

UNIVERSITE SAAD DAHLEB DE BLIDA

Faculté des Sciences de l'Ingénieur

Département d'Aéronautique

MEMOIRE DE MAGISTER

En Aéronautique

Spécialité : Aéronautique

**ETUDE NUMERIQUE « DE LA REPONSE/DU CONTRÔLE » DE LA
COUCHE LIMITE AUTOUR D'UNE PLAQUE PLANE/ D'UN PROFIL
D'AILE/ D'UNE L'AILE SOUS L'EFFET D'UN ACTIONNEUR
(ACTUATOR) ELECTRIQUE PAR PLASMA FROID**

Par

HAMIDI Khaoula Narimène

Devant le jury composé de :

S.BOUKRAA	Professeur A, U. de Blida	Président
R. HAOUI	Maître de conférences A, U.S.T.H.B.Alger	Examineur
A .CHEGRANI	Chargé de cours A, U. de Blida	Examineur
T. REZoug	Maître de conférences A, U. de Blida	Rapporteur
A.BENSELAMA	Docteur A, U. Joseph Fourier, France	Co-Rapporteur

Blida, juillet 2011

TABLE DE MATIERES

RESUME	
ABSTRACT	
REMERCIEMENTS	
LISTE DES FIGURES	
INTRODUCTION.....	14
CHAPITRE 1 :.....	17
ACTIONNEURS ÉLECTROHYDRODYNAMIQUES	17
1.1 Contrôle des écoulements – principe et méthodes usuelles :.....	17
1.1.1 Contrôle des écoulements – méthodes usuelles :	17
1.2 Actionneurs électro-hydrodynamiques :.....	21
CHAPITRE 2 :.....	32
LA PHYSIQUE DE LA DÉCHARGE	32
2.1 Définition du plasma	32
2.2 Plasmas à pression atmosphérique :.....	32
2.2.1 Décharge couronne continue.....	33
2.2.2 Décharge à barrière diélectrique	37
2.3 Aspects fondamentaux de la théorie de l'électro-hydrodynamique.....	40
2.3.1 Equations de base	40
2.3.2 Couche limite laminaire électro-hydrodynamique	41
CHAPITRE 3 : MODÉLISATION DU PROBLÈME	44
3.1 Introduction	44
3.2 Position du problème	45

3.2.1	Formulation mathématique du problème électrique.....	45
3.2.2	La résolution du problème électrique.....	47
3.3	Modélisation sur comsol	49
3.3.1	Equations de Maxwell dans les matériaux diélectriques.....	49
3.3.2	Les équations de la mécanique des fluides	50
3.4	Méthode numérique.....	50
3.4.1	Introduction.....	50
3.4.2	Descriptif de la méthode utilisée par le logiciel comsol.....	50
3.4.3	Schéma du calcul numérique	52
3.4.4	Cas de la plaque plane	53
3.4.5	L'influence du plasma sur le contrôle de décollement de la couche limite	59
CHAPITRE 4 : RÉSULTATS ET DISCUSSION		63
4.1	Introduction	63
4.2	Cas d'une plaque plane	63
4.2.1	Actionneur sans effet de l'écoulement extérieur $U=0$	63
4.2.2	Actionneur avec effet de l'écoulement extérieur	71
4.3	L'effet de l'actionneur sur le contrôle de décollement de la couche limite :	79
4.3.1	Cas d'une plaque plane	79
4.3.2	Cas du cylindre rond :.....	82
4.4	Conclusion	84
CONCLUSION		85
APPENDICE A		87
BIBLIOGRAPHIE		89

RESUME

Le contrôle actif des écoulements aérodynamiques est l'un des enjeux majeurs actuellement en aérodynamique afin de réduire la traînée, augmenter la portance, contrôler les instabilités. Dans ce contexte, l'objet de ce travail est de modéliser et simuler par une méthode numérique une couche limite sous l'influence d'un actionneur à plasma froid. La conséquence directe de cette modélisation et le contrôle par champ électrique de cette couche limite pour obtenir des effets souhaités sur cette dernière (déplacement du point de décollement, modification de la force de trainée et stabilisation du sillage). Des configurations ont été utilisées : les décharges surfaciques "couronne" en régime continu tel que la plaque plane et cylindre rond . nous avons choisi ces deux configurations car la plaque présente un profil mince et le profil présente une superposition de plusieurs cylindre.

Pour évaluer la validation de cette modélisation une comparaison avec des mesures expérimentales est faite, les résultats indiquent un accord plus moins satisfaisant.

ABSTRACT

The active control of aerodynamic flows is one of the major challenges currently in aerodynamics to reduce drag, increase lift, control instabilities. In this context, the purpose of this work is to model and simulate by a numerical boundary layer under the influence of a cold plasma actuator. The direct consequence of this modeling and control by the electric field of the boundary layer to obtain desired effects on it (moving the separation point, changing the drag force and stabilization of the wake). A configurations were used: surface discharge "crown" in regime continues as the flat plate and round cylinder. We chose these two configurations because the plate has a thin profile and the profile shows a superposition of several cylinders.

To evaluate the validation of this model compared with experimental measurements is made; the results indicate a greater agreement less satisfactory.

ملخص

ويمكن للسطح البلازما في الغلاف الجوي تؤثر على تدفق طبقة الحدود. ويجري حاليا دراسة أكثر من أنواع المحركات البلازما. ويمكن للأهداف أن تكون في مجال التحكم الهوائية الانتقال الصفحي، مضطربة، اسحب الحد، وزيادة رفع الحد من الضوضاء واستهلاك. وفي هذا السياق، فإن الغرض من هذا العمل هو نموذج ومحاكاة من قبل طبقة الحدود العددية تحت تأثير من المحرك البلازما الباردة. والنتيجة المباشرة لهذه النمذجة والتحكم للمجال الكهربائي من الطبقة الحدودية للحصول على الآثار المرجوة على ذلك (نقل نقطة الفصل، وتغيير قوة السحب والاستقرار في أعقاب). واستخدمت طرازين : سطح التفريغ "التاج" في النظام، تستمر في لوحة مسطحة وونز الاسطوانة.

لتقييم التحقق من هذا النموذج بالمقارنة مع القياسات التجريبية يرصد، وتشير النتائج إلى اتفاق مرض على أقل مما يدل على اهتمام المحرك على الأداء الديناميكي الهوائي.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier en premier lieu, ALLAH le tout puissant de m'avoir donné la force, la foi, le courage et la volonté afin de réaliser ce mémoire, sans oublier mes très chers parents.

Je tiens à remercier T.REZOUG, Maître de conférence au département d'aéronautique de BLIDA, qui a accepté d'être mon directeur de mémoire et qui m'a aidé beaucoup pour la réalisation de mon travail, aussi pour son grand et total soutien, son suivi et ses conseils précieuses durant mon projet et pour toute sa confiance qu'il m'a témoigné aussi ; merci beaucoup Monsieur.

J'exprime mes vifs remerciements, à Mr A. BENSELAMA, Docteur d'état au à l'Université Joseph Fourier, pour ses conseils éclairés et sa large expérience scientifique qui ont permis l'aboutissement de ce travail, ainsi que sa disponibilité totale pour m'avoir aidé à la réalisation de cet mémoire.

A ces grands messieurs j'ai à leur dire aujourd'hui :

Les épis pleines se courbent humblement et les épines vides lèvent la tête orgueilleusement. Je pense que la première partie de cette vieille citation, leur convient parfaitement.

Mes grands remerciements vont aussi pour les autres membres de jury qui m'ont honoré d'avoir accepté et consacré de leur temps pour examiner mon travail, et la rédaction des rapports de ce mémoire : Monsieur SALAH BOUKRAA, Professeur au département d'aéronautique de BLIDA et Monsieur R. HAOUI , Maître de conférences, U.S.T.H.B. Alger et Monsieur CHEGRANI ,chargé de cours au département d'aéronautique de Blida.

Je remercie aussi tous les membres de ma famille, notamment mes parents qui m'ont soutenu tout au long de ces longues années. Je ne saurais dire si j'aurai pu finir un jour mes études sans leur aide précieuse et leur soutien moral

Enfin, je remercie tous ceux ou celles qui m'ont donné leur soutien et leur amitié tout au long de ce travail; qu'ils trouvent ici l'expression de mes remerciements les plus sincères.

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1: Exemples du soufflage. a) au niveau du bord d'attaque [7] et b) au niveau du bord de fuite sur un B747 (volet à fente).....	17
Figure 1.2 : Schéma de principe de l'aspiration [8]	18
Figure 1.3 : Illustration des écoulements a) sans et b) avec aspiration [8].....	18
Figure 1.4 : Schéma d'un actionneur MEMS en fonctionnement a) d'aspiration et b) de soufflage [9].....	19
Figure 1.5 : Photographie Schlieren du jet généré par un actionneur MEMS [10].	20
Figure 1.6 : Principe schématique du contrôle d'écoulement de l'actionneur EHD.....	21
Figure 1.7 : Schémas de différentes configurations de l'actionneur EHD à décharge DC couronne [13].....	23
Figure 1.8 : Visualisation de l'action de la décharge DC couronne sur un écoulement (0,35 m/s, $Re = 3750$) rencontrant une plaque plane avec incidence de 15° et 30° [17] a) sans plasma et b) avec plasma.....	23
Figure 1.9 : Visualisation de l'actionneur DC couronne sur l'écoulement de 1 m/s autour d'un cylindre a) sans et b) avec l'actionneur en fonctionnement [22].....	24
Figure 1.10 : Profil de vitesse sur une plaque plane, sans (■) et avec (□) la décharge DC couronne, pour des écoulements à 5, 10 et 1m/s[19].....	24
Figure 1.11 : Comparaison du champ de vitesse sans et avec la décharge sur un profil NACA0015 avec une incidence de 15° [44].....	25
Figure 1.12 : Profils de vitesse de l'écoulement généré par un actionneur DB [22].....	25

Figure 1.13 : a) configuration avec une électrode couverte et b) évolutions du courant de décharge et du signal du photomultiplicateur [47].....	26
Figure 1.14 : Actionneur EHD à décharge glissante a) schéma de la configuration d'actionneur, b) photo de la décharge avec <i>VDC</i> négative.....	27
Figure 1.15 : Évolution des courants de décharge <i>I2</i> et <i>I3</i> [37] a) avec <i>VDC</i> négative b) avec <i>VDC</i> positive	27
Figure 1.16 : a) schéma de l'actionneur DBD à jet et b) le champ de vitesse [47].....	28
Figure 1.17 : a) schéma de l'actionneur, b) photo de l'actionneur en fonctionnement et c) champ de vitesse en 2D de l'écoulement induit par l'actionneur [48].....	29
Figure. 2.1 : Courbe caractéristique courant-tension d'une décharge continue dans l'air à pression atmosphérique (Vincent (2002)).....	31
Figure. 2.2 : Représentation schématique d'une décharge couronne positive pointe-plaque (Hyun et Chun (2003)).....	32
Figure. 2.3 : Arc électrique entre une pointe négative et une plaque positive (Loëb (1965)).....	36
Figure. 2.4 : Configurations géométriques des électrodes pour établir une Décharge à Barrière Diélectrique surfacique (Roth et al. (1998)).....	37
Figure. 2.5 : (a) Courant de décharge et (b) iso-valeurs de densité ionique d'une décharge à barrière diélectrique en fonction du temps (Boeuf et al. (2007)).....	39
Figure. 2.6 : Actionneur DBD (Enloe et al. (2004a)).....	39
Figure2.7 : Schéma électrique équivalent à une Décharge à En-loe et al. (2004a).....	39
Figure2.8 : Effets du gradient de pression sur les profils de vitesse (White (1974)).....	41
Figure 3 .1 : organigramme de résolution.....	44
Figure3.2 La solution des deux équations, l'équation de POISSON et l'équation de conservation de la charge par approximations successives.....	48
Figure 3.3 : Représentation du domaine discrétisé Ω et d'un de ses sous-domaines.....	51
Figure 3.4 : organigramme du calcul.....	52
Figure 3.5 : Schéma de principe de la plaque plane [19].....	53

Figure 3.6 : domaine de calcul de l'écoulement autour de la plaque plane.....	54
Figure 3.7 : maillage du domaine de calcul la plaque plane.....	54
Figure 3.8 : les frontières.....	55
Figure 3.9 : Schéma de principe de la plaque plane [19].....	56
Figure 3.10 : domaine de calcul de l'écoulement autour de la plaque plane.....	56
Figure 3.11 : maillage du domaine de calcul de l'écoulement autour du de la plaque plane.....	57
Figure 3.12 : Les frontières.....	58
Figure 3.13 : Schéma de principe de la plaque plane [18].....	59
Figure 3.14 : maillage du domaine de calcul de l'écoulement autour de la plaque plane	60
Figure 3.15 : schéma principal de la décharge [21].....	61
Figure 3.16 : maillage du domaine de calcul de l'écoulement autour du cylindre rond plane	61
Figure 3.17 : le frontières.....	62
Figure4.1 : la vitesse selon x	64
Figure 4.2 : Profil de vitesse pour différents diamètre tracé à X=10mm.....	65
Figure 4.3 : Profil de vitesse pour différents valeur de X pour $V=\pm 33000V$	66
Figure4.4 : la vitesse selon y.....	66
Figure4.5 : la vitesse selon x.....	66
Figure 4.6 Profil de vitesse pour différentes distances inter-électrodes à X=10mm.....	67
Figure 4.5 : représentation schématique pour l'étude de la polarité [50].....	68
Figure4.8 : profil de vitesse à x=1cm pour le sans1.....	68
Figure 4.9 : profil de vitesse à x=1cm pour le sans2.....	69
Figure 4.10 : Profil de vitesse tracée à x=1 cm dans le sans 1 et le sans 2.....	69
Figure 4.11: Profils des vitesses pour différents matériaux	70
Figure 4.12 : Profils des vitesses pour différents valeurs du potentiel électrique.....	71

Figure 4.13 : profils des vitesses à $x=1\text{cm}$ et $U=5\text{m/S}$ pour différent valeur du potentiel électrique ;	72
Figure4.14 : profils des vitesses à $x=1\text{cm}$ et $U=10\text{m/S}$ pour différent valeur du potentiel électrique.	73
Figure 4.15 : vecteur de vitesse pour $U=5\text{m/s}$ a)sans de plasma ($V=0$) et b) avec plasma ($V=\pm 37400$).	74
Figure4.16 : vecteur de vitesse pour $U=10\text{m/s}$ a') sans de plasma ($V=0$) et b') avec plasma ($V=\pm 36400$).	74
Figure 4.17 : le champ de vitesse avec plasma pour $U_0=5\text{m/s}$.	75
Figure 4.18 : le champ de vitesse avec plasma pour $U_0=10\text{m/s}$.	75
Figure 4.19 : les profils de vitesse à $x=1\text{cm}$ et $x=-5\text{cm}$ pour $U_0=5\text{m/s}$ en présence et en absence de la décharge	76
Figure 4.20 : Profil de vitesse sur une plaque plane, sans et avec la décharge DC couronne, pour des écoulements à 5, 10 et 17 m/s.	77
Figure 4.21 : la force de traînée en fonction de la vitesse externe sans et avec décharge pour $x=1\text{cm}$.	78
Figure 4.22 : épaisseur de la couche limite en fonction de x à $U_0=5\text{m/s}$ sans et avec décharge	78
Figure 4.23 : le champ de vitesse pour l'angle d'attaque 15° et la vitesse de l'écoulement $U_0=0.23\text{m/s}$	79
Figure 4.24 : les lignes de courant pour l'angle d'attaque 15° et la vitesse de l'écoulement $U_0=0.23\text{m/s}$	80
Figure 4.25 : Le vecteur de vitesse pour l'angle d'attaque 15° et la vitesse de l'écoulement $U_0=0.23\text{m/s}$	81
Figure 4.26 : champ de vitesse sans plasma et avec plasma.	82
Figure 4.27 : les lignes de courant sans plasma et avec plasma.	83

INTRODUCTION

Le contrôle d'écoulements gazeux consiste à manipuler l'écoulement afin de l'amener dans un état souhaité [1]. C'est un défi primordial en aérodynamique, car les enjeux techniques et économiques du contrôle d'écoulement sont multiples et interviennent dans de nombreux domaines, notamment dans l'industrie aéronautique et l'industrie automobile. Le contrôle d'écoulement permet par exemple de réduire la traînée, d'augmenter la portance et de réduire le bruit aérodynamique des véhicules aériens ou terrestres.

Ceci pourrait permettre alors d'optimiser leurs performances. Par exemple, des recherches en aéronautique montrent que pour un avion civil, une diminution de 10% de traînée permet de réduire la consommation en carburant de 50 millions de litres durant la durée de son service [2], et au niveau de la charge utile, pour une réduction de traînée de 5%, l'augmentation de charge utile peut atteindre jusqu'à 40% [3].

La recherche sur le contrôle des écoulements date de plus de cent ans. Par exemple, selon Gunzburger [4], Ludwig Prandtl, physicien allemand, le pionnier en recherche du contrôle des écoulements, a réussi en 1904 à retarder la séparation d'un écoulement gazeux sur la surface d'un cylindre par l'utilisation d'aspiration. Cette expérience a marqué le début de l'expérience du contrôle d'écoulement. Depuis, de nombreuses méthodes de contrôle sont développées.

Une méthode envisagée pour contrôler la couche limite autour d'une aile est l'utilisation d'actionneurs à plasma froid. Un actionneur plasma consiste en deux électrodes (ou plus) placées sur la paroi et séparées par un matériau diélectrique (isolant). Portées à une DDP alternative élevée, les électrodes provoquent une faible ionisation de l'air à leur voisinage. L'air ionisé (ou plasma) subit alors une

force électrique induite par le champ électrique généré par ces électrodes. Cette force doit donc être considérée dans le bilan de quantité de mouvement de l'air. L'interaction – généralement instationnaire – entre champ électrique et écoulement d'air peut ainsi être utilisée pour contrôler l'écoulement d'air dans la couche limite et au voisinage des électrodes.

Les résultats [5] expérimentaux indiquent que plusieurs paramètres entrent en jeu dans un tel contrôle, à savoir : la position des actionneurs sur la paroi, l'orientation, la taille, l'emplacement relatif des électrodes plongées (embarquées) dans la paroi et celles exposées à l'écoulement (origine d'injection des ions), la valeur de la DDP appliquée et sa fréquence.

La simulation des phénomènes électrohydrodynamique produit par les actionneurs à décharge couroannes (pour notre cas d'étude) nécessite un modèle prenant en compte à la fois la physique des décharge et celle de la mécanique des fluides (équation du mouvement).

L'objectif de cette étude est de modéliser et simuler par une méthode numérique une couche limite sous l'influence d'un actionneur à plasma froid. La conséquence directe de cette modélisation et le contrôle par champ électrique de cette couche limite pour obtenir des (ou les) effets souhaités sur cette dernière (déplacement du point de décollement, modification de la force de traînée et stabilisation du sillage).

La modélisation mathématique du problème donne des équations du couplage entre les équations de Maxwell et les équations de la mécanique des fluides assez complexes. Pour cela, et d'après les recherche bibliographique[5,6], nous avons opté pour le logiciel comsol car il répond au mieux à ce problème du couplage entre les deux phénomènes physiques qui utilise la méthode des éléments finis comme méthode numérique pour discrétiser les équations du problème électrohydrodynamique.

Notre travail est scindé en quatre chapitres. Le premier chapitre aborde quelques notions bibliographiques sur le principe de contrôle des écoulements ainsi que les actionneurs EHD utilisant le plasma créé par des décharges électriques à pression atmosphérique.

Dans notre deuxième chapitre nous abordons quelques notions sur la physique de décharge

Dans le troisième nous nous consacrons à modélisations des cas étudiés

Dans le dernier chapitre aborde résultats et discussion ainsi la validation des cas étudiés. En fin discussion et perspective closent ce travail.

CHAPITRE 1 :

ACTIONNEURS ELECTROHYDRODYNAMIQUES

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

Nous présentons d'abord quelques actionneurs usuels en aérodynamique, nous expliquons des méthodes du contrôle d'écoulement et comment agir sur l'écoulement pour pouvoir le contrôler.

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

1.1 Contrôle des écoulements – principe et méthodes usuelles :

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

1.1.1 Contrôle des écoulements – méthodes usuelles :

En général, l'objectif du contrôle des écoulements est de réduire la traînée d'un véhicule aérien ou terrestre en mouvement et d'augmenter sa portance (pour les véhicules aériens) en contrôlant la transition laminaire-turbulente et la

séparation de la couche limite. Plusieurs méthodes sont utilisées pour le contrôle des écoulements afin d'améliorer la performance des véhicules aériens et terrestres. Ces méthodes sont toutes basées sur la modification de la couche limite [1]:

L'utilisation de corps profilé

l'ajout d'énergie : surface mobile, soufflage, excitation acoustique, l'utilisation des MEMS (Micro Electro Mechanical Systems)

la suppression de la couche limite : aspiration

la modification de l'état de surface : surface poreuse, générateurs de vortex, riblets, chauffage.

Contrôle par soufflage et aspiration de la couche limite

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

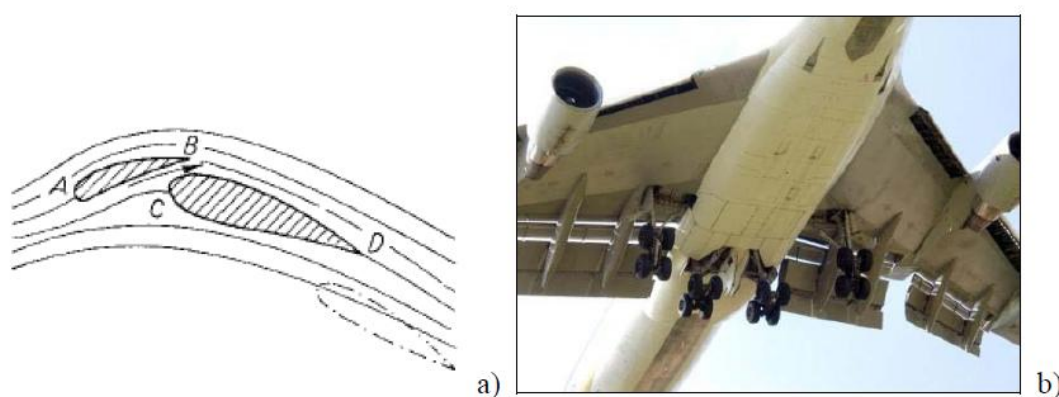


Figure 1.1 Exemples du soufflage. a) au niveau du bord d'attaque [7] et b) au niveau du bord de fuite sur un B747 (volet à fente)

L'aspiration de la couche limite permet d'enlever la couche dans laquelle l'écoulement est déjà ralenti avant qu'il commence à se séparer de la surface,

comme illustré dans la Figure 1.2. En plus, cette action d'aspiration provoque une forte dérivation de la quantité de mouvement vers la paroi, et ceci permet de régénérer une nouvelle couche limite qui résiste mieux au gradient de pression adverse. Par conséquent, la séparation peut être retardée. Une illustration de cette action est montrée dans la Figure 1.3.

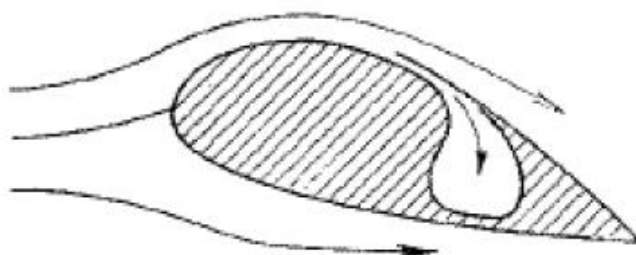


Figure 1.2 Schéma de principe de l'aspiration [8]

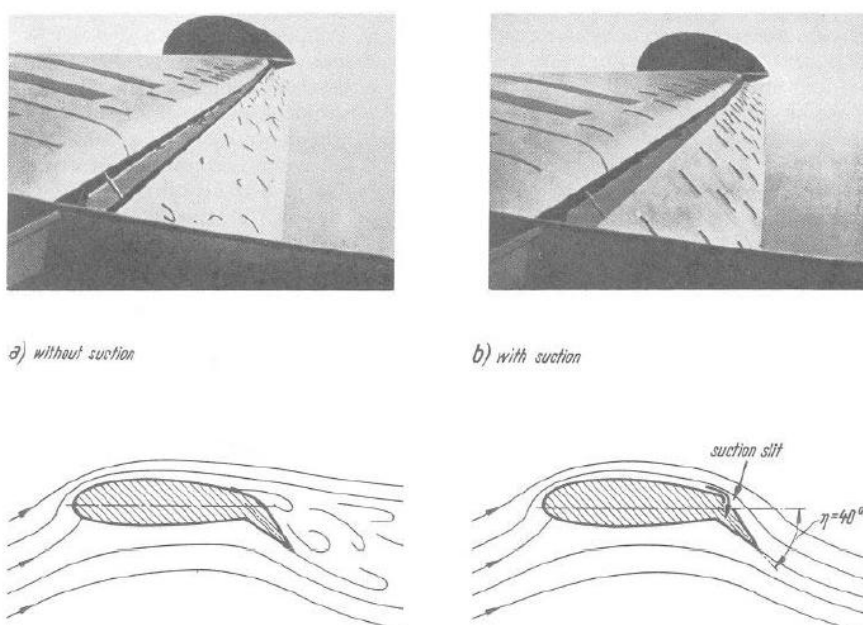


Figure 1.3 Illustration des écoulements a) sans et b) avec aspiration [8]

L'efficacité de ces deux méthodes a été démontrée par plusieurs travaux de recherche et elles ont été déjà appliquées dans l'industrie aéronautique. En revanche, de nombreux inconvénients sont inhérents à ces méthodes, notamment

le gain entre la propulsion obtenue et la perte d'énergie due à l'actionneur, par exemple l'augmentation du frottement due à la génération des micro-turbulences, l'ajout de masse (masse des actionneurs, système de vérins), le bruit aérodynamique, etc.

Contrôle par excitation – exemple d'utilisation de MEMS

Le principe du contrôle par excitation est de générer une excitation de soufflage et d'aspiration successive sur un écoulement. Cette excitation permet d'agir sur la couche limite afin de modifier la transition et/ou la séparation, par exemple, par déclencher la transition laminaire-turbulente de la couche limite. L'actionneur MEMS utilise ce principe pour agir sur l'écoulement [9, 10].

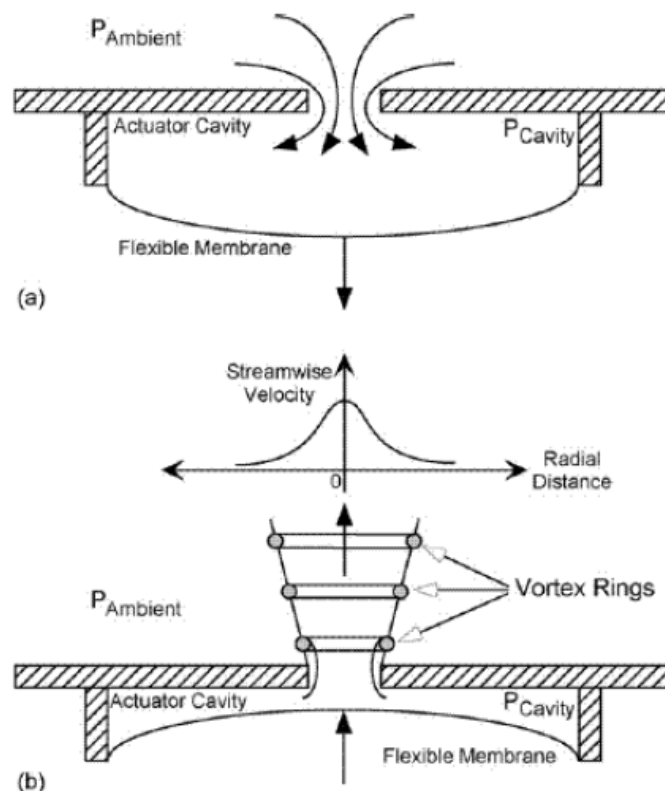


Figure 1.4 Schéma d'un actionneur MEMS en fonctionnement a) d'aspiration et b) de soufflage [9]

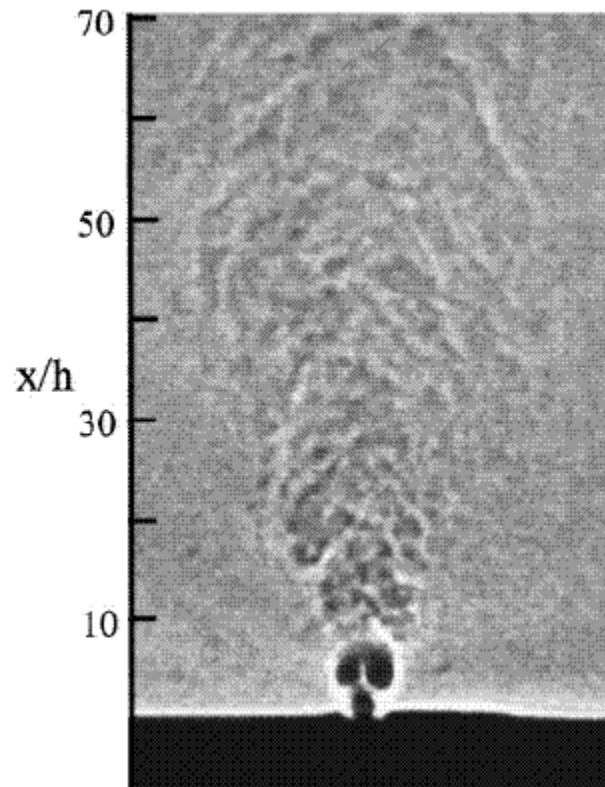


Figure 1.5 Photographie Schlieren du jet généré par un actionneur MEMS [10]

1.2 Actionneurs électro-hydrodynamiques :

Le « vent électrique » créé par la décharge électrique a été observé et étudié il y a bien longtemps [11]. Ce « vent électrique » a été également étudié pour d'autres utilisations, par exemple le refroidissement local d'un objet [11, 12]. Depuis une dizaine d'années, la recherche sur l'utilisation de « vent électrique », créé par une décharge électrique surfacique, comme actionneur pour le contrôle des écoulements gazeux, est devenue un sujet de recherche répandu dans le monde entier [13,14]. Ces actionneurs sont appelés « actionneurs électrohydrodynamiques ».

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

1.2.1. Principe du contrôle d'écoulements par actionneur EHD :

L'idée du contrôle d'écoulement par l'actionneur EHD est d'utiliser l'écoulement créé par la décharge, qu'il soit dû au mouvement des particules

actives (ions, particules chargées) qui subissent une force coulombienne due au champ électrique (vent électrique) [8, 27] ; ou qu'il soit dû à l'expansion de gaz provoquée par l'effet thermique, comme l'actionneur Sparkjet [28] ou l'actionneur à combustion assistée par plasma [29], pour agir sur la couche limite de l'écoulement afin de le contrôler. Le principe de l'actionneur à effet de champ électrique ou à « vent électrique » est de générer un écoulement proche de la paroi pour agir sur la couche limite d'écoulement. Le principe de l'actionneur à effet thermique est de créer une décharge dans une cavité afin de chauffer le gaz dans cette cavité, un jet de gaz est généré à l'issue de l'expansion du gaz. Ce jet intervient sur la couche limite d'un écoulement pour le contrôler.

Dans cette partie, nous présentons principalement le fonctionnement de l'actionneur EHD à « vent électrique ». En appliquant une tension assez importante aux électrodes installées sur une surface, le gaz dans l'espace inter-électrodes s'ionise, les ions, les électrons et les particules chargées subissent une force coulombienne et s'accélèrent. Par la collision avec les molécules voisines, un écoulement peut être généré (voir la Figure 1.6).

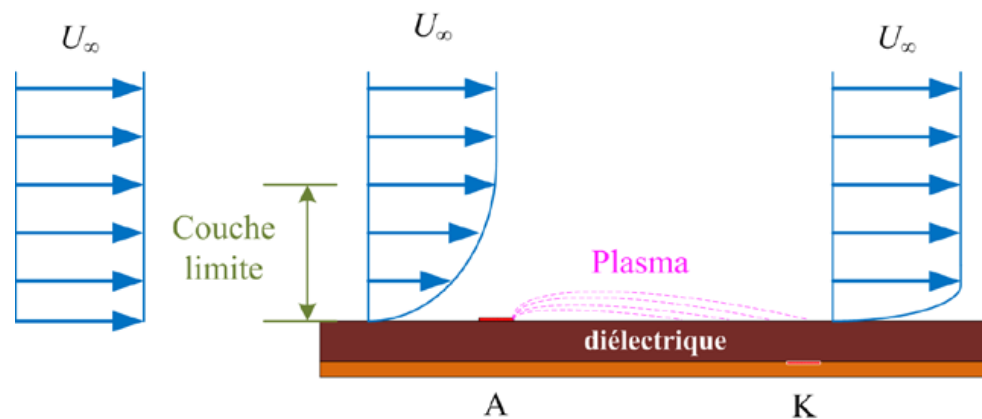


Figure 1.6 Principe schématique du contrôle d'écoulement de l'actionneur EHD

1.2.2. Actionneurs EHD à décharges électriques :

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

La décharge DC couronne. Des travaux expérimentaux de ce type d'actionneur ont été présentés notamment par l'équipe de Moreau [15, 18,19], Artana *et al* [20], Hyun *et al* [21] la décharge DBD surfacique alimentée par une tension sinusoïdale. Avec ce type de décharge, des travaux expérimentaux ont été

réalisés par l'équipe de Roth [22,23], l'équipe d'Enloe [24,25], l'équipe de Moreau [26,27], Shcherbakov *et al* [28], Post *et al* [29, 30] et l'équipe de Borghi [31, 32].

la décharge DBD surfacique alimentée par une tension impulsionnelle. Des expériences ont été réalisées avec des actionneurs utilisant ce type de décharge par Opaits *et al* [33, 34], Nudnova *et al* [35] et [36].

une quatrième nommée « sliding discharge » ou « plasma sheet actuator » est sensiblement une combinaison de la décharge DC couronne et de la DBD. Moreau *et al* [37, 38], Sosa *et al* [39, 40] et Louste *et al* [41] ont réalisé des expériences avec ce type de décharge.

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

1.2.2.1 Actionneur à décharge DC couronne :

Typiquement, l'actionneur EHD à décharge DC couronne est composé de deux électrodes en fil ou en bande, l'une est reliée à la haute tension, l'autre est mise à la masse. Différentes configurations ont été utilisées pour l'actionneur EHD à décharge DC couronne (voir la Figure 1.7). Quand une tension assez importante est appliquée aux électrodes, le gaz dans l'espace inter-électrodes s'ionise. Un écoulement peut être induit par le mouvement des ions et des particules chargées.

Des expériences ont été réalisées afin d'analyser l'action de la décharge DC couronne sur l'écoulement gazeux. Par exemple, sur une plaque plane (voir la Figure 1.8), autour d'un cylindre (voir la Figure 1.9) et sur un profil d'aile (voir la Figure 1.11). Avec ce type d'actionneur, la diminution de la traînée [18, 19], la suppression de la séparation [42, 43, 44] (voir la Figure 1.11) ont été observées. Avec la configuration illustrée dans la Figure 1.7

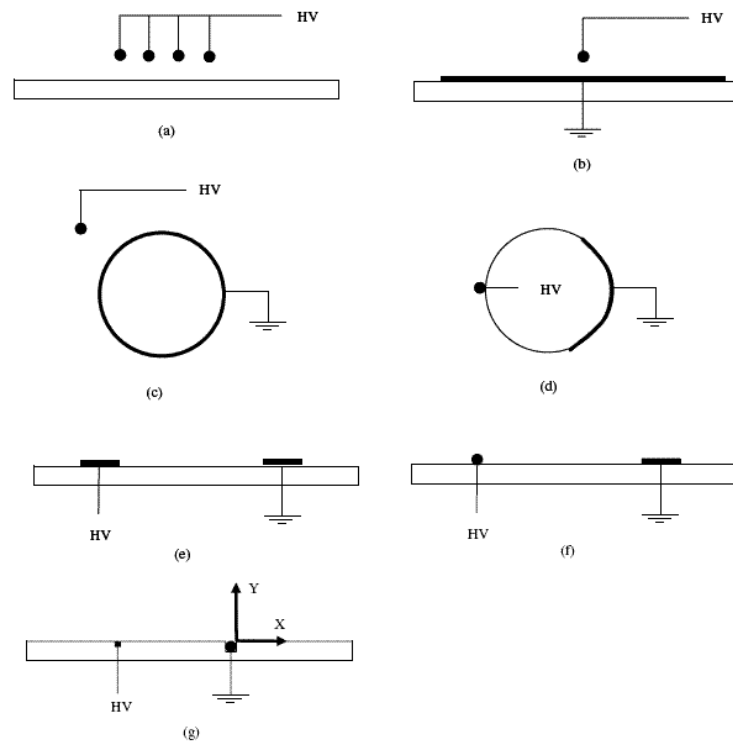


Figure 1.7 Schémas de différentes configurations de l'actionneur EHD à décharge DC couronne [13]

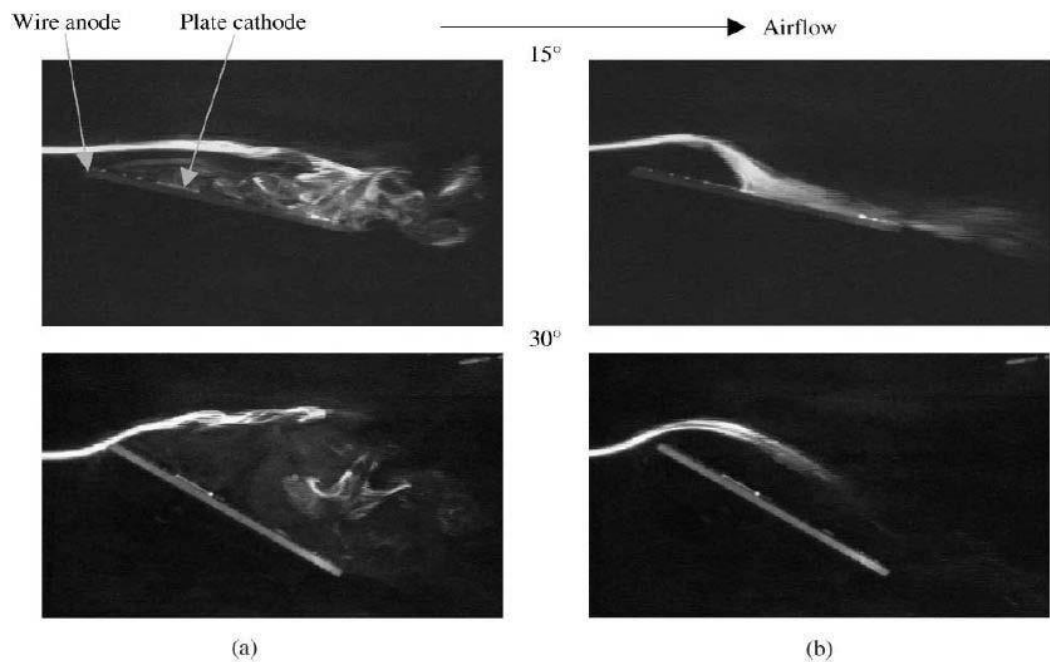


Figure 1.8 Visualisation de l'action de la décharge DC couronne sur un écoulement ($0,35 \text{ m/s}$, $Re = 3750$) rencontrant une plaque plane avec incidence de 15° et 30° [17] a) sans plasma et b) avec plasma

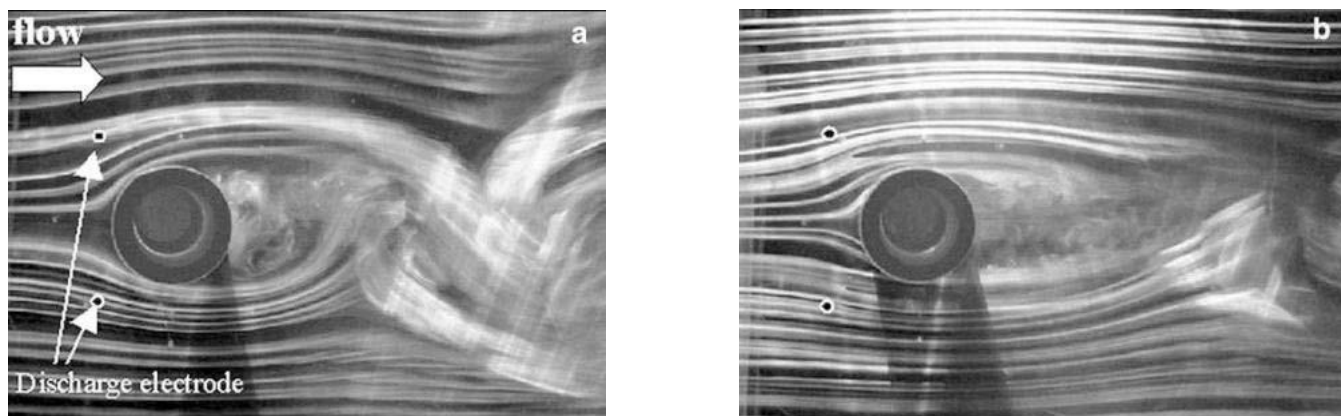


Figure 1.9 Visualisation de l'actionneur DC couronne sur l'écoulement de 1 m/s autour d'un cylindre a) sans et b) avec l'actionneur en fonctionnement [22]

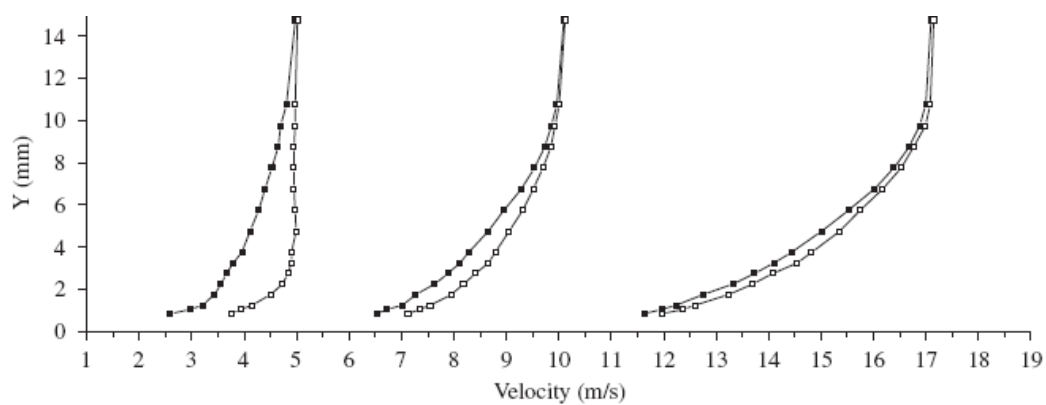


Figure 1.10 Profil de vitesse sur une plaque plane, sans (■) et avec (□) la décharge DC couronne, pour des écoulements à 5, 10 et 17 m/s [19]

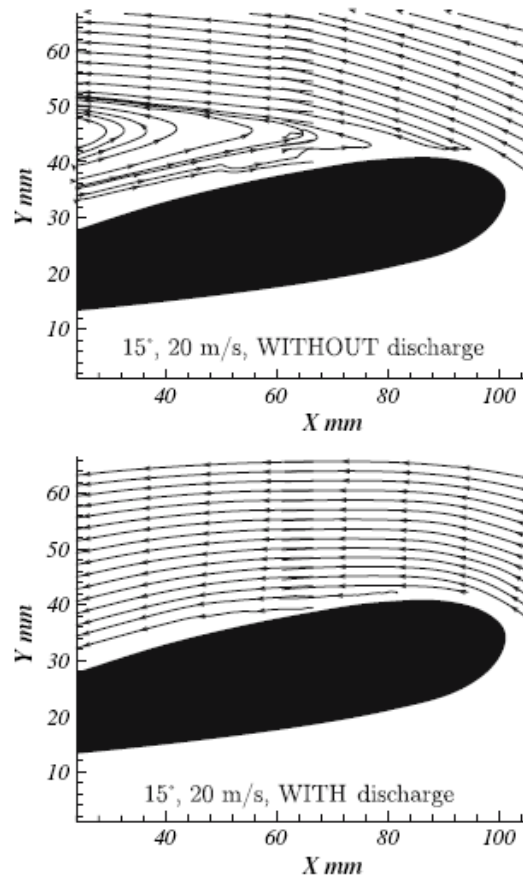


Figure 1.11 Comparaison du champ de vitesse sans et avec la décharge sur un profil NACA0015 avec une incidence de 15° [44]

1.2.2.2. Actionneur à DBD :

A. Configuration géométrique :

Au début des années 90, la recherche sur l'utilisation de la décharge à barrière diélectrique surfacique comme actionneur EHD pour contrôler l'écoulement gazeux est lancée par l'équipe de Roth [45]. Cet actionneur est constitué de deux électrodes montées sur les deux côtés d'un diélectrique et il peut générer un écoulement parallèle à la paroi

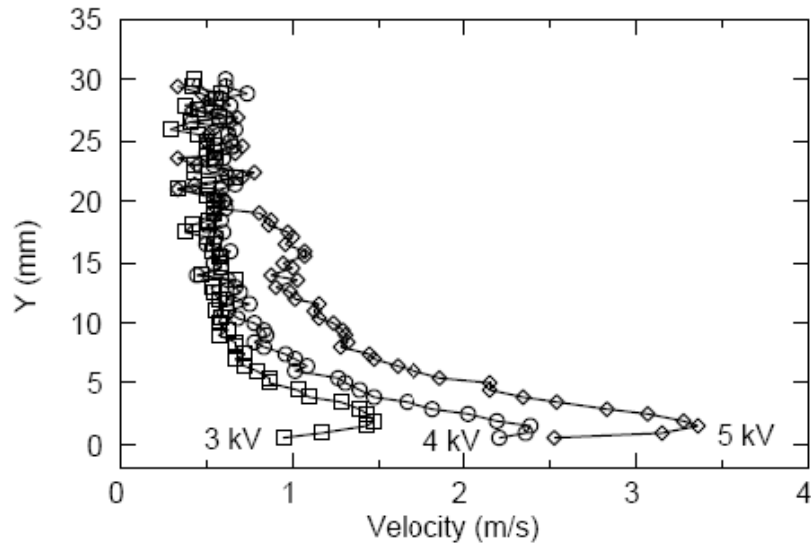


Figure 1.12 Profils de vitesse de l'écoulement généré par un actionneur DBD [22]

Depuis, ce sujet de recherche est devenu un des thèmes les plus répandus, et plusieurs équipes de recherche travaillent sur ce type d'actionneur. Différentes configurations géométriques d'actionneur ont été utilisées par ces équipes, mais la configuration asymétrique (les deux électrodes sont décalées) est la plus utilisée (voir la Figure 1.17b) car cette configuration pourrait favoriser l'écoulement induit dans le sens souhaité. Des expériences montrent que les caractéristiques électriques et mécaniques de l'actionneur sont beaucoup influencées par les propriétés du diélectrique, l'épaisseur du diélectrique et la configuration géométrique des électrodes [23, 46].

B. Caractéristique électrique :

La Figure 1.13 montre un actionneur DBD alimenté par une alimentation haute tension sinusoïdale. Une des deux électrodes est couverte par un isolant pour inhiber la décharge du côté non-utilisé dans l'application du contrôle d'écoulement. Durant une période, comme illustrées dans la Figure 1.13b, deux décharges se présentent pendant les alternances positive et négative. Deux types de composante peuvent être observés dans le courant de décharge : un est dû à l'effet capacitif de l'actionneur, l'autre est composé des pics de courants de micro-décharge, comme montré dans la Figure 1.13b.

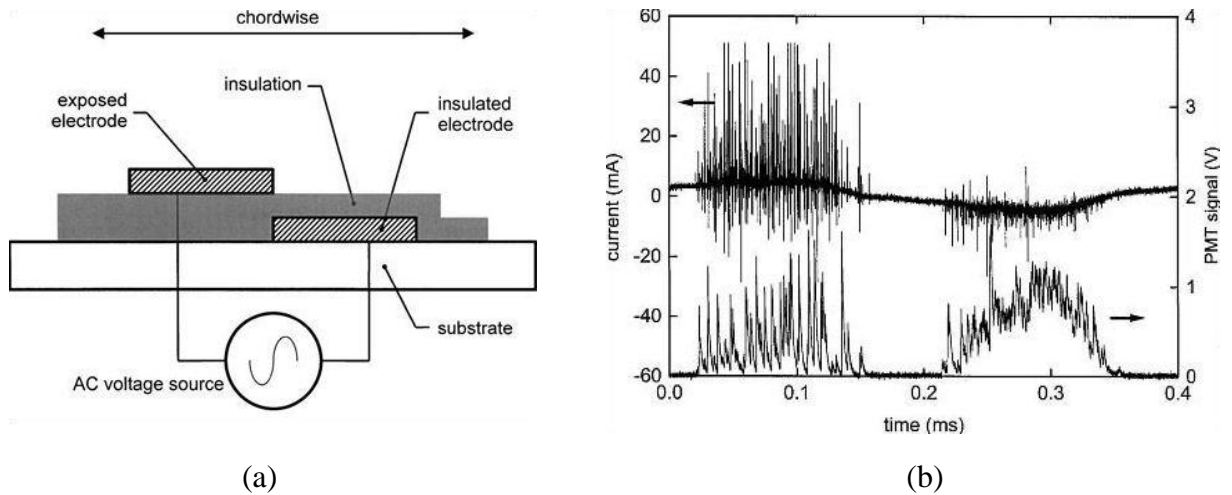


Figure 1.13a) configuration avec une électrode couverte et b) évolutions du courant de décharge et du signal du photomultiplicateur [47]

1.2.2.3. Autres types d'actionneur EHD

D'autres types de décharge ont été utilisés en actionneur EHD, comme la « sliding discharge » - la décharge glissante [37-41] ; l'actionneur DBD à jet pour générer un écoulement qui a un certain angle par rapport à la paroi de l'actionneur [47, 27] ou un jet circulaire [48, 49].

A. Actionneur EHD à décharge glissante

L'actionneur à décharge glissante est composé de trois électrodes (voir la Figure 1.14). L'électrode n°1 est liée à une tension alternative V_{AC} , l'électrode n°2 est mise à la masse, et une tension continue V_{DC} est appliquée aux électrodes n°3 et n°2. A notre avis, cette configuration est sensiblement une combinaison d'une DBD et d'une décharge DC. La troisième électrode n°3 peut favoriser l'expansion du plasma généré. Ainsi, avec l'actionneur à décharge glissante, un plasma plus large peut être obtenu (40 mm dans la Figure 1.14b). Par rapport au cas où $V_{DC} = 0$, si une tension V_{DC} négative est appliquée, la vitesse de l'écoulement induit par la décharge est plus faible ; si V_{DC} est positive, une légère augmentation de la vitesse de l'écoulement induit a été observée à 10 mm derrière l'électrode n°1, mais à 90 mm derrière l'électrode n°1, la vitesse de l'écoulement induit a augmenté de plus de 2,5 fois [38].

Avec la tension DC appliquée V_{DC} , négative ou positive, on peut constater également que le comportement du courant de décharge est différent (voir la Figure 1.15). I_2 est le courant mesuré sur l'électrode n°2, I_3 est le courant mesuré sur l'électrode n°3 (voir la Figure 1.14a).

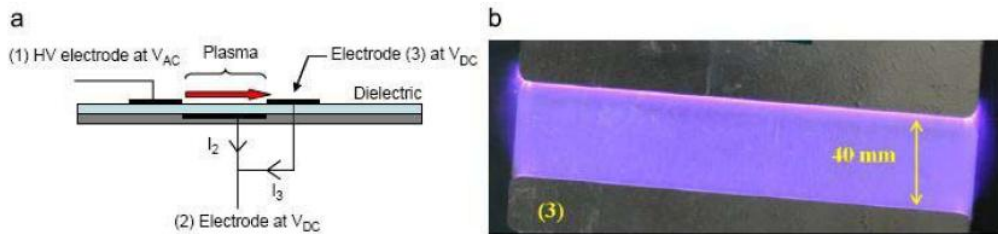


Figure 1.14 Actionneur EHD à décharge glissante a) schéma de la configuration d'actionneur, b) photo de la décharge avec V_{DC} négative

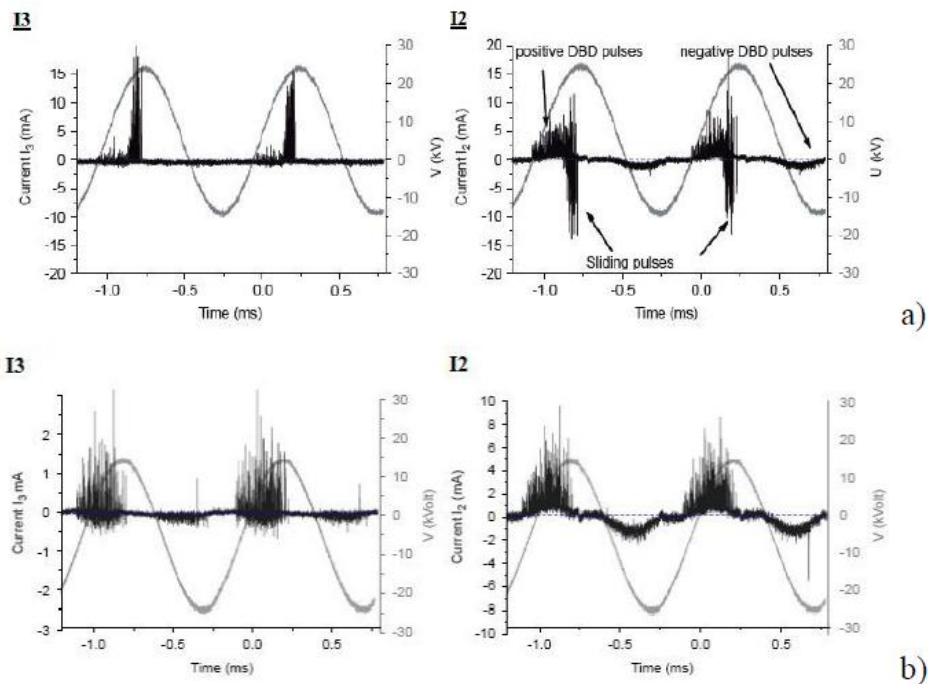


Figure 1.15 Évolution des courants de décharge I_2 et I_3 [37] a) avec V_{DC} négative b) avec V_{DC} positive

B. Actionneur DBD à jet

L'actionneur DBD à jet utilise soit une configuration parallèle de deux couples d'actionneurs DBD asymétriques opposés [47, 27] (voir la Figure 1.16) ; soit une configuration circulaire de l'actionneur DBD [48, 49] (voir la Figure 1.17). Ces actionneurs peuvent générer un écoulement perpendiculaire ou avec un certain

angle par rapport à l'écoulement à contrôler. Ceci permet d'agir directement sur des structures tridimensionnelles, comme les tourbillons.

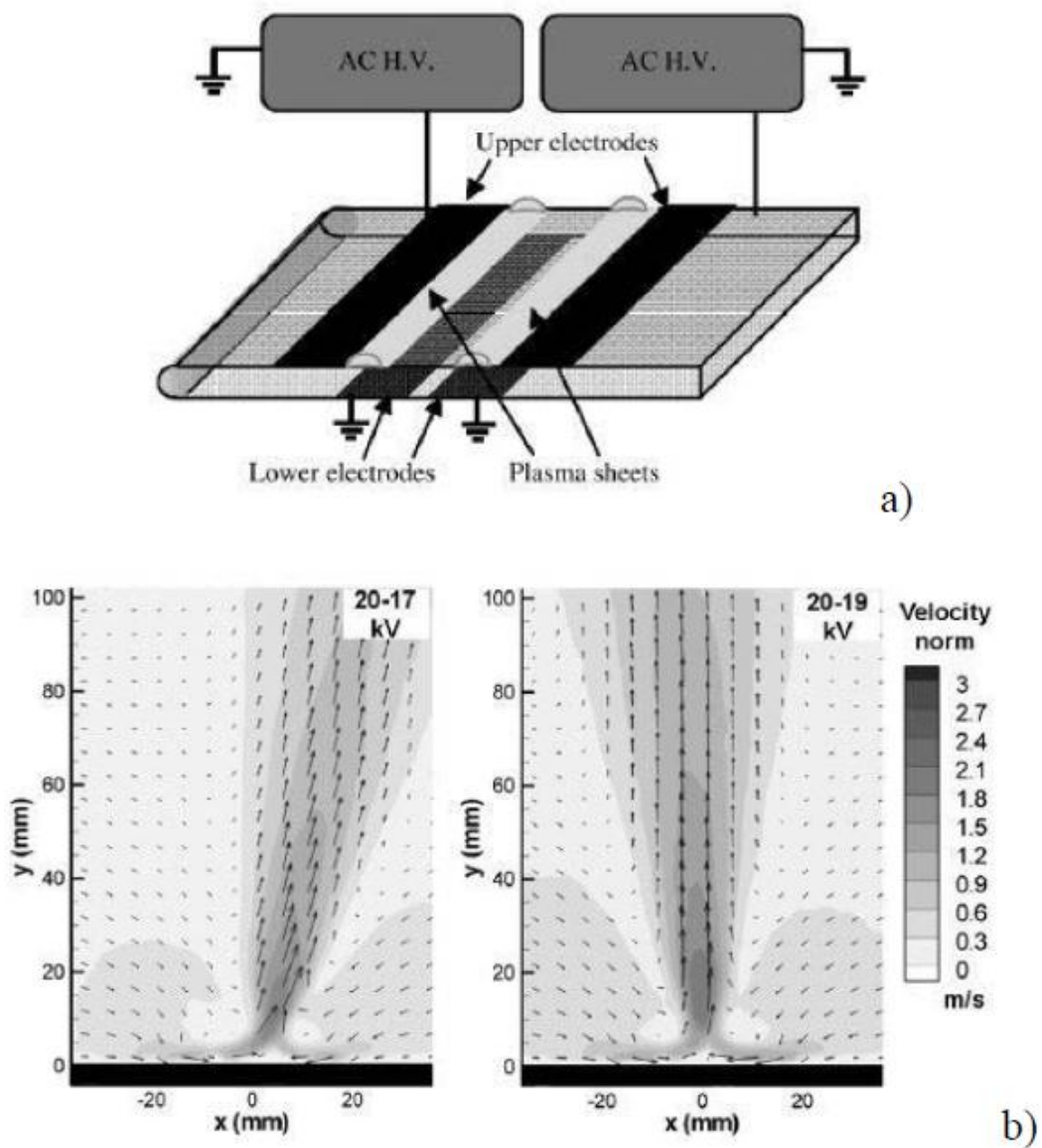


Figure 1.16 a) schéma de l'actionneur DBD à jet et b) le champ de vitesse [47]

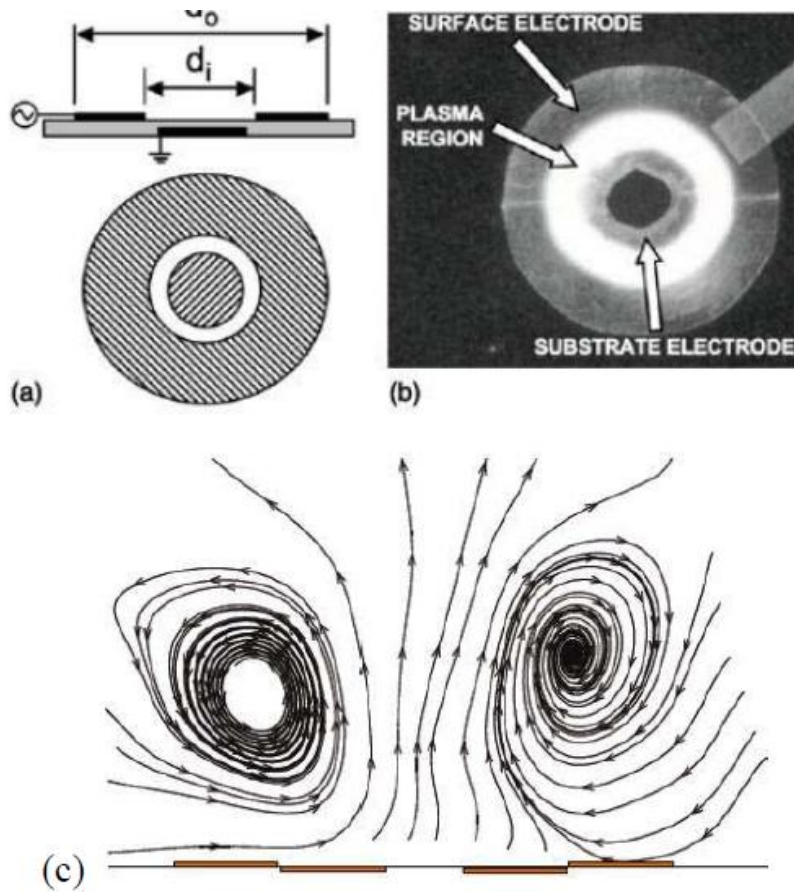


Figure 1.17 a) schéma de l'actionneur, b) photo de l'actionneur en fonctionnement et c) champ de vitesse en 2D de l'écoulement induit par l'actionneur [48]

Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté les méthodes usuelles en contrôle des écoulements et les actionneurs EHD ont été présentés pour montrer le principe et le fonctionnement de ces méthodes et de ces actionneurs EHD.

CHAPITRE 2 :

LA PHYSIQUE DE LA DECHARGE

Dans ce chapitre nous proposons une étude détaillée des décharges électriques et des plasmas. En partant d'une description générale, ce chapitre dégage les phénomènes électriques essentiels apparaissant lors de l'utilisation des actionneurs plasmas.

En premier lieu nous présentons quelques notions sur les plasmas en suite nous présentons Aspects fondamentaux de la théorie de l'électro-hydrodynamique

2.1 Définition du plasma

Le plasma est nommé "quatrième état de la matière" après les états solides, liquides et gazeux.

Historiquement, le terme plasma a été introduit la première fois par le physicien américain Irving Langmuir en 1928. Le plasma est défini comme un gaz ionisé globalement neutre.

Un plasma est un gaz qui a été soumis à une énergie suffisante pour dissocier les électrons des atomes. On parle alors du phénomène d'ionisation. Les particules ainsi formées ont un comportement différent des molécules neutres puisqu'elles sont sensibles au champ électromagnétique.

Chaque particule chargée développe un tel champ autour d'elle et agit sur les autres particules de manière à minimiser l'énergie. Une source externe peut également produire un champ électromagnétique et modifier le mouvement des espèces chargées.

2.2 Plasmas à pression atmosphérique :

Nous pouvons distinguer deux familles de plasmas :

– les plasmas froids, parmi lesquels nous avons :

Les plasmas non-thermiques à basse pression (inférieure à 1 bar) : les températures de fonctionnement restent inférieures à 1 000 K. Ils sont utilisés dans l'industrie pour les

traitements de surface, la dépollution, la génération d'ozone, et depuis une dizaine d'années pour l'étude du contrôle d'écoulements aérodynamiques.

les plasmas thermiques : les températures sont supérieures à 5 000 K. Leurs applications sont la soudure à arcs électriques, la projection de matière

- les plasmas chauds : les températures sont supérieures à 10⁶ K. Nous trouvons ce type de plasma dans le domaine de la fusion thermonucléaire (projet ITER, projet Laser Méga-Joule).

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

Il y a deux types de décharges utilisés à pression atmosphérique sont présentés : la décharge de type couronne puis la décharge à barrière diélectrique.

2.2.1 Décharge couronne continue

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

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

Les décharges couronnes sont générées en appliquant un champ électrique intense entre les deux électrodes. Le gaz, qui était initialement électriquement neutre, devient plus ou moins conducteur en raison de la création d'électrons et d'ions. Nous distinguons quatre régimes de décharge, représentés sur la courbe caractéristique courant moyen-tension sur la figure 2.1.

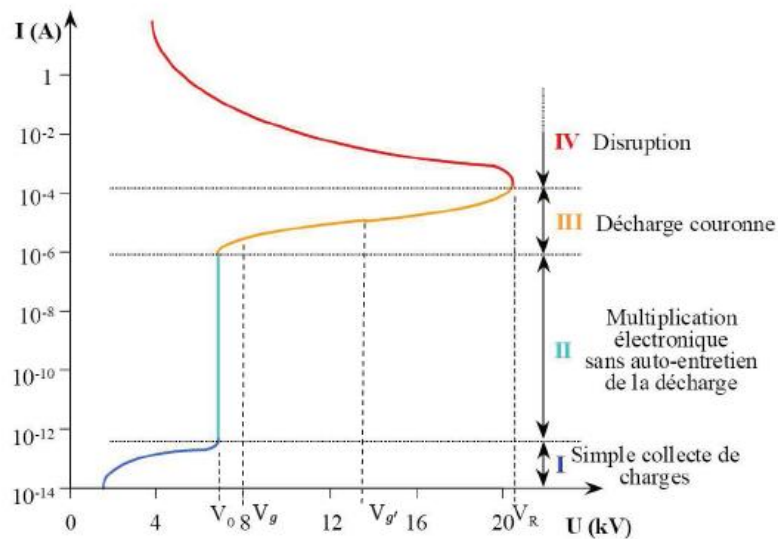


Figure. 2.1 – Courbe caractéristique courant-tension d'une décharge continue dans l'air à pression atmosphérique (Vincent (2002))

– DOMAINE I : COLLECTE DES CHARGES

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

– DOMAINE II : MULTIPLICATION ELECTRONIQUE

En soumettant le gaz à un champ électrique suffisamment intense avec une tension au-delà de la valeur seuil V_0 , les particules chargées entrent alors en collision (inélastique) avec d'autres particules et les états internes des particules concernées sont modifiés. Suivant la nature des particules entrant en collision et les conditions de pression, leur énergie interne augmente à chaque collision d'autant plus que le champ électrique appliqué est intense.

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



Le phénomène d'ionisation est tel que :



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



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

$$\tau_i = \frac{n_e}{n_n + n_e} \quad (2.4)$$

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

– DOMAINE III : DECHARGE COURONNE

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

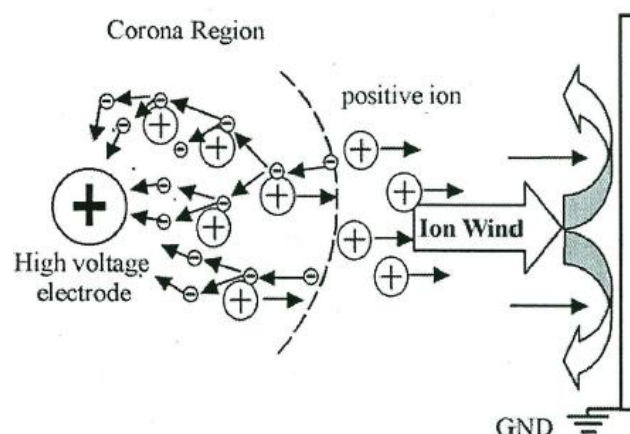


Figure. 2.2 – Représentation schématique d'une décharge couronne positive pointe-plaque (Hyun et Chun (2003))

L'ionisation se produit dans la zone proche de l'électrode active, entourée d'un champ électrique intense. Cette zone peut s'étendre dans la quasi-totalité de l'espace inter-électrode suivant la différence de potentiel établie et la géométrie. Cette région est suivie par une région, dite de "dérive", où l'intensité du champ électrique est beaucoup plus faible. Les particules chargées sont repoussées par l'électrode de même polarité et se dirigent vers l'électrode passive en se déplaçant, dans tout l'espace inter-électrode (figure 2.2). Ce mouvement des ions génère un écoulement de particules neutres, principalement par transfert de quantité de mouvement. Cet écoulement induit est appelé "vent ionique".

La décharge devient de plus en plus lumineuse avec la tension appliquée entre V_g et V_g' (voir figure 2.1). Elle est dite en régime "glow". Dans le cas de décharges établies sur la surface d'un diélectrique, la décharge a l'apparence d'une fine couche d'air ionisé

(Artana et al. (1999)). Plus la valeur du courant est élevée, plus la décharge lumineuse s'établit sur toute la surface inter-électrodes. Pour des valeurs de tension supérieures à V_g' , la décharge passe au régime "filamentaire" (ou "breakdown streamer"). La décharge est concentrée en des canaux qui peuvent être arborescents (Artana et al. (1999), Léger (2003))

Le courant augmente très rapidement et ce type de décharge est instable.

– DOMAINE IV : DECHARGE DISRUPTIVE

Le régime filamentaire étant très instable, les filaments se concentrent en continuant d'augmenter la tension au-delà de la tension de claquage V_R . La décharge est alors au régime d'arc. Les densités de courant sont très importantes (jusqu'à 10 000 A) car toute l'énergie de la décharge passe dans un canal déjà pré-ionisé (figure 2.3). Pour les courants importants, le gaz et les électrodes sont fortement chauffés par les arcs.

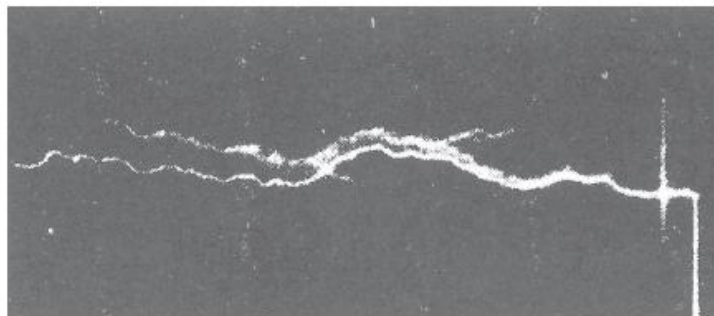


Figure. 2.3 – Arc électrique entre une pointe négative et une plaque positive (Loëb (1965))

Pour certaines applications industrielles (dans les disjoncteurs électriques par exemple, Fiévet et al. (1997)), ce régime est inévitable mais exploitable en le maîtrisant rapidement.

Cependant, dans la plupart des cas, notamment dans le domaine électrohydrodynamique, les arcs doivent absolument être évités car ils endommagent très fortement le matériel (alimentation haute tension, matériau diélectrique, électrodes).

2.2.2 Décharge à barrière diélectrique

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

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

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

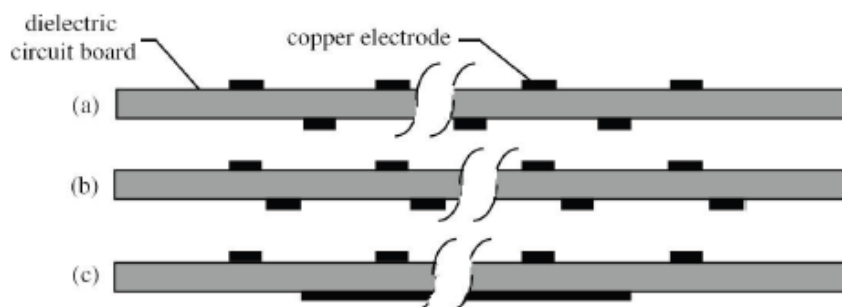


Figure. 2.4 – Configurations géométriques des électrodes pour établir une Décharge à Barrière Diélectrique surfacique (Roth et al. (1998))

part et d'autre d'un isolant diélectrique de quelques millimètres d'épaisseur. L'électrode active est reliée à l'alimentation alternative tandis que l'électrode passive est reliée à l'alimentation continue (ou à la terre). Diverses configurations géométriques ont été étudiées par Roth (figure 2.4).

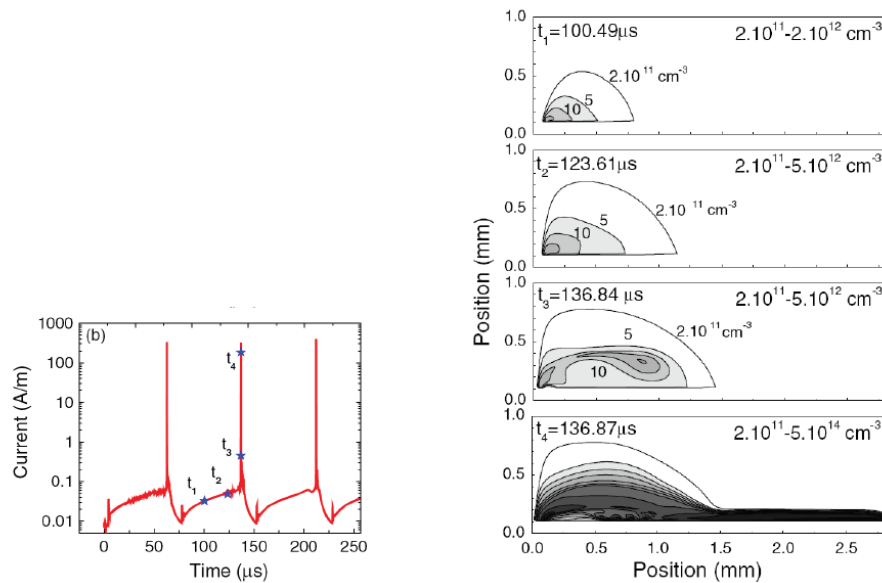


Figure. 2.5 – (a) Courant de décharge et (b) iso-valeurs de densité ionique d'une décharge à barrière diélectrique en fonction du temps (Boeuf et al. (2007))

Boeuf et al. (2007) ont décrit numériquement l'évolution de ce type de décharge en fonction du temps, montrée en figure 2.5. L'électrode passive est inhibée. Dans un premier temps, ils ont étudié la décharge générée en appliquant une tension positive augmentant linéairement à l'électrode active. Les charges se collectent d'abord à proximité de l'électrode active et des ions sont générés. Cette zone ionisée s'étend lentement sur la surface du diélectrique accompagnée par une légère augmentation du courant de décharge. Pour des temps inférieurs à t_3 , la décharge est dans un régime similaire à celui de Townsend.

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

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

du diélectrique se charge rapidement négativement. La décharge s'arrête lorsque la différence de potentiel sur la surface du diélectrique est trop faible.

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

Enloe et al. (2003, 2004a et 2004b) et Van Dyken et al. (2004) ont modélisé la surface du diélectrique à l'air libre comme étant une électrode virtuelle pouvant collecter les charges, en plus des deux électrodes physiques. Dans leur configuration, l'électrode active est à l'air libre tandis que l'électrode passive est isolée par une couche diélectrique (figure 2.5). A partir de ces considérations, ils ont modélisé une DBD surfacique par le schéma électrique présenté en figure 2.6. Les différents éléments du circuit varient en fonction du cycle de tension appliquée

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

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

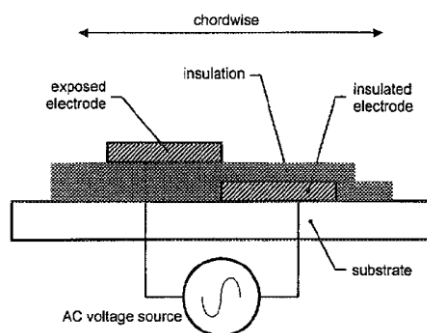


Figure. 2.5 – Actionneur DBD (Enloe et al. (2004a))

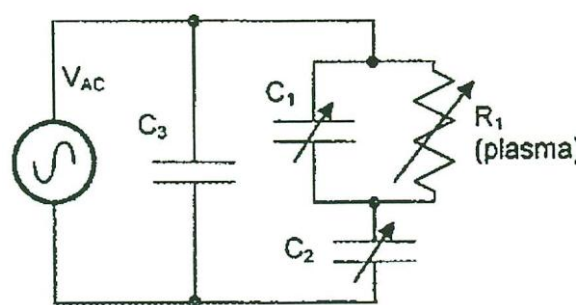


Figure 2.6 – Schéma électrique équivalent à une Décharge à Barrière (Enloe et al. (2004a))

Après avoir présenté dans le chapitre précédent les méthodes pour le contrôle la couche limite et nous avons illustré dans la partie précédente les différents décharge

électrique maintenant nous procèderons à présenter aspects fondamentaux de la théorie de l'électro-hydrodynamique

2.3 Aspects fondamentaux de la théorie de l'électro-hydrodynamique

L'intérêt d'utiliser des décharges électriques haute tension pour modifier des écoulements subsoniques a été montré expérimentalement. Le couplage théorique de ces deux domaines de la physique reste complexe et la modélisation n'en est qu'à ses prémices, avec des difficultés à modéliser le plasma dans l'air ambiant et à relier les domaines d'échelles d'espace et de temps différentes du plasma et de l'écoulement aérodynamique. Dans cette partie, le couplage des équations générales de la mécanique des fluides avec un terme de force électrostatique, permettant de générer un plasma, est étudiée. Tout au long de cette section, la notation tensorielle sera utilisée, permettant ainsi une manipulation et une écriture plus faciles des équations.

2.3.1 Equations de base

Les équations générales de la mécanique des fluides sont les équations de Navier-Stokes. Les expressions des équations de continuité et de quantité de mouvement, par unité de volume, pour un écoulement de gaz non newtoniens, sont :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho u_{i,i} + \rho_{,i} u_i = 0 \quad (3.2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_{i,j} u_j \right) = -p_{,i} + f_i + \tau_{ij,j} \quad (2.6)$$

Avec

- U (u1, u2, u3) : la vitesse de l'écoulement (m/s)
- p : la pression (Pa)
- F (f1, f2, f3) : les forces volumiques s'exerçant sur le fluide
- ρ : la masse volumique du fluide (kg.m^{-3})
- τ : les forces surfaciques s'exerçant sur le fluide

Dans notre étude, les forces électrostatiques agissant sur l'écoulement de fluide sont principalement les forces de Coulomb :

$$f_i = \rho_c E_i \quad (2.7)$$

Avec E le champ électrique (V/m) et ρ_c la densité volumique de charge (C/m^3). De plus, le champ électrique E dérive d'un potentiel ϕ :

$$E_i = -\phi_{,i} \quad (2.8)$$

et celui-ci est relié à la densité de charge volumique par la relation de Poisson :

$$\phi_{,ii} = -\frac{\rho_c}{\varepsilon_0} \quad (2.9)$$

avec ε_0 la permittivité du vide ($8,854187 \cdot 10^{-2} \text{ F/m}$).

On définit également le vecteur densité de courant J avec la relation suivante :

$$J_i = D\rho_{c,i} + \rho_c(\beta E_i + u_i) \quad (2.10)$$

avec D le coefficient de diffusion (m^2/s) et β la mobilité ionique ($m^2/(V.s)$).

Le vecteur densité de courant est donc la somme de trois termes. $D\rho_{c,i}$ est un terme de diffusion des charges, $\rho_c\beta E_i$ représente la conduction des charges et $\rho_c u_i$ est le terme convectif qui représente la convection des charges par l'écoulement alentour, avec U la vitesse locale de l'écoulement. La charge se conserve puisque le vecteur densité de courant est tel que :

$$J_{i,i} = 0 \quad (2.11)$$

2.3.2 Couche limite laminaire électro-hydrodynamique

A proximité de la paroi, les approximations de couche limite peuvent être prises (Landau et Lifshitz (1987)) :

- l'écoulement est bidimensionnel,
- l'axe x est dans le sens de l'écoulement,
- la couche limite est peu épaisse : $u_y \ll u_x$,

– la vitesse varie lentement le long de l'axe x : $\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2}$,

– il n'y a pas de gradient de pression transverse dans la couche limite : $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$.

La pression dans la couche limite est égale à la pression $p(x)$ dans l'écoulement principal.

De plus ils ont supposé que la zone du plasma correspond à la zone de la couche limite.

Les équations de quantité de mouvement dans la couche limite de Prandtl (1904) s'écrivent, en utilisant le potentiel électrique :

$$uu_{,x} + vu_{,y} = -\frac{1}{\rho} p_{,x} - \frac{\rho_c}{\rho} \phi_{,x} + \nu u_{,yy} \quad \text{et} \quad p_{,y} + \rho_c \phi_{,y} = 0 \quad (2.12)$$

En considérant le plasma homogène, c'est-à-dire la densité volumique de charge constante, l'équation de quantité de mouvement longitudinale devient :

$$uu_{,x} + vu_{,y} = -\frac{1}{\rho} (p + \rho_c \phi)_{,x} + \nu u_{,yy} \quad (2.13)$$

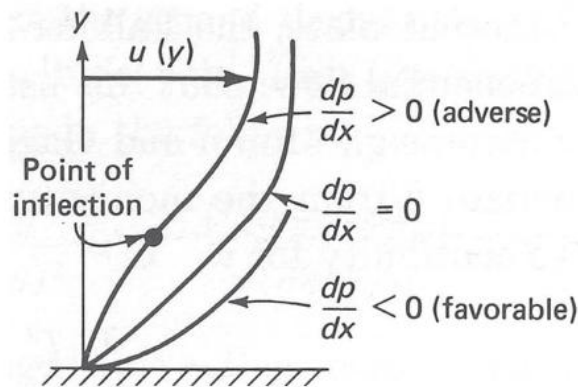


Figure 2.7 Effets du gradient de pression sur les profils de vitesse (White (1974))

Le gradient de potentiel électrique agit donc directement sur le gradient de pression dans la couche limite. Or la forme du profil de vitesse à la paroi est directement liée à $p_{,x}$, représentée en figure. Ainsi le coefficient directeur du profil de vitesse à la paroi est modifié par le potentiel électrique :

$$u = v = 0 \quad \text{en} \quad y=0 \quad \text{d'où} \quad u_{,y} = \frac{1}{\mu} (p + \rho_c \phi)_{,x} y \quad (2.14)$$

Comme le gradient de potentiel électrique longitudinal est négatif dans le cas d'une décharge couronne positive, il accentue l'effet d'un gradient de pression négatif, mais peut également atténuer voire inverser l'effet d'un gradient de pression positif.

Si on considère un plasma sans aucun écoulement extérieur $u = v = 0$, alors l'équation de couche limite devient :

$$(p + \rho_c \phi)_{,x} = 0 \quad \text{D'où} \quad \frac{d(\rho_c \phi)}{dx} = \frac{dp}{dx} \quad (2.15)$$

Le gradient de potentiel électrostatique négatif crée donc un gradient de pression lui aussi négatif. Par la relation de Bernoulli, le gradient de potentiel induit donc une vitesse :

$$\frac{d(\rho_c \phi)}{dx} = \frac{d\left(\frac{1}{2} \rho U^2\right)}{dx} \quad (2.16)$$

En intégrant cette relation entre $x = 0$ (début de la zone de plasma) et une position x , on obtient alors :

$$U(x) = \sqrt{\frac{2}{\rho} (\rho_{c0} \phi_0 - \rho_c(x) \phi(x))} \quad (2.17)$$

La vitesse de l'écoulement induit par le plasma est donc liée à la différence de potentiel entre le début du plasma (où le potentiel maximal est fourni) et une position x dans le plasma. La différence de potentiel maximale est obtenue à l'anode, reliée à la terre ou à un potentiel négatif. Cependant le terme de densité de charge d'un plasma hors équilibre est très difficile à modéliser. En effet, la très grande majorité des charges présentes dans le plasma sont situées à proximité de l'anode (Boeuf et al. (2007)).

Maintenant nous pouvons présenter la partie de modélisation lors du chapitre suivant.

CHAPITRE 3 : MODELISATION DU PROBLEME

3.1 Introduction

Ces cinq dernières années[51], des méthodes numériques ont été développées afin d'apporter une meilleure compréhension de l'interaction entre les actionneurs plasmas et l'écoulement aérodynamique. Ces méthodes n'en sont qu'à leurs débuts, le couplage des domaines de la mécanique des fluides et l'électrostatique étant complexe. Des développements des équations théoriques du problème. De plus, la modélisation des plasmas (mécanismes chimiques, espèces, champ électrique, ...) se révèle également complexe dans un gaz multi-espèce, comme l'air à pression atmosphérique.

La difficulté [51] principale dans le couplage des deux domaines est de modéliser le terme de force induite par les décharges électriques.

Dans la plupart des méthodes numériques, les équations de l'écoulement principal et le terme électrostatique sont modélisés séparément .

Ce chapitre traite la modélisation des phénomènes électro-hydrodynamiques. Pour résoudre ce système couplé nous avons résolu chaque problème a part en premier lieu nous avons résolu le problème électrostatique (les équations de maxwell) pour calculer le potentiel électrique puis nous avons injecté le potentiel électrique a travers la force électrique dans les équations de Navier-Stokes (voir algorithme)

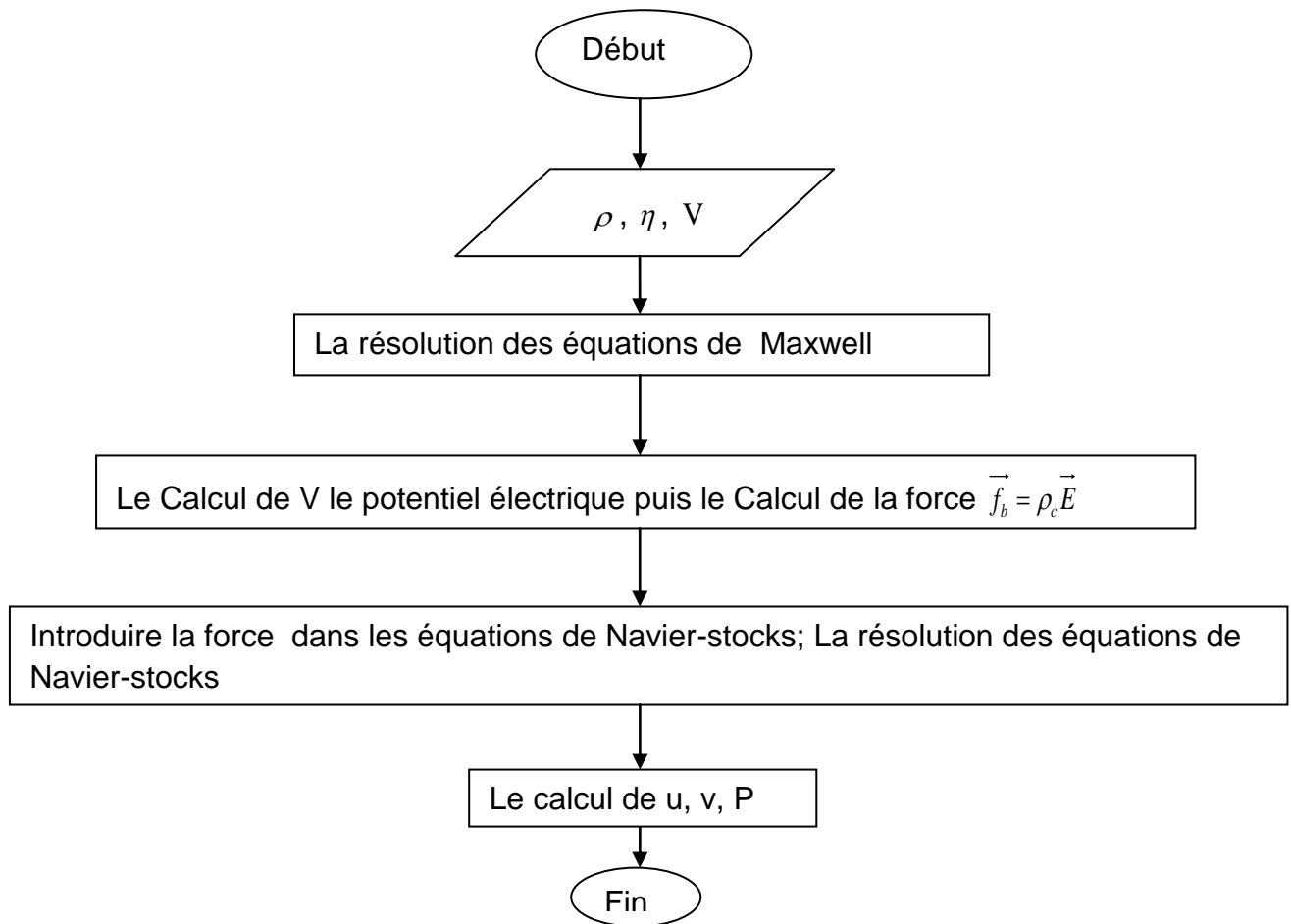


Figure 3 .1 Organigramme de résolution

3.2 Position du problème

Une méthode numérique (éléments finis/différences finis/volumes finis ou méthode intégrale) peut être utilisée pour prédire le comportement de la couche limite soumise à un champ électrique et à une injection d'ions au voisinage d'une paroi. Les équations à résoudre sont celles de la dynamique des fluides (N.-S. incompressible et instationnaire) dont un terme de forçage volumique (électrique) s'ajoute au bilan de quantité de mouvement. Les équations de Maxwell dont lesquelles l'interaction électromagnétique est négligée complètent le problème électro-fluido-dynamique.

3.2.1 Formulation mathématique du problème électrique

La distribution du potentiel est gouvernée par l'équation de Poisson :

$$\Delta V + \frac{\rho}{\varepsilon} = 0 \quad (3.1)$$

L'équation de conservation de la charge pour une espèce unique d'ions de densité volumique

De charge ρ est en régime stationnaire :

$$\operatorname{div}(\vec{j}) = 0 \quad (3.2)$$

Où J est la densité de courant :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} + \rho (\vec{u} + K \vec{E}) - D \operatorname{grad} \rho \quad (3.3)$$

Dans cette relation, σ représente la conductivité électrique du milieu fluide, K et D dénotent la mobilité et le coefficient de diffusion des porteurs de charge, ur est le champ de vitesse du fluide ; le champ électrique est défini par :

$$\vec{E} = -\operatorname{grad}(V) \quad (3.4)$$

Nous pouvons négliger le courant de diffusion \vec{j}_{diff} devant le courant de conduction \vec{j}_{cond} dans les conditions de notre travail (décharge dans l'air à température ordinaire et pression atmosphérique) ; en effet :

$$\frac{|\vec{j}_{diff}|}{|\vec{j}_{cond}|} = \frac{D |\operatorname{grad} \rho|}{K \rho E} \approx \frac{D \rho / d}{K \rho V / d} \approx \frac{D}{KV} \quad (3.5)$$

En utilisant la relation d'Einstein $\frac{D}{K} = \frac{k_B T}{e}$ où k_B est la constante de Boltzmann, e la charge de l'électron et T la température absolue, on obtient :

$$\frac{|\vec{j}_{diff}|}{|\vec{j}_{cond}|} \approx \frac{k_B T}{ev} \approx \frac{1}{40.V} \quad \Longrightarrow \quad \frac{|\vec{j}_{diff}|}{|\vec{j}_{cond}|} \approx 10^{-6} \quad \text{pour } V=25\text{kV}$$

Donc nous pouvons négliger le courant de diffusion dans les conditions de notre travail. De même nous pouvons négliger le courant dû à la convection des ions. En effet l'ordre de grandeur de la vitesse du gaz engendrée par la force de Coulomb est obtenu en supposant qu'il y a conversion de l'énergie électrostatique en énergie cinétique [3] :

$$(1/2) \cdot \epsilon \cdot E^2 \approx (1/2) m_v v^2 \Rightarrow v \approx (\epsilon / m_v)^{1/2} E \quad (3.6)$$

Dans l'atmosphère, la mobilité EHD $(\epsilon_0 / m_v) \approx 10^{-6} m^2 / V.s$ est beaucoup plus faible que la mobilité des ions $K (\approx 10^{-4} m^2 / V.s)$ et le courant de convection $\rho \vec{u}$ est négligeable devant le courant $K \rho \vec{E}$ dû à la migration des ions. En négligeant de plus la conductivité

électrique dans l'air, l'expression de la densité de courant se simplifie alors sous la forme suivante :

$$\vec{j} = K \cdot \rho_c \cdot \vec{E} \quad (3.7)$$

les équations (3.1) et (3.2) s'écrivent :

$$\Delta V = \rho_c \quad (3.8)$$

$$\text{div}(\vec{J}) = \text{div}(\rho_c \vec{E}) = -\text{div}(\rho_c \text{grad}(V)) \quad (3.9)$$

Avec les expressions :

$$\vec{J} = \rho_c \vec{E} \quad \vec{E} = -\text{grad}V \quad (3.10)$$

En tenant compte de (3.8), l'équation (3.9) peut s'écrire de la manière suivante :

$$-\text{div}(\rho_c \cdot \text{grad}(V)) = \rho_c^2 - \text{grad}(\rho_c) \cdot \text{grad}(V) \quad (3.11)$$

Les deux équations (3.8) et (3.9) peuvent être écrites sous diverses formes mathématiques [4,6]. La plus immédiate est la suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta V = -\rho_c \\ \text{grad}(V) \cdot \text{grad}\left(\frac{1}{\rho_c}\right) = -1 \end{array} \right\} \quad (3.12)$$

3.2.2 La résolution du problème électrique

Les deux équations (3.12) couplées sont résolues par approximations successives (voir la figure 3.2). Disposant d'une solution de l'équation de Poisson, la répartition de charge. Ensuite, l'équation de Poisson est résolue par la MEF (méthode des éléments finis) en utilisant la répartition de charge précédemment trouvée.

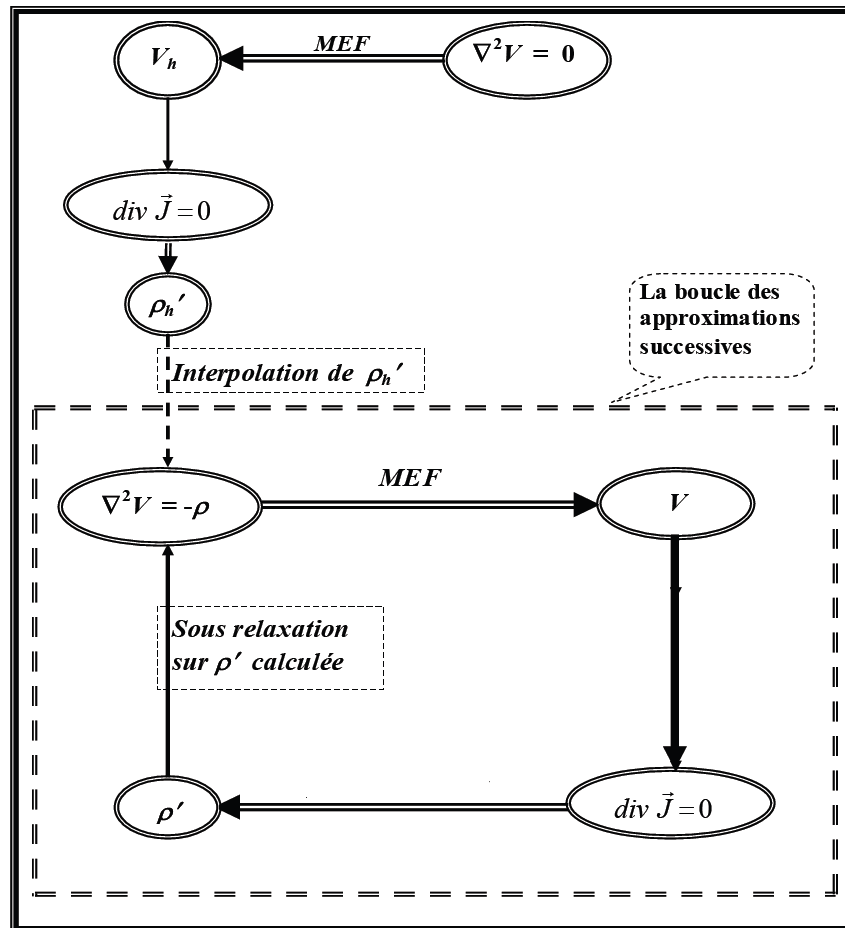


Figure 3.2 La solution des deux équations, l'équation de POISSON et l'équation de conservation de la charge par approximations successives.

Compte tenu de la complexité du problème électrique, surtout pour le calcul de la densité de la charge électrique ce qui nous a conduit de laisser cette partie de calcul comme une perspective.

Dans notre travail nous considérons que l'équation de Poisson pour calculer le potentiel électrique

Nous avons utilisé l'équation de Gauss et la loi pour calculer la densité de charge électrique et qui est :

$$\nabla D = \rho_c \quad (3.13)$$

Les équations mathématiques pour le problème mécanique des fluides sont présentées dans la partie suivante

3.3 Modélisation sur comsol

Le calcul est effectuée grâce au code de calcul comsol 3.3 le mieux indique pour ce type de configuration d'écoulement couples. En effet il permet notamment la résolution les équations de Maxwell (électrostatique) mais aussi les équations de la mécanique des fluides avec prise en compte des forces extérieure dans notre cas c'est la force électrique.

3.3.1 Equations de Maxwell dans les matériaux diélectriques

Dans les diélectriques chaque volume élémentaire a un moment dipolaire. Soit un moment permanent soit un moment induit par le champ appliqué. Ce dipôle élémentaire est $p = q\delta$, où q est la charge du noyau et d la distance entre les deux charges.

Pour les calculs de potentiels et de champs électriques la distribution de dipôles ci-dessus est équivalente à la superposition de deux distribution de charges:

- une distribution surfacique de densité $\sigma = P.n$
- une distribution volumique de densité $\rho = -divP$

En substituant ces expressions dans les équations de Maxwell précédentes on obtient:

$$divE = \nabla E = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{\rho_{Free} + \rho_{pol}}{\epsilon_0} = \frac{\rho_{Free} - \nabla P}{\epsilon_0} \quad div\left(E + \frac{P}{\epsilon_0}\right) = \nabla \cdot \left(E + \frac{P}{\epsilon_0}\right) = \frac{\rho_{Free}}{\epsilon_0} \quad (3.14)$$

$$div(\epsilon_0 E + P) = \nabla \cdot (\epsilon_0 E + P) = \rho_{Free} \quad (3.15)$$

Ou en utilisant le vecteur induction électrique: $D = \epsilon_0 E + P$.

$$divD = \nabla \cdot D = \rho_{Free} \quad (\rho_{free} \text{ est la densité volumique de charges libres}) \quad (3.16)$$

➤ Conditions aux limites

$$\begin{aligned} (D_e - D_i) \cdot n &= \sigma_{Free} & (\sigma_{free} \text{ est la densité surfacique de charges libres}) \\ (E_e - E_i) \times n &= 0 \end{aligned} \quad (3.17)$$

➤ Cas des diélectriques linéaires homogènes et isotropes

Dans un diélectrique homogène linéaire et isotrope, **P** et **E** sont colinéaires

$$P = \epsilon_0 XE \quad (3.18)$$

X est appelé la susceptibilité diélectrique du matériau, et par suite le vecteur induction diélectrique peut s'écrire:

$$D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon_0 (1 + X) E = \varepsilon_0 \varepsilon_r E = \varepsilon E \quad (3.19)$$

ε et ε_r sont respectivement la permittivité et la permittivité relative du diélectrique. Dans le cas de diélectriques anisotropes la même relation s'applique mais X et ε sont des tenseurs

3.3.2 Les équations de la mécanique des fluides

La mécanique est régie par les équations de Navier-Stokes sur la conservation de la masse (4.1) et l'équation de transport de la quantité de mouvement (4.2), dans lesquelles ρ est la masse volumique de l'air, U la vitesse de l'écoulement, P la pression, τ le tenseur des contraintes visqueuses, μ la viscosité dynamique et f la force volumique électrique. Du point de vue de mécanique des fluide, toute la difficulté est de pouvoir déterminer la force f qui s'applique sur un écoulement donné afin d'estimer l'effet d'un actionneur à décharges couronnes.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U) = 0 \quad (3.20)$$

$$\rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \cdot \nabla U \right) = -\nabla P + \mu \nabla \cdot \tau + f \quad (3.21)$$

➤ Les conditions aux limites

Les conditions limites sont présentées dans la partie 3.4.4

3.4 Méthode numérique

3.4.1 Introduction

Une attention particulière doit être portée à la résolution du système couplé ainsi généré, car si les équations de la mécanique des fluides sont dans ce cas paraboliques, les équations électriques restent elliptiques. donc on fait appel aux méthodes numériques.

3.4.2 Descriptif de la méthode utilisée par le logiciel comsol

La MEF consiste à rechercher une solution approchée de la solution exacte sous la forme d'un champ $\tilde{u}(x,t)$ défini par morceaux sur des sous-domaines de Ω . Les n sous-domaines Ω_i doivent être tels que :

$$\bigcup_{i=1}^n \Omega_i = \Omega \quad (3.22)$$

Où Ω_i désigne l'intérieur de Ω_i . Autrement dit, les Ω_i sont une partition de Ω comme illustré par la figure 3.3.

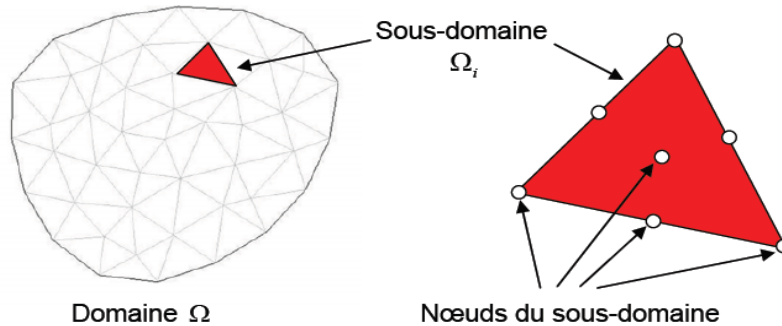


Figure 3.3. Représentation du domaine discrétisé Ω et d'un de ses sous-domaines

Les champs définis dans chaque sous-domaine, sont des champs choisis parmi une famille arbitraire de champs (généralement polynomiaux). La famille de champs locaux est appelée espace des fonctions d'interpolation de l'élément. La famille de champs globaux, obtenus par sommation des champs locaux, est appelée espace des fonctions d'interpolation du domaine Ω .

Le champ dans chaque sous-domaine Ω_i est déterminé par un nombre fini de valeurs de ce champ (ou valeurs de ses dérivées) en des points choisis arbitrairement dans le sous-domaine appelés nœuds. Le champ local est une interpolation entre les valeurs aux nœuds. Le sous-domaine muni de son interpolation est appelé *élément*.

La recherche de solution par Éléments Finis consiste donc à déterminer quel champ local on attribue à chaque sous-domaine pour que le champ global $\tilde{u}(x,t)$ obtenu par sommation de ces champs locaux, soit *proche* de la solution exacte du problème.

Les principales étapes de construction d'un modèle éléments finis, sont les suivantes :

- Discrétisation du milieu continu en sous domaines ;
- Construction de l'approximation nodale par sous domaine ;
- Calcul des matrices élémentaires correspondant à la forme intégrale du problème
- Assemblage des matrices élémentaires ;

- prise en compte des conditions aux limites ;
- Résolution du système d'équations

3.4.3 Schéma du calcul numérique

L'organisation du calcul numérique du couplage se résume par le schéma de la figure 3.4

En premier lieu, nous introduisons les constantes utilisées lors du calcul tels que la viscosité du fluide, la densité volumique du fluide.

Après l'introduction des données dont nous avons besoin, nous définissons la géométrie (la plaque plane, cylindre rond, profil d'aile), en introduisant les dimensions. Ensuite nous choisissons le module à utiliser à partir de la bibliothèque des modules COMSOL en choisissant le type de l'élément voulu ainsi que le mode de l'analyse (temporelle, stationnaire, paramétrique) dans notre travail puisque il s'agit du couplage entre l'électrostatique et la mécanique des fluides donc on prend les modules (l'électrostatique diélectrique , Navier-Stokes Laminaire).

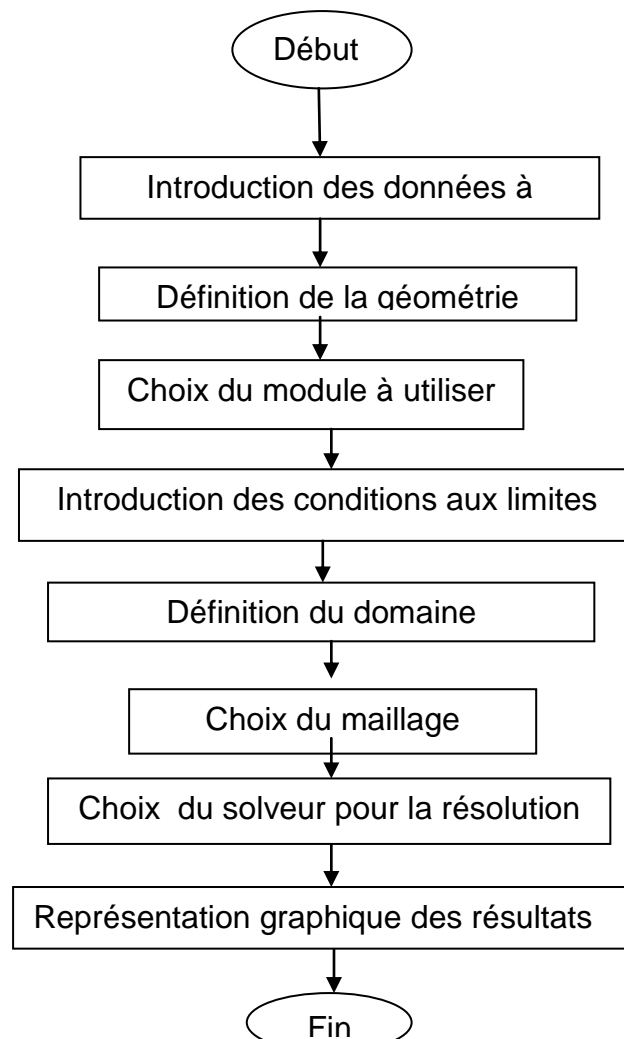


Figure 3.4 organigramme du calcul

Une fois que la géométrie et le mode d'analyse définis, nous procédons à l'introduction des conditions aux limites choisies présentées su-dessous. Ensuite nous introduisons les différentes propriétés du matériau utilisé telle que pour la mécanique des fluides (la viscosité dynamique, densité, ainsi que le terme du couplage la force électrique par unité de volume) pour l'électrostatique (permittivité relative)

La dernière étape est de choisir le type de maillage et le solver conviennent, enfin nous présenterons les résultats obtenus graphiquement.

3.4.4 Cas de la plaque plane

Dans toute cette simulation nous supposons que le problème 2D plans et nous considérons que les électrodes sont placé a l'intérieure du matériau isolant (PMMA (PolyMethyl-MethAcrylate) d'une longueur de 200 mm et de 25 mm d'épaisseur comme illustre la figure 3.5.

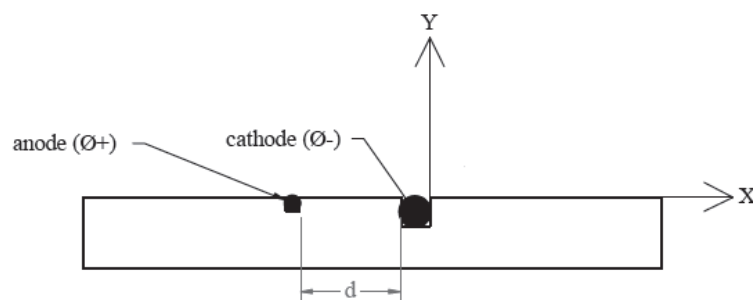


Figure 3.5 Schéma de principe de la plaque plane [5]

Cette simulation est composée de deux cas. Dans le premier cas, nous considérons que l'actionneur (le plasma) sans présence d'écoulement ($U_0=0$) pour évaluer l'air ionisé. Dans le 2^{ème} cas nous considérons que l'actionneur est en présence d'un écoulement externe U_0 (effet de couche limite) pour voir l'influence de l'actionneur sur la couche limite.

3.4.4.1 cas sans effet d'écoulement extérieur $U_0 = 0$

Dans cette simulation, nous avons regardé l'influence du diamètre des électrodes (pour la plaque 1, l'anode et la cathode ont respectivement un diamètre de $\Phi_+ = 0,8 \text{ mm}$ et $\Phi_- = 2 \text{ mm}$). Pour la seconde plaque, $\Phi_+ = 0,4 \text{ mm}$ et $\Phi_- = 2 \text{ mm}$ et pour la troisième plaque, $\Phi_+ = 0,4 \text{ mm}$ et $\Phi_- = 0,8 \text{ mm}$). De l'espace inter-électrode ($d_1=4\text{cm}$, $d_2=6\text{cm}$, $d_3=8\text{cm}$), leur polarité électrique sur la production de l'air ionisé. Les principales caractéristiques géométriques du calcul sont indiquées dans la Figure 3.6. Le domaine s'étend sur 120 cm suivant x et 50 cm suivant y

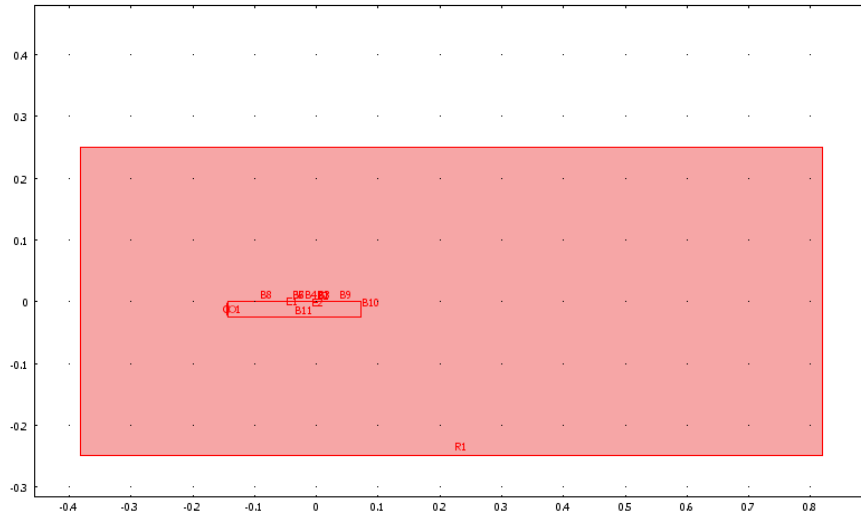


Figure 3.6 domaine du calcul de l'écoulement autour de la plaque plane

➤ Maillage :

Le maillage (voir la figure 3.7) du modèle est obtenu automatiquement à l'aide de comsol 3.3. Le maillage est en maillage non structuré sa qualité est satisfaisante et sa statistique est la suivante :

Le nombre d'éléments est de 5840

Le nombre de triangles est de 5840

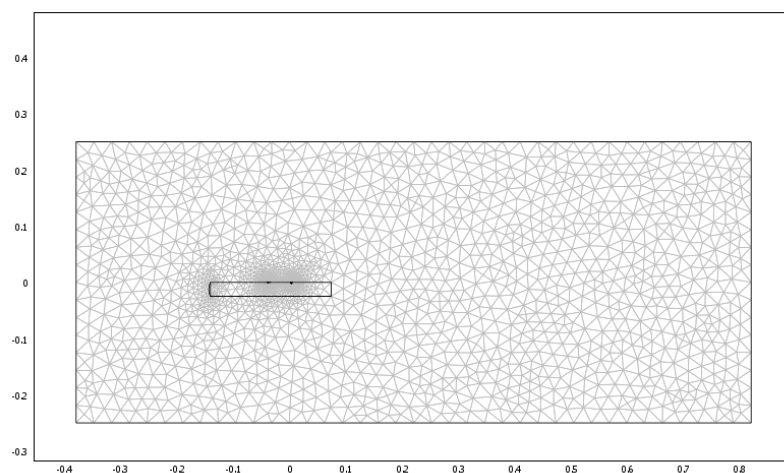


Figure 3.7 maillage du domaine de calcul de la plaque plane

➤ Les conditions aux limites

La figure 3.8 montre les conditions aux limites

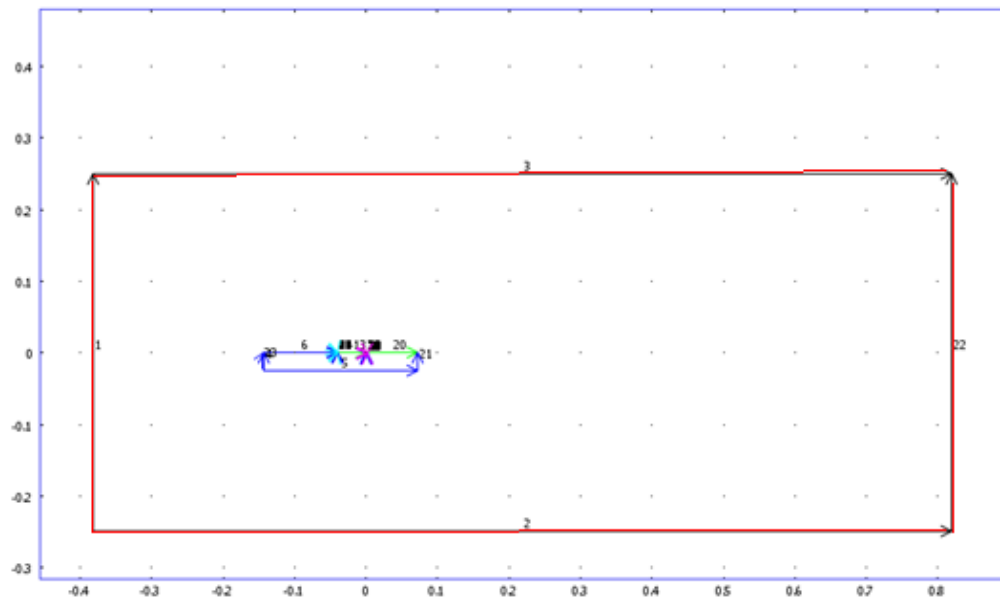


Figure 3.8 les frontières

Pour le l'électrostatique :

Sur les 4 côtés (couleur rouge) nous avons appliqué la condition au limite de type « zéro charge symétrique » c'est-à-dire un isolant. Sur les deux électrodes nous avons appliqué la condition au limite du type « potentiel électrique » sur l'anode +V et sur la cathode -V.

Sur l'autre face nous avons utilisé continuité.

Pour le modèle Navier-Stocks :

Sur la face 1 nous avons appliqué la condition au limite du type de vitesse entré/sortie $U=0$ et sur les faces 2 et 3 nous avons utilisé la condition au limites du type neutre $[-pI + \eta(\nabla u + (\nabla u)^T)]n = 0$ c'est-à-dire il n'y a pas de paroi, ce qui signifie que la force totale ou visqueux est égale à zéro.

A la sortie (face 22) nous avons utilisé la condition au limite du type pression entré/sortie $P=0$ la force de viscosité est égale à zéro.

Sur les autres faces, nous avons appliqué la condition de non glissement c'est à dire $U=0$ car c'est une paroi.

3.4.4.2 cas avec effet d'écoulement extérieur

Le calcul a été effectué avec 3 vitesses : $U=5\text{m/s}$, $U=10\text{m/s}$, $U=17\text{m/s}$ pour les différentes valeurs du potentiel électrique. Les dimensions de la plaque plane ne changent pas sauf la distance inter-électrode est de 4cm et la dimension des électrodes est anode et elle est de 7cm et la cathode est de 20cm (voir la figure (3.9)). Les principales caractéristiques géométriques du domaine de calcul sont indiquées dans la figure (3.10) le domaine s'étend sur 21.5 cm selon x et de 11.65 cm selon y.

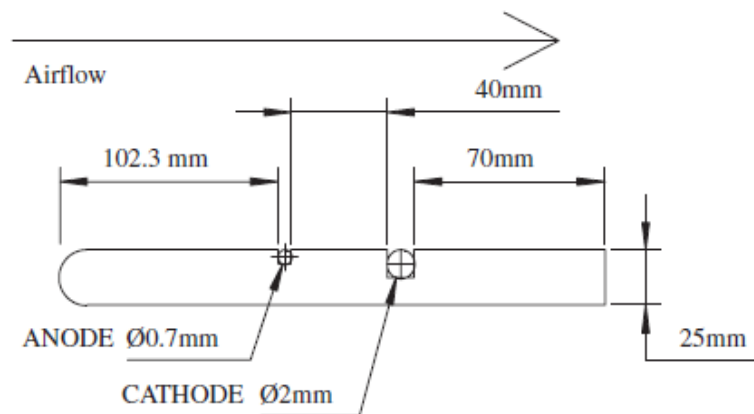


Figure 3.9 Schéma de principal de la plaque plane [19]

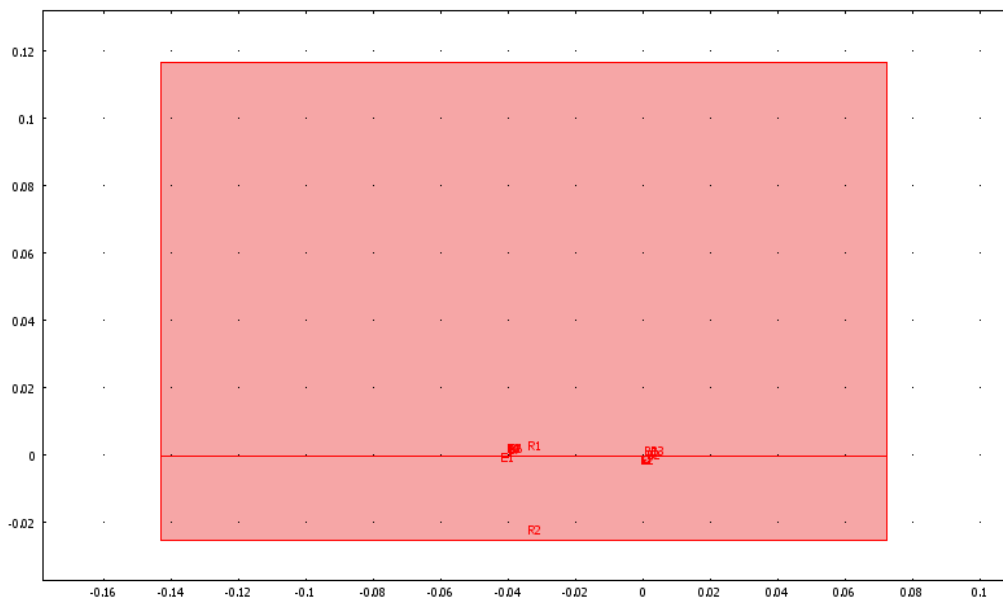


Figure 3.10 domaine du calcul de l'écoulement autour de la plaque plane

➤ Maillage :

Le maillage (voir la figure 3.11) du modèle est obtenu automatiquement à l'aide de comsol 3.3. Le maillage est en maillage non structuré, sa qualité est satisfaisante et sa statistique est la suivante :

Le nombre d'éléments est de 30141

Le nombre de triangles est de 30141

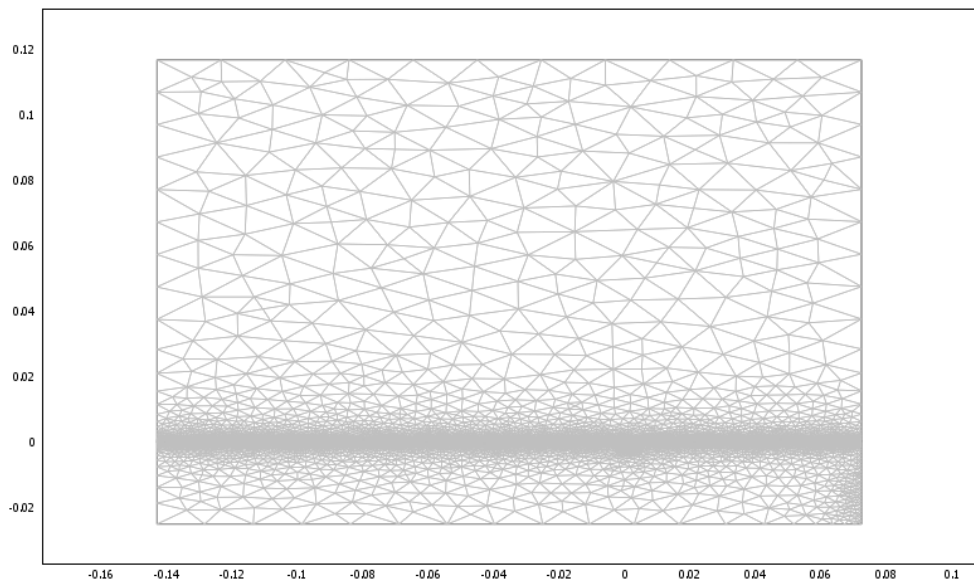


Figure 3.11 maillage du domaine de calcul de l'écoulement autour de la plaque plane

➤ Les conditions aux limites

La figure 3.12 présente les conditions aux limites

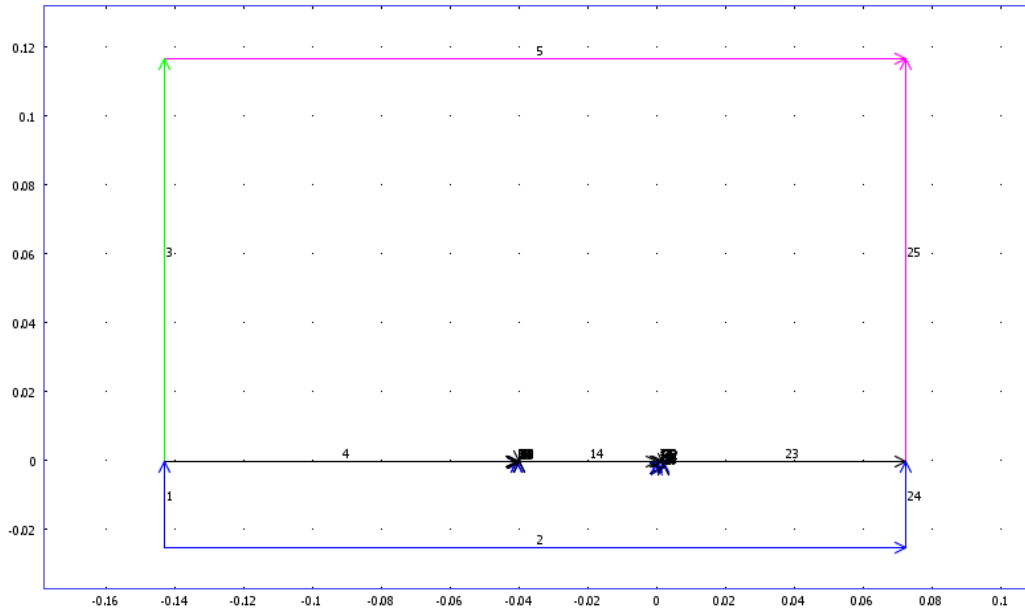


Figure 3.12 les frontières

Pour le l'électrostatique :

Sur les 4 côtés (couleur rose et couleur verte) nous avons appliqué la condition au limite du type « zéro charge symétrique » c'est-à-dire un isolant. Sur les deux électrodes nous avons appliqué la condition au limite du type « potentiel électrique » sur l'anode +V et sur la cathode -V.

Sur l'autre face nous avons utilisé continuité.

Pour le modèle Navier-Stocks :

Sur la face 3 nous avons appliqué la condition au limite du type de vitesse entré/sortie U sur la face 5 nous avons utilisé la condition au limite du type glissement symétrique $n.u = 0, t.[-pI + \eta(\nabla u + (\nabla u)^t)]n = 0$ c'est-à-dire que la condition de glissement signifie que la composante normale de la vitesse est nulle et que la condition de symétrie signifie que la composante tangentielle de la force de viscosité est nulle.

A la sortie (face 25) nous avons utilisé la condition au la limite du type pression entré/sortie $P=0$ c'est-à-dire la force de viscosité est égale à zéro.

Sur les autres faces nous avons appliqué la condition de non glissement c'est à dire $U=0$ à que car c'est une paroi.

➤ Résolutions

Les équations sont discrétisées par la méthode des éléments finis.

Les systèmes sont résolus par le solveur UMEPACK . Le calcul est réalisé avec une tolérance 10^{-6}

3.4.5 L'influence du plasma sur le contrôle de décollement de la couche limite

Après avoir vu dans la partie précédente l'influence des propriétés de la décharge électrique sur la formation du vent ionique telle que le diamètre des électrodes, la distance inter-électrode, la polarité, le potentiel électrique et la nature des du diélectrique ionisé et l'influence de la décharge électrique sur la couche limite ce qui nous intéresse dans cette partie, l'influence de cette dernière sur le décollement de la couche limite. Pour cela nous avons choisi deux géométries qui sont : la plaque plane et le cylindre rond.

3.4.5.1 Cas d'une plaque plane

Le schéma de la figure (3.13) donne une représentation générale de la décharge couronne utilisés dans la simulation. La décharge établie à l'aide de deux électrodes. L'anode est en cuivre de rayon $450\mu\text{m}$ placée au bord d'attaque, la cathode est plane en aluminium ($25 \times 750\text{mm}$), la distance inter-électrode est de 38mm . La plaque est en plexiglas ($300 \times 150\text{mm}$).

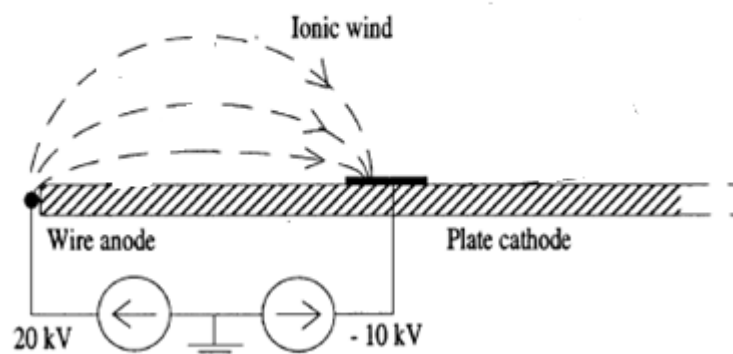


Figure 3.13 Schéma de principe de la plaque plane [17]

➤ Maillage

La figure 3.14 présente le maillage les statistiques du maillage sont :

Le nombre d'éléments est de 39628

Le nombre de triangles est de 39628

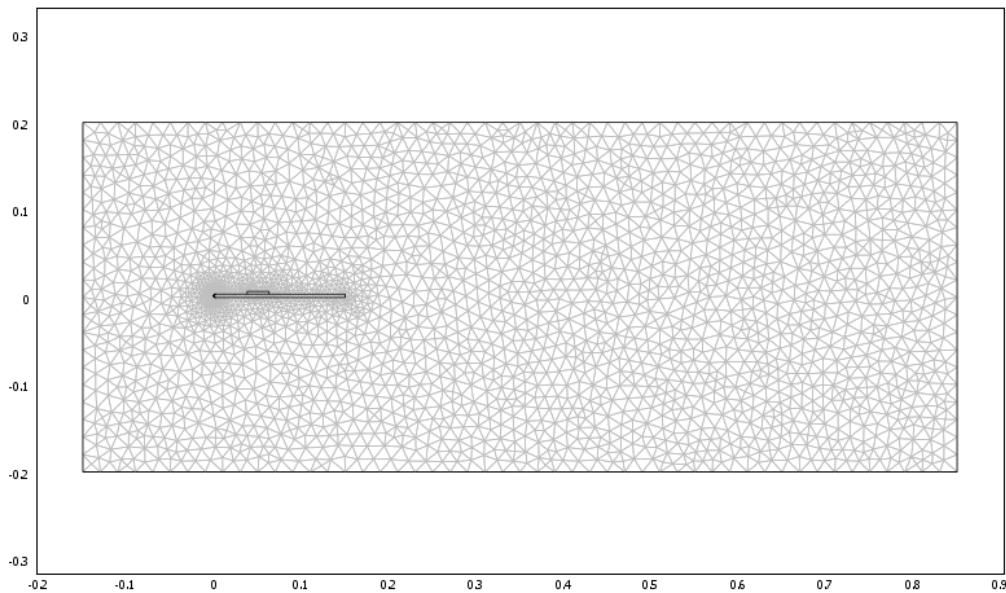


Figure 3.14 maillage du domaine du calcul de l'écoulement autour de la plaque plane

➤ Les conditions aux limites

Nous avons appliqué les mêmes conditions aux limites que ce soit pour le modèle électrostatique ou le modèle Navier-Stokes

3.4.5.2 Cas d'un cylindre rond

L'écoulement autour du cylindre rond, est un cas-test de validation présenté par Comsol. Ce cas-test (pour le cas sans) a été relancé en laminaire avec $Re = 100$. Pour ce nombre de Reynolds, avec décharge électrique est obtenu expérimentalement par Hyun K.T [21]. Le diamètre est placé entre deux électrodes en aluminium de diamètre 0.9mm la distance entre chaque électrode et le cylindre est de 3cm. alors que le diamètre du cylindre est de 1mm (voir la figure 3.15)

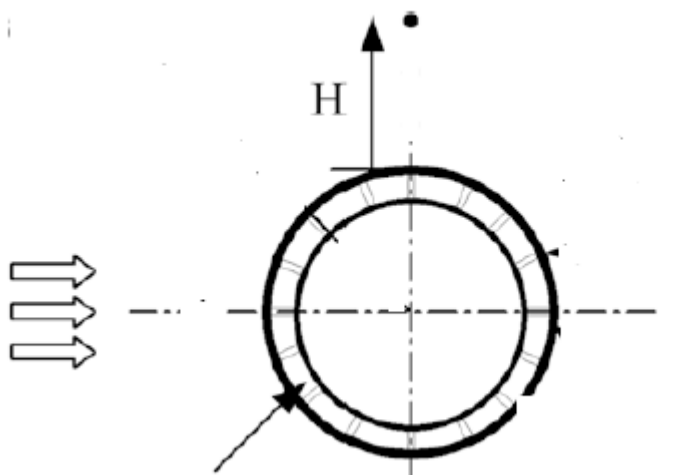


Figure 3.15 schéma principal de la décharge

➤ Maillage :

Le maillage est un maillage non structuré sa qualité est satisfaisante et sa statistique est la suivante :

Le nombre d'éléments est de 5540

Le nombre de triangles est de 5540

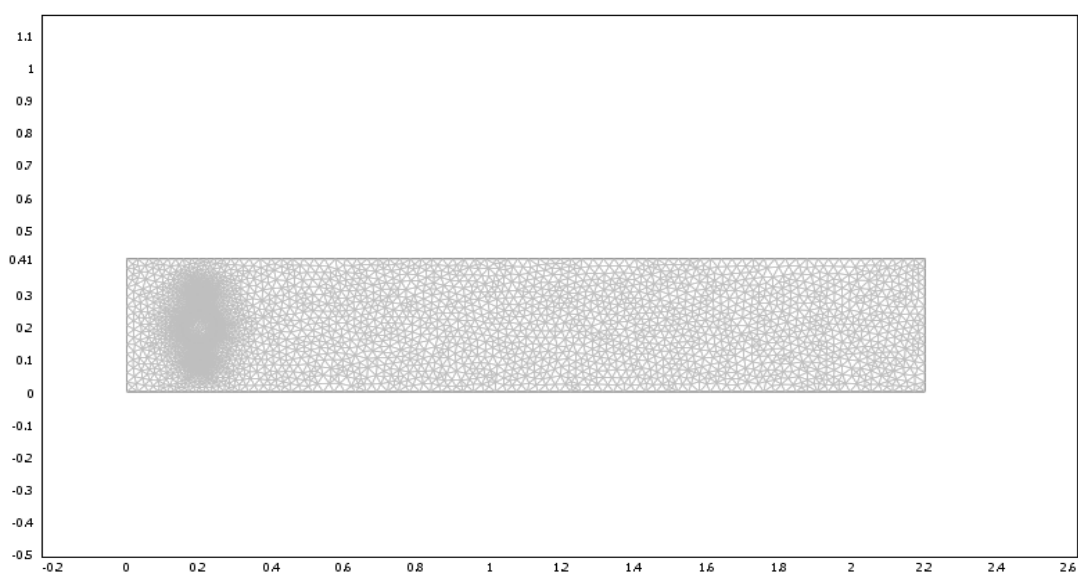


Figure 3.16 : maillage du domaine de calcul de l'écoulement autour du cylindre

➤ Les conditions aux limites :

Pour les conditions aux limites d'électrostatiques nous avons utilisé deux électrodes (l'anode avec $V=25000v$ et la cathode $V=-25000v$) et les faces du cylindre nous avons utilisé continuité et sur la face 1,2,3,4 nous avons utilisé la condition zéro charge symétrique voir la figure 3.16 .

Pour les équations de Navier-Stokes les conditions aux limites sont : Notre écoulement est uniforme (non perturbé) de vitesse $U_{\infty} = 1.5m/s$ (la face 1). Sur les autres faces nous avons appliqué la condition de non glissement c'est à dire $U=0$ à car c'est une paroi et la sortie nous avons utilisé la condition $P=0$

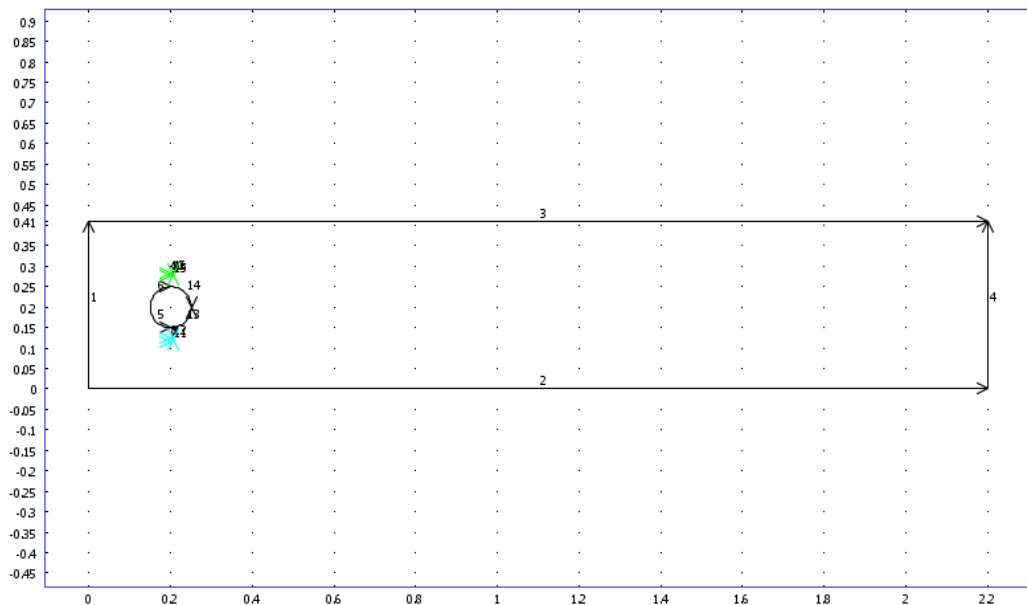


Figure 317: les frontières

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET DISCUSSION

4.1 Introduction

La simulation numérique sous comsol a été rendu possible après plusieurs testes numériques

Les résultats numériques obtenus pour les deux cas ont été comparé pour la validation à ceux d'expérimental.

4.2 Cas d'une plaque plane

Dans cette partie nous allons présenté les résultats des simulations concernant une déchargé couronne en régime continu.

Afin de vérifier si les calculs numériques sont proches des résultats aux quels nous pouvons s'attendre, nous les avons confrontés avec les résultats expérimentaux de Moreau [19], Alexandre Labergue [5]

4.2.1 Actionneur sans effet de l'écoulement extérieur $U=0$

Nous allons ici présenter successivement les résultats concernant l'influence du diamètre des électrodes, de la distance inter-électrode et de la polarité des électrodes

- L'influence des diamètres des électrodes

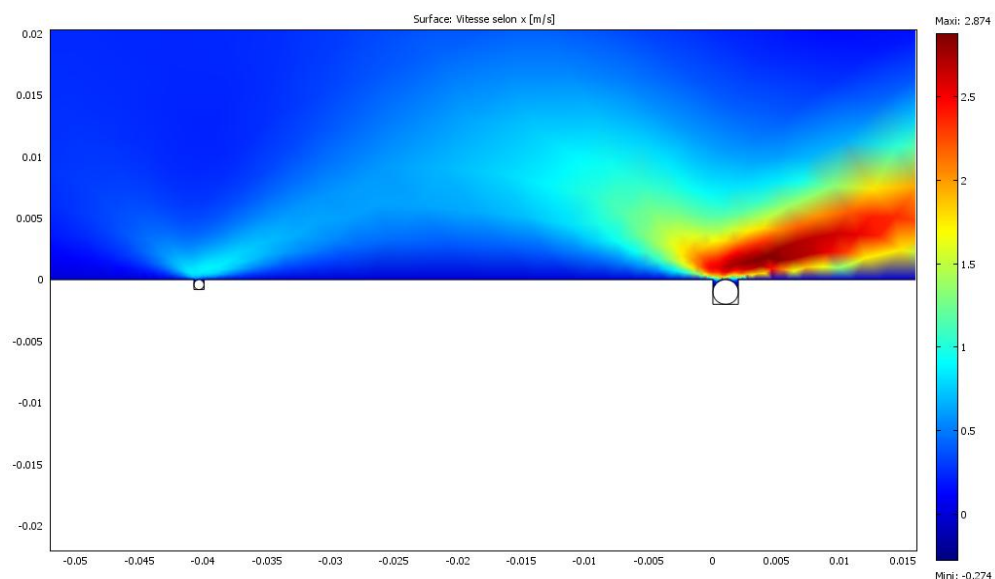
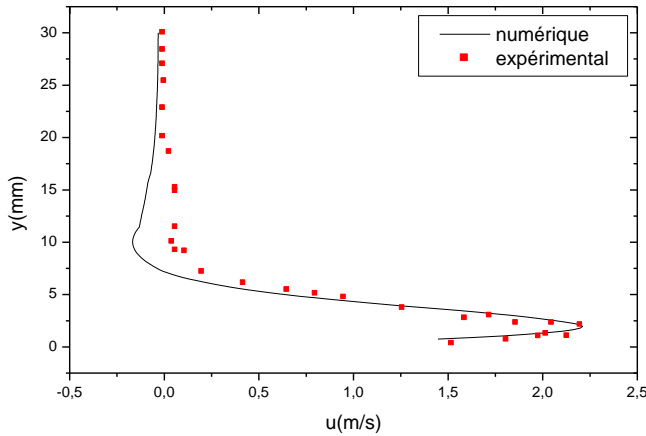
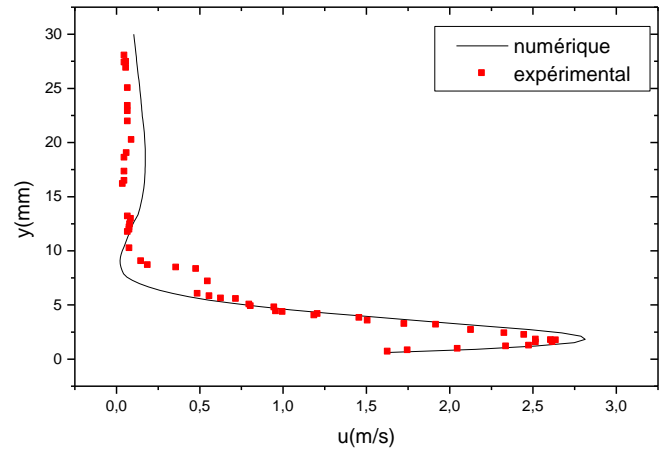


Figure4.1 la vitesse selon x

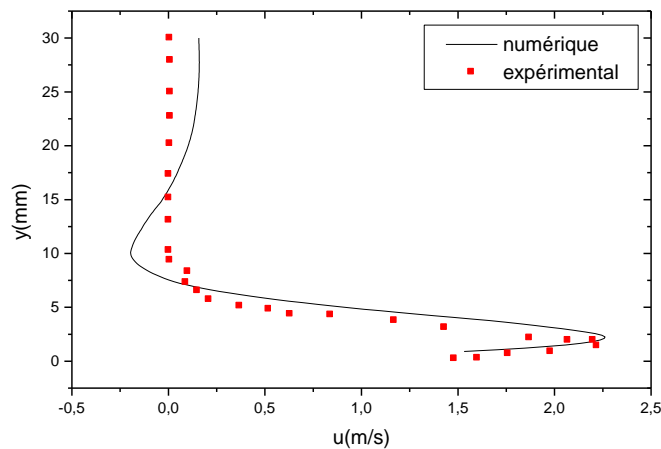
La figure 4.1 représente la vitesse selon X près de la paroi. Le fluide est progressivement mis en mouvement entre les électrodes pour attendre une vitesse 2.5m/s approximativement .



Pour $\Phi_+ = 0,8 \text{ mm}$ $\Phi_- = 2 \text{ mm}$



Pour $\Phi_+ = 0,4 \text{ mm}$ $\Phi_- = 2 \text{ mm}$



Pour $\Phi_+ = 0,4 \text{ mm}$ $\Phi_- = 0,8 \text{ mm}$

Figure 4.2 Profils de vitesse pour différents diamètre tracé à X=10mm

Les profils de vitesse pour les trois configurations ont été tracés à X = 10 mm (Figure 4.2). Ces profils montrent que le maximum de vitesse (2,7 m/s à Y = 1,5 mm) du vent ionique est obtenu avec $\Phi_+ = 0,4 \text{ mm}$ et $\Phi_- = 2 \text{ mm}$, c'est à dire pour la configuration présentant la plus grande dissymétrie des électrodes. Les deux autres profils sont similaires et ont un maximum de vitesse plus petit (2,2 m/s à Y = 1,5 mm).

L'étude de ce premier paramètre nous montre que plus le diamètre de l'anode est petit comparativement à celui de la cathode, plus le vent ionique induit est important.

les résultats numériques sont en accords avec les résultats expérimentaux pour les trois configurations.

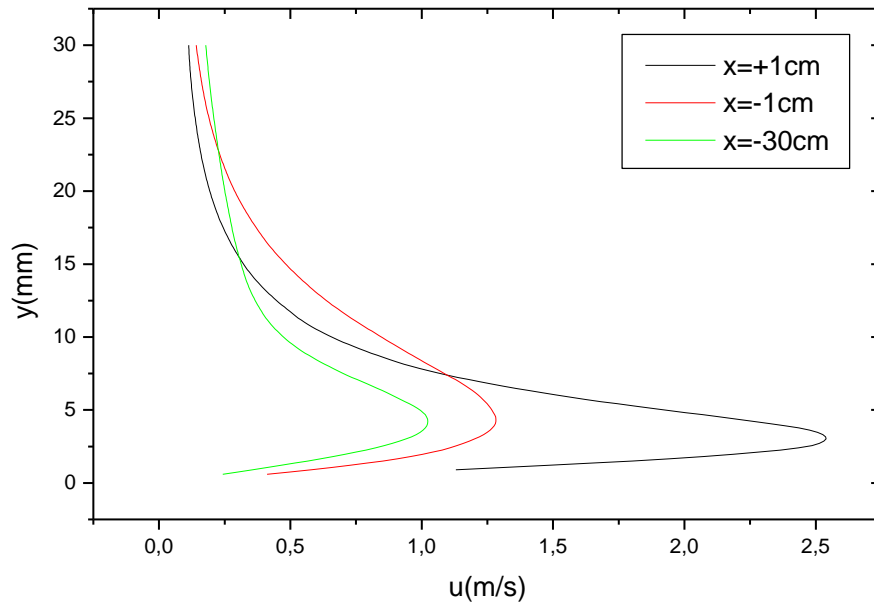


Figure 4.3 profils de vitesse pour différentes valeur de X pour

La figure 4.3 présente des profils de vitesse pour 3 valeurs de x (à $x=+1\text{cm}$ derrière la cathode, $x=-1\text{cm}$ après l'anode et $x=-3\text{cm}$ après l'anode). Nous observons à $x=-3\text{cm}$ la décharge électrique induit une faible vitesse du vent ionique par rapport à $x=-1\text{cm}$ et $x=+1\text{cm}$ est de l'ordre de 1m/s c'est-à-dire plus x augmente et se rapproche de la cathode plus la vitesse augmente ceci est du aux mouvements des ions qui ce dirigent de l'anode vers la cathode.

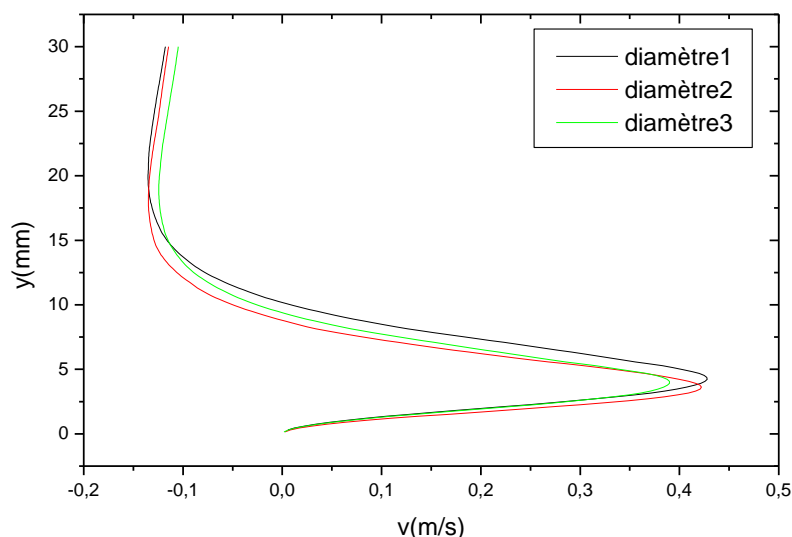


Figure 4.4 la vitesse verticale

La figure 4.4 montre les profils de vitesse verticales pour les trois diamètres ($\Phi_+ = 0,8$ mm $\Phi_- = 2$ mm ; $\Phi_+ = 0,4$ mm et $\Phi_- = 2$ mm ; $\Phi_+ = 0,4$ mm et $\Phi_- = 0,8$ mm). Nous constatons que la décharge induit une faible vitesse verticale ; par rapport à la vitesse horizontale de l'air ionique est de l'ordre de 0.4m/s. cela peut expliquer, le fait que la force électrique selon x à une influence sur l'air au repos. Nous constatons aussi qu'il y n'a pas une influence la dimension du diamètre des électrodes sur la vitesse verticale.

➤ L'influence de la distance inter-électrode

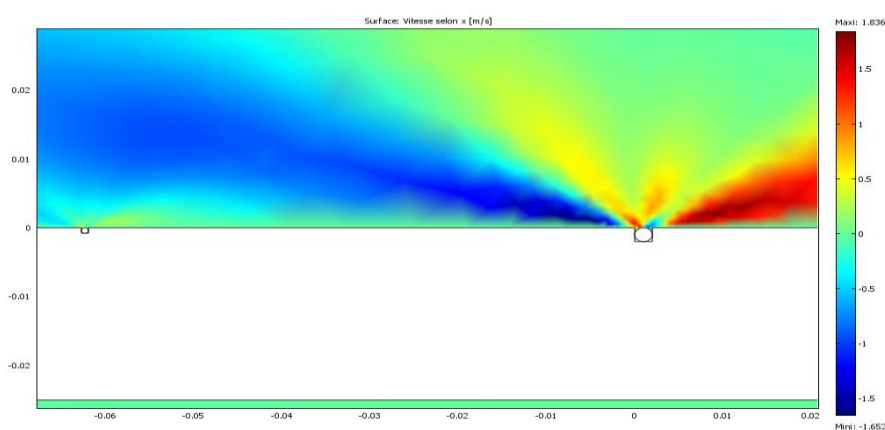
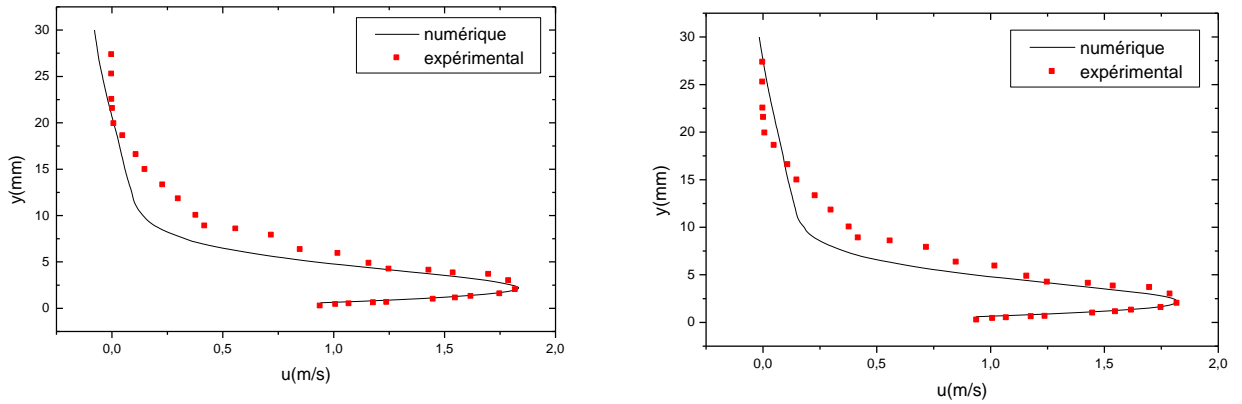


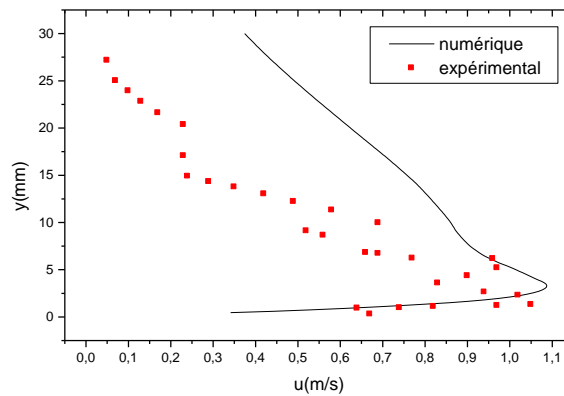
Figure4.5 la vitesse selon x

La figure 4.5 représente la vitesse selon X près de la paroi. Le fluide est progressivement mis en mouvement entre les électrodes pour atteindre une vitesse de 1.5m/s approximativement.



Pour d= 6cm

pour d=4cm



Pour d=8cm

Figure 4.6 les profils de vitesse pour les différentes distances inter-électrodes à X=10mm

La Figure 4.6 décrit les profils de vitesses pour les trois valeurs de d à X = 10 mm. A (d = 8 cm), le profil de vitesse à cette distance montre, un vent ionique plus faible (1,1 m/s au maximum) par rapport à 4 et 6 cm (valeur maximale de 1,8 m/s). De plus, la vitesse maximum de vent ionique est obtenue à une valeur plus grande de Y lorsque d augmente. En effet, si d augmente alors les lignes de champs électrique occupent un volume plus grand au dessus de l'espace inter-électrodes. Par conséquent, le volume dans lequel s'effectue l'échange de quantité de mouvement entre les ions et les particules neutres est également plus important. Ainsi, plus d augmente, plus le vent ionique se diffuse en aval de la cathode et se situe à une distance plus haute au dessus de la surface. Ceci se traduit par des profils de vitesse plus larges dans le sens des Y

(Figure 4.4). les résultats numériques sont en accord avec les résultats expérimentaux sauf pour la 3^{ème} distance.

➤ L'influence de la polarité

L'étude de l'influence du diamètre des électrodes \varnothing , de la distance inter-électrode d a montré des résultats plus satisfaisants pour une plaque en PMMA avec $d = 4$ cm et avec des diamètres d'anodes les plus petits possibles: $\varnothing_+ = 0.4$ mm associé à $\varnothing_- = 2$ mm et $\varnothing_+ = 0.4$ mm associé à $\varnothing_- = 0.8$ mm.

Nous allons désormais, poursuivre ce travail avec ces deux configurations en regardant l'influence de la polarité. Dans un premier cas (Sens 1), nous considérons l'anode et la cathode comme respectivement la petite et la grosse électrode (Figure 4.7.a).

Puis dans un second cas, l'anode et la cathode deviennent respectivement la grosse et la petite électrode (Figure 4.7.b).

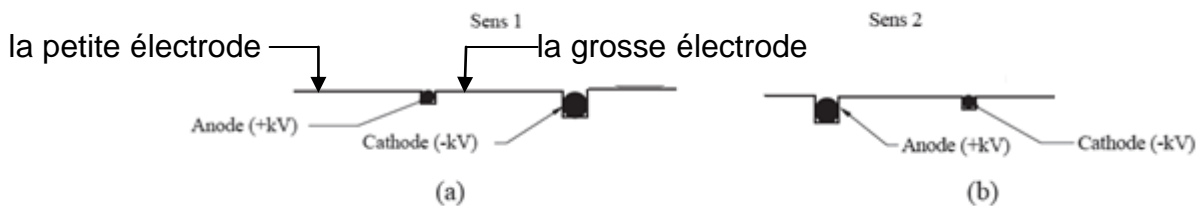


Figure 4.7 représentation schématique pour l'étude de la polarité [5]

➤ Sens 1

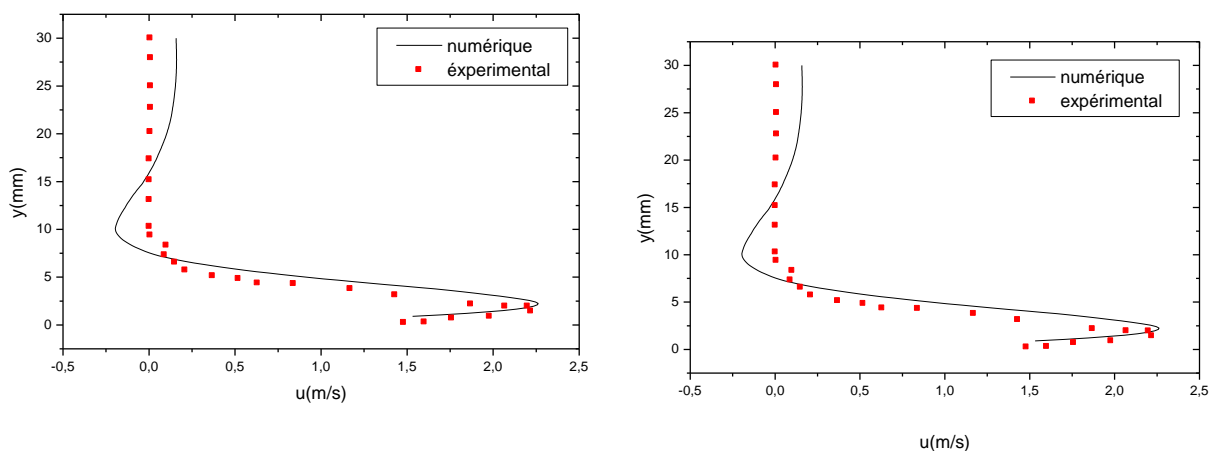
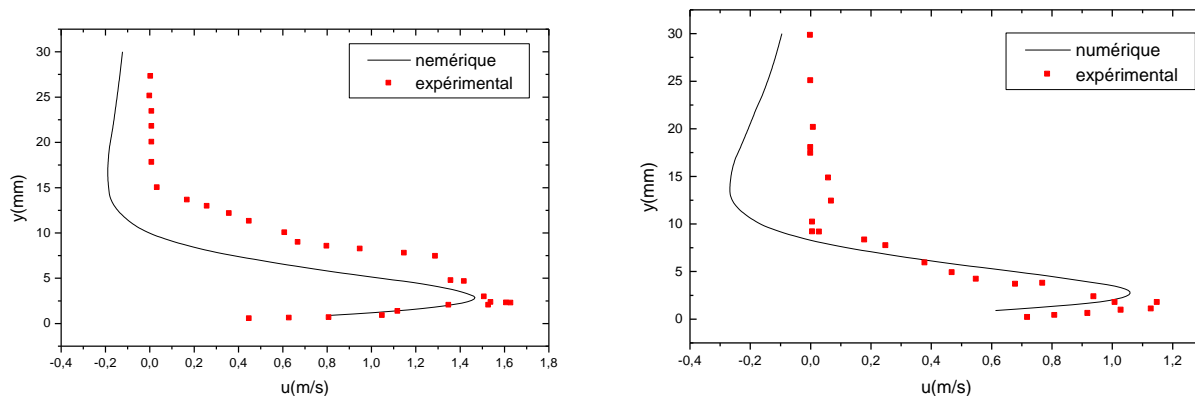
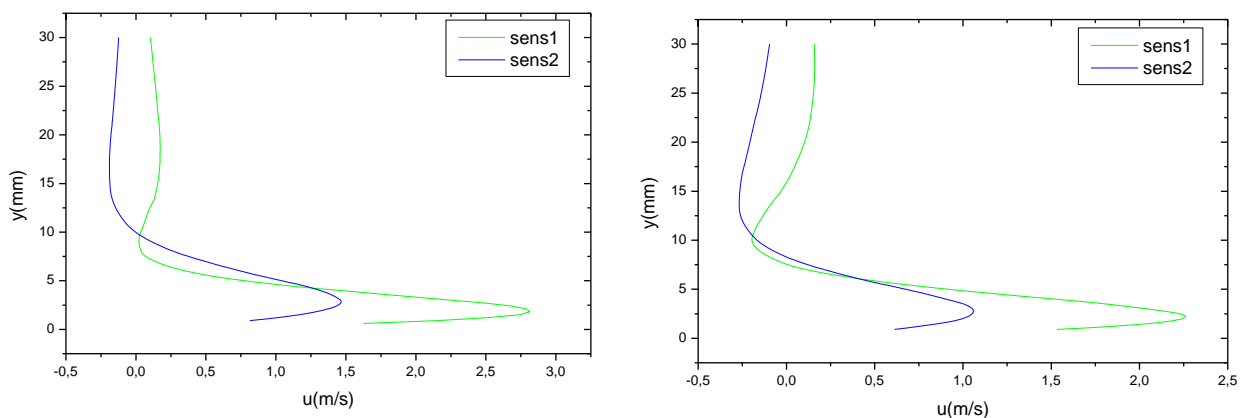


Figure 4.8 les profils de vitesse à $x=1$ cm pour le sens 1

➤ Sens 2

Figure 4.9 les profils de vitesse à $x=1$ cm pour le sens2

Les figures présentent 4.8 et 4.9 les profils de vitesse à $x=1$ cm pour le sens 1 et le sens 2 nous remarquons, qu'il y a une petite divergence entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux



(a)

(b)

Figure 4.10 les Profils de vitesse tracée à $x=1$ cm dans le sens 1 et le sens 2

La Figure 4.10 représente les profils de vitesse tracés à $X = 10$ mm dans chaque sens pour les diamètres d'électrode de 0.4 mm associés à 2 mm (a) et pour 0.4 mm associée à 0.8 mm (b).

Pour les deux plaques, deux principaux constats peuvent être établis :

1) Le maximum de vitesse du vent ionique est atteint lorsque l'anode et la cathode sont respectivement ; la petite et la grosse électrode (Sens 1 voir le graphe couleur verte),

2) Le plasma, et donc le vent ionique, est plus proche de la paroi lorsque l'anode et la cathode sont respectivement la petite et la grosse électrode (sens 1).

➤ Influence du matériau

Après avoir vu l'influence du diamètre des électrodes, la distance inter-électrode et la polarité sur la formation du vent ionisé nous allons nous intéresser dans cette partie à l'influence de la nature du diélectrique sur la formation du vent ionisé. Ces deux plaques ont une distance inter-électrode de 4cm avec $\Phi_+ = 0.8\text{mm}$ et $\Phi_- = 2\text{mm}$

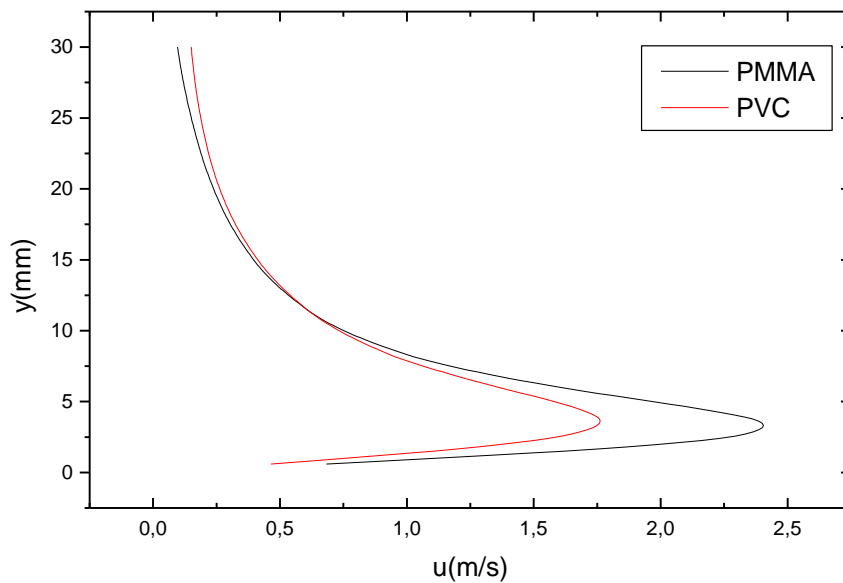


Figure 4.11 profil de vitesse pour différents matériaux à $x=1\text{cm}$

La figure 4.11 montre les profils de vitesse pour ces deux matériaux pour $x=1\text{cm}$ avec $V=\pm$. nous constatons que le maximum de vitesse atteinte avec la plaque PMMA ($u=2.2\text{m/s}$ à $y=2.11\text{mm}$) et pour PVC ($u=1.43\text{m/s}$ à $y=2.2\text{m/s}$). plus le matériau est isolant plus la décharge induit une faible vitesse de l'air ionisé.

➤ Influence du potentiel électrique

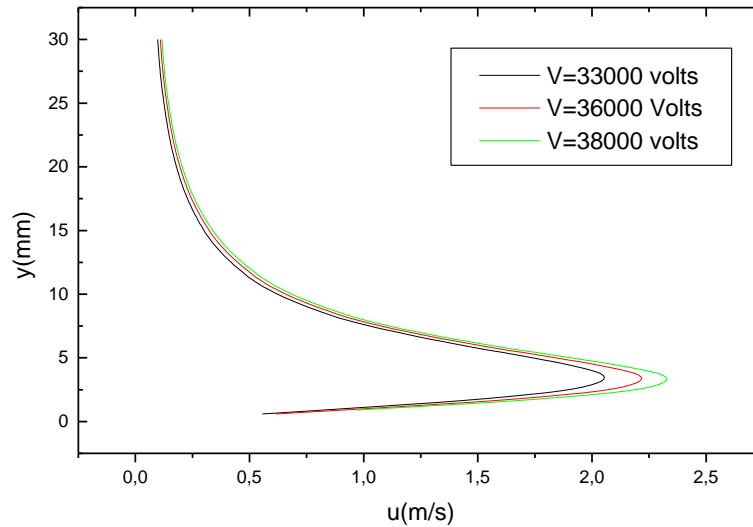


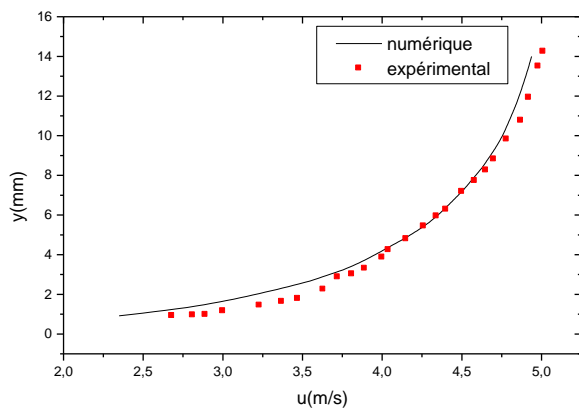
Figure 4.12 profil de vitesse pour différents valeurs du potentiel électrique

La figure 4.12 présente les profils de vitesse pour 3 valeurs du potentiel électrique à $x=1\text{cm}$ derrière la cathode. Nous observons lorsque nous augmentons le potentiel électrique la vitesse de l'air ionisé induit par la décharge augmente jusqu'à atteindre 2.3m/s près de la paroi

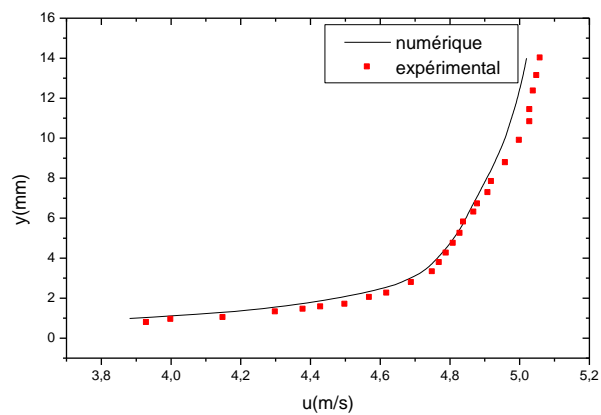
4.2.2 Actionneur avec effet de l'écoulement extérieur

Afin de voir l'influence de la décharge couronne sur un écoulement du type couche limite sur une plaque plane avec une vitesse $U=5\text{m/s}$, $U=10\text{m/s}$ en fin $U=17\text{m/s}$

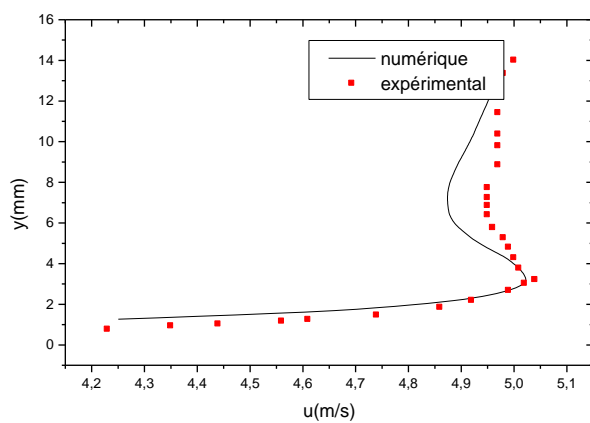
➤ Pour $U=5\text{m/s}$



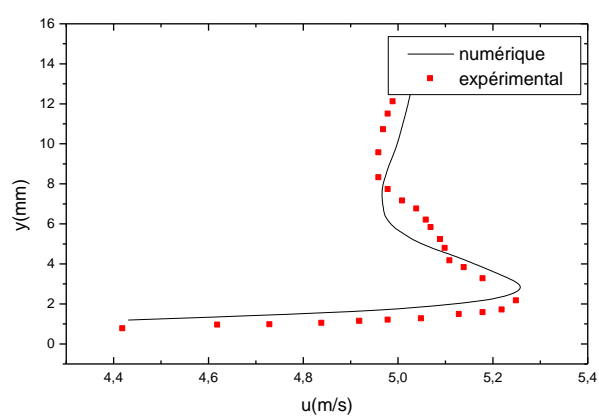
À $V=0\text{V}$



À $V=\pm 3356\text{V}$



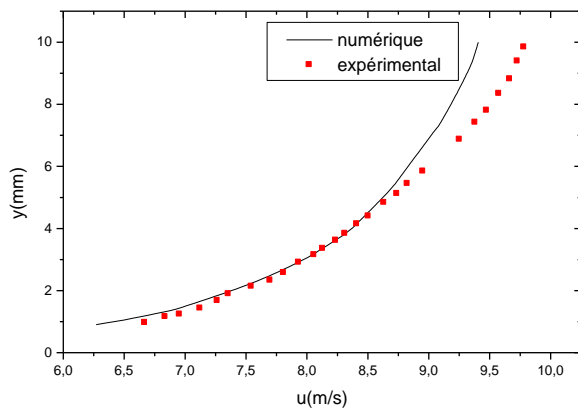
À $V=\pm 36400\text{V}$



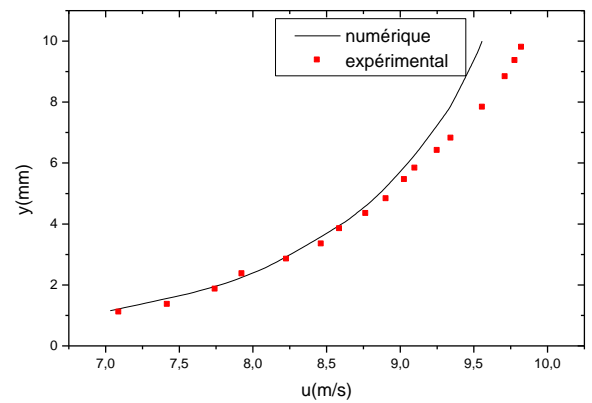
À $V=37400\text{V}$

Figure 4.13 profils de vitesse à $x=1\text{cm}$ et $U=5\text{m/s}$ pour différent valeur du potentiel électrique

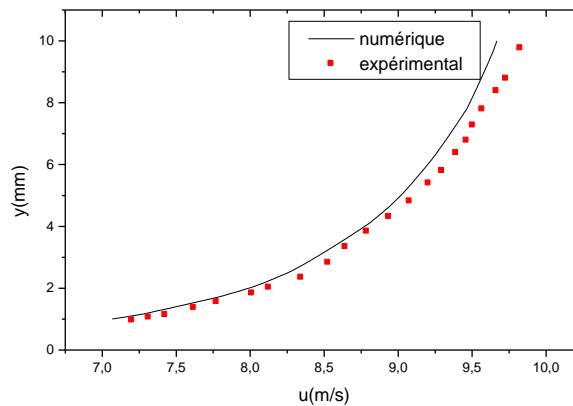
➤ Pour $U_0=10\text{m/s}$



à $V=\pm 0\text{V}$



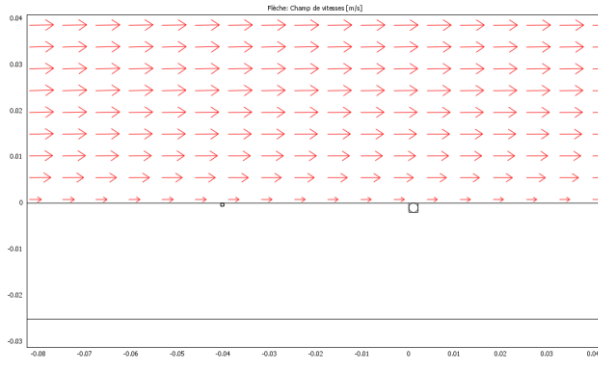
à $V=\pm 3356\text{V}$



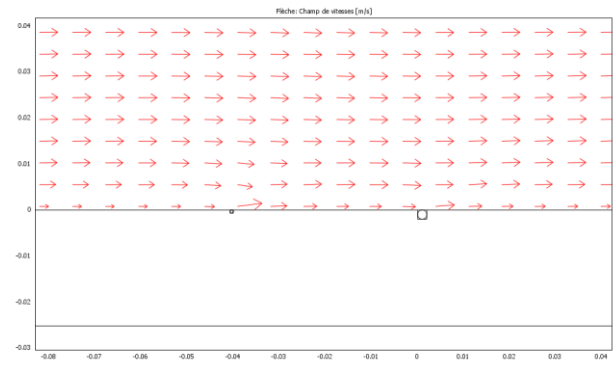
à $V=\pm 36400\text{V}$

Figure 4.14 profils de vitesse à $x=1\text{cm}$ et $U=10\text{m/s}$ pour différentes valeurs du potentiel électrique

Les figures 4.13 et 4.14 illustrent les profils de vitesse pour différentes valeurs du potentiel électrique à $X=1\text{cm}$ (1 cm après la cathode avec $U=5\text{m/s}$ et $U=10\text{m/s}$). Ces profils indiquent que la décharge induit une augmentation de la vitesse du vent à proximité de la paroi. Cette augmentation est due à la décharge électrique convertissant l'énergie électrique en énergie cinétique à l'intérieur de la couche limite afin d'accélérer l'écoulement près de la paroi. Les résultats numériques sont en accord avec les résultats expérimentaux pour $U_0=5\text{m/s}$ et $U_0=10\text{m/s}$.

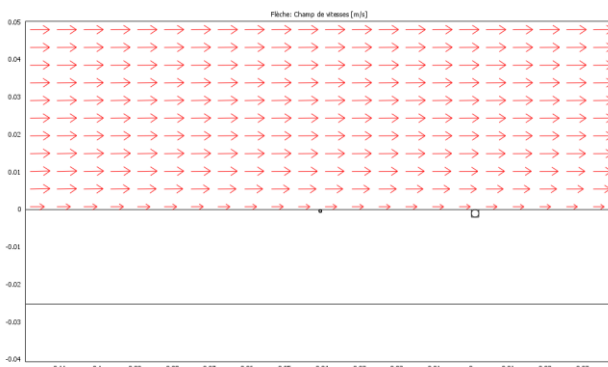


(a)

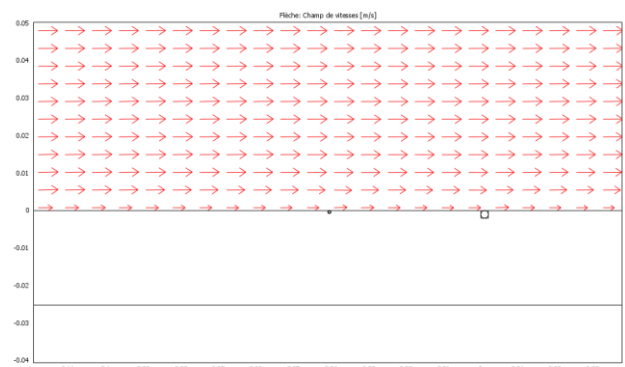


(b)

Figure 4.15 vecteur de vitesse pour $U=5\text{m/s}$ a) sans de plasma ($V=0$) et b) avec plasma ($V=\pm 37400$)



(a')



(b')

Figure 4.16 vecteur de vitesse pour $U=10\text{m/s}$ a') sans de plasma ($V=0$) et b') avec plasma ($V=\pm 36400$)

Les figure 4.15 et 4.16 présentent vecteur de vitesse sans plasma et avec plasma avec une vitesse $U=5\text{m/s}$ et $U=10\text{m/s}$ si nous comparons la figure (a) avec figure (b) et la figure (a') avec (b') nous observons que le vecteur de vitesse au niveau de la paroi avec plasma est plus grande celle sans effet de plasma. D'autre part la décharge électrique a modifié la couche limite. Cette augmentation de la vitesse est due à la formation du vent ionique entre les électrodes donc le fluide est accéléré au niveau de la paroi.

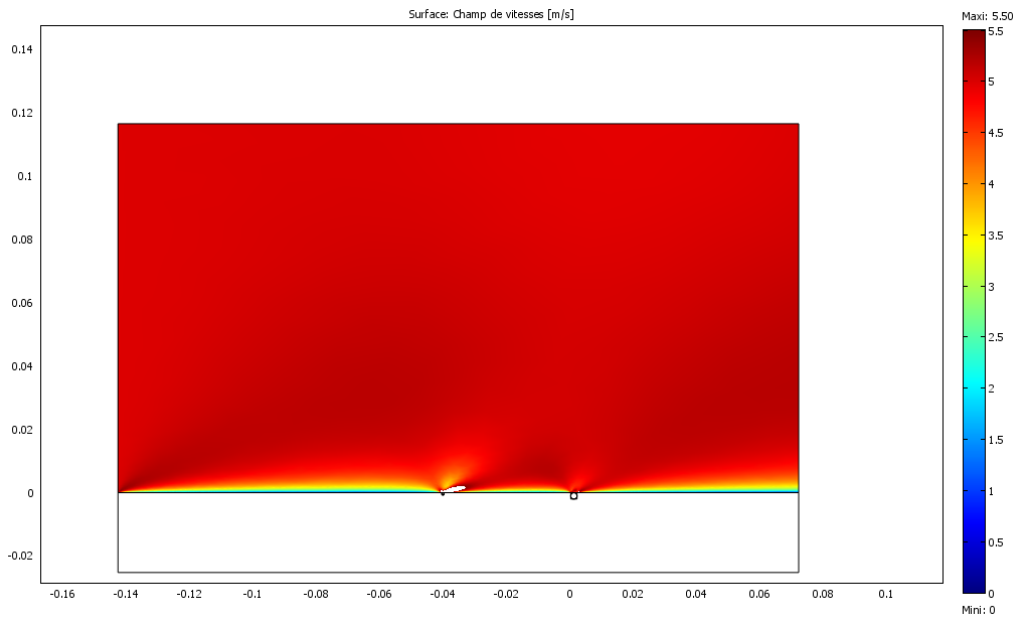


Figure 4.17 le champ de vitesse avec plasma pour $U_0=5\text{m/s}$

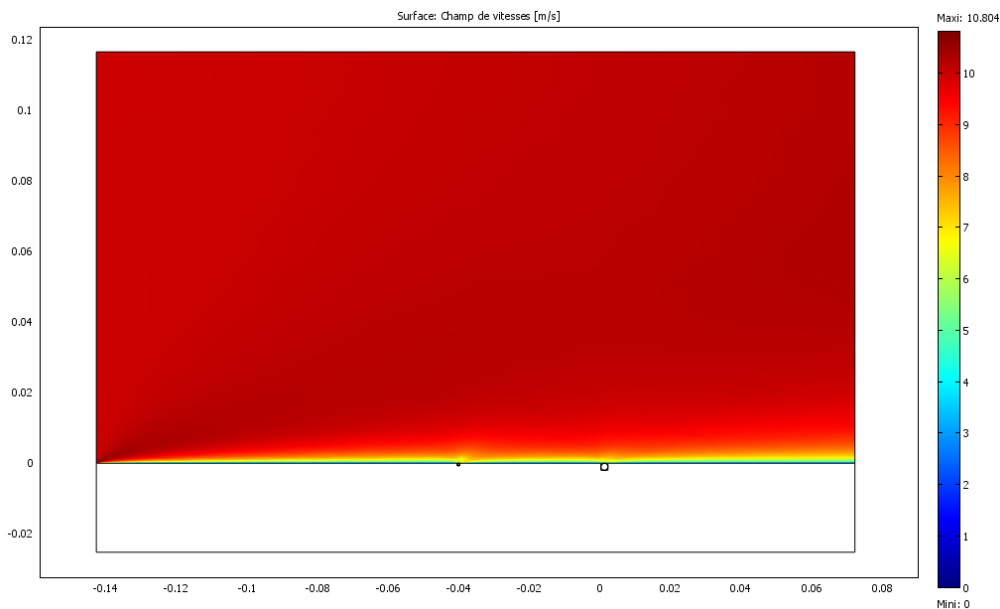


Figure 4.18 le champ de vitesse avec plasma pour $U_0=10\text{m/s}$

La figure 4.17 présente le champs de vitesse avec plasma pour $U_0=5\text{m/s}$ et $V=\pm 37400$. l'action du plasma se traduit par une augmentation très inportante entre les électrodes pour atteindre l'ordre 3.5m/s.

La figure 4.18 illustre le champs de vitesse avec plasma pour $U_0=10\text{m/s}$ et $V=\pm 36400$. Nous remarquons que l'action du plasma se traduit par une légère augmentation de la vitesse entre les électrodes qui atteint l'ordre de 5m/s.

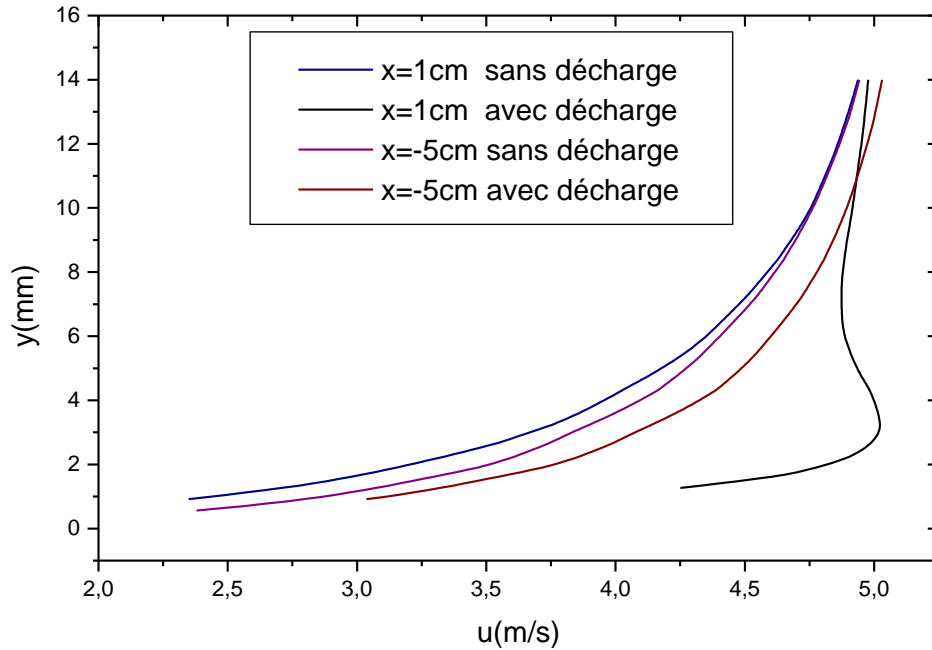


Figure 4.19 les profils de vitesse à $x=1\text{cm}$ et $x=-5\text{cm}$ pour $U_0 = 5\text{m/s}$ en présence et en absence de la décharge

La figure 4.19 présente les profils de vitesse pour $U_0 = 5\text{m/s}$ à $x=-5\text{cm}$ (1cm avant l'anode) et $x=1\text{cm}$ (1cm derrière la cathode) en présence et en absence de la décharge. Nous remarquons que la vitesse selon x augmente jusqu'à atteindre 2m/s au niveau de la paroi derrière la cathode tandis que l'augmentation est négligeable en amont de la décharge c'est-à-dire que la décharge électrique n'a pas d'influence sur l'écoulement avant l'anode c'est après la cathode qu'on aura une déformation du profil de vitesse.

Après avoir vu l'influence de la décharge électrique sur la couche limite nous allons maintenant s'intéresser à l'influence de l'écoulement externe sur la décharge et l'influence de la décharge sur la traînée et sur l'épaisseur de la couche limite .

➤ L'influence de la vitesse externe sur la décharge :

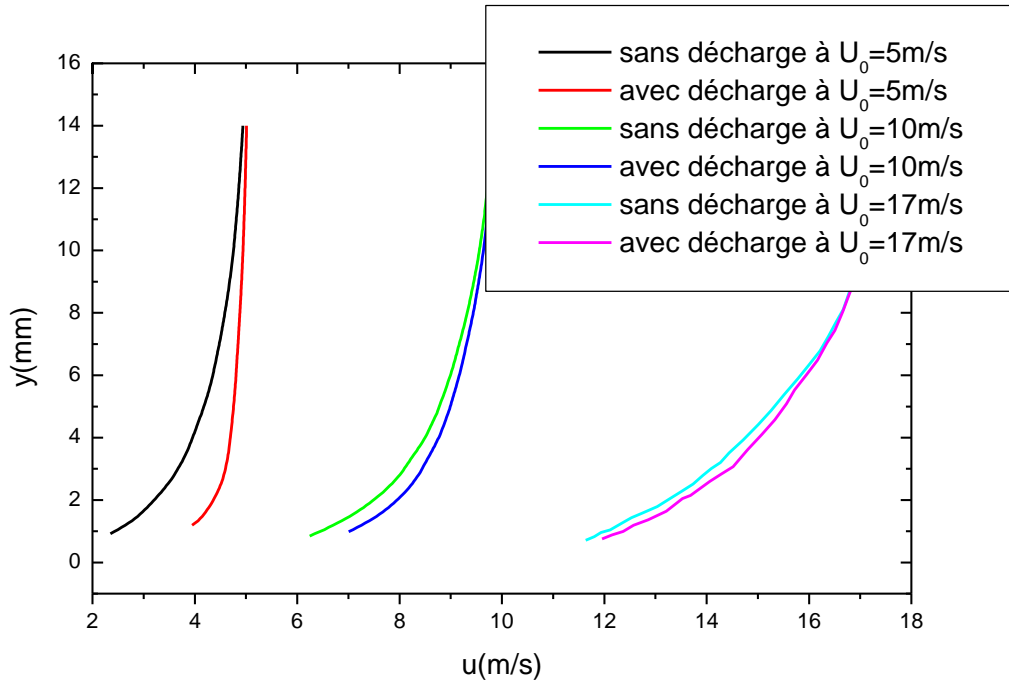


Figure 4.20 Profils de vitesse sur une plaque plane, sans et avec la décharge DC couronne, pour des écoulements à 5, 10 et 17 m/s

La figure 4.20 illustre les profils de vitesse en $x=1$ cm avec décharge électrique et sans décharge électrique pour les valeurs U_0 de 5, 10 et 17 m/s. nous constatons que la vitesse ajoutée par l'actionneur EHD diminue lorsque la vitesse de l'air augmente. Cela est certainement dû au fait que la puissance ajoutée par l'actionneur est constante.

➤ L'influence de la décharge sur la traînée

Pour le calcul de la traînée nous avons utilisé la formule suivante :

$$D(x) = b\rho \int_0^{\delta} u(U_0 - u)dy \quad (4.1)$$

b la largeur de la plaque

ρ la masse volumique de l'air

u la vitesse locale (ms^{-1})

U_0 la vitesse de l'écoulement principal (ms^{-1})

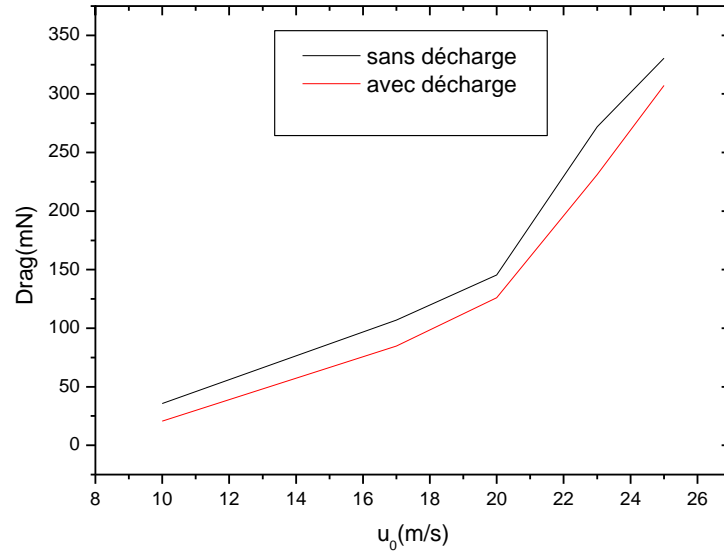


Figure 4.21 la force de trainée en fonction de la vitesse externe sans décharge et avec décharge pour $x=1\text{cm}$

Avec la formule 4.1 nous avons calculé la force de traînée à $x=1\text{cm}$ derrière la cathode pour des vitesses de 10m/s jusqu'à 25m/s (figure 4.21). nous observons pour chaque vitesse d'écoulement, la valeur de la traînée est réduite par application de la décharge. Pour une vitesse de 25m/s elle est réduite de 12%

➤ L'influence de la décharge sur l'épaisseur de la couche limite

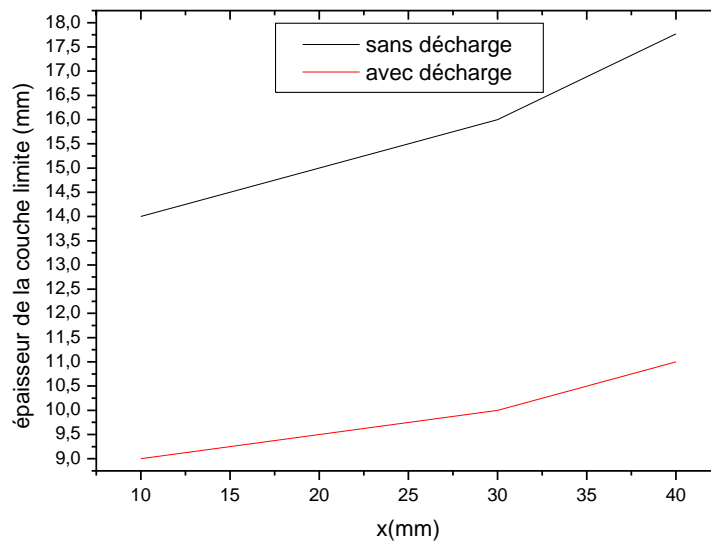


Figure 4.22 épaisseur de couche limite en fonction x à $U_0=5\text{m/s}$ sans décharge et avec décharge

La figure 4.22 illustre l'épaisseur de la couche limite en fonction de x pour $U_0=5\text{m/s}$ sans et avec décharge électrique. nous avons calculé l'épaisseur de la couche limite à partir de $x=1\text{cm}$ derrière la cathode. Nous observons que l'épaisseur de la couche limite a diminuée après avoir appliqué la décharge électrique.

4.3 L'effet de l'actionneur sur le contrôle de décollement de la couche limite :

Nous étudions dans cette partie l'influence de la décharge sur le décollement de la couche limite pour cela nous avons choisi deux géométries la plaque plane et le cylindre rond .

4.3.1 Cas d'une plaque plane

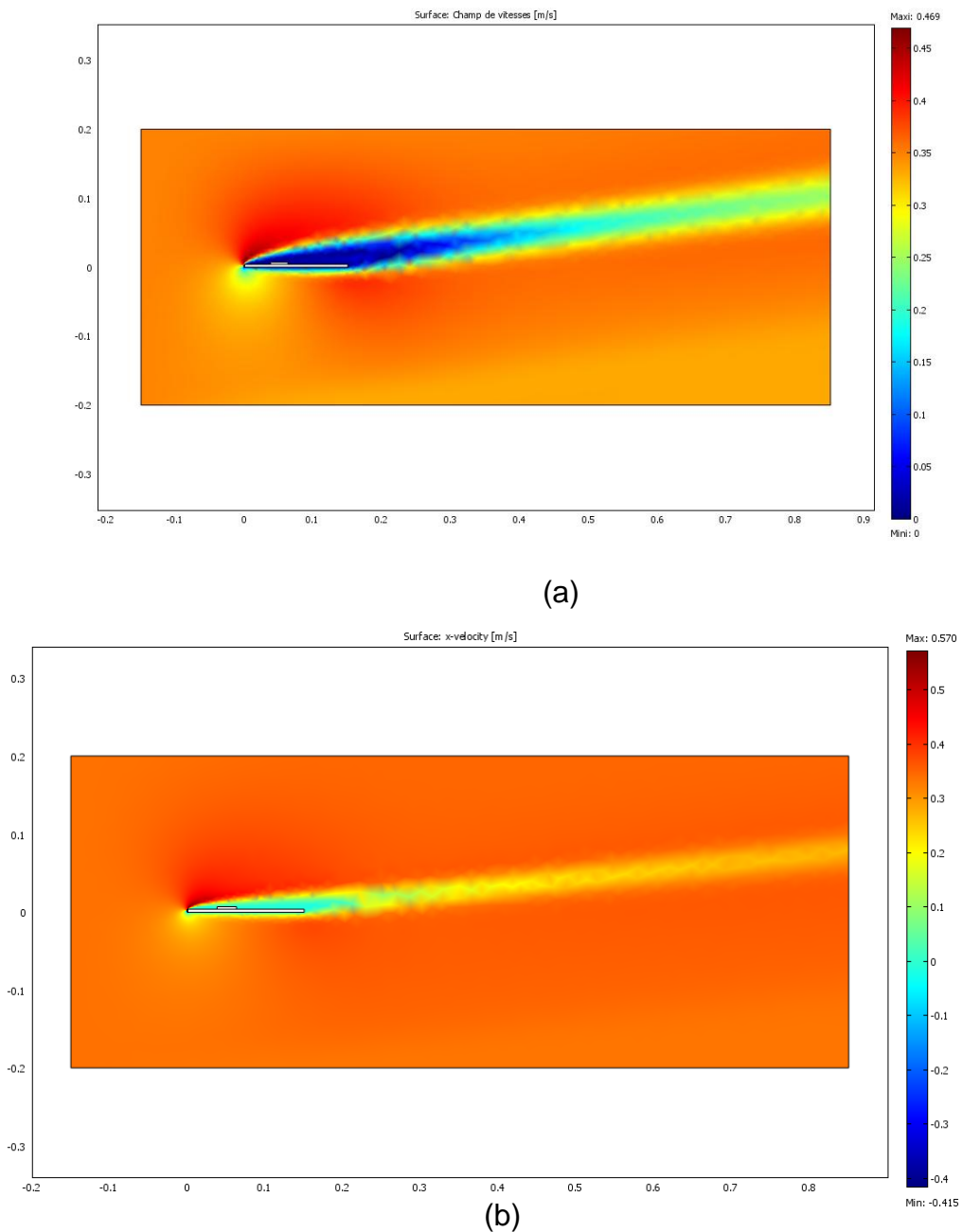
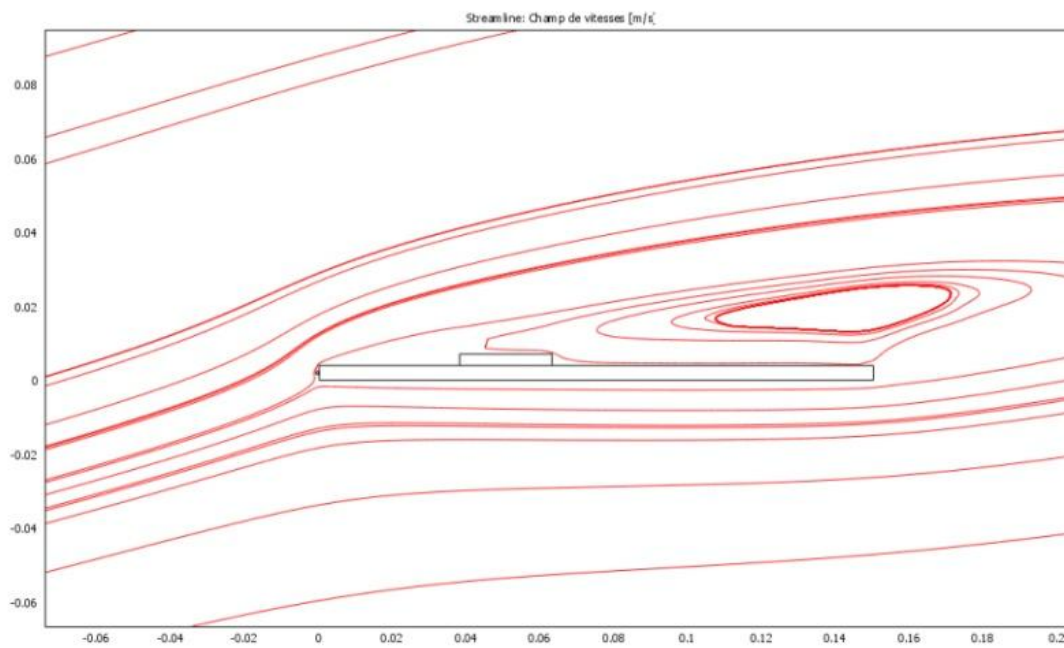
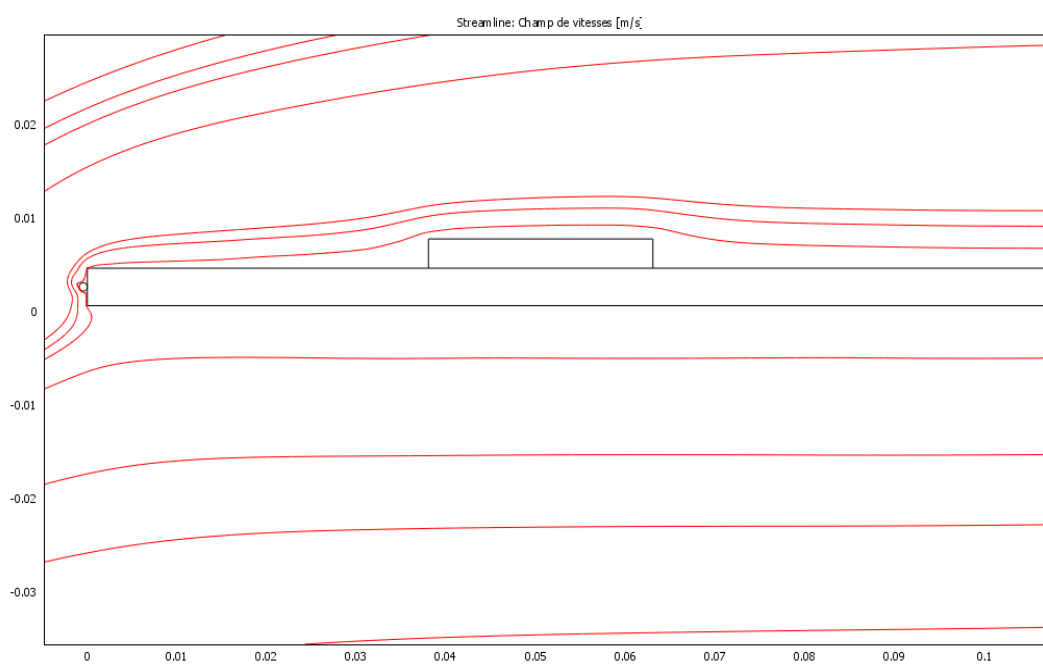


Figure 4.23 Le champ de vitesse pour l'angle d'attaque 15° et la vitesse de l'écoulement 0.35m/s

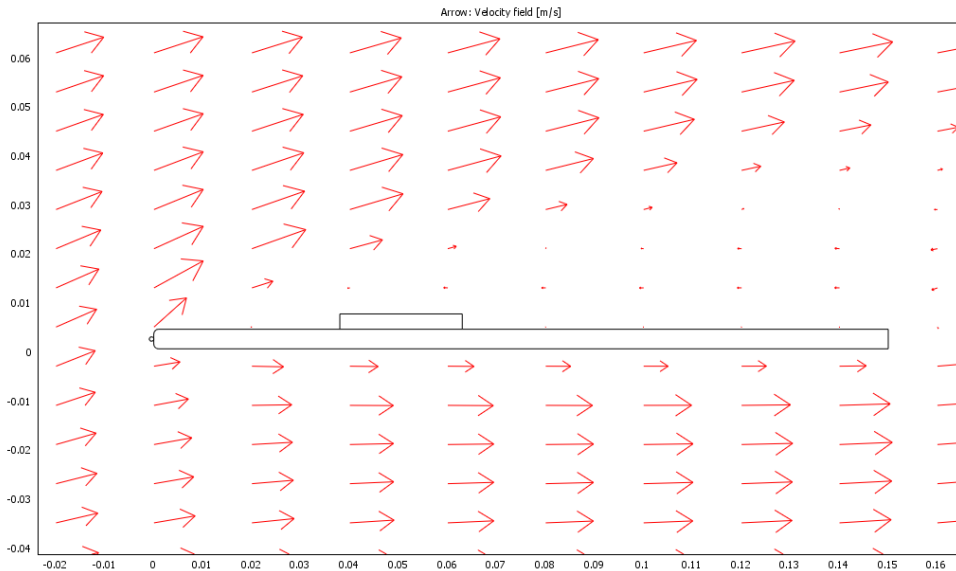


(a)

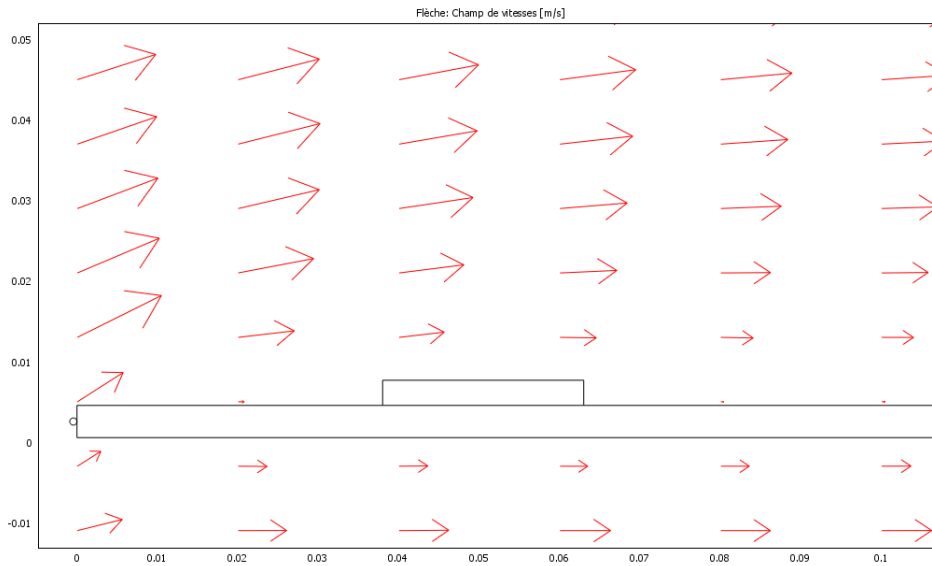


(b)

Figure 4.24 les lignes de courant pour l'angle d'attaque 15° et la vitesse de l'écoulement 0.35m/s



(a)



(b)

Figure 4.25 le vecteur de vitesse pour l'angle d'attaque 15° et la vitesse de l'écoulement 0.35m/s

La figure 4.23 présente la distribution de la vitesse selon x sans décharge et avec décharge à $U_0=0.23\text{m/s}$ et avec l'angle d'attaque $\alpha=15^\circ$. nous constatons d'après la figure 4.23a (sans décharge) que le fluide se sépare de la paroi donc il y a un décollement de la couche limite après la cathode. Lorsque la décharge électrique est appliquée (voir la figure 4.23b) nous remarquons que l'écoulement d'air est rattaché à la paroi. cela peut se traduire par la formation d'un vent ionique proche de la paroi entre l'anode et la cathode à l'intérieur du sillage donc, le fluide est accéléré au niveau de la paroi.

La figure 4.24 présente les lignes de courant autour d'une plaque plane sans décharge avec décharge . nous remarquons qu'il y a une formation d'une zone de recirculation de l'écoulement et le sillage apparait derrière la cathode (voir la figure 4.24a) lorsqu'on a appliqué la décharge nous avons constaté que la zone de recirculation du fluide et le sillage a disparé.

La ditribution du vecteur vitesse autour d'une plaque plane sans décharge et avec décharge sont présenté dans la figure 4.25. Nous observons que le vecteur vitesse au niveau de la paroi a un sens contraire de l'écoulement externe (voir la figure 4.25a) cela se traduit par le décrochage de la couche limite . après avoir appliqué la décharge DC nous observons que le vecteur vitesse au niveau de la paroi a le même sens, que l'écoulement externe par cet effet l'écoulement se rattache à la paroi.

4.3.2 Cas du cylindre rond :

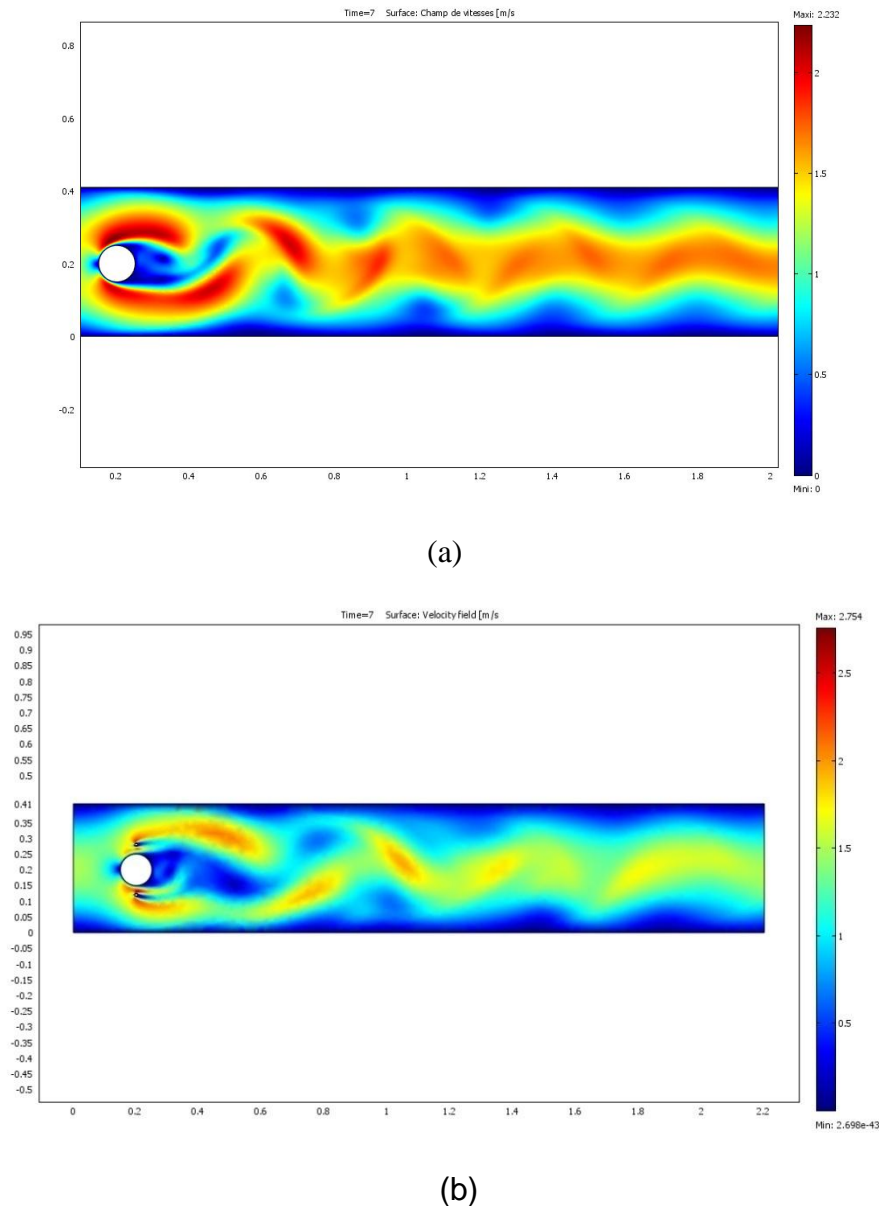
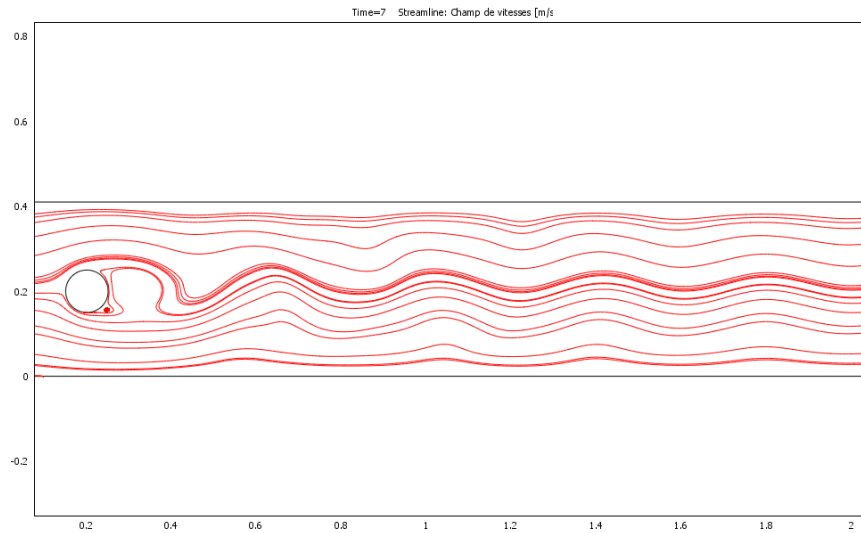
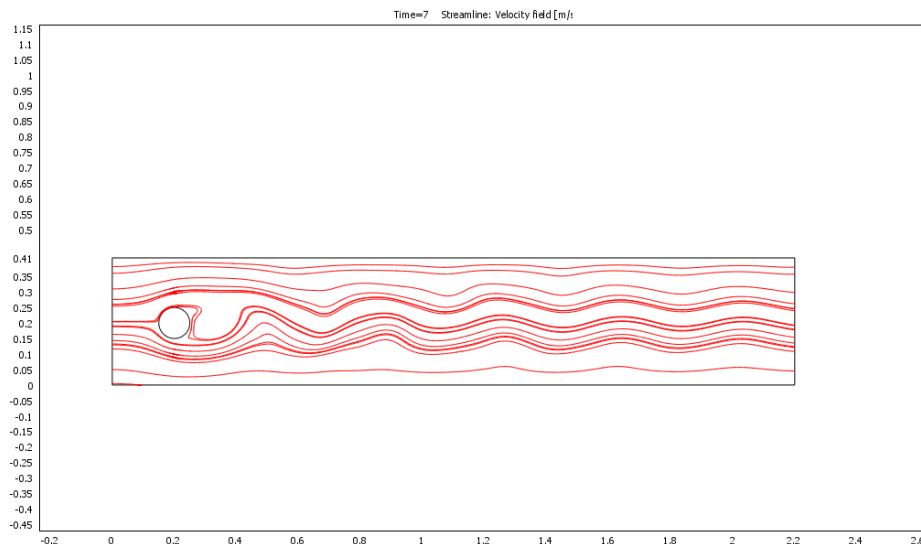


Figure 4.26 champ de vitesse sans plasma et avec plasma



(a)



(b)

Figure 4.27 les lignes de courant sans plasma et avec plasma

La figure 4.26 a) présente la distribution du champ de vitesse à travers un écoulement autour d'un cylindre rond avec $Re=100$ nous constatons que la formation et la diffusion des tourbillons c'est-à-dire que les allées de Vonkarmen apparaissent. Pour la figure 4.26) présente la distribution du champs de vitesse avec plasma. Si nous comparons les deux figures nous remarquons, que les allées de Vorkarmen ont diminuées.

La figure 4.27a) présente les linges de courant sans plasma nous observons que derrière le cylindre il y a le décollement de la couche limite. La figure 4.27b) présente les

lignes de courant avec plasma. Si nous comparons les deux figures nous remarquons que la zone de la recirculation a diminué sous l'effet de plasma, car le gradient de potentiel électrique agit donc directement sur le gradient de pression dans la couche limite. Or la formation du profil de vitesse à la paroi est directement reliée à p_x . Ainsi le profil de vitesse à la paroi est modifié par le potentiel électrique.

4.4 Conclusion

La méthode de couplage des problèmes mécanique des fluides et électrique a été mise en œuvre à partir des résultats d'un modèle simple de la décharge électrique.

Les résultats que nous avons obtenus sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

CONCLUSION

L'objectif de ce présent travail était la modélisation d'une couche limite sous effet d'actionneur à plasma froid et de déterminer l'effet de cette dernière sur la modification de la couche limite. Un modèle numérique de la décharge électrique a été étudié sur des configurations simples telles que la plaque plane et le cylindre rond ; nous avons utilisé ces deux configurations comme une étude préliminaire afin de pour mieux organiser une future étude.

Les résultats obtenus ont montrées que :

- La décharge électrique a eu l'effet sur la modification de la couche limite au niveau de la paroi et la diminution de l'épaisseur de la couche limite ainsi que la réduction de traînée.
- Les phénomènes à l'origine de la création des gaz ionisés dépendent des diamètres des électrodes et la distances inter-électrode, la nature du matériau et enfin la polarité.
- La décharge électrique a pu contrôler le décollement de la couche limite, ainsi que le retard de la transition laminaire-turbulent et le déplacement du point de séparation de l'écoulement (pour la plaque plane) et aussi la zone de la recirculation a diminuée sous l'effet de plasma (cylindre rond).

Les résultats obtenus ont confirmé le grands intérêts scientifiques tels que la réduction de la traînée et le contrôle du décollement.

La validation de nos résultats avec les références [19], [5] donne de bons résultats, ce qui démontre sans aucune équivoque et concrètement la fiabilité de notre modèle électro-hydrodynamique et nos recherches.

Enfin, on peut dire, que cette étude est très bénéfique, elle nous a permise de comprendre et de modéliser un phénomène physique en tenant compte des hypothèses simplificatrices et de déterminer l'influence de chaque paramètre du procédé considéré.

En perspective la recherche sur de nouvelles configurations d'actionneur peut être poursuivie, ainsi que l'application de l'actionneur DC sur le profil d'aile et l'aile et l'application de l'actionneur DC sur d'autres domaines par exemple dans le domaine aéroacoustique afin de diminuer le bruit aérodynamique.

APPENDICE A

LISTE DES SYMBOLES ET ABREVIATIONS

EHD	: Electro-hydrodynamique
DC	: Décharge couronne
DBD	: Décharge barrière diélectrique
MEMS	: Micro-électro mécanique système
A	: espaces considérées
C	: condensateur
D_i	: le coefficient de diffusion
D	: le déplacement électrique [C/m^2]
e^-	: électron
E_i	: le champ électrique [V/m]
f_i	: les forces de volume [N/m^3]
f_b	: la force électrostatique [N/m^3]
n	: la normale
n_j	: densité des particules j considérées
p	: la pression
p_x	: la dérivé de la pression par rapport à x
P	: la polarisation
q	: la charge électrique
R	: Résistance
$U_{i,j}$: la vitesse de l'écoulement

u	: la vitesse selon x [m/s]
u_x	: la dérivé de la vitesse par rapport à x
u_y	: la dérivé de la vitesse par rapport à y
$\tilde{u}(x,t)$: la solution exacte
v	: la vitesse selon y [m/s]
X	: la susceptibilité diélectrique
τ_i	: Le taux d'ionisation
ρ	: la masse volumique du fluide [kg/m ³]
ρ_c	: la densité volumique de charge électrique [C/m ³]
ρ_{free}	: la densité de charge électrique libre
Φ_i	: le potentiel électrique [V]
Φ_x	: la dérivé du potentiel électrique par rapport à x
μ	: la viscosité dynamique du fluide [Pa.s]

BIBLIOGRAPHIE

1. Gad-El-Hak M., Flow Control: Passive, Active, and Reactive Flow Management. 2000: Cambridge University Press.
2. Hefner J.N., Dragging down fuel costs. *Aerosp. Am.*, 1988. 26: p. 14-16.
3. Anders S.G., Sellers W.L., and Washburn A.E. Active Flow Control Activities at NASA Langley. in 2nd AIAA Flow Control Conference. 2004. Portland.
4. Gunzburger M.D., *Perspectives in Flow Control and Optimization*. 2002: Society for Industrial & Applied.
5. A. Labergue et Moreau E., Etude de décharges électriques dans l'air pour le développement d'actionneurs plasmas – Application au contrôle de décollements d'écoulements. 2005.p41-49.
6. Cheick . S. Konté, Modélisation de l'atténuation du signal EMG diaphragmatique de surface , 2010.89-91
7. Gosse J., *Mécanique des fluides*. 1995, Techniques de l'Ingénieur.
8. Schlichting H., *Boundary-Layer Theory*. 6 ed. 1968: McGraw-Hill.
9. Coe D.J., Allen M.G., Rinehart C.S., and Glezer A., Pneumatically actuated micromachined synthetic jet modulators. *Sensors and Actuators A: Physical*, 2006. 132(2): p. 689-700.
10. Smith B.L. and Glezer A., The formation and evolution of synthetic jets. *Physics of Fluids*, 1998. 10(9): p. 2281-2297.
11. Robinson M., A history of the electric wind. *American Journal of Physics*, 1962. 30(5): p. 366-372.
12. Kibler K.G. and Carter J.H.G., Electrocooling in gases. *Journal of Applied Physics*, 1974. 45(10): p. 4436-4440.
13. Go D.B., Garimella S.V., Fisher T.S., and Mongia R.K., Ionic winds for locally enhanced cooling. *Journal of Applied Physics*, 2007. 102(5): p. 053302-8.
14. Moreau E., Airflow control by non-thermal plasma actuators. *J. Phys. D: Apply. Phys.*, 2007. 40: p. 605-636.

15. Fomin V.M., Tretyakov P.K., and Taran J.P., Flow control using various plasma and aerodynamic approaches (Short review). *Aerospace Science and Technology*, 2004. 8(5): p. 411-421.
16. Liu C. and Roth J.R., Applications of the One Atmosphere Glow Discharge Plasma to Illumination and Aerodynamic Boundary Layer Control. *APS Bulletin*, 1994. 39(7): p. 1730.
17. Léger L., Moreau E., Artana G., and Touchard G., Influence of a DC corona discharge on the airflow along an inclined flat plate. *Journal of Electrostatics*, 2001. 51-52: p. 300-306.
18. Cybyk B.Z., Wilkerson J.T., and Grossman K.R. Performance characteristics of the sparkjet flow control actuator. in 2nd AIAA Flow Control Conference. 2004. Portland, Oregon. AIAA 2004-2131.
19. Rajendar A., Crittenden T.M., and Glezer A. Characterization of the Internal Flow Dynamics of Combustion Powered Actuators. in 4th Flow Control Conference. 2008. Seattle, Washington. AIAA 2008-3760.
20. Léger L., Moreau E., and Touchard G. Electrohydrodynamic airflow control along a flat plate by a DC surface corona discharge—Velocity profile and wall pressure measurements. in 1st AIAA Flow Control Conference. 2002. St. Louis, USA.
21. Moreau E., Leger L., and Touchard G., Effect of a DC surface-corona discharge on a flat plate boundary layer for air flow velocity up to 25 m/s. *Journal of Electrostatics*, 2006. 64: p. 215–225.
22. Artana G., Sosa R., Moreau E., and Touchard G., Control of the near wake flow around a circular cylinder with electrohydrodynamic actuators. *Experiments in Fluids*, 2003. 36(6): p. 580–588.
23. Hyun K.T. and Chun C.H., The wake flow control behind a circular cylinder using ion wind. *Experiments in Fluids*, 2003. 35(6): p. 541-552.
24. Roth J.R., Sherman D.M., and Wilkinson S.P. Boundary Layer Flow Control with a One Atmosphere Uniform Glow Discharge Surface Plasma. in 36th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. 1998. Reno, Nevada. AIAA 98-0328.
25. Roth J.R., Subsonic Plasma Aerodynamics for Flight Control of Aircraft, in 2006 International Symposium on Electrohydrodynamics. 2006: Buenos Aires, Argentina. p. 351-362.
26. Enloe C.L., McLaughlin T.E., VanDyken R.D., Kachner K.D., Jumper E.J., and Corke T.C. Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma. in 41st AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit. 2003. Reno, Nevada. AIAA 2003-1021.

27. Enloe C.L., McLaughlin T.E., Font G.I., and Baughn J.W. Parameterization of Temporal Structure in the Single Dielectric Barrier Aerodynamic Plasma Actuator. in 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting. 2005. Reno, Nevada. AIAA 2005-564.
28. Pons J., Moreau E., and Touchard G., Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties and induced airflow characteristics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2005. 38: p. 3636-3642.
29. Benard N., Jolibois J., Touchard G., and Moreau E. A Directional Plasma-Jet Device Generated by Double DBD Actuators – An Active Vortex Generator for Aerodynamic Flow Control. in 4th Flow Control Conference. 2008. Seattle, Washington. AIAA 2008-3763.
30. Shcherbakov Y.V., Ivanov N.S., Baryshev N.D., Frolovskij V.S., and Syssoev V.S. Drag reduction by AC Streamer Corona Discharges along a Wing-like Profile Plate. in 31 st AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. 2000. Denver, CO. AIAA 2000-2670.
31. Post M.L. and Corke T.C. Separation control on high angle of attack airfoil using plasma actuators. in 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2003. Reno, Nevada. AIAA2003-1024.
32. Post M.L., Greenwade S.L., Yan M.H., Corke T.C., and Patel M.P. Effects of an Aerodynamic Plasma Actuator on an HSNLF Airfoil. in 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2007. Reno, Nevada. AIAA 2007-638.
33. Borghi C.A., Carraro M.R., and Cristofolini A. Plasma and flow characterization in a flat panel one atmosphere uniform barrier discharge. in 36th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. 2005. Toronto, Ontario. AIAA paper 2005-5307.
34. Cristofolini A., Borghi C.A., Carraro M.R., and Neretti G. A Study of the Electrical Supply System of a Surface Barrier Discharge for EHD Flow Acceleration. in 38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. 2007. Miami, FL AIAA 2007-4516.
35. Opaits D.F., Roupasov D.V., Starikovskaia S.M., Starikovskii A.Y., Zavialov I.N., and Saddoughi S.G. Plasma control of boundary layer using low-temperature non-equilibrium plasma of gas discharge. in 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2005. Reno, Nevada. AIAA 2005-118.
36. Opaits D.F., Neretti G., Likhanskii A.V., Zaidi S., Shneider M.N., Miles R.B., and Macheret S.O. Experimental Investigation of DBD Plasma Actuators Driven by Repetitive High Voltage Nanosecond Pulses with DC or Low-Frequency

- Sinusoidal Bias. AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. 2007. Miami, FL. AIAA 2007-4532.
37. Nudnova M.M., Roupasov D.V., Tsyganov D.L., Zavyalov I.N., and Starikovskii A.Y. PLASMA ASSISTED AERODYNAMICS. in 16th International Conference on Gas Discharges and their Applications. 2006. Xi'an, China.
 38. Magnier P., Dong B., Hong D., and Hureau J., Action of a pulsed DBD actuator on a slow jet. *Journal of Electrostatics*, 2008. 66(7-8): p. 369-74.
 39. Moreau E., Louste C., and Touchard G., *Electric wind induced by sliding discharge in air at atmospheric pressure*. *Journal of Electrostatics*, 2008. 66: p. 107–114.
 40. Moreau E., Sosa R., and Artana G., Electric wind produced by surface plasma actuators: a new dielectric barrier discharge based on a three-electrode geometry. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2008. 41(11): p. 115204.
 41. Sosa R., Artana G., Moreau E., and Touchard G., Stall control at high angle of attack with plasma sheet actuators. *Experiments in Fluids*, 2007. 42: p. 143–167.
 42. Sosa R., Kelly H., Grondona D., Marquez A., Lago V., and Artana G., Electrical and plasma characteristics of a quasi-steady sliding discharge. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2008. 41: p. 035202.
 43. Louste C., Artana G., Moreau E., and Touchard G., Sliding discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties. *Journal of Electrostatics*, 2005. 63: p. 615–620.
 44. Labergue A., Leger L., Moreau E., Touchard G., and Bonnet J.P., Experimental study of the detachment and the reattachment of an airflow along an inclined wall controlled by a surface corona discharge-application to a plane turbulent mixing layer. *Industry Applications, IEEE Transactions on*, 2004. 40(5): p. 1205-1214.
 45. Labergue A., Léger L., Moreau E., and Touchard G., Effect of a plasma actuator on an airflow along an inclined wall: P.I.V. and wall pressure measurements. *Journal of Electrostatics*, 2005. 63: p. 961–967.
 46. Magnier P., Hong D., Leroy-Chesneau A., Bauchire J.M., and Hureau J., Control of separated flows with the ionic wind generated by a DC corona discharge. *Experiments in Fluids*, 2007. 42(5): p. 815-825.
 47. Liu C. and Roth J.R., Applications of the One Atmosphere Glow Discharge Plasma to Illumination and Aerodynamic Boundary Layer Control. *APS Bulletin*, 1994. 39(7): p. 1730.

48. Odic E., Goldman A., Goldman M., Dhainaut M., and Dussart R., Current distribution of AC surface discharges and associated chemistry. *Journal of Electrostatics*, 2006. 64(7-9): p. 477-484.
49. Enloe C.L., McLaughlin T.E., Vandyken R.D., Kachner K.D., Jumper E.J., and Corke T.C., *Mechanisms and Responses of a Single Dielectric Barrier Plasma Actuator: Plasma Morphology*. *AIAA Journal*, 2004. 42(3): p. 589-594.
50. Santhanakrishnan A. and Jacob J.D. On Plasma Synthetic Jet Actuators. in 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2006. Reno, Nevada. AIAA 2006-317.
51. Santhanakrishnan A. and Jacob J.D., Flow control with plasma synthetic jet actuators. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2007. 40(3): p. 637-651.
52. Pierre Mognie., Etude expérimental du contrôle d'écoulement Aérodynamique subsonique par action de plasma froid surfacique à pression atmosphérique. 2007 chapitre 1 p 64