

Sommaire

Sommaire.....	1
Liste des figures.....	5
ملخص	10
Abstract.....	11
Résumé.....	12
INTRODUCTION GENERALE	13
CHAPITRE 1 : REVUE BIBLIOGRAPHIQUE	15
Partie 1 : Le contrôle des écoulements.....	16
1. Introduction.....	16
2. Notions de base en mécanique des fluides.....	16
2.1. Régimes d'écoulements	16
2.2. Principe de similitude-Nombre de Reynolds.....	17
2.3. Couche limite.....	18
2.4. Paramètres caractéristiques de la couche limite.....	18
2.5. Transition de la couche limite.....	20
2.6. Décollement de la couche limite	21
a. <i>Décollement de pression</i>	23
b. <i>Décollement inertiel</i>	24
3. Définition du contrôle	25
4. Principe et méthodes usuelles	26

□ <i>Aspiration</i>	26
□ <i>Soufflage</i>	27
□ <i>MEMS (MicroEletroMechanical Systems)</i>	29
Partie 2 : Les décharges électriques dans les gaz	30
1. Introduction	30
2. Définition du plasma	30
3. Caractérisation des décharges électriques	31
3.1. Paramètres physiques des plasmas	31
3.2. Classification des plasmas	32
3.3. Mécanisme de formation et processus physique des décharges électriques	33
3.4. Les décharges électriques à pression atmosphérique	34
3.4.1. Décharges Couronnes	35
3.4.2. Décharge à Barrière Diélectrique	36
4. Le vent électrique (Le vent ionique)	38
4.1. Historique	38
4.2. Vitesse du vent électrique	39
5. Conclusion	41
CHAPITRE 2 : ETUDE DES ACTIONNEURS PLASMA (ACTIONNEURS EHD)	42
1. Introduction	43
2. Principe du contrôle d'écoulement par actionneurs EHD	43
3. Différents types d'actionneurs EHD	44
3.1. Actionneur à décharge DC couronne	44
3.2. Actionneur à DBD	48
3.3. Actionneur à décharge glissante	53
3.4. Actionneur DBD à jet	54

4. Applications	57
5. Conclusion	59
CHAPITRE 3 : MODELISATION DU PROBLEME	60
1. Introduction.....	61
2. Equations de base.....	63
3. Position du problème	64
3.1. Formulation mathématique du problème électrique	65
3.2. Résolution du problème électrique	67
3.3. Equations de Maxwell dans les matériaux diélectriques	69
4. Méthodes numériques.....	71
4.1. Schéma de calcul numérique	71
5. Modélisation sur COMSOL	73
5.1. Modélisation d'une Plaque plane	74
5.2. Modélisation d'un cylindre	80
6. Conclusion	83
CHAPITRE 4 : RESULTATS ET DISCUSSIONS	84
1. Introduction.....	85
2. Etude d'un actionneur à décharge DC couronne.....	85
2.1. Etude du vent ionique.....	85
□ <i>Influence du diamètre des électrodes</i>	89
□ <i>Influence de la distance inter-électrode</i>	93
□ <i>Influence de la polarité</i>	96
□ <i>Influence du matériaux</i>	100
□ <i>Influence du potentiel électrique</i>	103
2.2. Etude de la couche limite sous l'influence d'une décharge DC couronne (Plasma).....	104

□	<i>Influence de la décharge sur la vitesse d'écoulement au sein de la couche limite</i>	104
□	<i>Influence de la décharge sur la trainée</i>	110
□	<i>Influence de la décharge sur l'épaisseur de la couche limite</i>	111
□	<i>Influence de la décharge sur le décollement de la couche limite</i>	112
	<i>a. Plaque plane</i>	112
	<i>b. Cylindre</i>	115
	<i>c. Profil symétrique</i>	118
	CONCLUSION GENERALE	123
	Notations et Symboles.....	124
	Bibliographie	126

Liste des figures

Figure (1.1) : Différents régimes dans l'écoulement d'eau et de fumée.....	17
Figure (1.2) : Développement de la couche limite d'un écoulement sur une plaque plane avec une incidence zéro d'après Schlichting [2].....	18
Figure (1.3) : Conventions de notation de la couche limite.....	20
Figure (1.4) : Transition de la couche limite sur une plaque plane [3].....	21
Figure (1.5) : Profils de couche limite en fonction du gradient de pression.....	22
Figure (1.6) : a) système de coordonnées curvilignes utilisé. b) évolution du profil de vitesse d'une couche limite laminaire [4].	23
Figure (1.7) : Décollements sur l'extrados d'une aile soumise à un gradient de pression [5].....	24
Figure (1.8) : Visualisation par bulles d'hydrogène du décollement de couche limite sur un dièdre [6].	25
Figure (1.9) : Schéma de principe de l'aspiration de la couche limite (Comolet, 1994).	27
Figure (1.10) : Schéma de principe de soufflage tangentiel de la couche limite (Comolet, 1994).	28
Figure (1.11) : Visualisation de l'écoulement d'air de 0.2 m/s autour d'un cylindre, dans le cas d'un soufflage continu normal à l'aval du cylindre (Tensi et Al, 2002). La valeur C_{μ} correspond au débit d'air soufflé par rapport à l'écoulement principal.	28
Figure (1.12) : Schéma d'un actionneur MEMS en fonctionnement a) d'aspiration et b) de soufflage [11].....	29
Figure (1.13) : Différentiation des plasmas en fonction de la densité électronique n_e , l'énergie électronique kT_e et la longueur de Debye λ_D (Hollahan et Bell, 1974)	32
Figure (1.14) : Caractéristique courant-tension des décharges à pression atmosphériques.....	34
Figure (1.15) : Descriptif de la décharge couronne positive.....	36

Figure (1.16) : Descriptif de la décharge couronne négative.....	36
Figure (1.17) : Configurations existantes de décharges à barrière diélectrique.....	37
Figure (1.18) : Géométrie de DBD générant de décharge surface.....	38
Figure (1.19) : Variation de la vitesse du vent ionique en fonction du courant de décharge [10].....	40
Figure (2.1) : Principe schématique du contrôle d'écoulement de l'actionneur EHD.....	44
Figure (2.2) : Schémas de différentes configurations de l'actionneur EHD à décharge DC couronne [15].....	46
Figure (2.3) : 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° [14] a) sans plasma et b) avec plasma.	46
Figure (2.4) : 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 [12].	47
Figure (2.5) : Comparaison du champ de vitesse sans et avec la décharge sur un profil NACA0015 avec une incidence de 15° [12].	47
Figure (2.6) : Configurations schématiques de l'actionneur EHD à DBD proposées par Roth et Al [20].....	48
Figure (2.7) : Actionneur DBD.....	49
Figure (2.8) : Schéma équivalent à un actionneur DBD.....	49
Figure (2.9) : Schéma du mécanisme de DBD surfacique proposé par Enloe et al [24].	51
Figure (2.10) : Description de la décharge pendant l'alternance positive [26] a) basse fréquence, b) haute fréquence.....	52
Figure (2.11) : Description schématique du « piston poreux » pour le transfert de quantité de mouvement [26].	53
Figure (2.12) : Actionneur EHD à décharge glissante a) schéma de la configuration d'actionneur, b) photo de la décharge avec VDC négative.	54
Figure (2.13) : Schéma de l'actionneur DBD à jet et le champ de vitesse [28].....	55

Figure (2.14) : 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 [27].	56
Figure (2.15) : Visualisation de l'effet d'un actionneur DBD sur un écoulement autour d'un profil NACA0015 [29].	57
Figure (2.16) : L'effet d'un actionneur DBD sur un jet [30].	58
Figure (2.17) : Visualisation de l'effet de l'actionneur DBD sur un écoulement autour d'un cylindre [31]	58
Figure (3.1) : Organigramme de résolution [32].	62
Figure (3.2) : La solution des deux équations, l'équation de POISSON et l'équation de conservation de la charge par approximations successives [32].	68
Figure (3.3) : Organigramme de calcul [32].	72
Figure (3.4) : Discritisation du domaine par éléments finis.	73
Figure (3.5) : Schéma de principe de la plaque plane [10].	75
Figure (3.6) : Schéma de principe de la plaque plane sur COMSOL.	75
Figure (3.7) : Maillage de la plaque sur COMSOL.	76
Figure (3.8) : Conditions aux limites.	76
Figure (3.9.a) : Wall	77
Figure (3.9.b) : Open Boundary	77
Figure (3.9.c) : Inlet	77
Figure (3.9.d) : Outlet	77
Figure (3.10) : Schéma de principe de la plaque plane (configuration 2) [10].	78
Figure (3.11) : Schéma de principe de la plaque plane sur COMSOL (configuration 2).	79
Figure (3.12) : Maillage de la plaque sur COMSOL (configuration 2).	79
Figure (3.13) : Schéma de principe du cylindre [32].	80
Figure (3.14) : Schéma de principe du cylindre sur COMSOL.	81
Figure (3.15) : Maillage du cylindre sur COMSOL.	81

Figure (3.16) : Conditions aux limites.	82
Figure (4.1) : Vitesse du vent ionique.....	86
Figure (4.2) : Profils de vitesse horizontale tracés à différentes positions.	87
Figure (4.3) : Profils de vitesse verticale tracés à différentes positions.	88
Figure (4.4) : Profils de vitesse horizontale pour différents diamètres (Expérimentale) [10].	89
Figure (4.5) : Profils de vitesse horizontale pour différents diamètres (Numérique).	90
Figure (4.6) : Profils de vitesse verticale pour différents diamètres (Numérique).	91
Figure (4.7) : Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour les trois diamètres. ..	92
Figure (4.8) : Profils de vitesse horizontale pour différentes distances (Expérimentale) [10].	93
Figure (4.9) : Profils de vitesse horizontale pour différentes distances (Numérique).	94
Figure (4.10) : Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour les trois distances. .	95
Figure (4.11) : Représentation schématique pour l'étude de la polarité [10].	96
Figure (4.12) : Profils de vitesse horizontale pour les deux sens (Expérimentale) [10].	97
Figure (4.13) : Profils de vitesse horizontale pour les deux sens (Numérique).	98
Figure (4.14) : Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour les deux sens.	99
Figure (4.15) : Profils de vitesse horizontale pour différents matériaux (Expérimentale) [10].	100
Figure (4.16) : Profils de vitesse horizontale pour différents matériaux (Numérique).	101
Figure (4.17) : Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour les deux matériaux.	102
Figure (4.18) : Profils de vitesse horizontale pour différents potentiels électriques.	103
Figure (4.19) : Profils de vitesse locale avec et sans plasma, pour $U_\infty = 5$ m/s.	104
Figure (4.20) : Profils de vitesse locale avec et sans plasma, pour $U_\infty = 10$ m/s.	105
Figure (4.21) : Profils de vitesses locales avec et sans plasma, pour $U_\infty = 17$ m/s.	106
Figure (4.22) : Vecteurs de vitesse au voisinage de la paroi a) sans et b) avec plasma.	107
Figure (4.23) : Couche limite a) sans et b) avec plasma.	108

Figure (4.24) : Profils de vitesses locales avec et sans plasma tracés à différentes positions.	109
Figure (4.25) : Force de traînée en fonction de la vitesse externe avec et sans plasma.	110
Figure (4.26) : Epaisseur de la couche limite en fonction de (x) avec et sans plasma.	111
Figure (4.27) : Champ de vitesse autour d'une plaque a) sans et b) avec plasma, pour $U_{\infty} = 3$ m/s et $\alpha = 20^{\circ}$	112
Figure (4.28) : Lignes de courant autour d'une plaque a) sans et b) avec plasma, pour $U_{\infty} = 3$ m/s et $\alpha = 20^{\circ}$	113
Figure (4.29) : Vecteurs de vitesse autour d'une plaque a) sans et b) avec plasma, pour $U_{\infty} = 3$ m/s et $\alpha = 20^{\circ}$	114
Figure (4.30) : Champ de vitesse autour d'un cylindre a) sans et b) avec plasma.	116
Figure (4.31) : Lignes de courant autour d'un cylindre a) sans et b) avec plasma.	117
Figure (4.32) : Modélisation du profil NACA0015 sur COMSOL.	118
Figure (4.33) : Maillage du profil NACA0015 sur COMSOL.	118
Figure (4.34) : Champ de vitesse autour du profil NACA0015 a) sans et b) avec plasma, pour $U_{\infty} = 5$ m/s et $\alpha = 15^{\circ}$	119
Figure (4.35) : Champ de vitesse autour du profil NACA0015 a) sans et b) avec plasma, pour $U_{\infty} = 5$ m/s et $\alpha = 15^{\circ}$ (vue plus proche).	120
Figure (4.36) : Lignes de courant autour du profil NACA0015 a) sans et b) avec plasma, pour $U_{\infty} = 5$ m/s et $\alpha = 15^{\circ}$	121

ملخص

التحدي القائم حاليا في الديناميكية الهوائية هو التحكم في تدفق الهواء من أجل تخفيض قوة السحب، زيادة الرفع و الحد من عدم الاستقرار. وفي هذا السياق، فإن الهدف من هذا العمل هو نمذجة و محاكاة بطريقة عددية تأثير البلازما الباردة على الطبقة الحدودية و هذا بتطبيق حقل كهربائي لتحقيق ما هو مرغوب فيه (نقل نقطة الفصل، تغيير قوة السحب، و زيادة الاستقرار). ولتحقيق هذا تم تفريغ شحنة على سطح لوح مسطح و أسطوانة.

للتحقق من صحة هذا النموذج تمت مقارنة النتائج بقياسات تجريبية حيث أشارت الى نتائج مرضية.

Abstract

The actual challenge for the aerodynamic is to control the air flow in order to reduce drag, increase lift, and control instabilities. In this context, The purpose of this work is to model and simulate by a numerical method a boundary layer under the influence of a cold plasma actuator. The main objectif is to control a boundary layer by an electric field in order to move the separation point, change the force of drag and track stabilization. In order to do this a continuous corona discharge is applied on simple surfaces such as flat plate, a cylinder and a symetric profile.

To validate this model a comparison with experimental measurements is made, the results show a satisfactory agreement.

Résumé

Le défi lancé en aérodynamiques actuellement est le contrôle d'écoulement dans le but de réduire la traînée, augmenter la portance, et 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 est le contrôle par un champ électrique la couche limite afin d'obtenir des effets souhaités sur cette dernière tels que le déplacement du point de décollement, la modification de la force de traînée et la stabilisation du sillage. Pour cela la configuration utilisée est d'appliquer une décharge couronne en régime continu sur des formes aérodynamiques simples telles que la plaque plane, le cylindre et le profil symétrique.

Pour évaluer la validation de cette modélisation une comparaison avec des mesures expérimentales a été faite, les résultats indiquent un accord satisfaisant

INTRODUCTION GENERALE

Le terme contrôle d'écoulement peut être associé à tout dispositif ou procédé qui modifie une donnée d'un champ d'écoulement. Une telle modification de la circulation pourrait être souhaitable pour des raisons diverses, notamment dans l'industrie aéronautique. Dans ce contexte l'aptitude à optimiser les phénomènes d'origine aérodynamique en vue d'un meilleur contrôle de l'écoulement et de l'amélioration des performances de l'appareil représentent donc un des enjeux actuels primordiaux vu l'intérêt scientifique de ce sujet. Le contrôle d'écoulement permet par exemple d'augmenter la portance, réduire la trainée. De plus, les performances aéronautiques étant étroitement liées les unes avec les autres, chaque progrès technologique entraînant une économie de carburant va par exemple permettre de réduire la taille des réservoirs, et donc d'alléger l'appareil conduisant ainsi à une baisse de la consommation. De plus cette technologie de contrôle permet une amélioration notable du confort globale, en termes de nuisance sonores, de réduction des gaz polluants et de manœuvrabilité. Les efforts de recherche consacrés à l'étude de ces moyens de contrôle sont considérables et ne cessent d'augmenter, d'ailleurs plusieurs méthodes ont été développées dans ce sens et qui peuvent être classées en deux catégories : i) les méthodes passives telles que le changement de l'état de surface, l'utilisation de corps profilé. ii) les méthodes actives telles que le soufflage, l'aspiration, l'utilisation des MEMS (Micro Electro Mechanical Systems) et plus récemment les actionneurs électro hydrodynamiques (EHD) utilisant des plasmas non-thermiques.

Le principe de l'actionneur EHD est de générer un plasma non-thermique sur la surface d'un objet pour modifier les propriétés d'un écoulement qui y passe en agissant sur sa couche limite. Typiquement, le plasma est créé par une décharge électrique dans l'air à pression atmosphérique soit par une décharge DC couronne entre deux électrodes parallèles installées sur la même surface, soit une décharge à barrière diélectrique (DBD) avec un isolant séparant les deux électrodes. Avec la présence de diélectrique dans

l'actionneur EHD DBD, les ions et les particules chargées (poussières par exemple) subissent une force coulombienne due au champ électrique. Par collision avec les molécules d'air au voisinage, ces particules actives (ions, particules chargées) entraînent un mouvement des molécules d'air. Par conséquent, un écoulement, dit « vent électrique » [1], proche de la surface est généré. Cet écoulement peut agir sur l'écoulement extérieur afin de le modifier, et de le contrôler éventuellement. Cette méthode active de contrôle convertit directement l'énergie électrique en énergie cinétique. L'absence de partie mécanique mobile est un des avantages de ce type d'actionneur. Le contrôle tout électrique permet d'obtenir un temps de réaction très court. Par ailleurs, il permet d'effectuer une modulation très simple en temps et en énergie.

Notre travail est une extension et amélioration d'une étude récente réalisée par Mlle HAMIDI.N dans le cadre de son magistère, en utilisant un outil de calcul plus performant et plus récent « COMSOL 4.3 ».

Ce présent mémoire est divisé en quatre chapitres, le premier chapitre aborde un rappel bibliographique sur le contrôle des écoulements et les décharges électriques dans les gaz. Dans le deuxième chapitre nous nous intéressons à l'étude des actionneurs électrohydrodynamique (EHD). Le troisième chapitre est consacré à la modélisation du problème étudié. Dans le dernier chapitre nous abordons les résultats et les discussions ainsi la validation des cas étudiés.

CHAPITRE 1

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

Partie 1 : Le contrôle des écoulements

1. Introduction

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.

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

2. Notions de base en mécanique des fluides

2.1. Régimes d'écoulements

Deux grands types de comportement peuvent être trouvés dans un écoulement de fluide réel, chacun des deux comportements caractérise un régime d'écoulement particulier : le régime laminaire et le régime turbulent. Un exemple simple des deux régimes est illustré dans la Figure (1.1).

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

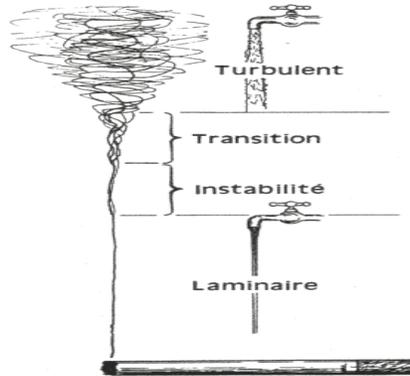


Figure (1.1) : Différents régimes dans l'écoulement d'eau et de fumée.

2.2. Principe de similitude-Nombre de Reynolds

Le nombre de **Reynolds** Re est un nombre sans dimension. Il représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Il caractérise un écoulement, en particulier la nature de son régime (laminaire, transitoire, turbulent). Il s'écrit [2] :

$$Re = \frac{\rho \cdot U \cdot L}{\mu} = \frac{U \cdot L}{\nu} \quad (1.1)$$

Où U est la vitesse de l'écoulement (m/s) ; L est la dimension caractéristique de l'objet (m) ; ν est la viscosité cinématique de l'écoulement, $\nu = \mu/\rho$ (m²/s) ; ρ est la masse volumique du fluide (kg/m³), μ est la viscosité dynamique du fluide (Pa·s). La dimension caractéristique de l'objet L pour une plaque plane est la distance du bord d'attaque au bord de fuite de la plaque plane. Pour un profil d'aile, L peut être soit la longueur de corde, soit la largeur d'envergure. Deux écoulements à géométrie équivalente, qui ont le même nombre de **Reynolds** sont dits semblables. Cette définition de similitude d'écoulement est très utile, car avec le même nombre de **Reynolds**, le comportement d'un modèle en grandeur réelle peut être validé avec les essais utilisant un modèle réduit. Par exemple, le comportement d'un écoulement autour d'une aile d'avion de plusieurs dizaines de mètres d'envergure peut être étudié avec un profil de petite taille.

2.3. Couche limite

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

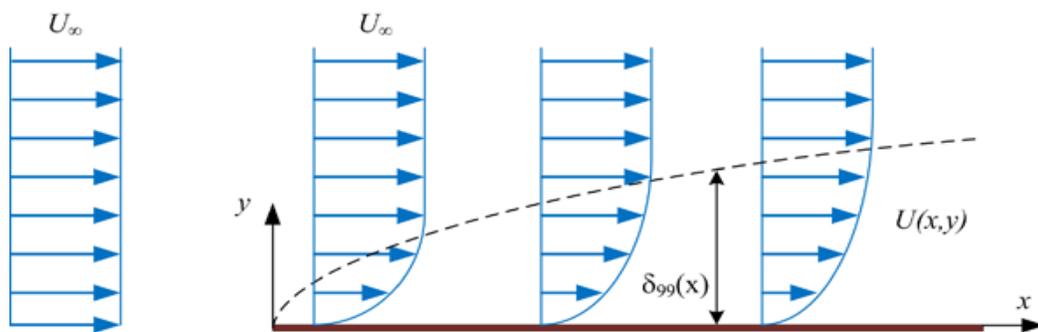


Figure (1.2) : Développement de la couche limite d'un écoulement sur une plaque plane avec une incidence zéro d'après **Schlichting** [2].

2.4. Paramètres caractéristiques de la couche limite

Pour étudier un écoulement dans la couche limite, on utilise le système de coordonnées curvilignes qui suit le périmètre de la section droite d'un obstacle cylindrique. La position d'un point M dans la couche limite est définie par son ordonnée y comptée sur la normale PM à la paroi (Figure (1.3)) et par l'abscisse curviligne x du point P, comptée suivant le périmètre à partir du point O. En écoulement bidimensionnel, la vitesse en M a pour seules composantes u et v . Sur la surface, en $y = 0$, $u = v = 0$ et,

par convention, on définit l'épaisseur de couche limite δ correspondant à une composante u égale à $0.99 U_\infty$, U_∞ étant la composante de la vitesse du fluide libre à l'aplomb de P.

On admet que la composante v est petite partout devant u et que les dérivées par rapport à x sont petites devant celles par rapport à y : ce sont les hypothèses de couche limite. Il est d'usage d'introduire deux autres épaisseurs :

$$\delta_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy \approx \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy \quad (1.2)$$

Appelée épaisseur de déplacement, et :

$$\theta = \int_0^\infty \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \approx \int_0^\delta \frac{u}{U_e} \left(1 - \frac{u}{U_e}\right) dy \quad (1.3)$$

Appelée épaisseur de quantité de mouvement. Pour cette grandeur, on trouve également la notation δ_2 .

On définit également le facteur de forme H :

$$H = \frac{\delta_1}{\theta} \quad (1.4)$$

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

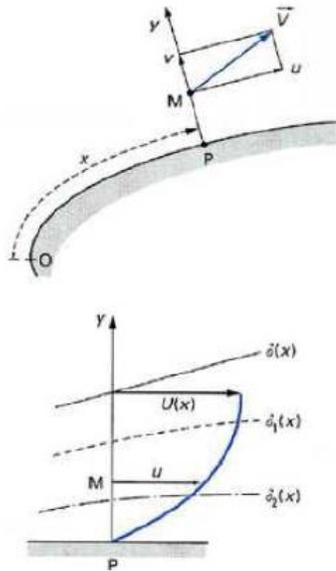


Figure (1.3) : Conventions de notation de la couche limite.

2.5. Transition de la couche limite

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

Un exemple d'illustration de la transition laminaire - turbulente d'une couche limite sur une plaque plane est montré dans la Figure (1.4) :

- Quand un écoulement laminaire passe sur une plaque plane, la couche limite bidimensionnelle est laminaire à sa naissance (zone n°1 sur la Figure (1.4))
- Puis une région d'instabilité primaire visqueuse apparaît au nombre de **Reynolds** critique (zone n°2)
- Ensuite des tourbillons se forment et s'amplifient (zone n°3)
- Ces tourbillons se multiplient et forment une zone d'instabilité secondaire tridimensionnelle (zone n°4)
- Tout de suite après cette zone d'instabilité secondaire, des « spots » turbulents aléatoires sont apparus (zone n°5)

- À la suite d'une certaine longueur de parcours suivant x , cette couche devient le siège d'instabilités, ces instabilités, de plus en plus nombreuses, s'organisent en une structure globalement stable
- une couche limite turbulente (zone n°6).

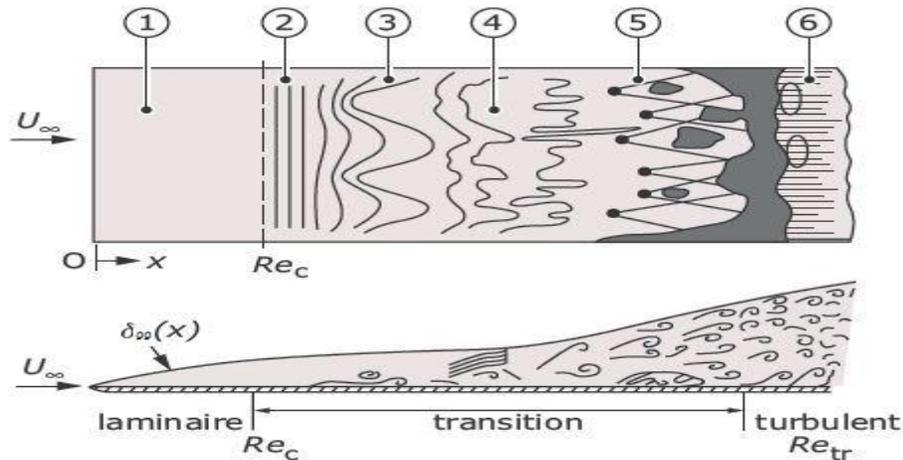


Figure (1.4) : Transition de la couche limite sur une plaque plane [3]

2.6. Décollement de la couche limite

Le décollement d'un écoulement est le phénomène qui apparaît lorsque le fluide se détache de la paroi d'un obstacle. Ce phénomène se caractérise par une zone de recirculation et une augmentation du rotationnel de l'écoulement proche de la paroi. La dynamique et les raisons du décollement sont assez complexes et mal connues. Néanmoins, ce phénomène est souvent causé par un gradient de pression adverse ou une modification brusque de la géométrie de la paroi.

Pour le premier cas, on peut citer l'exemple du profil d'aile d'un avion. Lorsque l'incidence de celle-ci est trop importante il y'a décollement de l'écoulement sur l'extrados, c'est ce qu'on nomme le « décrochage ». D'après le principe fondamental de la dynamique, les forces en équilibre dans la couche limite se réduisent aux forces d'inertie, de viscosité et de pression. Cet équilibre est sensible au champ de pression. L'effet d'un gradient de pression peut être quantifié par l'écriture des équations de la couche limite. En particulier, en appliquant les hypothèses de couche limite sur l'équation longitudinale de quantité de mouvement on obtient :

$$\rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (1.5)$$

Où $\tau = \mu \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{\rho u'v'}$ représente le frottement total, somme de la contribution visqueuse et turbulente. A la paroi, les composantes de la vitesse s'annulent et l'équation du mouvement moyen se réduit à :

$$\mu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \Big|_{y=0} = \frac{\partial P}{\partial x} \quad (1.6)$$

Le gradient de pression est dit favorable, ou négatif ($\partial P / \partial x < 0$), lorsque la pression aval diminue dans le sens de l'écoulement. Le profil de vitesse de la couche limite correspondant est décrit à la Figure (1.5). Au contraire, lorsque le gradient de pression est positif ($\partial P / \partial x > 0$), l'augmentation de la pression dans le sens de l'écoulement ralentit le fluide. Si ce gradient est assez important, alors le fluide peut être complètement stoppé ; c'est le décollement. Dans ce cas, le profil de vitesse présente un point d'inflexion (Figure (1.5)).

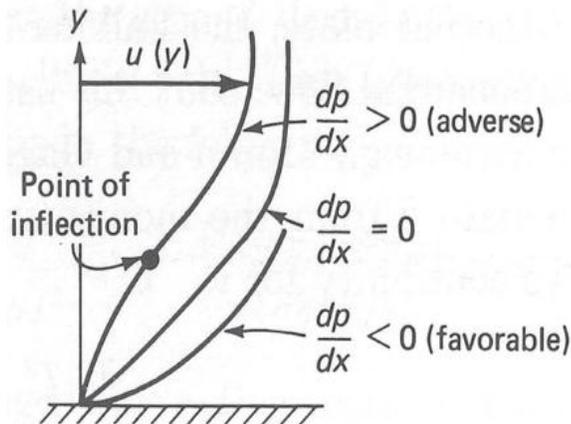


Figure (1.5) : Profils de couche limite en fonction du gradient de pression.

Dans le second cas, on considère un écoulement le long d'une paroi d'abord horizontale puis inclinée en aval. Lorsque l'angle de l'inclinaison dépasse une valeur limite, le décollement se produit et une zone de recirculation du fluide apparaît dans la zone décollée. On parle alors de décollement « inertiel ». La valeur de la vitesse de l'écoulement a très peu d'influence sur la valeur de l'angle limite. Par contre, l'état de la couche limite amont de la paroi inclinée conditionne plus amplement le décollement. Si la couche limite est laminaire, l'écoulement décollera alors à une valeur plus faible que pour une couche limite turbulente.

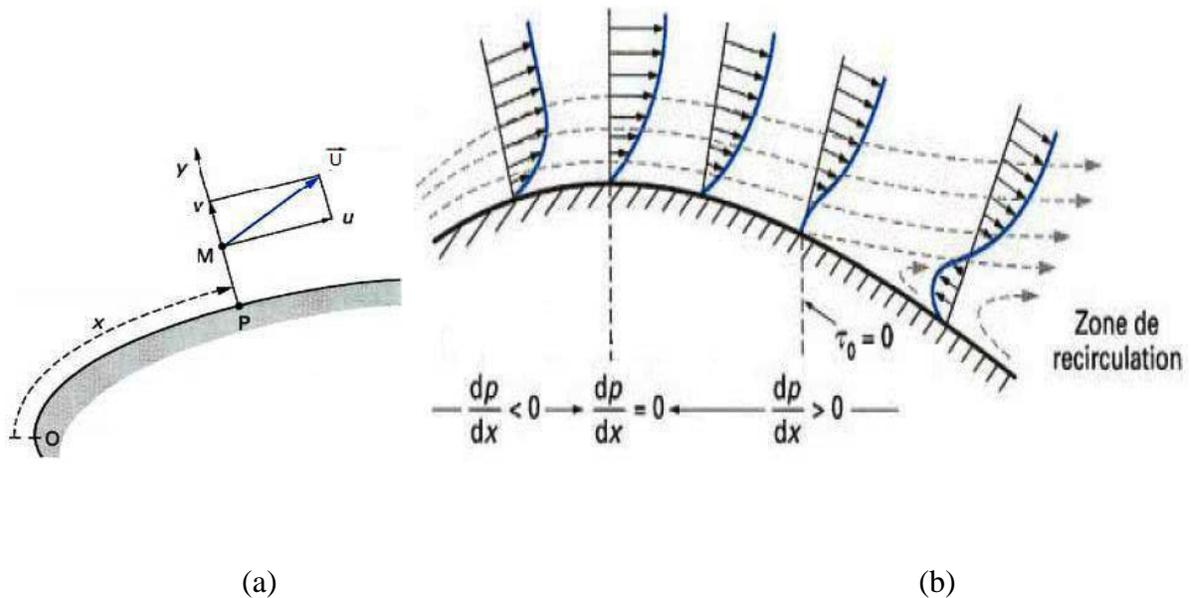


Figure (1.6) : a) système de coordonnées curvilignes utilisé. b) évolution du profil de vitesse d'une couche limite laminaire [4].

a. Décollement de pression

La couche limite se développe en présence d'un gradient de pression adverse, i.e. dans une situation où la pression augmente dans la direction de l'écoulement. Dans ce cas, la vitesse de l'écoulement externe diminue et les particules fluides subissent une décélération. Cette décélération est encore plus importante dans la couche limite car la vitesse du fluide y est très faible, de par les phénomènes visqueux à la paroi. La quantité de mouvement diminue graduellement sous l'effet du gradient de

pression et, en un certain point, la vitesse des particules fluides s'annule. La Figure (1.7) montre l'exemple du décollement qui se produit sur l'extrados d'une aile d'avion.

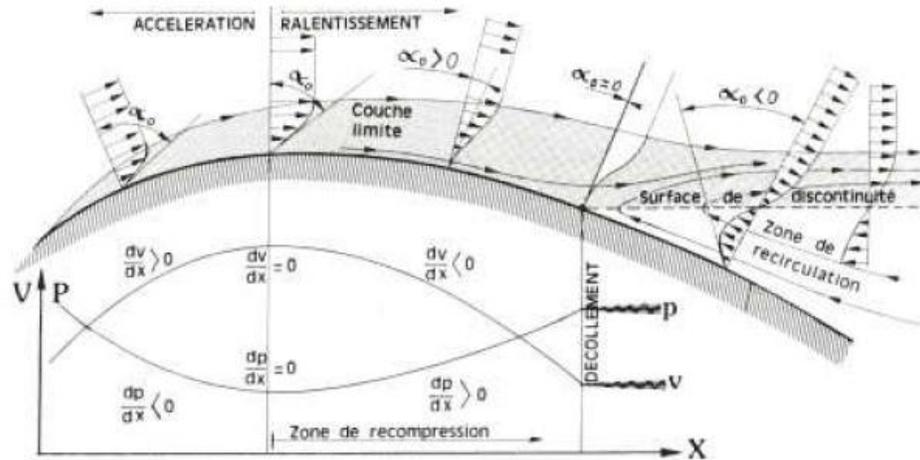


Figure (1.7) : Décollements sur l'extrados d'une aile soumise à un gradient de pression [5].

b. Décollement inertiel

Dans ce cas, le décollement est dû à une brusque modification de la géométrie de la paroi (marche descendante, dièdre...). Si l'on considère un fluide réel la période d'établissement du courant autour d'un corps présentant une arête plus ou moins vive, le contournement s'effectue d'une manière presque parfaite pour les très faibles vitesses au début de l'écoulement. Les forces de viscosité sont prépondérantes devant les forces d'inertie. A l'arête, la vitesse de l'écoulement passe par un maximum pour ensuite diminuer rapidement. Il en résulte un fort gradient positif de pression statique. Par suite, le décollement se produit sur l'arête avec courant de retour (Figure (1.8)). Le tourbillon qui se forme à l'arête est grossi par le fluide du courant de retour ; il se détache et est emporté vers l'aval tandis qu'un autre tourbillon se forme à nouveau. A vitesses plus élevées, le détachement des tourbillons est tellement fréquent que leur succession dans l'espace constitue une couche de discontinuité de vitesse.

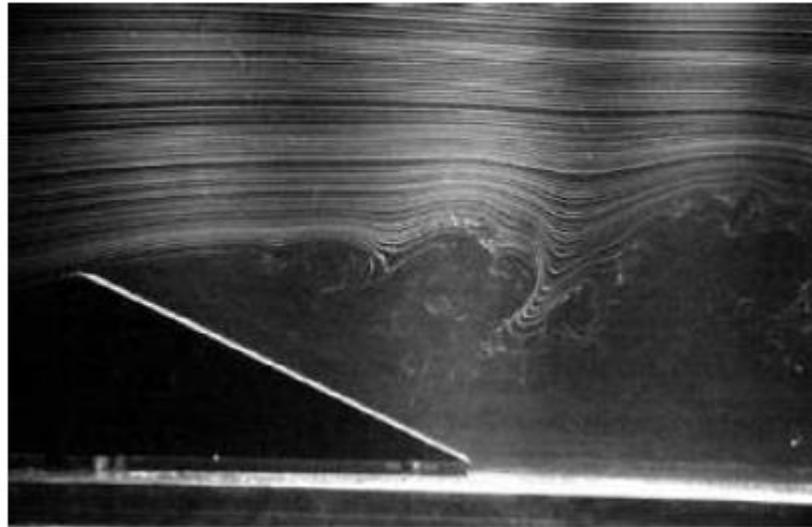


Figure (1.8) : Visualisation par bulles d'hydrogène du décollement de couche limite sur un dièdre [6].

3. Définition du contrôle

Contrôler un écoulement consiste à modifier ses caractéristiques pour l'amener dans un état souhaité. La transition, le décollement, la turbulence sont autant de phénomènes sur lesquels il est possible d'agir. Le dispositif qui va interagir avec l'écoulement pour lui donner le comportement souhaité est appelé *actionneur*. Une classification du contrôle basé sur le mode de fonctionnement de l'actionneur. On distingue deux grandes stratégies de contrôle :

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

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

Historiquement, ceux sont les premières méthodes de contrôle d'écoulements étudiés.

L'inconvénient des dispositifs passifs est qu'ils sont bien souvent non-amovibles, donc permanents et inadaptés aux différents types d'écoulements.

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

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

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

4. Principe et méthodes usuelles

Le contrôle des écoulements a beaucoup été étudié en aérodynamique dû à l'intérêt économique et industriel. 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.

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.

La technique du contrôle consiste à modifier le profil de vitesse au sein de la couche limite pour provoquer la transition de l'état laminaire à l'état turbulent.

La littérature concernant le contrôle des écoulements est abondante car les enjeux économiques mis en jeu motivent le développement des techniques de contrôle.

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 [7]:

❖ *Aspiration*

Elle est introduite par **Prandtl** en 1904. Elle consiste à diminuer l'accroissement de la couche limite (Figure (1.9)). De nombreux travaux ont porté sur l'optimisation de ce système, notamment sur la répartition des orifices d'aspiration. On peut également citer les essais menés par **Dassault** et par **Airbus** sur l'**A320**. Le principal inconvénient de cette technique est l'obstruction des orifices par des insectes ou

de la glace à haute altitude pour les véhicules aériens. La fiabilité est aléatoire et la maintenance difficile.

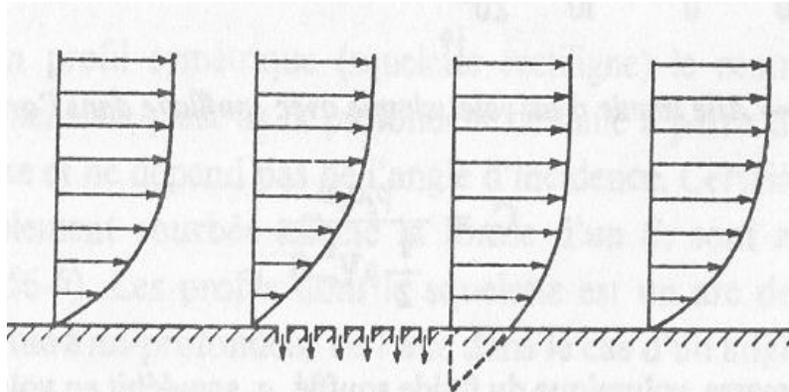


Figure (1.9) : Schéma de principe de l'aspiration de la couche limite (**Comolet, 1994**).

❖ *Soufflage*

Le soufflage consiste à injecter une quantité de mouvement de manière normale ou tangentielle à la paroi à l'aide d'un jet d'air. Le soufflage tangentiel (Figure (1.10)) est de loin la méthode la plus utilisée, notamment au bord d'attaque pour éviter le décollement lors d'abaissements des volets hypersustentateurs des avions. **Tensi et Al. (2002)** ont annulé le décollement autour d'un cylindre à l'aide d'un soufflage normal continu à l'aval du cylindre (Figure (1.11)). **Délery (1985)** fournit une revue sur le contrôle du décollement. Lorsque le débit massique moyen est nul, on parle alors de jet synthétique (excitation périodique). L'excitation acoustique avec l'utilisation de haut-parleurs est un exemple. Le haut-parleur sert de piston pour produire de la vorticité. **Ahuja et Burrin (1984)** ont montré qu'  certains couples fréquence-amplitude, une excitation acoustique externe pouvait retarder le décollement d'une couche limite turbulente.

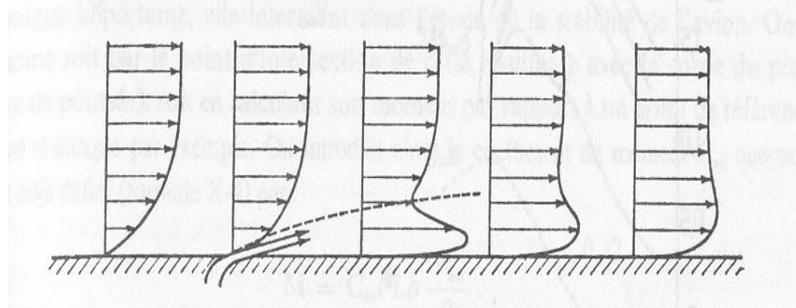


Figure (1.10) : Schéma de principe de soufflage tangentiel de la couche limite (Comolet, 1994).

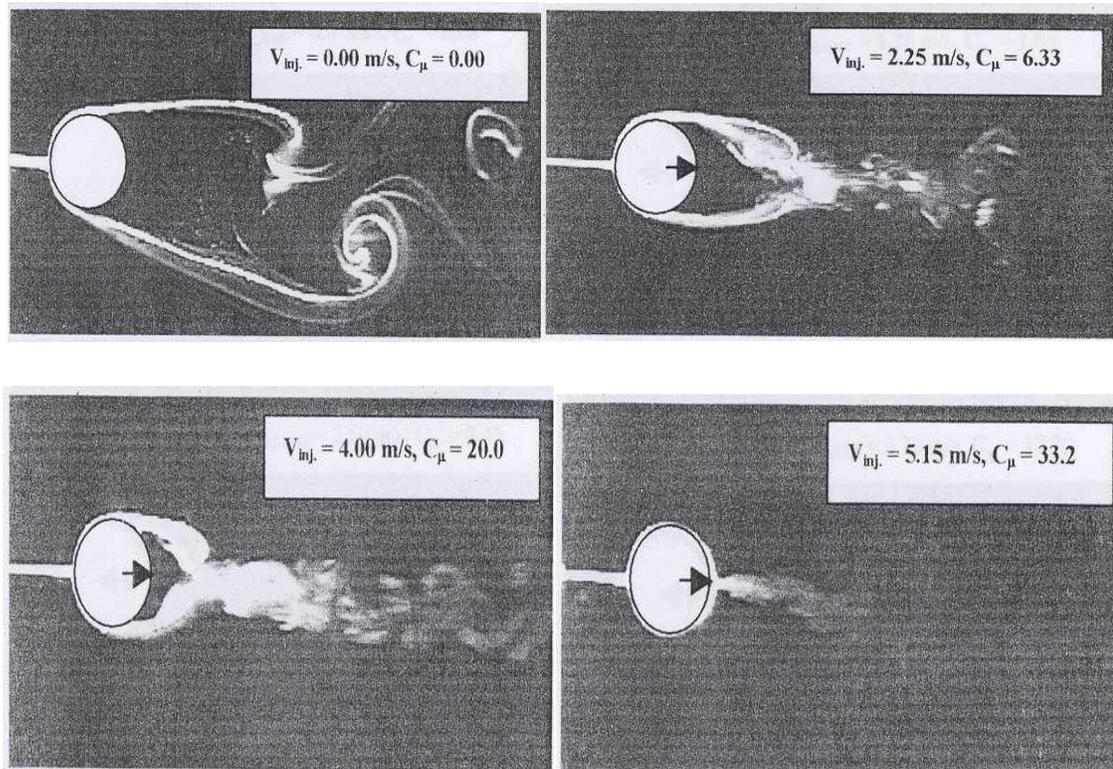


Figure (1.11) : Visualisation de l'écoulement d'air de 0.2 m/s autour d'un cylindre, dans le cas d'un soufflage continu normal à l'aval du cylindre (Tensi et Al, 2002). La valeur C_{μ} correspond au débit d'air soufflé par rapport à l'écoulement principal.

❖ *MEMS (MicroEletroMechanical Systems)*

Actuellement, une nouvelle série d'actionneurs de petite taille ($< 100 \mu\text{m}$) est en train de se développer et qui sont appelés MEMS (MicroElectroMechanical Systems). Parmi leurs modes de fonctionnement on retrouve le soufflage ou les jets synthétiques. **Gad-el-Hak (1999)** et **Löfdahl** fournissent plusieurs détails sur l'application des MEMS en turbulence et contrôle d'écoulement. Le principal avantage des MEMS est bien évidemment leur petite taille comparativement aux autres méthodes.

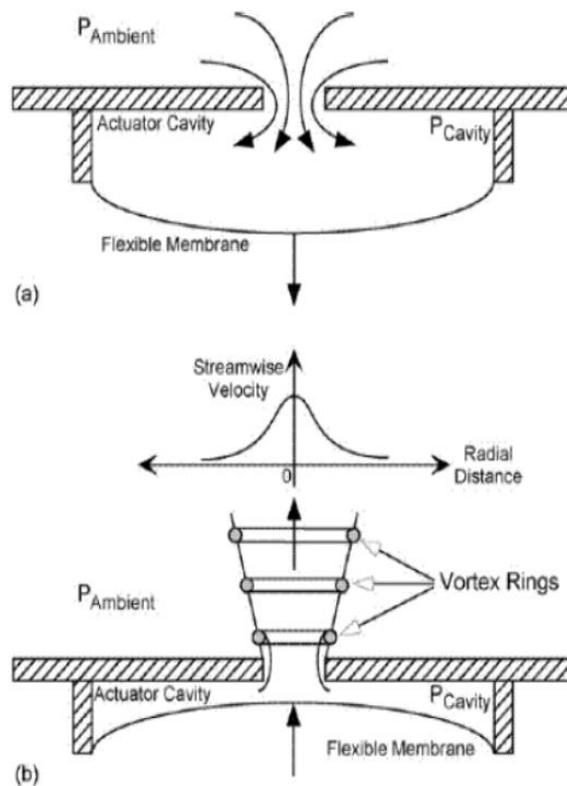


Figure (1.12) : Schéma d'un actionneur MEMS en fonctionnement a) d'aspiration et b) de soufflage [11]

Partie 2 : Les décharges électriques dans les gaz

1. Introduction

L'objet de cette partie est d'effectuer une brève synthèse bibliographique sur les différentes décharges électriques à pression atmosphérique. Les décharges électriques étant considérées comme un plasma, nous commençons dans un premier temps par quelques rappels et généralités sur les plasmas. Nous rappellerons les différents paramètres et processus physiques qui interviennent au sein des plasmas et qui permettent ainsi de les classer.

Dans un second temps, nous allons présenter les décharges couronnes. Bien connue, qui constitue la base de développement de notre décharge couronne de surface. La base de notre actionneur plasma étant le vent ionique, une section est donc consacrée à cette singulière propriété des décharges couronnes.

Pour terminer, nous nous intéresserons au cas de la décharge à barrière diélectrique.

Enfin, il faut préciser que la forme et contenu de cette partie s'inspire du manuscrit de l'HDR de **(Moreau, 2004a)**.

2. Définition du plasma

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

Ainsi, un plasma est défini comme étant analogue à un gaz mais constitué de particules chargées, d'ions et d'électrons telle que cet ensemble soit globalement électriquement neutre. De façon plus générale, la physique des plasmas joue un rôle très important en astrophysique puisque l'on estime que près de 99% de l'univers est constitué par de la matière à l'état plasma. Par la suite, les plasmas ont toujours suscité un vif intérêt en vue d'applications aussi bien dans l'industrie (torche à plasma) que dans la vie quotidienne (téléviseurs à écran plasma).

3. Caractérisation des décharges électriques

3.1. Paramètres physiques des plasmas

Tous les plasmas n'ont pas les mêmes caractéristiques et peuvent être ainsi classifiés en fonction de certains paramètres précis. Ces paramètres sont essentiellement :

- *Densité électronique* : la densité électronique n_e est le nombre d'électrons libres par unités de volume (cm^3).

- *Taux d'ionisation* : le taux d'ionisations τ_i représente le rapport du nombre d'électrons libre n_e sur le nombre de particules totales $n_e + N$, où N est le nombre de particules neutres par unité de volume. Le taux d'ionisation est alors donné par :

$$\tau_i = \frac{n_e}{n_e + N} \quad (1.7)$$

On utilise également le rapport n_e/N qui traduit l'importance des collisions entre particules chargées par rapport aux collisions entre particules chargées et neutres.

- *Température électronique* : T_e est la température électronique qui correspond à la température absolue en Kelvin ($^\circ\text{K}$) des électrons. On utilise aussi parfois l'énergie électronique kT_e (en électron-volt eV) avec k la constante de **Boltzman**, sachant que $1 \text{ kTe} \approx 1,4 \times 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$.

- *Libre parcours moyen* : le libre parcours moyen λ correspond à la distance moyenne parcourue par une particule chargée entre deux collisions. Il dépend de la vitesse des particules, ainsi que de la probabilité de collision.

- *Longueur de Debye* : la longueur de **Debye** λ_D définit la longueur à partir de laquelle le champ électrique Coulombien issue d'une particule chargée est neutralisé par un ensemble de particules de signe opposées dans le volume environnant. Elle est donnée par la relation suivante :

$$\lambda_D = \left(\frac{2\xi_0 k T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (1.8)$$

Avec ξ_0 la permittivité du vide ($8,84 \times 10^{-12} \text{ F/m}$) et e la charge élémentaire d'un électron ($1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$).

3.2. Classification des plasmas

A partir des paramètres ci-dessus, il est possible alors de distinguer et classier les différents plasmas. La Figure (1.13) propose une classification des différents plasmas en fonction de la densité électronique, de l'énergie électronique et de la longueur de **Debye**. Cette classification permet alors de ressortir deux grandes catégories de plasmas : les plasmas « froids » et les plasmas « chauds ».

Les plasmas chauds (ou thermiques) présentent une température électronique qui est proche de celle du gaz, de 5000 à 50 000 °K. Ces plasmas sont dits à l'équilibre thermodynamique. Les énergies mises en jeu sont importantes. Les arcs et les torches à plasmas (utilisées en industrie pour la découpe et la soudure) sont des exemples de ce type de plasma.

A l'inverse, les plasmas froids sont caractérisés par leur état hors équilibre thermodynamique. La température du gaz est dans ce cas proche de la température ambiante alors que celle des électrons (jusqu'à 104 °K) est suffisante pour permettre un taux élevé de collisions inélastiques. La majeure partie de l'énergie injectée est alors convertie en réactivité chimique, et non pas en énergie thermique.

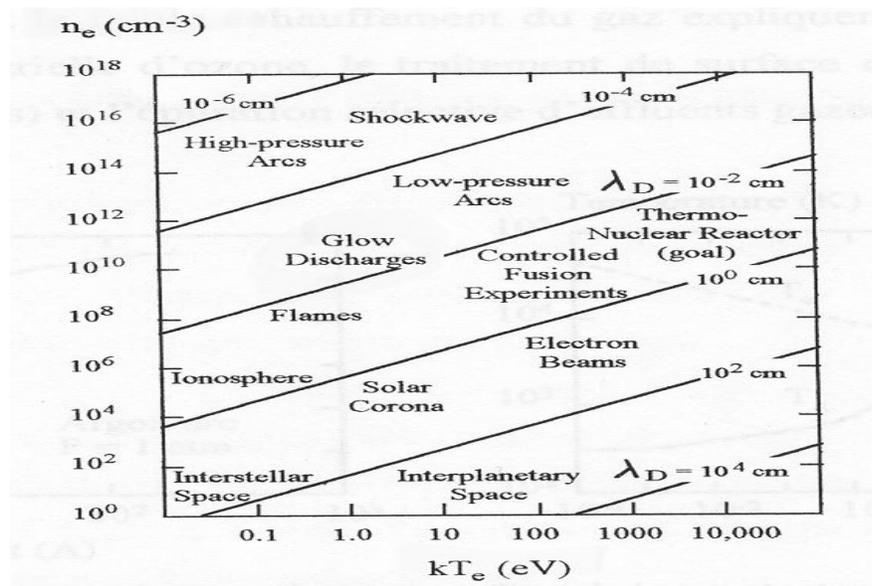


Figure (1.13) : Différentiation des plasmas en fonction de la densité électronique n_e , l'énergie électronique kT_e et la longueur de Debye λ_D .

(Hollahan et Bell, 1974).

3.3. Mécanisme de formation et processus physique des décharges électriques

Un électron placé dans un champ électrique uniforme ($E = V/d$, où V est la différence de potentiel appliquée entre deux électrodes de distance d) est accéléré et peut ioniser des atomes ou des molécules, tel que $A + e^- \rightarrow A^+ + 2e^-$. L'ionisation d'une espèce conduit donc à la formation d'une particule chargée et à la libération d'un électron supplémentaire, qui à son tour va être accéléré et acquérir une énergie suffisante pour ioniser une seconde particule. Ce mécanisme d'ionisation successive est connu sous le nom « d'avalanche électronique » ou « décharge de **Townsend** ».

Pour que la décharge soit auto-entretenue, il est nécessaire que tout électron qui quitte la zone d'ionisation soit remplacé. Chaque électron doit créer suffisamment d'ions positifs, de photons et d'espèces métastables pour qu'au moins l'un d'eux puisse produire un nouvel électron.

Sous l'influence du champ électrique appliqué, toutes les particules ainsi créées vont se déplacer dans l'espace inter-électrodes et générer un courant électrique, le courant de décharge. La Figure (1.14) décrit le comportement du courant en fonction de la valeur de la tension appliquée. La courbe permet de distinguer quatre régimes :

- *Régime I* : le courant est très faible ($\leq 10^{-12}$ A/cm²), dû à la présence d'ions issus de la radioactivité naturelle ou rayonnement cosmique. Dans ce cas, le champ électrique est trop faible pour assurer l'avalanche électronique.

- *Régime II* : lorsque la tension atteint une valeur seuil V_0 , le champ est assez intense pour qu'un électron puisse ioniser une particule environnante. Le processus d'avalanche se déclenche alors sans que le critère d'auto-entretien soit pour autant satisfait. La décharge a besoin d'une source externe complémentaire : on parle de régime de **Townsend** non entretenu. Le courant reste faible ($\leq 10^{-9}$ A/cm²).

- *Régime III* : ici la décharge ne s'éteint plus car la condition d'auto-entretien est atteinte. La composante continue (représentative de la charge d'espace) augmente avec la tension.

- *Régime IV* : les courants de décharges deviennent très importants car toute l'énergie passe par un même canal préférentiel dans l'espace inter-électrodes. C'est le régime des décharges disruptives tel que les arcs électriques.

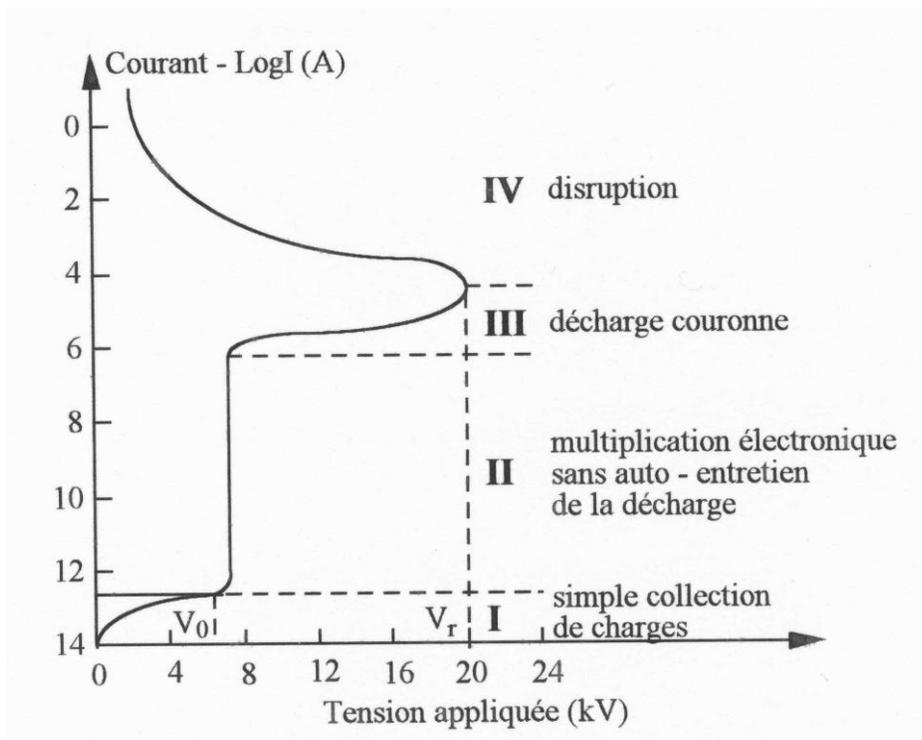


Figure (1.14) : Caractéristique courant-tension des décharges à pression atmosphériques.

3.4. Les décharges électriques à pression atmosphérique

Ainsi, la caractérisation des plasmas ci-dessus permet de situer les décharges électriques. Les décharges électriques sont alors des plasmas froids et sont générées par une différence de potentiel électrique. Cependant, dans la plupart des cas, les décharges électriques sont établies à basse pression (tube à néon par exemple) car elles sont plus faciles à obtenir et plus stables qu'à pression atmosphérique. La création de décharges électriques à pression atmosphérique constitue un challenge pour le physicien. Parmi les décharges électriques à pression atmosphérique, on trouve les arcs et torches à plasmas, la décharge couronne et la décharge à barrière diélectrique.

3.4.1. Décharges Couronnes

Les décharges couronnes se situent dans le régime III de la Figure (1.14). Les décharges couronnes (ou décharges à *effet corona*) apparaissent généralement à pression atmosphérique et sont faiblement lumineuses. Elles sont caractérisées par la présence d'une zone de champ intense proche d'une ou des deux électrodes où les charges sont créées et d'une zone de dérive où les charges se déplacent. De façon générale, le système est composé d'une électrode active de faible rayon de courbure (par exemple une pointe ou un fil de petit diamètre) et d'une électrode passive, ou collectrice (une plaque). On obtient alors une décharge couronne.

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

Ce mouvement des ions génère un écoulement de particules neutres, principalement par transfert de quantité de mouvement. Cet écoulement induit est appelé "vent ionique".

Une décharge couronne peut être positive ou négative selon la polarité à laquelle l'électrode de faible rayon de courbure est portée. Les Figures (1.15) et (1.16) montrent les types de décharges couronne (positive ou négative).

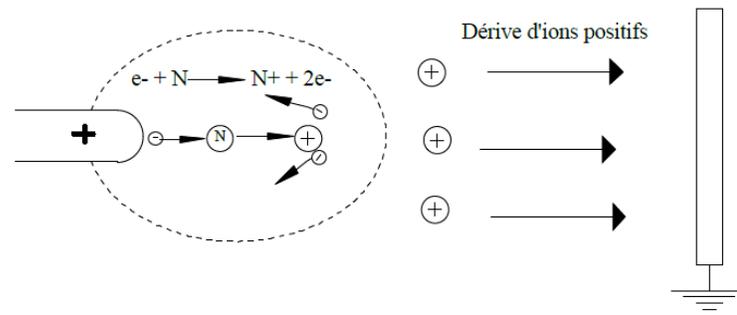


Figure (1.15) : Descriptif de la décharge couronne positive.

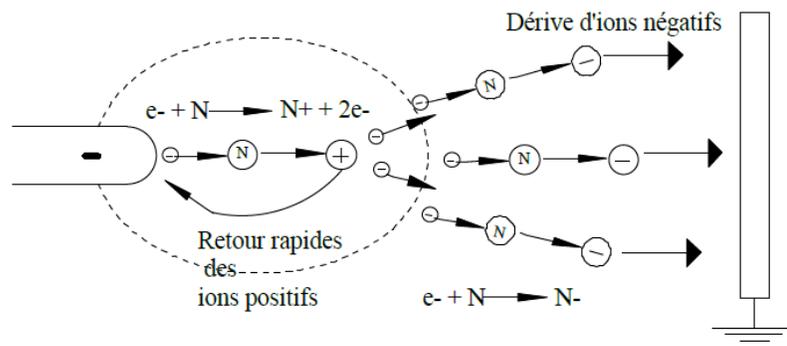


Figure (1.16) : Descriptif de la décharge couronne négative.

3.4.2. Décharge à Barrière Diélectrique

Les décharges à barrières diélectriques, sont caractérisées par la présence d'au moins une couche de matériau isolant en contact avec la décharge (Figure (1.17)), ce qui nécessite l'emploi d'une alimentation alternative ou pulsée. Dans ce type de décharge, le passage à l'arc électrique est empêché grâce à un isolant placé entre les électrodes. L'accumulation des particules chargées sur la surface du diélectrique, au moment de l'arrivée des filaments de décharge sur le diélectrique, génère un champ électrique, au moment de l'arrivée des filaments de décharge sur le diélectrique, génère un champ électrique qui s'oppose au champ externe dû à la tension appliquée entre les électrodes. Au fur et à mesure que les charges électriques se déposent sur le diélectrique, le champ électrique vu par le gaz

diminue, ce qui induit à l'extinction de la décharge avant que les processus de thermalisation du gaz dans le canal de décharge n'aient eu lieu.

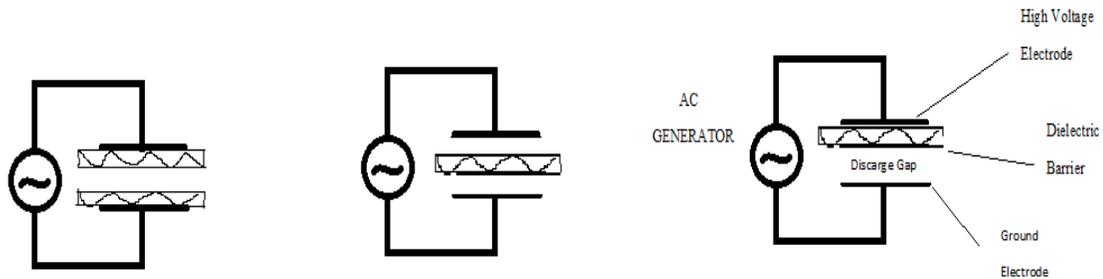


Figure (1.17) : Configurations existantes de décharges à barrière diélectrique.

Dans l'air à pression atmosphérique avec une distance inter-électrodes de quelques millimètres, le plasma est constitué d'une succession de filaments très fins ($\sim 100 \mu\text{m}$) qui traverse l'espace gazeux sur des temps très courts ($\sim 10 \text{ ns}$). On utilise généralement une tension alternative avec une fréquence de répétition de quelques kHz pour générer un plasma réactif assez riche en espèces actives. Mais pour une source d'espèces actives encore plus efficace, on peut aussi utiliser des sources pulsées en particulier mono-polaires (tension uniquement positive par exemple) où l'inversion des charges se produit non pas lorsqu'on passe de l'alternance positive à l'alternance négative comme dans les DBD classiques mais lorsqu'on passe de la partie montante à la partie descendante de l'impulsion de tension.

De plus dans le cas des configurations d'électrodes classiques (Voir Figure (1.18)), la décharge se développe principalement dans le volume gazeux. Il existe d'autres géométries d'électrodes où on peut être en présence d'une DBD de surface lorsque les deux électrodes sont en contact avec la même

barrière diélectrique car le plasma se développe le long de la surface isolante. Ce type de géométrie peut être notamment utilisé pour les actionneurs plasmas.

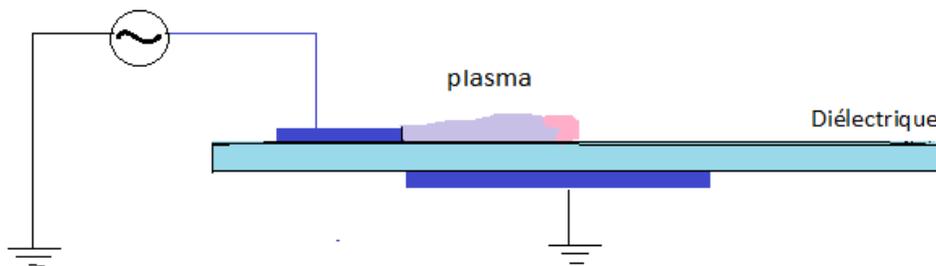


Figure (1.18) : Géométrie de DBD générant de décharge surface.

4. Le vent électrique (Le vent ionique)

4.1. Historique

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

Wilson et ensuite **Hamilton** ont mis en exergue la possibilité d'exploiter le vent électrique comme mécanisme de mise en mouvement. Pour cela, ils mirent au point ce qui deviendra par la suite une expérience célèbre : *le tourniquet électrique*. Toutefois, il faut attendre 1838 pour que **Faraday**, dans un

ouvrage consacré aux décharges électriques, affirme implicitement que le vent électrique est le résultat d'un transfert de quantité de mouvement entre les particules chargées et les autres.

Mais, c'est **Maxwell** (1873) qui donne une explication plus précise et clairement énoncée du phénomène.

4.2. Vitesse du vent électrique

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

Dans une configuration pointe-plan, le vent électrique est toujours orienté de la pointe vers le plan.

Lorsque la pointe est mise à un potentiel positif, le vent électrique est produit par des ions positifs obtenus par détachement d'électrons. Dans le cas d'une pointe portée à un potentiel négatif, le vent électrique est alors issu des ions négatifs obtenus par attachement électronique. La première relation reliant la vitesse du vent électrique au courant de décharge est donnée par **Robinson** [14] en 1961 :

$$V_g = k * \sqrt{\frac{i}{\rho\mu}} \quad (1.9)$$

Où **k** est une constante dépendant principalement de la géométrie de la décharge, ρ la masse volumique du gaz et μ la mobilité des ions. La vitesse du vent électrique varie donc avec la racine carrée du courant de décharge. Il est important de noter que la vitesse du gaz V_g donnée par cette relation expérimentale n'est pas la même que la vitesse des ions dans le gaz qu'est donnée par la relation $v E i = m$ (où E est le champ électrique). En effet, là où la vitesse du vent électrique dans l'air est de l'ordre de quelques m/s (sans écoulement extérieur), la vitesse des ions peut varier de plusieurs milliers de m/s dans la zone d'ionisation à quelques dizaines de m/s dans la zone de dérive. Par la suite, **Goldman, Ballereau et Parissi** ([8] et [9]) ont travaillé sur la décharge couronne et ont donné une expression plus précise que celle de **Robinson** pour le vent électrique :

$$V_g = \sqrt{\frac{id}{\rho\mu A_g}} \quad (1.10)$$

Où d est la distance inter-électrodes et A_g la section de la décharge couronne.

Enfin, des travaux récemment menés au **LEA** par **Zouzou, Moreau et Touchard** [10] ont permis de montrer que la vitesse maximum du vent électrique (dans l'axe d'une pointe) à courant constant est plus importante dans une décharge couronne positive que négative. Le surplus de vitesse généré dans l'axe de la pointe par la décharge positive pourrait s'expliquer par le fait que les streamers contribueraient aussi au vent électrique. Toutefois, cette hypothèse reste à être confirmée.

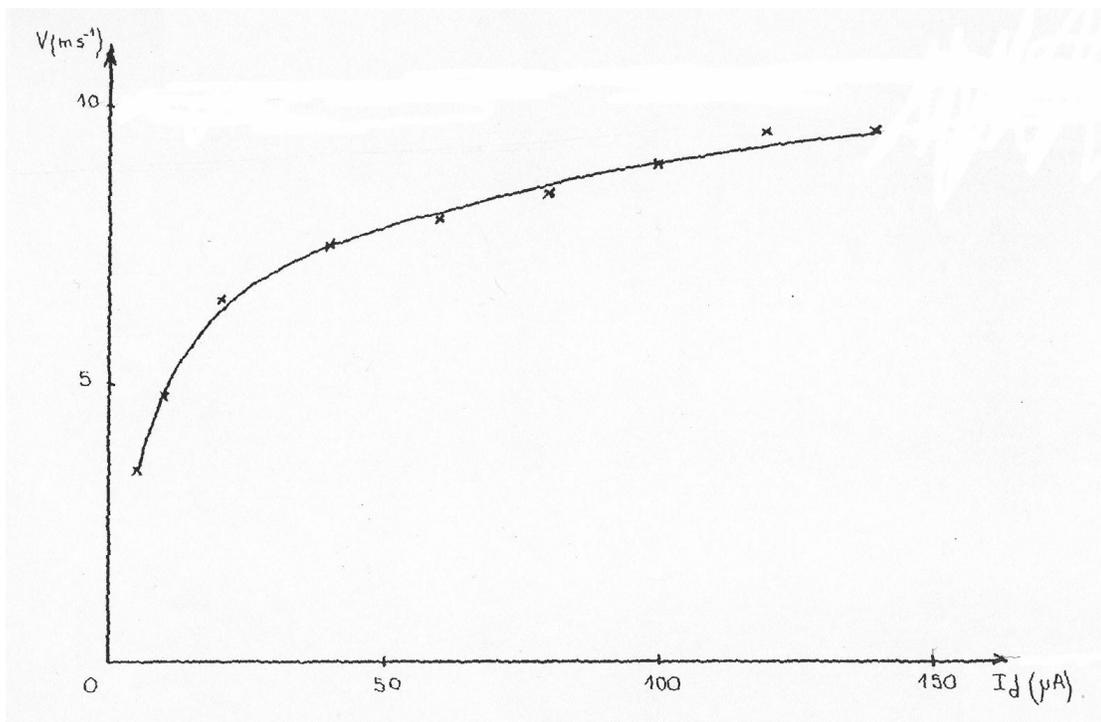


Figure (1.19) : Variation de la vitesse du vent ionique en fonction du courant de décharge [10].

5. Conclusion

Dans ce chapitre une synthèse bibliographique sur le contrôle d'écoulements et sur les décharges électriques a été présentée. Dans le chapitre suivant nous s'intéressons à l'étude des actionneurs plasma avec leurs différents types.

CHAPITRE 2

ETUDE DES ACTIONNEURS PLASMA

(ACTIONNEURS EHD)

1. Introduction

Le « vent électrique » créé par la décharge électrique a été observé et étudié il y a bien longtemps. Ce « vent électrique » a été également étudié pour d'autres utilisations, par exemple le refroidissement local d'un objet [11]. Depuis une dizaine d'années, la recherche sur l'utilisation du « 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 [12]. Ces actionneurs sont appelés « actionneurs électrohydrodynamiques ». L'intérêt de ces actionneurs est :

i) l'absence de partie mécanique mobile donc moins de masse embarquée, comme le bec, le volet et le système de contrôle hydraulique (il est évident que la génération de plasma nécessite d'autres masses, mais les solutions retenues doivent avoir un bilan positif sur le poids). Ceci permet également d'éliminer certains problèmes liés aux parties mécaniques mobiles, comme le bruit aérodynamique, l'installation, le contrôle de ces parties mobiles et l'usure des pièces mécaniques.

ii) le temps de réponse est très court par rapport à l'actionneur mécanique.

iii) la simplification du contrôle en modulant la tension et la fréquence de l'alimentation électrique.

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

2. Principe du contrôle d'écoulement par actionneurs 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); ou qu'il soit dû à l'expansion de gaz provoquée par l'effet thermique, comme l'actionneur Sparkjet ou l'actionneur à combustion assistée par plasma [13], 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 Figure (2.1)).

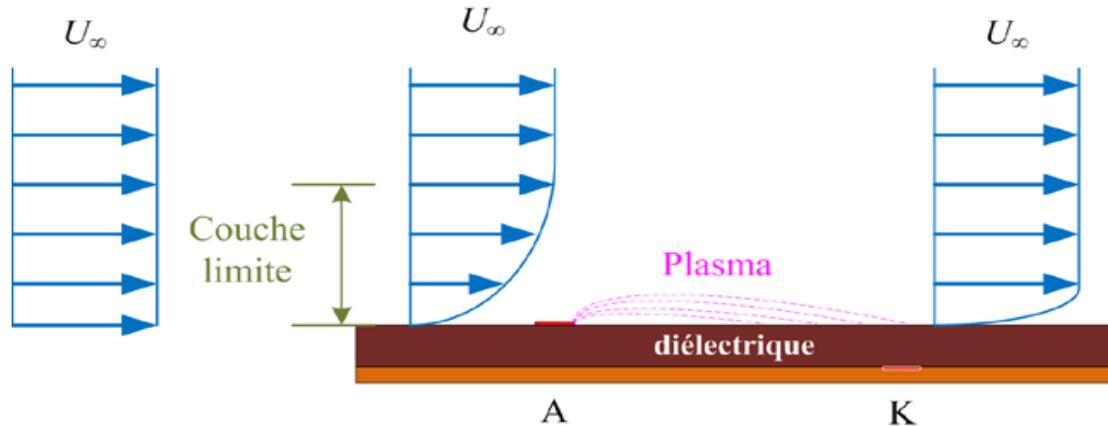


Figure (2.1) : Principe schématique du contrôle d'écoulement de l'actionneur EHD.

3. Différents types d'actionneurs EHD

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

3.1. 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 Figure (2.2)). 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 Figure (2.3)), autour d'un cylindre (Voir Figure (2.4)) et sur un profil d'aile (Voir Figure (2.5)). Avec ce type d'actionneur, la diminution de la traînée [14,11], la suppression de la séparation (Voir Figure (2.5)) ont été observées. Avec la configuration illustrée dans la Figure (2.2), la puissance mécanique générée par l'actionneur en utilisant la formule suivante :

$$P_{mec} = \frac{1}{2} \rho l_e \int_0^{\infty} U_3^G(y) dy \quad (2.1)$$

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

$$\eta = \frac{P_{mec}}{P_{elec}} \quad (2.2)$$

L'expérience menée par **Moreau et al** [15] montre que la puissance mécanique P_{mec} augmente avec l'augmentation du courant moyen de décharge jusqu'à une valeur limite. Ensuite, la décharge devient instable et la puissance mécanique tend vers une valeur stabilisée. En revanche, l'efficacité de l'actionneur décroît avec l'augmentation du courant de décharge. C'est-à-dire que de plus en plus d'énergie injectée dans l'actionneur n'est pas convertie en énergie cinétique, et dissipée sous forme de chaleur (échauffement de l'actionneur) ou de radiation (rayonnement de plasma).

En plus des travaux expérimentaux, des travaux de modélisation numérique ont été menés pour mieux comprendre le mécanisme d'interaction entre le plasma et l'écoulement. Par exemple, **El-Khabiry et Al** [16] et **Colver et Al** [17] ont essayé de modéliser le rôle des ions positifs dans l'interaction entre le plasma et l'écoulement naturel sur une plaque plane. Le plasma est créé par une décharge DC couronne avec deux électrodes en fil métallique. La configuration de cet actionneur est illustrée dans la Figure (2.2). L'actionneur DC couronne est simple à réaliser, mais en même temps, ce type d'actionneur présente des inconvénients comme : la transition à l'arc électrique, qui peut endommager l'installation, la difficulté de générer une décharge stable sur une grande surface, car la décharge est beaucoup influencée par les conditions ambiantes telles que l'humidité, l'état de surface. Pour ces raisons, la décharge DBD convient mieux à ce type d'application.

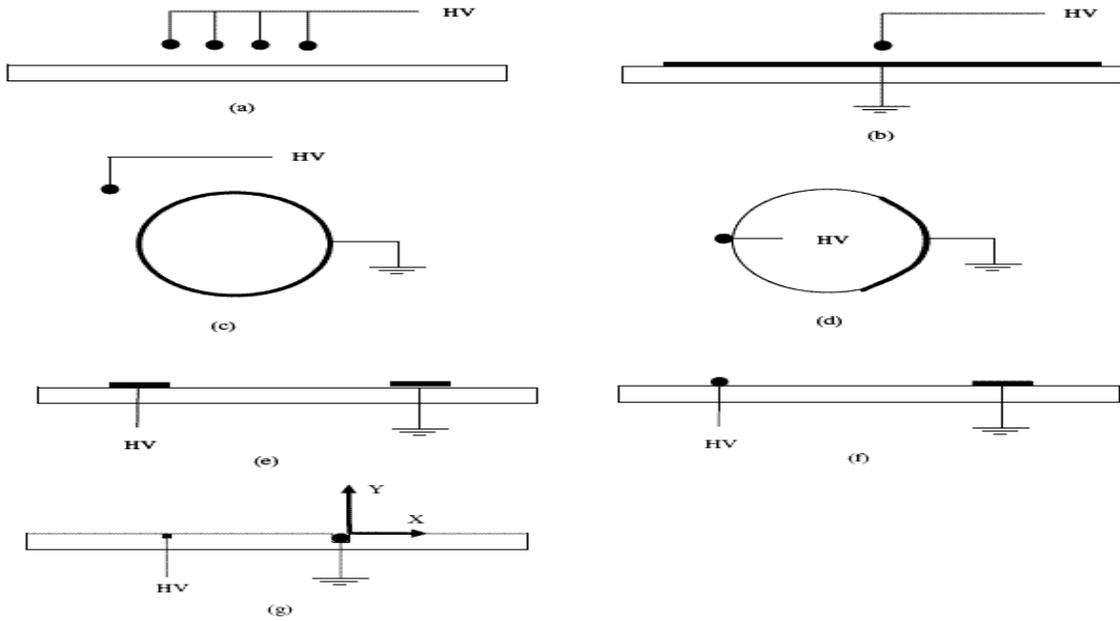


Figure (2.2) : Schémas de différentes configurations de l'actionneur EHD à décharge DC couronne [15].

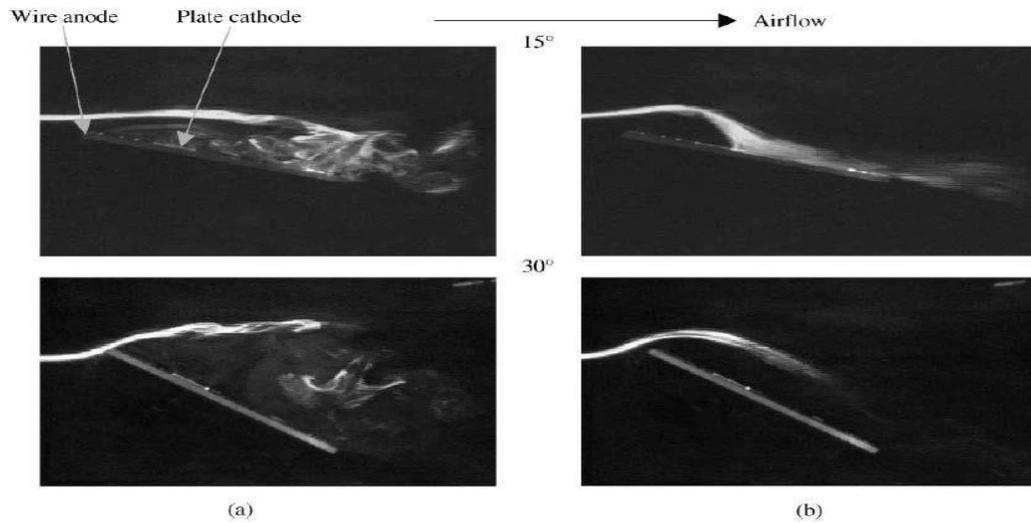


Figure (2.3) : Visualisation de l'action de la décharge DC couronne sur un écoulement ($0,35 \text{ m/s}$, $Re = 3750$) rencontrant une plaque plane avec incidence de 15° et 30° [14] a) sans plasma et b) avec plasma.

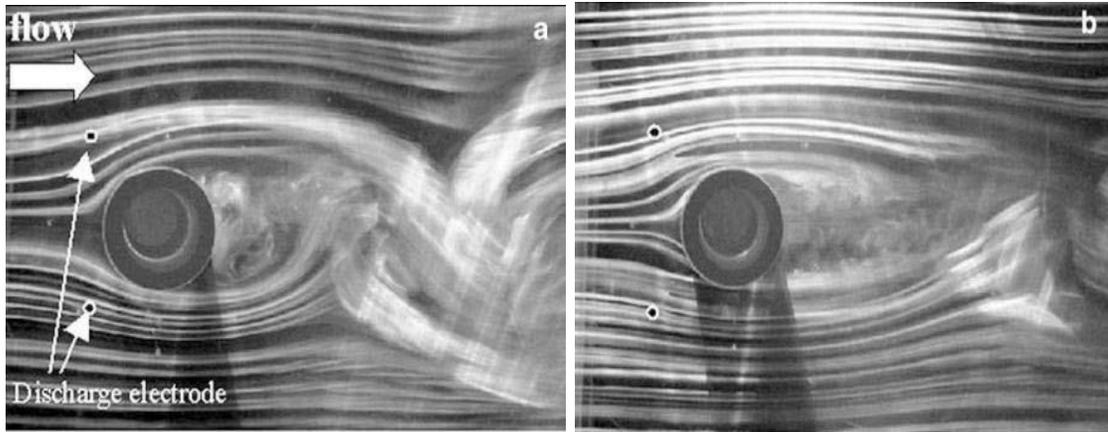


Figure (2.4) : Visualisation de l'actionneur DC couronne sur l'écoulement de 1 m/s autour d'un cylindre a) sans et b) avec l'actionneur en fonctionnement [12].

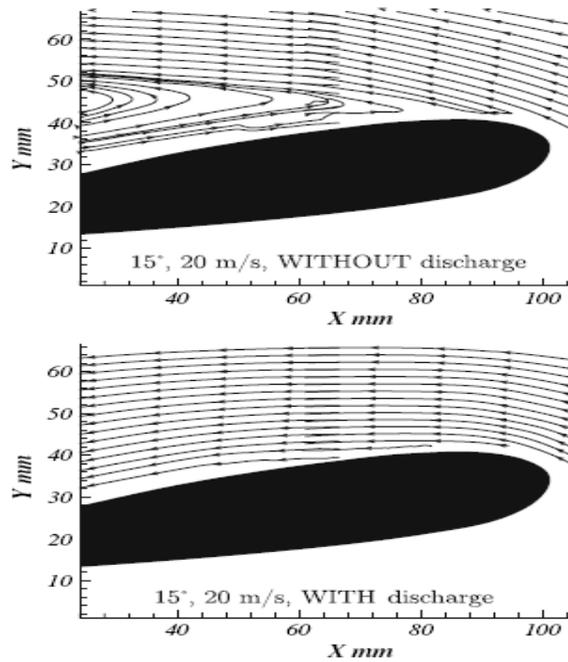


Figure (2.5) : Comparaison du champ de vitesse sans et avec la décharge sur un profil NACA0015 avec une incidence de 15° [12].

3.2. Actionneur à DBD

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** [18]. Cet actionneur est constitué de deux électrodes montées sur les deux côtés d'un diélectrique (Voir Figure (2.6)) et il peut générer un écoulement parallèle à la surface de l'actionneur. La vitesse de cet écoulement est de l'ordre de quelques mètres par seconde.

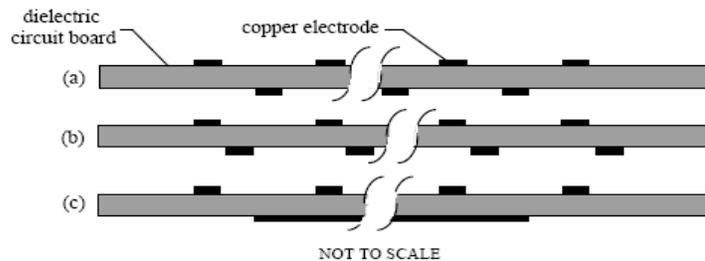


Figure (2.6) : Configurations schématiques de l'actionneur EHD à DBD proposées par **Roth et Al** [20].

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 Figure (2.6.b)) 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 [19,20].

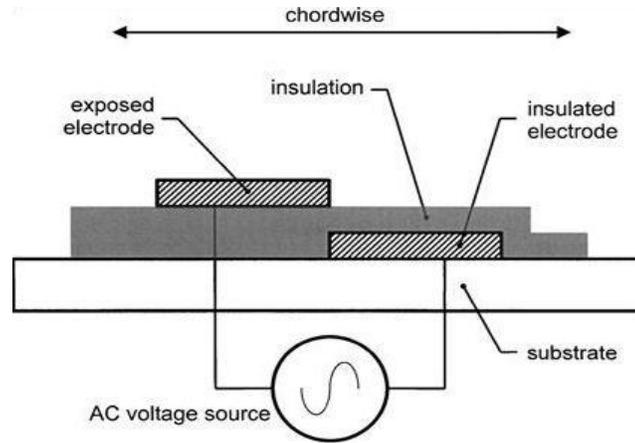


Figure (2.7) : Actionneur DBD.

La Figure (2.7) 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, 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.

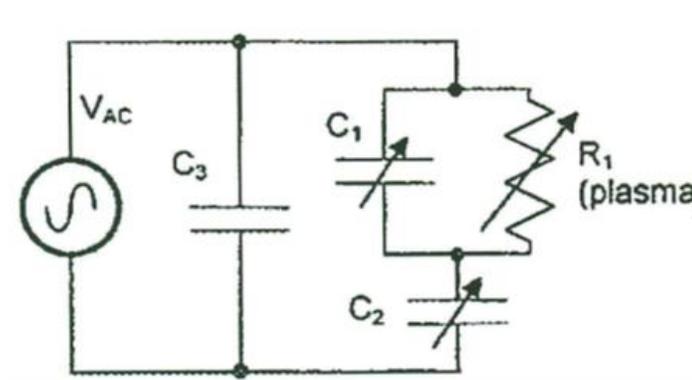


Figure (2.8) : Schéma équivalent à un actionneur DBD.

La Figure (2.8) représente un schéma équivalent à un actionneur DBD, Avec :

- R_1 : la résistance équivalente traduisant la dissipation d'énergie dans le plasma
- C_3 : le condensateur entre les deux électrodes physiques à travers le 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.

La décharge est différente durant les deux alternances : pendant l'alternance positive, le courant de décharge est composé de micro-impulsions très fortes, pendant l'alternance négative, le courant de décharge présente des amplitudes de pics plus faibles. En effet, la décharge est plutôt filamentaire pendant l'alternance positive, pendant l'alternance négative, le courant de décharge est notamment composée de très faibles impulsions (quelques mA d'amplitude) avec une fréquence importante (quelques dizaines voire centaines de kHz), et plutôt en mode «**Trichel**» [21]. La mesure par un photomultiplicateur (PMT) et la photo prise avec une caméra rapide par **Orlov et Al** [22] montrent clairement cette différence. **Gibalov et Pietsch** [23] ont également montré cette différence en comparant la photo obtenue avec une impulsion HT négative et celle obtenue avec une impulsion HT positive.

Une explication de la formation de la décharge DBD surfacique proposée par **Enloe et Al** [24,25] est : quand la tension appliquée à l'électrode exposée est négative, l'électrode émet des électrons. Due à la présence du diélectrique, un dépôt de charge (électrons) se forme sur la surface du diélectrique et ce dépôt de charge s'oppose la tension appliquée. A cause de ce dépôt de charge, la décharge s'éteint sauf si la tension appliquée continue à augmenter. Au moment où la tension appliquée à l'électrode exposée change de signe, c'est-à-dire quand la tension appliquée arrive à l'alternance positive, les charges transférées par le plasma sont limitées par la quantité de charge déposée sur la surface du diélectrique pendant l'alternance négative (Voir Figure (2.9)).

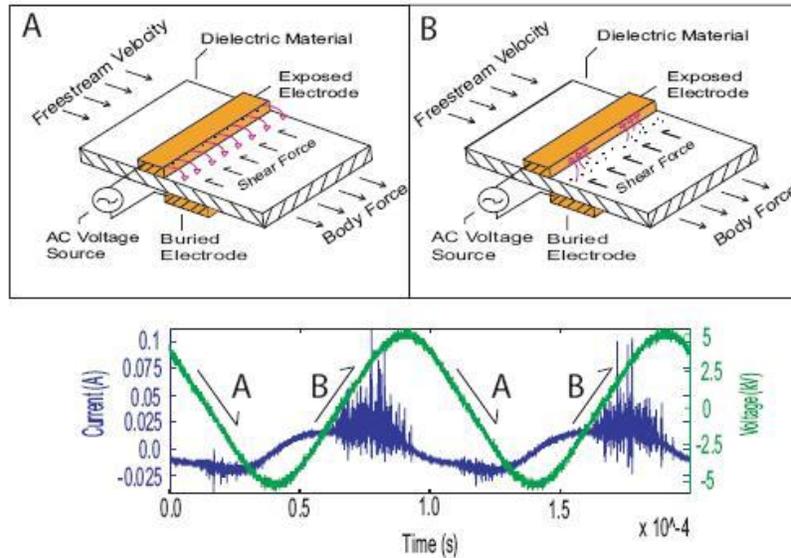


Figure (2.9) : Schéma du mécanisme de DBD surfacique proposé par **Enloe** et **Al** [24].

A partir de la simulation numérique, **Likhanskii** et **Al** [26] ont proposé que, lorsque la tension appliquée change de signe, deux cas sont possibles :

- i) si la fréquence de la tension est basse (inférieure à 2-3 kHz pour un plasma à l'échelle du millimètre ou du centimètre), presque tous les électrons déposés sur la surface sont neutralisés rapidement et une nouvelle décharge de type couronne positive peut avoir lieu (Voir Figure (2.10.a)).
- ii) si la fréquence de la tension appliquée est élevée, les électrons déposés sur la surface n'ont pas été neutralisés complètement et ils peuvent provoquer des avalanches d'ionisation. Ce dépôt d'électrons joue un rôle de cathode et ces électrons seront enlevés de la surface par l'impact des ions ou des photons (Voir Figure (2.10.b)).

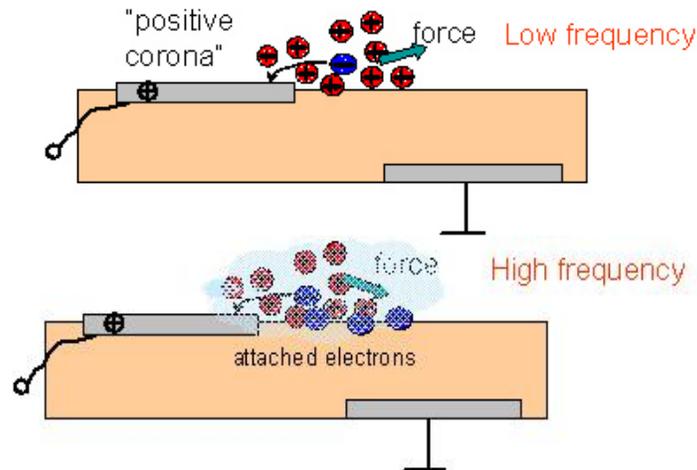


Figure (2.10) : Description de la décharge pendant l’alternance positive [26] a) basse fréquence, b) haute fréquence.

Le temps de collision entre les particules actives (ions, particules chargées) et les particules neutres de gaz est assez court par rapport à la vitesse d’un écoulement subsonique, et le taux de collision est élevé (10¹⁰/s). La force (désignée par « body-force » dans la Figure (2.9.a)) générée par l’actionneur peut être considérée permanente sur l’écoulement naturel et indépendante de la vitesse d’écoulement naturel [23]. **Likhanskii** et **Al** [26] ont décrit l’interaction entre les ions et les molécules de gaz par un « piston poreux » : subissant une force coulombienne, les ions bougent plus vite que les molécules de gaz voisines, un nuage d’ions se déplace comme un « piston poreux » et rentre en collision avec les molécules de gaz voisines, ces molécules de gaz sont accélérées par le transfert de quantité de mouvement.

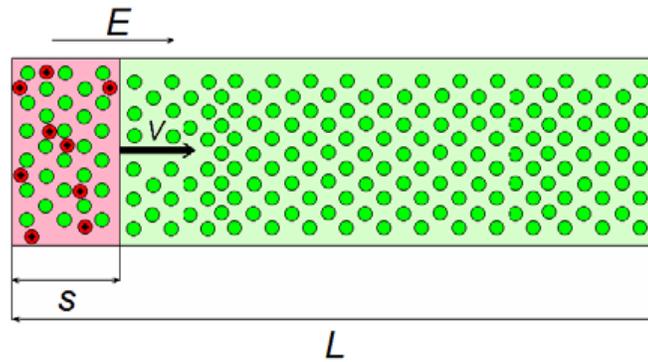


Figure (2.11) : Description schématique du « piston poreux » pour le transfert de quantité de mouvement [26].

3.3. Actionneur à décharge glissante

L'actionneur à décharge glissante est composé de trois électrodes (Voir Figure (2.12)). L'électrode n°1 est liée à une tension alternative VAC , l'électrode n°2 est mise à la masse, et une tension continue VDC est appliquée aux électrodes n°3 et n°2. La troisième électrode 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 (2.12.b)). Par rapport au cas où $VDC = 0$, si une tension VDC négative est appliquée, la vitesse de l'écoulement induit par la décharge est plus faible, si VDC 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. Avec la tension DC appliquée VDC , négative ou positive, on peut constater également que le comportement du courant de décharge est différent. I_2 est le courant mesuré sur l'électrode n°2, I_3 est le courant mesuré sur l'électrode n°3 (Voir Figure (2.12.a)).

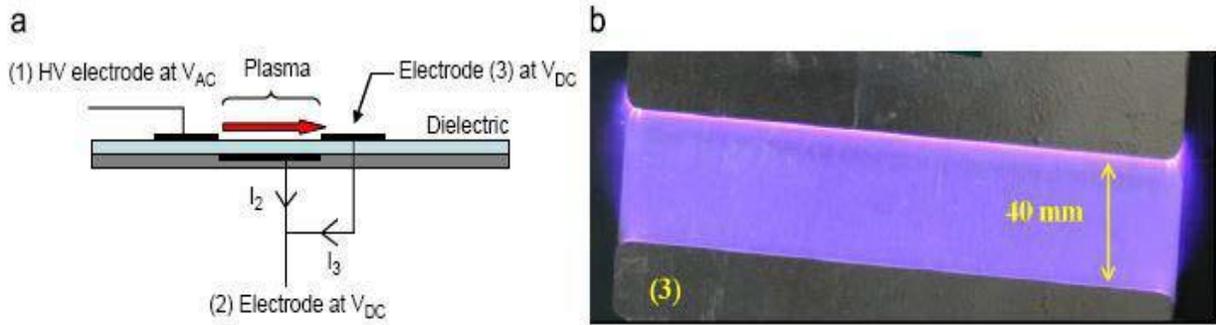


Figure (2.12) : Actionneur EHD à décharge glissante a) schéma de la configuration d'actionneur, b) photo de la décharge avec V_{DC} négative.

3.4. Actionneur DBD à jet

L'actionneur DBD à jet utilise soit une configuration parallèle de deux couples d'actionneurs DBD asymétriques opposés [27] (Voir Figure (2.13)) ; soit une configuration circulaire de l'actionneur DBD [27] (Voir Figure (2.14)). 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.

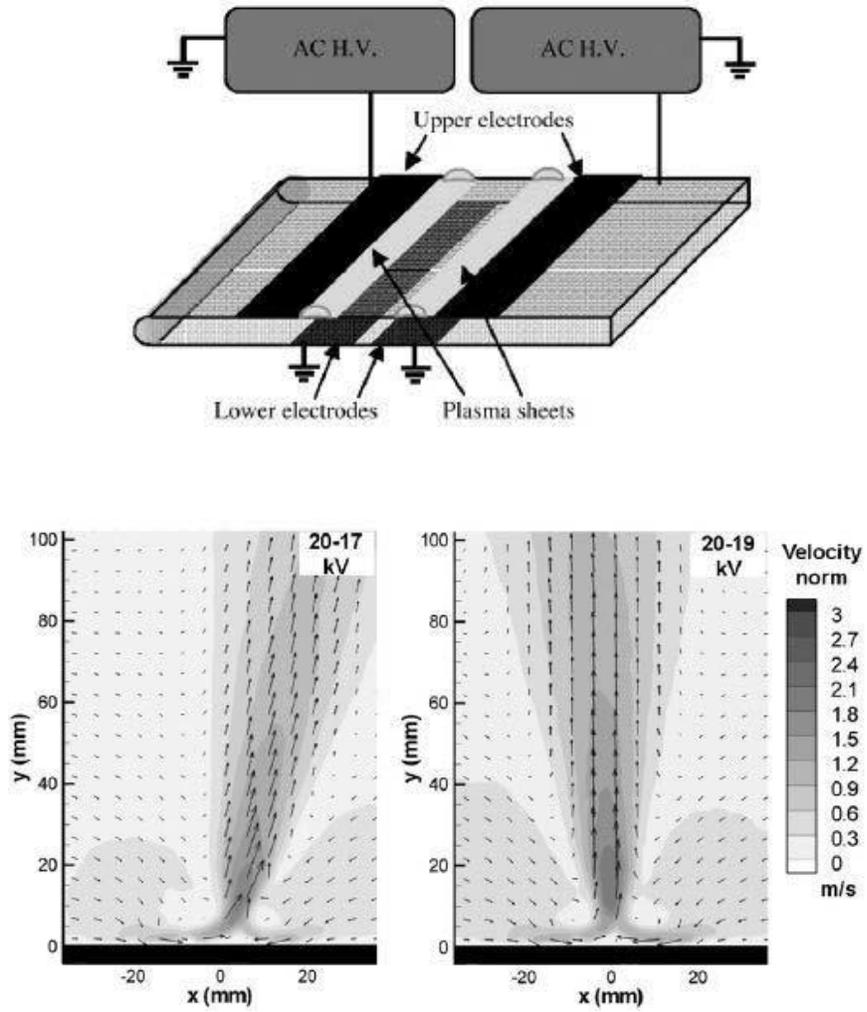


Figure (2.13) : Schéma de l'actionneur DBD à jet et le champ de vitesse [28].

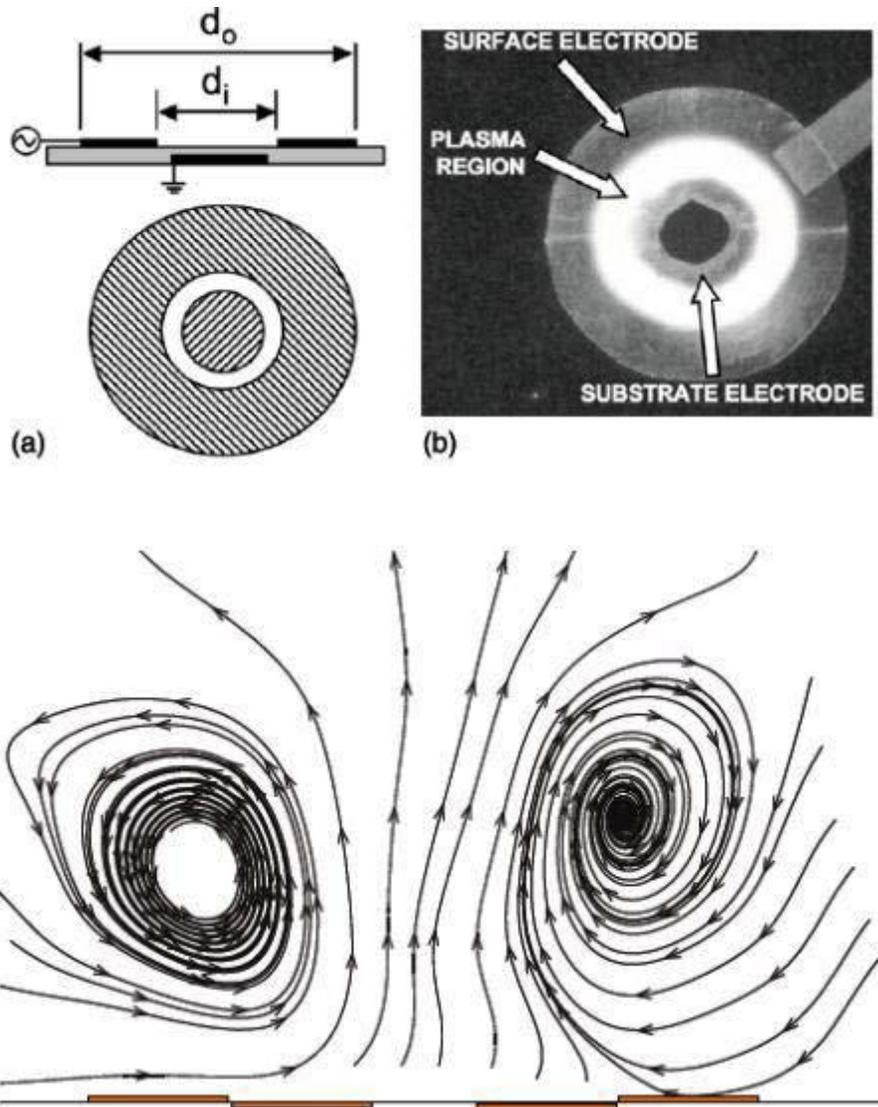


Figure (2.14) : a) schéma de l'actionneur, b) photo de l'actionneur en fonctionnement et c) champ de vitesse en 2D de l'écoulement induit par l'actionneur [27].

4. Applications

L'application de l'actionneur DBD est également beaucoup étudiée pour supprimer la séparation, retarder la transition, diminuer la traînée, augmenter la portance, diminuer le bruit aérodynamique, etc. Par exemple, avec un actionneur DBD à huit couples d'électrodes, **Roth et Al** [29] ont observé le recollement d'un écoulement sur un profil NACA0015 (Voir Figure (2.15)). **Post et Al** ont observé une suppression de la séparation et une augmentation de 400% au niveau de la finesse L/D (rapport portance/traînée) sur un profil NACA663-018 avec un actionneur DBD d'un couple d'électrodes monté sur le bord d'attaque, **Corke et Al** ont également observé une augmentation de 340% de L/D sur un profil NACA0015. Avec un actionneur DBD d'un couple d'électrodes monté sur la sortie d'un diffuseur, **Benard et Al** ont montré que l'écoulement peut être complètement détaché à 20 m/s (Voir Figure (2.16)) ou rattaché [28]

Sosa et Al ont observé une suppression de la séparation et une augmentation de l'incidence de décrochage de 6° sur un profil NACA0015. **Ramakumar et Al** ont aussi observé la diminution de la séparation et l'augmentation de la portance. **Thomas et Al** [31] ont observé une diminution de bruit de 13,3 dB avec quatre actionneurs montés sur un cylindre (Voir Figure (2.17)).

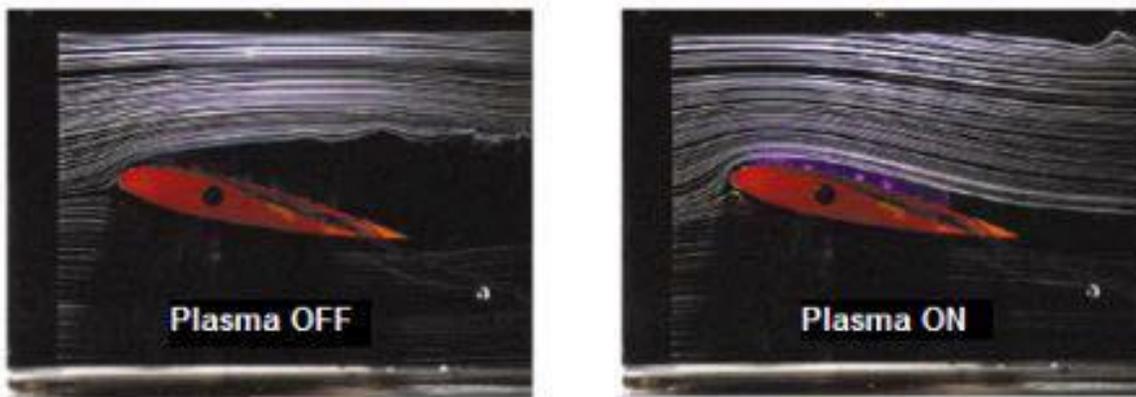


Figure (2.15) : Visualisation de l'effet d'un actionneur DBD sur un écoulement autour d'un profil NACA0015 [29].

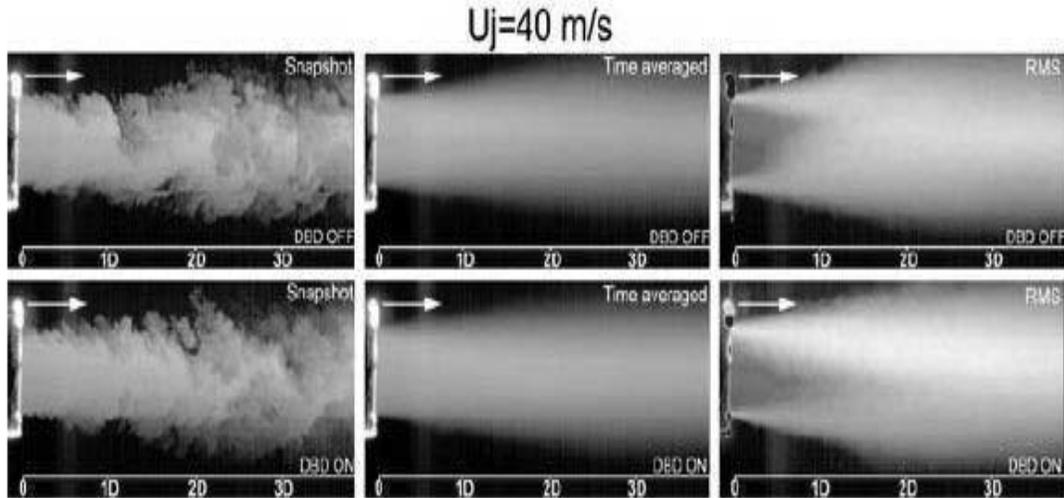


Figure (2.16) : L'effet d'un actionneur DBD sur un jet [30].

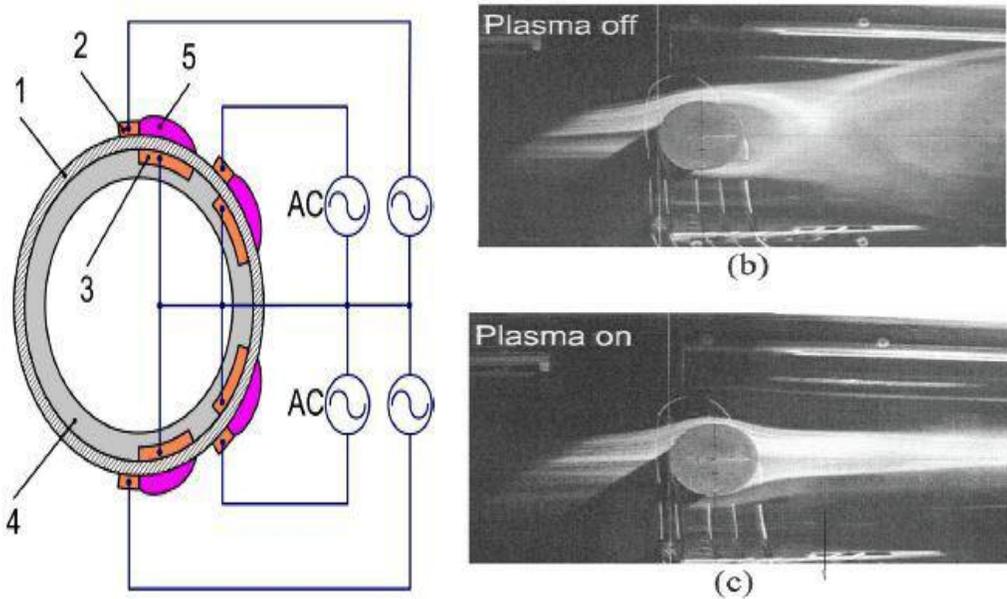


Figure (2.17) : Visualisation de l'effet de l'actionneur DBD sur un écoulement autour d'un cylindre [31]

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

5. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les différents types d'actionneurs EHD et leurs principes de fonctionnement, ainsi que leurs domaines d'applications. Dans le chapitre suivant nous allons présenter la modélisation numérique du problème, en utilisant le code de calcul COMSOL 4.3.

CHAPITRE 3

MODELISATION DU PROBLEME

1. Introduction

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 ne 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 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 à 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 à travers la force électrique dans les équations de **Navier-Stokes**, comme indiqué par le diagramme ci-dessous [32] :

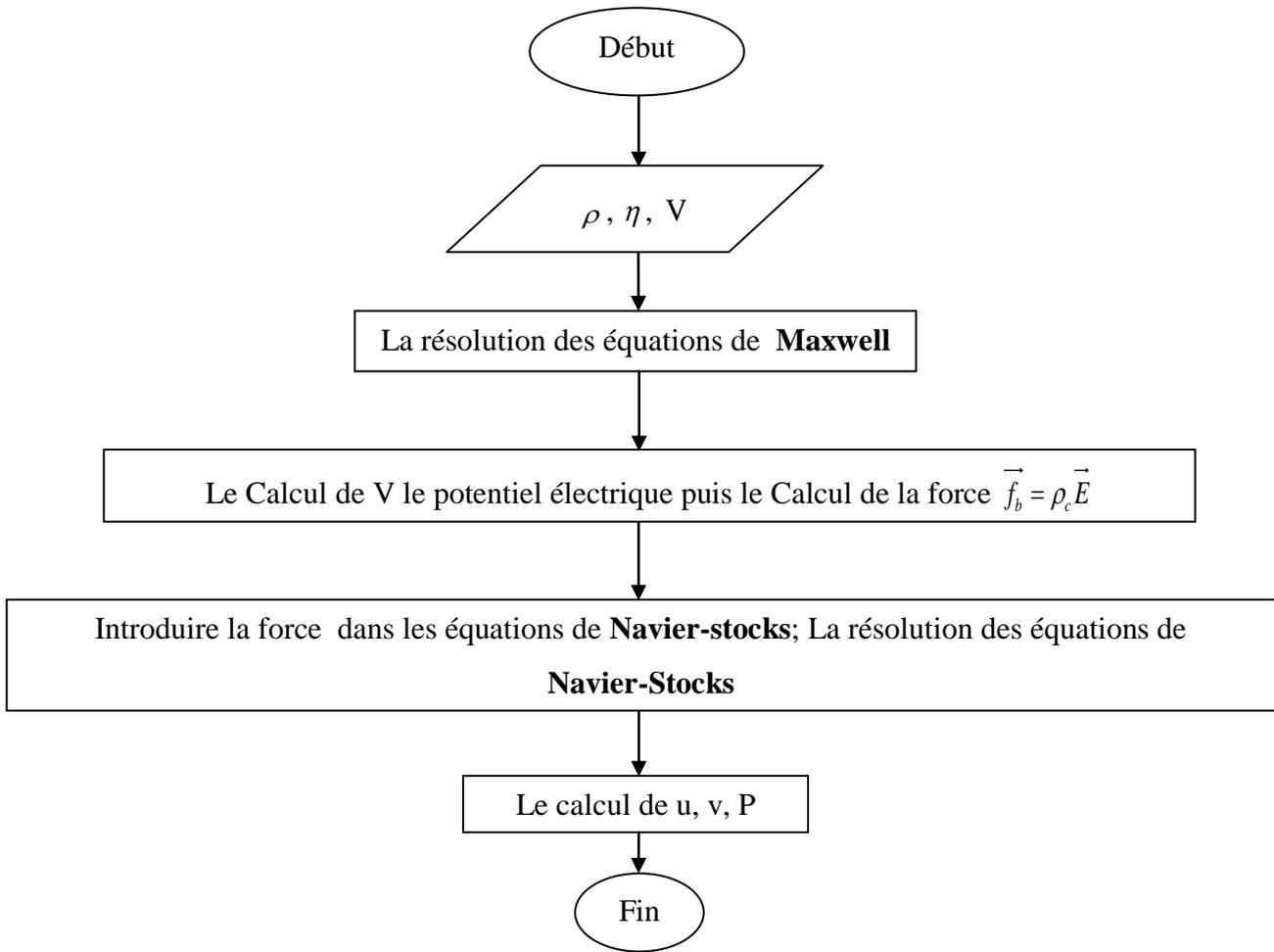


Figure (3.1) : Organigramme de résolution [32].

2. 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 :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho u_{ii} + \rho u_i = 0 \quad (3.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_{ij} u_j \right) = -p_i + f_i + \tau_{ij,j} \quad (3.2)$$

Avec :

- U (U₁, U₂, U₃) : la vitesse d'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** :

$$f_i = \rho_c \cdot E_i \quad (3.3)$$

Avec E le champ électrique (V/m) et ρ_c la densité volumique de charge (C/m³). De plus, le champ électrique E dérive d'un potentiel φ :

$$E_i = -\varphi_i \quad (3.4)$$

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

$$\varphi_{ii} = -\frac{\rho_c}{\varepsilon_0} \quad (3.5)$$

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

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

$$J_i = D\rho_{c,i} + \rho_c(\beta E_i + u_i) \quad (3.6)$$

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 :

$D\rho_{c,i}$: Un terme de diffusion des charges

$\rho_c\beta E_i$: représente la conduction des charges

$\rho_c u_i$: Un 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 :

$$J_{i,i} = 0 \quad (3.7)$$

3. 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.

3.1. Formulation mathématique du problème électrique

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

$$\Delta V + \frac{\rho}{\varepsilon} = 0 \quad (3.8)$$

L'équation de conservation de la charge pour une espèce unique d'ions de densité volumique de charge ρ est en régime stationnaire :

$$\text{div}(\vec{j}) = 0 \quad (3.9)$$

Où J est la densité de courant :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} + \rho(\vec{u} + K\vec{E}) - D \cdot \text{grad}(\rho) \quad (3.10)$$

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 :

$$\vec{E} = -\text{grad}(V) \quad (3.11)$$

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

$$\frac{|\vec{J}_{diff}|}{|\vec{J}_{cond}|} = \frac{D|\text{grad}(\rho)|}{K\rho E} \approx \frac{D\rho/d}{K\rho V/d} \approx \frac{D}{KV} \quad (3.12)$$

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 pour $V = 25$ kv :

$$\frac{|\vec{J}_{diff}|}{|\vec{J}_{cond}|} \approx \frac{k_B \cdot T}{ev} \approx \frac{1}{40 \cdot V} \Rightarrow \frac{|\vec{J}_{diff}|}{|\vec{J}_{cond}|} \approx 10^{-6} \quad (3.13)$$

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 :

$$(1/2)\varepsilon E^2 \approx (1/2)m_v v^2 \Rightarrow v \approx (\varepsilon/m_v)^{1/2} E \quad (3.14)$$

Dans l'atmosphère, la mobilité EHD $(\varepsilon_0/m_v) \approx 10^{-6} \frac{m^2}{V \cdot s}$, s est beaucoup plus faible que la mobilité des ions $K \approx 10^{-4} \frac{m^2}{V \cdot s}$ 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 :

$$\vec{j} = K \cdot \rho_c \cdot \vec{E} \quad (3.15)$$

Les equations (3.1) et (3.2) s'écrivent:

$$\Delta V = \rho_c \quad (3.16)$$

$$\operatorname{div}(\vec{j}) = \operatorname{div}(\rho_c \vec{E}) = -\operatorname{div}(\rho_c \cdot \operatorname{grad}(V)) \quad (3.17)$$

Avec les expressions:

$$\vec{j} = \rho_c \vec{E} \quad (3.18)$$

$$\vec{E} = -\operatorname{grad}(V) \quad (3.19)$$

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

$$-\operatorname{div}(\rho_c \cdot \operatorname{grad}(V)) = \rho_c^2 - \operatorname{grad}(\rho_c) \cdot \operatorname{grad}(V) \quad (3.20)$$

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

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta V = -\rho_c \\ \operatorname{grad}(V) \cdot \operatorname{grad}\left(\frac{1}{\rho_c}\right) = -1 \end{array} \right\} \quad (3.21)$$

3.2. Résolution du problème électrique

Les deux équations (3.21) couplées sont résolues par approximations successives (Voir 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.

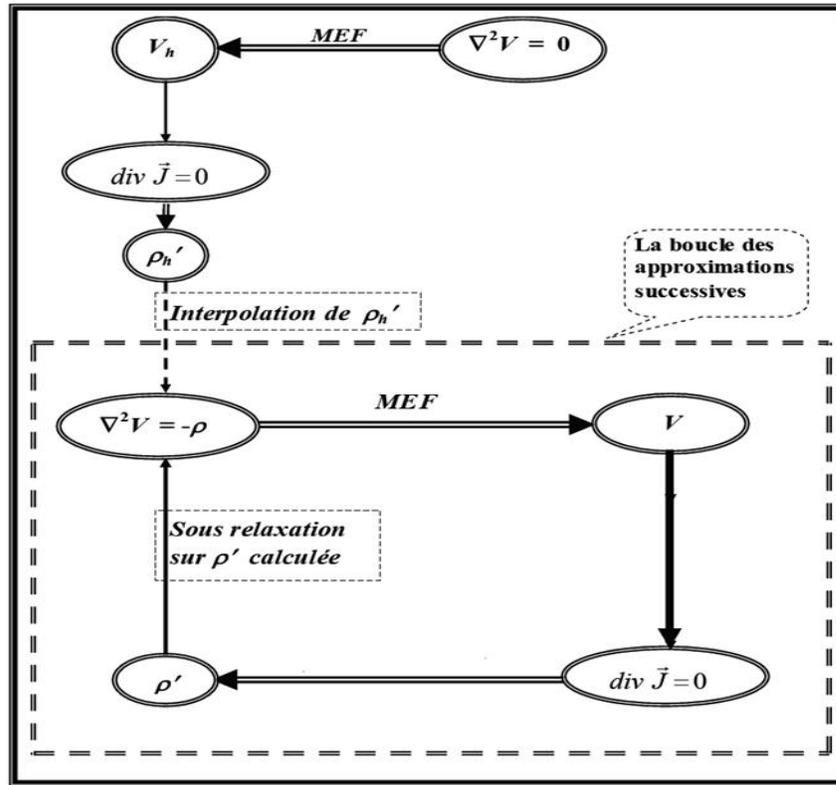


Figure (3.2) : La solution des deux équations, l'équation de **POISSON** et l'équation de conservation de la charge par approximations successives [32].

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 **Law** pour calculer la densité de charge électrique qui est :

$$\nabla D = \rho_c \tag{3.22}$$

3.3. 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 δ 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 $\sigma = P \cdot n$
- Une distribution volumique de densité $\rho = -div(p)$

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

$$div(E) = \nabla E = \frac{\rho}{\epsilon_0} = \frac{\rho_{free} + \rho_{pol}}{\epsilon_0} = \frac{\rho_{free} + \nabla P}{\epsilon_0} \quad (3.23)$$

$$div\left(E + \frac{P}{\epsilon_0}\right) = \nabla\left(E + \frac{P}{\epsilon_0}\right) = \frac{\rho_{free}}{\rho_0} \quad (3.24)$$

$$div(\epsilon_0 E + P) = \nabla(\epsilon_0 E + P) = \rho_{free} \quad (3.25)$$

Ou en utilisant le vecteur induction électrique :

$$D = \epsilon_0 E + P \quad (3.26)$$

$$div(D) = \nabla D = \rho_{free} \quad (3.27)$$

ρ_{free} est la densité volumique de charges libres

Conditions aux limites :

$$(D_e - D_i)n = \sigma_{free} \quad (3.28)$$

$$(E_e - E_i)n = 0 \quad (3.29)$$

σ_{free} est la densité surfacique de charges libres

Cas des diélectriques linéaires homogènes et isotropes :

Dans un diélectrique homogène linéaire et isotrope, \mathbf{P} et \mathbf{E} sont colinéaires

$$P = \epsilon_0 \cdot X \cdot E \quad (3.30)$$

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

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 (1 + X) E = \epsilon_0 \epsilon_r E = \epsilon E \quad (3.31)$$

ϵ et ϵ_r sont respectivement la permittivité et la permittivité relative du diélectrique, dans le cas du diélectrique anisotrope la même relation s'applique mais X et ϵ sont des tenseurs.

4. Méthodes numériques

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.

4.1. Schéma de calcul numérique

L'organisation du calcul numérique du couplage se résume par le schéma de la Figure (3.3)

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, profil symétrique), en introduisant les dimensions. Ensuite nous choisissons le module à utiliser à partir de la bibliothèque des modules disponible sur COMSOL, en choisissant le type de l'élément voulu ainsi que le mode de l'analyse (temporelle, stationnaire, paramétrique) dans notre travail puisqu'il s'agit du couplage entre l'électrostatique et la mécanique des fluides donc on prend les modules (l'électrostatique diélectrique, **Navier-Stokes** Laminaire).

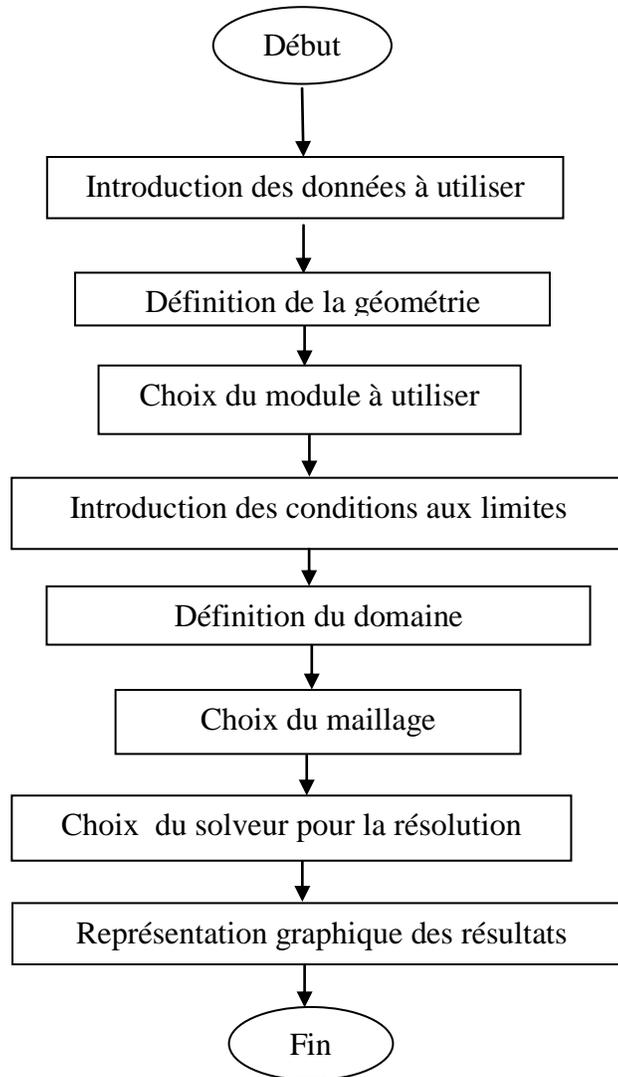


Figure (3.3) : Organigramme de calcul [32].

Une fois que la géométrie et le mode d'analyse définis, nous procédons à l'introduction des conditions aux limites choisies présentées ci-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, enfin nous présenterons les résultats obtenus graphiquement.

5. Modélisation sur COMSOL

Dans notre cas nous avons utilisé le code de calcul COMSOL version 4.3 qui permet d'effectuer le couplage des équations de l'électrostatique (**Maxwell**) et les équations de la mécanique des fluides (**Navier-stocks**) et aussi la force de volume, adoptant la méthode des éléments finis MEF qui 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 tel que : $\cup_{i=1}^n \Omega_i = \Omega$.

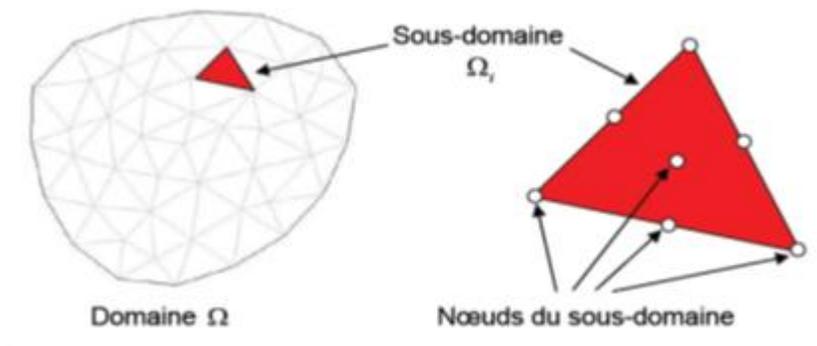


Figure (3.4) : Discritisation du domaine par éléments finis.

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 champ 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 Eléments 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
- Resolution du système d'équations.

5.1. Modélisation d'une Plaque plane

Nous supposons le problème 2D, stationnaire, d'une décharge DC couronne établie à l'aide de deux électrodes (anode, cathode) implantées sur la surface d'une plaque de matériaux isolant PMMA (polyMethyl-MethAcrylate) de 200 mm de longueur et de 25 mm d'épaisseur, les électrodes de diametres differents sont en cuivre distantes l'une de l'autre de 40 mm

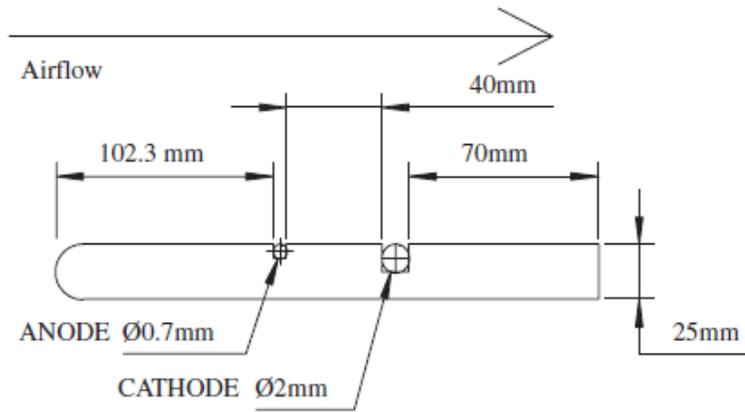


Figure (3.5) : Schéma de principe de la plaque plane [10].

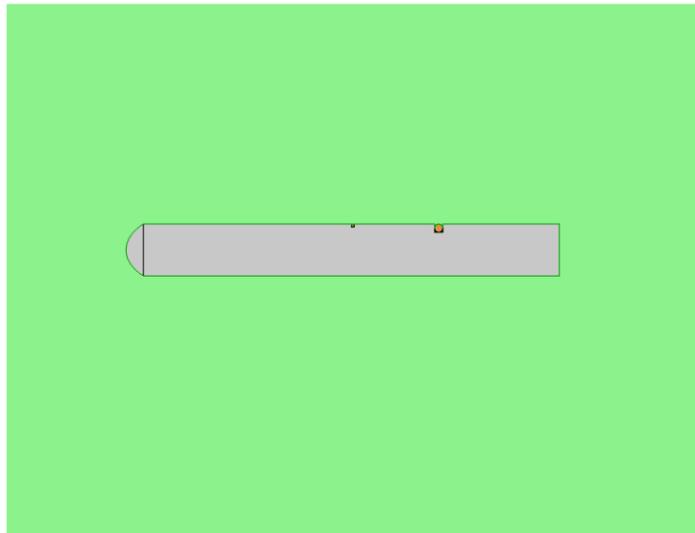


Figure (3.6) : Schéma de principe de la plaque plane sur COMSOL.

La Figure (3.6) représente la modélisation de la plaque sur COMSOL, la partie en vert représente le domaine de calcul qui s'étend sur 120 cm suivant l'axe X et 50 cm suivant l'axe Y.

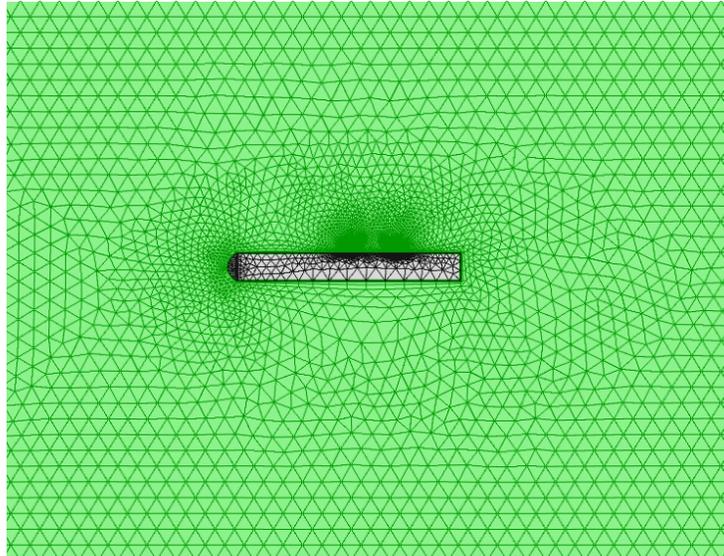


Figure (3.7) : Maillage de la plaque sur COMSOL.

La figure (3.7) représente un maillage non structuré du domaine de calcul obtenu à l'aide du COMSOL 4.3, d'une qualité satisfaisante, ce maillage consiste de 12558 éléments.

Pour résoudre le problème sur COMSOL nous avons choisi les conditions aux limites suivantes :

Elctrostatic Model :

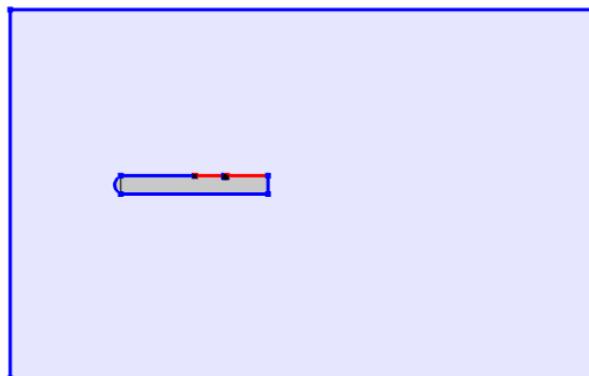


Figure (3.8) : Conditions aux limites.

Nous avons associé la condition de type « ZERO CHARGE » aux limites de couleur bleu comme le montre la Figure (3.8), aux limites en rouge nous avons utilisé la condition de type « SURFACE CHARGE DENSITY ». pour les électrodes (anode, cathode) nous avons appliqué des potentiels électriques respectivement + 40000 v et - 40000 v ($I = 3.75 \text{ mA}$), cette haute tension est générée par une alimentation continue HT DEL®.

Laminar Flow Model :

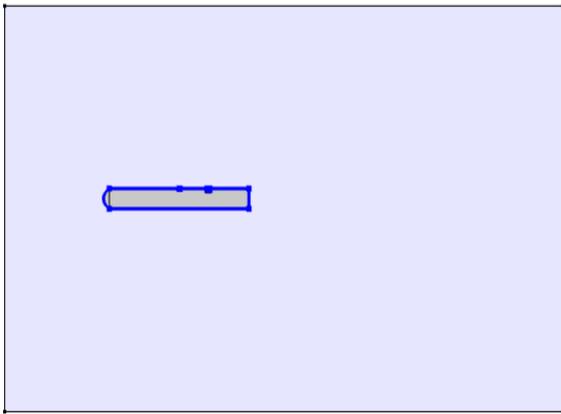


Figure (3.9.a) : Wall

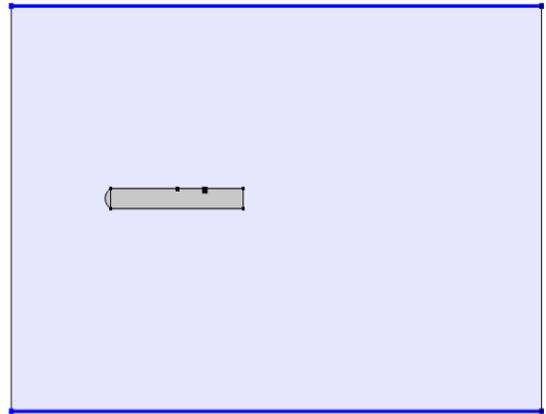


Figure (3.9.b) : Open Boundary

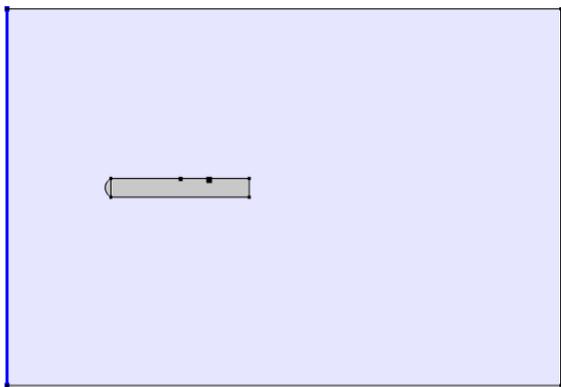


Figure (3.9.c) : Inlet

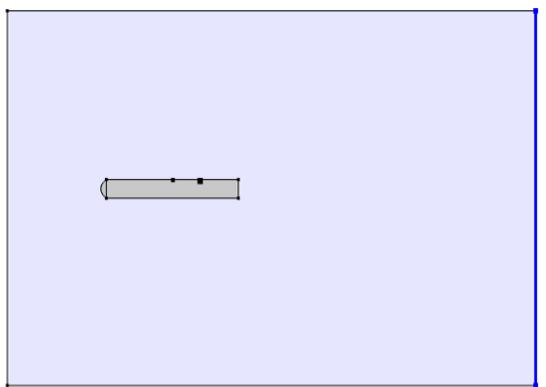


Figure (3.9.d) : Outlet

Sur les parois de la plaque nous avons appliqué la condition limite de type « WALL », c.a.d : il n'y a pas de glissement au niveau de la paroi (la vitesse est nulle $U = 0$) (Figure (3.9.a)).

La Figure (3.9.b) représente la condition au limite de type « OPEN BOUDARY », ce qui signifie l'absence de parois.

La Figure (3.9.c) représente l'entrée où nous avons appliqué la condition limite de type « INLET », pour cette condition il existe deux cas :

Dans le premier cas nous avons supposé qu'il n'y a pas d'écoulement extérieur ($U = 0$) afin d'évaluer le vent ionique.

Dans le deuxième cas nous nous sommes intéressés d'étudier l'influence de la décharge sur la couche limite d'un écoulement extérieur autour de la plaque, pour cela nous avons utilisé la condition $U = U_0$.

Pour la sortie nous avons utilisé la condition de type « OUTLET », comme le montre la Figure (4.9.d), $P = P_0$ et $[\mu(\nabla u + (\nabla u)^T)].n = 0$.

Une autre configuration a été étudiée pour le cas de la plaque plane. Le schéma de la Figure (3.10) donne une représentation générale de la configuration utilisée dans cette simulation, la décharge a été établie à l'aide de deux électrodes, l'anode est en cuivre de 900 μm de diamètre placée au bord d'attaque de la plaque, et la cathode est une plaque plane en aluminium dont ses dimensions sont (25*750 μm), la distance inter-électrode est de 38 mm, et la plaque est en Plexiglas (200*25 mm).

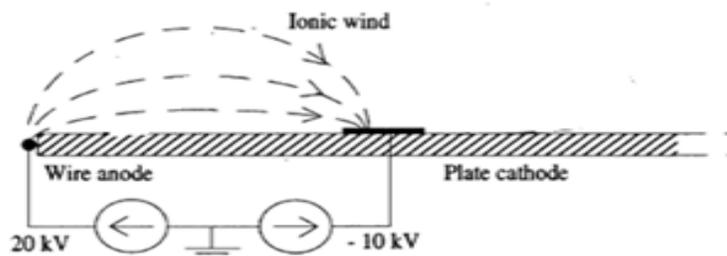


Figure (3.10) : Schéma de principe de la plaque plane (configuration 2) [10].

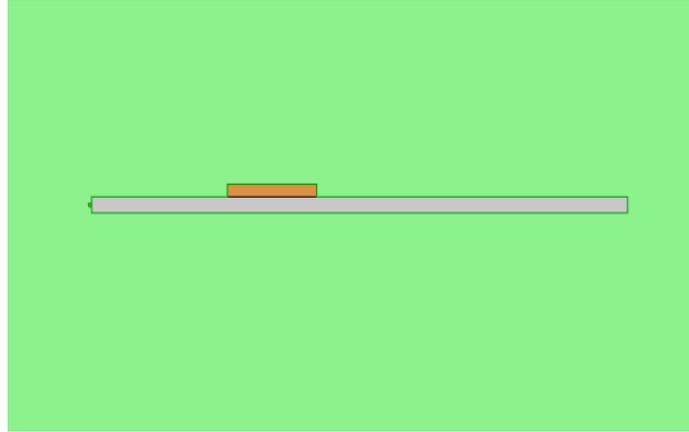


Figure (3.11) : Schéma de principe de la plaque plane sur COMSOL (configuration 2).

La Figure (3.11) représente la modélisation de la plaque sur COMSOL, la partie en vert représente le domaine de calcul qui s'étend sur 120 cm suivant l'axe X et 50 cm suivant l'axe Y.

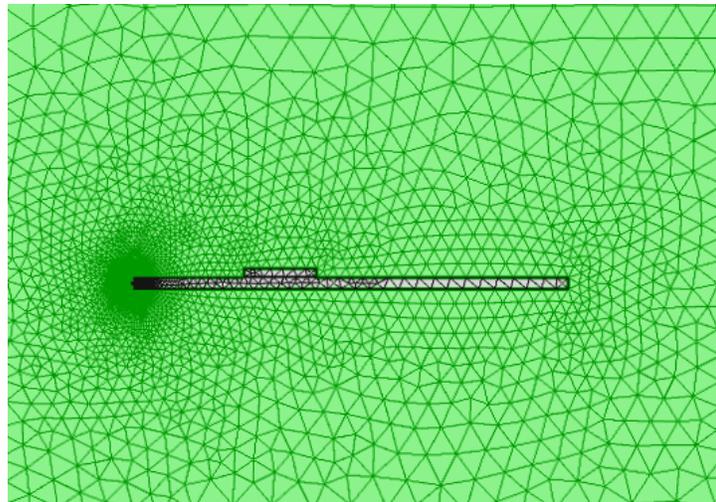


Figure (3.12) : Maillage de la plaque sur COMSOL (configuration 2).

La figure (3.12) représente un maillage non structuré du domaine de calcul obtenu à l'aide du COMSOL 4.3, d'une qualité satisfaisante.

Nous avons utilisé les mêmes conditions aux limites pour cette configuration.

5.2. Modélisation d'un cylindre

L'écoulement autour d'un cylindre est un autre cas d'étude que nous avons traité par COMSOL, supposant un cylindre en PMMA de diamètre $d = 1$ m placé entre deux électrodes en cuivre de 0.9 mm de diamètre. (Voir Figure (3.13)).

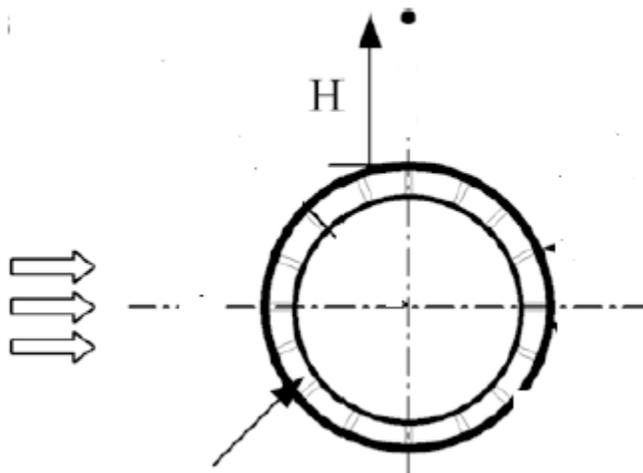


Figure (3.13) : Schéma de principe du cylindre [32].

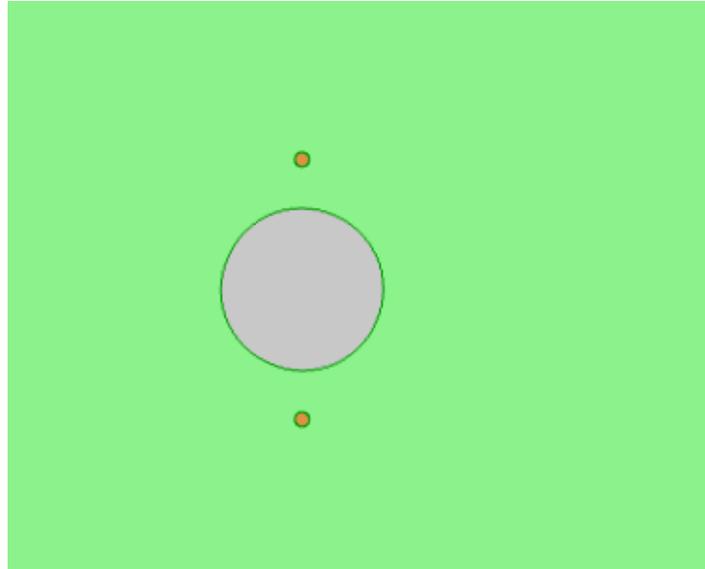


Figure (3.14) : Schéma de principe du cylindre sur COMSOL.

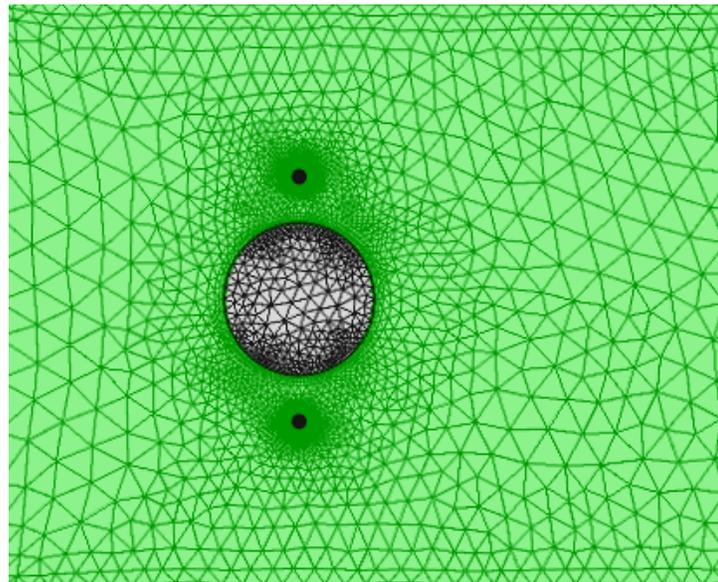


Figure (3.15) : Maillage du cylindre sur COMSOL.

Electrostatic Model :

Pour les conditions aux limites d'électrostatiques nous avons utilisé : pour les deux électrodes (l'anode $V = 25000$ v et la cathode $V = - 25000$ v) et pour les faces du cylindre nous avons utilisé la condition de type continuité et pour les autres faces nous avons utilisé la condition zéro charge symétrique. (Voir Figure (3.16)).

Laminar Flow Model :

A l'entrée nous avons appliqué la condition au limite de type écoulement uniforme de vitesse $U_{\infty} = 1.5$ m/s, et à la sortie nous avons appliqué la condition de type $P = 0$, sur les autres faces nous avons appliqué la condition de non glissement $U = 0$ (car c'est une paroi).

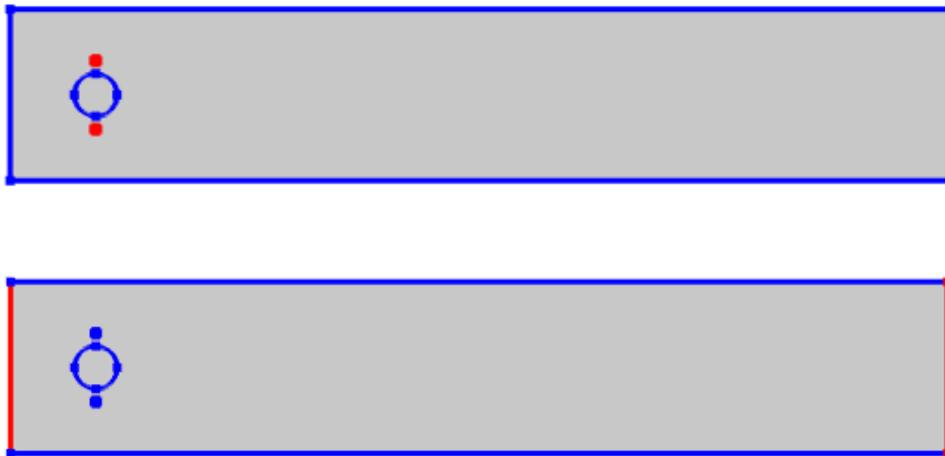


Figure (3.16) : Conditions aux limites.

6. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons modélisé numériquement les différentes configurations de notre problème, ainsi les équations mises en jeu. Dans le chapitre suivant nous présenterons les résultats obtenus numériquement tout en les comparant aux résultats expérimentaux.

CHAPITRE 4

RESULTATS ET DISCUSSIONS

1. Introduction

La simulation numérique sur COMSOL a été rendu possible après plusieurs tests numériques. Pour la validation des résultats numériques, nous les avons comparé aux résultats expérimentaux de **Moreau, Alexandre Labergue** [10].

2. Etude d'un actionneur à décharge DC couronne

Dans cette partie nous allons présenter les résultats des simulations numériques concernant une décharge couronne en régime continu.

2.1. Etude du vent ionique

Dans cette partie nous allons étudier l'influence des différents paramètres (diamètre des électrodes, distance inter-électrodes, polarité des électrodes,...) sur un actionneur à décharge DC couronne installé sur une plaque plane.

Nous supposons l'absence de l'écoulement extérieur afin de pouvoir étudier l'influence de ces différents paramètres sur le vent ionique.

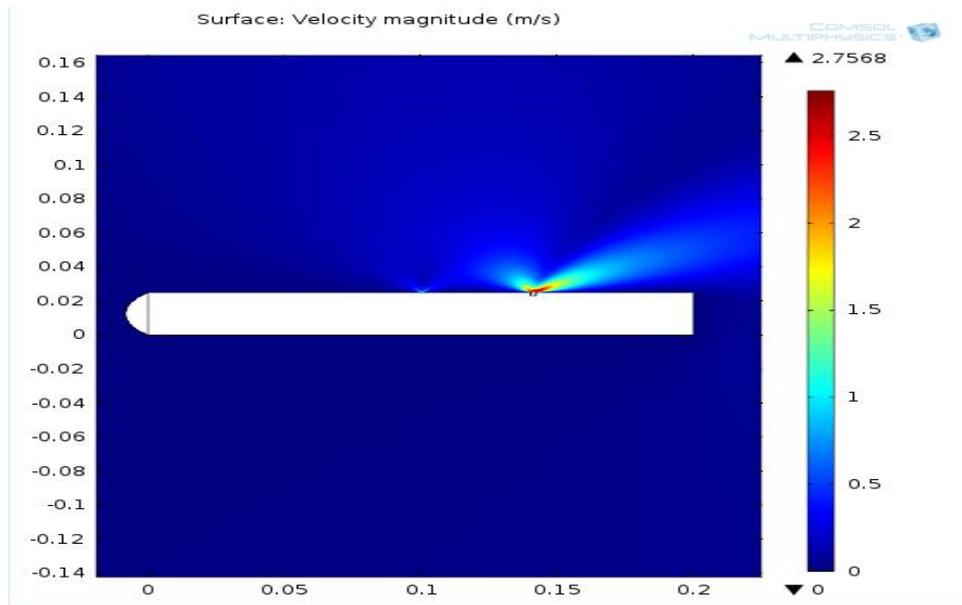


Figure (4.1) : Vitesse du vent ionique.

La Figure (4.1) représente le champ de vitesse du vent ionique créé par la décharge électrique. Le fluide est progressivement mis en mouvement entre les électrodes pour atteindre une vitesse de 2.7 m/s approximativement.

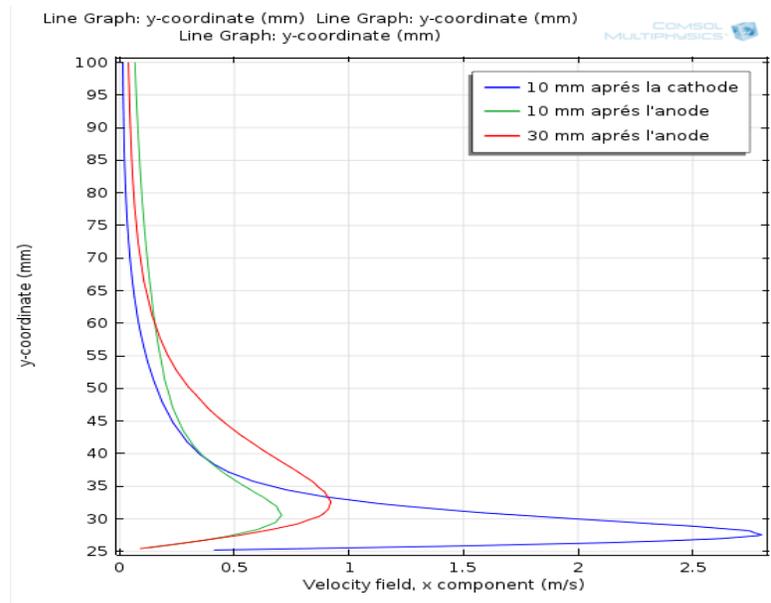


Figure (4.2) : Profils de vitesse horizontale tracés à différentes position.

La Figure (4.2) représente des profils de vitesses horizontales tracés à différentes positions X de la plaque, nous constatons que plus X augmente et se rapproche de la cathode, plus le vent induit par la décharge est plus important en rendant la vitesse maximale, pour atteindre une valeur de 2.7 m/s à 5 mm en aval de la cathode, ceci est dû au mouvement des ions qui se dirigent de l'anode vers la cathode.

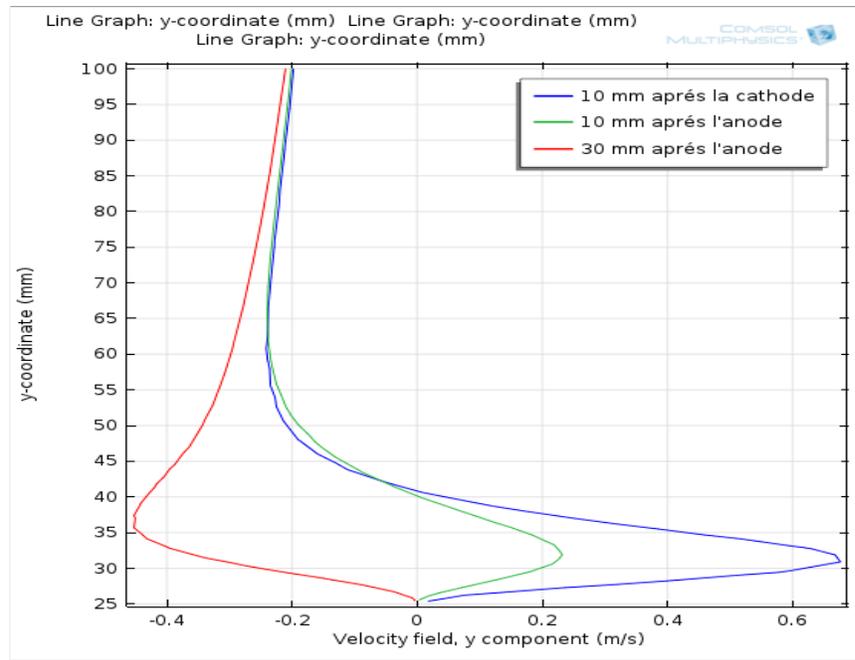


Figure (4.3) : Profils de vitesse verticale tracés à différentes position.

La Figure (4.3) montre les profils de vitesse verticale tracés à différentes positions X de la plaque, nous constatons que la décharge induit une faible vitesse verticale par rapport à la vitesse horizontale, elle est de l'ordre de 0.6 m/s, car la force de volume (force de **Coulomb**) est portée sur l'axe horizontale (ox).

❖ Influence du diamètre des électrodes

Dans cette simulation le paramètre envisagé est le diamètre des électrodes, en gardant la même distance inter-électrode, trois diamètres ont été étudiés, pour la première configuration l'anode et la cathode ont respectivement un diamètre de $\varnothing_+ = 0,8$ mm et $\varnothing_- = 2$ mm, pour la seconde configuration $\varnothing_+ = 0,4$ mm et $\varnothing_- = 2$ mm, et pour la troisième $\varnothing_+ = 0,4$ mm et $\varnothing_- = 0,8$ mm.

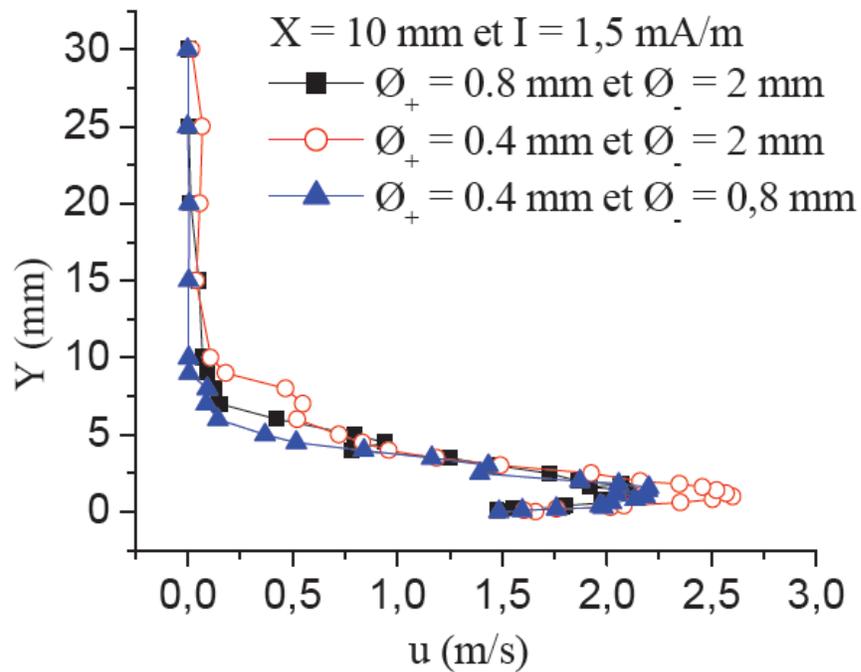


Figure (4.4) : Profils de vitesse horizontale pour différents diamètres (Expérimentale) [10].

L'expérience effectuée par l'équipe de **Moreau** [10] a montré que le maximum de vitesse (2.7 m/s) du vent ionique est obtenue avec la configuration $\varnothing_+ = 0,4$ mm et $\varnothing_- = 2$ mm.

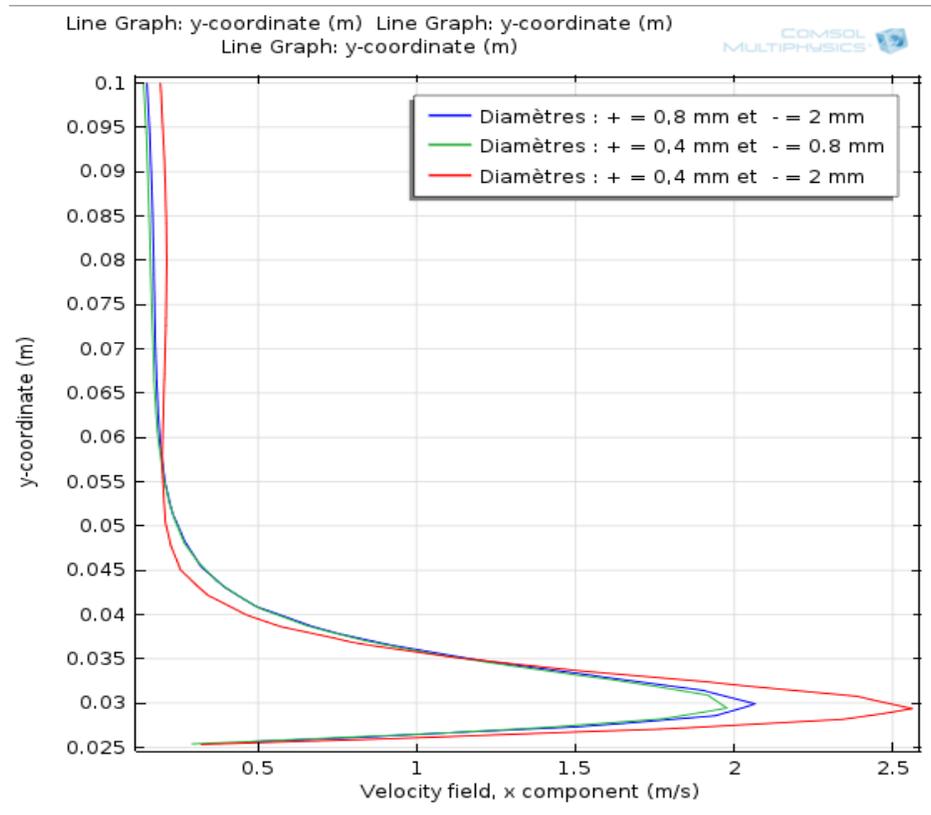


Figure (4.5) : Profils de vitesse horizontale pour différents diamètres (Numérique).

Après avoir réalisé la simulation sur COMSOL nous avons abouti à des résultats proches à ceux de l'expérience, nous avons trouvé une vitesse maximale de 2.7 m/s qui correspond à la configuration présentant la plus grande dissymétrie ($\varnothing_+ = 0,4$ mm et $\varnothing_- = 2$ mm) ce qui est en accord avec l'expérience, pour les deux autres configurations nous avons trouvé des profils de vitesse similaires avec des vitesses maximale moins importantes, les Figures ci-dessus montrent les profils de vitesse pour différents diamètres d'électrodes tracé à $X = 10$ mm après la cathode.

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.

En pratique ça nous permet d'avoir un vent ionique intense avec des petites électrodes en jouant sur la dissymétrie de ces dernières pour ne pas perturber l'écoulement extérieur.

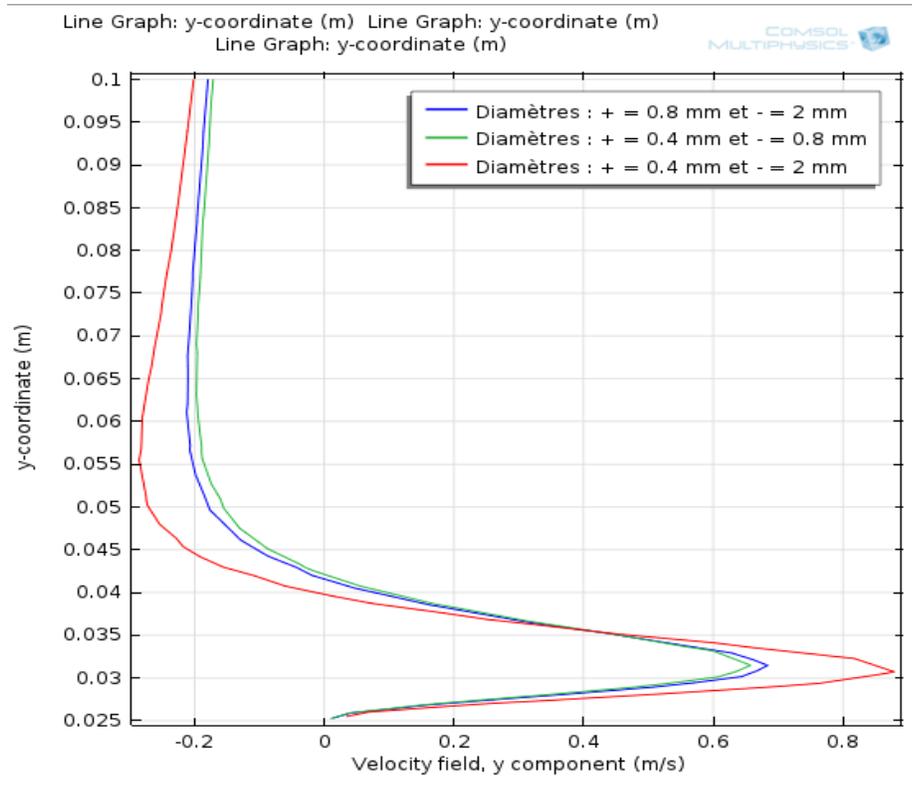


Figure (4.6) : Profils de vitesse verticale pour différents diamètres (Numérique).

La Figure (4.6) montre les profils de vitesse verticale tracés pour les trois diamètres, nous observons que les diamètres des électrodes n'ont pas d'influence sur la vitesse verticale du vent ionique.

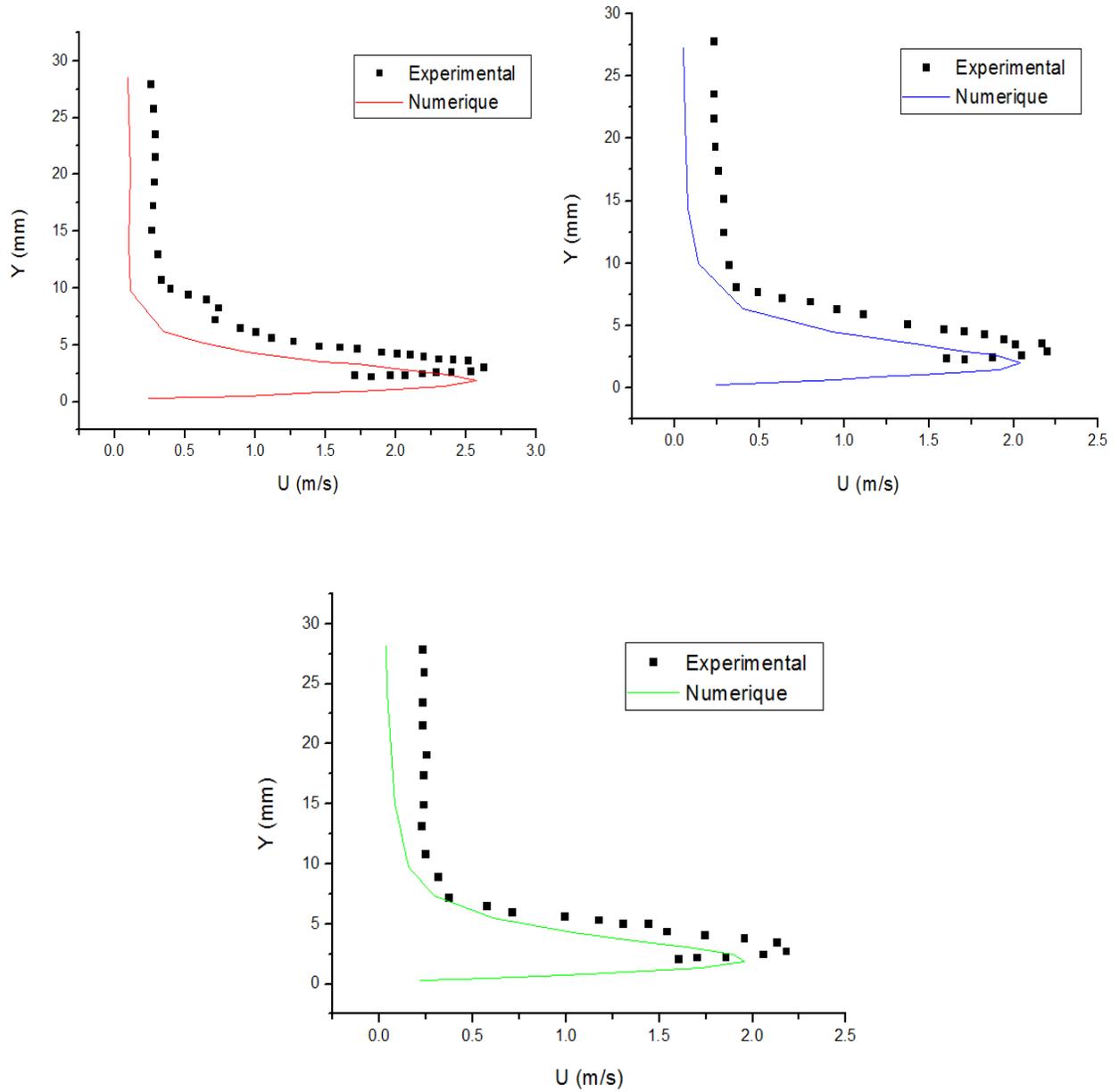


Figure (4.7) : Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour les trois diamètres.

❖ Influence de la distance inter-électrode

Dans cette partie le paramètre étudié est la distance inter-électrode (**d**), trois distances ont été analysées 40, 60 et 80 mm, en gardant le même matériau avec des diamètres d'électrodes de $\varnothing_+ = 0,8$ mm et $\varnothing_- = 2$ mm.

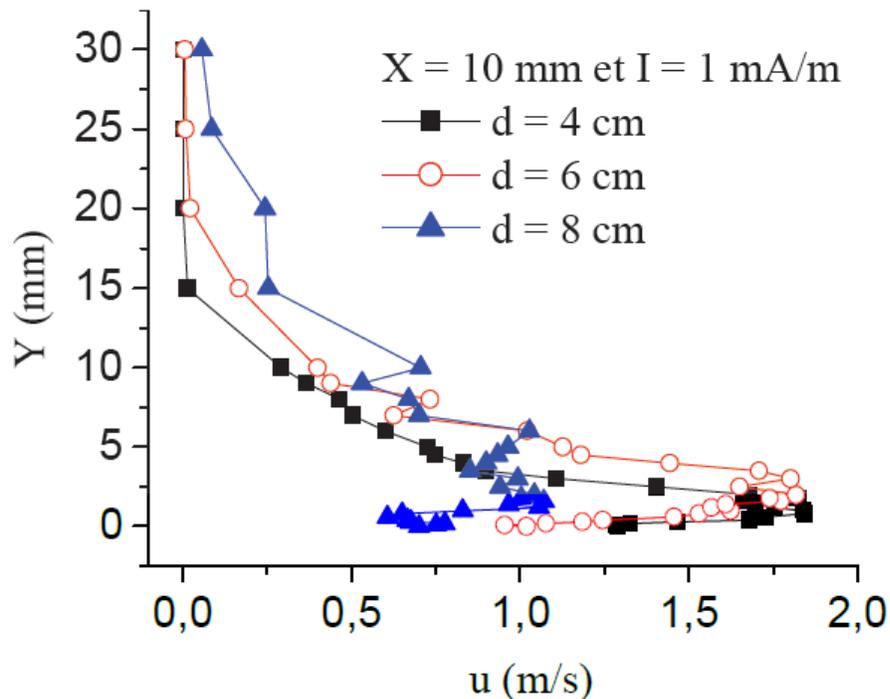


Figure (4.8) : Profils de vitesse horizontale pour différentes distances (Expérimentale) [10].

L'expérience réalisée par l'équipe de **Moreau** a montré que pour la plus grande distance inter-électrode (80 mm), le profil de vitesse correspond à un vent ionique plus faible par rapport aux autres distances inter-électrodes (40, 60 mm), de plus, la vitesse maximum du vent ionique est obtenue à une valeur plus grande de Y lorsque **d** augmente. (Voir Figure (4.8)).

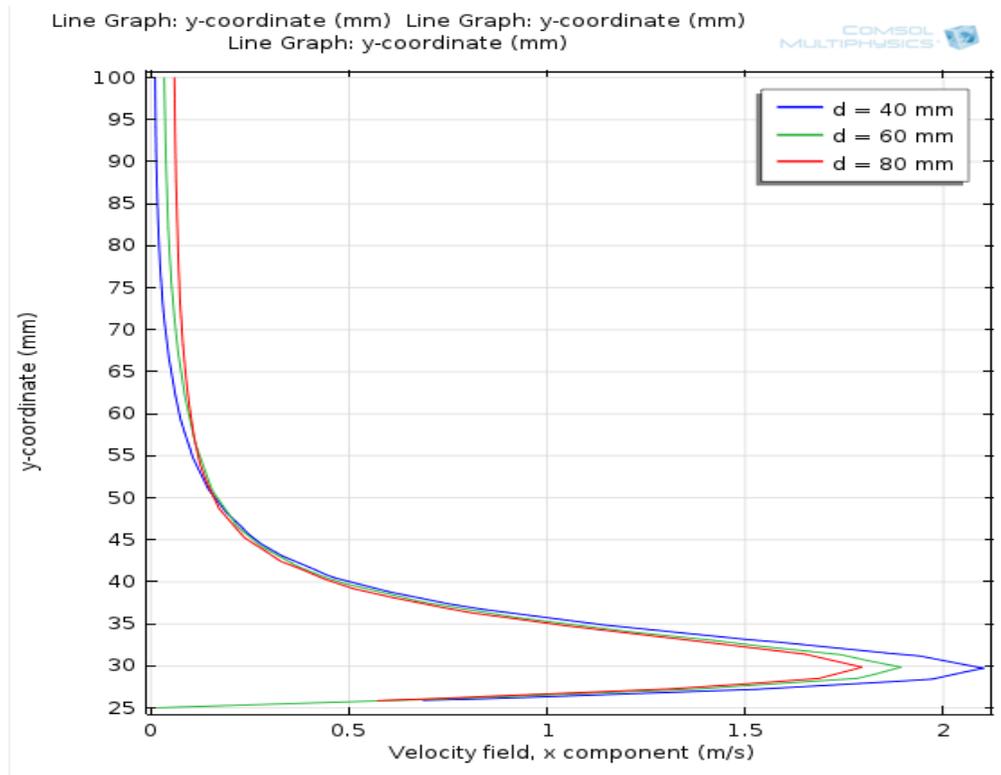


Figure (4.9) : Profils de vitesse horizontale pour différentes distances (Numérique).

La Figure (4.9) représente les profils de vitesse tracés pour différentes distances inter-électrodes à 10 mm en aval de la cathode. Les résultats obtenus par COMSOL sont conformes à ceux obtenus expérimentalement. Pour les distances 40, 60 et 80 mm nous avons respectivement les vitesses maximales suivantes : 2.1 m/s, 1.9 m/s, et 1.8 m/s.

En effet, si d augmente alors les lignes de champ 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 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.

Cette étude permet de déterminer la meilleure distribution et le nombre exact d'électrodes à placer le long de la surface de la plaque.

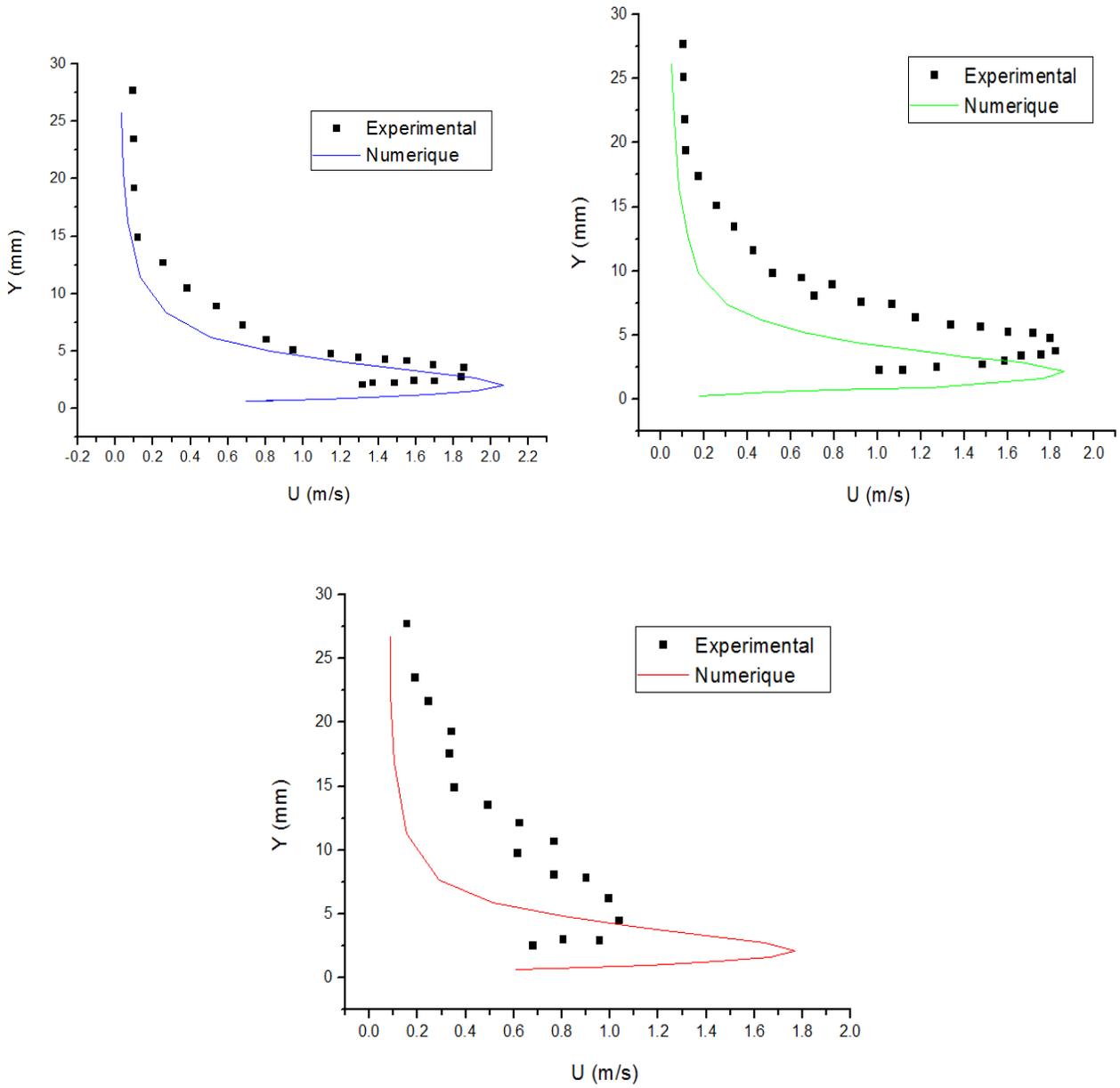


Figure (4.10) : Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour les trois distances.

❖ *Influence de la polarité*

Après avoir vu l'influence du diamètre des électrodes, la distance inter-électrodes, nous allons maintenant voir l'influence de la polarité des électrodes sur la formation du vent ionique, la plaque est toujours en PMMA avec une distance inter-électrodes de 40 mm, et les diamètres des électrodes sont respectivement $\varnothing_+ = 0,4$ mm et $\varnothing_- = 2$ mm.

Dans un premier cas (Sens 1), nous considérons toujours l'anode et la cathode comme respectivement la petite et la grosse électrode (Figure (4.11.a)). Puis dans un second cas, l'anode et la cathode deviennent respectivement la grosse et la petite électrode (Figure (4.11.b)).



Figure (4.11) : Représentation schématique pour l'étude de la polarité [10].

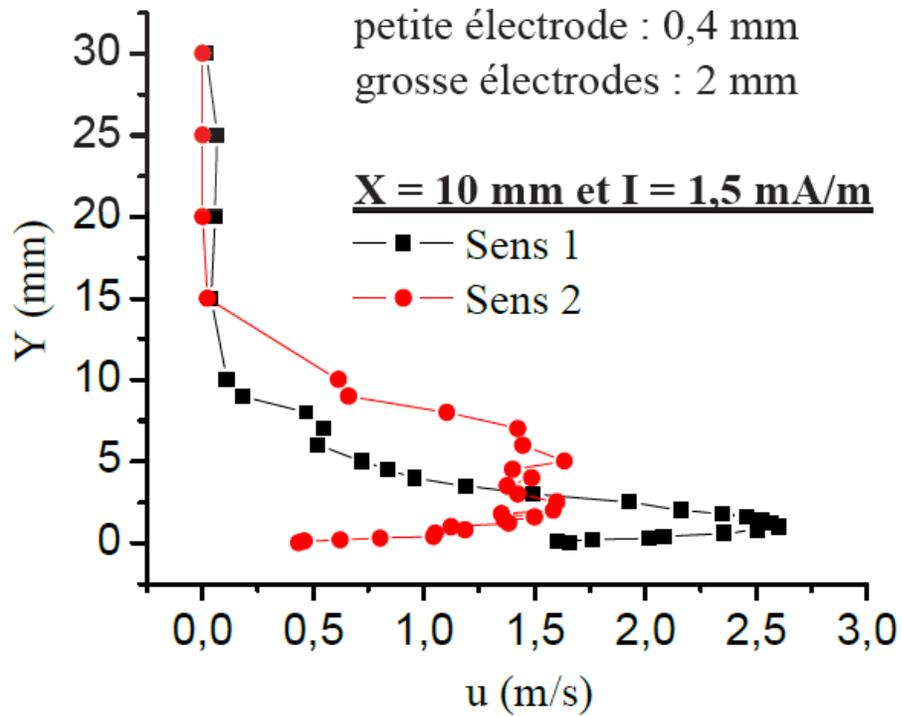


Figure (4.12) : Profils de vitesse horizontale pour les deux sens (Experimentale) [10].

L'expérience menée par l'équipe de **Moreau** a montré que 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), ainsi que le vent ionique est plus proche de la paroi dans ce sens. La Figure (4.12) illustre les profils de vitesse tracés à 10 mm en aval de la cathode pour les deux sens.

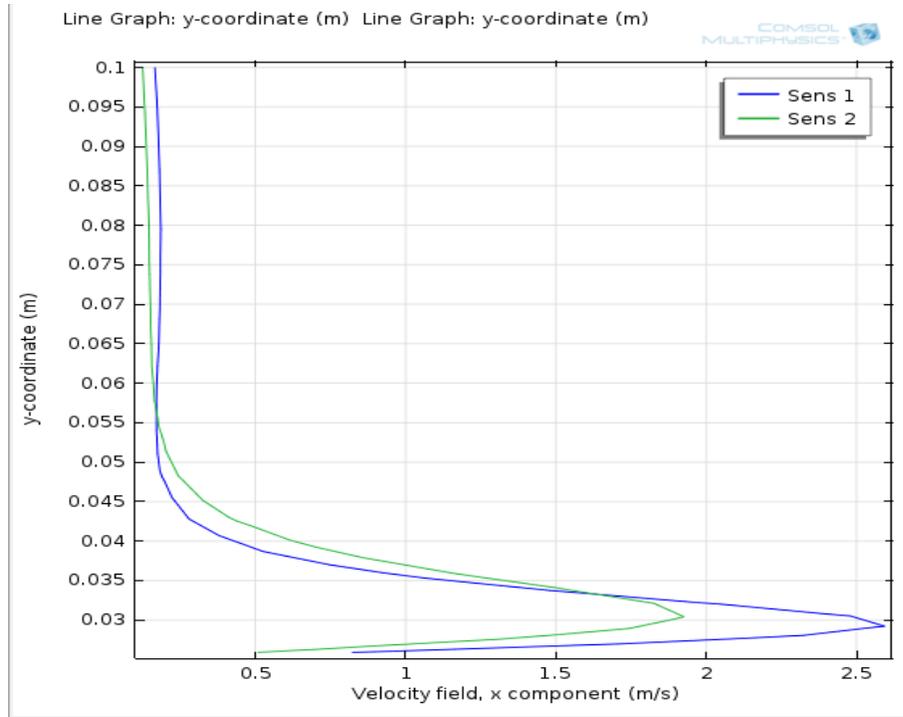


Figure (4.13) : Profils de vitesse horizontale pour les deux sens (Numérique).

La Figure (4.13) représente les profils de vitesse tracé numériquement pour les deux sens, nous remarquons que le maximum de vitesse est atteint lorsque l’anode et la cathode sont respectivement la petite et la grosse électrode (sens 1), et aussi le vent ionique pour ce sens est plus proche de la paroi par rapport au sens 2 .

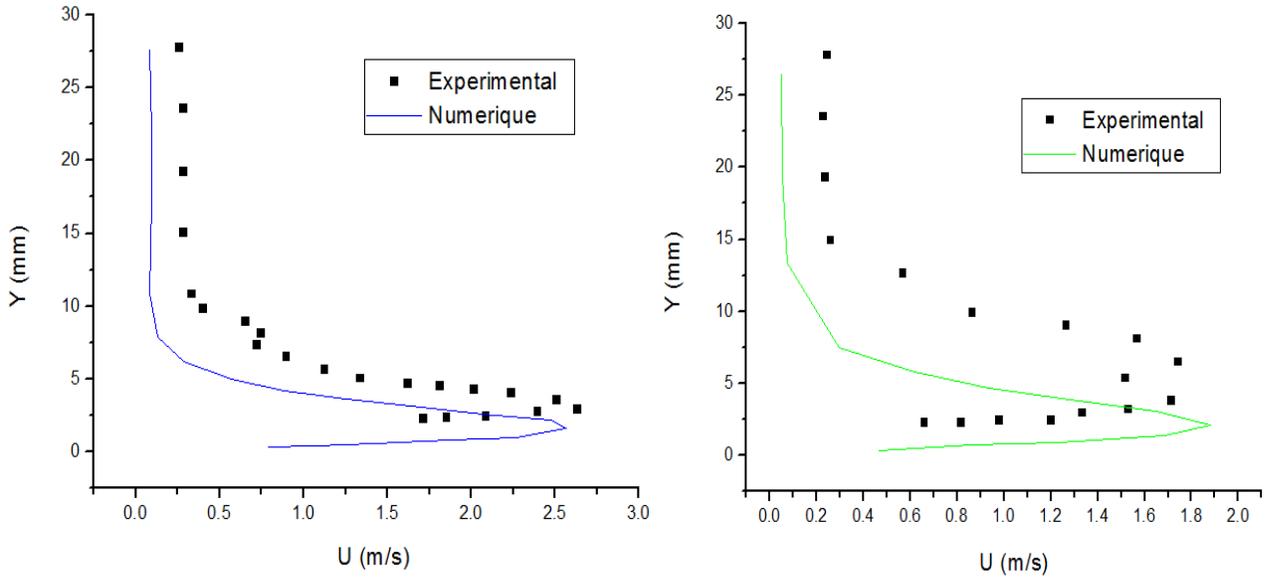


Figure (4.14) : Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour les deux sens.

❖ *Influence du matériau*

Dans cette partie nous allons voir l'influence de la nature du matériau sur la formation du vent ionique, des plaques en PMMA et en PVC ont été analysées, ces deux plaques ont une distance inter-électrode $d = 40$ mm, l'anode et la cathode ont respectivement des diamètres de $\varnothing_+ = 0,8$ mm et $\varnothing_- = 2$ mm. La Figure (4.15) montre les résultats de cette expérience.

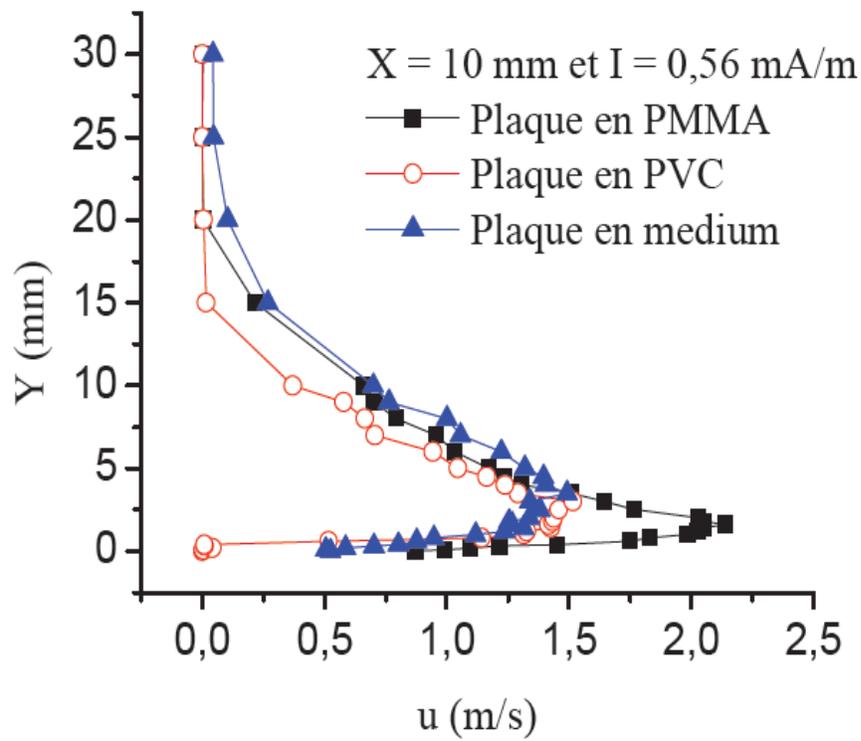


Figure (4.15) : Profils de vitesse horizontale pour différents matériaux (Experimentale) [10].

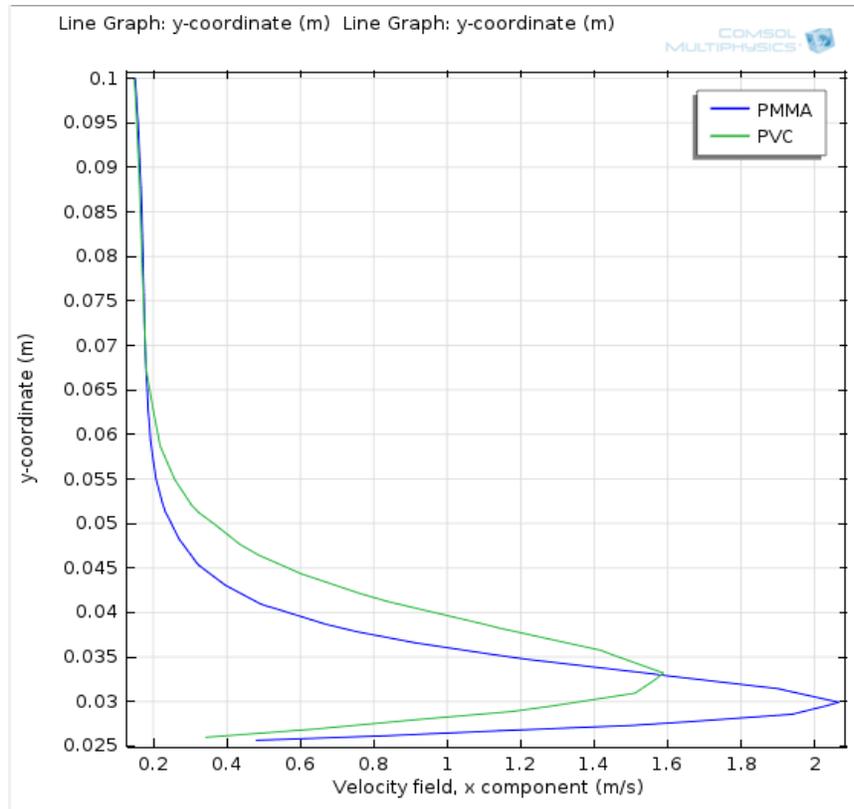


Figure (4.16) : Profils de vitesse horizontale pour différents matériaux (Numérique).

La Figure (4.16) montre les profils de vitesse pour les deux matériaux obtenus numériquement, tracés à 10 mm en aval de la cathode. On remarque que le maximum de vitesse est atteint avec la plaque en PMMA (2,2 m/s), et un profil de vitesse similaire est observé pour le PVC (1,6 m/s).

Sachant que la conductivité électrique du PMMA est plus importante que celle du PVC, on peut dire alors que plus le matériau est conducteur plus la vitesse du vent ionique est importante.

N.B : Le medium n'est pas disponible dans la bibliothèque des matériaux du COMSOL 4.3.

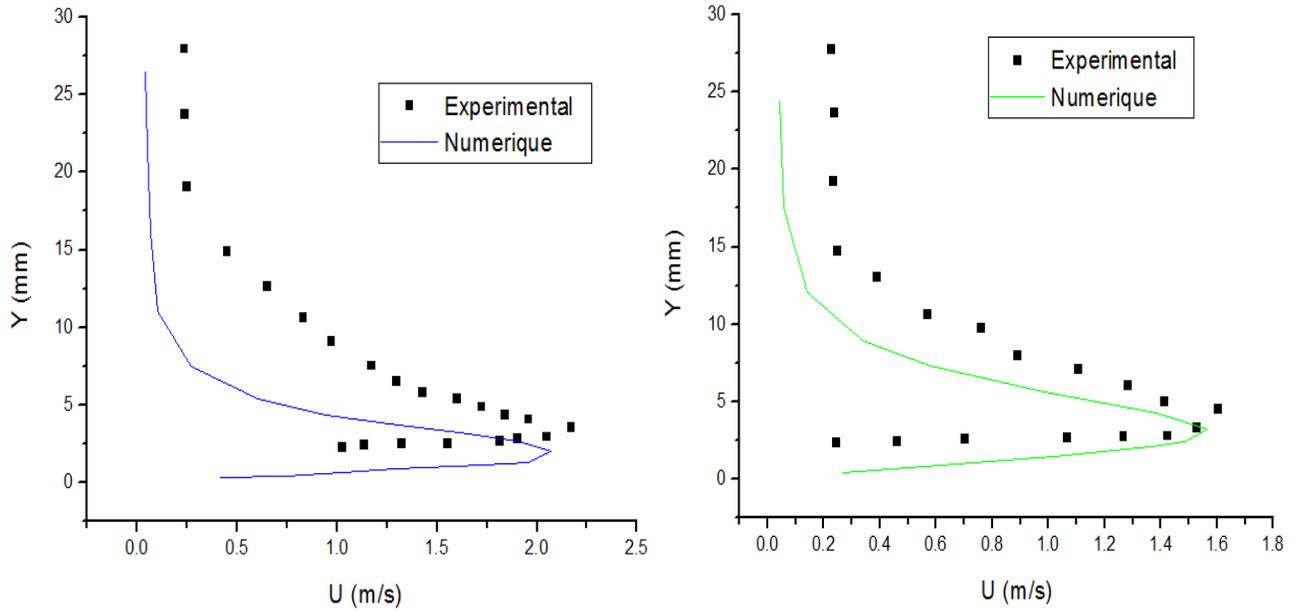


Figure (4.17) : Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques pour les deux matériaux.

Cette étude est très importante surtout dans le domaine aéronautique, car elle permet de choisir le matériau le plus léger qui assure la meilleure formation du vent ionique.

N.B : La comparaison entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux présente un certain écart entre les différentes courbes qui est du aux hypothèses du numérique (stationnaire, fluide incompressible, erreurs de la méthode numérique,...).

❖ *Influence du potentiel électrique*

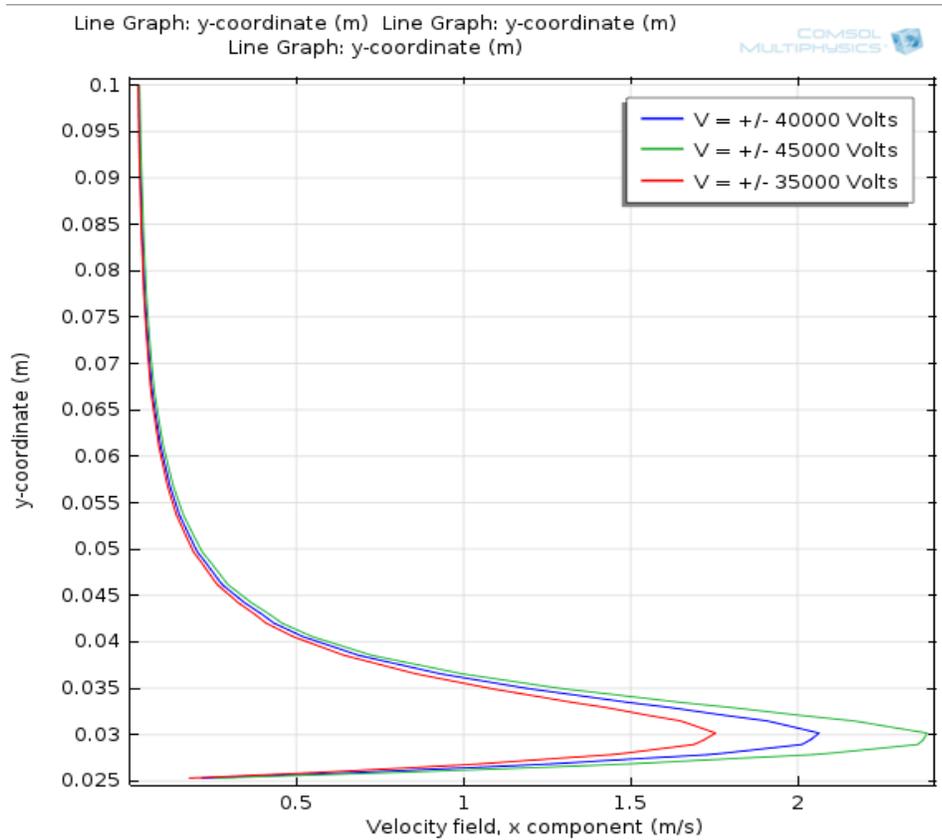


Figure (4.18) : Profils de vitesse horizontale pour différents potentiel électrique.

La Figure (4.18) représente les profils de vitesse pour trois valeurs du potentiel électrique tracés à 10 mm en aval de la cathode. Nous observons que la vitesse du vent ionique induit est directement proportionnel au potentiel électrique. Pour $V = \pm 45000$ v la vitesse atteint le maximum (2.4 m/s).

2.2. Etude de la couche limite sous l'influence d'une décharge DC couronne (Plasma)

Dans cette partie nous allons voir l'influence de la décharge DC couronne sur la couche limite d'un écoulement autour d'une plaque plane. Pour différentes vitesses $U_\infty = 5 \text{ m/s}$, $U_\infty = 10 \text{ m/s}$, $U_\infty = 17 \text{ m/s}$.

❖ Influence de la décharge sur la vitesse d'écoulement au sein de la couche limite

Pour $U_\infty = 5 \text{ m/s}$:

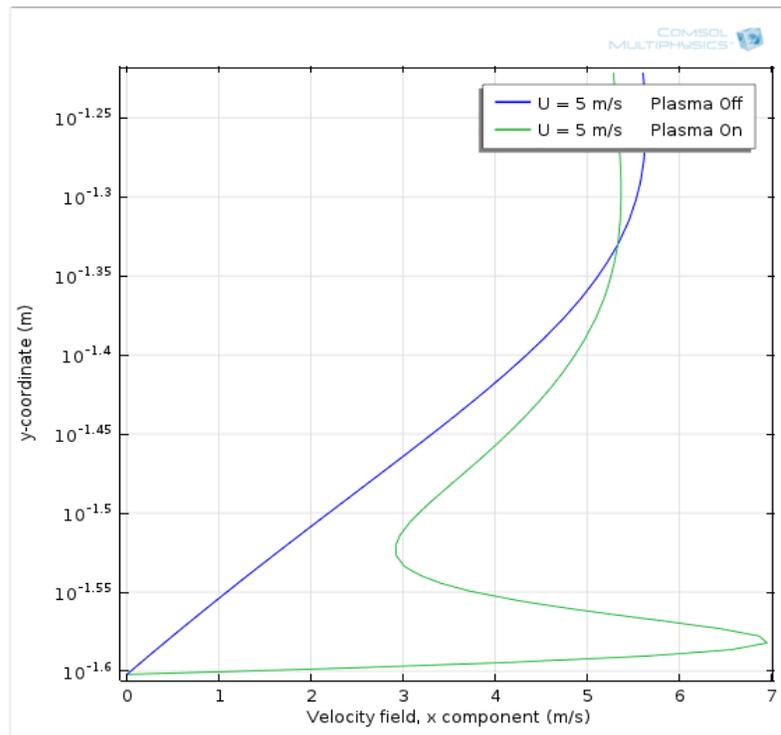


Figure (4.19) : Profils de vitesse locale avec et sans plasma, pour $U_\infty = 5 \text{ m/s}$.

La Figure (4.19) montre les profils de vitesses au sein de la couche limite tracé à 10 mm en aval de la cathode en présence et en absence du plasma pour une vitesse d'écoulement $U = 5 \text{ m/s}$. Nous

remarquons qu'il y'a eu une accélération de l'écoulement au voisinage de la paroi causée par la décharge électrique, cette dernière a fait augmenter la vitesse locale (au sein de la couche limite) pour atteindre une valeur maximal de 7 m/s.

Pour $U_\infty = 10$ m/s et 17 m/s :

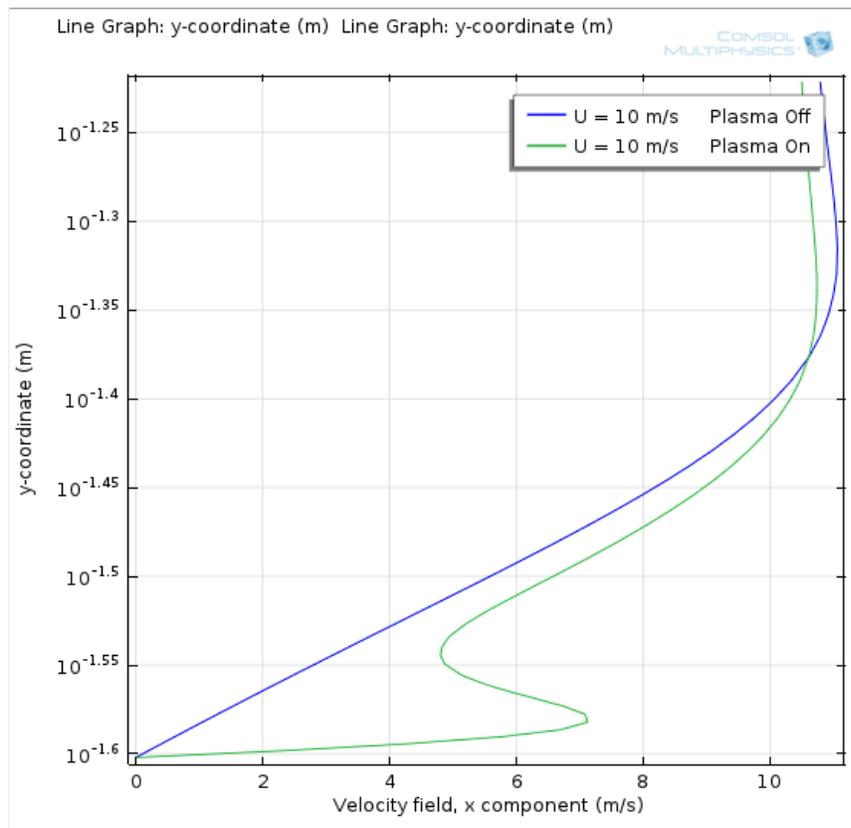


Figure (4.20) : Profils de vitesse locale avec et sans plasma, pour $U_\infty = 10$ m/s.

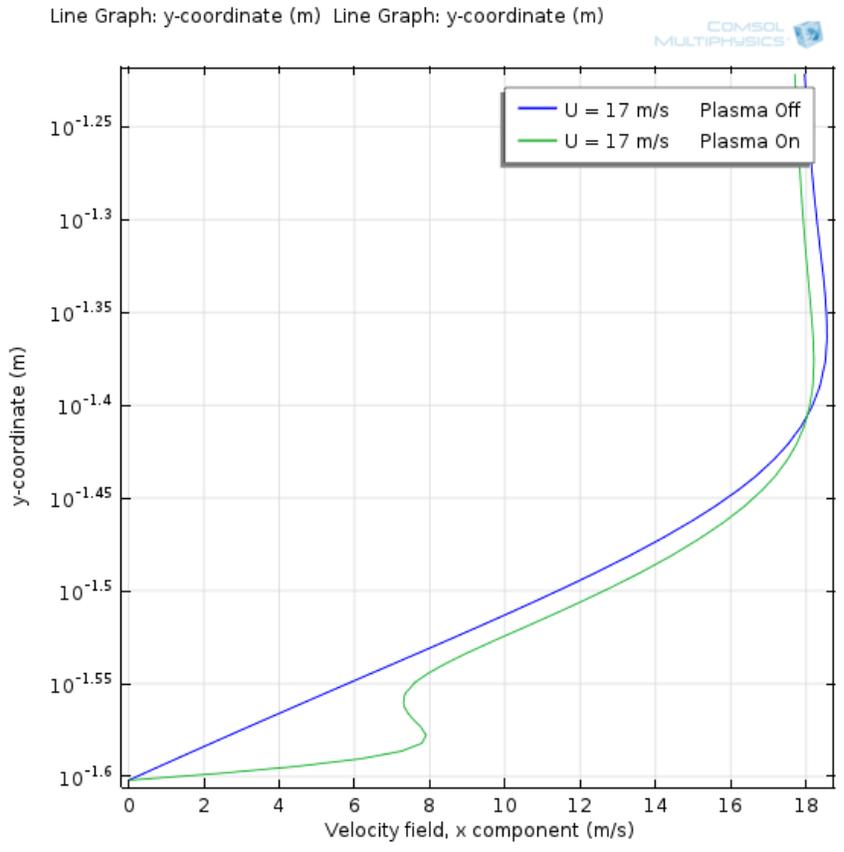


Figure (4.21) : Profils de vitesse locales avec et sans plasma, pour $U_{\infty} = 17$ m/s.

Dans les Figures (4.20) et (4.21), nous remarquons que pour un meme potentiel électrique l'effet du plasma est négligeable, car la vitesse de l'écoulement est relativement grande par rapport a la vitesse du vent ionique.

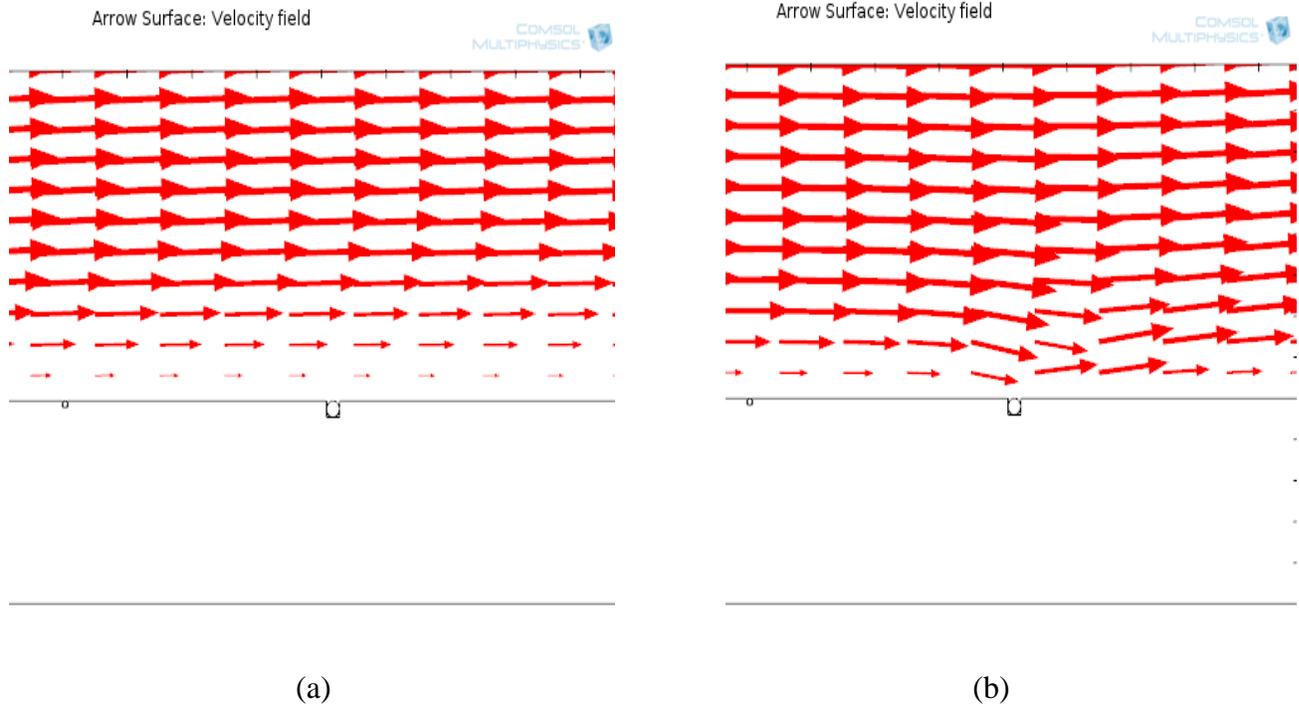
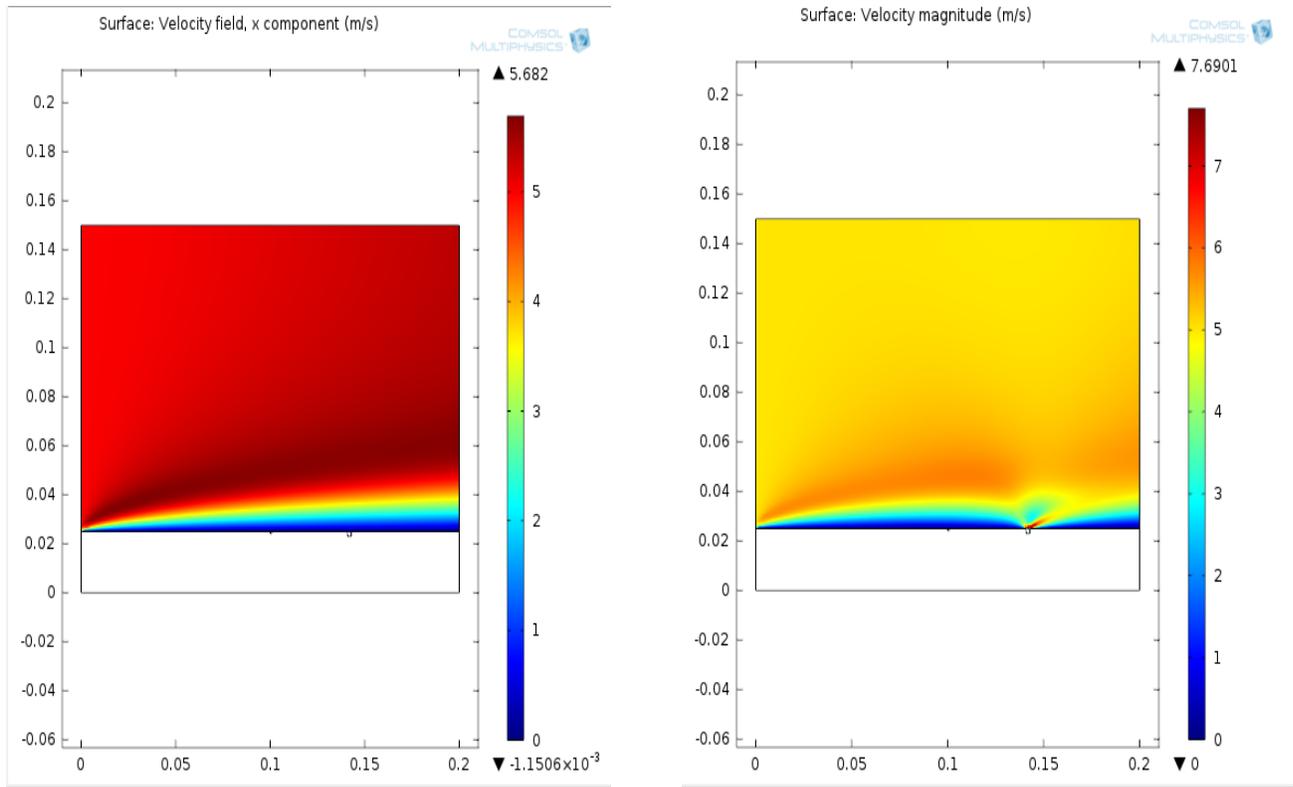


Figure (4.22) : Vecteurs de vitesse au voisinage de la paroi a) sans et b) avec plasma.

La Figure (4.22) représente les vecteurs de vitesse pour $U = 5 \text{ m/s}$ en présence et en absence du plasma, nous observons clairement l'augmentation de la vitesse sous l'effet du plasma au voisinage de la paroi.



(a)

(b)

Figure (4.23) : Couche limite a) sans et b) avec plasma.

La Figure (4.23) représente le champ de vitesse en présence du plasma (Figure (4.23.a)) et en absence du plasma (Figure (4.23.b)), pour une vitesse d'écoulement $U = 5$ m/s, en comparant les deux figures nous remarquons la modification de la couche limite, une augmentation de vitesse et une diminution de l'épaisseur de la couche limite dues à la création du vent ionique.

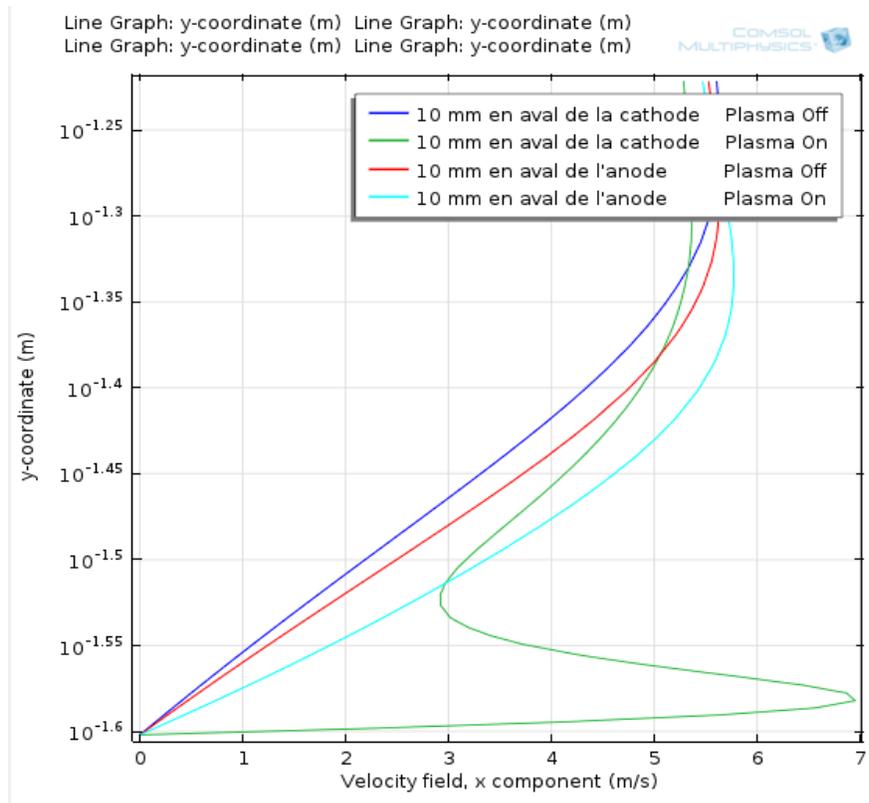


Figure (4.24) : Profils de vitesses locales avec et sans plasma tracés à différentes positions.

La Figure (4.24) représente les profils de vitesse tracés à 10 mm en aval de l’anode et de la cathode, pour une vitesse d’écoulement de 5 m/s, nous remarquons que l’augmentation de la vitesse en aval de l’anode est négligeable par rapport à celle en aval de la cathode, ce qui veut dire que l’effet de la décharge (plasma) n’intervient pas en amont de la cathode.

❖ *Influence de la décharge sur la traînée*

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

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

b : la largeur de la plaque.

ρ : la masse volumique de l'air.

u : la vitesse locale.

U_0 : la vitesse de l'écoulement lointain.

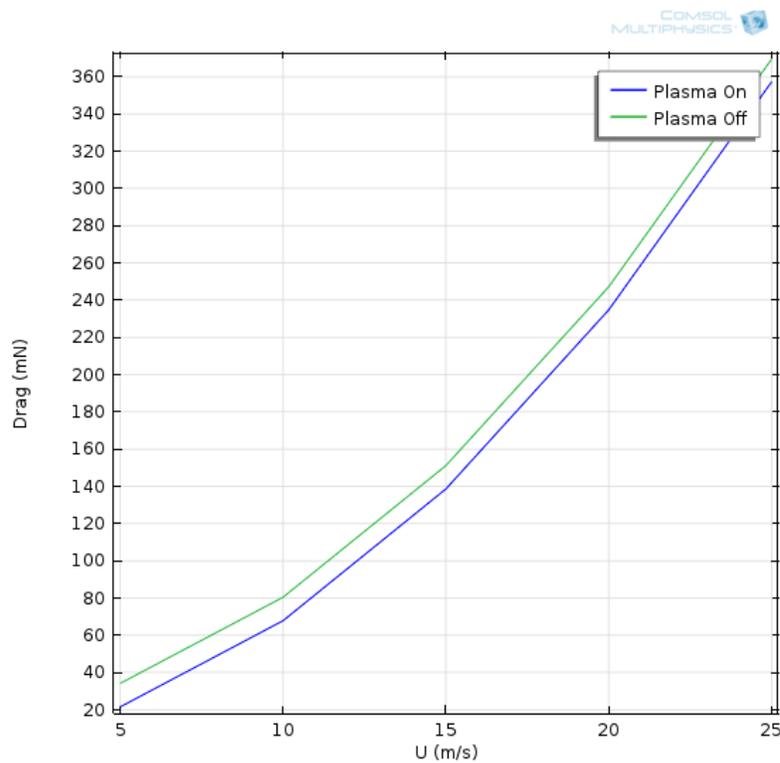


Figure (4.25) : Force de traînée en fonction de la vitesse externe avec et sans plasma.

Avec la formule (4.1) nous avons calculé la force de traînée à $x = 1$ cm derrière la cathode pour des vitesses allant de 10 m/s jusqu'à 25 m/s (Figure (4.25)). nous observons que pour chaque vitesse d'écoulement, la valeur de la traînée est réduite par application de la décharge. Pour une vitesse de 25 m/s elle est réduite de 12% .

❖ *Influence de la décharge sur l'épaisseur de la couche limite*

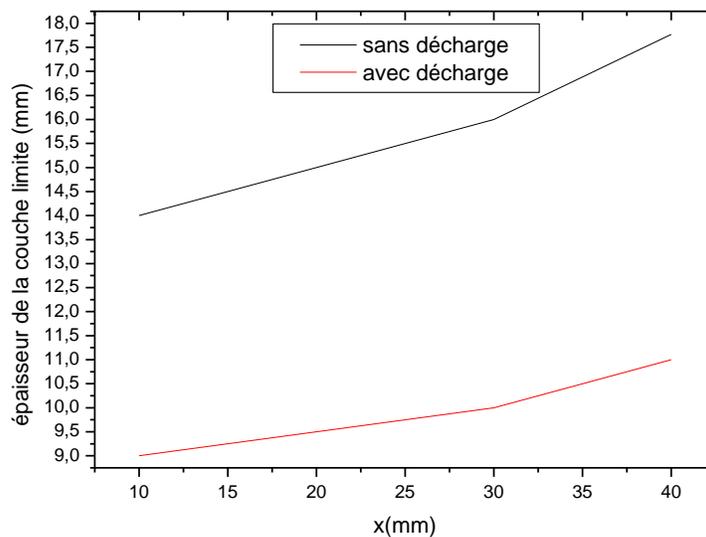


Figure (4.26) : Epaisseur de la couche limite en fonction de (x) avec et sans plasma.

La Figure (4.26) illustre l'épaisseur de la couche limite en fonction de (x) pour $U_0 = 5$ m/s sans et avec décharge électrique. nous avons calculé l'épaisseur de la couche limite à partir de $x = 1$ cm derrière la cathode. Nous observons que l'épaisseur de la couche limite a diminuée après avoir appliqué la décharge électrique.

❖ *Influence de la décharge sur le 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 des formes aérodynamiques simples telles que la plaque plane, le cylindre et le profil symétrique.

a. Plaque plane

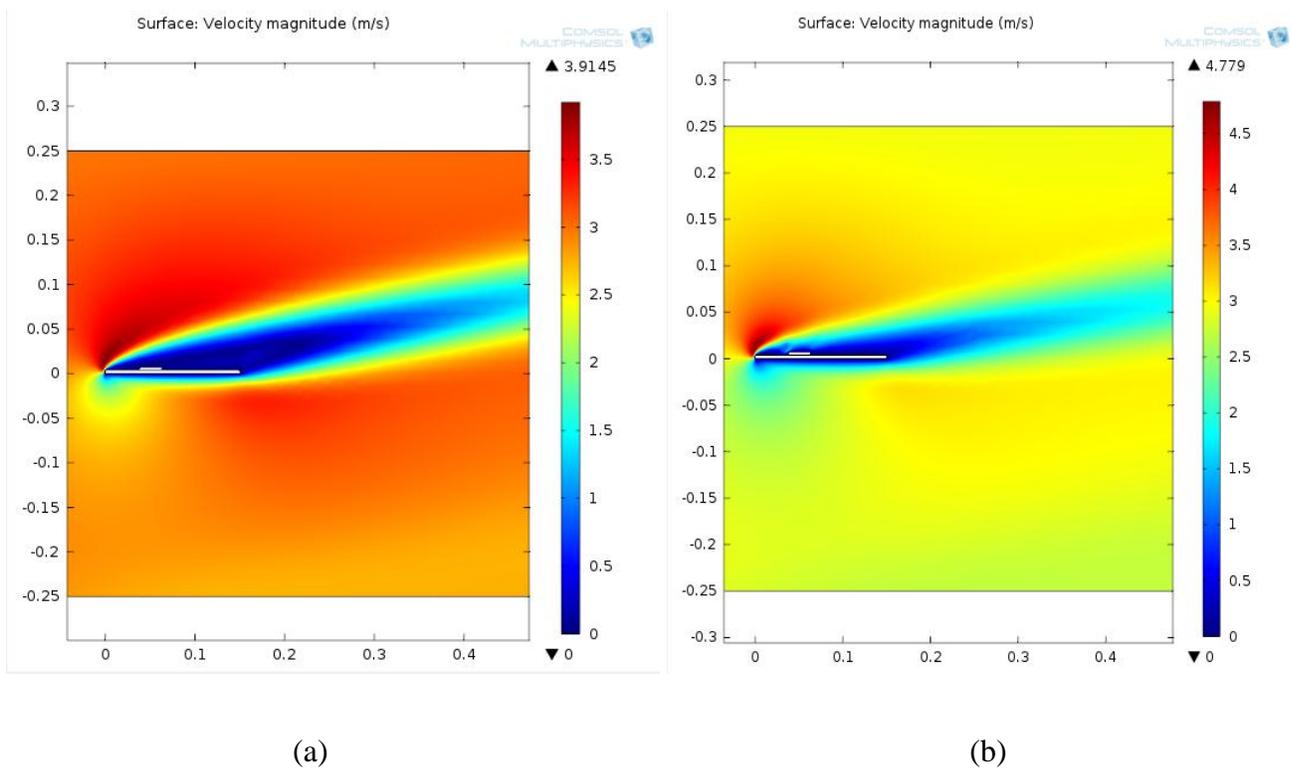


Figure (4.27) : Champ de vitesse autour d'une plaque a) sans et b) avec plasma, pour $U_\infty = 3$ m/s et $\alpha = 20^\circ$.

La Figure (4.27) représente le champ de vitesse en présence et en absence du plasma pour une vitesse d'écoulement de 3 m/s et un angle d'incidence de 20° , nous observons que le fluide se sépare de la paroi, il y a eu donc un décollement de la couche limite (Figure (4.27.a)). Après avoir appliqué une décharge électrique (plasma) au niveau de la surface, nous remarquons le recollement de la couche limite sous l'influence du vent ionique créé par la décharge qui a fait accélérer le fluide au voisinage de la paroi.

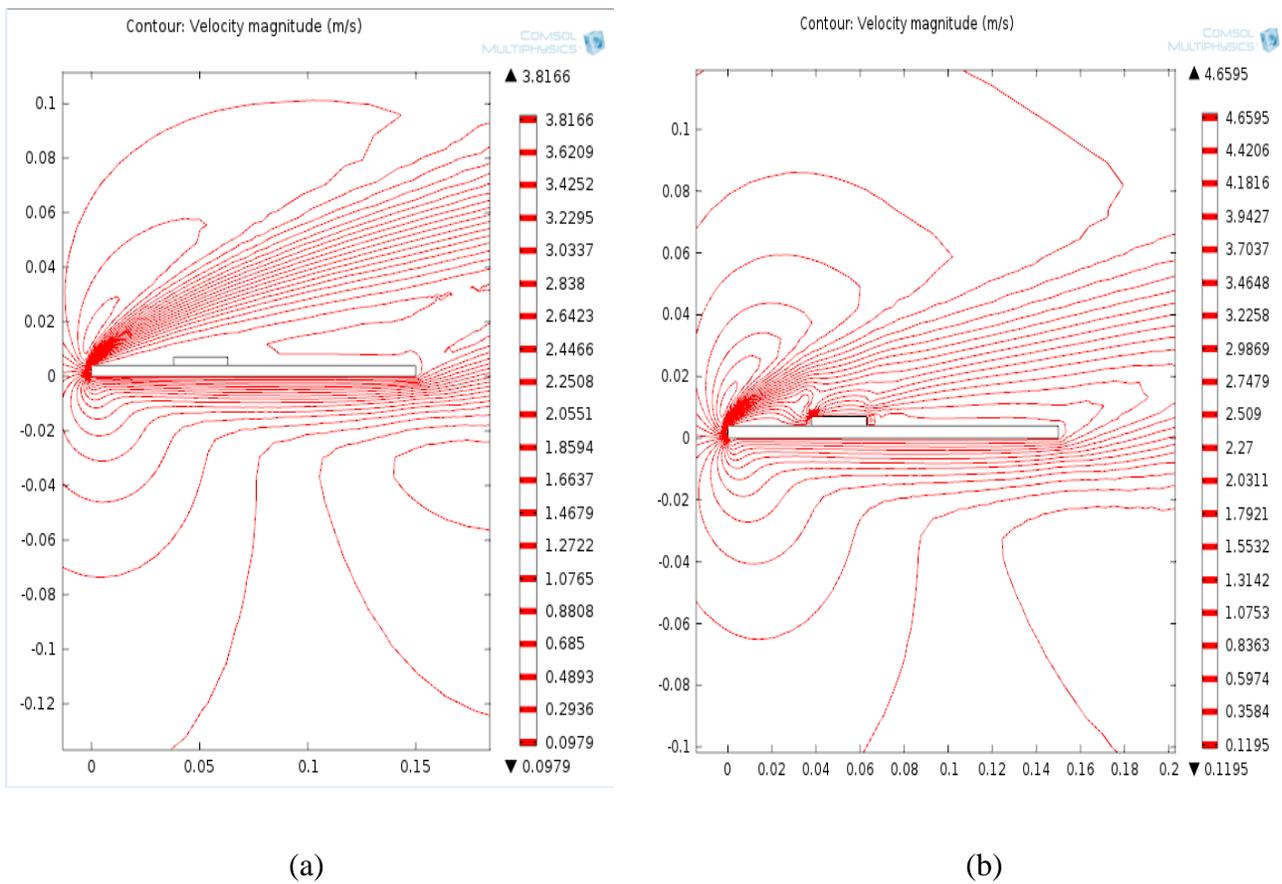


Figure (4.28) : Lignes de courant autour d'une plaque a) sans et b) avec plasma, pour $U_\infty = 3$ m/s et $\alpha = 20^\circ$.

La Figure (4.28) représente les lignes de courant autour de la plaque pour une vitesse d'écoulement de 3 m/s et un angle d'incidence de 20° , nous observons la formation d'une zone de recirculation de l'écoulement en absence du plasma (Voir Figure (4.28.a)), résultat de décollement de la couche limite, une fois les actionneurs plasma sont activés nous remarquons la disparition de la zone de recirculation suite au recollement de la couche limite, cela va entraîner une diminution de la nuisance sonore.

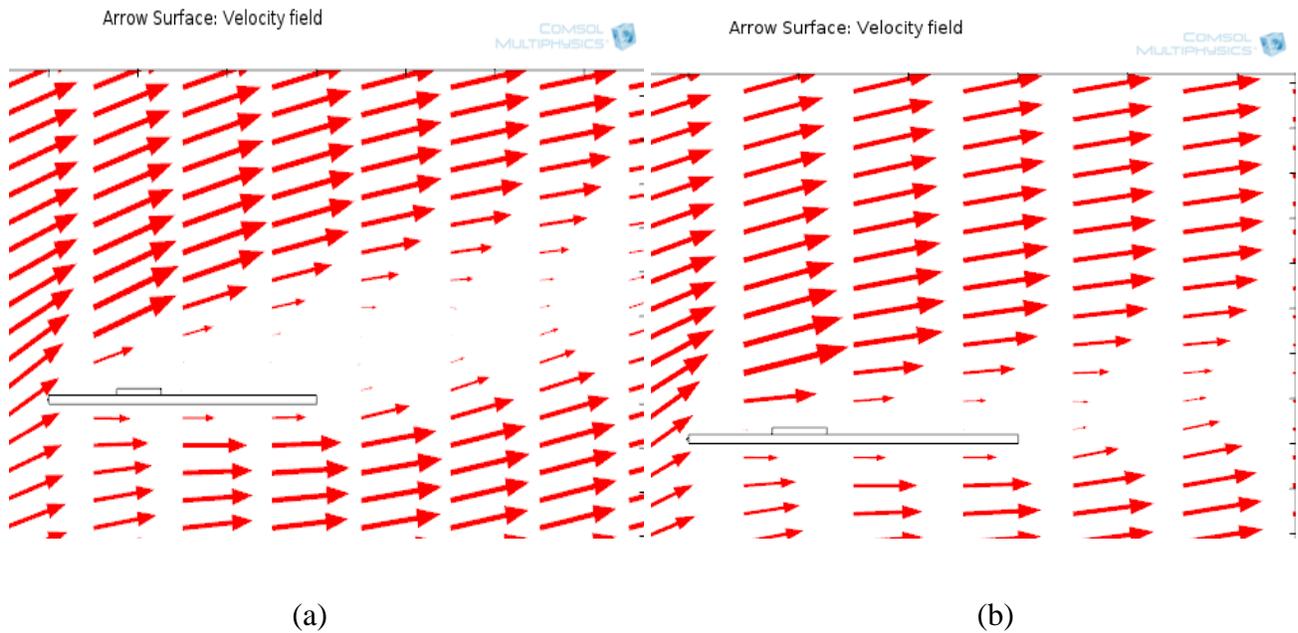


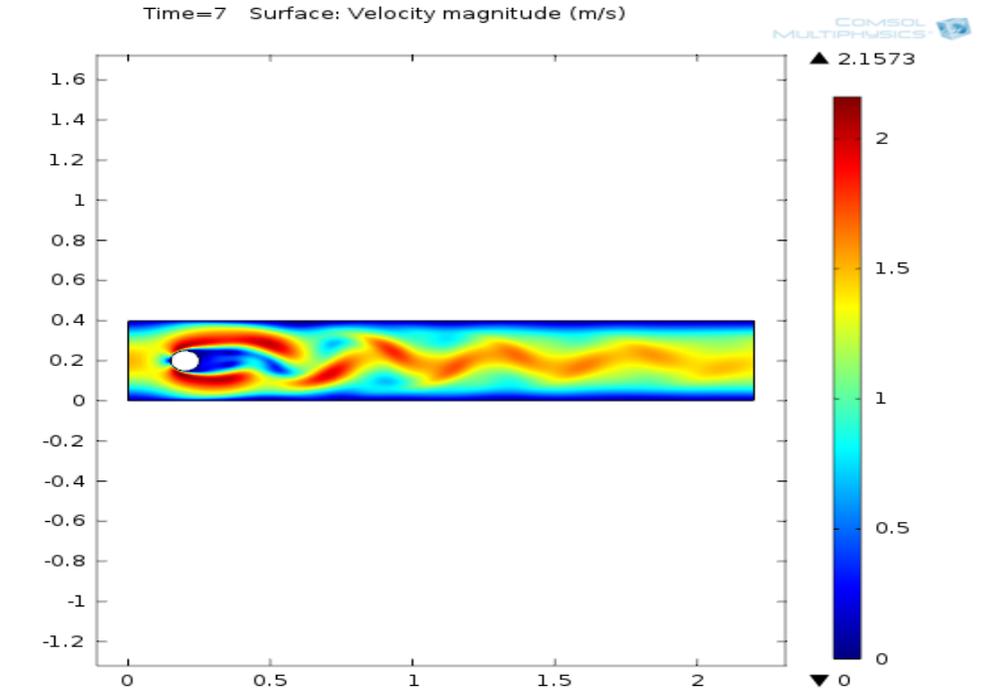
Figure (4.29) : Vecteurs de vitesse autour d'une plaque a) sans et b) avec plasma, pour $U_\infty = 3$ m/s et $\alpha = 20^\circ$.

La Figure (4.29) représente les vecteurs vitesses autour de la plaque, nous remarquons qu'en absence du plasma les vecteurs vitesses sont presque nuls au voisinage de la paroi du au décollement de la couche limite (Figure (4.29.a)), en présence du plasma les vecteurs vitesses deviennent plus proche de la paroi et ayant un module plus important (Figure (4.29.b)). Cette augmentation de vitesse au niveau de l'extrados va engendrer une augmentation de la portance.

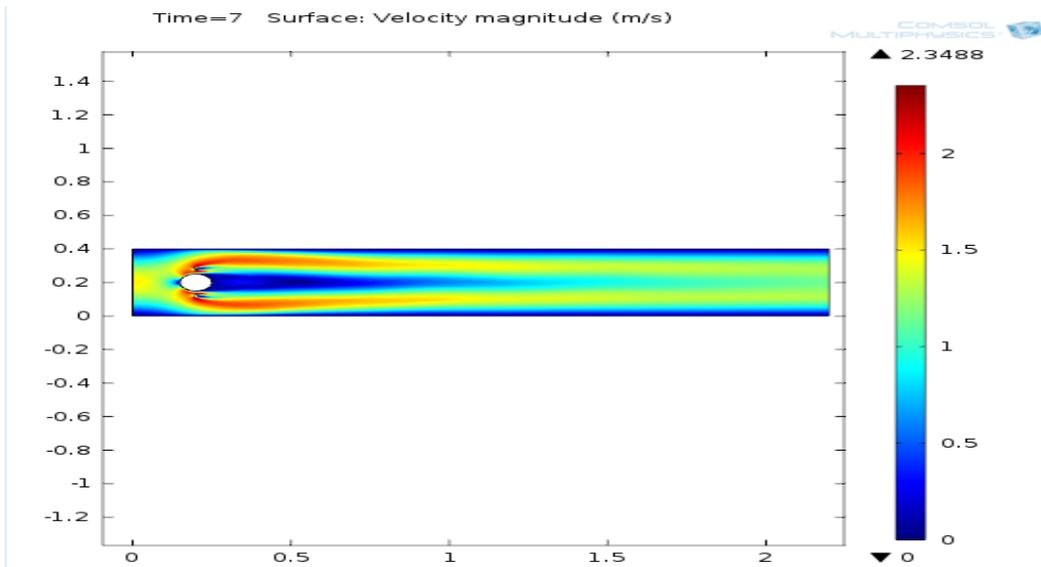
b. Cylindre

La Figure (4.30) représente le champ vitesse d'un écoulement autour d'un cylindre avec $Re = 100$, nous remarquons la formation des tourbillons de **Vonkarmen** (Figure (4.30.a)), dans la Figure (4.30.b) nous observons la disparition des tourbillons sous l'effet du plasma.

La Figure (4.31) représente les lignes de courant d'un écoulement autour d'un cylindre en absence et en présence du plasma. Nous observons une diminution de la zone de recirculation sous l'action du plasma, cela est du au gradient du potentiel électrique qui agit directement sur le gradient de pression dans la couche limite.

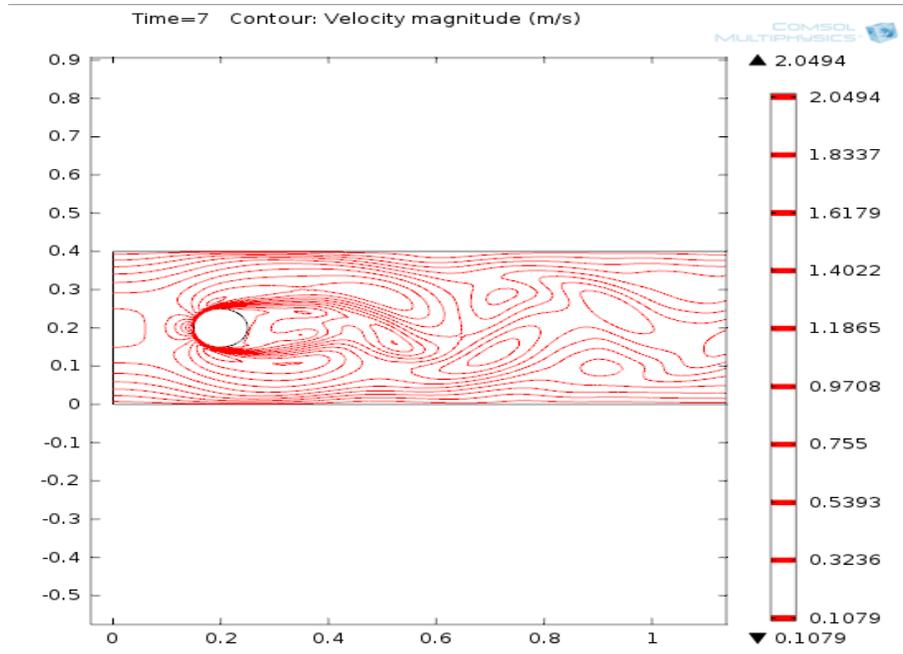


(a)

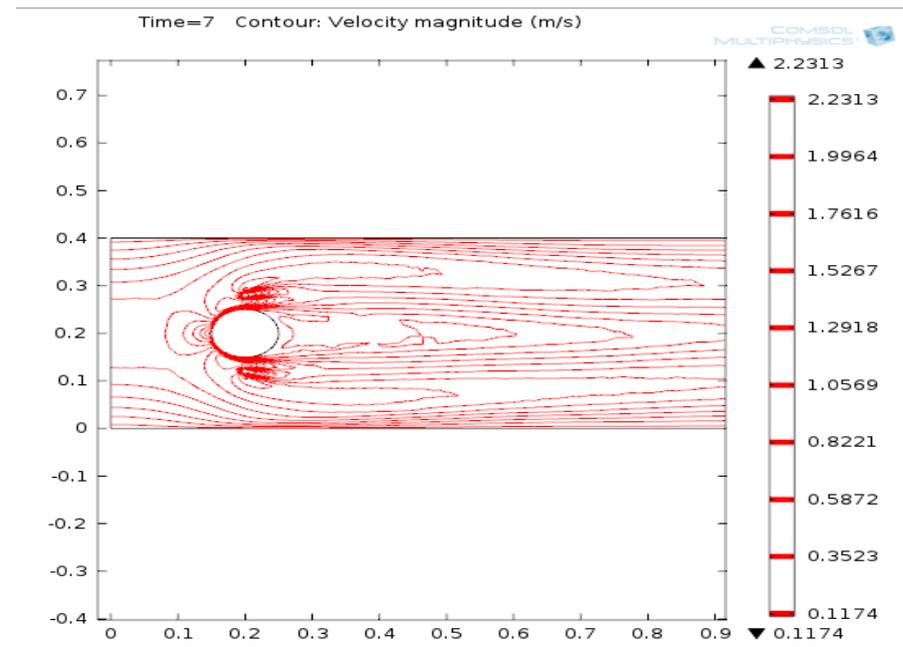


(b)

Figure (4.30) : Champ de vitesse autour d'un cylindre a) sans et b) avec plasma.



(a)



(b)

Figure (4.31) : Lignes de courant autour d'un cylindre a) sans et b) avec plasma.

c. Profil symétrique

Après avoir étudié l'écoulement autour de la plaque et du cylindre, nous allons maintenant étudier le cas d'un profil symétrique. Pour cela nous avons choisi le profil NACA0015 avec une corde de 1 m placé dans un écoulement d'air de 5 m/s à une incidence de 15°.

Après plusieurs essais nous sommes arrivés à la configuration de la Figure (4.32).

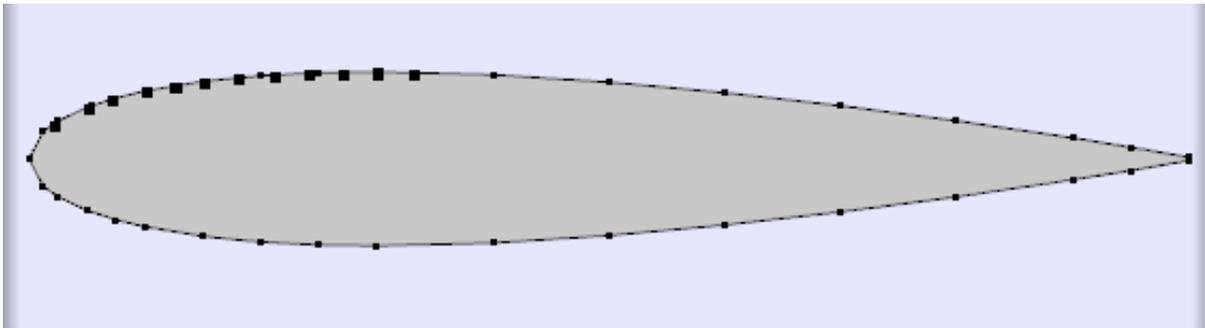


Figure (4.32) : Modélisation du profil NACA0015 sur COMSOL.

Six actionneurs plasma (anode-cathode) sont placés sur l'extrados du profil alimentés par une haute tension.

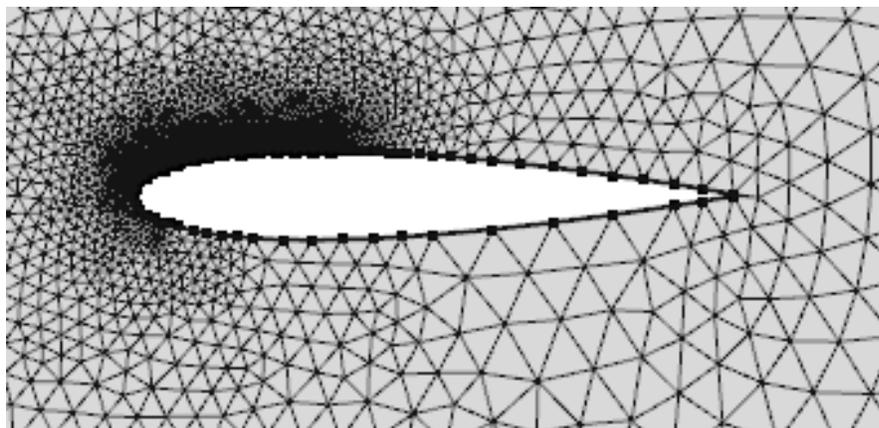


Figure (4.33) : Maillage du profil NACA0015 sur COMSOL.

La Figure (4.33) montre le maillage du profil NACA0015 sur COMSOL, c'est un maillage non structuré d'une qualité satisfaisante.

Les mêmes conditions limites précédents ont été utilisées.

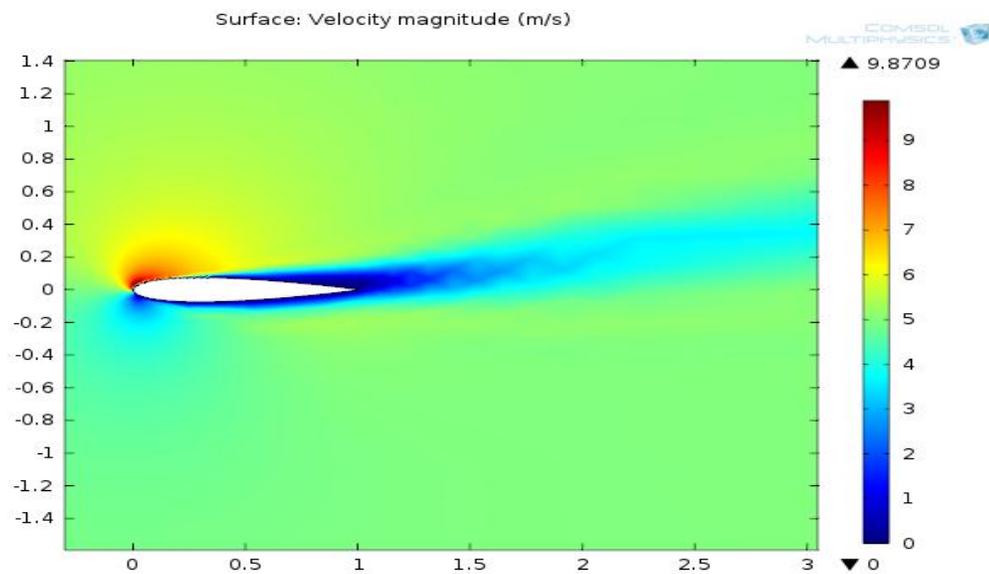
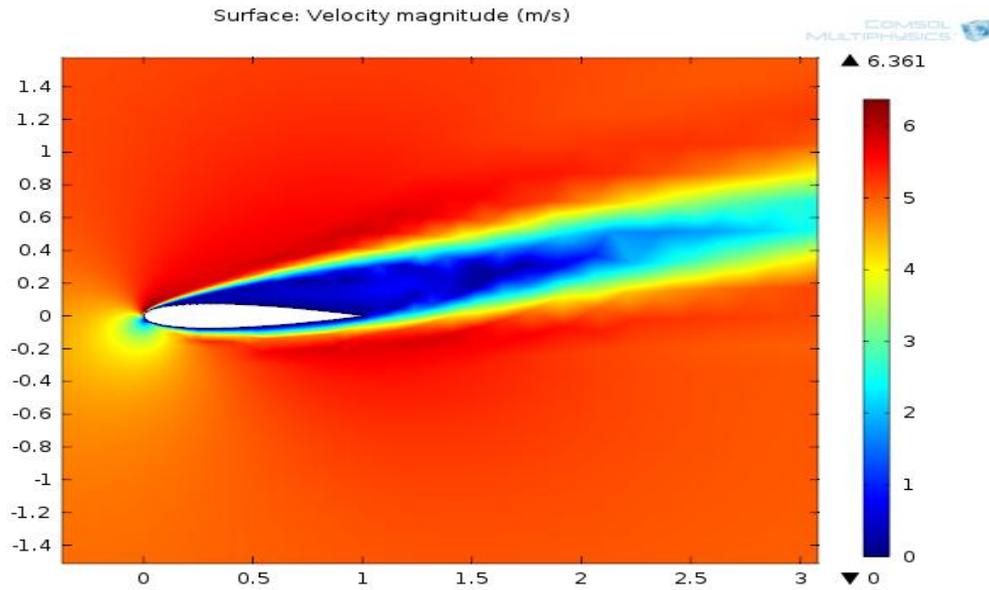
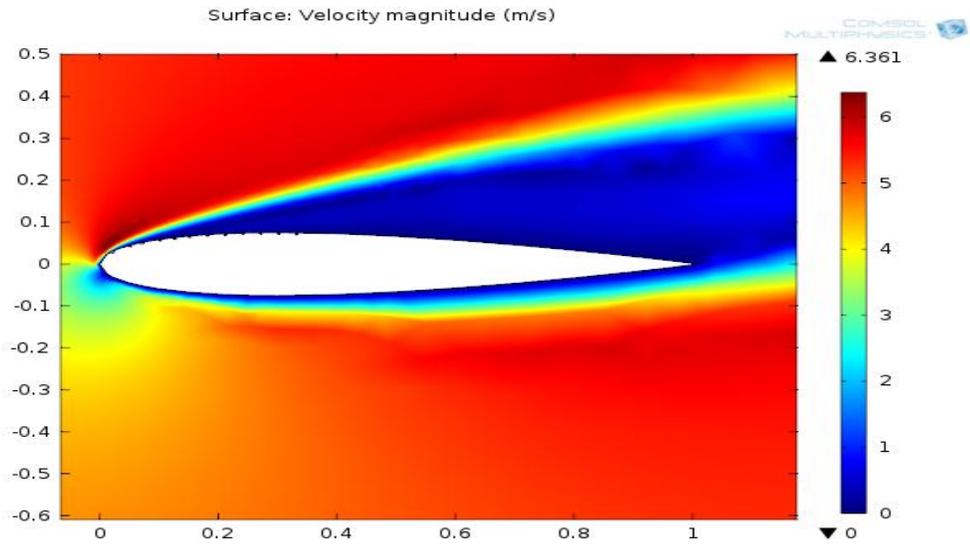


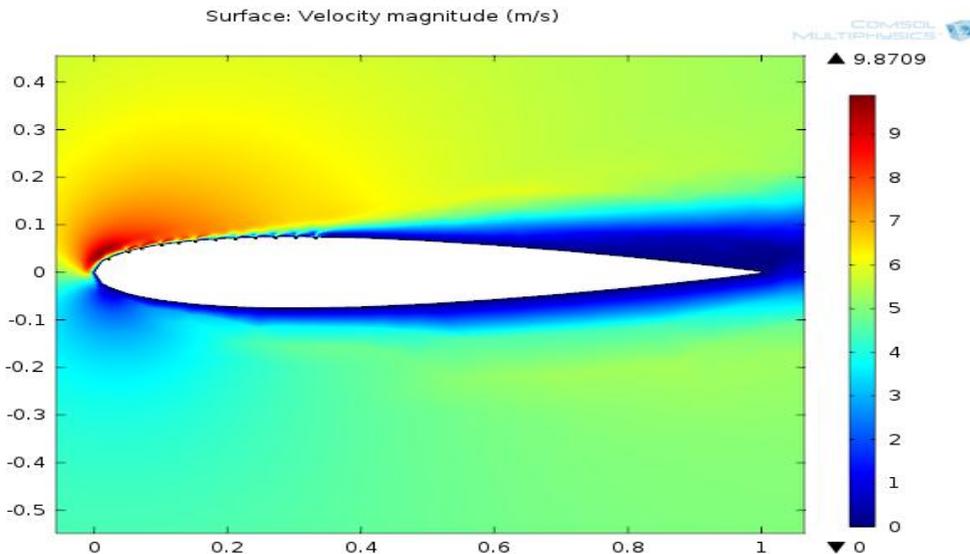
Figure (4.34) : Champ de vitesse autour du profil NACA0015 a) sans et b) avec plasma, pour

$$U_{\infty} = 5 \text{ m/s et } \alpha = 15^{\circ}.$$

La Figure (4.34) représente le champ de vitesse en présence et en absence du plasma pour une vitesse d'écoulement de 5 m/s et un angle d'incidence de 15°, nous observons le recollement de la couche limite dû à la présence du plasma.



(a)



(b)

Figure (4.35) : Champ de vitesse autour du profil NACA0015 a) sans et b) avec plasma, pour

$$U_{\infty} = 5 \text{ m/s et } \alpha = 15^{\circ} \text{ (vue plus proche).}$$

Une vue plus proche est illustrée dans la Figure (4.35), le recollement de la couche limite est plus claire dans cette figure, nous pouvons voir le vent électrique créé par la décharge qui a fait accélérer le fluide au voisinage de la surface.

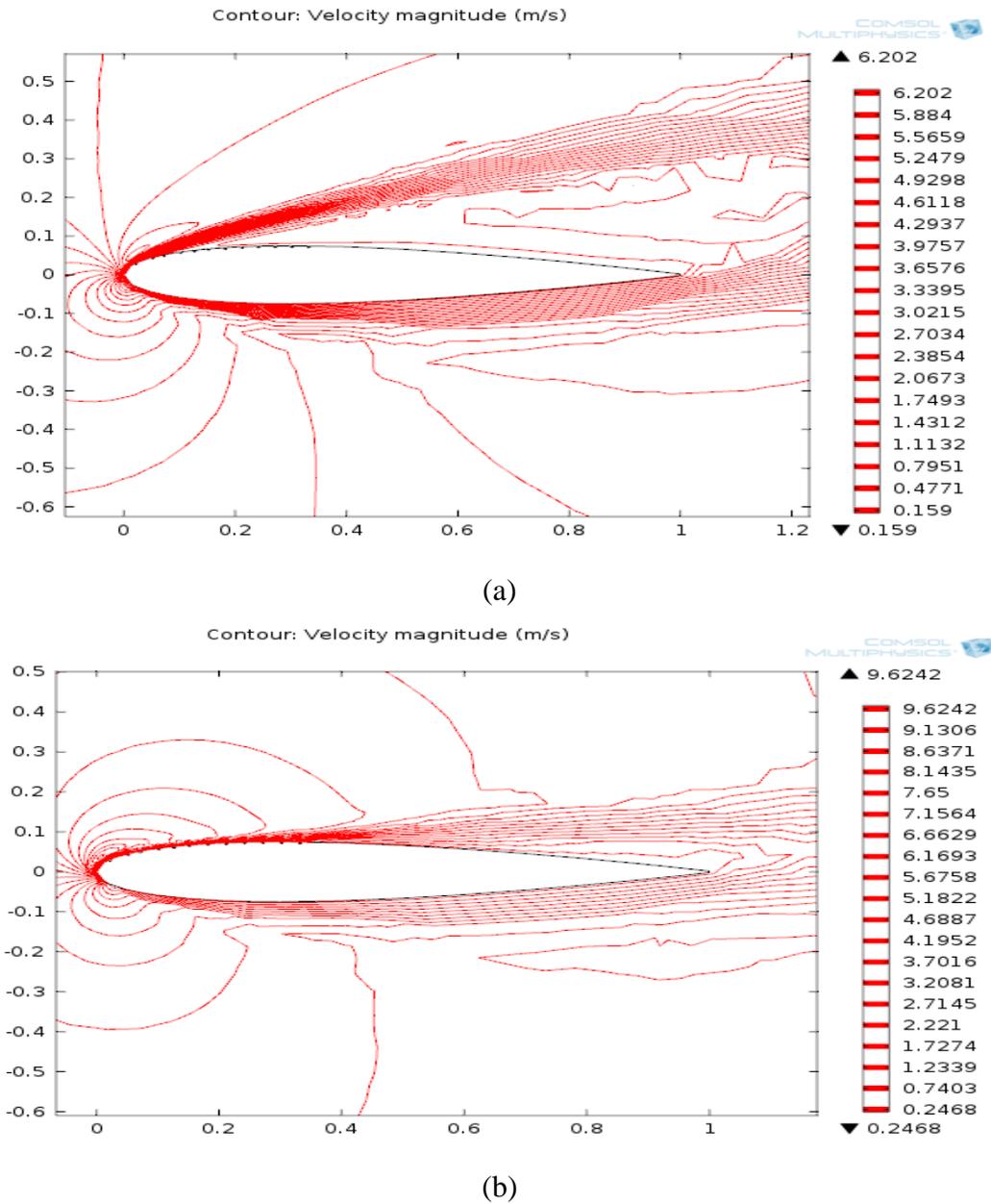


Figure (4.36) : Lignes de courant autour du profil NACA0015 a) sans et b) avec plasma, pour

$$U_\infty = 5 \text{ m/s et } \alpha = 15^\circ.$$

La Figure (4.36) représente les lignes de courant autour du profil NACA0015 pour une vitesse d'écoulement de 5 m/s et un angle d'incidence de 15° , nous observons une zone de recirculation de l'écoulement en absence du plasma (Voir Figure (4.28.a)), résultat de décollement de la couche limite, une fois les actionneurs plasma sont activés nous remarquons la disparition cette zone de recirculation suite au recollement de la couche limite, ce qui va aussi diminuer la nuisance sonore.

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de ce travail était de faire une approche numérique sur l'influence des actionneurs plasma sur le contrôle d'écoulement, et observer les modifications apportées par ces derniers sur la couche limite. Pour aboutir à des résultants nous avons utilisé un code de calcul (COMSOL) qui permet le couplage entre les équations de la mécanique des fluides et les équations de **Maxwell** (électrique), ces équations ont été appliquées à des modèle simple et à 2 dimensions tels que la plaque plane, le cylindre et le profil symétrique.

Les résultats de cette étude ont montré que :

- La vitesse du vent ionique créé par les actionneurs plasma dépend de la dissymétrie des diamètres des électrodes, la distance inter-électrode, la polarité et la nature de matériau.
- La décharge électrique a eu l'effet sur l'augmentation de la vitesse locale, la diminution de l'épaisseur de la couche limite ainsi que la réduction de la trainée.
- D'autre part la décharge électrique a permet le contrôle de décollement de la couche limite ainsi que le retardement de la transition laminaire-turbulent et le déplacement du point de séparation de l'écoulement (pour la plaque plane et le profil symétrique) et la diminution de la zone de recirculation (pour le cylindre).

Les résultats numériques obtenus sont conformes à ceux de l'expérience menée par l'équipe de **Moreau** [10] ce qui démontre la fiabilité de modèle et la précision de la méthode utilisée.

A travers cette étude nous avons pu modéliser un phénomène physique en tenant compte des hypothèses simplificatrices et de déterminer l'influence de chaque paramètre du procédé considéré

Enfin, on peut dire que la recherche pour trouver de nouvelles configurations d'actionneurs est poursuivie pour contrôler l'écoulement autour du profil et aussi l'aile complète.

Notations et Symboles

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^- :	Electron
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
$U_{ij} :$	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
$\tau_i :$	Le taux d'ionisation
$\rho :$	La masse volumique du fluide [kg/m ³]
$\rho_c :$	La densité volumique de charge électrique [C/m ³]
$\rho_{free} :$	La densité de charge électrique libre
$\Phi_i :$	Le potentiel électrique [V]
$\Phi_x :$	La dérivé du potentiel électrique par rapport à x
$\mu :$	La viscosité dynamique du fluide [Pa.s]

Bibliographie

- [1] 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.
- [2] Schlichting H., *Boundary-Layer Theory*. 6 ed. 1968: McGraw-Hill.
- [3] Cossu C., *Retarder la transition vers la turbulence*, in *Mécanique des fluides*. 2007, Techniques de l'Ingénieur.
- [4] Gosse J., *Mécanique des fluides*. 1995, Techniques de l'Ingénieur.
- [5] Lagmich Y., Callegari T., Unfer T., Pitchford L.C., and Boeuf J.P. *Modeling of Surface Dielectric Barrier Discharges for Flow Control: EHD Force and Scaling Laws*. in *International Symposium on Electrohydrodynamics*. 2006. Buenos Aires.
- [6] Lagmich Y., Callegari T., Unfer T., Pitchford L.C., and Boeuf J.P., *Electrohydrodynamic force and scaling laws in surface dielectric barrier discharges*. *Applied Physics Letters*, 2007. **90**(051502).
- [7] Gad-El-Hak M., *Flow Control: Passive, Active, and Reactive Flow Management*. 2000: Cambridge University Press.
- [8] Parisi L, 1999, “Étude d’un procédé de traitement d’air chargé en composé organiques volatiles par décharge moyenne avec barrière diélectrique : mécanisme de mise en oeuvre et recherche d’optimisation”, Thèse Univ. Paris VI.
- [9] Goldman M et Sigmond RS, 1982, “Corona insulation”, *IEEE Trans. Elec. Ins.*, EI. 12/2, pp.90 – 105.

- [10] Eric Moreau, Alexandre Labergue., *Etude de décharge électrique dans l'air pour le développement d'actionneurs plasma – Application au contrôle de décollement d'écoulements* 2005.
- [11] 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.
- [12] 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.
- [13] 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.
- [14] 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.
- [15] Moreau E., *Airflow control by non-thermal plasma actuators.* J. Phys. D: Apply. Phys., 2007. **40**: p. 605-636.
- [16] El-Khabiry S. and Colver G.M., *Drag reduction by dc corona discharge along an electrically conductive flat plate for small Reynolds number flow.* Physics of Fluids, 1997. **9**(3): p. 587-599.
- [17] Colver G.M. and El-Khabiry S., *Modeling of DC corona discharge along an electrically conductive flat plate with gas flow.* Industry Applications, IEEE Transactions on, 1999. **35**(2): p. 387-394.
- [18] Roth JR, 1998, “Electrohydrodynamically induced airflow in a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma”, 25th IEEE International conference on plasma science, Raleigh, North Carolina.
- [19] 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
- [20] 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.

- [21] Trichel G.W., *The mechanism of the negative point to plane corona near onset*. Physical Review, 1938. **54**: p. 1078.
- [22] Orlov D.M., Font G.I., and Edelstein D. *Characterization of Discharge Modes of Plasma Actuators*. in *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2008. Reno, Nevada. AIAA 2008-1409.
- [23] Gibalov V.I. and Pietsch G.J., *The development of dielectric barrier discharges in gas gaps and on surfaces*. Journal of Physics D: Applied Physics, 2000. **33**: p. 2618-2636.
- [24] 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.
- [25] 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.
- [26] Likhanskii A.V., Shneider M.N., Macheret S.O., and Miles R.B. *Modelling of interaction between weakly ionized near-surface plasmas and gas flow*. in *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 2006. Reno, Nevada. AIAA paper 2006-1204.
- [27] 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.
- [28] Benard N., Jolibois J., Moreau E., Sosa R., Artana G., and Touchard G., *Aerodynamic plasma actuators: A directional micro-jet device*. Thin Solid Films, 2008. **516**(19): p. 6660-6667.
- [29] Roth J.R., *Aerodynamic Flow Acceleration using Paraelectric and Peristaltic Electrohydrodynamic (EHD) Effects of a One Atmosphere Uniform Glow Discharge Plasma (OAUGDP™)*. Physics of Plasmas, 2003. **10**(5).
- [30] Benard N., Braud P., Pons J., Touchard G., and Moreau E., *Quasi-steady and unsteady actuation by surface non-thermal plasma discharge for control of a turbulent round air jet*. Journal of Turbulence, 2007. **8**(49).

[31] Thomas F.O. *Plasma Actuators for Airframe Noise Control*. in *NIA Workshop on Revolutionary Aircraft for Quiet Communities*. 2007. Hampton, VA.

[32] Memoire Hamidi Narimene Khaoula, Département d'aéronautique USDB, 2011

