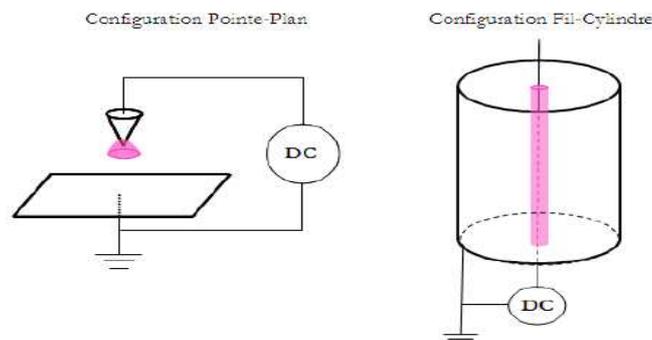


Figure 1.3. Configurations géométriques propices à la formation d'une décharge couronne.

Une décharge *corona* peut être positive ou négative selon la polarité à laquelle l'électrode de faible rayon de courbure est portée. La Figure 1.4 représente une caractéristique typique de décharge couronne (positive ou négative). Cette courbe met en évidence les différents régimes de la décharge lorsque la différence de potentiel entre les électrodes augmente (Parissi [6]) :

- \_ Régime I : collecte de charges issues de la radioactivité naturelle ou du rayonnement cosmique.
- \_ Régime II : ce régime de décharge est non-autonome. Il diffère du régime I par le fait que le champ imposé est assez puissant pour déclencher des avalanches électroniques. Mais la décharge a besoin d'une source externe pour s'entretenir.

\_ Régime III : dans ce cas, la condition d'auto-entretien est atteinte dès lors la décharge ne s'éteint plus.

\_ Régime IV : c'est le régime des décharges disruptives tel que les arcs électriques dans lequel toute l'énergie passe par un même canal de plasma.

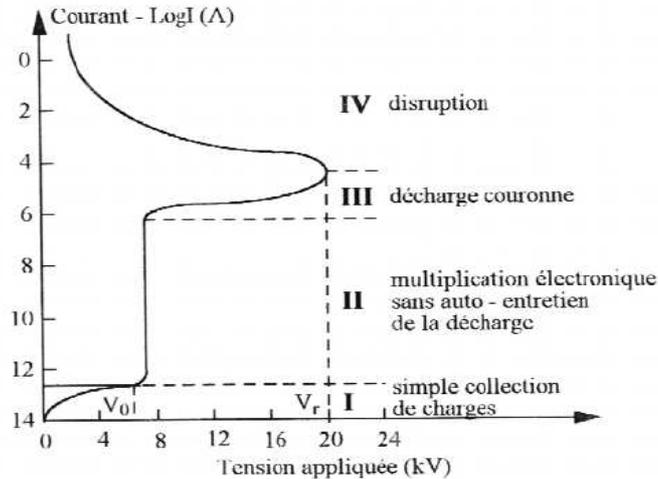


Figure 1.4. Caractéristique courant-tension d'une décharge couronne [6].

Bien qu'il y ait des similitudes entre les caractéristiques courant-tension des deux décharges (positive et négative), la physique est radicalement différente dans les deux cas. Dans le cas d'une décharge positive, les électrons produits principalement par photo-ionisation sont accélérés vers l'anode et créent ainsi des paires d'électrons-ions. Les ions positifs ainsi produits sont repoussés par l'anode, sous l'effet des forces de Coulomb, et migrent vers la cathode.

Dans le cas d'une décharge négative, les ions positifs créés par détachement d'électrons reviennent rapidement à la cathode (Goldman M. et Sigmond R.S. [7]). Seuls les ions négatifs créés par attachement dans une zone où le champ est plus faible peuvent migrer vers la plaque.

#### b. Décharge à barrière diélectrique volumique

Un problème récurrent des décharges à tension continue dans l'air à pression atmosphérique, est la formation de charges d'espace importantes qui peuvent conduire à des mécanismes de claquage ou d'arc. Pour limiter l'apparition de tels phénomènes, **une solution simple consiste à placer autour d'une ou des deux électrodes un matériau diélectrique**. La Figure 1.5 montre une configuration type qui permet de générer cette décharge, que l'on nomme Décharge à Barrière Diélectrique (DBD), ainsi que le schéma électrique équivalent. La première DBD à pression atmosphérique dans l'air a été obtenue par Von Engle et al. [8].

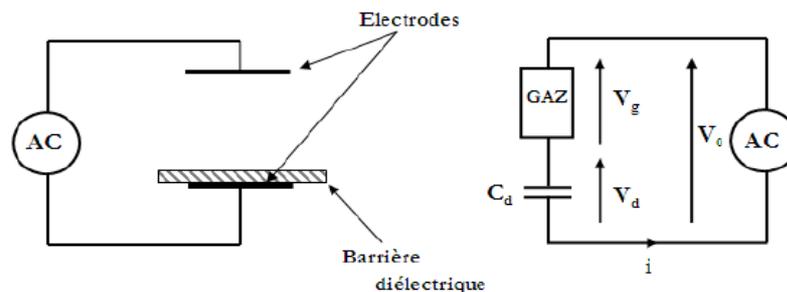


Figure 1.5. Montage générant une DBD et schéma électrique équivalent.

Les décharges à barrières diélectriques utilisent généralement une **tension alternative à valeur moyenne nulle** pour contrer l'accumulation de charges à la surface du diélectrique. Les charges ainsi déposées lors d'une alternance sont *évacuées* lors de l'alternance suivante, évitant le claquage du diélectrique. Pour plus d'informations sur la théorie des DBD, on peut consulter par exemple les travaux de Massines et al. [9], de Yokoyama et al. [10] ou de Kogelschatz [11].

Deux types de décharges à barrière diélectrique peuvent être différenciés :

\_ La *décharge silencieuse* : c'est la première qui a été observée. Le diélectrique joue le rôle d'un condensateur en série avec le plasma, ce qui a un effet stabilisateur et conduit à un grand nombre de microdécharges de petite impulsion dans tout l'espace inter-électrodes. Ces microdécharges ont un diamètre de quelques centaines de micromètres, un temps de vie de 100 ns. Ces caractéristiques dépendent de la nature et de la pression du gaz (Eliasson et Kogelschatz, [12]). La Figure 1.6 illustre un exemple où les deux électrodes sont recouvertes d'un isolant. Les électrodes forment un nuage suivi d'un filament de charges positives issues des avalanches (Figure 1.6a). Les charges négatives traversent l'espace inter-électrodes et sont bloquées sur la surface isolante. Leur accumulation entraîne la formation d'un champ électrique local inverse stoppant les avalanches électroniques et le flux de courant après quelques nanosecondes (Eliasson et Kogelschatz [13], et Kanazawa et al. [14], Figure 1.6b).

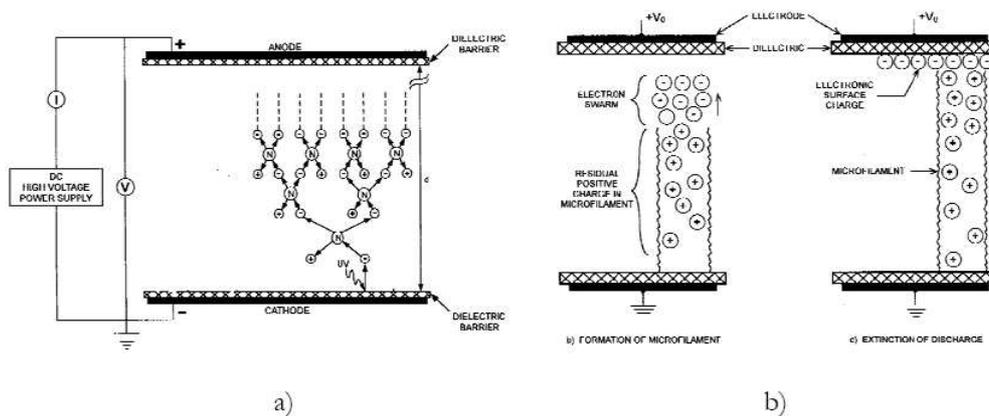


Figure 1.6. Étapes de la formation d'une micro-décharge dans une DBD [15].

\_ La *décharge lumineuse homogène* : il est toutefois possible d'obtenir des décharges lumineuses et homogènes (sans filaments) dans l'air à pression atmosphérique en appliquant des champs électriques de quelques kV à des fréquences de l'ordre du kHz et avec des distances inter-électrodes de 0,5 à 3 cm (Roth, [15]). Dans ce cas, la décharge silencieuse est remplacée par un régime lumineux homogène (d'un point de vue macroscopique). En remplaçant l'électrode plane par une grille, Okazaki et al. [16] ont obtenu des décharges lumineuses avec une fréquence de l'ordre de 50 Hz. Dans tous les cas, la décharge est contrôlée par une barrière diélectrique qui rend la décharge de courte durée et une répartition de charges telle que les microdécharges soient rares (Massines et al. [9]). Contrairement aux décharges silencieuses. Massines et al. [9] ont montré que ce type de décharge est caractérisé par un courant de décharge périodique, et que celui-ci à la même structure que les décharges observées à basse pression.

### 1.3. Le vent électrique

Processus prépondérant du contrôle d'écoulement par plasma, nous allons dans cette partie expliquer comment une décharge électrique peut induire une mise en mouvement de l'air environnant : **le vent électrique**.

#### 1.3.1. Historique

Les premières décharges couronnes sont observées au bout d'une pointe vers le milieu du 17<sup>e</sup> siècle lorsque fut inventée la machine à générer de hauts potentiels de Otto von Guericke. Jusqu'au milieu du 18<sup>e</sup> siècle, plusieurs scientifiques (Nollet, Franklin...) ont rapporté et confirmé les observations de F. Hauksbee qui le premier relate en 1709 une sensation de faible soufflage à l'extrémité d'un tube chargé.

Wilson et ensuite Hamilton ont mis en exergue la possibilité d'exploiter le vent électrique comme mécanisme de mise en mouvement. Pour cela, ils mirent au point ce qui deviendra par la suite une expérience célèbre : *le tourniquet électrique*. Toutefois, il faut attendre 1838 pour que Faraday, dans un ouvrage consacré aux décharges électriques, affirme implicitement que **le vent électrique est le résultat d'un transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées et les autres**. Mais, c'est Maxwell (1873) qui donne une explication plus précise et clairement énoncée du phénomène.

#### 1.3.2. Vitesse du vent électrique

Au vue de la différence de masse entre les électrons et les ions, et ce malgré une fréquence de collision électron-neutre beaucoup plus élevée que celle entre les ions et les neutres, le transfert de quantité de mouvement est pratiquement entièrement dû aux ions. Au moyen d'un modèle assez simple, négligeant la viscosité et admettant un rendement de 100% dans le transfert d'énergie cinétique lors des chocs, Roth [17] a montré un rapport de 800 entre la vitesse due aux collisions électron-neutre et celle due aux collisions ion-neutre.

Dans une configuration pointe-plan, le vent électrique est toujours orienté de la pointe vers le plan. Lorsque la pointe est mise à un potentiel positif, le vent électrique est produit par des ions positifs obtenus par détachement d'électrons. Dans le cas d'une pointe portée à un potentiel négatif, le vent électrique est alors issu des ions négatifs obtenus par attachement électronique. La première relation reliant la vitesse du vent électrique au courant de décharge est donnée par Robinson [18] en 1961 :

$$v_g = k \times \sqrt{\frac{i}{\rho\mu}} \quad (1.6)$$

où  $k$  est une constante dépendant principalement de la géométrie de la décharge,  $\rho$  la masse volumique du gaz et  $\mu$  la mobilité des ions. **La vitesse du vent électrique varie donc avec la racine carrée du courant de décharge**. Il est important de noter que la vitesse du gaz  $v_g$  donnée par cette relation expérimentale n'est pas la même que la vitesse des ions dans le gaz qui, elle, est donnée par la relation  $v_i = \mu E$  (où  $E$  est le champ électrique). En effet, là où la vitesse du vent électrique dans l'air est de l'ordre de quelques m/s (sans écoulement extérieur), la vitesse des ions peut varier de plusieurs

milliers de m/s dans la zone d'ionisation à quelques dizaines de m/s dans la zone de dérive. Par la suite, Goldman, Ballereau et Parissi ([6]-[7], [19]-[21]) ont travaillé sur la décharge couronne et ont donné une expression plus précise que celle de Robinson pour le vent électrique :

$$v_g = \sqrt{\frac{id}{\rho\mu A_g}} \quad (1.7)$$

où  $d$  est la distance inter-électrodes et  $A_G$  la section de la décharge couronne.

Enfin, des travaux récemment menés au LEA par Zouzou, Moreau et Touchard ([22] et [23]) ont permis de montrer que la vitesse maximum du vent électrique (dans l'axe d'une pointe) à courant constant est plus importante dans une décharge couronne positive que négative (Figure 1.7). Le surplus de vitesse généré dans l'axe de la pointe par la décharge positive pourrait s'expliquer par le fait que les streamers contribueraient aussi au vent électrique. Toutefois, cette hypothèse reste à être confirmée.

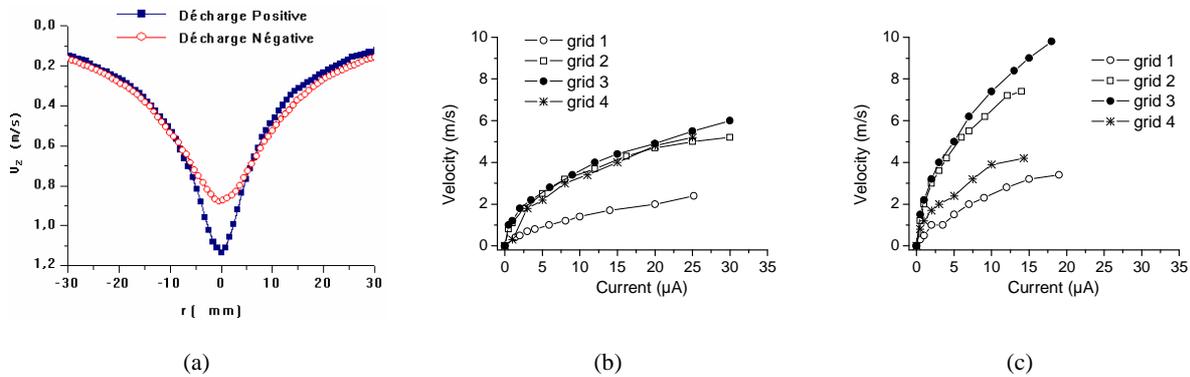


Figure 1.7. Vitesse axiale du vent électrique (a) d'après Zouzou et al. [22] et vitesse maximale en fonction de l'intensité pour une décharge DC négative (b) et positive (c), d'après Moreau et al. [23].

### 1.3.3. Principe théorique

Le vent électrique est dû à un transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées, qui acquièrent de l'énergie cinétique sous l'effet des forces de Coulomb, et les particules neutres du gaz. Si l'on veut calculer la force ElectroHydroDynamique (EHD) qui donne naissance au vent électrique, on peut supposer que cette force est égale à la perte de quantité de mouvement des particules chargées dans un volume donné. Pour les ions (positifs et négatifs) et les électrons cette force s'écrit respectivement d'après Boeuf et Pitchford [24] :

$$f_{p,e,n} = n_{p,e,n} v_{p,e,n-m} m_{p,e,n} u_{p,e,n} \quad (1.8)$$

où  $n_{p,e,n}$  est la densité des particules chargées,  $v_{p,e,n-m}$  est la fréquence de collision ion-neutre ou électron-neutre,  $m_{p,e,n}$  est la masse et  $u_{p,e,n}$  la vitesse moyenne des particules chargées. En faisant intervenir la définition de la mobilité des particules chargées :  $\mu = e/mv$  et celle de la densité de courant  $j = enu$  et sachant que la force EHD totale est la somme des trois forces précédentes on arrive à :

$$f_{EHD} = \frac{j_p}{\mu_p} - \frac{j_e}{\mu_e} - \frac{j_n}{\mu_n} \quad (1.9)$$

Or dans un plasma collisionnel la densité de courant est bien décrite par l'équation dite de *dérive-diffusion* :

$$\begin{aligned} j_p &= en_p \mu_p E - eD_p \nabla n_p \\ j_e &= en_e \mu_e E + eD_e \nabla n_e \\ j_n &= en_n \mu_n E + eD_n \nabla n_n \end{aligned} \quad (1.10)$$

où E est le champ électrique et  $D_{p,e,n}$  est le coefficient de diffusion des particules chargées. Ainsi grâce à la relation d'Einstein sur le coefficient de diffusion on arrive à l'expression finale de la force EHD totale par unité de volume :

$$f_{EHD} = e(n_p - n_e - n_n)E - [\nabla(n_p kT_p) + \nabla(n_e kT_e) + \nabla(n_n kT_n)] \quad (1.11)$$

Selon cette équation, on voit clairement que la force EHD est non nulle uniquement dans les zones hors équilibre. En effet, dans les zones neutres où le plasma est uniforme, il y a autant d'espèces négatives que positives, et les gradients sont nuls, donc la force EHD est nulle. Par contre dans une région non neutre, il existe une force volumique qui va mettre le fluide en mouvement. C'est souvent le cas dans les régions unipolaires, comme par exemple la zone de dérive des ions dans une décharge couronne, créant ainsi le vent électrique.

#### 1.3.4. Rendement électromécanique

Le rendement des actionneurs plasmas est donné comme étant le rapport entre la puissance électrique dépensée et la puissance mécanique produite :

$$\eta = \frac{P_{méc}}{P} \quad (1.12)$$

D'après Goldman et al. [19], à peine 5% de l'énergie consommée par la décharge est utilisé dans les réactions d'ionisation. Ceci signifie qu'environ 95% de l'énergie électrique fournie est dissipée soit sous forme de chaleur soit sous forme de rayonnement. Qui plus est, ce rendement n'est pas le même selon la configuration géométrique retenue. Par exemple, les décharges volumiques ont un bien meilleur rendement que les décharges surfaciques. Des mesures effectuées au LEA par Léger [25] ont montré que **les rendements d'une décharge couronne de surface ne dépassent pas les 3%**, en présence d'un écoulement extérieur.

#### 1.4. Les différents types d'actionneurs plasmas surfaciques

Les actionneurs plasmas de surface ont été développés récemment (milieu des années 90) et font l'objet de nombreuses études expérimentales et numériques. Le fait que ces décharges soient surfaciques induit **d'importantes différences par rapport aux décharges volumiques** présentées

ci-avant. En effet, l'interaction entre le plasma et la surface du diélectrique contribue à la modification des phénomènes électrostatiques (déviations des lignes de champs, dépôt de charges à la surface de l'isolant, etc.) ainsi que de la physico-chimie du plasma.

Toutefois, nous nous contenterons de présenter dans cette section les différents actionneurs plasmas surfaciques existant à ce jour et leurs propriétés électromécaniques connues. De plus, si ces actionneurs ne sont pas basés sur le même principe de fonctionnement, ils ont un but commun : **ajouter de la quantité de mouvement à l'air environnant au niveau de la paroi où la décharge est appliquée.**

#### 1.4.1. L'actionneur à Décharge Couronne (DC)

Les actionneurs plasmas à décharge couronne de surface ont pris leur essor dans le milieu des années 90 avec l'émergence d'autres nouveaux moyens de contrôle actif d'écoulement. Les premiers travaux concernant la modification de l'écoulement au dessus d'une plaque plane par application d'une décharge continue de surface ont été réalisés par Soetomo [26] puis par Léger et al. ([25], [27]-[29]). Nous allons donc résumer les résultats obtenus sur cette configuration dans les sections suivantes.

##### a. Descriptions de l'actionneur DC de surface

Initialement, dans les premières configurations testées (Artana et al., [30]) les électrodes étaient posées en vis-à-vis à la surface d'une plaque de PMMA et distantes l'une de l'autre de 4 cm. Cependant, cette décharge fut difficile à stabiliser. Ceci est probablement dû au fait que les électrodes sont directement en regard, ce qui rend la décharge sensible aux imperfections des électrodes.

Le schéma de la Figure 1.8 donne une représentation d'une décharge stable, d'un point de vue disruptif. La décharge est établie entre **deux électrodes placées à l'intérieur de rainures usinées dans un matériau isolant**. Cette configuration a été finalement retenue suite aux travaux de Léger durant sa thèse [25]. Par la suite Labergue ([31]-[32]) a effectué une large étude paramétrique sur les différentes grandeurs géométriques liées à cette configuration, afin d'augmenter le vent électrique induit ainsi que la stabilité de la décharge. Ainsi, après avoir testé plusieurs diamètres d'électrodes, plusieurs distances inter-électrodes et plusieurs diélectriques, il conclut que les courants les plus grands (donc les vitesses de vent électrique les plus grandes) sont générés pour une distance inter-électrodes de 4 cm, sur une plaque en PMMA (Plexiglas) et pour des électrodes dont la dissymétrie est la plus grande possible (les valeurs optimum sont 0,4 mm pour l'anode et 2 mm pour la cathode).

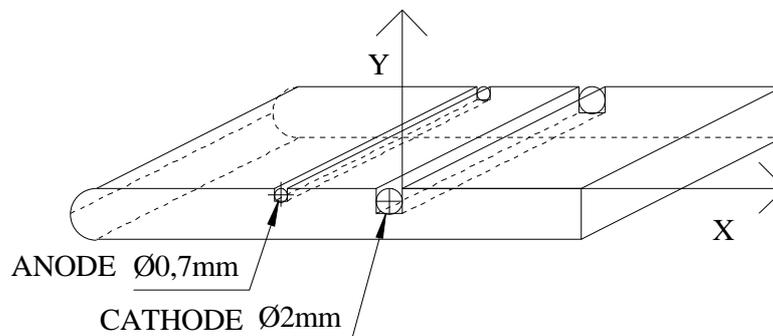


Figure 1.8. Schéma de l'actionneur plasma à décharge couronne de surface (configuration de Léger, [28]).

### b. Propriétés électriques

Lorsqu'on applique une différence de potentiel entre les deux électrodes la décharge DC, (Figure 1.8) un courant de décharge apparaît et cinq régimes de décharge peuvent être observés :

\_ *SPOT* : ( $i \leq 0.2$  mA/m,  $P \leq 15$  mW/cm<sup>2</sup>) ; La décharge est concentrée en quelques points lumineux visibles sur les électrodes. Leur nombre augmente avec la différence de potentiel. Ces points lumineux apparaissent sur les défauts de forme des électrodes. Ils entraînent des concentrations locales de lignes de champ, créant ainsi une zone préférentielle de décharge.

\_ *STREAMER CORONA* : ( $0.2 \leq i \leq 0.8$  mA/m,  $15 \leq P \leq 50$  mW/cm<sup>2</sup>) ; Pour des différences de potentiel plus importantes, un régime caractérisé par une luminosité plus ou moins homogène sur tout l'espace inter-électrode apparaît. La décharge prend la forme d'une zone bleue collée sur la paroi isolante (Figure 1.9a). Comme dans le régime précédent, les défauts de forme peuvent rendre des zones de décharge plus ou moins lumineuses et parfois entraîner la formation de décharges filamenteuses (Figure 1.9b).

\_ *GLOW CORONA* : ( $0.5 \leq i \leq 2.5$  mA/m,  $50 \leq P \leq 200$  mW/cm<sup>2</sup>) ; Dans ce régime, on peut observer un nombre important de points lumineux, presque adjacents et formant ainsi une zone d'ionisation sur les électrodes (Figure 1.9c). Comparé au régime "streamer", l'espace inter-électrodes n'est plus lumineux (dans le domaine du visible). Ce régime est beaucoup plus stable et permet d'atteindre des valeurs de courant beaucoup plus importantes que les régimes précédents.

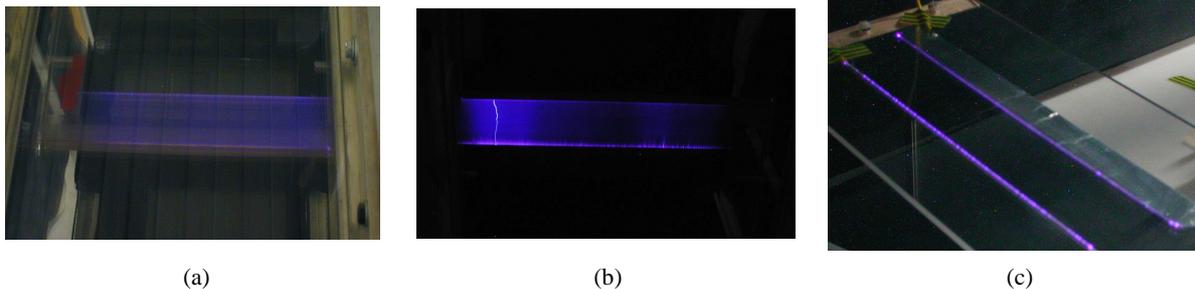


Figure 1.9. Photographie de la décharge couronne de surface en régime "streamer" (a), en régime "filamentaire" (b) et en régime "glow" (c).

\_ *Régime FILAMENTARY* : Dans ce régime, quelques points autorisent la formation d'une décharge concentrée en un canal appelé *filament*. Ce type de décharge prend naissance de manière prioritaire sur les irrégularités de forme des électrodes et sont très instables. Les décharges filamenteuses apparaissent pour des densités de courant supérieur à 0,6 mA/m.

\_ *Régime ARC* : Dans ce régime, toute la puissance passe par un canal de faible résistance, ce qui entraîne un fort appel de courant et une hausse locale de la température (passage à l'arc). Ce plasma est localement fortement inhomogène.

### c. Paramètres influants

Puisque la décharge est établie dans l'air ambiant, celle-ci est dépendante des conditions atmosphériques et plus exactement de l'humidité relative de l'air, de la pression et de la vitesse de l'écoulement extérieur. La Figure 1.10a montre que le courant de décharge diminue lorsque l'humidité augmente et que l'humidité favorise le régime *streamer*. Puis pour une valeur donnée du champ électrique, on peut voir avec la Figure 1.10b que **le courant augmente avec la vitesse de l'écoulement**. Comme avec l'humidité, l'augmentation de la vitesse de l'écoulement favorise le régime *streamer*.

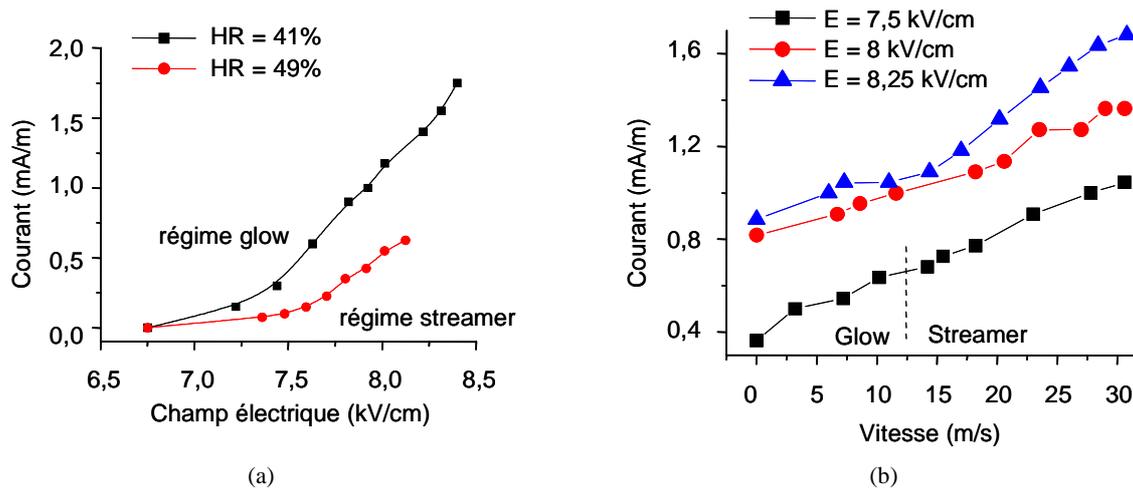


Figure 1.10. Comportement de la décharge en fonction de l'humidité relative (a) et de la vitesse de l'écoulement extérieur (b) ([33]).

Le dernier paramètre jouant un **rôle important** dans les caractéristiques de la décharge est la **nature du diélectrique**. La Figure 1.11 illustre l'évolution de la densité de courant en fonction du taux d'humidité de l'air et de la nature du diélectrique. Celle-ci a une allure complètement différente si l'isolant de l'actionneur est en verre ou en PMMA. Il semble donc que le **matériau et l'humidité de l'air soit deux paramètres fortement liés**.

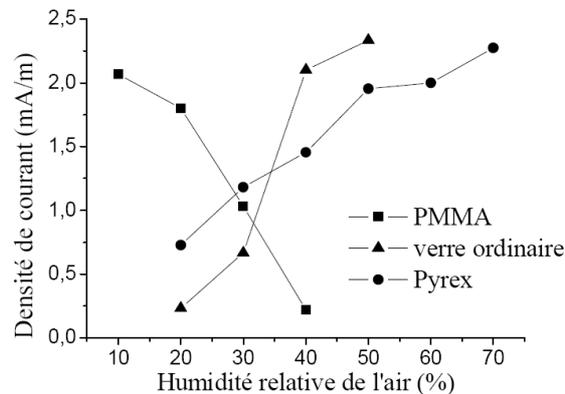


Figure 1.11. Évolution du courant pour une décharge couronne en fonction du diélectrique utilisé [34].

#### d. Propriétés mécaniques

Pour le contrôle d'écoulements, l'actionneur DC de surface est généralement utilisé dans les régimes *streamer corona* et *glow corona*, en ayant comme ordres de grandeurs électriques :

$$_ E \approx 8 \text{ kV/cm}, i \approx 1 \text{ mA/m} \text{ et } P \approx 70 \text{ mW/cm}^2.$$

La Figure 1.12 présente un profil de vitesse induit par le vent électrique, pour différentes valeurs du courant de décharge. Elle montre que la vitesse du vent électrique augmente avec le courant de décharge, la vitesse maximum du vent électrique ( $\approx 3.5 \text{ m/s}$ ) est obtenue proche de la paroi, pour  $0.5 \text{ mm} < y < 2 \text{ mm}$ .

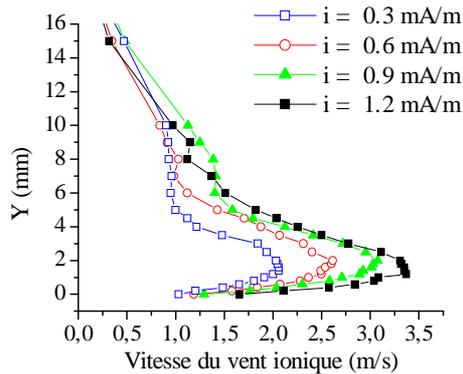


Figure 1.12. Composante horizontale de la vitesse du vent électrique induit en fonction du courant de décharge [33].

#### 1.4.2. L'actionneur à Décharge à Barrière Diélectrique (DBD)

Vers le début des années 90, le P<sub>r</sub> Roth met au point un dispositif capable de générer une décharge à barrière de surface lumineuse et stable à pression atmosphérique. Il dépose alors plusieurs brevets et baptise ce dispositif “**One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma**” (OAugDP™). Il remarque alors que ce dispositif peut générer un écoulement de quelques m/s tangentiellement à la paroi de l'isolant et soumet alors l'idée qu'une telle décharge peut servir à contrôler un écoulement de couche limite, dans des articles qui ont aujourd'hui valeur de référence ([35] et [36]).

Toutefois, les premiers auteurs à avoir présenté un dispositif générant une décharge à barrière diélectrique de surface à pression atmosphérique sont Masuda et Washizu [37]. Mais leur étude est complètement éloignée de toute considération aérodynamique ; leurs recherches portent sur la charge de particules.

Depuis les premiers travaux de Roth, de nombreuses équipes internationales se sont lancées dans l'étude de l'actionneur DBD. Aux Etats-Unis, nous pouvons citer les premiers travaux entrepris par les équipes des professeurs Corke et al. [38] et Enloe et al. [39]. Le premier ayant étudié le contrôle de l'écoulement autour d'un profil d'aile, tandis que le second a plutôt étudié l'actionneur seul (sans écoulement externe). En France, l'actionneur DBD est étudié par un groupement de laboratoires qui est constitué du LEA de Poitiers ([40] et [41]), de l'ONERA DMAE à Toulouse et enfin du LME - GREMI à Orléans.

Dans les sections suivantes, les principales caractéristiques électriques et mécaniques connues de l'actionneur à DBD vont être présentées.

##### a. Descriptions de l'actionneur DBD de surface

Cette décharge est établie à la surface d'une plaque isolante, entre au moins deux électrodes asymétriquement disposées de part et d'autre du diélectrique (Figure 1.13a). L'électrode de la face supérieure, appelée électrode active, est reliée à un haut potentiel alternatif tandis que celle de la partie inférieure est mise à la terre. La Figure 1.13b montre les trois premières configurations géométriques testées par Roth. Dans ce cas les électrodes sont des dépôts métalliques très fins. Une haute tension sinusoïdale à valeur moyenne nulle est appliquée entre les électrodes placées sur la face supérieure du diélectrique et la ou les électrodes inférieures mises à la terre. Les grandeurs électriques caractéristiques de la décharge sont les suivantes : haute tension de plusieurs kV à des fréquences de

1 à 20 kHz, une distance inter-électrodes de quelques mm, une puissance électrique consommée de l'ordre de  $500 \text{ W/m}^2$  de plasma. Roth désigne l'origine de la mise en mouvement de l'air à la surface du plasma par l'action de **la force paraélectrique**. Cette force est donnée par l'expression :

$$F = \frac{d}{dx} \left( \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 \right) \quad (1.13)$$

où  $E$  est le champ électrique,  $\epsilon_0$  la constante diélectrique de l'air et  $x$  la direction horizontale vers la gauche sur la Figure 1.13a (schéma d'après Corke et al., [42]). Cette force est donc proportionnelle au gradient du carré du champ électrique. En utilisant une dissymétrie dans la configuration des électrodes, on crée un gradient de champ donc un écoulement.

Toutefois, **l'explication théorique de cette force ne fait pas l'unanimité dans la communauté scientifique et de nombreux chercheurs pensent que celle-ci est erronée**. La mise en mouvement de l'air environnant la décharge serait dû à un phénomène similaire au vent électrique induit par la décharge couronne.

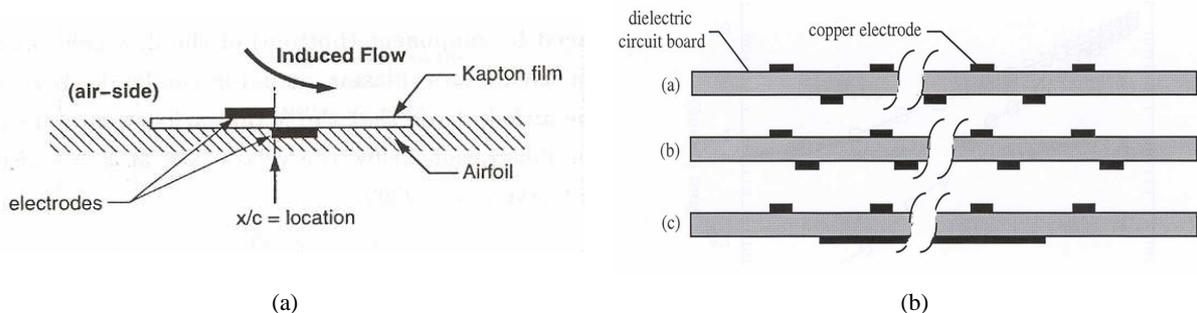


Figure 1.13. Sens de l'écoulement induit par la force *paraélectrique* (a) [42] et configuration géométrique des électrodes utilisée par Roth pour établir la *OAUGDP* (b) [35].

### b. Propriétés électriques

En plaçant une résistance  $R$  ou une capacité  $C$  en série entre l'électrode de masse et la terre (Figure 1.14a), il est possible soit de mesurer la puissance électrique consommée ou soit de suivre l'évolution du courant de décharge en fonction du temps.

Avec la Figure 1.14b, on peut visualiser un comportement caractéristique du courant de décharge en fonction du temps, pour une tension de 20 kV (électrodes de 200 mm de long placées sur une plaque de verre épaisse de 4 mm, [43]). Ce courant est constitué d'une série d'impulsions apparaissant à chaque demi-période, s'initiant peu avant l'inversion de polarité du signal, et s'éteignant après que la tension ait atteint sa valeur maximale. **Chaque impulsion de courant est en fait constituée d'une ou plusieurs microdécharges**. Les impulsions ont, dans ce cas, une intensité qui peut atteindre quelques dizaines de mA pour une durée inférieure à la microseconde.

Sur la Figure 1.14b apparaissent simultanément les contributions de chaque face de l'actionneur. En élargissant l'électrode de la face inférieure, on peut découpler chaque contribution lors d'un cycle de décharge (Figure 1.15a). Ceci a pour effet de limiter fortement le plasma de la face mise à la terre. On obtient ainsi un courant dont la forme est représentée Figure 1.15b. Dans ce cas, les impulsions de courant sont beaucoup plus intenses lors de l'alternance positive que lors de l'alternance négative.

Dans la configuration présentée Figure 1.14a, les **impulsions positives** de courant sont liées au plasma de la **face supérieure** alors que les **impulsions négatives** correspondent au plasma de la **face inférieure**.

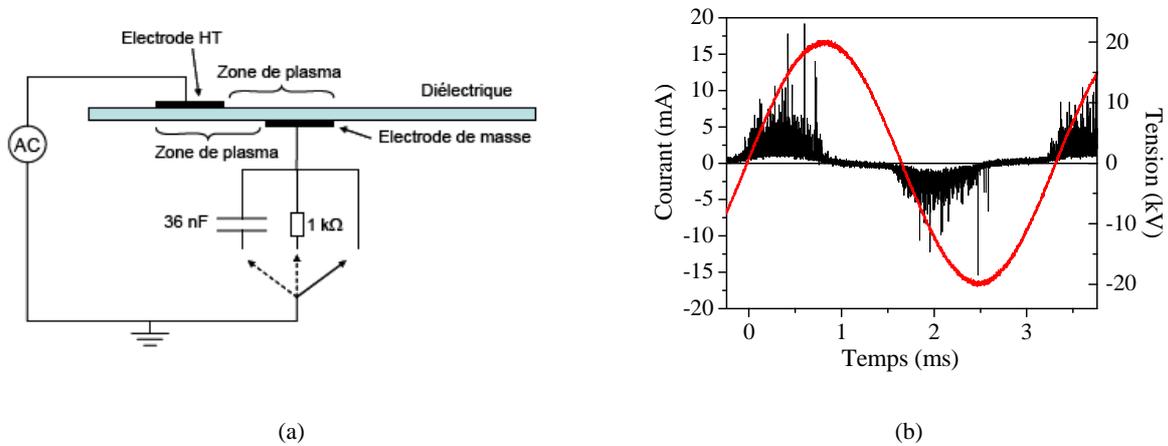


Figure 1.14. Schéma du circuit électrique permettant la mesure des grandeurs électriques (a) et évolutions temporelles de la tension et du courant de décharge (b) d'après Moreau [33].

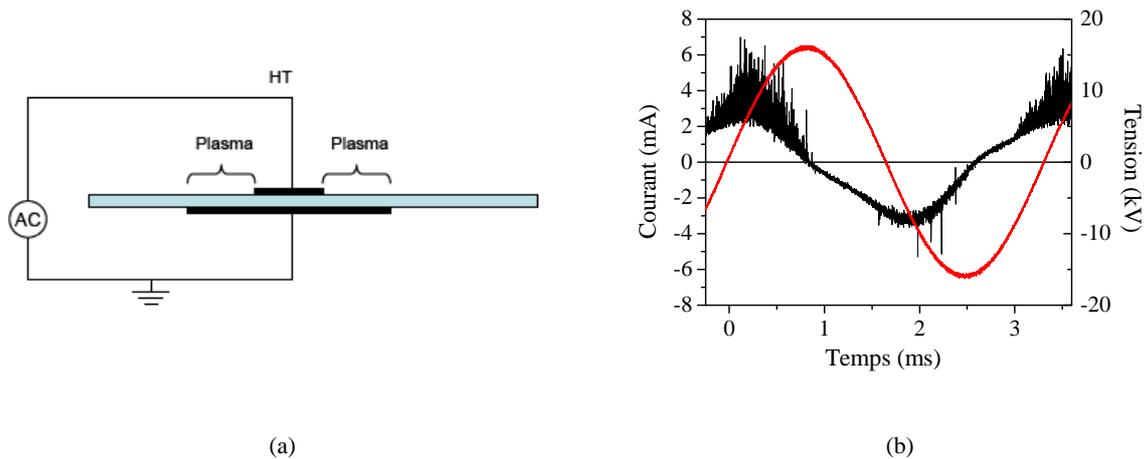


Figure 1.15. Représentation schématique du procédé pour supprimer la décharge pendant l'alternance négative (a), tension et courant en fonction du temps obtenu dans cette configuration [43].

Cette différence de comportement entre les deux alternances de la décharge a été aussi observée par Enloe et al. [44] et Bœuf et al. [45]. Celle-ci s'expliquerait par un phénomène qu'Allegraud et al. [46] appellent le *collective effect*. Lors de l'alternance négative, l'électrode est une source continue d'électrons, la décharge est de ce fait plus uniforme, ce qui n'est pas le cas durant l'autre alternance. Lorsqu'une micro-décharge s'initie, elle devient source d'électron par photo-ionisation et, par effet d'entraînement, amène au déclenchement d'autres microdécharges. Ce sont ces microdécharges qui, se formant simultanément, créent les impulsions de courant. Ce fait serait à l'origine de la différence observée entre les décharges des deux alternances. Pour étayer leur hypothèse, cette équipe a placé un actionneur DBD sous une lampe UV, faisant office de source d'électrons. Ils ont ainsi observé une diminution de l'amplitude des pics de courant pendant l'alternance positive, rendant la décharge plus uniforme (Guaitella et al., [47]).

La mesure de la puissance électrique peut être obtenue de deux façons : la première s'effectue à partir de la caractéristique charge-tension du circuit (Wagner et al. [48]). La charge  $Q$  est mesurée à partir de la tension aux bornes d'une capacité placée en série avec la décharge (Figure 1.14a). L'énergie consommée durant une période correspond à l'aire de la courbe de Lissajous  $Q$ - $V$ . La puissance électrique consommée  $P$  est donc obtenue en multipliant cette énergie par la fréquence  $f$  de la tension appliquée  $V$ . En fait, on a :

$$P = f \int Q dV \quad (1.14)$$

La Figure 1.16a montre des exemples de caractéristiques  $Q$ - $V$  pour 3 valeurs de la tension appliquée. On remarque bien évidemment que l'aire de la courbe de Lissajous augmente avec  $V$ .

La seconde façon pour obtenir la puissance électrique consiste à faire la moyenne temporelle du produit tension par le courant de décharge. Dans ce cas on a :

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T V(t) \times i(t) dt \quad (1.15)$$

A partir de l'un ou l'autre de ces procédés, nous pouvons donc déterminer avec précision la valeur de la puissance électrique consommée. La Figure 1.16b nous indique que la puissance électrique dépend du carré de la tension selon la formulation suivante (où  $V_0$  est la tension minimale à appliquer pour initier le plasma) :

$$P = A(V - V_0)^2 \quad (1.16)$$

Toutefois, cette expression de la puissance ne fait pas non plus l'unanimité. Pour l'équipe d'Enloe, celle-ci dépendrait de la valeur de la tension appliquée aux bornes de la décharge à la puissance  $7/2$  ( $P = kV^{7/2}$ ), tandis que pour Roth et al. la puissance électrique pourrait s'exprimer suivant  $P = kV^n$  avec  $2 \leq n \leq 3$ .

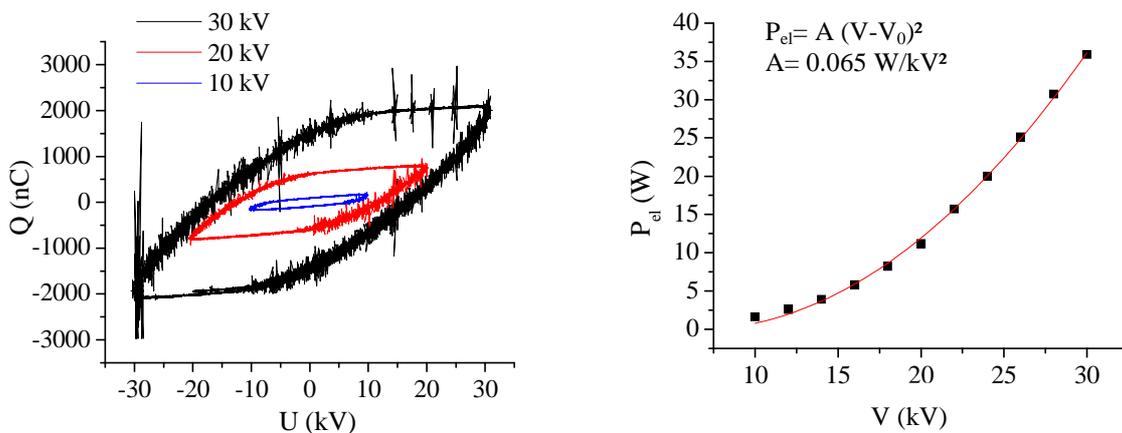


Figure 1.16. Courbes de Lissajous  $Q$ - $V$  obtenues pour plusieurs tensions (a) et allure de l'évolution de la puissance électrique en fonction de la tension (b) d'après Pons et al. [43].

L'interprétation des comportements décrits ci-dessus est possible si l'on considère le circuit électrique équivalent de la décharge (Figure 1.17). La capacité  $C_1$  correspond à l'influence directe entre les électrodes. Chaque face correspond à un dipôle aux caractéristiques similaires : la résistance  $R$  symbolise les microdécharges à la surface côté anode,  $R'$  correspondant au côté cathode. Le dépôt de charges consécutif à ces décharges fait apparaître une électrode virtuelle à la surface, faisant face à l'électrode opposée. Il existe donc un effet capacitif entre cette dernière et les charges déposées ( $C_2$  et  $C_2'$ ). L'interrupteur placé en série avec  $R$  (de même avec  $R'$ ) se ferme lorsque la tension  $V_p$  dépasse la valeur seuil  $V_0$  pour initier le plasma. Pour simplifier, on peut supposer que  $C_2 = C_2'$ . Une propriété intéressante de la Figure de Lissajous dans le cadre de cette étude est qu'elle permet d'obtenir la tension  $V_p$  aux bornes du plasma. En effet, le circuit équivalent montre que lorsque la charge  $Q$  s'annule, on obtient la relation suivante :

$$V_p = V \left( 1 + \frac{C_1}{2C_2} \right) \quad (1.17)$$

Or la pente de la courbe  $Q = f(V)$  est égale à  $C_1$  en l'absence de décharge, et à  $(C_1 + 2C_2)$  en présence de décharge. Il est donc possible, connaissant  $C_1$  et  $C_2$  d'après la caractéristique  $Q-V$ , d'en déduire  $V_p$ .

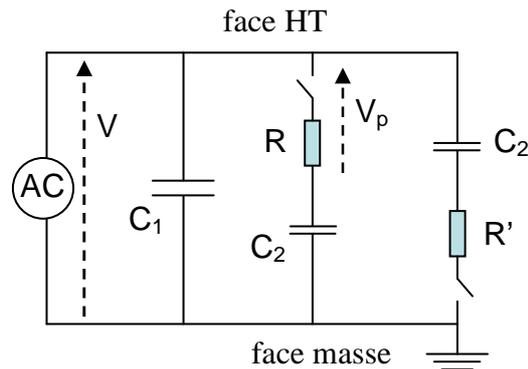


Figure 1.17. Schéma électrique équivalent de la DBD de surface.

### c. Propriétés mécaniques

Les actionneurs DBD induisent un vent électrique identique à celui généré par les actionneurs à décharges couronnes de surface. Et comme pour les décharges DC, ils existent plusieurs régimes de fonctionnement de la DBD. Leonov et al. [49] en recensent deux : le premier, le mode LF pour *long filament*. Et le second, le mode MC pour *multi-coronas*. Ces deux régimes ont des caractéristiques électromécaniques distinctes dont les principales sont données dans le tableau 1.1.

Cependant, les grandeurs électriques fournies par les auteurs sont valables dans leur configuration. La DBD peut générer les vitesses données pour le régime MC avec des valeurs de tension et fréquence proches du mode LF, i.e.  $V=20$  kV et  $f=1$  kHz [43].

Les profils de vitesse de la Figure 1.18a ont été réalisés à l'aide d'une sonde de Pitot en verre par Pons et al. [43] sur du verre de 4 mm d'épaisseur. Pour une abscisse donnée, **la vitesse maximale du vent électrique augmente avec la valeur de l'amplitude de la tension**. Deux raisons peuvent expliquer l'augmentation de la vitesse. Les ions ont d'une part plus d'énergie car le champ électrique extérieur est plus intense, par conséquent la quantité de mouvement transmise au milieu environnant

est plus importante. D'autre part, la distance parcourue par les ions est probablement plus longue. Statistiquement, la probabilité de choc avec un nombre plus grand de molécules du fluide extérieur augmente. Ainsi, il est possible de transmettre une certaine quantité de mouvement à un volume de fluide plus grand.

Mode de la décharge	LF	MC
Courant maximum (mA/cm)	300	3
Tension typique (kV)	10	2
Durée d'une impulsion ( $\mu$ s)	0.5	2
Fréquence (kHz)	1	70
Puissance électrique (W/cm)	1.5	0.7
Vitesse induite (m/s)	< 0.3	1-8

Tableau 1.0. Principales caractéristiques des régimes de fonctionnement LF et MC de la DBD.

A partir de ces profils de vitesse, on peut tracer l'évolution du maximum de vitesse du vent électrique en fonction de la tension appliquée  $V$  aux bornes de la décharge. La Figure 1.18b indique que cette évolution augmente linéairement avec  $V$ , de telle sorte que :

$$U_{\max} \propto (V - V_0) \quad (1.18)$$

où  $V_0$  est la tension seuil pour initier le plasma. Toutefois, cette expression est vérifiée pour un signal de type sinusoïdal.

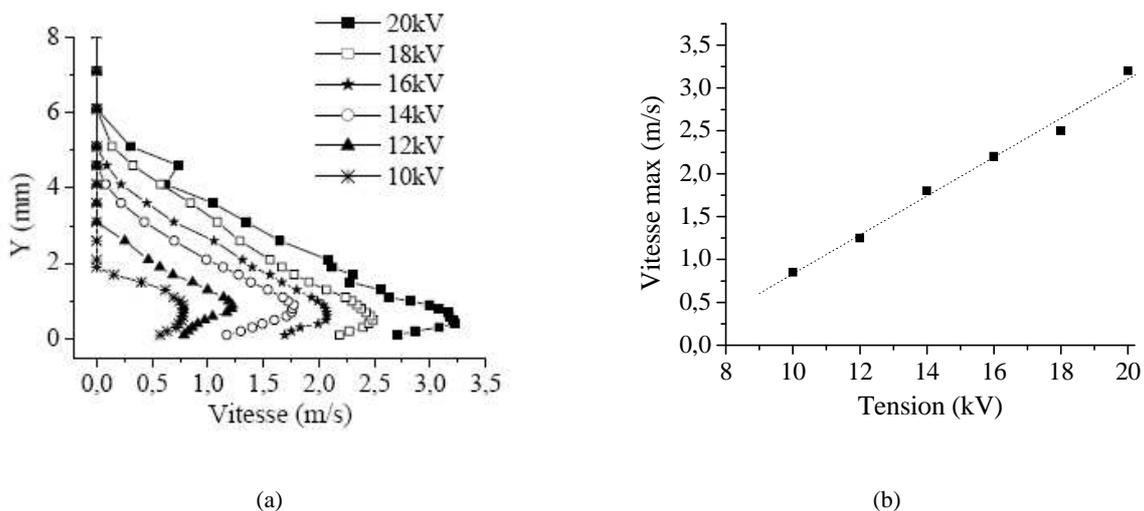


Figure 1.18. Profils de vitesse induite par l'actionneur DBD (a) et évolution du maximum de vitesse (b) en fonction de la tension appliquée [43].

Récemment, Bénard et al. ([50]-[51]) ont caractérisé les profils de vitesse induite par la décharge lorsque celle-ci est soumise aux conditions proche du vol. Pour cela, ils ont placé l'actionneur plasma dans une enceinte dans laquelle ils ont modifié divers paramètres comme la pression et le taux

d'humidité. Ils ont ainsi pu mettre en évidence une augmentation de la vitesse induite par la DBD quand la pression diminue, jusqu'à atteindre un maximum vers 0.6 atmosphère. Au-delà de cette valeur de pression, le vent électrique tend à diminuer. Ce qui donne une évolution de type parabolique du débit massique injecté par l'actionneur (Figure 1.19).

A contrario, l'accroissement du taux d'humidité semble n'avoir que peu d'incidence sur les profils de vitesse induite par le plasma.

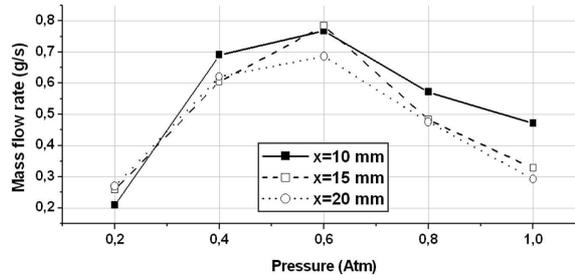


Figure 1.19. Évolution du débit massique injecté en fonction de la pression [50].

#### d. Études numériques sur la DBD

Afin de mieux comprendre les phénomènes qui régissent le couplage entre la décharge à barrière diélectrique et le vent électrique induit, certaines équipes de recherche se sont lancées dans la modélisation de cet actionneur plasma. Actuellement, il semble que les modèles les plus aboutis sont ceux de Boeuf et al. ([24], [45], [52]-[54]) et de Likhanskii et al. ([55]-[56]). Ces deux auteurs ont réussi à faire des simulations dans l'air tout en tenant compte des processus classiques d'ionisation, d'attachement, de recombinaison (ion-ion et électron-ion) mais également des processus d'émission secondaire (photo-ionisation, émission par impacts des ions sur la paroi diélectrique).

Les premières simulations de Boeuf et al. (2005, 2006) ne prenaient en compte que l'effet des ions positifs sur le vent électrique. Celles-ci montrent que, lors l'alternance positive, la formation rapide de charges d'espace initie la propagation de microdécharges le long du diélectrique. Ces microdécharges induisent des pics de courant très importants en valeur, sont régulièrement espacés dans le temps (Figure 1.20a). La décharge est alors composée d'un canal de plasma qui s'étend depuis l'électrode active et d'une gaine d'ions positifs qui se propage (Figure 1.20b) en tête de ce canal. Comme la force EHD ne peut exister que dans les zones unipolaires, la propagation de cette gaine ionique est responsable de la mise en mouvement du fluide et donc de l'apparition du vent électrique.

Ces simulations montrent également que la force EHD totale (intégrée dans le temps et l'espace) est due principalement au régime qui existe entre les microdécharges (que les auteurs nomment *corona-like*) car ce régime dure beaucoup plus longtemps que les microdécharges. Ainsi, les premières simulations montrent que la force EHD est plus importante pendant l'alternance positive que lors l'alternance négative.

Récemment, Boeuf et al. ([53]-[54]) ont pu faire des simulations dans l'air, en tenant compte de l'effet des ions négatifs. Lors de l'alternance positive, les résultats obtenus ne changent quasiment pas avec la présence d'ions négatifs. Au contraire de l'alternance négative où les résultats sont complètement différents, puisqu'ils indiquent que la force EHD résultante pendant cette alternance est du même ordre de grandeur que celle induite pendant l'alternance positive, voire même plus grande.

On observe distinctement que la présence d'ions négatifs est très importante pour la création de vent électrique.

Ces simulations corroborent les résultats obtenus expérimentalement dans lesquels le courant de décharge pendant l'alternance négative est constitué d'une série de petits pics ayant une fréquence élevée. Tandis que durant l'alternance positive, le courant est composé de grands pics (correspondant aux microdécharges) à fréquence faible.

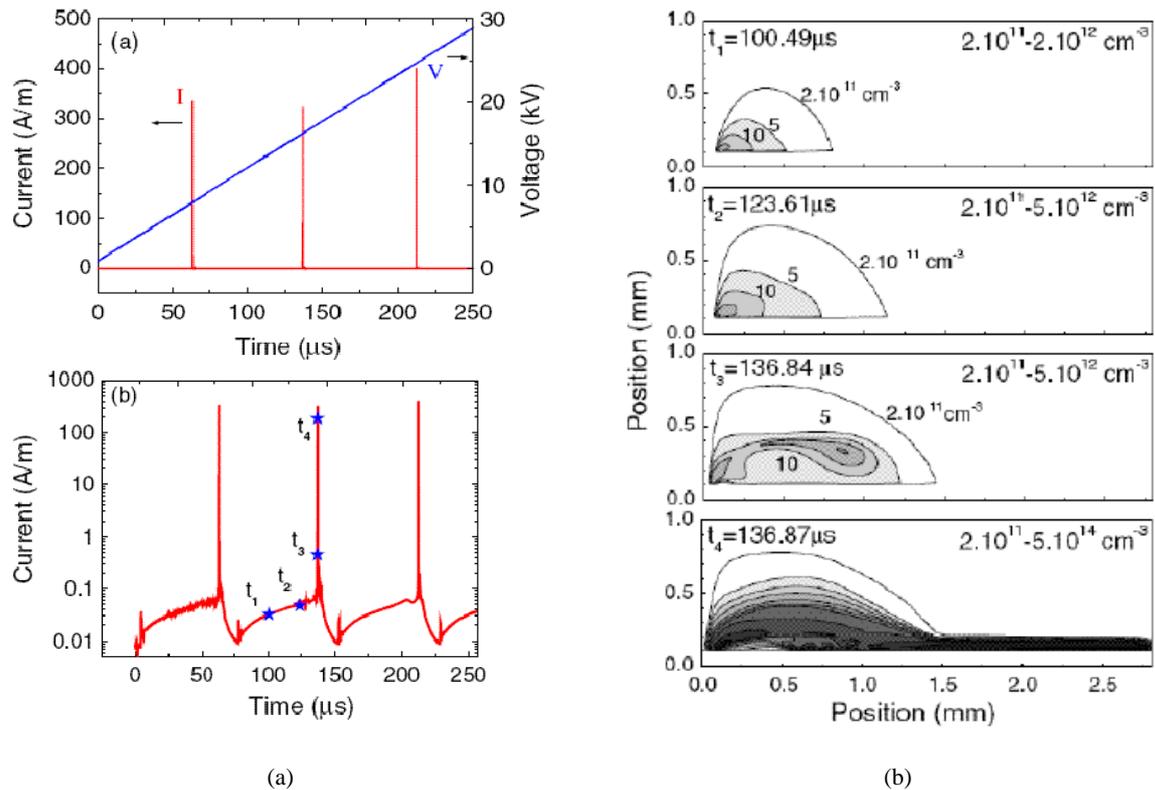


Figure 1.20. Évolution temporelle du courant de décharge pour une pente de tension positive (a) et distribution spatiale de la densité d'ions (b).

#### 1.4.3. Autres types d'actionneurs

Faisant suite au développement des deux actionneurs *historique* en terme de contrôle par plasma, d'autres types actionneurs sont récemment apparus. Nous allons dans cette section faire une brève mais non exhaustive présentation de quelqu'un de ces *nouveaux* actionneurs.

##### a. Actionneur à décharge rampante (*Sliding discharge*)

Initialement utilisée dans des applications de pompage laser (Tsirikas et Serafetinides [57]), la décharge rampante a fait récemment l'objet d'un développement au LEA de l'Université de Poitiers ([58]-[59]) afin de générer celle-ci dans l'air à pression atmosphérique.

L'actionneur se compose d'une configuration à trois électrodes qui est illustrée sur la Figure 1.21a. On retrouve une configuration classique de DBD avec une électrode active (n°1) et une électrode à la masse (n°2) séparées par une barrière isolante à laquelle on ajoute une électrode supplémentaire mise à la terre (n°3) en regard de l'électrode active. Lorsque l'on alimente l'électrode active avec un signal

haute tension sinusoïdal à valeur moyenne nulle, on obtient classiquement une décharge DBD de surface. La décharge est alors localisée sur le bord de l'électrode active (Figure 1.21b).

Lorsque l'on alimente l'électrode active avec un signal sinusoïdal à valeur moyenne non nulle (i.e. avec une composante continue) la décharge change de régime et devient une décharge rampante (*sliding*). Le plasma s'étend alors jusqu'à l'électrode de masse n°3, comme le montre la Figure 1.21c.

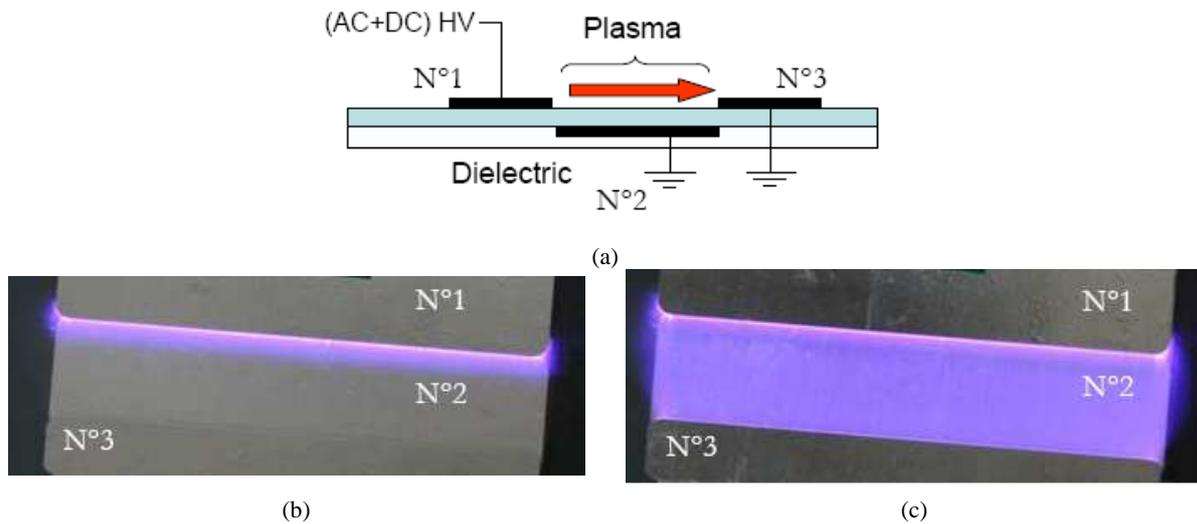


Figure 1.21. Vue schématique d'un actionneur à décharge rampante (a), photographie en vue de dessus de l'actionneur en mode DBD simple (b) et en mode sliding (c).

En fait, la présence de la troisième électrode et l'utilisation d'une composante continue créent une décharge couronne rampante. La décharge DBD jouant le rôle d'un plasma ionisant, les charges créées sont captées par la troisième électrode. L'intérêt de cette décharge est qu'elle est plus stable qu'une décharge couronne de surface classique et que la zone de plasma est très large. De plus, sous certaines conditions, son effet mécanique peut être supérieur à celui d'une DBD (Moreau et al. [60]).

#### b. Actionneur micro-jet à DBD

Récemment, certains chercheurs ont eu l'idée d'utiliser l'actionneur DBD pour générer un jet perpendiculaire à la paroi du diélectrique.

Santhanakrishnan et Jacob ([61]-[63]) ont développé une configuration annulaire de l'actionneur micro-jet. Celle-ci est présentée sur la Figure 1.22a. L'actionneur produit un jet perpendiculaire à la paroi de l'ordre de quelques m/s (la vitesse maximum obtenue jusqu'à présent au centre du jet est de 2 m/s). La Figure 1.22b montre des lignes de courant de l'écoulement induit au dessus d'un tel actionneur en fonctionnement. Afin d'augmenter la vitesse du jet, Bolitho et al. [64] utilisent une série d'actionneur annulaire concentrique. Toutefois, cette configuration ne leur permet d'augmenter que de 0,5 m/s la vitesse du jet.

Une configuration linéique de l'actionneur micro-jet a aussi été mise au point ([65]-[67]). A partir de cette configurations, des études ont montré que l'on pouvait orienter (*vectoriser*) le jet généré par l'actionneur à micro-jet. Par exemple, Benard et al. [67] ont utilisé un couple d'actionneurs DBD linéiques, chacun étant alors connecté de manière indépendante à une alimentation haute tension (Figure 1.23a). Ce dispositif permet de générer un jet de 3 m/s (Figure 1.23b) avec un angle modulable par rapport à la paroi.

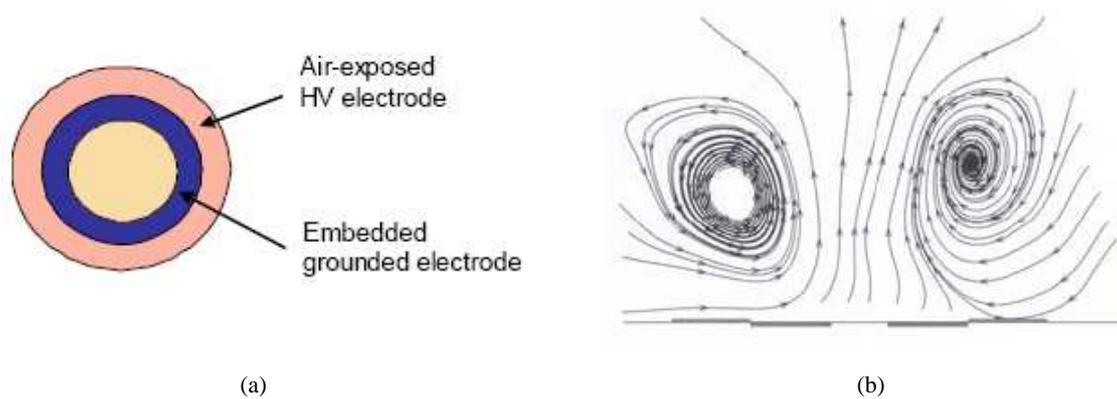


Figure 1.22. Configuration annulaire de l'actionneur DBD (a) et lignes de courant de l'écoulement induit par cet actionneur en fonctionnement (b).

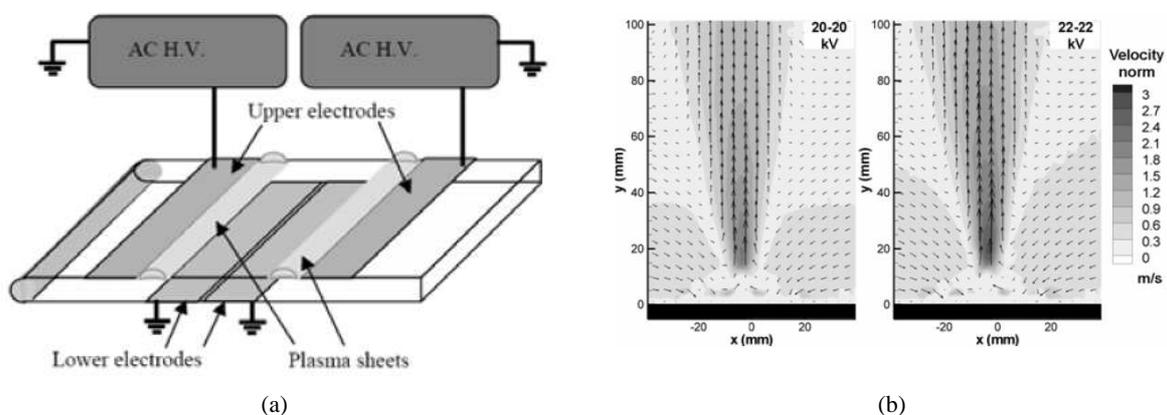


Figure 1.23. Schéma de la configuration utilisée par Benard et al. [67] pour l'actionneur micro-jet linéique (a), champ de vitesses obtenues par PIV au-dessus de l'actionneur (b).

### c. Actionneur micro-jet de type Sparkjet

L'actionneur de type *Sparkjet*, développé récemment par Cybik et al. [68], consiste à créer un plasma très énergétique de type arc dans une cavité solide de très petites dimensions qui est percée à son extrémité supérieure, comme l'illustre la Figure 1.24.

L'arc qui est induit entre les électrodes va rapidement faire ainsi monter la pression dans la cavité en chauffant le gaz. Ce dernier va donc être expulsé par le trou avec une grande vitesse. S'en suit une phase de relaxation où de l'air frais va remplir à nouveau la cavité. Ce cycle est reproduit plusieurs fois de manière à obtenir un micro-jet synthétique pulsé à la paroi, pour contrôler les écoulements à très hautes vitesses.

Les mesures expérimentales permettant d'évaluer la vitesse de l'air expulsé sont très difficiles à mener, notamment à cause de la température du jet qui empêche les mesures de type fil-chaud. Les techniques optiques de mesures de vitesse sont également mal adaptées à cause de la difficulté à ensemencher l'écoulement.

Néanmoins, des mesures expérimentales ainsi que des simulations numériques, menées récemment à l'ONERA Toulouse [69], montrent que la température de l'air dans la cavité peut monter jusqu'à 1000 K, ce qui produit des vitesses de jet allant jusqu'à 500 m/s.

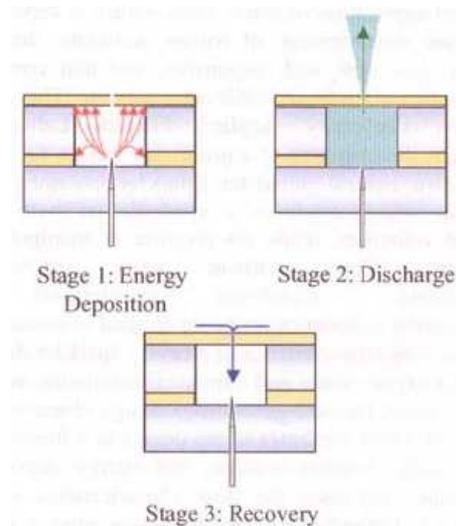


Figure 1.24. Cycle de fonctionnement de l'actionneur micro-jet de type *Sparkjet*.

#### d. Actionneur à arc glissant (*Glidarc*)

Un nouvel actionneur basé sur le déplacement d'un arc électrique (*Glidarc*) est notamment étudié et mis au point au LEA de l'université de Poitiers [70] (Figure 1.25a). Son principe repose sur la formation d'un arc entre deux électrodes divergentes qui subit l'influence d'un champ magnétique  $\vec{B}$  statique. Alors soumis à la force de Laplace, l'arc se déplace le long des électrodes jusqu'à l'extinction de celui-ci.

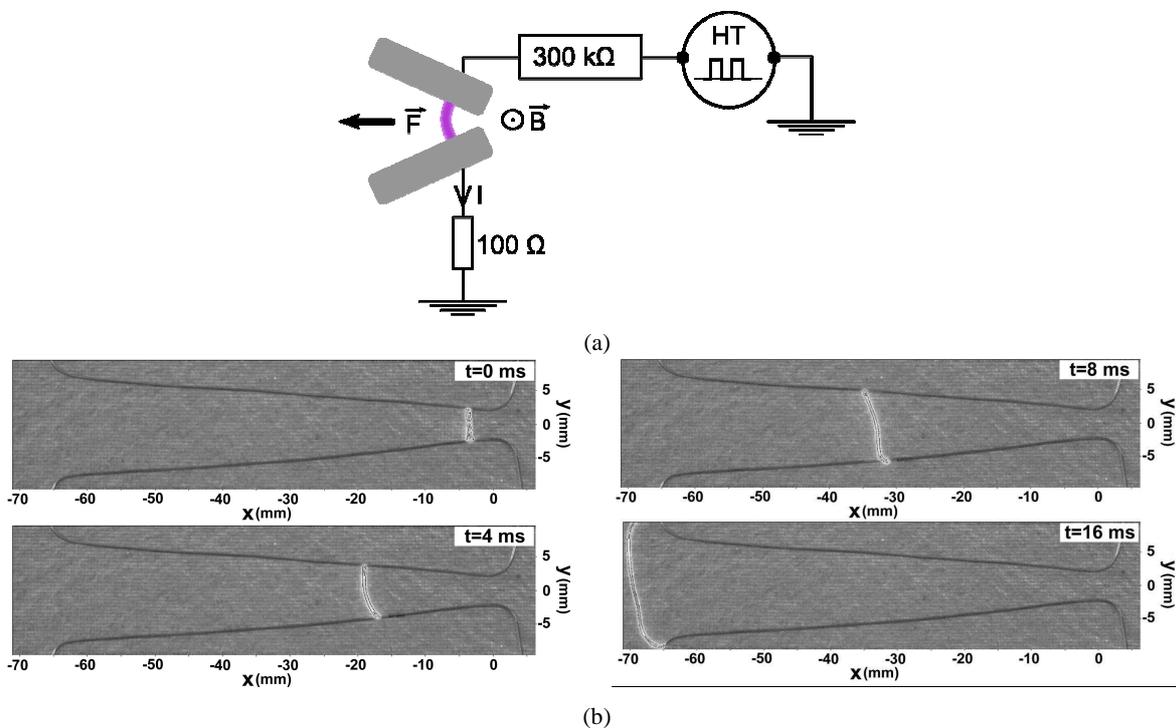


Figure 1.25. Schéma de l'actionneur à arc glissant (a) et visualisation du déplacement de l'arc en fonction du temps (b).

La mesure de l'évolution temporelle du courant (Figure 1.25b) permet d'estimer le temps de transit de l'arc d'un bout à l'autre des électrodes. En effet, le courant s'établit lors du claquage et son intensité chute brutalement lorsque que l'arc arrive en bout d'électrode. La durée séparant ces deux instants représente donc le temps de transit. Cette méthode aboutit à une vitesse moyenne d'environ 3 m/s.

La quantité de mouvement transmise à l'arc par la force de Laplace est transférée aux gaz par collisions entre les particules chargées et les neutres. L'écoulement induit possède ainsi la même vitesse que l'arc.

#### e. Actionneur à décharge HFD

Depuis peu, des chercheurs ([71]) ont développé un actionneur plasma non plus basé sur une décharge basse fréquence  $f$ , où  $f$  est inférieure à la dizaine de kHz, mais sur une décharge radio-fréquence ( $f$  est de l'ordre du MHz).

Klimov et al. [71] utilisent une configuration à *trois électrodes* d'un actionneur HFD (Figure 1.26a) combinant une décharge HF et une décharge DC. Ici les chercheurs utilisent un principe identique à la décharge rampante, qui est d'avoir une décharge générant des espèces ionisées et une contre électrode servant à capter ces espèces. La décharge HF jouant alors le rôle de *producteur* d'espèces (Figure 1.25b) tandis que la décharge DC remplit la fonction de *récepteur* (Figure 1.25c).

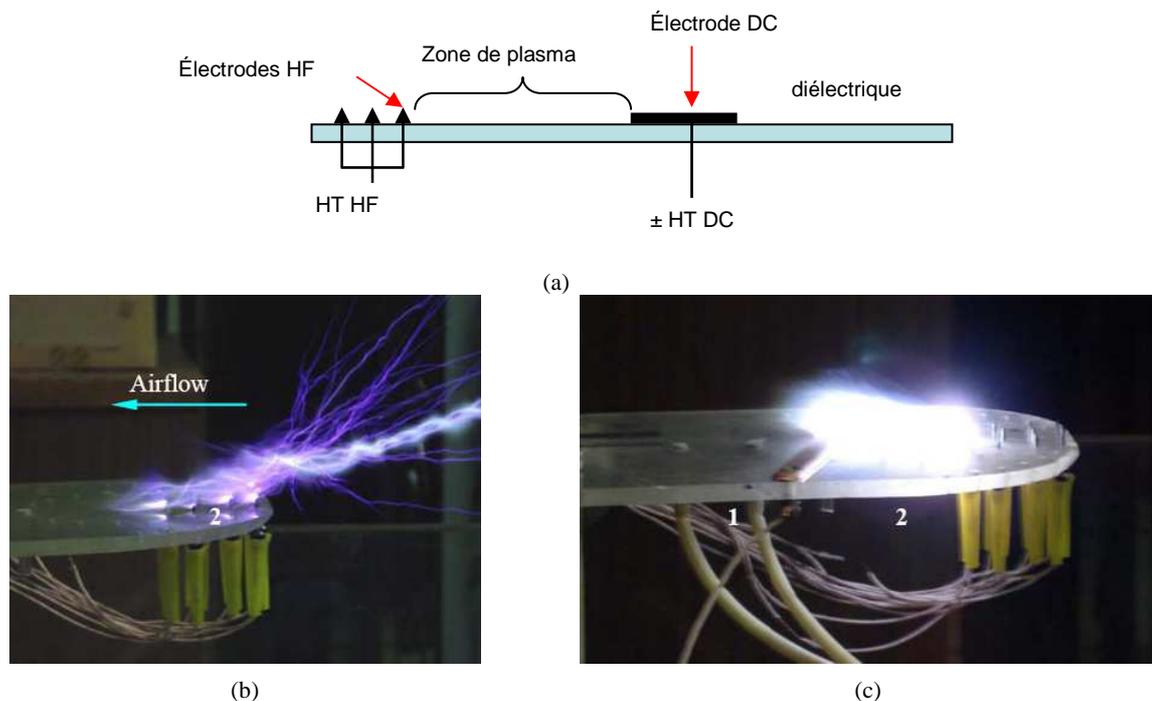


Figure 1.26. Schéma de l'actionneur HFD (a) et photo de l'actionneur en fonctionnement (b et c), [71].

## 1.5. Conclusion

Cette revue bibliographique nous a permis d'avoir une vue d'ensemble sur le domaine de la physique des plasmas. Les phénomènes complexes liés à la formation, l'entretien ou la dissipation de ce *quatrième état de la matière* y ont été décrits.

**Nous avons également introduit et expliqué le phénomène de vent électrique, cette mise en mouvement de l'air qui accompagne la formation des décharges électriques** sous certaines conditions. Cet écoulement s'explique par le transfert de quantité de mouvement entre les espèces

chargées et les particules neutres du gaz environnant, les premières étant accélérées par les forces de Coulomb. **Basés sur ce phénomène, les actionneurs plasma ont pour but de modifier la vitesse de l'écoulement dans la couche limite qui se développe sur les profils aérodynamiques, en créant une décharge électrique de surface.**

Malgré le fait que l'électro-aérodynamique soit une thématique de recherche relativement jeune, nous avons pu constater l'ampleur de l'effort de recherche consacré à ce domaine d'étude depuis quelques années.

Ces actionneurs sont prometteurs car ils possèdent l'avantage d'être facilement contrôlable, dans la mesure où la grandeur d'entrée est électrique : leur action peut donc être modulé de façon très simple.



---

## **2. Optimisation du vent induit par l'actionneur DBD**

---

*Conservons par la sagesse ce que nous avons acquis par l'enthousiasme.*

*Condorcet*



Après avoir donné, dans le premier chapitre, quelques définitions sur les termes de **plasma**, de **décharge électrique** à pression atmosphérique et de **vent électrique**, nous proposons maintenant une étude spécifique de l'actionneur à décharge à barrière diélectrique surfacique.

Le travail réalisé se divise en deux grandes sections réparties dans deux chapitres. La première partie a consisté à développer puis optimiser une décharge à barrière diélectrique afin de mieux comprendre son fonctionnement. Pour cela, une étude paramétrique a été effectuée, en faisant varier les grandeurs électriques (tension et fréquence), physiques (par exemple la permittivité  $\epsilon_r$ ) et géométriques. L'analyse des propriétés électriques et mécaniques induites par la décharge est effectuée. Les résultats ainsi obtenus dans le chapitre deux servent de référence pour la suite de l'étude sur la DBD de surface.

La seconde partie (chapitre 3) a permis le développement d'une configuration optimale de décharge en termes de génération de vent électrique et de fiabilité, ainsi que la définition des grandeurs d'entrées optimisées. Pour cela, l'influence de plusieurs paramètres, notamment l'épaisseur du diélectrique et la forme d'onde appliquée, est examinée à la fois sur les propriétés électriques et mécaniques. Puis des grandeurs électromécaniques, par exemple le rendement, ont été estimées et comparées.

## 2.1. Présentation de l'étude

### 2.1.1. Objectifs

Les travaux effectués dans ce chapitre ont pour principal **objectif la compréhension intrinsèque de la Décharge à Barrière Diélectrique de surface mais aussi l'amélioration de ces performances électromécaniques**. En effet, un des buts premier d'un actionneur plasma est d'apporter de la quantité de mouvement dans une couche limite. Afin de maximiser cet apport, il est important d'améliorer son efficacité mécanique. Dans l'optique d'une intégration sur un profil, il est nécessaire de définir les caractéristiques d'un actionneur plasma de type DBD ayant le rendement électromécanique le plus conséquent possible.

Pour cela, nous avons menée une étude paramétrique portant sur un grand nombre de paramètres, comme l'encapsulation et la géométrie des électrodes, les grandeurs électriques de la décharge, et enfin la nature de la barrière diélectrique. Il est à noter que toutes les expériences ont été effectuées dans l'air ambiant et sans écoulement extérieur.

### 2.1.2. Dispositifs expérimentaux

#### a. L'actionneur DBD

Les actionneurs DBD utilisés pour ces mesures sont constitués de deux électrodes rectangulaires en scotch aluminium dont les extrémités sont arrondies pour éviter le phénomène d'injection au niveau de la pointe formé par la fin des électrodes. Celles-ci sont collées de part et d'autre d'un isolant (diélectrique) et ont une épaisseur de 0.1 mm pour une envergure allant de 100 à 200 mm (Figure 2.1). Les dimensions des plaques isolantes sont variables ; elles sont généralement comprises entre 200-300 mm par 150-200 mm pour une épaisseur allant de 2 à 4 mm. L'électrode active de l'actionneur est reliée à une haute tension alternative (à valeur moyenne nulle) tandis que la contre électrode est mise à la terre.

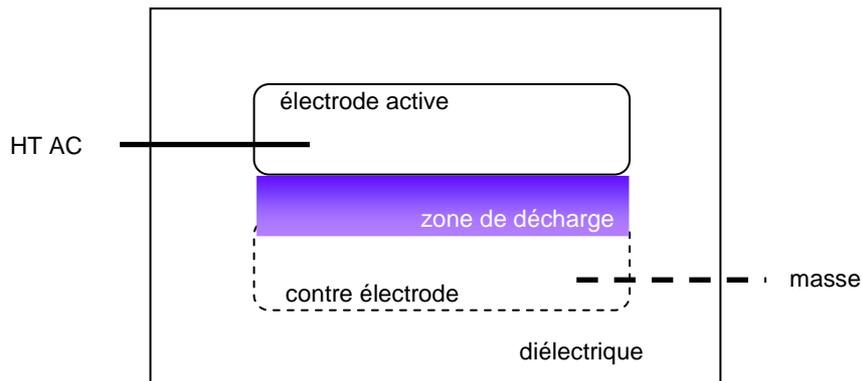


Figure 2.1. Schéma d'un actionneur DBD (vue de dessus).

### b. Alimentation et mesures électriques

L'électrode active de la décharge est connectée à un amplificateur haute tension de la société Trek. Ce dispositif est capable d'amplifier tout types de signaux par un facteur multiplicatif distinct selon les modèles. Dans la présente étude, nous nous sommes servi de deux modèles de Trek : le modèle 30/20A et le 30/40 dont les principales caractéristiques sont données dans le tableau ci-dessous. Le choix d'utiliser l'un ou l'autre des modèles a été conditionné par la disponibilité du matériel.

	Modèle 30/20A	Modèle 30/40
Gamme de tension en sortie	0 à ± 30 kV (DC ou AC pic)	0 à ± 30 kV (DC ou AC pic)
Gamme de courant en sortie	0 à ± 20 mA (DC)	0 à ± 40 mA (DC)
Gain en tension	3000 V/V	3000 V/V
Slew-rate	500 V/μs	350 V/μs

Tableau 2.1. Principales caractéristiques des amplificateurs Trek [72].

Le courant est déduit par la mesure de la tension aux bornes d'une résistance de shunt (100 Ω) non inductive, mise en série entre la contre électrode et la terre (Figure 2.2). La charge peut être mesurée à l'aide d'un condensateur de 100 nF. La tension délivrée pour alimenter l'actionneur est mesurée en utilisant le capteur interne à l'amplificateur Trek. Toutefois, cette mesure ne correspond pas à la valeur de tension aux bornes du plasma.

Les deux signaux (tension et courant/charge) sont enregistrés grâce à un oscilloscope numérique rapide. Un modèle de la société Tektronix (TDS 3014B, 100 MHz, 1,25 GS/s) est employé ou bien un WaveSurfer 424 (200 MHz, 2 GS/s) de la société Lecroy. Pour chaque mesure, nous effectuons une acquisition de 250000 échantillons sur une douzaine de période, ce qui assure une bonne précision pour la détermination de la puissance. Ces mesures nous permettent d'accéder à la puissance électrique consommée, en faisant la moyenne temporelle du produit entre le signal de tension et le signal de courant (Figure 2.3a) :

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T V(t) \times i(t) dt \quad (2.1)$$

La puissance peut aussi être obtenue en multipliant l'énergie transférée à la capacité par la fréquence  $f$  de la tension appliquée  $V$  (Figure 2.3b) :

$$P = f \int QdV \quad (2.2)$$

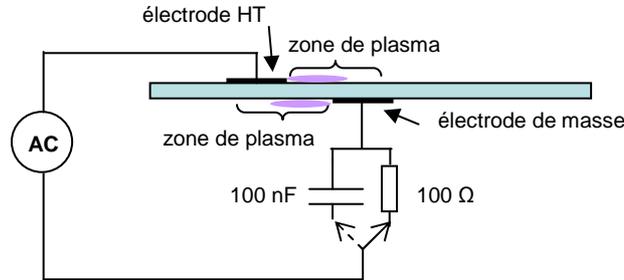


Figure 2.2. Schéma du circuit de la décharge permettant la mesure des grandeurs électriques.

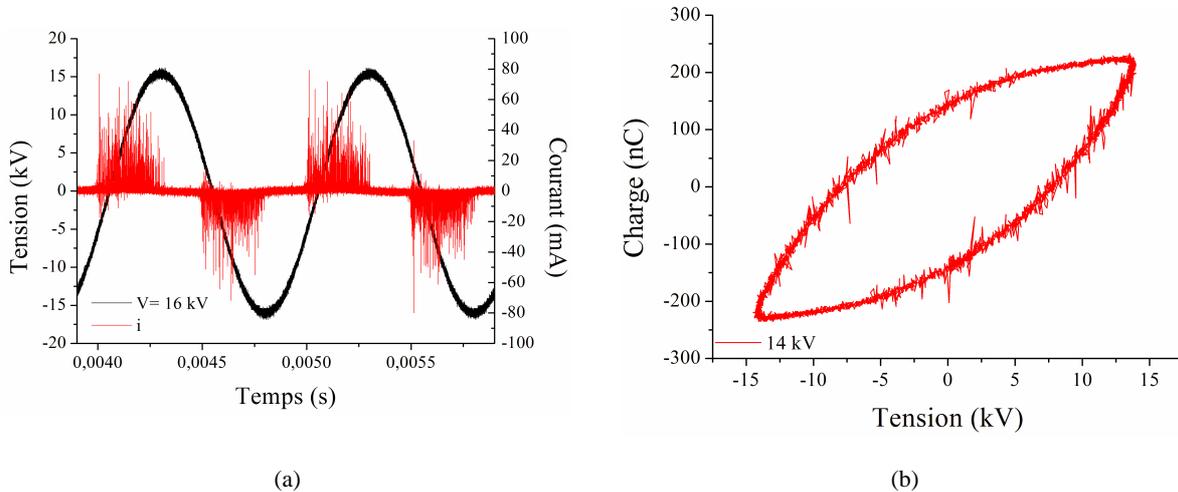


Figure 2.3. Évolution temporelle typique de la tension et du courant de décharge (a) et exemple de courbe de Lissajous Q-V (b) d'une DBD.

### c. Mesures de vitesse

Les mesures de vitesse obtenues lors de cette série d'expériences ont été effectuées à l'aide d'une sonde de pression totale en verre. Cette sonde est connectée à un micro-manomètre Furness FC 014 (0-10 mm H<sub>2</sub>O, 0-12 m/s, 50 Hz). Ce montage de type *tube de Pitot* est simple de mise en œuvre ; il est donc idéal pour la réalisation d'une étude paramétrique (Figure 2.4a). Cependant, avec ce type de mesure nous avons accès uniquement à la composante horizontale de la vitesse induite par le plasma.

La sonde de pression est déplacée précisément au-dessus de l'actionneur dans les 3 directions de l'espace grâce à un système de déplacement de marque Isel, contrôlé par ordinateur. La sortie analogique du micro-manomètre est connectée à un module d'acquisition USB (Keithley, 16 bits, 50 kS/s) qui numérise les valeurs de vitesse. À chaque mesure, nous faisons une acquisition de 3000 échantillons à la fréquence de 1 kHz, ce qui assure une bonne convergence des valeurs de vitesse moyenne. Les valeurs de fluctuations de vitesse sont également enregistrées.

La Figure 2.4b représente des profils de vitesse caractéristique de l'actionneur ( $V = 20$  kV et  $f = 1$  kHz) pour différentes abscisses avec l'origine placé à la fin de l'électrode active (voir Figure 2.4a).

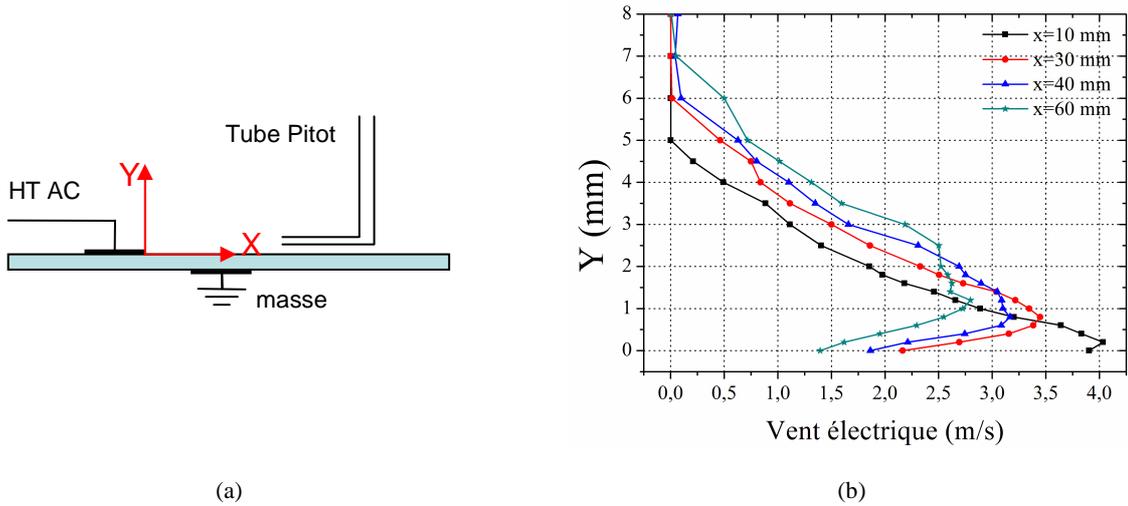


Figure 2.4. Schéma de l'actionneur (a) et profils de vitesse mesurés pour différents abscisses (b).

A partir des profils de vitesse induite mesurée, on peut accéder au débit massique  $D_m$  induit par l'actionneur plasma en évaluant le flux transféré par la décharge (d'après Bénard et al. [50]) :

$$D_m = \rho L \int_{y=0}^{\infty} u(y) dy \quad (2.3)$$

avec  $\rho$  la densité de l'air,  $L$  l'envergure des électrodes en m et  $u(y)$  la vitesse induite mesurée au-dessus de la barrière isolante.

Il nous est aussi possible de parvenir à la puissance mécanique  $P_{méca}$  produite par la DBD en calculant (d'après Moreau et al. [73]) :

$$P_{méca} = \frac{1}{2} \rho L \int_{y=0}^{\infty} u^3(y) dy \quad (2.4)$$

La Figure 2.5 présente l'évolution de la puissance mécanique  $P_{méca}$  en fonction de l'amplitude de tension pour un actionneur plasma de type DBD. Celle-ci croît suivant une loi polynomiale donnée par Pons et al. [43] :

$$P_{méca} = k(V - V_0)^3 \quad (2.5)$$

avec  $V_0$  la tension minimale à appliquer pour initier le plasma.

Le rendement électromécanique de l'actionneur plasma de type Décharge Barrière Diélectrique (DBD) est donné comme étant le rapport entre la puissance électrique dépensée et la puissance mécanique produite :

$$\eta = \frac{P_{méc}}{P} \quad (2.6)$$

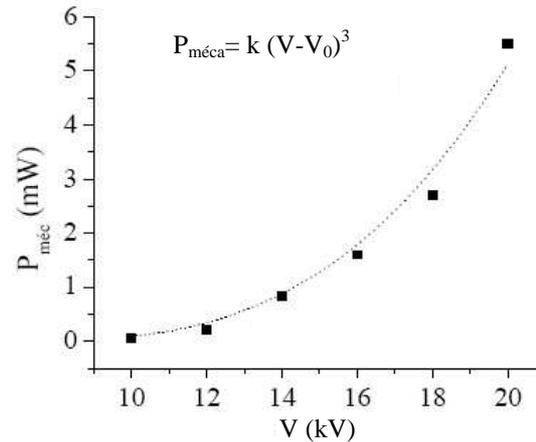


Figure 2.5. Évolution de la puissance mécanique en fonction de l'amplitude de tension appliquée aux bornes de l'actionneur plasma [31].

### 2.1.3. Paramètres étudiés

Dans le cadre de cette étude, tous les paramètres explicités ont fait l'objet d'une attention particulière dans l'optique d'une analyse de leur influence sur le comportement de la décharge. Pour chaque cas testé, des mesures électromécaniques ont été effectuées.

Les différentes grandeurs essayées dans ce chapitre sont :

- \_ L'encapsulation de l'électrode de masse ou non
- \_ Géométries des électrodes (espace inter-électrodes et largeur de l'électrode de masse)
- \_ Grandeurs électriques (fréquence et amplitude du signal haute tension)
- \_ Permittivité du matériau ( $3 < \epsilon_r < 10$ )

## 2.2. Influence de l'encapsulation de l'électrode de masse

Pour accroître l'efficacité de l'actionneur, l'idée la plus triviale consiste à inhiber la décharge au niveau d'une des deux électrodes (Figure 2.6). Ainsi en supprimant une zone de plasma, on espère réduire la puissance électrique consommée, et donc améliorer le rendement de l'actionneur.

Cependant, il n'est pas évident que l'inhibition d'une zone de plasma ne modifie pas les propriétés mécaniques de la décharge. C'est pourquoi, la nécessité de vérifier ceci nous a paru essentielle.

Nous avons choisi d'encapsuler l'électrode de masse comme on peut le voir régulièrement dans la littérature ([38]-[39], [42]-[43] et [74]). Ainsi, l'influence probable de ce paramètre sur le comportement électromécanique de la décharge a pu être mise en évidence.

Pour cela, nous avons employé deux DBD géométriquement identiques ( $d = 0$  mm,  $L = 20$  mm et PMMA de 3 mm) dont une à sa masse encapsulée (Figure 2.6b). Le matériau servant à recouvrir la contre électrode est une résine époxy. La fréquence de la décharge est fixée à 1 kHz.

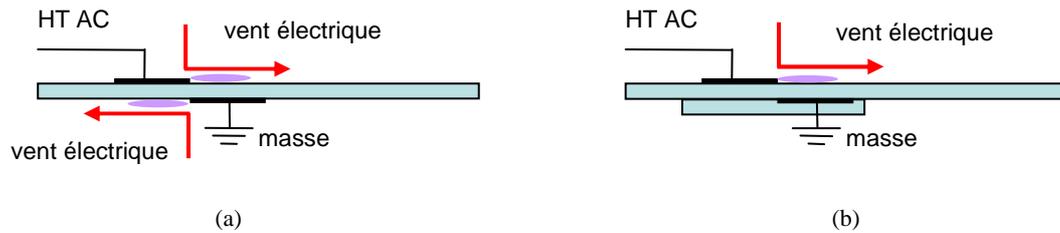


Figure 2.6. Schéma d'un actionneur DBD avec la masse encapsulée (a) et avec l'électrode active encapsulée (b).

La Figure 2.7 représente l'évolution de la puissance électrique pour la DBD non encapsulée et le double de la puissance pour la DBD encapsulée en fonction de l'amplitude de tension appliquée. La quasi-superposition des deux courbes montre que **l'actionneur encapsulé voit sa consommation électrique diminuée de près de la moitié par rapport au cas non-encapsulé**, plus précisément de 45% dans ce cas. Ceci corrobore les résultats trouvés par Pons et al. [75].

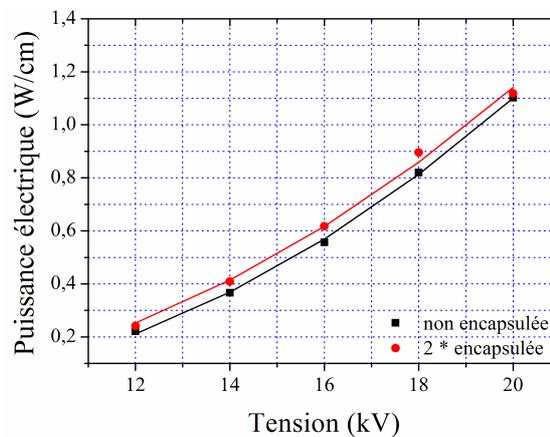


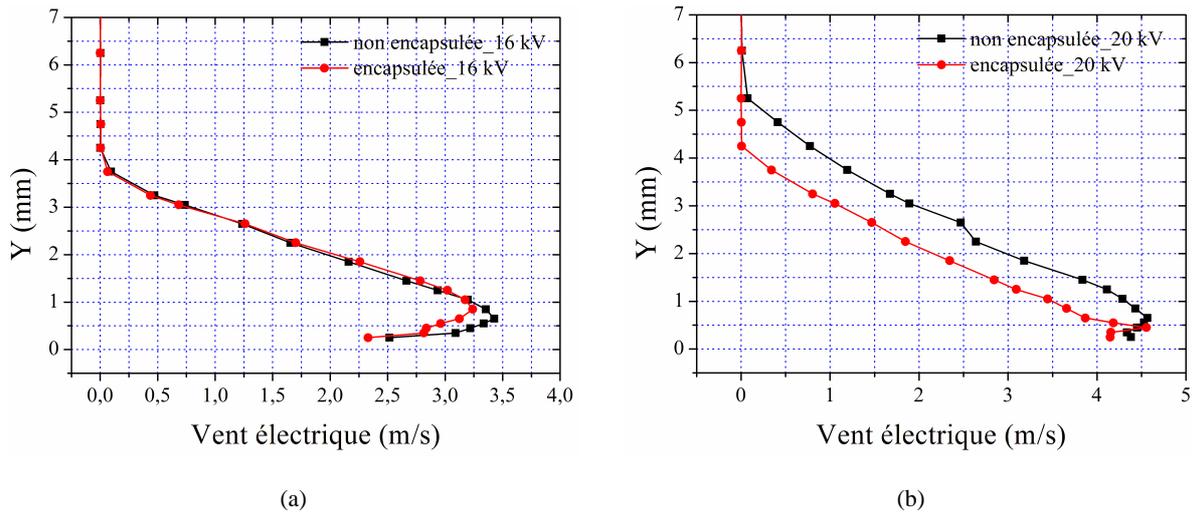
Figure 2.7. Évolution de la puissance électrique en fonction de la tension avec l'électrode de masse encapsulée et non encapsulée.

Le fait de recouvrir l'électrode de masse par un isolant, même différent de celui employé comme barrière diélectrique, ne modifie pas l'évolution de la puissance électrique qui suit une loi polynomiale. Après avoir constaté que la puissance vérifiait plutôt bien les relations données par Pons et al. [43] et Enloe et al. [44], nous avons opté pour celle de Pons où  $P = k(V - V_0)^2$ .

On peut voir sur la figure 2.8 les profils de vitesse induite par l'actionneur plasma lorsque la masse est encapsulée ou non. Pour une amplitude de tension de 16 kV, les profils de vitesse paraissent quasi similaires pour la décharge encapsulée comme avec la décharge non-encapsulée, mais avec un léger écart de vitesse du vent induit.

Par contre, il subsiste une différence sur les profils lorsque l'amplitude de tension vaut  $V = 20$  kV. Dans ce cas, l'actionneur encapsulé génère un profil de vitesse moins épais. L'écart relatif est de l'ordre de 1 mm en moyenne. Donc la quantité de mouvement transférée à l'air ambiant est moins conséquente.

Lors de cette étude, nous avons pu observer qu'**il existe une gamme de tension dans laquelle les profils de vent induit sont quasi-invariants ( $14 \leq V \leq 18$  kV) et la puissance électrique est réduite d'environ de moitié. Ainsi la conversion électromécanique est multipliée par deux.**



**Figure 2.8. Profils de vitesse induite par la décharge avec l'électrode de masse encapsulée et non encapsulée à  $X=20$  mm aux tensions de 16 kV (a) et de 20 kV (b).**

Malgré le fait que l'encapsulation de l'électrode de masse réduit la consommation électrique de l'actionneur et par extension améliore d'autant son rendement, nous avons observé que recouvrir la contre électrode afin d'inhiber le plasma à ce niveau, favorise la décharge disruptive à travers la barrière diélectrique. Dans notre cas, la disruption survient pour une amplitude de tension supérieure à  $V=20$  kV. Ce phénomène peut s'expliquer par une accumulation de charge dans la résine époxy.

C'est la raison pour laquelle l'électrode de masse de la DBD ne sera pas encapsulée dans la suite de la présente étude.

### 2.3. Incidence de la géométrie relative aux électrodes

Dans les deux prochaines sections (2.3 et 2.4), nous allons présenter une synthèse des travaux que j'ai mené avec Maxime Forte. Pour de plus amples détails se reporter à la thèse ainsi que l'article qui en découle ([76]-[77]). La nécessité de rappeler ces travaux se faisait ressentir puisque pour la suite de l'étude, l'optimum géométrique déterminé dans le cadre de ces travaux sert de référence pour la conception de l'actionneur.

#### 2.3.1. Étude sur l'espace inter-électrodes

Dans le but de maximiser la vitesse du vent électrique, nous avons étudié l'influence des paramètres géométriques relatifs aux électrodes. Le premier paramètre est l'espace inter-électrodes  $d$ .

Pour cela, une série de plusieurs DBD dont l'espace inter-électrodes varie de  $-5$  à  $+15$  mm (Figure 2.9a) a été testé. Pour tous les actionneurs, les électrodes font 5 mm de large pour une envergure de 200 mm. Le diélectrique employé est du PMMA de 2 mm d'épaisseur. Le signal haute tension appliquée est un sinus à la fréquence de 700 Hz pour une amplitude de 20 kV.

La Figure 2.9b ci-dessous montre l'évolution du maximum de vitesse en fonction de l'espace inter-électrodes. Ce maxima est obtenu par la mesure de profils de vitesse selon l'axe des ordonnées  $Y$ , pour une dizaine de valeurs de  $X$  (voir Figure 2.11a). On voit **que le maximum de vitesse**

augmente avec l'espace inter-électrodes jusqu'à une valeur optimale  $d= 5$  mm. Ce type d'évolution a été aussi mis en évidence par Roth et al. [78] mais avec des paramètres différents de ceux utilisés ici.

Le fait d'augmenter le gap entre les électrodes modifie la distribution spatiale du champ électrique ; les ions vont être ainsi accélérés sur une plus grande distance. La quantité de mouvement échangée par collisions avec les molécules neutres va donc augmenter et la vitesse du vent induit aussi. A contrario, avec un espace inter-électrodes trop important ( $d > 7.5$  mm), le champ électrique va diminuer. Les ions vont alors subir des forces de Coulomb moins conséquentes, donc le vent induit s'affaiblit.

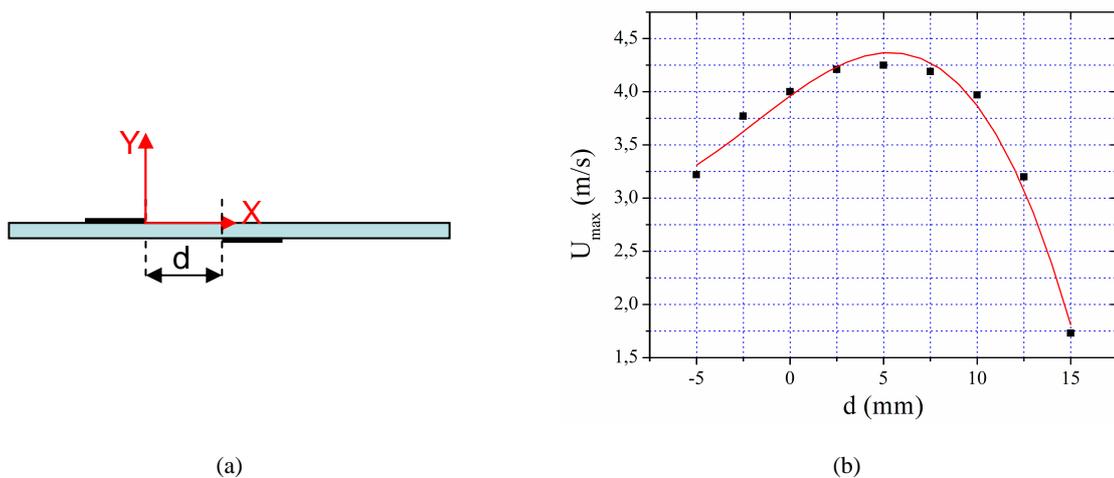


Figure 2.9. Schéma du paramètre géométrique étudié (a) et (b) évolution du maximum de vitesse  $U_{max}$  en fonction de l'espace inter-électrode [76].

### 2.3.2. Étude sur la largeur de l'électrode de masse

Le second paramètre géométrique étudié est la largeur de l'électrode de masse  $L$ . Dans ce cas, la série de DBD a une électrode de masse variant de 2 à 47 mm (Figure 2.10). Les mêmes caractéristiques géométriques et électriques sont utilisées que précédemment (i.e. un diélectrique en PMMA d'épaisseur 2 mm,  $V= 20$  kV,  $f= 700$  Hz et un espace inter-électrodes fixé à  $d= 0$  mm).

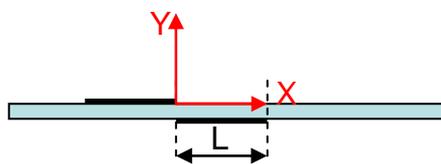


Figure 2.10. Schéma du paramètre géométrique étudié.

On peut observer avec la Figure 2.11 que l'évolution du maximum de vitesse en fonction de la largeur de l'électrode de masse est asymptotique. **Pour les paramètres choisis, la largeur optimale semble se situer entre 20 et 25 mm.** Ceci peut s'expliquer de la manière suivante : l'augmentation de la largeur de l'électrode de masse favorise l'extension du plasma sur la plaque. Ainsi les ions injectés sont accélérés sur une distance plus grande et acquièrent plus de vitesse.

Les ions dérivent au-dessus du diélectrique tant que les conditions au sein du plasma le permettent. En effet, comme les phénomènes d'auto-entretien du plasma (émission secondaire, photo-ionisation, etc.) sont dissipatifs, le plasma ne peut s'étendre au-delà d'une certaine distance. C'est pourquoi, avec une électrode de masse plus large la vitesse tend vers une valeur asymptotique.

L'augmentation du vent électrique en fonction de la largeur de l'électrode de masse a été confirmé par Roth et al. [78]. De même, la force induite par le plasma croît en fonction de l'extension de la contre électrode (Enloe et al. [79]).

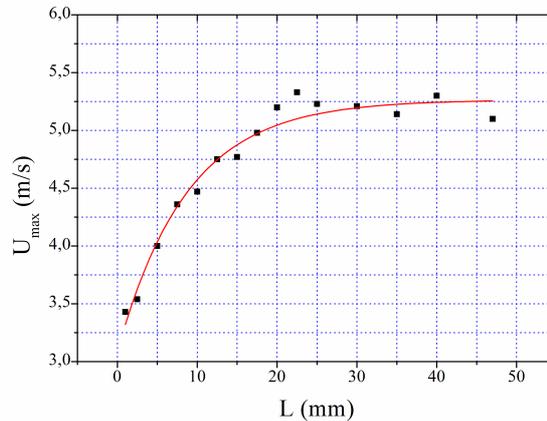


Figure 2.11. Évolution du maximum de vitesse en fonction de la largeur de l'électrode de masse [76].

En comparant deux actionneurs DBD ayant une configuration différente :  $d=0$  mm -  $L=20$  mm et  $d=5$  mm -  $L=15$  mm (Figure 2.13), nous avons constaté les mêmes performances mécaniques pour ces deux décharges. **Ceci montre que ce n'est pas tant la largeur de l'électrode de masse qui est importante mais bien l'extension de la zone de plasma.**



Figure 2.12. Configurations d'actionneur DBD ayant les mêmes propriétés mécaniques.

## 2.4. Étude des paramètres électriques relevant de la décharge

Vu les résultats obtenus dans les sections précédentes, tous les actionneurs employés par la suite vont avoir la configuration géométrique suivante : un espace inter-électrodes nul ( $d=0$  mm) et une contre électrode de 20 mm de large.

### 2.4.1. Fréquence du signal haute tension

En parallèle des variables géométriques, l'influence de deux paramètres électriques (fréquence et amplitude de tension) a été aussi analysée. Le premier paramètre testé est l'effet de l'augmentation de la fréquence  $f$  de la décharge. L'actionneur DBD utilisé ici est en PMMA ayant une épaisseur de 2 mm et l'amplitude du signal haute tension est fixé à  $V=20$  kV.

L'évolution de la puissance électrique est donnée par la figure 2.13 et celle-ci croît en fonction de la fréquence du signal appliqué. Dans ce cas, la puissance électrique consommée par la décharge est linéaire en fonction de la fréquence. Ce résultat est en adéquation avec celui obtenu par Pons et al. [43] malgré le fait que le matériau isolant employé soit différent (i.e. du verre). Il semble donc que **l'évolution linéaire de la puissance électrique consommée par l'actionneur plasma en fonction de la fréquence soit invariante.**

Récemment, une équipe de recherche d'Orléans [80] a montré que la loi donnant l'évolution de la puissance électrique consommée par la DBD dépendait de la fréquence du signal haute tension :

$$P = kf(V - V_0)^2 \quad (2.7)$$

Lorsque la tension  $V$  appliquée à la décharge est fixée, cette loi confirme le résultat précédemment obtenu. Elle donne bien une évolution linéaire de la puissance dans ce cas.

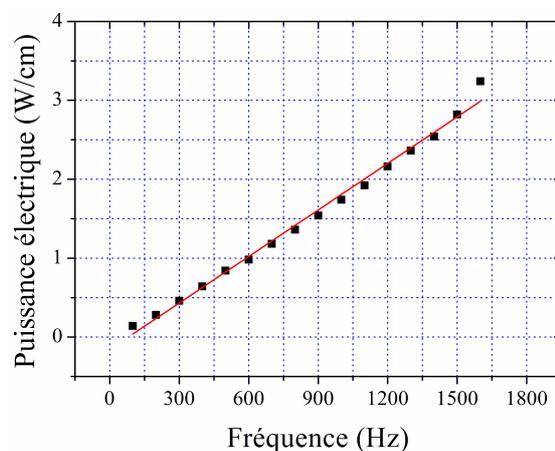


Figure 2.13. Évolution de la puissance électrique en fonction de la fréquence à  $V=20$  kV.

La Figure 2.14 montre l'évolution du maximum de vitesse en fonction de la fréquence (a) et de la puissance électrique consommée (b). Dans les deux cas, l'allure générale des courbes semblent être asymptotique. Lorsque la fréquence augmente ( $0.1 \leq f \leq 1,8$  kHz), la vitesse du vent électrique croît. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'une fréquence plus grande entraîne une charge moyenne transférée plus importante. Ainsi, la probabilité de collisions entre les particules chargées et les neutres du gaz est plus élevée, donc par extension la vitesse induite par la décharge augmente. De plus, lorsque la fréquence croît, la pente à l'origine du signal haute tension croît aussi, ce qui pourrait accentuer le phénomène d'ionisation. Dès alors, le nombre d'ions injectés augmente et donc la vitesse induite aussi. Ce point sera abordé dans le paragraphe 3.3.

En outre, on peut remarquer une saturation du maximum de vitesse au-delà d'**une valeur optimale de fréquence d'environ 1.2 kHz**. Pour ces valeurs de fréquence ( $f \geq 1.2$  kHz), il est probable que des charges rémanentes subsistent à la surface du diélectrique lors de l'inversion de polarité du signal haute tension. Celles-ci n'ont pas le temps de se relaxer. La formation du plasma s'en trouve limitée ainsi que ces propriétés mécaniques induites. Pour des fréquences plus élevées ( $f > 1,6$  kHz) on voit même apparaître de gros filaments énergétiques à la surface du diélectrique.

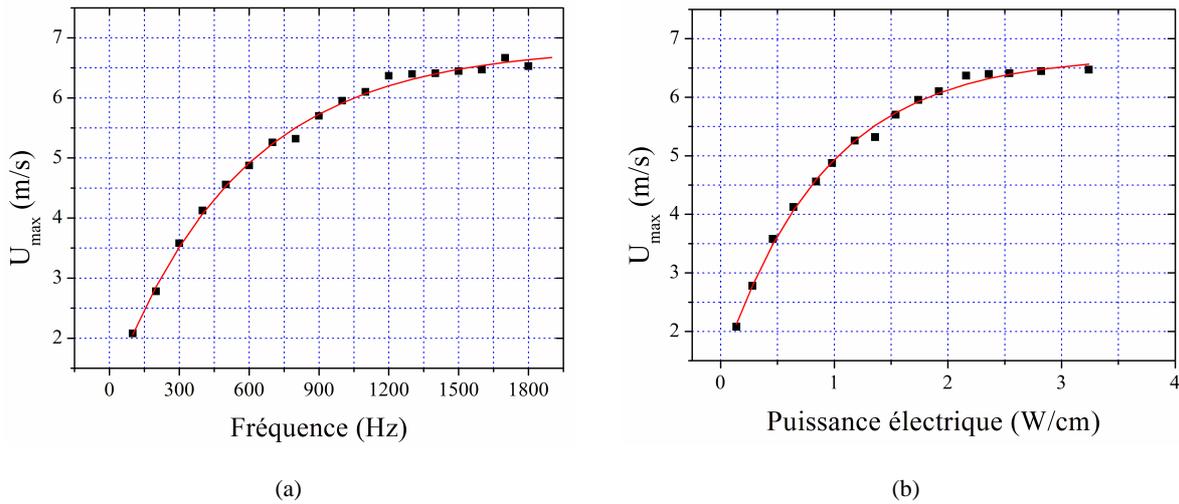


Figure 2.14. Évolution du maximum de vitesse en fonction de la fréquence (a) et de la puissance électrique consommée (b), [76].

#### 2.4.2. Amplitude du signal haute tension

Le second paramètre électrique étudié est l'effet de l'amplitude de tension  $V$ . L'actionneur DBD employé est identique à celui de la sous section précédente en terme de configuration. Ici le signal d'alimentation est un sinus avec la fréquence fixée à 1 kHz.

L'évolution de la puissance électrique est donnée par la figure 2.15. Celle-ci croît en fonction de l'amplitude de tension appliquée aux bornes de la décharge et suit une loi comportementale en  $(V - V_0)^2$ .

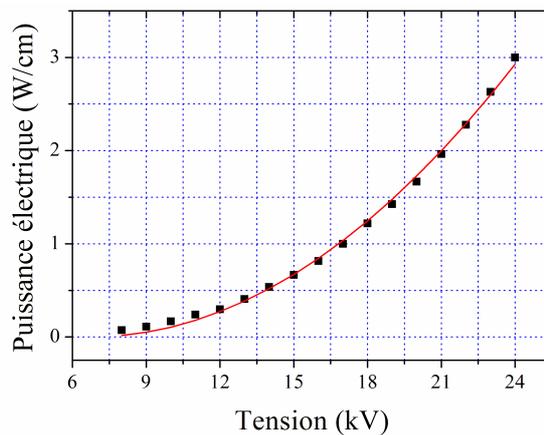


Figure 2.15. Évolution de la puissance électrique en fonction de la tension à  $f=1$  kHz.

Contrairement à la courbe de la Figure 2.14a, l'évolution du maximum de vitesse en fonction de l'amplitude ne semble pas être asymptotique (Figure 2.16a). La vitesse induite augmente avec la tension car le champ électrique aux bornes de la décharge est plus fort. Les particules chargées sont alors soumises à des forces de Coulomb plus importantes donc l'énergie transférée aux particules neutres du gaz est plus grande.

Cependant en fonction de la puissance électrique, le maximum de vitesse présente une évolution asymptotique (Figure 2.16b). Comme avec la fréquence, **au-delà d'une valeur seuil de puissance ( $\approx 2 \text{ W/cm}$  dans ce cas), l'actionneur a une consommation électrique très importante pour un gain de vitesse relativement faible.** C'est pourquoi, en appliquant des tensions plus conséquentes il serait possible d'augmenter la vitesse du vent électrique mais au détriment du rendement électromécanique de l'actionneur.

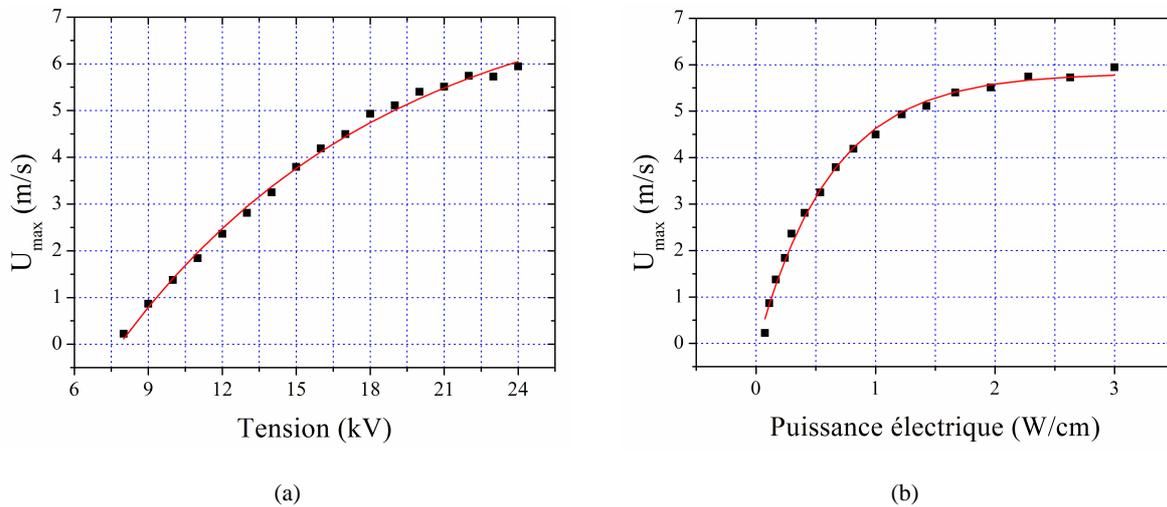


Figure 2.16. Évolution du maximum de vitesse en fonction de la tension (a) et (b) de la puissance électrique consommée [77].

## 2.5. Étude sur la nature de la barrière diélectrique de l'actionneur

Dans cette partie, l'influence de la nature du matériau isolant (i.e. sa permittivité  $\epsilon_r$ ) sur le comportement électromécanique de la DBD est analysée. Afin de caractériser son effet sur la décharge, nous avons utilisé une série d'actionneurs géométriquement identique ( $d = 0 \text{ mm}$ ,  $L = 20 \text{ mm}$ ,  $4 \text{ mm}$  d'épaisseur) où seule la constante diélectrique  $\epsilon_r$  est différente. Ici le signal d'alimentation est un sinus à une fréquence fixée à  $1 \text{ kHz}$ .

La liste des matériaux employés pour cette étude est donnée dans le tableau 2.2. Dans celui-ci, on trouve la valeur de la permittivité pour chaque isolant ainsi que la valeur de sa tension de claquage.

	Permittivité ( $\epsilon_r$ )	Rigidité diélectrique (kV/mm)	Famille de matériau
PVC	$3.1 (10^3 \text{ Hz})$	14	Polymère
PMMA	$3.3 (10^3 \text{ Hz})$	15	
Quartz	$4.1 (10^3 \text{ Hz})$	25	Verre
Borosilicate	$4.6 (10^3 \text{ Hz})$	15	
Verre ordinaire	$6.6 (10^3 \text{ Hz})$	10	
Alumine	$9.6 (10^6 \text{ Hz})$	15	Céramique

Tableau 2.2. Valeurs de la permittivité et de la tension de claquage pour différents diélectriques.

Les constantes diélectriques ont été déterminées expérimentalement (voir annexe A1) ; exceptée celle pour l'alumine qui est une donnée fournisseur. Les valeurs de la rigidité diélectrique ont été obtenues sur le site de Goodfellow [81].

L'évolution de la puissance électrique est donnée par la figure 2.17a. Celle-ci croît en fonction de l'amplitude de tension appliquée aux bornes de la décharge et suit la loi comportementale donnée par Pons et al. [40]. En fait, **il semble que l'évolution en  $(V - V_0)^2$  de la puissance électrique consommée par l'actionneur plasma en fonction de l'amplitude de tension est invariante, quelque soit le diélectrique employé.**

Pour la série de matériaux testée, il apparaît qu'à **tension constante la puissance électrique consommée par la décharge augmente avec la permittivité des diélectriques** et que cette évolution est linéaire (Figure 2.17b). Ceci peut s'expliquer par le fait que les pertes électriques augmentent aussi de façon linéaire avec la permittivité, selon Roth et al. [78].

De plus, nous pouvons voir avec la Figure 2.18 qu'à **tension constante le vent électrique est plus important lorsque la permittivité est élevée**. En effet, lorsque la permittivité est plus grande, le courant de décharge augmente ainsi que la charge moyenne transférée. Dans ces conditions, la vitesse du vent induit est plus grande.

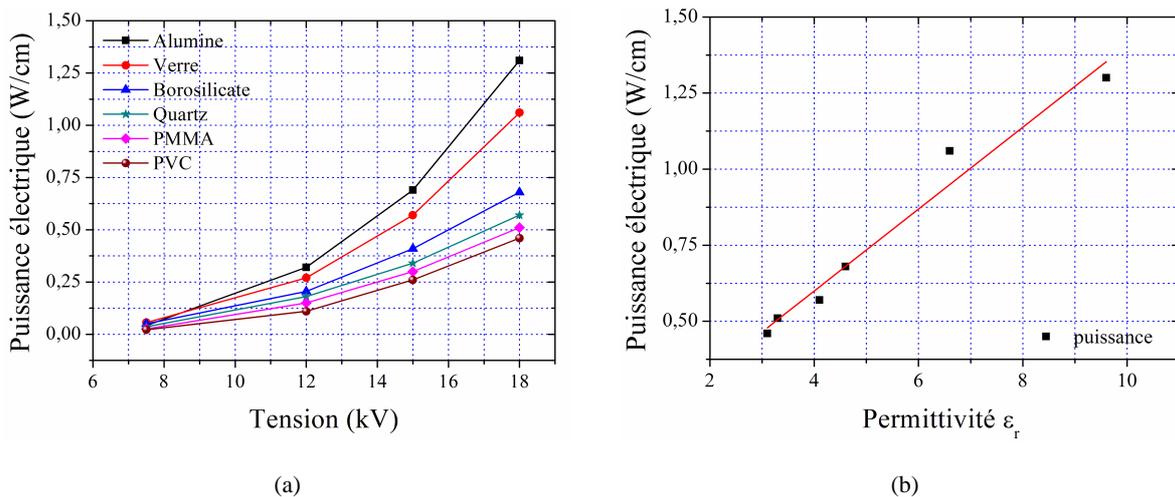


Figure 2.17. Évolution de la puissance électrique en fonction de l'amplitude de tension pour différent diélectrique (a) et évolution de la puissance en fonction de la permittivité à tension constante  $V=18$  kV (b).

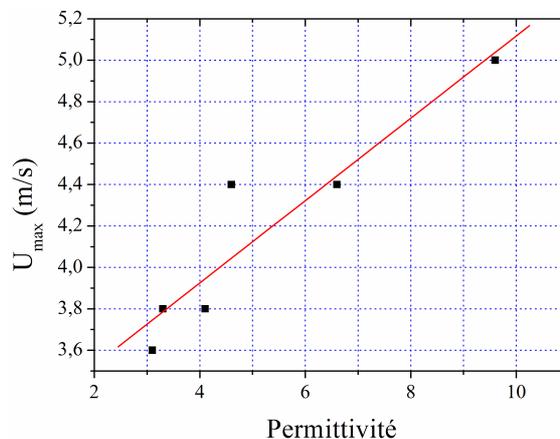


Figure 2.18. Évolution du maximum de vitesse du vent induit fonction de la permittivité à  $V=18$  kV.

Toutefois, Forte et al. [77] ont montré qu'à puissance constante, le vent induit est plus important avec du PMMA ( $\epsilon_r \approx 3$ ) qu'avec du verre ( $\epsilon_r \approx 6$ ) (Figure 2.19a). En effet, pour des tensions élevées, la décharge établit sur le verre devient filamenteuse et instable (Figure 2.19b), ce qui réduit la conversion électromécanique.

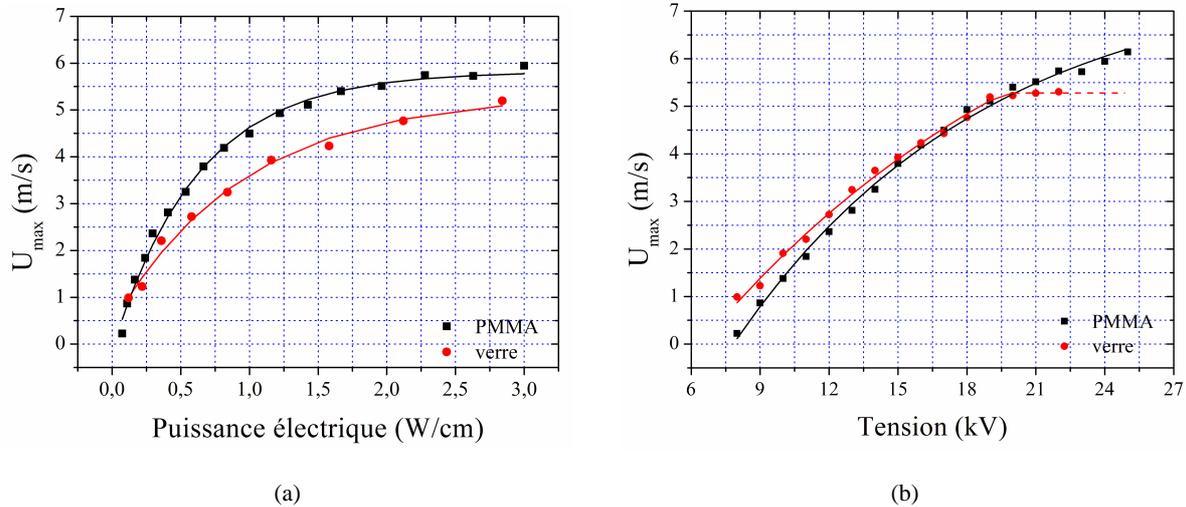


Figure 2.19. Évolution du maximum de vitesse du vent induit en fonction de la puissance électrique consommée (a) et de l'amplitude de tension (b) pour deux isolants différents (i.e. du PMMA et du verre).

## 2.6. Conclusion

L'étude réalisée dans ce chapitre est axée sur le fonctionnement de la Décharge à Barrière Diélectrique. L'objectif était d'améliorer les performances globales de l'actionneur au travers d'une série d'expériences où plusieurs de paramètres de base ont été testées.

Dans la section 2.2, nous avons étudié l'influence de l'encapsulation de l'électrode de masse sur le comportement électromécanique de l'actionneur plasma. **Le fait d'inhiber une zone de plasma permet de réduire de moitié la puissance électrique consommée donc de doubler le rendement de la DBD.** Cela dit, vu les problèmes de claquage du diélectrique lorsque la tension appliquée dépasse les 20 kV et que l'électrode de masse est encapsulée, nous allons désormais opter pour une DBD non encapsulée.

Concrètement, nous avons pu mettre en évidence que **la vitesse du vent électrique est liée à l'extension du plasma** au-dessus de la barrière diélectrique. Pour parvenir à agrandir la zone de plasma, **il faut augmenter la largeur de l'électrode de masse jusqu'à un optimum** ainsi que **la tension appliquée aux bornes de la décharge**. L'aspect fréquentiel permet aussi d'accroître le vent induit mais ceci est dû à une répétition de cycle de décharge plus importante. Cependant, une limite physique rendant la décharge instable et filamenteuse empêche une croissance continue de la tension et de la fréquence.

L'étude sur la nature de la barrière diélectrique a montré la nécessité d'**une sélection adéquate du diélectrique employé en fonction de la permittivité  $\epsilon_r$  et de la rigidité diélectrique afin de trouver un équilibre entre vitesse maximum du vent électrique et puissance consommée**. Dans la suite de cet exposé, nous avons décidé de travailler avec un matériau ayant une permittivité peu élevée, i.e.  $\epsilon_r \approx 3$ .

---

### **3. Développement d'un actionneur électromécanique optimisé**

---

*Ce sont rarement les réponses qui apportent la vérité, mais l'enchaînement des questions.*

*Daniel Pennac*



Dans l'optique d'intégrer un actionneur plasma de type DBD sur un profil aérodynamique, nous avons cherché à définir **une configuration optimum en terme de vent électrique**. Celle-ci doit posséder **une fiabilité accrue** afin de ne pas astreindre l'utilisateur à régulièrement remplacer l'actionneur.

Fort des résultats précédemment obtenus, le développement de cet actionneur a consisté, dans un premier temps, à sélectionner une configuration *souple* ou une configuration *rigide* de DBD. Pour cela, on a étudié l'influence de l'épaisseur de la barrière isolante. Ensuite, les deux paragraphes qui suivent sont dédiés à la recherche de la forme d'onde la plus apte à permettre la génération d'un vent maximisé. Enfin, l'adjonction d'impédance dans le circuit de la décharge de même que la surimposition d'une composante continue au signal haute tension a été expérimentée. Les résultats obtenus dans ces cas sont discutés dans les paragraphes 3.4 et 3.5.

### 3.1. Influence de l'épaisseur du diélectrique

Dans cette section, nous nous intéressons à l'effet de la variation de l'épaisseur du diélectrique sur le comportement de la décharge. Pour cela, nous avons employé une série d'actionneur ayant des caractéristiques identiques ( $d=0$  mm,  $L=20$  mm et PMMA) dont seule l'épaisseur de la barrière isolante est différente :  $0.125 \leq a \leq 5$  mm (Figure 3.1). Le signal d'alimentation est un sinus à une fréquence fixée à 1 kHz. Le protocole expérimental ayant servi pour mener cette étude est le même que celui utilisé dans le chapitre 2.

Pour plus de détails, on peut se reporter à l'annexe A2 où la même étude a été réalisée à des fréquences différentes ( $f=0.5$  et  $1.2$  kHz).

Au vu des résultats obtenus, nous avons décidé de présenter l'actionneur ayant une épaisseur de 0.125 mm séparément. Celui-ci fait l'objet d'une attention particulière de notre part car sa sensibilité à se claquer ne nous a pas permis d'explorer précisément l'ensemble des paramètres électromécaniques.

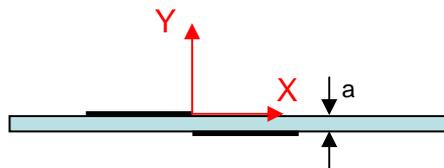


Figure 3.1. Schéma du paramètre étudié.

#### 3.1.1. Diélectrique ayant une épaisseur comprise entre $0.5 \leq a \leq 5$ mm

L'évolution de la puissance électrique pour les différentes épaisseurs de diélectrique est donnée par la Figure 3.2. Celle-ci croît en fonction de l'amplitude de tension appliquée aux bornes de l'actionneur plasma quel que soit l'épaisseur du diélectrique employé. Pour tous les cas, la puissance suit la loi comportementale en  $(V - V_0)^2$ .

A tension constante, la puissance électrique consommée par l'actionneur est plus importante lorsque l'épaisseur de la barrière isolante diminue. Ceci semble indiquer que **le plasma généré avec un diélectrique fin possède un courant de décharge plus conséquent que dans le cas où l'isolant**

est *épais*. En fait, c'est le nombre de pics qui est plus conséquent de même que leur intensité est plus grande lorsque la DBD est mise en œuvre sur une barrière isolante mince (Figure 3.3).

Pour une épaisseur  $a= 0.5$  mm, on peut voir que la valeur des pics de courant atteint 80 mA en moyenne alors que pour  $a= 5$  mm ceci ne dépasse pas les 15 mA. **La décharge obtenue sur un isolant fin est plus *filamentaire* que celle produite sur une barrière épaisse.**

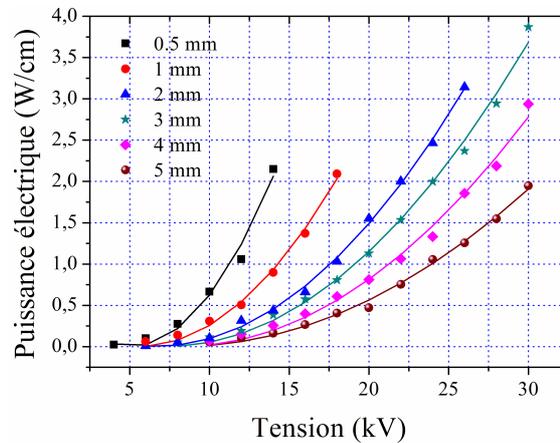


Figure 3.2. Évolution de la puissance électrique consommée en fonction de la tension pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

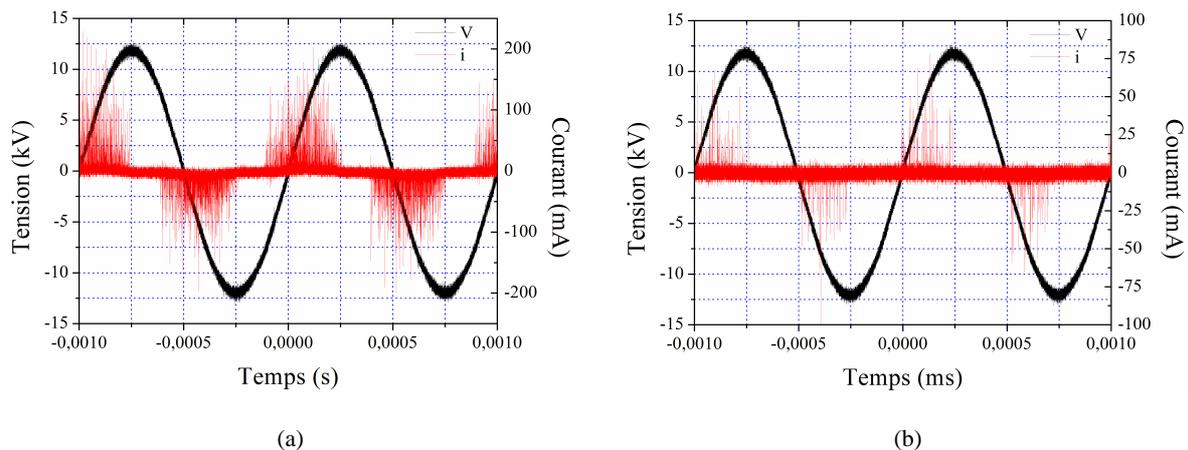


Figure 3.3. Évolution temporelle de la tension ( $V= 12$  kV) et du courant de décharge pour un actionneur de 0,5 mm (a) et pour 5 mm d'épaisseur (b).

La Figure 3.4a représente le maximum de vitesse induite en fonction de l'amplitude du signal haute tension, pour différentes épaisseurs de diélectrique. Pour une amplitude de tension donnée, l'actionneur ayant le diélectrique le plus fin génère la vitesse la plus importante étant donnée que la puissance électrique consommée est plus conséquente. Cependant, avec cette épaisseur le régime de fonctionnement de la décharge devient fortement *filamentaire* pour des tensions supérieures à  $V= 14$  kV. Ce phénomène intervient aussi pour une épaisseur  $a= 1$  mm. Ceci semble dû au fait qu'à ces tensions ( $V= 14-18$  kV), la tension de claquage du diélectrique (égale à 15kV/mm pour le PMMA) est presque atteinte.

De surcroît, un phénomène non négligeable survient avec les diélectriques dits *fins* ; un échauffement local tend à contraindre le diélectrique, voir même à le déformer.

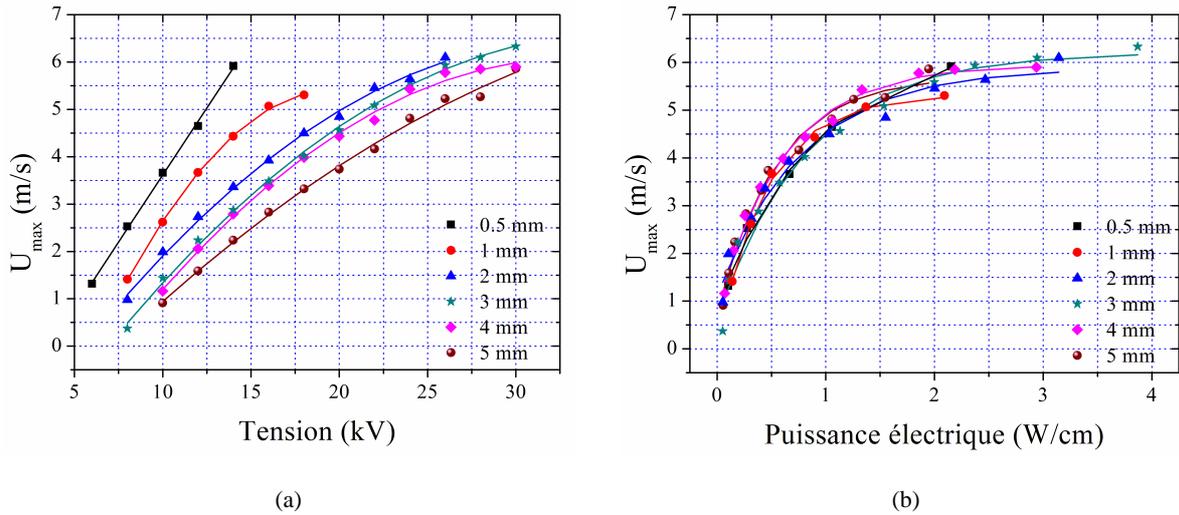


Figure 3.4. Évolution du maximum de vitesse en fonction de la tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

Les actionneurs plus épais ( $a \geq 2$  mm) nous permettent d'utiliser des amplitudes de tension plus élevées, sans que la décharge ne devienne *filamentaire*. Ainsi, nous pouvons atteindre des vitesses comparables voire supérieures aux diélectriques plus fins, tout en ayant une décharge plus homogène.

La Figure 3.4b montre que le maximum de vent induit en fonction de la puissance consommée à un comportement asymptotique, et ce quel que soit l'épaisseur. Ceci indique que les vitesses obtenues tendent vers une limite physique ( $P \approx 2$  W/cm). Une augmentation infime du vent électrique se fera en contre partie d'une puissance électrique consommée accrue.

La superposition de toutes ces courbes de vitesse nous renseigne sur le fait que **quelle que soit l'épaisseur de l'isolant, la puissance électrique nécessaire pour générer une même vitesse de vent électrique est équivalente.**

C'est donc le paramètre d'entrée "*puissance électrique*" qui est le plus significatif sur la vitesse produite.

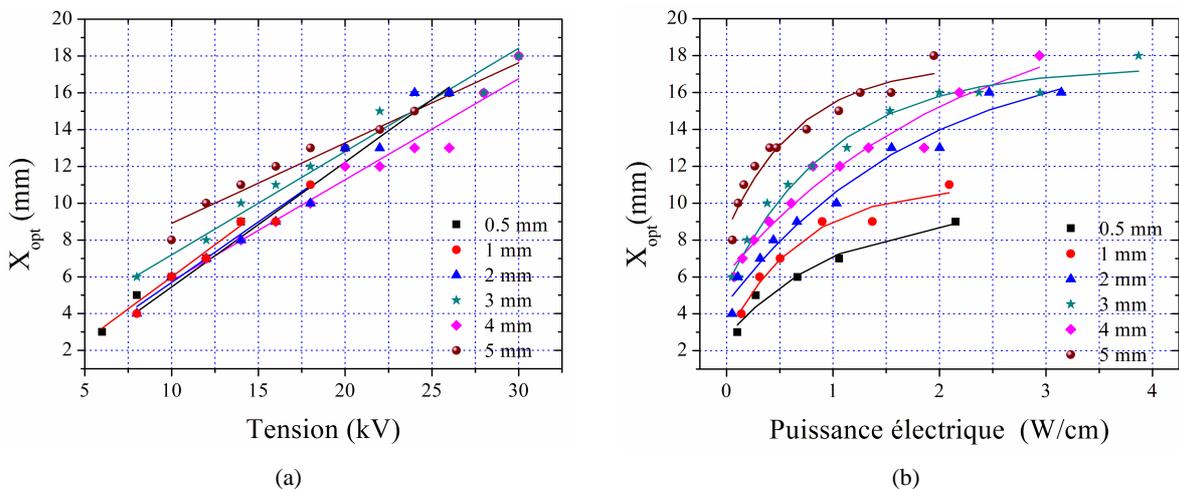


Figure 3.5. Évolution de la position du maximum de vitesse en fonction de la tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

Avec la Figure 3.5a, on remarque que **l'évolution de la position du maximum de vitesse en X** (voir Figure 3.1) **est à peu près linéaire, et ce quel que soit l'épaisseur**. Plus la tension augmente, plus le maximum de vent induit se trouve éloigné de la fin de l'électrode active. Ceci semble vrai pour un signal de type sinusoïdal.

A puissance électrique constante (Figure 3.5b), la position optimum du vent induit augmente avec l'épaisseur. Ceci s'explique par le fait que pour une barrière *fine*, la valeur de tension appliquée est plus faible que pour une barrière *épaisse*.

Sur la Figure 3.6a, on observe que **le débit massique induit augmente avec l'épaisseur du diélectrique**, à puissance constante. La quantité de mouvement transférée est plus conséquente pour les barrières épaisses car les profils de vitesse induite par la décharge sont différents (Figure 3.6b). Globalement le maximum de vitesse est du même ordre de grandeur. Mais le profil est plus épais lorsque l'isolant fait 5 mm. Ceci semble lié à la valeur de l'amplitude de tension appliquée qui est plus élevée dans ce cas, produisant ainsi une décharge plus "haute".

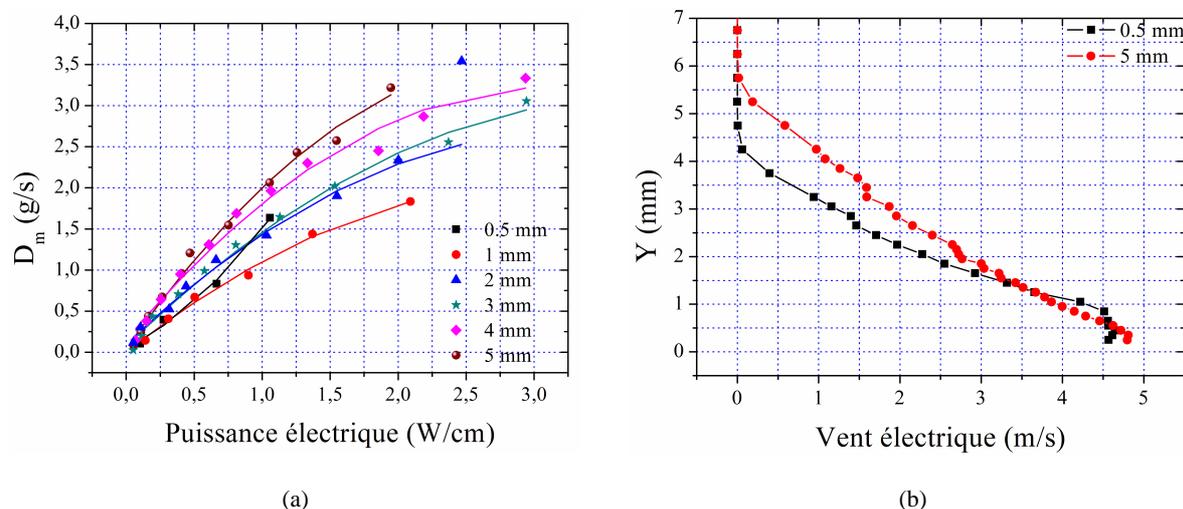


Figure 3.6. Évolution du débit massique induit en fonction de la puissance électrique consommée (a) et profils de vitesse induite par la décharge à  $P = 1$  W/cm (b) pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

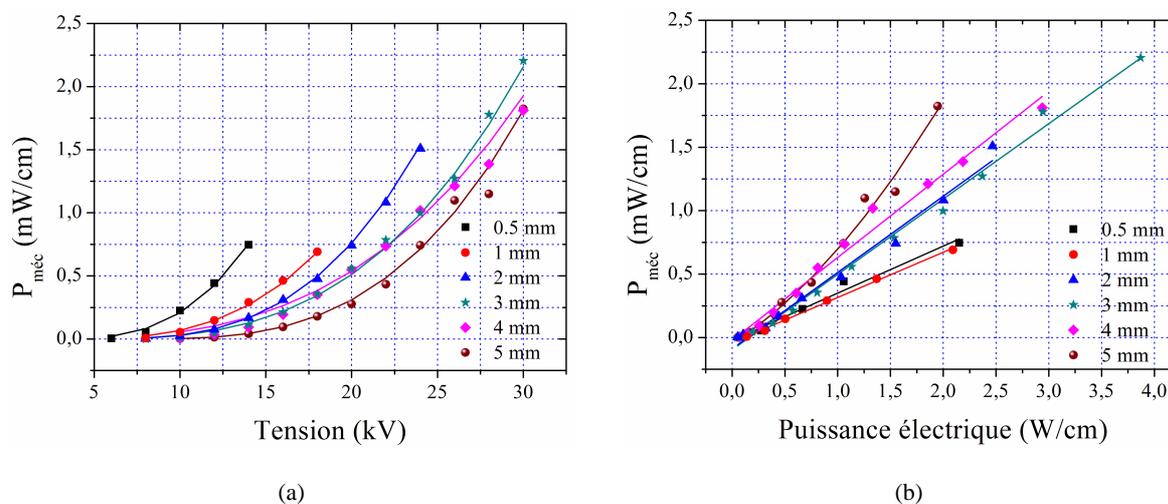


Figure 3.7. Évolution de la puissance mécanique en fonction de la tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

L'évolution de la puissance mécanique produite  $P_{\text{méca}}$  en fonction de l'amplitude de tension appliquée est représentée par la Figure 3.7a. Celle-ci suit une loi polynomiale en  $(V - V_0)^3$ , comme précédemment vérifié par Pons et al. [43].

En fonction de la puissance électrique consommée par l'actionneur plasma, la puissance mécanique semble évoluer linéairement, excepté pour la barrière isolante la plus épaisse  $a = 5$  mm (Figure 3.7b).

Le rapport de la puissance mécanique sur la puissance électrique nous permet de déterminer la valeur du rendement  $\eta$  de la DBD. **A puissance électrique constante, l'efficacité du plasma augmente avec l'épaisseur du diélectrique.** Les valeurs du rendement sont globalement faibles, de l'ordre de 0.1% (Figure 3.8). Toutefois, la mesure de la puissance électrique effectuée dans la présente étude prend en compte des différentes pertes (perte dans les câbles d'alimentation, électrode non encapsulée, par exemple) ce qui tend à réduire d'autant la conversion électromécanique de l'actionneur plasma.

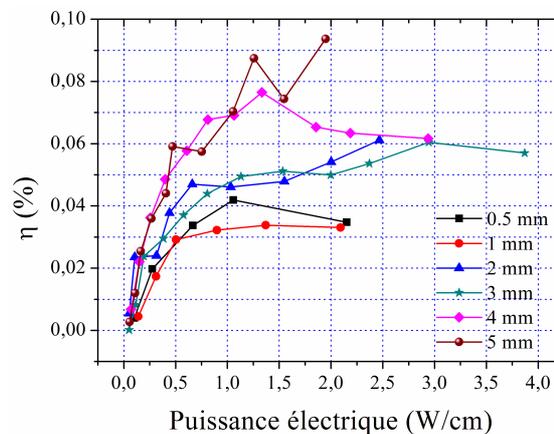


Figure 3.8. Évolution du rendement en fonction de la puissance électrique pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

### 3.1.2. Diélectrique possédant une épaisseur $a = 0.125$ mm

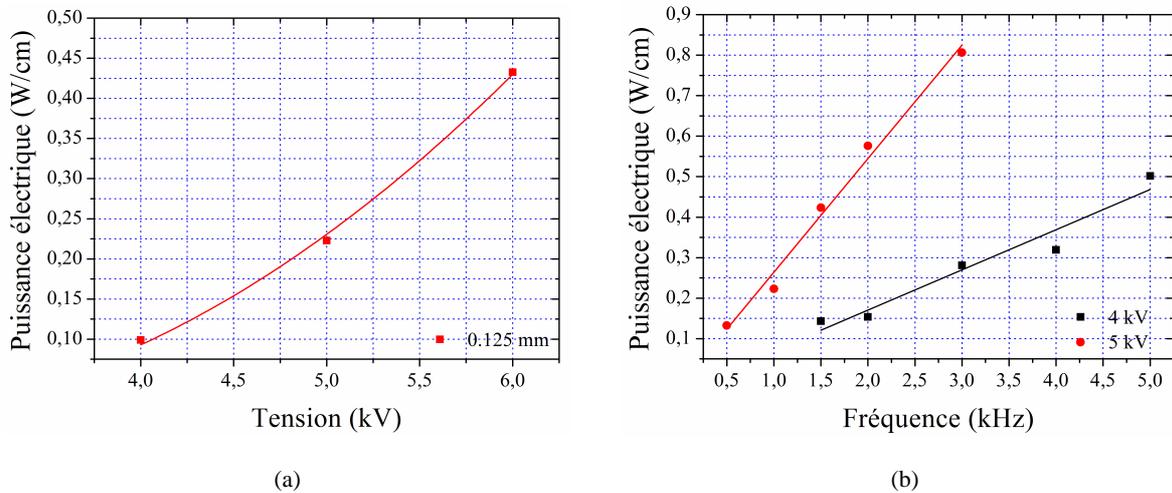
La Figure 3.9 représente l'évolution de la puissance électrique dans le cas où  $a = 0.125$  mm. Comme dans la sous-section précédente, la puissance augmente en fonction de l'amplitude de tension (Figure 3.9a) en  $(V - V_0)^2$ . La courbe présentée est limitée à trois points car au-delà de 6 kV, la rupture du diélectrique intervient.

A contrario, l'évolution de la puissance en fonction de la fréquence est linéaire (Figure 3.9b). Ce résultat a déjà été montré par Pons et al. [43] mais pour des gammes de tension, fréquence et d'épaisseur différentes de celle employées ici.

Pour  $a = 0.125$  mm, il semble que **le maximum de vitesse induite évolue asymptotiquement en fonction de la puissance** (Figure 3.10a). On peut remarquer qu'à fréquence constante, la vitesse croît plus vite par rapport au cas où la tension est constante. Forte et al. [77] ont déjà observé un comportement similaire.

A puissance constante, **le vent induit est plus faible avec  $a = 0.125$  mm par rapport aux autres épaisseurs.** Pour une épaisseur de diélectrique de l'ordre de la centaine de  $\mu\text{m}$ , le régime de décharge

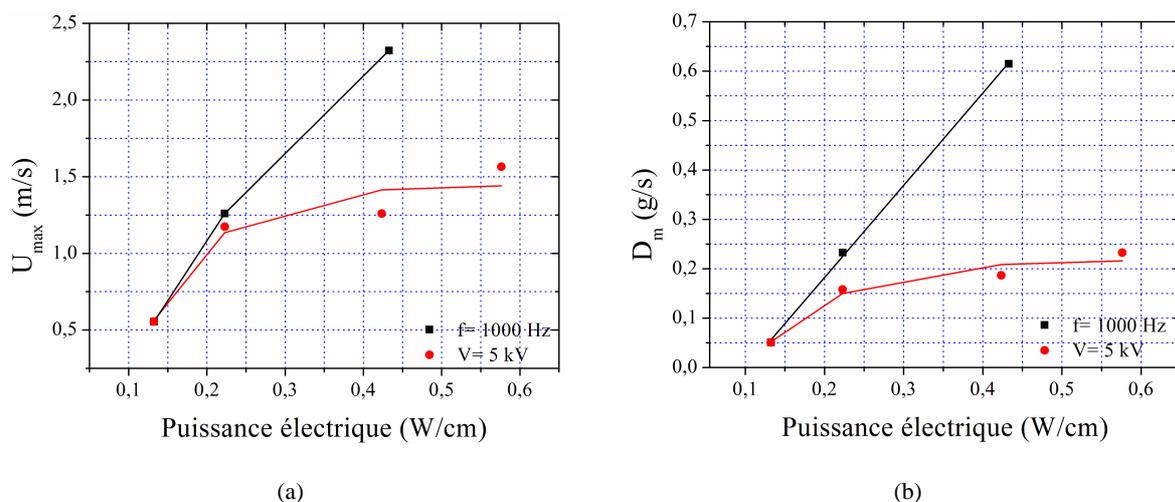
est différent de ceux obtenus avec  $a \geq 0.5$  mm. Le courant de décharge étant fortement *filamentaire*, ceci semble indiquer que le régime de fonctionnement de l'actionneur plasma est proche du mode long filament (LF) ; ce mode est délétère en terme de production de vent électrique [49].



**Figure 3.9.** Évolution de la puissance électrique consommée en fonction de la tension (a) et de la fréquence (b) pour  $a = 0.125$  mm.

Dans la sous-section précédente, nous avons vu que le débit massique induit par l'actionneur était lié à la hauteur (suivant l'axe des ordonnées Y) des profils (Figure 3.6b). Cette hauteur dépend de l'amplitude de la tension appliquée à la décharge. Or pour  $a = 0.125$  mm, la tension ne dépassant pas les 6 kV, le profil de vitesse induit a donc une hauteur inférieure à 2 mm. Par conséquent le débit transféré est peu important.

Comme pour le maximum de vitesse, l'évolution du débit en fonction de la puissance semble être asymptotique (Figure 3.10b) malgré le peu de point de mesure obtenu avec cette épaisseur. A tension constante, le flux injecté est moins conséquent qu'à fréquence constante.



**Figure 3.10.** Évolution du maximum de vitesse (a) et du débit massique induit (b) en fonction de la puissance électrique consommée pour  $a = 0.125$  mm.

### 3.2. Étude de la forme d'onde du signal haute tension

L'influence de la forme d'onde appliquée aux bornes de la DBD sur les performances électromécaniques de l'actionneur est détaillée dans cette partie. Pour cela, nous avons employé un actionneur ( $d=0$  mm,  $L=20$  mm,  $a=3$  mm et PMMA) où le type de signal appliqué à la décharge est modifié. Dans la présente étude, nous avons testé le sinus, le triangle, le carré, le trapèze et les rampes positives et négatives aux fréquences fixées à 0.5 et 1 kHz. Les résultats à  $f=0.5$  Hz sont donnés dans l'annexe A3.

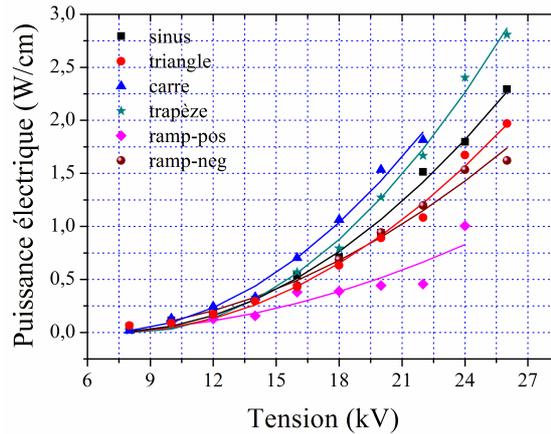


Figure 3.11. Évolution de la puissance électrique consommée en fonction de l'amplitude de tension pour des signaux différents, à 1 kHz.

Comme avec la variation de l'épaisseur, la puissance électrique croît en fonction de l'amplitude de la tension appliquée. Son évolution suit la loi en  $(V - V_0)^2$  pour tous les signaux testés (Figure 3.11).

A tension constante, il semble que la puissance électrique consommée augmente avec le slew-rate des formes d'onde appliquée à la décharge. L'idée de relier la différence d'aire des signaux avec l'augmentation de la puissance électrique est à proscrire malgré le fait que ceci semble s'avérer correct avec le sinus, le trapèze et le carré. Cependant, les autres signaux (le triangle et les rampes) possèdent une aire équivalente mais une consommation différente.

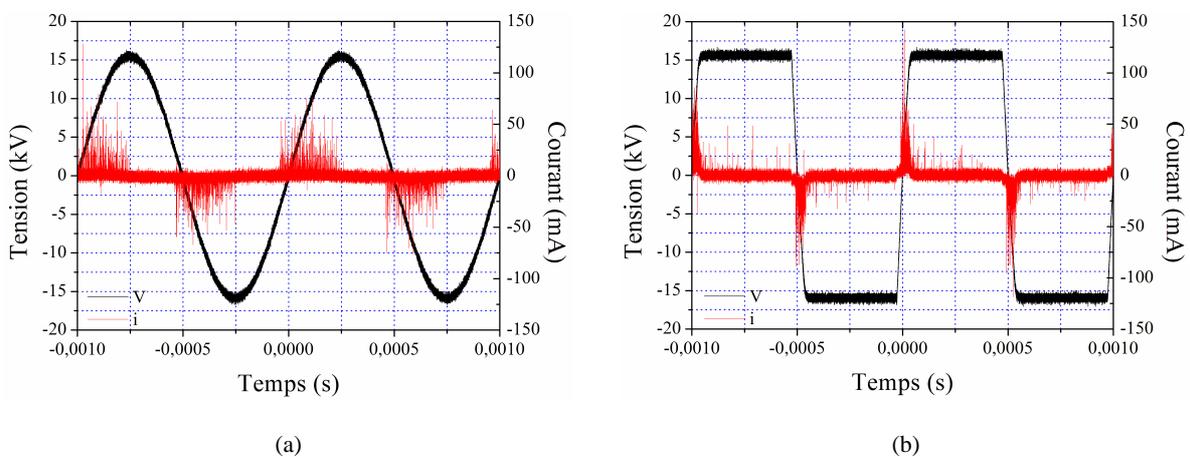


Figure 3.12. Évolution temporelle de la tension ( $V=16$  kV) et du courant de décharge pour un sinus (a) et un carré (b).

Ceci nous renseigne sur le fait que **le plasma généré avec un signal ayant un slew-rate élevé possède un courant de décharge plus conséquent par rapport au signal ayant un slew-rate moins accentué**. En fait, c'est l'intensité des pics de courant qui est plus grande (Figure 3.12).

Pour un signal carré, on peut constater que la valeur des pics de courant atteint 50 mA en moyenne (à  $V = 16$  kV) alors que pour une forme d'onde sinusoïdale ceci représente globalement la moitié soit 25 mA.

A l'inverse de la variation de l'épaisseur, **la décharge obtenue avec un slew-rate élevé ne paraît pas plus filamentaire que celle produite avec un slew-rate moins conséquent**.

La Figure 3.13 donne l'évolution des profils de vitesse à tension constante (ici  $V = 20$  kV) en fonction de l'axe des ordonnées  $Y$  pour différentes formes d'ondes. Dans ce cas, on constate que selon la forme d'onde appliquée à la décharge, les profils de vitesse induite ont des caractéristiques dissemblables. Il apparaît des écarts relatifs de vitesse, excepté par la rampe positive où l'écart est significatif (environ 1 m/s). De même, il existe une différence de hauteur entre les profils.

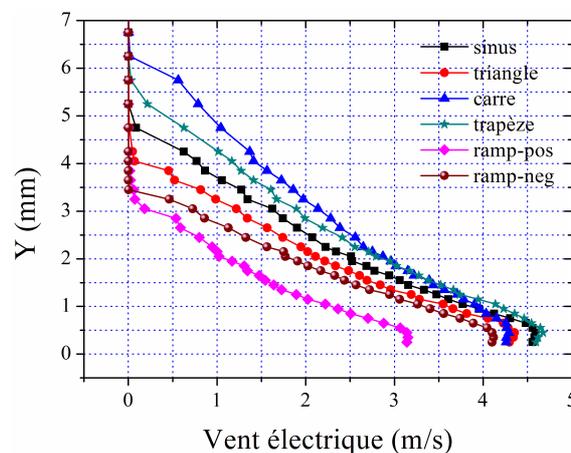


Figure 3.13. Profils de vitesse induite par la décharge à tension constante  $V = 20$  kV pour des signaux différents.

La Figure 3.14a représente le maximum de vitesse induite en fonction de l'amplitude de la tension, pour différentes formes d'ondes. On voit distinctement que la **forme d'onde rampe positive appliquée aux bornes de l'actionneur génère moins de vent que les autres signaux testés**. Ceci confirme le résultat mis en évidence avec la Figure 3.13.

Les écarts de vitesse enregistrés vont de  $\Delta v_{\min} = 0.25$  m/s à  $\Delta v_{\max} = 1.25$  m/s si la comparaison s'effectue avec la rampe négative. La vitesse du vent électrique étant liée à la valeur du courant de décharge et par extension à celle de la puissance, le fait qu'appliquer une rampe positive à la DBD induit une consommation moindre par rapport aux autres signaux. Ceci peut expliquer les écarts de vitesse mesurés.

De plus, la différence obtenue entre les deux rampes est conforme aux résultats d'Enloe et al. [44] qui ont montré que la rampe négative induisait plus de force qu'avec la rampe positive\*. Ceci peut s'expliquer par le fait que la rampe positive favoriserait la *décharge positive* de la DBD. Or Forte et al. [77] ont mis en évidence que lors de l'alternance positive le vent induit était moins conséquent que lors de l'alternance négative.

\* Attention dans cette publication, les termes de rampe positive et rampe négative sont inversés par rapport à ceux utilisés ici.

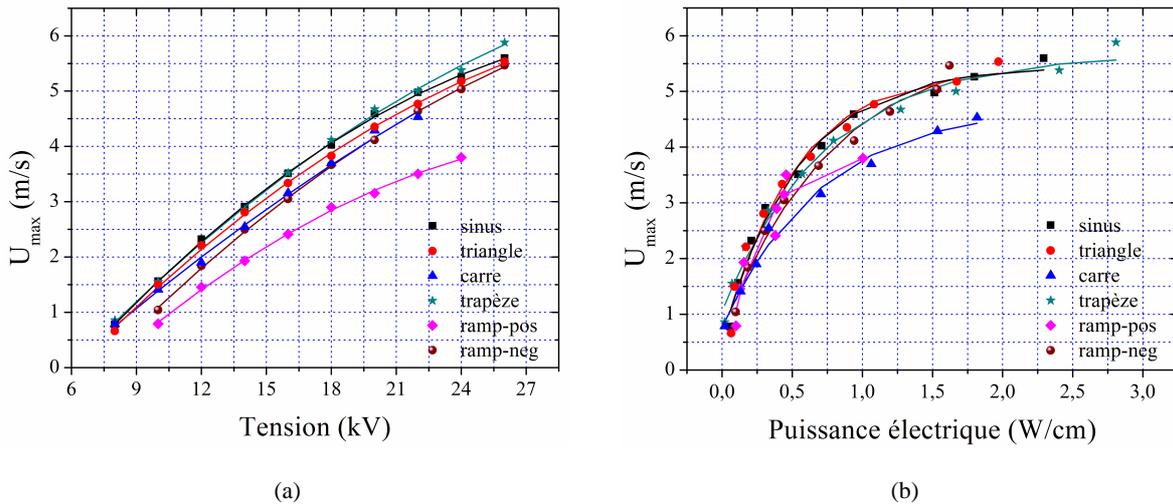


Figure 3.14. Évolution du maximum de vitesse en fonction de la tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour des signaux différents.

Pour les autres signaux, les écarts de vitesse sont moindres, comparé à la rampe positive. **Le maximum de vent induit semble dépendre du slew-rate de la forme d'onde appliquée aux bornes de la décharge et non pas uniquement de la puissance électrique consommée.** Ce point va être explicité plus amplement dans la section précédente.

Comme avec la variation de l'épaisseur, le maximum de vitesse induite évolue asymptotiquement en fonction de la puissance, quelle que soit la forme d'onde appliquée aux bornes de l'actionneur (Figure 3.14b). La superposition des profils de vitesse (excepté pour la rampe positive et le carré) nous renseigne sur le fait que le paramètre prépondérant est la puissance électrique consommée.

Par contre, à puissance électrique donnée, la vitesse produite par un signal carré est plus faible car les pics de courant (Figure 3.12b) ne contribue pas (ou de façon moindre) à la production de vitesse. De plus, la rampe positive favorise la décharge positive au détriment de la décharge négative, induisant ainsi une moindre efficacité.

Avec la Figure 3.15a, on remarque que **l'évolution de la position du maximum de vitesse est linéaire, quel que soit le signal employé, excepté pour le carré.** Pour le signal carré, il semble que la progression du maximum de vitesse soit de type polynomiale. De plus, il apparaît que le maxima fluctue de plus ou moins 1 mm en fonction du temps. Cependant, l'écart de position intervient lorsque les mesures sont effectuées à quelques jours d'intervalle. Ceci peut signifier que ce point optimum dépend des conditions météorologiques.

A puissance électrique constante (Figure 3.15b), la position optimum du vent induit semble évoluer de façon asymptotique. On peut remarquer quelques disparités qui ne peuvent être seulement expliqué par l'évolution du slew-rate.

Le débit massique transféré par le plasma est sensiblement identique pour l'ensemble des formes d'ondes, excepté pour les rampes, lorsque la puissance électrique est comprise entre 0 et 1 W/cm (Figure 3.16a). Au-delà de 1 W/cm, le débit transféré diffère probablement dû à la différence de slew-rate des signaux appliqués aux bornes de l'actionneur. Dans ce cas, ceci s'explique par le fait que les profils de vitesse induite sont plus épais à puissance constante (Figure 3.16b).

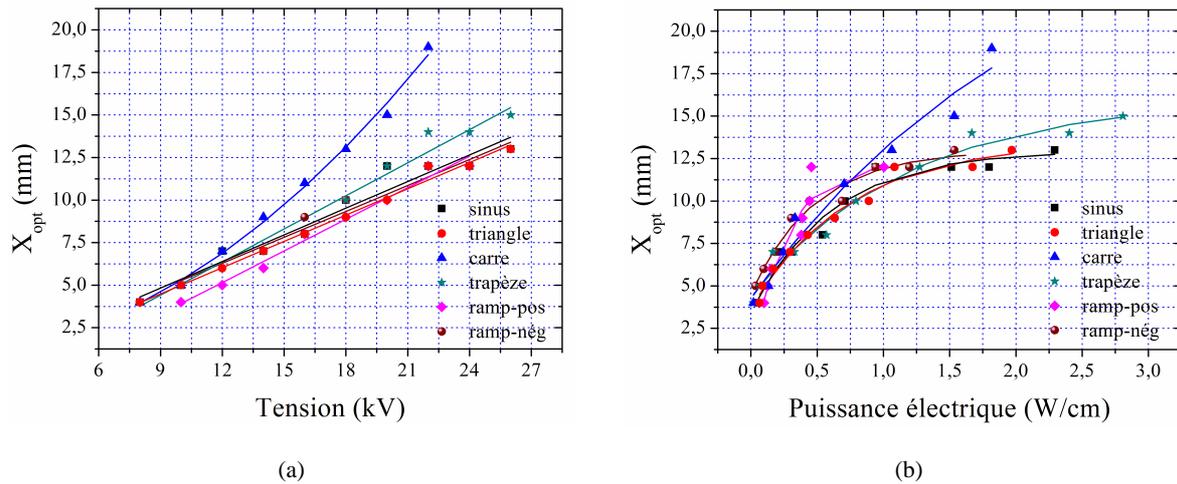


Figure 3.15. Évolution de la position du maximum de vitesse en fonction de la tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour des signaux différents.

Au vu de ce résultat, il apparaît donc que les formes d'ondes non symétriques par rapport à l'axe des abscisses (i.e. les rampes) soient limitées en terme de transferts de quantité de mouvement entre le plasma et l'air environnant. Cependant, Abe et al. ([82]-[83]) ont montré qu'une rampe négative générant une force supérieure à celle produite par un signal triangulaire *déformé* s'apparentant plus ou moins à une rampe ayant une forme de dent de scie moins abrupt. Or nous avons vu que le triangle induisait moins de vent électrique que la rampe négative. C'est pourquoi, ce point doit faire l'objet d'un complément d'étude afin de pouvoir définitivement conclure.

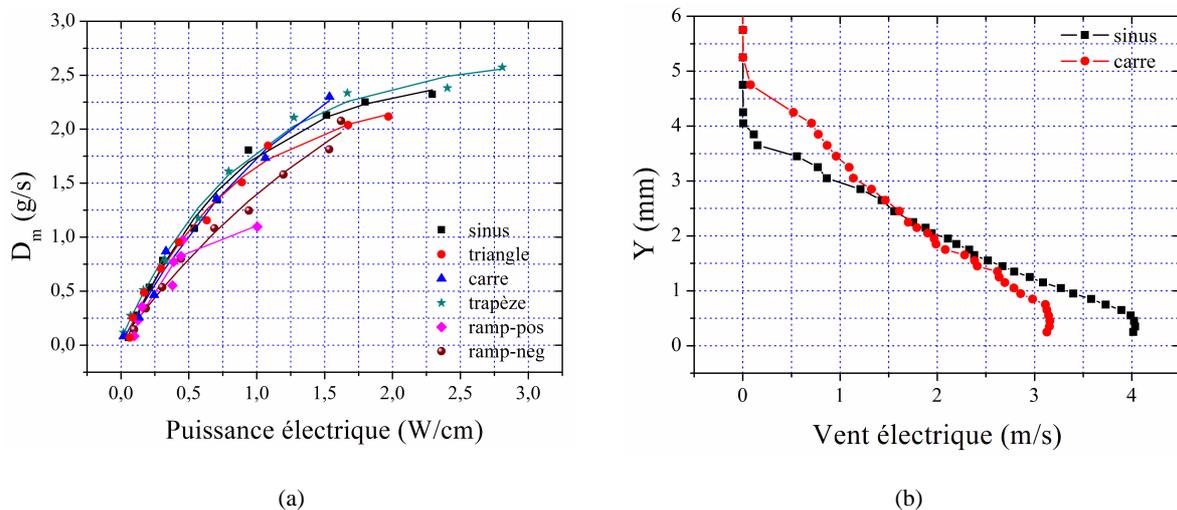


Figure 3.16. Évolution du débit massique induit en fonction de la puissance électrique consommée (a) et profils de vitesse induite par la décharge à  $P=0.75$  W/cm (b) pour des signaux différents.

L'évolution de la puissance mécanique  $P_{méca}$  en fonction de l'amplitude de tension appliquée est représentée par la Figure 3.17a. Celle-ci suit toujours une loi polynomiale en  $(V - V_0)^3$ .

En fonction de la puissance électrique consommée par l'actionneur plasma, la puissance mécanique induite semble avoir les mêmes similitudes qu'avec l'évolution du débit massique (Figure 3.17b). Les rampes et le signal carré sont plutôt délétères d'un point de vue puissance mécanique par rapport aux autres signaux.

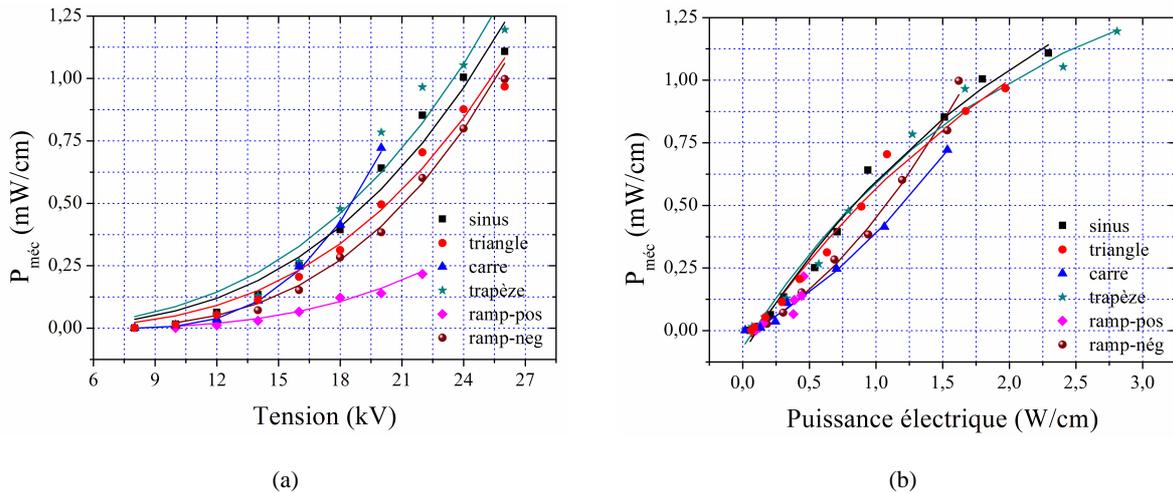


Figure 3.17. Évolution de la puissance mécanique en fonction de la tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour des signaux différents.

Concrètement, les signaux ayant un slew-rate quasi-similaire (sinus, triangle, trapèze) présentent le meilleur rendement (Figure 3.18). **A puissance électrique constante, il semble que l'efficacité de la décharge est liée un slew-rate optimum.** De plus, il semble que le rendement décroît à partir de 1 W/cm, sauf pour la rampe négative.

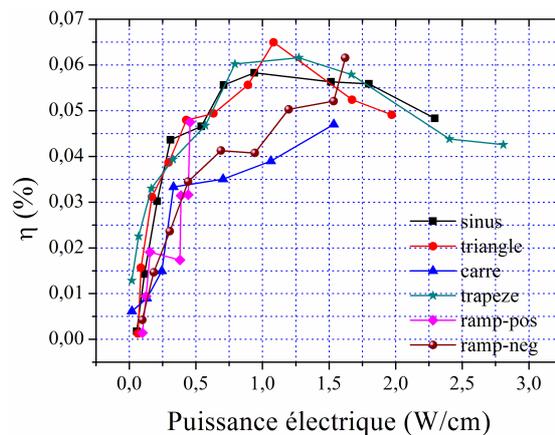


Figure 3.18. Évolution du rendement en fonction de la puissance électrique pour des signaux différents.

### 3.3. Incidence du slew-rate du signal haute tension

Dans le paragraphe précédent, nous avons perçu le rôle essentiel du slew-rate de la forme d'onde sur le vent induit par le plasma. Afin de mettre en évidence l'influence de ce paramètre sur le comportement électromécanique de la décharge, nous avons employé un actionneur ayant les mêmes caractéristiques que lors de l'étude ultérieure ( $d=0$  mm,  $L=20$  mm,  $a=3$  mm et PMMA). Mais dans cette étude, nous avons modifié le slew-rate ( $dV/dt$ ) d'un signal initialement triangulaire pour devenir en augmentant la pente, un carré. En augmentant la pente du triangle, trois signaux intermédiaires (tra\_1, tra\_2 et tra\_3) ont été utilisés, i.e. des trapèzes.

Pour chaque trapèze, le  $(dV/dt)$  a été calculé arbitrairement sur la base d'une pente à l'origine d'un signal sinusoïdal :

$$\left. \frac{dV}{dt} \right|_{t=0} = V\omega \quad (3.1)$$

avec  $V$  l'amplitude de tension et  $\omega$  la pulsation du signal. Le premier trapèze (tra\_1) possède le slew-rate d'un sinus à valeur à valeur moyenne nulle, tandis que les deux autres ont un slew-rate multiple ( $2 \times V\omega$  et  $4 \times V\omega$ ) de la formule 3.1.

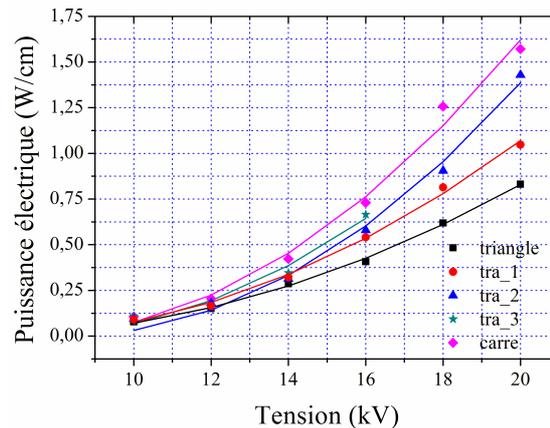


Figure 3.19. Évolution de la puissance électrique consommée en fonction de l'amplitude de tension des différents signaux.

La Figure 3.19 présente l'évolution de la puissance électrique en fonction de l'amplitude de tension pour des signaux ayant des slew-rates différents. Quel que soit le  $(dV/dt)$ , la puissance suit la loi polynomiale en  $(V - V_0)^2$ . A tension constante, la puissance électrique consommée augmente avec le slew-rate des formes d'onde appliquée à la décharge. **Le plasma généré avec un signal ayant un  $(dV/dt)$  élevé possède un courant de décharge plus conséquent par rapport au signal ayant un slew-rate moins accentué.** Comme au paragraphe 3.2, c'est l'intensité des pics de courant qui est plus grande (Figure 3.20). Pour le signal carré, la valeur des pics de courant atteint 50 mA en moyenne (à  $V = 16$  kV) alors que pour la forme d'onde triangulaire ceci représente environ 25 mA.

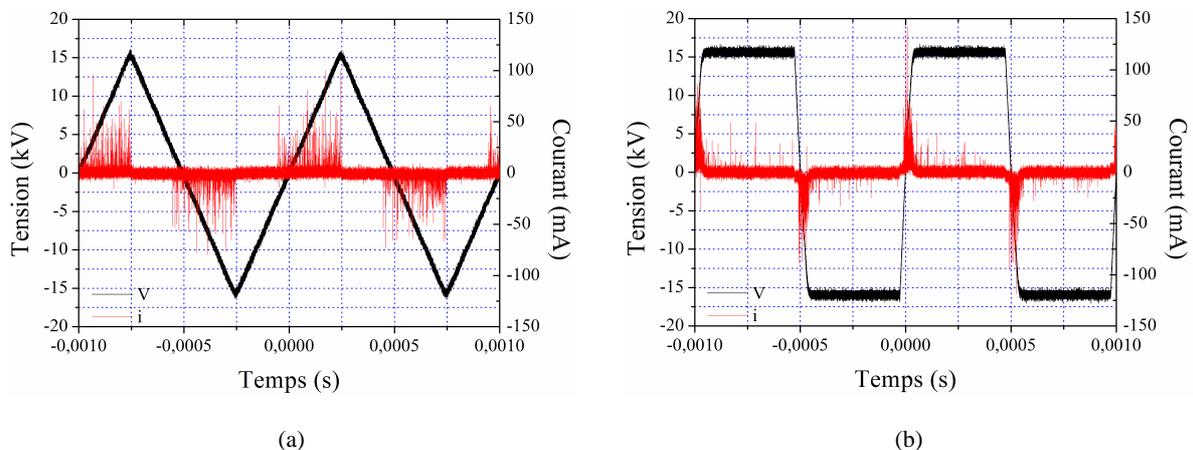


Figure 3.20. Évolution temporelle de la tension ( $V = 16$  kV) et du courant de décharge pour un triangle (a) et un carré (b).

L'incidence du slew-rate sur l'évolution du maximum de vent induit est présentée sur la figure 3.21. En fonction de la tension appliquée aux bornes de l'actionneur, on remarque qu'il existe **un slew-rate optimum** en terme de génération de vent électrique. Ceci est plus apparent avec la puissance électrique consommée par la décharge. **Pour un signal ayant un  $(dV/dt)$  conséquent, la vitesse du vent électrique est plus faible par rapport à un signal ayant un slew-rate moins prononcé.** Avec le dispositif électrique à notre disposition et l'actionneur employé, **la valeur optimisée du slew-rate semble être égale à  $V_w$ .**

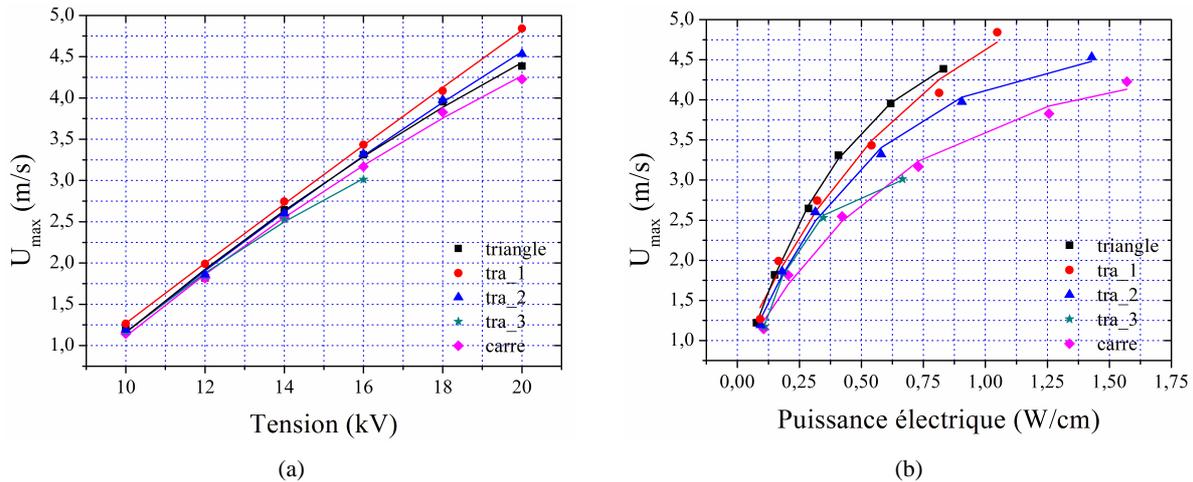


Figure 3.21. Évolution du maximum de vitesse en fonction de l'amplitude de tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour différents slew-rates.

Sur la Figure 3.22a, on observe que **le débit massique transféré par le plasma est quasi identique quel que soit le slew-rate du signal.** Ceci est dû à l'aire des profils de vitesse induite qui est quasi-équivalente (Figure 3.22b).

A puissance électrique constante, les profils de vitesse induite par la décharge sont différents. Pour un signal ayant un slew-rate peu élevée, nous avons la vitesse maximum la plus conséquente. A contrario, le profil de vitesse est plus haut pour une forme d'onde ayant cette fois-ci un slew-rate le plus conséquent possible. Lagmich [84] précise dans son rapport que la force perpendiculaire  $F_{\perp}$  croît avec le slew-rate. A priori, ceci semble expliquer la différence d'épaisseur des profils de vitesse.

Cependant, il est très difficile de faire la comparaison entre les vitesses moyennées dans le temps mesurées dans la présente étude et les estimations de forces, en fonction du temps, obtenues par simulation numérique indiquées dans [84].

L'évolution de la puissance mécanique  $P_{méca}$  en fonction de l'amplitude de tension appliquée est représentée par la Figure 3.23a. Comme dans la section ultérieure, celle-ci suit une loi polynomiale en  $(V - V_0)^3$  quel que soit le slew-rate de la forme d'onde appliquée.

En fonction de la puissance électrique consommée par l'actionneur plasma, l'évolution de la puissance mécanique induite (Figure 3.23b) correspond à l'ensemble des observations liées à l'influence du slew-rate sur le comportement électromécanique de la décharge. Lorsque le  $(dV/dt)$  est élevée, les performances de l'actionneur sont en retrait par rapport à l'application d'une forme d'onde ayant un slew-rate optimum.

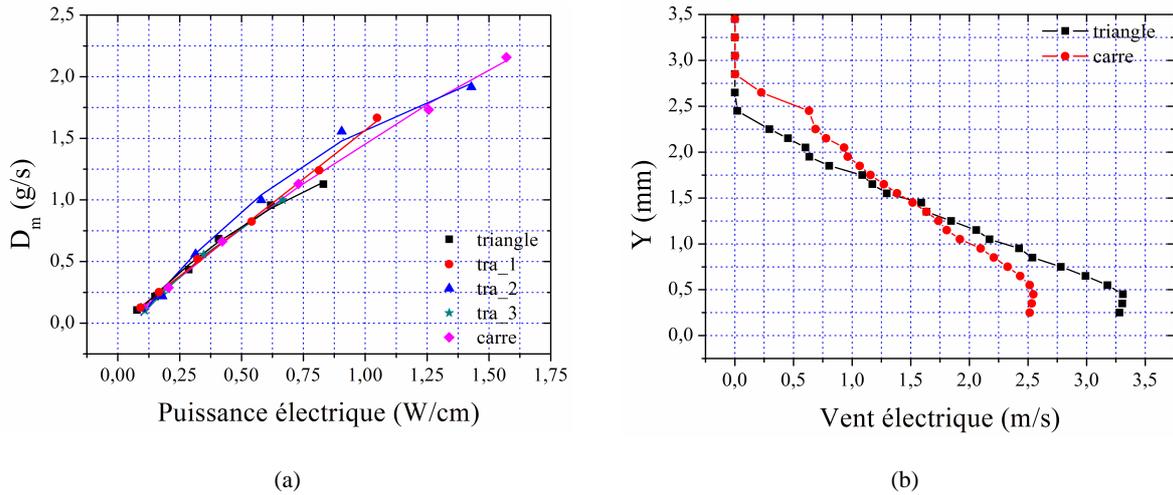


Figure 3.22. Évolution du débit massique induit en fonction de la puissance électrique (a) et profils de vitesse induite par la décharge à  $P=0.375$  W/cm (b) pour différents slew-rates.

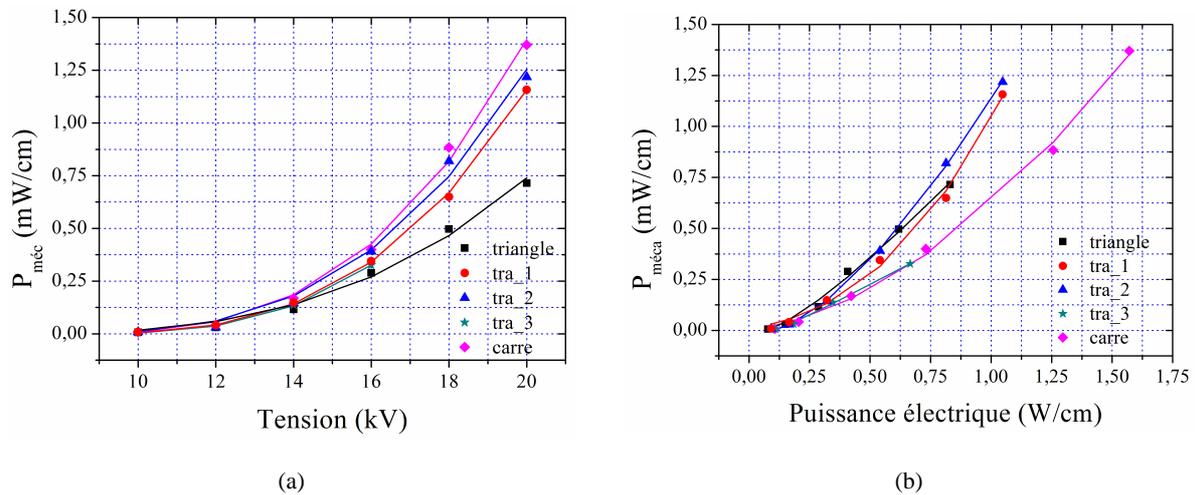


Figure 3.23. Évolution de la puissance mécanique en fonction de l'amplitude de tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour différents slew-rates.

Le rapport de la puissance mécanique sur la puissance électrique nous permet de déterminer la valeur du rendement  $\eta$  de la DBD. L'évolution de l'efficacité de l'actionneur plasma en fonction de la puissance électrique pour différents slew-rates est donnée sur la Figure 3.24. On dénote que les valeurs du rendement ainsi obtenues sont globalement faibles, celles-ci sont de l'ordre de 0.1%.

Toutefois, lors de la mesure de la puissance électrique les différentes pertes pouvant survenir (par exemple les pertes dans les câbles d'alimentation) ne sont prises en considération ce qui tend à réduire d'autant la conversion électromécanique de l'actionneur plasma.

En outre, il semble que l'efficacité de la DBD soit liée un slew-rate optimum et cet optimum semble être relativement proche de la pente à l'origine d'un signal sinusoïdal (dans notre cas) :

$$\left. \frac{dV}{dt} \right|_{t=0} = V\omega \quad (3.2)$$

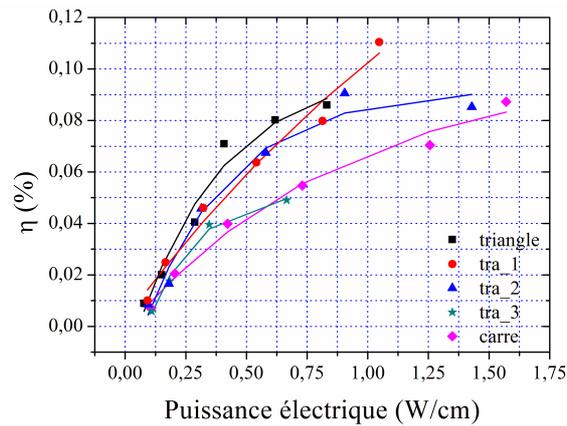


Figure 3.24. Évolution du rendement en fonction de la puissance électrique pour différents slew-rates.

### 3.4. Influence de composants passifs (résistance – bobine)

Dans cette section, nous nous intéressons à l'effet d'impédances mises en série entre l'alimentation haute tension et l'actionneur plasma (Figure 3.25) sur le comportement de la décharge. Pour cela, nous avons employé une série d'actionneur ayant des caractéristiques identiques ( $d=0$  mm,  $L=20$  mm et PMMA de 3 mm) ayant une résistance haute tension ( $1 \leq R_{HT} \leq 100$  k $\Omega$ ) ou une bobine ( $0.1 \leq L \leq 1$  H) en série avec la DBD. La fréquence du signal d'alimentation est fixée à 1 kHz.

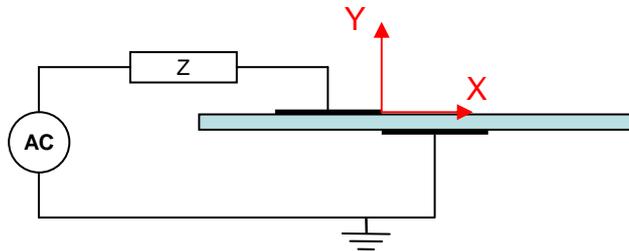


Figure 3.25. Schéma d'un actionneur DBD avec une impédance (résistance ou bobine) en série.

#### 3.4.1. Influence d'une résistance haute tension sur la décharge

La première impédance testée est une résistance haute tension mise en série entre l'amplificateur haute tension et la décharge. L'objectif est de *filtrer* les pics de courant des micro-décharges survenant lors du cycle de fonctionnement de la DBD. La résistance haute tension joue ainsi un rôle similaire à une résistance de ballast dans les lampes à décharge.

La figure 3.26 présente l'évolution du courant de décharge en fonction du temps pour un actionneur plasma ayant une résistance haute tension ou non. Il semble que **l'adjonction de résistance mise en série entre l'alimentation et la DBD modifie l'allure des courbes de courant**. Globalement, le nombre de pics de courant de décharge est quasi semblable mais leur intensité est moins conséquente lorsqu'il y a une résistance.

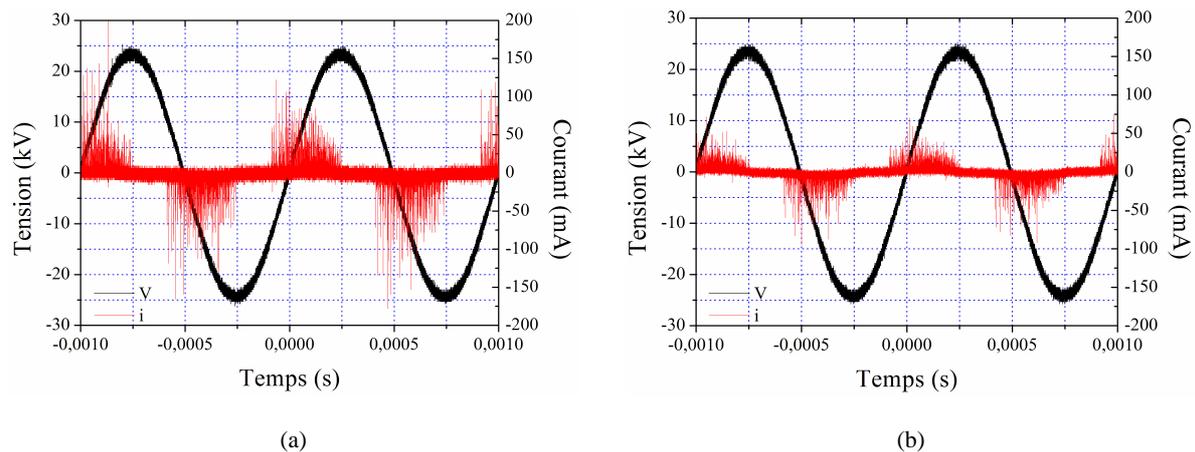


Figure 3.26. Évolutions temporelles de la tension ( $V= 24$  kV) et du courant de décharge pour une DBD sans résistance (a) et avec une résistance de  $100$  k $\Omega$  (b).

L'ajout d'une résistance haute tension semble ne pas modifier les profils de vitesse induite par l'actionneur (Figure 3.27a) pour une amplitude de tension  $V= 24$  kV. A contrario, la puissance électrique consommée s'en trouve tout de même réduite de quelque %. Lorsque la décharge fonctionne sans résistance, la valeur de la puissance électrique est de  $1,81$  W/cm tandis qu'avec  $R_{HT}= 100$  k $\Omega$  celle-ci passe à  $1,69$  W/cm soit une réduction de près 7 %. Ceci améliore le rendement de près de 9.5 % dans ce cas.

La Figure 3.27b présente l'évolution du maximum de vent induit en fonction de l'amplitude de tension avec différentes valeurs de résistance. Comme avec les profils de vitesse mesurée sur la Figure 3.27a, l'adjonction de ces résistances ne permet pas d'améliorer la vitesse du vent électrique.

En outre, la puissance électrique consommée par le plasma est réduite de quelque % accroissant ainsi la valeur du rendement de la conversion électromécanique de la décharge. Ceci semble indiquer que les pics de courant de décharge contribuent peu ou prou à la génération du vent électrique et confirme les conclusions de Bœuf et al. [45] ; la force EHD totale donc le vent induit est due principalement à la zone *corona-like* du courant de décharge.

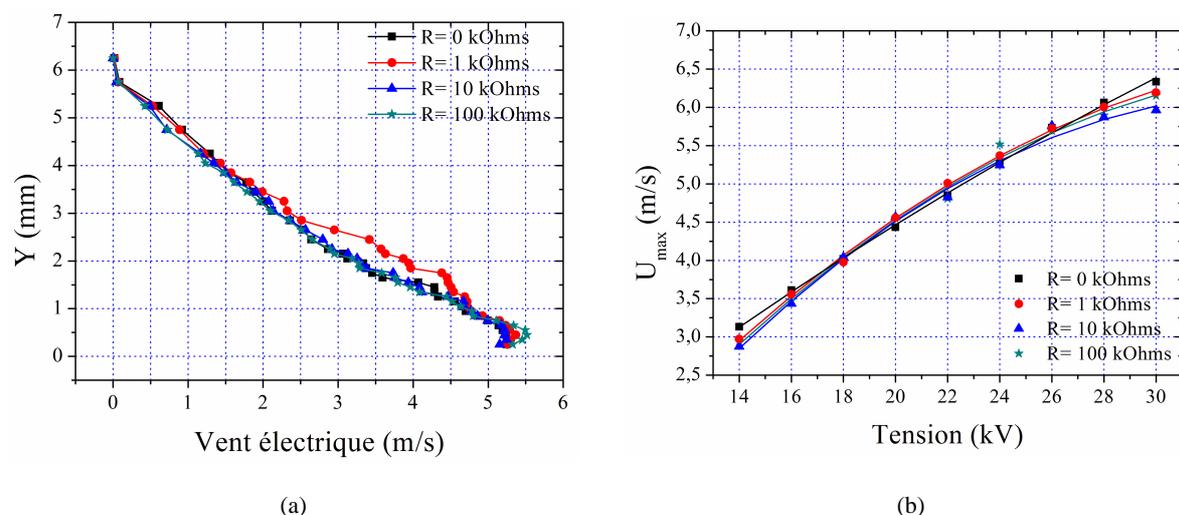


Figure 3.27. Profils de vitesse induite par la décharge à  $V= 24$  kV (a) et évolution du maximum de vitesse en fonction de l'amplitude de tension (b) pour différentes valeurs de résistance.

### 3.4.2. Influence d'une bobine sur la décharge

La seconde impédance testée est une bobine mise en série entre l'amplificateur haute tension et la décharge. Comme dans la sous-section précédente, l'objectif est de *filtrer* les pics de courant des micro-décharges survenant lors du cycle de fonctionnement de la DBD, puisque les selfs s'opposent généralement aux variations brusques du courant.

#### a. Diélectrique ayant une épaisseur $a=3\text{mm}$

Afin de mettre en évidence l'incidence de l'adjonction d'une self sur le comportement électromécanique de la décharge, nous avons repris le même protocole expérimental que précédemment, ainsi qu'un actionneur ayant les mêmes caractéristiques ( $d=0\text{ mm}$ ,  $L=20\text{ mm}$  et  $3\text{ mm}$  de PMMA). Dans ce cas, nous avons substitué les résistances par des bobines dont les valeurs sont comprises entre  $0.1 \leq L \leq 1\text{ H}$ .

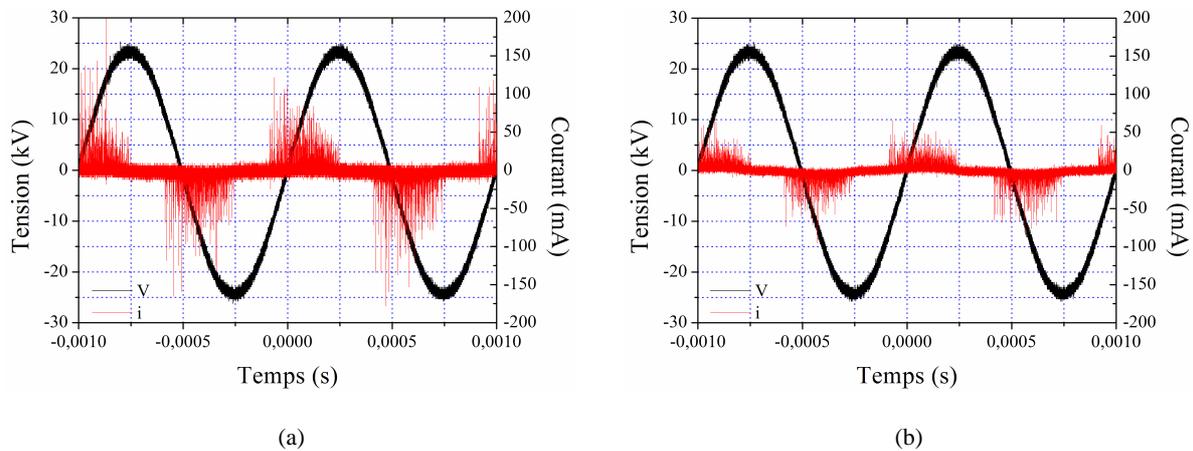


Figure 3.28. Évolutions temporelles de la tension ( $V=24\text{ kV}$ ) et du courant de décharge pour une DBD sans bobine (a) et avec une bobine de  $1\text{ H}$  (b).

La figure 3.28 présente l'évolution du courant de décharge en fonction du temps pour un actionneur plasma ayant une self ou non. Il semble que **l'adjonction de bobine mise en série entre l'alimentation et la DBD modifie les courbes de courant**. En fait, c'est l'intensité des pics de courant de décharge qui est moins conséquente dans ce cas.

La puissance électrique consommée par l'actionneur s'en trouve réduite de près de 10% environ. Par exemple à  $V=24\text{ kV}$ , lorsque la décharge fonctionne sans bobine la valeur de la puissance électrique est de  $1.73\text{ W/cm}$  tandis qu'avec  $L=1\text{ H}$  celle-ci passe à  $1.59\text{ W/cm}$  soit une réduction de 8%. Ceci améliore d'autant le rendement de l'actionneur plasma.

Pour une amplitude de tension  $V=24\text{ kV}$ , l'ajout de bobine paraît ne pas modifier l'allure des profils de vitesse induite par le plasma (Figure 3.29a) malgré le fait que la valeur des pics de courants de décharge soit diminuée. Ceci pourrait indiquer que la réduction de l'intensité des pics de courant ne contribue pas à améliorer les performances mécaniques de l'actionneur. Toutefois, la mesure du profil de vitesse a été effectuée à la même localisation i.e. là où le maximum de vent induit est relevé avec un actionneur sans *filtre*. Gibalov et al. [85] ont mis en évidence que l'extension de la zone de plasma est une combinaison de la décharge *positive* (filamentaire) et de la décharge *négative* (*glow*). En

écrêtant les pics de courant des micro-décharges, l'extension du plasma est probablement réduite donc la position du maximum de vent électrique s'en trouve décalée.

Néanmoins, sur la figure 3.29b on peut observer l'incidence de l'adjonction d'une bobine sur l'évolution du maximum de vitesse en fonction de l'amplitude de tension appliquée. **L'adjonction d'une bobine modifie la vitesse du vent électrique.**

A tension relativement peu élevée ( $V \leq 18$  kV), les vitesses obtenues avec la self sont inférieures à celles mesurées sans self. Pour une gamme de tension comprise entre  $18 \leq V \leq 26$  kV, l'influence des bobines est négligeable car les vitesses de vent induit mesurées sont comparables. Ceci peut expliquer l'allure des profils de la Figure 3.29a.

A contrario, avec une amplitude de tension plus élevée ( $V \geq 26$  kV), le vent électrique est plus important lorsque une bobine est mise en série entre l'alimentation et l'actionneur plasma. Notre amplificateur ne délivrant de tension supérieure à  $V = 30$  kV, il ne nous a pas été possible d'obtenir des gains substantiels. Probablement qu'avec des tensions plus conséquentes, nous pourrions obtenir des vitesses plus élevées.

Depuis la fin de ma thèse, **des mesures complémentaires ont été effectuées [86]. Elles ont montré un gain en vitesse significatif dus à la self lorsque la fréquence du signal haute tension est supérieure à 5 kHz.**

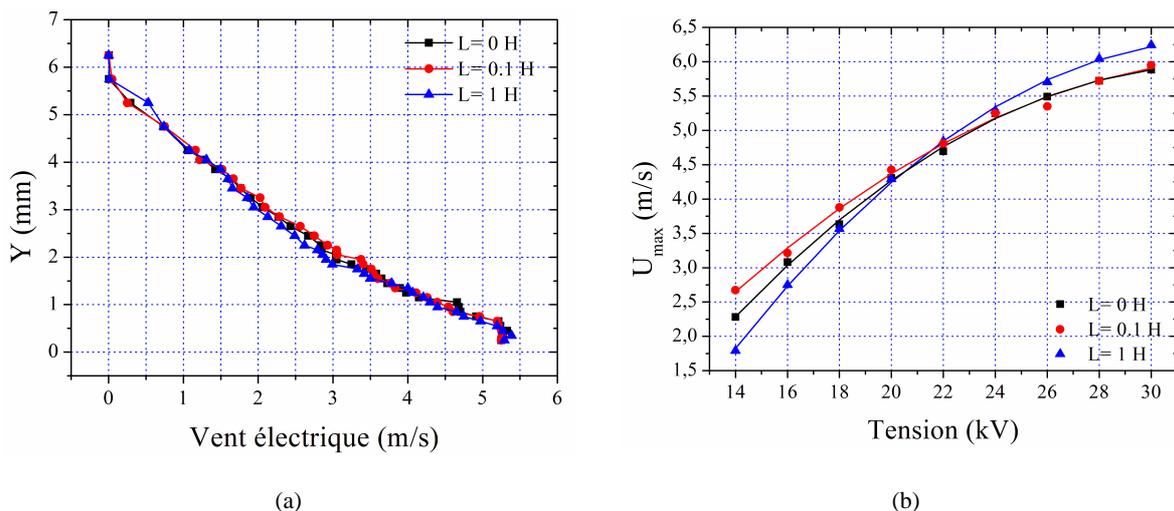


Figure 3.29. Profils de vitesse induite par la décharge à  $V = 24$  kV (a) et évolution du maximum de vitesse en fonction de l'amplitude de tension (b) pour différentes valeurs de bobine.

#### b. Diélectrique ayant une épaisseur $a = 0.5$ mm

L'incidence de l'adjonction d'une self sur le comportement électromécanique de l'actionneur plasma a été présentée pour une barrière isolante de 3 mm d'épaisseur. Les résultats les plus probants ont été obtenus lorsque l'amplitude de tension appliquée à la DBD est la plus élevée possible, i.e. pour  $V = 30$  kV. Dans le chapitre 3.1, nous avons vu que dans ce cas le courant de décharge est conséquent et plutôt filamentaire. Ceci semble indiquer que la bobine possède une action plus importante lorsque le courant de décharge est filamentaire.

Afin de confirmer cette hypothèse, nous avons employé une barrière isolante de 0.5 mm, vu que le courant est plus filamentaire avec un diélectrique fin.

La figure 3.30 présente l'évolution du courant de décharge en fonction du temps pour un actionneur plasma ayant une self ou non. **L'adjonction de bobine mise en série entre l'alimentation et la DBD modifie les courbes de courant.** En fait, c'est l'intensité des pics de courant de décharge qui est globalement diminuée dans ce cas.

La puissance électrique consommée par l'actionneur s'en trouve réduite de près de 10% environ. Par exemple à  $V=12$  kV, lorsque la décharge fonctionne sans bobine la valeur de la puissance électrique est de 1.21 W/cm tandis qu'avec  $L=1$  H celle-ci passe à 1.08 W/cm soit une réduction de 11%. Ceci améliore le rendement de l'actionneur plasma.

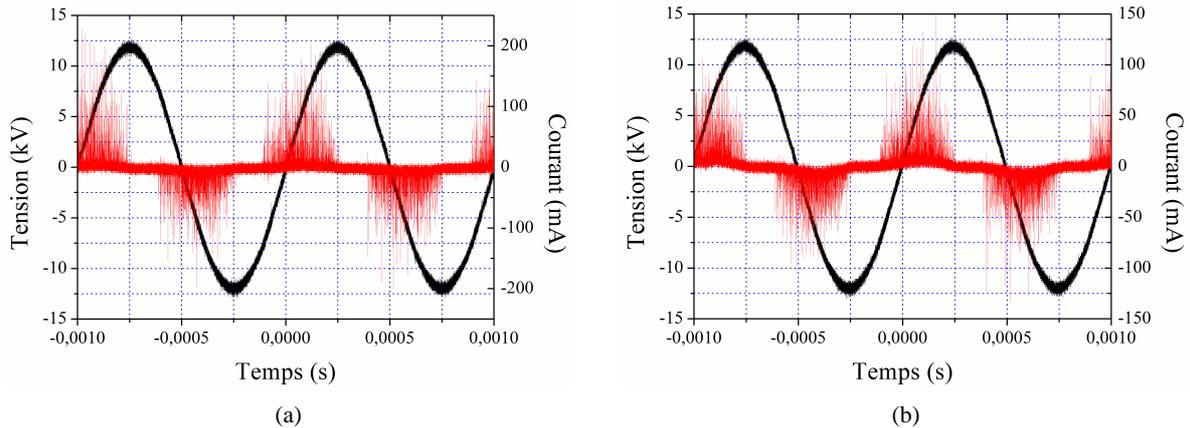


Figure 3.30. Évolutions temporelles de la tension ( $V=12$  kV) et du courant de décharge pour une DBD sans bobine (a) et avec une bobine de 1 H (b).

**L'ajout d'une self semble modifier les profils de vitesse induite par l'actionneur DBD** (Figure 3.31a) pour une amplitude de tension  $V=12$  kV. Dans ce cas, aucun gain en vitesse n'a été obtenu. Comme dans la sous-section précédente, les mesures ont été réalisées à la position du maximum de vent induit sans bobine. Il se peut que cette position optimum ne soit pas le même lors de l'ajout de la self.

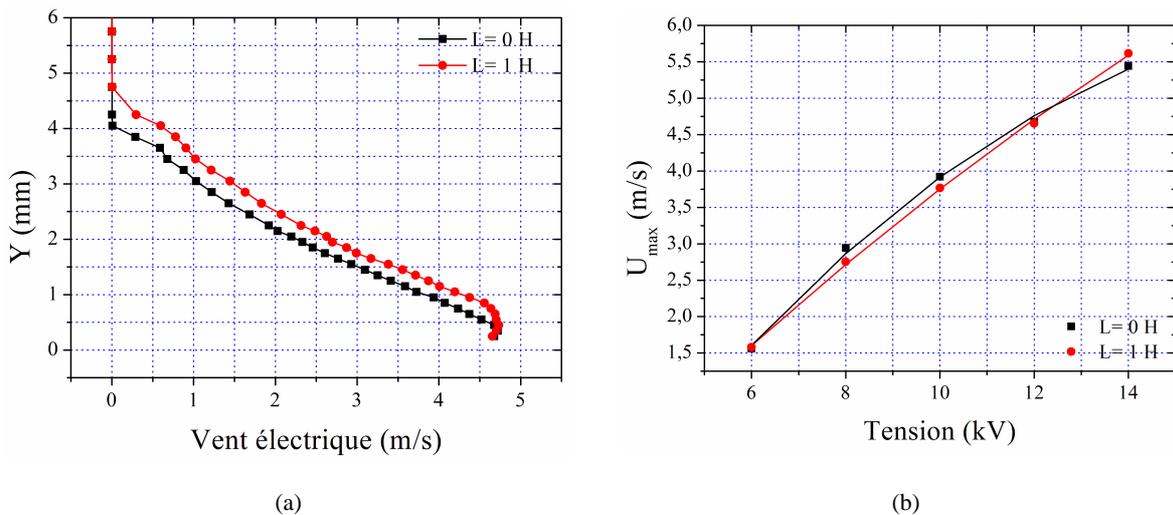


Figure 3.31. Profils de vitesse induite par la décharge à  $V=12$  kV (a) et évolution du maximum de vitesse (b) en fonction de l'amplitude de tension pour différentes valeurs de bobine.

Toutefois, le profil de vitesse obtenu avec *filtrage* est plus épais. Par conséquent le débit massique transféré est plus grand, pareillement pour la puissance mécanique et l'efficacité. Le rendement de la décharge sans bobine est de  $\eta = 0.049$  tandis que celui-ci vaut  $\eta = 0.067$  avec  $L = 1$  H. Ceci représente un gain de 37%.

La Figure 3.31b présente l'évolution du maximum de vent induit en fonction de l'amplitude de tension avec différentes valeurs d'inductance. Contrairement à l'évolution du maximum de vitesse mesurée sur la Figure 3.29b, l'adjonction des selfs ne permet pas d'améliorer la vitesse du vent électrique là où les relevés ont été effectués.

### 3.5. Étude d'une composante continue surimposée au signal haute tension

L'influence d'une composante continue surimposée au signal haute tension sur le comportement électromécanique de la décharge a été examinée. Normalement, cette composante DC devrait se retrouver aux bornes du diélectrique et ne pas influencer la décharge ; c'est ce que nous voulons vérifier. Nous avons employé un actionneur ( $d = 0$  mm,  $L = 20$  mm,  $a = 3$  mm et PMMA) où une composante continue  $V_{DC}$  est ajoutée à la haute tension alternative  $V_{AC}$  appliquée aux bornes de l'actionneur.

#### 3.5.1. Influence d'un potentiel $V_{DC}$ équivalent à la tension $V_{AC}$ de la décharge

Dans l'optique d'observer l'incidence d'une composante continue surimposée à l'actionneur plasma, nous nous sommes placés dans un premier temps dans le cas où le vent induit par le plasma est plutôt faible. Nous avons donc appliqué aux bornes de la DBD un signal de type sinusoïdal à la fréquence de 1 kHz pour une amplitude de tension de 10 kV.

Le fait d'alimenter la décharge avec une tension de 10 kV seulement, est intéressant car lorsque le potentiel  $V_{DC}$  surimposé est maximum ( $\pm 10$  kV) nous nous trouvons dans le cas extrême où la tension aux bornes de l'actionneur est toujours soit positive ou soit négative.

**L'application d'une composante positive ou négative modifie légèrement l'allure du profil de vent induit par le plasma** (Figure 3.32). Dans les deux cas, un gain de vitesse est obtenu. Celui-ci est de l'ordre de 0.1 m/s lorsque  $V_{DC}$  est positif et atteint les 0.25 m/s pour  $V_{DC}$  négatif.

Cependant, le principal changement survient au niveau de l'épaisseur des profils. Par rapport au profil *baseline*, i.e. sans composante continue, l'aire des profils est plus conséquente ; la différence de hauteur vaut quasiment 0.3 mm.

Au vu de l'allure des profils de vitesse induite, il semble que la composante continue négative soit plus efficace que la positive. Gibalov et al. [85] et Enloe et al. ([86]-[87]) ont montré qu'après plusieurs cycles de fonctionnement de l'actionneur plasma, la surface du diélectrique employé se charge. Le potentiel au niveau de la barrière isolante atteint environ le kilovolt et celui-ci est positif. Ceci pourrait expliquer pourquoi l'adjonction d'une composante continue négative améliore le vent induit par la décharge.

Toutefois, cette hypothèse ne nous permet pas d'interpréter les résultats obtenus lorsque la composante est positive.

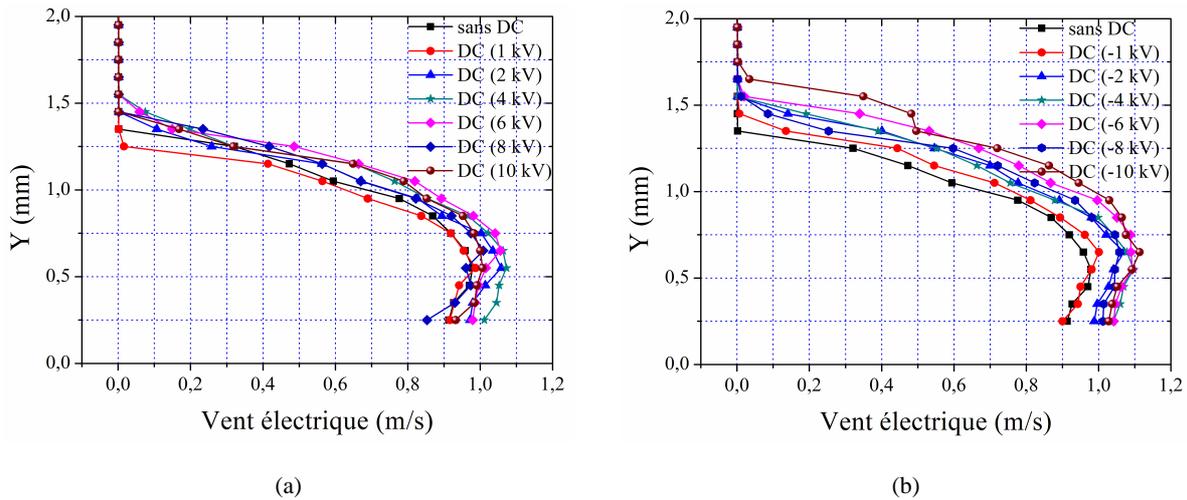


Figure 3.32. Profils de vitesse induite par la décharge en fonction d'une composante continue positive (a) et d'une composante continue négative (b).

La modification des profils de vitesse réalisée par la surimposition d'une composante continue accentue le débit massique transféré par l'actionneur plasma. Sur la Figure 3.33, on distingue clairement l'effet favorable sur le débit l'ajout du potentiel  $V_{DC}$ . L'apport obtenu avec le potentiel permet un gain d'environ 20% quand  $V_{DC}$  est positif et il est de plus de 30% avec  $V_{DC}$  négatif. Ceci s'explique par le fait que l'aire des profils est plus conséquente avec la composante continue surimposée.

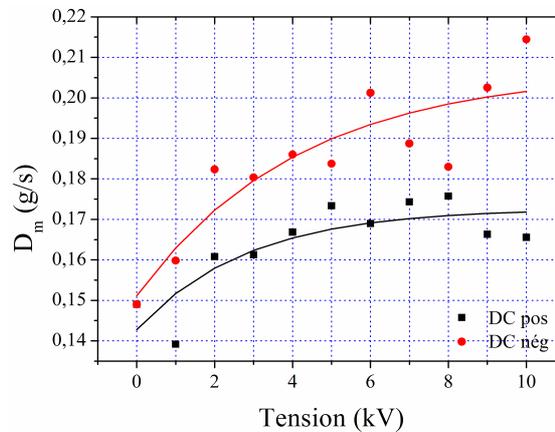
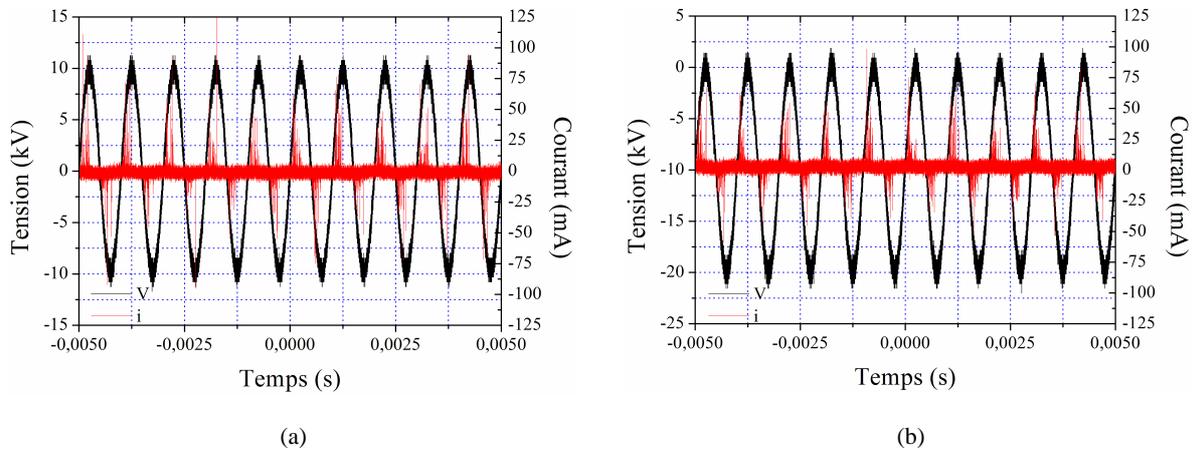


Figure 3.33. Évolution du débit massique transféré en fonction d'une composante continue.

Lors de cette étude, des mesures de courant de décharge ont été aussi effectuées (Figure 3.34). Cependant, celles-ci n'ont pas été réalisées dans l'optique de déterminer la valeur de la puissance électrique consommée par la DBD, donc la résolution temporelle nécessaire n'est pas assurée. Mais la visualisation de ces courbes de courant nous permet de nous donner des indications en regard des résultats obtenues sur la puissance électrique.

En surimposant un potentiel continu au signal haute tension de la décharge, il semble que les pics de courant soient écrêtés (Figure 3.4b) par rapport au cas où il n'y pas de composante continue. En effet, la mesure de la puissance électrique lorsque le potentiel négatif ( $V_{DC} = -10$  kV) est imposée vaut  $P = 0.05$  W/cm contre  $P = 0.1$  W/cm ce qui représente une réduction de la moitié.

Toutefois, des mesures complémentaires sur le courant de décharge, prenant en compte ce phénomène, sont nécessaire afin de parvenir à une explication sur l'effet d'une surimposition d'une composante continue en terme de consommation électrique du plasma.

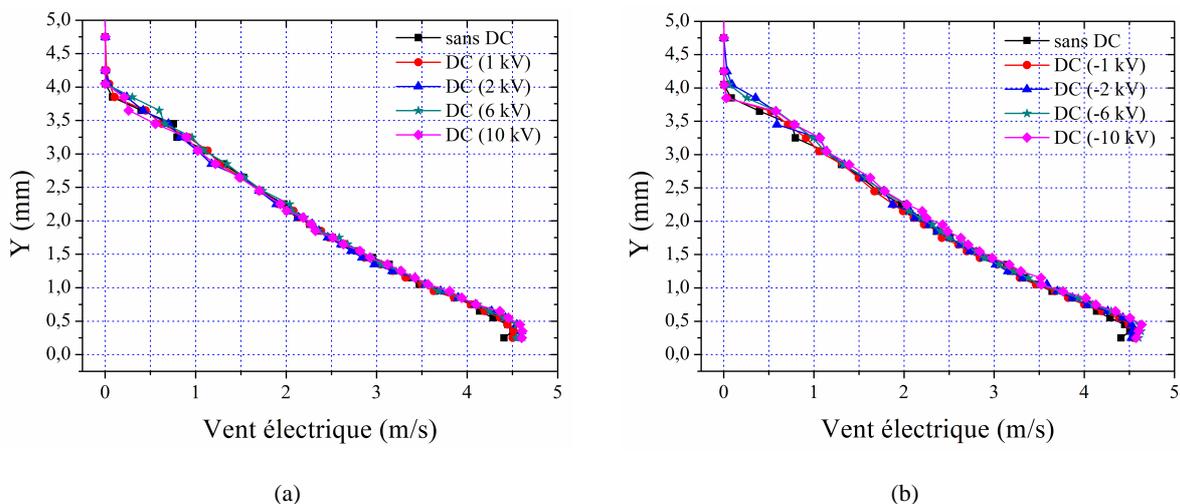


**Figure 3.34. Évolutions temporelles de la tension ( $V=10$  kV) et du courant de décharge pour une DBD sans (a) et avec une composante continue surimposée  $V_{DC} = -10$  kV (b).**

### 3.5.2. Influence d'un potentiel $V_{DC}$ inférieure à la tension $V_{AC}$ de la décharge

Dans un second temps, l'incidence d'une composante continue surimposée à une décharge ayant une tension alternative plus conséquente a été analysée. Notre amplificateur Trek ne délivrant qu'au maximum 30 kV, nous n'avons pas pu appliquer aux bornes de l'actionneur une tension  $V_{AC}$  supérieure à 20 kV.

La Figure 3.35 présente les profils de vitesse induite par le plasma sans et avec une composante continue surimposée. **Contrairement à la sous-section précédente, l'adjonction d'un potentiel au signal haute tension de la DBD ne permet pas d'accroître la vitesse du vent électrique.** Il semble aussi que dans ce cas le gain en épaisseur pour les profils n'est pas significatif.



**Figure 3.35. Profils de vitesse induite par la décharge en fonction d'une composante continue positive (a) et d'une composante continue négative (b).**

En analysant le débit massique transféré par l'actionneur (Figure 3.36), il apparaît que l'adjonction de la composante continue permet d'obtenir un léger excédent de flux. Lorsque le potentiel  $V_{DC}$  est négatif, le gain est de l'ordre de 5%. Il est quasi nul ( $< 1\%$ ) avec le potentiel  $V_{DC}$  positif. Pour une amplitude de tension de 20 kV, l'effet est beaucoup plus atténué par rapport à  $V_{AC} = 10$  kV. De prime abord, ceci semble être dû au fait que  $V_{DC}$  est inférieur à  $V_{AC}$ . Ce point fera l'objet d'un complément d'étude.

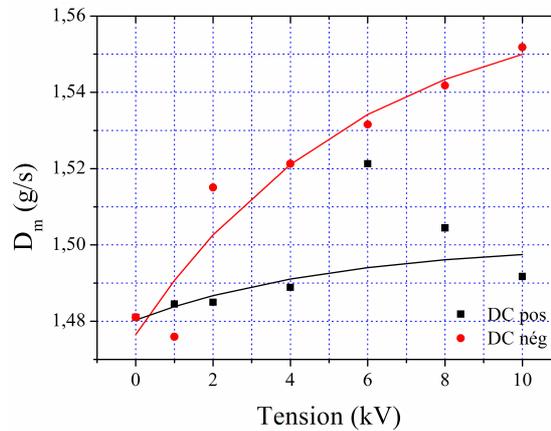


Figure 3.36. Évolution du débit massique transféré en fonction d'une composante continue.

### 3.6. Conclusion

L'étude sur la variation de la barrière isolante a mis en évidence le fait que **quelle que soit l'épaisseur du diélectrique employé, la vitesse maximale du vent électrique est quasi-identique à puissance électrique constante**. La décharge obtenue sur un diélectrique *fin* ( $a \leq 1$  mm) est plus filamentaire, favorisant sa disruption, par rapport à celle obtenue sur une barrière isolante *épaisse* ( $a \geq 2$  mm). De plus, nous avons aussi montré que **l'augmentation de l'épaisseur du diélectrique améliorerait son rendement ainsi que sa fiabilité**.

Au travers de l'étude réalisée dans les sections 3.2 et 3.3, il apparaît que **les différentes formes d'ondes appliquées aux bornes de l'actionneur plasma donnent un comportement électromécanique similaire à puissance constante**, excepté pour les signaux *carré* et *rampe positive*. En fait, **les performances de la Décharge à Barrière Diélectrique sont liées au slew-rate de la forme d'onde appliquée à la décharge**. Celui-ci semble posséder un optimum dont la valeur est comparable à la pente à l'origine d'un signal de type sinusoïdal.

**L'adjonction d'impédance dans le circuit de décharge** mise en série entre l'alimentation et l'actionneur, **nous a permis d'accroître l'efficacité de la DBD**. L'incidence de ces composants sur la décharge semble moins évidente que le simple fait de *filtrer* les pics de courant. Cela dit, des mesures complémentaires effectuées récemment ont montré que la vitesse pouvait être multiplié par deux à certaine fréquence ( $\approx 10$  kHz).

Pareillement, **la surimposition d'une composante continue accentue les performances électromécaniques de l'actionneur plasma** mais l'influence de l'ajout de ce potentiel survient lorsque la décharge est peu énergétique.

Concrètement, l'étude menée dans la partie actionneur plasma nous a permis de définir les paramètres optimum (électrique, géométrique...) à employer afin de générer un vent électrique le plus conséquent possible dans l'optique d'une application au contrôle d'écoulement.

Avec les dispositifs électriques actuellement à notre disposition au LEA, l'actionneur plasma se doit d'avoir une électrode de masse **L= 20 mm**, l'espace inter-électrodes est compris entre  **$0 \leq d \leq 5 \text{ mm}$**  pour une épaisseur de diélectrique de  **$a \approx 3 \text{ mm}$** . La permittivité de la barrière isolante doit être relativement faible i.e.  $\epsilon_r \approx 3$ . Enfin, le signal d'alimentation appliquée aux bornes de l'actionneur plasma doit être de type sinusoïdal, avoir l'amplitude **V la plus conséquente** possible une fréquence **f de l'ordre du kHz**.

**- Application au contrôle -**

---



---

## **4. Revue bibliographique sur le contrôle des écoulements**

---

*Le plus court chemin d'un point à un autre est la ligne droite,  
à condition qu'ils soient bien l'un en face de l'autre.*

*Pierre Dac*



Ce chapitre traite du phénomène de décollement de la couche limite et des différents systèmes mis en œuvre pour retarder ou déclencher la séparation d'un écoulement. Après avoir introduit la notion de couche limite, nous nous intéressons aux conditions de la transition laminaire-turbulent jouant un rôle prépondérant sur les caractéristiques de la couche limite en aval d'un écoulement. Puis, nous présentons plus précisément le décollement.

Dans une seconde partie, nous proposons une définition du contrôle d'écoulement de même qu'un recensement des diverses stratégies de contrôle existantes. Nous nous attachons ici à répertorier les avantages et inconvénients de chaque actionneur. Enfin, nous terminons l'exposée par une revue bibliographique du contrôle par plasma.

#### 4.1. Le phénomène de décollement

##### 4.1.1. Couche limite

###### a. *Notion de couche limite*

Lorsqu'un fluide réel s'écoule le long d'une paroi supposée fixe, les vitesses à la paroi sont nulles alors qu'à l'infini, i.e. loin de l'obstacle, elles sont égales à la vitesse de l'écoulement non perturbé. **La couche limite est la zone d'interface entre un corps solide et le fluide environnant** (lors d'un mouvement entre les deux zones où se produit **l'accommodation entre la vitesse nulle en paroi et la vitesse locale du fluide libre**). Elle est un élément influent en mécanique des fluides (aérodynamique, hydrodynamique...) et de nombreuses propriétés de l'écoulement (frottement, transferts thermiques, par exemple) dépendent de la couche limite.

Le concept de couche limite fut introduit pour la première fois par Prandtl [88] en 1904. Ceci permet de livrer une interprétation à bon nombre de phénomènes que la théorie des fluides parfaits ne suffisait à expliquer.

###### b. *Paramètres caractéristiques de la couche limite*

Pour étudier un écoulement dans la couche limite, on utilise le système de coordonnées curvilignes qui suit le périmètre de la section droite d'un obstacle cylindrique. La position d'un point M dans la couche limite est définie par son ordonnée  $y$  comptée sur la normale PM à la paroi (Figure 4.1) et par l'abscisse curviligne  $x$  du point P, comptée suivant le périmètre à partir du point O. En écoulement bidimensionnel, la vitesse en M a pour seules composantes  $u$  et  $v$ .

Sur la surface, en  $y=0$ ,  $u=v=0$  et, par convention, on définit *l'épaisseur de couche limite*  $\delta$  correspondant à une composante  $u$  égale à  $0.99 U_\infty$ ,  $U_\infty$  étant la composante de la vitesse du fluide libre à l'aplomb de P.

On admet que la composante  $v$  est petite partout devant  $u$  et que les dérivées par rapport à  $x$  sont petites devant celles par rapport à  $y$  : ce sont les hypothèses de couche limite.

Il est d'usage d'introduire deux autres épaisseurs :

$$\delta_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy \approx \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy \quad (4.1)$$

appelée *épaisseur de déplacement*, et :

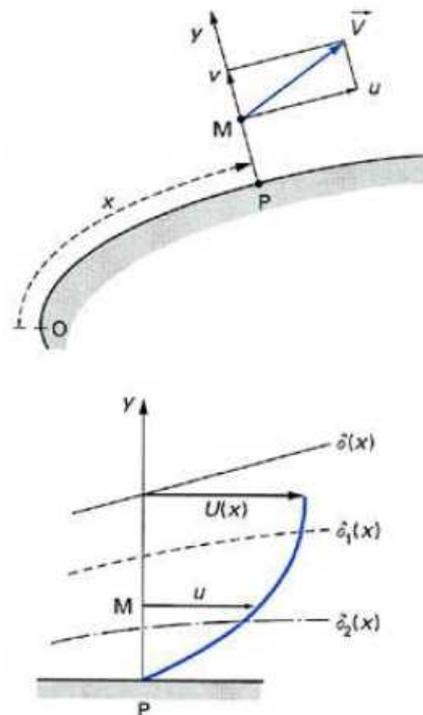
$$\theta = \int_0^{\infty} \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \approx \int_0^{\delta} \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \quad (4.2)$$

appelée *épaisseur de quantité de mouvement*. Pour cette grandeur, on trouve également la notation  $\delta_2$ .

On définit également *le facteur de forme H* :

$$H = \frac{\delta_1}{\theta} \quad (4.3)$$

qui possède des valeurs différentes suivant que la couche limite est laminaire ou turbulente.



**Figure 4.1. Conventions de notation de la couche limite.**

Les propriétés de la couche limite dépendent de son état laminaire ou turbulent, lequel est lui-même lié au nombre de Reynolds [89]. Ce nombre adimensionnel, représentant le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses, est défini de la façon suivante :

$$R_e = \frac{U_{\infty} \times D}{\nu} \quad (4.4)$$

où  $U_{\infty}$  représente la vitesse du fluide en m/s,  $\nu$  sa viscosité cinématique en  $m^2/s$  et  $D$  en m, la dimension caractéristique la plus pertinente de l'écoulement considéré (par exemple, le diamètre pour une conduite de section circulaire ou encore l'abscisse depuis le bord d'attaque pour une plaque plane).

## 4.1.2. Transition Laminaire – Turbulent

## a. Description

L'emploi d'un traceur permet de révéler l'état, laminaire ou turbulent, d'un écoulement. Si les filets du traceur se déplacent parallèlement et conservent leur individualité propre, on parle d'écoulement *laminaire*. Si le nombre de Reynolds augmente, le filet reste encore rectiligne sur une certaine longueur, puis s'estompe ; le traceur se diffuse rapidement dans tout le fluide : l'écoulement est alors *turbulent*. La différence entre les deux régimes est illustrée par la Figure 4.2.



Figure 4.2. Visualisation de la différence entre un écoulement laminaire et un écoulement turbulent.

Il est en de même si on s'intéresse à la couche limite. L'expérience montre **qu'une couche limite laminaire ne peut s'étendre sur une longueur infinie. Soumise à des instabilités** (turbulence, aspérités de paroi...), **la couche limite laminaire va devenir turbulente après une zone de transition** (Figure 4.3). Ce passage à l'état turbulent a plusieurs conséquences. Le coefficient de frottement de l'obstacle est augmenté par rapport au cas laminaire. La couche limite turbulente qui s'épaissit plus rapidement que la couche limite laminaire, résiste mieux aux gradients de pression adverses.

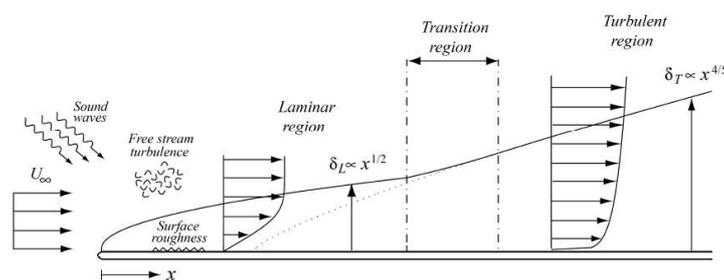


Figure 4.3. Couche limite se développant sur une plaque plane : passage de l'état laminaire au turbulent.

## b. Phénomène de transition de la couche limite

En général, le mécanisme de transition laminaire-turbulent est le résultat d'une réponse de la couche limite à des perturbations. Ces dernières ont différentes origines qui peuvent être le taux de turbulence de l'écoulement libre, l'état de surface (rugosités) ou encore des vibrations de la paroi.

En 1887, Rayleigh émet l'idée que la turbulence provenait de l'instabilité de l'écoulement laminaire du fait de la croissance de petites perturbations régulières. En effet, **il existe dans une couche limite laminaire des ondes de Tollmien-Schlichting. C'est leur amplification puis leur déformation tridimensionnelle qui conduit la couche limite à la transition.**

Lorsque le nombre de Reynolds dépasse une valeur critique ( $R_{ec}$ ), on observe une transition de la couche limite laminaire vers la turbulence. La zone de transition délimite deux régions de l'écoulement aux caractéristiques bien distinctes :

- \_ La partie laminaire, située en amont de la transition où les particules présentent des trajectoires prévisibles que l'on peut suivre individuellement.
- \_ La partie turbulente, en aval de la transition, où l'écoulement est plus désordonné.

Les ondes d'instabilités peuvent avoir différentes origines : amplification, au sein de la couche limite, de perturbations provenant de l'écoulement extérieur, état de surface ou vibrations de la paroi.

#### 4.1.3. Le décollement

Le décollement d'un écoulement est caractérisé par l'annulation des contraintes de frottement dans la direction principale de l'écoulement. Dans la plupart des cas, le fluide se détache alors de la paroi de l'obstacle. On distingue principalement deux cas :

- \_ Le décollement de pression
- \_ Le décollement inertiel

##### a. Décollement de pression

La couche limite se développe en présence d'un **gradient de pression adverse**, i.e. dans une situation où la pression augmente dans la direction de l'écoulement. Dans ce cas, la vitesse de l'écoulement externe diminue et les particules fluides subissent une décélération. Cette décélération est encore plus importante dans la couche limite car la vitesse du fluide y est très faible, de par les phénomènes visqueux à la paroi. La quantité de mouvement diminue graduellement sous l'effet du gradient de pression et, en un certain point, la vitesse des particules fluides s'annule. La Figure 4.4 montre l'exemple du décollement qui se produit sur l'extrados d'une aile d'avion.

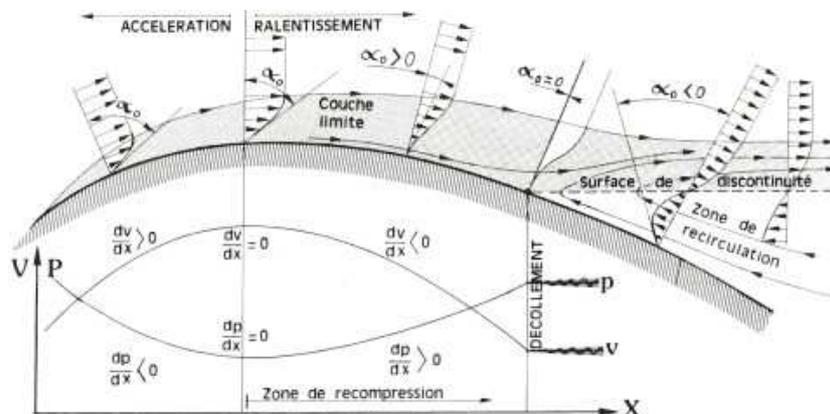


Figure 4.4. Décollements sur l'extrados d'une aile soumise à un gradient de pression [90].

### b. *Décollement inertiel*

Dans ce cas, le décollement est dû à **une brusque modification de la géométrie de la paroi** (marche descendante, dièdre...). Si l'on considère en fluide réel la période d'établissement du courant autour d'un corps présentant une arête plus ou moins vive, le contournement s'effectue d'une manière presque parfaite pour les très faibles vitesses au début de l'écoulement. Les forces de viscosité sont prépondérantes devant les forces d'inertie. A l'arête, la vitesse de l'écoulement passe par un maximum pour ensuite diminuer rapidement. Il en résulte un fort gradient positif de pression statique. Par suite, le décollement se produit sur l'arête avec courant de retour (Figure 4.5). Le tourbillon qui se forme à l'arête est grossi par le fluide du courant de retour ; il se détache et est emporté vers l'aval tandis qu'un autre tourbillon se forme à nouveau. A vitesses plus élevées, le détachement des tourbillons est tellement fréquent que leur succession dans l'espace constitue une couche de discontinuité de vitesse.

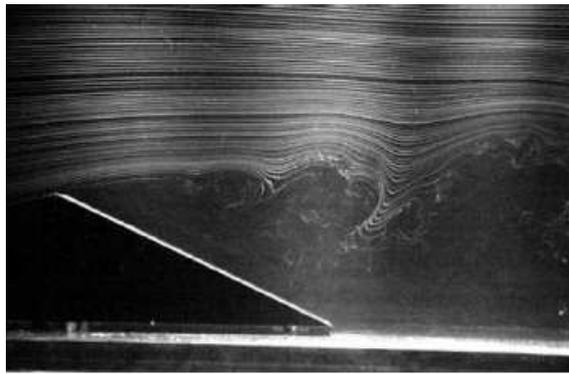


Figure 4.5. Visualisation par bulles d'hydrogène du décollement de couche limite sur un dièdre [91].

## 4.2. Le contrôle d'écoulement

Le contrôle des écoulements suscite de nombreux intérêts économiques car il répond à des exigences industrielles. Les enjeux sont donc considérables et ces objectifs industriels peuvent se traduire par une augmentation de portance, une réduction de traînée, un recul de l'incidence de décrochage, par exemple. Toutefois, ces améliorations aérodynamiques ne peuvent pas être acquises ensemble la plupart du temps. Toute **la difficulté du contrôle repose alors sur le choix du meilleur compromis afin d'optimiser au maximum les performances de l'écoulement.**

### 4.2.1. Définition du contrôle

**Contrôler un écoulement consiste à modifier ses caractéristiques pour l'amener dans un état souhaité.** La transition, le décollement, la turbulence sont autant de phénomènes sur lesquels il est possible d'agir. Le dispositif qui va interagir avec l'écoulement pour lui donner le comportement souhaité est appelé *actionneur*. Gad-El-Hak [92] présente une classification du contrôle basé sur le mode de fonctionnement de l'actionneur (Figure 4.6). Il distingue deux grandes stratégies de contrôle :

- \_ Le contrôle **passif**.
- \_ Le contrôle **actif**.

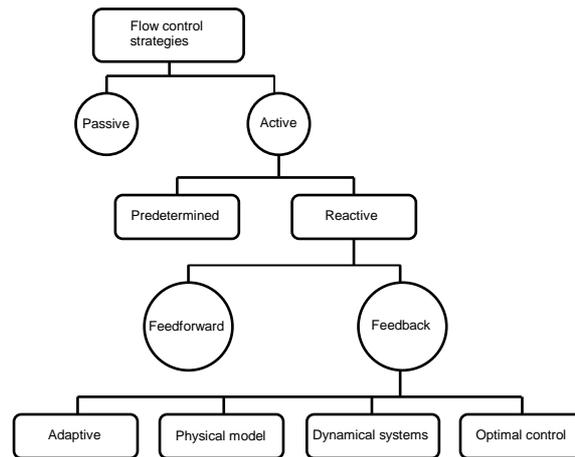


Figure 4.6. Classification du contrôle selon Gad-El-Hak [92].

Dans le cas du **contrôle passif**, le dispositif n'utilise **pas d'apport extérieur d'énergie**. Les méthodes passives consistent la plupart du temps en une modification géométrique des objets aérodynamiques, tant au niveau de la forme qu'au niveau de la surface sur laquelle s'écoule le fluide.

Historiquement, ceux sont les premières méthodes de contrôle d'écoulements étudiés. L'inconvénient des dispositifs passifs est qu'ils sont bien souvent non-amovibles, donc permanents et inadaptés aux différents types écoulements.

Dans le cas du **contrôle actif**, le dispositif nécessite un **apport extérieur d'énergie**. Il peut s'agir d'une énergie de type :

- \_ *Pneumatique* : soufflage, aspiration, jets pulsés, jets synthétiques.
- \_ *Mécanique* : parois mobiles, volets, becs.
- \_ *Électrique* : plasmas froid ou chaud.

Le contrôle actif est lui-même subdivisé en deux catégories. Le **contrôle prédéterminé** qui s'effectue sans regard sur l'état de l'écoulement et le **contrôle réactif** qui permet d'agir en fonction de l'état de l'écoulement.

#### 4.2.2. Recensement des méthodes de contrôle

Dans cette partie, nous effectuons une revue des méthodes de contrôle des écoulements. Cette liste, bien que n'étant pas exhaustive, permet néanmoins de mettre en perspective la diversité des moyens existants.

##### a. Contrôle du décollement par générateurs de tourbillons

Une technique pour contrôler les décollements sur un profil consiste à **insérer dans la couche limite des générateurs de tourbillons (VG)** qui favorisent leur recollement en aval. Ces générateurs peuvent être de deux types. Il peut s'agir de générateurs de tourbillons mécaniques (VGM) ou encore des générateurs de tourbillons fluidiques (VGF).

Les VGM sont des lames minces affleurante à la surface du profil (Figure 4.7) et viennent interagir avec la couche limite et induire le recollement. Ces dispositifs présentent **une géométrie fixe** et même s'ils s'avèrent très efficaces pour contrôler les décollements et améliorer les coefficients

aérodynamiques d'un profil, ils présentent l'inconvénient de ne pouvoir être désactivés. Ils peuvent donc être à l'origine d'une traînée supplémentaire indésirable et pénalisante.

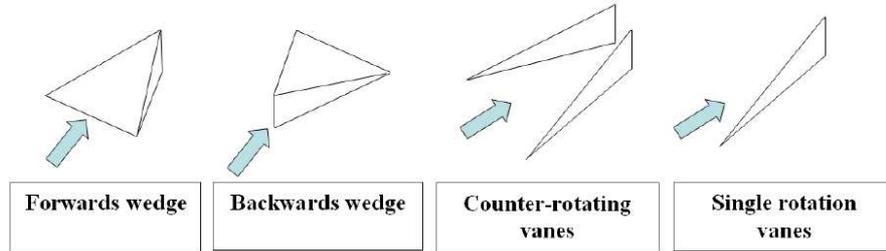


Figure 4.7. Exemples de géométries possibles de VGM, d'après Ashill et al. [93] et [94].

On rencontre deux types de générateurs de tourbillons fluidiques (VGF) ; ces **actionneurs** peuvent être à **soufflage continu** ou à **soufflage pulsé**. Le principe de fonctionnement des VGF découle de celui des VGM, l'axe des jets est incliné par rapport à la paroi et par rapport à la direction de l'écoulement de manière à générer une vorticité similaire à celle induite par les VGM.

#### b. Contrôle du décollement par actionneurs fluidiques

Le principe de fonctionnement des dispositifs fluidiques repose sur l'utilisation d'un **  coulement secondaire contrôlant l'écoulement principal**. On distingue les actionneurs fluidiques *continus* et les actionneurs de type *instationnaires* (jet pulsé et ou jet synthétique). Ces différents modes d'action fluidique possibles sont reportés sur la Figure 4.8 décrivant, dans chaque cas, l'évolution temporelle de la vitesse du jet.

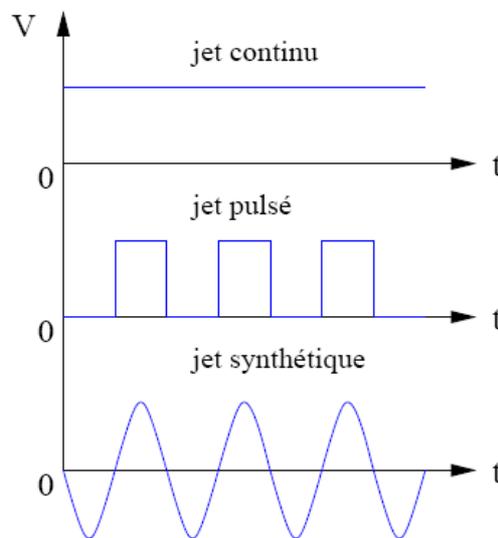


Figure 4.8. Les trois modes d'action fluidique possibles.   volution temporelle de la vitesse du jet.

##### » Les actionneurs fluidiques *continus*

Quel que soit le type d'injecteur utilisé, pour ce mode de contrôle, l'action est continue. Les premières études d'aspiration ou de soufflage de la couche limite remontent à 1930 environ ([95]).

Le jet fluide, issu d'une fente de soufflage convenablement orientée par rapport à la paroi (Figure 4.9), agit de plusieurs manières :

\_ Il communique de **l'énergie cinétique à la couche limite** qu'il réactive, supprimant ainsi le décollement.

\_ Il agit sur l'écoulement potentiel en accélérant, de proche en proche, les couches fluides extérieures, **d'où un accroissement de la circulation**, à égalité d'incidence. Il donne lieu à un effet de réaction qui engendre une composante propulsive et une composante sustentatrice si la quantité de mouvement de l'air soufflé est inclinée par rapport à la vitesse à l'infini.

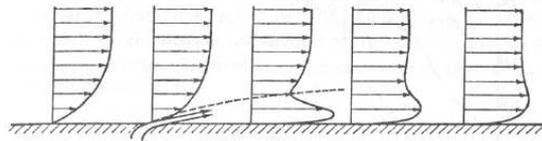


Figure 4.9. Schéma de principe du soufflage tangentiel de couche limite pour le contrôle du décollement [90].

» Les actionneurs fluidiques *instationnaires*

Contrairement aux jets synthétiques dont le principe de fonctionnement pose souvent des difficultés de conception, les actionneurs de type jets *pulsés* sont une technologie bien maîtrisée et la tendance actuelle est à la miniaturisation de ces dispositifs par utilisation de composants MEMS.

Les jets synthétiques représentent la stratégie de contrôle la plus utilisée dans la littérature récente. Plusieurs solutions technologiques sont employées pour la conception de tels dispositifs. L'excitation acoustique est un exemple de jet synthétique mais il est également possible d'utiliser des systèmes mécaniques ou encore des systèmes piézoélectriques. Un exemple de contrôle du décollement sur un profil d'aile par jet synthétique est illustré sur la Figure 4.10, d'après les travaux de Bourgois [96].

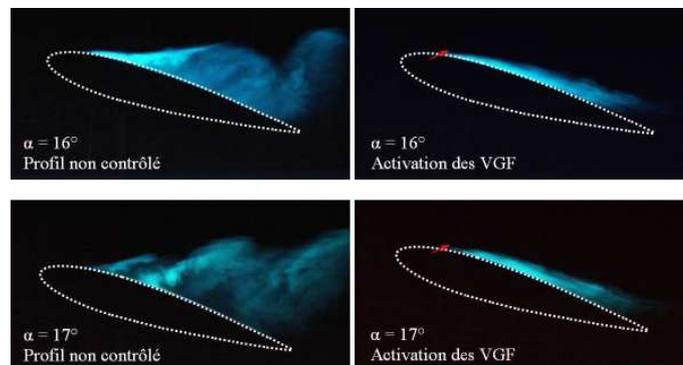


Figure 4.10. Tomographies réalisées sur un profil d'aile en incidence, sans contrôle (à gauche) et (à droite) avec contrôle par VGF pour  $Re = 0.2 \times 10^6$  [96].

### 4.3. Contrôle d'écoulement par plasma

Cette section est consacrée à la présentation du contrôle d'écoulements subsoniques par actionneurs plasmas. Étant donné qu'un des objectifs de ce rapport consiste à modifier un écoulement au-dessus d'un profil d'aile en utilisant une Décharge à Barrière Diélectrique (DBD), nous accentuons la présente revue sur le contrôle sur voilure par DBD. Cette partie de la revue bibliographique est en partie inspirée de la publication de Moreau [97].

#### 4.3.1. Écoulement de plaque plane – Contrôle de la couche limite

Dans le milieu des années 60, l'idée de contrôler un écoulement en utilisant l'effet *corona* s'est imposée pour un certain nombre de chercheurs. Velkoff et Ketchman [98] publient un article concernant le contrôle d'un écoulement au-dessus d'une plaque plane par effet *corona*, réussissant ainsi à mettre en évidence le déplacement en aval de la zone de transition de la couche limite.

Soetomo [26] a observé l'influence d'une décharge couronne continue et alternative (60 Hz) sur la traînée d'une plaque de verre pour des Reynolds de l'ordre de  $10^3$ . Il observe une réduction de traînée spectaculaire mais les vitesses étudiées sont relativement faibles ( $< 2$  m/s).

Depuis la fin des années 90, le domaine du contrôle d'écoulement par plasma a connu un essor très important. Le Laboratoire d'Études Aérodynamiques de l'Université de Poitiers s'est positionné comme un acteur majeur de la recherche dans ce domaine.

Léger et al. [29] ainsi que Moreau et al. [99] ont étudié l'effet d'un actionneur de type décharge couronne (DC) sur une couche limite de plaque plane à des vitesses allant jusqu'à 25 m/s ( $Re = 0.375 \times 10^6$ ). Après avoir sondé la couche limite avec une sonde de pression en verre, ils montrent que **l'actionneur modifie clairement les profils de vitesse ainsi que plusieurs paramètres de couche limite**, par exemple son épaisseur (Figure 4.11).

La Figure 4.12 montre plusieurs profils de vitesse à 1 cm en aval de l'actionneur lorsque l'actionneur est éteint puis lorsqu'il est allumé, et ce, pour différentes vitesses extérieures. Les auteurs remarquent que l'effet de l'actionneur diminue lorsque la vitesse extérieure augmente, ce qu'ils expliquent par le fait que la puissance mécanique ajoutée par l'actionneur reste constante là où celle de l'écoulement augmente avec la vitesse.

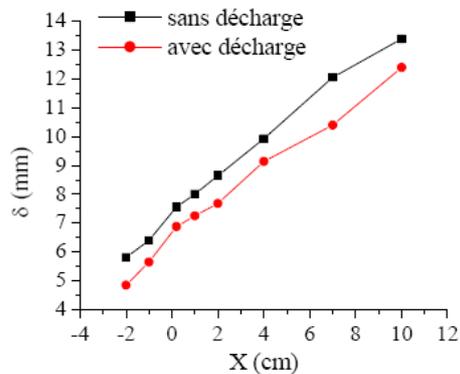


Figure 4.11. Évolution de l'épaisseur de couche limite le long d'une plaque plane à 20 m/s avec et sans décharge [29].

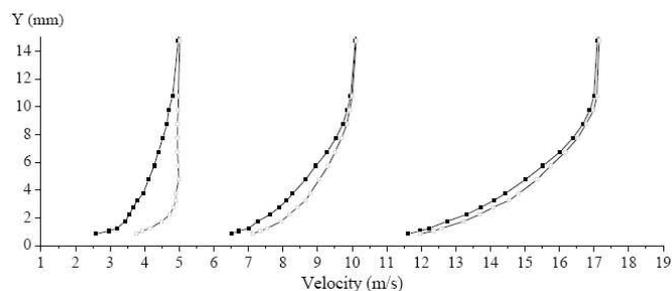


Figure 4.12. Profils de vitesses avec et sans décharge dans la couche limite d'une plaque plane pour trois vitesses extérieures différentes.

En parallèle des études réalisées avec un actionneur plasma de type DC surfacique, des chercheurs ont mené des travaux sur la plaque plane en utilisant l'actionneur plasma de type DBD. Roth et al. [35] ont publié un article complet sur l'effet d'un tel actionneur sur une couche limite. Le but de leur étude était de montrer que **la force EHD induite par l'actionneur DBD est suffisante pour modifier la turbulence de paroi et la traînée de frottement**. Pour cela, les auteurs ont réalisés plusieurs visualisations d'écoulements ainsi que des mesures de vitesse et de traînée.

Ils ont également étudié l'effet de l'orientation du vent électrique induit (contre-sens, même sens et perpendiculaire) à la direction de l'écoulement principal (Figure 4.13).

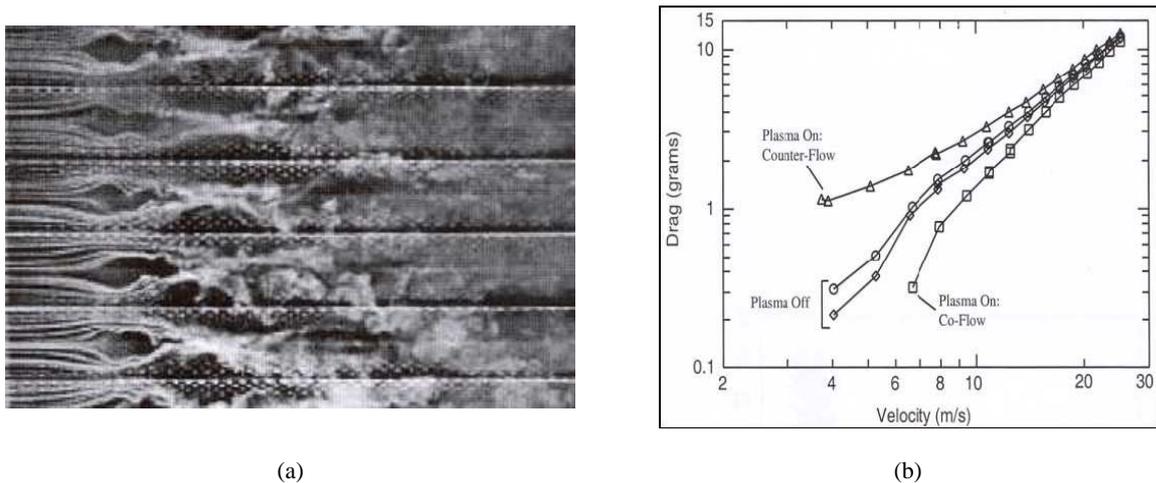


Figure 4.13. Visualisation d'une couche limite manipulée par des actionneurs DBD placés dans le sens de l'écoulement (a) et (b) Traînée d'une plaque plane équipée d'un réseau d'actionneurs générant des vents en contre-sens ou dans le même sens que l'écoulement principal [35].

En suivant la même idée, Jukes et al. ([100]-[101]) ont également essayé de réduire la traînée de frottement en appliquant des oscillations de vent électrique dans la direction de l'envergure. Les auteurs utilisent pour cela une configuration d'actionneurs DBD ressemblant à celle utilisée par Roth à la différence que leur montage permet d'orienter le vent électrique vers la gauche ou la droite. La Figure 4.14 montre des visualisations par tomographie de l'écoulement induit dans l'air ambiant (sans écoulement principal) par le réseau d'électrodes. On observe clairement une série de tourbillons corotatifs dont le sens de rotation dépend du sens du vent électrique induit.

En présence d'un écoulement extérieur, les auteurs mesurent une réduction de traînée conséquente de l'ordre de 40 %. Toutefois, l'expérience a été menée à très basse vitesse (2 m/s).

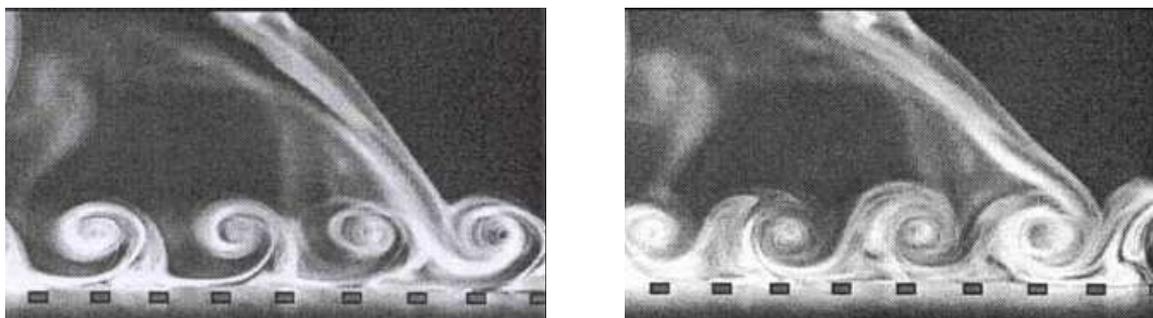


Figure 4.14. Visualisation des tourbillons générés par le réseau d'électrodes utilisé par Jukes et al. à deux instants différents.

Plus récemment, Grundmann et al. [102] ont mené une étude de stabilité linéaire sur une couche limite de plaque plane dont le profil de vitesse peut être modifié par un actionneur de type DBD. Les auteurs montrent que la déformation du profil de vitesse par le vent électrique stabilise la couche limite mais que l'effet est localisé à proximité de l'actionneur. Néanmoins, cette étude numérique montre que l'actionneur peut, en théorie, produire un effet perceptible sur une distance suffisamment grande pour atténuer les instabilités et retarder la transition. Par la suite, ces mêmes auteurs ont vérifié expérimentalement leurs résultats numériques (Grundmann et Tropea [103]) sur un écoulement de plaque plane pour une vitesse extérieure  $U_\infty = 6$  m/s. Les résultats montrent que l'actionneur peut retarder la transition, en diminuant les instabilités provoquées par un actionneur placé plus en amont et utilisé comme déclencheur.

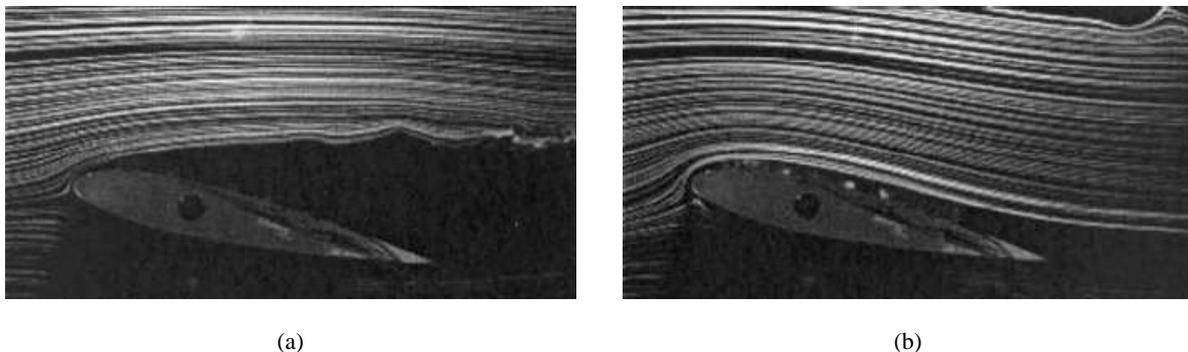
A l'inverse, les récents travaux de Porter et al. [104] montrent qu'un actionneur DBD peut servir à déclencher la transition tout comme une rugosité de paroi.

#### 4.3.2. Écoulement autour d'un profil d'aile

Les performances aérodynamiques d'une aile d'avion sont un enjeu majeur pour les acteurs de l'industrie aéronautique. C'est pourquoi la configuration type *aile* est probablement la plus étudiée par la communauté scientifique. Deux aspects sont particulièrement examinés : le premier est la **réduction de la traînée de frottement dans le but de réduire la consommation de kérosène** et/ou accroître le rayon d'action des avions. Le second est le **contrôle du décollement qui se produit sur l'extrados des profils mis en incidence**.

La première étude concernant le contrôle d'écoulement par plasma sur un profil assimilé à une aile a été publiée en 2000 par Shcherbakov [105]. Les auteurs ont disposé de part et d'autre d'un profil d'aile, deux réseaux d'électrodes du même type que ceux utilisés par Roth et al. [35]. Placé dans une soufflerie à veine ouverte à incidence nulle, les couches limites se développant ainsi sur la paroi du profil peuvent être soit naturellement laminaires sur une grande partie de la corde, soit turbulentes en disposant une rugosité au bord d'attaque.

A 35 m/s, une réduction de traînée de 5,3% est obtenue lorsque l'actionneur plasma est enclenché dans le cas où la couche limite est turbulente tandis que celle-ci n'excède pas 0.8% dans le cas laminaire. Cette étude est l'une des rares où la traînée de frottement est étudiée car la majorité des travaux concerne plutôt le contrôle du décollement.



**Figure 4.15. Visualisation de l'écoulement autour d'un profil d'aile NACA 0015 mis à 12° d'incidence sans action (a) et (b) avec action d'un réseau de 8 actionneurs DBD déphasés placés sur l'extrados d'après Roth [106].**

Pour le contrôle du décollement, on peut citer Roth [106] qui a examiné l'effet d'un actionneur DBD seul mais également l'influence d'un réseau de huit actionneurs déphasés, placés sur l'extrados d'un profil NACA 0015 en incidence. L'auteur réalise des visualisations de l'écoulement pour plusieurs incidences à une vitesse assez faible. La Figure 4.15 présente une de ces visualisations lorsque le profil est positionné à  $12^\circ$  d'incidence. En l'absence d'action, on voit que l'écoulement naturel décolle largement à partir du bord d'attaque, puis **en enclenchant les actionneurs l'écoulement se rattache sur l'extrados**. Avec des angles d'attaque plus grands ( $\alpha > 12^\circ$ ), les actionneurs parviennent à retarder le décollement à défaut de l'annuler complètement.

Dans le domaine du contrôle d'écoulement sur profil d'aile par actionneur plasma de type DBD, l'équipe de recherche de l'Université de Notre-Dame est probablement la plus prolifique. En 2002, Corke et al. [107] étudient l'effet d'un actionneur plasma DBD placé à 72% de corde d'un profil, i.e. proche du bord de fuite. Pour deux vitesses d'écoulement (15 et 30 m/s), les auteurs mettent en évidence **une augmentation de portance sur toute la gamme d'incidence étudiée**. Mais, en contrepartie l'actionneur plasma induit une augmentation de traînée.

Un an plus tard, Post et Corke [108] comparent l'effet des actionneurs plasmas à une méthode passive pour le contrôle du décollement sur profil d'aile : les vortex générateurs mécaniques (VGM). Pour cela, ils disposent deux actionneurs de type DBD sur l'extrados d'un profil 663-018 : le premier est placé à 0% de corde et le second à 50%. Cette maquette est équipée de capteurs de pression pariétale afin de déterminer les coefficients aérodynamiques.

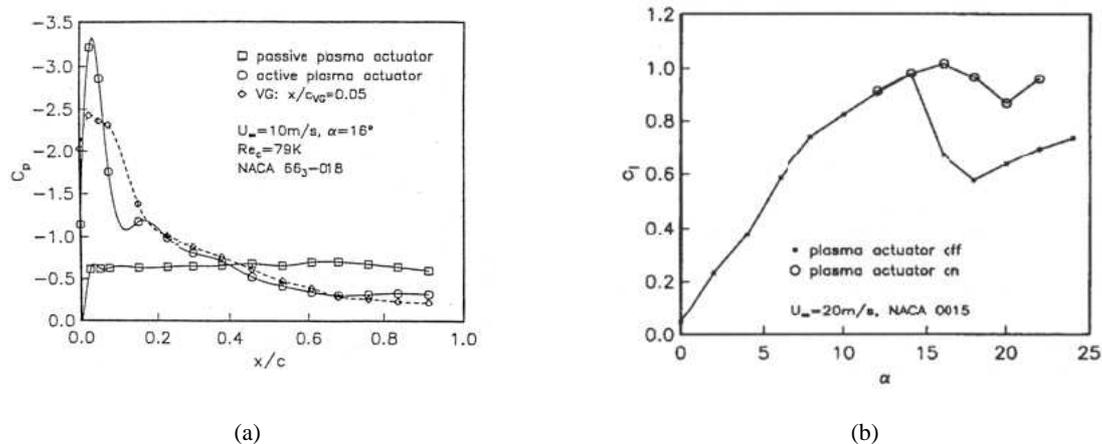


Figure 4.16. Distribution des coefficients de pression sur l'extrados d'un profil d'aile sans action, avec vortex générateurs et avec actionneurs DBD (a) et (b) évolution du coefficient de portance en fonction de l'incidence, avec et sans plasma, d'après Post et al. [108].

La figure 4.16a présente les coefficients de pression sur l'extrados du profil mis à  $16^\circ$  d'incidence dans un écoulement à 10 m/s. Sur la courbe "*passive plasma actuator*" les coefficients de pression forment un plateau significatif d'un décollement massif de bord d'attaque. Sur la courbe VG, on retrouve une distribution de pression caractéristique d'un écoulement collé. Les actionneurs plasmas permettent de retrouver une meilleure répartition de pression et sont donc plus performant que les vortex générateurs à cette vitesse. A partir des mesures de pression, les auteurs accèdent aux valeurs des coefficients aérodynamiques et déterminent une augmentation de 400% dans le rapport portance/traînée à 10 m/s.

Par la suite, Corke et al. ([109] et [110]) emploient un profil NACA 0015 pour leurs expérimentations. Ils réalisent de nombreuses études sur le décollement à forte incidence sur profils fixes ou oscillants, avec des actions stationnaires ou instationnaires. Les mesures restent les mêmes : visualisations par tomographie, pression pariétale, sillage et mesures des forces aérodynamiques.

A titre d'exemple, les figures 4.16b et 4.17a présentent des résultats typiques obtenus par une action continue des actionneurs plasmas sur un profil fixe dans un écoulement à 20 m/s ( $Re \approx 160000$ ). La première présente l'évolution du coefficient de portance en fonction de l'incidence, avec et sans plasma. L'allure des deux courbes est similaire : la portance augmente linéairement avec l'incidence jusqu'au point de décrochage où la portance diminue grandement. Par contre, **les actionneurs plasmas repoussent le point de décrochage à une incidence plus élevée et la chute de portance est amoindrie**. La seconde figure présente des profils de vitesse dans le sillage de l'aile, avec et sans plasma. On peut remarquer que les actionneurs plasmas induisent une diminution de l'épaisseur du sillage ainsi qu'une augmentation du minimum de vitesse, ce que signifie une réduction de la traînée de pression.

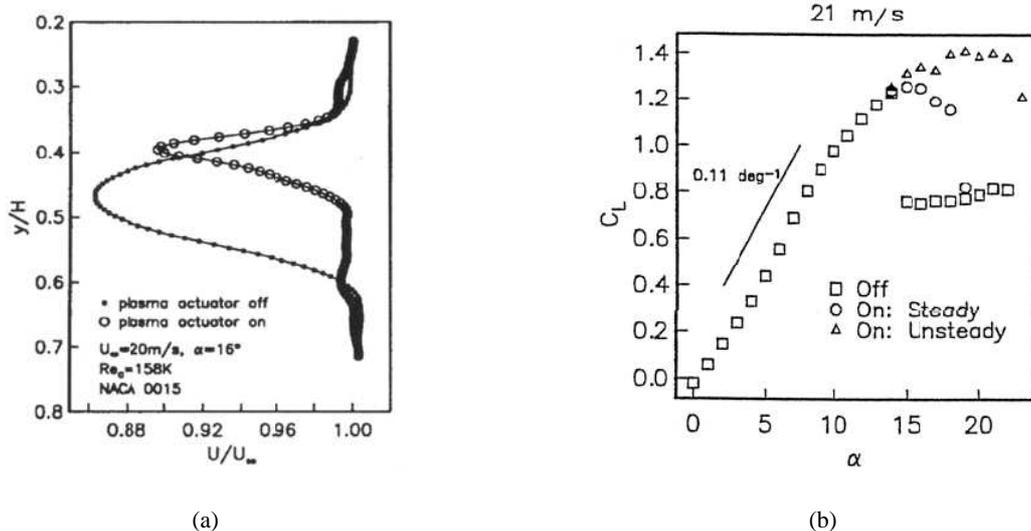


Figure 4.17. Profils de vitesses moyennes dans le sillage d'un profil d'aile avec et sans plasma (a) et (b) évolution du coefficient de portance en fonction de l'incidence sans plasma puis avec plasma en action continue et pulsée d'après Corke et al. [109].

Dans Corke et al. [109], les auteurs ont également expérimenté l'effet d'une action instationnaire des actionneurs plasmas. Ces mesures sont réalisées pour des vitesses d'écoulement allant jusqu'à 30 m/s. Dans ce cas, le Reynolds reste faible étant donné que la corde du profil est égale à 12 cm. Les résultats montrent qu'**une action instationnaire semble plus efficace qu'une action continue**. En effet à 20 m/s (Figure 4.17b), les actionneurs utilisés en mode *pulsé* permettent de repousser l'angle de décrochage jusqu'à  $24^\circ$ , là où le mode continu est inefficace au-delà de  $19^\circ$ . De plus, les résultats les plus significatifs ont été obtenus pour une fréquence de *pulsation* correspondant au nombre de Strouhal unitaire (d'après Seifert et al. [111]) :

$$S_t = \frac{f_p l}{U_\infty} = 1 \quad (4.5)$$

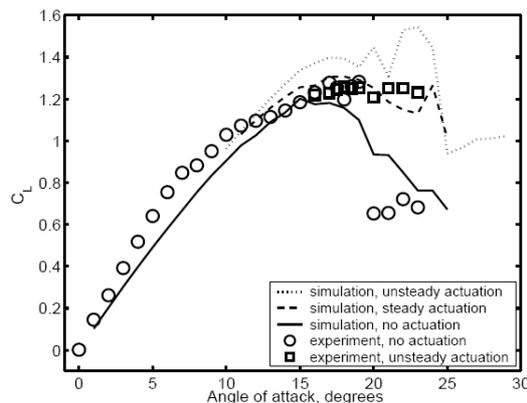
avec  $f_p$  la fréquence de pulsation,  $l$  la longueur de séparation et  $U_\infty$  la vitesse de l'écoulement.

Dans ce cas un rapport cyclique de 10% est suffisant pour rattacher l'écoulement, ce qui signifie que la puissance électrique consommée n'est que de 2 W en mode *pulsé* au lieu de 20 W en mode continu, et ce pour un meilleur résultat.

Par la suite, Post et Corke [110] expérimentent également l'effet d'un actionneur plasma sur le décrochage dynamique. Pour cela, ils réalisent des essais instationnaires avec une balance aérodynamique sur un profil NACA 0015 oscillant. Ils remarquent qu'une utilisation appropriée de l'actionneur DBD permet de modifier le cycle d'hystérésis caractéristique du phénomène de décrochage dynamique, visible sur la courbe du coefficient de portance en fonction de l'incidence.

Récemment, l'équipe de recherche de l'université de Notre-Dame a modélisé la force générée par l'actionneur plasma à partir d'un schéma électrique équivalent ([112]), puis a intégré cette modélisation dans un code commercial (Fluent) afin d'étudier l'influence d'une DBD en mode instationnaire ou non placée au bord d'attaque d'un profil NACA 0021 en fonction de l'écoulement et de l'incidence. En parallèle, une étude expérimentale a été réalisée dans le but de comparer les résultats. Les auteurs retrouvent, aussi bien avec la simulation numérique qu'avec les mesures expérimentales, qu'une mise en action instationnaire de l'actionneur plasma permet des gains de portance significatifs et sont supérieurs à ceux obtenus avec une action continue.

Tous les travaux de l'équipe de recherche de Corke sont résumés dans deux récentes revues : Corke et Post [113] ainsi que Corke et al. [114].

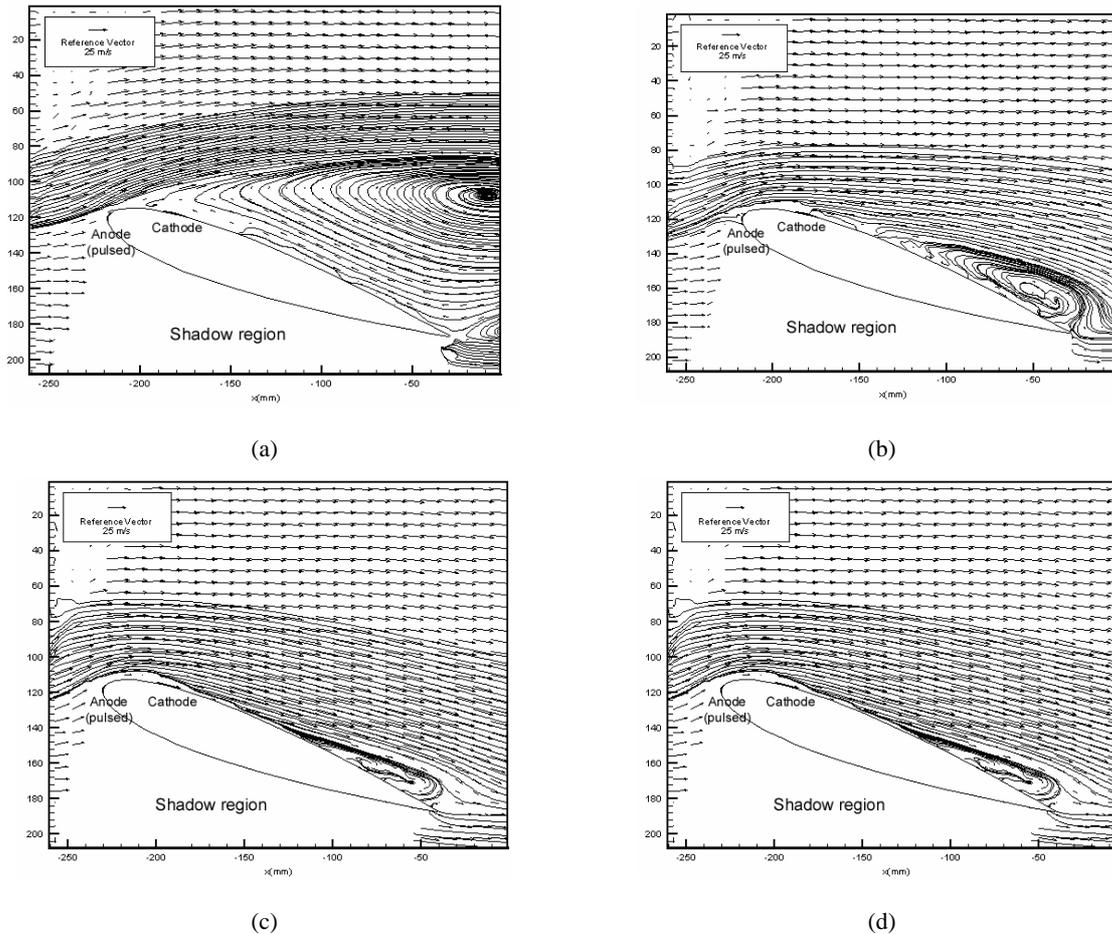


**Figure 4.18. Comparaison numérique et expérimentale des coefficients de portance en fonction de l'incidence. La vitesse de l'écoulement est de 35 m/s pour la simulation numérique et 30 m/s pour l'expérience.**

Parallèlement à l'équipe de Corke, Sosa et al. ([115] et [116]) ont menés une étude similaire sur profil NACA 0015 au LEA. Cependant, un actionneur de type DC surfacique est employé à la place d'un actionneur DBD. Une décharge couronne est ainsi générée à la surface du profil sur le bord d'attaque. La gamme de vitesse étudiée va de 10 à 25 m/s ce qui correspond à un Reynolds maximal de  $R_e = 375\,000$  car ici la corde du profil vaut 20 cm. Sosa et al. ont analysé l'effet de l'actionneur à l'aide de mesure par PIV. Un exemple de résultat obtenu par les mesures PIV est présenté sur la Figure 4.19, pour un profil à  $20^\circ$  d'incidence dans un écoulement à 25 m/s. Sans action, l'écoulement est clairement décollé depuis le bord d'attaque (Figure 4.19a), alors qu'en enclenchant l'actionneur le décollement est repoussé voir même annulé. Il est important de noter toutefois que **l'efficacité de l'actionneur dépend de plusieurs paramètres et notamment de la puissance électrique d'alimentation mais également de la fréquence de pulsation si on utilise l'actionneur en régime**

**pulsé.** Cela dit, aucune relation claire n'a été mise en évidence entre la fréquence de pulse et l'efficacité.

Sur la Figure 4.19b la puissance électrique consommée est de 5 W et la fréquence de pulsation de 30 Hz ; on peut voir que l'écoulement n'est pas complètement rattaché. En augmentant alors la puissance électrique jusqu'à 10 W (Figure 4.19c) le point de séparation est déplacé en aval sur l'extrados mais il y a toujours une petite zone de recirculation. En revenant à une puissance électrique de 5 W mais en ajustant la fréquence de pulsation à  $f = 50$  Hz, l'écoulement est complètement rattaché (Figure 4.19d).



**Figure 4.19.** Champs de vecteurs vitesses et lignes de courant obtenus par mesure PIV autour d'un profil NACA 0015 mis à  $20^\circ$  d'incidence sans action (a), (b) avec décharge couronne pulsée à  $f = 30$  Hz et une puissance  $P = 5$  W, (c) avec décharge couronne pulsée à  $f = 30$  Hz et une puissance  $P = 10$  W et (d) avec décharge couronne pulsée à  $f = 50$  Hz et une puissance  $P = 5$  W d'après Sosa et al. [116].

Bien que ces différentes études soient intéressantes pour comprendre les phénomènes survenant dans le contrôle du décollement mais également pour démontrer les capacités des actionneurs plasmas, il faut admettre que les nombres de Reynolds atteints dans le cadre de ces recherches sont inférieurs à ceux atteints en vol de croisière par des avions commerciaux.

Néanmoins, un groupe de chercheurs de l'Institut de Physique et de Technologie de Dolgoprudny en Russie ont réussi à montrer des résultats intéressants sur un profil NACA 0015 jusqu'à une vitesse d'écoulement de 110 m/s ( $R_e \approx 0.6 \times 10^6$ ). Par exemple, dans Opaitis et al. [117] ou Zavyalov et al. [118], les auteurs arrivent à montrer que leurs actionneurs plasmas placés au bord d'attaque modifient

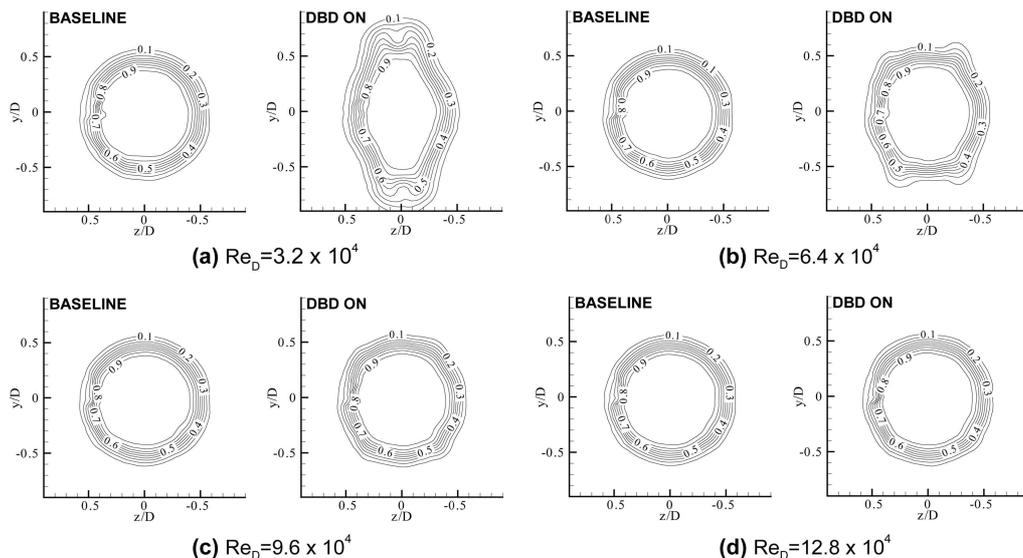
clairement la distribution de pression pariétale pour tous les angles d'incidence étudiés entre  $12^\circ$  et  $20^\circ$  et ce, **même pour un écoulement à 110 m/s**. Dans Roupassov et al. [119], ils reprennent la même configuration mais ils placent les électrodes de leurs actionneurs dans le sens de l'écoulement principal. Le vent électrique créé est donc perpendiculaire à cet écoulement principal et pourtant ils obtiennent le même type de résultats jusqu'à 110 m/s. Ces résultats sont importants car ils signifient que ce n'est pas tant l'apport de quantité de mouvement qui est importante pour le recollement mais peut-être plus la formation de tourbillons tridimensionnels de petite dimension ainsi que la transition de la couche limite qui en résulterait.

Cette revue sur le contrôle d'écoulement autour d'un profil d'aile serait incomplète, si on omettait les récents travaux de l'équipe de Maslov en Russie. Cette équipe de recherche a étudié l'influence d'un actionneur plasma sur un profil RAE 5212 jusqu'à 50 m/s ([120]). Puis, ils ont transposé et testé leurs résultats en condition réelle de vol ([121]). Dans ce cas, il semblerait que l'actionneur DBD modifie localement les conditions aérodynamiques au-dessus du profil.

#### 4.3.3. Autres applications

Comme on a pu le constater précédemment, il existe de nombreuses études concernant le contrôle d'écoulement sur plaque plane et profil d'aile, car ces deux configurations couvrent une grande partie des applications industrielles. Cependant, d'autres configurations académiques comme les couches de mélange ou les jets libres sont intéressantes à étudier et ont fait l'objet de recherches qui sont présentées ci-dessous.

Pour le contrôle de jet libre, on peut citer Labergue et al. [122] qui ont étudié l'effet d'actionneurs plasma sur un jet libre plan équipé d'un diffuseur à angle variable. Les auteurs ont regardé à la fois l'effet d'un actionneur DBD et d'un actionneur à décharge couronne. **Les résultats indiquent que l'actionneur peut modifier de façon significative le jet jusqu'à 30 m/s.**



**Figure 4.20. Norme de la vitesse moyenne dans un plan transverse à  $x/D= 0.1$  dans un jet libre axisymétrique manipulé par des actionneurs DBD, pour quatre nombre de Reynolds différents :  $Re_c= 3.2 \times 10^4$  (a), (b)  $Re_c= 6.4 \times 10^4$ , (c)  $Re_c= 9.6 \times 10^4$  et (d)  $Re_c= 12.8 \times 10^4$ .**

D'autres chercheurs ont plutôt utilisé une configuration de jet libre axisymétrique. C'est le cas par exemple de Corke et Matlis [38], qui sont les premiers à avoir étudié le contrôle d'un jet libre à l'aide de plusieurs actionneurs plasma DBD déphasés. Les actionneurs sont placés à la sortie du jet dans le sens de l'écoulement principal de manière à générer un vent ionique perpendiculaire à cet écoulement. Ils montrent la possibilité d'exciter certains modes hélicoïdaux et mesurent une augmentation des fluctuations, à 30 m/s, dans le jet manipulé.

Plus récemment, Benard et al. ([123] et [124]) ont également étudié le contrôle d'un jet subsonique à l'aide d'un ou plusieurs actionneurs DBD, mais à la différence de Corke et Matlis, les électrodes sont placées de manière à induire un vent parallèlement à l'écoulement principal. Les auteurs étudient successivement l'effet d'un vent électrique en contre-sens puis l'effet d'un vent électrique dans le même sens que le jet. Les auteurs réalisent des visualisations ainsi que des mesures LDV et PIV dans l'écoulement. Jusqu'à 30 m/s, **les résultats montrent que le jet peut être vectorisé ou élargi** (Figure 4.20), mais également que **l'intensité turbulente est largement augmentée**.

Pour finir cette section sur le contrôle d'écoulement par plasma, nous pouvons citer l'application au contrôle du décollement sur la région basse-pression des aubes de turbine. Les premiers à expérimenter l'effet d'un actionneur DBD sur un écoulement autour d'une aube sont List et al. [125]. Leur étude est reprise puis complétée par Van Dycken et al. [126]. Les auteurs placent l'actionneur plasma du côté basse-pression juste avant le bord de fuite de l'aube. Il remarque qu'à vitesse modérée (3 m/s,  $Re_c = 30\,000$ ), l'actionneur plasma réduit de 50% les pertes dues à la séparation pour une puissance électrique de 45 W. Sur une configuration quasi-similaire, Morris et al. [127] mesurent des changements significatifs sur les profils de vitesse dans le sillage des aubes, notamment en utilisant une action instationnaire. Les études sur cette configuration ont été poursuivies par Douville et al. [128] et Van Ness et al. [129]. Récemment, Van Ness et al. [130] ont même réalisé des mesures de vitesse par PIV stéréoscopique sur une aube de turbine. Les auteurs présentent les gains obtenus par l'actionneur DBD, pour des Reynolds allant jusqu'à 100 000.

L'ensemble des travaux portant sur le contrôle d'écoulement par plasma sur la région basse-pression des aubes de turbines est résumé dans deux rapports techniques de la NASA ([131] et [132]). La figure 4.21 présente un résultat significatif de contrôle par plasma sur une aube de turbine basse-pression. En l'absence d'action, un bulbe de séparation (courbe en pointillé rouge) est présent sur l'extrados de l'aube. Lorsque que l'actionneur est enclenché, la taille bulbe est diminué de 60% (courbe en pointillé bleu).

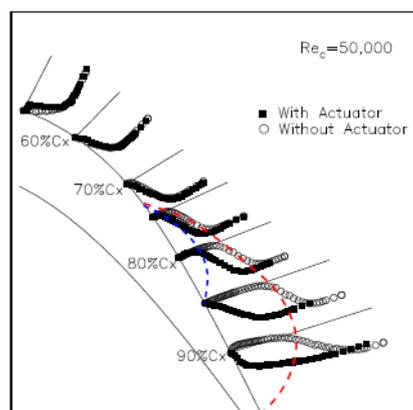


Figure 4.21. Profils de couche limite une aube de turbine *PakB* avec et sans action à  $Re = 50 \times 10^3$ , d'après [131].

#### 4.4. Conclusion

La revue bibliographique de cette deuxième partie nous a permis d'appréhender les définitions des grandeurs aérodynamiques importantes et nous a donné une vue d'ensemble du contrôle d'écoulement. Malgré la relative jeunesse de l'électro-aérodynamique, nous avons pu constater que **l'actionneur plasma a déjà montré des capacités de contrôle intéressantes sur une large gamme de configurations aérodynamiques classiques** (écoulements de plaques planes, de profils d'aile...).

Après avoir dressé une liste non exhaustive des différents actionneurs utilisés actuellement, nous avons montré que l'actionneur plasma présente une alternative intéressante pour le contrôle actif des écoulements. **Le principal avantage de ce type d'actionneur est que son action est facilement contrôlable, dans la mesure où la grandeur d'entrée est un simple signal électrique. Son effet peut donc être modulé de façon simple.** Par contre, le principal inconvénient est que la vitesse moyenne du vent électrique est actuellement limitée à environ 8 m/s et que son champ d'action pourrait être limité à des écoulements de vitesse restreinte, même si des résultats récents **ont montré des effets significatifs jusqu'à des vitesses de plus de 100 m/s.**

---

## **5. Contrôle du point de séparation sur le profil NACA 0015–VISU**

---

*Douter de tout ou tout croire sont deux solutions également commodes,  
qui l'une et l'autre nous dispensent de réfléchir.*

*Jules Henri Poincaré*



Ce chapitre fait l'objet de **l'application d'un dispositif de contrôle de type actionneur plasma que nous allons intégrer à un profil d'aile symétrique NACA 0015**. Les deux premières sections sont consacrées à situer les enjeux du contrôle des décollements et leur implication dans un contexte industriel, puis à la présentation du dispositif expérimental nécessaire pour cette étude.

Les résultats obtenus par activation du dispositif de contrôle sont discutés dans les paragraphes 5.3 et 5.4. Le premier de ces paragraphes porte sur la capacité de l'actionneur plasma de type Décharge à Barrière Diélectrique à recoller un écoulement naturellement détaché le long de l'extrados d'un profil NACA 0015. Le second, quant à lui, expose l'aptitude de l'actionneur à décoller un écoulement naturellement collé.

### 5.1. Contexte de l'étude – Projet CAFEDA

La présente étude s'inscrit dans le cadre du programme AIRBUS AIRNet International Network on Flow Control. Ce programme Européen fait suite au rapport *vision 2020* de l'Advisory Council for Aeronautics Research in Europe (ACARE) qui vise comme principaux objectifs la réduction des émissions gazeuses (de 80% pour les NO<sub>x</sub> et 20% pour le CO<sub>2</sub>), du bruit des aéronefs ainsi que l'amélioration de la sécurité des avions et de son environnement.

Dans le but de répondre à ces nouveaux enjeux environnementaux et économiques, la société AIRBUS en partenariat avec quatre universités Européennes (l'Université technique de Berlin, l'université de Madrid, l'université de Manchester et l'université de Poitiers - LEA) ont élaboré un projet de recherche dénommé CAFEDA (Control of Aerodynamics Flows for the Environmentally Driven Aircraft). Cette collaboration vise le développement de technologie de contrôle actif pour réduire la consommation de carburant et les émissions de gaz à effet de serre, par exemple lors des phases de décollage et d'atterrissage d'un avion.

En outre, sous la houlette de J.P. Bonnet, l'European Forum on Flow Control (EFFC) a été mis en place afin de compléter cette dynamique de recherche et d'échange entre les principaux participants de cette collaboration [133]. Toutefois, ce forum ne réunit uniquement pas les acteurs du programme d'AIRBUS mais fait participer d'autres intervenants issus du milieu universitaire.

En prenant en compte les considérations du projet Européen, le LEA de l'Université de Poitiers a axé son cadre de recherche sur le contrôle d'écoulement sur profil aérodynamique de type NACA, entre autre. Deux approches différentes ont été testées. La première, réalisée par l'équipe Turbulence, Analyse, Modélisation et Contrôle (TAMCO) porte sur le contrôle par système fluide. En effet, par l'intermédiaire de J. Tensi [134], le LEA a développé et travaillé sur le contrôle sur profil impliquant des systèmes fluidiques (FGV, par exemple).

Fort de son expérience de génération de décharge de surface appliquée à l'aérodynamique, l'équipe de recherche ElectroFluidodynamique (EFD) s'est naturellement orientée sur le contrôle d'écoulement par actionneur plasma.

L'actionneur plasma de type Décharge à Barrière diélectrique (DBD) a été choisi pour sa simplicité d'utilisation et sa stabilité au regard du passage à l'arc. Partant des acquis de la partie actionneur plasma, la phase d'intégration d'une DBD de surface sur une maquette d'aile a été facilitée.

## 5.2. Dispositifs expérimentaux

Cette section est relative à la présentation des outils expérimentaux ayant permis la réalisation de cette étude. L'installation, la maquette testée et le dispositif de contrôle sont décrits dans les sous-sections suivantes. Enfin, nous détaillons les divers outils métrologiques mis en œuvre.

### 5.2.1. La soufflerie VISU 01 du LEA – ENSMA

L'ensemble des essais présentés lors de cette étude a été réalisé dans la soufflerie de visualisation VISU 01 du Laboratoire d'Études Aérodynamiques située dans les locaux de l'École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (ENSMA) de Poitiers.

La soufflerie VISU 01 est une soufflerie de type Eiffel (Figure 5.1). La longueur de la veine d'essais (7.3 m) représente environ 50% de la longueur totale de la soufflerie (14.4 m). La chambre de tranquillisation équipée de trois filtres, a pour section  $2.5 \times 2.5 \text{ m}^2$  ; le rapport de contraction est de 4.

La veine d'essais, de section  $1.25 \times 1.25 \text{ m}^2$ , est caractérisée par une excellente accessibilité optique, les parois latérales et supérieure en verre rendant possibles des visualisations dans des plans verticaux et horizontaux.

Cette soufflerie permet d'atteindre des vitesses maximales de l'ordre de 10 m/s. Son principal inconvénient est un taux de turbulence relativement élevé (quelques pour cent). Néanmoins, vu les dimensions de la veine d'essais, nous pouvons d'avantage nous intéresser à la physique des écoulements.

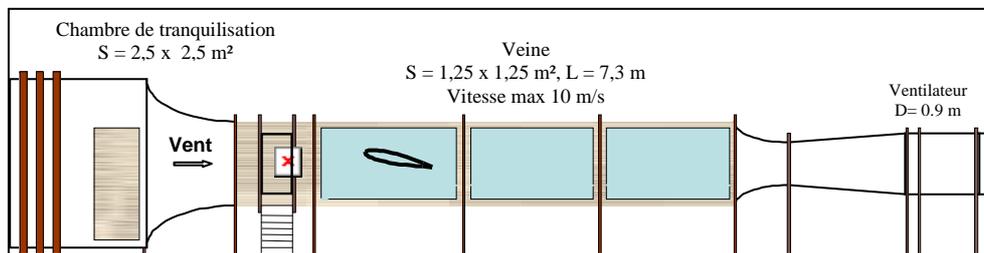


Figure 5.1. Schéma de la soufflerie VISU 01 du LEA – ENSMA.

### 5.2.2. Le profil NACA 0015–VISU

La maquette d'aile utilisée est un profil symétrique NACA 0015. Celui-ci, réalisée au LEA-ENSMA, possède une corde  $C$  de 1 m pour une envergure  $L$  de 1.2 m. Le rapport d'allongement  $\lambda$  de la maquette n'étant alors que de 1.2 (avec  $\lambda = L/C$ ).

En outre, le NACA 0015 est équipé d'un capot d'extrados amovible de  $0.73 \times 0.72 \text{ m}^2$ , sur lequel peuvent être logés les actionneurs plasmas. L'épaisseur maximale de l'aile est de 15 cm en  $x/C = 30\%$ , libérant ainsi un volume relativement confortable pour les câbles d'alimentation des différents actionneurs. L'aile, fabriquée en bois, est recouverte d'une peau de PVC de 3 mm d'épaisseur. La plaque de PVC constitue le capot de l'extrados. Cette maquette en deux parties a été utilisée lors des campagnes de PIV et de tomographies. Elle porte l'appellation **NACA 0015-VISU** (Figure 5.2).

L'ensemble des essais sur le profil est réalisé en transition déclenchée de la couche limite ; une bande (largeur  $x/C = 0.5\%$ ) de carborundum de  $300 \mu\text{m}$  d'épaisseur est alors placée en  $x/C = 1\%$ .

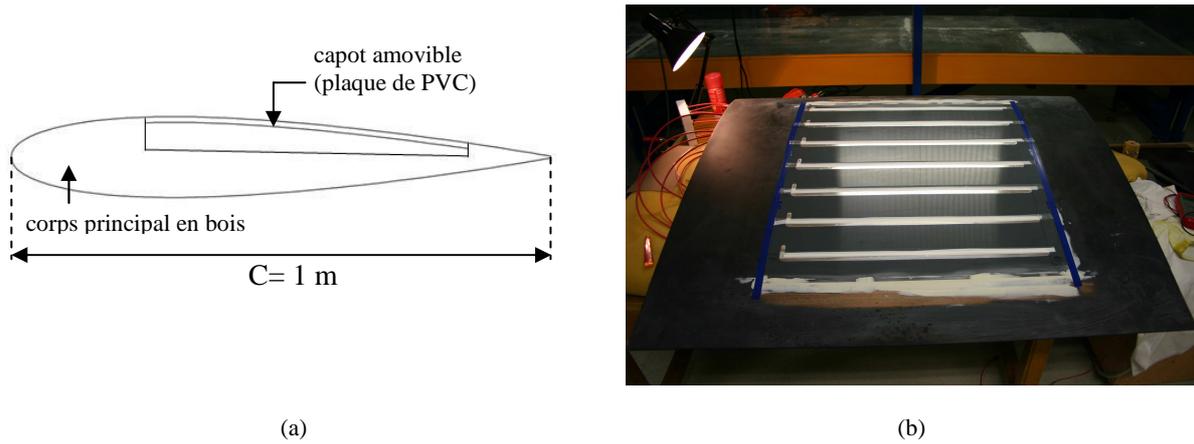


Figure 5.2. Schéma (a) et photographie (b) du NACA 0015-VISU.

### 5.2.3. Caractérisation du dispositif de contrôle

Le dispositif de contrôle est constitué de sept actionneurs plasmas de type DBD de surface ainsi que du capot d'extrados amovible. Celui-ci en PolyChlorure de Vinyle (PVC), joue le rôle de barrière isolante.

Dans la partie actionneur plasma, nous avons pu définir une configuration optimale en termes de fiabilité et de production de vent induit. C'est pourquoi la DBD employée comme actionneur plasma a des électrodes ayant une largeur  $l$  de 20 mm pour une envergure de 600 mm (soit environ 48% de l'envergure du profil) et un espace inter-électrodes  $d$  nul. De plus, la barrière isolante possède une épaisseur de 3 mm et une permittivité  $\epsilon_r$  proche de 3 (Figure 5.3).

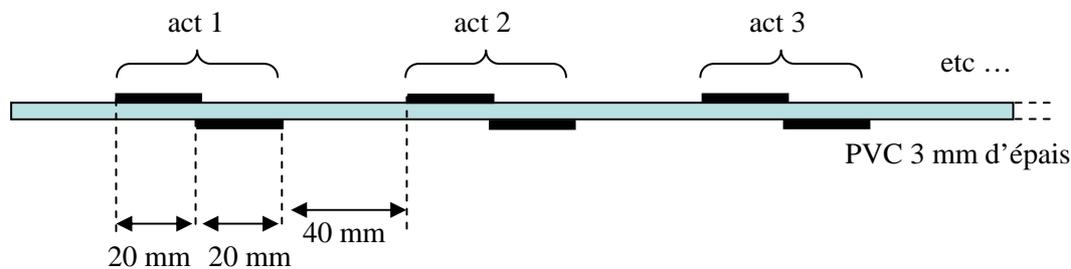


Figure 5.3. Schéma du dispositif de contrôle employé pour modifier les propriétés d'un écoulement au-dessus du profil NACA 0015-VISU.

La figure 5.4a présente l'évolution de la puissance électrique consommée par l'actionneur plasma en fonction de l'amplitude de tension appliquée. Celle-ci suit la loi comportementale en  $P = k(V - V_0)^2$ .

L'évolution du maximum de vent électrique est donnée par la figure 5.4b. La gamme de vitesse ainsi obtenue avec l'actionneur employé pour le contrôle est comprise entre  $1 \leq U_{\max} \leq 6$  m/s. Vu que le développement de l'actionneur DBD s'est fait avec du plexiglas, **nous avons donc comparé une décharge appliquée sur du PVC et du PMMA**. Globalement, **le comportement de la décharge est similaire, de même que la plage de vitesse induite**. Ceci est probablement dû au fait que la permittivité de ces deux matériaux est relativement proche, i.e.  $\epsilon_r(\text{PVC}) \approx 3.1$  et  $\epsilon_r(\text{PMMA}) \approx 3.3$ .

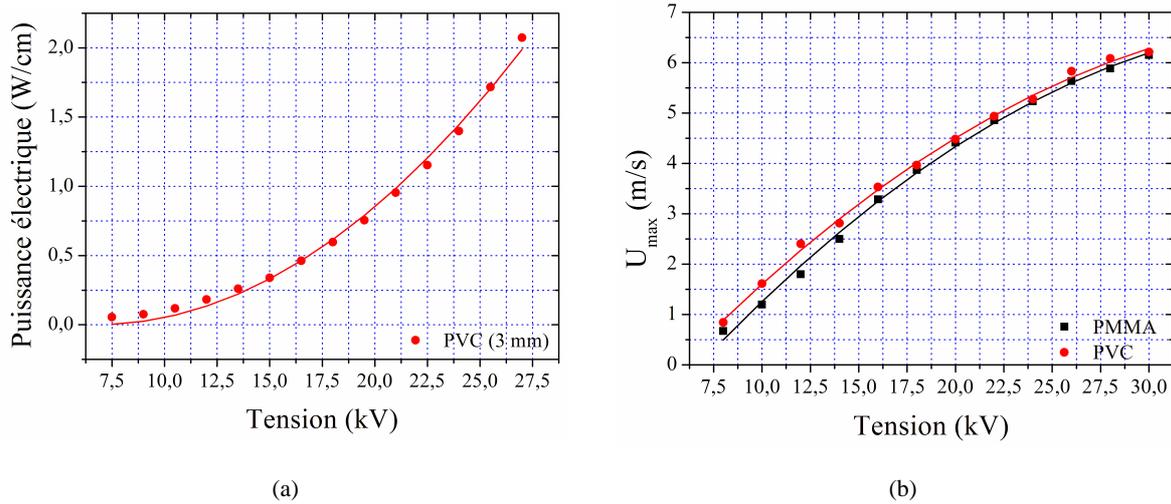


Figure 5.4. Évolution de la puissance électrique consommée (a) et (b) du maximum de vent induit en fonction de l'amplitude de tension appliquée pour l'actionneur plasma employé.

Les actionneurs plasmas sont répartis uniformément le long de l'extrados du NACA 0015-VISU de  $x/C = 0.3$  à  $x/C = 0.78$ , tous les 8% de corde (Figure 5.5). Ainsi les décharges n'interagissent pas entre-elles. De plus, les actionneurs sont numérotés de 1 à 7, en partant de la décharge proche du bord d'attaque vers la décharge proche du bord de fuite. Ils portent la désignation *act* + *numéro*, par exemple pour l'actionneur numéro 1 : act1.

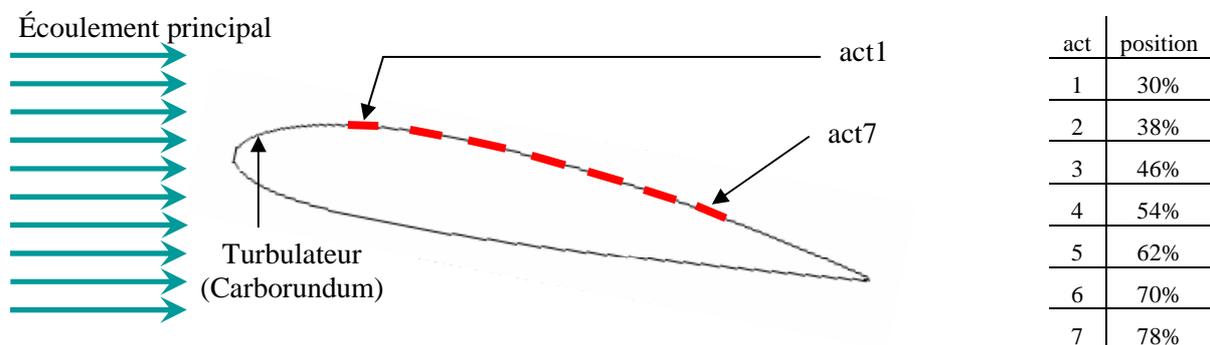


Figure 5.5. Répartition des actionneurs plasmas le long de la corde sur le profil NACA 0015-VISU.

#### 5.2.4. Moyens métrologiques

##### a. Tomoscopies

La tomoscopie de l'écoulement par plan laser permet une mise en évidence des décollements, des tourbillons et des zones turbulentes le long de l'extrados du NACA 0015-VISU.

Pour cela, le profil est éclairé à mi-envergure depuis la partie supérieure de la veine d'essai par une nappe laser et l'écoulement principal estensemencé par un traceur, i.e. de l'huile cosmétique ONDINA 15 de la société Shell, vaporisée (Figure 5.6). La source laser employée, ici, est un laser multimode à Argon ( $\lambda = 488-512$  nm, 5 W) de la société Spectra Physics. L'injection de fumée est réalisée grâce à un embout d'éjection conique placé quelques centimètres en amont du bord d'attaque. Le système d'injection est relié à un générateur de fumée alimenté par une bouteille de diazote ( $N_2$ ) comprimé.

Enfin, un appareil photo numérique de la société CANON modèle EOS 300D (1280 × 1024) placée face à la paroi latérale de la veine permet de photographier le plan laser, donc de visualiser l'écoulement.

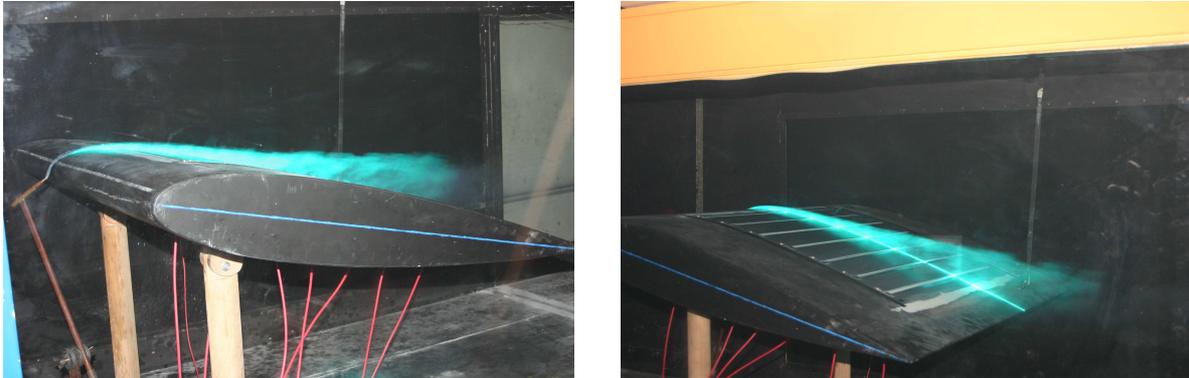


Figure 5.6. Illustrations du principe de la tomoscopie.

#### b. *Vélocimétrie par images de particules (PIV)*

La technique de mesure par PIV a été utilisée tout au long de la présente étude. Cette technique permet d'obtenir des champs (2D2C) de vecteurs vitesses d'un écoulement aérodynamique de manière **non-intrusive**. Le principe de mesure par PIV n'est pas exposé ici car la PIV a servi uniquement d'outil de mesure, et n'a fait l'objet d'aucun développement. On pourra se référer à l'annexe A.5 pour plus de détails sur le principe de mesure par PIV.

Toutefois, nous présentons une brève description de la chaîne d'acquisition utilisée. Le système de mesure employé de type Lavisson, se compose de :

- \_ Un laser Nd-YAG de la société Quantel ( $2 \times 30$  mJ, 1 à 20 Hz,  $\lambda = 532$  nm).
- \_ Deux caméras CCD modèle Lavisson Flowmaster 3 (12 bits,  $1376 \times 1040$ , objectifs 28 et 50 mm). La première caméra ayant l'objectif de 28 mm permet de visualiser l'ensemble du profil et ainsi d'observer l'intégralité de l'écoulement au-dessus du NACA 0015-VISU. La seconde caméra ayant l'objectif de 50 mm zoome sur une région comprise entre  $x/C = 25\%$  et  $x/C = 85\%$  de corde permettant de déterminer précisément la position du point de séparation sur l'extrados.
- \_ Un ordinateur d'acquisition et de traitement (logiciel Lavisson Davis 7.0, inter-corrélations, fenêtre d'interrogation adaptative  $64 \times 64$  et  $32 \times 32$ , taux de recouvrement 75%). La résolution spatiale ainsi obtenue pour la caméra ayant l'objectif de 28 mm est d'environ  $13 \text{ mm}^2$ . Pour la caméra ayant l'objectif de 50 mm, elle est de  $6.5 \text{ mm}^2$ .

Pour chaque enregistrement, les champs moyens de vitesse sont calculés à partir de 150 couples d'images, ce qui assure la convergence des valeurs moyennes.

### 5.3. Application du contrôle dans le cas du recollement

Dans cette section, nous allons présenter les résultats des différentes stratégies de contrôle employées pour obtenir le recollement total ou partiel de l'écoulement sur l'extrados du NACA 0015-VISU. Celles-ci consistent, dans un premier temps, à déterminer la position optimale de l'actionneur plasma. Puis, à modifier les paramètres électriques de la décharge (amplitude de tension, mode de fonctionnement). Enfin, à tester un multi-actionneur pour contrôler l'écoulement au-dessus de la maquette d'aile.

### 5.3.1. Étude préliminaire du NACA 0015–VISU

Dans la gamme de nombres de Reynolds considérée, le comportement du profil NACA 0015 s'apparente à celui d'un profil épais voire d'un profil moyen (d'après Comolet [91]). Une étude préalable de l'écoulement non contrôlé est nécessaire pour caractériser l'évolution et la position des décollements en fonction de l'incidence.

La progression en incidence des décollements à  $R_e \approx 0.4 \times 10^6$ , i.e. à la vitesse de l'écoulement principal  $U_\infty = 6$  m/s, est donnée par les tomoscopies de la Figure 5.7 ([96]). Les premiers décollements apparaissent au bord de fuite à une incidence de  $12^\circ$  et remontent progressivement vers le bord d'attaque. Toutefois, à partir des tomoscopies de l'écoulement nous ne pouvons donner la position du point de séparation étant donnée que celle-ci fluctue en fonction du temps.

La localisation du point de séparation a donc été déterminée à l'aide des champs moyens de vecteurs vitesses obtenus avec la caméra ayant l'objectif de 50 mm. Son évolution en fonction de l'incidence est présentée sur la figure 5.8. Dans la gamme d'incidence (de  $9^\circ$  à  $17^\circ$ ) testée lors de cette étude, le décollement survient le long de l'extrados à partir d'un angle d'attaque de  $12^\circ$ . Sa position est comprise entre  $x/C = 0.73$  à  $12^\circ$  et  $x/C = 0.28$  à  $17^\circ$ .

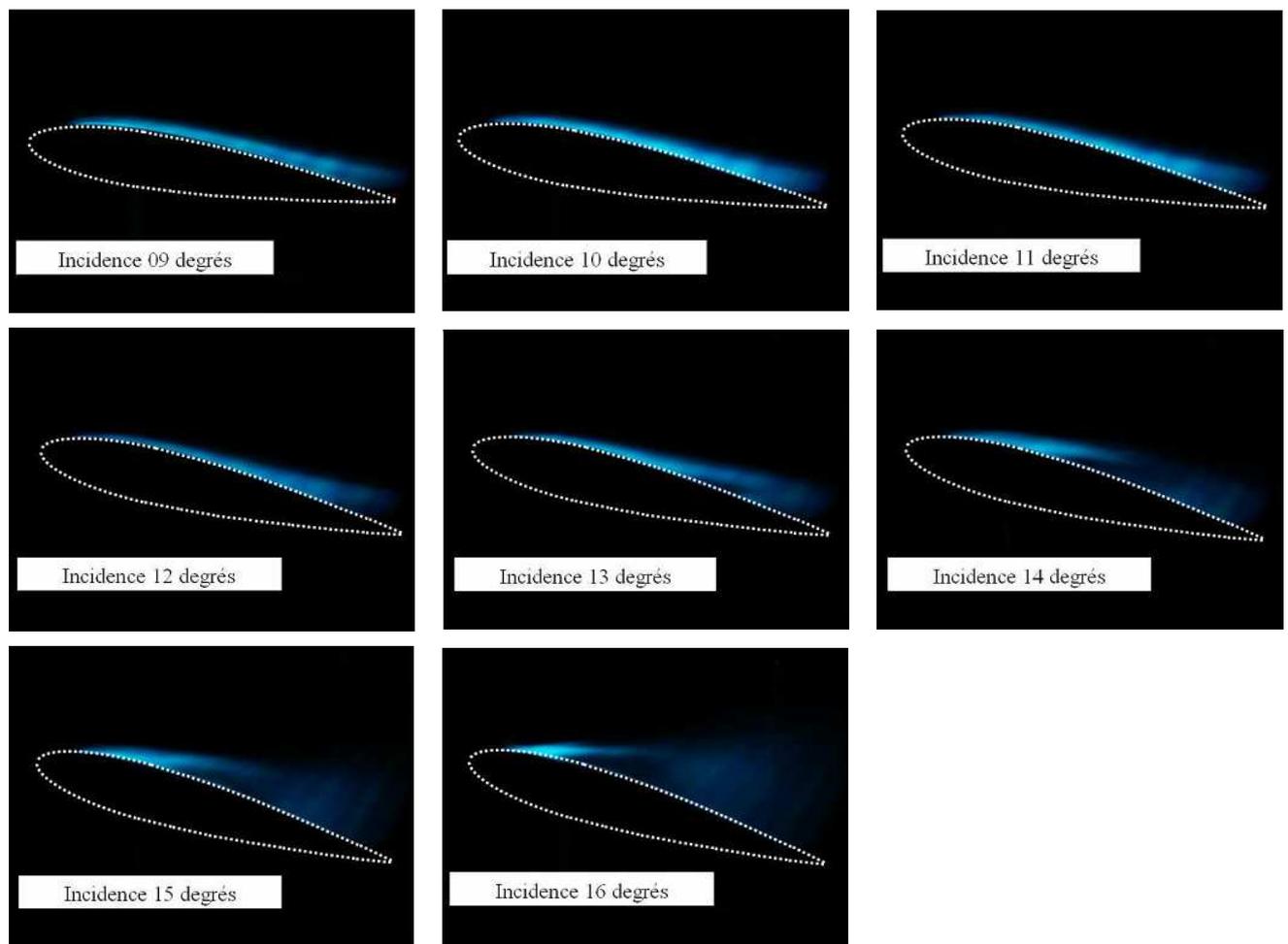


Figure 5.7. Tomographies réalisées à mi-envergure [96].

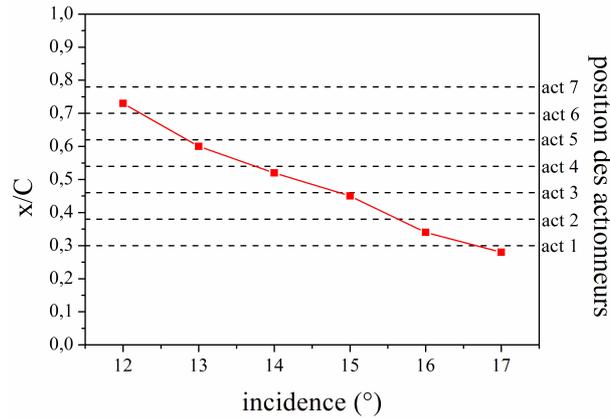


Figure 5.8. Évolution du point de séparation le long de l'extrados du profil NACA 0015-VISU en fonction de l'incidence.

### 5.3.2. Optimisation de la position de l'actionneur

Le but de cette expérience est de déterminer la position optimale de l'actionneur plasma (DBD) afin d'obtenir l'efficacité maximale pour recoller un écoulement naturellement décollé. Pour cela, l'angle d'attaque du profil est modifié de  $12^\circ$  à  $17^\circ$  par pas de 1 degré. A chaque incidence, les décharges sont successivement mises en action l'une après l'autre. Dans ce cas, **le vent induit par l'actionneur plasma est orienté dans le même sens que l'écoulement principal** (mode co-flow). Les expériences se sont toutes déroulées à une vitesse constante de 6 m/s.

La Figure 5.9 représente les champs moyens de vecteurs vitesses pour un angle d'attaque de  $15^\circ$ . Lorsque la décharge est éteinte, nous observons qu'à cette incidence, l'écoulement au-dessus de l'extrados du NACA 0015-VISU est naturellement décollé (Figure 5.9a). Le point de séparation se situe dans ce cas à environ  $x/C = 0.45$  (Figure 5.8).

Puis, l'ensemble des actionneurs plasmas a été successivement mis en action. Ici, seuls les résultats obtenus avec trois décharges différentes (act1, act3 et act6) sont présentés sur les figures 5.9b, 5.9c et 5.9d, respectivement.

Au moment où les actionneurs act1 et act3 sont enclenchés, on observe que l'écoulement sur l'extrados du NACA 0015-VISU est totalement recollé (Figure 5.9b et 5.9c). Dans les deux cas, un signal sinusoïdal ayant une amplitude de tension de 23 kV à la fréquence de 1 kHz est appliquée aux bornes de la DBD. Avec ces paramètres électriques, le vent induit par la décharge possède une vitesse proche de l'écoulement principal, i.e. environ 5 m/s pour le vent électrique (Figure 5.4b). C'est pourquoi, il semble normal de parvenir à recoller l'écoulement.

Néanmoins, lorsque l'actionneur act6 est mis en action, l'écoulement n'est que partiellement recollé (Figure 5.9d). Le point de séparation est alors déplacé à environ  $x/C = 0.55$ . La différence existante entre les actionneurs act1, act3 et act6 se situe au niveau de leur position par rapport au point de décollement. La DBD numéro six (act6) est localisée à  $x/C = 0.7$  tandis que les actionneurs un et trois sont à  $x/C = 0.3$  et  $x/C = 0.46$ . **Ceci semble mettre en évidence la nécessité d'agir en amont ou proche du point de séparation pour obtenir un effet significatif.**

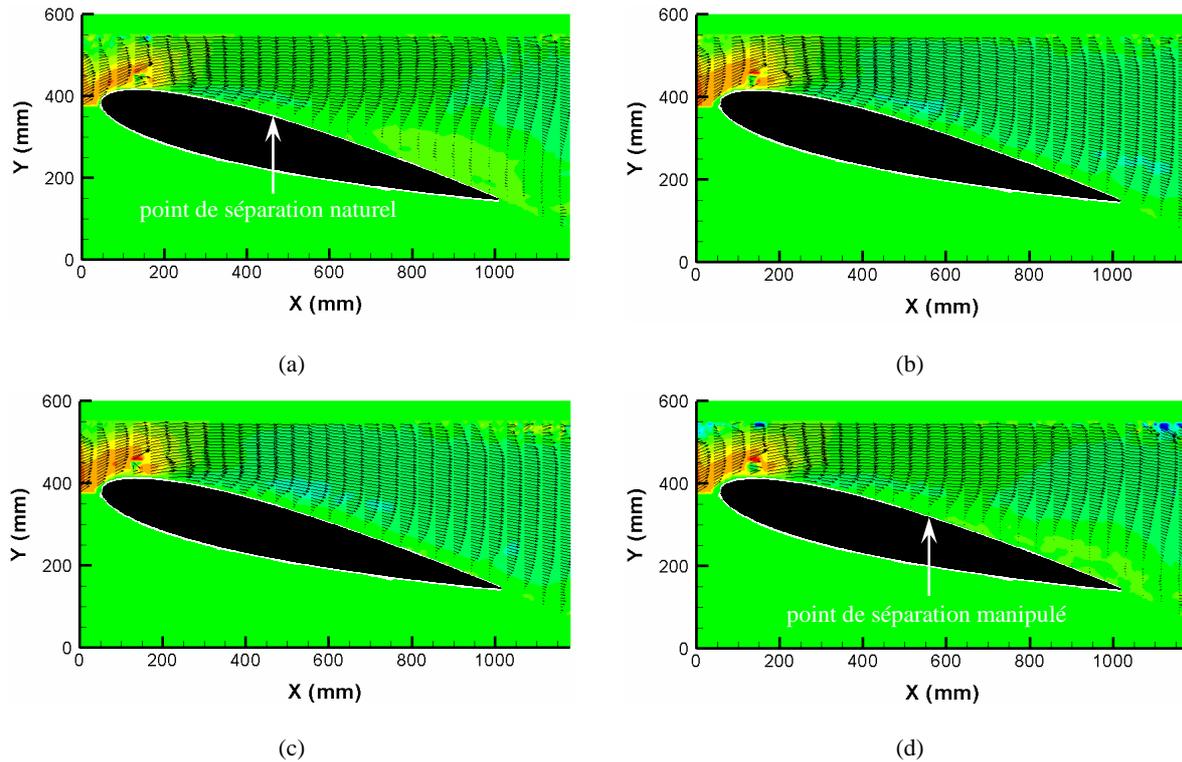


Figure 5.9. Champs de vecteurs vitesses de l'écoulement moyen sur l'extrados du profil NACA 0015 ( $U_\infty = 6 \text{ m/s}$  et  $\alpha = 15^\circ$ ) sans action (a) et avec l'act1 (b), l'act3 (c) et l'act6 (d).

La figure 5.10a présente les profils de vitesse de l'écoulement généré à partir des champs moyens de vecteurs vitesses au niveau du bord de fuite du profil, lorsque les actionneurs plasmas sont employés ou non. En l'absence d'action, la courbe sans décharge présente des vitesses négatives, synonymes d'une zone de recirculation, i.e. présence de séparation sur l'extrados du NACA 0015-VISU. La mise en action des différents actionneurs modifie l'allure des profils de vitesse. En remontant le long de la corde, du bord de fuite vers le bord d'attaque, l'effet du vent induit croit. Puis, à partir de l'actionneur act4 l'écoulement est toujours totalement recollé. **Ceci corrobore le fait qu'il faille agir proche du point de séparation ou en amont de celui-ci.**

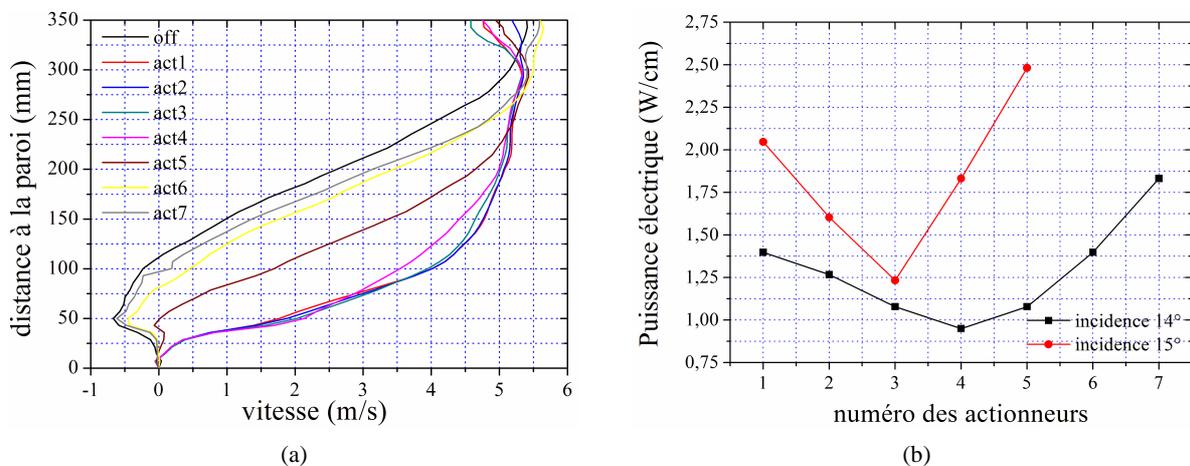


Figure 5.10. Profils de vitesse au-dessus du NACA 0015-VISU pour les 7 actionneurs plasma à  $15^\circ$  d'incidence (a) et puissance électrique (W/cm) minimum à fournir pour recoller un écoulement le long de l'extrados en fonction de la position de l'actionneur plasma (b).

La figure 5.10b donne la puissance électrique minimum consommée pour recoller totalement l'écoulement au-dessus du profil en fonction de la position de l'actionneur pour des incidences de  $14^\circ$  et  $15^\circ$ . **La puissance nécessaire évolue selon la position de l'actionneur par rapport à la localisation du point de séparation.**

A l'incidence de  $15^\circ$ , l'actionneur plasma ayant la consommation moindre ( $1.25 \text{ W/cm}$ ) est l'actionneur act3. Celui-ci se situe à  $x/C = 0.46$ , i.e. proche du point de séparation. Pour l'act1, il faut fournir environ  $2 \text{ W/cm}$ . Dans le cas de l'act6, il ne nous a pas été possible de recoller totalement l'écoulement.

Pour les autres valeurs d'incidences (cf. annexe A6), le même comportement est obtenu. **Ceci montre la nécessité d'agir au plus proche du point de séparation si l'objectif est de recoller un écoulement avec un apport d'énergie minimale.**

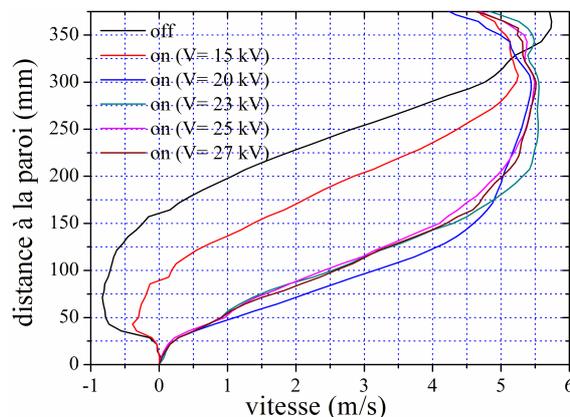
### 5.3.3. Influence des paramètres électriques de la décharge

L'influence des paramètres électriques de la DBD sur la capacité à contrôler un écoulement le long de l'extrados du NACA 0015-VISU est détaillée dans cette partie. Pour cela, nous avons employé un actionneur où l'amplitude du signal haute tension appliquée à la décharge est modifiée. Puis, nous avons testé le cas d'un actionneur fonctionnant en régime dit *pulsé*.

#### a. Effet de la variation de l'amplitude de tension

Dans cette sous-section, nous nous intéressons à l'effet de la variation de l'amplitude de tension appliquée à l'actionneur plasma sur le comportement de l'écoulement le long de l'extrados du NACA 0015-VISU. Pour cela, nous avons mis la maquette d'aile à l'incidence de  $16^\circ$ . Puis, nous avons modifié la valeur de la tension d'alimentation de la décharge ( $15 \leq V \leq 27 \text{ kV}$ ).

La figure 5.11 présente les profils de vitesse de l'écoulement généré à partir des champs moyens de vecteurs vitesses avec le profil d'aile à  $16^\circ$  d'incidence. Pour cet angle d'attaque, l'actionneur plasma optimum est l'actionneur numéro deux (act2).



**Figure 5.11. Influence de l'amplitude de tension appliquée à l'actionneur plasma sur le recollement de l'écoulement à  $16^\circ$  d'incidence ( $U_\infty = 6 \text{ m/s}$ ).**

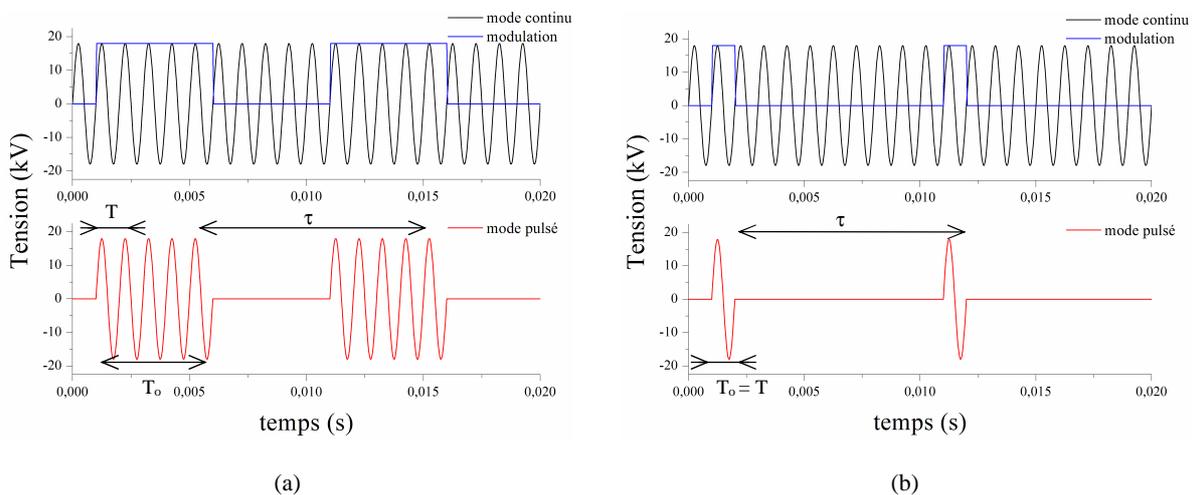
Lorsque la décharge est éteinte, l'écoulement est massivement décollé au-dessus de l'extrados, étant donné que le profil de vitesse possède des vitesses négatives. La mise en action de la DBD modifie l'allure de ces profils de vitesse, et ce quelle que soit l'amplitude de tension appliquée. La tension minimale  $V_{\min}$  pour recoller l'écoulement semble être de 20 kV, ce qui représente une puissance électrique consommée d'environ 0.8 W/cm (Figure 5.4) contre 1.25 W/cm avec  $V=23$  kV, soit une diminution de la puissance consommée de près 35%. **Ceci semble indiquer l'existence d'une tension seuil (ou puissance mécanique injectée seuil) pour recoller un écoulement. Au-delà de ce seuil, l'effet n'est pas plus significatif.**

### b. Influence d'une action pulsée de l'actionneur plasma

La seconde stratégie possible pour analyser l'influence des paramètres électriques de l'actionneur plasma consiste à faire varier le mode de fonctionnement de la décharge. On passe ainsi d'un mode d'action pseudo-continu dans le temps à un mode *instationnaire* où la décharge est "pulsée".

Pour cela, l'actionneur plasma en mode instationnaire est alimenté par un signal haute tension illustrée sur la Figure 5.12. Le mode continu utilise un signal *haute* fréquence ( $f = 1/T$ ) de quelques kHz nécessaire au fonctionnement intrinsèque de la décharge DBD. En modulant cette tension par un signal carré de fréquence plus faible ( $f_p = 1/\tau$ ), il est alors possible de *pulser* l'action de la décharge. L'actionneur plasma est alors allumé puis éteint alternativement en fonction de la fréquence du signal modulant.

De plus, nous avons la possibilité de modifier le rapport cyclique  $rc$  en jouant sur le temps d'ouverture  $T_o$  du signal carré avec  $rc = T_o/\tau$ . La figure 5.12a présente un signal faisant fonctionner la décharge en mode instationnaire avec un rapport cyclique de 50%. La Figure 5.12b représente un rapport cyclique de 10%.

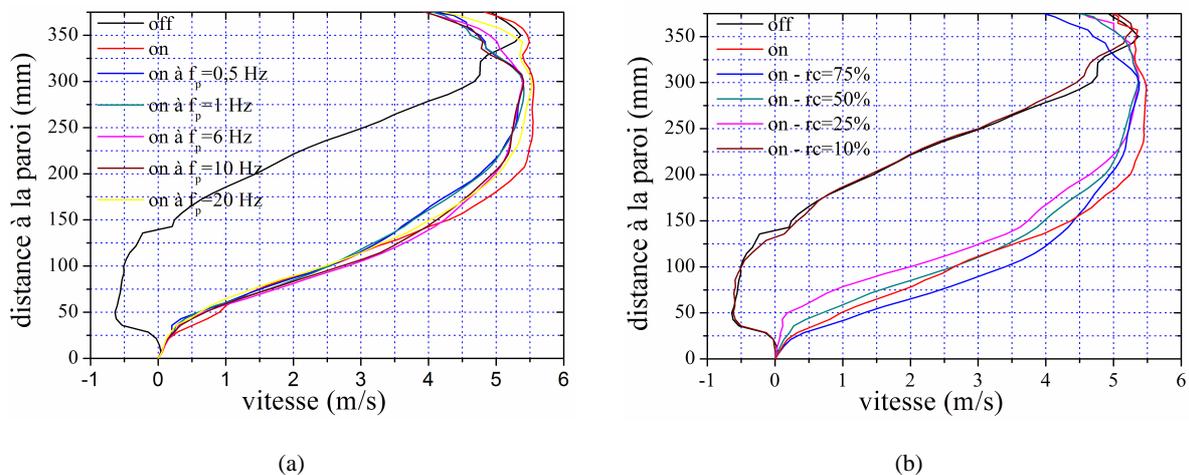


**Figure 5.12. Évolutions temporelles des signaux d'alimentation de l'actionneur plasma en mode continu et en mode pulsé. Exemples d'un signal sinusoïdal modulé ayant un rapport cyclique de 50% (a) et de 10% (b).**

La figure 5.13a présente les profils de vitesse de l'écoulement généré à partir des champs moyens de vecteurs vitesses lorsque la décharge fonctionne en mode continu, et en mode pulsé. Pour l'ensemble de nos mesures, nous utilisons un signal modulant ayant un rapport cyclique de 50% dont la fréquence de pulse est comprise entre  $0.5 < f_p < 20$  Hz.

En absence d'action, l'écoulement est naturellement détaché au-dessus de l'extrados du profil NACA à l'incidence de  $16^\circ$ . Quand la décharge est mise en action en mode continu, l'écoulement est totalement recollé. Avec le mode d'action instationnaire, l'écoulement est aussi recollé, et ce quelle que soit la fréquence de pulse  $f_p$  employée. Ceci semble indiquer que **la variation de la fréquence du signal modulant n'a pas de réelle influence sur le recollement car l'énergie injectée dans la couche limite est suffisante pour recoller l'écoulement dans tous les cas.**

Ce mode de fonctionnement de l'actionneur plasma est très intéressant car il permet de réduire la consommation électrique de la décharge, tout en obtenant le recollement de l'écoulement le long de l'extrados de la maquette d'aile. En effet, quand la décharge fonctionne en mode continu, la puissance électrique consommée par l'actionneur plasma est de  $1.25 \text{ W/cm}$  (avec  $V = 23 \text{ kV}$  et  $f = 1 \text{ kHz}$ ). En mode instationnaire avec un rapport cyclique de 50%, l'actionneur voit sa consommation réduite de 50%, soit  $P = 0.6 \text{ W/cm}$ .



**Figure 5.13. Profils de vitesse au-dessus du profil NACA 0015-VISU avec la décharge fonctionnant en mode continu et en mode pulsé. Effets de la variation de la fréquence de pulse  $f_p$  avec un signal modulé ayant un rapport cyclique fixé à 50% (a) et influences du rapport cyclique lorsque la fréquence de pulse est fixée à  $f_p = 10 \text{ Hz}$  (b).**

L'influence d'une mise en action instationnaire pour différents rapports cycliques apparaît sur la figure 5.13b. Dans ce cas, la fréquence du signal modulant est fixée à 10 Hz et nous modifions le temps d'ouverture  $T_o$  du signal carré, afin d'obtenir un rapport cyclique variant entre 10 et 75%.

En absence d'action, l'écoulement est naturellement détaché au-dessus du profil. En appliquant la décharge en mode continu au niveau de l'actionneur act2, l'écoulement est recollé. Avec une action instationnaire dont le rapport cyclique varie entre 0.25 et 0.75, l'effet est similaire au mode continu.

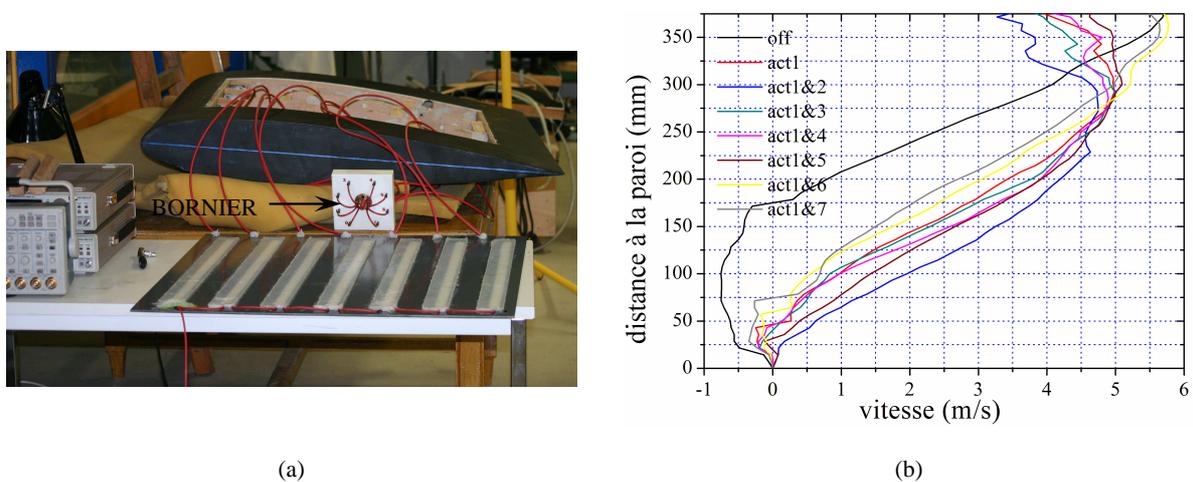
Pour ce mode de fonctionnement, la puissance électrique consommée est réduite de près de 75%. En effet, on passe de  $P = 1.25 \text{ W/cm}$  (avec  $V = 23 \text{ kV}$  et  $f = 1 \text{ kHz}$ ) en mode continu à  $P = 0.3 \text{ W/cm}$  en mode pulsé. Ceci semble mettre en évidence le fait qu'**une action instationnaire permet d'avoir un résultat identique au mode continu de la décharge tout en réduisant considérablement la puissance électrique consommée.**

### 5.3.4. Effet du nombre d'actionneurs

Dans cette sous-section, nous nous sommes intéressé à l'influence du nombre d'actionneurs plasmas enclenchés sur l'écoulement le long de l'extrados NACA 0015-VISU.

Pour cela, nous avons alimenté deux actionneurs DBD simultanément avec un signal haute tension sinusoïdal à la fréquence de 1 kHz et à 20 kV. Malgré la configuration du dispositif de contrôle, i.e. partie d'extrados amovible en PVC avec sept DBD, une limitation liée à l'amplificateur haute tension Trek nous a contraint à ne faire fonctionner plus de deux décharges simultanément. Cette restriction est due au fait que le système d'alimentation ne peut fournir suffisamment de puissance à plus de 120 cm de plasma à la fréquence de 1 kHz et à 20 kV sans déformer la forme d'onde appliquée. Ceci a aussi une incidence directe sur le nombre de combinaison d'actionneurs plasmas enclenchés possible.

Un dispositif *maison* (Figure 5.14a) a permis de répartir le signal haute tension sur les actionneurs plasmas au moyen de *cavalier* et ainsi modifier à volonté les combinaisons.



**Figure 5.14. Photographie du système permettant d'allumer et d'éteindre les actionneurs plasmas selon la combinaison testée (a) et profils de vitesse au-dessus du profil NACA 0015-VISU pour le multi-actionneur plasma à 17° d'incidence (b).**

La figure 5.14b présente les profils de vitesse de l'écoulement généré à partir des champs moyens de vecteurs vitesses lorsque la maquette à un angle d'attaque de 17°. Cette incidence est intéressante à étudier dans le cas du multi-actionneur car nous avons montré l'incapacité de l'actionneur DBD unique à rattacher un écoulement le long de l'extrados du NACA 0015-VISU (voir paragraphe 5.3.2).

En absence d'action, l'écoulement au-dessus de la maquette d'aile est décollé. Dans ce cas, le point de séparation est localisé à  $x/C = 0.28$  (Figure 5.8). Lorsque l'actionneur act1 (position optimale) est enclenché seul, l'écoulement est modifié. Mais celui-ci est juste partiellement rattaché. Le point de séparation est donc repoussé vers le bord de fuite. Il en va de même quand on applique le multi-actionneur en combinant l'actionneur un avec les DBD allant des numéros sept à trois.

A contrario, en associant cette fois-ci les effets des actionneurs un et deux nous obtenons un recollement total sur l'extrados du NACA 0015-VISU. Ceci semble indiquer **la nécessité d'utiliser deux DBD relativement proche entre-elles et surtout d'agir à la séparation pour que l'influence du vent induit soit efficace** à cette incidence.

Cependant, dans notre cas l'effet n'est probablement pas dû à la combinaison du vent induit par les décharges comme avec le multi-actionneur développé par Forte et al. [77]. Le dispositif de contrôle placé sur l'extrados du NACA 0015-VISU est constitué d'actionneur plasma espacé entre eux par 8% de corde, empêchant toutes interactions entre-elles. On peut présumer que l'effet obtenu est dû au fait que la couche limite est accélérée sur une plus grande distance entraînant son ré-attachement total.

#### 5.4. Application du contrôle dans le cas du décollement

##### 5.4.1. Détermination de la position optimale de l'actionneur

Dans cette section, nous avons étudié la capacité de l'actionneur plasma à décoller un écoulement naturellement attaché, et tenté de déterminer sa position optimale. Pour cela, nous nous sommes servi d'un dispositif de contrôle identique au cas du recollement (7 actionneurs, tous les 8% de corde). Mais ici, **le vent électrique n'est plus dans la direction que l'écoulement principal, il s'y oppose** (mode counter-flow). De plus, le protocole expérimental du paragraphe 5.3.2 est réutilisé.

La Figure 5.15 représente les champs moyens de vecteurs vitesses pour un angle d'attaque de  $12^\circ$ . Lorsque la décharge est éteinte, nous observons qu'à cette incidence l'écoulement au-dessus de l'extrados du NACA 0015-VISU est partiellement décollé (Figure 5.15a). Le point de séparation se situe dans ce cas à  $x/C = 0.73$  (Figure 5.8).

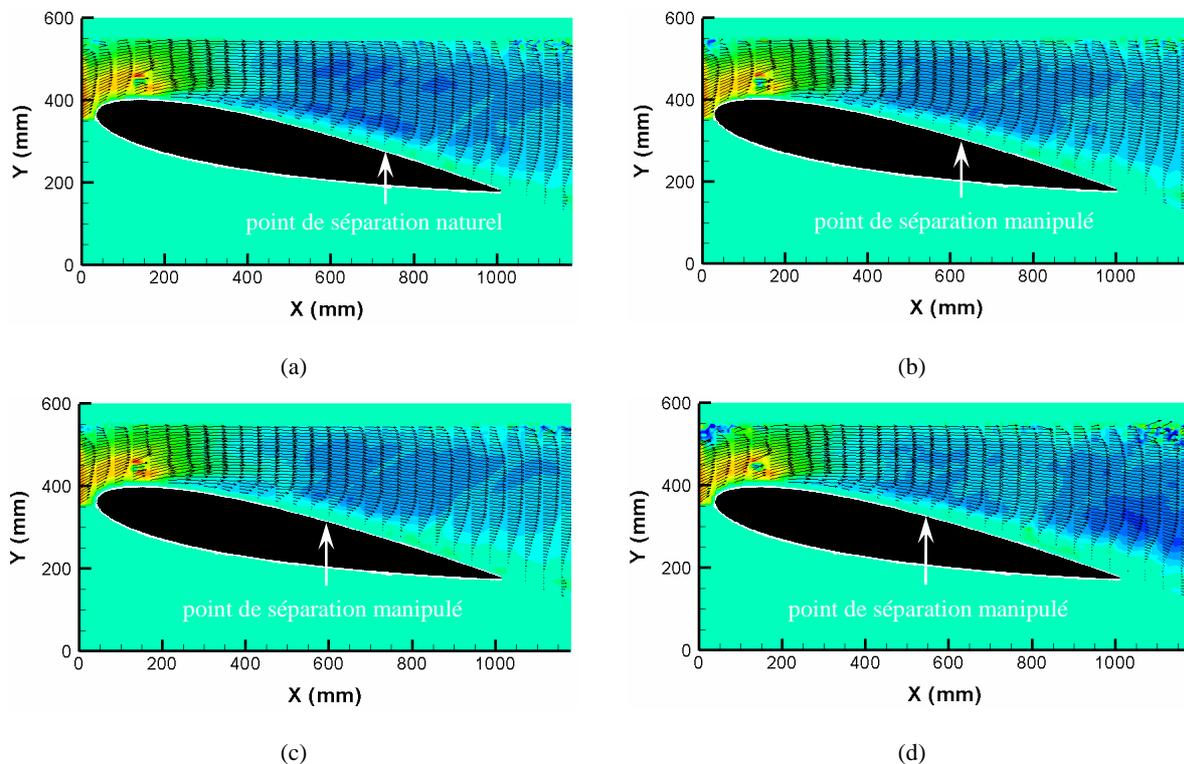


Figure 5.15. Champs de vecteurs vitesses de l'écoulement moyen sur l'extrados du profil NACA 0015 ( $U_\infty = 6 \text{ m/s}$  et  $\alpha = 12^\circ$ ) sans action (a) et avec l'act1 (b), l'act3 (c) et l'act6 (d).

Puis, l'ensemble des actionneurs plasmas a été successivement mis en action. Les champs de vecteurs vitesses obtenus suite à l'enclenchement de trois décharges différentes (act1, act3 et act6) sont présentés sur les figures 5.15b, 5.15c et 5.15d, respectivement.

Au moment où l'actionneur DBD est en fonctionnement, on observe une modification de l'écoulement sur l'extrados du NACA 0015-VISU. Dans les trois cas, le point de séparation naturel est repoussé vers l'amont du profil. Cependant, lorsque l'actionneur act6 est mis en action le point de séparation est alors déplacé aux alentours de  $x/C = 0.5$  contre  $x/C = 0.6$  pour la décharge act1 et  $x/C = 0.57$  pour la décharge act3. La différence existante entre les actionneurs un, trois et six se situe au niveau de leur position par rapport au point de décollement. Comme avec le recollement, **l'actionneur plasma ayant l'effet le plus significatif pour décoller un écoulement semble être l'actionneur proche du point de séparation naturel.**

La figure 5.16 présente les profils de vitesse de l'écoulement généré à partir des champs moyens de vecteurs vitesses au niveau du bord de fuite du profil lorsque les actionneurs plasmas sont employés ou non. La mise en action des différents actionneurs modifie l'allure des profils de vitesse et provoque son décollement. Contrairement au recollement où à partir d'un actionneur plasma l'écoulement est rattaché quel que soit sa localisation sur la corde. On voit clairement ici que l'efficacité de l'actionneur dépend par sa position le long de l'extrados. Ici, l'actionneur DBD le plus performant est l'act6 qui se trouve à proximité du point de séparation naturel. **Ceci confirme la nécessité de placer la décharge au plus près du point de décollement pour maximiser l'effet du vent induit.**

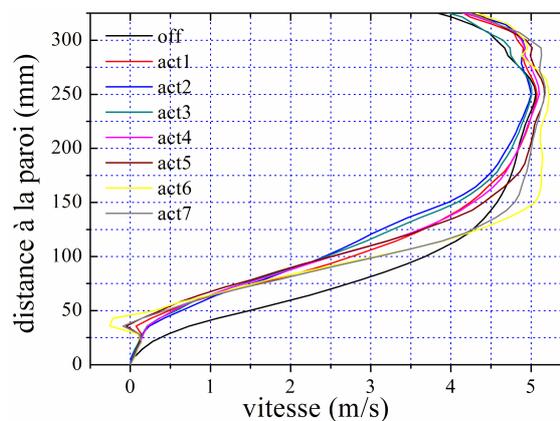


Figure 5.16. Profils de vitesse au-dessus du profil NACA 0015-VISU pour les 7 actionneurs plasma à 12° d'incidence.

Dans le cas du décollement, l'actionneur DBD n'est parvenu qu'à repousser le point de séparation dans des configurations où l'écoulement principal était déjà naturellement décollé, pour 12°, 13° et 14° d'incidence (cf. annexe A6).

#### 5.4.2. Influence des paramètres électriques de la décharge

L'influence des paramètres électriques de la DBD sur la capacité à décoller un écoulement le long de l'extrados du NACA 0015-VISU est détaillée dans cette partie. Pour cela, nous avons employé un actionneur pour lequel l'amplitude du signal haute tension appliquée à la décharge est modifiée. Puis,

nous avons testé le cas d'un actionneur fonctionnant en régime dit *pulsé*. Le protocole expérimental ayant servi pour mener cette étude est le même que celui utilisé dans le paragraphe 5.3.3.

a. *Effet de la variation de l'amplitude de tension*

La figure 5.17 présente les profils de vitesse de l'écoulement généré à partir des champs moyens de vecteurs vitesses avec le profil d'aile à  $12^\circ$  d'incidence. Pour cet angle d'attaque, l'actionneur plasma optimum est l'actionneur numéro six (act6).

La mise en action de la DBD modifie l'allure des profils de vitesse et ce quel que soit l'amplitude de tension appliquée. Comme dans le paragraphe 5.3.3a, il existe une tension seuil permettant cette fois-ci de séparer l'écoulement au-dessus du profil ; celle-ci est de  $V_{\min} = 20$  kV.

Cependant, lorsque l'amplitude de tension continue de croître ( $V > 20$  kV), l'effet de l'actionneur plasma est plus conséquent, contrairement au recollement où l'effet était similaire une fois la tension seuil atteinte.

Malgré l'accroissement du détachement avec l'augmentation du vent électrique induit par la décharge, un décollement *massif* au-dessus de la maquette d'aile n'a pas été obtenu. Ceci semble mettre en évidence **la nécessité d'injecter une grande quantité de mouvement pour parvenir à un décollement conséquent.**

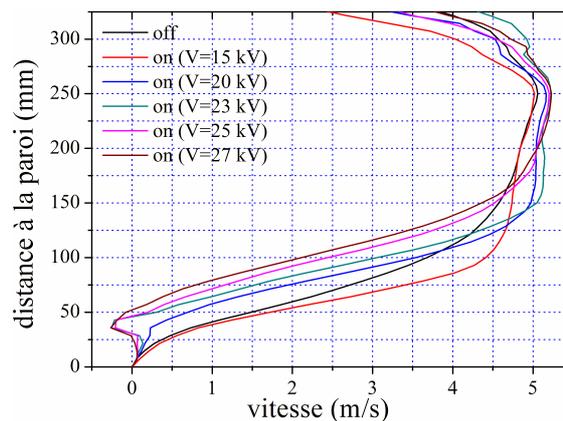


Figure 5.17. Influence de l'amplitude de tension appliquée à l'actionneur plasma sur le recollement de l'écoulement à  $12^\circ$  d'incidence ( $U_\infty = 6$  m/s).

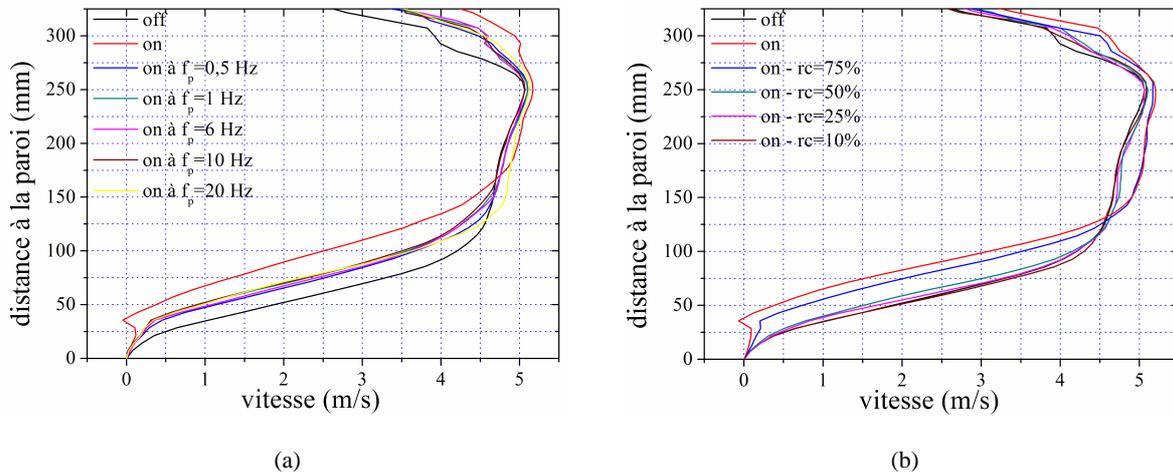
b. *Influence d'une action pulsée de l'actionneur plasma*

La figure 5.18a présente les profils de vitesse de l'écoulement généré à partir des champs moyens de vecteurs vitesses lorsque la décharge fonctionne en mode continu et en mode pulsé. Le rapport cyclique est fixé à 50% dans chaque cas.

En absence d'action, l'écoulement est naturellement détaché  $x/C = 73\%$  au-dessus de l'extrados du profil NACA à l'incidence de  $12^\circ$ . Quand la décharge est mise en action en mode continu, le point de séparation est repoussé vers le bord d'attaque. Quelle que soit la fréquence de pulse  $f_p$  employée, l'écoulement est peu modifié au-dessus du NACA 0015-VISU. Ceci semble indiquer que **l'énergie injectée dans la couche limite est insuffisante pour accentuer le décollement.**

L'influence d'une mise en action instationnaire pour différents rapports cycliques apparaît sur la figure 5.18b. En absence d'action, l'écoulement est naturellement détaché au-dessus du profil

à  $x/C = 0.73$ . En appliquant la décharge en mode continu, l'écoulement décolle. Avec une action instationnaire dont le rapport cyclique varie entre 10% et 50%, l'effet du vent induit sur l'écoulement est quasi-nul. Ceci semble mettre en évidence le fait qu'avec **une action instationnaire dans le cas du décollement, il semble impossible de provoquer le décollement**. En effet, la vitesse moyenne du vent électrique diminue lorsque le rapport cyclique est réduit.



**Figure 5.18. Profils de vitesse au-dessus du profil NACA 0015-VISU avec la décharge fonctionnant en mode continu et en mode pulsé. Le rapport cyclique est fixé à 50% (a) et influence du rapport cyclique (b).**

#### 5.4.3. Effet du nombre d'actionneurs

Dans cette sous-section, nous nous sommes intéressés à l'influence du nombre d'actionneurs plasmas enclenchés sur l'écoulement le long de l'extrados NACA 0015-VISU dans le cas du décollement. Pour cela, nous avons alimenté deux actionneurs DBD simultanément avec un signal haute tension sinusoïdal à la fréquence de 1 kHz et à 20 kV.

La figure 5.19a présente les profils de vitesse de l'écoulement généré à partir des champs moyens de vecteurs vitesses lorsque la maquette a un angle d'attaque de  $11^\circ$ . Cette incidence est intéressante à étudier ici car nous avons montré l'incapacité de l'actionneur DBD simple (une seule décharge activée) à séparer un écoulement le long de l'extrados du NACA 0015-VISU dans ce cas.

A cette incidence, lorsque la décharge est éteinte l'écoulement au-dessus de la maquette d'aile est naturellement attaché. En enclenchant l'actionneur numéro sept seul, l'écoulement est peu modifié. A contrario, en associant cette fois-ci les effets de l'actionneur sept et les DBD allant de six à un nous obtenons un décollement sur l'extrados du NACA 0015-VISU. Dans ce cas, il semble que la combinaison la plus efficace en terme de décollement soit constituée des actionneurs act7 et act3. Ce résultat diffère de celui obtenu pour le recollement où il fallait plutôt mettre en action simultanément les actionneurs les plus proches (act1&2).

En appliquant le multi-actionneur à  $12^\circ$  (Figure 5.19b), on observe que la combinaison de deux actionneurs plasmas (act6&X) améliore l'effet par rapport à celui obtenu avec une seule décharge (act6). Le décollement est en d'autant accru. Comme avec l'angle d'attaque de  $11^\circ$ , il existe une combinaison optimale qui est cette fois-ci composée des actionneurs act6 et act2.

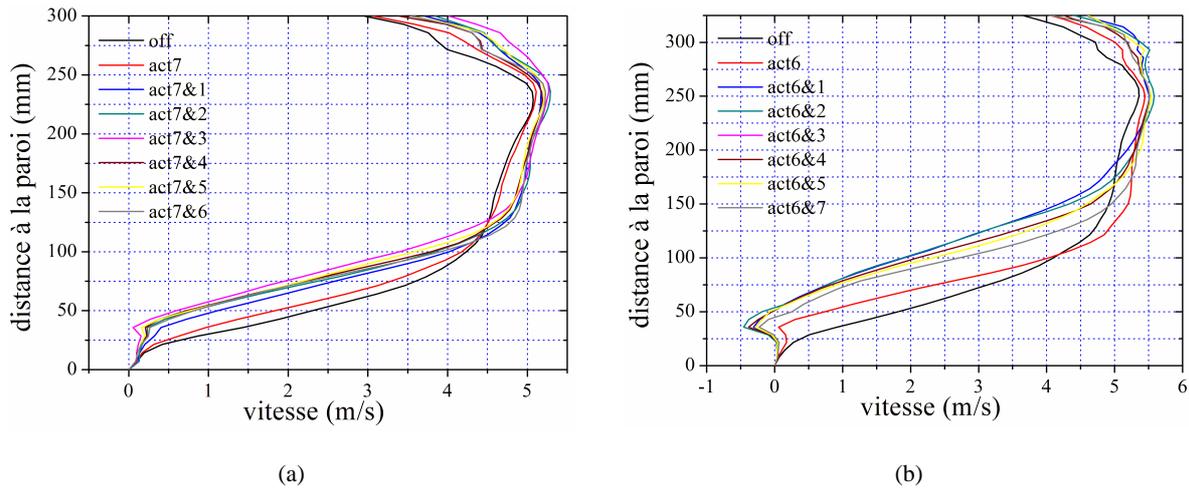


Figure 5.19. Profils de vitesse au-dessus du profil NACA 0015-VISU pour le multi-actionneur plasma à 11° (a) et 12° d'incidence (b).

### 5.5. Conclusion

Dans ce chapitre, le contrôle du point de séparation de la couche limite par actionneur plasma de type DBD a été testé sur un profil de type NACA 0015. Celui-ci est caractérisé par des décollements naissant au bord de fuite de l'aile et s'étalant progressivement vers le bord d'attaque lors de la mise en incidence de la maquette.

L'activation des différents actionneurs a permis de modifier sensiblement l'écoulement le long de l'extrados du NACA 0015-VISU. Nous avons ainsi pu mettre en évidence le fait **qu'il faille agir proche du point de séparation pour obtenir un effet optimal en terme de contrôle** aussi bien pour détacher que pour recoller.

Néanmoins, **avec une action instationnaire** les résultats diffèrent selon que l'on cherche à décoller ou à recoller l'écoulement. **Nous parvenons aisément à recoller un écoulement, même en réduisant la consommation spécifique de l'actionneur plasma.** Par contre, **il semble nécessaire d'agir avec le maximum de puissance disponible pour réussir à décoller un écoulement.**

**La combinaison de l'effet de deux actionneurs plasmas a montré la capacité d'obtenir des résultats significatifs lorsque l'actionneur seul a peu d'influence.** Pour recoller un écoulement, il semble qu'il soit nécessaire d'utiliser les deux actionneurs au plus proche du point de séparation naturel et l'un à la suite de l'autre. A l'inverse, pour le décoller, il faut agir au niveau de la séparation avec le premier actionneur (le plus en aval), puis beaucoup plus en amont avec le second.



---

## **6. Contrôle des décollements sur le profil NACA 0015–Eiffel**

---

*On ne sait plus ce que c'est l'obscurité.  
A force de vouloir faire la lumière sur tout, on ne distingue plus rien.  
Raymond Devos*



En complément des travaux réalisés sur la configuration NACA 0015-VISU, une étude a été menée dans une gamme de Reynolds équivalente mais pour des vitesses plus élevées. L'objectif étant de confirmer, à plus haute vélocité, les résultats précédemment obtenus en les transposant sur une configuration aérodynamique quasi similaire, i.e. un NACA 0015, en employant ici une maquette à l'échelle 1/5.

La première section de ce chapitre est dédiée à la présentation du dispositif expérimental. Les résultats obtenus par activation du dispositif de contrôle sont discutés dans les paragraphes 6.2 à 6.4. Le premier de ces paragraphes porte sur la capacité de l'actionneur plasma à modifier les coefficients aérodynamiques d'un profil NACA 0015. Le second, quant à lui, s'attarde sur la mise en action instationnaire de la DBD et son implication en terme de stratégie de contrôle. Enfin, dans la dernière partie, on s'intéresse à la capacité de la décharge à décoller l'écoulement le long de la maquette d'aile.

### 6.1. Dispositifs expérimentaux

Cette section est relative à la présentation des outils expérimentaux ayant permis la réalisation de la présente étude. L'installation, la maquette testée et le dispositif de contrôle sont décrits dans les sous-sections suivantes. Enfin, nous détaillons les divers outils métrologiques utilisés.

#### 6.1.1. La soufflerie Eiffel du LEA – SP2MI

L'ensemble de l'étude aérodynamique présenté dans ce chapitre a été réalisé dans la soufflerie de type Eiffel située dans les locaux du LEA – SP2MI (Figure 6.1).

Cette soufflerie est composée d'un convergent de taux de contraction 19 : 1 en amont duquel se trouve une chambre de tranquillisation de 78 cm de long. La chambre de tranquillisation comporte un filtre, un nid d'abeilles (maille de 30 mm par 30 mm et 60 mm de long) et une grille à maille fine (maille de 5 mm par 5 mm) placée à 420 mm de la section d'entrée de la veine d'essais. Celle-ci, d'une longueur de 2.3 m et de section  $0.4 \times 0.3 \text{ m}^2$ , est placée en aval du convergent et immédiatement en amont d'un divergent de 6.3 m de long. En outre, elle est caractérisée par une bonne accessibilité optique, les parois latérales et supérieure en plexiglas rendant possibles des visualisations dans des plans verticaux et horizontaux.

L'écoulement dans la soufflerie est produit par une hélice placée au bout du divergent, dont la puissance de rotation est assurée par un moteur électrique couplé à un réducteur, ce qui permet d'atteindre des vitesses allant jusqu'à 50 m/s.

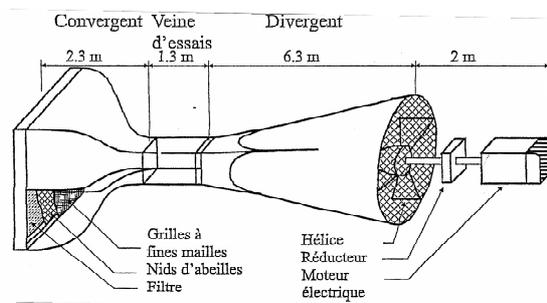


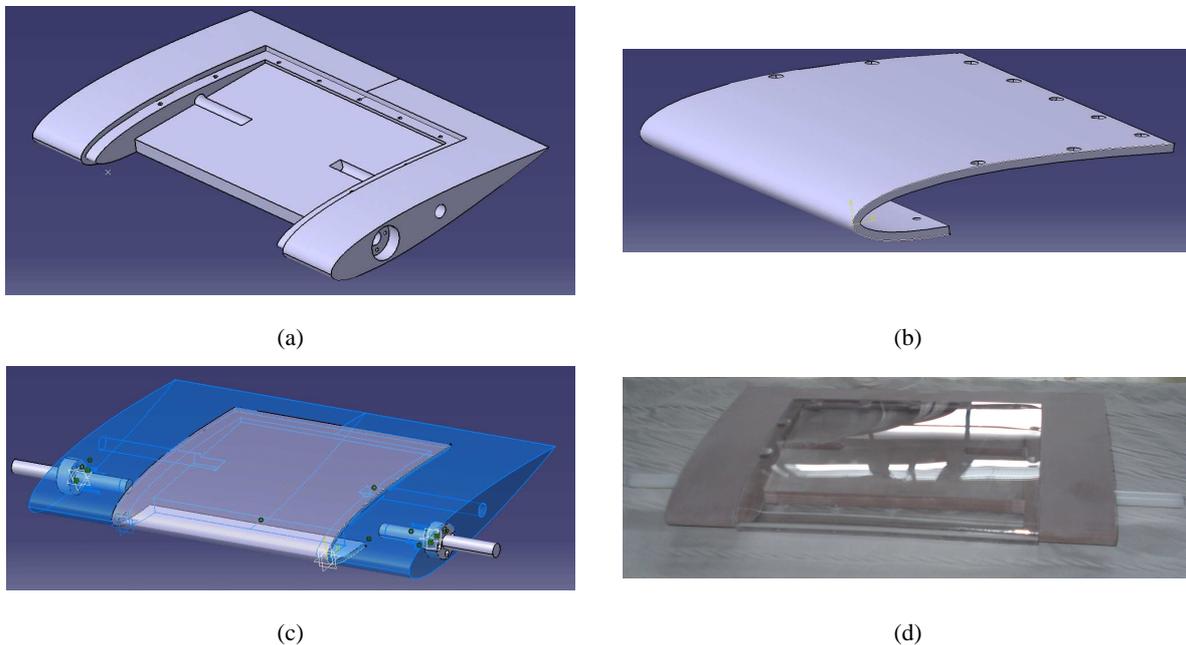
Figure 6.1. Schéma de la soufflerie Eiffel.

### 6.1.2. Le profil NACA 0015–Eiffel

La figure 6.2 présente une visualisation du profil NACA 0015 utilisé pour cette étude. Celui-ci possède une corde de 20 cm pour une envergure de 30 cm, soit un allongement  $\lambda$  de 1.5. Le choix de cet allongement est lié aux limitations imposées par la largeur de la veine d'essais de la soufflerie.

L'aile est composée de deux pièces distinctes (voir plan en annexe A7) : la première pièce (Figure 6.2a) qui constitue le corps principal du profil est faite en polyuréthane. Cet élément central est obtenu en évidant une partie de l'extrados ainsi qu'une partie du bord d'attaque du NACA 0015. Le second élément est, quant à lui, fait en PMMA (Figure 6.2b) de 3 mm d'épaisseur, pour 170 mm de long et de 200 mm de large. Cette pièce est thermoformée de manière à ce qu'elle prenne la forme de la partie manquante du corps principal du NACA.

Ainsi la réunion de ces deux parties forme la maquette d'aile complète (Figures 6.2c et 6.2d) et porte l'appellation **NACA 0015-Eiffel**.



**Figure 6.2. Vues CAO du NACA 0015 évidé (a), du capot d'extrados (b), du montage complet (c) et photo du montage complet : NACA 0015 + capot (d).**

### 6.1.3. Caractérisation du dispositif de contrôle

Le dispositif de contrôle se distingue par le fait de son intégration à même le profil. En effet, sur la plaque thermoformée en PMMA qui fait office de barrière diélectrique, sont disposées de part et d'autre de celle-ci des électrodes métalliques (Figure 6.3). L'ensemble électrodes/plaque de plexiglas constitue l'actionneur plasma de type DBD.

L'actionneur DBD employé est composé d'électrodes de 10  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, séparées par 3 mm de PMMA. **L'envergure des électrodes est de 160 mm, et représente 54% de celle du NACA 0015-Eiffel.** L'électrode active fait 20 mm de large contre 15 mm pour la masse, et le gap est de 5 mm. Cette configuration géométrique est identique en terme de comportement électromécanique à celle utilisée dans le chapitre 5 (d'après Forte [76]).

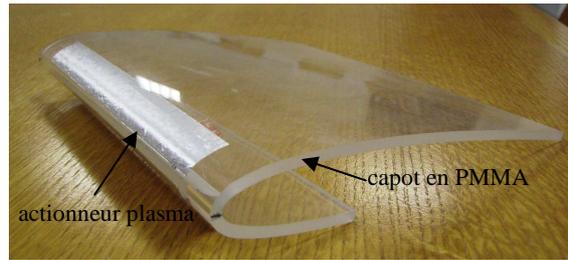


Figure 6.3. Photo du dispositif de contrôle.

La figure 6.4a présente l'évolution de la puissance électrique consommée par l'actionneur plasma en fonction de l'amplitude de tension appliquée et ce pour deux valeurs de fréquence ( $f=1$  et  $1.5$  kHz) de fonctionnement de la décharge. Comme dans le chapitre 2, celle-ci suit la loi comportementale en  $P = k(V - V_0)^2$ .

L'évolution du maximum de vent électrique est donnée par la figure 6.4b. Le vent induit par le plasma semble avoir un comportement similaire à celui du paragraphe 2.4.2. La gamme de vitesse ainsi obtenue avec l'actionneur employé pour le contrôle est comprise entre  $0.5 \leq U_{\max} \leq 6.5$  m/s.

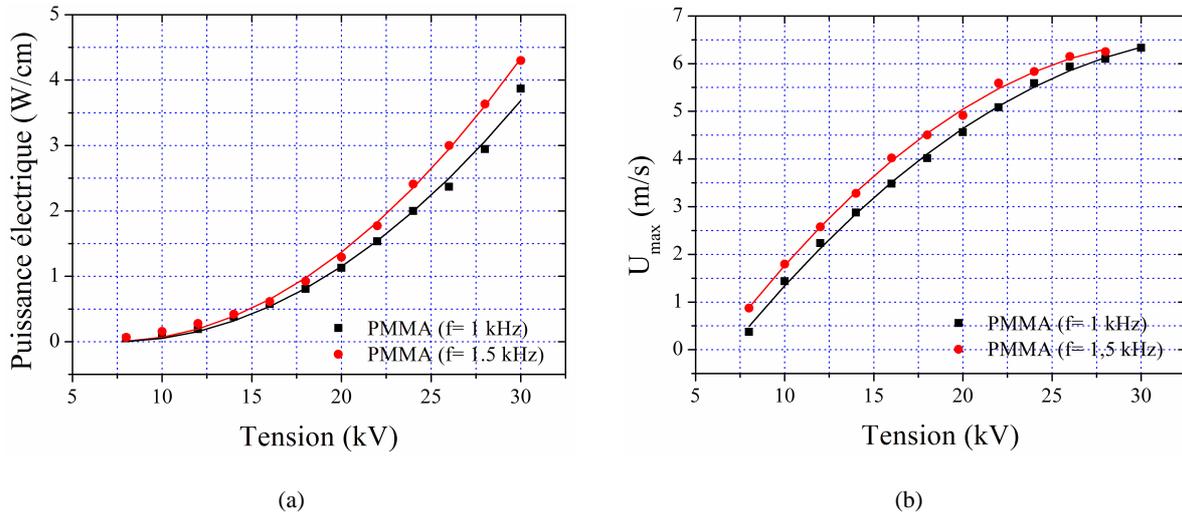


Figure 6.4. Évolution de la puissance électrique consommée (a) et du maximum de vent induit (b) en fonction de l'amplitude de tension appliquée pour l'actionneur plasma employé.

Dans cette étude, deux configurations de dispositif de contrôle ont été étudiées. La première correspond à la maîtrise du recollement où le vent induit par la décharge est en mode co-flow, i.e. dans le sens de l'écoulement principal. Pour ce faire, l'actionneur plasma est placé à  $x/C = 0$  (Figure 6.5a). Vu la localisation de la DBD, il ne nous a pas été possible de mettre des rugosités (carborundum) sur le bord d'attaque pour déclencher la transition de la couche limite. Ceci ne nous permettra donc pas de décorrélérer facilement l'action du plasma sur l'écoulement : ajout de quantité de mouvement par soufflage ou transition laminaire-turbulente de la couche limite, moins sensible au gradient de pression donc au décollement.

Néanmoins, des tests en l'absence de décharge ont été effectués avec un *turbulateur* de façon à générer la transition. Par exemple à  $16^\circ$ , l'écoulement est toujours massivement décollé alors que nous verrons que l'actionneur plasma permet de le recoller. Ceci nous permet d'affirmer que les effets obtenus à cette incidence ne sont pas liés directement à la transition.

La seconde, quant à elle, est employée afin de provoquer la séparation de l'écoulement sur l'extrados. Pour cela, le dispositif de contrôle est constitué de trois DBD répartie à 15, 42.5 et 70% de corde, et le vent électrique généré par ces décharges est en mode *counter-flow* i.e. opposé au sens de l'écoulement principal (Figure 6.5b).

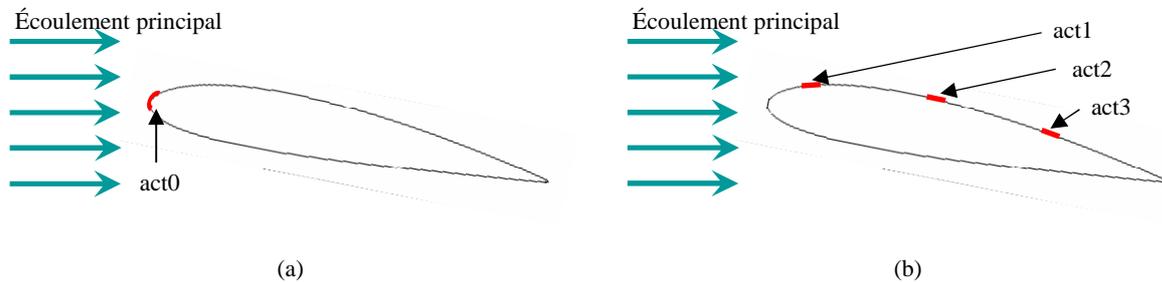


Figure 6.5. Répartition des actionneurs plasmas le long de la corde sur le profil NACA 0015-Eiffel dans la configuration recollement avec le vent électrique orienté dans la direction de l'écoulement principal : mode co-flow (a) et décollement : mode counter-flow (b).

#### 6.1.4. Pesées aérodynamiques

Les efforts aérodynamiques exercés sur la maquette ont été mesurés grâce à une balance trois composantes de la société D2T group, située sous la veine d'essais. Elle est constituée de trois mâts qui servent de point de fixation pour le profil NACA 0015-Eiffel (Figure 6.6). Ces trois mâts sont pourvus de trois dynamomètres équipés de jauges de contraintes. La combinaison des différentes jauges permet de calculer les différents efforts :

- \_ La jauge D1 donne accès à la traînée de la maquette (plage de mesure 25 N, précision 0.01%).
- \_ La jauge D2 fournit la portance (plage de mesure 100 N, précision 0.01%).
- \_ La jauge D3 donne le moment de tangage.



(a)



(b)

Figure 6.6. Photo de la balance aérodynamique (a) et du NACA 0015-Eiffel maintenu dans la veine d'essais par les trois mâts de la balance (b).

Les différentes jauges de contraintes sont reliées à une interface-indicateur pour cellule de charge (gamme KOSMOS modèle Alpha C). La sortie analogique de l'interface-indicateur est connectée à un module d'acquisition USB (Keithley, 16 bits, 50 kS/s) qui numérise les valeurs des efforts. La figure 6.7 présente l'évolution temporelle des forces s'exerçant sur la maquette à deux incidences à 20 m/s. On observe que celles-ci fluctuent dans le temps. C'est pourquoi, à chaque mesure nous faisons

une acquisition de 10000 échantillons à la fréquence de 1 kHz, ce qui assure une bonne convergence des valeurs d'effort moyen. En outre, les valeurs de fluctuations des efforts sont également enregistrées.

Cela dit, nous sur-échantillonons largement les mesures d'efforts par rapport à la bande passante des dynamomètres qui n'est que d'une dizaine de Hz. Ceci explique les plateaux sur la mesure des efforts de la figure 6.7. Le cas présenté ici est parmi les plus défavorables en terme d'évolution temporelle des efforts aérodynamiques dû fait qu'à cette incidence l'écoulement au-dessus de la maquette d'aile est massivement décollé.

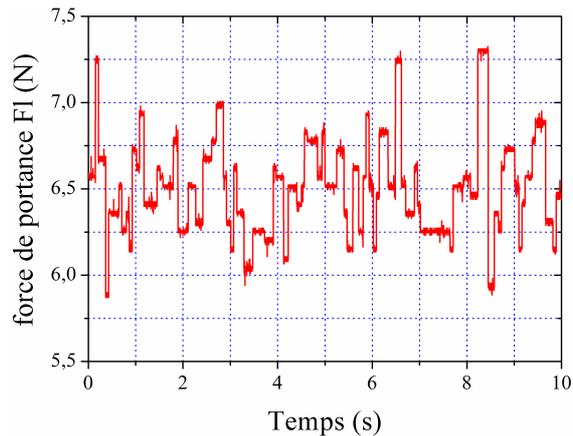


Figure 6.7. Évolution temporelle de la force de portance à 20 m/s ( $R_e \approx 250000$ ) à  $16^\circ$  incidence.

La gamme de mesure en portance autorise des efforts maximum de 100 N. En choisissant une aile de surface  $S = c \times L = 0.06 \text{ m}^2$ , une vitesse amont  $U_\infty = 40 \text{ m/s}$  et un coefficient de portance maximal  $Cl_{\max} = 1.2$ , l'effort de portance maximal est évalué à :

$$Fl_{\max} = \frac{1}{2} \times \rho \times S \times U_\infty^2 \times Cl_{\max} \cong 70 \text{ N} \quad (6.1)$$

En pratique, l'effort maximal s'exerçant sur la maquette d'aile est d'environ 65 N à la vitesse de 40 m/s pour une incidence de  $13^\circ$ . La balance de la soufflerie est donc tout à fait adaptée aux pesées d'efforts aérodynamiques s'exerçant sur la maquette d'allongement 1.5.

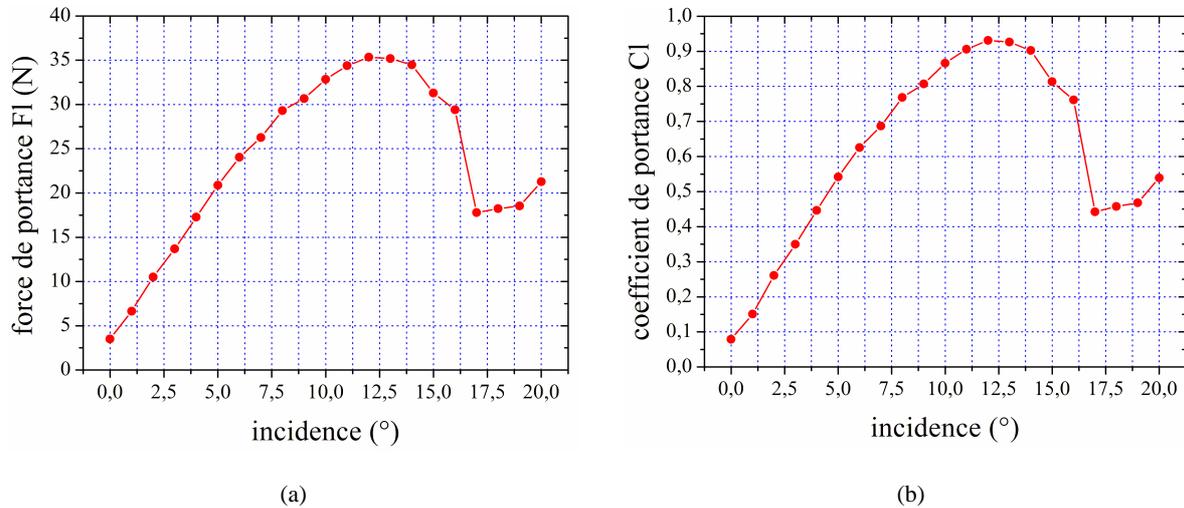
## 6.2. Contrôle des décollements avec l'actionneur en mode continu

Dans cette section, nous présentons les résultats obtenus par mise en action de l'actionneur plasma en mode continu dans le cas du recollement, ainsi que l'influence des paramètres électriques sur les performances aérodynamiques du profil. L'ensemble des essais présentés dans cette section a été effectué dans une gamme de vitesse comprise entre 10 et 40 m/s ( $130000 \leq R_e \leq 510000$ ).

### 6.2.1. Étude préliminaire du NACA 0015–Eiffel

La pesée de la Figure 6.8a donne l'évolution de la force de portance  $Fl$  s'exerçant sur la maquette d'aile en fonction de l'indice à 30 m/s ( $R_e \approx 380000$ ). Lorsque l'angle d'attaque  $\alpha$  du profil augmente,

les efforts aérodynamiques s'appliquant sur celui-ci croissent jusqu'à un maxima  $F_{l,max}$  (ici  $F_{l,max} = 35 \text{ N}$  à  $\alpha = 12^\circ$ ). A partir de ce maximum, la force de portance décroît progressivement jusqu'à une valeur d'incidence appelée *angle de décrochage*  $\alpha_d$ . Au-delà de ce point, la force exercée sur la maquette chute considérablement. On parle alors de *perte de portance*.



**Figure 6.8. Comparaison entre l'évolution de la force de portance Fl (a) et du coefficient de portance Cl (b) en fonction de l'incidence à 30 m/s ( $R_e \approx 380000$ ).**

La figure 6.8b présente l'évolution du coefficient de portance Cl corrigé en fonction de l'incidence à 30 m/s ( $R_e \approx 380000$ ). Les différentes valeurs du coefficient de portance sont déterminées à partir de l'expression 6.1, de même pour la traînée :

$$C_{l,d} = \frac{2 \times F_{l,d}}{\rho \times S' \times U_\infty^2} \quad (6.2)$$

avec  $C_{l,d}$  le coefficient de portance et de traînée,  $F_{l,d}$  la force de portance et de traînée,  $U_\infty$  la vitesse de l'écoulement principal et  $S'$  la surface *projetée* du profil. Dans le cas de la portance, on parle de surface portante où  $S' = S \times \cos(\alpha)$ . Pour la traînée, on parle de surface frontale où  $S' \approx S \times \sin(\alpha)$ .

Dans la configuration la plus défavorable, i.e. avec un angle d'attaque de  $20^\circ$ , le taux de blocage atteint environ 17%. C'est pourquoi, des corrections sur les coefficients aérodynamiques sont appliquées :

$$\begin{aligned} C_l &= C_{lu} (1 - \sigma - 2\varepsilon) \\ C_d &= C_{d,u} (1 - 3\varepsilon_{sb} - 2\varepsilon_{wb}) \end{aligned} \quad (6.3)$$

avec  $C_{l,du}$  les coefficients de portance et de traînée non corrigés,  $\varepsilon_{sb}$  le blocage solide,  $\varepsilon_{wb}$  le blocage de sillage et  $\varepsilon = \varepsilon_{sb} + \varepsilon_{wb}$ . Les correctifs sont issus du Barlow et Pope [135] et le détail des correctifs est donnée en annexe A8.

Une étude préalable de l'écoulement non contrôlé autour du profil NACA 0015-Eiffel a été effectuée afin de comparer l'évolution des coefficients aérodynamiques en fonction de l'incidence avec des polaires issues de la littérature ([136]-[138]). Globalement, on voit sur la figure 6.9 que le NACA 0015-Eiffel a un comportement à peu près similaire à d'autres NACA 0015, bien que nous ayons conscience qu'une plus grande veine d'essais eut été plus favorable.

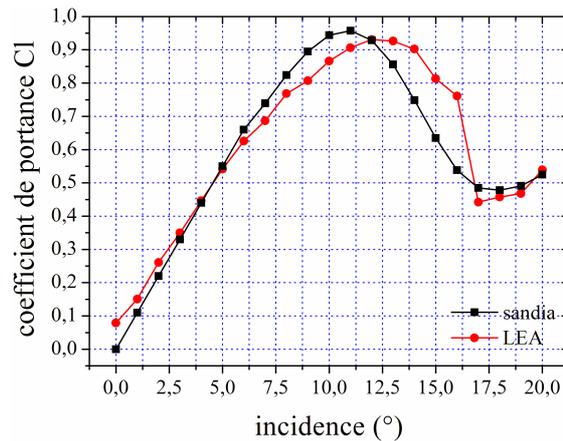


Figure 6.9. Évolution du coefficient de portance en fonction de l'incidence à 30 m/s. Comparaison entre le NACA 0015-Eiffel ( $R_e \approx 380000$ ) et un NACA 0015 de Sandia ( $R_e \approx 360000$ ) d'après [136].

### 6.2.2. Modifications des coefficients aérodynamiques

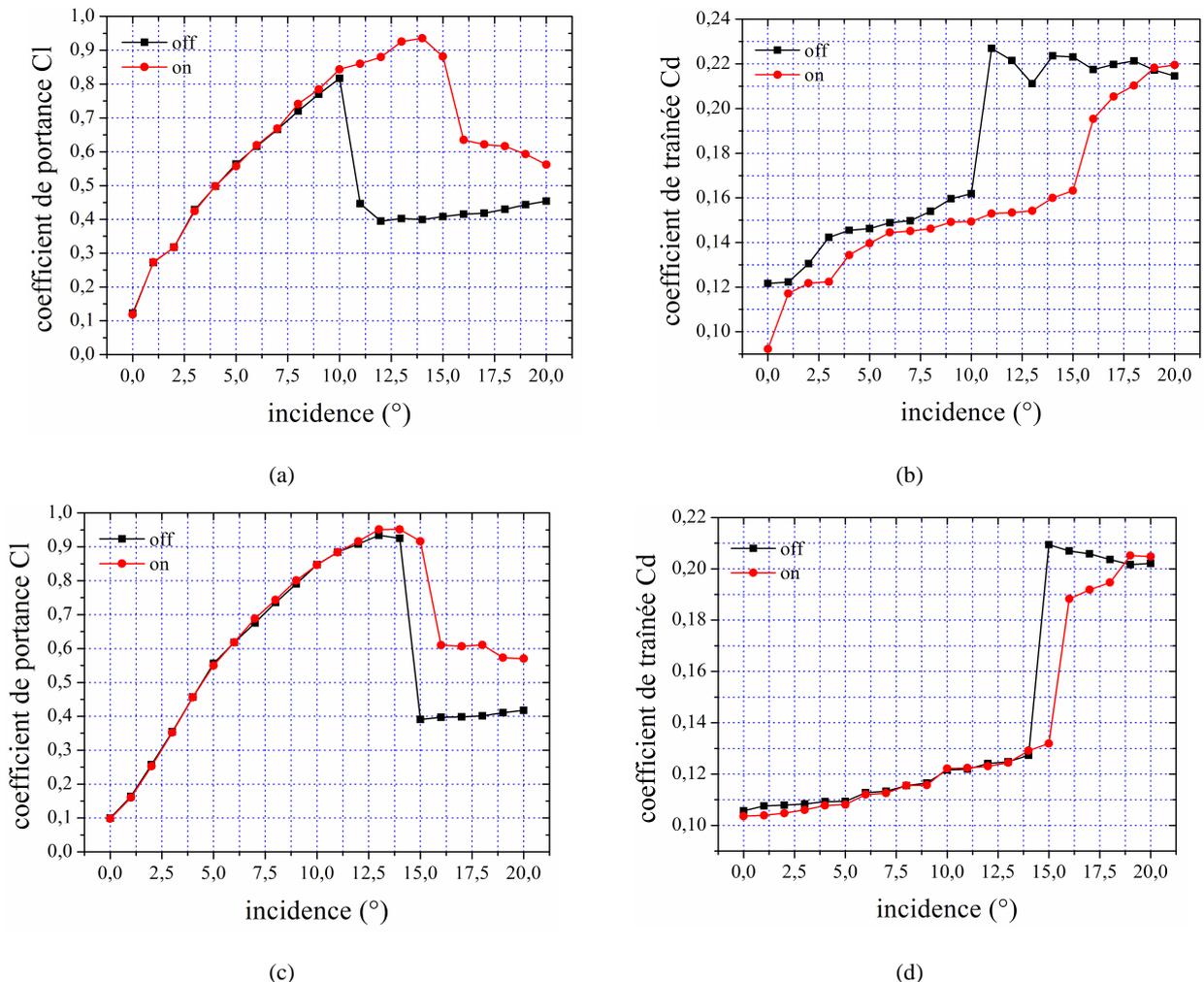
La finalité de cette série d'expériences est de mettre en évidence la capacité d'un actionneur plasma de type DBD à améliorer les caractéristiques aérodynamiques du profil à des vitesses supérieures à celle du chapitre 5. Pour cela, l'angle d'attaque du profil est modifié de  $0^\circ$  à  $20^\circ$  par pas de 1 degré et à chaque incidence, la décharge est mise en action. Dans ce cas, **le vent induit par l'actionneur plasma est orienté dans le même sens que l'écoulement principal** (mode co-flow). En outre, les expériences se sont toutes déroulées dans une plage de vitesse allant de 10 à 40 m/s.

Les figures 6.10 et 6.11 présentent l'évolution des coefficients aérodynamiques (portance  $C_l$  et traînée  $C_d$ ) en fonction de l'incidence et du nombre de Reynolds. En absence d'action, les pesées dénotent que l'angle de décrochage varie avec le nombre de Reynolds. A 10 m/s, le décrochage intervient à  $\alpha_d = 10.5^\circ$  tandis que pour les autres valeurs de vitesse (20, 30 et 40 m/s) celui-ci se situe au alentour de  $14.5^\circ$ . L'incidence de décrochage est dépendante du nombre de Reynolds pour la maquette d'aile du LEA. Toutefois, pour un profil NACA 0015 en transition naturel cette dépendance est normale. En effets, Jacobs et al. [139] ont montré que le point de décrochage évolue en fonction du nombre de Reynolds.

**L'activation de l'actionneur plasma** (à  $V = 18$  kV,  $f = 1$  kHz donc  $P = 0.8$  W/cm) **aboutit à une modification des coefficients aérodynamiques du NACA 0015-Eiffel**. Les différentes polaires obtenues mettent en lumière deux *régions* distinctes. La première correspond à la zone de pré-décrochage (de  $0^\circ$  à  $\alpha_d$ ), où l'actionneur DBD a peu d'effet, excepté sur la traînée à 10 m/s. La seconde, la zone de post-décrochage (de  $\alpha_d$  à  $20^\circ$ ) où l'effet est perceptible. Mais au-delà de 20 m/s, l'influence du plasma sur l'écoulement est moins conséquent. Cette caractéristique d'effet en post-décrochage semble être l'apanage des différents systèmes de contrôle, i.e. fluïdique, acoustique et plasma.

En détaillant les polaires, on peut remarquer qu'à la vitesse de 10 m/s le décrochage naturel est repoussé de  $5^\circ$  et se situe maintenant au alentour de  $15.5^\circ$  (Figures 6.10a et 6.10b). Dans la zone de post-décrochage, les gains en portance varient de  $\Delta C_l = 120\%$  en moyenne ( $10.5^\circ < \alpha < 15.5^\circ$ ) et  $\Delta C_l = 40\%$  en moyenne ( $15.5^\circ < \alpha \leq 20^\circ$ ). Pour les angles d'attaque compris entre  $0^\circ \leq \alpha < 10.5^\circ$ , la

réduction de traînée est de l'ordre de 8% en moyenne. Dans la zone de post-décrochage, les gains en traînée varient de 30% en moyenne pour  $10.5^\circ < \alpha < 15.5^\circ$ , et de 5% en moyenne de  $15.5^\circ < \alpha \leq 20^\circ$ .



**Figure 6.10. Modification des coefficients aérodynamiques par activation de l'actionneur plasma. Polaires obtenues à 10 m/s ( $R_e \approx 130000$ ) en haut et à 20 m/s ( $R_e \approx 250000$ ) en bas.**

A 20 m/s (Figures 6.10c et 6.10d), l'influence de la décharge sur les coefficients aérodynamiques semble moins efficace qu'à 10 m/s. En effet, on peut observer que le décrochage naturel n'est repoussé que de un degré passant ainsi de  $14.5^\circ$  à  $15.5^\circ$ . Par conséquent, les gains en portance sont moins importants et la réduction de traînée est moins significative. La perte d'efficacité de l'actionneur plasma est probablement due au fait que l'énergie injectée dans la couche limite n'est pas suffisante. Ou la distance entre sa localisation sur le profil et le point de séparation est trop importante ce qui réduit d'autant son efficacité en terme de contrôle (cf. paragraphe 5.3.2). Néanmoins, au-delà de  $15^\circ$  d'incidence le rapport  $C_l/C_d$  est augmenté de 70% en moyenne.

Pour les vitesses supérieures à 20 m/s (Figure 6.11), la décharge ne parvient pas à repousser le point de décrochage naturel, mais il permet d'améliorer les valeurs des coefficients aérodynamiques dans la zone de post-décrochage. Toutefois, **avec l'augmentation de la vitesse, l'effet du plasma sur l'écoulement est de moins en moins perceptible.**

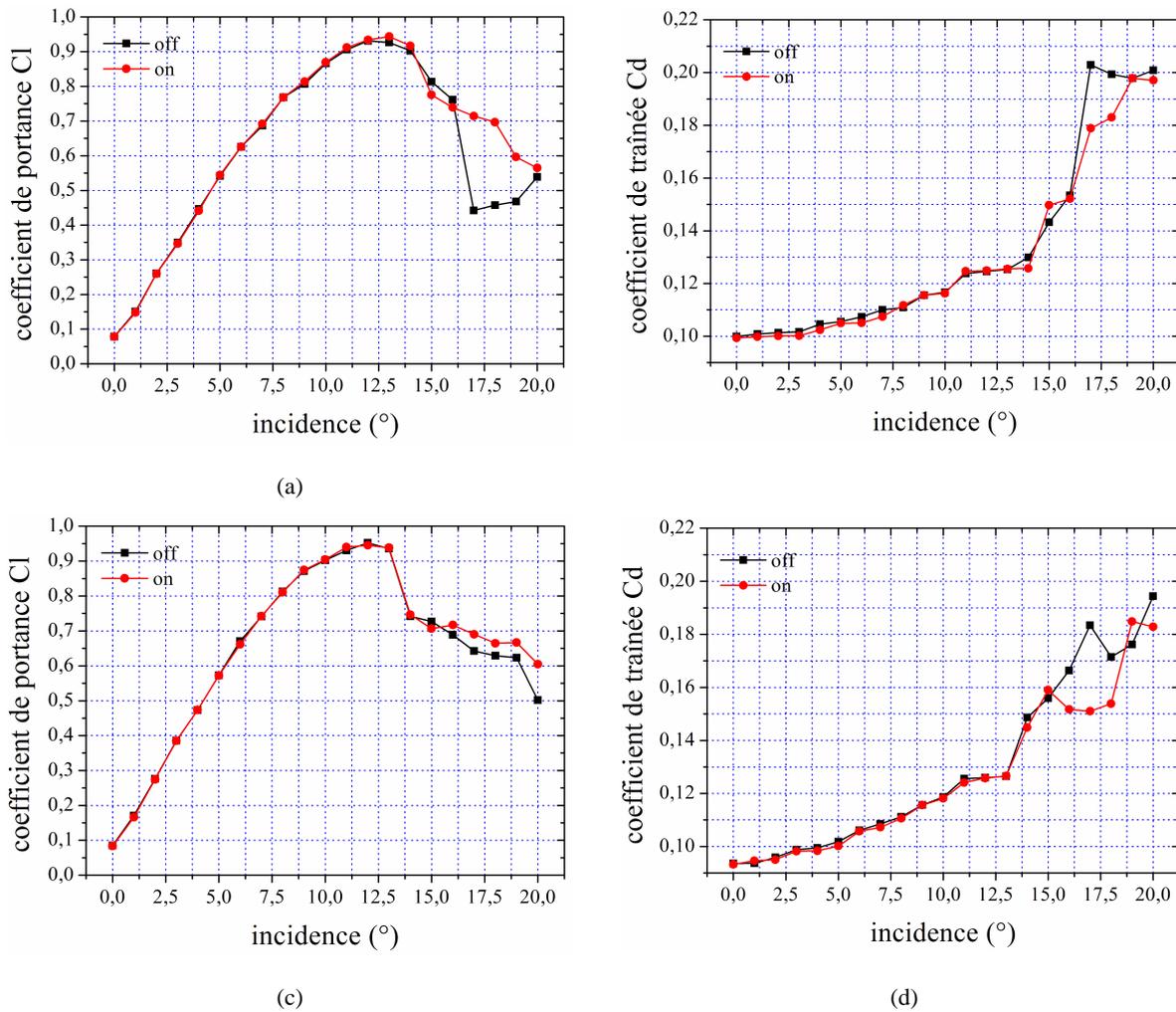


Figure 6.11. Modification des coefficients aérodynamiques par activation de l'actionneur plasma. Polaires obtenues à 30 m/s ( $R_e \approx 380000$ ) en haut et à 40 m/s ( $R_e \approx 510000$ ) en bas.

Cette première série d'expériences nous a permis de déterminer la plage d'efficacité de notre actionneur, avec la configuration géométrique retenue. Celle-ci correspond à un nombre de Reynolds variant entre 1 et  $2,5 \times 10^5$ .

Toutefois, il est nécessaire de rappeler que l'envergure de l'actionneur plasma ne représente que **54%** de la maquette d'aile. Or dans la présente étude, nous effectuons des pesées aérodynamiques qui est une mesure globale des efforts s'exerçant sur l'ensemble du profil. **Étant donné que l'actionneur DBD n'agit pas sur la totalité de l'envergure, ses effets sur les valeurs des coefficients aérodynamiques sont sous-estimés.** C'est pourquoi, il serait judicieux de compléter ces données avec celles obtenues par d'autres systèmes de mesure (PIV, LDV ou fil chaud dans le sillage).

### 6.2.3. Influence des paramètres électriques

Dans cette sous-section, nous analysons les effets produits par la variation des paramètres électriques de la décharge sur les coefficients de portance et de traînée du NACA 0015-Eiffel. Ces modifications entraînent une évolution de la vitesse du vent électrique généré par le plasma lorsque l'on change la fréquence ou la tension appliquée (Figure 6.4b).

Le but est d'améliorer les performances globales en termes de contrôle de notre actionneur en injectant plus de quantité de mouvement dans la couche limite en accroissant la vitesse du vent électrique. Dans cette partie de l'étude, toutes les expériences ont été réalisées à 20 m/s, soit à  $R_e \approx 250000$ .

#### a. Effet de la variation de l'amplitude de tension

Les pesées de la Figure 6.12 donnent l'évolution des coefficients aérodynamiques en fonction de l'incidence et de l'amplitude de tension appliquée aux bornes de la décharge. L'augmentation de la tension ne permet pas d'accroître les performances de la maquette d'aile dans la zone de pré-décrochage. Ceci confirme l'incapacité de l'actionneur plasma à agir pour les faibles angles d'attaque.

Les résultats issus de la zone de post-décrochage sont les plus significatifs. La gamme de tension testée permet de définir une tension seuil ( $V_{\min} = 12$  kV) qui permet de repousser l'angle de décrochage naturel de un degré. L'augmentation de l'amplitude de tension ne permet pas de repousser l'angle de décrochage au-delà de  $15,5^\circ$ . Néanmoins, **en augmentant la tension appliquée aux bornes de la décharge, l'effet induit par le plasma sur l'écoulement le long de l'extrados croît** (Figure 6.12a). Par exemple à l'incidence de  $16^\circ$ , en absence d'action le coefficient de portance vaut  $C_l = 0.4$ . En appliquant une tension  $V = 12$  kV, celui-ci vaut  $C_l = 0.6$  ce qui représente un gain de 50% tandis qu'à  $V = 20$  kV la portance vaut dans ce cas  $C_l = 0.8$  soit un gain d'environ 100% (et à  $V = 18$  kV,  $C_l = 0.75$  gain de 87%).

Cependant, une limitation intrinsèque à la conception du profil nous empêche d'appliquer une tension supérieure à 20 kV au risque de rencontrer des problèmes de claquages électriques avec des parties métalliques.

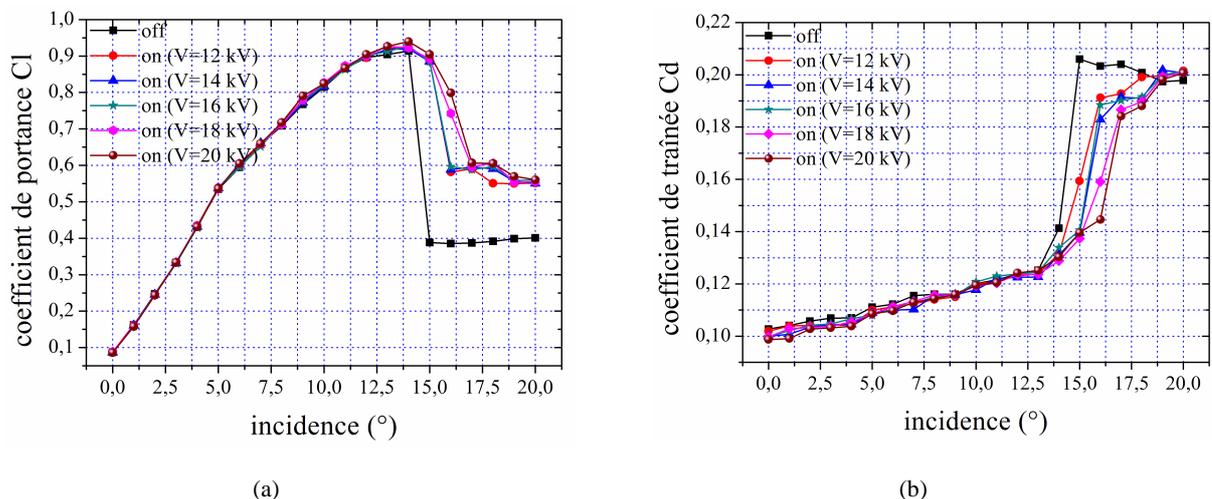


Figure 6.12. Modifications du coefficient de portance (a) et de traînée par activation de l'actionneur plasma. Influence de l'amplitude de tension appliquée aux bornes de la décharge (b).

Globalement, l'influence de l'augmentation de l'amplitude de tension est quasi-similaire sur le coefficient de traînée (Figure 6.12b). Avant le décrochage, l'actionneur DBD a peu d'effet sur l'écoulement circulant le long de l'extrados. Au-delà de ce point, l'élévation de la tension permet de réduire d'autant plus la traînée globale de la maquette d'aile. En effet, à  $16^\circ$  le coefficient de traînée

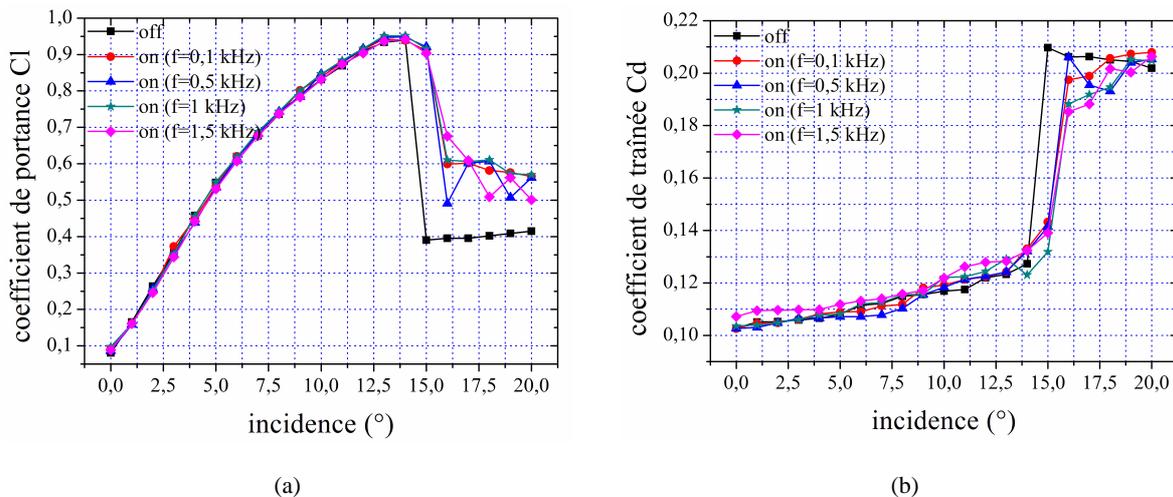
vaut  $C_d = 0.16$  pour une tension  $V = 18$  kV contre  $C_d = 0.143$  lorsqu'une tension de 20 kV est appliquée. Ceci représente un gain de performance de près de 10%.

### b. Effet de la variation de la fréquence de la décharge

Les pesées de la Figure 6.13 donnent l'évolution des coefficients aérodynamiques en fonction de l'incidence et de la fréquence de fonctionnement de la décharge. De même que dans la sous-section précédente, l'augmentation de la fréquence ne permet pas d'accroître les performances de la maquette d'aile dans la zone de pré-décrochage.

Les résultats obtenus dans la zone de post-décrochage sont les plus significatifs. La gamme de fréquence testée permet de définir une fréquence seuil ( $f_{\min} = 0.1$  kHz) qui permet de repousser l'angle de décrochage naturel de un degré. Cependant, malgré l'augmentation de la fréquence de la décharge nous ne sommes toujours pas parvenu à repousser l'angle de décrochage au-delà de  $15.5^\circ$ .

De plus, contrairement aux résultats avec la variation de l'amplitude de tension, l'augmentation de la fréquence n'aboutit pas forcément à un gain en portance et en traînée. En effet à l'incidence de  $16^\circ$ , le coefficient de portance vaut  $C_l = 0.6$  pour les fréquences  $f = 0.1$  et 1 kHz, tandis qu'à  $f = 0.5$  kHz, celui-ci est moindre ( $C_l = 0.5$ ) ce qui représente un écart de près de 10%. Ceci semble mettre en évidence l'importance de la valeur de la fréquence de l'actionneur DBD sur le contrôle d'écoulement.

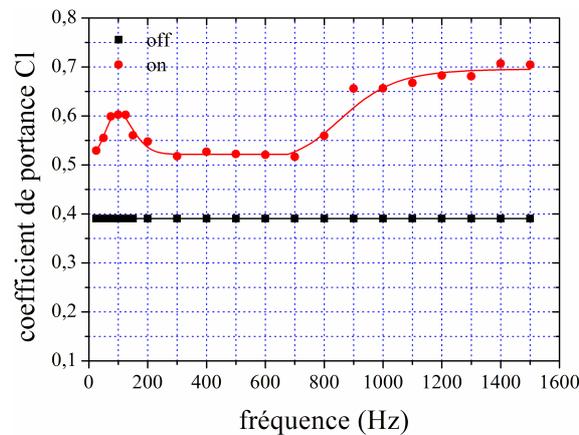


**Figure 6.13. Modifications du coefficient de portance (a) et de traînée par activation de l'actionneur plasma (b). Influence de la fréquence du signal haute tension appliquée aux bornes de la décharge.**

Afin de corroborer ce fait, nous avons balayé une gamme de fréquence comprise entre 0.025 et 1.5 kHz lorsque la maquette d'aile est mise à l'incidence de  $16^\circ$ . La figure 6.14 donne l'évolution du coefficient de portance en fonction de la fréquence de fonctionnement de la décharge ( $\alpha = 16^\circ$  et  $U_\infty = 20$  m/s). Ce résultat est intéressant car il met en lumière deux comportements de l'actionneur plasma :

\_ Le premier correspond au cas où l'énergie injectée dans la couche limite est suffisante pour avoir un effet significatif sur la portance. Celui-ci survient lorsque la décharge a une fréquence de fonctionnement comprise entre  $0.8 \leq f \leq 1.5$  kHz. En effet, dans cette plage fréquentielle la vitesse du vent électrique varie environ de 3.5 à 4.5 m/s.

\_ Le second semble correspondre à un effet plutôt *fréquentiel* lié à l'écoulement naturel au-dessus du NACA 0015-Eiffel, car pour des fréquences de  $50 \leq f \leq 200$  Hz, le vent induit par le plasma n'excède pas les 1 m/s.



**Figure 6.14. Modification du coefficient de portance en fonction de la fréquence de fonctionnement de l'actionneur DBD. Polaire obtenue à 20 m/s ( $R_e \approx 250000$ ) à l'incidence de  $16^\circ$ .**

### 6.3. Contrôle des décollements avec l'actionneur en mode instationnaire

Pour améliorer les performances aérodynamiques de la maquette d'aile, nous adoptons comme stratégie de contrôle le mode de fonctionnement *instationnaire* de l'actionneur plasma (cf. paragraphe 5.3.3b). Dans cette section, l'influence de la fréquence du signal modulant sur un écoulement a été testée, ainsi que l'effet du rapport cyclique.

#### 6.3.1. Influence de la fréquence de *pulse*

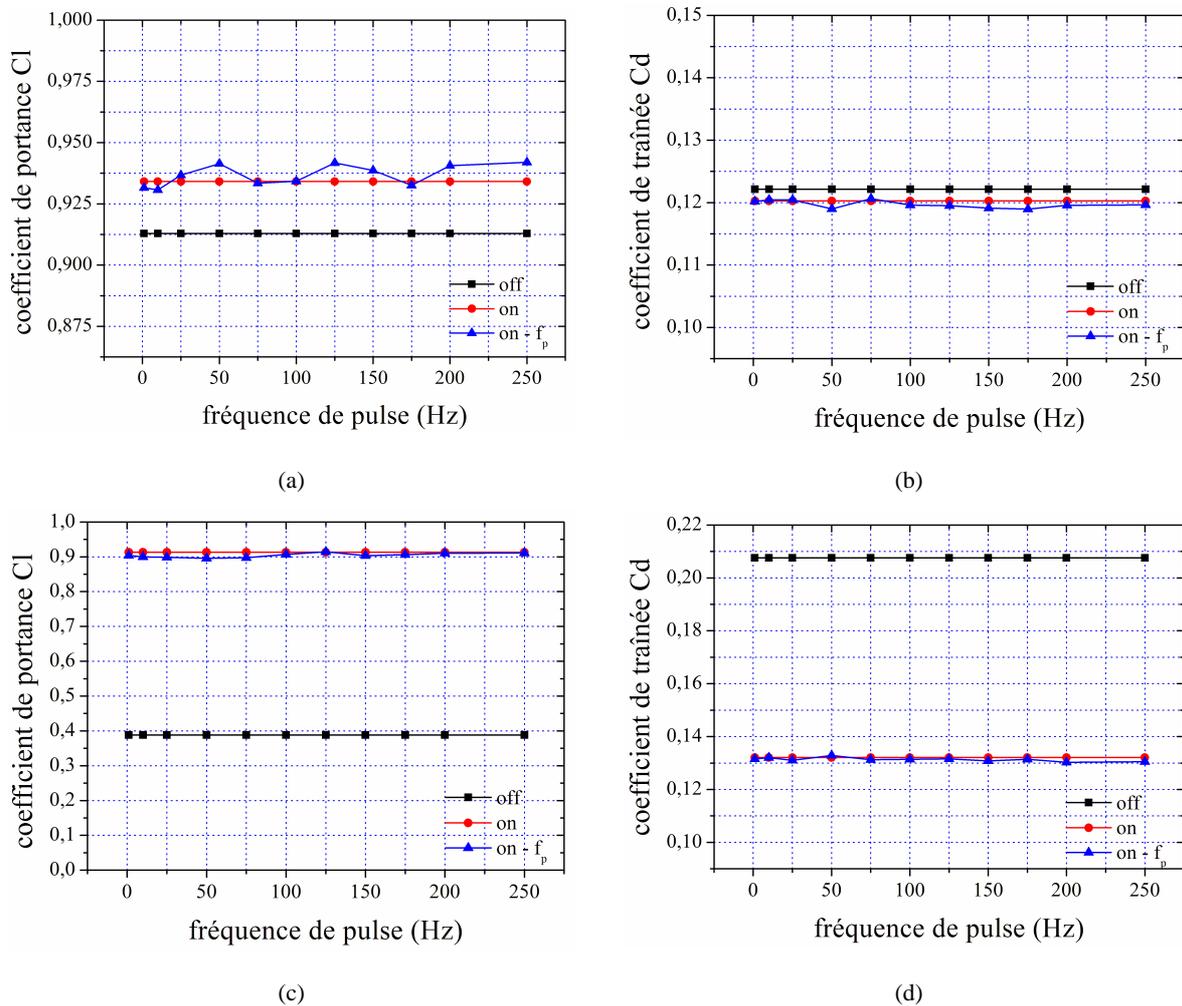
Afin de mettre en évidence la possible influence de la fréquence de pulse  $f_p$  sur un écoulement, l'actionneur plasma fonctionne en mode instationnaire. Pour cela, nous avons modifié la fréquence du signal modulant  $f_p$  dans une gamme comprise entre 25 et 250 Hz. La plage fréquentielle testée est déterminée à partir d'une fréquence adimensionnelle  $F_+$  égale à l'unité, d'après Seifert et al. [111] :

$$F_+ = \frac{Cf_p}{U_\infty} = 1 \quad (6.4)$$

avec  $C$  la corde de la maquette d'aile,  $f_p$  la fréquence du signal modulant et  $U_\infty$  la vitesse de l'écoulement principal. De plus, la valeur du rapport cyclique est dans ce cas fixé à 50% (cf. Figure 5.12).

La Figure 6.15 présente l'évolution des coefficients aérodynamiques du NACA 0015-Eiffel pour deux incidences ( $14^\circ$  et  $15^\circ$ ) en absence d'action, et lorsque la décharge fonctionne en mode continu, puis en mode pulsée. La mise en action instationnaire a dans l'ensemble le même effet qu'une action continue sur la portance et sur la traînée. Pour les deux modes de fonctionnement, le gain en portance est de l'ordre de 125% et la réduction de traînée atteint 60% à l'incidence de  $15^\circ$ .

Ceci s'avère intéressant dans le cas d'une mise en action instationnaire car pour une même amélioration de performance, la consommation spécifique de l'actionneur DBD est réduite de moitié. Ici, on passe de  $P = 0.8 \text{ W/cm}$  en action continu ( $V = 18 \text{ kV}$  et  $f = 1 \text{ kHz}$ ) à  $P = 0.4 \text{ W/cm}$  en pulsé.



**Figure 6.15. Modification des coefficients aérodynamiques par activation de l'actionneur plasma en mode continu ou pulsé (rapport cyclique de 0,5). Polaires obtenues à 20 m/s ( $R_e \approx 250000$ ) aux incidences de 14° en haut et 15° en bas.**

A contrario, on observe sur les pesées de la Figure 6.16 qu'à l'incidence de 16°, la mise en action instationnaire semble plus efficace que le mode continu lorsque la fréquence de pulse  $f_p$  est comprise entre 25 et 100 Hz ( $F_+ = 0.25$  à 1). En effet, on observe des gains significatifs sur les coefficients aérodynamiques. L'écart de performances entre les deux modes d'action atteint tout de même près de 22% en moyenne sur la portance avec un pic à  $f_p = 50 \text{ Hz}$  où  $C_l$  atteint 0.8 contre  $C_l = 0.64$  en continu. De plus, avec le mode pulsé la puissance électrique consommée est réduite de moitié par rapport au mode continu.

Dans le cas du coefficient de traînée  $C_d$ , les gains sont moins significatifs. Effectivement, la différence de performances équivaut à 12.5% en moyenne, excepté à  $f_p = 100 \text{ Hz}$ . Ce résultat semble mettre en évidence le fait que la fréquence du signal modulant appliquée à celle de l'actionneur DBD a une influence sur l'écoulement le long de l'extrados de la maquette d'aile.

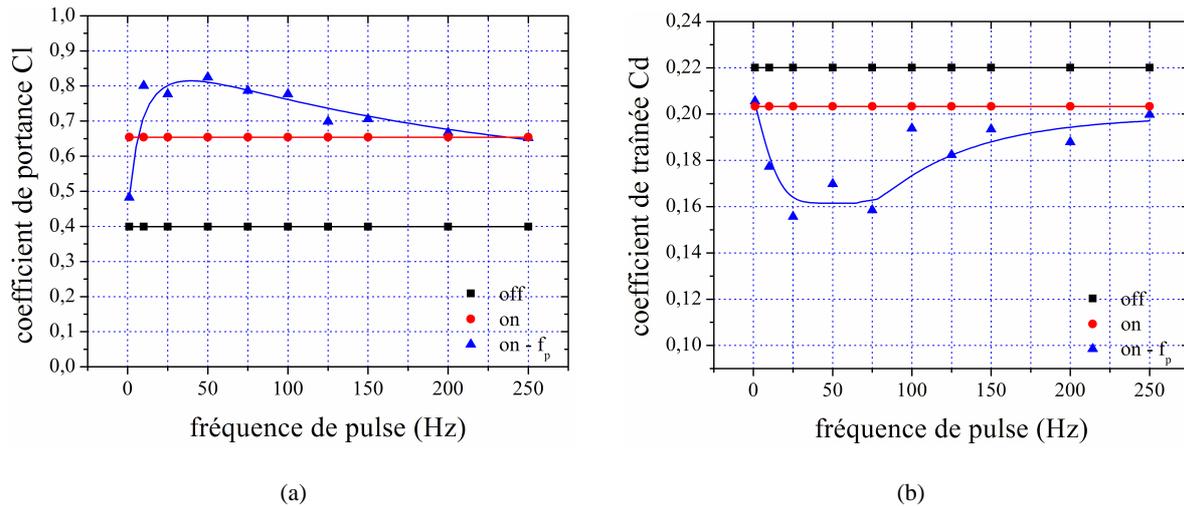


Figure 6.16. Modification des coefficients aérodynamiques par activation de l'actionneur plasma en mode continu ou pulsé (rapport cyclique de 0,5). Polaires obtenues à 20 m/s ( $R_e \approx 250000$ ) à l'incidence de  $16^\circ$ .

### 6.3.2. Influence du rapport cyclique

L'influence de la variation du rapport cyclique de l'actionneur plasma sur les performances aérodynamiques de la maquette d'aile est détaillée dans cette partie. Pour cela, nous avons modifié le temps d'ouverture  $T_0$  du signal modulant faisant ainsi varier le rapport cyclique (voir paragraphe 5.3.3b). La fréquence de pulse est fixée à  $f_p = 100$  Hz (soit  $F_+ = 1$ ), et la gamme de rapport cyclique ( $rc$ ) testée est comprise entre 0.05 et 0.8.

Pour de plus amples détails, nous présentons les cas où  $f_p = 50$  et 75 Hz en annexe A9.

La Figure 6.17 présente l'évolution des coefficients aérodynamiques du NACA 0015-Eiffel à l'incidence de  $16^\circ$  en absence d'action et lorsque la décharge fonctionne en mode pulsée ou non (à  $V = 18$  kV et  $f = 1$  kHz). Dans une gamme de rapport cyclique comprise entre 0.6 et 0.8, la mise en action instationnaire a quasiment le même effet qu'une action continue de l'actionneur DBD sur la portance (Figure 6.17a). Le gain en portance est de l'ordre de 50% en moyenne dans les deux cas par rapport à l'absence d'action. Mais la consommation spécifique de l'actionneur plasma est diminuée de 40% (à  $rc = 0.6$ ) ce qui amène la puissance électrique à  $P = 0.24$  W/cm.

A contrario, la mise en action instationnaire semble plus efficace que le mode continu lorsque le rapport cyclique est compris entre 0.1 et 0.5. L'écart de performances entre les deux modes d'action atteint tout de même près de 15% en moyenne sur la portance avec un pic à  $rc = 0.5$  où le gain vaut cette fois 25%. Ce résultat est intéressant d'un point de vue énergétique car avec un rapport cyclique de 0.1, la puissance électrique consommée par l'actionneur est réduite de 90%. Dans ce cas, la puissance passe de  $P = 0.8$  W/cm (en continu) à  $P = 0.08$  W/cm.

Les pesées de la Figure 6.17b donne l'évolution du coefficient de traînée  $C_d$  en fonction de l'incidence et des modes de fonctionnement continu et instationnaire de la décharge. Contrairement à la portance, l'actionneur DBD en mode pulsé a cette fois-ci une plage d'efficacité optimale compris entre  $rc = 0.35$  et 0.6. De plus, il semble qu'il y ait un pic de performance pour  $rc = 0.5$  car dans ce cas, la réduction de traînée atteint 25%.

Néanmoins, on peut obtenir un effet similaire avec un rapport cyclique de 10% par rapport au cas continu. Ce qui tend à réduire de près de 90% la consommation de la décharge.

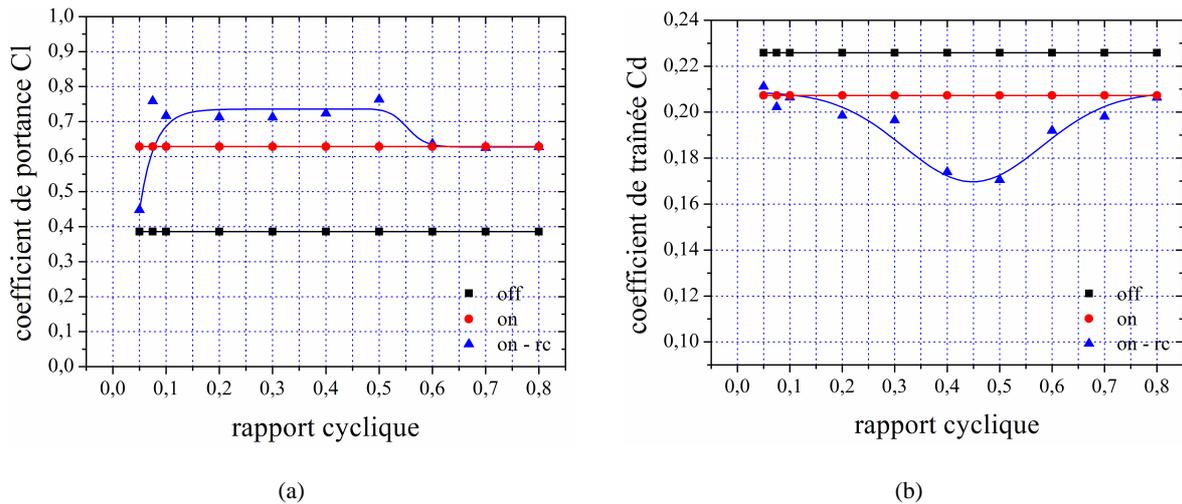


Figure 6.17. Modification des coefficients aérodynamiques par activation de l'actionneur plasma en mode continu ou pulsé. Influence du rapport cyclique sur les polaires obtenues à 20 m/s ( $R_e \approx 250000$ ) à l'incidence de  $16^\circ$ .

Ces résultats semblent mettre en évidence le fait que le rapport cyclique du signal modulant à une influence sur l'écoulement naturel circulant au-dessus de la maquette. Mais, l'influence du rapport cyclique n'est pas clairement établie.

En effet, en modifiant la valeur de la fréquence de pulse  $f_p$  la plage d'efficacité sur les coefficients aérodynamiques est décalée et réduite (voir annexe A9). Il apparaît que si la fréquence de pulse  $f_p$  diminue, il faille agir plus longtemps. Dans ce cas, le rapport cyclique optimum semble vers une valeur comprise entre 0.4 et 0.5.

#### 6.4. Application du contrôle dans le cas du décollement

Dans cette section, nous présentons les résultats obtenus par mise en action de l'actionneur plasma en mode continu dans le cas du décollement, ainsi que l'influence du nombre d'actionneurs enclenchés sur la modification des performances aérodynamiques du profil.

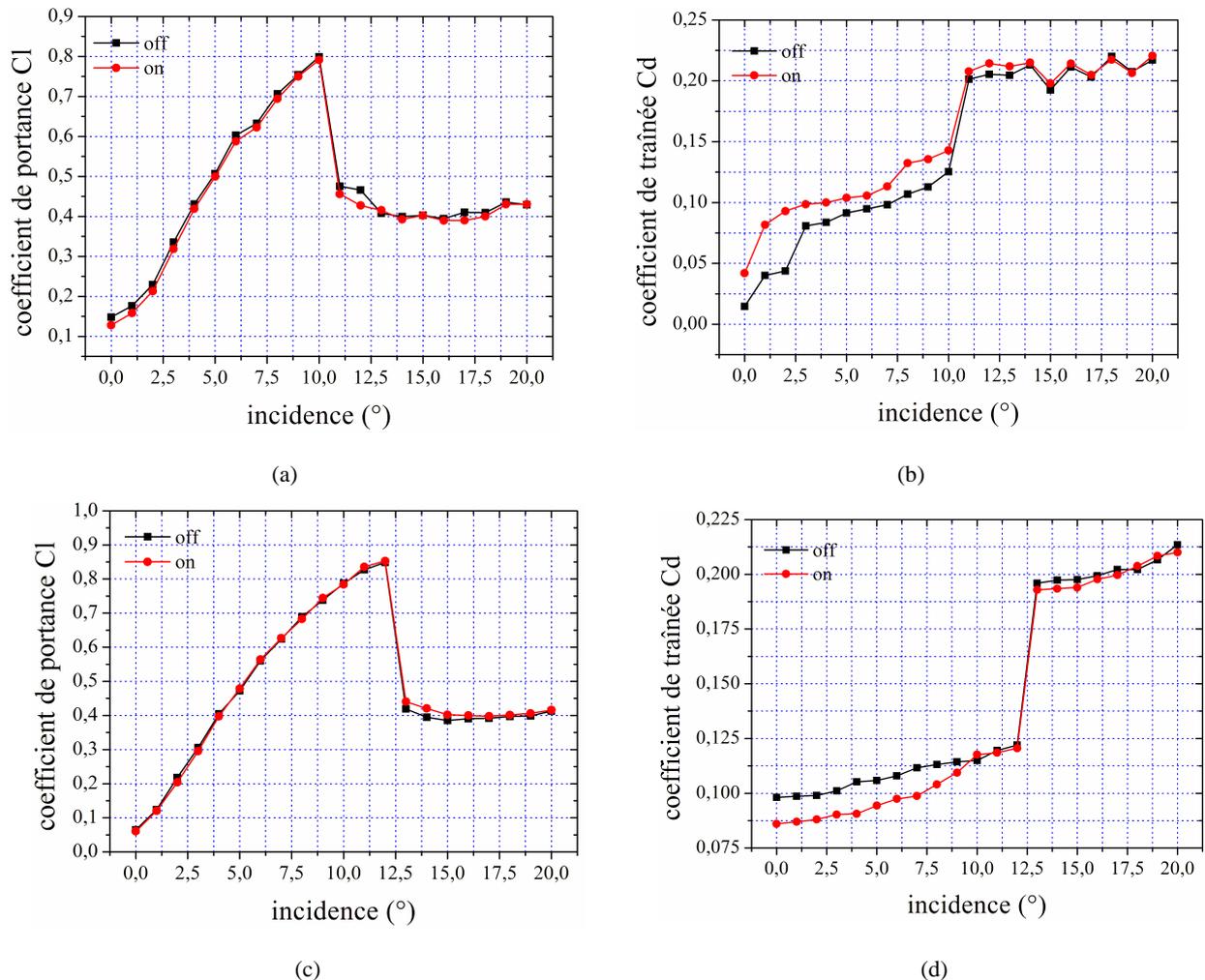
##### 6.4.1. Modifications des coefficients aérodynamiques

L'angle d'attaque du profil est modifié de  $0^\circ$  à  $20^\circ$  par pas de 1 degré et à chaque incidence, la décharge est mise en action. Ici, **le vent électrique n'est plus dans la direction que l'écoulement principal ; il s'y oppose** (mode counter-flow). Le protocole expérimental ayant servi pour mener cette étude est le même que celui utilisé dans le paragraphe 5.3.2.

Les résultats présentés sont ceux obtenus par l'activation de l'actionneur plasma placé à 15% de corde.

Les figures 6.18 et 6.19 présentent l'évolution des coefficients aérodynamiques en fonction de l'incidence et du nombre de Reynolds. L'activation de l'actionneur plasma (à  $V = 18$  kV et  $f = 1$  kHz) aboutit à une modification des coefficients aérodynamiques du NACA 0015-Eiffel.

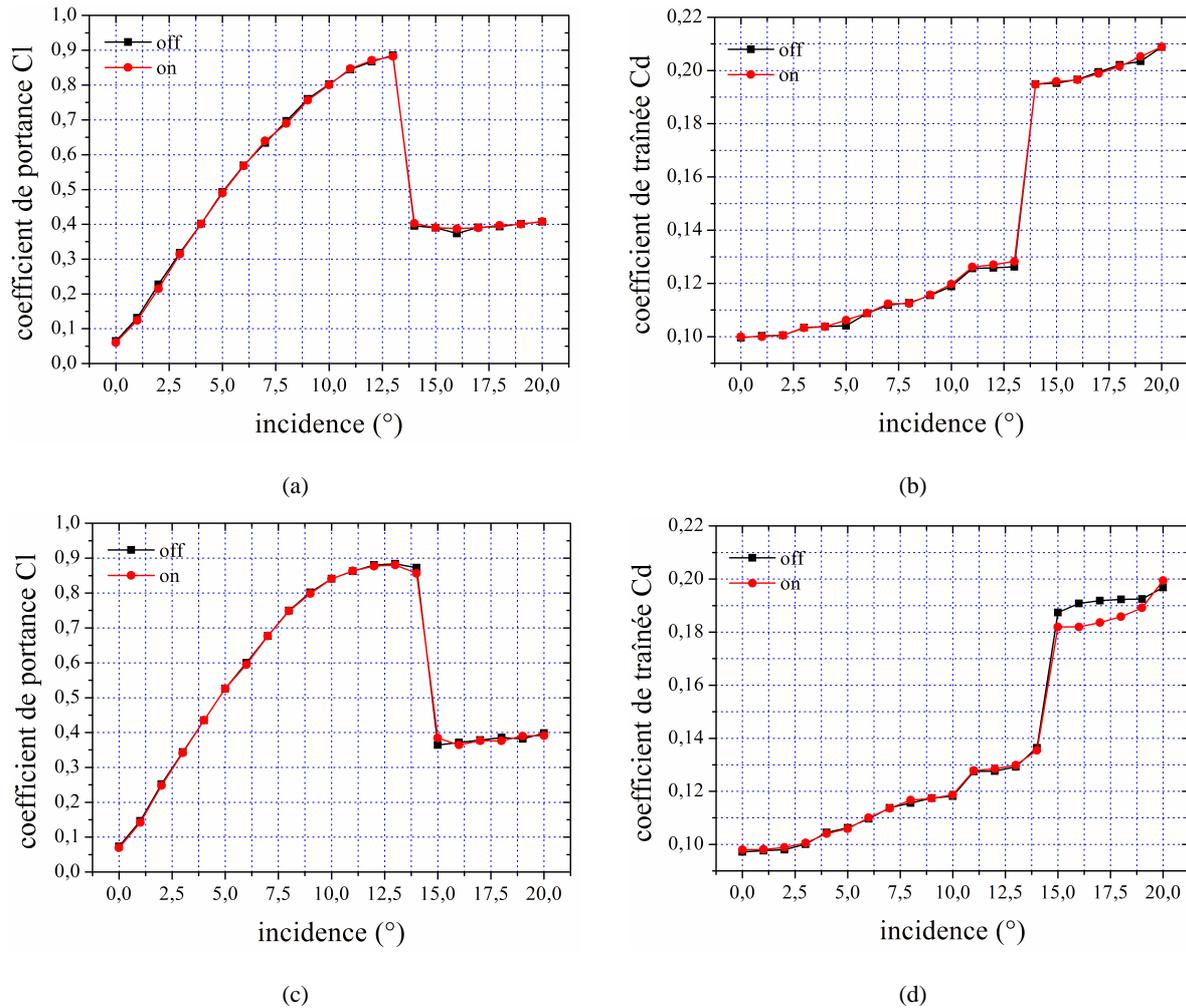
Les différentes polaires obtenues montrent que dans le cas présent l'effet de l'actionneur plasma survient uniquement sur la traînée. Aux vitesses de 30 et 40 m/s, la décharge n'a que peu d'influence sur l'écoulement le long de l'extrados (Figure 6.19).



**Figure 6.18. Modification des coefficients aérodynamiques par activation de l'actionneur plasma (act1). Polaires obtenues à 10 m/s ( $R_e \approx 130000$ ) en haut et à 20 m/s ( $R_e \approx 250000$ ) en bas.**

Les résultats obtenus diffèrent de l'objectif à atteindre selon la vitesse d'écoulement. A 10 m/s, la mise en action de l'actionneur plasma parvient à augmenter la traînée de 20% en moyenne dans la zone de pré-décrochage (Figure 6.18b). A contrario, à 20 m/s la traînée est réduite de près de 8% en moyenne (Figure 6.19b). Ce résultat, assez surprenant, peut s'expliquer par le fait qu'à cette vitesse, l'actionneur DBD doit provoquer une modification de la couche limite, induisant de ce fait un recollement partiel et donc une réduction de traînée. Pour ces deux vitesses (10 et 20 m/s), l'actionneur plasma n'a plus d'effet après le point de décrochage  $\alpha_d$ .

Cette première série d'expériences met en lumière la difficulté de parvenir à décoller un écoulement au-dessus du NACA 0015-Eiffel à haute vitesse en employant un seul actionneur plasma. La quantité de mouvement injectée par la décharge parvient à modifier l'écoulement le long de l'extrados pour les vitesses de 10 et 20 m/s. Cependant, celle-ci n'est pas suffisante pour des vitesses supérieures à 20 m/s.



**Figure 6.19. Modification des coefficients aérodynamiques par activation de l'actionneur plasma (act1). Polaires obtenues à 30 m/s ( $R_e \approx 380000$ ) en haut et à 40 m/s ( $R_e \approx 510000$ ) en bas.**

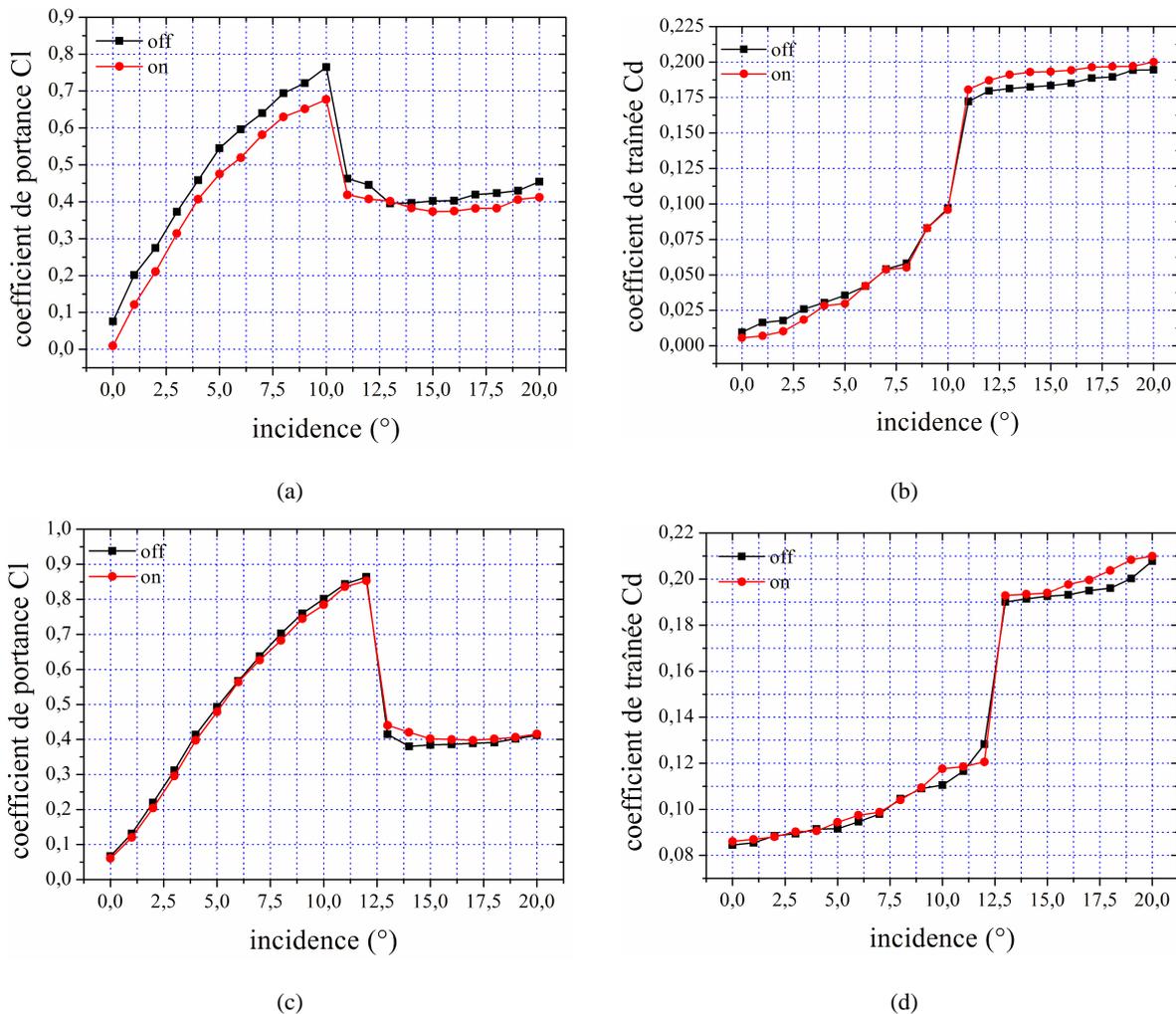
#### 6.4.2. Influence du nombre d'actionneurs

L'influence du multi-actionneur sur les performances aérodynamiques de la maquette d'aile est détaillée dans cette partie. Pour cela, nous avons employé simultanément les trois DBD du dispositif de contrôle. Dans la présente étude, les actionneurs sont disposés sur l'extrados de façon à cumuler les vents induits produits les décharges (Figure 6.5b). Cette disposition géométrique est tirée des travaux de Forte et al. [77] qui ont déterminé un optimum d'espace entre chaque DBD.

Les figures 6.20 et 6.21 présentent l'évolution des coefficients aérodynamiques en fonction de l'incidence et du nombre de Reynolds. L'activation des actionneurs plasmas (à  $V = 18$  kV et  $f = 1$  kHz) aboutit à une modification des coefficients aérodynamiques du NACA 0015-Eiffel.

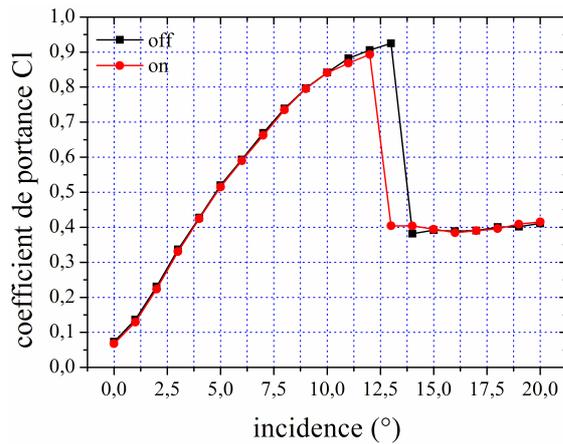
Les différentes polaires obtenues montrent des résultats complètement différents de ceux obtenus dans la sous-section ultérieure. En effet à 10 m/s, nous réduisons cette fois-ci la valeur du coefficient de portance (Figure 6.20a). Dans la zone de pré-décrochage, la réduction de portance est la plus significative. Elle atteint 22% en moyenne contre 7% dans la zone post-décrochage. Par contre, l'effet du vent induit par la décharge est tout autre sur la traînée. Avant le point de décrochage, le coefficient

de traînée est réduit de 18% en moyenne alors qu'il est augmenté de 5% après le décrochage (Figure 6.20b).

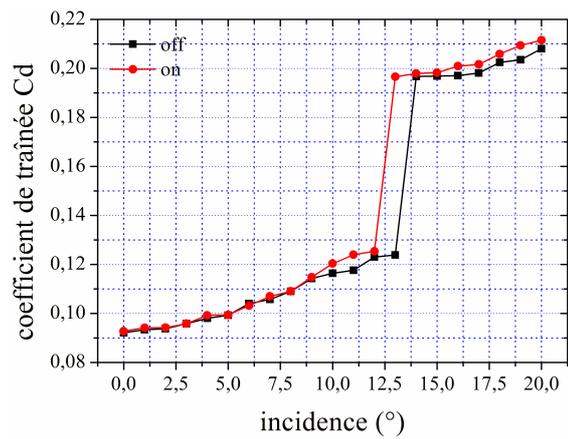


**Figure 6.20. Modification des coefficients aérodynamiques par activation des trois actionneurs plasmas. Polaires obtenues à 10 m/s ( $R_e \approx 130000$ ) en haut et à 20 m/s ( $R_e \approx 250000$ ) en bas.**

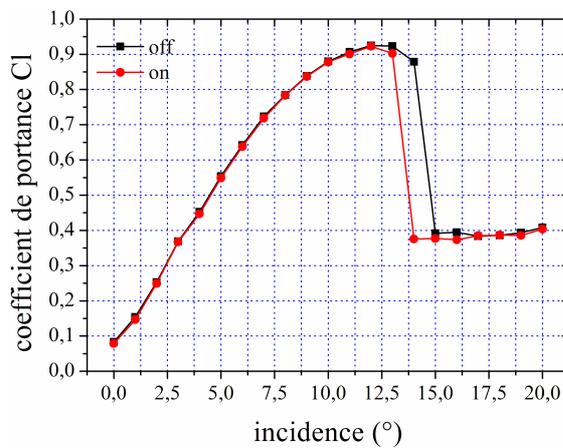
A 20 m/s, le vent électrique ne parvient que peu à modifier les conditions d'écoulement au-dessus de la maquette d'aile (Figure 6.21a et 6.21b). L'influence sur les coefficients aérodynamiques n'excède pas 5% en moyenne. A contrario, l'activation des actionneurs plasmas en mode continu permet de faire *décrocher* la maquette d'aile plus tôt en incidence aux vitesses de 30 et 40 m/s (Figure 6.20). Dans les deux cas, l'angle de décrochage est en avance de un degré par rapport au décrochage naturel. Par exemple à 30 m/s, le décrochage naturel intervient à  $\alpha_d = 13.5^\circ$  puis à l'enclenchement des décharges celui-ci passe à  $\alpha_d = 12.5^\circ$ . La perte de portance atteint jusqu'à 125% et le coefficient de traînée augmente de 65%. Pour ces deux valeurs de vitesse, l'influence induite par le multi-actionneur semble plus être liée à une "déstabilisation" de la couche limite qu'un réel soufflage tangentiel de l'écoulement provoquant ainsi son détachement au-dessus du NACA 0015-Eiffel.



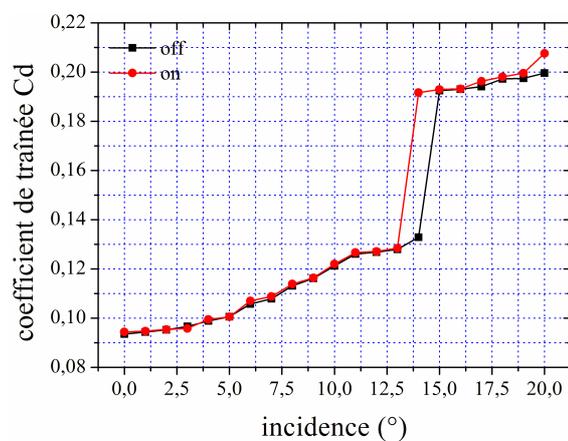
(c)



(d)



(e)



(f)

**Figure 6.21. Modification des coefficients aérodynamiques par activation des trois actionneurs plasmas. Polaires obtenues à 30 m/s ( $R_e \approx 380000$ ) en haut et à 40 m/s ( $R_e \approx 510000$ ) en bas.**

## 6.5. Conclusion

L'étude du contrôle du point de séparation de la couche limite par actionneur plasma pour des nombres de Reynolds allant jusqu'à  $0.5 \times 10^6$  a permis de définir la plage d'efficacité de la DBD développée au LEA et employée dans le cadre de cette étude.

Au travers de la série d'expériences réalisée dans la section 6.2, il apparaît que **l'influence de l'actionneur plasma soit cantonné à une plage de vitesse comprise entre 0 et 20 m/s** alors que l'envergure de l'électrode active ne représente que **54%** de celle du profil. Dû fait de la présence de pièce métallique dans la maquette, nous n'avons pas pu **appliquer une tension supérieure à 20 kV**, et donc de bénéficier du vent induit maximal actuellement à notre disposition. En outre, les vitesses de 30 et 40 m/s n'ont pas fait l'objet d'une attention particulière de notre part au regard de 10 et 20 m/s.

Cependant, nous avons pu mettre en évidence une **influence significative sur les performances aérodynamiques** de la maquette d'aile lors de **la variation des paramètres électriques** (tension et fréquence).

L'emploi d'**une action instationnaire a permis d'optimiser la consommation électrique de l'actionneur plasma tout en obtenant un effet similaire voire supérieure (selon les cas) à une action continue**. Le mécanisme à l'œuvre dans le cas d'une mise en action instationnaire n'est pas encore bien compris. C'est pourquoi, une étude récente (Bénard et al. [140]) ayant consisté en des mesures de PIV rapide a permis de mieux saisir l'influence de ce mode d'action. L'article est présenté en annexe A10.

Cela dit, il semble que l'efficacité du contrôle dépend à la fois de la fréquence de pulse  $f_p$  et du rapport cyclique. La fréquence de pulse  $f_p$  modulant l'actionneur plasma est liée à la fréquence naturelle de l'écoulement. Par exemple, l'augmentation de l'efficacité à 100 Hz est apparemment liée au fait que la fréquence des lâchés tourbillonnaire est de l'ordre de 100 Hz. Le rapport cyclique, quant à lui, est lié à la durée de l'action.

Les résultats de la section 6.4 confirment ceux obtenus au paragraphe 5.4. En effet, il apparaît qu'il est difficile de parvenir à décoller un écoulement au-dessus du NACA 0015-Eiffel pour des nombres de Reynolds allant jusqu'à  $0.5 \times 10^6$  avec un actionneur plasma unique. Néanmoins, l'addition des effets produits par trois DBD a permis de faire *décrocher* la maquette d'aile un degré plus tôt.

---

## **Conclusions et perspectives**

---

*On ne fait jamais attention à ce qui a été fait, on ne voit que ce qui reste à faire.  
Marie Curie*



Les travaux rapportés dans ce mémoire ont été menés dans le but d'étudier et d'optimiser une Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) de surface employée comme actionneur plasma dans le cadre du contrôle d'écoulement sur profil d'aile. Nous allons présenter ici un bilan sur la partie actionneur plasma, puis un bilan sur la partie concernant le contrôle. Enfin, nous terminerons par les futures orientations de recherche qu'il serait intéressant de mener à la suite de ces travaux.

## 1. Bilan de la partie : Actionneur plasma

La revue bibliographique de la première partie de ce mémoire se rapporte au domaine des plasmas. La formation, les phénomènes d'entretien et de dissipation ainsi que les applications de ce *quatrième état* de la matière y sont décrits. Nous avons également introduit et expliqué le phénomène de *vent électrique*, cette mise en mouvement de l'air qui survient sous certaines conditions au sein des décharges électriques. Cet écoulement s'explique par le transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées et les particules neutres du gaz, les premières étant accélérées par les forces de Coulomb. Basés sur ce phénomène, les actionneurs plasmas ont pour but de modifier la vitesse de l'écoulement dans la couche limite qui se développe sur les profils aérodynamiques, en créant une décharge électrique de surface.

Bien que l'électro-aérodynamique soit encore un domaine d'étude relativement jeune, nous avons pu constater l'ampleur de l'effort de recherche consacré à ce sujet depuis quelques années. En effet, ces décharges électriques de surface employées comme actionneurs plasmas sont prometteuses car elles possèdent l'avantage d'être facilement contrôlable, dans la mesure où la grandeur d'entrée est électrique : leur action peut donc être modulé de façon simple.

Grâce à sa simplicité de mise en œuvre et à sa stabilité en regard du passage au régime d'arc, nous avons opté pour la DBD comme actionneur plasma en vue d'une application au contrôle. Au travers d'une première série d'expériences où plusieurs paramètres de base ont été testés, nous avons ainsi pu mettre en évidence les caractéristiques relatives à la conception de la DBD et les grandeurs électriques aboutissant à la maximisation du vent électrique induit. Ceci a permis de porter la vitesse du vent électrique à près de 7 m/s. Les principaux résultats issus des mesures électrique et mécanique réalisées lors de cette première étude sont résumés ci-après :

- \_ L'influence de l'encapsulation de l'électrode de masse sur le comportement électromécanique de l'actionneur plasma a montré que le fait d'inhiber une zone de plasma permet de réduire de moitié la puissance électrique consommée, donc de doubler le rendement de la DBD. Pourtant, vu les problèmes de claquage du diélectrique rencontré lorsque la tension appliquée dépasse un certain seuil avec une électrode encapsulée, il semble préférable d'employer une DBD non encapsulée. Ce point devra être plus précisément étudié dans le futur.

- \_ La vitesse du vent électrique induit est liée à l'extension du plasma au-dessus de la barrière diélectrique. Pour parvenir à agrandir la zone de décharge, on peut augmenter la largeur de l'électrode de masse jusqu'à un optimum, de même que la tension appliquée aux bornes de la décharge. L'aspect fréquentiel permet aussi d'accroître le vent induit, mais ceci est dû à une répétition de cycle de décharge plus importante. Cependant, une limite physique rendant la décharge instable et filamentaire empêche une croissance continue de la tension et de la fréquence.

- \_ L'étude sur la nature de la barrière diélectrique a montré la nécessité d'une sélection adéquate du diélectrique employé en fonction de la permittivité  $\epsilon_r$  et de la rigidité diélectrique, afin de trouver un équilibre entre vitesse maximum du vent électrique et puissance consommée. Il semble que le meilleur

compromis soit un matériau ayant une permittivité peu élevée, i.e.  $\epsilon_r \approx 3$ . En effet, la vitesse du vent électrique bien que s'accroissant avec la permittivité  $\epsilon_r$  se fait en contrepartie qu'une augmentation de la puissance électrique consommée par la décharge, ce qui réduit le rendement de l'actionneur plasma.

La seconde étude que nous avons menée, concernant le fonctionnement de la DBD, s'inscrit d'avantage dans une logique de problématique d'intégration sur maquette d'aile, puis d'une application au contrôle. En effet, au moyen des mesures électriques et mécaniques réalisées, puis des grandeurs électromécaniques (comme le rendement par exemple) estimées et comparées, nous avons ainsi pu montrer que :

- \_ La variation de la barrière isolante a mis en évidence le fait que quelle que soit l'épaisseur du diélectrique employé, la vitesse maximale du vent électrique est quasi-identique à puissance électrique consommée constante. C'est donc le paramètre d'entrée *puissance électrique* qui est le plus significatif sur la vitesse produite. Néanmoins, la décharge obtenue sur un diélectrique *fin* ( $a \leq 1$  mm) est plus filamentaire, favorisant sa disruption, par rapport à celle obtenue sur une barrière isolante *épaisse* ( $a \geq 2$  mm). De plus, l'augmentation de l'épaisseur du diélectrique améliore le rendement ainsi que la fiabilité de la DBD.

- \_ Les différentes formes d'ondes appliquées aux bornes des électrodes donnent un comportement électromécanique similaire à puissance constante, excepté pour les signaux *carré* et *rampe positive*. En fait, les performances de la DBD de surface sont liées au slew-rate de la forme d'onde appliquée à la décharge. Celui-ci semble posséder un optimum dont la valeur est comparable à la pente à l'origine d'un signal de type sinusoïdal.

- \_ L'adjonction d'une impédance dans le circuit de décharge mise en série entre l'alimentation et l'actionneur, nous a permis d'accroître l'efficacité de la DBD. L'incidence de composants résistifs et inductifs sur la décharge semble moins évidente que le simple fait de *filtrer* les pics de courant, et semble plutôt liée à une adaptation d'impédance entre la DBD et l'alimentation. Des mesures complémentaires effectuées récemment [74] ont montré que la vitesse pouvait être multiplié par deux à certaines fréquences ( $\approx 10$  kHz).

- \_ La surimposition d'une composante continue accentue légèrement les performances électromécaniques de l'actionneur plasma mais l'influence de l'ajout de ce potentiel survient lorsque la décharge est peu énergétique.

## 2. Bilan de la partie : Application au contrôle

La revue bibliographique au début de la seconde partie, nous a permis d'appréhender les définitions des grandeurs aérodynamiques importantes, et nous a donnée une vue d'ensemble du contrôle d'écoulement. Après avoir dressé une liste non exhaustive des différents actionneurs utilisés actuellement, nous avons mis en évidence que l'actionneur plasma présente une voie alternative de contrôle actif offrant des perspectives intéressantes. En dépit d'un défaut de maturité de l'électro-aérodynamique, nous avons pu constater que les actionneurs plasmas ont déjà montré des capacités de contrôle sur une large gamme de configurations aérodynamiques classiques (écoulements de plaques planes, de profils d'aile...). L'avantage de ce type d'actionneur tient en sa simplicité de mise en œuvre et son action facilement contrôlable, dans la mesure où la grandeur d'entrée est un signal électrique. Son effet peut donc être modulé de façon simple. Par contre, le principal inconvénient est que la vitesse moyenne du vent électrique est actuellement limitée à environ 8 m/s et que son champ d'action pourrait être limité à des vitesses d'écoulement restreintes, même si de récents résultats encourageants ont montré des effets significatifs jusqu'à des vitesses de près de 100 m/s.

Par la suite, nous nous sommes confrontés directement à la problématique du contrôle sur profil aérodynamique. Deux maquettes d'aile de type NACA 0015 ont été réalisées, puis équipées d'un ou plusieurs actionneurs plasmas, i.e. des DBD de surface.

Les expériences ont été réalisées à la fois dans la soufflerie VISU 01 et la soufflerie Eiffel du LEA. La mise en place de ces deux configurations permet une double approche, d'autant plus intéressante que les deux montages conduisent à des nombres de Reynolds se situant dans la même gamme (compris entre  $0.1 \times 10^6$  et  $0.5 \times 10^6$ ). La soufflerie de visualisation autorise une approche davantage *physique* des phénomènes. La soufflerie Eiffel permet quant à elle une approche plus *quantitative*, grâce aux pesées.

Les principales conclusions concernant l'efficacité de la Décharge à Barrière Diélectrique de surface employé actionneur plasma sur les deux configurations sont maintenant détaillées :

- \_ L'activation des différents actionneurs a permis de modifier de façon très significative l'écoulement le long de l'extrados du NACA 0015-VISU. Nous avons ainsi pu mettre en évidence le fait qu'il faille agir proche du point de séparation pour obtenir un effet optimal en terme de contrôle, aussi bien pour détacher que pour recoller l'écoulement.

Avec une action instationnaire, les résultats diffèrent selon que l'on cherche à décoller ou à recoller l'écoulement. Nous parvenons aisément à recoller un écoulement, même en réduisant la consommation spécifique de l'actionneur plasma. Par contre, il semble nécessaire d'agir avec le maximum de puissance disponible pour réussir à décoller un écoulement.

La combinaison de l'effet de deux actionneurs plasmas a montré la capacité d'obtenir des résultats significatifs lorsqu'un actionneur unique a peu d'influence. Pour recoller un écoulement, il semble qu'il soit nécessaire d'utiliser les deux actionneurs au plus proche du point de séparation naturel, et l'un à la suite de l'autre. A l'inverse, pour le décollement, il faut agir au niveau de la séparation avec le premier actionneur (le plus en aval), puis beaucoup plus en amont avec le second.

- \_ L'étude du contrôle du point de séparation de la couche limite par actionneur plasma pour des nombres de Reynolds allant jusqu'à  $0.5 \times 10^6$  a permis de définir la plage d'efficacité de la DBD appliquée sur le NACA 0015-Eiffel. L'influence de l'actionneur plasma est cantonnée à une plage de vitesse comprise entre 0 et 20 m/s alors que l'envergure de l'électrode active ne représente que 54% de celle du profil. Dû fait de la présence de pièce métallique dans la maquette, nous n'avons pas pu appliquer une tension supérieure à 20 kV, et donc de bénéficier du vent induit maximal actuellement à notre disposition. En outre, les vitesses de 30 et 40 m/s n'ont pas fait l'objet d'une attention particulière de notre part et des résultats plus significatifs auraient certainement pu être obtenus si l'action avait été optimisée pour ces vitesses.

L'emploi d'une action instationnaire a permis d'optimiser la consommation électrique de l'actionneur plasma tout en obtenant un effet similaire voire supérieure (selon les cas) à une action continue. Le mécanisme à l'œuvre dans le cas d'une mise en action instationnaire n'est pas encore bien compris. Cela dit, il semble que l'efficacité du contrôle dépende à la fois de la fréquence de pulse  $f_p$  et du rapport cyclique. La fréquence de pulse  $f_p$  modulant l'actionneur plasma est liée à la fréquence naturelle de l'écoulement. Le rapport cyclique, quant à lui, est lié à la durée de l'action.

Enfin, il est apparu qu'il est difficile de parvenir à décoller un écoulement au-dessus du NACA 0015-Eiffel pour des nombres de Reynolds allant jusqu'à  $0.5 \times 10^6$  avec un actionneur plasma seul. Néanmoins, l'addition des effets produits par trois DBD a permis de faire *décrocher* la maquette d'aile un degré plus tôt.

### 3. Perspectives

Ces travaux ont permis, au travers de nombreuses expériences, de caractériser les effets de différentes stratégies de contrôle par actionneur plasma sur les écoulements autour de voilures. Toutefois, nous ne pourrions terminer ce manuscrit sans mentionner les nouvelles voies de recherche ouvertes lors de cette étude. En effet, de multiples questions restent encore à ce jour en suspens. On se propose donc d'évoquer quelques éléments d'analyses complémentaires sur les deux axes de recherches principaux abordés dans cette thèse.

Pour commencer, il serait particulièrement intéressant de poursuivre l'optimisation de la décharge à barrière diélectrique en vue d'augmenter le vent électrique induit et/ou de réduire sa consommation. En premier lieu, il semble nécessaire de compléter l'étude réalisée dans ce mémoire sur la barrière diélectrique. En effet, celle-ci joue probablement le rôle le plus important dans cette décharge. Nous avons vu que si l'on désire obtenir l'efficacité optimale de la DBD, il faut employer un isolant possédant une permittivité relativement faible. En outre, celui-ci doit posséder une rigidité diélectrique la plus conséquente possible afin de retarder le passage à l'arc. C'est pourquoi, il serait intéressant de tester des matériaux répondant à ces critères, par exemple le Méthacrylate de méthyl-Acrylonitrile-Butadiène-Styrène (MABS) qui a une permittivité de  $\epsilon_r = 2.9$  pour une rigidité de 35 kV/mm. A contrario, afin d'avoir le vent électrique le plus important et peut-être dépasser la barre des 10 m/s, il faudrait tester un matériau dont la permittivité soit la plus conséquente ( $\epsilon_r > 10$ ) comme les diélectriques high-K employés en microélectronique. En effet, la vitesse du vent électrique augmente avec la permittivité  $\epsilon_r$  mais se fait en contrepartie qu'une consommation électrique accrue. On peut aussi envisager l'utilisation d'actionneurs dont la barrière isolante aurait une épaisseur variable et/ou des propriétés diélectriques inhomogènes. Le but serait de modifier la distribution spatiale du champ électrique donc le vent induit.

Comme lors de l'alternance négative du cycle de fonctionnement de la décharge, le vent induit est plus conséquent, il serait judicieux de définir et de mettre au point une forme d'onde à valeur moyenne nulle favorisant la décharge négative de la DBD. Toutefois, il est nécessaire que le slew-rate du signal lors de l'alternance positive ne soit trop grand au risque d'accroître inutilement la puissance électrique consommée (cf. paragraphe 3.2 et 3.3). Une autre voie de recherche consisterait à utiliser une décharge impulsionnelle. En effet, Macheret et al. [141] ont montré par des simulations numériques qu'il est possible de dépasser les 10 m/s avec une DBD de surface en appliquant un signal impulsionnel négatif. En outre, de récentes mesures LDV effectuées au LEA ont mis évidence des pics de vitesse atteignant 6 m/s alors qu'en moyenne le vent induit par la décharge n'excède pas les 2 m/s.

Enfin, à partir des nouveaux résultats obtenus dans la partie actionneur plasma, il serait intéressant de reprendre la configuration multi-actionneur mise au point par Forte et al. [77] et optimiser celle-ci, puis appliquer un déphasage entre les différents actionneurs pour obtenir un multi-actionneur en *travelling wave* ([106]), et mesurer l'effet sur le vent électrique.

En ce qui concerne le contrôle d'écoulement sur le profil NACA 0015, il est clair que des études complémentaires sont nécessaires pour expliquer l'incidence sur l'écoulement de la mise en action instationnaire de l'actionneur plasma. Comme on a pu le voir dans le chapitre 6, il est possible d'obtenir un effet similaire à une action continue avec une décharge *pulsée*. Dans ce cas, le vent généré par le plasma n'est pas maximum. On peut donc imaginer une action optimale qui résiderait à *exciter* les structures tourbillonnaires naturelles, durant leur temps de passage en proche paroi du bord d'attaque.

Une voie intéressante à explorer consiste à tester un contrôle “*bi-fréquentiel*” combinant la fréquence de sillage  $f_{\omega}$  et la fréquence de couche limite  $f_{bl}$ . En effet, Cattafesta et al. [143] ont montré par simulation numérique une influence significative sur les coefficients aérodynamiques en employant une action faisant intervenir ces deux fréquences.

Globalement, l’objectif à terme est de parvenir à un contrôle sur profil en boucle fermée. En effet, le contrôle en boucle fermée représente le contrôle d’écoulement par excellence car dans ce cas l’action de la DBD serait ajustée en fonction des conditions d’écoulement autour du profil. Ceci aboutirait à la maximisation des performances aérodynamiques d’une aile tout en minimisant l’énergie injectée dans la couche limite. Pour parvenir à ce type de contrôle, l’actionneur plasma semble le plus apte au regard des autres actionneurs existants car ces paramètres de fonctionnement sont probablement les plus facilement modulables.



---

## **Annexes**

---

*La science est peut être la forme la plus élaborée de la littérature fantastique.*

*Jorge Luis Borgès*



### A.1. Principe de la mesure de la permittivité $\epsilon_r$

La mesure de la permittivité consiste à déterminer la pente de la caractéristique  $Q = f(V)$ . Pour cela, il faut placer des électrodes rectangulaires sur le diélectrique de façon symétrique afin de former une *capacité* (Figure A.1.1). Puis, il faut mesurer la charge en fonction de la tension appliquée pour des tensions inférieures à la tension de claquage  $V_0$ ; pour la présente étude nous avons employé un signal sinusoïdal à la fréquence de 1 kHz. Ainsi, on peut estimer la permittivité  $\epsilon_r$  en déterminant la pente de la caractéristique  $Q = f(V)$ . En effet, pour une capacité parfaite on a  $Q = CV$  avec  $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{a}$  où  $\epsilon_0$  permittivité absolue,  $\epsilon_r$  permittivité relative,  $S$  la surface des électrodes et  $a$  l'épaisseur du diélectrique.

Cela dit, la *capacité* n'étant pas parfaite de même que la mesure de la charge  $Q$ , c'est pourquoi les valeurs obtenues de la permittivité sont peu précises mais l'ordre de grandeur est correct. En effet, nous avons comparé les valeurs mesurées à celles disponible dans le Handbook of Physics [142].

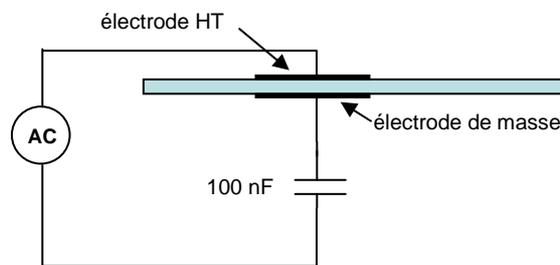


Figure A.1.1. Schéma de la DBD utilisée pour la mesure de la permittivité



## A.2. Influence de l'épaisseur du diélectrique

Dans cette annexe, nous présentons l'effet de la variation de l'épaisseur du diélectrique sur le comportement de la décharge. Mais ici la fréquence appliquée aux bornes de la DBD n'est plus de 1 kHz comme dans le chapitre 3, elle est de 0.5 (a) et de 1.2 kHz (b), respectivement. L'ordre de présentation des résultats est identique à celle de la section 3.1.

Globalement, on retrouve les mêmes tendances que celles exposées dans l'étude de la variation de l'épaisseur du diélectrique à la fréquence de 1 kHz. Quelle que soit l'épaisseur du diélectrique employé, la vitesse maximale du vent électrique est quasi-identique à puissance électrique constante. L'augmentation de l'épaisseur du diélectrique améliorerait son rendement ainsi que sa fiabilité.

### a. Résultats à $f= 0.5$ kHz

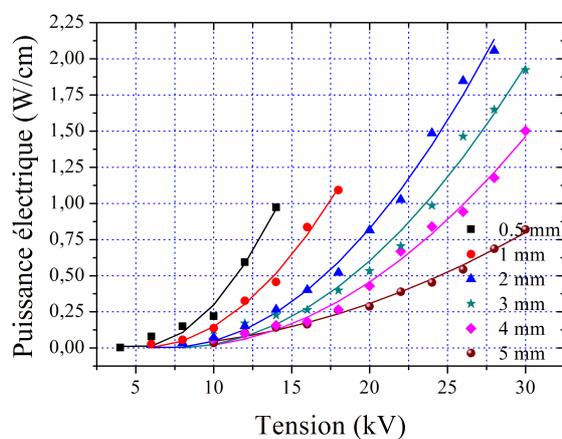


Figure A.2.1. Évolution de la puissance électrique consommée en fonction de l'amplitude de tension pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

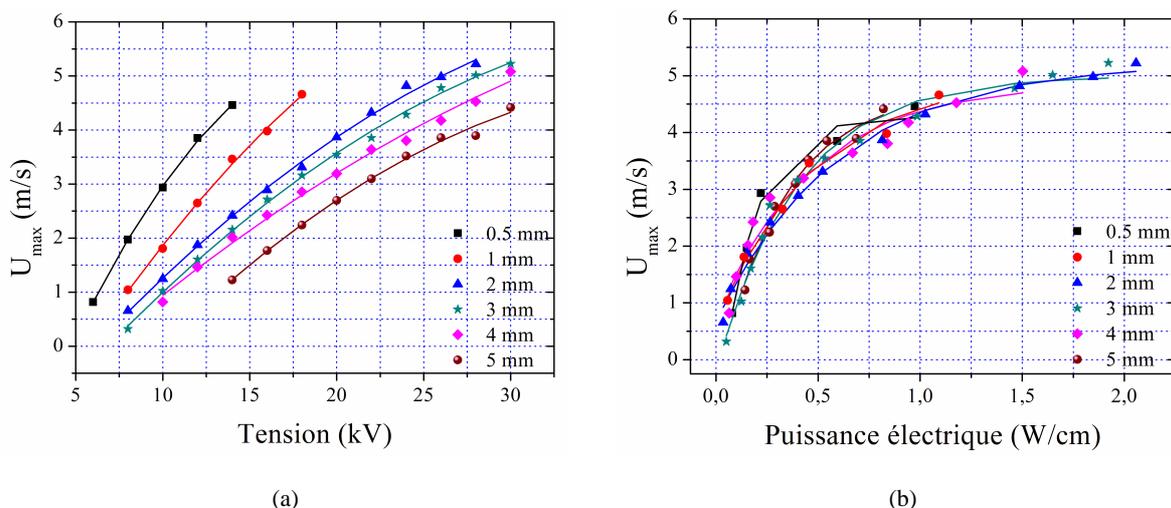


Figure A.2.2. Évolution du maximum de vitesse en fonction de la tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

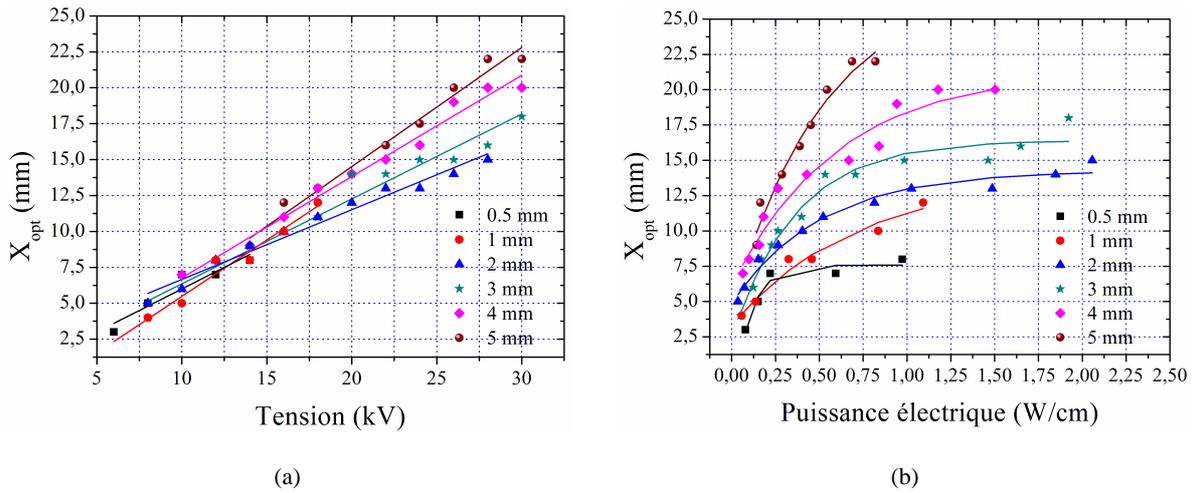


Figure A.2.3. Évolution de la position du maximum de vitesse en fonction de la tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

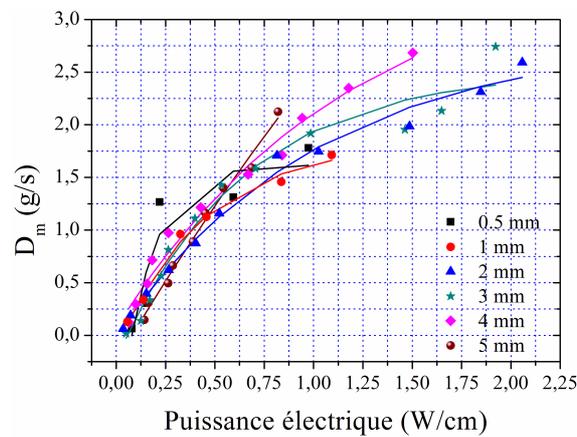


Figure A.2.4. Évolution du débit massique injecté en fonction de la puissance électrique consommée pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

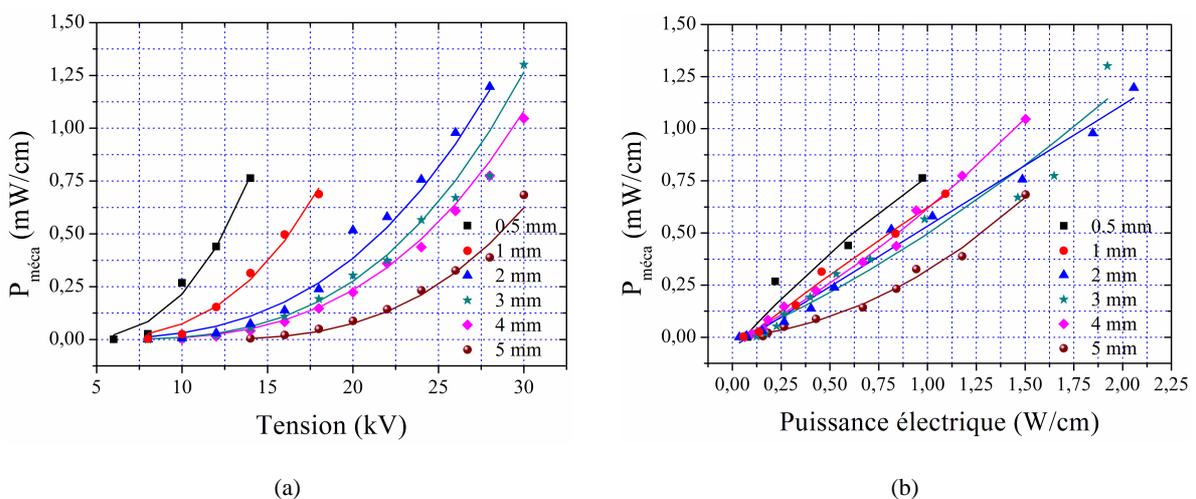


Figure A.2.5. Évolution de la puissance mécanique en fonction de la tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

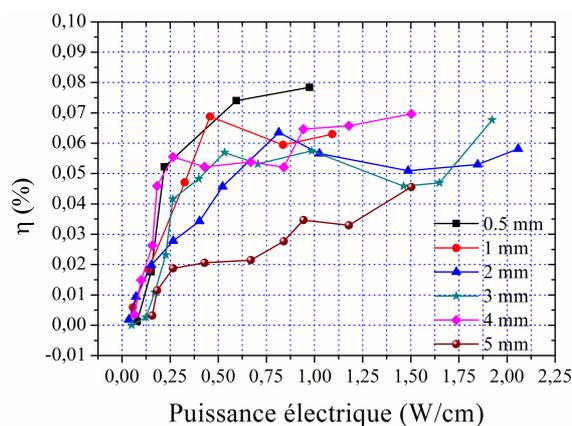


Figure A.2.6. Évolution du rendement en fonction de la puissance électrique pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

b. Résultats à  $f= 1.2$  kHz

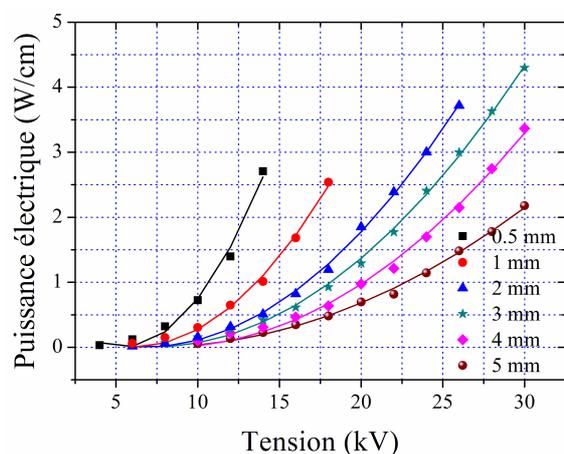


Figure A.2.7. Évolution de la puissance électrique consommée en fonction de l'amplitude de tension pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

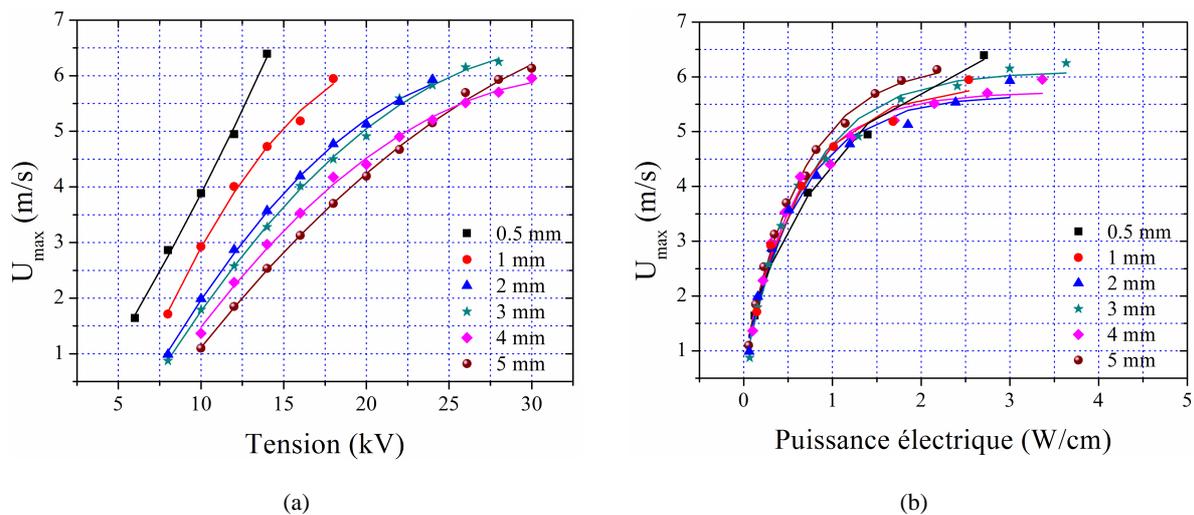


Figure A.2.8. Évolution du maximum de vitesse en fonction de la tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

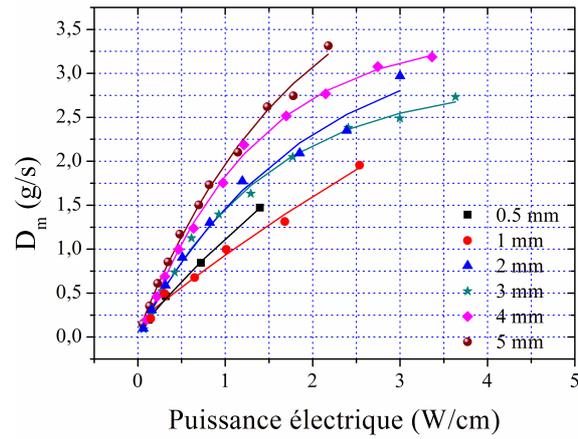


Figure A.2.9. Évolution du débit massique injecté en fonction de la puissance électrique consommée pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

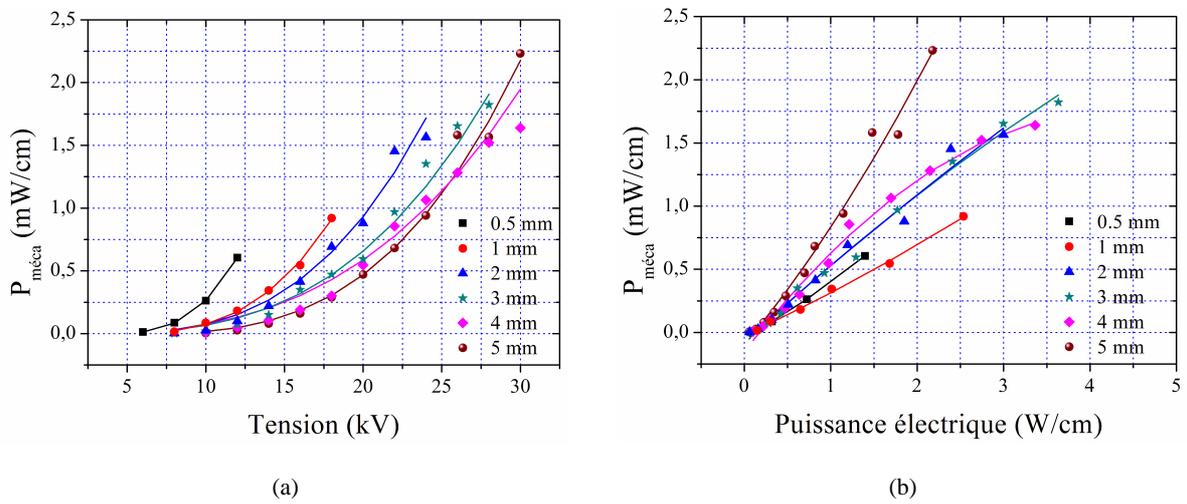


Figure A.2.10. Évolution de la puissance mécanique en fonction de la tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

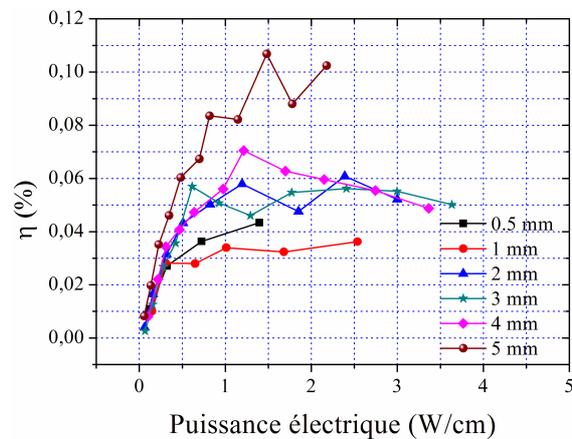


Figure A.2.11. Évolution du rendement en fonction de la puissance électrique pour des diélectriques de différentes épaisseurs.

### A.3. Étude de la forme d'onde du signal haute tension

L'influence de la forme d'onde appliquée aux bornes de la DBD sur les performances électromécaniques de l'actionneur à la fréquence de 0.5 kHz est détaillée dans cette annexe. L'ordre de présentation des résultats est identique à celle de la section 3.2.

Dans l'ensemble, on retrouve les mêmes comportements que ceux exposés dans l'étude de l'influence de la forme d'onde appliquée aux bornes de la DBD à la fréquence de 1 kHz. Les différentes formes d'ondes appliquées aux bornes de l'actionneur plasma donnent un comportement électromécanique similaire à puissance constante, excepté pour les signaux *carré* et *rampe positive*. Les performances de la Décharge à Barrière Diélectrique sont liées au slew-rate de la forme d'onde appliquée à la décharge.

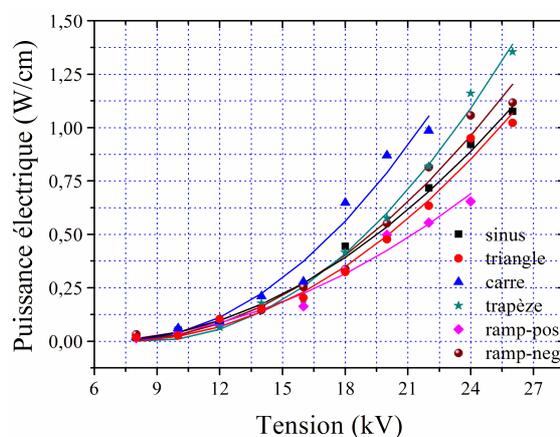


Figure A.3.1. Évolution de la puissance électrique consommée en fonction de l'amplitude de tension pour des signaux différents.

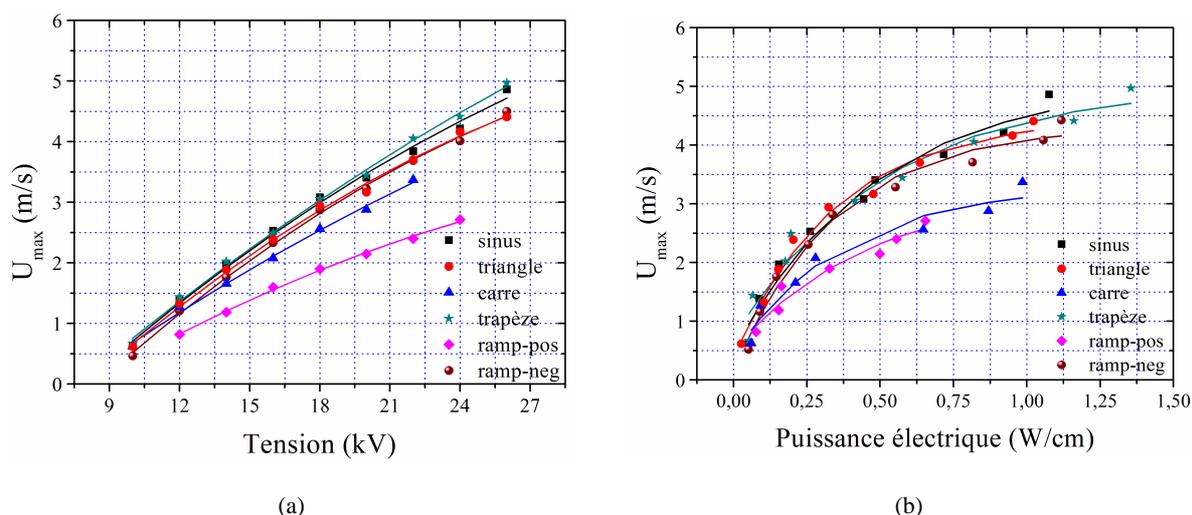


Figure A.3.2. Évolution du maximum de vitesse en fonction de la tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour des signaux différents.

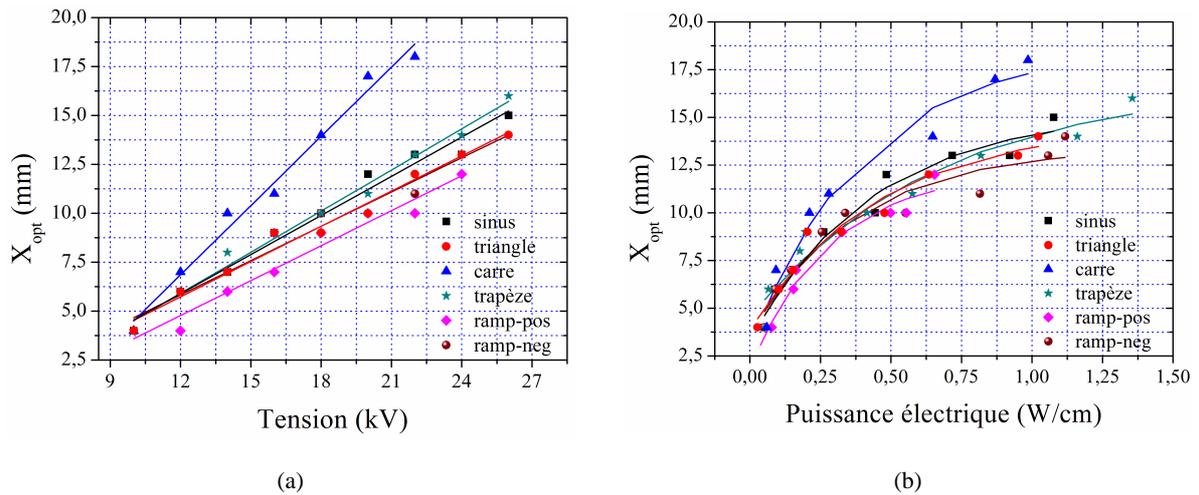


Figure A.3.3. Évolution de la position du maximum de vitesse en fonction de la tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour des signaux différents.

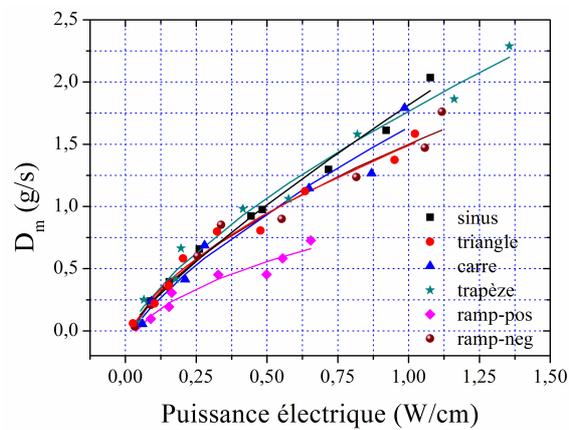


Figure A.3.4. Évolution du débit massique injecté en fonction de la puissance électrique consommée pour des signaux différents.

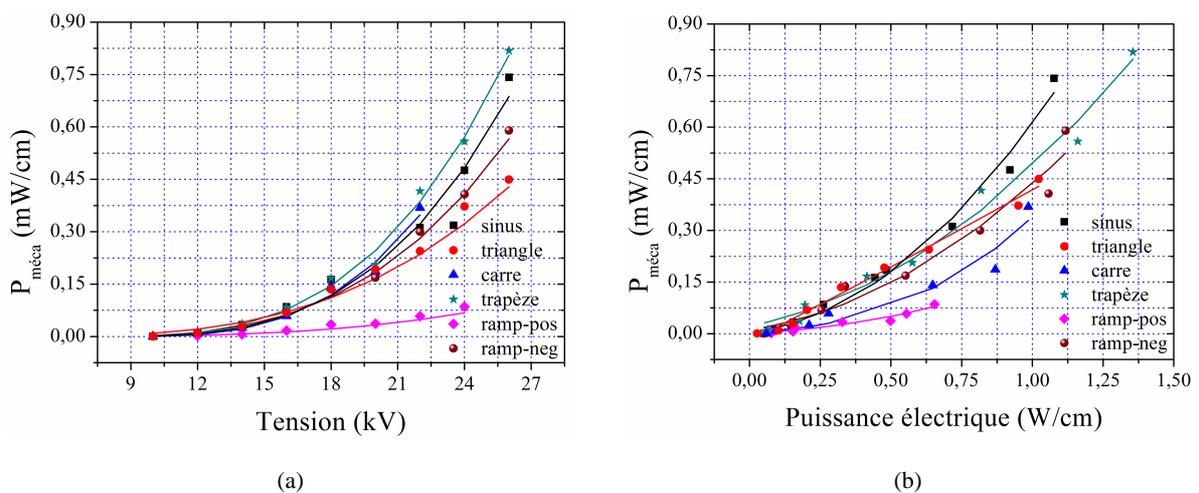


Figure A.3.5. Évolution de la puissance mécanique en fonction de la tension (a) et de la puissance électrique consommée (b) pour des signaux différents.

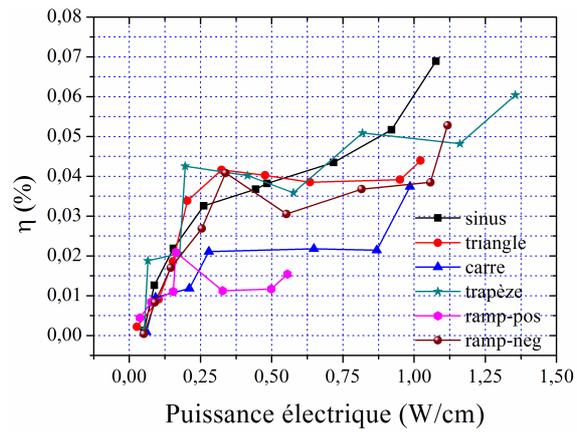


Figure A.3.6. Évolution du rendement en fonction de la puissance électrique pour des signaux différents.



#### A.4. Approche non conventionnelle pour la mise en œuvre d'une DBD

Dans cette annexe, nous présentons une expérience sur l'actionneur DBD où la décharge est établie sur un diélectrique constitué d'un isolant solide et d'un liquide diélectrique (Figure A.4.1).

La Figure A.4.2 présente l'évolution des profils de vitesse induites en fonction de l'ordonnée Y pour trois valeurs de tension. Il semble que l'emploi d'un diélectrique "diphase" ne modifie pas l'allure des profils par rapport au cas où l'on applique la décharge sur un isolant solide. En outre, l'évolution du maximum de vitesse en fonction de la tension (Figure A.4.2b) suit le même comportement que dans le paragraphe 2.4.2.

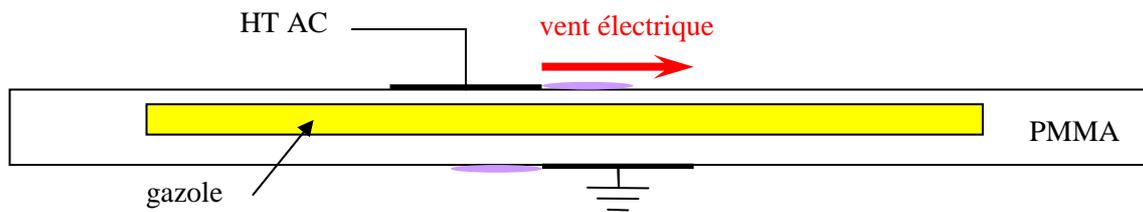


Figure A.4.1. Schéma d'un actionneur DBD ayant un diélectrique diphase (PMMA + gasoil).

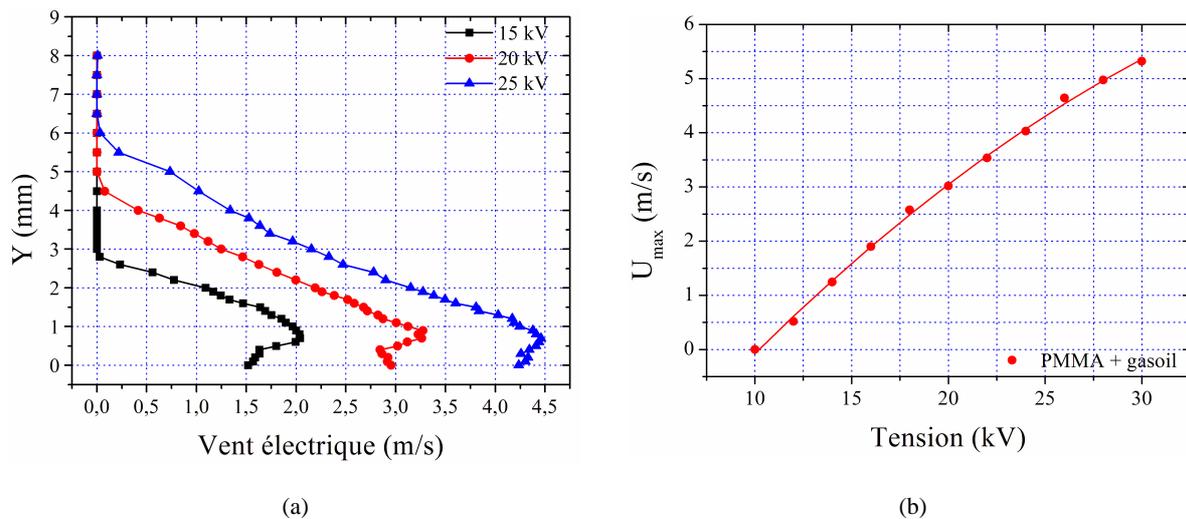


Figure A.4.2. Profils de vitesse induite par la décharge (a) et évolution du maximum de vitesse en fonction de l'amplitude (b) pour le diélectrique diphase (PMMA + gasoil).



## A.5. Vélocimétrie par imagerie de particules

Parmi les différentes techniques de mesure de vitesse en écoulements turbulents existantes, la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (ou PIV, terme anglais pour *Particle Image Velocimetry*) est la seule capable de fournir une carte instantanée du champ de vitesse de l'écoulement. Les paragraphes suivants sont consacrés à la description de cette technique.

### a. Principe

La technique de mesure de vitesse par imagerie de particules (ou PIV) est basée sur l'évaluation du déplacement  $d$  de particules présentes dans un écoulement au court d'un bref intervalle de temps  $\Delta t$ . La vitesse de l'écoulement  $U_f$  est alors assimilée à celle des particules et est calculée par  $U_f = d/\Delta t$ .

Une configuration expérimentale typique de mesure par PIV est présentée sur la figure A3.1. L'écoulement examiné estensemencé à l'aide de particules dont les caractéristiques sont choisies de manière à ne pas altérer la dynamique de l'écoulement. La section de mesures est alors illuminée à deux reprises en un court intervalle de temps afin d'enregistrer la lumière diffusée par les particules sur une ou plusieurs images. Le déplacement des particules est ensuite déterminé à l'aide d'algorithmes de traitements d'images. Si les deux illuminations sont enregistrées sur une même image, celle-ci sera traitée par auto-corrélation pour déterminer le déplacement. Si deux images sont enregistrées, le traitement PIV se fera alors par inter-corrélation de celles-ci.

La PIV est donc une technique **non-intrusive** : elle ne nécessite pas l'introduction d'une sonde dans l'écoulement pouvant le perturber. Elle est **indirecte** puisqu'elle est basée sur la mesure de déplacement de particules le plus souvent adjoint au fluide considéré. On fait alors l'hypothèse que les particules se déplacent à la vitesse locale du fluide entre les deux illuminations.

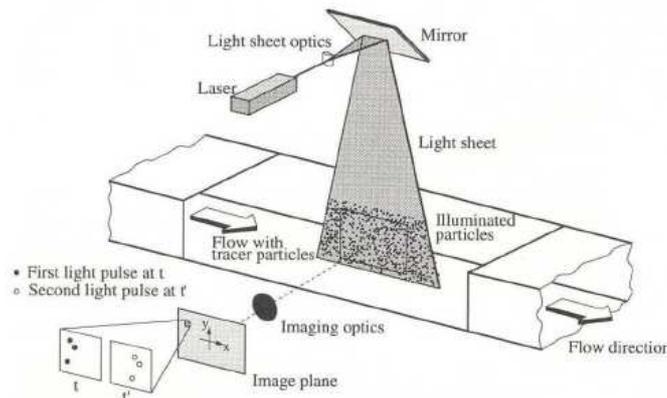


Figure A.5.1. Configuration expérimentale de mesure par PIV (d'après Raffel et al. [144]).

### b. Mise en œuvre

La mise en œuvre de la PIV requiert l'ensemencement de l'écoulement, son illumination ainsi que l'enregistrement d'images de haute qualité qui permettront la détermination du champ de vecteur vitesse dans la section de mesure. Ces divers éléments doivent répondre à certaines contraintes de manière à assurer une mesure correcte et fiable.

### c. *L'illumination de l'écoulement*

La source lumineuse utilisée pour la PIV doit être capable de fournir une lumière monochromatique, de grande puissance qui puisse être transformée en une fine nappe lumineuse la plus homogène possible en terme d'intensité.

Pour ces raisons, les lasers sont les sources lumineuses les plus utilisées en PIV. Le laser Néodym-YAG (Nd-YAG,  $\lambda = 532$  nm) est très utilisé pour sa puissance. La longueur d'onde naturelle émise est de  $\lambda = 1064$  nm et est divisé grâce à un doubleur de fréquence. De plus, par l'utilisation d'un interrupteur (Q-switch) dans la cavité laser, la lumière émise peut être pulsée, permettant de produire deux illuminations successives à un intervalle de temps ajustable par l'utilisateur. Le laser peut ainsi fournir des impulsions doubles à une fréquence de l'ordre de 10 Hz. L'intervalle de temps entre les deux impulsions est à choisir en fonction des échelles temporelles de l'écoulement étudié, notamment afin que les particules visibles sur la première image le soient aussi sur la seconde.

Enfin, le faisceau issu du laser est transformé en un plan grâce à un jeu de lentilles permettant de contrôler son étendue et son épaisseur.

### d. *L'ensemencement*

Les principales contraintes imposées aux particules choisies pour ensemercer l'écoulement sont au nombre de trois :

\_ La vitesse du fluide étant déterminée par la mesure du déplacement des particules, celles-ci doivent suivre au mieux les mouvements du fluide étudié. Ainsi, en termes de suivi de l'écoulement, la taille des particules a intérêt à être la plus faible possible.

\_ La lumière incidente diffusée par les particules dépend du rapport entre leur indice de réfraction et celui du milieu dans lequel elles se trouvent, de leur taille, de leur forme et de la direction d'observation par rapport à celle de la lumière incidente. Une manière d'augmenter l'intensité de la lumière diffusée est d'augmenter la taille des particules. Un compromis entre la taille des particules satisfaisant le critère précédent et celle permettant une bonne diffusion de la lumière est donc nécessaire. Néanmoins, il est à noter que cette technique donne de bons résultats dans l'air avec des particules d'huile de diamètre de 1  $\mu\text{m}$ .

\_ L'homogénéité de l'ensemencement est un paramètre important afin d'assurer un nombre suffisant de particules dans la fenêtre d'interrogation pour le calcul des corrélations entre les illuminations et une intensité de lumière diffusée homogène dans toute la zone de mesure.

### e. *L'enregistrement des images*

L'acquisition des images PIV est réalisée à l'aide de caméras CCD. L'un des principaux avantages des caméras est la disponibilité immédiate de l'image sans aucun traitement. Ainsi, elles permettent d'acquérir deux images en un intervalle de temps très court. La dynamique de codage des caméras est d'environ 100 à 200 niveaux de gris codés sur 8 ou 12 bits par pixels, ce qui permet l'utilisation de petites fenêtres d'interrogation (122 pixels).

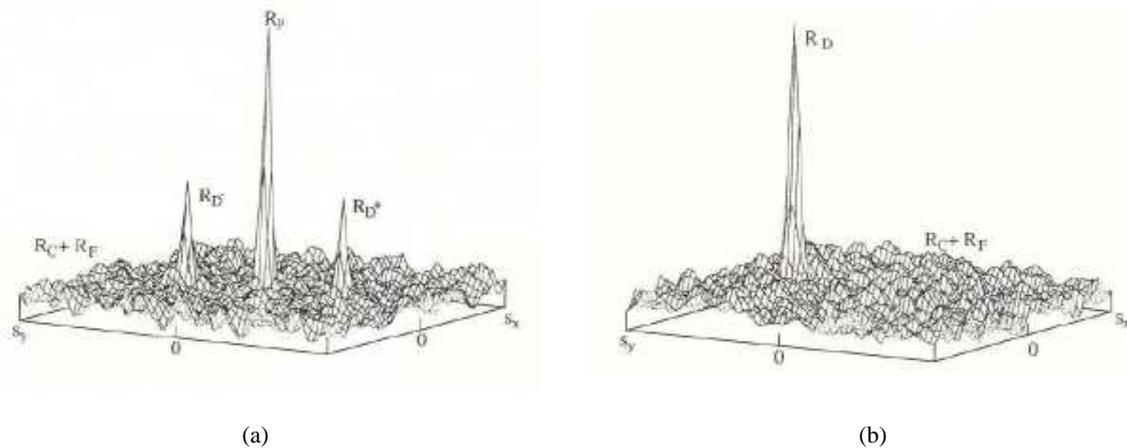
### f. *Traitement des images*

La détermination du déplacement des particules entre deux expositions successives dépend de la manière dont elles sont enregistrées. Si les deux illuminations sont enregistrées sur la même image, la détermination du déplacement se fait par auto-corrélation sur un sous-domaine (la fenêtre d'interrogation). La corrélation obtenue présente généralement trois pics (Figure A3.2a) :

\_ Le plus pic le plus important ( $R_p$ ) qui correspond à l'auto-corrélation avec elle-même (déplacement nulle).

\_ Deux pics secondaires ( $R_{D-}$  et  $R_{D+}$ ) correspondant à la corrélation des particules de la première exposition avec leurs images dues à la seconde exposition et vice-versa. La position des pics donne alors accès à l'amplitude et à la direction du déplacement.

\_ Des pics d'amplitude plus faibles dus au bruit de mesure.



**Figure A.5.2. Fonction d'auto-corrélation (a) et (b) fonction d'inter-corrélation (d'après Raffel et al. [144]).**

Dans le cas où les deux expositions sont enregistrées sur deux images différentes, le calcul du déplacement le plus probable des particules d'une illumination à l'autre se fait par inter-corrélation. La fonction d'inter-corrélation obtenue (Figure A3.2b) ne présente plus qu'un seul pic  $R_D$ . Cette méthode permet donc de déterminer sans ambiguïté l'amplitude, la direction et le sens du déplacement des particules d'une exposition à l'autre.

Le calcul des corrélations ou inter-corrélations par méthode directe implique un grand nombre d'opérations  $(n \times m)^2$  pour des fenêtres de taille  $(n \times m)$  et donc un temps de calcul important. Une alternative aujourd'hui couramment utilisée consiste à effectuer ces calculs via l'utilisation de transformées de Fourier rapide (FFT). Enfin, le critère de Nyquist doit être respecté pour éviter les effets d'aliasing. Celui-ci apparaît si le déplacement mesuré est supérieur à la moitié de la fenêtre d'interrogation. Une solution à ce problème consiste à augmenter la taille de la fenêtre ou à réduire l'intervalle de temps entre les deux expositions pour obtenir un déplacement plus faible. Les images acquises par capteurs CCD fournissent une information discrète en espace dont le pas est la taille du pixel. Ainsi, le déplacement déterminé à partir de telles données est connu avec une incertitude d'un pixel.

Le déplacement des particules est déterminé par inter-corrélation des deux expositions successives. Toutefois, la précision de cette opération peut-être affectée par différents facteurs tels que la perte des particules entre la première et la deuxième exposition, l'existence d'un gradient de déplacement dans la fenêtre, l'effet de peak-locking ou encore l'amplitude trop faible du pic de corrélation due à un déplacement trop grand. Afin de réduire les limitations de la méthode, divers algorithmes itératifs plus ou moins sophistiqués ont été développés au cours de ces dernières années.



## A.6. Application du contrôle sur le NACA 0015-VISU

Dans cette annexe, nous présentons la détermination de la position optimale de l'actionneur plasma au-dessus du NACA 0015-VISU dans le cas du recollement et du décollement pour des incidences allant de  $9^\circ$  à  $17^\circ$ .

On retrouve les mêmes comportements que ceux exposés dans l'étude de la détermination de la position optimale de l'actionneur plasma au-dessus du NACA 0015-VISU à  $15^\circ$  d'incidence pour le recollement et à  $12^\circ$  pour le décollement. L'actionneur DBD le plus efficace est celui qui se situe proche du point de séparation naturel.

### a. Cas du recollement

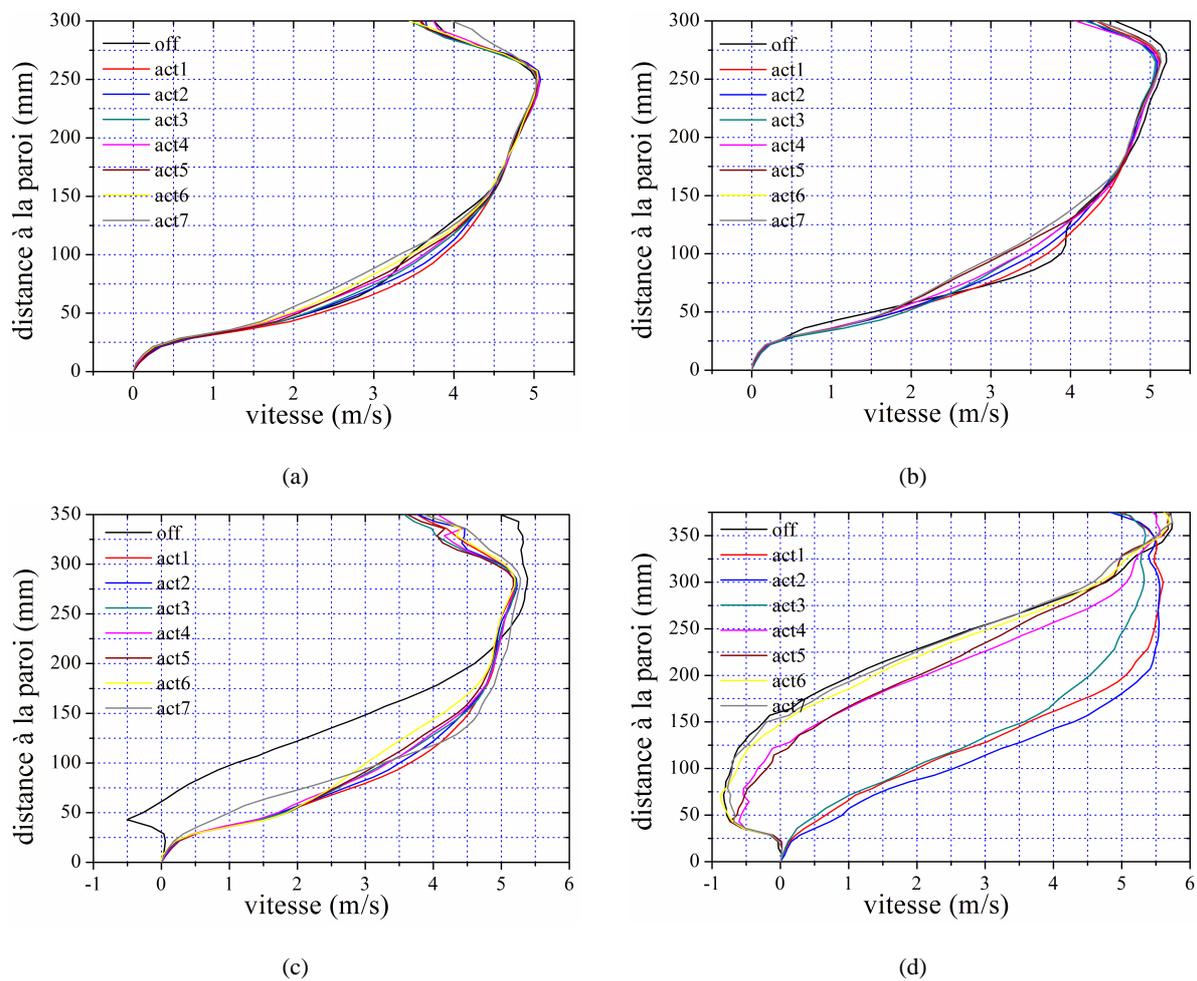


Figure A.6.1. Profils de vitesse au-dessus du profil NACA 0015-VISU pour les 7 actionneurs plasma à  $12^\circ$  (a),  $13^\circ$  (b),  $14^\circ$  (c) et  $16^\circ$  (d) d'incidences.

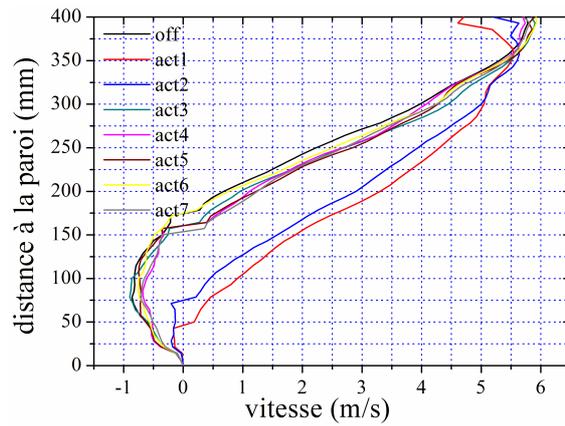
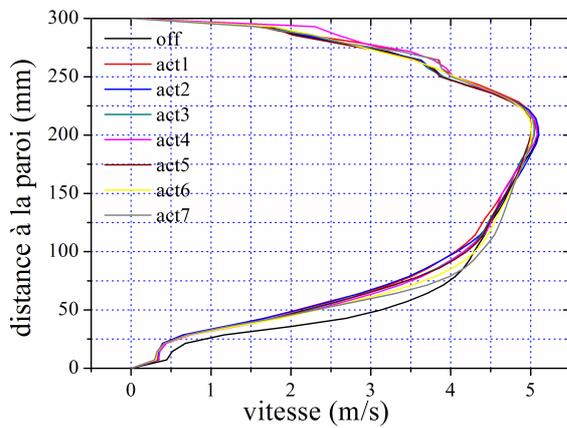
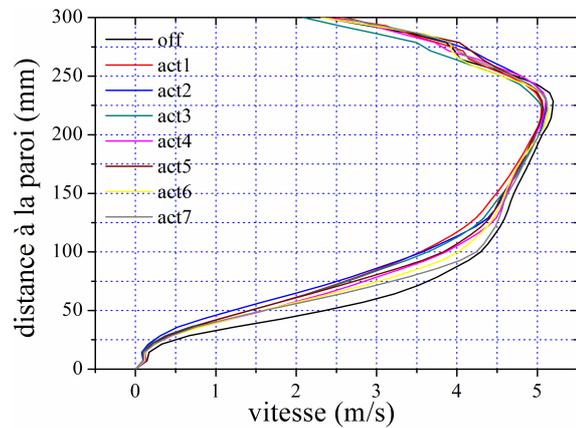


Figure A.6.2. Profils de vitesse au-dessus du profil NACA 0015-VISU pour les 7 actionneurs plasma à  $17^\circ$  d'incidence.

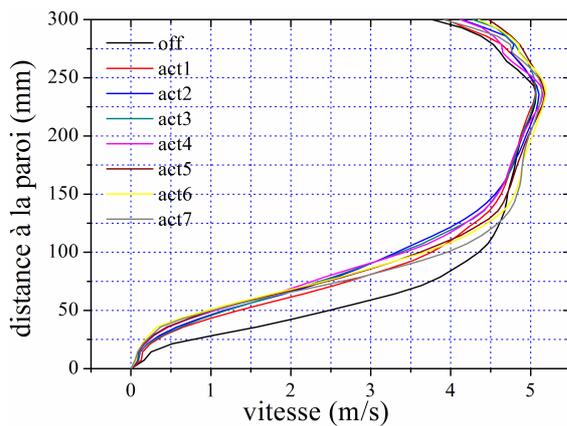
b. Cas du décollement



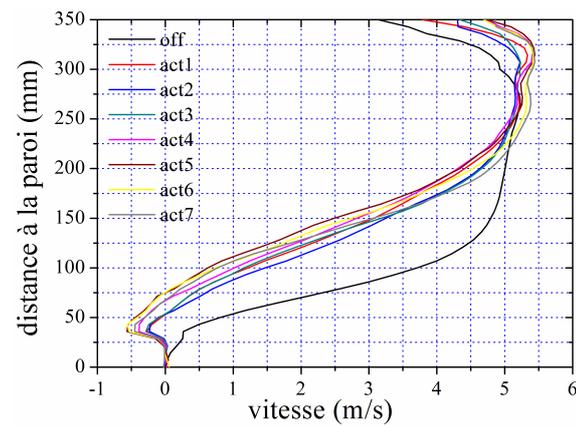
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure A.6.3. Profils de vitesse au-dessus du profil NACA 0015-VISU pour les 7 actionneurs plasma à  $9^\circ$  (a),  $10^\circ$  (b),  $11^\circ$  (c) et  $13^\circ$  (d) d'incidences.

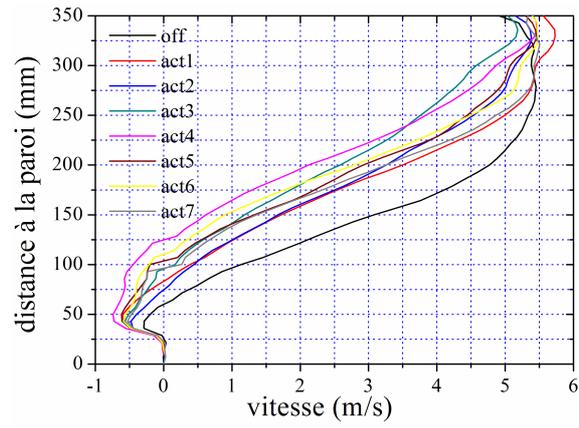
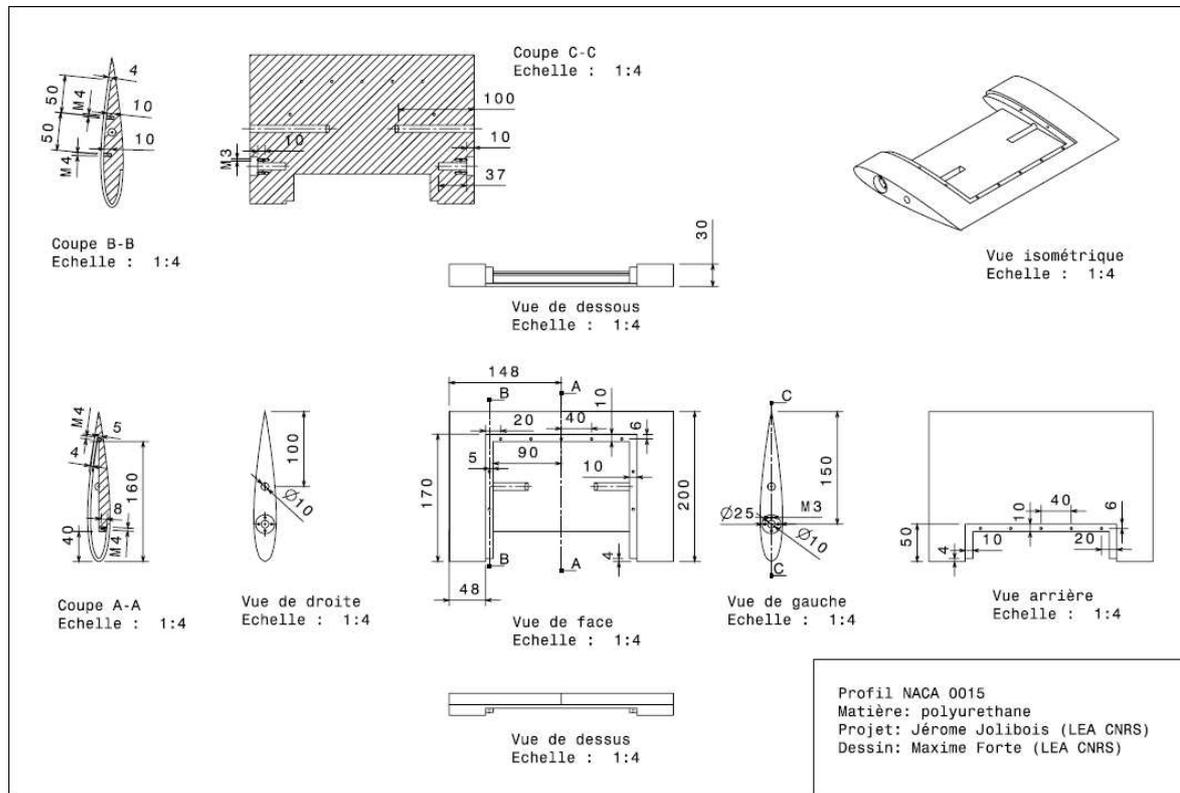


Figure A.6.4. Profils de vitesse au-dessus du profil NACA 0015-VISU pour les 7 actionneurs plasma à 14° d'incidence.

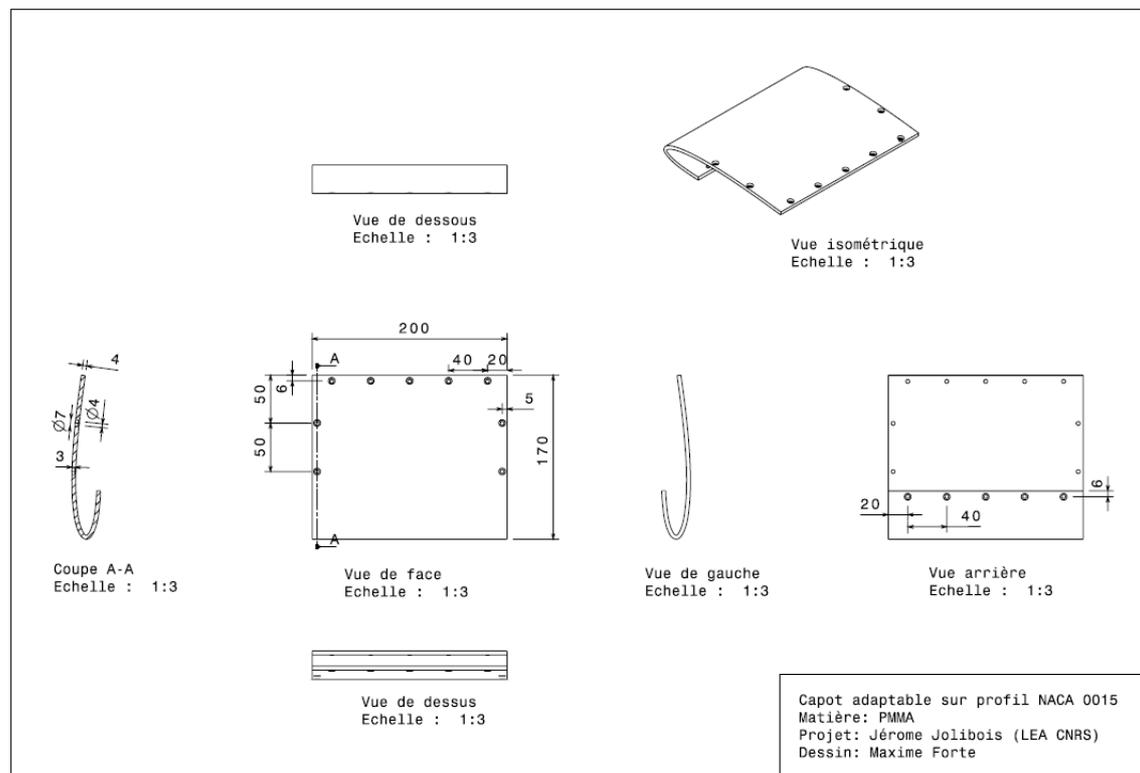


A.7. Plan technique du NACA 0015-Eiffel

a. Plan du NACA 0015



b. Plan du capot d'extrados





## A.8. Correctifs apportés sur les coefficients aérodynamiques

Dans cette annexe, nous présentons les correctifs apportés sur les coefficients aérodynamiques de portance et traînée. En effet, vu la valeur du taux de blocage dans la veine d'essais de la soufflerie Eiffel du LEA-SP2MI il est nécessaire de prendre en compte le “*blocage solide*” (solid blockage) et le “*blocage de sillage*” (wake blockage).

### a. *Blocage solide*

La présence des parois de la soufflerie confine l'écoulement circulant autour du profil ce qui induit une augmentation de la vitesse dans la veine d'essais. Cette augmentation de la vitesse est appelée blocage solide :

$$\varepsilon_{sb} = \left( \frac{\Delta V}{V_u} \right)_{total} = \frac{\pi^2 a^2}{3 h^2}$$

avec  $V_u$  la vitesse non corrigée,  $a$  l'aire de la maquette d'aile,  $h$  la hauteur de la veine d'essais.

### b. *Blocage de sillage*

Tout corps sans système de contrôle de couche limite sur l'extrados produit un sillage qui a une vitesse moyenne inférieure à l'écoulement principal. Cette différence de vitesse se traduit par :

$$\varepsilon_{wb} = \left( \frac{\Delta V}{V_u} \right)_{total} = \frac{c/h}{2} C_{du}$$

avec  $C_{du}$  la traînée non corrigée,  $c$  la corde du profil

### c. *Résumés des corrections bidimensionnelles*

La vitesse à l'intérieur de la veine d'essais est donc soumise à la présence de la maquette d'aile. En tenant compte des correctifs, la vitesse corrigée s'exprime selon la relation suivante :

$$V = V_u (1 + \varepsilon)$$

avec  $\varepsilon = \varepsilon_{sb} + \varepsilon_{wb}$

ce qui donne les coefficients de portance et de traînée corrigé suivant :

$$\begin{aligned} C_l &= C_{lu} (1 - \sigma - 2\varepsilon) \\ C_d &= C_{du} (1 - 3\varepsilon_{sb} - 2\varepsilon_{wb}) \end{aligned}$$

avec  $\sigma = \frac{\pi}{48} \left( \frac{c}{h} \right)^2$



### A.9. Influence du rapport cyclique sur le NACA 0015-Eiffel

Nous présentons l'effet de la variation du rapport cyclique sur les coefficients aérodynamiques du profil. Ici la fréquence de pulse appliquée n'est plus de 100 Hz comme dans le chapitre 6, elle est de 75 et 50 Hz, respectivement.

En modifiant la valeur de la fréquence de pulse  $f_p$  la plage d'efficacité sur les coefficients aérodynamiques est décalée et réduite. Il apparaît que si la fréquence de pulse  $f_p$  diminue, il faille agir plus longtemps. Dans ce cas, le rapport cyclique optimum semble vers une valeur comprise entre 0.4 et 0.5.

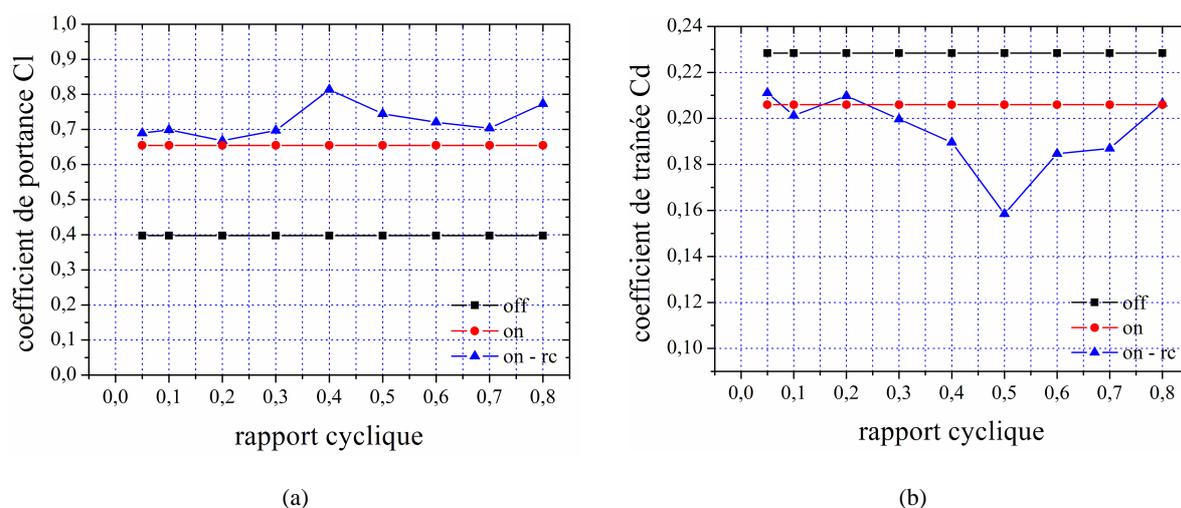


Figure A.9.1. Modification des coefficients aérodynamiques par activation de l'actionneur plasma en mode continu ou pulsé ( $f_p=75$  Hz). Influence du rapport cyclique sur les polaires obtenues à 20 m/s ( $R_e \approx 250000$ ) à l'incidence de  $16^\circ$ .

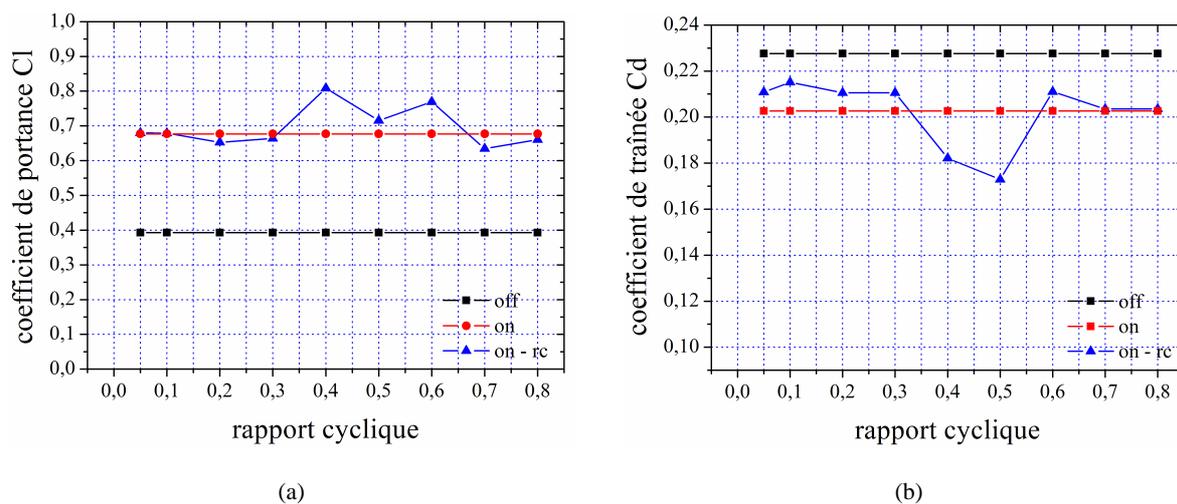


Figure A.9.2. Modification des coefficients aérodynamiques par activation de l'actionneur plasma en mode continu ou pulsé ( $f_p=50$  Hz). Influence du rapport cyclique sur les polaires obtenues à 20 m/s ( $R_e \approx 250000$ ) à l'incidence de  $16^\circ$ .



A.10. Article AIAA Paper 2008-4202

# Airflow Reattachment Along a NACA 0015 Airfoil by Surfaces Dielectric Barrier Discharge Actuator – Time Resolved Particle Image Velocimetry Investigation

N. Benard<sup>1</sup>, P. Braud<sup>2</sup>, J. Jolibois<sup>3</sup>  
University of Poitiers, Futuroscope, 86962, France  
and  
E. Moreau<sup>4</sup>  
University of Poitiers, Futuroscope, 86962, France

By manipulating the stall regime occurring above the airfoil of aircrafts at high angle of attack, the taking-off and landing phase might be timely reduced, avoiding extensive fuel consumption and noise radiation. Plasma actuators are suitable and effective active control devices to control such separation of low velocity airflows. However, these control devices require new investigations to be used at velocity corresponding to real flight conditions. The first step consists of better understanding the dynamic of the flow control to identify the parameters which can be enhanced. The present study proposes a time-resolved analysis of the flow over a NACA 0015 airfoil by a high-speed PIV system. The airfoil is placed in post-stall regime, at an angle of attack of  $16^\circ$ , and a freestream velocity set to 20 m/s ( $Re=2.6 \times 10^5$ ). An actuator based on a dielectric barrier discharge is mounted at the leading edge and quasi-steady or unsteady actuations are studied. The effects of the quasi-steady actuation, the excitation frequency and the duty-cycle of the unsteady actuation on the time-averaged and the instantaneous velocity fields are presented. The natural vortex street issuing from the flow separation is described and the interactive mechanism between the natural vortices and the electric wind produced by the plasma actuator is proposed and commented. The results demonstrate that the effectiveness of the DBD actuation depends on the used frequency and duty-cycle. The high repetition rate of the acquisition system allows to propose a scenario of the control of the separated flow by a plasma actuation. It appears that the flow reattachment results from a vortex dynamic enhanced by the local airflow produced by the DBD actuator.

## 1. Introduction

NON-THERMAL plasma actuators are effective devices to control the flow separation occurring over aerodynamic surfaces for low free-stream velocity [1-2]. Indeed, flow separation due to the viscous effects occurring along the suction side of airfoils results in a drastic lift decrease and drag increase. Previous experimental studies concerning the flow separation controlled by non-thermal plasma actuation have demonstrated that the stall regime can be delayed for NACA 0012 [3], NACA 0015 [4-9] or other airfoil profiles [10-14] at Reynolds number up to  $4 \times 10^5$ , for instance. The recent studies about airfoil flow control mainly use non-thermal plasmas based on Dielectric Barrier Discharge (DBD). Plasma actuators are attractive for aerospace applications because they are simple, lightweight and constitute low-cost devices. Indeed, DBD

<sup>1</sup> Research associate, Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques CNRS 6609, Bld Marie et Pierre Curie 86962 Futuroscope France, AIAA member.

<sup>2</sup> Research assistant, Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques CNRS 6609, Bld Marie et Pierre Curie 86962 Futuroscope France.

<sup>3</sup> Graduate student, Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques CNRS 6609, Bld Marie et Pierre Curie 86962 Futuroscope France.

<sup>4</sup> Professor, Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques CNRS 6609, Bld Marie et Pierre Curie 86962 Futuroscope France.

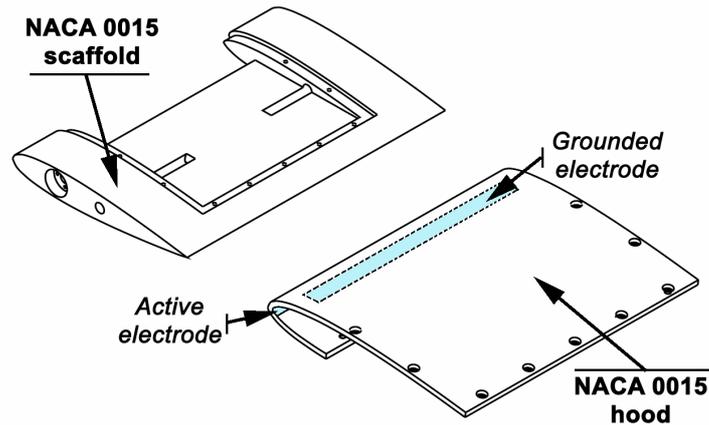
actuator is usually made of two thin electrodes asymmetrically flush mounted on a dielectric wall. When a high-voltage is supplied to one of the electrode (the second being grounded), a plasma discharge is produced on the dielectric surface. The plasma extension depends on the characteristic of the input electric signal [15]. In 1998, Roth has demonstrated that a local flow can be produced in the plasma region, tangentially to the dielectric wall surface [16]. Different authors have investigated the mechanism of the local airflow formation and it appears that charged particles (ions and electrons) are produced in the inter electrode space and that the momentum transfer from the charged particles to the neutral atmospheric air components produces a local flow of a few  $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ , usually called 'ionic wind' or 'electric wind' [17-21]. Further investigations have been performed in order to optimize the electrode geometry, resulting in the improvement of the 'electric wind' produced by a single DBD actuator and a local flow of approximately 7 m/s can be created [22-23]. Preliminary studies have demonstrated the capability of a DBD actuator to be operated at low pressure or high humidity conditions corresponding to real atmospheric flight conditions [24-26]. Each new publication related to DBD actuator tends to demonstrate that this device can compete with others active control devices, such as blowing jets, synthetic jets or piezoelectric devices.

Dielectric barrier discharge plasma actuators are used to impart momentum into moderate Reynolds number flows and the achieved flow control take advantages of the wide operating frequency range of DBD devices. Indeed, a previous study has reported that the produced airflow can impart momentum at the electric input frequency [23, 27]. This property has been extensively used to promote partial or full airflow reattachment along airfoils resulting in significant lift increase. For instance, Corke et al. [7] have demonstrated that a single DBD operating at a reduced frequency equal to unity induces an improvement of NACA 0015 performances compared to other reduced frequency values. The effects of the reduced frequency on the improvement of airfoils performance were previously reported and summarized by other authors [28-29], but Corke et al. [7, 12] also demonstrate by force balance measurements that a low duty-cycle value (typically lower than 10%) is sufficient to initiate and sustain an enhancement of the lift. The significant effects of low duty-cycle values were recently confirmed by Goksel et al. [10] or Greenblatt et al. [30], for instance. The improvement of the effectiveness of the actuator when operating at reduced frequency equal to unity and low-duty-cycles is supposed to derive from the excitation of the natural instabilities of the free shear layer located above the airfoil in post-stall regimes. Although several studies demonstrated that flow reattachment can be forced by imparting low momentum close to the separation point, the mechanisms responsible for the reattachment are still unclear. The manipulation of the shedding of coherent structures occurring at the leading edge is often mentioned as the primary flow control process. However, the interactions between the ionized airflow produced by the single DBD actuator and the overall flow structures remains to be experimentally investigated and characterized.

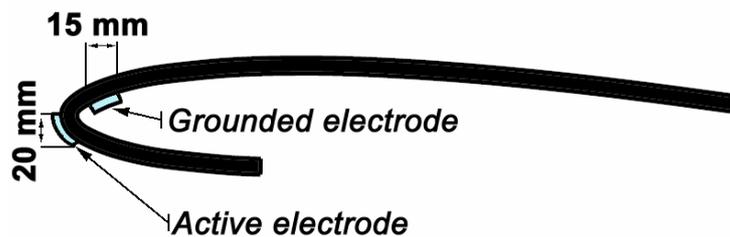
In the present study the flow over a NACA 0015 in post-stall regime ( $\alpha=16$  degrees) is experimentally investigated. A single DBD actuator is mounted at the leading edge of the airfoil and the profile is placed in an open wind tunnel producing a free-stream velocity of 20 m/s. A time-resolved particle image velocimetry (TRPIV, 10 kHz) system is used to observe and measure the baseline flow and also the forced flow reattachment by steady actuation. The consequences of the airflow controlled by a non-thermal actuator are also introduced for unsteady actuations performed at different reduced frequencies and duty-cycle values. The analysis proposed in the present paper concerns the time-averaged velocity fields and non-stationary data such as the temporal evolution along extraction lines, the instantaneous vorticity and cross correlation function dedicated to the characterization of the natural or controlled vortex shedding. The last part of this study deals with the reattachment process observed for steady and unsteady actuations. It is expected that the results of this study will give a better insight in the control processes following the actuation produced by a single DBD actuator.

## 2. Experimental Setup

The NACA 0015 model has a chord length of 200 mm and a spanwise length of 296 mm. The model is realized in two separated parts. The first, made of polyurethane, is the scaffold of the model (see figure 1). The second is removable (made of PMMA) and constitutes 80% of the suction side and 20% of the lower camber including the leading edge of the airfoil. As shown in figure 1, the single DBD consists in two thin aluminium foils (0.1-mm-thick) flush mounted of each side of the 3-mm-thick removable part, acting as a dielectric. The electrode stuck upside the dielectric material (active electrode) is connected to the high-voltage supply whereas the second electrode located under the PMMA is grounded. The actuator covers 54 % of the span of the airfoil and the edge of the active electrode is located at  $x/c=0$ , upstream the expected separation point (Figure 1). The active electrode is 20-mm-wide while the grounded electrode is 15-mm-wide. There is a small gap of 5 mm between the active electrode and the grounded one (Figure 2). This asymmetric configuration is chosen according to the optimization study recently established in our lab which defined this set-up as the most effective in terms of production of electrohydrodynamic forces [23]. The electric wind produced by the actuator results in a co-flow mode actuation.

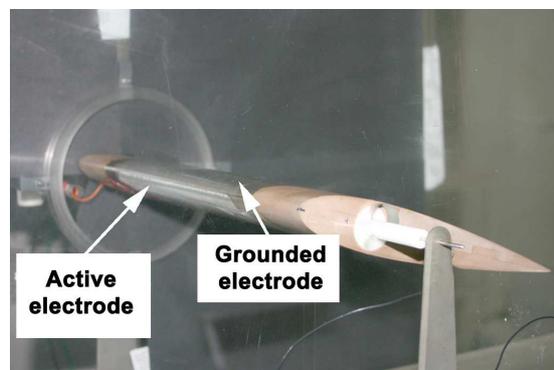


**Figure 1** Sketch of the NACA 0015 profile equipped with a single DBD actuator located at the leading edge



**Figure 2** Electrode configuration of the single DBD

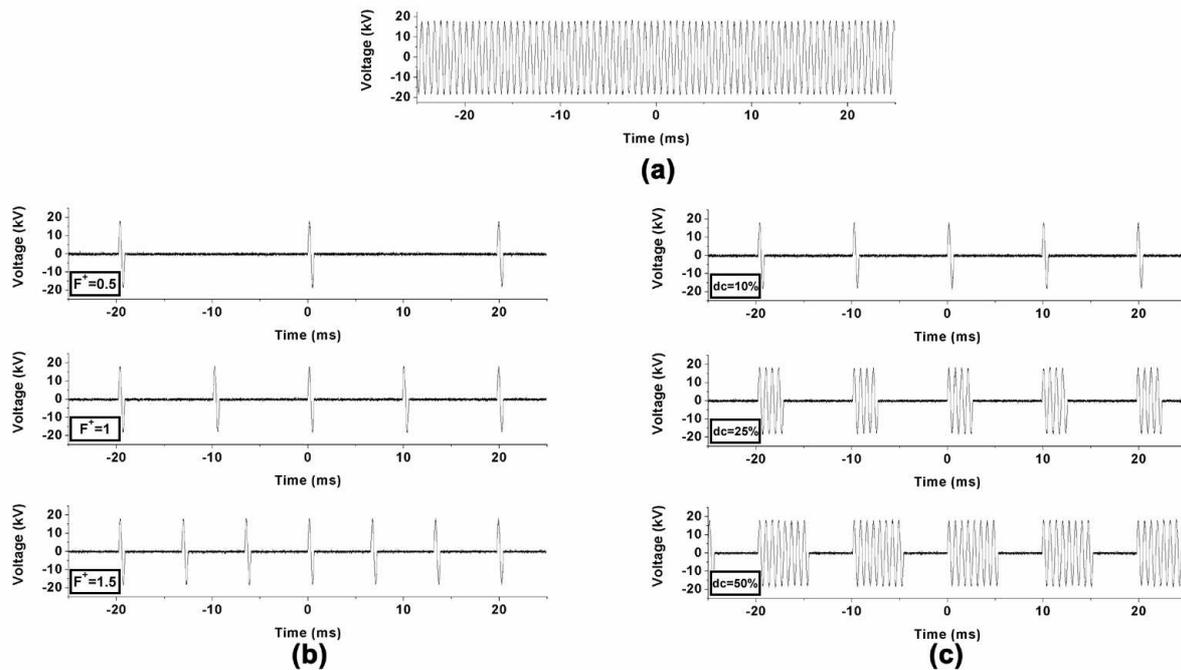
The measurements are carried out at the Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques of Poitiers University in an Eiffel type wind tunnel (open circuit) having a transparent (glass) working section (400-mm-high, 300-mm-wide and 2300-mm-long). The convergent (contraction ratio of 19:1, 780-mm-long) is preceded by a filter, a honeycomb (30-mm-wide and 60-mm-long cells) and a fine grid (5 mm) located 420 mm upstream of the test chamber entrance in order to provide a uniform flow. A Pitot tube is used to control the free stream velocity of the tunnel at the entrance of the test section. The airfoil is placed in the spanwise direction of the test chamber at an angle of attack of 16 degrees, corresponding to post-stall regime (Figure 3). The free stream velocity is set to 20 m/s, resulting in a Reynolds number based on the chord length of approximately  $2.6 \times 10^5$ . The boundary layer above the airfoil is free of laminar-turbulent transition activator and it is assumed that the natural boundary layer remains laminar according to the freestream velocity used in the present study. It has been verified that the airflow is fully detached even when the boundary layer is tripped by a turbulator.



**Figure 3** Airfoil model placed in the test section

A power amplifier (Trek 30kV/40mA, New-York, USA) is used to apply a high-voltage to the active electrode. The high-voltage power is controlled by a function generator (TTi, TG1010A, Cambridgeshire, England). Quasi-steady actuation is performed by applying a sinusoidal signal of  $36 \text{ kV}_{\text{p-p}}$  at 1.5 kHz (Fig. 4a), while unsteady actuation is realized by triggering the quasi-steady signal by a pulsed regime. A first

experimental set-up is performed by modifying the frequency of the pulse signal to obtain a reduced frequency ( $F^+$  with  $F^+ = fc/U_0$ ) of 0.5, 1 and 1.5 (Fig. 4b). For this configuration, the duty-cycle values are adjusted in order to result in a single sine period (Fig. 4b). Indeed, previous studies have demonstrated that such a signal can improve the effect of the actuation by a non-thermal plasma actuator [10, 12, 30]. The authors consider that a time-resolved analysis of such flow control should explicit the reasons of the improvement of the control authority while the power consumption is significantly reduced. To complete the investigation, a second case consists in supplying an unsteady signal at  $F^+=1$  with a variable duty-cycle value ranging here between 6, 25 and 50% (Fig. 4c).



**Figure 4** Electric input signal supplied to the DBD actuator for (a) quasi-steady mode, (b) unsteady mode at different frequencies, (c) unsteady mode at constant reduced frequency

A high-speed PIV system is used in the present study (Lavision, Goettingen, Germany) and it is expected that the flowfield is resolved in time at least. This PIV system is composed of a dual-head high speed laser system (Pegasus, New wave research) which produces 10 mJ at 527 nm when operating at 2000 Hz. The laser is coupled to a 12 bits high-speed camera (Photron, Fastcam SA1). This fast camera can be operated at over 5000 full frames per second at mega pixel (1000x1000) resolution and reduced resolution can be used, leading to an acquisition frequency up to 10 kHz. In the present study, the acquisition rate is set to 3 kHz according to the flow characteristic of 20 m/s. The flow is seeded by fine droplets resulting from the atomization of pharmaceutical oil (Ondina 15). A synchronizer is used to trigger the TRPIV with the electrical signal supplied to the actuator. Each image has a spatial resolution of 1024 x 528 pixels and the time between two successive images is set to 50  $\mu$ s. The frames are analyzed with Davis software (Lavision v7, Goettingen, Germany) and the velocity components are computed using a cross-correlation algorithm with adaptative multipass, interrogation windows of 64 x 64 to 32 x 32 pixels and an overlap set to 50%. Each flow control sequence includes several actuations in order to characterize the transition states between the baseline and forced flow. Sequences of 5980 couples of images are recorded at each acquisition (i.e. acquisition time of about 2 seconds).

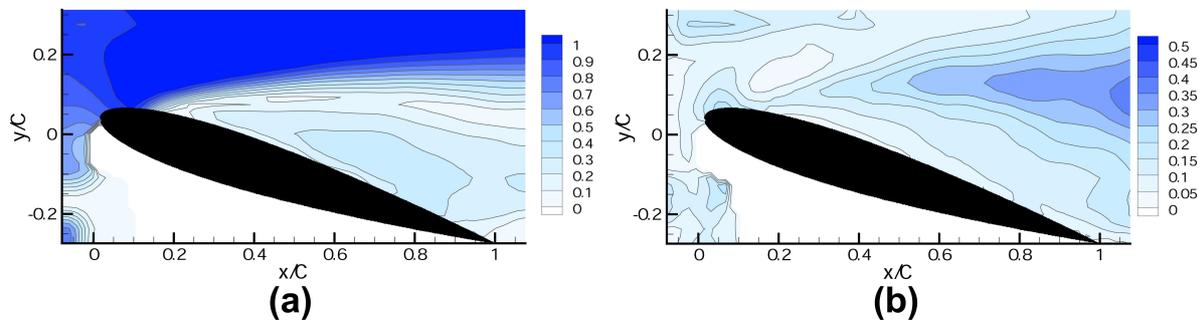
### 3. Results

The analysis of the results is divided in different parts. The first is dedicated to the characterization in time and space of the baseline flow. The second part concerns the airflow forced by a quasi-steady actuation. The next parts present the results for unsteady actuations at different excitation frequencies and duty-cycle values, while the end of this paper proposes an analysis of the reattachment process based on vortex dynamics.

#### A. Baseline Flow

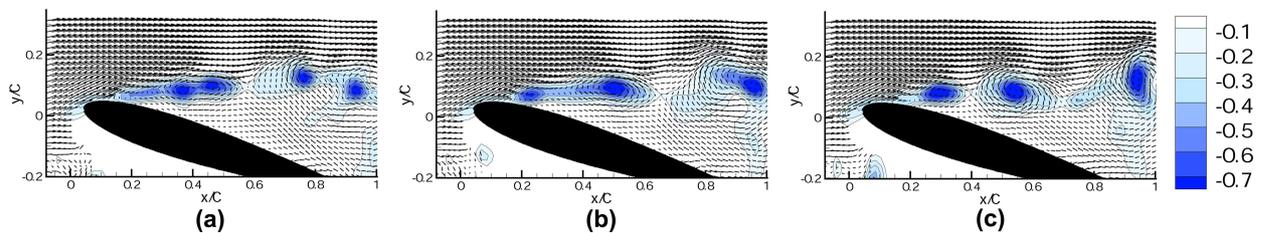
This section is dedicated to a better understanding of the natural airflow occurring above the airfoil placed at an angle of attack of 16°. The time-averaged velocity fields and the spatial distribution of fluctuating velocity computed on two velocity components are first introduced (figure 5). The time-averaged velocity

field for baseline flow confirms that, at an angle of attack of 16 degrees, the observed flow is in post-stall regime with a large region naturally separated from the suction side resulting in a strong adverse pressure. The results also demonstrate that the boundary layer separation occurs approximately at 5% of the chord length. The location of the separation point agrees well with the literature data [31-32]. As usually observed at this angle of attack, the flow separation results in the formation of a single separation bubble, delimited by a free shear layer. This free shear layer presents high turbulent intensity levels (between 20 and 45% of turbulent intensity), demonstrating a strong vortex dynamics in this region.



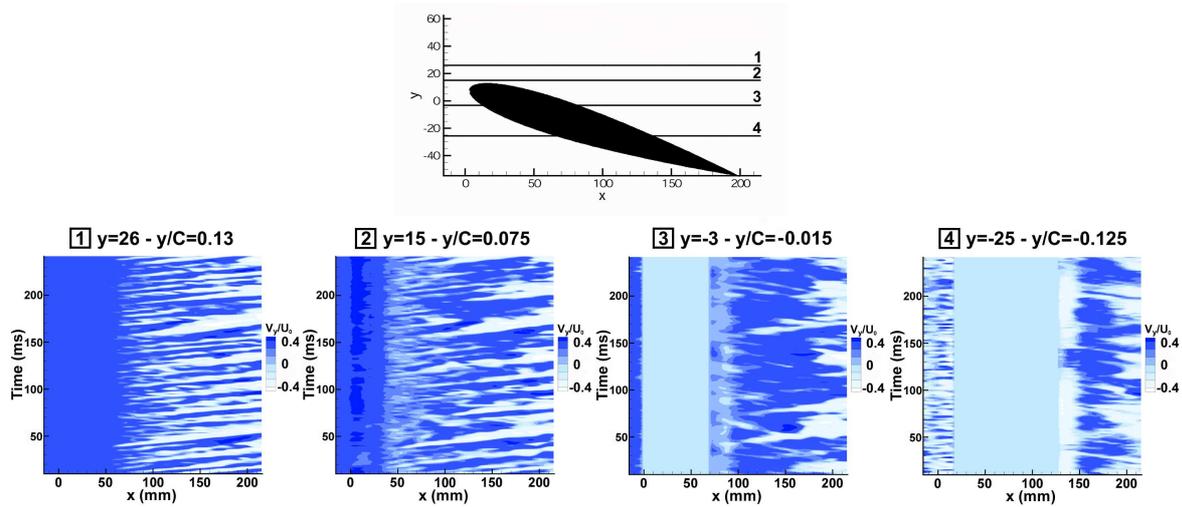
**Figure 5** Baseline flow, (a) time-averaged non dimensional velocity norm and (b) turbulent intensity

An eddy localization algorithm is used to highlight the vortex dynamic occurring in the free shear layer. This vortex detection is based on the flow topology and allows to identify the core of the large scale structures of the flow as described by Graftieaux et al. [33]. This criterion is expressed in non dimensional form (bound by unity) and negative values of the criterion correspond to counter clockwise vortices while positive values are associated with clockwise vortices. This criterion is here applied to three PIV fields at successive times separated by a delay of 3.3 milliseconds. The results, shown in figure 6, confirm the presence of a vortex shedding starting from the leading edge of the airfoil and growing along the free shear layer axis. This figure also demonstrates that the repetition rate of the high-speed PIV system (3 kHz here) is sufficient to obtain time-resolved PIV fields as large scale flow structures can be detected and are followed along their time history.



**Figure 6** Eddy localization criterion applied to the baseline flow at (a)  $t_0$ , (b)  $t_0+3.3$  ms and (c)  $t_0+6.6$  ms

To characterize the spatio-temporal dynamics of the flow over a long acquisition period (250 milliseconds corresponding to 757 PIV fields), the evolution of the second velocity component ( $v_y$ ) extracted along different  $y/C$  positions is plotted in figure 7. This figure presents the velocity contours as a function of  $x$  position versus time for the baseline flow. At  $y/C=0.13$  and  $0.075$ , corresponding to the position of the free shear layer as illustrated by the time-averaged flow fields, the flow presents a high dynamics with an organized alternation of low and high velocity fluid packets. This demonstrates the existence of a vortex street in the free shear layer. Similar data processing performed in the region located down to the free shear layer (i.e.  $y/C=-0.025$ ) highlights that the flow is disturbed but no large region of negative  $v_y$  velocity component is noticeable. This result confirms that the flow remains fully detached from the airfoil surface.

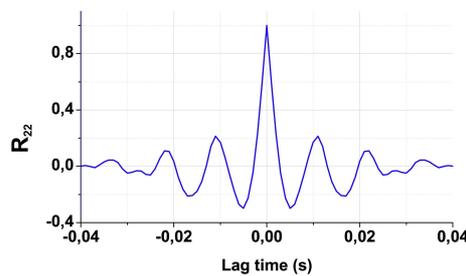


**Figure 7** Temporal evolution of the  $v_y$  velocity component along different slices at (1)  $y/C=0.13$ , (2)  $y/C=0.075$ , (3)  $y/C=-0.015$  and (4)  $y/C=-0.125$

The estimation of the frequency of the vortex shedding is not easy if it is based on the temporal evolution only. To overcome this drawback, the single-point temporal correlation functions based on  $v_y$  are computed at each point of the PIV grid while the estimation of  $R_{22}(\tau)$  over the whole PIV field is performed by a spatial averaging of the correlation functions:

$$R_{22}(\tau) = \frac{\sum_{k=1}^{nk} \sum_{j=1}^{nj} R_{22}(x_k, y_j, \tau)}{\sum_{k=1}^{nk} \sum_{j=1}^{nj} R_{22}(x_k, y_j, 0)}$$

where  $nk$  and  $nj$  refer to the maximal indices of the PIV grid in the  $x$  and  $y$  direction, respectively. Finally, a repetitive flow patterns occurring during the sequence acquisition could be identified and would result in regular peaks in the spatially averaged correlation function. The figure 8 shows the single-point correlation function averaged over the whole PIV field. This figure reveals a correlation peak oscillating at approximately 90 Hz. A manual estimation of the vortex shedding frequency estimated from sequences of located eddy such the one shown in figure 6 confirms that a repetitive flow pattern is reproduced at a frequency ranging between 80 and 100 Hz. One can remark that this shedding frequency corresponds to a reduced frequency,  $F^+$ , ranging from 0.8 up to 1. This reduced frequency range corresponds pretty well with the results published in previous studies reporting that optimal effects in term of lift coefficient are measured when the airflow is forced with non-stationary actuation operated at a reduced frequency near unity [7, 11, 34]. This may be explained by the fact that a reduced frequency of one approximately corresponds to the frequency of the natural vortex shedding.

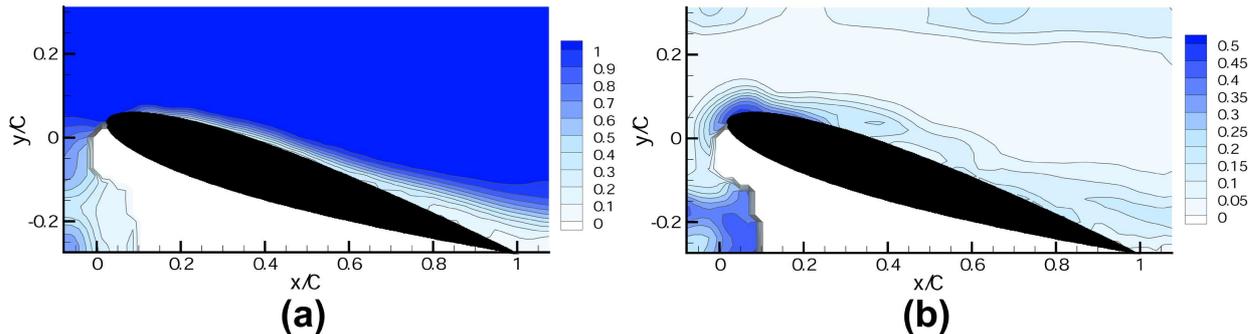


**Figure 8** Temporal cross-correlation based on spatially averaged single-point correlations for the baseline flow

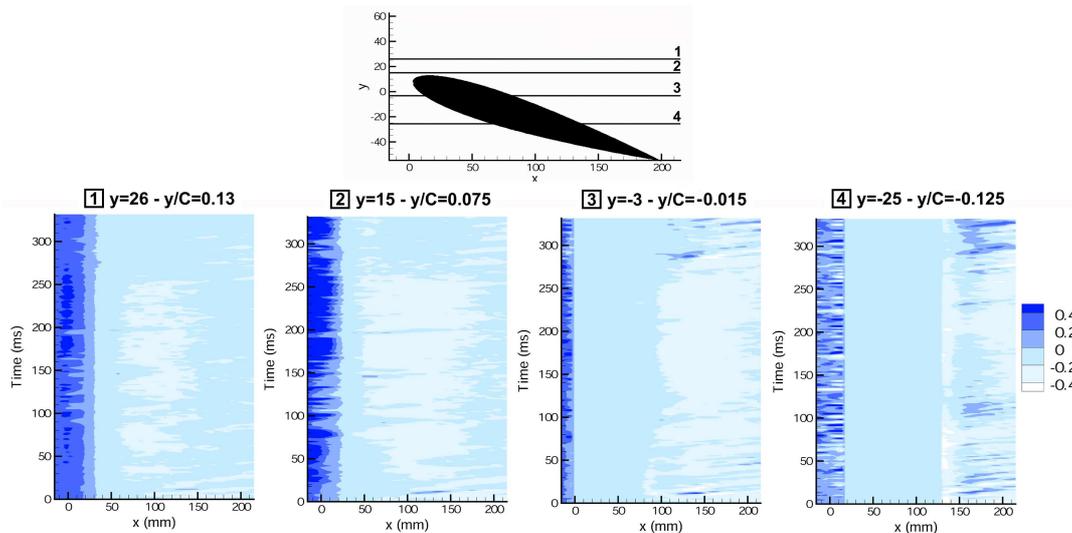
## B. Flow Controlled by a Quasi-steady Actuation

As previously mentioned, the quasi-steady actuation consists of applying a sine waveform having an amplitude of 18 kV at 1.5 kHz. The resulting time-averaged flow field when the actuator is switched on is shown in figure 9. This confirms the authority of the control strategy. The airflow is now reattached along the suction side up to 70% of the chord length (Figure 9a) while the turbulent intensity is largely reduced in the free shear layer region (Figure 9b). However, the leading edge of the airfoil presents high turbulent intensity, probably due

to the flow fluctuations when the external flow impacts the leading edge or due to fluctuations in velocity produced by the actuation. The spatio-temporal behavior of the reattached airflow is investigated by extracting the velocity history at four different slices in the  $y$ -direction (see figure 10). Down to  $y/C=-0.015$ , the second velocity component remains negative without significant change in amplitude, demonstrating that the flow remains fully attached over the acquisition sequence. At  $y/C=-0.125$ , the flow behavior differs and the  $v_y$  velocity component presents successive negative and positive values being associated with a vortex shedding occurring above the trailing edge of the airfoil. This flow behavior agrees with the position of the shifted separation point ( $x/C \approx 0.7$  and  $y/C \approx -0.15$ ) at which a new free shear layer region initiates. This result may demonstrate that an efficient control of the wake flow for drag reduction purpose should use several actuators along the suction side of the airfoil to perform a full flow reattachment. However, the present results are in full agreement with the lift improvement observed when a quasi-steady actuation is applied at the leading edge, near the natural separation point [35].



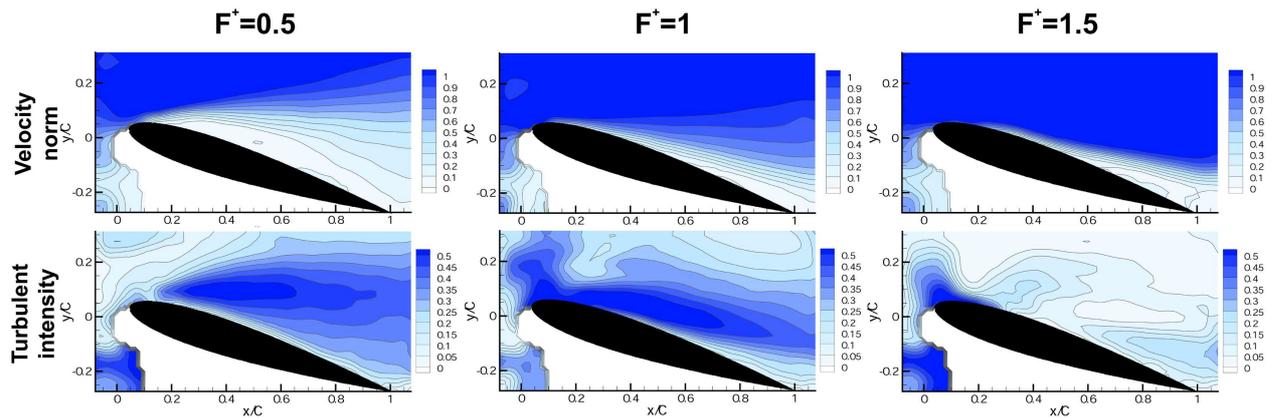
**Figure 9** Airflow controlled by a DBD operating in quasi-steady mode, (a) time-averaged non dimensional velocity norm and (b) turbulent intensity



**Figure 10** Quasi-steady actuation, temporal evolution of the  $v_y$  velocity component along different slices at (1)  $y/C=0.13$ , (2)  $y/C=0.075$ , (3)  $y/C=-0.015$  and (4)  $y/C=-0.125$

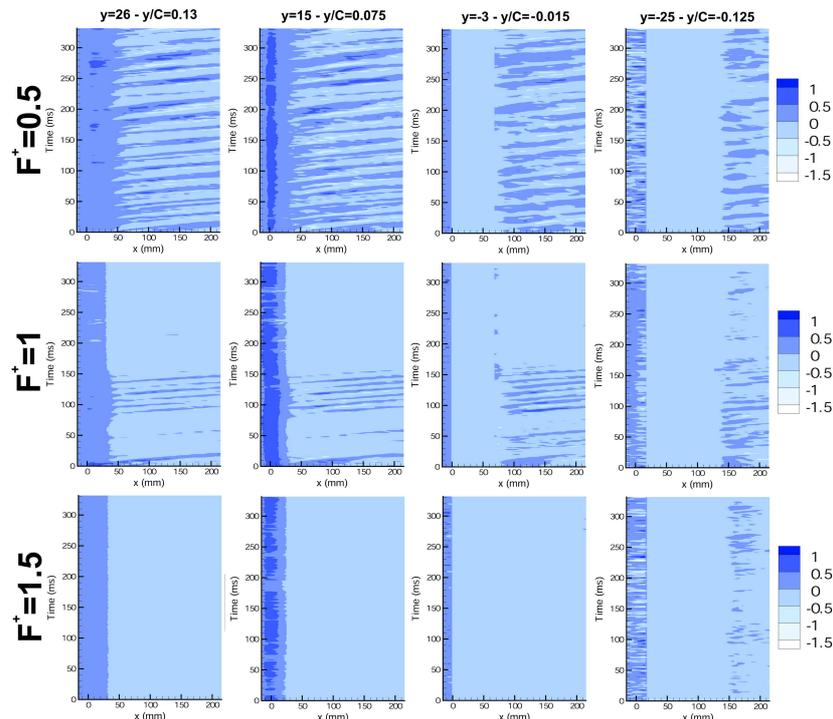
### C. Flow Controlled by an Unsteady Actuation – Frequency Effects

The second part of the experiments consists in performing unsteady actuation at three different reduced frequencies equal to 0.5, 1 and 1.5. As illustrated figure 4, the duty-cycle is adjusted to result in a single sine pulse per cycle. Figure 11 shows the time-averaged velocity norm and the turbulent intensity for these three frequencies. At  $F^+=0.5$ , the time-averaged flow field the flow is still separated while a partial flow reattachment is reported at  $F^+=1$ . However, the large turbulent intensity in the free shear layer region tends to demonstrate that the flow reattachment is unstable in time. At  $F^+=1.5$ , it seems that the shear layer is shifted toward the suction side of the airfoil and the turbulent intensity distribution is similar to the one measured with a quasi-steady actuation. At this excitation frequency, the flow presents a significant reattachment with a flow maintain attached up to  $x/c=0.6$ . In the present study, it appears that the most effective time-averaged results are observed for an unsteady actuation performed at a reduced frequency of 1.5.



**Figure 11** Time-averaged velocity norm and turbulent intensity for unsteady actuation at  $F^+=0.5, 1$  and  $1.5$

The time evolution of the second velocity component along different  $y/C$  positions is plotted in figure 12 for reduced frequencies up to 1.5. At  $F^+=0.5$ , the flow remains fully detached from the suction side over the acquisition sequence and vortices are shed along the free shear layer axis. These large scale flow structure fill the whole region above the airfoil, including the trailing edge part. At  $F^+=1$ , the flow reattachment is unstable. The transition between attached and detached states involves the production of large scale structures (between  $t=90$  and  $150$  ms, for instance). At  $F^+=1.5$ , the forced reattachment is effective up to  $x/C \approx 0.7$  ( $y/C = -0.125$ ) and the flow keeps attached over the 350 milliseconds of the experiment. At  $y/C = -0.125$ , fluctuations in  $v_y$  are still present but they are lower than those observed at  $F^+=1$ . According to these results, it appears that the most effective way to increase the lift performance and decrease the drag consists of using an unsteady actuation with a reduced frequency sets to 1.5. Surprisingly, an actuation at the natural vortex shedding frequency (i.e.  $F^+=1$ ) is not more significant.



**Figure 12** unsteady actuation, temporal evolution of the  $v_y$  velocity component along different slices at  $y/C=0.13, y/C=0.075, y/C=-0.015$  and  $y/C=-0.125$

The instantaneous vector fields, streamlines and vorticity are plotted in figures 13, 14 and 15, for unsteady actuations acting at  $F^+=0.5, 1$  and  $1.5$ , respectively. The time  $t_0$  refers to an initial instant of an arbitrary flow sequence being the more representative of the flow dynamic for the investigated case. It is expected that these data would help us to understand the reasons why the flow remains attached when the actuator operates at  $F^+=1.5$ . At  $F^+=0.5$  (figure 13), the DBD actuation performed at  $t_0$  induces a flow reattachment at  $t_0+6.6$  ms,

however the actuation is not strong enough to maintain the flow attached. The streamlines reveal that the flow is bi-dimensional up to the mid-chord position while 3D effects are visible further the mid-chord length. The vorticity fields reveal the mechanism of the partial flow reattachment. At  $t_0$ , the vorticity is located in the free shear layer where large scale structures start to shed. The electric wind produced by the actuator induces a deflection of the vorticity region toward the suction side ( $t_0+3.3$  ms) and it seems that the vortex structures may be attached to the airfoil surface and rolled along the chord ( $t_0+6.6$  ms). Same plot for unsteady actuation at  $F^+=1$  are illustrated in figure 14. For this case, the time  $t_0$  refers to an instant at which the flow is already attached to the airfoil surface. Contrary to the time history of the  $v_y$  velocity component, the shown sequence presents airflow maintain attached. This flow sequence is representative of the flow behavior, however flow detachments can be observed over the whole acquisition sequence (these periods of flow detachment are sporadic and behave like the case illustrated in figure 13). When the flow is reattached, the streamlines and the vorticity fields confirm that the separation point is moved up to  $x/C \approx 0.6$  leading to a new free shear layer at the trailing edge. The streamlines also reveals the three dimensional character of the vortex dynamic and the vorticity fields demonstrate that small vortices are shed in the wake of the airfoil presumably resulting in a non optimal drag reduction. At  $F^+=1.5$  (figure 15), the observed results are similar to those reported here at  $F^+=1$ . The position of the shifted separation point is rather identical and the vortex shedding at the trailing edge is clearly identifiable. Unfortunately, these results are not sufficient to clearly highlight the difference in the flow control effectiveness according to the excitation frequency. However, results confirm that actuation at  $F^+=0.5$  leads to unstable and partial flow reattachments whereas  $F^+=1$  allows to reattach the airflow even if some brief flow detachments can be observed. Nevertheless, the best actuation in terms of stationary airflow reattachment is performed at  $F^+=1.5$  as highlight by the time-averaged velocity norms.

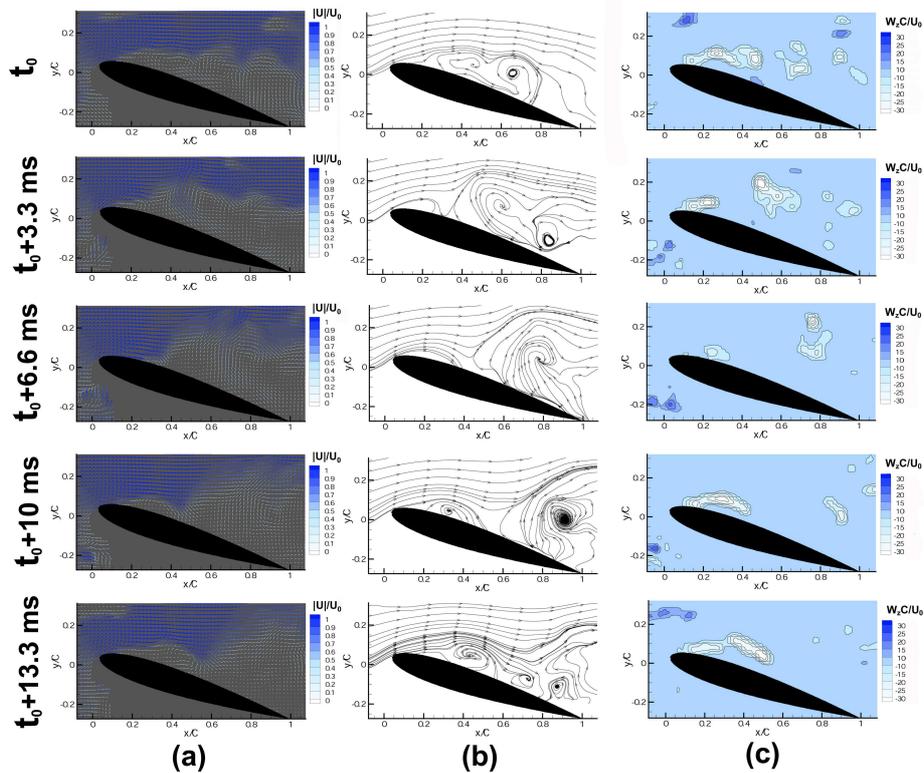


Figure 13 Unsteady actuation at  $F^+=0.5$ , (a) instantaneous vector fields, (b) streamlines and (c) vorticity

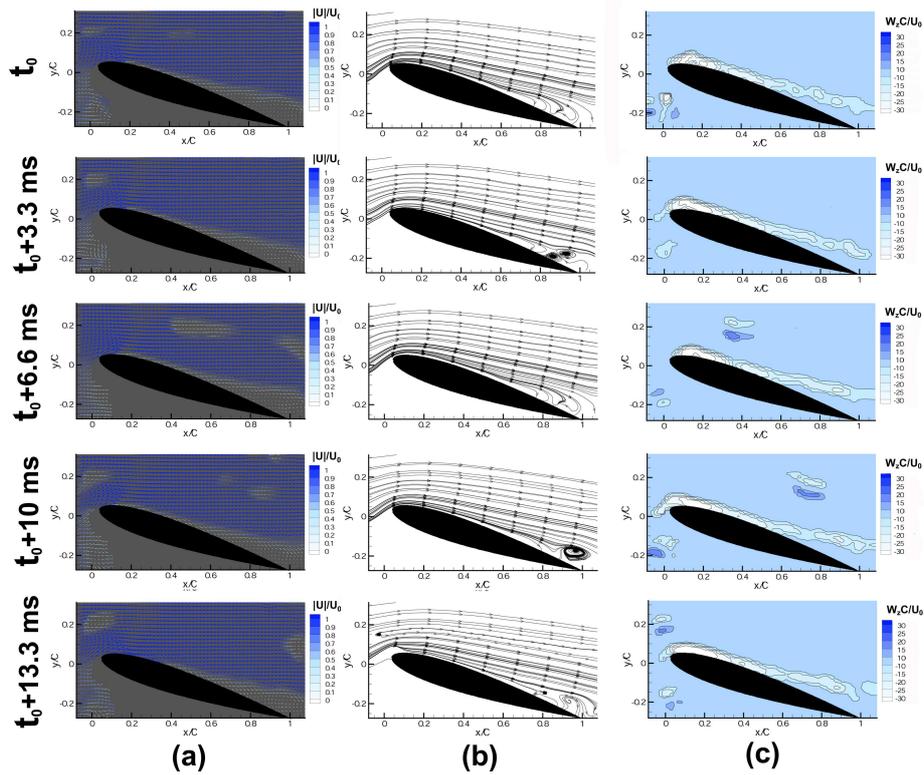


Figure 14 Unsteady actuation at  $F^+=1$ , (a) instantaneous vector fields, (b) streamlines and (c) vorticity

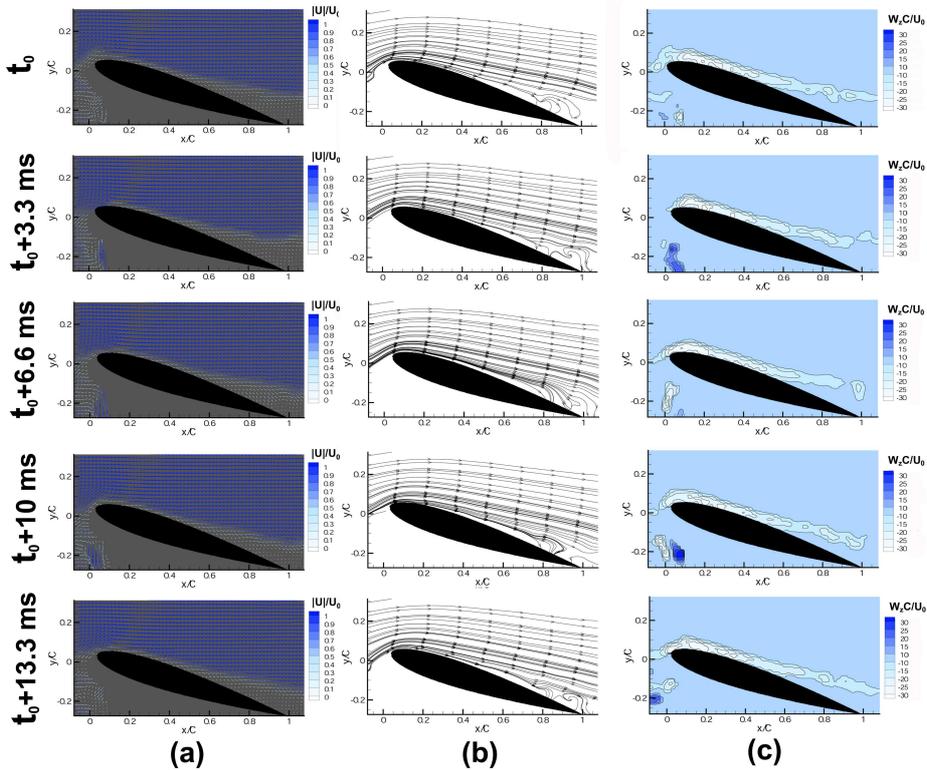
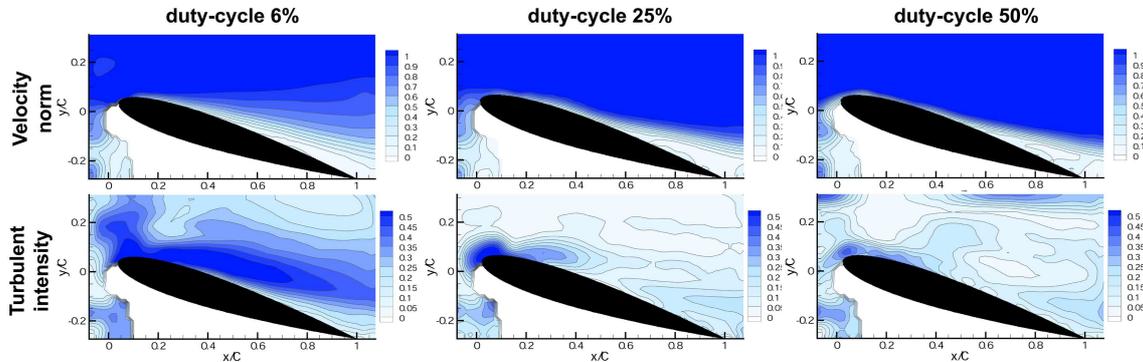


Figure 15 Unsteady actuation at  $F^+=1.5$ , (a) instantaneous vector fields, (b) streamlines and (c) vorticity

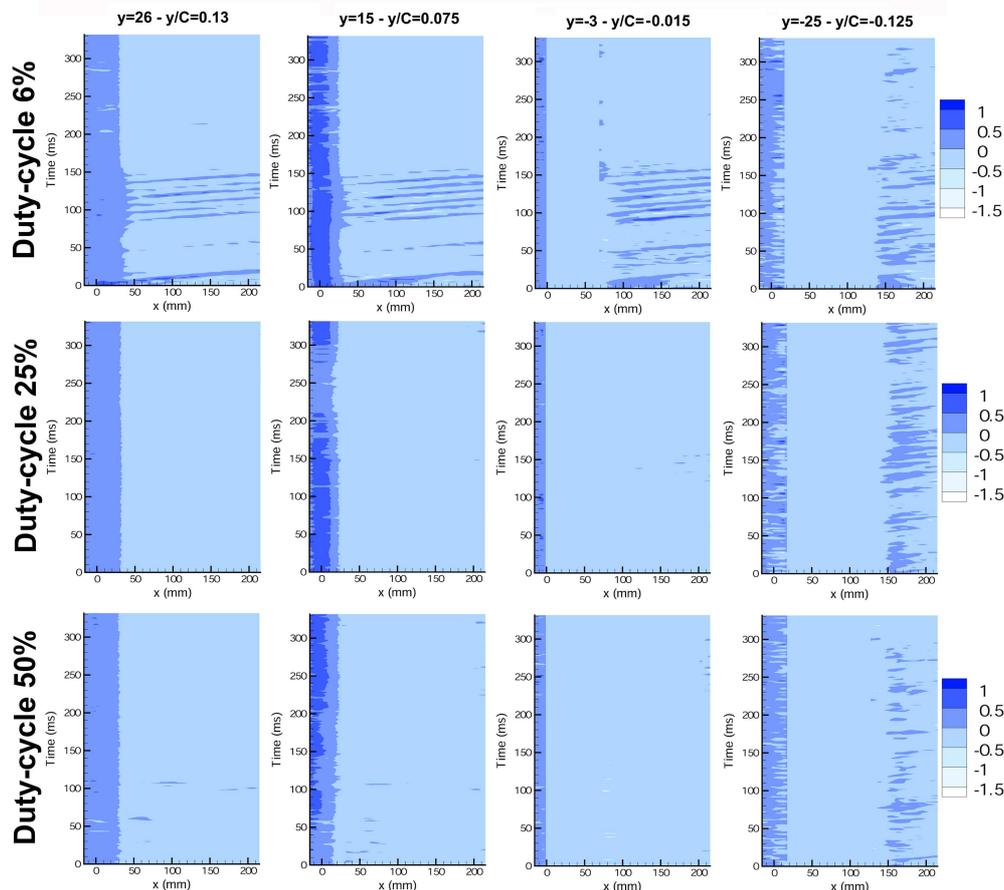
#### D. Flow Controlled by an Unsteady Actuation – Duty-cycle Effects

To investigate the effects of a variable duty-cycle, acquisitions are performed for airflow controlled by an unsteady actuation at  $F^+=1$  and duty-cycles of 6, 25 and 50%. Figure 16 shows the time-averaged velocity norm and the turbulent intensity field for each duty-cycle. The actuator authority increases with the duty-cycle and the flow reattachment becomes effective. At a duty-cycle of 6% (corresponding to trains of single sine pulse) the

flow is reattached at  $x/C \approx 0.3$  while this separation point is shifted at  $x/C \approx 0.6$  at 25 and 50%. Despite a same detachment point location, the thickness of the wake flow is significantly reduced at 50% compared to the actuation with a duty-cycle of 25%. The turbulent intensity above the airfoil is also decreased as the duty-cycle is increasing. The time evolution of the  $v_y$  velocity components confirms that a duty-cycle increase results in a steady flow reattachment (figure 17). From 25%, the flow remains attached and fluctuations in the velocity vector are only visible at the trailing edge. One can notice that the change in velocity sign at the trailing edge can be reduced by increasing the duty-cycle value.



**Figure 16** Time-averaged velocity norm and turbulent intensity for unsteady actuation at  $F^+=1$  and duty-cycle of 6, 25 and 50%



**Figure 17** unsteady actuation at  $F^+=1$  with three different duty-cycles, temporal evolution of the  $v_y$  velocity component along different slices at  $y/C=0.13$ ,  $y/C=0.075$ ,  $y/C=-0.015$  and  $y/C=-0.125$

The instantaneous velocity  $f$  vectors, streamlines and vorticity fields are plotted in figure 14, 18 and 19 for unsteady actuations at  $F^+=1$  and duty-cycles of 6, 25 and 50%, respectively. These figures demonstrate that the actuation is not strong enough to avoid the vortex shedding occurring above the trailing edge, when the duty-cycle is increased up to 50%. As observed from the time-averaged velocity fields, the comparison between the 25 and 50% duty-cycle actuations reveals that the axis of

the vortex street is unstable at 25%. Thus, a duty-cycle of 25% should result in pressure fluctuations at the trailing edge. This may produce non-stationary lift and drag performances. However, previous publications have demonstrated that the most efficient actuation consists of using an unsteady actuation with a low duty-cycle value [10, 30]. The discrepancy with the present study may result from the location of the control device compared to the position of the natural separation point or from small differences in the local airflow induced by the plasma discharge.

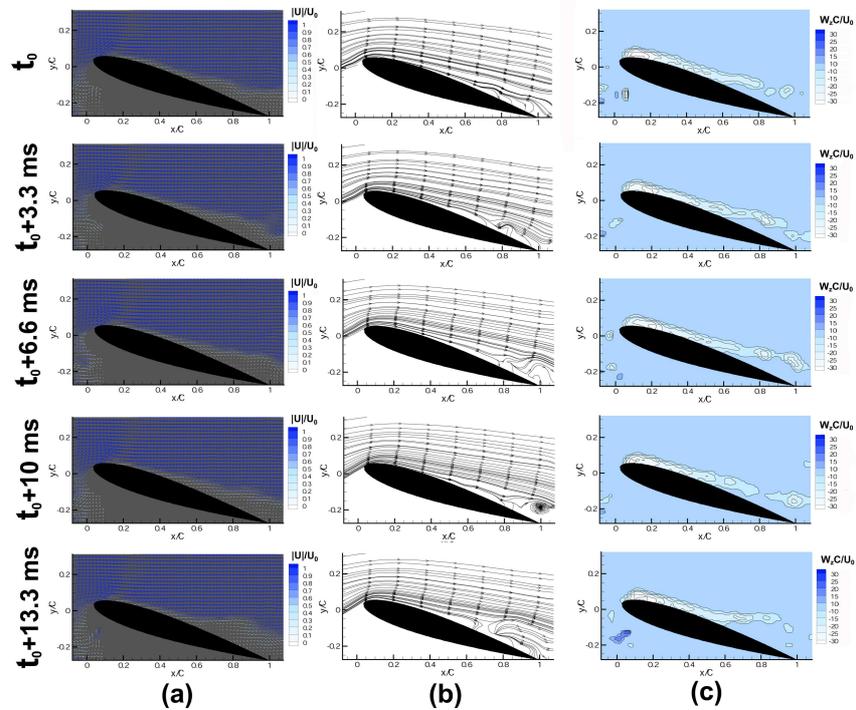


Figure 18 Unsteady actuation at  $F^+ = 1$  and duty-cycle of 25%, (a) instantaneous vectors, (b) streamlines and (c) vorticity

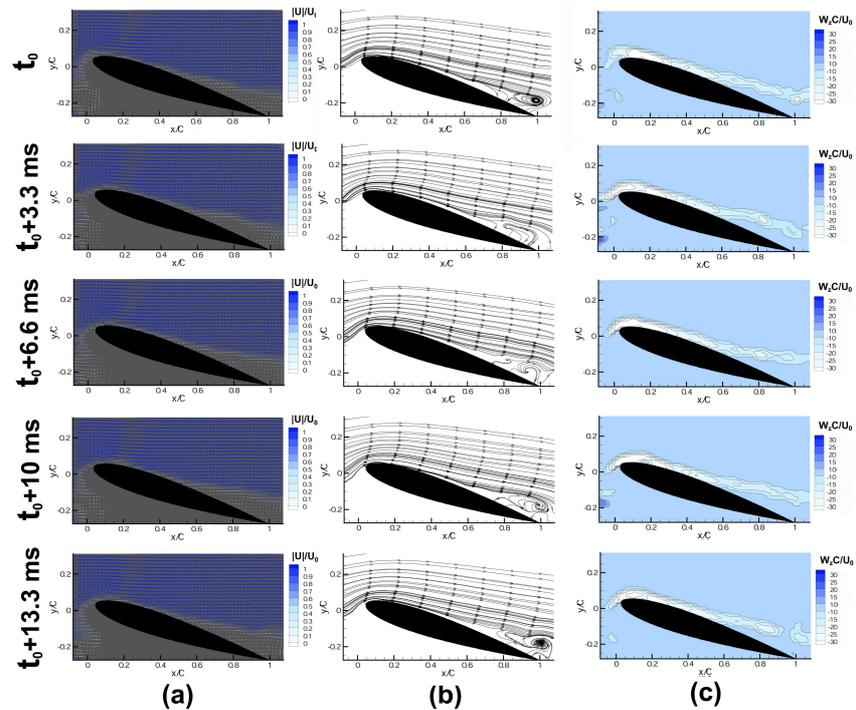


Figure 19 Unsteady actuation at  $F^+ = 1$  and duty-cycle of 50%, (a) instantaneous vectors, (b) streamlines and (c) vorticity

## E. Control Process Scenario

The observation of the lift enhancement when the flow over an airfoil is forced by an plasma actuation is not new. However, most of the studies are based on force measurements, proposing a global estimation of the effectiveness of plasma actuators. No study has investigated flow reattachment process and only predictive comments are usually introduced in the published researches. In the present study the repetition rate of the PIV system is high enough to measure time-resolved PIV vectors fields and thus the control process can be investigated. All the acquisitions (quasi-steady and unsteady cases) were carefully observed and it appears that a repeatable process seems to be responsible of the partial flow reattachment reported in the present study. To illustrate the temporal evolution of the reattachment, the instantaneous vectors of velocity are plotted in figure 20 for time varying from the beginning of the actuation up to 30 ms. Through the analysis of different flow sequence, it appears that the local tangential electric wind induced by the BDD actuator is too low to create a discrete vortex above the leading edge. The instantaneous velocity fields reveal that the actuation can promote the coalescence of two successive discrete large scale structures as illustrated in figure 20 at  $t=0$  and 3.3 ms (Vort-1 and 2 in figure 20). The merging of vortices (Vort-1 and Vort-2) produces an energized large flow structure (Vort-3 in figure 20). The size and the strength of this vortex is enhanced by the external airflow and results in a momentum transfer from the outer flow to the boundary layer of the upside surface of the airfoil. This vortex should modify the pressure gradient along the suction side and it results in a flow topology presenting a front (velocity with a primary velocity component largely lower than the second one), perpendicular to the airfoil chord and moving toward the trailing edge (see  $t=6.66$ , 10 and 13.3 ms in figure 20). The separation point at the leading edge is not modified, the shear layer is still separated from the suction side and the vortex shedding at the leading edge is still present. But, the vortex issuing from the separation point (vort-4 in figure 20) is not convected along the shear layer axis due to the front of velocity which leads to a local pressure decrease and acts like a virtual obstacle. The trajectory of this second vortex is moved along the suction side with a sense of rotation promoting a momentum transfer to the boundary layer region. When the vortex "vort-3" is in the wake of the airfoil, the mutual interaction between vort-3 and vort-4 disappears (time  $t=23.33$  ms in figure 20). At this time the flow is reattached over 70% of the chord length and remains attached despite the natural instabilities occurring in the boundary layer and resulting in a vortex shedding at the trailing edge.

Finally, it appears that the reattachment process results from interacting vortices energized by the electric wind because the actuation by DBD is not strong enough to produce vortices or streamwise vorticity by itself, contrary to synthetic jets for instance. The plasma discharge acts as a catalyser for the flow reattachment and requires to interact with natural flow structures. This point is essential and may explain the reason of the improvement of the control authority when an unsteady actuation is applied as reported by other. But in this case, the unsteady actuation requires to be synchronized with the natural vortex shedding to be operational in the first milliseconds following the actuation. When the actuator is driven at a low frequency, the statistical probability to act at the right time is decreased and could explain the lack of authority of the actuation at  $F^+=0.5$ . Moreover, the duty-cycle requires to be high enough to promote the vortex merging necessary to initiate the flow reattachment. One can notice that one can not be sure that a similar process would be observed if the natural flow was fully turbulent. However, it has been verified that the flow remains fully detached when the laminar-to-turbulent transition is obtained by a tripper placed at the leading edge. This demonstrates that the flow reattachment is not due to laminar-to-turbulent transition.

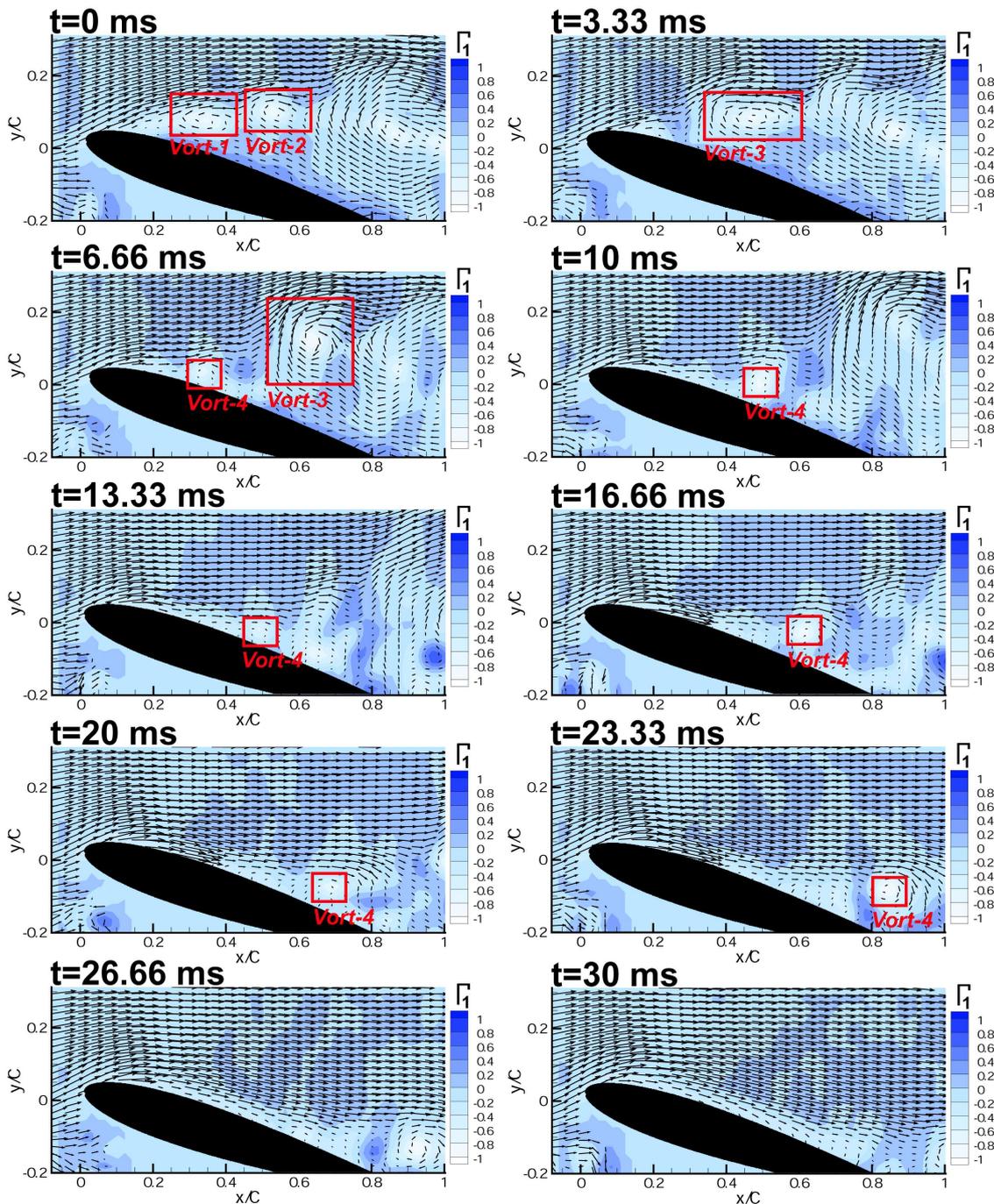


Figure 20 Vector velocity field during the reattachment process for quasi-steady actuation. The background presents the  $\Gamma_1$ -criterion value highlighting the core of each vortex.

#### 4. Conclusion

The present study concerns the analysis of a controlled airflow over an axisymmetric NACA 0015 airfoil. A single DBD actuator is used to interact with the surrounding airflow ( $U_0=20$  m/s) in order to control the detached region above the suction side of the airfoil model. To enhance the understanding of the interactions between the ionized surface and the surrounding airflow, velocity vectors are measured by a high-speed PIV system. The airfoil is placed in post stall regime (angle of attack of  $16^\circ$ ). The repetition rate of the acquisition system is high enough to obtain time-resolved informations for the baseline and forced flows. A single plasma actuator is mounted at the leading edge of the airfoil and the electrode configuration results in a co-flow actuation. Quasi-steady and unsteady actuations are performed while the effects of the excitation frequency and the used duty-cycle are described.

The baseline flow is consistent with a post-stall regime as the flow is fully detached from the suction side with the presence of a vortex street initiated at the separation point. The computation of the temporal correlation

function reveals that a natural frequency of approximately 90 Hz drives the vortex shedding. The quasi-steady actuation results in a partial flow reattachment over 70% of the chord, and the flow remains attached along the acquisition sequence. The analysis of the unsteady actuation performed at different frequencies (with a low duty-cycle value resulting in trains of single sine pulse) demonstrates that the unsteady mode is not more efficient than the steady one to control the separated airflow. The plasma effects depend strongly on the applied frequency, and the most effective actuation is performed with a reduced frequency of  $F^+=1.5$ . The present results also demonstrate that a stationary flow reattachment is realized for duty-cycle value set to 50% while reducing the duty-cycle has detrimental effects on the control performance. The last part of this study is dedicated to the temporal characterization of the reattachment. The global analysis of the acquisitions for quasi-steady and unsteady actuations reveals a similar reattachment process. It appears that the electric wind is not able to produce beneficial vorticity by itself. However the actuation can promote a merging of the natural vortices. This energization of a large scale flow structure by the electric wind modifies the topology of the succeeding vortex shedding. In particular, few milliseconds after the beginning of the actuation, the trajectory of the vortex is changed and a small vortex rolls along the suction side with a sense of rotation promoting a momentum transfer toward the boundary layer. Through the observation of the time-resolved PIV fields, it seems that the vortex merging initiates the control process while the small vortex rolling along the airfoil surface seems responsible of the flow reattachment.

### References

- <sup>1</sup>Corke, T.C., and Post, M.L., "Overview of plasma flow control: concepts, optimization and applications," AIAA paper 2005-563, 2005.
- <sup>2</sup>Moreau, E., "Airflow control by non-thermal plasma actuators," *Journal of physics D: applied Physics*, Vol. 40, No. 3, 2007, pp.605-636.
- <sup>3</sup>Tsubakino, D., Tanaka, Y., and Fujii, K., "Effective layout of plasma actuators for a flow separation control on a wing," AIAA paper 2007-474, 2007.
- <sup>4</sup>Corke, T.C., Jumper, E.J., Post, M., Orlov, D., and McLaughlin, T.E., "Applications of weakly-ionized plasmas as wing flow-control devices," AIAA paper 2002-0350, 2002.
- <sup>5</sup>Roth, J.R., "Aerodynamic flow acceleration using paraelectric and peristaltic electrohydrodynamic effects of a One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma," *Physics of plasmas*, Vol. 10, No.5, 2003, pp.2117-26
- <sup>6</sup>Roth, J.R., Sin, H., Madhan, R.C.M., and Wilkinson, S.P., "Flow re-attachment and acceleration by paraelectric and peristaltic electrohydrodynamic (EHD) effects," AIAA paper 2003-531.
- <sup>7</sup>Corke, T.C., He, C. and Patel, M.P., 2004, "Plasma flaps and slats: an application of weakly-ionized plasma actuators," AIAA paper 2004-2127.
- <sup>8</sup>Post, M., and Corke, T.C., "Separation Control Using Plasma Actuators: Dynamic Stall Vortex Control on Oscillating Airfoil," AIAA journal, Vol. 44, No. 12, pp.3125-3135.
- <sup>9</sup>Sosa, R., Moreau, E., Touchard, G. and Artana, G., 2007, "Stall control at high angle of attack with plasma sheet actuators," *Experiments in fluids*, Vol. 42, No. 1, pp. 143-167.
- <sup>10</sup>Göksel, B., Greenblatt, D., Rechenberg, I., Nayeri, C.N. and Paschereit, C.O., 2006, "Steady and unsteady plasma wall jets for separation and circulation control," AIAA paper 2006-3686.
- <sup>11</sup>Post, M.L., and Corke, T.C., "Separation control on high angle of attack airfoil using plasma actuators," AIAA paper 2003-1024, 2003.
- <sup>12</sup>Corke, T.C., Mertz, B. and Patel, M.P., 2006, "Plasma flow control optimized airfoil," AIAA paper 2006-1208, 2006.
- <sup>13</sup>Orlov, D., Apker, T., He, C., Othman, H., and Corke, T.C., "Modeling and Experiment of Leading Edge Separation Control Using SDBD Plasma Actuators," AIAA paper 2007-0877, 2007.
- <sup>14</sup>Mabe, J.H., Calkins, F.T., Wesley, B., Wozidlo, R., Taubert, L., and Wagnanski, I., "On the Use of Single Dielectric Barrier Discharge Plasma Actuators for Improving the Performance of Airfoils," AIAA paper 2007-3972, 2007.
- <sup>15</sup>Enloe, C.L., McLaughlin, T.E., VanDyken, R.D., Kachner, K.D., Jumper, E.J., and Corke, C., "Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator: Plasma morphology," *AIAA Journal*, Vol. 42, No. 3, 2004, pp.589-594.
- <sup>16</sup>Roth, J.R., "Electrohydrodynamically induced airflow in a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma," 25th IEEE Int. Conf. Plasma Science, 1998.
- <sup>17</sup>Roth, J.R., Sherman, D.M., and Wilkinson, S.P., "Electrohydrodynamic Flow Control with a Glow-Discharge Surface Plasma," *AIAA Journal*, Vol. 38, No. 7, 2000, pp.1166-1172.
- <sup>18</sup>Enloe, C.L., McLaughlin, T.E., VanDyken, R.D., Kachner, K.D., Jumper, E.J., and Corke, C., "Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator: Plasma morphology," *AIAA Journal*, Vol. 42, No. 3, 2004, pp.589-594.
- <sup>19</sup>Font, G.I., "Boundary layer control with atmospheric plasma discharges," AIAA paper 2004-3574, 2004.
- <sup>20</sup>Pons, J., Moreau, E. and Touchard, G., "Asymmetric surface barrier discharge in air at atmospheric pressure: electric properties and induced airflow characteristics," *Journal of physics D: applied physics*, Vol. 38, No. 19, 2005, pp.3635-3642.
- <sup>21</sup>Boeuf, J.P., Lagmich, Y., Unfer, T.H., Callegari, T.H. and Pitchford, L.C., "Electrohydrodynamic force in dielectric barrier discharge plasma actuator," *Journal of physics D: applied physics* Vol. 40, No. 3, 2007, pp.652-662.
- <sup>22</sup>Roth, J.R. and Dai, X., 2006, "Optimization of the aerodynamic plasma actuator as an EHD electrical device," AIAA paper 2006-1203.

<sup>23</sup>Forte, M., Jolibois, J., Pons, J., Moreau, E., Touchard, G. and Cazalens, M., 2007, "Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity: application to airflow control," *Experiments in fluids*, Vol. 43, No. 6, 2007, pp. 917-928.

<sup>24</sup>Abe, T., Takizawa, Y., and Sato, S., "A parametric experimental study for momentum transfer by plasma actuator," AIAA paper 2007-187, 2007.

<sup>25</sup>Gregory, J.W., Enloe, C.L., Font, G.I., and McLaughlin, T.E., "Force production mechanisms of a dielectric-barrier-discharge plasma actuator," AIAA paper 2007-185, 2007.

<sup>26</sup>Benard, N., Balcon, N., and Moreau, E., "Preliminary Study of the Electric Wind Produced by a Single Dielectric Discharge Actuator Operating in Atmospheric Flight Conditions – Pressure Outcome," Submitted to AIAA 39th Plasmadynamics and Lasers Conference, Seattle, USA, 2008.

<sup>27</sup>Forte, M., Leger, L., Pons, J., Moreau, E. and Touchard, G., "Plasma actuators for airflow control: measurement of the non-stationary induced flow velocity," *Journal of electrostatics*, Vol. 63, No. 6, 2005, pp.929-936.

<sup>28</sup>Darabi, A., and Wygnanski, I., "Active management of naturally separated flow over a solid surface. Part 1. The forced reattachment process," *Journal of fluid mechanics*, Vol. 510, 2004, pp.105–129.

<sup>29</sup>Seifert, A., Greenblatt, D., and Wygnanski, I., "Active separation control: an overview of Reynolds and Mach numbers effects," *Aerospace Science and Technology*, Vol. 8, No. 7, 2004, pp.569–582.

<sup>30</sup>Greenblatt, D., Kastantin, Y., Nayeri, C.N., and Paschereit, C.O., "Delta wing flow control using dielectric barrier discharge actuators," AIAA paper 2007-4277, 2007.

<sup>31</sup>Sosa, R. and Artana, G., "Steady control of laminar separation over airfoils with plasma sheet actuators," *Journal of Electrostatics*, Vol. 64, 2006, pp.604-610.

<sup>32</sup>Kitsios, V., Kotapati, R.B., Mittal, R., Ooi, A., Soria, J., and You, D., "Numerical simulation of lift enhancement on a NACA 0015 airfoil using ZNMF jets," *Proceedings of the Center for Turbulence Research Summer Program*, Stanford University/NASA, 2006, pp. 457–468.

<sup>33</sup>Graftieaux, L., Michard, M., and Grosjean, N., "Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows," *Measurement Science and Technology*, Vol. 12, 2001, pp.1422-1429.

<sup>34</sup>Greenblatt, D. and Wygnanski, I.J., "Use of periodic excitation to enhance airfoil performance at low Reynolds numbers," *Journal of Aircraft*, Vol. 38, 2001, pp.190-192.

<sup>35</sup>Jolibois, J., Forte, M., and Moreau, E., "Application of an AC barrier discharge actuator to control airflow separation above a NACA 0015 airfoil: Optimization of the actuation location along the chord," *Journal of Electrostatics* (available online)

---

## **Bibliographie**

---

*Une vérité cesse d'être vraie quand plus personne n'y croit.*  
*Oscar Wilde*



- [1] Hefner JN, 1988, "Dragging down fuel cost", *Aerospace America*, Vol. 26.
- [2] West MD, Charles C et Boswell RW, 2008, "Testing a Helicon double layer thruster immersed in a space-simulation chamber", *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 24, No. 1, pp. 134-141.
- [3] Hollohan JR et Bell AT, 1974, "Techniques and applications of plasma chemistry", Wiley-Interscience, New York.
- [4] Paschen F, 1889, "Sur la différence de potentiel nécessaire à la formation d'arc électrique dans de l'air, de l'hydrogène et du gaz carbonique sous différentes pressions", *Wied. Annales de physique*, Vol. 37, pp. 69 – 96.
- [5] Delcroix J-L et Bers A, 1994, "Physiques des plasmas", CNRS éditions.
- [6] Parisis L, 1999, "Étude d'un procédé de traitement d'air chargé en composé organiques volatiles par décharge moyenne avec barrière diélectrique : mécanisme de mise en œuvre et recherche d'optimisation", Thèse Univ. Paris VI.
- [7] Goldman M et Sigmond RS, 1982, "Corona insulation", *IEEE Trans. Elec. Ins.*, EI. 12/2, pp. 90 – 105.
- [8] Von Engle A, Seeliger R et Steenback M, 1933, "On the glow discharge at high pressure", *Z. fur Physik*, Vol. 85, pp. 144-160.
- [9] Massines F, Rabehi A, Decomps P, Gabri RB, Ségur P et Mayoux C, 1998, "Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier", *J. Applied Physics* 83, n° 6, pp. 2950 – 2957.
- [10] Yokoyama S, Kogoma M, Morikawi T et Okazaki S, 1990, "The mechanisms of the stabilized glow plasma at atmospheric pressure", *J Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 23, pp. 1125.
- [11] Kogelschatz U, 2003, "Dielectric barrier discharges: Their history, discharge physics and industrial applications", *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Vol. 23, No. 1, pp. 1-46.
- [12] Eliasson B et Kogelschatz U, 1991, "Modeling and Application of Silent Discharge Plasmas", *IEEE Trans. Plasma Sc.*, Vol. 19, No. 2, pp. 309–323.
- [13] Eliasson B et Kogelschatz U, 1988, "UV excimer radiation from dielectric barrier discharge", *Appl. Phys B*, Vol. 46, pp 299–303.
- [14] Kanazawa S, Kogoma M, Moriwaki T et Okazaki S, 1988, "Stable glow plasma at atmospheric pressure", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 21, 838 – 840.
- [15] Roth JR, 2001, "Industrial Plasma Engineering", Vol. 2, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia.
- [16] Okazaki S, Kogomat M, Uehara M et Kimura Y, 1993, "Appearance of stable glow discharge in air, argon, oxygen and nitrogen at atmospheric pressure using a 50 Hz source", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 26, pp. 889 – 892.
- [17] Roth JR, 1998, "Electrohydrodynamically induced airflow in a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma", 25<sup>th</sup> IEEE International conference on plasma science, Raleigh, North Carolina.
- [18] Robinson W, 1961, "Movement of air in the electric wind of corona discharge", *AIEE Transactions*, Vol. 80, pp. 143-150.
- [19] Goldman M, Goldman A et Sigmond RS, 1985, "The corona discharge, its properties and specific uses" *Pure and Appl. Chem.* 57, n° 9, pp. 1353 – 1362.
- [20] Goldman M et Goldman A, 1993, "Nature des espèces réactives formées par des décharges électriques dans les gaz à haute pression", *High Temp. Chem. Processes*, Vol. 2, pp. 215 – 220.

- [21] Ballerau P, 1980, “Étude du vent électrique, Contribution à l’étude et à la réalisation d’un détecteur de pollution”, Thèse Univ. Paris-Sud.
- [22] Zouzou N, Moreau E et Touchard G, 2004, “Smoke particle velocity measurements in plane-to-point corona discharges”, Proc. International Workshop on ElectroHydroDynamics, pp. 128 – 133, Poitiers, France.
- [23] Moreau E, Afande Y et Touchard G, 2006, “Electric wind in coronas – Application to development of an injection jet plasma actuator”, Proc. International Symposium on ElectroHydroDynamics, pp. 95 – 98, Buenos, Argentine.
- [24] Boeuf JP et Pitchford LC, 2005, “Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surfaces discharges”, Proc. of the 36<sup>th</sup> AIAA Fluid Dynamic Conf. (5 – 6 June 2006, San Francisco, CA), AIAA Paper 2006-3574.
- [25] Léger L, 2003, “Contrôle actif d’un écoulement d’air par un plasma froid surfacique”, Thèse Univ. Poitiers, France.
- [26] Soetomo F, 1992, “The influence of High Voltage Discharge on Flat Plate Drag at Low Reynolds Number Air Flow”, M.S. Thesis, Iowa State University.
- [27] Léger L, Moreau E, Artana G et Touchard G, 2000, “Modification de l’écoulement d’air autour d’une plaque plane par une décharge couronne”, Proc. Colloque de la Société Française d’Electrostatique (Montpellier, France, juillet 2000), pp. 97 – 101.
- [28] Léger L, Moreau E, Artana G et Touchard G, 2001, “Influence of a DC corona discharge on the airflow along an inclined flat plate”, Journal of Electrostatics, Vol. 50 – 51, pp. 300 – 306.
- [29] Léger L, Moreau E et Touchard G, 2002, “Electrohydrodynamic airflow control along a flat plate by a DC surface corona discharge – Velocity profile and wall pressure measurements”, Proc. 1<sup>st</sup> AIAA Flow Control Conference (St Louis, June 2002), AIAA Paper 2002-2833.
- [30] Artana G
- [31] Labergue A, 2005, “Étude de décharges électriques dans l’air pour le développement d’actionneurs plasmas – Application au contrôle de décollements d’écoulements”, Thèse Univ. Poitiers.
- [32] Labergue A, Moreau E et Touchard G, 2005, “A parametric study of surface corona discharge along an insulating flat plate at atmospheric pressure”, Proc. Annual Report CEIDP, pp. 490 – 494, Nashville, USA.
- [33] Moreau E, 2004, “Application des plasmas non thermiques au contrôle des écoulements”, Mémoire d’Habilitation à Diriger la Recherche.
- [34] Louste C, Moreau E et Touchard G, 2003, “Influence of an insulating flat plate on a DC surface corona discharge at various air relative humidity”, Proc. Electrostatics 2003 (23–27 mars 2003), Edimbourg, Scotland.
- [35] Roth JR, Sherman DM et Wilkinson SP, 1998, “Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma”, AIAA Paper n° 98-0328, Reno, NV.
- [36] Roth JR, Sherman DM et Wilkinson SP, 2000, “Electrohydrodynamic flow control with a glow discharge surface plasma”, AIAA Journal, Vol. 38, pp. 1172–9.
- [37] Masuda S et Washizu M, 1979, “Ionic charging of very high resistivity spherical particle”, Journal of Electrostatics, Vol. 6, pp. 57 – 67.
- [38] Corke TC et Matlis E, 2000, “Phased plasma arrays for unsteady flow control”, Proc. of 38<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2000-2323.
- [39] Enloe CL, McLaughlin TE, Van Dyken RD, Kachner KD, Jumper EJ et Corke TC, 2003, “Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma”, AIAA Paper 2003-1021.

- [40] Pons J, Moreau E et Touchard G, 2004, "Electrical and aerodynamic characteristics of atmospheric pressure surface barrier discharges in ambient air", Proc. of the ISNTPT – 4.
- [41] Forte M, 2004, "Étude expérimentale d'un actionneur plasma pour le contrôle actif d'un écoulement", Rapport de DEA, Univ. de Poitiers, France.
- [42] Corke TC, Jumper EJ, Post ML, Orlov DM et McLaughlin TE, 2002, "Application of weakly ionised plasmas as wing flow control devices", AIAA Paper 2002-350.
- [43] Pons J, Moreau E et Touchard G, 2005, "Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties and induced airflow characteristics", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 38, pp. 3635 – 3642.
- [44] Enloe CL, McLaughlin TE, VanDyken RD, Kachner KD, Jumper EJ et Corke TC, 2004, "Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator: Plasma Morphology", AIAA Journal, Vol. 42(3), pp. 589 – 594.
- [45] Boeuf JP, Lagmich Y, Callegari T et Pitchford LC, 2006, "Electrohydrodynamic force and acceleration in surface discharges", Proc. of the 36<sup>th</sup> AIAA Fluid Dynamic Conf. (5 – 8 June 2006, San Francisco, CA) AIAA Paper 2006-3574.
- [46] Allegraud K, Guaitella O et Rousseau A, 2007, "Collective effect in the streamer ignition of surface discharges", Proc. of the 28<sup>th</sup> ICPIG, Prague, République Tchèque.
- [47] Guaitella O, Thevenet F, Guillard C et Rousseau A, 2006, "Dynamic of the plasma current amplitude in a barrier discharge : influence of photocatalytic material", Journal of Physics D: Appl. Phys., Vol 39, pp. 2964-2972.
- [48] Wagner HE, Brandenburg R, Kozlov KV, Sonnenfeld A, Michel P et Behnke JF, 2003, "The barrier discharge: basic properties and applications to surface treatment", Vacuum, Vol. 71, pp. 417 – 436.
- [49] Leonov SB, Yarantsev DA, Gromov VG et Kuriachy AP, 2005, "Mechanisms of flow control by near surface electrical discharge generation", Proc. of the 43<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2005-780.
- [50] Bénard N, Balcon N et Moreau E, 2008, "Electric wind produced by a surface Dielectric Barrier Discharge operating in air at different pressures – Aeronautical control insights", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol 41, pp. 042002.
- [51] Bénard N, Balcon N et Moreau E, 2008, "Electric wind produced by a single dielectric barrier discharge actuator operating in atmospheric conditions: pressure outcomes", Proc. of the 39<sup>th</sup> AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, Seattle, WA, AIAA Paper 2008-3792.
- [52] Boeuf JP, Lagmich Y, Unfer T, Callegari T et Pitchford LC, 2007, "Electrohydrodynamic force in dielectric barrier discharge plasma actuators", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 40, pp. 652 - 662.
- [53] Boeuf JP, Lagmich Y, Callegari T et Pitchford LC, 2007, "EHD force in dielectric barrier discharges - Parametric study and influence of negative ions", Proc. of the 45<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2007-183.
- [54] Boeuf JP, Lagmich Y, Callegari T, Pitchford LC et Unfer T, 2008, "New insights in the physics of DBD plasma actuators for flow control", Proc. of the 46<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2008-1376.
- [55] Likhanskii AV, Shneider MN, Macheret SO et Miles RB, 2006, "Modeling of interaction between weakly ionized near-surface plasmas and gas flow", Proc. of the 44<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2006-1024.

- [56] Likhanskii AV, Shneider MN, Macheret SO et Miles RB, 2007, "Optimization of dielectric barrier discharge plasma actuators driven by repetitive nanosecond pulses", Proc. of the 45<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2007-633.
- [57] Tsikrikas GN et Serafetinides AA, 1996, "The effect of voltage pulse polarity on the performance of a sliding discharge pumped HF laser", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 29, pp. 2806-2810.
- [58] Louste C, Artana G, Moreau E et Touchard G, 2005, "Sliding discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties", Journal of Electrostatics, Vol. 63, pp. 615 – 620.
- [59] Louste C, Moreau E et Touchard G, 2006, "Sliding discharge in air at atmospheric pressure: mechanical properties", Proc. ESA-IAS-IEJ Joint Symposium (Berkeley, USA, June 2006).
- [60] Moreau E, Sosa R et Artana G, 2007, "Electric wind produced by surface plasma actuators: a new dielectric barrier discharge based on a three-electrode geometry", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 41, pp. 115204.
- [61] Santhanakrishnan A et Jacob JD, 2006, "On plasma synthetic jet actuators", Proc. of the 44<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2006-0317.
- [62] Santhanakrishnan A et Jacob JD, 2007, "Effect of plasma morphology on flow control using plasma synthetic jet actuators", Proc. of the 55<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2007-783.
- [63] Santhanakrishnan A et Jacob JD, "Formation and scaling of plasma synthetic jet actuators", Proc. of the 55<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2007-0940.
- [64] Bolitho M et Jacob JD, 2007, "Use of aggregate plasma synthetic jet actuators for flow control", Proc. of the 45<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2007-637.
- [65] Santhanakrishnan A, Jacob JD et Suzen YB, 2006, "Flow control using plasma actuators and linear/annular plasma synthetic jet actuators", Proc. of the 3<sup>rd</sup> Flow Control Conference, San Francisco, CA, AIAA Paper 2006-3033.
- [66] Porter C, Abbas A, Cohen K, McLaughlin T et Enloe CL, 2008, "Spatially distributed forcing and jet vectoring with a dielectric barrier discharge plasma actuator", Proc. of the 46<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2008-1374.
- [67] Bénard N, Jolibois J, Touchard G et Moreau E, 2008, "A directional plasma-jet device generated by double DBD actuators – An active vortex generator for aerodynamic flow control", Proc. of the 4<sup>th</sup> AIAA Flow Control Conference, Seattle, W, AIAA Paper 2008-xxx.
- [68] Grossman KR, Cybik BZ et VanWie DM, 2003, "Sparkjet actuators for flow control", Proc. of 41<sup>st</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2003-57.
- [69] Caruana D, 2006, "Conception et réalisation d'actionneur de type jet synthétique par plasma", Proc. du GDR2505 Contrôle des décollements, Poitiers, France.
- [70] Balcon N, Benard N, Mizuno A, Touchard G et Moreau E, 2008, "Perspectives de contrôle d'écoulement par arc glissant dans un champs magnétique statique", Proc. du Colloque de la Société Française d'Electrostatique, Paris, France.
- [71] Klimov A, Bitiurin V, Moralev I, Tolkunov B, Zhirnov K et Kutlaliev V, 2008, "Surface HF plasma aerodynamic actuator", Proc. of the 46<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2008-1411.
- [72] [http://www.treking.com/products/HV\\_Amp.asp](http://www.treking.com/products/HV_Amp.asp)

- [73] Moreau E, Léger L et Touchard G, 2006, "Effect of a DC surface-corona discharge on a flat plate boundary layer for airflow velocity up to 25 m/s", *Journal of Electrostatics*, Vol. 64, No. 3-4, pp. 215-225.
- [74] Laurentie JC, 2008, "Actionneurs plasmas pour le contrôle des écoulements – Étude du courant de décharge et optimisation de la conversion électromécanique", Rapport de Master 2, Univ. Poitiers.
- [75] Pons J, Moreau E et Touchard G, 2007, "Electrohydrodynamic properties of surface dielectric barrier discharge in ambient air for aerodynamic airflow control", *Proc. of the 28<sup>th</sup> ICPIG*, Prague, Czech Republic.
- [76] Forte M, 2007, "Contrôle d'écoulement par actionneur plasma de type Décharge à Barrière Diélectrique – Application à l'amélioration de la pulvérisation dans les injecteurs de turboréacteurs", Thèse Univ. Poitiers.
- [77] Forte M, Jolibois J, Pons J, Moreau M, Touchard G et Cazalens M, 2007, "Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity: application to airflow control", *Exp. in Fluids*, Vol. 43, pp. 917 – 928.
- [78] Roth JR et Dai X, 2006, "Optimization of the aerodynamic plasma actuator as an Electrohydrodynamic (EHD) electrical device", *Proc. of the 44<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, AIAA Paper 2006-1203.
- [79] Enloe CL, McLaughlin TE et Font GI, 2005, "Parametrization of temporal structure in the single dielectric barrier aerodynamic plasma actuator", *Proc. of the 43<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, AIAA Paper 2005-564.
- [80] Dong B, Bauchire JM, Pouvesle JM, Magnier P et Hong D, 2008, "Experimental study of a DBD surface discharge for the active control of subsonic airflow", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 41, No. 15, 155201 (9 pp).
- [81] <http://www.goodfellow.com/home.aspx?LangType=1036>
- [82] Abe T, Takizawa Y, Sato S et Kimura N, 2007, "A parametric experimental study for momentum transfer by plasma actuator", *Proc. of the 45<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, AIAA Paper 2007-187.
- [83] Takizawa Y, Matsuda A, Kikuchi K, Sasoh A et Abe T, 2007, "Optical observation of discharge plasma structure in DBD plasma actuator", *Proc. of the 38<sup>th</sup> AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference*, Miami, FL, AIAA Paper 2007-4376.
- [84] Lagmich Y, 2007, "Diagnostic et modélisation d'une décharge à barrière diélectrique pour le contrôle d'écoulement", Thèse Univ. Toulouse.
- [85] Gibalov VI et Pietsch GJ, 2000, "The development of dielectric barrier discharges in gas gaps and on surfaces", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 33, pp. 2618-2636.
- [86] Font GI, Enloe CL, McLaughlin TE et Orlov D, 2007, "Plasma discharge characteristics and experimentally determined boundary conditions for a plasma actuator", *Proc. of the 45<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, AIAA Paper 2007-188.
- [87] Enloe CL, McLaughlin TE, Gregory JW, Medina RA et Miller WS, 2008, "Surface potential and electric field structure in the aerodynamic plasma actuator", *Proc. of the 46<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, AIAA Paper 2008-1103.
- [88] Prandtl L, 1904, "Über flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner reibung", *Internationaler Mathematiker-Kongress Heidelberg*, Vol. Verhandlungen 3, pp. 484-491.
- [89] Reynolds O, 1883, "An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of the water shall be direct or sinous, and of the law of resistance in parallel channels", *Proc. of the Royal Society of London*, Vol. 35, pp. 84-99.

- [90] Comolet R, 1994, "Mécanique expérimentale des fluides, Dynamiques des fluides réels, turomachines", 4<sup>ème</sup> édition, MASSON, Paris.
- [91] Boisson H, Kourta A et Spohn A, 2004, "Études expérimentale et numérique sur le dièdre", présenté au GDR *Contrôle des décollements* au LEA, Poitiers.
- [92] Gad-El-Hak M, 1994, "Interactive control of turbulent boundary layer: a futuristic overview", AIAA Journal, Vol. 32, pp. 2498-2509.
- [93] Ashill P, Fulker J et Hackett K, 2001, "Research at DERA on sub boundary layer vortex generators (SBVGs)", Proc. of the 39<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2001-0887.
- [94] Ashill P, Fulker J et Hackett K, 2002, "Studies of flows induced by sub boundary layer vortex generators (SBVGs)", Proc. of the 40<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2002-0968.
- [95] Bamber M, 1930, "Wind-tunnel tests on airfoil boundary layer control using a backward-opening slot", NACA Report n° 385.
- [96] Bourgois S, 2007, "Étude expérimentale du décollement sur profils d'aile : Analyse et contrôle", Thèse Univ. Poitiers.
- [97] Moreau E, 2007, "Airflow control by non-thermal plasma actuators", J. phys. D: Appl. Phys., Vol. 40, pp. 605-636.
- [98] Velkoff H et Ketchman J, 1968, "Effect of an electrostatic field on boundary layer transition", AIAA Journal, Vol. 16, pp. 1381-1383.
- [99] Moreau E, Léger L et Touchard G, 2006, "Effect of a DC surface non-thermal plasma on a flat plate boundary layer for airflow velocity up to 25 m/s", J. of Electrostatics, Vol. 64, pp. 215-225.
- [100] Jukes TN, Choi KS, Jonhson GA et Scott SJ, 2004, "Turbulent boundary layer control for drag reduction using surface plasma", Proc. of the 2<sup>nd</sup> AIAA Flow Control Conference, Portland, OR, AIAA Paper 2004-2216.
- [101] Jukes TN, Choi KS, Jonhson GA et Scott SJ, 2006, "Turbulent drag reduction by surface plasma through spanwise flow oscillation", Proc. of the 3<sup>rd</sup> AIAA Flow Control Conference, San Francisco, CA, AIAA Paper 2006-3693.
- [102] Grundmann S, Klumpp S et Tropea C, 2006, "Stabilizing a laminar boundary layer using plasma actuators", Proc. of the 25<sup>th</sup> International Congress of Aeronautical Sciences, Hambourg.
- [103] Grundmann S et Tropea C, 2007, "Experimental transition delay using glow discharge plasma actuators", Exp. in Fluids, Vol. 42, pp. 653-657.
- [104] Porter CO, McLaughlin TE, Enloe CL, Font GI, Roney J et Baughn, 2007, "Boundary layer control using a DBD plasma actuator", Proc. of the 45<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2007-786.
- [105] Shcherbakov YV, Isanov NS, Baryshev ND, Frolovskij VS et Syssoev VS, 2000, "Drag reduction by AC streamer corona discharges along a wing like profile plate", Proc. of the 38<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2000-2670.
- [106] Roth JR, 2003, "Aerodynamic flow acceleration using paraelectric and peristaltic electrohydrodynamic effects of a one atmosphere uniform glow discharge plasma", Physics of Plasmas, Vol. 10, No. 5, pp. 2117-2126.
- [107] Corke TC, Jumper EJ, Post ML, Orlov DM et McLaughlin TE, 2002, "Application of weakly ionised plasmas as wing flow control devices", Proc. of the 40<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2002-350.

- [108] Post ML et Corke TC, 2003, "Separation control on high angle of attack airfoil using plasma actuators", Proc. of the 41<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2003-1024.
- [109] Corke TC, He C et Patel MP, 2004, "Plasma flaps and slats: an application of weakly-ionized plasma actuators", Proc. of the 2<sup>nd</sup> AIAA Flow Control Conference, Portland, OR, AIAA Paper 2004-2127.
- [110] Post ML et Corke TC, 2004, "Separation control using plasmas actuators – stationary and oscillating airfoil", Proc. of the 42<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2004-0841.
- [111] Seifert A et Pack LG, 1999, "Oscillatory excitation of unsteady compressible flows over airfoils at flight Reynolds numbers", Proc. of the 37<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 99-0925.
- [112] Orlov DM, Apker T, He C, Othman H et Corke TC, 2007, "Modeling and experiment of leading edge separation control using SDBD plasma actuators", Proc. of the 45<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2007-877.
- [113] Corke TC et Post ML, 2005, "Overview of plasma flow control: concepts, optimization and applications", Proc. of the 43<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2005-0563.
- [114] Corke TC, Post ML et Orlov DM, 2007, "SDBD plasma enhanced aerodynamics: concepts, optimization and applications", Progress in Aerospace Sciences, Vol. 43, No. 7-8, pp. 193-217.
- [115] Sosa R, Moreau E, Touchard G et Artana G, 2004, "Stall control at high angle of attack with periodically excited EHD actuators", Proc. of the 2<sup>nd</sup> AIAA Flow Control Conference, Portland, OR, AIAA Paper 2004-2738.
- [116] Sosa R, Artana G, Moreau E et Touchard G, 2007, "Stall control at high angle of attack with plasma sheet actuators", Exp. in Fluids, Vol. 42, pp. 143-167.
- [117] Opaitis DF, Roupasov DV, Starikovskaia AY, Zavyalov IN et Saddoughi SG, 2005, "Plasma control of boundary layer using low-temperature non equilibrium plasma of gas discharge", Proc. of the 43<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2005-1180.
- [118] Zavyalov IN, Roupasov DV, Starikovskii AY et Saddoughi, 2005, "Boundary layer control by gas discharge plasma", Proc. EUCASS 2005, Moscow, Russia.
- [119] Roupasov DV, Zavyalov IN et Starikovskii AY, 2006, "Boundary layer separation plasma control using low-temperature non-equilibrium plasma of gas discharge", Proc. of the 44<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2006-373.
- [120] Maslov A, Sidorenko AA, Zanim BY, Postnikov BV, Budovsky AD et Malmuth ND, "Plasma control of flow separation control on swept wing at high angles of attack", Proc. of the 46<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2008-540.
- [121] Sidorenko AA, Budovsky AD, Pushkarev AV et Maslov AA, 2008, "Flight testing of DBD plasma separation control system", Proc. of the 46<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2008-373.
- [122] Labergue A, Moreau E, Zouzou N et Touchard G, 2007, "Separation control using plasma actuators: application to a free turbulent jet", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 40, pp. 674-684.
- [123] Benard N, Jolibois J, Forte M, Touchard G et Moreau E, 2007, "Control of an axisymmetric subsonic air jet by plasma actuator", Exp. in Fluids, Vol. 43, No. 4, pp. 603-616.

- [124] Benard N, Braud P, Pons J, Touchard G et Moreau E, 2007, "Quasi-steady and unsteady actuation by surface non-thermal plasma discharge for control of a turbulent round air jet", *Journal of Turbulence*, Vol. 8, pp. 1-24.
- [125] List L, Byerley AR, McLaughlin TE et Van Dycken RD, 2003, "Using a plasma actuator to control laminar separation on a linear cascade turbine blade", *Proc. of the 45<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, AIAA Paper 2003-1026.
- [126] Van Dycken RD, Perez-Blanco H, Byerley AR et McLaughlin TE, 2004, "Plasma actuator for wake flow control of high camber blades during part load operation", *Proc. of the ASME GT2004-53227*, Vienna, Austria.
- [127] Morris SC, Corke TC, VanNess D, Stephens J et Douville T, 2005, "Tip clearance control using plasma actuators", *Proc. of the 43<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, AIAA Paper 2005-0782.
- [128] Douville T, Stephens J, Corke TC et Morris SC, 2006, "Turbine blade tip leakage flow control by partial squealer tip and plasma actuators", *Proc. of the 44<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, AIAA Paper 2006-20.
- [129] Van Ness DK, Corke TC et Morris SC, 2006, "Turbine tip clearance flow control using plasma actuation", *Proc. of the 44<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, AIAA Paper 2006-21.
- [130] Van Ness DK, Corke TC et Morris SC, 2007, "Stereo PIV of a turbine tip clearance flow with plasma actuation", *Proc. of the 45<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV, AIAA Paper 2007-647.
- [131] Corke TC, Thomas FO et Huang J, 2007, "Documentation and control of flow separation on a low pressure turbine linear cascade of Pak-B blades using plasma actuators", *NASA Technical Report, NASA/CR 2007-214677*.
- [132] Corke TC, Thomas FO et Klapetzky MJ, 2007, "Use of plasma actuators as a moving wake generator", *NASA Technical Report, NASA/CR 200-214676*.
- [133] Bonnet JP, 2006, "Bilan EFFC (European Forum on Flow Control 2, mai à juillet 2006 au LEA)", *Proc. du GDR2505 Contrôle des décollements*, Toulouse, France.
- [134] Siau WL, Tensi J, Bourgois S, Bonnet JP, Breux JM et Maria I, 2006, "Control of flow separation and its associated physics on a NACA 0015 using synthetic jet actuators", *Proc. of the 2<sup>nd</sup> ASME Joint U.S.-European Fluids Engineering Summer Meeting: Forum on the Control of Separated Flow*, Miami, FL., FDSEM2006-98519.
- [135] Barlow JB, Rae WH et Pope A, 1999, "Low-speed wind tunnel testing", 3<sup>rd</sup> éd.
- [136] Sheldahl RE et Klimas PC, 1981, "Aerodynamic characteristics of seven symmetrical airfoil sections through 180-degree angle of attack for use in aerodynamic analysis of vertical axis wind turbines", *SANDIA Report, SAND80-2114*.
- [137] McAlister KW et Takahashi RK, 1991, "NACA 0015 wing pressure and trailing vortex measurements", *NASA Technical Paper No. 3151*.
- [138] Abbot IH, von Doenhoff AE et Stivers LS, 1945, "Summary of airfoil data", *NACA Report No. 824*.
- [139] Jacobs N et Sherman A, 1937, "Airfoil section characteristics as affected by variations of the Reynolds number", *NACA Report No. 586*.
- [140] Bénard N, Braud P, Jolibois J et Moreau E, 2008, "Airflow reattachment along a NACA 0015 airfoil by surface dielectric barrier discharge actuator: Time-resolved particle image velocimetry investigation", *Proc. of the 4<sup>th</sup> AIAA Flow Control Conference*, Seattle, WA., AIAA Paper 2008-4202.

- [141] Macheret S, “DBD plasma actuators driven by a combination of low frequency bias voltage and nanosecond pulses”, Proc. of the 46<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA Paper 2008-1372.
- [142] Handbook of Chemistry and Physics, 1997, 78<sup>th</sup> édition, CRC Press LLC, Florida.
- [143] Mittal R, Kotapati RB et Cattafesta LN, 2005, “Numerical study of resonant interactions and flow control in a canonical separated flow”, Proc. of the 43<sup>rd</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV., AIAA Paper 2005-1261.
- [144] Raffel M, Willert C et Kompenhans J, 2000, “Particule Image Velocimetry, a practical guide”, Springer-Verlag, Berlin.





## ETUDE ET DEVELOPPEMENT D'UN ACTIONNEUR PLASMA A DECHARGE A BARRIERE DIELECTRIQUE – APPLICATION AU CONTRÔLE D'ÉCOULEMENT SUR PROFIL D'AILE

La Décharge à Barrière Diélectrique (DBD) employée ici consiste en une décharge électrique établie dans l'air à pression atmosphérique à la surface d'un isolant. Cette décharge ionise l'air ambiant environnant, et les espèces chargées générées soumises à la force de Coulomb induisent, par transfert de quantité de mouvement, un écoulement appelé *vent électrique*. Récemment, la capacité de ce type de dispositif à contrôler un écoulement subsonique autour de profils aérodynamiques a été mise en évidence. La DBD employée dans ce sens est appelée *actionneur plasma*. Ces actionneurs peuvent modifier les écoulements de couche limite en proche paroi par l'intermédiaire du vent électrique. Le but de la thèse est d'améliorer les performances aérodynamiques d'une aile, soit en augmentant sa portance, soit en réduisant sa traînée ou bien encore en retardant le décrochage du profil.

Le travail réalisé se divise en deux grandes parties. La première partie a consisté à développer puis optimiser une décharge à barrière diélectrique afin de mieux comprendre son fonctionnement. Pour cela, une étude paramétrique a été effectuée, en faisant varier les grandeurs électriques, physiques et géométriques. Des mesures électriques et mécaniques ont été réalisées, puis des grandeurs électromécaniques comme le rendement par exemple ont été estimées et comparées. Ces différentes études ont permis de définir un ensemble de paramètres permettant d'obtenir une DBD optimum en termes de génération de vent électrique et de fiabilité.

La seconde partie a consisté à intégrer l'actionneur plasma optimisé sur un profil symétrique NACA 0015, et de tester son efficacité dans un écoulement d'air allant jusqu'à 40 m/s. Pour cela, des mesures Particle Image Velocimetry (PIV) de l'écoulement autour du profil et des pesées aérodynamiques ont été réalisées sans, puis avec contrôle. L'influence de différents paramètres (fréquence et intensité de l'excitation, mode en fonctionnement) a été étudiée. Il a été mis en évidence une modification de l'écoulement sous les effets du contrôle qui favorise soit le processus de recollement de la couche limite ou soit le décollement. L'efficacité des actions continue et instationnaire de l'actionneur a été comparée. Modulée par une fréquence adimensionnelle  $F_+$ , le mode instationnaire présente des résultats équivalents voire supérieurs au mode continu tout en réduisant la consommation spécifique de la DBD.

## STUDY AND DEVELOPMENT OF THE DIELECTRIC BARRIER DISCHARGE (DBD) PLASMA ACTUATOR – APPLICATION TO AIRFLOW CONTROL ALONG AN AIRFOIL

The Dielectric Barrier Discharge (DBD) employed here consists of a surface electrical discharge established in air at atmospheric pressure on a dielectric wall. This discharge ionizes the ambient air and the produced species charged submitted to Coulomb forces induce by a momentum transfer a flow called *electric wind*. Recently, the ability of this device to control subsonic airflow around of aerodynamic profiles has been demonstrated. The DBD used here is called *plasma actuator*. These actuators are able to modify the boundary layer close to the wall by the electric wind. The goal of this thesis is to improve the aerodynamic performances of an airfoil, either by increasing its lift or by reducing its drag, either by delaying the stall of the profile.

The present work divides in two parts. The first part has consisted in developing and optimizing a dielectric barrier discharge in order to understand its operating. For that, a parametric study has been conducted by varying the electrical, physical and geometrical parameters. Electrical and mechanical measurements have been realised. Then the electromechanical parameters such as efficiency have been determined and compared. These different studies allowed to define a system of parameters allowing to obtain an optimum DBD in terms of electric wind generation and reliability.

The second part has consisted in integrating the optimised plasma actuator on a NACA 0015 profile and in testing its effectiveness to control an airflow up to 40 m/s. For that, Particle Image Velocimetry (PIV) measurements and force balance measurements have been realized without, and then with control. The influence of different parameters (frequency and intensity of excitation, operation mode) has been investigated. It was highlighted an airflow modification under the effects of control which favors the reattachment or the detachment. The effectiveness of the steady and unsteady actuations of the actuator has been compared. Modulated by a dimensionless frequency  $F_+$ , the unsteady mode presents equivalent results and even greater than the steady actuation while reducing the consumption of the DBD.